均質化法による樹脂複合材料の遮音効果解析*

江 島 晋^{*1}, 弓 削 康 平^{*2}Sound Insulation Analysis of Resin Composite Material
Using a Homogenization Method

Susumu EJIMA and Kohei YUGE

We proposed a method for predicting the noise insulation levels of a resin composite cover, where the damping effect of resin is considered using viscoplastic constitutive equations and the sound pressure level is calculated by acoustic-structure coupling analysis. In this method, several parameters in the constitutive equations must be determined by experiments. It is, however, inconvenient to determine the parameters for every possible resin composite material. In this paper we introduce the homogenization method, which makes it possible to obtain the mean material constants of a composite material and to consider the effect of shape or size of a reinforcement. First the formulation of the dynamic analysis of a resin composite material with the homogenization method is introduced, where the resin is assumed to be viscoelastic and the reinforcement is assumed to be elastic. Second the formulation is applied to the acoustic-structure coupling analysis. Finally it is demonstrated that the shape or size of the reinforcement has a great influence on the noise insulation of a resin composite cover through several numerical examples.

Key Words: Composite Material, Visco Elasticity, Finite Element Method, Sound Insulation, Acoustic and Structural Coupling Analysis, Homogenization Method

1. 序

樹脂複合材料は軽量で良好な成形性を有することから様々な工業製品に適用されている。樹脂には転移領域と呼ばれる力学的エネルギー吸収量が大きい温度領域があり⁽¹⁾, この領域では、粘性による制振・遮音効果が期待できる。この特質を生かす樹脂製品として、自動車エンジンの遮音カバーが考えられるが、樹脂は、軽量であること、金属に比べて剛性が低いなど遮音性を低下させる特性も併せ持つため、良好な遮音性を有する樹脂カバーの設計は難しい。

著者らは樹脂複合材の遮音効果を設計初期に予測する手法として、粘性を考慮した構成則による音場・構造連成解析を用いることを提案し、数値例によってその有用性を検討した⁽²⁾。この解析法では樹脂複合材の粘性を考慮した構成則を仮定し、構成則中のパラメータを実験的に決定する。しかし多様な樹脂複合材の遮音性能を評価するためには、母材となる樹脂および補強材の構成則を別個に明らかにしておき、補強材の形状や混入比率を変化させたときの構成則は、これらの構

成則より合理的に導かれることが望ましい。

本研究では、樹脂を粘弾性体、補強材を弾性体とし、均質化法⁽³⁾を導入することにより、前述の影響を考慮する解析アルゴリズムを導き、また数値例を示す。

均質化法は、周期的マイクロストラクチャからなる複合材料などの平均化された材料定数を求める手法であり、線形弾性問題の有限要素解析に適用するための定式化はGuedesとKikuchi⁽⁴⁾の研究に詳細に記述されている。また、寺田ら^(5,6)は、均質化法により複合材の弾塑性解析が可能であることを示している。本研究は均質化法が粘弾性体にも適用可能であることを示し、これを音場・構造連成解析へ応用する。以下では、樹脂複合材の均質化法による動的応答解析アルゴリズムを導き、続いて音場・構造連成解析アルゴリズムの概要を示す。さらに幾つかの数値例によりアルゴリズムを検証した後、結論を導く。

2. 均質化法による粘弾性体の構造解析

本章では均質化法による樹脂複合材の動的応答解析アルゴリズムを導く。はじめにここで仮定する樹脂単体の構成則を示し、続いてこれに均質化法を適用した動的応答解析の定式化を示す。

2・1 樹脂単体の構成則 樹脂単体の構成則

* 原稿受付 1996年3月11日。

*1 正員、成蹊大学大学院 (〒180 武蔵野市吉祥寺北町3-3-1)。

*2 正員、成蹊大学工学部。

は、Fig. 1 に示す一般化 Maxwell モデルの概念に基づいてモデル化する。すなわち弾性を表すばね系と粘性を表すばね・ダッシュポット系を並列に組み合わせる。単軸応力状態では、弾性ばねに発生する応力と、ばね・ダッシュポット側のばねに発生する応力をそれぞれ σ^e 、 σ^v とすると応力 σ は両者の和として

$$\sigma = \sigma^e + \sigma^v \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表される。この関係をばね定数 E と E_v を用いると次式のように表すことができる。

$$\sigma = E\varepsilon + E_v(\varepsilon - \varepsilon^v) \quad \dots\dots\dots (2)$$

