

波動理論に基づく任意多孔質型吸音構造の吸音率推定に関する研究

広沢, 邦一

<https://doi.org/10.15017/458908>

出版情報 : Kyushu University, 2004, 博士 (芸術工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

第4章 剛壁密着状態の薄い多孔質材料

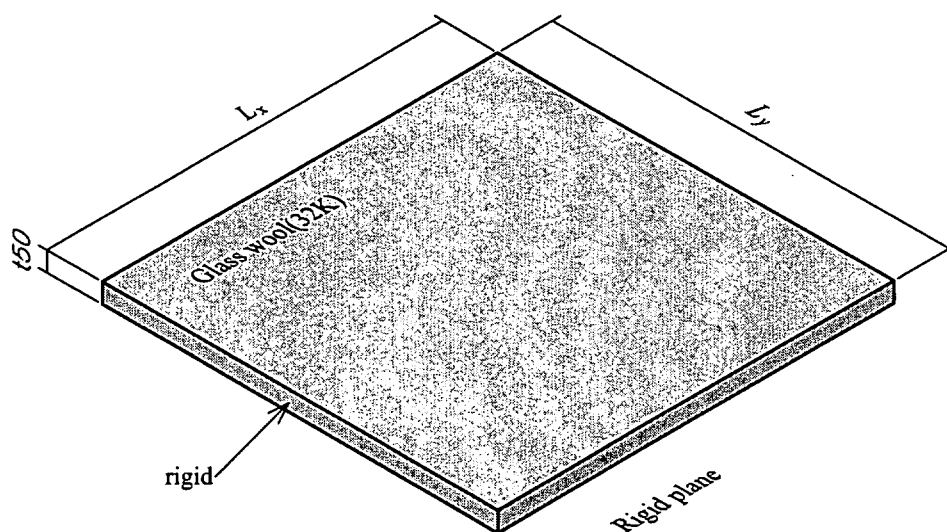


Fig. 4.1: The analysis model in this chapter

本章では、Fig.4.1 に示すように、厚さ 50mm のグラスウール（密度 32kg/m^3 ）が剛壁に密着して設置されている状態について取り扱う。このグラスウールは四周を剛板で囲われているものとする。これは、グラスウールの仕上げ面とその小口となる断面では音響特性が異なることから、問題を単純化するためである。この吸音構造に対して、4.1 節でグラスウール表面で局所作用を仮定し境界条件としてノーマル音響インピーダンス比を与える一般的な境界要素法と、グラスウール内部も解析対象とし外部領域と連成する領域結合型境界要素法によるそれぞれの解析モデルの設定および定式化を行い、4.2 節においてその境界要素法の両手法を用いた斜入射吸音率の推定を試みる。さらに、4.3 節では同じく境界要素法の両手法を用いて統計入射吸音率の推定を行い、実測した残響室法吸音率との整合性について議論する。これらの斜入射吸音率および統計入射吸音率の推定に関しては面積効果の影響も含めて観察する。

4.1 解析モデル

Fig.4.1 に示すモデルでは、一般的な境界要素法 (BEM) による解析と領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による解析のどちらも考えられるため、それぞれについて以下に説明する。なお、境界要素法による解析においては半自由空間を前提とするため、その反射面に関しては鏡像法を用いて模擬する。

4.1.1 単一領域の境界要素法に対する解析モデル

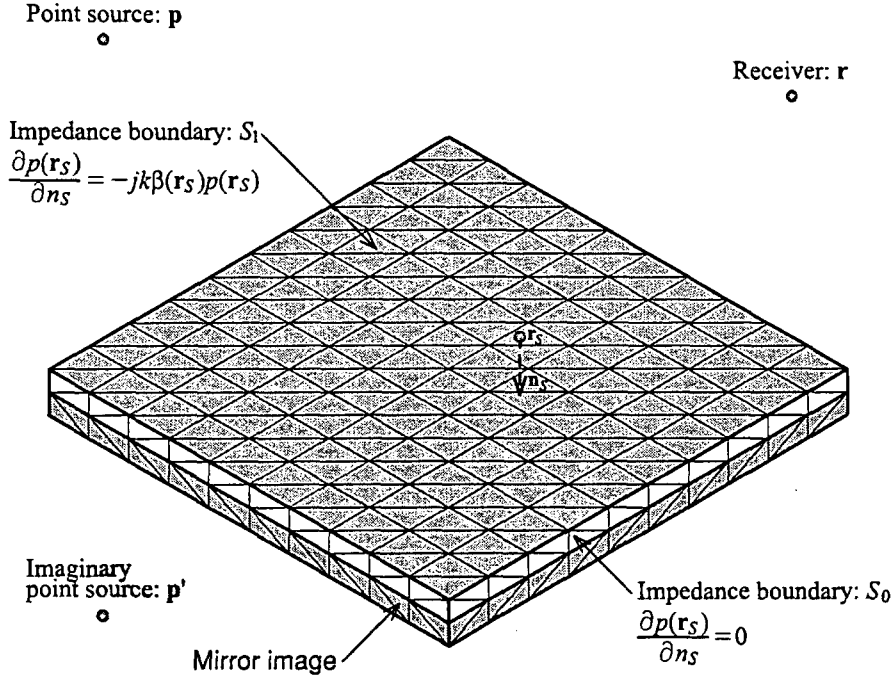


Fig. 4.2: The analysis model for boundary element method as one domain

単一領域，すなわち外部領域のみを考え，全ての境界面がインピーダンス境界で構成される場合を考える。半自由空間の反射面に密着して多孔質材料が設置されている状況に鏡像法を適用すると，Fig.4.2のように自由空間内に多孔質材料の鏡像も考えた吸音体が浮いているモデルとなる。このとき，点音源の実像を p ，その虚像を p' ，また受信点を r とし，四周の剛板のインピーダンス境界を S_0 ，吸音面のインピーダンス境界を S_1 とすると，この場合の受信点 r における音圧 $p(r)$ を表す Helmholtz-Huygens 積分方程式は，

$$c(r)p(r) = q(p, r) - \iint_{S_0} \left\{ p(r_S) \frac{\partial q(r_S, r)}{\partial n_S} - q(r_S, r) \frac{\partial p(r_S)}{\partial n_S} \right\} dS(r_S) - \iint_{S_1} \left\{ p(r_S) \frac{\partial q(r_S, r)}{\partial n_S} - q(r_S, r) \frac{\partial p(r_S)}{\partial n_S} \right\} dS(r_S) \quad (4.1)$$

ここで， r_S は閉曲面 S 上の任意の点， $p(r_S)$ はその点 r_S における音圧， $dS(r_S)$ は点 r_S での微小面積で， $c(r)$ は (2.18) 式で表される。また， n_S は外向き法線単位ベクトルであり， $q(p, r)$ ， $q(r_S, r)$ はそれぞれ次のようになる。

$$q(p, r) = \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|} \quad (4.2)$$

$$q(r_S, r) = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|}$$

さて，インピーダンス境界 S_0, S_1 の境界条件は (2.19) 式で与えられるが， S_0 は剛板なので，点 r_S におけるノーマル音響アドミッタンス比は 0 となる。したがって，

$$\frac{\partial p(r_S)}{\partial n_S} = \begin{cases} 0 & \text{for } r_S \in S_0 \\ -jk\beta(r_S)p(r_S) & \text{for } r_S \in S_1 \end{cases} \quad (4.3)$$

ゆえに, (4.1) 式は,

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_0} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) - \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} + jk\beta(\mathbf{r}_S)p(\mathbf{r}_S)q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_S) \quad (4.4)$$

