

吸収型消音装置の数値解析

Numerical analyses on acoustic performance of dissipative silencers

寺尾道仁

関根秀久

Michihito Terao

Hidehisa Sekine

神奈川大学工学部

Faculty of engineering, Kanagawa university

2001年11月30日

(社)日本音響学会 騒音・振動研究委員会

吸収型消音装置の数値解析

Numerical analyses on acoustic performance of dissipative silencers

寺尾道仁 関根秀久

Michihito Terao Hidehisa Sekine

神奈川大学工学部

Faculty of engineering, Kanagawa university

内容梗概：吸収型消音装置の音響予測について境界要素解析の適用を試みた。多孔質材料は固定骨格モデルとし、その音響特性として実効音速と実効密度が必要となるため、まず、その測定方法について検討した。この数値解析手法の有効性については、吸音要素の垂直入射吸音率、また、内貼りダクトやバツフル型スプリッター消音装置の音響減衰の予測に適用し、理論値や実験値との比較により確認した。次に、この数値解析手法を壁体換気開口内周壁内貼り、吸音材ガイド付き膨張管型消音器、サウンドストリーム型消音装置、消音エルボなどに適用し、従来の実験的研究では探求が困難であった吸音要素を含む消音装置内音響伝搬の基礎的性質について多くの重要な知見を得た。

1. はじめに

散逸型消音装置の音響性能の予測に関しては、P. Morse の局所作用モデル[1]、R.Scott の等方性非局所作用モデル[2]、Kurze の直交非等方性非局所作用モデル[3] による無限長内貼りダクト最小減衰モード波（基本モード波）の伝搬理論がある。その（複素根）解法も Morse chart さらに D. Chriatie による Newton-Raphson 法[4] が用意されている。

以上の理論の妥当性については多くの実験により確認がなされている[5-10]。しかし、矩形断面に限定され、しかも Scott と Kurze は断面の1対向面が剛壁、残る1対向面が吸音材料としており応用範囲が少ない。

R. Astrey ら[7]は FEM 数値解析により Bulk reactive 材料を含め任意断面形状まで拡大したが、それも無限長内貼り直管の場合に限定され

る。幾何的形状が単純でない吸収型消音装置の音響性能予測については、実験または数値解析に頼らざるを得ない。

本研究は、任意形状の吸音要素を含む消音装置音響性能予測のための数値解析手法の可能性を調べる。ただし、多孔質材料は基本的な等方性固定骨格(Rigid Frame)モデルとし、解析手法は領域分割境界要素法[8,9]を採用する。多孔質材料は厳密には弾性骨格(Elastic Frame)として扱う必要があるが、その場合、異方性を含むモデル化、骨格振動との連成とくに材料拘束条件の記述に関する課題が残るからである。

等方性固定骨格モデルの場合、多孔質材料の固有音響特性として、材料内の複素実効音速と複素実効密度が必要となるため、まず、その測定方法について検討する。

つぎに、本数値解析手法の有効性について、

垂直入射吸音率について測定値との比較、内貼りダクトにたいして理論値との比較、また、バツフル型スプリッター消音装置について実験値との比較により確認する。

以上の準備の上で、本数値解析手法を壁体換気開口内貼り、吸音材ガイド付き膨張管型消音器、サウンドストリーム型消音装置、消音エルボなどに適用し、従来の実験的研究では探求できなかった音響伝搬の基礎的性質や特徴について知見を得る。

2. 数値解析方法と吸音材料の音響特性

直接法に基づく境界要素法 (BEM) により解析する。薄板および吸音材料を含む音場の解析を可能とするため部分構造化手法を導入する [8]。境界要素は、形状および場の量について、2次元、3次元ともに2次要素を用いている。

ここでは固定骨格多孔質材料領域についても、その空気に関する波動方程式に基礎を置き、その複素音速 c_p または次式(1)で定義される複素角波数 k_p 、すなわち、

$$k_p = \frac{\omega}{c_p} = \frac{\omega}{c_{ph}} - j\alpha_p = -j\gamma_p \quad (1)$$

が陽に与えられるものとする。ただし、 ω は角周波数、 j は虚数単位、 c_{ph} は位相速度 ($\beta_p = \omega/c_{ph}$ は波長定数)、 α_p は減衰定数、 γ_p は伝搬定数、添字 p は多孔質材料内空気 (pore) に関する量を意味する。

一方、吸音材料内空気と自由空間内空気との境界での体積速度の適合条件 (すなわち、 $q_0/q_p = -\rho_0/\rho_p$ 、ここで q は境界面法線方向の

音圧勾配、 ρ は密度、添字 0 は自由空間内空気を表す) に関して、次式(2)で表される吸音材料の複素密度 ρ_p も既知である必要がある。

$$\rho_p = \rho_c - j\Phi_c/\omega \quad (2)$$

ただし、 ρ_c は実効密度、 Φ_c は動的流動抵抗係数である [11]。 ρ_p は材料内空気 の特性インピーダンス Z_p と

$$Z_p = \rho_p c_p \quad (3)$$

により関係づけられる。

なお、固定骨格モデルの場合、多孔質材料内空気に関して次の Delany らの経験式が知られている [12,13]。

$$\begin{aligned} Z_p &= \rho_0 c_0 \left[1 + 0.0571X^{-0.754} - j0.087X^{-0.732} \right] \\ \gamma_p &= k \left[0.189X^{-0.595} + j(1 + 0.0978X^{-0.700}) \right] \end{aligned} \quad (4a,b)$$

ここで、 ρ_0 は自由空間空気密度、 c_0 は自由空間空気の音速、また、 f を周波数として $\omega = 2\pi f$ 、 $k = \omega/c_0$ 、 $X = \rho_0 f / \Phi_0$ 、 $0.01 < X < 1.0$ 、 Φ_0 は静的流動抵抗係数である。後に述べる数値解析において、数値解析のみ行う場合はとくに断らない限り、吸音材料の音響特性は、静的流動抵抗係数 $8,500 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ とし、その固有音響特性は式(4)を用いる。

3. 多孔質材料固有音響特性の測定方法

3.1 測定原理

図 1 のように試料の両境界面 $i=1,2$ の音圧、粒子速度、比音響インピーダンスを p_i 、 u_i 、 Z_i 、また、試料の特性インピーダンス Z_p とすれば、

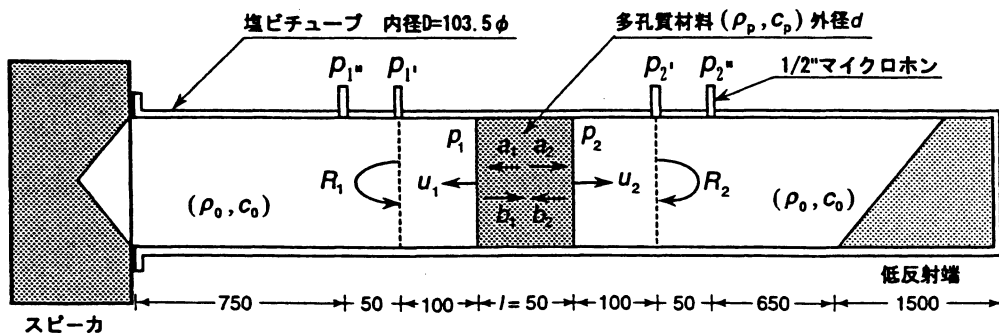


図1 多孔質材料音響特性の測定方法 [単位 mm]

$$a_i + b_i = p_i, \quad a_i - b_i = Z_p u_i \quad (5)$$

または

$$2a_i = p_i + u_i Z_p, \quad 2b_i = p_i - u_i Z_p \quad (6)$$

および

$$a_1/b_2 = a_2/b_1 = e^{-jk_p l} \quad (7)$$

のような関係がある。式(6)と(7)により

$$\frac{p_1 + u_1 Z_p}{p_2 - u_2 Z_p} = \frac{p_2 + u_2 Z_p}{p_1 - u_1 Z_p} = e^{-jk_p l} \quad (8)$$

が導かれる。2つの未知量 Z_p と k_p を求めるには2つの方程式を用意すればよいから、その選択によって以下のような様々な手法を取り得る。

子安[14], Deraney[12]などの古典的手法では、式(8)で u_2/u_1 を消去して導かれる関係

$$Z_1 = Z_p \frac{Z_2 \cos k_p l + j Z_p \sin k_p l}{j Z_2 \sin k_p l + Z_p \cos k_p l} \quad (9)$$

について、 $Z_2 \rightarrow \infty$ のときの Z_1 は

$$Z_{1(Z_2 \rightarrow \infty)} = -j Z_p \cot k_p l \quad (10)$$

また、 $Z_2 = 0$ のときの Z_1 は

$$Z_{1(Z_2 = 0)} = j Z_p \tan k_p l \quad (11)$$

となることを利用して、 $Z_{1(Z_2 \rightarrow \infty)}$ と $Z_{1(Z_2 = 0)}$ の測定(それぞれの条件での p_1/u_1 の測定)から Z_p と k_p を求める。

その後、伝達関数の測定とその演算処理が容易になり、著者ら[15]は、式(10)において試料の厚さを $l=l'$ および $l=l''$ として2つの方程式を用意する手法、一方、藤森ら[16]また宇津野ら[17]は式(9)において背後空気層を2通り($Z_2=Z_2'$ と $Z_2=Z_2''$)に代えることにより2つの方程式を用意して解く手法を採っている。また、岩瀬ら[18]は式(8)で $u_2=0$ ($Z_2 \rightarrow \infty$)のとき得られるもう一方の関係 $p_1/p_2 = \cos k_p l$ を使って伝達関数 p_1/p_2 の測定から k_p を求め、次に式(10)により Z_p を求める方法を採用した。