2次元応力状態に対して、このモデルを以下のように拡張する。添字 i, j, k, l は 1, 2 の値をとる。

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \sigma_{ij}^e + \sigma_{ij}^v \\ &= E_{ijkl}\varepsilon_{kl} + E_{ijkl}^v(\varepsilon_{kl} - \varepsilon_{kl}^v) \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad \varepsilon_{kl}^v = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k^v}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l^v}{\partial x_k} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ε_{kl}^v は粘性ひずみを表している。この粘性ひずみを速度形表示したものを次式で仮定する。これは、Fig. 1 に示す単軸モデルにおいて、ダッシュポットに生じるひずみ速度として仮定したものを2次元応力状態に拡張したものである。

$$\dot{\varepsilon}_{kl}^v = \gamma \left(\frac{\bar{\sigma} - \bar{\sigma}^e}{E} \right)^n \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

なお、 ε_{kl}^v は次式を用いて各増分ステップより数値的に求める。

$$\varepsilon_{kl}^v = \int_{t_n}^t \dot{\varepsilon}_{kl}^v dt \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、 E_{ijkl}^v は樹脂単体の材料定数 E_{ijkl} を用いて

$$E_{ijkl}^v = \beta \cdot E_{ijkl} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表されたとする。 Φ は次式で表される Von Mises の式である。

Fig. 1 Generalized Maxwell model

$$\Phi = \left\{ \left(\frac{3}{2} \right) \sigma'_{ij} \sigma'_{ij} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \sigma_{kk} \quad \dots\dots\dots (9)$$

である。 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ記号を表す。(5)、(7) 式で仮定した構成則には、 β, γ, n の3つのパラメータが含まれている。これらに適当な値を代入することにより実験結果に対応する応力・ひずみ関係を得ることができる。

2・2 均質化法の適用

Fig. 2 に示す境界 Γ および、内部領域 Ω で表される構造物を考える。この構造物は図に示すように母材となる樹脂と補強材からなる周期的マイクロストラクチャにより構成されているものとする。樹脂は粘弾性体、補強材は弾性体であると仮定する。

さて構造物内部の任意点における慣性力を考慮した釣り合い方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + X_i - \rho \ddot{u}_i = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ρ は密度を、 X_i は物体力を表している。また、境界上では次式が成立する。

$$t_i = n_j \sigma_{ij} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$u_i = U_i \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 n_i は表面力 t_i が加えられている表面 Γ_t の法線ベクトルを、また、 U_i は変位拘束を受けている表面 Γ_d の変位を表している。

樹脂複合材料内の任意の点において、先に示した樹脂の粘弾性構成則を適用すると、(3) 式と (10) 式より次式が得られる。なお、以下では物体力は無視する。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ E_{ijkl} \frac{\partial u_k^e}{\partial x_l} + E_{ijkl}^v \left(\frac{\partial u_k^e}{\partial x_l} - \frac{\partial u_k^v}{\partial x_l} \right) \right\} - \rho \ddot{u}_i^e = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

Fig. 2 Structure composed of a periodical microstructure

ここで u^e は樹脂複合材料内の任意の点の変位を表しており、上式を用いれば、樹脂単体と補強材の支配方程式を同時に表すことができる。なお、補強材は弾性材料であるため

$$E_{ijkl}^v = 0 \dots \dots \dots (14)$$

となる。重み付き残差法の考えに従い、上式両辺に仮想変位 v^e を乗じ領域全体を積分した結果を 0 とおく。

$$\int_{\Omega} v^e \left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial^2 u_k^e}{\partial x_j \partial x_i} - E_{ijkl}^v \frac{\partial^2 u_k^v}{\partial x_j \partial x_i} \right\} - \rho v^e \ddot{u}_i^e d\Omega = 0 \dots (15)$$

