

# スリット型共鳴器の低周波数域吸音特性に関する研究

藤本, 卓也  
株式会社四元音響設計事務所

<https://doi.org/10.11501/3110736>

---

出版情報：九州芸術工科大学，1995，博士（芸術工学），課程博士  
バージョン：  
権利関係：

氏名・本籍(国籍) 藤本 卓也 (京都府)  
学位の種類 博士(芸術工学)  
学位記番号 甲第6号  
学位授与の日付 平成8年3月18日  
学位授与の要件 学位規則第4条第1項該当  
学位論文題目 スリット型共鳴器の低周波数域吸音特性に関する研究  
審査委員会 幹事 教授 藤原 恭司  
委員 教授 津村 尚志  
委員 教授 鈴木 俊行

#### 論文内容の要旨

建築音響設計や騒音制御設計においては、音響材料の吸音率データは必要不可欠な基礎資料である。このため、多くの材料の残響室法吸音率が関連書籍などで紹介されてきている。これらのデータは、125～4000Hzの周波数範囲で与えられることが多く、吸音率データを利用する設計現場においても、この範囲内で吸音設計を行うことが一般的であると考えられる。

しかしながら最近では、この範囲外、特に低周波数域において設計が要求されるケースもみられる。例えば、近年苦情が深刻化してきた低周波騒音に対する対策設計がこれに該当する。このような設計現場においては、文献から得ることができない材料の吸音率を、経験により推測しているのが現状といえる。したがって、低周波数域においても定量的な設計を行えるよう、一般建築材料の125Hzより低域の吸音率データを充実させる必要があると考えられる。さらに、対策目的の周波数で高い吸音効果を持つ低周波吸音構造の開発も重要であると考えられる。

そこで本研究では、共鳴周波数を調整することで吸音特性を変化させることができ、比較的自由的な設計・施工が可能であるスリット構造に着目して、その低周波吸音特性についての検討を行うこととした。

スリット構造を無限に連続な一次元周期構造とみなし、矩形周期壁による音波散乱の一解法である“矩形分割法”を用いて吸音特性解析を行った。まず最初に、これまで定量的な吸音特性の予測法が確立していなかった従来型のスリット構造について解析を行うと共に、実測値と計算値の比較を行った。その結果、垂直入射吸音率および斜入射吸音率の数値計算結果は実測値をほぼ予測しており、この手法による吸音率の予測が妥当であることが示された。また、多孔質吸音材料の表面保護剤としてリブを使用する場合に必要な開口率の検討などにも、本手法による数値計算が応用できることが示された。

次いで、スリット構造による低周波数域の吸音の可能性について、数値計算による検討を行った。ここでは、スリットの周期やリブ厚を大きく、あるいは開口率を小さく設計することにより共鳴周波数を低域に移行できることが、定量的な吸音特性の変化として確認

することができた。

また、現実的な施工性を考慮した場合は、トータルのバランスを保ちながら、構造を大きくすることが妥当であると判断された。

ここで、低周波吸音スリット構造のリブが大型化・重量化する問題について、リブの段面形状を一般的な矩形から、板材を組み合わせることで軽量化を計った溝形あるいはH形することにより対処することを提案した。このようなモデルについて吸音特性解析を行い、実測値との比較により計算結果を検証するとともに、リブ形状の変化が吸音特性に及ぼす影響について検討を行った。その結果、人・反射音場側に溝を掘った“U形”リブを用いても、矩形リブの場合とあまり吸音特性に変化が生じないことが、計算値と実測値の整合を伴って示された。また、このようなU形リブの溝入口にグラスウールを挿入した場合には、共鳴型と多孔質型の両方の特徴を兼ねた吸音効果が得られるなど、構造によっては個性的な吸音特性を持つことが示された。

一方、ここまでの解析モデルにおいて、スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材とリブ間の隙間がゼロまたは非常に小さくなった場合、数値計算により得られる吸音特性が非現実的なものとなることがわかった。これは、多孔質材の表面を局部作用が仮定された境界として取り扱うこれまでの手法における一つの限界であると考えられる。この問題を解決するため、多孔質材内部の場およびさらに背後の空気層の場まで考慮したモデルについて解析を行った。このモデルでは、これまで与えていた多孔質材表面の非音響アドミタンスに代わって、多孔質材の伝搬定数および特性インピーダンスが導入されている。数値計算の結果、この新しいモデルを採用することにより、多孔質材とリブ間の隙間がゼロとなった場合にも、吸音特性をほぼ正確に予測できることが示された。

#### 論文審査の結果の要旨

建築音響設計や騒音制御設計においては、音響材料の吸音率データは必要不可欠な基礎資料である。これらのデータは、現在 JIS 化されている吸音率測定法が 125～4000Hz の周波数範囲で与えられていることから、報告されている吸音率資料もこの範囲に限定されていることがほとんどである。

しかし最近では、この周波数範囲外、特に 125Hz より下の低周波数域において吸音設計が要求されるケースが多くあり、低周波数域においても定量的な設計を行えるよう、一般建築材料の 125Hz より低域の吸音率データを充実させる必要がある。さらに、対策目的の周波数で高い吸音効果を持つ低周波吸音構造の開発も重要である。

以上の事実の基に本研究は、共鳴周波数を調節することで吸音特性を変化させることができ、比較的自由的な設計・施工が可能であるスリット構造に着目して、その低周波吸音特性についての検討を行っている。

まず第 1 章では、上記のような吸音材料の吸音率に関する問題点に関して述べ、本研究の問題提起を行っている。

第 2 章では、この研究で利用される解析手法を概説しており、その手法としては構造段

面を矩形の集合体に分割し、それぞれ矩形内音場をモード展開し、音場の連続条件と境界条件により連立させ解析する手法、いわゆる矩形分割法を採用している。この章では分割の方法、境界条件の与え方、連続条件の定式化、及び周期構造前面における散乱音場と吸音率の関係について解説している。

第 3 章では、これまで定量的な吸音特性の予測法が確立していなかった従来型のスリット構造について解析を行うと共に、実測値と計算値の比較を行っている。その結果、垂直入射吸音率および斜入射吸音率の数値計算結果は実測値をほぼ予測しており、この手法による吸音率の予測が妥当であることを示している。

第 4 章では、スリット構造による低周波数域の吸音の可能性について、数値計算による検討を行っている。ここでは、スリットの周期やリブ厚を大きく、あるいは開口率を小さく設計することにより共鳴周波数を低域に移行できることが、定量的な吸音特性の変化として確認されている。また、現実的な施工性を考慮した場合は、トータルのバランスを保ちながら、構造を大きくすることが妥当であると報告している。

第 5 章では、低周波吸音スリット構造のリブが大型化・重量化する問題について、リブの断面形状を一般的な矩形から、板材を組み合わせることで軽量化を計った溝形あるいは H 形とすることにより対処することを提案している。そしてリブ形状の変化が吸音特性に及ぼす影響について検討を行っている。その結果、入・反射音場側に溝を掘った“U 形”リブを用いても、矩形リブの場合とあまり吸音特性に変化が生じないことを示している。また、このような U 形リブの溝入口にグラスウールを挿入した場合には、共鳴型と多孔質型の両方の特徴を兼ねた吸音効果が得られることを示している。

第 6 章では、ここまでの解析モデルにおいて、スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材とリブ間の隙間がゼロまたは非常に小さくなった場合、数値計算により得られる吸音特性が非現実的なものとなることを指摘している。この問題を解決するため、多孔質材内部の場および背後の空気層の場まで考慮したモデルについて解析を行っている。このモデルでは、これまで与えていた多孔質材表面の比音響アドミタンスに代わって、多孔質材の伝搬定数および特性インピーダンスが導入されている。数値計算の結果、この新しいモデルを採用することにより、多孔質材とリブ間の隙間がゼロとなった場合にも、吸音特性をほぼ正確に予測できることを示している。

第 7 章では、本研究の成果のまとめと今後の課題を述べている。

以上、本論文の著者は従来、共鳴周波数のみが定量的に予測出来ていたスリット型吸音構造の吸音率周波数特性を定量的に予測出来る手法の確立を行った。そして特に低周波数域で大きな吸音率を有する比較的軽量の構造を提案した。その成果は音楽ホールなどの室内音響設計を行う建築音響の分野や人間に精神的影響を引き起こしうる低周波騒音を制御する騒音制御分野で寄与するところが多い。

よって本論文は博士学位論文（芸術工学）に値するものであることを認める。

### 最終試験の結果の要旨

本論文に関する概略の説明を受けた後、この論文で利用している波動方程式の解析法の適用限界、実験に利用した測定技術に基づく斜入射吸音率の測定精度問題、本論文で展開された理論に基づく新しい吸音構造体の可能性、等について口頭により試問を行った。何れの試問に対しても明快な解答が得られた。その結果として審査員全員が本論文は博士論文として十分なものであることを認めた。

本論文の公開発表会では 40 数名を超える出席者があり、本論文の公開の後、波動方程式解析における境界条件の与え方に関する問題、吸音構造反射面における散乱波の存在が吸音率に与える影響、低周波数域での急峻な吸音率を平滑化問題、を含め質疑時間を超えて多くの質問が出され、著者の応答により質疑者の納得が得られた。

# 目 次

|                                     |    |
|-------------------------------------|----|
| 第1章 はじめに .....                      | 1  |
| 第2章 周期壁の反射音場理論解析法（矩形分割法） .....      | 3  |
| 2.1 解析の流れ .....                     | 3  |
| 2.2 矩形領域の定式化 .....                  | 4  |
| (1)周期壁による反射音場 .....                 | 4  |
| (2)周期的散乱体の背後空気層 .....               | 6  |
| (3)剛壁に挟まれた空間 .....                  | 8  |
| (4)任意のアドミタンスを持つ境界面の反射場 .....        | 10 |
| 2.3 周期壁による散乱音場と吸音率 .....            | 14 |
| 第3章 スリット構造の吸音特性解析 .....             | 16 |
| 3.1 矩形分割法による解析 .....                | 16 |
| (1)解析モデルと矩形領域の分割 .....              | 16 |
| (2)矩形領域の速度ポテンシャルのモード展開 .....        | 17 |
| (3)モード展開式の連立 .....                  | 19 |
| 3.2 垂直入射吸音率の実測値との比較 .....           | 24 |
| (1)実験方法 .....                       | 24 |
| (2)測定対象スリット構造 .....                 | 25 |
| (3)グラスウール吸音面の比音響アドミタンスの測定 .....     | 26 |
| (4)計算値と実測値との比較 .....                | 27 |
| 3.3 斜入射吸音率実測値との比較 .....             | 29 |
| (1)実験装置 .....                       | 29 |
| (2)測定理論 .....                       | 31 |
| (3)音源プローブとマイクロホンプローブの指向性測定 .....    | 34 |
| (4)スリット構造のグラスウール吸音面の局部作用の確認測定 ..... | 36 |
| (5)スリット構造の斜入射吸音率の実測値と計算値 .....      | 39 |
| 3.4 連立一次方程式の打ち切り項数 .....            | 40 |
| 3.5 まとめ .....                       | 46 |
| 第4章 スリット構造の吸音率計算例 .....             | 47 |
| 4.1 開口率による吸音機構の変化 .....             | 47 |
| (1)統計入射吸音率の算出方法 .....               | 48 |
| (2)グラスウール吸音構造のアドミタンスの測定 .....       | 53 |
| (3)統計入射吸音率の計算結果 .....               | 53 |

|                                       |            |
|---------------------------------------|------------|
| 4.2 低周波域吸音スリット構造の試み .....             | 55         |
| <b>第5章 低周波域吸音用特殊リブ構造 .....</b>        | <b>61</b>  |
| 5.1 H型リブ構造の吸音特性解析 .....               | 62         |
| (1)解析モデルと矩形領域の分割 .....                | 62         |
| (2)境界条件と連続条件 .....                    | 63         |
| (3)矩形領域の速度ポテンシャルのモード展開 .....          | 64         |
| (4)モード展開式の連立 .....                    | 66         |
| 5.2 垂直入射吸音率の実測値との比較 .....             | 73         |
| (1)測定方法 .....                         | 73         |
| (2)リブ模形 .....                         | 74         |
| (3)ガラスウール吸音面のアドミタンス測定 .....           | 75         |
| (4)計算値と実測値との比較 .....                  | 76         |
| 5.3 U型リブ構造の設計 .....                   | 80         |
| 5.4 まとめ .....                         | 84         |
| <b>第6章 多孔質性吸音材料の内部音場を考慮した解析 .....</b> | <b>85</b>  |
| 6.1 多孔質材の表面を境界とする手法の限界 .....          | 85         |
| (1)これまでの解析モデルにおける一問題 .....            | 85         |
| (2)リブと多孔質材が接した場合の解析モデル .....          | 87         |
| (3)吸音特性解析 .....                       | 88         |
| (4)吸音率の数値計算結果 .....                   | 91         |
| 6.2 吸音材中のポテンシャルを考慮した解析方法 .....        | 94         |
| (1)解析モデルと矩形領域の分割 .....                | 94         |
| (2)多孔質材中の速度ポテンシャルのモード展開 .....         | 95         |
| (3)各領域のモード展開表現と境界・連続条件 .....          | 96         |
| (4)モード展開式の連立 .....                    | 98         |
| 6.3 特性インピーダンスおよび伝搬定数の測定 .....         | 102        |
| 6.4 計算結果 .....                        | 104        |
| 6.5 まとめ .....                         | 106        |
| <b>第7章 総括 .....</b>                   | <b>107</b> |
| 7.1 研究成果のまとめ .....                    | 107        |
| 7.2 今後の課題 .....                       | 108        |

謝辞

参考文献

## 第1章 はじめに

本研究は、音響材料の吸音率を現在流通している資料から得ようとする時、125Hz未満の周波数に対するデータを、ほとんど得ることができないという問題から出発した。一般に20Hz～20000Hzとされているヒトの可聴域のうち、最も低周波数域の約2オクターブについては、定量的な吸音設計に必要な材料の吸音率を経験により推測せざるを得ないのが現状といえる<sup>1)</sup>。

関連書籍<sup>2)</sup>などにおいて得られる吸音率データは、125Hz～4000Hzの残響室法吸音率であることが多く、この周波数範囲はJISの規定に基づく測定法<sup>3)</sup>が定めている測定周波数と一致するものである。吸音率データを利用する騒音制御、あるいは建築音響設計においては、この範囲での吸音設計で事足りる場合がほとんどであると考えられる。しかしながら、その範囲外の周波数、特に低周波数域での設計が要求されるケースも皆無とはいえない。例えば、近年苦情が深刻になってきている低周波騒音は、100Hz以下程度の周波数域が評価対象とされており<sup>4)5)</sup>、これの対策設計において材料の吸音特性が必要とされるケースがある。また、室内騒音に対する各種評価曲線(NC, PNC, N, RC)では、63Hzまたは31.5Hzまでが評価対象とされており<sup>6)</sup>、これらの評価を重視した室内音響設計においても低周波数域の吸音率データが要求される。

このような低周波数域を対象として定量的な吸音設計を行おうとする場合、我々は吸音率データの不足に直面する<sup>7)</sup>。また、一般的な音響材料の低周波数域データだけでなく、特に騒音制御設計の現場においては、目的とする周波数ですぐれた減音効果を発揮する対策が望まれる。

ところで、音を制御する方法としては、吸音材等によるパッシブな方法以外に、近年研究が盛んなアクティブコントロールが挙げられる。これは空調用ダクトや自動車の室内騒音に対する制御において一部実用化され始めてきており<sup>8)</sup>、波長の長い低周波に対して有効であることは注目に値する。ただし、拡散音場では制御が困難である<sup>9)</sup>など、パッシブな方法と比較すると適用範囲はまだ狭く、また制御効果の予測精度も音場に左右されると考えられ、現状では多くを期待できない。

このような理由により、ここではパッシブな方法に限定して、低周波域の吸音の可能性について考える。低周波吸音構造として候補にあげられるものは、従来紹介されてきてい



る吸音特性を考慮すると、ボード状材料による板振動型、あるいは穿孔板やスリット等による共鳴型吸音構造が考えられる。ところが板振動型については、下地構造のつくり方やそれに対する板の取付け方法などの施工条件により、吸音特性が変化してしまうという問題点が指摘されている<sup>10)</sup>。そこで本研究では共鳴型吸音構造に着目し、その中でも比較的自由的な設計が可能と考えられるスリット構造に的を絞り、その低周波域の吸音効果について検討を行うこととした。

まず最初に着手したのは、従来型スリット構造の吸音特性の解析である。スリット型吸音構造については、その共鳴周波数の算出法がこれまで紹介されてきた<sup>11)</sup>ものの、明確な吸音特性予測法は確立していなかった。解析手法には矩形周期壁による音波散乱の一解法を利用し、その妥当性を垂直入射吸音率・斜入射吸音率の実測値と比較することにより検証した。その結果、数値計算結果は実測値とほぼ整合しており、この手法による吸音特性の予測が有効であることが示された。次いで、スリット構造の開口率を広げていった際の吸音特性の変化を数値計算例として紹介した。ここでは、共鳴型の吸音特性から、スリット構造の背後空気層に挿入された多孔質材の吸音特性へと変化していく様子を定量的に確認することができた。

また、スリット周期や開口率、リブの厚さによる低周波数域での吸音特性の変化を数値シミュレーションにより検討した結果、低周波数域を吸音するためには、トータルのバランスを保ちながら構造全体を大型化することが妥当であると判断された。

このとき最も問題と考えられるのは、リブの大型・重量化である。そこで、リブの断面形状に工夫を施して実現しようとする低周波吸音構造を提案するとともに、その吸音特性解析を行った。そのいくつかのモデルについて垂直入射吸音率の計算値を実測値と比較するとともに、リブ形状の変化が吸音特性に及ぼす影響について検討を行った。その結果、矩形断面リブを溝形（U形）リブで代用することによる軽量化が有効であることが判明した他、構造によっては個性的な吸音特性を持つことが示された。

なお、これらの吸音特性解析に用いた手法は、解析対象の構造に関わらない多くの共通部分を有しているので、まず始めの章でそれらを簡単にまとめて述べた。

また、スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材の扱いについて、材料表面の局部作用を仮定した上で表面を解析領域の境界として取り扱うそれまでの方法には、一つの限界があることを紹介するとともに、多孔質材の内部まで解析領域を拡張することにより、この問題が解決できることを最後に示した。

## 第2章 周期壁の反射音場理論解析法（矩形分割法）

後の章で行う吸音構造の吸音率解析には、周期的壁面構造による音波の散乱問題に対する Deryugin の方法を用いた解法<sup>12)</sup>が一貫して用いられている。この手法を以後“矩形分割法”と呼ぶ。ここでは、矩形分割法の共通した流れを簡単に述べるとともに、後の解析の準備として、いくつかの単純な音場モデルの定式化を行う。これにより、複雑な構造に対する初期の解析的処理を簡素化するとともに、本手法が適用できる構造の前提を把握することができると考えられる。また、反射音場の解析結果から吸音率を算出する過程について最後に解説を加える。

### 2.1 解析の流れ

本研究においては、スリット構造にみられる連続した空気層にも対応できるよう、矩形分割法を一部拡張している。また、解析の前提として、スリット構造を無限に連続な一次元周期壁として取り扱う。解析の流れを以下に簡単にまとめる。

- [1] 無限周期壁に単一周波数の平面波が斜め入射することを想定する。
- [2] 周期構造の一周期を複数の矩形領域に分割する。その一つは入射平面波と散乱波群が存在する半無限領域である。
- [3] 各矩形領域の速度ポテンシャルを、境界条件・周期条件によりモード展開の形で規定する。このとき、入射波以外の各要素解の振幅は未知数である。
- [4] 音圧および粒子速度の連続条件により、各矩形領域のモード展開式を連立させる。
- [5] 得られた無限元連立一次方程式を、有限項で打ち切って解く。
- [6] 未知数であった散乱波の複素反射係数を求め、これより斜入射吸音率を算出する。

これらのうち、構造によって多少変化する[4]以外の過程は、ほとんど同じ手続きによって解析できると考えて良い。なお解析にあたっては、時間項  $\exp(j\omega t)$  はすべて省略するものとする。

## 2.2 矩形領域の定式化

### (1) 周期壁による反射音場

図 2-1 に示すように、周期が  $D$  で与えられる周期壁に、波数  $k$  の平面波が入射角  $(\theta, \phi)$  で入射しているとする。入射波の  $x, y, z$  方向の波数をそれぞれ  $k_x, k_y, k_z$  とすると、これらは

$$\begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \phi \\ k_y = k \cos \theta \\ k_z = k \sin \theta \sin \phi \end{cases} \quad (2-1)$$

で与えられる。ここで  $x$  軸方向の周期性に着目すると、半空間内の任意の点  $P(x, y, z)$  では、点  $P'(x-D, y, z)$  より位相が  $D \cdot k_x$  遅れて同じ現象が生じていることがわかる。すなわち、半空間の速度ポテンシャル  $\Psi$  について、次式が成り立つ。

$$\Psi(x+D, y, z) = \Psi(x, y, z) e^{-jkD \sin \theta \cos \phi} \quad (2-2)$$

散乱波の一つが

$$\psi(x, y, z) = R e^{-j\alpha x} e^{-j\beta y} e^{-j\gamma z} \quad (2-3)$$

で表されるとき、

$$\psi(x+D, y, z) = \psi(x, y, z) e^{-j\alpha D} \quad (2-4)$$

であるから、(2-2)との関係によって、

$$e^{-jkD \sin \theta \cos \phi} = e^{-j\alpha D} \quad (2-5)$$

が成立する。このとき散乱波の  $x$  方向の波数  $\alpha$  は、

$$\alpha = k \sin \theta \cos \phi + \frac{2m\pi}{D} \quad (2-6)$$

ただし、

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

により与えられる。一方、散乱面が  $z$  方向に一様であることから、散乱波の  $z$  方向の波数  $\gamma$  は、 $\gamma = k_z$  である。また、 $\psi$  は Helmholtz 方程式

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \psi = 0 \quad (2-7)$$

を満足せねばならないので、これに(2-3)式を代入することで、散乱波の y 方向の波数  $\beta$  については次式を得る。

$$\beta = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha^2) \\ -j\sqrt{\alpha^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha^2) \end{cases} \quad (2-8)$$

ただし、符号は現象に応じて採用している。

$m=0$  の場合には  $\alpha$ ,  $\beta$  がそれぞれ  $k_x$ ,  $k_y$  に一致し、さらに符号に着目することにより、これが鏡面反射成分であることがわかる。

以上をまとめて、 $\Psi$  は入射平面波と散乱波群との和の形として、次式で表現できる。

$$\Psi = A \cdot e^{-jkz \sin \theta \sin \phi} \left\{ e^{-j(\alpha_0 x - \beta_0 y)} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \cdot e^{-j(\alpha_m x + \beta_m y)} \right\} \quad (2-9)$$

ここで  $A$  は入射波の複素振幅、 $R_m$  は  $m$  次散乱波の複素反射係数を示す。 $\alpha_m$ ,  $\beta_m$  は  $m$  次散乱波の  $x$ ,  $y$  方向の波数であり、(2-6), (2-8)式により与えられる。

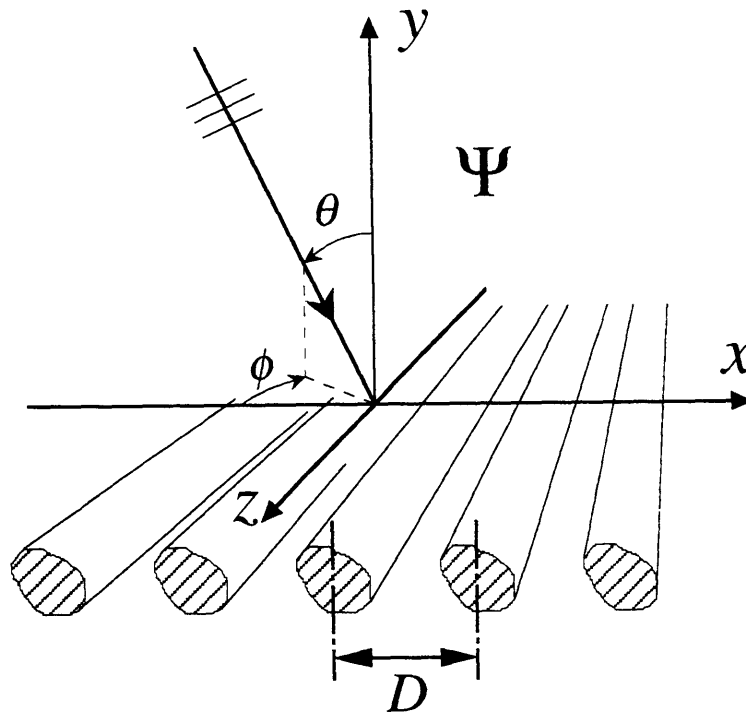


図 2-1 周期壁による反射音場

(2) 周期的散乱体の背後空気層

図 2-2 に示すように、周期が  $D$  で与えられる散乱体の背後空気層の速度ポテンシャルを  $\Psi$  で表すとする（便宜上、(1)にて  $y > 0$  に対して使用した  $\Psi$  と同じ文字を使用するが、ここでは新たに別の場を表すものとする）。 $x$  軸方向の周期性および  $z$  軸方向の一様性は  $y > 0$  の反射音場と同様であるため、(1)の散乱波群と同様のモード展開で表現でき、各モードの波数も同じものを使用してよい。ただし進行方向について、 $y$  軸の正・負方向の両者を考慮し、 $\Psi$  は次式となる。

$$\Psi = e^{-jkz \sin \theta \sin \phi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-j\alpha_m x} \left( A_m e^{j\beta_m y} + B_m e^{-j\beta_m y} \right) \quad (2-10)$$

ただし,

$$\alpha_m = k \sin \theta \cos \phi + \frac{2m\pi}{D}$$

$$\beta_m = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_m^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_m^2) \\ -j\sqrt{\alpha_m^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_m^2) \end{cases}$$

$$\gamma = k \sin \theta \sin \phi$$

ここで  $A_m$ ,  $B_m$  はそれぞれ  $y$  軸負方向, 正方向へ進行する  $m$  次散乱波の複素振幅を示す。

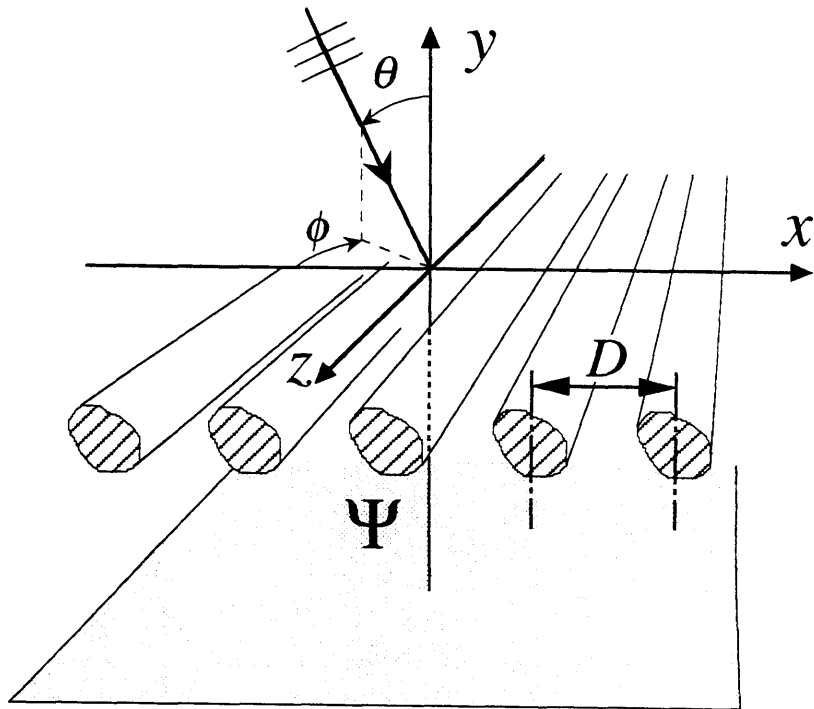


図 2-2 周期的散乱体の背後空気層

### (3)剛壁に挟まれた空間

図 2-3 のように平行壁面間の音場を考える。壁面は  $x$  軸に垂直であり、音響的に剛であるとする。この音場の速度ポテンシャルを新たに  $\Psi$  とおくと、境界条件は次式で表される。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 \quad (x = a_1, a_2) \quad (2-11)$$

いま、 $\Psi$  の変数分離解が

$$\psi(x, y, z) = (Ae^{-j\alpha x} + Be^{j\alpha x}) \cdot Y(y) \cdot Z(z) \quad (2-12)$$

ただし、 $\alpha \geq 0$

で与えられるとすると、

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = (-j\alpha)(Ae^{-j\alpha x} - Be^{j\alpha x}) \cdot Y(y) \cdot Z(z) \quad (2-13)$$

であり、境界条件より次の 2 式が成り立つ。

$$Ae^{-j\alpha a_1} - Be^{j\alpha a_1} = 0 \quad (2-14)$$

$$Ae^{-j\alpha a_2} - Be^{j\alpha a_2} = 0 \quad (2-15)$$

(2-14)式より、

$$B = Ae^{-2j\alpha a_1} \quad (2-16)$$

(2-15)式より

$$B = Ae^{-2j\alpha a_2} \quad (2-17)$$

よって、

$$2\alpha a_2 = 2\alpha a_1 + 2m\pi \quad (2-18)$$

ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots$

整理して、

$$\alpha = \frac{m\pi}{a_2 - a_1} \quad (2-19)$$

ところで、(2-12)式に(2-16)式を代入すると、

$$\begin{aligned} \psi &= A \cdot \left( e^{-j\alpha x} + e^{j\alpha(x-2a_1)} \right) \cdot Y(y) \cdot Z(z) \\ &= A \cdot e^{-j\alpha a_1} \left( e^{-j\alpha(x-a_1)} + e^{j\alpha(x-a_1)} \right) \cdot Y(y) \cdot Z(z) \\ &= 2Ae^{-j\alpha a_1} \cos\{\alpha(x-a_1)\} \cdot Y(y) \cdot Z(z) \end{aligned} \quad (2-20)$$

ここで、 $A' = 2Ae^{-j\alpha a_1}$  とおき、さらに(2-19)式を代入すると、次式を得る。

$$\psi = A' \cdot \cos\left\{ \frac{(x-a_1)m\pi}{a_2-a_1} \right\} \cdot Y(y) \cdot Z(z) \quad (2-21)$$

また、

$$Z(z) = e^{-j\gamma z} \quad (2-22)$$

である場合、 $\Psi$  は次式で示すことができる。

$$\Psi = e^{-j\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} \cos\left\{ \frac{(x-a_1)m\pi}{a_2-a_1} \right\} \left( A_m e^{j\beta_m y} + B_m e^{-j\beta_m y} \right) \quad (2-23)$$

$m$  次モードの  $y$  方向波数  $\beta_m$  は、(2-23)式を Helmholtz 方程式に代入することにより、次式で与えられる。

$$\beta_m = \begin{cases} \sqrt{\left(k^2 - \gamma^2\right) - \left(\frac{m\pi}{a_2 - a_1}\right)^2} & \left(k^2 - \gamma^2 \geq \left(\frac{m\pi}{a_2 - a_1}\right)^2\right) \\ -j\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a_2 - a_1}\right)^2 - \left(k^2 - \gamma^2\right)} & \left(k^2 - \gamma^2 < \left(\frac{m\pi}{a_2 - a_1}\right)^2\right) \end{cases} \quad (2-24)$$



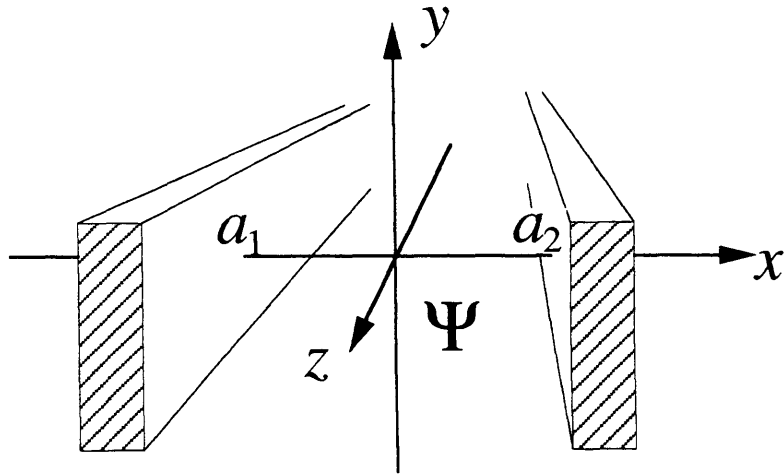


図 2-3 剛壁に挟まれた空間

(4)任意のアドミタンスを持つ境界面の反射場

図 2-4 のように局部作用が仮定され、その比音響アドミタンスが  $\eta$  で与えられる吸音面  $y = -h$  に、平面波が入射しているとする。この新たな音場  $\Psi(x, y, z)$  は次式のように、入射波と鏡面反射波の和の形で表すことができる。

$$\Psi = Ae^{-j(\alpha x - \beta y - \gamma z)} + Be^{-j(\alpha x + \beta y - \gamma z)} \quad (2-25)$$

ただし、 $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  はそれぞれ入射波の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向の波数である。

音場側からみた  $y = -h$  における粒子速度の平面に垂直な成分  $v_y$  は、

$$v_y = -\left[ \frac{\partial \Psi}{\partial (-y)} \right]_{y=-h} = j\beta \left\{ Ae^{-j(\alpha x - \gamma z + \beta h)} - Be^{-j(\alpha x - \gamma z - \beta h)} \right\} \quad (2-26)$$

である。また、 $y = -h$  における音圧  $p$  は、空気の密度を  $\rho$  として、

$$p = \rho \left[ \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right]_{y=-h} = j\omega\rho \left\{ A e^{-j(\alpha x - \gamma z + \beta h)} + B e^{-j(\alpha x - \gamma z - \beta h)} \right\} \quad (2-27)$$

局部作用を考慮すると，材料表面の音響インピーダンス  $Z$  は，

$$Z = \frac{p}{v_y} = \frac{\omega\rho (A e^{-j\beta h} + B e^{j\beta h})}{\beta (A e^{-j\beta h} - B e^{j\beta h})} \quad (2-28)$$

一方， $Z = \rho c / \eta$  ( $c$  : 音速) であるから，次式が成り立つ。

$$\frac{k\eta}{\beta} = \frac{A - B e^{2j\beta h}}{A + B e^{2j\beta h}} \quad (2-29)$$

これを整理すると次式を得る。

$$B = A \cdot \frac{\beta - k\eta}{\beta + k\eta} e^{-2j\beta h} \quad (2-30)$$

よって，

$$\Psi = A e^{-j(\alpha x - \gamma z)} \left\{ e^{j\beta y} + \frac{\beta - k\eta}{\beta + k\eta} e^{-j\beta(y+2h)} \right\} \quad (2-31)$$

一般にこのようなケースは次式で示す境界条件として与えられる。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} = jk\eta \Psi \quad (y = -h) \quad (2-32)$$

