音響インピーダンス測定(2)
-実物をその場で測る（In-situ 法のメリット）-

2026 年 9 月 16 日

6 音響インピーダンス測定

6.5. 表面インピーダンス法

平面波反射係数を用いた鏡像モデル

移動平均フィルタリング

表面インピーダンス法と田村法の比較

PU クント管法と表面インピーダンス法の比較

DAF Trucks / Paccar での測定

表面インピーダンス法，F 項補正

表面インピーダンス法，低周波数域

表面インピーダンス法，S/N 比（対背景雑音）

R=1 の平面の測定

表面インピーダンス法，測定距離の影響

表面インピーダンス法，環境の影響

表面インピーダンス法，試料サイズの影響

表面インピーダンス法，水平方向の障害物の影響

表面インピーダンス法，垂直方向の障害物の影響

経時安定性

再現性

測定者の違いによる影響

背景雑音および周囲の残響の影響

周囲温度変化の影響

風／移動面を伴う測定 [34], [35]

斜め入射での測定

測定誤差

車内での測定

6.5. 表面インピーダンス法

管を用いる手法は精度が十分でない場合があるため，自由音場法が重要となる．材料を管内に設置すると，その音響特性が変化することがある[30], [31], [32]．管を用いた測定は破壊的（試料を切断する必要がある）であり，かつ限られた周波数帯域において垂直入射反射係数しか求めることができない．

図 6.17：自由音場セットアップは，車内でも使用可能．

表面インピーダンス法は，音響材料の反射係数をその場で（ In-situ で）決定するための手法である．音響材料の近傍で音響インピーダンスを測定し，その値から反射係数を導き出す． この手法では，広帯域かつ任意の入射角における反射係数の測定が可能である．ただし，反射率の高い材料の場合，低周波数域での反射係数測定は困難である．

平面波反射係数を用いた鏡像音源モデル

平面波反射係数を用いた鏡像音源モデルは，比較的単純なものである． 点音源から生じる音圧および粒子速度の場は，次のように表される（第 9 章「単極音源」も参照）：

$$p(r) = i\rho ck\frac{Q}{4\pi r}e^{-ikr} \;;\; u(r) = \frac{Q}{4\pi}\frac{ikr+1}{r^2}e^{-ikr} \tag{6.21}$$

したがって，自由音場におけるインピーダンスは次のように与えられる：

$$Z_{ff}=\frac{p(h_s-h)}{u(h_s-h)}=\frac{i\rho ck\dfrac{Q}{4\pi(h_s-h)}e^{-ik(h_s-h)}}{\dfrac{Q}{4\pi}\dfrac{ik(h_s-h)+1}{(h_s-h)^2}e^{-ik(h_s-h)}}=\frac{ik(h_s-h)}{ik(h_s-h)+1}\rho c \tag{6.22}$$

ここで，Q は音源強度，k は波数，hs は点音源から試料までの距離，h はインピーダンスプローブから試料までの距離である．

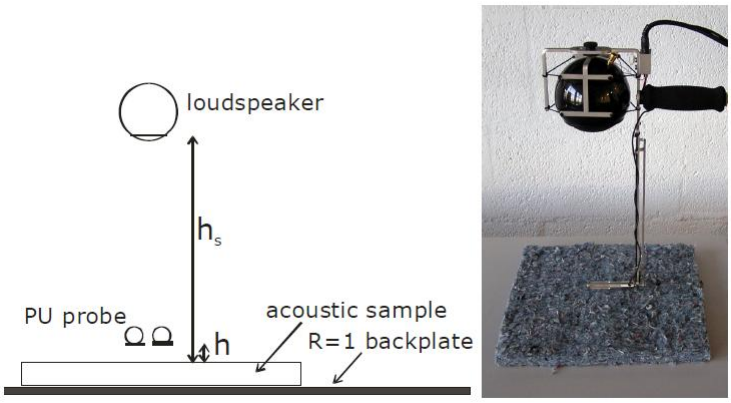


図 6.18：自由音場での配置.

音響試料近傍のインピーダンスは，次のように表される．

$$\begin{aligned}Z_{measure}&=\frac{i\rho ck\dfrac{Q}{4\pi(h_s-h)}e^{-ik(h_s-h)}+i\rho ck\dfrac{Q}{4\pi(h_s+h)}e^{-ik(h_s+h)}R}{\dfrac{Q}{4\pi}\dfrac{ik(h_s-h)+1}{(h_s-h)^2}e^{-ik(h_s-h)}-R\dfrac{Q}{4\pi}\dfrac{ik(h_s+h)+1}{(h_s+h)^2}e^{-ik(h_s+h)}}\\&=\frac{\dfrac{e^{-ik(h_s-h)}}{(h_s-h)}+R\dfrac{e^{-ik(h_s+h)}}{(h_s+h)}}{\left(\dfrac{ik(h_s-h)+1}{ik(h_s-h)}\right)\dfrac{e^{-ik(h_s-h)}}{(h_s-h)}-R\left(\dfrac{ik(h_s+h)+1}{ik(h_s+h)}\right)\dfrac{e^{-ik(h_s+h)}}{(h_s+h)}}\rho c\end{aligned} \tag{6.23}$$

測定インピーダンスと自由音場インピーダンスの比は，次の通りである．

$$\frac{Z_{measure}}{Z_{ff}}=\frac{\dfrac{e^{-ik(h_s-h)}}{(h_s-h)}+R\dfrac{e^{-ik(h_s+h)}}{(h_s+h)}}{\dfrac{e^{-ik(h_s-h)}}{(h_s-h)}-R\left(\dfrac{ik(h_s-h)}{ik(h_s-h)+1}\right)\left(\dfrac{ik(h_s+h)+1}{ik(h_s+h)}\right)\dfrac{e^{-ik(h_s+h)}}{(h_s+h)}} \tag{6.24}$$

それにより，反射係数を導出できる．

$$R=\frac{\frac{Z_{measure}}{Z_{ff}}-1}{\frac{Z_{measure}}{Z_{ff}}\left(\frac{h_s-h}{h_s+h}\right)\left(\frac{ik(h_s+h)+1}{ik(h_s-h)+1}\right)+1}\frac{h_s+h}{h_s-h}e^{ik2h} \tag{6.25}$$

Zmeasure と Zff を短時間のうちに続けて測定する場合，アンプや AD 変換器の設定，プローブの校正状態などは変わらないと考えられる．これらが不変であれば，それらの値は Zmeasure/Zff という比をとる際に相殺されるため，個々の値を把握しておく必要はない．式(6.25)は[6]や[29]に示された式と類似しているが，ここでは，音源とプローブの距離を固定することの意味がより明確に示されている．高周波数域（ikhs >> 1，すなわち f >> 300 Hz かつ hs >> h）において式(6.25)を適用すると，式は次のように簡略化される．

$$R=\frac{\frac{Z_{measure}}{Z_{ff}}-1}{\frac{Z_{measure}}{Z_{ff}}+1}e^{ik2h} \tag{6.26}$$

hs>>h の場合，その式はプローブ・試料間距離 h に対してほとんど感度を持たない．したがって，より高い周波数（音源・プローブ間距離が 18cm の場合，f > 300$ Hz）では，反射係数が正確に測定される．この点は，特に以下の「PU クント管測定と自由音場測定の比較」という節に関連して重要となる．その節では，特定の材料においてクント管による測定結果が自由音場での測定結果と異なることが示されている．その原因は，クント管での測定結果が誤っていることにあると考えられる．これは文献 [30] でも知られている事実である．

文献 [6] の式 (6.25) は，斜め入射の場合についても導出されている．最終的な結果は同様ですが，導出過程がわずかに異なるため，ここでもその過程を示す．図 6.19 は，半無響室での測定セットアップを示している．入射角を Θ とすると，これは $\Theta = arctan\, r/(h+d)$で表される．音源からプローブに向かって伝搬する入射波は，プローブの位置において次のように表される．

$$p_{in}=\frac{p_0}{r_1}\ e^{i(\omega t+kr_1)} \tag{6.27}$$

ここで r1 は音源 (S) とプローブの間の距離である．この式において，d はプローブと試料の間の垂直距離を表す．試料による反射を考慮に入れるため，実際の音源が試料から離れている距離と同じ距離だけ試料の背後に，鏡像音源 (S’) を配置する．

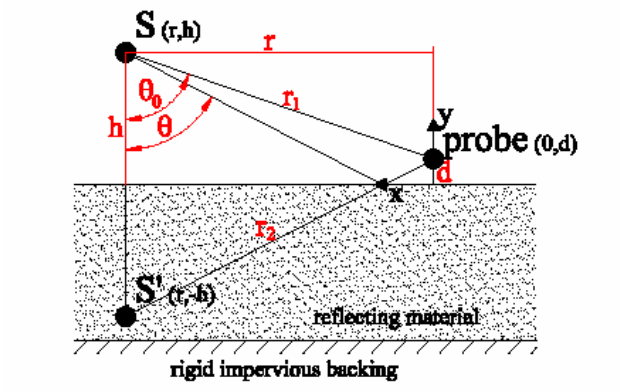


図 6.19：自由音場における配置，斜め入射（[6]より）.