(15) 式の左辺第一項ならびに第二項に Green の定理を用いると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial v_i^e}{\partial x_j} \frac{\partial u_k^e}{\partial x_i} d\Omega - \int_{\Omega} E_{ijkl}^v \frac{\partial v_i^v}{\partial x_j} \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^e \ddot{u}_i^e d\Omega \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e n_j (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial u_k^e}{\partial x_j} d\Gamma - \int_{\Gamma} v_i^v n_j E_{ijkl}^v \frac{\partial u_k^v}{\partial x_j} d\Gamma \dots (16) \end{aligned}$$

上式の右辺は境界部に作用する外力に等しい、すなわち

$$\begin{aligned} & \int_{\Gamma} v_i^e n_j (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial u_k^e}{\partial x_j} d\Gamma - \int_{\Gamma} v_i^v n_j E_{ijkl}^v \frac{\partial u_k^v}{\partial x_j} d\Gamma \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e f_i^e d\Gamma \dots \dots \dots (17) \end{aligned}$$

なる関係を (16) 式に代入し次式を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial v_i^e}{\partial x_j} \frac{\partial u_k^e}{\partial x_i} d\Omega - \int_{\Omega} E_{ijkl}^v \frac{\partial v_i^v}{\partial x_j} \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^e \ddot{u}_i^e d\Omega \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e f_i^e d\Gamma \dots \dots \dots (18) \end{aligned}$$

ここで樹脂複合材料内の任意点の変位 u^e を表すために、全体座標系 $X(x_1, x_2)$ とは別にユニットセル（基本周期領域）内部の位置を表す座標系 $Y(y_1, y_2)$ を導入する。 X に対する Y のオーダー $\varepsilon(y = x/\varepsilon)$ は非常に小さい値を取るものとする。

物理的考察より u^e は次の形で漸近展開可能であると仮定する。

$$u_k^e = u_k^0(x) + \varepsilon u_k^1(x, y) + \varepsilon^2 u_k^2(x, y) + \dots \dots \dots (19)$$

u^0 は平均化されたマイクロストラクチャ内の変位を表し、 u^1, u^2 は Y に関する周期関数である。均質化法における漸近展開は基本的に物体内部において行われ、極限を取ったあとに等価な均質体が境界まで拡張される。また u^v も u^e と同様に以下のように表すことができる。

$$u_k^v = u_k^{0v}(x) + \varepsilon u_k^{1v}(x, y) + \varepsilon^2 u_k^{2v}(x, y) + \dots \dots \dots (20)$$

ここで、微分則

$$\frac{\partial \Psi(x, x/\varepsilon)}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \dots \dots \dots (21)$$

を利用すれば、仮想変位 v^e が u^e と同様、(19) 式のように漸近展開可能な変位と仮定すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_k^e}{\partial x_j} &= \frac{\partial v_k^0}{\partial x_j} + \varepsilon \left(\frac{\partial v_k^1}{\partial x_j} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v_k^1}{\partial y_j} \right) + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial v_k^2}{\partial x_j} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v_k^2}{\partial y_j} \right) + \dots \\ &= \frac{\partial v_k^0}{\partial x_j} + \frac{\partial v_k^1}{\partial y_j} + \varepsilon R \dots \dots \dots (22) \end{aligned}$$

ここで、 v^1, v^2 は Y に関して周期性を有し、 v^v は境界 Γ_d では 0 となる関数である。 ε は十分に小さいものとし、上式の結果を (18) 式に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \left(\frac{\partial v_k^0}{\partial x_j} + \frac{\partial v_k^1}{\partial y_j} \right) \frac{\partial u_i^e}{\partial x_i} d\Omega \\ & - \int_{\Omega} E_{ijkl}^v \left(\frac{\partial v_k^0}{\partial x_j} + \frac{\partial v_k^1}{\partial y_j} \right) \frac{\partial u_i^v}{\partial x_i} d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^v \ddot{u}_i^v d\Omega \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e f_i^e d\Gamma \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