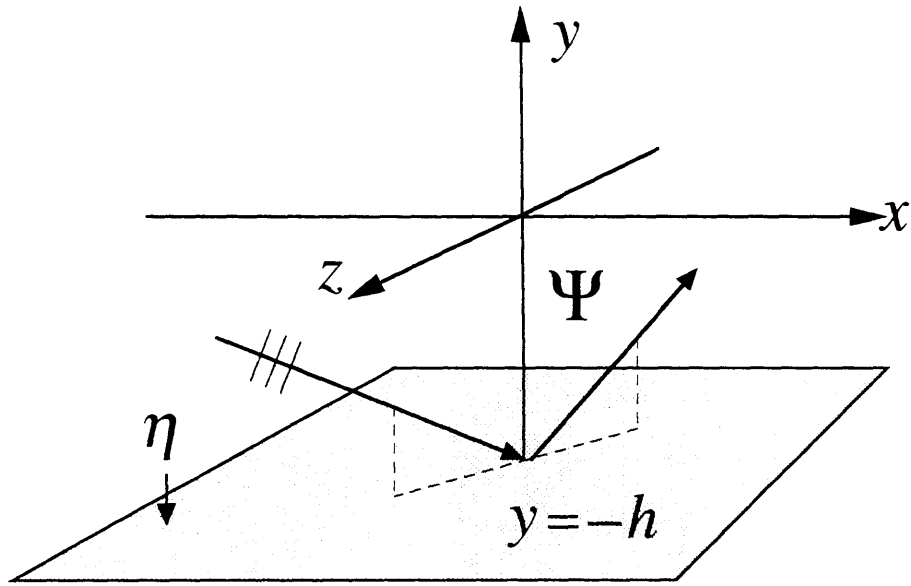


図 2-4 任意のアドミタンスを持つ境界面の反射場

次に、図 2-5 に示すのように音場と平面の関係が  $y$  軸方向に逆転した場合は、音場を

$$\Psi = Ae^{-j(\alpha x + \beta y - \gamma z)} + Be^{-j(\alpha x - \beta y - \gamma z)} \quad (2-33)$$

と表現でき、音場側からみた  $y = -h$  における粒子速度の平面に垂直な成分  $v_y$  は、

$$v_y = -\left[ \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right]_{y=-h} = j\beta \left\{ Ae^{-j(\alpha x - \gamma z - \beta h)} - Be^{-j(\alpha x - \gamma z + \beta h)} \right\} \quad (2-34)$$

$y = -h$  における音圧  $p$  は、

$$p = j\omega\rho \left\{ Ae^{-j(\alpha x - \gamma z - \beta h)} + Be^{-j(\alpha x - \gamma z + \beta h)} \right\} \quad (2-35)$$

であるから、材料表面の音響インピーダンス  $Z$  は、(2-28)式と同様に、

$$Z = \frac{\omega\rho (Ae^{j\beta h} + Be^{-j\beta h})}{\beta (Ae^{j\beta h} - Be^{-j\beta h})} \quad (2-36)$$

(2-30)式と同様に整理して,

$$B = A \cdot \frac{\beta - k\eta}{\beta + k\eta} e^{2j\beta h} \quad (2-37)$$

よって,  $\Psi$  は次式で表現できる。

$$\Psi = Ae^{-j(\alpha x - \gamma z)} \left\{ e^{-j\beta y} + \frac{\beta - k\eta}{\beta + k\eta} e^{j\beta(y+2h)} \right\} \quad (2-38)$$

一般にこのようなケースは次式で示す境界条件として与えられる。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} = -jk\eta \Psi \quad (y = -h) \quad (2-39)$$

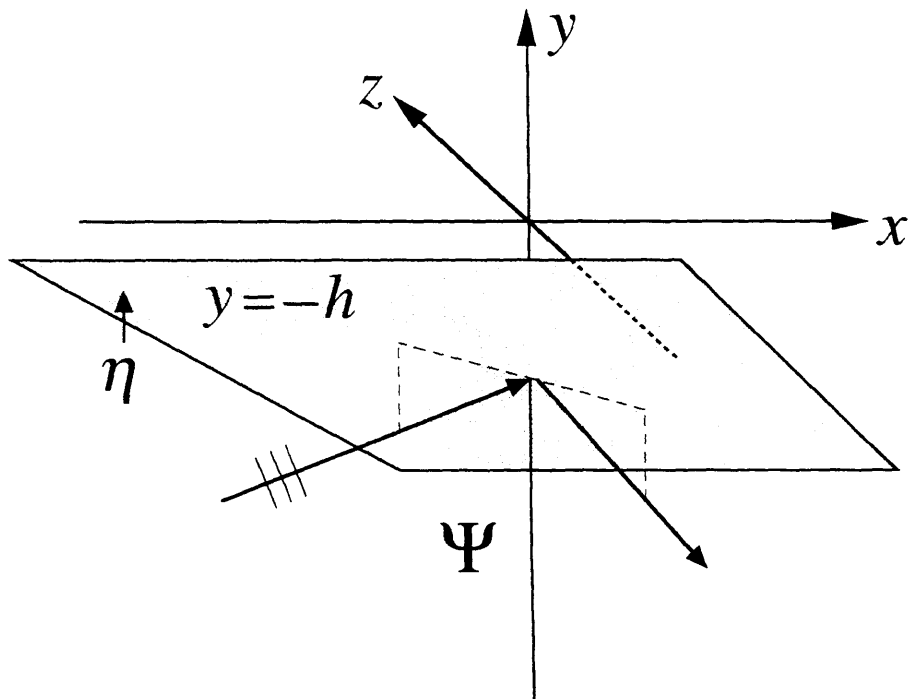


図 2-5 任意のアドミタンスを持つ境界面の反射場(y 軸方向に逆転した場合)

### 2.3 周期壁による散乱音場と吸音率

空気中を  $x$  軸方向に進行する平面波  $\Psi$  は、複素振幅を  $A$ 、波数を  $k$  として、

$$\Psi = Ae^{-jkx} \quad (2-40)$$

で表される。その進行方向の音響インテンシティ  $I$  は、音圧を  $p$ 、粒子速度を  $v$  として、

$$I = \frac{1}{2} \text{Re}[p \cdot v^*] \quad (2-41)$$

で与えられる。一方、 $p$  および  $v$  は次の両式で与えられる。

$$p = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial t} = j\omega\rho A e^{-jkx} \quad (2-42)$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = jkA e^{-jkx} \quad (2-43)$$

これらを(2-37)に代入すると、次式を得る。

$$I = \frac{1}{2} \omega\rho k |A|^2 \quad (2-44)$$

ここで、2.2 (1)に示した周期壁による散乱モデルを考える。周期構造の一周期および  $z$  方向単位幅あたりに入射する音響パワー  $P_i$  は (2-44) 式を利用して、次式で表現できる。

$$P_i = \frac{1}{2} \omega\rho k |A|^2 D \cos\theta \quad (2-45)$$

一方、(2-8)式で示したように、散乱波の  $y$  方向の波数  $\beta$  は実数となる場合と、純虚数となる場合がある。後者において、

$$t = \sqrt{\alpha^2 - (k^2 - \gamma^2)} \quad (t > 0) \quad (2-46)$$

とおくと、

$$\beta = -j \cdot t \quad (2-47)$$

であり、(2-3)式へ代入すると、次式を得る。

$$\psi(x, y, z) = e^{-j(\alpha x + \gamma z)} \cdot e^{-\beta y} \quad (2-48)$$

このように表示される散乱波は、 $y$ 方向に一定の位相を保ちながら振幅が小さくなる成分であり、一般に減衰モードと呼ばれる。

逆に $\beta$ が実数をとる成分は伝搬モードと呼ばれ、平面波として遠方までエネルギーを伝搬する。伝搬モードとなる $m$ 次散乱波の反射角を $\theta_m$ 、反射係数を $R_m$ とすると、周期構造の一周期、 $z$ 方向単幅あたりから反射する音響パワー $P_m$ は、

$$P_m = \frac{1}{2} \omega \rho k |A|^2 |R_m|^2 D \cos \theta_m \quad (2-49)$$

で表される。総反射パワーは、各伝搬モードの反射パワーの和をとることで求められる。ここで、入射角 $\theta = \theta_0$ および $\cos \theta_m = \beta_m / k$ を利用することにより、斜入射吸音率 $\alpha_\theta$ は次式により算出することができる。

$$\alpha_\theta = 1 - \frac{1}{\beta_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |R_m|^2 \operatorname{Re}[\beta_m] \quad (2-50)$$

### 第3章 スリット構造の吸音特性解析<sup>13) 14) 15)</sup>

ここでは、従来型スリット構造の吸音率解析を行うとともに、垂直入射吸音率および斜入射吸音率について実測値と比較することにより、解析手法の妥当性を検証する。

#### 3.1 矩形分割法による解析

##### (1)解析モデルと矩形領域の分割

スリット構造を図 3-1 に示す解析モデルで表現する。すなわち、比音響アドミタンスが  $\eta$  である平面の前に、空気層を介して矩形断面リブが周期  $D$  で並んでおり、 $(\theta, \phi)$  方向から単位振幅の平面波が入射しているとする。各部寸法および座標軸は図に示すとおりであり、リブ面は音響的に剛であるとする。

スリット構造の一周期を3つの矩形領域に分割し、 $y > 0$  の空間の速度ポテンシャルを  $\Psi_0$ 、スリット部を  $\Psi_1$ 、背後空気層を  $\Psi_2$  で表す。

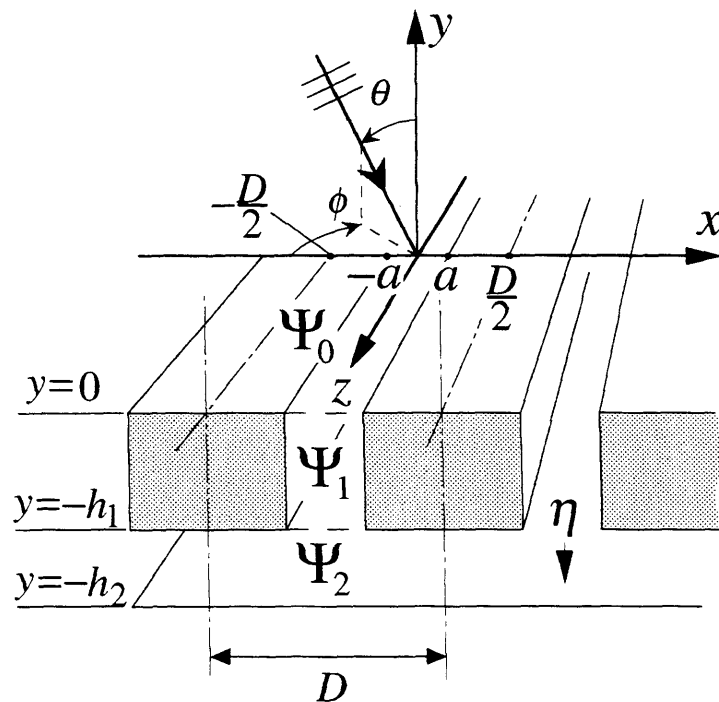


図 3-1 従来型スリット構造の解析モデル

入射波の波数が  $k$  で与えられているとき，その  $z$  方向波数  $\gamma$  は，

$$\gamma = k \sin \theta \sin \phi \quad (3-1)$$

で与えられる。このとき，スリット構造が  $z$  方向に一様である条件より，各領域の速度ポテンシャル  $\Psi_i$  は，

$$\Psi_i(x, y, z) = e^{-j\gamma z} \psi_i(x, y) \quad (3-2)$$

と表すことができる。

## (2) 矩形領域の速度ポテンシャルのモード展開

まず，境界条件・連続条件を以下に列挙する。

境界条件

- i)  $\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} -D/2 < x < -a \\ a < x < D/2 \end{array}, y = 0 \right)$
- ii)  $\frac{\partial \Psi_1}{\partial x} = 0 \quad (x = \pm a, -h_1 < y < 0)$
- iii)  $\frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} -D/2 < x < -a \\ a < x < D/2 \end{array}, y = -h_1 \right)$
- iv)  $\frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = jk\eta\Psi_2 \quad (-D/2 < x < D/2, y = -h_2)$

連続条件

- I)  $\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \quad (-a < x < a, y = 0)$
- II)  $\Psi_0 = \Psi_1 \quad (-a < x < a, y = 0)$
- III)  $\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} \quad (-a < x < a, y = -h_1)$
- IV)  $\Psi_1 = \Psi_2 \quad (-a < x < a, y = -h_1)$



次に、各  $\psi_i$  をモード展開の形で規定する。 $\psi_0$  は、 $x$  軸方向の周期性を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_0 = e^{-j\alpha_{0,0}x + j\beta_{0,0}y} + \sum_{r=-\infty}^{\infty} R_r e^{-j\alpha_{0,r}x - j\beta_{0,r}y} \quad (3-3)$$

ただし、

$$\alpha_{0,r} = k \sin \theta \cos \phi + 2r\pi/D$$

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_{0,r}^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_{0,r}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{0,r}^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_{0,r}^2) \end{cases}$$

$\psi_1$  は、境界条件 ii) を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cdot (A_{1,m} e^{j\beta_{1,m}y} + B_{1,m} e^{-j\beta_{1,m}y}) \quad (3-4)$$

ただし、

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - (m\pi/2a)^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq (m\pi/2a)^2) \\ -j\sqrt{(m\pi/2a)^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < (m\pi/2a)^2) \end{cases}$$

$\psi_2$  は、 $\psi_0$  と同様の  $x$  軸方向の周期性および境界条件 iv) を考慮して、

$$\psi_2 = \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{2,r} e^{-j\alpha_{0,r}x} \cdot \left( e^{j\beta_{0,r}y} + \frac{\beta_{0,r} - k\eta}{\beta_{0,r} + k\eta} e^{-j\beta_{0,r}(y+2h_2)} \right) \quad (3-5)$$

と表すことができる。

### (3)モード展開式の連立

各領域のモード展開式を未使用の境界条件・連続条件によって連立させる。まず、関数  $f(x)$  を  $-D/2 < x < D/2$  で連続な関数とした場合、境界条件 i) を利用すると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx &= \int_{-D/2}^{-a} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx + \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \\ &\quad + \int_a^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \\ &= \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \end{aligned} \quad (3-6)$$

また連続条件 I) より、次式が成り立つ。

$$\int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx = \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \quad (3-7)$$

(3-7)式を(3-6)式に代入し、 $f(x) = e^{j\alpha_{0,s}x}$  とすると、次式を得る。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \quad (3-8)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(3-8)式の左辺に(3-3)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx &= \int_{-D/2}^{D/2} \left\{ j\beta_{0,0} e^{-j\alpha_{0,0}x} - \sum_{r=-\infty}^{\infty} j\beta_{0,r} R_r e^{-j\alpha_{0,r}x} \right\} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= j \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r - R_r) \beta_{0,r} \int_{-D/2}^{D/2} e^{-j(\alpha_{0,r} - \alpha_{0,s})x} dx \end{aligned} \quad (3-9)$$

ただし、

$$\mu_r = \begin{cases} 1 & (r=0) \\ 0 & (r \neq 0) \end{cases}$$

直交性を利用することにより、次式を得る。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \Psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = j(\mu_s - R_s)\beta_{0,s}D \quad (3-10)$$

(3-8)式の右辺に(3-4)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx &= \int_{-a}^a \sum_{m=0}^{\infty} \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) (j\beta_{1,m})(A_{1,m} - B_{1,m}) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= j \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m}(A_{1,m} - B_{1,m}) \int_{-a}^a \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cdot e^{j\alpha_{0,s}x} dx \end{aligned} \quad (3-11)$$

(3-10)(3-11)式を(3-8)式に代入すると、次式が成り立つ。

$$(\mu_r - R_r)\beta_{0,r}D = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m}(A_{1,m} - B_{1,m}) \cdot w_{m,r} \quad (3-12)$$

ただし、

$$w_{m,r} = \int_{-a}^a \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cdot e^{j\alpha_{0,r}x} dx$$

整理すると、次式を得る。

$$R_r = \mu_r - \frac{1}{\beta_{0,r}D} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m}(A_{1,m} - B_{1,m}) \cdot w_{m,r} \quad (3-13)$$

これより、 $\Psi_1$ の複素音圧 $A_{1,m}$ および $B_{1,m}$ が決まれば、 $\Psi_0$ の散乱波群の複素反射係数 $R_r$ が求められることがわかる。

次に、関数 $g(x)$ を $-a < x < a$ で連続な関数とした場合、連続条件 II)を利用すると、次のような等式が成り立つ。

$$\int_{-a}^a [\psi_0]_{y=0} g(x) dx = \int_{-a}^a [\psi_1]_{y=0} g(x) dx \quad (3-14)$$

いま、

$$g(x) = \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) \quad (3-15)$$

ただし、

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

とおくと、次式を得る。

$$\int_{-a}^a [\psi_0]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx = \int_{-a}^a [\psi_1]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \quad (3-16)$$

(3-16)式の左辺に(3-3)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_{-a}^a [\psi_0]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx &= \int_{-a}^a \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) \cdot e^{-j\alpha_{0,r}x} \cdot \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \\ &= \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) \int_{-a}^a \sum_{r=-\infty}^{\infty} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) \cdot e^{-j\alpha_{0,r}x} dx \\ &= \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) \cdot w_{n,r}^* \end{aligned} \quad (3-17)$$

(3-16)式の右辺に(3-4)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_{-a}^a [\psi_1]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx &= \int_{-a}^a \sum_{m=0}^{\infty} \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) (A_{1,m} + B_{1,m}) \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (A_{1,m} + B_{1,m}) \int_{-a}^a \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \end{aligned} \quad (3-18)$$

直交性を利用し、次式を得る。

$$\int_{-a}^a [\psi_1]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx = (A_{1,n} + B_{1,n})(1 + \mu_n)a \quad (3-19)$$

(3-17)(3-19)式を(3-16)式に代入すると、次式が成り立つ。

$$\sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) \cdot w_{n,r}^* = (A_{1,n} + B_{1,n})(1 + \mu_n)a \quad (3-20)$$

これを整理して次式を得る。

$$A_n + B_n = \frac{1}{(1 + \mu_n)a} \sum_{r=-\infty}^{\infty} (R_r + \mu_r) w_{n,r}^* \quad (3-21)$$

さらに、(3-21)式に(3-13)式を代入する。

$$\begin{aligned}
A_n + B_n &= \frac{1}{(1 + \mu_n)a} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left( \mu_r - \frac{1}{\beta_{0,r}D} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m} (A_{1,m} - B_{1,m}) \cdot w_{m,r} + \mu_r \right) w_{n,r}^* \\
(1 + \mu_n)a(A_n + B_n) &= 2w_{n,0}^* - \frac{1}{D} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\beta_{1,m} (A_{1,m} - B_{1,m}) \cdot w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \\
(1 + \mu_n)aD(A_n + B_n) &= 2Dw_{n,0}^* - \sum_{r=-\infty}^{\infty} \beta_{1,m} \left( \sum_{m=0}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right) (A_{1,m} - B_{1,m}) \tag{3-22}
\end{aligned}$$

ここで,

$$A_n + B_n = \sum_{m=0}^{\infty} \mu_{n-m} (A_m + B_m) \tag{3-23}$$

を代入し, 整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \mu_{n-m} (1 + \mu_m) aD + \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} A_{1,m} \\
& + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \mu_{n-m} (1 + \mu_m) aD - \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} B_{1,m} \\
& = 2Dw_{n,0}^* \tag{3-24}
\end{aligned}$$

一方, 境界条件 iii) および連続条件 III) を考慮することにより, (3-8) 式と同様に次式が成立する。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right]_{y=-h_1} e^{ja_0 s x} dx = \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=-h_1} e^{ja_0 s x} dx \tag{3-25}$$

(3-4)(3-5) 式を代入し, 直交性を利用して整理すると, (3-13) 式と同様にして次式を得る。

$$A_{2,r} = \frac{1}{\beta_{0,r}D(1 - f_r)e^{-j\beta_{0,r}h_1}} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m} \left( e^{-j\beta_{1,m}h_1} \cdot A_{1,m} - e^{j\beta_{1,m}h_1} \cdot B_{1,m} \right) w_{m,r} \tag{3-26}$$

ただし,

$$f_r = \frac{\beta_{0,r} - k\eta}{\beta_{0,r} + k\eta} \cdot e^{2j\beta_{0,r}(h_1 - h_2)}$$

次に連続条件 IV) を考慮することにより, (3-16)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_{-a}^a [\psi_2]_{y=-h_1} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx = \int_{-a}^a [\psi_1]_{y=-h_1} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \quad (3-27)$$

ただし,  $n=0,1,2,\dots$

(3-4)(3-5)式を代入し整理すると, (3-21)式と同様にして次式を得る。

$$e^{-j\beta_{1,m}h_1} \cdot A_{1,n} + e^{j\beta_{1,m}h_1} \cdot B_{1,n} = \frac{1}{(1+\mu_n)a} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{2,r} (1+f_r) \cdot e^{-j\beta_{0,r}h_1} w_{n,r}^* \quad (3-28)$$

さらに(3-26)式を代入し整理すると, (3-24)式と同様にして次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \mu_{n-m} (1+\mu_m) aD - \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \left( \frac{1+f_r}{1-f_r} \right) \right\} e^{-j\beta_{1,m}h_1} A_{1,m} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \mu_{n-m} (1+\mu_m) aD + \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \left( \frac{1+f_r}{1-f_r} \right) \right\} e^{j\beta_{1,m}h_1} B_{1,m} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3-29)$$

以上の演算結果から, (3-24)式および(3-29)をまとめると, 未知の複素音圧振幅  $A_{1,m}$  と  $B_{1,m}$  についての無限元連立一次方程式が得られる。これを有限項で打ち切って解き, 求めた音圧振幅を(3-13)式に代入することで, 散乱波の複素音圧反射係数  $R_r$  を算出する。なお, 斜入射吸音率は(2-50)式により求めることができる。

### 3.2 垂直入射吸音率の実測値との比較

計算手法の妥当性を確認するための最初の試みとして、いくつかのスリット模型を製作し、その垂直入射吸音率を測定して数値計算結果と比較した。

#### (1)実験方法

垂直入射吸音率の実測は、低周波域用の音響管を用いて管内定在波法により行った。音響管は厚さ 40mm のアルミニウム板製で、その長さは 3600mm、断面は一辺 500mm の正方形である。試料ホルダーの終端は厚さ 100mm の鋼鉄板であり、管内在波法の極大～極小値の差として 50～60dB の値が得られており、十分な剛反射特性を有する。マイクロホンプローブは管内断面を四分割した各中心 4 点の音圧を同時に測定し、加え合わせる仕組みとなっている。また、厚さ 50mm 密度 32kg/m<sup>3</sup> のグラスウールを試料とした、JIS A 1405 “管内法による建築材料の垂直入射吸音率測定方法”<sup>16)</sup> で規定される B&K 社製の装置 (A 管) による吸音率測定値との比較においては、125Hz 以上の帯域で、その差が約 5% 以内におさまっている<sup>17)</sup>。

スリット構造の垂直入射吸音率の測定周波数は 63～315Hz の 1/3 オクターブバンド中心周波数とした。測定ブロックダイアグラムを図 3-2 に示す。

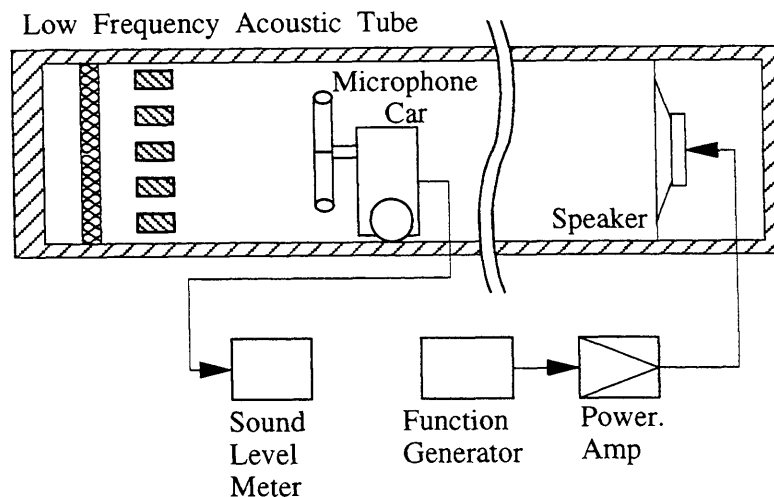


図 3-2 垂直入射吸音率の測定ブロックダイアグラム

## (2)測定対象スリット構造

今回の比較のために製作したスリット模型は、図 3-3 に示す 6 通りである。リブ材はすべての構造に共通しており、外寸  $50 \times 100\text{mm}$  のアルミニウム製の方形管にコンクリートを充填して音響的な剛体を実現したものである。多孔質材の背後空気層に挿入する多孔質材料は、厚さ  $50\text{mm}$ 、密度  $48\text{kg/m}^3$  のグラスウールとした。スリットの周期は、その整数倍が音響管の内寸  $500\text{mm}$  と等しくなるよう設計するとともに、構造が無限に周期的であるとする解析モデルの前提と整合するよう、音響管の中央に線対称形となるよう設置した。

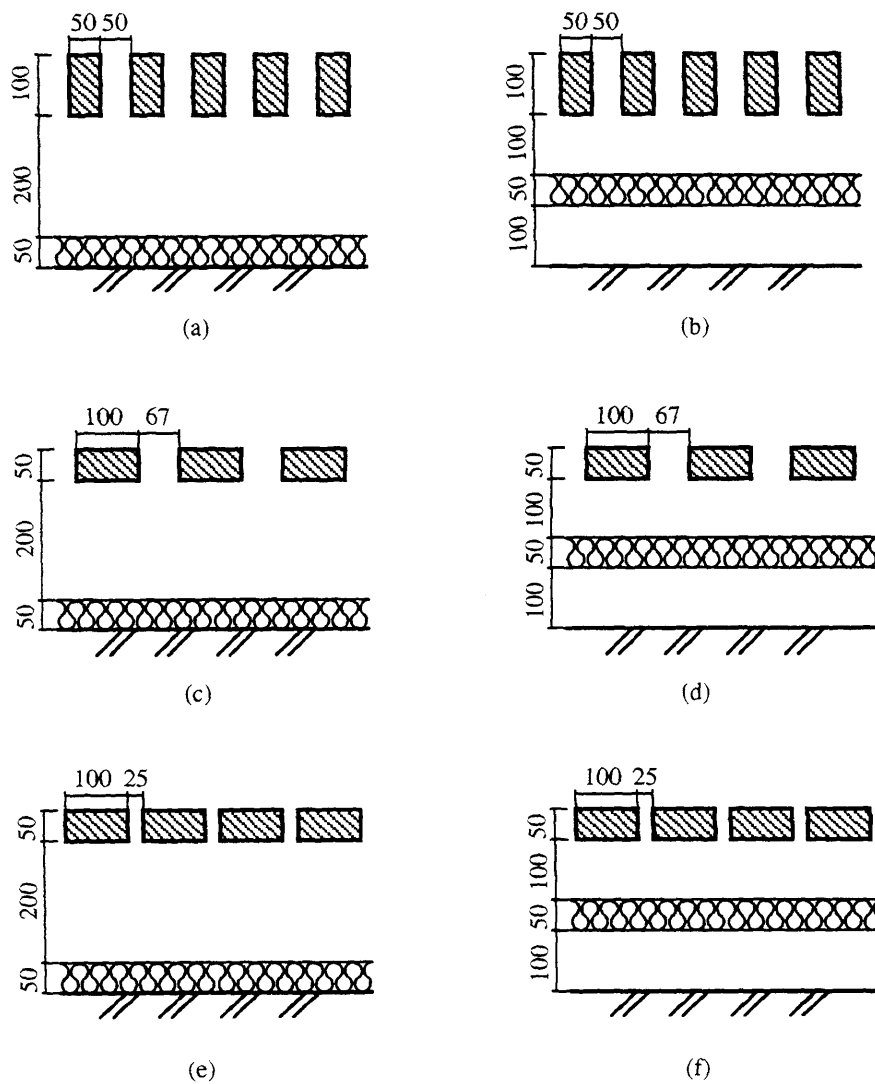


図 3-3 測定対象スリット構造



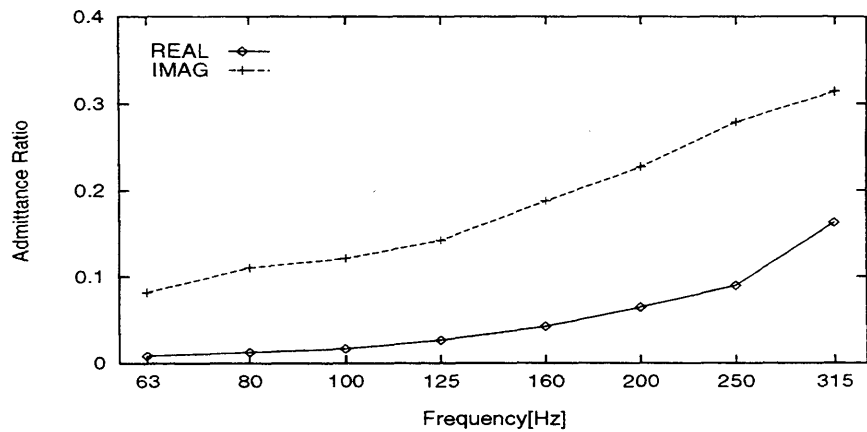
### (3) グラスウール吸音面の比音響アドミタンスの測定

今回の解析モデルでは、スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材を、既知のアドミタンス比をもつ境界として与えている。このため、この手法により吸音率を数値計算する場合は、あらかじめ図 3-3 に示したスリット構造からリブを取り去ったグラスウールのみの状態について、その表面のアドミタンスを測定しておく必要がある。そこで、図 3-2 に示した垂直入射吸音率測定装置を用いて、グラスウール表面の複素音圧反射係数  $R$  を測定し、比音響アドミタンス  $\eta$  を次式により算出した。

$$\eta = \frac{1-R}{1+R} \quad (3-30)$$

図 3-3 に示した 6 通りのスリット構造からリブを除くと、空気層の異なる 2 通りのグラスウール吸音構造が得られる。これらの比音響アドミタンス測定結果を図 3-4 に示す。

空気層 0mm



空気層 100mm

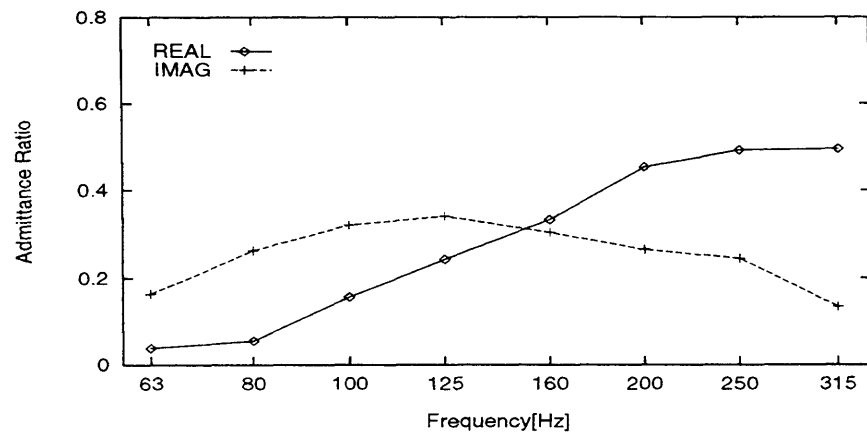


図 3-4 グラスウール (48k-50t) の比音響アドミタンス測定結果

#### (4)計算値と実測値との比較

垂直入射吸音率の実測値と，(3)において求めたグラスウール表面の比音響アドミタンスを用いて数値計算した結果を，図 3-5 において比較する。これによると，どのスリット構造も計算値と実測値がほぼ同じ吸音特性を示しており，吸音率予測における計算手法の妥当性を伺うことができる。

また，剛壁とリブの距離を一定とした時，背後空気層に挿入するグラスウールを剛壁から離れた方が高い吸音効果を示すことが確認できる。さらに，(c)と(e)，あるいは(d)と(f)を比較することにより，同じリブ材の配列でもスリット幅が狭くなると吸音特性のピーク周波数が低域へ移るという，共鳴型吸音構造としてのスリット構造の一つの特徴を定量的に確認することができる。

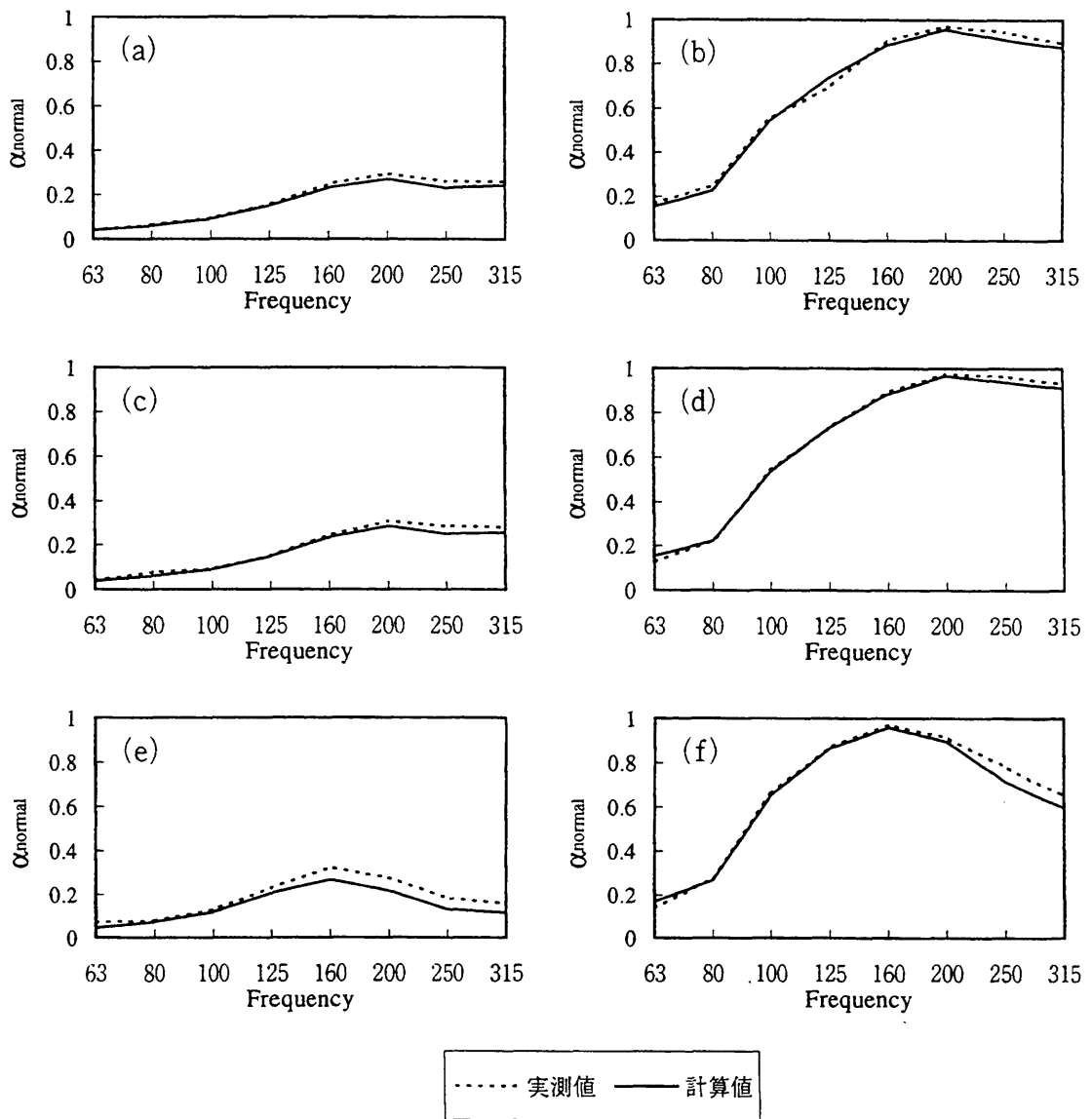


図 3-5 垂直入射吸音率の計算値と実測値の比較  
 (a~fの周波数特性は、それぞれ図 3-3 に示したスリット構造に対応している。)

