

バイアス電流重畳によるフェライト透磁率制御法
およびその応用に関する研究

青山 貴伸

目次

第 1 章 序論	1
1.1 背景および研究目的	1
1.2 本研究の要旨	2
第 2 章 従来の透磁率測定法	5
2.1 緒言	5
2.2 フェライト	5
2.2.1 製法および特徴	5
2.2.2 ヒステリシス曲線	6
2.2.3 透磁率	8
2.2.4 フェライトの温度特性	8
2.3 各種透磁率測定法の概要	9
2.3.1 導波管法	10
2.3.2 同軸管法	11
2.3.3 MSL 装着法	12
2.4 MSL-CC 法による透磁率測定	14
2.4.1 測定回路	14
2.4.2 測定原理	18
2.4.3 測定精度	20
2.5 結言	23
第 3 章 π 型等価回路を適用した MSL-CC 法による透磁率測定法	26
3.1 緒言	26
3.2 測定方法	26
3.2.1 測定治具	26
3.2.2 測定原理	28

3.2.3 長手ギャップが存在する場合	32
3.2.4 π 型回路の多段接続による影響	35
3.3 電磁界シミュレーション	37
3.3.1 透磁率の推定誤差	37
3.3.2 初期透磁率依存性	41
3.3.3 誘電率依存性	42
3.3.4 電磁界分布	43
3.4 測定結果	45
3.5 結言	47
第4章 バイアス電流重畳機能付き MSL-CC 回路	50
4.1 緒言	50
4.2 バイアス電流重畳による透磁率制御の原理	50
4.3 測定回路	51
4.4 測定方法	52
4.5 結言	55
第5章 バイアス電流重畳時の透磁率測定結果	57
5.1 緒言	57
5.2 電磁界シミュレーションによる測定精度検討	57
5.3 透磁率測定結果	60
5.3.1 バイアス回路の補正	60
5.3.2 バイアス電流重畳時の透磁率	62
5.3.3 加熱の影響	64
5.4 測定結果の検証	64
5.4.1 別回路による検証	64
5.4.2 透過特性による検証	66
5.5 結言	68

第6章	バイアス電流重畳による透磁率制御法の高周波分配器 アイソレーション特性制御への応用	70
6.1	緒言	70
6.2	RF 分配器	70
6.3	アイソレーション特性とコアとの関係	72
6.3.1	等価回路を用いたアイソレーション解析	72
6.3.2	電磁界シミュレーションによるアイソレーション解析	74
6.4	アイソレーションのコア長さ依存性	78
6.5	アイソレーションの透磁率依存性	80
6.6	アイソレーション特性制御の実験結果	82
6.6.1	測定回路	82
6.6.2	測定方法	84
6.6.3	測定結果	84
6.6.4	バイアス電流重畳時の損失特性に関する考察	87
6.7	結言	88
第7章	結論	91
	謝辞	93
	本論文に関する研究業績	94

第1章 序論

1.1 背景および研究目的

近年、インターネットに代表されるように、世界中に張りめぐらされたネットワークによって大量のデータがやりとりされるようになっている。国内におけるこうしたブロードバンドネットワークは、通信と放送の融合化などの歴史的経緯もあって、通信事業者やケーブルテレビ事業者、あるいは電力事業者等がそれぞれ独自に敷設したネットワークが共存する形で発展してきた。また、こうしたネットワークを実現する伝送路については長距離伝送路すなわち基幹系は光ファイバが中心であり、近年ではFTTH(Fiber-to-the-home)の合い言葉のもとに家庭まで光ケーブルが敷設されるケースも多いが、特に配信系では末端においては同軸ケーブルなどの電気系ケーブルが依然として用いられているのが通常である。

映像配信系であるCATVネットワークは上述のマルチメディアネットワークの重要な部分を担っている。最近では地上デジタル放送への移行に伴ってその周波数帯域の割り当てが一部変更されたりしたものの、衛星放送の中間周波数も取り込むために上り下りを合わせて10MHz～2.6GHzという非常に広い周波数帯域で運用が行われており、システムに用いられる伝送機器にはそうした広帯域での適切な動作が求められている。

ところで、このようなMHz帯からGHz帯にわたるいわゆる高周波領域において動作する機器には、分配器や分岐器などフェライトを用いているものが少なくない。そうした機器ではフェライトの材料特性（特に透磁率）が有する周波数特性、すなわち分散特性を巧みに利用して広帯域での特性を実現している。例えば高周波トランスなどのフェライト巻き線回路を考えたとき、フェライトの透磁率は周波数が高くなるにつれて低下する一方で、巻き線部分のみのインピーダンスは逆に周波数とともに増大することを利用して、全体として広帯域において一定のインピーダンスを得るようにしている。しかし、その際には、機器の仕様やそれを実現する周波数範囲を念頭におきながら、フェライトの材料特性やフェライトの寸法・形状をその都度、設計・選択する必要がある。また、材料特性は温度依存性を有するため、使用条件によっては十分な特性を実現できない場合もある。

本研究では、以上で述べたような課題を解決するために、高周波信号に直流バイアス電流を重畳してフェライトに直流磁界を印加することによってフェライトの透磁率分散特性を制御する手法を検討するとともに、その応用事例として、高周波分配器のアイソレーション特性の変動を本手法によって補償することを検討する。

1.2 本研究の要旨

第1章では、本研究の背景および概要について述べている。磁性材料であるフェライトは高周波分配器のコア材や EMC 対策部品などとして現在幅広く用いられている重要な材料であるが、通信の高速化・大容量化に伴ってその重要性は今後ますます高まっていくものと予想される。フェライトを用いた高周波デバイスの性能は、当然、フェライト材料の材料特性すなわち透磁率に依存する。したがって、そうしたデバイスに対して所望の性能を実現するには、適切な材料の選択や、さらには形状寸法設計などが必要となる。しかし、そうしたアプローチはコスト的にも労力的にも負担が大きい。本研究は、フェライトをコア材とする高周波トランスに直流バイアス電流を重畳することによってフェライトの透磁率を制御する手法を提案するとともに、その応用として、高周波トランスを用いた分配器のアイソレーション特性の変動を補償する事例について検討している。

第2章では、MHz 帯から GHz 帯におけるフェライトなどの磁性材料の特性評価法として開発されたマイクロストリップ線路と簡易金属管を組み合わせた方法（MSL-CC 法）等、従来の透磁率測定法についてその概要をまとめている。MSL-CC 法は、使用する治具が安価であるとともに、サンプルの加工を一般には必要としない簡便な透磁率測定法であり、従来の同軸管法に代わり得る測定手法として期待される。

これまでの MSL-CC 法では、サンプル回路と、サンプルの代わりに接地金属管を配した回路、そして負荷抵抗のみの回路という3種類の回路インピーダンスから透磁率を算出していた。これに対して、本研究では、サンプル回路と金属管回路を一体化するとともに、測定部分を π 形あるいは L 形の等価回路で表現して透磁率を算出する新たな手法を提案している。第3章では、この等価回路の各パラメータとサンプル透磁率との関係について明らかにするとともに、それに基づく透磁率算出法について纏めている。

第4章では、第3章で述べた MSL-CC 法で使った回路にバイアス電流重畳機能（バイアス T 回路）を付加した測定回路について述べている。バイアス T 回路を付加することによって、サンプルには交流磁界とともに直流磁界が印加されることになる。フェライトに対する $B-H$ 曲線が有する非線形性のために、直流磁界が重畳された場合にはその大きさに応じて交流に対する透磁率が変化する。本章では、測定回路全体のインピーダンスからバイアス T 回路などの影響を除去し、測定部分（サンプル部分）のみのインピーダンスを求める方法について詳述している

第5章では、第4章においてバイアス電流重畳機能付き MSL-CC 法を用いた透磁率測定に対して、まず透磁率測定精度について電磁界シミュレーションにより議論し、測定誤差が数%以内であることを示している。つぎに、測定誤差が数%以内であることが明らかになったことをうけて、実際に 500 mA までバイアス電流を重畳して行った透磁率測定の結果について纏めている。測定に際しては、同一サンプルを用いた複数の回路を準備し、それぞれに対してサンプル透磁率を求めてそれらを比較することによって測定結果の妥当性を検証している。また、フェライトサンプルを装荷した導線の透過特性を測定および電磁界シミュレーションによって評価し、両者の比較から、バイアス電流重畳時の透磁率測定結果の精度についても検討している。

第6章は、第5章までの成果の応用事例に関するものである。具体的には、高周波分配器の性能の一つであるアイソレーション特性の変動補償に、本研究で提案しているバイアス電流重畳による透磁率制御法を応用した事例を検討している。ここではまず、回路解析に基づいて高周波分配器のアイソレーションと分配器を構成するトランス部分のインピーダンスとの関係を議論している。次に、コアインピーダンスとコア材であるフェライトの透磁率との関係についても明らかにしている。以上のことをもとに、所望のアイソレーションを得るためにフェライト透磁率を如何に制御すればよいかという指針を得ている。

さらに上記の成果をもとにして、実際に分配器のアイソレーションを制御した実験結果について述べている。実験では、最大 500 mA までの直流バイアスを重畳することによってアイソレーションを約 5dB 変化させられるという結果が得られ、本手法の有効性が確認された。また、さらなる応用として、アイソレーションの温度による変動の補

償にも本手法が応用できることを示唆する基礎実験結果を示している.

第7章は本研究の総括であり, 得られた成果を纏めている. 本研究は, バイアス電流を重畳することによって高周波におけるフェライト透磁率を能動的に制御する手法を提案するとともに, その応用として高周波分配器のアイソレーション特性を制御する事例について検討して, その有効性, 有用性を示している.

第2章 従来の透磁率測定法

2.1 緒言

本章ではまず測定対象となるフェライトについて製法や特徴について述べたあと、その重要な材料特性である透磁率について基礎的事項をまとめる。つぎに、これまでに開発されている代表的な透磁率測定方法について述べる。このうち、安価かつ簡便な測定法として提案された、本研究の基礎となる MSL-CC (Microstrip Line-Coaxial Conductor) 法について、その測定回路や特長、測定精度、さらには問題点などについて少し詳しく触れている。

2.2 フェライト

2.2.1 製法および特徴

電気・電子部品には多くの磁性体が用いられている。その代表格であるフェライトは使用目的に合わせて磁性体（金属酸化物）を配合して、焼き固めたものである。その一般的な製造工程は以下の通りである[1]。

- ・原料秤量：金属酸化物の粉末材料を、目的とする特性に合うよう材料を配合（材料の化学式のモル比）を調整する。
- ・混合：材料とほぼ同量の水をボールミル（混合機）で混合する。通常、材料の不均一をなくすため約 10～20 時間にわたって混合される。
- ・仮焼：混合後の材料を乾燥し、固まった材料を粉砕して炉で焼き固める。この工程の目的は混合材料を化学反応でフェライト相にすることである。
- ・粉砕：上の仮焼によって材料にはフェライト相が形成される。仮焼で塊になったフェライト材を最適な大きさに粉砕する。大きさはフェライト材にもよるが、概ね $1\mu\text{m}$ 程度である。
- ・造粒：成形後に離型をしやすくし、フェライト材が均一になるよう造粒する。造粒には加圧造粒法またはスプレー造粒法がある。マイクロ波用フェライトには加

圧造粒法が適している。

- ・成形：必要なフェライト形状にするために金型で成形を行う。金型にフェライト材を充填し加圧する（顆粒の性質にもよるが約 1t/cm^2 ）。均一な密度にするために、均一な充填と顆粒の高い流動性が要求される。
- ・焼成：成形体内のフェライト粒子を焼結させ、高密度なフェライトにする。焼成は、成形体内の結合剤（バインダ）を燃やすための昇温帯、焼成を十分に行うための安定帯、そして酸化を完全にしてフェライトを固定する冷却帯からなる。
- ・加工：焼成後金型の整合性や曲がり、そりなどを成型する。フェライトの加工には面粗さに応じて研削、スライシング、ラッピング、ポリッシングなどが行われる。

フェライトは大別するとソフトフェライトとハードフェライトに分類することができる。ハードフェライトは炭酸バリウムや炭酸ストロンチウムが添加され、磁束密度が大きいことや、保持力が非常に強いことなどの特徴がある。一方、ソフトフェライトはその結晶構造によってスピネルフェライト、六方晶フェライト、ガーネットフェライトに分類される。スピネルフェライトは電子回路、特に高周波回路によく用いられている。このフェライトはマンガン（Mn-Zn）系および珪素（Si-Zn）系が高周波用のインダクタやトランスの磁芯材料として用いられる。特徴として

- ・過電流損失が少ない
- ・保持力が非常に弱い

ことが挙げられる。

2.2.2 ヒステリシス曲線

フェライトの磁気特性は透磁率であらわすことができる。この透磁率は、磁性体に磁界を印加したときの磁化（磁束密度）した割合（比）を示すものである。ある磁性体に磁界 H を印加したときの磁束密度 B の変化を示す曲線をヒステリシス曲線または $B-H$

曲線と呼んでいる．ヒステリシス曲線は，ハードフェライトとソフトフェライトではその曲線の形状がやや異なる．ハードフェライトは，保磁力が非常に高く，透磁率が低い．それに対し，ソフトフェライトは保磁力が小さく，透磁率が非常に高いのが特徴である．このヒステリシス曲線のイメージ図を図 2.1 に示す．

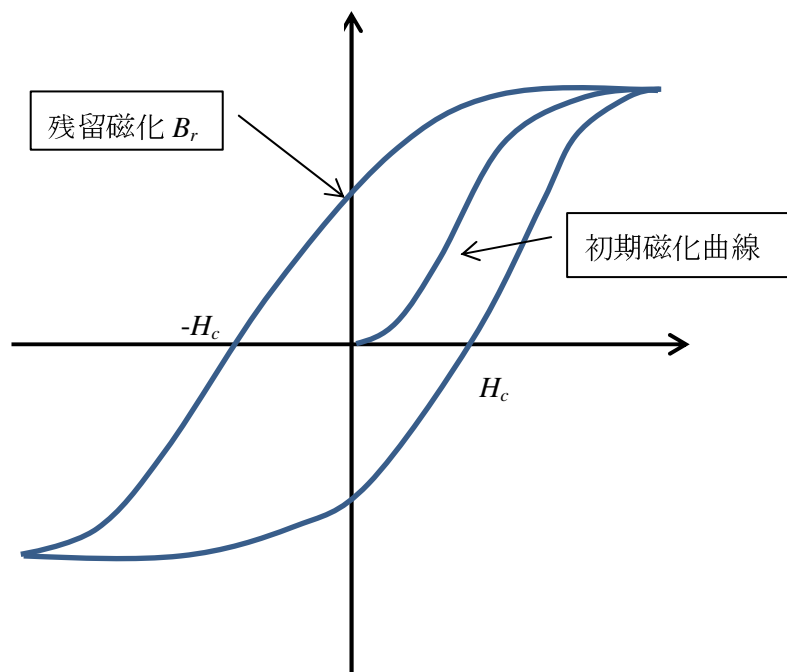


図 2.1 ヒステリシス曲線 (B - H 曲線)

この図のように，磁界 H を $H=0$ の初期状態から徐々に増加していくと，磁束密度 B も徐々に変化していく．しかし，磁界 H がある一定以上になると，磁束密度 B は飽和状態になり変化しなくなる．この磁界 $H=0$ から飽和するまでの曲線を初期磁化曲線と呼んでいる．つぎに，磁界 H を徐々に減少させて $H=0$ の初期状態に戻しても磁化が残留してしまい，磁束密度 B がゼロになることはない．このときの値を残留磁化 B_r と呼んでいる．残留磁化 B_r の状態からさらに磁界 H を減少させ磁束密度 $B=0$ になったときの磁界 H の値を保磁力 H_c (このときは $-H_c$) と呼んでいる．さらに磁界 H を減少させると磁束密度は再び飽和状態になる．磁束密度がマイナスの飽和状態で磁界 H を増加させると残留磁化 B_r (このときは $-B_r$) を通り，保磁力 H_c (このときは $+H_c$) に至る．

このように、一旦磁化したフェライトは磁化を消磁するまで初期磁化曲線を通ることはなくなる。

ヒステリシス曲線がこのような非線形特性を持つのは、磁性体内の磁区が外部の磁界によって一方向の磁気モーメントに変化することに起因している。この磁気モーメントが一方向のみの状態が飽和磁化の状態である。しかし、一般的にフェライトを使用するときは交流を用いることになるので、初期磁化曲線で考えればよい。また、微小な振幅の交流波形でフェライトを運用する場合、ヒステリシス曲線の原点付近でマイナーループを形成すると考えればよい。

2.2.3 透磁率

フェライトの材料特性を考えると、透磁率が非常に重要である。この透磁率はヒステリシス曲線における磁束密度 B と磁界 H から算出される。磁束密度 B 、磁界 H および透磁率 μ の関係は以下の通りである。

$$B = \mu H \quad (2.1)$$

すなわち

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2.2)$$

である。ここで、透磁率 μ は絶対透磁率と呼ばれるものである。この絶対透磁率 μ は真空の透磁率 μ_0 と物質ごとに異なる比透磁率 μ_r の積 $\mu = \mu_0 \mu_r$ で表される。比透磁率 μ_r は、その磁性体が真空（空気）に対して何倍の磁束を通すかを意味している。また、上式から透磁率はヒステリシス曲線の傾きと見なすことができる。ヒステリシス曲線の非線形性のために、磁界 H または磁束密度 B が変われば透磁率は変化する。

2.2.4 フェライトの温度特性

フェライトの透磁率は温度によってもその特性が変化する[2]。温度が上昇し始めると、フェライトの透磁率は、初めはそれにつれて上昇する。しかし、ある温度で透磁率の値は極大値を取る。温度がさらに上昇すると透磁率は低下して、最後には空気の透磁

率に等しくなる（磁性をなくす）。この透磁率が消える温度はキュリー温度と呼ばれている。

フェライトのキュリー温度は、一般的に μ_r の温度特性の極大値 (μ_{\max}) から 80% まで降下した値から 20% まで降下した値の点を直線で結び、この直線において μ_r が 1 になった時の温度から求める。このフェライトの温度特性のために、使用時の温度環境に対しては注意が必要である。

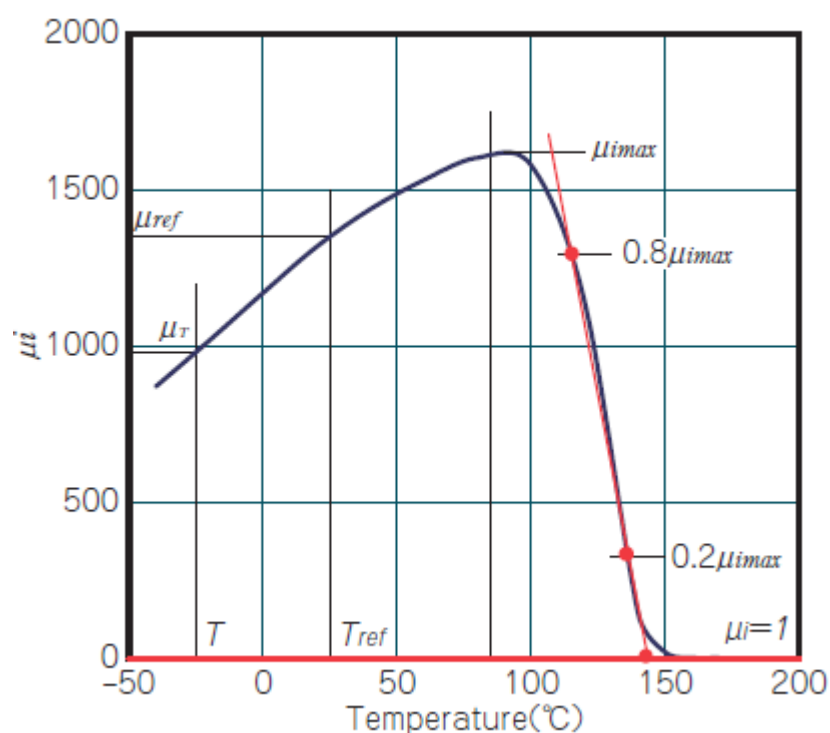


図 2.2 透磁率の温度特性とキュリー温度

2.3 各種透磁率測定法の概要

高周波材料の定数を測定する方法[3]～[7]としては各種の方法が提案されている。主な測定方法としては、

- ・導波管法：伝送路に試料を挿入し，その試料の反射波や透過波を計測する方法
- ・同軸管法：導波管法の一種類．専用治具に試料を挿入し透磁率を計測する方法
- ・自由空間法：自由空間内に試料を設置し，電波照射時の反射・透過波等を測定する方法
- ・マイクロストリップライン（MSL）装着法：MSL 基板にフェライト，終端抵抗を配置し反射インピーダンスから透磁率を計測する方法

等がある．これらの測定法にはそれぞれ一長一短があるが，本研究では同軸管法とマイクロストリップライン装着法のそれぞれの長所を活かして開発された MSL-CC（Microstrip Line-Coaxial Conductor）法[8]を用いて透磁率の推定を行う．

2.3.1 導波管法

一般に導波管法はマイクロ波帯における高損失材料の測定や大電力高周波の測定に適しているが，TEM 波（TE：Transverse Electric/TM Transverse Magnetic）モードによるカットオフ周波数が存在する．しかしながら，その低損失特性や大電力にも使用できることなどから，マイクロ波のアンテナまでの給電用などには無くてはならないものとなっている．



図 2.3 短形型導波管

2.3.2 同軸管法

この測定法は1つの同軸管で広帯域（VHF～マイクロ波帯）の測定が可能であり，複素誘電率と複素透磁率が同時に測定可能である．また，損失材料の測定に向いている等の特徴があり，電波吸収体等マイクロ波材料の評価に広く利用されている．導波管法に対し，同軸管法はTEMモードによるカットオフ周波数が存在しないため比較的低周波帯から測定することができる．

通常，この測定は図 2.4 に示すようにベクトル・ネットワーク・アナライザ（以下 VNA と略）によって行われる．

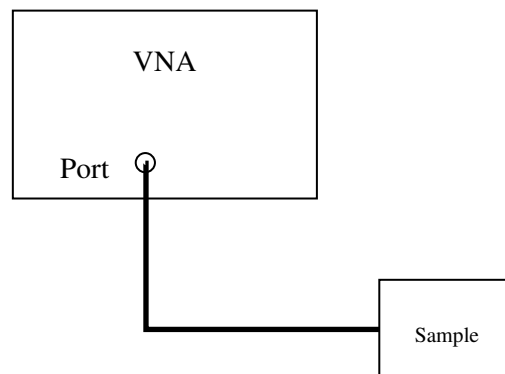


図 2.4 VNA による測定配置

図 2.4 中の Sample 部分には試料を収容した図 2.5 に示すようなフォルダが設置され，反射特性（あるいは透過特性）が測定される．



図 2.5 同軸管法で用いられるフォルダ

同軸管法による試料（フェライト）の準備には

- ・ サンプルフォルダ（治具）にできる限り隙間なく収まるようにサンプルを加工する
- ・ フェライトサンプルは埃のないクリーンで、かつ湿度が管理できる場所に保管する
- ・ サンプルには不均一やクラックのないものを選ぶ

ことが必要である。フェライトの加工に関して触れたように、フェライトはセラミックスと同じように抗折抵抗が高く、衝撃に対して非常に弱い。衝撃などによりサンプルフェライトに欠けがあるとそこで漏れ磁束が発生して磁気特性が変化してしまう。

2.3.3 MSL 装着法

この測定法は簡易に透磁率を測定するために開発されたものである。この測定法では以下の三つの回路を用いる。

- ・ 回路 A：フェライトコアをマイクロストリップ線路に実装した回路
- ・ 回路 B：フェライトコアの代わりに非磁性材料を実装した回路
- ・ 回路 C：マイクロストリップ線路に終端抵抗のみを実装した回路

このうち回路 A には入力端子の後にマイクロストリップ線路 **MSL1** が設けられ、この **MSL1**（特性インピーダンス 50Ω ）の後方に測定対象のフェライトコア（数ターン以内の巻線を施したトランス）を配置している。さらに、このフェライトコアの後にはマイクロストリップ線路 **MSL2**（特性インピーダンス 50Ω ）を介して 50Ω の終端抵抗が接続されている。回路 B は回路 A のフェライトコアの代わりに非磁性材料を実装している。回路 C は回路 A の測定対象のフェライトコアおよび **MSL2** がなく、**MSL1** のすぐ後に 50Ω の終端抵抗のみを配置したものである。

以上の3種類の回路の反射係数をVNAで求め、その結果からコア部分のインピーダンスを求める。ここで、回路Aのサンプル部分と回路Bの非磁性体部分のインピーダンスをそれぞれ Z_{Af} , Z_{Bf} とすると複素透磁率 $\mu = \mu' - j\mu''$ は

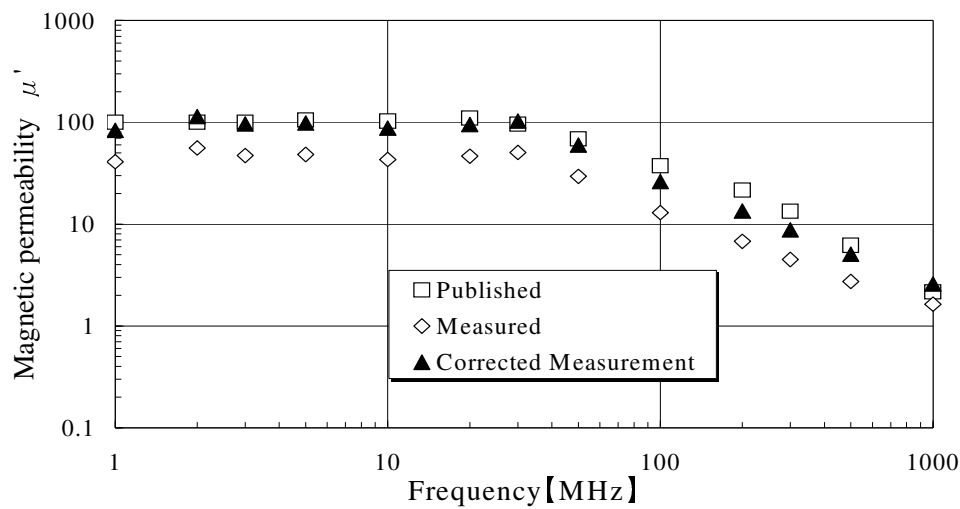
$$\mu = \mu' - j\mu'' = \frac{Z_{Af}}{Z_{Bf}} \quad (2.3)$$

から求められる。ここで非磁性材料のインピーダンスは純リアクタンスと見なすと($Z_{Bf} \cong jX_B$),

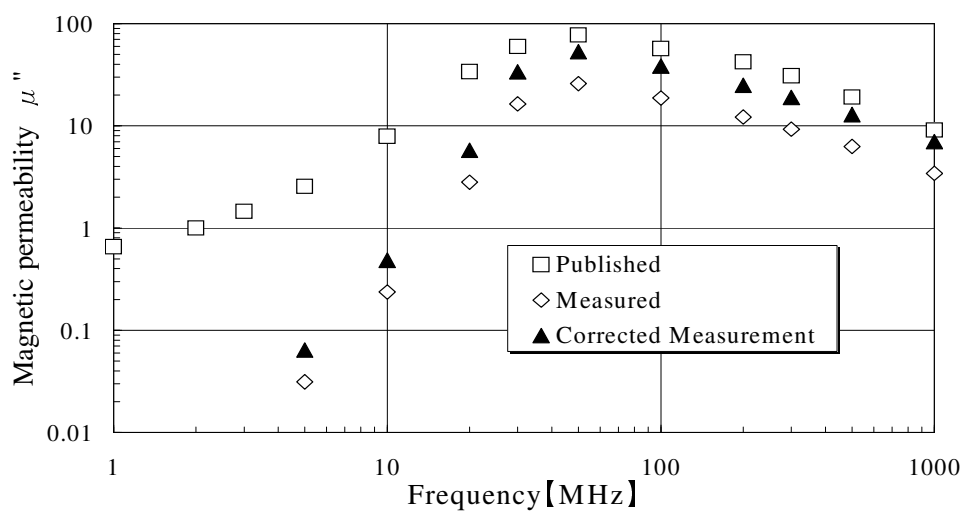
$$\mu' = \frac{X_A}{2\pi f L_0}, \quad \mu'' = \frac{R_A}{2\pi f L_0} \quad (2.4)$$

