

東京大学大学院新領域創成科学研究科
社会文化環境学専攻

2017 年度
修 士 論 文

薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法に関する研究

Study on a measurement method for oblique-incidence
absorption coefficient using a thin chamber

2018 年 1 月 22 日提出
指導教員 佐久間 哲哉 准教授

坂吉 佑太
Sakayoshi, Yuta

目次

第 1 章	序章	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	吸音率の基礎	1
1.1.2	吸音率測定法に関する工業規格	2
1.2	既往研究	3
1.3	研究目的	4
1.4	論文構成	5
第 2 章	吸音率の理論解析法	7
2.1	多孔質型吸音材	7
2.1.1	内部流体モデル	7
2.1.2	剛骨格モデルに基づく解析	11
2.2	共鳴器型吸音材	15
2.2.1	ネックの実効密度モデル	15
2.2.2	各種モデルの比較	17
第 3 章	薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の構築	19
3.1	測定理論の構築	19
3.1.1	二次元空間における Helmholtz 方程式の一般解	19
3.1.2	境界条件の導入	20
3.1.3	エヴァネッセント波	21
3.1.4	振幅の算出	21
3.1.5	境界音圧の外挿	23
3.2	測定システムの構築	25
3.2.1	装置仕様・寸法	25
3.2.2	測定システム	27
3.2.3	測定可能周波数	28
3.3	実験方法	29
3.3.1	測定手順	29
3.3.2	測定信号の検討	29

3.3.3	マイク校正法の検討	30
3.4	誤差要因の検討	32
3.4.1	特異周波数	32
3.4.2	加振方法の検討	33
3.4.3	吸音処理の影響	38
3.4.4	インパルス応答のノイズの影響	38
3.4.5	チャンバー振動の影響	40
3.5	分析方法	42
3.5.1	オクターブバンド値推定の検討	42
3.5.2	ランダム入射吸音率推定の検討	43
3.6	まとめ	46
第4章	各種吸音材の計測	47
4.1	測定条件	47
4.2	多孔質型吸音材の測定結果	48
4.2.1	グラスウール	49
4.2.2	ウレタンフォーム	62
4.2.3	岩綿吸音板	71
4.2.4	じゅうたん	84
4.3	共鳴器型吸音材の測定結果	89
4.3.1	穴あき板	89
4.3.2	ハニカム型共鳴器	99
4.4	まとめ	103
第5章	総括	105
5.1	研究の成果	105
5.2	今後の課題	106
	図目次	107
	表目次	111
	参考文献	113

第 1 章

序章

1.1 研究背景

建築空間における音響設計や騒音防止計画においては、対象空間の性質・使用目的に応じた音響性能が求められる。例えば、コンサートホールでは適度な響きによって音の豊かさを与えることが求められるが、講義室等では音の明瞭度を確保するため、響きを抑える必要がある。また、高速道路や交通量の多い道路では、音を防ぐための遮音対策が必要であり、反射音を減らすための吸音対策も必要である。このように求められる音響性能は、対象空間の性質・使用目的によって大きく異なるため、それぞれに適した音響設計・騒音防止計画を行う必要がある。

音響性能の予測では、用いる材料の部材性能のデータが必要不可欠である。その部材性能の 1 つに吸音率がある。この吸音率の値は、一般的に実験室での測定データが用いられるが、測定データには誤差が生じる場合がある。その測定誤差は部材性能の予測誤差につながり、音響設計・騒音防止計画のミスにつながる。したがって、適切な音響設計・騒音防止計画を行うために、正確なデータ及びその取得法の整備が必要不可欠である。

1.1.1 吸音率の基礎

吸音率とは、ある面に音波が入射したときに、入射エネルギーに対して反射されなかったエネルギーの割合である。Fig. 1.1(a) に示すように、入射エネルギー E_i ・反射エネルギー E_r ・透過エネルギー E_t ・材

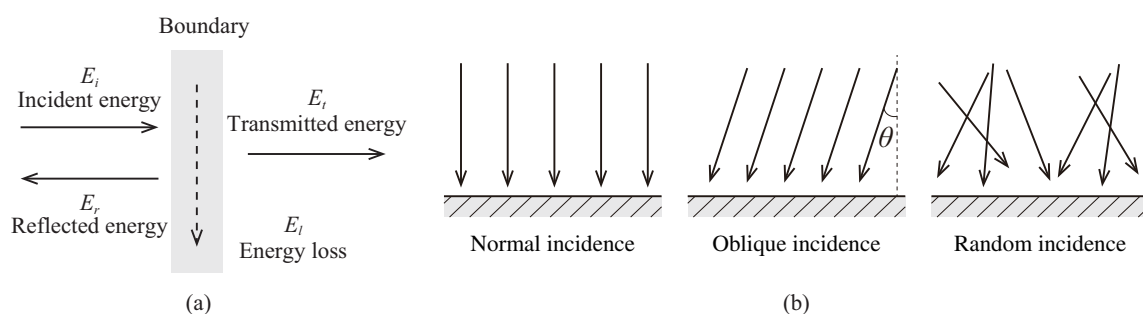


Fig. 1.1: (a) Relation between sound incidence, reflection, absorption and transmission. (b) Difference of sound incidence condition.

料内部で吸収されるエネルギー E_l から、吸音率 α は、

$$\alpha = \frac{E_i - E_r}{E_i} = \frac{E_l + E_t}{E_i} \quad (1.1)$$

と表される。Eq. (1.1) から、透過エネルギーも材料内部で吸収されるエネルギーも吸音と考えていることがわかる。そのため、吸音率のすべてが本当に吸収されたエネルギーではないことに注意が必要である。例えば、開いた窓は吸音率 = 1 であるが、同時に透過率 = 1 でもある。

吸音率は材料固有の値ではなく、入射条件・背後の条件・周波数によって変化するため、吸音率を示す際はその条件を明記しなければならない。音の入射条件は、Fig. 1.1(b) に示すように、垂直入射・斜め入射・ランダム入射の 3 条件考えられる。先述した音響設計の際には、ランダム入射吸音率が広く用いられている。一方で、高架下や防音壁の吸音設計や、ホールなどでの初期反射音予測などのケースでは、入射方向がある程度予測可能である。このような場合斜入射吸音率を用いることでより正確な予測が見込まれる。

1.1.2 吸音率測定法に関する工業規格

現在吸音率測定法に関する工業規格は、JIS A 1405-1, 2[24, 25], JIS A 1409[26] の 3 種類制定されている。それぞれ、ISO 10534-1, 2[21, 22], ISO 354[23] を基に制定されている。

JIS A 1405 は垂直入射吸音率測定法に関する工業規格であり、音響管を用いた測定法が、定在波比法と伝達関数法の 2 種類規定されている。定在波比法 (JIS A 1405-1) は、音響管の一端に試料を設置し、他端から単一正弦波を発生させ、音響管内で発生した定在波の最大振幅と最小振幅の比から吸音率を算出する。この方法では、各周波数ごとに吸音率を算出するため、測定に時間を要する。

一方、伝達関数法 (JIS A 1405-2) は、定在波比法とは違いランダムノイズを発生させ、2 つの位置で音圧を測定する。2 点間の伝達関数を求めることで、入射波と反射波を分離し、複素音圧反射率を算出し、吸音率を求める。この方法では、ランダムノイズを用いているため、一度で広帯域の測定が可能である。

JIS A 1409 はランダム入射吸音率測定法に関する工業規格であり、残響室と呼ばれる特別な部屋を用いて測定を行う。そのため、この方法を残響室法と呼び、この方法で測定された吸音率を特に残響室法吸音率と呼ぶ。残響室法は、残響室において試料設置前後の残響時間を測定し、その値から吸音率を算出する。この方法では、残響室という特別な部屋が必要なこと、試料が大面積必要になることから、測定は特別な機関で行われる。また、面積効果と呼ばれる試料端部の回折現象により、吸音率を過大評価してしまう。音響設計の際はそのことに留意する必要がある。

一方、斜入射吸音率の測定法に関する工業規格は存在しない。そのため、斜入射吸音率の測定法に関する研究は種々検討されているが、普及に至っている測定法はなく、データの整備もされていない。

1.2 既往研究

以下に種々検討されている斜入射吸音率測定法を示す。

- 半自由音場で行う計測手法
 - 相関法を用い直接音を消去する計測手法 [17]
 - TSP 信号を用い反射音を抽出する計測手法 [4]
 - 空間フーリエ変換を利用し入射波と反射波を分離する計測手法 [18]
- 矩形の二次元音場内におけるモード解析に基づく計測手法 [19]

橘らは、相関法を用いて直接音を消去する方法を提案している [17]。従来、直接音の消去は波形上の操作で行っていたが、相互相関関数の計測の過程で自動的に直接音の消去を行う方法を提案している。この方法では、直接音と反射音が干渉していても直接音のみが消去される。

木村らは、TSP 信号を用いて反射音を抽出する方法を提案している [4]。TSP(Time stretched pulse) とは、時間引き延ばしパルスとも呼ばれ、インパルスを時間軸で引き延ばした信号である。この信号を用いてインパルス応答を求める方法を、TSP 法又は Swept-Sine 法と呼ぶ。この方法を用い、半無響室において入射角と反射角が等しくなるように音源スピーカとマイクロホンを配置し、試料の有無による 2 条件におけるインパルス応答を計測する。計測したインパルス応答から、試料の有無における反射波成分をそれぞれ切り出し、それらのエネルギー比より吸音率を算出する。スピーカからの直接波と反射波を明確に分離させるために、スピーカとマイクロホンは十分遠くに配置する必要がある。

田村は、空間フーリエ変換を用いて直接音と反射音を分離する方法を提案している [18]。この方法は、音源を吸音材料の近くに置き、材料表面に近接した 2 つの平面状での複素音圧分布を測定する。得られた複素音場をフーリエ変換によって平面波要素に分解し、空間周波数領域における波動伝搬理論を適用して、材料表面での入射成分と反射成分を分離し、吸音率を算出する。

ここまでの計測手法は、半無響室と呼ばれる特別な部屋が必要である。また、残響室法と同様に、材料端部の回折現象の影響によって、測定の安定性が懸念される。

一方寺尾らは、矩形の二次元音場内におけるモード解析に基づく計測手法を提案している [19]。この方法は、矩形の二次元空間において、2 つの測定断面における多点音圧観測を行い、モード解析により、モード・周波数別の、入・反射波の複素音圧振幅を分離検出し、吸音率を算出する手法である。他の方法と異なり、半自由空間での計測ではないため、半無響室という特別な部屋は必要ない。また、材料端部の回折現象の影響を受けないため、比較的高精度な計測が期待される。しかし、この方法の数値解析による検討はされているが、実測における検証が不十分であり普及には至っていない。

1.3 研究目的

上述したように斜入射吸音率の測定法は種々検討されているが、普及に至っている測定法はなく、データも整備されていない。そこで、新しい斜入射吸音率測定法として、矩形の二次元音場内におけるモード解析に基づく計測手法の実測のための試作システムを構築した。本研究では、

- 本システムで各種吸音材の測定を行うとともに、無限大平面における各種吸音材の理論解析を行い、それらの結果を比較することで本システムの妥当性を検証すること
- 各種測定条件の検証を行い、実用化に向けた本システムの課題を整理すること

を目的とする。

斜入射吸音率測定法が確立できれば、吸音材の斜入射吸音率のデータが整備され、それをを用いることで、先述したような、騒音源が一定方向に集中するような、高架下や防音壁の吸音設計や、ホールなどでの初期反射音構造の予測をより正確に行えることが見込まれる。また、斜入射吸音率のデータから統計的にランダム入射吸音率を算出することで、残響室法で懸念されている面積効果の影響を排除した、吸音材自体のランダム入射吸音率が算出でき、より適切な音響設計が可能になると考えられる。その他にも、斜入射時の吸音メカニズム解明や、音響材料開発への貢献にもつながると考えている。

1.4 論文構成

第1章では、研究の背景、吸音率測定法に関する工業規格、関連の既往研究について概観し、本研究の目的をまとめた。

第2章では、吸音率の理論解析法について述べる。多孔質型吸音材に関しては、内部流体モデルについて定式化を行った後に、各種骨格モデルに基づく解析方法を述べる。共鳴器型吸音材に関しては、ネックの実行密度モデルについて定式化を行った後に、各種モデルの比較を行った。

第3章では、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法のシステムの構築について述べる。モード解析理論、測定システムの構築を述べた後に、実験方法の検討を行った。また、測定条件を変化させることで、測定データの誤差要因について検証を行った後に、測定データの分析方法の検討を行った。

第4章では、薄型チャンバーを用い測定された各種吸音材の計測結果を示し、第2章で述べた無限大平面における各種吸音材の理論値との比較を行うことで測定データの妥当性を検証し、薄型チャンバーによる斜入射吸音率測定法の実用性を考察する。

第5章では、本研究において得られた成果を整理し、今後の課題を述べる。

第 2 章

吸音率の理論解析法

2.1 多孔質型吸音材

2.1.1 内部流体モデル

多孔質材料は、骨格部分とその間の空隙から構成されている。材料中の空隙を音が伝搬する過程において、粘性や熱伝導の影響により減衰が生じる。この減衰の効果は周波数依存性を持ち、実効密度及び複素体積弾性率として慣性・弾性パラメータの虚部を考慮することにより取り扱われる。実効密度及び複素体積弾性率の周波数特性の予測モデルについては種々提案されている。本項では、これらの予測モデル及びそれらに用いられるパラメータを概説する。

多孔質材を表す物理量

以下に多孔質材内部の空隙の構造特性を表す物理量を示す。

- 多孔度 (Porosity : ϕ) : 多孔質材全体のみかけの体積に対する内部空気の体積の比である。多孔度は骨格を形成する材料の物質密度 ρ_s 、多孔質材の嵩密度 ρ_b より、 $\phi = 1 - \rho_b/\rho_s$ と表される。
- 迷路度 (Tortuosity : α_∞) : 円筒管モデルにおける円筒管の傾きを表すパラメータであり、音波の直進性を表す。多孔質材料内部における見かけの密度の上昇を表す。
- 粘性特性長 (Viscous Characteristic Length : Λ [m]) : 実効密度の高音域における挙動を表すため Johnson らにより導入されたパラメータである [2]。細孔内部を非圧縮性流体が流れるときに生じる v_i より、 $\Lambda = 2 \int_\Omega v_i^2 dV / \int_\Gamma v_i^2 dS$ として定義される。ただし、 Ω は細孔内部の領域、 Γ は細孔における壁面を表す。多孔質内部では大小の細孔が連結しており、粘性特性長は空隙の狭窄部分のサイズに関連している。
- 熱的特性長 (Thermal Characteristic Length : Λ' [m]) : 複素体積弾性率の高音域における挙動を表すため Champoux らにより導入されたパラメータである [9]。多孔質材の代表体積内の空気体積と、骨格の表面積の比として $\Lambda' = 2 \int_\Omega dV / \int_\Gamma dS$ のように定義される。熱的特性長は多孔質材内部空隙の大きい部分のサイズに関連している。
- 流れ抵抗 (Flow Resistivity : σ [Ns/m⁴]) : 細孔に流れる空気が単位面積、単位長さ当たりに受ける抵抗を表す。流れ抵抗は実効密度の低音域における挙動に関連している。

- 熱浸透率 (Thermal Permeability : k'_0 [m²]) : 粘性と熱伝導の類似性を考慮し, Lafarge らにより導入されたパラメータである [1]。熱浸透率から粘性流における Darcy の法則と等価な関係が得られ, 複素体積弾性率の低音域における挙動に関連している。

Miki model

Miki model は, 円筒管内部音場の等価回路を基に, 種々の多孔質材の実測値から構築された経験モデルである [10][11]。Miki は流れ抵抗, 空隙率, 迷路度から, 特性インピーダンス, 及び伝搬定数が

$$\tilde{Z}_f = \frac{\rho_0 \sqrt{\alpha_\infty c_0}}{\phi} \left[1 + 0.07 \left(\frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.632} - 0.107j \left(\frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.632} \right] \quad (2.1)$$

$$\tilde{\gamma}_f = \frac{\omega \sqrt{\alpha_\infty}}{\phi} \left[0.160 \left(\frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.618} + j \left(1 + 0.109 \left(\frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.618} \right) \right] \quad (2.2)$$

と表せると示している。ただし, σ_e は実効的な流れ抵抗として $\sigma_e = \phi \sigma / \alpha_\infty$ と定義した。また, Miki model の基となった Delany-Bazley model の修正モデルであるが, Delany-Bazley model において, $0.01 < f/\sigma < 10$ を適用推奨範囲としているが, Miki model では, $0.01 < f/\sigma$ においても Delany-Bazley model に見られる低音域での不整合は見られないとしているが, 妥当性については十分検証されていないことに注意が必要である。

Johnson-Champoux-Allard-Lafarge model

Johnson-Champoux-Allard-Lafarge model は複素体積弾性率, 実行密度の実測における低音域, 高音域の漸近挙動から構築された半現象論モデルである。Jonson らは粘性特性長 Λ を導入し, 実効密度の高音域, 低音域の漸近特性がそれぞれ

$$\tilde{\rho}_f = \rho_0 \alpha_\infty \left(1 + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{j\omega \rho_0} \right)^{1/2} \right), \omega \rightarrow \infty \quad (2.3)$$

$$\tilde{\rho}_f = \frac{\sigma \phi}{j\omega}, \omega \rightarrow 0 \quad (2.4)$$

と書けることを示した [2]。Johnson らは Eq. (2.3)(2.4) の漸近挙動を示す単純なモデルとして, 実効密度を

$$\tilde{\rho}_f = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 + j\omega \frac{4\eta \alpha_\infty \rho_0}{\phi^2 \Lambda^2 \sigma^2}} \right) \quad (2.5)$$

として与えた [2]。

一方 Champoux らは熱的特性長 Λ' を導入し, 体積弾性率の高音域における漸近特性が,

$$\tilde{K}_f = \frac{\gamma P_0}{\phi} \left[1 - \frac{2(\gamma - 1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{j\omega B^2 \rho_0} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \omega \rightarrow \infty \quad (2.6)$$

と書けることを示した [9]。ただし, B^2 はプラントル数である。また, Lafarge らは熱浸透率 k'_0 を導入し, 低音域における漸近特性が,

$$\tilde{K}_f = \frac{\gamma P_0}{\phi} \left[\gamma - j\omega \frac{(\gamma - 1)\rho_0 k'_0 B^2}{\eta \phi} \right]^{-1}, \omega \rightarrow 0 \quad (2.7)$$

と書けることを示した [1]。Eq. (2.6)(2.7) の漸近挙動を考慮し、Johnson-Champoux-Allard-Lafarge model における複素体積弾性率は、

$$\tilde{K}_f = \frac{\gamma P_0}{\phi} \left[\gamma - (\gamma - 1) \left[1 + \frac{\eta \phi}{j\omega \rho_0 k'_0 B^2} \sqrt{1 + j\omega \frac{4\rho_0 k'_0 B^2}{\eta \phi^2 \Lambda'^2}} \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (2.8)$$

と導かれる。理想的な円筒管において熱浸透率は $k'_0 = \phi \Lambda'^2 / 8$ と表され、これにより熱浸透率を置き換えた体積弾性率

$$\tilde{K}_f = \frac{\gamma P_0}{\phi} \left[\gamma - (\gamma - 1) \left[1 + \frac{8\eta}{j\omega \rho_0 \Lambda'^2 B^2} \sqrt{1 + j\omega \frac{\rho_0 \Lambda'^2 B^2}{16\eta}} \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (2.9)$$

が導かれる (Johnson-Champoux-Allard model)。一般に熱浸透率は計測が容易ではない。熱浸透率は熱伝導減衰が極大となる周波数に関連するが、多孔質材料においては粘性減衰が支配的であることから、表面インピーダンスや、吸音率の予測上は Johnson-Champoux-Allard model は実用上十分な精度であるとされている [3]。

Kato model

Kato model は円筒管モデルを基に、ベッセル関数部の近似、実験に基づくパラメータ推定式・減衰に関する補正項を加えた半経験モデルである [14][15]。Kato 実効密度、複素体積弾性率を減衰に関する補正項 s_v, s_t を加え、

$$\tilde{\rho}_f = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left[1 + \frac{8\eta}{j\omega \rho_0 \Lambda^2} \sqrt{1 + j\omega \frac{\rho_0 \Lambda^2}{12\eta}} - s_v \right] \quad (2.10)$$

$$\tilde{K}_f = \frac{\gamma P_0}{\phi} \left[\gamma - (\gamma - 1) \left[1 + \frac{8\eta}{j\omega \rho_0 \Lambda_{\text{eff}}'^2 B^2} \sqrt{1 + j\omega \frac{\rho_0 \Lambda_{\text{eff}}'^2 B^2}{12\eta}} - s_v \right]^{-1} \right]^{-1} \quad (2.11)$$

と提案している。Eq. (2.10)(2.11) において、また、 $\Lambda, \Lambda'_{\text{eff}}, \alpha_\infty, s_v, s_t$ は以下の通り与えられるとしている。熱的特性長はその定義から物質密度、繊維径、嵩密度より、

$$\Lambda'_{\text{theory}} = \frac{D(\rho_s - \rho_b)}{2\rho_b} \quad (2.12)$$

のように理論的に算出することが出来る。ただし、実際の熱的特性長は繊維同士が接触することにより理論値より小さくなっていると考えられることから、接触面積 χ を考慮した

$$\Lambda'_{\text{eff}} = \frac{D(\rho_s - \rho_b)}{2\rho_b(1 - \chi)} \quad (2.13)$$

と表される実効熱的特性長 Λ'_{eff} を用いる。ただし、接触面積に関しては、

$$\chi = 1 - \left[1 + \left(\frac{5.45 \times 10^{-5}}{\Lambda'_{\text{theory}}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.14)$$

と表される実験式を提案している。Allard は円形断面繊維材料において繊維方向に対し垂直に音波が伝搬する場合に、熱的特性長と粘性特性長が

$$\Lambda = \Lambda'_{\text{eff}}/2 \quad (2.15)$$

の関係で表せることを示している [3]。また、迷路度 α_∞ について

$$\alpha_\infty = 1 + \left(\frac{5.45 \times 10^{-5}}{\Lambda'_{\text{theory}}} \right)^{1.5} \quad (2.16)$$

と表される実験式を示している。補正項 s_v, s_t についても

$$s_v = -\frac{\eta(\rho_s - \rho_b)}{j\omega\rho_0\rho_b\Lambda'_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda'_{\text{eff}}} \right) \quad (2.17)$$

$$s_t = j \left[\frac{2\eta(\rho_s - \rho_b)}{3\omega\rho_0\rho_b\Lambda'_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda'_{\text{eff}}} \right) \right]^{3/4} \quad (2.18)$$

と表される実験式を示している。

また、Kato は繊維材料の予測モデルとして開発されたが、発泡材料への適用法についても検討を行っている [15]。一般的な発泡材料の場合、空隙はセルと呼ばれる構造となり、セルが複雑に入り組んだ空隙が形成される。セル形状が球体ですべてのセル径が同一と仮定し、セル間の連通孔の面積を無視すると、セルの体積 V と表面積 A は、セル径 D_c から、

$$V = \frac{1}{6}\pi D_c^3 \quad (2.19)$$

$$A = \pi D_c^2 \quad (2.20)$$

と定義される。よって熱的特性長は、定義から、

$$\Lambda' = 2\frac{V}{A} = \frac{D_c}{3} \quad (2.21)$$

と表される。また、迷路度 α_∞ についても、繊維材料と異なっており、セル構造をとる発泡材料では、連通孔が迷路のようになり、繊維材と比較すると大きな値をとる。そのため、Eq. (2.16) は利用できない。しかし、迷路度を理論的に求めることは困難であり、直接実験から得ることも難しいことから、現状では垂直入射吸音率の実験値に対しフィッティングで得る手法が一般的である。

2.1.2 剛骨格モデルに基づく解析

多孔質材内部の音響特性

剛骨格モデルでは、材料の骨格部分を音が伝搬しないと仮定している。そのため、材料中の空隙部分の伝搬特性で材料の音響特性が決まる。

以下に多孔質材料内部の音響特性をそれぞれの関係性とともを示す。

- 特性インピーダンス (Characteristic impedance : \tilde{Z}_f [N · s/m³])

$$\tilde{Z}_f = \tilde{\rho}_f \tilde{c}_f = \sqrt{\tilde{K}_f \tilde{\rho}_f} \quad (2.22)$$

- 伝搬定数 (Propagation constant : $\tilde{\gamma}_f$ [rad/m])

$$\tilde{\gamma}_f = j \frac{\omega}{\tilde{c}_f} = j \tilde{k}_f = j \omega \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_f}{\tilde{K}_f}} \quad (2.23)$$

- 複素実効密度 (Complex effective density : $\tilde{\rho}_f$ [kg/m³])

$$\tilde{\rho}_f = -j \frac{\tilde{Z}_f \gamma}{\omega} = \frac{\tilde{Z}_f \tilde{k}_f}{\omega} \quad (2.24)$$

- 複素体積弾性率 (Complex bulk modulus : \tilde{K}_f [N/m²])

$$\tilde{K}_f = \tilde{\rho}_f \tilde{c}_f^2 = j \omega \frac{\tilde{Z}_f}{\gamma} = \omega \frac{\tilde{Z}_f}{\tilde{k}_f} \quad (2.25)$$

- 実効複素位相速度 (Effective complex phase velocity : \tilde{c}_f [m/s])

$$\tilde{c}_f = j \frac{\omega}{\gamma} = \frac{\omega}{\tilde{k}_f} = \sqrt{\frac{\tilde{K}_f}{\tilde{\rho}_f}} \quad (2.26)$$

- 複素波数 (Complex wave number : \tilde{k}_f [rad/m])

$$\tilde{k}_f = \frac{\omega}{\tilde{c}_f} = -j \gamma = \omega \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_f}{\tilde{K}_f}} \quad (2.27)$$

複素実効密度と複素体積弾性率は、2.1.1 項で示した理論解析によって算出され、この2つの値からその他の値も得ることが出来る。

F 行列

F 行列は試料表裏面の音圧と粒子速度との関係を記述する電気回路での計算技術である。F 行列の利点として、複数の F 行列を個々の回路の単純な積で与えられる。このことにより、積層状態や空気層を考える際、それぞれの F 行列を定式化しておくことにより、多種類の組み合わせについて全体の F 行列が容易に得られる。以下に斜入射時の多孔質材と空気層の F 行列を示す。

まず多孔質材の F 行列 F_{porous} は,

$$\begin{aligned} F_{\text{porous}} &= \begin{pmatrix} \cosh(qd) & \tilde{Z}_m \sinh(qd) \\ \frac{\sinh(qd)}{\tilde{Z}_m} & \cos(qd) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos(jqd) & -j\tilde{Z}_m \sin(jqd) \\ \frac{-j \sin(jqd)}{\tilde{Z}_m} & \cos(jqd) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.28)$$

と与えられる [20]。ただし, $\cosh(x) = \cos(jx)$, $\sinh(x) = -j \sin(jx)$ である。また,

$$\begin{aligned} q &= \tilde{\gamma}_f \sqrt{1 - \left(\frac{j\tilde{k}_f \sin \theta}{\tilde{\gamma}_f} \right)^2} \\ &= j \sqrt{\tilde{k}_f^2 - k^2 \sin^2 \theta} \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_m &= \frac{\tilde{\gamma}_f \tilde{Z}_f}{q} \\ &= \tilde{Z}_f \frac{\tilde{k}_f}{\sqrt{\tilde{k}_f^2 - k^2 \sin^2 \theta}} \end{aligned} \quad (2.30)$$

である。

次に空気層の F 行列は,

$$F_{\text{air}} = \begin{pmatrix} \cos(kL \cos \theta) & jZ_{0\theta} \sin(kL \cos \theta) \\ \frac{j \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}} & \cos(kL \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

と与えられる [20]。ただし, L は空気層厚, $Z_{0\theta}$ は x 方向からみた空気の特徴インピーダンスで, 空気の密度 ρ_0 , 音速 c_0 から $Z_{0\theta} = \rho_0 c_0 / \cos \theta$ である。

吸音特性

ここで, 吸音材表裏面の音圧 p_{in}, p_{out} , 粒子速度 u_{in}, u_{out} と全体の F 行列 F の関係性は

$$\begin{pmatrix} p_{in} \\ u_{in} \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} p_{out} \\ u_{out} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

となる。また, 試料の表面インピーダンス Z_c は試料表面の音圧と粒子速度から,

$$Z_c = \frac{p_{in}}{u_{in}} \quad (2.33)$$

と定義される。また, 斜入射時の複素音圧反射率 r は表面インピーダンスと空気の特徴インピーダンス $Z_0 (= \rho_0 c_0)$ から,

$$r = \frac{Z_c \cos \theta - Z_0}{Z_c \cos \theta + Z_0} \quad (2.34)$$

と表され、斜入射時の吸音率 α_θ は、

$$\alpha_\theta = 1 - |r|^2 = 1 - \left| \frac{Z_c \cos \theta - Z_0}{Z_c \cos \theta + Z_0} \right|^2 \quad (2.35)$$

と表される。つまり、試料表面の音圧と粒子速度求めることが出来れば、吸音率を算出できる。

ここで、終端を剛壁とした場合、境界条件より $u_{out} = 0$ となる。よって、Eq. (2.32) より、

$$F = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \text{ と置くと,}$$

$$p_{in} = A p_{out} \quad (2.36)$$

$$u_{in} = C p_{out} \quad (2.37)$$

となり、表面インピーダンスは Eq. (2.33) より、

$$Z_c = \frac{A}{C} \quad (2.38)$$

となる。剛壁密着条件の場合、全体 F 行列は $F = F_{\text{porous}}$ となるので、Eq. (2.28) より、

$$A = \cos(jqd) \quad (2.39)$$

$$C = \frac{-j \sin(jqd)}{\tilde{Z}_m} \quad (2.40)$$

であり、表面インピーダンスは、

$$\begin{aligned} Z_c &= \tilde{Z}_m \frac{\cos(jqd)}{-j \sin(jqd)} \\ &= -j \tilde{Z}_m \frac{\tilde{k}_f}{\sqrt{\tilde{k}_f^2 - k^2 \sin^2 \theta}} \cot \left(d \sqrt{\tilde{k}_f^2 - k^2 \sin^2 \theta} \right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

と与えられる。

背後空気層有りの条件では、全体 F 行列 ($F = F_{\text{porous}} \cdot F_{\text{air}}$) は、Eq. (2.28)(2.31) より、

$$F = \begin{pmatrix} \cos(jqd) & -j \tilde{Z}_m \sin(jqd) \\ \frac{-j \sin(jqd)}{\tilde{Z}_m} & \cos(jqd) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(kL \cos \theta) & j Z_{0\theta} \sin(kL \cos \theta) \\ \frac{j \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}} & \cos(kL \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

$$A = \cos(jqd) \cos(kL \cos \theta) + \frac{\tilde{Z}_m \sin(jqd) \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}} \quad (2.43)$$

$$B = j Z_0 \cos(jqd) \sin(kL \cos \theta) - j \tilde{Z}_m \sin(jqd) \cos(kL \cos \theta) \quad (2.44)$$

$$C = \frac{-j \sin(jqd) \cos(kL \cos \theta)}{\tilde{Z}_m} + \frac{j \cos(jqd) \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}} \quad (2.45)$$

$$D = \frac{Z_0 \sin(jqd) \sin(kL \cos \theta)}{\tilde{Z}_m} + \cos(jqd) \cos(kL \cos \theta) \quad (2.46)$$

となる。よって、背後空気層有の場合の表面インピーダンスは、

$$\begin{aligned}
 Z_c &= \frac{\cos(jqd) \cos(kL \cos \theta) + \frac{\tilde{Z}_m \sin(jqd) \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}}}{\frac{-j \sin(jqd) \cos(kL \cos \theta)}{\tilde{Z}_m} + \frac{j \cos(jqd) \sin(kL \cos \theta)}{Z_{0\theta}}} \\
 &= \frac{jZ_0 \tilde{Z}_m \cos(jqd) \cos(kL \cos \theta) + j\tilde{Z}_m \sin(jqd) \sin(kL \cos \theta) \cos \theta}{Z_0 \sin(jqd) \cos(kL \cos \theta) - \tilde{Z}_m \cos(jqd) \sin(kL \cos \theta) \cos \theta} \quad (2.47)
 \end{aligned}$$

と与えられる。

2.2 共鳴器型吸音材

共鳴器型吸音材の吸音メカニズムは、Fig. 2.1(a) に示すような、孔内の壁や孔のエッジ近傍における粘性層によって空気の粘性と熱交換によりエネルギーが減衰する。この考え方は 2.1 節で説明した、多孔質材料の吸音メカニズムと同じである。また、Fig. 2.1(b) に示すように、ある周波数でネック部分を質量、背後空気層をバネとしたバネマス系が形成される (共鳴)。この共鳴周波数付近において最も激しく振動するため、減衰が大きくなり吸音率が大きくなる。

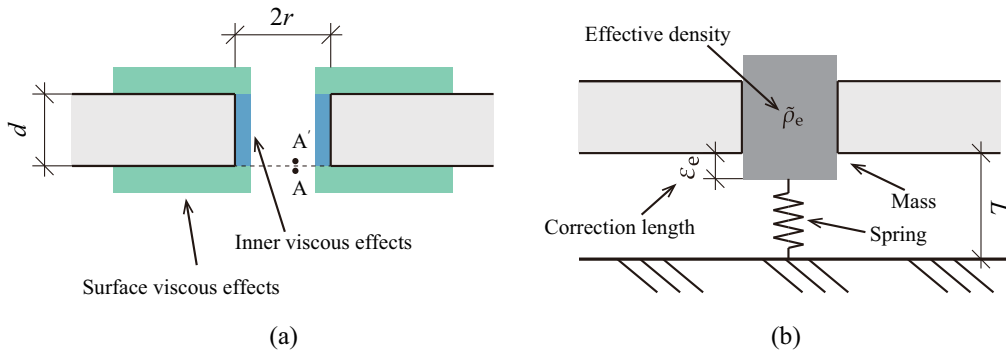


Fig. 2.1: Physical phenomena involved in a perforated plate.

孔の形状を、円筒 (板厚: d , 半径: r) と仮定する。Allard らは、Biot パラメータを利用すると、まっすぐな円筒形の細孔の場合、粘性特性長 Λ , 熱的特性長 Λ' は、円筒半径と一致する ($\Lambda = \Lambda' = r$) と示した [3]。また、流れ抵抗 σ は、半径と有孔率 ϕ から、

$$\sigma = \frac{8\eta}{\phi r^2} \quad (2.48)$$

と書けると示した。ただし、 η は空気の粘性係数である。ここで、細孔の厚さ、形状から熱的特性長を無視できるとすると、Fig. 2.1(a) の A' 点のインピーダンス $Z_{A'}$ は、粘性及び慣性の影響が支配的になる。波長が板厚より十分に大きいとき、

$$Z_{A'} = j\omega\tilde{\rho}_e d + \phi Z_B \quad (2.49)$$

と与えられる。 Z_B は背後層のインピーダンスである。また、Fig. 2.1(a) の A における表面インピーダンスは $Z_A = Z_{A'}/\phi$ と与えられ、

$$Z_A = \frac{j\omega\tilde{\rho}_e d}{\phi} + Z_B \quad (2.50)$$

と表される。ここで、 $\tilde{\rho}_r$ はネック部の実効密度である。よって、ネック部の実効密度を算出することで、 $Z_{A'}$ が算出できる。

2.2.1 ネックの実効密度モデル

Allard らは、多孔質材の内部流体の実効密度 (Eq. (2.5)) と同様、ネック部の実効密度を、

$$\tilde{\rho}_f = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left(1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \alpha_\infty \rho_0} \sqrt{1 + j\omega \frac{4\eta \alpha_\infty \rho_0}{\phi^2 \Lambda^2 \sigma^2}} \right) \quad (2.51)$$

と与えた [3]。ただし、 α_∞ は迷路度である。

また、Allard らは実効密度の低音域における漸近特性が、

$$\tilde{\rho}_e = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{2\alpha_\infty \eta}{\sigma \Lambda^2 \phi} \right) - j \frac{\sigma \phi}{\omega} \quad (2.52)$$

と書けることを示した [3]。

よって、低音域における表面インピーダンス Z_A は Eq. (2.50)(2.52) より、

$$Z_A = j \frac{\omega \rho_0}{\phi} d \alpha_\infty \left(1 + \frac{\alpha_\infty}{4} \right) + \sigma d + Z_B \quad (2.53)$$

と与えられる。ここで、通常リアクタンス項は無視できるため、 $Z_A = \sigma d + Z_B$ が得られる。これは古典的な算出手法である。

また、Allard らは実効密度の高音域における漸近特性が、

$$\tilde{\rho}_e = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{\delta}{\Lambda} \right) - j \alpha_\infty \rho_0 \frac{\delta}{\Lambda} \quad (2.54)$$

と書けることを示した [3]。ここで、 δ は粘性境界層の厚さを表しており、

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_0 \omega}} \quad (2.55)$$

と与えられる。さらに、 $\Lambda = r$ であるので、これらを Eq. (2.54) に代入すると、

$$\tilde{\rho}_e = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{2}{\rho_0 \omega r} R_s \right) - j \alpha_\infty \rho_0 \frac{2}{\rho_0 \omega r} R_s \quad (2.56)$$

と与えられる。ただし、 R_s は表面の抵抗を表しており、 $R_s = \frac{1}{2} \sqrt{2\eta \omega \rho_0}$ と与えられる。

ここで、板両面の孔には開口端補正が付加される Fig. 2.1(b)。この影響は迷路度に含ませ、補正長を ε_e とすると

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\varepsilon_e}{d} \quad (2.57)$$

と表される。

よって、高音域における表面インピーダンス Z_A は Eq. (2.50)(2.56)(2.57) より、

$$Z_A = 2 \left(\frac{d}{r} + 2 \frac{\varepsilon_e}{r} \right) \frac{R_s}{\phi} + \frac{j \rho_0 \omega}{\phi} (2\varepsilon_e + d) + 2j \left(\frac{d}{r} + 2 \frac{\varepsilon_e}{r} \right) \frac{R_s}{\phi} + Z_B \quad (2.58)$$

と与えられる。ただし、 Z_B は空気層の表面インピーダンスを表しており、Eq. (2.31) より、

$$Z_B = \frac{Z_{0\theta} \cos(kL \cos \theta)}{j \sin(kL \cos \theta)} \quad (2.59)$$

$$= \frac{-j Z_0 \cot(kL \cos \theta)}{\cos \theta} \quad (2.60)$$

と与えられる。

2.2.2 各種モデルの比較

Allard Ingard model

Allard らは, Eq. (2.58) の抵抗項 $(2(d/r + 2\varepsilon_e/r)R_s/\phi)$ において $\varepsilon = r$ とし, リアクタンス項 $(j(2d/r + 4\varepsilon_e/r)R_s/\phi)$ を無視できるとし, 表面インピーダンスを

$$Z_A = 2 \left(\frac{d}{r} + 2 \right) \frac{R_s}{\phi} + \frac{j\rho_0\omega}{\phi} (2\varepsilon_e + d) + Z_B \quad (2.61)$$

と与えた [3]。また, 補正長 ε_e を $\sqrt{\phi} < 0.4$ の範囲で,

$$\varepsilon_e = 0.48\sqrt{A_{\text{perf}}}(1 - 1.14\sqrt{\phi}) \quad (2.62)$$

と与えた。

Beranek Ingard's model

Beranek らは, Eq. (2.58) の抵抗項とリアクタンス項において $\varepsilon_e = r$ とし, 表面インピーダンスを

$$Z_A = 2 \left(\frac{d}{r} + 2 \right) \frac{R_s}{\phi} + \frac{j\rho_0\omega}{\phi} (2\varepsilon_e + d) + 2j \left(\frac{d}{r} + 2 \right) \frac{R_s}{\phi} + Z_B \quad (2.63)$$

と与えた [5]。また, 補正長 ε_e を

$$\varepsilon_e = 0.48\sqrt{A_{\text{perf}}}(1 - 1.14\sqrt{\phi} + 0.47\sqrt{\phi^3}) \quad (2.64)$$

と与えた。

Atalla Sgard model

Atalla らは, Eq. (2.58) のリアクタンス項を無視できるとし, 表面インピーダンスを

$$Z_A = 2(d + 2\varepsilon_e) \frac{R_s}{r\phi} + \frac{j\rho_0\omega}{\phi} (2\varepsilon_e + d) + Z_B \quad (2.65)$$

と与えた [6]。また, 補正長 ε_e を

$$\varepsilon_e = \varepsilon_0(1 - 1.14\sqrt{\phi}) \quad (2.66)$$

と与えた。ただし, $\varepsilon_0 = 8/(3\pi)$ である。

また, 共鳴周波数に関して,

$$f = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\phi}{(2\varepsilon_e + d)L}} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{A_{\text{perf}}}{(2\varepsilon_e + d)V_{\text{cav}}}} \quad (2.67)$$

と与えた。

一方で, Panton らは $L < \pi\lambda$ の時, 共鳴周波数の式を補正する必要があるとし,

$$f = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{A_{\text{perf}}}{(2\varepsilon_e + d)V_{\text{cav}} + (L^2 A_{\text{perf}}/3)}} \quad (2.68)$$

と示した [7]。

第 3 章

薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の構築

3.1 測定理論の構築

3.1.1 二次元空間における Helmholtz 方程式の一般解

矩形の 2 次元空間における Helmholtz 方程式は

$$\frac{\partial^2 p(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p(x, y)}{\partial y^2} + k^2 p(x, y) = 0 \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 p は音圧、 k は波数である。Eq. (3.1) の一般解を求めるために変数分離法を用いる。変数分離法では $p(x, y) = X(x) \cdot Y(y)$ と表されると仮定する。このとき Eq. (3.1) は、

$$\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} Y(y) + \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} X(x) + k^2 X(x) Y(y) = 0 \quad (3.2)$$

となり、両辺を $X(x)Y(y)$ で割ると、

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} + k^2 = 0 \quad (3.3)$$

となる。ここで Eq. (3.3) を

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + k_x^2 = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} + k_y^2 = 0 \quad (3.5)$$

のように二つの式に分離する。ただし、 $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ である。これらは 1 次元の Helmholtz 方程式と等価であることから、 $X(x), Y(y)$ について、それぞれの一般解は

$$X(x) = A^+ \exp(-jk_x x) + A^- \exp(jk_x x) \quad (3.6)$$

$$Y(y) = B^+ \exp(-jk_y y) + B^- \exp(jk_y y) \quad (3.7)$$

と表される。よって、2次元空間における Helmholtz 方程式の一般解は、

$$\begin{aligned} p(x, y) &= X(x)Y(y) \\ &= (A^+ \exp(-jk_x x) + A^- \exp(jk_x x))(B^+ \exp(-jk_y y) + B^- \exp(jk_y y)) \end{aligned} \quad (3.8)$$

と表される。

3.1.2 境界条件の導入

x 方向の両壁面が剛であると仮定すると、壁面の法線方向の粒子速度は0となる。つまり境界条件として、 $x = 0, W$ のとき

$$\frac{\partial p(x, y)}{\partial x} = 0 \quad (3.9)$$

が与えられる。ただし、 W は x 方向の幅である。また、Eq. (3.8) より両辺を x 方向で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(x, y)}{\partial x} &= \frac{\partial X(x)}{\partial x} Y(y) \\ &= (-jk_x A^+ \exp(-jk_x x) + jk_x A^- \exp(jk_x x)) Y(y) \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。ここで $x = 0$ の時、Eq. (3.9)(3.10) より、

$$\frac{\partial p(0, y)}{\partial x} = (-jk_x A^+ + jk_x A^-) Y(y) = 0 \quad (3.11)$$

となる。よって、 $A^+ = A^-$ となる。一方、 $x = W$ の時、同様に Eq. (3.9)(3.10) より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(W, y)}{\partial x} &= (-jk_x \exp(-jk_x W) + jk_x \exp(jk_x W)) Y(y) \\ &= jk_x A (-\exp(-jk_x W) + \exp(jk_x W)) Y(y) \\ &= -2k_x A \sin(k_x W) Y(y) = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

となる。よって、 $k_x = k_x^n = \frac{n\pi}{W}$ が要求される。ただし、 n は0以上の整数である。ここで、ある n についての解は、

$$\begin{aligned} p(x, y) &= 2A \cos(k_x^n x) (B^+ \exp(-jk_y^n y) + B^- \exp(jk_y^n y)) \\ &= 2AB^+ \exp(-jk_y^n y) \cos(k_x^n x) + 2AB^- \exp(jk_y^n y) \cos(k_x^n x) \\ &= a_n \exp(-jk_y^n y) \cos(k_x^n x) + b_n \exp(jk_y^n y) \cos(k_x^n x) \end{aligned} \quad (3.13)$$

となる。これらある整数 n での解は、二次元音場における x 方向の n 次モードである。ここで、一般解は整数 n についての総和で表され、

$$\begin{aligned} p(x, y) &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n \exp(-jk_y^n y) \cos(k_x^n x) + \sum_{n=0}^{\infty} b_n \exp(jk_y^n y) \cos(k_x^n x) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} [a_n \exp(-jk_y^n y) + b_n \exp(jk_y^n y)] \cdot \cos(k_x^n x) \end{aligned} \quad (3.14)$$

と与えられる。

3.1.3 エヴァネッセント波

ここで, k_x^n, k_y^n について考察を深める。これらはそれぞれ,

$$k_x^n = \frac{n\pi}{W}, k_y^n = \sqrt{k^2 - (k_x^n)^2} \quad (3.15)$$

と表される。 n が大きくなるにつれて, k_x^n は増加し, ある整数 m 以上では $k < k_x^m$ となり, k_y^m は

$$k_y^m = j\sqrt{(k_x^m)^2 - k^2} \quad (3.16)$$

となる。この時, 整数 m における解は,

$$\begin{aligned} p(x, y) &= (a_m \exp(-jk_y^m y) + b_m \exp(jk_y^m y)) \cdot \cos(k_x^m x) \\ &= (a_m \exp(k_y'^m y) + b_m \exp(-k_y'^m y)) \cdot \cos(k_x^m x) \end{aligned} \quad (3.17)$$

となる。ここで, $k_y'^m = \sqrt{(k_x^m)^2 - k^2}$ である。Eq. (3.17) は y 方向について指数関数による挙動をする。つまり, y 方向には波動的な伝搬が存在しないことを意味する。このような波動伝搬しない項はエヴァネッセント波と呼ばれ, この次数 m のモードは非伝搬モードと呼ばれる。本研究で目的とする斜入射吸音率は各伝搬モードの伝搬方向を利用して, そのモード固有の入射角度における吸音率を算出する原理である。そのため, エヴァネッセント波には入射角の概念が存在しないため, 斜入射吸音率計測においては利用不能な情報である。ただし, これらの項は音圧分布には関与しており, 伝搬モードの重ね合わせだけで実際の音場の解が得られるわけではないことに注意が必要である。

3.1.4 振幅の算出

Eq. (3.13) が表す各伝搬モードの図形的意味を Fig. 3.1 に示す。各伝搬モードは, x 軸に平行な断面における位相変化が丁度 $n\pi$ となる方向に伝搬する平面波を表している。ここで, Eq. (3.13) の a_n, b_n はそ

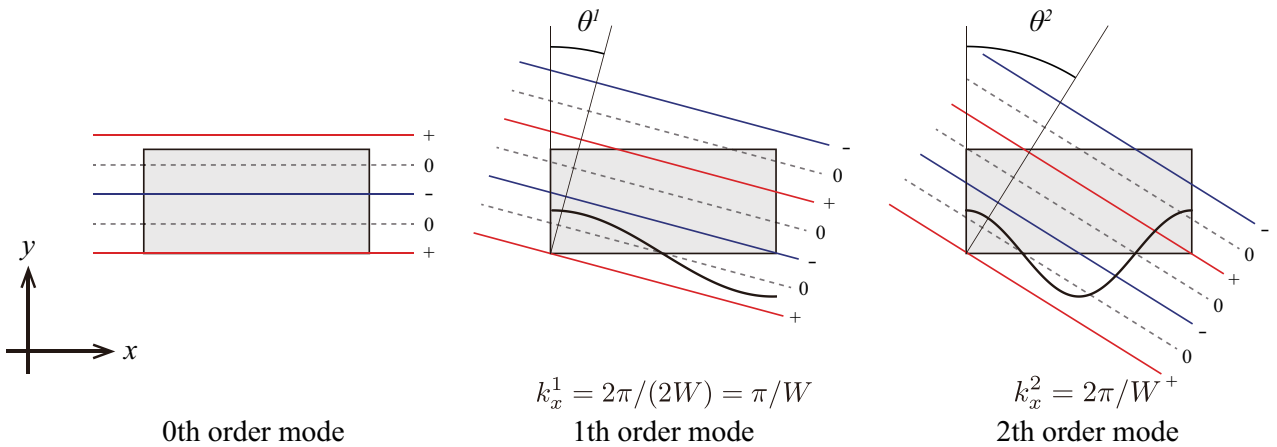


Fig. 3.1: Geometrical interpretation of the propagation modes.

