

遮蔽 3 相半同軸共振器によるテンソル磁化率の測定

浜 崎 襄 二・木 村 隆 英

円形あるいは方形空洞共振器を利用した超高周波磁性材料の測定法は、測定周波数が低くなるにつれて、その寸法が大きくなるため適用が困難になる。本文は、このような周波数下限を持たない遮蔽半同軸共振器による超高周波テンソル磁化率の測定法を紹介する。

1. 序

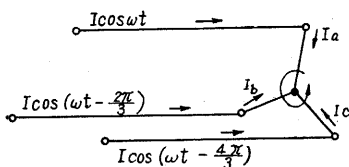
超高周波磁性材料の応用周波数帯域は近年ますます拡大されてきている。磁性材料の高周波特性は回転磁界を持った空洞共振器を利用して測定されているが、従来使用されてきた円形 TE₁₁ 共振器や正方形 TE₀₁ 共振器は測定周波数が低くなるとともに寸法が大きくなりその適用が困難になった。

UHF 帯における回転磁界を持った共振器として遮蔽平行 2 線 (2 芯同軸) 共振器が有用なことは 2 年半前に黒川助教授によって指摘されたところであり、これを利用して 1000 Mc 帯においてフェライトのテンソル透磁率が測定された¹⁾。この共振器によれば周波数が低くなくても比較的小きな磁石で測定可能であるという利点があったが、回転磁界の位置が断面の中心にないことと同様な円偏波を得難いという難点があった。本文で紹介する遮蔽 3 相半同軸共振器は、平行 2 線の替わりに平行 3 線を使用することによって上記の難点を除いたものであり、これによれば UHF 帯あるいはそれ以下の周波数帯においても SHF 帯におけると同様な測定が可能である²⁾。

本文では、遮蔽 3 相半同軸共振器の概要と 1200 Mc における実験結果を述べよう。

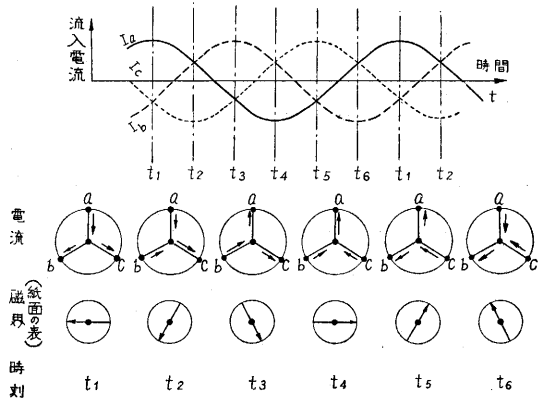
2. 動作原理

3 相の使用によって容易に回転磁界が得られることは、商用周波の交流機器の原理に広く利用されているとおり周知の事柄である。このことは分布定数系においても、まったく同様であり、たとえば対称な 3 相送電線路の一端を第 1 図のように対称に短絡するならば、短絡点において回転磁界が現われるであろう。第 2 図は 1/6 周期ずつはなれた各瞬間の各相電流の大きさとそれによって生ずる磁界を示し、回転磁界が出来ることを図式的に説明している。したがって、3 相送電線路の長さを 1/4 波長に選ぶならば、短絡点において線路に垂直な平面内で回転する磁界を持つ共振器を作る



第 1 図 対称 3 相送電線路

は、商用周波の交流機器の原理に広く利用されているとおり周知の事柄である。このことは分布定数系においても、まったく同様であり、たとえば対称な 3 相送電線路の一端を第 1 図のように対称に短絡するならば、短絡点において回転磁界が現われるであろう。第 2 図は 1/6 周期ずつはなれた各瞬間の各相電流の大きさとそれによって生ずる磁界を示し、回転磁界が出来ることを図式的に説明している。したがって、3 相送電線路の長さを 1/4 波長に選ぶならば、短絡点において線路に垂直な平面内で回転する磁界を持つ共振器を作る



第 2 図 3 相線路による回転磁界の発生

ことができるであろう。実際には輻射損失を軽減するため 3 相線路の外側に金属円筒をかぶせて遮蔽しなければならないから、同相姿態 (零相姿態) が現われる。この姿態は回転磁界を持たないので、後述のように予め正、逆両相姿態との縮退を解いておくための工夫が必要であった。

