鹿 島 技 術 研 究 所 年 報
第 51 号 2003 年 9 月 30 日

# 多孔質吸音材による固体音の放射制御

Effect of Acoustical Damping with an Absorptive Layer in the Cavity to Reduce the Structure-borne Sound Radiation

矢入　幹記，阪上　公博 [1)]，森本　政之 [1)]
峯村　敦雄，安藤　啓

要　　約

本論文は，建物の躯体表面に軽量の内装仕上げ材を有する２重構造物において，その室内境界面からの固体音放射の問題を理論的に扱うものである。キャビティに多孔質吸音層を有する場合の音響放射特性の予測を可能にするとともに，固体音放射低減ための効果的な設計法について示す。

目　　次

Ⅰ．はじめに
Ⅱ．理論
Ⅲ．実験
Ⅳ．考察
Ⅴ．設計法
Ⅵ．まとめ

## Ⅰ．はじめに

建築設備機器や鉄道振動，道路交通振動などに起因する固体音問題を扱うことは，建築の騒音制御において非常に重要な課題のひとつである [1)]。とりわけ，建物躯体表面に軽量の内装仕上げ材を有する室内境界面（２重構造物）からの固体音音響放射については未解決の事項が多く含まれており，予測が困難というのが現状である。Yairi et. al[2)]はこれまでに，２重構造物の基礎的なモデルとしてキャビティを有する２重弾性板からの放射音場を理論的に解析している。その結果，内装板の面密度やキャビティの増加は，板と空気層の共振による低域の増幅を広帯域化するだけであり，固体音放射を低減するためには，キャビティに多孔質吸音層などの音響的なダンピングを付加する必要があることを示している。多孔質吸音材の必要性は経験的な知見からも示唆されているが，筆者らの知る限り，固体音放射の問題における吸音層の効果について明確にその性質を示した理論的な研究はない。Yairi et. al[3)]はこれまでに，キャビティを吸音層と等価な減衰を考慮した媒質層に置き換えた２重弾性板を解析している。本論文では，既報 [3)]で得られた解析解を用いてメカニズムのより詳細な検討を行い，キャビティの吸音層が固体音放射に及ぼす影響を明らかにする。さらに，本理論を用いて予測が可能性を検討するとともに，固体音放射低減ための効果的な設計法について示す。

## Ⅱ．理論

Fig. 1 に示すように，無限大の２重弾性板からの３次元放射音場を考える。Plate 1 と Plate 2 は，それぞれ平面 $z=z_1$ 及び $z=z_4$ にあり，Plate 2 の $z=z_4$ に点加振力を受けて振動する。キャビティは３つの層に分けられ，それぞれの層の媒質は任意の伝搬定数 $\gamma_m$ 及び次式で表す実行密度 $\rho_m$ を有すると仮定する。

$$\rho_m = \frac{\gamma_m Z_m}{-i\omega}, \; m=2, 3, 4. \tag{1}$$

ここで，$Z_m$ は媒質の特性インピーダンス，$\omega$は角周波数である。このモデルにより吸音層の厚さ，キャビティにおける吸音層の位置を任意に設定できる。Neumann 条件を有する平行境界面の Green 関数を用いれば，領域 II～IV の任意の点 **r** における音圧 $p_m(\mathbf{r})$, $m$=2, 3, 4 は次式で表される。