それぞれ各伝搬モードにおける平面波の進行・後退波の振幅を表している。つまり、各伝搬モードの a_n, b_n を求めることができれば、比をとることで各伝搬方向における反射率を求めることができ、吸音率を算出することができる。各伝搬モードに対応する入射角 θ_n 、斜入射吸音率 $\alpha_{\theta n}$ はそれぞれ、

$$\alpha_{\theta n} = 1 - \left| \frac{b_n}{a_n} \right|^2 \quad (3.18)$$

$$\theta_n = \sin^{-1} \left(\frac{k_x^n}{k} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{nc_0}{2Wf} \right) \quad (3.19)$$

と表される。

Eq. (3.13) の両辺に次数 m のモード分布を乗じ、ある断面にわたって積分すると

$$\begin{aligned} & \int_0^W p(x, y) \cos(k_x^m x) dx \\ &= \int_0^W \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} [a_n \exp(-jk_y^n y) + b_n \exp(jk_y^n y)] \cos(k_x^n x) \cos(k_x^m x) \right\} dx \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ [a_n \exp(-jk_y^n y) + b_n \exp(jk_y^n y)] \int_0^W \cos(k_x^n x) \cos(k_x^m x) dx \right\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

となる。

ここで、右辺の積分項について考察を深める。右辺の積分項は、

$$\int_0^W \cos(k_x^n x) \cos(k_x^m x) dx = \frac{1}{2} \int_0^W \left\{ \cos \left(\frac{(n+m)\pi}{W} x \right) + \cos \left(\frac{(n-m)\pi}{W} x \right) \right\} dx \quad (3.21)$$

となる。 n, m を 0 以上の整数とした時、Eq. (3.21) を考える。はじめに、 $n \neq m$ の時、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int_0^W \left\{ \cos \left(\frac{(n+m)\pi}{W} x \right) + \cos \left(\frac{(n-m)\pi}{W} x \right) \right\} dx \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{W}{(n+m)\pi} \sin \left(\frac{(n+m)\pi}{W} x \right) + \frac{W}{(n-m)\pi} \sin \left(\frac{(n-m)\pi}{W} x \right) \right]_0^W \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

となる。続いて $n = m > 0$ の時、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_0^W \left\{ \cos \frac{2n\pi}{W} x + 1 \right\} dx &= \frac{1}{2} \left[\frac{W}{2n\pi} \sin \left(\frac{2n\pi}{W} x + x \right) \right]_0^W \\ &= \frac{1}{2} W \end{aligned} \quad (3.23)$$

となる。最後に $n = m = 0$ の時、

$$\int_0^W dx = W \quad (3.24)$$

となる。よって、右辺の積分項は、

$$\int_0^W \cos(k_x^n x) \cos(k_x^m x) dx = \begin{cases} 0 & (m \neq n) \\ \frac{W}{2} & (m = n > 0) \\ W & (m = n = 0) \end{cases} \quad (3.25)$$

となる。この性質は三角関数の直交性と呼ばれる。この性質を利用すると、Eq. (3.20) の右辺は、

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ [a_n \exp(-jk_y^n y) + b_n \exp(jk_y^n y)] \int_0^W \cos(k_x^n x) \cos(k_x^m x) dx \right\} \\ &= \frac{W}{\epsilon_m} \{a_m \exp(-jk_y^m y) + b_m \exp(jk_y^m y)\} \end{aligned} \quad (3.26)$$

となる。ただし、 ϵ_m は $m = 0$ のとき 1、 $m \neq 0$ のとき 2 である。よって、Eq. (3.26) は、

$$\bar{p}_m(y) = a_m \exp(-jk_y^m y) + b_m \exp(jk_y^m y) \quad (3.27)$$

と書ける。ただし、 $\bar{p}_m(y)$ は、

$$\begin{aligned} & \int_0^W p(x, y) \cos(k_x^m x) dx = \frac{W}{\epsilon_m} \bar{p}_m(y) \\ \Leftrightarrow \bar{p}_m(y) &= \frac{\epsilon_m}{W} \int_0^W p(x, y) \cos(k_x^m x) dx \end{aligned} \quad (3.28)$$

であり、ある測定断面の多点計測による積分値を評価している。ここで、2 つの異なる測定断面 y_1, y_2 を取ると、Eq. (3.27) より、

$$\begin{Bmatrix} \bar{p}_m(y_1) \\ \bar{p}_m(y_2) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-jk_y^m y_1} & e^{jk_y^m y_1} \\ e^{-jk_y^m y_2} & e^{jk_y^m y_2} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_m \\ b_m \end{Bmatrix} \quad (3.29)$$

と表すことができる。Eq. (3.29) を a_m, b_m について解くと、

$$\begin{Bmatrix} a_m \\ b_m \end{Bmatrix} = \frac{1}{2j \sin k_y^m \Delta y} \begin{bmatrix} e^{jk_y^m y_2} & -e^{jk_y^m y_1} \\ -e^{-jk_y^m y_2} & e^{-jk_y^m y_1} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{p}_m(y_1) \\ \bar{p}_m(y_2) \end{Bmatrix} \quad (3.30)$$

となり、各モードの進行・後退波の複素振幅を算出することができる。

3.1.5 境界音圧の外挿

Eq. (3.28) に示すように、本手法では多点計測による積分値を評価している。積分区間は x 方向の境界面上を含む壁面間であり、境界面上ではいずれのモードも腹になるため、比較的音圧が大きくなり、積分値の算出精度に大きな影響を及ぼす。しかし、実測では境界面上に受音点を設置できないため、境界面上の音圧を何らかの方法で近似する必要がある。

本手法では、境界近傍の 2 点 ($x = x_1, x_2$)、及び剛境界 ($x = x_0$) における粒子速度 0 という条件を用い、区間 $x_0 \leq x \leq x_2$ において音圧が二次関数的に変化することを仮定し境界上の音圧を外挿する。区間 $x_0 \leq x \leq x_2$ における音圧 $p(x)$ は、

$$p(x) = c_1 x^2 + c_2 x + c_3 \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial p(x)}{\partial x} = 2c_1 x + c_2 \quad (3.32)$$

と表される。 $x = x_1, x_2$ の音圧 $p(x_1), p(x_2)$ と、 $x = x_0$ における粒子速度 0 という条件から、

$$\begin{bmatrix} 2x_0 & 1 & 0 \\ x_1^2 & x_1 & 1 \\ x_2^2 & x_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ p(x_1) \\ p(x_2) \end{Bmatrix} \quad (3.33)$$

というマトリクス方程式が得られる。Eq. (3.33) を c_1, c_2, c_3 について解くと,

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{x_2 + x_1 - 2x_0} \begin{bmatrix} -1 & -\frac{1}{x_2 - x_1} & \frac{1}{x_2 - x_1} \\ x_2 + x_1 & \frac{2x_0}{x_2 - x_1} & -\frac{2x_0}{x_2 - x_1} \\ x_2 x_1 & \frac{x_2(x_2 - 2x_0)}{x_2 - x_1} & -\frac{x_1(x_1 - 2x_0)}{x_2 - x_1} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ p(x_1) \\ p(x_2) \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

が得られる。ここで, $x_1 = x_0 + \Delta, x_2 = x_0 + \Delta$ であることを考慮すると Eq. (3.34) は,

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{3\Delta} \begin{bmatrix} -1 & -\frac{1}{\Delta x} & \frac{1}{\Delta x} \\ 3\Delta x + x_0 & \frac{2x_0}{\Delta x} & -\frac{2x_0}{\Delta x} \\ (x_0 + \Delta x)(x_0 + 2\Delta x) & \frac{4(\Delta x)^2 - x_0^2}{\Delta x} & -\frac{(\Delta x)^2 - x_0^2}{\Delta x} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ p(x_1) \\ p(x_2) \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

となる。 x_0 の音圧は $p(x) = c_3$ であることから, Eq. (3.35) より,

$$p(0) = \frac{4}{3}p(x_1) - \frac{1}{3}p(x_2) \quad (3.36)$$

が得られ, 境界上の音圧が外挿できる。

3.2 測定システムの構築

3.2.1 装置仕様・寸法

試作された薄型チャンバーの仕様・寸法を Fig. 3.2 に、装置の写真を Fig. 3.3 に示す。材料は筐体部分
はアルミ、材料設置部分はアクリルである。チャンバーの内寸は幅 1.3 [m]、奥行き 0.5 ~ 0.6 [m]、高さ
0.05 [m] である。奥行きに関しては、試料後壁が可動式になっており、最大 0.1 [m] の試料厚まで対応可
能である。試料厚 0.1 [m] 以下であれば、背後空気層をとることも可能である。

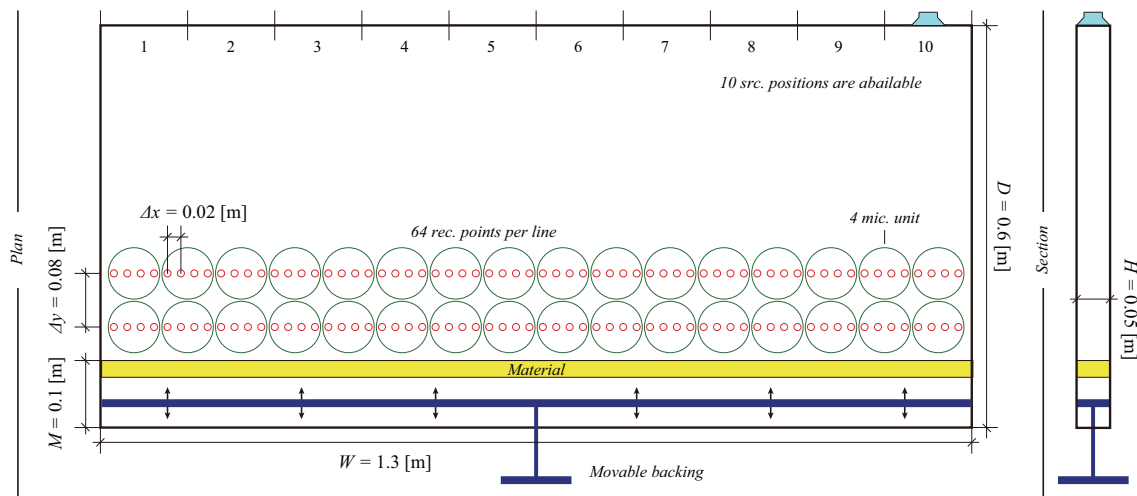


Fig. 3.2: A geometrical specification of the proto-type chamber.



Fig. 3.3: The proto-type chamber.

スピーカは試料設置位置の反対側に等間隔に 10 ヶ所設置が可能である。そのいずれか 1 ヶ所に設置し、設置していない位置はダミーユニットを設置する (Fig. 3.4)。

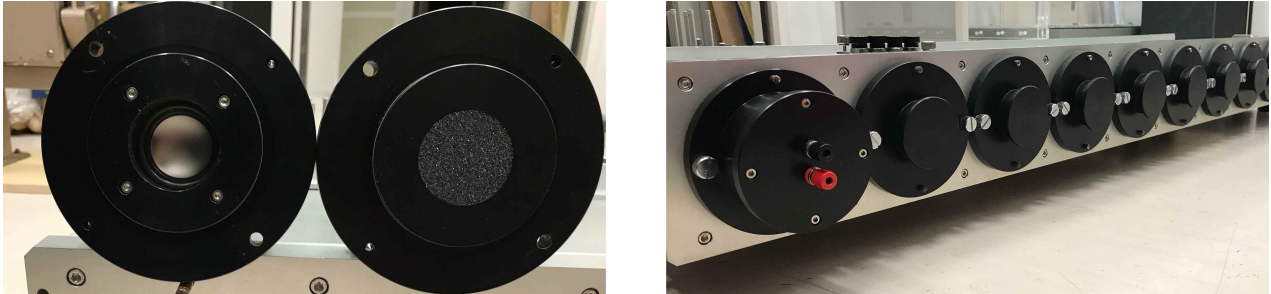


Fig. 3.4: The speaker and dummy unit.

マイクロフォンは材料後壁 (最後部) から 0.15, 0.23 [m] の測定断面に設置する。測定断面当たり 64 点、計 128 点の多点計測を行う。マイクロフォンの設置位置の正確性の確保、かつ再現性の確保のため、4 本 1 セットのマイクロフォンユニットとダミーユニット (Fig. 3.5) を測定断面に設置する。計測の際には、マイクロフォンユニットとダミーユニットを入れ替えながら計測を行う。マイクロフォンには、アレーマイクロフォン (40PL, GRAS Sound & Vibration) を使用した (Fig. 3.6)。マイクロフォン間隔は 0.02 [m]、測定断面間距離は 0.08 [m] で配置する。

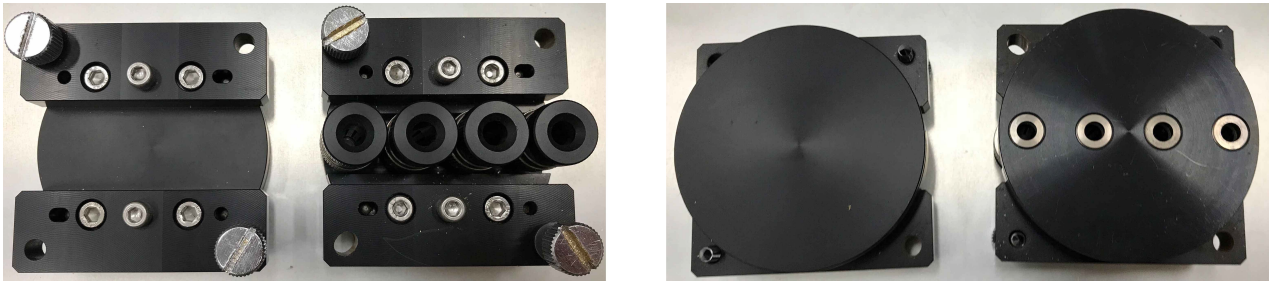


Fig. 3.5: The microphone unit and dummy unit.



Fig. 3.6: The array microphone.

3.2.2 測定システム

本システムで用いた機材を Table 3.1, 測定システムの系統図を Fig. 3.7 に示す。

再生系

信号の生成, 再生ともに Matlab で行った。DA 変換にはインターフェイス (Fireface 800) を用い, パワーアンプ (2705MX) で増幅したものをチャンバーに設置されたスピーカから再生する。

測定系

8 本のアレーマイクロフォン (40PL) で測定したデータを, マイクアンプ (MM ICP Pro) で増幅した後, AD 変換をインターフェイスで行い, Matlab 上で記録する。データのファイル形式は, 分析を Matlab で行うことを考慮し mat ファイルで保存する。

Table 3.1: Equipment list of measuring system with chamber.

Equipments	Product name	Manufactures	Notes
Array microphone	40PL	GRAS sound & vibration	×8
Microphone amplifier	MM ICP Pro	Easy Measure	
Speaker	NSW2-326-8A	AURA SOUND	
Power amplifier	2705MX	BOSE	
Audio interface	Fireface 800	RME	
Personal computer	MacBook pro	Apple	
Software	Matlab	MathWorks	

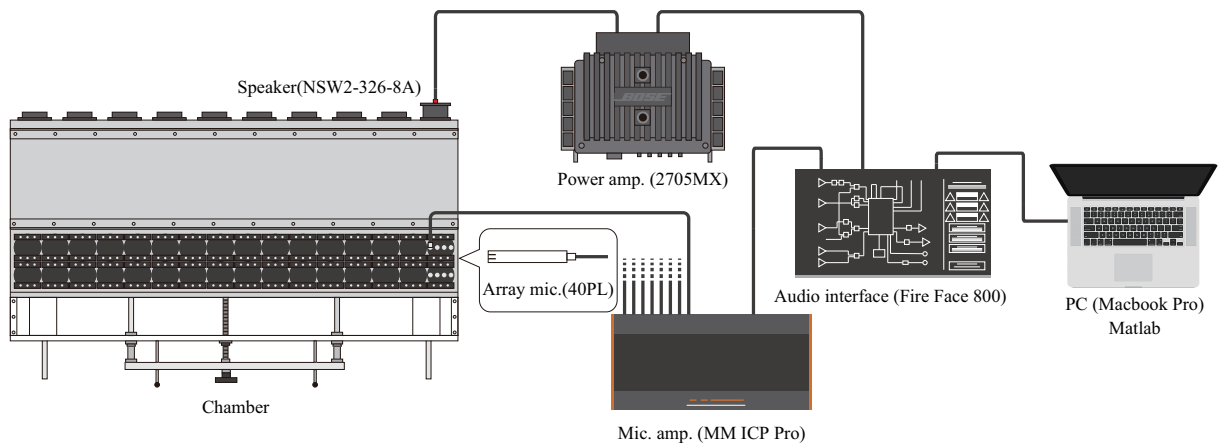


Fig. 3.7: System diagram.

3.2.3 測定可能周波数

本手法では、Eq. (3.19) により決まる角度・周波数の関係の吸音率が得られる。Fig. 3.8 に、本システムで測定可能な角度・周波数の関係を示す。グラフの線上の関係の時に吸音率を得られることとなる。つまり、任意の周波数・角度の関係の斜入射吸音率を得られるわけではないことに注意が必要である。

本手法では二次元音場を仮定しているため、チャンバー内が二次元音場とみなせる上限周波数 f_{ulim} が存在し、

$$f_{ulim} = c_0/2H \quad (3.37)$$

によって規定される。本システムでは、 $H = 0.05$ [m] であるので、約 3400 [Hz] 以下が測定対象周波数となる。また、Eq. (3.30) より、 $k_y^m \Delta y = \pi$ になる時、即ち y 方向半波長と測定断面間距離が一致する場合、解が一意に定まらない特異周波数が存在する。各モードの特異周波数 f_{in}^m は、

$$f_{is}^m = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{W}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2} \quad (3.38)$$

によって与えられる。本システムでは、 $\Delta y = 0.08$ [m] であり、その場合の特異周波数を Fig. 3.8 に黒丸で示している。

信号処理の観点からも測定可能な周波数を考える。まず、本システムでは測定されたインパルス応答を、FFT により複素音圧を算出する。そのため、FFT を適用をすることを考えると、マイクロフォン間隔が半波長に相当するまで処理可能である。マイクロフォン間隔が 0.02 [m] であるため、波長 0.4 [m]、即ち周波数約 8.5 [kHz] までは測定可能である。また、測定された複素音圧を数値積分で処理するため、1 波長あたりの測定点を 8 つと考えると、波長 0.16 [m]、即ち周波数約 2.1 [kHz] までは測定可能である。

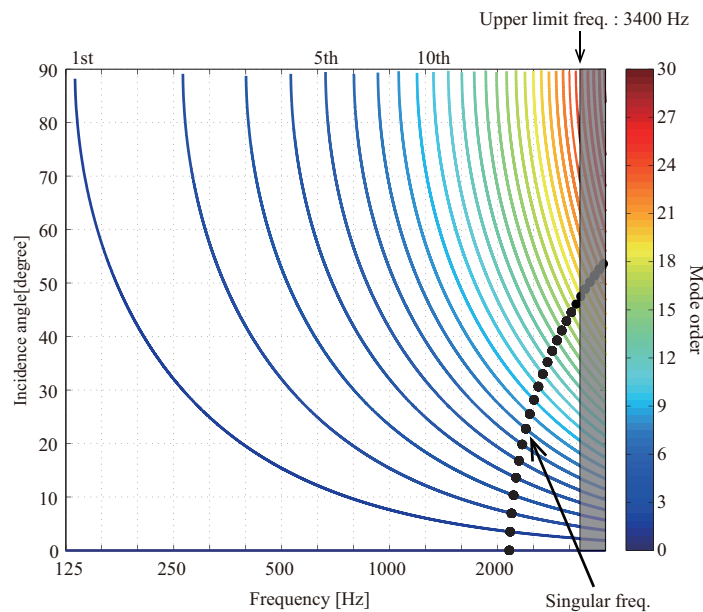


Fig. 3.8: Relation between frequency and incidence angle in the chamber.

3.3 実験方法

3.3.1 測定手順

本システムでは、インパルス応答を測定し、FFT によって各周波数の複素音圧を算出する。測定の最初に、8 本のマイクについて、同じ場所でインパルス応答を測定し、マイクの校正を行う。校正法の詳細については、3.3.3 項で述べる。校正を行った後、一番端 (左右どちらでも可) にマイクユニットを設置する。材料側に 1 ~ 4, スピーカ側に 5 ~ 8 チャンネルのマイクを設置する。またユニット内で、一番左に最小、一番右に最大の数値のチャンネルになるような順番でマイクを設置する。現在のユニットの場所の測定が終われば、隣のユニットと入れ替え、計 16 ヶ所測定を行う。

測定のおおよその所要時間は、1 人で行うと計 45 分程度、2 人で行うと計 20 分程度である。

3.3.2 測定信号の検討

本システムでは、測定信号として Log-SS(Pink TSP) 信号を用いる。そこで、次数と同期加算回数に關しての検討を行った。検討を行った次数 (n)・同期加算回数 (N) の組み合わせを Table 3.2 に示す。GW32K25mm の場合を例に、全組み合わせの算出された垂直入射吸音率と、全組み合わせの平均値と各組合せとの絶対誤差を、Fig. 3.9 に示す。どの組み合わせも大きな差は見られなかった。ただし、特異周波数等不安定な値は除く。また、次数・同期加算回数を増加させても、低音域の暴れが軽減されることはなかった。よって、次数・同期加算回数が測定精度に影響を与えないと考えられる。

Table 3.2: Combination of dimension of TSP and Number of synchronized summation.

n	16	17	17	17	18
N	8	2	4	8	2

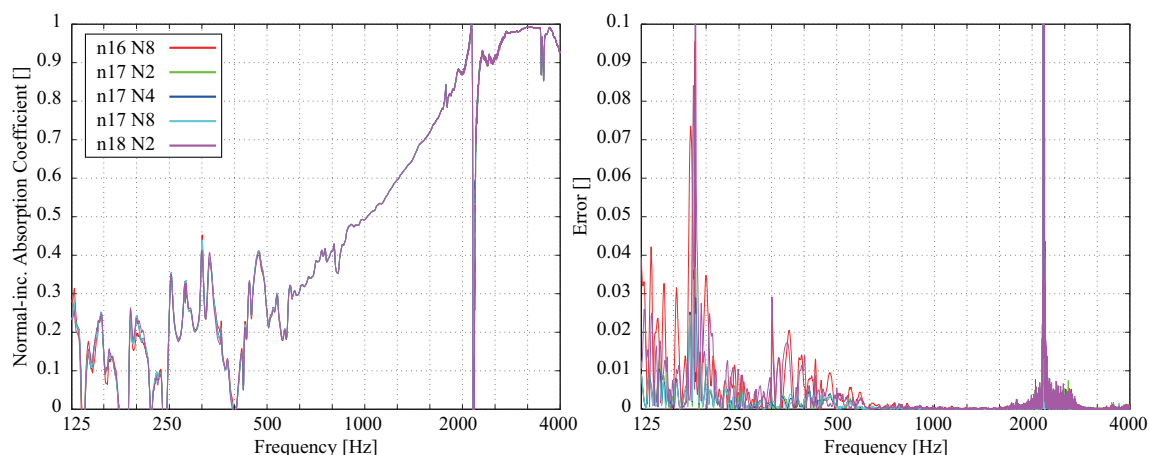


Fig. 3.9: Normal incidence absorption coefficient under five different signal conditions.

3.3.3 マイク校正法の検討

マイクロフォンの周波数特性には個体差がある。個体差がある状態で測定を行い、分析を行うとその個体差が原因で算出結果に影響を与える可能性がある。通常のマイク校正では、ピストンホンを用いるが、本システムを用いて校正を行う方法を検討する。マイク校正を行う際、同じ位置で同じ信号を流し全マイクロフォンを測定する必要がある。今回検討したのは、測定位置としては一番右の位置を選択し、スピーカ側 (Front) と試料側 (Rear) の2か所について校正値の測定を行った。Fig. 3.10 に GW32K25mm を設置した状態で測定された校正値について、全校正値の平均と各校正値の差を示す。スピーカ側・試料側ともに差は1 [dB] 以下であった。

次に校正値の影響を確認するため、Fig. 3.11 に GW32K25mm について、校正前後の垂直・斜入射吸音率を示す。校正前後で比較しても、ほとんど差は見られなかった。要因として、マイクロフォンの個体差が1 [dB] 以下であったため、算出結果にほとんど影響を与えなかったと考えられる。そのため、マイク校正をしなくても安定した値が得られると示唆された。

ただし、今回用いたマイクロフォンに個体差がほとんどなかったが、実際には個体差が大きい場合もある。そのため、測定を行う際にはマイクの校正値をとり、個体差を確認する必要がある。また、穴あき板等反射性の材料で校正値をとると、ある周波数で干渉を起こし正確な校正値が得られないことがある。そのため、反射性の材料を測定する際は、GW 等で校正値をとった後に測定を行う必要があることに注意が必要である。

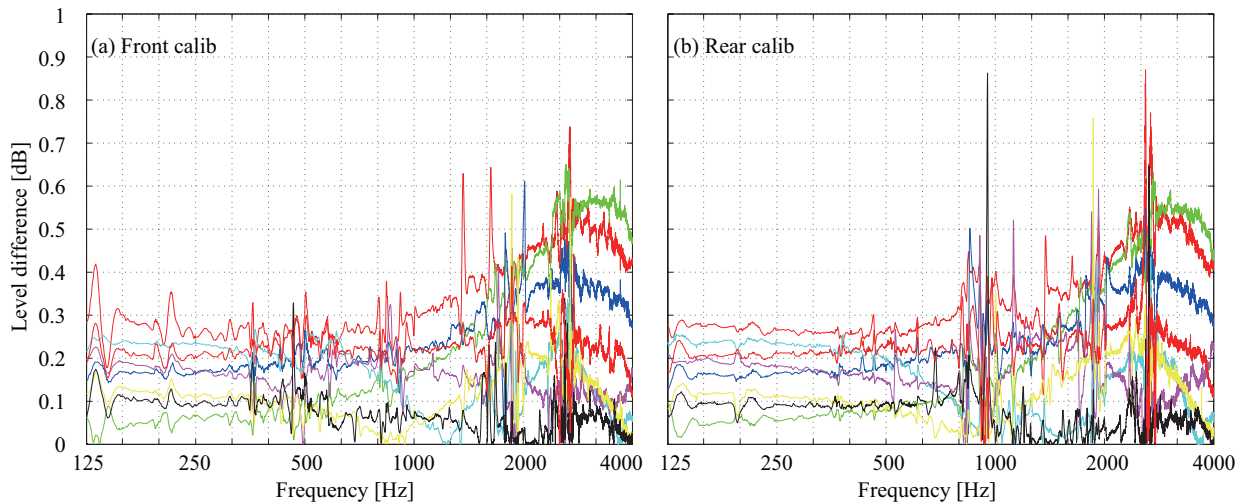


Fig. 3.10: Individual difference of microphone.

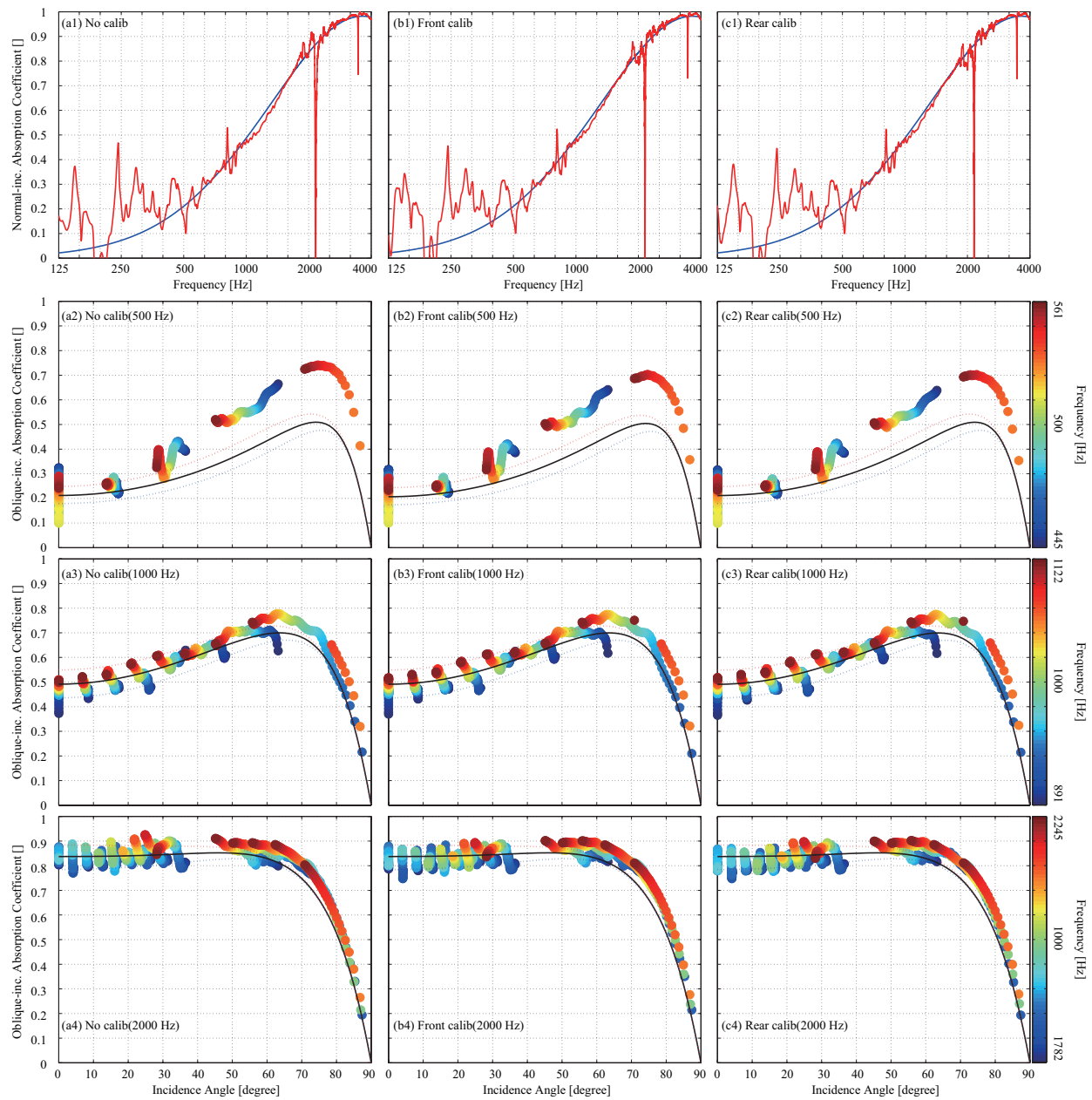


Fig. 3.11: Influence of calibration.

3.4 誤差要因の検討

3.4.1 特異周波数

3.2.3 項で述べたように、Eq. (3.38) で示す周波数において、進行・後退波が一意に定まらず、値が発散してしまう。値が発散したまま分析を行うと、材料の特性と誤解が生じてしまう可能性があるため、分析の前処理で除去することを検討する。

$$k_y^m \Delta y = \pi \quad (3.39)$$

が成り立つとき値が発散してしまうため、Eq. (3.39) が成り立つ場合の値を除去すれば良い。しかしコンピュータ上で処理を行うと、丸め誤差等により、Eq. (3.39) が成り立つことはない。そこで、

$$\pi(1 - \Delta) \leq k_y^m \Delta y \leq \pi(1 + \Delta) \quad (3.40)$$

で示されるような範囲を持った条件によって、除去判定を行う。そのため、 Δ の値について検討を行う。 $\Delta = 0.01, 0.05, 0.1$ の3つの場合を検討する。GW32K25mm の測定データを例に、特異周波数の除去前

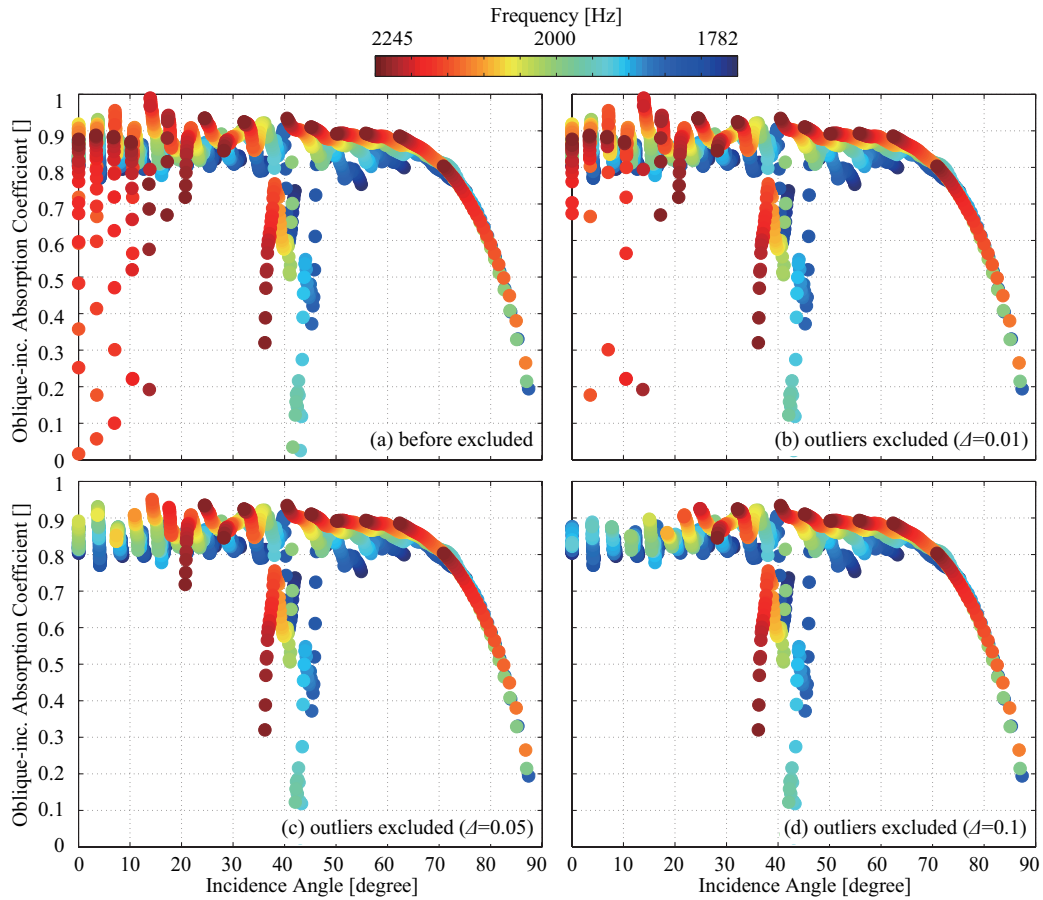


Fig. 3.12: Examination of outliers excluded.

と除去後のグラフを Fig. 3.12 に示す。ただし、 40° 付近の値の暴れに関しては、次項 (3.4.2) で述べる。Fig. 3.12(b) より、 $\Delta = 0.01$ の時、判定範囲が狭く、完全に除去されていないのがわかる。Fig. 3.12(c) より、 $\Delta = 0.05$ の時、概ね除去されているが、多少の暴れが見られる。Fig. 3.12(d) より、 $\Delta = 0.1$ の時、目立った値の暴れは見られず、妥当な除去ができています。これらの結果より、

$$\pi(1 - 0.1) \leq k_y^m \Delta y \leq \pi(1 + 0.1) \quad (3.41)$$

が成り立つとき、その値は特異周波数であると判定し除去することとした。

3.4.2 加振方法の検討

Fig. 3.12(d) より、特異周波数を除去しているにも関わらず、 40° 付近において、値の暴れが見られる。これは、Fig. 3.13 に示すように、音源中心とモードの節が一致する場合に、そのモードでは励起が小さくなり、SN 比が確保できず計測値が不安定になっている (非励起モード)。また、周波数によってはその近傍のモードにおいても励起が小さく、計測値が不安定になる場合がある。そのため、特異周波数と同様に非励起モードを除去するための検討を行った。非励起モードの除去に関して、

- チャンバー細工による検討
 - － スピーカ細工による検討
 - － 拡散体配置による検討
- 測定データの前処理による検討

の検討を行った。

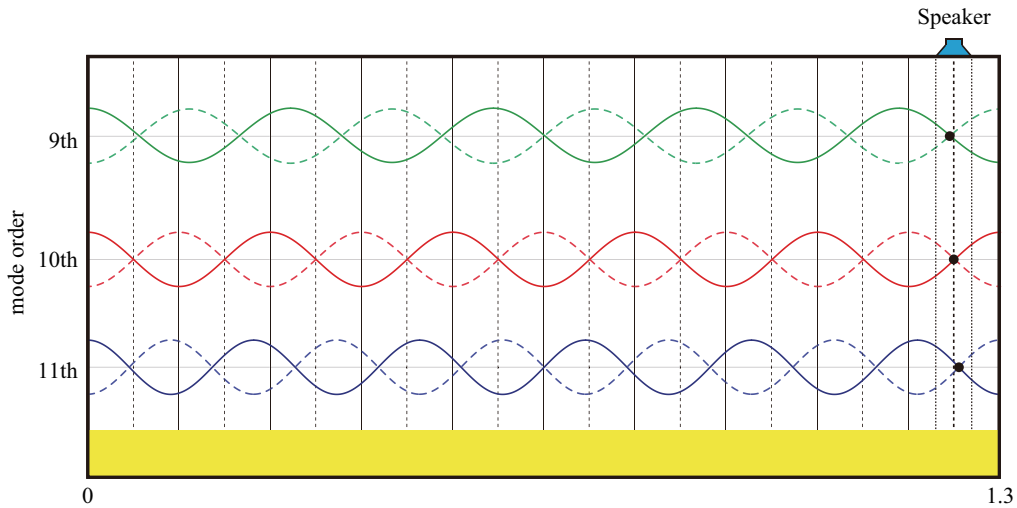


Fig. 3.13: Schematic of a chamber and eigen-mode shapes.

チャンバー細工による検討

チャンバー細工による検討は3次元の数値解析で行う。数値解析の手法としてはBEM(有限要素法)[12]を用いる。解析モデルは、メッシュ作成用のフリーソフトウェアであるGmshを用いた。材料としては先ほどと同様にGW32K25mmを用いる。解析モデルを、Fig. 3.14に示す。振動境界として、加振面に振動速度を与えた。

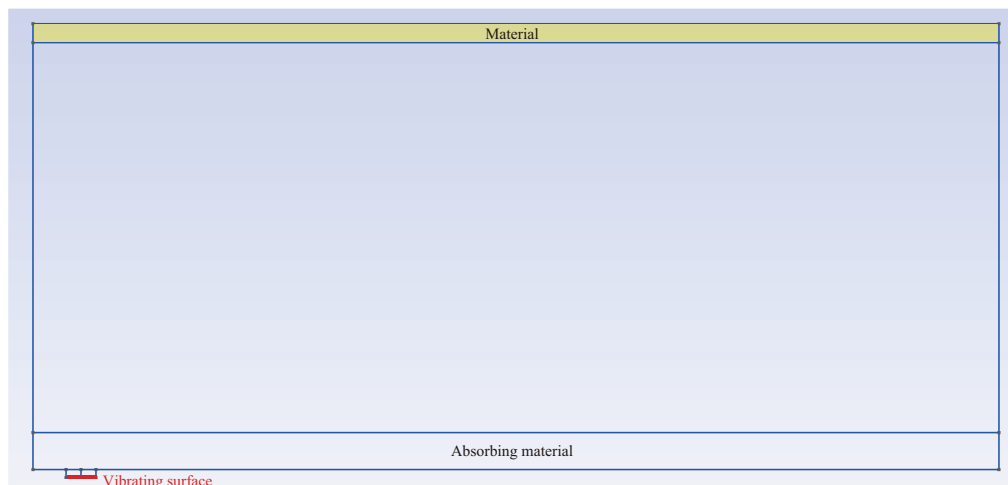


Fig. 3.14: Analytical model for chamber.

何も細工をしていない状態での、進行・後退波の振幅と斜入射吸音率の計算値をFig. 3.15に示す。参考として、Fig. 3.16に実測による計測値も示す。ただし、特異周波数は3.4.1項で示した方法で除去している。数値解析による計算でも10次モードは励起が小さくなっていることが確認できる。

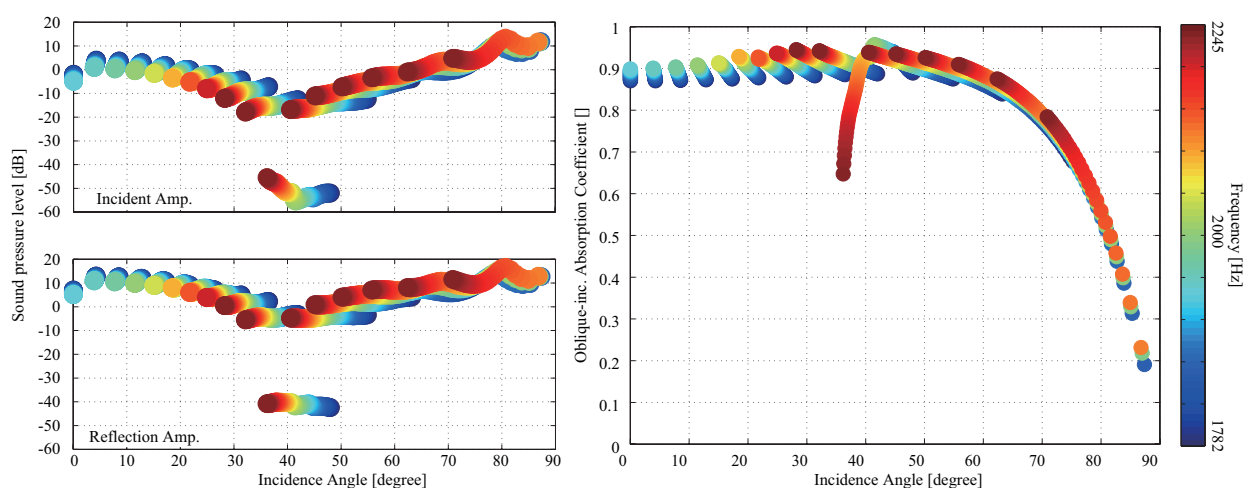


Fig. 3.15: Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis.

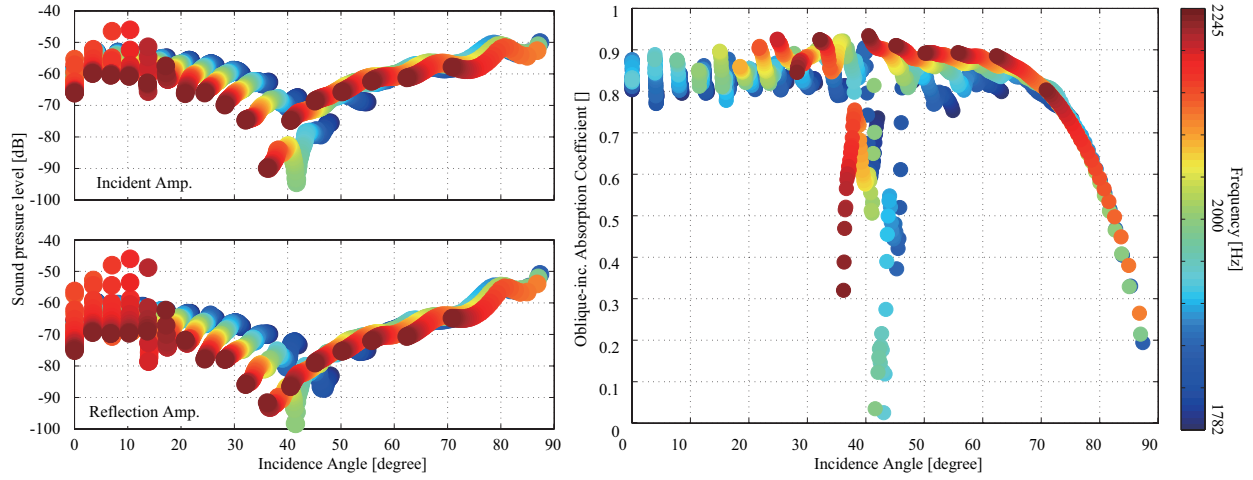


Fig. 3.16: Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by measurement.

1 つ目の対策案として、スピーカを半分ふさいだ。解析モデルを Fig. 3.17 に、結果を Fig. 3.18 に示す。励起は大きく改善されており、斜入射吸音率の暴れもなくなっている。しかし、Fig. 3.16 より、実測の場合は周辺の 9, 11 次モードの励起でも SN 比が確保できず斜入射吸音率の値が暴れていることから、実測ではそこまで大きな改善は見込まれないと考えられる。

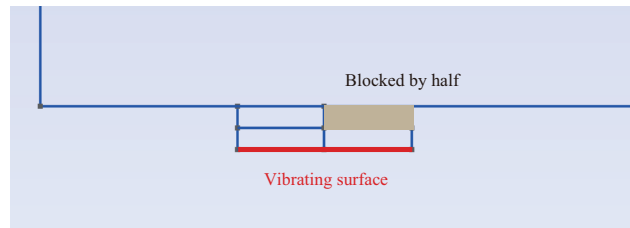


Fig. 3.17: Analytical model for chamber.

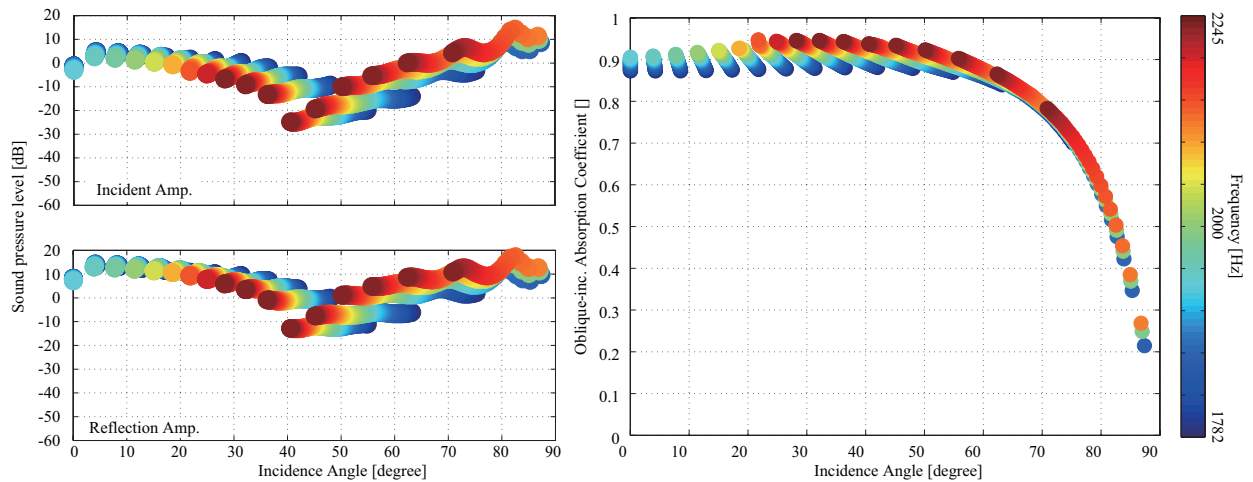


Fig. 3.18: Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis under the condition that the speaker is blocked by half.