で求めることができる。ここで、 R_A はインピーダンス Z_{Af} の抵抗成分、 X_A は同じインピーダンスのリアクタンス成分、 f は周波数、 $L_0 = \frac{X_B}{2\pi f}$ とする。

MSL 装着法を用いた場合の測定結果の一例を、フェライトコアメーカーの公表値とともに図2.6に示す。図2.6(a)は複素透磁率の実数部を、図2.6(b)は複素透磁率の虚数部である。



(a) 実数部



(b) 虚数部

図 2.6 MSL 装着法における複素透磁率測定結果の一例

MSL 装着法では複素透磁率の測定結果とメーカー公表値との間に差はあるものの、複素透磁率の特性をよく捉えている。

2.4 MSL-CC 法による透磁率測定[9]～[10]

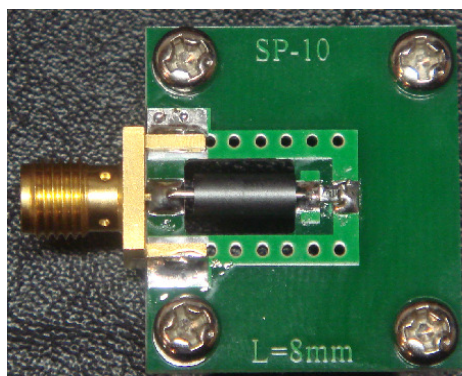
2.4.1 測定回路

先にも触れたように、フェライトは一般的なセラミックスと同じように抗折抵抗が非

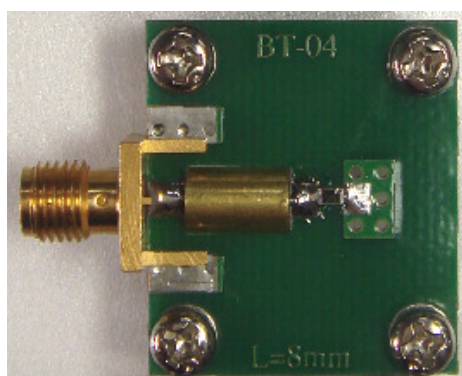
常に高い。したがって、衝撃に非常に弱く、しかも形状に奇形があればそこから漏れ磁界が発生し特性が著しく変化する。したがって、フェライトの取り扱いには慎重にする必要がある。フェライトの透磁率を測定する場合にサンプルの加工をできるだけ行う必要のない測定法が望まれる。

こうしたことに配慮した手法として、金丸[9]や庫本[10]はマイクロストリップラインにフェライトコアを装着し、そのインピーダンスを測定することにより、複素透磁率を測定する **MSL-CC** 法を提案している。この測定法は、基本的には **MSL** 装着法と同じであるが、同軸管法の長所を取り入れて、回路 **B** の非磁性体の代わりに接地中空金属管を用いるなど、測定精度を改善するための工夫が施されている。すなわち、この **MSL-CC** 法では図 2.7 および図 2.8 に示すような以下の三つの回路を用いている。

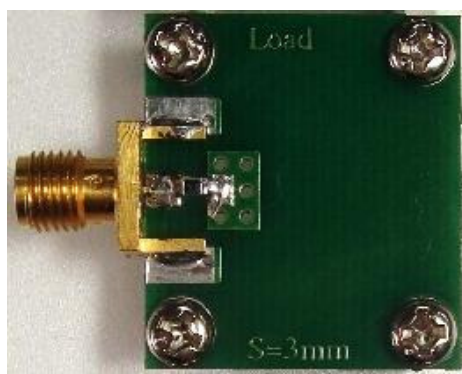
- ・ 特性インピーダンス 50Ω の **MSL1** と **MSL2** の間に 50Ω のチップ抵抗を挿入し、その後ろに測定サンプルとなるフェライトコアを取り付けた回路 **A**。
- ・ 回路 **A** から測定サンプルを取り外し、代わりに金属管を取り付けた空芯の回路 **B**。
- ・ 回路 **A** から測定サンプルと **MSL2** を取り除いた回路 **C**。



回路 A

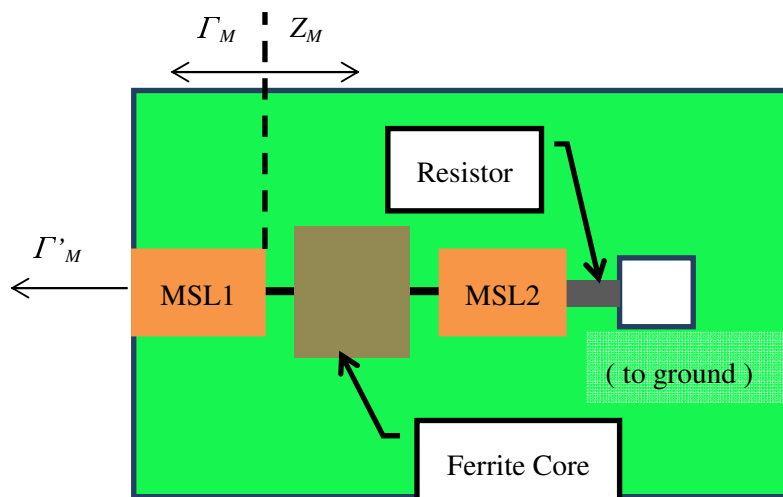


回路 B

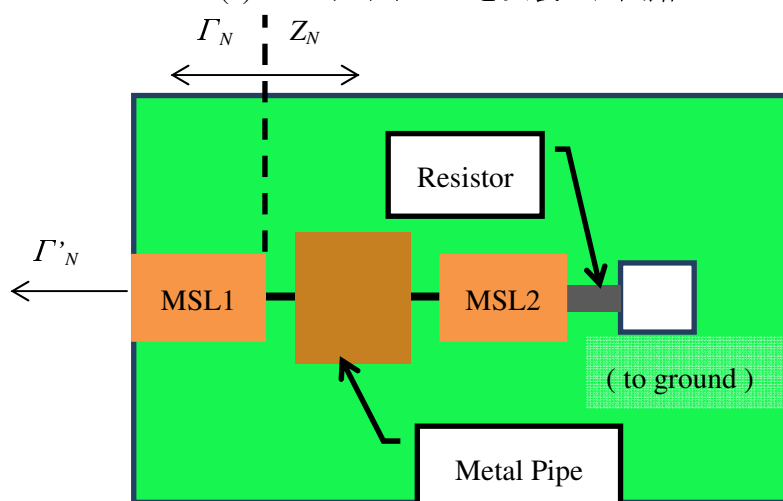


回路 C

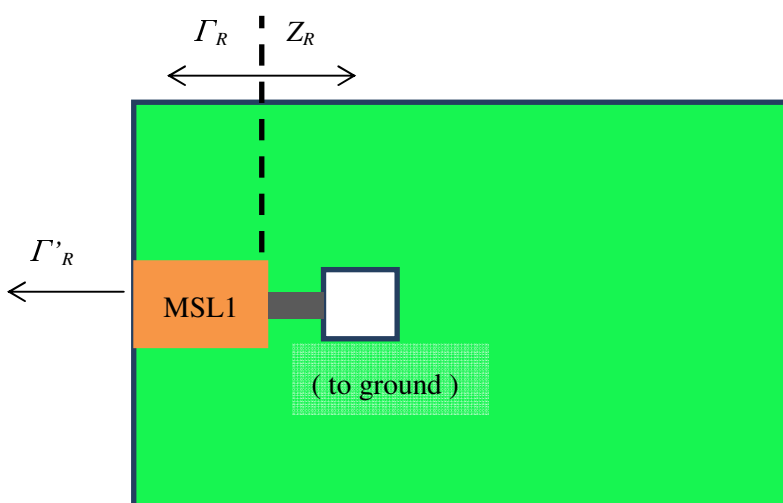
図 2.7 透磁率測定回路群



(a) フェライトコアを実装した回路 A



(b) 金属パイプのみの回路 B



(c) チップ抵抗のみ実装した回路 C

図 2.8 測定回路図

2.4.2 測定原理

測定ではまず前述の 3 種類の回路に対する反射係数 Γ_M' , Γ_N' , Γ_R' を求める. これらの量はベクトル・ネットワーク・アナライザで S_{11} を計測することで得られる. 図 2.8 中で, 回路 A の Z_M , 回路 B の Z_N , 回路 C の Z_R はそれぞれの回路で MSL1 終端から右を見たインピーダンスを表している. このうち, フェライトコアが実装された回路 A において, 長さ l_1 の MSL1 の終端での反射係数 Γ_M は, このマイクロストリップライン部分に相当する位相補正を行うことによって以下の式(2.5)に基づいて求める. ただし, マイクロストリップラインは無損失としている.

$$\Gamma_M = \Gamma_M' e^{-j2kl_1} \quad (2.5)$$

ここで, $k = 2\pi/\lambda_g$, $\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}$, λ : 真空の透磁率, ϵ_{eff} : 基板の実効比誘電率である.

同様にして, 残りの回路 B, C の MSL1 終端における反射係数 Γ_N , Γ_R も求めることができる. 回路 C については, Z_R に含まれる回路素子は終端抵抗のみであり, 低周波帯域では純粋な抵抗成分として考えればよい. しかし, 高周波帯域になればリアクタンス成分が効いてくるため, リアクタンス成分も含めて $Z_R = R_C + jX_R$ と表記する必要がある.

以下では, 図 2.8 に示す回路のインピーダンスからサンプル透磁率を算出する手順を説明する. 回路 A におけるフェライトコアの F 行列 F_M は $F_M = \begin{pmatrix} 1 & Z_{Mf} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ で表すことができる. また, 線路長 l_2 の MSL2 の F 行列 F_2 は損失がないとすると

$$F_2 = \begin{pmatrix} \cos kl_2 & jZ_0 \sin kl_2 \\ j\frac{1}{Z_0} \sin kl_2 & \cos kl_2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

で与えられる[11]~[13]. したがって, フェライトコアと MSL2 が接続された回路全体の F 行列を表す F_A は

$$\begin{aligned}
F_A &= F_M F_2 \\
&= \begin{pmatrix} 1 & Z_{Mf} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos kl_2 & jZ_0 \sin kl_2 \\ j\frac{1}{Z_0} \sin kl_2 & \cos kl_2 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \cos kl_2 + j\frac{Z_{Mf}}{Z_0} \sin kl_2 & Z_{Mf} \cos kl_2 + jZ_0 \sin kl_2 \\ j\frac{1}{Z_0} \sin kl_2 & \cos kl_2 \end{pmatrix} \tag{2.7}
\end{aligned}$$

したがって、インピーダンス Z_M は

$$Z_M = \frac{\left(\cos kl_2 + j\frac{Z_{Mf}}{Z_0} \sin kl_2 \right) Z_L + (Z_{Mf} \cos kl_2 + jZ_0 \sin kl_2)}{\cos kl_2 + j\frac{Z_L}{Z_0} \sin kl_2} \tag{2.8}$$

となる。これを Z_{Mf} について解くと

$$Z_{Mf} = \frac{\left(\cos kl_2 + j\frac{Z_L}{Z_0} \sin kl_2 \right) Z_M - (Z_L \cos kl_2 + jZ_0 \sin kl_2)}{\cos kl_2 + j\frac{Z_L}{Z_0} \sin kl_2} \tag{2.9}$$

同様に回路 B について、サンプル部分を空芯の金属管に置き換えた場合のインピーダンス Z_{Nf} として

$$Z_{Nf} = \frac{\left(\cos kl_2 + j\frac{Z_L}{Z_0} \sin kl_2 \right) Z_N - (Z_L \cos kl_2 + jZ_0 \sin kl_2)}{\cos kl_2 + j\frac{Z_L}{Z_0} \sin kl_2} \tag{2.10}$$

が得られる．

従来の MSL-CC 法では，回路 A のサンプル部分のインピーダンス Z_{Mf} と，回路 B の空芯部分のインピーダンス Z_{Nf} の比から複素透磁率を測定する．つまり，以上の手順で得られたインピーダンス Z_{Mf} , Z_{Nf} をもとに複素透磁率 μ を

$$\begin{aligned}\mu &= \mu' - j\mu'' \\ &= \frac{Z_{Mf}}{Z_{Nf}} \cong \frac{(R_M + jX_M)}{jX_M}\end{aligned}\quad (2.11)$$

から求める．すなわち，フェライトコアの複素透磁率の実数部 μ' ，虚数部 μ'' を

$$\mu' = \frac{X_M}{2\pi f L_0}, \quad \mu'' = \frac{R_M}{2\pi f L_0}\quad (2.12)$$

f : 周波数 $L_0 = X_N / 2\pi f$

として算出する．ここで， L_0 は空芯インダクタンスである．

2.4.3 測定精度

以上説明した MSL-CC 法を用いたときの透磁率測定精度についてつぎに述べる．図 2.9 はこの測定法における回路 A の測定部断面を示している．回路 B は図のサンプルがない状態に相当する．両回路に対する鎖交磁束の比として求まる複素透磁率は以下のように与えられる．

$$\mu_{rG} = \mu'_{rG} - j\mu''_{rG} = \frac{\mu_0 \ln(R_2 / R_1) + \mu \ln(R_3 / R_2) + \mu_0 \ln(R_4 / R_3)}{\mu_0 \ln(R_4 / R_1)}\quad (2.13)$$

また，この複素透磁率と真値との差，すなわち誤差率は以下のように与えられる．

$$\begin{aligned}\delta &= \mu_r - \mu_{rG} \\ &= \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} \frac{\ln\left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3}\right)}{\ln\left(\frac{R_4}{R_1}\right)}\end{aligned}\quad (2.14)$$

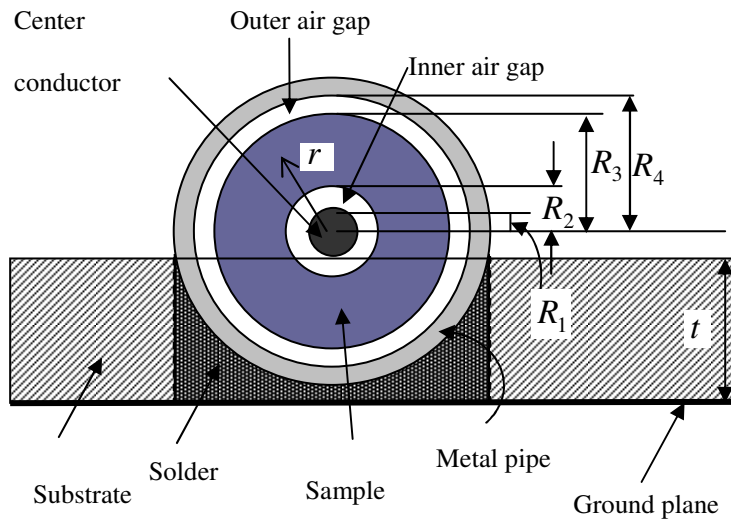
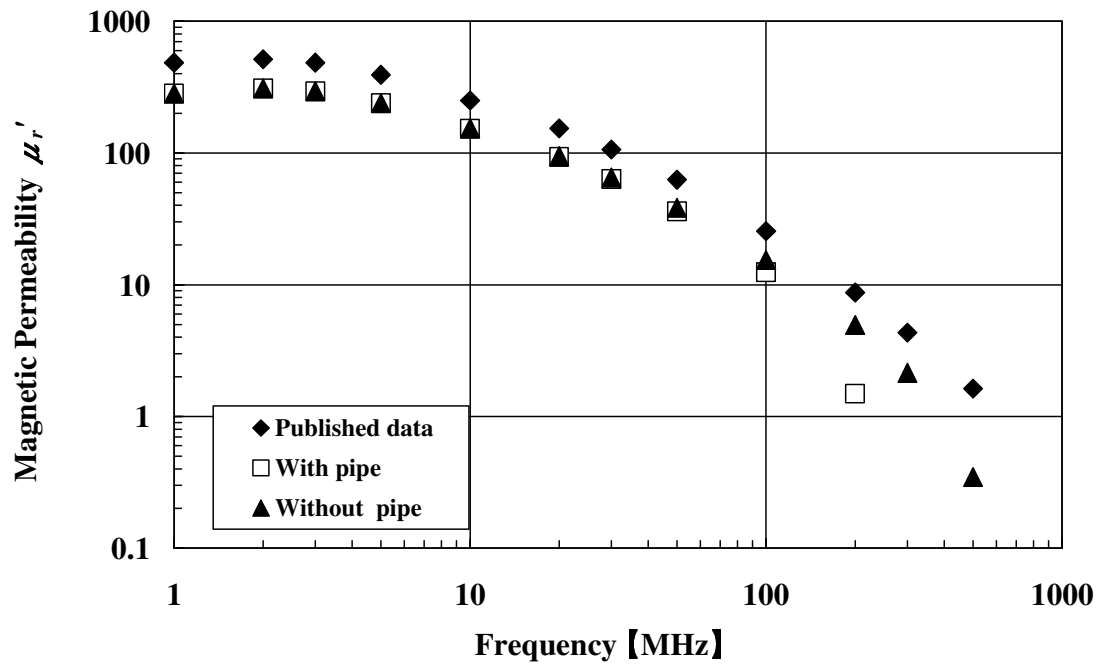


図 2.9 測定部断面図

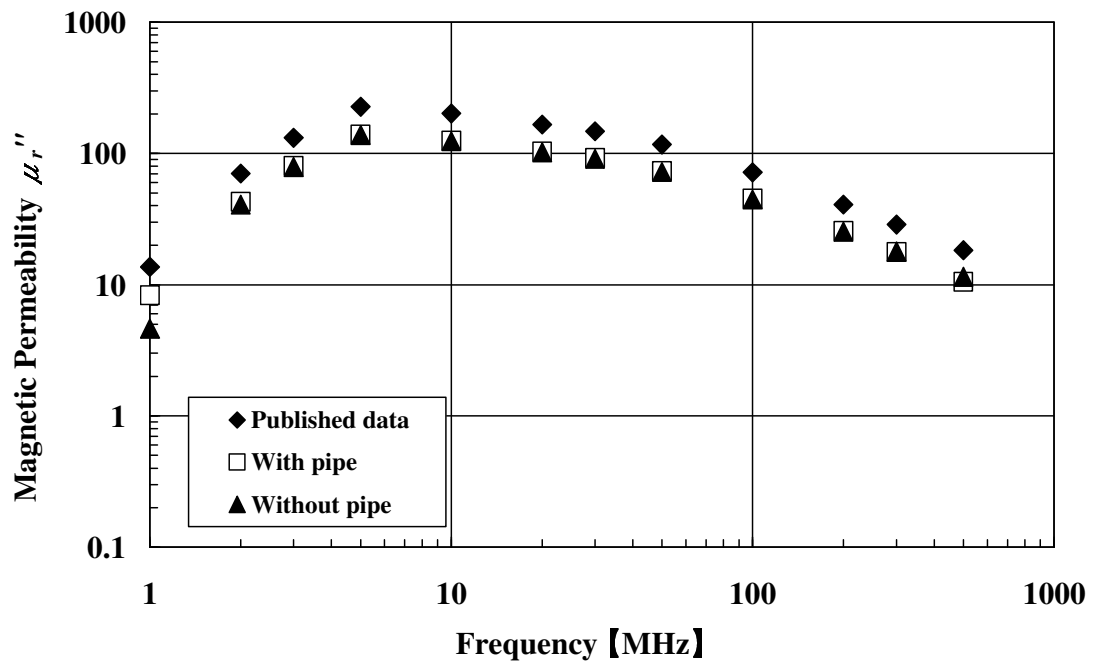
一例として，表 2.1 のパラメータを有するサンプルに対して電磁界シミュレーションによって MSL-CC 法による測定を模擬した結果を図 2.10 に示す．ここではサンプル部分の周囲に接地金属管を設置した部分とこれを外した場合の両方の結果を示している．いずれも大部分の周波数範囲でなおも数十%の誤差を生じていることがわかる．

表 2.1 対象フェライトコア寸法

Substrate thickness t	Substrate relative permittivity ϵ_r	Center conductor outer radius R_1	Core inner radius R_2	Core outer radius R_3	Metal pipe inner radius R_4
1.2 mm	4.4	0.325 mm	0.5 mm	1.75 mm	2 mm



(a) 実部



(b) 虚部

図 2.10 MSL-CC 法による透磁率測定結果

2.5 結言

本章では、本研究で測定対象とするフェライトについて基礎的事項を纏めたあと、これまでに開発されている代表的な透磁率測定法についてその特徴を述べた。そのうち、本研究のもととなる **MSL-CC** 法について少し詳しく説明し、安価な構成によって簡便に透磁率を測ることができるという利点を有する一方で、誤差が一般的に 20～30%程度残ってしまうという課題についても触れた。第3章では、本研究の主題であるバイアス電流重畳時の透磁率測定について検討するまえに、この **MSL-CC** 法の測定精度向上に取り組んだ結果について述べる。

- [1] 橋本忠士, マイクロ波フェライトとその応用技術, 総合電子出版 (1997)
- [2] 伊藤信一郎, ノイズ対策用フェライトの基礎,
https://www.tdk.co.jp/emc_guide/jemc_basic_06.pdf
- [3] 橋本修, 受動回路素子, 電子通信学会知識ベース 9 群 (電子材料・デバイス) 7 編
(マイクロ波伝送・回路デバイス),
https://www.iece-hbkb.org/files/09/09gun_07hen_04.pdf
- [4] 橋本修, 高周波領域における材料定数測定法, 森北出版 (2003)
- [5] J. B. Jarvis, M. D. Janezic, J. H. Grosvenor, Jr., and R. G. Geyer, "Transmission/Reflection and Short-Circuit Line Methods for Measuring Permittivity and Permeability," Natl. Inst. Stand. Technol., Tech. Note 1355-R (1993)
- [6] J. B. Jarvis, M. D. Janezic, B. F. Riddle, R. T. Johnk, P. Kabos, C. L. Holloway, R. G. Geyer, and C. A. Grosvenor, "Measuring the Permittivity and Permeability of Lossy Materials: Solids, Liquids, Metals, Building Materials, and Negative-Index Materials," Natl. Inst. Stand. Technol., Tech. Note 1356 (2005)
- [7] 加藤弘晃, 蟹江知彦, 安達雅人, 野呂雄一, 竹尾隆, 「マイクロストリップ線路を利用したフェライトコア透磁率分散測定法」, IEEJ Trans EIS, Vol.127, No.12, pp.333-340 (2007)
- [8] K. Kanemaru, A. Kuramoto, T. Kanie, Y. Noro, and T. Takeo, "Accuracy in Permeability Measurement by a Combined Microstrip Line-Coaxial Conductor Method," IEICE Trans. on Electron., Vol.E94-C, No.3, pp.327-333 (2011)
- [9] 金丸佳悟, マイクロストリップ線路と簡易同軸管を用いた透磁率測定法の精度向上及び補正法の検討, 平成 22 年度三重大学大学院修士論文
- [10] 庫本篤, マイクロストリップ線路装着法を用いた透磁率測定における測定精度向上に関する研究, 平成 22 年度三重大学大学院博士論文
- [11] 小西良弘, 無線通信回路入門講座, 総合電子出版社 (1995)
- [12] 小西良弘, マイクロ波技術講座, 日刊工業新聞社 (2001)

[13] D. M. Pozar, Microwave Engineering, John Wiley & Sons, New Jersey, 2005

第3章 π 型等価回路を適用した MSL-CC 法による透磁率測定法

3.1 緒言

第2章で述べた, MSL 装着法[1]を改良した MSL-CC 法[2]～[3]は従来の透磁率測定法[4]～[6]と比べて安価な治具で簡便にフェライトコアの複素透磁率を測定できるという特長を有していた. しかし一方で, 同軸管法で測定されたメーカー公表値に対して依然として 20～30%の誤差が存在している. これは, サンプルであるフェライトからの漏れ磁束などが影響を与えていることが原因と推察される.

本章では, MSL-CC 法を用いたフェライトコア複素透磁率の測定精度をさらに向上させるための手法として, フェライトコアが接地同軸管の中に収容されている測定部分を π 型等価回路で表現した測定回路表現をもとに, 測定された回路インピーダンスからフェライトコアの複素透磁率を推定する方法について述べる. 具体的には π 型等価回路の各回路要素をフェライトコアや同軸金属管の寸法やサンプルの複素透磁率で表す一方で, 測定によって得られる回路インピーダンスとの回路方程式を立てて, 複素透磁率を算出することにより測定精度の改善を試みた結果について述べる.