$\partial v_k^0 / \partial x_j$ と $\partial v_k^1 / \partial y_j$ について整理すると

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \frac{\partial v_i^0}{\partial x_j} \left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial u_k^e}{\partial x_i} - E_{ijkl}^v \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} \right\} d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^v \ddot{u}_i^v d\Omega \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e f_i^e d\Gamma \dots \dots \dots (24) \end{aligned}$$

$$\int_{\Omega} \frac{\partial v_i^1}{\partial y_j} \left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial u_k^e}{\partial x_i} - E_{ijkl}^v \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} \right\} d\Omega = 0 \dots \dots \dots (25)$$

ここで、 u^1, u^v が Y の周期関数 $\chi(y), \kappa(y)$ を用いて次式で表されると仮定する。 χ, κ は H^1 に独立である。

$$u_k^1(x, y) = -\chi_k^{pq}(y) \frac{\partial u_p^0(x)}{\partial x_q} \dots \dots \dots (26)$$

$$u_k^v(x, y) = -\kappa_k^{pq}(y) \frac{\partial u_p^v(x)}{\partial x_q} \dots \dots \dots (27)$$

この関係を (24) 式と (25) 式に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \frac{\partial v_i^0}{\partial x_j} \left[\left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) - (E_{ijrs} + E_{ijrs}^v) \frac{\partial \chi_r^{kl}}{\partial y_s} \right\} \frac{\partial u_k^0}{\partial x_i} \right. \\ & \left. - \left(E_{ijkl}^v - E_{ijrs}^v \frac{\partial \kappa_r^{kl}}{\partial y_s} \right) \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} \right] d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^v \ddot{u}_i^v d\Omega \\ &= \int_{\Gamma} v_i^e f_i^e d\Gamma \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \frac{\partial v_i^1}{\partial y_j} \left[\left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) - (E_{ijrs} + E_{ijrs}^v) \frac{\partial \chi_r^{kl}}{\partial y_s} \right\} \frac{\partial u_k^0}{\partial x_i} \right. \\ & \left. - \left(E_{ijkl}^v - E_{ijrs}^v \frac{\partial \kappa_r^{kl}}{\partial y_s} \right) \frac{\partial u_k^v}{\partial x_i} \right] d\Omega \\ &= 0 \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

(28) 式はマクロな領域の条件を表しており、(29) 式はユニットセル内の条件を表している。ここで、 Y の周期関数である $\Psi(y)$ は次の関係がある。

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\Omega} \Psi(x, x/\varepsilon) d\Omega = \int_{\Omega} \frac{1}{|Y|} \int_Y \Psi(x, y) dY d\Omega \dots \dots (30)$$

Y は基本周期領域, $|Y|$ はその面積, Ω は構造全体の領域を表す。したがって, ε が十分小さければ (29) 式は (31), (32) 式のように表すことができる。また, 次式を満たすように Y の周期関数 χ^{kl} , κ^{kl} を定めれば (29) 式は自明になる。

$$\int_Y \left\{ (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) - (E_{ijrs} + E_{ijrs}^v) \frac{\partial \chi_r^{kl}}{\partial y_s} \right\} \frac{\partial v_i^l}{\partial y_j} dY = 0 \dots \dots (31)$$

$$\int_Y \left(E_{ijkl}^v - E_{ijrs}^v \frac{\partial \kappa_r^{kl}}{\partial y_s} \right) \frac{\partial v_i^l}{\partial y_j} dY = 0 \dots \dots (32)$$

