

博士論文

高周波用磁性体開発と磁気デバイスへの応用に関する研究  
(Study on Magnetic Materials Operating at High Frequency and  
Their Applications to Magnetic Devices)

平成27年9月

藤井重男

山口大学大学院理工学研究科

# 高周波用磁性体とその磁気デバイスに関する研究

## 目次

### 第1章 緒論

- 1. 1 背景
- 1. 2 磁性体の高周波挙動
  - 1. 2. 1 複素透磁率
  - 1. 2. 2 テンソル透磁率
- 1. 3 磁性体の高周波応用
  - 1. 3. 1 アイソレータ
  - 1. 3. 2 磁性体アンテナ
- 1. 4 本研究の目的と意義
- 1. 5 参考文献

### 第2章 高周波用軟磁性体の開発

- 2. 1 序論
- 2. 2 実験方法
  - 2. 2. 1 試料調整方法
  - 2. 2. 2 特性評価方法
- 2. 3 結果および考察
  - 2. 3. 1 添加物による特性改善
  - 2. 3. 2 CuO 添加量の適正化
  - 2. 3. 3 CuO 添加 Co<sub>2</sub>-Y 材の製造条件の設定
  - 2. 3. 4 低損失要因の解析
- 2. 4 結論
- 2. 5 参考文献

### 第3章 高周波磁気特性の評価

- 3. 1 序論
- 3. 2 実験および評価
- 3. 3 評価方法の構築
  - 3. 3. 1 短絡ストリップ法による $\Delta H$  評価の検証
  - 3. 3. 2 複素透磁率評価法
- 3. 4 結論
- 3. 5 参考文献

### 第4章 低背型アイソレータ

- 4. 1 序論
- 4. 2 実験方法
  - 4. 2. 1 素子設計

- 4. 2. 2 YIG ガーネット材の製造
- 4. 2. 3 導体形成プロセスとパッケージ化
- 4. 2. 4 特性評価方法
- 4. 3 結果および考察
  - 4. 3. 1 低背型素子の試作
  - 4. 3. 2 低背型低背型アイソレータ素子の機能試作および特性評価
  - 4. 3. 3 コプレーナ型サーキュレータ
  - 4. 3. 4 次世代型アイソレータ
- 4. 4 結論
- 4. 5 参考文献

## 第5章 磁性体アンテナ

- 5. 1 序論
- 5. 2 実験方法
  - 5. 2. 1 試料調整方法
  - 5. 2. 2 素子設計
- 5. 3 結果および考察
  - 5. 3. 1 ヘリカル電極構造アンテナ
  - 5. 3. 2 貫通電極構造アンテナ
  - 5. 3. 3 上部電極構造アンテナ
- 5. 4 結論
- 5. 5 参考文献

## 第6章 総括

謝辞

## 第1章 緒論

### 1.1 背景

磁性材料は硬質磁性材料と軟質磁性(軟磁性)材料に大別される。磁性は原子核を回る電子のスピンの角運動に起源し、s-d,f 軌道の相互作用によって発現する。前者は、エネルギーを与えることでスピン磁気モーメントが所定方向に配列し、これによって生じた自発磁化が経時的に保存されるため、これが永久磁石として知られる。その材料は、KS 鋼やアルニコのような金属鑄造磁石に始まり、その後希土類元素と遷移金属との SmCo のような合金磁石が発明され、B のような軽元素を用いた Nd-Fe-B 系合金のような(BH)<sub>max</sub>で 400 kJ/m<sup>3</sup>(50 MGOe)を超える極めてエネルギー積(飽和磁束密度 B と保磁力 H<sub>c</sub> の積)の大きな磁石が発明されるに至っている。産業への実用としては、モータや発電機の磁極発生、音響機器のスピーカやアクチュエータなどに適用されている。

一方、軟磁性はそれ自身では磁化方向が配列できず、外部エネルギーが付与されて初めて磁場を発生することができる。外部エネルギーは、永久磁石と接する、あるいは導体コイルを巻いて電流を流すことで与える。その資源量から、古くから鉄が代表的な良く知られた軟磁性材料であり、羅針盤の磁針として用いられ、産業上はモータの磁極が反転する回転子や電磁石に採用されてきたが、金属であることにより、回転が高くなると(高周波化)表皮効果により磁化が劣化するため用途が制限されていた。

ところで、金属ではなく酸化物も軟磁性を有することがわかっており、古くから磁鉄鉱(Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>)が知られていた。これはスピネル構造の結晶構造を有し、中心に Fe 原子が位置した 4 個の酸素原子で構成された 4 面体と、同様に 8 個の酸素原子で構成された 8 面体から成る。4 面体の Fe 原子と 8 面体の Fe 原子は互いに反平行の磁気モーメントとなり、その相殺が結晶格子全体の磁気モーメントとなる所謂フェリ磁性体である。これは金属 Fe の磁気モーメントには及ばないものの、酸化物であることからより高い抵抗値を有し、したがって前記周波数に対する表皮効果が緩和され、Fe や Ni や Co などの金属磁性体では従来対応できなかった分野への適用が可能となった。ここに、スピネル構造の Fe は 2 価と 3 価を有することから、それぞれの価数の代替となる遷移金属元素で Fe を置換することで様々な磁性および抵抗などの特性が異なるフェリ磁性体が発明された。その代表的な例が MnO・Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、MnZn-O・Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、NiZn-O・Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> で、フェライトは酸化物や炭酸塩粉末原料の焼成・焼結体で製造できることから、インダクタやトランスなどの民生用電子機器に応用されることで飛躍的な進展を見せた。

しかしながら、スピネル構造軟磁性体は結晶構造が体心立方であるため、Co のような電子雲の方向性に偏りがあるために磁気異方性を誘導する元素が用いられても、結晶としての磁化は等方的で外部からの印加磁界によって磁化方向は容易に変化する。したがって、軟磁性材料として高い透磁率μを発現することが可能な材料ではあるが、磁気を誘導する励磁磁界が高周波になるに連れ磁化方向が追従できなくなる。結果として、磁化のために印加されたエネルギーは軟磁性体に吸収されることになり、この周波数は磁気共鳴点 f<sub>r</sub> と呼ばれる。このとき、透磁率μと磁化率χは、軟磁性体の飽和磁化を M<sub>s</sub>、一軸異方性定数を K<sub>u</sub> として、以下の関係にある[1]。

$$\mu = Ms/Ku = 2\chi/Ms \quad (1.1)$$

磁気共鳴点  $f_r$  は、ジャイロ磁気定数を  $\gamma$  として

$$f_r = \gamma Ku / \pi Ms \quad (1.2)$$

と表されるから、 $f_r$  と  $\chi$  の積は以下となる。

$$f_r \times \chi = \gamma Ms / 2\pi \quad (1.3)$$

これは Snoek の限界則と呼ばれ[2]、 $\gamma$  は一般的に約 2 の定数であるから、両者の積は飽和磁化  $M_s$  で規定されることを意味する。同じ  $f_r$  であれば、高い共鳴周波数  $f_r$  ほど磁化率  $\chi$  は低くなる。磁気異方性  $K_u$  が高い磁性体は透磁率  $\mu$  が低い。逆に  $\mu$  が高い磁性体は共鳴点  $f_r$  が低い。また、異なる磁性体が同じ  $\mu$  であれば、 $M_s$  が高いほど  $f_r$  は高く、したがって高い周波数まで磁性体としての利用が可能である。ここに、Snoek の限界則は印加磁界に対して磁化方向が容易に倣う磁性体、つまり、前述したスピネル型フェライトのような立方体を基本結晶構造とした磁性体に適用される。

一方、高周波では Snoek の限界則の他に、表皮効果(表皮深さ; skin depth,  $\delta$ )による損失が加わるから、 $M_s$  ばかりなく電気抵抗  $\rho$  も考慮に入れなければならない。ここに、表皮深さ  $\delta$  とは、導体に高周波電流が流れる場合の表面からの侵入距離であり、高周波では導体の  $\delta$  の深さまでの表面しか電流が流れないことを意味し、 $\delta = \sqrt{2/\omega\mu\sigma}$  ここに、 $\omega = 2\pi f$  ( $f$ : 周波数)、 $\sigma$  :

導電率 である。低抵抗導体では  $\sigma$  が大きいから  $\delta$  は小さくなり、したがって高周波では電流が流れなくなる。軟磁性体の場合、表皮効果は高周波での性能の目安となり、低抵抗であれば表皮効果のために極く表面でしか励磁されず、軟磁性体としての挙動は低い周波数までに限られる。高抵抗であれば、高い周波数まで軟磁性の挙動を示す。一方、同じ抵抗であれば、透磁率  $\mu$  に反比例して表皮深さ  $\delta$  が変化し、高  $\mu$  であれば高い周波数では軟磁性特性が消失するため、低  $\mu$  材料ほど高周波用途に適する。同様な現象は誘電率  $\epsilon$  についても当て嵌まる。前述した代表的スピネルフェライトである  $MnZn-O \cdot Fe_2O_3$  と  $NiZn-O \cdot Fe_2O_3$  では、両者を対比した場合ほぼ同じ誘電率であるが、前者が低抵抗で高透磁率、後者が高抵抗で低透磁率であるため、前者は数 MHz までの低周波帯域に使用され、特に商用トランス用途が多い。これに対し、後者は百 MHz までの高周波帯域でも使用できるスイッチング電源やチョークコイルに用途展開されている。

スピネルフェライトのように励磁方向に対して磁化方向が倣う場合に Snoek の限界則は成立する。これに対し、結晶磁気異方性が強く励磁方向に容易に磁化が配列しない結晶では、この法則を逸脱し、フェライト材ではフェロックスプレーナと称される六方晶フェライトが知られている。このフェライトは結晶構造が結晶 C 軸方向に、Fe 原子の酸素原子による配位が 4 面体と 8 面体を持つスピネル構造(S)ブロックが積層しており、さらに Fe 原子が酸素原子により 12 面体配位した積層ブロック層(R)およびその逆配置ブロック層(R\*)との積層構造の組合せで単位格子が成り立

っている。六方晶構造のため磁気異方性が発現し、a、b 結晶格子軸面内に磁化容易方向があるものはZ型、Y型、そしてc軸結晶格子軸に磁化容易方向があるものはM型、W型と分類される。前二者は数十kA/mの保磁力H<sub>c</sub>を有するために軟質磁性体としての挙動を示し、後二者は数千kA/m以上の保磁力H<sub>c</sub>を有する硬質磁性体として挙動する。これら材料の共鳴周波数f<sub>r</sub>はSnoekの限界則を越えてGHz帯域にあり、そのf<sub>r</sub>はこの順に高くなる。Z型とY型は数100MHz以上で使用されるコモンモードフィルタやノイズ吸収シートへの応用が提案されているが、低い透磁率μ (<30)と製造上の雰囲気制御が必要であることから、大きな市場を形成するには至っていない。M型は高い磁気異方性のために永久磁石材料として良く知られているが、その異方性を利用して、指向性を有するフェイズドアレイアンテナのような電子機器用途への提案もなされている。W型は製造上の安定性に課題があるが、M型を超える高い磁気異方性を有することから、次世代の永久磁石材料としての可能性が注目されている。

上記フェライト材料は、自発磁化を有する所謂強磁性体であり、産業用に用途展開が盛んになされている。一方、磁性体の電磁気的効果に着目した応用があり、フェライトと同様なフェリ磁性を示す軟磁性体としてガーネットフェライト材料は磁気工学用素子材料として知られている。具体的にはKerr効果およびFaraday効果として知られている、偏光電磁波がその材料媒質中を通過する際に、磁化されることで透磁率テンソル成分が変化する影響を受けて磁界偏光面が回転する現象を利用し、光通信用フィルタや光磁気記録に適用されている。これらは、ジャイロ磁気効果として知られている現象で、この原理はアイソレータやサーキュレータの高周波素子にも適用されている。携帯電話では、アンテナに直結する送受信信号波形整形に関わる高周波受動部品(フロントエンドモジュール)において、送受信の信号の混線を防止する目的でこれら素子の使用が盛んである。ガーネットフェライト材料は酸化物であるため透磁率μと誘電率εを合わせ持ち、媒質中の電磁波の波長λは $\lambda \propto 1/\sqrt{\mu \cdot \epsilon}$ の関係があるから、透磁率μおよび誘電率εにより波長が短縮される。したがって、それらの積に応じた高周波素子の小型化が可能である。

## 1.2 磁性体の高周波挙動

### 1.2.1 複素透磁率

磁性体が直流で励磁された場合の透磁率μは以下の式で定義される。しかしながら、磁性体を交流磁界 $H = H_0 e^{j\omega t}$ で磁化する場合、磁心に誘導される磁束密度Bは損失などの原因でBが時間的にHに追従できなくなる性質が現れてくる。そこで、この時の位相の遅れをδとすれば、磁束密度は一般に $B = B_0 e^{j(\omega t - \delta)}$ と表される。このときの透磁率は複素透磁率と呼ばれ、次式で定義される。

$$\dot{\mu} = \frac{B}{H} = \frac{B_0 e^{j(\omega t - \delta)}}{H_0 e^{j\omega t}} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\delta} = \mu' - j\mu'' \quad (1.4)$$

$$\text{ここに、} \begin{cases} \frac{B_0}{H_0} \cos \delta = \mu' \\ \frac{B_0}{H_0} \sin \delta = \mu'' \end{cases} \quad (1.5)$$

$$\frac{\mu''}{\mu'} = \frac{(B_0/H_0) \sin \delta}{(B_0/H_0) \cos \delta} = \tan \delta \mu \quad (1.6)$$

(1.4) 式における  $\mu'$  は  $H$  と同相成分の  $B$  に対する透磁率で複素透磁率の実数部で、直流で励磁された場合の透磁率に相当し、通常透磁率と呼んでいる値である。 $\mu''$  は磁界の強さ  $H$  に対して  $90^\circ$  の位相差をもつ磁束密度成分に対する透磁率である複素透磁率の虚数部で、これは交流理論からも明らかなように磁気損失成分となる。なお、(1.6) 式の  $\tan \delta \mu$  は損失を表す指標値(損失係数)で、複素透磁率における有効成分と無効成分の比を表したもので、この逆数値は性能指数(Q)である。また、この値は回路素子としての有心線輪がもつ抵抗分とリアクタンス分の比、すなわち、 $\tan \delta \mu = \frac{1}{Q} = \frac{R}{\omega L}$  (R: 等価全損失抵抗、L: 線輪インダクタンス)となる。一般

に、インダクタなど磁心に要求される特性としては  $\mu'$  が大きく  $\tan \delta \mu$  が小さいことが望ましいため、軟磁性フェライトの評価基準として性能指標  $\alpha = \tan \delta \mu / \mu'$  なる値が用いられることもある。

なお、同様に誘電率に関しても、複素数表示し複素誘電率(実数部  $\epsilon'$ 、虚数部  $\epsilon''$ )で表す。交流での誘電体損失も  $\tan \delta \epsilon$  として表され、 $\tan \delta \epsilon = \epsilon'' / \epsilon'$  である。軟磁性体を高周波用途に適用する場合は、 $\tan \delta \mu$  が低く一定の値を示す周波数帯域で使用する事が望ましい。

磁気損失  $\tan \delta \mu$  は強磁性共鳴点  $f_r$  で極大値に達し、励磁周波数でのエネルギーが熱損失として失われる。ところで、複素透磁率のそれぞれの成分には、より詳しくは、磁気異方性の分散項が含まれる。したがって、磁氣的損失  $\tan \delta \mu$  の起因には表皮効果(抵抗)や磁気異方性の分散がある。これらの影響を受け、複素透磁率の実数部  $\mu'$  は磁気共鳴点  $f_r$  より低周波数で減衰し、これに伴い虚数部  $\mu''$  は、同様に  $f_r$  に達する前にも緩やかに増加し、共鳴点  $f_r$  近辺では急激に増加し極大値に達する。したがって、 $\tan \delta \mu$  の周波数依存性は  $\mu''$  と同様の挙動を示し、 $f_r$  に達する前から緩やかに増加し  $f_r$  で極大値となる。

さて、透磁率の高周波での減衰に影響を及ぼす表皮効果以外のもう一つの減衰要因である磁気異方性の分散は、磁化方向に対する配向の様相である磁区構造に関わり、一つの磁区内における磁化方向の揺らぎを意味する。磁壁  $\eta$  は  $\eta = \pi \sqrt{A/K}$  (K: 異方性定数、A: 交換スティフネス定数) で表され、この磁壁幅(臨界径)を超える粒径では磁壁が現れ、磁壁で囲まれた領域(磁区)内では同一方向に磁化が配列した多磁区構造から成る。臨界径以下の粒子では粒子全体が一つの磁区となる単磁区構造となる。強い磁気異方性により磁化方向が配向した場合には、磁性体は高いエネルギー積(BH<sub>max.</sub>)を持つ硬質磁性材料(永久磁石)として振舞う。

軟質磁性材料では、臨界径より小さな粒子は超常磁性(Super Paramagnetism)となり、透磁率は印加磁界に比例した値を発現する軟磁性体としては好ましくない。臨界径より大きな粒子径  $D$

では、透磁率は D の 6 乗に比例して増加し[3]、Fe 粒子では 100nm 前後で良好な軟磁気特性を示すことが報告されている[4],[5]。このとき、磁化の揺らぎが少なくなるために、軟磁性体として磁界応答性の高い、すなわち周波数応答性の良い高い透磁率を発現する。このような特性を実現する構造は、次元の少ない系で分散を制御することが有効となる。つまり、多結晶体のような三次元構造よりも薄膜のような二次元構造ではこの分散性が小さくなるから、多層膜はその状態を実現できる候補の構造形態である。また、薄膜では膜厚によって粒子径を制御することが可能であるから、薄層化することで小粒子径化が容易になる。先に述べたように高周波用途には高抵抗化することが好ましいから、多層膜構造では各層の厚みを薄くすることで抵抗が増加し、抵抗の高いセラミックス非磁性層と磁性体層を交互に積層することで、抵抗を増加させると共に磁化の揺らぎを制御できる。特に、励磁磁界によって磁化された磁性層同士が磁氣的に結合するような適切なセラミックス層の厚みとすることは、磁化方向を揃い易くし、表皮効果を抑制し透磁率を向上させるに有効な手段となる[6-8]。単層の Fe 薄膜でも反応性製膜により窒化させ適度に抵抗を上げ、その後熱処理により二相の状態を析出させることで透磁率を高める方法が提案されており、50MHz までの高周波帯域までの利用可能性が示唆されている[9]。

しかしながら、粉末成型体では三次元構造であることから、上記二次元構造の薄膜よりも磁気異方性は分散し易くなる。したがって、透磁率(実数部)の減衰を対策するには抵抗を高くすることが最も有効となる。高周波応用が多い Ni-Zn スピネルフェライトと低周波応用が多い Mn-Zn スピネルフェライトの高周波特性の主たる相違はこの抵抗にあり、比抵抗で前者は  $10^6 \Omega \cdot m$  以上であるのに対し、後者は  $10^3 \Omega \cdot m$  以下である。

さて、強磁性共鳴  $f_r$  は  $f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{Hu(Hu - NMs)}$  ( $\gamma$ ; ジャイロ磁気定数、 $H_u$ ; 異方性磁界、

$N$ ; 反磁界係数、 $M_s$ ; 飽和磁化) で表されるから、Snoek の限界から推しても、高周波における減衰を少なくするには異方性磁界  $H_u$  の大きな磁性体が好適である。Snoek の限界を超える六方晶系フェライトのフェロクスプレーナの磁気異方性  $H_u$  は前記スピネル系フェライトより大きく、その異方性が六角板形状粒子の六角形面内にある Z 型や Y 型フェライトでは、この面内の反磁界係数  $N$  が 1 より小さくなることで共鳴点  $f_r$  が高くなる。一方、異方性の揺らぎ(分散)に起因した減衰を抑制するには磁化方向を配向させることが有効で、粉末成型体を製造する過程で磁界を印加することで、透磁率  $\mu'$  を高める効果があることが Z 型フェライトで報告されている[10]。

ところで、フェライトのような比較的高抵抗な酸化物磁性体でなく、金属粒子で高周波領域に対応する研究も盛んになっている[11-17]。例えば、高周波まで透磁率を維持する粒径 3nm の Fe 粒子構造体で 5GHz 付近まで透磁率が維持できることが報告されている[18]。これは、微粒子を使用することで異方性分散が抑制でき、高周波材料のさらなる高周波領域への展開が可能となることが示唆されている。

## 1. 2. 2 テンソル透磁率



ジャイロ磁気効果を利用する場合、磁性体は所定方向に磁化されて用いられる。すなわち、磁性体の磁化スピンは外部磁界で所定方向に配列している。このとき高周波磁界が印加されるとスピンは歳差運動をする。このような外部磁界のもとで磁化スピンの配向した状態は磁気的にはほぼ飽和している状態にある。したがって、透磁率 $\mu$  はほぼ 1 の値となる。この磁化配列した状態でこの方向と垂直に高周波磁界(電磁界)が磁性体を透過すると、ある周波数では歳差運動が磁化スピン固有の共振点となり発散する。これが磁気共鳴  $f_r$  で生じる現象である。このとき複素透磁率 $\mu'$  は 1 を遥かに越える値となる。ジャイロ磁気効果は、磁化が配列した状態にある磁性体を高周波電流(磁界)が通過する際に、磁化スピンの歳差運動の影響で高周波電磁界の進行方向が曲げられる現象である。この効果を誘起する代表的な材料がガーネット系フェライト材料で、アイソレータなどに適用されている。

磁化が所定方向に配列し飽和した状態では、透磁率のテンソル表記において二次元成分(x-y 面成分)とその直交軸成分(z 軸成分)のみが電磁波に対して影響する。ここに、ガーネットの磁気モーメント  $M$  が外部からの静磁界  $H_{DC}$  で z 軸方向に磁化された状態にあるとき、 $H_{DC}$  に直交して(すなわち x-y 面に)マイクロ波(高周波)磁界  $h_{rf}$  が加えられたとする(図 1.1)。同図中の  $m$  は磁気モーメント  $M$  の x-y 面への投影成分である。いま、 $M$  にはマイクロ波磁界  $h_{rf}$  によって回転モーメントが生じる。したがって、 $M$  は静磁界の方向を軸として回転する力を受けることとなり、首振り運動(歳差運動:ジャイロ磁気現象)をする。

このジャイロ磁気現象で生じる透磁率を「テンソル透磁率」( $\mu_t$ )と呼び、次式で表現される。

$$\mu = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

- $\mu_0$ : 真空の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$ ) [H/m]
- $\mu$ : テンソル透磁率の対角成分、
- $\kappa$ : テンソル透磁率の非対角分散成分
- $\mu_z$ : 印加静磁界方向の透磁率

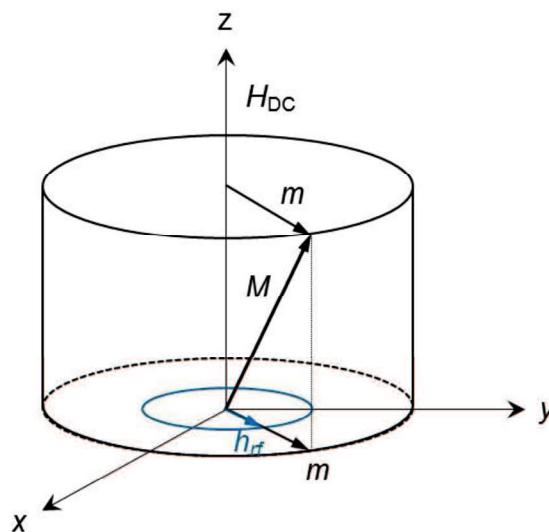


Fig. 1.1. Schematic diagram of precession of magnetic moment induced by an electro-magnetic field  $h_{rf}$  in the x-y plane when a static magnetic field  $H_{DC}$  is applied along z-axis [19].

マイクロ波磁界  $h_{rf}$  が加えられた図 1.1 における磁束密度の変化  $b$  は、このテンソル透磁率表記によって、

$$b = (\mu t) h_{rf} \quad (1.8)$$

で与えられ、 $b$  の  $x$ 、 $y$  成分は以下で表される。

$$\begin{cases} b_x = \mu h_{rf} x - j\kappa h_{rf} y \\ b_y = j\kappa h_{rf} x + \mu h_{rf} y \end{cases} \quad (1.9)$$

電磁波は右回り(正)および左回り(負)円偏波成分の合成であるから、正負を符号+と-に対応させると、それぞれの円偏波に対して正の円偏波透磁率( $\mu_+$ )と負の円偏波透磁率( $\mu_-$ )を用いて、 $b$  の正負の成分は簡略化して以下のように表記できる[19]。

$$b_+ = \mu_+ \cdot h_{rf+} \quad b_- = \mu_- \cdot h_{rf-} \quad (1.10)$$

$$\text{ここに、} \begin{cases} \mu_+ = \mu - \kappa \\ \mu_- = \mu + \kappa \end{cases} \quad \begin{cases} h_{rf+} = h_{rf} x + j h_{rf} y \\ h_{rf-} = h_{rf} x - j h_{rf} y \end{cases} \quad (1.11)$$

一般的には  $\kappa \neq 0$  であるから、これは正負の円偏波透磁率が異なることを意味する。 $\mu_{\pm}$  はそれぞれスカラー量  $\mu_+$  と  $\mu_-$  として次式で表される。

$$\text{正円偏波透磁率: } \mu_+ = 1 + \frac{|\gamma| M_s}{(\mu_0 |\gamma| H_{in} - \omega)} \quad (1.12)$$

$$\text{負円偏波透磁率: } \mu_- = 1 + \frac{|\gamma| M_s}{(\mu_0 |\gamma| H_{in} + \omega)} \quad (1.13)$$

$M_s$  : 磁性体(フェライト)の飽和磁化

$\gamma$  : ジャイロ磁気定数 ( $-1.76 \times 10^9$ )

$H_{in}$  : 内部直流磁界 (A/m)

$\omega$  : 高周波磁界の角周波数 ( $\omega = 2\pi f$ ,  $f$ : 周波数) [rad/s]

外部静磁界  $H_{DC}$  を印加した状態で、これに直交したマイクロ波磁界を加えると共鳴点近傍では磁気モーメントは歳差運動を行うが、これらの式から、マイクロ波の正円偏波が磁気モーメントの歳差運動と回転方向が一致する場合、大きな磁束密度の変化を発生するが、負円偏波は回転方向が反対となるため、磁束密度はあまり変化しない。この正負の円偏波透磁率の印加静磁界  $H_{DC}$  に対する変化を表したものが図 1.2 である。正負の透磁率が異なることで、磁性体媒質中を進行する左右の円偏波の位相にずれが生じ、その結果、それら円偏波の合成である電磁波(マイクロ波)の進行方向が曲げられる。これがジャイロ磁気効果として知られている現象であり、この特性を利用したものが、マイクロ波非可逆回路(アイソレータ、サーキュレータ)である。これに供さ

れる代表的な材料は、イットリウム鉄ガーネット(YIG:  $3Y_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ )フェライトである。

正円偏波の透磁率  $\mu_+$  は磁気共鳴点  $H_0$  で共振し、 $\mu_+$ ' は  $H_0$  前後で発散し負から正に不連続に変化する。 $\mu_+$ " は  $H$  に対して連続的に変じ、 $H_0$  で極大値  $\mu_+$ "max.となる。ここに、 $1/2 * \mu_+$ "max.の値となる二つの  $H$  の磁界差(半値幅)  $\Delta H$  を磁気共鳴半値幅と呼称し、式(1.12)および(1.13)から  $\mu_{\pm}$  とは以下の関係式で表され、アイソレータ/サーキュレータの材料性能指数とされている。

$$\mu_{\pm} = 1 + \frac{|\gamma|Ms}{\mu_0|\gamma|(H_m + \Delta H/2) \mp \omega} \quad (1.14)$$

$\Delta H$  : 磁気共鳴半値幅 (A/m)

$\Delta H$  は磁気モーメント、すなわちスピンの整列している場合は小さな共鳴幅となるから、単結晶では小さく、多結晶の3次元構造体のようなスピン整列が乱れ易い形状では大きな値となる。

ジャイロ磁気効果を利用するアイソレータでは、先述したようマイクロ波の進行方向が曲げられる大きさは、正負の円偏波の磁性体媒質中での位相差に依存し、これは印加磁界における正負の円偏波透磁率の大きさの相違 ( $\Delta\mu = |\mu_+ - \mu_-|$ ) に比例する。この差が大きな磁界  $H$  を印加すれば大きくマイクロ波の進行を曲げることは可能で、図 1.2 からそれは共鳴磁界  $H_0$  付近が好適である。しかし、 $\mu_+$ " の変化から明らかのように、この領域ではマイクロ波エネルギーが吸収され易くなるため、アイソレータ/サーキュレータ素子設計での自由度を確保するためには、ガーネットフェライトの  $\Delta H$  を小さくすることが望まれる。 $\Delta H$  は磁化された方向への磁化の揺らぎ(磁気異方性の分散)を表すものであるから、これを制御する材料設計や製造プロセス設計が必要になる。

なお、図 1.2 において共鳴磁界  $H_0$  に比較して、高磁界および低磁界の印加磁界領域に対しては、それぞれ above resonance および below resonance と呼称されている。携帯電話に搭載されている小型のアイソレータ(集中定数型)は前者、基地局や本研究で対象とする分布定数型のアイソレータでは後者の磁界領域を利用

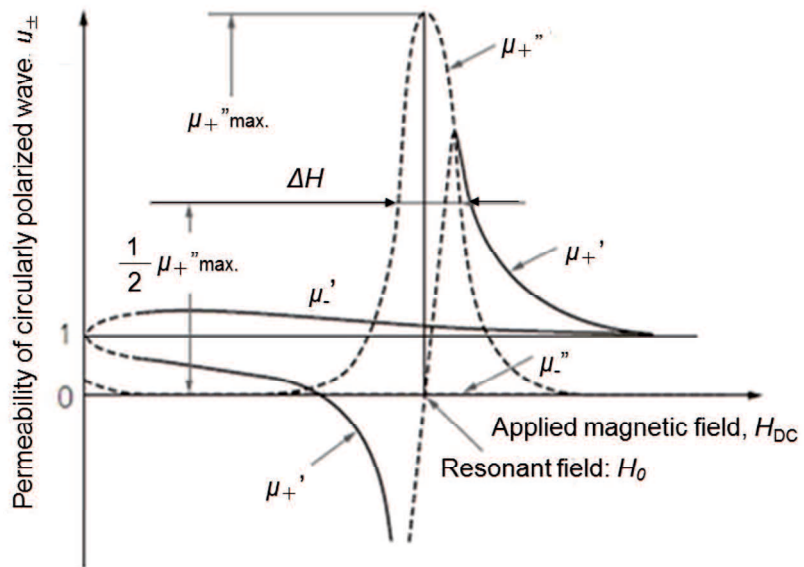


Fig. 1.2. Change in permeability of circularly polarized wave,  $\mu_{\pm}$ , due to applied magnetic field,  $H_{DC}$  [19].

する。

### 1. 3 磁性体の高周波応用

軟磁性材料を電子機器に利用する場合、前章のジャイロ磁気効果のように外部磁界を印加し磁氣的にほぼ飽和させた状態で使用する場合と、または外部磁界を印加させずに、あるいは未飽和状態にして用いる場合がある。代表的な軟磁性材料であるフェライトを例に取れば、前者は非可逆回転素子としてマイクロ波回路に利用される。後者では透磁率の効果を利用するインダクタなどの受動素子として、または積極的に損失を利用し高周波電磁波のエネルギーを消費する電波吸収体として適用されている。これらに加えて、フェイズドアレーアンテナを始めとして、最近ではアンテナに利用することが提案されている。本研究ではマイクロ波のような高周波素子への利用を対象とするため、フェライトが好適で、それをマイクロ波フェライトと呼称する。

ここに、マイクロ波フェライトデバイスはフェイズドアレーを含む各種のレーダや移動および固定の無線通信機器、さらに宇宙通信機器、これらに関連したマイクロ波測定器などの構成部品の一つとして、マイクロ波技術と共に発展してきた[20-22]。その歴史は 1952 年に発表された Hogan の研究に始まる。フェライトのマイクロ波領域におけるジャイロ磁気効果を利用したアイソレータやサーキュレータがこのときすでに提案されている。そして、近年では新しい応用としてアンテナへの展開が提案されている[23]。

#### 1. 3. 1 アイソレータ

フェライトのマイクロ波用途への応用は当初は主にスピネル型フェライトが使われた。しかし、1956 年フランスで希土類ガーネット型フェライトが発見され、磁気損失が飛躍的に改善されることが確認されると、その後はガーネット型フェライトが一般的に使用されるようになった。一方、移動体通信は 1979 年に日本電信電話公社(現 NTT)が日本における運用を開始した自動車電話に始まり、その後持ち運びが可能なショルダーホンを経て、1987 年にハンディタイプの携帯電話が登場し急速に普及が進んだ。

携帯電話では、人体などの影響でアンテナのインピーダンスが変動すると、出力信号の一部がアンテナで反射してパワーアンプに戻るため、パワーアンプの電力効率が低下したり、隣接チャンネル妨害波などの不要な信号が発生したりする障害が発生する。アイソレータはジャイロ磁気効果を利用した素子であるが、1.2.1項の原理からわかるように、順方向の信号は通過させるが、逆方向の信号は遮断する機能を有しているため、アンテナのインピーダンス変動に対して実効的な負荷変動を小さくすることができる。携帯電話では電磁波によって情報を伝達し、電磁波はアンテナを介して携帯機器に入り情報処理されるが、アンテナから情報処理される過程をフロントエンドモジュールと呼称し、この部分にアイソレータが搭載される。

アイソレータの動作を図 1.3 にしたがって説明する。図 1.3(a)はサーキュレータ動作であり、ポート1から入力した信号は、矢印の進行方向にのみ伝送し、ポート2に出力される。同様の関係がポート 2→3 およびポート 3→1 についても成り立つ。アイソレータではポートの一つを抵抗で終端

する。図 1.3 (b)では図 1.3 (a)のポート 3 を終端したアイソレータの場合であるが、ポート 1 からポート 2 へ信号が伝送し、負荷側から反射波が戻ってきた場合、その反射波は矢印の

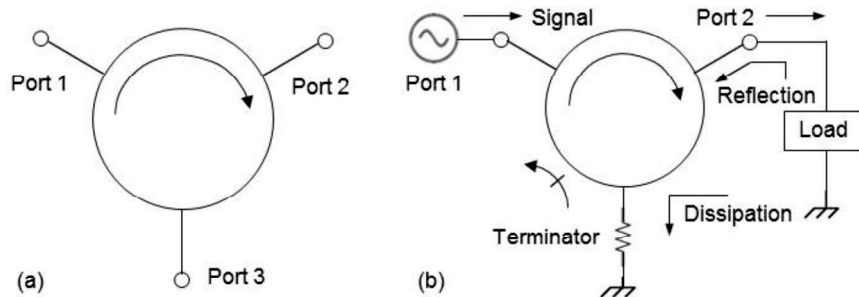


Fig. 1.3. Schematic diagram of fundamental actions on (a) circulator (three ports) and (b) isolator (two ports). Arrows denote nonreciprocal characteristic of signals.

さて、アイソレータは、上記のように近年の携帯電話の普及に伴いアンテナの送受信を分離できる小型機能素子として発達した。当初は、below resonance を利用した導波管タイプや接合タイプの分布定数型アイソレータが用いられたが、分布定数型アイソレータは必要とするフェライトの大きさが周波数に反比例するため、携帯電話の通信周波数帯である 800MHz ~2GHz 付近では直径数cmのフェライトが必要となり素子の小型化が困難であった。そこで、携帯電話の送信回路用としては、小型化が可能な集中定数型アイソレータが採用された[24]。集中定数型アイソレータの基本構成を図 1.4(a)に示す。非可逆回転動作を誘導するための外部からの静磁界  $H_{DC}$  は硬質磁性体(永久磁石)で印加し、ガーネットフェライト上に伝送線の各ポートが、互いに  $120^\circ$  の角度を

なした中心導体電極が電氣的に絶縁されて重ね合わさった構造となっている。一つのポートは終端抵抗で短絡され、各ポートにはインピーダンス整合のためにコンデンサが設置され、それらの部品はガーネットフェライト共々樹脂ケースに収納される。素子全体は Ag などの良伝導体で被覆された金属ケースで

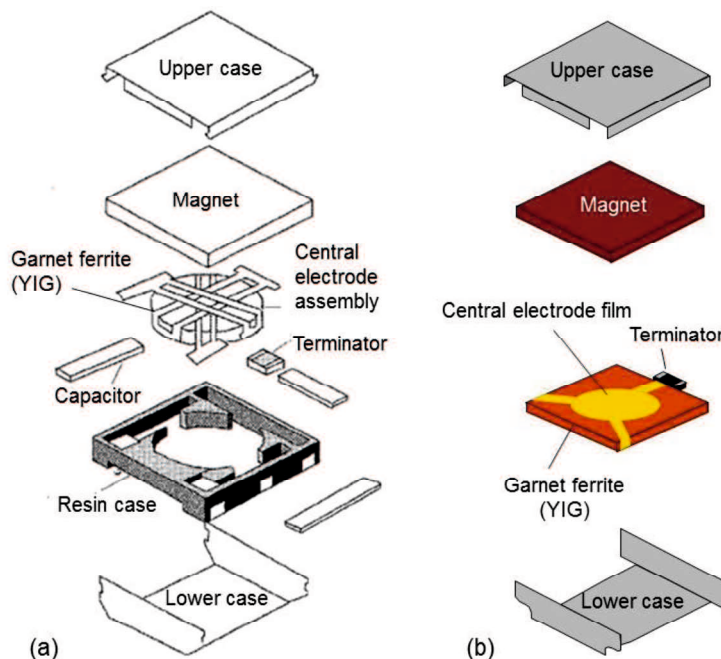


Fig. 1.4. Typical structure of (a) lumped element type of isolator and (b) distributed element type of isolator.

パッケージ化されている。一方、同図(b)は典型的な分布定数型構造の模式図である。ガーネットフェライト上に中心導体を直接形成することで部品点数ならびに構造を簡素化することを意図している。

これら二つの構造を外部から印加する静磁界の観点で見ると、分布定数型は below resonance であるため、above resonance である集中定数型に比べて永久磁石で印加する磁界が小さくて済む利点がある。ガーネットフェライトの板厚方向に磁界を印加するため、永久磁石は板厚方向に着磁される。このため、薄型にするほど反磁界が強くなり着磁し難くなるばかりでなく、大きな着磁磁界を印加することにより磁石材料自体が破損する可能性が高くなる。したがって、アイソレータ素子の低背化には不向きとなる。一方、分布定数型では、この磁界が小さくなる利点があるため、低背型にも優位と考えられる。

なお、携帯電話に搭載されている集中定数型は、さらなる小型化(少面積化)のために、図 1.4 (a)に示した伝送線に付加するキャパシタを、ガーネットフェライトと一体で製造することが可能な積層プロセスで製造する技術開発が進んでいる。

### 1.3.2 磁性体アンテナ

無線通信機器は小型化や軽量化などさまざまな機能化が進んできた。そして、データの入り口となるアンテナにもさまざまな機能化が必要となっている。1つのアンテナで利用できる周波数を増やすために広帯域化や多周波共用化、携帯機器に搭載するために小型化や軽量化、移動体通信の受信効率を上げる円偏波受信など、それに適したアンテナの開発が進んでいる[25]。表 1.1には携帯電話に割り当てられている周波数帯域を記載する。GSM(Global System for Mobile Communications)、CDMA(Code Division Multiple Access)などの通話や情報通信用途は 800 - 900 MHz と 1.7 - 2.1 GHzの帯域を利用している。そして、最近では地上波デジタル TV 放送(所謂ワンセグ)が開始され、携帯機器で受信できる帯域として UHF(Ultra-high frequency)帯にある 470 - 890 MHz までの広い帯域が利用されている。方式は大別すれば ISDB(Integrated Services Digital Broadcasting)

Table 1.1 Frequency allocation to communication and digital TV broadcasting for mobile phone.

Communication system	District	Frequency		
		500M	1GHz	2GHz
Mobile phone	GSM	Euro/Asia	GSM900	DCS
	CDMA/GSM	North America	GSM850	PCS
	WCDMA	Universal	Lower band (0.82-0.96GHz)	Higher band (1.71-2.17GHz)
Digital TV	ISDB	Japan/Brazil	470~770MHz	
	DVB-H	Euro etc.	470~750 (890)MHz	
	Media FLO DVB-H	North America	UHF band	700MHz band

\* 470-710 MHz has been allocated in Japan since 2013.

Handheld)の2種に分かれ、日本では ISDB 方式を採用している。このように多くの周波数への対応に加えて、携帯機器ではアンテナの内蔵化が求められてお

り、最近では波長短縮効果により小型化が可能な誘電体が用いられることが多くなっている。しかし、一般に、高誘電率材料を使うと無負荷  $Q$  が増大し、帯域が減少するという特性の劣化が生じることが知られている。

さて、アンテナの動作原理を説明する。アンテナは送信では電流を電磁波として放出し、受信では電磁波を電流に変換するが、両者は可逆的關係にあるから、ここでは送信を取り上げる。また、代表的なアンテナとしてダイポールアンテナを選定した。このアンテナの基本構造を図 1.5(a)に図

示す。長さ  $h$  の二本の導体線が給電源で接続され、 $2h$  の長さのダイポールアンテナを構成する。この長さに応じて所定周波数で共振が生じ、このとき同図(b)に赤矢印で示したような共振電流が流れる。導体の上部、下部にはそれぞれ逆符号の電荷が蓄積されるので、ダイポールアンテナと呼ばれる。同図の赤破線はその電流分布であり、半波長  $\lambda/2$  に対応した定在波となる。

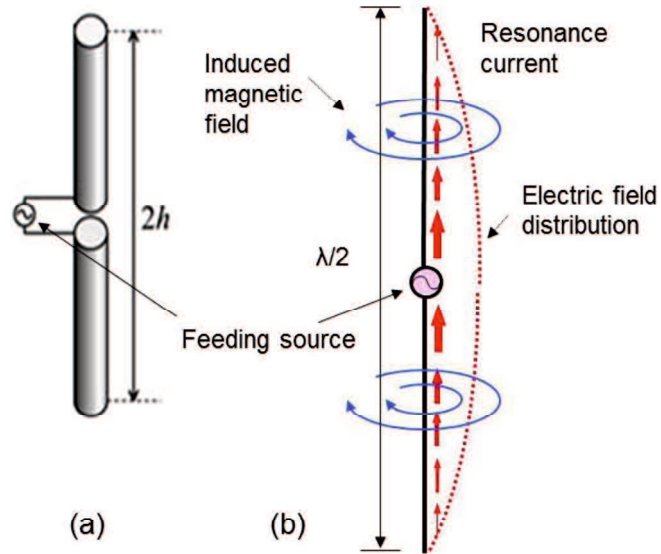


Fig. 1.5. Schematic diagrams of (a) outlook of dipole antenna and (b) electro-magnetic feature of it at resonant state.

ところで、電磁界の放射は以下の Maxell 方程式にしたがう。ここに、 $\vec{H}$  : 磁界強度 (AT/m)、 $\vec{D}$  : 電束密度 (C/m<sup>2</sup>)、 $\vec{E}$  : 電界強度 (V/m)、 $\vec{B}$  : 磁束密度 (Wb/m<sup>2</sup>)、 $\vec{J}$  : 電流密度 (A/m<sup>2</sup>)、 $\rho$  : 電荷密度 (C/m<sup>3</sup>)、 $\epsilon_0$  : 真空の誘電率 ( $\sim 8.854$  pF/m) である。

$$\text{rot} \vec{H} = \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.15)$$

$$\text{rot} \vec{E} = \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.16)$$

$$\text{div} \vec{B} = \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.17)$$

$$\text{div} \vec{D} = \nabla \cdot \vec{D} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

角周波数  $\omega$  で振動する交流電流源  $J$  (アンテナ) では、時間微分は  $j\omega$  となるから、式(1.15)および(1.16)は、それぞれ以下のように表現される。

$$\text{rot} \vec{H} = \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + j\omega \vec{D} = \vec{J} + j\omega \epsilon \vec{E} \quad (1.15')$$

$$r \text{ } o\vec{B} = \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega\vec{B} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.16')$$

式(1.15)および(1.15')は、図 1.5(b)に示したように、電線に電流が流れたときに磁界が発生する誘導磁界を表したものである。ここに、ダイポールアンテナでは給電源で二つの導体が分離されたようになっているが、交流では導体のない空間にも電流(変位電流)が流れ、導体に流れる電流と同じ値の変位電流が発生する。式(1.15)および(1.15')の右辺第二項はこのことを意味する。すなわち、図 1.5(a)の長さ  $2h$  の全長がアンテナとして機能し、所定共鳴周波数の波長  $\lambda$  の  $1/2$  に相当する。

式(1.16)および(1.16')は、磁束密度または磁界の時間変化が電界を誘導することを意味する。すなわち、図 1.5(b)のような導体線の周りに誘導された磁界は、新たな電界を空間に発生させる。このように、供給源による電流密度  $\vec{J}$  によって発生した磁界  $\vec{H}$  は同じ角速度で進む電界  $\vec{E}$  は誘導し、電磁場が交互に誘導され光速で伝達することで電磁波が放射されることが Maxell の方程式から帰結される。この様子を視覚的に図示したのが、図 1.6(a)である。誘導される電界・磁界はループ状とみなし、誘導された電磁界はそれぞれ元の電界・磁界を打ち消すような回転方向となっている。進行方向(エネルギー伝搬方向)は、同図(b)に示すように、 $\vec{E}$  と  $\vec{H}$  のポインティングベクトル  $\vec{S}$  方向となる。なお、電磁波は電界と磁界の位相が一致しているため、このような鎖状に繋がった電界と磁界の図は電磁波伝搬を正確に説明するものではない。

ところで、本研究では小型化を実現するためにフェライトを使用することによる波長短縮効果を活用する。媒質中を伝わる電磁波は媒質の誘電率や透磁率によって遅くなり、それに伴い波長も短くなる。材料内での波長を  $\lambda$ 、真空中の波長を  $\lambda_0$  とすると以下の関係がある。

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (1.19)$$

ここに、 $\mu_r$  は比透磁率、 $\epsilon_r$  は比誘電率であり、 $\sqrt{\mu_r \epsilon_r}$  が波長短縮効果の指標となる。高周波デバイスでは線路長と波長を一致させることで共振させ効率を上昇させることができるため、小型化の

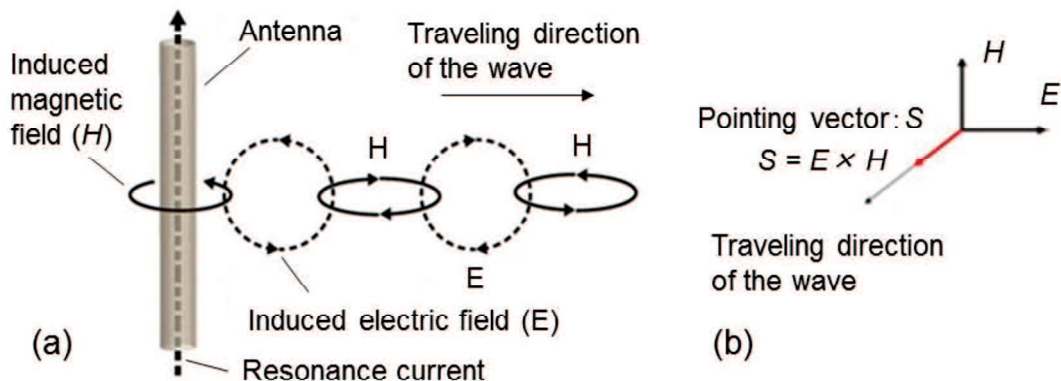


Fig. 1.6. Conceptual illustration of (a) radiation of electro-magnetic wave from antenna and (b) traveling direction defined by a pointing vector derived from vector product of  $E$  and  $H$ .