3.2 測定方法

3.2.1 測定治具

従来の MSL-CC 法では 3 種類の回路を使用していた. つまり, 同軸金属構造を有する測定部の内部にサンプルを収容した回路 (回路 A) と, 回路 A からサンプルを取り除いた回路 (回路 B), そして終端抵抗のみの回路 (回路 C) である. そして, これらの回路のインピーダンスをもとにサンプルが収容されたときの測定部のインピーダンスと, そこからサンプルを除いたときのインピーダンスとの比から複素透磁率を求めていた[6]. これに対して, 本研究では, 回路 B の測定を行わない透磁率測定法を検討した. すなわち, 図 3.1 に示すような特性インピーダンス 50Ω の MSL1 のあとにグラウンドに接地された開口同軸金属管の内部にフェライトコア材を挿入し, そのあとさらに特性インピーダンス 50Ω の MSL2 を介して 50Ω のチップ抵抗で終端した回路 A と, 特性インピーダンス 50Ω の MSL のあとを 50Ω のチップ抵抗で終端した回路 C の 2 種類の

回路のみを用いる測定法を検討した。

MSL-CC 法では測定部に金属管を用いるが、様々な寸法を持つサンプルに対して逐一サンプル寸法に合わせた金属管を用意することはコスト的にも無駄が多い。そのため、ある特定の寸法の金属管によってできるだけ多くのサンプルに対応可能なことが望ましい。しかし一方で、その場合には金属管の内径あるいは中心導体の外径が必ずしもサンプルの外径や内径と同じでなくなり、図 3.2 に示されるようにサンプルと金属管の間にギャップが発生する。さらに、サンプルが金属管より短い場合には、断面のギャップ以外に長手方向にもギャップが発生することになる。

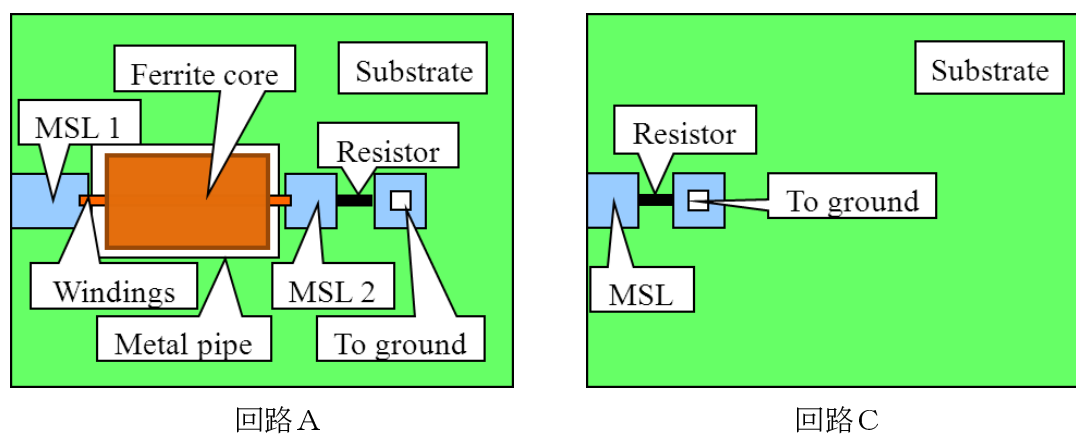


図 3.1 測定回路の平面図

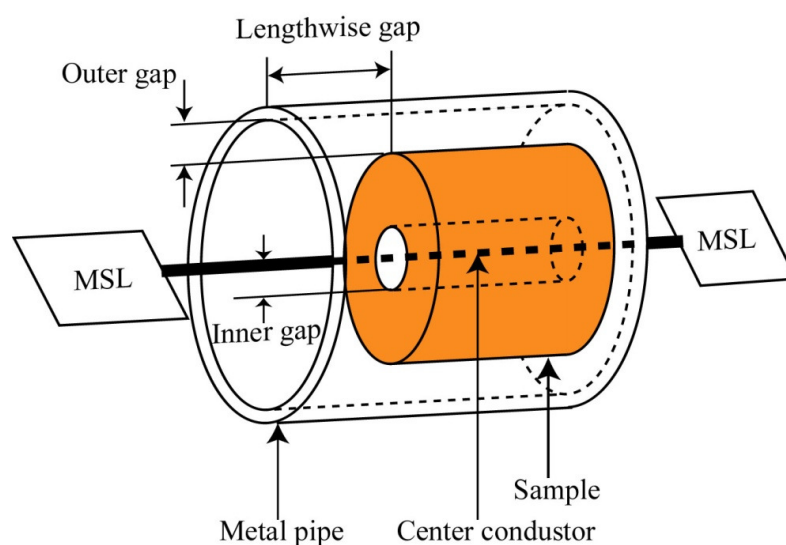


図 3.2 測定回路

3.2.2 測定原理

a) 回路インピーダンスの算出

測定には図 3.3 に示すような 2 端子対の等価回路で表現できる先に述べた 2 つの回路を使用する．まずこれらの回路の反射係数を測定し，その反射係数から MSL1 の位相のずれを差し引いた回路インピーダンスを算出する．以下，その手順について説明する．

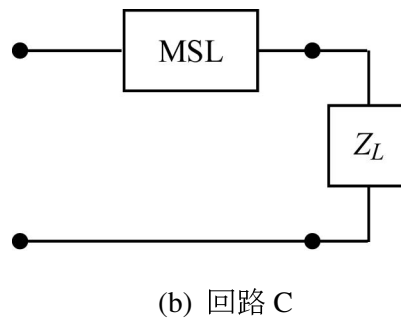
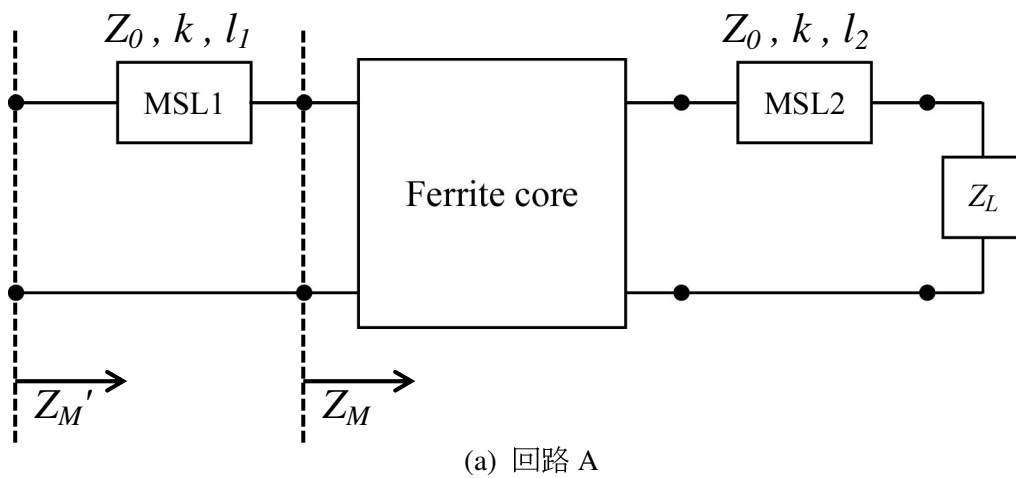


図 3.3 測定回路に対する等価回路

回路 A においてサンプル先端から右をみたインピーダンスを Z_M ，入力端から右をみたインピーダンスを Z_M' とする．

ここでマイクロストリップ線路 MSL1 の特性インピーダンスを Z_0 ，線路長を l_1 とすると F 行列は，

$$\begin{pmatrix} \cos(kl_1) & jZ_0 \sin(kl_1) \\ j\sin(kl_1)/Z_0 & \cos(kl_1) \end{pmatrix}$$

となる．入力端から右をみた場合，線路長 l_1 のMSL1と Z_M の縦続接続となるため，回路Aを左端から見たインピーダンス Z_M' は，

$$Z_M' = \frac{Z_M \cos(kl_1) + jZ_0 \sin(kl_1)}{jZ_M \sin(kl_1)/Z_0 + \cos(kl_1)} \quad (3.1)$$

と表され，MSL1の位相をキャンセルしたインピーダンス Z_M は，

$$Z_M = \frac{Z_M' \cos(kl_1) - jZ_0 \sin(kl_1)}{\cos(kl_1) - jZ_M' \sin(kl_1)/Z_0} \quad (3.2)$$

と表される．

ここで， $k = 2\pi/\lambda_g$ ， $\lambda_g = \lambda/\sqrt{\epsilon_{eff}}$ であり， λ は真空中の波長， ϵ_{eff} は基板の実効比誘電率を表している．

一方で，回路Aの反射係数を S_{11} とすると Z_M' は次式で表される．

$$Z_M' = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} Z_S \quad (3.3)$$

ここで， Z_S は電源インピーダンスで， 50Ω である．

ところで，終端抵抗にはチップ抵抗を使用している．このチップ抵抗のリアクタンス成分は低周波域において非常に小さく無視できるが，高周波域に近づくにつれてその寄与が無視できない．そのため，回路Cを用いてチップ抵抗のインピーダンス $Z_L = R_r + jX_r$ を求め，この Z_L の値及び，式(3.1)～式(3.3)から算出したインピーダンス Z_M と，測定回路に対する等価回路から複素透磁率を推定する．

b) 透磁率推定

本測定法では透磁率算出の際，測定回路に対して以下で述べるような等価回路を使用する．その際，測定部の同軸金属管とサンプルの間にギャップが存在するため，そのことを反映した等価回路を検討する．

測定治具の平面図を図3.4に示す．電流が中心導体および接地金属管を流れるとき，以下のインダクタンス L_m 及び抵抗 R_m が生じる．

$$L_m = \frac{l_s}{2\pi} \mu_0 \ln\left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3}\right) + \frac{l_s}{2\pi} \mu' \ln\left(\frac{R_3}{R_2}\right) \quad (3.4)$$

$$R_m = \frac{\omega l_s}{2\pi} \mu'' \ln\left(\frac{R_3}{R_2}\right) \quad (3.5)$$

ここで、 μ_0 ：真空の透磁率、 μ' 、 μ'' ：サンプル透磁率の実部及び虚部、 l_s ：サンプルの長さ、 R_1 ：中心導体の半径、 R_2 、 R_3 ：測定サンプル内側半径及び外側半径、 R_4 ：同軸管の内側半径、である。

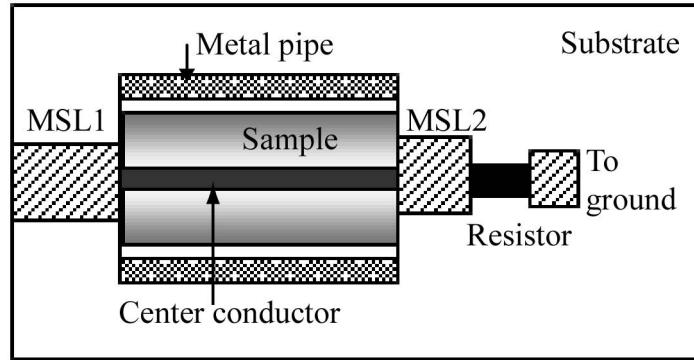


図 3.4 回路 A の平面図

これらの要素に加えて、2 つの導体（中心導体および金属管）は、以下の容量成分 C_m も生じる。

$$\begin{aligned} C_m &= \frac{1}{\frac{\ln(R_2/R_1)}{2\pi\epsilon_0 l_s} + \frac{\ln(R_3/R_2)}{2\pi\epsilon l_s} + \frac{\ln(R_4/R_3)}{2\pi\epsilon_0 l_s}} \\ &= \frac{2\pi l_s}{\frac{1}{\epsilon_0} \ln\left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3}\right) + \frac{1}{\epsilon} \ln\left(\frac{R_3}{R_2}\right)} \end{aligned} \quad (3.6)$$

ここで、 ϵ と ϵ_0 はそれぞれサンプルと真空の誘電率である。上記の 3 つの要素を考慮して、本研究では、測定回路に対して図 3.5 のような等価回路を採用した。 Z_L は終端抵抗で、図 3.5 の破線の四角形で囲まれた π 型回路が測定部に相当する。この等価回路においては、式(3.6)の静電容量を $C_m' = C_m/2$ と二等分している。

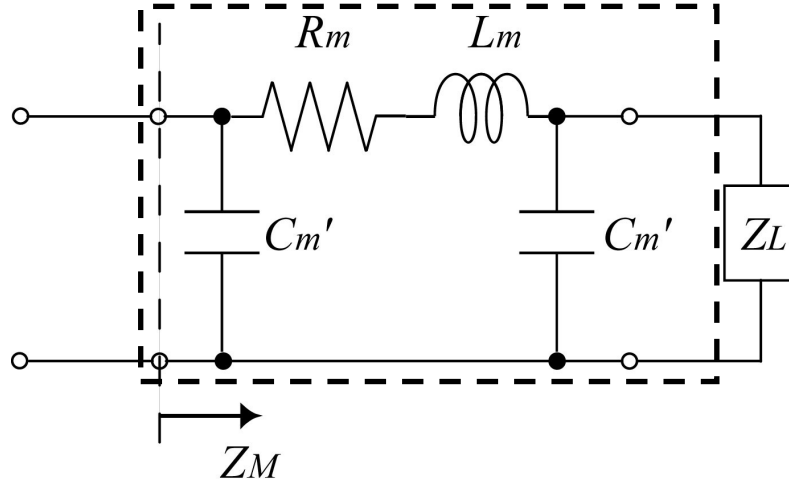


図 3.5 回路 A に対する等価回路

ここで，図 3.5 の等価回路を左端から見たインピーダンス Z_M を考える．この Z_M を回路計算すると

$$Z_M = R_M + jX_M$$

$$= \frac{(\delta_1 \mu'' + \varepsilon_1)}{\alpha_0 \mu'^2 + \beta_0 \mu' + \gamma_0 \mu''^2 + \delta_0 \mu'' + \varepsilon_0} + j \frac{\alpha_2 \mu'^2 + \beta_2 \mu' + \gamma_2 \mu''^2 + \delta_2 \mu'' + \varepsilon_2}{\alpha_0 \mu'^2 + \beta_0 \mu' + \gamma_0 \mu''^2 + \delta_0 \mu'' + \varepsilon_0} \quad (3.7)$$

と書くことができる．ただし， α_i ， β_i ， γ_i ， δ_i ， ε_i ($i=0,1,2$) はそれぞれ，

$$A = \frac{\omega l_s}{2\pi} \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \quad (3.8)$$

$$B = \frac{R_L}{(1 - \omega X_L C_m')^2 + (\omega R_L C_m')^2} \quad (3.9)$$

$$C = \frac{\omega l_s \mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} \right) + \frac{X_L - \omega (R_L^2 + X_L^2) C_m'}{(1 - \omega X_L C_m')^2 + (\omega R_L C_m')^2} \quad (3.10)$$

$$\alpha_0 = \omega^2 A^2 C_m'^2 \quad (3.11)$$

$$\beta_0 = -2\omega A C_m' (1 - \omega C C_m') \quad (3.12)$$

$$\gamma_0 = \omega^2 A^2 C_m'^2 \quad (3.13)$$

$$\delta_0 = 2\omega^2 A B C_m'^2 \quad (3.14)$$

$$\varepsilon_0 = (1 - \omega C C_m')^2 + \omega^2 B^2 C_m'^2 \quad (3.15)$$

$$\delta_1 = A \quad (3.16)$$

$$\varepsilon_1 = B \quad (3.17)$$

$$\alpha_2 = -\omega A^2 C_m' \quad (3.18)$$

$$\beta_2 = A(1 - 2\omega C C_m') \quad (3.19)$$

$$\gamma_2 = -\omega A^2 C_m' \quad (3.20)$$

$$\delta_2 = -2\omega A B C_m' \quad (3.21)$$

$$\varepsilon_2 = C(1 - \omega C C_m') - \omega B^2 C_m' \quad (3.22)$$

と表され，式(3.4)～式(3.6)と回路 C から測定されるインピーダンス Z_L などのパラメータから決まる定数である．式(3.7)の R_M と X_M には回路 A を用いて測定される値を代入し，両辺の実部同士，虚部同士をそれぞれ比較することで

$$f(\mu', \mu'') = R_M - \frac{\delta_1 \mu'' + \varepsilon_1}{\alpha_0 \mu'^2 + \beta_0 \mu' + \gamma_0 \mu''^2 + \varepsilon_0} = 0 \quad (3.23)$$

$$g(\mu', \mu'') = X_M - \frac{\alpha_2 \mu'^2 + \beta_2 \mu' + \gamma_2 \mu''^2 + \delta_2 \mu'' + \varepsilon_2}{\alpha_0 \mu'^2 + \beta_0 \mu' + \gamma_0 \mu''^2 + \varepsilon_0} = 0 \quad (3.24)$$

が得られる．この方程式をニュートン・ラフソン法を用いて μ' ， μ'' について解くことでサンプルの複素透磁率を求める．

3.2.3 長手ギャップが存在する場合

次に，サンプルが金属管より短い場合を検討する．図 3.6 はそのときの測定治具の平面図である．前節と同様に，長手方向にギャップのある測定部の等価回路は，サンプル部の π 型回路を空芯部の π 型回路に縦続接続した図 3.7 のように与えられる．破線の四角形で囲まれた π 型回路が同軸管のサンプル挿入部，一点鎖線の四角形で囲まれた π 型回路が同軸管の空芯部にそれぞれ相当する．空芯部のインダクタンス L_a とキャパシタンス C_a は，

$$L_a = \frac{\mu_0 l_a}{2\pi} \ln \left(\frac{R_4}{R_1} \right) \quad (3.25)$$

$$C_a = 2C_a' = \frac{\pi\epsilon_0 l_a}{\ln\left(\frac{R_4}{R_1}\right)} \quad (3.26)$$

で与えられる． l_a は空芯部の長さである．

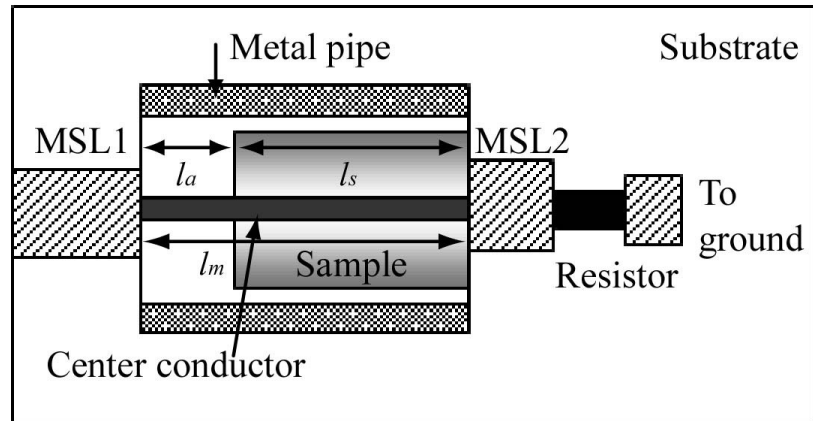


図 3.6 長手方向にギャップのある場合の回路 A の平面図

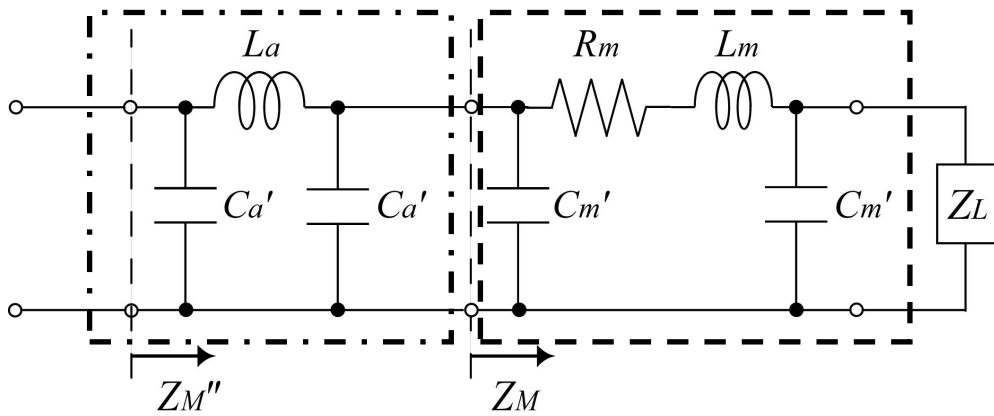


図 3.7 長手方向にギャップのある場合の回路 A に対する等価回路

図 3.7 の等価回路を左端から見たインピーダンスを Z_M'' とし、この Z_M'' を具体的に回路計算すると、

$$\begin{aligned}
 Z_M'' &= R_M'' + jX_M'' \\
 &= \left[\frac{\left\{ \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\} \left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}}{\left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\left\{ \omega L_a + \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\} \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}}{\left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2} \right] \\
 &\quad + j \left[\frac{\left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\} \left\{ \omega L_a + \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}}{\left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{R_M \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}}{\left\{ 1 - \omega^2 L_a C_a' + \frac{R_M}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2 + \left\{ \frac{X_M - \omega C_a' R_M^2 - \omega C_a' X_M^2}{\left(1 - \omega C_a' X_M\right)^2 + \left(\omega C_a' R_M\right)^2} \right\}^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

となる.

この両辺の実部, 虚部をそれぞれ比較し, それらの関係式を, ニュートン・ラフソン法を用いて解くことによって, R_M , X_M を得る. そして, これらの値を式(3.7)に代入し, それ以降は前項と同様にして得られる方程式を μ' , μ'' について解くことでサンプルの複素透磁率を算出する. 以上が, 長手方向にギャップがある場合の透磁率算出手順になる.

3.2.4 π 型回路の多段接続による影響

前節で述べた等価回路は1段の π 型等価回路であったが, ここで図3.8に示すように π 型等価回路を多段にし, 段数を増やすことによる透磁率算出精度の違いを調べた. ここで, 図中の R_m , L_m , C_m' は式(3.4)~式(3.6)の値の $1/N$ の値としている.

図3.9には段数 N を1から10まで変えたときの回路インピーダンスの変化を示す. 実部, 虚部ともに段数を増やすことによる変化はほとんど見られない. ここでは直接に透磁率を求めているわけではないが, 回路インピーダンスがほとんど変わらないことから, 本手法では, 図3.5, 図3.7に示す1段の π 型等価回路を採用することとする.

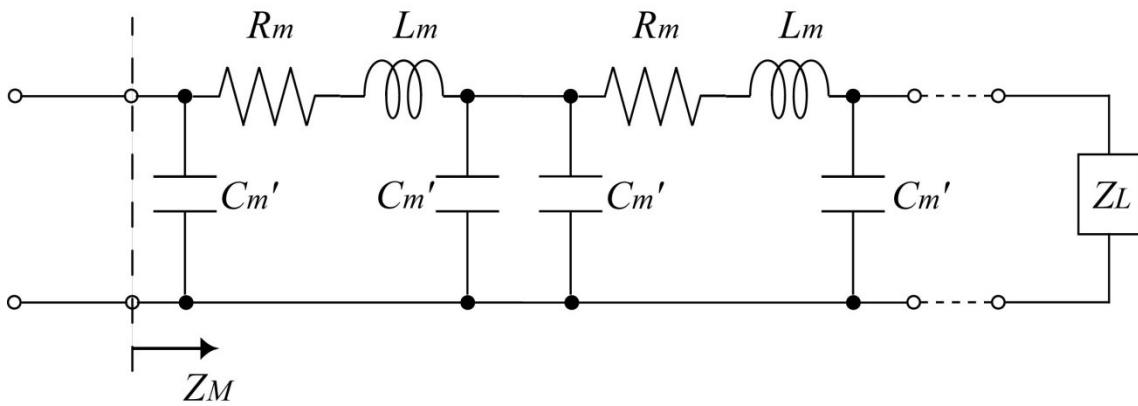
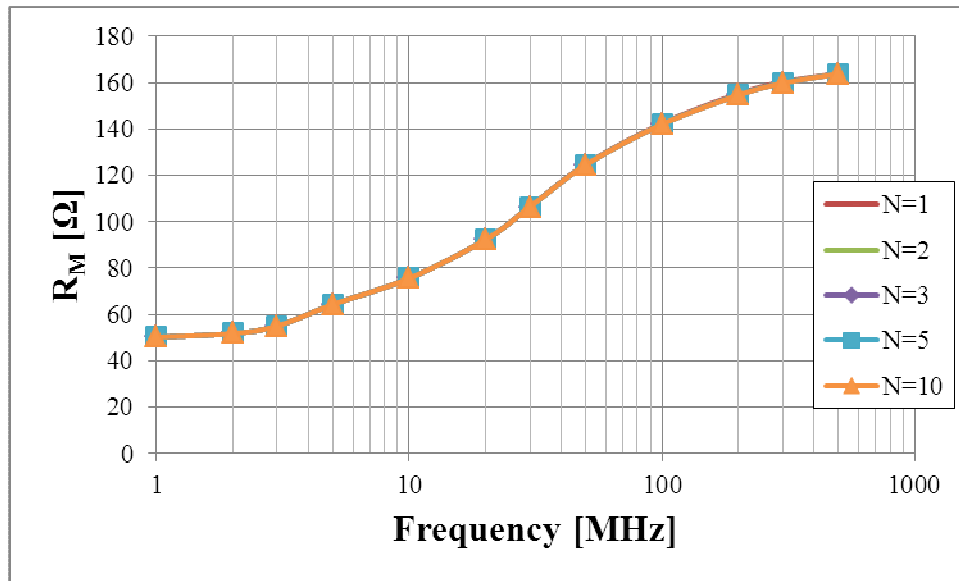
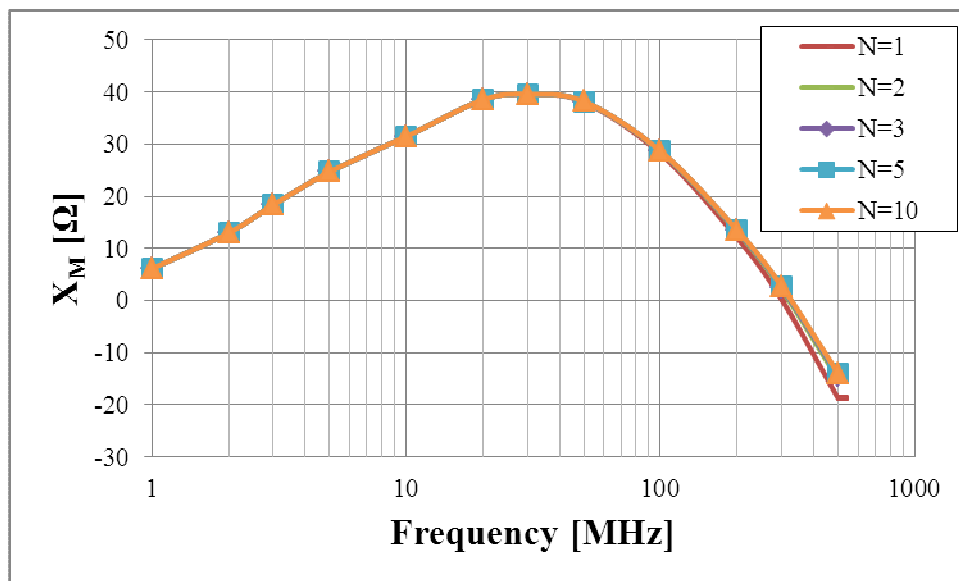


図 3.8 多段 π 型等価回路



(a) 実部 R_M



(b) 虚部 X_M

図 3.9 段数を変化させたときの回路インピーダンス

3.3 電磁界シミュレーション

3.3.1 透磁率の推定誤差

前章で述べた透磁率算出方法の有効性を確認し、さらにはその精度を検討するために、有限要素法による電磁界シミュレーションを行った。

測定回路のシミュレーションモデルとパラメータを図 3.10 および表 3.1 に示す。シミュレーションで使用するサンプル透磁率としてはメーカー公表値を使用し、前章に記述した方法で透磁率測定を行った。すなわち、測定回路のインピーダンスとしてシミュレータで計算した値を測定値の代わりに使用し、ニュートン・ラフソン法によって方程式を解くことによって透磁率を推定した。得られた透磁率の実部成分 μ_r' と虚部成分 μ_r'' の結果を図 3.11 に示す。

シミュレーションで得られた透磁率は、虚部成分の低周波(1MHz～約 5MHz)および、実部成分の高周波(500MHz)を除いて、サンプル透磁率の真値(シミュレーションでサンプルの透磁率として代入した値)に誤差率数パーセント未満で一致している。誤差率は実部成分の高周波で比較的大きくなるが、絶対誤差は 2 未満と小さい。しかし、虚部成分の絶対誤差は低周波でやや大きい。この誤差の理由の一つとして、サンプルインピーダンスの抵抗成分(透磁率虚部成分と関係がある)あるいはリアクタンス成分が非常に小さくなり、そのわずかな値のずれが測定結果に大きな影響を与えることが考えられる。図 3.12 に抵抗 R_m とリアクタンス X_m の値を $-0.2 \sim 0.2 \Omega$ の範囲で変化させたときに得られる透磁率虚部の変化を示す。測定の際に $0.1 \sim 0.2 \Omega$ の誤差があるだけでサンプル透磁率は大きく変化することがわかる。

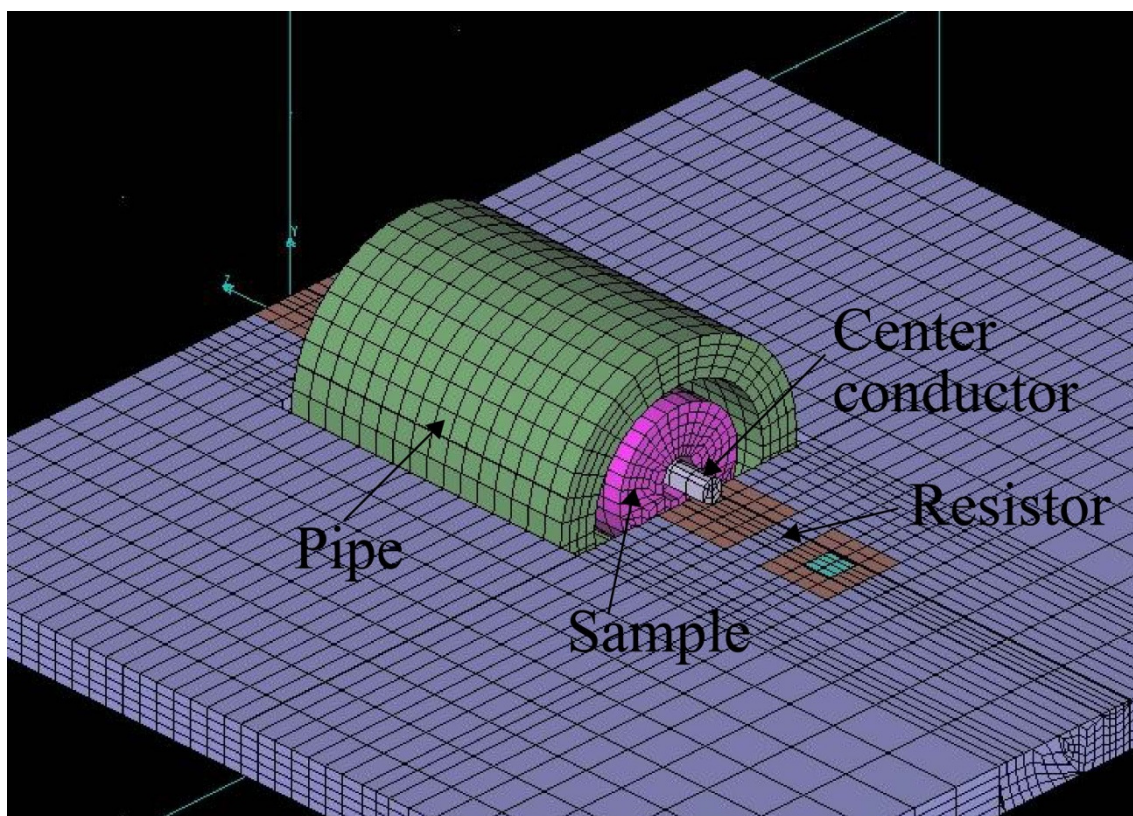
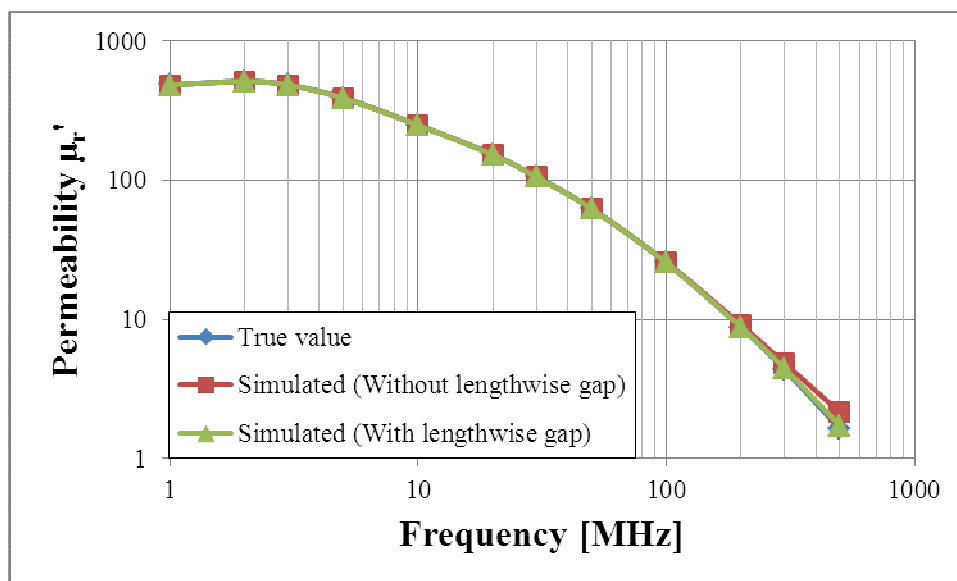


