

通気性を有する膜の音響特性

高橋 大 武*¹
阪上 公 博*²
森本 政 之*³

梗 概

従来の膜振動理論においては膜の通気性は考慮されてこなかった。建築材料としての膜は程度の差こそあれ、何らかの通気性を持っており、特に音響特性に関してはその影響が強くあらわれることが予想される。ここではこの通気性を考慮した場合の、一重膜の吸音特性と音響透過特性についての理論的解析方法、及び、膜を表面材とし、吸音材と空気層との組合せによる多層吸音構造体の吸音特性に関する理論の概要が述べられる。さらに後者に関しては残響室法吸音率測定による実測値との比較検討が行われ、本解析手法により、かなりの精度で膜構造体の音響特性の予測が可能であることが示される。

1. 序

膜面はその大きな特徴の一つとして透光性を持ち、室空間に独特の光環境を与えることができることから、屋根及び天井の一体化した構造として使われる場合が多い。このとき内部空間の音場制御に関しては膜自体、あるいは、膜と空気層との組合せで所望の反射、吸音特性を得なければならないことになる。一方膜面の持つ特有の材質感(光の反射性)の故、主に天井等の内装材として使われるケースも見受けられる。神戸ポートアイランドホール¹⁾、そして1995年3月竣工予定のサンドーム福井がその例である。この場合には膜面の背後にグラスウール等の吸音層を設けることで、より幅広い音場制御が可能となる。

膜が使用される建物内部空間は一般に大空間となり、その境界面の大部分は膜面によって占有されることになる。即ち、そのような建物内部の音場の質はほぼ膜の持つ音響特性によって決定されることになる。

以上のような使用形態の他に、グラスウール等に代表される多孔質吸音材は内装材としては使用しにくく、

その表面を覆う表面仕上げ材として膜がよく使われる。この場合、膜面があることによる吸音性状への影響についての詳しい知見は得られていないのが現状である。

膜の音響特性に関与するパラメータとしては、膜の密度、厚み、張力、そして通気量が挙げられるが、膜を表面に持つ吸音構造体の吸音特性実測結果によれば、これらのうち特に通気量の大小がその結果に強く影響することが指摘されている。²⁾建築材料としての膜は程度の差こそあれ何らかの通気性を持っている。通気性を持つ材料の振動に関連する問題として、質量応答のみと仮定された多孔質材料の音の透過問題に対し、通気性の影響を流れ抵抗で表現して解析したPierceの研究がある。³⁾しかしながら、膜の音響に関する問題を理論的に扱った従来の研究、例えば文献4)-8)においては、通気性の影響は考慮されてこなかった。

本研究では、膜の音響を左右する最も重要な要因はその通気性であるとの認識に立ち、まず最初に最も基本的な一重膜の吸音及び音の透過問題に関し、この通

*1. 福井大学 工学部 環境設計工学科

*2,3. 神戸大学 工学部 環境音響学研究室

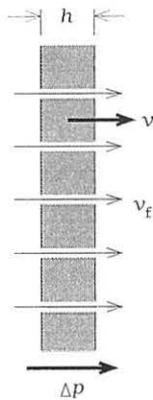


Fig.1. Analytical model of a permeable membrane.

気性の影響を導入した新たな解析モデルを提示する。次にこのモデルを使用した数値計算により、膜の密度、厚み、張力、通気量がどのように結果に影響を及ぼすかが検討される。続いて、通気性を考慮したこの理論の応用として、膜を表面材とし内部に吸音層あるいは空気層の組合せからなる多層吸音構造体の吸音特性予測手法の概要が述べられ、実測値との比較検討がなされる。実測値との対応は非常に良く、本解析手法の妥当性ととも、精度の高い予測手法としての可能性が示される。

