

## 論 文

フランジ付方形導波管を用いた損失性シートの複素誘電率と  
複素透磁率の同時測定法林 幸成<sup>†</sup> 三島 元<sup>†</sup> 平山 浩一<sup>†a)</sup> 林 義男<sup>†</sup>Simultaneous Measurement of Permittivity and Permeability of Lossy Sheet  
Using Flanged Rectangular WaveguideYukinari HAYASHI<sup>†</sup>, Gen MISHIMA<sup>†</sup>, Koichi HIRAYAMA<sup>†a)</sup>, and Yoshio HAYASHI<sup>†</sup>

あらまし 2本のフランジ付方形導波管の間に損失性シート材料を挿入して、シート材料の複素誘電率と複素透磁率を同時に測定する方法について述べている。シートと導波管の境界面に電磁界の等価原理を適用して、境界面に励起される高次モードを考慮して積分方程式を導出し、これにモーメント法を適用して順問題を定式化している。逆問題にはニュートン法を用い、解の収束性について考察している。更に若干の試料について、反射係数と透過係数を測定し、これから複素誘電率及び複素透磁率を推定している。

キーワード モーメント法、複素誘電率、複素透磁率、非破壊測定法、逆問題

## 1. ま え が き

電磁環境問題に対処するために電波吸収材が各所に多用されているが、電波吸収材を用いる場合、材料の特性把握が必要である。マイクロ波帯の材料定数の測定法としては、導波管定在波法や共振器法 [1] が一般的であるが、これらの方法は、試料を特定形状に切り出さなければならないことから加工が困難な材料には不利である。また、同軸線路の中に試料片を挿入する方法 [2] あるいは試料を2本の同軸線路の間に挿入し、同軸線路からはみ出した部分には金属を蒸着させるなどの加工をして測定する方法 [3] も提案されているが、やはり試料の精密な切出しが必要である。一方、金属で裏打ちされたシート材料にフランジ付同軸線路やフランジ付導波管の端部を押し当て、反射係数を測定してシート材料の特性を求める非破壊測定法が提案されている [4], [5]。また、自由空間法による複素誘電率や複素透磁率の非破壊測定法も提案されている [1], [6], [7]。しかしながら、これらの測定法は反射係数のみを測定

している。例えば文献 [7] のように、補助試料を用いるなどの工夫をして、複数回の測定から複素誘電率と複素透磁率の両方を決定することは可能であるが、1回の測定で複素誘電率と複素透磁率の両方を同時に測定することはできない。また、シートを加工せずに円筒空洞共振器あるいは方形空洞共振器に挿入し、シートが空洞部分から外部に出ている状態で共振周波数及びQ値を測定して複素誘電率を測定する方法も提案されている [8]~[13] が、複素透磁率を同時に測定することはできない。

一方、フランジ付同軸線路の間に損失性シートを挿入し、反射係数と透過係数の測定値から複素誘電率と複素透磁率を同時に推定する非破壊測定法が提案されている [14]。文献 [14] では、解析が容易であり、また広帯域での測定が可能であるなどの点から導波線路として同軸線路を用いているが、同軸線路の基本モード (TEMモード) は界が軸対称であるため、異方性材料の測定には対処できないという欠点がある。また、高い周波数で測定する場合、同軸線路の径を小さくする必要があり、それに伴い中心導体が細くなるため損失性シートとの密着性が悪くなり、正確な測定が困難となることが予想される。

そこで本論文では、異方性材料の測定も可能で、か

<sup>†</sup> 北見工業大学電気電子工学科, 北見市

Department of Electrical and Electronic Engineering, Kitami Institute of Technology, Kitami-shi, 090-8507 Japan

a) E-mail: hirakc@mail.kitami-it.ac.jp

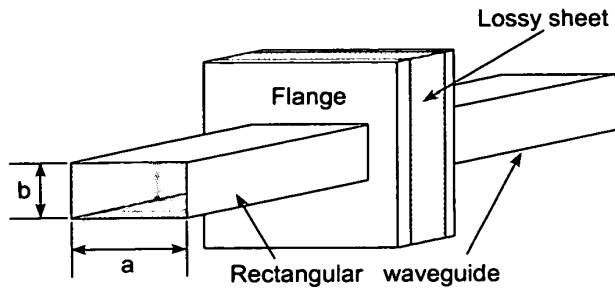


図1 フランジ付方形導波管の間に挿入した損失性シート材料  
Fig.1 Lossy sheet placed between flanged rectangular waveguides.

つ、より高い周波数への適用も容易であるという観点から、図1に示すように、電磁界が外部に漏れないようにフランジ付方形導波管の間に損失性シートを挟み、TE<sub>10</sub>モードの反射係数と透過係数の測定値から1回の測定で複素誘電率と複素透磁率を同時に推定する非破壊測定法について検討する。

最初に、フランジ及びシートの大きさが無限であるとしてシート内部の電磁界を表現し[4]、導波管とシートの境界面に電磁界の等価原理を適用して、境界面に励起した高次モードを考慮した積分方程式を導いている。これにモーメント法を適用して行列方程式を導き、反射係数と透過係数を数値計算により算出している。次に、ニュートン法により逆問題を取り扱っている。初期値の大まかな設定によっても短い計算時間で最終値に収束することを示している。また、実際には試料及びフランジの大きさは有限であるため、フランジ及びシートの大きさが有限でシートの側面が導体で囲われている場合について、有限要素法を用いたシミュレーション結果と比較している。最後に、測定系を構成し実験を行っている。実測による反射係数と透過係数の値から複素誘電率と複素透磁率を推定し、その値を試料の製造元で公表された値（以下公称値と呼ぶ）と比較している。