この仮定は，値 kr1 が十分に大きい場合にのみ有効である [10]．その鏡像音源からプローブの方向へ伝搬する波は，次のように表される．

$$p_{out} = R(\omega,\theta)\frac{p_0}{r_2}\ e^{i(\omega t + kr_2)} \tag{6.28}$$

位置 (0,d) における総圧力は，次のように表される．

$$p_{tot} = p_{in} + p_{out} = p_0\left(\frac{e^{ikr_1}}{r_1} + R(\omega,\theta)\frac{e^{ikr_2}}{r_2}\right)e^{i\omega t} \tag{6.29}$$

ここで，インピーダンス面に垂直な粒子速度を導出できる．

$$\begin{aligned} u_{tot} &= \frac{1}{\rho_0}\int\frac{\partial p_{tot}}{\partial x}dt \\ &= \frac{p_0}{\rho_0 c}\left(\frac{1-ikr_1}{-ikr_1}e^{ikr_1}\cos(\theta) - R(\omega,\theta)\frac{1-ikr_2}{-ikr_2}e^{ikr_2}\cos(\theta)\right)e^{i\omega t} \end{aligned} \tag{6.30}$$

プローブ位置におけるインピーダンスは，次のように表される．

$$Z(d,\omega) = \frac{p_{tot}(d,\omega)}{u_{tot}(d,\omega)} = \rho_0 c\frac{\dfrac{e^{ikr_1}}{r_1} + R(\omega,\theta)\dfrac{e^{ikr_2}}{r_2}}{\left(\dfrac{1-ikr_1}{-ikr_1}\right)e^{ikr_1}\cos\theta_0 - R(\omega,\theta)\left(\dfrac{1-ikr_2}{-ikr_2}\right)e^{ikr_2}\cos\theta} \tag{6.31}$$

吸収面の反射係数は，次のように導き出せる．

$$R(\omega,\theta)=e^{ik(r_1-r_2)}\frac{r_2}{r_1}\frac{Z(d,\omega)\left(\frac{1-ikr_1}{-ikr_1}\right)\cos\theta-\rho_0 c}{Z(d,\omega)\left(\frac{1-ikr_2}{-ikr_2}\right)\cos\theta_0+\rho_0 c} \tag{6.32}$$

PU プローブを表面の極めて近くに配置する場合（d が非常に小さい場合），

$\Theta \approx \Theta 0 \quad r1 \approx r2$ となる．したがって，式は次のように簡略化される．

$$R(\omega,\theta)=\frac{Z(d,\omega)\left(\frac{1-ikr_1}{-ikr_1}\right)\cos\theta-\rho_0 c}{Z(d,\omega)\left(\frac{1-ikr_2}{-ikr_2}\right)\cos\theta+\rho_0 c} \tag{6.33}$$

鏡像源モデルは kr1 が十分に大きい場合にのみ有効であるため，その式は次のように簡略化される．

$$R(\omega,\theta)=\frac{Z\cos\theta-\rho_0 c}{Z\cos\theta+\rho_0 c} \tag{6.34}$$

式(6.25)に示される手法，すなわち測定された表面インピーダンス $Z_{measured}$ と自由空間インピーダンス Zff との比をとる方法を用いる場合，cos Θ 係数を使用する必要はない．

PU プローブを所望の角度に回転させ，その向きで校正を行う．その後，PU プローブを表面に対して垂直に向けて試料を測定する．そして，測定値から反射係数を算出するために式(6.25)を用いることができる．

移動平均フィルタリング

以下に示すのは，通常の部屋で行った校正の測定結果であり，（赤色の線）はそのままの信号，（黒色の線）は部屋の反射を除去するために時間窓（タイムウィンドウ）処理を施した信号を表

す．図からわかるように，黒色の線は赤色の線を追従し，その中間に位置している．多数の測定を行ったが，この現象は常に確認された．

そこで，「移動平均」処理を試したところ，同様の結果が得られることがわかった．これを実証するため，無響室での校正測定と，通常の部屋での校正測定を比較した．

図 6.20 に示すように，無響室での校正結果は，小さな波打ち（リップル）を伴う滑らかな線となる．一方，通常の部屋での結果は「ノイズが多い」ように見える．この「ノイズの多い」信号は，S/N 比（信号対雑音比）の悪さによるものではなく，部屋の反射に起因するものである．

部屋の反射はランダムな性質を持っている．つまり，あらゆる方向から，あらゆる位相のずれを伴って反射が生じるため，無響室での校正結果からの偏差もランダムなものとなる．偏差がランダムである限り（すなわち反射がランダムである限り），移動平均法は有効に機能する．

低周波数帯域（f< 150Hz）ではこの手法がうまく機能しなくなるようだが，これはおそらく，支配的な反射（例えば地面からの反射）が原因であると考えられる．80Hz 未満の周波数では，この手法は機能しない．その主な原因は，相対的に高い背景音圧レベルにあると考えられる．

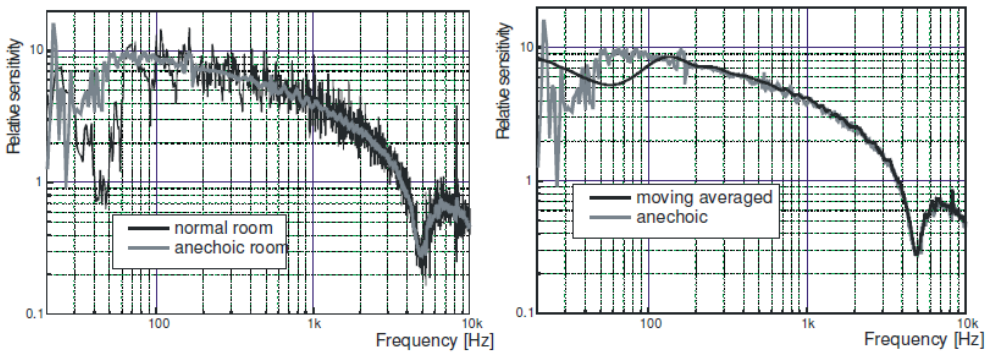


図 6.20 : 無響室（灰色線）および通常の部屋（黒色線）における校正測定．右図 : 無響室での同様の測定（灰色線）．黒色線は，左側のプロットに示した通常の部屋での校正測定結果を移動平均処理したものである．

田村法と表面インピーダンス法の比較

半無響室での測定は，6.4 項で述べたクント管（Kundt’s tube）での試験と同様の条件で実施された. 2.2 m²の吸音試料面が使用され, 特定の入射角における吸音率を求めるための測定時間は, 対象とした周波数範囲において 10 分未満であった[6].

まず，垂直入射時のインピーダンス測定が行われた．音源は，吸音面上に直接設置された PU プローブ（粒子速度・音圧プローブ）の上方，異なる高さに配置された．したがって，試料と Microflown およびマイクロフォンとの距離は約 6 mm となった．

これらの測定結果は，シミュレーション結果とともに図 6.21 に示されている．

PU プローブによる測定および理論モデルに基づくシミュレーションに加え，約 10 m²の試料面を用いた田村（Tamura）法による測定から導き出された曲線も示されている．対象とした周波

数範囲（200 Hz～8 kHz）における全入射角の吸音率を求めるには，4 時間の測定時間を要する．

これら 2 つの測定手法の結果は，良好な一致を示している．

プローブと音源の垂直距離は 76 cm に保たれ，プローブは吸音面上を移動させられた．入射角 60°の場合の結果を図 6.21 に示す．予想通り，これらの測定結果は高周波数域においてノイズの影響を受けている．田村法[26], [27]による測定結果も，両方の図に示されている．

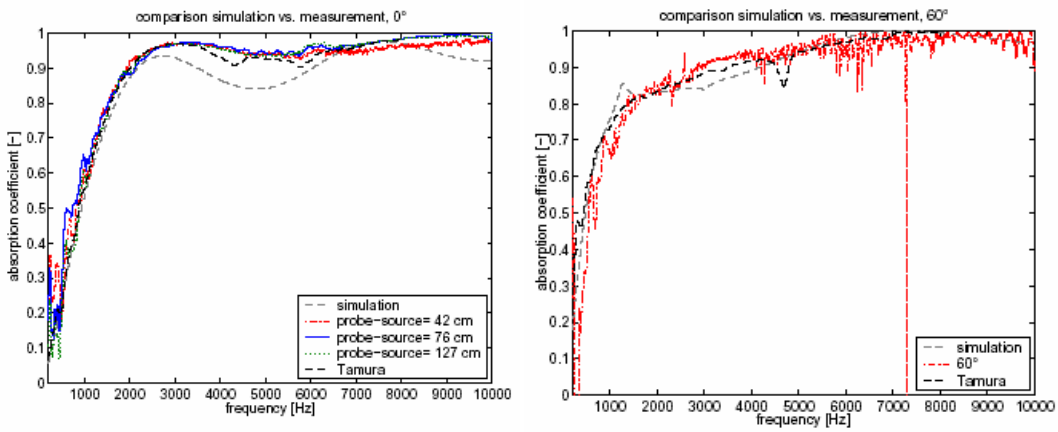


図 6.21：自由音場での配置，（左）垂直入射，（右）斜め入射（60°），[6]より．

これらの測定結果は，シミュレーション結果とともに図 6.21 に示されている．

PU プローブを用いた測定および理論モデルに基づくシミュレーションに加え，約 10m²の試料表面に対する田村法の測定から導き出された曲線も示されている．対象とする周波数範囲（200Hz～8kHz）における全入射角での吸音率を導き出すには，4 時間の測定時間を要する．

田村法と比較した PU プローブによる測定の利点は，試料サイズが小さくて済むこと，測定時間が短いこと，そして数学的処理が簡便であることである．

もう一つの利点は，特定の位置での測定から，その入射角に対応する吸音率を導き出せることである． 一方，田村法では，特定の入射角における吸音率を導き出すために，あらゆる角度での測定が必要となる．

PU クント管法と表面インピーダンス法

クント管を用いて 5 種類の材料の測定を行った．まずクント管で材料特性を測定し，その後，自由音場法による測定結果と比較した．本項は文献[31]および[32]の概要である．

