〔キーノート講演 3〕

多孔板と吸音材の吸音メカニズムに関する検討 (振動屋と音屋の接点を求めて)

Study of sound absorbing mechanism for perforated panel and porous material Interface of mechanical vibration engineer and noise control engineer

〇正 宇津野秀夫(神鋼 機研)

Hideo UTSUNO, Kobe Steel, Ltd., 5-5, 1-chome takatsukadai nishi-ku, kobe, Hyogo 651-2271.

Sound absorbing mechanism of perforated panels and porous materials is discussed from the viewpoint of both mechanical vibration engineers and noise control engineers. Firstly, several sound absorbing indexes are described, comparing with one degree of freedom vibration system. Secondly, sound absorption coefficient or perforated panels are studied. Damping mechanism of that panel consists of both pressure loss caused by particle velocity and viscosity in boundary layer. Four microphone technique is applied to measure both damping mechanisms and theoretical damping are compared with measured one. Thirdly, sound absorbing mechanism for porous material is described. Finally, porous materials are tested t o measure complex sound propagation speed and complex effective density of the material. Measured data is used to analyze sound field with bulk reacting sound absorbing material.

Key Words : Damping, Sound, Wave Equation, Transfer Matrix Method, Sound Absorbing Material, Perforated panel, Identification, Porous Material, Two-sensor Technique, Complex Propagation Speed

1. 緒 論

企業の研究所では、振動と騒音をまとめて1研究室 とする場合が多い.ところが同じ研究室に属しながら, 振動屋と音屋とでは議論のかみ合わない事がある.確 かに入門書でも1質点系の運動方程式から始める振動 と、伝搬速度と波長、周波数の関係式を基礎とする音 とでは、生立ちから違いがある.また業務の手法も、 振動現象そのものを対象にシミュレーションなど解析 的手法を常用する振動と,対数で現象を捉えて伝搬経 路対策と実験を多用する音とでは、現象の捉え方も異 なってくるに違いない. 例えば, 管路内のオリフィス は、振動屋から見れば紛れも無いダンピング要素だが、 音屋は膨張形消音器を思い浮かべるため、反射や干渉 はイメージ出来てもダンピングには思い至らない.今 にして思えば, 粒子速度が大きな領域では圧力損失に 起因する絞り部のダンピングが支配的となるが, 音圧 のように粒子速度が微小な領域では絞り部の層流粘性 に起因するダンピング効果より絞り部の質量効果の方 が大きいため、ダンピングを無視していると解釈でき る.また制振材料の短冊試験片の振動試験を巡る経験 では、音屋は始めに曲げ波があって正弦波関数状の曲 げ波が境界条件に拘束されて振動モードを形成すると 考えるが、振動屋は最初から1自由度系を連想してしま い、波の伝搬速度とか波長の概念には馴染みが薄いと

感じた記憶がある。海の波と容器内の液体のスロッシ ングとは同じ支配方程式で記述されるが,開領域を対 象とするか閉領域を対象とするかで,波の伝搬速度や 波長を体感する機会は大きく異なる。音屋は均質な媒 質である空気の開領域問題を対象とする場合が多いが, 機械構造物の振動では,媒質形状が複雑に変化する閉 領域を対象とするため,正弦波関数状の振動モードが 出現し難い状況にある。結局,波長や伝搬速度は,振 動屋にはあまり意味が無い概念かもしれない。

議論は収束しないが、筆者は学生時代に振動を専攻 し、入社して約10年は音屋として成長し、その後は波 動現象の視点から、音の業務にも振動の業務にも携わ っている. 僭越ではあるが、音屋と振動屋の両方の視 点から、騒音低減に不可欠な吸音材の吸音メカニズム を機力・計測制御部門に所属する技術者に理解し易い 形で解説する事を試みる.

本論文では、まず始めに吸音材の吸音(すなわちダ ンビング)に関する指標を整理し、1自由度系の振動 モデルと対比させながら説明する.次に振動屋にも音 屋にも馴染みのある多孔板を取り上げ、ダンビングに 関する従来の研究結果を概説した上で、4点マイク法 による実験データを示して振動屋と音屋の接点を探る. 続いてより一般的な吸音材であるグラスウールやウレ タンフォームなど多孔質吸音材の吸音機構を、日本音 響学会誌の小特集「音響材料の理論解析の動向とその

日本機械学会 [No.01-72] 第2回ダンピングシンポジウム講演論文集 〔2002.1.15,16,東京〕

応用」¹¹から引用して示す.最後に,多孔質吸音材の 最も基本的な吸音指標である吸音材の実効密度と複素 伝搬速度を計測する手法を概説し,同指標が吸音音場 の入力データとして有用であることを示す.

2. 吸音材の吸音指標

吸音材の吸音は、伝搬する音波のエネルギが、1) 吸音材の骨格となる繊維や薄膜上に形成される境界層 内の粘性,2)吸音材の骨格間に形成される空気通路 面積の拡大や縮小、曲がりで生じる渦、3)吸音材の 殻に生じた振動による構造減衰、により熱エネルギに 変換されることで生じる. これらのエネルギ消散効果 をまとめて、吸音材への入射波と反射波の振幅比の二 乗で算出される吸音率で表す. また吸音材表面におけ る反射波の位相情報も含んだ指標として音響インピー ダンスが用いられる。両指標が吸音材の厚みに応じて 変化することに対し、吸音材固有の特性を表す指標と して, 伝 速度や実効密度, 特性インピーダンスなど も使われる。ここでは平面波における上記吸音指標の 導出過程を示し、1自由度系の振動モデルと対比する. 2.1 平面波の伝搬と吸音率 空気中を伝わる音波の1 次元波動方程式は次式で表される.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \tag{1}$$

ここで Φ は速度ポテンシャル関数, c は空気中の音速 である. 波数を k = ω /c とすると, この方程式の一 般解は進行波の振幅 A_1 と後退波の振幅 A_2 を用いて 次式で表される.