## 2. 理論

### 2.1 順問題

電磁界の等価原理を用いて解析する。すなわち、図2に示すように方形導波管とシートの境界面  $T_1, T_2$  を完全導体に置き換え、そこに磁流  $M_1, M_2$  を仮定して領域 A, B 及び C の磁界を誘導する。

左方から入射する TE<sub>10</sub> モードの磁界を  $H^i$  で表すと、 $z = 0$  面を完全導体に置き換えているので、境界面  $T_1(z = 0)$  で

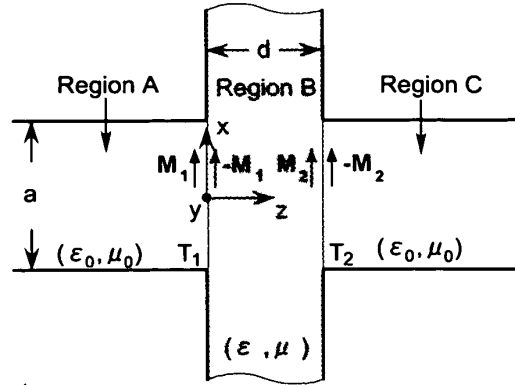


図2 等価原理の適用  
Fig. 2 Application of equivalence principle.

$$2H_t^i + H_t^A(M_1) = H_t^B(-M_1) + H_t^B(M_2) \quad (1)$$

が成り立ち、同様に境界面  $T_2(z = d)$  で

$$H_t^B(-M_1) + H_t^B(M_2) = H_t^C(-M_2) \quad (2)$$

が成り立つ。ここに  $H_t^A(M_1)$  は磁流  $M_1$  によって領域 A に生じる横磁界、 $H_t^B(-M_1), H_t^B(M_2)$  はそれぞれ磁流  $-M_1, M_2$  によって領域 B に生じる横磁界、 $H_t^C(-M_2)$  は磁流  $-M_2$  によって領域 C に生じる横磁界を表している。ただし、添字  $t$  で横方向ベクトル成分を表している。

領域 A 及び C (誘電率  $\epsilon_0$ , 透磁率  $\mu_0$ ) の電磁界を導波管のベクトルモード関数で展開し、それらの規格直交性を用いると(付録1.参照), 境界面における磁界の横成分が次のように求まる。

$$H_t^A(M_1)|_{z=0} = -\sum_i \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \bar{G}_i \cdot M_1(x', y') dx' dy' \quad (3)$$

$$H_t^C(-M_2)|_{z=d} = \sum_i \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} \bar{G}_i \cdot M_2(x', y') dx' dy' \quad (4)$$

ここにダイアディックグリーン関数  $\bar{G}_i$  は次式で与えられ、 $M_i$  との内積でベクトルを表現する。

$$\bar{G}_i = \frac{\gamma_i}{j\omega\mu_0} (\hat{a}_z \times e_{t,i}^H(x, y)) (\hat{a}_z \times \bar{e}_{t,i}^H(x', y')) + \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma_i} (\hat{a}_z \times e_{t,i}^E(x, y)) (\hat{a}_z \times \bar{e}_{t,i}^E(x', y')) \quad (5)$$

ここで  $\hat{a}_z$  は  $z$  方向の単位ベクトルであり、 $\bar{\cdot}$  は複素共

役を表す。また  $\gamma_i$  及び  $e_{t,i}^H, e_{t,i}^E$  はそれぞれ遮断周波数が小さい順に並べたときの第  $i$  番目の  $TE_{mn}, TM_{mn}$  モードの伝搬定数  $\gamma_{mn}$  及び横成分ベクトルモード関数  $e_{t,mn}^H, e_{t,mn}^E$  である。ただし、入射波が  $TE_{10}$  モードであるので、系の対称性により  $TE_{mn}, TM_{mn}$  モードのうち、 $m$  が奇数、 $n$  が偶数のモードのみを採用する。

同様に、領域 B (誘電率  $\epsilon$ , 透磁率  $\mu$ ) の電磁界を開放領域のベクトルモード関数で展開し、それらの規格直交性を用いると (付録 1. 参照), 境界面における磁界の横成分は次のように求まる。

$$H_t^B(-M_1)|_{z=0} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \cot \kappa d \bar{G} \cdot M_1(x', y') dx' dy' dk_x dk_y \quad (6)$$

$$H_t^B(-M_1)|_{z=d} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \operatorname{cosec} \kappa d \bar{G} \cdot M_1(x', y') dx' dy' dk_x dk_y \quad (7)$$

$$H_t^B(M_2)|_{z=0} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \operatorname{cosec} \kappa d \bar{G} \cdot M_2(x', y') dx' dy' dk_x dk_y \quad (8)$$

$$H_t^B(M_2)|_{z=d} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \cot \kappa d \bar{G} \cdot M_2(x', y') dx' dy' dk_x dk_y \quad (9)$$

ここにダイアディックグリーン関数  $\bar{G}$  は次式で与えられ、 $M_i$  との内積でベクトルを表現する。

$$\bar{G} = \frac{-j\kappa}{\omega\mu} e_t^E(k_x, k_y; x, y) \tilde{e}_t^E(k_x, k_y; x', y') + \frac{\omega\epsilon}{j\kappa} e_t^H(k_x, k_y; x, y) \tilde{e}_t^H(k_x, k_y; x', y') \quad (10)$$

式 (3)~(9) を式 (1), (2) に代入する。このとき未知の磁流分布関数  $M_1(x', y'), M_2(x', y')$  を

$$M_1 = \sum_{i=1}^{N_h} V_i^H \hat{a}_z \times e_{t,i}^H + \sum_{i=1}^{N_e} V_i^E \hat{a}_z \times e_{t,i}^E \quad (11)$$

$$M_2 = \sum_{i=1}^{N_h} U_i^H \hat{a}_z \times e_{t,i}^H + \sum_{i=1}^{N_e} U_i^E \hat{a}_z \times e_{t,i}^E \quad (12)$$