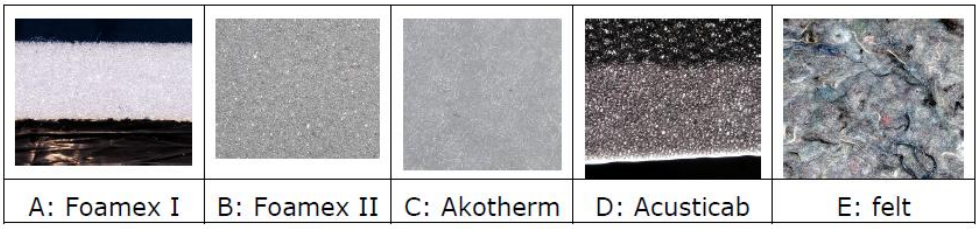
A: 厚さ 25mm の Foamex（フォーメックス）

B: 反射性ホイル付き厚さ 25mm の Foamex

C: 厚さ 25mm の Akotherm（アコサーム）（白色，D20/25 ポリエステルウール，0.5kg/m²）

D: 厚さ 25mm の Acusticab（アコースティキャブ）：密度 30kg/m³のポリウレタンフォームの表面に厚さ 0.025mm のポリウレタンフィルムを積層したもの．背面には薄い粘着層がある．

E: 自動車用途に使用されるフェルト（1.2kg/m²）



管内の音場は PU プローブを用いて測定される．まず，音響試料を設置せずに，完全に反射する端部を持つ閉管内で PU プローブの応答を測定し，プローブの校正を行う（6.4 項を参照）．次に試料を挿入してインピーダンスを測定し，反射率および吸音率を算出する．

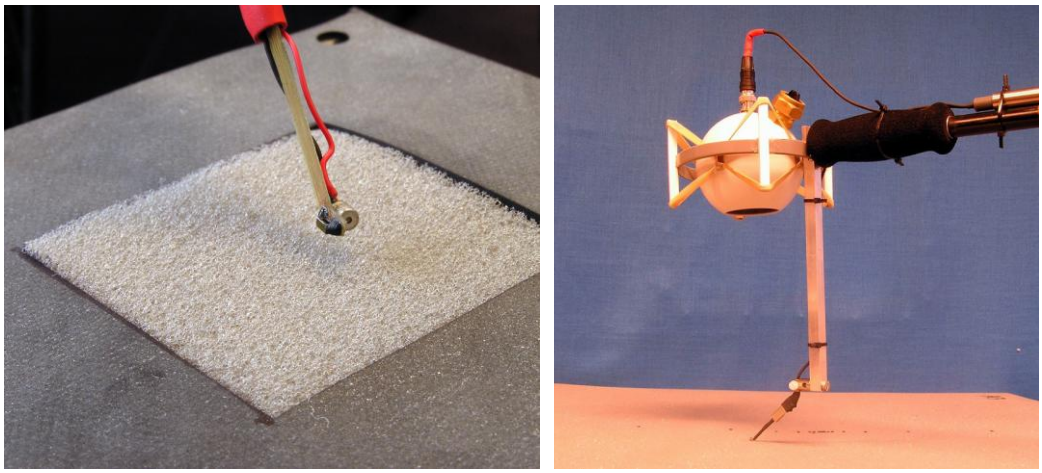


図 6.22：左：音響試料を管内に設置し，PU プローブを用いて自由音場法により測定している様子．右：大型の試料を測定している様子．

続いて，自由音場における吸音率を測定し，クント管での測定結果と比較する．図 6.22 の赤線は，試料を管内に設置した状態での自由音場応答（図 6.22 左を参照）を示し，青線は 60cm×60cm の試料の自由音場応答（図 6.22 右を参照）を示している．

図からわかるように，試料を管内に設置した場合，クント管での測定結果は自由音場応答と一致する．しかし，大きな試料の自由音場応答が，管内に設置された小さな試料の応答と常に一致するわけではない．

したがって，試料を切断して管に入れると，音響特性が変化すると結論付けられる．

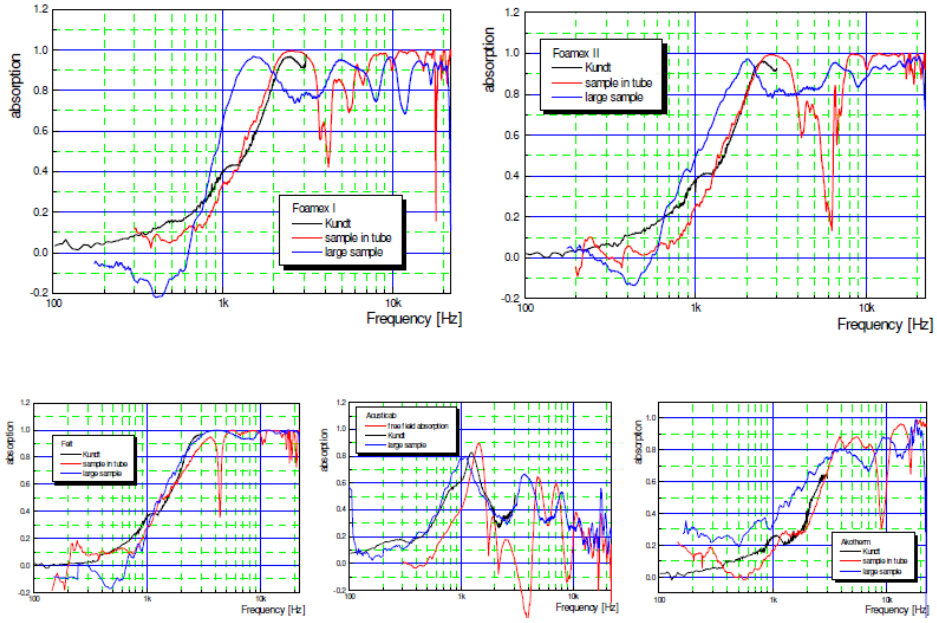


図 6.23：音響試料を管内に設置して PU クント管で測定した場合（黒線），試料を管内に設置したまま自由音場法（PU マッチング）で測定した場合（赤線），および自由音場において大型試料を測定した場合（青線）.

音響特性の変化は，[32]においてさらに明確に示されている． ある実験では，試料のサイズを 15cm×15cm から 1cm×1cm へと変更した． クント管への取り付け状態を模擬するため，境界として単純な木製構造が用いられている（図 6.24（左）を参照）.

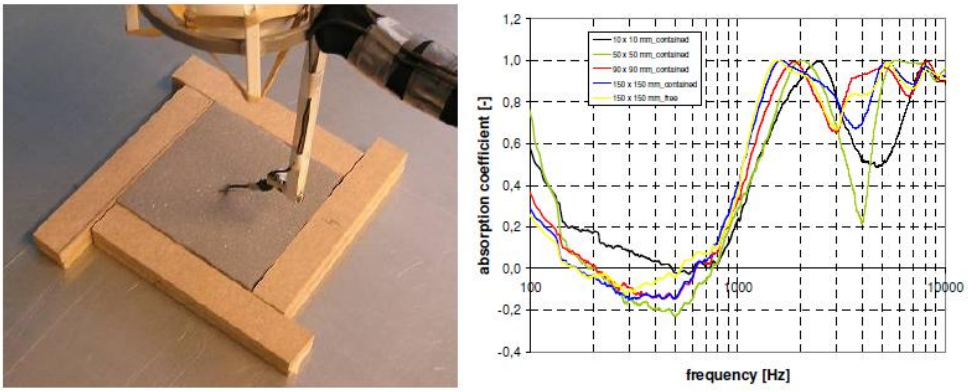


図 6.24（左）：クント管の取り付け状態を模倣するため，木製の枠に試料を収めた様子．右：様々な試料サイズでの測定結果.

図 6.24（右）に見られるように，試料のサイズが変わると吸音特性も変化する．試料サイズを大きくすると，自由音場における応答と，管内に拘束された状態での応答が一致するようになる．このことは，本材料の場合，管の直径を 15cm よりも大きくする必要があることを示唆している.

しかし，そうすると管の使用可能な上限周波数は 1kHz 程度となり，これは関心のある周波数帯域を大きく下回る．

DAF Trucks / Paccar での測定

DAF Trucks（Paccar 傘下）において，PU センサを用いたインピーダンス測定を評価するための予備試験が実施された．最終的な目標は，トラックのキャビン内装に使用される材料の音響特性を測定できるようにすることである．前述の通り pu センサの校正を行い，2 種類のフォーム材について，いくつかの角度で測定を行った（図 6.25 参照）．

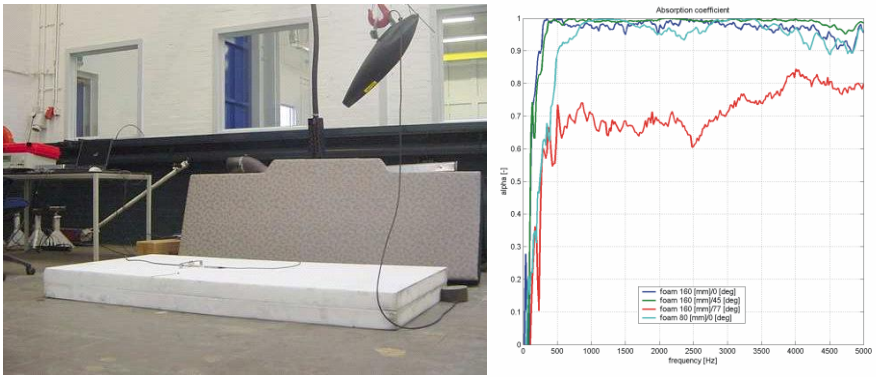


図 6.25（左）：自由音場での配置．右：材料の厚さおよび入射角を変えた場合の吸音測定結果．

このフォームの挙動は概ね予想通りであり，ある臨界周波数を超えると非常に高い吸音率を示す．この臨界周波数はフォーム層の厚さに依存する．厚さ 160mm のフォームは 300Hz（»0.14λ）以上で良好な吸音特性を示し，厚さ 80mm のフォームは 500～800Hz（»0.1λ～0.2λ）以上で良好な性能を発揮する． 入射角 77 度で行った今回の実験では，得られた吸音率（α 値）が予想とは異なる結果となった．これは，法線方向の粒子速度が非常に小さいため，測定における S/N 比（信号対雑音比）が悪化したことによるものである．その主な要因としては，スピーカーを駆動するための音響パワーが不十分であったこと，およびスピーカーとセンサー間の距離が大きすぎたことが考えられる．