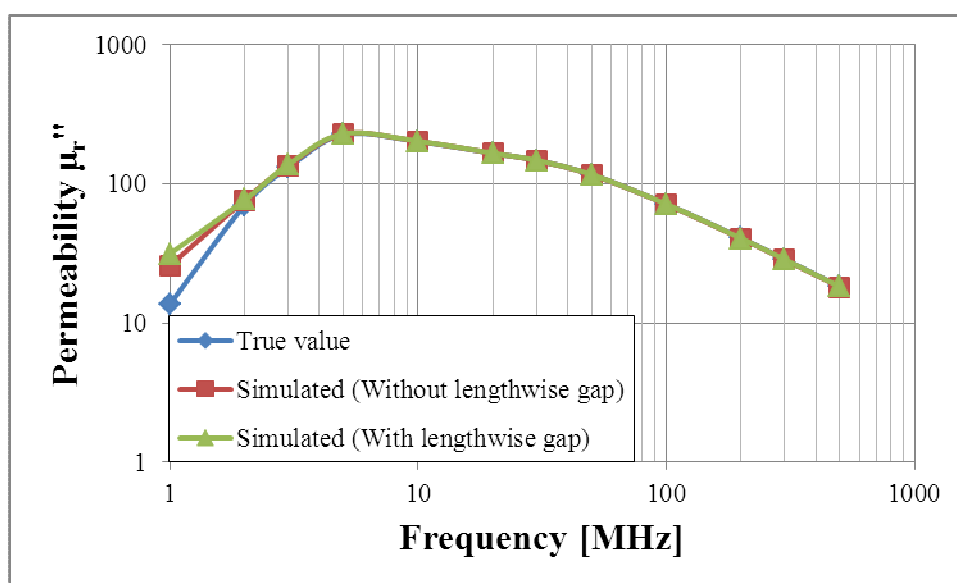
図 3.10 シミュレーションモデル

表 3.1 測定回路とサンプルのパラメータ

Initial core permeability	Core length l_s	Center conductor O.R. R_1	Core I.R. R_2	Core O.R. R_3	Metal pipe I.R. R_4	Core relative permeability $\epsilon_r (\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0)$
500	8.0 mm	0.325 mm	0.5 mm	1.75 mm	2.5 mm	14

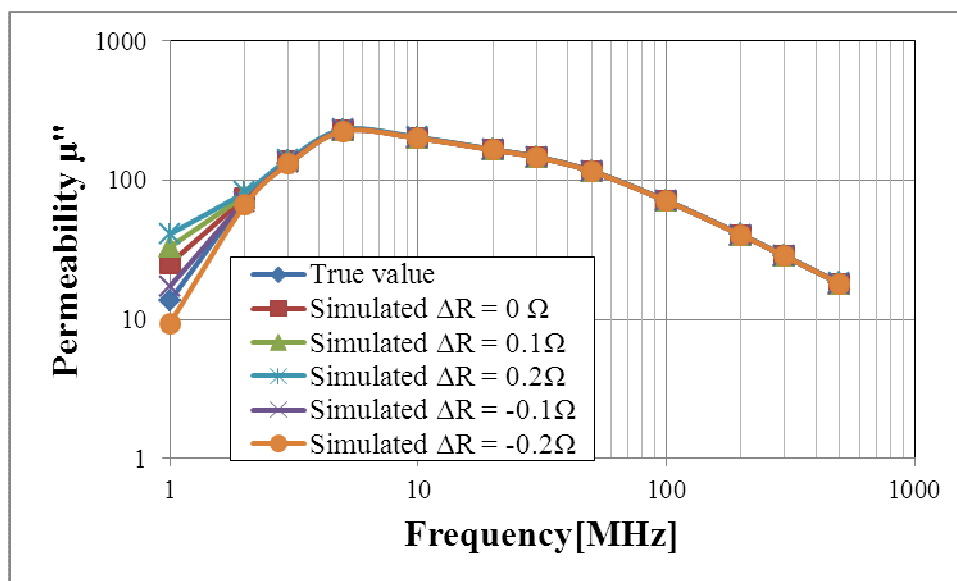


(a) 実部 μ_r'

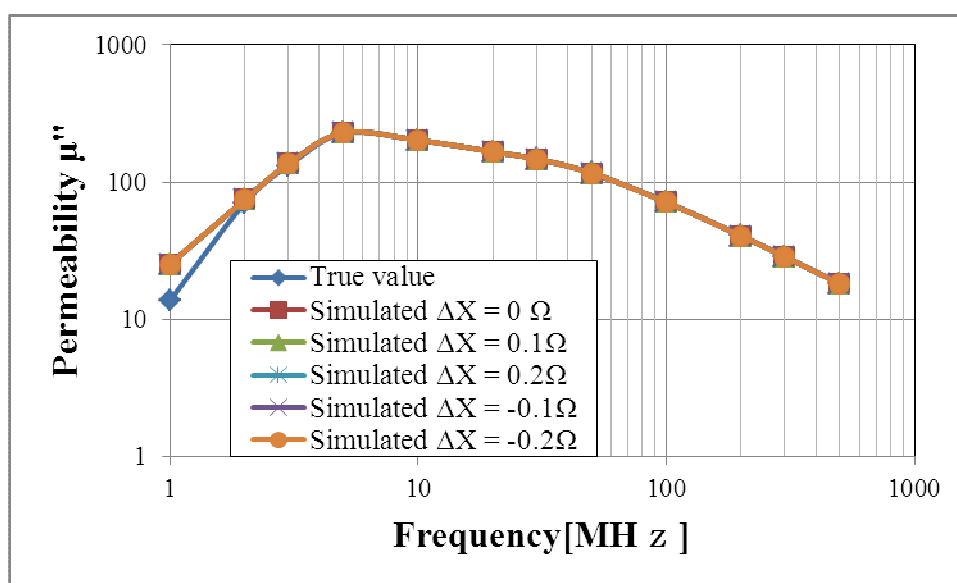


(b) 虚部 μ_r''

図 3.11 シミュレーションを用いて推定した透磁率



(a) R_m を変化させたときの透磁率 μ_r''



(b) X_m を変化させたときの透磁率 μ_r''

図 3.12 サンプルのインピーダンスを変化させたときの透磁率の虚部 μ_r''

3.3.2 初期透磁率依存性

次に、誤差の初期透磁率依存性を検討した。図 3.13 に、RF トランスにおいて典型的な値である初期透磁率 10～2000 のフェライトに対して、10MHz で誤差率を計算した結果を示す。図から測定誤差はほぼ一定で、初透磁率 10 の場合を除いて初期透磁率依存性は小さいことがわかる。初期透磁率 10 の場合でも、誤差率の大きい虚部の値は、真値が 0.07 に対して推定値は-0.489 であり、誤差は 0.5 以下であった。

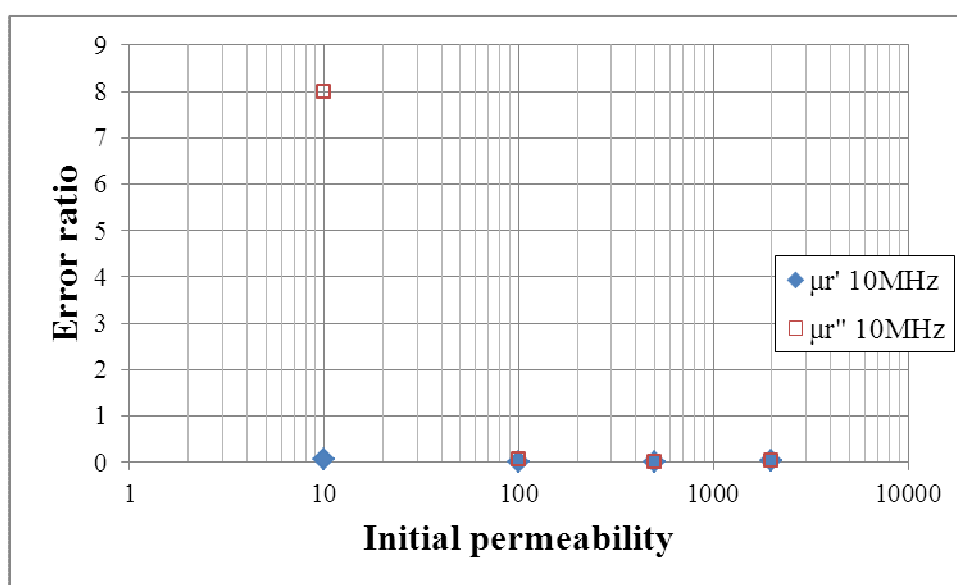
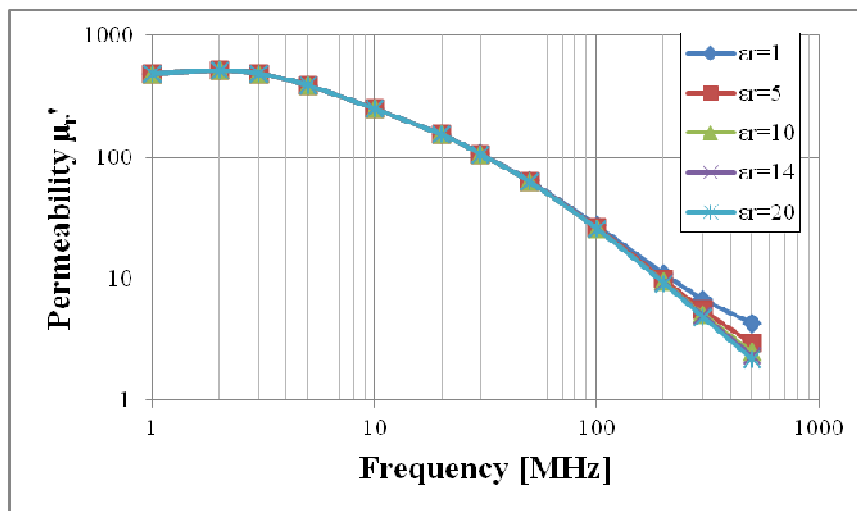


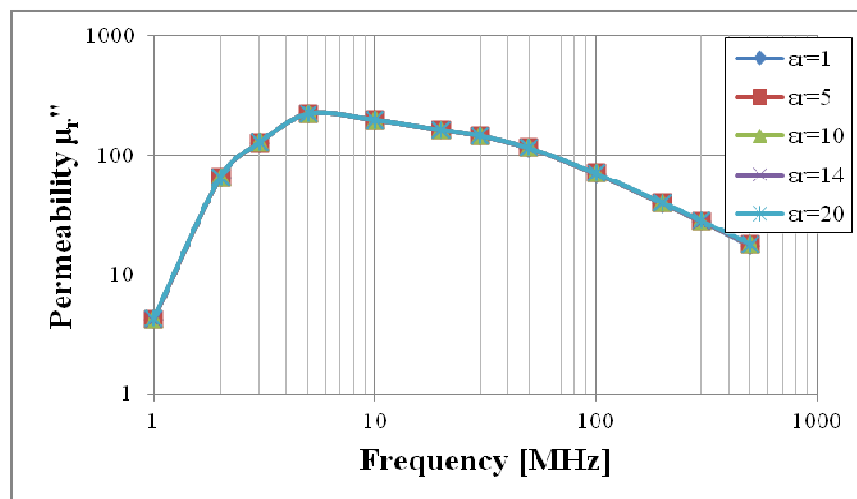
図 3.13 初期透磁率 10～2000 の 10MHz での誤差率

3.3.3 誘電率依存性

本研究ではフェライトはメーカーから購入したものを使用し、誘電率は既知と考えて透磁率を推定している．しかし未知のサンプルに対して透磁率を推定する場合には、サンプルの誘電率も未知であると考えられるため、誘電率の違いが透磁率推定どのような影響を及ぼすのか確認した．図 3.14 に誘電率を 1～20 まで変化させたときの透磁率の値を示す．多くの帯域において、誘電率の変化による影響はないが、実部の高周波域（300MHz～500MHz）では $\epsilon_r=1$ としたときに若干の影響が見られた．



(a) 実部 μ_r'



(b) 虚部 μ_r''

図 3.14 誘電率を変化させたときの透磁率

3.3.4 電磁界分布

本手法で用いる測定回路では、MSL と同軸伝送路を併用しているため、境界では電磁界分布が過渡的に変化するものと考えられる。一方、3.1 節で示した電流が測定部を流れるときの R_m , L_m , C_m は同軸構造であることを仮定しているため、電磁界分布のそれからのずれは誤差につながる。

この影響を調べるために、図 3.15 に示す測定回路の各長さ方向位置における断面内電磁界分布を図 3.16 に示す。断面 A から断面 E へと進むにしたがって、電磁界分布が同軸構造のそれへと変化していることがわかる。そして、同軸管の先端から 0.5mm 入った断面 D では、ほぼ理想的な同軸構造の電磁界分布となっており、過渡的な分布は比較的短い区間にとどまっていることがわかる。

このように過渡的分布の区間は比較的短いものの、サンプルの短さが測定結果の精度にどの程度影響するかを検証した。図 3.17 に、測定部の長さを 1mm～8mm まで変化させたときの透磁率の変化を示す。実部の高周波域及び、虚部の低周波域において、測定部の長さを 1mm にしたときの誤差が大きくなっているが、4mm, 8mm では近い値を推定している。これは、1mm のときは不安定な電磁界分布の割合が相対的に大きくなり推定値への影響が大きくなっていると考えられる。

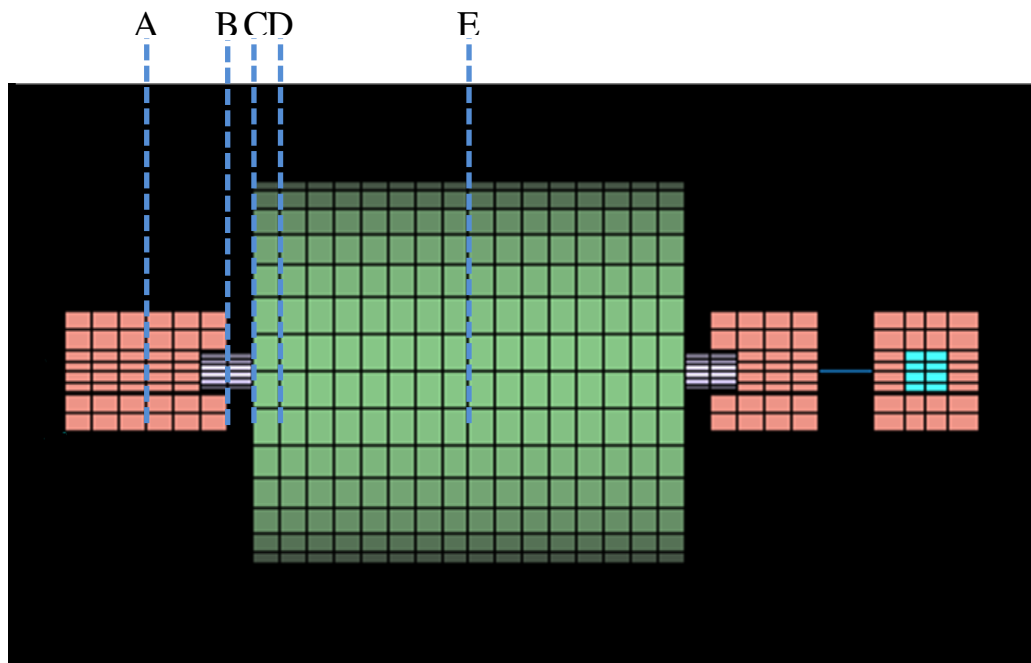
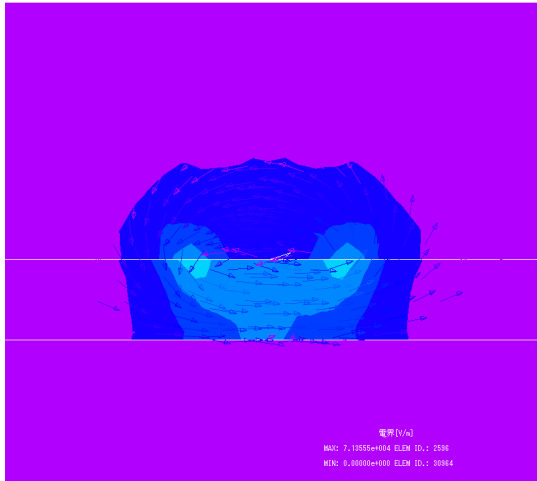
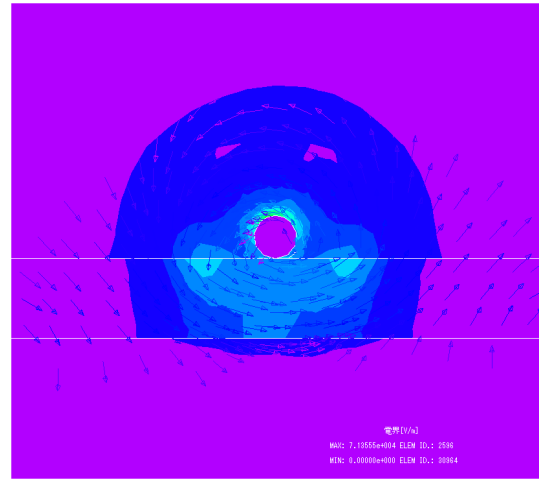


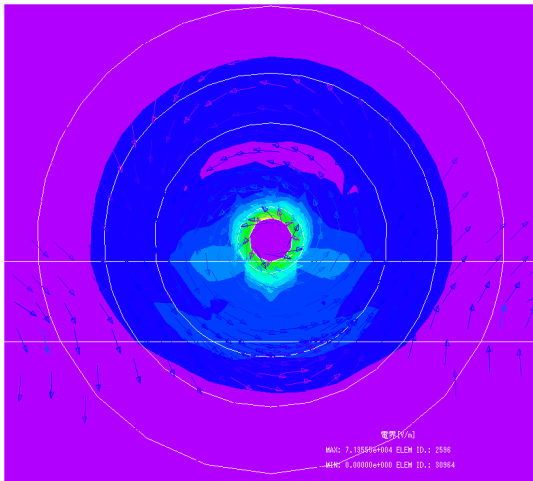
図 3.15 回路断面内電磁界分布の長手方向位置



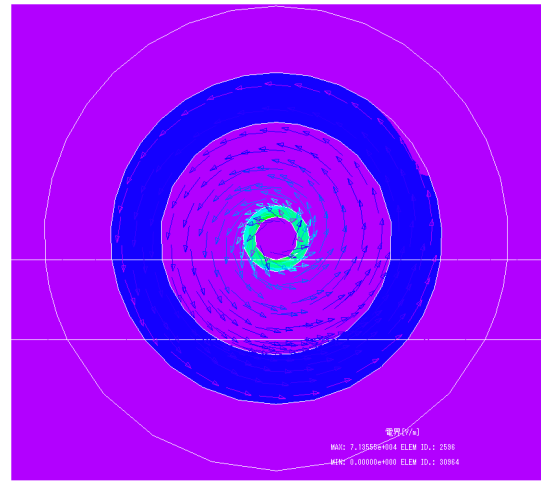
(A)



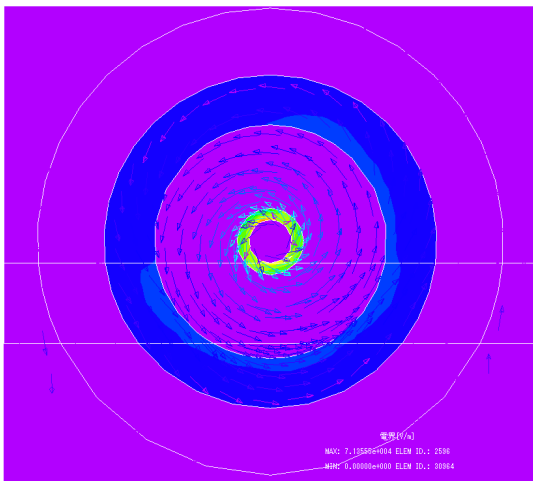
(B)



(C)

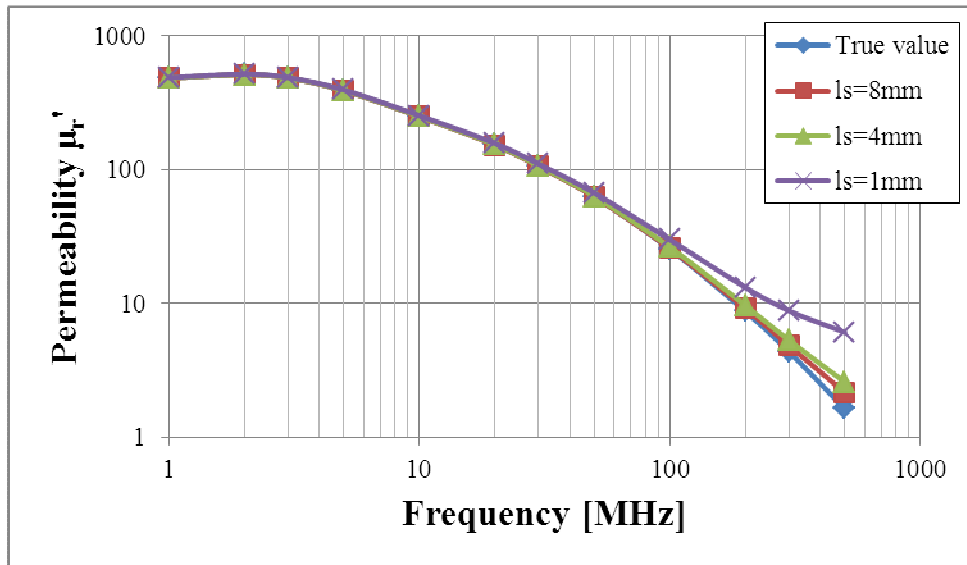


(D)

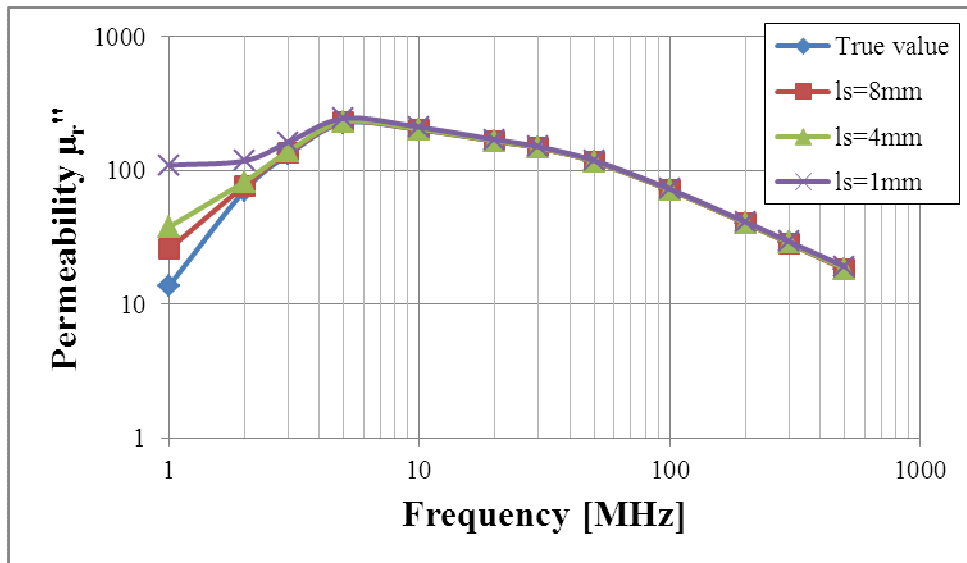


(E)

図 3.16 各断面内の電磁界分布



(a) 実部 μ_r'



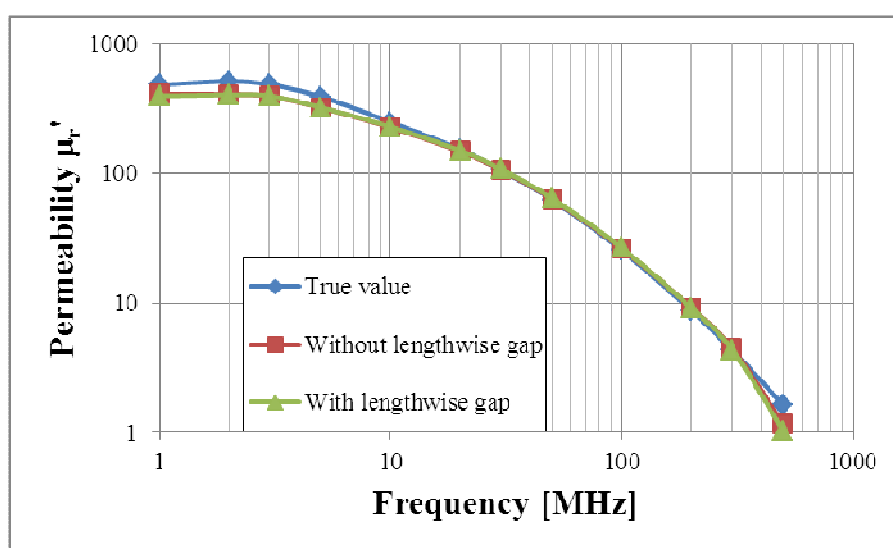
(b) 虚部 μ_r''