この (4.4) 式を 2.2.1 節と同様に三角形線形要素に離散化し, それから得られる連立一次方程式を解くことによって境界 S_1 上の音圧 $p(\mathbf{r}_S)$ が求められる。なお, ノーマル音響アドミッタンス比 $\beta(\mathbf{r}_S)$ は, 3.2.2 節で定義した特性インピーダンス Z_p と伝搬定数 γ より, 次式で与えられるノーマル比音響インピーダンス Z_0 から求められる [63]。

$$Z_0 = Z_p \coth(\gamma d) \quad (4.5)$$

ここに, d は多孔質材料の厚さであり, 本章において取り扱うグラスウールの厚さは 50mm である。

4.1.2 領域結合型境界要素法に対する解析モデル

ここでは, 領域結合型境界要素法 (DC-BEM) を用いて Fig.4.1 で示される解析モデルに対する定式化を考える。この場合にも鏡像法を適用するが, Fig.4.3 のように外部領域を Ω_0 , 内部領域を Ω_1 とする。外部領域 Ω_0 は単一領域の場合と同様に, 自由空間内に多孔質材料の鏡像も考えた吸音体が浮いているモデルとなる。ただし, 吸音面は粒子速度境界 $S_{0,ve}$ となり, 剛である四周はインピーダンス境界 $S_{0,im}$ である。また, 内部領域 Ω_1 は, 内部のグラスウールも半自由空間の剛な反射面に接しているため, Ω_0 と同様に鏡像法を適用することができる。 Ω_1 における境界面は, Ω_0 と接する粒子速度境界 $S_{1,ve}$ および剛板に囲まれた四周をインピーダンス境界 $S_{1,im}$ とする。

このとき, 点音源の実像を \mathbf{p} , その虚像を \mathbf{p}' , また受音点を \mathbf{r} とすると, この場合の受音点 \mathbf{r} における音圧 $p(\mathbf{r})$ を表す Helmholtz-Huygens 積分方程式は, (2.35), (2.52) 式から Ω_0 と Ω_1 においてそれぞれ次のように表せる。

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) - \iint_{S_{0,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad (4.6)$$

for $\mathbf{r} \in \Omega_0$

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) - \iint_{S_{1,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad (4.7)$$

for $\mathbf{r} \in \Omega_1$

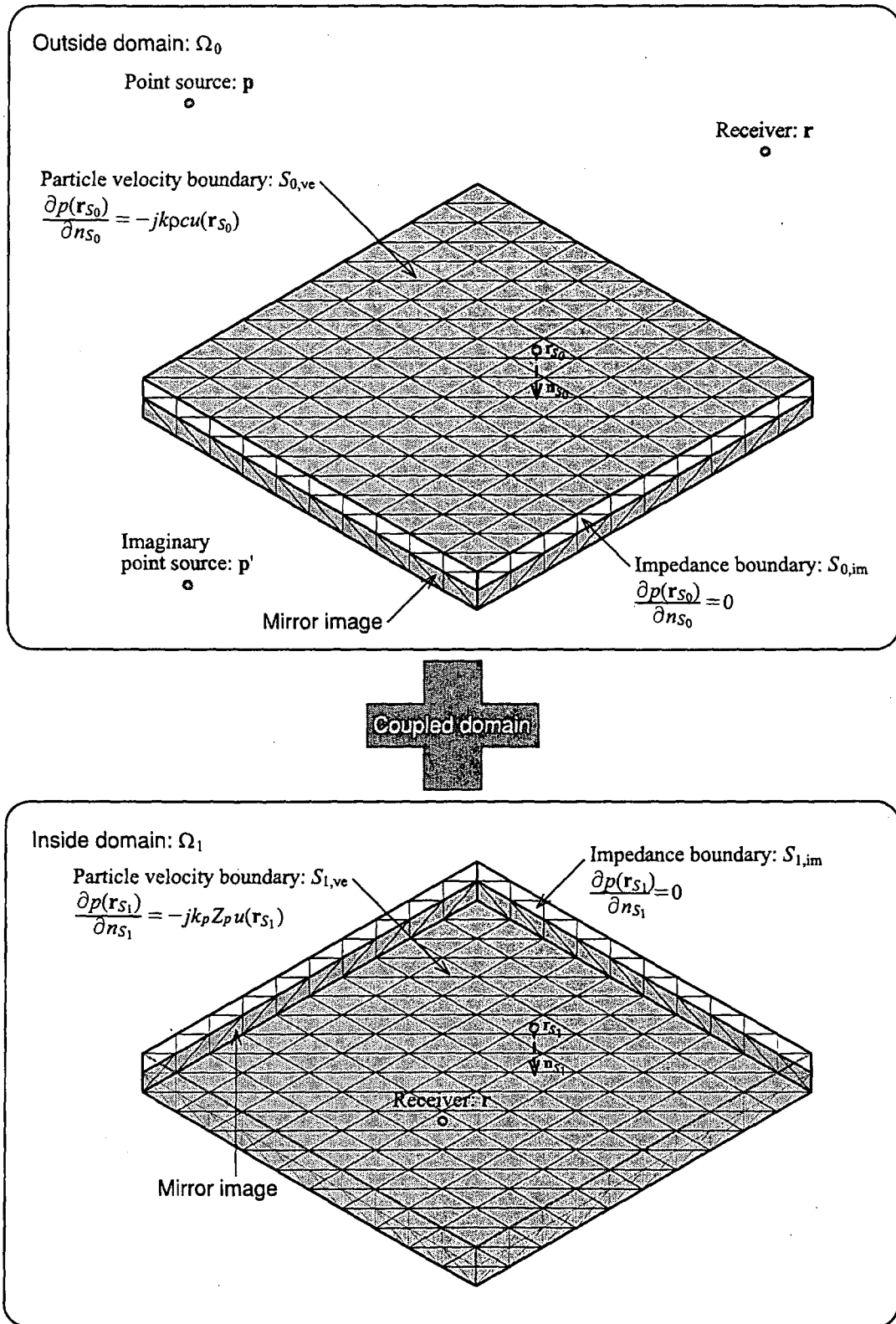


Fig. 4.3: The analysis model for boundary element method as coupled domains

ここで、 \mathbf{r}_{S_i} は閉曲面 S_i ($i = 0$ or 1) 上の任意の点、 $p(\mathbf{r}_{S_i})$ はその点 \mathbf{r}_{S_i} ($i = 0$ or 1) における音圧、 $dS(\mathbf{r}_{S_i})$ は点 \mathbf{r}_{S_i} ($i = 0$ or 1) での微小面積で、 $c(\mathbf{r})$ は (2.18) 式で表される。また、 \mathbf{n}_{S_i} ($i = 0$ or 1) はそれぞれの領域から見た外向き法線単位ベクトルであり、 $q(\mathbf{p}, \mathbf{r})$, $q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})$, $q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})$ はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\ q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\ q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk_p|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_1 \end{aligned} \quad (4.8)$$

なお、 k_p は内部領域 Ω_1 中の伝搬定数 γ を用いることによって (2.54) 式で表される複素波数である。ただし、この γ は 3.2.2 節で定義したグラスウールの伝搬定数である。

さて、各々の境界条件は (2.36), (2.55) 式で表されるが、 $S_{0,im}$, $S_{1,im}$ は剛板なので、それぞれの境界上におけるノーマル比音響アドミッタンス比は 0 となる。したがって、

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial t} = -jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,im}) \end{cases} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial t} = -jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,im}) \end{cases} \quad (4.10)$$

ここに、 ρ は空気の密度、 c は空気中の音速であり、 Z_p は 3.2.2 節で定義したグラスウールの特性インピーダンスである。ゆえに、(4.6), (4.7) 式はそれぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} + jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\ &\quad - \iint_{S_{0,im}} p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0 \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} + jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\ &\quad - \iint_{S_{1,im}} p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1 \end{aligned} \quad (4.12)$$

この (4.11), (4.12) 式を 2.2.2 節と同様に三角形線形要素に離散化し、粒子速度境界 $S_{0,ve}$ と $S_{1,ve}$ において連成させて得られる連立一次方程式を解くことにより、境界 $S_{0,ve}$ 上の音圧 $p(\mathbf{r}_{S_0})$ と粒子速度 $u(\mathbf{r}_{S_0})$ が求められる。

4.2 境界要素法による斜入射吸音率の推定

本節では、吸音面の境界条件に局所作用を仮定しノーマル比音響アドミッタンス比を与える一般的な境界要素法 (BEM) と、グラスウール内部も解析対象とする領域結合型境界要素法 (DC-BEM) によって得られる斜入射吸音率について考える。解析の対象としたグラスウールの寸法 $L_x \times L_y$ は、 $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ と $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ の2種類の正方形とした。