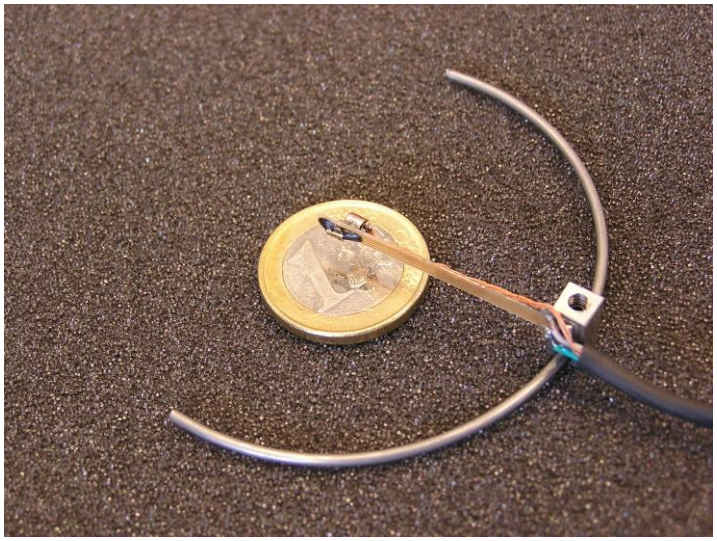


図 6.26：表面インピーダンスの測定にも用いられる PU マッチ.

表面インピーダンス法，F 項補正

平面波モデルは，音源が測定面から「遠い」位置にある場合に有効である．しかし，特に低周波数域においては，この条件はあまり実用的ではない.

以下に，球面波反射係数を平面波反射係数に変換する方法を示す．この方法は検証済みで良好な結果が得られるが，実際に利用可能にするまでには多大な労力と時間を要する．また，運用段階に入っても処理に時間がかかり（数分程度），数学的な定式化も非常に複雑で理解が困難である.

球面波反射係数を平面波反射係数に変換する際には，「F 項（F-term）」が用いられる．この変換手法は，1985 年に Nobile と Hayek [8] によって提案された．その後，初期の表面インピーダンス法 [6] のモデルが，この F 項を用いて改良された [7].

球面波の反射挙動は平面波とは異なる．局所反応性（locally reacting）を持つ表面については，次のような近似関係が成り立つことが示されている.

$$R_s = R_p + (1 - R_p) F(\omega) \tag{6.35}$$

ここで，Rp は平面波に対する反射係数，Rs は球面波に対する反射係数である.

この解法において，F 項は重要な役割を果たす．しかし，F 項は平面波反射係数 Rp に依存しており，その Rp の値は事前に不明であるため，F 項を直接計算することはできません．したがって，平面波反射係数 Rp は反復法を用いて算出する必要がある.

一部の MATLAB スクリプトでは，反射面の上方に点音源を配置して得られた測定インピーダンスから，平面波反射係数と表面インピーダンスを求めるために，単純な最適化手法が採用され

ている．つまり，ここで測定されるインピーダンスは球面波インピーダンスとなる．

まず，β（正規化アドミタンス ＝1/Zp）の初期値を仮定する必要がある． 例：β＝10＋10i．その上で，平面波反射係数は次のように計算される．

$$R_p = \frac{\sin(\theta) - \beta}{\sin(\theta) + \beta} \tag{6.36}$$

パラメータ θ は角度（垂直入射の場合は 90 度）を表す．

さて，初期推定値に基づいて F 項を計算できる．

$$F(\omega) = 1 + i\sqrt{\pi}\lambda \mathrm{e}^{-\lambda^2}\, erfc(-i\lambda) \tag{6.37}$$

$$\lambda = \sqrt{ikr_2}\sqrt{1 + \beta\sin(\theta) - \sqrt{1-\beta^2}\cos(\theta)} \tag{6.38}$$

K は波数，r_1 は光源・プローブ間の距離，r_2 は鏡像光源・プローブ間の距離である．*Erfc(x)*は次のように定義される相補誤差関数である．

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_x^{\infty} e^{-t^2}dt = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{x} e^{-t^2}dt \tag{6.39}$$

ここで，球面波反射係数 Rs および球面波インピーダンス Zs の推定を行うことができる．

$$R_s = R_p + (1 - R_p)F(\omega) \tag{6.40}$$

インピーダンス Zs，圧力 p，および速度 u は，音響ポテンシャルから求められる．

$$\phi = \frac{e^{ikr_1}}{r_1} + R_s\frac{e^{ikr_2}}{r_2} \quad ; \quad p = -i\omega\rho\phi \quad ; \quad u = grad(\phi) \quad ; \quad Z_s = \frac{p}{u} \tag{6.41}$$

これは推定値であるため，計算された球面波インピーダンスは，測定された球面波インピーダンスとは一致しません．誤差は次のように定義される．

$$\mathrm{Error}=|Z_s-Z_{measured}| \tag{6.42}$$

最適化手順（デフォルトではネルダー・ミードのシンプレックス法を使用）においてインピーダンスを変化させることで，誤差を最小化する．誤差が最小となった時点で，平面波反射係数の最良の推定値が得られる．

最適化手順は最高周波数から開始される．解が得られると，その解は次の周波数における初期値として使用される．最適化手順は，関数評価回数が上限に達した時点，または最適値が見つかった時点（後続の関数評価における変化量が所定の許容値未満となった時点）で終了する．

表面インピーダンス法，低周波数

低周波数域では，音源が測定面に対して比較的近距離にあるため，音波はより球面に近い形状を呈する．この影響は F 項補正によって補正可能だが，そのモデルは点音源を前提とする．しかし，点音源から放射される音響パワーは周波数の 2 乗に比例するため，そのような音源は低周波数域において効率的な放射体とは言えない．

したがって，低周波数域では音源の放射特性が測定に影響を及ぼす．この影響を補正しようとすると，低周波数域では音圧を放射しない点音源を仮定せざるを得なくなる．

一般に，音響減衰材料は低周波数域での吸音率が低く，そのような条件下では表面インピーダンス法による測定が困難になる．その理由は，高い反射係数に起因する低い粒子速度，点音源が低周波数域で形成する音圧場の音圧が低いこと，そして通常，低周波数域では比較的高いレベルの背景雑音が存在することにある．

低周波数用モノポール音源は，非常に高い体積速度出力を備えている．この音源を使用すれば，完全反射板の近傍において，低周波数域（30Hz も可能）でも十分な音圧および粒子速度を生成することが可能である．

表面インピーダンス法，信号対（バックグラウンド）ノイズ比

測定における S/N 比（信号対雑音比）は重要な指標である． この値が低すぎると，測定結果は有効なものとはならない．

音圧および粒子速度の信号は，自由音場において，また完全反射面の近傍（距離 4.5mm）で，音源のオン／オフを切り替えて測定された．17cm の距離で，1W のラウドスピーカーをピンクノイズにより最大出力で駆動した．スイープサイン波を用いれば，信号の質が向上する可能性がある．

図 6.27 にその応答を示す．左側のプロットは音圧応答を表している．予想通り，反射板の存在により音圧応答は約 6dB 上昇する．100Hz 未満では，自由音場における S/N 比は 10dB を下回るが，反射板近傍では S/N 比が 6dB 改善される．

速度信号については，自由音場において S/N 比がはるかに良好である．100Hz 未満では S/N 比

は 40dB を下回りるが，プローブを反射面の極めて近くに配置すると，S/N 比は 15dB を下回る．

結論として，低周波数域では，単極（モノポール）放射の特性により音圧信号の S/N 比が低下し，プローブを反射面の近くに配置した場合には，反射の影響により粒子速度の S/N 比が低下する．

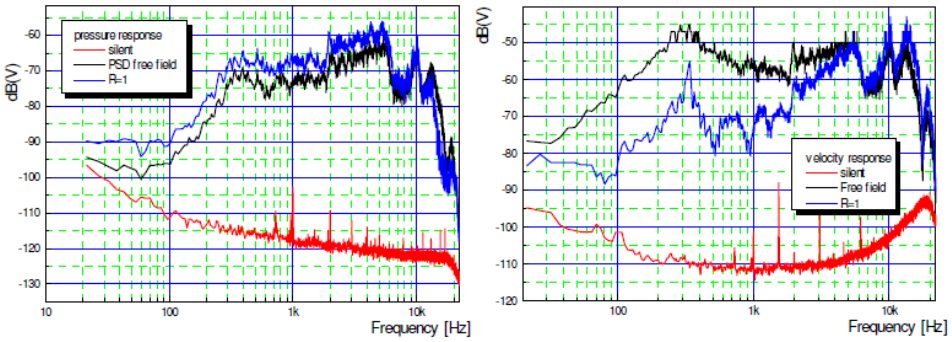


図 6.27 （左）圧力信号および（右）速度信号（PU マッチ）．赤線：無音時の応答，青線：スピーカーおよび完全反射板近傍でのピンクノイズに対する応答，黒線：ピンクノイズに対する自由音場応答．

R=1 の平面の測定

完全反射面における測定は，本手法にとって最も困難なケースである．その理由は，完全反射面の近傍では粒子速度レベルが低くなるためである（後述の「信号対（背景）雑音レベル」の項も参照）．さらに，この測定は位相誤差の影響を非常に受けやすいという点もある．完全反射面に関して唯一単純な点は，球面反射係数が平面反射係数と等しくなることである．したがって，ここで用いられているモデルは妥当なものと言える．

