



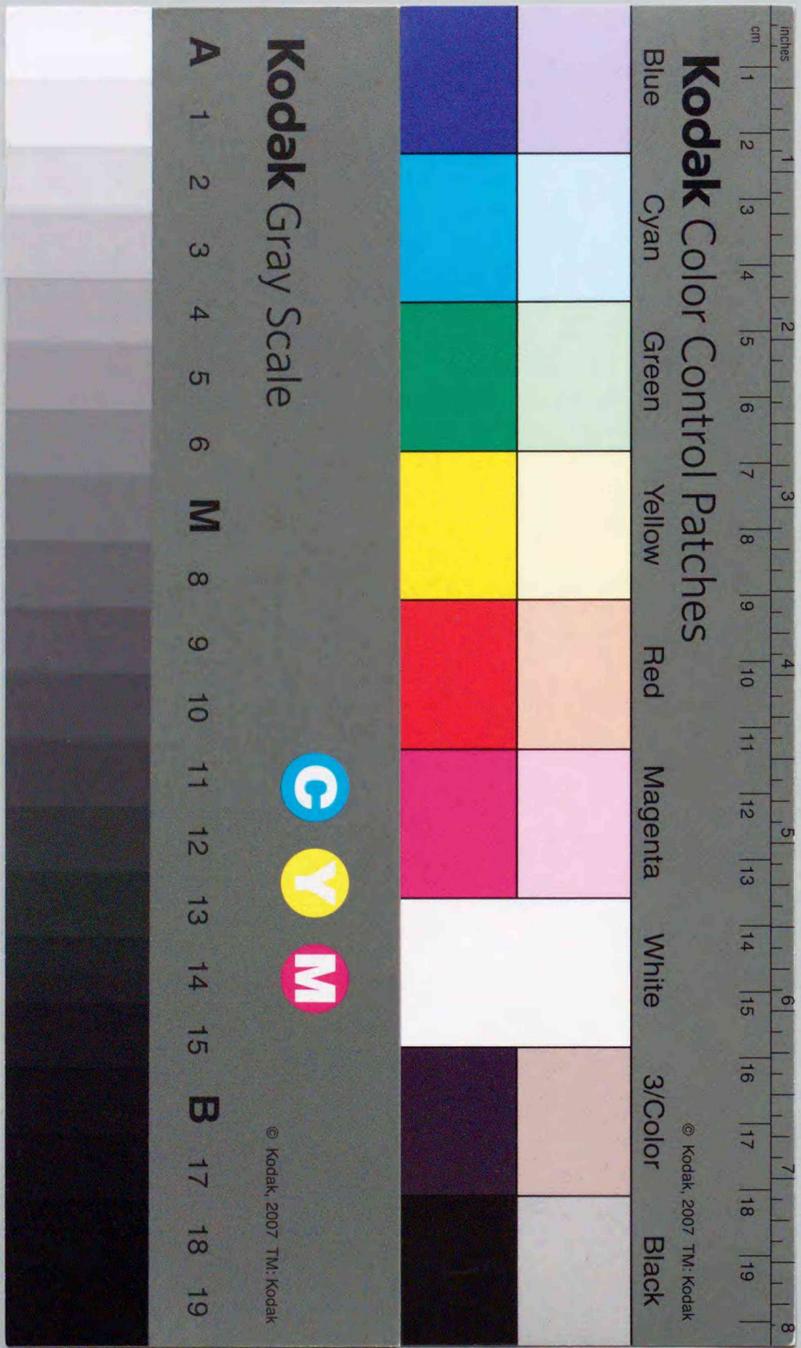
Title	通信用小形・薄形アンテナに関する研究
Author(s)	石井, 望
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5080号
Issue Date	1996-12-25
DOI	https://doi.org/10.11501/3119592
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51396
Type	doctoral thesis
File Information	000000304782.pdf



学位論文

通信用小形・薄形アンテナ
に関する研究

石井 望



①

目次

学位論文

通信用小形・薄形アンテナ
に関する研究

石井 望

目次

1 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的と本論文の構成	3
2 線状アンテナ解析のためのモーメント法	7
2.1 はじめに	7
2.2 モーメント法の概略	7
2.2.1 モーメント法の歴史的背景	7
2.2.2 モーメント法の内容	8
2.3 導体からの電磁散乱	10
2.3.1 零リアクション定理	11
2.3.2 導体からの散乱問題	12
2.4 区分正弦波基底	13
2.4.1 基底の分類	13
2.4.2 区分正弦波基底 (分岐なし)	14
2.4.3 区分正弦波基底 (分岐あり)	16
2.5 相互インピーダンス	17
2.5.1 ダイポール間からモノポール間インピーダンスへの分解	19
2.5.2 モノポールの作る電界	20
2.5.3 モノポール間の相互インピーダンス	21
2.5.4 モノポールの配置方法	23
2.6 波源のモデル化	25
2.7 導電損失の繰り込み	27
2.8 放射界の評価	28
2.9 各種特性量の計算	31
2.9.1 入力インピーダンス	31
2.9.2 放射効率	31
2.9.3 絶対利得, 指向性利得	32
2.9.4 Q ファクタ	33
2.10 特性量のポート電圧表示	33

2.11 面対称構造における行列計算の効率化	35
2.12 むすび	37
3 カードサイズアンテナの数値解析および効率測定	39
3.1 はじめに	39
3.2 カードサイズ板状ループアンテナの数値解析	40
3.2.1 カードサイズ板状ループアンテナとそのワイヤグリッドモデル	41
3.2.2 板状ループアンテナの入力特性	44
3.2.3 板状ループアンテナの偏波面制御	46
3.2.4 板状ループアンテナの整合	50
3.3 Wheeler 法	53
3.3.1 Wheeler 法の概要	53
3.3.2 Wheeler 法の評価式間の関係	55
3.4 Wheeler 法によるカードサイズアンテナの効率評価	56
3.4.1 Wheeler 効率測定上の注意	56
3.4.2 カードサイズ板状ループアンテナの効率	57
3.4.3 自己整合型カードサイズアンテナの Wheeler 効率	62
3.4.4 Wheeler 効率に含まれる誤差の軽減	65
3.5 Wheeler 法におけるシールド効果の検討	65
3.5.1 伝送線路類似モデル	66
3.5.2 スカラ・グリーン関数による評価	68
3.5.3 立方体シールドに関する考察	72
3.6 むすび	76
4 カードサイズアンテナの最適化問題	79
4.1 はじめに	79
4.2 モーメント法による最適化問題	80
4.2.1 最適化の手順	80
4.2.2 各種特性量の最適化問題	81
4.2.3 G/Q の最大化	82
4.3 モーメント法における固有モード展開	83
4.3.1 モーメント法と固有モード	83
4.3.2 固有モード展開	84
4.4 カードサイズ板状ループアンテナの最適化	85
4.4.1 ポートの設定	85
4.4.2 放射効率の最大化	86

4.4.3 絶対利得の最大化	89
4.4.4 Q -factor の最小化	92
4.4.5 G/Q の最大化	92
4.5 カードサイズ板状ループアンテナ最適化時の固有モード分布	99
4.5.1 通常給電時の固有モード	99
4.5.2 放射効率の最大化時の固有モード	101
4.5.3 絶対利得の最大化時の固有モード	101
4.5.4 Q -factor の最小化時の固有モード	101
4.5.5 G/Q の最大化時の固有モード	103
4.6 むすび	103
5 高温超電導体マイクロストリップアンテナの解析	105
5.1 はじめに	105
5.2 高温超電導体の高周波モデル	106
5.2.1 超電導体の特徴	106
5.2.2 高温超電導体の高周波特性	107
5.2.3 三流体モデル	109
5.3 スペクトル領域モーメント法	111
5.4 高温超電導体マイクロストリップアンテナの解析	116
5.4.1 表面抵抗の非線形性の扱い	116
5.4.2 温度と効率の関係	117
5.4.3 基板の厚さと効率の関係	117
5.4.4 入力インピーダンスと共振周波数の関係	118
5.4.5 入力電力と放射効率の関係	120
5.4.6 プローブ電流と入力インピーダンスの関係	121
5.5 むすび	121
6 円偏波マイクロストリップアンテナの整合	123
6.1 はじめに	123
6.2 キャビティモデル	124
6.3 パッチ形状の摂動に対する固有値・固有関数の変化	129
6.4 円偏波円環マイクロストリップアンテナにおけるインダクタンス相殺	132
6.4.1 円環マイクロストリップアンテナの固有値・固有関数	132
6.4.2 摂動後の円環マイクロストリップアンテナの固有値・固有関数	134
6.4.3 円偏波発生条件とインダクタンス相殺スタブの関係	134
6.4.4 摂動効果の解析	135

6.5 むすび	142
7 結論	145
謝辞	149
参考文献	151
A (2.5.11), (2.5.12) の導出	157
A.1 準備	157
A.2 (2.5.11) の導出	157
A.3 (2.5.12) の導出	158
B 相互インピーダンス Z_{mn} の計算の補足	159
B.1 図 2.6 における諸量の計算	159
B.2 相互インピーダンス Z_{mn} の計算の省力化	160
B.2.1 同一位置関係にあるモノポール対の判定	160
B.2.2 同一位置関係にあるダイポール対の判定	161
研究業績一覧	169

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

「いつでも、どこでも、だれとでも」通信できるのが、通信の究極的な姿である。携帯電話を常時持ち歩き、自分にかかってくる電話を「いつでも、どこでも」受け、そして、「いつでも、どこでも」自分から電話をかけるというスタイルはもはや日常的な光景となっている。携帯電話をはじめとする移動通信の大きな特長は、モジュラー・コード等の通信線を一切必要とせず、通信媒体として空間を利用することにある。これによって、移動通信は、通信エリア内において、距離の制約から解放され、パーソナル・アシスタントとして機能し始める。また、衛星を利用した広域移動体通信により、カーナビゲーションをはじめとする GPS (Global Positioning System) による位置検出が可能である。このように、今後の高度情報化社会においては、「いつでも、どこでも」情報を引き出す、あるいは、送り出すことがごく当たり前となるであろう。その意味で、情報の窓口としてのパーソナル・アシスタントの役割を担う移動通信端末機は、これまでも増して需要が伸び、その基地局および衛星局についても重要性が増し高性能化が求められると考えられる。

現在の移動通信の代表例として、無線呼出し、携帯電話、PHS (Personal Handy-phone System) が挙げられる。これらの携帯端末機において共通して問題となるのが、電池の持続時間とアンテナの受信感度である。アンテナの受信感度が悪く受信不能となると、通信が成立しなくなり、すなわち、信号 (情報) のやりとりができなくなり致命的である。例えば、無線呼出し用のカードサイズ端末において、基地局からの微弱な電波を受信するには、内蔵のアンテナの受信感度は他の無移動通信携帯端末に比べて悪い。これは、端末に内蔵されているアンテナが使用波長の 10 分の 1 以下の大きさであり、その利得が非常に小さいためである。一般に、端末内蔵アンテナは電気的な小形アンテナであるため、その設計は容易ではない。ここで、電気的な小形アンテナとは、その大きさが使用波長の数分の 1 以下のアンテナの総称である [1]。電気的な小形アンテナは、入力インピーダンスが低抵抗、高リアクタンスであり、この虚部を打ち消すために整合回路を付加すると狭帯域になる。また、低抵抗のために放射効率が悪い。さらに、放射部分が電気的に狭いため、放射指向性が無指向性となる等の欠点がある [2]。

従来、電気的な小形アンテナの開発はカット・アンド・トライの実験的な試行錯誤の繰り返

返しにより行われてきた。この理由としては、小形アンテナの理論的研究がその限界論 [3,4] に留まっていたこと、および、電気的な小形アンテナを精度良く解くための数値解析手法が確立されていなかったことが挙げられる。理論的研究がその限界論に留まったのは、小形アンテナを純解析的に取り扱うことが不可能なためである。電気的な小形アンテナにおいては、アンテナ上の電流は相互に近接作用を及ぼしており、仮定した電流間の相互インピーダンスを精度良く求める必要がある。このため、見通しのよい小形アンテナの理論的研究を行うために、微小ダイポール等の単純なモデルを対象とせざるを得なかった。

一方、数値解析においても、相互インピーダンスを計算し、アンテナの近傍界を正確に求めることは容易でなかった。特に、カードサイズの無線呼出し端末に内蔵されている導体板とワイヤからなる複雑なアンテナにおいて、導体板自身の自己インピーダンスおよび導体板とワイヤ間の相互インピーダンスの評価は、積分の二重化あるいは三重化による計算時間の増加、モデル化の際に生じる人工的なエッジによる発散項の存在、などの問題があり、数値解析は容易でなかった [5]。導体板の部分をワイヤから構成されるグリッドでモデル化し、解析対象を線状アンテナに置き換え、ワイヤ間の相互インピーダンスの評価のみで数値解析を行う方法がある [6]。この方法では、ワイヤグリッドでのモデル化の妥当性、さらには、様々な位置関係にあるワイヤ間の相互インピーダンスの評価法を確立する必要がある。

以上のような問題は存在するが、数値解析手法を確立することにより、解析による設計が可能となり、カット・アンド・トライによる設計工程を軽減することができる。そのうえ、アンテナの動作メカニズムを系統的に調べることも可能となる。このように、電気的な小形アンテナを解析・設計するための数値解析手法の開発・確立は工学上必要不可欠である。

これと同時に、電気的な小形アンテナの特性を明らかにする上で、実験により特性を精度良く測定する必要がある。特に、小形アンテナにおいては、放射効率が重要な特性である。しかしながら、従来より知られているパタン積分法では、アンテナを見込む全立体角にわたってパタンを測定し、それらを積分して放射電力を求めるため [7]、電波暗室等の施設ならびに全立体角にわたってパタンを測定するための特別な装置が必要となり、その測定環境を整備するのは困難である。一方、簡易効率測定法として、アンテナの周囲を放射抑制シールドで覆ったときと覆わないときの入力特性より放射効率を評価する Wheeler 法がある [8,9]。先に述べたように、電気的な小形アンテナは一般に低抵抗、高リアクタンスの入力特性を示すため、高精度な校正機能を持つネットワークアナライザを利用しても、その測定精度が問題となる。しかしながら、精度の問題を解決することができれば、小形アンテナの放射効率を短時間で安価に精度良く測定できることになるため、Wheeler 法による測定法の確立は工学的意義がある。

アンテナにおいて、放射効率が取れない大きな要因として、相対的に放射電力が小さく、

損失電力が支配的となることが挙げられる。損失電力は主としてアンテナ導体表面における導電損失に起因する。導電損失は表面抵抗に比例するので、効率を改善するためには、表面抵抗が小さな導体を用いるとよい。その一例として、高温超電導体薄膜を利用したマイクロストリップアンテナがある。高温超電導体薄膜は、臨界温度以下において、超電導効果によって表面抵抗が劇的に小さくなるため、マイクロ波ならびにミリ波の周波数領域において低損失受動デバイスへの応用が期待されている [10]。特に宇宙空間では、周辺温度が極めて低いため、現状の高温超電導体薄膜においても超電導現象が生じ、例えば衛星搭載用のアンテナ素子へ応用が可能である。また近い将来、常温超電導体が登場すれば、腕時計型端末内蔵アンテナ素子の高効率化のために、その薄膜が利用されるであろう。したがって、高温超電導体薄膜を用いたマイクロストリップアンテナの基本特性を明らかにすることは工学的意義がある。

また、GPS 携帯端末に内蔵されるアンテナは、円偏波受信可能でかつ薄形であることが望まれる。マイクロストリップアンテナは、薄い誘電体基板上に製作できるため低姿勢であり、摂動スタブもしくは切り欠けを設けることによって円偏波受信できるため、GPS 受信の用途に適している。マイクロストリップアンテナを基板の背面より同軸線路を用いて給電する場合、給電ピンのインダクタンス効果のため [11]、円偏波受信周波数において整合が取れない。このインダクタンス分をなんらかの方法で打ち消すことにより、整合状態において円偏波受信が実現できる。インダクタンス相殺のメカニズムは、マイクロストリップアンテナのキャビティモデルならびに摂動法を用いることにより、定性的にかつ定量的に評価可能である。以上、マイクロストリップアンテナにおける給電ピンのインダクタンス効果の解明とその対処法を理論的に明らかにすることは工学的意義がある。

1.2 研究の目的と本論文の構成

本論文では、通信用の小形・薄型アンテナに関して、三つのテーマに絞り、その数値計算による特性解析ならびに実験的検証について論じる。

第一のテーマは、無線呼出し内蔵カードサイズアンテナについてである。このアンテナの解析には、ワイヤグリッドモデルを利用し、従来より知られているモーメント法を適用する。しかしながら、アンテナの厚みが薄いため、従来のモーメント法の適用条件を逸脱して数値解析を行うことになる。そのため、モーメント法を改良して数値計算上の問題点の回避法を確立する必要がある。また、改良されたモーメント法を利用して、カードサイズアンテナの特性を明らかにするとともに、偏波面の変更について考察する。放射効率については、数値計算および Wheeler 法により明らかにする。さらに、カードサイズアンテナの理論的限界値を明らかにするために、モーメント法を利用した最適化問題を考え、固有モード解析を通して、最適化されたときのアンテナの特性を検討する。

第二のテーマは、高温超電導体薄膜をパッチとして利用したマイクロストリップアンテナについてである。超電導体を利用したことによる導電損失の低減効果を、他の損失要因、例えば、放射損失・表面波損失を含めて厳密に解析するために、パッチおよび接地導体板の表面インピーダンスを考慮したスペクトル領域モーメント法を導入する。高周波における超電導現象は、表面インピーダンスの実験値ならびに現象論的二流体モデルの変形である三流体モデルを用いて取り込み、アンテナ特性に現れる超電導特有の現象について明らかにする。

第三のテーマは、マイクロストリップアンテナにおけるパッチ形状の摂動についてである。従来より、給電ピンより 45° 回転した線上にあるパッチの一部を削る、もしくは、小さなパッチ（スタブ）を付加することに円偏波が発生することが知られていた [12]。ここでは、パッチの切り欠け、もしくは、スタブを 45° 以外の位置に作った場合について、キャビティモードを利用して説明する。特に、 0° の位置にスタブを付加することによって、背面給電型マイクロストリップアンテナにおける給電ピンのインダクタンス効果の相殺が可能であることを明らかにする。

以下、本研究により得られた結果ならびに考察を章に分けて説明する。

第2章では、複雑な線状アンテナの数値解析法であるモーメント法について詳しく述べる。まず、モーメント法の概要を述べ、零リアクション定理より電磁界散乱の基本方程式を導出するとともに、それを離散化し、行列方程式に変形する。続いて、アンテナが分岐を持つ複雑な構造に対して適用可能な区分正弦波基底について述べ、モーメント法の計算の核ともいべき相互インピーダンスの計算方法を示す。その際に、不要な点電荷の寄与を事前に取り除き、展開ワイヤおよび試験ワイヤの位置関係の可逆性を保つような展開ワイヤの局所的オフセット法を導入することにより、一般化インピーダンス行列を対称行列とし、数値計算上の問題点を解決する。次に、デルタギャップ励振による給電モデル、ワイヤの導電損失のために生じる相互インピーダンスの導電損失項の計算方法について示す。電流分布から遠方界ならびに各種特性量の計算する方法についても述べる。さらに、ワイヤグリッドでモデル化されたアンテナを解析する際に仮定する架空ポートの電流値を用いず、現実に設定可能なポートの電圧値のみで各種特性量を表現する。これは、第4章で現実的なポートを想定した上で最適化問題を解くために必要となる。

第3章では、無線呼出し端末内蔵用のカードサイズアンテナの数値解析ならびに Wheeler 法を用いた放射効率の測定について述べる。カードサイズアンテナは導体板とワイヤから構成されるため、導体板をワイヤグリッドに置き換え、第2章で論じた線状アンテナ用のモーメント法を適用することになる。まず、ワイヤグリッドの設定について数値的に検討し、その後、入力特性、偏波面の制御、Lセクション整合回路を利用したときの不整合損を含めたアンテナ効率について述べる。次に、小形アンテナの簡易効率測定法である Wheeler 法を利用して、カードサイズアンテナの放射効率を実験的に評価し、先の数値解析の妥当

性について検証する。さらに、Wheeler 法の適用根拠となる放射抑制シールドの効果についてグリーン関数を用いて吟味する。

第4章では、第2章で論じたモーメント法に対して最適化問題を考え、第3章で取り上げたカードサイズアンテナの各種特性量の理論的限界値について述べる。モーメント法において、多くの特性量はエルミート形式の比の形で表現できる。このとき、特性量の最適値が一般化固有値問題の最大・最小固有値を求める問題に帰着することを説明する。ワイヤグリッドモデルによりモデル化されたカードサイズアンテナに対して、設定可能なポートを限定して、この最適化手順を適用する。また、モーメント法の固有モード問題を考え、各モードの励振振幅を評価することにより、各種特性量が最適化されている状態を定量的に明らかにする。

第5章では、高温超電導体マイクロストリップアンテナの数値解析について述べる。まず、高周波における超電導現象を巨視的な立場で取り扱うために必要となる基本事項を述べた後、その実験的な現象論モデルである三流体モデルについて説明を行う。また、数値解析手法として用いたスペクトル領域モーメント法において、接地導体面の損失を考慮したグリーン関数の導出、ならびに、境界条件によるパッチ面の損失の繰り込みにより、超電導体マイクロストリップアンテナの解析を可能とする。これらのモデルおよび数値解法を利用して、パッチ形状がダイポールである場合について、高温超電導体マイクロストリップアンテナの基本特性を計算し考察を加える。

第6章では、円偏波マイクロストリップアンテナにおける整合問題について述べる。すなわち、従来の背面給電型のマイクロストリップアンテナにおいて、給電ピンのインダクタンス分を相殺するために、整合用のスタブを設けるとよいことを議論する。このことを理論的に明らかにするために、まず、マイクロストリップアンテナのキャビティモデル、ならびに、パッチの形状が摂動を受けたときの取り扱いについて説明する。相殺効果を明確にするために、解析対象を円偏波円環マイクロストリップアンテナに限定し、円偏波用スタブと整合用スタブの動作メカニズムを理論的に統一的に解明する。また、実験を行い、その妥当性を検証する。

第7章では、結論を述べ、本論文で得られた結果を要約する。

図 1.1 に本論文の構成と各章の関係を示す。

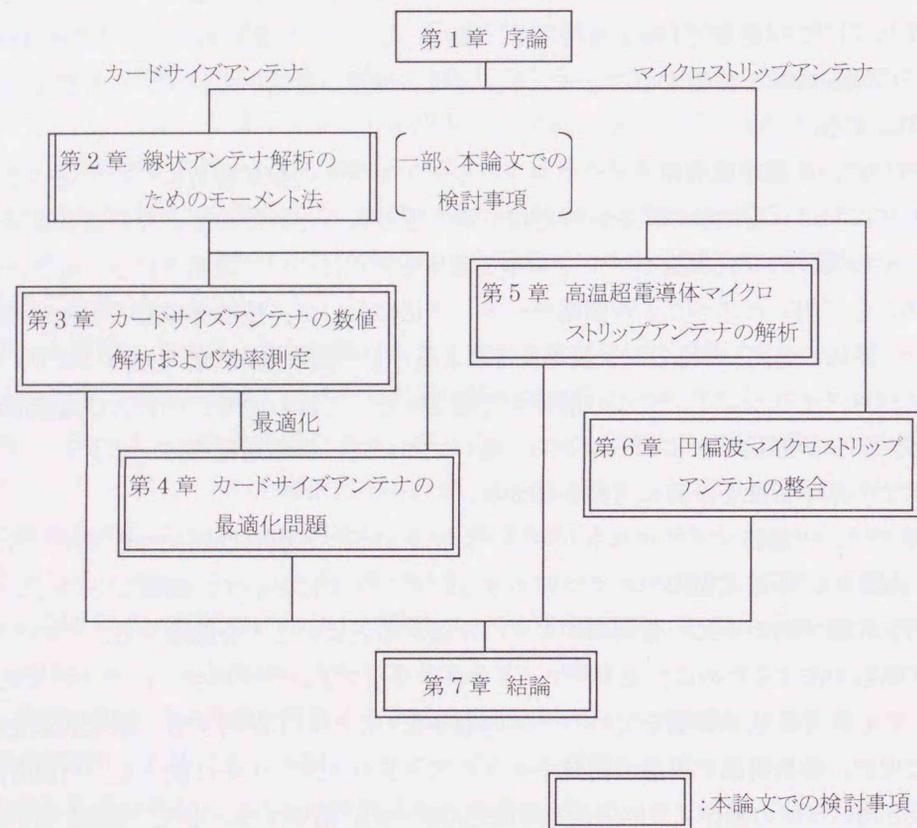


図 1.1: 本論文の構成と各章の関係

第2章

線状アンテナ解析のためのモーメント法

2.1 はじめに

1897年, Pocklington は直線状のアンテナに関する積分方程式を導出し, 細線近似の下で, 電流分布が正弦波的で, 伝搬速度がほぼ光速で与えられることを示した [13]. その積分方程式は, 電磁界境界値問題より導かれ, 一般に,

$$\int_L K(z, z') I(z') dz' = -E^i(z) \quad (2.1.1)$$

の形をしている. ここで, $K(z, z')$ はアンテナの構造で決定される積分核, $E^i(z)$ はアンテナに入射する電界である. これらは既知量である. $I(z')$ はアンテナ上の電流密度であり, (2.1.1) より決定する量である. 一般に $I(z')$ に関して (2.1.1) を解析的に解くことは不可能である. したがって, 数値手法により (2.1.1) を行列方程式で近似して解くことになる. このように, “無限次元の関数空間における関数方程式” を “有限次元の部分空間内における行列方程式” で近似する射影法をモーメント法 [14] という.

本章では, モーメント法について概観した後, 線状アンテナ問題に関して区分正弦波基底を用いたモーメント法について詳細に議論する.

2.2 モーメント法の概略

2.2.1 モーメント法の歴史的背景

関数方程式を行列方程式に変形して線形代数の手法を用いて解を求めるという考え方は比較的早く, 1915年頃, ロシアの機械技術者 Galerkin により初めて導入された. 1920年代に発展した量子力学では, ヒルベルト空間の概念およびその行列表現が多用された. しかしながら, 高速演算処理が可能な計算機が出現する以前, 膨大な数値計算を目的とした行列解法は一般的でなかった. したがって, このような数値解法は, 解析などでうまくいかなかった場合に最後の手段として用いられた. 今日では, 計算機を用いて大規模の線形代数方程式系を容易に扱うことができ, モーメント法は関数方程式を精度良く解くための一般的な手法の一つとなっている.

実際の電磁波工学上の問題を解くのに非常に多くの労力が費やされたのは、1940年代前半のMIT放射研究所であった[15]。Rumseyは、いくつかの概念を簡潔に“リアクションの概念”に集約し定式化を行った[16]。その後、変分法を用いていくつかの実問題の解析が試みられた。

1960年代の半ば頃に、数値手法を用いた電磁界方程式の解析が始められた。これらの解法を“モーメント法”という語で整理した学術書[14]が1968年に出版されている。

この後、リアクションの概念に基づく線状アンテナ解析用の高精度なモーメント法がRichmondにより開発され[17,18]、ワイヤグリッドモデルなどの分岐構造を含む任意の形状の線状アンテナの解析が可能となった。さらに、Newmanらはこの手法を拡張し、平面状の導体を含むアンテナ構造に対して適用可能なプログラムを開発している[5]。この他にも、Lawrence Livermore研究所の“Nemerial Electromagnetic Code II”(NEC2)[19]をはじめとして、モーメント法に関する研究・開発が数多く行われており、アンテナ解析分野において大きな位置を占めている。

2.2.2 モーメント法 の概念

一般に、関数方程式の解は関数空間の部分空間上への射影項として説明できる。数値計算を行うためには、この部分空間は必ず有限次元でなければならないが、理論的な検討を行う場合は無限次元であっても構わない。

L を線形演算子、 f を決定すべき未知関数、 g を既知関数とする。このとき、次の関数方程式を考える。

$$Lf = g \quad (2.2.1)$$

L の定義域において、 f を関数系 $\{f_1, f_2, \dots\}$ の線形結合で表す。

$$f = \sum_j \alpha_j f_j \quad (2.2.2)$$

ここで、 α_j は f の代わりに決定すべきスカラー未知量である。 f_j は基底関数あるいは展開関数と呼ばれる。(2.2.1)に(2.2.2)を代入し、 L の線形性を考慮すると、

$$\sum_j \alpha_j Lf_j = g \quad (2.2.3)$$

と得る。いま、 L の領域において関数系 $\{w_1, w_2, \dots\}$ を定義する。各 w_i と(2.2.3)の積を取り、積の線形性を用いると、

$$\sum_j \alpha_j \langle w_i, Lf_j \rangle = \langle w_i, g \rangle \quad i = 1, 2, \dots \quad (2.2.4)$$

を得る。 w_i は試験関数あるいは重み関数と呼ばれる。この方程式系を行列形式で記述すると、

$$[\ell][\alpha] = [g] \quad (2.2.5)$$

となる。ここで、 $[\ell]$ は行列であって、

$$[\ell] = [\langle w_i, Lf_j \rangle] \quad (2.2.6)$$

であり、 $[\alpha]$ および $[g]$ は列ベクトルであって、

$$[\alpha] = [\alpha_j] \quad (2.2.7)$$

$$[g] = [\langle w_i, g \rangle] \quad (2.2.8)$$

である。 $[\ell]$ が正則ならば、 $[\alpha]$ は次のように与えられる。

$$[\alpha] = [\ell]^{-1}[g] \quad (2.2.9)$$

f の解は(2.2.2)によって与えられる。簡単のため、次の列ベクトル関数を定義する。

$$[f] = [f_j] \quad (2.2.10)$$

(2.2.2)を $f = [f]^T[\alpha]$ と表示し、(2.2.9)を利用すると、

$$f = [f]^T[\ell]^{-1}[g] \quad (2.2.11)$$

を得る。モーメント法では、

- 基底および試験関数の選択
- 行列 $[\ell]$ の逆行列演算の数値精度

によって、その妥当性が左右される。

このような部分空間上へ射影することで関数方程式の解を得るという概念に対して、様々な名称が付けられている。

- **モーメント法**

この名称は、本来、 $\int x^n f(x) dx$ を f の n 次のモーメントということに由来する。これをさらに一般化して、 x^n の部分を任意の w_n で置き換えた積分を f のモーメントと呼ぶ。

- **重みつき残差法**

(2.2.3)が近似的に等しいとき、厳密な Lf と近似した Lf との差は、

$$r = g - \sum_j \alpha_j Lf_j \quad (2.2.12)$$

となる。この r を残差と呼び、積 $\langle w_i, r \rangle$ を重みつき残差と呼ぶ。重みつき残差を0と等しいとおくことにより、(2.2.4)が得られる。

- 射影法

展開関数 f_i は f を近似するように部分空間を生成しており、試験関数 w_i は、 Lf の射影部分空間を生成している。モーメント法では、試験部分空間において、残差をヌルベクトルに等しくする。(2.2.4) の各 w_i に関する積は、(2.2.3) の w_i 成分に比例する。したがって、残差の各成分が試験部分空間で 0 である。換言すれば、残差はすべての w_i に直交する。

(2.2.12) で与えられる残差のノルムの最小化する場合を考える。(2.2.12) から明らかのように、 r のノルムを最小とすることは、 g から、 Lf_j , $j=1,2,3,\dots$ によって生成される部分空間までの最短距離を求めることと同値である。したがって、射影定理によって、最小ノルムは、モーメント法において $w_i = Lf_i$ とすることにより得られる。これと同じ結論を次のような計算により導くことができる。

$$\begin{aligned} \|r\|^2 &= \langle g - \sum \alpha_i Lf_i, g - \sum \alpha_j Lf_j \rangle \\ &= \langle g, g \rangle - 2 \sum \alpha_i \langle Lf_i, g \rangle + \sum \sum \alpha_i \alpha_j \langle Lf_i, Lf_j \rangle \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

上式の最小値は、 $\|r\|^2$ を各 α_i に関して微分し、それらを 0 とおくことより得られる。

$$\frac{\partial \|r\|^2}{\partial \alpha_k} = 0 = -2 \langle Lf_k, g \rangle + 2 \sum \alpha_i \langle Lf_k, Lf_i \rangle \quad (2.2.14)$$

$k=1,2,3,\dots$ ここで、 $w_k = Lf_k$ ならば上式は(2.2.4) と等価である。

また、重み関数の選び方によって、モーメント法には次のような名称が付けられている。

- Galerkin 法

L と L^* の領域が同一のときは、 $w_i = f_i$ と選ぶことができる。この方法には、 L が自己随伴の場合、 $[l]$ を対称行列として扱えるという利点がある。対称行列は非対称行列より取り扱いやすく、特に固有値問題において理論的に有利な点である。

- ポイントマッチング法

領域の離散点において(2.2.3) を近似的に満足させる方法で、行列 $[l]$ の要素の数値計算が最も簡単になる。すなわち、ポイントマッチング法は試験関数として形式的に Dirac のデルタ関数を採用したモーメント法と等価である。

2.3 導体からの電磁散乱

1954年、Rumsey はリアクションと呼ばれる物理的可観測量を導入し、リアクション積分方程式の定式化を行った [16]。本節では、リアクションの概念と Lorentz の可逆定理からリアクション積分方程式を導出し、任意形状のアンテナに対応したモーメント法について考察する。

以降、時間的に調和な電磁界を扱うものとし、時間依存項 $e^{j\omega t}$ を省略する。

2.3.1 零リアクション定理

電磁流 $(\mathbf{J}_a, \mathbf{M}_a)$ からなる波源 a が、 $(\mathbf{J}_b, \mathbf{M}_b)$ からなる波源 b によって生じる電磁界 $(\mathbf{E}_b, \mathbf{H}_b)$ 内に置かれているとする。このとき、“波源 a ” と “波源 b によって生じる電磁界” の相互作用を示すリアクション $\langle a, b \rangle$ を次のように定義する。

$$\langle a, b \rangle = \iiint_V (\mathbf{J}_a \cdot \mathbf{E}_b - \mathbf{M}_a \cdot \mathbf{H}_b) dv \quad (2.3.1)$$

積分範囲 V は波源 a を含む領域とする。上式の $\langle a, b \rangle$ において、第一引数 a は波源に、第二引数 b は電磁界に関するものである。リアクションは複素数量であり、電力の同じ次元を持っている。しかしながら、次の二つの点で、リアクションは複素電力と異なる。

- 電力の定義では、電流密度はその共役を用いる。
- リアクションは、“ある波源” と “別の波源による電磁界” に対して定義される。

波源がそれ自身による電磁界と作用する場合は、自己リアクタンス $\langle a, a \rangle$ を用いる。

等方性媒質に対して、

$$\langle a, b \rangle - \langle b, a \rangle = \iint_S (\mathbf{E}_a \times \mathbf{H}_b - \mathbf{E}_b \times \mathbf{H}_a) \cdot d\mathbf{s} \quad (2.3.2)$$

が成り立つ。ただし、 S は領域 V の表面とする。いま、すべての波源が有限の領域に存在するものとし、波源と S の距離は無限遠とする。このとき、(2.3.2) の右辺の面積分は 0 となり、Lorentz の可逆定理

$$\langle a, b \rangle = \langle b, a \rangle \quad (2.3.3)$$

が導かれる [20]。

図 2.1 に示す散乱問題を考える。波源 $(\mathbf{J}^i, \mathbf{M}^i)$ により、 V^i の外部にまず $(\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i)$ が生じ、 V^s 内の散乱物体を誘起する。その結果、 V^s の外部に (\mathbf{E}, \mathbf{H}) の電磁界を生じるとする。いま、 V^s の表面 S^s 上に $(\mathbf{J}^s, \mathbf{M}^s)$ の面波源を仮定し、

$$\mathbf{J}^s = \hat{n} \times \mathbf{H} \quad \text{on } S^s \quad (2.3.4)$$

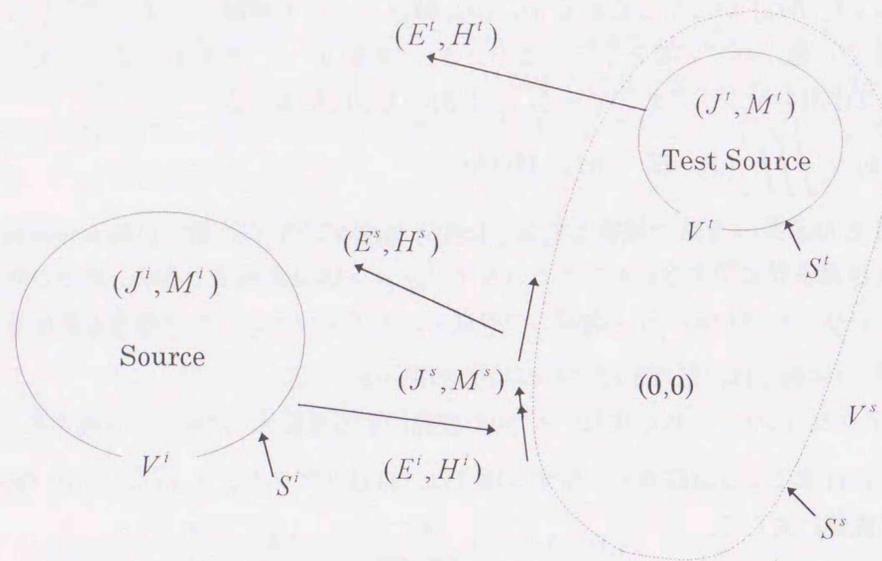
$$\mathbf{M}^s = \mathbf{E} \times \hat{n} \quad \text{on } S^s \quad (2.3.5)$$

を満足するように $(\mathbf{J}^s, \mathbf{M}^s)$ を決定する。等価定理から、 V^s の外部の電磁界は散乱体内部がどんな状態であっても構わない。そこで、

$$\mathbf{E} = \mathbf{H} = 0 \quad \text{in } V^s$$

と仮定する。したがって、 (\mathbf{E}, \mathbf{H}) は $(\mathbf{J}^i, \mathbf{M}^i)$ と $(\mathbf{J}^s, \mathbf{M}^s)$ により生じると考えてよい。一方、 $(\mathbf{J}^i, \mathbf{M}^i)$ により $(\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i)$ の電磁界が V^i 外部に生じているとする。このとき、Lorentz の可逆定理 (2.3.3) より、

$$\iiint_{V^i} (\mathbf{J}^i \cdot \mathbf{E}^t - \mathbf{M}^i \cdot \mathbf{H}^t) dv + \iint_{S^s} (\mathbf{J}^s \cdot \mathbf{E}^t - \mathbf{M}^s \cdot \mathbf{H}^t) ds$$

図 2.1: 試験波源 (J^t, M^t) が散乱体 V^s 内部に置かれた状態

$$= \iiint_{V^t} (\mathbf{J}^t \cdot \mathbf{0} - \mathbf{M}^t \cdot \mathbf{0}) dv = 0 \quad (2.3.6)$$

これを零リアクション定理という [16].