際には誘電体や磁性体を使用することで波長短縮することが多い。フェライトは透磁率と誘電率の両方を合わせ持つため、(1.19)式から小型化のための大きな波長短縮効果が期待できる。

アンテナにおける'小型'に関してはいくつかの定義が提案されている。そのなか、広く採用されているのはH. A. Wheelerによるもので[26]、ダイポールアンテナのような線状型を想定し、そのアンテナ寸法(長さ)を図1.5に倣い $2h$ とすれば、以下の寸法で規定される。

$$2h \leq \lambda / 2\pi \quad (1.20)$$

本研究では国内での地デジ受信用アンテナの開発を対象とし、表1.1からISDB方式で周波数帯域は470 - 770(もしくは710) MHz、中心周波数は約600 MHzとされている。これに、Wheelerの定義を適用すると、600 MHzでは波長 $\lambda = 0.5$  mであるから、アンテナとしての寸法上限は $\leq 80$  mmであることが求められる。誘電率 $\epsilon$  と透磁率 $\mu$  を合せ持つフェライトを採用した磁性体アンテナでは、式(1.19)から長短縮効果が発現し、この寸法定義に適う小型化が期待できる。

なお、アンテナでは高い利得が好ましいが、アンテナの小型化と利得を両立性に関する報告がある[27-29]。ループアンテナの利得 $G_{norm}$ に関しては以下の式で表されるように、小型化するほど低下することが示されている[29]。

$$G_{norm} = (\beta R)^2 + 2(\beta R) \quad (1.21)$$

ここに、 $\beta: 2\pi/\lambda$ ( $\lambda$ :波長)、 $R$ :アンテナの半径

ループアンテナはダイポールアンテナのような線状アンテナの一種であり、同様な動作原理に基づくから[23]、同一周波数ではダイポールアンテナでもサイズが小さくなればなるほど利得は低下することを意味する。したがって、本研究では所定レベルの目標仕様を満足することとした。

地上波デジタルTV放送(地デジ)の広周波数帯域への対応は、パッチアンテナで磁性体を用いることで改善効果があることが報告されており[31]、フェライト磁性体でも効果が期待できる。

#### 1. 4 本研究の目的と意義

本研究では高周波磁気デバイスとしてアイソレータと磁性体アンテナの二つを対象とした。前者では、素子の小型化は進んでいるものの、低背化は大きな進展がみられない。これは市場製品が集中定数型構造を採用していることが大きな原因である。ジャイロ磁気効果のもと限られた面積で電磁波の回転方向を変化させるには、正負の円偏波透磁率 $\mu_+$ と $\mu_-$ の差が大きく、磁気共鳴半値幅 $\Delta H$ から離れた静磁界の印加領域が好適で、above resonance である集中定数型構造の尤度が大きい。しかし、1.2 節で述べたように低背化には不向きである。そこで、本研究では、below resonance であるため印加静磁界が小さな分布定数型構造に着目し、当該構造で小型・低背化のアイソレータの研究を進めた。研究に当たっては、そのための要素技術を構築することから着手したため、その研究経緯を報告する。まず、1 mm 以下の低背化を実現することを目的としている。そして次に素子の低面積化を含めた小型化の可能性を検討している。これまで、この観点からの研究は報告例が少ないが、この分布定数型構造では低背型に優位であるばかりでなく、構造が簡素なため部品点数を少なくすることができる特長があり、市場へのインパクトも期待できる。ま

た、高周波での磁性体活用に関して新規視点を提供できる可能性もある。

一方、アンテナでは、誘電率と透磁率を合わせ持つフェライトを採用した、地デジ受信用の磁性体アンテナを実現することを目的とした。一般に、アンテナの所要サイズは信号波長に比例するので、帯域が470 MHz-770 MHzにある地デジでは、携帯信号より低周波にあるため、携帯信号用アンテナに比べて大きくなりやすい。また、地デジ信号の比帯域(所要帯域幅を中心周波数で割った比率)は約 50%と携帯電話の場合(約 20%)に比べて遥かに大きく、広帯域化の面でも課題が大きい。このため地デジ用アンテナの内蔵化は携帯信号用アンテナに比べて遥かに困難となり、現行の地デジ受信端末には大型の外付けアンテナが使用されるケースが多い。しかし、デザイン性の面から内蔵化への要求は強く、小型内蔵化の潜在市場には大きなものがあり、様々なアンテナ方式が提案されている[17]。高い誘電率を有する誘電体を利用した誘電体アンテナは既に内蔵型アンテナとして Bluetooth 用に実用化されているが、このような高誘電率材を使用すると誘電体内での電磁波の閉じ込め効果が強まり、素子が誘電体共振器として動作するため、放射効率の周波数依存性が強まって広帯域動作が困難となる。更に、高誘電体の導入はアンテナ部の対地容量を増大させてインピーダンスを低下させるため、給電線とのインピーダンス整合が困難となり、感度及び動作帯域を更に大きく低下させてしまうという問題がある。磁性体アンテナでは、波長短縮効果は誘電率と透磁率の積の  $1/2$  乗に比例するので所定の透磁率を持たせることで低い誘電率でも高い波長短縮効果を得ることが出来る。さらに給電部から見た素子のインピーダンスは透磁率と誘電率の比の  $1/2$  乗となり、誘電率と透磁率を一定に保てば、素子インピーダンスを変えずに波長短縮効果のみを得ることが出来るので、広帯域動作も期待できる。

ここでは、高周波用軟磁性材料も重要であり、高周波に対応できる材料が求められる。そのような材料にはフェライトが好適であるが、その損失は高周波化と共に増大し、磁気共鳴周波数で最大値を持つ。このため、本研究では高い磁気共鳴周波数を有し、前記地デジ帯域でも損失が小さな材料を新たに開発することとする。これは今後、磁性体アンテナとしての新たな可能性を提供するものと期待できる。

## 1. 5 参考文献

- [1] 例えば Ronald F. Soohoo: "Magnetic Thin Films," p. 184, Harper & Row (1986)
- [2] J. L. Snoek; "Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one Mc/s," Physica, vol. 14, No. 4, pp. 207-217 (1948)
- [3] G. Herlzer; "Handbook of Magnetic Materials," vol. 10, p. 415, Elsevier, Amsterdam (1997)
- [4] Y. Yoshizawa, S. Fujii, D. H. Ping, M. Ohnuma and K. Hono; "Magnetic properties of nanocrystalline FeMCuNbSiB alloys (M: Co, Ni)", Scripta Mater. vol. 48, pp. 863-868 (2003)
- [5] Y. Yoshizawa, S. Fujii, D. H. Ping, M. Ohnuma and K. Hono; "Magnetic properties of nanocrystalline Fe-Co-Cu-M-Si-B alloys (M: Nb, Zr)", Mater. Sci. Eng. A 375-377, pp. 207-212 (2004)
- [6] S. Fujii, S. Ohnuma, F. Matsumoto, H. Fujimori and T. Masumoto; "Magnetic Properties and

- Structure of FeN/AlN Multilayered Films", 日本応用磁気学会誌, vol.16, No.2, pp. 269-272 (1992)
- [7] S. Ohnuma, H. Fujimori, N. Yano, S. Furukawa, S. Fujii, T. Masumoto; "Soft magnetic multilayers for micromagnetic devices", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol.126, No. 1-3, pp. 556-562 (1993)
- [8] S. Ohnuma, S. Furukawa, S. Fujii, F. Matsumoto, H. Fujimori, T. Masumoto; "Soft Magnetic Properties of High-Resistive CoBN/AlN Multilayers", IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan, vol. 9, No. 2, pp. 17-24 (1994)
- [9] S. Fujii, S. Ohnuma, H. Fujimori and T. Masumoto; "Soft Magnetic Properties of Fe-N Films Composed of Two Phases", Journal of Magnetic Society of Japan, vol. 9, No. 2, pp. 110-115 (1994)
- [10] 加藤智紹、三上秀人、野口伸、藤井重男: "配向した六方晶Z型フェライトの軟磁気特性評価技術", 日立金属技報 vol. 26, pp. 22-27 (2010)
- [11] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii and Takeo Oku; "Microstructures and magnetic properties of boron nitride- and carbon-coated iron nanoparticles synthesized by a solid phase reaction," Journal of Materials Chemistry, vol. 14, pp. 253-257 (2004)
- [12] H. Tokoro, S. Fujii, T. Oku ; "Iron fine particles coated with boron nitride nanolayers synthesized by a solid phase reaction," Diamond and Related Materials, vol. 13, pp. 1139-1143 (2004)
- [13] H. Tokoro, S. Fujii, T. Oku, T. Segi and S. Nasu; "Preparation of iron fine particles coated with boron nitride layers," Materials Transactions, vol. 45, pp. 2941-2944 (2004)
- [14] H. Tokoro, S. Fujii, and T. Oku; "Effect of Carbon Addition on Synthesis of BN Nanolayers Encapsulating Fe Fine Particles and BN Nanotubes," Solid State Communication, vol. 133, pp. 681-685 (2005)
- [15] H. Tokoro, S. Fujii, and T. Oku; "Magnetic Fine Particles of Fe and Co Encapsulated by Carbon Layers," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 290, pp. 141-144 (2005)
- [16] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii, Shunsuke Muto, Saburo Nasu; "Fe-Co and Fe-Ni magnetic fine particles encapsulated by graphite carbon," Journal of Applied Physics, vol. 99, 08Q512 (2006)
- [17] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii, Yasuhiro Kobayashi, Shunsuke Muto; "The growth of carbon coating layers on iron particles and the effect of alloying the iron with silicon," Journal of Alloys and Compounds, vol. 509, pp. 1378-1383 (2011)
- [18] D. Hasegawa, H. T. Yang, T. Ogawa, M. Takahashi : Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 321, pp. 746-749 (2002)
- [19] 太田恵造: 「磁気工学の基礎Ⅱ—磁気の応用」, pp. 339-344, 380-384, 共立出版社 (1973)
- [20] Martha Pardavi-Horvath; "Microwave applications of soft ferrite," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, pp. 171-183 (2000)
- [21] Z. W. Li and Linfeng Chen; "Studies of static and high-frequency magnetic properties for M-type ferrite BaFe<sub>12-2x</sub>CoxZrxO<sub>19</sub>," J. Appl. Phys., vol. 92, No. 7, pp. 3902-3907 (2002)
- [22] Vincent G. Harris, Anton Geiler, Yajie Chen, Soack Dae Yoon, Mingzhong Wu, Aria Yang,

- Zhaohui Chen, Peng He, Patanjali V. Parimi, Xu Zuo, Carl E. Patton, Manasori Abe, Olivier Acher, Carmine Vittoria; "Recent advances in processing and applications of microwave ferrites," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, pp. 2035-2047 (2009)
- [23] R. C. Hansen and Mary Burke; "Antennas with Magneto-dielectrics," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 26, No. 2, pp. 75-78 (2000)
- [24] 小西良弘; *電気通信学会雑誌*, vol. 48, pp. 899-908 (1965)
- [25] 関根; "携帯端末用内蔵アンテナ技術," *電子情報通信学会誌*, vol. 88, No. 7, p-535 (2005)
- [26] H. A. Wheeler, "Fundamental Limitations of Small Antennas," *Proceedings of the IRE*, vol. 35, No. 12, pp. 1479-1484 (1947)
- [27] L . J. Chu: "Physical Limitations of Omni-directional Antennas," *Journal of applied physics*, vol. 19, No. 12, p-1163 (1948)
- [28] R. C. Hansen: "Fundamental Limitations in Antennas," *Proceedings of the IEEE*, vol. 69, No.2, p-170 (1981/2)
- [29] R. F. Harrington: "Effect of Antenna Size on Gain, Bandwidth and Efficiency," *J. Res. Nat. Bur. Stand., V64D*, pp. 1-12 (1960)
- [30] 例えば、後藤尚久、"アンテナ工学入門講座" p. 141 電波新聞社 (2008)

## 第2章 高周波用軟磁性体の開発

### 2.1 序論

磁性体アンテナ用磁性材料に適用可能な軟磁性材料は、高周波までの透磁率(複素透磁率の実数部)の周波数応答が良いことが求められる。本対象は地デジでその周波数帯域上限は770MHzである。スピネル型(立方晶系)フェライトは、主に低周波領域(kHz 帯)では透磁率の高いMn系フェライト、高周波領域(MHz 帯)では透磁率の低いNi系フェライトが用いられる。しかし、“Sneekの限界”に従う系であるため、立方晶系スピネルフェライトは適用周波数帯域に限界がある。この“Sneekの限界”[1,2]を超える周波数領域まで透磁率を発現するフェライトとして六方晶系フェライトが知られている[3,4]。

六方晶系フェライトには、M型、U型、W型、X型、Y型、Z型がある。いずれも立方晶系スピネルフェライトの基本格子であるスピネル(S)ブロックと六方晶BaFe<sub>6</sub>O<sub>11</sub>の基本格子であるRブロック、そしてそれらの回転対称体であるS\*とR\*、さらに、Ba-O六方最密充填構造(Ba:O=1:3)の2層を酸素最密層2層で挟んだ4層構造のTブロックから構成される。これらのS、R、Tブロックの積み上がり、方により、様々な六方晶フェライトができる。Y型は図2.1に示すように、SブロックとTブロック各1個を基本格子構造として成り立ち、同図ではこのブロックの連なり方向が結晶軸のc軸と規定され、それに垂直な面がa軸となる。六方晶であるから、結晶格子におけるb軸はa軸と同じである。c軸方向に磁化容易軸を持つM型、U型、X型は永久磁石として知られるが、Y型およびW型とZ型はa軸で規定される面内(c面内)に磁化容易面を持ち、軟磁性的特性を有する。図2.1の左端には各ブロックのFe原子のc面内での磁気モーメントと方向を示しており、S、Tの単位格子では $8 - 2 - 4 = 2$ のボーア磁気モーメント $\mu_B$ を有する。

さて、磁性体の高周波帯域での使用に制限を与える磁気共鳴について考える。立方晶系スピネルフェライトのような磁気異方性のない等方的な磁性体では、磁気共鳴周波数(fr)は次式で表せる。

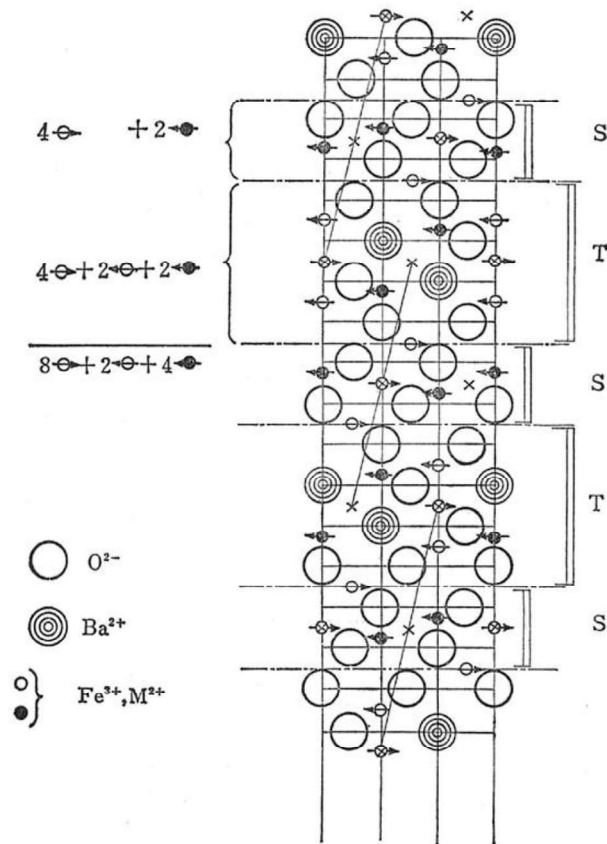


Fig. 2.1. Sketch of crystal structure of Y-type ferrite at the cross-section along C axis. [3]

$$f_r = \frac{|\gamma|}{2\pi\mu_0} \times \frac{Ms}{(\mu_i - 1)} \quad (2.1)$$

$\gamma$  : ジヤイロ磁気定数(フェライトでは $-176 \times 10^9$  1/(T·S))

$M_s$ : 飽和磁化(T)、 $\mu_0$ : 真空の透磁率

$\mu_i$ : 初透磁率

ところが、六方晶系フェライトでは結晶方位により異なる異方性磁界をもつために、磁気共鳴周波数( $f_r$ )は次式のように表される。

$$f_r = \frac{|\gamma|}{2\pi\mu_0} \times \frac{Ms}{(\mu_i - 1)} \times \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Ha_2}{Ha_1} + \frac{Ha_1}{Ha_2}} \quad (2.2)$$

$Ha_1$ : c軸方向の異方性磁界

$Ha_2$ : c面方向の異方性磁界

ここに、同じ値の $M_s$ と $\mu_i$ をもった立方晶系フェライトと六方晶系フェライトがあると仮定して、上記の2式から $f_r$ を比較してみると、六方晶系フェライトのほうが異方性磁界の項の分だけ、 $f_r$ が高くなるのがわかる。特に、c軸方向よりc面内に高い異方性磁界を有する六方晶系フェライトは、“フェロクス・プレーナ(またはフェロクス・プラナ)”と呼称される。このとき、c軸方向の異方性は一桁以上小さな値となる。(2.2)式から明らかなように、フェロクス・プレーナはこの高いc面内の異方性のため、“Snoekの限界”を超えることを可能にし、六方晶系フェライトのなかでも高周波まで透磁率を発現することを可能にしている。フェロクス・プレーナは、結晶構造によってW型、Y型、Z型に分類され、その化学式は以下で表わされる。

W型:  $MMe_2Fe_{16}O_{27}$

Y型:  $M_2Me_2Fe_{12}O_{22}$

Z型:  $M_3Me_2Fe_{24}O_{41}$

ここに、M: アルカリ金属(Ba, Srなど)、Me: 2価の金属イオン(Ni, Cu, Zn, Coなど)である。

磁化容易面をもつか否かは各型と2価の金属イオンMeの組み合わせで決まり、Y型の材料およびCoを含有したW型とZ型がその性質を有する。これらの材料種で最も高い初透磁率( $\mu_i$ )を発現するものはCo含有Z型フェロクス・プレーナ( $Co_2$ -Z)であるため、アンテナを始めとして高周波用途への応用も研究されている[5-9]。しかしながら、Z型は単相で合成することが困難で、異相として析出するM型、W型、Y型が透磁率を低下させる要因になるため、電子部品用途として実用化された例はまだない。一方、Y型は $\mu_i$ はZ型よりも低いものの、比較的安定に合成することが可能であるため、EMC(Electro Magnetic Compatibility)用途などへの応用が研究されている[10-14]。

本研究では、上述した磁気特性に鑑み、地上波デジタルTV放送の携帯電話での受信を目的とする内蔵型小型磁性体アンテナへの適用を目的として、磁気特性の温度変化が少ないことから[15]、低磁気損失なCo含有六方晶Y型フェライト( $Ba_2Co_2Fe_{12}O_{22}$ : $Co_2$ -Y)材料を新規開発することとした。

なお、Z型 $Co_2$ -Zは携帯電話内蔵を対象とした小型アンテナの研究が報告されている。しかし、磁気共鳴点 $f_r$ が約2GHzにあり、700MHz以上の帯域で磁気損失が大きくなるため[16]、本用途

には適切ではないと判断した。

## 2. 2 実験方法

### 2. 2. 1 試料調整方法

Y 型六方晶フェライトの化学式は  $Ba_2Co_2Fe_{12}O_{22}$  と表される。本研究では粉末冶金法に準じて、①配合-②混合-③乾燥-④仮焼-⑤粉碎-⑥乾燥-⑦造粒-⑧成型-⑨焼結の工程により試料を作製した。表 2.1 に各製造工程およびその製造条件を示す。①配合では、主原料である  $Fe_2O_3$ 、 $BaCO_3$ 、 $Co_3O_4$  を  $Ba_2Co_2Fe_{12}O_{22}$  の化学量論組成となるよう、それぞれ 60:20:20 のモル比で秤量した。特性改善の検討用に用いた添加物群 ( $SiO_2$ 、 $Na_2CO_3$ 、 $Li_2CO_3$ 、 $Mn_3O_4$ 、 $ZnO$ 、 $CuO$ 、 $Bi_2O_3$ ) も同様に所定量を電子天秤により秤量した。不純物等の影響を排除するため、原料は 97% 以上の高純度原料を用いた。②混合では秤量した原料を SUS 製ボールミルで純水と共に 16 時間混合した。③乾燥ではボールミルのボールと混合スラリーを分離し、乾燥機 (120°C) で混合スラリーを乾燥し混合粉を得た。④仮焼では、まず乾燥した混合粉を 30 メッシュの篩を通し分級した後、アルミナ製のつぼに入れ電気炉で大気中 1000°C にて 2 時間仮焼した。⑤粉碎では、仮焼後に 30

Table 2.1. Processes and contents on manufacturing of  $Co_2$ -Y ferrite.

Processes		Equipments	Contents	
①	Weighting	Electronic balance	Main raw materials ; $Fe_2O_3$ , $BaCO_3$ , $Co_3O_4$ (60 : 20 : 20 mol%)	
			Additives ; $SiO_2$ , $Na_2CO_3$ , $Li_2CO_3$ , $Mn_3O_4$ , $ZnO$ , $CuO$ , $Bi_2O_3$	
②	Mixing	Ball mill	Raw materials	0.25 kg
			Solvent (water)	$0.5 \times 10^{-3} m^3$
			Ball media	1.56 kg (1/2" Carbon steel ball)
			Container size	$1.1 \times 10^{-3} m^3$
			Mixing time	16 h
			Rotational speed	63 rpm (0.3 m/s)
③	Drying	Dryer	140 °C × 14 h	
④	Calcination	Electric furnace	1,000 °C × 2 h in ambient atmosphere (air) (typ.)	
⑤	Pulverizing	Ball mill	Raw materials	0.20 kg
			Solvent (water)	$0.4 \times 10^{-3} m^3$
			Mixing time	18 h
			* Others are the same as mentioned in ②.	
⑥	Drying	Dryer	140 °C × 14h	
⑦	Granulating	Raikai mixers	Binder	PVA
			Time	10 min
			Sieving	24 Mesh (<710 μm)
			Drying	100 °C × 20 min
⑧	Compaction	Press machine	196 MPa × 5 s	
⑨	Sintering	Electric furnace	1,200 °C × 3 h in Oxygen (typ.)	

メッシュの篩を通し、この仮焼粉に純水を加えボールミルで 18 時間粉碎した。⑥乾燥では、粉碎したスラリーからボールミルのボールを取り除き、乾燥機(120°C)で粉碎スラリーを乾燥し粉碎粉を得た。⑦造粒では、粉碎粉を 30 メッシュの篩を通した後、バインダーとして 10%濃度 PVA 溶液を粉碎粉に対し 10wt.%添加しライカイ機で 10 分間混合し、24 メッシュのふるいを通した後、乾燥機で 100°Cにて 20 分間乾燥し造粒粉を得た。⑧成型では、油圧プレス機を用い手動金型で造粒粉を成型圧力約 200 MPa で外径Φ 7 mm×内径Φ 3mm×3.5 mmt のトロイダル状および、Φ 22 mm×2 mmt の円盤状に成型した。⑨焼結は、管状炉を用い成型体をアルミナセッター上に載せ所定温度で熱処理した。O<sub>2</sub> 中の焼結では、昇温前に 4 L/min の O<sub>2</sub> を 20 分間流し、電気炉内を O<sub>2</sub> ガスで炉内を十分置換した。焼結条件は O<sub>2</sub> 雰囲気中および大気中いずれも 1 L/min の流量を炉内に導入し、共に 1200°Cで 3 時間とした。

## 2. 2. 2 特性評価方法

Y 型六方晶フェライトの特性は、材料特性(焼成密度、抵抗率)、静磁気特性(飽和磁化、保磁力)、高周波特性(透磁率、損失、誘電率)を評価した。

材料特性の焼結体密度は、水中置換法により求めた。抵抗率はΦ 13 mm×2 mmt の円盤状試料を用い、その上下面にスパッタ製膜による Cr 密着層を挟んで Cu 電極膜を成膜し、面間の抵抗を絶縁抵抗計により求めた。静磁気特性は、振動試料式磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer: VSM、理研電子製 BHV-55)を用いて測定した。飽和磁化  $4\pi M_s$  は印加磁界 800 kA/m(10 kOe)のもと、保磁力  $H_c$  の測定は同磁界を 200 kA/m(2.5 kOe)とした。

磁性体製造における仮焼粉およびその粉碎粉の粒径・粒度分布の計測は、レーザ方式による粒度分布測定機(HORIBA 製 LA-920)を使用した。測定時の溶媒は IPA を使用し、50%積算粒子径(メジアン径:  $d_{50}$ )を平均粒径とした。

焼結体の結晶粒径の測定は、試料の破断面を走査型電子顕微鏡(日立製 S-5500)で観察した。六角板状晶の形状外観を呈する粒子を対象に、その六角形面の長さを計測し、約 100 個の粒子のその長さの平均を平均結晶粒径とした。

焼結体の結晶構造の評価には、粉末 X 線回折測定装置(リガク製 RINT-2500)を使用した。線源は CuK $\alpha$  線(波長:0.154 nm)を使用し、2 $\theta$  / $\theta$  走印モードにて 2 $\theta$  が 20° から 80° まで、スキャンスピードは 4° /minとした。回折プロファイルの解析には付属の解析ソフト(Materials Data Inc. 製 Jade ver5.0)を使用した

高周波特性の指標である 1GHz における複素透磁率は、RF インピーダンス・マテリアル・アナライザ(Agilent 製 HP4291B)と1ターンコイルで構成された透磁率測定フィクスチャ(同 16454A)を用い 1MHz から 1.8GHz の周波数帯域で測定した。これに供した試料は、外径Φ 7 mm×内径Φ 3 mm×厚さ 3 mmt のトロイダル形状とした。また、高周波透磁率の挙動を把握するため、ベクトルネットワークアナライザ(Agilent 製 E8364A)とフィクスチャ(関東電子製 APC-7)を用い、透過法により 40 MHz から 18 GHz の帯域まで測定した[17]。試料は外径Φ 7.00 mm×内径Φ 3.04 mm×3.5 mmt の形状とした。誘電率は前記 RF インピーダンス・マテリアル・アナライザと誘電率フィクスチャ



(Ajilent 製 16453A)を用い、複素透磁率と同じ周波数帯域で測定した。試料の形状は、外径Φ 19 mm×厚さ 1.25 mm の円盤状試料を用いた。

## 2. 3 結果および考察

### 2. 3. 1 添加物による特性改善

地上波デジタル TV 放送受信用アンテナへの適用では、無添加時の特性を基準として、次の特性を開発仕様とした。

(1) 電極としての導体を直接磁性体に接触させるための絶縁性: 比抵抗  $\rho > 1 \times 10^4 \Omega \cdot m$

(2) 高い透磁率:  $\mu' \geq 2.1 @ 1 \text{ GHz}$  と低い損失:  $\tan \delta \mu \leq 0.05 @ 1 \text{ GHz}$  の両立

(3) 耐製造工程および落下耐久性に対応可能な高い焼結密度:  $> 4.6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

そこで、Y 型六方晶フェライト (基本組成  $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22} : \text{Co}_2\text{-Y}$ ) の磁気特性改善を目的として、 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{Na}_2\text{CO}_3$ 、 $\text{Li}_2\text{CO}_3$ 、 $\text{Mn}_3\text{O}_4$ 、 $\text{ZnO}$ 、 $\text{CuO}$ 、 $\text{Bi}_2\text{O}_3$  の各種添加物を単独で ~0.6wt% 添加し、材料特性 (材料、静磁気、高周波の各特性) に及ぼす効果を検討した。表 2.2 にこれら一連の結果をまとめた。高周波特性は 1GHz での複素透磁率実数部  $\mu'$  とその損失  $\tan \delta$  とした。

Table 2.2. List of additives to  $\text{Co}_2\text{-Y}$  ferrite and physical/ magnetic properties of their ferrites

Additives	Amount (wt%)	physical/ magnetic properties					
		Density, d ( $\times 10^3 \text{ kg/m}^3$ )	Resistivity, $\rho$ ( $\times 10^4 \Omega \cdot m$ )	$4\pi M_s$ (mT)	Hc (kA/m)	Permeability, $\mu'$ @1 GHz	Loss, $\tan \delta \mu$ @1 GHz
$\text{SiO}_2$	0.0	4.57	3.55	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	5.09	0.55	189	7.65	3.41	0.179
	0.4	5.22	0.73	216	7.81	3.43	0.183
	0.6	5.25	0.85	227	7.79	3.72	0.212
$\text{Na}_2\text{CO}_3$	0.0	4.57	3.55	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	4.51	2.09	144	7.62	2.22	0.007
	0.4	4.45	1.72	149	7.31	2.32	0.009
	0.6	4.47	0.99	143	7.21	2.43	0.012
$\text{Li}_2\text{CO}_3$	0.0	4.57	3.56	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	4.98	5.00	164	7.74	2.18	0.018
	0.4	4.93	4.29	165	7.77	3.15	0.077
	0.6	5.18	2.67	172	7.16	2.96	0.048
$\text{Mn}_3\text{O}_4$	0.0	4.57	3.56	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	4.34	2.26	135	7.77	2.15	0.003
	0.4	4.27	1.56	138	7.89	2.11	0.002
	0.6	4.51	1.43	150	8.08	2.11	0.001
$\text{ZnO}$	0.0	4.57	3.56	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	5.11	4.13	166	7.86	2.12	0.016

	0.4	5.09	3.57	161	7.72	2.23	0.019
	0.6	5.13	3.57	167	7.74	2.26	0.021
CuO	0.0	4.57	3.56	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	5.12	5.19	169	8.01	2.52	0.030
	0.4	4.82	6.34	172	7.57	2.68	0.038
	0.6	4.84	6.53	172	6.56	2.79	0.041
Bi <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.0	4.57	3.56	166	8.03	2.42	0.029
	0.2	5.13	0.026	178	7.02	3.43	0.176
	0.4	5.33	0.21	182	6.66	3.29	0.256
	0.6	5.13	1.49	169	6.49	3.25	0.132

それぞれの添加物による影響を以下に概説する。

- 1) SiO<sub>2</sub> 添加; 添加に伴い密度向上の効果(緻密化)が顕著になり、飽和磁化  $4\pi M_s$  および透磁率  $\mu'$  も増加することは好ましいが、損失  $\tan\delta$   $\mu$  も増加し開発仕様を満足しない。
- 2) Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> 添加; 無添加に比べ、損失  $\tan\delta$   $\mu$  が開発仕様内で透磁率  $\mu'$  が増加する効果を有するものの、密度が低下するため適切ではない。
- 3) Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> 添加; 0.2wt%と0.6wt.%の添加量で開発仕様を満たす特性を発現するものの、添加量に対する各特性の変化が、添加量に対して系統的な変化を示していないため、安定性には欠ける。これはLiイオンが格子内を拡散し易いことに起因すると推察する。
- 4) Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> 添加; 添加量増加に対して透磁率  $\mu'$  は僅かであるが増加し、 $\tan\delta$   $\mu$  は低下するため、この点では開発仕様を満たす。しかし、密度  $d$  の改善効果がなく、この点が課題である。
- 5) ZnO 添加; 本検討の添加量では、開発仕様を満足する添加効果を発現している。しかし、透磁率  $\mu'$  の改善効果は僅かである。
- 6) CuO 添加; 添加量増加に伴い、透磁率  $\mu'$  は漸増し、このとき損失  $\tan\delta$   $\mu$  も増加するが、0.6wt.%の添加量限では、仕様である  $\tan\delta < 0.05$  を満足する。また、密度  $d$  および比抵抗  $\rho$  も無添加より向上し仕様を満たすため、好適な添加物と判断できる。
- 7) Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 添加; 少量の添加でも透磁率と損失  $\tan\delta$  を増加させる効果を発現するため、開発仕様に適する特性は発現できない。

以上の結果から、本添加物による特性改善の効果を発現する候補として CuO を選定した。そこで、次に CuO 添加量の適正量を決めるため、添加量の特性への影響を調べた。

なお、Cu 添加は、Ni-Zn スピネルフェライトの特性調整や低温焼結助剤として工業的にも採用実績がある[18,19]。

### 2. 3. 2 CuO 添加量の適正化

前項で選定した CuO 添加物について、適正量を見出すべく 0.2~2wt.%の添加量において、諸

特性への影響を調べた。まず添加量に対する静磁気特性(飽和磁化  $4\pi M_s$ 、保磁力  $H_c$ )の CuO 添加量に対する変化を図 2.2 に示す。CuO 添加に伴い、 $4\pi M_s$  は単調に増加し、 $H_c$  は減少する。

次に、複素透磁率  $\mu'$  とその損失  $\tan\delta$  の周波数応答性を図 2.3 に示す。透磁率  $\mu'$  は CuO 添加量 1.0 wt.% までは漸増し、それ以上の添加量では漸減する。この変化挙動は損失  $\tan\delta$  も同様である。本研究の開発仕様は 1GHz において  $\mu' \geq 2.1$  と  $\tan\delta \leq 0.05$  であるから、この条件を満足する適切な CuO 添加量は 0.6 wt.% であり、以降の検討ではこの添加量を選定した。このとき  $\mu' = 2.79$ 、 $\tan\delta = 0.41$  である。

ただし、次章で詳述する 1GHz 以上での複素透磁率の測定精度を考慮して、本研究では  $\tan\delta \leq 0.05@1\text{GHz}$  と記載する。

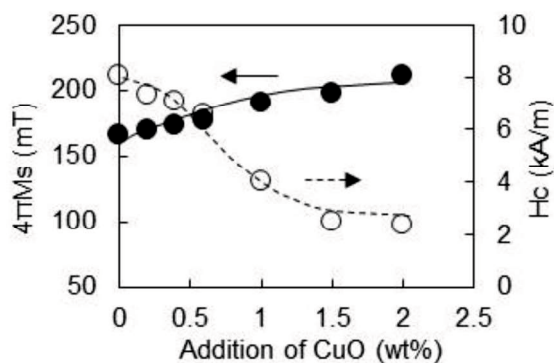


Fig.2.2. Change in magnetic properties,  $4\pi M_s$  and  $H_c$ , as a function of addition of CuO.

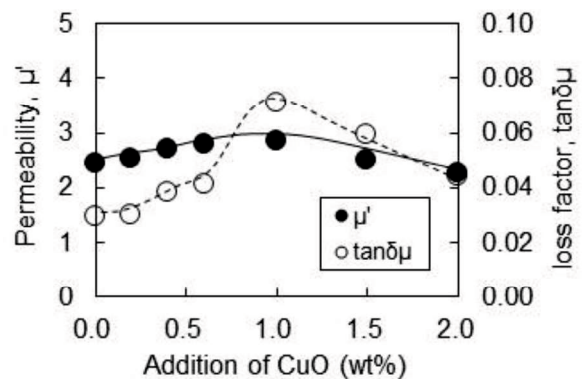


Fig. 2.3. Frequency response of complex permeability,  $\mu'$  and loss factor,  $\tan\delta\mu$ .

ここで、CuO が 1.0 wt.% を超える添加量で損失が増加した原因を考察するため、添加量に対する結晶組織の変化を調べた。図 2.4 は、異なる CuO 添加量をもつ  $\text{Co}_2\text{-Y}$  試料の破断面の観察像である。(a) (b) (c) (d) は、それぞれ無添加 (0 wt.%)、0.6 wt.%, 1.0 wt.%, 2.0 wt.% の CuO 添加時の組織形態であり、写真中のスケール表記長は  $10\mu\text{m}$  を表す。無添加 (CuO: 0 wt%) と 0.6 wt.% 添加した試料では、両者に顕著な差異は見えないが、1.0 wt.% 以上の添加量では結晶が成長し、添加量が多くなるにつれ、明らかに異常粒成長が顕著になることがわかる。

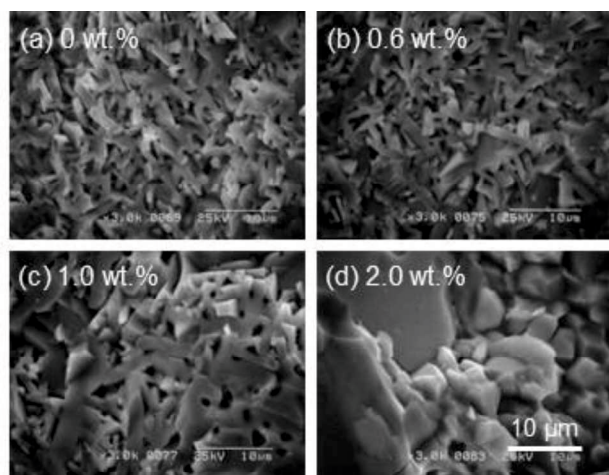


Fig.2.4. Fracture morphology of  $\text{Co}_2\text{-Y}$  with various amount of CuO addition; (a) 0 wt.%, (b) 0.6 wt.%, (c) 1.0 wt.%, (d) 2.0 wt.%.

結晶粒が大きくなるにつれ、磁化反転

は磁壁移動モードが支配的になると言われている[20]。損失は磁壁移動によって増長されるから、CuO 添加量が 1.0 wt.%以上で  $\tan\delta \mu$  が増加することはこれに因ると考えられる。その後、添加量に伴い  $\mu'$  が低下する現象は、本来  $\text{Co}_2\text{-Y}$  フェライトの磁気異方性は軟磁性体としては大きく、したがって異常粒などの粒径が大きな磁壁によって分割された多磁区構造のため、外部からの高周波磁界に対して磁化反転が不均一になることに起因すると推察する。このとき、 $\tan\delta \mu$  が低下するのは、複素透磁率測定のような高周波での微小な励磁磁界では磁壁は移動しないため、限られた磁区のみが外部高周波磁界によって反転するため磁氣的損失も少ないと考えられる。

なお、飽和磁化  $4\pi \text{ Ms}$  が CuO 添加量に伴い単調に増加したには、図 2.4 から明らかなように、焼結密度が向上することに因る。

### 2. 3. 3 CuO 添加 $\text{Co}_2\text{-Y}$ 材の製造条件の設定

#### 2. 3. 3. 1 仮焼温度の設定

Y 型六方晶フェライトの基本組成  $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$  への 0.6 wt%CuO 添加材料 (CuO 添加  $\text{Co}_2\text{-Y}$ ) の製造条件設定にあたり、まず仮焼温度を検討した。ここでは、仮焼温度は  $900^\circ\text{C} \sim 1200^\circ\text{C} \times 3\text{h}$  の範囲とした。

仮焼温度による粉末の仮焼度を評価するため、仮焼温度の異なる仮焼粉の表面形態を観察した。その結果を図 2.5 に示す。 $900^\circ\text{C}$  の仮焼温度では微細な粒子が多く観察され、まだ仮焼による原料粉の元素拡散による反応が進んでいない様子がわかる。 $950^\circ\text{C}$  以上の仮焼では、微細な球状粒子と六方晶系材料に特有な六角板状粒子が混在するようになる。 $1050^\circ\text{C}$  以上では微細な球状粒子は減少し、代わって六角板状粒子が増加するとともに、その粒子が成長していることがわかる。

ボールミルを用いた仮焼粉粉碎前後の粒度分布の評価を行った。その結果を、図 2.6 に示す。(a)は粉碎前、(b)は粉碎後のそれぞれ粒度分布である。いずれの仮焼温度でも、頻度の大きな粒径(平均粒径)は粉碎前は粉碎後よりおよそ  $1.5\mu\text{m}$  程度大きい。同図(a)から、仮焼温度の上昇とともに粒子が成長するため、粒径は増

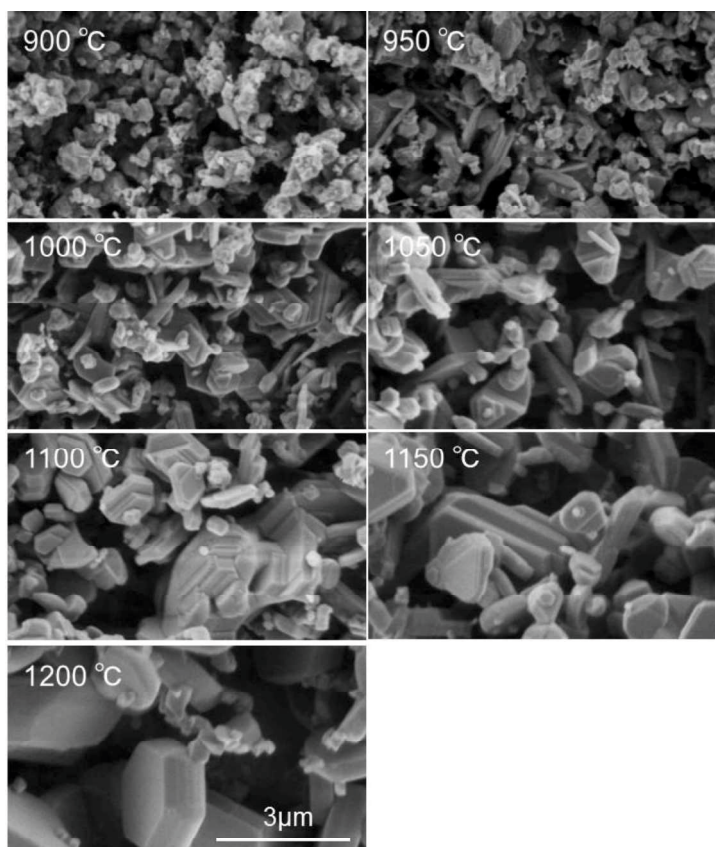


Fig.2.5. Morphology of powders calcinated at

大し粒度分布も広がっているが、1000°C以下の仮焼温度では粉碎前でも粒度分布が狭い。同図(b)から、粉碎後はいずれの仮焼温度でも分布は改善し、仮焼温度に依らず粒子径が

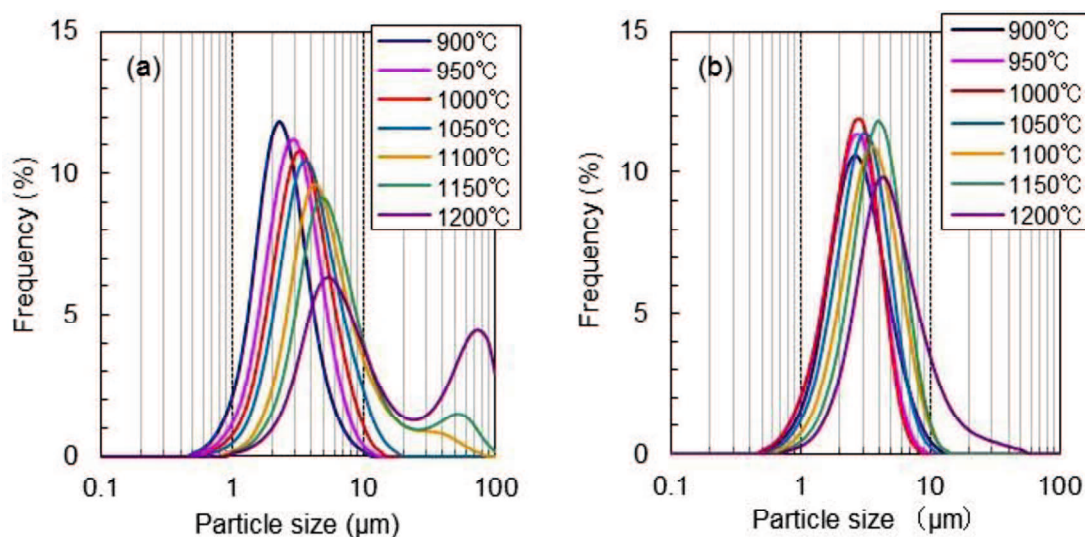


Fig.2.6. Particle size distributions of (a) before pulverizing and (b) after pulverizing of calcinated powders.

仮焼温度に依らず粒子径が均一化するが、1100°Cでは粒度分布がやや広い。安定に磁気特性を発現するには、焼結に用いる粉末の粒径が均一なことが好ましい。仮焼の目的である原料元素の拡散による固相反応の促進(図2.5)、および粉碎前後の粉末の粒度分布を考慮すると、仮焼温度は1000-1050°Cが好適であると言える。このとき、粉碎粉の平均粒径は約 2.4 μmであった。

そこで、次に仮焼温度の焼結後の磁気特性に及ぼす影響を調べた。図2.7 に仮焼温度による複素透磁率 $\mu'$ および損失 $\tan\delta\mu$ の変化を示す。ここに、黒丸は $\mu'$ を、白抜き丸は $\tan\delta\mu$ を表し、いずれも1 GHzでの測定値を採用した。焼結温度は全ての試料とも酸素中 1200°Cで一定とした。透磁率 $\mu'$ は 1050°Cで極大となる挙動を示し、このとき損失 $\tan\delta\mu$ も極大となる。

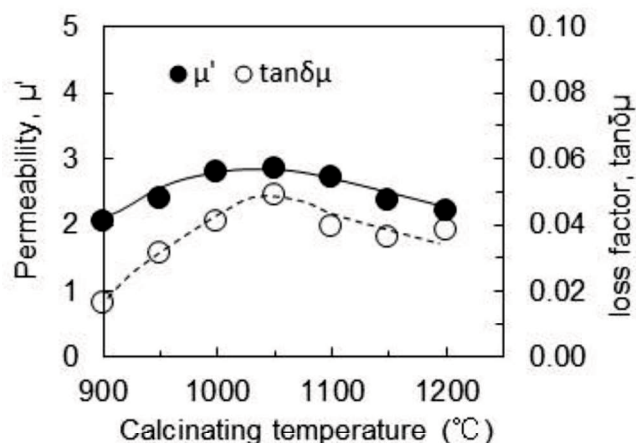


Fig.2.7. Change in permeability  $\mu'$  and loss  $\tan\delta\mu$  due to calcinating temperature.

したがって、高周波磁気特性の観点からは、仮焼温度は 1000°Cが適正であると判断し、以降の検討では仮焼温度を 1000°Cと設定した。

### 2.3.3.2 焼結雰囲気の影響[21]

フェライトなどの粉末冶金製造法では、仮焼条件以上に焼結条件が性能発現に影響を及ぼすことが多い。また、製造の観点でも、仮焼以上に焼結条件はコストに影響する。とりわけ焼結雰囲気は直接コストに影響する。本研究 Y 型材が属する六方晶系フェロックスプレーナ型は、従来所望の磁気特性を発現するためには酸素雰囲気中で焼成することが望まれている。それが、Z 型を含むフェロックスプレーナ型材料が実用化されない理由の一つでもある。汎用材として電子部品に供される Ni-Zn や Mn-Zn スピネルフェライト材は、大気中または僅かに酸素を含む窒素中雰囲気で焼結を行っている。そこで、本研究の CuO 添加 Co<sub>2</sub>-Y 材が大気中雰囲気で焼結することが可能か、酸素分圧 PO<sub>2</sub> による材料特性への影響を検討した。

ここでは、焼結温度は 1200°C × 3 h の条件とし、雰囲気を酸素分圧 PO<sub>2</sub> = 15 ~ 100 (%) の範囲で変化させ材料特性を評価した。まず、密度 ( $d$ ) および比抵抗 ( $\rho$ )、飽和磁化 ( $B_s$ ) および保磁力 ( $H_c$ ) の酸素分圧 (PO<sub>2</sub>) 依存性を図 2.8 に示す。同図 (a) は  $d$  と  $\rho$  の、(b) は  $B_s$  と  $H_c$  の PO<sub>2</sub> 依存性である。(a) から、大気圧雰囲気 (PO<sub>2</sub>: 20%) となる酸素が少ない焼結雰囲気下では、すなわち PO<sub>2</sub> が低下するにしたがい、 $d$  は増加し、 $\rho$  は逆に減少する。PO<sub>2</sub> = 15 (%) で  $d$  は  $5.30 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup> と高く、 $\rho$  は  $0.82 \times 10^3$  Ω · m と最も低い。(b) から、大気雰囲気に近づくと  $B_s$  は増加し、 $H_c$  は低下することがわかる。PO<sub>2</sub> = 15 (%) では  $M_s = 216$  (mT)、 $H_c = 5.0$  (kA/m) である。ここに、大気中では酸素不足のため酸素欠損が生じ、その結果  $\rho$  が低下したものと考えられる。酸素欠損下の焼結では、元素の拡散移動が起こり易くなるから低 PO<sub>2</sub> で  $d$  は増加し、 $B_s$  も増加する。

図 2.9 は 1 GHz における複素透磁率  $\mu'$  と損失  $\tan \delta \mu$  の酸素分圧 PO<sub>2</sub> 依存性を示す。図 2.8 (b) で低 PO<sub>2</sub> では  $B_s$  が増加し  $H_c$  が低下したことから予想されるように、大気中のような PO<sub>2</sub> の低い焼結条件下では、 $\mu'$  は増加し、したがって  $\tan \delta \mu$  も増加する。PO<sub>2</sub> = 15 (%) では  $\mu' = 4.2$ 、 $\tan \delta \mu = 0.20$  の値となる。よって、1200°C の焼結温度では、目標仕様を満足する低損失な特性は得られない。

本 Co<sub>2</sub>-Y 材は磁性体アンテナに供する用途であるから、導体電極と磁性体が直接接する。したがって、磁性体の  $\rho$  は高比抵抗であることが求められ、本研究では  $\rho > 1 \times 10^4$  (Ω · m) を開発仕

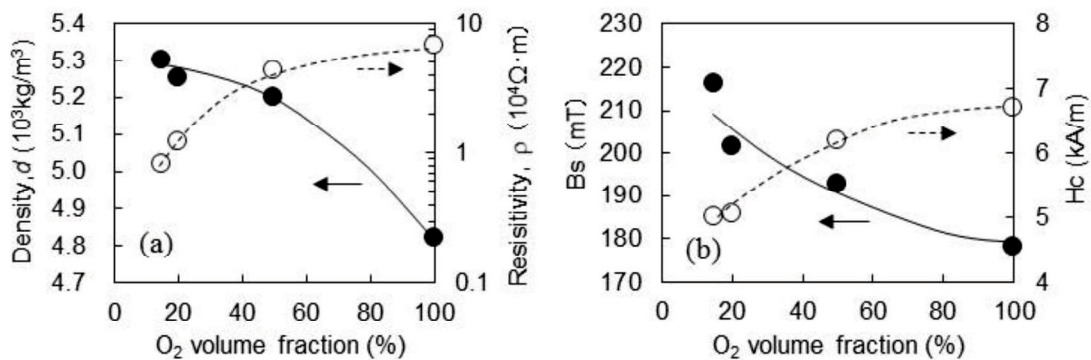


Fig. 2.8. Dependence of (a) density,  $d$ , and resistivity,  $\rho$ , and (b) Saturation magnetization,  $B_s$ , and coercivity,  $H_c$ , on O<sub>2</sub> volume fraction in sintering.