（80cm×80cm の）反射面のインピーダンス測定（距離 4.5mm）において，リップル（波打ち）が発生する．このリップルは，反射面とスピーカーとの間に生じる定在波に起因するものである．このリップルは，移動平均アルゴリズムを用いることで除去可能である．音源と試料との距離を大きくすれば，この影響を低減できると考えられる．これは今後の研究開発課題の一つである．

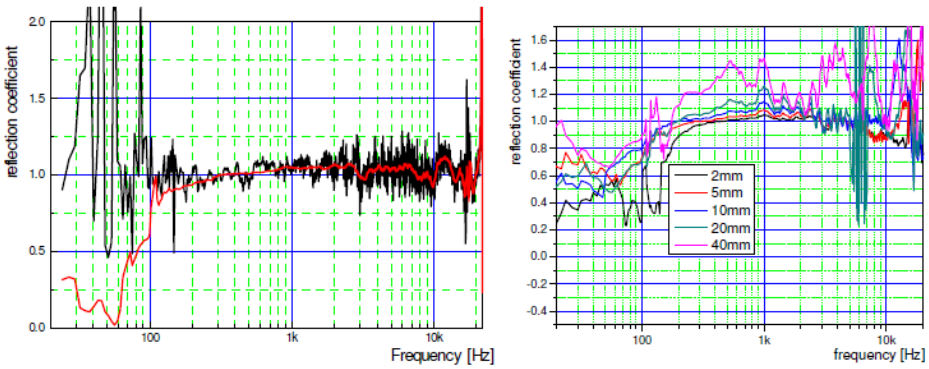


図 6.28（左）：80cm×80cm の全反射板の測定結果 （測定距離 h：4.5mm，線源・試料間距離：18cm）．黒

線:移動平均平滑化なし,赤線:移動平均平滑化あり.右:異なるプローブ･試料間距離で測定した 80cm×80cm の全反射板（線源・試料間距離：18cm）.

小型のモノポール音源についても検討が行われた．しかし，モノポール音源は，周波数特性においてダイナミックレンジが大きく（そのため，音の放射が少ない周波数帯域での測定が困難になる），また装置の可搬性が低下するという理由から，採用されなかった．

完全反射板を用いた測定により，最悪の条件下でこの手法がどの程度の範囲まで有効であるかが示された．図 6.28（赤線）に見られるように，200Hz から 15kHz の周波数範囲において，誤差は比較的わずかである．試験の結果，特性に見られるリップル（波打ち）は，ラウドスピーカーと完全反射板との間で生じる定在波に起因することが明らかになった．

黒線は，信号の平滑化を行わずに測定した反射係数を示している．この場合，室内のあらゆる反射（校正時および測定時の双方）が含まれており，反射板とラウドスピーカー間の定在波による影響も除去されていない．

測定対象の材料の反射率が低くなれば，測定誤差は大幅に減少すると予想される．

したがって，完全反射板を用いた測定結果は，測定誤差の最大値の目安として利用できる．この例（図 6.28）では，音源と試料の距離を 18cm とした場合，200Hz から 6kHz の帯域における測定誤差はおよそ 5%の範囲に収まっている． 図 6.28（右）には，プローブと試料の距離をいくつか変えて行った測定結果が示されている（音源と試料の距離は 18cm）．

これを見ると，プローブと試料の距離が 2mm の場合，200Hz 未満の周波数帯域では精度が低いことがわかる．これは S/N 比（信号対雑音比）が悪いためである．一方，距離を 5mm から 10mm の範囲に設定した測定では，良好な結果が得られている．

表面インピーダンス法，測定距離の影響

この段落では，測定距離の影響について示す．まず，Foamex 1 について 2mm および 10mm の距離で測定を行う．次に，ソフトウェア上で，実際の測定距離を基準として距離 h を 1mm 刻みで変化させる．

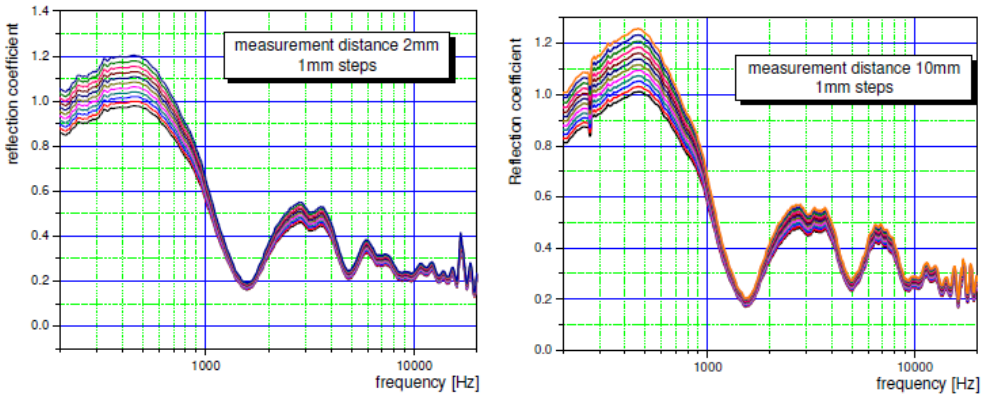


図 6.29（左）：厚さ 2mm の Foamex 1 について，測定距離を変化させた場合（-3mm～7mm）の吸音率を算出．右：測定距離を 10mm とし，4mm～15mm の範囲で結果を算出．中央の線は適正距離を示す．

ソフトウェア上で，2mm という距離設定を-3mm から+7mm の範囲で変化させた．その結果を図 6.29 の左側に示す．見てわかるように，反射係数が高い場合に最も大きな影響が見られる．

10mm の距離で測定した同じ材料についても同様の傾向が見られる．距離を 4mm から 15mm の範囲で変化させて吸音率を算出した場合，反射係数が高いと結果に影響が及ぶ．

Foamex 1 の大きなサンプルを用いて，いくつかの測定距離で測定を行った．これらの距離はデータ処理にも使用されている．結果を図 6.30 に示す．見てわかるように，2mm から 20mm の範囲での測定結果は整合しているが，距離をさらに大きくすると結果に乖離が生じる．

測定結果では反射係数が 1 を超えているが，これは明らかに誤りである．この誤差が生じる原因は不明である．

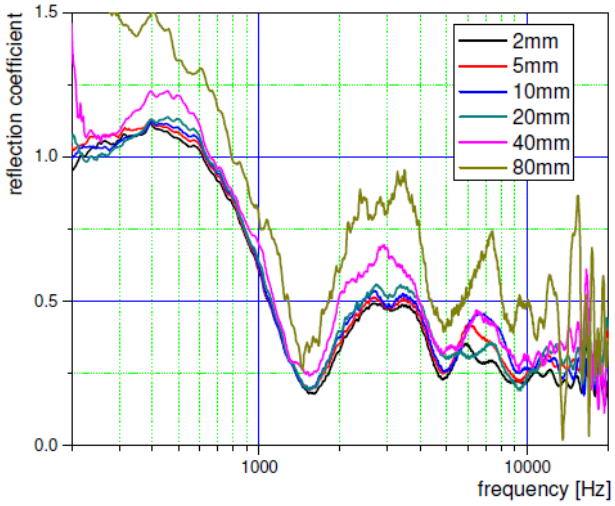


図 6.30：いくつかの距離で測定した Foamex 1.

表面インピーダンス法，環境の影響

本試験では，厚さ 25mm の Foamex（発泡 PVC 板）を使用し，音源と試料の距離として 17cm と 32cm の 2 通りを設定した．音響環境の影響を確認するため，以下のいくつかの測定を行った．

a) 基準として，60cm×60cm の大型試料を測定

b) 切り出した 30cm×30cm の試料を測定

c) 切り出したより小さな（15cm×15cm）試料を測定

d) 切り出した非常に小さな（4.5cm×4.5cm）試料を測定

e) クント管の端に設置した非常に小さな（4.5cm×4.5cm）試料を測定　（図 6.22 参照）

f) 60cm×60cm の試料と 2 枚の反射性垂直面（図 6.31 左参照）

g) 60cm×60cm の試料と 2 枚の反射性水平面（図 6.31 右参照）

図 6.32 に，様々な環境による影響を示しす．

黒い線は，大きな基準試料の近傍（3mm）で測定された応答を示している．ほぼ重なっている緑色の線は，図 6.31（右）に示すように，プローブから 8cm の位置に 2 枚の水平面を音響材料の上方に配置した場合の応答である．このことから，水平な反射面は測定にほとんど影響を及ぼさないと結論付けられる．

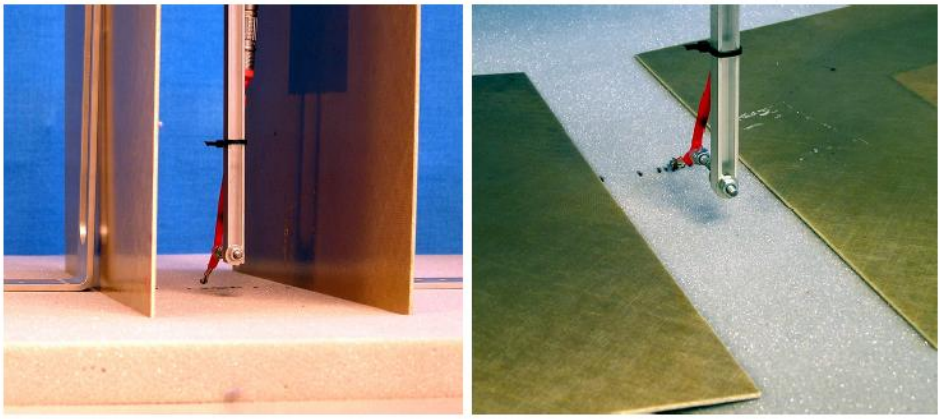


図 6.31（左）：2 つの垂直反射面，（右）：2 つの水平反射面．

サンプルを 15cm×15cm に切断した場合，2500Hz 付近に見られる「落ち込み（ディップ）」を除けば，応答特性は同様となる（図 6.32 の赤線を参照）．「サンプルサイズ」に関する詳細については，後述の記述を参照してください． プローブから 6cm の距離に 2 枚の垂直面を配置して自由音場条件を乱した場合（図 6.31 の左図を参照），応答特性は青線で示されるものへと変化する．このことから，垂直な障害物は測定結果に大きな影響を及ぼさないと結論付けられる．