$$\Phi = A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx) \quad (2)$$

音圧 p と粒子速度 u は、速度ポテンシャル関数を用い て次式で定義される.

$$p = \rho \Phi = j\omega \rho \{A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx)\}$$
(3)
$$\partial \Phi \qquad (1)$$

 $u = -\frac{--}{\partial x} = jk\{A_1 \exp(-jkx) - A_2 \exp(jkx)\}$ (4) 進行方向に垂直な単位面積を単位時間に通過する音の

強さ 『は, 音圧と粒子速度の内積で表される. 進行波 の音の強さ 『_i と反射波の音の強さ 『_r は次式となる.

$$I_{i} = \omega \rho k |A_{1}|^{2}, \quad I_{r} = \omega \rho k |A_{2}|^{2}$$
 (5), (6)

垂直入射吸音率αは,吸音材に入射する音の強さと 反射する音の強さの比を用いて次式で定義される.

$$\alpha = 1 - \frac{\mathbb{I}_{r}}{\mathbb{I}_{i}} = 1 - \frac{|A_{2}|^{2}}{|A_{1}|^{2}}$$
(7)

垂直入射音響インビーダンス Z は音圧と粒子速度の比として,次式で定義される.

$$\mathbb{Z} = \frac{p}{n} \tag{8}$$

吸音材表面をx = 0とすると,式(3),(4)より垂直入 射音響インピーダンスは次式で表される.

$$Z = X + jY = \rho c \frac{A_1 + A_2}{A_1 - A_2}$$
 (9)

式(7),(9)より, 垂直入射吸音率は垂直入射音響インピ ーダンスから次式を用いて計算できる.

$$\alpha = 1 - \left| \frac{\mathbb{Z} - \rho c}{\mathbb{Z} + \rho c} \right|^2 = \frac{4\rho c \mathbb{X}}{\left(\mathbb{X} + \rho c \right)^2 + \mathbb{Y}^2}$$
(10)

垂直入射吸音率は,垂直入射音響インビーダンスの実 数部が特性インビーダンス pc に等しく,虚数部がゼ ロの場合に最大値1となる.

2.2 吸音材内の平面波伝搬 吸音材中を伝わる音波は 複素数の諸定数を用いて表現される. 複素伝搬速度 **c**, 複素波数 **k**, 複素実効密度 **ρ** を用いると1次元の波 動方程式は次式で表される.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \tilde{c}^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}$$
(11)

式(3),(4)と同様に音圧と粒子速度は次式で表される.

$$p = \tilde{\rho}\Phi = j\omega\tilde{\rho}\{A_1 \exp(-jkx) + A_2 \exp(jkx)\}$$
(12)

$$u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = jk\{A_1 \exp(-jkx) - A_2 \exp(jkx)\}$$
(13)

図1に示す厚さdで剛壁に接した吸音材を考える。 x = dで粒子速度u = 0の条件より次式を得る.

$$A_1 = A_2 \exp(2jkd)$$
 (14)
(初表面(x = 0)の垂直入射音響インビーダンスは、

吸音材表面(x = 0)の垂直入射音響インビーダンスは, 最終的に次式で表される.

$$\mathbb{Z} = \widetilde{\rho} \, \widetilde{c} \, \frac{\mathbb{A}_1 + \mathbb{A}_2}{\mathbb{A}_1 - \mathbb{A}_2} = -j \widetilde{\rho} \, \widetilde{c} \, \cot \, \frac{\omega}{\widetilde{c}} \, d \qquad (15)$$

吸音材表面の垂直入射音響インビーダンスは,通常は 空気中の平面進行波と平面後退波を分離して式(9)を用 いて計算するが,吸音材料の複素伝搬速度 \tilde{c} と複素実 行密度 $\tilde{\rho}$,厚さ d から式(15)を用いて計算することも 可能である.



Fig. 1 Sound absorbing material on rigid wall

- 42 -



Fig. 2 Equivalent model of sound absorbing material

2.3 1自由度振動系とのアナロジー 図2に示す1自由 度の振動系を考える.質量M,減衰C,バネ定数 K,加振力F,加振力の受圧面積Sとすると運動方 程式は次式となる.

M x + C x + Kx = F = pS (16) 垂直入射音響インビーダンスは,式(8)に示したように 音圧と粒子速度の比で定義される.振動系とのアナロ ジーより次式を得る.

$$Z = \frac{p}{\dot{x}} = \frac{C}{S} + \frac{j}{S} \left(\omega M - \frac{K}{\omega} \right)$$
(17)

音響インピーダンスの実数部は振動系の減衰項に,虚 数部は振動系のマス・バネ項に相当する.吸音率の最 大値は,虚数部がゼロすなわちマスバネが共振する周 波数で,減衰項が空気の特性インピーダンスρcに等 しくなる状態で発生し,空気の特性インピーダンスよ り,大きくても小さくても反射波が生じる.

2.4 吸音材の体積作用効果と局所作用効果 吸音材の 吸音効果の考え方は,体積作用効果と局所作用効果に 別けられる.前者は吸音材を音波が伝搬する媒質と見 なして,複素伝搬速度と複素実効密度で表現しており, 厳密な考え方と言える.後者は,吸音材表面の垂直入 射音響インビーダンスを用いて,インビーダンス境界 条件として表現する.ところで音響インビーダンス境界 条件として表現する.ところで音響インビーダンスは, 直管を用いて管軸方向の粒子速度だけを励起した状態 で測定される.このため,実際の音場において吸音材 内の粒子速度が吸音材の厚さ方向以外にも考えられる 場合には,垂直入射音響インビーダンスを用いること は適切ではない.局所作用効果の考え方は,吸音材が 薄く背後に剛壁がある場合に限って有効な考え方と言 える.

3. 多孔板の吸音メカニズム

多孔板の細孔部の空気が交番的に往復運動すると, 細孔壁面との摩擦や細孔から噴出した流れが渦となっ てエネルギーを消散する.このような多孔板の吸音機 構に対して,古くは Sivian²⁾や Ingard³の理論的な研究 が知られており,近年でも航空機エンジンナセルのラ イナーに使用する目的で多数の研究が報告されている.



