直交異方性サンドイッチ円筒殻の遮音特性*

長 南 征 二^{*1}

Soundproof Characteristics of Orthotropic Cylindrical Shells

Seiji CHONAN

This paper is concerned with the soundproof characteristics of infinitely long, cylindrical sandwich shells composed of orthotropic face layers and a honeycomb core. The shell is excited by axisymmetric acoustic waves travelling within the shell. To simplify the shell governing equations it is assumed that the facings resist only bending moments and the honeycomb core resists only transverse shear forces. The sound transmission loss for the shell wall, TL , is derived and calculated numerically for various values of the physical parameters involved.

Key Words: Sound, Theory of Vibration, Soundproof, Orthotropic Shell

1. 緒 言

繊維強化プラスチック (FRP) は重さに対する強度の比が大きく構造部材として優れているため、種々の工業分野で使用されている。これらの FRP は一般に強度に異方性を有し、したがって FRP を用いた構造物の応答も、従来の等方材を用いた場合と種々異なることがわかっている。これらの問題に関連して Baker-Herrmann⁽¹⁾, Greenberg-Stavsky⁽²⁾ は直交異方性を有する積層円筒殻をとりあげ、異方性が系の自由振動特性にいかに関与するかを調べた。また Jain⁽³⁾ は内部を部分的あるいは完全に流体で満たされた直交異方性円筒殻の自由振動数を求めている。さらに Herrmann-Baker⁽⁴⁾, Mangrum-Burns⁽⁵⁾ および Chonan⁽⁶⁾ は軸対称の移動荷重を受ける無限長の直交異方性円筒殻をとりあげ、系の応答が諸パラメータの値によりいかに関与するかを調べている。また Shirakawa⁽⁷⁾, Chonan⁽⁸⁾ は、熱衝撃、力衝撃を受ける直交異方性円筒殻の過渡応答を解析している。これらの論文はいずれも殻自身の応答に注目して解析を行っているが、排気

用ダクト、給排水管等では殻自身の強度・応答よりも殻から放出される騒音が問題になることがよくある。本報はこの点にかんがみ、直交異方性を有する表層材とハニカムコアよりなる円筒殻の内部を軸対称の音波が伝ばする場合、殻壁により音波が外部に対していかに遮音されるかを調べるものである。解析では殻に対する運動方程式と周辺の空気に対する音響方程式より殻壁に対する音波の透過損失 TL を導き、系内の諸パラメータが透過損失に及ぼす影響を調べることにする。

2. 理 論

図 1 は空気中におかれた無限長のサンドイッチ円筒殻の一部を示したものである。殻は、直交異方性を有する厚さ $h_f/2$ の内外層と厚さ h_c のハニカムコアよりなっている。殻の内部には軸対称の音圧 $p(x, t)$ が x の正方向に伝ばしており、殻壁はその音圧により加振されている。この場合殻の応答も軸対称となり、殻の周方向変位は零となる。以下、殻の x 方向変位を u , r 方向変位を w , rx 面内の回転角を ψ とする。また表層の諸量については f , コアについては c の下添字をつけ各々を区別することにする。一般にサンドイッチ殻の表層材はコアに対して十分薄いですが、この場合表層

* 昭和 63 年 3 月 12 日 東北支部第 23 期総会講演会において講演、原稿受付 昭和 62 年 4 月 17 日。

^{*1} 正員、東北大学工学部 (〒980 仙台市荒巻字青葉)。

のせん断抵抗は曲げ抵抗に比して十分小さい。またハニカムコアについて言えば曲げ抵抗はせん断抵抗に比して十分小さい。このことを考慮し、以下では表層材については曲げ抵抗、コアについてはせん断抵抗のみを考慮し殻の方程式を組立てる。なお、殻の内部には温度変化等により軸方向に面内力が作用することが多いため、ここでも式中に軸方向面内力 P_x の影響を含めることにする。