以上によって遮蔽 3 相半同軸共振器は回転磁界を持つことが判った。次に、磁性体のテンソル磁化率 (あるいは透磁率) がなにゆえにこのような共振器によって測定され得るかを振り返ってみよう。

z 方向の強い直流磁界に重畳して弱い交流磁界が加えられている強磁性体の磁化率は、 z 方向に垂直な面内で互いに反対向きに回転する二つの円偏波磁界 (回転磁界) に対して異なった値 (テンソル磁化率の個有値) を持つことが知られている。 z 方向に対し右ネジを巻く向きに回転するものを正 (添字 p を付す) その逆向きのものを負 (添字 n を付す) と決めるならば、円偏波磁界 h と円偏波磁化 m との関係は次の通りであることが近似理論によって知られている。

$$m_p = \chi_p h_p \quad (1)$$

$$\chi_p = \frac{\gamma M_z}{\gamma H_z - \omega + j\alpha\omega} \quad (2)$$

$$\chi_n = \frac{\gamma M_z}{\gamma H_z + \omega + j\alpha\omega} \quad (3)$$

ここに χ : 円偏波に対する磁化率

H_z : z 方向の直流磁界の強さ
 M_z : z 方向の直流磁化の強さ
 γ : 磁気回転比 (Gyro-magnetic ratio)
 電子についての値は
 $\gamma = 2.8 \text{ Mc/oersted} = 35 \text{ kc/AT/m}$
 α : 磁化の才差運動の減衰係数
 ω : 交流磁界の角周波数

低損失の磁性材料では α が小さいから χ_n における α は無視できる。 χ_p の実部と虚部とを分離するならば、

$$\chi_p = \chi'_p - j\chi''_p \quad (4)$$

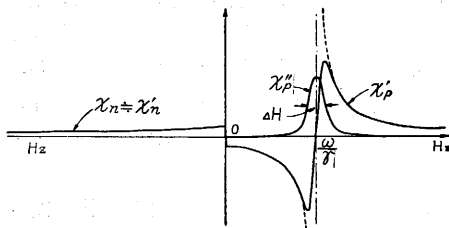
$$\chi'_p = \frac{\gamma M_z (\gamma H_z - \omega)}{(\gamma H_z - \omega)^2 + (\alpha\omega)^2} \quad (5)$$

$$\chi''_p = \frac{\alpha\omega \gamma M_z}{(\gamma H_z - \omega)^2 + (\alpha\omega)^2} \quad (6)$$

共振点 $\gamma H_z = \omega$ において χ''_p は著しく大きくなり、電子スピンの才差運動が大きな電力を吸収する。 χ''_p の大きさが共振時の値の半分になる磁界を $\frac{\omega}{\gamma} \pm \frac{\Delta H}{2}$ とするならば、

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma} \quad (7)$$

χ_p , χ_n の z 方向直流磁界に対する変化は第3図に示される。



第3図 磁化率の直流磁界による変化

次に空胴共振器の摂動について述べよう。空胴共振器の電磁界中に微小な試料を挿入するならば、共振周波数および Q は試料挿入前に比較して僅かながら変化する。もし試料の形状と試料に加わる電磁界の性質が適当であるならば、これらの微小変化分を精密に測定することによって試料の磁化率、分極率を測定することができる。前述のように磁性体の磁化率は円偏波に対してスカラー量のように振舞うから、このような試料をおく所の磁界としては回転磁界が適当であり、試料の形状は軸対称である方がよいことは容易に推察されるであろう。

強い直流磁界が印加された強磁性体の小球試料 (半径 r_s) が空胴共振器内の直流磁界に垂直な面内で回転する回転磁界の中におかれていると考える。試料がおかれた場所の電界は極めて弱いとすれば、試料挿入による共振角周波数 ω_r の変化 $\delta\omega_r$ と $1/Q$ の変化 $1/Q_s$ と試料の磁化率との関係は次の通りである。

$$-\left(\frac{\delta\omega_r}{\omega_r}\right) + j\frac{1}{2Q_s} = \frac{\chi_{eff}}{\mu_0} \cdot \frac{\mu_0 \mathbf{h} \cdot \mathbf{h}^*}{4W} \delta \cdot V \quad (8)$$