2.3.2 導体からの散乱問題

(2.3.6) は散乱問題に関する積分方程式である. ここでは, この積分方程式の $(\mathbf{J}^s, \mathbf{M}^s)$ に関する数値近似解を得るためにモーメント法を利用する. すなわち, 散乱電磁流 $(\mathbf{J}^s, \mathbf{M}^s)$ を有限の級数で展開し, その未知展開係数を決定するために, 試験波源に対して(2.3.6)を適用する.

散乱体の表面が完全導体ならば, 磁流 \mathbf{M}^s は存在しない. ここでは, 散乱体導体の導電率が有限であるとし, 次のインピーダンス境界条件を仮定する.

$$\mathbf{M}^s = Z_s \mathbf{J}^s \times \hat{n} \quad (2.3.7)$$

ここで, Z_s は導体の表面インピーダンスとする. さらに, (2.3.6) において, $(\mathbf{E}^t, \mathbf{H}^t)$ を試験波源 m により自由空間に生じる電磁界 $(\mathbf{E}_m, \mathbf{H}_m)$ に置き換えることにより, 次式を得る.

$$- \iint_{S^s} \mathbf{J}^s \cdot [\mathbf{E}_m - (\hat{n} \times \mathbf{H}_m) Z_s] ds = \iiint_{V^t} (\mathbf{J}^t \cdot \mathbf{E}_m - \mathbf{M}^t \cdot \mathbf{H}_m) dv \quad (2.3.8)$$

表面電流を次のような基底関数 \mathbf{F}_n で展開する.

$$\mathbf{J}^s = \sum_{n=1}^N I_n \mathbf{F}_n \quad (2.3.9)$$

展開係数 I_n が既知となれば, 表面電流 \mathbf{J}^s を決定でき, これを用いて所望の散乱電磁界が求められる. 基底関数 \mathbf{F}_n はその端子において単位電流を示すように定義される.

(2.3.7) および(2.3.8) から, 次の連立方程式が得られる.

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (2.3.10)$$

ここで,

$$Z_{mn} = - \iint_n \mathbf{F}_n \cdot [\mathbf{E}_m - (\hat{n} \times \mathbf{H}_m) Z_s] ds \quad (2.3.11)$$

$$V_m = \iiint_{V^t} (\mathbf{J}^t \cdot \mathbf{E}_m - \mathbf{M}^t \cdot \mathbf{H}_m) dv \quad (2.3.12)$$

(2.3.11) および(2.3.12) において, 積分は被積分関数が 0 でない領域で実行すればよい. 例えば, 領域 n は散乱体表面 S^s 試験関数 \mathbf{J}_m を覆う領域である.

さて, (2.3.10) を行列形式で表すと,

$$[Z][I] = [V] \quad (2.3.13)$$

となる. ここで, $[Z]$ は一般化インピーダンス行列であって, その要素は散乱体の構造を与えると決定する量である. $[V]$ は一般化励振電圧ベクトルであって, その要素は入射界を与えると決定する. (2.3.13) より, (2.3.9) の展開係数を要素とする電流ベクトル $[I]$ は,

$$[I] = [Z]^{-1}[V] \quad (2.3.14)$$

により与えられる. したがって, (2.3.9) より散乱体上の電流 \mathbf{J}^s の近似解が得られる. ひとたび \mathbf{J}^s が既知となれば, 空間内の任意の場所における電磁界を容易に得ることができる.

計算機の手数, 記憶容量の観点から, 行列 $[Z]$ は対称行列であることが望ましい. さらに, 試験波源は連立方程式が正則になるように選ばなければならない. これらの理由から, 本論文では, 試験波源 \mathbf{J}_m として, 展開関数 \mathbf{F}_n と同一の大きさ, 形状の領域をもち, かつ, 同一の関数形をした関数を採用する.

2.4 区分正弦波基底

2.4.1 基底の分類

理論的には無限個の基底関数系が存在するが, 与えられた問題に適合する基底関数系は数が限られている. 一般に, 散乱体表面の電流分布に類似している基底関数系を採用する

ことで収束性は良くなる。また、要素計算、逆行列演算に要する時間も、基底関数を選択する上で考慮すべき点である。

基底は大別して次の2つの分類できる [13,21].

- 全領域基底

散乱体表面の全領域で定義され、かつ、離散的な集合でのみ0となる。

- 区分域基底

散乱体表面の全領域で定義され、かつ、その領域のある範囲でのみ値をもち、他の部分で常に0となる。

散乱体表面で直交関数系を容易に見い出せる場合、全領域基底を用いることにより、基底関数の個数を多数用意することなく所望の精度の解を得ることができる。しかしながら、一般に、基底関数一個あたりの計算に時間を要する。そのうえ、複雑な形状の表面では直交基底関数系を見出すのが困難である。

一方、区分域基底はある範囲以外で値が0となるような基底であるため、複雑な形状をした散乱体表面においても直交基底関数系の設定が容易である。すなわち、散乱体表面を適当に分割することで、電流分布に類似した基底を配置することができる。一般に、区分域基底を用いた場合、分割数を多くすることで解の精度は改善されるが、行列演算に要する時間が増す傾向にある。

解析対象を線状アンテナに限定すると、アンテナの線径 a が波長 λ に比べて十分に小さい場合 ($a \ll \lambda$)、ワイヤの周回方向に流れる電流を無視できるので、軸方向の電流成分を考慮すればよい。また、ワイヤ表面において電流分布が一様ならば、細線状の電流で表現できる。この近似を細線近似という。

以降、線状アンテナに適した基底の一つである区分正弦波基底について述べる。

2.4.2 区分正弦波基底 (分岐なし)

分岐のない線状アンテナを N 等分割する場合を考える。分割された各区間をセグメント、各セグメントの両端をセグメント分割点と呼ぶこととし、図 2.2 のように番号付けを行う。各セグメント上の電流分布 $J_n^s(s)$ を区分正弦波基底 $F_n(s)$ を用いて次のように表す。

$$J_n^s(s) = G_n(s) \{ I_{n-1} F_{n-1}(s) + I_n F_n(s) \} \quad (2.4.1)$$

ここで、 $G_n(s)$ は第 n 番目のセグメント $s_{n-1} \leq s \leq s_n$ で1、他のセグメントで0となるようなゲート関数とする。また、区分正弦波基底 $F_n(s)$ は次で与えられる。

$$F_n(s) = \begin{cases} \frac{\sin k(\Delta l - |s - s_n|)}{\sin k\Delta l} \hat{s}_n & \text{for } s \in [s_{n-1}, s_{n+1}] \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.4.2)$$

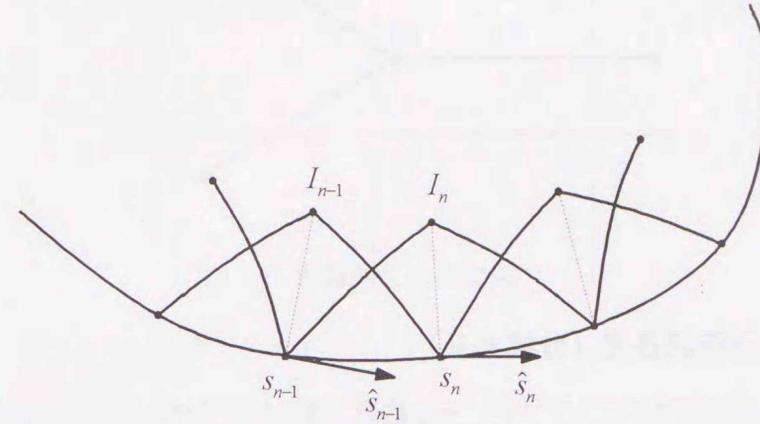


図 2.2: 区分正弦波関数による線状アンテナ上の電流の表現

ただし、 Δl は各セグメントの長さ、 \hat{s}_n は第 n 番目のセグメント分割点における単位接線ベクトルとする。このとき、 I_n は第 n 番目のセグメント分割点における電流標本値を表す。(2.4.1) によれば、各セグメント区間における電流は、二つの片側区分正弦波基底の重ね合わせで表現されており、セグメント区間の両端において片側区分正弦波基底の一つが0となる。したがって、セグメント毎に電流を設定する代わりに、連続する二つのセグメントにまたがるダイポール単位で電流を表現することができる。このことを数式で示すと次のようになる。

$$J^s(s) = \sum_{n=1}^N J_n^s(s) = \sum_{n=1}^{N-1} I_n F_n(s) \quad (2.4.3)$$

ここで、境界条件よりアンテナの両端で電流が0となること、すなわち、 $I_0 = I_N = 0$ を用いた。このように、線状アンテナは長さ $2\Delta l$ のダイポールの $(N-1)$ 個の重ね合わせでモデル化することができる。この理由で、以降、区分正弦波基底をダイポールと呼ぶことがある。また、一般にダイポールの片側をモノポールと呼ぶことから、片側区分正弦波基底をモノポールと呼ぶことがある。なお、(2.4.3) において、 I_n は第 n 番目のダイポールの中央における電流標本値に対応する。さらに、(2.3.9) と(2.4.3) を比較することにより、(2.4.2) で定義される関数がモーメント法の基底として利用できることがわかる。

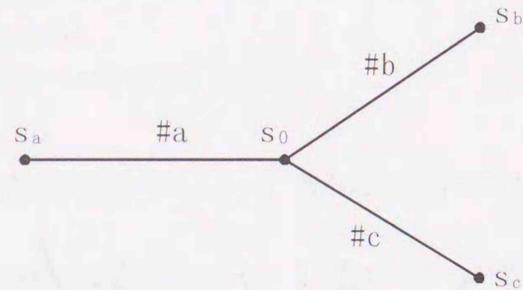


図 2.3: 三分岐構造

2.4.3 区分正弦波基底 (分岐あり)

導体面を含む任意形状のアンテナは、その構造に適したワイヤグリッドモデルに置き換えることにより、線状アンテナの解析手法を用いて近似的に解析可能となる [6, 22]. ここで、ワイヤグリッドモデルとは、連続導体面を金属ワイヤのグリッド (格子目) で近似したモデルであり、グリッド構造やワイヤの半径等の設定が適当な場合において電磁的に良好な近似を与える. 構造上、ワイヤグリッドモデルにはワイヤが枝分かれする箇所が多数存在する. ここでは、区分正弦波基底が分岐を持つ線状アンテナに対して適用でき、ワイヤグリッドモデルのような複雑な分岐構造において有用な基底であることを示す.

まず、図 2.3 に示す最も簡単な分岐構造について考える. 図 2.3 において、黒丸で示した点 s_0, s_a, s_b, s_c はセグメント分割点であって、 $\#a, \#b, \#c$ はセグメント番号とする. (2.4.1) と同様にして電流分布を仮定すると、

$$\mathbf{J}^s = I_a \mathbf{F}_a + I_b \mathbf{F}_b + I_c \mathbf{F}_c \quad (2.4.4)$$

と表現できる. ここで、境界条件を考慮し、図 2.3 の端点 s_a, s_b, s_c における電流値を 0 とし、各セグメントの s_0 側で 1 となる片側区分正弦波のみを採用する. すなわち、(2.4.4) において、 \mathbf{F}_i ($i = a, b, c$) を

$$\mathbf{F}_i(s) = \begin{cases} \frac{\sin k(s_i - s)}{\sin k(s_i - s_0)} \hat{s}_i & \text{for } s \in [s_0, s_i] \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.4.5)$$

とおく. \hat{s}_i は s_0 から s_i への単位方向ベクトルである.

さて、分割点 s_0 の近傍においてキルヒホッフの電流則を適用すると、(2.4.4) より、

$$I_a + I_b + I_c = 0 \quad (2.4.6)$$

を得る. この関係を用いると、(2.4.4) は、例えば、

$$\mathbf{J}^s = I_b(-\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_b) + I_c(-\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_c) \quad (2.4.7)$$

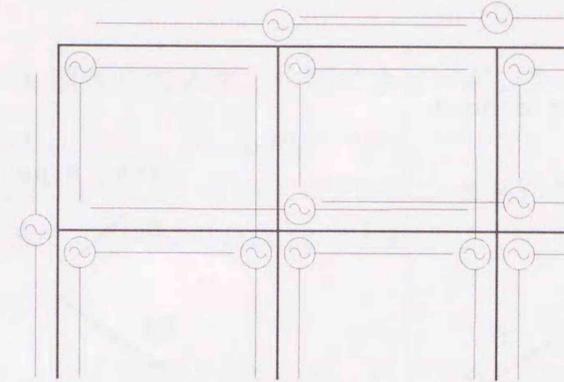


図 2.4: ワイヤグリッドモデルにおける展開ダイポールの配置例

と変形できる. (2.4.7) において、 $-\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_b$ は $s_a - s_0 - s_b$ で構成されるダイポールに、 $-\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_c$ は $s_a - s_0 - s_c$ で構成されるダイポールに対応する区分正弦波基底とみなすことができる. これら二つの基底の重ね合わせにより、図 2.3 に示す構造の電流分布を表現することができる. この構造の場合、ダイポールの組み合わせは、(2.4.7) を(2.4.4) に代入する際に消去する変数の選び方の数、すなわち、三通り存在する. また、各ダイポールの両端の電流値が 0 であるため、セグメント分割点 s_a, s_b, s_c の先に枝が伸びている場合においても、分割点でキルヒホッフの電流則を満たすように区分正弦波基底を配置するだけでよい.

同様に、あるセグメント分割点から n 本 ($n \geq 2$) の枝が分岐している場合も議論できる. 各枝に分割点で 1 となる片側区分正弦波基底を配置する. 分割点でキルヒホッフの電流則を適用すると、自由度が 1 減るので、 $(n-1)$ 個の独立なダイポールを用いて分割点における電流分布を表現すればよいことがわかる.

図 2.4 にワイヤグリッドモデルの一部にダイポールを配置した例を示す. 図のように各セグメント分割点に必要なダイポールを配置することで、ワイヤグリッドモデルのような複雑な分岐構造に対して、区分正弦波基底を適用できることがわかる. なお、キルヒホッフの電流則は分割点の近傍で集中定数回路的に適用されるべきで、枝の長いセグメントを含む分割点においては物理的に正確でない. したがって、正確な電流分布を得るためには、分岐構造上の実際の電流分布の予め考慮の上、ダイポールを配置する必要がある.

2.5 相互インピーダンス

本節では、基底関数および試験関数として区分正弦波関数を用いた場合の一般化インピーダンス行列 $[Z]$ の要素 Z_{mn} の計算について議論する. 以降、解析対象である線状アンテナ

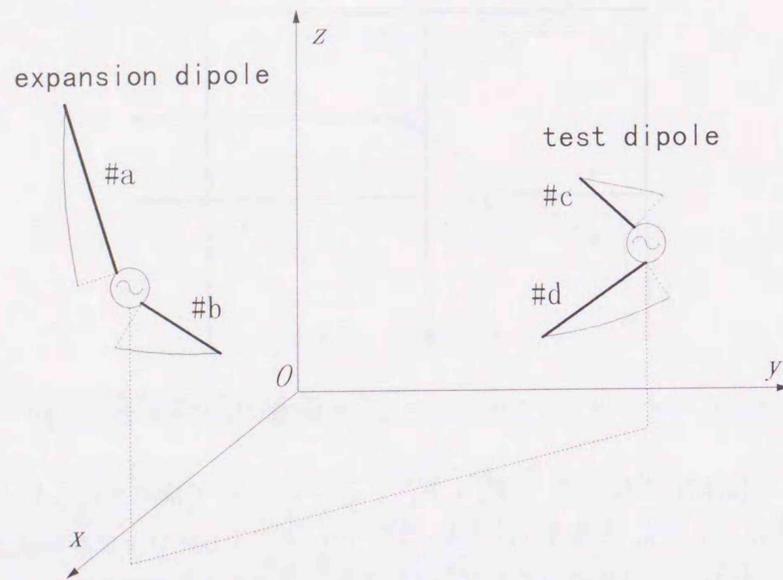


図 2.5: 二つの任意の傾きと折れ曲がり角を持つダイポール間の位置関係

において、細線近似が成り立つと仮定する。すなわち、半径が 0 のフィラメント状の区分正弦波関数を基底関数としてワイヤの表面上に配置する。この基底関数系によって表現される電流は、ワイヤ表面上において境界条件を満足するように流れる。この意味で、ワイヤ表面上に配置される基底関数は“真ダイポール”とも呼ばれる。同様に、フィラメント状の区分正弦波関数を正弦波関数を試験関数としてワイヤの中心軸に配置する。この試験関数は“試験ダイポール”とも呼ばれる [21]。

線状アンテナが任意の三次元的形状である場合、アンテナを折れ線近似し基底を配置するために、図 2.5 に示すような任意の傾きと折れ曲がり角を持つ V 字形のダイポールを導入する。したがって、V 字形ダイポール間の相互インピーダンス Z_{mn} の計算が必要となる [23]。区分正弦波ダイポール間の相互インピーダンスの計算方法は、二つの直線ダイポールが階段状に平行に配置されている場合 [24, 25]、二つの折れ曲がりダイポールが同一平面上に配置された場合 [26-28]、そして、折れ曲がりダイポールが三次元的に配置された場合 [29] と順次開発された。本章では、三次元的に配置された折れ曲がりダイポール間の相互インピーダンスについて、点電荷の寄与を取り除いた計算式を示す。物理的には、点電荷の寄与は相殺され存在しないが、真ダイポールの配置の仕方によっては相殺されない場合があるため、予め取り除いておく必要がある [30-32]。

なお、本節では問題を簡単にするため、導体の表面インピーダンス Z_s は 0 とする。 $Z_s \neq 0$

の場合については、2.7 節で述べる。

2.5.1 ダイポール間からモノポール間インピーダンスへの分解

ダイポールは二つのモノポールから構成されており、これらモノポールの作る電界の和がダイポールの作る電界を与える。図 2.5 に示すように、真ダイポールの電流分布 F_m が電流分布 F_a, F_b の真モノポールから構成されるとする。

$$F_m = F_a + F_b \quad (2.5.1)$$

真モノポール F_a, F_b の作る電界をそれぞれ E_a, E_b とすると、真ダイポール F_m の作る電界 E_m は、

$$E_m = E_a + E_b \quad (2.5.2)$$

で与えられる。試験ダイポールの電流分布 J_n もまた試験モノポールの電流分布 J_c, J_d の和で与えられる。

$$J_n = J_c + J_d \quad (2.5.3)$$

したがって、(2.3.11) の相互インピーダンス Z_{mn} は、

$$\begin{aligned} Z_{mn} &= - \iint_n J_n \cdot E_m ds \\ &= - \iint_c J_c \cdot E_a ds - \iint_c J_c \cdot E_b ds - \iint_d J_d \cdot E_a ds - \iint_d J_d \cdot E_b ds \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

となる。このように、ダイポール間の相互インピーダンスは、四つのモノポール間の相互インピーダンスを計算することによって得られる。上式において、モノポール #a のモノポール #c に対する相互インピーダンス

$$Z_{ac} = - \iint_c J_c \cdot E_a ds \quad (2.5.5)$$

の計算が可能となれば、残りの三つの相互インピーダンスは容易に求められる。具体的に、 F_b は F_a において電流の向きを逆にするにより同一の関数とみなすことができる。 J_d についても同様に J_c において電流の向きを逆にする事で同一の関数とみなすことができる。したがって、 Z_{ac} の計算において、 $F_a \rightarrow -F_b$ ($E_a \rightarrow -E_b$), $J_c \rightarrow J_d$ と対応させることによって、 $-Z_{bc}, -Z_{ad}, Z_{bd}$ の計算が実行可能である。これは、(2.5.4) において、

$$\begin{aligned} Z_{mn} &= - \iint_c J_c \cdot E_a ds - \iint_c J_c \cdot (-E_b) ds - \iint_d (-J_d) \cdot E_a ds - \iint_d (-J_d) \cdot (-E_b) ds \\ &= Z_{ac} - Z_{bc} - Z_{ad} + Z_{bd} \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

と変形可能であることから了解できる。

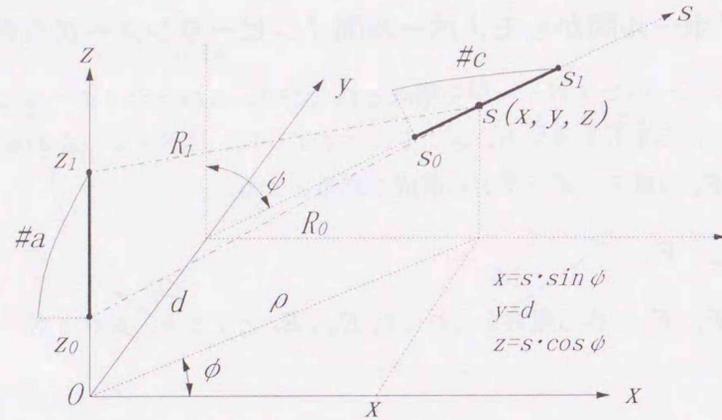


図 2.6: 二つのモノポール間の位置関係

2.5.2 モノポールの作る電界

モノポール #a 上の表面電流密度 \mathbf{F}_a が作る電界 \mathbf{E}_a は、ダイアティック・グリーン関数を用いて、

$$\mathbf{E}_a(\mathbf{r}) = -j\omega\mu \left[\bar{\mathbf{I}} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \right] \cdot \iint_a \frac{e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \mathbf{F}_a(\mathbf{r}') ds' \quad (2.5.7)$$

と表される [33]. ここで、 $\bar{\mathbf{I}}$ は単位対角行列で表される単位ダイヤードである。また、 \mathbf{r} は観測点、 \mathbf{r}' は波源点を表し、面積分はモノポール #a の表面の波源点 \mathbf{r}' に関して行うものとする。いま、図 2.6 に示すように、モノポール #a の軸が z 軸となるような円筒座標系を導入する。このとき、モノポール #a の電流分布 \mathbf{F}_a は z' のみ関数となり、 \hat{z} に平行である。したがって、被積分関数は、 $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}$ および z' の関数であるから、(2.5.7) のダイアティック演算子 $\nabla \nabla$ は、

$$\nabla \nabla \rightarrow \left(\hat{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \hat{z} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial z} \right) \hat{\rho} + \left(\hat{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial z} + \hat{z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{z}$$

と置き換えることができる。さらに、モノポール #a が細線近似を満足するとき、 ϕ 方向に一様に電流が流れるため、(2.5.1) の表面積分は z に関する単積分とすることができる。以上により、 $\mathbf{E}_a = \hat{\rho} E_{a\rho}(\rho, z) + \hat{z} E_{az}(\rho, z)$ とおくと、(2.5.7) より、

$$E_{a\rho} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial z} \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} F_a(z') dz' \quad (2.5.8)$$

$$E_{az} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} F_a(z') dz' \quad (2.5.9)$$

となる。ここで、 $R = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}$ であって、 $F_a(z')$ は次で定義される区分正弦波関数である。

$$F_a(z') = \frac{\sin k(z_1 - z')}{\sin k\Delta z} \quad (2.5.10)$$

ただし、 $\Delta z = z_1 - z_0$ とする。(2.5.8), (2.5.9) において、積分と微分の順序を入れ替え、(2.5.10) を代入すると、

$$E_{a\rho}(\rho, z) = \frac{j\eta}{4\pi\rho} \left[\frac{z-z_1}{\sin k\Delta z} \cdot \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} - \frac{(z-z_0)\cos k\Delta z}{\sin k\Delta z} \cdot \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} - j e^{-jkR_0} \right] - \frac{j\eta}{4\pi k} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right) \quad (2.5.11)$$

$$E_{az}(\rho, z) = -\frac{j\eta}{4\pi} \left[\frac{1}{\sin k\Delta z} \cdot \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} - \frac{\cos k\Delta z}{\sin k\Delta z} \cdot \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right] - \frac{j\eta}{4\pi k} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right) \quad (2.5.12)$$

を得る (付録 A 参照)。ここで、 $R_i = \sqrt{\rho^2 + (z-z_i)^2}$, $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ とする。また、モノポール #a の作る磁界は、

$$H_{a\phi}(\rho, z) = \frac{\partial E_{a\rho}}{\partial z} - \frac{\partial E_{az}}{\partial \rho} = \frac{j}{4\pi\rho} \left[\frac{1}{\sin k\Delta z} e^{-jkR_1} - \frac{\cos k\Delta z}{\sin k\Delta z} e^{-jkR_0} - j \frac{z-z_0}{R_0} e^{-jkR_0} \right] \quad (2.5.13)$$

となる。

2.5.3 モノポール間の相互インピーダンス

図 2.6 において、モノポール #a のモノポール #c に対する相互インピーダンス (2.5.5) について考える。モノポール #a がモノポール #c の表面に作る電界 \mathbf{E}_a は (2.5.11), (2.5.12) で与えられる。 \mathbf{J}_c はモノポール #c の表面上を流れる表面電流密度であって、正確には表面 c 上全体で評価する必要があるが、細線近似を仮定しモノポールの中心軸上で評価する。ここでは、モノポール #c 上の電流分布 $I_c(s)$ として、次の区分正弦波関数を用いる。

$$I_c(s) = \frac{\sin k(s_1 - s)}{\sin k\Delta s} \quad (s_0 \leq s \leq s_1) \quad (2.5.14)$$

ただし、 $\Delta s = s_1 - s_0$ とする。以上により、(2.5.5) は、

$$Z_{ac} = - \int_{s_0}^{s_1} I_c(s) \{ (\hat{s} \cdot \hat{\rho}) E_{a\rho}(\rho, z) + (\hat{s} \cdot \hat{z}) E_{az}(\rho, z) \} ds \quad (2.5.15)$$

と変形される。ここで、 \hat{s} はモノポール #c の方向を示す単位ベクトルとする。(2.5.15) を数値的に積分することによって、モノポール #a のモノポール #c に対する相互インピーダンス Z_{ac} が得られる。その際、(2.5.17) の被積分関数を積分変数 s に関して陽に表現して

おく必要がある。(2.5.15)において、 s の関数となっている変数は $\rho, z, \hat{s} \cdot \hat{\rho}$ である。図2.6を参考にして、これらは、

$$\rho = \sqrt{s^2 \sin^2 \psi + d^2} \quad (2.5.16)$$

$$z = s \cos \psi \quad (2.5.17)$$

$$\hat{s} \cdot \hat{\rho} = s \sin^2 \psi / \rho \quad (2.5.18)$$

と与えられる。ただし、 ψ は $\cos \psi = \hat{s} \cdot \hat{z}$ の関係から求められる。

次に(2.5.15)の被積分関数中の電界 E_{ap}, E_{az} のうち、 $\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right)$ および $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right)$ を含む部分に関して調べる。積分変数 s は ρ と z の関数と考えてよい。したがって、

$$\begin{aligned} & \frac{j\eta}{4\pi k} \int_{s_0}^{s_1} I_c(s) \left\{ (\hat{s} \cdot \hat{\rho}) \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right) + (\hat{s} \cdot \hat{z}) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right) \right\} ds \\ &= \frac{j\eta}{4\pi k} \int_{s_0}^{s_1} I_c(s) \frac{d}{ds} \left(\frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \right) ds \end{aligned}$$

部分積分を行うと、

$$= -\frac{j\eta}{4\pi k} \frac{e^{-jkR_{00}}}{R_{00}} + \frac{j\eta}{4\pi} \int_{s_0}^{s_1} \frac{\cos k(s_1 - s)}{\sin k\Delta s} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} ds \quad (2.5.19)$$

となる。ここで、 $R_{00} = \sqrt{z_0^2 + s_0^2 - z_0 s_0 \cos \phi + d^2}$ であって、モノポール#aの腹 z_0 とモノポール#cの腹 s_0 との間の距離に相当する。(2.5.19)の第一項は、モノポール#aの腹 z_0 における電流の不連続性によって生じる点電荷と、モノポール#cの腹 s_0 に仮想的に置かれた試験点電荷との間での寄与である。しかしながら、モノポール#aの腹 z_0 にモノポール#bの腹が連続的に接続され、ダイポール#mが構成されるので、この寄与は相殺され存在しない。したがって、(2.5.19)の第一項はモノポール間の相互インピーダンスの計算の際に予め無視しても構わない。

以上により、点電荷の寄与を無視したモノポール#aのモノポール#bに対する相互インピーダンスは、

$$\begin{aligned} Z_{ac} = & -\frac{j\eta}{4\pi \sin k\Delta z \sin k\Delta s} \int_{s_0}^{s_1} \left[\left\{ \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} \left(-\hat{s} \cdot \hat{z} + (z - z_1) \frac{\hat{s} \cdot \hat{\rho}}{\rho} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \left[\left(-\hat{s} \cdot \hat{z} + (z - z_0) \frac{\hat{s} \cdot \hat{\rho}}{\rho} \right) \cos k\Delta z + jR_0 \frac{\hat{s} \cdot \hat{\rho}}{\rho} \sin k\Delta z \right] \right\} \sin k(s_1 - s) \right. \\ & \left. - \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \sin k\Delta z \cos k(s_1 - s) \right] ds \quad (2.5.20) \end{aligned}$$

となる。上式は可能な限り演算回数を減らした計算式であって、プログラム・コード作成の際に用いている。なお、(2.5.20)の数値計算を行うためには、図2.6の $d, z_0, z_1, s_0, s_1, \hat{z}, \hat{s}$ を実際のモノポールの位置情報から予め求めておく必要がある(付録B.1参照)。ま

た、(2.5.20)の導出にあたって、真モノポール、試験モノポールともその中心軸に存在すると仮定している。しかしながら、実際のワイヤの半径は0でないので、次項で述べるようなモノポールの配置を行う必要がある。

2.5.4 モノポールの配置方法

リアクションの可逆性(2.3.1)より、相互インピーダンス Z_{mn} は可逆でなければならない。

$$Z_{mn} = Z_{nm} \quad (2.5.21)$$

もし[Z]行列が対称行列でないならば、入力インピーダンスの値が測定値と大きく異なったり、電力の保存性が成立しない等の由々しい問題が生じる。したがって、ダイポールの配置方法を工夫し、対称性を保つ必要がある。ダイポール間において可逆性が成り立つためには、構成要素であるモノポール間において可逆性

$$Z_{ac} = Z_{ca} \quad (2.5.22)$$

が成り立つ必要がある。

ワイヤの表面上に置かれたフィラメント状の真モノポールが作る電界はフィラメントの置き方によって異なるので、真モノポールと試験モノポールを置き換えると、モノポール間の相互インピーダンスが異なる場合がある。これは、真モノポールにおいて管状の電流分布が流れるところをフィラメントで置き換えたために生じる。この不具合を回避する厳密な方法は、真モノポールを管状の区分正弦波基底で表示し、周回方向に関して積分を実行し、真モノポールの作る電界を厳密に求めることである。さらに、試験モノポールについても中心軸にフィラメント状のモノポールを仮定したが、厳密には、管状のモノポールを用い、リアクション積分において周回方向の積分を実行する必要がある。しかしながら、この厳密な回避策では、周回方向の積分を実行するため、計算時間が増してしまうばかりか、自己インピーダンス等の数値積分の際に観測点と波源点とが一致し、虚部が発散してしまう欠点がある。このように、厳密に周回積分を行う方法は数値計算上好ましくない。しかも、以下に述べる方法に従い、フィラメント状の真モノポールおよび試験モノポールを配置することで、精度の良い解が得られることから、敢えて周回方向の積分を行う必要はない。