厚肉殻理論を適用し、本題の殻に対して運動方程式を組立てると⁽¹⁾

$$\left[(E_x + P_x) \frac{\partial^2}{\partial x^2} - m_\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] u + \left[\frac{E_\nu}{R_0} \frac{\partial}{\partial x} \right] w + \left[-\frac{D_x}{R_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{I_\rho}{R_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \phi = 0 \quad (1)$$

$$\left[\frac{E_\nu}{R_0} \frac{\partial}{\partial x} \right] u + \left[-(G_x + P_x) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{R_0^2} \left(E_\theta + \frac{D_\theta}{R_0^2} \right) + m_\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] w + \left[G_x \frac{\partial}{\partial x} \right] \phi = \left[1 - \frac{h_f + h_c}{2R_0} \right] p(x, t) \quad (2)$$

$$\left[\frac{D_x}{R_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{I_\rho}{R_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] u + \left[-G_x \frac{\partial}{\partial x} \right] w + \left[-D_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + G_x + I_\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \phi = 0 \quad (3)$$

上式において

$$\begin{aligned} E_x &= E_{xf} h_f, \quad E_\theta = E_{\theta f} h_f, \quad E_\nu = E_{\nu f} h_f \\ G_x &= \kappa_c G_{xc} h_c, \quad D_x = E_{xf} I_f, \quad D_\theta = E_{\theta f} I_f \\ I_f &= \frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} \\ I_\rho &= \rho_f I_f + \rho_c \frac{h_c^3}{12}, \quad m_\rho = \rho_f h_f + \rho_c h_c \end{aligned}$$

ここに E_{xf} , $E_{\theta f}$ および $E_{\nu f}$ は表層材の弾性定数, G_{xc} はハニカムコアの横弾性定数, $\kappa_c (= \pi^2/12)$ はせん断修正係数, ρ は質量密度, R_0 は殻の平均半径を表す。

さて、構造物の遮音特性を表すパラメータとして一般に音の透過損失係数 TL が使用されるが、直交異方性円筒殻については未だ TL の一般式は得られていない。以下式(1)~(3)を用い TL を導いてみよう。

図1 ハニカムコアを有する直交異方性円筒殻

殻内を伝ばしている音波は一般に次のように表される。

$$p(x, t) = P e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad (4)$$

上式において P は音圧振幅, ξ_x は波の波数, ω は角振動数を表す。 ξ_x と ω は音速 c_x を介して以下のように結びついている。

$$\xi_x = \omega / c_x \quad (5)$$

殻は式(4)の音波により加振されるが、この場合殻の変位および回転角は次のように表される。

$$\{u, w, \phi\} = \{U, W, \Psi\} e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad (6)$$

式(6)を式(1)~(3)に代入し整理すると

$$[a_{ij}] [W, iU, i\Psi]^T = [0, b_2, 0]^T \quad (7)$$

上式において

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{E_{\nu f}}{E_{xf}} \frac{h_f}{R_0} \frac{\omega}{c_x} \\ a_{12} &= \left(h_f + \frac{\rho_c}{\rho_f} h_c \right) \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} - \left(h_f + \frac{P_x}{E_{xf}} \right) \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} \\ a_{13} &= -\frac{1}{R_0} \left(\frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} + \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{h_c^3}{12} \right) \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} \\ &\quad + \frac{1}{R_0} \left(\frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} \right) \frac{\omega^2}{c_x^2} \\ a_{21} &= \left(h_f + \frac{\rho_c}{\rho_f} h_c \right) \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} \\ &\quad - \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{c_{sc}^2}{c_{lf}^2} \left(h_c + \frac{P_x}{\kappa_c G_{xc}} \right) \frac{\omega^2}{c_x^2} \\ &\quad - \frac{E_{\theta f}}{E_{xf}} \frac{1}{R_0^2} \left[h_f + \frac{1}{R_0^2} \left(\frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} \right) \right] \\ a_{22} &= a_{11} \\ a_{23} &= h_c \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{c_{sc}^2}{c_{lf}^2} \frac{\omega}{c_x} \\ a_{31} &= a_{23}, \quad a_{32} = a_{13} \\ a_{33} &= \left(\frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} + \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{h_c^3}{12} \right) \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} \\ &\quad - \left(\frac{h_f h_c^2}{4} + \frac{h_c h_f^2}{4} + \frac{h_f^3}{12} \right) \frac{\omega^2}{c_x^2} - \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{c_{sc}^2}{c_{lf}^2} h_c \\ b_2 &= -\frac{1}{c_{lf}^2} \frac{1}{\rho_f} \left(1 - \frac{h_f + h_c}{2R_0} \right) P \\ c_{lf}^2 &= E_{xf} / \rho_f, \quad c_{sc}^2 = \kappa_c G_c / \rho_c \end{aligned}$$