ここでは、藤森ら・宇津野らの手法に対し、精密な背後空気層の調整機構を要しない手法[19]として、式(8)から導かれる関係、

$$Z_p^2 = (p_1^2 + p_2^2)/(u_1^2 - u_2^2) \quad (12)$$

により、まず Z_p 、次に式(8)から k_p を求める方法をとる。なお、固有音響特性 Z_p および k_p が得られれば、 c_p 、 ρ_p 、すなわち、 γ_p 、 c_{ph} 、 α_p 、 ρ_e 、 Φ_e などが求められる。また、各ダクト側($i=1,2$)の p_i および u_i の測定方法には、定在波法(ISO10543-1)があるが、ここでは簡便な各接続ダクト2位置(図1参照)の音圧測定(ISO10543-2 伝達関数法)により求める。

3.2 試料設定方法

小試料によるインピーダンスチューブ法は簡便であるが、試料支持条件に依存する骨格振動が固定骨格条件を著しく崩すことが多い[20-22]。図2はチューブ法において、試料の固定方法による音響特性測定値の違いを見たものである[23]。

試料は密度 32kg/m^3 (静的流動抵抗係数 $\Phi_0 \cong 9,960\text{Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^2$ 、 $\Phi_0/\rho_0 c_0 \cong 24$)のグラスウール、厚さ 50mm 、繊維方向が波面方向に一致する場合とした。なお、繊維方向が波面方向と直交する場合は低周波数域における骨格共振は生じ難いことが知られている[24,19]。

ここでは、固定骨格条件を保つため、量針による試料固定法を試みた。量針(長さ $150\text{mm}\times$ 直径 $2.1\text{mm}\times 16$ 本)は図3に示すように、それぞれダクト壁から試料繊維を貫き、対向するダクト壁面に針先端が約 1mm ほど突き刺さるように固定している。このときダクト内径 $D=103.5\text{mm}\phi$ にたいし試料の直径 $d=103.7\text{mm}\phi$ (ダクト内径との隙間 $\Delta d=D-d=-0.2\text{mm}$)である。

一方、通常の見積り方法として直径 $d=103.6\text{mm}\phi$ (隙間 $\Delta d=-0.1\text{mm}$)、また、周辺拘束を弱めた場合として $d=103.5\text{mm}\phi$ (隙間 $\Delta d=0\text{mm}$)および $d=102.0\text{mm}\phi$ (隙間 $\Delta d=1.5\text{mm}$)も比較した。ここで、 $\Delta d=0\text{mm}$ の試料はダクトとの接触面を紙やすりで平滑化(ダクトを垂直に立てると速度約 5cm/s で落下

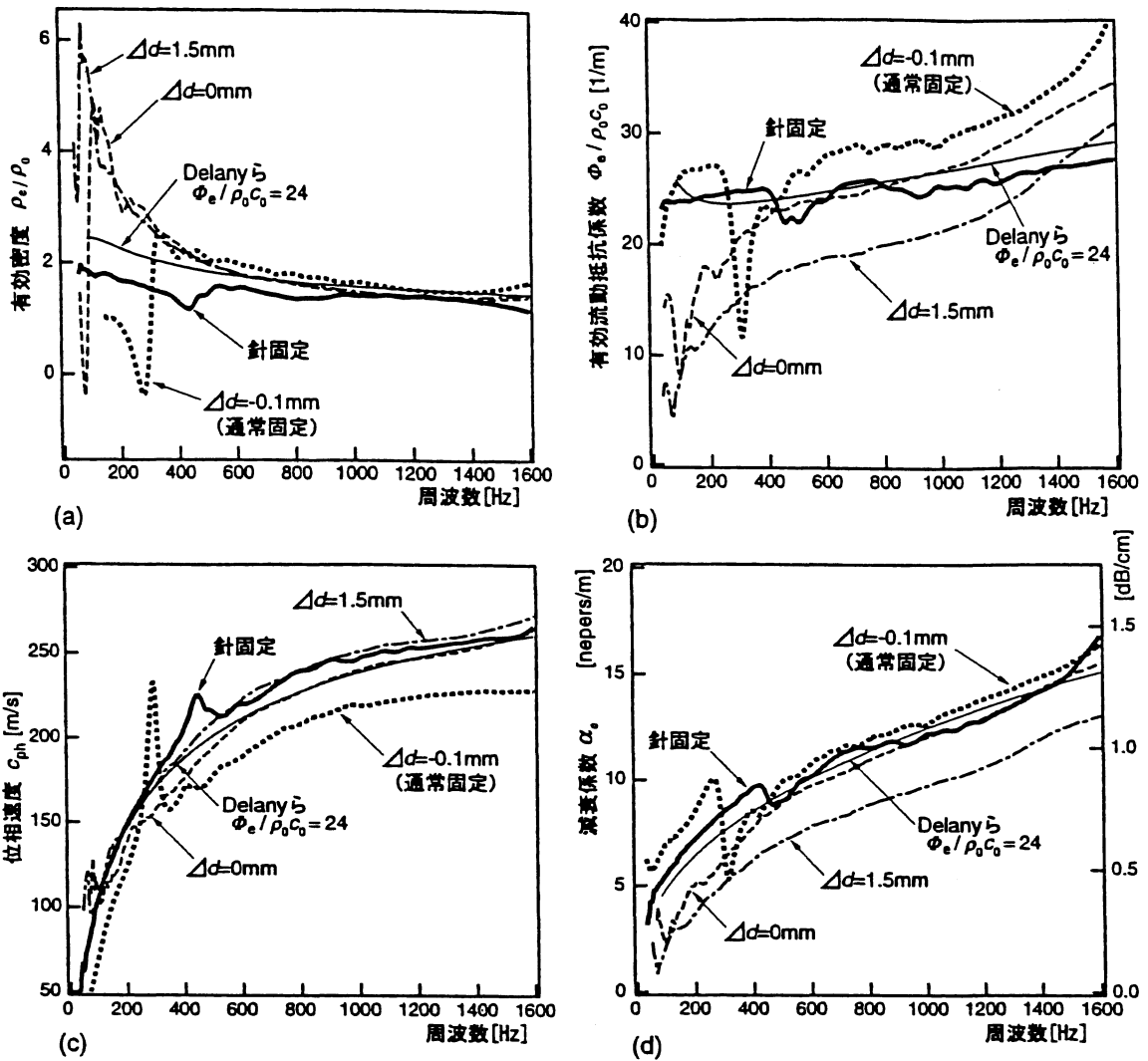


図2 固有音響特性固定法による違い

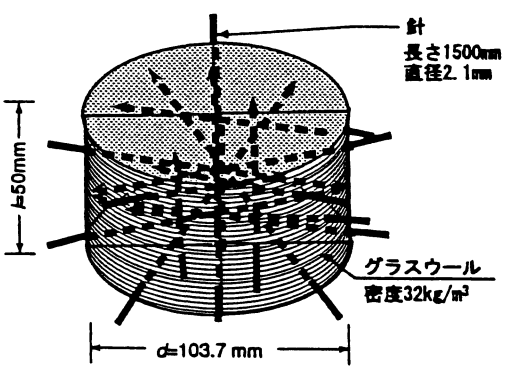


図3 試料の針固定(16本)

する程度) している。

3.3 実験結果

図2にはDelanyらの経験式に静的流動抵抗係数 $\Phi_0/\rho_0c_0 \cong 24$ を与えた場合も比較して示した。

針固定法は中音域にいくつかの弱い骨格共鳴の影響がみられるものの低周波数域の強い骨格振動が抑えられ、とくに動的流動抵抗係数 Φ_e は周波数全域にわたり滑らかで、ほぼ一定値(数値的に静的流動抵抗係数 $\Phi_0/\rho_0c_0 \cong 24$ に近似する)の固定骨格特性[11]が得られている。これにたいし通常固定(隙間 $\Delta d = -0.1\text{mm}$)の場合は、骨格内伝搬波(0,0)モード(レーザドプラ振動計観測)の310Hz付近で位相速度 c_{ph} 、動的流動抵抗係数 Φ_e にそれぞれピーク、ディップが強く現れる。

一方、周辺拘束が弱い $\Delta d = 0\text{mm}$ と $\Delta d = 1.5\text{mm}$ の場合は、骨格共鳴がそれぞれ約90Hzおよび60Hz付近に低下するが、全周波数