ここに

$$\frac{\chi_{eff}}{\mu_0} = \frac{\chi/\mu_0}{1 + \frac{1}{3} \frac{\chi}{\mu_0}} \quad \text{実効磁化率} \quad (9)$$

\mathbf{h} : 試料が挿入されるべき部分の高周波磁界ベクトル (尖頭値)

W : 空胴共振器の全蓄積エネルギー

μ_0 : 真空の透磁率

$$\delta V = \frac{4}{3} \pi r_s^3 \quad \text{試料の体積}$$

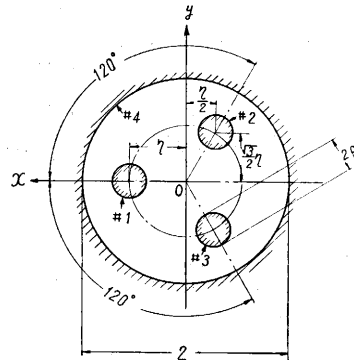
* は複素共軛を示す

$\frac{\mu_0 \mathbf{h} \cdot \mathbf{h}^*}{4W}$ は別の測定あるいは計算によって知られる量

であるから (8) 式によれば共振周波数と Q の変化の測定により χ_{eff}/μ_0 を求めることができ、真の χ/μ_0 は χ_{eff}/μ_0 より (9) 式を用いて計算される。 \mathbf{h} が正方向回転磁界であるか負方向回転磁界であるかにしたがって測定された χ_{eff} , χ の値も正、負回転磁界に対応する値となる。

次に遮蔽3相半同軸共振器に関する (8) 式の係数を求めてみよう。

3. 遮蔽3相半同軸共振器の理論



第4図 遮蔽3相線路の断面

第4図に示された断面の対称遮蔽3相線路の波動インピーダンス・マトリクスを文献3)と同様にして求めよう。遮蔽円筒の半径を1、芯線の半径を ρ 、芯線と円筒の中心との距離を

η 、媒質は真空とし導体 (金属) には図示の通りの番号をつける。電界、磁界の強さ \mathbf{E} , \mathbf{H} をポテンシャル u , v (u , v は共に x , y の実函数) によって表わすならば、

$$\mathbf{E} + j\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{H} = -\text{grad}(u + jv) \quad (10)$$

また、芯線の太さが十分細く #1 の芯線にのみ単位の電流が流れている (帰路は遮蔽円筒である) 場合のポテンシャル $u_1 + jv_1$ は、

$$u_1 + jv_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}} \ln \frac{x + jy - \eta}{x + jy + \eta} \quad (11)$$

と表わされることが知られている³⁾。 μ_0 , ϵ_0 は真空の透

磁率および誘電率である。よく知られた公式と構造の対称性より、各芯線の電流 I_1, I_2, I_3 および電圧 V_1, V_2, V_3 に対応する波動インピーダンス・マトリックスは、

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{12} \\ Z_{12} & Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{12} & Z_{12} & Z_{11} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_1 \frac{du_1}{dn} ds \\ Z_{12} &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \oint u_1 \frac{du_2}{dn} ds \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ここに、 u_2 は # 2 の芯線にのみ単位電流が流れている時のポテンシャル、 ds は周辺の線素、 n は空間の外向き法線方向単位ベクトル、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

(11) 式を用いて (13) 式の積分を近似計算すると次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &\doteq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{\eta \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)}{\rho} \\ Z_{12} &\doteq \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{1}{\eta^2 + 1 + \eta^2} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(12) 式の波動インピーダンス・マトリックスの個有値は、

$$Z_{11} + 2Z_{12}, \quad Z_{11} - Z_{12}, \quad Z_{11} - Z_{12}$$

の三つであり、これらに対応する個有ベクトルは、

$$I \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad I \begin{bmatrix} 1 \\ \epsilon - j\frac{2\pi}{3} \\ \epsilon - j\frac{4\pi}{3} \end{bmatrix}, \quad I \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j\frac{2\pi}{3}} \\ e^{j\frac{4\pi}{3}} \end{bmatrix}$$