様としている。したがって、透磁率や損失に加え比抵抗においても、大気中 1200°Cの焼結温度では、目標仕様を満たす特性は得られない。

ところで、密度や飽和磁化の変化から、大気圧中 1200°Cの焼結温度では焼結が促進されていると考えられる。そこで、それを検証すべく各酸素分圧  $PO_2$  における結晶組織を観察した。観察は焼結体の破断面の SEM 像とした(図 2.10)。図中に記載した数値は、六角板状面の対角線の長さを結晶粒径として、その平均粒径を意味する。いずれの  $PO_2$  でも異常粒成長を示すような粗大粒子の生成は見られない。

これまでの条件である  $PO_2 = 100$  (%)では  $2.0\mu m$  の結晶粒径であるが、 $PO_2$  が低くなるほど結晶粒は微細化することがわかり、 $PO_2 = 15$  (%)の平均粒径は  $2.7\mu m$  となる。

焼結後の目標仕様を満足するこれまでの 1200°Cでの酸素中焼結では、適度な密度のもとで目標仕様を満たす低損失な特性( $\mu' \sim 2.7$ ,  $\tan\delta \mu \leq 0.05$  @1GHz)が発現している。これに対して、大気中のような低酸素分圧下での焼結では、密度が増

加し損失も大きくなる。前述したような、低酸素分圧下での酸素欠損による焼結促進による異常粒成長も懸念されたが、結晶粒観察によりそのような現象は認められなかった。これは、大気中では焼結温度を低温化することで、酸素中焼結と同等な特性が発現できる可能性があることを示唆する。そこで、次に大気中焼結の可能性を把握するため、焼結温度の影響を検討した。

### 2. 3. 3. 3 大気中焼結の条件設定

焼結温度を大気中では 1160°C~1200°C、酸素中では 1180°C~1240°Cとして、これら温度の材料特性に及ぼす影響を調べた。まず、密度( $d$ )および比抵抗( $\rho$ )への影響を図 2.11 にそれぞれ

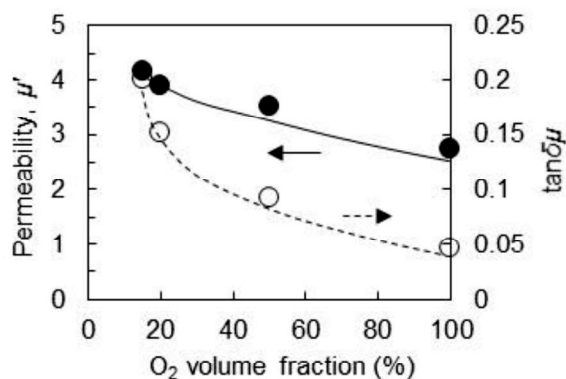


Fig.2.9. Dependence of permeability,  $\mu'$ , and loss,  $\tan\delta\mu$ , measured at 1 GHz on  $O_2$  volume fraction in sintering.

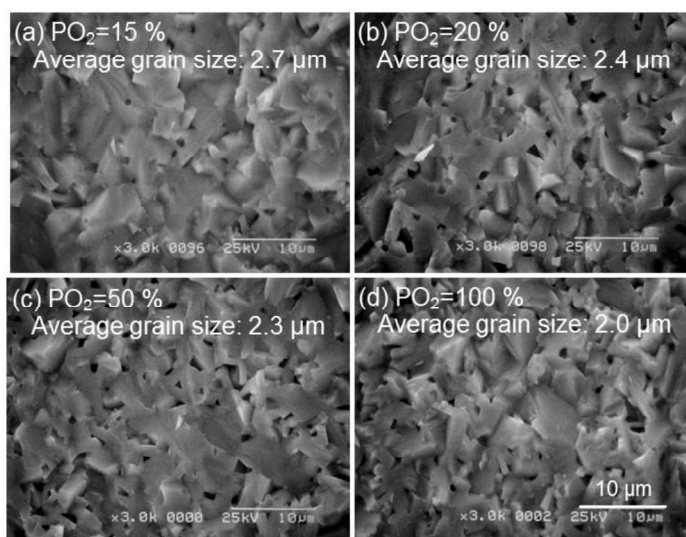


Fig.2.10. Fracture morphology of the  $Co_2-Y$  with 0.6 wt.%  $CuO$  addition sintered at 1200 °C under different  $PO_2$ . Average grain sizes are also denoted in each picture.

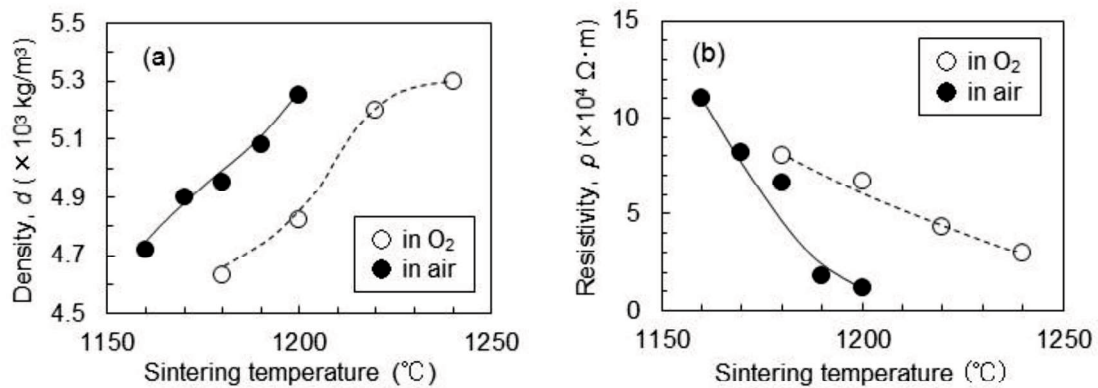


Fig. 2.11 Dependence of (a) density,  $d$ , and (b) resistivity,  $\rho$ , on sintering temperature under oxygen atmosphere and ambient atmosphere (air).

(a)と(b)として示す。図中の記号は、それぞれ図中記載の雰囲気（酸素雰囲気）に帰属する。大気および酸素中の雰囲気に関わらず両者の因子のに対する温度挙動は同様である。密度  $d$  は高温ほど増加し、基準となる酸素雰囲気中 1200°C焼結試料と同等以上の特性は、大気中焼結では 1170°C以上の温度が必要になる。一方、比抵抗  $\rho$  は低温ほど増加し、基準となる酸素雰囲気中 1200°C焼結の特性を発現するのは、1170°Cおよび 1160°Cの条件である。密度  $d \geq 4.8 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup> と比抵抗  $\rho \geq 8 \times 10^4$   $\Omega \cdot m$  の二つの物性値を満足する大気中焼結温度は 1170°Cのみとなる。

次に、高周波磁気特性（1GHzでの透磁率  $\mu'$ 、損失  $\tan \delta \mu$ ）の大気中焼結温度の影響を調べた結果を図 2.12 に示す。同図(a)は  $\mu'$ 、(b)は  $\tan \delta \mu$  を表し、いずれの値も 1 GHz での測定値である。図中の記号はそれぞれ図中記載の雰囲気（酸素雰囲気）に帰属する。密度や比抵抗と同様に温度に対する挙動は、大気中と酸素雰囲気中では同様で、 $\mu'$  および  $\tan \delta \mu$  共に、焼結温上昇に伴い増加する。基準となる酸素雰囲気中 1200°C焼結の特性を発現する大気中焼結は、(a)から  $\mu'$  は 1170°C以上、(b)から  $\tan \delta \mu$  は 1170°C以下となる。したがって、両者の高周波磁気特性を満たす大気中焼結温度は 1170°Cとなる。



よって、基準とした酸素雰囲気中 1200°C焼結の密度と比抵抗の物性、ならびに透磁率と損失の高周波特性を満たす焼結は大気中でも可能で、その焼結温度として 1170°C(保持 3 時間)が好適であることを見出した。そして、この条件を大気中の焼結条件として設定した。このとき、密度  $d \sim 4.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、比抵抗  $\rho \sim 8.2 \times 10^4 \Omega \cdot \text{m}$ 、高周波特性は 1 GHz において透磁率  $\mu' \sim 2.8$ 、 $\tan \delta \mu \sim 0.045$  とほぼ前記酸素中焼結と同等な特性である。

この大気中焼結における結晶相を同定するために X 線回折法により構造解析を行った。X 線回折プロファイルを図 2.13 に示す。同図(a)は 1170°C大気中焼結した試料の回折プロファイルで、(b)は典型的な Y 型フェライトの構造から計算したプロファイルである。両者は良く一致しており、当該手法による解析では特定の異相は見られなく、ほぼ単相と言える。なお、ここには示していないが、標準となる酸素雰囲気中 1200°Cで焼結した試料の X 線回折プロファイルと、本 1170°C大気中焼結試料は同じ回折プロファイルであった。

ただし、Y 型フェライトの回折プロファイルは多数の回折線が検出されるため、異相としてスピネル型フェライトが析出しているも X 線回折法では帰属を分離することは困難である。ここでは、高周波磁気特性が同等であれば、磁性体アンテナへの適用において製造上で障害がないと考え、製造した  $\text{Co}_2\text{-Y}$  が単相であるかどうかのこれ以上の解析は実施しなかった。

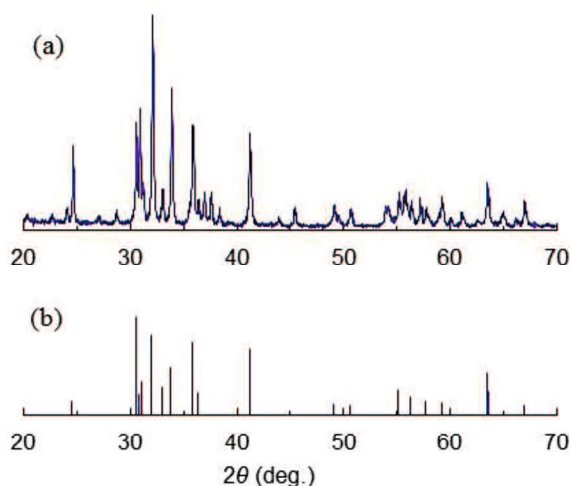


Fig.2.13. X-ray diffraction profiles of (a) the sample sintering at 1,700 °C in air, and (b) calculated standard Y-type ferrite. (radiation:  $\text{CuK}\alpha$ ,  $\lambda = 0.15405 \text{ nm}$ )

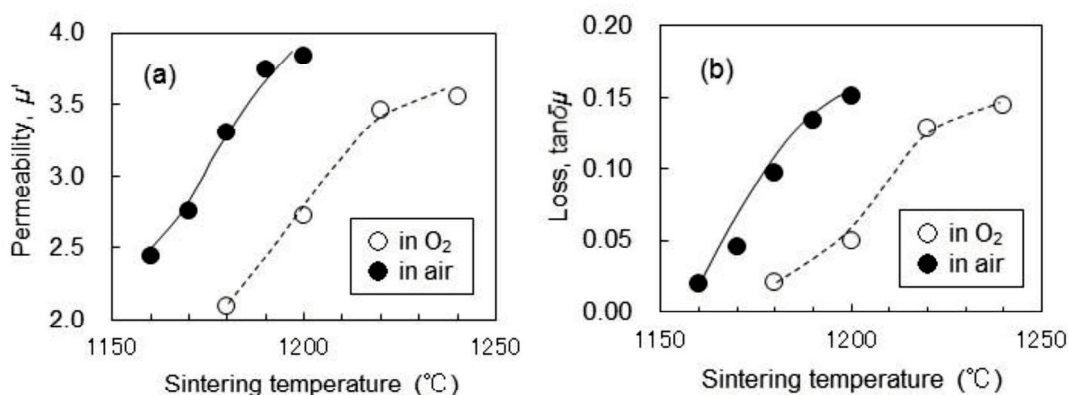


Fig.2.12 Dependence of (a) permeability,  $\mu'$ , and (b) loss,  $\tan \delta \mu$  at a 1 GHz, on sintering temperature under oxygen atmosphere and ambient atmosphere (air).

### 2. 3. 4 低損失要因の解析

磁性体の高周波応用では損失がその用途を制限する要因として挙げられる。そこで、その要因解析を試みた。まず、焼結密度(d)と損失( $\tan\delta_\mu$ )との関係を把握した[21]。結果を図 2.14 に示す。ここに、 $\tan\delta_\mu$  は 1GHz での測定値とした。明らかに、d が  $4.8 - 5.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  において  $\tan\delta_\mu$  は変曲点があり、 $d > 5.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  では、0.05 未満の低損失から 0.1 を超える高損失に急激に変化する。複素透磁率は、強磁性共鳴点 ( $f_r$ ) に近づくと虚数項  $\mu''$  が急激に増加、したがって損失  $\tan\delta_\mu$  も急激に増加する。そのため、同じ透磁率であった場合、強磁性共鳴点 ( $f_r$ ) が高ければ、所定周波数での損失は少ないと推察できる。ところで、 $f_r$  は実効的に印加される磁界に影響を受ける。実効磁界は反磁界が大きければ小さくなり、反磁界は磁性体の空隙も誘導要因の一つである。つまり、密度 d が小さく空隙が多い焼結体では反磁界も大きくなる。これが、図 2.14 の結果の起因となった可能性もある。多結晶体の空隙に起因する反磁界の  $f_r$  に及ぼす影響は、非磁性粒界モデル (Non-magnetic Grain Boundary Model) から導かれ、次式で表される。

$$f_r = f_{r0} + f_{r0} \times K_0 \times \left( V_f^{-\frac{1}{3}} - 1 \right) \quad (2.3)$$

$V_f$  : 実測密度/理論密度

$K_0$  : 定数項

$f_r$  : 強磁性共鳴点 (ここでは  $\mu''$  のピーク周波数)

ここに、 $V_f^{-1/3} - 1$  は反磁界指数と呼称されている。(2.3)式にしたがい、反磁界指数  $V_f^{-1/3} - 1$  と強磁性共鳴点  $f_r$  との関係をグラフ化した(図 2.15)。両者は線形の関係にあり、密度 d が疎になるにつれ、 $f_r$  は増加する。しかしながら、d に対する  $f_r$  の急激な変化はみられない。よって、図 2.13 の挙動は焼結体の空隙に起因する反磁界の影響ではない。

スピネル系磁性体である Ni-Zn フェライトでは、トランスやインダクタ適用時のエネルギー損失に関して、結晶粒径とその損失との関係が議論されている。しかしながら、六方晶系 Y 型磁性体で、また複素透磁率から算出される  $\tan\delta_\mu$  のような高周波損失に関して議論した報告例はあまりない。そこで、図 2.10 に例示したように、破断面の SEM 観察像から算出した平均結晶粒径と磁気損失  $\tan\delta_\mu$  との関係を調べた。その結果を図 2.16 に示す。結晶粒径がおよそ  $2\mu\text{m}$  を境界として、これを超えると急激に  $\tan\delta_\mu$  が増加することがわかる。

Ni-Zn スピネルフェライトでは、磁心損失への結晶粒径への影響が P.J. van der Zaag らによって報告されている[22,23]。彼らの研究

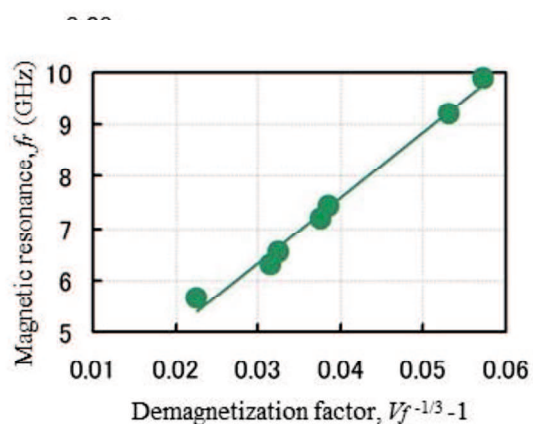


Fig.2.15. Relation between demagnetization parameter,  $V_f^{-1/3} - 1$ , and ferromagnetic resonance,  $f_r$ .

によれば、中性子散乱で決定された単磁区サイズは約  $3\mu\text{m}$  であり、その前後でコアロスが不連続的に変化し、粒径が  $3\mu\text{m}$  以下では、コアロスが非常に小さくなるとされている。同様に小粒径でのコアロス低下は Kawano らによっても報告されており [24-27]、 $6\mu\text{m}$  以上の大粒径では低周波側での磁壁共鳴が観察されており、単磁区粒子での損失低下は、基本的には高周波磁界での磁化回転に因るもので理解することができるとしている。本研究でも、 $2\mu\text{m}$  近辺の粒径での高周波における急激な損失の変化は、磁化反転が単磁区粒子による磁化回転に起因していると考えられる。なお、本研究では、複素透磁率の周波数応答において磁壁共鳴に帰属するピークは観測されていないが、これは透磁率  $\mu'$  が上記 Ni-Zn フェライトより 2 桁小さいことにより、感度上検出されなかったと考えられる。

ところで、回転磁化による磁化反転機構を示す臨界サイズ(単磁区臨界径)について、マイクロマグネティック理論に基づく表式が提案されている[28]。

$$D_c = \frac{2q}{M_s} \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{N_x}}$$

ここに、q: 形状因子 $\sim 2$ 、

$N_x$ : 回転楕円体の長軸方向

の反磁界係数、

$D_c$ : 単磁区粒子臨界径、

$\mu_0$ : 真空の透磁率、

A: 交換スティフネス定数

この式に基づいて臨界径を算出すると  $0.5\mu\text{m}$  以下となるが、単磁区の上限については算出できない。一方、同じ六方晶系に属する M 型磁石ではこの臨界径は  $1\mu\text{m}$  で単磁区の上限が  $10\mu\text{m}$  と報告されている[29]。磁化容易方向が M 型は C 軸、Y 型は C 面内の相違はあるが、このような単磁区挙動を示す結晶粒径には尤度があると考えられる。よって、本研究における  $\text{Co}_2\text{-Y}$  の損失が急激に増加する $\sim 2\mu\text{m}$  径は、高周波印加磁界に対しての磁化が、回転磁化から磁壁移動を伴う変化点に相当する単磁区の上限径であると推察できる。磁気共鳴は磁壁共鳴と磁化回転共鳴に分類され、磁壁共鳴ではエネルギー吸収が発生することが知られているから、高周波で低損失な磁性体には結晶粒径の制御が必要と言える。

## 2. 4 結論

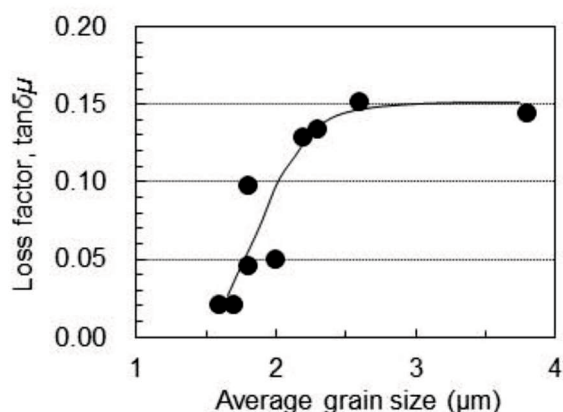


Fig.2.16. Change in loss factor,  $\tan\delta\mu$ , due to average grain size of  $\text{Co}_2\text{-Y}$  with addition of 0.6 wt. %  $\text{CuO}$ .

地上波デジタル TV 放送(周波数帯域:470~770 MHz)受信用アンテナへの適用を目的として、Snoek の限界で適応周波数が制限される汎用的な Ni-Zn スピネルフェライトに代わり、高周波用途としてその限界を超えた六方晶 Y 型フェライトに着目した。

磁性体アンテナとして適用可能な低損失化するために添加物を検討し、0.6 wt% CuO が好適であることを見出した。その製造条件を検討した結果、仮焼温度 1050°C、酸素中 1200°C焼結が好適で、このとき 1GHz の周波数において、透磁率 $\mu' = 2.7$ 、損失  $\tan\delta \mu \sim 0.05$  と低損失な磁気特性が得られた。これを、安価な生産プロセスとするため大気中での焼結を検討し、1170°Cの焼結温度で、先の酸素中と同等な特性が発現できることを見出した。

さらに、高周波における低損失発現の原因を解析するため、磁気損失  $\tan\delta \mu$  と結晶粒径との関係を調査し、約 2 $\mu$  m 径を超えると  $\tan\delta \mu$  が急激に変化すること、したがって、低損失な Co<sub>2</sub>-Y を作製するには、この粒子径以内に粒径を制御することが好ましいことを見出した。これは、単磁区粒子臨界の上限径であると推察され、磁化反転機構が磁化回転のみで生じることに起因すると推察された。2 $\mu$  m の粒子径を超えると磁壁が発生し、磁化反転ではそのためにエネルギーが消化されることを示唆する。つまり、高周波用途で損失の少ない磁性体を創生するには、このような観点での粒径制御への考慮が必要である。

## 2. 5 参考文献

- [1] L. L. Snoek, "Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one Mc/s" *Physica XIV*, No. 4, pp. 207-217 (1948)
- [2] T. Nakamura, "Snoek's limit in high-frequency permeability of polycrystalline Ni-Zn, Mg-Zn, and Ni-Cu-Zn spinel ferrites" *J. Appl. Phys.*, vol. 88, No. 1, pp. 348-353 (2000)
- [3] M. Sugimoto: "Chapter 6 Properties of ferroplana-type hexagonal ferrites," *Handbook of Ferromagnetic Materials*, vol. 3, pp. 393-440 (1982)
- [4] T. Nakamura and K. Hatakeyama, "Complex Permeability of Polycrystalline Hexagonal Ferrites" *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 36 pp. 3415-3417 (2000)
- [5] M. Pardavi-Horvath, "Microwave applications of soft ferrite," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 215-216, pp. 171-183 (2000)
- [6] V. G. Harris, A. Geiler, Y. Chen, S. D. Yoon, M. Wu, A. Yang, Z. Chen, P. He, P. V. Parimi, X. Zuo, C. E. Patton, M. Abe, O. Acher, and C. Vittoria, "Recent advances in processing and applications of microwave ferrites," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 321, pp. 2035-2047 (2009)
- [7] V. G. Harris, "Modern microwave ferrites," *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 48, pp. 1075-1104 (2012)
- [8] X. Zuo, H. How, P. Shi, S. A. Oliver, and C. Vittoria, "Development of High Frequency Ferrite Phase-Shifter," *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 37, pp. 2395-2397 (2001)
- [9] J. W. Wang, A. L. Geiler, V. G. Harris, and C. Vittoria, "Numerical simulation of wave propagation in Y- and Z-type hexaferrites for high frequency applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, 09A515 (2010)

- [10] P. Singh, V. K. Babbar, A. Razdan, S. L. Srivastava, and R. K. Puri, "Complex permeability and permittivity, and microwave absorption studies of  $\text{Ca}(\text{CoTi})_x\text{Fe}_{12-2x}\text{O}_{19}$  hexaferrite composites in X-band microwave frequencies," *Mat. Sci. Eng. B67*, pp. 132-138 (1999)
- [11] M. Obol and C. Vittoria, "Microwave permeability of Y-type hexaferrites in zero and low field," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 265, pp. 272-276 (2004)
- [12] M. Obol and C. Vittoria, "Measurement of permeability of oriented Y-type hexaferrites," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 265, pp. 290-295 (2003)
- [13] M. Obol and C. Vittoria, "Microwave permeability of Y-type hexaferrites in zero field," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, pp. 4013-4017 (2003)
- [14] Y. Bai, J. Zhou, Z. Gui, Z. Yue, and L. Li, "Complex Y-type hexagonal ferrites: an ideal material for high-frequency chip magnetic components," *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 264, pp. 44-49 (2003)
- [15] S. G. Lee and S. J. Kwon, "Saturation magnetization and Curie temperature of Co-Zn Y-type ferrites," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 153, pp. 279-284 (1996)
- [16] Y. Bai, J. Zhou, Z. Gui, and L. Li, "An investigation of the magnetic properties of  $\text{Co}_2\text{Y}$  hexaferrite," *Materials Letters*, vol. 57 pp. 807-811 (2002)
- [17] A.M. Nicolson and G. F. Ross, "Measurement of the intrinsic properties of materials by time domain techniques," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, IM-19, pp. 377-382 (1970)
- [18] Nam, J. -H., Jung, H. H., Shin, J. Y., Oh, J. H.; "The effect of Cu substitution on the electrical and magnetic properties of NiZn ferrites," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, No. 6, pp. 3985 - 3987 (1995)
- [19] J.J Shrotri, S.D Kulkarni, C.E Deshpande, A Mitra, S.R Sainkar, P.S Anil Kumar, S.K Date; "Effect of Cu substitution on the magnetic and electrical properties of Ni-Zn ferrite synthesised by soft chemical method," *Materials Chemistry and Physics*, vol. 59, No. 1, pp. 1-5 (1999)
- [20] 後藤聡志、河野貴史、曾我直樹: "MnZn フェライトの複素初透磁率の周波数依存性" 川崎製鉄技報、29 巻、4 号、pp. 220-224 (1997)
- [21] Shigeo Fujii, Koji Wakamatsu, Hiroshi Satoh, Setsuo Yamamoto, "Low-Loss  $\text{Co}_2\text{-Y}$  Ferrites with Added  $\text{CuO}$  Sintered in Air for High Frequency Application," *Materials Sciences and Applications*, vol. 5, No. 13, pp. 984-989 (2014).
- [22] Van Der Zaag, P.J., Brabers, V.A.M., Johnson, M.T., Noordermeer, A., Bongers, P.F., "Comment on "particle-size effects on the value of TC of  $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ : Evidence for finite-size scaling," *Physical Review B*, vol. 51, No. 17, pp. 12009-12011 (1995)
- [23] P. J. van der Zaag, P. J. van der Valk, and M. Th. Rekveldt, "A domain size effect in the magnetic hysteresis of NiZn-ferrites," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, No. 19, pp. 2927-2929 (1966); *Applied Physics Letters*, vol. 69, No. 19, pp. 2927-2929 (1996)
- [24] K.Kawano, M.Hachiya, Y.Iijima, N.Sato, Y.Mizuno: "The grain size effect on the magnetic properties in NiZn ferrite and the quality factor of the inductor," *Journal of Magnetism and Magnetic*

Materials, vol. 321, No. 16, pp. 2488-2493 (2009)

[25] Kawano, K., Hachiya, M., Iijima, Y.: "Study for low-loss NiZn ferrite," Funtai Oyobi Fummatsu Yakin/Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, vol. 60, No. 3, pp. 103-107 (2013)

[26] Kawano, K., Kotsugi, M., Ohkochi, T., Kishi, H.: "Magnetic domain structure in nzn ferrite visualized by photoemission electron microscope," Funtai Oyobi Fummatsu Yakin/Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, vol. 61, SUPPL.1, pp. S67-S69 (2014)

[27] Kawano, K., Kotsugi, M., Ohkochi, T.: "Microstructure effect on magnetization and domain structure in  $\text{Ni}_{0.49}\text{Zn}_{0.49}\text{Co}_{0.02}\text{Fe}_{1.90}\text{O}_x$  ferrite," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 361, pp. 57-60 (2014)

[28] A. Aharoni: "Magnetization Curling," *physica status solidi (b)*, vol. 16, No. 1, pp. 3-42 (1966)

[29] 牧野昇 : "最近の永久磁石" 鉄と鋼、第 44 年、第 6 号、pp. 691-704 (1957)

## 第3章 高周波磁気特性の評価

### 3.1 序論

非可逆回転素子に適用するガーネットフェライト材料の帯域通過性能の指標として、材料の強磁性共鳴半値幅 $\Delta H$ の評価が必要とされる。当該評価に対して最も高精度な測定方法としては、電子スピン共鳴法(ESR)が知られている。一方、工業的に簡便な手法としてはIEC(International Engineering Committee)による国際規格化手法[1]が利用されている。これに対し、より簡便な手法として短絡ストリップ線路法が提唱された[2]。そこで、本章では、まず当該手法の実用性を検証した。比較はESR手法とした。なお、この手法はその後、IECでの採用が検討されている。

また、軟磁性材料の高周波応答性評価についても検討した。一般的な評価方法としては、巻線法を始めとして交流磁界を印加し、そのインピーダンス変化から複素透磁率を測定することが行なわれている。そして、従来数十MHzまでが測定限界であったものが、市販の装置でも1GHzに至る周波数までの測定が可能になっている。一方、高い周波数で適用可能な磁性材料の研究も進展しており[3-5]、より高い周波数までの測定のため、伝送線を利用したSパラメータを解析する方式が提唱され[6]、製品化されている。低周波で汎用的に用いられているインピーダンス計測は等価回路に置き換え、インダクタンス部品と仮定しての評価であるが、伝送線路での評価は電磁界解析に基づいた方式になっている。つまり、1GHzの周波数は集中定数で扱える周波数帯から分布定数で扱わねばならない境界領域と認識されている。分布定数では、試料と測定フィクスチャに僅かな空間があっても測定に与える影響が生じると予想される。本研究で対象とした磁性体アンテナでは770MHzが上限であるが、磁気デバイスとしての機能発現には、より高い周波数まで磁性体の高周波挙動を把握しておくことが好ましい。素子設計で用いる特性定数が正確であれば、性能の予測精度が向上するからである。そこで、本章ではこの高周波複素透磁率の評価方法について取り上げ、市販の装置を用いて、測定上の留意点や装置相互のデータの相関性について検討した。

### 3.2 実験および評価

#### 3.2.1 強磁性共鳴半値幅 $\Delta H$ の評価

##### 3.2.1.1 電子スピン共鳴(ESR)法

磁気共鳴特性の指標である高精度な半値幅 $\Delta H$ の評価方法として、電子スピン共鳴(ESR)法を採用し比較した。ここでは市販の装置(日本電子製 JES-FX2G)を用いた。試料との結合が強く感度の高い空洞共振管を用いた方式である、キャピラリ法と呼称される手法を採用した。試料は空洞共振管の円形開口部(アイリス)への装着が可能な $\phi$  3.8 mmで厚みが0.4 mmのイットリウム鉄ガーネットフェライト材( $\text{YIG: Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ )を供し、このアイリスに装着し測定した。周波数は2.4 GHzに固定し、100 mT~350 mTの磁界を走印し共鳴スペクトルを検出した。試料は、日立金属製 YIG(9B 材)、および山口大学・山本研究室で放電プラズマ焼結(SPS: Spark Plasma Sintering)法により作製された同種のYIGを用いた。参照として、ガドリニウムガリウムガーネット(GGG)基板上に液相エピタキシ(LPE: Liquid Phase Epitaxy)法で成長させた10  $\mu\text{m}$ 厚の単結晶YIG試料を市場で購入し(信越化学製)、これを用いて測

定値の精度を検証した。

### 3. 2. 1. 2 短絡ストリップ線路法

短絡伝送線を用いた非共鳴法が Bay によって提唱された[7]。この方法はアナログネットワークアナライザを用いた、理論的な不明確さから誤差を含む。そこで、全てシールドされた短絡マイクロストリップ線を用いた方法が提唱され、その後外部に公開されると共に IEC に提案された[2]。この方法はベクトルネットワークアナライザを用い、データを解析処理する。 $\Delta H$  は外部からの一定の静磁界のもとで、周波数を走印することで強磁性共鳴の周波数半値幅( $\Delta \omega$ )として観測される。磁場走印による強磁性共鳴半値幅 $\Delta H$ とは、

$$\Delta H = \Delta \omega / \gamma \quad (\gamma : \text{ジャイロ磁気定数}) \quad (3.1)$$

の関係から間接的に導かれる。この値は、磁界幅走印から求めた典型的な $\Delta H$ とは異なるので、 $\Delta H \omega$ と称する。こ手法の利点は安価に広い周波数帯域で、広い $\Delta H$ を有する試料でも測定することを可能とする。短絡ストリップ線は複素透磁率を測定する方法として提案された例はあるが[8-12]、 $\Delta H \omega$ の測定への展開は本研究の着手当初はまだ提案がなかった。

まず本提案方式の原理を説明する。ここでは複素帯磁率 $\chi$ を考える。その磁界依存性は以下の式で表わされる。

$$\chi = \frac{\gamma M_s}{(\mu_0 \gamma H_i - \omega + j(\mu_0 \gamma \Delta H / 2))} \quad (3.2)$$

$\gamma$  : ジャイロ磁気定数、 $M_s$  : 飽和磁化、 $\mu_0$  : 真空の透磁率

$H_i$ (あるいは $H_{DC}$ ) : 外部印加直流磁界(z方向)、 $\omega$  : 角周波数、 $\Delta H$  : 強磁性共鳴半値幅

ここに、強磁性共鳴の半値幅 $\Delta H$ は図3.1のように複素帯磁率の虚数部 $\chi''$ が最大値 $\chi''_{max}$ の1/2になる磁界幅で定義される。虚数部 $\chi''$ は、共鳴磁界における最大値 $\chi''_{max}$ の1/2の磁界では、実数部 $\chi'$ の絶対値に等しいから次の関係が得られる。

$$\chi'' = |\chi'| = \chi''_{max} / 2 \quad (3.3)$$

複素帯磁率 $\chi$ の磁界依存性式

(3.2)から明らかなように、従来の規格手法では $\Delta H$ は上記のように角周波数 $\omega$ (したがって周波数 $f$ )を一定として、フェライトの強磁性共鳴が生じる磁界 $H_{0i}$ を中心として直流磁界 $H_{DC}$ を掃引させて求める。しかし、こ

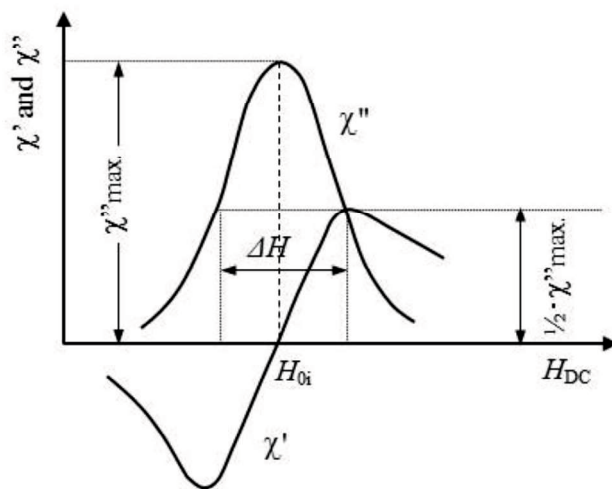


Fig. 3.1. Dependence of complex magnetic susceptibility on applied magnetic field.



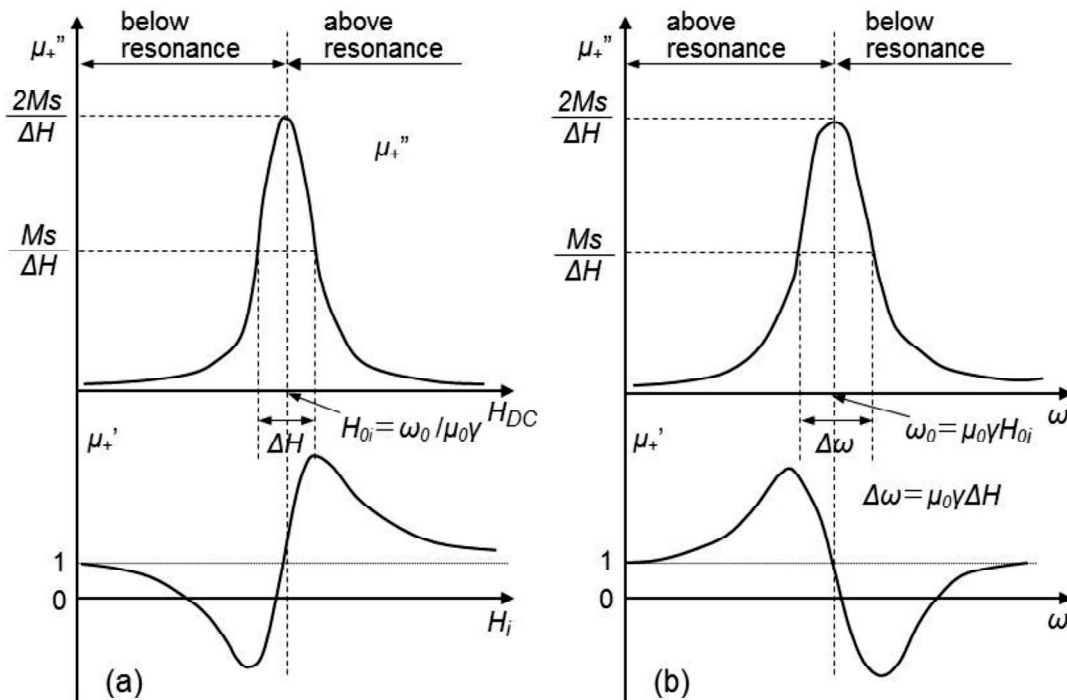


Fig. 3.2. Definition of full width half maximum of magnetic resonance by sweeping (a) applied static magnetic field,  $H_{DC}$ , under a constant angular velocity,  $\omega_0$ , and (b) angular velocity,  $\omega$ , under a constant  $H_{0i}$  [13].

これは図 3.2 のように直流磁界を一定として、角周波数  $\omega$  を強磁性共鳴が生じる角周波数  $\omega_0$  を中心として掃引させて求めることも可能である。本手法では、角周波数(したがって周波数)を走印する容易な操作で、式(3.1)の関係を用いて、強磁性共鳴の半値幅で  $\Delta H$  を求めることが可能である。従来法と異なる評価法のため、これによって導出した  $\Delta H$  は、文献[2]に倣って  $\Delta H\omega$  と表記することとした。

試料を設置する測定治具(フィクスチャ)は終端をグラウンド(GND)に短絡したストリップ線路、他端は SMA コネクタから成り、インピーダンスが所定周波数でほぼ  $50 \Omega$  に整合するように、電磁界解析(Ansoft 社 HFSS ver.8.5)によって設計し自作した。本評価の装置構成を図 3.3 に示す。測定に際してはベクトルネットワークアナライザ(VNA; Agilent 社 E8354A)を用い、そのケーブル終端で SOL(short-open-load)校正後にフィクスチャを取

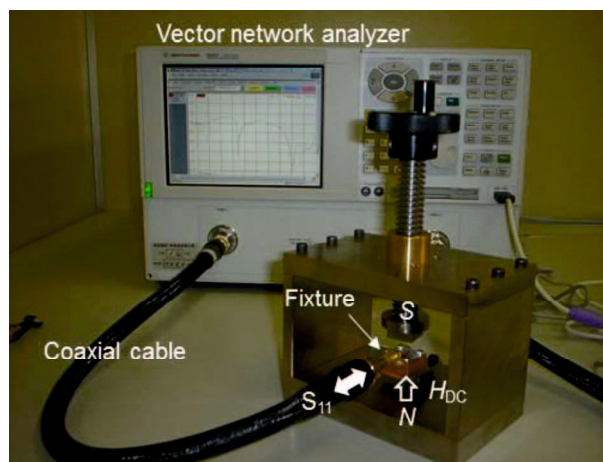


Fig. 3.3. System configuration on measurements of  $\Delta H$  by means of a terminated microstrip line.

り付けた。約φ 4 mm 径で厚みが 1.5 mm 以下の試料を用い、伝送線路の終端付近に設置した。試料上下には永久磁石が配置され、試料との間隙長を調整することで印加する静磁界  $H_{DC}$  の強度を調整し、試料の飽和磁化に応じた共鳴磁界を印加した。測定では VNA で反射波  $S_{11}$  をモニタし、その波形から  $\Delta \omega$  ( $\Delta H\omega$ ) を読み取った。試料面に垂直に静磁界  $H_{DC}$  を加え、VNA からマイクロストリップ線路を通じ高周波磁界  $h_f$  を加えると試料内部に強磁性共鳴が生じる。この共鳴と伝送線路のインダクタンス  $L$  とが磁氣的に結合するため、ちょうど LCR 並列共振回路が伝送線路終端に接続されたのと同様な状態となる。そのときの反射係数  $S_{11}$  の周波数変化が共鳴による減衰量に対応し、共鳴半値幅から  $\Delta H\omega$  を求めることができる。

本短絡ストリップ線路方式の測定に供するフィクスチャの概要図を図 3.4 に示す。同図(a)は構成の模式図、(b)は断面構造の模式図、(c)は作製したフィクスチャの外観写真である。マイクロストリップ線路は銅製の平板から成り、SMA コネクタを通じて、同軸ケーブルの電力線と接続される。そして、終端はグラウンド(GND)となるガラスエポキシ樹脂基板(FR-4)に半田で接続される。線路を伝達する高周波によって同図(b)のようにマイクロストリップ線路とGNDとの空隙に磁界が誘導され、図示したような磁界が発生し、マイクロストリップ線路と磁氣的に結合する。試料が外部静磁界  $H_{DC}$  によって飽和した状態にあれば、共鳴周波数でこの結合が強くなり反射係数  $S_{11}$  が大きく減衰するから、この変化を捉えることで  $\Delta H\omega$  が評価できる。測定感度を左右する磁氣的な結合は試料の  $\Delta H\omega$  に依存するため、同図(c)に示したように、本測定では結合の大きさに応じて、3種の線路形状をもつフィクスチャを用意した。試料サイズは約φ 4 mm 径で厚みが 1.5 mm 以下のとした。この形状に対応するように、線路サイズ/GNDとの空隙距離で表現すると、(L) 25 × (W) 4 × (H) 1.5、(L) 25 × (W) 3 × (H) 2.5、(L) 25 × (W) 1.5 × (H) 2.5(単位; mm)である。測定に供する試料の  $\Delta H$  が大きい場合には、強磁性共鳴点  $f_r$ (角周波数:  $\omega_0$ ) 近傍の周波数に対する  $S_{11}$  の減衰量は僅かであるため、ストリップ線路幅を広く、また試料との空隙を縮めた、結合を大きく取るフィクスチャを採用することで測定感度を高める。 $\Delta H$  が小さい場合はこの逆である。このように、試料の  $\Delta H$  に応じてフィクスチャを適宜選定する。

$\Delta H\omega$  は次のようにして算出する。まず、強磁性共鳴点  $f_r$ (角周波数:  $\omega_0$ ) では、共振回路のインピーダンスの抵抗成分 ( $\chi'$ ) はなく、リアクタンス成分 ( $\chi''_{max}$ ) のみが存在する。また、半値

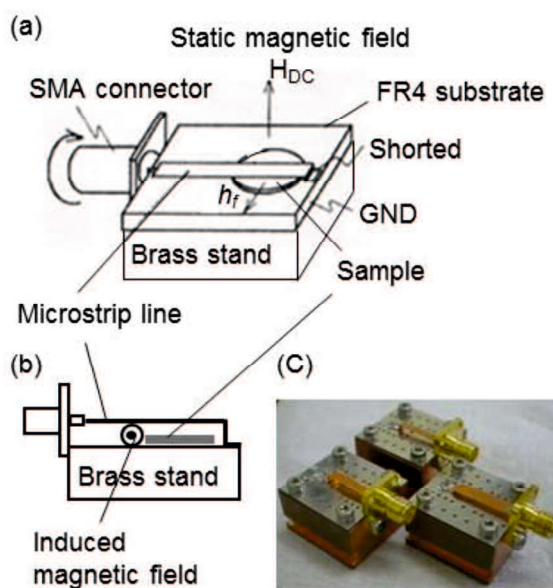


Fig. 3.4. Design of a fixture applied for measurements of  $\Delta H\omega$  by a terminated strip line method; (a) schematic view, (b) cross section and (c) image of fabricated fixtures.

幅 $\Delta\omega (=2\pi\Delta f)$ を定めている二つの点では、リアクタンス成分の絶対値と抵抗成分  $R$  の値は等しく、その値は  $R/2$  となる。従って、算出にあたっては、反射係数  $S_{11}$  の測定によって求めた共鳴による減衰量、および半値幅 $\Delta\omega$ に対応する二点における減衰量を求めることになる。その計算手順は図 3.5 を参照にして示すと以下ようになる。

共鳴時の短絡端の正規化インピーダンスを  $Rr$  とすると、反射係数  $\Gamma_r$  は、

$$\Gamma_r = \frac{Rr - 1}{Rr + 1} \quad (3.3)$$

となる。共鳴点  $f_r$  におけるピーク減衰量を  $\alpha_r$  (dB) とすると、

$$Rr = \frac{1 - 10^{\frac{\alpha_r}{20}}}{1 + 10^{\frac{\alpha_r}{20}}} \quad (3.4)$$

半値幅を決める二つの点では複素帯磁率の虚数部  $\chi''$  は実数部  $\chi'$  の絶対値に等しい(図 3.1)。したがって、その二点での正規化インピーダンス  $R_h$  は  $Rr/2 \pm j Rr/2$  となる。また、 $\Gamma_h$  は  $\Gamma_h = (R_h - 1)/(R_h + 1)$  であるから、その二点における減衰量  $\alpha_h$  は以下の式で与えられる。

$$\alpha_h = 20 \log_{10} |\Gamma_h| = 20 \log_{10} \sqrt{\frac{2 - 2Rr + Rr^2}{2 + 2Rr + Rr^2}} \quad (3.5)$$

このための、① $\alpha_r$  の読み取り→② $Rr$  の算出→③ $\alpha_h$  の算出→④ $\Delta f$  の読み取りの手順を経て、 $\Delta H\omega$  が算出できる。

### 3.3 評価方法の構築

#### 3.3.1 短絡ストリップ法による $\Delta H$ 評価の検証

前章で説明した考案された短絡ストリップ線路法の精度信頼性を検証した。反射 S パラメータ  $S_{11}$  の実スペクトルから  $\Delta H\omega$  算出の過程を示した典型的な例を図 3.6 に示す。同図は計算処理が行われる PC 画面である。試料は ESR 測定で  $\Delta H = 4.3$  kA/m (52 Oe) が得られた YIG 多結晶焼結試料であり、VNA の  $S_{11}$  測定スペクトルを PC

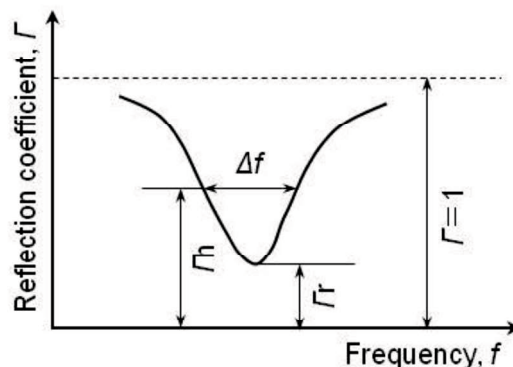


Fig. 3.5. Definition of each reflection coefficients in a frequency spectrum.

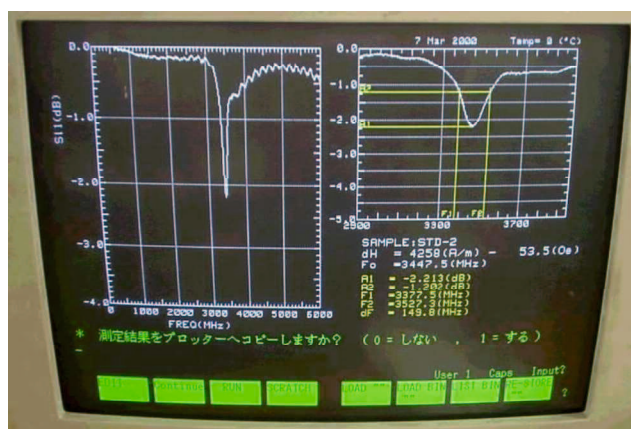


Fig. 3.6. Typical example of the procedure for  $\Delta H\omega$  evaluation conducted on a PC.

