

論文

同軸線路を用いた損失性シート材料の材料定数測定法に対する有限要素法の適用

林 幸成[†] 大場 清毅[†] 平山 浩一^{†a)}

Application of FEM to Measurement of Permittivity and Permeability of Lossy Sheet Using Coaxial Line

Yukinari HAYASHI[†], Kiyotaka OBA[†], and Koichi HIRAYAMA^{†a)}

あらまし 2本のフランジ付同軸線路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を提案している。同軸線路から TEM モードが入射し、周方向に変化のない電磁界に対して、軸対称スカラ有限要素法を用いて反射係数及び透過係数を算出している。このとき、フランジの間からの電磁波の漏れを考慮するために PML を装荷している。また、ニュートン法を用いて逆問題を定式化している。更に、測定系を構成して実験を行い、本測定法の有効性を確認するとともに、本測定法の適用範囲に対する検討も行っている。

キーワード 有限要素法, 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。電波吸収材を用いる場合、材料の特性把握が必要であるが、マイクロ波帯の材料定数の測定法としては、従来、特定形状に切り出した試料片を導波管内に挿入する導波管定波法や共振器法 [1] が一般的である。しかしながら、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 S パラメータ法 [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、試料を特定形状に切り出すことなく非破壊で測定する方法としては、シート材料を空洞共振器に挿入し、シートが空洞部分から外部にはみ出ている状態

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が提案されている [4]~[6] が、複素透磁率を同時に測定することはできない。また、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 [7], [8] あるいは定在波 [9] を測定する方法や自由空間法 [10], [11] も提案されているが、これらの測定法では反射のみを測定しているので、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。例えば文献 [11] 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になる。

最近、筆者らはフランジ付方形導波管の間にシート状試料を挿入する同時測定を提案した [12]。この測定法では方形導波管を用いているため X バンドより低い周波数における材料定数を測定する場合には装置が大型化するという欠点がある。また、1対の誘電体レンズ付ホーンアンテナの間に平板試料を置き、反射係数と透過係数の両方を測定する自由空間法が開発されているが、特別な実験装置を必要とする [13]。

そこで本論文では、L バンド以下の周波数帯における材料定数を簡易な装置で測定することを目的とし

[†] 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

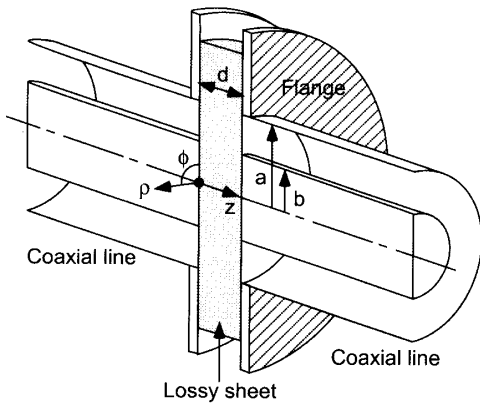


図1 フランジ付同軸線路の間に挿入した損失性シート材料
Fig. 1 Lossy sheet placed between flanged coaxial lines.

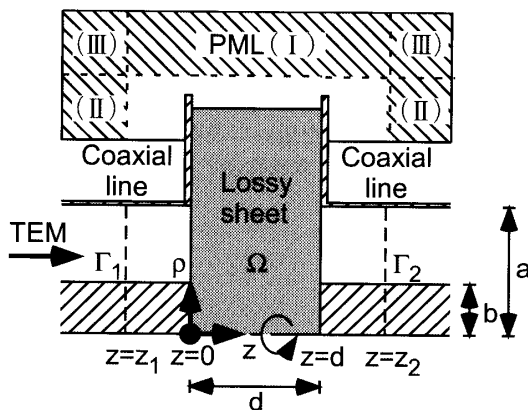


図2 解析領域と座標系
Fig. 2 Computational region and coordinate system.