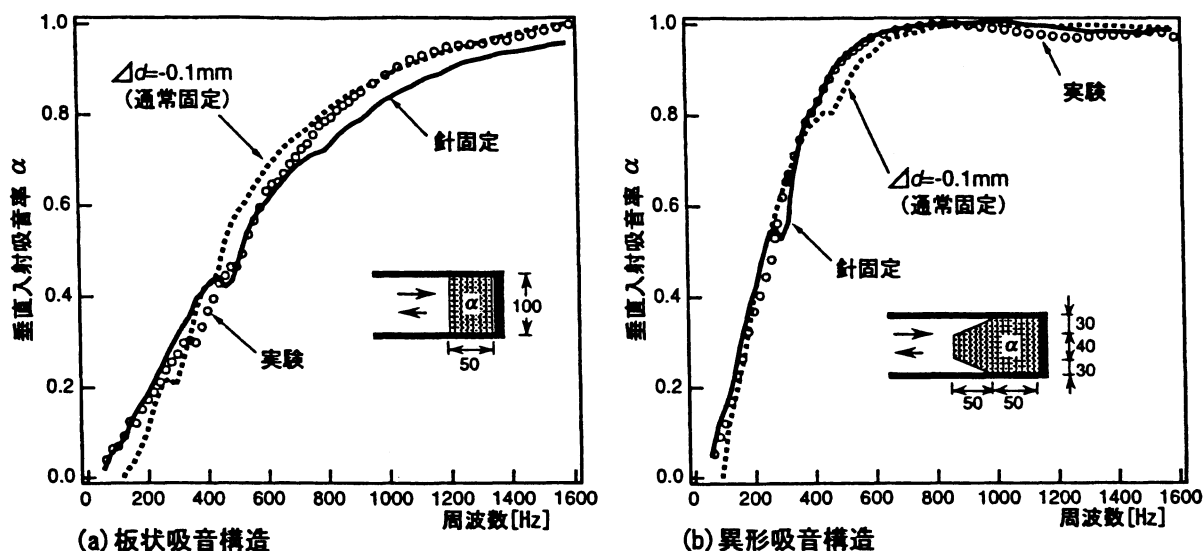


図4 図2の固有音響特性を用いた垂直入射吸音率のBEM数値計算結果

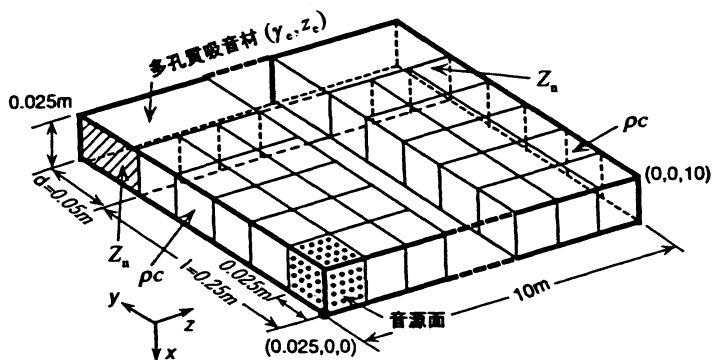


図5 Wassilieffの内貼りダクト

域において試料の一体的振動の影響 (Φ_p と α_p の低下) が現われ, $\Delta d = 1.5\text{mm}$ のように隙間を大きくするととくに減衰係数 α_p において固定骨格特性 (針固定法) と著しい差異が生じる。

Delany らによる結果は針固定による実験値と概ね良好に対応する。ただし, Φ_p については, 経験式 (4) はその適用下限とされる $f > \Phi_0 / \rho_0 = 80\text{Hz}$ より適用範囲は狭く, この場合, 約 200Hz 付近以下の周波数域には適用できない傾向がみられる。

図 4 には, 図 2 の固有音響特性を用いた固定骨格モデル二次元境界要素法[23]による垂直入射吸音率の数値計算結果を示す。低周波数域では通常固定特性に較べて針固定特性値の方が実験結果との一致がよい。通常固定特性はとくに約 100 Hz 以下の低周波数域において負の吸音

率を与える不合理が生じている。なお, 板状吸音構造(a)の場合, 高周波数域側については針固定特性に較べて通常固定特性の方が実験結果との一致がよい。その理由として, 吸音率測定時の試料が固有特性時と同じく厚さ 50mm であり, 通常固定特性の方には吸音率測定時試料に適合した骨格弾性性状が反映されていることが考えられる。

4. 内貼りダクトの音響減衰量の数値解析

4.1 対象内貼りダクトとその BEM モデル

数値解析対象とした内貼りダクトを図 5 に示す。流路の半幅を l , 内貼り材料の厚さを d とする。ダクトの中間部分(b)で無限長内貼り直管音場領域を得るためにダクト長を 10m と大きくとっている。これは Wassilieff の実験[6]における設定に従ったものである。ここでは境界要素寸法を 25mm, 3 次の近似要素を用いている。

吸音材料の音響特性として Local reacting モデル[1]を適用するときには, 内貼り表面のノーマルインピーダンス Z_n を与える。吸音材料表面法線方向の比音響インピーダンス Z_n については式(10)と式(1)による関係

$$Z_n = -jZ_y \cot(-j\gamma y, d) \quad (13)$$

を用いる。ここで, Z_y と γ_y は y 方向にたいする

Z_p と γ_p を意味する。

4.2 内貼りダクトの波動解析理論

直交非等方性材料を含む矩形無限長内貼りダクトの理論は、最小減衰モード（基本モード）について Kurze[3]により一般化されている。それは空気領域と吸音材料領域のモード展開により導かれ、Wissilieff の修正式が

$$w \tan w + \frac{j \rho_0 \omega q}{Z_y \gamma_x} \tan\left(\frac{\gamma_y q d}{\gamma_x l}\right) = 0$$

$$q^2 = w^2 + p^2, \quad w^2 = (\Gamma l)^2 + (kl)^2,$$

$$p^2 = -(\gamma_x l)^2 - (kl)^2 \quad (14a,b,c,d)$$

の形で与えられる[6]。ここで γ_x と γ_y はそれぞれ吸音材料の x および y 方向の伝搬定数、 Z_y は y 方向の特性インピーダンスである。また、 Γ は空気側の伝搬定数で、その実部が求めたい減衰定数である。

4.3 内貼りダクト波動解析式の漸近解法

式(14)の w が求められれば Γ が得られる。 w は Newton-Raphson 法、すなわち、式(14a)を $f(w)$ 、その w に関する微係数を $f'(w)$ と置けば、 $f(w)=0$ を与える根 w は逐次近似

$$w_{n+1} = w_n - f(w_n) / f'(w_n)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

により求めることができる[4]。

Scott の等方性モデルは式(14)において $\gamma_x = \gamma_y = \gamma_p$ とした場合である。そこで式(1)と式(3)から得られる関係 $\rho_p = Z_p \gamma_p / j\omega$ を考慮すれば、 $f(w)$ と $f'(w)$ は

$$f(w) = w \tan w + \frac{\rho_0 q}{\rho_p} \tan\left(\frac{q d}{l}\right) = 0$$

$$f'(w) = \frac{2w + \sin 2w}{1 + \cos 2w}$$

$$+ \frac{\rho_0 w q d / l + \sin(q d / l)}{\rho_p q (1 + \cos(q d / l))} \quad (16a,b)$$

のように表され、式(15)が実行できる。一方、Morse の局所作用モデルは式(14)において

$\gamma_y / \gamma_x \rightarrow 0$ かつ $\Gamma / \gamma_x \rightarrow 0$ とした場合である。式(13)の Z_n を用いれば、Morse の式 $f(w)$ とその微分形 $f'(w)$ は

$$f(w) = w \tan w - j \rho_0 c_0 k l / Z_n = 0$$

$$f'(w) = \frac{2w + \sin 2w}{1 + \cos 2w} \quad (17a,b)$$

のように与えられ、式(15)が実行できる。

Scott モデルにおいて、初期値 w_0 は極く低周波数では $0 + j0$ 、極く高周波数では $\pi/2 + j0$ として収斂値を得る。これを順次その近傍の周波数にたいする初期値として用いる[4,9]。

一方、Morse モデルの場合は(0,2)モード cut-on 以上の周波数域で収斂性が悪いいため、Scott モデルの収斂値を初期値として与える手法[4]を用いた。

空気側の理論音圧分布は

$$p \propto \exp(-\Gamma z) \cos(wy/l) \quad (18)$$

により与えられる[2,3]。数値計算では無限長直管音場領域（音圧分布が z 位置に独立な領域）において、 y 位置が同じで z 位置の異なる 2 点音圧の伝達関数から Γ が求められる。

4.4 数値解析および理論計算例

数値解析の結果得られた音圧およびネットインテンシティ分布の例を図 6 に示す。ただし、ダクト両端の不連続部からの散乱波 (Evanescence mode) が消滅した無限長内貼り音場の状態をみるために $z=5\text{m} \sim z=7\text{m}$ の区間のみ示した。3次元計算と2次元計算とでは dB 表現では差が現れなかった。

基本モード波の減衰量が極大となる周波数 (ダクト幅 l にたいする(0,2)モード cut-on 周波数 680Hz) 付近では無限長内貼り直管音場が得られていない。この周波数付近では音源側と端末側のレベル差が約 150dB に達するため、数値計算におけるダイナミックレンジの不足 (実験では絶望的) に起因するものとみられる。それ以外の周波数ではダクトの中間部分で無限長内貼り直管音場と見做し得る領域が存在する。