4.2.1 境界要素法における手法の違い

$0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ のグラスウールの斜入射吸音率の計算結果として、Fig.4.4 に BEM を用いて得たもの、Fig.4.5 に DC-BEM を用いたものを示す。また、 $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ のグラスウールの斜入射吸音率の計算結果として、Fig.4.6 に BEM を用いて得たもの、Fig.4.7 に DC-BEM を用いたものを示す。

これらを見ると、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ では、入射角による斜入射吸音率の違いはほとんど見られない。ところが、 $\theta = 45^\circ$ 以上では入射角が深くなるにつれて斜入射吸音率の値が大きくなり、 $\theta = 75^\circ$ では1を大きく超えることが分かる。これは、対象とする吸音構造体の吸音面が有限面積であるために、入射角 θ が深くなるにつれ点音源から見た吸音面積が $\cos \theta$ にしたがって小さくなり、その結果入射パワーが減少するためであると考えられる。ゆえに、本論文における斜入射吸音率の定義から、その入射パワーは分母であるため、相対的に入射角 θ が深くなるにつれて斜入射吸音率の値が増大する。さらに、吸音構造体の吸音面積に幾何学的に入射するはずのパワーを入射パワーと規定しているのに対し、吸音パワーがそれを大幅に超え、それゆえに斜入射吸音率の値が1を超えるということは、有限面積の吸音構造体が存在することによって、それが音場へ及ぼす面積効果等の影響を全て吸音パワーに加味することになる。そのため、グラスウールの大きさが比較的小さいこともあり、それらの影響を著しく受けていることが吸音率を1以上とする原因であると考えられる。

次に有限面積であることによって生じる面積効果について、BEM と DC-BEM がどの程度捉えることができるのかを観察するために、無限大面積における斜入射吸音率と併記して示す。Fig.4.8 に寸法 $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ のグラスウールに対する境界要素法両手法の計算値と無限大面積の値を各入射角ごとに示す。また、Fig.4.9 に寸法 $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ のグラスウールにおける境界要素法両手法の計算値と無限大面積の値を各入射角ごとに示す。なお、無限大面積のグラスウールに対する斜入射吸音率 α_θ は、その境界表面において局所作用を仮定し、ノーマル比音響インピーダンス Z_0 を (4.5) 式より求めると、次式で与えられる [64]。

$$\alpha_\theta = 1 - \left| \frac{Z_0 \cos \theta - \rho c}{Z_0 \cos \theta + \rho c} \right|^2 \quad (4.13)$$

ここに、 ρ は空気の密度、 c は空気中の音速である。

どちらも、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ では有限な吸音面積を取り扱う一般的な境界要素法と領域結合型境界要素法の値に違いは見られず、また無限大吸音面積に対してもそれらの間に大きな差はないと

いえる。ただしこれらの入射角において、1kHz 付近でどの図においても吸音率が 1 以上を示しているが、これは面積効果の影響であると思われる。さらに、 45° 以上では無限大面積に対する斜入射吸音率よりも境界要素法で得た値の方が大きく、面積効果という現象を模擬することに成功していると考えてよいと思われる。よって、有限面積のグラスウールにおける斜入射吸音率に対して、どちらの境界要素法も有効な予測法であると考えられる。しかし、入射角が深くなると BEM と DC-BEM とそれぞれで得られた斜入射吸音率の値の差が大きくなっている。これは、周波数特性として見た場合にまったく異なる傾向を示しているわけではないが、 $\theta = 75^\circ$ では概ね 1 程度の差異が生じており、数値計算結果として誤差の範囲であるとは言い難い。この原因として、入射角が深くなる、すなわち垂直方向からの角度が大きく異なるにつれ二つの手法による結果の差が広がることから、局所作用の仮定に限界が生じていることが考えられる。一般的に、剛壁密着状態における厚さ 50mm 程度と比較的薄いグラスウールならば局所作用を仮定しても差し支えないといわれることがあるが [65]、この場合のように非常に深い入射角に対する有限面積の吸音構造体の斜入射吸音率を予測する場合などでは注意を要するといえるであろう。

4.2.2 面積効果について

DC-BEM は内部領域も解析対象とするため、その分の要素数が BEM に比べて増え、連立一次方程式の元数が非常に大きくなる。ゆえに、グラスウールの面積が大きくなると、その元数がコンピュータの最大メモリよりも大きくなり、計算不可能になることがしばしばである。そこで、ある程度まで大きな吸音面積を解析対象とするため、BEM を用いて数値計算を行い、斜入射吸音率に対する面積効果について観察する。

Fig.4.10, Fig.4.11 に $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$, $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$, $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$, $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ の 5 種類の寸法であるグラスウールの入射角 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ に対するそれぞれの斜入射吸音率を示す。

Fig.4.10 の入射角 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ では、吸音面積による斜入射吸音率の違いはほとんど見られない。ところが、入射角 $\theta = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ を示す Fig.4.11 に目を移すと、入射角が深くなるにしたがって面積効果の影響が著しくなる現れることが分かる。 $\theta = 75^\circ$ に至っては、最も吸音面積が小さい $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ の場合に 500Hz 付近に生ずる斜入射吸音率のピークが 6 を超えている。また、最も大きな $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ の場合においても 2.5 以上の値を示しており、前節の無限大面積との斜入射吸音率の比較検討と合わせて考えると、特に入射角が深い場合には面積効果を含んだ有限面積に対する斜入射吸音率を用いるべきであるといえる。

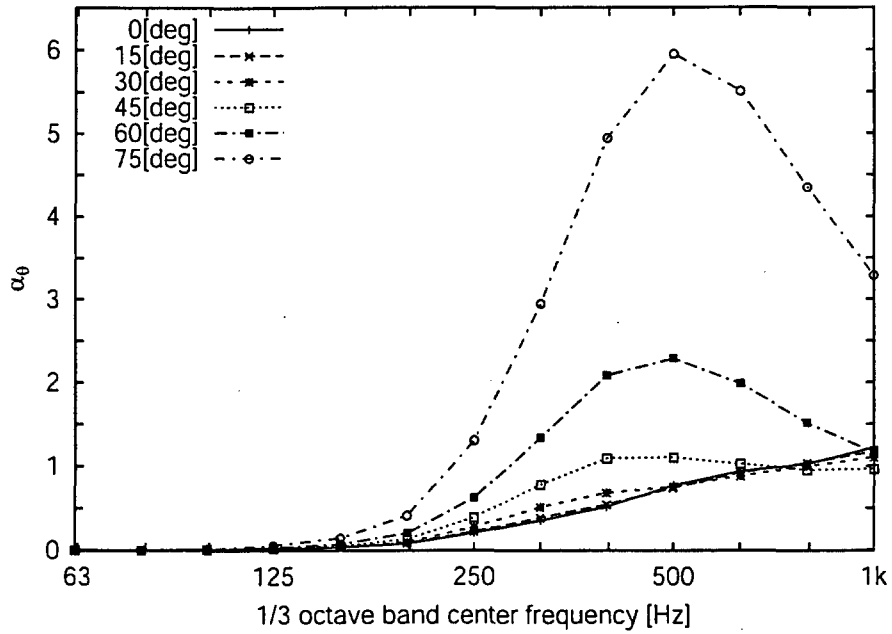


Fig. 4.4: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the dimension: $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$)