のように、有限個の導波管のベクトルモード関数で展開する。ここに  $N_h, N_e$  はそれぞれ  $TE_{mn}, TM_{mn}$  モードの展開項数である。モーメント法を適用して式を整理すると、次の行列方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} [Y^{11}] & [Y^{12}] \\ [Y^{21}] & [Y^{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{V^H\} \\ \{U^H\} \\ \{V^E\} \\ \{U^E\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (13)$$

ここに  $\{V^H\}, \{U^H\}, \{V^E\}, \{U^E\}$  はそれぞれ  $V_i^H, U_i^H, V_i^E, U_i^E$  の値からなるベクトルであり、 $[Y^{11}], [Y^{12}], [Y^{21}], [Y^{22}]$  は付録 2. に示す。

式 (13) は  $2(N_h + N_e)$  元連立 1 次方程式である。入射波 ( $TE_{10}$  モード) の反射係数  $S_{11}$  及び透過係数  $S_{21}$  は次式から求まる。

$$S_{11} = V_1 - 1, \quad S_{21} = U_1 \quad (14)$$

### 2.2 逆問題

測定される  $TE_{10}$  モードの反射係数を  $S_{11}^{(0)} = S_{11r}^{(0)} + jS_{11i}^{(0)}$ , 透過係数を  $S_{21}^{(0)} = S_{21r}^{(0)} + jS_{21i}^{(0)}$  とし、それらからシート材料の複素比誘電率  $\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$  と複素比透磁率  $\mu_r = \mu' - j\mu''$  を同時に推定するため、ここでは 4 変数 ( $\epsilon', \epsilon'', \mu', \mu''$ ) の非線形連立方程式に対するニュートン法 [16] を用いて解くものとする。すなわち、第 1 推定値 (初期値) ベクトル

$$\{c^{(1)}\} = [\epsilon'^{(1)} \quad \epsilon''^{(1)} \quad \mu'^{(1)} \quad \mu''^{(1)}]^T \quad (15)$$

を設定して

$$\{c^{(n+1)}\} = \{c^{(n)}\} - [D^{(n)}]^{-1} \{\Delta S^{(n)}\} \quad (16)$$

によって推定値を計算し、第  $n$  推定値に対して順問題から計算される  $TE_{10}$  モードの反射係数  $S_{11}^{(n)} = S_{11r}^{(n)} + jS_{11i}^{(n)}$ , 透過係数  $S_{21}^{(n)} = S_{21r}^{(n)} + jS_{21i}^{(n)}$  と測定値のそれらとの差を表すベクトル

$$\{\Delta S^{(n)}\} = \begin{bmatrix} S_{11r}^{(n)} - S_{11r}^{(0)} \\ S_{11i}^{(n)} - S_{11i}^{(0)} \\ S_{21r}^{(n)} - S_{21r}^{(0)} \\ S_{21i}^{(n)} - S_{21i}^{(0)} \end{bmatrix} \quad (17)$$

のすべての成分が十分小さくなるまで反復する。ここに

$$[D^{(n)}] = \begin{bmatrix} \frac{\partial S_{11r}^{(n)}}{\partial \epsilon'} & \frac{\partial S_{11r}^{(n)}}{\partial \epsilon''} & \frac{\partial S_{11r}^{(n)}}{\partial \mu'} & \frac{\partial S_{11r}^{(n)}}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial S_{11i}^{(n)}}{\partial \epsilon'} & \frac{\partial S_{11i}^{(n)}}{\partial \epsilon''} & \frac{\partial S_{11i}^{(n)}}{\partial \mu'} & \frac{\partial S_{11i}^{(n)}}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial S_{21r}^{(n)}}{\partial \epsilon'} & \frac{\partial S_{21r}^{(n)}}{\partial \epsilon''} & \frac{\partial S_{21r}^{(n)}}{\partial \mu'} & \frac{\partial S_{21r}^{(n)}}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial S_{21i}^{(n)}}{\partial \epsilon'} & \frac{\partial S_{21i}^{(n)}}{\partial \epsilon''} & \frac{\partial S_{21i}^{(n)}}{\partial \mu'} & \frac{\partial S_{21i}^{(n)}}{\partial \mu''} \end{bmatrix} \quad (18)$$

である。

### 3. 検 討

最初に、前章に述べた順問題と逆問題の数値計算について検討し、次に実験的検討を行う。なお、方形導波管はWRJ-10 ( $a = 22.9$  mm,  $b = 10.2$  mm) とする。また、シート材料を実際に電波吸収材として利用する場合には、その材料定数と吸収させる電波の周波数範囲に応じてシートの厚さを設計することになるが、ここでは市販のシート材料をそのままの厚さで実験に使用するものとするため、以下ではシートの厚さを  $d = 1.5$  mm あるいは  $1.6$  mm としている。なお製造元は、1層型電波吸収体の無反射条件 [1] を用いてこの厚さを設定したものと推測でき、 $d = 1.5$  mm,  $1.6$  mm はそれぞれ 12 GHz, 9 GHz の電波を吸収させるように設計されたものである。