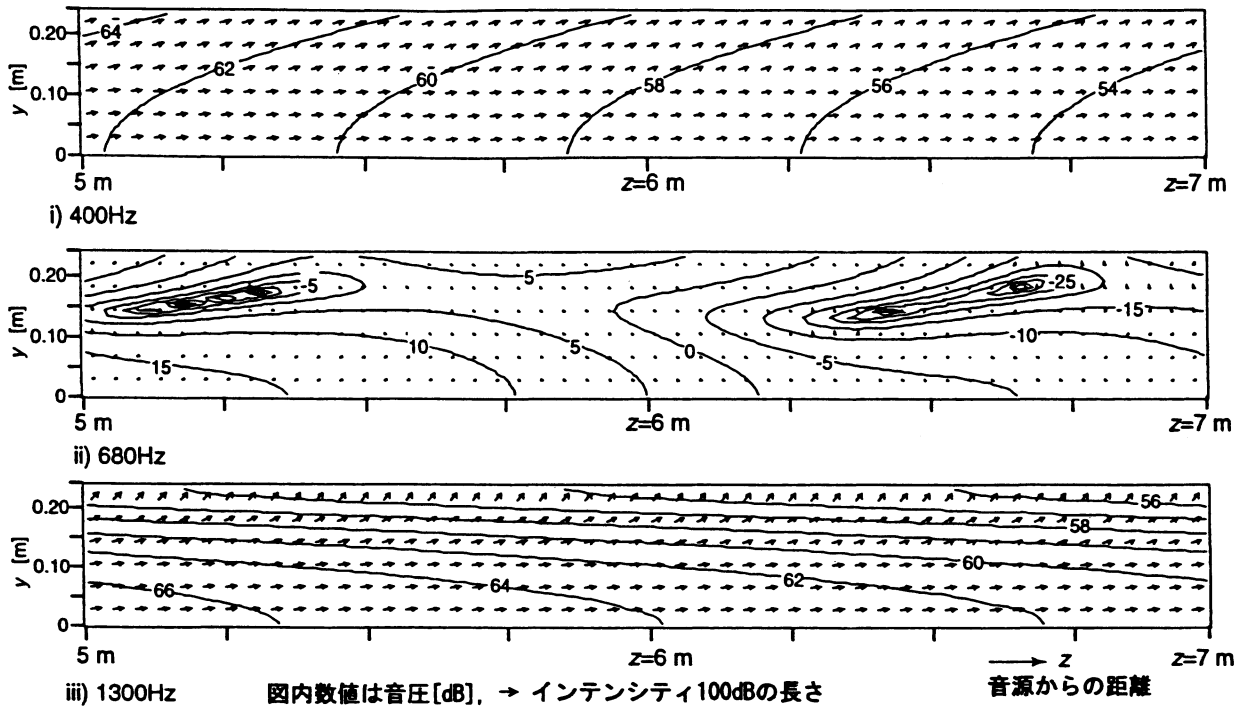


図6 数値計算による音圧およびインテンシティ分布の例

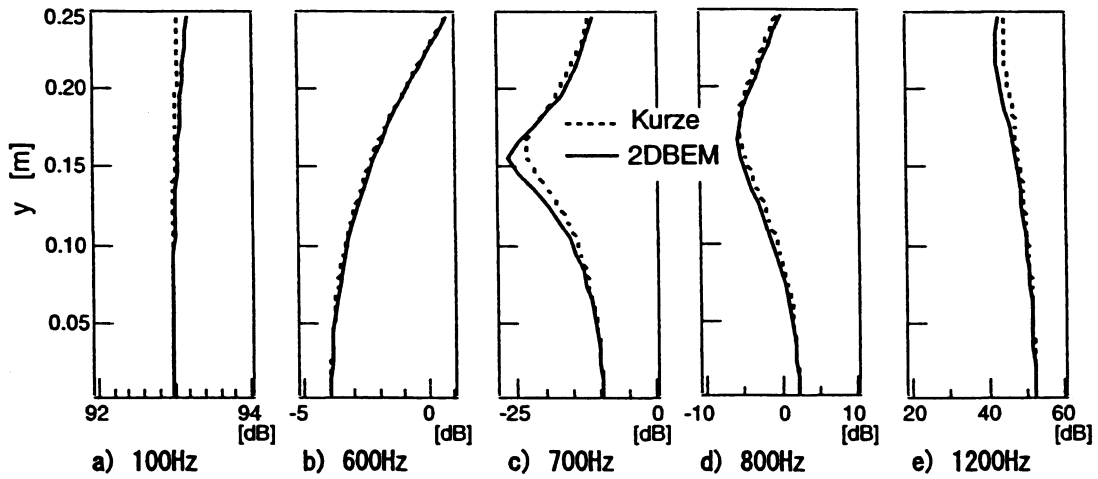


図7 無限長内貼り直管内の断面方向音圧分布(z=5m)

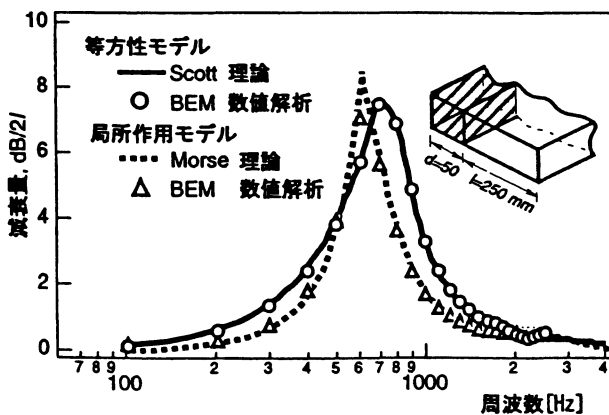


図8 無限長内貼り直管の減衰量

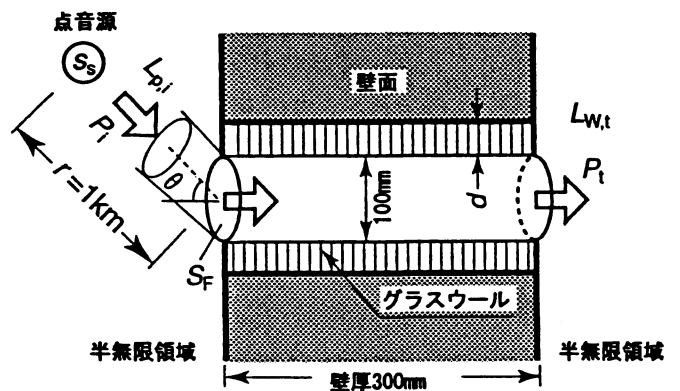


図9 壁面換気開口の音響透過

ダクト中間 ($z=5m$)位置の断面音圧分布を理論式(7)と相対比較して図7に示す。高周波数域を除いて概ね良好な一致を示している。

無限長内貼り直管の減衰量を図8に示す[25]。BEM 数値解析ではダクト中間部(b)における2点音圧伝達関数から求めた。数値解析値と理論値とは Bulk reacting モデル式(16)では数値誤差の大きくなる高周波数域を除き、また、Local reacting モデル式(17)では680Hz付近を除いて極めて良好な一致を示す。

5. 壁体換気開口の音響透過数値解析

5.1 音響挿入損失の定義

図9に示すような、壁体を貫通する換気開口の音響透過については、Wilsonらの波動解析[26]があり、また、多くの実験的研究[27,28]がある。しかし、開口内周壁面への内貼りの効果については不明な事柄が多い。そこでこの効果について数値解析により調べる。

壁体換気開口の音響透過については様々な評価量が使われてきたが、ここでは入射波の音圧レベル $L_{p,i}$ と透過波の音響パワーレベル $L_{w,t}$ との差を換気開口の挿入損失とし D_{IL} [dB] で表す。すなわち、

$$D_{IL} = L_{p,i} - L_{w,t} \quad (19)$$

により定義する。

後に示すように、透過側は入射方向に依らず球面波である。その場合、透過側の音響パワーレベルは透過側開口から約0.4m位置の音圧レベルに一致することを考慮すれば、この D_{IL} は透過側開口から約0.4m位置における音圧レベルの開口付壁面が有るときと無いときの差を意味する。 D_{IL} は垂直入射のときの規準化音響透過損失 TL_n (換気口付き壁面単位面積当りの音響透過損失, [27]) に相当する。また、 D_{IL} と Wilsonら[26]の透過損失 R とは

$$R - D_{IL} = 10 \log_{10}(S_F \cos \theta) \quad (20)$$

により関係づけられる。ただし、 θ は入射角、

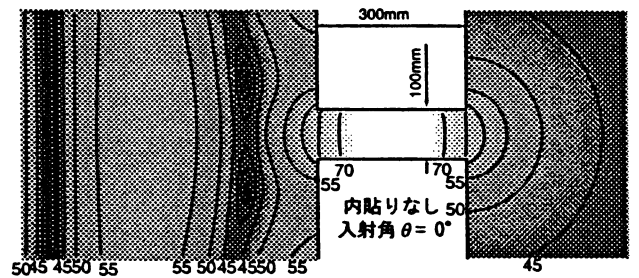
S_F は開口の正面面積である。

5.2 数値解析方法

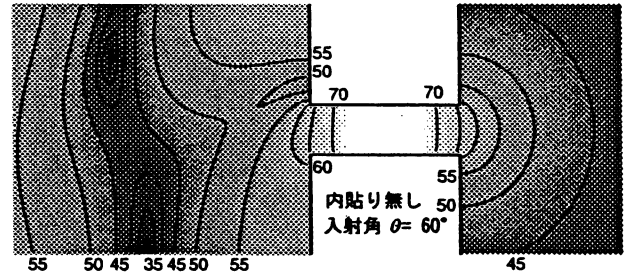
開口周辺の音圧と粒子速度は、開口から十分遠方(距離 $r=1000m$) に点音源(点音源振幅 $s_s=100/4\pi$) を配置した[29]。軸方向共鳴透過音に関する基本的性質の把握を目的とするため、吸音材料領域は単純な表面インピーダンスによる局所作用モデルとした。