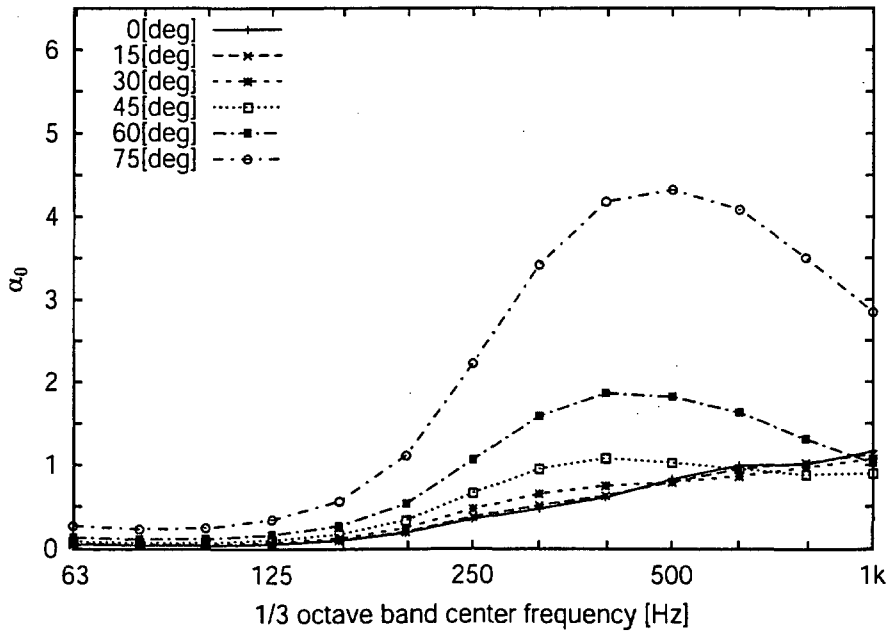


Fig. 4.5: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the dimension: $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$)

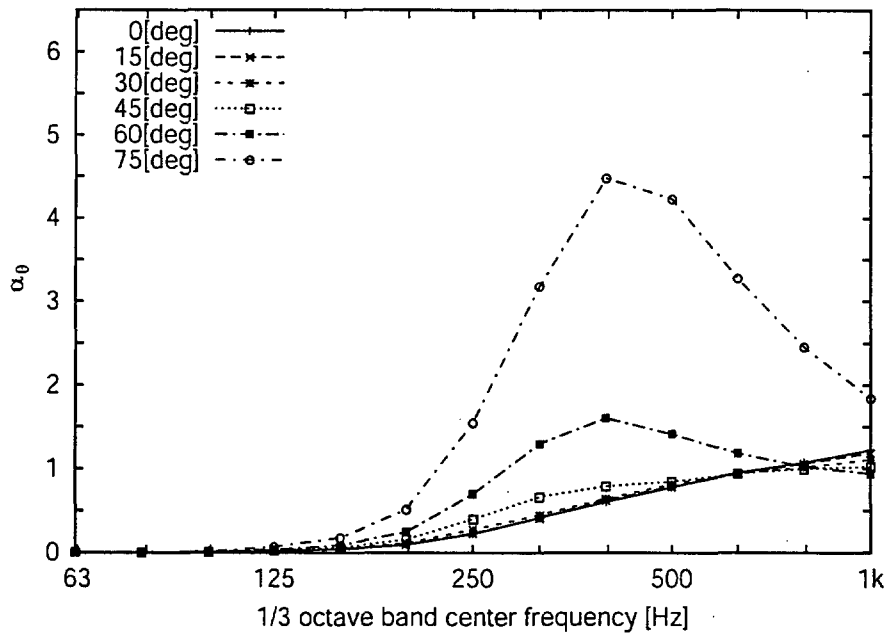


Fig. 4.6: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the dimension: 1.0m×1.0m)

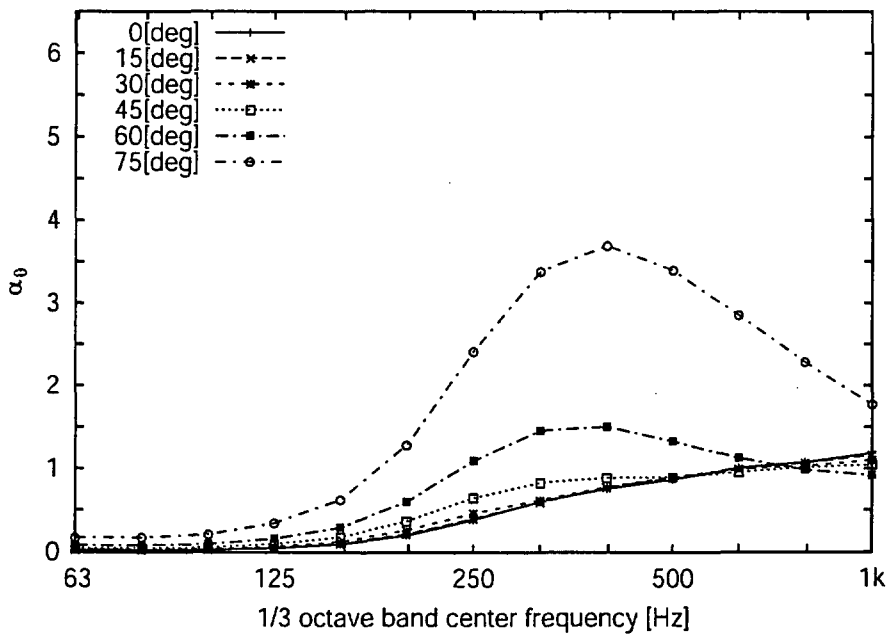


Fig. 4.7: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the dimension: 1.0m×1.0m)

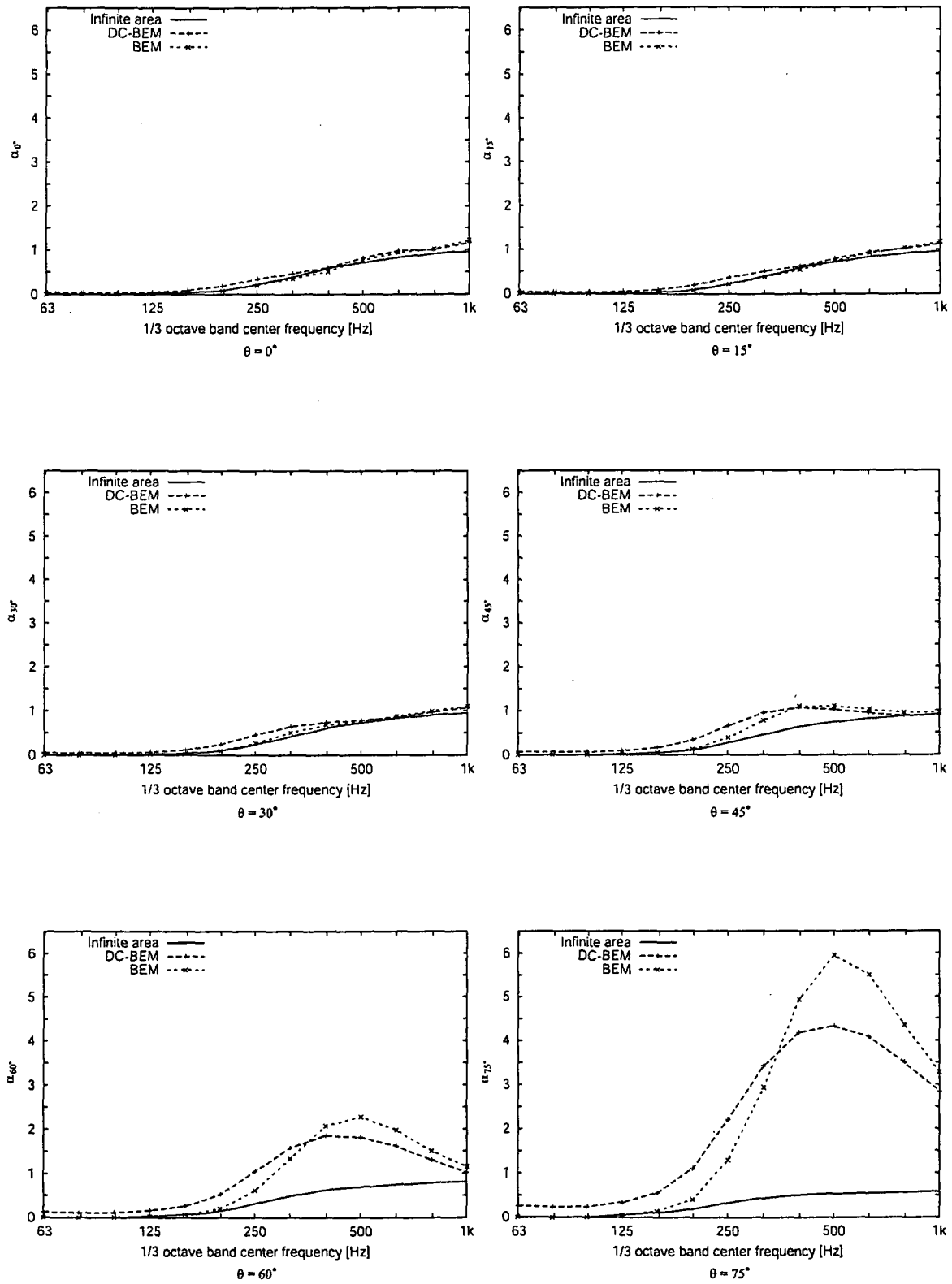


Fig. 4.8: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) calculated by for infinite area, BEM and DC-BEM for glass wool (the dimension: $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$)