て同軸線路による測定法を提案している。図1に示すように、フランジ付同軸線路の間に損失性シートを挟み、同軸線路から入射する TEM 波の反射係数及び透過係数の振幅と位相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。軸対称構造であるので、入射 TEM モードに対して周方向に変化のない電磁界を仮定し、軸対称スカラ有限要素法を用いて反射係数及び透過係数を算出している。このとき、フランジの間からの電磁界の漏れを考慮するために PML を装荷している。次に、ニュートン法 [14] を用いて逆問題を定式化している。更に、実際に測定系を構成して実験を行い、本測定法の有効性を確認するとともに、本測定法の適用範囲に対する検討も行っている。

2. 軸対称スカラ有限要素法による定式化

2.1 基本方程式と汎関数

構造の軸対称性から、解析領域を図2に示すような断面を有する回転体に設定し、円筒座標系を (ρ, ϕ, z)

とする。フランジの間からの電磁波の漏れを考慮するために PML(I)~(III) を装荷している。 a, b はそれぞれ同軸線路の外導体の内半径、内導体の外半径であり、 d は被測定材料の厚さである。

今、 ϕ 方向には電磁界は一樣であるとし、次式のように磁界が ϕ 成分のみをもつ電磁界を仮定する。

$$\mathbf{H} = \hat{\phi}\psi \quad (1)$$

ここに $\hat{\phi}$ は ϕ 方向の単位ベクトルである。入出力境界 Γ_1, Γ_2 をシートと同軸線路の境界から離れた位置 $z = z_1, z = z_2$ に選ぶと、波動方程式に対する汎関数は次式で与えられる。

$$F(\psi) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left[\frac{s_{\rho}}{\varepsilon_r s_{\phi} s_z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \frac{s_z}{\varepsilon_r s_{\rho} s_{\phi}} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \rho} + \frac{\psi}{\rho} \right)^2 - k_0^2 \mu_r \frac{s_z s_{\rho}}{s_{\phi}} \psi^2 \right] \rho d\rho dz + \int_b^a \frac{1}{\varepsilon_{r1}} \psi_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \rho d\rho - \int_b^a \frac{1}{\varepsilon_{r2}} \psi_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \rho d\rho \quad (2)$$

ここに Ω は境界 Γ_1, Γ_2 、同軸線路の導体、フランジ及び PML の終端面 (完全導体) で囲まれた解析領域の断面を表し、下添字 1, 2 はそれぞれ境界 Γ_1, Γ_2 における値をとることを表している。 k_0 は自由空間波数、 ε_r, μ_r はそれぞれ媒質の複素比誘電率、複素比透磁率である。また、PML 外では $s_{\rho} = s_{\phi} = s_z = 1$ 、PML 内では

$$s_{\rho} = 1 - jA_{\rho}(\rho - \rho_0)^2 \quad (3)$$

$$s_{\phi} = 1 - jA_{\rho} \frac{(\rho - \rho_0)^3}{3\rho} \quad (4)$$

$$s_z = 1 - jA_z(z - z_0)^2 \quad (5)$$

$$A_{\rho} = \frac{-3 \ln |R|}{2k_0 n d_{\rho}^3}, \quad A_z = \frac{-3 \ln |R|}{2k_0 n d_z^3} \quad (6)$$

である [15]。ただし、PML(I) では $A_z = 0$ 、PML(II) では $A_{\rho} = 0$ であり、 z_0 及び ρ_0 は PML の端点の座標、 d_{ρ} 及び d_z は PML の厚さを表している。また、 R は PML に平面波が垂直入射したときの反射係数であり、 $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ は媒質の屈折率である。

2.2 有限要素法による離散化

不連続領域 Ω を図3の6節点三角形環状要素 [16] を用いて分割し、 ψ を要素内において二次関数で次のように近似する。

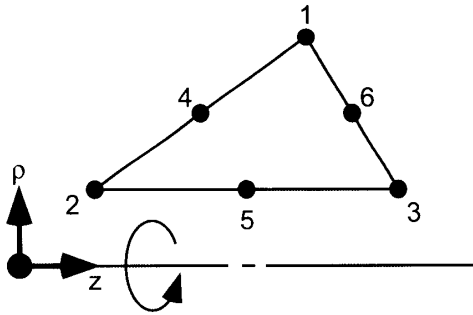


図3 6節点三角形環状要素
Fig. 3 Quadratic triangular ring element.

$$\psi = \{N\}^T \{\psi\}_e \quad (7)$$

ここに T は転置することを意味し、 $\{N\}$ は形状関数ベクトル、 $\{\psi\}_e$ は要素内の節点での ψ の値からなるベクトルである。式(7)を式(2)に代入し、停留条件を課すと次式のような連立一次方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} [A_{00}] & [A_{01}] & [A_{02}] \\ [A_{10}] & [A_{11}] + [Z_1] & [A_{12}] \\ [A_{20}] & [A_{21}] & [A_{22}] + [Z_2] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\psi_0\} \\ \{\psi_1\} \\ \{\psi_2\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{0\} \\ \{\tilde{f}_{inc}\} \\ \{0\} \end{bmatrix} \quad (8)$$