5.3 開口周辺の音圧分布

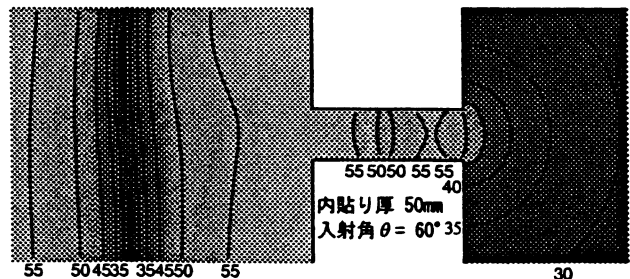
図10に開口部付近の音圧分布を示す[29]。透過波は、平面波の到来方向に依らず、また、内貼りの有無に依らず球面波であることがわかる。



(a) 非内貼り開口 (垂直入射, 460Hz)



(b) 非内貼り開口 (入射角60°, 460Hz)



(c) 内貼り開口 (入射角60°, 460Hz)

図10 壁面開口付近の音圧分布 [dB]

5.4 開口内周壁への内貼りの効果

図11はフードなし開口の挿入損失 D_{IL} について、開口内周壁への内貼りの効果をみたもの

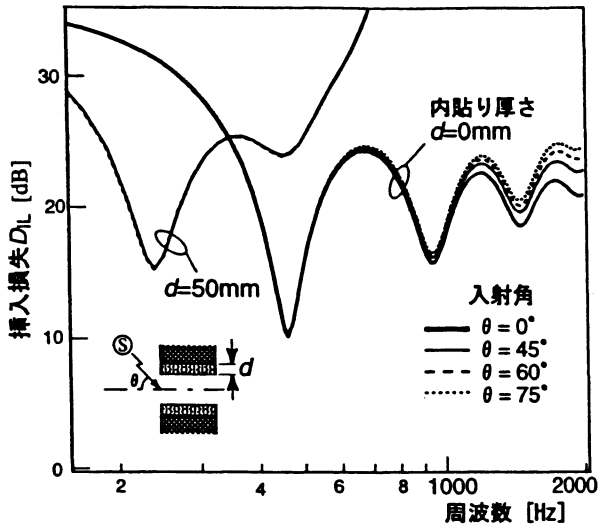
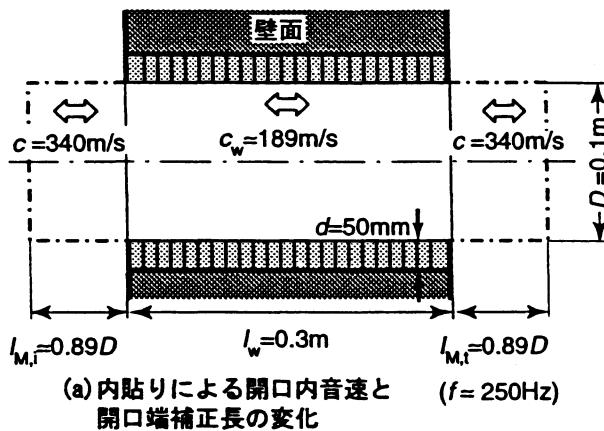
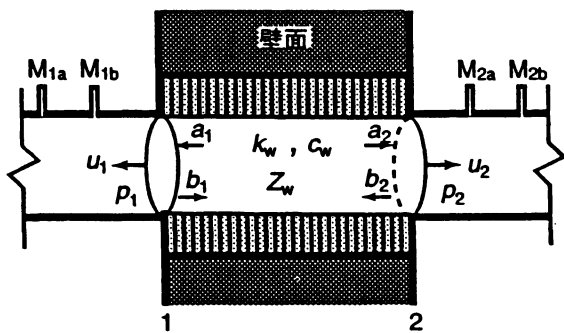


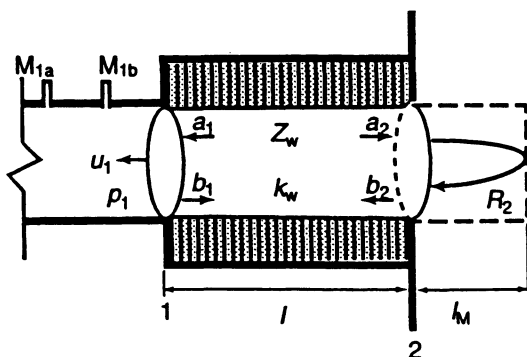
図11 開口壁面への吸音材内貼りの効果



(a) 内貼りによる開口内音速と開口端補正長の変化 (f=250Hz)



(b) 開口内の音速 c_w と波数 k_w の測定



(c) 開口端補正長 l_M の測定

図12 開口内の音速等と開口端補正長の測定方法

である。なお、挿入損失 D_L の入射角 θ による違いは高周波数域を除き僅かである[29]。開口内周壁への内貼りは、軸方向1次モード周波数(以下 f_1)を低周波数側に大きく移動させる。しかし、1次モード透過音に対して高々5dB程度の低減効果しか期待できない。

5.5 軸方向モード共鳴周波数の確認

図12(a)に示すように、入射側と透過側の開口端補正長を $l_{M,i}$ と $l_{M,t}$ 、また、自由空間空气中の音速を c 、開口流路の音速を c_w とすれば、 n 次の軸方向共鳴モード周波数は、軸方向波が入射側実効開端から透過側実効開端に達する間の位相が $n\pi$ (n : 整数) に一致するときであり、

$$f_n = n/2(l_{M,i}/c + l_w/c_w + l_{M,t}/c) \quad (21)$$

まず、内貼りなしの開口の場合には、 $c_w = c$ 、また、 $f = 500\text{Hz}$ で $l_{M,i} = l_{M,t} = 0.38D$ であり、式(21)による $f_1 = 450$ は図11の $f_1 = 460\text{Hz}$ にほぼ一致する。

一方、内貼り開口の場合は $c_w (\neq c)$ と開口端補正長 $l_{M,i}$ 、 $l_{M,t}$ は未知である。そこで図12(b)と(c)に示すように、内貼り開口の両側および片側に、順次、剛壁パイプを延長し、それぞれ、その一方からの入射音に対する音場を数値解析により求め、2ポートおよび1ポートの要素特性測定法[30,19]を適用して $d = 50\text{mm}$ の場合、 $f = 250\text{Hz}$ で $c_w = 189\text{m/s}$ 、 $l_{M,i} = l_{M,t} = 0.89D$ を得た。これと式(21)より得られる $f_1 = 232\text{Hz}$ は図11の $f_1 = 240\text{Hz}$ によく一致する。

6. 膨張管型消音器における吸音要素分割

6.1 供試消音器とその境界要素モデル

図13に示すような膨張管型消音器における吸音要素と音響特性の関係については不明な事柄が多い。4章の内貼りに関する波動理論解析は、このように背後空気層があるときには

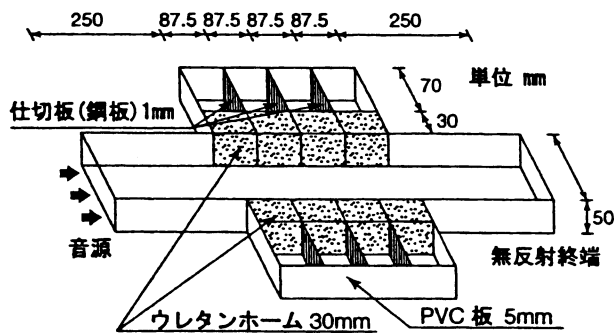


図13 膨張管型消音装置における吸音材と仕切板の配置

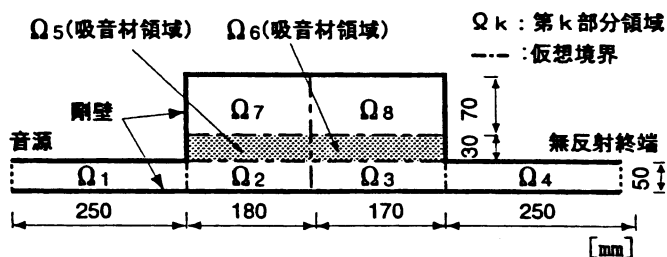


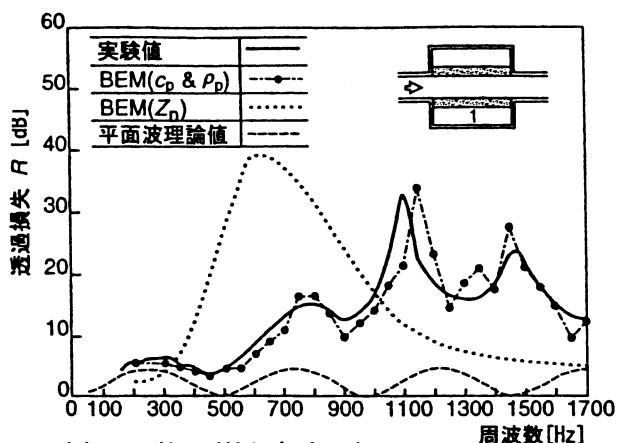
図14 吸音材を含む膨張管型消音器の境界要素モデル適用できない。ここでは背後空気層のセル化の効果について数値解析により調べる。吸音材料は 27kg/m^3 のウレタンフォームで、その固有音響特性は、試料の厚さ2通りについて反射係数を測定する方法[3.1 参照,15]により求めた。