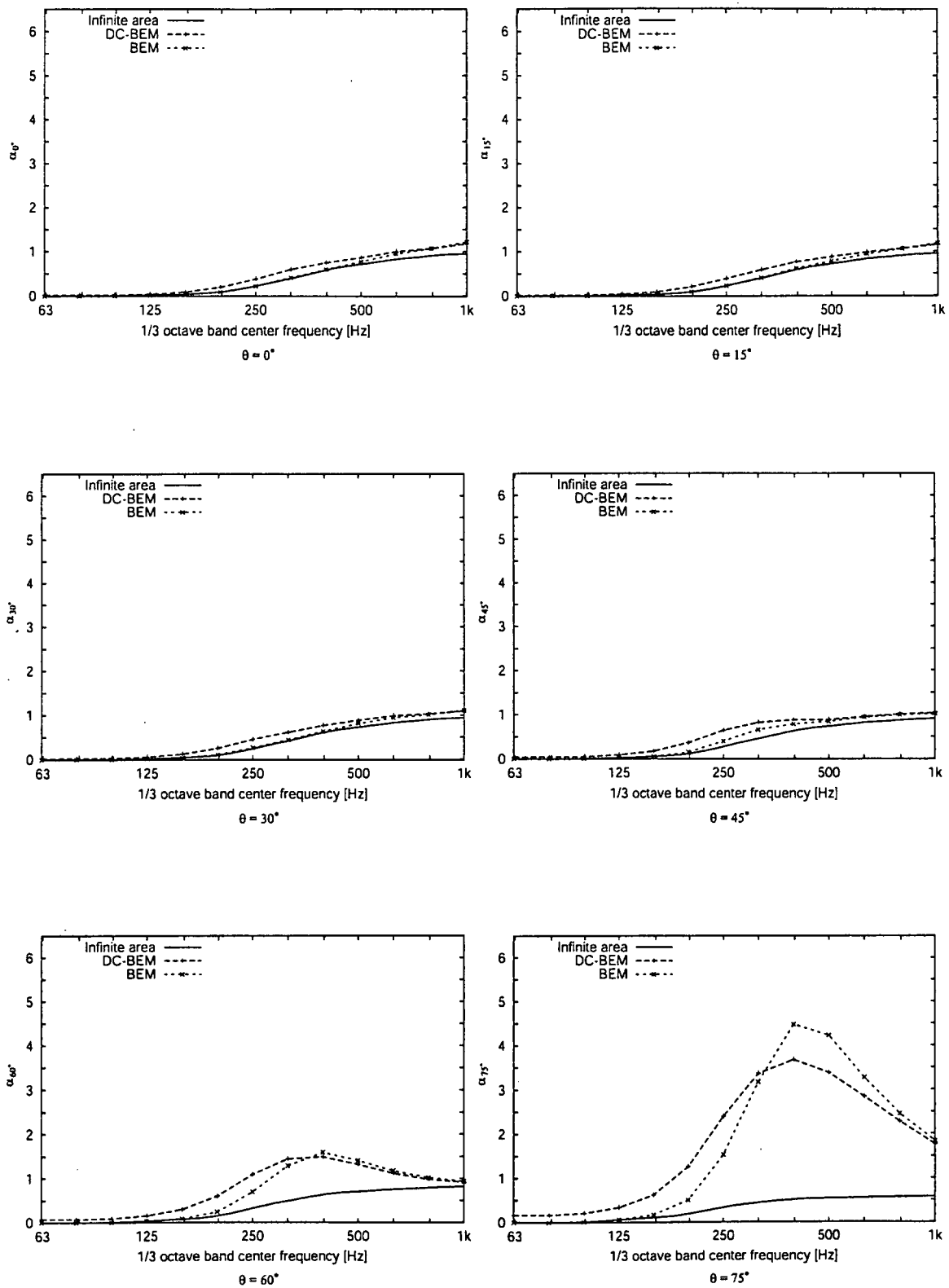


Fig. 4.9: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) calculated by for infinite area, BEM and DC-BEM for glass wool (the dimension: 1.0m×1.0m)

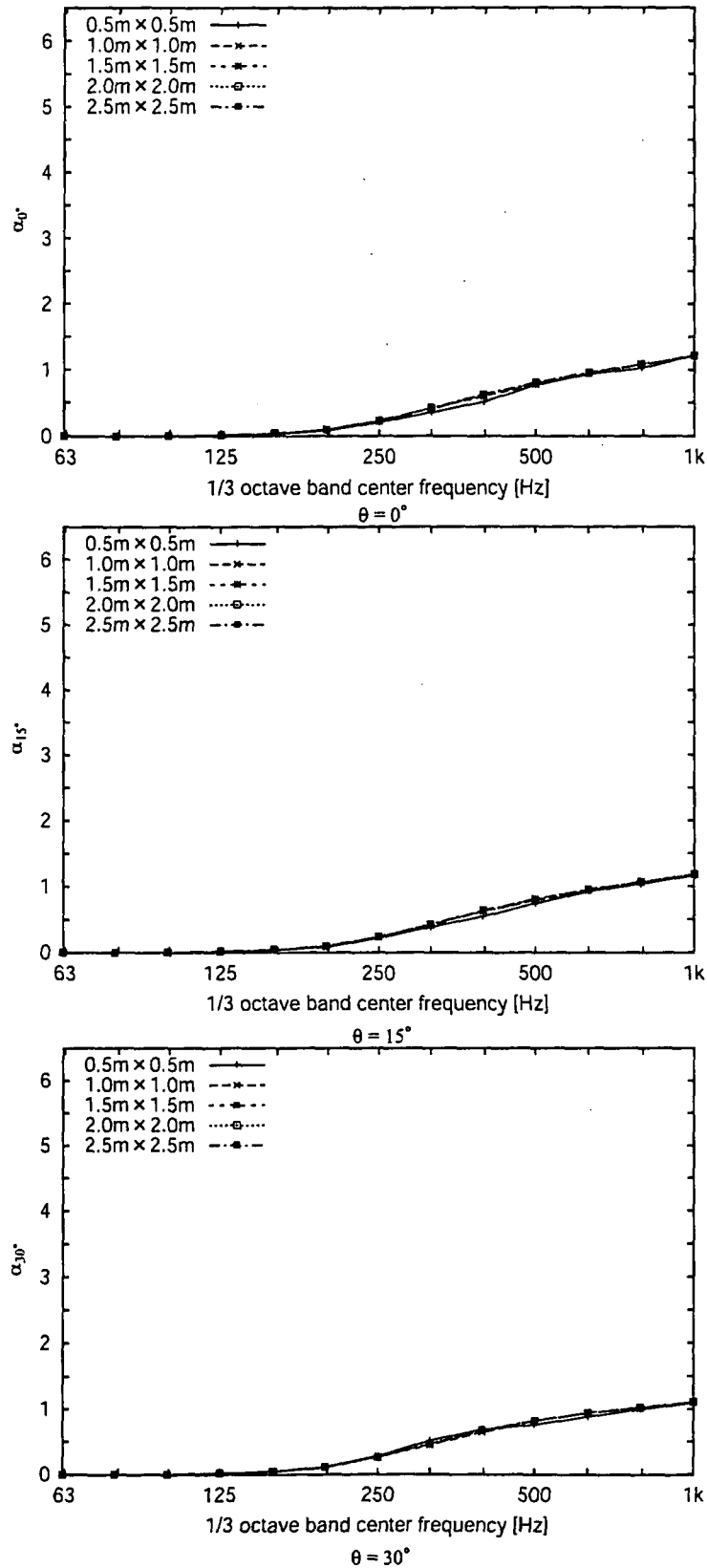


Fig. 4.10: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$) for the dimensions $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$, $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$, $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$ and $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ of glass wool patches