ここに $\{\psi_i\}$ は境界 Γ_i 上の節点での ψ の値からなるベクトル、 $\{\psi_0\}$ は z 軸及び境界 Γ_i 上の節点を除くすべての節点での ψ の値からなるベクトルであり、行列 $[A]$, $[Z_i]$ はそれぞれ

$$\begin{aligned} [A] = \sum_e \iint_e & \left[\frac{s_\rho}{\varepsilon_r s_\phi s_z} \rho \{N_z\} \{N_z\}^T \right. \\ & + \frac{s_z}{\varepsilon_r s_\rho s_\phi} \left(\rho \{N_\rho\} \{N_\rho\}^T + \{N_\rho\} \{N\}^T \right. \\ & \left. \left. + \{N\} \{N_\rho\}^T + \frac{1}{\rho} \{N\} \{N\}^T \right) \right. \\ & \left. - k_0^2 \mu_r \rho \frac{s_z s_\rho}{s_\phi} \{N\} \{N\}^T \right] dpdz \quad (9) \end{aligned}$$

$$[Z_i] = \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_{im} \{\tilde{f}_{im}\} \{\tilde{f}_{im}\}^T \quad (10)$$

で与えられる。ここで $\{N_z\}$, $\{N_\rho\}$ はそれぞれ $\{N\}$ の z , ρ に関する偏微分、 $\iint_e dpdz$ は要素 e での面積分、 \sum_e はすべての要素に関する和を表す。また

$$\{\tilde{f}_{im}\} = \int_b^a \{N_i(\rho)\} f_{im}(\rho) \rho d\rho \quad (11)$$

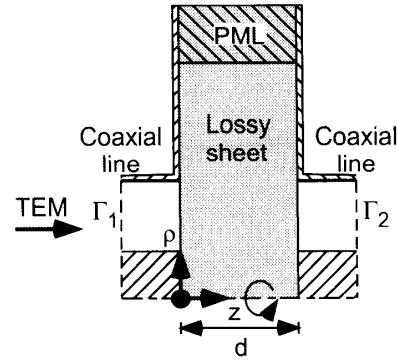


図4 試料を無限大として扱った解析モデル
Fig. 4 Analysis model for the infinite size of lossy sheet.

$$\{\tilde{f}_{inc}\} = j2k_0 e^{-jk_0 z_1} \{\tilde{f}_{10}\} \quad (12)$$

であり、同軸線路のモードの伝搬定数 γ_{im} 、モード関数 f_{im} は付録で与えられる。 $\{N_i(\rho)\}$ は境界 Γ_i に沿う形状関数ベクトルである。式(8)を解くと、 S パラメータを算出できる。

2.3 逆問題

測定される TEM モードの反射係数 S_{11} と透過係数 S_{21} からシート材料の複素比誘電率 $\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon''$ と複素比透磁率 $\mu_r = \mu' - j\mu''$ を同時に推定するため、ここでは文献[12]と同様にして、4変数(ε' , ε'' , μ' , μ'')の非線形連立方程式に対するニュートン法[14]を用いて解くものとする。

3. 検 討

同軸管の寸法は外導体内半径 $a = 19.4$ mm, 内導体外半径 $b = 8.45$ mm とする。

3.1 数値計算

最初に順問題を取り扱う。シート材料及びフランジは無限に大きいものとして、図4に示すようにPMLを装荷する。図4において、損失性シートの厚さは $d = 7.2$ mmとし、中心軸から32.5~42.5 mmにPMLを装荷して完全導体で終端する。図5に反射係数 S_{11} 、透過係数 S_{21} を示す。ここで試料の材料定数は表1で与えられる。試料は無限に大きいと仮定しているため、モーメント法(MoM)[12]を用いても解析を行い、有限要素法(FEM)による結果と比較したところ、両者はよく一致し、本解析法の妥当性を確認することができた。図6は周波数1.2 GHzで求めた磁界強度分布である。同図よりPMLを装荷した損失性シート内部で磁界は十分に減衰しているのが分かる。