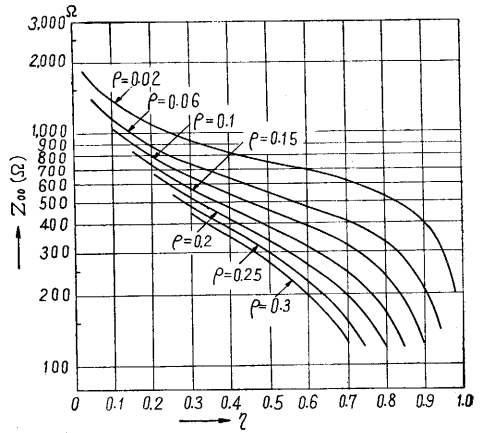
であることが判る。これらはそれぞれ 3 相交流の零相、正相、逆相の 3 姿態を表わし、正、逆両相姿態は縮退している。# 1 の芯線に流れている電流 I (尖頭値を表わす) を姿態電流とし、単一姿態によって伝送される電力 P が、

$$\begin{aligned} P &= R_0 [I_1^*, I_2^*, I_3^*] \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} Z_0 |I|^2 \end{aligned} \quad (15)$$

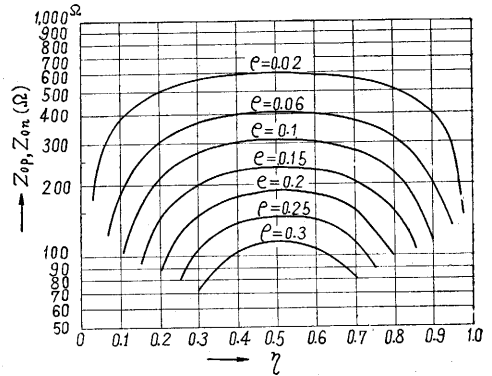
によって表わされるように各姿態の波動インピーダンス Z_0 を定めるならば、それらは次の通りに計算される。

$$Z_{00} = 3(Z_{11} + 2Z_{12}) \doteq \frac{3}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{\eta \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)}{3\rho} \left(\frac{1}{\eta^2 + 1 + \eta^2} \right) \quad (16)$$

$$Z_{op} = Z_{on} = 3(Z_{11} - Z_{12}) \doteq \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{3\eta^2 \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)^2}{\rho^2 \left(\frac{1}{\eta^2} + 1 + \eta^2 \right)} \quad (17)$$



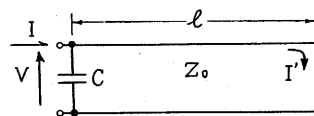
第 5 図 零相姿態波動インピーダンス Z_{00} (電流の大きさは芯線 1 本に流れる同相電流とする)



第 6 図 正相・逆相姿態インピーダンス Z_{op}, Z_{on}

Z_{00}, Z_{op}, Z_{on} はそれぞれ零相、正相、逆相姿態の波動インピーダンスであり、それらの数値計算結果は第 5 図、第 6 図に示される。これらの値は線路の断面の比例の変化によっては変わらない。

3 相半同軸共振器に蓄えられているエネルギーを求めよう。考察の対象としている姿態の波動インピーダンスを Z_0 とし、長さ l の芯線の一端は短絡されているものとする。他端は開放されているが、実際には端効果があるから静電容量 C が



第 7 図 半同軸共振器の等価回路

負荷されていると考えておこう。第 7 図に示されたように開放側の尖頭電圧、電流をそれぞれ V, I とし短絡端の電流を I' とするならば、開放側から見たサセプタンス B は、

$$B = \frac{I}{jV} = \omega C - \frac{1}{Z_0} \cot \frac{\omega l}{c} \quad (18)$$

ここに ω は角周波数、 c は光速である。共振条件を求めるならば、

$$\omega_r C = \frac{1}{Z_0} \cot \frac{\omega_r l}{c} \quad (19)$$

共振器に蓄えられている共振エネルギー W は、リアクタンス定理により次の通りに求められる。

$$W = \frac{1}{2} |V|^2 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial B}{\partial \omega} \right)_{\omega = \omega_r}$$

$$= \frac{1}{2} |I|^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{Z_0}{\omega_r} \left(\frac{\omega_r l}{c} + \frac{1}{2} \sin \frac{2\omega_r l}{c} \right) \quad (20)$$