モノポール間の相互インピーダンスが異なるのは、真モノポールと試験モノポールを取り替えたとき、幾何学的に同じ位置関係にない場合である。したがって、モノポールを取り替えても位置関係が同じになるように、予めワイヤ表面上に真モノポールを配置すればよい。まず、真モノポールおよび試験モノポールをそれぞれワイヤの中心軸上に置く。このとき、モノポールを取り替えても幾何学的には同一の位置関係にある。次に、真ダイポー

ルに対してワイヤの半径 a だけ平行移動させる手順を考える。そのために、図 2.6 におけるフィラメント状の真モノポールと試験モノポールの位置関係を次の四通りに分類する。

- (1) 二つのモノポールが同一直線上にある ($d = 0, \psi = n\pi$)
- (2) 二つのモノポールが同一平面上にあり平行でない ($d = 0, \psi \neq n\pi$)
- (3) 二つのモノポールが同一平面上にあり平行である ($d \neq 0, \psi = n\pi$)
- (4) 二つのモノポールがねじれの関係にある ($d \neq 0, \psi \neq n\pi$)

$d = 0$ の場合、真モノポールをワイヤの中心軸から平行に半径 a だけ離しておく。(1) の場合、試験モノポールからみて管状真モノポールは対称であり、フィラメント状の真モノポールに代えても問題はない。(2) の場合、モノポールを入れ替えても位置関係が同一とするために、真モノポールの移動方向を二つのモノポールの含まれる平面の法線方向とする。すなわち、 $d = 0$ の場合、図 2.6 において $d = a$ と置き換えることに対応する。 $d \neq 0$ の場合、真モノポール、試験ダイポールとも中心軸に置いたままとする。これは、(3)、(4) の場合、多くはモノポール間の距離 d に比べて半径 a は十分に小さく、相互インピーダンスに大きな影響を及ぼさないためである。

この配置法では、必ずしも真モノポールを同じ方向に平行移動させるわけではないので、真ダイポールが不連続となる場合がある。この不連続によって生じる点電荷による寄与については、相互インピーダンスの計算式(2.5.20)では取り除かれている。また、 $d = 0$ のとき、(2.5.11)、(2.5.12)において ρ, R_0, R_1 が 0 となり、真モノポールの作る電界が発散する可能性があるが、 $d = a$ とすることで、この問題は回避されている。

以上は、二つのモノポールに対応するワイヤの半径が同一の場合についてであったが、半径が異なる場合については、上記の議論において a を半径の大きい方を選べばよい [34]。

なお、この配置法は幾何学的な対称性に考慮して導出されたが、結果として、二次元的には幾何学的平均距離と同じ結論となっている。このことから、上の配置法の妥当性を確認できる。

これまで相互インピーダンス Z_{mn} の数値評価について述べたが、実際に計算を行う際、同じ位置関係にあるダイポール間の相互インピーダンスを繰り返し評価することは計算時間の増大につながる。したがって、計算時間を削減するためにも、前もって同じ位置関係にあるダイポールを調べておくことは有効であろう。このことについて、付録 B にまとめておくので参照されたい。

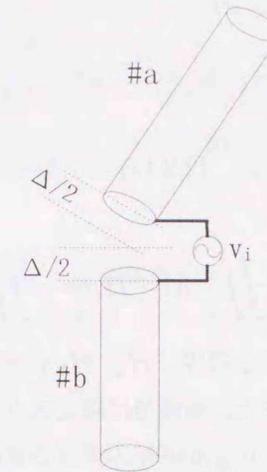


図 2.7: 折れ曲がりダイポールにおけるデルタギャップ励振

2.6 波源のモデル化

モーメント法において、導体表面上の電流分布を決定するためには、相互インピーダンス Z_{mn} および一般化電圧ベクトル要素 V_m を求める必要がある。本節では、アンテナの代表的な給電モデルであるデルタギャップ励振モデル [13, 21, 35] を説明し、実際の一般化電圧ベクトル要素の与え方について述べる。

代表的なアンテナの給電モデルとして、デルタギャップモデルと磁流環モデル [21] の二つが良く知られている。デルタギャップモデルは取り扱いが容易なため広く用いられている。磁流環モデルは、給電同軸の開口面により生じる電界を近傍界および遠方界において計算し、アンテナ入射電界とするモデルで、入力インピーダンス等をより正確に得ることができる。しかしながら、同軸開口面による電界は給電点から離れると急速に小さくなるため、デルタギャップモデルでも十分に精度のよい解が得られる。以上の理由で、給電モデルとしてデルタギャップモデルを採用する。

図 2.7 に示すように、あるダイポールのつなぎ目に狭い間隙を設け給電する場合を考える。間隙間 Δ の印加電圧を v_i とすると、入射電界は、間隙内で v_i/Δ 、それ以外で 0 となる。 $\Delta < 0.1\lambda$ の場合、間隙外への電界の漏れが無視でき、物理的にも正確な給電モデルとなる。いま、 Δ を限りなく 0 に近づけると、入射電界は Dirac のデルタ関数を用いて表すことができる。この意味で、この給電モデルをデルタギャップモデルという。等価定理

を用いて、次のように、入射電界 \mathbf{E}^i を表面磁流密度 \mathbf{M}^i に置き換えることができる。

$$\mathbf{M}^i = \mathbf{E}^i \times \hat{\mathbf{n}} = \left[\hat{\mathbf{z}} \frac{v_i}{\Delta} \right] \times (-\hat{\rho}) = -\hat{\phi} \frac{v_i}{\Delta} \quad (2.6.1)$$

(2.6.1)において、円筒座標系 (ρ, ϕ, z) は図 2.7 に示すモノポール #a, #b に関してそれぞれ局所的であるとする。

このデルタギャップモデルを用いると、(2.3.12) の一般化電圧ベクトル要素 V_m は次のように表される。

$$V_m = - \iint_{S^i} \mathbf{M}^i \cdot \mathbf{H}_m ds = - \iint_{S^i} \mathbf{M}^i \cdot \mathbf{H}_a ds - \iint_{S^i} \mathbf{M}^i \cdot \mathbf{H}_b ds \quad (2.6.2)$$

ここで、 \mathbf{H}_m はダイポール #m が作る磁界、 $\mathbf{H}_a, \mathbf{H}_b$ はダイポール #m を構成するモノポール #a, #b が作る磁界とする。また、面積分は磁流ストリップ S^i 上で行うものとする。

(2.6.2) 内の磁界 \mathbf{H}_a は、モノポール #a がそれ自身の表面に作る磁界で、(2.5.13) において $\rho = a$ とし、細線近似の条件 $|z - z_i| \gg a$ ($i = 0, 1$) を考慮することにより、

$$\mathbf{H}_a(a, z) = \hat{\phi} H_{a\phi}(a, z) \approx \begin{cases} \hat{\phi} \frac{F_a(z)}{2\pi a} & z_0 \leq z \leq z_1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.6.3)$$

と得られる。上式は、観測点がモノポール上にある場合 ($z_0 \leq z \leq z_1$) には、Ampère の法則から導かれる無限長ワイヤの結果と形式的に一致する。それ以外の観測点では、周回積分路が作る閉曲面内を横切って電流が流れていないため、Ampère の法則より磁界は 0 となる。これも(2.6.3)の結果に一致する。したがって、区分正弦波電流を仮定したモノポールによる磁界 $H_{a\phi}(a, z)$ は Ampère の法則を用いて得られる磁界と同一ということになる。

(2.6.1), (2.6.3) より、(2.6.2) におけるモノポール #a の寄与は、 $\Delta \rightarrow 0$ のとき、

$$- \iint_{S^i} \mathbf{M}^i \cdot \mathbf{H}_a ds = - \int_0^{\Delta/2} \int_0^{2\pi} \left[-\hat{\phi} \frac{v_i}{\Delta} \right] \cdot \left[\hat{\phi} \frac{F_a(z)}{2\pi a} \right] a d\phi dz \rightarrow \frac{v_i}{2} \quad (2.6.4)$$

となる。同様に、モノポール #b の寄与は、 $\Delta \rightarrow 0$ のとき、 $v_i/2$ となる。したがって、間隙幅 Δ が十分に小さいとき ($\Delta \rightarrow 0$)、給電ダイポール #m において、

$$V_m \rightarrow v_i \quad (2.6.5)$$

となる。給電ダイポール以外のダイポールには、入射電界は存在しないので、 $V_m = 0$ となる。このように、一般化電圧ベクトルにおいて、給電ダイポールに関連する要素に印加電圧を与え、残りの要素をすべて 0 とすることによって、デルタギャップ励振が容易に実現できる。

2.7 導電損失の繰り込み

ワイヤが完全導体でない場合、ワイヤの表面上に分布定数的な負荷が挿入された状態となり、完全導体とは電流分布が異なってくる。ワイヤの表面における導電損失は、周波数が高くなると表皮効果のため増大する。この損失は表面インピーダンスを用いて評価することができる。ワイヤが良導体の場合、その表面インピーダンス Z_s は、

$$Z_s = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} \quad (2.7.1)$$

で与えられる。ただし、 σ はワイヤの導電率である。

ワイヤの導電率が有限の場合、相互インピーダンス Z_{mn} は、(2.3.11) より、

$$Z_{mn} = Z_{mn}^0 + Z_{mn}^C \quad (2.7.2)$$

で与えられる。ここで、 Z_{mn}^0 は完全導体を仮定したときの相互インピーダンスであり、既に 2.5 節で議論されている。 Z_{mn}^C は導電率が有限のために生じる導体損失項で、

$$Z_{mn}^C = Z_s \iint_n \mathbf{F}_n \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_m) ds \quad (2.7.3)$$

で与えられる。 Z_{mn}^0 の計算と同様に、 Z_{mn}^C の計算においてもモノポールに分解して評価できる。

$$Z_{mn}^C = Z_s \iint_c \mathbf{F}_c \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a) ds + Z_s \iint_c \mathbf{F}_c \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_b) ds + Z_s \iint_d \mathbf{F}_d \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a) ds + Z_s \iint_d \mathbf{F}_d \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_b) ds \quad (2.7.4)$$

上式において、モノポール #a, #c 間の相互インピーダンスの導体損失項

$$Z_{ac}^C = Z_s \iint_c \mathbf{F}_c \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a) ds \quad (2.7.5)$$

の計算が可能となれば、残りの三つの項も容易に求められる。(2.7.5) において、 $\hat{\mathbf{n}}$ はワイヤの表面の外向き単位法線ベクトル $\hat{\rho}$ に対応し、 \mathbf{H}_a はモノポール #a の作る磁界であって、細線近似の下で (2.6.3) と与えられるので、

$$Z_{ac}^C = Z_c \int_{s_0}^{s_1} [s I_c(s)] \cdot \left[\hat{\rho} \times \hat{\phi} \frac{F_a(z)}{2\pi a} \right] ds = (\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \frac{Z_c}{2\pi a} \int_{s_0}^{s_1} I_c(s) F_a(z) ds \quad (2.7.6)$$

となる。(2.7.6) において積分が値を持つのは、真モノポール $F_a(z)$ と試験モノポール $I_c(s)$ が共有部分を持つときである。したがって、 Z_{mn}^C は一般化インピーダンス行列 $[Z]$ の対角要素および準対角要素 (対角要素に隣接する要素) に加わることになる。真モノポールと試験モノポールが重なり方は、 $\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{z}} = 1$ (平行) の場合と $\hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{z}} = -1$ (反平行) の場合に分類できる。各場合の Z_{ac}^C は次で与えられる。

- $\hat{s} \cdot \hat{z} = 1$ (平行) の場合

$$\begin{aligned} Z_{ac} &= \frac{Z_s}{2\pi a} \int_{s_0}^{s_1} \frac{\sin^2 k(s_1 - s)}{\sin^2 k\Delta s} ds \\ &= \frac{Z_s}{2\pi a} \frac{2k\Delta s - \sin 2k\Delta s}{4k \sin^2 k\Delta s} \end{aligned} \quad (2.7.7)$$

- $\hat{s} \cdot \hat{z} = -1$ (反平行) の場合

$$\begin{aligned} Z_{ac} &= -\frac{Z_s}{2\pi a} \int_{s_0}^{s_1} \frac{\sin k(s_1 - s) \sin k(s - s_0)}{\sin k\Delta s} ds \\ &= \frac{Z_s}{2\pi a} \frac{k\Delta s \cos k\Delta s - \sin k\Delta s}{2k \sin^2 k\Delta s} \end{aligned} \quad (2.7.8)$$

2.8 放射界の評価

アンテナ上の電流分布がわかれば、放射電界が計算可能となる。モーメント法においては、放射電界は各基底関数の作る放射電界の重ね合わせによって与えられる。

自由空間において観測点 \mathbf{r} が波源点 \mathbf{r}' より遠方にあるとき、放射電界 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ は、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (\hat{\theta}D_\theta + \hat{\phi}D_\phi) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (2.8.1)$$

で与えられる。ここで、 $r = |\mathbf{r}|$ であり、 D_θ 、 D_ϕ は次で定義される指向性関数 \mathbf{D} の θ 、 ϕ 成分である。

$$D(\theta, \phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \iint_S \mathbf{J}^s(\mathbf{r}') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (2.8.2)$$

(2.3.9) に従い、アンテナ上の表面電流分布 $\mathbf{J}^s(\mathbf{r}')$ を基底関数 $\mathbf{F}_m(\mathbf{r}')$ で展開すると、

$$D(\theta, \phi) = \sum_{m=1}^N I_m \mathbf{D}_m(\theta, \phi) \quad (2.8.3)$$

となる。ここで、 $\mathbf{D}_m(\theta, \phi)$ は真ダイポール #m の指向性関数である。

$$\mathbf{D}_m(\theta, \phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \iint_m \mathbf{F}_m(\mathbf{r}') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (2.8.4)$$

(2.8.4) において、ダイポール #m をモノポール #a、#b に分解すると、

$$\mathbf{D}_m(\theta, \phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \iint_a \mathbf{F}_a(\mathbf{r}') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' - \frac{j\omega\mu}{4\pi} \iint_b \mathbf{F}_b(\mathbf{r}') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (2.8.5)$$

となる。このように、モノポール #a の指向性関数

$$D_a(\theta, \phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \iint_a \mathbf{F}_a(\mathbf{r}') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (2.8.6)$$

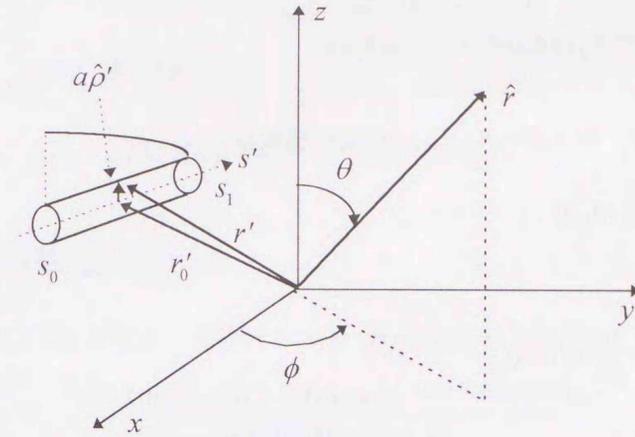


図 2.8: モノポールの遠方界を計算するための座標系

を計算することができれば、アンテナ全体の放射電界 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ を求めることができる。

$D_a(\theta, \phi)$ を評価するために、図 2.8 に示すように、モノポール #a の中心軸を s' 軸に取る局所的な円筒座標系 (ρ', ϕ', s') を考える。モノポール #a のワイヤの表面 ($\rho' = a$) における表面電流密度は、

$$\mathbf{F}_a(\mathbf{r}') = \hat{s} \frac{F_a(s')}{2\pi a} \quad (2.8.7)$$

で与えられる。ここで、 \hat{s} は s' 軸の単位方向ベクトルとする。(2.8.6) において、ワイヤの表面上の点 \mathbf{r}' の s' 軸への正射影を r'_0 とすると、 $\mathbf{r}' = r'_0 + a\hat{\rho}'$ となるから、

$$D_a(\theta, \phi) = -j \frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{\hat{s}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jk a \hat{r} \cdot \hat{\rho}'} d\phi' \int_{s_0}^{s_1} F_a(s') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'_0} ds' \quad (2.8.8)$$

となる。(2.8.8) において ϕ' に関する積分は、 $\hat{r} \cdot \hat{\rho}' = \sqrt{1 - (\hat{r} \cdot \hat{s})^2} \cos \phi'$ の関係より、

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-k a \hat{r} \cdot \hat{\rho}'} d\phi' = J_0(k a \sqrt{1 - (\hat{r} \cdot \hat{s})^2}) \quad (2.8.9)$$

とおける。ここで、 $J_0(x)$ は 0 次の第一種 Bessel 関数とする。 s' 軸上の $s' = s_0$ における位置ベクトルを \mathbf{s}_0 とおくと $\mathbf{r}'_0 = \mathbf{s}_0 + \hat{s}(s' - s_0)$ の関係にあるので、(2.8.8) における積分は、 $\zeta = \hat{r} \cdot \hat{s}$ として、

$$\begin{aligned} & \int_{s_0}^{s_1} F_a(s') e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'_0} ds' \\ &= \frac{e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{s}_0}}{2j \sin k\Delta s} \int_{s_0}^{s_1} \left\{ e^{jk(s_1 - s')} - e^{-jk(s_1 - s')} \right\} e^{jk\zeta(s' - s_0)} ds' \\ &= \frac{e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{s}_0}}{2j \sin k\Delta s} \left[e^{jk(s_1 - \zeta s_0)} \int_{s_0}^{s_1} e^{-jk(1 - \zeta)s'} ds' - e^{-jk(s_1 + \zeta s_0)} \int_{s_0}^{s_1} e^{jk(1 + \zeta)s'} ds' \right] \end{aligned}$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{k} \frac{e^{jk\hat{r}\cdot\hat{s}_0}(e^{jk\zeta\Delta s} - \cos k\Delta s - j\zeta \sin k\Delta s)}{(1 - \zeta^2) \sin k\Delta s}, & |\zeta| \neq 1 \\ \frac{1}{k} \frac{e^{jk\hat{r}\cdot\hat{s}_0} j(k\Delta s e^{jk\zeta\Delta s} - \sin k\Delta s)}{-2\zeta \sin k\Delta s}, & |\zeta| = 1 \end{cases} \quad (2.8.10)$$

となる。したがって、モノポール #a の指向性関数は、

$$D_a(\theta, \phi) = \hat{s} D_a(\theta, \phi) \quad (2.8.11)$$

と与えられる。ただし、

$$D_a(\theta, \phi) = \begin{cases} -\frac{j\eta}{4\pi} \frac{J_0(ka\sqrt{1 - (\hat{r}\cdot\hat{s})^2})}{e^{jk\hat{r}\cdot\hat{s}_0}(e^{jk(\hat{r}\cdot\hat{s})\Delta s} - \cos k\Delta s - j(\hat{r}\cdot\hat{s}) \sin k\Delta s)}}, & |\hat{r}\cdot\hat{s}| \neq 1 \\ -\frac{j\eta}{4\pi} \frac{e^{jk\hat{r}\cdot\hat{s}_0} j(k\Delta s e^{jk(\hat{r}\cdot\hat{s})\Delta s} - \sin k\Delta s)}{-2(\hat{r}\cdot\hat{s}) \sin k\Delta s}}, & |\hat{r}\cdot\hat{s}| = 1 \end{cases} \quad (2.8.12)$$

とする。また、 $D_a(\theta, \phi)$ を θ, ϕ 成分に分解すると、

$$D_a(\theta, \phi) = \hat{\theta}(\hat{\theta}\cdot\hat{s})D_a(\theta, \phi) + \hat{\phi}(\hat{\phi}\cdot\hat{s})D_a(\theta, \phi) \quad (2.8.13)$$

同様にして、モノポール #b の作る指向性関数 $D_b(\theta, \phi)$ を計算することができる。

いま、ダイポール #m の指向性関数を次のように記述する。

$$D_m(\theta, \phi) = \hat{\theta}D_{m\theta} + \hat{\phi}D_{m\phi} \quad (2.8.14)$$

このとき、アンテナ全体の指向性関数 $D(\theta, \phi)$ は、(2.8.3), (2.8.14) より、

$$\begin{aligned} D(\theta, \phi) &= \hat{\theta} \sum_{m=1}^N I_m D_{m\theta} + \hat{\phi} \sum_{m=1}^N I_m D_{m\phi} \\ &= (\hat{\theta}[D_\theta]^T + \hat{\phi}[D_\phi]^T) [I] \end{aligned} \quad (2.8.15)$$

となる。ここで、 $[D_\theta], [D_\phi]$ は、 $D_{m\theta}, D_{m\phi}$ を要素とする列ベクトルであって、 T は転置を示す。したがって、アンテナ全体の放射電界 $\mathbf{E}(\theta, \phi)$ は、(2.8.1) より、

$$\mathbf{E}(\theta, \phi) = (\hat{\theta}[D_\theta]^T + \hat{\phi}[D_\phi]^T) [I] \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2.8.16)$$

と与えられる。これより、単位立体角あたりの放射電力を示す放射強度 $U(\theta, \phi)$ は、

$$\begin{aligned} U(\theta, \phi) &= \frac{r^2 |\mathbf{E}(\theta, \phi)|^2}{2\eta} \\ &= \frac{1}{2\eta} [I^*]^T ([D_\theta^*][D_\theta]^T + [D_\phi^*][D_\phi]^T) [I] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2\eta} [I^*]^T \begin{bmatrix} [D_\theta^*] & [D_\phi^*] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [D_\theta]^T \\ [D_\phi]^T \end{bmatrix} [I] \\ &= \frac{1}{2\eta} [I^*]^T [D^*][D]^T [I] \end{aligned} \quad (2.8.17)$$

となる。ただし、 $[D] = \begin{bmatrix} [D_\theta] & [D_\phi] \end{bmatrix}$ は $(N \times 2)$ 行列である。

2.9 各種特性量の計算

行列方程式 (2.3.13) を解き、電流ベクトル $[I]$ を決定できれば、アンテナの各種特性量を計算することができる。

2.9.1 入力インピーダンス

アンテナ設計上の重要な特性量の一つに入力インピーダンスがある。この量は放射効率に大きく関与するほか、使用する伝送線路や整合回路を決定する前に必要とされる。アンテナの入力インピーダンスは、モーメント法で決定される電流分布より計算される。

$$Z_{in} = \frac{V_i}{I_i} \quad (2.9.1)$$

ここで、 V_i はアンテナの入力ポートにおける印加電圧、 I_i はそのポートにおけるポート電流である。具体的には、給電点が含まれるダイポール #i に関する一般化電圧ベクトル $[V]$ の要素が V_i であり、電流ベクトル $[I]$ の要素が I_i である。

2.9.2 放射効率

放射効率 e_{rad} はアンテナの入力電力 P_{in} に対する放射電力 P_{rad} の比で与えられる。

$$e_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{in}} \quad (2.9.2)$$

入力電力 P_{in} は、各ダイポールで消費される複素電力の和の実部で与えられる。

$$P_{in} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\sum_{m=1}^N I_m^* V_m \right) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} ([I^*]^T [V])$$

(2.3.13) の関係、および、 $[Z]$ が対称行列であることから、

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} ([I^*]^T [Z][I]) \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} ([I^*]^T [Z][I] + [I^*]^T [Z^*][I]) \\ &= \frac{1}{2} [I^*]^T [R][I] \end{aligned} \quad (2.9.3)$$

となる. ここで, $[R] = \text{Re}([Z])$ とする. 放射電力 P_{rad} は放射強度 $U(\theta, \phi)$ を全立体角で面積分することで得られる. (2.8.17) より,

$$P_{rad} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta d\phi \quad (2.9.4)$$

$$= [I^*]^T \left[\frac{1}{2\eta} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [D^*][D]^T \sin\theta \, d\theta d\phi \right] [I] \quad (2.9.5)$$

となる. しかしながら, (2.9.4) における面積分は, $N \times N$ 行列 $[D^*][D]^T$ の各要素に対して実行が必要となり, 数値計算に時間を要する. そのため, (2.9.4) を用いた放射電力 P_{rad} の計算は一般的でない. 一方, $[Z]$ において導電率を無限としたときの $[Z^0]$ が放射に寄与すると考えると, 放射電力 P_{rad} は,

$$P_{rad} = \frac{1}{2} \text{Re}([I^*]^T [Z^0][I]) \quad (2.9.6)$$

$$= \frac{1}{2} [I^*]^T [R^0][I] \quad (2.9.7)$$

となる. ここで, $[R^0] = \text{Re}([Z^0])$ とする. したがって, 放射効率¹⁾は,

$$e_{rad} = \frac{[I^*]^T [R^0][I]}{[I^*]^T [R][I]} \quad (2.9.8)$$

と与えられる.

2.9.3 絶対利得, 指向性利得

アンテナの絶対利得 $G(\theta)$ は, アンテナの入力電力 P_{in} に対する放射強度 $U(\theta, \phi)$ の比に 4π を乗じたものであるから [7],

$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{in}} \quad (2.9.9)$$

これに(2.8.17), (2.9.3) を代入して,

$$= \frac{4\pi [I^*]^T [D^*][D]^T [I]}{\eta [I^*]^T [R][I]} \quad (2.9.10)$$

と与えられる. また, 指向性利得 $G_d(\theta, \phi)$ は, 等方性アンテナの放射強度 $U_0 = P_{rad}/4\pi$ に対するある方向における放射強度 $U(\theta, \phi)$ の比で与えられるから [7],

$$G_d(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_0} = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{rad}} \quad (2.9.11)$$

$$= \frac{4\pi [I^*]^T [D^*][D]^T [I]}{\eta [I^*]^T [R^0][I]} \quad (2.9.12)$$

となる. なお, (2.9.2), (2.9.9), (2.9.11) より, 絶対利得 $G_a(\theta, \phi)$ と指向性利得 $G_d(\theta, \phi)$ の間に,

$$G_a(\theta, \phi) = e_{rad} \cdot G_d(\theta, \phi) \quad (2.9.13)$$

の関係がある.

2.9.4 Q ファクタ

アンテナ内の蓄えられる電気的および磁気的エネルギーを, それぞれ, W_e, W_m とすると, 共振周波数におけるアンテナの Q ファクタは

$$Q = \frac{\omega(W_e + W_m)}{P_{in}} \quad (2.9.14)$$

で与えられる [20, 36]. アンテナ内の全蓄積エネルギーの和 $W_e + W_m$ は, アンテナの入力リアクタンスを $X_{in} (= \text{Im}(Z_{in}))$, 端子電流を I_i とすると,

$$W_e + W_m = \frac{1}{4} \frac{\partial X_{in}}{\partial \omega} |I_i|^2 \quad (2.9.15)$$

で与えられる [20]. $W_e + W_m$ は, 各ダイポール間における蓄積エネルギーの総和として与えられるので, (2.9.15) は次のように書き直すことができる.

$$\begin{aligned} W_e + W_m &= \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{1}{4} \frac{\partial X_{mn}}{\partial \omega} I_m^* I_n \\ &= \frac{1}{4} [I^*]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [I] \end{aligned} \quad (2.9.16)$$

ここで, X_{mn} は $[X] = \text{Im}([Z])$ の要素である. したがって, アンテナの Q ファクタは, (2.9.3), (2.9.16) より,

$$Q = \frac{\omega [I^*]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [I]}{[I^*]^T [R][I]} \quad (2.9.17)$$

と与えられる. 本論文では, (2.9.14), (2.9.17) を用いて, 共振周波数以外における Q を定義する. なお, $Q \gg 1$ のとき, Q は帯域幅 BW と逆数関係にある.

$$Q \approx \frac{1}{\text{BW}} \quad (2.9.18)$$

2.10 特性量のポート電圧表示

行列方程式 (2.3.13) は, 真ダイポールの端子対をポートとするアンテナの N ポート等価回路を表す. モーメント法を適用することにより, 容易にアンテナの等価回路を得ることができるが, 展開ダイポールの端子対すべてがポートとして割り当てられているため, 現実的な等価回路とはいえない. 例えば, ワイヤグリッドで連続導体表面を近似する場合, グリッドを構成するダイポールに実現不可能なポートを設置することは意味がない. 実現可能なポートに着目したアンテナの等価回路では, アンテナ上の電流分布を正確に表現できないため, 等価回路を表す行列だけではアンテナの特性量を得ることはできない. しかしながら, 実際の給電情報がポート電圧で与えられるにもかかわらず, 前節で導出した特

性量はすべて電流ベクトル $[I]$ によって記述されている。以上の問題点を解決するために、本節では、実際の励振電圧値からなるポート電圧ベクトルを用いて特性量を表現することにする [37]。

真ダイポールのうち n 個にポートを設定し、そのポート電圧を v_i ($i = 1, 2, \dots, n$) とすると、(2.3.13) より、

$$[Z][I] = \begin{bmatrix} \vdots \\ v_i \\ \vdots \\ v_j \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.10.1)$$

とおくことができる。上式において、 $v_i = 1, v_k = 0$ ($k \neq i$) のときに電流ベクトル $[I]$ を $[I_i]$ とする。このとき、ポート電圧ベクトル $[v] = [v_1 v_2 \dots v_n]^T$ で励振されたときの電流ベクトル $[I]$ は、

$$[I] = [S][v] \quad (2.10.2)$$

と与えられる。ただし、 $[S] = [[I_1] [I_2] \dots [I_n]]$ とする。この関係を用いると、前節で求めた放射効率、絶対利得、 Q ファクタは次のように書き直すことができる。

- 放射効率: e_{rad}

$$e_{rad} = \frac{[v^*]^T [r^0] [v]}{[v^*]^T [r] [v]} \quad (2.10.3)$$

- 絶対利得: $g_a(\theta, \phi)$

$$g_a(\theta, \phi) = \frac{4\pi [v^*]^T [d] [v]}{\eta [v^*]^T [r] [v]} \quad (2.10.4)$$

- Q ファクタ: Q

$$Q = \frac{\omega [v^*]^T [x'] [v]}{2 [v^*]^T [r] [v]} \quad (2.10.5)$$

ただし、

$$[r] = [S^*]^T [R] [S] \quad (2.10.6)$$

$$[r^0] = [S^*]^T [R^0] [S] \quad (2.10.7)$$

$$[x'] = [S^*]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [S] \quad (2.10.8)$$

とする。

2.11 面対称構造における行列計算の効率化

接地板付きのアンテナ系を扱う場合、通常、接地板を無限の広さを持つ完全導体板とみなし、影像理論 [35] により接地板を取り除き、接地板の下に影像を仮定して解析を行う。

このような一つの平面に対して対称な構造に関して、モーメント法における行列方程式(2.3.13) は次のように与えられる [38]。

$$\begin{bmatrix} [Z_A] & [Z_B]^T & [Z_B]^T \\ [Z_B] & [Z_1] & [Z_2]^T \\ [Z_B] & [Z_2] & [Z_1] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_A] \\ [I_1] \\ [I_2] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_A] \\ [V_1] \\ [V_2] \end{bmatrix} \quad (2.11.1)$$

ここで、一般化インピーダンス行列 $[Z]$ 内の小行列は以下のように定義される。

$[Z_A]$ (正方行列) : 対称面に含まれる、あるいは、対称面を横切る基底間のインピーダンス小行列

$[Z_1]$ (正方行列) : 対称面に対して一方の側に存在する基底間のインピーダンス小行列

$[Z_2]$ (正方行列) : 対称面に対して一方の側に存在する基底と反対の側に存在する基底との間のインピーダンス小行列

$[Z_B]$ (長方形行列) : 対称面に含まれる、あるいは、対称面を横切る基底と対称面の一方の側に存在する基底との間のインピーダンス小行列

ただし、 $[Z]$ が対称行列であるから、 $[Z_2]^T = [Z_2]$ が成り立つ。また、一般化電流ベクトル $[I]$ 内の小列ベクトルは以下のように定義される。

$[I_A]$ (列ベクトル) : 対称面に含まれる、あるいは、対称面を横切る基底の電流値

$[I_1]$ (列ベクトル) : 対称面に対して一方の側に存在する基底の電流値

$[I_2]$ (列ベクトル) : 対称面に対して $[I_1]$ を構成する基底と反対の側に存在する基底の電流値

一般化電圧ベクトル $[V]$ 内の小列ベクトル $[V_A], [V_1], [V_2]$ についても同様である。

ここで、次のように行列およびベクトルを定義する。

$$\left. \begin{aligned} [U_1] &= [Z_1] + [Z_2], & [U_2] &= [Z_1] - [Z_2] \\ [J_1] &= [I_1] + [I_2], & [J_2] &= [I_1] - [I_2] \\ [W_1] &= [V_1] + [V_2], & [W_2] &= [V_1] - [V_2] \end{aligned} \right\} \quad (2.11.2)$$

(2.11.2) を逆に解くと,

$$\left. \begin{aligned} [Z_1] &= \frac{1}{2}([U_1] + [U_2]), & [Z_2] &= \frac{1}{2}([U_1] - [U_2]) \\ [I_1] &= \frac{1}{2}([J_1] + [J_2]), & [I_2] &= \frac{1}{2}([J_1] - [J_2]) \\ [V_1] &= \frac{1}{2}([W_1] + [W_2]), & [V_2] &= \frac{1}{2}([W_1] - [W_2]) \end{aligned} \right\} \quad (2.11.3)$$

となる。(2.11.3) を(2.11.1) に代入すると,

$$\begin{bmatrix} [Z_A] & [Z_B]^T & [Z_B]^T \\ [Z_B] & \frac{1}{2}([U_1] + [U_2]) & \frac{1}{2}([U_1] - [U_2]) \\ [Z_B] & \frac{1}{2}([U_1] - [U_2]) & \frac{1}{2}([U_1] + [U_2]) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_A] \\ \frac{1}{2}([J_1] + [J_2]) \\ \frac{1}{2}([J_1] - [J_2]) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_A] \\ \frac{1}{2}([W_1] + [W_2]) \\ \frac{1}{2}([W_1] - [W_2]) \end{bmatrix} \quad (2.11.4)$$