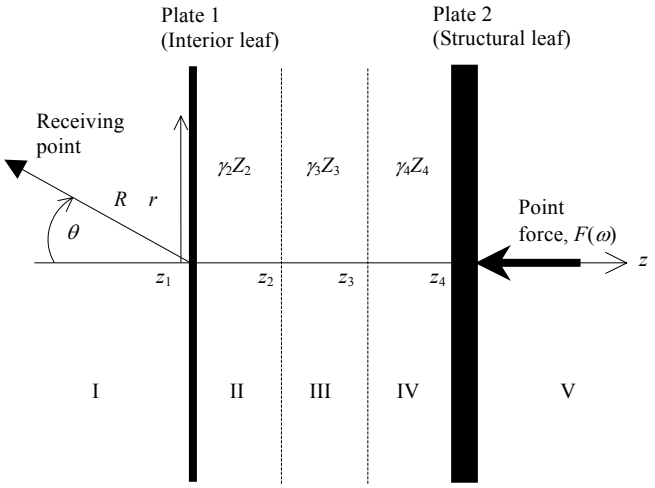


**Fig. 1　Geometry of a double-leaf elastic plate with multiple layers in the cavity.**

1)　神戸大学工学部

**キーワード：**固体音，音響放射，多孔質吸音材，点加振力，キャビティ，伝搬定数，特性インピーダンス，実効密度

$$p_m(\mathrm{r}) = \iint_S \frac{\partial p_m(\mathrm{r}_0)}{\partial \mathrm{n}_0} G_p(\mathrm{r}\,|\,\mathrm{r}_0) dS_0 \ , \ m=2,\ 3,\ 4. \tag{2}$$

ここで，Green 関数，$G_p(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$，は次式のように書ける。

$$G_p(\mathrm{r}\,|\,\mathrm{r}_0) = \int_{\Omega_1} \frac{kJ_0(k\,|\,\rho-\rho_0\,|)}{2\pi\sqrt{k^2-k_m^2}} \times \frac{\cosh\sqrt{k^2-k_m^2}\,(z_m-z)\cosh\sqrt{k^2-k_m^2}\,(z_0-z_{m-1})}{\sinh\sqrt{k^2-k_m^2}\,(z_m-z_{m-1})} dk \ . \tag{3}$$

ここで，$k_m=i\gamma_m$ はそれぞれの層の波数を表す。領域 II～IV 内の境界面における境界条件は次式となる。

$$\left.\frac{\partial p_2(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_1} = -\left.\frac{\partial p_2(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_1} = -\rho_2\omega^2 w_1(\mathrm{r})\big|_{z=z_1} \ , \tag{4}$$

$$\left.\frac{\partial p_2(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_2} = \left.\frac{\partial p_2(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_2} = i\rho_2\omega v_{23}(\mathrm{r})\big|_{z=z_2} \ , \tag{5}$$

$$\left.\frac{\partial p_3(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_2} = -\left.\frac{\partial p_3(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_2} = -i\rho_3\omega v_{23}(\mathrm{r})\big|_{z=z_2} \ , \tag{6}$$

$$\left.\frac{\partial p_3(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_3} = \left.\frac{\partial p_3(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_3} = i\rho_3\omega v_{34}(\mathrm{r})\big|_{z=z_3} \ , \tag{7}$$

$$\left.\frac{\partial p_4(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_3} = -\left.\frac{\partial p_4(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_3} = -i\rho_4\omega v_{34}(\mathrm{r})\big|_{z=z_3} \ , \tag{8}$$

$$\left.\frac{\partial p_4(\mathrm{r})}{\partial \mathrm{n}_0}\right|_{z=z_4} = \left.\frac{\partial p_4(\mathrm{r})}{\partial z}\right|_{z=z_4} = \rho_4\omega^2 w_2(\mathrm{r})\big|_{z=z_4} \ . \tag{9}$$

ここで，$v_{23}$，$v_{34}$ はそれぞれ境界面 $z=z_2$, $z_3$ 上の粒子速度である。さらに，各領域間の境界層において次式の連続条件を満たす。