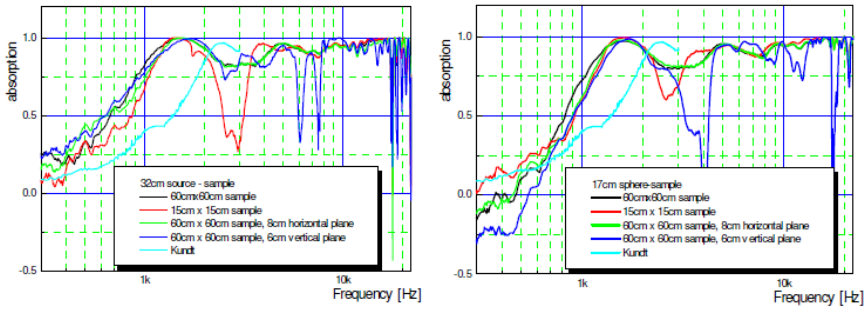


図 6.32：音響環境の影響．黒：大きな基準サンプル，赤：切り離されたより小さなサンプル，濃い青：図 6.31（右）に示すような 2 つの水平反射面がある場合．

比較として，クント管による測定結果を黄色で示している．試料を切断して管内に設置すると材料の特性が変化し，最大吸音周波数が 1800Hz から 2500Hz へとシフトすることが結論付けられる．

表面インピーダンス法，試料サイズの影響

図 6.33 に，試料サイズが及ぼす影響を示す．基準となる 60cm×60cm の試料は水色で示されている．サイズを 15cm×15cm に縮小すると，2500Hz 付近で応答のずれが見られる（濃い青色の線）．サイズを 15cm×15cm にした場合，より多くのずれが確認され，2500Hz 付近でのずれも増大する（緑色の線）．

サイズを 4.5cm×4.5cm まで小さくすると，特性の形状全体が変化し，最大吸音率を示す周波数が高域側へシフトする．この現象は，試料が拘束されていない状態（赤色の線）でも，クント管用ホルダーに保持された状態（黒色の線，図 6.22 参照）でも同様に観察される．この小さな試料による測定結果は，クント管を用いた測定結果（紫色の線）と類似した傾向を示している．

以上のことから，試料サイズが測定結果に影響を及ぼしていると結論付けられる．しかし，試料自体の音響特性が変化している可能性が高く，自由音場での測定結果が妥当であると考えられる．

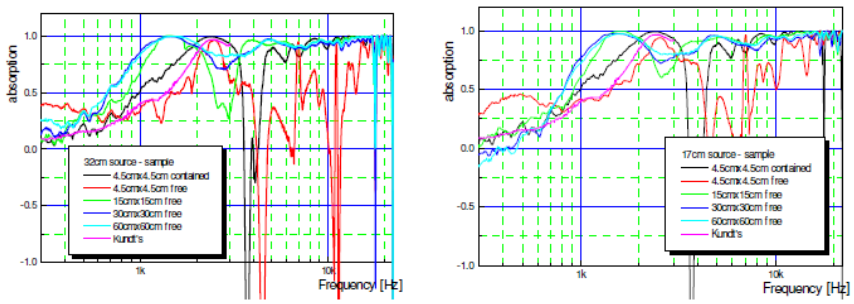


図 6.33：サンプルサイズの影響．左：線源・サンプル間距離 32cm，右：同距離 17cm.

表面インピーダンス法，水平障害物の影響

反射性のある水平な板を 2 枚，60cm×60cm の基準サンプル上に配置し，その影響を確認した（図 6.31（右）参照）．下のグラフ（図 6.34）からわかるように，反射面をプローブから 8cm 離せば，応答に影響は及ばない．

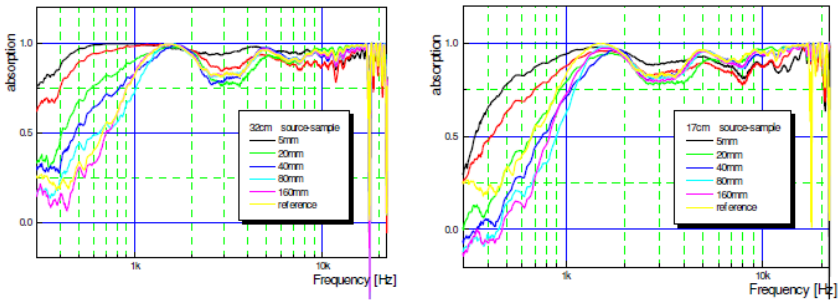


図 6.34：水平反射面の影響．左：音源・試料間距離 32cm，右：同距離 17cm.

表面インピーダンス法，鉛直障害物の影響

反射性のある 2 枚の垂直板を 60cm×60cm の基準サンプル上に配置し，その影響を確認した（図

6.31（左）参照）．下のグラフ（図 6.35）からわかるように，反射面をプローブから 6cm 離せば，応答への影響はほとんどない．

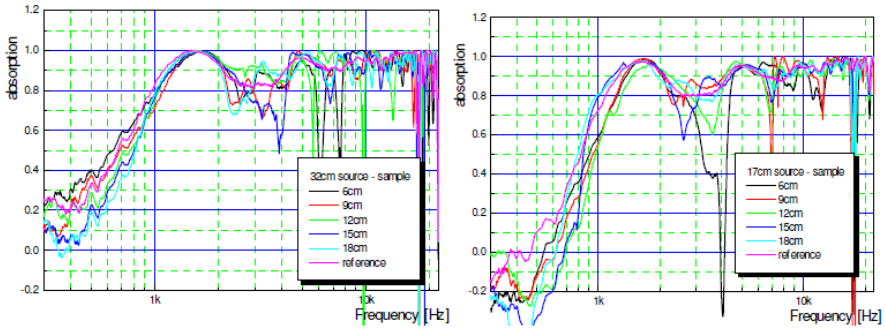


図 6.35：垂直反射面の影響．左：音源・試料間距離 32cm，右：同距離 17cm.

経時的な安定性

小型容器入りおよび大型容器入り PU フォームについて，8 日間にわたって測定した吸音率を以下に示す．どちらのサンプルも，小型容器入りサンプルでは 800Hz 以下，大型サンプルでは 650Hz 以下の周波数で吸音率に自然なばらつきが見られる．また，これらの周波数以下では吸音率は負の値を示す．小型容器入りフォームの場合，3000Hz 以上の高周波数でもばらつきが見られる．このばらつきは大型サンプルには見られません． 容器の剛性壁からの反射が，小型サンプルの高周波数における吸音率のばらつきの原因であると考えられる．

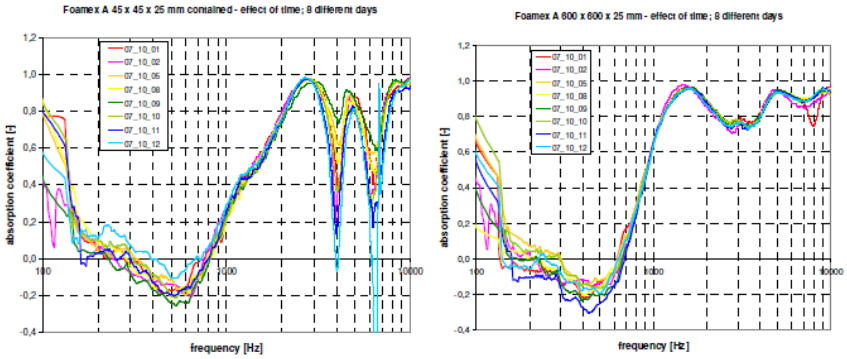


図 6.36：経時的な安定性.

再現性

再現性を確認するため，同一試料の吸音率を数回測定した．

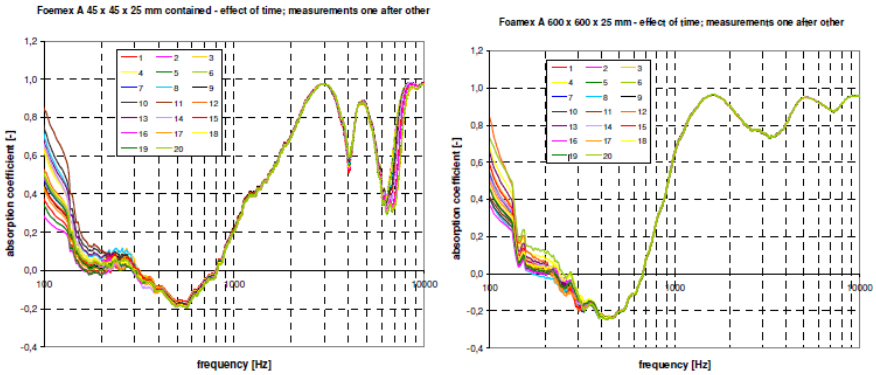


図 6.37：再現性の測定.

ご覧の通り，300Hz を超える周波数では，測定結果に大きな変化は見られません．これは，当該周波数帯域において本手法が安定していることを示している. 一方, より低い周波数帯域では, 測定結果に多少のばらつきが生じる．これは，低周波数域における本手法の S/N 比（信号対雑音比）の低さに起因している可能性がある．数ページ前の「信号対（バックグラウンド）ノイズレベル」の項も併せて参照のこと.

