音響インピーダンス測定(1)
−従来測定の「常識」を疑う−

2026 年 8 月 19 日

はじめに

ここでは， Microflown 社による THE MICROFLOWN E-BOOK の Chapter.6 “Acoustic Impedance Measurements”を意訳したものを提供する．PU 法(Microflown 社の PU プローブを用いた測定法，音圧 P と粒子速度 U が同座標で測定出来る)の特徴が，一部は 2 マイクロフォン法の特徴に比して書かれており，その理解のために有用と考えられる．

章の番号，式と図の番号が 6 から始まるのは，原文の 6 章の意訳である事による．

6 音響インピーダンス測定

6.1. 概要
6.2. はじめに
6.3. 反射係数を決定する手法
（半）無響条件下の自由音場法
残響音場法
インピーダンス管法
2 マイクロフォン定在波管法
マイクロフォン・インピーダンス管法
インピーダンス管法の欠点
6.4. クント管における Microflown の利用
PU 型クント管，インテンシティとエネルギーの比
PU 型管測定における 2p 法と PU 法の比較
PU 型クント管法，測定例
インピーダンスと反射係数の関係

6.1　概要

本章では，音響材料の反射率（および吸音率）を求める手法について述べる．まず，従来の手法をいくつか説明し，続いて Microflown の PU(P:Sound Pressure, U:Particle Velocity)プローブを用いた反射率測定の 3 つの手法について解説する．

Microflown の PU プローブを用いる最初の手法は，現在の標準的な測定法と類似している．現在，音響試料の反射率は，近接して配置された 2 つのマイクロフォンを備えた定在波管を用いて測定されることが多い．ここで紹介するのは，定在波管内で単一の PU プローブを用いる手法である．この PU プローブに基づく手法は，標準的な測定法よりも精度が高いことが示されている[5]．しかし，管内での測定には多くの欠点がある（試料の切断が必要，帯域幅の制限，垂直入射時の反射率しか測定できない，試料の取り付けに起因する誤差，結果が管の特性に依存する可能性がある，など）．詳細は 6.4 節を参照のこと．

PU プローブを用いる 2 つ目の手法は，表面インピーダンス[5]を求め，それによって反射率を算出するものであり，「表面インピーダンス法」と呼ばれる．これは高速かつ広帯域な手法であり，現場（in-situ）において任意の入射角での反射率を測定することも可能である．測定された球面波反射率を，必要とされる平面波反射率に変換するためにモデルが用いられる．　この手法を用いれば，音響制振材の吸音特性を，現場において広帯域かつあらゆる入射角で測定することが可能であるが，反射率の高い表面や狭い場所での測定は困難である．

Microflown の PU プローブを用いる最後の手法（鏡像音源法）は，反射率の高い表面の測定にも対応できる．これは現場測定法の一つであり，単極音源（モノポール音源）と，その音源の方向に対して感度を持たないように配置された Microflown の PU プローブを使用する．そのため，「鏡像音源」からの音のみを測定することになる．この手法を用いれば，自動車の車内のような狭い場所であっても，反射率の高い材料の吸音特性を広帯域かつ数秒で測定することが可能である．なお，この手法の原理はまだ完全には解明されていない．詳細は 6.4 節を参照のこと．

6.2. はじめに

前章では，音圧と粒子速度の積と密接な関係にある音響インテンシティ（I）について論じた．本章では，音圧と粒子速度の比の測定に焦点を当てる．音場内の任意の点における音圧と，それに対応する粒子速度成分との比は，その点における「音響インピーダンス（Z）」として定義される．

音響インテンシティは音圧と粒子速度の積に関連する量であり，単位面積を通過して伝搬する音響エネルギーの量を表す．一方，音響インピーダンスはこれら両者の比に関わる量であり，例えば音響減衰材による反射や吸音の特性を決定する上で有用な指標となる．

音圧と粒子速度の和に関連する「音響エネルギー密度（E）」は，音波にどれだけのエネルギーが「蓄えられている」かを定量化する．一方，「音響インテンシティ」はどれだけの音響エネルギーが輸送されるかを定量化し，「比音響インピーダンス」は音響エネルギーが輸送される可能性（しやすさ）を定量化する．

ある条件下で，音が完全反射面（剛体面）に向かって伝搬し，その面の近傍で音響インピーダンスが決定されると仮定する．この場合，音響インピーダンスは高い値を示す．なぜなら，面の近傍では粒子速度がほぼゼロになり，反射によって音圧が増大するからである．すべての音が反射されるため，面の近傍での音響インテンシティはゼロになる．つまり，ある方向に進む音と同じ量の音が逆方向にも進むため，音響エネルギーの正味の流動（ネットフロー）は生じないということである．自由空間を伝搬する音波と比較すると，音圧が増加し粒子速度が減少するため，音響エネルギー自体は面の影響をそれほど受けることはない．

もしこの完全反射面（剛体面）を取り除くと，音響インピーダンスは空気の特性インピーダンス（$Z \approx 435\ \mathrm{Ns/m^3}$）へと変化する．このとき，音響インテンシティはゼロではなくなり，その値は音場の音の強さ（大きさ）に依存することになる．一方，音響エネルギーの値は変化しない．

ここで重要なのは，インピーダンスは音場の音の強さには依存せず，環境によって決定されるという点である．これに対し，音響インテンシティと音響エネルギーはどちらも，音場の音の強さに依存する．

インピーダンスは音の強さの影響を受けないため，音響インテンシティ測定装置や単一の音響プローブなどに比べて，インピーダンス測定装置の校正は容易である．必要なのは簡易的な校正，すなわち基準マイクロフォンを使用しない校正のみとなる．

6.3. 反射係数を決定する手法

材料の反射係数を求める手法にはいくつかの種類があり，それらは「残響室法」，「管内法」，「自由音場法」の 3 つのグループに分類できる．以下にこれらの手法について解説する．