$$p_2(r,z_2) = p_3(r,z_2) \ , \tag{10}$$

$$p_3(r,z_3) = p_4(r,z_3) \ . \tag{11}$$

以上の条件を考慮すれば $p_m(\mathbf{r})$, $m$=2, 3, 4 はそれぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned}\int_0^\infty P_2(k,z)J_0(kr)kdk &= -\rho_2\omega^2\int_0^\infty \frac{W_1(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_2^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_2^2}\,|\,z_2-z\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_2^2}\,(z_2-z_1)}kdk \ , \\ &+ i\rho_2\omega^2\int_0^\infty \frac{v_{23}(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_2^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_2^2}\,|\,z-z_1\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_2^2}\,(z_2-z_1)}kdk\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\int_0^\infty P_3(k,z)J_0(kr)kdk &= -i\rho_3\omega^2\int_0^\infty \frac{v_{23}(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_3^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_3^2}\,|\,z_3-z\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_3^2}\,(z_3-z_2)}kdk \ , \\ &+ i\rho_3\omega^2\int_0^\infty \frac{v_{34}(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_3^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_3^2}\,|\,z-z_2\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_3^2}\,(z_3-z_2)}kdk\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}\int_0^\infty P_4(k,z)J_0(kr)kdk &= -\rho_4\omega^2\int_0^\infty \frac{W_2(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_4^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_4^2}\,|\,z_4-z\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_4^2}\,(z_4-z_3)}kdk \ . \\ &+ i\rho_4\omega^2\int_0^\infty \frac{v_{34}(k,z)J_0(kr)}{\sqrt{k^2-k_4^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_4^2}\,|\,z-z_3\,|}{\sinh\sqrt{k^2-k_4^2}\,(z_4-z_3)}kdk\end{aligned} \tag{14}$$

ここで，$P_m(k,\ z)$は $p_m(r,\ z)$の $r$ 関する Hankel 変換であり，次式で定義される。

$$P_m(k,z) = \int_0^\infty p_m(r,z)J_0(kr)rdr \ , \ m=2,\ 3,\ 4, \tag{15}$$

$$p_m(r,z) = \int_0^\infty P_m(k,z)J_0(kr)kdk \ , \ m=2,\ 3,\ 4. \tag{16}$$

領域 I，V の音場の音圧 $p_1(r,z)$は，それぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned}p_1(r,z) &= \int_0^\infty P_1(k,z)J_0(kr)kdk \\ &= \rho_0\omega^2\int_0^\infty W_1(k,z)\frac{\mathrm{e}^{-\sqrt{k^2-k_0^2}|z-z_1|}}{\sqrt{k^2-k_0^2}}J_0(kr)kdk\end{aligned} \ , \tag{17}$$

$$\begin{aligned}p_5(r,z) &= \int_0^\infty P_5(k,z)J_0(kr)kdk \\ &= -\rho_0\omega^2\int_0^\infty W_2(k,z)\frac{\mathrm{e}^{-\sqrt{k^2-k_0^2}|z-z_4|}}{\sqrt{k^2-k_0^2}}J_0(kr)kdk\end{aligned} \ . \tag{18}$$

ここで，$\rho_0$ は空気の密度である。それぞれの板の振動方程式は，

$$D_1\nabla^4 w_1(r,z_1) - \rho_{p1}h_1\omega^2 w_1(r,z_1) = p_1(r,z_1) - p_2(r,z_1) \ , \tag{19}$$

$$D_2\nabla^4 w_2(r,z_4) - \rho_{p2}h_2\omega^2 w_2(r,z_4) = p_4(r,z_4) - p_5(r,z_4) - \frac{F(\omega)\delta(r)}{2\pi r} \ , \tag{20}$$

となる。以上から，Plate 1 の振動変位の波数解 $W_1(k,\ z_1)$が得られ次式となる。

$$W_1(k,z_1) = -\frac{F(\omega)}{2\pi}\frac{\{(\Gamma_2+\Gamma_3)(\Gamma_3+\Gamma_4)-\Psi_3^2\}(\Psi_2\Psi_3\Psi_4)^2}{\xi_1\xi_2-(\Psi_2\Psi_3\Psi_4)^4} \ , \tag{21}$$

ここで，

$$\begin{aligned}\xi_1 &= \{(\Gamma_2+\Gamma_3)(\Gamma_3+\Gamma_4)-\Psi_3^2\} \\ &\times(D_1k^4-\rho_{p1}h_1\omega^2-\frac{\rho_0\omega^2}{\sqrt{k^2-k_0^2}}-\Gamma_2)+\Psi_2^2(\Gamma_3+\Gamma_4) \ ,\end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned}\xi_2 &= \{(\Gamma_2+\Gamma_3)(\Gamma_3+\Gamma_4)-\Psi_3^2\} \\ &\times(D_2k^4-\rho_{p2}h_2\omega^2-\frac{\rho_0\omega^2}{\sqrt{k^2-k_0^2}}-\Gamma_4)+\Psi_4^2(\Gamma_2+\Gamma_3) \ ,\end{aligned} \tag{23}$$