異なる操作者の影響

本手法の堅牢性を示すため，数名の被験者に校正および測定を行った．これらの被験者は，本手法や音響測定全般に関する経験を一切持っていない．結果からわかるように，500Hz を超える周波数帯域では, 測定値に大きなばらつきは見られない. このことは, より慎重に測定を行えば, 低周波数帯域においても測定精度が向上することを示唆している.

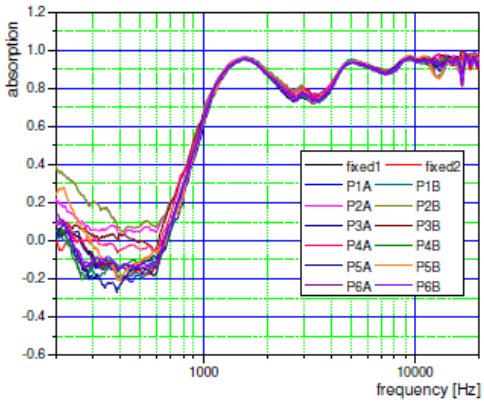


図 6.38：異なる演算子の影響.

背景雑音および残響のある環境の影響

異なる背景雑音および残響のある環境が及ぼす影響を，以下に示す.

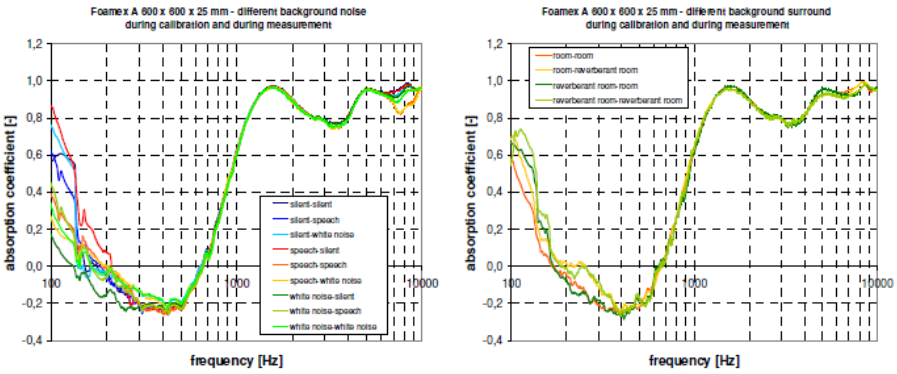


図 6.39：背景雑音および音響環境の影響.

測定対象の吸音率測定において，400Hz を超える周波数帯域では，背景雑音（校正および測定時に存在する雑音）の影響を受けない．自由音場表面インピーダンス法は，残響の多い環境（自動車内，残響室など）や騒音の多い環境（組立工場，オフィスなど）においても，測定結果に大きな影響を及ぼすことなく使用できる．

周囲温度変化の影響

車内において試験サンプルの吸光度を測定し，その際，車内の温度を 10℃から 30℃まで上昇させた．左側に示されている測定結果は，車内での装置の校正後，複数の温度で測定を行った際の吸光度を表している．

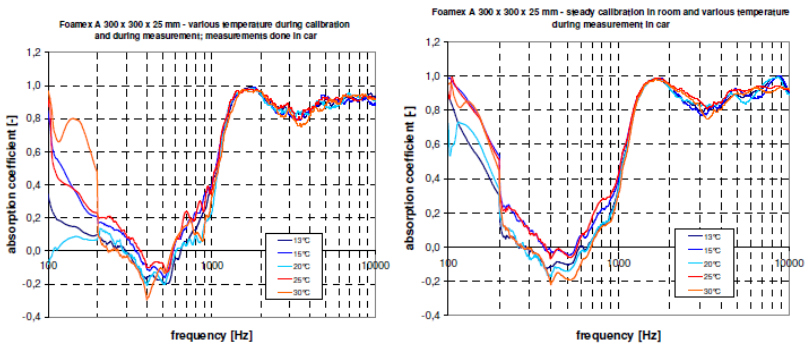


図 6.40：温度変化の影響.

右に示す測定結果は，10℃（車内）で装置を校正した後，複数の温度で吸音率を測定した際のものである．この結果から，材料の音響インピーダンス測定に使用されるハンディ型の自由音場測定装置は，特定の温度範囲内であれば，測定対象材料の吸音率に大きな影響を及ぼすことなく使用できることがわかる．

風／移動面を伴う測定 [34], [35]

測定は，風がある状態，またはプローブが移動している状態で行われる．風の影響に関する測定結果は，第 12 章「DC 流，保護，および防風カバー（Windshields）」に示されている．その他の測定結果については，以下に示す．

直径 95mm の「コットンフェルト」のサンプルを回転ディスクに取り付け，その回転速度を上げていく．標準的な測定セットアップをサンプル表面から 15cm の距離に配置し，吸音率を測定して，静止状態のサンプルと比較する．測定時間を短縮すると，より低い周波数帯域から FFT（高速フーリエ変換）計算における誤差が生じ始める．しかし，表面インピーダンスが一定である領域を 0.05 秒以上測定すれば，標準的なノンパラメトリック伝達関数推定法を用いても，妥当な精度で吸音率を特定できることが示されている．時速 80km で高速道路を走行する場合，この方法の分解能は 1.1 メートルとなる．測定時間が 0.04 秒になると，より低い周波数帯域で誤差が生じる．将来的には，専用のパラメトリック推定法を用いることで，さらに短い測定時間でも結果を得られるようになる可能性がある．

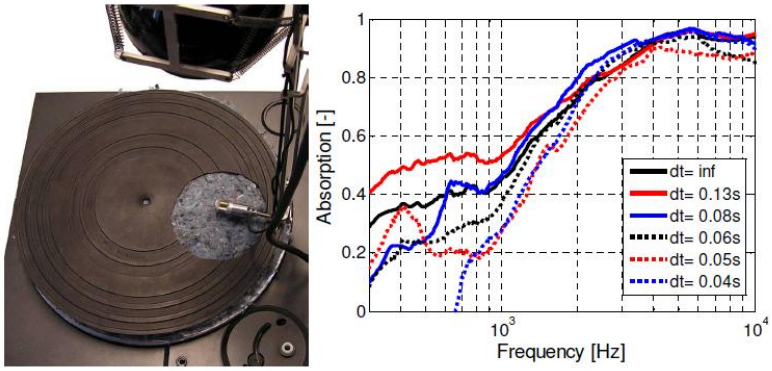


図 6. 41：移動する試料の吸収.

角度をつけた測定

従来の理論では，測定されたインピーダンスを測定角の余弦（コサイン）を用いて補正する必要があった．しかし，式(6.25)に示されるような「手法」，すなわち測定された表面インピーダンス $Z_{measured}$ と自由音場インピーダンス Z_{ff} との比をとる方法を用いれば, $\cos\Theta$ の項を使用する必要はなくなる．

PU プローブを所望の角度に回転させ，その向きで校正を行う．その後，PU プローブを表面に対して垂直に向けて試料を測定する．そして，式(6.25)を用いて測定値から反射係数を算出することができる．

低周波数域では，測定値が負の値を示すなど，真の値から明らかに乖離している．しかし，200Hz 以上の周波数帯域ではコヒーレンスは高い値を示している．高周波数域（f> 1kHz）では，測定値はより現実的な値となる．低周波数域におけるこの乖離の原因については，現時点では説明が見つかっていません．

材料が「局所反応性（locally reacting）」である場合，その音響特性は測定角によって変化しま

せん．多くの場合，材料は局所反応性であると見なされている（これは，ある一つの角度で吸音率を測定するだけで済むため，取り扱いが容易になる）．しかし実際には，ほぼすべての材料が局所反応性ではない，つまり入射角が変化すると音響特性も変化することが示されている．

Foamex（フォーム材）をいくつかの異なる角度で測定したところ，測定角の変化に伴って吸音率が変化することが確認された．

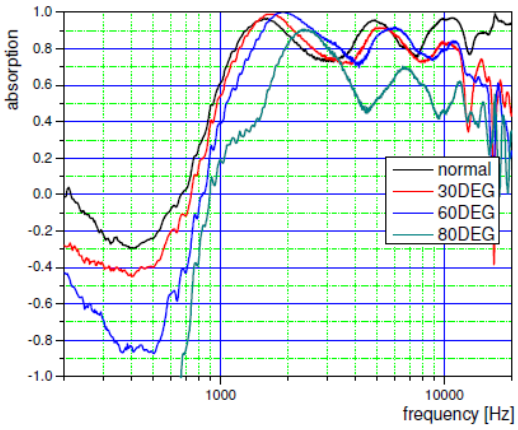


図 6.42：垂直および斜め角度での測定．

測定誤差

この手法は，反射係数の高い材料に対して敏感であり，特に低周波数域では結果の誤差が大きくなる傾向がある．

一般に，こうした誤差の原因は以下の点に求められる：

1) モデルの不適切さ
2) 信号対雑音比（S/N 比）の悪さ
3) 測定距離の不適切さ
4) 音源特性の不適切さ
5) 校正の不備
6) 音響試料の特性
7) 試料のサイズ

1) このモデルでは測定誤差を説明できません．完全反射板での測定は，Foamex（発泡塩ビ板）の測定よりも高い精度を示す．

2) 完全反射板での測定結果から，S/N 比（信号対雑音比）がこの誤差の原因ではないこともわかる．測定誤差は一定の傾向を示している．

3) プローブと試料の距離を実際より小さく見積もって計算した場合（例：実際には 1cm の距離で測定しているのに，モデル上では 7mm として計算した場合），測定結果は管内法（チューブ

法）による結果により近いものとなる．このような過小評価が生じる物理的な理由（もしあるとすれば）は不明である．

4) ここで使用されているモデルは，スピーカーがモノポール（点音源）として振る舞うことを前提としている．しかし，実際のスピーカーの挙動は，モノポールに近似しているに過ぎない．音源とプローブの距離を 30cm 以上にすると，その挙動は真のモノポール音源から 0.05dB および 1.5 度以内の偏差に収まる．もし近距離での挙動のずれが不正確さの原因であるならば，音源とプローブの距離を 30cm に広げることで測定精度が向上するはずである．