2. 一重膜の吸音と音の透過

2.1 解析

膜の通気量に対応し、音響分野でよく使われる物理量として流れ抵抗 R [MKS-rayl/m] がある。ここではこの R を使用して通気量を導入した解析モデルを考える。通気性を表現する基本的な考え方は、多孔質材料の音響透過問題に対し、材料自体の運動を質量応答のみと仮定し、そこに流れ抵抗を導入して扱った Pierce の研究³⁾が参考となる。Fig.1 にそのモデルを示す。圧力差 Δp により試料近傍及びその内部では速度 v_f の流れが生じており、同時に試料自体も速度 v の運動をしている。つまり、 v_f の流れの中を試料が v で運動することになり、この場合流れ抵抗の定義により次式が与えられる。

$$Rh = \frac{\Delta p}{v_f - v} \quad (1)$$

このような膜に平面波が角度 θ で入射したときの、膜による吸音と音の透過を考える。(Fig.2 参照) 入射側膜

面上の音圧を $p_s(x)$ とすれば次式が成立する。⁹⁾

$$p_s(x) = 2p_i(x) + \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial p_s(x_0)}{\partial n} H_0^{(1)}(k_0 |x - x_0|) dx_0 \quad (2)$$

ここに p_i は単位振幅の音圧であり、 $p_i(x) = e^{ik_0 \sin \theta \cdot x}$ 、 $k_0 = \omega/c_0$ は波数、 ω, c_0 は各々角周波数と音速である。この面上での境界条件は、空気密度を ρ_0 として $\partial p_s / \partial n = i\rho_0 \omega v_f$ で与えられ、これに (1) 式を代入した形を (2) 式に入れることで、結局次式が得られる。

$$p_s(x) = 2p_i(x) + \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [\rho_0 \omega^2 w(x_0) + ik_0 A_M \Delta p] \times H_0^{(1)}(k_0 |x - x_0|) dx_0 \quad (3)$$

ここに w は試料自体の振動変位、そして $A_M = \rho_0 c_0 / Rh$ とおいてある。全く同様の手順により透過側膜面上の音圧 $p_t(x)$ が次式により与えられる。

$$p_t(x) = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [\rho_0 \omega^2 w(x_0) + ik_0 A_M \Delta p] \times H_0^{(1)}(k_0 |x - x_0|) dx_0 \quad (4)$$

膜の両面音圧差 Δp は $\Delta p(x) = p_s(x) - p_t(x)$ であり、これにより試料自体が変位 $w(x)$ の振動をすることになる。この単位応答を $u(x)$ とすれば次式が成立する。

$$w(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta p(x_0) u(x - x_0) dx_0 \quad (5)$$

(3),(4),(5) 式は w, p_s, p_t を未知量とする連立積分方程式であり、この形はフーリエ変換による波数空間で代数的に解くことができる。⁹⁾ 例えば w については次のフーリエ変換対

$$w(x) = \int_{-\infty}^{\infty} W(k) e^{ikx} dk \quad (6)$$

$$W(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} w(x) e^{-ikx} dx \quad (7)$$

を使用し、 $p_s(x), p_t(x)$ についても同様にその変換形を

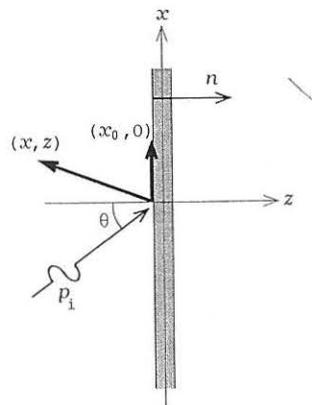


Fig.2 Geometry of a membrane in the coordinate system.

$P_s(k), P_t(k)$ とすれば, (3),(4),(5) 各式の波数空間での表現は次式となる。

$$P_s(k) = 2P_i(k) + i \frac{\rho_0 \omega^2 W(k) + i k_0 A_M [P_s(k) - P_t(k)]}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} \quad (8)$$

$$P_t(k) = -i \frac{\rho_0 \omega^2 W(k) + i k_0 A_M [P_s(k) - P_t(k)]}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} \quad (9)$$

$$W(k) = 2\pi [P_s(k) - P_t(k)] U(k) \quad (10)$$

ここに $P_i(k)$ は入射音圧の変換形であり, $\delta(k)$ を Dirac のデルタ関数として $P_i(k) = \delta(k - k_0 \sin \theta)$, また $U(k)$ は膜の単位応答の変換形として求めらる。

$$U(k) = \frac{1}{2\pi T(k^2 - k_M^2)} \quad (11)$$

である。ここに $k_M^2 = \rho h \omega^2 / T$, ρ, h, T は各々膜の密度, 厚み, 張力である。(8)-(10) 式を W, P_s, P_t について解くことで