$$\Gamma_m = \frac{\rho_m\omega^2}{\sqrt{k^2-k_m^2}}\frac{\cosh\sqrt{k^2-k_m^2}\,(z_m-z_{m-1})}{\sinh\sqrt{k^2-k_m^2}\,(z_m-z_{m-1})} \ , \ m=2,\ 3,\ 4, \tag{24}$$

$$\Psi_m = \frac{\rho_m \omega^2}{\sqrt{k^2 - k_m^2}} \frac{1}{\sinh\sqrt{k^2 - k_m^2}(z_m - z_{m-1})}\ ,\ m=2,\ 3,\ 4. \tag{25}$$

Plate 1 の表面から放射される音響放射パワは，遠距離受音点における半径 $R$ の半球面上を通過する放射インテンシティ $|p_1(r,\theta)|^2/2\rho_0 c_0$ を半径 $R$ の半球面全体で積分することで得られる。

$$\Pi = \frac{\pi R^2}{\rho_0 c_0} \int_0^{\pi/2} \left| p_1(R,\theta) \right|^2 \sin\theta\, d\theta\ . \tag{26}$$

固体音放射の評価量として，内装材の放射低減量 (Radiation reduction: RR) を次式で定義する。

$$\mathrm{RR} = 10\log_{10}\frac{\Pi_s}{\Pi}\ . \tag{27}$$

ここで, $\Pi_s$ は Plate 1 がない場合の Plate 2 の音響放射パワであり，Junger and Feit[4)]の解を参考にして次式で表される。

$$\Pi_s = \frac{\pi R^2}{\rho_0 c_0} \int_0^{\pi/2} \left| \frac{-2i\rho_0\omega^2}{2\dfrac{\rho_0 c_0}{\cos\theta}\omega + i(D_2 k_0^4 \sin^4\theta - \rho_{p2} h_2 \omega^2)} \times F(\omega)\frac{\mathrm{e}^{ik_0 R}}{4\pi R} \right|^2 \sin\theta\, d\theta\ . \tag{28}$$

## Ⅲ．実験

理論の妥当性を検証するために，建築用の多孔質音響材料を用いた実験を行った。試験体には 0.05m 厚さのグラスウールを用い，0.06m 幅のキャビティに躯体側と接するように設置する。試験体の詳細を Fig. 2 及び Table 1 に示す。表面積約 14m$^2$ の試験体を２つの残響室間の開口部に設置し，電動型加振器の先端に取り付けた冶具を躯体壁中央に接合し 1/3-oct バンドノイズで定常加振する。フォーストランスデューサを冶具の間に挿入して加振力を測定する。受音室内の５点で測定した音圧レベルの平均値 $L$ と受音室の平均吸音力 $A$ から，以下の式に従い PWL を算出する。

$$\mathrm{PWL} = L + 10\log_{10} A - 6\ . \tag{29}$$

RR の実験値と理論値を比較して Fig. 3 に示す。グラスウールの場合の理論値は実験値と全周波数帯域において非常によく一致しており，理論の妥当性が伺える。理論値，実験値ともに，空気層の場合に非常に顕著だった 250Hz 近辺にある，内装板―空気層―躯体によって構成されるバネ―質量系，いわゆる，板の質量と空気層の弾性によって形成される共振（mass-air-mass resonance: 以下 MA 共振

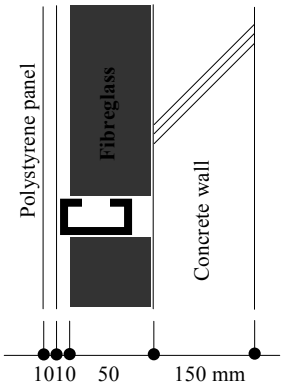


**Fig. 2　Detailed description of the specimen used in the experiment: a double-leaf wall with a porous absorbent layer in the cavity.**