上式において c_{lf} は表層内の x 方向縦波速度, c_{sc} はコア内の Rayleigh 波速度を表す。式(7)より, W, U, Ψ が決定される。例えば、殻の半径方向変位振幅 W は

$$W = b_2 (a_{13} a_{32} - a_{12} a_{33}) / \det(a_{ij}) \quad (8)$$

次に殻の周囲に存在する空気内の音の伝ばを考える。殻が振動すると殻に接している空気が加振され音波が発生する。ここでは殻が軸対称振動している場合を考えているが、この場合周囲の空気内の音波の分布も軸対称となる。いま空気内の音圧を p_0 とすると、 p_0 は次の Helmholtz の音響方程式を満足する。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) p_0 = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_0}{\partial t^2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに

$$c_0^2 = K_0 / \rho_0$$

であり、 K_0 は空気の体積弾性率、 ρ_0 は密度、 c_0 は音速を表す。殻の応答式、式(6)、にならぬ p_0 を次のように置く。

$$p_0(r, x, t) = A(r) e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (10)$$

上式を式(9)に代入し A を求めると

$$p_0 = P_0 H_0^{(2)}(\xi, r) e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに

$$\xi_r^2 = \xi_0^2 - \xi_z^2 = (\omega/c_0)^2 - \xi_z^2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

上式において $H_0^{(2)}(\cdot)$ は第2種 Hankel 関数、 ξ_0 は波の伝ば方向の波数、 P_0 は音圧振幅を表す。 P_0 は殻と空気の境界条件を用いて決定される。殻の表面では空気と殻の半径方向速度が連続であることより

$$r = R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \text{ において}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = u_r \quad \dots\dots\dots (13)$$

上式において u_r は空気の半径方向速度であり次式で与えられる。

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_0}{\rho_0} \right) \quad \dots\dots\dots (14)$$

式(11), (14)より

$$u_r = \frac{iP_0}{\rho_0 \omega} \frac{\partial}{\partial r} H_0^{(2)}(\xi, r) e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (15)$$

さて、殻の外径寸法はいま考えている空間全体からみた場合十分に小さいと考えられる。 r が小のとき Hankel 関数は次のように表される。

$$H_0^{(2)}(\xi, r) = 1 - i(2/\pi)[\ln(\xi, r) - 0.1159] \quad \dots\dots\dots (16)$$

式(15), (16)を式(13)に代入すると音圧振幅 P_0 が殻外壁の変位振幅 W を用いて表される。得られた結果をさらに式(11)に代入すると

$$p_0 = \frac{1}{2} i \omega^2 \rho_0 \pi \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right) W \times H_0^{(2)}(\xi, r) e^{-i\xi x} e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (17)$$

さて、排気ダクト、給排水管等と我々の耳の位置関係を考えると、両者は一般に十分離れていることが多い。この点を考慮し以下では殻から十分離れた位置での音の特性につき調べていくことにする。

r が大のとき Hankel 関数は次のように表される。

$$H_0^{(2)}(\xi, r) = \left[\frac{2}{\pi \xi r} \right]^{1/2} e^{-i(\xi r - \pi/4)} \quad \dots\dots\dots (18)$$

音圧 p_0 点の音の強さを I_0 とすると

$$I_0 = |p_0|^2 / 2 \rho_0 c_0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

式(18)を式(17)に代入し、得られた式をさらに式(19)

に代入すると

$$I_0 = \frac{\omega^4 \rho_0 \pi W^2}{4 c_0 \xi r} \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

人間の耳の等感曲線⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾をみると低中域の音波が特に騒音として我々に聞こえやすいことがわかる。低中域の波に対しては殻内を伝ばする波の波数 ξ_x は一般に十分に小さい。したがって式(12)より

$$\xi_r \approx \xi_0 = \omega / c_0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

式(21)を用いると式(20)はさらに次のように変形される。

$$I_0 = \frac{\omega^3 \rho_0 \pi W^2}{4 r} \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (22)$$

単位長さ当たり殻より放出される音響エネルギーを S とすると、 S は次式で与えられる。

$$S = 2\pi r I_0 = \frac{1}{2} \rho_0 \omega^3 \pi^2 \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right)^2 W^2 \quad \dots\dots\dots (23)$$