次に、遮蔽3相線路の短絡端における正相（あるいは逆相）姿態電流が I' である場合の回転磁界の強さを求める。(10), (11) 式を用いて # 1 の芯線にのみ I' の電流が流れている時、中心における磁界は、

$$H_x = 0 \quad H_y = -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right) I'$$

2, # 3 の芯線にも電流が流れそれらが 3 相（正相あるいは逆相）を形成する時には、上記の H_y の大きさの $\frac{3}{2}$ 倍の大きさを持つ回転磁界が現われる。回転磁界の強さを h とするならば、

$$\frac{1}{2} |h|^2 = \frac{(I')^2}{2} \cdot \left(\frac{3}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)^2 \quad (21)$$

断面の比例的な拡大によって遮蔽円筒の半径が a となった場合には同じ電流による磁界の強さは $1/a$ 倍に減少する。

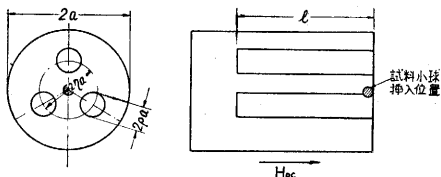
(17), (20), (21) の各式の結果を用いるならば、遮蔽3相半同軸共振器に関する (8) 式右辺の係数を求めることができる。

$$\frac{\mu_0 h \cdot h^*}{4W} \doteq K_1 \cdot K_2 \cdot \frac{1}{\pi a^2 l} \quad (22)$$

$$K_1 = \frac{1}{\sin \frac{2\omega_r l}{c} + \frac{2\omega_r l}{c}} \quad (23)$$

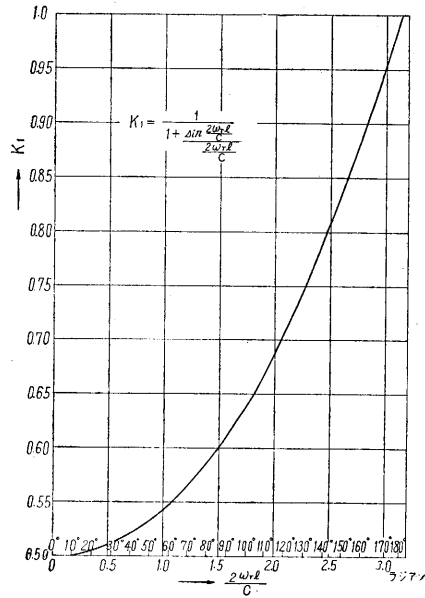
$$K_2 = \frac{\frac{3}{4} \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)^2}{3\eta^2 \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right)^2 \ln \frac{\rho^2 \left(\frac{1}{\eta^2} + 1 + \eta^2 \right)}{\rho^2 \left(\frac{1}{\eta^2} + 1 + \eta^2 \right)}} \quad (24)$$

ただし a : 遮蔽円筒の半径 ρa : 芯線の半径 ηa : 遮蔽円筒の中心と芯線の中心との距離 l : 芯線の長さ ω_r : 共振周波数 c : 光速 $= 3 \times 10^{10}$ cm/sec. 第 8 図参照 (23) 式の K_1 は測定周波数と芯線の長さによってきまる係数であり通常 1 に近い値を持ち、(24) 式の K_2 は線路の断面の寸法比によってきまる係数であって芯線の



第 8 図 遮蔽 3 相半同軸共振器

間隔、太さによって著しく変化する量である。これらの係数の数値計算結果を第 9 図、第 10 図に示す。 $\pi a^2 l$ は近似的に共振器の体積を表わしている。