### 3.3 斜入射吸音率実測値との比較

計算手法の妥当性を検証するための次のステップとして、スリット構造の縮小模型の斜入射吸音率を干渉縞法<sup>18)</sup>により測定し、数値計算結果と比較した。縮小模型を用いた理由は、干渉縞法では試料端からの回折波の影響を受けないよう、試料面積がかなり必要とされる上、測定周波数が低い場合はその波長の長さに応じてさらに大きな試料や実験室容積が要求されるため、実寸での測定が困難と判断されたためである。また、スリット構造が一次元周期であること、および測定の容易さを考慮し、2次元自由音場を用いて斜入射吸音率を測定することとした。

#### (1)実験装置

2次元自由音場は、厚さ10mmのアクリル板を2枚、微小距離（今回は約25mm）隔てて平行に設置し、周囲をくさび状のグラスウールにより吸音処理している、一辺2mの正方形空間である。ただし、これを2次元自由音場とみなすには、空間の厚さ $d$ に応じた周波数の上限を設定する必要がある。すなわち、波長が $d/2$ 以下となる周波数に対しては理論上2次元音場が成立しない。

音場での距離減衰特性の実測結果は図3-6に示すとおりであり、1.25k~6.3kHzで近似的に自由音場が成立していることがわかる<sup>19)</sup>。

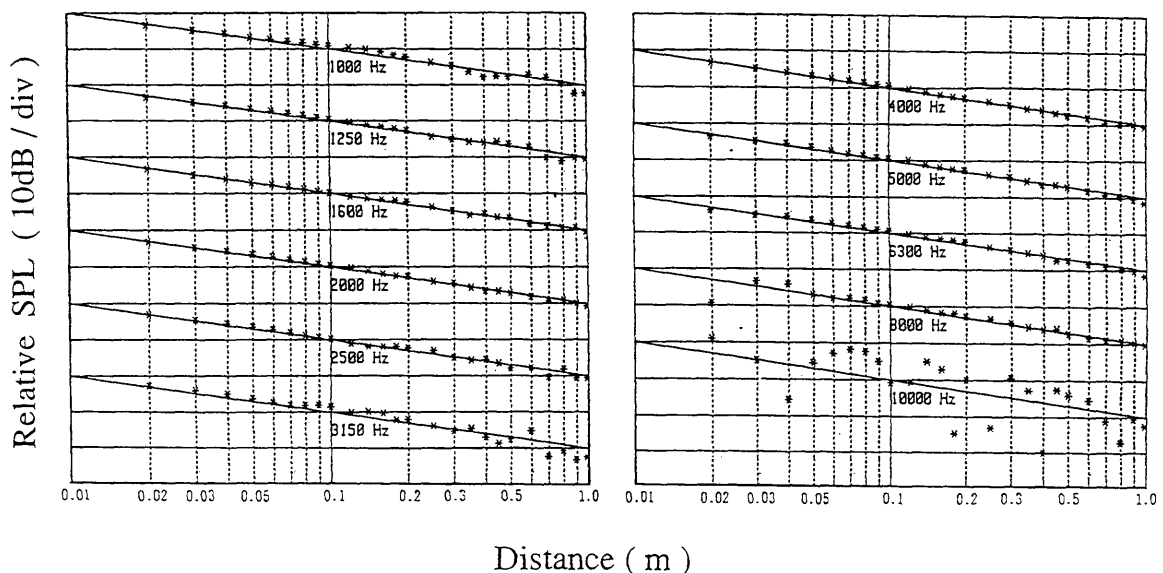


図 3-6 2次元自由音場における距離減衰特性

スリット構造の斜入射吸音率を測定する場合は、音場の一辺に測定対象のスリット構造を設置する。干渉縞法による斜入射吸音率の測定装置を図 3-7 に示す。音源プローブから測定周波数の純音を放射すると、スリット面の前方には、入射波と反射波の干渉による音圧の干渉縞が生じる。マイクロホンプローブをスリット面と垂直に移動させ、これを観察する。なお、今回測定するスリット構造は図 3-8 に示すものであり、測定周波数は 2kHz とした。

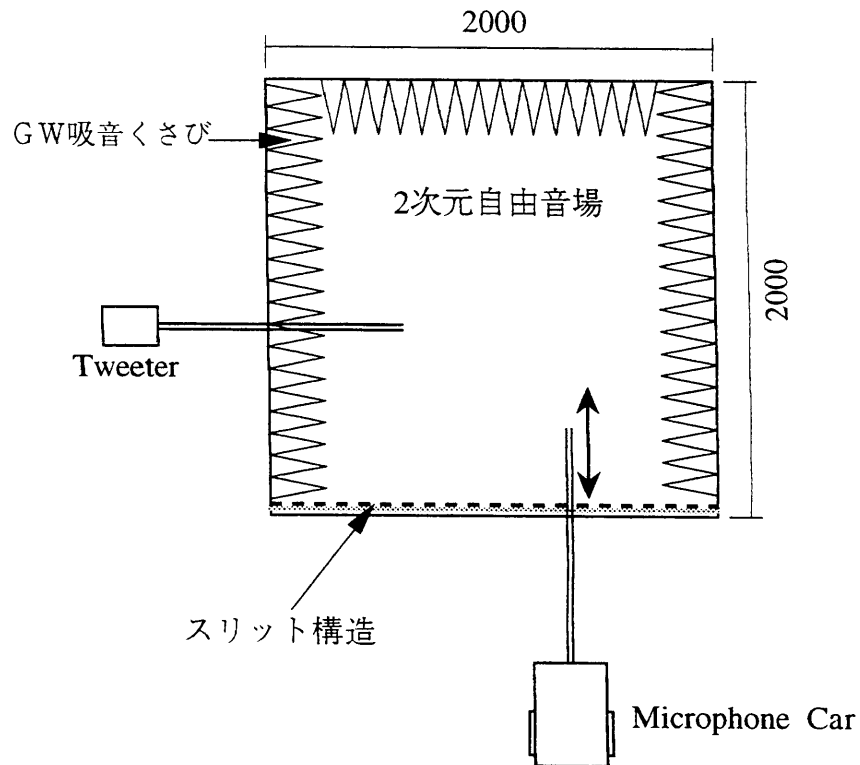


図 3-7 斜入射吸音率測定装置概要

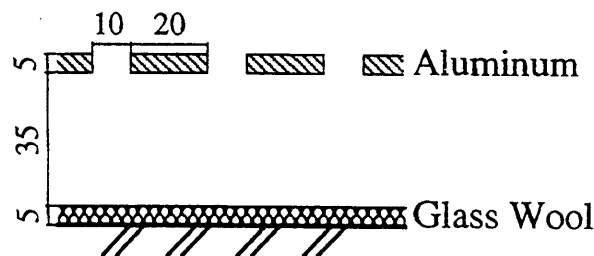


図 3-8 斜入射吸音率測定対象スリット構造

## (2)測定理論

2次元自由音場においては、無指向性点音源からの放射音は、0次の第2種 Hankel 関数として表示される。いま、実音源  $S$  から受音点までの距離を  $d$ 、吸音面による音源の虚像  $S'$  から受音点までを  $r$  とすると、受音点における音圧  $P$  は次式で与えられる。

$$P = A \left\{ H_0^{(2)}(kd) + R \cdot H_0^{(2)}(kr) \right\} \quad (3-31)$$

ただし、 $A$  は音圧振幅、 $R$  は吸音面での反射係数、 $k$  は波数である。

図 3-9 に示すように、隣接して観測された音圧極大点および極小点のそれぞれの音圧を  $P_M$ 、 $P_N$  とした場合、両観測点に対する反射係数を等しく  $R$  とおくと、

$$P_M = |A| \left\{ \left| H_0^{(2)}(kd_M) \right| + |R| \cdot \left| H_0^{(2)}(kr_M) \right| \right\} \quad (3-32)$$

$$P_N = |A| \left\{ \left| H_0^{(2)}(kd_N) \right| - |R| \cdot \left| H_0^{(2)}(kr_N) \right| \right\} \quad (3-33)$$

が成り立つ。ここで、定在波比を  $\rho = P_M / P_N$  とおくと、次式が得られる。

$$\rho \left\{ \left| H_0^{(2)}(kd_N) \right| - |R| \cdot \left| H_0^{(2)}(kr_N) \right| \right\} = \left| H_0^{(2)}(kd_M) \right| + |R| \cdot \left| H_0^{(2)}(kr_M) \right| \quad (3-34)$$

これを整理すると、反射係数  $R$  の絶対値は次式で与えられる。

$$|R| = \frac{\rho \left| H_0^{(2)}(kd_N) \right| - \left| H_0^{(2)}(kd_M) \right|}{\rho \left| H_0^{(2)}(kr_N) \right| + \left| H_0^{(2)}(kr_M) \right|} \quad (3-35)$$

このとき斜入射吸音率は、 $\alpha = 1 - |R|^2$  により与えられる。このように、極大点および極小点の位置および音圧を測定することにより、斜入射吸音率を求めることができる。

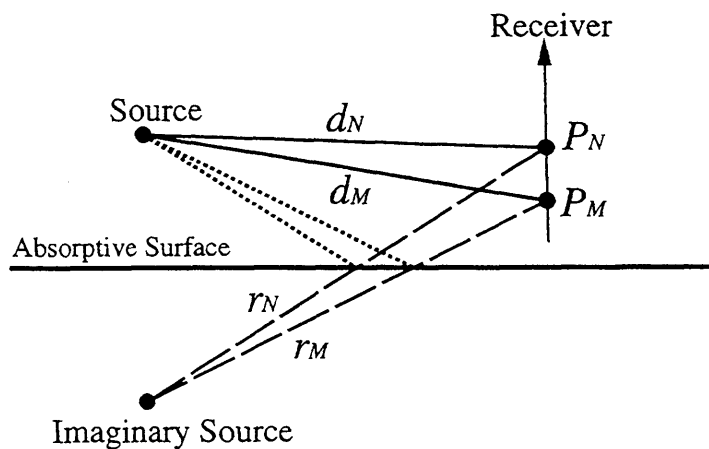


図 3-9 斜入射吸音率測定理論のための Geometry

なお，測定周波数とスリット周期を定める際には，鏡面反射以外の散乱成分が伝搬モードとならないよう配慮した。鏡面反射でない成分が受音点へ伝搬すると，それに応じた像音源や入射角も考慮する必要があるため，(3-31)式が成り立たなくなるためである。

干渉縞法の測定理論においては，一般に入射波と鏡面反射波のみが考慮されている。このため，これまで明記されていなかったが，測定対象が周期構造の場合には，鏡面反射以外の散乱成分が伝搬モードとならないよう，特に注意する必要がある。この場合の具体的な制約は，スリットの周期や入射角に応じて，測定周波数に上限が生じることである。

この問題に関する一つの興味として，複数の散乱成分が伝搬することにより，干渉縞がどのように変化するか検討してみる。周期的散乱面と垂直に設けた観察ライン上の音圧レベル分布を，[1]鏡面反射成分のみ伝搬，[2]合計3成分が伝搬，の2パターンについて比較したものが図 3-10 である。ここでは，入射波は平面波とし，各散乱波にはそれぞれ適当な反射係数を与えている。鏡面反射以外の成分が伝搬することによって，規則正しい干渉縞に乱れが生じる様子をうかがうことができる。

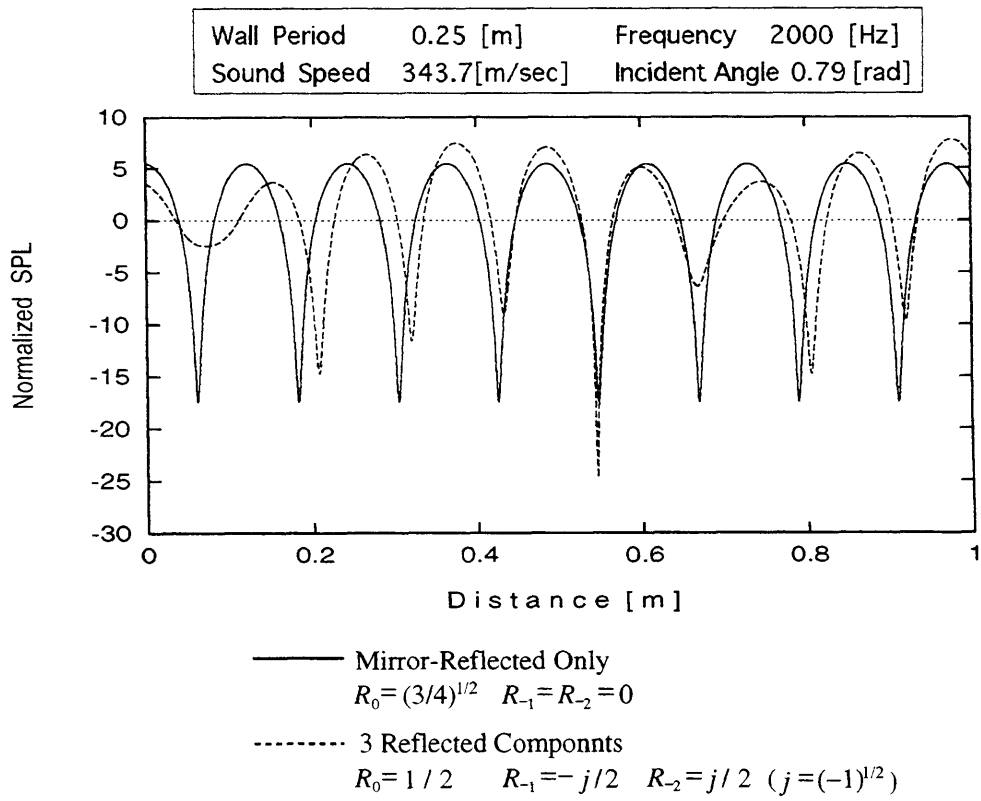


図 3-10 鏡面反射以外の伝搬成分による干渉縞の乱れ (計算値)



### (3)音源プローブとマイクロホンプローブの指向性測定

斜入射吸音率の測定で用いる音源プローブとマイクロホンプローブの指向性について、予備実験として2次元自由音場において測定を行った。図 3-11 に示すプローブの位置関係から定まる角度 $\theta$ に対するマイクロホンプローブ出力の依存性、すなわち、マイクロホンプローブを無指向性とみなした場合の、音源のみかけの指向特性を測定した。両プローブの個別の指向性を測定しなかったのは、斜入射吸音率の測定において利用する補正値を求めることのみを目的としたためである。なお、指向性の算出には、理想的な無指向性点音源からの放射音が0次の第2種 Hankel 関数に従うことを利用している。また、マイクロホンプローブ中心軸と音源プローブ先端との距離を変化させた図 3-11 中に示す(a)(b)(c)の3通りについて、それぞれ測定を行った。

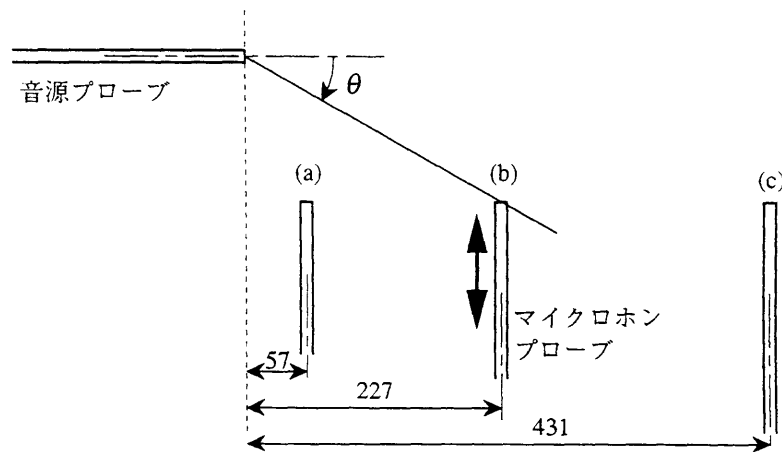


図 3-11 斜入射吸音率測定における音源とマイクロホンプローブの位置関係

指向性の測定結果を図 3-12 に示す。ここで、マイクロホンプローブの音響中心が音源プローブ軸の延長上にある場合を 0dB として基準化している。図 3-12 によると、 $\theta$ の絶対値が大きくなるに従い、出力レベルが低下する指向特性がみられる。

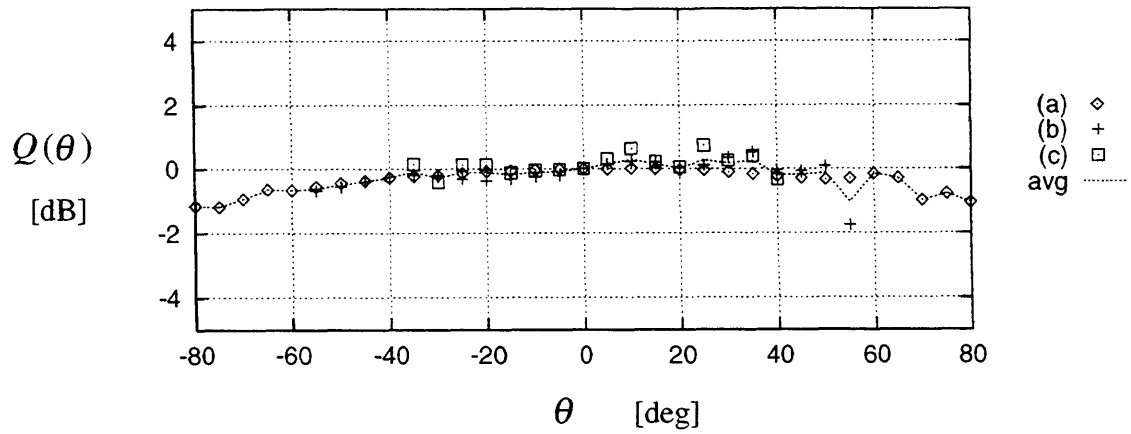


図 3-12 音源～マイクロホンプローブの指向特性

指向特性  $Q(\theta)$  により補正をほどこす場合は, (3-32)～(3-35)式における

$$|H_0^{(2)}(kd_M)|, |H_0^{(2)}(kd_N)|, |H_0^{(2)}(kr_M)|, |H_0^{(2)}(kr_N)|$$

をそれぞれ

$\Lambda(\theta_{d_M})|H_0^{(2)}(kd_M)|, \Lambda(\theta_{d_N})|H_0^{(2)}(kd_N)|, \Lambda(\theta_{r_M})|H_0^{(2)}(kr_M)|, \Lambda(\theta_{r_N})|H_0^{(2)}(kr_N)|$   
に置き換えてやればよい。ただし,

$$\Lambda(\theta) = 10^{\frac{Q(\theta)}{20}} \quad (3-36)$$

であり,  $\theta_{d_M}, \theta_{d_N}, \theta_{r_M}, \theta_{r_N}$  は図 3-13 にしたがって求めるものとする。

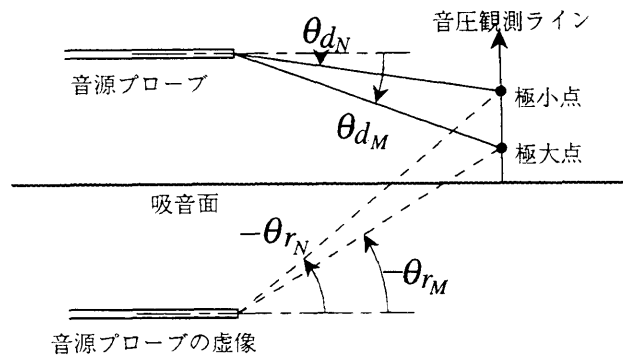


図 3-13 指向性による補正のための Geometry

#### (4)スリット構造のグラスウール吸音面の局部作用の確認測定

スリット構造の解析モデルとしての一条件である，背後空気層に挿入されたグラスウール表面の局部作用の確認を目的とした予備実験を実施した。

まず，2次元自由音場にてグラスウール表面の比音響アドミタンスの測定を行った。スリット構造のリブを取り去って，グラスウール吸音面のみの構造とし，2次元自由音場の一辺に設置した。次にマイクロホンプローブ位置を，その軸が音源プローブ先端を通るよう調整し，音源から2kHzの純音を放射した際の垂直入射に対する干渉縞を測定した。図3-14に示す位置において極大点・極小点が観察されるとき，グラスウール表面の複素音圧反射係数 $R$ の絶対値は(3-34)式で，その位相遅れ $\Delta$ は，

$$\Delta = 4\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (3-37)$$

で与えられる。このとき比音響アドミタンス $\eta$ は，

$$\eta = \frac{1 - |R|e^{-j\Delta}}{1 + |R|e^{-j\Delta}} \quad (3-38)$$

により求められる。

測定の結果，厚さ5mmグラスウールの比音響アドミタンスは(0.0915+0.132j)であった。

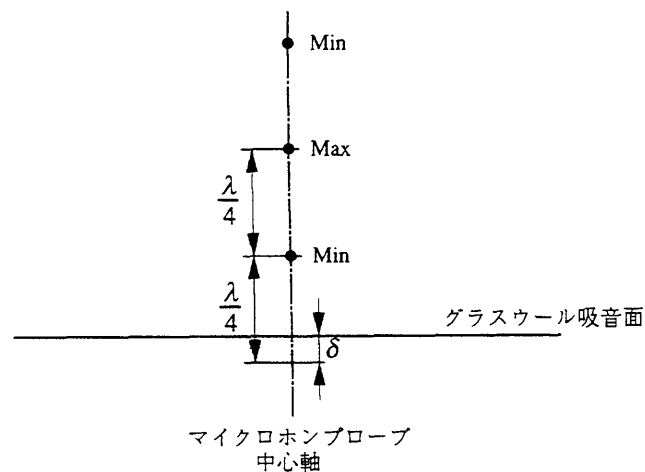


図 3-14 垂直入射に対する極大点・極小点

次に，局部作用を満足すると仮定した場合のグラスウール吸音面の斜入射吸音率を，測定した  $\eta$  により算出する。図 3-15 に示すように，比音響アドミタンス  $\eta$  を持つ吸音面に入射角  $\theta$  で平面波が入射しているとする。吸音面の上部半空間の速度ポテンシャル  $\Psi$  は，複素音圧反射係数  $R$  を用いて，次式で与えられる。

$$\Psi = e^{-jk(x\sin\theta - y\cos\theta)} + R \cdot e^{-jk(x\sin\theta + y\cos\theta)} \quad (3-39)$$

局部作用を仮定した境界条件

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} = jk\eta\Psi \quad (y=0) \quad (3-40)$$

に(3-39)式を代入し，整理すると次式を得る。

$$R = \frac{\cos\theta - \eta}{\cos\theta + \eta} \quad (3-41)$$

よって，斜入射吸音率  $\alpha_\theta$  は，

$$\alpha_\theta = 1 - |R|^2 = 1 - \left| \frac{\cos\theta - \eta}{\cos\theta + \eta} \right|^2 \quad (3-42)$$

により求められる。

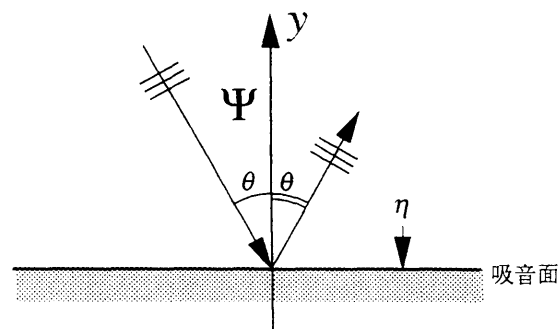


図 3-15 局部作用を仮定した吸音面と入射波・反射波

このように計算したグラスウール吸音面の斜入射吸音率を、干渉縞法により別途測定した値と比較した。その結果を図 3-16 に示す。実測値に多少のばらつきがみられるものの、その中央付近を計算値が横切っており、これよりグラスウール吸音面が、局部作用の仮定をほぼ満足していると判断できる。

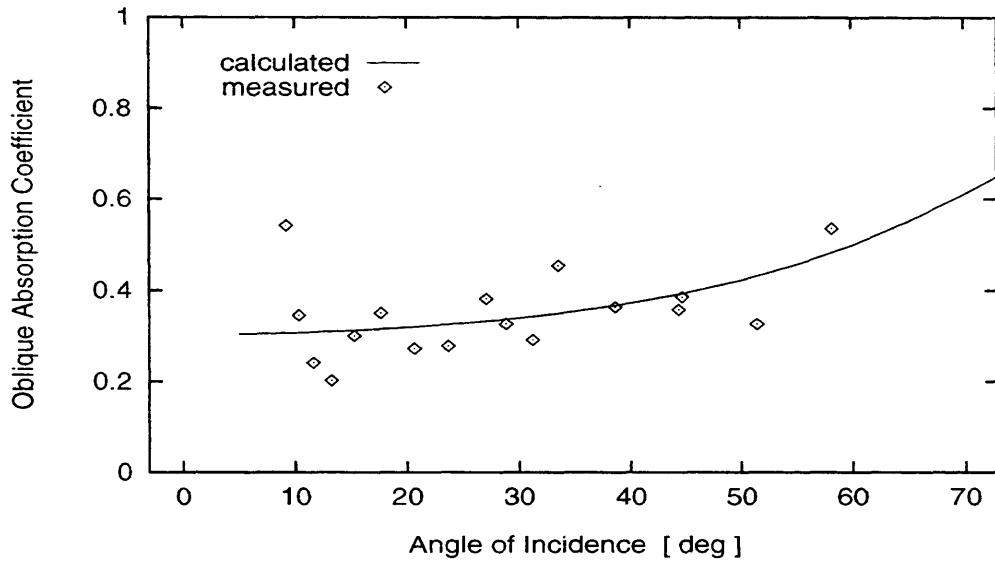


図 3-17 グラスウール吸音面の斜入射吸音率 (2kHz)  
 (GW表面の局部作用の確認を目的とした、実測値と計算値の比較)

### (5)スリット構造の斜入射吸音率の実測値と計算値

干渉縞法によるスリット構造の斜入射吸音率の実測値と、(4)において求めたグラスウールのアドミタンス値を用いて矩形分割法により数値計算した斜入射吸音率を、図 3-18 において比較する。ここに示す実測値の入射角は極小点位置に対応しており、両隣の極大点との関係から、それぞれ求まる 2 つの吸音率を算術平均した値をプロットしている。

図 3-18 によると、入射角  $20^\circ$  未満においては、実測値は散在ぎみであり、計算値がその中央付近を通っている。入射角  $20^\circ$  以上では、実測値のばらつきは小さくなり、やや低めの値ではあるものの、計算値が実測値をほぼ予測していると判断できる。

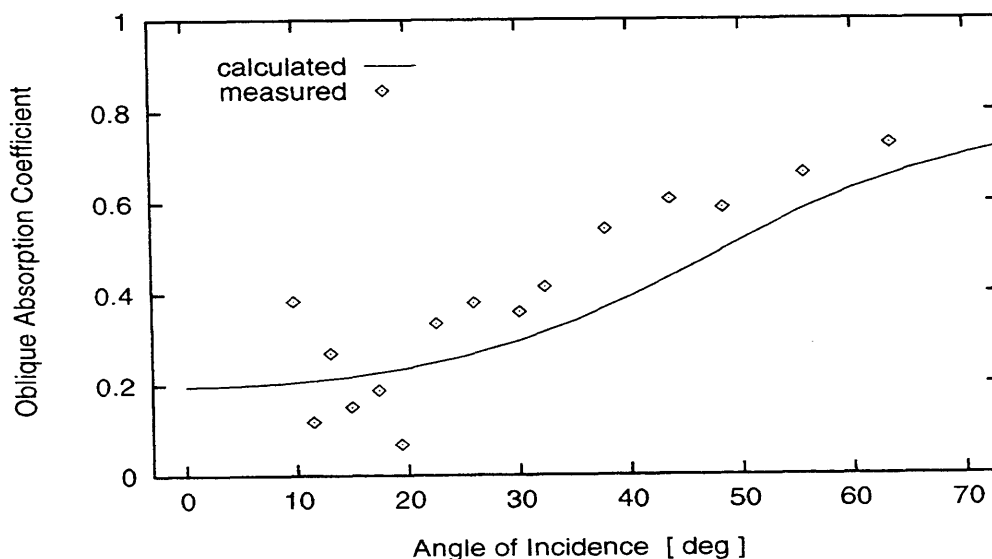


図 3-18 スリット構造の斜入射吸音率の実測値と計算値 (2kHz)

### 3.4 連立一次方程式の打ち切り項数

矩形分割法においては、有限項で打ち切った連立一次方程式を解くことが数値計算のメインとなる。ここでは、その打ち切り項数についての検討を行う。

まず、吸音特性が打ち切り項数によって変化する様子について、2つの簡単なスリット構造モデルを対象に計算した結果を図 3-19 (a)および(b)に示す。ただし、ここでは吸音特性を  $kD$  (波数×周期) の関数として表しており、打ち切り項数 5 パターン (16, 8, 4, 2, 1) をパラメータとしている。また、各図の上段が入射角  $\theta=0^\circ$  , 下段が  $\theta=60^\circ$  であり、入射角  $\phi$  は  $0^\circ$  で一定とした。

$kD$  が大きくなる (構造の周期が大きく、音の波長が短くなる) に従って、小さい打ち切り項数のものから順に計算値がずれ始める傾向が、(a)(b)の両モデルにおいて確認できる。ただし、ここでは打ち切り項数 8 と 16 はほとんど同じ値であるため、その差を図より確認することは困難である。入射角による違いに着目すると、 $\theta$  が大きい方が打ち切り項数の影響を受けやすい傾向がみられる。

ここで周波数と、スリット構造の現実的な周期を考えてみる。低周波域の吸音特性について検討する立場において、扱う周波数の上限を仮に 500Hz、スリット構造の周期を最大 1m とすると、 $kD$  がとる値は最大 9.24 となる。図 3-19 においては、これより小さな  $kD$  に対しては、打ち切り項数 4 と 16 であまり差がみられない。すなわち、2桁に満たない程度の打ち切り項数を採用しても、計算精度に及ぼす影響はさほど大きくないと考えられる。

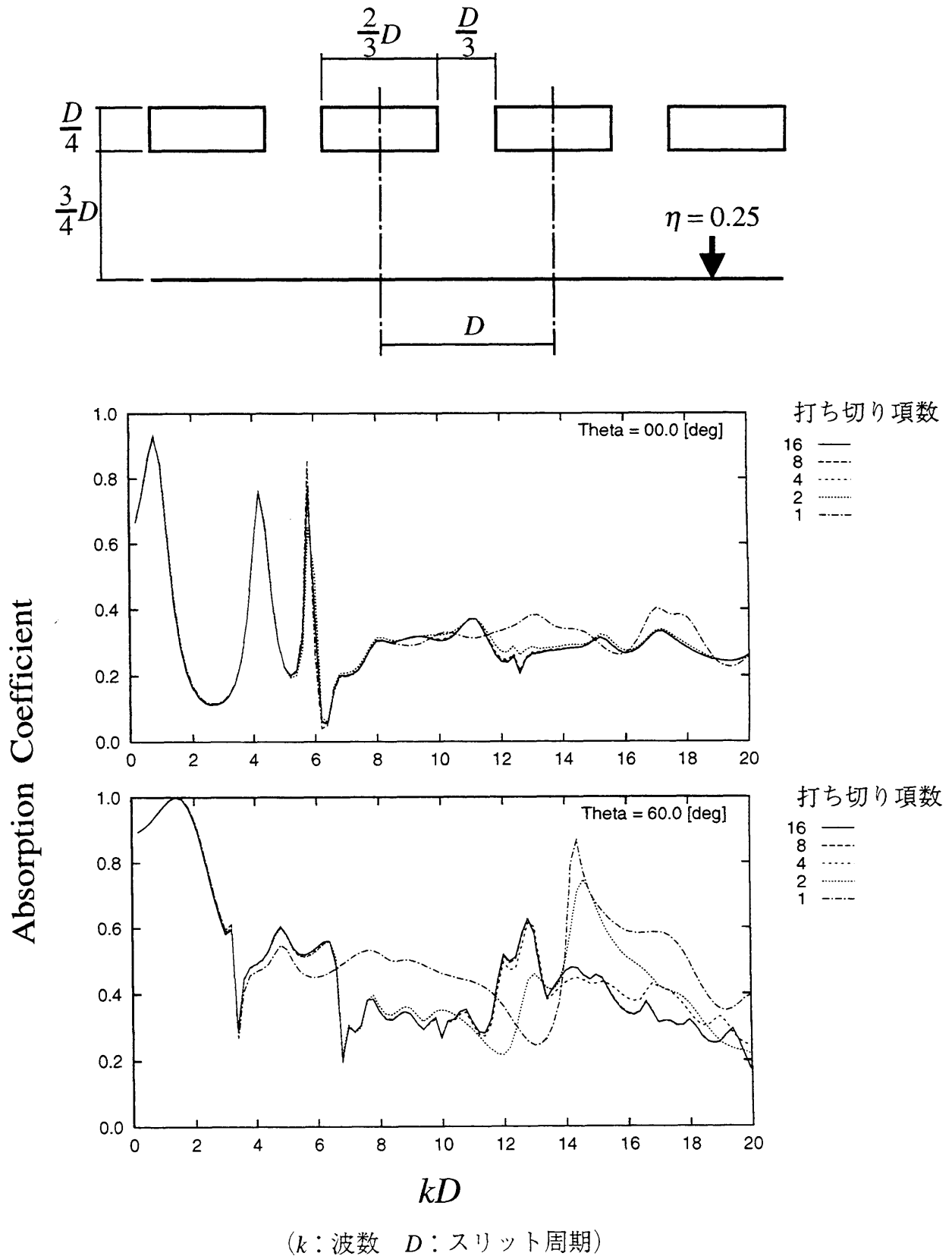
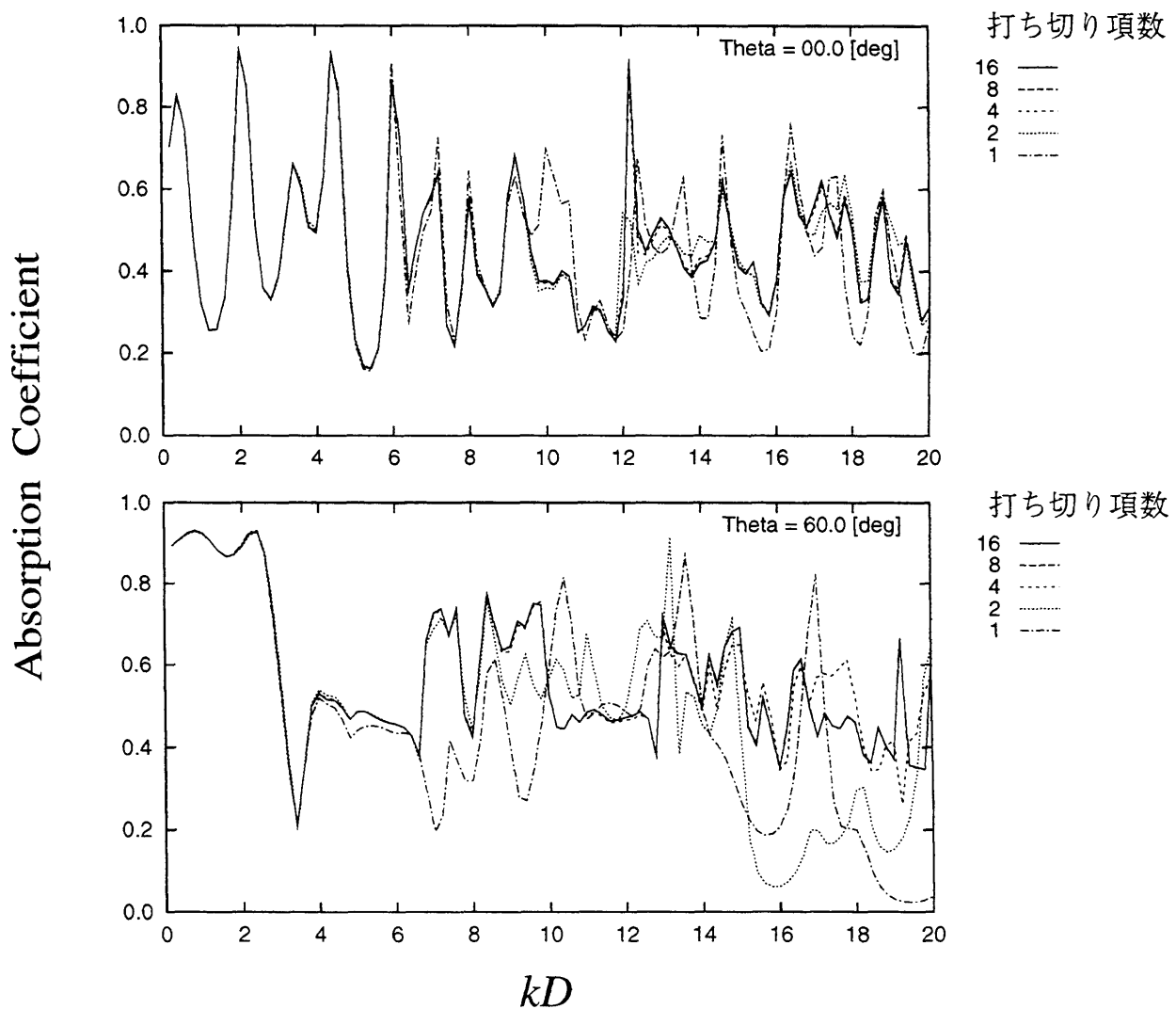
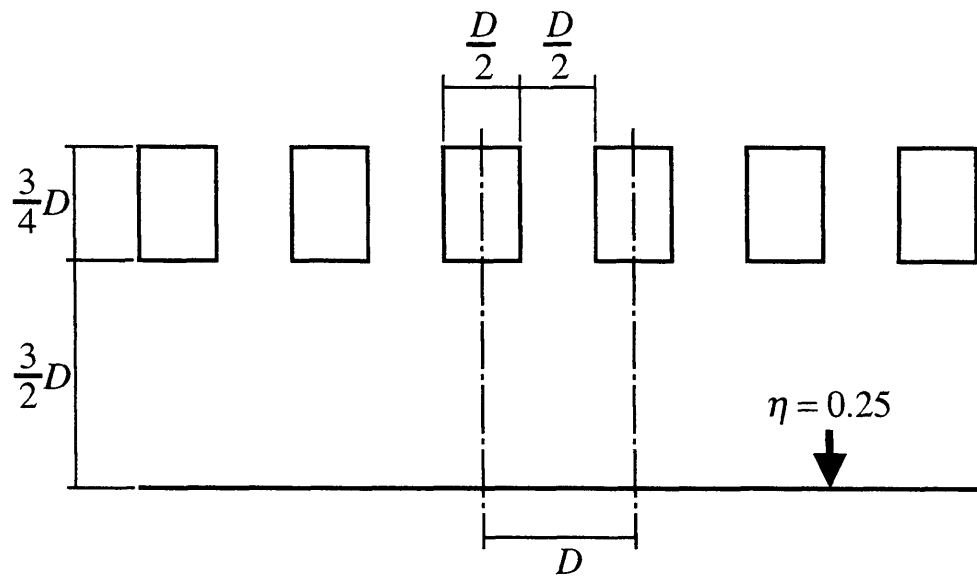