ここで, (31), (32) 式はそれぞれ $\int_Y (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial v_i^l}{\partial y_j} dY$ と $\int_Y E_{ijkl}^v \frac{\partial v_i^l}{\partial y_j} dY$ を外力とする構造物の周期的変形の有限要素解を求める問題と等価であることが分かる。よって, マイクロストラクチャの周辺に対し, 周期境界条件のもとに基準点一点の値を拘束することにより上式の解 χ^{pq} , κ^{pq} ($p, q = 1$ and 2) が得られる。得られた解 χ^{pq} , κ^{pq} を用いれば, 次式より均質化された材料定数である E_{ijkl}^H と E_{ijkl}^{vH} が得られる。

$$E_{ijkl}^H = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left\{ (E_{ijpq} + E_{ijpq}^v) - (E_{ijkl} + E_{ijkl}^v) \frac{\partial \chi_k^{pq}}{\partial y_l} \right\} dY \dots (33)$$

$$E_{ijkl}^{vH} = \frac{1}{|Y|} \int_Y \left(E_{ijpq}^v - E_{ijkl}^v \frac{\partial \kappa_k^{pq}}{\partial y_l} \right) dY \dots \dots (34)$$

これらを用いて (28) 式を表すと次式を得る。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \frac{\partial v_i^l}{\partial x_j} \left(E_{ijkl}^H \frac{\partial u_k^l}{\partial x_l} - E_{ijkl}^{vH} \frac{\partial u_k^l}{\partial x_l} \right) d\Omega - \int_{\Omega} \rho v_i^l \ddot{u}_i^l d\Omega \\ = \int_{\Gamma} v_i^l f_i^e d\Gamma \dots \dots (35) \end{aligned}$$

なお, (35) 式における ρ は樹脂単体と補強材の平均化された密度を表す。上式は, 粘弾性構成則を用いた樹脂複合材のマクロな領域の弱形式で表された支配方程式を表している。この式に (33) 式, (34) 式より得られるマイクロストラクチャの均質化された材料定数を用いれば, 通常の有限要素解析を実施することができる。

2・3 片持ちはりの振動解析 ここでは, アルゴリズムの妥当性を検証するため先端に 2.0m/sec の初期速度を与えた片持ちはりの自由振動解析を実施した。解析モデルを Fig. 3 に示す。要素は四辺形アイソパラメトリック要素を用い, 長手方向に対して 10 分割した。図に示すようにはり内部には周期的にガラス粒子が混入していると仮定し, ガラス粒子のマイクロストラクチャに対する相対的な半径 r ($0 \leq r \leq 0.4$) を変化させた。

(5), (7) 式で定義した材料定数中のパラメータとして, 文献 (2) で得られた, 高温下における片持ちはりの自由振動実験結果を参考にし以下のように仮定した。

材料定数 A (常温) : $\beta = 0.6, n = 2.0, \gamma = 5.0 \times 10^8$

材料定数 B (120℃) : $\beta = 0.6, n = 2.0, \gamma = 5.0 \times 10^7$

その他のガラスと樹脂の材料定数は Table 1 に示すとおりである。Fig. 4 と Fig. 5 は, 解析により得られたはり先端の変位の時刻歴を示したものである。ガラスの混入率 (重量比) が減少するに従い, 粘性の影響により減衰効果が現れると共に振動数も低減していることが分かる。また, 高温状態ではその傾向が顕著に現れ短時間で変位振幅が減少していることが分かる。

3. 2次元音場・構造連成解析

アルゴリズム

均質化法を用いた樹脂の粘弾性構成則によって遮音効果解析を実施するため, 直接時間積分法による 2 次元音場・構造連成解析プログラムを作成した。構造体, 音場共に, 四辺形アイソパラメトリック要素を用いて

Fig.3 Two dimensional structure composed of a periodical microstructure

Table 1 Material property of glass and resin

Material	Young's modulus(MPa)	Poisson's ratio	Weight density(kg/m ³)
Glass	65000	0.2	2450
Resin(room temp)	3000	0.45	1120
Resin(120℃)	1500	0.45	1120

離散化することとした。構造体の節点未知数に変位をとり、音場に関しては、圧力を節点未知数とする有限要素定式化⁽⁷⁾とした。

音場領域の支配方程式は弱形式表示で次のように表される。

$$\int_{\Omega} \delta p(\bar{p}) d\Omega + \int_{\Omega} c^2 (\nabla \delta p)(\nabla p) d\Omega = \int_{\Gamma} \delta p(p_n) d\Gamma \quad (36)$$