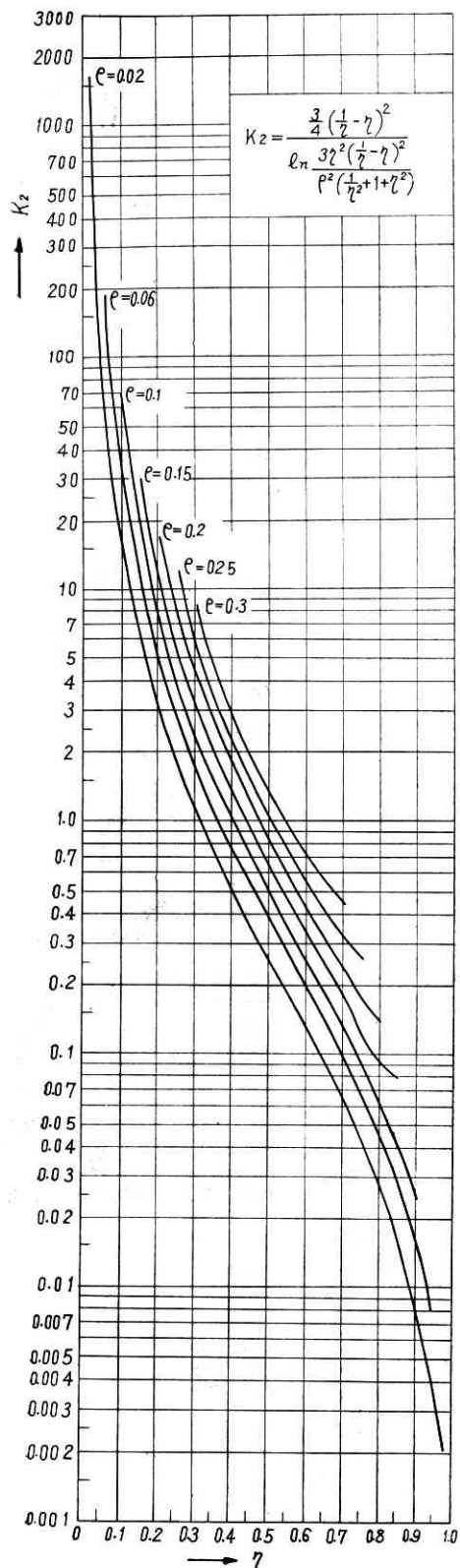


第 9 図 $\frac{Z\omega_r l}{C}$ と K_1 との関係

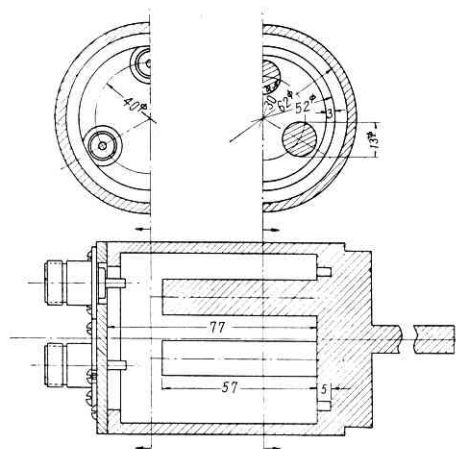
4. 1200 Mc における実験結果

1200 Mc 帯においてフェライトのテンソル磁化率を測定するため遮蔽3相半同軸共振器を試作した。第11図はその構造の概略を表わし、主要寸法は次の通りである。

$a = 31.0$ mm $l = 57.0$ mm $\rho = 0.110$ $\eta = 0.484$
 開放端に負荷される静電容量が、零相姿態と正、逆両相姿態とでは異なっていること、および、図示されたように短絡板の周囲に環形の溝が掘られそのため零相姿態に対する等価芯線長が正、逆両相のそれより長いことによって、零相姿態の共振周波数は正、逆両相姿態のそれよりも約 100 Mc 下げられている。共振器の励振および検波のための電力の授受は 3 本の芯線の開放端に相対しておかれた 3 本のアンテナによって行なわれている。正、逆両相の縮退を保つためには、構造が対称であると共に電気的負荷が対称でなければならない。そのため 3 本のアンテナは同じ形状であると共に 6 db の抵抗減衰器を通して信号源あるいは鉱石検波器に接続され、アンテナインピーダンスの不均等は極力抑制されている。3 本のアンテナにそれぞれ信号源、鉱石検波器、無反射終端器が接続されるならば（直線偏波励振）、正、逆両相姿態が同時に励振されるから、試料のフェライト小球の挿入によって CRT 上の両姿態の共振曲線が分離するのが観察される。しかし共振曲線の微小な変化を精密に測定するためには一方の姿態のみを励振して一つの共振曲線を描かせることが必要であった。そのため 2 本のアンテナは $2\pi/3$ だけ位相をずらせて同時に励振され（円偏波励振）、残りの 1 本のアンテナに鉱石検波器が接続された。位相差は饋電同軸線路の長さを 3 分 1 の波長だけ違えることによって作られている。第 12 図はこのような接続を行な