Fig. 3 Sound propagation in a rigid cylindrical tube

例えばMelling⁴¹や渡辺⁵¹は,多孔板の消音量を精度 良く測定し,種々の理論モデルの比較検証を行ってい る.また往復式圧縮機のように,定常流と圧力脈動が 複合する場合の脈動解析に対しても多数の研究が行わ れている.Binder⁵¹は層流理論を前提に管路摩擦を考慮 した管路の減衰式を提示しており,葉山ら⁷¹は流れの あるオリフィス絞り部の減衰モデルを提案している. ここではMellingの文献を参考に最も基本的な条件であ るが,流れの無い多孔板の吸音機構が細孔内の粘性と 管端部の補正効果,渦によるエネルギー消散の和とな る事を示し,著者らが研究を進めている1次元管路を 用いた4点マイク法⁵¹の測定値と比較する.

3.1 細管内の圧力伝搬 図3に示すように半径aの 細管内の空気の運動を考える.軸方向の速度変位を $\xi(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{t})$, 圧力勾配を $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{t}) = -\partial p/\partial \mathbf{x}$, 空気 の粘性係数を μ , 密度を ρ とする. 半径 \mathbf{r} の微小体積 2 π rdrd \mathbf{x} に働く力は, 慣性力 j $\omega \rho \xi 2\pi$ rdrd \mathbf{x} と粘性 カ $\partial/\partial r \left(-2\pi r\mu \partial \xi/\partial r\right)$ drd \mathbf{x} の和に等しくなり次式 を得る.

$$\left[j\omega\rho - \frac{\mu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)\right]\dot{\xi} = \phi$$
(18)

 $k_s^2 = -j\omega\rho/\mu$ とすると、次の運動方程式を得る.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + k_s^2\right)\dot{\xi} = -\frac{\phi}{\mu}$$
(19)

境界条件 $\mathbf{r} = \mathbf{a} \ c\xi = \mathbf{0} \ \epsilon$ 用いると一般解として次式を 得る.ただし $\mathbf{J}_{\mathbf{o}}(\mathbf{x})$ は 0 次のベッセル関数を表す.

$$\dot{S} = -\frac{\phi}{\mu k_{s}^{2}} \left(1 - \frac{J_{0}(k_{s}r)}{J_{0}(k_{s}a)} \right)$$
(20)

管断面の平均粒子速度は次式となる.

ξ

- 43 -

$$\vec{\xi} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r \dot{\xi} dr$$

$$= -\frac{\phi}{\mu k_s^2} \left(1 - \frac{2}{k_s a} \frac{J_1(k_s a)}{J_0(k_s a)} \right)$$
(21)

図4に示すように厚さtの単孔板を考える.単孔板の前 面と後面を添え字"1"と"2"で表す.また断面積急変



Fig. 4 Single hole model of perforated panel

部の接続条件を記述するため、単孔板前面の直後を添 え字"1+"で、直前を"1-"で表す.この時、圧力と体 積速度 U に関して次式が成立つ.

$$p_1 = p_{1-} = p_{1+} \tag{22}$$

$$U_{1} = \overline{\dot{\xi}}_{1-} \frac{\pi D^{2}}{4} = \overline{\dot{\xi}}_{1+} \frac{\pi d^{2}}{4}$$
(23)

$$p_2 = p_{2-} = p_{2+}$$
(24)

$$U_{2} = \overline{\dot{\xi}}_{2-} \frac{\pi d^{2}}{4} = \overline{\dot{\xi}}_{2+} \frac{\pi D^{2}}{4}$$
(25)

音波の波長入に比べて板厚tが充分に小さい場合に は、体積速度に関して $\mathbb{U}_1 = \mathbb{U}_2$ の関係が成立する. この場合,式(21)-(25)をまとめて次に伝達行列を得る.

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ \bar{\xi}_{1*} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \mathbb{Z} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_2 \\ \bar{\xi}_{2-} \end{pmatrix}$$
(26)

$$Z = \frac{j\omega\rho t}{\left(1 - \frac{2J_1(k_s a)}{k_s a J_0(k_s a)}\right)}$$
(27)

(a) $|k_s a| < 2$ (空気の場合 $a^2 f < 10^{-4} [m^2/s]$)

管の半径が細い場合,式(27)をk_sa = 0 でテーラー 展開して次式を得る.

$$\mathbb{Z} = \frac{8\mu t}{a^2} + j\frac{4}{3}\rho\omega t \qquad (28)$$

(b) $|k_s a| > 10 (a^2 f > 5 \times 10^{-4} [m^2/s])$

管の半径が太い場合,式(27)を $k_s a = \infty$ でテーラー展開して次式を得る.

$$Z = \frac{j\omega\rho t}{1+2j/(k_s a)} = j\omega\rho t + \frac{2}{\sqrt{-j}}\frac{\sqrt{\mu\omega\rho}}{a}t$$
$$= \frac{t}{a}\sqrt{2\rho\mu\omega} + j\rho\omega t \left(1 + \frac{1}{a}\sqrt{\frac{2\mu}{\rho\omega}}\right)$$
(29)

3.2 細管両端の補正効果 多孔板の様に細管の端部が 半無限空間に接続する場合,細管内の空気振動により 無限空間側の空気も連動し,マスパネ効果と粘性によ る減衰効果を生じる.このマスバネ効果は開口端補正 長△₁として細管長さに加えられて評価される.両端 の補正量は細管の直径dを用いて次式で表される.

$$\Delta_1 = \frac{8d}{3\pi} \tag{30}$$

一方、両端の減衰効果に関してはIngardが理論と実験 とを対比した上で、次の補正量 Δ 。を提示している.