S を殻の外表面積でわると、殻から十分に離れた位置から見た場合の殻壁表面における透過波の強さ I_t が得られる。すなわち

$$I_t = S / 2\pi \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right) = \frac{1}{4} \rho_0 \omega^3 \pi \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right) W^2 \quad \dots\dots\dots (24)$$

次に殻内の音響エネルギーを考える。殻の内部と外部では温度等のちがいで空気の物性は厳密には異なるが、両者の差は小さいと考えられる。したがって $c_x \approx c_0$ これより、殻内部の音の強さを I_i とすると

$$I_i = P^2 / 2 \rho_0 c_0 \quad \dots\dots\dots (25)$$

したがって、殻壁に対する音響エネルギーの透過損失を TL とすると

$$TL = 10 \log_{10} (I_i / I_t) = 10 \log_{10} \frac{2}{\rho_0^2 c_0 \omega^3 \pi \left(R_0 + \frac{h_f + h_c}{2} \right) (W/P)^2} \quad \dots\dots\dots (26)$$

透過損失 TL が大きい程殻壁からの音響エネルギーの漏れが少ないことになる。したがって殻の遮音性は優れている。以下、表層が一方向強化の FRP、コアがアルミニウムのハニカムである場合をとりあげ、諸パラメータの変化による透過損失を調べることにする。

3. 数 値 結 果

数値計算で使用する物理定数を以下に示す。

(1) 空気

$$c_0 = 340 \text{ m/s}$$

$$\rho_0 = 0.0012 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$$

(2) FRP 表層

$$\rho_f = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$E_{xf} = (0.85 \sim 3.4) \times 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$E_{\theta f} = (0.85 \sim 3.4) \times 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$E_{\nu f} = (0.17 \sim 0.85) \times 10^{10} \text{ N/m}^2$$

(3) アルミニウムハニカムコア⁽¹¹⁾

$$\rho_c = 0.13 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$G_{xc} = (0.35 \sim 1.07) \times 10^9 \text{ N/m}^2$$

図2は表層材の強化方向を、周方向(曲線1)においた場合と、軸方向(曲線2)においた場合の透過損失の値を、人間の可聴域(0~20 kHz)について示したものである。いずれもTLは振動数が零のとき無限大の値をとり、振動数の増加とともに最小値に至った後再び増大していく。TLが2 kHz近傍で最小値をとり音が殻壁を透過しやすくなる現象はコインシデンス効果と呼ばれているが、これは殻内を伝ばしている音の速度が殻の曲げ自由波の速度に一致し、一種の共振が殻壁に生じるためである。以下、TLが最小となる振動数をコインシデンス振動数と呼ぶ。一般に音に対する人間の耳の感度(聞こえやすさ)は音の振動数の増加とともに良好となり、3~4 kHzで最大となった後再び減少していくことがわかっているが⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、このことを考えるとTLは3~4 kHzでできるだけ高いほうが良いことが言える。図をみると軸方向に強化した場合は周方向に強化した場合に比しコインシデンスによるTLの落ち込みが多少大きいものの、2 kHz以上では逆にTLの値が大きくなり、可聴域の全域を考えた場

合強化方向を軸方向に合わせたほうが遮音の点からは良いことが言える。

図3は、軸方向の弾性定数 E_{xf} の値を $1.7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ と固定し、周方向の弾性定数 $E_{\theta f}$ を変化させた場合の透過損失の値の変化を示す。 $E_{\theta f}$ の変化は低振動数域のTLに対してのみ影響を与え、中高振動数域のTLには特に影響しないことがわかる。また $E_{\theta f}$ が E_{xf} の値に比して小さくなるに従い、コインシデンスによるTLの落ち込みがより顕著となっている。これより $E_{\theta f}$ の値が E_{xf} に対して極端に小さくなることは遮音の点からみて避けなければならないことがわかる。図4は $E_{\theta f}$ を $1.7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ と固定し、逆に E_{xf} を変化させた場合のTLの変化を示す。この場合は振動数の全域でTLの値が影響を受け変化している。以上の2図より弾性定数の変化がTLに与える影響は、殻の軸方向と周方向で傾向を異にすることが一般に言える。

図5は $E_{\nu f}$ を変えた場合の透過損失の変化を示す。 $E_{\nu f}$ は材料内の縦ひずみに付随して生ずる横ひずみの大きさに関係する弾性定数で、等方弾性体の場合 $E_{\nu f}/E_{xf}$ あるいは $E_{\nu f}/E_{\theta f}$ の値がポアソン比 ν に相当する。図より、 $E_{\nu f}$ の値のちがいはTLにほとんど影響を与えないことがわかる。