図14に図13にたいする部分領域境界要素モデルを示す。ただし、背後空気層には仕切板を1枚挿入した2分割(2セル)の場合である。

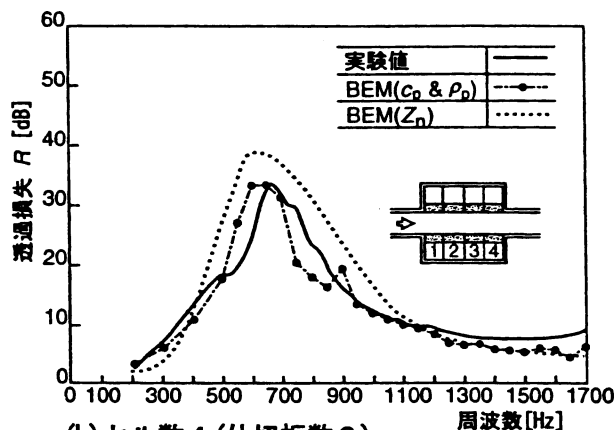
6.2 数値解析結果

図15(a),(b)に音響透過損失の解析手法による違いを示す。 $BEM(c_p \& \rho_p)$ は吸音材料を非局所作用要素とし、吸音材料領域については吸音材料の固有音響特性 $c_p \& \rho_p$ を用いて数値解析した場合である。一方、 $BEM(Z_n)$ は吸音材料を局所作用要素とし、背後空気層を含む吸音材料領域については、吸音材料の流路側表面ノーマル方向の比音響インピーダンス Z_n を用いて数値解析した場合である。

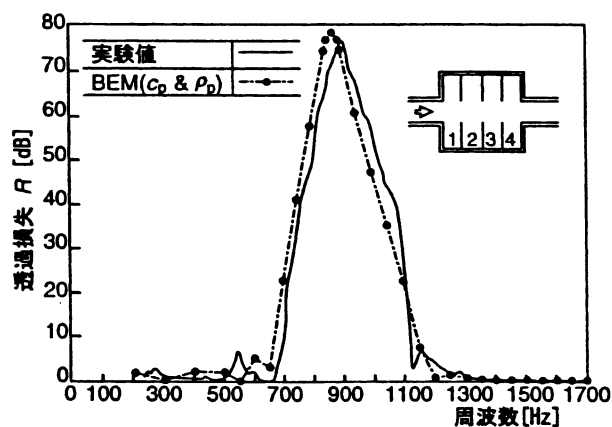
$BEM(c_p \& \rho_p)$ は実験値と概ねよい一致を示している。一方、 $BEM(Z_n)$ は背後空気層にお



(a)セル数1(仕切板なし), 吸音材厚30mm, 背後空気層厚70mm



(b)セル数4(仕切板数3), 吸音材厚30mm, 背後空気層厚70mm



(c)セル数4(仕切板数3), 吸音材なし

図15 膨張管型消音器における仕切板と吸音材料の挿入効果

いて断面方向にのみの音場変化を前提にしているが、図15(a)の場合にはその前提が成立しないことがわかる。なお、吸音材が含まれる場合にたいする無損失膨張管の基本モード平面波理論の適用は、ごく低周波数域を除いて無理があることが確認される。

また、4.4における内貼りダクト(0,2)モード cut-on 周波数は、ここでの10cmの流路幅の場合3,400Hzであり、BEM (Z_n)のピーク周波数が600Hz付近で生じる理由については、今後の課題として残る。現在、図15(c)に示すような連続サイドブランチ(1/4波長管)の音響特性が吸音要素のために低周波数側に移行したものと考えその音圧分布や音響インテンシティ分布を求めるなどの検討を進めようとしている。

7. スプリッタ型消音装置の数値解析

7.1 スプリッタ型消音装置の構造と設定条件

図16に示すスプリッタ型ダクトアッテネータの音響特性を調べた。このタイプの消音装置は、とくに大断面ダクトに多く使われ[31]、基本モード波以外のモード波も重要になる[32]。並行バツフル型(以下では平行型と呼ぶ)とサウンドストリーム型(以下では迷路型と呼ぶ)の両アッテネータの吸音体平均幅と吸音体領域面積は同一とした。

ここでの境界要素は6,000Hz以下の周波数域は寸法5mm、6,000Hzより高周波数域は寸法2mmの一定要素を用いている。図17に数値解析の結果得られた吸音体周辺の音圧および音響インテンシティ分布を示す。

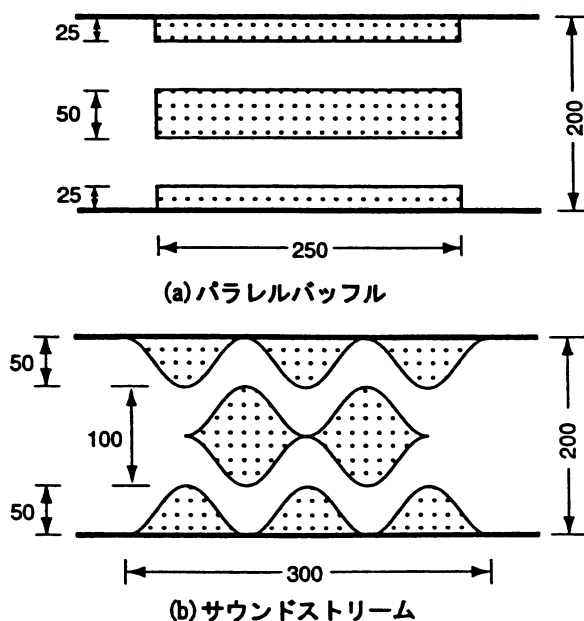


図16 スプリッタ・ダクトアッテネータ

7.2 モード別進行波音圧の検出方法

図18に示すように、各接続ダクト(幅 W)遠距離伝搬領域に検査面をとり、それと壁面との交点を原点として x, y 座標を定める。

対象伝搬モードの最大次数を N 、伝搬モード次数を $n(=0, 1, 2, \dots, N)$ 、座標 $(0, 0)$ におけるモード次数 n の外向きおよび内向き進行波の複素音圧振幅を $a_{(n)}$ および $b_{(n)}$ とすれば、剛壁直管ダクト内遠距離伝搬場の音圧 $p(x, y)$ に対するモード展開表現は

$$p(x, y) = \sum_{n=0}^N a_{(n)} \exp(-jk_x^{(n)}x) \cos(k_y^{(n)}y) + \sum_{n=0}^N b_{(n)} \exp(+jk_x^{(n)}x) \cos(k_y^{(n)}y) \quad (22)$$

$$k_y^{(n)} = n\pi/W$$

$$k_x^{(n)} = \sqrt{(\omega/c)^2 - (n\pi/W)^2} \quad (23a, b)$$

により与えられる。

(a) 任意点音圧観測による方法

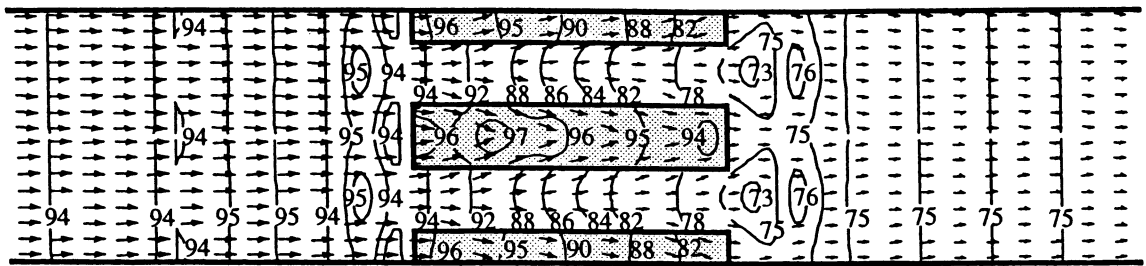
$2(N+1)$ 個のすべての外向き波と内向き波音圧振幅 $a_{(n)}$ および $b_{(n)}$ を求めるため手法としては、多点音圧観測、すなわち、 $2(N+1)$ 個の点の $p(x, y)$ を観測し、 $2(N+1)$ 個の式(22)から成る連立方程式を構成して解く方法がある[32]。物理測定の場合には基本的にこの手法をとらざるを得ない。

(b) 伝搬モードの直交性を利用する方法

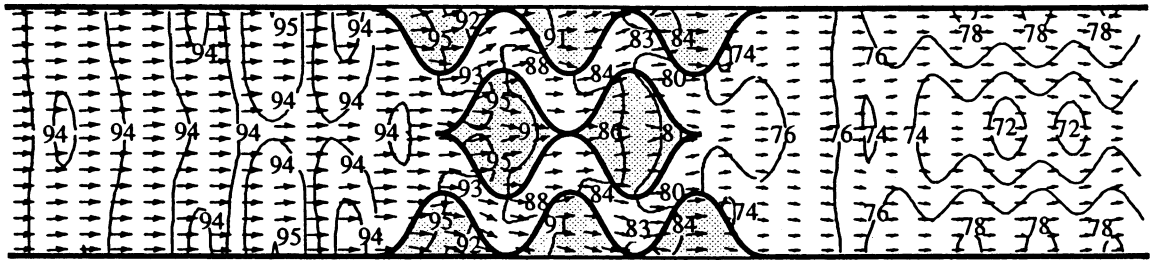
第 m 次モードの進行波音圧を知りたい場合、検査面上の音圧の第 m モード固有関数 $\cos(k_y^{(m)}y)$ による加重平均を観測する。すなわち、式(22)の重み $\cos(k_y^{(m)}y)$ による加重平均をとり、遠距離伝搬モードの直交性を考慮すれば

$$\begin{aligned} \bar{p}_{(m)}(x) &= \frac{\epsilon_{(m)}}{W} \int_y p(x, y) dy \\ &= a_{(m)} \exp(-jk_x^{(m)}x) + b_{(m)} \exp(+jk_x^{(m)}x) \quad (24) \end{aligned}$$