自由音場条件下で吸音材の音響特性を測定する手法は，これまでに多くの研究者によって提案されてきた．一般的に，これらの手法は斜め入射波を用いた測定に適している．

代表的な手法の一つに，パルス法がある．これは，短い信号を発生させ，直接波と反射波を分離することで反射係数を算出するものである．この際，試料を近接場（ニアフィールド）の外に配置する必要がある点に注意が必要である．この制約により，対象とする周波数帯域や試料の寸法（数平方メートル規模）に下限が生じる場合がある．

別の手法として，吸音面に近接して 2 つのマイクロフォンを配置する方法がある．この方法を用いれば，斜め入射波に対する表面の垂直インピーダンスを算出することが可能となる．

斜め入射波条件下での吸音材の音響挙動を測定できる点は，自由音場法の大きな利点である．斜め入射波は，吸音材内部を伝搬するせん断波を発生させ，それによって特有の音響挙動が引き起こされるからである．

従来の自由音場法の欠点は，吸音材の音響特性を測定するための装置構成が非常に大規模になり，その結果，コストも高額になることである．特に斜め入射時のインピーダンスを測定する場合，センサを移動させるためにロボットが使用されることが一般的である．

自由音場法は，様々な入射角における反射係数を求めることができる唯一の手法であるが，従来の測定系では広いスペースや（多くの場合）ロボットが必要となり，さらに（半）無響室環境

や長時間の測定時間を要する． こうした要件があるため，現場（イン・シトゥ）での測定を行うことは困難である．

（半）無響条件下における自由音場法

本章では, 音響材料の表面近傍における音響インピーダンス（およびそれに関連する反射係数）を測定可能な，Microflown の PU プローブを用いた手法を提示する．この手法は垂直入射および斜め入射の双方の測定に対応しており，測定結果を算出するための数学的処理も簡潔である．インピーダンスを表面近傍で測定するため，必要な測定領域は小さくて済む．本手法は，ルーベン大学(KU Leuven)との共同研究により開発されたものである [5], [6], [7].

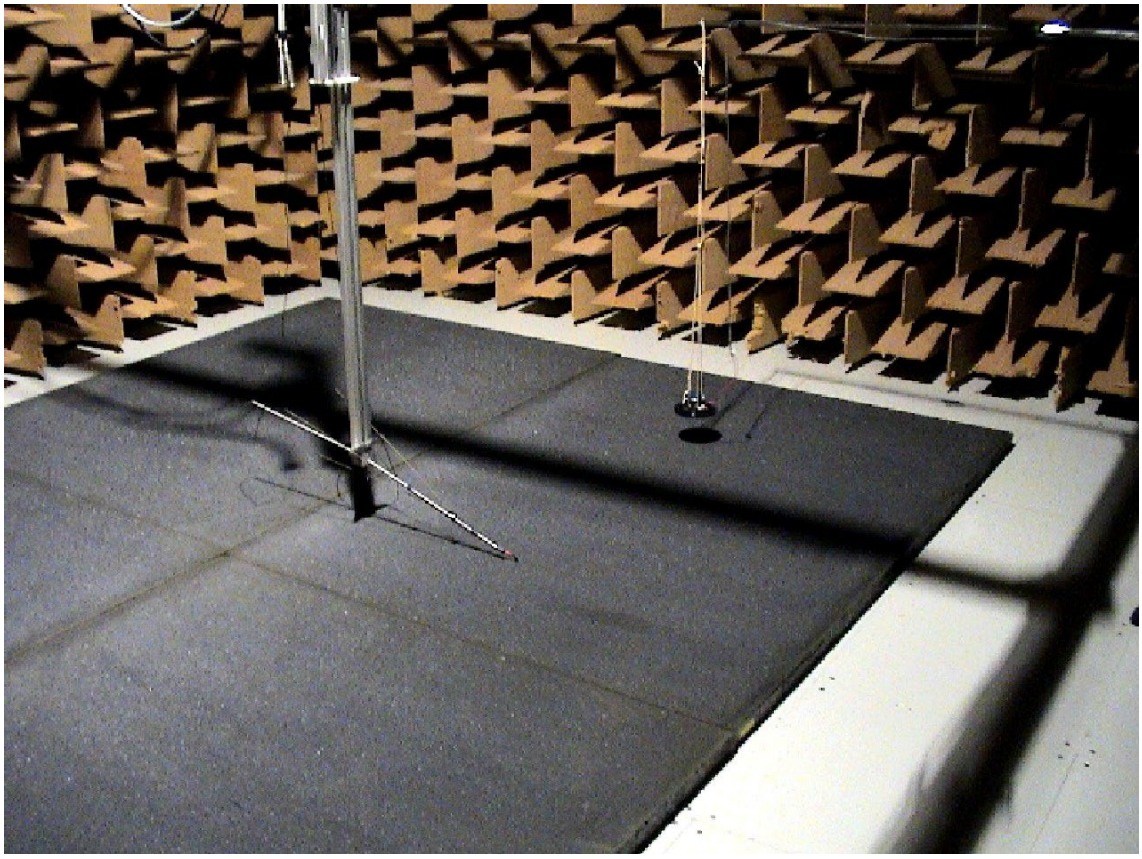


図 6.2：ルーベン大学における Tamura [26], [27]の実験セットアップの写真.