$$W(k) = F(k) \sqrt{k_0^2 - k^2} \delta(k - k_0 \sin \theta) \quad (12)$$

$$P_s(k) = \frac{2(\sqrt{k_0^2 - k^2} + k_0 A_M) + i \rho_0 \omega^2 F(k) \sqrt{k_0^2 - k^2}}{\sqrt{k_0^2 - k^2} + 2k_0 A_M} \times \delta(k - k_0 \sin \theta) \quad (13)$$

$$P_t(k) = \frac{2k_0 A_M - i \rho_0 \omega^2 F(k) \sqrt{k_0^2 - k^2}}{\sqrt{k_0^2 - k^2} + 2k_0 A_M} \delta(k - k_0 \sin \theta) \quad (14)$$

が得られる。ここに

$$F(k) = \frac{4\pi U(k)}{2k_0 A_M + \sqrt{k_0^2 - k^2} - 4\pi i \rho_0 \omega^2 U(k)} \quad (15)$$

である。これらを (6) 式のように逆変換することで $w(x), p_s(x), p_t(x)$ は各々次式として得られる。

$$w(x) = F(k_0 \sin \theta) k_0 \cos \theta e^{i k_0 \sin \theta x} \quad (16)$$

$$p_s(x) = \frac{2(\cos \theta + A_M) + i \rho_0 \omega^2 F(k_0 \sin \theta) \cos \theta}{\cos \theta + 2A_M} e^{i k_0 \sin \theta x} \quad (17)$$

$$p_t(x) = \frac{2A_M - i \rho_0 \omega^2 F(k_0 \sin \theta) \cos \theta}{\cos \theta + 2A_M} e^{i k_0 \sin \theta x} \quad (18)$$

空間上任意点 (x, z) における反射音圧 p_r , 及び, 透過音圧 p_t は, 膜面上の音圧とその鉛直方向微分が既知となったことから, Helmholtz の積分公式により次式のように求められる。

$$p_r(x, z) = \frac{\cos \theta + i \rho_0 \omega^2 F(k_0 \sin \theta) \cos \theta}{\cos \theta + 2A_M} e^{i k_0 (\sin \theta x - \cos \theta z)} \quad (19)$$

Table 1: Properties in the parametric survey

h [m]	T [N/m]	ρ [kg/m ³]	R [MKS-rayl/m]
0	1×10^2		2×10^5
	1×10^4	500	2×10^6
	5×10^4	*1000	2×10^7
0.5×10^{-3}	1×10^5	2000	∞

$$p_t(x, z) = \frac{2A_M - i \rho_0 \omega^2 F(k_0 \sin \theta) \cos \theta}{\cos \theta + 2A_M} e^{i k_0 (\sin \theta x + \cos \theta z)} \quad (20)$$

以上のことから, 入射角 θ における膜の吸音率 α_θ は $\alpha_\theta = 1 - |p_r|^2$, 透過損失 TL_θ は $TL_\theta = 10 \log_{10}(1/\tau_\theta)$, $\tau_\theta = |p_t|^2$ で計算することができる。なお, ここでは実用上の観点から, 入射角を $0 \sim 78^\circ$ で統計的に平均化した吸音率及び透過損失を採用する。

2.2 数値計算例による検討

検討項目は, 張力の影響, 密度の影響, 流れ抵抗の影響の三点である。(19),(20) 式からわかるように, 密度及び流れ抵抗は各々面密度 ρh , 通気抵抗 Rh という形で結果に影響を及ぼす。即ち, 膜の厚み h は質量応答としての面密度と通気量の両者に関与することになり, 厚みのみの独立した影響をみることはできず, またその必要もないことから, $h = 0.5\text{mm}$ に固定する。各パラメータはまとめて Table 1 に示す。なお, *は基準値を示す。

張力の影響については既に検討されており,¹⁰⁾ ここではその臨界に近い状況について考えてみる。(11) 式からわかるように $T = \rho h c_0^2$ のとき, 何らかの入射角度において $U(k_0 \sin \theta) = \infty$ となり, 板の遮音理論におけるコインシデンス効果と同様の現象が生じる可能性がある。但し板の場合のような周波数依存性はないことから, 周波数特性上での顕著な変化は見られないであろうことは容易に推測できる。これらのことを確認するため, 他のパラメータを基準値に設定し, 張力を Table 1 に示す範囲で変化させたときの吸音特性と透過損失特性を Fig.3 に示す。なおこの場合の張力の臨界値は $T = 5.78 \times 10^4$ [N/m] である。全体的な傾向としては, 張力の増加につれ吸音率の増大と遮音能力の低下という現象が見られるが, 一般の膜材料で通常の使用状態であれば, 張力の影響は無視できると結論できるであろう。しかしながら極端に軽くて薄い膜を強い張力で張った場合には多少の注意が必要と思われる。ちなみに東京ドームの内膜は厚み 0.35mm , 張力は