図6はハニカムコアのせん断こわさ G_{xc} を変化さ

図2 表層材の強化方向のちがによるTLの変化

図3 $E_{\theta f}$ の変化によるTLの変化

せた場合の透過損失の変化を示す。コインシデンス効果による TL の落ち込みは G_{xc} の値でほとんど変化がないが, 中高域の音に対しては G_{xc} が増大すると TL が一様に大きくなり全体として殻の遮音特性が改善されることがわかる。

$R_0=0.15$ m, $h_f=0.001$ m, $h_c=0.01$ m
 $E_{0f}=1.7 \times 10^{10}$ N/m², $E_{0f}=5.1 \times 10^9$ N/m²
 $\rho_f=1.7 \times 10^3$ kg/m³, $G_{xc}=8.3 \times 10^8$ N/m²
 $\rho_c=0.13 \times 10^3$ kg/m³, $P_x=0$ N/m
 曲線 1 $E_{xf}/E_{0f}=0.5$, 曲線 2 $E_{xf}/E_{0f}=1.0$
 曲線 3 $E_{xf}/E_{0f}=1.5$, 曲線 4 $E_{xf}/E_{0f}=2.0$

図 4 E_{xf} の変化による TL の変化

$R_0=0.15$ m, $h_f=0.001$ m, $h_c=0.01$ m
 $E_{0f}=1.7 \times 10^{10}$ N/m², $E_{xf}=3.4 \times 10^{10}$ N/m²
 $\rho_f=1.7 \times 10^3$ kg/m³, $G_{xc}=8.3 \times 10^8$ N/m²
 $\rho_c=0.13 \times 10^3$ kg/m³, $P_x=0$ N/m
 曲線 1 $E_{0f}=1.7 \times 10^9$ N/m², 曲線 2 $E_{0f}=8.5 \times 10^9$ N/m²

図 5 E_{0f} の変化による TL の変化

図 7 は殻の平均半径 R_0 を変えた場合の透過損失の変化を示したものである。図より殻の平均半径が大きくなるにつれて透過損失は全振動数域で減少し, 特にコインシデンス域での減少が顕著となることがわかる。ダクト, 給排水管等の寸法は一般に排気量, 給排水量により規定されるが, それらの直径は音響学上から言えば可能な限り小さくすべきであることが, この図からわかる。

図 8 はコアの厚さを $h_c=0.01$ m と固定し, 表層の厚さ h_f を変えた場合の透過損失の変化を示したものである。表層の厚さの増加は中高振動数域の TL に対してはあまり影響を与えないが, コインシデンス効果で TL が減少する低振動数域での値を著しく増大させることがわかる。

図 9 は表層の厚さを $h_f=0.001$ m と固定し, コアの厚さ h_c を変えた場合の透過損失の変化を示したものである。コアの厚さの増加とともに TL は全振動数域で増大し, またコインシデンス振動数は 2 kHz から 1 kHz へと低下している。この, 1~2 kHz の音域では人間の耳の感度が振動数の低下とともに鈍くなる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ことを考えると, TL の増加と同時にコインシデンス振動数が低くなることは騒音対策のうえからみて非常に好ましいことと言える。

図 10 は殻の厚さ h_f+h_c を 0.011 m と固定し, 内部での h_f と h_c の厚さ配分を変えた場合の透過損失の

$R_0=0.15$ m, $h_f=0.001$ m, $h_c=0.01$ m
 $E_{0f}=1.7 \times 10^{10}$ N/m², $E_{xf}=3.4 \times 10^{10}$ N/m²
 $E_{0f}=5.1 \times 10^9$ N/m², $\rho_f=1.7 \times 10^3$ kg/m³
 $\rho_c=0.13 \times 10^3$ kg/m³, $P_x=0$ N/m
 曲線 1 $G_{xc}=3.5 \times 10^8$ N/m², 曲線 2 $G_{xc}=5.9 \times 10^8$ N/m²
 曲線 3 $G_{xc}=8.3 \times 10^8$ N/m², 曲線 4 $G_{xc}=10.7 \times 10^8$ N/m²

図 6 G_{xc} の変化による TL の変化

変化を示したものである。表層が厚くなるに従いコインシデンスによる TL の落ち込みが改善されている。一方、中高振動数域では TL の値が小さくなっているが減少の割合はコインシデンス域での増加の割合に比