#### 3.1 数値計算

数値計算する上で磁流分布関数  $M_1$  及び  $M_2$  の展開項数を適当なところで打ち切れれば計算時間を短くすることができる。図3は磁流分布関数  $M_1$  及び  $M_2$  の展開項数に対する解の収束性を確認した一例である。シートの厚さを  $d = 1.5$  mm, 材料定数を  $\epsilon_r = 8.48971 - j0.10000$ ,  $\mu_r = 1.60524 - j1.22109$  とし、周波数を 10.5 GHz としている。横軸は展開項数  $N (= N_h + N_e)$  で、縦軸は反射係数  $S_{11}$  及び透過係数  $S_{21}$  の振幅と位相である。 $N = 4$  で一定値に収束していることがわかる。このとき  $N_h = 3$  (TE<sub>10</sub>, TE<sub>30</sub>, TE<sub>12</sub> モード),  $N_e = 1$  (TM<sub>12</sub> モード) である。異なるシートの厚さ, 材料定数, 周波数に対しても検討し、以下の計算では  $N = 4$  に選んである。

表1は逆問題の計算例である。シートの厚さを  $d = 1.5$  mm, 材料定数を  $\epsilon_r = 8.68 - j0.182$ ,  $\mu_r = 1.75 - j1.16$ , 周波数を 8.505 GHz に設定した。初期値を大まかに設定している ( $\epsilon_r = 16.0 - j0.4$ ,  $\mu_r = 4.0 - j2.0$ ) が、7回の繰返し計算で設定値に収束している。

#### 3.2 実 験

実験装置は図4に示すように2本のフランジ付方形導波管WRJ-10の間にシート材料を導波管断面に対称に挿入する。フランジの1辺は130 mmの大きさであるので、ネジ穴を1辺当り3個として合計12個設け、そのうちの2個は、導波管の位置合せのために6 mmのリング状のピンを挿入して4 mmのネジで締めつける構造になっており、そのほかの10個では5 mmのネジで対角的に締めつけてフランジとシート材料を均一

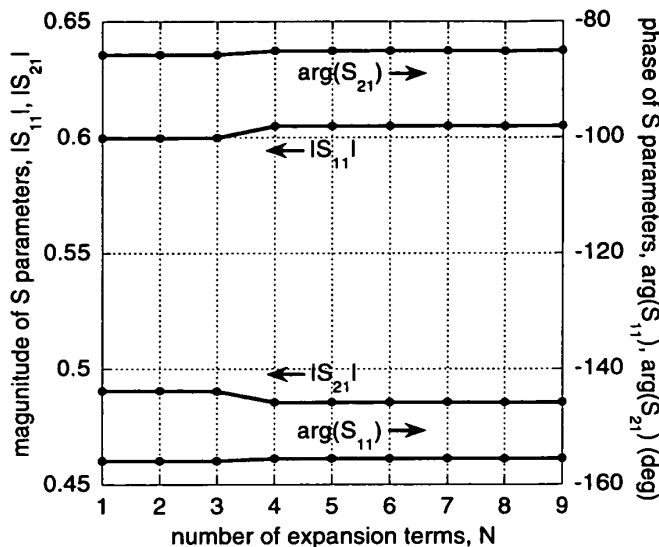


図3 展開項数に対する反射係数  $S_{11}$  及び透過係数  $S_{21}$  の振幅と位相の変動

Fig. 3 Reflection and transmission coefficients versus to the number of expansion terms.

表1 逆問題の収束性の検討

Table 1 Convergence for inverse problem.

$n$	$\epsilon'^{(n)}$	$\epsilon''^{(n)}$	$\mu'^{(n)}$	$\mu''^{(n)}$
1	16.0	0.4	4.0	2.0
2	3.35	1.83	2.46	3.36
3	7.59	2.83	1.84	0.7
4	9.45	0.438	1.77	1.15
5	8.61	0.176	1.75	1.16
6	8.68	0.182	1.75	1.16
7	8.68	0.182	1.75	1.16

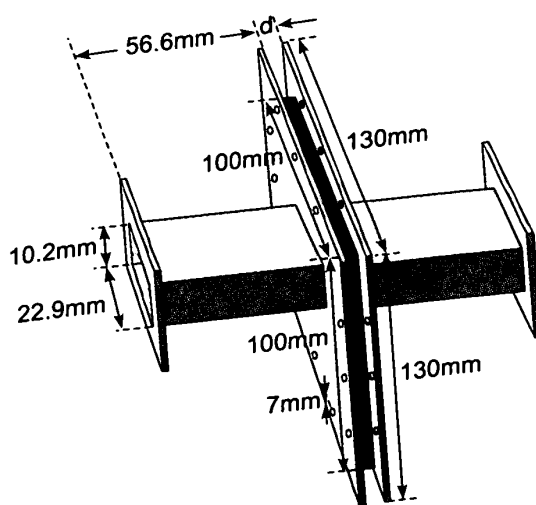


図4 実験装置

Fig. 4 Experiment equipment.

表2 有限要素法による解析結果と本理論の比較  
Table 2 Comparison between results of this theory and FEM. frequency : 8.505 GHz,  $\epsilon_r = 8.677 - j0.1822$ ,  $\mu_r = 1.750 - j1.156$ .

	size*	$ S_{11} $	$\angle S_{11} [^\circ]$	$ S_{21} $	$\angle S_{21} [^\circ]$
FEM	60 mm	0.6864	206.1	0.4867	-78.38
	80 mm	0.6870	206.2	0.4873	-78.28
	100 mm	0.6860	206.1	0.4871	-78.44
This theory		0.6752	204.8	0.4929	-76.95