に取り込み(同図左側画面)、前節に記載した計算手法に倣った処理がなされ(右側画面) $\Delta H\omega$ が導出される。この試料の測定時の共鳴周波数は 3.4 GHz であった。測定用フィクスチャは(L)  $25 \times (W) 3 \times (H) 2.5$ (単位:mm)のサイズを用いた。

本研究の短絡ストリップ線路法によるデータの精度を検証した。ここでは、精度が高いことで知られている電子スピン共鳴法を参照として、得られた値を比較した。試料は、次章で研究対象とした低背型アイソレータの開発において、この目的に適う薄型焼結体の作製法として山口大学・山本研究室で開発された放電プラズマ焼結(SPS: Spark Plasma Sintering)法によって作製された YIG 焼結体を用いた[14]。ESR 装置を用いた測定値と比較した結果を図 3.7 に示す。 $\Delta H$  が小さな試料は、GGG 基板に製膜された LPE 膜(液相エピタキシ:Liquid Phase Epitaxy) YIG で、 $10\mu\text{m}$ の厚みである。データは各 4 回測定した平均値とした。ESR 測定による  $\Delta H$  の値と、本短絡ストリップ法(SML)の  $\Delta H\omega$  の値は線型の関係にあり、ほぼ同等の値となっている。ここに、 $\Delta H$  が小さな試料では結合が小さなフィクスチャが好適で、短絡ストリップ線路法の  $\Delta H\omega$  と高精度な手法である ESR 手法との  $\Delta H$  とのデータ値とは特に相関が良好であることがわかる。また、結合が大きなフィクスチャでも値の整合性は良い。

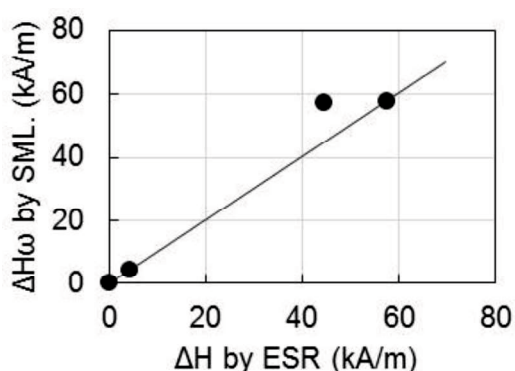


Fig. 3.7. Relation between  $\Delta H$  measured by an ESR and  $\Delta H\omega$  measured by a shorted microstrip line. SML means the abbreviation of a shorted microstrip line.

よって、本研究で開発した短絡ストリップ線路法で得られる  $\Delta H\omega$  は、ESR 法から求められる  $\Delta H$  とほぼ一致する。磁気共鳴法の  $\Delta H$  は、原理的には同じ磁場走印法である ESR 法と同じ値を示すから、これは産業上で規格化された従来の磁場走印法より、簡便に精度良く測定が可能なる方法として本短絡ストリップ法を活用できることを意味する。以降の研究での  $\Delta H$  の評価では、本  $\Delta H\omega$  を  $\Delta H$  と同等な数値を示すものとして採用することとした。

### 3. 3. 2 複素透磁率評価法

本研究では、高周波磁気特性として複素透磁率を評価した。この評価では2種の方法を採用した。一つは RF インピーダンス・マテリアル・アナライザ(Agilent 製: HP4291B)を用いた 1 ターンコイル法で[15]、1 MHz から 1.8 GHz の周波数まで計測した。これには、試料外径  $\Phi 6.5\text{mm}$   $\times$  内径  $\Phi 3.3\text{mm}$   $\times$  厚さ  $2.7\text{mm}$  のトロイダル試料を供した。もう一つの方法は、ネットワークアナライザ(Agilent 製 E8394A)による伝送線路 S パラメータから透磁率および誘電率を評価する透過法で[3]、これには外径  $\Phi 7\text{mm}$   $\times$  内径  $\Phi 3\text{mm}$   $\times$  厚さ  $3\text{mm}$  のトロイダル形状試料を用い、40 MHz から 18 GHz までの周波数帯域で複素比透磁率の実数部  $\mu'$  および虚数部  $\mu''$  を測定し、損失  $\tan\delta_\mu$  を

算出した。なお、前章までの既出の 1 GHz での高周波複素透磁率は、1 ターンコイル法による測定値を採用している。

### 3. 3. 2. 1 1ターンコイル法

一般に、トロイダルなど閉磁路磁心でのコイルの自己インダクタンスから求められる透磁率は実効透磁率 $\mu_{eff}$ と呼ばれ、コアへの巻線により両端のインダクタンス値(L)を測定することで求めることができる。このような測定はインピーダンスメータを利用し、数十MHz以下の低周波数での評価に適する。このとき、インダクタンス値Lから以下の算出式により実効透磁率 $\mu_{eff}$ が導出される。ただし、これらの式から明らかなように、この方法では試料に巻線を施すが、低い透磁率の材料に対しては誘導されるインダクタンスLを感度良く検出するために、多くの巻線を施す必要がある。このとき、測定系では共振周波数が低下するから、原理的に高い周波数までの測定は不可能となる。このような巻線試料を供する市販のインピーダンス計測装置では40 MHz程度が、測定の周波数上限とされている。

$$\mu_e' = \frac{LI}{\mu_0 N^2 A} \quad (3.6)$$

$$\mu_e'' = \frac{I(R_{eff} - R_w)}{\mu_0 N^2 \omega A} \quad (3.7)$$

$R_{eff}$ : 巻線を含めた損失抵抗

$R_w$ : 巻線だけの損失抵抗

N : 巻数

l : トロイダルの平均磁路長[m]

A : トロイダルの断面積[m<sup>2</sup>]

$\omega$  : 角周波数  $2\pi f$  (f: 周波数)

$\mu_0$  : 真空の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$  (H/m))

これに対し、より高い周波数まで測定する研究がなされ、平行ライン法を用いて500 MHzまでの測定が報告されている[16]。そして、インピーダンス検出原理で1GHzまで測定できる市販の評価装置が開発された。これは、Agilent Technology社からRFマテリアルインピーダンスアナライザ(HP4291B)とフィクスチャ(同16454A)の装置構成から成る機器として市販されている。測定は1MHz~1.8GHzまでの高周波における複素透磁率を評価する[15]。本評価機器のフィクスチャは下図3.8の構造で、図中に矢印で示した方向に電流が流れることで、トロイダル形状の右側の断面には紙面に向かって、左側では紙面奥から表面に向かって磁束が誘起されることになり、実質的には1ターンコイルでトロイダル試料が励磁されることになる。発生したインダクタンスを測定するこ

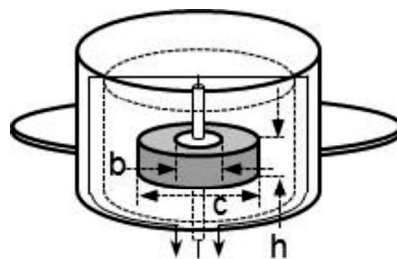


Fig. 3.8. Sketch of the fixture excited by one turn coil.

とで透磁率を評価するが、得られる透磁率は初透磁率 $\mu_i$ (印加磁界 $H_{app} < 0.8 \text{ A/m}$ [17])に相当する。フィクスチャのサイズ・形状から被試験デバイス(DUT: Device Under Test)は、外径 $\leq 8 \text{ mm}$ 、内径 $\geq 3.1 \text{ mm}$ 、厚み $\leq 3 \text{ mm}$ と規定されている。そこで、本研究の試料サイズは外径 $\Phi 7 \text{ mm} \times$ 内径 $\Phi 3 \text{ mm} \times$ 厚さ $3 \text{ mm}$ のトロイダル試料を標準形状としてこれを採用した。複素透磁率は、DUTと測定治具で構成される合成インピーダンスのインダクタンス値を測定することで、以下の式からこれを求める。

$$\dot{\mu} = \frac{\dot{Z}_m}{j\omega\mu_0} \times \frac{2\pi}{h \cdot \ln \frac{c}{b}} + 1 \quad (3.8)$$

$\dot{\mu}$  : 複素透磁率

$\dot{Z}_m$  : 測定インピーダンス

$\mu_0$  : 真空の透磁率

$h$  : 試料の高さ、 $c$  : 試料の外径、 $b$  : 試料の内径

本方式では測定されるインピーダンス値は純粋なインダクタンス成分のみを持つと仮定している。しかし、材料の誘電率が高い場合は測定治具とDUTの間の空間を通して電流が流れ、インダクタンス成分 $L$ と並列に容量成分 $C$ が並列になる等価回路となる。このLCR並列回路は特定の周波数で共振を起こす可能性がある。実際に、透磁率に加えて高い誘電率をもつ材料(目安として10以上)では、1GHz近くの高い周波数において複素透磁率の精度が劣化する可能性が指摘されている[11]。

なお、本研究では低周波での透磁率を把握するために、周波数が300 kHz から30 MHzの間で、透磁率をLCRメータを用いても測定した。

### 3. 3. 2. 2 伝送線を利用した評価(透過法)

Nicolsonらによって提唱された方法で[6]、50  $\Omega$  同軸線の途中に中空空洞が設けられた伝送線(エアライン)に、トロイダル形状に加工した試料を設置し、伝送線のSパラメータの計測から複素透磁率および複素誘電率を同時に評価する手法である。その概略構造を図3.9に示す。試料(DUT)はできるだけ空隙を作らないように精度良く形状加工されることが望ましい。伝送線の校正はTRL(Transmission-Reflection-Load)で行った。装置は、ベクトルネットワークアナライザ(Agilent製PNA-E8364A)にAPC-7の同軸ケーブルを接続し、ケーブル間に試料フィクスチャ(関東電子製CSH2-APC7:外導体内径 $\Phi 7.00 \text{ mm}$ 、中心導体外径 $\Phi 3.04 \text{ mm}$ 、ホルダ長 $10 \text{ mm}$ )を設置した構成で、測定データ解析はネットワークアナライザに予めインストールされたソフトウェア(Agilent製85701C)を用いた。測定周波数帯域は40 MHz $\sim$ 18 GHzである。測定周波数の $1/2$ 波長より試料厚みが小さいことが必要であるため、試料サイズは外径 $\Phi 7.00 \text{ mm} \times$ 内径 $\Phi 3.04 \text{ mm} \times$ 厚み $3.5 \text{ mm}$ とした。測定原理は以下のようである。

2端子対回路網の特性インピーダンス $Z_0$ は、真空の透磁率および誘電率をそれぞれ $\mu_0$ と $\epsilon_0$ として、次のように表される。

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (3.9)$$

透磁率 $\mu$ 、誘電率 $\varepsilon$  を有する試料を 2 端子対回路網に挿入したとき、その試料の特性インピーダンス $Z_L$ は次のように表される。

$$\dot{Z}_L = \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\varepsilon}}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \dot{\mu}_r}{\varepsilon_0 \dot{\varepsilon}_r}} \quad (3.10)$$

反射係数 $\Gamma$  は、 $Z_L$ 、 $Z_0$  を用いると(3.11)式のように表せる。

$$\dot{\Gamma} = \frac{\dot{Z}_L - Z_0}{\dot{Z}_L + Z_0} \quad (3.11)$$

よって、 $\mu$ 、 $\varepsilon$  を用いると $\Gamma$  は(3.12)式のように表せる。

$$\dot{\Gamma} = \frac{\sqrt{\frac{\dot{\mu}_r}{\dot{\varepsilon}_r}} - 1}{\sqrt{\frac{\dot{\mu}_r}{\dot{\varepsilon}_r}} + 1} \quad (3.12)$$

したがって、 $\mu$ 、 $\varepsilon$ 、 $\Gamma$  の関係は

$$\sqrt{\frac{\dot{\mu}_r}{\dot{\varepsilon}_r}} = \frac{1 + \dot{\Gamma}}{1 - \dot{\Gamma}} \quad (3.13)$$

$$\frac{\dot{\mu}_r}{\dot{\varepsilon}_r} = \left( \frac{1 + \dot{\Gamma}}{1 - \dot{\Gamma}} \right)^2 \quad (3.14)$$

と表すことができる。

ここで、 $\Gamma$  は S パラメータの関数  $K$  を用いると(3.15)式のように表される。

$$\dot{\Gamma} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (3.15)$$

ここで、 $K$  は次式で表される。

$$K = \frac{\dot{S}_{11}^2 - \dot{S}_{21}^2 + 1}{2\dot{S}_{11}^2} \quad (3.16)$$

また、2 端子対回路網の伝搬定数 $\gamma_0$  は次のように表すことができる。

$$\gamma_0 = j\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \quad (3.17)$$

試料に対して電波が垂直入射した場合、伝搬定数 $\gamma$  は次のように表すことができる。

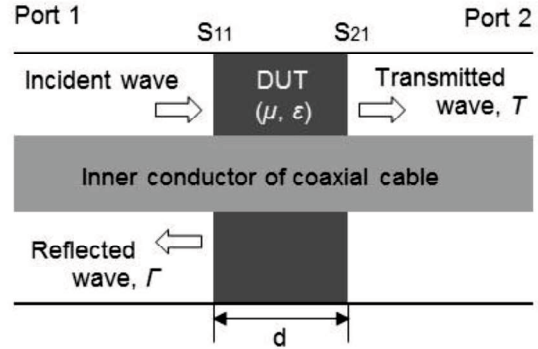


Fig. 3.9. Conceptual diagram on measurements of complex permeability and permittivity by the transmission method.

$$\dot{\gamma} = j\omega\sqrt{\dot{\epsilon}\dot{\mu}} = j\omega\sqrt{\dot{\epsilon}_r\epsilon_0\dot{\mu}_r\mu_0} \quad (3.18)$$

したがって、 $\mu_r$ 、 $\epsilon_r$ 、 $\Gamma$  の関係は

$$\sqrt{\dot{\epsilon}_r\dot{\mu}_r} = \frac{\dot{\gamma}}{\gamma_0} \quad (3.19)$$

$$\dot{\epsilon}_r\dot{\mu}_r = \left(\frac{\dot{\gamma}}{\gamma_0}\right)^2 \quad (3.20)$$

のように表せる。

ここで、試料の長さが無限大であるとき(境界面が一つしかない場合)の反射係数を $\Gamma$ 、試料が有限長である場合の透過係数を $T$ 、試料の長さを $d$  とすると、 $\dot{\gamma}$  は式(3.21)で表される。

$$\dot{\gamma} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T}\right)}{d} \quad (3.21)$$

ここで、 $T$  は $S$  パラメータを用いて(3.22)式で表される。

$$T = \frac{\dot{S}_{11} + \dot{S}_{21} - \dot{\Gamma}}{1 - (\dot{S}_{11} + \dot{S}_{21})\dot{\Gamma}} \quad (3.22)$$

よって特性インピーダンスと伝搬定数を用いると、 $\epsilon_r$  と $\mu_r$  は(3.23)式、(3.24)式のように表すことができ、 $S$  パラメータから求めることができる。

$$\dot{\epsilon}_r = \sqrt{\frac{\left(\frac{\dot{\gamma}}{\gamma_0}\right)^2}{\left(\frac{1+\dot{\Gamma}}{1-\dot{\Gamma}}\right)^2}} \quad (3.23)$$

$$\dot{\mu}_r = \sqrt{\left(\frac{1+\dot{\Gamma}}{1-\dot{\Gamma}}\right)^2 \left(\frac{\dot{\gamma}}{\gamma_0}\right)^2} \quad (3.24)$$

試料の損失 $P$  は以下の式から計算され、これより $\mu_r$  および $\epsilon_r$  の虚数部が求められる。

$$P = \{1 - (S_{11}^2 + S_{21}^2)\} \times 100 \quad (3.24)$$



装置システムの代表的な構成および測定用試料 (DUT) のフィクスチャの外観を図 3.10 に示す。同図 (a) は装置システムの全体像、(b) は試料セッティング用のフィクスチャである。試料はこのフィクスチャの空洞部に挿入し、トロイダル形状の試料中心には  $\Phi 3 \text{ mm}$  の導体ピンを通し、両端にはケーブルを接続し試料を接続する。試料とフィクスチャはできるだけ空隙を設けないようにする。ここでは、厚み  $5 \text{ mm}$  のフィクスチャを用いた。データは予め VNA にインストールされたプログラム (Agilent 製 85701C) で処理され、複素透磁率および誘電率の周波数応答特性として画面に表示される。

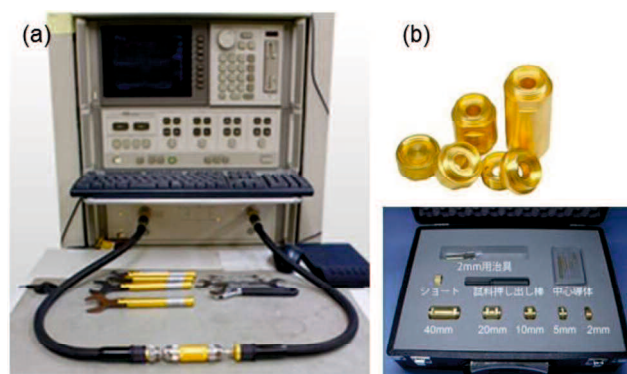


Fig. 3.10 Typical configuration of measurement system by means of a transmission method; (a) the whole system and (b) fixtures for sample setting.

### 3. 3. 2. 3 空洞共振器摂動法

第2章で詳述したように、磁性体アンテナに供した六方晶系 Y 型フェライト材料  $\text{Co}_2\text{-Y}$  は、高周波において低損失であるものの、軟磁性体としては低い透磁率を有し、1ターンコイル法による測定では  $1 \text{ GHz}$  で透磁率  $\mu' \sim 2.7$ 、損失  $\tan \delta \mu \sim 0.05$  である。そこで、これらの特性値が高精度に評価されていることを検証することとし、高精度な手法として知られている共振器摂動法の評価システムを構築した。この方法はエネルギーの絶対値の計測のみで  $\mu'$  と  $\tan \delta \mu$  を評価するため、原理的に高精度である。共振器摂動法では、共振器の磁界最大部に小さな試料を装荷する方法であり、その寸法長は測定波長の  $1/4$  以下である必要がある。次に測定原理を説明する。

共振器摂動法では複素透磁率は、試料装着状態と無装着状態の共振周波数、無負荷 Q 値、および試料の体積から、以下の式を用いて複素透磁率を算出する。

$$\mu' = 1 + \frac{A(F_{r0} - F_{rs})}{F_{r0}} \quad (3.25)$$

$$\mu'' = \frac{A}{2\left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0}\right)} \quad (3.26)$$

ここに、A: 共振器および試料サイズによって決まる定数:  $A = V/\alpha \cdot v$  であって、

V: 共振器の電氣的容積、v: 試料の体積

$\alpha$ : 共振モードに応じた比例定数

$F_{r0}$ : 共振器自体 (試料非装着時) の共振周波数

$F_{rs}$ : 試料装着時の共振周波数

$Q_0$ : 共振器自体の Q 値  
 $Q_s$ : 試料装着時の Q 値  
 である。

作製した本測定システムの外観を図 3.11 に示す。右上端部の挿入写真は試料取付け部の拡大像である。伝送線路のパラメータ

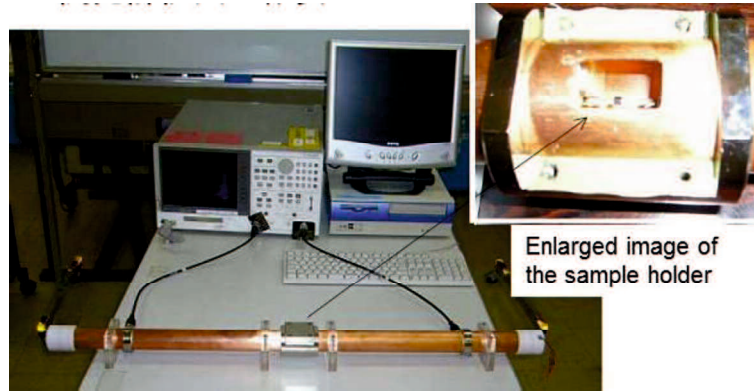


Fig. 3.11 Image of the system for measurement of complex permeability by a cavity resonance perturbation method.

評価にはベクトルネットワークアナライザを用い、空洞共振器とは同軸ケーブルで接続される。空洞管の長さに依存して、測定周波数

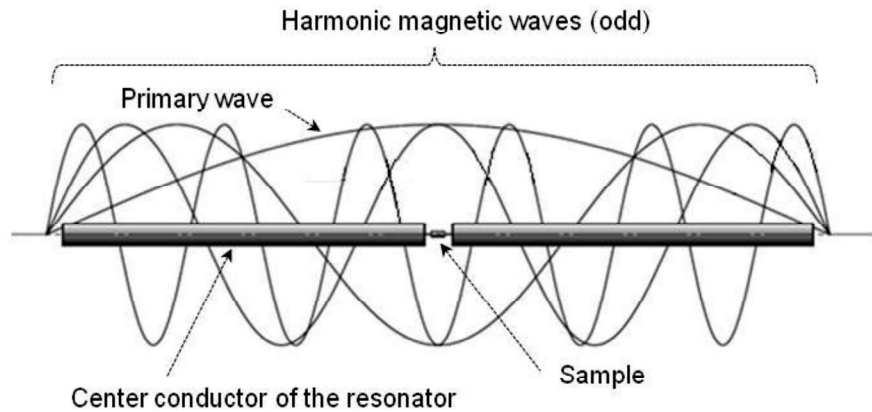


Fig. 3.12. Schematic diagram of the harmonic waves related to a magnetic field in the cavity resonator. Wavy contours depict odd harmonic waves.

の周波数がその奇数倍の周波数に対応するようにしており、共振周波数は 200 MHz を基本波としているため、空洞管の長さは 750 mm とした。この長さを

基準として、200 MHz の基本波に対して、他に 600 MHz、1 GHz、1.4 GHz、1.8 GHz、2.2 GHz の周波数での測定を可能とした。空洞共振管に誘起される電磁波の磁界の空間分布の概念図を図 3.12 に示す。基本波は空洞共振管の半波長、そして奇数整数倍の高調波が誘起される様子

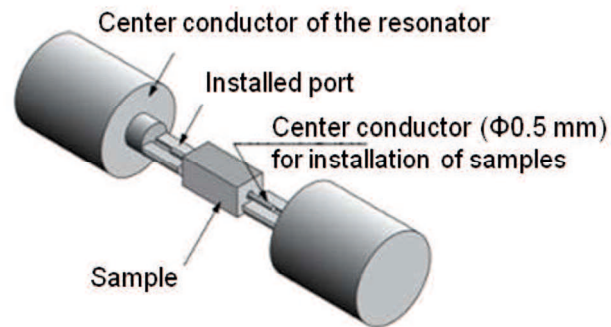


Fig. 3.13. Sketch of the sample holder in the cavity

1/4 以下が好ましいが、第 2 章で開発した本研究の材料では、透磁率  $\mu'$  が  $\sim 2.7$  と低い透磁率であるから、検出感を確保するためには体積が必要である。適切な体積を見出すため、ここでは断面積 2 mm 角と一定とし、長さが 2.5 mm、5 mm、10 mm と異なる三つの形状を検討した結果、長さ 10mm 長が好適であると判断できた。そこで、本測定には 2 mm  $\times$  2 mm  $\times$  10 mm の試料を供することにした。この試料に対する精度は  $\mu' \leq \pm 0.1$ 、 $\tan\delta \leq \pm 0.005$  であった。

### 3. 3. 2. 4 複素透磁率評価法の検証

まず、共振器摂動法と 1 ターンコイル法との測定値を比較した。摂動法用には前項の検討結果である 2 mm  $\times$  2 mm  $\times$  10 mm で長手方向の中心には  $\Phi$  0.5 mm の貫通孔が設けられた試料を、1 ターンコイル法用には外径  $\Phi$  6.5 mm  $\times$  内径  $\Phi$  3.3 mm  $\times$  2.8 mm のトロイダル形状の試料をそれぞれ測定に供した。両者の測定結果を図 3.14 に示す。試料は、第 2 章で開発した CuO を 0.6 wt.% 添加した六方晶 Y 型フェライト ( $\text{Co}_2\text{-Y}$ ) を用いた。ここに、共振摂動法と 1 ターンコイル法はそれぞれ R.P. および O.T. と略記した。また、ここでは透磁率は複素透磁率の実数部  $\mu'$  およびその損失は  $\tan\delta \mu$  を表した。図中の記号は、データの出自の帰属 (測定法) を示している。O.T. 法では周波数上限が 1.8 GHz のため、データは 1 GHz までとした。いずれの手法でも、 $\mu'$  は周波数に対してほとんど変化せず、 $\tan\delta \mu$  は周波数と共に増加しており、周波数に対する挙動は同じである。しかしながら、市販の装置を用いた O.T. 法は、R.P. 法より、 $\mu'$  と  $\tan\delta \mu$  いずれも値が高いことがわかる。

そこで、次に、異なる  $\mu'$  を有する試料を用いて、二つの手法の測定値の相関を調べた (図 3.15)。試料は図 3.14 と同様に  $\text{Co}_2\text{-Y}$  であり、1 GHz の周波数で測定したデータを採用した。R.P. 法の再現性を検証することも兼ねて、各試料とも R.P. 法では 3 回測定した。同図 (a) 複素透磁率  $\mu'$ 、(b) は損失  $\tan\delta \mu$  について、両者の測定法の相関を表す。 $\mu' = 2.5$  と低い値の場合には、R.P. 法では測定値にばらつきがあることがわかる。それより高い  $\mu'$  値では両手法とも値のばらつきは小さい。一方、損失  $\tan\delta \mu$  は O.T. 法で  $\mu' = 2.5$  の試料であっても、R.P. 法でも値のばらつきが小さく、両者の相関が良い。すなわち、 $\mu'$  が 2.5 と低い場合を除けば、両者の相関は比較的良好である。

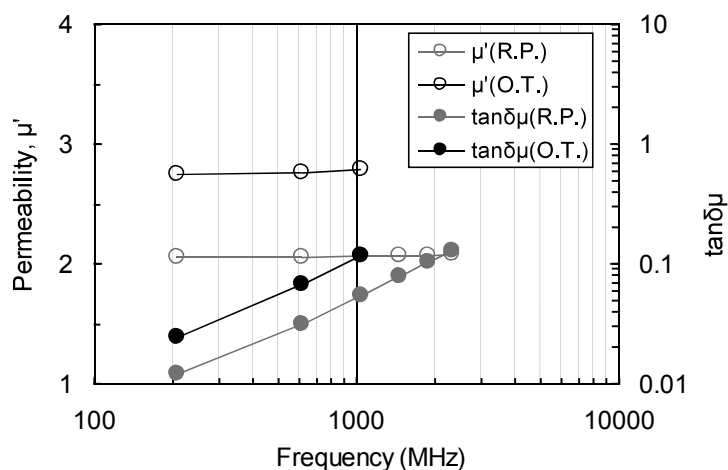


Fig. 3.14. Permeability,  $\mu'$ , and its loss,  $\tan\delta\mu$ , at each frequency measured by a resonant perturbation method (R.P.) and a one turn coil method (O.T.).  $\text{Co}_2\text{-Y}$  samples with 0.6 wt.% CuO addition were employed for this measurement.

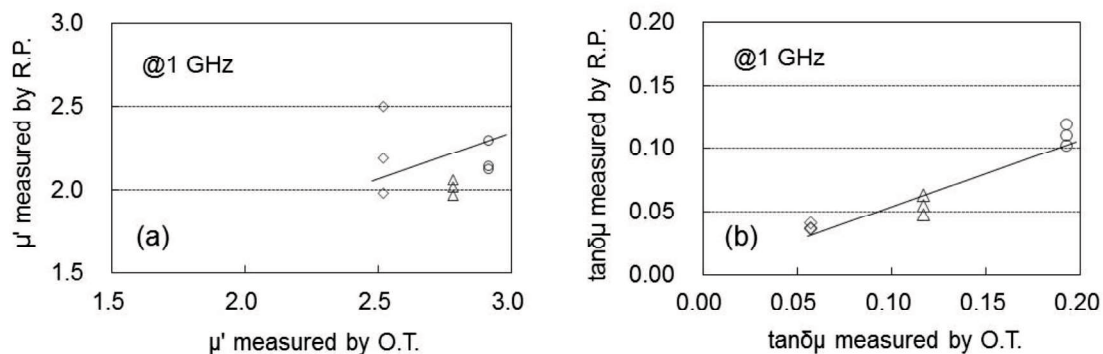


Fig. 3.15. Relation of (a) permeability ( $\mu'$ ) and (b) its loss ( $\tan\delta\mu$ ) at 1 GHz between evaluations of the one turn coil method (O.T) and that of the cavity resonance perturbation method.

ところで、 $\mu' > 5$  の  $\text{Co}_2\text{-Y}$  のトロイダル形状の試料を別途作製し、これに巻線を施しインピーダンスメータにより 40 MHz までの測定を行った。測定系を等価回路に置き換えてインダクタンスから導出した透磁率は、O.T.に近似した結果であった。そこで、本研究では O.T.法による測定値ならびにその周波数特性を磁性体アンテナ設計の基本データとして用いることにした。

前節に記載したように、1 ターンコイル(O.T.)法では測定ばらつきが小さいことを確認したが、この結果は、実際には  $\mu'$  が 2.5 以下と小さい場合は、摂動法では感度上の限界があることを示唆する。空洞共振器摂動法(R.P.)は高精度な測定方法として知られており、今回のシステム構築でも校正には十分留意したつもりである。本摂動法による複素透磁率の測定では、高周波電磁界の磁界最大・電界最小部分に試料を装着する。しかし、試料付近に電界が存在すると、フェライトは誘電率も合わせ持つため共振特性が僅かに変化し、測定精度に影響した可能性がある。本研究で開発した  $\text{Co}_2\text{-Y}$  試料は、透磁率より誘電率が高いため、これが、透磁率の絶対値測定に影響した可能性がある。

この対策として、「試料を装着しない状態の共振特性」を「磁性体を十分な外部磁界で飽和させて透磁率を真空の値に等しくした状態」で測定して校正し、誘電率の影響を相殺することが考えられる。しかし、磁性体の透磁率を 1 とするには、測定周波数における強磁性共鳴磁界より十分高い磁界を印加しなければならない。これは飽和磁化 200 mT の  $\text{Co}_2\text{-Y}$  では、最大測定周波数 2 GHz で、磁性体を飽和させるために 1T 程度の磁界を印加することを意味し、現実的ではない。

また、摂動法は本来特定周波数に対応して共振器を設計するのに対し、本研究では高調波を利用して多くの周波数での測定ができるように設計した。つまり、1GHz の周波数に準拠するのであれば、このときの半波長で共振器を設計することが望ましいものであり、測定精度に影響を与えた可能性があり、これも、O.T.法とデータが相違する一因であると推察する。

次に、1 ターンコイル法(O.T.)と伝送線を利用した透過法(T.L.)とを比較した。両者の方法で得られた複素透磁率  $\mu'$  および損失  $\tan\delta\mu$  の周波数応答性を図 3.16 に示す。試料はこれまでと同様に 0.6 wt.% CuO 添加  $\text{Co}_2\text{-Y}$  とした。いずれも、インダクタンス L としてのインピーダンス Z への寄与は  $Z = \omega L$  であるから、小さな透磁率では誘導される L も小さく、したがって周波数が高くなるとインピーダンスとして検出され難い。また、両者の数値が安定する周波数は異なり、T.L.法

の対象周波数は製品仕様では 40 MHz 以上となっているが、本測定では 200 MHz 以上で検出感度が安定になっている。測定値は、明らかに T.L.法では  $\mu' \sim 2.45$  と O.T.法 ( $\mu' \sim 2.7$ ) より 10%程度低い値となっている。しかし、数値の相違はあるものの、開発した Co<sub>2</sub>-Y 材は 1 GHz を超えるまで一定の透磁率を発現している。一方、 $\tan\delta\mu$  は周波数が高くなるにつれ、増加することに変化はなく、両手法は 700MHz 以上の周波数ではほぼ同じ値となる。

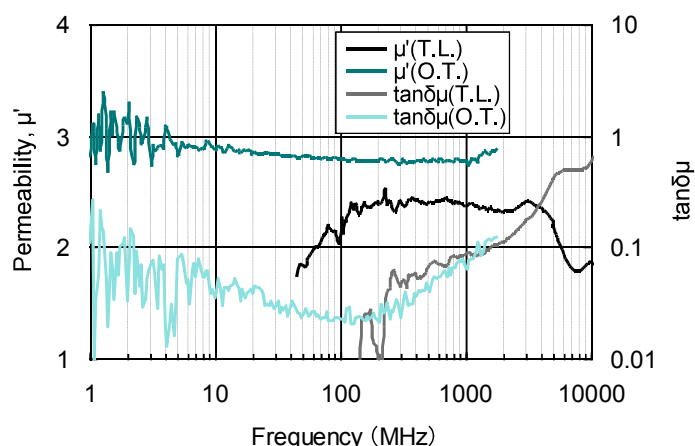


Fig. 3.16. Frequency response of complex permeability ( $\mu'$ ) and its loss ( $\tan\delta\mu$ ) of Co<sub>2</sub>-Y measured by different methods, the one turn coil method (O.T.) and the transmission line method (T.L.).

先に述べたように、O.T.法は 40 MHz の低周波でのインピーダンス測定値との整合性を確認しているから、磁性体アンテナ設計上の仕様とした 1 GHz での  $\mu'$  および  $\tan\delta\mu$  値は、図 3.16 の結果を鑑みて、この方法によって求めた値を使用することとした。ただし、前記の共振器摂動法と同様に、本 T.L.法も強磁性共鳴点に至る高い周波数までの複素透磁率の挙動を把握するには有効な手段と考えられる。そして、市販された装置システムであることから、比較的簡便な方法として、18 GHz までの高周波特性の評価が可能な手法として T.L.法は有用である。磁性体の強磁性共鳴点までの高周波までの挙動を把握する O.T.との相補的な評価方法として、本研究では T.L.を活用した。具体的には、O.T.法と T.L.法共に一定となる 400-700 MHz 帯域で両者の  $\mu'$  値を比較し、その比率を T.L.法の数値に乗じることで、O.T.の測定限界を超える 1 GHz 以上の  $\mu'$  の仮想値とした。損失  $\tan\delta\mu$  は、1 GHz 以上の値を T.L.法で代表した。そして、これを第 2 章のような材料開発の指標とした。その一例を図 3.17 に

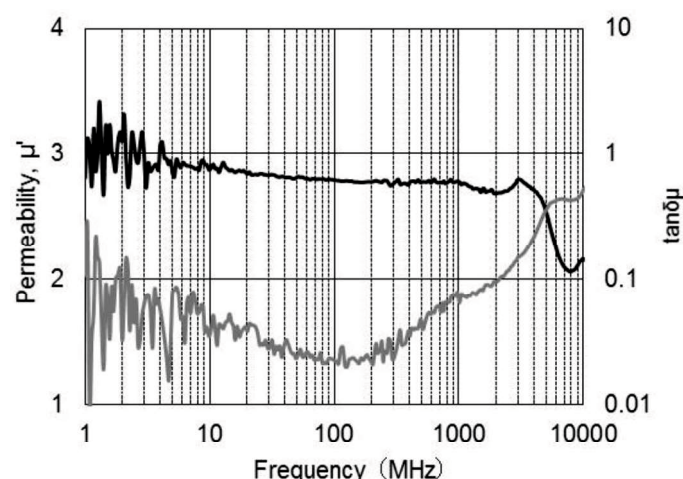


Fig. 3.17. Frequency response of complex permeability and its loss of Co<sub>2</sub>-Y measured by hybridization of the one turn coil method and the transmission line method.

示す。本 Co<sub>2</sub>-Y 開発材は 4 GHz を超えた周波数に強磁性共鳴点があることがわかる。なお、O.T. 法では 1 GHz を超える周波数では、 $\mu'$  が増加しているが、T.L.法ではその増加が見られないことから、これはフィクスチャの共振の影響が考えられる。

ところで、T.L.法は複素透磁率と複素誘電率を同時に評価する手法である。そこで、本 Co<sub>2</sub>-Y 開発材の誘電率を評価した。結果を図 3.18 に示す。複素誘電率(実数部: $\epsilon'$ )は 10 GHz を超えるまで  $\epsilon' \sim 5$  の値を発現していることがわかる。誘電損失  $\tan\delta \epsilon$  は測定感度が不足しているためか明確な信号が得られない周波数帯域が多いが、その変化を推測すると、10 GHz まで 0.01 以下の特性である。これは誘電材料としての典型的な挙動であり、磁性体としての強磁性共鳴の影響は受けない挙動として現れている。この数値はスピネルフェライトとして報告されている数値より低い。

そこで、次に、O.T.法と同じインピーダンス測定器によって、これも既に市販されている空洞共振器に準じた個別のフクスチャ(Agilent 製 16453A)を使用して、誘電率を透磁率とは独立に測定した。周波数上限は透磁率と同じ 1.8 GHz である。測定に供した試料はこれまでと同じ、 $\mu' \sim 2.7$  の Co<sub>2</sub>-Y 開発材である。その結果を図 3.19 に示す。約 300 MHz までは一定の誘電率  $\epsilon' \sim 16$  の値を有しており、400 MHz を超えた周波数で急激に値が増加している。また、損失  $\tan\delta \epsilon$  は約 1 GHz まで 0.01 以下であることもわかる。ここでの測定値  $\epsilon'$  は、T.L.法に比べその値は約 3 倍の大きさである。いずれの誘電率が妥当であるか正確な値を評価するため、複素透磁率評価と同様に共振器摂動法[18]により評価した。ここでは、測定周波数は 1 GHz としてそれに対応した共振器を設計した。その結果、 $\epsilon' \sim 16$  とインピーダンス法での共振器とほぼ同等な誘電率を得た。

フェライト材料の誘電率は  $\epsilon' = 12-16$  と言われているから、インピーダンス法および共振摂動法で得られた数値が適切である。磁性体アンテナの設計では誘電率の物性値も必要であるが、本研究では上記の検討結果から、誘電特性は 1 GHz まで誘電率  $\epsilon' = 16$ 、損失  $\tan\delta \epsilon = 0.002$  とした。なお、インピーダンス法で 400 MHz を超えた周波数での  $\epsilon'$  および  $\tan\delta \epsilon$  の急激な増加は、実験に供した試料が装着されたフィクスチャの共振現象に因るものと推察できる。この手法では共振の影響を考慮しておく必要がある。

本透過法(T.L.法)は Nicolson に提唱された手法を Weir がさらに改善して[19]製品化されたが、製品でのアルゴリズムは正式には公開されていない。しかし、式(3.10)から

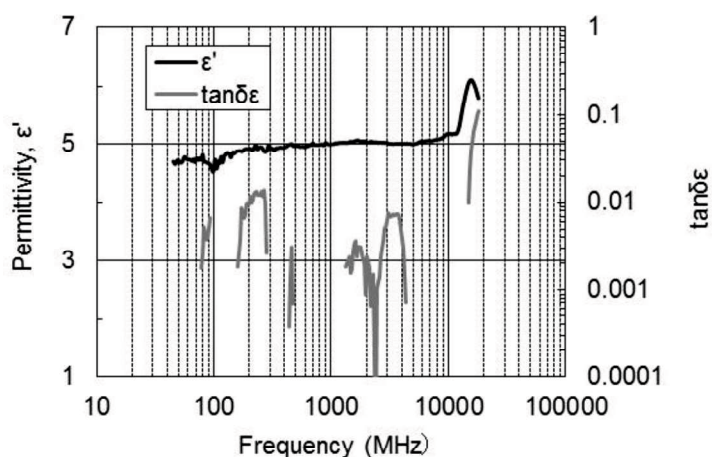


Fig. 3.18. Frequency response of complex permittivity,  $\epsilon'$ , and its loss,  $\tan\delta \epsilon$ , measured by the transmission line method. Co<sub>2</sub>-Y with  $\mu'$  of  $\sim 2.7$  developed in this study is employed for the measurement.

(3.24)までの透磁率および誘電率導出の過程に明らかなように、二つの物性値は反射係数などの一つの伝送線パラメータに相関をもって関係している。本  $\text{Co}_2\text{-Y}$  材料は透磁率が低いため、それが誘電率との分離に影響を及ぼし、低い誘電率となったとも考えられる。詳細はさらに検討が必要であるが、T.L法による透磁率や誘電率などの高周波物性評価にはまだ課題が多いと言える。これは、この手法に限ったことで

はなく、他にも伝送線を利用した手法が提案・製品化されているが[9-12]、透磁率や誘電率の物性値について、絶対値を精度良く評価できる手法はまだ開発されていない。

### 3. 4 結論

低背型アイソレータの開発に当たって、性能の主要因子で材料の基本特性である強磁性共鳴半値幅 $\Delta H$ の簡便な評価方法として、武田によって提案された簡便な短絡ストリップ線路法を検討した。これは、一方を短絡した伝送線と設置面の空間に試料を設置し、所定磁界を印加したもとの周波数を走印し、試料と前記空間に誘起される電磁界との磁氣的結合による伝送線のエネルギー変化を評価する手法である。試料の $\Delta H$ によりフィクスチャと試料との電磁界結合が影響を受けるため、その程度に応じたフィクスチャを設計することで、 $\Delta H$ が約 80 A/m、4 kA/m、56 kA/mの各材料について精度良く測定できることを検証した。これは、高精度測定法として知られている電子スピン共鳴(ESR)と同等であることも検証した。これを用いて、本研究で目的とした低背型アイソレータに適用する薄型アイソレータの特性評価が可能となった。

また、磁性体アンテナ設計において磁気特性として必要な、複素透磁率の周波数応答性の評価手法についても検討した。1 GHz までの当該特性評価には、ワンターンコイルで誘起される磁束の変化をインピーダンスの変化として計測・評価する、市場製品(Agilent 製 RF インピーダンス・マテリアルアナライザ: 4291B)を採用した。この製品では、アンテナ設計に必要な複素誘電率も、専用フィクスチャのもとインピーダンス法により評価が可能で、市場製品のなかでは信頼性も高いことが明らかになった。本研究ではこの評価方法で得られた高周波での透磁率や誘電率の物性値を採用し、磁性体アンテナの設計に活用した。

一方、18 GHz までのこれら物性測定を可能とする方法として、伝送線での磁性体のエネルギー変化に着目した透過法が提案され製品化されたが、透磁率や損失の低い材料に適用するには、

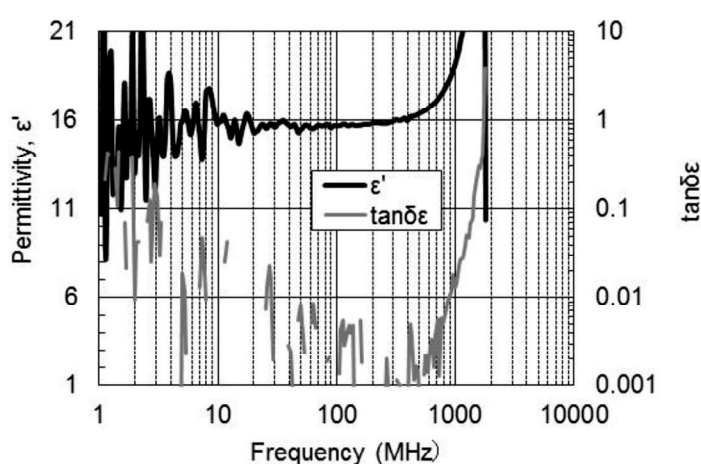


Fig. 3.19. Frequency response of complex permittivity,  $\epsilon'$ , and its loss,  $\tan\delta\epsilon$ , measured by an impedance method. (sample:  $\text{Co}_2\text{-Y}$  with  $\mu'$  of  $\sim 2.7$  developed in this study)

それら物性値の絶対値の精度において課題が多いことがわかった。しかしながら、1 GHz 以上の周波数での透磁率や誘電率の挙動を調べるには、上記のワンターンコイル法と相補的な手法として活用することは可能である。

透磁率と誘電率ともに、より高い周波数までの挙動を正確に把握しておくことが、高周波磁性材料の開発における物性評価の基本になる。この観点では、両物性ともに共振器摂動法が好適とされているが、当該手法は対象周波数に対応した共振設計が必要で、周波数に対する物性の挙動を調べるには対応が困難である。GHz 帯域までに渡って正確に、透磁率および誘電率を簡便に計測評価できる手法はまだ構築されていない。高周波磁気デバイスの研究を進展させて行くうえで、この方面の研究が待たれる。

### 3. 5 参考文献

- [1] IEC60556 Ed.2 (2006)
- [2] S. Takeda and H. Suzuki: “Wideband Measurements System of  $\Delta H\omega$  using All Shielded Shorted Microstrip Line”, *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 33, pp. 171-174 (2009)
- [3] Thakur, A., Chevalier, A., Mattei, J.-L., Queffelec, P.: “Low-loss spinel nanoferrite with matching permeability and permittivity in the ultrahigh frequency range,” *Journal of Applied Physics*, vol. 108, 014301 (2010)
- [4] Nakamura, T., Hankui, E.: “Control of high-frequency permeability in polycrystalline (Ba,Co)-Z-type hexagonal ferrite,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 257, No. 2-3, pp. 158-164 (2003)
- [5] Hua Su, Xiaoli Tang, Huaiwu Zhang, Yulan Jing, Feiming Bai,: “ Low-Loss Magneto-Dielectric Materials: Approaches and Developments,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 43, No. 2, pp. 299-307 (2014)
- [6] A. M. Nicolson and G. F. Ross, “Measurement of the intrinsic properties of materials by time domain techniques,” *IEEE T. Instrum. Meas.*, vol. 19, No. 4, pp. 377-382, (1970)
- [7] I. Bady: “Measurement of linewidth of single crystal ferrites by monitoring the reflected wave in short-circuited transmission line“, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 3, No. 3, pp.521-526 (1967)
- [8] M. Yamaguchi, S. Yabukami, and K. I. Arai: “A new 1 MHz-2 GHz permeance meter for metallic thin film”, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, No. 5, pp. 3619 -3621 (1997)
- [9] D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, L. Adenot, and F. Fuverger: “An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz”, *J. Appl. Phys.*, vol. 85, No. 8, pp.5151 (1999)
- [10] M. Ledieu and O. Acher,: “New achievements in high-frequency permeability measurements of magnetic materials”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 258-259, pp. 144-150 (2003)
- [11] V. Bekker, K. Seeman, and H. Liste: “A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 270, No. 3, pp. 327 -332 (2004)



- [12] Y. Liu, L. Chen, C. Y. Tan, H. J. Liu, and C. K. Ong: "Broadband complex permeability characterization of magnetic thin films using shorted microstrip transmission-line perturbation", Rev. Sci. Instrum., vol. 76, 063911 (2005)
- [13] 磁気工学講座 7 光・マイクロ波磁気工学: 飯田修一、岩崎俊一、岩間義郎 (丸善) (1976)
- [14] 山本節夫: "放電プラズマ焼結法で作製した極薄セラミックス焼結体を活用した非可逆伝送デバイスの開発," 高温学会誌、第 31 巻、第 4 号、pp. 180-185 (2005 年 7 月)
- [15] Agilent Technology 社アプリケーション・ノート 380-3
- [16] 木村卓也, 三寺正雄, 寺坂正二, 野瀬正照, 松本文夫, 松木英敏, 藤森啓安, 増本健: "パラレルラインを用いた高周波透磁率測定," 日本応用磁気学会誌、第 17 巻、pp. 497-502 (1993)
- [17] JIS 規格 2561C
- [18] 飯島康: "高精度摂動法による誘電材料の測定," Electronic Monthly、pp. 16-19 (1998)
- [19] William B. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," Proceedings of the IEEE, vol. 62, No. 1. pp. 33-36, (1974)

## 第4章 低背型アイソレータ

### 4.1 序論

図 4.1 に携帯電話で広く用いられている集中定数型アイソレータの構造を示す。アイソレータ素子は、マイクロ波磁性材料であるガーネットフェライト、中心導体、整合用コンデンサ、ダミー抵抗、磁石、そして上下ケースから構成されている(図 4.1(a))。同図(b)のように、Y ジャンクション構造では、ガーネットフェライトの周りには 120 度間隔で交差状に中心導体が巻き付けられ、各中心導体の一端は整合用コンデンサと入出力端子に接続され、他方は接地されている。3 本の中心導体のうち、1 本だけにはコンデンサとともにダミー抵抗が接続されて反射してきた不要電力を吸収する。端子 1 に前段のパワーアンプ(PA)出力が印加されると、中心導体に入った信号が高周波磁界を発生しガーネットフェライトを励磁する。ガーネットフェライトの透磁率は正負の円偏波に対して異なる特性をもつため、マイクロ波の進行方向は曲げられる[1],[2]。120 度回転したところに出力の極大が現れるように磁石の磁力を調節することによって信号は端子 2 からアンテナ共用器などの後段へと出ていく。逆にアンテナで反射された信号が後段から端子 2 に入ってくると、先と同じ方向に 120 度回転し次の中心導体から端子 3 に伝送されて抵抗で吸収される。このようにしてアイソレータは高周波電力の一方通行制御を行い、アンテナの整合が悪く後段から信号が反射してきても、前段の PA には戻らずダミー抵抗へ落とされる。要求される特性として、低挿入損失、高アイソレーションであることなどが挙げられる。

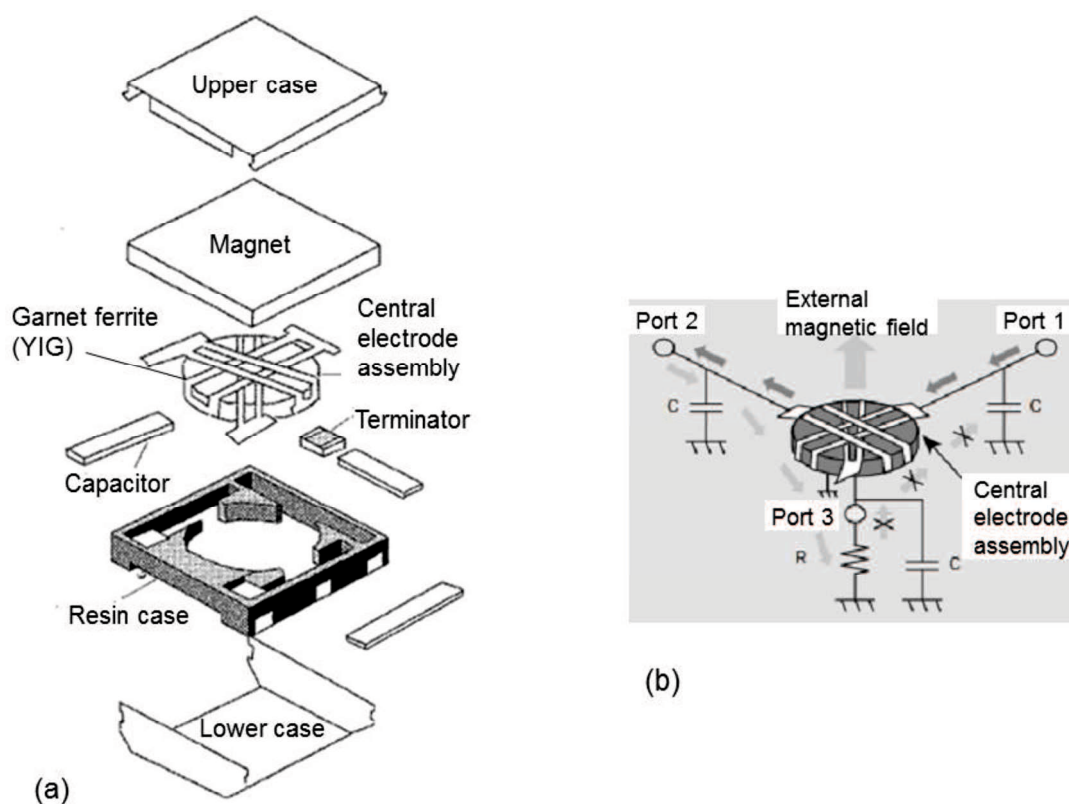


Fig. 4.1. Schematic view of a lumped element type of isolator; (a) whole configuration and (b) signal flowing at each port.