図 3.17 測定部の長さを変化させたときの透磁率

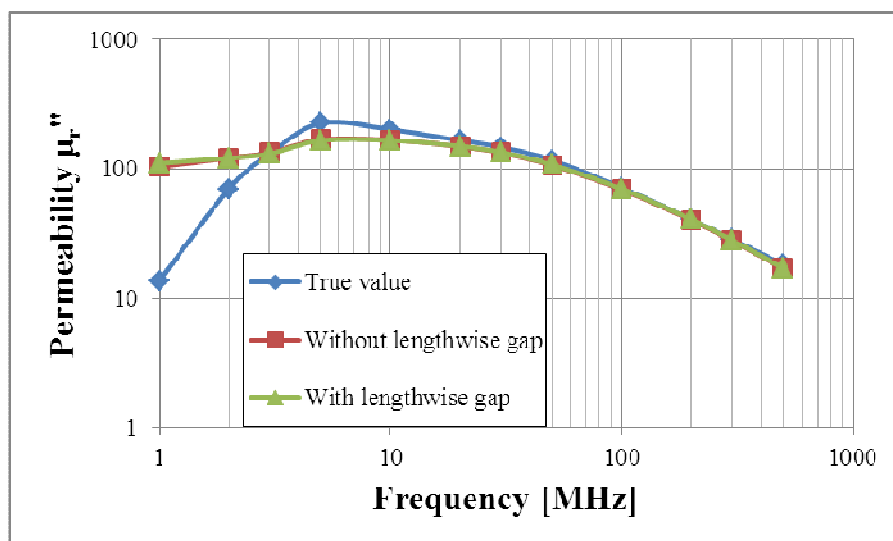
3.4 測定結果

3.3.1 節に記述したシミュレーションによって得られた結果を確認するため、実際に測定を行なった。MSL 回路の基板には厚さは 1.2mm の FR-4 基板を使用した。試験サンプルは日立金属株式会社から購入した。図 3.18 は、サンプルが金属管と同じ長さ

(8mm)の場合と、長手方向ギャップがある場合（サンプル長さが6mmで2mmの長手ギャップ）に対する測定誤差の測定データを示す。メーカーによって公表されている値[7]と測定データとの誤差は、シミュレーションの結果と同様の傾向を表し、虚部成分の低周波(1MHz～5MHz)での誤差が比較的大きい。前章で言及したように、おそらく測定回路のインピーダンスが小さいため測定誤差が生じたと考えられる。これに対して、高周波側ではどちらも良い結果が得られた。



(a) 実部 μ_r'



(b) 虚部 μ_r''

図 3.18 透磁率の測定結果

3.5 結言

本章では、従来の **MSL-CC** 法における測定誤差を低減するための手法を検討した。すなわち、従来のサンプル部分のインピーダンスと空芯のインピーダンスの比によって透磁率を算出するのではなく、サンプル部分のインピーダンスとサンプルの材料定数との関係を解析して、サンプル部分を π 型等価回路で表現し、測定によって得られるサンプルインピーダンスとの関係式を導くことで透磁率を算出する手法を検討した。その結果、例えば従来法での典型的であった 20～30% の誤差率を、数% 程度に抑えられることが明らかとなった。

次章では、こうした成果を踏まえて、**MSL-CC** 回路に直流バイアス電流を重畳する機能を追加した測定回路を検討する。そして、このバイアス電流重畳機能付き回路に対して本章と同様の等価回路表現を適用することを試みる。

- [1] H. Kato, T. Kanie, M. Masato, Y. Noro, and T. Takeo, "Measurement Method for Ferrite Core Permeability Dispersion Using a Microstrip Line," IEEJ Trans. EIS, Vol.127, No.12, pp.1960-1966 (2007)
- [2] N. E. B. Tahar, A. F. Lamer, and H. de Chanterac, "Broad-Band Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability Using a Coaxial Discontinuity," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-38, No.1, pp.1-7 (1990)
- [3] A. Kuramoto, T. Kanie, M. Adachi, M. Kato, Y. Noro, and T. Takeo, "Improvements in a Ferrite Core Permeability Dispersion Measurement Based on a Microstrip Line Method," IEICE Trans. Electron., Vol.E92-C, No.4, pp.532-538 (2009)
- [4] K. Kanemaru, A. Kuramoto, T. Kanie, Y. Noro, and T. Takeo, "Accuracy in Permeability Measurement by a Combined Microstrip Line-Coaxial Conductor Method," IEICE Trans. Electron., Vol.E94-C, No.3, pp.327-333 (2011)
- [5] J. B. Jarvis, M. D. Janezic, J. H. Grosvenor, Jr., and R. G. Geyer, "Transmission/Reflection and Short-Circuit Line Methods for Measuring Permittivity and Permeability," Natl. Inst. Stand. Technol., Tech. Note 1355-R (1993)
- [6] J. B. Jarvis, M. D. Janezic, B. F. Riddle, R. T. Johnk, P. Kabos, C. L. Holloway, R. G. Geyer, and C. A. Grosvenor, "Measuring the Permittivity and Permeability of Lossy Materials: Solids, Liquids, Metals, Building Materials, and Negative-Index Materials," Natl. Inst. Stand. Technol., Tech. Note 1356 (2005)
- [7] Hitachi Metals, Ltd. Homepage,
http://www.hitachi-metals.co.jp/prod/prod02/pdf/hj-b3-d_c.pdf
- [8] 勝田優文, 柴田佳紀, 野呂雄一, 竹尾隆, 蟹江知彦, "簡易透磁率測定法における測定誤差低減", 電気関係学会東海支部連合大会論文集, K4-3 (2011)
- [9] M. Katsuda, Y. Shibata, T. Takeo "Equivalent Network Analysis for a Permeability Measurement Arrangement Using a Combined Microstrip Line-Coaxial Conductor Method," Proceedings of IS²EMU2011, CP-26 (2011)

- [10] T. Aoyama, M. Katsuda, T. Kanie, T. Takeo, “Alternative Method for Determining Permeability of a Ferrite Core by Using a Combined Microstrip Line-Coaxial Conductor,” IEICE, Vol.E95-C, No.11, pp.1769-1775 (2012)

第4章 バイアス電流重畳機能付き MSL-CC 回路

4.1 緒言

第3章において、従来の MSL-CC 法に対して π 型等価回路を設定することで、測定誤差は従来の 20～30% から数% 以内に抑えられることが明らかとなった。本章以降では、信号成分に直流バイアス電流を重畳し透磁率を変化させる手法を検討する。本手法によれば、フェライトコアを利用した回路に対して柔軟な透磁率制御が可能となる。本研究では、バイアス電流重畳法としていわゆるバイアス T 回路を採用する。第3章までで述べた MSL-CC 回路にこのバイアス T 回路を付加するわけであるが、バイアス電流を重畳したときの透磁率測定を行うためには、回路全体のインピーダンスからバイアス T 回路の影響などを適切に除去する必要がある。本章では、回路構成の他、こうした測定上の工夫についても述べる。

4.2 バイアス電流重畳による透磁率制御の原理

まず、フェライトをコア材とする高周波トランス[1]～[2]にバイアス電流を重畳することによって透磁率を制御する原理について述べる。

測定回路において、中心導体に流れる直流電流によりフェライトコアに発生する磁界 H と磁束密度 B の間には以下の式のような関係がある。

$$B = \mu_r \mu_0 H \quad (4.1)$$

ここで μ_0 は真空の透磁率を、 μ_r は測定サンプルの比透磁率を表す。高周波信号が流れることで交流磁界 H_{AC} が発生し B - H 曲線の原点上にマイナーループと呼ばれる微小なヒステリシス曲線が形成される。直流電流が重畳されると直流磁界 H_{DC} がバイアスとして発生し、図 4.1 に示すようにマイナーループの位置が変化することになる。この際、磁束密度 B と磁界 H の関係は式(4.1)より以下のように変形される。

$$B = \mu_r \mu_0 (H_{AC} + H_{DC}) \quad (4.2)$$

マイナーループは非線形の B - H 曲線上に形成されるため、このように動作点を移動させることで透磁率 μ_r を変化させることが可能となる。

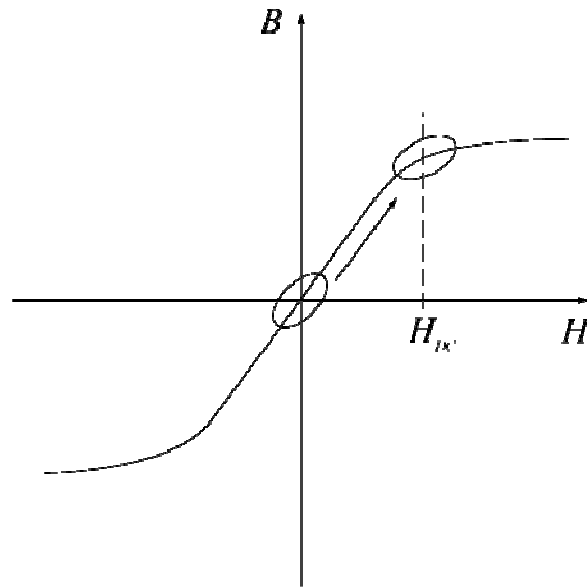


図 4.1 B - H 曲線

4.3 測定回路

本研究では，コアにバイアス電流を重畳した場合の透磁率を測定する回路として図 4.2 に示す回路を用いる[3]～[7]．特性インピーダンス 50Ω を有する 3 つの MSL の間に 50Ω のチップ抵抗と $0.1\mu\text{F}$ のチップコンデンサを挿入し，その後ろに測定サンプルであるフェライトコア(サンプルの周囲に接地金属管を配置)と，直流電流を重畳するためのバイアス T 回路が設けられている．

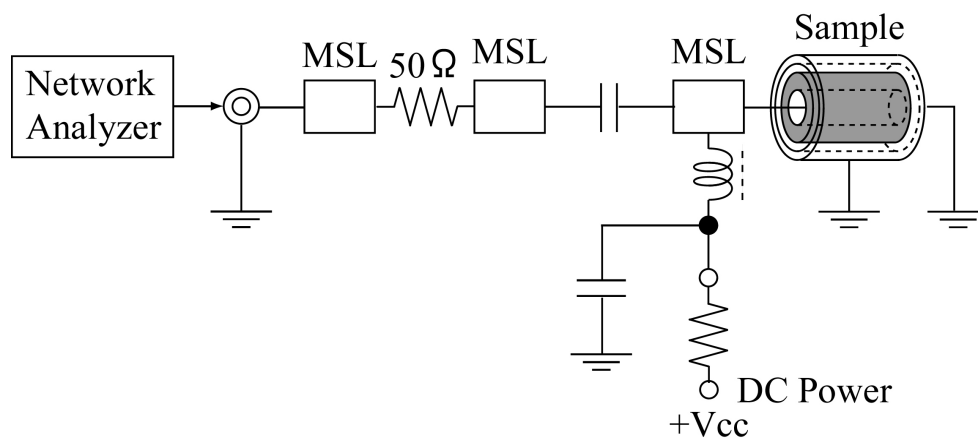


図 4.2 測定回路図

4.4 測定方法

本測定回路では、図 4.3 に示すように、ネットワークアナライザからの高周波信号はバイアス T 回路を構成するチョークコイルにより遮断されるため、サンプル側のみに流れる。一方、直流電源から入力される直流電流はチップコンデンサによって遮断されてサンプル側で高周波信号に重畳される。広帯域にわたって測定サンプルの正確なインピーダンスを算出するために、測定周波数帯域の低域側と高域側でチョークコイルを交換した。

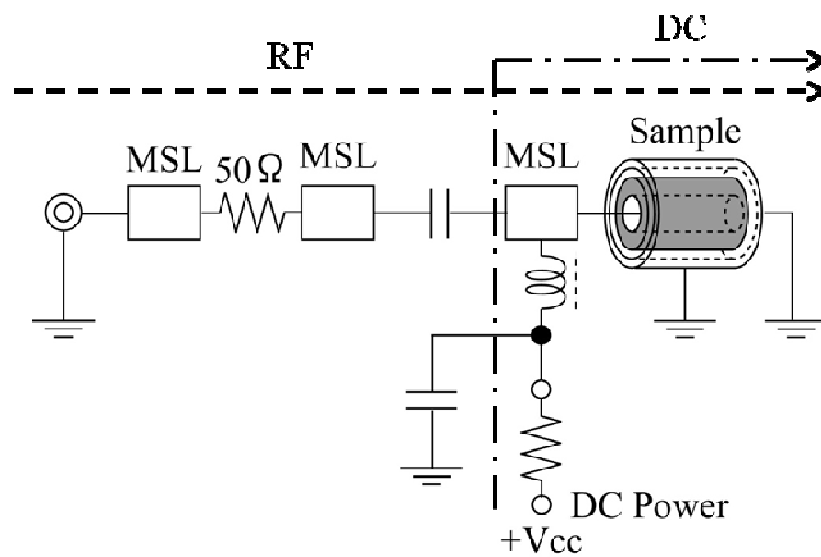


図 4.3 電流重畳法

次に、測定されたインピーダンスからフェライトコアの複素透磁率を算出する手順について説明する。

図 4.2 あるいは図 4.3 に示す測定回路を等価回路で表すと図 4.4 のようになる。図中に記載されているように、測定サンプルの手前から右をみたインピーダンスを Z_M ，回路の入力端から右をみたインピーダンスを Z_M' とする。

まず、回路の反射係数 S を測定し、そこから測定回路のインピーダンス Z_M' を求める。測定される反射係数を S ，ネットワークアナライザ側の電源インピーダンスを Z_s とすると、測定回路のインピーダンス Z_M' は以下の式で与えられる。

$$Z_M' = \frac{1+S}{1-S} Z_s \quad (4.3)$$

ここで電源インピーダンス Z_s は 50Ω である.

次に, あらかじめ測定しておいたチップ抵抗のインピーダンス Z_L , バイアス電流重畳回路のインピーダンス Z_B を Z_M' から回路的に差し引くことで, 測定サンプルのみのインピーダンス Z_M を得ることができる.

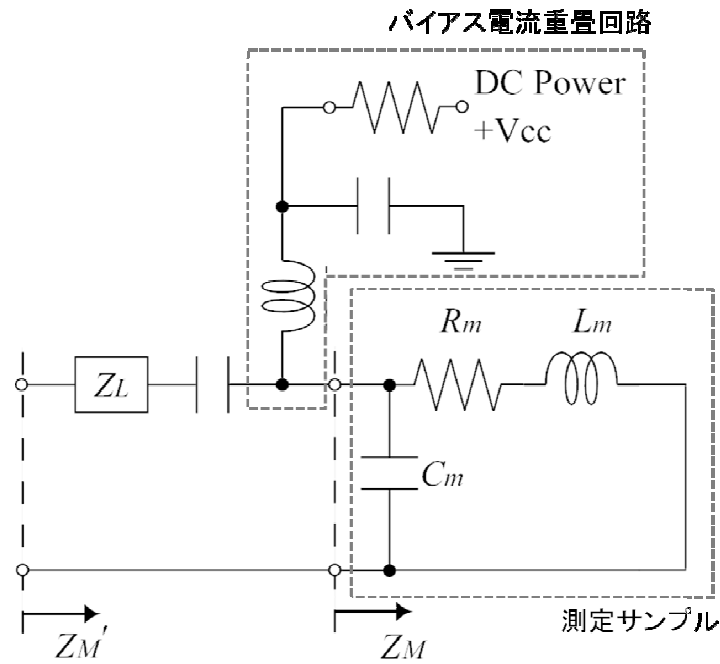


図 4.4 測定回路の等価回路

次に, 図 4.4 に示す等価回路において, 測定サンプル部分の損失成分を R_m , 自己インダクタンスを L_m , 静電容量を C_m とすると, これらのパラメータと Z_M との間には次の関係がある.

$$Z_M = \frac{R_m + j\omega L_m}{1 - \omega^2 L_m C_m + j\omega R_m C_m} \quad (4.4)$$

ただし, R_m , L_m , C_m はそれぞれ次のように与えられる.

$$R_m = \frac{\omega l_s}{2\pi} \mu'' \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \quad (4.5)$$

$$L_m = \frac{l_s}{2\pi} \mu_0 \ln \left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} \right) + \frac{l_s}{2\pi} \mu' \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \quad (4.6)$$

$$C_m = \frac{2\pi l_s}{\frac{l}{\varepsilon_0} \ln \left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} \right) + \frac{l}{\varepsilon} \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right)} \quad (4.7)$$

ここで、 l_s はコア長さ、 R_1 は導線の外径の半径、 R_2 はフェライトの内径の半径、 R_3 はフェライトの外径の半径、 R_4 は金属管の内径の半径、 μ_0 は真空の透磁率、 ε_0 は真空の誘電率、 ε はフェライトの誘電率、 $\mu = \mu' - j\mu''$ はフェライトの透磁率である。式(4.5)～式(4.7)を式(4.4)に代入すると以下の関係式が導かれる。

$$Z_M = \frac{A\omega\mu''}{\alpha_1\mu'^2 + \beta_1\mu' + \alpha_1\mu''^2 + \gamma_1} + j \frac{\alpha_2\mu'^2 + \beta_2\mu' + \alpha_2\mu''^2 + \gamma_2}{\alpha_1\mu'^2 + \beta_1\mu' + \alpha_1\mu''^2 + \gamma_1} \quad (4.8)$$

ただし、

$$A = \frac{l_s}{2\pi} \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \quad (4.9)$$

$$\alpha_1 = \omega^4 C_m^2 A^2 \quad (4.10)$$

$$\beta_1 = 2\omega^2 C_m A (\omega^2 C_m B - 1) \quad (4.11)$$

$$B = \frac{\mu_0 l_s}{2\pi} \ln \left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} \right) \quad (4.12)$$

$$\gamma_1 = (\omega^2 C_m B - 1)^2 \quad (4.13)$$

$$\alpha_2 = -\omega^3 C_m A^2 \quad (4.14)$$

$$\beta_2 = \omega A (1 - 2\omega^2 C_m B) \quad (4.15)$$

$$\gamma_2 = \omega B (1 - \omega^2 C_m B) \quad (4.16)$$

である。これまでと同様にこの式(4.8)をニュートン・ラフソン法によって解くことで、フェライトの透磁率 μ が算出できる。

4.5 結言

本章では, フェライトコアに直流磁界を重畳するための工夫として, **MSL-CC** 回路にバイアス **T** 回路を追加することによって, 高周波信号に直流バイアス電流を重畳する方式を提案した. そして, この回路に対して第 3 章で行ったと同様の等価回路表現を導き, 本回路を用いたときの透磁率算出式を導出した.

次章では, このバイアス電流重畳機能付き **MSL-CC** 回路を用いた透磁率測定およびその測定精度の検証を行う.

- [1] R. M. Bozorth, Ferromagnetism, IEEE Press, New York (1993)
- [2] A. Goldman, Handbook of Modern Ferromagnetic Materials, Kluwer Academic Publishers, Norwell (1999)
- [3] T. Aoyama, Y. Shibata, T. Kanie, and T. Takeo, “Active Control of RF Splitter Isolation by Superimposing Bias Current,” IEICE Trans. Electron., Vol. E95-C, No.7, pp.1297-1299, July (2012)
- [4] T.Kanie, R.Miyazaki, T.Takeo, and A. Kuramoto, “Measurement of the Temperature Dependence of the Magnetic Permeability in a Ferrite Core by Applying a Direct-Current Magnetic Field,” Proc. of ICEE2012, P-FS2-18 (2012)
- [5] 勝田優文, 蟹江知彦, 竹尾隆, 「バイアス電流重畳による高周波トランスコア透磁率の変化」, 電気学会電子情報システム部門大会講演論文集, GS10-7 (2012)
- [6] 菊池洸裕, 勝田優文, 竹尾隆, 蟹江知彦, 「バイアス電流重畳による高周波トランスコア透磁率の制御」, 平成 24 年電気関係学会東海支部連合大会講演論文集, M4-2(2012)
- [7] K.Kikuchi and T. Takeo, “Measurement of the Magnetic Permeability in a Ferrite Core by Superimposing a Bias Current,” Proc. of IS²EM 2012, CP-16 (2012)

第5章 バイアス電流重畳時の透磁率測定結果

5.1 緒言

第4章においては、フェライトコアに直流磁界を印加するために、従来の **MSL-CC** 法で用いられる測定回路にバイアス電流重畳機能を付与した回路について、その回路構成や透磁率算出法を述べた。つまり、回路構成としては従来の **MSL-CC** 法におけるサンプル回路（回路 A）にバイアス **T** 回路を追加することによって高周波信号に直流バイアス電流を重畳した。

本章においては、このバイアス電流重畳機能付き回路に対して、第3章で述べたような等価回路表現を測定部分に適用することにより、測定回路のインピーダンスから透磁率を算出する手順によって数%以内の誤差でバイアス電流重畳時の透磁率を測定可能なことを、電磁界シミュレーションによって示す。次に、以上の事柄を実験的に確認し、そのあと実際に直流バイアスを重畳したときの透磁率測定結果について述べる。

5.2 電磁界シミュレーションによる測定精度検討

バイアス電流を重畳するために第3章の **MSL-CC** 回路にバイアス **T** 回路を付加した回路について第4章で述べた。本章では、このバイアス電流重畳機能付き回路に対して、第3章と同様の手法によって透磁率測定を行った結果[1]～[5]について述べる。

第4章で述べた透磁率決定手順の妥当性を検証するために、まず、有限要素法に基づいた電磁界シミュレーションを行った。シミュレーションで用いたモデルを図 5.1 に、またその主要なパラメータ[6]を表 5.1 に示す。以下では、この回路を **C1** と呼ぶことにする。シミュレーションにおいては、バイアス **T** 回路のチョークコイルのインピーダンスとして、後に述べる測定結果を利用した。つまり、シミュレーションモデルのチョークコイルのインピーダンスとしては、実際に測定したチョークコイルのインピーダンス値を用いた。このようなシミュレーションによって測定回路のインピーダンス Z_M' を求めた。

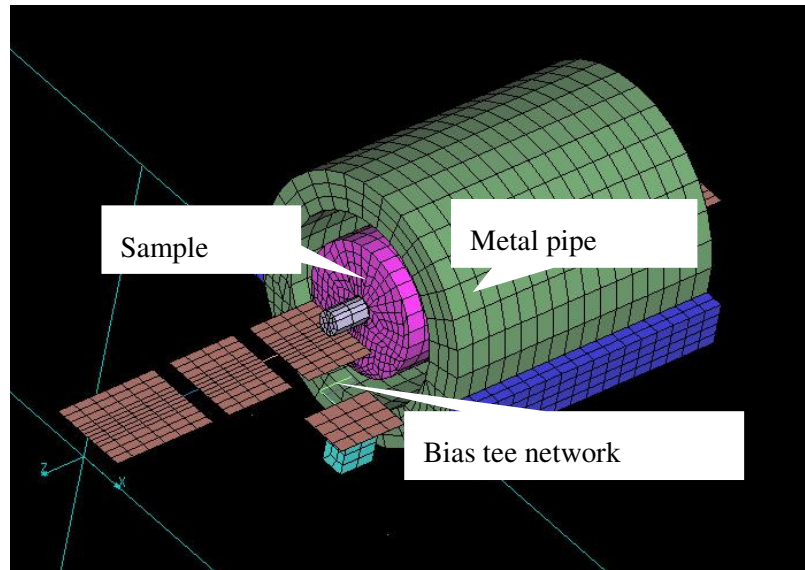
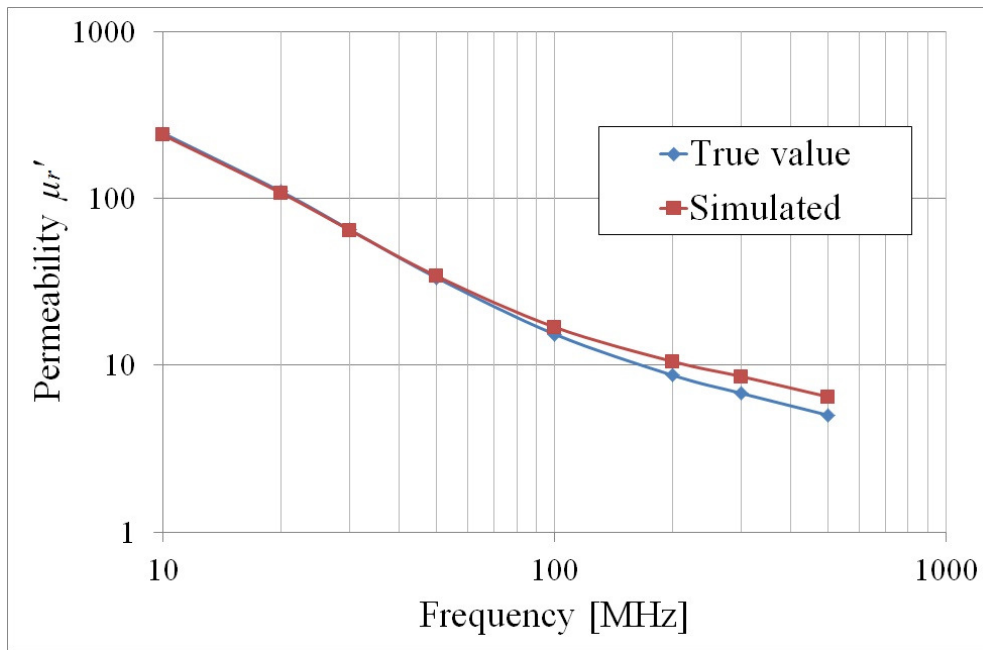


図 5.1 シミュレーションモデル

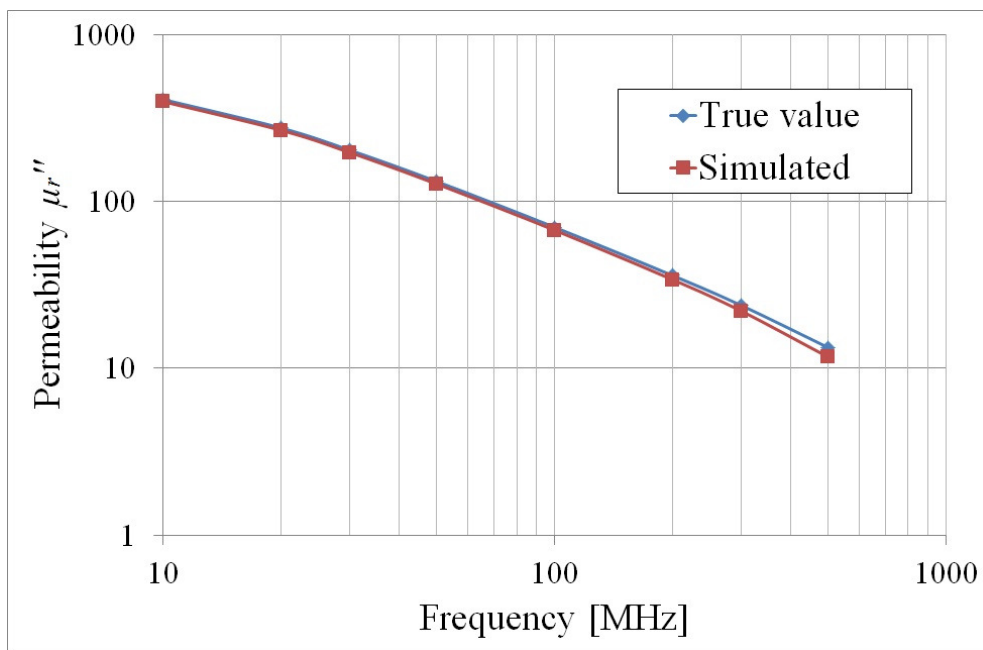
こうして計算した測定回路のインピーダンスを式(4.8)に代入し，この方程式をニュートン・ラフソン法によって解いた．その結果を図 5.2 に示す．図中の真値とは，シミュレーションの際にサンプルの透磁率として代入した値のことである．図からわかるように，この真値と，上述の手順で求めた透磁率とは，数%以内の誤差でよく一致している．しかし，透磁率の実数部について高周波側で若干誤差が大きくなっている．

表 5.1 シミュレーションモデルの諸パラメータ

Initial core permeability	Core length	Core O.D.	Core I.D.	Metal pipe I.D.	Center conductor O.D.
2000	8.0 mm	3.5 mm	0.7 mm	5.0 mm	0.65 mm



(a) 実部



(b) 虚部

図 5.2 透磁率測定のスミュレーション結果

5.3 透磁率測定結果

バイアス電流を印加したときのフェライトコアの透磁率を測定するまえに、バイアス T 回路のチョークコイルの影響を正しく補正できているかを確認した。そのために、図 5.3 に示す測定回路 C1 の他に回路 C1' を作製した。回路 C1' は回路 C1 と基本的に同じものであるが、バイアス T 回路が設けられていない点異なる。

以上の二つの回路に対してインピーダンスを測定した。この測定において、回路 C1 についてはバイアス電流をゼロとした。また、回路 C1 の場合には全体のインピーダンスからバイアス T 回路の影響を差し引いた。