約 15000[N/m] と推定される。¹¹⁾

密度の変化による影響を Fig.4 に示す。現時点で可能と思われる範囲の変化であり、低周波数域でその影響が多少現れる程度と考えられ、実用上の観点からすれば、少なくとも一重膜の音響に関しては密度を重視する必要はないものと結論できる。

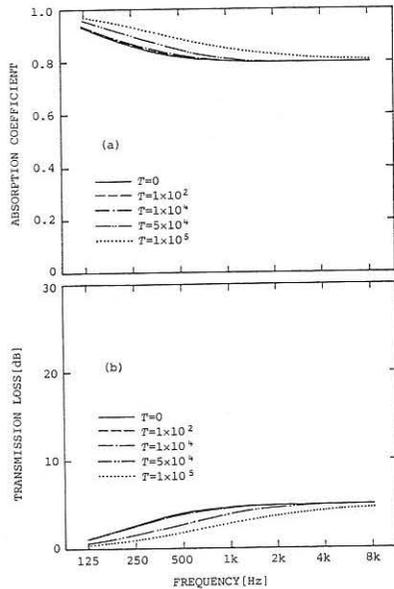


Fig.3 Effects of the tension $T\text{[N/m]}$ of the membrane on (a) the sound absorption, and (b) the sound transmission.

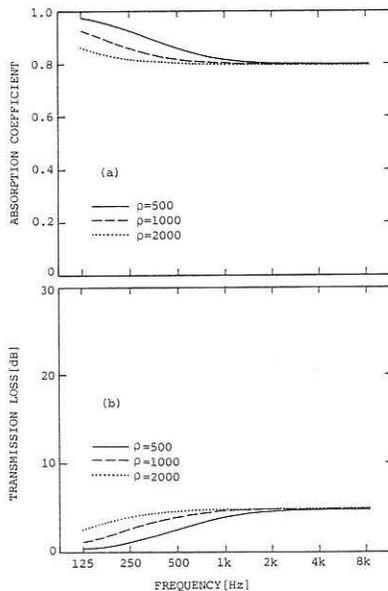


Fig.4 Effects of the density $\rho\text{[kg/m}^3\text{]}$ of the membrane on (a) the sound absorption, and (b) the sound transmission.

最後に流れ抵抗について、次節の実測データを参考に $2 \times 10^5 \sim \infty\text{[MKS-rayl/m]}$ の変化に対し計算した結果を Fig.5 に示す。反射して返ってくるエネルギー以外は全て吸音と定義されていることから、一重膜では吸音と透過はほぼ表裏一体の関係にあると考えられる。Figs.3,4 においてはこの関係がそのままあらわれており、また Fig.5 においてもほぼこの関係が確認できるものの、Fig.5(b) の透過損失特性では周波数によって一定の傾向からはずれる部分が生じており、通気抵抗の増大が必ずしも遮音性能の向上とはならないことには多少注意する必要がある。しかしながら特に重要な点は、他の2つのパラメータと違い、この流れ抵抗の大小により膜の音響特性が大きく影響を受けるという事実である。前にも述べたように、この流れ抵抗 R は、結果として、通気抵抗 Rh という形で結果に影響を及ぼすことから、 R を一定にしてその厚みを変化させてもほぼ同様の結果となることにも注意すべきであろう。

3. 膜を表面を持つ多層構造体の吸音

3.1 解析

解析の対象となるモデルを Fig.6 に示す。I,II,III層は空気層、吸音層の任意の組合せから成り、 A_B は背後壁面のアドミタンス比である。このような膜を表面を持つ多層構造体に単位振幅平面波が角度 θ で入射したときの反射音場を考える。この問題は表面が膜であるこ