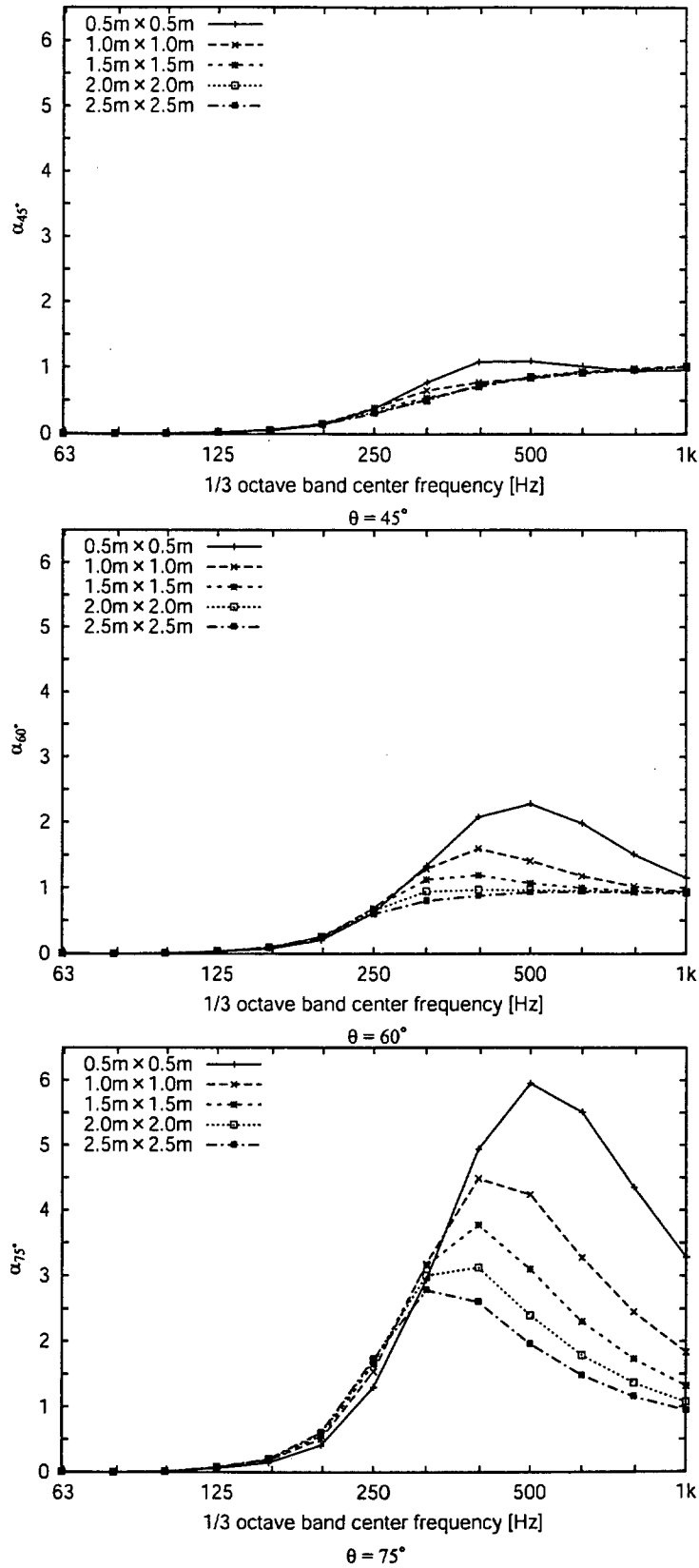


Fig. 4.11: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) for the dimensions $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$, $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$, $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$ and $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ of glass wool patches

4.3 統計入射吸音率と残響室法吸音率

4.2節では、二つの手法による境界要素法を用いた斜入射吸音率の推定を行ったが、本節では両手法によって統計入射吸音率を推定し、残響室法吸音率との整合性を観察する。

4.3.1 残響室法吸音率の測定方法と試料

測定に用いた残響室は、九州大学芸術工学府音響特殊棟における残響室 D-102 である。この残響室の諸元を Table 4.1 に示す。

Table 4.1: The specifications of the reverberation room

Volume	197.23m ³
Surface area	257.23m ²

この残響室は Fig.4.12, Fig.4.13 に示すように、直方体に近い室形状となっており、900mm × 1,800mm の拡散板が湾曲した状態で 21 枚ランダムに吊り下げられている。残響時間は、音源信号として M 系列信号を用いてインパルス応答を測定し、インパルス積分法 [66] により残響曲線を表示してその傾きから求めた [67]。この残響時間を求める受音点を 12 点設け、空室時、および試料を設置したときの残響時間を次の (4.14) 式 [5] に適用して残響室法吸音率 α_{rev} を求めた。

$$\alpha_{\text{rev}} = 55.3 \frac{V}{cS} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (4.14)$$

ここに、 V は残響室の容積、 c は音速、 S は試料の面積、 T_1 は試料を入れない状態における残響室の残響時間、 T_2 は試料を入れた状態における残響室の残響時間である。

試料となるグラスウール (密度 32kg/m³, 厚さ 50mm) は、Fig.4.14 に示すように、数値解析の条件に合わせて小口となる四周を厚さ 3mm のアクリル板で塞いだ。この試料が寸法 0.5m × 0.5m のときは Fig.4.12 のように 9 枚を残響室内に配し、1.0m × 1.0m のときは Fig.4.13 のように 4 枚を配置した。Fig.4.12, Fig.4.13 に示す試料の配置ではそれぞれの試料が離れて設置されるようになっているが、これは互いの影響をできる限り分離するためである。

4.3.2 統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較

Fig.4.15 と Fig.4.16 に、一般的な境界要素法 (BEM) と領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による統計入射吸音率と残響室法吸音率を示す。Fig.4.15 はグラスウールの寸法が 0.5m × 0.5m で Fig.4.16 は 1.0m × 1.0m である。

どちらも 315Hz 以下では DC-BEM によって得られた統計入射吸音率のほうが BEM による値よりも上まわり、400Hz 以上ではその関係が逆転する傾向にあり、面積の小さいほうが顕著である。また、残響室法吸音率と比較すると、200Hz 以下では DC-BEM の値とよい整合を見せるが、315~500Hz の範囲で残響室法吸音率は両手法の境界要素法の値よりも下まわり、それ以上では逆転し 800Hz 以上で最も大きな値を示している。