ところで、携帯電話機の小型化に伴い、アイソレータへの更なる小型化の要求も次第に厳しくなってきた。その推移を図 4.2 に示す[3]。2000 年以前は 10 mm 角が普通であったが、現在は 2.5 mm 角まで小型化されている。2003 年以降の急激な少面積化は、本研究が目的としている送受信の信号干渉防止に適する 3 端子型(Y ジャンクション)伝送線構造ではなく、2 端子型の採用の影響である。また、厚みは 2000 年には 2.0 mm であったものが、2003 年には 1.5 mm となり、その後 2008 年には 1.0 mm となり、現在 2014 年には 1.0 mm 以下に推移しようとしている。

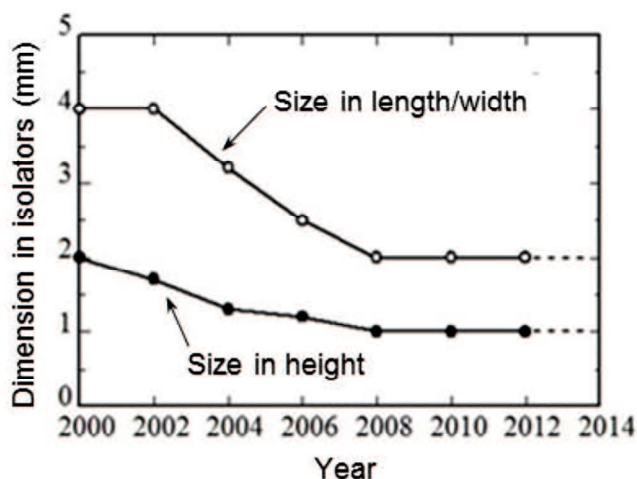


Fig. 4.2. Trend of miniaturization of isolators employed for cellular phones.

本研究では、従来の集中定数型構造に代わり、これまで研究が不十分な分布定数型構造を採用することとした。

この構造の研究は現在も継続しているが、まずは要素技術の研究を主眼として、開発に着手した 2003 年時点で、市場動向に先駆けて、高さ 1 mm 以下の低背型構造のアイソレータ素子の実現をめざした。本章では、始めに高さ 1 mm の低背型素子を設計し、実際に分布定数型アイソレータを試作し、従来製品よりも大幅な低背化を達成した研究結果[4-8]について報告する。あわせて、マイクロ波伝送線路として、一般的に採用されているマイクロストリップラインと異なり、設置面(GND)が伝送線路と同一平面にあるため薄型の素子設計へ展開できる可能性を有する、コプレーナウェーブガイド(Coplanar Wave Guide: CPW)構造のサーキュレータについての研究結果[9-12]も報告する。最後に、低背と少接地面積化を目的とした前記分布定数型アイソレータの小型化の検討結果[13]、そして、複数の周波数帯での動作を目的としたマルチバン化に関する研究成果[14]についても述べる。

## 4.2 実験方法

### 4.2.1 素子設計

本研究の分布定数型アイソレータの素子構成模式図を、図 4.3 に示す。上下のケース、ガーネットフェライトにジャイロ磁気効果を誘導するに必要な静磁界を印加する永久磁石、中心導体パターンが形成されたガーネットフェライト基板を基本構成部材とする簡素な構造である。伝送線路の中心導体は、各ポートが 120° の交差角をなす Y ジャンクションとなっており、このパターンによって各ポートの伝送線のインピーダンスを 50Ω に整合させる。アイソレータとして機能させるため、3つのポートのうちの1つのポートは 50 Ω の抵抗で終端する。

このアイソレータは、0.2 mm 厚のフェライト磁石、マイクロストリップ伝送線路がパターンニングさ

れた 0.3 mm 厚の YIG フェライト、伝送線路を保護するための 50  $\mu$  m 厚のポリミドシート、および鉄製のケースが基本構成部材である。構造設計には、磁場解析と高周波電磁界解析が必要とされる。前者は YIG フェライト中に印可されるバイアス磁界の解析用途に供し、Ansoft 社の静磁場解析ソフト Maxwell 3D Ver. 9 を用いた。アイソレータの動作発現のための電磁界解析には、有限要素法に基づいた 3 次元高周波電磁界解析シミュレータ(Ansoft HFSS ver.8.5)を用いた。高周波解析に用いた物質定数は、YIG フェライトには飽和磁化  $M_s = 90$  (mT)、磁気共鳴半値幅  $\Delta H = 4.8$  (kA/m)、比誘電率  $\epsilon_r = 12$ 、誘電損失  $\tan \delta \epsilon = 0.0002$  の物性値を用いた。伝送線路には、Cu を主体に Ag も検討したため、電気伝導率としてそれぞれ  $\sigma = 6.0 \times 10^7$  (S/m)、 $\sigma = 6.1 \times 10^7$  (S/m)を用いた。これらの構成部材の仕様について、表 4.1 に詳細を示す。

ここに、下ケースの高さは図 4.3 のように素子高さと同じになるようにしており、一部が上ケースの側面と接し閉磁路となる。下ケースの厚みは 0.25 mm で、表 4.1 では厚みの項に括弧で記載した。これは上ケースでも同様である。終端抵抗の厚みは 0.3 mm であるが、これは素子側面に配置されるため素子高さに関与しない。したがって、下ケース厚み:0.25+YIG ガーネット:0.3+中心導体厚:0.02+絶縁シート:0.05+磁石:0.2+上ケース:0.2の総計として、素子高さは 1.02 mm となる。

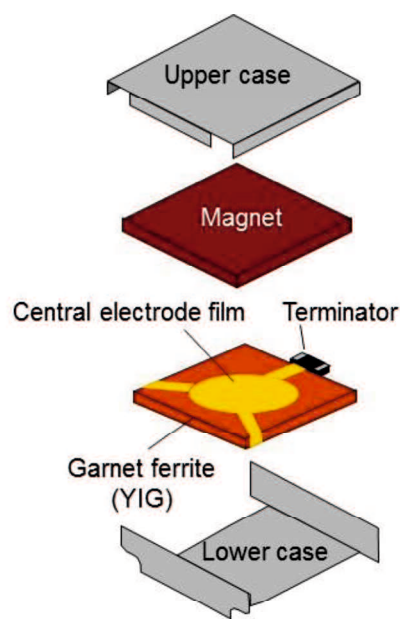


Fig. 4.3. Configuration of a distributed element type of isolator in this study.

Table 4.1. Dimensions and physical properties of componets used for a distributed element type of isolators with height of 1 mm

Components	Size (mm × mm)	Thickness (mm)	Physical poperties
Upper case	W7.0 × D6.5	0.4 (sub.0.2)	(Ag coated) $\sigma = 6.1 \times 10^7$ S/m
Magnet	W5.0 × D5.0	0.2	NdFeB: $\epsilon=1$ , $\sigma = 1.5 \times 10^5$ S/m Sr Ferrite: $\epsilon_r=15$ , $\tan\delta\epsilon=0.002$ , $\sigma = 0.01$ S/m
Insulating sheet	(W6.5 × D6.5)	0.05	$\epsilon_r=3.3$
Central electrode		0.02	(Cu) $\sigma = 6.0 \times 10^7$ S/m (Ag) $\sigma = 6.1 \times 10^7$ S/m
Garnet ferrite	W6.5 × D5.3	0.3	$M_s=90$ mT, $\Delta H=4.8$ kA/m, $\epsilon_r=12$ , $\tan\delta\epsilon=0.0002$
Terminator	1.5 × 0.8	(0.3)	$R=50 \Omega$ , $\epsilon_r=9$
Lower case	W6.5 × D7.0	1.0 (sub.0.25)	(Ag coated) $\sigma = 6.1 \times 10^7$ S/m

#### 4. 2. 2 YIG ガーネット材の製造

非可逆回転機能特性を発現する YIG ガーネットフェライトは以下の 2 種の方法で製造した。

##### 4. 2. 2. 1 粉末冶金法による製造

アイソレータ用途では YIG ガーネットフェライト結晶構造における結晶格子の Y サイトに Gd、Ca を、Fe サイトに In、Al、V を置換させた組成を用いた。製法は一般的な粉末冶金法に倣った。原料は各構成元素の酸化物で、高純度、微粒径の工業用グレードを用いた。総量が 150g となるように、所定の比率を秤量し、これらの粉末をφ 5 mm 径 Y 安定化酸化ジルコニウム製ボール 1 kg が入ったポリエチレン製 500 ml のボールミルに投入し、イオン交換水媒介でスラリー濃度約 40% とし、40 時間混合した。混合スラリーを加熱乾燥し水分を蒸発させた後、32 メッシュの篩を通過させ、大気中 800–850°C で 2 時間仮焼した。仮焼粉は上記と同じ容量のボールミルに投入し、同様なスラリー条件で 24 時間粉碎・混合した。これを加熱乾燥後、前期と同様に篩分級し原料粉末とした。この粉末にバインダとしてポリビニルアルコール約 2 wt.% 添加し乳鉢にて混練し、32 メッシュの篩を通過させ分級し造粒粉末を得た。これを 150~200 MPa の圧力で加圧して円柱形状に成型したのちに、大気中にて 1300–1400°C で 5–10 時間加熱した。焼結後の試料は寸法精度を高めるために機械加工し、試料として供した。

##### 4. 2. 2. 2 極薄フェライト焼結体の製造

本研究に供する薄型のガーネットフェライトを作製するには、前節の粉末冶金法による製造後に焼結成型体を加工することが必要であるが、小型・薄型の粉末焼結体を加工することは破損が発生し易い。そこで、薄型のフェライト焼結体を高速に製造するため、「放電プラズマ焼結法 (Spark Plasma Sintering, SPS 法)」という新たな焼結法を導入した[15]。SPS 法による YIG フェライト焼結体の製造には、実験用小型放電プラズマ焼結装置(住友石炭鉱業機製 SPS-515)を使用した。円筒状のダイと円柱状のパンチで組んだ型の中に出発原料粉を充填し、パンチ電極で原料を上下から一軸加圧しながら、パルス電流を通電する。通電の結果、型を流れる電流により、容器にはジュール熱が発生し、原料は容器から直接的に加熱される。従来の電気炉を用いた焼結法と比べて、150°C から 200°C ほど低い温度で焼結が可能で、かつ、製造時間を 1/25 程度に短縮できる。焼結温度は 900°C、昇温速度 50°C/min、加圧 29 MPa、保持時間 5 分とした。

さらに、ポストアニール処理として、急速加熱が可能なフラッシュアニールを実施した。そのための装置としては、赤外線ゴールドイメージ炉(ULVAC 製 MR-39S/H)を使用し、1350°C で 10 分間のアニールを実施した。

##### 4. 2. 2. 3 導体形成プロセスとパッケージ化

低背型素子試作では中心導体のパターン形状加工にフォトリソグラフを導入した。工程は、レジスト塗布、ベーク、露光、現像の 4 工程と導体 Cu 膜の成膜、リフトオフから成る。YIG 焼結基板(サイズ: 5.3 mm × 6.5 mm × 0.3 mm、以後 YIG 基板と記す)の表面に導体膜、裏面には接地面に接続するための電極膜を形成した。基板両面への Cu 膜形成となるため、裏面電極膜形成後に表面

導体パターン膜を形成することとした。両面とも膜厚は  $10\mu\text{m}$  とした。コプレーナ (CPW) 構造のサーキュレータ試作では、SPS 法で製造した (W)  $11.09\text{mm} \times$  (D)  $10.96\text{mm} \times$  (H)  $0.25\text{mm}$  の YIG 基板に、所定パターンの Cu 膜  $10\mu\text{m}$  (標準) を形成した。

レジスト材料には、厚膜に対応したネガ型レジスト (JSR 製 THB-151N) を用いた。レジスト塗布にはスピナー (ミカサ製 1H-DX II) を用い、YIG 基板を試料ホルダーに 12 枚セットしこれを真空吸引により固定し、回転させることで YIG 基板上に均一にレジスト膜を形成した。塗布後はホットプレート上に試料ホルダーごと載せレジストを乾燥させた。

露光にはマスクアライナー (Canon 製 PLA-501F) を用い、フォトマスクのパターンを転写した。現像にはネガ型レジストに対応した現像液 (JSR 製 PD523-AD) を用い、液温  $23^\circ\text{C}$  で 2~3 分処理した。レジスト膜厚確認後、導体 Cu 膜の成膜には、ロードロック型マグネトロン式スパッタ装置 (ULVAC 製 SH-550L) を用いた。レジスト塗布時に用いた試料ホルダーごとスパッタ装置内にセットし、導体 Cu 膜を  $3\sim 20\mu\text{m}$  形成した。ここに、Cu 膜基板との密着性を確保するため、Cu 製膜前には Cr 下地膜を  $\sim 0.2\mu\text{m}$  を製膜した。導体 Cu 膜製膜後のレジストのリフトオフは、アセトン中で 15~30 分の超音波照射することで行った。

低背型アイソレータの素子化は、導体 Cu 膜のパターンが形成された YIG 基板の 1 つの端子に  $50\Omega$  の抵抗を、他の 2 端子には評価用プリント基板のストリップラインと金属導体をそれぞれ接続し、永久磁石で適切にバイアスされるよう各部材をヨークケースに封入した。

#### 4. 2. 2. 4 特性評価方法

YIG ガーネットの磁気特性の評価には、外形  $5.0\text{mm}$ 、厚み  $0.2\text{mm}$  の円柱形状焼結体を供し、振動式磁力計 (理研電子社製 DVB-H5.5) にて測定した。誘電率の評価は、外形  $11\text{mm}$ 、厚み  $5.5\text{mm}$  の円柱形状加工体を用いた。ネットワークアナライザを用いた誘電体共振器法により、共振周波数  $f_0$  と無負荷 Q 値  $Q_0$  を求め、加工寸法と  $f_0$ 、 $Q_0$  より損失係数  $\tan\delta$   $\epsilon$  を計算した。

レジスト膜と導体 Cu 膜の膜厚はパターン形成後に得られた段差から、また、基板と Cu 膜の表面粗さは、触針式表面粗さ計 (ULVAC 製 Dektak8000) により測定長  $300\mu\text{m}$  で評価した。パターン寸法は、光学顕微鏡で測定した。

素子の伝送特性評価には、ネットワークアナライザ (Agilent 製 E8394A) を用いた。素子は図 4.3 に示した構造であり、 $50\Omega$  の終端抵抗の他端は接地のためにヨークケースに接続した。他の 2 端子はプリント基板のストリップラインに接続した。ここに、このプリント

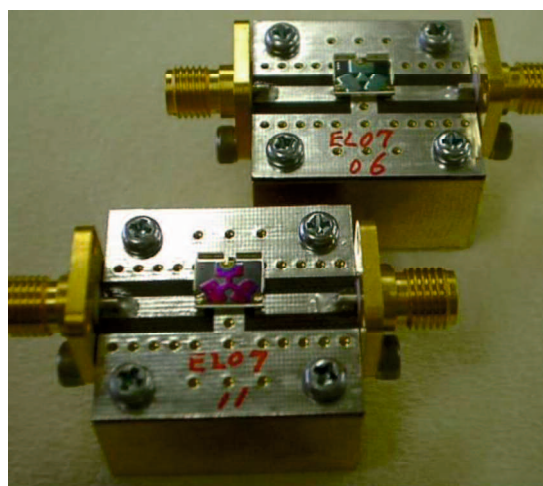


Fig. 4.4. Photograph of fixtures and their bases for measuring characteristics of isolators.

基板(フィクスチャ)は、ストリップラインと設置面(GND)パターンがAgめっき膜で形成されたガラスエポキシ材(FR-4)である。これを真鍮製台座に装着し、ストリップラインには SMA コネクタを取り付け、ネットワークアナライザのケーブルと接続した。50Ω 終端抵抗の GND への接続、およびストリップラインへの二つのポートの接続は、半田付けとした(図 4.4)。このようにして、挿入損失とアイソレーションなどのアイソレータ特性を評価した。較正はアジレント社 8753D キットを用い、ケーブル端子で SOL(Short-Open-Load)較正した。

#### 4. 3 結果および考察

##### 4. 3. 1 低背型素子の試作

###### 4. 3. 1. 1 素子設計

本研究では動作周波数として、現行の携帯電話端末(動作周波数 2 GHz 以下)よりもデータ転送速度を高くできる可能性のあり、無線 LAN に割当てられている 5 GHz を想定した。分布定数型アイソレータにおいては、バイアス磁界は強磁性共鳴が起こる磁界強度よりも低く設定 (below resonance) するのが一般的である。このような磁界は素子内に組み込む永久磁石で印加するが、その候補は NdFeB のような金属系磁石と Sr フェライトのようなフェライト系磁石が候補となる。まず、5 GHz 動作に必要な磁界強度を計算した結果、この波長に対応する中心導体の半径は約 1.5 mm であり、そのバイアス磁界強度として 56 kA/m が必要であることがわかった。そこで、前記 2 種の磁石を検討した結果、挿入損失はフェライト磁石を用いたモデルが最も小さいことが明らかになった[4]。これは、金属磁石を用いた場合には、絶縁シートで隔てられている伝送線路と金属磁石間距離が 50μ m しかないために、その間の電場が大きくなり、したがって導体表面での電流が大きくなり、導体損失が大きくなった考えられる。この損失は伝送線路と磁石間を(電氣的に)離さない限り回避することは困難である。一方、フェライト磁石は電気伝導率が極めて低いためこの課題を回避できる。そこで、本研究では、バイアス磁界を印加する永久磁石には Sr フェライト磁石を採用することとした。

静磁場解析によるバイアス磁場のシミュレーション結果を踏まえ、YIG フェライト内部のバイアス磁場を前記 56 kA/m に設定し、高周波電磁界解析によってアイソレータの伝送特性をシミュレーションした。ポート 1 からポート 2 への伝送を順方向、ポート 2 からポート 1 への伝送を逆方向と定義し、

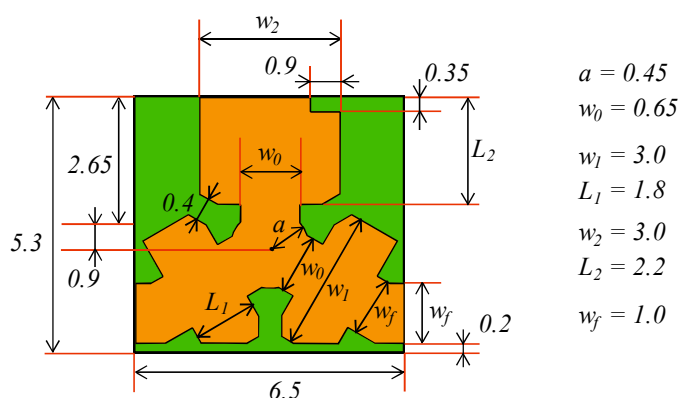


Fig. 4.5. Geometry of a transmission line fabricated on a YIG substrate as well as its dimensional parameters. The values denoted on the right hand side are the optimum values for exhibiting excellent characteristics.

ポート1からポート2への伝送損失  $S_{21}$  を挿入損失、ポート2からポート1への伝送損失  $S_{12}$  をアイソレーション、反射損失はポート1での伝送損失  $S_{11}$  と表現する。

中心導体の設計にあたり、伝送線路の基本構造と構造パラメータ ( $r, w_0, w, L_1, L_2$ ) を図 4.5 に示す。本アイソレータの目標仕様を (1) 動作周波数が約 5 GHz、(2) アイソレーションおよび反射損失が共に  $-20$  dB 以下、(3) 挿入損失が  $-1$  dB 以上として、その特性を満足するようにこれらパラメータ

を決定した。これら構造パラメータを適正化した結果、 $r = 0.45$  mm、 $w_0 = 0.65$  mm、 $w = 3.0$  mm、 $L_1 = 2.1$  mm、および  $L_2 = 1.8$  mm のとき、アイソレータとして最も良好な特性が得られた。そのシミュレーション上の伝送特性を図 4.6 に示す。ここに、挿入損失 ( $S_{21}$ )、アイソレーション ( $S_{12}$ )、反射損失 ( $S_{11}$ ) は、いずれも本来は dB 換算では負の値であるが、図の数値は正として、単位を  $-dB$  として表記している。バイアス磁界  $56$  kA/m ( $700$  Oe) のもと中心周波数が約  $5$  GHz で、挿入損失  $S_{21}$  の最大値は  $-0.65$  dB、アイソレーション  $S_{12}$  の最小値は  $-23$  dB、反射損失  $S_{11}$  は  $< -25$  dB という、アイソレータとして優れた非可逆的伝送特性が得られることがわかる。なお、アイソレーションが最大となる周波数と挿入損失が最小となる周波数とが若干異なっているが、これはポート1とポート2の伝送線のインピーダンス整合が若干ずれていることに起因すると考えられる。

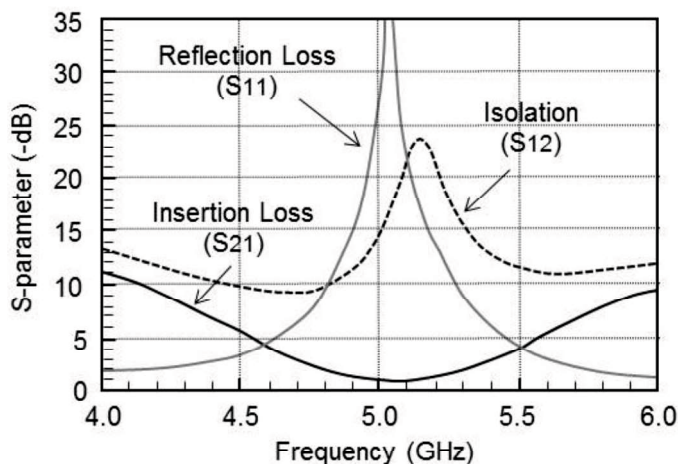


Fig. 4.6. Expected characteristics of the designed isolator with a low profile under a biasing magnetic field of  $56$  kA/m ( $700$  Oe).

#### 4. 3. 1. 2 YIG 基板表面性状の影響

YIG ガーネットフェライト焼結体基板上への導体直接描画としては、印刷法とフォトリソグラフ法が候補である。また、導体材料は Ag および Cu が挙げられる。前者は印刷法のペースト材料であり、後者はフォトリソグラフに好適なスパッタ製膜材料である。これらのプロセス技術によって中心導体パターンを YIG 上に形成した例を図 4.7 に示す。印刷

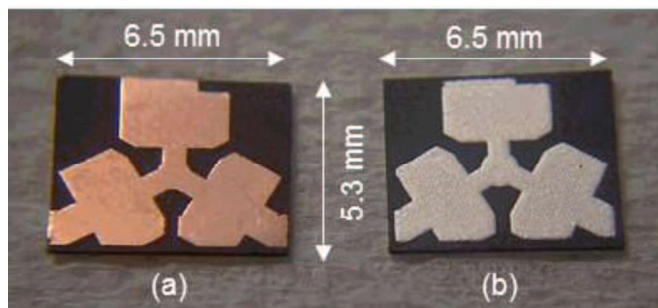


Fig. 4.7. Photographs of the transmission lines of isolators deposited on YIG substrates by means of (a) Cu sputtering and (b) Ag printing.



法は、電極材料に Ag ペーストを用い、積層セラミックコンデンサ製造を始めとし工業的に採用されている、寸法精度は数 $\mu\text{m}$  レベルでやや低いが無駄に製造できる簡便な手法である。フォトリソグラフィは半導体製造プロセスに採用されており、 $\mu\text{m}$  以下の高い寸法精度が得られる。図 4.7 では両者は異なるパターン形状であるが、ともに膜剥離もなく形成されていることがわかる。

しかしながら、印刷法では前述したように寸法精度には劣り、また後述するように本用途では基板表面性状が平滑であることが伝送特性においては好ましいが、印刷法ではそのような平滑表面への導体形成に課題があることから、本研究におけるアイソレータ素子試作ではフォトリソグラフィによる Cu 導体膜形成を選択した。

まず、4.2.2.3 節で構築した厚膜プロセス技術を用いて、YIG 基板性状の伝送特性に及ぼす影響を調べた。基板面の加工は研削と研磨を試験した。Cu 膜を  $20\mu\text{m}$  厚まで製膜し、その膜厚と表面粗さ Ra との関係性を把握した結果、いずれも Cu 膜製膜後の Ra は膜厚に依存せず、研削加工では  $Ra \sim 0.8(\mu\text{m})$ 、研磨加工では  $Ra \sim 0.06(\mu\text{m})$  と加工法に依存した表面性状であった。

そこで、図 4.5 の中心導体伝送線パターンをこれら異なる表面性状で加工された YIG 基板に形成し、異なる基板性状 Ra で、Cu 膜厚のアイソレータ伝送特性に及ぼす影響を調べた。その結果を図 4.8 に示す。ここでの伝送特性の評価は、磁石やケースで一体化された素子形態ではなく、図 4.4 に示したように伝送線パターンが形成された YIG 基板素子を、外部から所定バイアス磁界を印加することで評価した。同図(a)は挿入損失  $S_{21}$ 、同図(b)はアイソレーション  $S_{12}$  の結果を表す。図中の記号で丸印は表面研磨品、三角印は表面研削品を表す。導体 Cu 膜厚は  $3\mu\text{m} \sim 20\mu\text{m}$  とした。(a)から、挿入損失  $S_{21}$  は表面研削品および表面研磨品ともに Cu 膜厚の増加にしたがい  $S_{21}$  は向上する。その値は表面研磨品が表面研削品より  $0.1\text{ dB}$  程度低い値を示し、 $20\mu\text{m}$  厚で  $S_{21}: -0.63\text{ dB}$  と良好な特性となる。同図(b)から、いずれの表面加工法でも、アイソレーション  $S_{12}$  もまた Cu 膜厚が増えるにしたがい改善する。しかし、表面研磨品の  $S_{12}$  は Cu 膜厚に依らず  $-25\text{ dB}$  より低く、表面研削品より  $2\text{ dB}$  程度良好な値となっている。さらに、これら二つの伝送特性において、表面研削品は値のばらつきが表面研磨品より大きいこともわかる。よって、本研究の分布

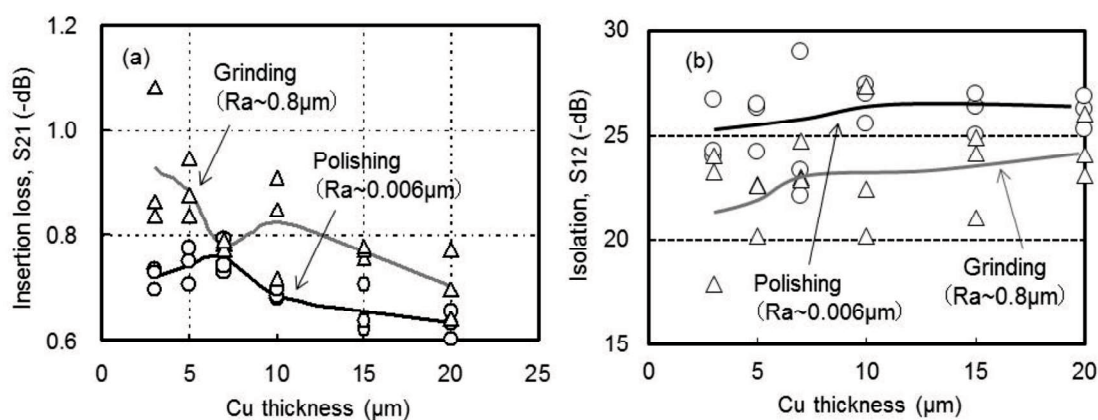


Fig. 4.8. Characteristics of transmission line as a function of Cu thickness in a distributed circuit type of isolator; (a) insertion loss and (b) isolation.

定数型アイソレータにおける中心導体のYIG基板への直接形成では、YIG基板表面が平滑であることが好ましく、その実現手段として研磨加工を採用することとした。また、Cu膜厚は伝送特性のばらつき抑制の観点で、10 μm以上とした。

なお、上記の検討においては、膜厚増加に伴い挿入損失 S<sub>21</sub> が最小値を示す動作周波数は5.5 GHzから5.7 GHzに僅かに高周波化した。図4.8(a)のCu膜厚に伴うS<sub>21</sub>の値は、動作周波数が若干異なるが、この最小値を採用している。マイクロストリップラインでは導体厚増加に伴い、特性インピーダンスが低下するから、図4.8(a)(b)におけるS<sub>21</sub>およびS<sub>12</sub>のCu膜厚に対する挙動は、試作素子では動作周波数は設計よりも本来高周波側にあり、Cu膜厚増加に伴い伝送線のインピーダンス整合性が改善したこと起因してこれらの特性が向上したと推察している。

#### 4.3.1.3 バイアス磁界の検証

表4.1に示した部材構成で高さ1.02 mmとなる低背な分布定数型アイソレータ素子の機能試作のために、SPS製造法で作製したYIG基板への導体伝送線パターン形成技術を前節まで構築した。既に4.3.1.1で、バイアス磁界を印加する磁石にはSrフェライト磁石が好適であることを述べた。しかしながら、表4.1に示したように、Srフェライト(HF)磁石の厚みは0.2 mmであることが、本低背型素子実現には求められている。

ところで、磁石は自身の磁化によって反磁界を発生するため、本素子のように厚み方向に着磁された磁石では実効的な漏洩磁界は厚みが薄くなるほど小さくなる。そのバイアス磁界は設計では56 kA/m(700 Oe)と規定されたが、これがHF磁石で実現できるか、磁界解析した。素子ケースは鉄製であるため、軟磁性として機能し(ヨーク)、磁石の磁界を閉じ込め(閉磁路)反磁界を緩和する効果がある。そこで、ケースの形状の影響を考慮して磁界を算出した。その結果を表4.2に示す。ここに、筒状ヨーク(cube type)は筐体ヨークケース全体が箱型形状であることを意味する。本機能素子試作では既に市場製品で使用されているケースを用いることとしたため、下ケースは図4.3のように全体の面積中の中央部分を被うI型形状(I shape type)となっている。ここでは、I型構造は長さ7mmで3.4mm幅と設定して計算した。また、磁石としてはNdFeBと、HFと同様に高抵抗であるボンド磁石も対象とした。磁石サイズは6.5 mm角と5 mm角形状の2種とした。HF磁石はYIG軟磁性体に印加できるバイアス磁界は最も小さいが、上記素子特性計算で期待される特性を発現するに必要とされる56 kA/m(700 Oe)のバイアス磁界は十分達成できることがわかる。よって、

Table 4.2. Biasing magnetic field applied to YIG ferrite in the case of different shape of lower yoke.

Magnet	Cube type (kA/m)	I shape type (kA/m) (6.5 mm square)	I shape type (kA/m) (5 mm square)
NdFe (sintered)	124 (1434 Oe)	97 (1224 Oe)	155 (1945 Oe)
Sr Ferrite	60 (752 Oe)	62 (777 Oe)	80 (1010 Oe)
NdFeB Bond (isotropic)	66 (834 Oe)	66 (834 Oe)	90 (1129 Oe)
NdFeB Bond (anisotropic)	77 (965 Oe)	73 (915 Oe)	105 (1322 Oe)

素子設計で規定した YIG への所定バイアス磁界は、I 型ケース構造で厚み 0.2 mm の Sr フェライト磁石で支障なく実現できることを確認した。なお、必要磁界は 5 mm 角の磁石サイズでも実現できることから、素子試作では 5 mm 角の形状を採用することにした。

#### 4. 3. 2 低背型アイソレータ素子の機能試作および特性評価

素子構造設計をもとに、中心導体厚み 20 $\mu$  m にて機能試作を行った。部材として、バイアス磁界印加は 5 mm $\times$ 5 mm $\times$ 0.2 mm の La-Co 系 Sr フェライト磁石、軟磁性体は 6.5 mm $\times$ 5.3 mm $\times$ 0.3 mm の YIG フェライト (SPS 焼結)、導体と永久磁石間の絶縁は磁石との絶縁ができる形状に加工した厚み 50 $\mu$  m のポリイミドフィルム、終端抵抗には幅 0.8 mm $\times$ 長さ 1.5 mm $\times$ 0.15 mm で抵抗 50  $\Omega$  のチップ抵抗、をそれぞれ採用した (図 4.9)。接地およびヨーク用上下ケースは 7 mm 角用の既定寸法品を放電加工によって、上ケースは 0.4 mm、下ケースは 1 mm に低背化して使用

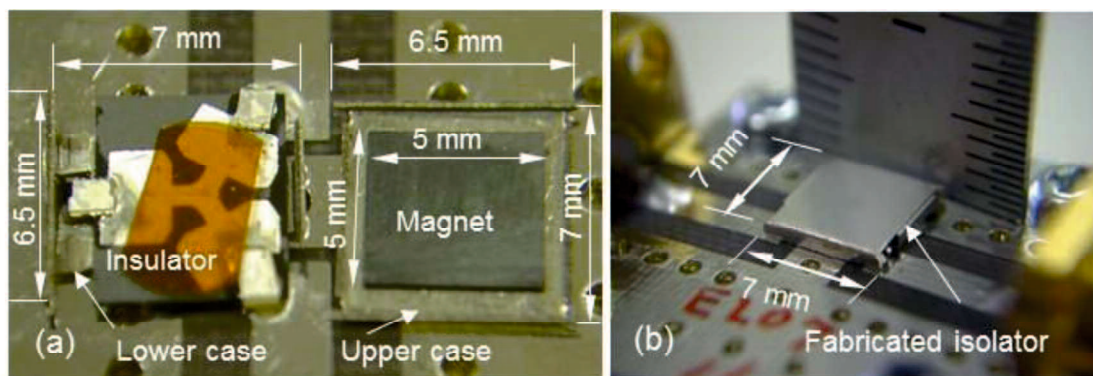


Fig. 4.9. Images of the fabricated isolator with a low profile of 1 mm in height; (a) internal structure and (b) out look.

した。導体と終端抵抗、および評価用フィクスタの入出力ポートの導通接続は塗料状半田付けで対応し (図 4.9(a))。素子の総高さは、構造設計通りほぼ 1 mm の低背型を実現した (図 4.9(b))。動作周波数 5 GHz で挿入損失 -0.65 dB の設計仕様に対して、当該素子の伝送特性は、数個の試作の結果、動作周波数 5.3~5.7 GHz で挿入損失  $S_{21}$ : -0.98~-0.66 dB、アイソレーション  $S_{12}$ : -23~-27 dB とほぼ設計に近い特性を発現した [5-8]。試作素子の特性例を図 4.10 に示す。挿入損失は動作周波数 5.7 GHz で  $S_{21}$  = -0.66 (dB)、アイソレ

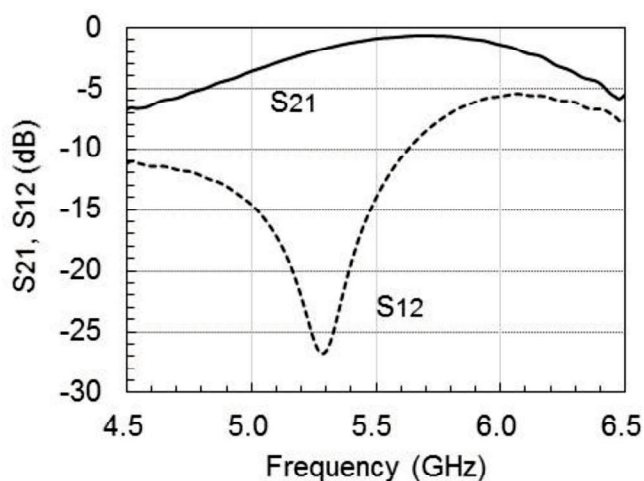


Fig. 4.10. Transmission characteristics of the isolator with low profile of 1 mm in height.

ーションは動作周波数 5.3 GHz で  $S_{12} = -27$  (dB) の良好な特性が得られていることがわかる。なお、両者の動作周波数の僅かなずれは、YIG へのバイアス磁界が機能試作素子では異なっていたことが主因として考えられる。

#### 4. 3. 3 コプレーナ型サーキュレータ

前節では低背小型アイソレータとして、5 GHz で動作するマイクロストリップラインを用いた(W)7 mm×(D)7 mm で高さ 1 mm のサイズの新規な分布定数型構造を提案し、実際に素子を試作し実験によりその性能を検証した[1]。ここでの分布定数型構造でも、伝送線路はこれまで採用されているマイクロストリップラインを使用している。ところで、能動回路素子である MMIC(Monolithic Microwave Integrated Circuit)のような半導体集積回路が注目されているが、このような集積回路に適応するには、同一平面に信号線と接地面(GND)を備えているコプレーナウェーブガイド(Coplanar Wave Guide: CPW)構造のアイソレータが好適であると提案されている[16,17]。CPW を使用したアイソレータ/サーキュレータは、線路が平面構造であるために、このような半導体素子との集積化が可能であると考えられる。また、一度で線路パターンが形成できることから、低コスト化にも対応できるという特徴をもっている。しかし、その素子としての動作特性は報告がない。そこで、低背化が可能な構造の候補として、CPW 型サーキュレータという新しいデバイスを設計し実際に試作することで、その動作特性について検討した。

マイクロストリップラインでは伝送線は誘電体基板を介して対抗面に GND 間が配置された構造であるが、CPW は前述したようにこれらが同一平面上にある。そこで、それぞれの伝送線における電磁界の分布を調べた(図 4.11)。図中の実線および点線は、それぞれ電気力線および磁力線を表している。同図(a)はマイクロストリップライン、(b)はCPWである。基板はいずれも誘電体とした。マイクロストリップラインでは、電界が接地面(GND)上に直交して発生する構造で、電界は線路とGND間に発生し線路端で強い。このとき磁界は点線で示したように発生する。一方、CPW では線路とGNDが同一平面上にある。その電気力線は、図中の実線のように伝送線(ライン)から同一平面上にあるGNDに入るため、電界はラインとGNDの間に集中し、それに伴い磁界が点線のように誘導される。マイクロストリップラインに比べ、電磁界の分布がラインに対して対称的となる特徴

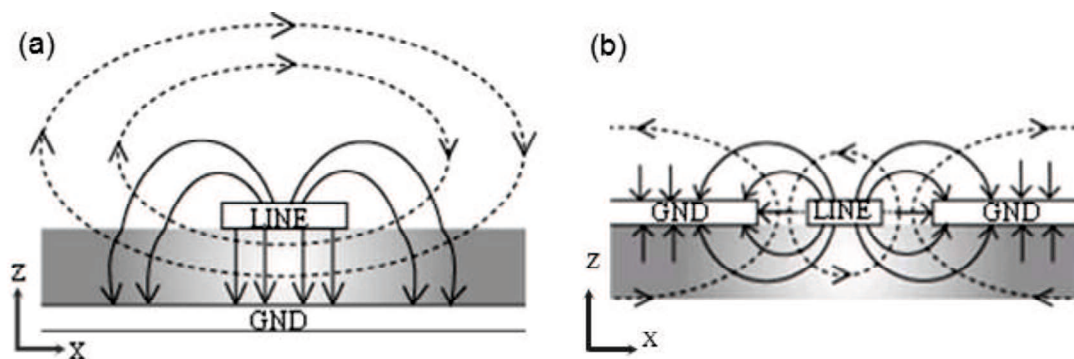


Fig. 4.11. Schematic diagrams of electric and magnetic field around (a) a microstrip line and (b) a coplanar wave guide. Solid lines denote electric field and dotted lines do magnetic field.

を有していることがわかる[17]。したがって、図 4.5 のような、各ポートの伝送線のインピーダンスを整合させるための複雑な形状の伝送線ではなく、比較的簡素な伝送線構造にできることも期待できる。

CPW 構造の非可逆回転特性を検証するためのサーキュレータを考案し、その特性をシミュレーションすることを試みた。考案した構造を図 4.12 に示す。同図 (a) は中心導体伝送線の構造、(b) はサーキュレータ素子の断面構造の概要を示す。図 4.12(a) のように、中心導体は円形で伝送線は Y 結合で、3 つのポートから成る。対角線の長さは 10 mm である。六角形の構造としたのは、まずは動作を確認するためのシミュレーションに好適であるためである。断面構造は図 4.12(b) のように、0.3 mm 厚の薄型 YIG フェライト、銀を想定した伝送線路と GND から構成されている。YIG フェライトには静磁界  $H_{DC} = 64$  (kA/m) (804 Oe) が一様に印加されているとした。

これを設計上の基本構造として、まず、線路と GND 間の距離を 70~170  $\mu\text{m}$  まで変化させサーキュレーション特性に及ぼす影響を調べた。中心導体の半径: 2.0 mm、中心導体と GND 間の距離: 0.2 mm、線路の幅: 0.2 mm、YIG フェライトの厚み: 0.5 mm と設定した。伝送線路の特性インピーダンスは、伝送線と GND 間距離を大きくすると、キャパシタンスが減少するため増加し、伝送線と GND 間距離を小さくすると減少した。

このときの伝送線 S パラメータの周波数依存性を図 4.13 に示す。ここに、各 S パラメータの図中の表記は絶対値とし、単位を -dB とした。ポート 1→2、2→3、3→1 のサーキュレーション動作で設計しているため、ポート 1 からの入射に対して  $S_{11}$  は反射損失、 $S_{21}$  はポート 2 への挿入損失、 $S_{31}$  はアイソレーションに相当する。反射損失  $S_{11}$  はインピーダンスが 50  $\Omega$  に整合する。伝送線と

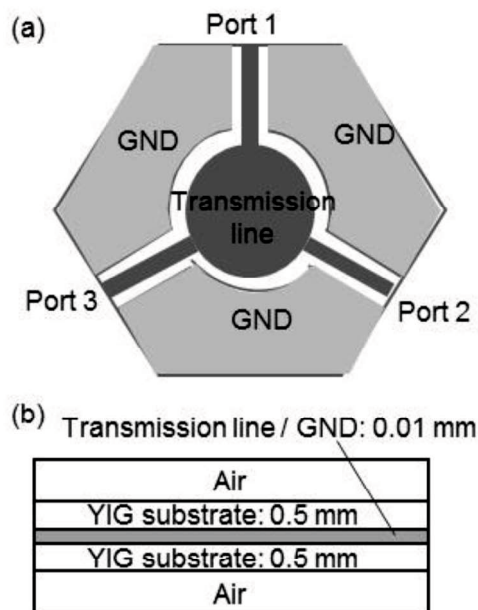


Fig. 4.12. Schematic drawing of the designed circulator composed of coplanar wave guide; (a) top view and (b) cross section.

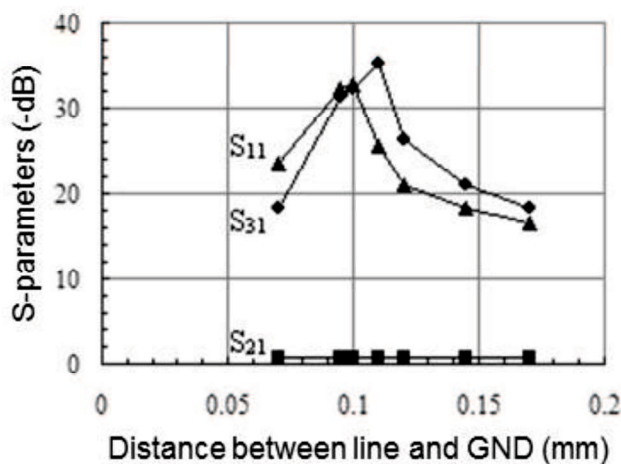


Fig. 4.13. Dependence of S-parameters on distance between lines and GND (calculated).

GND 間距離が 0.11 mm のとき極大値になる。挿入損失  $S_{21}$  は距離に依存しないが、アイソレーション  $S_{31}$  は当該距離が 0.1 mm のときに極大値となる。伝送線と GND 間距離を 0.1 mm としたこの基本構造のサーキュレータは、周波数 7.3 GHz で動作し、そのとき挿入損失:  $S_{21}=0.69$  (dB)、アイソレーション:  $S_{31}=32.75$  (dB)、反射損失:  $S_{11}=32.19$  (dB)、帯域幅は 70 MHz (@-20 dB) となる(図 4.14)。

また、サーキュレーション動作が CPW 機構に起因していることを確認するため、伝送線路と同一平面上にある GND をなくした構造について伝送特性の解析を行い比較した。図 4.15 に S パラメータの周波数特性を示す。ほとんどのマイクロ波が反射され、非可逆回転特性が発現しておらず、この構造ではサーキュレータとして動作しないことが明らかである。よって、提案した CPW 構造では、マイクロ波が伝搬しサーキュレータ動作が発現していると言える。

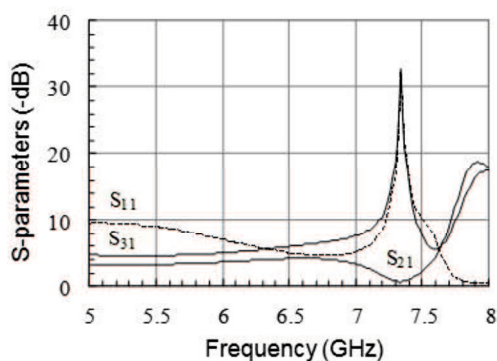


Fig. 4.14. Transmission characteristics of a designed hexagonal circulator in view point of S-parameters (calculated).

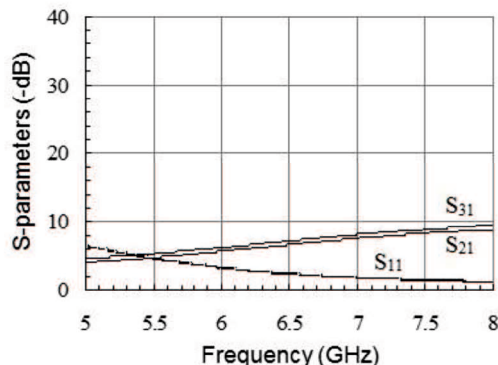


Fig. 4.15. Transmission characteristics of a designed hexagonal circulator without GND in view point of S-parameters (calculated).

次に、電界の強さをベクトル表示した結果を図 4.16 に示す。線路と同一平面上にある GND 上に電界が強く分布している様子が見られる。また、YIG フェライト基板と相対する GND 面では波打った不均一な電場が分布していることもわかる。理想的な CPW は、上下および側面の GND の影響は受けず、線路と同一平面上の GND が等電位になっているため[16]、図 4.16 の電界分布とは異なる。これは、上下と側面の GND の影響を受けたことによる影響と推察される。しかしながら、全体としては理想的な CPW 型サーキュレータに非常に近い構造になっていると言える。

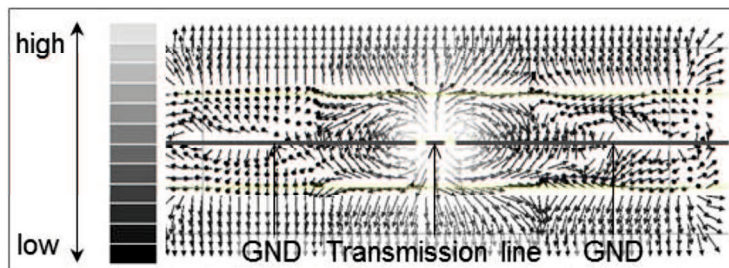


Fig. 4.16. Cross section view of electric field distribution in a coplanar wave guide (simulated).