また、構造部分については

$$\int_{\Omega} \left\{ E_{ijkl}^H \frac{\partial u_k^v}{\partial x_l} - E_{ijkl}^{vH} \frac{\partial u_k^{(v)}}{\partial x_l} \right\} \frac{\partial v_i^v}{\partial x_j} - \rho v_i^v \ddot{u}_i^v d\Omega = \int_{\Gamma} v_i^v f_i^e d\Gamma \quad (37)$$

と表される。音場と構造が接している境界上では、流体と構造は境界の法線方向に対して同一の速度をもつことになるため次式が成り立つ⁽⁷⁾。

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \ddot{u} \quad (38)$$

このような2つの系が連立した問題を解く手法として音場と構造を互い違いに解く方法 (staggard method)⁽⁸⁾を用いる。この方法は2つの系を独立に解き、連成部にお

いて音場と構造の双方の情報を毎ステップ交換しながら計算を進めていく方法である。また、時間積分法としては陽解法を用い、質量マトリックスは音場、構造場ともに集中質量マトリックスを用いることにする。

また、無限境界に対しては本解析では、音場領域周辺部からの音の反射の影響を抑える放射境界条件⁽⁷⁾を用いた。この手法は波動方程式の一般解において進行波のみという仮定に基づいており次式のように表される。

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{1}{c} \dot{p} \quad (39)$$

4. 樹脂の遮音効果解析

樹脂内部に混入するガラス粒子やガラス短繊維の変化により遮音効果がどのように変化するかについて数値解析によって検討した。前述の片持ち梁の自由振動解析と同様、ガラス混入率（重量比）を0%、27%、50%、75%、100%に変化させた場合について実施した。

4・1 ガラス粒子を混入させた複合材の遮音解析

Fig. 6 に示すようなガラス粒子が混入された樹脂

Fig. 4 Free vibration of cantilever beam at room temperature

Fig. 5 Free vibration of cantilever beam at high temperature

複合材料からなる壁 ($C-C'$) の遮音効果解析を実施した。音場領域は 10×20 要素に分割し、左端の境界上の節点列に対して同位相の正弦波形の音圧を連続的に発生させ、約 100dB の音を与えた。また、右端には、放射境界を設定し、境界からの音の反射の影響を防ぐようにした。遮音壁の厚さは、同等面密度になるように各々の

Fig. 6 Line sound source covered by a composite material containing a glass particle

ガラスの混入率に応じて厚さを変化させガラス混入率 0% (すべて樹脂の場合) では 12.2mm, 27% では 10.4mm, 50% では 8.82mm, 75% では 7.25mm, 100% (すべてガラスの場合) では 5.60mm とした。尚、樹脂およびガラスの材料定数は先の片持ち梁の振動解析と同じものを用いた。音源周波数を 50Hz~1000Hz まで変化させときの、音源室内 a 点と受音室内 b 点における 0.03 秒間の平均音圧レベル差を各重量比について示したものを Fig. 7 と Fig. 8 に示す。Fig. 7 は材料定数 A, Fig. 8 は材料定数 B を用いた解析結果である。レベル差が大きいほど遮音性能が高いことを示している。各重量比ともに 200~400Hz 付近で、それぞれ、音圧レベル差が著しく低下する周波数があるが、これは、遮音壁の一次の固有振動数と一致する。そのため、壁の共振により、音が受音室側に損失なく透過した。材料定数 B では樹脂の材料定数はほぼ半分 (Table 1) になるため、固有振動数が低くなり材料定数 A の結果に比し低周波数域で遮音性が低下していることが分かる。一般に同等面密度の材料を用いれば、質量則より、ほぼ同じ遮音性能を示すことが知られている。しかし、本解析ではガラス混入率に応じて遮音性が変化していることが分かる。

4・2 ガラス繊維を混入させた複合材の遮音解析

樹脂複合材には細いガラス短繊維を混入させたものが多い。そこで、樹脂複合材のユニットセルの形状を Fig. 9-(c) のように仮定して遮音効果解析を実施した。解析条件としては先のガラス粒子を混入させた場合と同様にし、遮音壁の厚さは、同等面密度になるようにガ