2つ目の対策案として、拡散体を配置した。解析モデルを Fig. 3.19 に、結果を Fig. 3.20 に示す。励起は改善されているが、進行・後退波の振幅値が暴れている。斜入射吸音率の値に関しても暴れがいくつか見られる。よって拡散体を配置をしてもそこまで改善が見込まれないと考えられる。

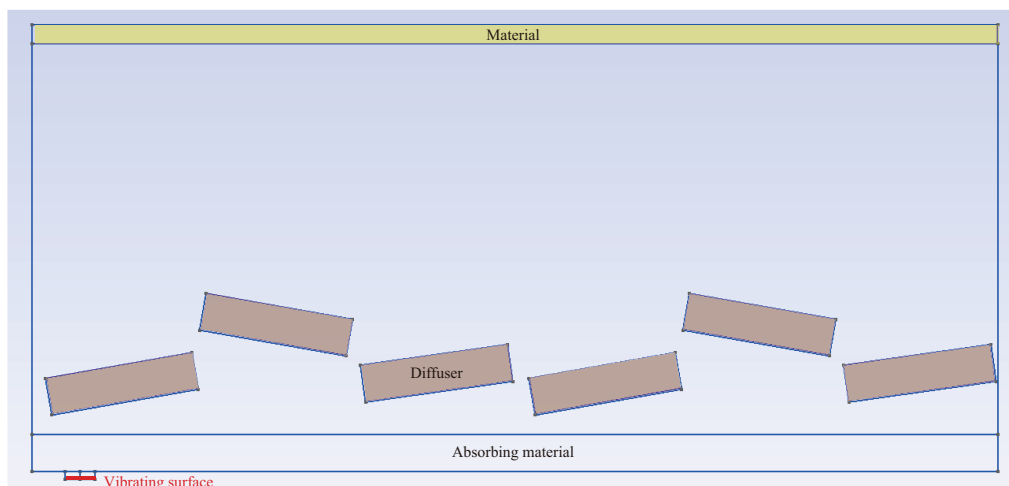


Fig. 3.19: Analytical model for chamber.

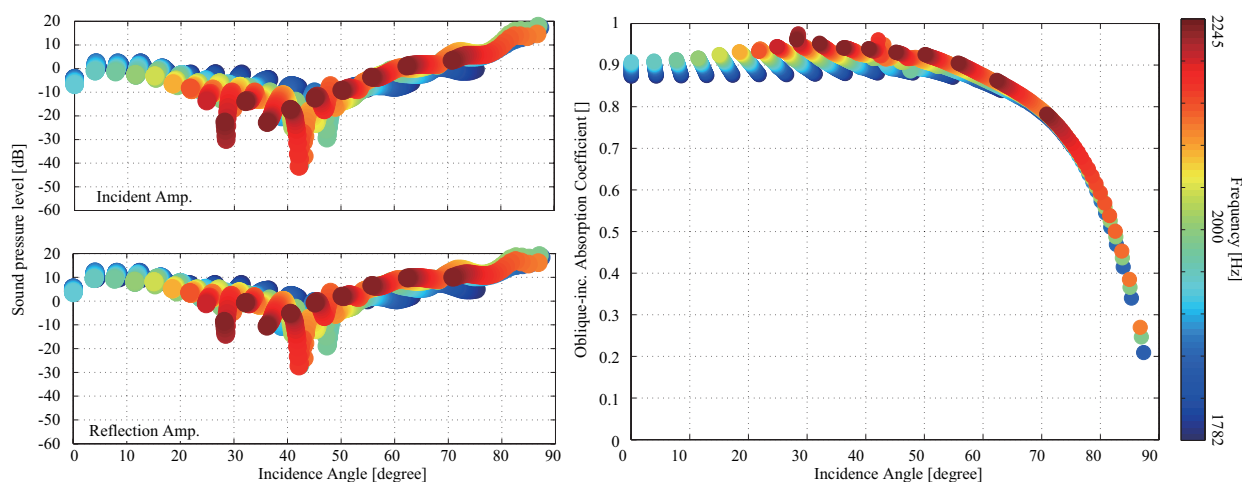


Fig. 3.20: Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis under the condition that the diffuser is placed.

チャンバーを細工することで、非励起モードの改善を試みたが、数値解析上では、スピーカを半分ふさぐことで、励起の改善が見られたが、実測では、SN 比を確保できる程度の改善は見込まれないと考えられる。

一方で、このような非励起モードが現れるのは、スピーカの設置可能位置を等間隔に設定したことが原因であることは明確である。よって、今後本手法を用いた実測による斜入射吸音率測定システムを作成する際には、スピーカを隅に配置することで、スピーカの中心とモードの節が一致しないよう設計すれば良い。あるいは、設置可能位置を無理数比で設定し、スピーカの中心とモードの節が一致する可能性はあるが、スピーカの場所を変えることで、同一モードの非励起はおこらないよう設計すれば良い。

測定データの前処理による検討

非励起モードが現れないように設計する方法は明確である。しかし、本試作システムでは、チャンバー細工によってもあまり改善が見込まれない。非励起モードの計測値をそのままで分析を行うと、材料の挙動と混同する可能性がある。そこで、本試作システムにおいては、特異周波数と同様に、前処理で非励起モードを除去することとした。

非励起モードでは、進行波の振幅が全体と比較して小さくなっている。そこで、各周波数において、全モード振幅の平均値をとり、その平均値を基にある基準を設定し、それを下回る場合に、その値は非励起モードと判定し除去する。そのため、その基準について検討を行う。基準として平均モード振幅の $1/4$, $1/2$, $3/4$ の 3 つの場合を検討する。GW32K25mm の測定データを例に、非励起モードの除去前と除去後のグラフを Fig. 3.21 に示す。ただし、特異周波数は 3.4.1 項で示した方法で除去している。Fig. 3.21(b) より、平均モード振幅の $1/4$ を基準とした場合、基準が緩く除去できていない値が見られる。Fig. 3.21(c) より、平均モード振幅の $1/2$ を基準とした場合、概ね妥当な除去ができている。Fig. 3.21(d) より、平均モード振幅の $3/4$ を基準とした場合、概ね妥当な除去ができているが、基準が厳しく、余計に値が取り除かれている。これらの結果より、平均モード振幅の $1/2$ を基準にし、基準を下回る場合非励起モードと判定し除去することとした。

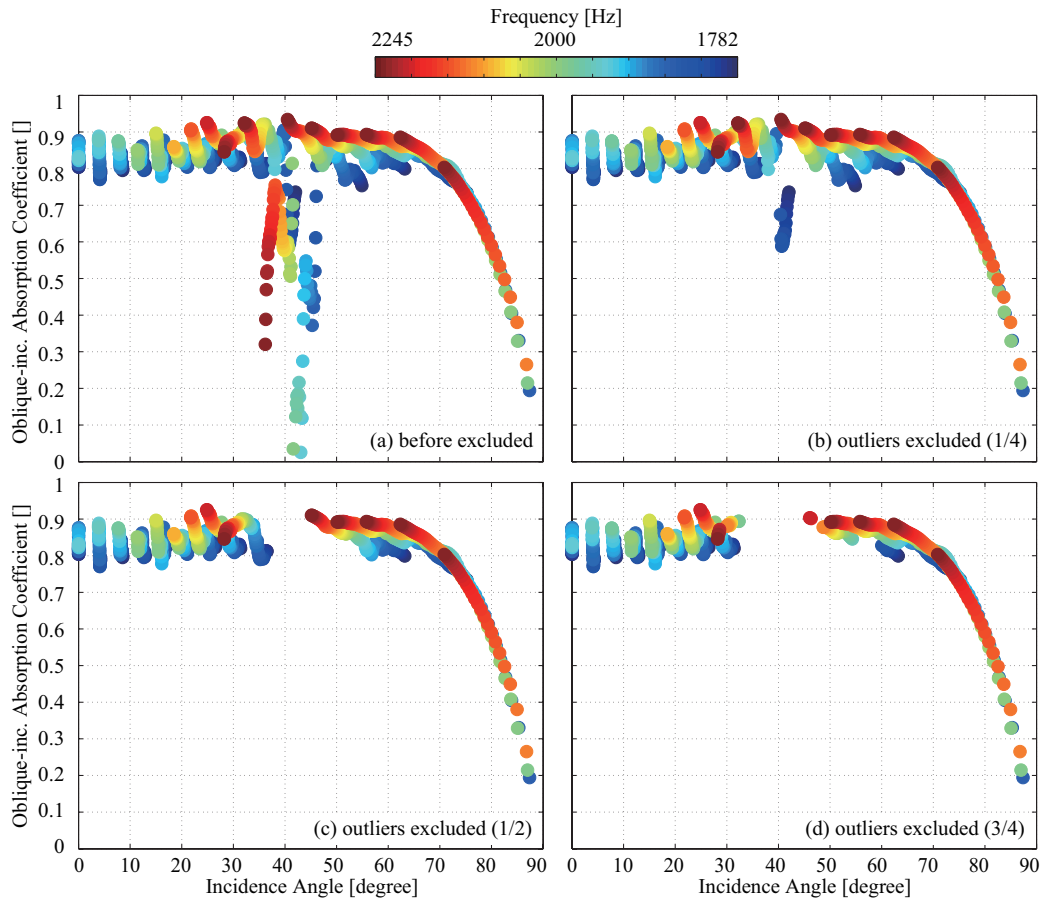


Fig. 3.21: Examination of non-excitation mode removal.

3.4.3 吸音処理の影響

本システムでは、スピーカ側に吸音処理を行っているが、本項では、スピーカ側の吸音処理の有無による影響を確認する。

Fig. 3.22 に GW32K50mm を設置した際の、スピーカ側の吸音材の有無の2条件における垂直入射の場合の入射・反射振幅と吸音率を示す。

まず入射・反射振幅に関して、吸音処理無しの場合全体的に振幅が増加している。また、吸音処理無しの場合全体的に値が振動している。

次に垂直入射吸音率に関して、吸音処理の有無によって大きく変化しており、吸音処理無しの場合全体的に吸音率が増加している。また、吸音処理無しの場合特に低音域において、値の暴れが多く表れている。

要因としては、スピーカ側の吸音処理を無しにすると、スピーカ側の壁の反射音が吸音されず干渉が起こっているものと考えられる。

また、穴あき板等反射性の材料をスピーカ側の吸音処理を無しで測定を行うと、試料側とスピーカ側の間で定在波が発生し、干渉の影響が顕著に表れると考えられる。

したがって、本システムではスピーカ側の吸音処理有りで測定を行うこととする。

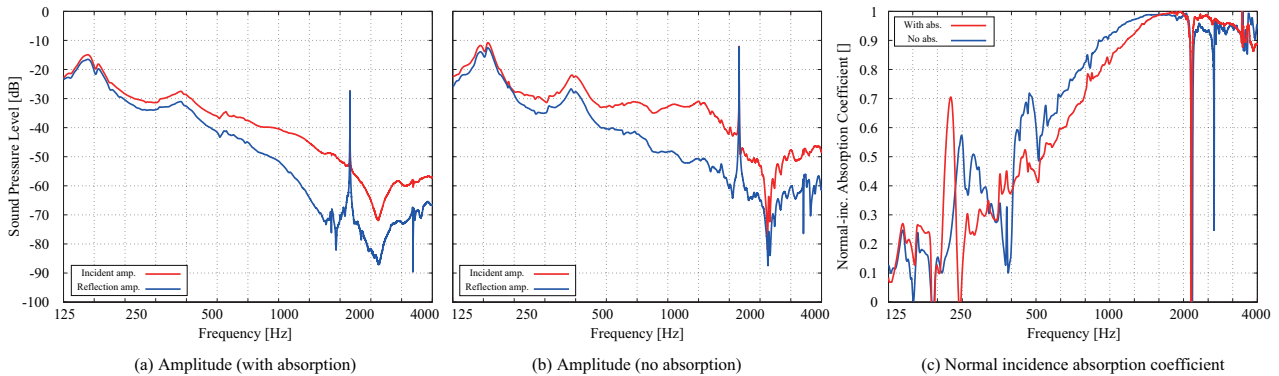


Fig. 3.22: Incident and reflection amplitude and normal incidence absorption coefficient under different conditions for absorption.

3.4.4 インパルス応答のノイズの影響

Fig. 3.23 に GW32K25mm を設置した際の測定されたインパルス応答と算出した垂直入射吸音率を示す。ただし、インパルス応答は、Fig. 3.2 における一番右側の上下2ユニット(計8点)の測定値である。Fig. 3.23(b) より、垂直入射吸音率のが全体的に振動している。また、Fig. 3.23(a) より、インパルスが発生する前にノイズが発生している。これは非線形成分によるものであり、このノイズによる影響が懸念される。そこで、このノイズを取り除いた際の影響を検討する。取り除く方法として、インパルスの発生位置をインパルス応答の最大値から算出し、インパルス応答の発生位置の t [s] 前から、0 [s] に向かって減衰するフィルタをかける。減衰フィルタは、50 [ms] で 60 [dB] 減衰するような指数減衰フィルタを設定

計する。ここで、フィルタをかけ始める位置に関して、 $t = 1, 10$ [ms] の2つの場合において検討を行った。 $t = 1$ [ms] の時のインパルス応答と垂直入射吸音率を Fig. 3.24, $t = 10$ [ms] の時のインパルス応答と垂直入射吸音率を Fig. 3.25 に示す。Fig. 3.24 より、 $t = 1$ [ms] の場合インパルス応答のノイズが除去され、全体的な値の暴れが軽減されたが、2000 [Hz] 付近で大きなディップが現れている。Fig. 3.25 より、 $t = 10$ [ms] の場合も同様にインパルス応答のノイズが除去され、全体的な値の暴れも軽減されている。一方で、 $t = 1$ [ms] の時に現れていた、2000 [Hz] 付近で大きなディップは現れなかった。これらの結果より、 $t = 1$ [ms] の時は、フィルタをかけ始める位置が早かったため、インパルスの立ち上がり初めに影響を与えていると考えられる。よって、インパルスの発生位置から $t = 10$ [ms] 前の位置から減衰フィルタをかけることで、値の暴れを除去でき、より妥当な値が得られる。

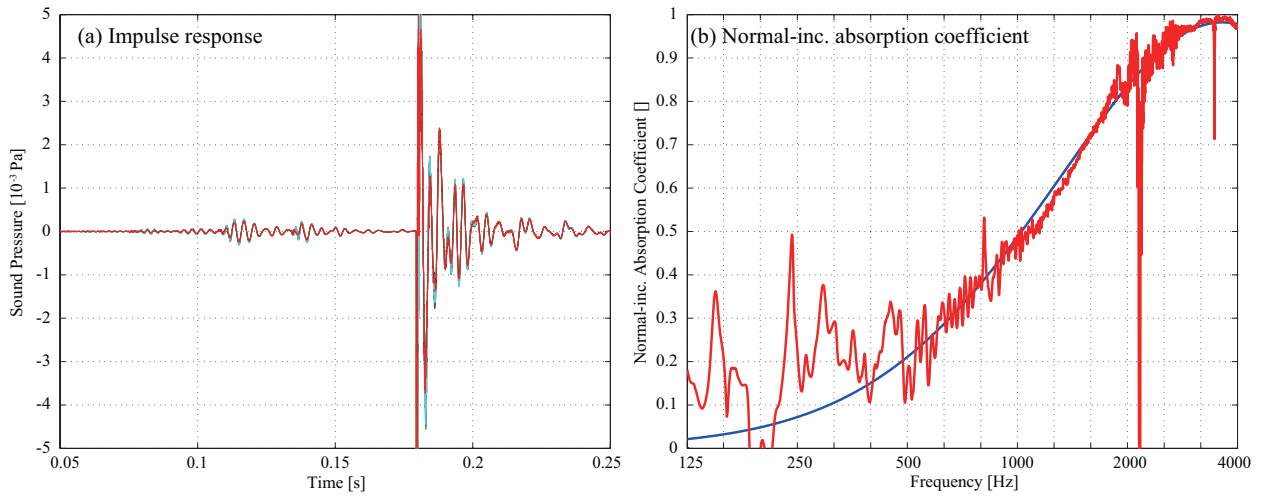


Fig. 3.23: Influence of noise contained in an impulse response.

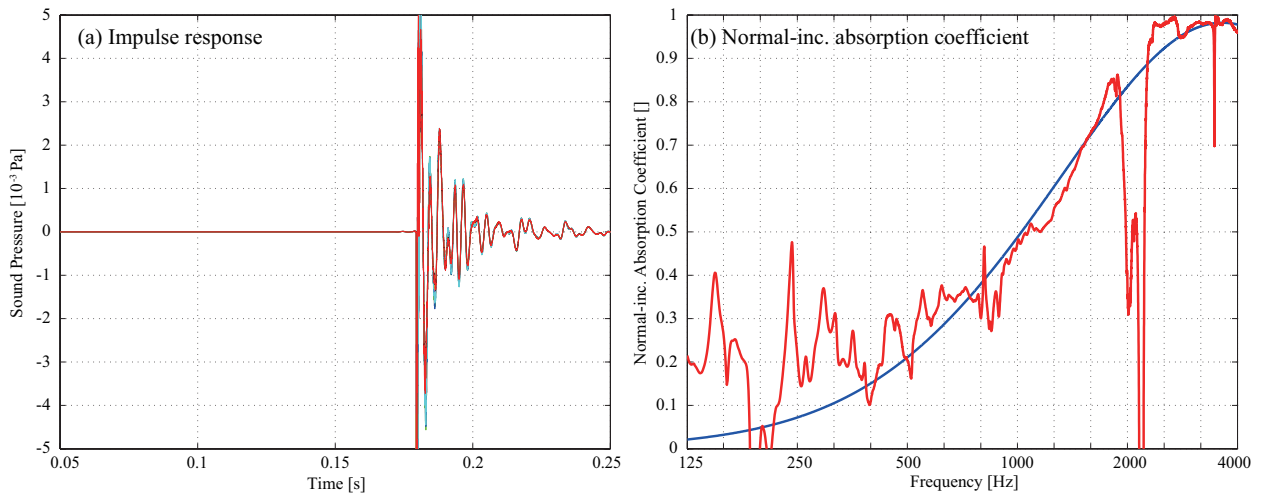


Fig. 3.24: Eliminate noise contained in an impulse response by attenuation filter(1ms).

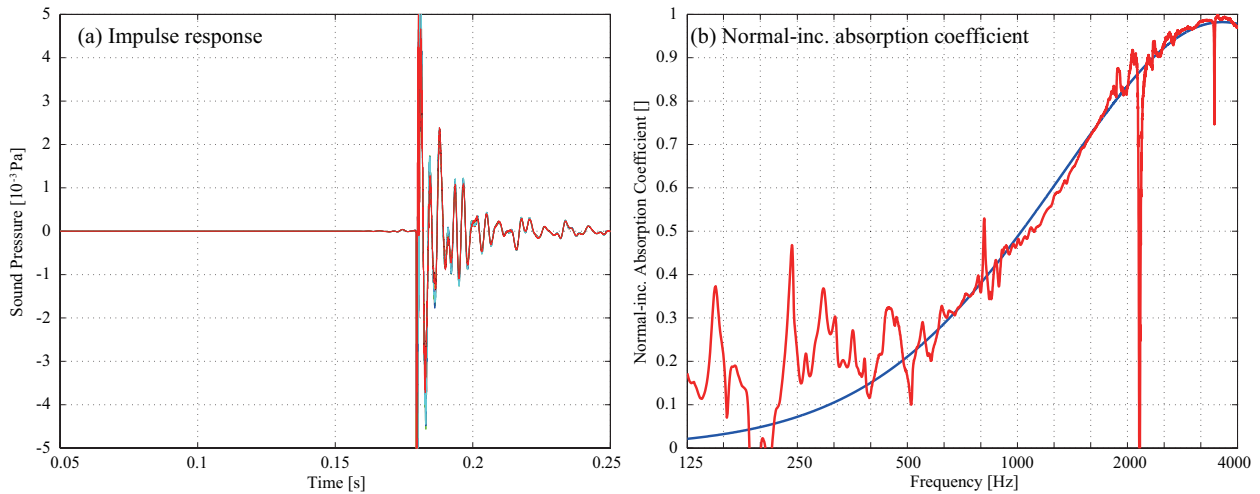


Fig. 3.25: Eliminate noise contained in an impulse response by attenuation filter(10ms).

3.4.5 チャンバー振動の影響

Fig. 3.26 に多孔質型吸音材 (GW, UF, RB) の垂直入射吸音率の結果を示す。全材料共に暴れている値が同様の挙動を示している。よって、この挙動は材料依存のものではなく、チャンバー自体の問題点であることが考えられる。要因の1つとして、チャンバー筐体の振動が考えられる。特にチャンバー筐体の上下面の振動が大きいと考えられる。

そこで、チャンバー筐体の振動の影響を確認するため、加速度ピックアップ (TYPE7827,ACO) を用いて、振動測定を行った。加速度ピックアップは測定の際、両面テープにより固定した。

信号は Matlab でピンクノイズを生成し、信号の再生、收音は Adobe Audition で行った。測定はアルミ板上、ユニット上、アクリル板上で数点計測を行った。測定されたデータは FFT により周波数ごとの振幅を算出した。

Fig. 3.27 に測定された振幅を示す。どの位置で測定されたデータに関しても、1000 [Hz] 以下の周波数において、激しい振動が確認された。Fig. 3.26 の垂直入射吸音率の結果と比較すると、値が暴れている周波数と、振動が確認された周波数がほとんど一致している。よって、チャンバー筐体の振動が測定結果に影響を与えることが示唆された。

改善する方法としては、チャンバー筐体の素材を重く、あるいは固くすることで、振動をなくす、あるいは振動が起こる周波数を着目している周波数より外に持ってくるのが考えられる。しかし、このような対策をとることは容易ではない。一方で、振動が算出結果に及ぼす影響を定量的に求めることが出来れば、それを考慮した算出が可能だと考えられる。本研究では、定量的な影響までは確認していないが、影響を与えている要因が示唆され、影響を与える周波数も確認されたため、データを読み取る際に、材料依存の挙動、あるいはチャンバー依存の挙動を識別することは可能である。

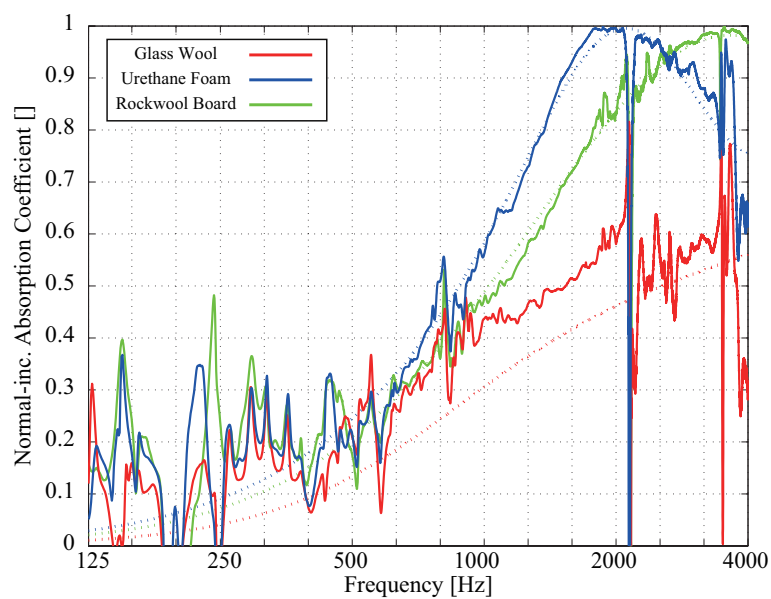


Fig. 3.26: Normal incidence absorption coefficients measured for porous materials.

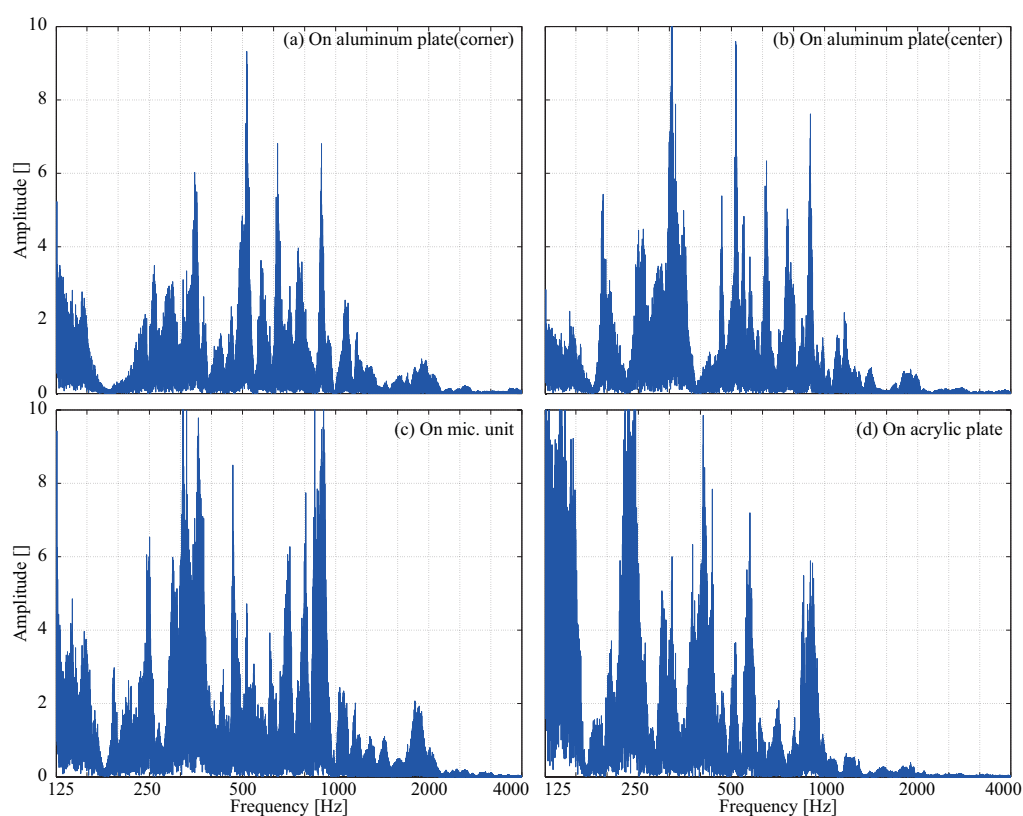


Fig. 3.27: Influence of vibration of the chamber.

3.5 分析方法

3.2.3 項で述べたように、本システムでは任意の角度・周波数の関係の斜入射吸音率を算出できるわけではない。500 [Hz] を例にとると、0 次 0° ・1 次 15° ・2 次 32° ・3 次 52° の 4 つの場合の値しか算出できない。仮に 1/3 オクターブバンド中心周波数のみに着目すると、Fig. 3.28(a) に示すように、データが離散的で、入射角度の依存性が読み取りづらい。一方で、Fig. 3.28(b)(c)(d) に示すように、1/3 オクターブバンド内の値に着目すると、比較的データが連続的で入射角度の関係性が読み取りやすい。よって、測定データの分析は、1/3 オクターブバンド内の値に着目し評価を行う。

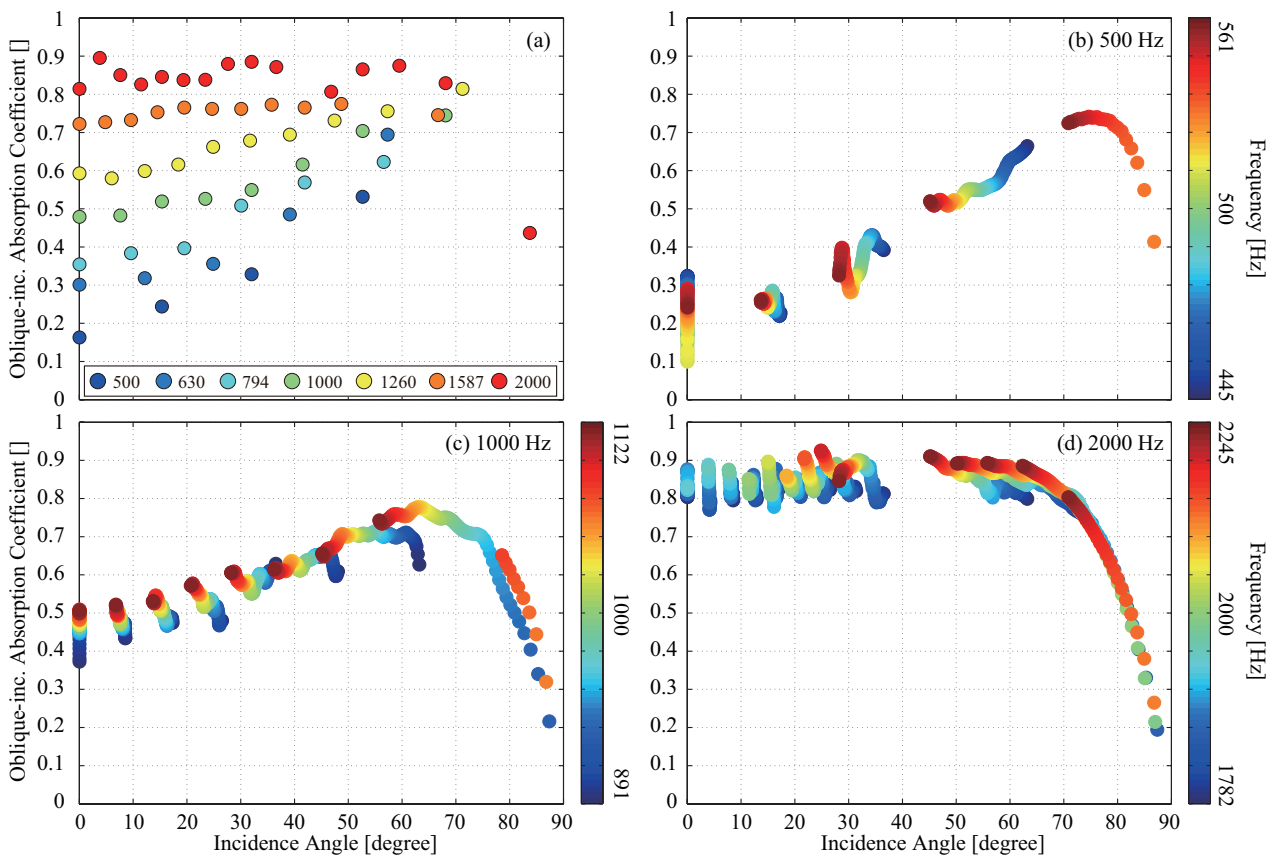


Fig. 3.28: Comparison of center frequency value and octave bands.

3.5.1 オクターブバンド値推定の検討

測定値の評価は、1/3 オクターブバンド内の値に着目して評価を行えば良いが、実務で本システムで測定された斜入射吸音率を用いる場合には不便である。また、幾何音響解析等で壁面の吸音率を与える際に、オクターブバンド値であると、斜め入射時の吸音率も与えやすい。そこで、1/3 オクターブバンド内の値を用いて、1/3 オクターブバンド値の推定法に関する検討を行った。

今回検討を行った方法は、1/3 オクターブバンド内の計測値を最小二乗法によりカーブフィッティングを行った。また、フィッティング方法として2つ検討を行った。

全体推定

バンド内の全データを用い、最小二乗法により n 次多項式の各係数を決定する全体推定を行った。ただし、擦過入射時に吸音率 0 という拘束条件を考慮した。最も良い対応が見られたのは5次多項式による推定である。

区間推定

1/3 オクターブバンド内の振る舞いを考慮して、関数近似区間を入射角 60° 以下、 $60^\circ \sim 85^\circ$ 、 85° 以上の3つに分け、各区間 n 次多項式の係数を決定した。ただし、全体推定と同様の拘束条件と、 60° 及び 85° において関数値とその傾斜の連続を課した。最も良い対応が見られたのは、 60° 以下を2次、 $60^\circ \sim 85^\circ$ を4次、 85° 以上を1次とした場合である。

GW32K25mm, 50mm を例に、両推定法による結果を Fig. 3.29 に示す。比較として理論値を併記する。両推定とも大きな差は見られなかった。両推定とも理論値との対応を示しているただし、 70° 付近で理論値との乖離が見られるが、これに関しては4.2節で述べる。また、元データに対する決定係数が良い傾向を示していることを確認している。よって、算出・利用の簡便さも考慮し、全体推定を用いることで、容易にオクターブバンド値推定が可能であると考えられる。

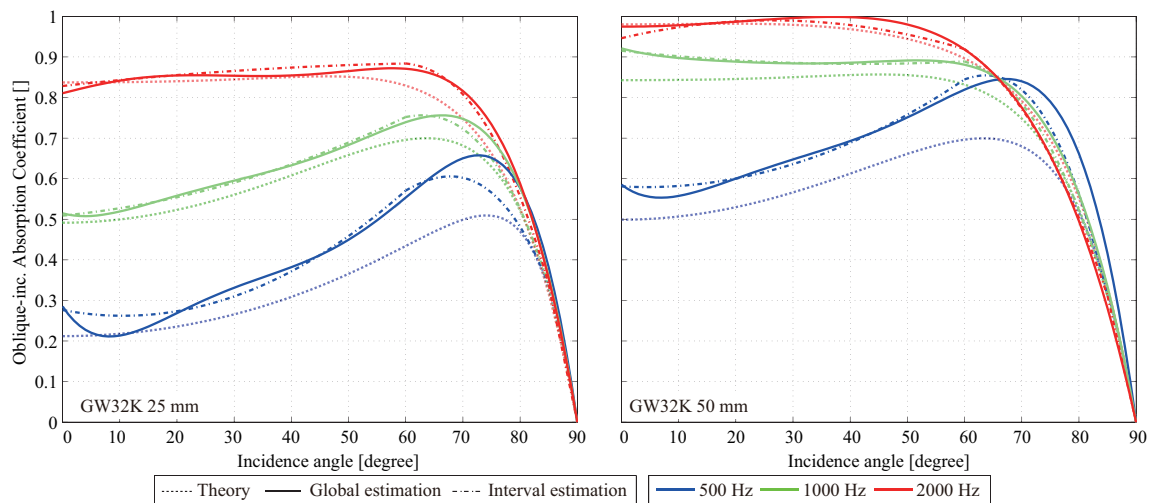


Fig. 3.29: Oblique incidence absorption coefficients estimated from two different curve fitting procedures.

3.5.2 ランダム入射吸音率推定の検討

1.1.2 項で述べたように、音響設計の際に用いられる吸音率はランダム入射吸音率である。しかし、ランダム入射吸音率の測定法である残響室法では、面積効果によって吸音率を過剰評価してしまい、材料自体の吸音率を測定するのは困難である。そこで、本システムで測定された斜入射吸音率を用いて、統計的にランダム入射吸音率(統計吸音率)を推定する方法を検討した。

Paris の統計理論

Fig. 3.30 に示すように、材料表面の面積を ΔS 、面の法線と角 θ をなす方向に ΔS から距離 r の位置にある微小容積を dV とする。室内に一樣に分布した音のエネルギー密度 E から、 dV に含まれるエネルギーは EdV となる。このうち、 ΔS に入射するエネルギーは、 dV から ΔS をみた立体角の中に含まれるエネルギーであるので、

$$\frac{EdV\Delta S \cos \theta}{4\pi r^2} \quad (3.42)$$

となる。1 秒間に ΔS に入射する全エネルギー E_i は、 ΔS を中心にした半径 c (音速) の半球面内のすべての dV について Eq. (3.42) を積分すればよい。ここで極座標系を考えると、 $dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$ となるので、

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{E\Delta S}{4\pi} \int_0^c dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \\ &= \frac{Ec\Delta S}{4} \end{aligned} \quad (3.43)$$

となる。

つぎに、 dV から ΔS に入射するエネルギーのうち、材料面で吸収されるのは、斜入射吸音率 α_θ から、

$$\alpha_\theta \frac{EdV\Delta S \cos \theta}{4\pi r^2} \quad (3.44)$$

であるので、吸収されるエネルギー E_l は

$$\begin{aligned} E_l &= \frac{E\Delta S}{4\pi} \int_0^c dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \alpha_\theta \sin \theta \cos \theta d\theta \\ &= \frac{Ec\Delta S}{2} \int_0^{\pi/2} \alpha_\theta \sin \theta \cos \theta d\theta \end{aligned} \quad (3.45)$$

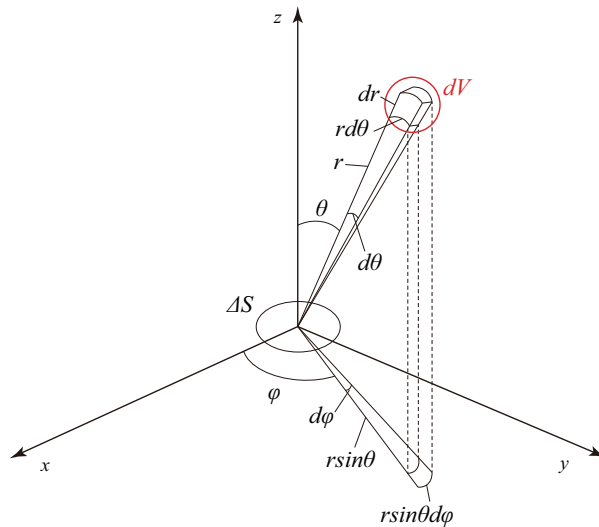


Fig. 3.30: Incidence to material in diffusional field.

となる。よって、ランダム入射吸音率 α_{stat} は、入射エネルギーのうち吸収されるエネルギー (E_l/E_a) であるので、Eq. (3.43)(3.45) より、

$$\alpha_{stat} = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha_\theta \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (3.46)$$

が与えられる。

本検討では、3.5.1 項で得られた多項式を Eq. (3.46) の α_{stat} に代入することで、ランダム入射吸音率を推定する。

GW32K25mm, 50mm を例に、ランダム入射吸音率推定による結果を Fig. 3.31 に示す。比較として、理論値、1/3 オクターブバンド中心周波数の計測値を用い Eq. (3.46) により推定した結果 (90° の時吸音率 0 を考慮) を併記する。いずれの結果も大きな差は見られなかった。比較的穏やかな吸音率変化を示す材料のランダム入射吸音率推定に関しては、中心周波数の計測値を用いた推定でも比較的精度が高いと考えられる。

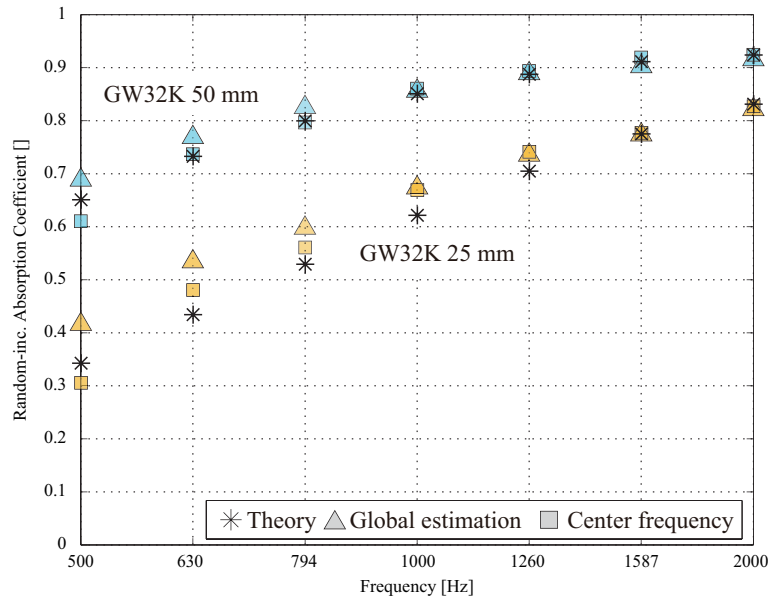


Fig. 3.31: Random incidence absorption coefficient estimated from the measured values.

3.6 まとめ

本章では、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法のシステム構築について述べてきた。

第1節では、矩形の二次元音場内におけるモード解析に基づく計測法の原理について整理を行った。

第2節では、測定原理に基づいた実測のための試作システムの構築を行った。マイク（スピーカ）ユニットとダミーユニットを作成し、それらを入れ替え測定を行うことで位置の正確性を確保した。また、本システムでは測定可能周波数があり、任意の角度・周波数の吸音率が得られるわけではないことに注意が必要である。

第3節では、実験方法に関する検討を行った。測定信号の次数・同期加算回数による影響はほとんど見られなかった。また、マイク校正法の検討を行ったが、本研究で用いたマイクロフォンはほとんど個体差がなく、校正なしでも十分な精度が保たれることが確認された。

第4節では、誤差要因の検討を行い、いくつか誤差要因が確認された。1つ目に、 y 方向半波長と測定断面間距離が一致する際に解が一意に定まらない。これに関しては、原因が明確であるため、分析の前処理で除去することとした。2つ目に、スピーカ中心とモードの節が一致するために、励起されないモードが確認された。励起を改善させるための細工を数値解析上で行ったが、実測上での改善は見込まれないと判断した。そこで本試作システムでは、分析の前処理で除去することとした。ただし、今後本システムを設計する際は、モードの節と一致しない位置にスピーカを設置するようにすればよい。3つ目に、測定されたインパルス応答のインパルス発生前にノイズが確認された。これは非線形成分が関与しており、吸音率算出の際に影響を与えるため、分析の前処理で除去することとした。最後に、チャンバー筐体の振動によって測定結果が暴れることを確認した。これに関しては、現状対処できていないが、影響が現れる範囲は確認されたため、分析の際に、材料依存の挙動か、振動の影響かを区別することは可能である。

第5節では、分析方法に関する検討を行った。オクターブバンド値、ランダム入射吸音率の推定の可能性が示唆された。

第 4 章

各種吸音材の計測

4.1 測定条件

測定条件は第 3 章で検討した項目を考慮し設定した (Fig. 4.1)。

スピーカ位置は一番右端に設置し，スピーカ側の吸音処理は有りに設定した。測定信号は Log-SS($n = 16, N = 8$) を用いた。剛壁密着条件で測定する際，後ろへは押し込まず，一番前側に設置した。

また，マイクロフォンの校正は無しとした。ただし，測定毎にマイクロフォンの校正値をとり，マイクロフォンの個体差が 1 [dB] 以下であることを確認している。

分析処理としては，特異周波数の除去，非励起モードの除去，インパルス応答のノイズの除去を前処理として行った。

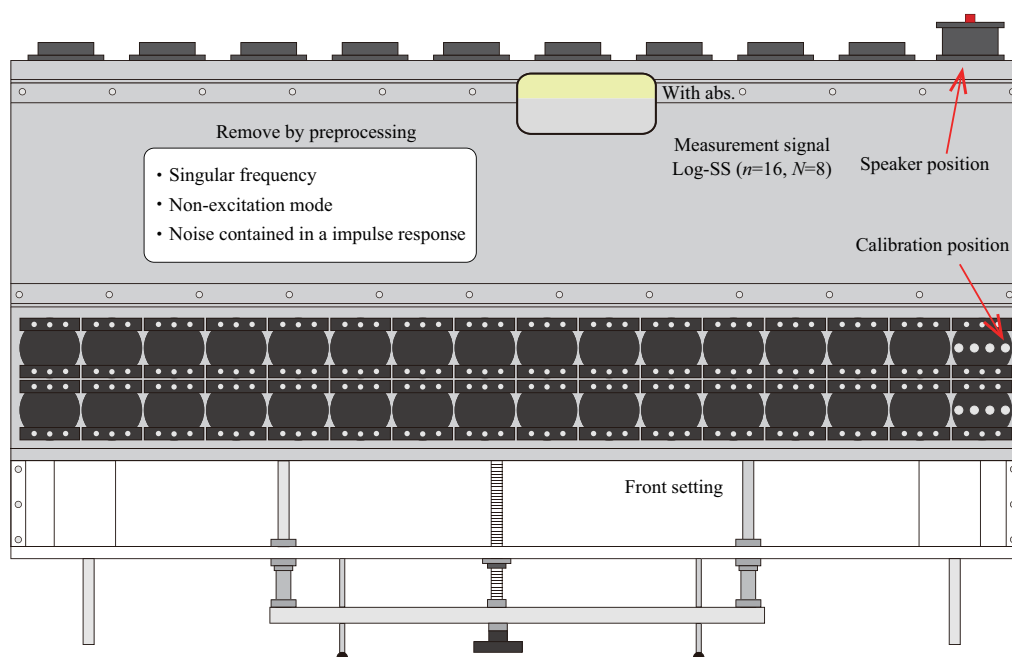


Fig. 4.1: Measurement condition.

4.2 多孔質型吸音材の測定結果

多孔質型吸音材として、繊維材料のグラスウール (Fig. 4.2(a)), 発泡材料のウレタンフォーム (Fig. 4.2(b)), 高嵩密度繊維材料の岩綿吸音板 (Fig. 4.2(c)) について測定を行った (Fig. 4.3)。いずれも比較として、2.1 節で述べた Kato model を用いて、無限大平面における理論値を算出した。グラスウールと岩綿吸音板に関して、繊維径を垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。ウレタンフォームに関しては、セル径と迷路度を垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。また、弾性骨格による理論値 [16] を算出する際は、ヤング率・損失係数・ポアソン比についても垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。

また、床の仕上げ材料として用いられるじゅうたんについても測定を行った。ただし、じゅうたんについては、理論値の算出は行っていないため、測定値のみの提示である。

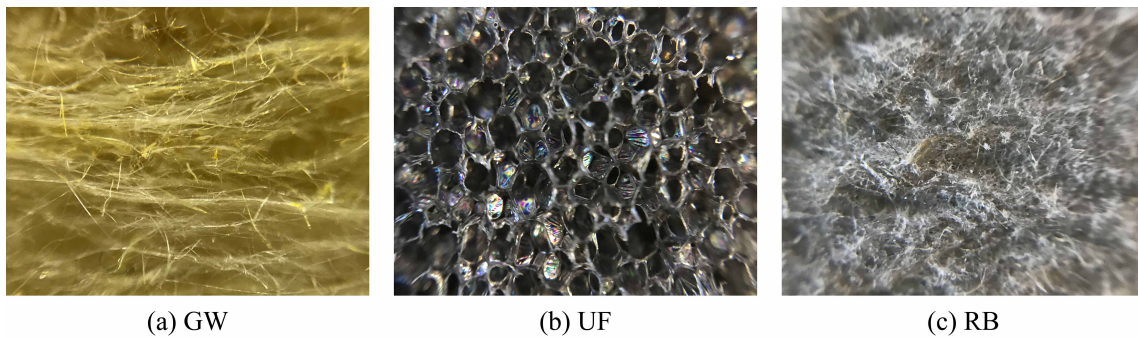


Fig. 4.2: Porous materials taken with macro lens.



Fig. 4.3: The measured porous materials.

4.2.1 グラスウール

測定に用いたグラスウールを Fig. 4.4 に、物性値を Table 4.1 に示す。ただし、繊維径 D については垂直入射吸音率を目視によるフィッティングでの推定値、迷路度 α_∞ 、熱的特性長 Λ' 、粘性特性長 Λ 、流れ抵抗 σ については Kato model による算出値である。

測定は全て剛壁密着条件で測定を行った。また、材料設置時の隙間の影響を確認するため、GW32K25mm に関して、高さ 49, 50, 51 [mm] の 3 条件測定を行った。また、GW32K25mm に関して、51 [mm] の設置を試みたが、押し込んで設置するのが困難であったため、49, 50 [mm] の 2 条件測定を行った。また、GW32K50mm に関して、設置方向を正面向きと側面向きの 2 条件測定を行った (Fig. 4.4)。

Table 4.1: Physical properties of glass wool.

	t [m]	ρ [kg/m ³]	ϕ [-]	D [μ m]	α_∞ [-]	Λ' [μ m]	Λ [μ m]	σ [Ns/m ⁴]
GW32K	0.025	32	0.987	9.0	1.06	346	173	1.7×10^4
	0.05	32	0.987	12.5	1.04	472	237	9.1×10^3
GW96K	0.025	96	0.96	8.0	1.06	60	121	1.0×10^5



Fig. 4.4: The measured glass wool.