\* length of a side of a square lossy sheet and flange

に密着させる。

励振及び出力導波管は同軸導波管変換器 (X281A) 及び変換コネクタ (N-osm3.5) を介して, 60 cm のケーブルでネットワークアナライザ (HP-8720C) に接続し, 損失性シート面における反射係数  $S_{11}$  と透過係数  $S_{21}$  の振幅と位相を測定した。反射係数  $S_{11}$  は変換部を含めて校正した。この際, 短絡は短絡板を直接フランジ面に取り付け, 開放は 10 GHz における管内波長の 1/4 波長の可動短絡導波管を負荷することで実現している。また終端整合には, 無反射終端を用いた。透過係数  $S_{21}$  は 2 本のフランジ付導波管を直結し変換部を含めて校正した。

フランジの大きさは 1 辺が 130 mm の正方形であり, 理論式で仮定した無限平板とは異なる。シート内には横方向に伝搬するモードが生じるが, これはシートのもつ損失によってエネルギー的に減衰を受ける。したがって, シート及びフランジの大きさは有限であるが, その大きさが減衰距離に比べて十分大きければ, フランジの大きさが有限であることによる反射係数, 透過係数に与える影響は無視できる。実験的にもフランジ端部をシールドしたものと比較したところ変化はなく, これよりここで測定した試料についてはその端部で, 電磁波は十分減衰しているものと考えられる。

また, これを理論的に確認するため, 本研究室で開発した有限要素法を用いたシミュレータ [15] による解析結果と本理論の結果を比較した。表2は次の設定に基づいて得られた結果である。試料の厚さを 1.5 mm とし, 試料の大きさを 60×60 mm, 80×80 mm, 100×100 mm とし, その周りを試料と同じ大きさの完全導体で閉じ, 入出力の基準面を境界面から 3 mm 離れた面にとった。入出力面におけるモードは基本モードのほかに 4 個の高次モードを考慮して反射係数と透過係数を算出し, これを境界面における値に換算している。また, 要素は四面体エッジ要素を用いた。表2より両者の差は

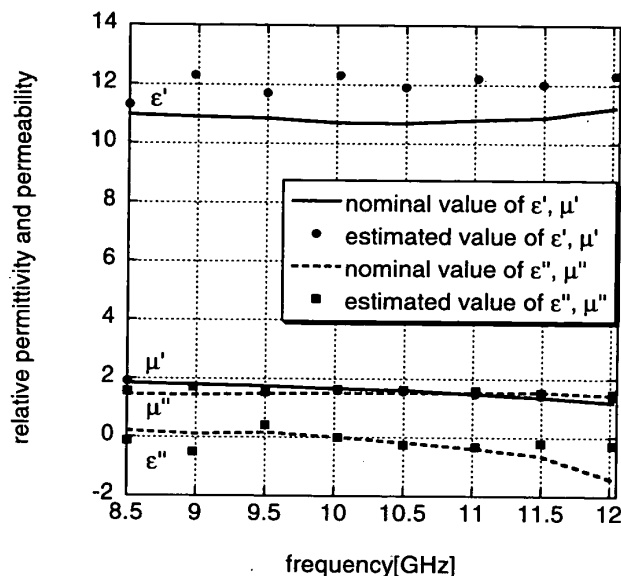


図5 JA9材 (1.6 mm×100 mm×100 mm) の複素比誘電率と複素比透磁率

Fig. 5 Relative permittivity and permeability of JA9 (1.6 mm×100 mm×100 mm).

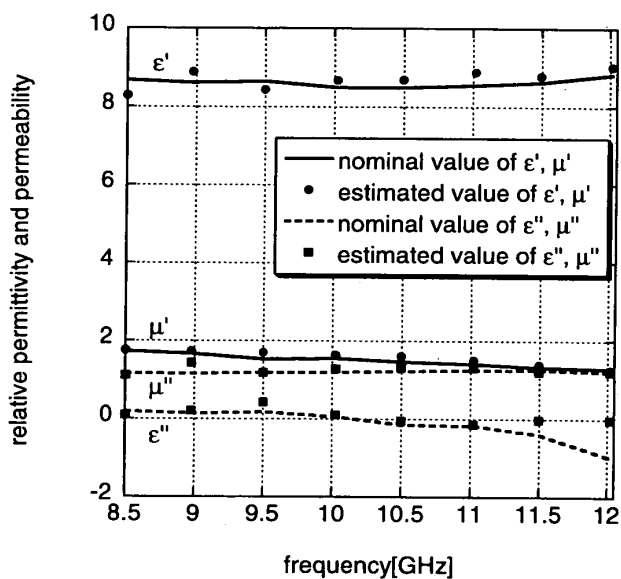


図6 JA12材 (1.5 mm×100 mm×100 mm) の複素比誘電率と複素比透磁率

Fig. 6 Relative permittivity and permeability of JA12 (1.5 mm×100 mm×100 mm).

1~2%程度であることが確認できた。したがって, 本理論ではフランジ及び試料の大きさは無限としているが, それらが有限な大きさであってもここで取り扱っている例に対してはSパラメータに与える影響は少ないものと判断した。

$S_{11}$  及び  $S_{21}$  の測定結果から材料定数を推定して公称値と比較した例を図5, 図6に示す。試料はいずれもFDK社 [17] のゴム系電波吸収材である。ここで公称

値は同軸線路のSパラメータ法によって測定された材料定数である。公称値及び本実験での測定に使用したシート材料は同一の大型のシートから切り出されたものである。製品のばらつきによる材料定数の差は比較的小さいものと考えられる。図5は厚さ1.6mmのJA9材(100mm×100mm)を用いた場合である。図5に示すようにSパラメータの測定値から推定した $\epsilon_r$ と $\mu_r$ の値を公称値と比較すると、8.5~12GHzで0.1~10%の差が見受けられる。なお、公称値の測定に使用した装置では、12GHzを超えたところが周波数の切替点に当たり、その近傍でのデータは保証されない旨、製造元から説明を受けており、本測定による値が正確である。図6は厚さ1.5mmのJA12材(100mm×100mm)の結果である。図5、図6において、10GHz以上で $\epsilon''$ に対する公称値及び本測定法による推定値が負になっている。非透磁率が1であるような材料では、このことは増幅媒質に対応するが、シート材料中での波数は

$$k = k_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \\ = k_0 \sqrt{(\epsilon' \mu' - \epsilon'' \mu'') - j(\epsilon' \mu'' + \epsilon'' \mu')} \quad (19)$$