順問題による S パラメータの計算値を測定値の代わ

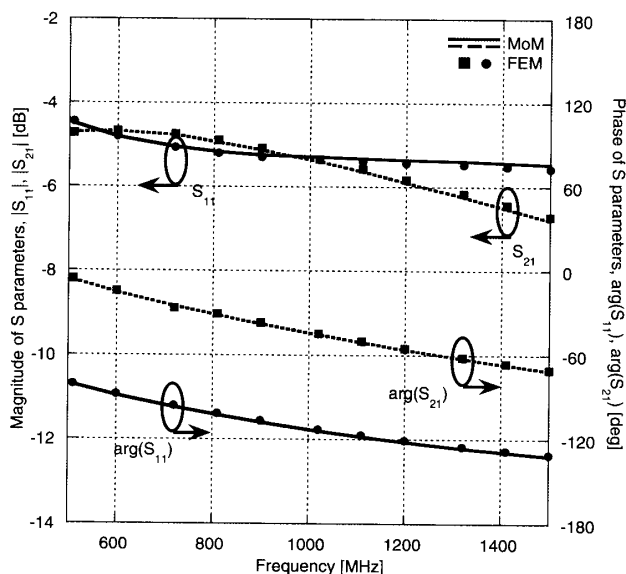


図5 モーメント法との比較

Fig. 5 Comparison of computed results of FEM with those of MoM.

表1 図5で用いられた材料定数
Table 1 Material constant used in Fig. 5.

frequency (MHz)	ϵ'	ϵ''	μ'	μ''
500	13.86	1.24	3.67	0.95
600	13.80	1.19	3.29	1.03
700	13.72	1.14	3.19	1.08
800	13.61	1.12	3.04	1.16
900	13.55	1.10	2.96	1.21
1000	13.52	1.08	2.87	1.25
1100	13.44	1.06	2.75	1.29
1200	13.40	1.07	2.67	1.32
1300	13.38	1.06	2.59	1.34
1400	13.33	1.04	2.48	1.36
1500	13.30	1.06	2.41	1.38

りとして逆問題を計算した結果を表2に示す。ここで周波数は1.2 GHz, シートの厚さを $d = 4.95$ mm, 直径を59.77 mm, 材料定数を $\epsilon_r = 29.360 - j4.0202$, $\mu_r = 3.8200 - j2.7387$ とし, フランジの直径を88 mmとして, 図2に示すようにその外側に厚さ5 mmのPMLを装荷した。材料定数の初期値として空気の値を与えると, 逆問題は収束しなかった。これは, 初期値の選び方によっては解が収束しないことがあるというニュートン法の一般的な性質 [14] によるものと考えられる。また, 材料定数の初期値として例えば $\epsilon_r = 1.0 - j1.0$, $\mu_r = 1.0 - j1.0$ を与えると, 表2の下側に示すように, 多くの繰返し計算を行って, 比透磁率の虚部が正の値になっているなど不適当な値ではあるものの解が求まることもあり, 解は1通りであることは保証され

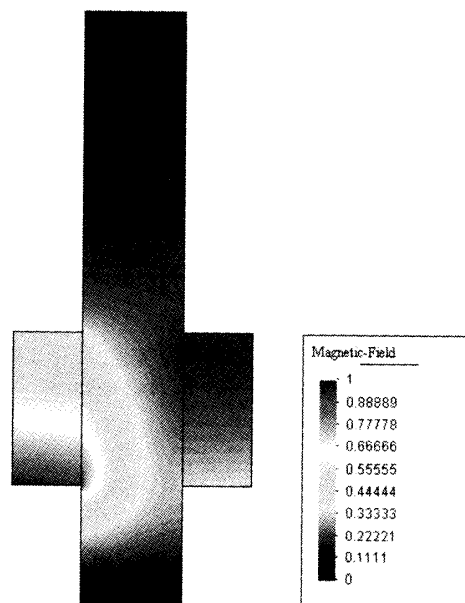


図6 有限要素法解析での磁界強度分布 (1.2 GHz)

Fig. 6 Magnetic field distribution in FEM analysis at 1.2 GHz.