Microflown の PU プローブを用いた手法を提示する前に，まず他の既知の手法について取り上げる．

残響室法

いわゆる残響室法は，ランダム入射波に対する吸音率を測定するための周知の手法である[1]. この実験は，拡散音場が形成される残響室で行われる．拡散音場における吸音率は，シミュレーションツールを用いた騒音低減対策を開発する上で重要な要素となる．測定手順や試験室の形

状・寸法に関しては，数多くの規格が存在する．その一例として，「アルファキャビン（Alpha cabin）」が挙げられる．これは，国際規格に準拠した残響室の 3 分の 1 の寸法を持つ残響室である．その容積は 6.4m³であり，平行な壁面は存在しない．室のサイズが縮小されたことに伴い，試料の表面積は 1.2m²となっている．この面積は，一般的なボンネットやルーフのライナー（標準的な残響室での測定対象は 10m²程度の面積を持つ）のサイズに相当する．測定周波数も同様に比例して高く設定されており，有効な測定範囲は 400Hz から 10kHz の間となっている[9].

図 6.3：Rieter Alpha チャンバー [9]

通常，エネルギー密度が均一な（拡散）音場が生成される．これは，チャンバーの隅に配置されたスピーカーと，チャンバー内での定在波の発生を防ぐための多数の拡散体（ディフューザー）を用いることで実現される．チャンバー内に比較的大きな（数平方メートルの）吸音材の試料を設置し，特定の周波数帯域について残響時間 T60 を測定する．T60 とは，スピーカーを停止させた後，音圧レベルが 60dB 低下するまでに要する時間のことである．試料を設置しない状態でも同様の手順を行い，その差から吸音率を求める．

吸音率が極めて高い材料の場合，端部効果や回折に起因する付加的なエネルギー損失によって，吸音率が 1 を超えることがある．また，音場が拡散的でない場合にも，同様の現象が生じることがある．各種規格では，最低周波数帯域において室内の振動モードが少なくとも 20 個存在することが求められており，その結果，室の容積をかなり大きくする必要がある．それにもかかわらず，同一の試験材料を異なる残響室で測定した場合に，測定値にかなりの差が生じることが確認されている．

全エネルギー（すなわち，圧力と速度ベクトルの和）を測定すれば，測定精度が向上することが示されている[33].

インピーダンス管法

吸音特性を定量化するために利用できる測定手法はいくつかあるが，その特性の決定には，定在波管を用いる方法が最も一般的に採用されている．これは，管内では（特定の周波数帯域において）数学的な問題が一次元的なものとなり，音波が一方向にしか伝搬しなくなるためである．その結果，実験装置を比較的単純かつ小型に構成することが可能になる．図 6.4 には，2 つの基本的な手法の概略が示されている．

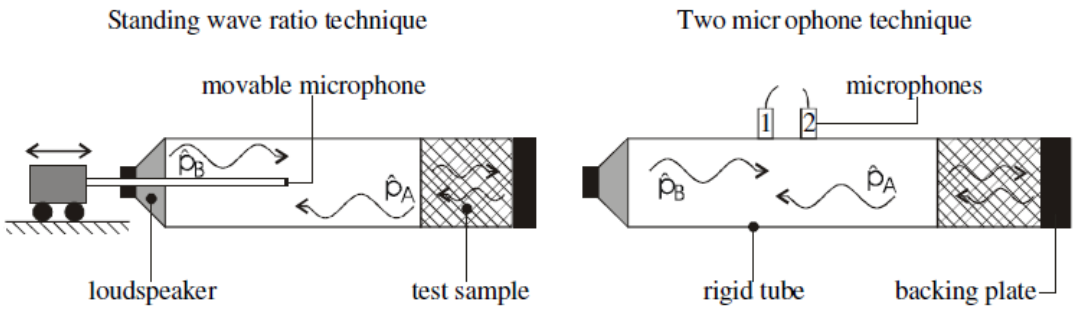


図 6.4：インピーダンス管を用いた 2 つの測定手法の模式図

管の一端にはスピーカが，反対側の端には試験材料の試料が配置されている．管内では，進行波$\hat{p}_A$と後退波（または反射波$\hat{p}_B$の合成により，定在波パターンが形成される．管内で平面波が伝搬するように，音波の周波数は遮断周波数よりも低く保たれている．

進行波と反射波を個別に測定できれば，管の端にある試験試料の反射係数を求めることができる．これを行うためのいくつかの手法について，以下で説明する．

2 マイクロフォン定在波管法

1980 年，Chung と Blazer [17], [18] は，管壁の異なる 2 つの位置に設置された固定マイクの伝達関数に基づく手法を提案した（図 6.4 の右側を参照）[1]．この手法は「2p 法」と呼ばれる．広帯域の定常ノイズ信号を用いて定在波パターンを形成し，測定された伝達関数から入射波と反射波を数学的に分離する．これにより，その広帯域信号と同じ周波数帯域における試料の反射係数が求められる．また，インピーダンスや吸音率を導出することも可能となる．この手法は SWR 法（後述）と同等の精度を持ちながら，測定は大幅に迅速に行うことができる．伝達関数法はその信頼性が実証されており，規格化もなされている（ISO 10534-2, 1998）．

実際の測定系では，周波数範囲を拡大するために 3 本のマイクロフォンが使用される．低周波数域では，より広い間隔が用いられる． 「2p 法」と同様に，粒子速度センサを用いてインピーダンス Z を求めることも可能である（「2u 法」）[3]．この場合も，2 つの（粒子速度）センサ間の伝達関数は，音響インピーダンス Z，センサ間の間隔，および試料とセンサとの距離に依存する．2u 法は 2p 法と同様の欠点を持つため，実用的ではない． また，音圧プローブと粒子速度センサを組み合わせて，管内のインピーダンスを直接測定することも可能である．この方法は実質的に 2p 法や 2u 法とほぼ同じであり，管内で音響インピーダンスを測定した後，管端における

音響インピーダンスを算出する．これを「p/u 法」と呼ぶ．p/u 法は（2p 法や 2u 法のように）音圧勾配を利用しないため，低周波数域において良好な特性を示す．この方法については，後述する（6.4 節）．