図 3-19(a) 打ち切り項数が吸音特性に及ぼす影響 (その1)





( $k$ :波数  $D$ :スリット周期)

図 3-19(b) 打ち切り項数が吸音特性に及ぼす影響 (その2)

次に、打ち切り項数による収束の様子を確認する。図 3-20 の(a)および(b)は、それぞれ図 3-19(a), (b)の構造に対応しており、上段が  $\theta = 60^\circ$  , 下段が  $\theta = 89^\circ$  に対する斜入射吸音率の収束過程であり、 $kD$  をパラメータとして示している。ただし、ここでは打ち切り項数 41~50 の各吸音率の平均値を収束値とし、収束値に対する各打ち切り項数での吸音率の割合を縦軸で表している。

これによると、 $kD$  が小さな値であるほど早く収束することが確認できる。また、打ち切り項数の数値が  $kD$  値の 30%程度でほぼ収束する傾向が、(a)(b)の両モデルで見られる。さらにこれらの傾向は入射角  $\theta$  にも影響を受けておらず、極端な“かすめ入射” ( $\theta = 89^\circ$ ) の条件でも収束過程において特異な現象はみられない。

計算機を用いて連立一次方程式を解く場合、その元が小さい、すなわち打ち切り項数が小さいほど計算時間は短くて済むが、以上の検討結果から  $kD$  値の増加に応じて打ち切り項数も多くとる必要があることが判明した。これは、各矩形領域内で伝搬モードとなる成分の数が増加することが原因と考えられる。一方、統計入射吸音率を算出するような場合において、入射角のみが変化する際には、一定の打ち切り項数を採用して良いであろうことが示された。

今回の一連の吸音率計算においては、打ち切り項数を 10 としているが、このとき既に打ち切り項数の変化に伴う各散乱成分（伝搬モード）のエネルギー変化率が  $10^{-3}$  に安定していることを確認している。

斜入射吸音率の収束値に対する比

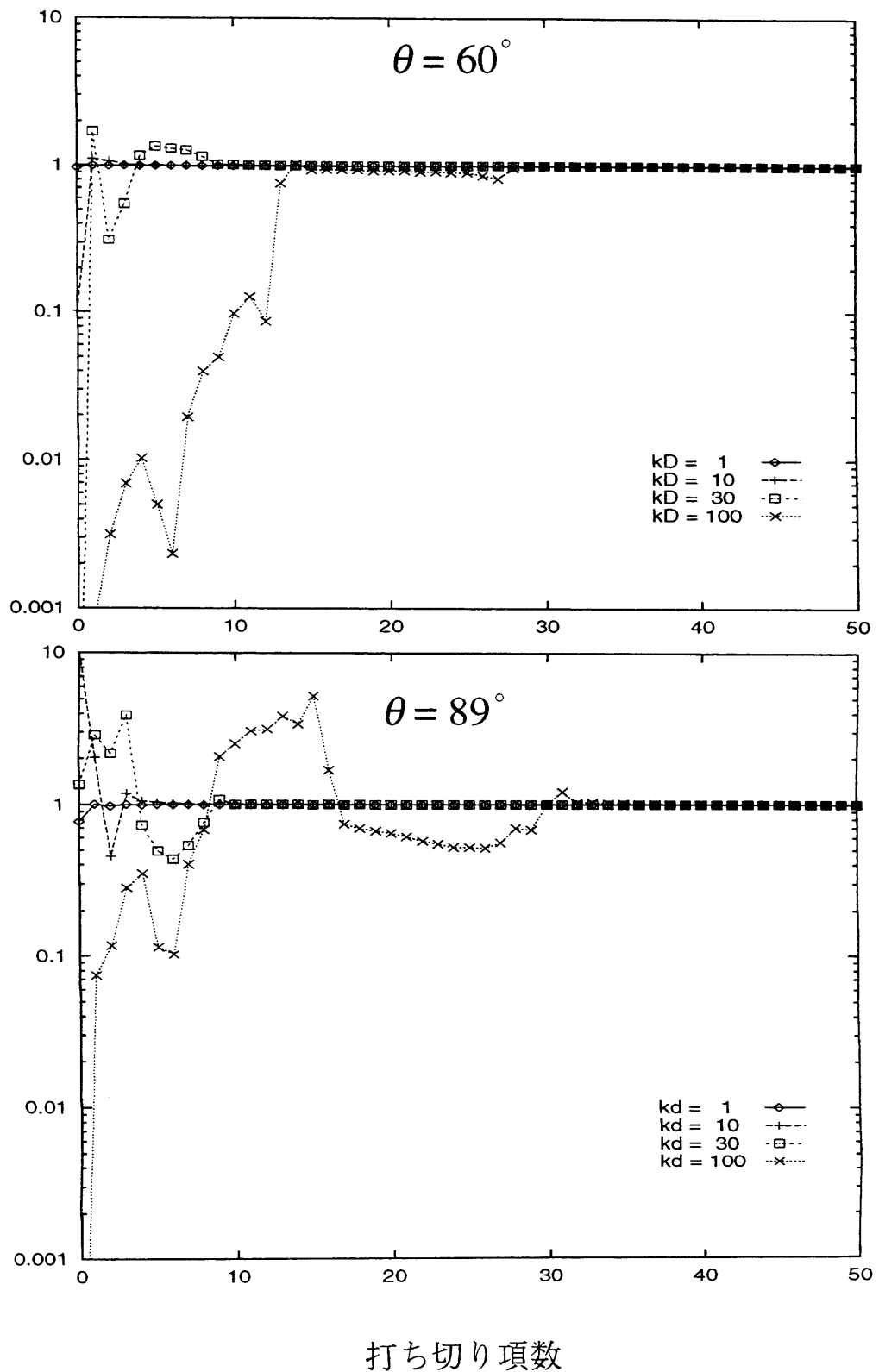


図 3-20(a) 打ち切り項数による斜入射吸音率の収束過程 (その1)

斜入射吸音率の収束値に対する比

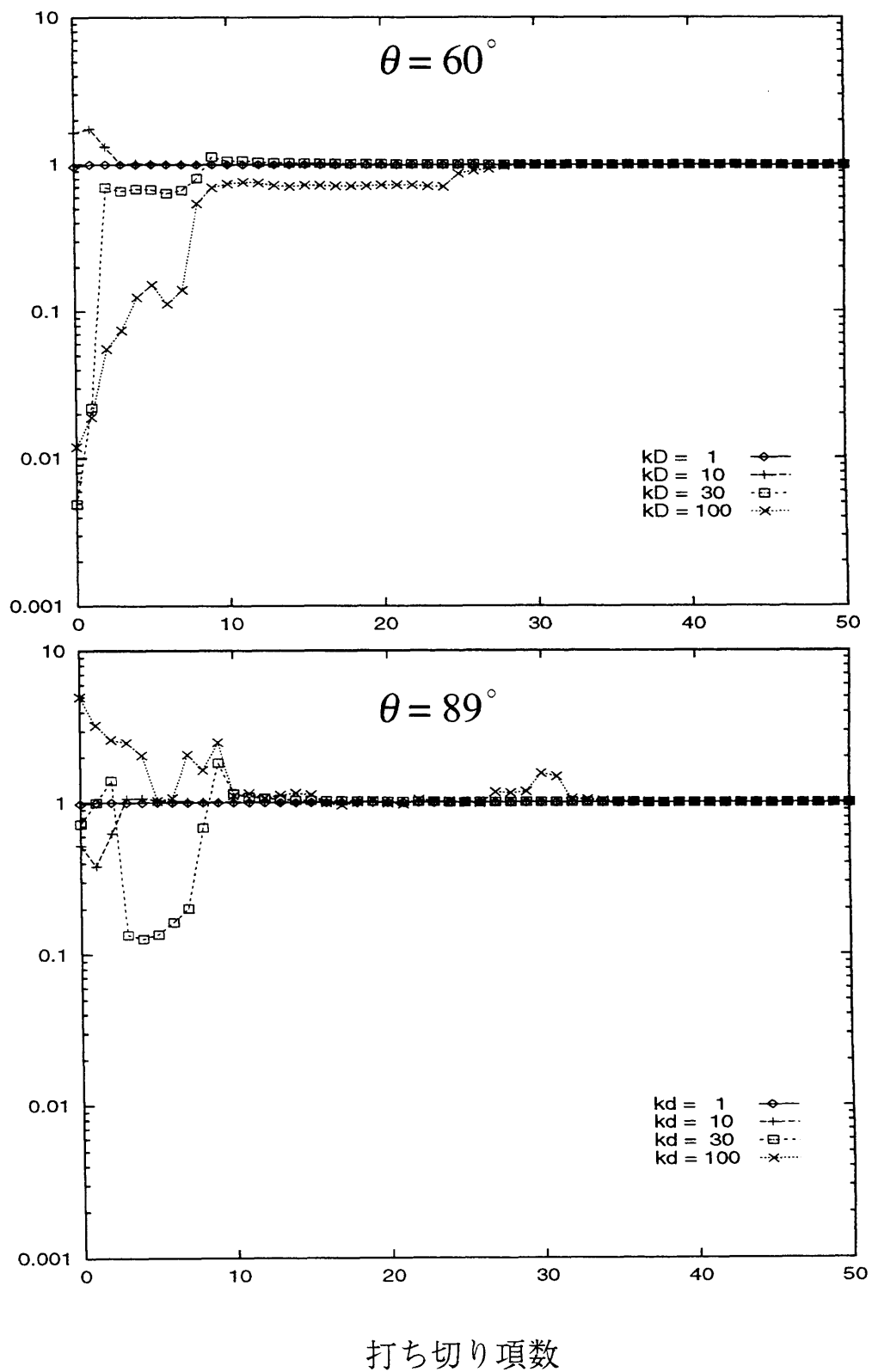


図 3-20(b) 打ち切り項数による斜入射吸音率の収束過程 (その 2)

### 3.5 まとめ

スリット構造の吸音率データは、関連文献などで数多くの実測例をみることができず、また周波数特性を定量的に予測する方法も確立していなかった。

今回、矩形分割法を用いて吸音率解析を行うと共に、実測値との比較を行った。低周波用音響管を用いた垂直入射吸音率の実測値については、63～315Hzの帯域で計算値とほとんど同じ値を得ることができた。また、スリット構造の縮小模型に対する2次元自由音場での斜入射吸音率の実測結果も、数値計算により予測された値をほぼ満足するものであった。ここで用いた模型は、通常のスリット構造の1/5～1/10程度と想定されるものであり、今回の測定周波数2kHzは実寸に対しては200～400Hzに相当するものである。

以上のように、スリット構造の低周波域での吸音率を定量的に予測しようとする際、矩形分割法を用いた数値計算が有効であると判断できる結果を得ることができた。

## 第4章 スリット構造の吸音率計算例

### 4.1 開口率による吸音機構の変化

スリット吸音構造は一般に、中～低域吸音用の共鳴器型吸音体に分類される。一方、それとよく似た構造として、“多孔質材のリブおさえ”があげられる。これは、多孔質材を表面保護材としてのリブで覆った構造であり、多孔質材の吸音特性をそこなわないよう十分大きな開口率を持たせたものである。これは中～高域用吸音構造といえる。

これらの構造は、開口率を変化させることにより両者のどちらの性質にもなり得るものであり、一般に吸音機構が共鳴器型となるのは開口率 20%以下<sup>20)</sup>とされている。またリブおさえとして、多孔質材の吸音特性に影響を与えないためには、50%以上の開口率が必要ともいわれている<sup>21)</sup>。しかしながら、開口率と吸音特性との関係が定量的に示されたことは、これまでほとんど無かった。そこで、矩形分割法を用いて統計入射吸音率を数値計算することにより、開口率による吸音機構の変化を確認した。

### (1)統計入射吸音率の算出方法

今回の手法により統計入射吸音率を求めるには、 $2\pi$ 空間からの拡散入射を複数の離散入射角で代表させ、それぞれの斜入射吸音率を求めた後、総合的なエネルギー授受について計算する必要がある。

まず、あらゆる方向から一様に平面波が入射する状態に対する入射角の離散化について考える。前章の図 3-1 に示したスリット構造の解析モデルにおいて、 $x$  軸および  $z$  軸方向の線対称性に着目すると、 $y>0$  の  $2\pi$  空間からの離散入射は、 $x>0$ 、 $y>0$ 、 $z<0$  の  $\pi/2$  空間からの拡散入射で代表できることがわかる。そこで、この  $\pi/2$  空間の分割方法について検討する。

最も単純な方法として考えられるのは、図 4-1 に示すように原点を中心とする半径 1 の  $1/8$  球面を考え、この範囲で  $\theta$  を  $N$  等分割、 $\phi$  を  $M$  等分割した時にできる  $N \times M$  個の各要素毎に、一本の入射音線を想定することである。この場合、 $\theta$  が小さく垂直入射に近いものほど担当する要素の面積、すなわち立体角が小さくなると共に、 $\phi$  方向に隣り合った音線が接近してしまう。各入射音線が持つ音響エネルギーは、担当する立体角に比例した重み付けがなされるわけであるが、このとき  $\theta$  によって計算精度に偏りが生じると共に、トータルの精度を上げるために要素の分割数を増やした場合、小さな  $\theta$  において計算に無駄が生じると考えられる。

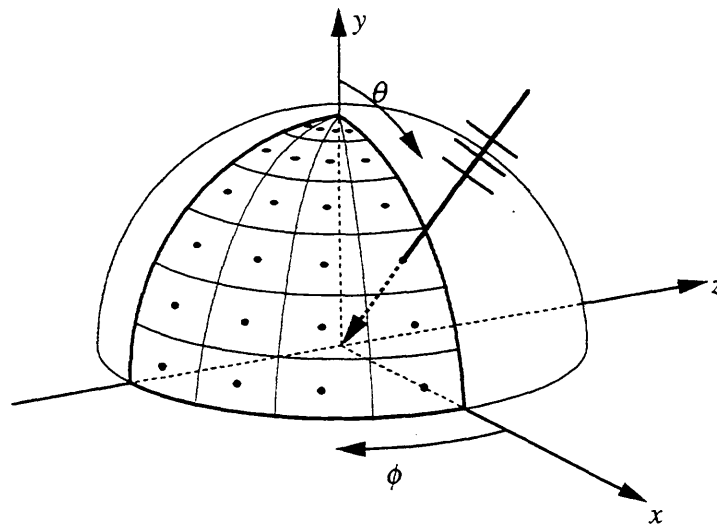


図 4-1 入射角の離散化 (a)

そこで、担当する立体角のばらつきが小さく、かつ要素の代表点が接近しすぎない分割方法として、今回は図 4-2 に示すような離散化を行った。その手順を以下にまとめる。

- [1]  $\theta$  方向の分割数  $N$  を任意に定め、半径 1 の  $1/8$  球面を  $\theta$  方向に等分割する。
- [2] 分割された領域名を、 $\theta$  が小さい順に  $U_1, U_2, U_3, \dots, U_N$ 、その表面積を  $S_1, S_2, S_3, \dots, S_N$  とおく。
- [3]  $U_i$  の  $\phi$  方向分割数  $M_i$  を、 $S_i/S_1$  を四捨五入して得た整数と定める。
- [4]  $U_i$  を  $\phi$  方向に  $M_i$  分割し、 $\phi$  が小さい順に  $u_{i,1}, u_{i,2}, u_{i,3}, \dots, u_{i,M_i}$  とおく。
- [5]  $U_i$  の各要素  $u_{i,j}$  に、それぞれ代表する点を定める。これらは、面積  $S_i$  を 2 等分する平面  $y = y_i$  と球面との交線上にあり、さらに各点は  $\phi$  方向について担当する要素の中央に位置する。入射音線はこの点を通り座標原点に入射するものとする。

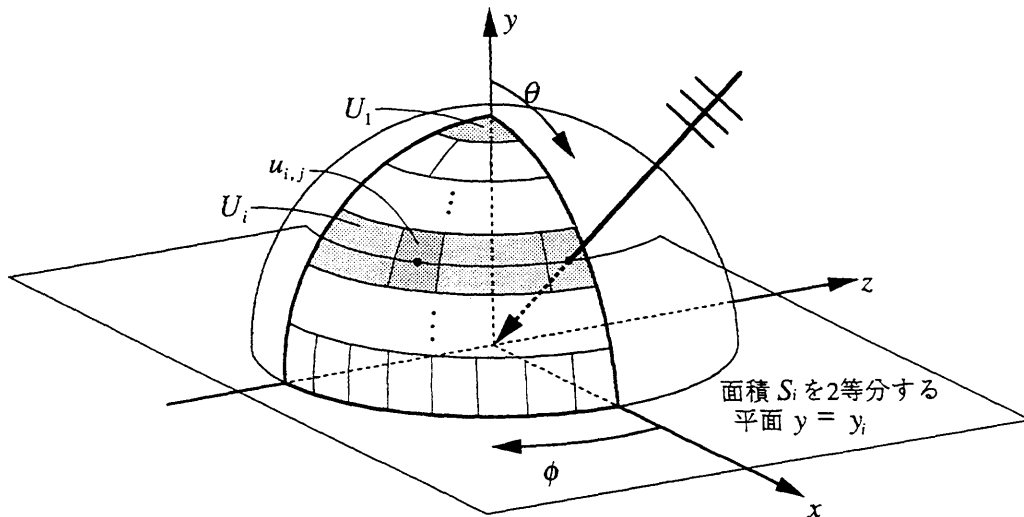


図 4-2 入射角の離散化 (b)



このような手順で入射角の離散化を行った後、入射角毎に斜入射吸音率を計算し、統計入射吸音率を算出する。

$u_{i,j}$  を代表する音線の入射角  $(\theta_{i,j}, \phi_{i,j})$  は、次の2式で与えられる。

$$\theta_{i,j} = \cos^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[ \cos \left( \frac{(i-1)\pi}{2N} \right) + \cos \left( \frac{i\pi}{2N} \right) \right] \right\} \quad (4-1)$$

$$\phi_{i,j} = \frac{(2j-1)\pi}{4M_i} \quad (4-2)$$

ここで、要素  $u_{i,j}$  の面積を  $s_{i,j}$  とおく。各入射音線が持つエネルギーは、代表する要素の面積（立体角）により重み付けされる必要がある。要素  $u_{i,j}$  を代表する音線が壁面（図 4-2 における  $xz$  平面）の単位面積あたりに入射するパワーは、比例定数  $t$  を用いて、 $t \cdot s_{i,j} \cos \theta_{i,j}$  により与えられる。また、要素  $u_{i,j}$  を代表する音線の入射角により数値計算された斜入射吸音率を  $\alpha(\theta_{i,j})$  とおくと、統計入射吸音率  $\alpha_{stat}$  は、

$$\alpha_{stat} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} \alpha(\theta_{i,j}) \cdot t \cdot s_{i,j} \cos \theta_{i,j}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} t \cdot s_{i,j} \cos \theta_{i,j}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} \alpha(\theta_{i,j}) \cdot s_{i,j} \cos \theta_{i,j}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} s_{i,j} \cos \theta_{i,j}} \quad (4-3)$$

で求めることができる。

ところで、入射角を離散化しない場合、 $\pi/2$  空間からの拡散入射に対する統計入射吸音率  $\alpha_{stat}$  は、次式で積分表示することができる。

$$\alpha_{stat} = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \alpha_{\theta,\phi} \sin \theta \cos \theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \, d\theta \, d\phi} \quad (4-4)$$

ただし、 $\alpha_{\theta,\phi}$  は入射角  $(\theta, \phi)$  に対する斜入射吸音率である。

ここで、 $\alpha_{\theta,\phi}$  に適当な関数を与えて統計入射吸音率を(4-4)式を用いて計算し、入射角を離散化して求める(4-3)式による計算値と比較した。その結果を表 4-1 にまとめる。

表 4-1 によると、離散的に求めた吸音率  $a$  は、 $\theta$  方向の分割数  $N$  が増加するほど、積分によって求めた数値  $b$  に近づく傾向があると判断でき、これより分割方法の妥当性を伺う

ことができる。また、今回斜入射吸音率として与えた関数に対しては、 $N$ が6以上であれば、離散化による誤差がほぼ1%未満におさまることがわかる。なお $N=6$ の場合、 $\pi/2$ 空間からの拡散入射は30本の入射音線で代表される。

表 4-1 統計入射吸音率の算出における離散化の影響

| 斜入射吸音率の関数<br>$\alpha(\theta, \phi)$                                       | $\theta$ 方向分割数 | 全要素数               | 統計入射吸音率                    |                 | 離散化誤差 [%]                                 |
|---|----------------|--------------------|----------------------------|-----------------|---|
|   | $N$            | $\sum_{i=1}^N M_i$ | $a$<br>( $\Sigma \Sigma$ ) | $b$<br>( $jj$ ) | $\left  \frac{a-b}{b} \right  \times 100$ |
| 1<br>$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin \theta \sin(2\theta + 2\phi)$        | 2              | 3                  | 0.546437                   | 0.573802        | 4.769135                                  |
|   | 4              | 13                 | 0.564715                   |                 | 1.583583                                  |
|   | 6              | 30                 | 0.569398                   |                 | 0.767599                                  |
|   | 8              | 52                 | 0.571201                   |                 | 0.453223                                  |
|   | 10             | 82                 | 0.572101                   |                 | 0.296529                                  |
| 2<br>$1 - \sin \theta \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\phi}{2}\right)$ | 2              | 3                  | 0.435519                   | 0.457559        | 4.816759                                  |
|   | 4              | 13                 | 0.457092                   |                 | 0.102002                                  |
|   | 6              | 30                 | 0.457501                   |                 | 0.012618                                  |
|   | 8              | 52                 | 0.457522                   |                 | 0.007952                                  |
|   | 10             | 82                 | 0.457504                   |                 | 0.011893                                  |
| 3<br>$\sin 2\theta \cos \phi$   | 2              | 3                  | 0.530507                   | 0.5             | 6.101422                                  |
|   | 4              | 13                 | 0.511519                   |                 | 2.303836                                  |
|   | 6              | 30                 | 0.505536                   |                 | 1.107168                                  |
|   | 8              | 52                 | 0.503306                   |                 | 0.66123                                   |
|   | 10             | 82                 | 0.502128                   |                 | 0.425507                                  |
| 4<br>$\frac{1}{2}(1 + \sin \theta) - \frac{\phi}{\pi}$                    | 2              | 3                  | 0.614105                   | 0.583333        | 5.275131                                  |
|   | 4              | 13                 | 0.59242                    |                 | 1.557711                                  |
|   | 6              | 30                 | 0.587602                   |                 | 0.731708                                  |
|   | 8              | 52                 | 0.585801                   |                 | 0.423053                                  |
|   | 10             | 82                 | 0.584939                   |                 | 0.275236                                  |
| 5<br>$\frac{1}{2}(\cos \theta + \sin \phi)$                               | 2              | 3                  | 0.641874                   | 0.651643        | 1.499204                                  |
|   | 4              | 13                 | 0.650618                   |                 | 0.157366                                  |
|   | 6              | 30                 | 0.651612                   |                 | 0.004717                                  |
|   | 8              | 52                 | 0.651849                   |                 | 0.031594                                  |
|   | 10             | 82                 | 0.651851                   |                 | 0.031939                                  |

なお、 $\alpha_{\theta, \phi}$ として与えた5関数の特性を図4-3に分布図として示すとともに、実際のスリット構造の例として、図3-3(f)に示した構造の315Hzでの吸音特性を併記する。これによると、実際のスリット構造よりも、関数の方が全体として凹凸が目立つ分布をしており、離散化の影響を受けやすい傾向にあると判断される。スリット構造でも $\theta > 80^\circ$ では比較的大きな吸音率変化が見られるが、トータルの入射エネルギーに対する $\theta > 80^\circ$ の“かすめ入射”エネルギーはランダム入射条件で3%程度であるため、これが統計入射吸音率に及ぼす影響は大きなものではないと考えられる。

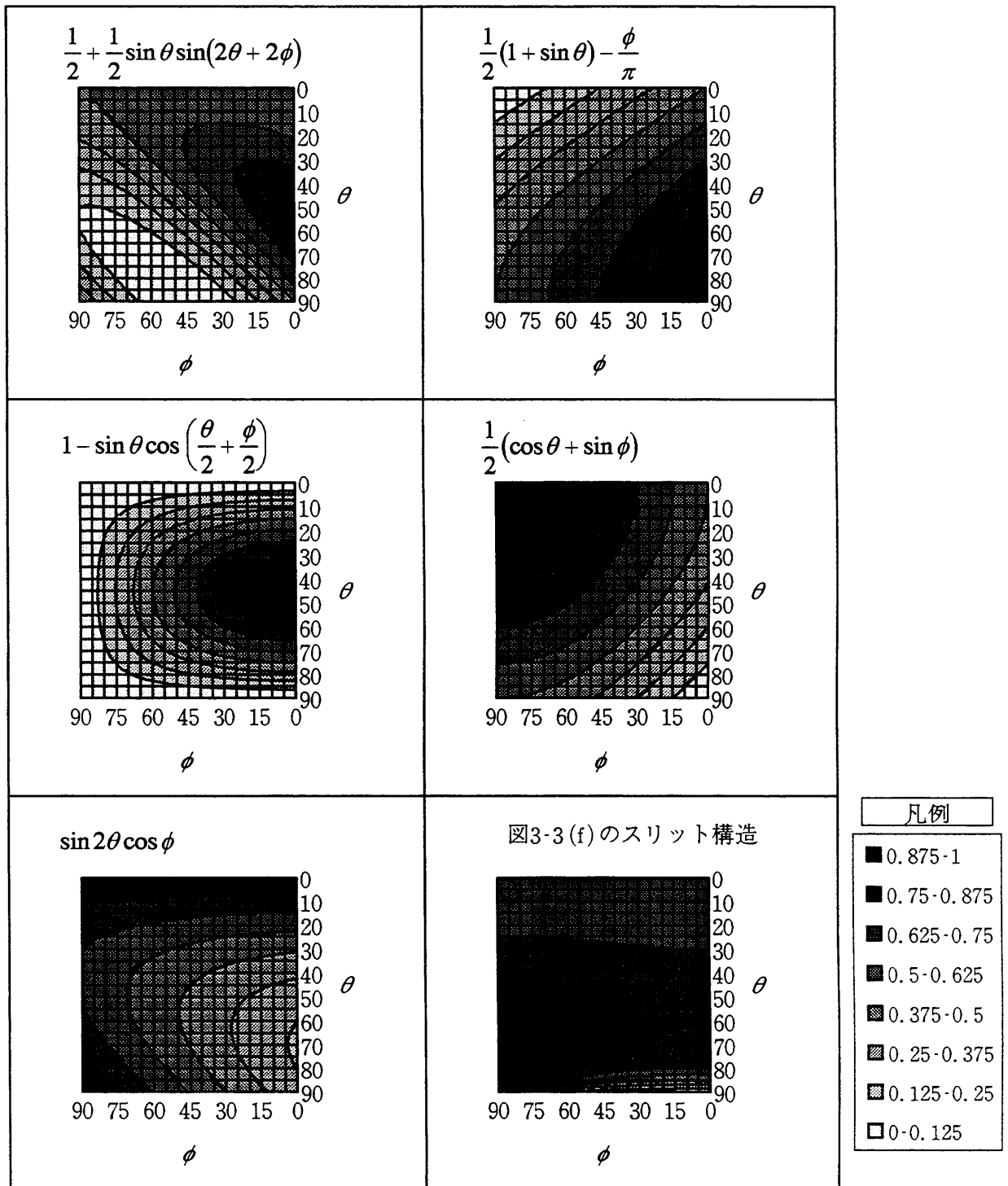


図 4-3 関数  $\alpha_{\theta, \phi}$  とスリット構造の斜入射吸音特性

## (2) グラスウール吸音構造のアドミタンスの測定

スリット構造のリブ背後の吸音面として、ここでは厚さ 50mm 密度 32kg/m<sup>3</sup> のグラスウールを採用し、その比音響アドミタンスを測定した。測定周波数は、63Hz～1600Hz の 1/3 オクターブバンド中心周波数とし、315Hz 以下は 3.2 で用いた低周波域用音響管により測定した値、315Hz より高域については JIS A 1405 で規定される装置（A 管）により測定した値である。測定結果を図 4-4 に示す。

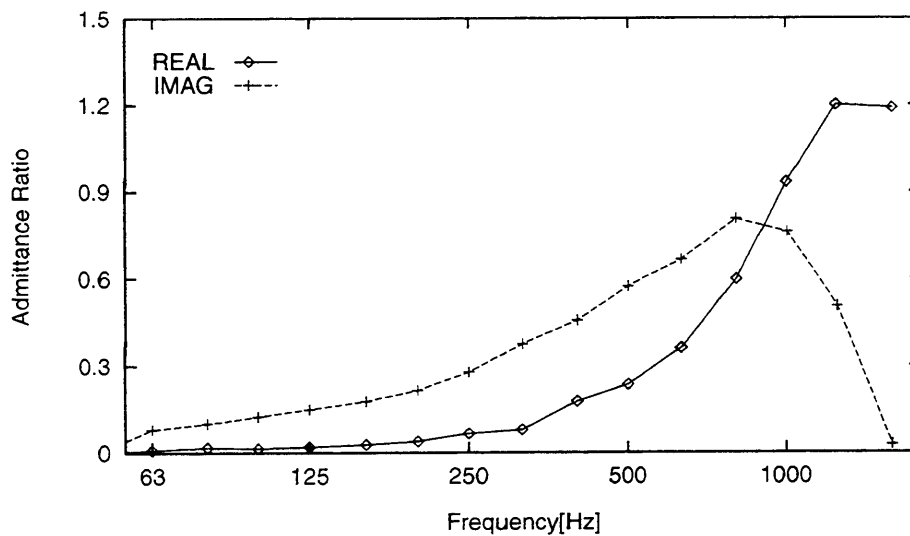


図 4-4 グラスウール(32k-50t-AS0)の比音響アドミタンス（測定値）

## (3) 統計入射吸音率の計算結果

スリットの周期を一定として開口率を変化させた場合の、統計入射吸音率の数値計算結果を図 4-5 に示す。開口率が大きくなるに従って、共鳴周波数が高くなり吸音特性が共鳴型から多孔質材のものへと変化する様子を確認することができる。またリブの無い状態と、開口率 40% のスリット構造を比較すると、周波数が 630Hz より高くなった場合にスリット構造の吸音率が低下しはじめ、“多孔質材のリブおさえ”として採用するには不適切となると判断できる。

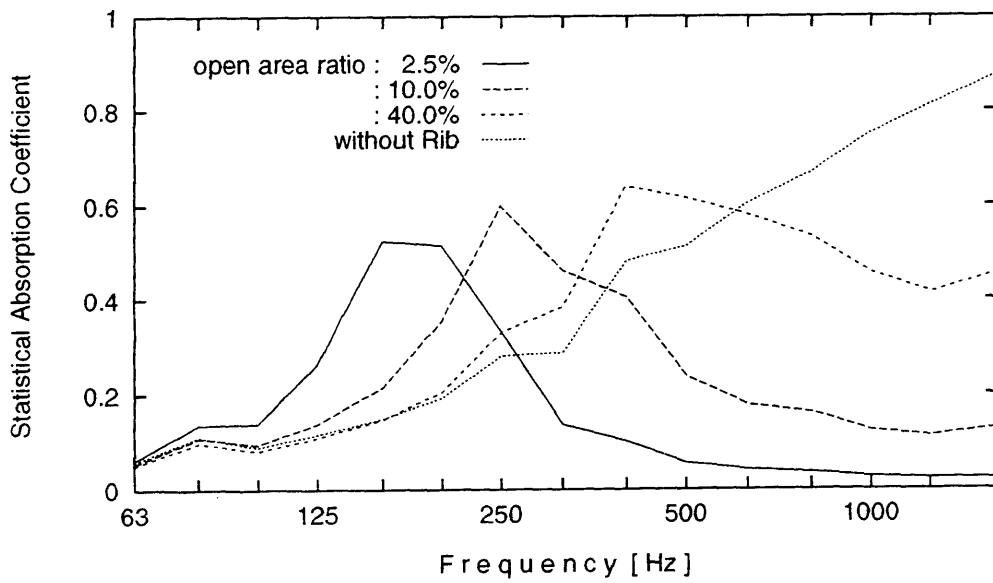
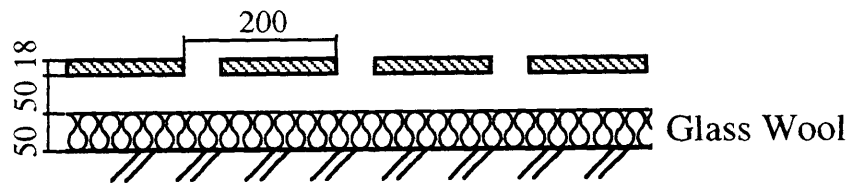