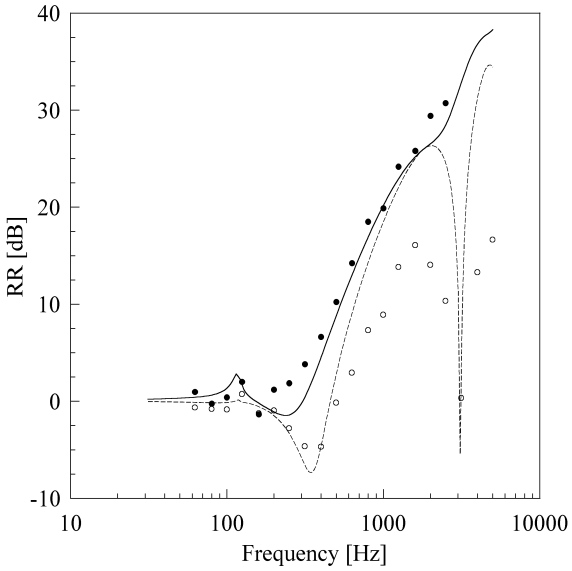


**Fig. 3　Radiation reduction, RR, calculated by the theory, with absorbent layer (solid line), with air only (broken line) in comparison with the experimental results with absorbent layer (●), with air only (○).**

Table 1　Description of the specimen, a double-leaf wall with a porous absorbent layer in the cavity used in the experiment.

| | Parameters | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Thickness (m) | Density (kg/m$^3$) | Young's Modulus (N/m$^2$) | loss factor | flow resistivity (kPa s/m$^2$) |
| Interior panel | 0.01 | 80 | $2.0\times10^6$ | 0.2 | ∞ |
| Structural wall | 0.15 | 2300 | $2.6\times10^{10}$ | 0.005 | ∞ |
| Absorptive layer | 0.05 | 32 | $4.0\times10^4$ | 0.2 | 10 |

と記す）のディップ及び 2.5kHz の高次共振のディップが低域に移動しながら効果的にダンピングされている。一方，空気層の場合に誤差の大きかった高域においても理論と実験はよく一致しており，この事実は以下のような理由によると考えられる。理論における空気層は板に平行な方向に対して無限大の広がりを有しているため進行波のみが伝搬する。しかし，実験における空気層は有限であるため，端部からの反射によりその方向に対しても共振が形成される上，内装板に対して擦過入射となるため透過エネルギが大きい。一方，吸音層の場合にはキャビティに平行な方向に対する進行波の減衰が大きく，端部からの反射は無視できる。すなわち，理論における，キャビティは板に平行な方向へ無限の広がりを有するという仮定が実験においても実現されている。以上から，本理論はキャビティに吸音層を有する場合の２重構造物について，その固体音放射の予測手法として十分妥当とみなせる。

## Ⅳ．考察

集中加振力を受ける２重弾性板の放射音場は高い指向性を示す。すなわち，コインシデンスのピーク周波数や MA 共振のピーク周波数が受音点の方向$\theta$に依存して大きく変化する。Fig. 4 は，等距離にある受音点の音圧レベルを$\theta$と $f$ の関数として３次元的に表示したものである。躯体のコインシデンスピークの軌跡（左上から右下への対角曲線），MA 共振ピークの軌跡（左下から右上への対角曲線），内装板のコインシデンスピークの軌跡（右上），高次共振ピークの軌跡（左上）が観察できる。躯体の$f_c$以上の帯域では，躯体のコインシデンスピークの軌跡が最も顕著であり，