$$\Delta_2 = d \tag{31}$$

3.3 細孔噴流のエネルギー消散 多孔板が薄い場合, 多孔板前後の圧力差で細孔部の空気が一体となって運動し、半無限空間に噴出して渦となってエネルギーを 消散する.図4に示した管路径 D,定常流速 V に於け るオリフィス前後の圧力損失は次式で表される.

$$\Delta p = \frac{1}{C_{D}^{2}} \left\{ \left(\frac{D}{d} \right)^{4} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} V^{2}$$
 (32)

交番流速 $\dot{\xi}_2$ が作用する場合、ローレンツの等価線形 モデル⁹を利用して次式で計算される.

$$p_{1} - p_{2} = \frac{1}{C_{D}^{2}} \left\{ \left(\frac{\mathbb{D}}{d} \right)^{4} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \int \left| \overline{\dot{\xi}}_{2} \right| \overline{\dot{\xi}}_{2} dt$$
$$= \frac{1}{C_{D}^{2}} \left\{ \left(\frac{\mathbb{D}}{d} \right)^{4} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \frac{8}{3\pi} \overline{\dot{\xi}}_{2}$$
(33)

3.4 多孔板の伝達行列モデル Mellingが整理した多 孔板の伝達行列モデルは最終的に次式にまとめられる.

$$\begin{pmatrix} p_{1} \\ \dot{\xi}_{1-} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \Gamma \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_{2} \\ \dot{\xi}_{2+} \end{pmatrix}$$
(34)
(a) $|\mathbf{k}_{s}\mathbf{a}| < 2 (\mathbf{a}^{2}\mathbf{f} < 10^{-4} [\mathbf{m}^{2}/\mathbf{s}])$

$$\operatorname{Re}[\Gamma] = \frac{8\mu(t+d)}{a^{2}} \left(\frac{D}{d}\right)^{2} + \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{1}{C_{d}^{2}} \left\{ \left(\frac{D}{d}\right)^{4} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \overline{\xi}_{2}$$

$$\operatorname{Im}[\Gamma] = \omega\rho \left(\frac{4t}{3} + \frac{8d}{3\pi}\right) \left(\frac{D}{d}\right)^{2} \quad (35), (36)$$

$$(b) |k_{s}a| > 10 \left(a^{2}f > 5 \times 10^{-4} \left[m^{2}/s\right]\right)$$

$$\operatorname{Re}[\Gamma] = \frac{2(t+d)}{d} \sqrt{2\rho\mu\omega} \left(\frac{D}{d}\right)^{2} \quad (37)$$

$$+ \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{1}{C_{d}^{2}} \left\{ \left(\frac{D}{d}\right)^{4} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \overline{\xi}_{2}$$

$$\operatorname{Im}[\Gamma] = \omega\rho \left\{ t \left(1 + \frac{2}{d} \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho}}\right) + \frac{8}{3\pi} d \right\} \left(\frac{D}{d}\right)^{2} \quad (38)$$

3.5 多孔板の吸音率測定 表1に実験に使用した多孔 板の寸法を示す.多孔板1は,直径 87mm,板厚 0.5mmの網製円板に,直径 150μmの細孔を多数設けて 開口率1%とした.多孔板2は,直径 87mm,板厚 0.8mmの鋼製円板に,直径 2mmの細孔を設けて開口率 2%とした.吸音率の測定では図5に示すように直径 88mm,長さ2mの鋼製管路を使用し,一端にスピーカ を配置し,他端はスライド式のピストンで剛壁を模擬 している.管路の途中に多孔板を設置し,多孔板の前 方2点と後方2点にマイクロフォンを設置している.

マイク A 断面, B 断面と多孔板前面"1"は伝達行列 を用いて次式で連結される.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{p}_{A} \\ \mathbf{u}_{A} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \mathbf{k} \mathbf{s}_{1} & \operatorname{jpc} \sin \mathbf{k} \mathbf{s}_{1} \\ \frac{j}{\rho c} \sin \mathbf{k} \mathbf{s}_{1} & \cos \mathbf{k} \mathbf{s}_{1} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{B} \\ \mathbf{u}_{B} \end{pmatrix}$$
(39)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{p}_{B} \\ \mathbf{u}_{B} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \mathbf{k} \mathbf{s}_{0} & \mathbf{j} \rho c \sin \mathbf{k} \mathbf{s}_{0} \\ \frac{\mathbf{j}}{\rho c} \sin \mathbf{k} \mathbf{s}_{0} & \cos \mathbf{k} \mathbf{s}_{0} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{1} \\ \mathbf{u}_{1} \end{pmatrix}$$
(40)

多孔板前面の垂直入射音響インビーダンスは、スピ ーカから広帯域雑音を発信し、多孔板前方2点の音圧 の伝達関数H1(ω) = Pb/Paを測定して、次式^{10,11)}で計 算することが出来る.

$$Z_{1} = \frac{p_{1}}{u_{1}} = -j\rho c \frac{H1(\omega)\sin k(s_{1} + s_{0}) - \sin ks_{0}}{H1(\omega)\cos k(s_{1} + s_{0}) - \cos ks_{0}}$$
(41)

また垂直入射吸音率αは,式(10)を利用して算出する ことができる.