表2 逆問題の収束性
Table 2 Convergence for inverse problem.

number of iterations	estimated			
	ϵ'	ϵ''	μ'	μ''
initial value estimated by the NRM				
1	29.495	2.2474	3.0858	4.1788
2	29.283	4.0515	3.9795	2.6767
3	29.360	4.0186	3.8211	2.7401
4	29.360	4.0200	3.8200	2.7387
5	29.360	4.0200	3.8200	2.7387
irrelevant initial value				
1	1.0	1.0	1.0	1.0
2	1.9837	2.6910	-14.589	9.0935
...				
5	15.405	15.840	-8.6010	17.841
...				
15	28.261	7.1106	3.5894	-0.5197

NRM: Nicolson-Ross Method

ていないので, 適当な解を少ない計算時間で求めるためには適切な初期値の設定が必要である。そこで材料定数のおよその値も不明である場合には, フランジ部分を無視し, 同軸管ではTEMモード, 試料内部ではTM₀₁モードのみで電磁界を表現して, 同軸管と試料との境界でモーメント法を適用して得られた次式から材料定数の初期値を決定している。

$$\epsilon_r = \frac{2\pi\gamma}{jk_0 \ln(a/b)(Z/Z_0)} \quad (13)$$

$$\mu_r = \frac{1}{k_0^2 \epsilon_r} \left[\left(\frac{j_{01}}{b} \right)^2 - \gamma^2 \right] \quad (14)$$

ここに j_{01} は $J_0(x) = 0$ の最小の正根を表し、また

$$\frac{Z}{Z_0} = C \frac{1+S}{1-S}, \quad C = 4\pi \left[\frac{J_0(j_{01}b/a)}{j_{01} J_1(j_{01}) \ln(a/b)} \right] \quad (15)$$

で、パラメータ S 及び TM_{01} モードの伝搬定数 γ は、ニコルソン-ロス法 [17], [18] に基づき、次式から計算される。

$$S = T \pm \sqrt{T^2 - 1}, \quad T = \frac{1 + S_{11}^2 - S_{21}^2}{2S_{11}} \quad (16)$$

$$e^{-\gamma d} = \frac{S_{11} + S_{21} - S}{1 - (S_{11} + S_{21})S} \quad (17)$$

なお、表2の計算は Pentium III 750 MHz のノートパソコンで行った。要素分割による三角形要素数は 5504 で、逆問題の計算時間は約 140 秒であった。

3.2 実験

実験装置は文献 [7] の例を参考にして、図7に示すように2本のテーパ付同軸管（日本高周波製 TM-39DF）の両フランジの間にシート材料を挿入した構造になっている。この同軸管は直同軸管部分が 50 mm と短いので、同軸端部で発生する高次モードを減衰させるため、直同軸管部分を延長して全長を 100 mm とし、そして直径 88 mm のフランジを付けた。台座に 10 mm のアクリル板を使い、同軸管部分に凹型に加工した受け板を置いて高さを合わせた。フランジの間隔の移動では、受け板に穴を設けて2本のガイド棒を使用して、横ぶれを防ぐ構造になっている。また、中心導体には内部にばねを挿入してフランジ面と合わせてから一定の圧力で外側に押し出す構造になっている。試料を挿入しフランジ間を万力で締めている。測定はアジレントテク

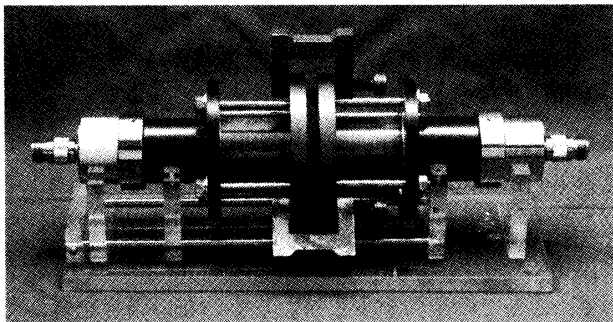


図7 実験装置

Fig. 7 Photograph of experiment equipment.