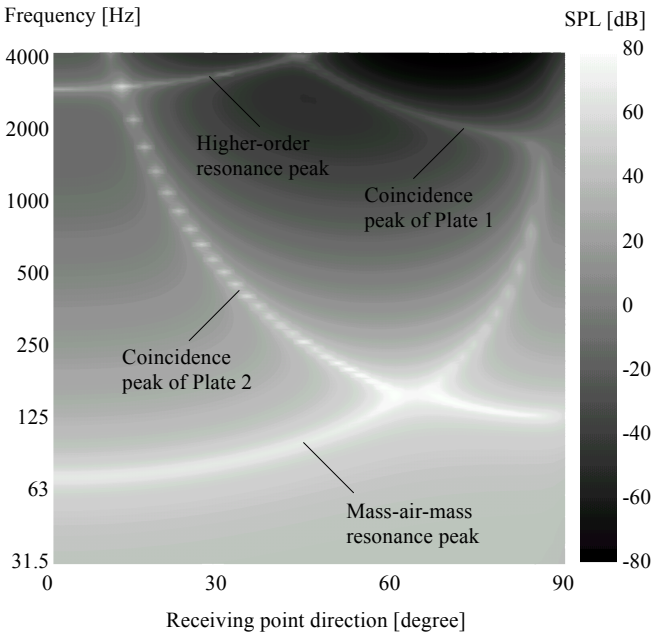


**Fig. 4: Sound pressure level as a function of receiving point direction and frequency. $E_1$=1.8×10$^9$N/m$^2$, $E_2$=2.6×10$^{10}$N/m$^2$, $\eta_1$=0.03, $\eta_2$=0.005, $h_1$=0.02m, $h_2$=0.15m, $\rho_{p1}$=600kg/m$^3$, $\rho_{p2}$=2300kg/m$^3$ and $z_1$=0.06m.**

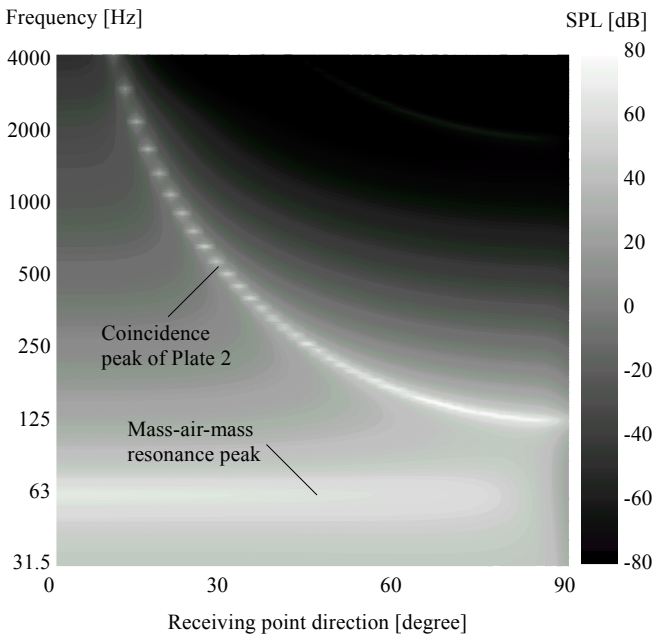


**Fig. 5 Sound pressure level of a double-leaf plate filled with an absorptive layer in the cavity as a function of receiving point direction and frequency.**

２重弾性板の音響放射パワの特性は，それを基盤に MA 共振のピークなどの特性が重なり合って形成されていることが分かる。注目すべきは，MA 共振の軌跡と躯体のコインシデンスの軌跡が重なり合う点のピーク値が非常に大きいことである。この重なり合ったピーク，すなわち，躯体のコインシデンスによって強められた MA 共振のピークが，$f_c$より上の帯域で生じる音響放射パワ増幅の要因である。また，内装板のコインシデンスのピークは躯体のそれに比べて値が小さい上，他のピークと強め合うこともないため，音響放射パワ特性の形成において支配的な要因とはならない。一方，$f_c$以下の帯域の特性は MA 共振のピークだけで形成されており，共振の最低周波数から$f_c$までのピーク値はほぼ一定である。したがって，この間の音響放射パワは一様に増幅し，キャビティの増加などにより共振の最低周波数を低下させたとしても，増幅する帯域が広がるだけである。

一方，Fig. 5 はキャビティを吸音層で充填した場合の遠距離受音点の音圧レベルを同様に方向$\theta$と $f$ の関数として表示したものである。空気層の場合と比較すると，共振の最低周波数，$\theta$=0，が低下している。これは，Beranek[5)]が述べているように，物理的には以下のように説明される。キャビティを充たす媒質が空気から多孔質吸音材に変わることで，多孔質材の pore 内の空気が恒熱的に変化するためキャビティの音速が低下し，見かけ上キャビティの厚みが増したのと同じ現象が生じる。平面波入射や球面波入射を受ける場合の板振動型吸音周波数が低域へ移動する現象と，基本的には同じメカニズムと考えられる。また，吸音層の場合に