と得る。ここで、(2.11.4) の各行を比較すると,

$$[Z_A][I_A] + [Z_B]^T[J_1] = [V_A] \quad (2.11.5)$$

$$[Z_B][I_A] + \frac{1}{2}([U_1][J_1] + [U_2][J_2]) = \frac{1}{2}([W_1] + [W_2]) \quad (2.11.6)$$

$$[Z_B][I_A] + \frac{1}{2}([U_1][J_1] - [U_2][J_2]) = \frac{1}{2}([W_1] - [W_2]) \quad (2.11.7)$$

の関係が求められる。(2.11.6)+(2.11.7) より,

$$2[Z_B][I_A] + [U_1][J_1] = [W_1] \quad (2.11.8)$$

が得られ、(2.11.6)-(2.11.7) より,

$$[U_2][J_2] = [W_2] \quad (2.11.9)$$

が得られる。(2.11.5) と(2.11.8) を行列形式にまとめると,

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2}[Z_A] & [Z_B]^T \\ [Z_A] & [U_1] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2[I_A] \\ [J_1] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_A] \\ [W_1] \end{bmatrix} \quad (2.11.10)$$

が得られる。(2.11.10) を解くことにより、 $[I_A]$ および $[J_1]$ が求められる。また、(2.11.9) を解くことにより、 $[J_2]$ が求められる。したがって、(2.11.3) の関係から、 $[I_1]$ 、 $[I_2]$ を決定することができる。ここで、行列方程式(2.11.9)、(2.11.10) の次元はもとの行列方程式(2.11.1) の約半分となり、行列方程式を数値的に解くのに必要な配列の大きさ、および、計算時間を減らすことができる。

特に、対称面が完全導体板の場合、映像理論より $[V_1] = [V_2]$ の関係が成り立つので、(2.11.9) より $[I_1] = [I_2]$ が導かれる。このとき、(2.11.2) より、 $[W_1] = 2[V_1]$ 、 $[J_1] = 2[I_1]$ となるので、(2.11.10) は、

$$\begin{bmatrix} [Z_A] & [Z_B]^T \\ [Z_B] & \frac{1}{2}([Z_1] + [Z_2]) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_A] \\ 2[I_1] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_A] \\ [V_1] \end{bmatrix} \quad (2.11.11)$$

となり、この行列方程式を解くことによりアンテナ上の電流分布を決定できる。

2.12 むすび

本章では、近似的に線形方程式を解くための強力な数値解析手法であるモーメント法を線状アンテナ問題に適用する方法について詳細に論じた。

まず、零リアクション定理より、モーメント法の基本となる行列方程式 $[Z][I] = [V]$ を導出し、ワイヤグリッドモデルのような複雑な線状アンテナに対して適用可能な区分正弦波基底について述べた。モーメント法の計算において核となる相互インピーダンスに関して、展開関数のダイポールをモノポールに分解することにより、モノポール間の相互インピーダンスの計算に帰着できること、展開モノポールの配置法を工夫することにより、その計算が単積分となり、 $[Z]$ 行列の対称性が保たれることを示した。続けて、印加電圧をそのまま $[V]$ の給電ダイポールの要素に与えることにより、デルタギャップ励振をモーメント法で実現できることを示した。また、導電損失の繰り込み、遠方界の評価、各種特性量の計算方法について述べた。さらに、実現可能な励振ポートを特定した場合、ポート電圧ベクトルを用いて、放射効率、絶対利得、 Q の特性量が記述可能であることを示した。第4章においては、これらの関係を利用して、現実的な給電ポートを設定した状況での最適化問題を扱うことになる。

第3章

カードサイズアンテナの数値解析および効率測定

3.1 はじめに

移動通信で用いられるアンテナは、可搬性が要求されるため、小形かつ薄形であることが望まれる。アンテナは小形・薄形化により、その電気的特性はますます劣化する。無線呼出しで利用されている代表的なアンテナは、カードサイズの導体板を含む構造をしている。この場合、設計上の制約から、アンテナの厚味を十分に取ることができないので、放射効率が低くなる。そのうえ、アンテナが電氣的に小さいため、アンテナ自身の物理的共振周波数が動作周波数より高くなる。このような問題点があるにもかかわらず、この種の小形アンテナは、主として実験的な手法により開発されてきており、理論的なアプローチによる特性の解明は、その数値計算法が十分に確立していなかったことから、不十分であった。本論文では、その理論的なアプローチとして、アンテナをワイヤグリッドモデルによって近似し、前章で説明した線状アンテナ解析用のモーメント法を採用する。

本章では、無線呼出しで用いられるカードサイズの板状ループアンテナについて、アンテナ系全体の効率といった観点から、その特性を数値計算し考察を加えることにする [39,40]。アンテナの傾斜角と到来波との整合の度合い、すなわち、偏波整合度は受信感度に大きな影響を与える。偏波整合度は、アンテナ自身の放射効率や給電線とのインピーダンス整合度とは異なり、受信機回路の設計といった固定的なパラメータの外に、使用環境に応じた動的なパラメータによっても支配されている。この動的なパラメータの変動に対して偏波整合度をできる限り最大に保つように受信機に工夫を施すべきである。本章では、短絡点変更による偏波面制御法および二点給電による偏波面制御法を提案し検討を行う。また、二つのキャパシタから構成される L セクション整合回路を用いた場合のアンテナ全体の効率について検討を行う。

アンテナ高が小さいカードサイズアンテナにおいて、放射効率は性能を大きく左右する特性量であり、実験的に把握しておく必要がある。小形アンテナの効率を短時間でかつ簡単に測定する方法として Wheeler 法が知られている [8,9]。この Wheeler 法では、放射効率は、2つの測定量、すなわち、自由空間内におかれたアンテナの入力端における反射特

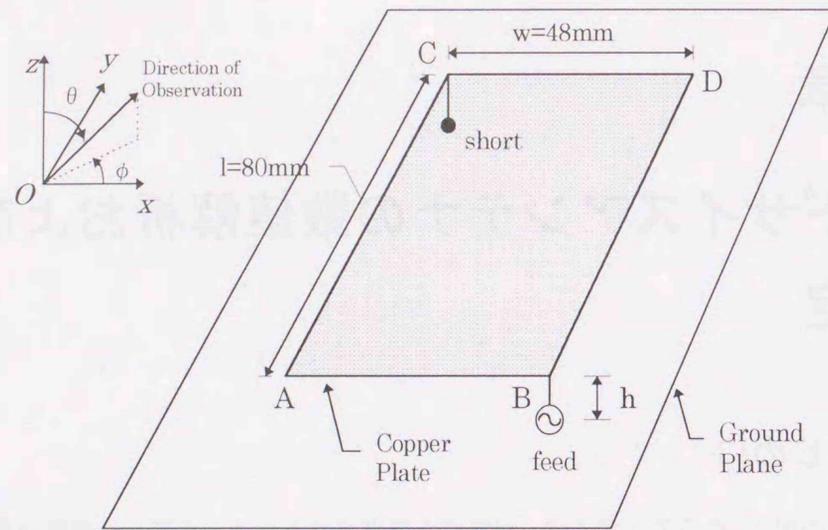


図 3.1: カードサイズ板状ループアンテナ

性と放射抑制シールドでアンテナを覆ったときの反射特性より算出される [41]. 本章では、カードサイズアンテナの放射効率について、モーメント法とワイヤグリッドモデル近似により数値計算するとともに、Wheeler 法により実験的に評価することにする。

ところで、Wheeler 法の原理、すなわち、 $\lambda/2\pi$ 程度の半径のシールドでアンテナ近傍での電磁界に影響を与えることなく放射のみを抑制できることについては、Chu の論文 [3] の帰結、つまり無限に小さい全方位 (omni-directional) アンテナの最低次モードにおける $Q = 1$ となる半径が $\lambda/2\pi$ であることに基づいているのみであって、実際に有限の大きさの、かつ、指向性を有するアンテナについては、新たに議論を要するところである。その試みの一つとして、Wheeler 法の測定手順と同様の数値シミュレーションがなされているが [42-44]、特定のアンテナとシールドに対する事例であるため、一般論として、シールドの半径をどの程度にすればよいかという疑問に対する明快な答を導くことは難しいと思われる。本章の最後では、Wheeler 法のシールド効果について、シールドのスカラグリーン関数に着目して論じることとする。

3.2 カードサイズ板状ループアンテナの数値解析

一般に、無線呼出しで用いられる受信機はアンテナ、給電回路、IC などにより構成されている。本論文では、図 3.1 のカードサイズの板状ループアンテナの特性について、主として効率の観点から検討を行う。アンテナは接地板上に置かれているので、その解析モデルは板上にある実際のアンテナと板の下の影像部分との組み合わせとなる。

アンテナ系全体の効率は、放射効率、偏波整合度、インピーダンス整合度の積で与えられる。以下では、偏波整合に関して、図 3.1 のカードサイズの板状ループアンテナ到来波がアンテナの偏波面利得の最大方向となるようにする方法について、ならびに、インピーダンス整合度に関して、アンテナに適した簡易な整合回路を考慮した系全体の特性について議論する。なお、放射効率に関しては、3.4 節で詳細に議論する。

3.2.1 カードサイズ板状ループアンテナとそのワイヤグリッドモデル

板状ループアンテナ

本節で解析の対象とするカードサイズ板状ループアンテナは、図 3.1 に示したように、縦 $l = 80\text{mm}$ 、横 $w = 48\text{mm}$ の長方形銅板の隅から接地板に長さ $h = 2.0\text{mm}$ の二本のワイヤが垂直に出ている構造で、一方の端 (C 点) で接地板に短絡され、もう一方の端 (B 点) で給電されている。

ワイヤグリッドモデル

連続導体板をワイヤグリッドで近似する方法は、非常に大まかな近似という印象がある。近傍界の様子を正確に解析する必要のある小形アンテナでは、この疑問点がクローズアップされてくる。その意味で、ワイヤグリッドでモデル化する際の指針を実験的に把握しておく必要がある。これに対して、連続導体板のモーメント法解析は既になされている。例えば、アンテナがワイヤと板から構成される場合に、モーメント法を直接適用することになると、ワイヤ間、板間、ワイヤと板の間のモード結合を評価する必要があり、その取り扱い非常に複雑となる [5]。ところが、板の部分をワイヤグリッドで近似するとアンテナを線状構造とみなすことができ [6]、前章で述べた手法での取り扱い可能となる。

ワイヤグリッド近似は、グリッドの大きさを波長に比べ小さくすることにより、グリッドに対応する連続導体面上の電流分布をより正確に評価できるとされている [13, 38, 45]。しかし、遠方界については、満足のいく結果を得ることができるが、近傍界については、それほど信頼できる結果を得ることができないともいわれる [13, 38]。すなわち、ワイヤグリッドモデル上の電流分布が対応する連続導体面上の電流分布を正確に近似できていない場合がある。このことは、アンテナの近傍界が特性の鍵を握る小形アンテナにおいて重大な問題となる。そのため、これまで多くの論文等でワイヤグリッドモデルの妥当性が論じられているにもかかわらず、電氣的な小形アンテナへの適用に関して疑問視する論文 [2, 46] が散見される。

ここではまず、電磁氣的な立場から、ワイヤグリッドモデルの問題点を考えてみることにする。完全導体からなる連続導体面上では境界条件 $\hat{n} \times \mathbf{E} = 0$ が面全体で成立しているのに対して、対応するワイヤグリッドモデルではグリッドの部分でのみ境界条件 $\hat{n} \times \mathbf{E} = 0$

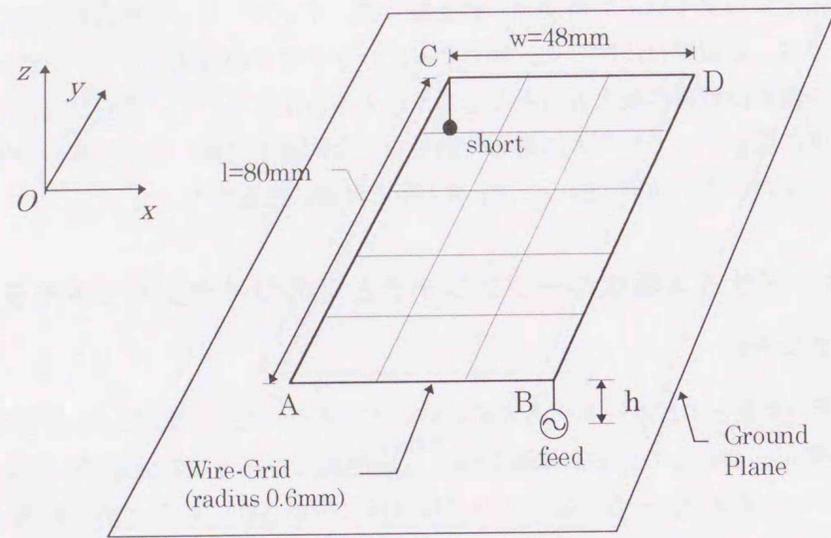


図 3.2: カードサイズ板状ループアンテナのワイヤグリッドモデルの例

が成立し、それ以外の部分では電磁界に関する強制条件は一切ない。ここで、 \hat{n} は面の単位法線ベクトル、 \mathbf{E} は電界とする。このことからわかるように、ワイヤグリッドモデルの各グリッド内部で実際に存在しないエバネセットでリアクティブな電磁界が生じる可能性がある。

実際、板状ループアンテナにおいては、近傍界特性を反映している入力インピーダンスはグリッドの切り方、ワイヤの太さの選び方によって大きく変化する。適切なグリッドの切り方、ワイヤの半径を与えることによって、前章で説明したモーメント法を適用して得られるインピーダンス値と測定値は一致する。しかし、この選択方法を正当化する系統だった根拠は今のところ定かでない。

一般に、分割数を多くすると物理的にリアクティブでエバネセントな電界が小さくなり正確な近似とみなせる。しかしながら、グリッドを細かく切るとは、数値計算の立場では、行列方程式の次元を大きくすることに対応しており、非常に細かいワイヤグリッドモデルを用いての計算は事実上不可能である。もっとも、どの程度の細かさで良い結果を得られるかが前もって調べることによって、信頼できる計算値が得られることは言うまでもない。

ワイヤグリッドの設定と入力インピーダンスの関係

ここでは、板状ループアンテナに関して、グリッドの切り方を変えた場合、特性がどのように変化するかをまず調べる。このアンテナのワイヤグリッドモデルの一例を図 3.2 に示す。このアンテナは、板の部分の大きさに比べ高さが非常に小さく、接地板面内で給

表 3.1: グリッド分割数に対する共振周波数の変化
(実験値 ... 0.532GHz)

	n=1	n=2	n=3
m=1	0.572 GHz	0.550 GHz	0.525 GHz
m=2	0.550 GHz	0.547 GHz	0.535 GHz
m=3	0.530 GHz	0.542 GHz	0.540 GHz
m=4	0.505 GHz	0.525 GHz	0.533 GHz
m=5	0.485 GHz	0.512 GHz	0.525 GHz

電されているので、グリッドが給電部分と近接していることになり、グリッドの切り方が粗い場合はその影響が特性に直接的に現れる。このアンテナを縦方向に m 分割、横方向に n 分割したワイヤグリッドでモデル化したときの第一並列共振周波数を表 3.1 に示す。ここで、グリッド径およびアンテナのワイヤ部の半径は 0.6mm とし、ワイヤの導電率を 5.8×10^7 S/m と仮定した。

この表から、分割数が少ないと共振周波数が大きく変動することがわかる。特に $n=1$ の場合、板状モデルでは流れるはずの縦方向電流が表現できないので、 m を大きくしても共振周波数は下がるばかりで、このアンテナの並列共振周波数 0.532GHz には収束はしない。 $n=2$ についても同様の傾向にある。また、 m を固定して n を大きくすると、 $m \leq 2$ では共振周波数は下がる傾向にあり、 $m \geq 3$ ではその逆の傾向を示す。ところがグリッドの形状が正方形に近づくと、おおよそ板状モデルの共振周波数に一致する傾向にある。このように、分割数は単に多くすれば良いというわけではなく、電流が流れない部分に対してもある程度のグリッドを切っておく必要がある。

次に、グリッドモデルの部分のワイヤの半径を変化させたとき、インピーダンス軌跡がどのように変動するのかを調べてみる。考察対象として $m=5, n=3$ の分割をしたモデルを取り上げる。半径をパラメータとして、入力インピーダンスをモーメント法で計算した結果を図 3.3 に示す。この図からわかるように、半径が大きくなるにつれて抵抗分、リアクタンス分とも大きくなる。また、半径を少し変化させただけでインピーダンスは敏感に反応する。この理由として、給電部分の展開ダイポールとグリッド上の展開ダイポールとの間の相対的な位置関係で決まる相互インピーダンスがワイヤの半径の変化に対して非常に敏感な性質を持つことが考えられる。

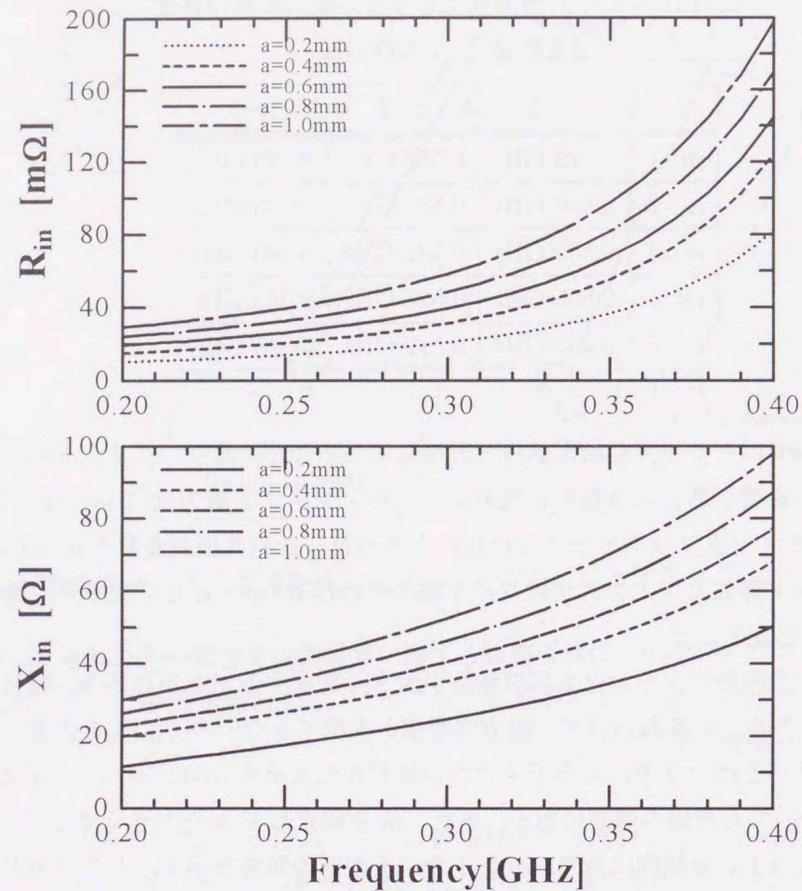


図 3.3: ワイヤグリッド半径に対する入力インピーダンスの変化

3.2.2 板状ループアンテナの入力特性

前章で述べた解析方法がカードサイズのアンテナに対して妥当であるかどうかを吟味するために、入力インピーダンスの周波数特性について調べる。図 3.1 に示した板状ループアンテナ (以下、オリジナルモデルと略す) を銅板を用いて製作し、入力インピーダンスを測定した結果を図 3.4 に示す。図 3.5 には、図 3.2 に示すような 3×5 ワイヤグリッドモデルの入力インピーダンスの計算値の実数部分を○で、虚数部分を△で表してある。同図には、その測定値についても示した。実線がこの測定値の実数部分に、点線が虚数部分に対応している。図 3.4, 3.5 より、オリジナルモデルの共振周波数が 0.538GHz, ワイヤグリッドモデルのそれが 0.530GHz であって、約 8MHz 程度の差しかないことがわかる。さらに、両モデルについて、入力インピーダンスの軌跡を比較すると、ほぼ同じ形をしていることがわかる。このことから、図 3.2 のワイヤグリッドモデルで、図 3.1 のカードサイズ板状

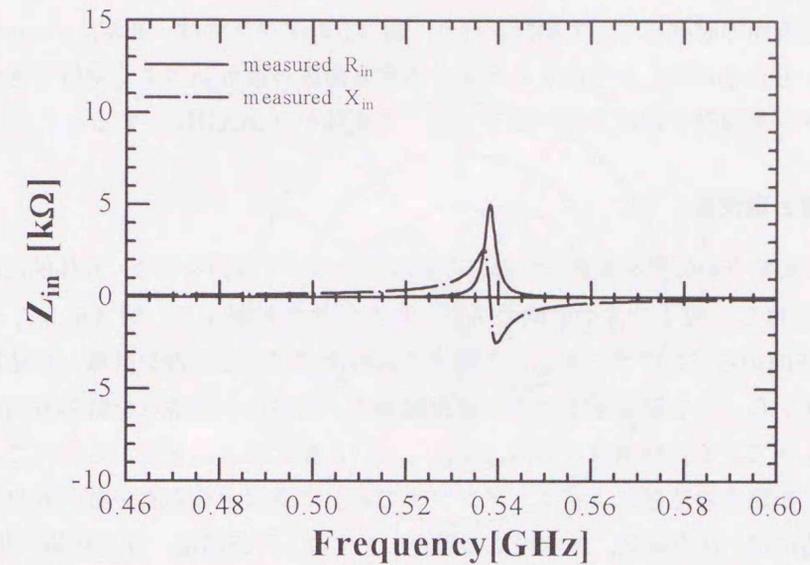


図 3.4: カードサイズ板状ループアンテナの入力インピーダンスの周波数特性

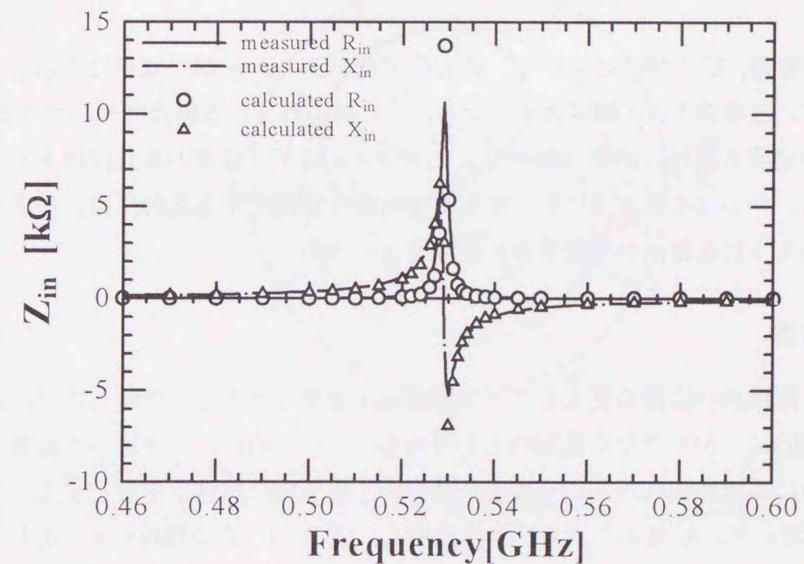


図 3.5: ワイヤグリッドモデルの入力インピーダンスの周波数特性

ループアンテナの特性を十分に近似できると考えてよい。

3.2.3 板状ループアンテナの偏波面制御

本項では、偏波面の制御について検討を行う。図 3.1 のアンテナは、通常、 $x-y$ 面を垂直面として用いられるので、 z 方向から到来する垂直偏波が最も効率よく受信できるようにアンテナパターンを設計すればよい。以下では、周波数を 0.280GHz とする。

短絡ピンの位置と偏波面

給電点および短絡点の位置を変更した場合の偏波面について検討を行う。具体的には、板の隅の B 点で給電し、残りの 3 つの隅の A, C, D の一つを短絡する。図 3.6, 3.7, 3.8 に、この場合の z -方向からアンテナを見込んだ場合の偏波面における利得を計算した結果を示す。これらの図から、最も受信感度のよい偏波形態は、給電点と短絡点を結ぶ方向に直線偏波した波であって、それに垂直な方向に偏波している波はほとんど受からないことがわかる。これは、短絡点の位置によって、アンテナの板上に誘起する電流分布が異なるためである。具体的には、B 点給電、A 点短絡の場合、および、B 点給電、D 点短絡の場合、これらの二点を結ぶ線分に電流が集中するため、この線分に沿った方向で最も利得レベルが大きくなり、その垂直方向での利得レベルが最小となる。また B 点給電、C 点短絡の場合は、板のエッジの部分、および、これらの二点を結ぶ線上にあるグリッドに電流が集中する。このように、短絡点変更により、様々な向きの偏波を最良の状態を受信することが可能となる。

例えば、B 点給電、C 点短絡において、最も受信効率がよい x 軸が水平になるように受信機が置かれている場合と、 y 軸が水平になるように置かれている場合について考えると、垂直偏波した所望到来波は、前者の場合はよく受信されるが、後者の場合はほとんど受信されないわかる。いかなる状況下においても受信可能な状態にするためには、後者の場合でも受信できるように短絡点の位置を切り替えるよい [47]。

二点給電と偏波面

これまで、短絡点の位置を変えることで偏波面が変更できることを示したが、偏波面の制御は、機械的にばかりでなく電気的にも行える。このために、上で述べた給電点と短絡点を結ぶ方向に電流が流れるという事実に基づいて電気的に給電点を設定する。具体的には、図 3.1 において、A, B の二点を別々に励振し、C, D の二点を開放する。そして、給電点 A, B に振幅および位相の異なる電圧を与える。

図 3.9 は、A 点における電圧 v_a と B 点における電圧 v_b の比 v_a/v_b を $-1.0 \sim +1.0$ ままで変化させたときの正面方向利得 ($\theta = \phi = 0$ の方向) および偏波の向き (tilt angle) を図

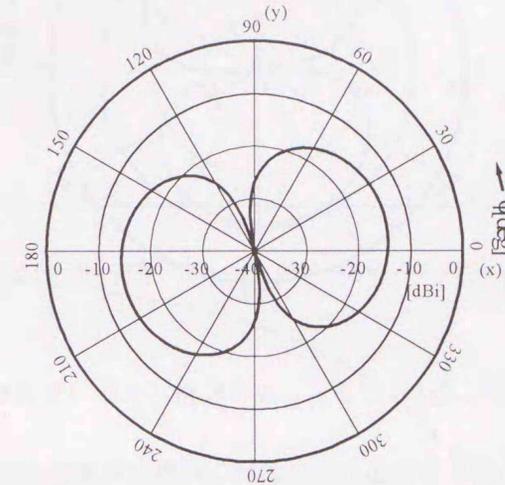


図 3.6: $+z$ 方向から見込んだ $x-y$ 面の利得パターン (B 点給電, A 点短絡)

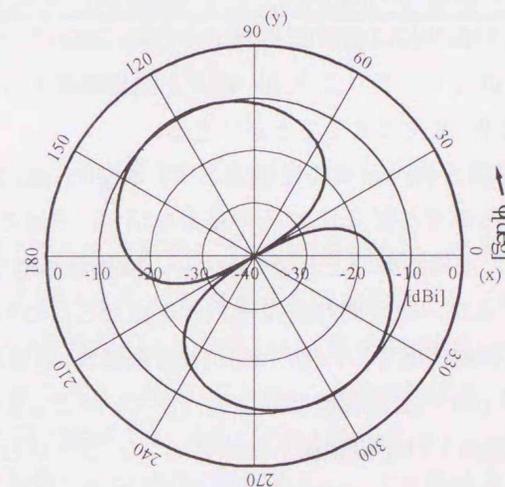


図 3.7: $+z$ 方向から見込んだ $x-y$ 面の利得パターン (B 点給電, C 点短絡)

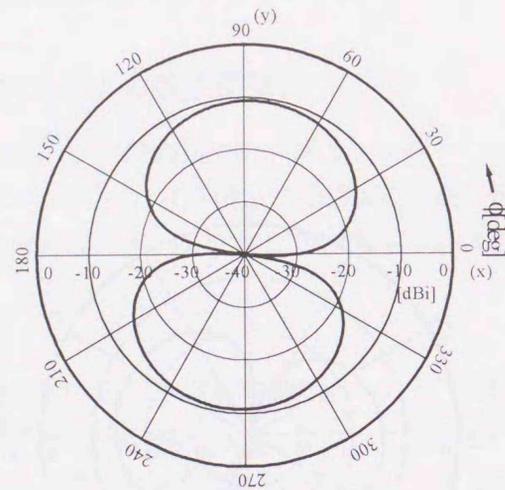


図 3.8: $+z$ 方向から見込んだ $x-y$ 面の利得パターン (B 点給電, D 点短絡)

示したものである. この図より正面方向における利得は給電電圧比 v_a/v_b によらず, ほぼ -13dB 程度と一定であるが, 同相励振状態に近づくとき多少の利得の上昇が見られる. 電氣的に偏波面の向きを変えることができるかどうかについては, 偏波の傾斜角を調べてみると明瞭になる. いま, この傾斜角は xy 面において x 軸を基準として測ったものとする. 図からわかるように, 逆相励振時には偏波面が 180° の方向に向いているが, 同相励振に近づけるとその向きは 90° に近づく. このように, 電圧を同相励振するかもしくは逆相励振するかによって, 偏波面を 90° 変化させることができる.

A, B に与える電圧として, $|v_a/v_b| = 1$ と固定して, $\text{Arg}(v_a/v_b)$ を 0° から 180° まで変化させた場合について考えてみる. 図 3.10 にその結果を示す. 正面方向における利得は, 同相励振のとき最も大きく, 逆相励振のとき最も小さい. 同相励振時は 90° の方向に完全に直線偏波した偏波面を生じるが, 電圧間の位相差が大きくなるにつれて, 偏波の軸比 (axial ratio) が 0dB に近づき, 極端に偏平した楕円偏波 (\approx 直線偏波) 状態から円偏波状態になり, その後, 徐々に傾斜角が 180° の直線偏波状態に近づいていくことがわかる.

図 3.11 には, 同相励振および逆相励振した場合の $+z$ 方向から見込んだ xy 面 (偏波面) における利得パターンを示した. 短絡点変更の場合と異なり, 同相励振の場合, 偏波面は完全に 90° の方向を向いており, 0° でヌルとなっているが, 逆相励振の場合は, 偏波面は完全に 0° の方向を向き, 互いに直交した放射指向特性を示す. この理由を以下に述べる. 同相励振の場合, 電流分布はアンテナ板の A 点と C 点を結ぶ边上および B 点と D 点を結ぶ边上に分布し, A 点と B 点を結ぶ边上および C 点を結ぶ边上にはほとんど電流は流れない. すなわち, 給電点 A と B は全く独立にアンテナに電力を供給しており, 一方の端より

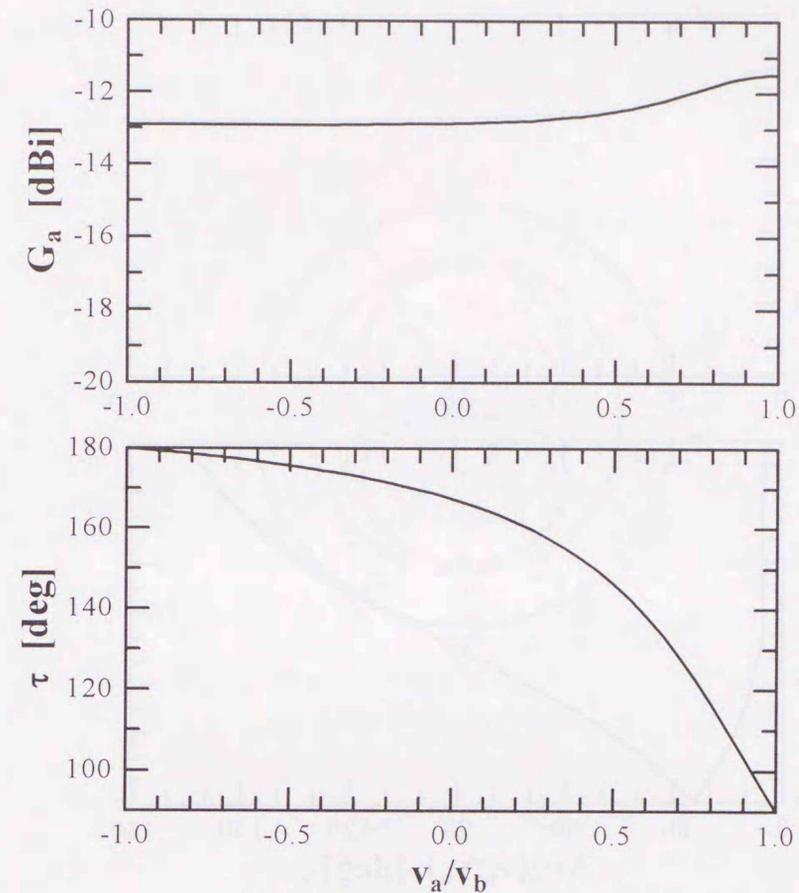


図 3.9: v_a/v_b を変化させた場合の正面利得と傾斜角

与えられた電力が他の端に現れて悪影響を及ぼすことはない. これに対して逆相励振の場合は, 電流分布はアンテナ板の A 点と B 点を結ぶ边上に主として分布し, A 点と C 点を結ぶ边上および B 点と D 点を結ぶ边上にはほとんど電流は流れない. このことは, 給電点 A からもう一つの給電点 B に大きく結合していることを意味する.

したがって, A と B と同一振幅でかつ同一位相で励振すると, y 方向の偏波を最もよく受信でき, A と B を同一振幅でかつ逆相で励振すると x 方向偏波を最もよく受信できることになる. このように, A 点と B 点に生じる受信電圧の一方の位相を電氣的に 0° あるいは 180° シフトし合成することにより, 受信機が縦に置かれているときも, 横に置かれているときも受信可能となる.