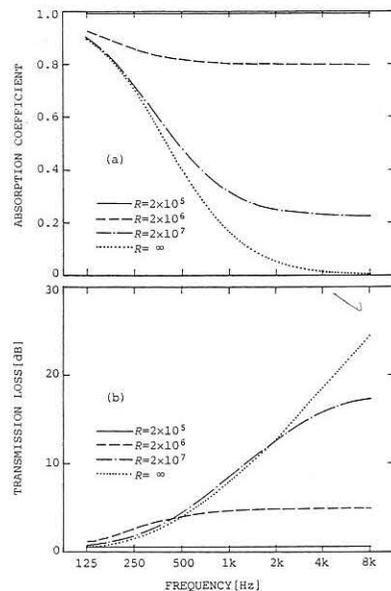


Fig.5 Effects of the flow resistivity of the membrane on (a) the sound absorption, and (b) the sound transmission.

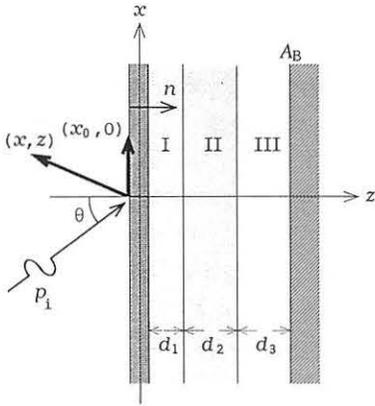


Fig.6 Geometry of a layered structure with the facing of a permeable membrane.

とを除けば、文献 12) で扱った内容と同じであり、同様の解析手法が適用できる。膜が通気性を持っていない場合には、その最終結果において板の単位応答を膜のそれに置き換えるのみで事は簡単に済むが、膜が通気性を持つときには、導出過程の随所にその影響が現れる。

入射膜面上の音圧 $p_s(x)$ は前節と同様に (3) 式で与えられる。I, II, III 層内の音圧 p_j と粒子速度 v_j は $j = 1, 2, 3$ を各層に対応させて次式で表現できる。¹³⁾

$$p_j(x, z) = (p_j^+ e^{-q_j z} + p_j^- e^{q_j z}) e^{r_j x} \quad (21)$$

$$v_j(x, z) = \frac{q_j}{\gamma_{jz} Z_j} (p_j^+ e^{-q_j z} - p_j^- e^{q_j z}) e^{r_j x} \quad (22)$$

ここに x 方向への変化の要因はなく、入射波に対応して $r_j = ik_0 \sin \theta$ となり、また (21) 式は波動方程式を満たす必要性から $q_j = \gamma_{jz} \sqrt{1 + (k_0 \sin \theta / \gamma_{jz})^2}$ となる。これらの式中 Z_j は媒質の特性インピーダンス、 γ_{jx}, γ_{jz} は各々 x, z 方向に対応する伝搬定数であり、グラスウール等に見られる繊維の方向による伝搬性状の違いに関する異方性が考慮されている。¹⁴⁾ これらは全て Delany and Bazley の実験式¹⁵⁾ を使用して、媒質の流れ抵抗のみで決定される量となっている。各媒質の境界面及び膜、背後壁面における境界条件は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} p_1(x, d_1) &= p_2(x, d_1), & p_2(x, d_1 + d_2) &= p_3(x, d_1 + d_2), \\ v_1(x, d_1) &= v_2(x, d_1), & v_2(x, d_1 + d_2) &= v_3(x, d_1 + d_2), \\ v_1(x, 0) &= -i\omega w(x) + \Delta p(x) / Rh, \\ v_3(x, d_1 + d_2 + d_3) &= (A_B / \rho_0 c_0) p_3(x, d_1 + d_2 + d_3) \end{aligned} \quad (23)$$

ここに $w(x)$ は膜の変位、 $\Delta p(x)$ は膜両面音圧差であり、 $\Delta p(x) = p_s(x) - p_1(x, 0)$ となる。(21), (22) 式を