ノロジー製のネットワークアナライザ 8720ES を用い、校正は TRL 法で行った。測定範囲は TRL 法の設定周波数と使用したテーパの特性を考慮して 1~2 GHz とした。測定では、本測定法の適応範囲も調べるために、2種類の試料と直径及び厚さを変えて行った。試料としては、FDK 製 JA9 材（合成ゴムとカーボニル鉄）の直径 100 mm で厚さ 1.70 mm のものと、JB08 材（合成ゴムとフェライト）の直径 60.35 mm で厚さ 2.93 mm、直径 59.77 mm で厚さ 4.95 mm、直径 85 mm で厚さ

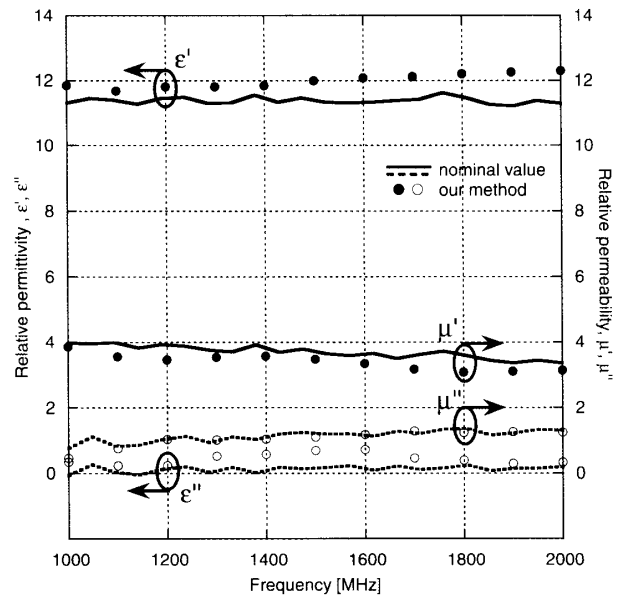


図8 JA9 材の複素比誘電率と複素比透磁率

Fig. 8 Relative permittivity and permeability of JA9.

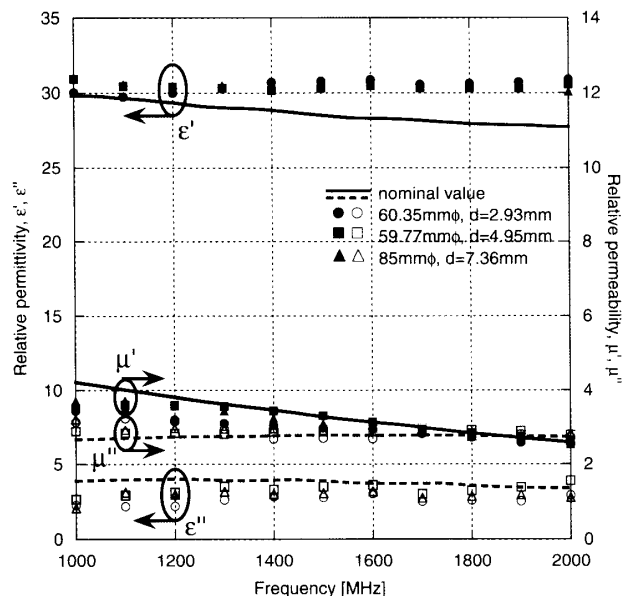


図9 JB08 材の複素比誘電率と複素比透磁率

Fig. 9 Relative permittivity and permeability of JB08.

表3 誤差評価 (1.5 GHz)
Table 3 Error evaluation at 1.5 GHz.

(a) JA9					
	Δd	$\Delta S_{11} $	$\Delta\angle S_{11}$	$\Delta S_{21} $	$\Delta\angle S_{21}$
$\Delta\epsilon'$	0.68	0.53	0.04	0.50	0.34
$\Delta\epsilon''$	0.04	0.25	0.08	2.22	0.08
$\Delta\mu'$	0.02	0.39	0.03	0.11	0.14
$\Delta\mu''$	0.07	0.12	0.06	0.93	0.02
(b) JB08 (85 mm ϕ , $d = 7.36$ mm)					
	Δd	$\Delta S_{11} $	$\Delta\angle S_{11}$	$\Delta S_{21} $	$\Delta\angle S_{21}$
$\Delta\epsilon'$	0.34	2.42	0.34	0.74	0.18
$\Delta\epsilon''$	0.01	2.23	0.37	1.19	0.11
$\Delta\mu'$	0.03	0.60	0.01	0.10	0.02
$\Delta\mu''$	0.05	0.08	0.09	0.13	0.02

Here $\Delta d = 0.1$ mm, $\Delta|S_{11}| = \Delta|S_{21}| = 1$ dB,
and $\Delta\angle S_{11} = \Delta\angle S_{21} = 1$ deg.