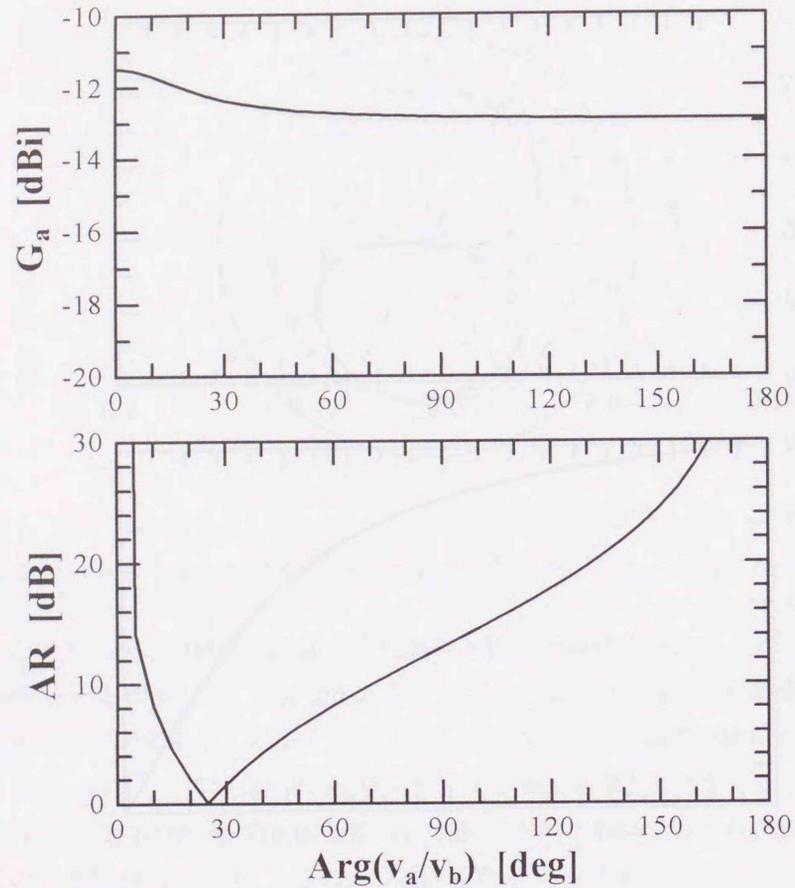


図 3.10: $v_a/v_b = 1$ と固定し位相差を変化させた場合の正面利得と軸比

3.2.4 板状ループアンテナの整合

一般に小形アンテナの給電点インピーダンスは、低抵抗、高リアクタンスであり、その効率は小さいので、給電部分で整合の取れた状態にしておく必要がある。この整合回路として、キャパシタ2個で構成されるLセクションを用いられる [図 3.12]。これにより、アンテナ系全体の効率は、整合回路の損失分だけアンテナ本体の効率より小さくなるだけで済む。

図 3.1 において、C 点を短絡し、B 点で給電した場合の整合回路を含めた効率を図 3.13 に示す。図 3.13 において、12% 付近の線はアンテナ本体の放射効率で、もう一つの線は整合回路を装着した場合のアンテナ系全体の効率を表している。ここで、整合回路を構成しているキャパシタの誘電損は $\tan \delta = 0.0005$ とした。整合回路を挿入すると、動作周波数 (0.280GHz) で、アンテナ本体の効率の 64% 程度の効率となり、その効果は極めて顕著であ

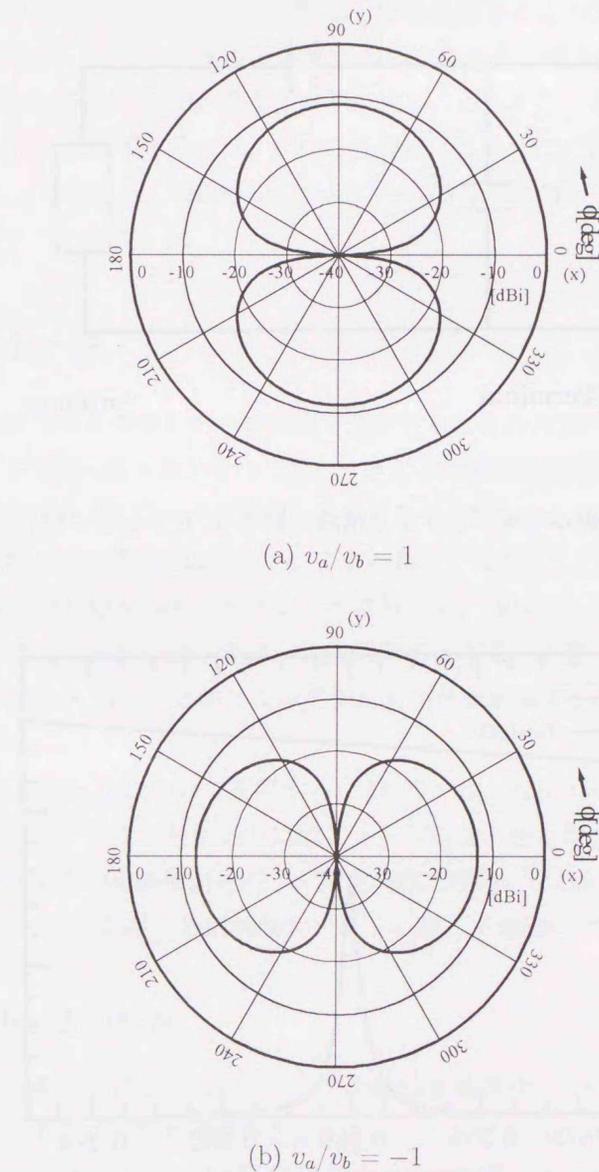


図 3.11: 二点給電時の $+z$ 方向から見込んだ $x-y$ 面の利得パターン

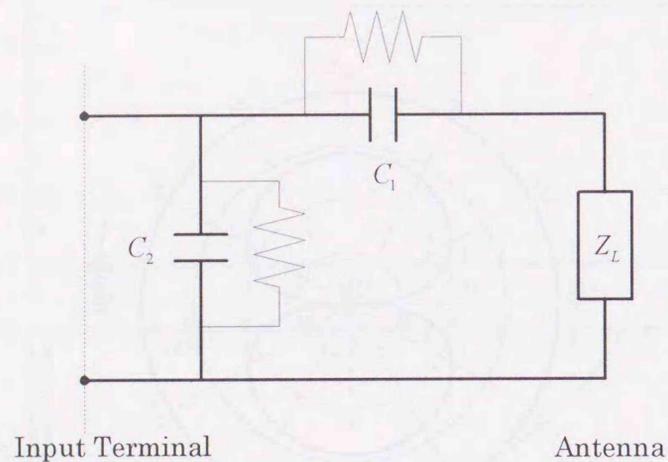


図 3.12: 二個のキャパシタより構成される L セクション整合回路

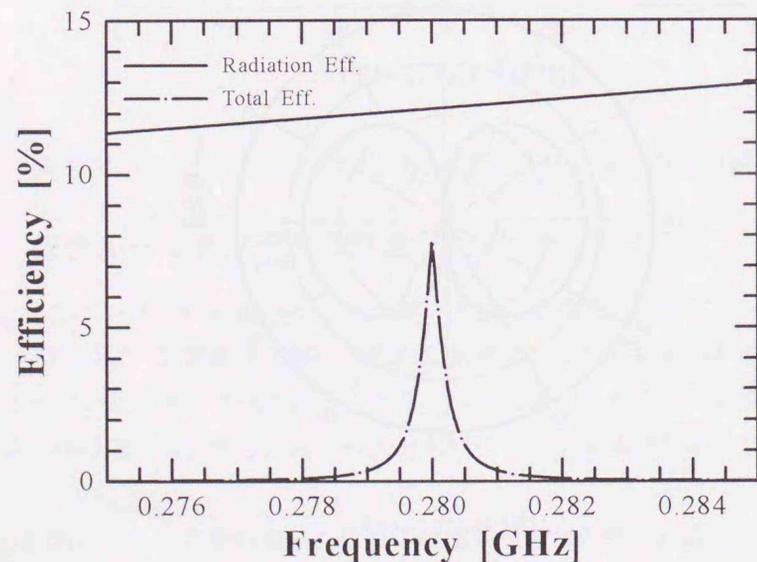


図 3.13: L セクション整合回路を用いたときのアンテナ効率

る。現在日本で用いられている無線呼出しシステムでは、1チャンネルあたり 25kHz、したがって無線呼出しの総チャンネル数 240 に対し 6MHz 割り当てられている。一般に、固定キャパシタを利用した L セクション回路ではこの帯域全体にわたって整合をとることは不可能である。この場合、この欠点を補うために、この帯域 (6MHz) を 3 または 6 つの帯域 (2MHz または 1MHz) に分割し、各帯域で整合をとる必要がある。また、可変キャパシタが利用できるのならば、各チャンネルでの整合も可能である。図 3.13 からわかるように、効率が 1% 以上である帯域は 1MHz 程度と非常に狭い。これから、このシステムの整合を固定キャパシタを用いて実現するには、6 つの各帯域につき 1 つの回路を設計しなければならない。このようにすると、無線呼出しで用いられる帯域にわたって仕様に耐え得る効率 (1% 以上) を保つことができる。

3.3 Wheeler 法

Wheeler 法は放射効率を簡単にかつ短時間で測定するための方法である。この方法では、アンテナをシールドで覆ったときとそうでないときの入力抵抗を測定するだけで、放射効率を求めることができる [8,9]。シールドで覆ったときとそうでないときのコンダクタンスあるいは反射係数の振幅より、整合の取れたアンテナの効率を求めることも可能である [48-50]。また、整合の取れていない小形ループアンテナに対して、Wheeler 法を適用した例が報告されている [51]。そこで本章の後半では、放射効率が小さく、不整合損の大きな板状ループアンテナの放射効率を Wheeler 法によって測定するとともに、その結果を数値結果と比較し検討を行う。

まず本節では Wheeler 法について説明する。3.4 節では、板状ループアンテナをはじめとするカードサイズアンテナの放射効率に関して、Wheeler 法を用いて得られた測定結果を示し、数値解析結果との比較検討を行う。測定の際に問題となる点についても言及する。3.5 節では、Wheeler 法における放射抑制シールドに関して理論的に考察する。

3.3.1 Wheeler 法の概要

λ を波長とすると、半径が $\lambda/2\pi$ のラジアン球面を導電性のシールド球におきかえることによって、アンテナの近傍の電磁界を乱すことなく放射を抑制できる [8]。これは、ラジアン球内において蓄積エネルギーおよび損失電力が優勢で、その外部における遠方界が放射電力に対応するためである。したがって、半径 $\lambda/2\pi$ のシールドで覆ったときのアンテナの入力電力が損失電力 P_{loss} に対応する。このとき、シールドで覆わないときのアンテナ入力電力 P_{in} と P_{loss} を測定することで、放射電力 P_{rad} は $P_{rad} = P_{in} - P_{loss}$ と求まる。

したがって、アンテナの放射効率 e_{rad} は次のように与えられる。

$$e_{rad} = \frac{P_{rad}}{P_{in}} = 1 - \frac{P_{loss}}{P_{in}} \quad (3.3.1)$$

この原理に基づく効率測定法を Wheeler 法という。ここでは、Wheeler 法により測定された効率を単に Wheeler 効率と呼ぶ。実際には、入力電力 P_{rad} および P_{loss} を直接測定せずに、次の入力特性量により効率を求める。

- 入力抵抗 R_{in} ならびに損失抵抗 R_{loss}
- 入力コンダクタンス G_{in} ならびに損失コンダクタンス G_{loss}
- 反射係数の振幅 $|\Gamma_{in}|$ ならびに損失分に対応する反射係数の振幅 $|\Gamma_{loss}|$

以下、これらの入力特性量による Wheeler 効率の評価式について述べる。

直列共振時の Wheeler 効率

アンテナが直列共振している場合、アンテナは直列 RLC 共振回路で表現することができる。このとき、回路に流れる電流を I とすれば、入力電力 P_{in} は、

$$P_{in} = \frac{1}{2} R_{in} |I|^2 = \frac{1}{2} (R_{rad} + R_{loss}) |I|^2 \quad (3.3.2)$$

ここで、 R_{rad} はアンテナの放射に関する放射抵抗で、アンテナをシールドすることにより 0 となる。したがって、シールドで覆うことによりアンテナ端子における電流は変化しないと仮定すると、損失電力は、

$$P_{loss} = \frac{1}{2} R_{loss} |I|^2 \quad (3.3.3)$$

で与えられ、このときの入力抵抗が R_{loss} に対応する。(3.3.2), (3.3.3) を (3.3.1) に代入すると、

$$e_R = 1 - \frac{R_{loss}}{R_{in}} \quad (3.3.4)$$

となる。このように、アンテナが直列共振している場合、Wheeler 効率はシールドで覆ったときとそうでないときの入力抵抗を測定することで与えられる。

並列共振時の Wheeler 効率

アンテナが並列共振している場合、アンテナは並列 RLC 共振回路で表現することができる。このとき、アンテナ端子間の電圧を V とすれば、入力電力 P_{in} は、

$$P_{in} = \frac{1}{2} G_{in} |V|^2 = \frac{1}{2} (G_{rad} + G_{loss}) |V|^2 \quad (3.3.5)$$

ここで、 G_{rad} はアンテナの放射に関する放射コンダクタンスで、アンテナをシールドすることにより 0 となる。したがって、シールドで覆うことによりアンテナ端子間の電圧は変化しないと仮定すると、損失電力は、

$$P_{loss} = \frac{1}{2} G_{loss} |V|^2 \quad (3.3.6)$$

で与えられ、このときの入力コンダクタンスが G_{loss} に対応する。(3.3.5), (3.3.6) を (3.3.1) に代入すると、

$$e_G = 1 - \frac{G_{loss}}{G_{in}} \quad (3.3.7)$$

となる。このように、アンテナが並列共振している場合、Wheeler 効率はシールドで覆ったときとそうでないときの入力コンダクタンスを測定することで与えられる。

反射係数を用いた Wheeler 効率

アンテナ端子における電力の収支を着目すると、電源からアンテナへ供給される電力 P_0 のうち、 $P_{in} = P_{rad} + P_{loss}$ がアンテナ内で消費される電力に対応する。これを反射係数 Γ_{in} を用いて表現すると、

$$P_{in} = P_{rad} + P_{loss} = P_0 (1 - |\Gamma_{in}|^2) \quad (3.3.8)$$

とする。アンテナをシールドすると、 $P_{rad} = 0$ となるから、アンテナに供給される電力 P_0 が変化しないと仮定すると、損失電力は、

$$P_{loss} = P_0 (1 - |\Gamma_{loss}|^2) \quad (3.3.9)$$

で与えられる。ここで、 Γ_{loss} はシールドで覆ったときのアンテナの反射係数である。(3.3.8), (3.3.9) を (3.3.1) に代入すると、

$$e_\Gamma = 1 - \frac{1 - |\Gamma_{loss}|^2}{1 - |\Gamma_{in}|^2} \quad (3.3.10)$$

と与えられる。上式は、アンテナを等価回路で近似せずに導出されているため、Wheeler 効率の正確な評価式と考えられる。

3.3.2 Wheeler 法の評価式間の関係

本項では、 e_Γ より、 e_R および e_G が導かれることを示すとともに、 e_R および e_G による評価の限界について述べる。

シールドで覆ったときの規格化入力インピーダンスを z_{in} , 覆わないときの規格化入力インピーダンスを z_{loss} とすると, (3.3.10) は次のように変形できる.

$$e_{\Gamma} = 1 - \left| \frac{1 + z_{in}}{1 + z_{loss}} \right|^2 \frac{r_{loss}}{r_{in}} \quad (3.3.11)$$

ここで, $r_{loss} = \text{Re}(z_{loss})$ および $r_{in} = \text{Re}(z_{in})$ とする. アンテナが直列共振している場合, $\text{Im}(z_{loss}) = \text{Im}(z_{in}) = 0$ および $r_{loss} \ll 1, r_{in} \ll 1$ の関係にあるので, (3.3.11) は,

$$e_{\Gamma} \approx 1 - \frac{r_{loss}}{r_{in}} = 1 - \frac{R_{loss}}{R_{in}} = e_R \quad (3.3.12)$$

となり, e_R と一致する. また, アンテナが並列共振している場合, $\text{Im}(z_{loss}) = \text{Im}(z_{in}) = 0$ および $r_{loss} \gg 1, r_{in} \gg 1$ の関係にあるので, (3.3.11) は,

$$e_{\Gamma} \approx 1 - \frac{r_{in}}{r_{loss}} = 1 - \frac{G_{loss}}{G_{in}} = e_G \quad (3.3.13)$$

となり, e_G と一致する. 以上から, e_R と e_G は e_{Γ} の一形態と考えることができる.

上の議論からも推測されるように, 入力抵抗に基づく評価式 e_R を並列共振において適用することはできない. 並列共振時において, $R_{loss} = 1/G_{loss}, R_{in} = 1/G_{in}$ の関係にあるので,

$$e_R = 1 - \frac{R_{loss}}{R_{in}} = 1 - \frac{G_{in}}{G_{loss}} = -\frac{e_G}{1 - e_G} < 0 \quad (3.3.14)$$

となり, e_R は負の値を示す. 同様に, 入力コンダクタンス e_G を直列共振において適用することはできない. 直列共振時において, $G_{loss} = 1/R_{loss}, G_{in} = 1/R_{in}$ の関係にあるので,

$$e_G = 1 - \frac{G_{loss}}{G_{in}} = 1 - \frac{R_{in}}{R_{loss}} = -\frac{e_R}{1 - e_R} < 0 \quad (3.3.15)$$

となり, e_G は負の値を示す.

この他にも, シールドで覆ったときとそうでないときとで, アンテナ上の電流分布が大きく異なり, 直列共振では端子電流 I が, 並列共振では端子電圧 V が変化してしまう可能性があり, e_R, e_G を導出した際の仮定が成立しない場合もある.

一方, 反射係数を用いた評価式 e_{Γ} は, 電源からアンテナに供給する電力 P_0 が一定という仮定の下で導出されているので, 理想的には上記の e_R, e_G に見られる問題は生じない.

以上のことから, 本章では, Wheeler 効率の評価式として反射係数の振幅を利用した (3.3.10) を採用することとする.

3.4 Wheeler 法によるカードサイズアンテナの効率評価

3.4.1 Wheeler 効率測定上の注意

板状ループアンテナのように整合の取れていないアンテナにおいては, $|\Gamma| \approx 1$ であるため, Wheeler 法はほとんど適用されていない. 一般に, シールドで覆ったときの反射係

表 3.2: 放射抑制シールドキャップの寸法

直方体キャップ			疑似半球キャップ			
タイプ	a [mm]	b [mm]	c [mm]	タイプ	2r [mm]	d [mm]
A	140	140	75	C	210	80
B	160	160	75	D	240	90

数の振幅 $|\Gamma_{loss}|$ は覆わないときの $|\Gamma_{in}|$ よりも大きい. このため, $|\Gamma_{in}|$ と $|\Gamma_{loss}|$ の差はごくわずかとなり, 測定装置の不確かさの範囲を超えてしまうため, Wheeler 効率の中に不確かさによる誤差が含まれてしまう. 参考までに, 測定で利用したネットワークアナライザ (HP 社製 8510B/C) およびテストセット (HP 社製 8515A) では, 2GHz 以下において $|\Gamma| = 1$ に対して 1.5% の不確かさがある [52].

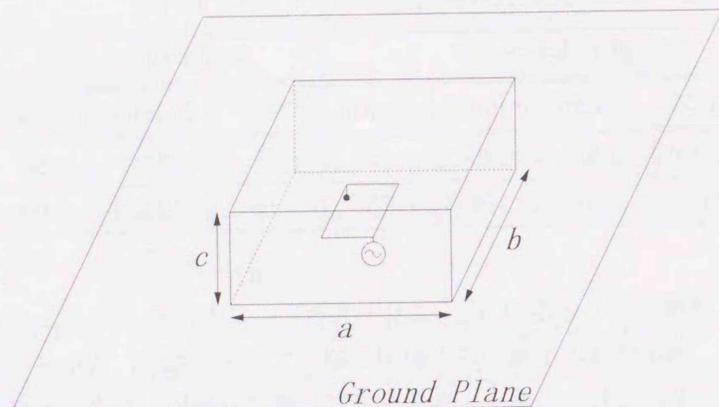
Wheeler 効率を測定する際, 上記の装置の不確かさをはじめとする誤差要因を排除するために以下の点に留意をした.

- (1) すべての測定が完了するまで, 同じキャリブレーションデータを使うために実験室内の温度を一定に保つ.
- (2) キャリブレーションデータの取得, および, $|\Gamma_{in}|, |\Gamma_{loss}|$ の測定を通じて, テストポートケーブルの形状 (曲率等) を一定に保つ.
- (3) スチールウールや導電性テープを用いて, シールドキャップと接地導体板の間の電気的接触を保つ.
- (4) シールドの中央にアンテナを置く.

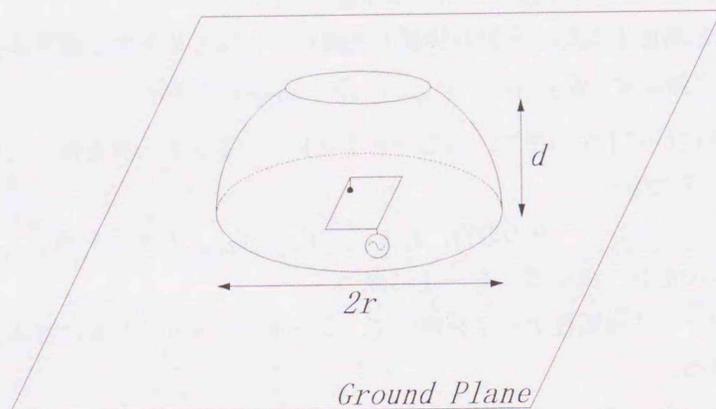
さらに, シンセサイズドスィーパー (HP 8340B を使用) の出力を安定させるために, 2時間程度のウォーム・アップの後に一連の測定を行った. Wheeler 効率はシールドに用いるキャップの導電率に対して敏感ではないが, キャップと接地導体板により構成される電気壁キャビティの共振周波数以下の周波数で測定すべきである. 測定においては, シールド用の金属キャップとして, 表 3.2 および図 3.14 に示す直方体キャップと疑似半球キャップ (調理用のボール) を用いた.

3.4.2 カードサイズ板状ループアンテナの効率

図 3.15 に, 図 3.1, 3.2 に示したカードサイズ板状ループアンテナおよびその 3×5 ワイヤグリッドモデル (グリッド半径: $a_g = 0.6\text{mm}$) の Wheeler 効率の周波数特性を示す. 同図において, (a) はアルミニウム製の直方体キャップ (タイプ B) を用いた場合の結果である. 測定装置の不確かさのため, 測定曲線は滑らかでない. 銅板とそのワイヤグリッドモデルは, 0.600GHz 以下において良い一致を示しており, このことよりワイヤグリッドモ



(a) 直方体キャップ

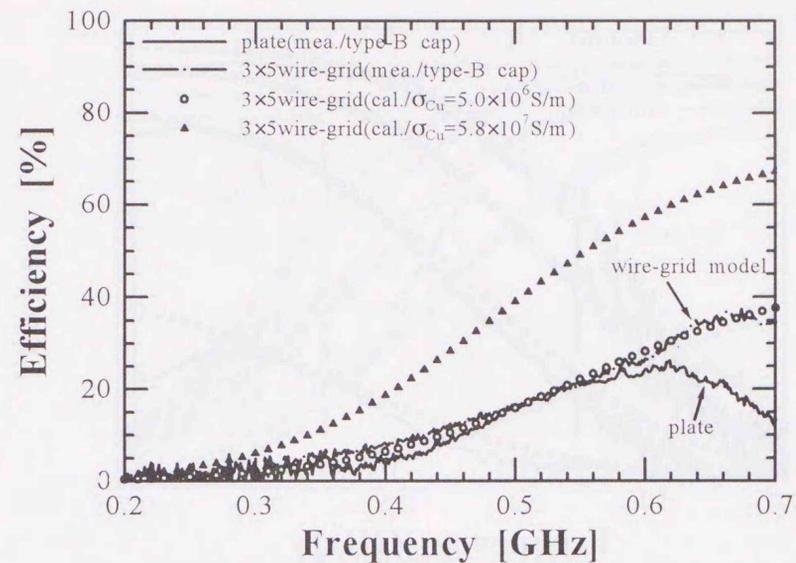


(b) 疑似半球キャップ

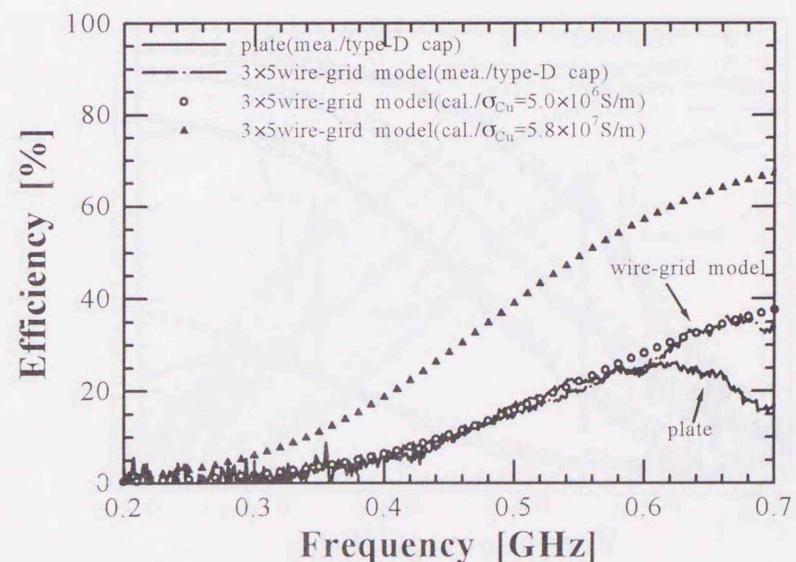
図 3.14: 放射抑制シールドキャップの形状

デルを用いた Wheeler 効率の評価が可能であることがわかる。同様の結果が、表 3.2 に示す他のキャップを用いた場合にも得られる。一例として、図 3.15(b) に、疑似半球キャップ (タイプ D) を用いた結果を示す。この事実、ワイヤの導電率を正しく選択することができれば、ワイヤグリッドモデル近似およびモーメント法解析より放射効率を評価できることを保証している。図 3.15(a),(b) には、ワイヤの導電率を $\sigma_{Cu} = 5.8 \times 10^7$, 5.0×10^6 S/m とした場合の数値効率も併せて示してある。ここで、数値計算で得られる効率を数値効率と呼ぶことにする。 $\sigma_{Cu} = 5.8 \times 10^7$ S/m のときの数値効率は測定値よりも大きい。これは、ワイヤの表面の粗さやハンダによる損失によって、実際の導電率が定数値 5.8×10^7 S/m よりも小さくなるためである。図 3.15 からわかるように、 $\sigma_{Cu} = 5.0 \times 10^6$ S/m として計算された数値効率は測定値と一致する。

図 3.16 は、表 3.2 に示した四種類のキャップについて、アンテナの高さ h を $h=2, 6, 10$,

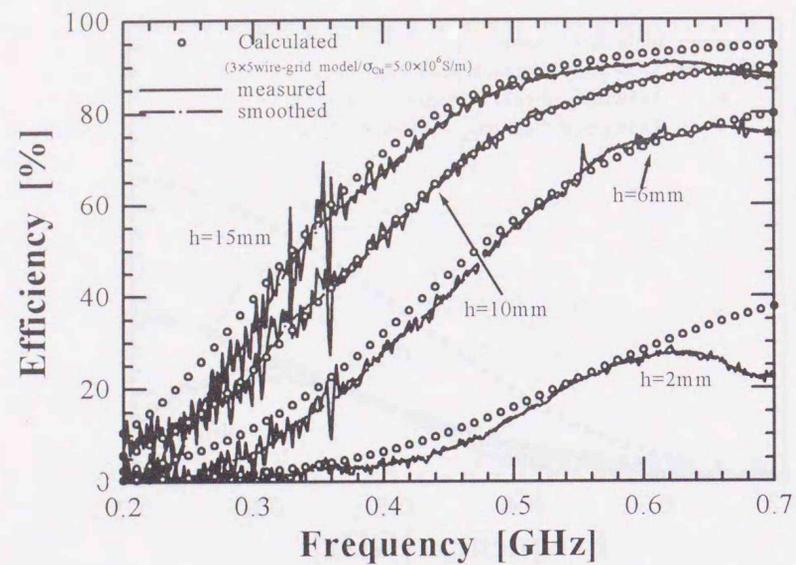


(a) タイプ B のキャップを用いたとき

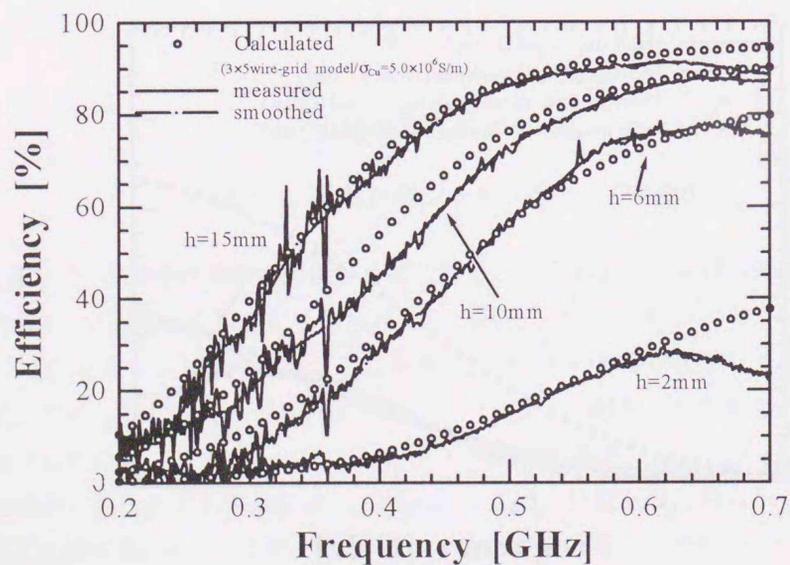


(b) タイプ D のキャップを用いたとき

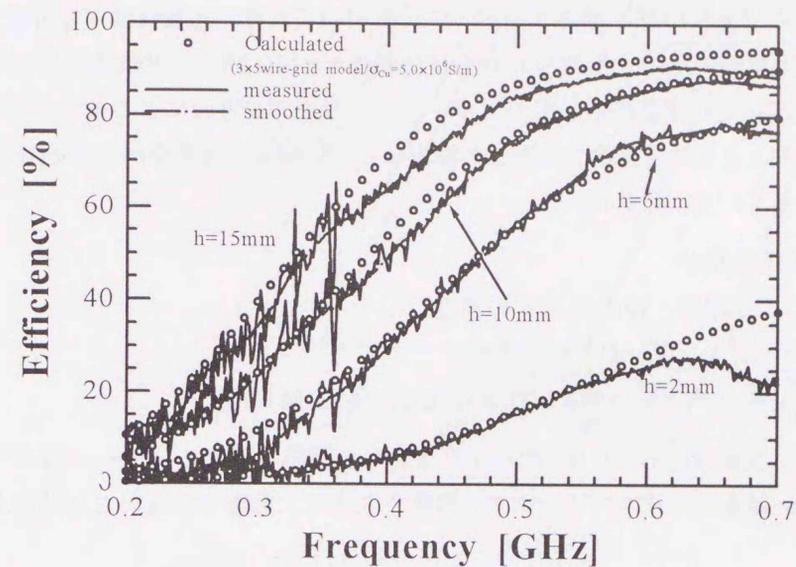
図 3.15: カードサイズ板状ループアンテナの放射効率 ($h = 2$ mm)



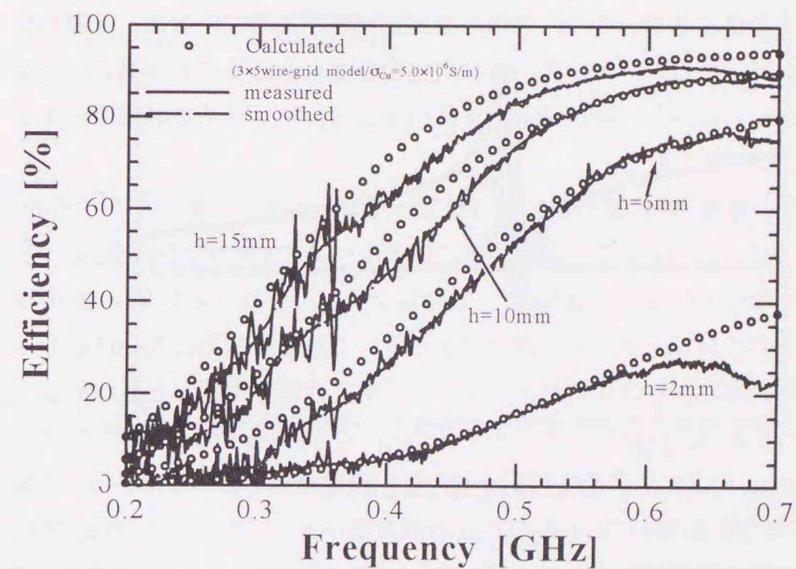
(a) タイプ A のキャップを用いたとき



(b) タイプ B のキャップを用いたとき

図 3.16: 高さ h を変化させた場合のカードサイズ板状ループアンテナの放射効率

(c) タイプ C のキャップを用いたとき



(d) タイプ D のキャップを用いたとき

図 3.16 の続き

15 mm とした場合の Wheeler 効率を示したものである。これより、アンテナの高さ h が大きくなるにつれて、また、0.600GHz までは周波数が高くなるにつれて、放射効率が大きくなることわかる。これらの図には、導電率が $\sigma_{Cu} = 5.0 \times 10^6 \text{ S/m}$ 、グリッドの半径が $a_g = 0.6 \text{ mm}$ の 3×5 のワイヤグリッドモデルを用いて計算した数値効率も併せて示してある。これらの数値効率は、各高さ h ならびに各キャップに関して実験結果と一致する。このことは、数値効率の評価法としてのワイヤグリッドモデル近似によるモーメント法解析の妥当性を示すとともに、実験で使用した銅板ならびに銅線の導電率が $5.0 \times 10^6 \text{ S/m}$ であることを示唆している。これは、

- (1) ハンダによる抵抗分
- (2) アンテナの工作精度、特に高さ h の精度
- (3) キャリブレーションデータの時間変動
(実験では、キャリブレーションは 20~30 分毎に実施した)

に影響されるが、以降 $\sigma_{Cu} = 5.0 \times 10^6 \text{ S/m}$ と仮定して議論を進める。また、図 3.16(a)~(d) から Wheeler 効率がシールドキャップの形状や大きさに影響されないことがわかる。

3.4.3 自己整合型カードサイズアンテナの Wheeler 効率

前項の結果からわかるように、図 3.1 のカードサイズ板状ループアンテナは給電線と整合が取れていないが、Wheeler 法では、整合回路を挿入したり、アンテナの給電部分を整合が取れるように変更することなく、効率の測定が可能である。一般に、広帯域にわたっての整合は実現不可能なので、アンテナ自身に整合を要求する他の効率測定法による効率測定は難しい。しかしながら、Wheeler 法を利用すると、アンテナを導電シールドで覆える限り効率の測定が可能となる。