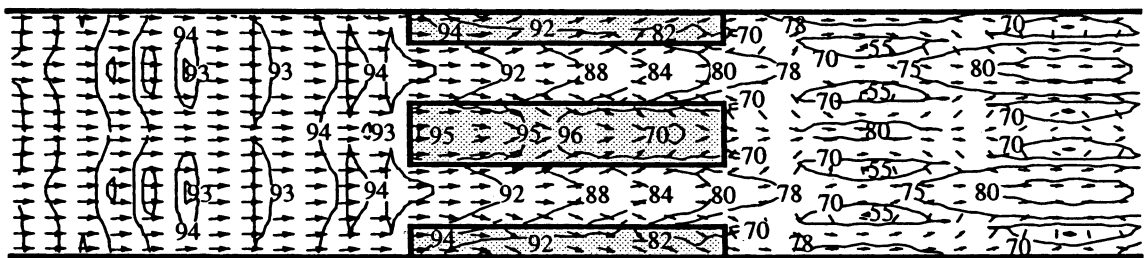
なる関係が得られる。ここで $m=0$ のとき $\epsilon_{(m)}=1$ 、 $m \neq 0$ のとき $\epsilon_{(m)}=2$ をとる。



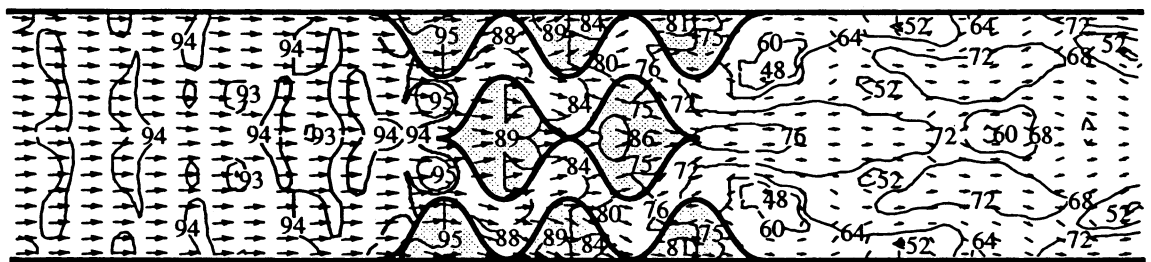
(a) パラレルバツフル 3000Hz($2W/\lambda=3.53$)



(b) サウンドストリーム 3000Hz($2W/\lambda=3.53$)



(c) パラレルバツフル 6000Hz($2W/\lambda=7.06$)



(d) サウンドストリーム 6000Hz($2W/\lambda=7.06$)

図17 吸音体周辺の音圧および音響インテンシティ分布 (0次モード励振の場合)

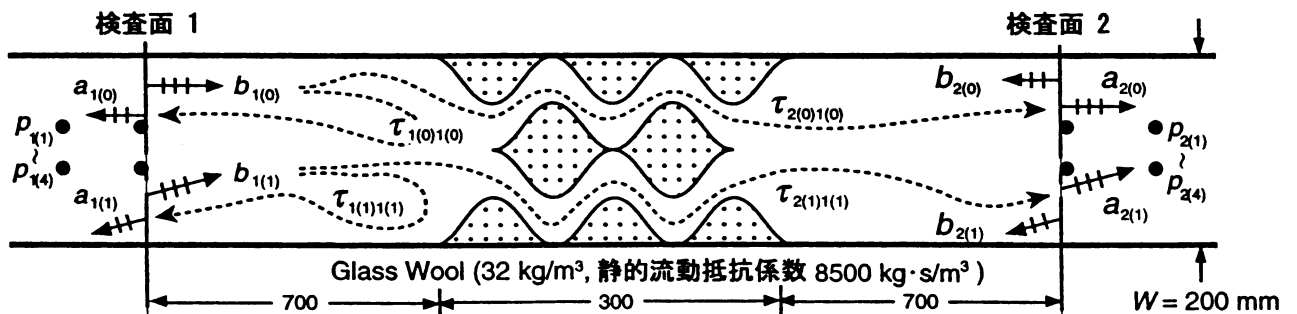


図18 観測点音圧 p , 進行波音圧 a, b , および固有音響透過係数 τ

異なる2断面 x_1 と x_2 にたいする加重平均音圧 $\bar{p}_{(m)}(x_1)$ と $\bar{p}_{(m)}(x_2)$ を用意すれば、式(24)について2組の方程式が得られ、これを連立して m 次モードの進行波音圧 $a_{(m)}$ と $b_{(m)}$ について解くことができる。多くの音圧観測点数を必要とするから物理測定では非現実的手法であるが、数値解析では容易に利用できる。したがって、ここではこの加重平均観測による方法を用いる。

7.3 パワー透過率の算出

入射側ダクト1の m 次モード内向き波（入射波）を $b_{l(m)}$ 、第 l ダクト ($l=1,2$) の n 次モード外向き波を $a_{l(n)}$ のように表わせば、パワー反射率 ($l=1$) とパワー透過率 ($l=2$) は $\tau_{l(n)l(m)} = (\varepsilon_{(n)} W_l / \varepsilon_{(m)} W_1) |a_{l(n)} / b_{l(m)}|^2$ 、透過損失は $R = -10 \log_{10} \tau_{2(n)1(m)}$ により定義される。

7.4 パワー透過率の解析結果

ここでのスプリッタ型アッテネータの場合、高次モード波は0次モード波のそれとたいして必ずしも無視できないが[32]、ここでは、数値解析例として図19に0次モード入射波と0次モード透過波の間の音響透過損失を示す。比較のため、平行型および仕切り板付き平行型に対応する Scott 無限長内貼りダクト理論値を併記した。また、参考として Beranek ら[31]のアッテネータ前後の音圧レベル差実測値（ただし、実物との寸法比に対応して周波数を24倍してある）も加えた。

平行型について、この場合有限長でも反射が小さいこともあって、有限長と無限長吸音体は直進性が重要になる約 4.5 kHz（平行流路の2次クロスモード cut-on）以上の周波数域を除き良好な一致を示す。これは本数値解析手法の有効性を示すものである。

迷路型は平行型と比較して直進筒抜け波の阻止効果は見られるものの、全般的にみて Beranek らの実測値ほどの優位性があるとは言い難い。そ

の要因としては、Beranek らのアッテネータは、吸音体の吸音材料が mineral wool（比重等の詳細は不明）であること、吸音体寸法・形状が軸方向 2.4m、幅 1.5m で異なること、流路幅が 145cm で合隣る列の吸音体が 5cm だけ流路側に突出していること、多様なモード波成分からなる入射波に対する平均音圧レベル差であること、などが挙げられる。

8. 吸音エルボの数値解析

8.1 数値解析方法

図20に示すような直角曲り部について吸音材内貼りの効果を調べた。解析手法と観測手法は7章の場合と同様である。

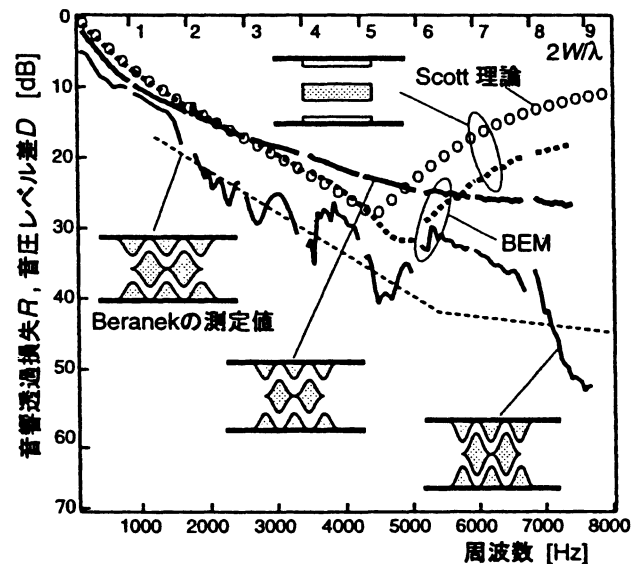


図19 サウンドストリーム型およびパラレルバッフル型消音装置の音響透過損失 $R = -10 \log_{10} \tau_{2(0)1(0)}$ 、並びに Beranek によるサウンドストリーム型消音装置前後の音圧レベル差実測値 D

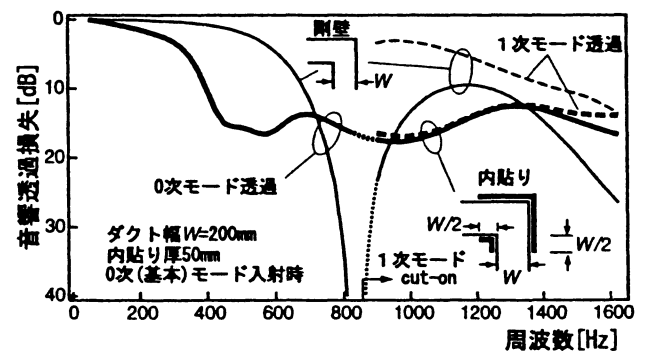


図20 吸音エルボの音響透過損失

8.2 音響透過損失

図 20 に解析結果の例を示す。なお、剛壁エルボの場合、1 次モード cut-on 周波数 (875Hz) 以下の領域では Lippert の実験値[33]と良好に一致することが確認されている。