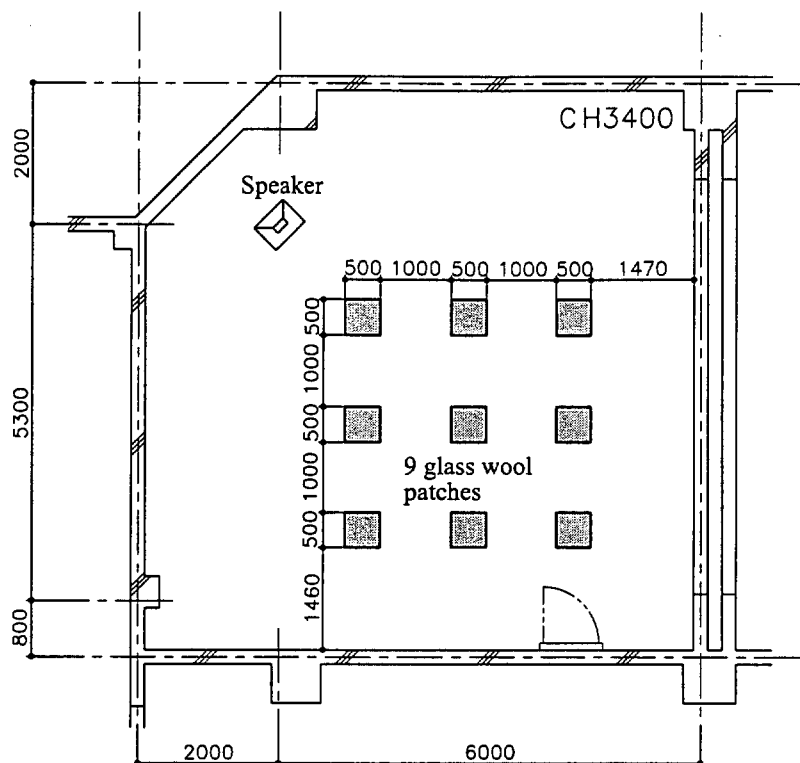


Fig. 4.12: The reverberation room and the positions of 9 glass wool patches (the dimension: 0.5m × 0.5m) on the floor

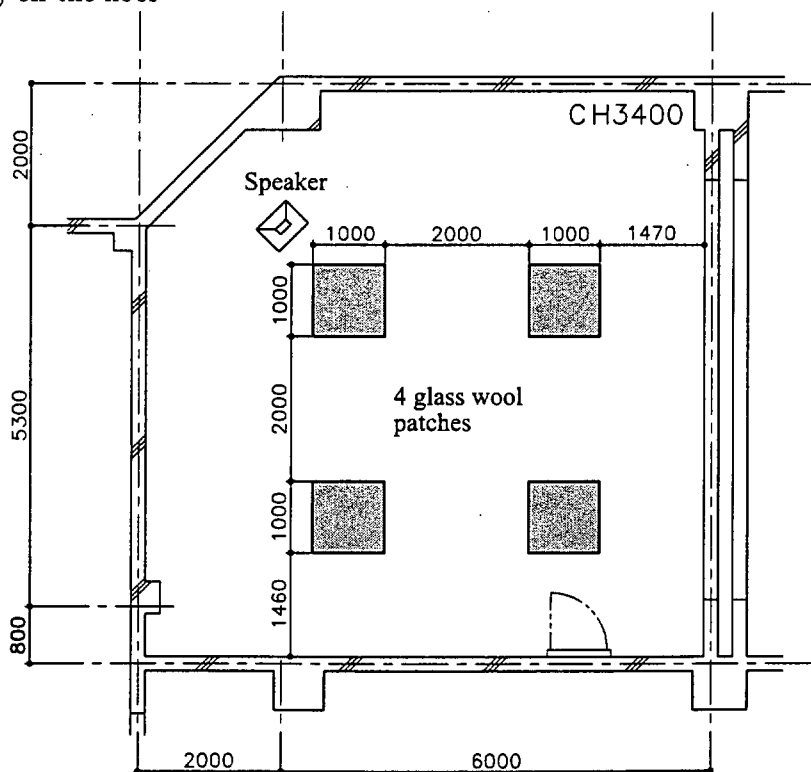


Fig. 4.13: The reverberation room and the positions of 4 glass wool patches (the dimension: 1.0m × 1.0m) on the floor

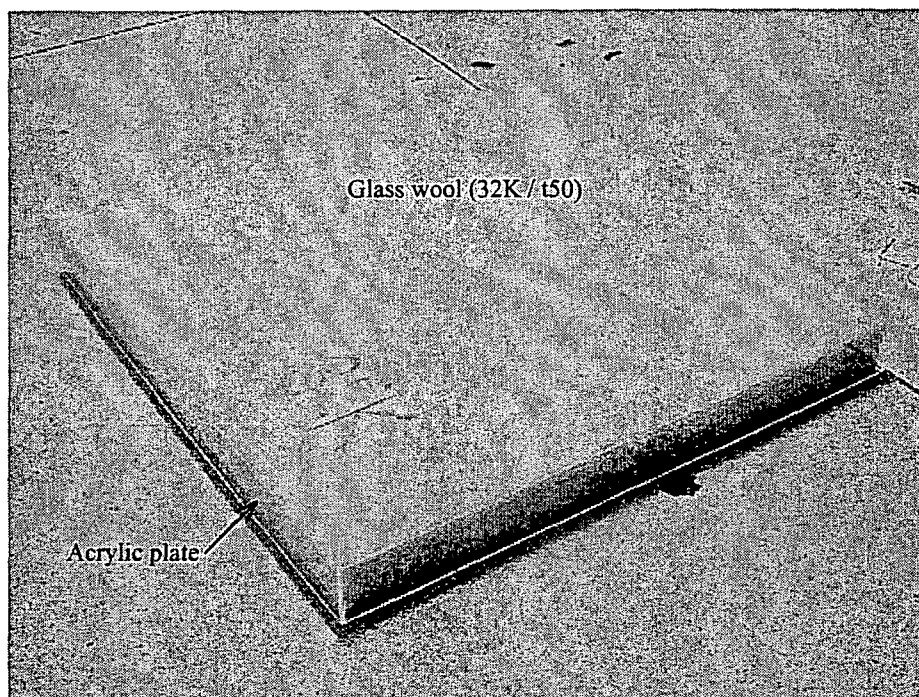


Fig. 4.14: A glass wool patch (density: 32kg/m^3 , thickness 50mm) on the floor

境界要素法の両手法による統計入射吸音率の差、および統計入射吸音率と残響室法吸音率の差は吸音面積の大きな $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ の方が小さいため、吸音面積が大きくなるにつれてよい整合を見せるようになると予想される。すなわち、面積効果が著しいほど正確な予測が難しくなると考えられ、今後注意すべきこととしては、グラスウールが存在することによってその周辺の音場がどのように変化するのかを観察しなければならないといえる。

さて、本節の BEM と DC-BEM との比較においては、どちらが適しているかという議論に判断を下せるだけの明確な差を見出すことはできないと考える。強いていうならば、吸音面積が小さいと 500Hz 付近に生じる統計入射吸音率のピークに関して BEM の方が鋭くなり、残響室法吸音率と乖離した値となる傾向を見ることができる。しかし、定性的にみた場合、周波数特性に重大な問題が生じていることはないと判断できるため、どちらの手法も妥当性を有するといえる。

4.3.3 統計入射吸音率における面積効果

4.2.2 節の冒頭で述べたように、コンピュータのメモリ上の制約から、BEM を用いて統計入射吸音率に対する面積効果を観察する。

Fig.4.17 に $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$, $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$, $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$, $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ の 5 種類の寸法であるグラスウールの統計入射吸音率を示す。また、統計入射吸音率を定義する Paris の式による無限大吸音面積に対する統計入射吸音率を併記する。この Paris の式は次式のように表さ

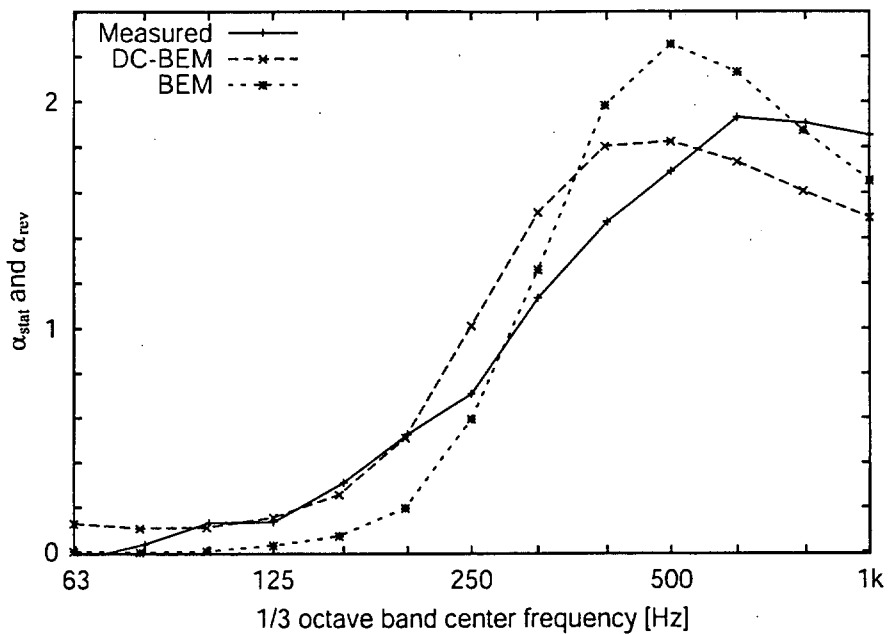


Fig. 4.15: Comparison of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for 9 glass wool patches (the dimension: 0.5m × 0.5m)