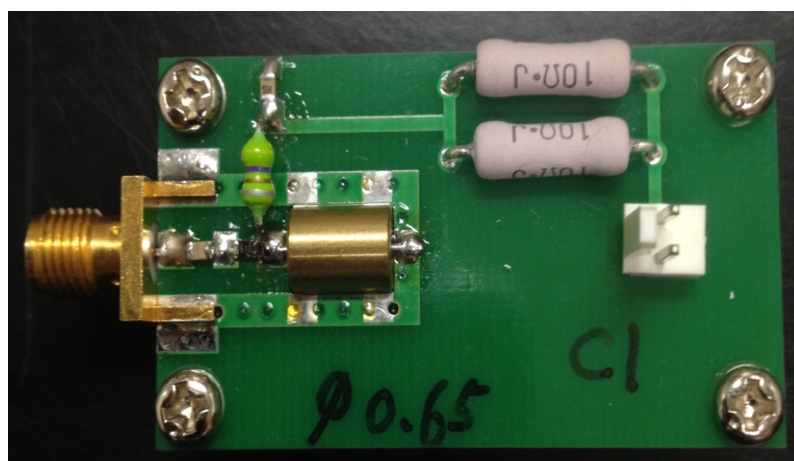


図 5.3 測定回路の写真

5.3.1 バイアス回路の補正

図 5.4 に示すように、バイアス T 回路のインピーダンスは対象とする周波数範囲において共振特性を有しており、大きな周波数依存性を有する。

図 5.5 からわかるように、バイアス電流をゼロに設定しバイアス T 回路の影響をキャンセルした回路 C1 のインピーダンスと、回路 C1' のインピーダンスの差は数%以内で一致している。このことから、上述した透磁率算出手順の妥当性を示しているものと判断できる。

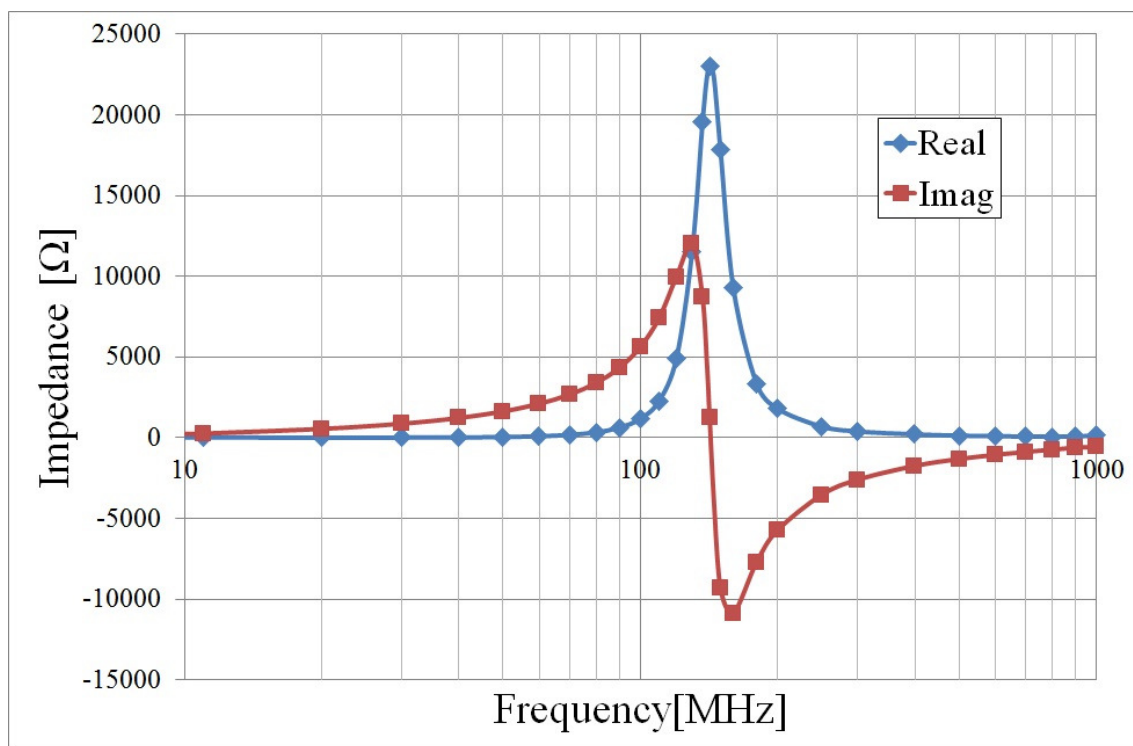
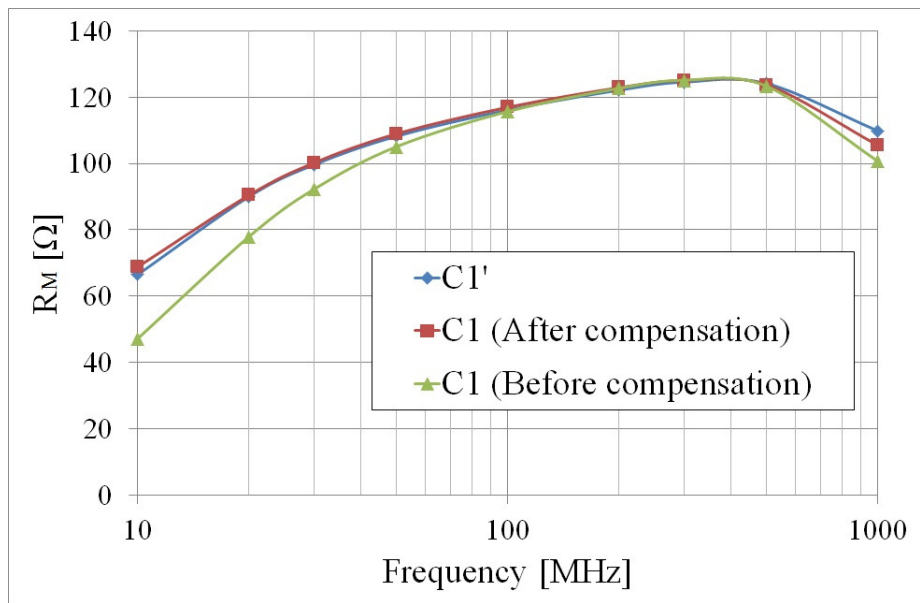
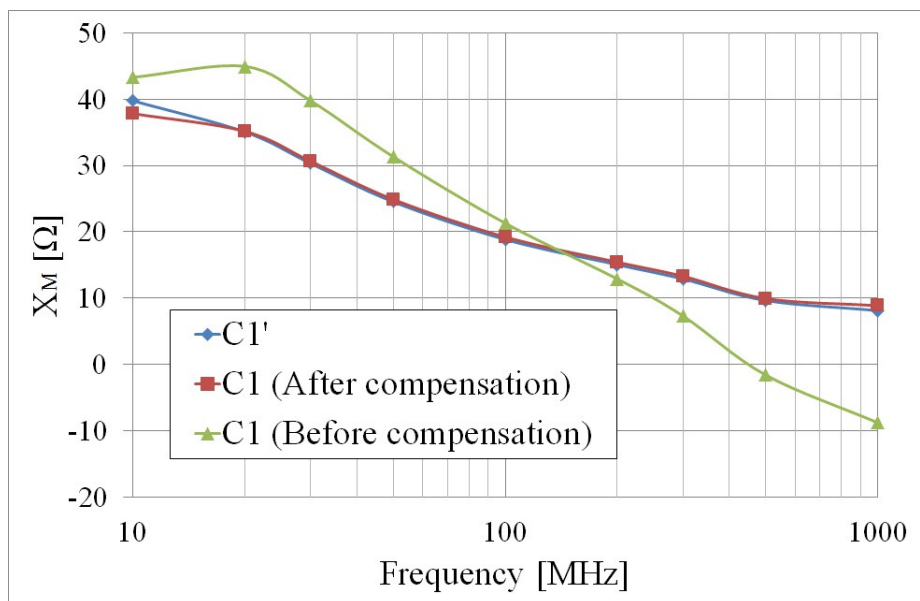


図 5.4 バイアス T 回路のインピーダンス



(a) 抵抗成分

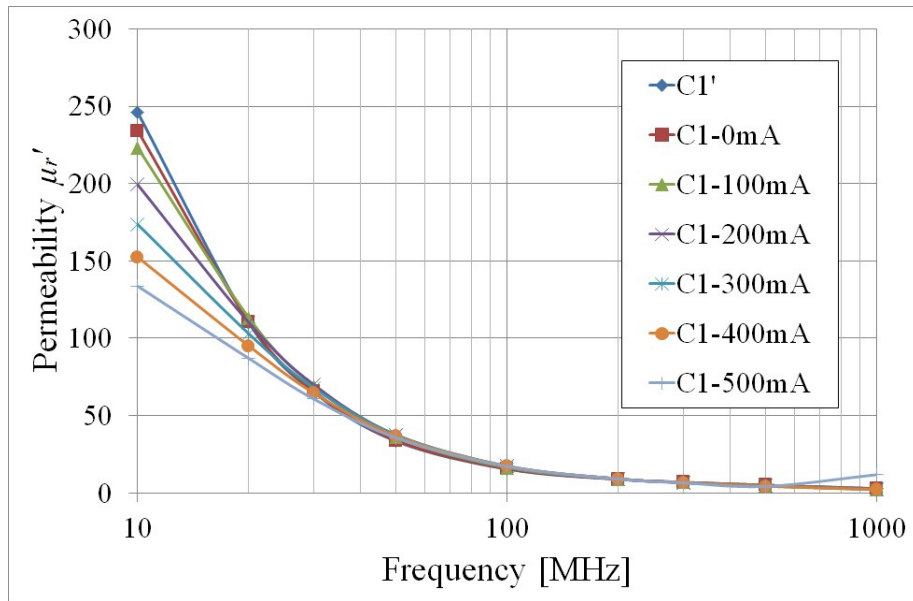


(b) リアクタンス成分

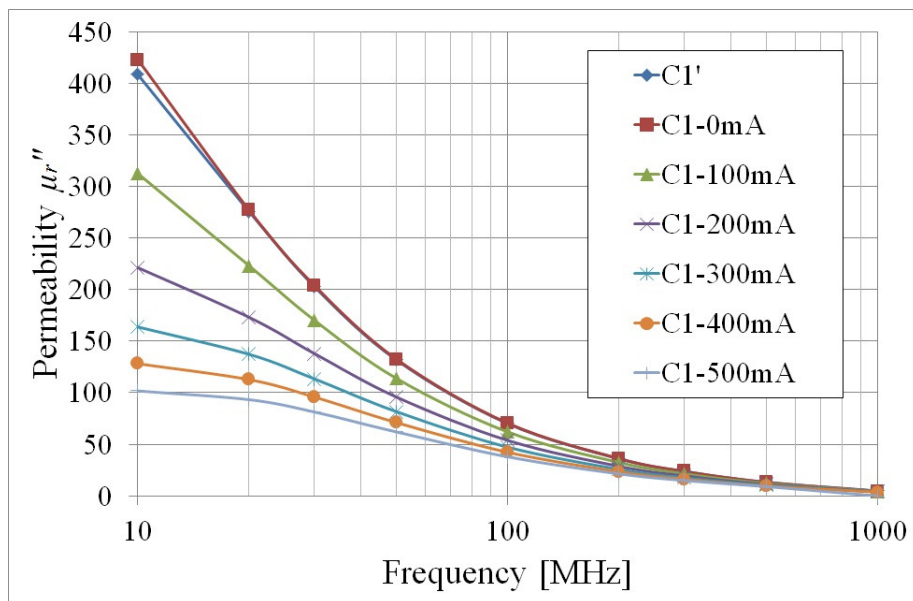
図 5.5 バイアス T 回路の影響の補正

5.3.2 バイアス電流重畳時の透磁率

以上のような確認作業を行ったあと、バイアス電流重畳時の透磁率測定を行った。測定ではバイアス電流値は 0mA から 500mA まで変化させ、ネットワークアナライザからの高周波信号に重畳した。測定結果を図 5.6 に示す。



(a) 実部



(b) 虚部

図 5.6 バイアス電流重畳時の透磁率測定結果

図から、複素透磁率の実部、虚部ともに、バイアス電流によって大きく変化することがわかる。特に低周波域における変化が大きい。具体的には、10MHz において、バイアス電流を 0mA から 500mA まで変化させたとき、透磁率の実部は 240 から 135 まで低下し、虚部は 400 から 100 まで低下することがわかる。

5.3.3 加熱の影響

フェライトコアの複素透磁率は温度依存性を持っている事が知られており，中心導体に電流を流すことで測定サンプルが温められ透磁率が変化することが測定する上で問題視される．ここでは実際に電流を流した際のサンプルの温度変化に関して，温度センサーを用いて測定した結果を図 5.7 に示す．同図より電流を流した際のサンプルの温度は 10 分以上にわたってほとんど変化せず(1℃以内)一定の値を取っており，温度変化による透磁率の変化はなく，事実上問題のないことがわかる．

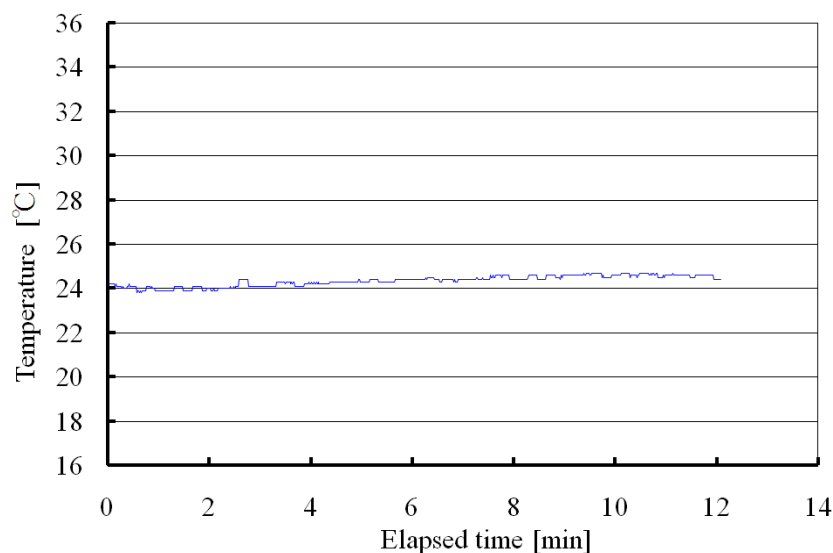


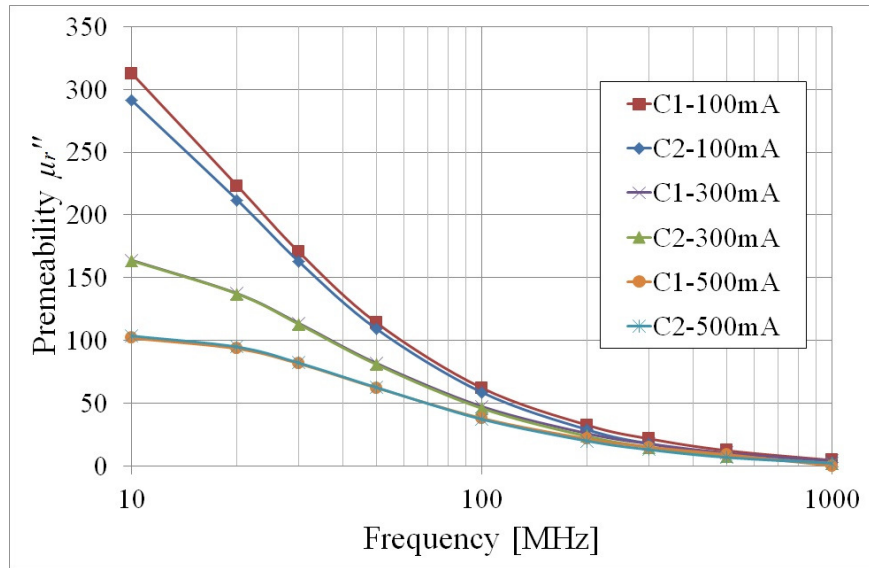
図 5.7 電流重畳時のサンプルの温度変化

5.4 測定結果の検証

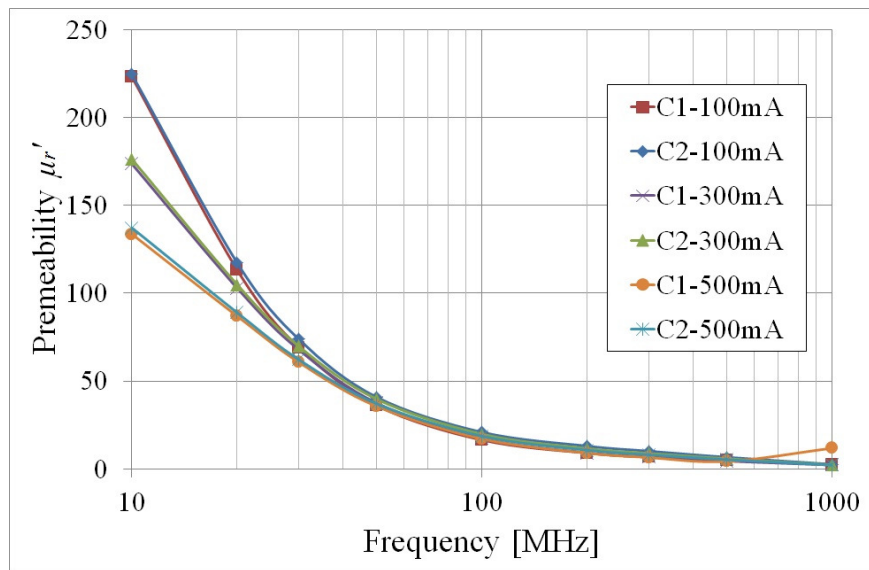
5.4.1 別回路による検証

前節で得られた測定結果を検証するために別の回路 C2 を作製した．回路 C2 は回路 C1 と基本的に同じものであるが，同軸金属管の内径が C1 の 5mm に対して 3.5mm に作製されている．ただし，サンプルは両者とも同じものを設置した．

二つの回路とも同じサンプルを用いていることから，両者から求めた透磁率は当然一致しなければならない．図 5.7 にはバイアス電流 100mA，300mA，500mA に対して C1 および C2 から得られた透磁率を比較する形で示している．



(a) 実部



(b) 虚部

図 5.8 二つの回路 C1, C2 による透磁率測定結果の比較

図からわかるように、透磁率の虚部においてバイアス電流が 100mA の場合に若干違いが大きいものの、その他の条件においては C1 と C2 から得た結果はほぼ一致しており、測定結果が妥当なことを示している。

5.4.2 透過特性による検証

つぎに、別の検証法として図 5.9 に示すような測定配置を用いた測定を行った。図の回路は、バイアス電流を重畳した状態でフェライトサンプルを装荷した導線の透過特性を測定するためのものである。バイアス電流をサンプル部分のみで重畳するため、サンプル部分の後ろ側にもバイアス T 回路が配置されている。したがって、直流電源からの DC 電流はサンプル部分で RF 信号と重畳されたあと、後段のバイアス T 回路のために出力へは流れないようにになっている。

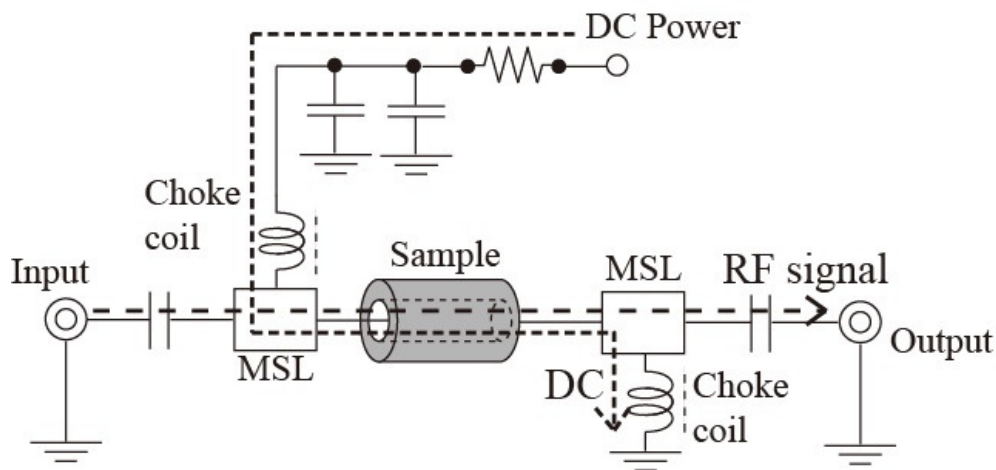


図 5.9 バイアス電流重畳時の透過特性の測定図

以上の回路を用いて測定したフェライトの透過特性 S_{21} に対する測定結果を、バイアス電流 100mA, 300mA, 500mA の場合について図 5.10 に示す。図からわかるように、透過特性はバイアス電流が増大するとともに低下している。図 5.10 には、サンプルの透磁率として測定で得られた値を代入して行った電磁界シミュレーションによって求めた S_{21} もプロットされている。透過特性の測定値とシミュレーション値は 500MHz を除いて 0.5dB 以内で一致していることがわかる。

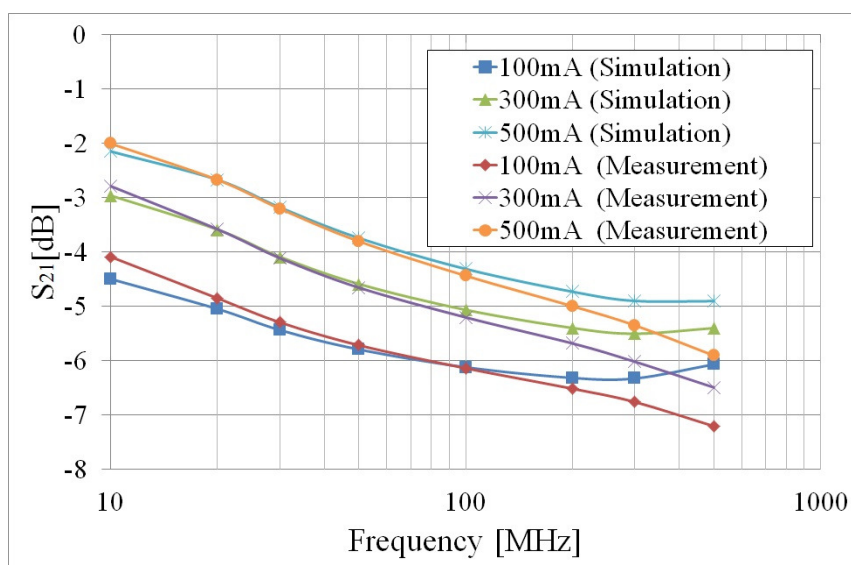


図 5.10 透過特性の実験値とシミュレーション値の比較

つぎに、透過特性 S_{21} のこの違いが透磁率に換算してどの程度の違いになるかを評価した。その結果を図 5.11 に示す。図では測定で得られた透磁率の値を 10% から 30% まで変化させたときに、透過特性 S_{21} がどの程度変化するかを示しているが、500MHz を除いて、測定値とシミュレーション値は透磁率換算して 10% 以内で一致していることがわかる。

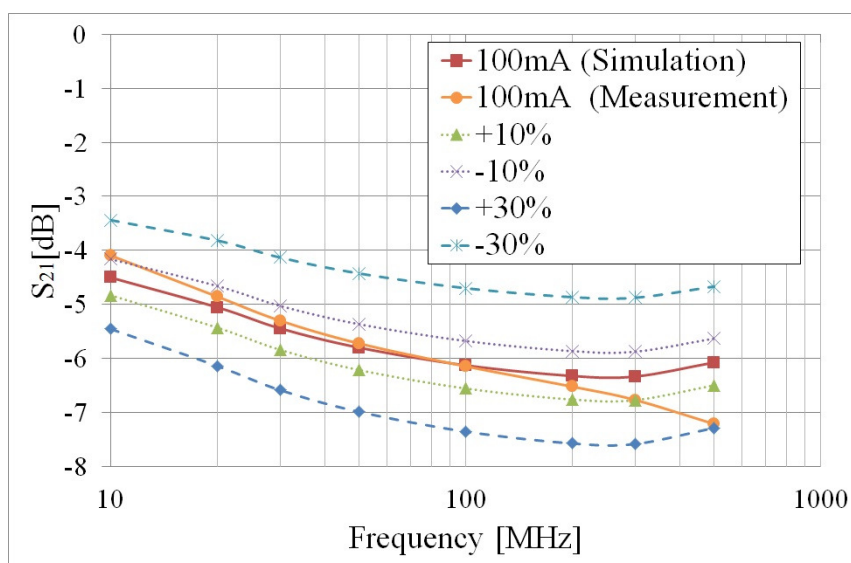


図 5.11 透磁率を 10%～30% 変化させたときの S_{21} の変動

5.5 結言

本章では、バイアス電流重畳機能付き MSL-CC 回路を用いてフェライトコアの透磁率測定を行った結果について述べた。まず、本回路を用いたときの透磁率測定精度について電磁界シミュレーションによって検討を行い、数%以内の誤差で測定可能なことを示した。この結果を踏まえて、実際に 500mA までの直流バイアス電流を印加しながら透磁率測定を行い、透磁率の実部および虚部ともに大きく可変、制御できることを示した。また、2 種類の実験を通じて、本手法による透磁率測定結果の妥当性を検証した。その結果、10MHz から 300MHz の範囲においては誤差率 10%以内の測定精度を有することが明らかとなった。

以上、バイアス電流を重畳することによって透磁率を制御可能なことが明らかとなり、第6章ではこのことを踏まえて、本手法を高周波分配器のアイソレーション制御に応用した結果について述べる。

- [1] T. Aoyama, Y. Shibata, T. Kanie, and T. Takeo, “Active Control of RF Splitter Isolation by Superimposing Bias Current,” IEICE Trans. Electron., Vol. E95-C, No.7, pp.1297-1299, July 2012
- [2] T.Kanie, R.Miyazaki, T.Takeo, and A. Kuramoto, “Measurement of the Temperature Dependence of the Magnetic Permeability in a Ferrite Core by Applying a Direct-Current Magnetic Field,” Proc. of ICEE2012, P-FS2-18, 2012
- [3] 勝田優文, 蟹江知彦, 竹尾隆, “バイアス電流重畳による高周波トランスコア透磁率の変化”, 電気学会電子情報システム部門大会講演論文集, GS10-7 (2012)
- [4] 菊池洸裕, 勝田優文, 竹尾隆, 蟹江知彦: “バイアス電流重畳による高周波トランスコア透磁率の制御”, 平成 24 年電気関係学会東海支部連合大会講演論文集, M4-2(2012)
- [5] K.Kikuchi and T. Takeo, “Measurement of the Magnetic Permeability in a Ferrite Core by Superimposing a Bias Current,” Proc. of IS²EMU 2012, CP-16 (2012)
- [6] Tomita Electric Co., Ltd., Homepage, <http://www.tomita-electric.com/en/>

第6章 バイアス電流重畳による透磁率制御法の高周波分配器 アイソレーション特性制御への応用

6.1 緒言

高周波（RF）分配器は映像・通信伝送路に不可欠の装置であり、広く利用されている。その重要性は今日のブロードバンド伝送時代においてはますます大きくなっており、周波数帯域もより広い範囲が要求されつつある。RF 分配器は損失やアイソレーションといった特性により性能が評価される。このうち、アイソレーション特性は信号を分配する分配トランスに用いられているフェライトコアの寸法、形状や複素透磁率によって大きく変動することがわかっている。これは、後述するようにアイソレーションがコアのインピーダンスと密接に関係しており、一方でコア寸法や透磁率がフェライトコアのインピーダンスを決める主要因となっているためである。

以上のような事情を踏まえて、本章では第4章および第5章で詳述したバイアス電流重畳によるフェライトコア透磁率制御法を高周波分配器のアイソレーション特性の制御へ応用することを検討する。