そこで、実際に CPW 構

造の素子を試作し性能を確認することとした。試作においては、中心導体の半径、中心導体とGND間の距離、線路の幅、YIGフェライトの厚みは図4.12の構造を基準とし、試作の容易さからYIGフェライト基板の外形は矩形に変更し、図4.17のような構造とした。同図(a)は中心導体の構造を、(b)は素子の断面構造を示す。基板形状を矩形としても、伝送線はCPWに特有な簡素で対称的であることがわかる。図4.12では上下のYIGと素子ケースとの空隙は空気としたが、ここでは実際の試作のため、空気に代わり樹脂製絶縁基板( $\epsilon_r=3.3$ ,  $\tan\delta_\epsilon =$

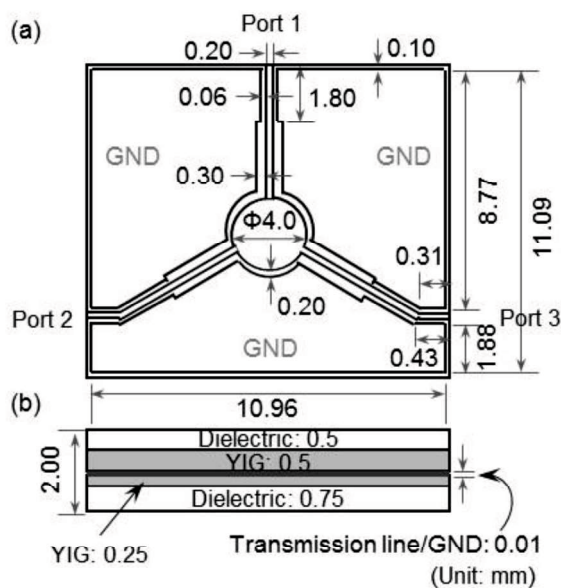


Fig. 4.17. Geometry of a designed circulator with a CPW; (a) top view and (b) cross section.

0.01 @ 7 GHz)を供した。試作した素子外観を図4.18に示す。同図(a)は伝送線導体パターンとそのポート部の拡大図、(b)は素子外観である。この導体パターンはリソグラフによって作製し、伝送線はGNDと共にYIGの研磨面に直接、Cu膜を製膜することで形成した。Cu膜厚は $5\mu\text{m}$ とした。試作したYIG基板上的中心導体パターンを図4.18(a)に示す。ここに、各ポート端での伝送線は、フィクスチャとの接続のため、ポート2に代表した同図右横のような構造とした。図4.13の簡素な構造では線路とGND間の距離は $0.1\text{mm}$ が最適であったが、本構造では $60\mu\text{m}$ が適正な間隙であったため、試作素子では $60\mu\text{m}$ とした。図4.18(b)ではYIGへのバイアス磁界を与える磁石は内蔵していないが、素子高さは $2\text{mm}$ と、先の低背分布定数型構造よりは高い。試作した素子のサーキュレータとしての伝送特性を評価した結果を、Sパラメータの周波数依存性として図4.19に示す。素子の特性評価においては、内部にバイアス磁界を印加する磁石を設けていないため、

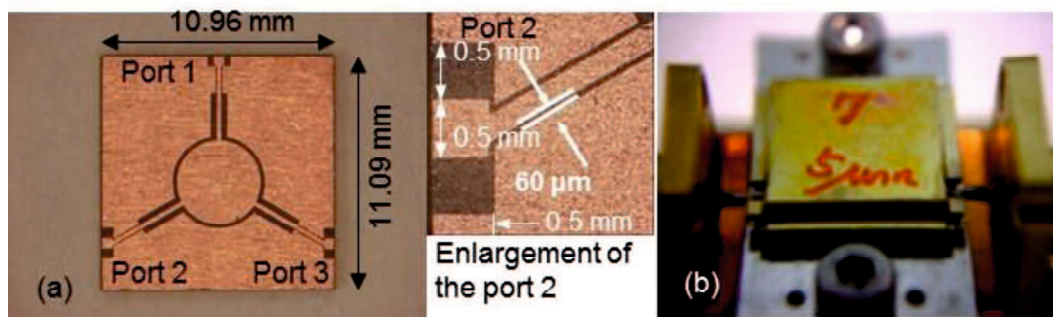


Fig. 4.18. Photographs of (a) top view of CPW transmission line and GND plane deposited on a YIG substrate and (b) a circulator sample with the CPW. An enlarged image of the edge of the port is depicted on the righthand side of (a).

バイアス磁界は素子外部から印加した。試作素子の動作周波数は 6.98 GHz で、挿入損失  $S_{21} = -1.06$  (dB)、アイソレーション  $S_{31} = -32.9$  (dB)、反射損失  $S_{11} = -29.89$  (dB)、帯域幅は 43 MHz (@20 dB) であり、六角形の基本構造の設計上の特性と比較すると、挿入損失は増加したものの、減衰量、反射損失はほとんど変化がなかった。よって、設計通りに CPW 構造でサーキュレータ特性が発現することを、実証することができた [9-12]。

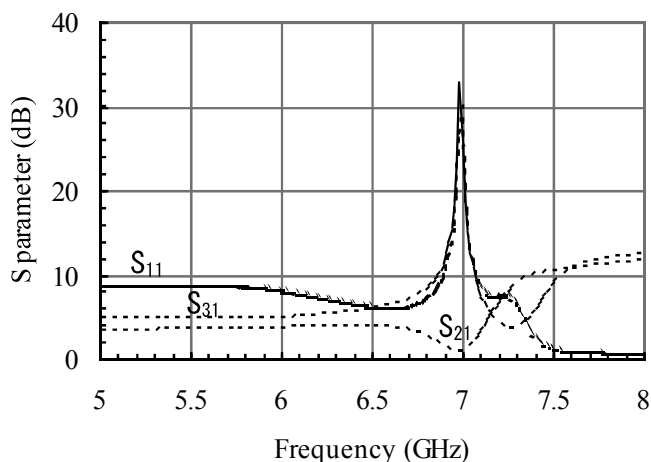


Fig.4.19 Transmission characteristics of a fabricated circulator with a rectangular shape substrate in view point of S-parameters (measured).

なお、これまで CPW 構造でのサーキュレーション動作は予測されていたが、実際に素子を試作してその動作を確認したのは本研究が初めてである。

#### 4. 3. 4 次世代型アイソレータ

現行の携帯電話等で用いられている集中定数型アイソレータは、強磁性共鳴の起こる条件の磁界  $H_r = \omega / |\gamma|$  よりもバイアス磁場を大きく設定し、いわゆるアバブレゾナンス (above resonance) で動作させるのが一般的で、必要なバイアス磁場  $H_b$  は

$$H_b > H_r \quad (4.1)$$

である。一方、分布定数型アイソレータの場合には強磁性共鳴点よりも低いバイアス磁場、すなわちビロウレゾナンス (below resonance) で動作させるのが一般的で、必要なバイアス磁場は  $H_b < H_r$  である。さらに、below resonance では正円偏波透磁率が正である領域を用いるため、バイアス磁場は

$$H_b < H_1 (< H_r) \quad (4.2)$$

である。

本研究の対象である分布定数型アイソレータは、産業上では携帯電話の基地局用のアイソレータとして用いられており、これまで明らかになったように、整合回路が不要なため構造は簡素である。しかし、アイソレータ動作には線路長が電磁波の 1/2 波長以上必要であるため、YIG フェライト、したがって素子サイズが大きくなり、小型化は困難とされている。しかし、 $\mu_+$  と  $\mu_-$  の差が大きな領域を利用することができれば、この帯域での素子の小型化が可能になる。

##### 4. 3. 4. 1 分布定数型アイソレータの小型化



#### 4. 3. 4. 1. 1 強磁性共鳴近傍の領域の利用

アイソレータについて考える際に重要なのは、 $\mu'_+$ と $\mu'_-$ の値そのものではなく、 $\mu'_+$ と $\mu'_-$ の差 $|\mu'_+ - \mu'_-|$ である。また、アイソレータに入力される電磁波は直線偏波であり、そのフェライト中における波長は実効透磁率 $\mu_{eff}$ により決定される[6]。ここで $\mu'_{eff}$ は $\mu'_+$ と $\mu'_-$ により

$$\mu_{eff} = \frac{2\mu'_+ \cdot \mu'_-}{(\mu'_+ + \mu'_-)} \quad (4.3)$$

で与えられる。Fig.4.20(a)に実効透磁率 $\mu_{eff}$ を、同図(b)に $\mu'_+$ と $\mu'_-$ の差( $\mu'_+ - \mu'_-$ )を示す。ここで、 $H_2$ は $\mu'_+ + \mu'_- = 0$ となるバイアス磁界であり、 $\Delta H$ が十分小さい場合

$$H_2 = 1/2(\sqrt{((4\pi Ms)^2 + 4Hr^2)} - 4\pi Ms) \quad (4.4)$$

で与えられる。図 4.20(a)からバイアス磁界を  $H_{DC} = H_2$ としたとき $\mu_{eff}$  は最大値をとる。またその前後で $\mu'_{eff}$  は負から正に符号を変える。つまり、 $\mu'_{eff}$  は  $H_{DC} < H_1$ および  $H_2 < H_{DC}$ の領域でも正の値をとり、 $H_1 < H_{DC} < H_2$ で負の値をとる。図 4.20(b)から、正負の透磁率差 $\mu'_+ - \mu'_-$ は  $H_{DC} = Hr$ で負から正に変わることがわかる。

以上より、バイアス磁界と $\mu'_{eff}$ および $\mu'_+ - \mu'_-$ の関係から次の四つの領域に分けることができる。

領域 A:  $H_{DC} < H_1$

領域 B:  $H_1 < H_{DC} < H_2$

領域 C:  $H_2 < H_{DC} < Hr$

領域 D:  $Hr < H_{DC}$

領域 A は従来の below resonance 領域であり、領域 D は above resonance 領域である。領域 B では $\mu'_{eff}$ が負になるため、電磁波は進行波とならない。領域 C は正円偏波の透磁率 $\mu'_+$ が負であるが、 $\mu'_{eff}$ は正であるから、進行波の解が存在する。透磁率の差 $|\mu'_+ - \mu'_-|$ が大きくなるのは領域 D (above resonance 領域)と領域 C である。

領域 C は実効透磁率 $\mu'_{eff}$ が正であり領域 D よりも大きな値をとる。 $\mu'_{eff}$ が大きければ波長が短くなり、小型化につながる。さらに、領域 C のほうがバイアス磁界が低く磁気回路が小型で済むメリットがあり、アイソレータ全体の小型化に有利であると考えられる。また、前述したようにフェライト中を伝播する

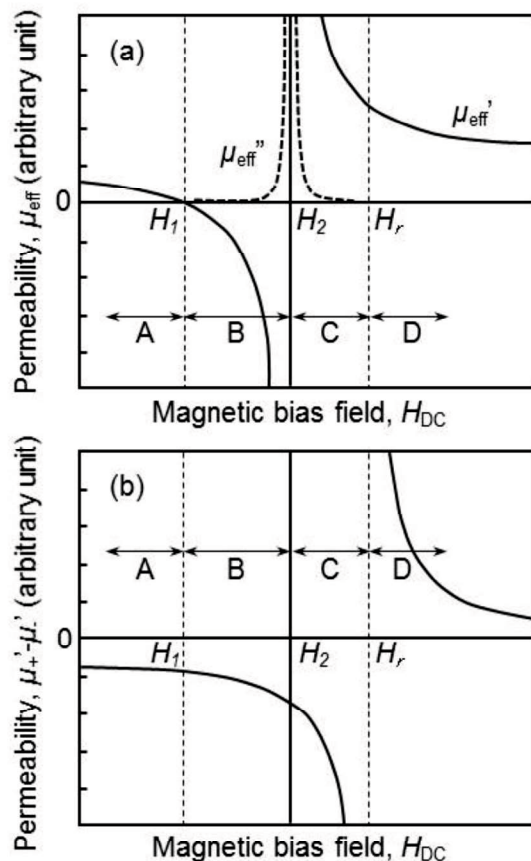


Fig. 4.20. Change in (a) effective permeability,  $\mu_{eff}$ , and (b)  $\mu_+ - \mu_-$  in YIG ferrite as a function of magnetic biasing field.

電磁波は、正円偏波と負円偏波の合成波であるから、正円偏波透磁率が負であっても、実効透磁率が正であれば電磁波はフェライト中を伝播できる[13,18,19]。

フェライトの磁気損失に起因する電磁波の吸収は実効透磁率の虚数部 $\mu''_{\text{eff}}$ により記述される。 $\mu''_{\text{eff}}$ は $H_{\text{DC}}=H_2$ で最大値をとるから、領域Cを使用したアイソレータにおいては、その伝送特性は強磁性共鳴による損失の影響を受けやすいことが懸念される。したがって、この領域を使用するにあたっては磁気共鳴半値幅 $\Delta H$ が極力小さなフェライトを使用することが必須の条件となる。LPE(Liquid Phase Epitaxy)法で数十 $\mu\text{m}$ 厚まで製膜できるYIGフェライト単結晶はこの要件を満たし、 $\Delta H$ が極めて小さいため( $<160\text{ A/m}$ )、それをを用いることで領域C( $\mu''_{+}$ が負の below resonance 領域)の利用が可能となる。実際に3.5 mm角の分布定数型アイソレータを試作し、領域Cを使用して、2 GHz動作周波数で挿入損失 $S_{21}:-0.54\text{ dB}$ 、アイソレーション $S_{12}:-34\text{ dB}$ の設計値に対して、同じ周波数で、それぞれ $S_{21}:-0.7\text{ dB}$ 、 $S_{12}:-12\text{ dB}$ の非可逆的な伝送特性が得られることが当研究室で検証されている[20,21]。この試作では、バイアス磁界は素子外部からの印加としたが、高さは1mm以下が可能であることも示唆されている。

図4.20はバイアス磁界の関数として正負の円偏波透磁率をみたが、これを周波数の関数とした捉えたのが、図4.21である。ここでは、実際の素子で印加が容易な磁界として、YIGフェライトへ48 kA/m(600 Oe)の均一なバイアス磁場が印加されているとして計算した。図中に青色で示した1.5GHz以下の領域は集中定数型構造が利用する above resonance 領域であり、3 GHz以上の同色の領域は分布定数型構造が利用する below resonance 領域である。図中の朱色で示した領域が本提案領域で、前記の分類でCに相当する強磁性共鳴点近傍の領域である[10]。この共鳴点近傍の利用に着眼したのが、本提案である。この領域では、正円偏波比透磁率 $\mu''_{+}$ と負円偏波透磁率 $\mu''_{-}$ の差が大きく、電磁波の進行を曲げる効果が顕著になる。また、実効比透磁率の実部 $\mu'_{\text{eff}}$ が大きいため、波長短縮効果が増大し分布定数型構造での小型化が可能な領域である。

そこで、この領域を利用し、小型化を実現する分布定数型のアイソレータとして、表4.3の3つの構造を考案した。いずれも、ヨークを利用して磁石の磁界を有効にYIGフェライトに印加できる構造としている。それぞれについて、以下に説明する。

なお、バイアス磁界の強度を変化させることで、強磁性共鳴周波数は変動する。このとき正負の円偏波透磁率も変化する。したがって、この現象を用いて、YIGフェライトへのバイアス磁界を変化させることで動作周波数の調整が可能である。次世代(第4世代:4G)の無線通信規格

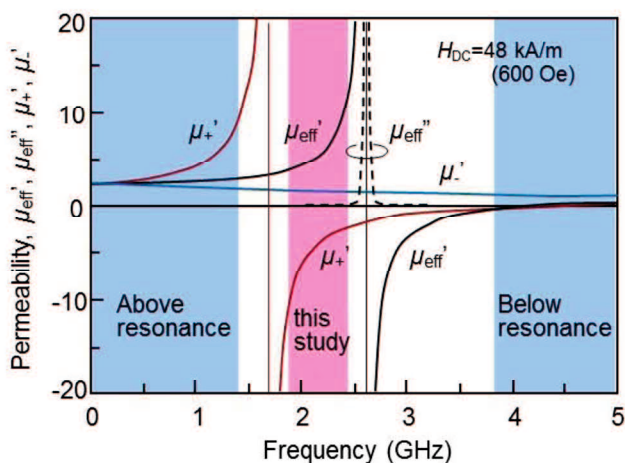


Fig. 4.21. Change in complex permeability of a circularly polarized wave due to frequency. The proposed band in this study is indexed as a vermilion color zone.

(IMT-Advanced: International Mobile Telecommunications-Advanced)では、①3.4 GHz～3.6 GHz (帯域 200 MHz)、②2.3 GHz～2.4 GHz(帯域 100 MHz)、③698 MHz～806 MHz(帯域 108 MHz)、④450 MHz～470 MHz(帯域 20 MHz)といった4つの周波数帯の使用が予定されており、国内では①と③の利用が進むと予想されている。このような多周波数帯域(マルチバンド)への適応も求められるが、本提案では図 4.20 から明らかなように、バイアス磁界を変化させることで、マルチバンドに対応できる可能性を有する。

そこで、本節では小型構造に加え、同一構造でバイアス磁界の変化のみでマルチバンドへの適用性について検討した。まず、バイアス磁界の変化による、上記①から③への周波数を鑑みて、4 GHz 帯、2 GHz 帯および 800 MHz 帯でのアイソレータ特性を計算した。その結果を図 4.22 に示す。(a)から(c)まで順に、バイアス磁界を 16、48、80 (kA/m)とすることで、それぞれ～800 MHz、～2.4 GHz、～3.5 GHzにおいて、小型化の要因である高い実行透磁率 $\mu_{eff}'$ 、ジャイロ回転効果が発生する $|\mu'_{+} - \mu'_{-}|$ が確保できることがわかる。したがって、マルチバンド対応が可能であることが示唆される。以下の検討では、小型化に加えてマルチバンドでの特性発現を調べるため、指標として 800 MHz、2 GHz、4 GHz の3つの周波数における特性も評価することとした。

なお、アイソレータとしての目標仕様は、現行製品の仕様を参考として、帯域内挿入損失 $\geq -0.80$  dBmax.、帯域内アイソレーション $\leq -10$  dB max.、帯域幅 $\geq 60$  MHz と設定した。

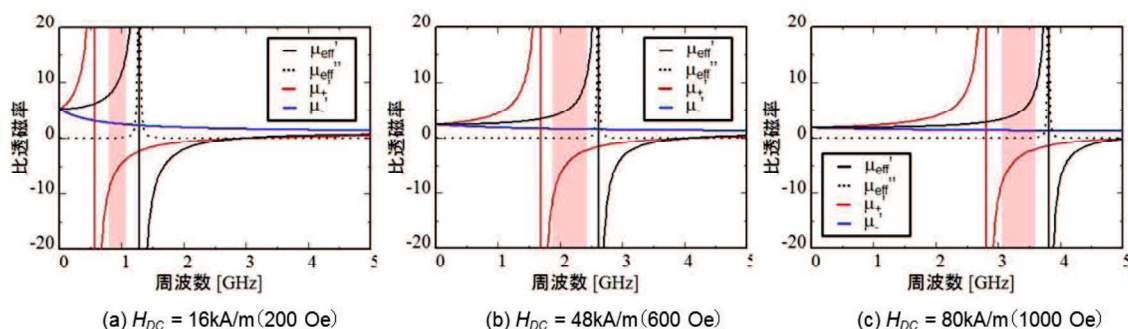


図 4.22. Dependence of relative complex permeability of circularly polarized wave in single crystal YIG ferrite on frequency at different biasing field.

#### 4. 3. 4. 1. 2 分布定数型小型アイソレータの提案[22]

##### 1) ボトムマウント型アイソレータ

このアイソレータは、伝送線中心導体部(Y 接合線路)－誘電体基板－接地面からなるマイクロストリップ線路を基本として、誘電体基板の接地面側に YIG フェライト単結晶体、永久磁石、ヨークを取り付けたものである(図 4.23)。YIG 媒質中を電磁波が伝搬するように、YIG フェライト単結晶体に接する部分の接地面(GND)接地面を取り除き、代わりに永久磁石とヨークを接地したことによって、ヨーク部では図 4.24(a)のモデル図のように、YIG フェライト単結晶体部分に誘導されながら電磁波が伝播する。これは電磁界解析によっても確認した。永久磁石およびヨークは電氣的に接地されるが、この点が重要である[23]。

Y 接合線路の中心部は直径 0.35 mm の円形で、ジャンクション線路の長さは約 0.6 mm、線路幅は 0.07 mm に設定した。誘電体基板には厚みが 0.1 mm のガラスエポキシ樹脂基板 (FR-4)、その両面に設けられた伝送線および GND 面は Ag 膜形成され、その厚みは 10 μ m とした。YIG フェライト単結晶は Φ 1.8 mm × 0.10 mm (4 GHz) または Φ 1.8 mm × 0.15 mm (2 GHz/800 MHz) のディスク形状、磁石は小型でも高い

エネルギー積を発現できる市販の NdFeB で厚みを 0.2 mm、ヨークは Ag 被覆された鉄製 Φ 20 mm で高さが 0.35 mm で板厚は 0.1 mm の形状とした。したがって、基板から接地面側への突出部分の素子サイズは、4 GHz 帯では Φ 2.0 mm × 0.50 mm、2 GHz 帯と 800 MHz 帯では Φ 2.0 mm × 0.45 mm と非常に小さいサイズとなっている。

この構造での特性を 3 次元有限要素法 (FEM: Ansoft 製 HFSS, ver8.5) でシミュレーションした。誘電体基板 FR-4 の比誘電率  $\epsilon_r$  と誘電損失  $\tan\delta$  はそれぞれ 4.4、0.015、伝送線および GND 導体の電気導電率  $\sigma$  は  $6.1 \times 10^7$  (S/m)、YIG は飽和磁化  $4\pi M_s = 85$  (mT)、磁気共鳴半値幅  $\Delta H = 160$  (A/m (2Oe)) とした。永久磁石は 4 GHz での動作磁界となるよう、磁界解析から保磁力  $H_c = 880$  (kA/m)、残留磁化  $M_r = 1.16$  (T) と設定した。しかし、図 4.22 に明らかなように、磁界によって適応周波数が変化するため、特性シミュレーションにおいては所定の磁界が印加されるものとして計算した。ヨークの比透磁率  $\mu_r$  は 4,000、その  $\sigma$  は  $6.1 \times 10^7$  S/m とした。各ポートの伝送線のインピーダンスマッチングは、マイクロストリップライン構造であるため、ラインの線路幅を微調整することで、特性インピーダンスを 50 Ω に整合した。

この構造でアイソレータの特性をシミュレーションした結果を、図 4.25 に示す。ここでは、マルチバンド化の可能性を検証するため、バイアス磁界  $H_{DC}$  を 12–120 kA/m (150–1500 Oe) まで変化させて

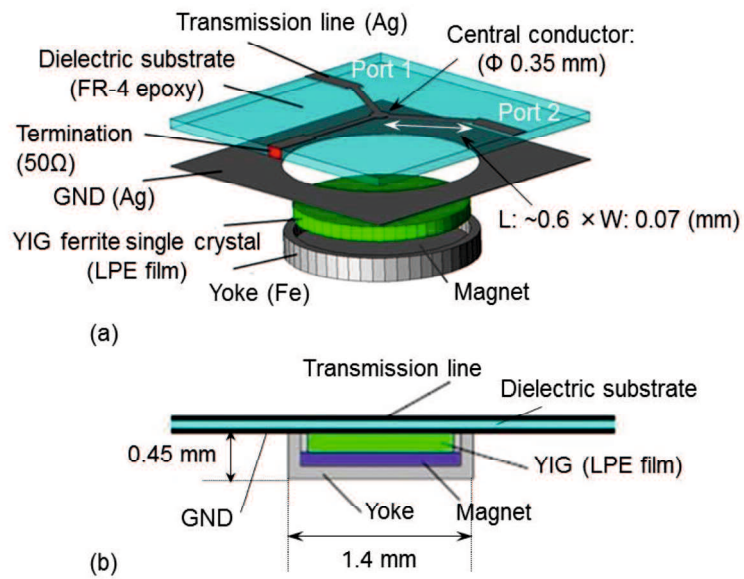


Fig. 4.23. Schematic illustration of (a) configuration and (b) cross section of a bottom mount type of isolator.

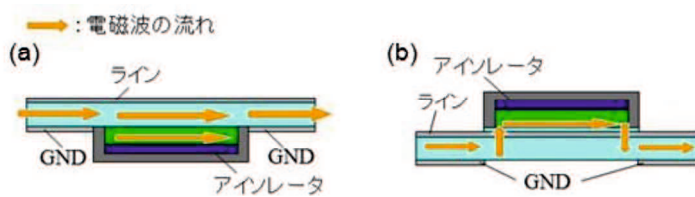


図 4.24 提案アイソレータの電磁波の分布; (a) ボトムマウント型、(b) トップマウント型

調整し、同図(a)には 4 GHz 帯、(b)は 2 GHz 帯、(c)は 800 MHz 帯について、挿入損失(S21)、アイソレーション(S12)、参考としてのリターンロス(S11)の周波数依存性を示す。(a) 4 GHz 帯対応では、目標仕様の帯域内挿入損失:  $\geq -0.80$  dBmax を満たす周波数帯域として帯域幅: 66 MHz、この帯域内でのアイソレーション:  $-14$  dBmin (仕様:  $\leq -10$  dB max) が得られ、目標とする仕様を満足することがわかる。アイソレーションは最小で  $-28$  dB となり、このときリターンロスも  $-30$  dB 以下であるから、実用上も十分な特性が得られていると言える。(b) 2 GHz 帯対応では、帯域幅は 21 MHz であったが、挿入損失:  $-0.73$  dBmin と目標仕様とする挿入損失が発現できることは確認できた。(c) 800 MHz 帯対応では、挿入損失:  $-1.68$  dBmin およびその時のアイソレーション:  $-8.18$  dB となり、目標仕様には未達であった。

低周波になるにつれ特性が劣化したことは、インピーダンス成分におけるインダクタンス成分 ( $\omega L$ ) が、同じ伝送線路長では低周波ほどインダクタンスが低下するため、特性インピーダンスが  $50 \Omega$  より低下することに起因すると考えられる。本検討での設計は高周波側で行ったため、マルチバンド対応の素子設計にはまだ課題が残る。

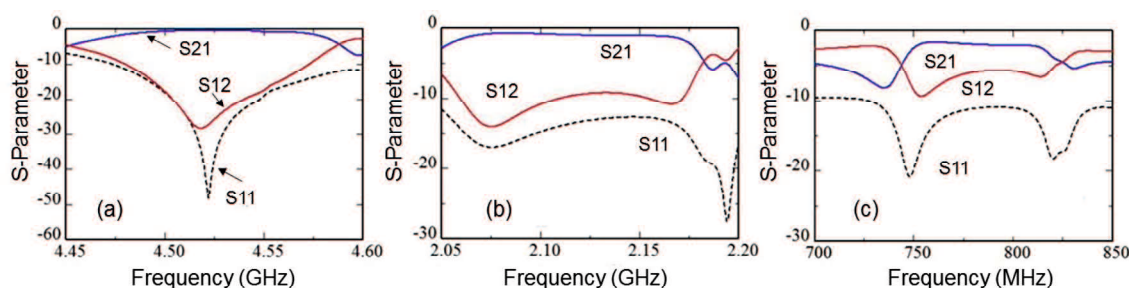


Fig. 4.25. Transmission characteristics of the bottom mount type of isolators at different working frequency; (a) 4 GHz band, (b) 2 GHz band and (c) 800 MHz band.

## 2) トップマウント型アイソレータ

基本とする伝送線路はボトムマウント型と同様であるが、YIG フェライトや磁石はマイクロストリップラインの上部へ実装する構造である(図 4.26)。電磁波を素子中に誘導させるために、ボトムマウント型アイソレータ同様に GND 面の一部を除去する。ヨークが GND となるようにすることで、中心導体の Y ジャンクション線路において GND 面が上部に存在することになり、図 4.24(b)に模式的に示したように、電磁波が YIG フェライトに誘導される電磁界分布となる。基板にスルーホールを設け、ここに導体を印刷法などで形成し、GND とヨークを接地させる。ヨークと

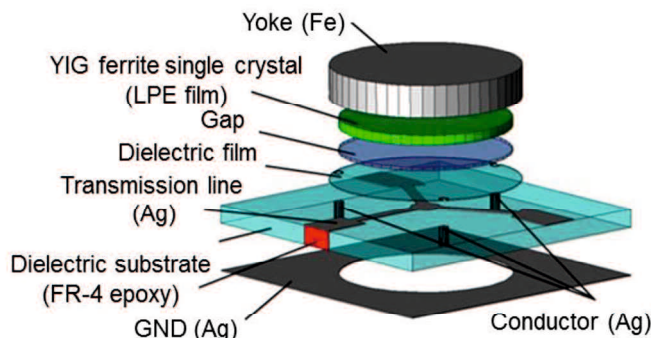


Fig. 4.26. Schematic illustration of configuration of a top mount type of isolator.

伝送線路は誘電体フィルムによって絶縁する。YIG フェライトと Y ジャンクション線路間には誘電体フィルム以外にも空隙を設ける。この空隙はインピーダンスの整合を取るためだけのものではなく、フェライト中での実効透磁率を下げることで磁気共鳴による損失の低減も図っている。

構成部材はボトムマウント型と同じであるが、誘電体フィルムの厚みが 0.01 mm、YIG フェライト下部の空隙は 0.02 mm あるため、素子サイズはボトムマウント型アイソレータより少し厚みがあり、4 GHz 帯ではΦ 2.0 mm × 0.43 mm、2 GHz 帯と 800 MHz 帯ではΦ 2.0 mm × 0.48 mm である。周波数による厚みの違いは YIG フェライトの厚みによるものである。

アイソレータの特性をシミュレーションした結果を、図 4.27 に示す。同図(a)の 4 GHz 帯では、帯域幅 59 MHz、挿入損失: -0.41 dBmin および帯域内アイソレーション: -14.1 dBmin が得られ、ほぼ目標仕様(帯域内挿入損失  $\geq -0.80$  dBmax、帯域内アイソレーション  $\leq -10$  dBmax、帯域幅  $\geq 60$  MHz)を満足する。(b)の 2 GHz では、帯域幅は 12 MHz であったが、挿入損失は -0.78 dBmin と目標仕様を満足した。(c)の 800 MHz では、挿入損失: -1.74 dBmin でその時のアイソレーション 7.96 dB となり、大きく性能が低下し目標仕様を満たすことはできなかった。低周波側になるにつれ性能が劣化した原因は、伝送線路が基本的にボトムマウント型と類似であることから、その原因も同様に、各ポートにおける線路のインピーダンス不整合に因るものと考えられる。

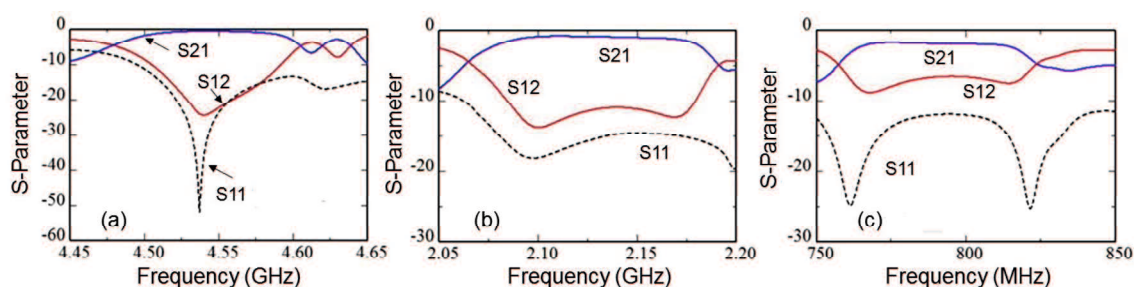


Fig. 4.27. Transmission characteristics of the top mount type of isolators at different working frequency; (a) 4 GHz band, (b) 2 GHz band and (c) 800 MHz band.

### 3) トップマウント型コプレーナウェーブガイドアイソレータ

前記のトップマウント型アイソレータの基本構成において、伝送線路をマイクロストリップラインからコプレーナウェーブガイド(CPW)に変更した構造である(図 4.28)。CPW 構造で非可逆回転動作が発現できることは、既に4. 3. 3節において実証していることから、この構造は実現可能な構造である。

伝送線路がマイクロストリップライン構造であるトップマウント型構造では、GND 面となる導体を一部除去する基板両面の加工、また GND とヨークの接地のための基板へのスルーホール形成・導体充填のプロセスを必要とするため、素子製造上でのプロセス課題が顕現することが想定される。そこで、伝送線路と GND が同一平面内に存在する CPW を導入することで、基板加工を片面とし、スルーホール加工も不要とする CPW 伝送線路を採用した[24]。ここに、伝送線路と GND を絶縁するため、ヨークの一部には各ポートが配置する位置に対応する部分に、絶縁を確保するための切り欠きを設けている。また、トップマウント型と同様に、YIG フェライト-Y ジャンクション線路間に空隙を設けることでインピーダンスの整合

および磁気損失の低減を図っている[25]。

素子サイズは、フェライト下部の空隙として 0.03 mm 設けたため、トップマウント型アイソレータと同サイズであり、 $\Phi$  2.0 mm  $\times$  0.53 mm、2 GHz 帯と 800 MHz 帯では  $\Phi$  2.0 mm  $\times$  0.48 mm である。ここでも、周波数による厚みの違いはフェライトの厚みによるものである。

アイソレータの特性をシミュレーションした結果を図 4.29 に示す。

同図(a)の4 GHz帯では、帯域幅 65 MHz、挿入損失:0.36 dBmin および帯域内アイソレーション 14.9 dBmin が得られ、ほぼ目標仕様を満足することができた。(b)の2 GHzにおいても、帯域幅 60 MHz、挿入損失 0.51 dBmin および帯域内アイソレーション 12.2 dBmin と目標仕様を満たした。(c)の800 MHzでは挿入損失 1.26 dBmin、アイソレーション 7.75 dBと目標数値には至らなかった。

CPW 構造トップマウント型も、ボトムマウント型およびトップマウント型と同様に、4 GHz 帯の高周波側では良好な特性が得られるが、さらに 2 GHz 帯においても目標仕様を満足した。これは、CPW 構造トップマウント型では、伝送線路と YIG フェライト間に誘電体が存在しないためキャパシタンスの増加分が少なく、他の 2 種の提案アイソレータに比べて、特性インピーダンス(50 $\Omega$ )の周波数変動が少なかったためと推察している。800 MHz 帯の特性についても同様の理由で 2 種の提案アイソレータに比べて良好な特性となったと考えられる。

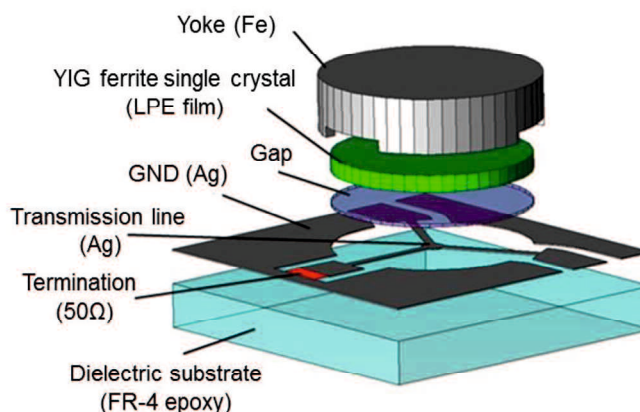


Fig. 4.28. Schematic illustration of configuration of a top mount type of isolator with coplanar waveguide lines.

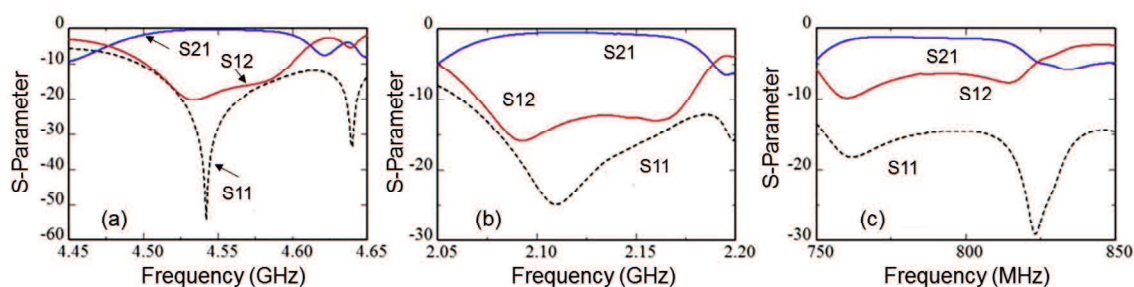


Fig. 4.29. Transmission characteristics of the top mount type of isolators with coplanar waveguide lines at different working frequency; (a) 4 GHz band, (b) 2 GHz band and (c) 800 MHz band

#### 4. 3. 4. 2 提案アイソレータのまとめ

提案したボトムマウント型、トップマウント型、コプレーナ(CPW)型構造トップマウント型の3種の分布定数型構造のアイソレータを考案し、複数の周波数帯域対応性(マルチバンド化)を調べた。

対象周波数は4 GHz 帯、2 GHz 帯、800 MHz 帯、目標仕様は、帯域内挿入損失： $\geq -0.80$  dB<sub>max.</sub>、帯域内アイソレーション： $\leq -10$  dB<sub>max.</sub>、帯域幅 $\geq 60$  MHzと設定した。4 GHz 帯用途では、いずれも仕様を満足した。これらの素子サイズは、 $\Phi 2.0$  mm  $\times$  0.5 mm以下であるから、現市場の集中定数型アイソレータ製品のサイズ(2.0 mm $\times$ 20 mm $\times$ 1 mm)に比べて、同じ面積で高さは半分以下の素子が実現可能であることを意味する。素子構造は永久磁石とフェライト材を鉄製のヨークで覆うという、分布定数型構造の利点である簡素なものである。ヨークは素子部を覆いプリント基板上の GND 面に接続する構造となっているため集積化も可能である。

ボトムマウント型とトップマウント型構造では、2 GHz 帯以下の周波数では目標を満たすことはできなかった。これに対し、CPW 型トップマウント型構造では、2 GHz 帯でも仕様を満たした。しかしながら、いずれの提案構造も 800 MHz の低周波には適用できなかった。これらの結果を表 4.3 にまとめる。ここに、青塗りは上記の目標仕様を満足すること、橙塗りは一部仕様未達であること、桃塗りは未達であることを示す。

Table 4.3. Characteristics of three kinds of miniaturized isolators proposed in this study.

	Characteristics	4 GHz band	2 GHz band	800 MHz band
Bottom mount type	Band width	66 MHz	21 MHz	—
	Insertion loss	0.38 dB <sub>min</sub>	0.73 dB <sub>min</sub>	1.68 dB <sub>min</sub>
	Isolation in the band	14.0 dB <sub>min</sub>	11.1 dB <sub>min</sub>	8.18 dB**
Top mount type	Band width	59 MHz	12 MHz	—
	Insertion loss	0.42 dB <sub>min</sub>	0.78 dB <sub>min</sub>	1.74 dB <sub>min</sub>
	Isolation in the band	14.1 dB <sub>min</sub>	12.0 dB <sub>min</sub>	7.96 dB**
Top mount type with CPW	Band width	73 MHz*	60 MHz	—
	Insertion loss	0.39 dB <sub>min</sub> *	0.51 dB <sub>min</sub>	1.26 dB <sub>min</sub>
	Isolation in the band	15.2 dB <sub>min</sub> *	12.2 dB <sub>min</sub>	7.75 dB**

■ Satisfied    ■ Partially satisfied    ■ Not satisfied

\*Diameter of a isolator :  $\Phi 1.4$  mm, \*\*Insertion loss at minimum frequency

本設計は 4 GHz を主体として行ったため、低周波における性能劣化の原因は、ボトムマウント型とトップマウント型構造では伝送線路がマイクロストリップラインで構成されることにより、線路インピーダンスの不整合が起因と考えられる。一方、伝送線路と GND が同一平面上に構成される CPW ではその影響が少ない。これは、マルチバンド化のためには、ジャイロ磁気効果を発現するための YIG フェライトへの印加磁界だけではなく、伝送線路のインピーダンス整合の尤度も考慮しなければならないことを示唆する。



なお、CPW 構造トップマウント型については、さらに 4 GHz 帯にて素子サイズの少面積化を検討した。高周波側では波長が短くなるため、水平方向の素子サイズを縮小できる可能性が考えられるためである。そこで、素子の直径を 1.0–2.0 mm 間で変化させ、伝送特性を確認した。ここでは、YIG フェライト下部の空隙および Y ジャンクション線路の幅を調整してインピーダンス整合も実施した。その結果、最終的に永久磁石抜きでの素子面積は  $\Phi$  1.4 mm まで小型化できることがわかった。

#### 4. 4 結論

携帯電話端末に使用されているアイソレータのほとんどは集中定数型であり、ここ 20 年間に容積比で 1/250 に至る飛躍的な小型化が達成された。しかしながら、最近では小型化のペースが鈍化しつつあり、新たなコンセプトに基づくアイソレータの提案が待たれている。そこで、本研究では分布定数型構造に着目した。現在携帯電話で採用されている集中定数型構造に比べ、本構造は部品点数も少なく簡素な構成であるが、小型化の点では課題があった。本研究では、この課題に対処するため、まずは集中定数型構造では困難な、低背型構造を実現することを目的とした。

バイアス磁場印加用の磁気回路の設計、高周波解析による素子の新規構造設計、SPS 法により製造した極薄の YIG フェライト焼結体上への伝送線パターンの直接形成方法を開発し、シミュレーションによる設計に基づいて素子を試作した。そして、研究着手時の集中型構造の市場製品の高さ 1.4 mm に対し、高さが 1 mm という格段に低背化された分布定数アイソレータを開発した。試作した素子は、面積の観点では市場製品の 4 mm × 4 mm に対し本試作品は 7 mm × 7 mm であったが、非可逆的伝送特性を示す周波数が約 5 GHz、挿入損失が -0.6 dB、アイソレーションが -27 dB であり、ほぼ実用レベルの伝送特性を示した。さらに、従来からマイクロストリップラインで構成されている伝送線路に、コプレーナウェーブガイド (CPW) 伝送線を適用し、サーキュレータ試作により、初めてこの伝送線での非可逆回転動作を実証した。当該素子ではバイアス磁界は外部から印加する構造で高さ 2 mm (面積: 11 mm × 11 mm) であったが、動作周波数は約 7 GHz で、挿入損失:  $\sim -1$  dB、アイソレーション:  $\sim -33$  dB、反射損失:  $\sim -30$  dB、帯域幅は 43 MHz (@-20 dB) の特性を発現し、携帯機器の情報通信用途には採用されていないものの、サーキュレータ性能としては十分に実用化できるものである。

このような研究履歴を経て、新規な分布定数型構造の要素技術を構築し、本研究ではさらに、次世代型として、強磁性共鳴点近傍を動作点とする分布定数型アイソレータを提案した。この動作点においては正円偏波と負円偏波に対する透磁率の差が大きく、実効透磁率も大きいので、素子サイズの少面積化も期待できる。また、YIG フェライトへの印加磁界による調整で、広帯域の動作が可能である。そして、ボトムマウント型、トップマウント型、CPW 型トップマウント型構造のアイソレータを提案した。さらにマルチバンド化への適用性を把握するため、4 GHz 帯、2 GHz 帯、800 MHz 帯でのアイソレータの性能をシミュレーションで評価した。その結果、帯域内挿入損失:  $\geq -0.80$  dBmax.、帯域内アイソレーション:  $\leq -10$  dB max.、帯域幅  $\geq 60$  MHz の目標仕様に対して、4 GHz ではいずれの構造も対応可能で、CPW 型トップマウント型構造では 2 GHz でもアイソレータ

性能の発現が可能であることを把握し、マルチバンド化対応の可能性を見出した。これらの素子サイズは $\Phi 14 \text{ mm} \times < 0.5 \text{ mm}$ と、ここでも現行の集中定数型製品( $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ )よりも小型化できる可能性を明らかにした。

#### 4. 5 参考文献

- [1] 牧本利夫:「非可逆マイクロ波回路」, 共立出版(1960)
- [2] 橋本忠士:「マイクロ波フェライトとその応用」, 総合電子出版社, (1997)
- [3] 武田 茂: ”マイクロ波非可逆素子の現状と課題,” 日本応用磁気学会 第 149 回研究会資料 (2006)
- [4] 山本節夫、大城和宣、栗栖晋揮、松浦 満、三上秀人、藤井重男、村上志郎:“低背型非可逆回転素子”、マグネティックス研究会資料、MAG-03-210、(2003)
- [5] K. Oshiro, S. Yamamoto, H. Kurisu and M. Matsuura, “Low height circulator using microstrip line,” ISAM2, Symposium B-9, The 8<sup>th</sup> IUMRS International Conference on Advanced Materials (IUMRS-ICAM 2003), B9-10-O08, Yokohama, Japan, (2003)
- [6] K. Oshiro, S. Yamamoto, T. Tanaka, H. Kurisu, M. Matsuura, H. Mikami, S. Fujii, and S. Murakami; "High-frequency Electromagnetic Simulation of Extremely Low-height Circulator Using Microstrip Y-junction," Transactions of the Magnetic Society of Japan, vol. 4, No. 2, pp. 60-63 (2004)
- [7] 大城和宣、登尾尚史、藤森宏高、三上秀人、藤井重男、松浦 満、山本節夫:“フェライト薄膜を使用したサーキュレータの設計”、日本応用磁気学会誌、第 29 巻、pp. 490-493 (2005)
- [8] 山本節夫、大城和宣、栗栖晋揮、松浦 満、三上秀人、藤井重男: "低背型アイソレータの開発," 日本応用磁気学会誌, vol. 29, No. 2, pp. 66-71 (2005)
- [9] Setsuo Yamamoto, Keiko Shitamitsu, Hiroki Kurisu, Mitsuru Matsuura, Kazunori Oshiro, Hideto Mikami and Shigeo Fujii; "Circulator with Coplanar Waveguide Structure," Physica Status Solidi, (b)241, No. 7, pp. 1769-1772 (2004)
- [10] S. Yamamoto, K. Shitamitsu, H. Kurisu, M. Matsuura, K. Oshiro, H. Mikami and S. Fujii; "Proposed New Circulator with Coplanar Waveguide Structure," Transactions of the Magnetic Society of Japan, vol. 4, No. 2, pp. 56-59 (2004)
- [11] K. Oshiro, H. Mikami, S. Fujii, T. Tanaka, H. Fujimori, M. Matsuura, and S. Yamamoto; "Fabrication of Circulator with Coplanar Wave Guide Structure," IEEE Transactions on Magnetics, vol. 41, No. 10, pp. 3551-3553 (2005)
- [12] 大城和宣, 三上秀人, 藤井重男, 松浦 満, 山本節夫; "コプレーナ導波路構造を用いたサーキュレータ," 日本応用磁気学会第 149 回研究会, June 27, pp. 11-16 (2006)
- [13] Kazunori Oshiro, Setsuo Yamamoto, Hiroki Kurisu, Mitsuru Matsuura, Hideto Mikami, Shigeo Fujii, and Shirou Murakami; "Horizontal Size Reduction of Circulator Utilizing Wavelength Shortening Effect," (ICF 9) The American Ceramics Society, pp. 763-768 (2005).
- [14] Nishijima K., Kurisu H., Fujii S., Yamamoto S.; “Extremely Small Isolator for 2 GHz and 4 GHz band,” THE 11<sup>TH</sup> International Conference on Ferrite (ICF 11), 17 pP-50 (2013)
- [15] 山本節夫:”放電プラズマ焼結法で作製した極薄セラミックス焼結体を活用した非可逆伝送

- デバイスの開発,” 高温学会誌、第 31 巻、第 4 号、pp. 180-185 (2005 年 7 月)
- [16] B. Bayard, D. Vincent, C. R. Simovski, and G. Noyel, “Electromagnetic Study of a Ferrite Coplanar Isolator Suitable for Integration,” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 51, No. 7, pp.1809-1814 (2003).
- [17] Y. Konishi, “Foundation and Application of Microwave circuit”, Sougo Denshi publishing company, pp. 138-139 (2001)
- [18] K. Oshiro, S. Yamamoto, K. Shitamitsu, H. Kurisu, M. Matsuura, H. Mikami, S. Murakami, S. Fujii: "Design of Extremely Low Height Y-Junction Isolator," Ninth International Conference on Ferrite, ICF - 9, Proceedings of the 9th International Conference on Ferrites (ICF 9), The American Ceramics Society, pp. 769-774 (2005)
- [19] 大城和宣、藤森宏高、栗栖晋揮、松浦 満、山本節夫：“YIG フェライト単結晶の利用によるマイクロストリップ Y アイソレータの小型化”、日本応用磁気学会誌、第 29 巻、pp. 490-493 (2005)
- [20] K. Oshiro, K. Komada, T. Tanaka, H. Fujimori, H. Kurisu, M. Matsuura, and S. Yamamoto: “3.5-mm-Square Microstrip-Isolator Operating in the 2-GHz Band,” Journal of the Magnetics Society of Japan, vol. 30, No. 4, pp. 468-471 (2006)
- [21] T. Tanaka, H. J. Cha, K. Komada, K. Oshiro, H. Kurisu and S. Yamamoto: “Design of Magnetic Circuit for Miniature Micro-strip Isolator Operating Above Resonance,” Transactions of the Material Research Society of Japan, vol. 32, No. 3, pp. 665-668 (2007)
- [22] 山本節夫：“アイソレータの小型化”、まぐね/Magnetics Jpn., vol. 5, No. 10, pp. 450-456 (2010)
- [23] H. J. Cha, T. Sato, T. Kanewaki, T. Tanaka, H. Kurisu and S. Yamamoto; “Proposal of Multi-frequency-band Operation of Bottom Mounting Type Isolator,” Transaction of the Material Research Society of Japan, vol. 34, No. 3, pp. 411-414 (2009)
- [24] Kaihei NISHIJIMA, Hiroki KURISU, Setsuo YAMAMOTO; “Improvement in Non-reciprocal Transmission Characteristics of Isolator Mounted on Coplanar Waveguide,” International Union of Materials Research Societies – International Conference on Electronic Materials 2012 (IUMRS – ICEM 2012), A-5-O26-006 (2012)
- [25] 小西良弘：“实用マイクロ波技術講座 –理論と実際” 第4巻、pp. 133–136、日刊工業新聞社 (2001)

## 第5章 磁性体アンテナ

### 5.1 序論

携帯電話の急速な進展と普及に伴って電話端末には通話性能よりもデザイン性が重要視されるようになり、電話信号の送受に用いられるメインアンテナも棒状の放射導体を用いる外付けロッド型から放射導体を筐体内に収納した内蔵型へと変化してきた。内蔵型メインアンテナとしては板状の放射導体を用いた PIFA (Planar Inverted F Antenna) 型が多く用いられてきたが、近年の端末筐体の薄型化に伴って内蔵アンテナの更なる小型低背化への要求が強まっている。

近年の TV 放送のデジタル化に伴って携帯電話への TV 受信機能の搭載が進みつつある。携帯機器向けデジタル TV 放送では日本の ISDB (Integrated Services Digital Broadcasting) 規格のサブセット (通称ワンセグ) が先行し、2006 年 4 月からサービスが稼働しているが、欧米でも DVB-H (Digital Video Broadcasting for Handheld) 規格による携帯機器向けデジタル TV 放送の本格稼働が始まりつつある。図 5.1 に各規格で使用される周波数帯を示す。周波数に依存して一部異なるが、旧来のアナログ TV 放送域に準拠した 470~800 MHz の UHF 帯を使用するケースが最も多い。

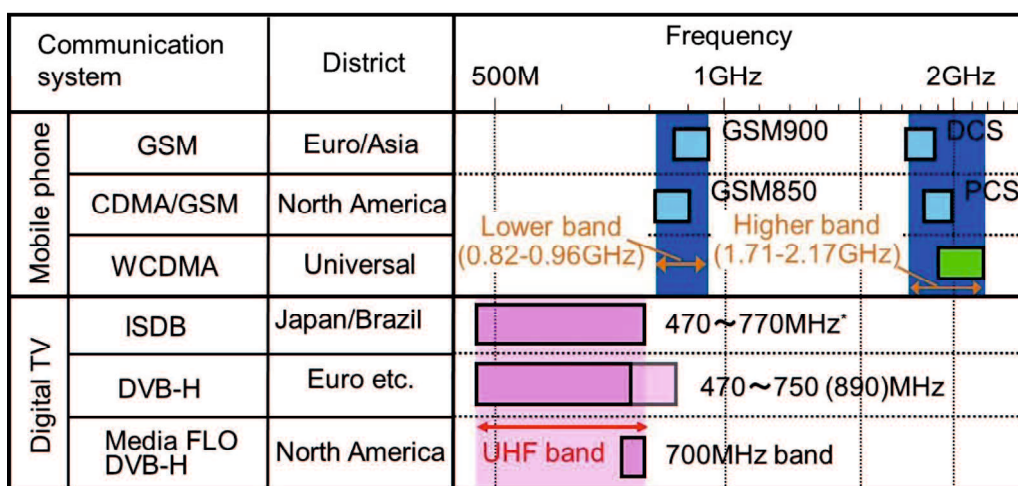


Fig. 5.1. Allocation of frequency band to cellular phones and digital broadcasting. The band of ISDB in Japan has been in the range from 470 MHz to 710 MHz since 2013.