(23) 式に入れることで結局 p_j^{\pm} についての連立方程式となり、これを解くことで $p_1(x, 0)$ を求めることができる。以上のことから Δp は次式として表示される。

$$\Delta p(x) = i\rho_0 c_0^2 k_0 \zeta w(x) + (1 - A_M \zeta) p_s(x) \quad (24)$$

$$\text{ここに } \zeta = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 \tanh q_1 d_1}{\lambda_3 + \lambda_4 \tanh q_1 d_1},$$

$$\lambda_1 = \gamma_{13} + \beta \gamma_{12} \tanh q_2 d_2,$$

$$\lambda_2 = \gamma_{23} \tanh q_2 d_2 + \beta,$$

$$\lambda_3 = Q_1 \gamma_{23} \tanh q_2 d_2 + A_M \gamma_{13} + \beta(Q_1 + A_M \gamma_{12} \tanh q_2 d_2),$$

$$\lambda_4 = Q_1 \gamma_{13} + A_M \gamma_{23} \tanh q_2 d_2 + \beta(Q_1 \gamma_{12} \tanh q_2 d_2 + A_M),$$

$$\beta = \frac{Q_3 \tanh q_3 d_3 + A_B}{Q_3 + A_B \tanh q_3 d_3},$$

$$\gamma_{ij} = Q_i / Q_j, \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

$$Q_j = \frac{\rho_0 c_0 q_j}{Z_j \gamma_{jz}}, \quad (j = 1, 2, 3) \quad (25)$$

である。(24) 式による両面音圧差で膜が振動し、その状態で (5) 式が成立する。(3), (5) 式に (24) 式を入れれば w, p_s に関し次の連立方程式が得られる。

$$w(x) = \int_{-\infty}^{\infty} [i\rho_0 c_0^2 k_0 \zeta w(x_0) + \zeta A p_s(x_0)] u(x - x_0) dx_0 \quad (26)$$

$$\begin{aligned} p_s(x) &= 2p_i(x) + \frac{\zeta_A}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [i\rho_0 \omega^2 w(x_0) - k_0 A_M p_s(x_0)] \\ &\quad \times H_0^{(1)}(k_0 |x - x_0|) dx_0 \end{aligned} \quad (27)$$

ここに $\zeta_A = 1 - A_M \zeta$ とおいてある。これらは前節と同様にフーリエ変換手法を用いて波数空間上で代数的に解くことができ、それらを逆変換することで、次式のように解が得られる。

$$w(x) = F(k_0 \sin \theta) k_0 \cos \theta e^{ik_0 \sin \theta x} \quad (28)$$

$$p_s(x) = \frac{2 + i\rho_0 \omega^2 \zeta_A F(k_0 \sin \theta)}{\cos \theta + A_M \zeta_A} \cos \theta e^{ik_0 \sin \theta x} \quad (29)$$

ここに

$$F(k_0 \sin \theta) = \frac{4\pi \zeta_A U}{k_0 (\cos \theta + A_M \zeta_A) - 2\pi U i \rho_0 \omega^2 [\zeta (\cos \theta + A_M \zeta_A) + \zeta_A^2]}$$

U は (11) 式において $k = k_0 \sin \theta$ において計算される値である。反射音場の境界面上の音圧とその鉛直方向微分が既知となったことから、反射音圧 $p_r(x, z)$ は Helmholtz の積分公式により次式となる。

$$\begin{aligned} p_r(x, z) &= \frac{\cos \theta - A_M \zeta_A + i\rho_0 \omega^2 \zeta_A \cos \theta F(k_0 \sin \theta)}{\cos \theta + A_M \zeta_A} \\ &\quad \times e^{ik_0 (\sin \theta x + \cos \theta z)} \end{aligned} \quad (30)$$

入射角度 θ における吸音率 α_θ は $\alpha_\theta = 1 - |p_r|^2$ で得られ、ここでは $\theta = 0 \sim 78^\circ$ で統計的に平均化した音

場入射吸音率を計算し、残響室法により得られた実測データとの比較検討が行われる。

3.2 実験の概要

室容積約 65m^3 の残響室内に、膜、グラスウール、空気層の組合せから成る面積 6.5m^2 の試料を置き、残響室法吸音率を測定した。残響時間は DAT 録音によるスパークパルスを使用したインパルス積分法によった。測定周波数は 125Hz – 8kHz の $1/3$ -Oct.Band であり、残響室が小さいことにより、 125Hz 及び 160Hz では減衰曲線の場所による変動が大きかったため集音位置は 5 点、それ以外では 3 点とし、その平均値から吸音率を算出した。なお試料の占有する面積と容積の影響、及び、空気吸音の影響も全て考慮した形で吸音率を算出した。使用した膜は日東ケミファ社製の 4 種類、いずれもガラス繊維にフッ樹脂加工を施した材質であり、主に二重膜構造の内幕として開発されたものである。物性値をまとめて Table 2 に示す。