図6に背後空気層 120mm を設けた多孔板1の吸音率 を示す.多孔板単体ではあるが,測定した1kHz以下の 周波数領域で概略0.5程度の吸音率が得られている.

	perforated	perforated		
	panel 1	panel 2		
diameter [mm]	87	87		
thickness to[mm]	0.5	0.8		
hole diameter 2a[mm]	0.15	2		
hole number N	3442	55		
porosity [%]	1	2		
length of backing cavity L[mm]	20,30,100	950		
material	stainless	steel		





Fig. 5 Experimental apparatus for sound absorbing material

また多孔板前方35m点のマイクロフォンBの音圧 Pb で, 70,80,100,110dB と入力信号のレベルのみ変えて 吸音率を測定したが、吸音率は音圧レベルに関係なく ほぼ一定値を示している.一方,図7には背後空気層 950mm を設けた多孔板2の吸音率を示す.マイクロフ ォンの音圧 Pb で 70,80,100,110dB と入力信号レベルを 変えて測定した. 測定条件 70,80dB の場合はほとんど 同じ吸音率を示すが, 音圧レベルが 100,110dB に増大 すると, 測定周波数領域全域で明確に吸音率が増大し, 最大 0.7 となる結果を得た.吸音率はエネルギー損失の 一つの指標であるため、音圧程度の圧力振幅領域でも 減衰に振幅依存性のある事を示す一例と解釈できる. ちなみに同図中には、同一実験条件で多孔板のみを取 り外した場合の吸音率も併記した。この吸音率は、直 管路の摩擦損失とピストン端摺動部からの音響エネル ギーの漏れを評価した値と解釈できるが、音圧レベル 110dB でも吸音率 0.03 程度であり、多孔板ありの測定 結果に比べると充分に小さな値となっている。

3.6 4 点マイク法 図 5 に示した多孔板前後 4 点で同時に音圧を計測すると、次式を用いて多孔板面上の音圧と粒子速度を推定出来る.



Fig.6 Sound Absorption Coefficient(perforated panel 1)





45 -

NII-Electronic Library Service

$$p_{1} = p_{A} \left\{ H1(\omega) \frac{\sin k(s_{1} + s_{0})}{\sin ks_{1}} - \frac{\sin ks_{0}}{\sin ks_{1}} \right\}$$
(42)

$$u_{1} = p_{A} \frac{j}{\rho c} \left\{ \mathbb{H}(\omega) \frac{\cos k(s_{1} + s_{0})}{\sin k s_{1}} - \frac{\cos k s_{0}}{\sin k s_{1}} \right\}$$
(43)

$$p_{2} = p_{A} \mathbb{H} \Im(\omega) \left\{ \mathbb{H} \Im(\omega) \frac{\sin k(r_{1} + r_{0})}{\sin kr_{1}} - \frac{\sin kr_{0}}{\sin kr_{1}} \right\}$$
(44)

$$u_{2} = p_{A}H3(\omega)\frac{j}{\rho c} \left\{ H2(\omega)\frac{\cos k(r_{1} + r_{0})}{\sin kr_{1}} - \frac{\cos kr_{0}}{\sin kr_{1}} \right\} (45)$$

ただし、H2(ω) = Pd/Pc 、H3(ω) = Pc/Pa ここで音圧 pおよび粒子速度uは、多孔板の面上の値とする.た だし粒子速度uは多孔部ではなく主管路の粒子速度を 表す.次に多孔板の伝達行列を次式のように考える.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \mathbf{u}_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \mathbb{A}3 \\ 0 & \mathbb{A}4 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_2 \\ \mathbf{u}_2 \end{pmatrix}$$
(46)

粒子速度の連続性が成り立てばA4=1となるはずであ る.またA3は多孔板前後の圧力損失との類推から u_2 の1次関数に近いと予想される.40,50,60,70,80Hz の 正弦波信号入力時の,多孔板前後の4点の音圧を計測 し,式(15)に代入してA3,A4を同定した.代表して 60Hz 正弦波信号の場合を表2に示す.多孔板前後粒子 速度は, $u_2 = 0.278 \sim 25 mm / s$ である.開口率 2%であるため,多孔板部ではこの値の約50倍の粒子 速度になっていると考えられる.図8に全測定条件に



Fig. 8 Identified element [A4] in complex plane

おける A4 を示す.予想通り,測定結果は複素平面上 でx = 1, y = 0 に集中しており,多孔板伝達行列モデ ルの妥当性を示す結果と言える. 図9には多孔板の減 衰を意味する A4 の実数部を全測定条件に対して示す. 種々の音圧および周波数の測定条件にもかかわらず, 測定結果は1つの線上に乗っている.注目すべきは, 粒子速度が0に漸近しても A4 の実数部は一定値を示 すことにある.また粒子速度0近傍以外では,ほぼ線 形の関係にある.これは,低流速域では層流の粘性に よる減衰力が粒子速度に無関係に作用しており,粒子 速度が増すに従い,圧力損失に相当する粒子速度の2 乗成分(A3の定義では1乗成分)が増大すると解釈 することが出来る.図10にはA3の虚数部を示す. 虚数部はバネと質量に類推されるリアクティブ項を意 味しており,粒子速度には依存しないと考えられるが,





Pb	70	70dB 80dB		100dB		110dB		
р1 [Pa]	6.79	E-02	2.22E-01		2.28E+00		7.24E+00	
uı [m/s]	2.67	E-04	8.79E-04		8.57E-03		2.47E-02	
p2 [Pa]	9.00	E-02	2.83E-01		2.76E+00		7.98E+C0	
u2 [m/s]	2.78E-04		8.74E-04		8.56E-03		2.50E-02	
	Real	Imaginary	Real	Imaginary	Real	Imaginary	Real	Imaginary
A3	24.0	80.9	25.1	72.1	42.1	59.2	100.2	48.6
A4	0.959	-0.001	1.005	-0.002	1.002	-0.001	0.989	0.001
α	0.	19	0.	.19	0.	27	0.	51

Table2 Identified parameters at 60Hz by four microphone technique



Fig.11 Comparison of real [A3] with Melling's Equation



Fig. 12 Comparison of Sound absorption coefficient

測定結果は必ずしもそうなっていない.ただし実数部 に比べると、虚数部の値は小さくA3の絶対値で評価 した場合には、あまり影響を及ぼさないとも考えられ る.図11にA3の実数部の測定値とMellingの式(37) とを比較するが、両者は非常によく一致している.

図12には、マイク位置 Pb の音圧をパラメータにと り、式(37),(38)を用いて粒子速度uの収束計算を行って 求めた多孔板吸音率の計算値と測定値を比較する.吸音 率の予測計算においても、Melling の式が有効である事が 分かる.