は，共振周波数は$\theta$に依存した変化がほとんどない。これは，スネルの屈折則で知られるとおり，音波は材質の異なる境界において音速の相違に起因して屈折することにより，キャビティにおける音波の振る舞いが法線方向に集中するためである。したがって，RR の特性には，共振の最低周波数において帯域幅の比較的狭いディップとなって現れる。これは，吸音層により音響放射パワ増幅の広帯域化を阻止できることを意味している。また，共振周波数が$\theta$に依存して上昇しないため，空気層の場合のように MA 共振のピークと躯体コインシデンスのピークの重なることによる強め合いが起こらない。すなわち，$f_c$より高域の増幅周波数 $f_p$における RR のディップが形成されない。

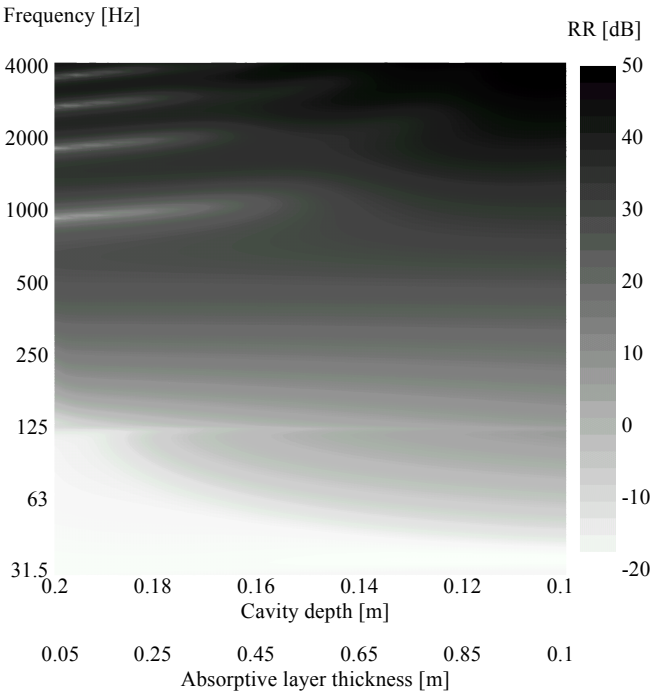


**Fig. 6: Sound pressure level as a function of receiving point direction and frequency. $E_1$=1.8×10$^9$N/m$^2$, $E_2$=2.6×10$^{10}$N/m$^2$, $\eta_1$=0.03, $\eta_2$=0.005, $h_1$=0.02m, $h_2$=0.15m, $\rho_{p1}$=600kg/m$^3$, $\rho_{p2}$=2300kg/m$^3$ and $z_1$=0.06m.**

## Ⅴ．設計法

本節では，多孔質材を併用した固体音放射低減のための効果的な設計法を提案し，その効果を実験的に検証する。

Fig. 6 は，キャビティ幅と吸音層厚さを同時に変化させた場合の RR の周波数特性を３次元的に表示したものである。横軸は左の方程キャビティが広く，かつ吸音層厚さが薄く，右に向かうにしたがいキャビティが狭く吸音層が厚い，すなわち充填に近づく。吸音層が薄いと，キャビティそのものが厚くても，非常に広帯域にわたって増幅する。それに対して，吸音層が厚くなるとキャビティが薄くても増幅する帯域は減少する。すなわち，キャビティに対する吸音層の占める割合を高くするのが重要といえる。従来，固体音放射の低減という観点では，あまり多孔質材が重要視されてこなかったため，図中横軸の左方で設計していた。これでは低域の増幅は十分に減衰できないばかりでなく，高域でも高次モードの影響により，質量則から予見される程の性能が出ないことになる。今回提案する方法は，横軸においてできる限り右方で設計するという単純なものである。しかし，従来の方法よりもはるかに性能が高く，狭い仕上げ幅ですむためスペースの有効利用にもつながる。

理論的に得られた上記知見を検証するための比較実験を行った。試験体の詳細を Table 2 に, RR の測定結果を Fig. 7 に示す。Specimen 1 が提案する構法，Specimen 2 が比較構法である。実験手法は前節と同じである。125～315Hz 帯域では，試験室のフランキングの影響により性能が側路伝搬音によって決定しているため，はっきりとした差異は認められない。しかし，100 以下の低域及び 400Hz 以上の高域では Specimen 1 の方が高い個体音放射の低減効果を示しており，理論により得られた知見を裏付ける結果といえる。