一般にアンテナの所要サイズは信号波長に比例するので、デジタル TV 用アンテナは携帯電話用アンテナに比べてサイズが大きくなる。また、デジタル TV 信号の比帯域 (所要帯域幅を中心周波数で割った比率) は約 50% と携帯電話の場合 (約 20%) に比べて遥かに大きく、広帯域化の面でも課題が大きい。このため地デジ用アンテナの内蔵化は携帯電話用アンテナに比べて遥かに困難であり、地デジ受信端末には大型の外付けアンテナが使用されているケースが多い。しかし、デザイン性の面から内蔵化への要求は強く、小型内蔵アンテナの潜在市場には大きなものがある。そこで、本研究では、携帯電話機器に内蔵可能な小形の地デジ受信アンテナを開発すること

を目的とした。

ところで、まずアンテナの種類について概観しておく。図 5.2 はアンテナの分類表である。開口面型はパラボラを始めとして大型になり易い。線状型はダイポール/モノポール型のように、所定波長のそれぞれ 1/2 または 1/4 の長さになれるため、携帯型の電子機器を始めとして良く用いられる。その基本構造を図 5.3 に示す。図中には、赤矢印のように共振電流が流れることで、青矢印のように磁界が誘導される様子も示した。(a) はダイポール、(b) はモノポール、(c) はモノポール型の伝送線路型アンテナである。この構造は接地面に平行に折れ曲がった構造であり、接地面の平行対の電流源には幅の狭い金属平板を用いることから、板金アンテナと呼称されることも多い。給電点の位置から逆 F 型や逆 L 型に分類される。本研究では、アンテナ長さが所定波長の 1/4 であるモノポール型を基本として、内蔵型に好適な伝送線路型構造で給電点が端部に位置する逆 L 型を採用して検討することとする。

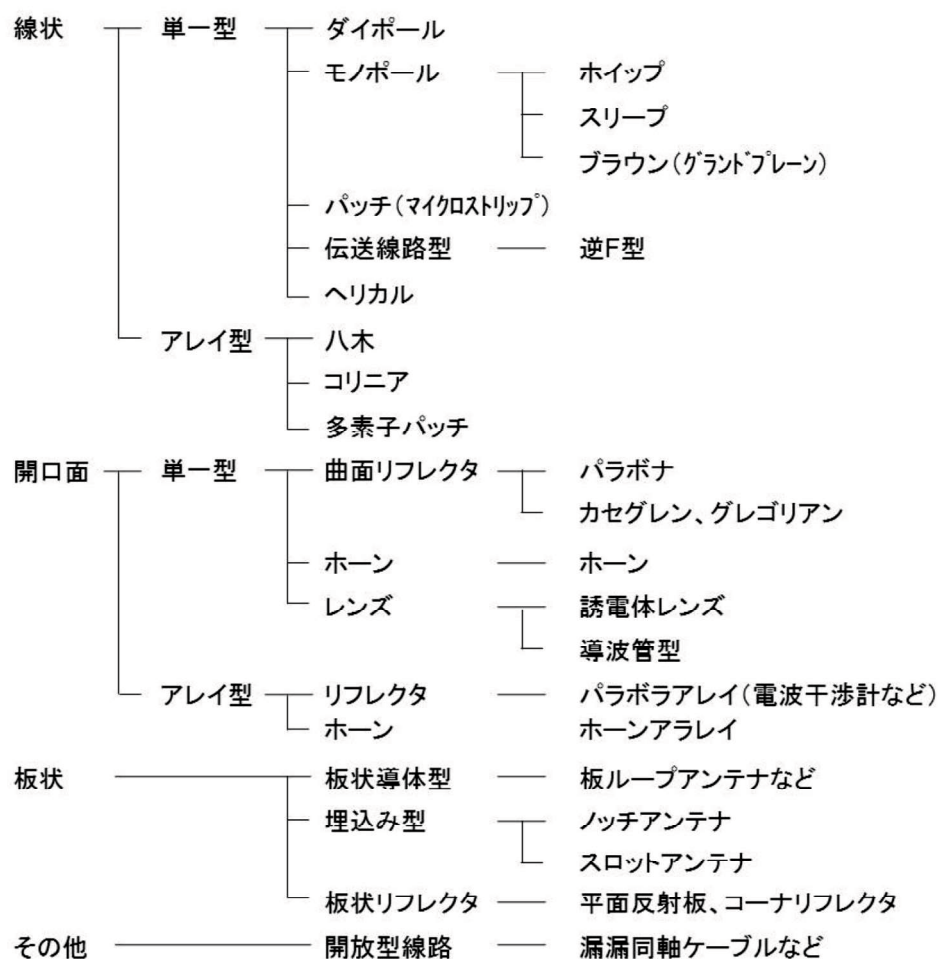


図 5.2 アンテナの分類表

### 5. 1. 1 小型アンテナの寸法

一般に小型アンテナとは「電氣的小型アンテナ」を意味し、アンテナの大きさがそのアンテナの

共振周波数での波長との比率で小さいものを指す。様々な定義が提案されているなかで、ここでは、Wheeler の提案[1]に従い、電気的長さとして、

$$\text{アンテナ寸法} < \lambda / 2\pi$$

となる寸法を小型と定義する。したがって、本研究の地デジ対応では、その中心周波数 600 MHz においては、 $\lambda = 0.5$  (m) であるから約 80 mm 以下が小型に該当する。本開発目標は 40 mm 以下であるから、この定義に沿った小型アンテナと言える。

ところで、利得など特性と寸法と

の関係が予測されており、目的とするアンテナをどこまで小さくできるのかは電気的小形アンテナの限界論に関するもので、アンテナの寸法、性能指数Q(あるいは帯域幅)、利得などとの関係も指摘されている[1-4]。

### 5. 1. 2 小型アンテナの利得[5]

さて、小型アンテナの利得について考える。アンテナの給電点におけるインピーダンス $Z$  は、

$$Z = R + jX \quad (5.1)$$

と表される。ここで、 $R$  は抵抗成分、 $X$  はリアクタンス成分である。共振周波数ではリアクタンス成分 $X$  が0(ゼロ)となり、抵抗成分 $R$  のみになる。この抵抗成分 $R$  は、放射に寄与する放射抵抗 $R_a$  と、放射に寄与しない損失抵抗 $R_L$ の和に分解される。

$$R = R_a + R_L \quad (5.2)$$

アンテナの放射効率 $\eta$  は放射抵抗 $R_a$ の全抵抗成分 $R$ に対する比として次式で表される。

$$\eta = \frac{R_a}{R} = \frac{R_a}{R_a + R_L} \quad (5.3)$$

さて、アンテナの利得 $G$ 、および絶対利得 $G_a$ は以下の式で表される。

$$G = \eta \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (A: \text{アンテナの面積}) \quad (5.4)$$

$$G_a = 10 \log G \quad (\text{dBi}) \quad (5.5)$$

半波長ダイポールでは、有効面積は $0.13 \lambda^2$  であるため、式(5.4)および(5.5)から、利得 $G_a$ は+2.14 dBiとなる。これは基本的なダイポールアンテナの絶対利得として良く知られた値で、アンテナ評価時の基準評価とされている。ダイポールアンテナより小型な、本研究で採用する1/4 波長

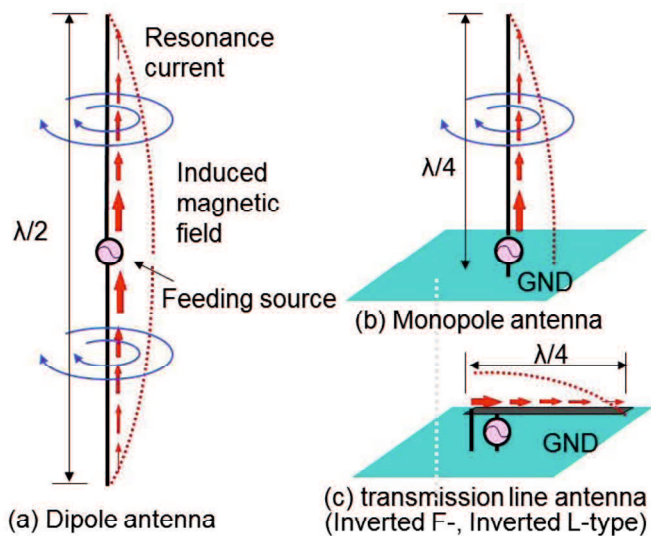


Fig. 5.3. Sketch of (a) dipole, (b) monopole and (c) monopole-like transmission line antenna at a resonant state.

モノポールアンテナでは、有効面積がダイポールアンテナより小さく、したがって利得は+2.14 dBiを超えることができない。小型アンテナは高い利得を達成することを目的とするのではなく、機能を見出すことが肝要となる。本研究では、携帯機器内蔵型という機能に価値を置く。

ところで、一般的には $\eta$ は0.3-0.8の値となるから、限られた面積においては $\eta$ を高めることが、利得向上に有効である。それには、損失抵抗 $R_L$ を低くするか放射抵抗 $R_a$ を高くすることが式(5.3)からわかる。しかし、アンテナは小型化にするに伴い放射抵抗 $R_a$ が低くなるため、放射効率 $\eta$ は低下する。磁性体を適用する場合には、損失抵抗 $R_L$ が対象とする周波数領域で大きくなることが要求される。

ところで、式(5.5)の利得の単位は dBiと表記されている。これは、アンテナからの電磁波の放射が全ての立体角 $4\pi$ に渡る等方性(isotropic)の指向性と比較した場合で、以下の式で定義される。

$$G_a(dBi) = 10 \log \frac{P_{DUT}}{P_i} \quad (5.6)$$

ここに、 $P_{DUT}$ : 被測定体のある距離での放射電力

$P_i$ : 等方性アンテナの被測定と同じ距離での放射電力(計算値)

等方性アンテナ(Isotropic Antenna)とは、全空間すべての方向に均等に電波を放射する周波数に依存しないアンテナで、アンテナ自体は大きさが点波源と仮定している。絶対利得の定義は、全方向無指向性の等方性アンテナに送信機を接続して、基準電力の電波を放射させる。アンテナからある距離 $d$ の場所で電波の強さを計算し、このときの電波の強さ(電力)を $P_i$ とする。次に、利得を測定したい被測定アンテナに同じ送信機を接続し、その被測定アンテナの最大輻射方向の同じ距離 $d$ での電波の強さ(電力: $P_{DUT}$ )を測定することで評価される。

絶対利得において、等方性アンテナとの電波の強さを比較したとき、被測定アンテナの電波が等方性アンテナの電波の強さよりも強いときは+〇 dBiのように正の値をとり、弱いときは-〇 dBiのように負の値をとる。

#### 5. 1. 4 アンテナの指向性

指向性とはアンテナ周囲での利得の分布(偏在)を表す。電磁波の遠方界が放射方向でどのように変化するかを表すのが指向性で、最大値を1に規格化するのが普通である。例えば、本研究に関係する半波長ダイポールアンテナが、 $z$ 軸上の $-h$ と $h$ との間にあるとすると(したがって長さ: $2h$ )、 $z$ 軸から $x$ 軸または $y$ 軸への傾きを $\theta$ としたとき、次式の $\theta$ の関数 $f(\theta)$ が、このアンテナの指向性を表す。

$$f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \quad (5.7)$$

これを、 $y-z$ 面上で図示し、図 5.4 に示す[6]。アンテナは $z$ 軸上に長軸があるから、利得の指向性は $y$ 軸方向では $z$ 軸に対称に8の字のようになっていることがわかる。これは $z-x$ 面でも同様で

ある。同図には微小ダイポールアンテナの指向性も併記した。微小アンテナの指向性は  $f(\theta) = \sin(\theta)$  で表され、ダイポールと同様な指向性となっている。一方、 $x$ - $y$  面での指向性は等心円形状になる。本研究で対象とする逆 L 型も、図 5.3(c) の GND 面に平行な方向を  $z$  軸とすれば、同様な利得の指向性を発現すると考えられる。

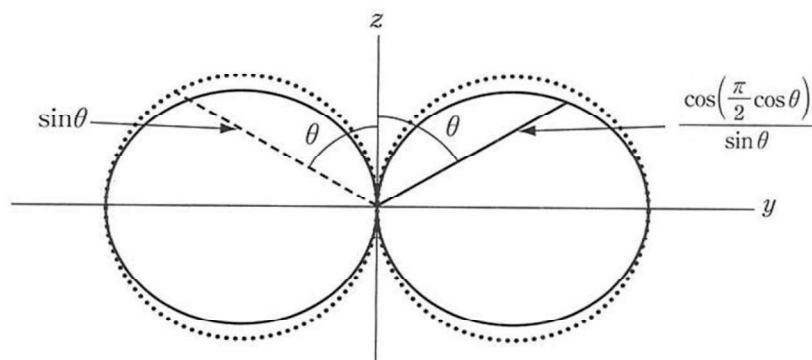


Fig. 5.4. Directionality of dipole antenna (solid line) and infinitesimal dipole antenna (dotted line) in the vertical ( $y$ - $z$ ) plane. The antenna bar lies along the  $z$  axis.

#### 5. 1. 4 小形アンテナの課題

利得が高いほど送信の際に電波の到達距離が長くなり、受信感度も高くなるので通信性能が向上する。利得が高いほど通信回路の送信電力が少なくて済むことから低消費電力化の効果がある。送受信は補対的關係にあるから、高い利得はいずれにおいても、アンテナ特性として重要である。小形アンテナの利得には、式(5.4)で与えられる限界がある。アンテナを小形化すると放射のパラメータとなる放射抵抗 $R_a$ が低下するため、放射効率 $\eta$ が低下する。ダイポールアンテナ(長さ: $\lambda/2$ )では $R_a$ は約73  $\Omega$ で、損失抵抗 $R_L$ は数 $\Omega$ 程度であることが知られている[4]。これより小型なアンテナでは $R_a$ は数 $\Omega$ から十数 $\Omega$ であるが、 $R_L$ はダイポールアンテナとほぼ同等(数 $\Omega$ 程度)である。本研究で採用する1/4波長モノポールアンテナでは、 $\eta$ もダイポールアンテナを超えることはできず、5.1.2節で述べたように利得は+2.14 dBiを超えることができない。そこで、本研究の対象とする地デジ受信用途では、利得は受信用として実用上要求される仕様(所定帯域内 $\geq -5$  dBi)を満足することとした。

また、広帯域幅化も重要な課題である。ここに、帯域幅とは、一般にアンテナ入力端でのリターンロス(Return Loss: 反射損失)が所定レベル(例えば-10 dB以下)である帯域を表す。リターンロスが小さいほど送受信回路とアンテナとの間で効率よく電力が伝達される。さらに、稼働時にはアンテナ周囲の環境(例えば設置場所や人体の近接など)が変動することにより、絶えずアンテナの伝搬周波数が変動しやすく、アンテナ製造時での周波数ばらつきの影響を抑制するためにも帯域幅は広いことが望ましい。

誘電体を利用したパッチアンテナの帯域幅(BW.)については、定在波比(VSWR)が2以下としたとき、BWは誘電率 $\epsilon$ と透磁率 $\mu$ を用いて以下の式で表記されるとしている[7]。



$$BW = \frac{96\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot t/\lambda_0}{\sqrt{2}(4+17\sqrt{\mu\varepsilon})} \quad (5.8)$$

$\lambda_0$ : 中心周波数、 $t$ : パッチアンテナでの誘電体の厚み

これはパッチアンテナ以外の種類でも、誘電率以外に透磁率を利用することで、帯域を広くできることを示唆している。本研究では誘電率と透磁率を合わせ持つフェライト磁性材料を適用することで、広帯域化を実現することとした。

### 5.1.5 本研究の取組み

式(5.1)で表されるインピーダンス $Z$ は半波長ダイポールアンテナでは以下のように表される[6]。

$$Z = \frac{\eta}{4\pi} \{C_m(2\pi) + jS_m(2\pi)\} \quad (5.9)$$

$$\text{ここに、} C_{in}(x) = \int_0^x \frac{1 - \cos t}{t} dt \quad , \quad S_{in}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (5.10)$$

座標系は $Z$ 軸方向がダイポールの長さ方向で、それに対して直交するように $X$ 軸および $Y$ 軸が定義される。 $\eta$  は前記放射効率、 $t$  は時間を表す。これを基に、ダイポールの入力インピーダンスを求めた結果が図 5.5 であり、抵抗  $R$  とリアクタンス  $X$  のアンテナ長依存性を表す。横軸はアンテナ長  $2h$  を波長  $\lambda$  で規格化した座標で、 $2h$  はアンテナ長、 $\lambda$  は波長を意味する。リアクタンス  $X$  が  $0$  のときにアンテナが共振し、電磁波の放射および吸収が起こり、これはダイポールアンテナ長がほぼ波長の  $1/2$  で発生することがわかる。また、波長に対してアンテナ長が不足する場合は、 $X$  を増加させることが必要で、このためにはインダクタンス( $L$ )を付加することが有効である。

モノポールアンテナで、 $\lambda/4$  アンテナ導体を螺旋状に巻くことにより  $L$  を増加させ、アンテナ長を短縮したのがヘリカル・アンテナと呼ばれる構造である。現在では携帯電話や PHS (Personal Handy- Phone System) などの小形無線端末に幅広く用いられている。このアンテナをさらに小形化するためには、従来から螺旋導体を誘電体に巻く方式が検討されている[8]。誘電体の比誘電率が高いほどアンテナ導体を流れる電流の波長が短縮されるため、導体長を従来の  $\lambda/4$  よりさらに短縮し、小形化することが可能となる。媒体中の波長  $\lambda$  は  $1/\sqrt{(\varepsilon \cdot \mu)}$  に比例して短縮されるから、両者を併せ持つ磁

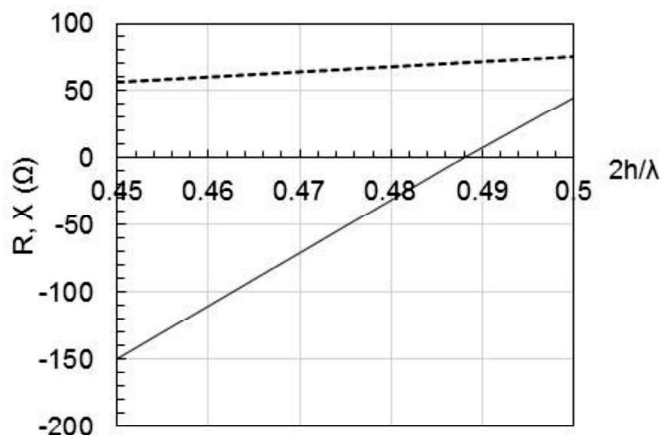


Fig. 5.5. Impedance of dipole antennas as a function of normalized antenna length,  $2h/\lambda$ .

性体は誘電体よりも小型化に有利であると予想される。本研究では、誘電体との比較を明確にするため、まずヘリカル・アンテナに着手し検討した[9]。

本研究では、透磁率 $\mu$ と誘電率 $\varepsilon$ を合わせ持つフェライトとして、第2章で開発した1GHzまで損失の少ない六方晶系Y型フェライト( $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22};\text{Co}_2\text{-Y}$ )を採用している。ここフェライトでは、波長短縮効果は $1/\sqrt{\mu\cdot\varepsilon}$ に比例するから、相乗的な効果として高い波長短縮効果を得ることができ。また、素子のインピーダンスは $\sqrt{\mu/\varepsilon}$ に比例するため、誘電率と透磁率の比を一定に保つことで素子インピーダンスを低下させることなく波長短縮を実現でき、給電部とのインピーダンス整合も容易となることが期待できる。

これまで、磁性体アンテナの研究としては、Snoekの限界[10]のために周波数は限られるもののNi-Znスピネルフェライト [11-14]、六方晶系フェライトではあるがY型より高透磁率ではあるが利用できる周波数が低いZ型[15-17]、を基板として電極パターンを形成したパッチ型や板金型(伝送線型)のアンテナによる携帯電話で利用する帯域を対象とした報告がある[11-17]。また、 $\text{Co}_2\text{-Y}$ を用いた磁性体アンテナの研究も報告されている[18]。本研究と同様に、地上波デジタル放送を対象にした六方晶Z型フェライトを用いたアンテナの研究もあるが[19]、いずれも誘電体を凌駕する実用に値する特性は得られていない。そして、磁性体アンテナで地デジの広帯域を満足する特性が実現した報告はまだない。

本研究の基本的な目的は、産業界で採用されている誘電体材料では実現が困難と考えられる、小型で広帯域且つ高感度なチップアンテナを磁性体アンテナで実現することである。その具体的な目標仕様を、企業からのヒアリング情報をもとに以下のように設定した。

- 1) 帯域幅: 470~770 MHz(もしくは 710 MHz)(中心周波数: ~600 MHz)
- 2) 上記帯域におけるアンテナ利得: -5 dBi 以上
- 3) アンテナ長: 40 mm 以下(筐体内蔵を前提)

## 5.2 実験方法

### 5.2.1 試料調整方法

磁性体アンテナ用の磁性材料には第2章で開発した、0.6 wt%添加Y型六方晶フェライト( $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22};\text{Co}_2\text{-Y}$ )を適用した。製造は粉末冶金法に倣い、原料粉末を混合後仮焼し、その後、成形焼結工程を経て試料を作製した。焼結は酸素中焼結と大気中いずれも磁気特性上の有意差がなければ、アンテナ用として供した[20]。物性評価は、既に第2章に詳述した方法と同様に行った。採用した試料の磁気特性は、1 GHzにおいて、複素透磁率 $\mu'$  ~2.7、磁気損失 $\tan\delta \mu$  ~0.05、複素誘電率 $\varepsilon'$  ~16、誘電損失 $\tan\delta \varepsilon$  ~0.002である。その透磁率の周波数応答性を図5.6に示す。ここに、1 GHz以上の周波数では、数値の精度検証が不十分であるが、素子設計に必要な770 MHzまでの周波数応答値は、同図中の値を用いた。一方、参照とした誘電体アンテナには誘電率 $\varepsilon' = 21$ の誘電体を用いた。誘電損失 $\tan\delta \varepsilon$  ~0.002は、 $\varepsilon'$ と同様に1 GHzまで一

定値を有する。

ヘリカル構造アンテナ (helical type antenna) の試作においては、誘電体と  $\text{Co}_2\text{-Y}$  磁性体ともに、 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  の角柱材を使用した。導体コイルは試料表面に  $\text{Ag}$  ペーストにて  $\text{Ag}$  電極を、市販の印刷機を用いて印刷した。前者の誘電体ではライン/スペースが  $1.25\text{ mm} / 0.75\text{ mm}$  でその結果ターン数は 15、後者

の  $\text{Co}_2\text{-Y}$  では同設定が  $1.75\text{ mm} / 0.75\text{ mm}$  でターン数は 12 であった。印刷後は試料を  $120^\circ\text{C}$  の恒温槽内に置き、 $\text{Ag}$  ペーストを十分に乾燥させた。この工程を角柱の側面 1 面ずつ実施し、4 面に電極を作成した。最後に試料を約  $800^\circ\text{C}$  に加熱し、 $\text{Ag}$  ペースト電極を試料に固着させた。電極印刷後の  $\text{Co}_2\text{-Y}$  ヘリカルアンテナの外観を図 5.7(a) に示す。図中にはアンテナ評価時の座標軸を記載している。

貫通電極構造アンテナ (feedthrough conductor type antenna)[21] は  $\text{Co}_2\text{-Y}$  磁性体のみを用いた。寸法は、外形  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  で、その長手方向の中央部に断面が  $0.5\text{ mm}$  角の貫通孔が設けられている。この構造は、 $3\text{ mm} \times 1.25\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  と  $3\text{ mm} \times 1.75\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  に分割された焼結体から作製した。後者の部材の長手方向中央に  $0.5\text{ mm}$  の溝を機械加工で形成し、これらをエポキシ系接着剤で貼り合わせ、所定寸法のアンテナとした。貫通孔には  $0.5\text{ mm}$  角の  $\text{Cu}$  線

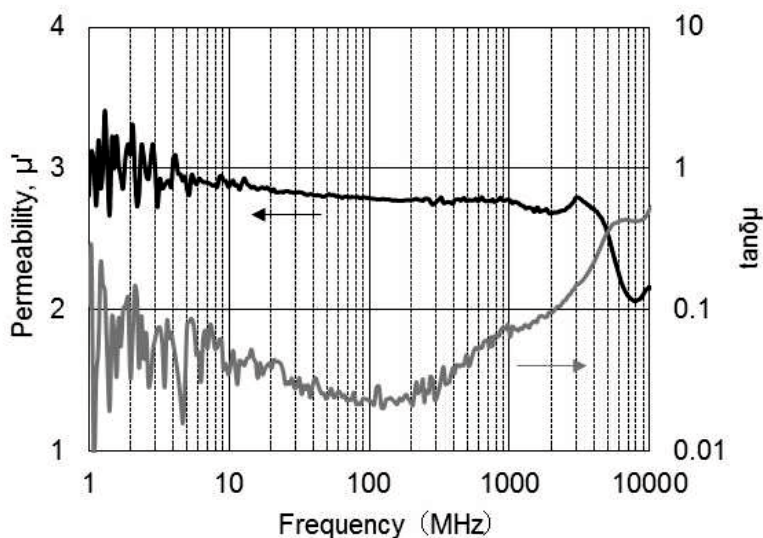


Fig. 5.6. Frequency response of complex permeability of  $\text{Co}_2\text{-Y}$  used for antenna fabrication.

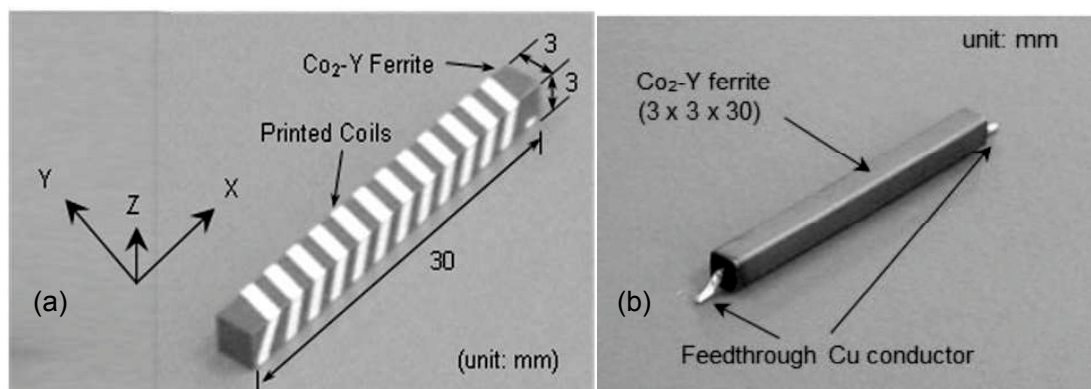


Fig. 5.7. Images of two types of magnetic antennas made from  $\text{Co}_2\text{-Y}$ ; (a) helical type along with coordinates at evaluation and (b) feedthrough conductor type.

を通しアンテナに供した。その外観を図 5.7(b)に示す。ここに性能評価時の座標軸は記入していないが、同図(a)と同じ定義である。

上部電極構造アンテナ(trench embedded conductor type antenna)は、透磁率  $\mu' \sim 8$  の Cu を添加した Ni-Zn 系スピネルフェライトを市場で調達し、3 mm×3 mm×30 mm 形状に加工した。その側面の一面の長手方向中央に□0.5 mm×30 mm の溝を機械加工で形成し、この溝に□0.5 mm の Cu 導体を埋込み、接着剤で固定することでアンテナ性能評価に供した。

## 5. 2. 2 素子設計

### 5. 2. 2. 1 設計ツール

アンテナ素子設計ツールとして、Ansoft 社が開発した電磁界解析ソフトウェアである HFSS (High Frequency Structure Simulator) ver.8.5 を使用した。HFSS は、3 次元構造を持つ素子に対して有限要素法を用いて、高周波特性を周波数領域で解析するプログラムで、素子の入出力端での S パラメータ解析、構造内部での電磁界プロット、高次モードのインピーダンス特性計算・伝搬定数の算出などを行うことが可能である。実際にユーザの手が必要となるのは構造入力の部分と結果の表示のみで、その他の部分については自動化されている。HFSS における解析手順は、まず三角錐メッシュで構造を近似し、次にそのメッシュ内の電界について未知数を含む 2 次多項式で近似して連立方程式を構成し、未知数を計算して電界を求める。しかしこのような計算法では、メッシュの切り方により結果が大きく左右され、従来では高度の専門的な知識が必要とされていた。HFSS は自動メッシュ最適化ルーチン(アダプティブメッシュ)を内蔵することにより、高度の電磁界理論とソフトウェアの知識を必要とせず、シミュレーションを行えることが特長である。

HFSS では、計算結果が許容誤差を満たしているならば結果は出力されるが、電界強度の変化が激しい要素はさらに小さく分割する必要がある、この場合には、メッシュを自動的に細分化して、個々の要素での変分式が近似として成立するようにメッシュの自動最適化を行った。こうした数値解析は、反復回数として設定された回数を上限として行われる。形状として任意数の誘電体構造、導体、抵抗率、磁性体(等方性)を考慮でき、抵抗体では表皮効果、導電率を持つ誘電体では誘電体損失を含む解析が可能であることから、マイクロ波積層部品の設計ツールとして HFSS は頻繁に使用されている[22],[23]。さらに HFSS は吸収境界条件(ABC: Absorbing Boundary Condition)を設定できることから、アンテナの放射損失や放射パターンの計算も可能になっている。これらの理由により、HFSS を本研究のアンテナ解析・設計ツールとして採用した。

本研究での地デジ対応では中心周波数は 600 MHz と設定し、HFSS の計算条件としてこの周波数に対し誤差 1% 以内に設定し、メッシュ自動最適化の反復回数は 6 回程度とした。

### 5. 2. 2. 2 基板への実装

本研究で採用したアンテナは逆 L 字構造であるが基本的にはモノポール型であり、 $\lambda/2$  の長さのダイポールアンテナを接地面の鏡像効果を使って放射電極長をさらに  $1/2$  に短縮できるため、アンテナ長は  $\lambda/4$  となる構造である。この構造では安定動作には接地面のサイズが大きな影響

を与える。そこで携帯電話筐体を模した基板を用意し、その上にアンテナ素子を搭載して性能を評価した。図 5.8 に評価基板の構成と寸法諸元を示す。基板は、両面に Cu めっきを製膜した、市販のガラスエポキシ基板 (FR-4、比誘電率  $\epsilon_r = 4.4$ 、厚み: 0.8 mm) を利用した。携帯電話の中央部の折り畳み部は、この基板では切り欠き形状とし、幅 5 mm の接続部とすることとした。アンテナ素子はセミリジッドケーブルで接続し、これをアンテナ性能評価時に必要な給電/信号線とした。評価用機器のケーブルと接続するため、基板には SMA コネクタを設け、セミリジッドケーブルの他端を接続した。

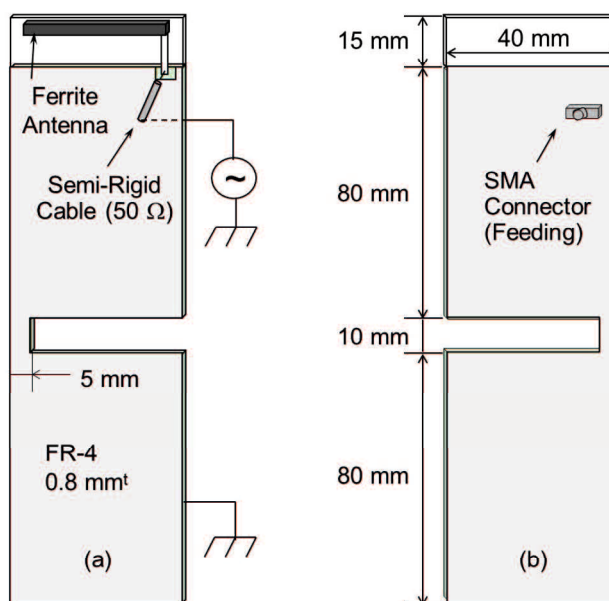


Fig. 5.8. Configuration of the antenna installed on the test board: (a) front view and (b) back view.

ヘリカル電極構造アンテナの基板では、誘電体も磁性体も、給電点から一本の導電線 (Cu めっき線) でアンテナ素子と接続した。一方、貫通電極構造アンテナでは、インピーダンス調整のために受動部品による補償回路を付加したため、二本の導電線とし、基板端側の導電線を給電線とした。評価基板に設置したアンテナ素子部の外観を図 5.9 に示す。同図 (a) は外観で、(b) は補償回路の回路定数図である。貫通構造では、0.5 mm 角の Cu 角線の導体電極がフェライト素子の長軸中心を貫通する構造となっており、電極の評価基板との接続/固定は半田付けすることで行なった。導体電極線がフェライト素子の表面に露出した構造 (上部電極構造) でも、アンテナ素子のレイアウトは図 5.9 (a) と同じで、導体線も同様に 0.5 mm 角 Cu 線を用いた。

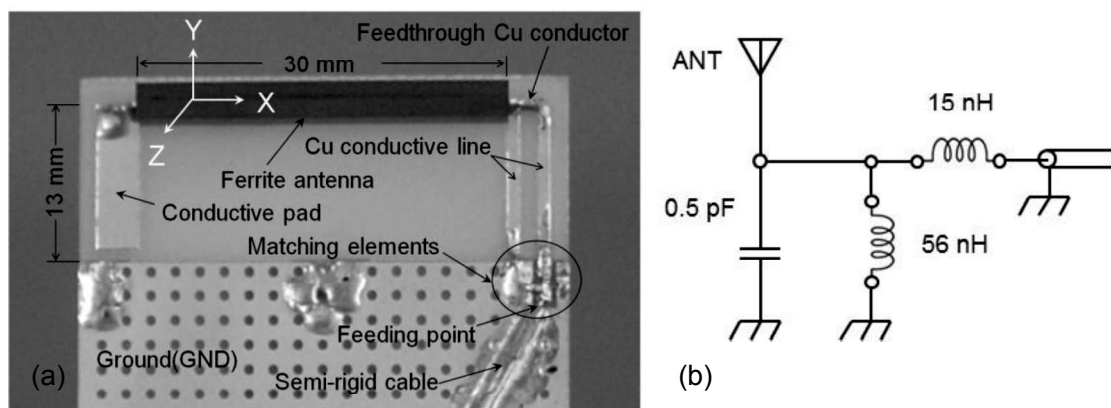


Fig. 5.9. Photograph of (a) the  $\text{Co}_2\text{-Y}$  ferrite antenna and the coordinate system associated with its evaluation and (b) impedance- and capacitance-matching elements in the compensation circuit.

### 5. 2. 2. 3 アンテナ性能評価

測定は全体が電波吸収体で覆われている電波無響室を利用した。測定システム構成を図 5.10 に示す。ネットワークアナライザ(アドバンテスト製 R3765BG)、送信アンテナとして対数周期アンテナ(ログペリアンテナ:ROHDE & SCHWARZ 製 HL040)、ターンテーブルコントローラ(デバイス製 DX3151BV1)、アジマステーブル((デバイス製 D3301BV1)、PC から成る。

(1) 入力インピーダンスと電圧定在波比(VSWR)

S<sub>11</sub> パラメータとして測定する。この際、①ネットワークアナライザに内蔵される方向性結合器の方向性、②測定に用いる同軸ケーブルの電気長、③測定用治具のインピーダンスなどを補正するため、あらかじめアンテナ試料のみ外した状態で補正(キャリブレーション)を行った。またネットワークアナライザ内蔵の発振器出力ができるだけ安定した状態で正確な測定を行うため、測定器に電源を投入してから十分な時間(30分以上)が経過した後測定した。

入力インピーダンスと VSWR の測定は、ネットワークアナライザで被測定アンテナの反射係数 S<sub>11</sub> を測定し、以下の式に代入して求めた。ここに Z<sub>0</sub> は伝送線路のインピーダンスで 50 Ω とする。

$$Z_{in} = R + jX = Z_0 \frac{1 - S_{11}}{1 + S_{11}} \quad (5.11)$$

$$VSWR = \frac{1 - |S_{11}|}{1 + |S_{11}|} \quad (5.12)$$

(2) 指向性および利得

図 5.11 に指向性測定方法を示す。同図(a)は水平偏波に対する測定、(b)は垂直偏波に対す

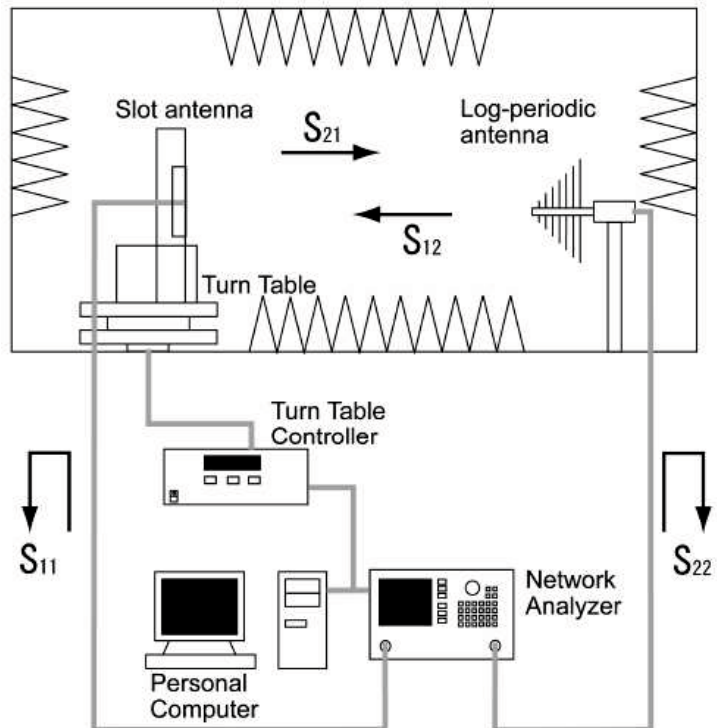


Fig. 5.10. System configuration of evaluation of antenna performance.

る測定を表す。送信アンテナ(被測定アンテナ)に発振器を繋いで送信電力を供給し、スペクトラムアナライザにより受信アンテナからの受信電力を測定する構成とした。電波無響室の壁面に設けられた吸収体により送信アンテナから放射された電磁波のうち反射波は減衰し、直接波のみ受信アンテナに到達する。このとき、送信アンテナに取付けた回転テーブルを回転させることにより、指向性や利得を測定した。指向性の測定誤差を小さくするため、受信アンテナを回転テーブル上のマストに取り付ける際、アンテナを回転テーブルの中心軸上に配置するよう留意した。また測定時には、発振器から低損失の同軸ケーブルを介し、被測定アンテナに給電した。

アンテナ取付用マストの材質には電波の反射・散乱がほとんどないプラスチックを使用し、受信アンテナには指向性が鋭く高利得のホーンアンテナ(Horn Antenna)を使用した。水平偏波(H面)と垂直偏波(E面)に対する測定には、ホーンアンテナがそれぞれ地面に対して水平および垂直になるように回転して調整した。あらかじめ送信アンテナとして受信アンテナと同じホーンアンテナを使用し受信レベルを測定しておくことにより、その値との比較から被測定アンテナの利得を計算した。

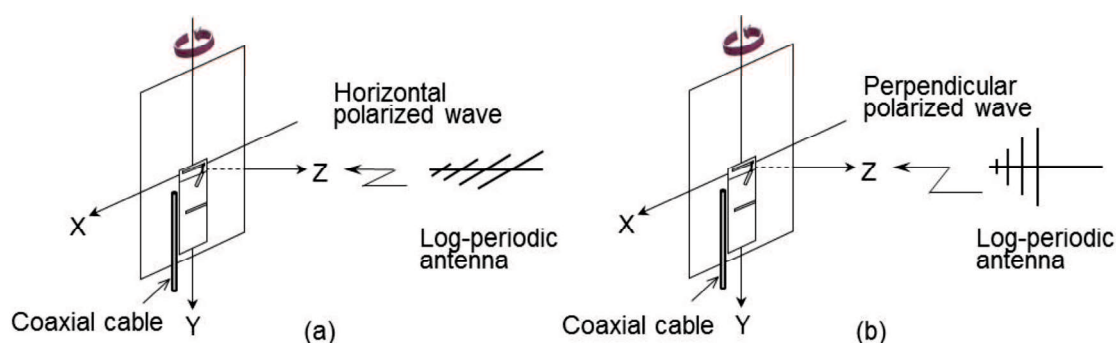


Fig. 5.11. Schematic illustration on measurements procedure of directionality and gains of antennas

### 5.3 結果および考察

#### 5.3.1 ヘリカル電極構造アンテナ

$\text{Co}_2\text{-Y}$  フェライト磁性体の透磁率成分を有効に利用すべく、また同一構造での誘電体アンテナに対する比較/優位性を見出すべく、ヘリカル構造のアンテナを試作し、同一形状(3 mm × 3 mm × 30 mm)でアンテナ特性の比較を行った。周波数に対する平均利得の評価について、両者のアンテナで比較した結果を図 5.12 に示す。ここに、実線は  $\text{Co}_2\text{-Y}$  磁性体アンテナを、破線は比較のために作製した同一サイズの誘電体アンテナの利得を表す。 $\text{Co}_2\text{-Y}$  アンテナでは透磁率と誘電率の併用による高い波長短縮効果により、誘電体(15 ターン)より少ない巻数(12 ターン)で低い周波数で共振が起こり、中心周波数が約 600 MHz となっている。一方、誘電体アンテナの中心周波数は約 650 MHz である。

また、アンテナ利得-5 dBi で定義した帯域幅は、誘電体アンテナでは 110 MHz であるのに対して、磁性体アンテナでは約 1.5 倍の 160 MHz に広帯域化しており、期待通りに透磁率による効果

を確認することができた。しかし、この構造のアンテナでは本研究での地上波デジタル放送受信として要求されている帯域幅(470-770 MHz)の300 MHzを満足する帯域幅は達成できなかった。目標到達には、さらに約2倍の帯域幅拡大が必要となることが明らかになった。

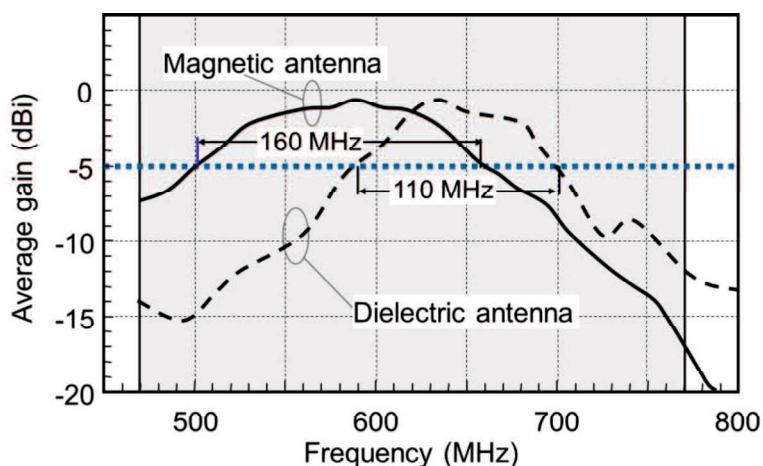


Fig. 5.12. Comparison of average gain of the  $\text{Co}_2\text{-Y}$  antenna to that of a dielectric antenna as a function of frequency with respect to a helical type of antenna.