7.36 mm のものを用いた。材料定数の算出では、試料及びフランジの大きさを考慮するため、図2に示すようにその外側に厚さ5 mmのPMLを装荷して解析した。

図8と図9に、実験から得られた材料定数を示す。実線と点線はFDK社から御提供頂いた実験値で、同軸管法で測定されたSパラメータから得られた材料定数である。この測定法は一般的であり確立された測定法であるので、これと比較検討を行う。ただし、周波数とともにJA9材の材料定数が細かく振動しており、これが材料の周波数依存性であるとは考えにくく、この測定結果にはある程度の測定誤差が含まれているものと考えられる。本測定法との結果とは比較的よい一致が見られるが、誘電率実部に不一致が生じている。表3に、単位量に対する材料定数の変動を示す。

3.3 考察

実験結果から誤差の要因を推察する。表3からも分かるように、誘電率実部に対して厚さの誤差の影響が大きいことが分かる。同様に反射係数の誤差も大きく影響することが分かる。測定装置にはWX-39Dの同軸管を使用したため、測定器のコネクタとの接続にテーパ管及び変換コネクタを多用してリターンロスが25~30 dB程度となり、これが反射係数の実験値に誤差を生じさせた原因である。具体的には、テーパ管に対するメーカーの仕様では、VSWRが1 GHzで1.05、1.5 GHzで1.07、2 GHzで1.1となっており、これをリターンロスに換算するとそれぞれ32.3 dB、29.4 dB、26.4 dBとなる。一方、ネットワークアナライザのメーカーの説明によると、リターンロスが40 dBでは0.1 dB、

20 dBでは1 dBの測定誤差が生じる。したがって、反射係数には0.5 dB程度の誤差が含まれている可能性があり、表3を使って材料定数の誤差に換算すると、JB08材では誘電率実部に対して約1.2、誘電率虚部に対して約1.1になる。

また、誘電率虚部に対しては、特にJA9材では反射係数よりも透過係数の方が同じ測定誤差であれば大きく影響することを示している。しかしながらこの場合には、反射係数の測定値が-13.2 dBであったのに対して透過係数は-0.98 dBであったので、透過係数の測定誤差は表3で単位量とした1 dBよりも小さく、反射係数の測定誤差よりも小さいことが想定される。実験では試料の厚さを2.93 mmから7.36 mmまで変えたが、厚さに対する材料定数の依存性は非常に小さい。また、直径に対する材料定数の変化も小さいことが分かる。

最後に、試料の大きさに対する本測定法の適用範囲についておよその目安を検討する。まず、試料の厚さについては、試料の損失の影響を測定できることが必要であるが、薄い試料のJA9材(厚さ1.70 mm)に対し、反射電力が入射電力の約5%、透過電力が約80%で測定できていることから、透過係数が-1 dB程度以下であり、試料による損失が入射電力の15%以上あるような測定結果であれば測定可能であると考えられる。次に、試料の半径(R とする)についての目安を検討する。試料内での波数を

$$k = k_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \beta - j\alpha \quad (18)$$

とおく。簡単のため、フランジに挟まれた部分では、電磁界が試料の外側に向かって $e^{-jk\rho}/\sqrt{\rho}$ で広がっていくとし、外導体での値 e^{-jka}/\sqrt{a} に対して試料の外縁ではA dB以上の減衰が必要であるとすると

$$20 \log_{10} \left(\sqrt{\frac{a}{R}} e^{-\alpha(R-a)} \right) \leq -A \quad (19)$$

で表される。具体的に、試料の外縁からの反射が十分無視できるように $A = 20$ dBとする。1.5 GHzにおいて、JA9材では $k = 0.20 - j0.038$ mm $^{-1}$ で $R \geq 64$ mm、JB08材では $k = 0.33 - j0.15$ mm $^{-1}$ で $R \geq 33$ mmとなる。JA9材では $R = 50$ mm、JB08材では $R = 30.175$ mm, 29.885 mm, 42.5 mmであるので、ここでの条件を少し満たしていない場合を含んでいるが、実際には測定できていることから、 $A = 20$ dBは大きめではあるものの、必要な試料の半径を確認す

るためのおよその目安になると考えられる。試料の半径が有限であることは有限要素法解析では考慮されているが、このような条件を満たすような大きさの試料であれば、試料が円形でなくても測定結果に影響しないと考えられる。