図 4-5 開口率による吸音機構の変化 (計算値)

このように、本手法を用いることによって、これまで定性的に述べられていたスリット構造の吸音機構の変化を、定量的に把握することが可能となった。また、スリット構造を用いた吸音計画においても、この計算手法により具体的な吸音特性を得ることができると考えられる。

## 4.2 低周波域吸音スリット構造の試み

4.1 の結果からは、開口率が小さくなるに従い、吸音特性は共鳴器型の特徴が顕著となり、同時にその共鳴周波数が低域に移行する傾向が伺えた。本研究の主旨である低周波域の吸音の可能性をさらに探るため、ここでは開口率の他に、構造の周期やリブの厚さを変化させることによる吸音特性への影響を、特に 315Hz 以下の帯域に着目して検討する。

ただし、背後空気層については、それが厚くなるほど共鳴周波数が低くなることは周知であり、また現実に確保できる空気層には施工上の限界があることを踏まえ、ここではその影響は検討対象として取り上げない。リブの背後構造は図 4-6 に示す一定のものとし、グラスウール表面より 50mm 位置にリブが並ぶものとする。

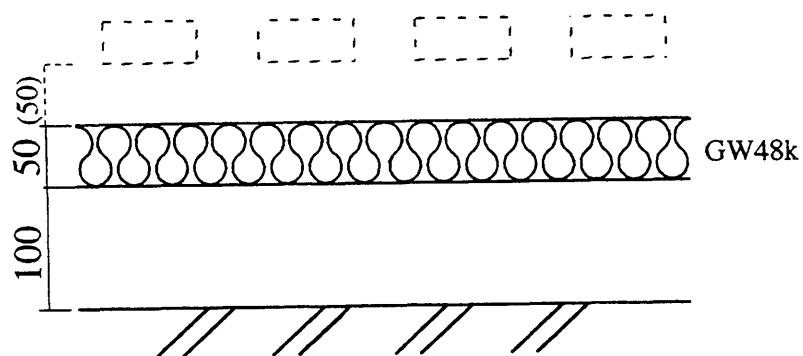


図 4-6 リブの背後吸音構造

なお、以下の検討は全て垂直入射吸音率についての数値計算結果であり、計算に必要なグラスウール吸音面のアドミタンスは 3.2(3)で得た値を使用した。

まず、スリット周期とリブの厚さを一定とした場合の、開口率による吸音特性の変化を図 4-7 に示す。開口率を小さくすると吸音特性のピーク周波数が低域に移行することが確認できる。

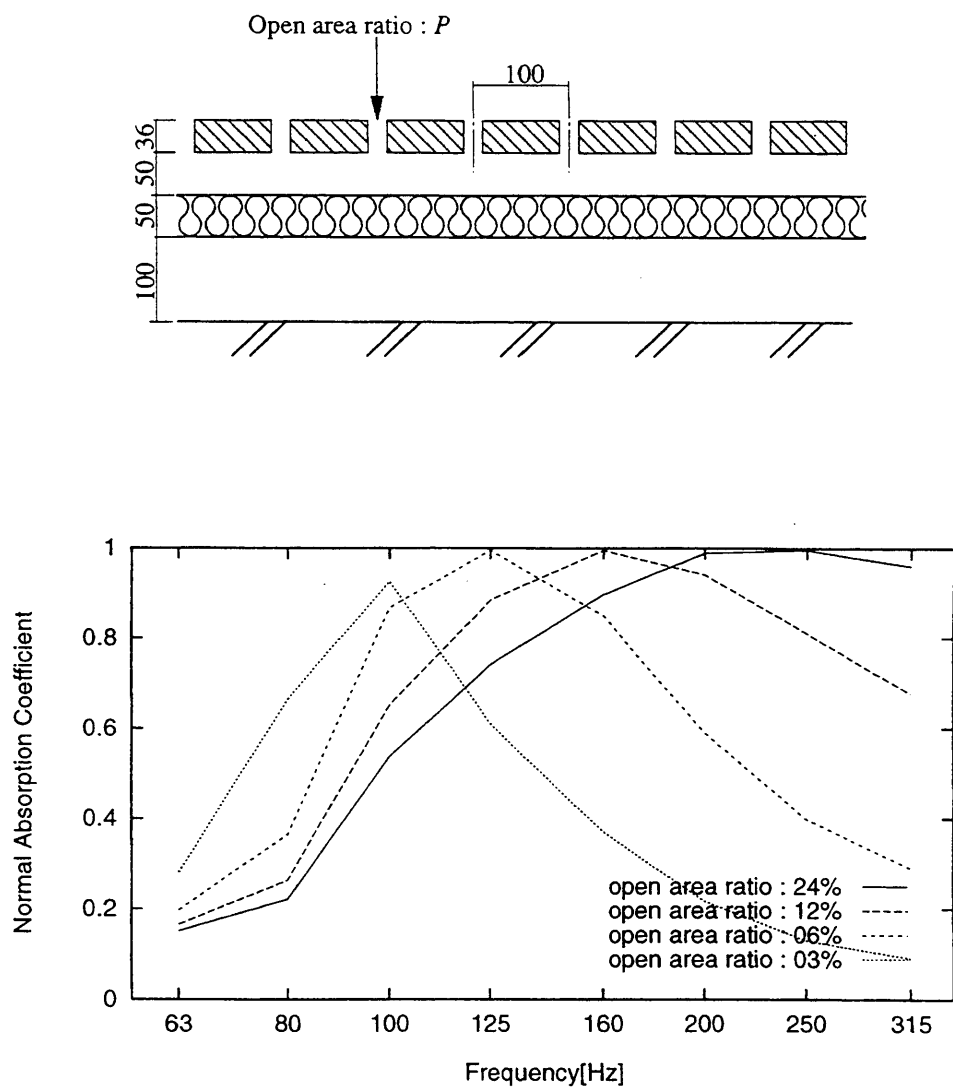


図 4-7 開口率による吸音特性の変化 (計算値)

次に、開口率とリブの厚さを一定とし、スリット周期を変化させた場合の影響を、図 4-8 に示す。周期が大きくなるほど、ピーク周波数が低域に移っていることがわかる。

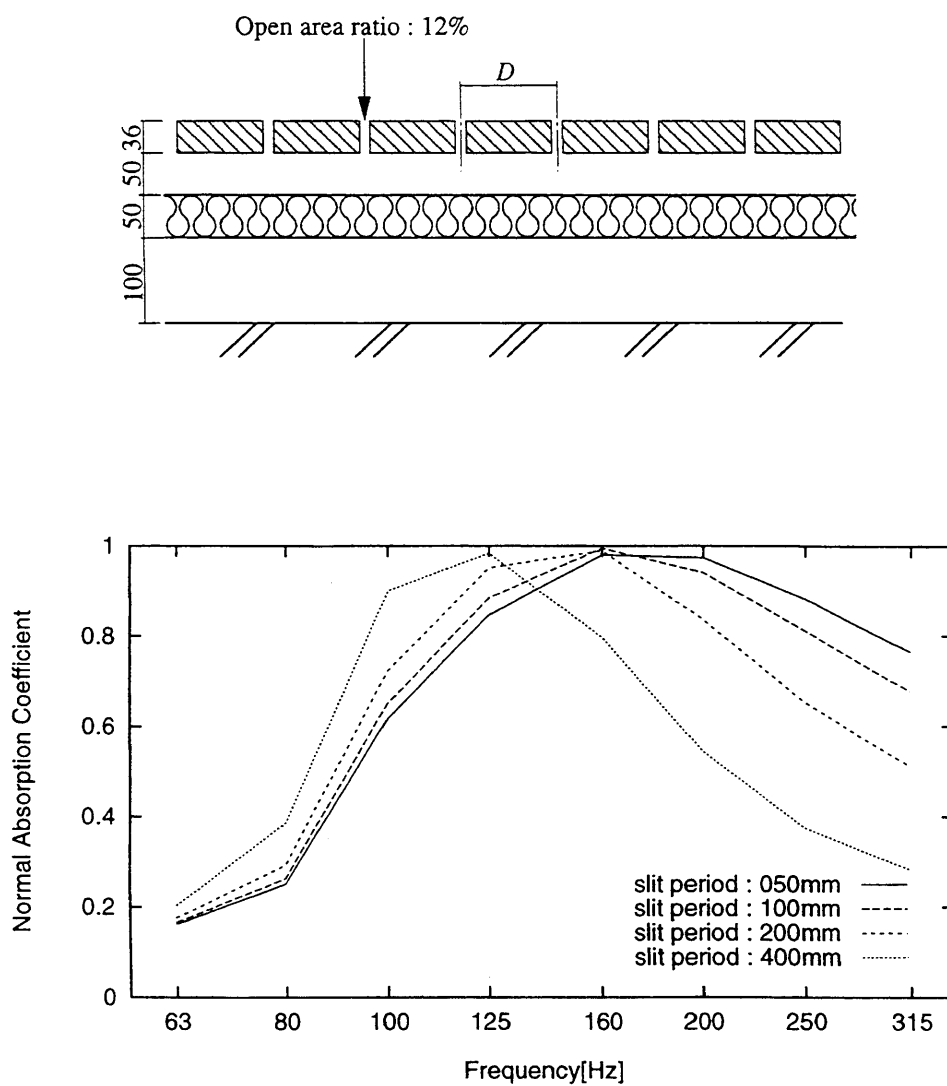


図 4-8 スリット周期による吸音特性の変化（計算値：開口率 12%）



図 4-9 は、リブの厚さのみ変化させた場合の影響であり、厚さが増すほど共鳴周波数が低くなる様子が観察される。

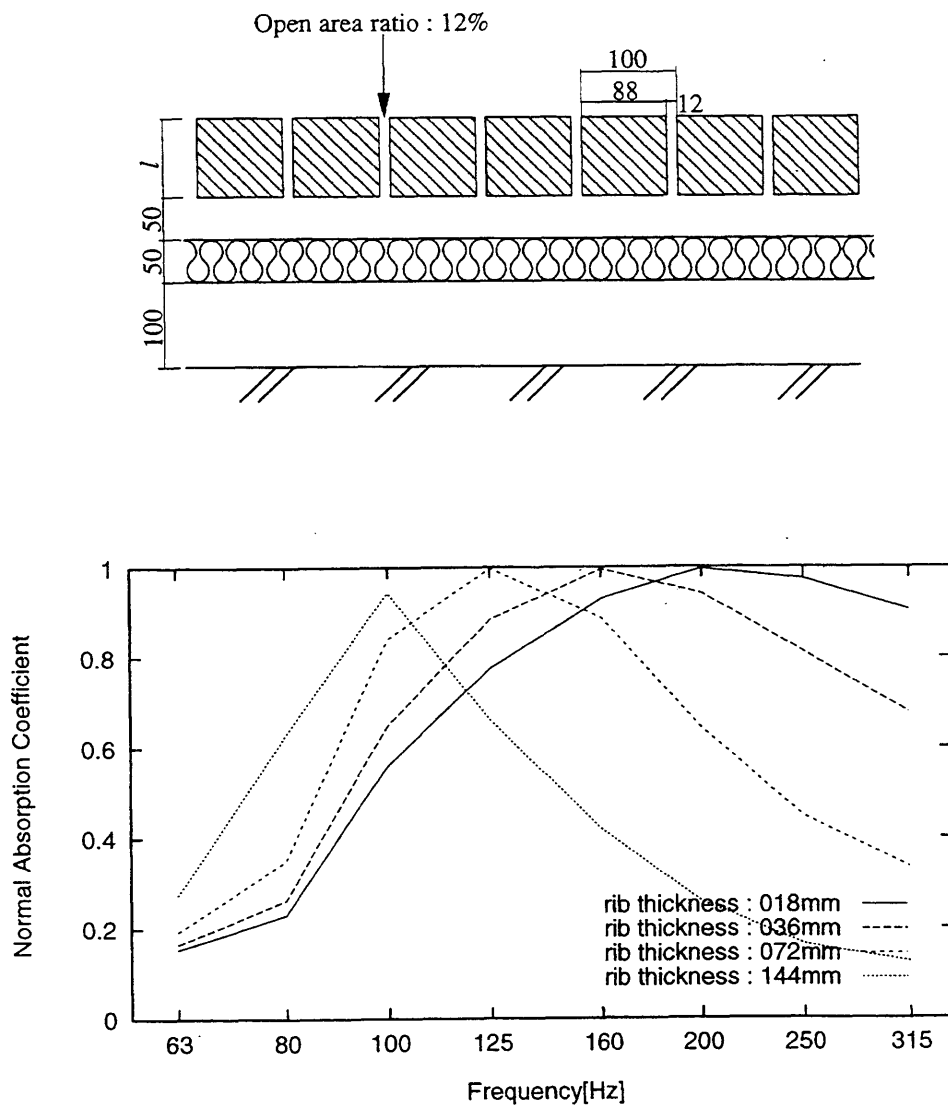


図 4-9 リブの厚さによる吸音特性の変化 (計算値：開口率 12%)

以上のように、開口率を小さく、あるいは周期やリブの厚さを大きくすることによって、低周波域を吸音する特性を得ることができる。ここで、これまでに紹介されてきているスリット構造の共鳴周波数の計算式<sup>11)</sup>に着目してみる。

共鳴周波数  $f_0$  は、次式で与えられる。

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{P}{L(l+Kb)}} \quad (4-5)$$

ただし、 $c$ ：音速、 $P$ ：開口率、 $L$ ：背後空気層、 $l$ ：リブの厚さ、 $b$ ：スリット幅

$$K = \frac{2}{\pi} \ln \left( \operatorname{cosec} \frac{\pi P}{2} \right)$$

また、 $K$ は図4-10により求められる。

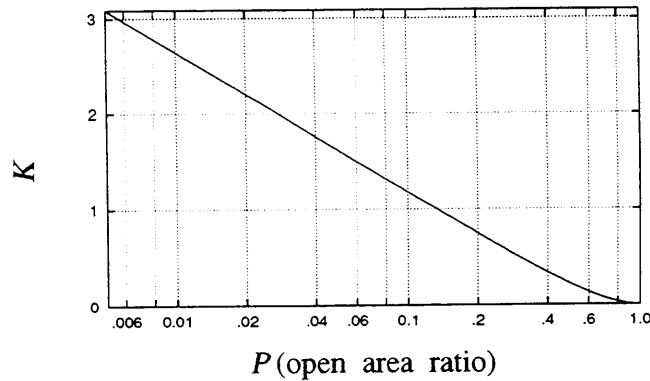


図4-10 スリット構造の  $f_0$  算出における補正值  $K$

図4-10によると、開口率  $P$  を小さくした場合  $K$  は増加するので、(4-5)式より  $f_0$  の値が小さくなることがわかる。また、開口率を一定に保ちスリット周期を大きくした場合、(4-5)式ではスリット幅  $b$  が増加することを意味するので、やはり  $f_0$  が下がることになる。またリブ厚  $l$  が大きくなっても、同様に  $f_0$  は下がる。このように、共鳴周波数の計算式によって、今回の数値計算による検討結果を定性的に裏付けることができる。

一方、図4-7～4-9を比較すると、どの要素を変化させた場合も周波数特性の形状にあたる影響が似ており、ピーク周波数が低域へ移行するほど吸音バンド幅が同じように狭くなる傾向がみられる。すなわち、三要素のうち一つを変化させることによって得られる吸音特性は、他の要素を変化させてもほぼ同様に得ることができると推測できる。

ここで、実際の施工を考えてみる。三要素の中で最も設計変更がしやすく、かつ周波数特性に与える影響が大きいものは、リブ幅を若干変化させるだけで実現できる“開口率”と考えられる。ただし、特に低周波域に吸音のピークを持たせるために開口率を小さく設定した場合、施工上のわずかな誤差による開口率の変化の割合が大きくなり、吸音特性を著しく変化させてしまう可能性がある。

一方、リブの厚さや周期を大きくすることにより低域吸音型のスリット構造を実現する場合は、開口率の場合とは逆に、ピーク周波数が低域になるほど設計通りの吸音特性を得るのが易しくなるといえる。ただし、リブ厚が増すと構造が大きくなり、重くなり、リブ材も多量に要するという問題が生じるであろう。また、周期が長くなると、施工面積との関係によってリブ（またはスリット）の数が減少することによって、解析上の前提条件である“周期性”が損なわれる可能性もある。

このような理由から、三要素の一つだけによって低周波吸音構造を実現するのではなく、トータルのバランスを考えた構造を設計することが現実的と考えられる。空気層の厚さも含め、こうして設計されたスリット構造は、全体として大型化するのは避けられないと考えられるが、これは吸音しようとする音波の波長が長くなることを考えても、妥当な結論といえるであろう。

## 第5章 低周波域吸音用特殊リブ構造<sup>22)</sup>

スリット構造により低周波数域を吸音しようとするとき、構造の大型化は避けられないであろうことが前章の検討で確認された。ここで、リブの厚さについて再度考えてみる。厚くする場合の欠点は、リブの重量化やリブ材の増大であるが、仮にこれらが問題にならないとすれば、リブ厚のみによって吸音特性を大幅に変化させることができる。その場合、無理な施工精度は要求されず、また構造の周期性も損なわれない。

そこで、これらの利点を活かした現実的な構造として、板材を溝形やH形に組合わせた軽量化リブを、これまでの矩形断面リブの代わりに採用した構造を考えた。本章では、このような構造の吸音率を解析するとともに、いくつかのモデルについて垂直入射吸音率を実測し、計算値の妥当性を検証する。さらに吸音特性の数値計算の一例として、軽量みぞ形鋼をリブとして用いた、低周波吸音スリット構造の吸音特性を紹介する。

## 5.1 H型リブ構造の吸音特性解析

### (1)解析モデルと矩形領域の分割

H型リブ構造を図5-1に示す解析モデルで表現する。すなわち，比音響アドミタンス  $\eta_1$  の平面の前に，周期  $D$  でH断面リブが並んでおり，リブの表側および裏側の溝の底は，それぞれ  $\eta_2$ ，  $\eta_3$  の比音響アドミタンスが与えられ，その他のリブ面は音響的に剛であるとする。各部寸法および座標軸は図に示すとおりであり，入射平面波の振幅は 1，入射角は  $(\theta, \phi)$  とする。

構造の一周期を5つの矩形領域に分割し，それぞれの速度ポテンシャルを  $\Psi_i$  ( $i=0, 1, 2, 3, 4$ ) で表す。すなわち  $y > 0$  の空間を  $\Psi_0$ ，スリット部分を  $\Psi_1$ ，リブ背後の空気層を  $\Psi_2$ ，リブの表側溝内部を  $\Psi_3$ ，裏側溝内部を  $\Psi_4$  とおく。

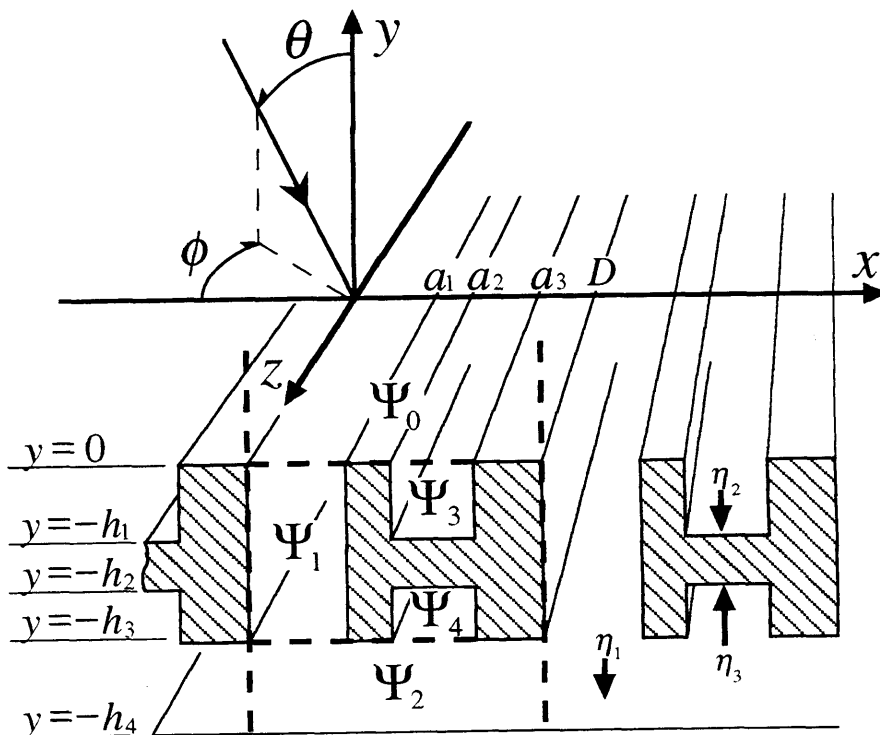


図5-1 H型リブ構造の解析モデル

入射波の波数が  $k$  で与えられているとき、その  $z$  方向波数  $\gamma$  は、

$$\gamma = k \sin \theta \sin \phi \quad (5-1)$$

で与えられる。このとき、スリット構造が  $z$  方向に一様である条件より、各領域の速度ポテンシャル  $\Psi_i$  は、次式で表すことができる。

$$\Psi_i(x, y, z) = e^{-j\gamma z} \cdot \psi_i(x, y) \quad (5-2)$$

## (2)境界条件と連続条件

各  $\psi_i$  をモード展開の形で規定する前に、境界条件・連続条件を列挙しておく。

### 境界条件

- i)  $\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} a_1 < x < a_2 \\ a_3 < x < D, \quad y = 0 \end{array} \right)$
- ii)  $\frac{\partial \Psi_1}{\partial x} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} x = 0 \\ x = a_1, \quad -h_3 < y < 0 \end{array} \right)$
- iii)  $\frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} a_1 < x < a_2 \\ a_3 < x < D, \quad y = -h_3 \end{array} \right)$
- iv)  $\frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = jk\eta_1\Psi_2 \quad (0 < x < D, \quad y = -h_4)$
- v)  $\frac{\partial \Psi_3}{\partial x} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} x = a_2 \\ x = a_3, \quad -h_4 < y < 0 \end{array} \right)$
- vi)  $\frac{\partial \Psi_4}{\partial x} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} x = a_2 \\ x = a_3, \quad -h_3 < y < -h_2 \end{array} \right)$
- vii)  $\frac{\partial \Psi_3}{\partial y} = jk\eta_2\Psi_3 \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = -h_1)$
- viii)  $\frac{\partial \Psi_4}{\partial y} = -jk\eta_3\Psi_4 \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = -h_2)$

連続条件

$$\text{I) } \frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \quad (0 < x < a_1, \quad y = 0)$$

$$\text{II) } \frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_3}{\partial y} \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = 0)$$

$$\text{III) } \Psi_0 = \Psi_1 \quad (0 < x < a_1, \quad y = 0)$$

$$\text{IV) } \Psi_0 = \Psi_3 \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = 0)$$

$$\text{V) } \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \quad (0 < x < a_1, \quad y = -h_3)$$

$$\text{VI) } \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_4}{\partial y} \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = -h_3)$$

$$\text{VII) } \Psi_2 = \Psi_1 \quad (0 < x < a_1, \quad y = -h_3)$$

$$\text{VIII) } \Psi_2 = \Psi_4 \quad (a_2 < x < a_3, \quad y = -h_3)$$

### (3) 矩形領域の速度ポテンシャルのモード展開

まず  $\psi_0$  は、 $x$  軸方向の周期性を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_0 = e^{-j\alpha_{0,0}x + j\beta_{0,0}y} + \sum_{r=-\infty}^{\infty} R_r e^{-j\alpha_{0,r}x - j\beta_{0,r}y} \quad (5-3)$$

ただし、

$$\alpha_{0,r} = k \sin \theta \cos \phi + 2r\pi/D$$

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_{0,r}^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_{0,r}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{0,r}^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_{0,r}^2) \end{cases}$$

$\psi_1$ は、境界条件 ii)を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} \cos(\alpha_{1,m}x) \left( A_{1,m} e^{j\beta_{1,m}y} + B_{1,m} e^{-j\beta_{1,m}y} \right) \quad (5-4)$$

ただし、

$$\alpha_{1,m} = m\pi/a_1$$

$$\beta_{1,m} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_{1,m}^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_{1,m}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{1,m}^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_{1,m}^2) \end{cases}$$

$\psi_2$ は、 $x$ 軸方向における $\psi_0$ と同様の周期性、および境界条件 iv)を考慮して、

$$\psi_2 = \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{2,r} e^{-j\alpha_{0,r}x} \left( e^{j\beta_{0,r}y} + \frac{\beta_{0,r} - k\eta_1}{\beta_{0,r} + k\eta_1} e^{-j\beta_{0,r}(y+2h_4)} \right) \quad (5-5)$$

と表すことができる。

$\psi_3$ は、境界条件 v)および vii)を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_3 = \sum_{m=0}^{\infty} A_{3,m} \cos\{\alpha_{3,m}(x - a_2)\} \left( e^{j\beta_{3,m}y} + \frac{\beta_{3,m} - k\eta_2}{\beta_{3,m} + k\eta_2} e^{-j\beta_{3,m}(y+2h_1)} \right) \quad (5-6)$$

ただし、

$$\alpha_{3,m} = m\pi/(a_3 - a_2)$$

$$\beta_{3,m} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_{3,m}^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_{3,m}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{3,m}^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_{3,m}^2) \end{cases}$$

$\psi_4$ は、境界条件 vi)および viii)を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_4 = \sum_{m=0}^{\infty} A_{4,m} \cos\{\alpha_{3,m}(x - a_2)\} \left( e^{-j\beta_{3,m}y} + \frac{\beta_{3,m} - k\eta_3}{\beta_{3,m} + k\eta_3} e^{j\beta_{3,m}(y+2h_2)} \right) \quad (5-7)$$



#### (4)モード展開式の連立

(3)で規定したモード展開を連立させる。まず、 $y=0$ における粒子速度に着目する。関数  $f(x)$  を  $-D/2 < x < D/2$  で連続な関数とした場合、境界条件 i) を利用すると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \int_0^D \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx &= \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx + \int_{a_1}^{a_2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \\ &\quad + \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx + \int_{a_3}^D \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \\ &= \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx + \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \end{aligned} \quad (5-8)$$

また、連続条件 I), II) より、次の2式が成り立つ。

$$\int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx = \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \quad (5-9)$$

$$\int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx = \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=0} f(x) dx \quad (5-10)$$

(5-9)(5-10)式を(5-8)式に代入し、 $f(x) = e^{j\alpha_0 s x}$  とすると次式を得る。

$$\int_0^D \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_0 s x} dx = \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_0 s x} dx + \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_0 s x} dx \quad (5-11)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(5-11)式の左辺に(5-3)式を代入すると、(3-10)式と同様に次式を得る。

$$\int_0^D \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_0 s x} dx = j(\mu_s - R_s) \beta_{0,s} D \quad (5-12)$$

ただし、

$$\mu_r = \begin{cases} 0 & (r = 0) \\ 1 & (r \neq 0) \end{cases}$$

(5-11)式の右辺に(5-4)式および(5-6)式を代入する。

$$\begin{aligned}
& \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx + \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\
&= j \int_0^{a_1} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m} \cos(\alpha_{1,m}x) (A_{1,m} - B_{1,m}) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\
&\quad + j \int_{a_2}^{a_3} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{3,m} A_{3,m} \cos\{\alpha_{3,m}(x - a_2)\} \left( 1 - \frac{\beta_{3,m} - k\eta_2}{\beta_{3,m} + k\eta_2} \cdot e^{-2j\beta_{3,m}h_1} \right) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\
&= j \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} (A_{1,m} - B_{1,m}) w_{1,m,s} + \beta_{3,m} A_{3,m} (1 - f_{1,m}) w_{3,m,s} \right\} \tag{5-13}
\end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{aligned}
w_{1,m,r} &= \int_0^{a_1} \cos(\alpha_{1,m}x) \cdot e^{j\alpha_{0,r}x} dx \\
w_{3,m,r} &= \int_{a_2}^{a_3} \cos\{\alpha_{3,m}(x - a_2)\} \cdot e^{j\alpha_{0,r}x} dx \\
f_{1,m} &= \frac{\beta_{3,m} - k\eta_2}{\beta_{3,m} + k\eta_2} \cdot e^{-2j\beta_{3,m}h_1}
\end{aligned}$$

(5-12)(5-13)式を(5-11)式に代入すると、次式が成り立つ。

$$(\mu_r - R_r) \beta_{0,r} D = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} (A_{1,m} - B_{1,m}) w_{1,m,s} + \beta_{3,m} A_{3,m} (1 - f_{1,m}) w_{3,m,s} \right\} \tag{5-14}$$

整理して、次式を得る。

$$R_r = \mu_r - \frac{1}{\beta_{0,r} D} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} (A_{1,m} - B_{1,m}) w_{1,m,r} + \beta_{3,m} A_{3,m} (1 - f_{1,m}) w_{3,m,r} \right\} \tag{5-15}$$

次に、 $y=0$ における音圧に着目する。関数  $g(x)$  を  $0 < x < a_1$  で連続な関数とすると、連続条件 III)を利用して、次の等式が成り立つ。

$$\int_0^{a_1} [\psi_0]_{y=0} g(x) dx = \int_0^{a_1} [\psi_1]_{y=0} g(x) dx \tag{5-16}$$

いま,

$$g(x) = \cos(\alpha_{1,n}x) \quad (5-17)$$

ただし,  $n = 0, 1, 2, \dots$

とおくと, 次式を得る。

$$\int_0^{a_1} [\psi_0]_{y=0} \cos(\alpha_{1,n}x) dx = \int_0^{a_1} [\psi_1]_{y=0} \cos(\alpha_{1,n}x) dx \quad (5-18)$$

(5-18)式の左辺に(5-4)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_0^{a_1} [\psi_0]_{y=0} \cos(\alpha_{1,n}x) dx &= \int_0^{a_1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) e^{-j\alpha_{0,r}x} \cos(\alpha_{1,n}x) dx \\ &= \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) w_{1,n,r}^* \end{aligned} \quad (5-19)$$

(5-18)の右辺に(5-4)式を代入する。

$$\begin{aligned} \int_0^{a_1} [\psi_1]_{y=0} \cos(\alpha_{1,n}x) dx &= \int_0^{a_1} \sum_{m=0}^{\infty} \cos(\alpha_{1,m}x) (A_{1,m} + B_{1,m}) \cos(\alpha_{1,n}x) dx \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (A_{1,m} + B_{1,m}) \int_0^{a_1} \cos(\alpha_{1,m}x) \cos(\alpha_{1,n}x) dx \end{aligned} \quad (5-20)$$

直交性を利用し, 次式を得る。

$$\int_0^{a_1} [\psi_1]_{y=0} \cos(\alpha_{1,n}x) dx = (A_{1,n} + B_{1,n}) \frac{(1 + \mu_n) a_1}{2} \quad (5-21)$$

(5-19)(5-21)式を(5-18)式に代入すると, 次式が成り立つ。

$$\sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) w_{1,n,r}^* = (A_{1,n} + B_{1,n}) \frac{(1 + \mu_n) a_1}{2} \quad (5-22)$$

これを整理して, 次式を得る。

$$A_{1,n} + B_{1,n} = \frac{2}{(1 + \mu_n) a_1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\mu_r + R_r) w_{1,n,r}^* \quad (5-23)$$

さらに, (5-23)式に(5-15)式を代入する。

$$\begin{aligned}
A_{1,n} + B_{1,n} &= \frac{2}{(1 + \mu_n)a_1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left\{ \mu_r + \mu_r - \frac{1}{\beta_{0,r}D} \right. \\
&\quad \left. \times \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m}(A_{1,m} - B_{1,m})w_{1,m,r} + \beta_{3,m}A_{3,m}(1 - f_{1,m})w_{3,m,r} \right\} w_{1,n,r}^* \right\} \\
\frac{(1 + \mu_n)a_1(A_{1,n} + B_{1,n})}{2} &= \\
2w_{1,n,0}^* - \frac{1}{D} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\beta_{1,m}(A_{1,m} - B_{1,m})w_{1,m,r}w_{1,n,r}^* + \beta_{3,m}A_{3,m}(1 - f_{1,m})w_{3,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \\
\frac{(1 + \mu_n)a_1D(A_{1,n} + B_{1,n})}{2} &= 2Dw_{1,n,0}^* \\
- \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} \left( \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right) (A_{1,m} - B_{1,m}) + \beta_{3,m} \left( \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{3,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right) A_{3,m} \right\} & \quad (5-24)
\end{aligned}$$

(3-23)式を用いて整理すると, 次式を得る。

5-10)式に(5-3)(5-4)(5-9)式を代入し, 整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
&\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1 + \mu_m)a_1D}{2} + \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} A_{1,m} \\
&+ \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1 + \mu_m)a_1D}{2} - \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} B_{1,m} \\
&+ \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{3,m}(1 - f_{1,m}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{3,m,r}w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} A_{3,m} \\
&= 2Dw_{1,n,0}^* \quad (5-25)
\end{aligned}$$

同じく，連続条件 IV)を考慮することにより，(5-18)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_{a_2}^{a_3} [\psi_0]_{y=0} \cos\{\alpha_{3,n}(x-a_2)\} dx = \int_{a_2}^{a_3} [\psi_3]_{y=0} \cos\{\alpha_{3,n}(x-a_2)\} dx \quad (5-26)$$

ただし， $n=0,1,2,\dots$

(5-26)式に(5-3)(5-6)(5-15)式を代入し整理すると，(5-25)式と同様にして次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} A_{1,m} \\ & - \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} B_{1,m} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1+\mu_m)(a_3-a_2)D(1+f_{1,m})}{2} + \beta_{3,m}(1-f_{1,m}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{3,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} \right\} A_{3,m} \\ & = 2Dw_{3,n,0}^* \end{aligned} \quad (5-27)$$

次に， $y=-h_3$ における粒子速度に着目する。連続条件 V)，VI)および境界条件 iii)を考慮することにより，(5-11)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_0^D \left[ \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_0 s x} dx = \int_0^{a_1} \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_0 s x} dx + \int_{a_2}^{a_3} \left[ \frac{\partial \psi_4}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_0 s x} dx \quad (5-28)$$

ただし， $s=0,\pm 1,\pm 2,\dots$

(5-28)式に(5-4)(5-5)(5-7)式を代入し整理すると，(5-15)式と同様にして次式を得る。

$$A_{2,r} = \frac{\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} (e^{-j\beta_{1,m} h_3} A_{1,m} - e^{j\beta_{1,m} h_3} B_{1,m}) w_{1,m,r} - \beta_{3,m} (1-f_{3,m}) e^{j\beta_{3,m} h_3} A_{4,m} w_{3,m,r} \right\}}{\beta_{0,r} D (1-f_{2,r}) e^{-j\beta_{0,r} h_3}} \quad (5-29)$$