単一マイクロフォン・インピーダンス管法

従来の手法では，管内の特定の周波数における測定された定在波比（SWR）が利用されていた．可動式マイクロフォンを用いて，音圧の最大値と最小値の比を求める．そして，この比を用いて反射係数や音響インピーダンスを算出する．この方法の利点は，マイクロフォンの校正が不要なことである．一方，欠点としては，可動式プローブを含む複雑なセットアップが必要なことや，対象とする各周波数において音圧の最大値と最小値を特定するのに時間を要することが挙げられる [2], [11]．　マイクロフォンまたは Microflown を 1 つだけ使用する別の方法として，同一の入力信号を 2 回用い，センサ位置を変えて繰り返し測定を行う手法がある．センサからの信号はコンピュータに記録され，後処理で同期される．これにより，実際には 1 つのセンサで 2 回に分けて測定したにもかかわらず，あたかも 2 つのセンサで同時に測定したかのようなデータが得られる．

インピーダンス管法の欠点

まず，この方法は破壊的であり，音響材料を現場で測定することは不可能である．また，求められるのは垂直入射反射係数のみとなる．

一部の著者は，特性インピーダンスや材料中の伝搬係数など，試験構成に依存しない音響特性の利用を推奨している．これら 2 つの係数を導出する手法の一つとして，厚さの異なる 2 種類の試料を用いて材料の表面インピーダンスを測定する方法がある．

低周波数域では，インピーダンス管法による測定結果の精度が低下する可能性がある．これは，試料を気密性が保たれるように装着する必要がある一方で，試料が自由に振動できる状態である必要もあるからだ（また，2 マイクロフォン法では圧力勾配が小さくなりすぎることも要因となる）．積層材料やスクリーン（穿孔板など）で覆われた材料を使用する場合，高周波数域でも同様の問題が生じることがある．さらに，横方向の収縮率（ポアソン比）がゼロでない場合，小さな試料の測定結果が広い面積の特性を代表しているとは言えない．

インピーダンス管には，管の直径の逆数に比例する遮断周波数（カットオフ周波数）に起因する高周波数側の限界がある（式(6.1)を参照）．周波数の上限は，5cm 径の管の場合，およそ 4kHz となる．

当然ながら，インピーダンス管で測定できるのは，法線方向（表面に対して垂直）の音響特性のみとなる．したがって，測定対象となるのは「局所反応型（locally reacting）」の材料に限られる．「局所反応型」とは，材料の減衰特性が入射角によって変化しないことを意味するが，実際の材料では通常，そのような特性にはならない．　そのため，法線方向の吸音特性を測定するだけでは不十分である．あらゆる方向の減衰特性を測定して初めて確実な評価が可能となるが，イ

ンピーダンス管による測定は，実際の多くのケースにおいてその要件を満たすことはない．

インピーダンス管で測定できるのは，空間的に均一な特性を持つ材料に限られる．これは，管の剛体壁が音場を反射させるため，平面波のみが伝搬する状態になるからである．管の端板に単一の四分の一波長共鳴器を設置して測定を行うと，その結果得られる値は，特定の空間分布を持つ多数（あるいは無限個）の四分の一波長共鳴器を備えた無限大平板を自由音場で測定した値と比較可能なものとなる．これら仮想的な共鳴器の分布は，管の形状や寸法に依存する．

剛性の高い管壁が音響試料に及ぼす影響は，必ずしも無視できるものではない．こうした差異については，6.5 節「PU クント管と自由音場での測定の比較」で示されている．管の影響に起因する誤差については文献[30]でも指摘されており，高い通気抵抗を持つ材料は音場の影響を受けて振動することが知られている．管内でのこうした振動は摩擦損失を引き起こし，その結果，測定される減衰特性が変化してしまう．これは極めて望ましくない現象であり，解決策も存在しない．

専門家は，管内での測定では信頼性の高い結果は得られず，自由音場での測定が必要であると述べている．

6.4. クント管内の Microflown の PU プローブ

インピーダンス管は，グラスウールや発泡材などの材料の吸音特性を測定するために使用される．管内では，スピーカーを用いて一次元の音場が形成される．平面波は，管の端に設置された試料によって反射および吸収される．反射係数 R や吸音率 $\alpha = 1 - |R|^2$は，音響インピーダンス Z から算出可能である．R，α，および Z はいずれも周波数に依存する量である． ここでは基本的な理論のみを説明する．流体の粘性や熱伝導率は波の伝播に影響を及ぼす．そのため，測定結果は数パーセント程度過小評価されることになる．より正確なモデルについては，例えば文献 [1]，[4]，[6] を参照のこと． 管内において遮断周波数を超えると，音波の進行方向に対して垂直な方向に定在波が生じ，それによって比音響インピーダンスが変化する．この状態では音響インピーダンスが実数かつ一定ではなくなるため，測定系の取り扱いが非常に困難になる．したがって，管は遮断周波数未満の範囲でのみ使用される．円筒管の場合，この遮断周波数は次式で表される．

$$f_c = \frac{c}{1.71 \cdot d} \tag{6.1}$$

ここで，d は管の直径，c は音速（約 330m/s）を表す．

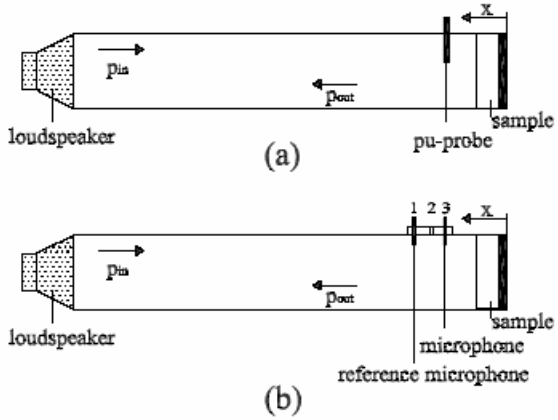


図 6.5：インピーダンス管における 2 つの測定手法の模式図

管の一端に設置されたスピーカーによって，管内に一次元音場が形成される．発生する音波は次式で表される．

$$p_{in}(x,t,\omega) = p_0 \ e^{i(\omega t + kx)} \tag{6.2}$$

ここで，$k = \omega / c_0$ となる．スピーカーから放射された音波は，音響材料によって反射される．この反射波は，試料表面において入射波が位相回転と減衰を受けた結果生じるものである．反射波は次式で表される．