4. 多孔質吸音材の吸音メカニズム

吸音材として、グラスウールやウレタンフォームが良 く知られている.これらの吸音材は多孔質吸音材に分類 されるが、繊維もしくは薄膜からなる吸音材骨格が占め る体積比率は小さく、空隙率φはほぼ1に近い値となる. このため、多孔板のように動圧に起因するエネルギー消 散は少なく、吸音材骨格上に形成される境界層内のエネ ルギー消散が吸音の主体となる.しかし多孔質吸音材の 流路は、多孔板の細管のように単純ではなく、行き止り や骨格に沿って紆余曲折した流路があり、解析的な取り 扱いは困難である.そこでZwikker とKosten¹⁰は行き止り の空隙を除外する係数 structure factor を導入し、 Allard¹⁰は紆余曲折を考慮する係数 tortuosity を導入し て準解析的な研究を試みている.また Delany と Basley¹⁰ は 1 次元管路にグラスウール試験片を設置し、定常流下 の圧力損失を測定して吸音材の flow resistance を決定し、 グラスウール吸音モデルを表現している. Biot¹⁵はウレタ ンフォームの吸音モデルを提示している.

5. 多孔質吸音材の吸音特性測定技術

解析的なアプローチ以外にも、吸音材の特性を音響実 験で直接測定する研究も進められている. R. Scott¹⁰は, 音響管内に充分に長く吸音材を充填して進行波だけを生 じさせ,吸音材中の2点の音圧とその位相差とから伝搬 速度と実効密度とを算出している。また吸音材を音響管 内に設置し、吸音材表面の音響インピーダンスを測定し て、伝搬速度と実効密度とを算出する手法も研究されて いる.S. Yaniv¹¹は吸音材の背後に剛壁を密着させた場合 と、背後に測定対象周波数の 1/4 波長に相当する空気層 を設けて剛壁がある場合との、2条件の音響インピーダ ンスから伝搬速度と実効密度とを算出(two-cavity 法)し ている. また, C. Smith と T. Parrott¹⁰は, 2 種類の厚み の吸音材を用意し、背後を剛壁に密着させて測定した 2 条件の音響インピーダンスから、伝搬速度と実効密度と を算出(two-thickness 法)している.しかし,従来の手法 は定在波管法を用いて離散的に 1 周波数ずつ音響インピ ーダンスを測定したため、広範な可聴域周波数を対象と する場合には、かなり煩雑な測定方法と言える.

A. Seybert¹⁰ や J. Chung と D. Blaser¹⁰の研究により, 2 点マイクロフォンとランダム信号とを用いることで, 吸音材表面の音響インビーダンスを,広範な周波数域に わたり一括して測定することが可能となった. 寺尾と関 根¹³は,この手法と two-thickness 法とを併用し,ウレ タン吸音材の実効密度と伝搬速度とを連続した周波数で 測定することに成功している. 岩瀬ら¹⁰は吸音材を剛壁 $(u_2 = 0)$ に密着させ,剛壁面上の音圧 p_2 と吸音材前面 の音圧 p_1 から伝搬速度を算定する手法を提案している. 木村ら¹¹は吸音材後方に剛壁を設けて粒子速度ゼロ条件 を導入することで,3点の音圧測定からごと $\tilde{\rho}$ を算定す る手法を提案している.ここでは著者らが提案した Improved two-cavity法¹¹を示す.

5・1 多孔質吸音材内を伝わる音波 図5に示した測定 装置において多孔板の代わりに厚さdの多孔質吸音材 を考える.多孔質吸音材内の音波は、伝搬時に吸音材 繊維や膜上に形成される境界層で、粘性によりエネル ギーを減衰する.一般に粘弾性領域を伝わる音波の1次 元波動方程式は、速度ポテンシャルをΦ,複素伝搬速 度を č とすると次式で表される.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \tilde{c}^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}$$
(47)

音圧 p と粒子速度 u は Φ を用いて次式で表現される.

$$\mathbf{p} = \widetilde{\boldsymbol{\rho}} \Phi \tag{48}$$

$$\mathbf{u} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{x}} \tag{49}$$

ここで $\tilde{\rho}$ は吸音材の骨格表面に沿って運動する空気の 複素実効密度である.式(47)の一般解を式(48),(49)に 代入すると,吸音材前面(添え字1)と後面(添え字2)の 状態量 p と u は,次式の伝達行列で関係づけられる.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{p}_{1} \\ \mathbf{u}_{1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\omega}{\widetilde{c}} \mathbf{d} & \mathbf{j} \widetilde{\rho} \widetilde{c} \sin \frac{\omega}{\widetilde{c}} \mathbf{d} \\ \frac{\mathbf{j}}{\widetilde{\rho} \widetilde{c}} \sin \frac{\omega}{\widetilde{c}} \mathbf{d} & \cos \frac{\omega}{\widetilde{c}} \mathbf{d} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{2} \\ \mathbf{u}_{2} \end{pmatrix}$$
(50)

吸音材前面と後面の状態量 p_1, u_1, p_2, u_2 を既知とする と、上式の複素伝搬速度 \tilde{c} と特性インビーダンス \tilde{Z} に ついて解くことが出来る.すなわち、

$$\cos\frac{\omega}{\tilde{c}}d = \frac{p_1u_1 + p_2u_2}{p_1u_2 + p_2u_1}$$
(51)

$$\widetilde{\mathbb{Z}} = \widetilde{\rho} \, \widetilde{c} = \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{u_1^2 - u_2^2}}$$
(52)

式(42)-(45)に示した様に,吸音材の前後面に同時に 2点マイク法を適用し,都合4点の音圧測定データから 位相情報を含めた形で p_1, u_1, p_2, u_2 を算定すれば,式 (51),(52)を利用して \tilde{c} と $\tilde{\rho}$ が算定可能となる.