垂直入射吸音率

GW32K25mm・50mm, 96K25mm の垂直入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.5, 4.6, 4.7 に示す。GW32K に関しては剛骨格、GW96K に関しては剛骨格と弾性骨格の場合の理論値を併記する。ただし、GW96K の弾性骨格の場合の理論値算出に用いる推定されたパラメータは、 $E = 6.0 \times 10^6$ [N/m²], $\eta = 0.4$ であり、ポアソン比に関しては、押し切により真直ぐに変形なく貫けることから、 $\nu = 0$ とした。

GW32K25mm の場合、材料高さの違いによる差はほとんど見られず、理論値と良い対応が見られる。一方で、GW96K25mm の場合、材料高さの違いによる差が大きく表れている。また、理論値と高さ 50 [mm] の場合の計測値を比較すると、特に 1000 [Hz] 付近において、弾性骨格の理論値と良い対応が見られる。これは高さ 50 [mm] の場合少し押し込むように設置したため、固定支持条件に近くなり、骨格振動の影響

が現れたと考えられる [13]。一方で、高さ 49 [mm] の場合自由支持条件に近く、骨格振動の影響が少なかったと考えられる。理論値より吸音率が大きくなっているのは、流れ抵抗が大きい場合隙間の影響で、材料内部と周辺隙間の 2 つのスケールの異なる空隙により構成される **Double porosity** 状態が生じているものと推察される [8]。

次に **GW32K50mm** の場合、正面向きで設置した場合と比較すると、横向きで設置した場合、全体的に吸音率が減少している。これは、グラスウールが異方的な材料であるため、横向きで設置することで、流れ抵抗が小さくなり、吸音率が減少したものと考えられる。

斜入射吸音率

GW32K25mm の高さ 49, 50, 51 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.8, 4.9, 4.10 に、**GW32K50mm** の正面向き、横向きの 2 条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.11, 4.12 に、**GW96K25mm** の高さ 49, 50 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.13, 4.14 に示す。比較として剛骨格の場合の理論値を併記する。また、**GW96K25mm** の弾性骨格の場合の理論値を併記したものを、Fig. 4.15, 4.16 に示す。

GW32K25mm の場合、垂直入射の場合と同様に、材料高さによる差はほとんど見られなかった。理論値との対応は良く、入射角度依存性は似た傾向を示している。

GW32K50mm の場合、材料設置向きの違いにより吸音率の絶対値には差が見られたが、入射角度依存性は似た傾向を示している。理論値との対応は、25mm の場合と同様の傾向であった。

GW96K25mm の場合、高さ 49 [mm] の場合と比較すると、高さ 50 [mm] の場合では、やや値が不安定である。これも垂直入射の場合と同様骨格振動の影響だと考えられる。

また、3 材料とも 1000 [Hz] 以下の周波数帯域では、バンド内の値が激しく振動している。これは、3.4.5 項で述べたチャンバー筐体の振動が影響しているものと考えられ、材料依存の挙動ではないと考えられる。さらに、特に 1000 [Hz] 以下の帯域において 70° 付近において理論値との若干の乖離が見られた。チャンバー振動の影響も考えられるが、**GW** は異方的な材料であるが、理論値は等方材料と仮定しているため、その仮定が崩れ乖離が見られたと考えられる。

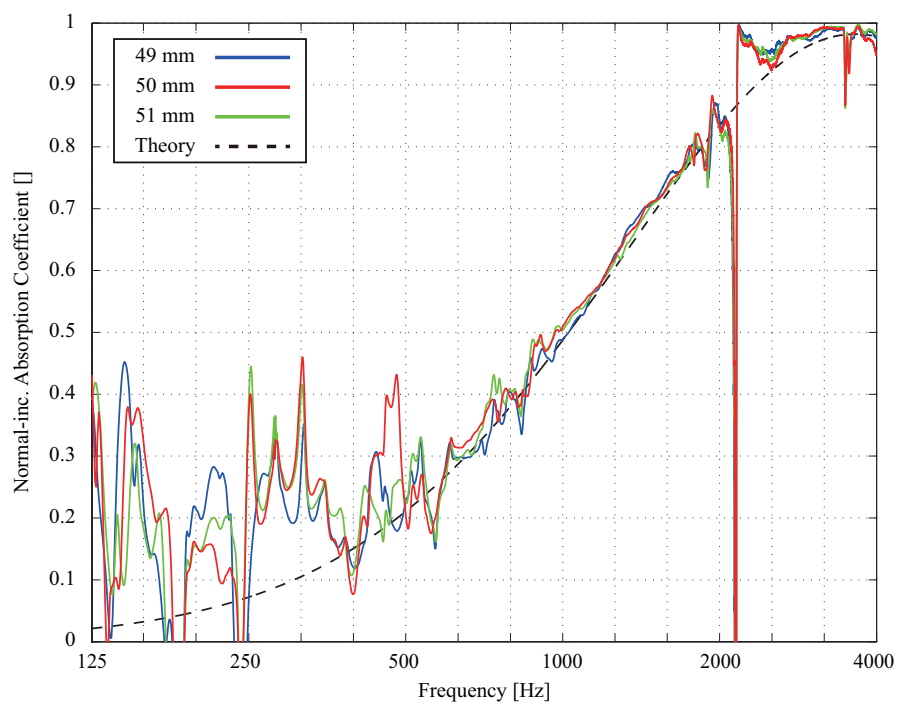


Fig. 4.5: Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness with three different heights.

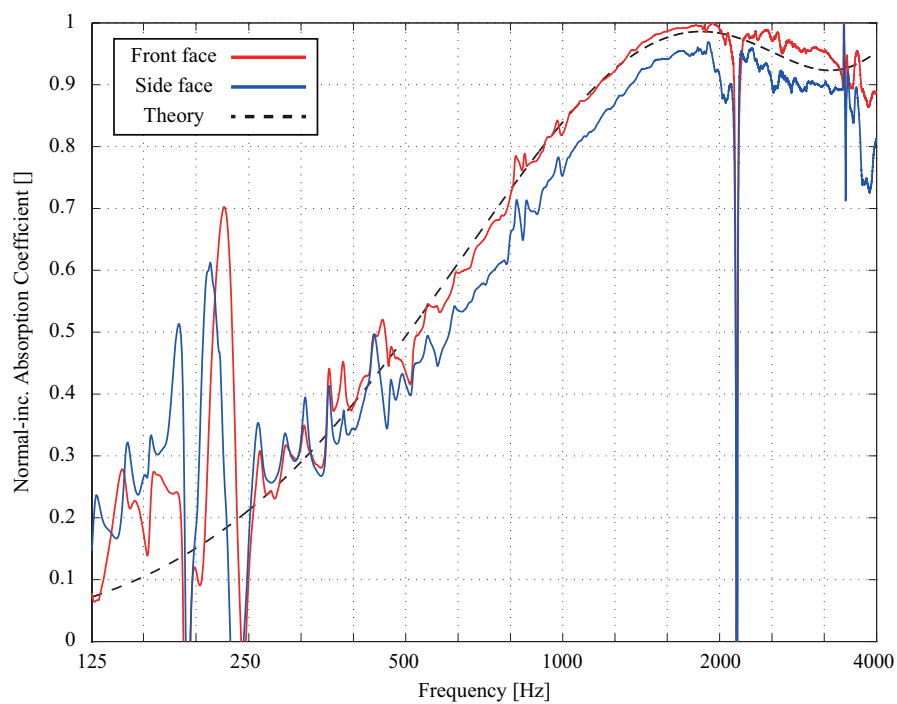


Fig. 4.6: Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness with different orientation conditions.

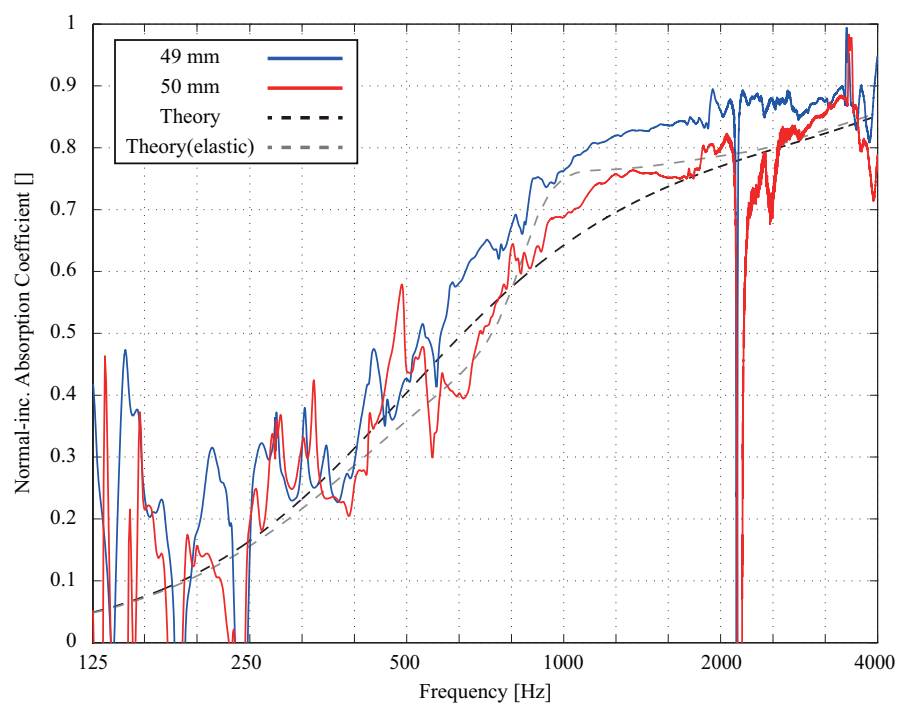


Fig. 4.7: Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness with two different heights.

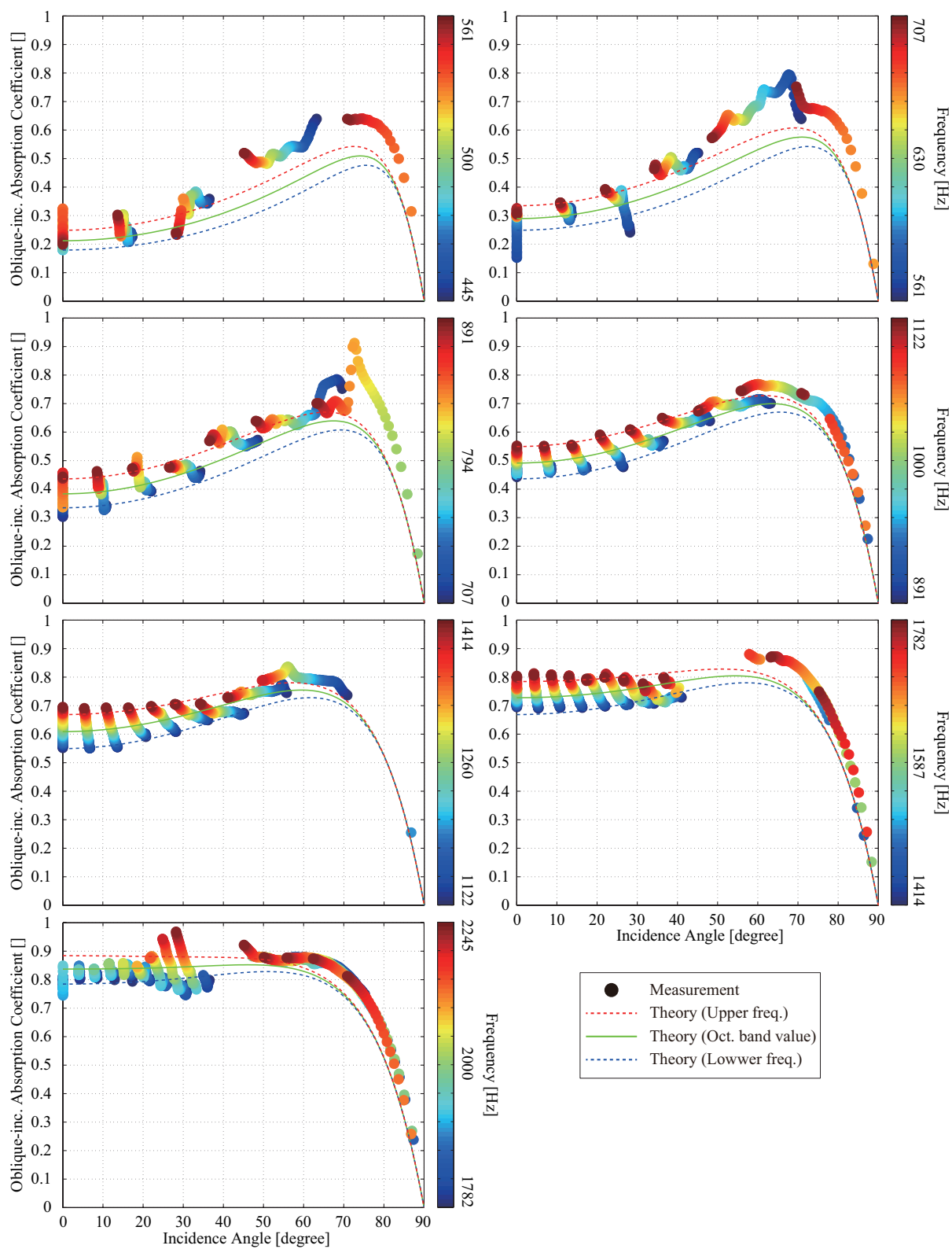


Fig. 4.8: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

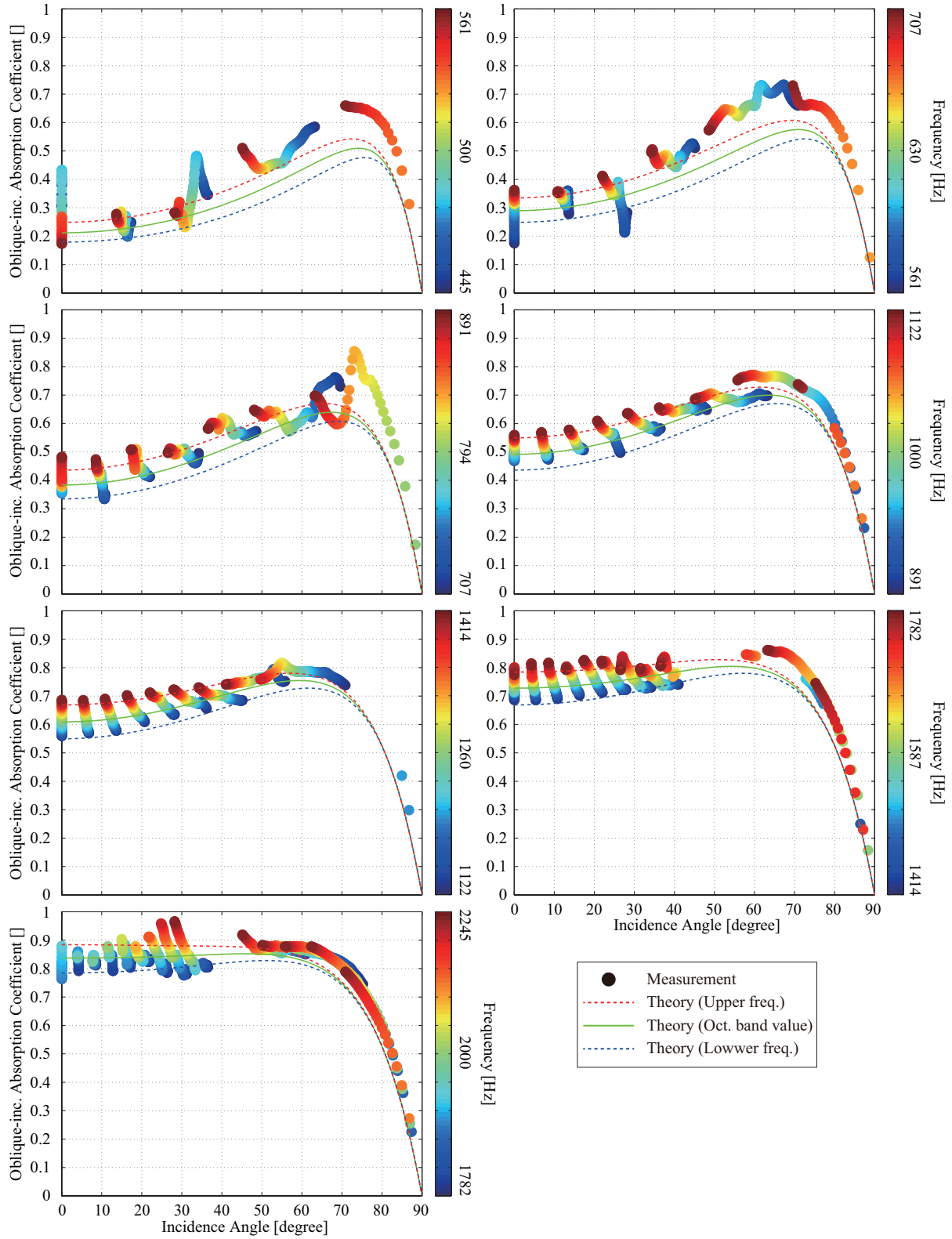


Fig. 4.9: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

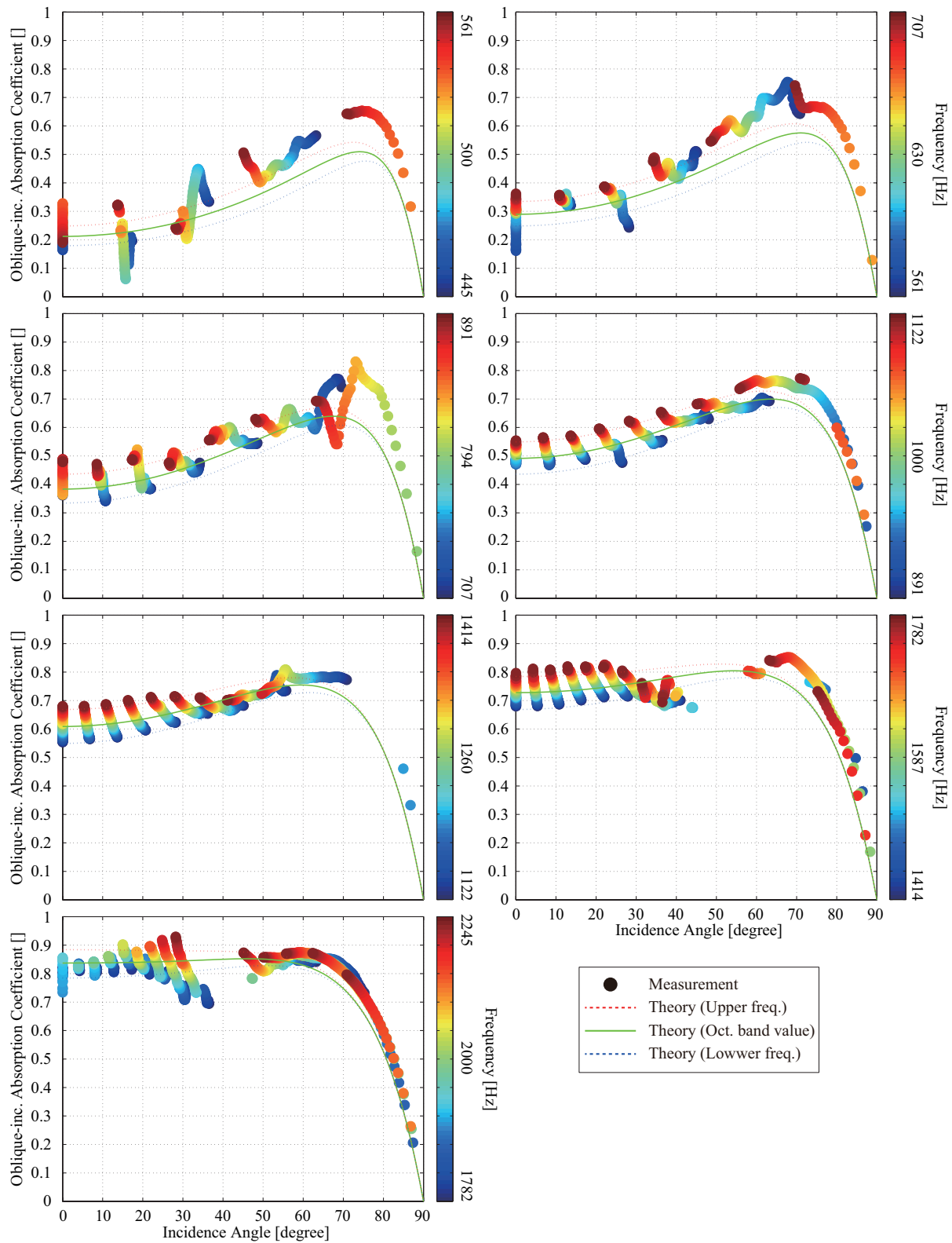


Fig. 4.10: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

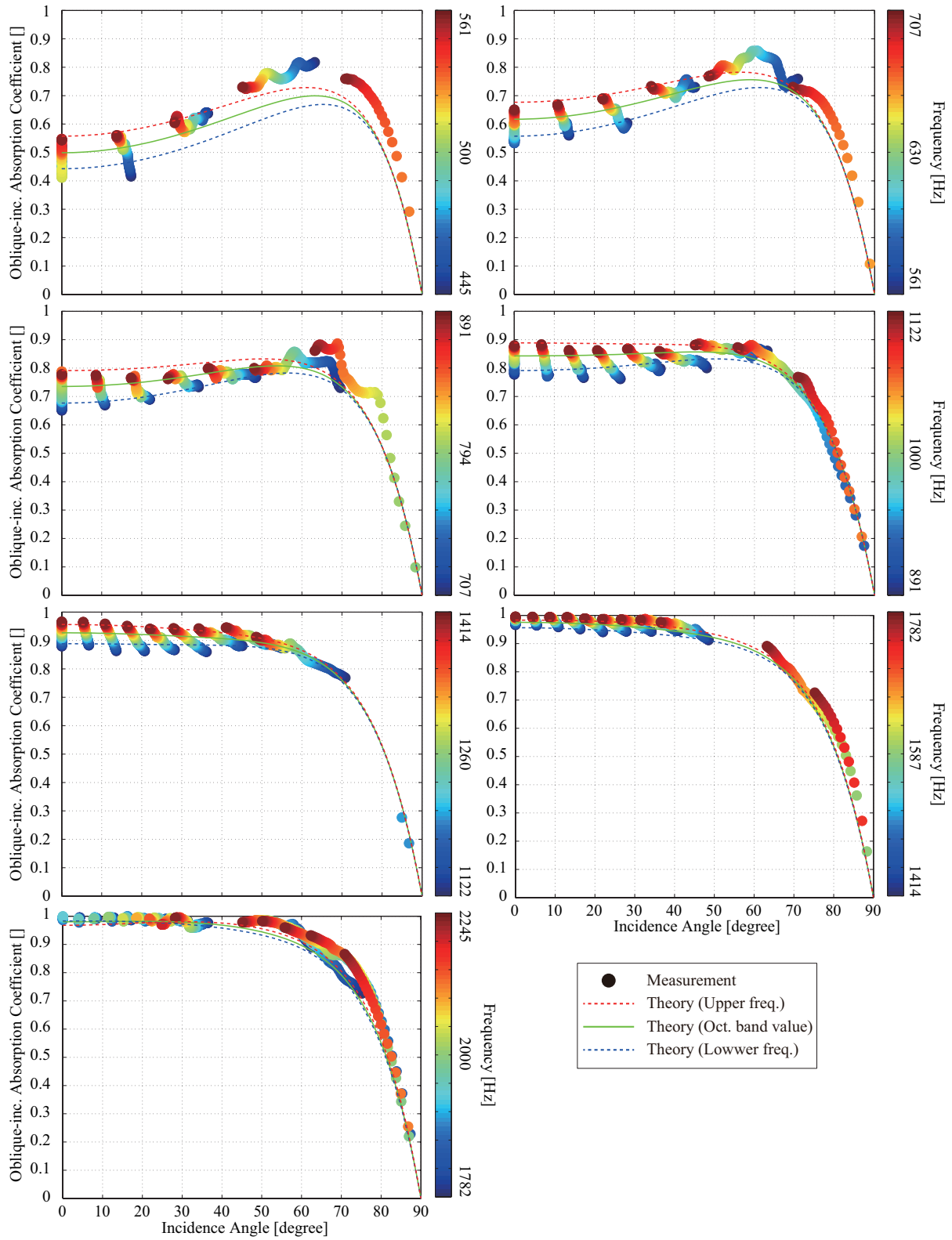


Fig. 4.11: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

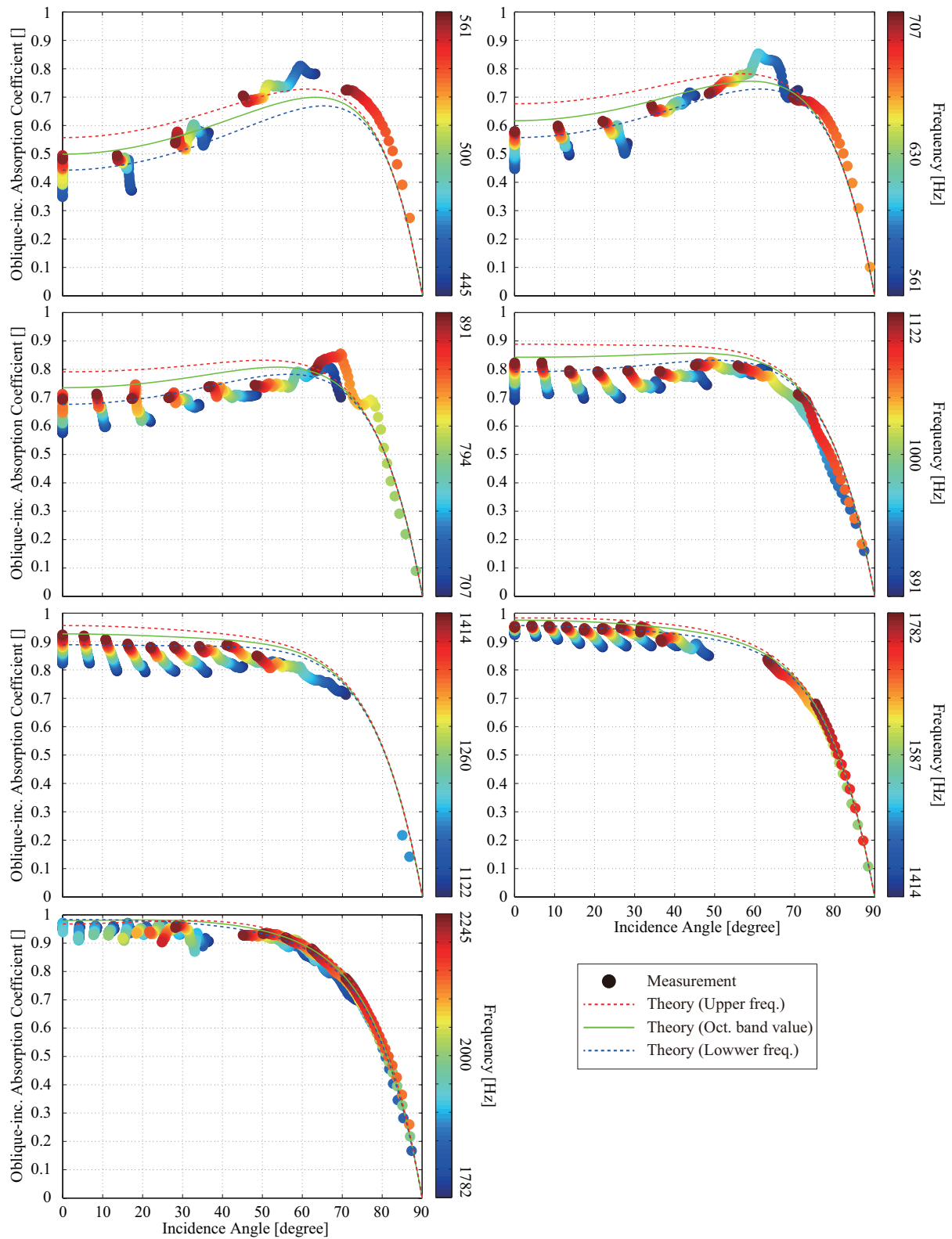


Fig. 4.12: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness under side orientation condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

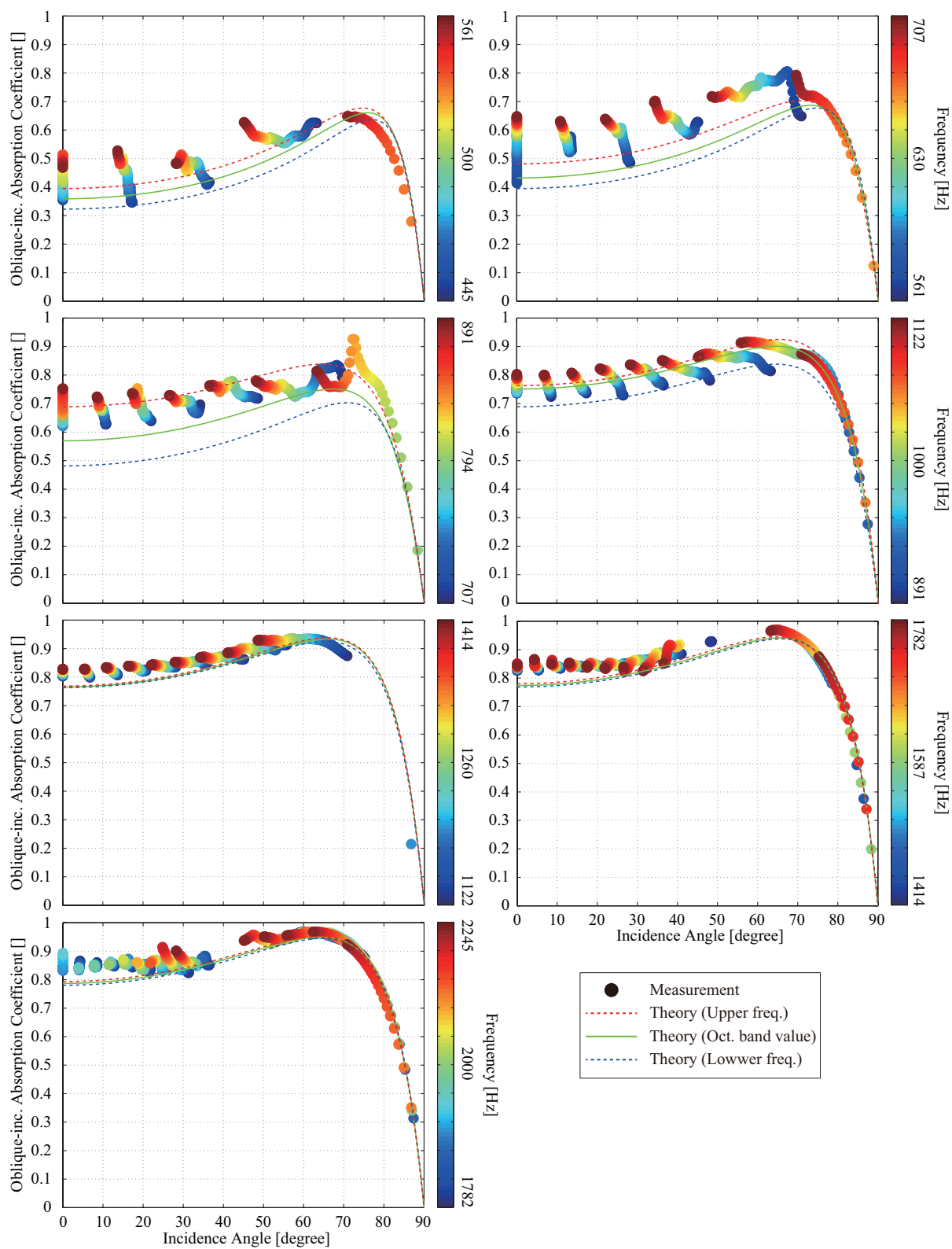


Fig. 4.13: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

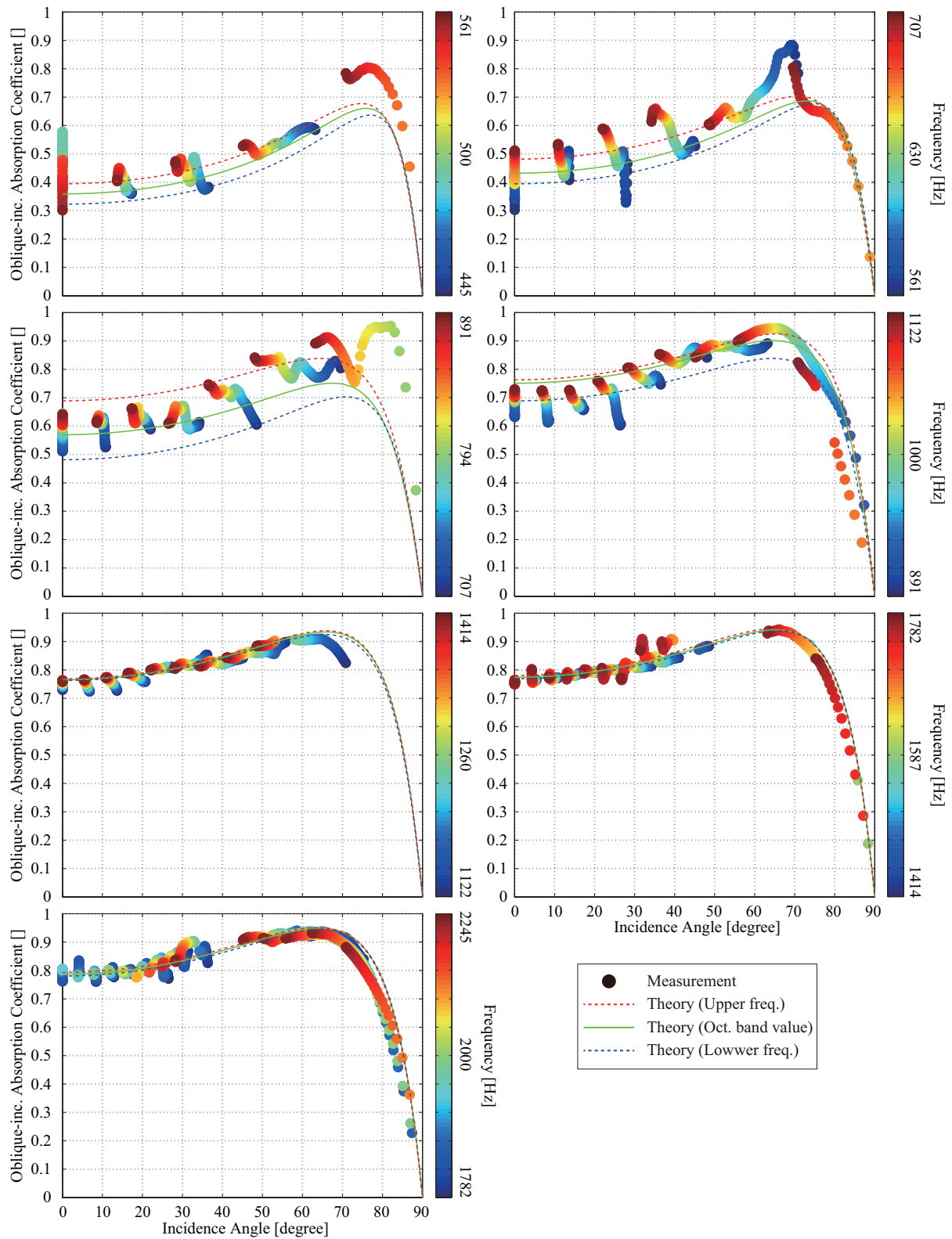


Fig. 4.14: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

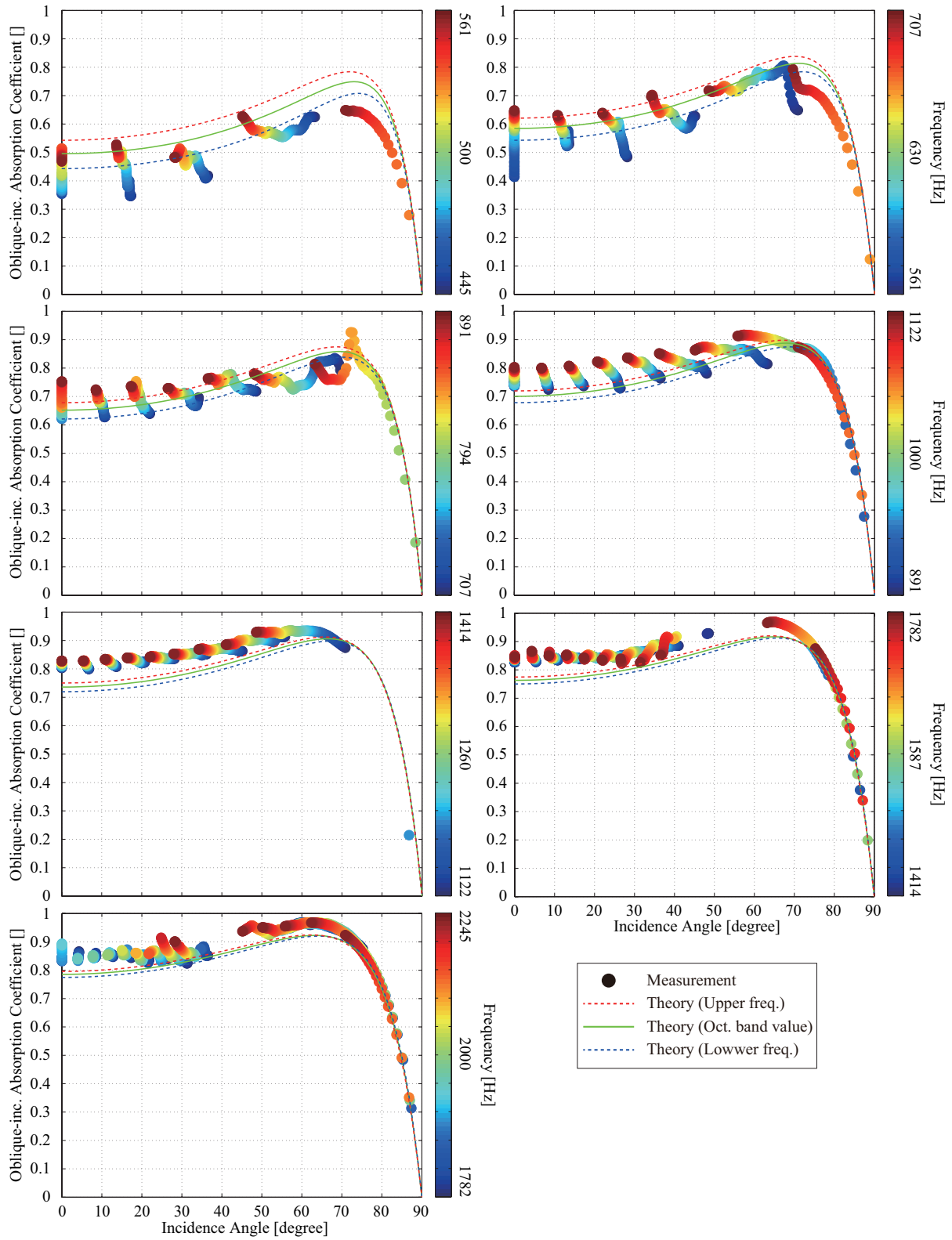


Fig. 4.15: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency with theory value of elastic frame.

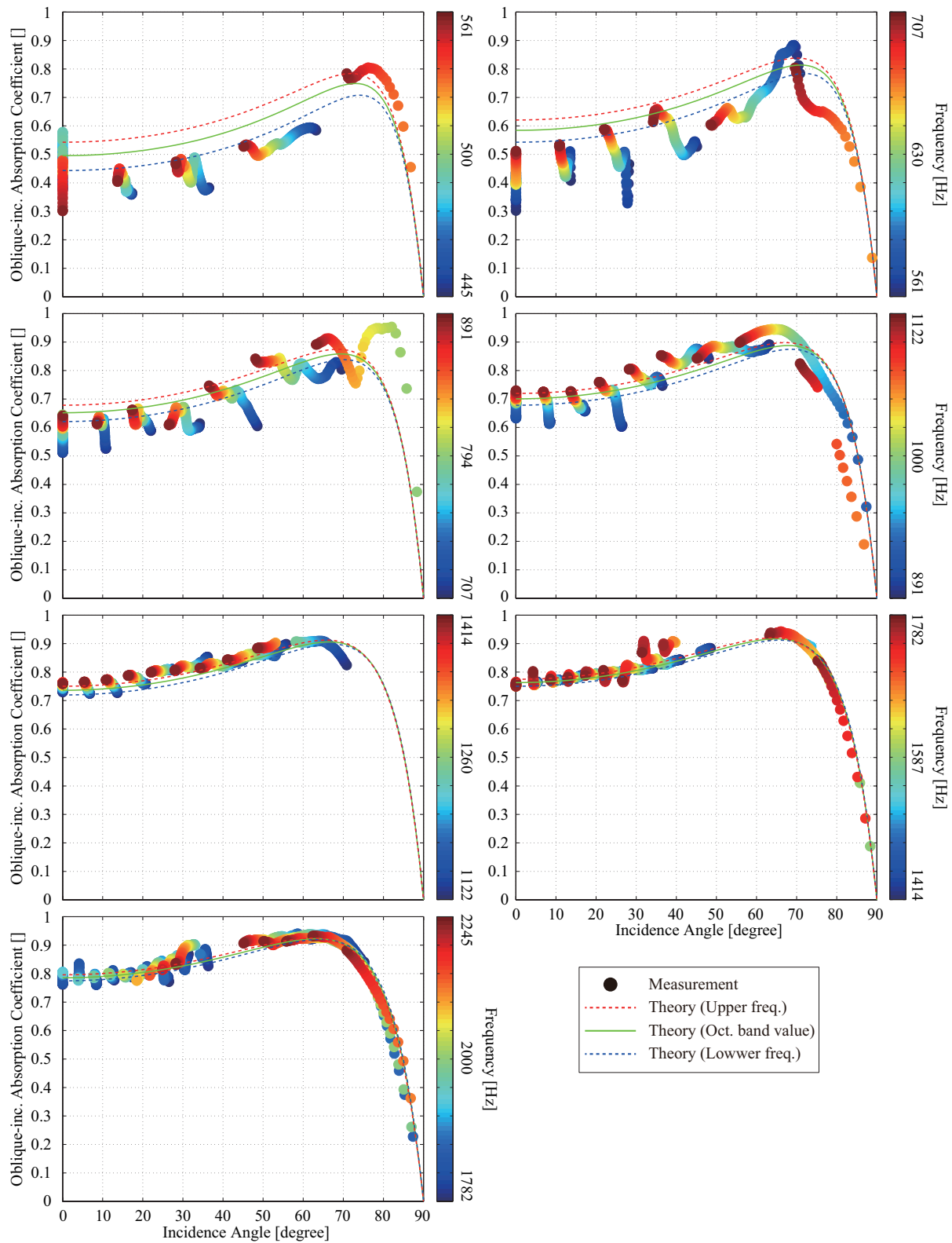


Fig. 4.16: Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency with theory value of elastic frame.

4.2.2 ウレタンフォーム

測定に用いたウレタンフォームを Fig. 4.17 に、物性値を Table 4.2 に示す。ただし、セル径 D_c 、迷路度 α_∞ については垂直入射吸音率を目視によるフィッティングでの推定値、熱的特性長 Λ' 、粘性特性長 Λ 、流れ抵抗 σ については Kato model による算出値である。

測定は全て剛壁密着条件で測定を行った。また、GW と同様材料設置時の隙間の影響を確認するため、UFF2,F6 とともに高さ 49, 50, 51 [mm] の3条件測定を行った。

Table 4.2: Physical properties of urethane foam.

	t [m]	ρ [kg/m ³]	ϕ [-]	D_c [μ m]	α_∞ [-]	Λ' [mm]	Λ [μ m]	σ [Ns/m ⁴]
UFF2	0.025	24	0.98	1.2	2.3	412	206	2.0×10^4
UFF6	0.025	34	0.97	0.9	3.1	314	157	3.9×10^4



Fig. 4.17: The measured urethane foam.

垂直入射吸音率

UFF2, F6 の垂直入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.18, 4.19 に示す。比較として剛骨格の場合の理論値を併記する。

UFF2, F6 とともに、材料高さの違いによる差はほとんど見られず、理論値と良い対応が見られる。ウレタンフォームは弾性骨格の材料として知られているが、押し込んで設置した場合でも、ほとんど骨格振動の影響が見られなかった。要因としては流れ抵抗が大きくなかったため、空気伝搬音が大きく、骨格振動の影響が小さかったと考えられる。また、流れ抵抗の値が大きくなかったため、隙間による影響もほとんど見られなかった。

斜入射吸音率

UFF2 の高さ 49, 50, 51 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.20, 4.21, 4.22 に, UFF6 の高さ 49, 50, 51 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.23, 4.24, 4.25 に示す。比較として剛骨格の場合の理論値を併記する。

垂直入射の場合と異なり, UFF2, F6 とともに材料高さによる差が表れている。高さ 50 [mm] では全体的にあばれが少ないが, 高さ 49, 51 [mm] では比較的暴れが大きくなっている。

GW でみられた 70° 付近の乖離に関しては, UF ではあまり見られず, 理論値と良好な対応が見られた。これは, GW は異方的な材料であるが, UF は等方的な材料であるため理論値との対応が見られたと考えられる。

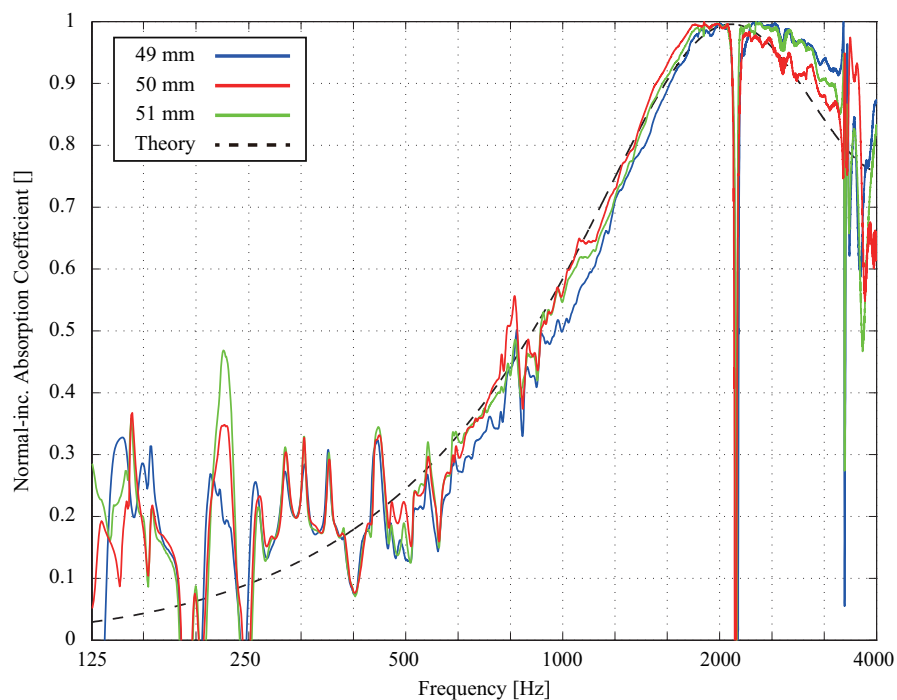


Fig. 4.18: Normal incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness with three different heights.