## Ⅵ．まとめ

キャビティに吸音層を有する場合の２重弾性板の放射音場を理論的に解析した。放射低減量 RR（躯体単体の音響放射パワに対する内装材の低減効果）に対して理論の実験的な妥当性の検証を行った。本研究で得られた知見は，以下のとおりである。

ａ．キャビティに吸音層を有する２重構造物について，本理論はその固体音放射の予測手法として有効である。

ｂ．空気層の RR において低域に生じた帯域幅の広い顕著なディップは，吸音層を挿入することにより，共振周波数が低域に移動するとともに帯域幅が狭くなる。すなわち，吸音層を挿入することで，増幅する周波数帯域幅を減少させることができる。

Table 2　Description of the double-leaf walls used in the experiment.

| Parameters | Specimen 1 | | Specimen 2 | |
|---|---|---|---|---|
| | Plate 1 | Plate 2 | Plate 1 | Plate 2 |
| Young's modulus [N/m$^2$] | 2.0×10$^6$ | 2.6×10$^{10}$ | 1.8×10$^9$ | 2.6×10$^{10}$ |
| Loss factor | 0.2 | 0.005 | 0.03 | 0.005 |
| Thickness [m] | 0.03 | 0.15 | 0.03 | 0.15 |
| Density [kg/m$^3$] | 780 | 2300 | 780 | 2300 |
| Cavity depth [m] | 0.1 | | 0.2 | |
| Absorptive layer thickness [m] | 0.1 | | 0.025 | |

c．固体音放射の十分な低減効果を得るためには，キャビティに対する吸音層の割合を高くするのが効果的な方法である。

## 参考文献


1) Cremer L, Heckl M and Ungar E; Structure-borne sound, Springer-Verlag, 1973.
2) Yairi M, Sakagami K, Sakagami E, Morimoto M, Minemura A, Andow K; Sound radiation from a double-leaf elastic plate with a point force excitation: effect of an interior panel on the structure -borne sound radiation, Applied Acoustics, vol.63, (2002), pp737-757.
3) Yairi M, Sakagami K, Morimoto M, Minemura A, Andow K; Effect of acoustical damping with a porous absorptive layer in the cavity to reduce the structure-borne sound radiation from a double-leaf structure, Applied Acoustics, vol.64, (2003), pp365-384.
4) Morse P M and Ingard K U; Theoretical acoustics, McGraw-Hill, 1986.
5) Beranek L L; Acoustic impedance of porous materials, vol.13, (1942), pp248-260.
6) Sakagami K, Gen H and Morimoto M; Acoustic properties of an infinite elastic plate backed by multiple layers, Acustica/Acta Acustica, vol.82, (1996), pp45-53.


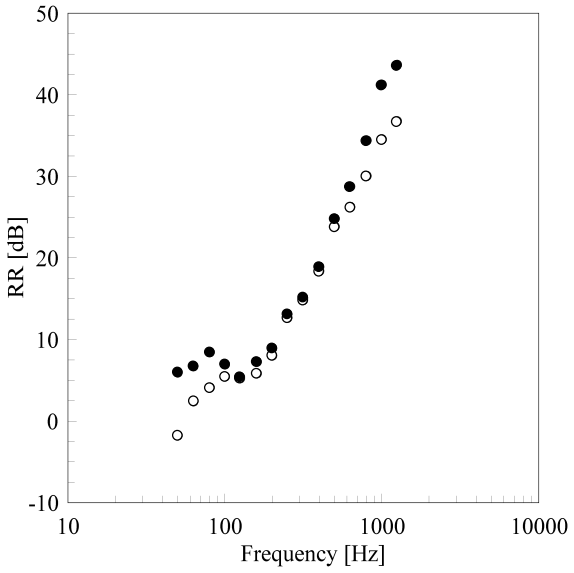


**Fig. 7: Experimental results: comparison of Specimen 1(●) and 2 (○).**