4点で音圧を測定する上記計算式から,吸音材後方の 剛壁境界条件を利用してマイク数を減らす種々の手法 が導出できる.ここでは著者らが提案したImproved two-cavity法を示す.同手法は、2点マイク法で吸音材 前面の音響インビーダンス Z_1 を2種類の吸音材背後空 気層長さLとL'で測定し、ごと ρ を算定する手法で ある.式(50)を変形すると吸音材前面の音響インビー ダンス Z_1 は次式で表される.

$$Z_{1} = \frac{p_{1}}{u_{1}} = \frac{Z_{2}\cos\frac{\omega}{\tilde{c}}d + j\tilde{\rho}\tilde{c}\sin\frac{\omega}{\tilde{c}}d}{\frac{jZ_{2}}{\tilde{\rho}\tilde{c}}\sin\frac{\omega}{\tilde{c}}d + \cos\frac{\omega}{\tilde{c}}d}$$
(53)

ここで吸音材後面音響インビーダンスは $\mathbb{Z}_2 = p_2/u_2$ である.式(53)をさらに変形して次式を得る.

$$j \tan \frac{\omega}{\tilde{c}} d = \tilde{\rho} \tilde{c} \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 Z_2 - (\tilde{\rho} \tilde{c})^2}$$
(54)

ところで式(54)の左辺は吸音材固有の \tilde{c} と吸音材厚さ d の関数となり,吸音材前後面の音響インビーダンス に拠らない.そこで,吸音材後面の音響インビーダン スを長さLとL'の閉管とした場合を等値して次式を得 る.ただし Z_1 'は閉管長さL'の場合の吸音材前面の音 響インビーダンスである.

$$\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 Z_2 - (\tilde{\rho} \,\tilde{c})^2} = \frac{Z_2' - Z_1'}{Z_1' Z_2' - (\tilde{\rho} \,\tilde{c})^2}$$
(55)

また、閉管の音響インビーダンスは次式で与えられる.

 $Z_2 = -j\rho \cot \frac{\omega}{c}L, \quad Z_2' = -j\rho \cot \frac{\omega}{c}L'$ (56), (57)

ここでρは空気密度, cは空気中の音速である.式 (55)を変形して最終的に次式を得る.

$$\widetilde{\rho}\widetilde{c} = \pm \sqrt{\frac{Z_1 Z_1' (Z_2 - Z_2') - Z_2 Z_2' (Z_1 - Z_1')}{(Z_2 - Z_2') - (Z_1 - Z_1')}}$$
(58)

また複素関数における $j \tan x = \frac{\exp(jx) - \exp(-jx)}{\exp(jx) + \exp(-jx)}$ の関

係を利用すると,式(51)は次式に変形される。

$$\widetilde{\mathbf{c}} = -2 \, \mathbf{j} \boldsymbol{\omega} \mathbf{d} / \ln \left(\frac{\mathbb{Z}_1 - \widetilde{\rho} \, \widetilde{\mathbf{c}}}{\mathbb{Z}_1 + \widetilde{\rho} \, \widetilde{\mathbf{c}}} \frac{\mathbb{Z}_2 + \widetilde{\rho} \, \widetilde{\mathbf{c}}}{\mathbb{Z}_2 - \widetilde{\rho} \, \widetilde{\mathbf{c}}} \right)$$
(59)

式(58),(59)を利用すれば,背後空気層長さを変えて測定した吸音材表面の音響インピーダンス Z₁, Z₁'から,吸音材の複素伝搬速度 č と吸音材の複素実効密度 p を 広帯域周波数にわたって一括して同定する事ができる.

なお今回の手法は、Yaniv らが提案した Two-cavity 法を一般化した手法と言える.従来は $Z_2 = \infty$, $Z_2'=0$ を前提に、結果的には式(58),(59)を簡略化し た式が導出されていたが $Z_2'=0$ を実現するために L'=c/(4f)とする必要があり、周波数f ごとに背後空 気層長さを変化させていた.このため従来は、正弦波 で 1 周波数ずつ測定することになり、広帯域に吸音材 特性データを同定することは極めて煩雑であった.

5・2 多孔質吸音材の係数同定実験 図5に示した 音響管の左端のラウドスピーカーから広帯域雑音を発 信し,式(58),(59)による Improved two-cavity 法と, 式(51),(52)による4点センサ法の両手法でグラスウー ル吸音材(密度24kg/m³)の複素伝搬速度と複素実効密度 を測定した.表3に測定条件を示す.図13に両手法に よる複素伝搬速度同定結果を示す.基礎式が同じであ るため、当然ではあるが全く同じ伝搬速度が得られて いる.図14にはマイクBの音圧レベルを80dBと 120dBに設定し,Improved two-cavity 法で測定した 複素実効密度を示す.測定結果には音圧依存性は

Table 3	Experimenta	l condition	of sound	absorbing	material

Sound Absorbing Material	Glass Fiber 24kg/m ³
Material thickness	d=50mm
Sound pressure level	Mic. B 100 dB
Four microphones method	s1 = 70mm, s0 = 30mm
	r1 = 70mm, r0 = -100mm
Improved two-cavity method	s1 = 70 mm, s0 = 30 mm
	L=20 mm, $L'=70 mm$



Fig. 13 Comparison of Complex propagation speed



Fig. 14 Complex Effective density measured at 80 and 120dB

見られず,全く同じ実行密度が得られている.一事例 ではあるが,一般に音圧は大気圧に比較して微小なた め,多孔質吸音材の減衰は粘性が支配的となり,振幅 依存性は少ない傾向にある.

測定結果の妥当性を検証するためグラスウール厚さ 50m,背後空気層長さ 20m と 70m 条件で求めた \tilde{c} と $\tilde{\rho}$ を用いて,グラスウール厚さ 25,75,125m の垂直 入射吸音率を計算し,実際にその厚さに切出した吸音 材の測定値と比較した.吸音率 α の計算は式(15)に求 めた \tilde{c} と $\tilde{\rho}$ および吸音材厚 d を代入し,吸音材前面イ ンビーダンス Z_1 を算出し,式(10)に代入して計算した. 図 15 に吸音率を図 16 に音響インビーダンスを比較す るが,両図とも計算値と測定値は全周波数域に亘って 良く一致しており,本手法の妥当性を確認できる.