$h_f = 0.001 \text{ m}$, $h_c = 0.01 \text{ m}$, $E_{sf} = 1.7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$
 $E_{sc} = 3.4 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, $E_{sf} = 5.1 \times 10^9 \text{ N/m}^2$
 $G_{xc} = 8.3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$, $\rho_f = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
 $\rho_c = 0.13 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $P_x = 0 \text{ N/m}$
 曲線 1 $R_o = 0.40 \text{ m}$, 曲線 2 $R_o = 0.30 \text{ m}$, 曲線 3 $R_o = 0.20 \text{ m}$
 曲線 4 $R_o = 0.15 \text{ m}$, 曲線 5 $R_o = 0.10 \text{ m}$

図 7 R_o の変化による TL の変化

$R_o = 0.15 \text{ m}$, $h_c = 0.01 \text{ m}$, $E_{sf} = 1.7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$
 $E_{sc} = 3.4 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, $E_{sf} = 5.1 \times 10^9 \text{ N/m}^2$
 $G_{xc} = 8.3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$, $\rho_f = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
 $\rho_c = 0.13 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $P_x = 0 \text{ N/m}$
 曲線 1 $h_f = 0.0005 \text{ m}$, 曲線 2 $h_f = 0.0010 \text{ m}$
 曲線 3 $h_f = 0.0020 \text{ m}$, 曲線 4 $h_f = 0.0030 \text{ m}$
 曲線 5 $h_f = 0.0040 \text{ m}$

図 8 h_f の変化による TL の変化

して十分小さい。以上の二点を考えると殻の厚さが固定されている場合、表層を厚くするほうが殻の遮音特性が改善されると言える。

図 11 は殻内の軸方向面内力 P_x を変えた場合の透過損失の変化を示したものである。 $P_x = \pm 5 \times 10^4 \text{ N/m}$ は $h_f = 0.001 \text{ m}$ の表層に対して、ひずみ $\pm 1.5 \times 10^{-3}$ に相当する。図より TL は面内力によってほとんど変化せず、その影響は本解析でとりあげている殻の音響特性に対しては無視できる程度であることがわかる。

4. 結 言

直交異方性を有する表層材とハニカムコアよりなる円筒殻の内部を軸対称の音波が伝ばする場合につき、殻壁に対する透過損失 TL を求め、数値計算を行いその特性を調べた。得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) 一方向強化材を表層材に用いるときは、強化方向を殻の軸方向に合わせたほうが良い遮音特性が得られる。
- (2) 表層の周方向弾性定数 E_{sf} の増加は低振動数域の透過損失の値を増大させる。
- (3) 表層の軸方向弾性定数 E_{sc} の増加は全振動数域で透過損失の値を増大させる。
- (4) ハニカムコアのせん断こわさ G_{xc} の増加は、中高振動数域で透過損失の値を増大させる。

$R_o = 0.15 \text{ m}$, $h_f = 0.001 \text{ m}$, $E_{sf} = 1.7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$
 $E_{sc} = 3.4 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, $E_{sf} = 5.1 \times 10^9 \text{ N/m}^2$
 $G_{xc} = 8.3 \times 10^8 \text{ N/m}^2$, $\rho_f = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
 $\rho_c = 0.13 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $P_x = 0 \text{ N/m}$
 曲線 1 $h_c = 0.005 \text{ m}$, 曲線 2 $h_c = 0.010 \text{ m}$, 曲線 3 $h_c = 0.015 \text{ m}$
 曲線 4 $h_c = 0.020 \text{ m}$, 曲線 5 $h_c = 0.025 \text{ m}$

図 9 h_c の変化による TL の変化

$R_0=0.15$ m, $h_c+h_f=0.011$ m, $E_{\theta f}=1.7 \times 10^{10}$ N/m²
 $E_{xf}=3.4 \times 10^{10}$ N/m², $E_{yf}=5.1 \times 10^9$ N/m²
 $G_{xc}=8.3 \times 10^8$ N/m², $\rho_f=1.7 \times 10^3$ kg/m³
 $\rho_c=0.13 \times 10^3$ kg/m³, $P_x=0$ N/m
 曲線 1 $h_f=0.0005$ m, 曲線 2 $h_f=0.0010$ m
 曲線 3 $h_f=0.0020$ m, 曲線 4 $h_f=0.0030$ m
 曲線 5 $h_f=0.0040$ m