$$p_{out}(x,t,\omega) = p_0 \ R(\omega) e^{i(\omega t - kx)} \tag{6.3}$$

反射係数は周波数に依存する．管内では，入射波と反射波によって定常波が形成される．管内の圧力場は次のように記述できる．

$$p_{tot}(x,t,\omega) = p_{out}(x,t,\omega) + p_{in}(x,t,\omega) = p_0 \ \left(e^{i(\omega t + kx)} + R(\omega) e^{i(\omega t - kx)}\right) \tag{6.4}$$

運動量保存の式から，管内の粒子速度を導出できる．

$$u_{tot}(x,t,\omega) = \frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p_{tot}(x,t,\omega)}{\partial x} dt = \frac{p_0}{\rho_0 c} \ \left(e^{i(\omega t + kx)} - R(\omega) e^{i(\omega t - kx)}\right) \tag{6.5}$$

管内の位置 x におけるインピーダンスは次のように与えられる．

$$Z(x,\omega)=\frac{p_{tot}(x,\omega)}{u_{tot}(x,\omega)}=\rho_0 c\frac{e^{ikx}+R(\omega)e^{-ikx}}{e^{ikx}-R(\omega)e^{-ikx}} \tag{6.6}$$

したがって，試料表面から距離 x の位置における音圧と音響粒子速度が既知であれば，その試料の反射係数と表面インピーダンスを直ちに導き出すことができる．

$$R(\omega)=e^{2ikx}\frac{Z(x,\omega)-\rho_0 c}{Z(x,\omega)+\rho_0 c} \tag{6.7}$$

試料の吸音率は次のように計算できる．

$$\alpha(\omega)=1-\left|R(\omega)\right|^2 \tag{6.8}$$

表面インピーダンスは次のように与えられる．

$$Z(0,\omega)=\rho_0 c\frac{1+R(\omega)}{1-R(\omega)} \tag{6.9}$$

今日，管内で比音響インピーダンスを決定する最も一般的な方法は，2 つのマイクロフォンを使用することである（2p 法）[17]．本手法では，試料の特性を決定するために，マイクロフォンからの出力信号の比を用いる．また，本節では，2 つの粒子速度プローブを用いる同様の手法（2u 法）についても説明する． 管内の異なる 2 点における速度を測定することで，伝達関数 $H2u = u2/u1$ を算出できる [3]．この伝達関数 $H2u$ から，試料材料の反射係数を導き出すことが可能となる．速度を測定する管内の 2 つの位置は図 6.5 に示されており，試料から距離 $x=L$ および $x=L-s$ の位置となる（2 つのマイクロフォン間の距離は s ）．

$$H_{2u}(\omega)=\frac{S_{u_1u_2}}{S_{u_1u_1}}=\frac{e^{ik(L-s)}-R\quad e^{-ik(L-s)}}{e^{ikL}-R\quad e^{-ikL}} \tag{6.10}$$

S_{u1u2} は両プローブ間のクロススペクトルであり，S_{u1u1} はプローブ $u1$ の自己スペクトルである．伝達関数 H_{2u} を書き直すと，試料（x=0）における反射率の式が得られる：

$$R(\omega)=\frac{e^{ik(L-s)}-H_{2u}(\omega)e^{ikL}}{e^{-ik(L-s)}-H_{2u}(\omega)e^{-ikL}} \tag{6.11}$$

x=L および *x=L-s* で測定された速度の比と同様に，*p1* と *p2* の比を定義することができ，次式が得られる：

$$H_{2p}(\omega)=\frac{S_{p_1p_2}}{S_{p_1p_1}}=\frac{e^{ik(L-s)}+R\quad e^{-ik(L-s)}}{e^{ikL}+R\quad e^{-ikL}} \tag{6.12}$$

ここで，*p1* および *p2* は *x=L* および *x=L-s* で測定された圧力を表す． 数学的な処理を行うと，H_{2u} と H_{2p} の間には相互かつ一意的な関係があることが導き出される．すなわち，

$$H_{2u}=\frac{(1+e^{2iks})H_{2p}-2e^{iks}}{2e^{iks}H_{2p}-(1+e^{2iks})} \tag{6.13}$$

式(6.13)が示すように，H_{2u} と H_{2p} は一意的な関係にあり，かつ（*L* ではなく）間隔 *s* のみが含まれていることから，2u 法と 2p 法は本質的に異なるものではない．

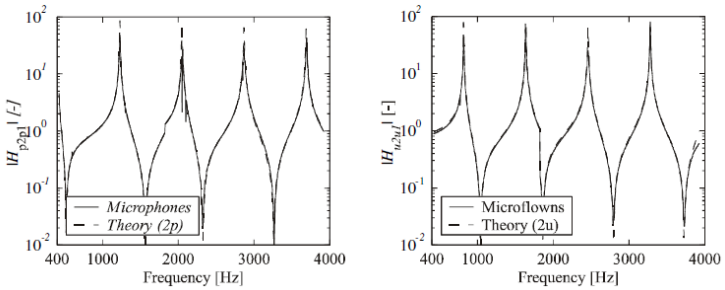


図 6.6：2p 法および 2u 法を用いた，音響的に剛な壁に対する伝達関数 H_{2p} および H_{2u}.