ここで、 Γ 整合の原理 [7] に基づいて整合を取ったカードサイズ板状アンテナを考える。図 3.17 に示すように、このアンテナは図 3.1 の板状ループアンテナと同じ銅板からなるが、給電部分が複雑になっている。図 3.18 に、このアンテナ、その 3×5 、 6×10 のワイヤグリッドモデルの入力インピーダンスの測定値を示す。これらの結果は互いによく一致しており、このアンテナはこれらのワイヤグリッドモデルで近似できることがわかる。図 3.19 は、このアンテナおよび二つのワイヤグリッドモデルの Wheeler 効率、ならびに、導電率 $\sigma_{Cu} = 5.0 \times 10^6 \text{ S/m}$ の 3×5 ワイヤグリッドモデルの数値効率を示している。Wheeler 効率測定に際しては、図 3.19(a) ではタイプ B の直方体キャップを、図 3.19(b) ではタイプ D のステンレス鋼製の調理用のボールを用いた。同図において、シールドキャップの形状によらず、数値効率は測定値である Wheeler 効率に一致している。ボールキャップの測定カーブは直方体キャップよりも多くのスプリアスな雑音を含んでいる。これは、接地導体板とボールキャップの縁の電氣的接触状態が直方体キャップよりも悪かったためと考えられ

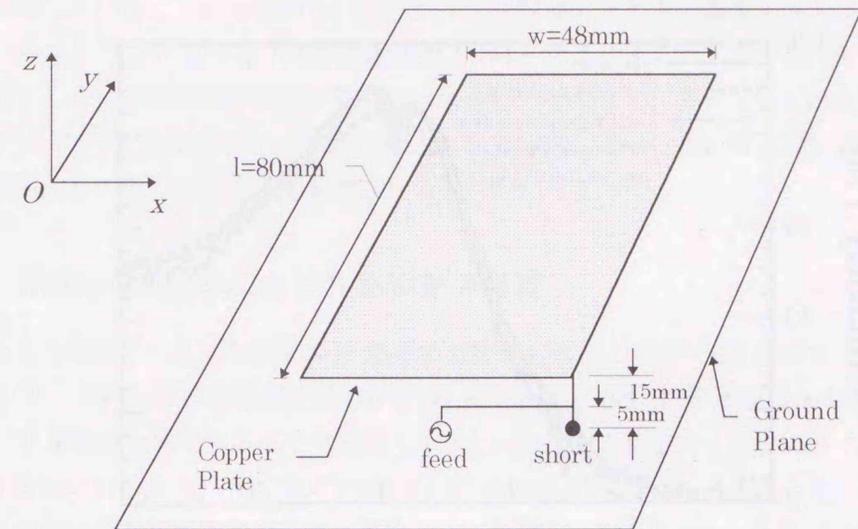


図 3.17: 自己整合型カードサイズアンテナ

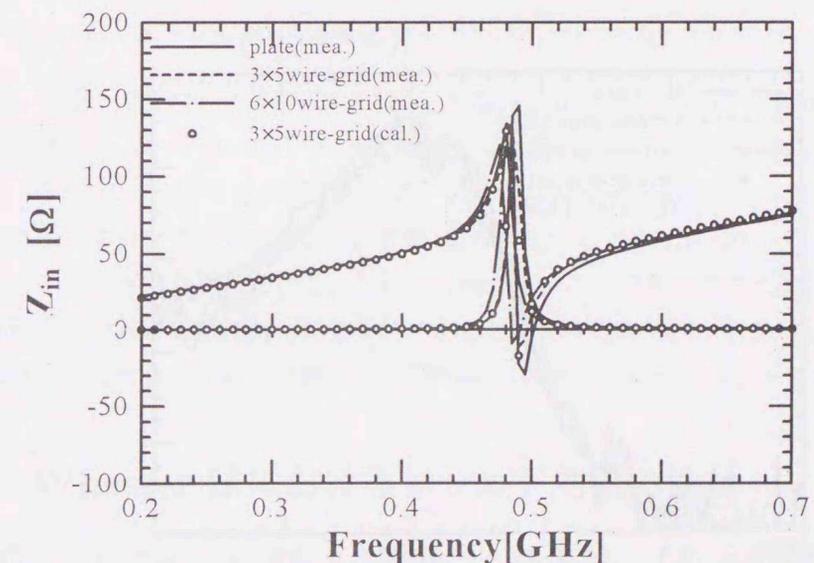
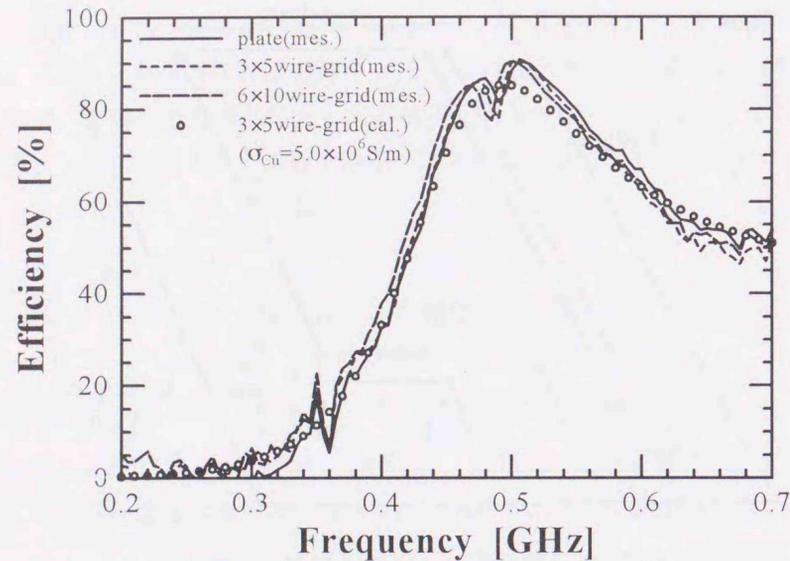
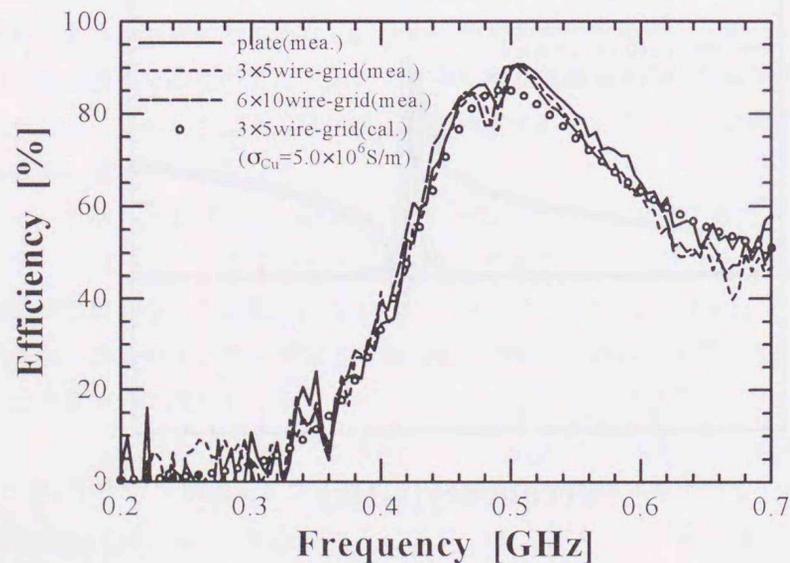


図 3.18: 自己整合型カードサイズアンテナならびにそのワイヤグリッドモデルの入力インピーダンスの周波数特性



(a) タイプ B のキャップを用いたとき



(b) タイプ D のキャップを用いたとき

図 3.19: 自己整合型カードサイズアンテナの放射効率

る. さらに, 整合周波数 495MHz 付近で, Wheeler 効率にくぼみが見られる. Wheeler 法では, シールドキャップの存在によってアンテナ近傍のリアクティブエネルギーが変化しないと仮定している. しかしながら, このタイプの整合アンテナの場合, 入力インピーダンスもしくは入力アドミタンスの虚部に関連づけられるリアクティブエネルギーの変化が, 直列もしくは並列共振周波数の近くでは大きい. そのうえ, 直列もしくは並列共振周波数がキャップのあるなしによって若干変化する [44,53]. そのため, Wheeler 効率のくぼみが共振周波数の近くで目立って観測されると考えられる.

3.4.4 Wheeler 効率に含まれる誤差の軽減

ところで, 測定データ上の雑音は IF 帯域幅を狭くすることによっても軽減することができる [51] が, 実験に用いた測定装置 (HP 社製 8510B/C) では IF 帯域幅は 10kHz と固定のため, IF 帯域幅を狭くすることは無理であった. そこで, 測定カーブ上のガウス性雑音を軽減するために, 最小二乗多項式近似を利用した雑音除去について考察した. このガウス雑音は測定された反射係数の不確かさによって生じ, 一般に周波数に対してランダムである. したがって, 二つの反射係数の振幅 $|\Gamma_{in}|$ および $|\Gamma_{loss}|$ を周波数 f の関数として最小二乗多項式近似することにより平滑化し, ガウス性雑音を軽減することができる. すなわち, 測定値 $|\Gamma|^2$ を多項式

$$|\Gamma|^2 = a_0 + a_1 f + a_2 f^2 + \dots + a_n f^n \quad (3.4.1)$$

で展開し, 最小二乗のアルゴリズムに従い, 係数 a_i , ($i = 0, 1, \dots, n$) を決定する. ただし, 多項式の次数 n は, 二つの $|\Gamma|^2$ の測定値カーブを滑らかに描くように選ぶ. 図 3.16(a)~(d) に, 図 3.1 のカードサイズ板状ループアンテナの Wheeler 効率を $n = 21$ の多項式で平滑化した結果を併せて示す. ここで, 係数 a_i を決定するために 0.170 ~ 0.730GHz の 461 ポイントのデータを利用している. これらの図から, この平滑化手法は測定より得られる Wheeler 効率の雑音低減に対して効果的であること, すなわち, 反射係数の大きさを最小二乗多項式近似することにより精度よく Wheeler 効率を見いだせることがわかる.

3.5 Wheeler 法におけるシールド効果の検討

被測定アンテナとシールドの相互作用を無視して, Wheeler 法により求まる Wheeler 効率について議論するのは正確ではない. というのは, アンテナの共振周波数がシールドの存在によりシフトするなどの現象が観測されるからである. しかしながら, 放射抑制の働きをするシールドの効果을明らかにするためには, アンテナから寄与を一般化して議論の方が都合がよい. 本節では, このシールド効果について理論的に扱うために, 電磁界空間における作用関係を記述するダイアティック・グリーン関数, とりわけ, スカラ・グ

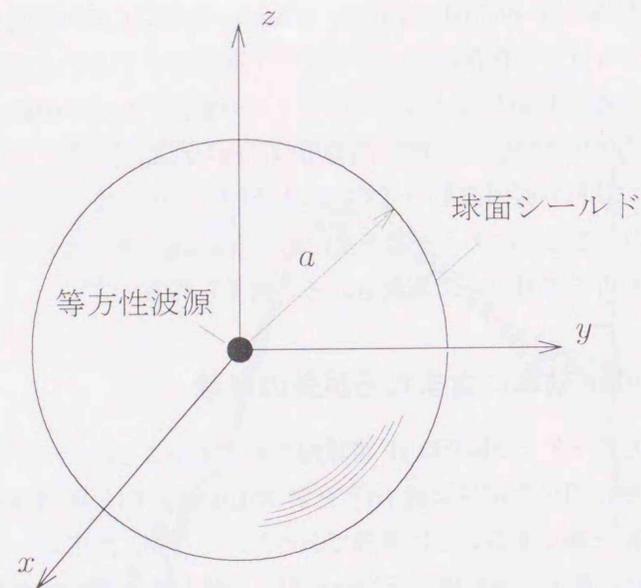


図 3.20: 等方性波源と球面シールドの位置関係

グリーン関数に着目して議論をすることにする。具体的には、自由空間とシールド空間内におけるスカラー・グリーン関数の差異を定量的に検討し、放射抑制シールド効果について考察を加えることにする。

グリーン関数による議論の前に、等方性の点波源を仮定した場合の自由空間とシールド空間を伝送線路モデルで類似し、直観的に放射抑制シールド効果について議論することにする。

3.5.1 伝送線路類似モデル

簡単のため、等方的な点波源が原点に存在するものとする。シールドは原点を中心とする半径 a の球面状の完全導体から構成されるとする (図 3.20)。このとき、自由空間およびシールド空間とも、球座標系 (r, θ, ϕ) において電磁界は球対称、すなわち、 r のみの関数として記述できる。したがって、ある特定の方向 (θ_0, ϕ_0) において、自由空間およびシールド空間を一次元伝送線路により類似することができる。

周知のように、波源周辺の電磁界は r^{-1} 等に比例する項の重ね合わせで記述されるが、これら距離に関する因子を無視して考える。このとき、自由空間は、励振源が $r=0$ に位置し、特性インピーダンスが自由空間の固有インピーダンス Z_0 、伝搬定数が自由空間波長 k_0 の無限長伝送線路で表すことができる。この線路は、 $r=0$ から $r=a$ までが (Z_0, k_0) の伝送線路で、 $r=a$ において Z_0 で終端された回路と等価である (図 3.21(a))。この終端負荷

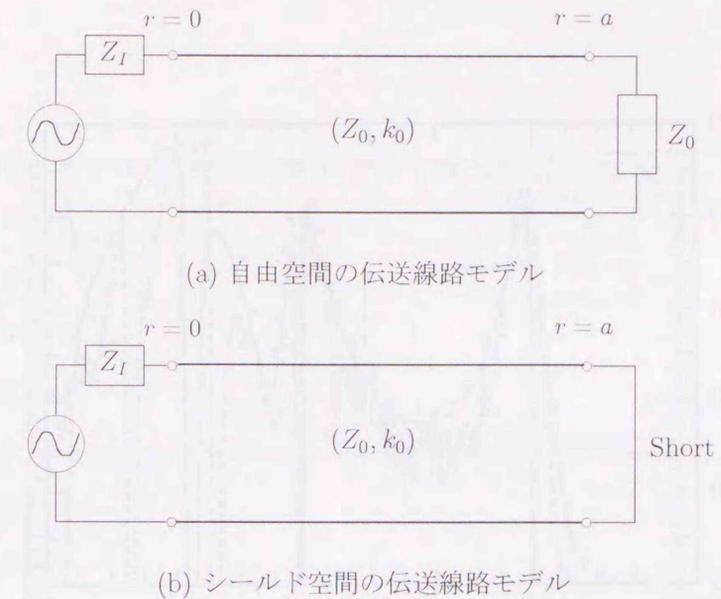


図 3.21: 自由空間、シールド空間の等価回路モデル

Z_0 は $r > a$ への電力伝達を表しており、自由空間への放射電力に対応する。したがって、この終端抵抗を短絡除去することで、自由空間への放射を抑えることができる (図 3.21(b))。

次に、Wheeler 法的前提条件「放射に関する寄与を除いて、自由空間とシールド空間内の電磁界は同じように変化しなければならない」について上記の伝送線路類似モデルを用いて考察する。自由空間内では、放射電磁界は振幅が r^{-1} で減衰し、位相が r に比例して変化する。しかしながら、シールド空間内では、 $r=a$ で短絡状態になっており定在波が生じるので、必ずしも自由空間と同等の電磁界の変化を期待できない。さらに次項で示すように、開放系のグリーン関数は複素数で振幅・位相が位置によって変化するが、シールド系のグリーン関数は定数を除いて実関数であり、基本的に振幅のみが変化する。このように自由空間とシールド空間には本質的な差異がある。したがって、電磁界の変化を全く同じにするのは不可能であるが、伝送線路の電気長をできる限り短くすることでほぼ同様の変化を実現できる。これは、電気長の短い伝送線路では電圧・電流の変化ともほぼ直線的に変化すると考えてよいためである。電気長 ka を短くすることは、周波数を十分に低くする、もしくは、球面シールドの大きさを十分に小さくとることに対応する。この場合に限って、Wheeler 法の条件であるシールド内部の電磁界の変化を放射寄与を取り除いたシールド空間のそれと同じようにできることがわかる。

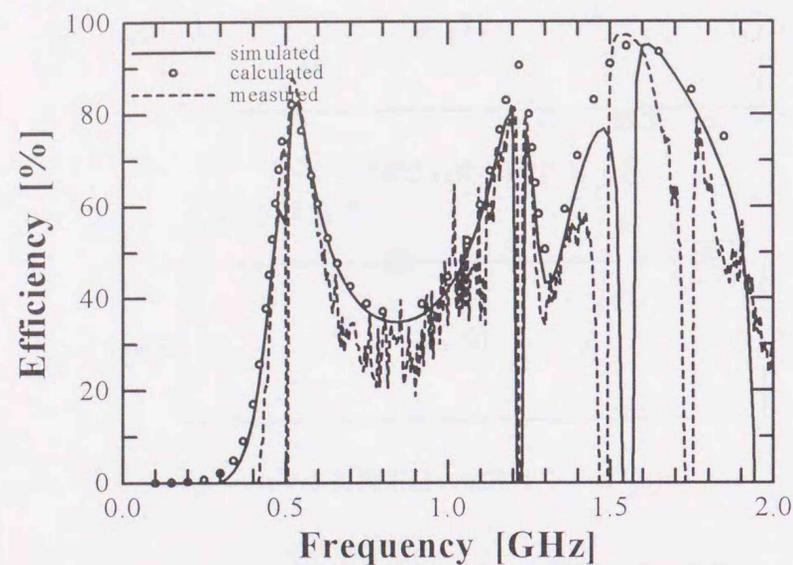


図 3.22: トップループアンテナの Wheeler 効率

3.5.2 スカラ・グリーン関数による評価

空間の電磁的な性質はグリーン関数により記述される。本節では球対称を仮定した上で、自由空間とシールド空間の違いを定量的に評価することにする。波源が前節と同様に原点にあるとしたとき、自由空間のスカラ・グリーン関数は、

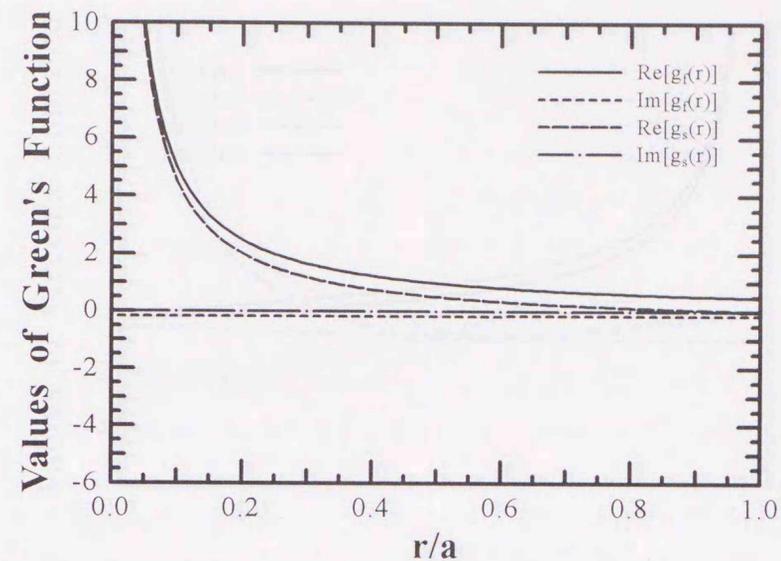
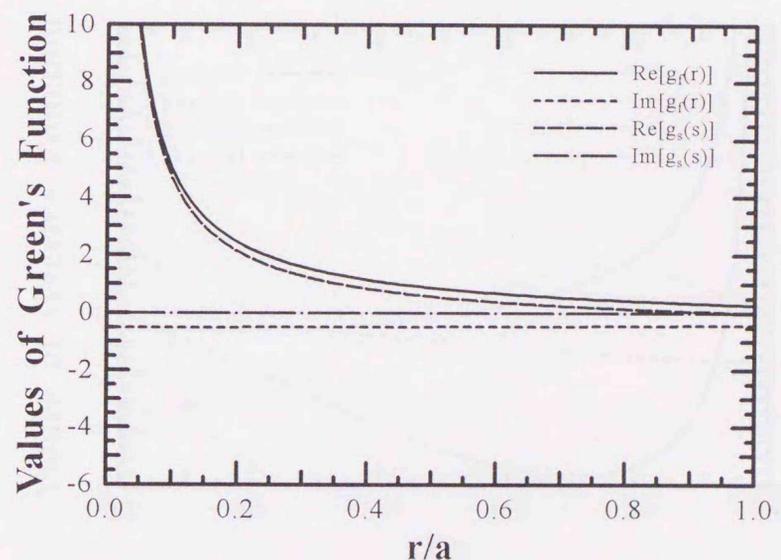
$$g_f(r) = \frac{\cos k_0 r - j \sin k_0 r}{4\pi r} \quad (3.5.1)$$

シールド空間のそれは、

$$g_s(r) = \frac{\cos k_0 r - \cot k_0 a \sin k_0 r}{4\pi r} \quad (3.5.2)$$

で与えられる [35]。 (3.5.1), (3.5.2) が近似的に一致する条件は、 $k_0 r \leq k_0 a \ll 1$ である。これは前項で得られた結果と同じである。

さて、Wheeler 法において、シールドの大きさは $k_0 a \leq 1$ を目安とすればよいとされ、これに基づいて多くの効率測定がなされている。一方、この基準を越えて Wheeler 効率を測定した結果が既に得られている [44]。その一例を図 3.22 に示す。図 3.22 は、図 3.17 において板を外枠に沿った線状の長方形ループで置き換えた自己整合型トップループアンテナに関するもので、用いたキャップは $100 \times 100 \times 50\text{mm}$ の直方体キャップである。なお、シミュレーション値は、キャップをワイヤグリッドで近似しモーメント法を用いて、Wheeler

(a) $f = 0.1\text{GHz}$ ($k_0 a = 0.3$) の場合(b) $f = 0.3\text{GHz}$ ($k_0 a = 1.0$) の場合図 3.23: 理想的な球面シールド内でのグリーン関数の変化 ($a = 1/2\pi \text{ m}$)

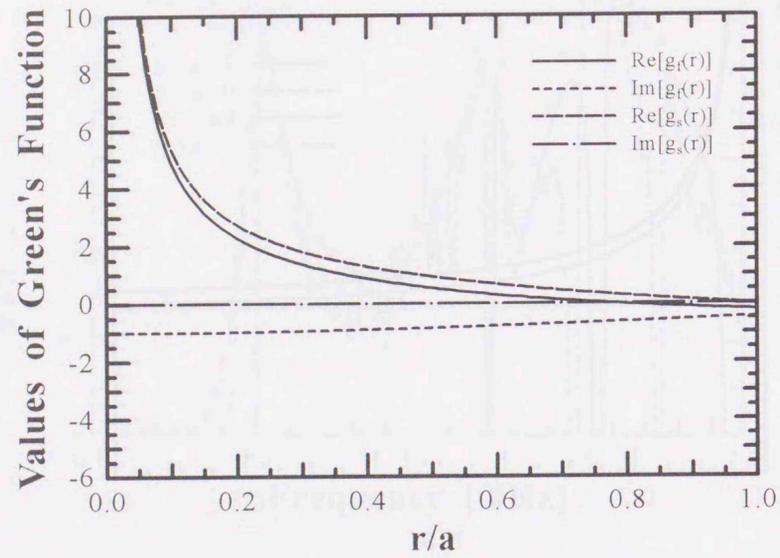
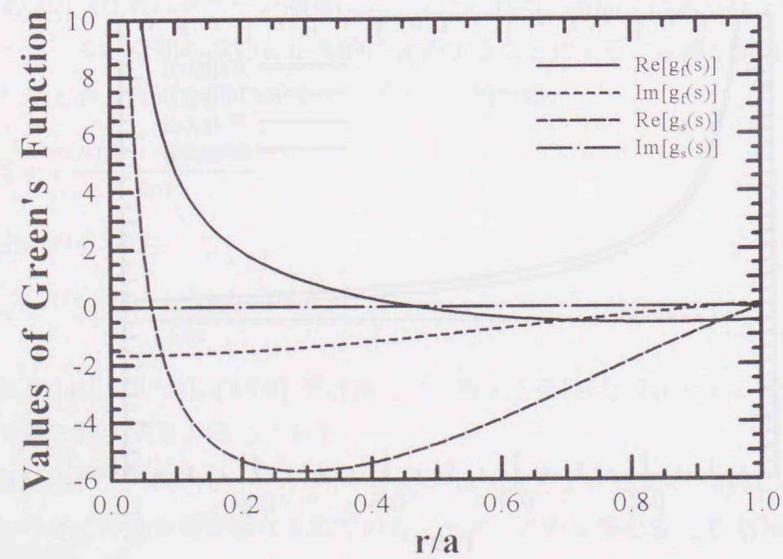
(c) $f = 0.6\text{GHz}$ ($k_0 a = 2.0$) の場合(d) $f = 1.0\text{GHz}$ ($k_0 a = 3.3$) の場合

図 3.23 の続き

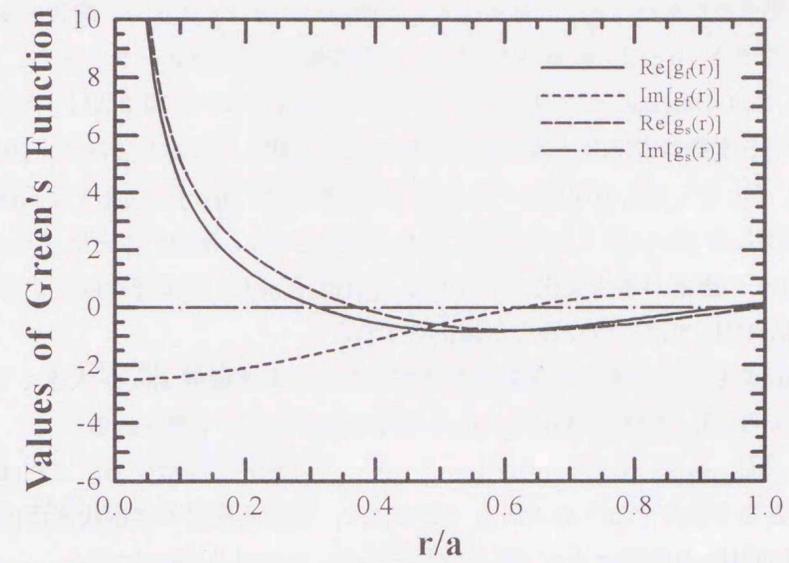
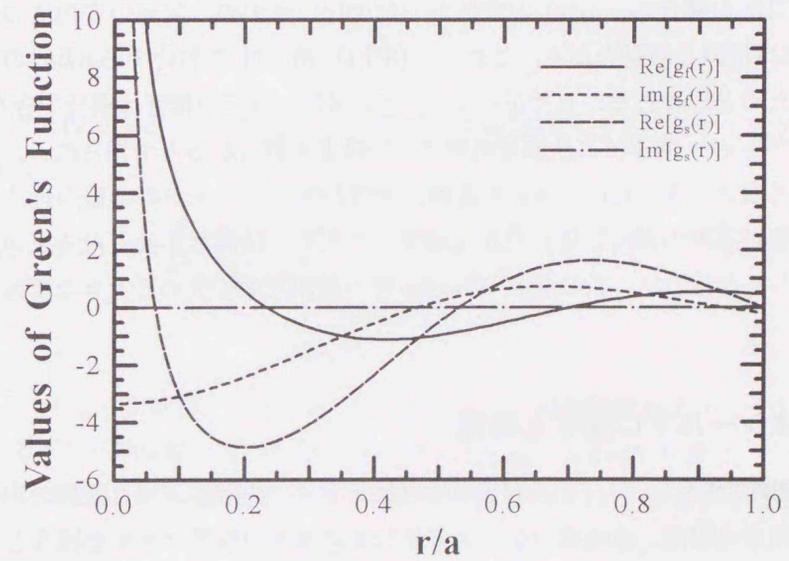
(e) $f = 1.5\text{GHz}$ ($k_0 a = 5.0$) の場合(f) $f = 2.0\text{GHz}$ ($k_0 a = 6.7$) の場合

図 3.23 の続き

法の測定を数値的に行った結果である。図 3.22 から、半径 $\lambda/2\pi$ の約 10 倍程度のシールドを用いても、シールド自身の共振点、シールドによるアンテナの周波数特性のシフト現象を除いて、Wheeler 法によって放射効率が測定可能であることがわかる。

この状況を説明するために、 k_0a に対する $r \leq a$ 内部のスカラー・グリーン関数の変化の様子を調べる。ここでは、 $a = 1/2\pi$ m と固定して、周波数 f をパラメータとする。 $f = 0.1, 0.3, 0.6, 1.0, 1.5, 2.0$ GHz ($k_0a = 0.3, 1, 2, 3.3, 5, 6.7$) の場合について図 3.23 に示す。 $g_s(r)$ は実関数であるから虚部は常に 0 となるが、比較のために敢えて図示してある。図 3.23 からわかるように、 $f = 0.1, 0.3, 0.6$ GHz の低い方の周波数では、 $g_f(r)$ と $g_s(r)$ は同様の変化を示す。 $f = 1.0$ GHz においてはこれらは全く異なる挙動を示す。面白いことに $f = 1.5$ GHz においては、 $g_f(r)$ の虚部が多少変化するものの、 $g_f(r)$ と $g_s(r)$ の実部は同じように変化している。 $f = 2.0$ GHz では、全く異なる変化をする。

以上から、 $k_0a \ll 1$ という条件は絶対的な条件でなく、ある程度 k_0a が大きくても（今の場合 $k_0a = 2$ くらい）、十分に Wheeler 法が適用できることが予測される。

一方、(3.5.2) から、 $g_s(r)$ は $k_0a = m\pi$ ($m = 1, 2, \dots$) において発散する。これはシールドが空洞共振器として動作するためである（正確には、空洞共振器の共振状態には対応していない）。 $f = 1.0$ GHz の場合は $k_0a = 3.3$ であるから、 $m = 1$ の場合に近く、 $g_s(r)$ の変化が大きく観測される。このように、 $k_0a = m\pi$ の近傍においては自由空間とシールド空間は全く異質な挙動を示す。すなわち、シールドが共振状態もしくはその近傍にある場合、Wheeler 法が適用できない。

また $f = 1.5$ GHz の場合も、 $g_f(r)$ の虚部が一定でないものの、実部の変化については $g_f(r)$ と $g_s(r)$ はほぼ同じ挙動を示す。これは、(3.5.1), (3.5.2) において $\cos k_0r$ の項が大きく効いているためと思われる。したがって、 $f \leq 0.6$ GHz ほどの精度は期待できないが、この周波数では Wheeler 効率により放射効率に近い結果を得られると予期される。このように周波数が高くなっても、 $k_0a = m\pi$ の近傍、すなわち、シールドの共振の近くを除いて、Wheeler 効率が実際の効率に近い変化を示す。ただし、周波数が高くなると $g_f(r)$ の虚部の変化が激しくなるので、この点が Wheeler 法の適用限界を決める大きな要因となると思われる。

3.5.3 立方体シールドに関する考察

これまでは理想的な球面シールドおよび等方性波源を仮定して議論したが、実際の Wheeler 法を用いた効率測定の際は、球面状のシールドや完全に等方的なアンテナを扱うとは限らない。そこでより現実に即した議論を行うために、本項ではシールド形状として立方体を考え、波源についても向きを考慮する。そこで、

$$|x| \leq b/2, |y| \leq b/2, z = \pm b/2$$

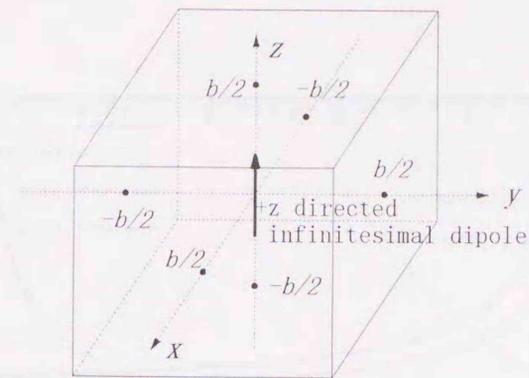


図 3.24: 中心に +z 向き微小波源のおかれた立方体シールド

$$\begin{aligned} |x| \leq b/2, |y| \leq b/2, |z| \leq b/2 \\ x = \pm b/2, |y| \leq b/2, |z| \leq b/2 \end{aligned}$$

が完全導体であるような立方体シールドを考えることにする（図 3.24）。また、波源は \hat{z} 方向を向いていると仮定する。ここで、議論を簡単にするために TM^z モードのみを扱うこととし、電流分布の z 成分 J_z と電界の z 成分 E_z を次の関係で関連づけるグリーン関数について考える。

$$E_z(\mathbf{r}) = -j\omega\mu \int_V J_z(\mathbf{r}') g_r^{TM}(\mathbf{r}; \mathbf{r}') dv' \quad (3.5.3)$$

波源を原点と仮定する ($\mathbf{r}' = 0$) と、このグリーン関数は $z \geq 0$ において次のような級数で与えられる [35]。

$$g_r^{TM}(x, y, z) = -\frac{4}{b^2} \sum_{m=1,2,\dots} \sum_{n=1,2,\dots} \sin \frac{m\pi}{2} \sin \frac{n\pi}{2} \cdot \sin \frac{m\pi}{b} \left(x - \frac{b}{2}\right) \sin \frac{n\pi}{b} \left(y - \frac{b}{2}\right) \cdot \frac{\cos \beta(z - b/2) \cos(\beta b/2)}{\beta \sin \beta b} \quad (3.5.4)$$

ただし、 $\beta^2 = k_0^2 - (m\pi/b)^2 - (n\pi/b)^2$ とする。この β は周波数およびモード (m, n) によって実数になったり純虚数となったりする。例えば、 $k_0 < \sqrt{2}\pi/b$ の場合、 β は (m, n) にかかわらず常に純虚数である。このとき、(3.5.4) の第 2 行目は z が大きくなるにつれて小さな値を示す。これはシールド内におけるエバネセントモードに対応しており、波が z 方向に伝わらないことを意味している。また、モード (m, n) は x, y 方向における波頭の数に対応しており、この数が多くなると β の絶対値が大きくなり z 方向へ波は急激に減衰する。一方、 $k_0 \approx \sqrt{2}\pi/b$ となると、減衰に寄与していた最低次モードが空洞共振に寄与するようになり、シールドによる放射抑制ができない。しかしながら、一般に空洞共振の Q は大