図 10 表層とコアの厚さ配分変化による TL の変化

(5) 殻の平均半径の減少とともに透過損失は全振動数域で増大する。

(6) 表層の厚さの増加は低振動数域の透過損失の値を増大させる。

(7) コアの厚さの増加は全振動数域で透過損失の値を増大させる。

(8) 殻の厚さが固定されている場合、表層の厚さの増加は低振動数域の透過損失の値を増大させるが、中高振動数域の損失の値を多少減少させる。

殻の設計に際しては種々の制約条件が考えられるため、ここでは殻に制約条件がないものとして一般的に得られる結果を示してある。殻にある制約条件が果せられた場合は、その制約条件に抵触する条項を上記の結果より外し、残りの条項を満たすべく殻を設計することになる。例えば殻の寸法（殻厚・平均半径）ならびに表層材の材質・寸法がともに規定されている場合は条項(2), (3)ならびに(5)～(8)は除外される。したがって遮音特性改善のためには表層材の強化方向を殻の軸方向に合わせ、かつせん断こわさの大きいハニカムコアを既存の製品⁽¹¹⁾より選択し殻を設計する

$R_0=0.15$ m, $h_f=0.001$ m, $h_c=0.01$ m
 $E_{\theta f}=1.7 \times 10^{10}$ N/m², $E_{xf}=3.4 \times 10^{10}$ N/m²
 $E_{yf}=5.1 \times 10^9$ N/m², $G_{xc}=8.3 \times 10^8$ N/m²
 $\rho_f=1.7 \times 10^3$ kg/m³, $\rho_c=0.13 \times 10^3$ kg/m³
 曲線 1 $P_x=-5 \times 10^4$ N/m, 曲線 2 $P_x=5 \times 10^4$ N/m

図 11 軸力 P_x の変化による TL の変化

ことになる。あるいは殻の寸法ならびにハニカムコアの種類・寸法が規定されている場合は条項(4)～(8)は除外される。したがってこの場合はできるだけ両方向のヤング率の大きい表層材を選択し、かつ強化方向を軸方向に合わせて殻を構成することになる。

文 献

- (1) Baker, E. H. and Herrmann, G., *AIAA J.*, 4 (1966), 1063.
- (2) Greenberg, J. B. and Stavsky, Y., *Acta Mech.*, 36 (1980), 15.
- (3) Jain, R. A., *J. Sound Vib.*, 37 (1974), 379.
- (4) Herrmann, G. and Baker, E. H., *J. Appl. Mech.*, 34 (1967), 81.
- (5) Mangrum, E. and Burns, J. J., *Trans. ASME, J. Mech. Des.*, 101 (1979), 322.
- (6) Chonan, S., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 52 (1985), 976.
- (7) Shirakawa, K., *J. Sound Vib.*, 83 (1982), 27.
- (8) Chonan, S., *J. Sound Vib.*, 93 (1984), 31.
- (9) 子安・ほか 4 名, 日本音響学会編, 音響工学講座 4, 騒音・振動 (上), (昭 53), 5, コロナ社.
- (10) 北村, 騒音と振動のシステム計測, (昭 54), 4, コロナ社.
- (11) 島村・宮入, サンドイッチ構造, (昭 49), 58, 日刊工業.

討 論

〔質問〕 宇治橋 貞幸・足立 忠晴

〔東京工業大学工学部〕

本論文を興味深く拝見した。以下の点に関してご教示をお願いしたい。

(1) 表層材が軸方向面内力 P_x を受けている場合、円筒の遮音特性はどのように変化するのか。

(2) 動的問題や音響問題などにおいてハニカム構造の不均質性を考慮した場合、どのような効果が期待できるのか。何かお考えがあれば、お聞かせ願いたい。

〔回答〕 (1) P_x の影響については図 11 で検討

したが図からおわかりのように殻の遮音特性は P_x の大きさにほとんど影響されないということが言える。

(2) 殻の構成材として比剛性 (E/ρ) の大きい材料を導入すると殻の透過損失は改善される(付1)。ハニカム構造材は全体としての比剛性が大きいため、例えば同一質量の表層材からなる単層殻に比し透過損失は大きくなると予想される。

(付1) 長南, 機論, 54-497, C(昭63), 175.