比率 H を求めるという観点からは，いずれの方法も使用可能である．図 6.6 は，音響的に硬い壁（剛壁）について，上述のように定義された測定信号を示す．見ての通り，これらの信号は非常によく似ており，約 10,000（80dB）のダイナミックレンジを有している． 図 6.6 に示された信号を用いて，反射係数（本来は 1 となるはずの値：音響的に硬い壁のため）が算出される．その結果を図 6.7 に示す．

いずれの方法においても，実験結果は理論上の反射係数 $|R|=1$ と一致しているが，高周波数域

では多少の偏差が見られる．

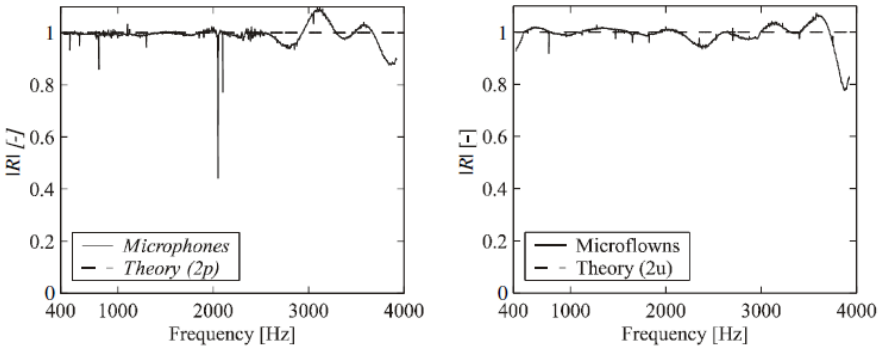


図 6.7：2p 法および 2u 法を用いた音響的に硬い壁の反射係数.

反射係数 $|R|>1$ は，高周波数帯域における測定の不正確さを示している．剛壁（ハードウォール）の場合，R の算出はこうした不正確さの影響を比較的受けやすくなっている．これは，理論上 $+\infty$ から $-\infty$ までの値を取り得る測定伝達関数を，反射係数 $R=1$ という値へと変換する際の感度の高さに起因する．その結果，数値計算上の問題が生じ，インピーダンスの値に誤りが生じることになる．

PU 型クント管，強度およびエネルギーの比

この p-u 法は，反射係数をわずかに異なるアプローチで決定するものである[4]．管内の試料が音を完全に反射すると仮定してみよう．この場合，管に入射した音はすべて端部で反射されることになる．その結果，管内の音響インテンシティ（ある一方向への音響エネルギーの正味の流束）はゼロとなる．一方，試料が音を完全に吸収する場合，音響インテンシティは大きな値を示す．この値の大きさは，（吸音特性とは別に）ラウドスピーカーから発生する音の量に依存する．音の大きさは，別の音響量である音響エネルギー密度によって決定できる． この式は測定位置には依存しないが，ラウドスピーカーの駆動音圧には依存する．したがって，ラウドスピーカーから発生する音の量を決定するために，いわゆる音響エネルギー密度 E に基づく別の手法が用いられる．管内における音響インテンシティと音響エネルギー密度の比は，次式で表される．

$$\frac{\bar{I}_a}{E}=\frac{Re\{S_{pu}\}}{\dfrac{S_{pp}}{2\rho_0 c^2}+\dfrac{1}{2}\rho_0 S_{uu}}=c\cdot\frac{1-|R|^2}{1+|R|^2} \tag{6.14}$$

PU 法と 2 マイクロフォン法による管内測定の比較

既知の材料について，従来の手法と PU 法を用いて測定を行った[6]．直径 3.9cm のクント管（Kundt’s tube）を用い，試料表面から 2.5cm の位置に PU プローブを設置して多孔質材料を測定

した結果を，図 6.8 に示す．シミュレーションによる曲線と PU 法による測定結果との間には，良好な一致が見られる． 同図には，2 つ目の測定結果も示されている．この測定は，管内の 2 点における音圧を測定する手法（2 マイクロフォン法，図中では pp 法と表記）によって行われたものである．この測定曲線に見られるディップ（急激な落ち込み）は，その周波数において一方のマイクロフォンが音圧の極小点に位置していることに起因する．

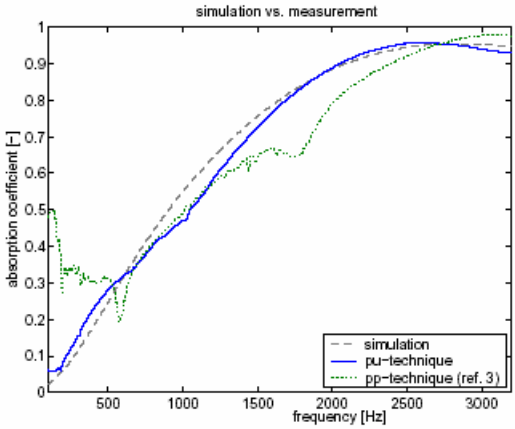


図 6.8：クント管による測定，シミュレーションと実測値の比較 [6].

PU 型クント管法による測定例

PU クント管法の最初のステップはリファレンスである． チューブの端にサンプルを入れずに行われる測定．それで，プー プローブはチューブの側面で気密に配置され，チューブはバケツで閉じられる． 完全反射板．伝達関数の振幅応答 (Zuncorrected=Spu/Suu) を図 6.10 (黒線) に示す．