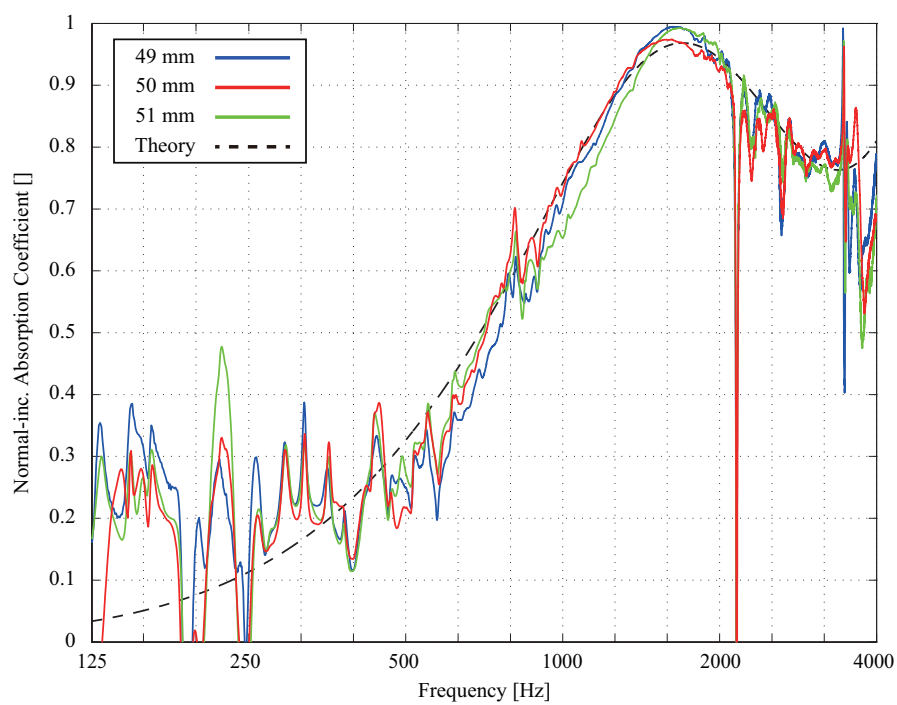


Fig. 4.19: Normal incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness with three different heights.

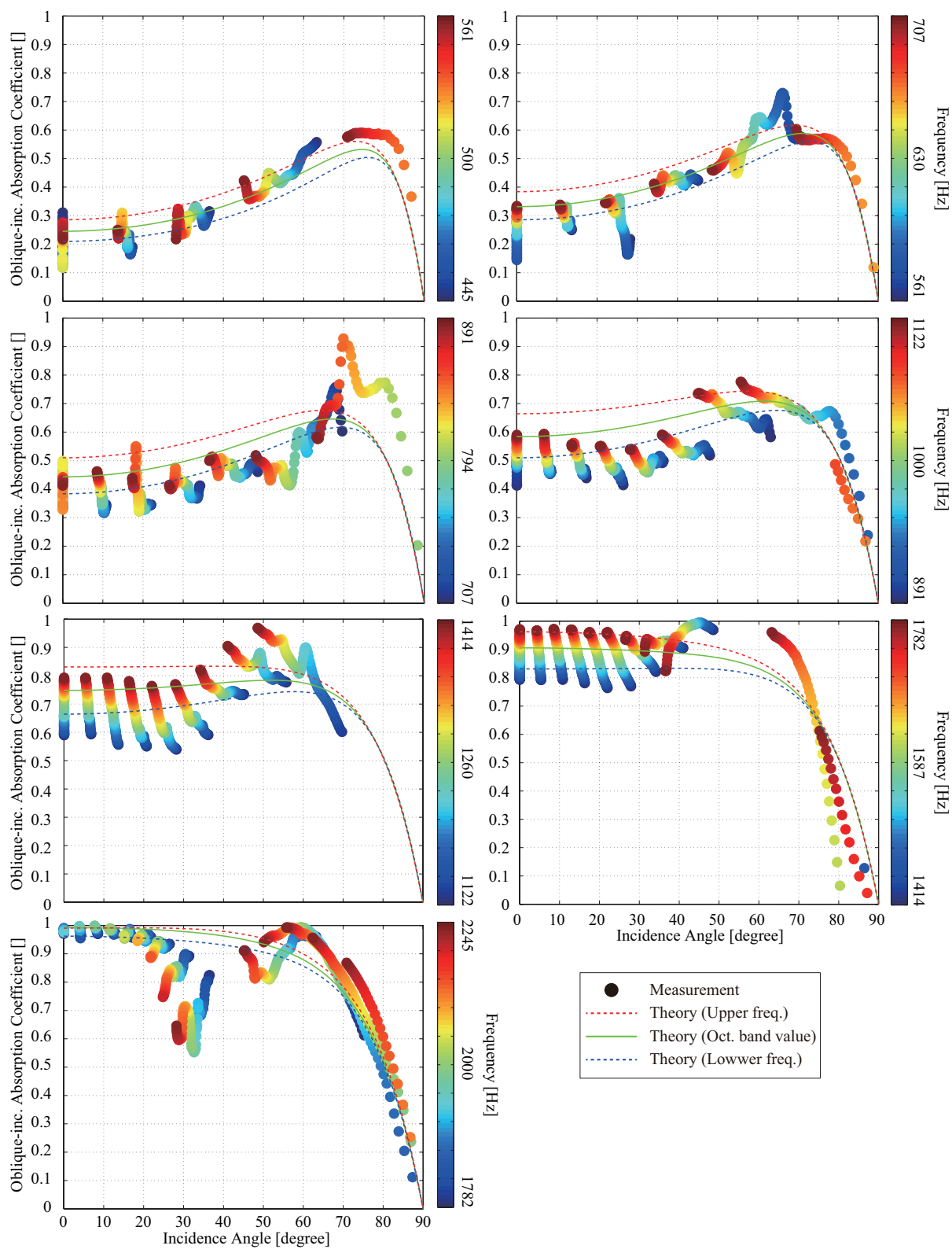


Fig. 4.20: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

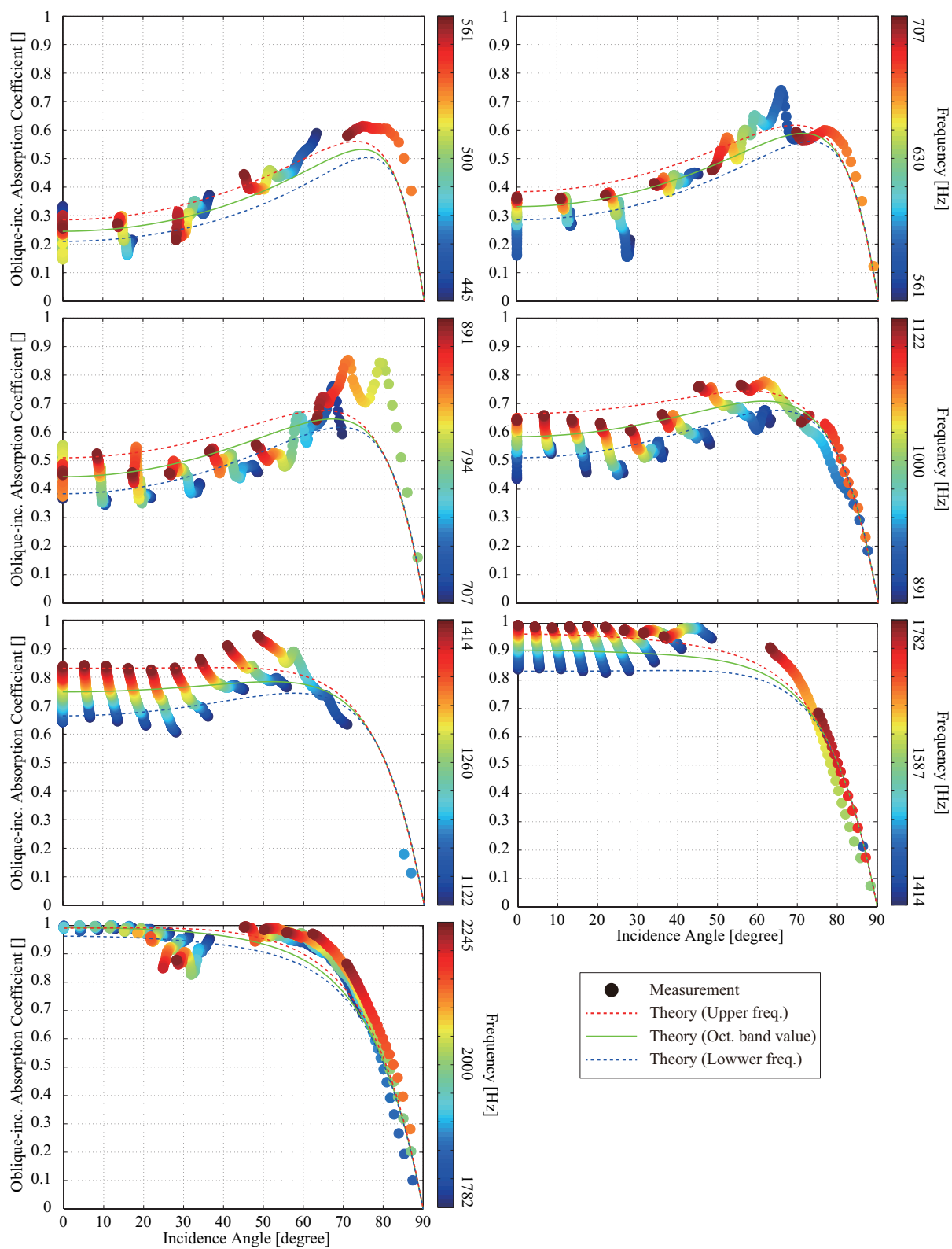


Fig. 4.21: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

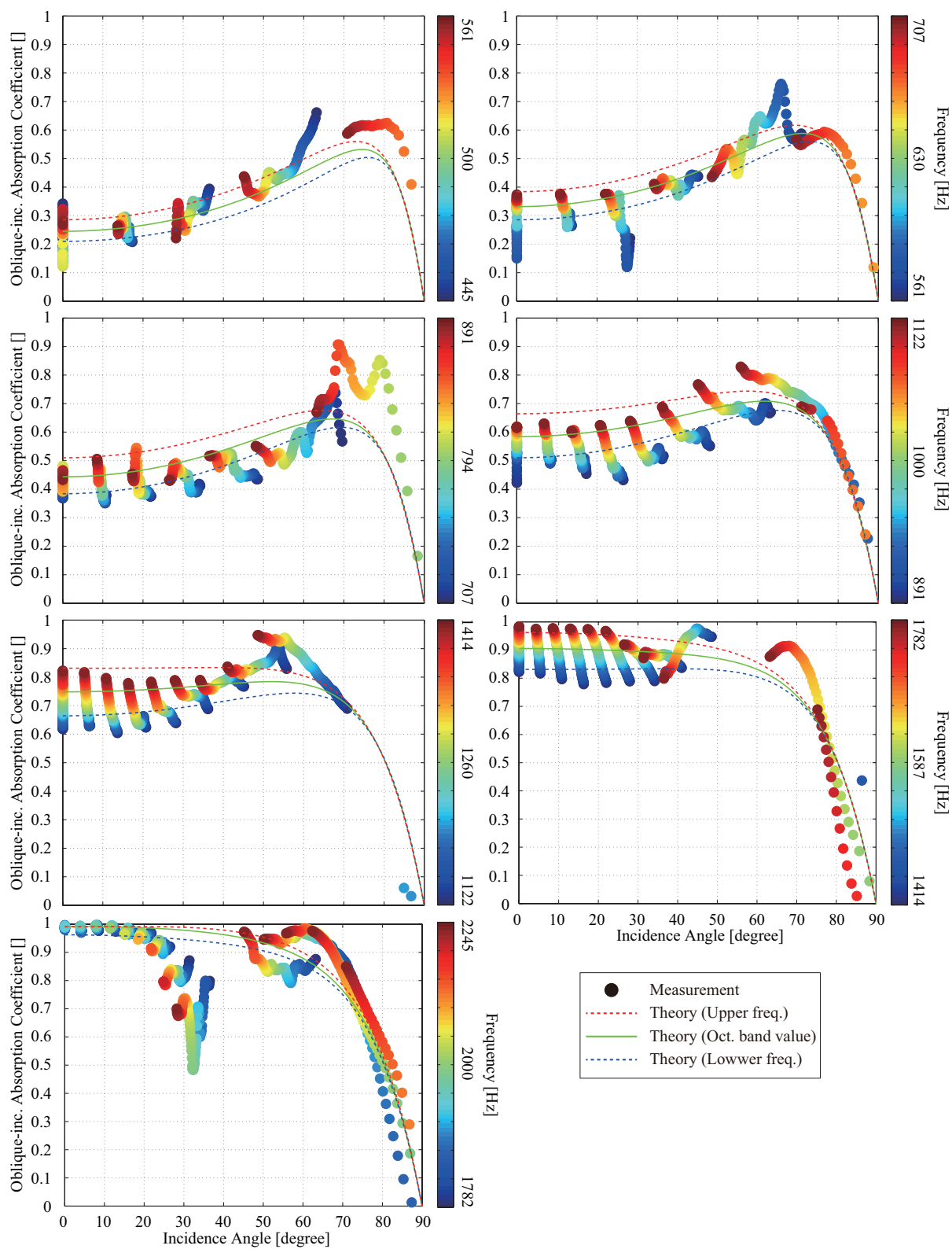


Fig. 4.22: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

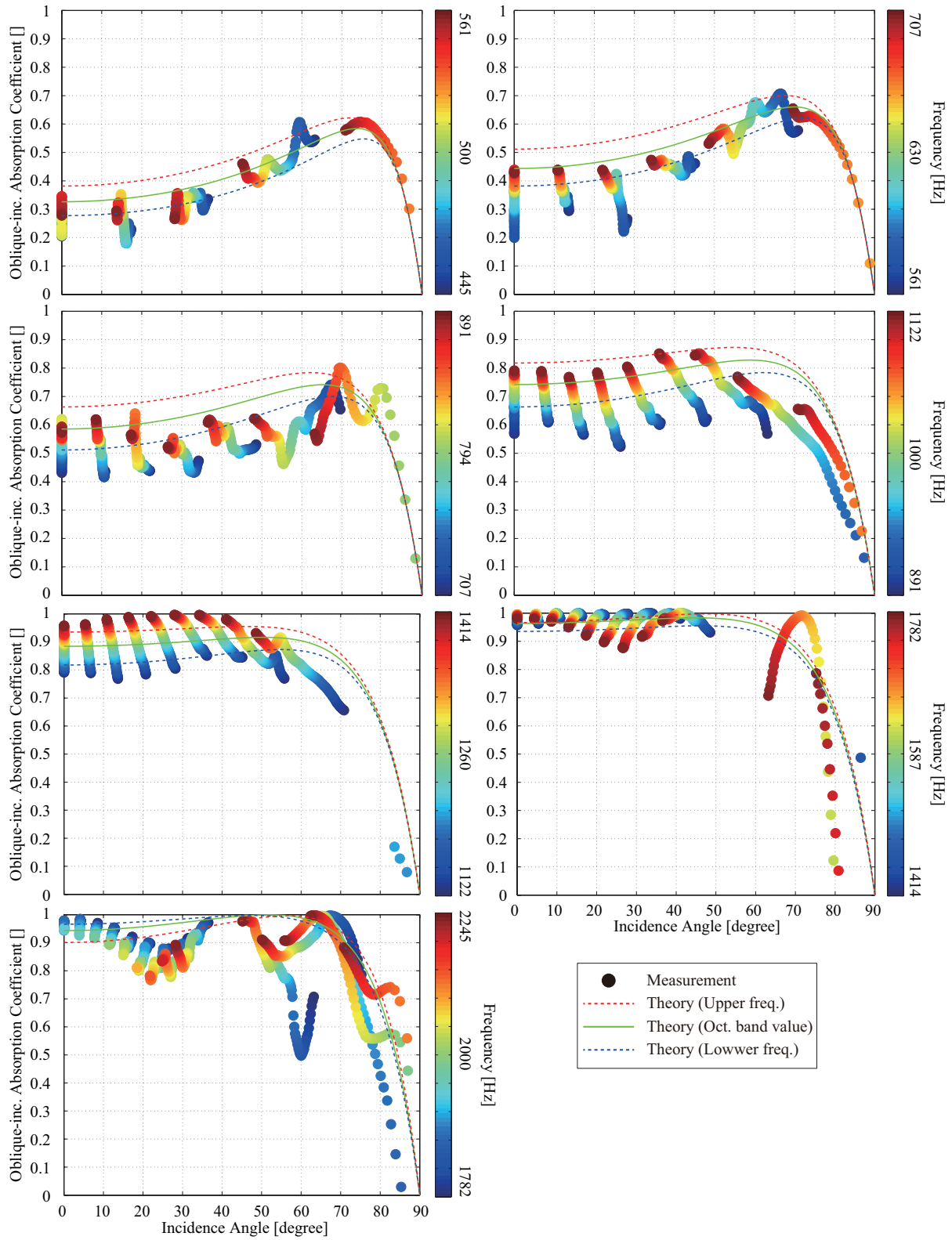


Fig. 4.23: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

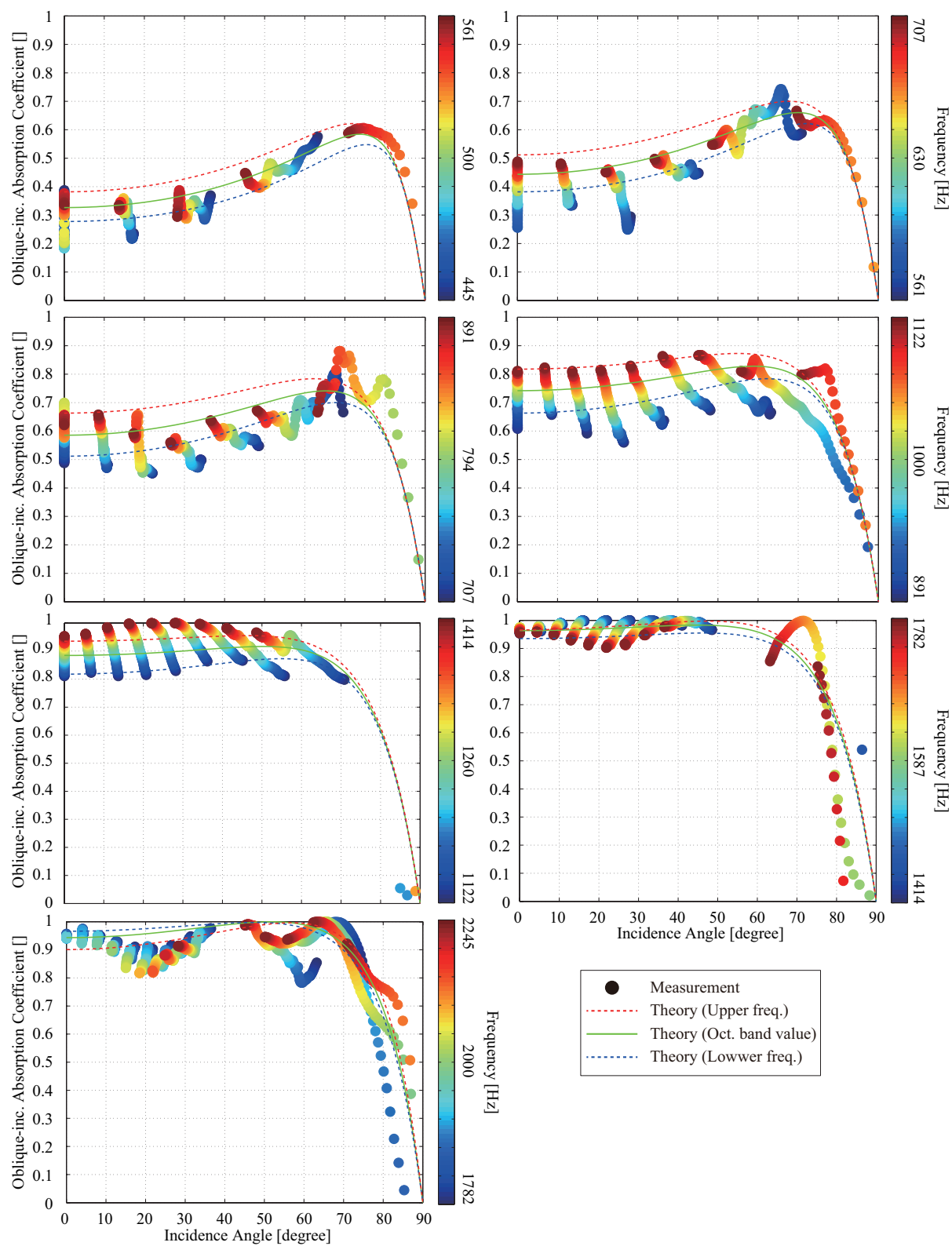


Fig. 4.24: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

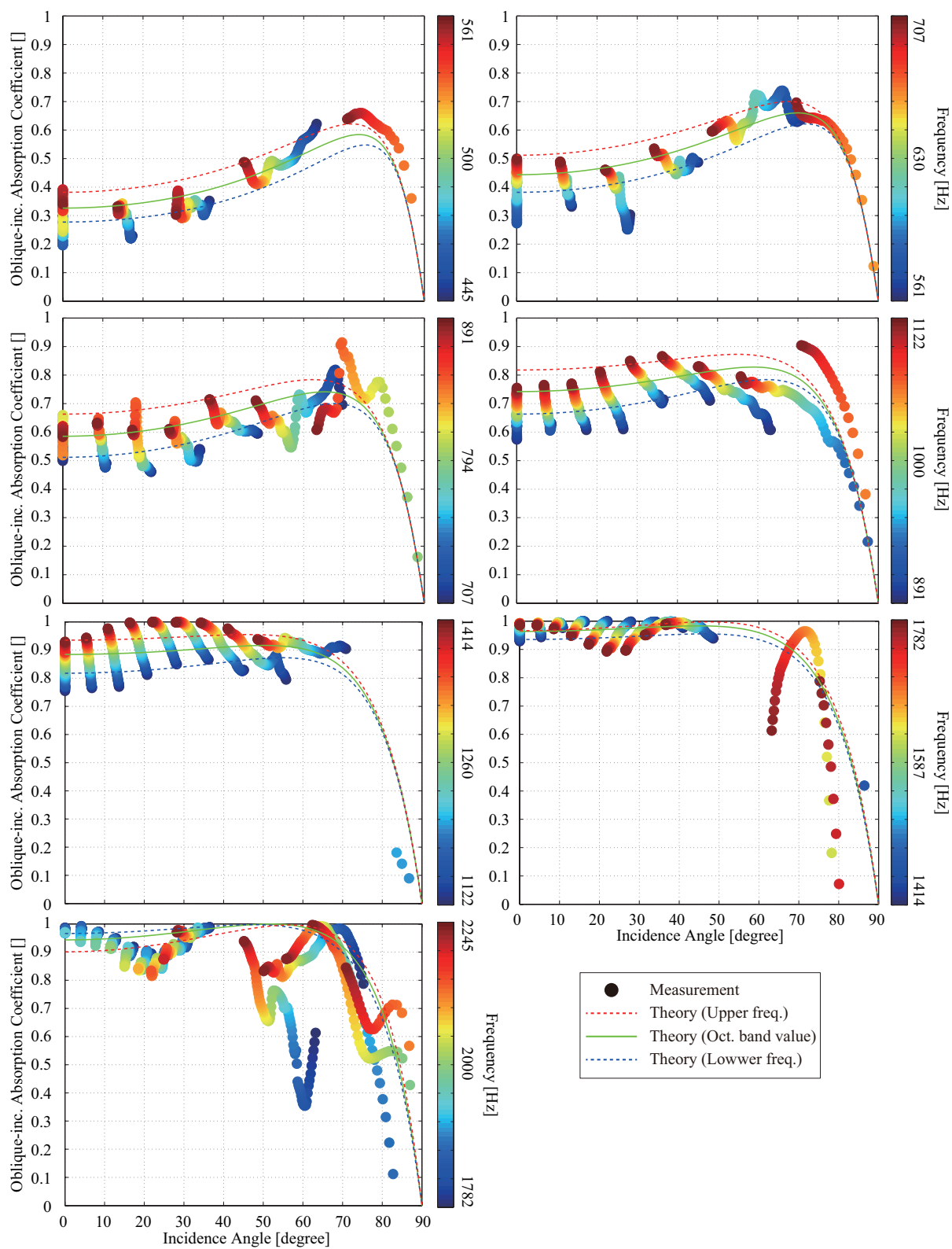


Fig. 4.25: Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

4.2.3 岩綿吸音板

測定に用いた岩綿吸音板を Fig. 4.26 に、物性値を Table 4.3 に示す。ただし、繊維径 D については垂直入射吸音率を目視によるフィッティングでの推定値、迷路度 α_∞ 、熱的特性長 Λ' 、粘性特性長 Λ 、流れ抵抗 σ については Kato model による算出値である。

測定は剛壁密着、背後空気層 20, 40 [mm] の 3 条件測定を行った。また、岩綿吸音板はほかの材料と比較して脆いため、材料高さがチャンバー高さを少しでも超えたもの設置しようとするとう崩れてしまうため、切り出しは、50 [mm] より少し小さめに切り出した。ただし、少し小さめに切り出していることで材料周辺の隙間の影響が懸念されるため、テープによる気密の有無の 2 条件での測定を行った (Fig. 4.26(a)(b))。また、岩綿吸音板は表裏で表面加工が異なるため、裏面の測定も行った (Fig. 4.26(c))。ただし、裏面の測定はテープ気密有りの条件で測定を行った。

Table 4.3: Physical properties of rockwool board.

	t [m]	ρ [kg/m ³]	ϕ [-]	D_c [μ m]	α_∞ [-]	Λ' [μ m]	Λ [μ m]	σ [Ns/m ⁴]
RB	0.009	325	0.89	7.0	3.59	76	38	5.1×10^5



(a) Front facing



(b) Front facing and tape airtightness



(c) Back facing and tape airtightness

Fig. 4.26: The measured rockwool board.

垂直入射吸音率

RB の剛壁密着条件、背後空気層 20, 40 [mm] の 3 条件の垂直入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.27, 4.28, 4.29 に示す。比較として剛骨格の場合の理論値を併記する。

剛壁密着条件では、周辺のテープ気密、表・裏面の条件の変化による差はそこまで見られなかった。しかし、測定値は全体的に大きく、典型範囲内のパラメータでは理論値との良い対応は見られなかった。岩綿吸音板は流れ抵抗が非常に大きいため、周辺の微小な隙間や表面加工の影響によって Double porosity の影響が生じたものと推察される。

背後空気層有りの 2 条件では、どちらも理論値との対応が見られる部分もあるが、500 [Hz] 付近の測定値で吸音率が上昇している部分で理論値との乖離が見られる。これは、理論値を剛骨格の場合で算出し

たため、岩綿吸音板が動かない剛な物体として扱われている。しかし、実際には板振動による吸音が起こっており、理論値との乖離が見られたと考えられる。弾性骨格の場合の理論値も算出し、比較的良好な対応が見られたが、岩綿吸音板は流れ抵抗が大きく、そのような場合に特異行列が現れてしまい、データの正確性が確保されないと考え併記は避けた。

斜入射吸音率

RB のテープ気密無し・表面の条件における剛壁密着、背後空気層 20, 40 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.30, 4.33, 4.36 に、テープ気密有り・表面の条件における剛壁密着、背後空気層 20, 40 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.31, 4.34, 4.37 に、テープ気密有り・裏面の条件における剛壁密着、背後空気層 20, 40 [mm] の 3 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.32, 4.35, 4.38 に、に示す。比較として剛骨格の場合の理論値を併記する。

剛壁密着条件では、テープ気密無しの条件だと値の暴れがみられるが、テープ気密有りだと、その暴れはほとんど見られなかった。これは、流れ抵抗が大きいため、周辺の隙間の影響が現れたと考えられる。また、1000 [Hz] 以下の帯域において 70° 付近において理論値との乖離が見られた。これは GW と同様 RB が異方的な材料であり、理論値の等方的な材料の仮定が崩れたためだと考えられる。しかし、それ以外では理論値との良好な対応が見られた。

背後空気層有りの 2 条件では、剛壁密着条件と同様にテープ気密無しだと値の暴れがみられた。理論値との対応は良好であるが、一部乖離が見られる。これは、垂直入射の場合と同様、理論値には板振動の影響が考慮されていないためだと考えられる。

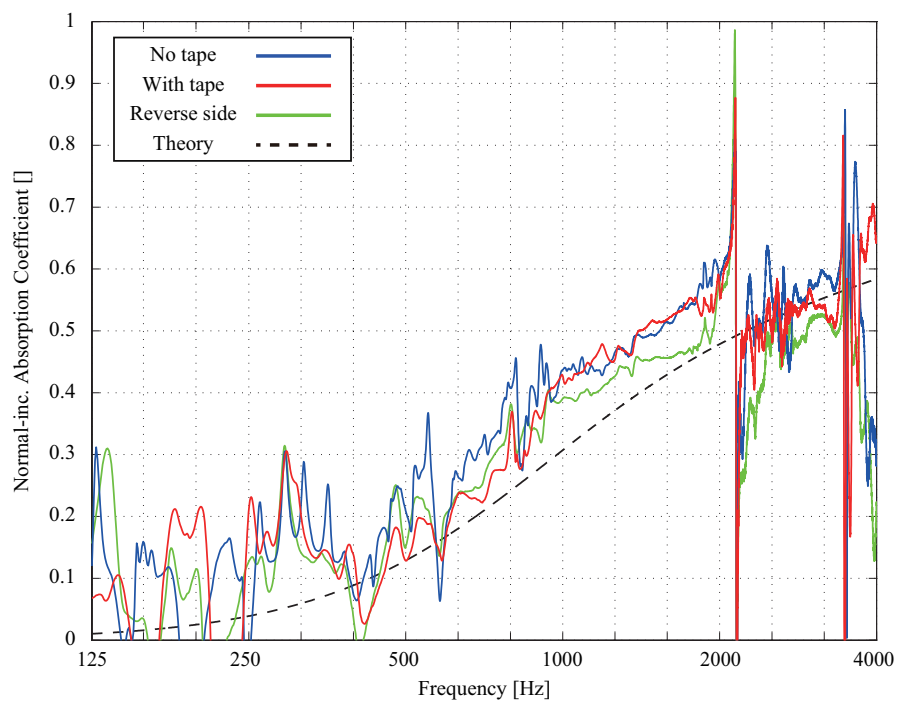


Fig. 4.27: Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board under three different conditions.

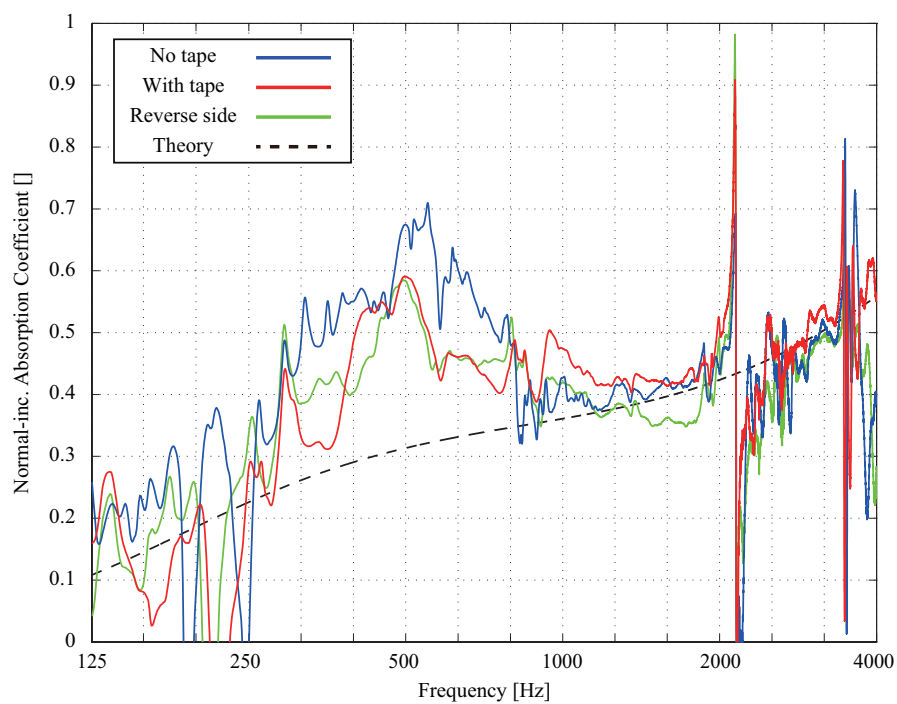


Fig. 4.28: Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 20mm under three different conditions.

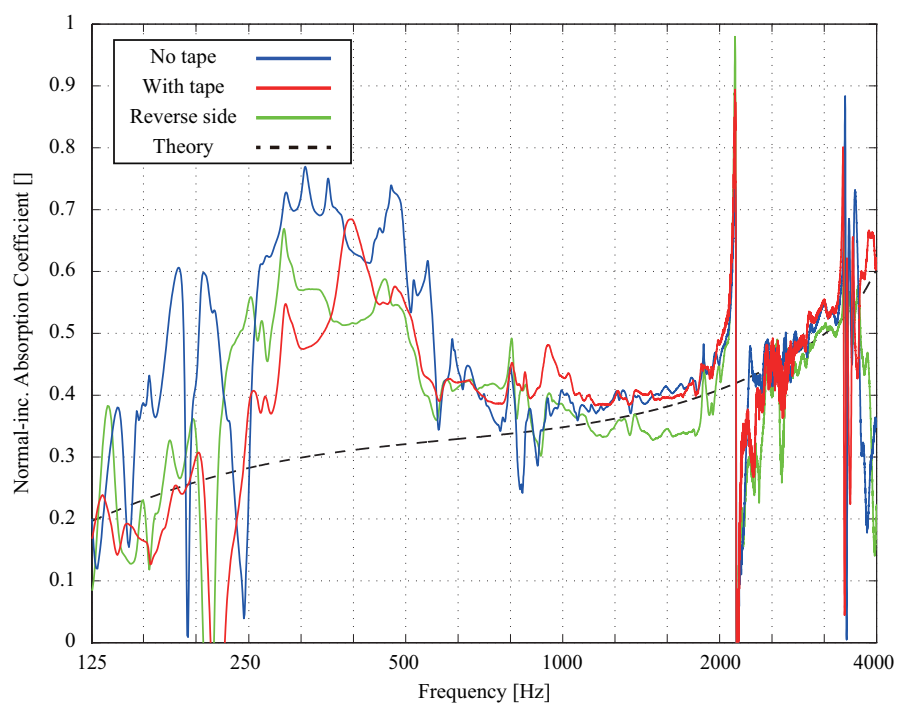


Fig. 4.29: Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 40mm under three different conditions.