6.2 RF 分配器

緒論でも述べたように RF 分配器には高周波トランスが使用されている。例えば図 6.1 に示す 2 分配器の場合、信号分配のための分配トランス 1 個と、出力側のインピーダンスを整合するための整合トランス 2 個から構成されている。分配トランスについて考えた場合、理想トランスを実現すべく漏れ磁束を無くするためにはトランスを構成するコイルのインダクタンスが大きいことが望ましいと考えられる。CATV システムのような広い周波数帯域で分配器を使用する場合、低い周波数でコイルのインダクタンスを大きくするには巻き線の巻き数を大きくしなければならない。しかし一方で、コイルの巻き線を増すと浮遊容量が増加して高い周波数領域の特性が劣化する。そこで広帯域で特性のよいトランスを構成するためにコア材として低い周波数領域で透磁率の大きいフェライトが使用されるのが通常である。

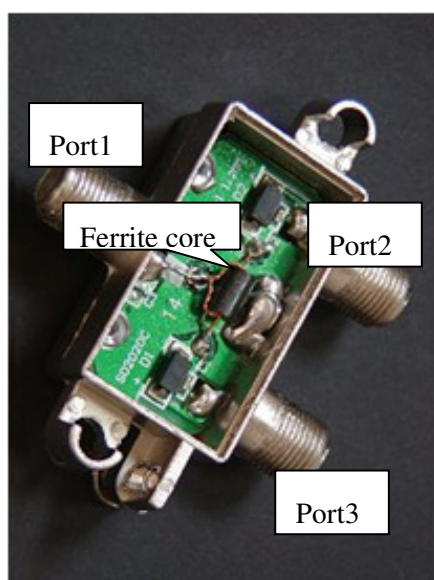
分配器の特性としては、主なものとして分配損失やアイソレーションと呼ばれるもの

がある．分配損失は入出力ポート間における信号の損失を，アイソレーション特性は出力ポート間の干渉を意味しており，図 6.1 のような 2 分配器の場合，それぞれ以下の式で計算される．

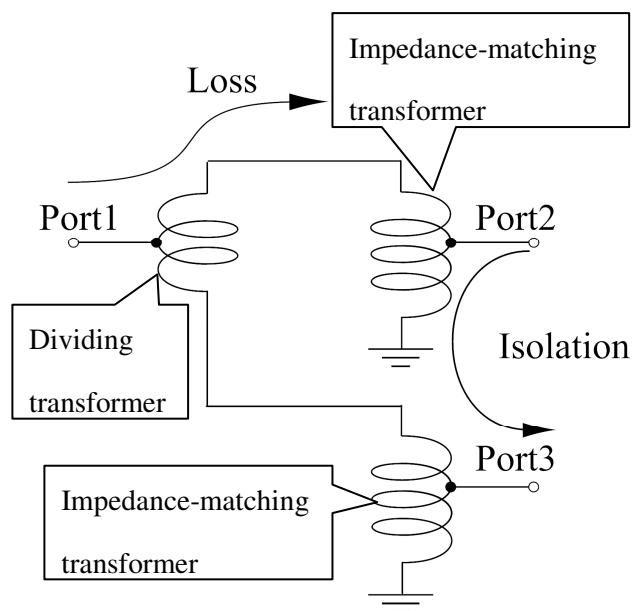
$$Loss = 20\log(S_{21}) \text{ or } 20\log(S_{31}) \quad (6.1)$$

$$Isolation = 20\log(S_{32}) \quad (6.2)$$

ここで， S_{21} ， S_{31} は入力ポート(Port1)と各出力ポート(Port2，Port3)間の伝達係数を， S_{32} は出力ポート(Port2，Port3)間の伝達係数を表している．分配損失の値は理想的な 2 分配器では電力が二等分されるために-3dB になるが，実際には諸々の損失が加わり-3~-4dB 程度になる．また，アイソレーションの値は一方の出力ポートからもう一方の出力ポートへの干渉を表している．アイソレーションの dB 値は絶対値が大きければ大きいほど出力ポート間の干渉が少なく特性がよいと言えるが，例えば図 6.1 のような映像信号分配器の場合には一般に-20dB 程度が必要とされる．



(a) 2 分配器



(b) 2 分配器の回路図

図 6.1 RF 分配器

6.3 アイソレーション特性とコアとの関係

バイアス電流重畳を用いた分配器アイソレーション制御を検討するまえに、アイソレーションと、コアに関する各パラメータとの間の関係について、等価回路解析および有限要素法を用いた電磁界解析シミュレーションにより考察する。

6.3.1 等価回路を用いたアイソレーション解析

アイソレーション特性とコアパラメータあるいはトランスインピーダンスとの関係を明らかにするために、分配トランスを図 6.2 のような等価回路で表現して考察を加える。

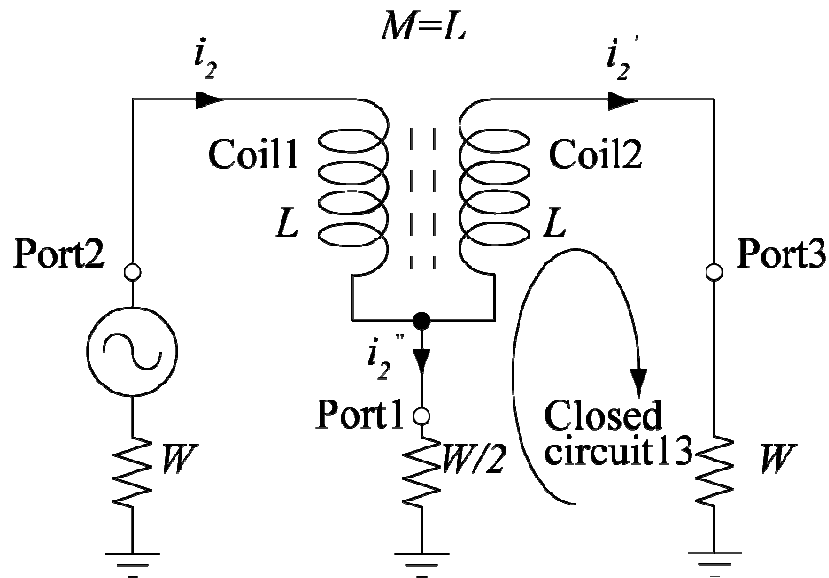


図 6.2 分配器の等価回路図

ここで W は出力ポートのインピーダンス、 L および M はそれぞれ Port2 と Port1 間のコイル 1 あるいは Port3 と Port1 間のコイル 2 の自己インダクタンスと、コイル 1、コイル 2 間の相互インダクタンスである。例としてここでは、Port2 から信号が加えられた場合のアイソレーション特性について考える。

Port2 からの電流 i_2 は i_2'' と i_2' に分流されるため、これらの電流の間には

$$i_2 = i_2' + i_2'' \quad (6.3)$$

の関係がある。また、Port1 と Port3 で作られる閉回路 13 においてキルヒホッフの第二

則を適用すると以下の式が導かれる.

$$zi_2' + j\omega Mi_2 + Wi_2' - \frac{W}{2}i_2'' = 0 \quad (6.4)$$

ここで, z はトランス部の Port1, Port3 間の, つまりコイル 2 のインピーダンス $z = j\omega L = r + jx$ である. コイルのインダクタンスは巻き数の二乗に比例することから, トランス全体(Port2-Port3 間)のインピーダンスを $Z = R + jX$ とすると $z = Z/4$ の関係がある. コアに使用しているフェライトサンプルの複素透磁率を $\mu = \mu' - j\mu''$ とすると, インピーダンス Z は

$$Z = j\omega\mu L_0 = \omega\mu'' L_0 + j\omega\mu' L_0 = R + jX \quad (6.5)$$

と書ける. ここで, L_0 は空芯のインダクタンスである. また, M は相互インダクタンスであり, 自己インダクタンス L を用いて表すと

$$M = k\sqrt{L^2} \quad (6.6)$$

と書ける. ここで k は結合係数であり, 完全結合のトランスならば $k=1$ となり, M は L と同じ値になるため式(6.4)は

$$\frac{Z}{4}i_2' + \frac{Z}{4}i_2 + Wi_2' - \frac{W}{2}i_2'' = 0 \quad (6.7)$$

と書き換えられる.

アイソレーション特性は Port2 から入力される電流 i_2 と Port3 に流れる電流 i_2' の比から以下のように求められる.

$$20 \log \left| \frac{i_2'}{i_2} \right| \quad (6.8)$$

式(6.3)と式(6.7)から i_2' と i_2 の比を求めると

$$\frac{i_2'}{i_2} = -\frac{\frac{Z}{4} - \frac{W}{2}}{\frac{Z}{4} + \frac{3}{2}W} = -\frac{R + jX - 2W}{R + jX + 6W} \quad (6.9)$$

となり, 以上の 2 式よりアイソレーション特性は

$$10 \log \left(\frac{(R - 2W)^2 + X^2}{(R + 6W)^2 + X^2} \right) \quad (6.10)$$

で与えられる.

アイソレーション特性を最適化するためにはPort3に電流 i_2' が流れないことが必要となる. よって, 式(6.10)より最適化の条件として

$$R = 2W, X = 0 \quad (6.11)$$

が得られる. 言い換えると, トランス全体のインピーダンス Z が純抵抗で $Z = R (= 2W)$ となることがアイソレーション特性の最適化に必要であることがわかる.

6.3.2 電磁界シミュレーションによるアイソレーション解析

一方で, 電磁界シミュレーションのみによってアイソレーション特性を求めてみた[4]~[5]. 図 6.3 は実際に作成した分配トランスのシミュレーションモデルの一例である.

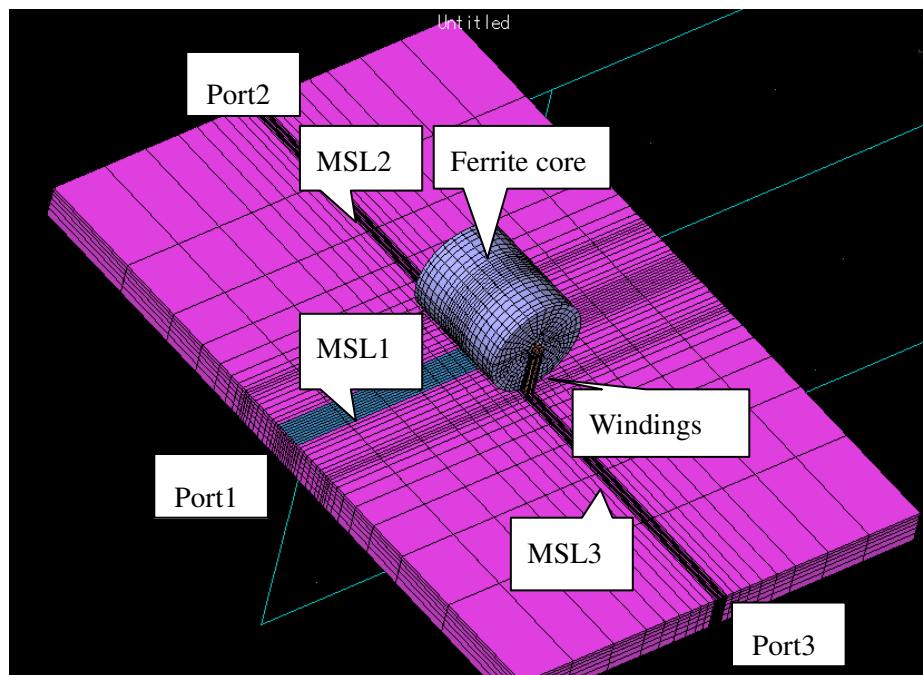


図 6.3 シミュレーションモデル

図中の入力ポート(Port1)から入力された信号はMSL1を通りコアで分配され, MSL2, MSL3 を通って出力ポート(Port2, Port3)に出力される. MSL2 と MSL3 の特性インピー

ダンスの値は **MSL1** の 2 倍に設定されていてインピーダンス整合がとれているので、伝送線路での損失はほぼ無いものと考えられる。本シミュレーションでは各ポート間の伝達係数が求められ、その値から式(6.2)に基づいてアイソレーション特性を計算する。

表 6.1 にシミュレーションに使用したモデルの諸元を記す。ここで、計算に使用した複素透磁率はフェライトコアを販売しているメーカーが公表している値、またはその値から以下の近似式を用いて算出した値である。

$$\begin{aligned}\mu_r &= \mu_r' - j\mu_r'' \\ &= 1 + \frac{\chi_{rs}}{1 + \omega^2 \tau^2} - j \frac{\chi_{rs} \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}\end{aligned}\tag{6.12}$$

ここで、 χ_{rs} は直流磁化率であり、 τ は緩和時間である。

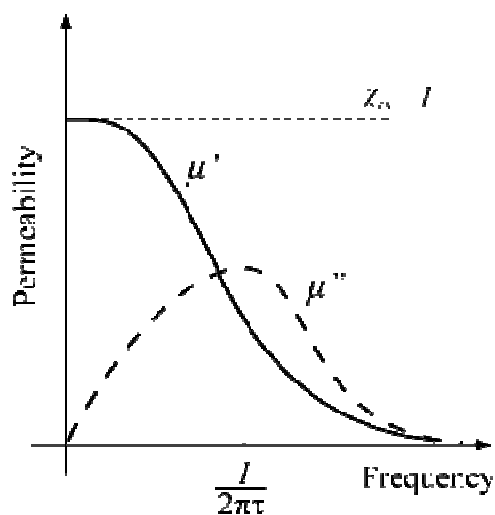


図 6.4 フェライトコアの透磁率曲線

表 6.1 シミュレーションに用いたモデルのパラメータ

コア内径	0.7 mm
コア外形	3.5 mm
巻き線系	0.23 mm
コア長さ	2.0,3.0,4.0,5.0,6.0 mm
初期透磁率	100,500,2000
コア形状	円筒
コアの誘電率	14
基板の厚み	1.2 mm
基板の誘電率	4
MSL1 の 特性インピーダンス	75 Ω
MSL2, MSL3 の 特性インピーダンス	149 Ω

表 6.2 および図 6.5 に、長さが 5mm で初期透磁率が 2000 のコアを使用して行った電磁界シミュレーションで得られたコア部分のインピーダンス Z を示す.

表 6.2 Z とアイソレーションの関係 (コア長さ 5mm 初期透磁率 2000)

周波数 [MHz]	R	X	アイソレーション	Eq.(2.11)
10	256.63	85.219	-21.3	-21.7
20	278.30	44.736	-26.7	-27.5
30	281.76	28.673	-29.5	-30.8
50	283.83	14.298	-32.1	-34.8
100	285.35	0.0006	-33.5	-38.2
200	286.20	-14.621	-32.5	-35.4
300	287.32	-26.621	-30.7	-32.1
500	288.79	-50.279	-27.5	-27.3

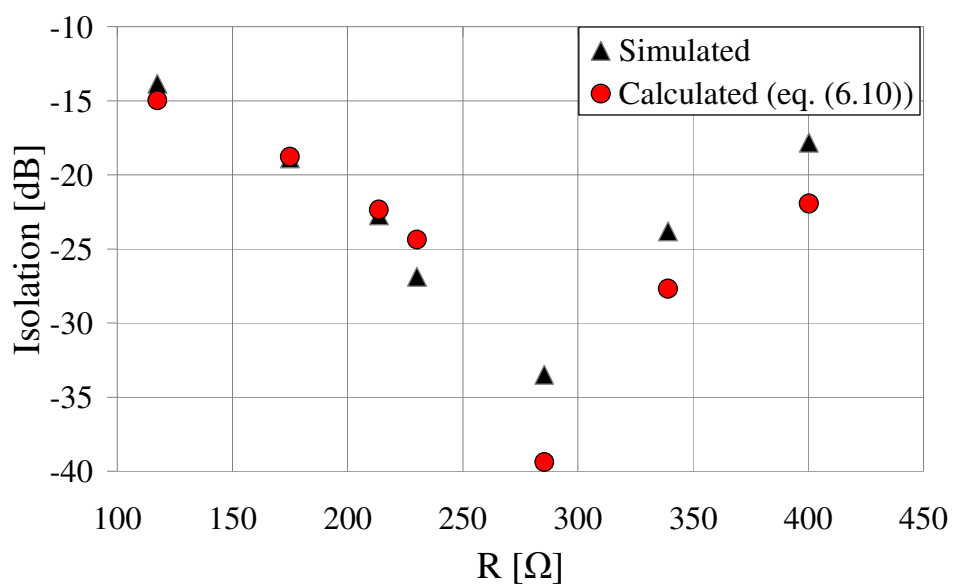


図 6.5 アイソレーションの R 依存性

図 6.5 中の Simulated は上述のシミュレーションから算出された値, Calculated は式 (6.10)を用いて求めたアイソレーションの値である. この図からも $R=2W$ を満たしているデータが最もアイソレーションがよいことがわかる. また, シミュレーション値と計算値の間の平均二乗誤差を求めたところ約 2.7dB 程度に留まっており, 等価回路を用いた 2.5.1 の考察結果は妥当と考えられる.

以上のことからコア部のインピーダンスを制御することで分配器のアイソレーション特性を制御することが可能であると考えられる. 式(6.6)からもわかるように, コアのインピーダンスを制御する方法としては, コアの形状と透磁率を変える二通りが考えられる.

6.4 アイソレーションのコア長さ依存性

ここではまず, コアの長さを変えることによってアイソレーションがどのように変化するかを電磁界シミュレーションによって評価した結果[7]について述べる. 図 6.6～図 6.8 にシミュレーションから求めた結果を示す.

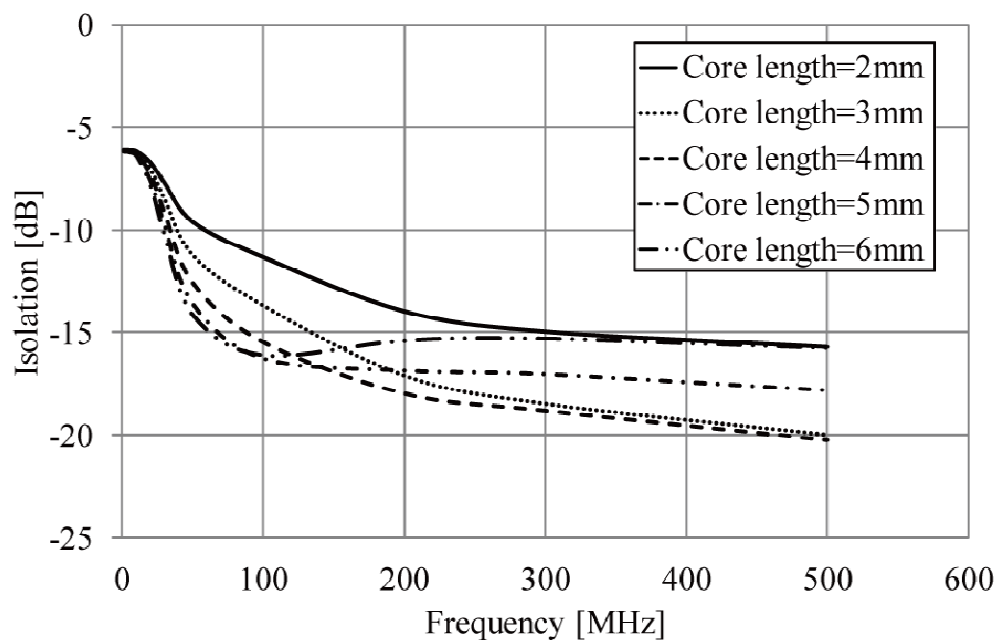


図 6.6 アイソレーションのコア長さ依存性（初期透磁率 100）

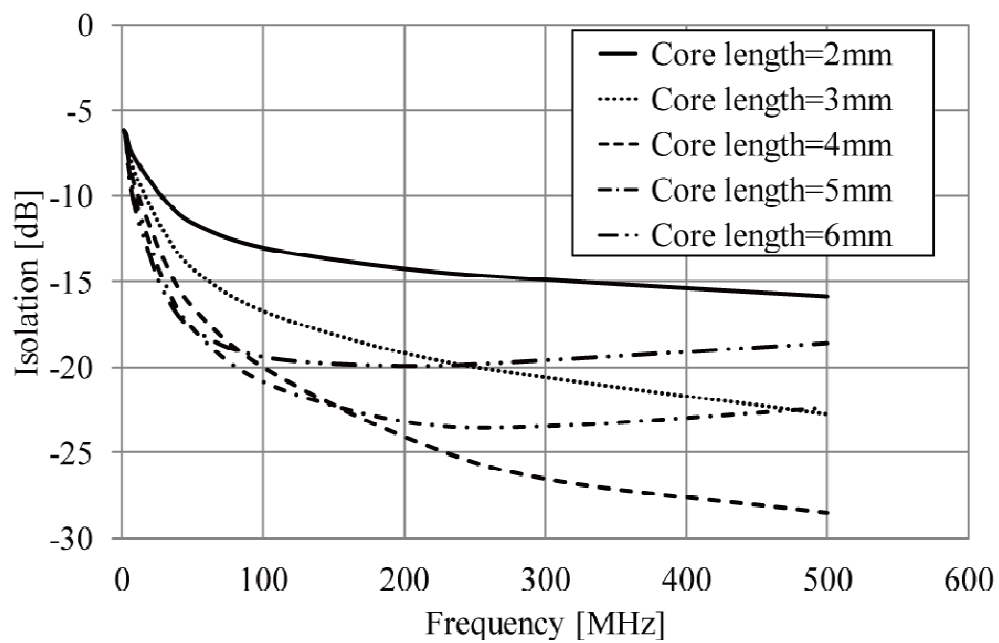


図 6.7 アイソレーションのコア長さ依存性（初期透磁率 500）

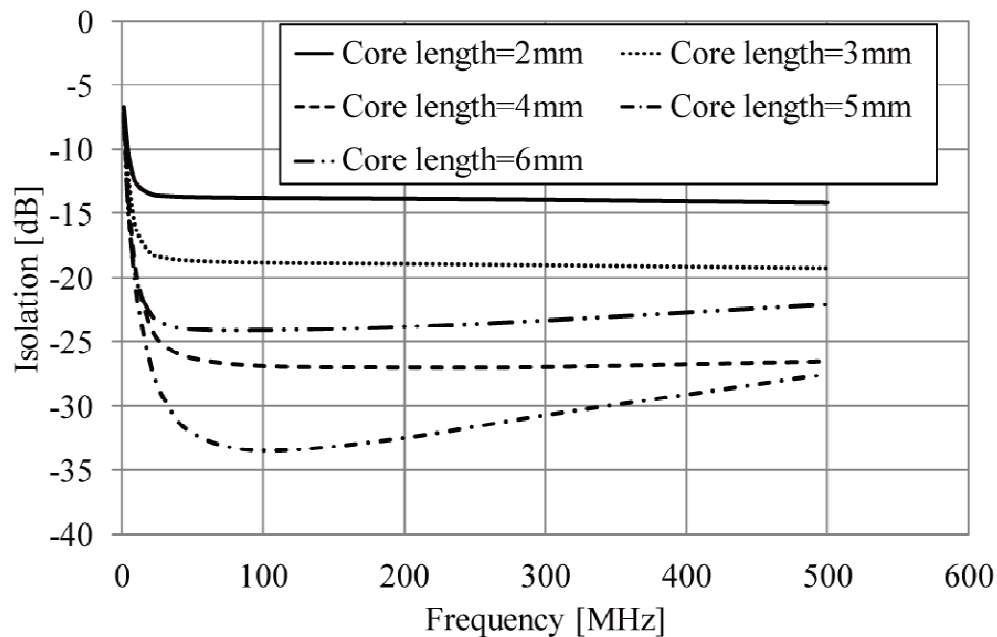


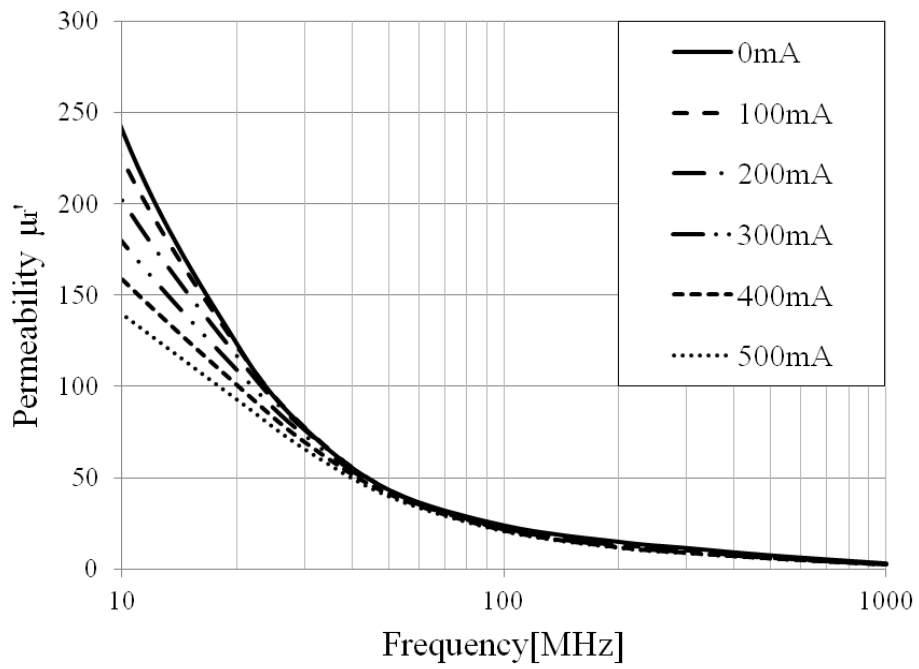
図 6.8 アイソレーションのコア長さ依存性（初期透磁率 2000）

この結果より，全てのコア透磁率において，ある程度の長さまではコアが長くなるにつれアイソレーション特性は改善されており，それ以上長くすると逆にアイソレーション特性が劣化しているのがわかる．なお，本シミュレーションモデルに対してはコア長さが 5mm で初期透磁率が 2000 のものが一番特性のよいことがわかる．

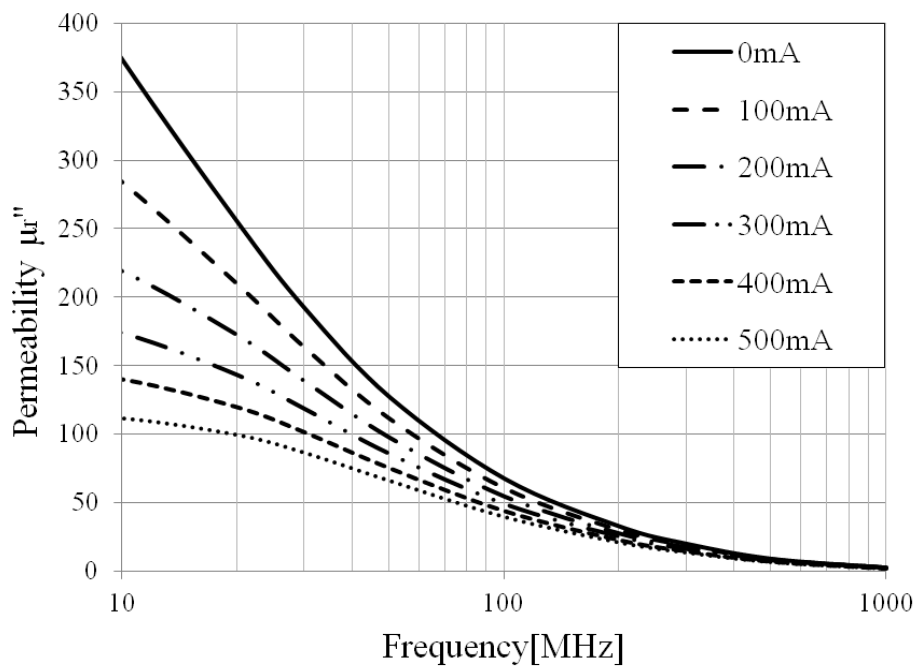
6.5 アイソレーションの透磁率依存性

次に，バイアス電流を流すことで透磁率を変化させ[8]，それによってアイソレーションを制御した場合の変動を電磁界シミュレーションによって評価した[4]．図 6.9 はバイアス電流を 500mA まで 100mA ステップで変化させたとき（周囲温度 20℃）の透磁率変化を示している．

図 6.10 はこの透磁率変化に対応したアイソレーション特性を示している．この結果は 200MHz 以上の周波数範囲においてバイアス電流 500mA を流すことでアイソレーションは 5dB 近く改善することを示唆している．