Type	surface density [kg/m^2]	thickness [mm]	flow resistivity [MKS-rayl/m]
F-I	0.484	0.4	1.7×10^6
F-II	0.302	0.25	1.3×10^7
F-III	0.223	0.24	1.0×10^6
F-IIs	0.385	0.26	∞

3.3 実測値との比較による検討

膜の種類による吸音特性の変化を、実測値と理論計算値との比較として Figs.7,8 に示す。Fig.7 は膜の背後に 35cm の空気層、Fig.8 は膜-グラスウール 5cm -空気層 30cm の構造に対する結果である。使用したグラスウールは密度 $32[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、流れ抵抗 $1.2 \times 10^4[\text{MKS-rayl}/\text{m}]$ である。背後壁面はコンクリート面であり、また試料側面には合板が使用され背後壁面との間に隙間も生じており、これら全てエネルギー減衰の要因となる。理論計算においてはこれらの要因を反映する形で、背後

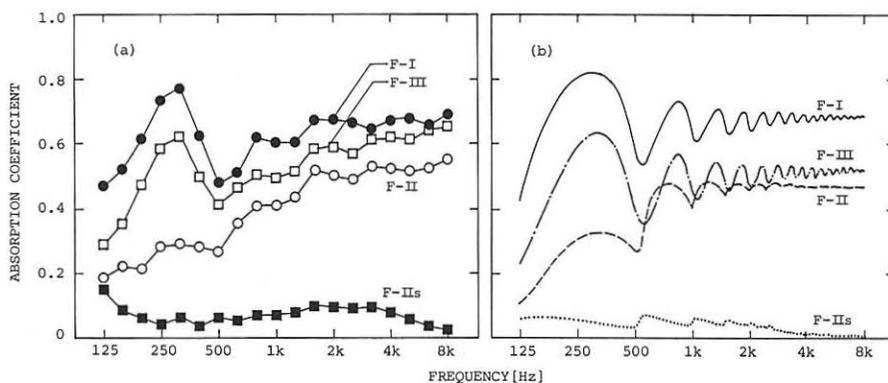


Fig.7 Comparison of (a) experiment and (b) theory for the structures with air layer alone.

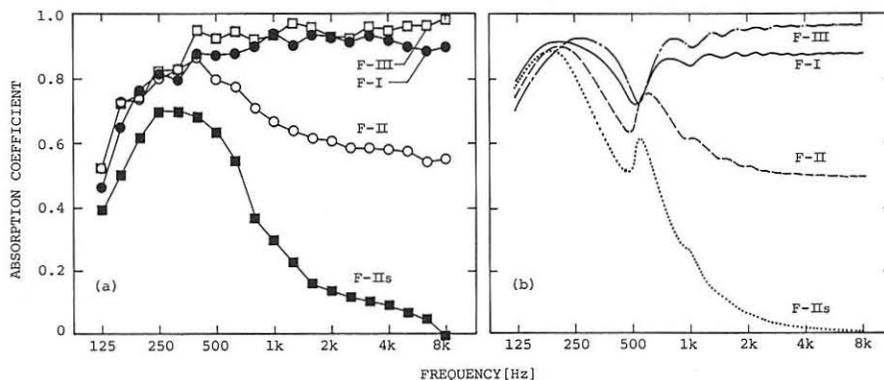


Fig.8 Comparison of (a) experiment and (b) theory for the structures including glass-wool layer.

壁面のアドミッタンス比 A_B として、合板に対する実測結果からの実験式が使用されている。

グラスウールを含む吸音構造体の低域で多少の不一致が生じているものの、総体的にみて理論と実測値は非常に良い対応を示している。定性的にみた場合特に良好な一致が示されていることから、このような膜を表面に持つ吸音構造体に関与する種々のパラメータの変化による吸音特性の変化は、この解析モデルにより十分な精度で予測できるものと思われる。例えば、所望の吸音特性を得るための膜の選定、グラスウールの種類と厚み、そして空気層はどれだけ必要か、等の問題に対してはこのモデルの使用により容易にその答えが得られるであろう。