であり( $k_0$ は真空中の波数)、この虚部が負、すなわち $\epsilon'' > -\epsilon' \mu'' / \mu'$ であることが吸収媒質に対応するので、 $\epsilon''$ が負の値であってもよいことになる。また、測定器のSパラメータの値が測定範囲の周波数全体においておよそ絶対値で0.03dB程度、位相で0.5°程度変動していた。これは複数回の測定値の変動よりも大きいので、Sパラメータの変動の大きさとシート材料の厚さの誤差による推定値に含まれる誤差を評価したところ、例えばJA12材(厚さは $1.5 \pm 0.02$ mm)の8.505GHzでは、 $\epsilon' = 8.32 \pm 0.23$ 、 $\epsilon'' = 0.12 \pm 0.25$ 、 $\mu' = 1.75 \pm 0.12$ 、 $\mu'' = 1.04 \pm 0.12$ であった。 $\epsilon'$ と $\epsilon''$ の測定誤差は同程度の大きさである一方で、この材料では $\epsilon''$ の絶対値が小さいので、その相対誤差は大きくなっている。なお、JA9材、JA12材とも試料の装着方向による差(異方性)は見られなかった。

#### 4. む す び

損失性シート材料の複素誘電率と複素透磁率を両方同時に非破壊かつ局所的に推定する方法として、フランジ付方形導波管の間にシート材料を挿入して反射係数と透過係数を測定し、複素誘電率と複素透磁率を同時に算出する方法について提案した。

最初に、方形導波管内及びシート材料内の電磁界を

求め、等価原理を用いて積分方程式を導き、反射係数と透過係数を求める行列方程式を誘導し、順問題を定式化した。ニュートン法に基づいて、実測した反射係数と透過係数からシート材料の複素比誘電率と複素比透磁率を推定する逆問題について述べた。

次に、順問題及び逆問題の数値計算について検討した。

最後に、測定系を構成し、材料定数及び厚さの異なる2種類のゴム系電波吸収材料について、実測した反射係数と透過係数から複素比誘電率と複素比透磁率を推定し、公称値との比較を行って、本測定法の有効性を確認した。

なお、本論文では、シート材料は等方性であるとして定式化した。このままでも、例えば文献[18]と同様にして、シート材料製造における圧延方向に対して電界が平行あるいは垂直であるときの実効的な複素誘電率及び複素透磁率の推定が可能であり、異方性材料の簡略的な材料定数測定に利用できる。本測定法は、導波管に対してシート材料を回転させて複数回の測定をすることで、対角成分のみあるいは非対角成分も有する異方性材料の材料定数測定に拡張することが可能であり、この問題は現在当研究室で検討中である。

謝辞 損失性材料の複素誘電率と複素透磁率の同時測定法に関する研究は平成元年から当研究室の卒業論文のテーマとして始めたものである。これまでの間、本研究に携わった卒業生諸君の労を多とする[19]~[22].

#### 文 献

- [1] 橋本 修, 川崎繁男, 新しい電波工学, 第7章, 培風館, 1998.
- [2] N.E. Belhadj-Tahar, A. Fourier-Lamer, and H. de Chanterac, "Broad-band simultaneous measurement of complex permittivity and permeability using a coaxial discontinuity," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.38, no.1, pp.1-7, Jan. 1990.
- [3] M.A. Saed, "A method of moment solution of a cylindrical cavity placed between two coaxial transmission lines," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.39, no.10, pp.1712-1717, Oct. 1991.
- [4] 西方敦博, 清水康敬, "損失性シートに接触した同軸端の反射特性解析および非破壊測定への応用," 信学論(C), vol.J70-C, no.9, pp.1310-1318, Sept. 1987.
- [5] 平野 誠, 高橋応明, 安部 賢, "フランジ付方形導波管を用いた損失誘電体からの反射係数の検討—基本モード反射係数の理論値と実測値の比較," 信学論(C-I), vol.J82-C-I, no.5, pp.283-287, May 1999.
- [6] 田中 隆, 木村正史, "自由空間法によるミリ波帯での材料定数測定法," 1998 信学総大, SC-3-10, 1998.
- [7] 細川幹夫, 島山賢一, 山内健次, 岩井 通, "自由空間法による大面積試料の $\epsilon_r, \mu_r$ 測定," 2001 信学ソ大, B-4-23,