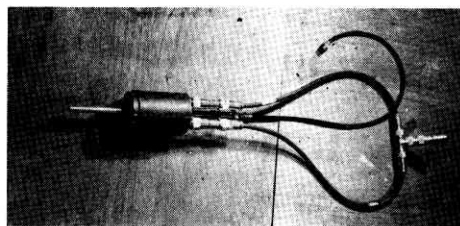
第10図 η , ρ と K_2 との関係



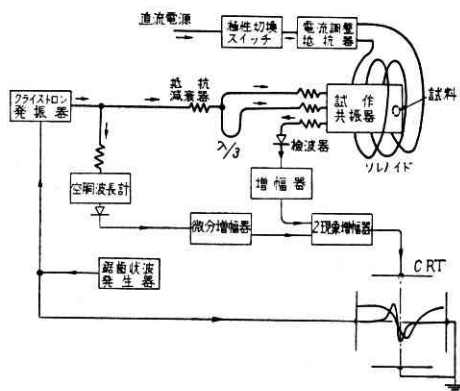
第 11 図 試作共振器の構造

った共振器の外観を示す。

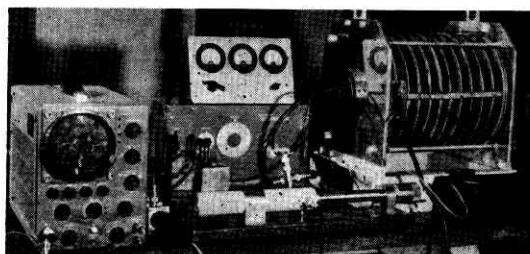
試料小球はポリフォームで支えられ共振器の軸方向磁界はソレノイドによって加えられた。測定回路の概略とその外観は第 13 図、第 14 図に示され、測定は CRT 上で行なわれた。正、逆両相状態の直交性は 15 db 程度



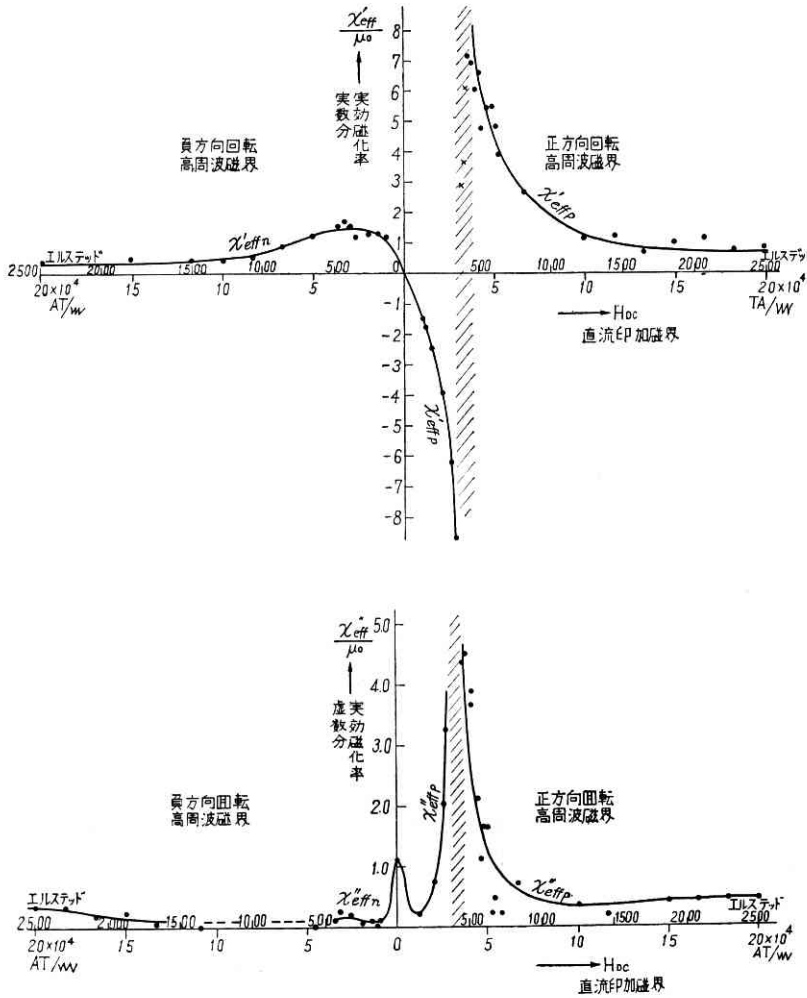
第 12 図 試作共振器の外観



第 13 図 測定回路ブロック線図 (円偏波励振)