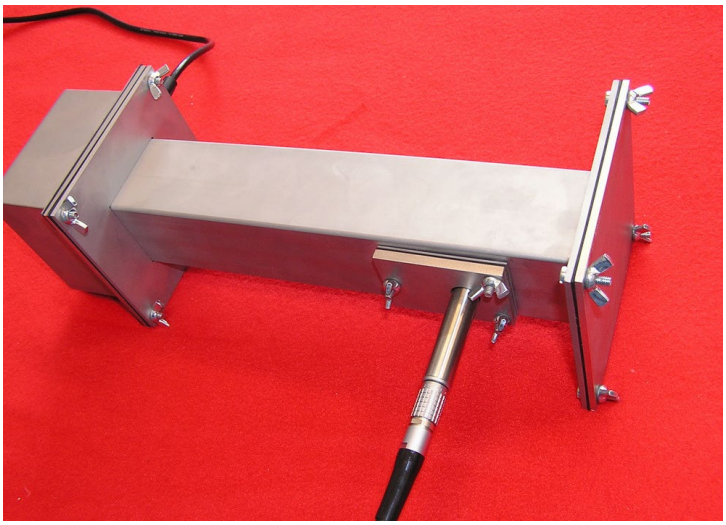
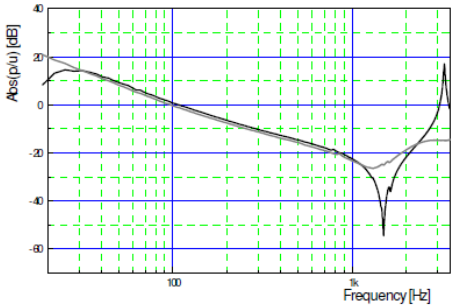


図 6.9：小型定在波管を，pu 型クント管となるように改造したもの．

次に管を開き，その端に音響サンプルを設置して，再び管を閉じる．伝達関数（Zuncorrected,

sample=Spu/Suu）の振幅特性を図 6.10（灰色線）に示す．周波数 fu は速度の極小点（したがって 3263Hz での極大点）に位置し，周波数 *fp* は圧力の極小点（すなわち 1494Hz での最初の極小点）に位置する．



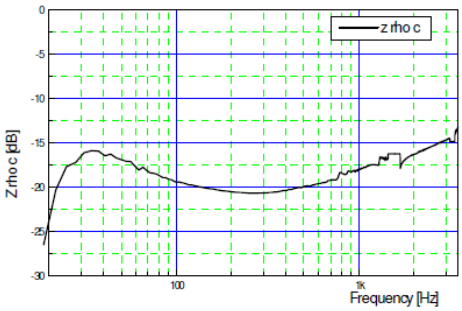


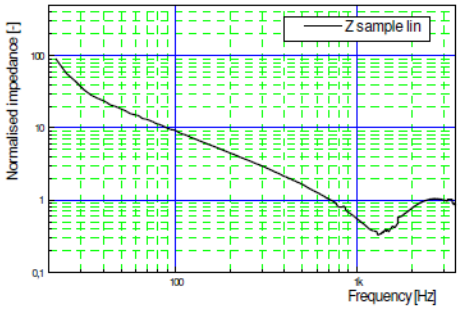
図 6.10（左）：補正前のインピーダンスの振幅特性．黒線：剛体終端，灰色線：管の端に吸音性試料を配置した場合の特性．

図 6.11（右）：管内で測定されたインピーダンス．この特性は自由音場における特性と類似している．周波数 *fu* および *fp* における特性は，補間法を用いて推定される．

管内で測定されたインピーダンスを図 6.11 に示す．この応答は自由音場における応答，すなわち，プローブが平面波を測定している場合や，音源から十分に離れた無響室で測定している場合と同様の応答を示している．周波数 *fu* および *fp* においては正確な測定ができないため，これらの周波数付近の応答は補間によって推定される．補正前のインピーダンスの振幅応答（図 6.10 の黒線）は，以下の方法で自由音場応答（図 6.11）に変換することができる．

$$Z_{ff} = Z_{tube,rigid} \frac{\sin(\pi \frac{f}{f_u})}{\cos(\frac{\pi}{2} \frac{f}{f_p})} \tag{6.15}$$

試料の正規化インピーダンスは，管内での試料の測定応答（図 6.10 の灰色線）と自由音場応答（図 6.11）との比によって求められる．その結果を図 6.12 に示す．



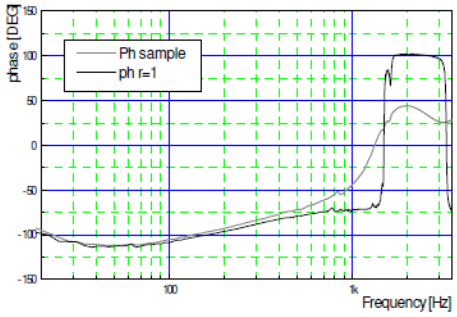
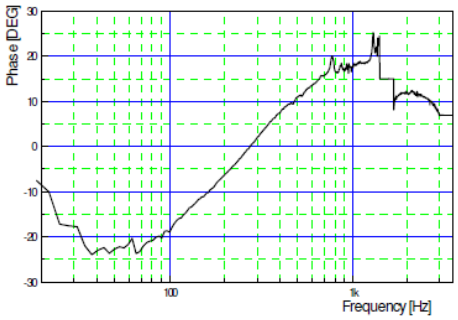


図 6.12（左）：末端に吸音性試料を配置した際の，PU プローブ位置における正規化インピーダンス．

図 6.13（右）：管内の位相特性．黒線：剛体による終端，灰色線：末端に音響試料を配置した場合．

定在波管内における PU プローブの位相特性を図 6.13 に示す．黒い線は剛体終端の場合の PU プローブの位相特性を，灰色の線は管の端に吸音試料を設置した場合の特性を表している． まず，PU プローブを自由音場で使用する場合を想定して，その位相特性を求める．自由音場での位相特性は，インピーダンス管内で測定された位相特性を，管内の既知の定在波の位相を用いて補正することで得られる．剛体で閉じた管内では音場の位相は±90 度となるため，自由音場での特性を得るには，周波数 *fp* までは 90 度を加算する．*fp* は音圧が最小となる周波数（1494 Hz）であり，管の応答の位相が-90 度から 90 度へと反転する周波数でもある．*fp* から *fu*（粒子速度が最小となる周波数：3263 Hz）までの周波数範囲では，90 度を減算する．*fu* を超える周波数では，再び 90 度を加算する．*fp* および *fu* の周波数付近では，位相特性は滑らかではない．そのため，より精度の高い推定値を得るために，これらの周波数では位相を一定に保つ処理を行う．その結果を図 6.14 に示す．