- 2001.
- [8] 小林禱夫, 佐藤純也, “誘電体平板材料のマイクロ波複素誘電率測定,” 信学技報, MW87-7, 1987.
- [9] 小林禱夫, 佐藤純也, “空洞共振器法による誘電体平板材料の複素誘電率の非破壊測定,” 信学技報, MW87-53, 1987.
- [10] 張 鋼, 小林禱夫, “空洞共振器法による誘電体平板の未知の複素誘電率測定,” 1997 信学総大, SC-2-6, 1997.
- [11] 阿部琢美, 橋本 修, 高橋 毅, 三浦太郎, “矩形空洞共振器を用いた非破壊誘電率測定に関する理論的実験的検討,” 1997 信学総大, SC-2-8, 1997.
- [12] 阿部琢美, 橋本 修, 高橋 毅, 三浦太郎, 西本真吉, “FDTD法による方形空洞共振器を用いた板状誘電体の誘電率測定に関する検討,” 電学論 (A), vol.118-A, no.9, pp.1043-1048, Sept. 1998.
- [13] 平山浩一, 林 義男, “誘電体平板の複素誘電率測定法に関する有限要素法解析と逆問題への適用,” 信学論 (C), vol.J83-C, no.7, pp.623-631, July 2000.
- [14] 三島 元, 林 幸成, 平山浩一, 林 義男, “同軸線路による損失性シートの複素誘電率と複素透磁率の測定,” 2001 信学総大, C2-47, 2001.
- [15] K. Hirayama, Y. Hayashi, and M. Koshiba, “Microwave simulator based on the finite-element method by use of commercial tools,” IEICE Trans. Electron., vol.E84-C, no.7, pp.905-913, July 2001.
- [16] 伊理正夫, 藤野和建, 数値計算の常識, 第9章, 共立出版, 1985.
- [17] <http://www.fdk.co.jp/>.
- [18] 泰地義和, 柴田幸司, 橋本 修, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の非破壊測定法,” 1999 信学総大, B-4-65, 1999.
- [19] 見陳一郎, 同軸線路による材料定数の同時測定, 北見工業大学卒業論文, March 1992.
- [20] 山下 剛, 林 幸成, 平山浩一, 林 義男, “同軸線路による材料定数の測定,” 平4北海道連大, 156.
- [21] 秋川顕吾, 林 幸成, 平山浩一, 林 義男, “同軸線路に試料を装荷した材料定数の測定,” 信学'93春大, C-120, 1993.
- [22] 戸花康博, 林 幸成, 平山浩一, 林 義男, “同軸線路を用いた損失性シートの複素誘電率と複素透磁率の測定法,” 平11北海道連大, 134.

## 付 録

### 1. ベクトルモード関数

(i) 導波管における横成分ベクトルモード関数

$$e_{t,mn}^H = \frac{j}{k_{c,mn}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 m \epsilon_0 n}{ab}} \left[ \hat{a}_x \frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) - \hat{a}_y \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \cos \frac{n\pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \right] \quad (\text{A} \cdot 1)$$

$$e_{t,mn}^E = \frac{1}{k_{c,mn}} \frac{2}{\sqrt{ab}} \left[ \hat{a}_x \frac{m\pi}{a} \cos \frac{m\pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \right]$$

$$\sin \frac{n\pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) + \hat{a}_y \frac{n\pi}{b} \sin \frac{m\pi}{a} \left( x + \frac{a}{2} \right) \cos \frac{n\pi}{b} \left( y + \frac{b}{2} \right) \quad (\text{A} \cdot 2)$$

ここに  $\hat{a}_x, \hat{a}_y$  は  $x, y$  方向の単位ベクトルを表し, また

$$k_{c,mn} = \sqrt{\left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2} \quad (\text{A} \cdot 3)$$

$$\epsilon_{0n} = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 2, & n \geq 1 \end{cases} \quad (\text{A} \cdot 4)$$

であり,  $z$  方向の伝搬定数は次式で与えられる.

$$\gamma_{mn} = \sqrt{k_{c,mn}^2 - k_0^2}, \quad k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (\text{A} \cdot 5)$$

(ii) 開放領域における横成分ベクトルモード関数

$$e_t^H(k_x, k_y; x, y) = \frac{1}{2\pi K} (\hat{a}_x k_y - \hat{a}_y k_x) e^{-j(k_x x + k_y y)} \quad (\text{A} \cdot 6)$$

$$e_t^E(k_x, k_y; x, y) = \frac{1}{2\pi K} (\hat{a}_x k_x + \hat{a}_y k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} \quad (\text{A} \cdot 7)$$

ここに  $k_x, k_y$  はそれぞれ  $x, y$  方向の波数であり,  $z$  方向の伝搬定数を  $\kappa$  とすると

$$K = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (\text{A} \cdot 8)$$

$$\kappa = \sqrt{k^2 - K^2}, \quad k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} \quad (\text{A} \cdot 9)$$

である. また, ベクトルモード関数は,  $(x, y)$  領域で次の規格直交性を満たす.

$$\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} e_{t,mn}^E \cdot \tilde{e}_{t,m'n'}^H dx dy = 0 \quad (\text{A} \cdot 10)$$

$$\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} e_{t,mn}^E \cdot \tilde{e}_{t,m'n'}^E dx dy = \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (\text{A} \cdot 11)$$

$$\int_{-b/2}^{b/2} \int_{-a/2}^{a/2} e_{t,mn}^H \cdot \tilde{e}_{t,m'n'}^H dx dy = \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (\text{A} \cdot 12)$$

及び

$$\iint_{-\infty}^{\infty} e_t^E(k_x, k_y) \cdot \tilde{e}_t^H(k'_x, k'_y) dx dy = 0 \quad (\text{A} \cdot 13)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} e_t^E(k_x, k_y) \cdot \tilde{e}_t^E(k'_x, k'_y) dx dy = \delta(k_x - k'_x) \delta(k_y - k'_y) \quad (\text{A} \cdot 14)$$

$$\begin{aligned} & \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}_i^H(k_x, k_y) \cdot \tilde{\mathbf{e}}_i^H(k'_x, k'_y) dx dy \\ & = \delta(k_x - k'_x) \delta(k_y - k'_y) \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 15)$$

## 2. 式(13)の係数行列

式(13)の $[Y^{kl}]$  ( $k, l$ は1あるいは2)を

$$[Y^{kl}] = \begin{bmatrix} [Y_{11}^{kl}] & [Y_{12}^{kl}] \\ -[Y_{12}^{kl}] & [Y_{22}^{kl}] \end{bmatrix} \quad (\text{A} \cdot 16)$$