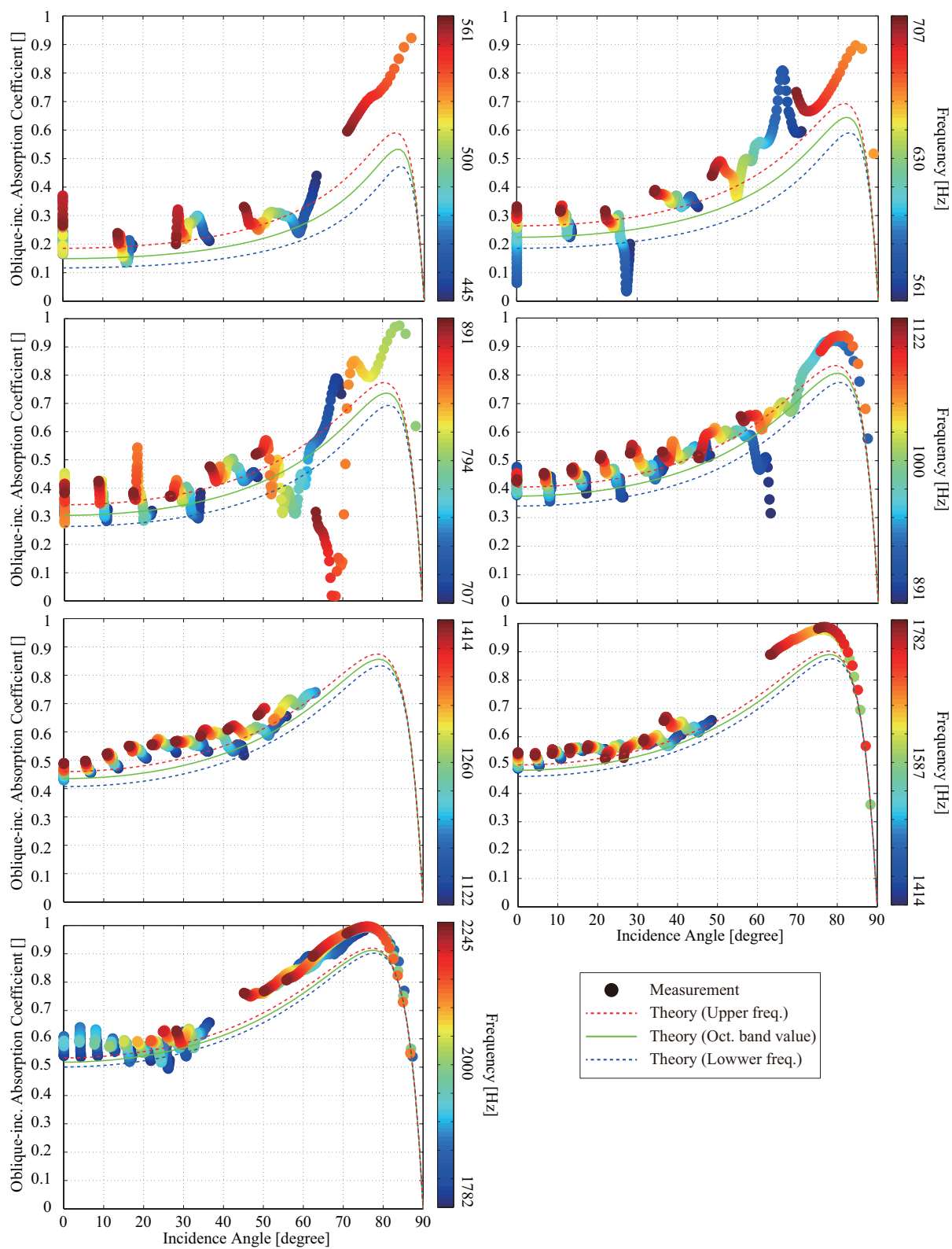


Fig. 4.30: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

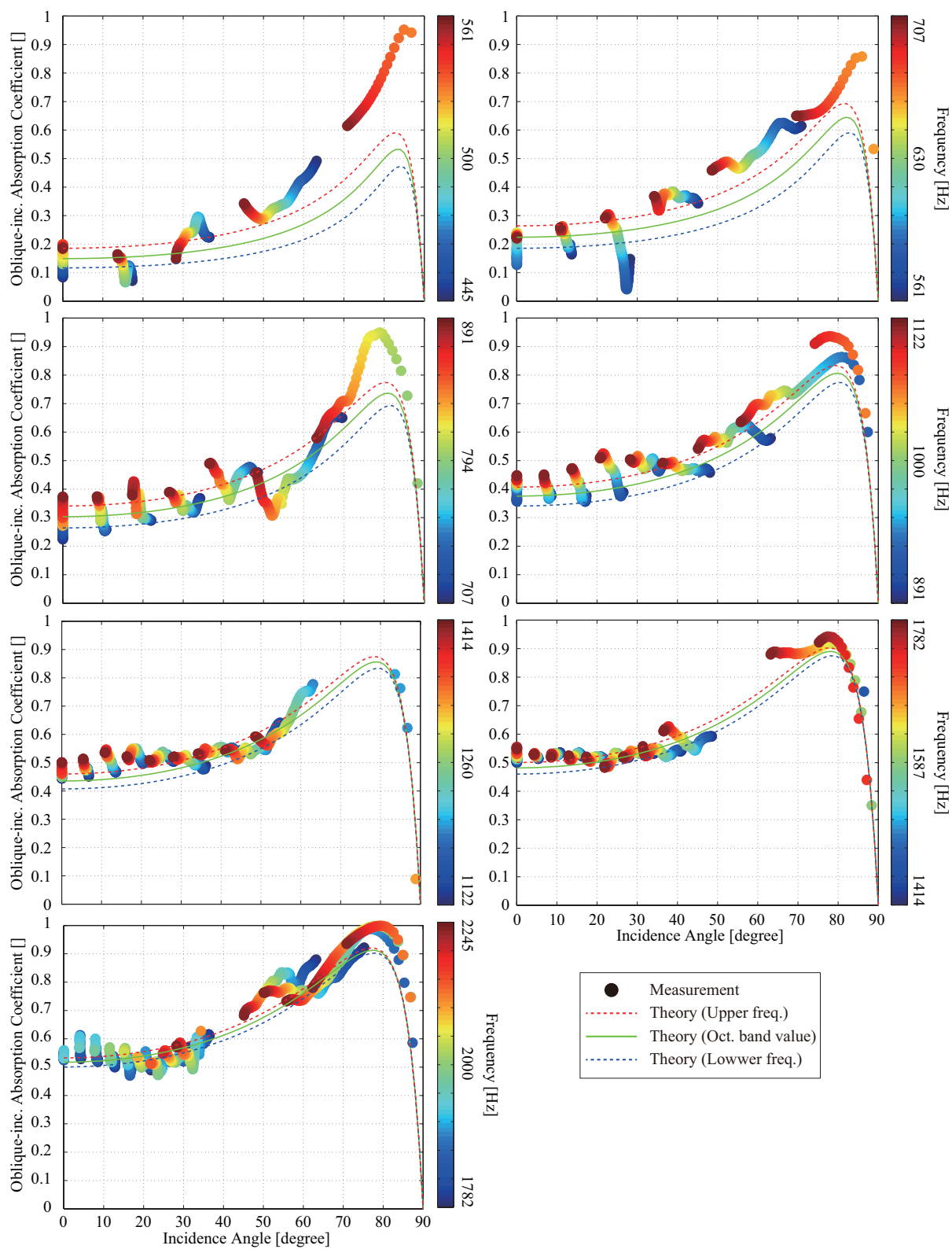


Fig. 4.31: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

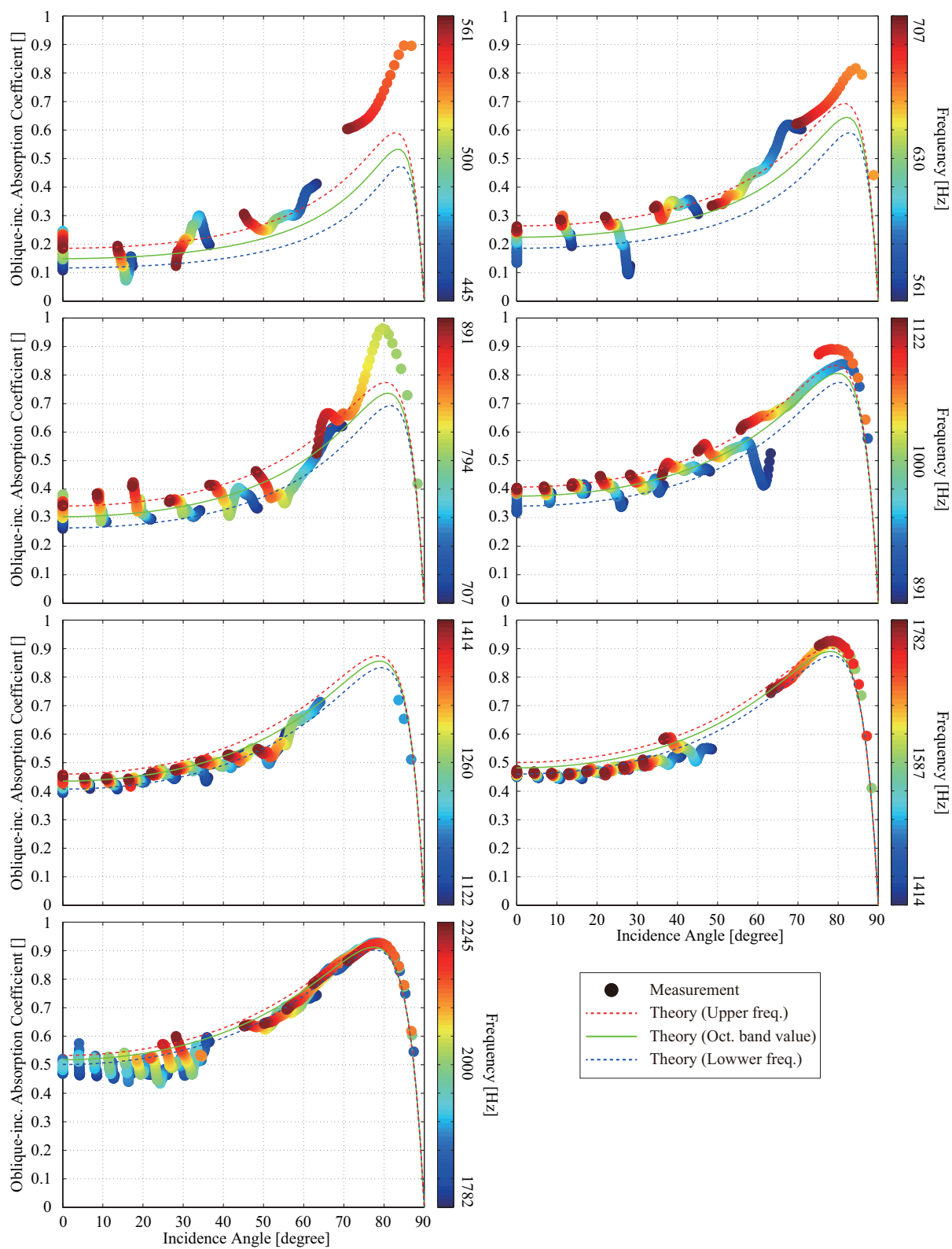


Fig. 4.32: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

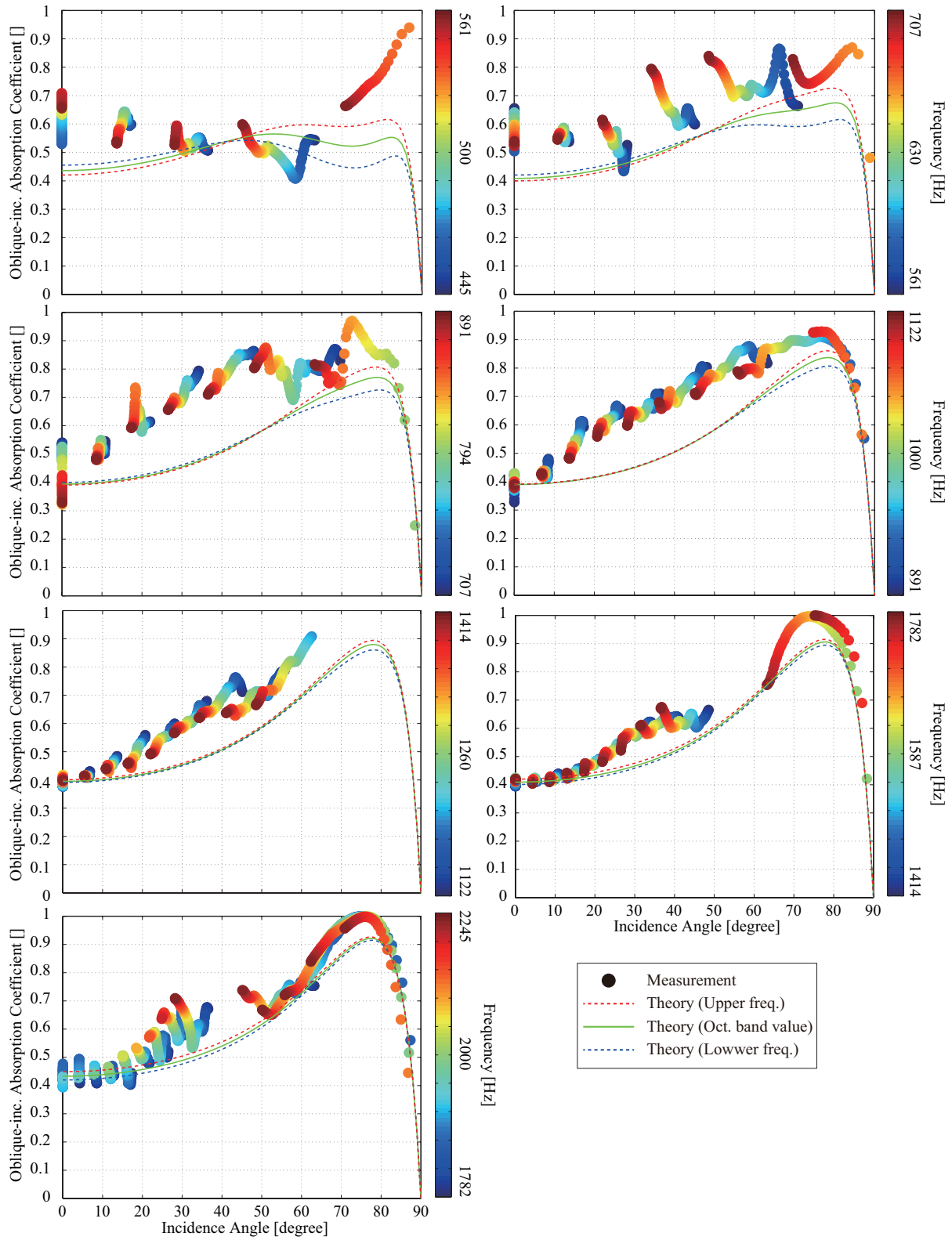


Fig. 4.33: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

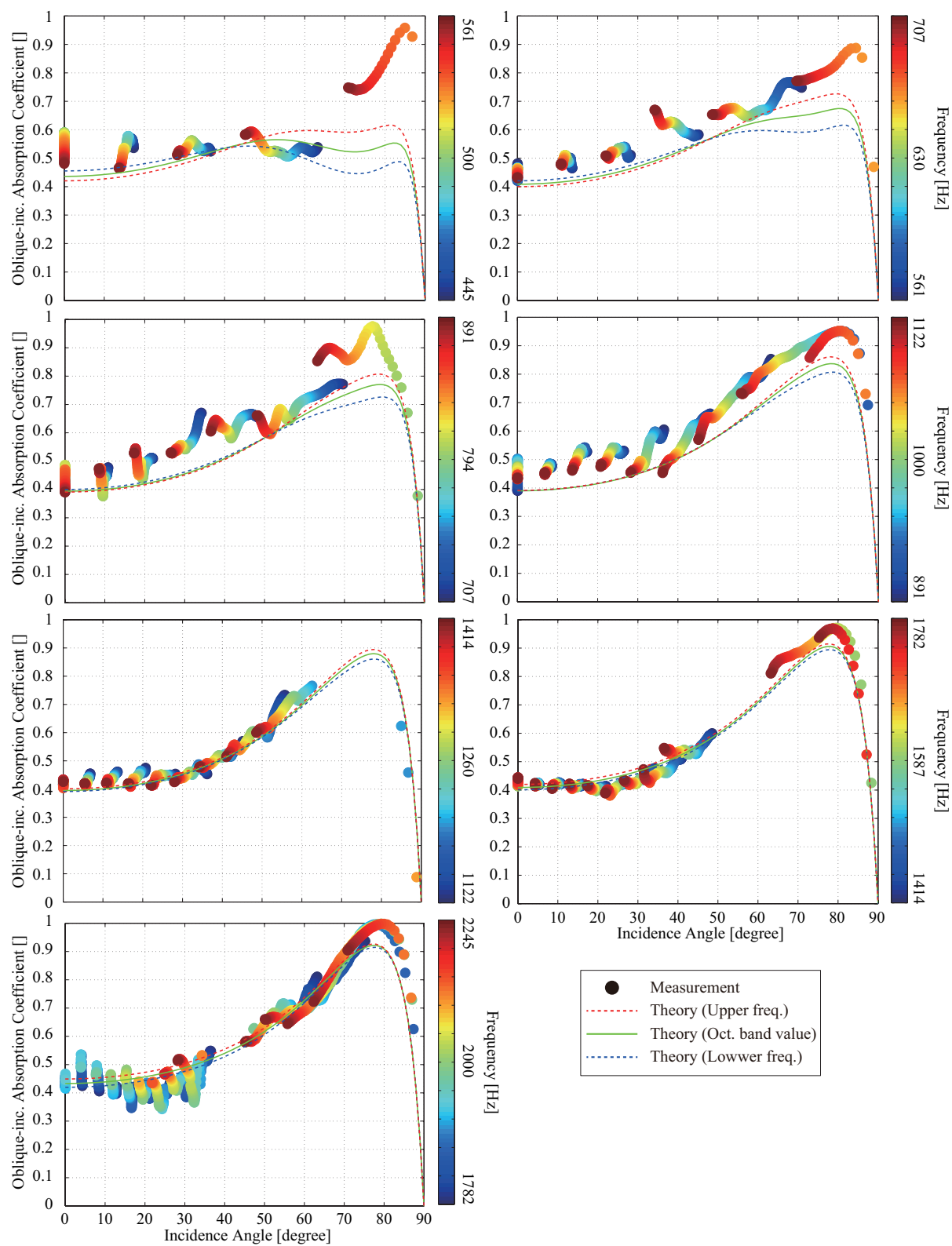


Fig. 4.34: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

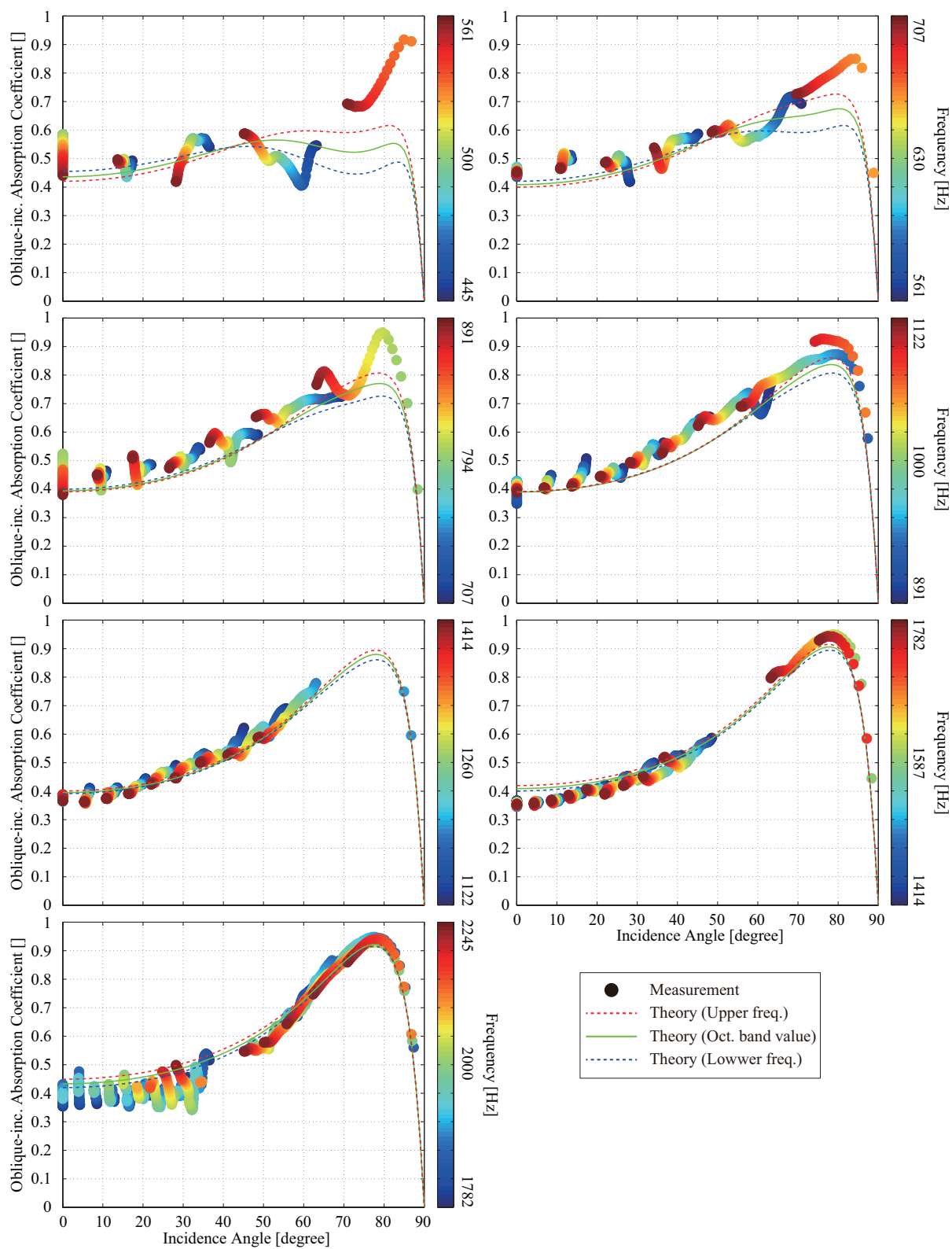


Fig. 4.35: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

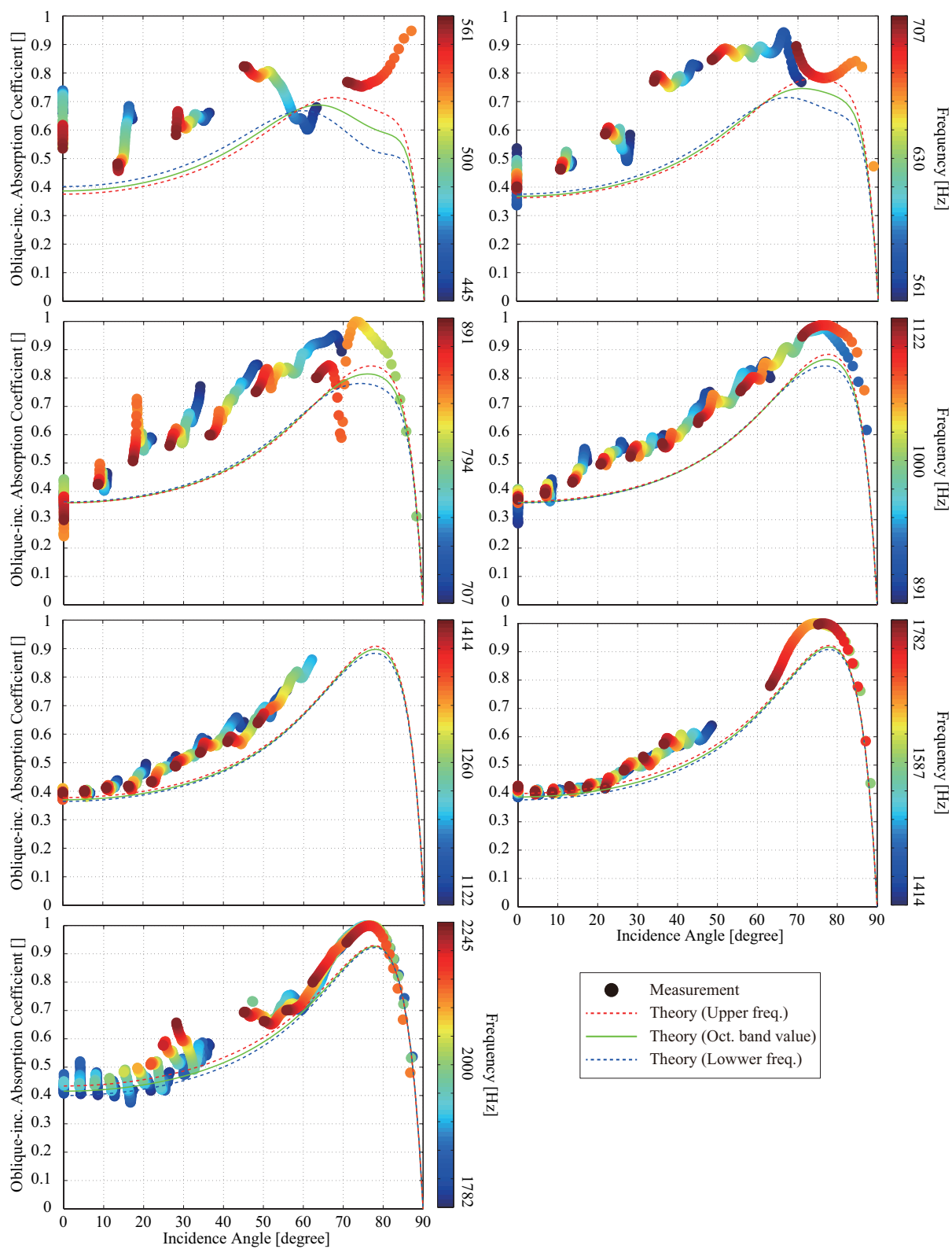


Fig. 4.36: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

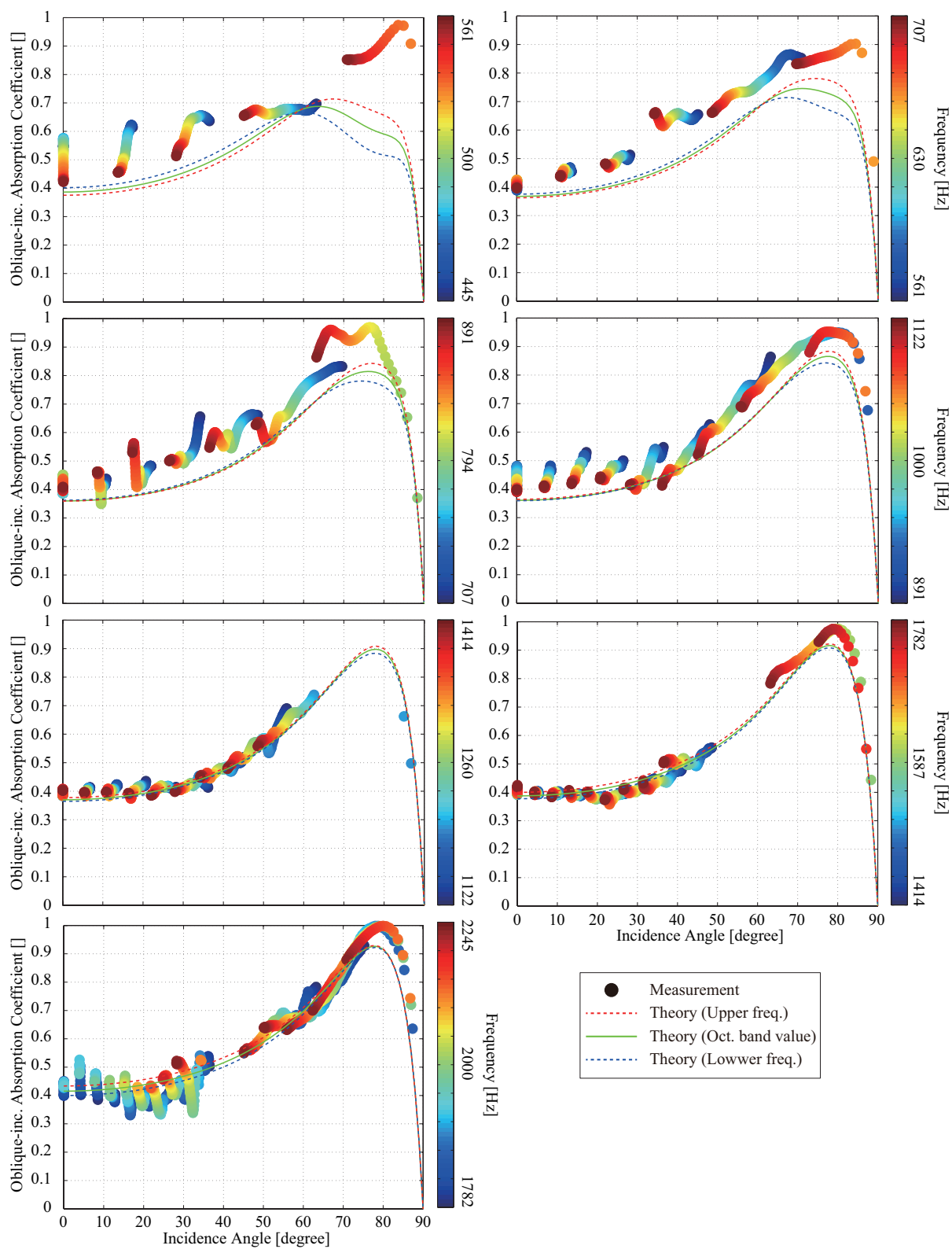


Fig. 4.37: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

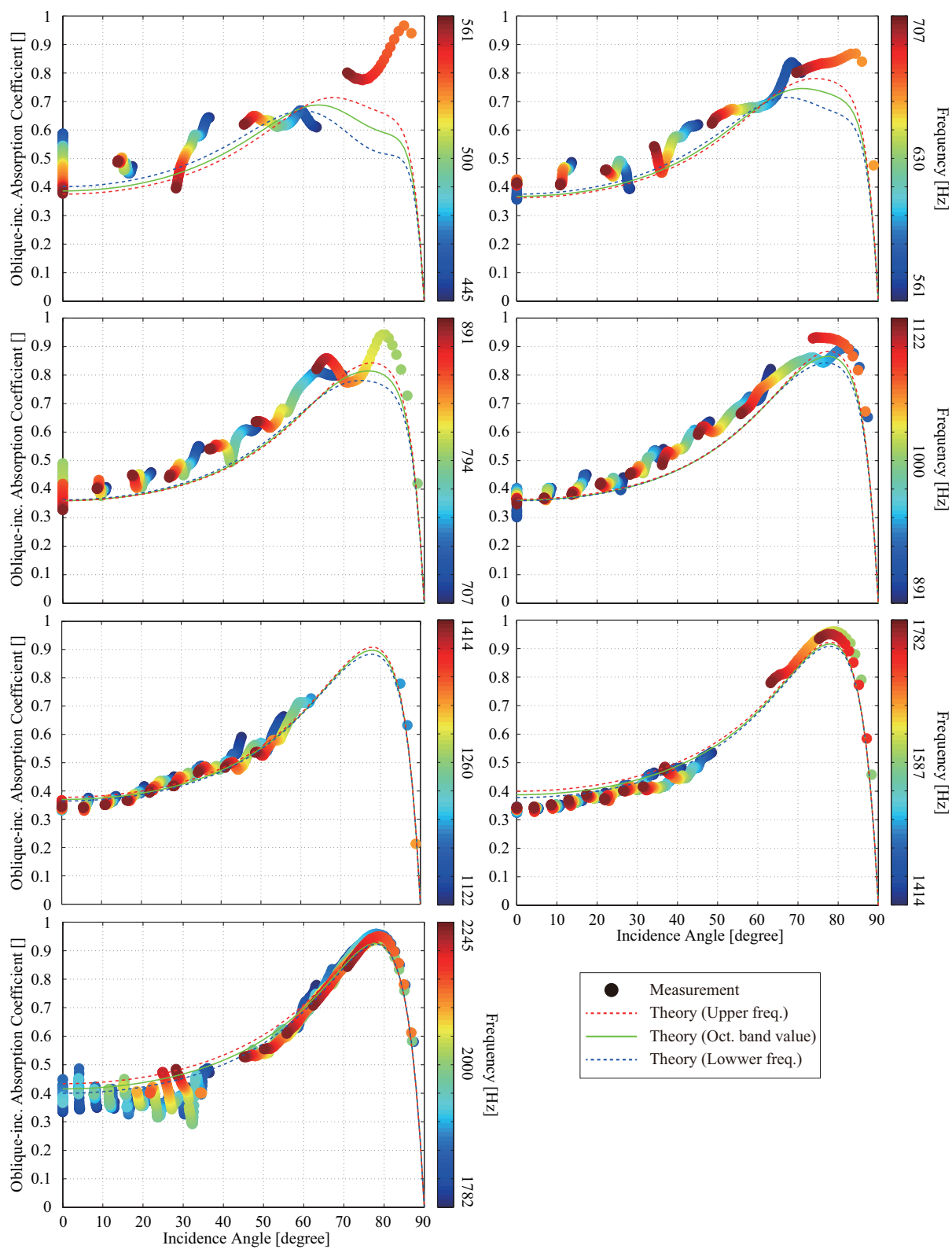


Fig. 4.38: Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

4.2.4 じゅうたん

測定に用いた穴あき板を Fig. 4.39 に示す。じゅうたんには繊維方向があるため、繊維平行・垂直方向の2条件で測定を行った (Fig. 4.39)。

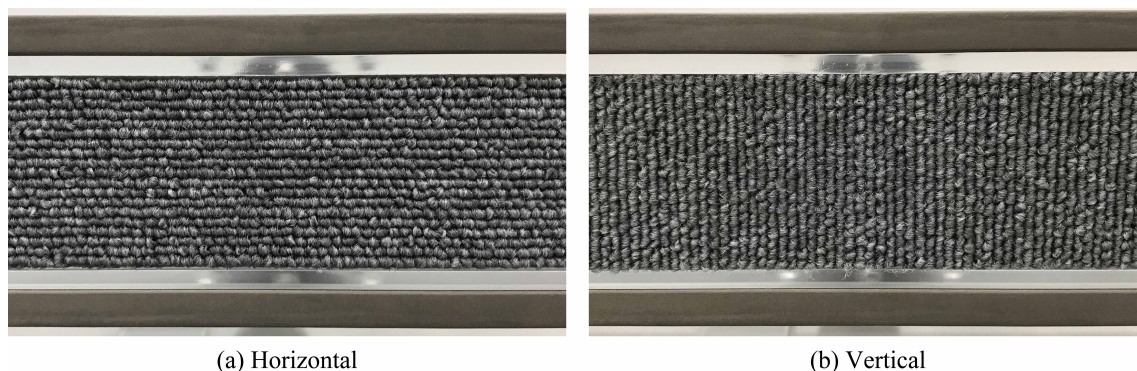


Fig. 4.39: The measured carpet.

垂直入射吸音率

じゅうたんの垂直入射吸音率の算出結果を Fig. 4.40 に示す。

繊維方向の違いによる変化はほとんど見られず、両条件ともほとんど吸音率が得られなかった。考察を深めるため、試料を設置していない状態で測定を行った。試料無しの条件の垂直入射吸音率の算出結果を Fig. 4.41 に示す。比較すると、ほとんど似た挙動をしているが、周波数によっては 0.1 程度の吸音率は得られている。また、全体的に値の振動がみられるが、吸音率が低いいためチャンバーの振動の影響等を顕著に受けているものと考えられる。

斜入射吸音率

じゅうたんの繊維平行・垂直方向の2条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.42, 4.43 に示す。垂直入射の場合と同様に、試料無しの条件の斜入射吸音率の算出結果を Fig. 4.44 に示す。

繊維方向の違いによる変化はほとんどみられなかった。擦過入射付近で吸音率の上昇が見られる。これは、擦過入射付近においてじゅうたんの繊維の影響が大きくなり吸音率が上昇したのと考えられる。一方で、試料無しの条件と比較すると、似た挙動をしているため、一概に擦過入射付近でじゅうたんの吸音率が上昇するとは言えない。しかし、試料無しの条件と比較すると、垂直入射の場合と同様に周波数によっては 0.1 ほど吸音率は得られている。

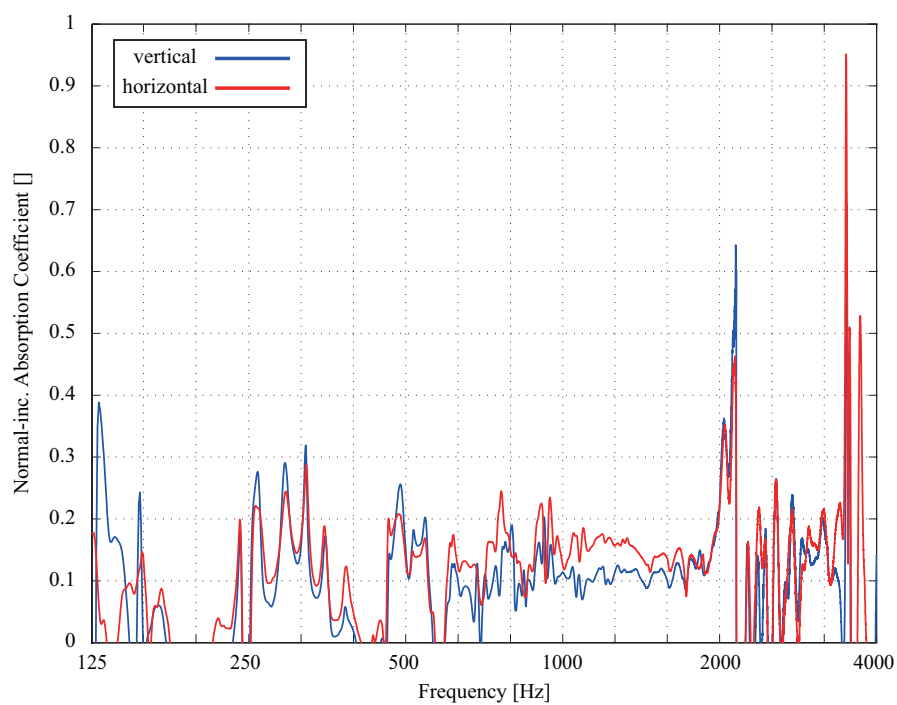


Fig. 4.40: Normal incidence absorption coefficients measured for carpet under different conditions of fiber direction.

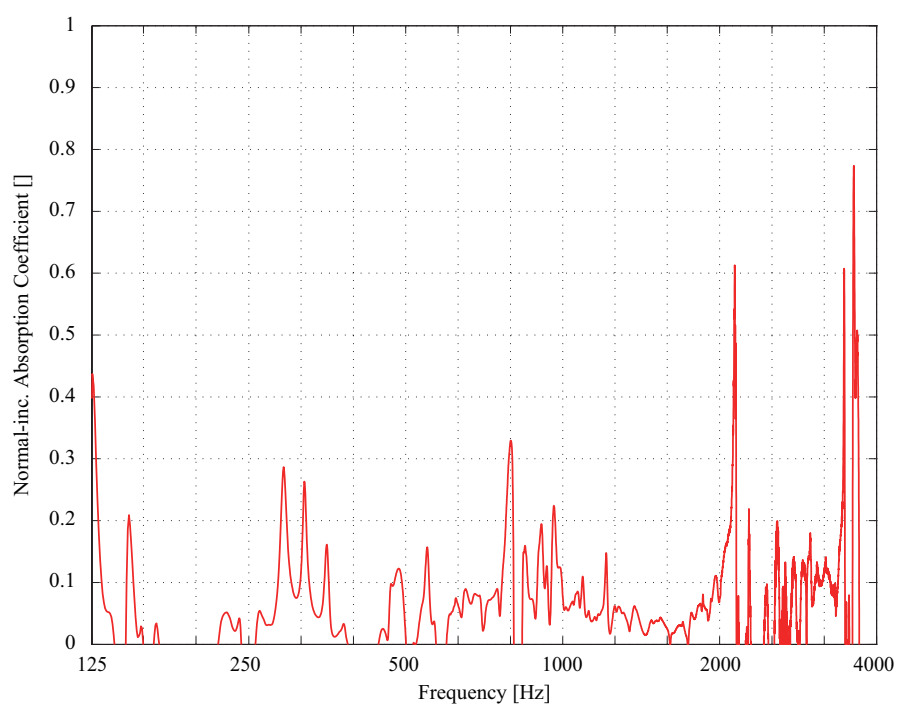


Fig. 4.41: Normal incidence absorption coefficients measured for none sample.

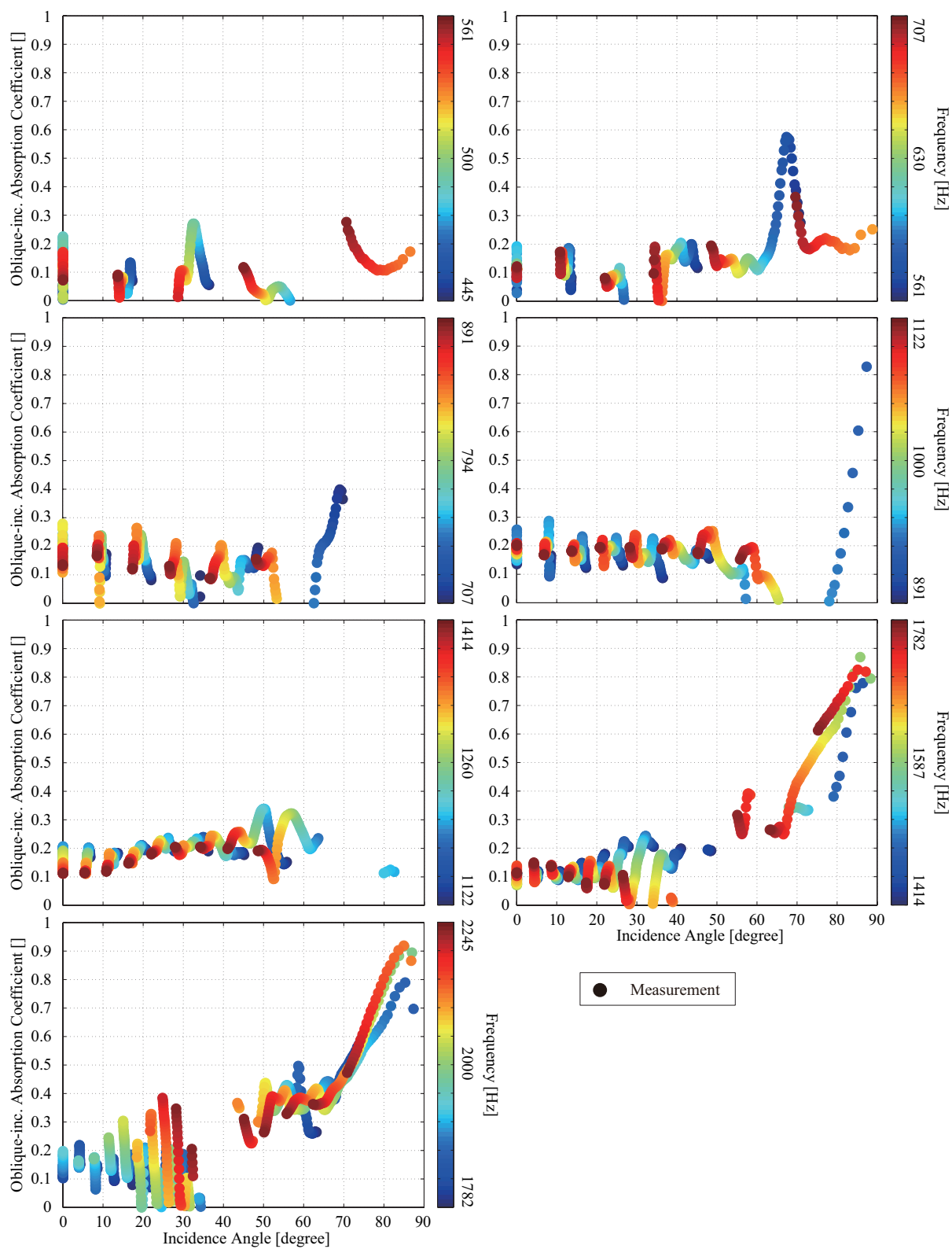


Fig. 4.42: Oblique incidence absorption coefficients measured for carpet under fiber horizontal direction condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

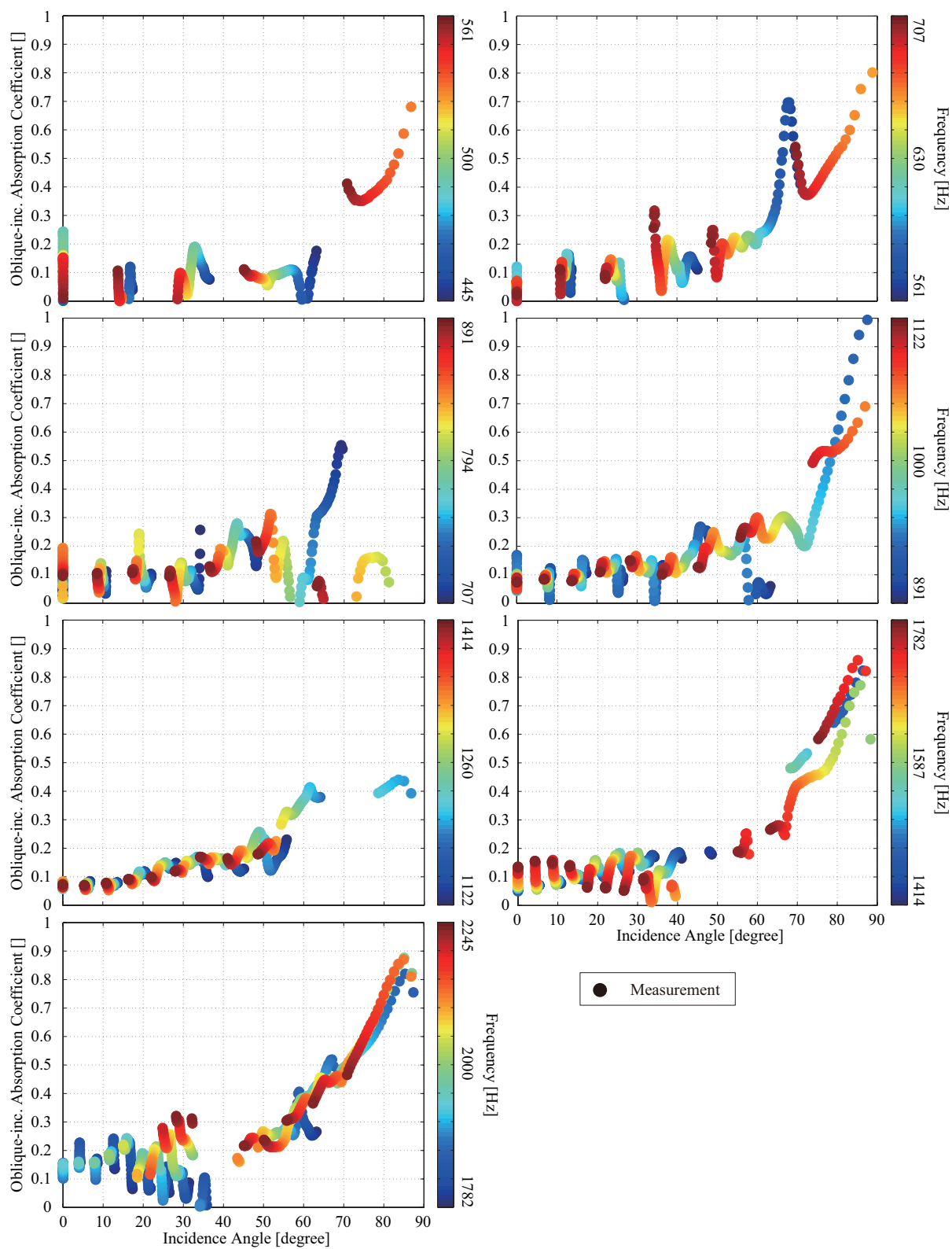


Fig. 4.43: Oblique incidence absorption coefficients measured for carpet under fiber vertical direction condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

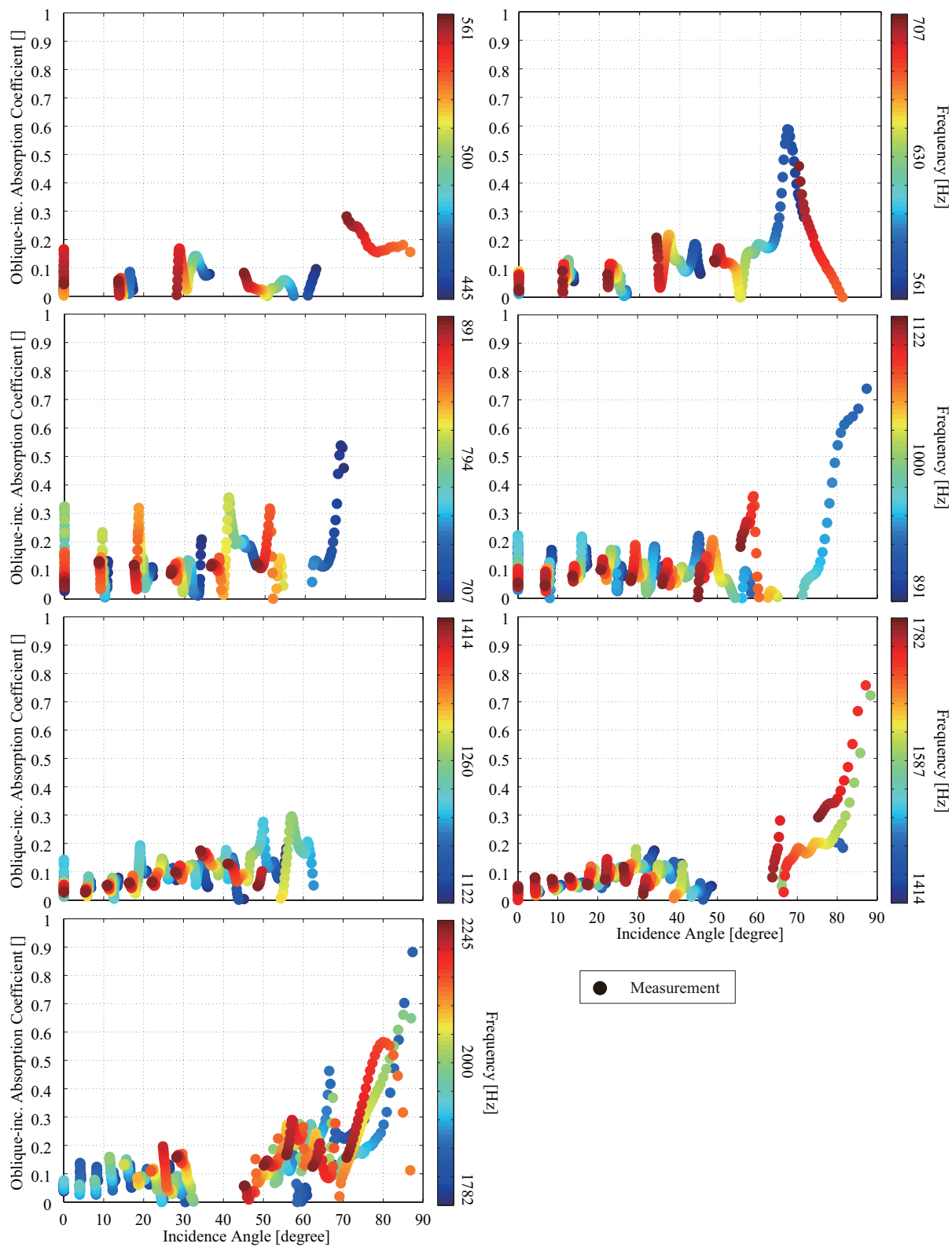


Fig. 4.44: Oblique incidence absorption coefficients measured for none sample in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

4.3 共鳴器型吸音材の測定結果

共鳴器型吸音材として、穴あき板と、背後をハニカム構造によって仕切ったハニカム共鳴器について測定を行った (Fig. 4.45)。いずれも比較として、2.2 節で述べた各モデルの無限大平面における理論値を算出した。ただし、板表面の抵抗補正值は垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。



Fig. 4.45: The measured resonator.

4.3.1 穴あき板

測定に用いた穴あき板を Fig. 4.46 に、物性値を Table 4.4 に示す。測定は背後空気層 20, 40 [mm] の 2 条件測定を行った。また、試料周辺の隙間が共鳴器に及ぼす影響を検証するため、テープによる気密の有無の 2 条件で測定を行った (Fig. 4.46)。

また、穴あき板の背後に GW32K25mm, 50mm を設置した条件での測定を行った。テープ気密は有りの条件で測定を行っている。

Table 4.4: Physical properties of perforated panel.

	t [mm]	r [mm]	pitch [mm]	ϕ [-]	air layer [mm]	f_{res} [Hz]
PPA20	5	2.5	25	0.03	20	750
PPA40	5	2.5	25	0.03	40	520



Fig. 4.46: The measured perforated panel.

垂直入射吸音率

PP の背後空気層 20, 40 [mm] の 2 条件の垂直入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.47, 4.47 に示す。比較として各モデルの理論値を併記する。また、PP の背後に GW32K25mm, 50mm を設置した 2 条件の垂直入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.49, 4.50 に示す。

背後空気層の 2 条件ともに、テープ気密の有無によって共鳴周波数が異なっている。テープ気密有りの時、理論値との良好な対応が見られる。さらに、テープ気密無しの時、共鳴によるピークの値も低下しており、周辺隙間からの空気流通が支配的になっているものと推察される。

また、理論値について、各モデルの違いによる差はあまり見られなかった。フィッティングによる推定された抵抗補正值に関しては、全モデルで推定前より増加した。表面の仕上げや、孔のエッジ部分の加工によって表面の抵抗補正值が増加したものと考えられる。

背後に GW を配置した場合、一般的に吸音のピークが広がるといわれている。測定された値を見ても、吸音のピークが広がっているのが確認できる。

斜入射吸音率

PP のテープ気密無しの条件における背後空気層 20, 40 [mm] の 2 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.51, 4.53 に、テープ気密有りの条件における背後空気層 20, 40 [mm] の 2 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.52, 4.54 に示す。比較として Atalla model による理論値を併記する。ただし、表面の抵抗値はフィッティング後の値を用いている。また、PP の背後に GW32K25mm, 50mm を設置した 2 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.55, 4.56 に示す。

背後空気層の 2 条件ともに、入射角度が大きくなるにつれて共鳴周波数が高音域にシフトしており、共鳴周波数の入射角度依存性が確認された。テープ気密の有無で比較すると、テープ気密無しの時、全体的に値の暴れがみられる。また、共鳴周波数のシフトの程度が異なっており、テープ気密有りの時、理論値との良好な対応が見られる。

擦過入射付近において、測定値が上昇する傾向が見られる。これは、擦過入射付近では、板表面に沿った粒子速度が大きくなるため、板表面の抵抗の影響で減衰が大きくなることが一因として考えられる。

背後に GW を設置した条件では、共鳴周波数の入射角度依存性は確認されなかった。一方で、70 度付近で吸音率の上昇が見られ、GW の斜入射吸音率と似た挙動をしている。これは、特に擦過入射に近づくと、背後の GW の影響が多くなり、吸音率の上昇が見られたものと考えられる。

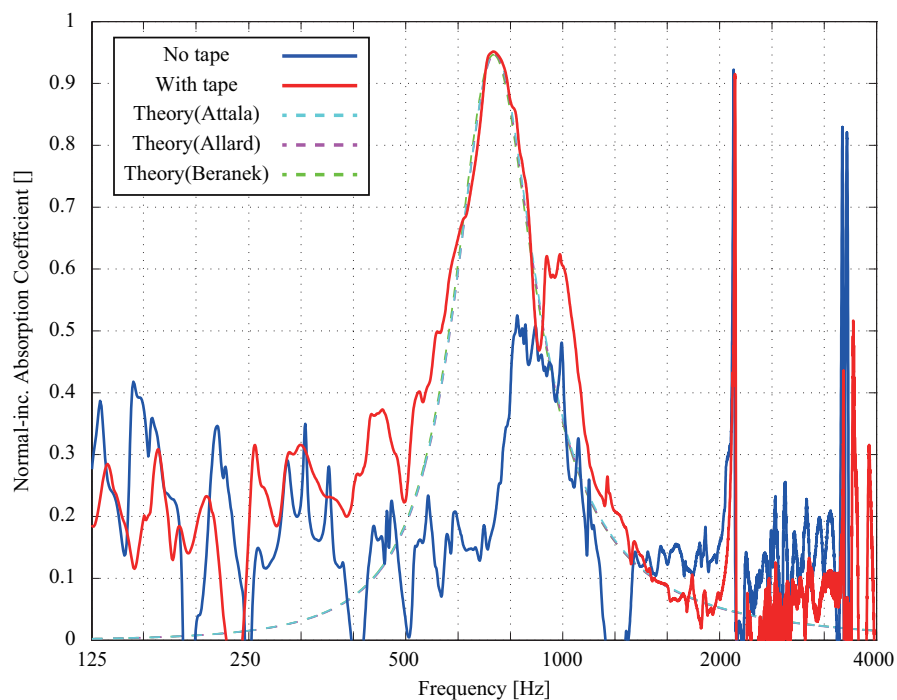


Fig. 4.47: Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under different tape airtightness condition backed by air layers with 20mm.

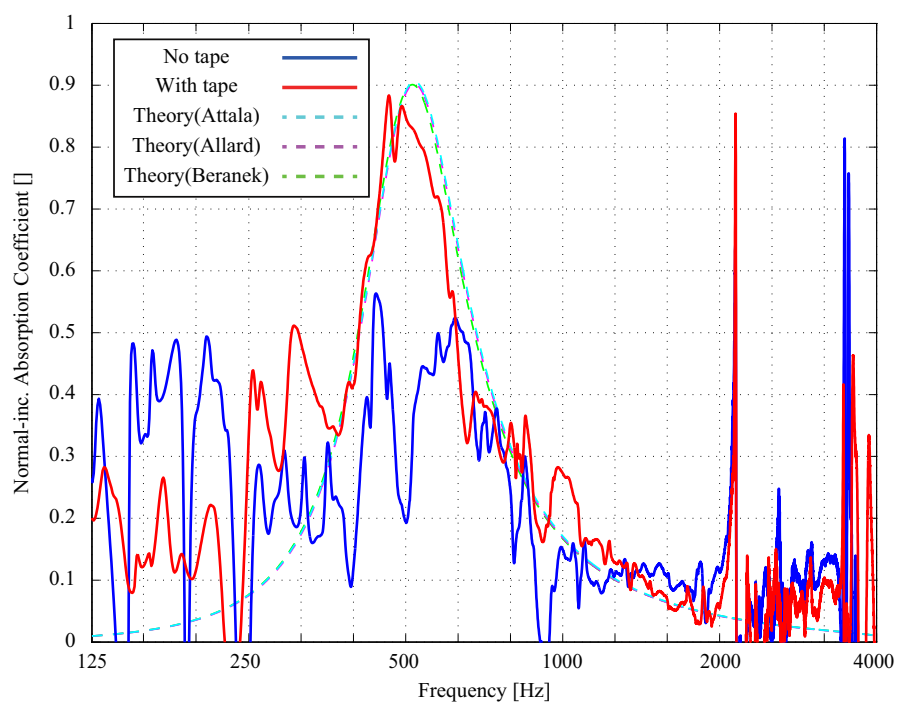


Fig. 4.48: Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under different tape airtightness condition backed by air layers with 40mm.

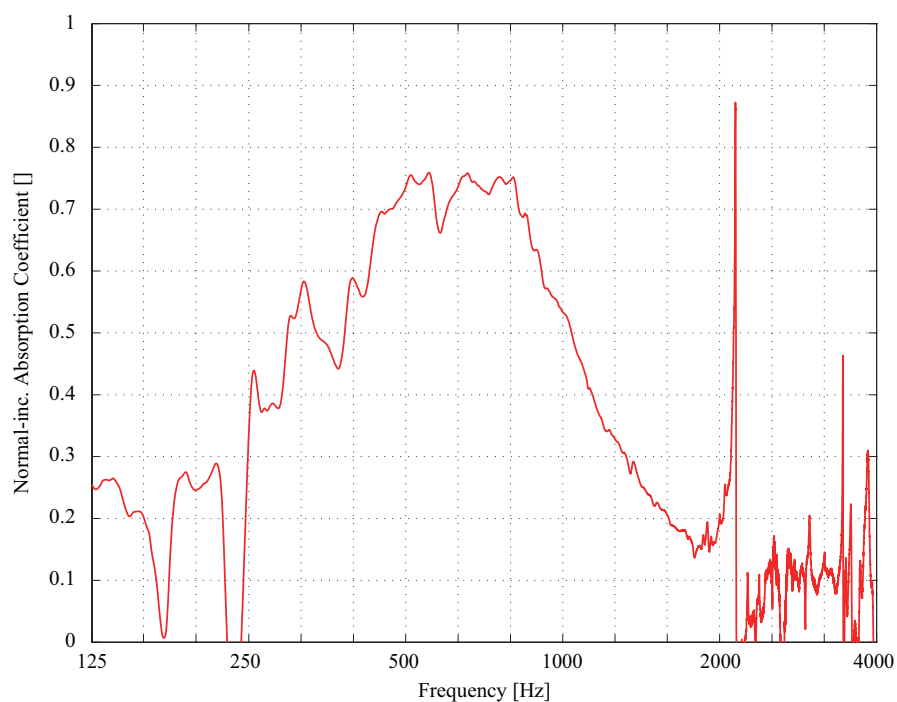


Fig. 4.49: Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 25mm.