4. む す び

フランジ付同軸線路の間に損失性シートを挟み、TEMモードの反射係数 S_{11} 及び透過係数 S_{21} の測定値から複素比誘電率と複素比透磁率を同時に推定する非破壊測定法を提案した。軸対称スカラ有限要素法を用いて、 S_{11} 、 S_{21} を求め、ニュートン法を適用して逆問題を定式化した。測定系を構成し、本測定法の適用範囲も調べるために、材料定数及び直径と厚さの異なる2種類のゴム系シート材料について実験を行った。実測した反射係数と透過係数から材料定数を推定し、シート材料の製造メーカーの実験値と比較して本測定法の有効性を確認した。

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. Microw. 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. Microw. Theory Tech., vol.39, no.10, pp.1712-1717, Oct. 1991.
- [4] 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.
- [5] 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, no.9, pp.1043-1048, Sept. 1998.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] 平野 誠, 高橋応明, 安部 實, "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.
- [9] 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.
- [10] 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.

- [11] 細川幹夫, 畠山賢一, 山内健次, 岩井 通, "自由空間法による大面積試料の ϵ_r, μ_r 測定," 2001 信学ソ大(通信), B-4-23, 2001.
- [12] 林 幸成, 三島 元, 平山浩一, 林 義男, "フランジ付方形導波管による損失性シートの複素誘電率と複素透磁率の同時測定法," 信学論(C), vol.J85-C, no.9, pp.810-818, Sept. 2002.
- [13] 戸高嘉彦, 近藤昭治, 橋本 修, "ビーム集束型ホーンアンテナを用いたフリースペース法電子材料測定システム," 信学技報, EMCJ2002-79, 2002.
- [14] 伊理正夫, 藤野和建, 数値計算の常識, 第9章, 共立出版, 1985.
- [15] F.L. Teixeira and W.C. Chew, "Systematic derivation of anisotropic PML absorbing media in cylindrical and spherical coordinates," IEEE Microw. Guid. Wave Lett., vol.7, no.11, pp.371-373, Nov. 1997.
- [16] 小柴正則, 光・波動のための有限要素法の基礎, 森北出版, 1990.
- [17] A.M. Nicolson and G.F. Ross, "Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques," IEEE Trans. Instrum. Meas., vol.IM-19, no.4, pp.377-382, Nov. 1970.
- [18] W.B. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," Proc. IEEE, vol.62, no.1, pp.33-36, Jan. 1974.

付 録

同軸線路のモード関数

TEMモード($m=0$)に対してそれぞれ

$$\gamma_{i0} = jk_0 \quad (\text{A} \cdot 1)$$

$$f_{i0}(\rho) = N_0/\rho \quad (\text{A} \cdot 2)$$

$$N_0 = 1/\sqrt{\ln(a/b)} \quad (\text{A} \cdot 3)$$

であり、 TM_{0m} モード($m=1, 2, \dots$)に対してそれぞれ

$$\gamma_{im} = \sqrt{\alpha_m^2 - k_0^2} \quad (\text{A} \cdot 4)$$

$$f_{im}(\rho) = N_m [J_0(\alpha_m b)Y_1(\alpha_m \rho) - Y_0(\alpha_m b)J_1(\alpha_m \rho)] \quad (\text{A} \cdot 5)$$

$$N_m = \frac{\pi \alpha_m}{\sqrt{2(J_0(\alpha_m b)/J_0(\alpha_m a))^2 - 1}} \quad (\text{A} \cdot 6)$$

である。ここで α_m は

$$J_0(\alpha b)Y_0(\alpha a) - Y_0(\alpha b)J_0(\alpha a) = 0 \quad (\text{A} \cdot 7)$$

の m 番目の根であり、モード関数は次の規格直交条件を満足する。

$$\int_b^a f_{im}(\rho) f_{im'}(\rho) \rho d\rho = \delta_{mm'} \quad (m, m' = 0, 1, 2, \dots) \quad (\text{A} \cdot 8)$$

(平成 16 年 5 月 19 日受付, 9 月 24 日再受付)



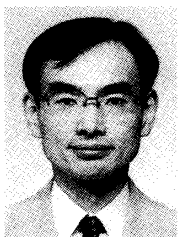
林 幸成 (正員)

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。



大場 清毅 (学生員)

平14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。平16同教授。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.