5) 低周波数帯域では，校正（キャリブレーション）に起因する誤差が生じる可能性がある．移動平均処理も低周波数帯域における誤差の原因となり得る．しかし，同様の問題は高周波数帯域でも発生しており，それらの問題は校正の不備だけでは説明できない．

6) 負の吸音率（マイナスの吸音率）は局所的な現象である可能性がある．しかし，試料全体を平均化した結果，この仮説は否定された．

7) 試料サイズやエッジ効果（端部効果）の影響．試料が小さすぎるとエッジ効果が生じるが，これが負の吸音率の原因ではない．より大きな試料を用いた測定でも，この問題は解決しなかった． 測定誤差の原因は，音響試料の特性にある可能性がある．

車内での測定

特性が既知の材料として使用するため，反射板を背面に配置した 15cm×15cm の Foamex 1 のサンプルを用意する．このサンプルを，ドアを開閉した状態の車内の数か所に配置する．

図 6.43：自動車内の数か所における試験サンプルの測定．

以下に示すように，測定結果は一貫しており，ドアの開閉による影響は受けない．足元付近は測定が難しい箇所のようで，低周波数帯域では結果にばらつきが見られる．

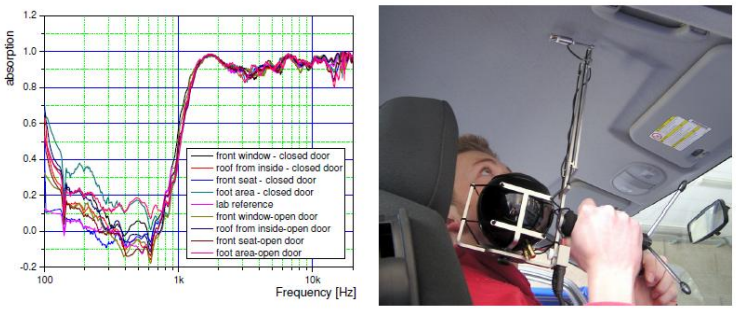


図 6.44：自動車内の数か所における試験サンプルの測定結果.

ヘッドライナーとシートの測定

ある測定キャンペーンにおいて，同一車種の車両 25 台を対象に，組み立て後のルーフライニングおよび助手席の音響特性が類似しているかどうかを調査した． 測定は移動可能な測定システムを用いて実施された．必要な 152 回の測定は，車両間の移動時間を含めても，合計わずか 2 時間で完了した.

ヘッドライナーの測定

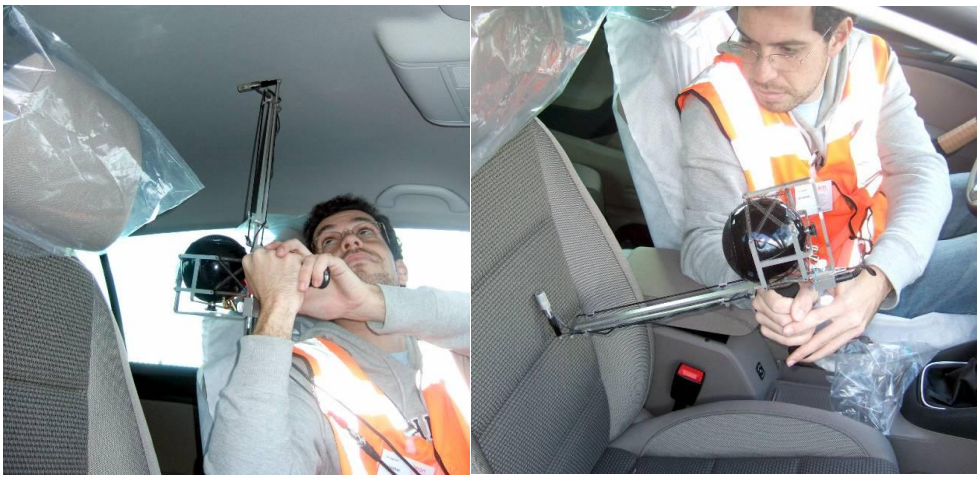


図 6.45：実車におけるヘッドライナーおよびシートの測定.

25 台の車両を測定する合間に，毎回，基準車両の測定を行った．これにより，本手法の再現性を把握することができる（図 6.55 を参照）.

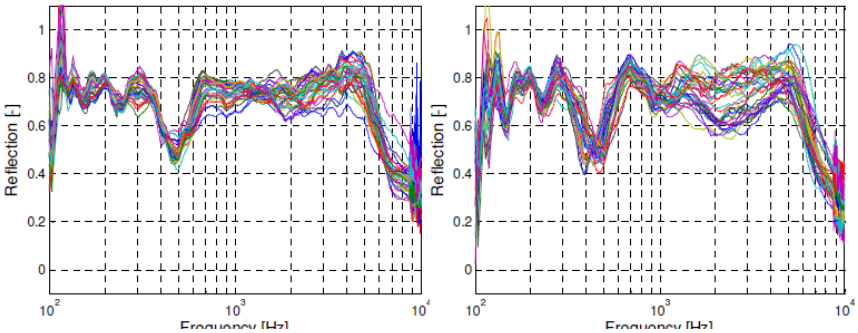


図 6.46（左）：同一車両のルーフライニングの反射係数（新車を測定するたびに測定）.

図 6.47（右）：異なる 25 台の車両のルーフライニングの反射係数.

基準車両に続いて, 別の車両のルーフライナーの測定が行われた．その結果を図 6.56 に示す. 図からわかるように，異なる車両の測定値におけるばらつきは基準車両の場合よりも大きく，これは組み立て後の材料の減衰特性が同一ではないことを示している.

シートの測定

同様に, 運転席の隣にある乗員用シートの反射係数も測定される. 測定結果を図 6.48 に示す.

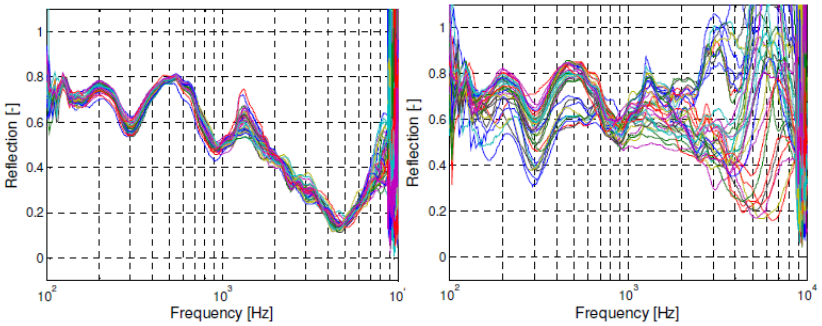


図 6.48（左）：新しい車両を測定するたびに測定された，同一車両のシートの反射係数（25 回分）.

図 6.49（右）：異なる 25 台の車両のシートの反射係数.

各基準測定の後，別の車のシートが測定された．試験測定における分散は，基準測定における分散よりもはるかに大きい．これは，シートごとに音響特性が大きく異なることを強く示唆している（図 6.49 参照）.

位置によるばらつき

基準車両のヘッドライナーにおける測定値には，わずかなばらつきが見られる．これは，毎回正確に同じ位置で測定することが困難であるためかもしれない．そこで，ヘッドライナーの反射係数における位置的なばらつきについて調査を行った.

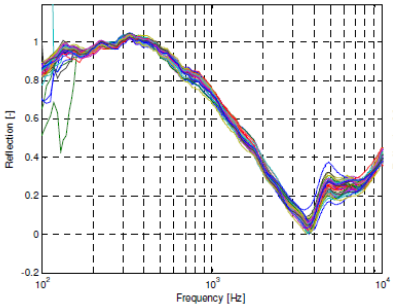
取り付け前のヘッドライナーにおける位置によるばらつき

まず，一般的なヘッドライナー用フェルト（25 台の車両で使用されたものとは異なるタイプ）について，反射係数の空間的なばらつきを測定した．図 6.50 に示すように，実験室で測定したフェルトの場合，反射係数の空間的なばらつき（分散）は小さいものであった．

測定の結果，ヘッドライナー全体において反射係数に位置的なばらつきがあることが明らかになった．こうしたばらつきは，車両への組み付け工程において制振材が受ける変化に起因するものである．

また，ヘッドライナー（またはシート）上の単一地点における反射係数は，ヘッドライナー全体の特性を代表するものではないことも示された．一般的なヘッドライナー用フェルトの反射係数（実験室での測定値）には空間的なばらつきが全く見られないにもかかわらず，車両に取り付けられた状態のヘッドライナーについては，この「ばらつきがない」という前提は当てはまらない．

したがって，特性の偏差を調査し品質管理を行うためには，組み付け後の車内における音響測定が推奨される．製造工程の最終段階で取得されるこのデータは，車内音場を計算するために構築された音響モデルへの入力データとしても活用可能である．



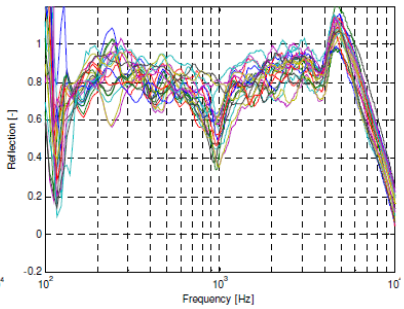


図 6.50（左）：取り付け前の一般的なヘッドライナー用フェルトの反射係数の 25 倍（異なる位置での測定）．
図 6.51（右）：同一車両のヘッドライナーの反射係数の 25 倍（異なる位置での測定）．

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/EJgUQYbA6y