ここで，

$$f_{2,r} = \frac{\beta_{0,r} - k\eta_1}{\beta_{0,r} + k\eta_1} \cdot e^{2j\beta_{0,r}(h_3-h_4)}$$

$$f_{3,m} = \frac{\beta_{3,m} - k\eta_3}{\beta_{3,m} + k\eta_3} \cdot e^{-2j\beta_{3,m}(h_3-h_2)}$$

次に、 $y = -h_3$ における音圧に着目する。連続条件 VII)を考慮することにより、(5-18)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_0^{a_1} [\psi_2]_{y=-h_3} \cos(\alpha_{1,n}x) dx = \int_0^{a_1} [\psi_1]_{y=-h_3} \cos(\alpha_{1,n}x) dx \quad (5-30)$$

ただし、 $n = 0, 1, 2, \dots$

(5-30)式に(5-4)(5-5)(5-29)式を代入し整理すると、(5-25)式と同様に次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1+\mu_m)a_1 D}{2} - \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{-j\beta_{1,m}h_3} A_{1,m} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1+\mu_m)a_1 D}{2} + \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{j\beta_{1,m}h_3} B_{1,m} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{3,m}(1-f_{3,m}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{3,m,r} w_{1,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{j\beta_{3,m}h_3} A_{3,m} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (5-31)$$

ここで、

$$v_r = \frac{1+f_{2,r}}{1-f_{2,r}}$$

同じく、連続条件 VIII)を考慮することにより、(5-18)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_{a_2}^{a_3} [\psi_2]_{y=-h_3} \cos\{\alpha_{3,n}(x-a_2)\} dx = \int_{a_2}^{a_3} [\psi_4]_{y=-h_3} \cos\{\alpha_{3,n}(x-a_2)\} dx \quad (5-32)$$

ただし、 $n = 0, 1, 2, \dots$

(5-32)式に(5-5)(5-7)(5-29)式を代入し整理すると，(5-25)式と同様に次式を得る。

$$\begin{aligned}
& -\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{-j\beta_{1,m} h_3} A_{1,m} \\
& + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{1,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{j\beta_{1,m} h_3} B_{1,m} \\
& + \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{\mu_{n-m}(1+\mu_m)(a_3-a_2)D(1+f_{3,m})}{2} + \beta_{3,m}(1-f_{3,m}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{3,m,r} w_{3,n,r}^*}{\beta_{0,r}} v_r \right\} e^{j\beta_{3,m} h_3} A_{4,m} \\
& = 0
\end{aligned} \tag{5-33}$$

以上の演算結果から，(5-25)(5-27)(5-31)(5-33)式をまとめると，未知の複素音圧振幅  $A_{1,m}$ ， $B_{1,m}$ ， $A_{3,m}$ ， $A_{4,m}$  についての無限元連立一次方程式が得られる。これを有限項で打ち切って解き，求めた  $A_{1,m}$ ， $B_{1,m}$ ， $A_{3,m}$  を(5-15)式に代入することで，散乱波の複素音圧反射係数  $R_r$  を算出する。斜入射吸音率は(2-50)式により求めることができる。

## 5.2 垂直入射吸音率の実測値との比較

計算手法の妥当性を確認するため、いくつかのリブ模型を製作し、その垂直入射吸音率を2マイクロホン法により測定して数値計算結果と比較した。

### (1)測定方法

音響管内2箇所の音圧間の伝達関数から、試料表面の複素反射係数を求める2マイクロホン法<sup>23)</sup>を用いて、スリット構造の垂直入射吸音率を測定した。測定ブロックダイアグラムを図5-2に示す。

音響管は3-2において用いたもので、音源信号はサイン波のスイープを使用した。測定周波数範囲は25Hz~315Hzとし、50Hzより高域はマイクロホン間隔25cm、低域は2mで測定を行った。複素音圧反射係数 $R$ は、2チャンネルFFTにより測定した2マイクロホン出力間の伝達関数 $H_{12}$ を用い、次式で与えられる。

$$R = \frac{H_{12} - e^{-jks}}{e^{jks} - H_{12}} e^{jkl} \quad (5-34)$$

ただし、 $k$ は波数、 $s$ はマイクロホン間隔、 $l$ は試料表面から#1マイクロホンまでの距離である。このとき垂直入射吸音率は $\alpha = 1 - |R|^2$ である。

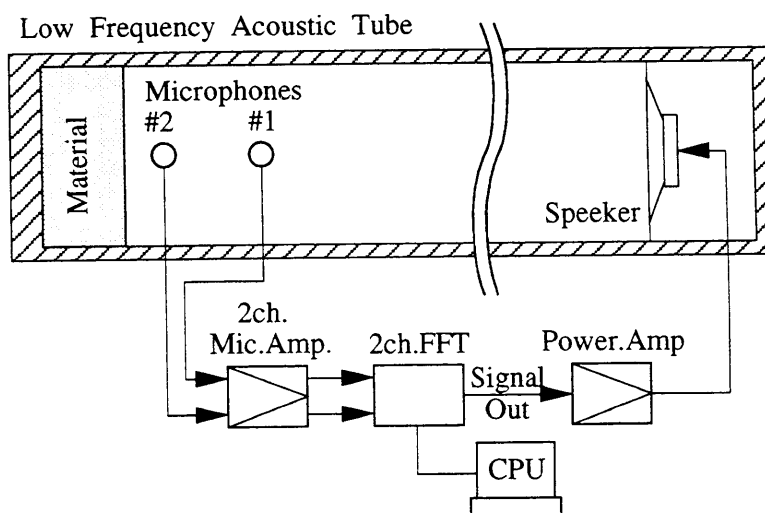


図 5-2 2マイクロホン法での測定ブロックダイアグラム



なお、2本のマイクロホンは音圧・位相とも特性の揃ったものを採用した上、あらかじめ測定した受音系で生じる2チャンネル間の誤差を、FFTの伝達関数補正機能を用いてキャンセルした。

## (2)リブ模形

実測用として製作したリブは3通りで、それらの断面図を図5-3に示す。溝形およびH形リブは共にアクリル板製であり、前者は反転させることにより、溝部分を表・裏のどちら側に向けることもできる。本論文中では便宜上、溝部分が表側（音場側）に向くよう配列したものをU形、裏側に向くものを∩形と呼ぶ。H形リブは、表裏の溝の底をグラスウール（GW）を用いた吸音面としている。なお、これらのリブは、支柱などを用いてアクリル板が共振しないよう特に配慮している。共振が生じると、その周波数付近で過剰吸音してしまい、計算手法を評価するための基準とするには不適切となるためである。矩形リブは、溝形との比較のためのものであり、アクリル板製の枠内にコンクリートを充填して音響的な剛体を実現している。

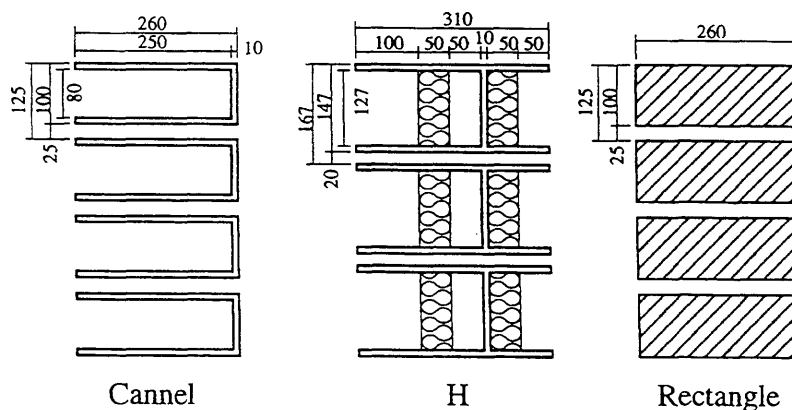


図 5-3 実測用リブの断面図

### (3) グラスウール吸音面のアドミタンス測定

スリット構造の吸音率計算に必要なグラスウール吸音面の比音響アドミタンスについて、図 5-2 に示した装置により測定を行った。材料は厚さ 50mm 密度 32kg/m<sup>3</sup> のグラスウールとし、その背後空気層を 0, 50, 150, 200mm と変化させた 4 種類について測定を行った。

測定結果を図 5-4 に示す。

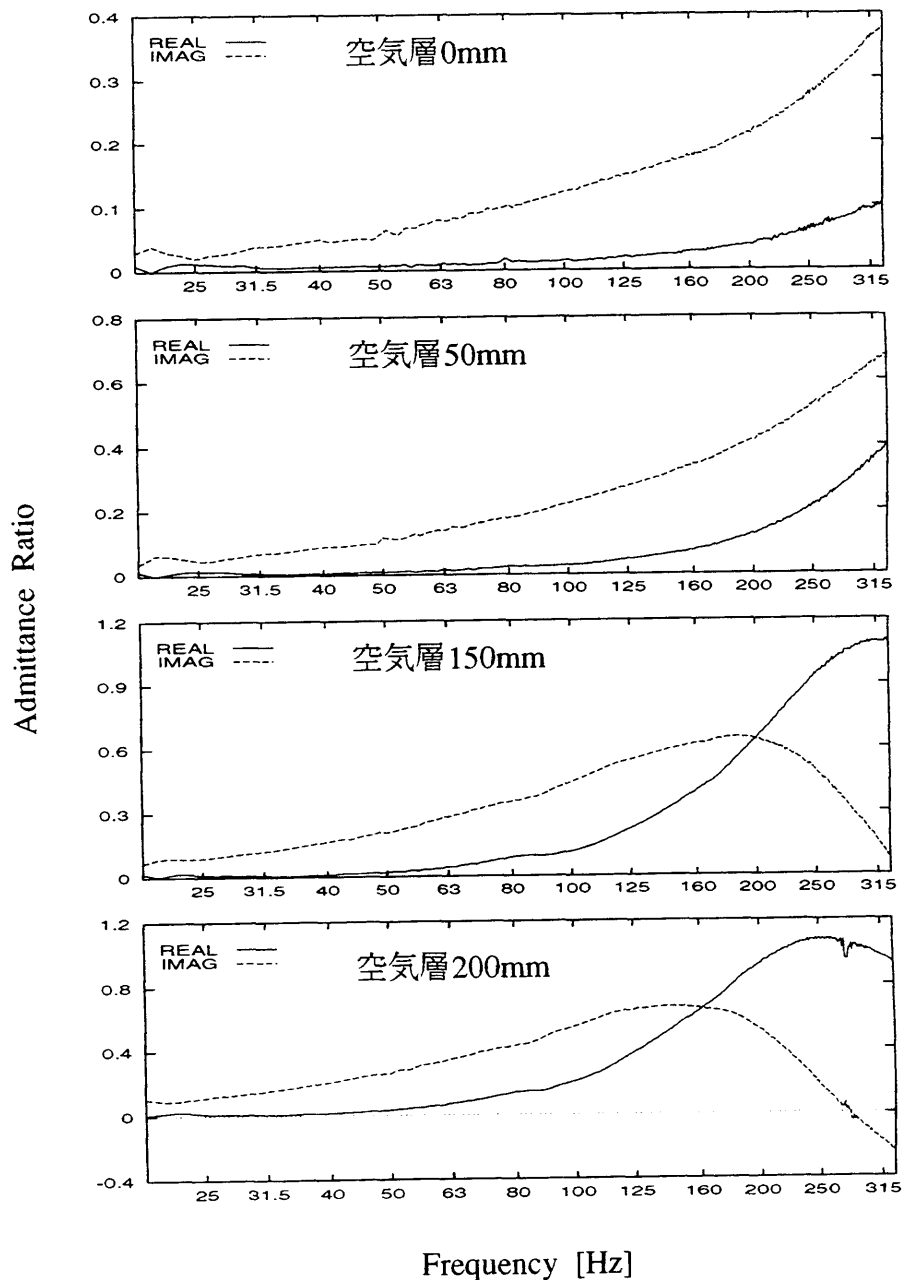


図 5-4 グラスウール (32k50t) の比音響アドミタンス測定結果

#### (4) 計算値と実測値との比較

図 5-3 に示したリブを利用した 6 通りの構造について垂直入射吸音率を実測し、計算値との比較を行った。まず、従来型スリット吸音構造のリブ形状を変化させた 3 種類について、その仕様と吸音率を図 5-5 まとめる。

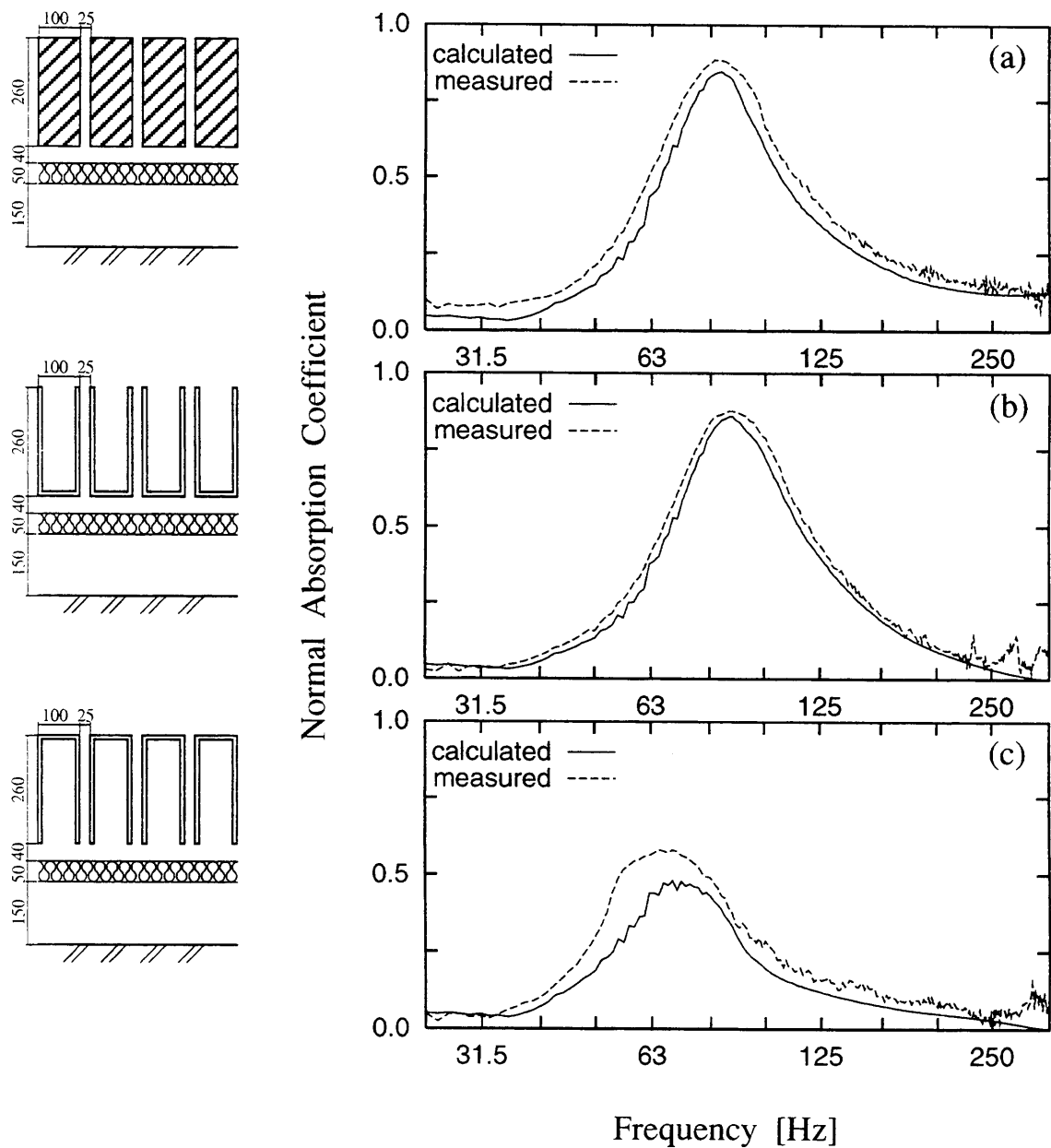


図 5-5 計算値と実測値の比較 (A)

矩形リブ(a), 及びU形リブ(b)は, 帯域全体として計算値がわずかに実測値を下回る傾向はみられるものの, ほぼ一致した吸音特性を示している。(b)の実測値の 250Hz 以上に小さなピーク群は, 前述したアクリル板の共振の名残である。

∩形リブを用いた構造(c)も, 計算値が実測値を下回る特徴が見られる。ただし, 周波数特性は(a)(b)ほど一致していない。共鳴のピークに着目すると, 計算による値は実測値の8割程度であり, その周波数は約 1/10 オクターブ高くなっている。

ここで, リブの形状のみが異なるこれら3構造の吸音特性の実測値を, 図 5-6 において比較する。(a)と(b)は共鳴のカーブがよく似ており, これより従来型スリット構造で用いられる矩形リブを, U形で代用することが可能であると考えられる。一方, (c)の∩形は異なる共鳴カーブを描いており, そのままの置換では代用できないことがわかる。

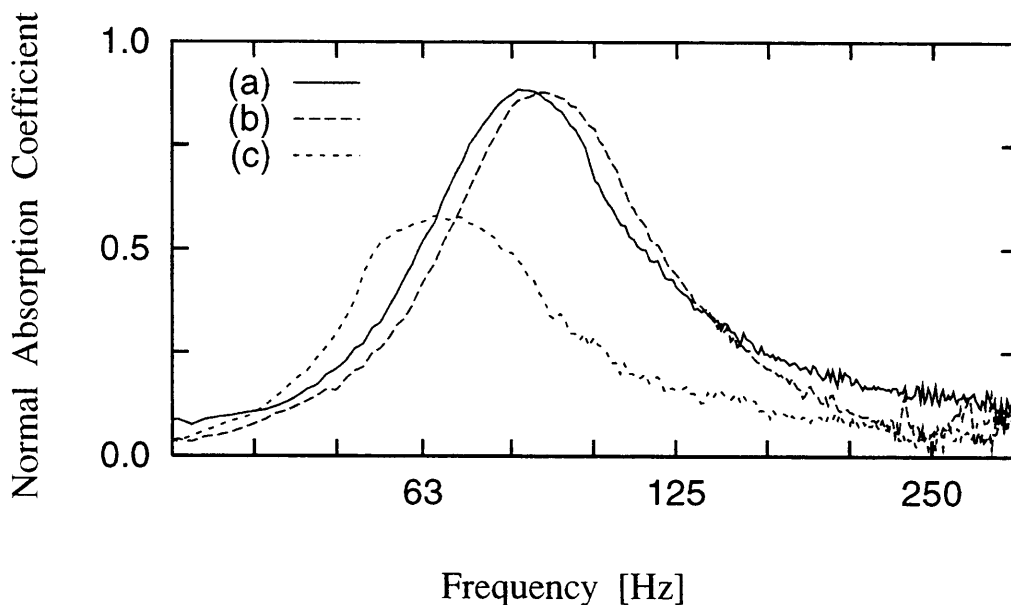


図 5-6 リブ形状による吸音特性の違い (測定値)

次に、 $\cap$ 形・U形の溝の入口部分にグラスウールを挿入させた2種類の構造について、その仕様と吸音特性比較を図5-7に示す。 $\cap$ 形を剛壁の前に配列した(a)は、高い吸音率(実測ピーク値0.99)を示す。計算によるピーク値は実測の9割程度であり、その周波数は約1/9オクターブ低くなっている。

U形をGW吸音面の前に配列した(b)は、興味深い吸音特性を示す。100Hz以下では、GWを挿入しないもの(図5-5(b))とほぼ等しい共鳴カーブを持ち、実測値と計算値の関係も同様であるとみなせる。一方、100Hz以上においても吸音率は高めの数値を維持しており、これは開口部に挿入したGWの影響と考えられる。ただし、この範囲では計算値が実測値を上回る傾向がみられ、最大で約2割増となっている。

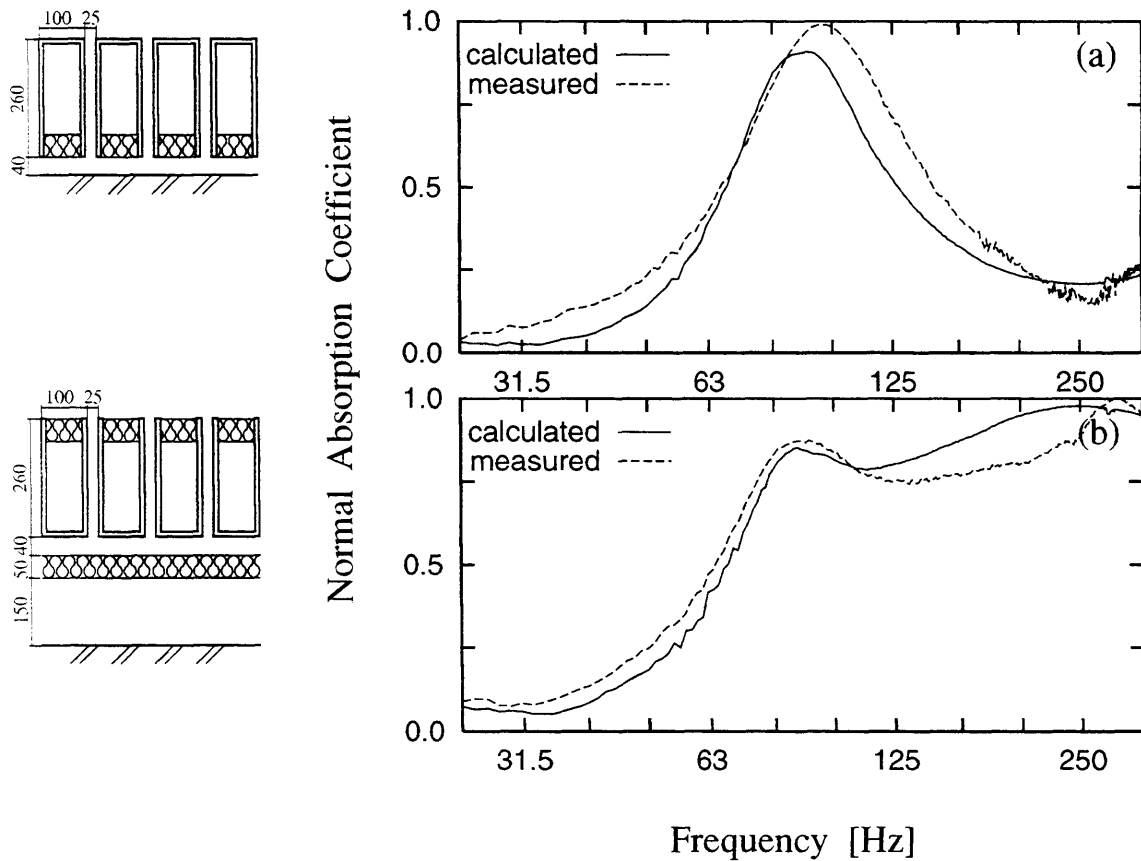


図5-7 計算値と実測値の比較 (B)

図 5-8 は、H形リブを剛壁前に配列した構造であり、図 5-7(b)と同様に二つの吸音構造の組み合わせと解釈できる周波数特性を持つ。160Hz 以上はリブの外溝のGW吸音面、160Hz 以下はスリットおよびリブ内側の空間で構成された共鳴器による吸音特性であると考えられる。また、160Hz 以上では計算値が実測値をほぼ予測しているが、160Hz 以下では共鳴による吸音率の増加を過小評価しており、ピーク値は実測の7割程度にとどまっている。

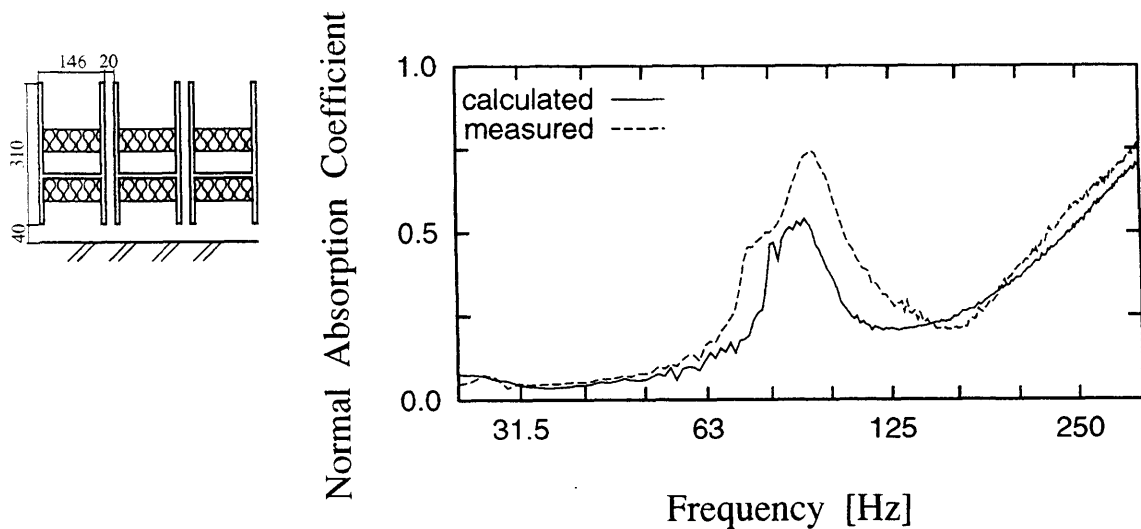


図 5-8 計算値と実測値の比較 (C)

以上の結果を総合的に判断すると、今回の解析手法によって吸音特性をほぼ予測することはできるが、リブの形状と吸音材の組み合わせによっては、計算値が実測値とは若干異なる特性を示す場合もあることがわかる。特にリブが∩部分を持つ場合には、共鳴周波数にずれが生じた上、その付近では計算値が吸音率を低めに見積もる傾向がある。この原因は定かでないが、解析モデルにおいて考慮していない、空気の粘性損失が要因ではないかと推測している。

ところで図 5-7(a)に示す構造は、他の5種類に比べて構造が薄いながらも、共鳴により高い吸音率を示している。低周波吸音構造が大型になりがちであることを考慮すると、前述したように計算値に若干のずれはあるものの、現実的な低周波吸音構造として、それなりの有効性が認められると考えられる。

### 5.3 U型リブ構造の設計

本章における当初の目的は、リブの重量化・リブ材の増大を防ぐことにある。この点に着目すると、一般的スリット構造における矩形断面リブをU型リブで置換した構造が有効であると考えられる。これは、元の矩形リブ構造とほぼ等しい吸音効果が得られ、その数値が精度良く予測できるためである。また、従来のスリット構造と同じくシンプルな構造であるため、施工に際してもU型リブの加工を除くと、困難な問題を発生しない。

ここで、より施工性を高めるためリブ材に既製の形鋼を利用した、U型リブ構造の設計例を紹介する。U型リブ構造は矩形リブ構造とほぼ等しい共鳴カーブを持つため、そのピーク周波数も(4-5)式によって同様に計算できると考えられる。JISで規定された「軽量形鋼 1317」24)をリブ材として採用した3通りの構造について、開口率と共鳴周波数の関係を図5-9に示す。

これによると、いずれの構造も(4-5)式による共鳴周波数の値 (lines) と、矩形分割法による吸音率周波数特性から拾いだした値 (points) とは良く整合しており、(4-5)式がU型リブ構造にも適用できることを確認することができる。すなわち、同式を変形することにより任意の共鳴周波数を持つU型リブ構造を設計することが可能であると判断できる。

ここで、注意点として(4-5)式における空気層が、スリット構造における剛壁からリブまでの距離を示していることを特に記しておく。すなわち矩形分割法においては、リブとその背後の多孔質材表面までの距離が与えられるが、(4-5)式の空気層は、これに多孔質材の厚さ及び剛壁から多孔質材までの距離を加えてやる必要がある。ここで加える距離については、矩形分割法においては比音響アドミタンスに含まれるものである。

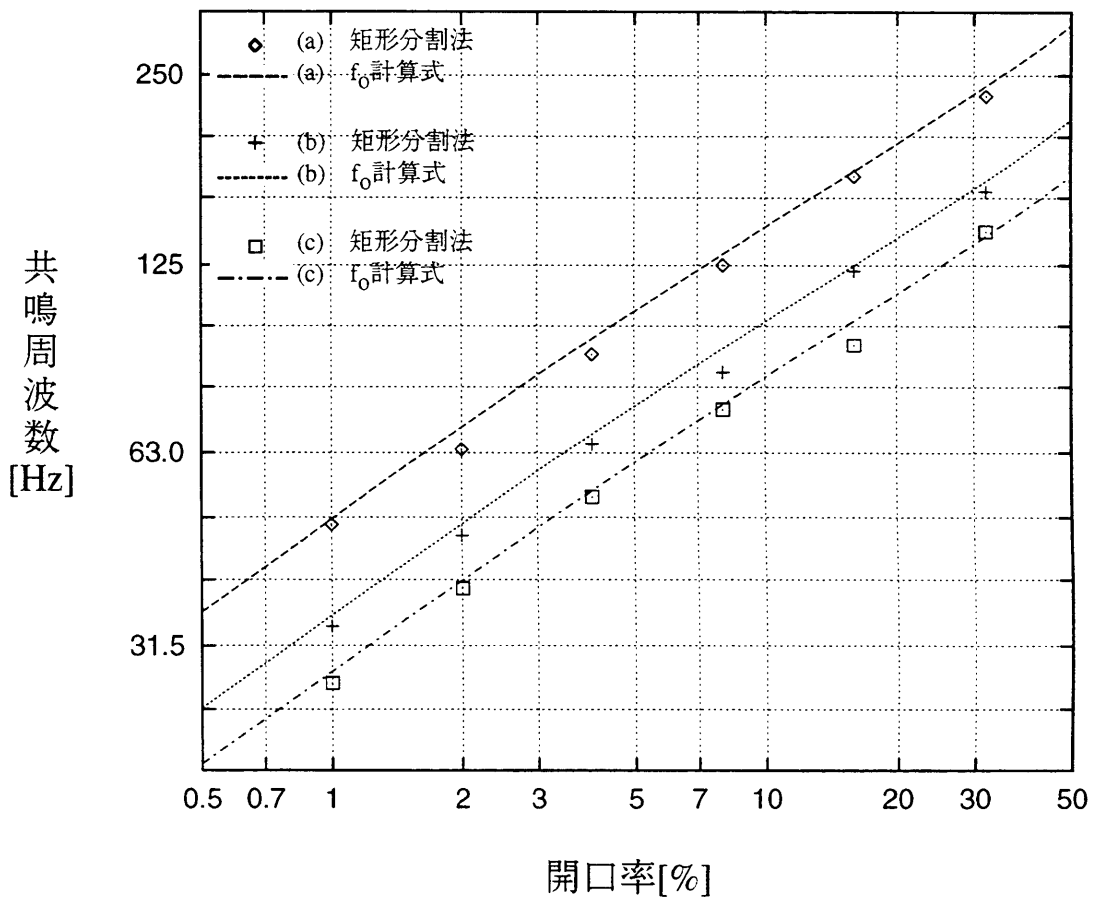
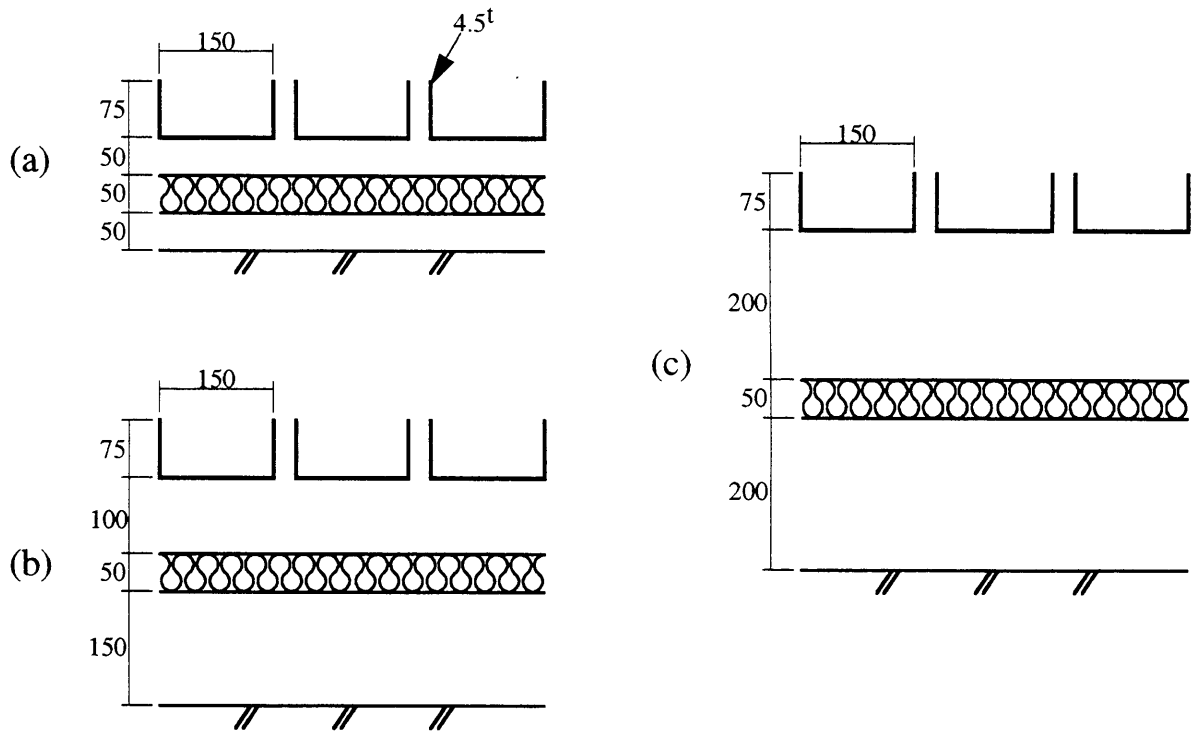


図 5-9 U型リブ構造の開口率と共鳴周波数



次に、特定の周波数で吸音することを想定した設計例を示す。4通りのU型リブ構造について、開口率を調整して60Hzに共鳴周波数をもたせた場合の吸音特性を、図5-10において比較する。ただし、構造[A][B][C]は「軽量形鋼 1317」を、構造[D]は「軽量形鋼 1617」をリブとして採用しており、また開口率の計算には(4-5)式を用いた。

これによると、空気層が小さい[A]は比較的鋭い共鳴ピークを持っており、GWとリブ間距離を一定に保ち剛壁から離れた[C]は、[A]とほぼ同じピーク値を持ち、吸音効果の帯域幅が広がっている。ただし、GW位置を変えずにリブのみ移動させて空気層を稼いだ[B]は、[A]におけるピークが低くなった特性を示しており、吸音効果の減少が確認される。一方、広いリブ幅を持つ[D]は、背後構造が等しい[C]とほぼ同じ特性を示しており、この現象はスリット構造が持つ興味深い特性の一つであると考えられる。

ところで、音響管を用いて垂直入射吸音率を実測しようとする場合、スリット周期の整数倍が音響管断面の一辺の長さと同しくなるよう留意する必要がある。すなわち、リブ幅が決められているときは、開口率あるいはスリット幅を任意の値とするわけにいかない。このため、スリット構造の共鳴周波数を目的の値に定めるために、(4-5)式によって開口率を決定しても、多くの場合その吸音特性を実測することは困難であるといえよう。このようなケースにおいて矩形分割法による吸音特性の定量的予測が特に有用性を発揮すると考えられる。