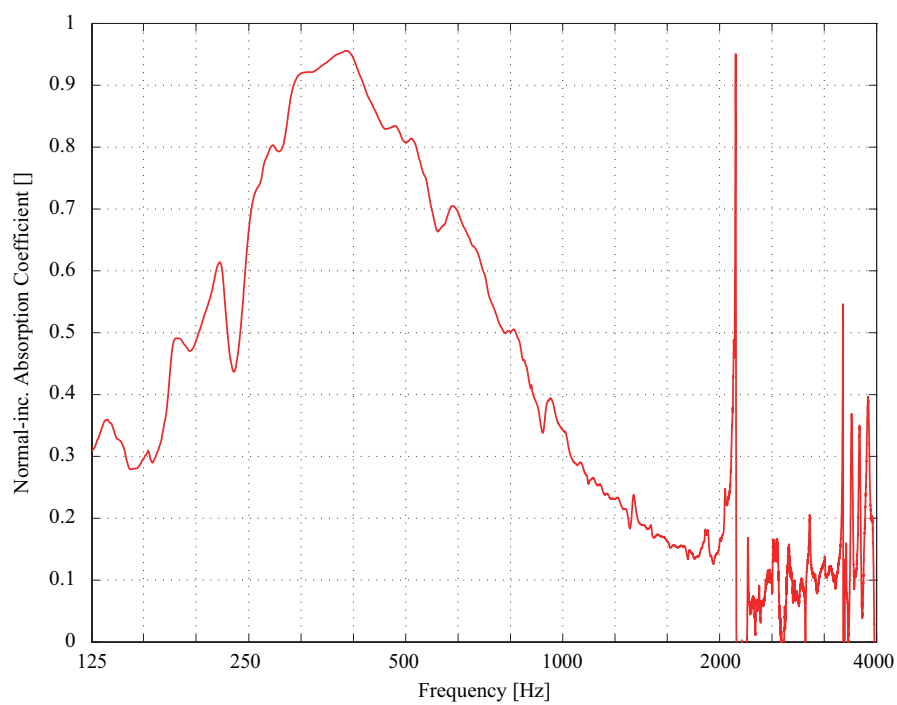


Fig. 4.50: Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 50mm.

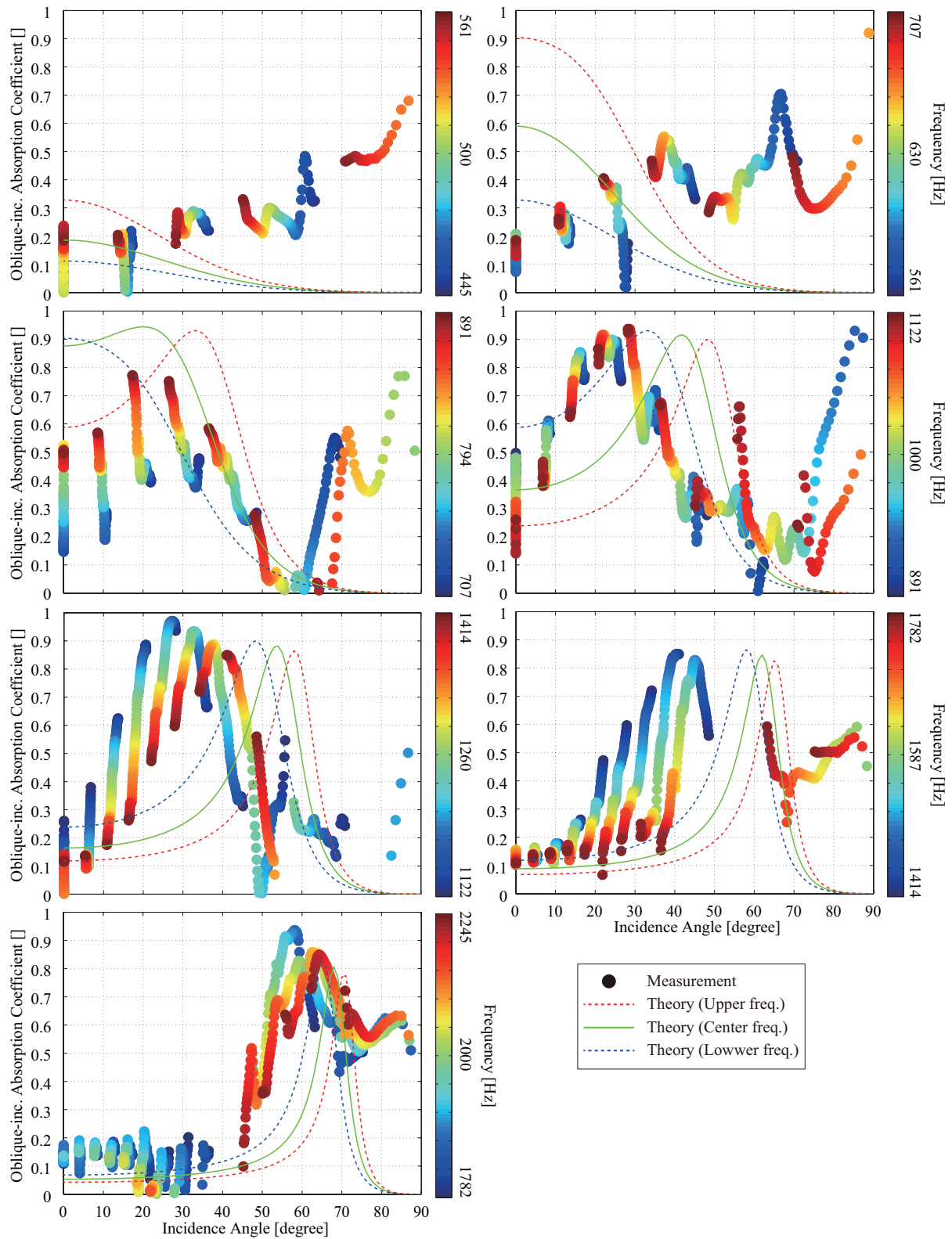


Fig. 4.51: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

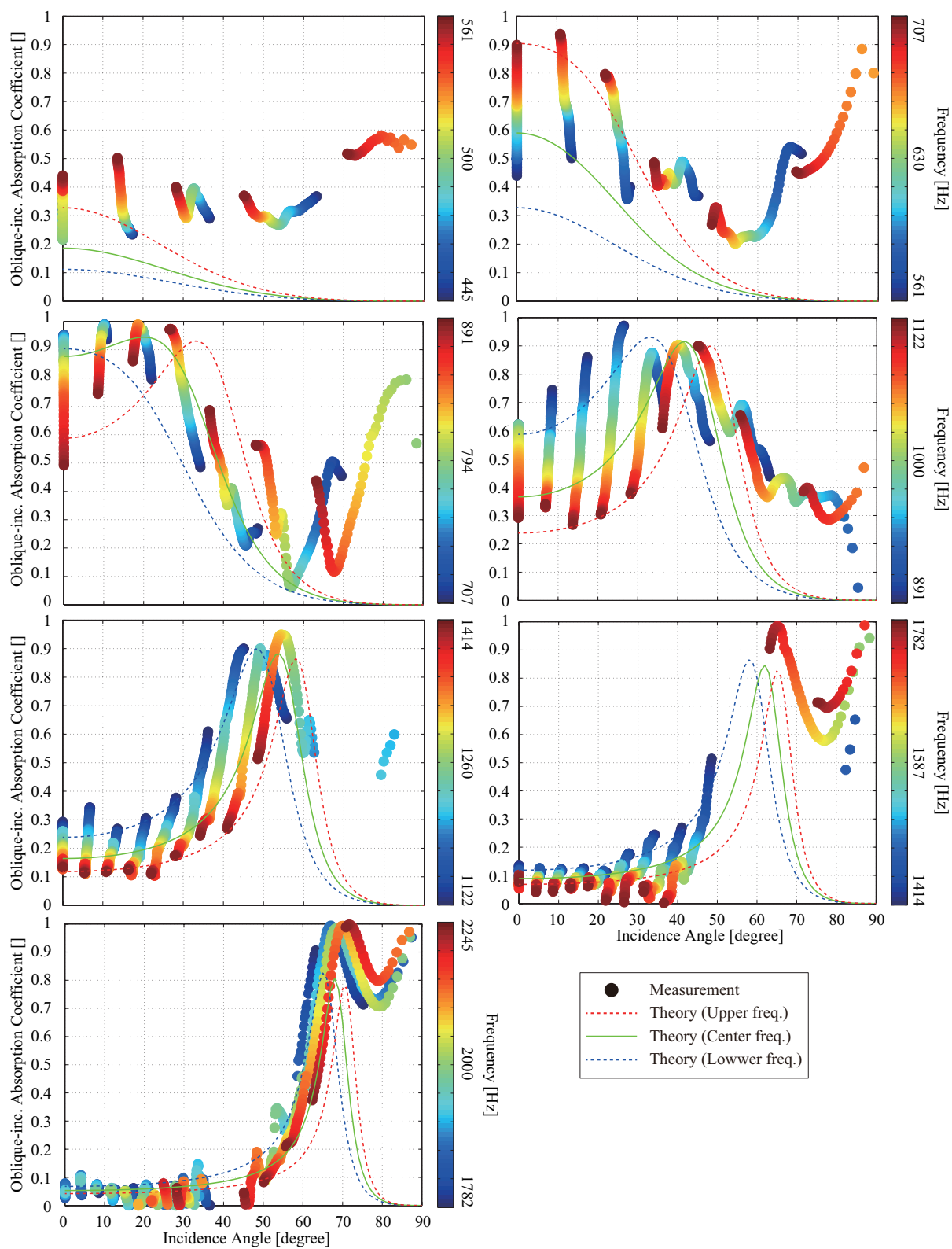


Fig. 4.52: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

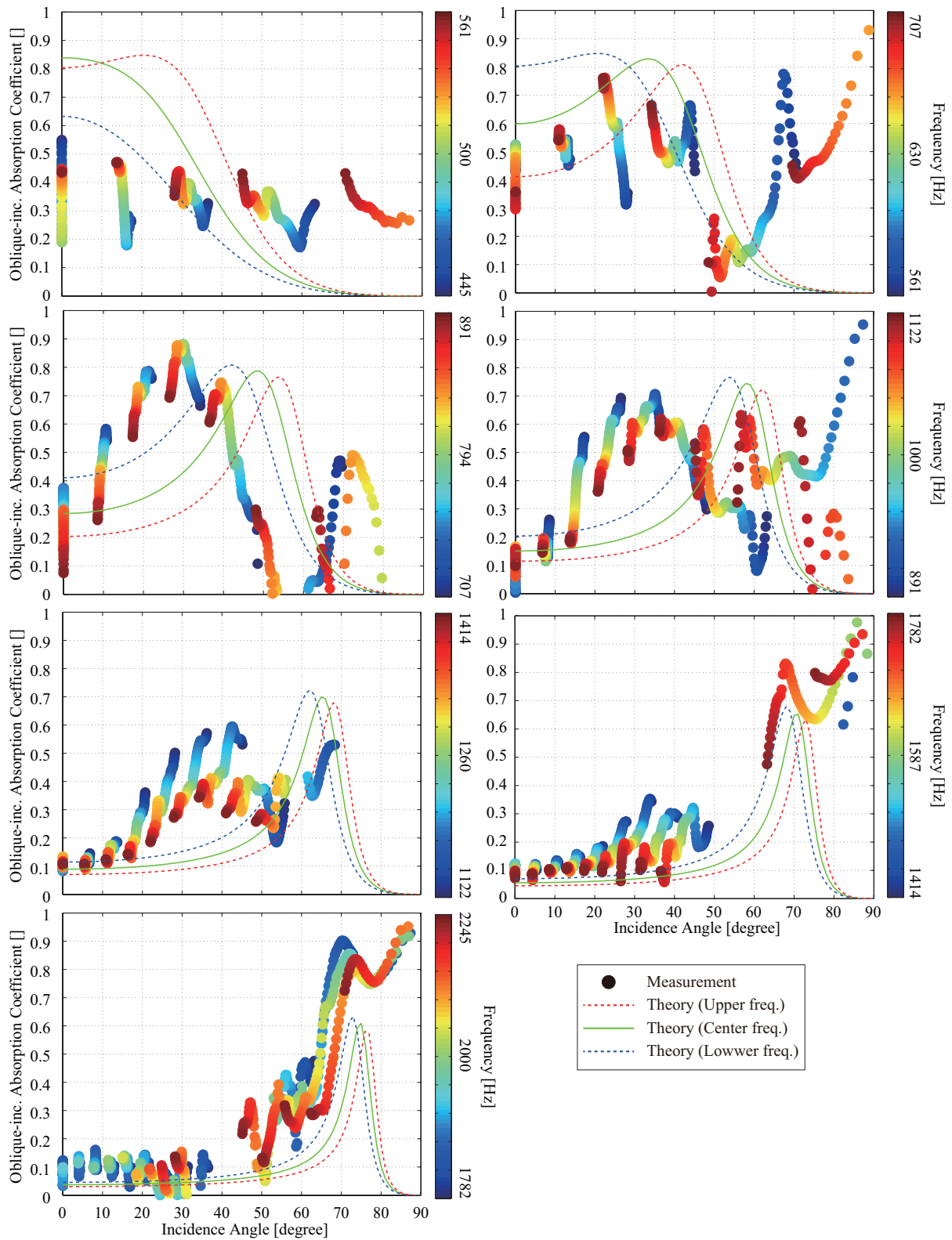


Fig. 4.53: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

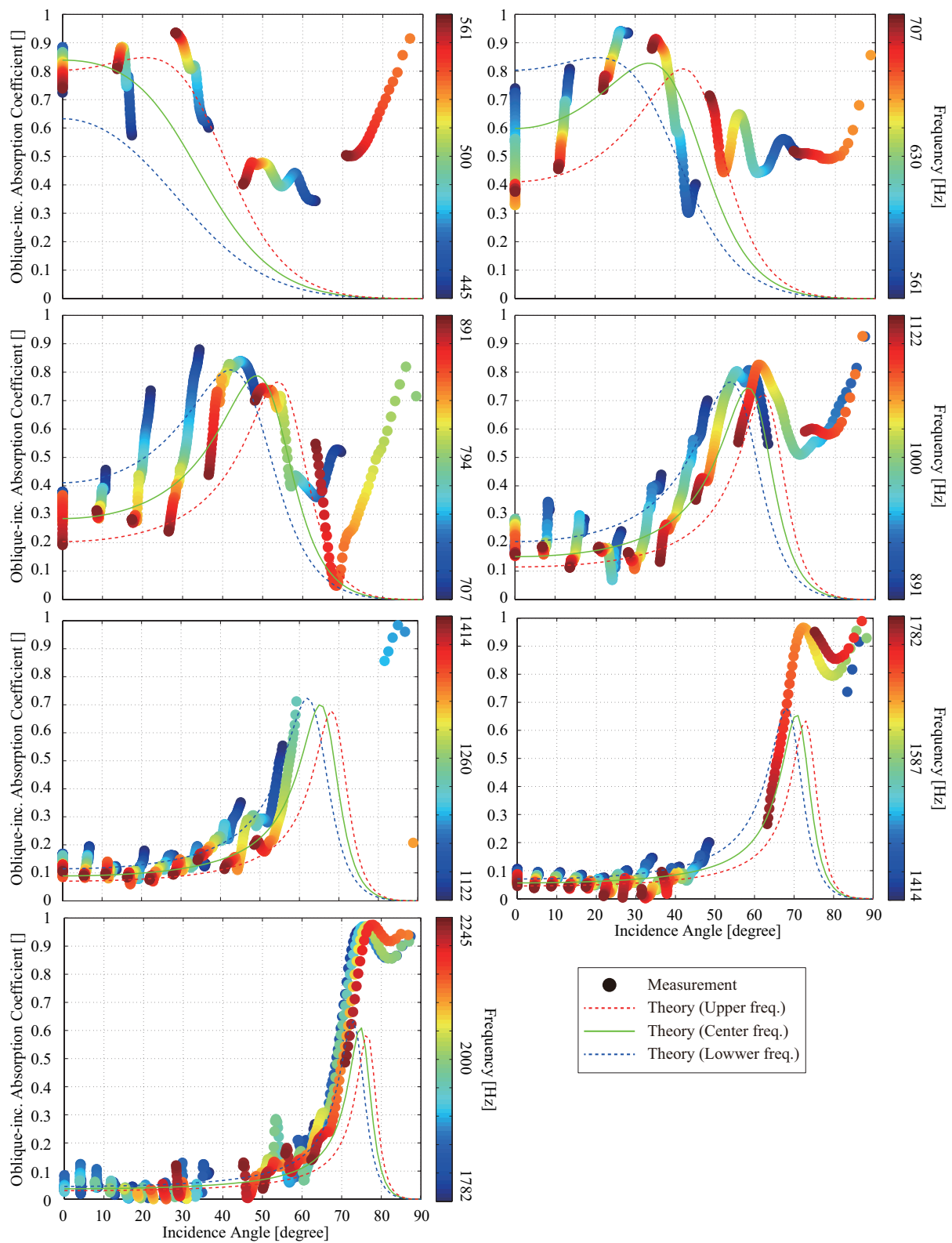


Fig. 4.54: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

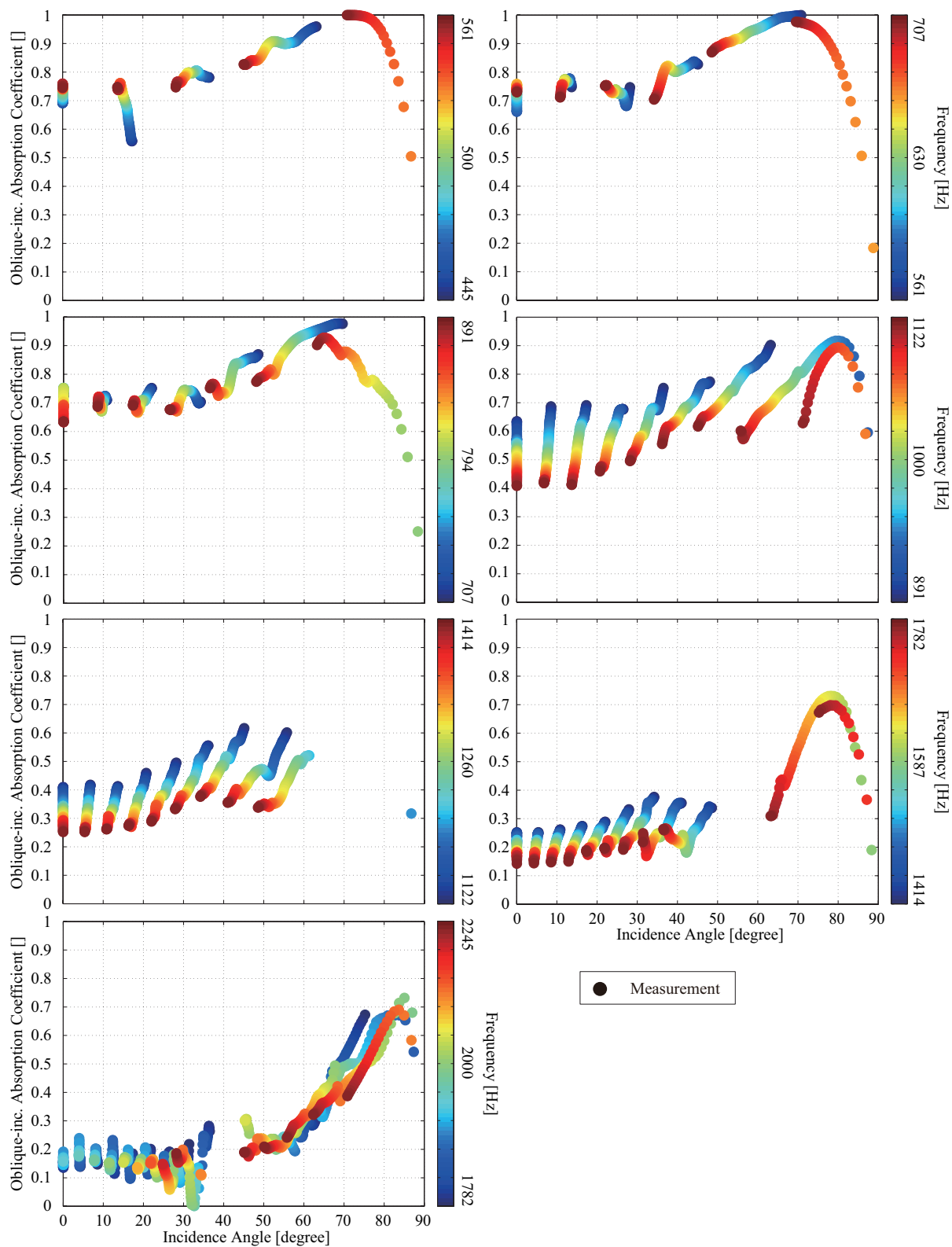


Fig. 4.55: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 25mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

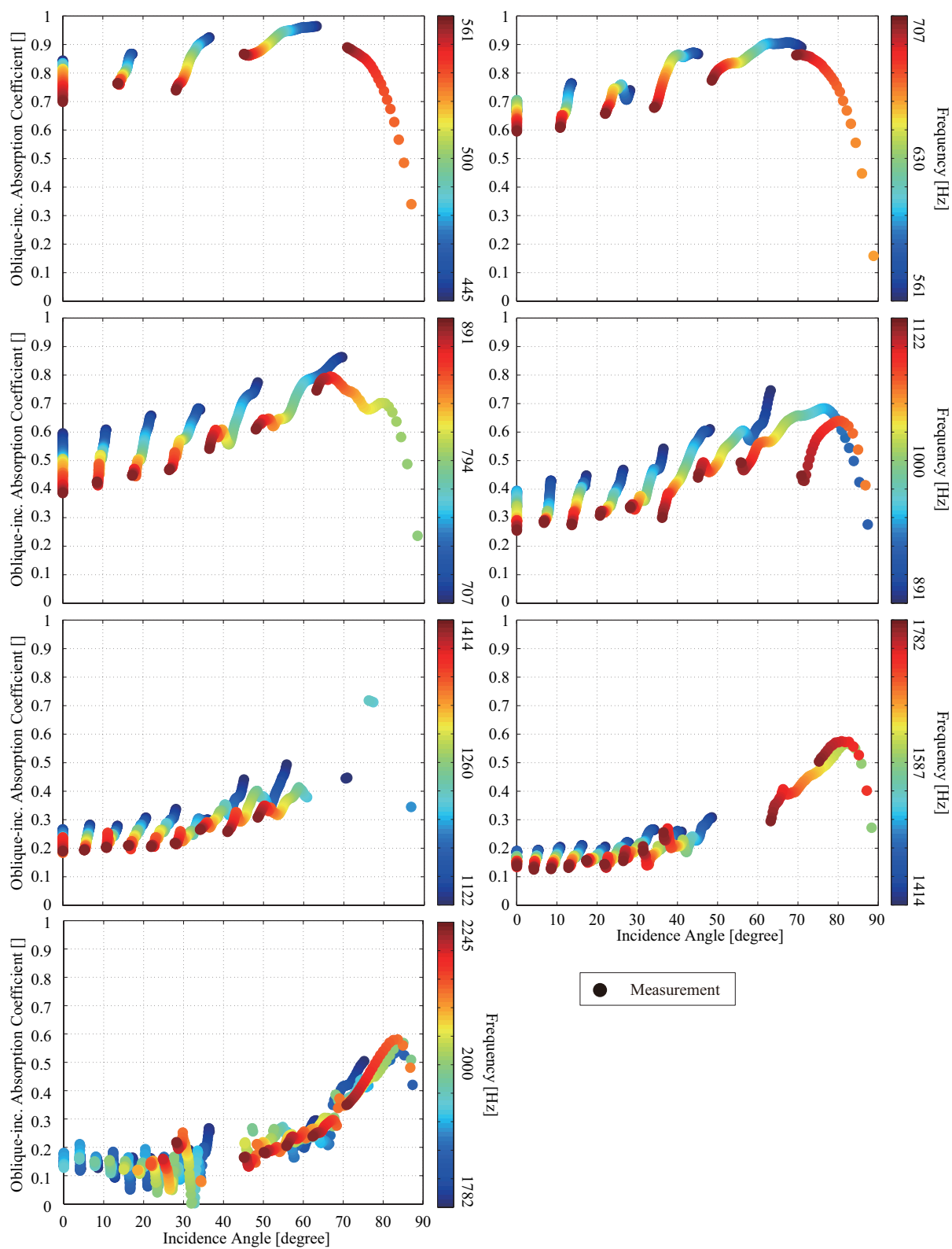


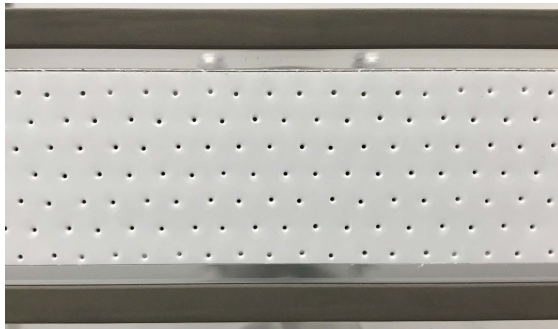
Fig. 4.56: Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 50mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

4.3.2 ハニカム型共鳴器

測定に用いたハニカム共鳴器を Fig. 4.57 に、物性値を Table 4.5 に示す。背後をハニカムにより仕切られているため、背後空気層は 20 [mm] で固定である。材料自体は剛壁密着条件で測定を行った。また、試料周辺の隙間が共鳴器に及ぼす影響を検証するため、テープによる気密の有無の 2 条件で測定を行った (Fig. 4.57)。

Table 4.5: Physical properties of honeycomb resonator.

	t [mm]	r [mm]	pitch [mm]	ϕ [-]	air layer [mm]	f_{res} [Hz]
HR	1	0.5	8	0.012	20	1015



(a) No tape



(b) Tape airtightness

Fig. 4.57: The measured honeycomb resonator.

垂直入射吸音率

HR の垂直入射吸音率の算出結果を Fig. 4.58 に示す。比較として各モデルの理論値を併記する。

PP と同様に、テープ気密の有無によって共鳴周波数が異なっており、テープ気密有りの時理論値との良好な対応が見られる。

理論値に関しては、Beranek model が若干の乖離が見られたが、どのモデルも大きな差は見られなかった。また、抵抗補正值に関して、全モデルで推定前より増加していたが、穴あき板と比較すると減少していた。要因として、穴あき板と比べて孔がなめらかにあいていることと、背後が仕切られていることで裏面の抵抗が減少したものと考えられる。

斜入射吸音率

HR のテープ気密の有無の 2 条件の斜入射吸音率の算出結果を、それぞれ Fig. 4.59, 4.60 に示す。比較として Atalla model による理論値を併記する。ただし、表面の抵抗値はフィッティング後の値を用いている。

テープ気密無しの時、全体的に値が暴れているのに対して、テープ気密有りの時、安定した値が得られている。

PP の時に見られた、共鳴周波数の入射角度依存性は見られなかった。これは、背後をハニカム構造によって仕切られているため、背後層での伝搬が垂直方向に拘束されるためである。この影響を考慮し算出した理論値とも良好な対応が見られた。また、PP の時に見られた、擦過入射付近の吸音率の上昇も見られなかった。板表面の抵抗が小さく、擦過付近でも吸音率が上昇しなかったものと考えられる。

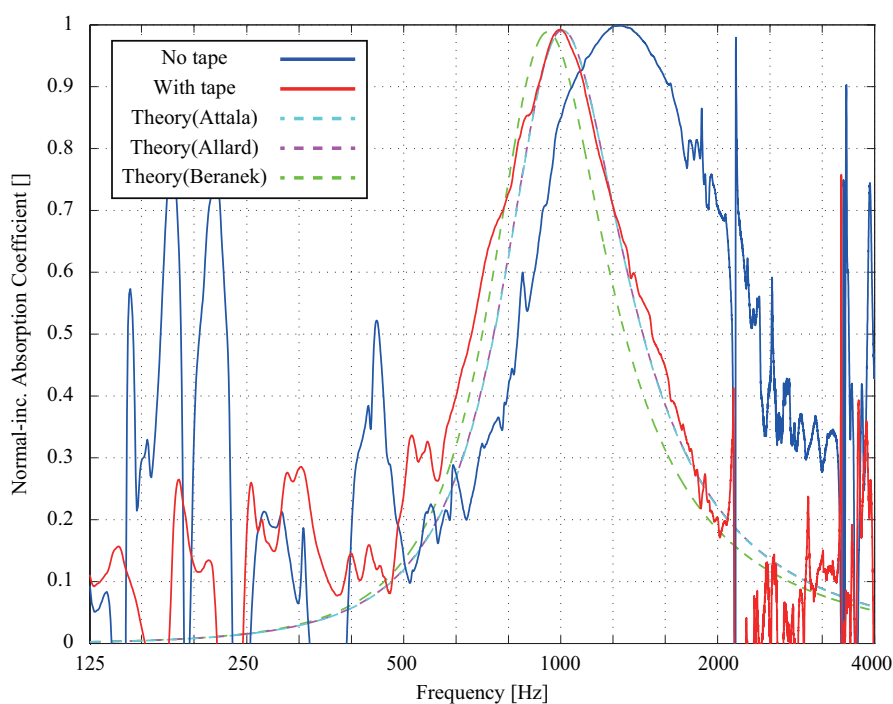


Fig. 4.58: Normal incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator under different conditions of tape airtightness.

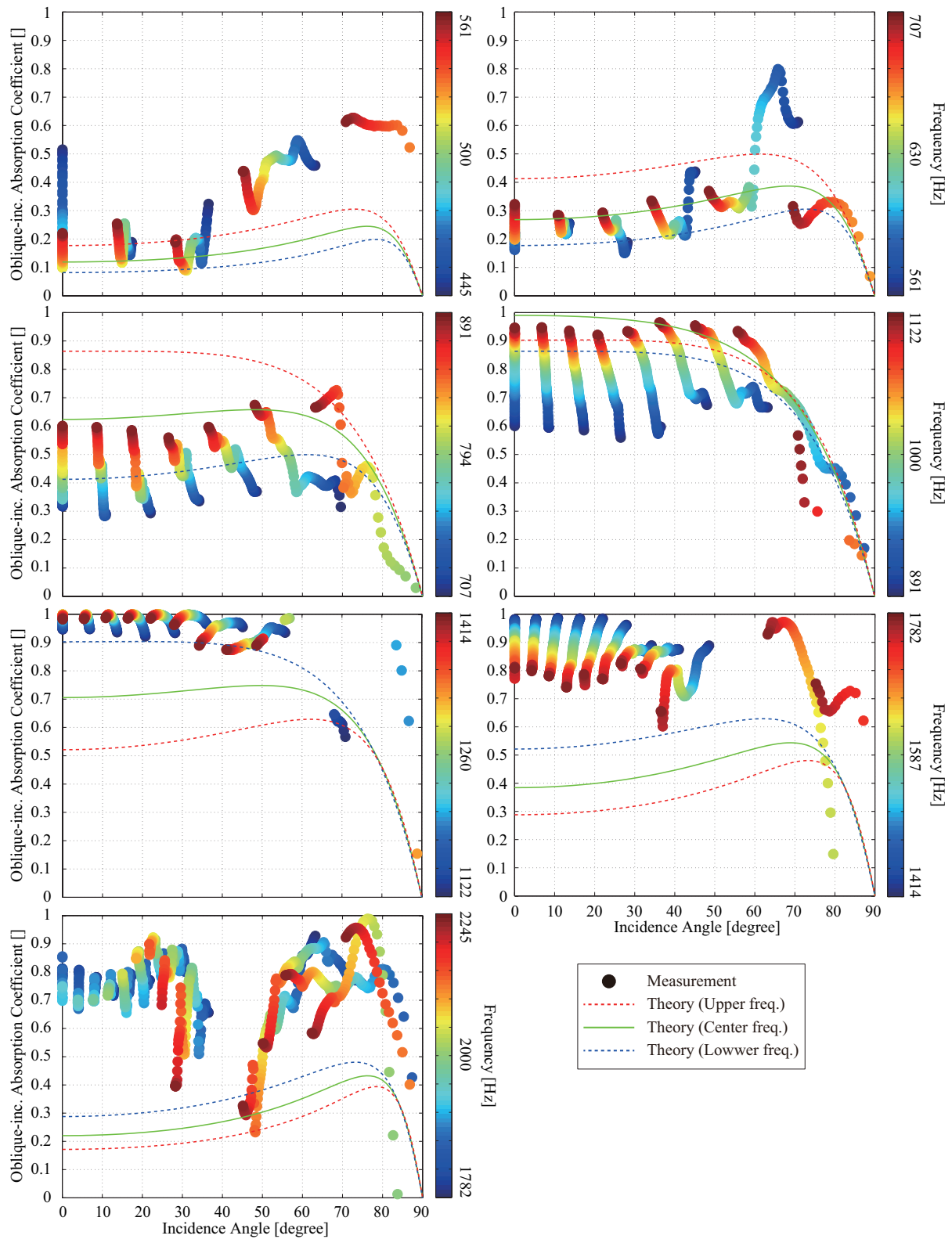


Fig. 4.59: Oblique incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

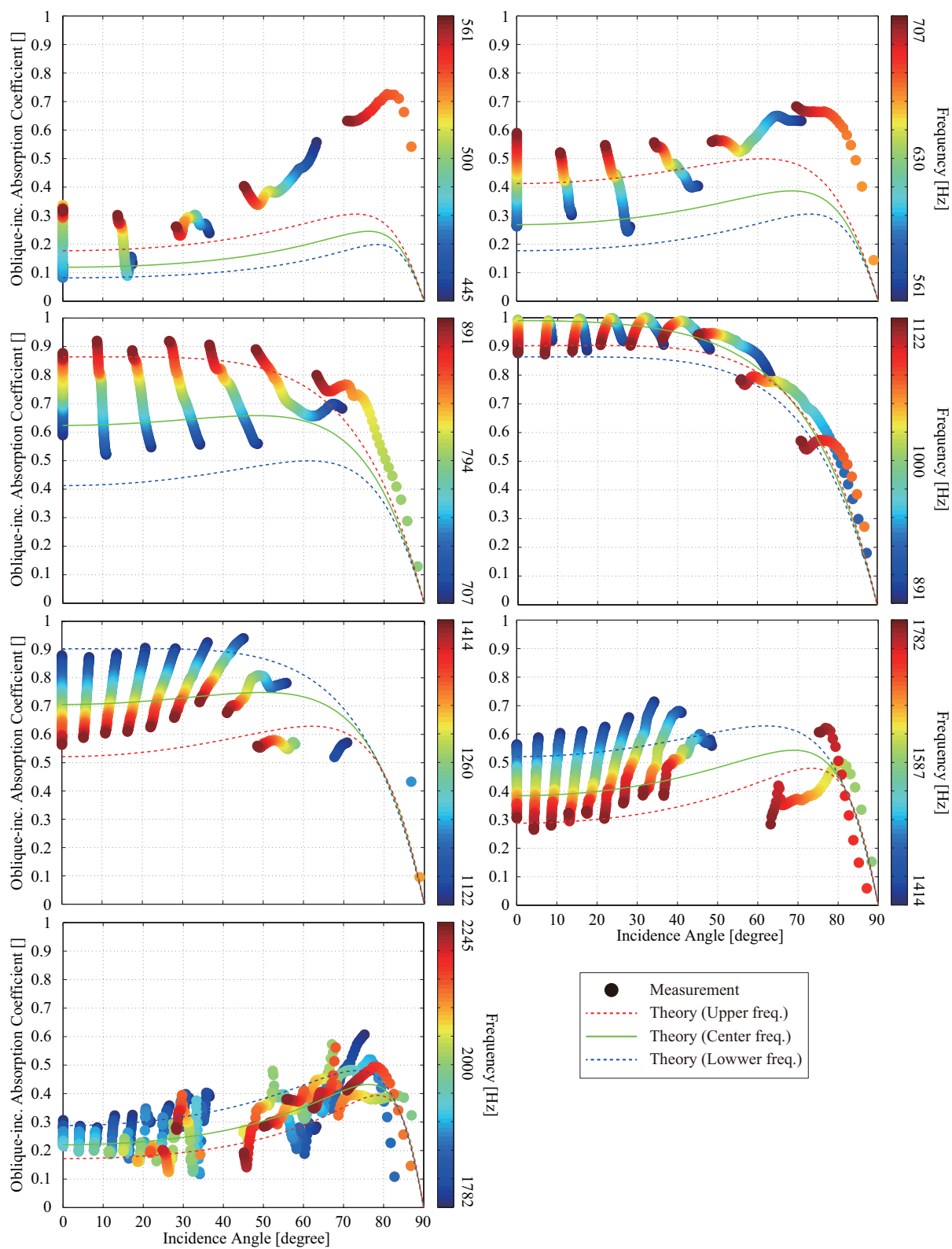


Fig. 4.60: Oblique incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator under tape airtightness condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.

4.4 まとめ

本章では、試作システムを用い各種吸音材の測定を行い、無限大平面における理論値と比較を行うことで、測定の妥当性を検証した。

多孔質型吸音材の測定では、垂直・斜入射吸音率ともに理論値との良好な対応が確認された。一部理論値との乖離は見られたが、異方的な材料に等方材料の仮定がされた理論値を適用したことによるずれや、板振動の影響を考慮していないことが原因であるため、測定値は妥当なものが得られていると考えられる。

設置条件に関して、材料によっては吸音特性が変化する場合があり、流れ抵抗が大きい材料では、隙間の影響を受けやすく、弾性骨格の材料では、押し込んで設置した際に骨格振動の影響が現れることが確認された。一方で、材料裁断技術にはある程度限界もあり、業者に依頼することである程度の精度は確保できるが、mm単位の調整は難しいと考えられ、調達した材料が少し大きい、あるいは小さいという可能性は十分にあり得る。そのため、材料の特性(流れ抵抗や骨格構造等)を理解し、隙間等の影響が表れているかを把握したうえで測定データを読み取らなければならない。

共鳴器型吸音材の測定では、垂直・斜入射吸音率ともに理論値との良好な対応が確認された。背後空気層の仕切りの有無によって、共鳴周波数の入射角依存性の有無に変化があることが実測において確認され、理論値との対応も見られ、測定値は妥当なものが得られていると考えられる。この点に関して、背後空気層の仕切りが無いと入射角度によって共鳴周波数が変化するため、音響設計の際に注意が必要である。

設置条件に関しては注意が必要であり、隙間の影響で大きく吸音特性が変化する。そのため、設置する際は、テープ等で気密し測定を行う必要がある。

第 5 章

総括

5.1 研究の成果

第 1 章では、研究の背景、吸音率の基礎・測定法、既往研究について述べた。普及している斜入射吸音率測定法がないことから、測定法の確立に向け、試作システムとして、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の実用化を目的に設定した。

第 2 章では、試作システムによる測定値の妥当性を検証するために、無限大平面における各種吸音材の吸音率の理論解析手法について述べた。第 1 節では、多孔質型吸音材について、複素体積弾性率・複素実効密度を理論解析で算出するための内部流体モデルについて述べ、吸音率算出のための式を導出した。第 2 節では、共鳴器型吸音材について、ネックの実効密度モデル化について述べ、各種モデルの比較を行った。

第 3 章では、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法のシステム構築について述べた。第 1 節では、測定原理について整理を行い、第 2 節で測定システムの構築について述べ、第 3 節で実験方法に関する検討を行った。第 4 節では、試作システムの誤差要因の検討を行い測定原理・システムの問題点を明らかにし、特異周波数・非励起モード・インパルス応答のノイズに関しては、安定した値を得るための処理方法について検討を行った。第 5 節では、分析方法について述べ、オクターブバンド値・ランダム入射吸音率推定の検討を行った。

第 4 章では、試作システムを用いて測定した各種吸音材の測定結果を示し、妥当性を検証するため、第 2 章で述べた無限大平面における理論値との比較を行った。第 2 節では、多孔質型吸音材の測定結果を示した。高さ 49, 50, 51 [mm] の条件で測定を行い、流れ抵抗が大きい材料の場合、隙間の影響が吸音特性に影響を与えることが示唆され、弾性骨格の材料の場合、押し込んで設置した場合に骨格振動の影響が示唆された。70° の入射角付近で理論値との乖離がみられたが、実測では等方材料の仮定が崩れたためだと考えられる。全材料とも、垂直・斜入射吸音率で理論値との良好な対応が見られ、試作システムによる多孔質型吸音材の測定の妥当性が示唆された。第 3 節では、共鳴器型吸音材の測定結果を示した。テープ気密有無の条件で測定を行い、テープ気密有りの場合で理論値との対応が見られ、隙間の影響で共鳴器の吸音特性に影響を与えることが示唆された。また、背後空気層の仕切りの有無によって、共鳴周波数の入射角度依存性の有無に変化があることが確認された。両材料とも、垂直・斜入射吸音率で理論値との良好な対応が見られ、試作システムによる共鳴器型吸音材の測定の妥当性が示唆された。

5.2 今後の課題

まず、チャンバーの振動の影響が確認されたが、定量的な影響まで確認できていない。その他にも、チャンバー機器の隙間の影響等誤差要因はいくつか考えられるため、その要因を明らかにし、定量的な影響を確認する必要がある。また、本試作システムでは、スピーカの位置によって一部励起が小さく、SN比が確保できないモードが存在した。しかし、設計の段階で取り除ける誤差要因であるので、今後本手法によるシステムを構築する際は、スピーカの位置をモードの節と一致しないよう設計する必要がある。

次に、多孔質材で、特に斜入射時に測定値と理論値との間に若干の乖離が見られ、材料の異方性が要因だと考えた。しかし、それに関しても定量的な影響はわかっておらず、理由も確かではない。そのため、今後異方的な材料をモデル化するための方法を検討する必要性が示唆された。

また、本論文では吸音率に着目して評価を行ったが、吸音材料を表す物性値は他にもあり、その他の物性値の算出・推定する方法の検討を行い、その妥当性を検証する必要がある。

本論文ではいくつか課題が残されたが、一方で、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の妥当性は検証された。この手法であれば、材料端部の回折の影響を受けないため、面積効果を含まない材料自体の吸音率測定が可能である。今後、測定サンプルを増やし、測定精度の検証を行うと共に、斜入射時の挙動解明への手助けとなることを期待する。

以上、本論文をまとめ、残された課題を示した。斜入射吸音率測定法が普及しデータの整備が行われることにより、より適切な音響設計・騒音防音計画が行われることを期待し、本論文を締めくくる。

目次

1.1	(a) Relation between sound incidence, reflection, absorption and transmission. (b) Difference of sound incidence condition.	1
2.1	Physical phenomena involved in a perforated plate.	15
3.1	Geometrical interpretation of the propagation modes.	21
3.2	A geometrical specification of the proto-type chamber.	25
3.3	The proto-type chamber.	25
3.4	The speaker and dummy unit.	26
3.5	The microphone unit and dummy unit.	26
3.6	The array microphone.	26
3.7	System diagram.	27
3.8	Relation between frequency and incidence angle in the chamber.	28
3.9	Normal incidence absorption coefficient under five different signal conditions.	29
3.10	Individual difference of microphone.	30
3.11	Influence of calibration.	31
3.12	Examination of outliers excluded.	32
3.13	Schematic of a chamber and eigen-mode shapes.	33
3.14	Analytical model for chamber.	34
3.15	Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis.	34
3.16	Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by measurement.	35
3.17	Analytical model for chamber.	35
3.18	Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis under the condition that the speaker is blocked by half.	35
3.19	Analytical model for chamber.	36
3.20	Incident and reflection amplitude and oblique incident absorption coefficient by numerical analysis under the condition that the diffuser is placed.	36
3.21	Examination of non-excitation mode removal.	37
3.22	Incident and reflection amplitude and normal incident absorption coefficient under different conditions for absorption.	38
3.23	Influence of noise contained in an impulse response.	39
3.24	Eliminate noise contained in an impulse response by attenuation filter(1ms).	39
3.25	Eliminate noise contained in an impulse response by attenuation filter(10ms).	40
3.26	Normal incidence absorption coefficients measured for porous materials.	41
3.27	Influence of vibration of the chamber.	41
3.28	Comparison of center frequency value and octave bands.	42
3.29	Oblique incidence absorption coefficients estimated from two different curve fitting procedures.	43
3.30	Incidence to material in diffusional field.	44
3.31	Random incidence absorption coefficient estimated from the measured values.	45
4.1	Measurement condition.	47
4.2	Porous materials taken with macro lens.	48
4.3	The measured porous materials.	48

4.4	The measured glass wool.	49
4.5	Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness with three different heights.	51
4.6	Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness with different orientation conditions.	51
4.7	Normal incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness with two different heights.	52
4.8	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	53
4.9	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	54
4.10	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	55
4.11	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	56
4.12	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 32K with 50mm thickness under side orientation condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	57
4.13	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	58
4.14	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	59
4.15	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency with theory value of elastic frame.	60
4.16	Oblique incidence absorption coefficients measured for glass wool 96K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency with theory value of elastic frame.	61
4.17	The measured urethane foam.	62
4.18	Normal incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness with three different heights.	64
4.19	Normal incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness with three different heights.	64
4.20	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	65
4.21	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	66
4.22	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 24K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	67
4.23	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 49mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	68
4.24	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 50mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	69
4.25	Oblique incidence absorption coefficients measured for urethane foam 34K with 25mm thickness 51mm height in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	70
4.26	The measured rockwool board.	71
4.27	Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board under three different conditions.	73
4.28	Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 20mm under three different conditions.	73
4.29	Normal incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 40mm under three different conditions.	74
4.30	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	75
4.31	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	76
4.32	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	77
4.33	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	78

4.34	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	79
4.35	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	80
4.36	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	81
4.37	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under tape airtightness condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	82
4.38	Oblique incidence absorption coefficients measured for rockwool board under reverse side condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	83
4.39	The measured carpet.	84
4.40	Normal incidence absorption coefficients measured for carpet under different conditions of fiber direction.	85
4.41	Normal incidence absorption coefficients measured for none sample.	85
4.42	Oblique incidence absorption coefficients measured for carpet under fiber horizontal direction condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	86
4.43	Oblique incidence absorption coefficients measured for carpet under fiber vertical direction condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	87
4.44	Oblique incidence absorption coefficients measured for none sample in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	88
4.45	The measured resonator.	89
4.46	The measured perforated panel.	90
4.47	Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under different tape airtightness condition backed by air layers with 20mm.	91
4.48	Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under different tape airtightness condition backed by air layers with 40mm.	91
4.49	Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 25mm.	92
4.50	Normal incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 50mm.	92
4.51	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	93
4.52	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by air layers with 20mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	94
4.53	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	95
4.54	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by air layers with 40mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	96
4.55	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 25mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	97
4.56	Oblique incidence absorption coefficients measured for perforated panel under tape airtightness condition backed by glass wool with 50mm in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	98
4.57	The measured honeycomb resonator.	99
4.58	Normal incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator unde different conditions of tape airtightness. 100	
4.59	Oblique incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	101
4.60	Oblique incidence absorption coefficients measured for honeycomb resonator under tape airtightness condition in the 1/3 octave bands of 500 to 2000 Hz center frequency.	102

表目次

3.1	Equipment list of measuring system with chamber.	27
3.2	Combination of dimension of TSP and Number of synchronized summation.	29
4.1	Physical properties of glass wool.	49
4.2	Physical properties of urethane foam.	62
4.3	Physical properties of rockwool board.	71
4.4	Physical properties of perforated panel.	89
4.5	Physical properties of honeycomb resonator.	99

参考文献

- [1] D. Lafarge, P. Lemarinier, J. F. Allard, Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 102, No. 4, pp. 1995-2006, 1997.
- [2] D. L. Johnson, J. Koplik, R. Dashen, Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J. Fluid Mech.*, Vol. 176, pp. 379-402, 1987.
- [3] J. F. Allard, N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials Second Edition*. John WILEY & Sons, New York, 2009.
- [4] K. Kimura and K. Yamamoto, A method for measuring oblique incidence absorption coefficient of absorptive panels by stretched pulse technique. *Applied Acoustics*, Vol. 62, pp. 617-632, 2001.
- [5] L. L. Beranek, I. L. Ver, *Noise and Vibration Control Engineering : Principles and Applications*. John WILEY & Sons, New York, 2009.
- [6] N. Atalla, F. Sgard, Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models. *J. Sound Vib.*, Vol. 303, pp. 195-208, 2007.
- [7] R. L. Panton, J. M. Miller, Resonant frequencies of cylindrical resonator. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 57, No. 6, pp. 1533-1535, 1975.
- [8] X. Oluy, C. Boutin, Acoustic wave propagation in double porosity media. *J. Acoust. So. Am.*, Vol. 114, No. 1, pp. 73-89, 2003.
- [9] Y. Champoux, J. F. Allard, Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *J. Appl. Phys.*, Vol. 70, No. 4, pp. 1975-1979, 1991.
- [10] Y. Miki, Acoustical properties of porous materials -modifications of Delany-Bazley models-. *J. Acoust. Soc. Jpn.*, Vol. 11, No. 1, pp. 19-24, 1990
- [11] Y. Miki, Acoustical properties of porous materials -Generalizations of empirical models-. *J. Acoust. Soc. Jpn.*, Vol. 11, No. 1, pp. 25-28, 1990
- [12] 井上尚久, 音響振動連成数値解析による積層型音響材料の部材性能予測に関する研究. 東京大学博士論文, 2014.
- [13] 井上尚久, 佐久間哲哉, 音響管計測における固定支持及び空隙条件多孔質材料の計測値の簡易予想の試み. 日本音響学会建築音響研究会資料, AA2015-24, pp. 8-15, 2015.
- [14] 加藤大輔, 多孔質材料内伝搬音の予測モデル -繊維不織布の物質密度と繊維径による定量化-. 日本音響学会誌, Vol. 63, No. 11, pp. 635-645, 2007.
- [15] 加藤大輔, 多孔質材料内伝搬音の予測モデル -Kato モデルにおける適用範囲の拡張-. 日本音響学会誌,

- Vol. 64, No. 6, pp. 339-347, 2008.
- [16] 加藤大輔, 多孔質材料内伝搬音の予測モデル -Kato モデルにおける Biot 理論の適用-. 日本音響学会誌, Vol. 64, No. 10, pp. 597-606, 2008.
- [17] 橘秀樹, 矢野博夫, 石井聖光, 各種吸音構造の斜め入射吸音特性 -相関法を用いた直接音消去法による測定-. 日本音響学会誌, Vol. 34, No. 1, pp. 11-20, 1978.
- [18] 田村正行, 空間フーリエ変換を利用した斜め入射音圧反射率の測定. 日本音響学会誌, Vol. 44, No. 5, pp. 344-349, 1988.
- [19] 寺尾道仁, 関根秀久, 大川真平, 斜入射反射係数のダクト内測定法に関する基礎的検討. 日本音響学会研究発表会講演論文集 (春), pp. 765-766, 2001.
- [20] 浜田幸雄, 日高新人, 橘秀樹, 4 端子回路網理論による多層壁のランダム入射透過損失の推定. 日本建築学会計画系論文報告集, Vol. 362, pp. 1-7, 1986.
- [21] ISO 10534-1: 1996 Acoustics -Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes- Part 1: Method using standing wave ratio.
- [22] ISO 10534-2: 1998 Acoustics -Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes- Part 2: Transfer-function method.
- [23] ISO 354: 2003 Acoustics -Measurement of sound absorption in a reverberation room.
- [24] JIS A 1405-1: 2007 「音響管による吸音率及びインピーダンスの測定-第 1 部: 定在波比法」
- [25] JIS A 1405-2: 2007 「音響管による吸音率及びインピーダンスの測定-第 2 部: 伝達関数法」
- [26] JIS A 1409: 1998 「残響室法吸音率の測定方法」

謝辞

本論文は東京大学大学院新領域創成科学研究科社会文化環境学専攻修士課程において、同専攻の佐久間哲哉准教授の指導のもとに行った研究をまとめたものであります。佐久間先生には研究を行う上での考え方や取り組む姿勢、発表での言葉遣いや文章の書き方など、多くのことをご指導いただきました。心から感謝致します。

副指導教員である同専攻の佐々木淳教授には、普段見落としがちな視点から助言をいただくことが出来ました。ここに感謝申し上げます。

同専攻の井上尚久氏には、至らない筆者のことを様々な面で手助けをしていただきました。音響学の基礎を教えていただき、研究を始めるきっかけを与えていただき、研究を進めるうえで吸音材の理論教えていただき、その他にもここに書ききれないほど多くのことを教えていただきました。そのおかげで無事卒業することが出来ます。ここに深く感謝申し上げます。

関西大学建築学科の河井康人教授には、卒業論文の際、波動音響学のことなど多くの知識を学ばせていただきました。同学科の豊田政弘准教授には、卒業論文の指導教員として、**FDTD** 法のことや信号処理のことを学ばせていただきました。幾何音響解析のプログラムと一緒に考え構築したことは、今でも良い思い出です。また、現在佐久間研究室で研究を行えているのは、先生方からご指導していただき、背中を押して下さったおかげでございます。ここに深く感謝申し上げます。

佐久間研究室の先輩である加味梢さん、藤浪南夏子さんには研究の相談以外にも、就職活動のアドバイスや履歴書の添削等していただきました。**LIMESA Richard Arthur Jeremia** さんには、研究の相談や、英語論文を読む際の手助けをしていただきました。

同研究室の博士課程の會田祐さんには、お会いできる機会はあまり多くなかったですが、就職活動の際にはいろいろお話を聞かせていただき、大変勉強になりました。

同期の角谷純平さん、駒井彩乃さんとは、研究の相談をしあい、互いに励ましあいながら過ごしてきました。日々の何気ない相談にも乗っていただきました。一緒に卒業できたこと大変うれしく思います。

留学生の劉金雨さん、俞凡さん、孔敬受さん、陳業勲には、日々の生活で多くの外国語を教えていただき、楽しい時間を過ごさせていただきました。

研究室の後輩の坂本葉さん、谷野葵さん、松井温子さん、堤遼さん、西川宏作さんには、実験や論文の手伝いをしていただきました。みなさんがいなければ、卒業することはできませんでした。また、日々の生活も楽しい時間を過ごさせていただきました。

最後になりましたが、筆者の学生生活を温かく見守っていただいた家族に多大なる感謝の意を表します。

2018 年 1 月 22 日

坂吉 佑太

発表論文一覧

■修士論文梗概

■本研究に関する発表論文

1. 坂吉佑太, 井上尚久, 佐久間哲哉, 薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の開発 - その 5 ランダム入射吸音率推定の試み -. 日本音響学会研究発表会講演論文集 (秋), pp. 1101-1102, 2017.
2. 坂吉佑太, 井上尚久, 佐久間哲哉, 薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の開発 - その 6 各種吸音材の計測 -. 日本音響学会研究発表会講演論文集 (春), 2018.

薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法に関する研究

Study on a measurement method for oblique-incidence absorption coefficient
using a thin chamber.

学籍番号 47-166737

氏 名 坂吉 佑太 (Sakayoshi, Yuta)

指導教員 佐久間 哲哉 准教授

1 はじめに

1.1 研究背景

室内音響、騒音防止計画においては、対象空間の性質・使用目的に応じて様々な音響性能が求められる。このような音響性能の予測では、用いる材料の吸音率のような部材性能のデータが不可欠である。吸音率は実験室での測定値が用いられるが、この測定誤差が予測誤差につながり、音響設計のミスにつながる。従って、正確なデータ及びその取得法の整備が必要不可欠である。

吸音率とは、ある面に音波が入射した時に、入射エネルギーに対する反射されないエネルギーの割合である。また、吸音率は入射条件・材料設置条件・周波数によって変化する。入射条件については、主に垂直入射・斜入射・ランダム入射の3条件考えられ、一般に音響設計の際にはランダム入射吸音率が広く用いられる。一方で、高架下や防音壁の吸音設計や、ホールなどでの初期反射音予測などのケースでは、入射方向がある程度特定可能である。このような場合斜入射吸音率を用いることでより正確な予測が見込まれる。

現在吸音率測定法に関しては、垂直入射、ランダム入射条件についてはISO規格が存在する。一方、斜入射条件の場合に関して工業規格が存在せず、様々な測定法が提案されているものの^{[1][2]}、計測の規模、難度の高さから普及には至っていない。

2 研究目的

以上の状況をふまえ、本論文では比較的小規模かつ容易に計測可能な、新しい斜入射吸音率測定法として、矩形の二次元音場内におけるモード解析に基づく計測手法の実測のための試作システムを構築した。本システムで各種測定条件の検証、各種吸音材の測定を行うことで、システムの妥当性を明らかにするとともに、実用化に向けた課題を整理することを目的とする。

斜入射吸音率測定法が確立できれば、斜入射吸音率のデータが整備され、先述のようなケースの音響設計の精度向上が見込まれる。また、斜入射時の吸音メカニズム解明にもつながる。

3 薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の構築

3.1 測定原理

二次元の矩形空間において、Helmholtz方程式の平面一般解に、 x 方向の剛境界条件を考慮すると、

$$p(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n \exp(-jk_y^n y) + b_n \exp(jk_y^n y)] \cos(k_x^n x) \quad (1)$$

と表され、 x 方向に関する固有モードの重ね合わせとして音圧が表される。ただし、

$$k_x^n = n\pi/W, \quad k_y^n = \sqrt{k^2 - k_x^{n2}}$$

であり、 W は x 方向の幅である。この時各 n 次モードは、Fig. 1に示すように x 軸に平行な

断面における位相変化が丁度 $n\pi$ となる方向に伝搬する平面波を表している。Eq. (1)において a_n, b_n はそれぞれ平面波の進行・後退波の振幅を表しており、

$$\begin{cases} a_m \\ b_m \end{cases} = \frac{1}{2j \sin k_y^m \Delta y} \begin{bmatrix} e^{jk_y^m y_2} & -e^{jk_y^m y_2} \\ -e^{-jk_y^m y_2} & e^{-jk_y^m y_2} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{p}_m(y_1) \\ \bar{p}_m(y_2) \end{Bmatrix} \quad (2)$$

により各モードの進行・後退波の複素振幅を決定することができる。ここで、 $\bar{p}_m(y_1), \bar{p}_m(y_2)$ はそれぞれの測定断面での積分値を表している。Eq. (2)により求められた a_m, b_m により、各伝搬モードに対応する入射角(Eq. (4))での斜入射吸音率を Eq. (3)により求めることができる。

$$\alpha_{\theta_m} = 1 - \left| \frac{b_m}{a_m} \right|^2 \quad (3)$$

$$\theta_m = \sin^{-1} \left(\frac{k_x^m}{k} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{mc_0}{2Wf} \right) \quad (4)$$

3.2 測定システムの構築

試作された薄型チャンバーの仕様・寸法を Fig. 2 に示す。チャンバー内寸は、幅 1.3 m、奥行き 0.5~0.6 m、高さ 0.05 m である。奥行きに関しては、試料後壁が可動式になっており、最大 0.1 m の試料厚まで対応可能である。試料厚が 0.1 m 以下であれば背後空気層をとることも可能である。

スピーカは試料設置位置の反対側に等間隔に 10 ヶ所設置が可能である。測定の際には

いずれか 1 ヶ所に設置する。

マイクロフォンは、正確性を確保するため、4 本 1 セットのマイクロフォンユニットとダミーユニットを入れ替えながら計測を行う。また、測定は一行あたり 64 点、計 128 点の多点計測を行う。

3.3 測定可能周波数

本手法では、Eq. (4)により決まる角度・周波数の関係の吸音率が得られる。よって、任意の角度・周波数の関係の吸音率が得られるわけではないことに注意が必要である。Fig. 3 に本システムで測定可能な角度・周波数の関係を示す。

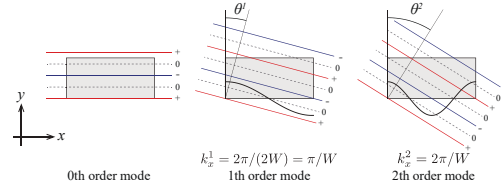


Fig. 1 Geometrical interpretation of the propagation modes.

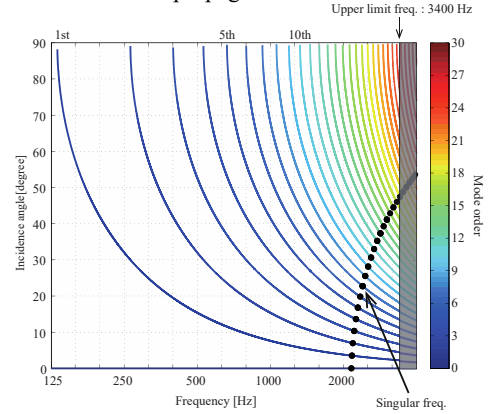


Fig. 3 Relation between frequency and incidence angle in the chamber.

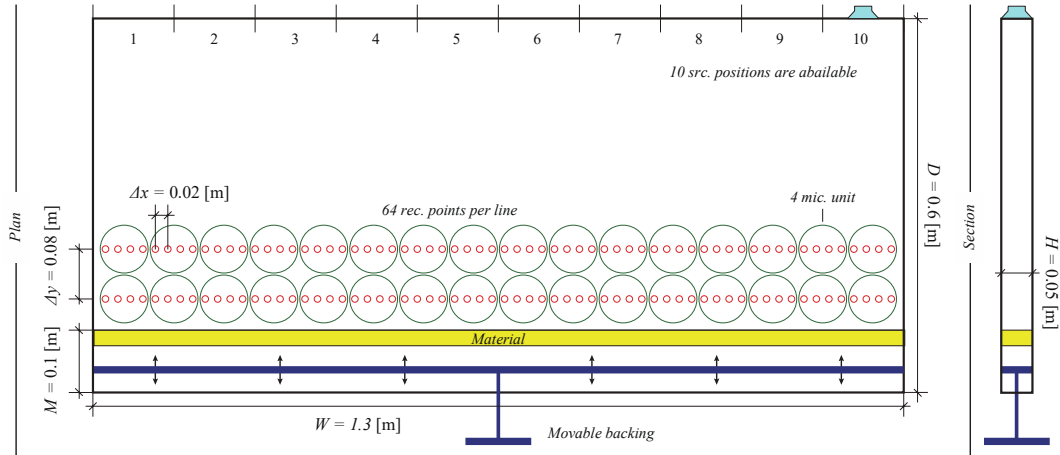


Fig. 2 A geometrical specification of the proto-type chamber.

3.4 誤差要因

本手法では、Eq. (2)式において $k_y^m \Delta y = \pi$ になる場合解が一意に定まらない特異周波数が存在する。また、本システムでは、スピーカの中心とモードの節が一致する際に励起が小さくなる非励起モードも存在する。さらに、測定されたインパルス応答には、インパルス発生前にノイズが発生しており、このノイズの影響で値が暴れることを確認している。これらは前処理で除去した上で分析を行った。

4 測定結果

4.1 多孔質型吸音材

多孔質型吸音材としてグラスウール(GW)、ウレタンフォーム(UF)、岩綿吸音板(RB)の測定を行った。比較として Kato model^[3]による理論値を算出した。

垂直入射吸音率 Fig. 4(a)に垂直入射吸音率の算出結果を理論値と併記して示す。GWとUFは理論値との対応が見られるが、RBは良い対応が見られなかった。また、1 kHz以下では全材料で同様の測定値になっており、チャンバー管体の振動や微小な隙間の影響が示唆された。

斜入射吸音率 Fig. 5 に斜入射吸音率の算出結果を理論値と併記して示す。全材料、理論値と良い対応を示しているが、GWとRBでは、70° 付近の入射角において理論値との若干の乖離が見られる。これは、両材料異方的な材料であり、内部パラメータが音波伝搬方向に依存する可能性が考えられる。

4.2 共鳴器型吸音材

共鳴器型吸音材として、穴あき板(PP)と、背後空気層をハニカム構造によって仕切ったハニカム共鳴器(HR)の測定をテープ気密の有無の2条件で行った。また、比較として Atalla model^[4]による理論値を算出した。

垂直入射吸音率 Fig. 4(b)(c)に垂直入射吸音率の算出結果を理論値と併記して示す。両材料ともテープ気密の有無で共鳴周波数が変化しており、テープ気密有りの場合に理論値との良好な対応が見られる。

斜入射吸音率 Fig. 6 に斜入射吸音率の測定値を理論値と併記して示す。PPは入射角度が大きくなるほど高音域にシフトしている。一方で、HRは共鳴周波数の入射角度依存性はほぼ見られなかった。これは背後空気層の仕切りの有無が関係しており、それを考慮した理論値との良好な対応がみられる。

5 おわりに

本研究では、薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の実用化に向けた検討を行った。各種吸音材の測定では、多孔質型・共鳴器型吸音材共に理論値との定性的な一致が確認され、測定システムの妥当性が示唆された。一方で、チャンバー自体の問題点もいくつか確認された。問題点の原因、定量的な影響を明確にし、改善していくことが今後の課題である。

参考文献 [1] K. Kimura, et. al., Applied Acoustics, 2001. [2] 寺尾道仁他,音響学会講演論文集(春), 2001. [3]加藤大輔, 日本音響学会誌, 64, pp. 339-347, 2008. [4] N. Atalla et. al., J. Sound Vib., 303, 2007.

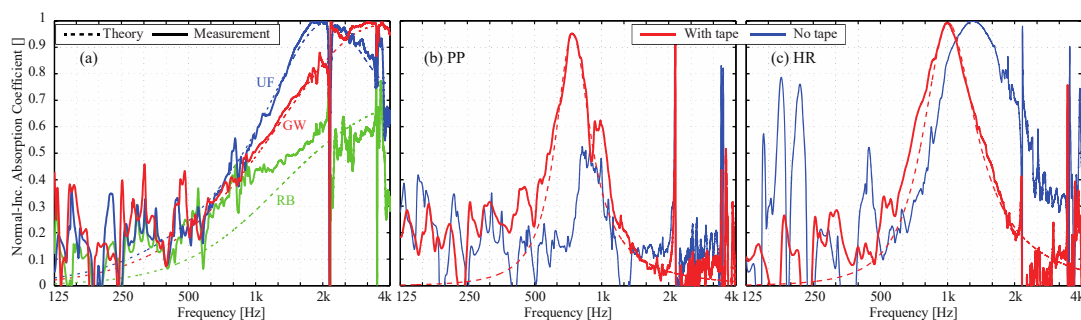


Fig. 4 Normal incidence absorption coefficients measured for four different materials. (a)Glass wool, Urethane Foam and Rockwool Board, (b)Perforated Panel and (c) Honeycomb Resonator.

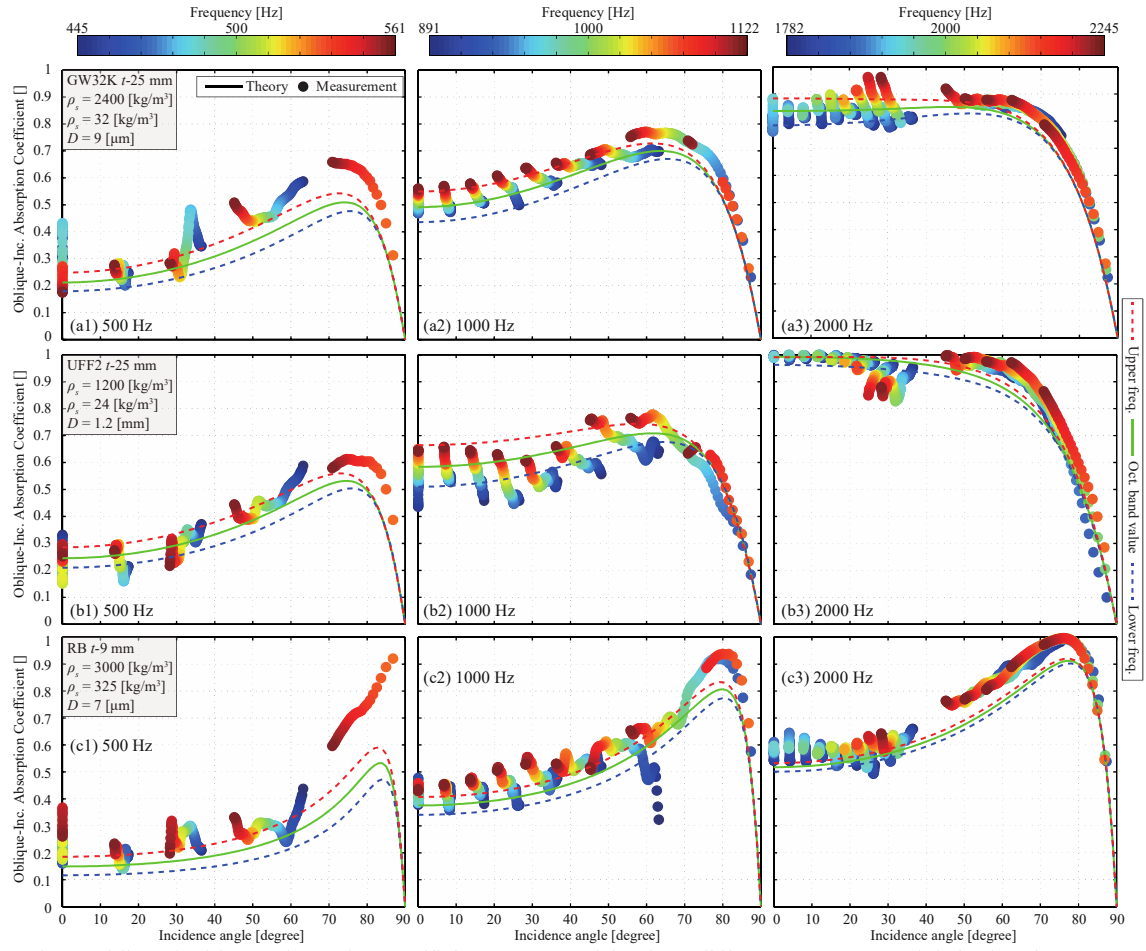


Fig. 5 Oblique incidence absorption coefficients measured for three different porous materials in the 1/3 octave bands of 500, 1000, 2000 Hz center frequency. (a)Glass wool,(b)Urethane Foam and (b)Rockwool Board.

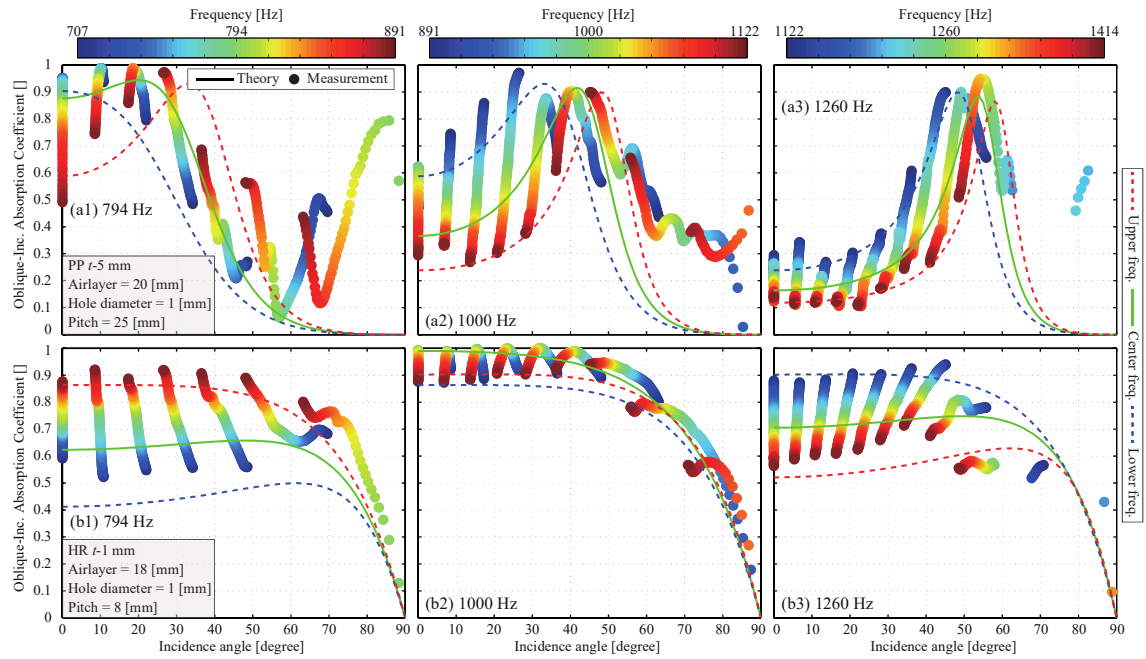


Fig. 6 Oblique incidence absorption coefficients measured for two different resonator materials in the 1/3 octave bands of 794, 1000, 1260 Hz center frequency. (a)Perforated Panel and (b)Honeycomb Resonator.

薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の開発 -その5 ランダム入射吸音率推定の試み-*

☆坂吉佑太, 井上尚久, 佐久間哲哉 (東大・新領域)

1 はじめに

筆者らは二次元の矩形音場内における伝搬モード解析に基づく斜入射吸音率の計測法の開発研究を行ってきた。既報^[1,2]では計測の原理, 及び計測のために構築した試作システムを概説し, 斜入射吸音率の実測例を示した。また既報^[3,4]では, 測定条件や試料設置条件が計測値に及ぼす影響を数値解析・実験により検証した。既報では 1/3 オクターブバンド中心周波数における計測値のみに着目してきた。本報では, 1/3 オクターブバンド内の斜入射吸音率の計測値について詳細に観察を行うと共に測定データを用いたランダム入射吸音率の推定法に関する検討を行った。

2 1/3 オクターブバンド内の斜入射吸音率の観察

GW32K 50mm の 1/3 オクターブバンドにおける中心周波数 500, 1000, 2000 Hz の斜入射吸音率の測定値を Fig. 1 に示す。また, Kato model におけるパラメータを, 垂直入射吸音率のフィッティングにより推定した後, 斜入射吸音率を算出したものを理論値として併記した。

理論値の挙動 500, 1000 Hz では 60° 以下の入射角においてはバンド内で比較的周波数依存性が大きい。一方, 60° 以上の入射角では周波数依存性が小さくなり, 擦過入射付近ではほぼ周波数依存性がなくなる傾向である。一般的な繊維系材料では概ね同様の傾向になることを, Kato model に基づく理論解析により別途確認している。

実測値の挙動 60° 以下の入射角において, 全体的に理論値に対し, 変動が大きい傾向がみられる。500 Hz 帯域では 2, 3 次モードの吸音率がチャンバー自体の振動^[4]などに

より複雑に変化する傾向がみられる。500, 1000 Hz の 60~70° 付近では理論値に対して全体的に大きい吸音率が得られている。1, 2k Hz において 60° 以上の入射角において, 異なる周波数間でほぼ同一の値をとっており, 理論値との対応がみられる。

2k Hz の計測結果(Fig. 1 (c))は 60° 以下の入射角において顕著な暴れが見られるが, これは以下の 2つの原因に大別できる。第一に, y 方向半波長と測定断面間距離が一致する場合, 進行・後退波が一意に定まらない。第二に音源中心とモードの節が一致する 10 次モードは励振が小さくなる^[3]。さらに, 周波数によってはその近傍の 9, 11 次モードについても励振が小さく, 計測値が不安定になる場合があることが明らかとなった。

以降の検討において, 最小二乗法によるカーブフィッティングを妥当に行うため, 前処理としてこれらの暴れを事前に除去することとした。特異周波数については, $k_y^m \Delta y \approx \pi(1 \pm 0.05)$ の場合は分離不可とした。さらに, 角周波数において, 平均モード振幅の半分以下の振幅のモードは非励起

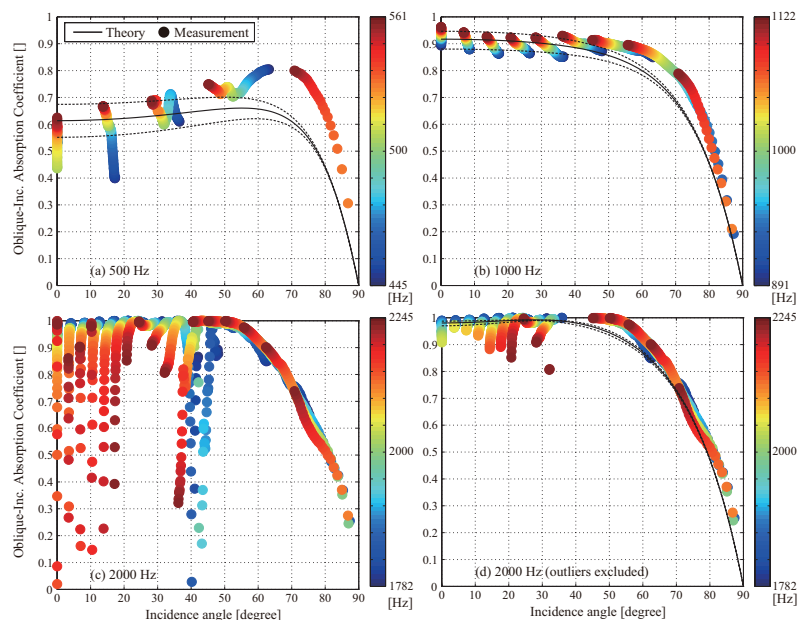


Fig. 1 Oblique incidence absorption coefficients measured for the glass wool in the 1/3 octave bands of 500, 1000, and 2000 Hz center frequency

* Development of a measurement method for oblique-incidence absorption coefficient using a thin chamber Part □, Attempt to estimate random-incidence absorption coefficient. by SAKAYOSHI, Yuta and INOUE, Naohisa and SAKUMA, Tetsuya (Univ. of Tokyo).

とした。以上の2つの基準に該当する測定値を除いた結果を Fig. 1 (d)に示す。概ね妥当に不安定な計測値が除去されている。

3 1/3 オクターブバンド値の推定

GW32K 25mm, 50mm の2種類の材料について、1/3 オクターブバンド内の計測値を最小二乗法によりフィッティングを行った。尚、2k Hz については先述の通り、不安定な計測値を除去した。フィッティング方法として以下の2つを比較した。

全体推定 全データを用い、最小二乗法により n 次多項式の各係数を決定した。尚、擦過入射時に吸音率 0 という拘束条件を考慮した。以降、最も良い対応が見られた5次多項式による結果を示す。

区間推定 1/3 オクターブバンド内の値の観察を踏まえて、関数近似の区間を入射角 60° 以下、 $60\sim 85^\circ$ 、 85° 以上の3つに分け、各区間 n 次多項式の係数を決定した。ただし、 60° 及び 85° において、関数値とその傾斜の連続を課した。関数の次数は 60° 以下を2次、 $60\sim 85^\circ$ が4次、 85° 以上を1次とした場合、最も良い対応がみられた。

結果を Fig. 2 に示す。両推定手法で概ね同様の曲線が得られるが、全体推定ではやや高次項の振動が見られる。また、先述したが、両材料ともに 70° 付近においては理論値との乖離が大きい。これに関する原因は不明であるが、等方材料の仮定が崩れることが一因と考えられる。

4 ランダム入射吸音率の推定

ここでは前節において得られた多項式及び Paris の式を用い、ランダム入射吸音率の推定を行った結果を Fig. 3 に示す。比較として、理論値、1/3 オクターブバンド中心周波数のみの計測値を

用い推定した結果、統計平均時に最も重みの大きい 45° 入射の計測値を併せて示した。

いずれの推定の結果も大きな差は見られなかった。繊維系材料のように比較的穏やかな吸音率変化を示す材料のランダム入射吸音率推定については、中心周波数のみの推定でも比較的精度が高いものと考えられる。

5 おわりに

本報では 1/3 オクターブバンド内の斜入射吸音率の観察を行うと共に、バンド平均値の推定及びランダム入射吸音率推定の検討を行った。今後、種々の材料の計測を通して、理論値との乖離の原因の究明、及び測定精度の向上を行う予定である。

謝辞 本研究は科研費 (No. 15K14072) の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献 [1] 佐久間他, 音講論 (秋), 2015.[2] 井上他, 音講論 (秋), 2015.[3] 井上他, 音講論 (春), 2016.[4] 井上他, 音講論 (秋), 2016.

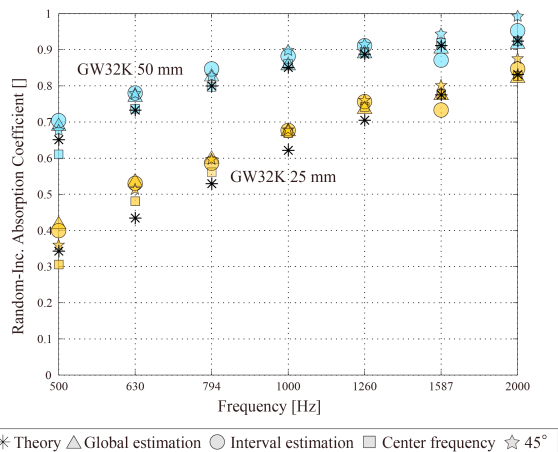


Fig. 3 Random incidence absorption coefficient estimated from the measured values.

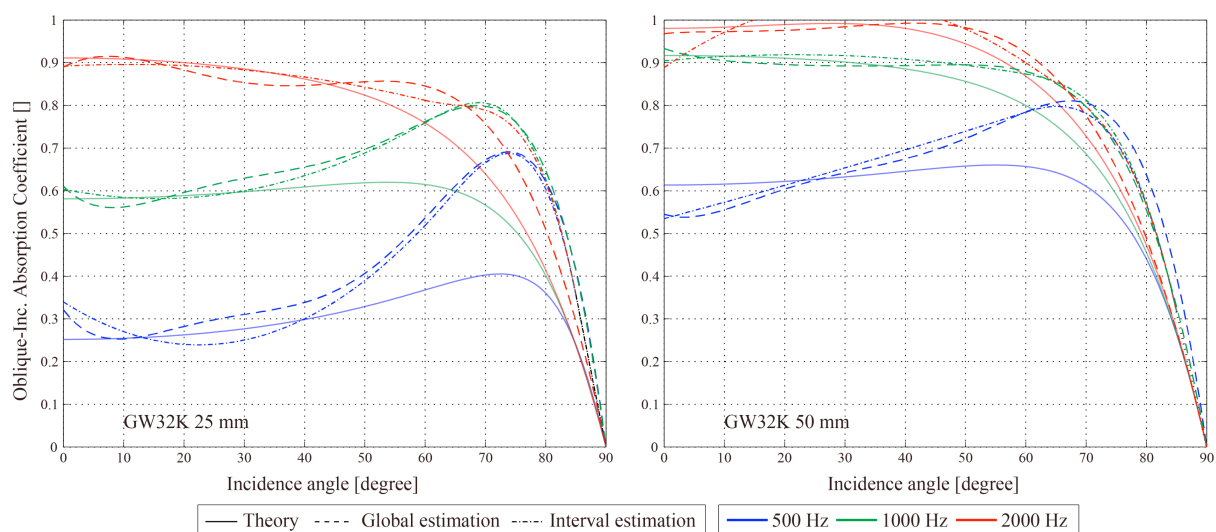


Fig. 2 Oblique incidence absorption coefficients estimated from two different curve fitting procedures.

薄型チャンバーを用いた斜入射吸音率測定法の開発

－ その6 各種吸音材の計測 －

☆坂吉佑太, 井上尚久, 佐久間哲哉 (東大・新領域)

1 はじめに

筆者らは二次元の矩形音場内における伝搬モード解析に基づく斜入射吸音率の計測法の開発研究を行ってきた。既報^[1,2]では計測の原理, 及び計測のために構築した試作システムを概説し, 斜入射吸音率の実測例を示した。続報^[3,4]では, 測定条件や試料設置条件が計測値に及ぼす影響を数値解析・実験により実証した。また前報^[5]では, 1/3 オクターブバンド内の計測値分布に着目し, 斜入射吸音率のバンド値とランダム入射吸音率の推定に関する検討を行った。

以上の検討では, 繊維系多孔質型吸音材のグラスウールの測定を行ってきた。本報では, 各種吸音材の実測値を示し, 試作システムの実用性を検証する。尚, 本報では, 既報^[5]で提案した方法により特異周波数・非励起モードの計測値を除いた結果を示す。

2 測定結果

2.1 多孔質型吸音材の測定結果

発泡材料のウレタンフォーム(UF), 高嵩密度繊維材料の岩綿吸音板(RB)について測定を行った。Fig. 1(a) に垂直入射吸音率, Fig. 2 に斜入射吸音率の測定値を Kato model による理論値^[6]と併せて示す。ただし, Kato model におけるパラメータは, 垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。尚, 本報では多孔質材の骨格振動は考慮しない。

垂直入射吸音率 UF は概ね理論値と良い対応が見られる。一方, RB は全体的に測定値が大きく, 典型範囲内のパラメータでは良い対応がみられなかった。これは RB の流れ抵抗が非常に大きいため, 試料周辺隙間により Double porosity の影響が生じたものと推察される。また, 1 kHz 以下では両材料間で同様の測定値となっており, チャンバー筐体の振動や微小な隙間の影響と推察される。

斜入射吸音率 両材料とも概ね理論値との対応がみられるが, 70° 付近の入射角において理論値との乖離がみられる。典型範囲内でパラメータを変化させることで, 70° 付近でも理論値と実測値の対応が改善する傾向を別途確認している。繊維系, 発泡系共に材料の異方性により, 内部パラメータは音波伝搬方向に依存する可能性が示唆される。

2.2 共鳴器型吸音材の測定結果

共鳴器型吸音材として穴あき板(PP)と, 背後空気層をハニカム構造によって仕切ったハニカム型共鳴

器(HR)について測定を行った。試料周辺の隙間が共鳴器に及ぼす影響を検証するため, テープによる気密の有無の2条件で計測を行った。Fig. 1(b)(c)に垂直入射吸音率, Fig. 3 にテープ気密有りの斜入射吸音率の測定値を Atalla model による理論値^[7]と併せて示す。ただし, Atalla model における板表面の抵抗補正値は垂直入射吸音率を目視によるフィッティングで推定した。

垂直入射吸音率 両材料ともテープ気密の有無で共鳴周波数が変化しており, テープ気密有りの場合に理論値と良好な対応がみられる。PP ではテープ気密無しの時, 共鳴によるピーク値も低下しており, 周辺隙間からの空気流通が支配的になっているものと推察される。

斜入射吸音率 PP は入射角度が大きくなるほど, 共鳴周波数が高音域にシフトする傾向がみられる。しかし, このシフトの程度は, 理論値と実測値との間に若干の乖離が見られる。斜入射時にはPPが構成する各共鳴器のネック部の振動に位相差が生じ, 孔同士の連成の強さが垂直入射時と異なるためと推察される。また, 擦過入射付近では測定値が上昇する傾向が見られる。これは, 擦過入射付近では, 板表面に沿った粒子速度が大きくなり, 減衰が大きくなることが一因として考えられる。

HR は背後層で垂直方向に伝搬が拘束されるため, 共鳴周波数の入射角依存性はほぼ見られなかった。この影響を考慮し算出した理論値とも概ね良い対応がみられた。

3 おわりに

本報では各種吸音材の測定を行い, その斜入射吸音率の特性を観察すると共に, 試作システムの妥当性についても検討を行った。共鳴器型吸音材に関しても散乱モードが生じない範囲では理論値との定性的な一致が確認された。材料に依らない計測値の振る舞いから, チャンバー自体の問題点も示唆された。

謝辞 本研究は科研費(No. 15K14072)の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献 [1] 佐久間他, 音講論(秋), 2015. [2] 井上他, 音講論(秋), 2015. [3] 井上他, 音講論(春), 2016. [4] 井上他, 音講論(秋), 2016. [5] 坂吉他, 音講論(秋), 2017. [6] 加藤, 日本音響学会誌, 64, 339-347, 2008. [7] N. Atalla and F. Sgard, J. Sound Vib., 303, 2007.

* Development of a measurement method for oblique-incidence absorption coefficient using a thin chamber
Part VI, Measurement for various sound absorbing materials. by SAKAYOSHI, Yuta, INOUE, Naohisa and SAKUMA, Tetsuya (Univ. of Tokyo).

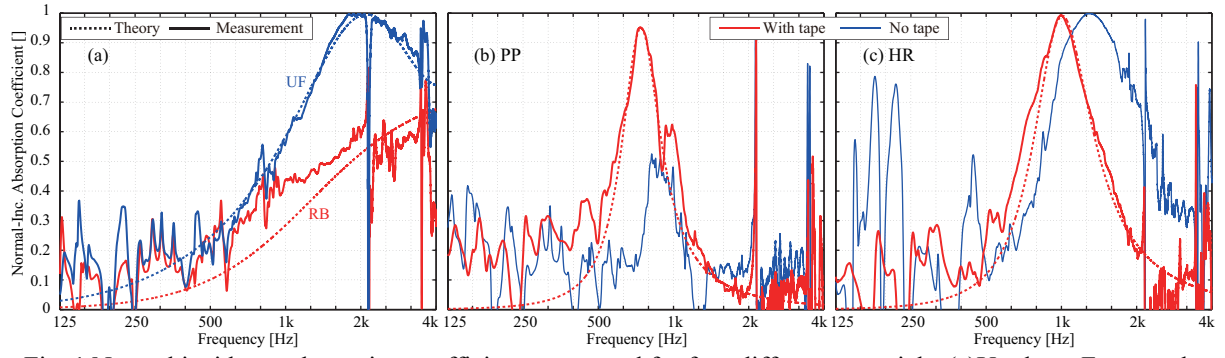


Fig. 1 Normal incidence absorption coefficients measured for four different materials. (a) Urethane Foam and Rockwool Board, (b) Perforated Panel and (c) Honeycomb Resonator

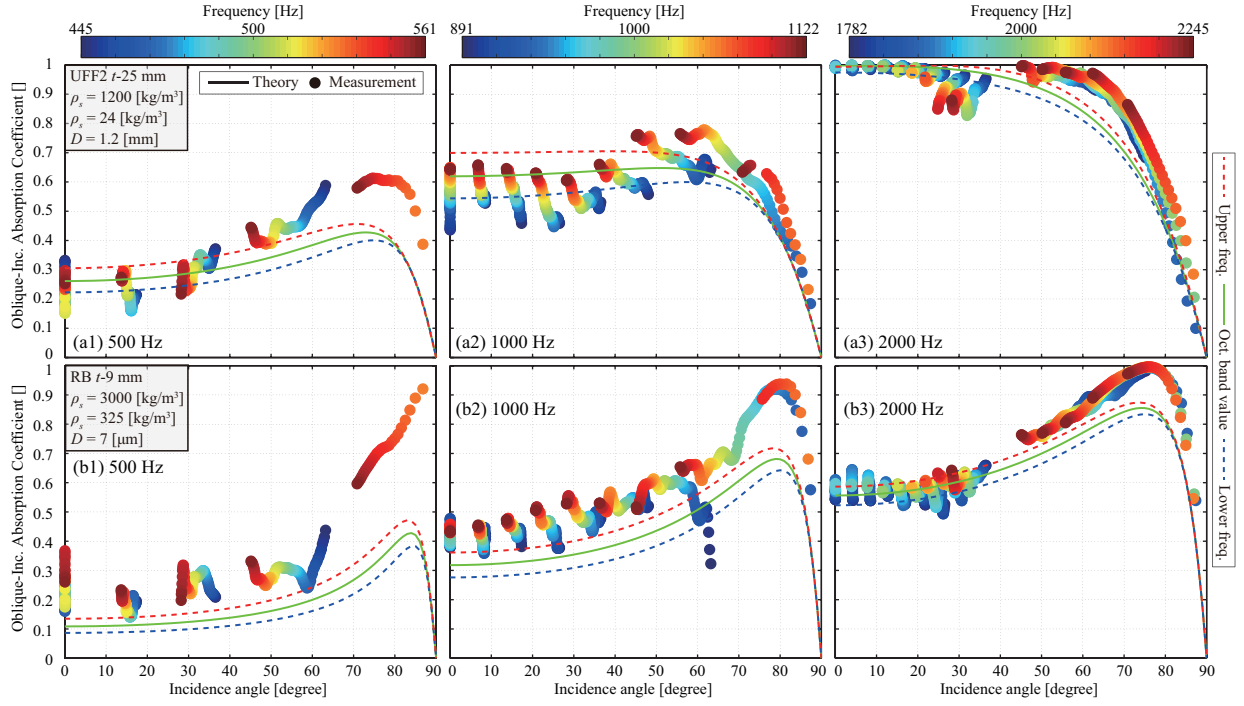


Fig. 2 Oblique incidence absorption coefficients measured for two different porous materials in the 1/3 octave bands of 500, 1000, 2000 Hz center frequency. (a) Urethane Foam and (b) Rockwool Board

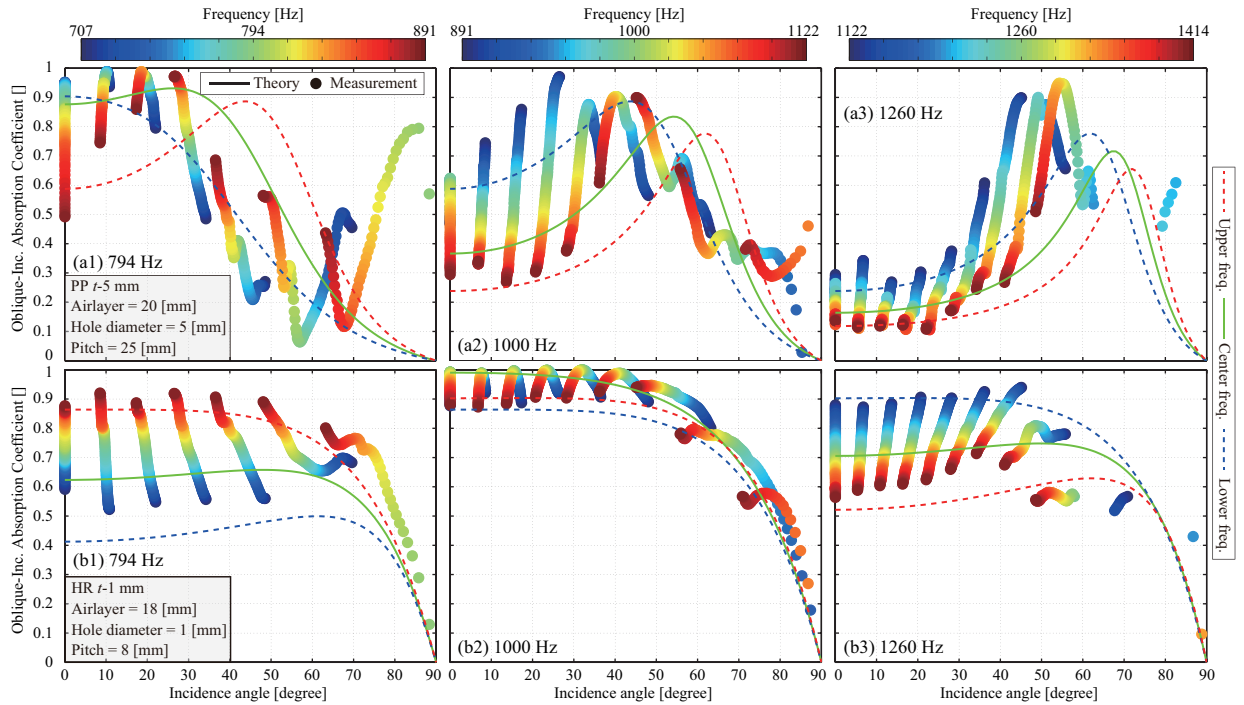


Fig. 3 Oblique incidence absorption coefficients measured for two different resonator materials in the 1/3 octave bands of 794, 1000, 1260 Hz center frequency. (a) Perforated Panel and (b) Honeycomb Resonator