として表すとき、それぞれの小行列の $(i, i')$ 成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} [Y_{11}^{11}]_{ii'} &= \frac{-j\gamma_i}{\beta_{10}} \delta_{ii'} \\ & - \frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \left[ \frac{\kappa}{\mu_r \beta_{10}} \tilde{f}_i^H f_{i'}^H \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon_r k_0^2}{\kappa \beta_{10}} \tilde{g}_i^H g_{i'}^H \right] \cot \kappa d d k_x d k_y \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 17)$$

$$\begin{aligned} [Y_{12}^{11}]_{ii'} &= \frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \left[ \frac{\kappa}{\mu_r \beta_{10}} \tilde{f}_i^H f_{i'}^H \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon_r k_0^2}{\kappa \beta_{10}} \tilde{g}_i^H g_{i'}^H \right] \operatorname{cosec} \kappa d d k_x d k_y \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 18)$$

$$[Y_{22}^{11}]_{ii'} = -[Y_{11}^{11}]_{ii'} \quad (\text{A} \cdot 19)$$

$$[Y_{11}^{12}]_{ii'} = -\frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r k_0^2}{\kappa \beta_{10}} \tilde{g}_i^H g_{i'}^E \cot \kappa d d k_x d k_y \quad (\text{A} \cdot 20)$$

$$[Y_{12}^{12}]_{ii'} = \frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r k_0^2}{\kappa \beta_{10}} \tilde{g}_i^H g_{i'}^E \operatorname{cosec} \kappa d d k_x d k_y \quad (\text{A} \cdot 21)$$

$$[Y_{22}^{12}]_{ii'} = -[Y_{11}^{12}]_{ii'} \quad (\text{A} \cdot 22)$$

$$[Y_{11}^{21}]_{ii'} = -\frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r \beta_{10}}{\kappa} \tilde{g}_i^E g_{i'}^H \cot \kappa d d k_x d k_y \quad (\text{A} \cdot 23)$$

$$[Y_{12}^{21}]_{ii'} = \frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r \beta_{10}}{\kappa} \tilde{g}_i^E g_{i'}^H \operatorname{cosec} \kappa d d k_x d k_y \quad (\text{A} \cdot 24)$$

$$[Y_{22}^{21}]_{ii'} = -[Y_{11}^{21}]_{ii'} \quad (\text{A} \cdot 25)$$

$$[Y_{11}^{22}]_{ii'} = -\frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r \beta_{10}}{\kappa} \tilde{g}_i^E g_{i'}^E \cot \kappa d d k_x d k_y + \frac{j\beta_{10}}{\gamma_i} \delta_{ii'} \quad (\text{A} \cdot 26)$$

$$[Y_{12}^{22}]_{ii'} = \frac{j}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{K^2} \frac{\varepsilon_r \beta_{10}}{\kappa} \tilde{g}_i^E g_{i'}^E \operatorname{cosec} \kappa d d k_x d k_y \quad (\text{A} \cdot 27)$$

$$[Y_{22}^{22}]_{ii'} = -[Y_{11}^{22}]_{ii'} \quad (\text{A} \cdot 28)$$

ここに

$$f_{mn}^H = \sqrt{\varepsilon_{0m} \varepsilon_{0n}} a^2 b^2 k_{c,mn}^2 k_x k_y I_{mn} \quad (\text{A} \cdot 29)$$

$$g_{mn}^H = -\sqrt{\varepsilon_{0m} \varepsilon_{0n}} \cdot \{(\pi a k_x)^2 + (\pi b k_y)^2\} I_{mn} \quad (\text{A} \cdot 30)$$

$$g_{mn}^E = -j 2 m n \pi^2 a b K^2 I_{mn} \quad (\text{A} \cdot 31)$$

$$\begin{aligned} I_{mn} &= \{1 - (-1)^m e^{j a k_x}\} \{1 - (-1)^n e^{j b k_y}\} \\ & \cdot e^{-j(a k_x + b k_y)/2} / \left[ \sqrt{a b k_{c,mn}} \right. \\ & \left. \cdot \{(m\pi)^2 - (a k_x)^2\} \{(n\pi)^2 - (b k_y)^2\} \right] \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 32)$$

である。なお、試料が損失を有することから $\kappa$ が必ず複素数になり、積分範囲全体で $\kappa, \sin \kappa d, \cos \kappa d$ のどれもゼロになることはなく、これらの積分の被積分関数が発散することはない。

(平成14年3月4日受付, 4月18日再受付)

### 林 幸成 (正員)

昭41室蘭工大・電気卒。同年旭川高専。昭44北見工大・工。現在、電気電子助手。SAWデバイス、マイクロ波の材料定数の測定に関する研究に従事。



### 三島 元 (学生員)

平12北見工大・電気電子卒。同年同大学院入学。以来、マイクロ波回路に関する研究に従事。



### 平山 浩一 (正員)

昭59北大・工・電子卒。昭61同大学院修士課程了。平1同博士課程了。同年釧路高専・電子講師。平3同助教授。平4北見工大・工・電気電子助教授。現在に至る。平7~8ジョージア工科大客員研究員。光導波路、マイクロ波回路、回折形光学素子、電子波回路に関する研究に従事。工博。応用物理学会会員。IEEE Senior Member。







林 義男 (正員)

昭36千葉大・工・電気卒。昭40北大大学院・工・電子修士課程了。昭47同博士課程了。昭36～44航空自衛隊。昭47北見工大・工・電気講師，現在同大学電気電子教授。昭56～57イリノイ大客員研究員。マイクロ波回路に関する研究に従事。工博。映像情報メディア学会会員。

会会員。