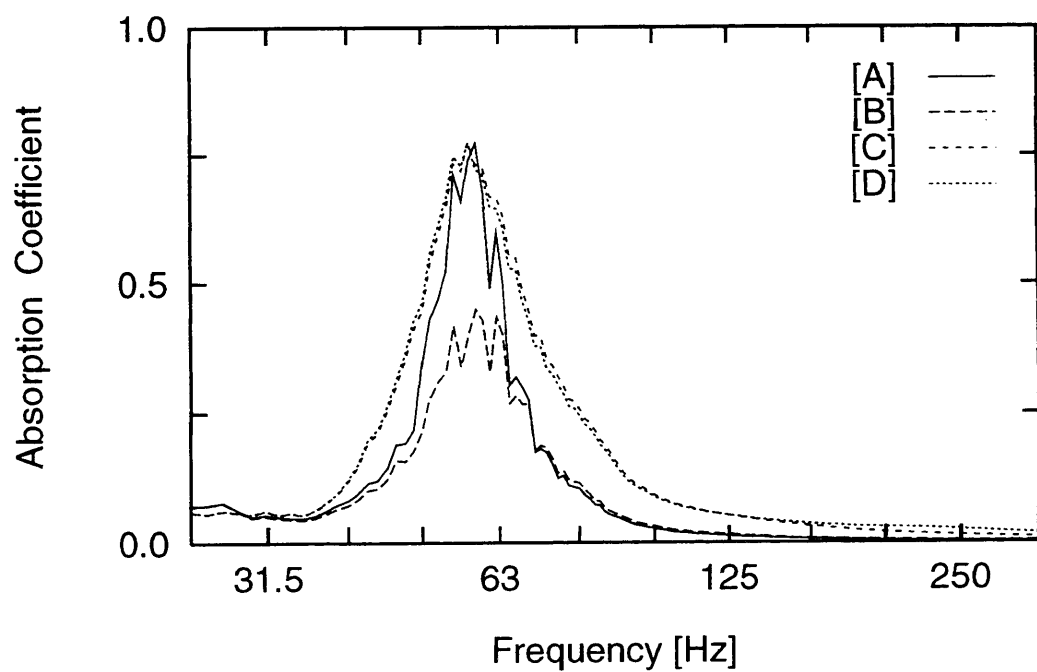
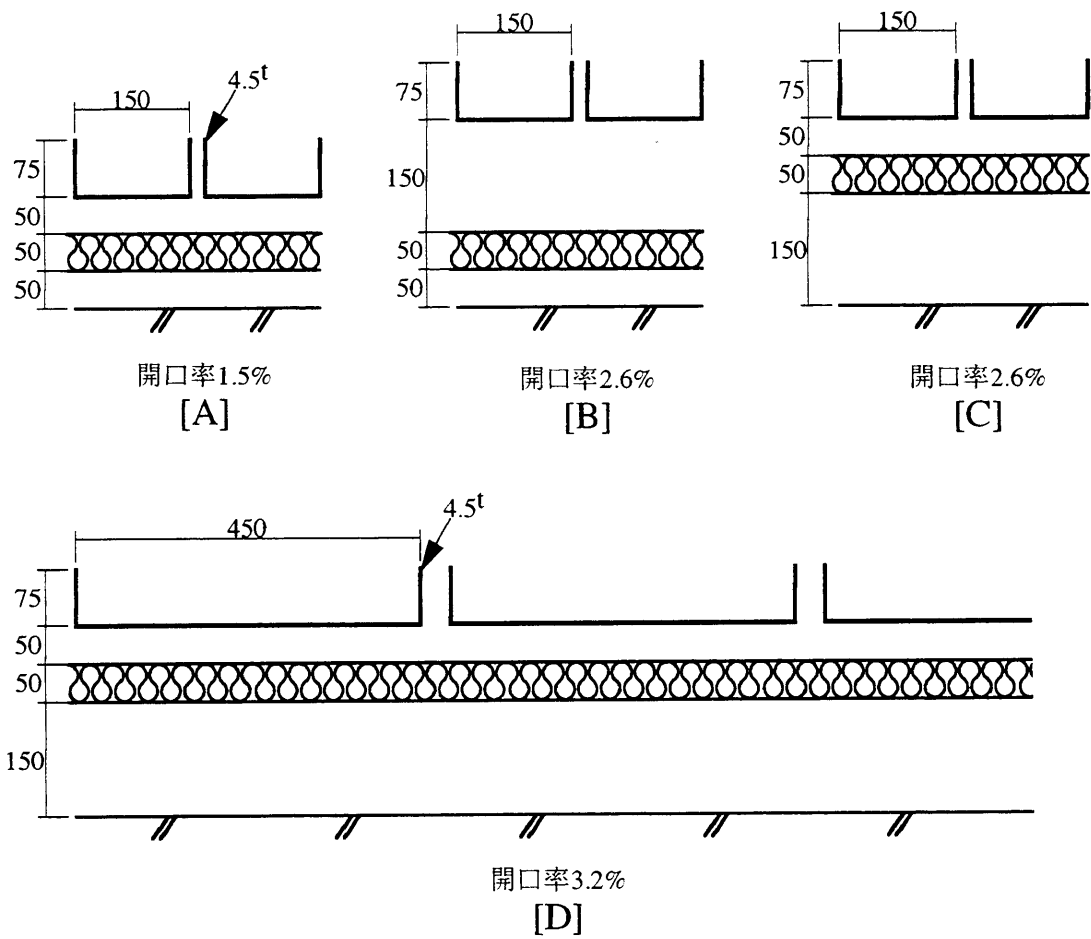


図 5-10 同一共鳴周波数で設計されたU型リブ構造が示す吸音特性の違い（計算値）

## 5.4 まとめ

低周波数域での吸音を目的としたスリット構造として、H形・溝形リブの採用を提案すると共に、いくつかのモデルについて吸音特性を数値計算し、実測値との比較を行った。その結果、以下に示す結論を得ることができた。

- [1] GW吸音面+矩形またはU形リブは、計算値と実測値が特に良く整合する。
- [2] 〇形リブを用いた構造は、共鳴周波数が若干ずれるとともに、計算値が吸音率を小さく見積もる傾向がある。
- [3] 矩形リブを用いた一般的スリット構造は、U形リブで代用することができる。
- [4] U形リブの溝入口にGWを挿入することで、共鳴形と多孔質形の特徴を兼ねた周波数特性を得ることができる。
- [5] 〇形（溝入口にGW挿入）を剛壁の前に並べたものは、比較的薄い構造であるが、高い吸音率を持つ。ただし、計算値には若干のずれがみられる。

これらのうち、[4]・[5]については、リブを軽量化しようとする本章における当初の目的から若干はずれた付加的な結論といえる。しかしながら、[4]でみられる個性的な吸音特性や、[5]の構造の薄さはそれぞれ長所としてとらえることができ、新たな吸音構造として利用できる可能性を十分に持つものと判断できる。

リブの重量化・リブ材の増大を防ぐために有効と考えられるのは、矩形断面リブをU型リブに置換することであろう。これは、リブを置換しても吸音特性がほとんど変化しないこと（結論[3]）、計算によって吸音特性を正確に予測できること（結論[1]）が理由である。

U型リブ構造を設計する際には、(4-5)式を用いた共鳴周波数の調整が可能であり、また背後空気層に挿入する多孔質材はリブに近づけた方が高いピーク値を得ることができる。さらに、多孔質材背後の空気層を大きくとることにより、吸音バンド幅を広げることができる。また、共鳴周波数及びリブの背後構造を一定とした場合、リブ幅（あるいは周期）を変化させても吸音特性にはほとんど影響しないことがわかった。これらの定性的な特徴を踏まえて設計を行った後、矩形分割法により定量的に吸音特性を予測することが一つの有効な方法であると考えられる。

## 第6章 多孔質性吸音材料の内部音場を考慮した解析

これまでの解析は、スリット構造の背後空気層にある多孔質材料を、比音響アドミタンスを持つ境界として与えてきた。ここでは、この方法における一つの限界を紹介した上で、比音響アドミタンスを用いない方法、すなわち、新たに多孔質材料中の場も同時に考慮する解析手法を考えてみる。

### 6.1 多孔質材の表面を境界とする手法の限界

#### (1)これまでの解析モデルにおける一問題

5.1におけるH型リブの解析モデルでは、リブの溝の底面を剛、溝の深さをゼロとすることにより、3.1の矩形断面リブの解析モデルと等しい条件となる。このとき両者の吸音特性の計算結果も一致する。すなわち、H型リブの溝部分については領域に厚さを与えなくても計算結果に影響を与えない。

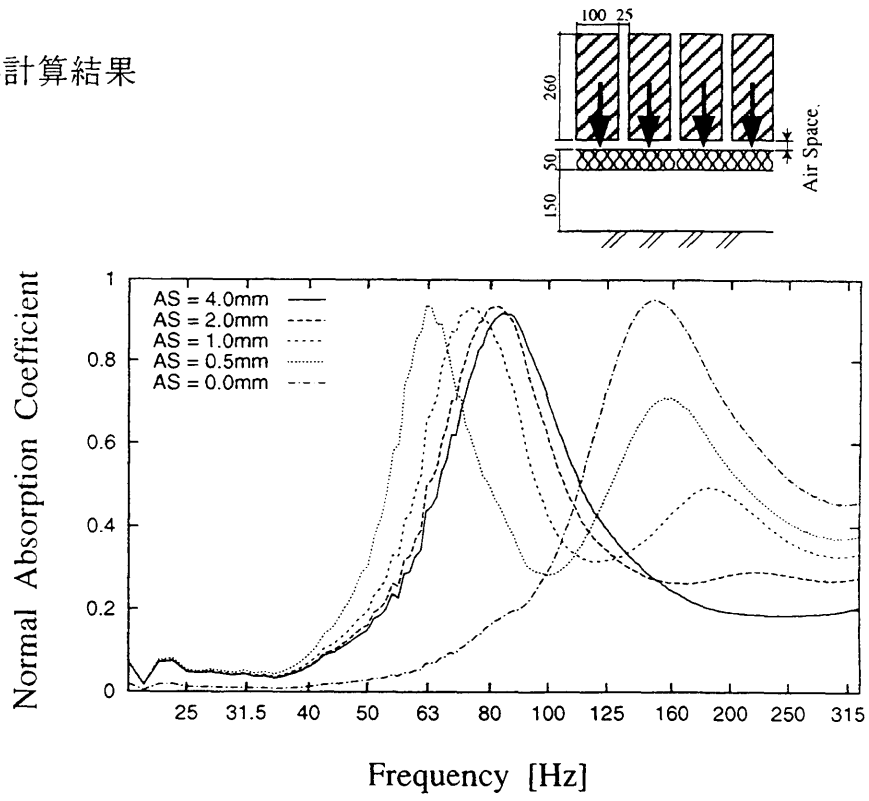
しかしながら、5.1、3.1の両モデルにおいてリブ～背後吸音面間の領域の厚さをゼロに近づけると、妥当な解析結果を得ることができなくなる。その一例を図6-1に示す。

(a)は、グラスウール吸音面(32k50t-AS150t)に矩形リブを近づけていった場合の、垂直入射吸音率の計算結果である。これらは、リブ～吸音面の隙間の他は、図5.5の(a)矩形リブ構造と同じ条件としている。隙間が4mmある場合は、図5.5(a)と類似した80Hz付近に共鳴ピークを持つカーブが得られているが、それ以上リブが吸音面に近づくと、160～200Hz付近に別のピークが現れはじめ、リブと吸音面が密着した場合には元のピークが消えてしまっている。

ところが、現実はそのような現象は生じない。(b)は、5.2(a)の構造において矩形リブ位置を固定し、グラスウール層を移動してリブに付けた場合の垂直入射吸音特性の実測値の変化である。ピーク周波数が若干低域に移行するとともに、吸音効果がさらに高まっていることがわかる。

(a)と(b)はリブを移動させるか、グラスウールを移動させるかの違いはあるものの、それが(a)(b)の吸音特性の変化パターンに現れた極端な差異を生じるものとは考えられない。よって、「リブと吸音面との間に連続する空気層を有する」という条件が、これまでの解析手法では省くことのできない前提であると判断できる。

(a) 計算結果



(b) 実測結果

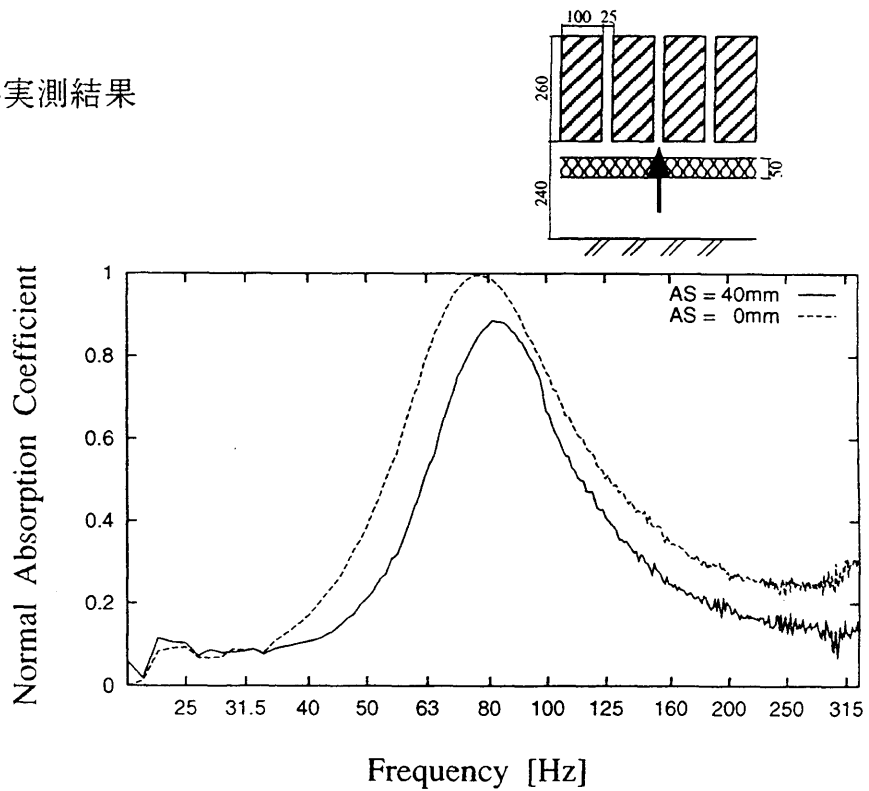


図 6-1 リブ～吸音面が近接した時の計算結果

実際には、グラスウールのような多孔質材の表面の位置を  $1/10\text{mm}$  のオーダーで測定・設置することは不可能である。ただし、ここで問題と考えられるのは、吸音効果を高めるために多孔質材をリブの裏面に接する構造を設計した際、その構造の吸音特性予測においては設計では想定しない適当な隙間を多孔質材～リブの間に与えてやらねばならないという所にある。

## (2)リブと多孔質材が接した場合の解析モデル

これまでのモデルでは、リブ～多孔質材間の空気層の存在が、重要な前提であることが判明した。しかしながら、図 6-1(b)にみられるように、リブと吸音面の隙間が小さくなるほど現実には吸音効果は高くなるので、そのようなケースに適応できる吸音率予測方法も必要と考えられる。そこで、吸音面とリブが接している場合のみ、図 6-2 に示す比較的簡単なモデルで計算できるのではないかと推測した。

このモデルでは、構造の一周期を 2つの矩形領域に分割する。すなわち、入射波と反射波群からなる上部半空間  $\Psi_0$  とリブ間の領域  $\Psi_1$  であり、 $\Psi_1$  の底部は比音響アドミタンス  $\eta$  で与えられる境界であり、現実には多孔質吸音材の表面に相当する。構造の周期は  $D$  とし、 $(\theta, \phi)$  方向から単位振幅の平面波が入射しているとする。リブの側面と上面は音響的に剛であるとする。

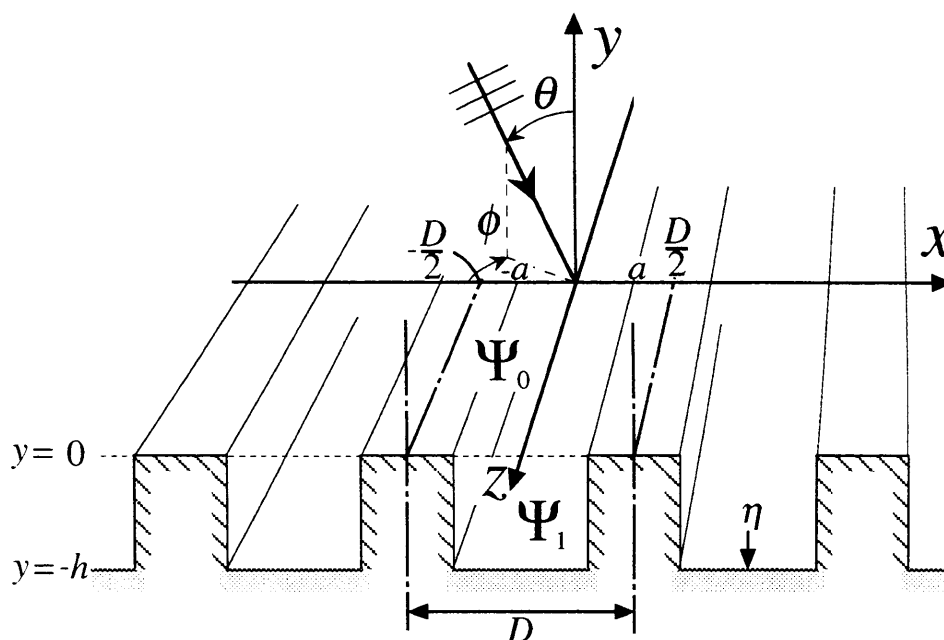


図 6-2 吸音面とリブが接している場合の解析モデル

入射波の波数が  $k$  で与えられているとき、その  $z$  方向波数  $\gamma$  は、

$$\gamma = k \sin \theta \sin \phi \quad (6-1)$$

で与えられる。このとき、スリット構造が  $z$  方向に一様である条件より、各領域の速度ポテンシャル  $\Psi_i$  は、

$$\Psi_i(x, y, z) = e^{-j\gamma z} \psi_i(x, y) \quad (6-2)$$

と表すことができる。

### (3) 吸音特性解析

まず、境界条件と連続条件を列挙する。

境界条件

- i)  $\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} -D/2 < x < -a \\ a < x < D/2 \end{array}, y = 0 \right)$
- ii)  $\frac{\partial \Psi_1}{\partial x} = 0 \quad (x = \pm a, -h < y < 0)$
- iii)  $\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} = jk\eta\Psi_1 \quad (-a < x < a, y = -h)$

連続条件

- I)  $\frac{\partial \Psi_0}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \quad (-a < x < a, y = 0)$
- II)  $\Psi_0 = \Psi_1 \quad (-a < x < a, y = 0)$

次に各矩形領域の速度ポテンシャルをモード展開形式で規定する。まず  $\psi_0$  については、 $z$  軸方向の一様性および  $x$  軸方向の周期性を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_0 = e^{-j\alpha_{0,0}x + j\beta_{0,0}y} + \sum_{r=-\infty}^{\infty} R_r e^{-j\alpha_{0,r}x - j\beta_{0,r}y} \quad (6-3)$$

ただし、

$$\alpha_{0,r} = k \sin \theta \cos \phi + 2r\pi/D$$

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - \alpha_{0,r}^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq \alpha_{0,r}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{0,r}^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < \alpha_{0,r}^2) \end{cases}$$

$\psi_1$  については、境界条件 ii) および iii) を考慮して、次式で表現できる。

$$\psi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cdot \left( e^{j\beta_{1,m}y} + \frac{\beta_{1,m} - k\eta}{\beta_{1,m} + k\eta} \cdot e^{-j\beta_{1,m}(y+2h)} \right) \quad (6-4)$$

ただし、

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{(k^2 - \gamma^2) - (m\pi/2a)^2} & (k^2 - \gamma^2 \geq (m\pi/2a)^2) \\ -j\sqrt{(m\pi/2a)^2 - (k^2 - \gamma^2)} & (k^2 - \gamma^2 < (m\pi/2a)^2) \end{cases}$$

次に、これらを未使用の境界条件および連続条件により連立させる。まず、境界条件 i) および連続条件 I) を考慮することにより、(3-8)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = \int_{-a}^a \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \right]_{y=0} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \quad (6-5)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$



(6-5)式に(6-3)(6-4)式を代入し、直交性を利用して整理すると、(3-13)式と同様にして次式を得る。

$$R_r = \mu_r - \frac{1}{\beta_{0,r}D} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{1,m} \left( 1 - \frac{\beta_{1,m} - k\eta}{\beta_{1,m} + k\eta} \cdot e^{-2j\beta_{1,m}h} \right) w_{m,r} \cdot A_m \quad (6-6)$$

ここで、

$$\mu_r = \begin{cases} 1 & (r=0) \\ 0 & (r \neq 0) \end{cases}$$

$$w_{m,r} = \int_{-a}^a \cos\left(\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right) \cdot e^{-ja_{0,r}x} dx$$

次に連続条件 II)を考慮することにより、(3-16)式と同様に次式が成り立つ。

$$\int_{-a}^a [\psi_0]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx = \int_{-a}^a [\psi_1]_{y=0} \cos\left(\frac{(x-a)n\pi}{2a}\right) dx \quad (6-7)$$

ただし、 $n=0,1,2,\dots$

(6-3)(6-4)式を代入し整理すると、(3-21)式と同様に次式を得る。

$$\left( 1 + \frac{\beta_{1,n} - k\eta}{\beta_{1,n} + k\eta} \cdot e^{-2j\beta_{1,n}h} \right) A_n = \frac{1}{(1 + \mu_n)a} \sum_{r=-\infty}^{\infty} (R_r + \mu_r) w_{n,r}^* \quad (6-8)$$

(6-8)式に(6-6)式を代入し整理すると、(3-24)式と同様にして次式を得る。

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \mu_{n-m} (1 + \mu_m) a D \left( 1 + \frac{\beta_{1,m} - k\eta}{\beta_{1,m} + k\eta} \cdot e^{-2j\beta_{1,m}h} \right) \right. \\ \left. + \beta_{1,m} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{w_{m,r} w_{n,r}^*}{\beta_{0,r}} \left( 1 - \frac{\beta_{1,m} - k\eta}{\beta_{1,m} + k\eta} \cdot e^{-2j\beta_{1,m}h} \right) \right\} A_m \\ = 2D w_{n,0}^* \quad (6-9)$$

この無限元連立一次方程式を有限項で打ち切って解き、求めた $A_n$ を(6-6)式に代入して $R_r$ を算出する。さらに、(2-50)式を利用することにより、斜入射吸音率が求められる。

#### (4)吸音率の数値計算結果

新たなモデルによる垂直入射吸音率の数値計算結果を図 6-3 に示す。ここで計算対象とした構造は、図 6-1(a)におけるリブ~多孔質材間の空気層 0mm に対応するものである。ピーク周波数が現実的な 80Hz 付近となることが期待されたのに対し、計算結果では 160Hz を越える値となっており、吸音特性も図 6-1(a)の空気層 0mm の場合と似たような結果が示された。

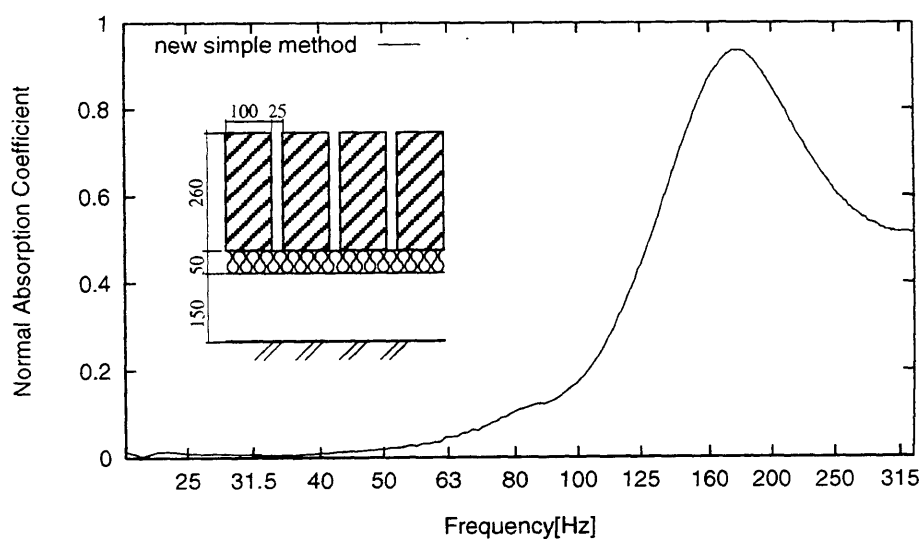
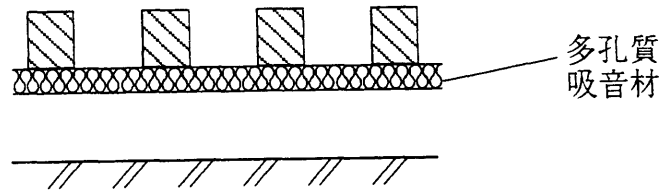
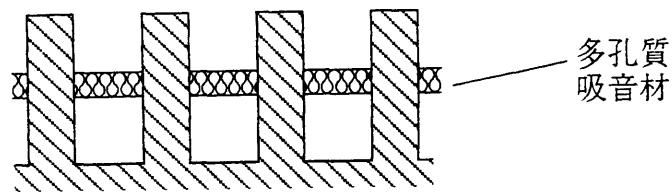


図 6-3 新しい解析モデルによる計算結果

このような結果となった原因について，図 6-2 に示した解析モデルに対応する実際の吸音構造が，図 6-4 に示す(a)ではなく(b)なのではないかと推測した。



(a)



(b)

図 6-4 新しい解析モデルに対応する二種類の現実的構造

この仮定を検証するため、構造(b)についてリブ模型を制作し、その垂直入射吸音率を実測した。なお、測定方法は 5.2 に準じている。構造の断面図および実測結果と計算結果の比較を図 6-5 に示す。

図 6-5 によると、計算値は実測値をほぼ正確に予測しており、すなわち図 6-2 の解析モデルが図 6-4(b)の現実的構造に対応したものであることが判明した。

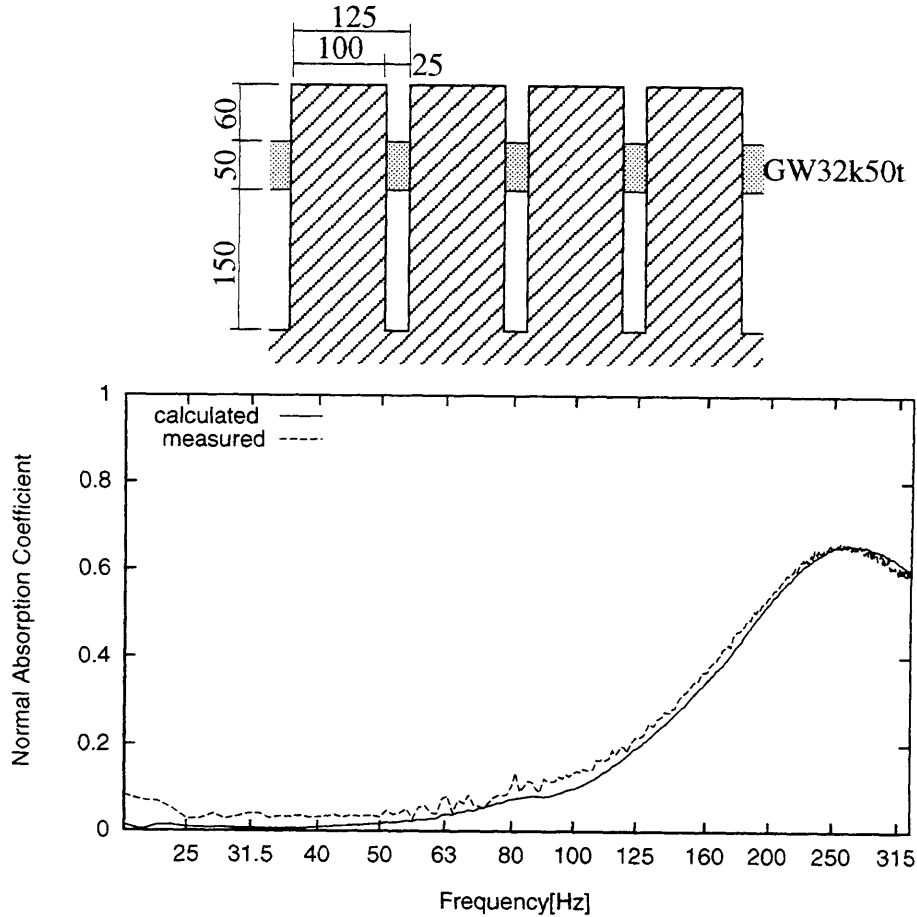


図 6-5 構造(b)の実測値と計算値の比較

以上の検討結果より、リブと吸音面との隙間がゼロとなった場合に適用できる解析モデルには、何らかの新たな要素を導入する必要があると考えられる。

そこで、リブ背後の多孔質材について、これまでのように表面のアドミタンスを与えるのではなく、多孔質材の特性インピーダンスおよび伝搬定数を与えることにより、多孔質材内部の場も取り込んで解析を行うこととした。

## 6.2 吸音材中のポテンシャルを考慮した解析方法

### (1) 解析モデルと矩形領域の分割

矩形断面リブを持つスリット構造を図 6-6 に示す 2 次元の解析モデルで表現する。すなわち、空気層を持った多孔質材の前に、空気層を介してリブが周期  $D$  で並んでおり、 $\theta$  方向から単位振幅、波数  $k$  の平面波が入射しているとする。各部寸法および座標軸は図に示すとおりであり、リブ面は音響的に剛であるとする。また、多孔質材は等方均質であるとし、その特性インピーダンスは  $Z$ 、伝搬定数は  $\gamma$  で与えられるものとする。

スリット構造の一周期を 3 つの矩形領域に分割し、 $y > 0$  の空間の速度ポテンシャル  $\psi_0$ 、スリット部を  $\psi_1$ 、リブ～多孔質材の空気層を  $\psi_2$ 、多孔質材中を  $\psi_3$ 、多孔質材の背後空気層を  $\psi_4$  で表す。

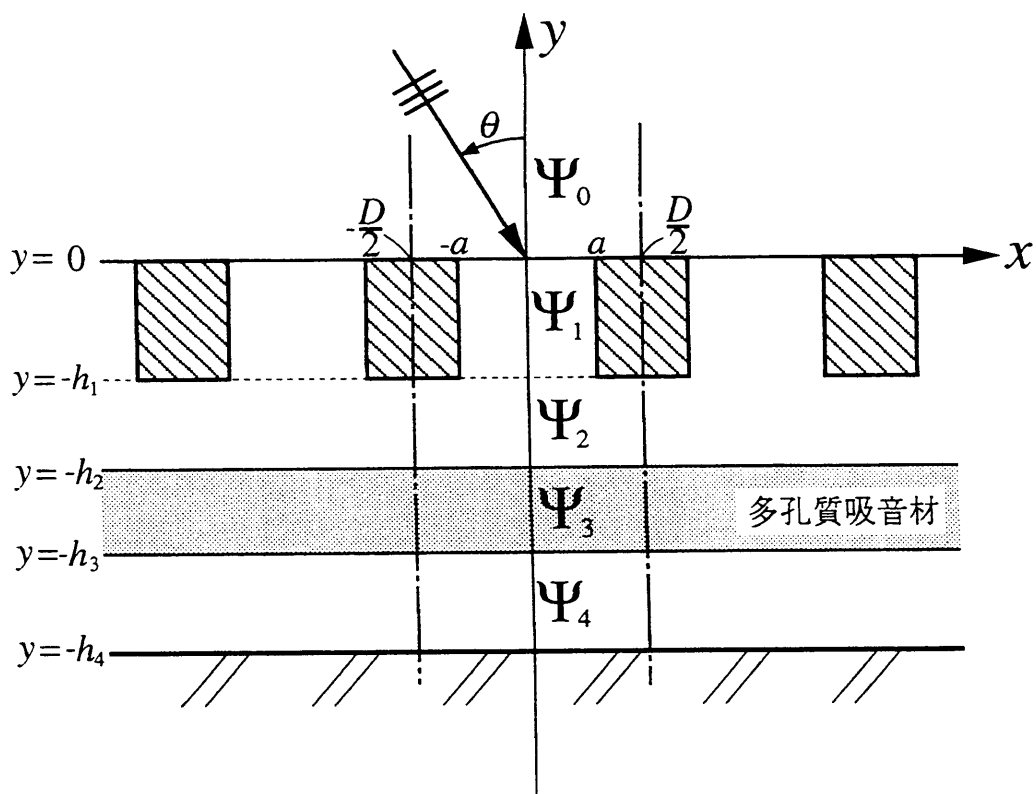


図 6-6 吸音材中のポテンシャルを考慮した解析モデル

## (2)多孔質材中の速度ポテンシャルのモード展開

ここでは、新たに導入した多孔質中のポテンシャル $\psi_3$ について考える。まず、着目するのは $x$ 軸方向の周期性が $\psi_0, \psi_2, \psi_4$ と同様であることである。すなわち、 $\psi_3$ は次式で表現できる。

$$\psi_3 = \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{-j\alpha_p x} (A_p e^{j\beta_p y} + B_p e^{-j\beta_p y}) \quad (6-10)$$

ただし、 $\alpha_p = k \sin \theta + 2p\pi/D$

この要素解 $\varphi = e^{-j(\alpha_p x - \beta_p y)}$ は、多孔質材中の2次元の波動方程式

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma^2 \right) \cdot \varphi = 0 \quad (6-11)$$

を満たさなくてはならない。代入して整理すると、次式を得る。

$$\alpha_p^2 + \beta_p^2 = -\gamma^2 \quad (6-12)$$

ここで、

$$\beta_p = U - jV \quad (6-13)$$

ただし現象に応じて、 $U \geq 0, V > 0$

とおき、(6-3)式に代入した後、実数部・虚数部で整理すると、

$$\begin{cases} U^2 - V^2 = -(\text{Re}[\gamma^2] + \alpha_p^2) \\ U \cdot V = \frac{\text{Im}[\gamma^2]}{2} \end{cases} \quad (6-14)$$

が得られる。これを解き、(6-4)式へ戻すことにより、次式を得る。

$$\beta_p = \sqrt{\frac{\Gamma}{2}} - j \cdot \frac{\text{Im}[\gamma^2]}{\sqrt{2\Gamma}} \quad (6-15)$$

ここで,

$$\Gamma = \sqrt{(\operatorname{Re}[\gamma^2] + \alpha_p^2)^2 + (\operatorname{Im}[\gamma^2])^2} - (\operatorname{Re}[\gamma^2] + \alpha_p^2)$$

これにより,  $\psi_3$ が規定できたことになる。

### (3)各領域のモード展開表現と境界・連続条件

各領域の速度ポテンシャルを, モード展開形式で表現する。

$$\psi_0 = e^{-j\alpha_{0,0}x} e^{j\beta_{0,0}y} + \sum_{r=-\infty}^{\infty} R_r e^{-j\alpha_{0,r}x} e^{-j\beta_{0,r}y} \quad (6-16)$$