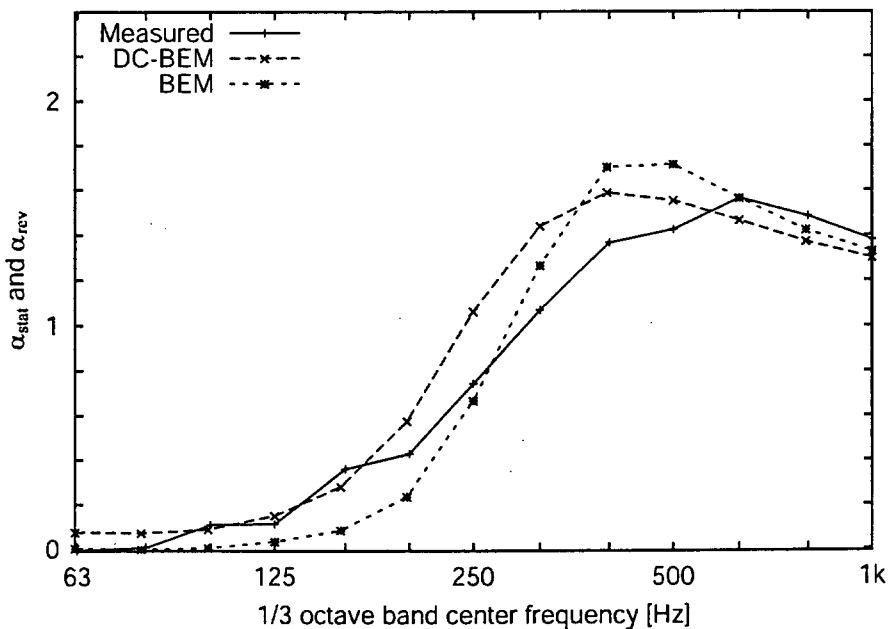


Fig. 4.16: Comparison of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 glass wool patches (the dimension: 1.0m × 1.0m)

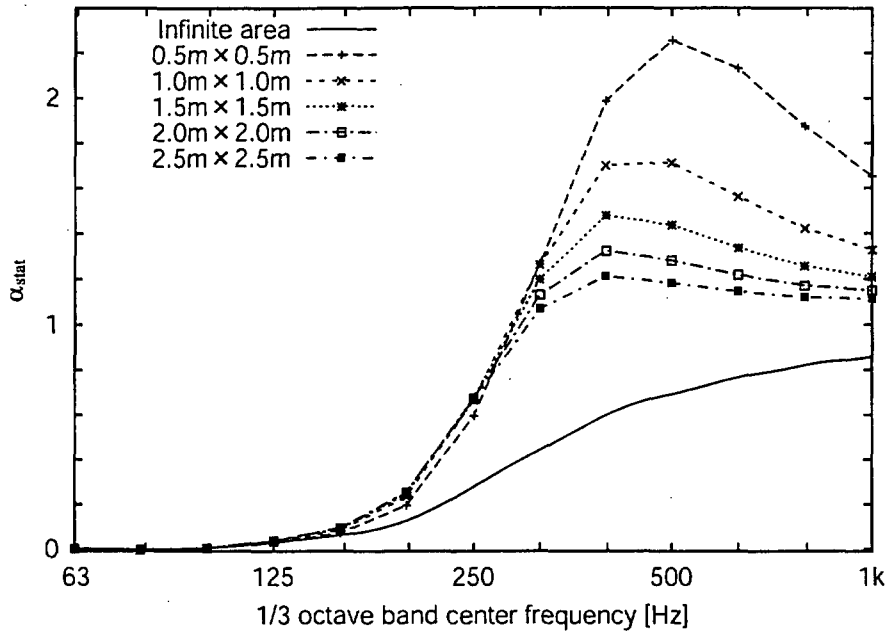


Fig. 4.17: Comparison of statistical incident absorption coefficient for the dimensions $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$, $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$, $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$, $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$ and $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ of glass wool patches

れる [64]。

$$\alpha_{\text{stat}} = \frac{\int_0^{\pi/2} \alpha_{\theta} \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta} \quad (4.15)$$

ここで、 α_{θ} は無限大面積に対する斜入射吸音率で、(4.13) 式で与えられる。

統計入射吸音率においても面積が小さくなると、その値が1を大きく超える面積効果を明確に見ることができ、500Hz 付近に生ずる統計入射吸音率のピークは $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ の場合で2.2を超える。また、160Hz 付近以上で無限大面積の値よりも BEM で得られた値のほうが大きくなっているが、それ以下では吸音面積による統計入射吸音率の値に差異は現れていない。

ここで(4.15) 式を見ると、統計入射吸音率は、材料表面において局所作用を仮定した場合、入射角に対する角度平均と捉えることができる。このように考えると、Fig.4.17 に見る統計入射吸音率の面積効果は、Fig.4.10, Fig.4.11 に示す $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ の深い入射角における斜入射吸音率の面積効果によるピークに支配されていると捉えることができる。したがって、深い入射角の斜入射吸音率における面積効果は、統計入射吸音率の面積効果に重大な影響を与えるといえる。

このように面積効果まで含めて吸音率を評価した場合、無限大面積における統計入射吸音率と有限面積のそれでは、面積が小さい場合には特に、まったく異なる値となる可能性が示唆されるため、有限面積に対する統計入射吸音率を用いるべきであるといえる。

4.4 まとめ

本章では、剛壁に密着するような状態で設置されたグラスウールの斜入射吸音率と統計入射吸音率を、一般的な境界要素法と領域結合型境界要素法の二つの手法によって数値解析し予測を試みた。

その結果、斜入射吸音率においては、無限大面積に対する斜入射吸音率には生じない面積効果を明確に捉えることができ、両手法の数値解析による予測の有効性を見ることができた。また面積効果に関する検討では、 $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ 、 $1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ 、 $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$ 、 $2.0\text{m} \times 2.0\text{m}$ 、 $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ の5種類の面積を設定し、それぞれの面積における斜入射吸音率の変化を一般的な境界要素法によって観察したが、面積が小さくなるほど斜入射吸音率が大きくなる現象を捉えることができ、その影響を観察することが可能であった。この数値解析によって、面積効果は入射角 $\theta = 30^\circ$ 以下ではほとんど生じなく、 $\theta = 60^\circ$ 以上の深い入射角で著しく影響を及ぼすことが分かった。

次に残響室法吸音率を実測し、その結果と境界要素法の両手法による統計入射吸音率と比較した。その結果、残響室法吸音率と統計入射吸音率は完全なる一致を見ることはできなかったが、定性的な傾向を非常によく捉えているといえる。この実測と計算との間の若干の不一致は、吸音面積が大きくなるにつれ解消される傾向にあることが示された。したがって、理想的な統計入射を前提とした境界要素法による残響室法吸音率の予測について、その妥当性を確認することができた。

また、統計入射吸音率における面積効果についても、斜入射吸音率における5種類の面積を設定し一般的な境界要素法を用いた観察を行った。その結果、面積が小さくなるにしたがって統計入射吸音率が増大し、無限大吸音面では生じえない吸音率が1を超える現象を確認することができたため、その影響を捉えることができたと考えられる。この斜入射吸音率および統計入射吸音率における面積効果に関する考察から、 $\theta = 60^\circ$ 以上の入射角が深いときの斜入射吸音率における面積効果の影響が統計入射吸音率に対して支配的であることが示唆された。