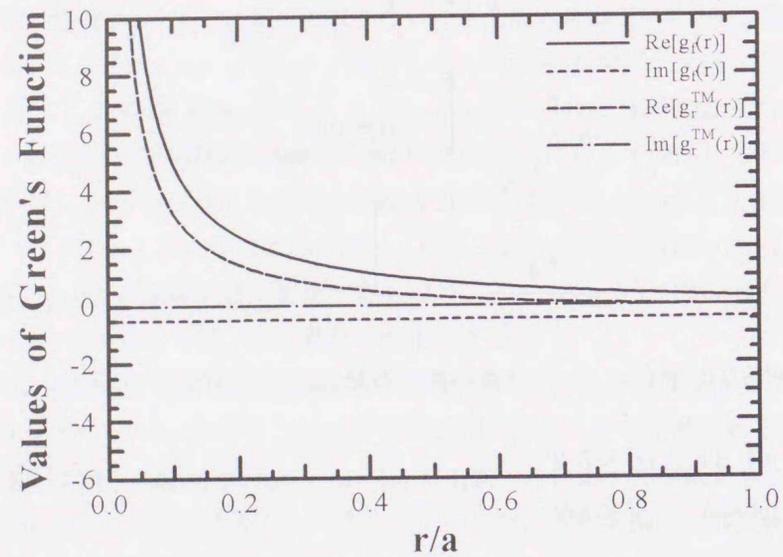
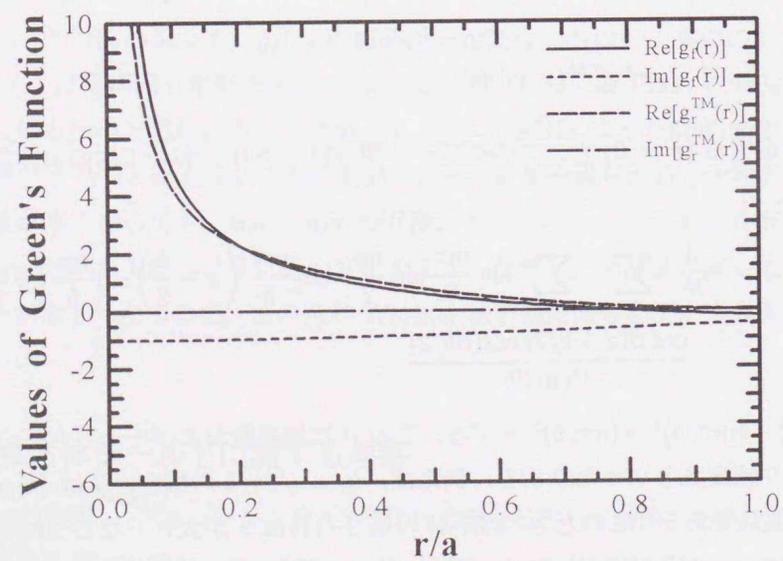
(a) $f = 0.3\text{GHz}$ ($k_0b = 1.6$) の場合(b) $f = 0.6\text{GHz}$ ($k_0b = 3.3$) の場合

図 3.25: 立方体シールド内でのグリーン関数の変化

$$(b = 1/\sqrt[3]{6\pi^2 m}, c = \sqrt{3}b/2)$$

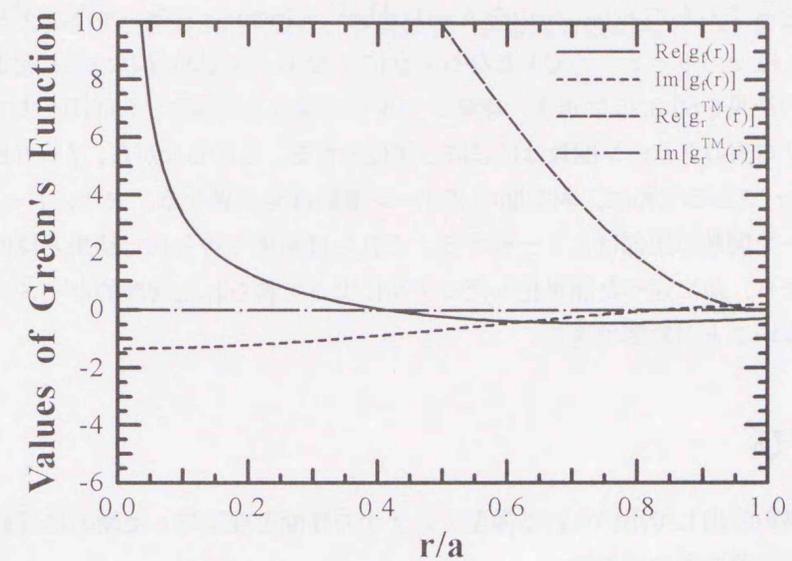
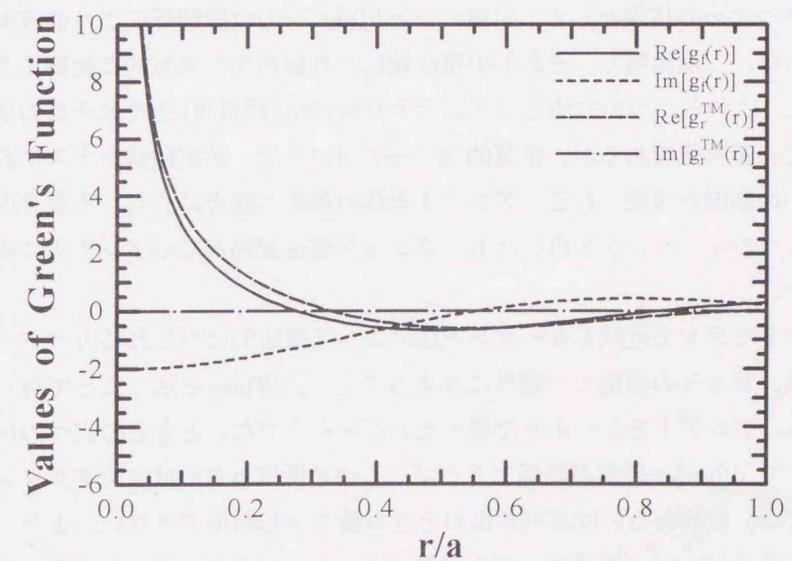
(c) $f = 0.8\text{GHz}$ ($k_0b = 4.4$) の場合(d) $f = 1.2\text{GHz}$ ($k_0b = 6.5$) の場合

図 3.25 の続き

きい値を示すため、共振周波数を外れるとシールドにより放射抑制可能と考えることができる。

以上を数値的に検証する。ここで取り上げる立方体シールドは、前項の球面シールドとほぼ同じ体積を有するものとし、一边を $b = 1/\sqrt[3]{6\pi^2} \approx 26\text{cm}$ とする。また、グリーン関数 $g_r^{TM}(x, y, z)$ は $x = y = z = r/\sqrt{3}$ となるように r を $0 \rightarrow \sqrt{3}b/2 (\equiv c)$ と変化させて評価する。その結果を図 3.25 に示す。球面シールドの場合と同様に、0.6GHz までは自由空間とシールド空間のグリーン関数はほぼ同じ変化をする。しかしながら、 $f = 0.8\text{GHz}$ のとき $k_0b \approx \sqrt{2}\pi$ であるために、両空間のグリーン関数は全く異なる。また、 $f = 1.2\text{GHz}$ のときはグリーン関数の実部はよく一致する。これらは前項で得られた結果と傾向が同じである。これより、前に述べた単純化したモデルによって得られた物理的なイメージは定性的に誤りのないことが確認できる。

3.6 むすび

本章では、無線呼出しで用いられる薄型アンテナの性能を理論的・実験的に評価することを目的として議論を進めてきた。

ワイヤグリッドモデルによる連続導体板のモデル化についても吟味した。その上で、ワイヤグリッド法を用いて無線呼出しに用いられる板状ループアンテナについて検討した。主としてアンテナ系の全体効率の一ファクタである偏波整合度について考察を試みた。偏波整合度を 1 に保つための技術として、給電ピンと短絡ピンの位置関係により偏波面を制御する方法、および、二点給電し、それらの電圧比により偏波面を電氣的に制御する方法について考察した。これら二つの方法ともアンテナの偏波面(傾斜角)をそれぞれの場合に応じて変更することが可能であるが、電氣的な方法を用いると、給電回路を上手に設計することにより細かい制御が可能となる。アンテナ全体の効率の観点に立ち、不整合度について考察した。二つのキャパシタを用いた L セクション整合回路がこのアンテナに適用できることを示した。

ワイヤグリッドモデルで近似しモーメント法によって数値的に得られるカードサイズアンテナの効率は、ワイヤの導電率を適当に与えることで、Wheeler 法によって得られる実験値に一致する。アンテナをシールドで覆ったときとそうでないときの二つの反射係数を測定することで Wheeler 効率が評価できるが、二つの抵抗あるいはコンダクタンスを測定する評価法では、並列あるいは直列共振のとき負値を示し利用できない。また、整合の取れた共振周波数で Wheeler 効率にくぼみが観測されるという欠点が存在する。また、反射係数の振幅の最小二乗多項式近似による雑音軽減手法は、Wheeler 効率を精度良く評価するのに有用である。

Wheeler 法の測定原理ともいえる金属シールドによる放射抑制効果を、伝送線路モデル

により類推し、理想的な球面シールド並びに立方体シールドのグリーン関数を用いて定量的に検証した。アンテナの周波数特性を全く考慮しない場合、シールドが空洞共振器として動作する周波数までは、Wheeler 法の前提である「シールドによる放射寄与のみの除去」が可能であることを示した。また、空洞の第一共振周波数を越えても Wheeler 効率を算出できることがわかった。

第4章

カードサイズアンテナの最適化問題

4.1 はじめに

アンテナの小形化はインピーダンス、利得、効率等の特性劣化につながる。前章で示したように、無線呼出し用のカードサイズの板状ループアンテナは、厚みが小さいほど放射効率が低下する。しかしながら、与えられた仕様の下で放射効率をさらに向上させるにはどのような手段を講じればよいのか、つまり、いかにアンテナの形状や給電方法を工夫して高放射効率となる電流分布を実現するのかという問題については、今のところ試行錯誤的な側面が多く、理論に基づく指針の確立が望まれている。

アンテナの特性はその構造および給電情報を与えることで一意的に決定できる。このうち給電情報に関する拘束条件をはずし、任意の給電が可能であると想定して、与えられたアンテナ構造より引き出せる最大限の特性について検討することで、その特性の理論的境界を明らかにできる。この種の限界論については、Chu および Harrington らによって全方位アンテナに関して議論されている [3, 4, 54-57]。しかしながら、彼らの結果はアンテナが電氣的に無限に小さいと仮定して得られたものであり、実際のアンテナに直ちに適用することはできない。したがって、実際問題に即した限界論を構築する必要がある。そのような試みの一つとして、アンテナ近傍における指向性分布に着目したアンテナの電氣的体積の評価が行われているが [58]、任意形状のアンテナへの応用については研究が待たれるところである。

アンテナを小形化する際に興味のある特性量として、効率 e_{rad} 、利得 G_a 、 Q および、利得帯域幅積 (GB 積) に対応する G_a/Q が挙げられる。2.9, 2.10 節で示したように、これらの量は、モーメント法においてエルミート形式の比として与えられる。したがって、モーメント法における最適化問題を適用することで、これらの特性量の限界値およびそのときの電流分布が得られる [14]。

本章では、上記の手法を用いて、任意の給電方法が可能であるときのカードサイズ板状ループアンテナの効率をはじめとする特性量の限界値について検討する。数値解析においては、アンテナの板の部分をワイヤグリッドモデルで近似するために、実際に給電することのできない展開ダイポールでの給電を認めた上で最適化問題を解くことになる。そこで本章では、予め実際に給電点を配置できるポートを定め、それらのポートにおける電圧に

対して最適化問題を解くことにする。

4.2 モーメント法による最適化問題

モーメント法において、放射効率、絶対利得等の特性量は電流ベクトル $[I]$ もしくは $[v]$ を用いて表現できる。これらのベクトルに関して極値問題を解くことによって、特性量の最適値を求めることができる。本節では、モーメント法における最適化の手順を述べるとともに、各特性量の最適値が満足する一般化固有値方程式を示す。最適値は、一般固有値方程式の最大もしくは最小の固有値で与えられる。

4.2.1 最適化の手順

第2章で議論したように、モーメント法においては、アンテナ問題は次の行列方程式を解くことに帰着する。

$$[Z][I] = [V] \quad (2.3.13)$$

$[Z]$, $[V]$ がともに既知である場合、 $[I]$ は一意的に決定される。これに対して、 $[V]$ が未知の場合、ある特性量 ρ が最適化されるような電流ベクトル $[I]$ を求めることができる。ここでいう最適化とは、 ρ を最大化もしくは最小化とすることを指す。2.10節で示したように、電流ベクトル $[I]$ はポート電圧ベクトル $[v]$ を用いて、

$$[I] = [S][v] \quad (2.10.2)$$

と表現できるので、特性量 ρ が最適化されるようなポート電圧ベクトル $[v]$ を求めることも可能である。したがって、最適化されたときの $[I]$ あるいは $[v]$ より、(2.3.13), (2.10.2) に従って ρ を最適化するための給電方法を知ることができる。

最適化したい実数の特性量 ρ がエルミート行列 $[A]$, $[B]$ を用いて

$$\rho = \frac{[\alpha^*]^T [A] [\alpha]}{[\alpha^*]^T [B] [\alpha]} \quad (4.2.1)$$

と記述できるとする。ここで $[\alpha]$ は未知の列ベクトルとする。(4.2.1)において $[\alpha]$ の要素 α_i を ρ の変数とみなす。このとき、 ρ を最大・最小とするためには、次の極値条件が必要である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial \alpha_i} = \frac{\partial \rho}{\partial \alpha_i^*} = 0 \quad (4.2.2)$$

(4.2.1) に対して(4.2.2)を適用するために、(4.2.1)を次のように書き改める。

$$\rho = \frac{N}{D} = \frac{\sum_j \sum_k \alpha_j^* A_{jk} \alpha_k}{\sum_j \sum_k \alpha_j^* B_{jk} \alpha_k} \quad (4.2.3)$$

条件(4.2.2)より、

$$\frac{\partial \rho}{\partial \alpha_i} = \frac{1}{D^2} \left[D \sum_j \alpha_j^* A_{ji} - N \sum_j \alpha_j^* B_{ji} \right] = 0 \quad (4.2.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \alpha_i^*} = \frac{1}{D^2} \left[D \sum_n A_{in} \alpha_n - N \sum_k B_{in} \alpha_k \right] = 0 \quad (4.2.5)$$

$[B]$ を正値エルミート行列と仮定すると $D > 0$ なので、(4.2.4), (4.2.5) は、次のような行列形式で記述できる。

$$[A][\alpha] = \rho[B][\alpha] \quad (4.2.6)$$

このように、 ρ の最適値を求めることは、固有値 ρ に関する一般化固有値方程式を解くことに帰着する。したがって、 ρ の最適値は、(4.2.6)の最大値もしくは最小値によって与えられることになる。

4.2.2 各種特性量の最適化問題

次の条件を満たす範囲で、適当なエルミート行列 $[A]$, $[B]$ を用いて最適化したい特性量 ρ を(4.2.1)の形式で記述することができれば、一般化固有値方程式(4.2.6)より最適値の計算が可能となる。

- ρ はベクトル $[\alpha]$ のエルミート形式の比で表される
- (4.2.1)の分母は正値エルミート形式である

2.9節において、放射効率 e_{rad} 、絶対利得 G_a 、 Q は電流ベクトル $[I]$ のエルミート形式の比で表現した。したがって、これらの特性量の最適値は次の一般化固有値方程式の最大値もしくは最小値で与えられる。

- 最大放射効率: $(e_{rad})_{max}$

$$[R^0][I] = e_{rad}[R][I] \quad (4.2.7)$$

- 最大絶対利得: $(G_a)_{max}$

$$[D^*][D]^T [I] = \frac{\eta}{4\pi} G_a [R][I] \quad (4.2.8)$$

- 最小 Q : Q_{min}

$$\frac{\omega}{2} \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [I] = Q [R][I] \quad (4.2.9)$$

最大絶対利得 G_a に関する一般化固有値方程式 (4.2.8) において, $\text{rank}([D^*][D]^T) = 1$ であるから, その固有値は一つを除いてすべて 0 となる. したがって, その非零固有値が最大絶対利得 $(G_a)_{max}$ に対応し, 次のように解析的に求められる.

$$(G_a)_{max} = \frac{4\pi}{\eta} \left([D_\theta]^T [R]^{-1} [D_\theta^*] + [D_\phi]^T [R]^{-1} [D_\phi^*] \right) \quad (4.2.10)$$

2.10 節において, 放射効率 e_{rad} , 絶対利得 G_a , Q はポート電圧ベクトル $[v]$ のエルミート形式の比で表現されており, それらの最適値が満足する一般化固有値方程式は次のように与えられる.

- 最大放射効率: $(e_{rad})_{max}$

$$[r^0][v] = e_{rad}[r][v] \quad (4.2.11)$$

- 最大絶対利得: $(G_a)_{max}$

$$[d][v] = \frac{\eta}{4\pi} G_a [r][v] \quad (4.2.12)$$

- 最小 Q : Q_{min}

$$\frac{\omega}{2} [x'][v] = Q[r][v] \quad (4.2.13)$$

4.2.3 G/Q の最大化

$Q \gg 1$ のとき, 比帯域幅 B は $B \approx 1/Q$ で与えられる. 一般に, アンテナ問題では, 効率および利得を大きくしようとすると Q が高くなり, 狭帯域になってしまう. すなわち, 高利得化と広帯域化は相反する要求である.

これらを同時に実現するために, G_a/Q を最大化を図ることは興味深いと思われる. ここでは, これら二つの特性量をエルミート形式の比で表すとともに, 最適値が満足する一般化固有値方程式を示す.

(2.9.10), (2.9.17) より, G_a/Q は次で与えられる.

$$G_a/Q = \frac{8\pi}{\eta\omega} \frac{[I^*]^T [D^*] [D]^T [I]}{[I^*]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [I]} = \frac{8\pi}{\eta\omega} \frac{[v^*]^T [d][v]}{[v^*]^T [x'][v]} \quad (4.2.14)$$

上式において電流ベクトル $[I]$ のエルミート形式の比で表された項より, 次の最適値に関する一般化固有値方程式を得る.

- 最大 G_a/Q : $(G_a/Q)_{max}$

$$\frac{8\pi}{\eta\omega} [D^*][D]^T [I] = (G/Q) \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right] [I] \quad (4.2.15)$$

(4.2.8) の場合と同様に, (4.2.15) の固有値は一つを除いてすべて 0 となる. その非零固有値は次のように解析的に求められる.

$$(G_a/Q)_{max} = \frac{4\pi}{\eta} \left([D_\theta]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right]^{-1} [D_\theta^*] + [D_\phi]^T \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} \right]^{-1} [D_\phi^*] \right) \quad (4.2.16)$$

また, (4.2.14) においてポート電圧ベクトル $[v]$ のエルミート形式の比で表現された項より, 次のような最適値に関する一般化固有値方程式を得る.

- 最大 G_a/Q : $(G_a/Q)_{max}$

$$\frac{8\pi}{\eta\omega} [d][v] = (G/Q)[x'][v] \quad (4.2.17)$$

4.3 モーメント法における固有モード展開

前節での議論で, ある特性量を最適化したときの電流分布は一般化固有値問題の最大ないし最小の固有値に対応する固有ベクトルで与えられることがわかった. 固有ベクトルから直接わかることは, 個々の展開ダイポールの励振状態である. しかしながら, 展開ダイポールは互いに重なる部分を持つので, アンテナ全体の励振状態を直接知るには適当といえない. 次節では, ダイポール同士の重なりを考慮して電流分布を図的に表すことを試みるが, これはあくまでも電流分布を定性的に評価しているに過ぎない.

本節では, 電流分布の評価法として, 固有モード解析の手法を導入する [59]. 各固有モードの励振状態を調べることによって, アンテナの電流分布を定量的に評価できる.

4.3.1 モーメント法と固有モード

アンテナの固有モードはその構造によって決定され, モーメント法における $[Z]$ により与えられる. $[R]$ を重みとする $[Z]$ の一般化固有値問題

$$[Z][I_n] = (1 + j\lambda_n)[R][I_n] \quad (4.3.1)$$

を考える. (4.3.1) において, $(1 + j\lambda_n)$ は固有値, $[I_n]$ はそれに属する固有ベクトルである. (4.3.1) は次のように変形できる.

$$[X][I_n] = \lambda_n[R][I_n] \quad (4.3.2)$$

となる. (4.3.2) はモーメント法における固有モードを決定するための一般化固有値問題である. $[X]$, $[R]$ はいずれも実対称行列であるから, (4.3.2) における固有値 λ_n は実数, 固有ベクトル $[I_n]$ は複素定数倍を除いて実ベクトルとなる. すなわち, 各固有モードにおいて, すべての展開ダイポールは, 振幅は異なるものの, 同相の電流分布を示す.

(4.3.2)において, $[R]$ は実対称行列であるから, 正規行列でもある. したがって, 固有電流ベクトル $[I_n]$ に対して, 次の正規直交条件を課することができる.

$$\frac{1}{2}[I_m]^T[R][I_n] = \delta_{mn} \quad (4.3.3)$$

ここで, δ_{mn} は Kronecker のデルタとする. (4.3.3) は, 各固有モードにおける時間平均電力の正規化を意味する. (4.3.2) の両辺の左から $[I_m]^T$ を乗じ, (4.3.3) の関係を用いると,

$$\frac{1}{2}[I_m]^T[X][I_n] = \lambda_n \delta_{mn} \quad (4.3.4)$$

となる. $m = n$ とするとき, (4.3.4) の左辺は, 各モードの複素電力の虚部, すなわち, 磁氣的蓄積エネルギー W_m と電氣的蓄積エネルギー W_e の差に対応する. したがって, λ_n はモード #n における蓄積エネルギーの差と実電力の比を表し, その符号によって固有モードを次のように分類することができる.

$\lambda_n > 0 \cdots W_m > W_e \rightarrow$ 誘導的 (L 的, 磁氣的)

$\lambda_n < 0 \cdots W_m < W_e \rightarrow$ 容量的 (C 的, 電氣的)

4.3.2 固有モード展開

前項で述べたように, モーメント法における固有モードは有限次元の完備直交系をなす. したがって, アンテナ上の任意の電流分布 $[I]$ を固有電流ベクトル $[I_n]$ により展開することができる.

$$[I] = \sum_n c_n [I_n] \quad (4.3.5)$$

ここで, c_n は $[I]$ のモード #n に対するモード結合係数である. この c_n をモード番号 n に対してプロットすることにより, ある励振状態について, どのモードが多く励振されているかを容易に示すことができる. このように, c_n はモードの線スペクトルに対応する. 本論文では, これを単にモードスペクトルと呼ぶことにする.

(4.3.5) の両辺に左から $[I_n]^T[Z]$ を乗じ, (2.3.13), (4.3.7), (4.3.8) の関係を用いると,

$$c_n = 2 \frac{[I_n]^T[V]}{1 + j\lambda_n} \quad (4.3.6)$$

を得る. (4.3.6) を (4.3.5) に代入することにより, 電流分布 $[I]$ は,

$$[I] = 2 \sum_n \frac{[I_n]^T[V]}{1 + j\lambda_n} [I_n] \quad (4.3.7)$$

と表現できる. (4.3.7) より, 固有モード展開するためには, モード電流ベクトル $[I_n]$ もしくは一般化電圧ベクトル $[V]$ が既知であればよい. 通常のアンテナ問題においては, デル

タギャップ給電により $[V]$ は予め与えられている. 最適化問題では, 電流ベクトル $[I]$ もしくはポート電圧ベクトル $[v]$ が最適化の結果として得られるので, これらのベクトルより対応する $[V]$ を計算しておく必要がある.

また, アンテナの入力電力 P_{in} は, (4.3.6), (4.3.7) の関係を用いて,

$$P_{in} = \frac{1}{2} \text{Re}([I]^T[V]) = \sum_n |c_n|^2 = 4 \sum_n \left| \frac{[I_n]^T[V]}{1 + j\lambda_n} \right|^2 \quad (4.3.8)$$

と計算される. (4.3.7), (4.3.8) より, $|\lambda|$ が小さく, $[I_n]$ と $[V]$ の結合が大きいとき, モード #n への寄与が大きくなることがわかる. すなわち, $[V]$ を所望のモード電流ベクトルとの結合が大きくなるように設定することで, そのモードの示す特性に近いアンテナを実現することができる.

4.4 カードサイズ板状ループアンテナの最適化

本節と次節においては, 図 3.1 に示すカードサイズ板状ループアンテナの最適化問題ならびにその固有モード解析を行う. 以降, 特に断らない限り, アンテナの高さ h は 2mm とし, 周波数は 0.280GHz に固定する.

4.4.1 ポートの設定

カードサイズ板状ループアンテナにおいて, 図 3.1 に示すように, ポートを B, C 点に設定する. したがって, 給電形式として次の 2 通りが考えられる.

- i) 通常給電 : 点 B のみで給電した場合. このとき, 電流分布の自由度は 1 である.
- ii) 2 点給電 : 点 B, C での給電を仮定した場合. このとき, 電流分布の自由度は 2 である.

通常給電時のアンテナの動作状態を調べるために, ワイヤグリッド上の電流分布を図示したのが図 4.1 である. これはグリッドを構成するワイヤの中央での電流の標本値を示しており, 同図 (a) は線の太さが電流振幅の大きさを, (b) は矢印が電流の向きを表している. 同図では, 手前の短絡素子が給電点 B に対応する. この図を見ると, 2 つの短絡素子および短絡素子を結ぶ対角線に沿って多くの電流が流れていることがわかる. また, 放射パターンを図 4.2 に示す. 同図 (a) は yz 平面内 (実線) および xz 平面内 (点線) におけるパターン, (b) は xy 平面内におけるパターンである. (b) を見ると 120° および 300° の方向にやや多く放射しており, これに直交する 30° , 210° 方向の利得がやや低くなっている. これは, アンテナが図 4.1 のようにループアンテナとして動作していると考えれば理解できる.

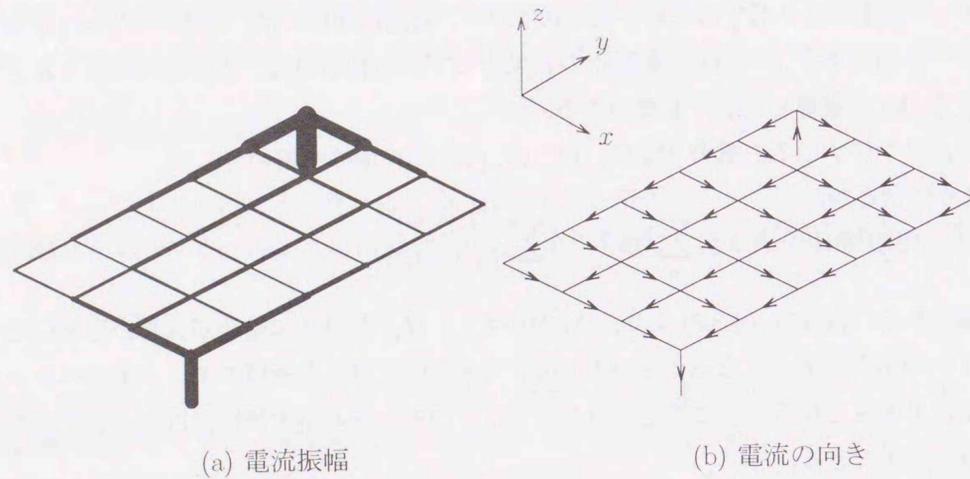


図 4.1: 通常給電時の電流分布

なお以降、通常給電時の特性量の値を通常値と呼び、添字 act (actual の略) で表すこととする。

また、2点給電の場合は電流分布の自由度が2なので、二つの独立な電圧値を変化させ、特性量の最適化を図ることができる。本節では、特性量の最大値もしくは最小値を最適値と呼び、2点給電時の最適値を添字 $max,2$ もしくは $min,2$ と表すことにする。最大値と最小値のどちらを最適値とするかは、対象とする特性量の種類によって異なる。なお、解析にあたっては、行列方程式(2.11.11)を用い、接地板としての完全導体板の影響を考慮した。

4.4.2 放射効率の最大化

前章において、板状ループアンテナの放射効率が高さ h を大きくするにつれて改善されることを示した。まず、最適値に関して同様のことを検証する。 h をパラメータとして、放射効率の通常値 e_{act} と二点給電時の最適値 $e_{max,2}$ の周波数特性を図 4.3 に示す。 h が大きくなるにしたがって、 e_{act} , $e_{max,2}$ とともに増加することが確認できる。また、 e_{act} , $e_{max,2}$ とともに周波数が高くなるにつれて値が大きくなるが、第1共振周波数(0.52GHz付近)より下の周波数において増加の割合が異なる。すなわち、 e_{act} が下に凸の状態が増加しているのに対して、 $e_{max,2}$ は上に凸の状態が増加している。このような両者の間の挙動の違いを調べるために、一点給電時の給電点 B に対する短絡点 C における電流の比を図 4.4 に示す。最適化された場合、電流比 i_C/i_B は周波数によらず振幅一定で同相であるのに対して、一点給電の場合、同図より第1共振周波数以下で位相差が 180° となり逆相的に励振されていることがわかる。このために共振点を変曲点として増加の傾向が異なると考えられる。

次に放射パターン(図 4.6)について調べる。最適化時のパターンが通常給電時のパターンと

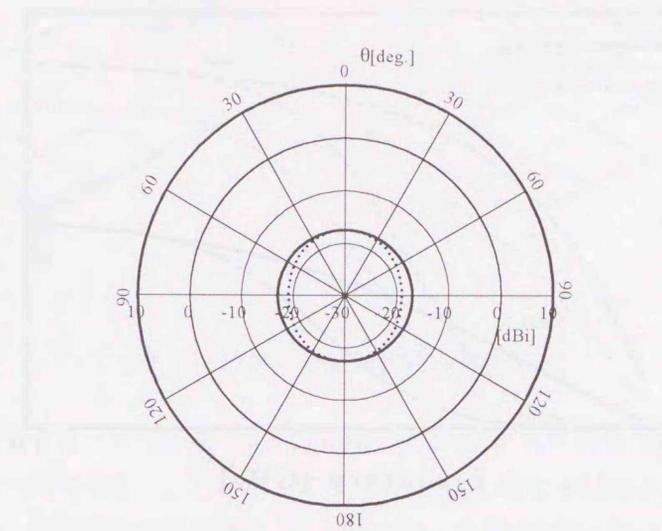
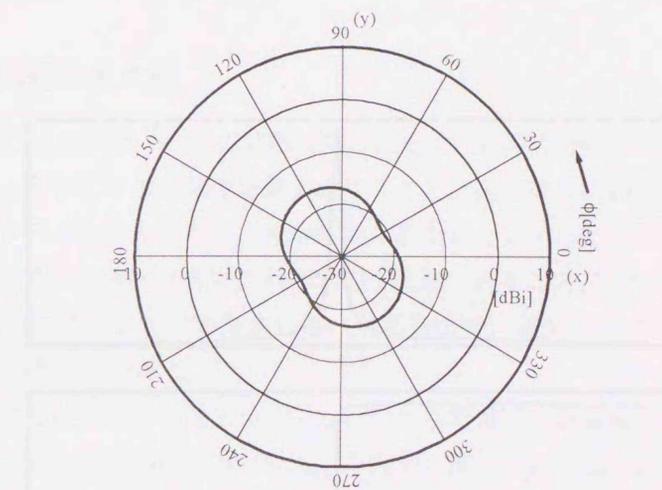
(a) yz 平面 (実線), xz 平面 (点線)(b) xy 平面

図 4.2: 通常給電時における放射パターン

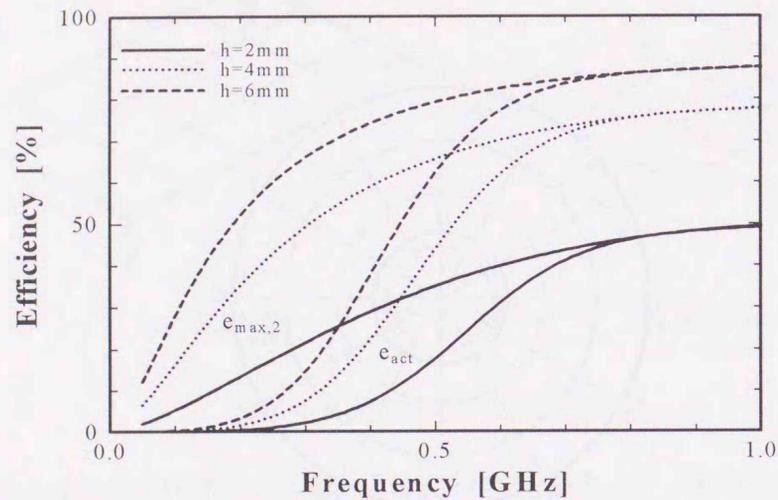
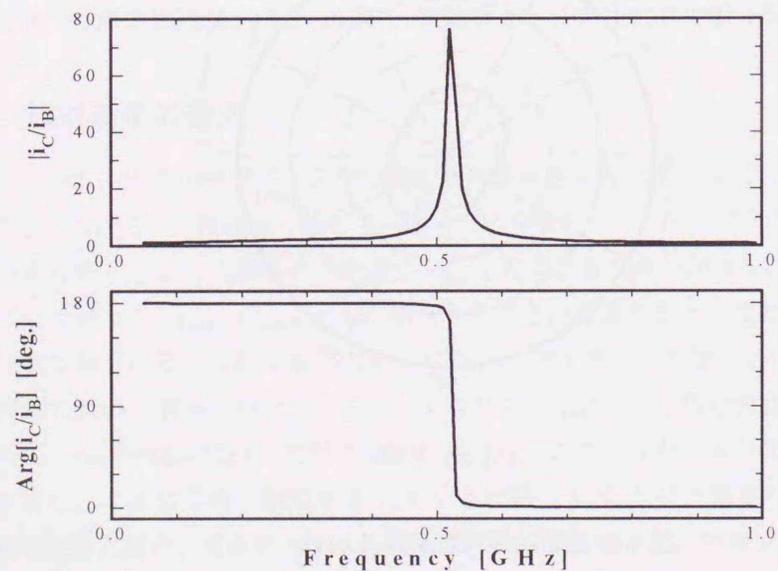
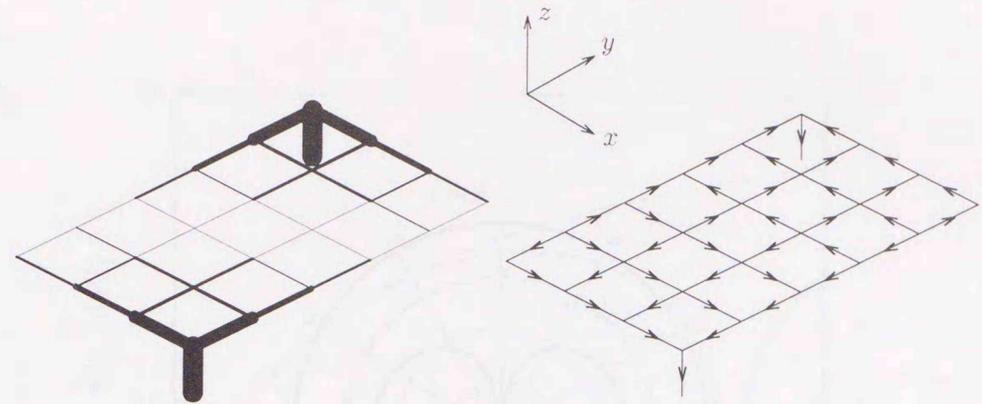
図 4.3: 放射効率の通常値と最適値 (h をパラメータ)図 4.4: 通常給電時における短絡点の電流比 i_C/i_B 