最後に Improved two-cavity 法を用いる場合の2つ の留意点を示す.式(58)で $Z_2 - Z_2'=0$ の条件では,吸 音材前面の音響インピーダンスが約分されてしまう. この条件を回避するために,空気層長さの選定は次式 を満たす必要がある.

$$(L-L')f \neq nc/2$$
, $n = 1, 2, \cdots$ (60)



Fig. 15 Comparison of Sound absorption coefficient



Fig. 16 Comparison of normal acoustic impedance

また高い周波数で,吸音材の厚さdが吸音材内の音 波の半波長を超える場合には,式(59)の右辺分母の対 数関数の主値偏角に2πを加えることに留意する必要 がある.

5・3 多媒質吸音音場の数値解析 空気と吸音材が混 在する3次元の吸音音場の解析に,有限要素法¹³⁻¹⁵⁾や 境界要素法¹⁸⁾を用いた研究が多数報告されている.こ こでは前章で示した吸音材の伝搬速度と実効密度を用 いて著者らが実施した吸音音場の共鳴周波数の研究事 例を紹介する.

空気の領域と吸音材の領域をそれぞれ添え 字"1","2"で表すと各領域で,次式に示すヘルムホ ルツ方程式が成立する.

$$\nabla^{2} \phi_{1} + (\omega/c_{1})^{2} \phi_{1} = 0$$

$$\nabla^{2} \phi_{2} + (\omega/c_{2})^{2} \phi_{2} = 0$$
(61), (62)

上式を離散化すると、2つのマトリクス方程式が導かれる.次式に示す境界面上の音圧と粒子速度の連続性 を考慮すると、全体系を解く事ができる.

$$\rho_1 \phi_1 = \rho_2 \phi_2, \quad \partial \phi_1 / \partial n + \partial \phi_2 / \partial n = 0$$

- 49 -

図17に示すグラスウール吸音材を内包する矩形音場 に対し、ビストン端の粒子速度 V と評価点#2の音圧 P との比の周波数応答関数を計算した。図18に計算値 と実験値を比較するが、吸音音場の共鳴周波数や最大 応答値が非常によく予測できている。図19に吸音材で 仕切られた3領域の音場空間を、図20に周波数応答関 数の計算と実験との比較を示す。吸音材を音波が伝搬 する領域と見なし、Improved two-cavity 法で測定した 伝搬速度と実効密度を入力データとして用いると、吸 音音場の解析が境界要素法を用いて高精度に実施可能 となる。

6. 結 言

本論文では,吸音材の吸音に関する指標を整理し, 1自由度系の振動モデルと対比させながら説明した. 次に振動屋にも音屋にも馴染みのある多孔板を取り上 げ,ダンビングに関する従来の研究結果を概説した上 で,4点マイク法による実験データを示して振動屋と 音屋の接点を探った.続いてより一般的な吸音材であ るグラスウールやウレタンフォームなど多孔質吸音材 の吸音機構を概説した.最後に,多孔質吸音材の最も 基本的な吸音指標である吸音材の実効密度と複素伝搬 速度を計測する手法を提示し,同指標が吸音音場の入 カデータとして有用であることを示した.



Fig. 17 Sound field in cavity with bulk material



Fig. 18 Frequency response function for cavity

参夸文献

(1) 岩瀬,日本音響学会誌 Vol.54, No.1, pp 66-71, 1998

- (2) L.J. Sivian, Jour Accust Soc. Am, 7, pp 94-101, 1935
- (3)U. Ingard, Jour Acoust Soc. Am, 25, pp1037-1062, 1953
- (4) T.H.Melling, Jour. Sound Vib., 291, pp 1-65, 1973
- (5)渡辺,航空宇宙技術研究所報告,TR-1133, 1991
- (6) M.A. Biot, bur Accust Soc. Am, 28, pp168191, 1956
- (7) 葉山ほか2名,機論,42-364,pp3825,1976
- (8) 宇津野·坂谷, 機講論 NO.01-5, pp 207, 2001
- (9) 近藤俶郎・竹田英章、 消波樽造物、(1983)、92-94、 森北出版
- (10) A.F. Seybert, Jour Accust Soc Am, 61, pp13621370, 1977
- (11) J.Y. Chung , J. Acoust. Soc. Am., 683, pp 907-921, 1980
- (12) Zwikker, C. and Kosten, C., Sound Absorbing Materials, (1949), Elsevier, New York
- (13)J. F. Allard, Propagation of sound in Porous Media Modeling Sound Absorbing Materials, (1993), Elsevier, Applied Science
- (14) M. Delany and E. Bazley, Applied Acoustics, 3pp105-116, 1970
- (15) M. A.Biot, J. Acoust. Soc. Am. 28, pp168-191, 1956
- (16)R. A. Scott, Proc. Phys. Soc., 58, pp165183, 1946
- (17)S. L. Yaniv, J. Acoust. Soc. Am.54, pp1138-1142, 1973
 (18)C. D. Smith and T. L. Parrott, J. Acoust. Soc. Am.74, pp1577-1582, 1983

(19) M. Terao and H. Sekine, Proc. InterNoise 87, pp1523, 1987
 (20) 岩滅・伊粮, 音響学会誌, Vol.52, 411-419, 1996

- (21) 木村・ほか3名,機論投稿中
- (22) Utsuno, H. 他, J. Acoust. Soc. Am. 862, pp 637-643, 1989
- (23) A. Craggs, J. Sound and Vib., 23, pp331-339, 1972
- (24) Y. Kagawa, J. Sound and Vib. 533, 357-374, 1977
- (25)山口,機論 66-646C(2000), 1842-1848

(26) H. UTSUNO, ほか3名, AIAA Jour., Vol.28, No.11, (1990), 1870-1876



1)照音音〇モデル 1

Fig. 19 Sound field in cavity with bulk material



Fig. 20 Frequency response function for cavity