### 5. 3. 2 貫通電極構造アンテナ

ヘリカルアンテナは、前項のように巻数調整により短尺素子でも共振周波数を下げることが可能となり、低動作周波数に対応できる利点を持つ。しかし一方で、巻数が増えると電極間の浮遊容量が増大するため、動作帯域がさらに低下し、また性能指数  $Q$  も高くなるため、帯域幅が狭くなるという欠点を持つ。これを回避するには、フェライト材の透磁率を高くして巻数を減らす必要があるが、高透磁率材の利用は損失  $\tan\delta\mu$  の悪化による損失増大が懸念される。そこで、ヘリカル構造での  $\tan\delta\mu$  と平均利得との関係をシミュレーションにより見積もった。その結果を図 5.13 に示す。破線がヘリカル構造の特性を表す。ここに、巻数などの構造諸元は前項試作と同じであり、フェライト材の  $\tan\delta\mu$  のみを変化させて算出した。試作に用いた  $\text{Co}_2\text{-Y}$  材の地デジ受信用途において、動作中心周波数は 600 MHz とした。 $\text{Co}_2\text{-Y}$  材の  $\tan\delta\mu$  が 0.03 から 0.05 に増加するに伴い、利得は  $-1$  dBi から  $-1.7$  dBi に劣化する。したがって、高透磁率化による性能改善の余地は乏しいと判断される。

さて、ヘリカル構造で巻線によって誘導される磁界について考察する。ヘリカル構造では図 5.14(a) の模式図に示す様に、受信時に巻線に誘導された電流によって、フェライト全体が磁化されることでフェライトに磁界が集中する。このため、受信電

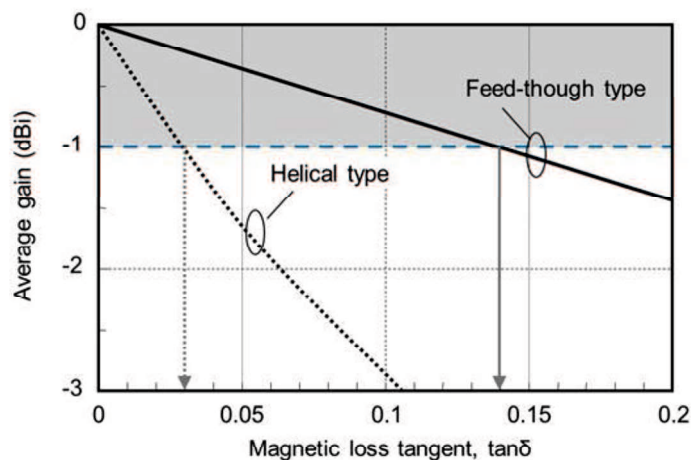


Fig. 5.13. Effect of loss tangent,  $\tan\delta\mu$ , on average gain for different kind of antenna designs.



力の損失はフェライト材料損失の影響を大きく受ける。そこで、フェライト材に誘導される磁界を抑制するアンテナ構造として、

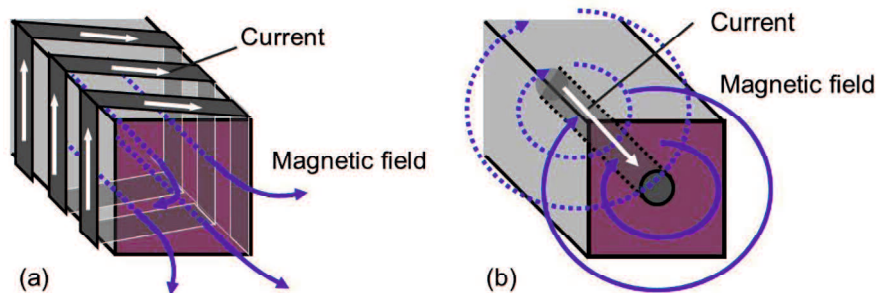


Fig. 5.14. Schematic diagram of magnetic field induced by current of antenna: (a) helical type and (b) feedthrough type.

導体線がフェライトの長軸中心を貫通する貫通電極構造を考案した。この構造では、導体線に電流が流れた場合に誘導される磁界は、図 5.14(b) のような導体線を中心とする円環状となるため、フェライト内部に誘導される磁界はヘリカル構造に比べ弱くなる。したがって、磁性体の損失の影響を軽減できると考えられる。貫通構造アンテナでの  $\tan\delta_\mu$  と利得との関係を図 5.13 に実線で表す。この利得シミュレーションにおいては、アンテナ寸法は前項と同じ  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  として、物性などの他の諸元はヘリカルアンテナ試作時と同じとした。同一  $\tan\delta_\mu$  値での利得は、貫通電極構造ではヘリカル型の約 4 倍となっていることがわかる。また、 $-1\text{ dBi}$  の利得を見込んだ場合、貫通電極構造では  $\tan\delta_\mu$  が 0.14 まで許容でき、これはヘリカル型での許容値である 0.03 の約 4.5 倍の損失許容度があることを意味する。つまり、ヘリカル型の場合に比べて貫通型電極構造では材料選択の自由度が高いことを意味する。

なお、貫通電極構造は直線状の電極であるため、浮遊容量はヘリカル型に比べて極めて小さくなり、性能指数  $Q$  はヘリカル構造より低くなることから、広帯域化の観点でも好適である。

以上から、新規に考案した貫通電極構造では、磁性体の損失に起因するアンテナ性能の劣化を改善できると期待できる。これは、式 (5.3) においては、放射抵抗  $R_L$  を低くでき、放射効率  $\eta$  の低下を広い帯域に渡り抑制することができる。また、このとき特性インピーダンス  $Z = Z_0\sqrt{(\mu/\epsilon)}$  ( $Z_0$ : 真空のインピーダンス) も広い帯域で一定値を保持することができる。さらに、誘導される磁界がヘリカル構造より弱いことから、インダクタンス成分も小さく、広帯域化を発現できると期待できる。

そこで、実際に貫通電極型構造のアンテナを試作し、その性能を評価した。素子サイズはヘリカル型と同じ、 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  した。材料は 0.6 wt% CuO 添加  $\text{Co}_2\text{-Y}$  フェライトである。貫通電極構造は、同じ磁性体で当初に検討したヘリカル構造に比べ総電極長は短いため、動作周波数は高周波側にシフトする。図 5.15 に試作した貫通電極構造の  $\text{Co}_2\text{-Y}$  アンテナ素子のスミスチャート及び VSWR 特性の測定結果を示す。ここでは、比較のため、先に試作したヘリカル構造アンテナの結果も併記した。同図 (a) から、ヘリカル構造では中心周波数と設定した 600 MHz 近傍の 580 MHz で VSWR が最小値をもつのにに対し、貫通電極構造では VSWR の最小値はおよそ 700 MHz と、100 MHz 程度の高周波側へのシフトが見られる。同図 (b) のスミスチャートから、これは素

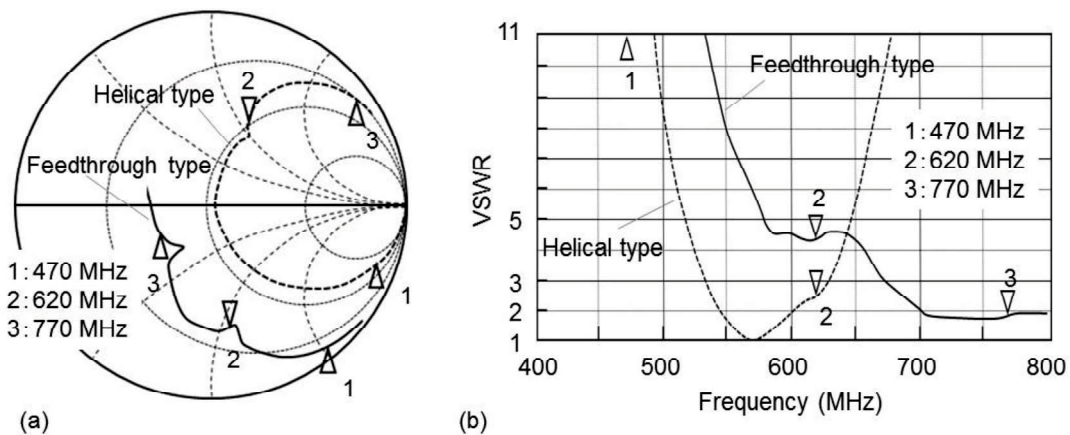


Fig. 5.15. Characteristics of feedthrough type of antennas in comparison with helical type of antenna; (a) Impedance tracking in Smith chart, (b) VSWR as a function of frequency.

子のインピーダンス(リアクタンス成分)が不足していることがわかり、リアクタンス成分が0となる共振点は770 MHz以上になっている。この対策として、直列のインダクタンスを持つ受動部品から成る整合回路を設計し(図 5.9(b))、直列のインダクタンスを持つ整合回路によって中心周波数を低周波側にシフトさせることとした。

整合回路を付加した後のアンテナ利得の測定結果を図 5.16 に示す。実線は貫通電極構造、破線はヘリカル構造アンテナ平均利得を表す。一般に、整合回路の多用による周波数の調整は、整合回路自体の損失及び周波数依存性の影響が上乘せられるため、利得の低下や狭帯域化などの弊害を招くが、本アンテナの場合にはヘリカル型と同等のピーク利得を保ちながら、対象となる470 MHz から770 MHz までの動作帯域を確保しており、ヘリカルアンテナの帯域に比べ2倍以上に帯域を

広げることができた。よって、地上デジタルTV放送の全帯域470 ~ 770 MHz において平均利得は-5 dBi 以上となり、また中心周波数600 MHz における平

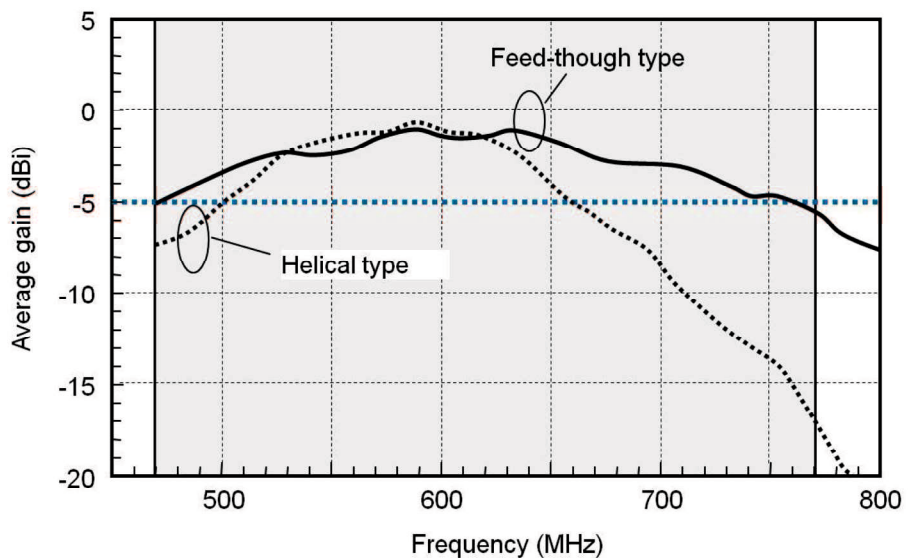


Fig. 5.16. Dependence of average gains on frequency in the case of a feedthrough conductor type and a helical type of antenna.

均利得は 0 dBi の特性となり、目標仕様を満足するアンテナを開発することができた。

本貫通電極構造 Co<sub>2</sub>-Y フェライトアンテナの、アンテナ指向性を調べた。まず、シミュレーションで本貫通電極構造の指向性を解析した結果を図 5.17 に示す。周波数は 600

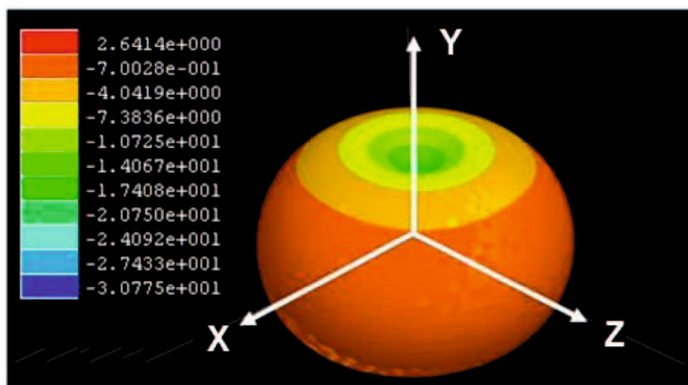


Fig. 5.17. Radiation patterns of the Co<sub>2</sub>-Y antenna with feedthrough conductor installed in a quasi-cellular substrate at a frequency of 600 MHz.

MHz とし、座標は図 5.9 の定義にしたがった。図中左のコンターマップは、絶対値は指標に過ぎないが、赤色になるにしたがい強度が高いことを意味する。これから、放射パターンは図 5.4 に示したダイポールアンテナと同様に、X-Y 面および Y-Z 面では、いずれも Y 軸に対称に 8 の字型、Y-Z 面での放射パターンは円形になると予想できる。

実測の結果を図 5.18 に示す。ここでは、水平偏波と垂直偏波に対する指向性も調べ、図中にそれぞれ実線および破線として表した。測定周波数は地デジ帯域で中心周波数としている 600 MHz とした。評価における座標は前図と同様に図 5.9 に倣い、評価基板に設置されたアンテナの長軸方向が X 軸、基板面内で X 軸に直交する方向が Y 軸、基板面に垂直な方向が Z 軸と定義される。同図(a)は X-Y 面、(b) Y-Z 面、(c)は Z-X 面の放射パターンである。ここに、Z-X 平面は H 平面とも呼称されることがある。このとき、他の二平面は E 平面(順に E1、E2)と呼称される。(a) (b) の指向性は、図 5.17 のシミュレーションから予想されるように、E1 平面(X-Y 平面)と E2 平面(Y-Z 平面)の水平偏波において 8 の字形の利得分布であり、本アンテナ構造からモノポール動作であることが確認できる。(c) Z-X 平面(H 平面)の垂直偏波では円形となっているから無指向性であり

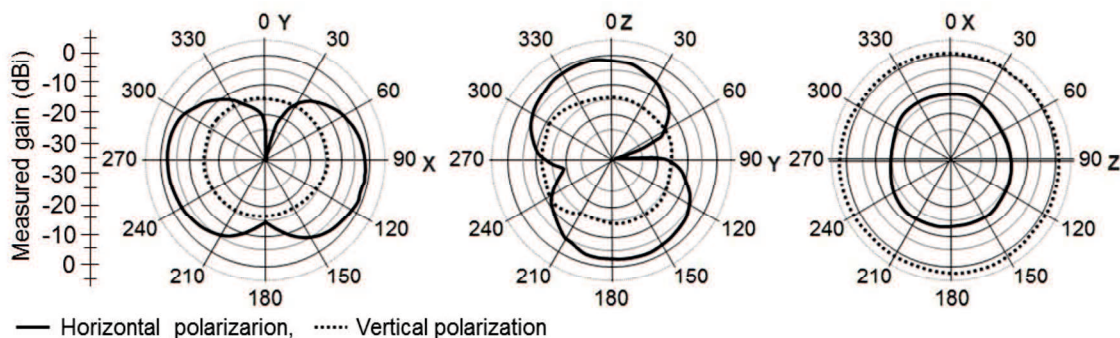


Fig. 5.18. Radiation patterns of the Co<sub>2</sub>-Y antenna with feedthrough conductor along three coordinate axes at 600 MHz: (a) the X-Y (E1) plane, (b) the Y-Z (E2) plane, and (c) the Z-X (H) plane.

このとき、平均利得の最大値として 0 dBi が得られた。なお、本試作で採用した基板は携帯電話を

模擬しているため、実際に携帯電話に搭載された場合でも同等な性能が得られると期待できる。

### 5. 3. 3 上部電極構造アンテナ

貫通電極構造アンテナでは、フェライト磁性体に貫通孔を形成する工程があるため、製造上でのプロセスの煩雑さがある。また、本研究用に開発した  $\text{Co}_2\text{-Y}$  フェライトは、第2章で大気中焼結の技術を構築したものの構成元素に Ba や Co を含むため、汎用的な Ni-Zn フェライトよりも製造コストは高価となる。そこで、これら課題に対処するため、汎用 Ni-Zn フェライトの磁性体アンテナ適用の可能性と、導体構造の簡素化が可能か、検討した。貫通電極構造の電界および磁界を解析した結果を図 5.19(a) 上段に示す。同図(a) 上段左は電界分布、(a) 上段右は磁界分布を表し、図(a) の下部にあるコンターマップに表示されたように、青色から赤色に移行するにつれ電界および磁界の強度は強いことを意味する。周波数は約 600 MHz の挙動とした。二つの図中には薄い線でアンテナの所在を示しており、アンテナに対抗した下部に基板の GND 面がある。(a) 上段左から、電界は、磁性体アンテナ長さ方向を線対称軸として対称的に分布しておらず、アンテナ-接地面(GND)間に片寄って分布していることがわかる。一方、磁界も貫通電極に沿って対称的ではなく、上段右のようにこれもアンテナ-GND 間に強度がやや偏在した分布になっている。

なお、モノポールアンテナでは、図 5.3 に示したように、共振時は電流が給電点付近で大きく、先端では小さくなる。通電によって誘導される磁界強度は電流の大きさに依存するから、図 5.20(a) 上段の磁界分布は、この電流分布に対応して誘導される磁界を表している。

上記の結果から、フェライト磁性体の配置を GND 側に寄せた構造でも同様な電界分布が得られると考え、貫通電極構造と同じ電極線配置でフェライトの位置のみを GND 側にずらし、電極線はフェライト溝に固定させる構造のアンテナを考案し、これを上部電極構造と呼称した[24]。この構造のアンテナ素子外観の模式図を図 5.19(b) に示す。貫通電極好構造と同じ形状で、導体電極孔をフェライトの中心部

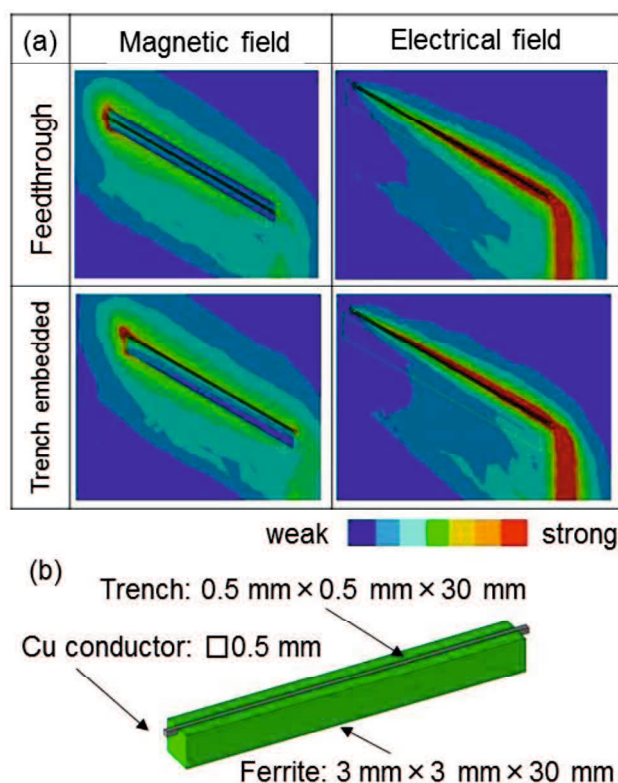


Fig. 5.19. (a) Mapping of electro-magnetic field in a feedthrough conductor type of antenna (upper side) and that of in the trench embedded antenna (lower side). (b) sketch of a trench embedded antenna.

ではなく、長軸面上に 0.5 mm 角の Cu 導体線が埋設できる溝を設け、その溝に Cu 導体を埋め込んだ構造となっている。導体を貫通させる工程を必要としないため、製作工程は基材への溝加工になり、貫通電極構造でのプロセスである貼り合わせ工程が省ける。

この構造の利点を明確にするため、図 5.13 と同様に、損失  $\tan\delta\mu$  に対する利得への影響を調べた。結果を図 5.20 に示す。図中に記したように、青線は貫通電極構造、赤線は上部電極構造を表す。同図から、上部電極構造は、同じ利

得を得るには損失  $\tan\delta\mu$  値で 4 倍の許容範囲にすることができ、材料選定の対象を拡げられることがわかる。これは、フェライト中を通る磁束の体積が上部電極構造では減少することに起因して、磁気損失が低減されているためと考えられる。

そこで、この構造で Ni-Zn 系材料の適用を検討した。材料は Cu を添加した Ni-Zn 系スピネルフェライト(日立金属製 NE08Z)を選定した。この複素透磁率の周波数応答性を図 5.21 に

示す。ここでは、複素透磁率の実部  $\mu'$  と損失  $\tan\delta\mu$  を表している。スピネルフェライトであるため

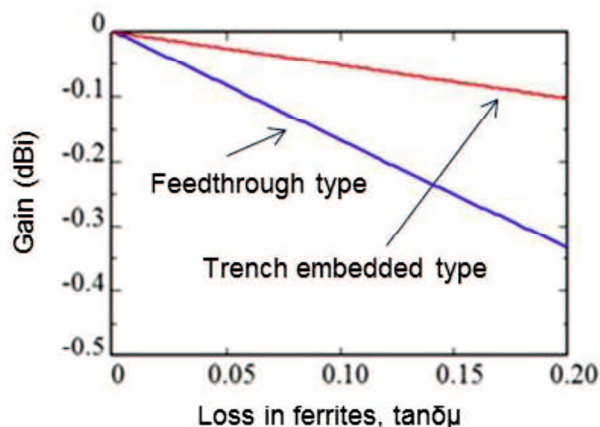


Fig. 5.20. Effect of loss tangent,  $\tan\delta\mu$ , on average gain in a feedthrough type and a trench embedded type of antenna at a frequency of 600 MHz.

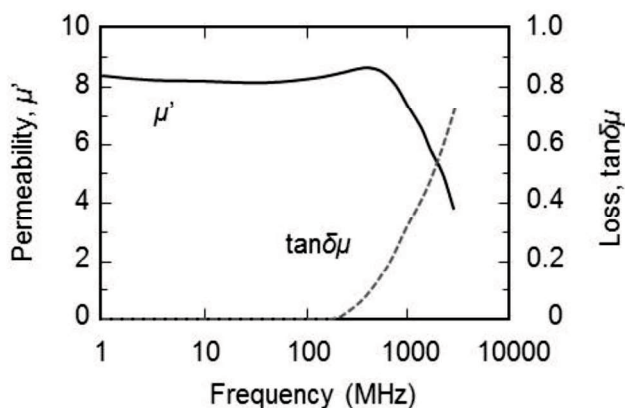


Fig. 5.21. Frequency response of complex permeability for Ni-Zn spinel ferrite.

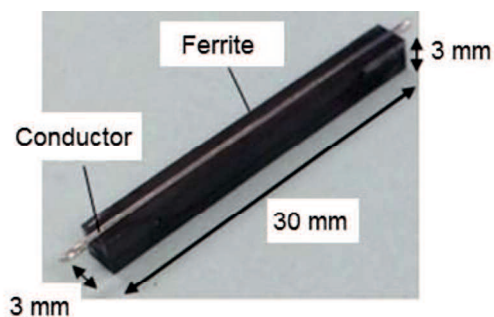


Fig. 5.22. Photograph of the antenna with a trench embedded conductor.

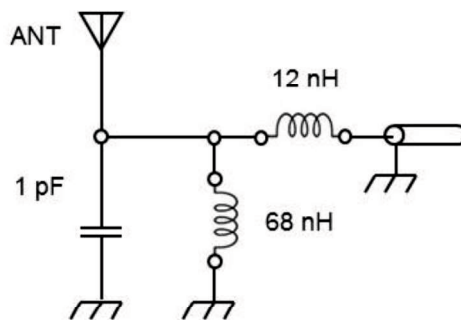


Fig. 5.23. Matching elements in the antenna with a trench embedded conductor.

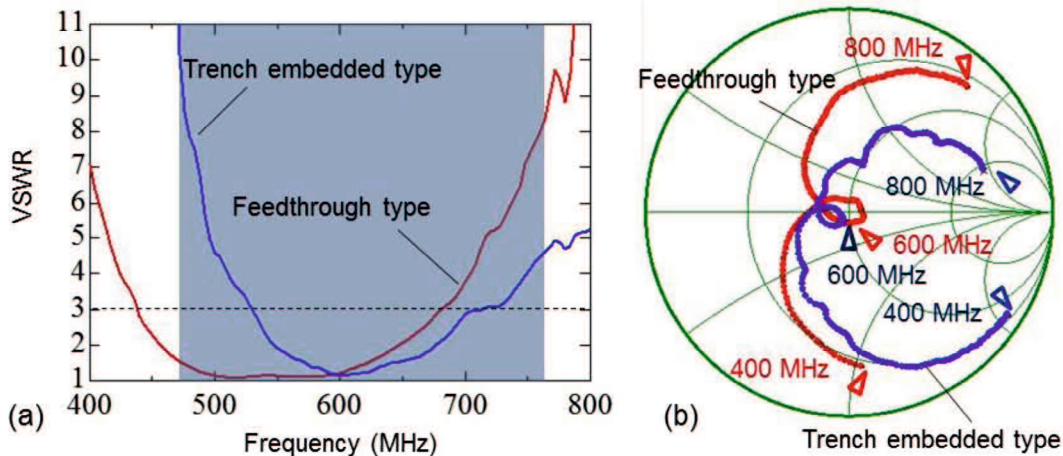


Fig. 5.24. Characteristics of trench embedded type of antenna in comparison with feedthrough type of antenna; (a) dependence of VSWR on frequency and (b) tracking of impedance in Smith chart. The feedthrough type of antenna is made from  $\text{Co}_2\text{-Y}$  ferrite and the trench embedded type of antenna is made from Ni-Zn spinel ferrite.

Snoek の限界則に従い、強磁性共鳴点は 1 GHz 以下にあり、200 MHz を超えた周波数から  $\tan\delta$   $\epsilon$  は増加し、 $\mu'$  は  $\sim 8$  と高いものの 400 MHz 以上では大きく減衰することがわかる。 $\text{Co}_2\text{-Y}$  ほどの 1 GHz を超える高周波までの応答性は発現しない。1 GHz での損失  $\tan\delta$   $\mu$  は、 $\text{Co}_2\text{-Y}$  より一桁大きく 0.4 に達する。

この磁性体を用いて上部電極構造のアンテナを試作し、その性能を評価した。試作した上部電極構造アンテナの外観を図 5.22 に示す。アンテナ長軸面には (W) 0.5mm  $\times$  (L) 30mm  $\times$  (H) 0.5mm の溝が加工されており、その溝に 0.5mm 角の Cu 導体線が埋設された、図 5.19(b) に図示した構造が製作できていることがわかる。アンテナ性能の評価に際しては、貫通電極構造と同様に、インピーダンスの不足を補うために図 5.23 の回路定数となる整合回路を付加し、インピーダンスを補償した。

VSWR の周波数変化とスミスチャート上でのインピーダンスの変化を図 5.24 の、それぞれ (a) と (b) に示す。ここでは、比較として貫通電極構造の特性も示してある。同図 (a) において、赤線は貫通電極構造を、青線は上部電極構造の特性を示す。上部電極アンテナは図 5.22 の特性を有する Ni-Zn スピネルフェライトで構成され、貫通電極アンテナは  $\text{Co}_2\text{-Y}$  フェライトから成る。VSWR の指標は 3 以下であるから、この値に破線を引いている。

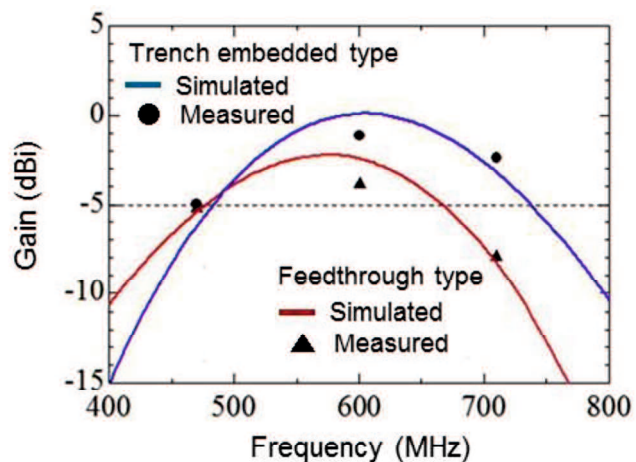


Fig. 5.25. Relation between frequency and gain in antennas with

上部電極構造は貫通電極構造よりも、周波数帯域は狭くなっているものの、530 MHz から 730 MHz まで 200 MHz の良好な帯域幅を発現していることがわかる。(b)のスミスチャートからは、600 MHz の中心周波数まではインピーダンスの劣化が少ないものの、600 MHz 以上では貫通電極よりも急激にインピーダンスが低下している。これはスピネルフェライトの磁気損失が増加したことが主因と考えられる。

Ni-Zn系スピネルフェライトを採用した上部電極構造のアンテナ利得を測定した結果を図5.25に示す。ここでも貫通電極構造と比較し、図中にはシミュレーションによる予測値と、試作アンテナによる実測値を示した。二種のアンテナはともに、シミュレーションと実測値の利得は良く一致し、上部電極構造は 600 MHz の中心周波数において、実測でも-1 dBi の高い利得を発現していることがわかる。また、利得と帯域ともに、シミュレーションでは貫通電極構造より特性が優れる。実際の Ni-Zn スピネルフェライトを採用した上部電極構造アンテナでは、-5 dBi 以上の利得となる帯域は、470 MHz から 730 MHz までであり、これは規格標準化後の地デジ帯域 (470-710 MHz) のほぼすべてをカバーする 260 MHz の帯域幅を実現している。

最後に、上部電極構造アンテナの放射パターンの実測値を図5.26に示す。地デジの中心周波数である 600 MHz に対する結果であり、同図(a)は X-Y (E1) 面、(b)は Y-Z (E2) 面、(c)は Z-X (H) 面を示す。携帯電話模擬基板に装着した場合の座標軸との対照も示した。同図(a) (b)は水平偏波、(c)は垂直偏波に対する結果である。放射パターンから、上部電極構造でも貫通電極構造と同様に、モノポールアンテナと同様な指向性を発現していることが明らかである。

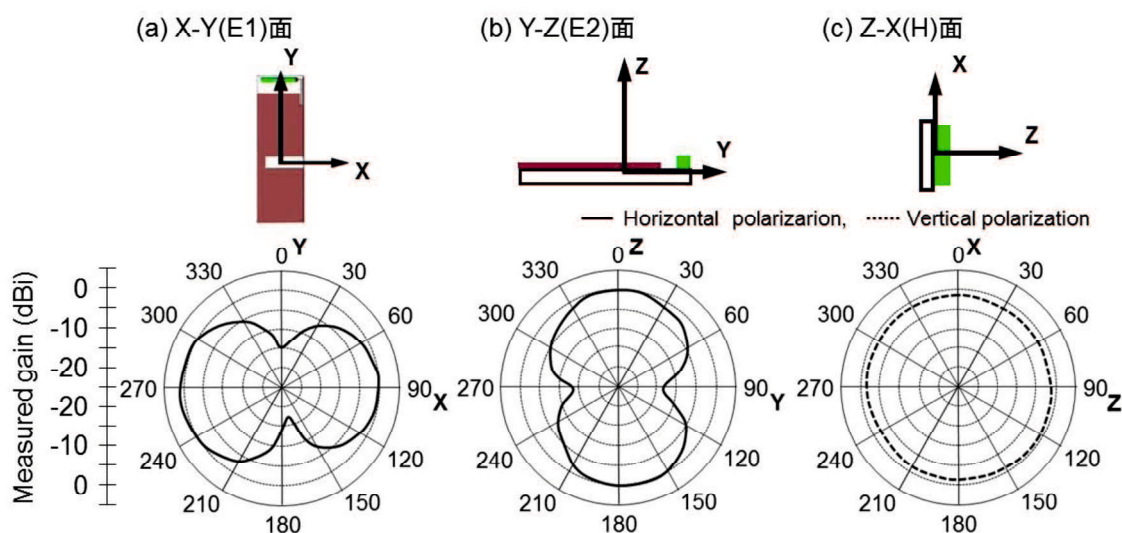


Fig. 5.26. Radiation patterns of the Co<sub>2</sub>-Y antenna with trench embedded conductor in three coordinate planes at 600 MHz: (a) the X-Y (E1) plane, (b) the Y-Z (E2) plane, and (c) the Z-X (H) plane.

#### 5. 4 結論

国内規格 (ISDB) による地上波デジタル放送の携帯電話での受信を対象に、フェライト磁性体を

適用した機器内蔵型磁性体アンテナを検討した。研究に当たり、目標仕様を、470-770 MHz の全帯域で平均利得 $\geq -5$  dBi を満たし、長さは 40 mm 以下と設定した。磁性体は第 2 章で開発した、高周波でも低損失な、0.6 wt.% CuO を添加した六方晶 Y 型フェライト ( $\text{Co}_2\text{-Y}$ ) を採用した。

まず、インピーダンスの調整が容易なヘリカル型構造を検討した結果、平均利得 $-5$  dBi 以上を満たす帯域は 160 MHz であった。しかし、同様な構造の誘電体アンテナと比較することにより、磁性体アンテナが広帯域化に優位であることを確認した。ヘリカルアンテナの特長は、波長短縮の効果は大きいという利点はあるものの、磁性体を用いた場合は、磁気損失と浮遊容量の影響が大きく、そのため周波数帯域が狭いという欠点が明らかになった。

この対策として、電磁界解析により新たに  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  の形状で、長軸中心に  $0.5\text{ mm}$  角の Cu 導体電極が貫通する、貫通電極構造を考案した。このアンテナを試作することで、470-770 MHz までの 300 MHz の広周波数帯域、中心周波数 600 MHz では $-0.1$  dBi の高い利得を実現することを確認した。磁性体アンテナの研究は他機関でも報告されているものの、このような広帯域に渡り、良好な特性を発現した報告例はない。

さらに、前記六方晶に代わり汎用材として安価に入手できる、Ni-Zn 系スピネルフェライトが適用できる、新規なアンテナ構造として、前記した  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  の形状の長軸面に  $0.5\text{ mm}$  角の溝を設け、そこに Cu 導体電極を埋設する、上部電極構造を提案した。安価なスピネル材を採用できる利点に加え、表面への溝加工だけで済むため、貫通電極構造よりプロセス上も優位である。これも、アンテナを実際に試作にすることで、貫通電極アンテナと同様な 470-730 MHz までの広帯域 (260 MHz) 特性を確認した。上部電極型アンテナは貫通電極型アンテナ同様、広帯域な周波数帯をカバーすることができるだけでなく、磁気損失を低減できる構造なので汎用的で安価なスピネルフェライトが使用可能であるものとして、携帯電話内蔵型磁性体アンテナの可能性を拓けるものと期待できる。

ところで、最近、フェライト以外に Fe 基微粒子を用いた高周波用磁性体アンテナが報告されている。Fe 基微粒子は以前から研究が盛んであるが[25-30]、本報告では、エポキシ樹脂中に分散させた複合媒質を用いて UHF 帯 (300 MHz-3 GHz) モノポールアンテナを作製し、その電氣的・磁氣的特性、反射損失特性、G/N 比を評価している[31]。複合媒質を塗布することで、 $0.63 \sim 0.77$  倍の波長短縮効果が得られ、カルボニル鉄微粒子を使用したアンテナでは反射損失が低減され、媒質の損失が少ないと G/N 比が向上すると報告している。このことは磁性微粒子をアンテナに利用することで、アンテナの小型化・特性向上が可能になることを示唆している。高周波用磁性体の今後の研究にも期待したい。

なお、携帯機器でのアンテナの利用は、例えばイヤホンなどの外部の接続機器の導体を利用する方法も採用されており、必ずしも内蔵型が優先されている訳ではない。本研究は磁性体の高周波応用との観点で遂行したものであるが、アンテナとしての視点では、上記の接続機器利用の手法も含めた研究開発動向を注視しておくことも必要である。

## 5. 5 参考文献



- [1] H. A. Wheeler; "Fundamental Limitations of Small Antennas," Proceedings of the IRE, vol. 35, No. 12, pp. 1479 – 1484, (1947)
- [2] L. J. Chu; "Physical Limitations of Omni-directional Antennas," Journal of Applied Physics, vol. 19, No. 12, 1163 (1948)
- [3] R. C. Hansen; "Fundamental Limitations in Antennas," Proceedings of the IEEE, vol. 69, No. 2, p. 170 (1981/2)
- [4] R. F. Harrington; "Effect of Antenna Size on Gain, Bandwidth and Efficiency," J. Res. Nat. Bur. Stand, V64D, pp. 1-12 (1960/1-1960/2)
- [5] 根日屋英之: "全世代に向けた産学人無線通信技術講座"、電波技術協会報FORN、302号、pp. 24-27 (2015)
- [6] 後藤尚久: "アンテナ工学入門講座" 電波新聞社 pp. 149-151 (2008)
- [7] R. C. Hansen and Mary Burke; "Antennas with Magneto-dielectrics" Microwave and Optical Technology Letters, vol. 26, No. 2, pp. 75-78 (2000)
- [8] Aftab Ahmed, Irene A. Goldthorpe, and Amir K. Khandani; "Electrically tunable materials for microwave applications," Applied Physics Reviews, vol. 2, 011302 (2015)
- [9] Shigeo Fujii, Kaihei Nishijima, Hiroshi Satoh, Setsuo Yamamoto; "Co<sub>2</sub>-Y ferrite modified by CuO addition applied to a terrestrial broadcasting antenna," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 379, pp. 256-259 (2015)
- [10] L. L. Snoek, "Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one Mc/s," *Physica XIV*, pp. 207–217 (1948)
- [11] L. B. Kong, Z. W. Li, G. Q. Lin, and Y. B. Gan; "Ni-Zn ferrite composite with almost equal values of permeability and permittivity for low-frequency antenna design," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, pp. 6–10, Jan. 2007.
- [12] I. Kim, S. Bae, and J. Kim; "Effect of ferrite substrates on antenna miniaturization," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 52, pp. 127–131, Jan. 2008.
- [13] S. Bae, Y. K. Hong, and A. Lyle; "Effect of Ni-Zn ferrite on bandwidth and radiation efficiency of embedded antenna for mobile phone," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, 07E929, Apr. 2008.
- [14] X. T. Liew, K. C. Chan, and L. B. Kong; "Magnetodielectric Ni ferrite ceramics with Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> additive for potential antenna miniaturizations," *J. Mater. Res.*, vol. 24, pp. 324–332, Feb. 2009.
- [15] S. Bae, Y.-K. Hong, J.-J. Lee, J. Jalli, G. S. Abo, W.-M. Sung, G.-H. Kim, S.-H. Park, J.-S. Kum, and H. M. Kwon; "Co<sub>2</sub>Z hexaferrite T-DMB antenna for mobile phone applications," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, pp. 4199–4202, Oct. 2009.
- [16] S. Bae, Y.-K. Hong, J.-J. Lee, W.-M. Seong, J.-S. Kum, W.-K. Ahn, S.-H. Park, G. S. Abo, J. Jalli, and J.-H. Park; "Miniaturized broadband ferrite T-MB antenna for mobile-phone applications," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, pp. 2361–2364, June 2010.
- [17] S. Bae, Y.-K. Hong, J.-J. Lee, W.-M. Seong, J.-S. Kum, W.-K. Ahn, S.-H. Park, G. S. Abo, J. Jalli, and J.-H. Park; "Miniaturized broadband ferrite T-MB antenna for mobile-phone

- applications,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, pp. 2361–2364, June 2010.
- [18] Y. Bai, J. Zhou, Z. Gui, Z. Yue, and L. Li; “Complex Y-type hexagonal ferrites: an ideal material for high-frequency chip magnetic components,” *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 264, pp. 44–49, Aug. 2003.
- [19] S. Bae, Y.-K. Hong, J.-J. Lee, J. Jalli, G. S. Abo, A. Lyle, W.-M. Seong, and J.-S. Kum; “Low loss Z-type barium ferrite ( $\text{Co}_2\text{Z}$ ) for terrestrial digital multimedia broadcasting antenna application,” *J. Appl. Phys.*, vol. 105, 07A515, Apr. 2009
- [20] S. Fujii, K. Wakamatsu, H. Satoh, and S. Yamamoto; “Low loss  $\text{Co}_2\text{-Y}$  ferrites with added  $\text{CuO}$  sintered in air for high frequency application,” *Mater. Sci. and Appl.*, vol. 5, pp. 984–989, Nov. 2014.
- [21] Shigeo Fujii, Koji Wakamatsu, Hiroshi Satoh, and Setsuo Yamamoto; “Wide Bandwidth  $\text{CuO}$ -Modified  $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$  Ferrite Antenna,” *IEEE Antenna and Propagation Letters*, preliminary accepted in Aug. 2015
- [22] “HFSS スタートアップトレーニング”, 日本アジレント(株)
- [23] “High Frequency Structure Simulator User’s Reference”, Agilent Company
- [24] 佐藤 広志, 西嶋 開平, 藤井 重男, 栗巢 普揮, 山本 節夫; “フェライトを用いた地上波 TV 放送受信用小型アンテナに関する研究” 第 14 回 MRS-J 山口大学支部研究発表会、(2013)
- [25] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii and Takeo Oku; "Microstructures and magnetic properties of boron nitride- and carbon-coated iron nanoparticles synthesized by a solid phase reaction," *Journal of Materials Chemistry*, vol. 14, pp. 253-257 (2004).
- [26] H. Tokoro, S. Fujii, T. Oku; "Iron fine particles coated with boron nitride nanolayers synthesized by a solid phase reaction," *Diamond and Related Materials*, vol. 13, pp. 1139–1143 (2004).
- [27] H. Tokoro, S. Fujii, T. Oku, T. Segi and S. Nasu; "Preparation of iron fine particles coated with boron nitride layers," *Materials Transactions*, vol. 45, pp. 2941-2944 (2004).
- [28] H. Tokoro, S. Fujii, and T. Oku; "Effect of Carbon Addition on Synthesis of BN Nanolayers Encapsulating Fe Fine Particles and BN Nanotubes," *Solid State Communication*, vol. 133, pp. 681-685 (2005).
- [29] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii, Shunsuke Muto, Saburo Nasu; "Fe–Co and Fe–Ni magnetic fine particles encapsulated by graphite carbon," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, 08Q512 (2006).
- [30] Hisato Tokoro, Shigeo Fujii, Yasuhiro Kobayashi, Shunsuke Muto; "The growth of carbon coating layers on iron particles and the effect of alloying the iron with silicon," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 509, pp. 1378–1383 (2011).
- [31] 倉科強志, 佐藤敏郎, et al : 電気学会研究会資料 マグネティックス研究会, MAG-09-216 (2009)

## 第6章 総括

携帯機器を始めとして高周波デバイスが盛んに用いられているが、磁気デバイスの展開はあまり進んでいない。そこで、本研究では、携帯電話のフロントエンドモジュールと呼称される部分に使用されている非可逆回転素子としての機能を発現するアイソレータ、地上波デジタルTV(地デジ)受信用としての磁性体アンテナの二つの高周波磁気デバイスに照準化している。

前者は送受信信号の相互干渉防止のための磁気素子で、アイソレータとして知られている。携帯電話の多機能化に伴い搭載部品点数が増え、また機器の薄型化も進展している情勢のもと、当該素子には低背型化が求められている。しかし、市場のアイソレータは伝送線に個別の受動部品を設ける集中定数型構造を採用しているため、これに対応が困難であった。本研究では、その部品を不要とする簡素な構造の分布定数型構造に着目し、従来の集中定数型構造を超える小型低背化を実現しようとする研究である。まずは、低背化の実現をめざし、機能試作によって、研究着手当時では業界に先駆けて高さ1mm(面積:7 mm×7 mm)のアイソレータを実現している。試作した素子は、動作周波数5.7 GHzにおいて挿入損失 $S_{21}=-0.66$  (dB)、アイソレーション $S_{12}=-27$  (dB)と実用的な性能を発現することを検証している。

また、接地面(GND)と伝送線が同一平面上に配置されるために、能動回路素子であるMMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuit)のような半導体集積回路に適応したコプレーナウェーブガイド(CPW)伝送線路構造にも着目し、この構造でサーキュレーション性能を発現できることを、素子機能試作によって初めて実証している。CPWは直線状の簡素な構造でインピーダンスの整合が可能である利点も有している。試作したCPW素子の性能は、動作周波数約7 GHzにおいて、 $S_{21}=-1.06$  (dB)、 $S_{12}=-32.90$  (dB)、反射損失 $S_{11}=-29.89$  (dB)の特性が得られている。

このような経緯を踏まえ、従来では困難と考えられていた分布定数型アイソレータの小型化を提案している。YIGフェライトへのバイアス磁界を調整することで実効透磁率に起因した波長短縮効果を利用する、ボトムマウント型とトップマウント型の構造、さらにCPWを採用したトップマウント型の3種の構造を提案している。これらは現行市場製品(□2 mm×1 mm)よりΦ2 mm×0.5 mmと低背な構造で、帯域幅 $\geq 60$  MHzの条件のもと、4 GHz帯において $S_{21} \geq -0.80$  (dB)、 $S_{12} \leq -10$  (dB)の実用的な特性を満たす。さらに、バイアス磁界調整により、CPWトップマウント構造では2 GHz帯でも同等な性能を発現できることをシミュレーションで明らかにし、マルチバンド対応への可能性を示唆している。

磁性体アンテナでは、地デジ放送の国内規格(ISDB: Integrated Services Digital Broadcasting)に対応した470 MHz-770 MHz(後に710 MHzで規格化)の広い帯域幅での受信用途を対象に、携帯機器への内蔵小型アンテナに照準化している。既に市場では電磁波の波長短縮効果を有する誘電体材料から成る小型アンテナが携帯機器の情報送受信に採用され出しているが、共振器のように電界を閉じ込める効果が高いため広帯域には対応が困難である。磁性体アンテナについては、他の研究機関での研究例があるが、磁性体に本質的な高周波損失低減に有効な提案がないこと、また広帯域化に関する報告はなかった。このため、本研究では、透磁率 $\mu'$ に加えて誘電率 $\epsilon'$ を合わせ持つことから波長短縮効果が誘電体より高い、酸化物磁性材料(フェライ

トを対象とした。

まず、高周波対応磁性体として、GHz帯域まで磁気特性が発現できる六方晶Y型フェライト材料 ( $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{22}:\text{Co}_2\text{-Y}$ )に着目し、損失が小さく量産効果の高い大気中焼結でも製造を可能な0.6 wt%のCuO添加の効果を見出し、 $\mu' \sim 2.7$ で、損失 $\tan\delta_\mu$ が低い $\tan\delta_\mu \sim 0.05@1\text{ GHz}$ の材料を開発した(第2章)。そして、損失には、磁化挙動に関係する結晶粒子の大きさが影響していること、そして損失低減には、磁化反転が磁化回転モードで支配される単磁区粒子径とすることが好適であることを見出した。これは磁性体の高周波用途に関する新たな知見であり、磁性体の高周波デバイスへの展開にはまだ材料的な改善余地があり、継続的な研究が必要である。

この材料を用いて、逆L字構造で長軸ビームに3 mm × 3 mm × 30 mmの当該 $\text{Co}_2\text{-Y}$ を採用したアンテナを提案した。長軸方向の中央には $\square 0.5\text{ mm}$ の貫通孔が設けられ、この孔に導体電極が貫通している。実際にアンテナを試作し、その性能を検証した結果、470 MHz -770 MHzまでの300 MHzの広帯域で利得-5dBi以上の利得を満足する、実用に供するに適した性能を有することを明らかにしている。さらに、上記 $\text{Co}_2\text{-Y}$ 材より汎用的で安価な材料として知られているNi-Znスピネルフェライトが適用できる構造を新規に提案している。この構造の形状は上記の貫通構造と同形であるが、導体電極をGND面に対して最も離れたビーム体の矩形側面上部に位置させる。 $\mu' \sim 8$ のフェライトを採用し、470 MHz -730 MHzまでの260 MHzの周波数帯域をカバーできることを、素子試作によって検証している。このような広帯域での性能を発現する磁性体アンテナに関しては、他に報告がない新規なものである。

上述したこれら二つの磁気デバイスに関する研究内容は、それぞれ第4章および第5章で詳述している。ここに、高周波用磁気デバイスを新規に創出するには、平行して材料の高周波磁気特性の高精度な評価技術を構築することも必要である。これは、高周波磁気特性の評価方法として第3章に詳述した。ここでは、アイソレータに利用されるガーネットフェライト磁性体の強磁性共鳴半値幅( $\Delta H$ )について、新規に提案された短絡ストリップ線路法の評価方法を、業界に先駆けて検証している。また、磁性体の高周波複素透磁率の評価方法についても検討し、1 GHzを超える帯域まで計測が可能な透過法のような伝送線路を利用した評価方法には、まだ課題が多いことを指摘している。高周波磁気特性を精度高く評価する手法を構築することは、今後、高周波磁性体を開発するうえでの研究課題の一つと考える。

本研究におけるアイソレータの研究では、従来困難と考えられていた分布定数型構造の可能性を明らかにしている。今後は小型化とマルチバンド化の性能を実際に検証することが課題である。磁性体アンテナに関しては、イヤフォンなどの外部の接続機器を利用した方式も採用されており、必ずしも内蔵型が市場では支配的になるとは限らない。磁性体の高性能化に加えて、複合的に磁性体を活用するなどの素子設計上の高度化も、今後の研究においては考慮すべき観点であると考えられる。

## 謝辞

本論文を作成するにあたり、本質的なご助言ならびに熱心なご指導を頂いた、山口大学大学院理工学研究科 教授 山本節夫 先生に深く感謝の意を表わすとともに、厚く御礼申し上げます。本研究の二つの磁気デバイスについては、ご研究室のテーマとしても取り組んで頂き、一層のご指導を頂くことができました。

また、先生のご研究室のメンバとして、本研究に関して議論・示唆頂いた大学院 OB の西嶋開平さん、佐藤広志さん、そして修士 2 年生の若松孝志さんにも感謝致します。

最後に、本研究を遂行するにあたり筆者をご支援頂いた、日立金属株式会社の青山博士氏、高木保規氏、権田正幸氏、そして三上秀人氏に心より感謝致します。合わせて、職場を共有させて頂いた方々にも感謝する次第です。