(a) 実部



(b) 虚部

図 6.9 透磁率のバイアス電流依存性

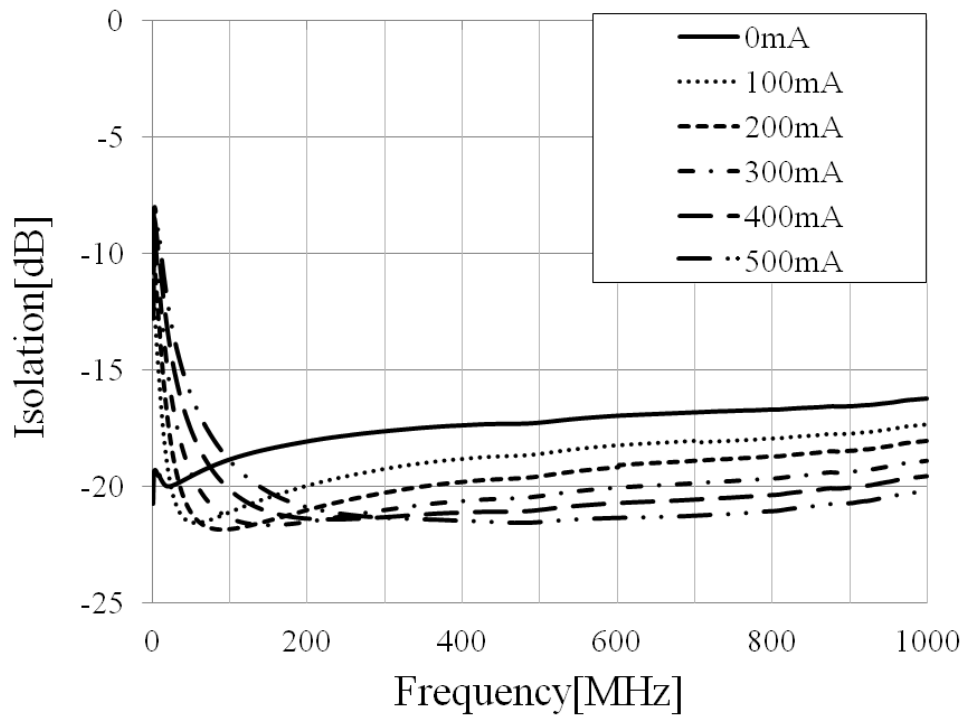


図 6.10 アイソレーションの透磁率依存性（シミュレーション）

6.6 アイソレーション特性制御の実験結果

本章では，提案手法を用いることで実際に RF 分配器のアイソレーション特性を変化させることが可能なことを確認するために，実際にバイアス T 回路を組み込んだ直流バイアス重畳機構付きの 2 分配器を試作し，分配トランスに直流バイアスを重畳した場合の損失・アイソレーション特性の変化について測定を行った結果について検討する．

6.6.1 測定回路

図 6.11 は実際に測定で使用した回路の写真であり，図 6.12 は測定回路の回路図である．ここで T1 は信号を分配する分配トランス，T2 と T3 は伝送線路上での反射，損失を無くすために線路間のインピーダンスを整合させるインピーダンスマッチングトランスである．

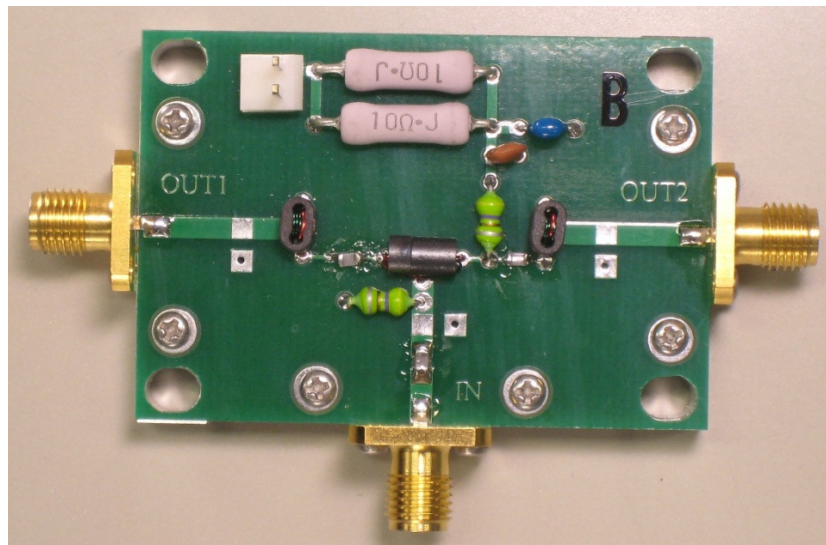


図 6.11 測定回路

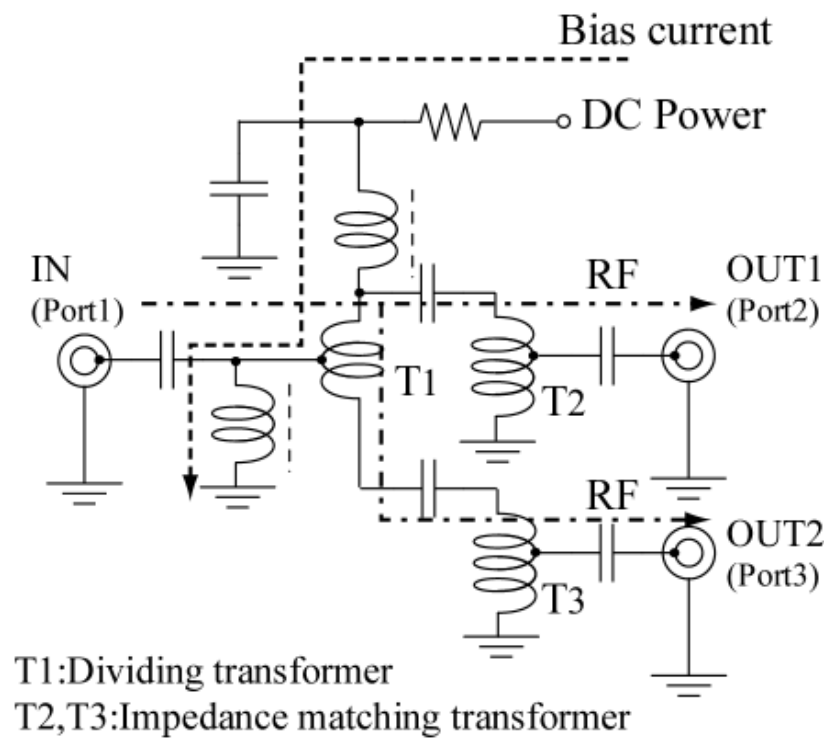


図 6.12 測定回路図

回路図にあるように RF 信号は IN(Port1)から入力され、チョークコイル(4.7 μ F)によって遮断されるので直流電源側には流れずに図のように分配トランス T1 に流れ、出力ポート OUT1(Port2), OUT2(Port3)に分配される。直流のバイアス電流は直流電源(DC

Power)から入力されチップコンデンサ(2200pF)によって遮断されるので、出力側には流れずに分配トランス T1 のみに流れて、その後アースに流れる。なお、チョークコイルとチップコンデンサについては予備実験を行い最適な特性のものを選択している。

本章では、分配トランスのコア材の材質が同じで長さの違うものを使用した二種類の回路について測定結果を示す。表 6.3 には分配トランス T1 とインピーダンスマッチングトランス T2, T3 のコアに使用されているフェライトコアの諸元を記す。

表 6.3 測定に用いたコア

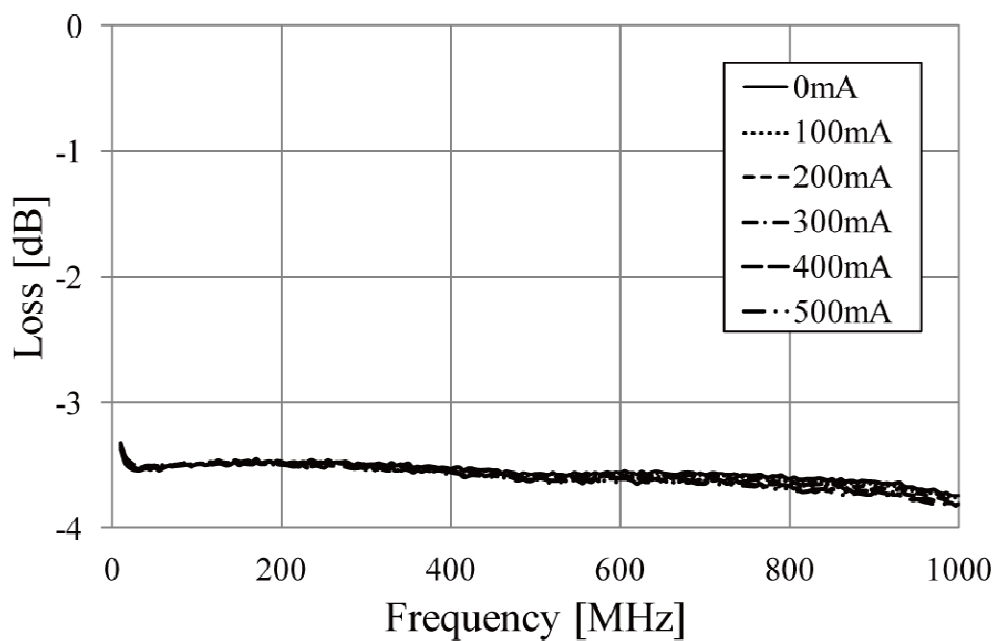
	T1	T2	T3
内径	0.7 mm	1.0 mm	1.0 mm
外形	3.5 mm	3.0×5.0 mm	3.0×5.0 mm
コア長さ, コア高さ	6.0 ,8.0 mm	3.0 mm	3.0 mm
キュリー温度	100 °C	250 °C以上	250 °C以上
巻き線系	0.23 mm	0.23 mm	0.23 mm
初期透磁率	2000	120	120
形状	円筒	メガネ型	メガネ型

6.6.2 測定方法

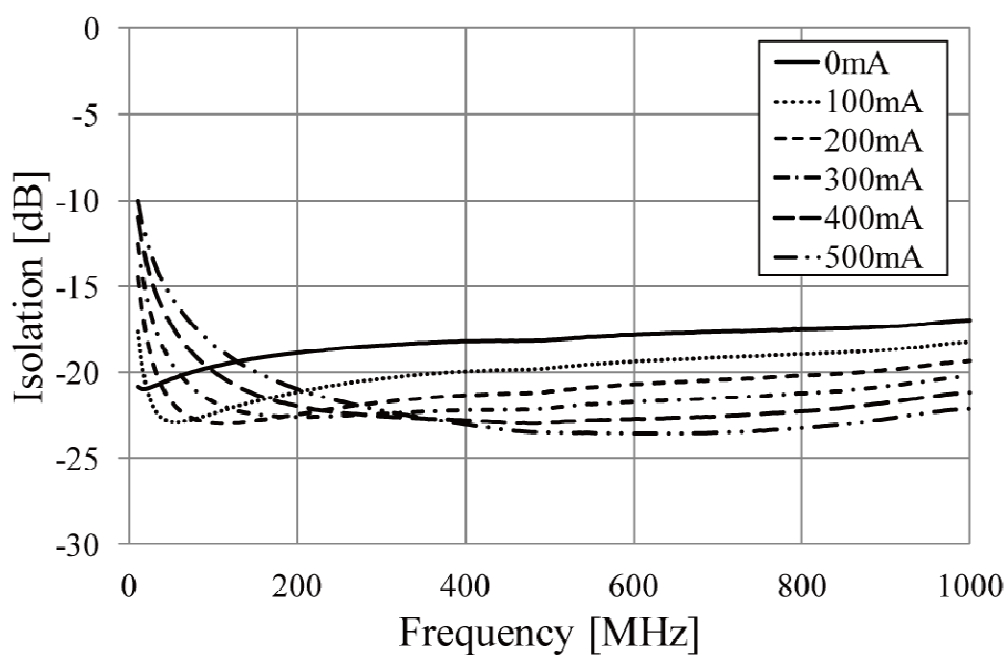
本測定では上記の測定回路に直流電源とネットワークアナライザを接続し、重畳する直流バイアスの値を 0mA から 500mA まで 100mA 刻みで変化させながら損失・アイソレーション特性を測定した。損失特性については Port1 から Port2 に対する損失と Port1 から Port3 に対する損失の二種類があるが、これらはほぼ同じ値であるため今回は前者のみを測定している。なお、フェライトコアの温度変化による透磁率の変化を防ぐために測定を行う部屋の室温は 22 度で一定の状態に保った。

6.6.3 測定結果

図 6.13, 図 6.14 に、分配トランスのコア長さが 6mm と 8mm の二種類の回路について損失とアイソレーションのバイアス電流重畳特性を測定した結果を示す。

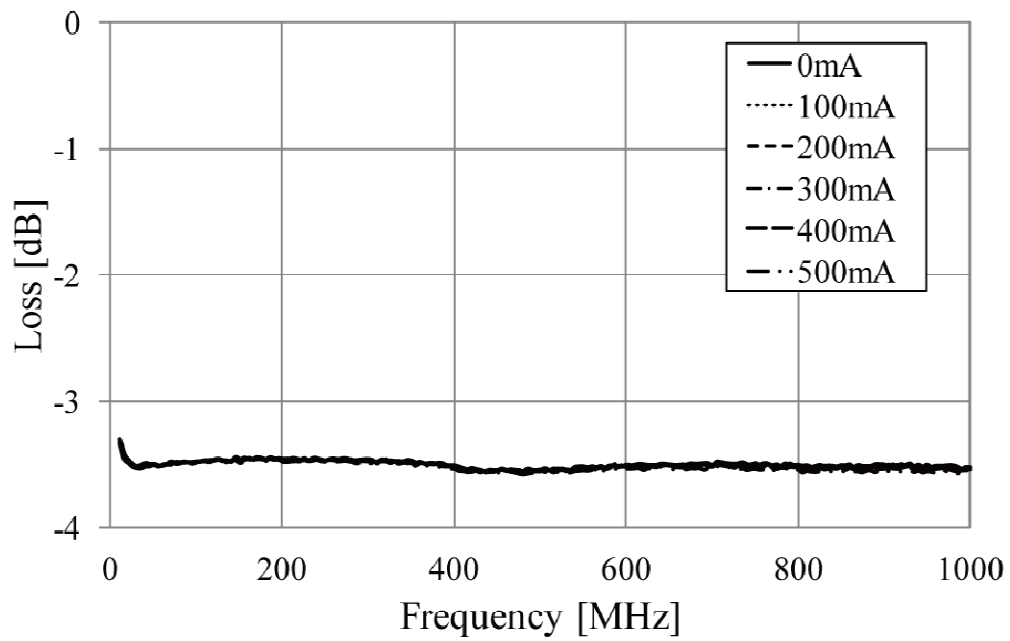


(a) 損失特性

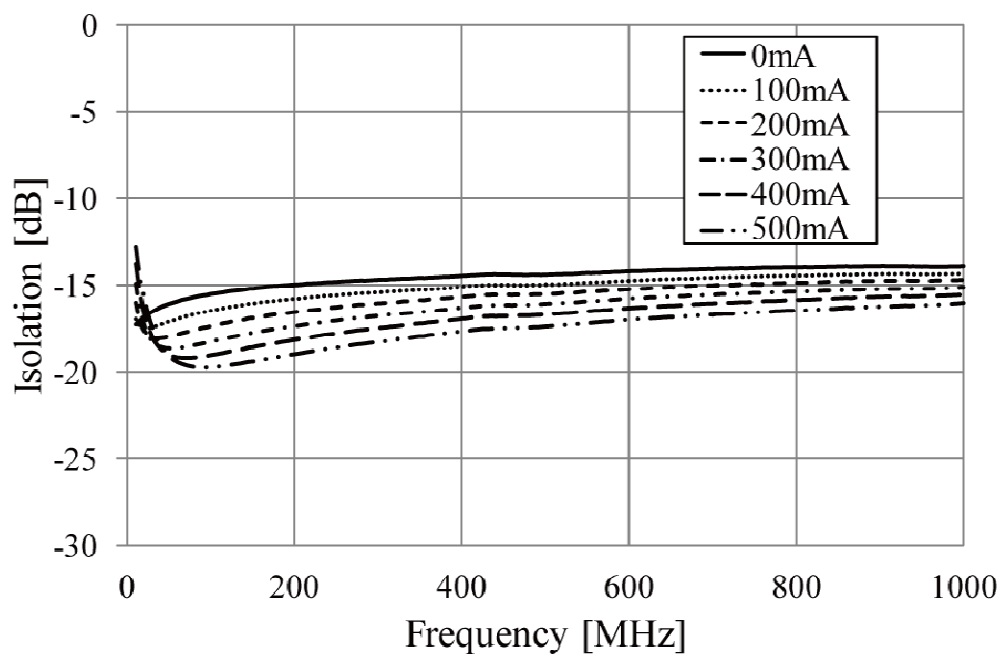


(b) アイソレーション特性

図 6.13 損失およびアイソレーションの測定結果 (コア長さ 6mm)



(a) 損失特性



(b) アイソレーション特性

図 6.14 損失およびアイソレーションの測定結果（コア長さ 8mm）

コア長さが 6mm の回路の結果より，分配トランスのコアに重畳するバイアス電流の値を変化させても損失特性には大きな影響を与えずに約-3.5dB で一定の値を取っていることがわかる．この時，アイソレーション特性は非常に広い周波数帯域で約-17dB から-23dB の間で変動させることが可能で，直流バイアスを流すことで特定の周波数帯域で，最大で約 5dB 程アイソレーション特性を改善できることもわかった．また，コア長さが 8mm の回路についても同様に損失特性は-3.5dB 程度で一定であり，直流バイアスによって-14dB から-20dB の範囲でアイソレーション特性を改善させられることがわかった．

6.6.4 バイアス電流重畳時の損失特性に関する考察

本バイアス電流重畳法では，損失特性には影響を与えずにアイソレーション特性のみを改善(可変)させられることが確認できた．以下，その理由について簡単に考察する．分配器においてアイソレーション特性を左右するのは分配トランスの特性であることがわかっている．図 6.15 は分配トランスに流れる電流を示している．分配損失を考えると，Port1 から信号が入力され巻き線に i_1 が等分された電流 i_{13} と i_{12} が逆向きに流れる．この時，コイル内に生じる磁界はそれぞれ打ち消す方向に発生するので高周波磁界は発生せずにトランスの影響は受けない．一方，アイソレーション特性を考える場合，例えば Port2 から信号が入力されたとすると，流れる電流 i_2 はコア内を同じ方向に 2 度流れるために磁界が生じ，インピーダンスを発生する．このとき，フェライトが複素透磁率を有するために，電流 i_2 が減衰し，アイソレーションが改善される．

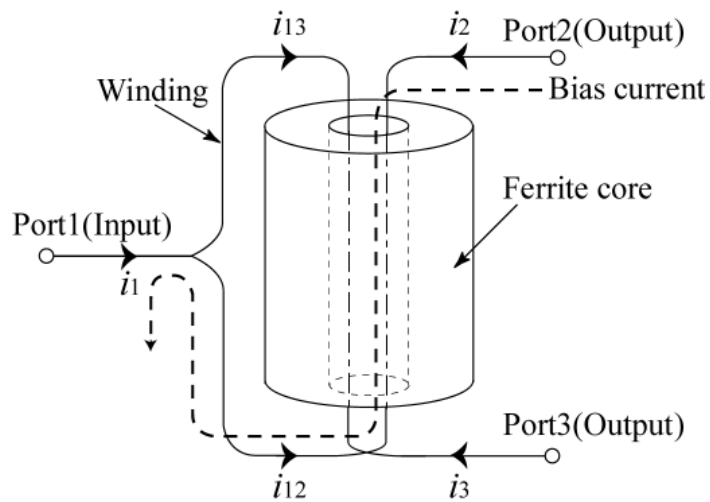


図 6.15 分配トランス概略図

6.7 結言

本章では, バイアス T 回路によって直流バイアス電流を重畳することによってフェライトコアの透磁率を可変させる手法の応用として, 高周波トランスあるいは分配器のアイソレーション特性を制御することを試みた. そのために, フェライトコアのインピーダンスを支配するコア形状およびコア透磁率とアイソレーションとの関係を回路解析および電磁界シミュレーションによって明らかにしたあと, 500mA までのバイアス電流を重畳することによってアイソレーションを約 5dB 可変させることが可能なことをシミュレーションおよび実験によって示した. また, その際, 分配器の損失特性はほとんど影響を受けないことも示した.

- [1] 小西良弘，無線通信回路入門講座，総合電子出版社 (1995)
- [2] 小西良弘，マイクロ波技術講座，日刊工業新聞社 (2001)柴田佳紀，青山貴伸，野呂雄一，竹尾隆，小田究，蟹江知彦，”バイアス電流重畳による高周波分配器アイソレーション特性の補償”，電気学会電子情報システム部門大会公演論文集，GS-2-4 (2011)
- [3] 泉武博，ケーブルテレビ技術入門，コロナ社 (1994)
- [4] 宮崎亮一，竹尾隆，蟹江知彦：「バイアス電流重畳による高周波分配器アイソレーション温度特性補正」，平成 24 年電気学会電子情報システム部門大会講演論文集，GS10-6 (2012)
- [5] T.Kanie, R.Miyazaki, T.Takeo, A.Kuramoto : “Measurement of the Temperature Dependence of the Magnetic Permeability in a Ferrite Core by Applying a Direct-Current Magnetic Field”, Proc. of ICEE2012, P-FS2-18 (2012)
- [6] Tomita Electric Co., Ltd., Homepage, <http://www.tomita-electric.com/en/>
- [7] T.Aoyama, Y.Shibata, T.Kanie, Y.Noro, and T.Takeo, “Adaptive Compensation Method for the Temperature Dependence of RF Transformer Isolation,” Jour. of ICEE, Vol.2, No.4, pp.358-363 (2012)
- [8] 柴田佳紀，青山貴伸，野呂雄一，竹尾隆，小田究，蟹江知彦，「高周波トランスのアイソレーションのフェライトコア依存性」，三重地区計測制御研究講演会講演論文集，B-02 (2010)
- [9] 勝田優文，竹尾隆，蟹江知彦：「バイアス電流重畳による高周波トランスコア透磁率の変化」，平成 24 年電気学会電子情報システム部門大会講演論文集，GS10-7 (2012)
- [10] 宮崎亮一，柴田佳紀，青山貴伸，竹尾隆，蟹江知彦：「バイアス電流重畳による高周波分配器アイソレーション特性の制御」，平成 23 年度電気関係学会東海支部連合大会論文集，K4-2 (2011)
- [11] R.Miyazaki, T.Takeo, and T.Kanie, “Active Control of RF Splitter Isolation by Superimposing Bias Current”, Proc. of IS²EMU2011, CP-24 (2011)

- [12] T.Aoyama, Y.Shibata, T.Kanie, and T.Takeo, “Active Control of RF Splitter Isolation by Superimposing Bias Current,” IEICE Trans. on Electron., Vol.E95-C, No.7, pp.1297-1299 (2012)

第7章 結論

本研究では、高周波トランスなどで用いられるフェライトコアの透磁率分散特性を、高周波信号に直流バイアス電流を重畳することによって可変させる手法について検討するとともに、その応用として高周波分配器のアイソレーション特性を制御することを試みた。

第2章において、高周波領域における従来の透磁率測定法について概観し、主要な測定法として流布している同軸管法に比べて若干測定精度は劣るものの簡易な測定法として利用可能な MSL-CC 法について、測定法の概要や特長などについて述べた。

第3章では、本研究の成果の一つである MSL-CC 法の測定精度改善方法について述べた。従来の MSL-CC 法では、測定部分にサンプルを設置したときのインピーダンスと、サンプルを取り除いた空芯部分のそれとの比によって透磁率を算出していたが、本研究では基本的にサンプル基板のみのインピーダンスを用い、さらにはその際の測定部分を π 型等価回路表現することによって透磁率を算出する方法を提案した。電磁界シミュレーションと実験の両面から、この提案手法によって測定精度を誤差数%以内まで改善することができることを示した。

第4章および第5章においては、本研究の重要な部分であるバイアス電流を重畳したときの透磁率測定法について述べた。本研究ではフェライトコア部分に直流磁界を重畳する手段として、MSL-CC 回路にバイアス T 回路を追加した。この回路に対するインピーダンス測定結果からサンプル部分以外の回路要素の影響を除去したあと、第3章で導入した等価回路表現を活用することによって、バイアス電流重畳時の透磁率を誤差 10% 以内で測定できることを、電磁界シミュレーションおよび実験によって示した。

第6章では、本研究で提案したバイアス電流重畳による高周波領域におけるフェライト透磁率分散特性の制御法を、高周波分配器のアイソレーション特性の制御に応用した結果について述べた。その際、フェライトコアの透磁率とコアのインピーダンスとの関係、あるいはコアインピーダンスと、分配器のアイソレーションとの関係について、回路解析および電磁界シミュレーションによって明らかにした。その結果をうけて、バイアス電流重畳によりアイソレーションを 5dB 程度実際に可変できることを実験的に示

した．さらに，バイアス電流重畳によって分配器の損失特性にはほとんど影響は及ぼさないことや，バイアス電流に起因するジュール熱による加熱の影響もほとんど無視できることなども確認した．

第 7 章では本研究の総括を行った．

本研究で提案したバイアス電流重畳による透磁率制御法を用いることによって分配器のアイソレーション特性を制御できることを示したが，周知のように透磁率は温度によっても変動するため，アイソレーションの温度変動補償に応用可能と考えられる．また，ここでは応用例として，分配器の特性制御のみを検討したが，フェライトコアは EMC 対策技術などにも多用されており，その特性の能動的制御も重要な応用分野である．

謝辞

本研究におきましては三重大学大学院工学研究科 竹尾隆 教授の多大なご指導と終始変わらぬご鞭撻を賜り、その内容を本論文として纏めることができました。ここに、深甚なる感謝の意を表する次第です。

また、本論文の審査にあたり多くの有益な助言をいただきました三重大学大学院工学研究科 小林正 教授，成瀬央 教授，野呂雄一 准教授に厚く御礼を申し上げます。

最後に、本研究全般にわたりご支援をいただきました（有）青山テクノロジー 代表取締役 蟹江知彦氏，また特に電磁界シミュレーションに関して協力をいただきました三重大学大学院工学研究科物理工学専攻ナノセンシング研究室の関係の皆様，特に技術職員の山本好弘氏，本研究遂行時に博士前期課程に在籍された柴田佳紀氏，勝田優文氏，宮崎亮一氏に深く感謝申し上げます。

本論文に関する研究業績

原著論文

- 1 . Takanobu AOYAMA, Yoshiki SHIBATA, Tomohiko KANIE, and Takashi TAKEO, “Active Control of RF Splitter Isolation by Superimposing Bias Current,” IEICE Transactions on Electronics, Vol.E95-C, No.7, pp. 1297-1299(2012)
- 2 . Takanobu AOYAMA, Yoshiki SHIBATA, Tomohiko KANIE, Yuichi NORO, and Takashi TAKEO, “Adaptive Compensation Method for the Temperature Dependence of RF Transformer Isolation,” JICEE , Vol.2, No.4, pp.358-363 (2012)
- 3 . Takanobu AOYAMA, Masafumi KATSUDA, Tomohiko KANIE, and Takashi TAKEO, “Alternative Method for Determining Permeability of a Ferrite Core by Using a Combined Microstrip Line-Coaxial Conductor,” IEICE Transactions on Electronics, Vol.E95-C, No.11, pp. 1769-1775(2012)

国際会議

- 1 . A. Kuramoto, T. Aoyama, T. Kanie, Y. Noro, and T. Takeo, “Simplified Method of Measuring Magnetic Permeability Temperature Profile for RF Device Applications,” Proceedings of 12th International Ceramic Congress , Vol. 67, pp.118-124(2010)
- 2 . Takanobu AOYAMA, Yoshiki SHIBATA, Tomohiko KANIE, Yuichi NORO, and Takashi TAKEO, “Adaptive Compensation Method for the Temperature Dependence of RF Transformer Isolation,” Proceedings of the International Conference on Electrical Engineering 2011, A127(2011)