第 14 図 測定回路の外観



第 15 図 UHF 帯フェライトの測定例 試料温度=30°C

であった。東京電気化学 KK 製 UHF 帯フェライト G-04 に関する測定の一例を第 15 図に示す。試作共振器の特性および試料の半径、 χ_{eff} を求める係数は次の通りであった。

$$f_r = \omega_r / 2\pi \approx 1178 \text{ Mc} \quad Q_0 = 2100$$

$$r_s = 2.19 \text{ mm} \quad \mu_0 h \cdot h^* \delta V / 4 W = 0.216 \times 10^{-3}$$

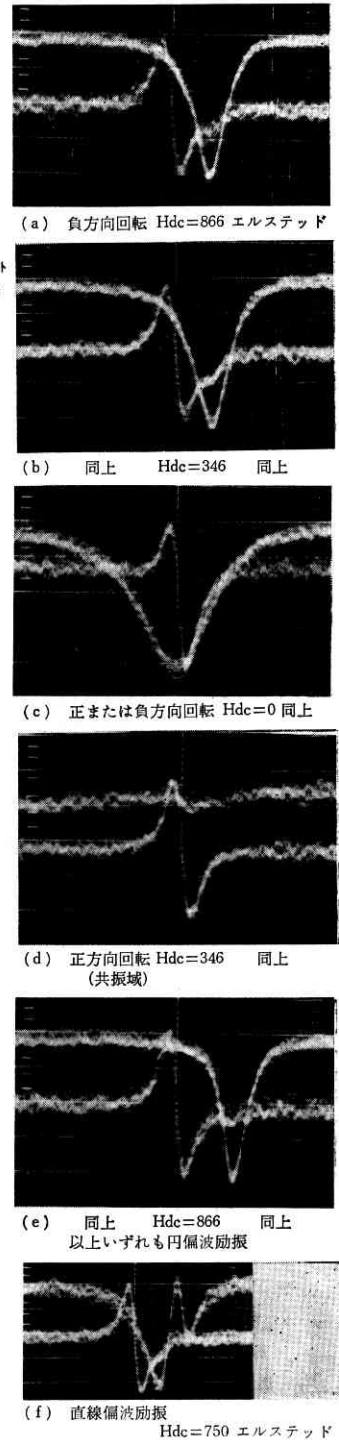
測定の時 CRT 上に現われた図形の一例を第 16 図に示す。測定の結果、約 400 エルステッドにおいて正回転方向では顕著な共振を示し負回転方向で若干磁化率が大きくなっていることが判る。測定誤差は正逆両相姿態の直交性の不完全による所が最も大きいから、その軽減のため共振器の工作精度を上げることが必要である。

5. 結 び、謝 辞

遮蔽 3 相半同軸共振器を用いた UHF 帯における磁性体のテンソル磁化率の測定方法を紹介した。この方法によれば SHF 帯におけると全く同様に直接磁化率の個有値を求めることが可能である。またこの方法は等価的な集中定数回路の使用により寸法上の困難なしに UHF 帯

に拡張することが可能である。

試料のご提供その他についてご援助をいただいた東京電気化学 KK 研究所の方々に深謝の意を表わす。測定法についてご助言いただいた東京都立大学小笠原助教ならびに終始ご指導賜わった本学斎藤教授に感謝する。



第 16 図 CRT 上の図形の例 (1961 年 4 月 28 日受理)

文 献

- 1) 黒川, 岡田; "1000 Mc 帯におけるフェライトテンソル透磁率の測定法" 昭 34 電気 4 学会連合大会 815
- 2) 浜崎, 木村; "UHF 帯におけるテンソル透磁率の測定" 昭 36 電気 4 学会連合大会 1189
- 3) 浜崎, 木村; "2 芯同軸線路を用いたファラデー旋波子" 生産研究 第 12 巻 第 8 号 pp. 324-330 昭 35 年 8 月