ただし,

$$\alpha_{0,r} = k \sin \theta + \frac{2r\pi}{D}$$

$$\beta_{0,r} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \alpha_{0,r}^2} & (k^2 \geq \alpha_{0,r}^2) \\ -j\sqrt{\alpha_{0,r}^2 - k^2} & (k^2 < \alpha_{0,r}^2) \end{cases}$$

$$\psi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} \cos\left\{\frac{(x-a)m\pi}{2a}\right\} \left(A_{1,m} e^{j\beta_{1,m}y} + B_{1,m} e^{-j\beta_{1,m}y}\right) \quad (6-17)$$

ただし,

$$\beta_{1,m} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2} & \left(k^2 \geq \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2\right) \\ -j\sqrt{\left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2 - k^2} & \left(k^2 < \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2\right) \end{cases}$$

$$\psi_2 = \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{-j\alpha_{0,r}x} \left(A_{2,r} e^{j\beta_{0,r}y} + B_{2,r} e^{-j\beta_{0,r}y}\right) \quad (6-18)$$

$$\psi_3 = \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{-j\alpha_{0,p}x} \left( A_{3,p} e^{j\beta_{3,p}y} + B_{3,p} e^{-j\beta_{3,p}y} \right) \quad (6-19)$$

ただし,

$$\beta_p = \sqrt{\frac{\Gamma}{2} - j \cdot \frac{\text{Im}[\gamma^2]}{\sqrt{2\Gamma}}}$$

$$\Gamma = \sqrt{\left( \text{Re}[\gamma^2] + \alpha_p^2 \right)^2 + \left( \text{Im}[\gamma^2] \right)^2} - \left( \text{Re}[\gamma^2] + \alpha_p^2 \right)$$

$$\psi_4 = \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{4,r} e^{-j\alpha_{0,r}x} \left( e^{j\beta_{0,r}y} + e^{-j\beta_{0,r}(y+2h_4)} \right) \quad (6-20)$$

次に、境界条件・連続条件を以下に列挙する。

$$\text{i) } \frac{\partial \psi_0}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} -D/2 < x < -a \\ a < x < D/2 \end{array}, y=0 \right)$$

$$\text{ii) } \frac{\partial \psi_0}{\partial y} = \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \quad (-a < x < a, y=0)$$

$$\text{iii) } \psi_0 = \psi_1 \quad (-a < x < a, y=0)$$

$$\text{iv) } \frac{\partial \psi_2}{\partial y} = 0 \quad \left( \begin{array}{l} -D/2 < x < -a \\ a < x < D/2 \end{array}, y=-h_1 \right)$$

$$\text{v) } \frac{\partial \psi_2}{\partial y} = \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \quad (-a < x < a, y=-h_1)$$

$$\text{vi) } \psi_2 = \psi_1 \quad (-a < x < a, y=-h_1)$$

$$\text{vii) } \frac{\partial \psi_2}{\partial y} = \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \quad (-D/2 < x < D/2, y=-h_2)$$

$$\text{viii) } j\omega\rho\psi_2 = j\omega\rho_e\psi_3 \quad (-D/2 < x < D/2, y=-h_2)$$

$$\text{ix) } \frac{\partial \psi_3}{\partial y} = \frac{\partial \psi_4}{\partial y} \quad (-D/2 < x < D/2, y=-h_3)$$

$$\text{x) } j\omega\rho_e\psi_3 = j\omega\rho\psi_4 \quad (-D/2 < x < D/2, y=-h_3)$$



ここで、 $\rho$ は空気の密度、 $\rho_e$ は媒質の実効密度であり、次式を満たす。

$$Z = \frac{j\omega\rho_e}{\gamma} \quad (6-21)$$

#### (4)モード展開式の連立

まず、 $\psi_4$ と $\psi_3$ との連続を考える。粒子速度の連続条件 ix)より次式が成立する。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_4}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \quad (6-22)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(6-22)式の左辺に(6-19)式を代入する。

$$\begin{aligned} & \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= \int_{-D/2}^{D/2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (j\beta_{3,p}) e^{-j\alpha_{0,p}x} \left( A_{3,p} e^{-j\beta_{3,p}h_3} - B_{3,p} e^{j\beta_{3,p}h_3} \right) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= j \sum_{p=-\infty}^{\infty} \beta_{3,p} \left( A_{3,p} e^{-j\beta_{3,p}h_3} - B_{3,p} e^{j\beta_{3,p}h_3} \right) \int_{-D/2}^{D/2} e^{-j(\alpha_{0,p}-\alpha_{0,s})x} dx \\ &= j\beta_{3,s} D \left( A_{3,s} e^{-j\beta_{3,s}h_3} - B_{3,s} e^{j\beta_{3,s}h_3} \right) \end{aligned} \quad (6-23)$$

(6-22)式の右辺に(6-20)式を代入する。

$$\begin{aligned} & \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_4}{\partial y} \right]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= \int_{-D/2}^{D/2} \sum_{r=-\infty}^{\infty} (j\beta_{0,r}) A_{4,r} e^{-j\alpha_{0,r}x} \left( e^{-j\beta_{0,r}h_3} - e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)} \right) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= j \sum_{r=-\infty}^{\infty} \beta_{0,r} A_{4,r} \left( e^{-j\beta_{0,r}h_3} - e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)} \right) \int_{-D/2}^{D/2} e^{-j(\alpha_{0,r}-\alpha_{0,s})x} dx \\ &= j\beta_{0,s} D A_{4,s} \left( e^{-j\beta_{0,s}h_3} - e^{j\beta_{0,s}(h_3-2h_4)} \right) \end{aligned} \quad (6-24)$$

(6-23)(6-24)式を(6-22)式へ代入すると、次式を得る。

$$A_{4,r} = \left( \frac{\beta_{3,r}}{\beta_{0,r}} \right) \frac{A_{3,r} e^{-j\beta_{3,r}h_3} - B_{3,r} e^{j\beta_{3,r}h_3}}{e^{-j\beta_{0,r}h_3} - e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}} \quad (6-25)$$

また、音圧の連続条件 x) から、次式が成立する。

$$\rho_e \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_3]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = \rho \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_4]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \quad (6-26)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(6-26)式の左辺に(6-19)式を代入する。

$$\begin{aligned} \rho_e \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_3]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx &= \rho_e \int_{-D/2}^{D/2} \sum_{p=-\infty}^{\infty} e^{-j\alpha_{0,p}x} \left( A_{3,p} e^{-j\beta_{3,p}h_3} + B_{3,p} e^{j\beta_{3,p}h_3} \right) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= \rho_e \sum_{p=-\infty}^{\infty} \left( A_{3,p} e^{-j\beta_{3,p}h_3} + B_{3,p} e^{j\beta_{3,p}h_3} \right) \int_{-D/2}^{D/2} e^{-j(\alpha_{0,p}-\alpha_{0,s})x} dx \\ &= \rho_e D \left( A_{3,s} e^{-j\beta_{3,s}h_3} + B_{3,s} e^{j\beta_{3,s}h_3} \right) \end{aligned} \quad (6-27)$$

(6-26)式の右辺に(6-20)式を代入する。

$$\begin{aligned} \rho \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_4]_{y=-h_3} e^{j\alpha_{0,s}x} dx &= \rho \int_{-D/2}^{D/2} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{4,r} e^{-j\alpha_{0,r}x} \left( e^{-j\beta_{0,r}h_3} + e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)} \right) e^{j\alpha_{0,s}x} dx \\ &= \rho \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{4,r} \left( e^{-j\beta_{0,r}h_3} + e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)} \right) \int_{-D/2}^{D/2} e^{-j(\alpha_{0,r}-\alpha_{0,s})x} dx \\ &= \rho D A_{4,s} \left( e^{-j\beta_{0,s}h_3} + e^{j\beta_{0,s}(h_3-2h_4)} \right) \end{aligned} \quad (6-28)$$

(6-27)(6-28)式を(6-26)式に代入し、(6-21)式を用いて整理すると、次式を得る。

$$A_{4,r} = \left( \frac{Z}{\rho c} \right) \left( \frac{\gamma}{jk} \right) \frac{A_{3,r} e^{-j\beta_{3,r}h_3} + B_{3,r} e^{j\beta_{3,r}h_3}}{e^{-j\beta_{0,r}h_3} + e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}} \quad (6-29)$$

(6-25)(6-29)式を比較すると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\beta_{3,r}}{\beta_{0,r}}\right) \frac{A_{3,r}e^{-j\beta_{3,r}h_3} - B_{3,r}e^{j\beta_{3,r}h_3}}{e^{-j\beta_{0,r}h_3} - e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}} &= \left(\frac{Z}{\rho c}\right) \left(\frac{\gamma}{jk}\right) \frac{A_{3,r}e^{-j\beta_{3,r}h_3} + B_{3,r}e^{j\beta_{3,r}h_3}}{e^{-j\beta_{0,r}h_3} + e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}} \\
\frac{A_{3,r}e^{-j\beta_{3,r}h_3} - B_{3,r}e^{j\beta_{3,r}h_3}}{A_{3,r}e^{-j\beta_{3,r}h_3} + B_{3,r}e^{j\beta_{3,r}h_3}} &= \left(\frac{\beta_{0,r}}{\beta_{3,r}}\right) \left(\frac{Z}{\rho c}\right) \left(\frac{\gamma}{jk}\right) \frac{e^{-j\beta_{0,r}h_3} - e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}}{e^{-j\beta_{0,r}h_3} + e^{j\beta_{0,r}(h_3-2h_4)}} \\
\frac{1 - (B_{3,r}/A_{3,r})e^{2j\beta_{3,r}h_3}}{1 + (B_{3,r}/A_{3,r})e^{2j\beta_{3,r}h_3}} &= \left(\frac{\beta_{0,r}}{\beta_{3,r}}\right) \left(\frac{Z}{\rho c}\right) \left(\frac{\gamma}{jk}\right) \frac{1 - e^{-2j\beta_{0,r}(h_4-h_3)}}{1 + e^{-2j\beta_{0,r}(h_4-h_3)}} \tag{6-30}
\end{aligned}$$

整理すると次式を得る。

$$\frac{B_{3,r}}{a_{3,r}} e^{2j\beta_{3,r}h_3} = \frac{1 - G_{1,r}}{1 + G_{1,r}} \tag{6-31}$$

ただし、

$$G_{1,r} = \left(\frac{\beta_{0,r}}{\beta_{3,r}}\right) \left(\frac{Z}{\rho c}\right) \left(\frac{\gamma}{jk}\right) \frac{1 - e^{-2j\beta_{0,r}(h_4-h_3)}}{1 + e^{-2j\beta_{0,r}(h_4-h_3)}}$$

よって、

$$B_{3,r} = G_{2,r} \cdot A_{3,r} \tag{6-32}$$

ここで、

$$G_{2,r} = \frac{1 - G_{1,r}}{1 + G_{1,r}} e^{-2j\beta_{3,r}h_3}$$

次に、 $\psi_3$  と  $\psi_2$  との連続を考える。粒子速度の連続条件 vii) より次式が成立する。

$$\int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right]_{y=-h_2} e^{j\alpha_{0,s}x} dx = \int_{-D/2}^{D/2} \left[ \frac{\partial \psi_3}{\partial y} \right]_{y=-h_2} e^{j\alpha_{0,s}x} dx \tag{6-33}$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(6-18)(6-19)式および(6-32)式を代入し整理すると、(6-25)式と同様にして次式を得る。

$$A_{3,r} = \left(\frac{\beta_{0,r}}{\beta_{3,r}}\right) \frac{A_{2,r}e^{-j\beta_{0,r}h_2} - B_{2,r}e^{j\beta_{0,r}h_2}}{e^{-j\beta_{3,r}h_2} - G_{2,r} \cdot e^{j\beta_{3,r}h_2}} \tag{6-34}$$

また、音圧の連続条件 viii) から、次式が成立する。

$$\rho \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_2]_{y=-h_2} e^{j\alpha_0, s x} dx = \rho_e \int_{-D/2}^{D/2} [\psi_3]_{y=-h_2} e^{j\alpha_0, s x} dx \quad (6-35)$$

ただし、 $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

(6-18)(6-19)式および(6-32)式を代入し、(6-21)式を用いて整理すると、(6-29)式と同様にして次式を得る。

$$A_{3,r} = \left( \frac{\rho c}{Z} \right) \left( \frac{jk}{\gamma} \right) \frac{A_{2,r} e^{-j\beta_{0,r} h_2} + B_{2,r} e^{j\beta_{0,r} h_2}}{e^{-j\beta_{3,r} h_2} + G_{2,r} \cdot e^{j\beta_{3,r} h_2}} \quad (6-36)$$

(6-34)式と(6-36)式より、(6-32)式と同様にして次式を得る。

$$B_{2,r} = \frac{1 - G_{3,r}}{1 + G_{3,r}} e^{-2j\beta_{0,r} h_2} \cdot A_{2,r} \quad (6-37)$$

ここで、

$$G_{3,r} = \left( \frac{\beta_{3,r}}{\beta_{0,r}} \right) \left( \frac{\rho c}{Z} \right) \left( \frac{jk}{\gamma} \right) \frac{1 - G_{2,r} \cdot e^{2j\beta_{3,r} h_2}}{1 + G_{2,r} \cdot e^{2j\beta_{3,r} h_2}}$$

このとき、 $\psi_2$  は次式となる。

$$\psi_2 = \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_{2,r} e^{-j\alpha_{0,r} x} \left( e^{j\beta_{0,r} y} + \frac{1 - G_{3,r}}{1 + G_{3,r}} e^{-j\beta_{0,r} (y+2h_2)} \right) \quad (6-38)$$

これまでの演算により、残された解析領域は  $\psi_0$ 、 $\psi_1$ 、 $\psi_2$  のみとなったが、これらの連立から吸音率算出までの過程については、3.1 と全く同様の手順で行うことができる。

### 6.3 特性インピーダンスおよび伝搬定数の測定

密度  $32\text{kg/m}^3$  のグラスウールを測定対象とし、Two-thickness method<sup>25)</sup> により、特性インピーダンスおよび伝搬定数を測定した。

等方均質な多孔質材の特性インピーダンス  $Z$  と伝搬定数  $\gamma$  は、剛壁に密着した厚さ  $d$  の材料表面の音響インピーダンス  $Z_1$  と、同様に厚さ  $2d$  としたインピーダンス  $Z_2$  を用いて、次式により算出される。

$$Z = \sqrt{Z_1(2Z_2 - Z_1)} \quad (6-39)$$

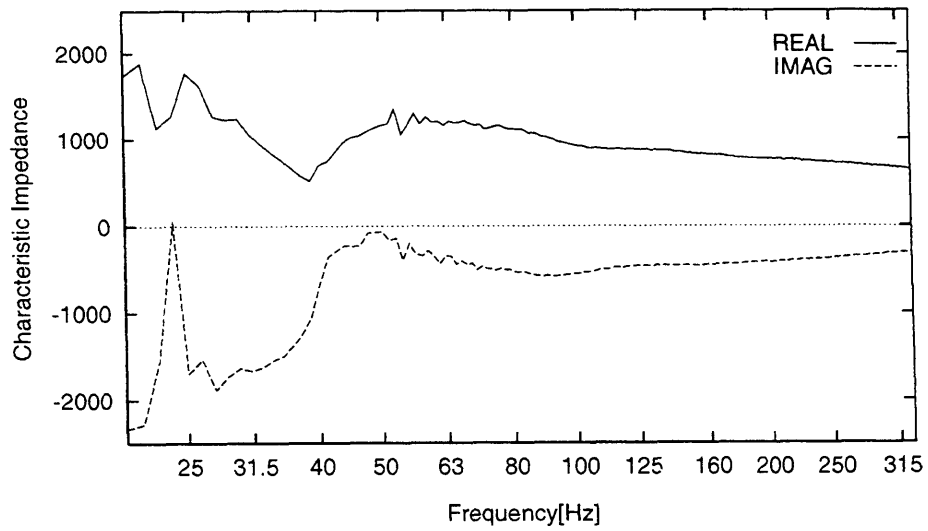
$$\gamma = \frac{1}{2d} \ln\left(\frac{1+\zeta}{1-\zeta}\right) \quad (6-40)$$

ただし、

$$\zeta = \sqrt{\frac{2Z_2 - Z_1}{Z_1}}$$

今回は、 $d = 100\text{mm}$ 、 $150\text{mm}$  の2通りについて、それぞれ求めた  $Z$ 、 $\gamma$  を平均し、測定値として採用した。なお、測定には 5.2 と同様の装置を用いた。特性インピーダンスと伝搬定数の測定結果を図 6-7 に示す。

### 特性インピーダンス



### 伝搬定数

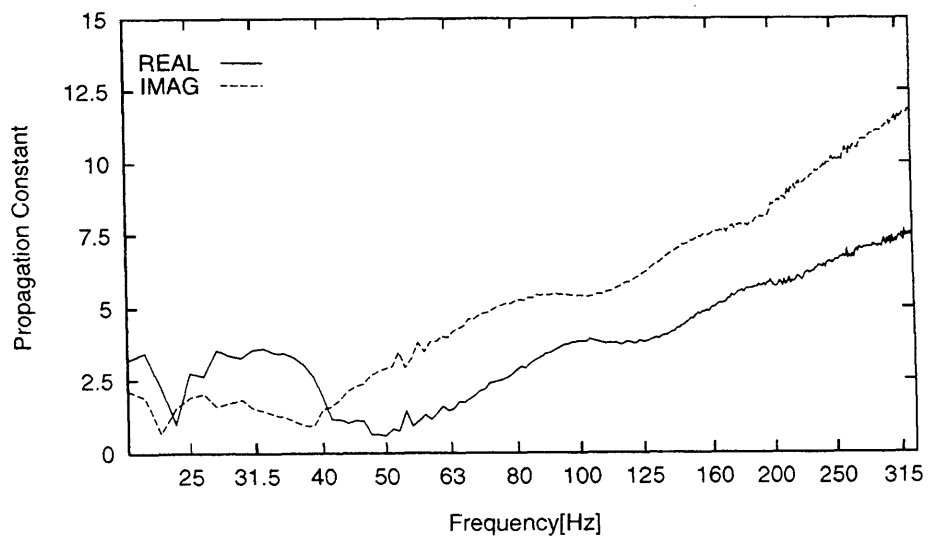


図 6-7 GW 32k の特性インピーダンス・伝搬定数の測定結果

## 6.4 計算結果

図 6-1(b)に示した実測値に対応する計算値を図 6-8 に示す。リブ~多孔質材の間の空気層がゼロとなってもピーク周波数は高域へ移行せず，吸音効果がより高まるという実測値の傾向を追従しており，現実的な吸音特性を予測していると考えられる。

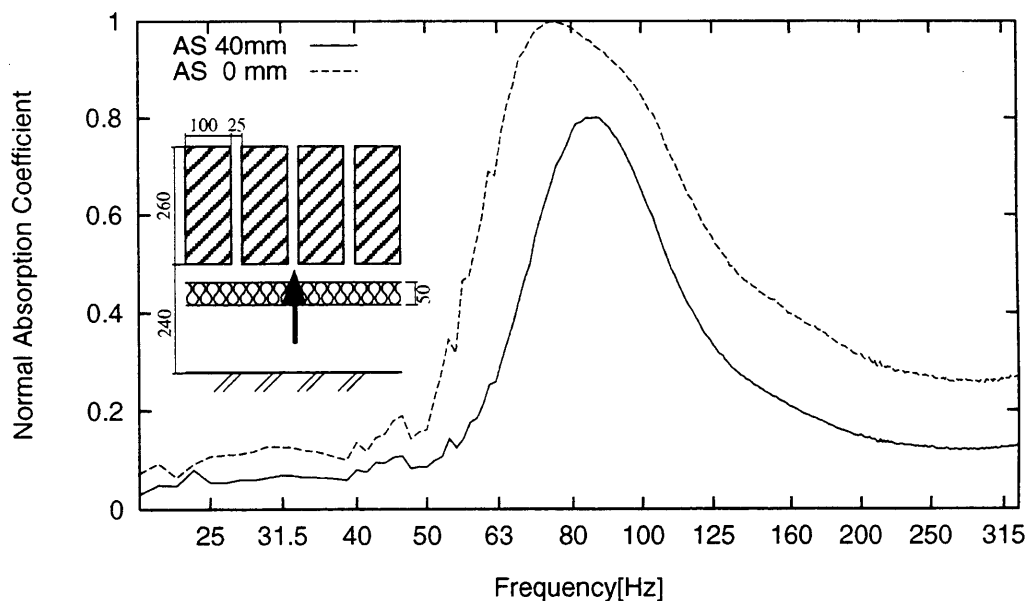
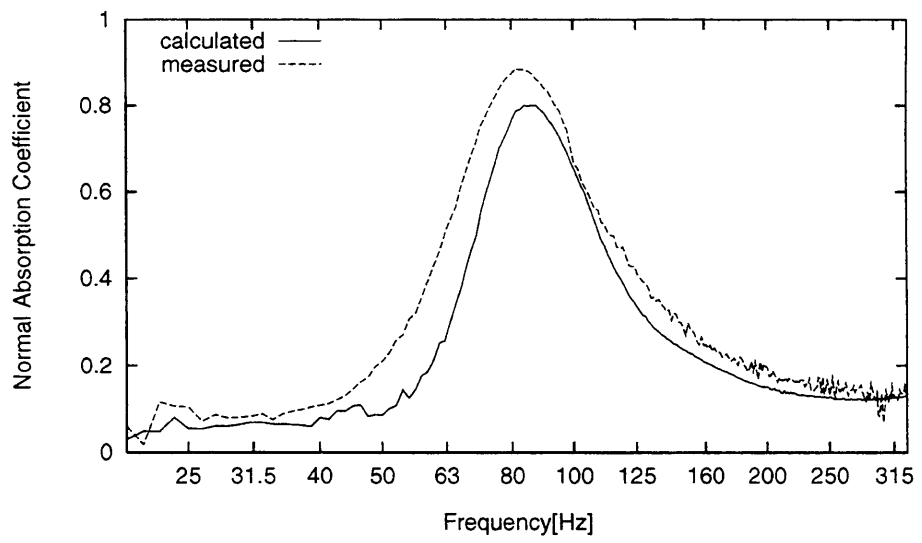


図 6-8 吸音面とリブが近接している場合の計算結果

図 6-9 は，リブ~多孔質材の間の空気層が 40mm, 0mm のそれぞれについて，計算値と実測値と比較したものである。(a)の空気層 40mm では，全体として計算値が実測値を下回る傾向がみられるものの，吸音特性の傾向はほぼ正確に予測できているといえる。ただし図 5-5(a)と比較すると，アドミタンスを与える手法のほうが，より実測値に近いといえる。

(b)の空気層 0mm では，ピーク周波数およびその吸音率について，計算値が実測値をよく予測していると判断できる。また，帯域全体としてはピーク以上の周波数では計算値の方が高めの値を，以下の周波数では低めの値を示す傾向がみられものの，ほぼ妥当な値を計算しているといえる。

(a) 空気層40mm



(b) 空気層 0mm

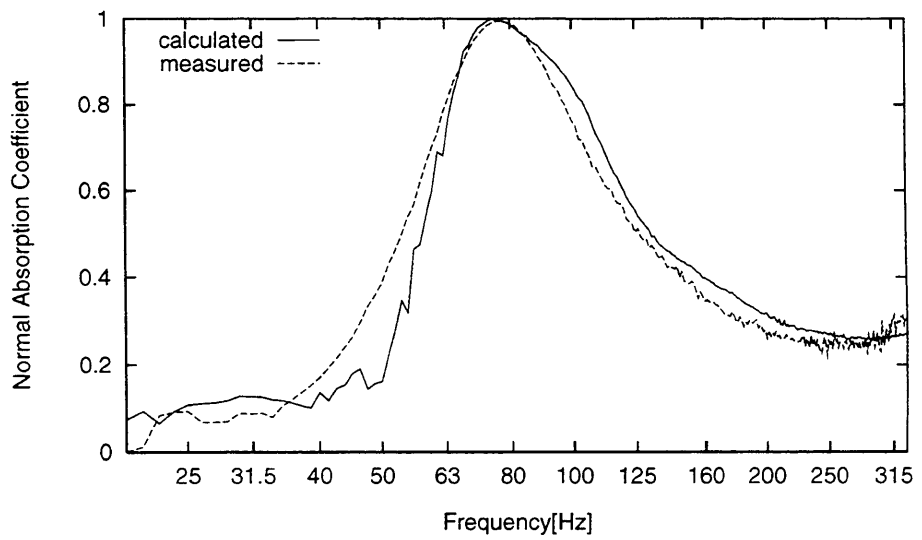


図 6-9 計算値と実測値の比較



## 6.5 まとめ

スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材について、その表面のアドミタンスを与える方法の一つの限界として、リブが吸音面に接する場合を紹介するとともに、多孔質材中の場を含めて解析する新たな方法を導入することにより、その問題が解決されることを示した。

また、多孔質材の特性インピーダンスおよび伝搬定数を与えるこの方法では、多孔質材の厚さや、その背後空気層が任意の値をとっても解析上不都合が生じないことも長所と判断される。

ただし、アドミタンスを用いる手法は解析する矩形領域の数が少ないため、理論解析が比較的シンプルであるのに対し、多孔質材中の場を考慮する場合は解析領域が増加し、特に図 5-3 に示した吸音性H型リブを用いた構造等を解析しようとする際は、かなり煩雑な演算を要されるであろう。

このように、両手法にはそれぞれ長所・短所があり、長所を生かすには解析対象に応じた使い分けが必要と考えられる。あるいは、伝搬定数と特性インピーダンスにより吸音面のアドミタンス値を別途算出し、その値を用いてシンプルに場を解く方法も実用に際しては有効であると考えられる。

## 第7章 総括

### 7.1 研究成果のまとめ

スリット構造をベースとした低周波域吸音構造についての研究として、まず一般的なスリット構造の吸音特性を矩形分割法により解析した。その数値計算結果は垂直入射吸音率と斜入射吸音率の実測値をほぼ予測しており、これまでほとんど紹介されてこなかったスリット構造あるいは多孔質材+リブ構造の吸音特性の予測手法として有効であることが示された。

また、数値計算による検討では、低周波域を吸音しようとするときは、構造の周期やリブ厚を大きく、あるいは開口率を小さく設計する必要があることが確認された。これらは、従来より紹介されているスリット構造の共鳴周波数 $f_0$ の計算式においても、 $f_0$ を下げる因子として作用することが定性的に示されるものではあるが、今回の検討では、これを吸音特性の変化として定量的に示すことができた。さらに背後空気層の構造が一定であれば、どの因子を変化させても吸音特性形状は同じように変化する傾向がみられた。ただし、現実的な施工性を考慮した場合は、トータルのバランスを保ちながら、構造を大きくすることが妥当であると判断された。

次に、低周波吸音スリット構造のリブが大型化・重量化する問題を克服すべく、それまでの前提であったリブの断面形状を矩形から溝型あるいはH型へと変更したりブ構造を提案し、その吸音特性解析を行った。いくつかのモデルについて垂直入射吸音率の数値解析を行うとともに、実測値との比較を行った結果、矩形リブの代用としてU形リブを用いても、吸音特性にはあまり変化が生じず、計算値と実測値も良く整合することが判明した。

U形リブ構造の設計に際しては、これまでに紹介されてきたスリット構造の共鳴周波数計算式を矩形リブと同様に適用できることがわかった。また、同じ共鳴周波数を持つ構造でも、背後の多孔質材をリブ近くに挿入することで共鳴ピーク値を高く、多孔質材背後の空気層を大きくとることで吸音バンド幅を広くできることが、数値計算による検討の結果確認された。

一方、U形リブの溝入口にGWを挿入した構造では、共鳴型と多孔質型の特徴を兼ねた周波数特性がみられた。また、吸音材を挿入したりブを反転させた上、背後吸音面を剛壁

とすることにより、共鳴による高い吸音率を持ちながらも薄くおさまる構造を得ることができた。

最後に、スリット構造の背後空気層に挿入する多孔質材について、アドミタンスを持つ境界として与えるこれまで手法ではリブ～吸音面の隙間がゼロに近づいた場合に不都合を生じることを示し、その打開策として解析領域を多孔質材の内部およびその背後空気層まで拡張することを提案した。ここでは、多孔質材表面のアドミタンスに替わるパラメータとして多孔質材の特性インピーダンスおよび伝搬定数を与えており、解析結果からは、この手法により上述した問題が解決できることが示された。

## 7.2 今後の課題

今回、解析結果の検証のため用いた実測値の多くは垂直入射吸音率であるが、3次元モデルにおける斜入射を想定した解析手法として検証するためには、斜入射吸音率あるいはランダム入射吸音率についての実測値との比較がさらに必要と考えられる。ただし、吸音対象とする低周波数域についてこれらの入射条件で吸音率を測定しようとする場合、その波長の長さに応じた試料面積や実験室容積が必要となることに留意する必要があるであろう。

入射条件については、ランダム入射と垂直入射で吸音特性にどのような差が生じるのか検討することも、共鳴器型吸音構造の特徴を把握するにあたって、興味のある課題である。統計入射吸音率を垂直音響インピーダンスから求める方法としては、Paris や London による計算法<sup>26)</sup>があるが、これらにおいては吸音面を等方性とみなしており、斜入射吸音率 $\alpha_\theta$ が図2-1で示すような $\phi$ 方向に一定であることを前提としている。しかしながら、スリット構造は一次元周期の異方性吸音面であるため、斜入射吸音率は入射角 $\phi$ によって変化すると判断される。このため、スリット構造の統計入射吸音率の計算において、Paris や London の式をそのまま使用した場合には、計算結果が現実と整合しない可能性がある。それがどの程度のものかを検討することも必要と考えられる。

ところで、本研究における解析モデルでは、空気を媒質とする場における損失を考慮していない。たとえば、剛壁の前に剛なりブが並ぶ場合には、その吸音率はゼロとなってしまう。しかしながら現実には、特に開口率が小さい場合に空気の粘性損失による吸音率が得られる。今回の実測モデルの多くは、多孔質材による損失の影響が大きいために、粘性

損失がほぼ無視できるオーダーでおさまっているもの考えられる。しかし、一部の構造については実測値と計算値の差が粘性の影響で生じている可能性が否定できない。粘性損失を解析モデルに取り込み、さらに効率の良い吸音構造を開発することは課題の一つと考えられる。

粘性抵抗と同様に、リブ部材の共振を利用するというのも、一つの方法と考えられる。本研究では、実測において溝型リブおよびH型リブの構成部材であるアクリル板が共振しないように特に配慮したが、これは解析モデルに準じた音響的な剛性を実現するためのものであり、吸音効果を高めようとする場合には、部材の共振を利用することは十分有効であると考えられる。ただし、解析的にこれを解こうとする際は、部材の振動場と各矩形領域の音場とを練成させる必要あると考えられ、かなり複雑な問題になると推測される。また、安定した吸音特性を得るためには、かなり施工精度が要求されると考えられる。

多孔質材中の場を考慮した解析法については、多孔質材表面を局部作用が仮定された境界として扱えない場合など、今後さらに応用されることが期待される。ただし、多孔質材が等方均質であるという仮定は、特に流通しているグラスウールに対しては多少無理があるように推測される。今後、異方性材料として扱うことで、より正確な吸音特性予測が可能になるであろう。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、常に適切なご指導を賜りました九州芸術工科大学 藤原恭司教授に、深甚なる謝意を表しますと共に、心より御礼申し上げます。また、本論文をまとめるにあたり、多くの貴重な御助言を頂きました九州芸術工科大学 鈴木俊行教授、津村尚志教授に、厚くお礼申し上げます。

(株)四元音響設計事務所 四元英治代表取締役には、大学での研究の機会を与えて頂くと共に、暖かい御支援と多くの御援助を賜りました。ここに心から謝意を表します。また、同社 藤田啓晴福岡事務所所長、田村孝史氏、石和田弘明氏からは、多大な御配慮と励ましを頂きました。心からお礼を申し上げます。

九州芸術工科大学 鳥原秀男技官からは、平素より多くの激励の言葉を頂くとともに、実験に係わる御助力ならびにアドバイスを頂きました。同大学 尾本章助手からは研究の遂行および論文のとりまとめに際して、有益な御助言を数々頂きました。高島和博氏からは氏の九州芸術工科大学在籍中、数値計算のプログラミングに係わる貴重なアドバイスを頂きました。その他、研究室の多くの方々から多大な御援助を頂きました。ここに併せて各位に謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 永田 穂, 新版 建築の音響設計 (オーム社, 東京, 1991), p.7.
- 2) 例えば, 日本音響材料協会編, 騒音・振動対策ハンドブック (技報堂, 東京, 1982), pp.603-621.
- 3) JIS A 1409 “残響室法吸音率の測定方法” (1977).
- 4) 中野有朋, 入門超低周波音工学 (技術書院, 東京, 1981), pp.2-3.
- 5) 落合博明, “低周波音の評価,” 騒音制御 17 巻 6 号, 13-16(1993).
- 6) 村石喜一, “室内騒音評価の現状と問題点,” 音響学会誌 49, 361-367(1993).
- 7) “座談会「音響材料の現状と今後の課題」,” 音響技術 80, 60-69(1992).
- 8) 木下明生, “車室内音場のアクティブ制御,” 騒音制御 16 巻 1 号, 12-15(1992)
- 9) 伊勢史郎, 橋秀樹, “エネルギーを視点としたアクティブ制御の分類,” 音講論集, 689-690(1993.3).
- 10) 子安 勝, 建築用吸音材料 (技術書院, 東京, 1972), p.155.
- 11) 例えば, 前川純一, 建築・環境音響学 (共立出版, 東京, 1990), p.89.
- 12) A.De Bruijn, “Anomalous Effects in the Sound Absorption of Periodically Uneven Surfaces,” Acustica 24, 75-84 (1971).
- 13) 藤本卓也, 三神 貴, 藤原恭司 “スリット型吸音構造体の吸音特性解析,” 音講論集, 811-812(1994.3).
- 14) 藤本卓也, 藤原恭司 “スリット型吸音構造体の吸音特性解析 (その 2) , ” 音講論集, 891-892(1994.10).
- 15) 藤本卓也, 藤原恭司, “スリット型吸音構造の吸音特性解析,” 音響学会誌 52, (1996)掲載予定
- 16) JIS A 1405 “管内法による建築材料の垂直入射吸音率測定方法” (1977).
- 17) 藤原恭司, 鳥原秀男, “新設垂直入射吸音率測定装置の基本音響特性と低周波域吸音体の音響特性,” 音講論集, 809-810(1991.10).
- 18) 安藤四一, “干渉縞による斜め入射複素音圧反射係数の測定法,” 電子通信学会誌 51-A, 303-310(1968).
- 19) 尾本 章, 藤原恭司, “防音塀エッジポテンシャルの能動消去,” 音響学会誌 47, 801-808(1991).
- 20) 子安 勝, 建築用吸音材料 (技術書院, 東京, 1972), p.79.
- 21) 日本音響材料協会編, 騒音・振動対策ハンドブック (技報堂, 東京, 1982), p.255.

- 22) 藤本卓也, 藤原恭司, “特殊なリブを持つスリット型共鳴器の低周波吸音特性,” 音響学会誌 (受理済み)
- 23) J.Y.Chung and D.A.Blaser, “Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I.Theory,” J.Acoust. Soc. Am. 68, 907-913(1980).
- 24) JIS G 3350 “一般構造用軽量形鋼”(1987).
- 25) C.D.Smith and T.L.Parott, “Comparison of three method for measuring acoustic properties of bulk materials,” J.Acoust. Soc. Am. 74, 1577-1582(1983).
- 26) A.London, “The Determination of Reverberant Sound Absorption Coefficients from Acoustic Impedance Measurements,” J.Acoust. Soc. Am. 22, 263(1950).