4. 結語

膜自体が構造体となっている場合、あるいは膜を主な内装材とする建物内部空間の音響の質は、膜の持つ音響的特性によってそのほとんどが決定される。そして建築材料としての膜は程度の差こそあれ、何らかの通気性を持っている。この通気性は膜の音響に関する従来の研究では考慮されてこなかった。

本研究では通気性を持つ膜の音響に関し、一重膜のみの場合における吸音と音の透過に対する理論解析、及び、膜を表面材として持つ多層吸音構造体の吸音に関する理論解析と実験が行われた。これらの結果として、膜の音響特性はその通気量の大小が決定要因となっていること、また通気性を有する膜の音響に関し、ここで提示された解析手法は精度の高い予測手法となり得ること、等が明らかとなった。

謝辞

本研究は能村膜構造技術振興財団 1993 年度研究助成金によるものであり、ここに感謝の意を表します。また実験試料としての膜材料に関し多大な御協力をいただいた(株)日東ケミファブの中田 真、中谷好治の両氏に対しまして、この紙上をかりて感謝の意を表します。

参考文献

1) Z.Maekawa, "Acoustical design of the Kobe Port-Island Hall," *Proceedings of the 12th ICA, Canada, Vol.II*, E3-6(1986).

2) 高橋, 阪上, 森本, "膜の吸音に関する実験的検討," 日本音響学会講演論文集, 823-824(1993).

3) A.D.Pierce, *Acoustics, An introduction to Its Physical Principles and Applications* (McGraw-Hill, 1981), Chap.3-8.

4) V.Mason, "On the coupling of a membrane with an incident sound field," *J. Sound and Vib.* **4**, 9-17(1966).

5) H.Kuttruff, *Room Acoustics* -2nd.ed. (Applied Science Pub. 1979), Chap.II.4.

6) N.Hashimoto and M.Katsura, "Sound insulation of a rectangular thin membrane with additional weights," *Appl. Acoust.* **33**, 21-43(1991).

7) 阪上, 森本, 高橋, "無限大膜の音響反射特性," 日本音響学会建築音響研究会資料 AA93-20(1993).

8) W.Frommhold, H.V.Fuchs and S.Sheng, "Acoustic performance of membrane absorbers," *J. Sound and Vib.* **170**, 621-636(1994).

9) D.Takahashi, "Sound transmission through single plates with absorptive facings," *J. Acoust. Soc. Am.* **83**, 1453-1457(1988).

10) K.Sakagami, M.Morimoto and D.Takahashi, "A note on acoustic reflection of an infinite membrane," *Acustica* **80**(1994) to be published.

11) 荘, 影山, 木村, 村上, 平田, 小野塚, "東京ドームの建築音響設計," 日本音響学会建築音響研究会資料 AA88-15(1988).

12) 阪上, 玄, 森本, 高橋, "板振動型吸音特性に対する背後吸音層の影響," 日本音響学会講演論文集 825-826(1993).

13) J.S.Pyett, "The acoustic impedance of a porous layer at oblique incidence," *Acustica* **3**, 375-382(1953).

14) J.F. Allard, R. Bourdier and A. L'Esperance, "Anisotropy effect in glass wool on normal impedance in oblique incidence," *J. Sound Vib.* **114**, 233-238(1987).

15) M.E.Delany and E.N.Bazley, "Acoustical properties of fibrous absorbent materials," *Appl. Acoust.* **3**, 105-116(1970).

Acoustic properties of permeable membranes

Daiji TAKAHASHI*¹
Kimihiko SAKAGAMI*²
Masayuki MORIMOTO*³

SYNOPSIS

Membranes used for building materials have a certain degree of acoustic permeability, which has been disregarded in general membrane-vibration theory, and may cause serious effects especially on the acoustic properties. In this study, a theory for sound absorption and sound transmission of a single permeable membrane is presented. Subsequently, sound absorption of structures composed of air layers, absorptive layers and the facings of membranes is investigated theoretically, and discussed in comparison with the experimental data measured by using the reverberation-room method. The results are fairly in good agreement, then the present theory will give an effective tool for prediction of the acoustic properties of this type of membrane structures.

-
- *1. Associate Professor, Dept. of Architectural Eng., Fukui University
 - *2. Research Associate, Environmental Acoustics Labo., Kobe University
 - *3. Associate Professor, Environmental Acoustics Labo., Kobe University