Fig. 7 Difference of sound pressure level between point a and point b at room temperature

Fig. 8 Difference of sound pressure level between point a and point b at high temperature

ラス混入率 0% (すべて樹脂の場合) では 12.2mm, 35% では 9.89mm, 48% では 9.03mm, 77% では 7.15mm, 100% (すべてガラスの場合) では 5.60mm とした。なお、この場合のガラス混入率はユニットセル内のガラス繊維の幅 (=X) を大きくすることにより変化させた。Fig. 10 は材料定数 A, Fig. 11 は材料定数 B を用いた解析結果である。ガラス繊維の場合は、ガラス粒子を混入させた場合

と比較して、繊維の配合された方向に対して材料定数が 4 倍ほど高くなり、遮音壁の曲げ剛性も高くなる。そのため、全体的に固有振動数が高くなると共に遮音性が向上している。一方、高温状態では常温の場合に比べ剛性が低下しているものの、ガラス混入率 0% 以外の樹脂複合材はガラス混入率 100% の場合とほぼ同等の遮音性を示していることが分かる。

以上の解析例を通して、均質化法を粘弾性体に適用し、音場・構造連成解析によって樹脂複合材料の遮音性能を評価することが可能であることを確認した。

5. 結論

本研究では、樹脂材料の遮音性能を予測するため、音場・構造連成解析中に、均質化法を導入した。均質化法は周期的なマイクロストラクチャからなる複合材料の平均化された材料定数を求める手法である。

はじめに、樹脂は粘弾性体、補強材は弾性体と仮定した場合の巨視的な支配方程式およびマイクロストラクチャ内の微視的な支配方程式を均質化法によって導いた。続いて、この結果を音場・構造連成解析へと適用した。アルゴリズムの妥当性を検証するため、補強材としてガラスを仮定して樹脂複合材の遮音効果解析を実施した結果、ガラスの形状や混入率により遮音性能にかなりの相違が生じることを確認した。

ここで示した解析アルゴリズムは、樹脂単体および補強材単体の構成則が既知である場合に、これらの様々な組み合わせによる複合材料の遮音量を予測する

Fig. 9 Line sound source covered by composite material containing a glass fiber

Fig. 10 Difference of sound pressure level between point a and point b at room temperature

Fig. 11 Difference of sound pressure level between point a and point b at high temperature

のに有効である。

今後の研究課題として、実験との比較解析による定量的精度の検証が挙げられる。

6. 文献

- (1) 田中良平., 制振材料その機能と応用, (1992), 日本規格協会, 63-87.
- (2) 弓削康平, 江島晋, 宇田川亮太, 岸川洋, 笠井康治., 粘塑性構成則を用いた樹脂の遮音効果解析, 日本機械学会論文集 (A編) 60巻 570号 (1994) 535-542.
- (3) Lions, J.L., Some Methods in the Mathematical Analysis of Systems and Their Control, (1981), Science Press.
- (4) Guedes, J.M and Kikuchi, N., Preprocessing and Postprocessing for Materials Based on the Homogenization Method with Adaptive Finite Element Methods, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 83(1990), 143-198.
- (5) 寺田賢二郎, 弓削康平, 菊池昇., 均質化法を用いた複合材料の弾塑性解析 (第一報, 定式化) 日本機械学会論文集 61-590, A編 (1995), 2199-2205.
- (6) 寺田賢二郎, 弓削康平, 菊池昇., 均質化法を用いた複合材料の弾塑性解析 (第二報, 数値解析) 日本機械学会論文集 62-601, A編 (1996), 2072-2079.
- (7) O.C.Zienkiewicz and P.Bettess., Fluid-structure Dynamic Interaction and Wave Forces. and introduction to Numerical Treatment, Int. J. Num. Meth. Eng., vol 113, (1978) 1-16 (1978).
- (8) 大坪英臣, 久保田晃弘., 相関問題, 計算力学とCAEシリーズ 6, (1991), 培風館.