このようにして、様々な内貼り配置に対して解析を行った結果、消音エルボにおける外角と内角の内貼りは、それぞれ、0 次と 1 次モード透過の低減、また、入射側と透過側ダクトの内貼りは、それぞれ 1 次モードの入射波と透過波の低減に有効性をもつことなどの知見を得ている[34]。

9. 終わりに

代表的な吸収型消音装置の音響予測について固定骨格吸音材モデルによる境界要素解析を試みた。主な結果を以下に示す。

- (1) 繊維質材料の固定骨格モデル特性 (固有インピーダンスおよび伝搬定数) のインピーダンス管内測定について,
 - (1.1) 試料の両側 (音源側と透過側) 各 2 点の音圧観測による測定法の有効性、および畳み針による試料固定法を試み、その基本的な有効性を確認した。
 - (1.2) とくに針固定法による測定値は、Delany らの経験値によく対応する。
 - (1.3) また、動的流動抵抗係数は周波数全域にわたりほぼ一定値で、その値は静的流動抵抗係数に近い値をもつ。
- (2) 内貼りダクトについて,
 - (2.1) BEM 数値解析を行い、無限長内貼りダクトの理論解と比較してその有効性が確認された。すなわち、
 - (2.2) 数値解析の結果得られた音圧分布は、理論値と良好な一致を示す。
 - (2.3) 無限長内貼り直管の減衰量について、数値解析値と理論値とは Bulk reacting モデル、また、Local reacting モデルとも極めて良好な一致を示す。

(3) 壁面換気開口の音響透過数値解析の結果、

- (3.1) 壁面換気開口の音響透過について、透過波は、平面波の到来方向に依らず、また、内貼りの有無に依らず球面波である。

(3.2) 挿入損失の入射角による違いは高周波数域を除き僅かである。

(3.3) 換気開口の軸方向 1 次モード共鳴透過音について、周波数内壁への吸音内貼りは、開口内の音速を著しく低下させ、この 1 次共鳴周波数を低域側に大きく移動させる。

(3.4) しかし、この 1 次モード透過音については、内貼り挿入による透過音低減効果は高々 5dB 程度である。

(4) 膨張管型消音器における吸音要素および背後空気層がある場合について、数値解析結果と実験値との比較により、

(4.1) 局所作用モデルでは信頼される結果が得られない。

(4.2) 一方、非局所作用モデルは有効である。

(5) スプリッタ型消音装置の音響特性に関して、

- (5.1) 多くの高次モード波を含む直管ダクト内における各モード波音圧の分離観測法として、任意点音圧観測・連立方程式法と検査面音圧の固有関数による加重平均法の 2 手法を試み、いずれも、その有効性が確認された。

(5.2) 次に、この後者を用いて、境界要素法数値解析により、9 次モード波 cut-off 周波数までの多モード分離観測が達成された。

(5.3) 基本モード波 (0 次モード入射波と 0 次モード透過波) の間の音響透過損失については、まず、平行バツフル型の場合、平行流路の 2 次クロスモード cut-on 以下の周波数域で、数値解析値は Scott 無限長内貼りダクト理論値と良好に一致すること、

(5.4) また、迷路型 (サウンドストリーム型) は平行バツフル型と比較して 2 次クロスモード cut-on 以上の周波数域における直進筒抜け波阻止効果があることが確認された。

(6) 吸音エルポについて、

(6.1) 2次モード cut-off 以下の周波数領域における解析結果を得た。

(6.2) 剛壁エルポの場合、1次モード cut-on 周波数 (875Hz) 以下の領域では Lippert の実験値と良好に一致することが確認された。

参考文献

- [1] Morse, P.M., The transmission of sound inside pipes, *J. Acoust. Soc. Am.*, **11**, 205-210, 1939.
- [2] Scott, R.A., The propagation of sound between walls of porous material, *Proceedings of the Physical Society*, **58**, 358-368, 1946.
- [3] Kurze, U.J. and Ver, I.L., Sound attenuation in ducts lined with non-isotropic material, *J. sound and vib.*, **24**(2), 177-187, 1972.
- [4] Christie, D., Theoretical attenuation of sound in a lined duct, *J. sound and vib.*, **17**, 283-286, 1971.
- [5] A. Bokor, Attenuation in ducts lined on two opposite walls with porous material, with some applications to splitters, *J. sound and vib.*, **10**, 390-403, 1969.
- [6] Wissilieff, C., Experimental verification of duct attenuation models with bulk reacting linings, *J. sound and vib.*, **114**(2), 237-251, 1987.
- [7] R. J. Astrey and A. Cummings, A finite element scheme for attenuation in ducts lined with porous material : Comparison with experiment, *J. sound and vib.*, **116**(2), 239-263, 1987.
- [8] 寺尾道仁, 関根秀久, 境界要素法の部分構造化による薄板および吸音材料を含む通気ダクト内音場解析について, 計算数理工学会, 境界要素法論文集, 第4巻, 179-184, 1987.
- [9] Michihito Terao and Hidehisa Sekine, On substructure boundary element techniques to analyze acoustic properties of air-duct components, *Proceedings of international conference on noise control engineering*, 1523-1526, 1987.
- [10] D.A. Bies, C.H. Hanssen and G.e. Bridges, Sound attenuation in rectangular and circular cross-section ducts with flow and bulk-reacting liner, *J. sound and vib.*, **146**(1), 47-80, 1991.
- [11] R.F. Lambert, Low-frequency acoustic behavior of highly porous, layered, flexible, fine fiber materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, **97**(2), 818-821, 1995.
- [12] M.E. Delany and E.N. Bazly, Acoustical properties of fibrous materials, *Applied Acoustics*, **3**, 105-116, 1990.
- [13] J.F. Allard, *Propagation of sound in porous media*, Elsevier Applied science, Eq. 5.93, 1993.
- [14] 子安勝, 多孔質材料の吸音特性, 日本音響学会研究発表会, 111-112, 1954年11月.
- [15] 寺尾道仁, 関根秀久, 田辺滋樹, 吸音要素を含むダクト部材の境界要素法による音響伝搬解析, 日本音響学会講演論文集, 485-486, 1987年3月.
- [16] 藤森威, 富岡一, 流れ抵抗と吸音率の関係について, 日本音響学会講演論文集, 549-550, 1984年3月.
- [17] Hideo Utsuno, Toshimitu Tanaka, Takashi Fujikawa, and A.F. Seybert, Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, **86**(2), 637-643, August 1989.
- [18] 岩瀬昭雄, 伊積康彦, 音響管を用いた新しい音響伝搬定数の計測法, 日本音響学会誌, **52**巻6号, 411-419, 1996年.
- [19] 関根秀久, 寺尾道仁, 大端健治, 多孔質材料固有音響特性の一測定法, 日本騒音制御工学会講演論文集, 257-260, 1993年9月.
- [20] J. Allard et al., Effect of a resonance of the frame on the surface impedance of glass wool of high density and stiffness, *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**, 999-1001, 1991.
- [21] 岩瀬昭雄, 佐藤純一, 多孔質材料の振動モードの観察, 日本音響学会講演論文集, 895-896, 平成6年10月.
- [22] 山口道征, 各種多孔質材料の音響特性, 日本音響学会講演論文集, 893-894, 平成6年10月.
- [23] 寺尾道仁, 関根秀久, 繊維質材料音響特性チューブ内測定時の試料針固定, 騒音制御工学会, 321-324, 1995年9月.
- [24] M.D. Dahl, E.J. Rice and D.E. Groesbeck, Effects of fiber motion on the acoustic behavior of anisotropic, flexible fibrous material, *J. Acoust. Soc. Am.*, **87**(1), 54-66, 1990.
- [25] 寺尾道仁, 関根秀久, 数値解析による内貼りダクトの減衰量予測理論の考察, 日本騒音制御工学会研究発表会講演論文集, 359-362, 1996年9月.
- [26] G. P. Wilson and W. Soroka, Approximation to the diffraction of sound by a circular aperture in a rigid wall of finite thickness, *J. Acoust. Soc. Am.*, **37**(2), 286-297, 1965.
- [27] 村石喜一, 大川平一郎, 橘秀樹, 子安勝, 小面積開口の遮音性能測定・表示方法に関する

検討, 騒音制御, 9 (4), 214-219, 1985.

[28] 大内孝子, 子安勝, 大川平一郎, 市販壁付換気口の遮音性能について, 日本騒音制御工学会講演論文集, 275-278, 1999年9月

[29] 大川真平, 寺尾道仁, 関根秀久, 文殊川潔, 壁面換気開口にたいする吸音材内貼りの音響透過低減効果, 日本騒音制御工学会講演論文集, 77-80, 2000年9月.

[30] M.Terao, R.J. Bernhard, N.L. Denton, and H. Sekine, Sound source strength sensitivity to load impedances in an air duct system, Proc. International conference on noise control engineering, 591-594, 1990.

[31] B.G. watters, L. L. Beranek et al., Acoustic behavior of some engine test cell structures, J. Acoust. Soc.Am., 27(3), 449-456, 1955.

[32] 寺尾道仁, 関根秀久, ダクト要素の高次モードを含む固有音響特性観測手法, 日本音響学会講演論文集, 781-782, 1997年9月.

[33] Lippert, W.K.R., The measurement of sound reflection and transmission at right-angled bends in rectangular tubes, Acustica, Vol.4, p313-319, 1954.

[34] 寺尾道仁, 関根秀久, 伊藤誠, 消音エルボにおける吸音要素配置と音響特性の関係, 日本音響学会講演論文集, 761-762, 1999年9月.