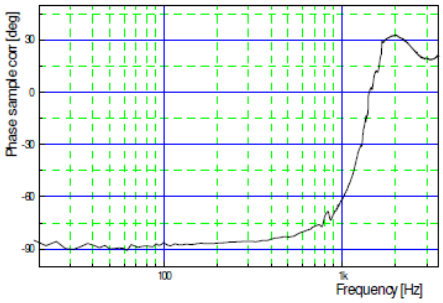


図 6.14（左）：PU プローブの補正済み自由音場位相特性．反転周波数における特性は補間により求められる．

図 6.15（右）：管内音響試料の補正済み位相特性．

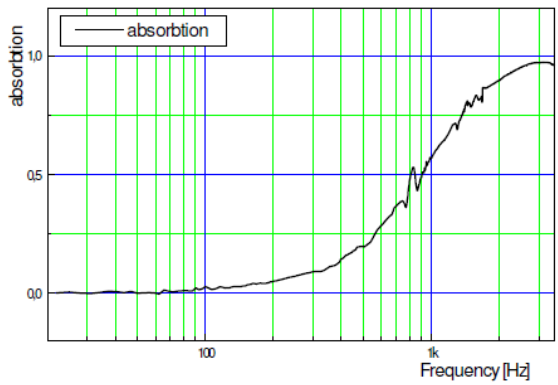


図 6.16：クント管で測定された吸音率.

「自由音場」での位相特性（管内で測定し，管自体の特性による影響を補正したもの．図 6.14 参照）を用いて，管内の吸音試料の位相特性（図 6.14 の灰色線）を補正する（図 6.15 参照）． これで，音響試料に起因するインピーダンスの絶対値（図 6.12）と位相特性（図 6.15）が判明したため，式(6.7)を用いて吸音率を算出できる（図 6.16 参照）.

インピーダンスと反射係数の関係

前述の通り，反射係数は，進行波（入射波）の圧力と反射波（出射波）の圧力の比として表される（式(6.2)および式(6.3)）.

$$\left.\begin{aligned} p_{in}(x) &= p_0 \ e^{ikx} \\ p_{out}(x) &= p_0 \ R(\omega)e^{-ikx} \end{aligned}\right\} \rightarrow \frac{p_{out}(x)}{p_{in}(x)} = \frac{p_0 \ R(\omega)e^{-ikx}}{p_0 \ e^{ikx}} = R(\omega)e^{-2ikx} \tag{6.16}$$

入射波および反射波（音波）を，マイクロフォンや Microflown で直接測定することはできない.

管内の音波は平面波であり，ある位置で測定される音圧および粒子速度は次のように表される.

$$\begin{aligned} p_{tot}(x) &= p_{out}(x) + p_{in}(x) = p_0 \ \left(e^{ikx} + R(\omega)e^{-ikx}\right) \\ u_{tot}(x) &= \frac{1}{\rho_0}\int \frac{\partial p_{tot}(x)}{\partial x}dt = \frac{p_0}{\rho_0 c} \ \left(e^{ikx} - R(\omega)e^{-ikx}\right) \end{aligned} \tag{6.17}$$

速度プローブの感度を $S = \rho_0 c$ となるように調整すると，次のようになる.

$$
\begin{aligned}
&p_{tot}(x)-Su_{tot}(x)=p_0\left\{\left(e^{ikx}+R(\omega)e^{-ikx}\right)-\frac{S}{\rho_0 c}\left(e^{ikx}-R(\omega)e^{-ikx}\right)\right\}\\
&=p_0\left\{\left(e^{ikx}+R(\omega)e^{-ikx}\right)-\left(e^{ikx}-R(\omega)e^{-ikx}\right)\right\}\\
&=p_0 2R(\omega)e^{-ikx}\\
&p_{tot}(x)+Su_{tot}(x)=p_0\left\{\left(e^{ikx}+R(\omega)e^{-ikx}\right)+\left(e^{ikx}-R(\omega)e^{-ikx}\right)\right\}\\
&=p_0 2e^{ikx}
\end{aligned}
\tag{6.18}
$$

和信号と差信号の比は，次のように表される．

$$
\frac{p_{tot}(x)-Su_{tot}(x)}{p_{tot}(x)+Su_{tot}(x)}=\frac{p_0 2R(\omega)e^{-ikx}}{p_0 2e^{ikx}}=R(\omega)e^{-2ikx}=\frac{p_{out}(x)}{p_{in}(x)}
\tag{6.19}
$$

これは理にかなっている．なぜなら，圧力信号と速度信号を足し合わせることで，カーディオイド（心臓形）の指向性を持つ構成が得られるからである．この指向性とは，（1 次元，すなわち管内において）ある方向には感度がゼロとなり，その反対方向には感度が 2 倍になるというものである．

後者は式(6.7)のように書き直すことができる：

$$
R(\omega)e^{-2ikx}=\frac{p_{tot}(x)-Su_{tot}(x)}{p_{tot}(x)+Su_{tot}(x)}=\frac{\dfrac{p_{tot}(x)}{u_{tot}(x)}-\rho_0 c}{\dfrac{p_{tot}(x)}{u_{tot}(x)}+\rho_0 c}=\frac{Z(x)-\rho_0 c}{Z(x)+\rho_0 c}
\tag{6.20}
$$

お問い合わせ先：
株式会社東陽テクニカ　オートモーティブ・ソリューション部
TEL：03-3245-1058　E-mail：web-car@toyo.co.jp

読者アンケートへのご協力よろしくお願いいたします。
https://forms.cloud.microsoft/r/jiJtKDqH3J