図 4.5: 放射効率最適化時の電流分布

最も大きく異なる点は、天頂方向 (およびその反対方向) にヌルが生じること、および xy 平面のパターンが一様になることである。このパターンは、 z 軸に平行なダイポールのパターンに類似している。最適化時の電流分布 (図 4.5) から、通常給電時と比べて板上にはほとんど電流が乗らず、2本の短絡素子と付近の板がトップロード型ダイポールのように動作しているとみなせる。そのため、放射パターンがダイポールに近い形状になると考えられる。

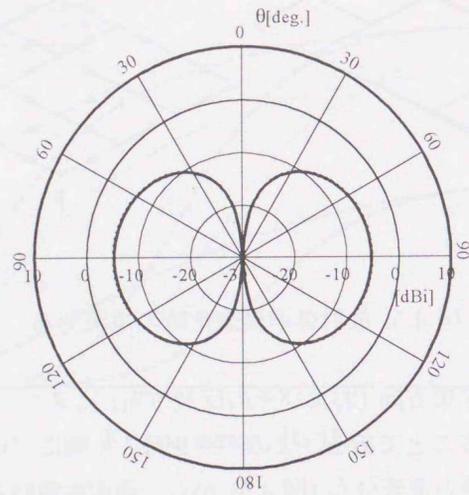
4.4.3 絶対利得の最大化

絶対利得 $G_a(\theta, \phi)$ は角度 (θ, ϕ) の関数であるために、特定の方向での最大化のみ図ることができる。これに対して放射効率を最大化することは全立体角にわたって放射電力の割合を最も大きくすることであるから、絶対利得の最大化と区別して考える必要がある。

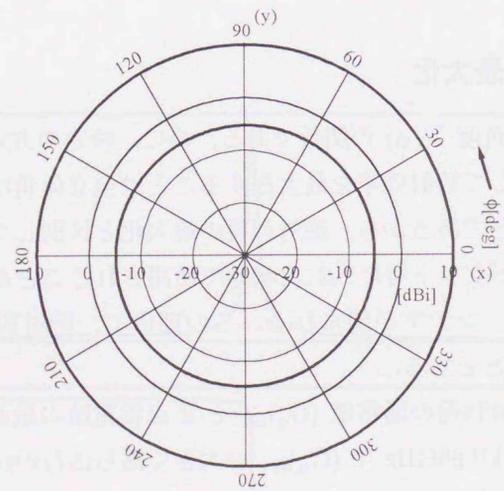
無線呼出しは衣服のポケット等に入れた状態で使用されることが多いので、板に垂直な方向で利得が得られるアンテナが望まれる。この理由で、絶対利得の最適化を天頂方向 $(\theta, \phi) = (0, 0)$ で行うこととする。

天頂方向における絶対利得の通常値 $(G_a)_{act}$ と2点給電時の最適値 $(G_a)_{max,2}$ の周波数特性を図 4.7 に示す。約 0.86GHz で $(G_a)_{act}$ が大きく落ち込むのは、この周波数で天頂方向にヌルが生じるためである。しかしながら、 $(G_a)_{max,2}$ には落ち込みが見られない。これは効率の場合と同じように、アンテナの共振周波数などにかかわらず、最大利得を得るための電流分布をアンテナ上に強制的に形成するためと考えられる。

次に、絶対利得を最適化したときの放射効率を図 4.8 に示す。最適化時の放射効率 $e_{G,2}$ は通常値 e_{act} よりもつねに小さい。また、放射効率を最適化したときは逆に $e_{G,2}$ はつねに下に凸の変化をしている。前項での議論と同様に、利得を最適化した場合の2つの短絡点の電流が共振周波数より低い周波数でも高い周波数でも逆向きになっていると考えら



(a) yz 平面 (実線), xz 平面 (点線)



(b) xy 平面

図 4.6: 放射効率最適化時における放射パターン

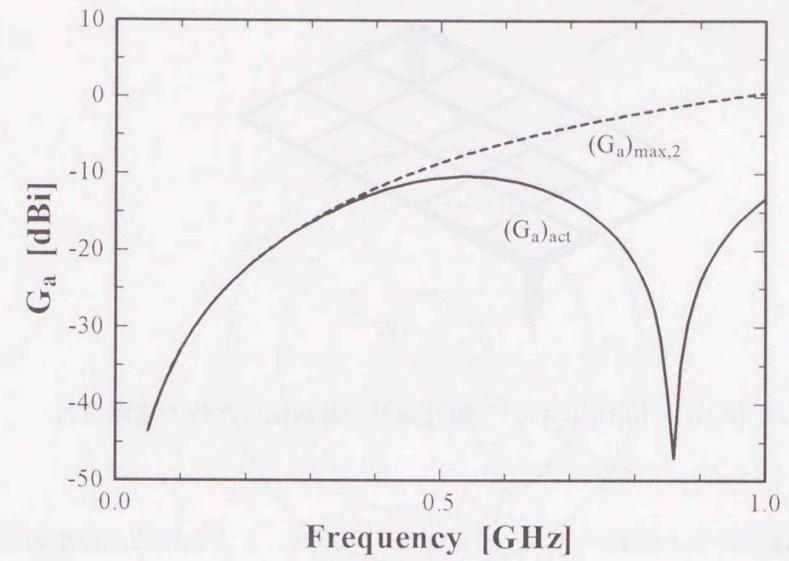


図 4.7: 天頂方向における絶対利得の通常値と最適値

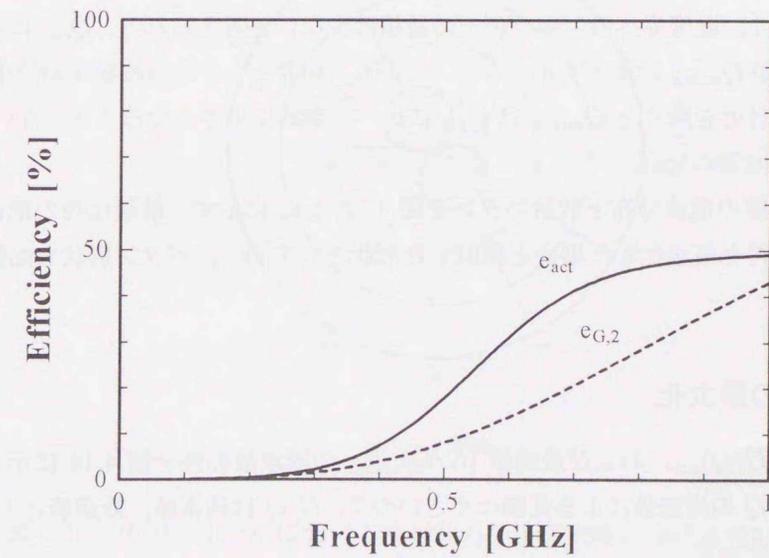


図 4.8: 天頂方向における絶対利得最適化時の放射効率

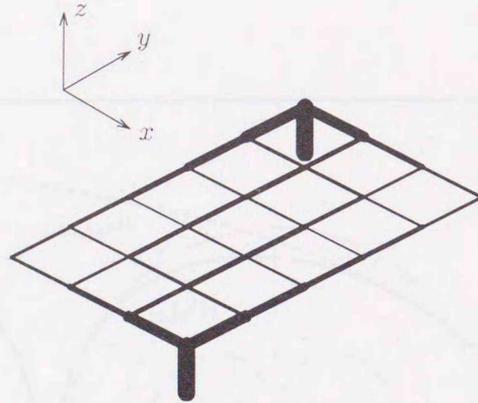


図 4.9: $(\theta, \phi) = (0, 0)$ において絶対利得を最適化した時の電流分布

れる。

2点給電時の電流分布と放射パターンを図 4.9, 4.10 に示す。2点給電時には短絡素子にも多くの電流が流れ、通常給電時に似た電流分布となる。この理由で、パターンも通常給電時に似た形状になると考えられる。

4.4.4 Q -factor の最小化

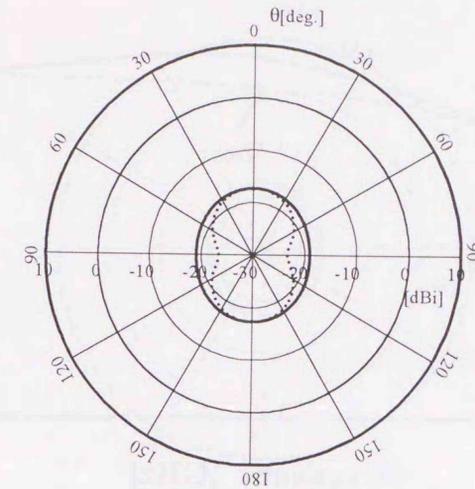
Q -factor の通常値 Q_{act} , 最適値 $Q_{min,2}$ の周波数特性を図 4.11 に示す。いずれの値も Q は極端に大きくなく、近傍界へのエネルギーの蓄積は少ないと考えられる。 Q_{act} は共振点付近で極大を示すが $Q_{min,2}$ は極大を示さない。しかも、両者ともその周波数変動は小さい。また、 Q_{act} の極大付近を除くと $Q_{min,2}$ は Q_{act} に比べて劇的に小さくなることはないので、飛躍的な広帯域化は望めない。

Q を最小化した際の電流分布と放射パターンを図 4.12, 4.13 に示す。最適化時の電流分布は、前項の絶対利得を最適化した場合と類似した形状としており、パターン形状も酷似している。

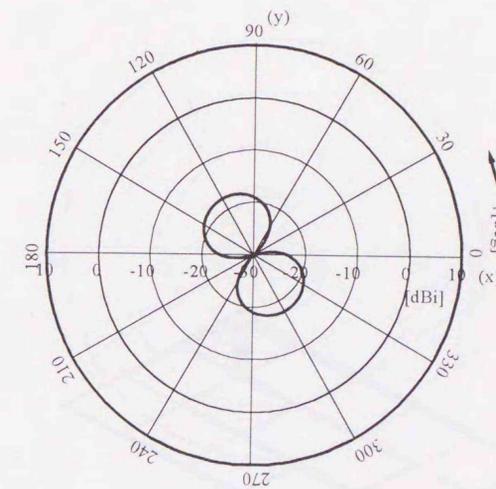
4.4.5 G/Q の最大化

G/Q の通常値 $(G/Q)_{act}$, および最適値 $(G/Q)_{max,2}$ の周波数特性を図 4.14 に示す。前項で触れたように Q の周波数による変動は小さいので、 G/Q は通常値、最適値ともに G_a とほぼ同様の变化を示す。

G/Q を最適化したときの G/Q の分子・分母の G_a と Q の周波数特性は、図 4.15, 4.16 に示すように、それぞれ G_a と Q を最適化した場合 (図 4.3, 4.7) とほとんど変わらない。したがって、板状ループアンテナの場合、 G/Q の最適化によって、同時に G_a, Q もある



(a) yz 平面 (実線), xz 平面 (点線)



(b) xy 平面

図 4.10: $(\theta, \phi) = (0, 0)$ において絶対利得を最適化時における放射パターン

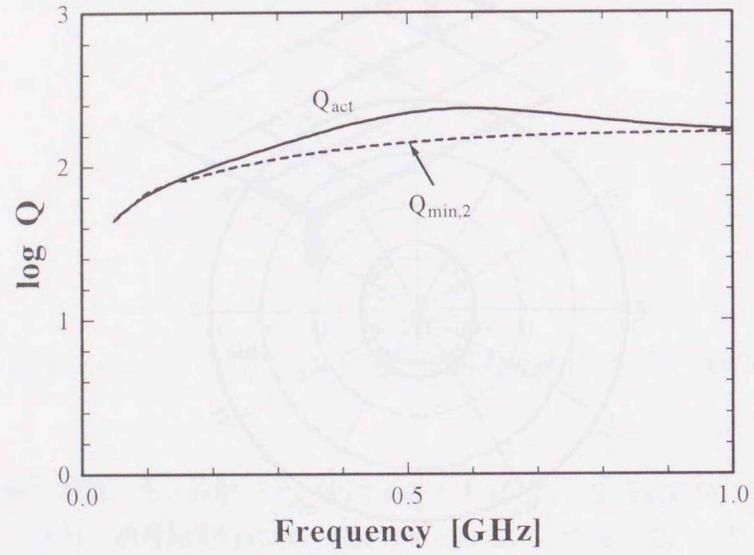


図 4.11: Q-factor の通常値と最適値

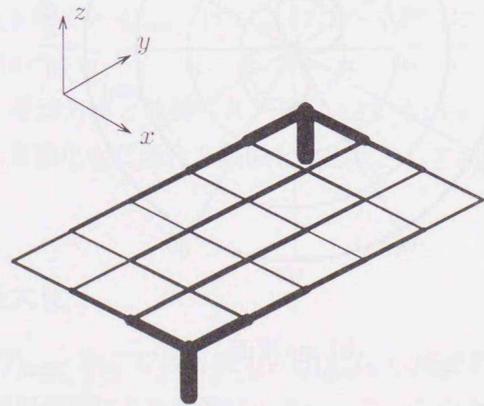
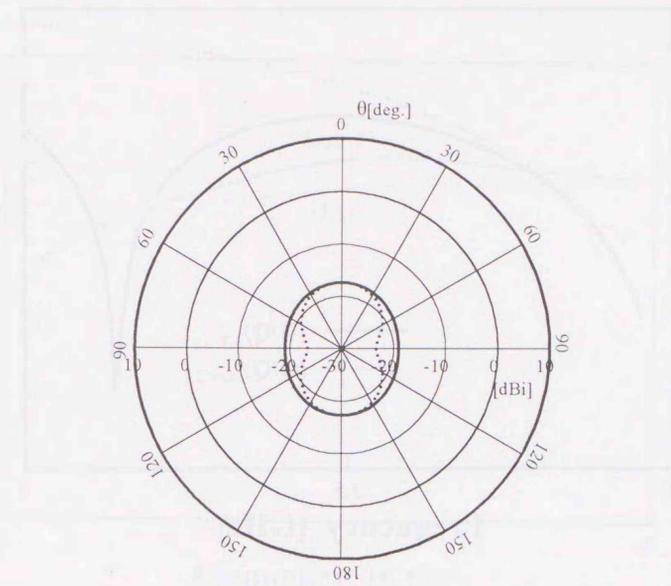
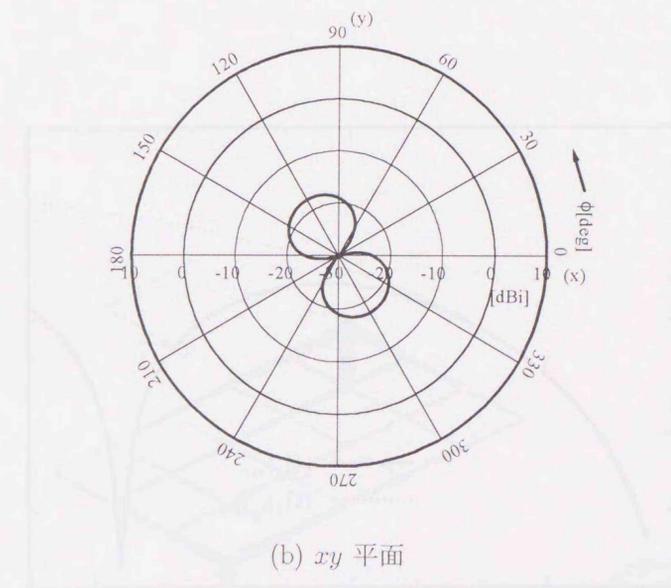


図 4.12: Q-factor 最適化時の電流分布

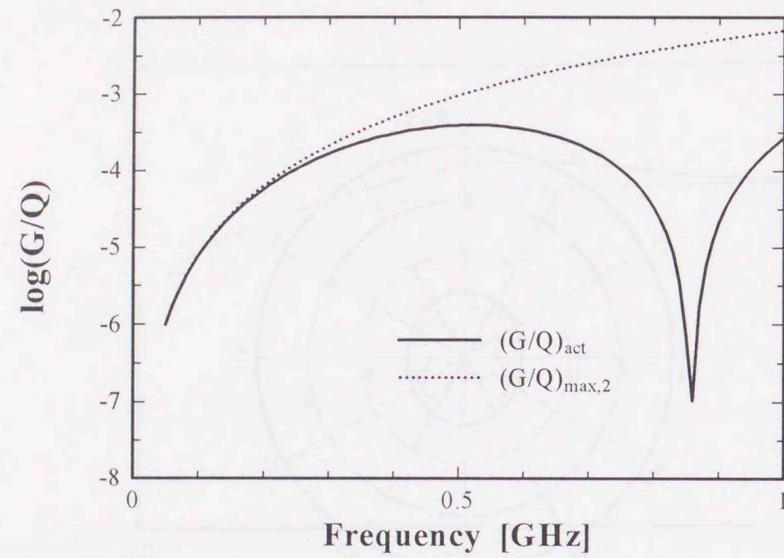
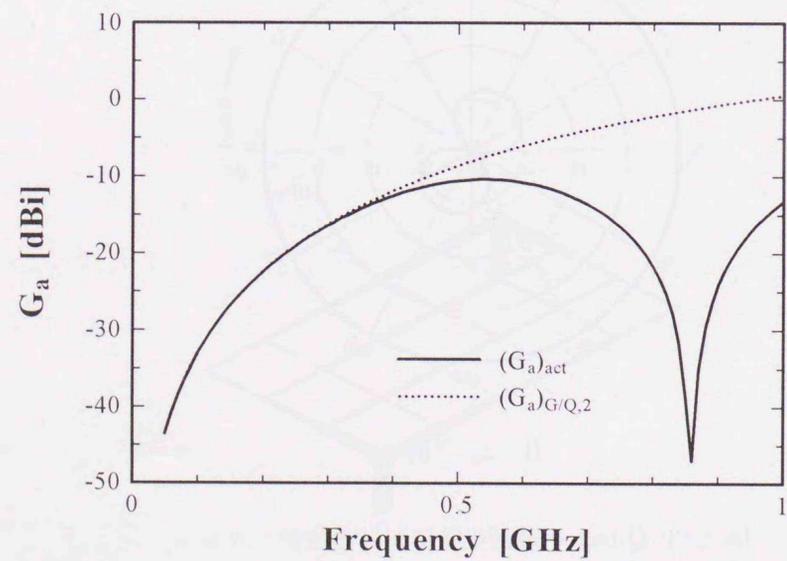
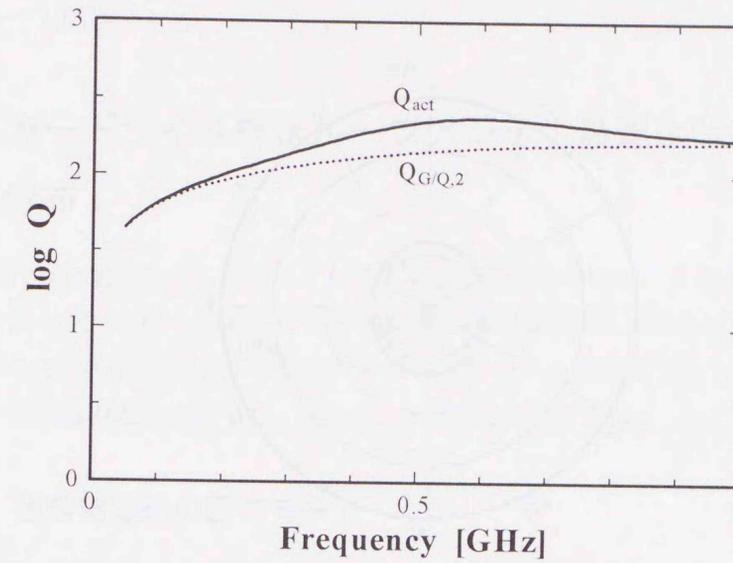
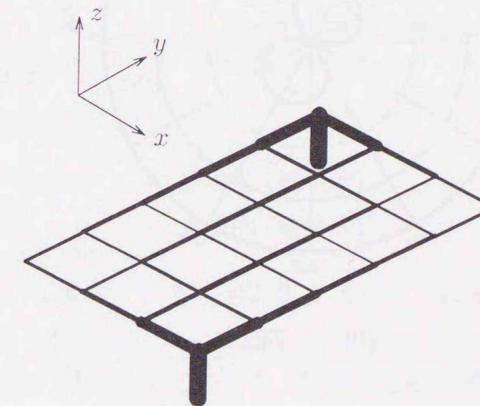


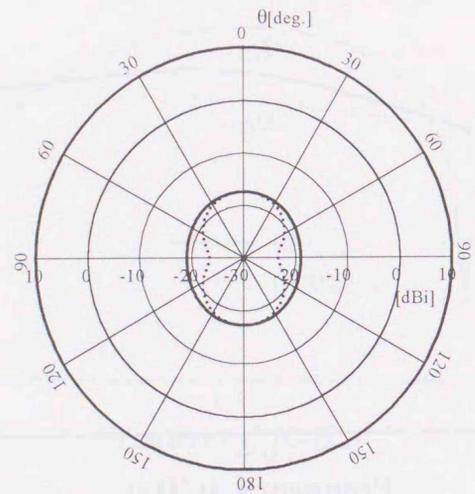
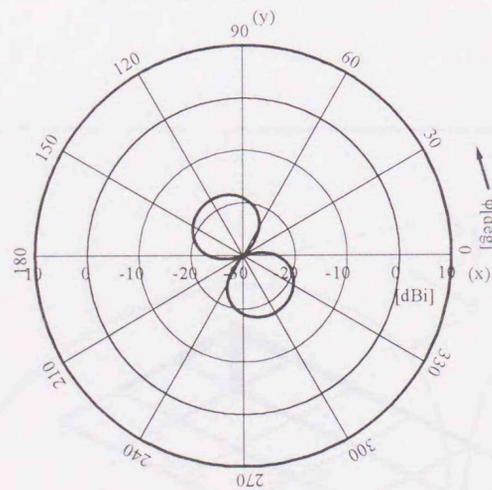
(a) yz 平面 (実線), xz 平面 (点線)



(b) xy 平面

図 4.13: Q-factor 最適化時における放射パターン

図 4.14: G/Q の通常値と最適値図 4.15: G/Q 最適化時の絶対利得図 4.16: G/Q 最適化時の Q 図 4.17: G/Q 最適化時の電流分布

(a) yz 平面 (実線), xz 平面 (点線)(b) xy 平面図 4.18: G/Q 最適化時における放射パターン

程度の最適化されると考えられる。

次に G/Q を最適化したときの電流分布と放射パターンを図 4.17, 4.18 に示す。前項と同様, G/Q を最適化した場合の電流分布は, G_a, Q を最適化した場合に酷似している。パターンについても同様である。

4.5 カードサイズ板状ループアンテナ最適化時の固有モード分布

前節で行った電流分布の評価は, あくまでも電流分布の図示による定性的な評価に過ぎない。また Q や G/Q を最適化したときの電流分布は見かけ上類似しており, 電流分布の図だけからこれらの電流分布の微妙な差異を判断するのは困難である。そこで本節では, 固有モード展開の理論を適用し, 電流分布の詳細な評価を行う。

4.5.1 通常給電時の固有モード

カードサイズ板状ループアンテナ (図 3.1) に通常給電を行ったときの固有モード結合係数を図 4.19 に示す。縦軸はモード結合係数の絶対値 $|c_n|$, 横軸はモード番号である。値の大きなモードには, ヒストグラムの上にモード番号を付けてある。周波数は前節と同様, 0.28GHz とする。(4.3.8) において P_{in} を 1 と規格化するとき, 各 $|c_n|$ は 1 を越えることはない。これまで解析してきた板状ループアンテナについて, 行列方程式 (2.3.13) の次数 N は 56 であるから, 固有モードの総数は縮退を含めて $N = 56$ となる。本項では, 各固有モードの番号を固有値 λ_n の降順に割り当てる。 λ_n の符号が変化するのは $n = 16$ と 17 の間で, $\lambda_{16} > 0 > \lambda_{17}$ である。したがって, モード番号 n と固有モードの性質の間には以下の関係が成立する。

$$1 \leq n \leq 16: \lambda_n > 0 \rightarrow \text{誘導的 (磁氣的)}$$

$$17 \leq n \leq 56: \lambda_n < 0 \rightarrow \text{容量的 (電氣的)}$$

図 4.19 において, 主要なモードは #2, 3, 4 で, いずれも誘導的なモードである。これは, このアンテナが 0.28GHz において, ループアンテナ, すなわち, 磁氣的なアンテナとして動作しているためと考えられる。また, 電氣的なモードとして #17 のみがわずかに励振されている。これは, 図 4.1 に示されているように短絡素子にも電流が流れているためと考えられる。

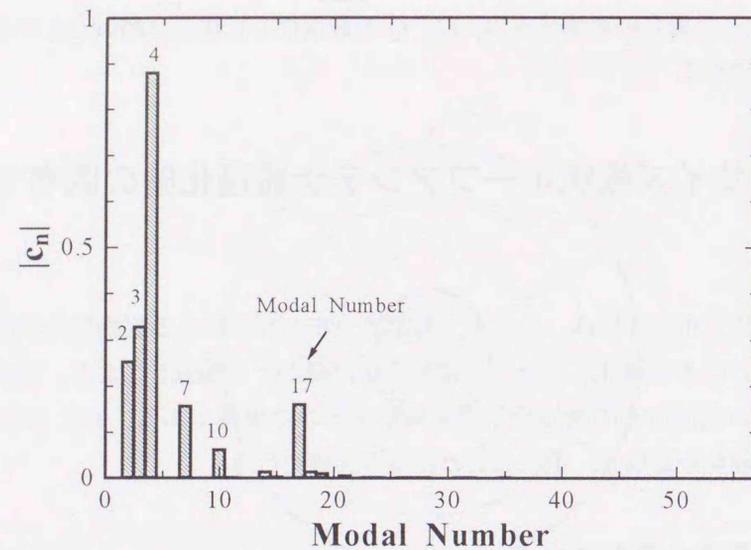


図 4.19: 通常給電時のモード結合係数

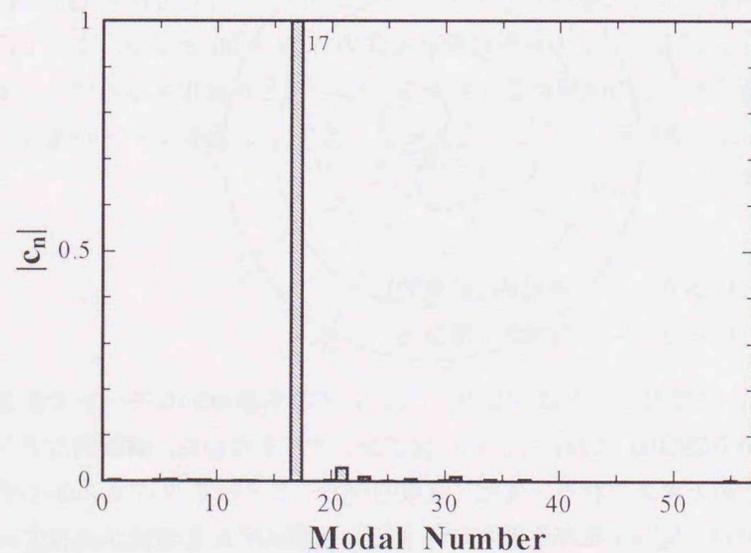
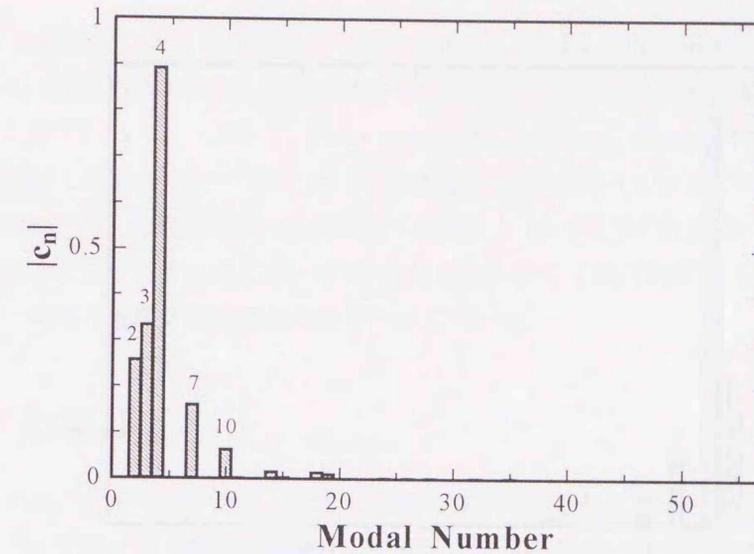


図 4.20: 放射効率最適化時のモード結合係数

図 4.21: $(\theta, \phi) = (0, 0)$ において絶対利得を最適化した時のモード結合係数

4.5.2 放射効率の最大化時の固有モード

放射効率を最適化したときの固有モードスペクトルを図 4.20 に示す. 通常給電時 (図 4.19) との顕著な違いは, 磁気的モードが励振されず, 電気的モードであるモード #17 のみが励振されている点である. このように, 4.4.2 節で考察したとおり, 放射効率最適化時には電気的アンテナとして動作している.

4.5.3 絶対利得の最大化時の固有モード

4.4.3 節と同様, 天頂方向において絶対利得を最適化したときのモードスペクトルを図 4.21 に示す. 最適化した場合のスペクトルは通常給電時と似ているが, モード #17 がまったく励振されないという点で異なる. すなわち, 通常励振時と比べると, 唯一の電気的モードであった #17 が励振されなくなり, 磁気的な励振状態がより顕著になっている.

4.5.4 Q-factor の最小化時の固有モード

Q-factor を最適化したときの固有モードスペクトルを図 4.22 に示す. 最適化したときのスペクトルは天頂方向で絶対利得を最適化したときのスペクトルと酷似している. これは, 4.4.4 で触れた電流分布と放射パタンの類似性に一致する. このように, 絶対利得の最適化と Q の最適化は同様の励振状態によって達成される.

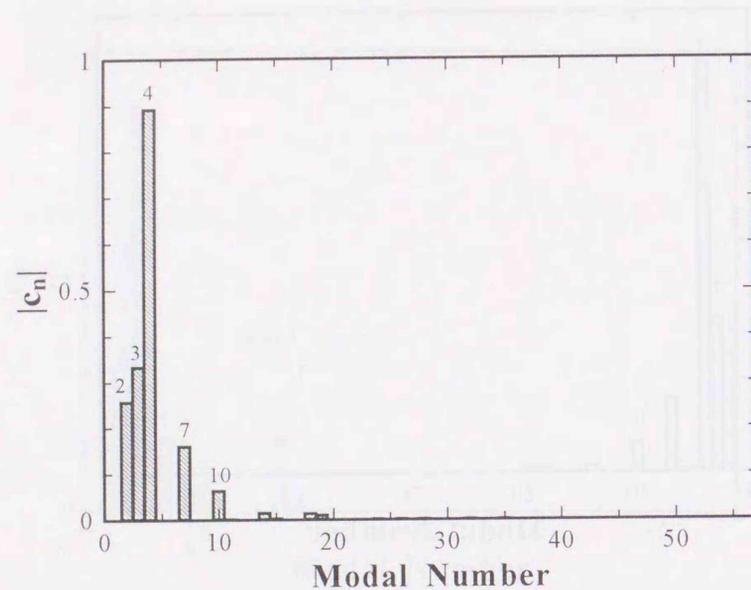


図 4.22: Q-factor 最適化時のモード結合係数

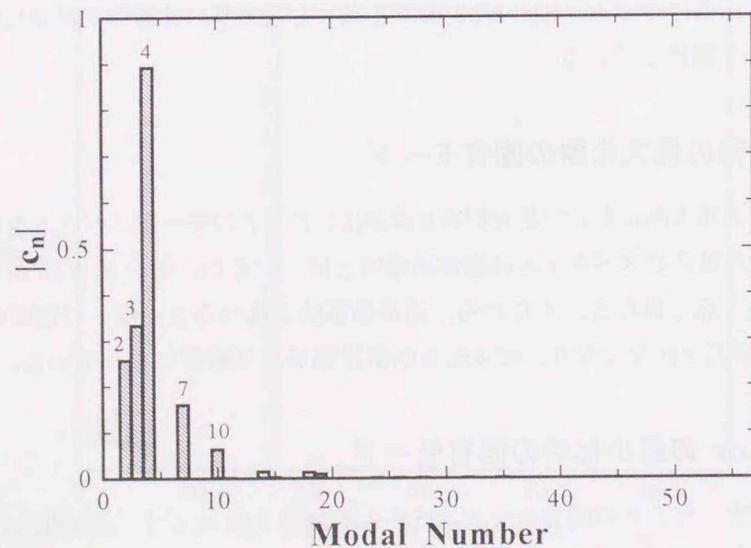


図 4.23: G/Q 最適化時のモード結合係数

4.5.5 G/Q の最大化時の固有モード

G/Q を最適化したときの固有モードスペクトルを、図 4.23 に示す。4.4.5 節で見たように、G/Q 最適化時の電流分布と放射パターンは天頂方向で絶対利得を最適化したときの状態によく似ている。したがって、G/Q を最適化した場合は、絶対利得を最適化した場合と Q を最適化した場合のモードスペクトルの性質を合わせ持っていると考えられる。また、前項で、2 点給電時には絶対利得の最適化と Q の最適化は同様の励振状態によって達成されると述べたが、これは、G/Q の最適化に際して絶対利得と Q に相反する部分が少なく、同時に最適化可能であることを示している。

4.6 むすび

本章では、まずアンテナを小形化した際に実現可能な最大限の特性を数値的に計算する方法について述べた。この手法自身、モーメント法を基礎としているため、様々な形状のアンテナに対して適用できるという利点を持っている。最適化問題は一般化固有値問題を解くことに帰着するために、従来のモーメント法を多少修正するだけでよい。また、実際に給電可能な点を限定した上で最適化問題を解くことで、実際にアンテナを設計する際に設定すべき給電情報を得ることができる。さらに、最適化の結果に対して固有モード解析を行い、アンテナ上の電流分布を定量的に評価することにより、最適化時におけるアンテナの動作状態を明らかにすることができる。

本章では、以上の数値手法を用いて、板状ループアンテナに関して次の点を明らかにした。

- ある特性量について最適化を行った場合、他の特性量は通常値よりも劣化する。
これは、ある特性量の最適化は他の特性量を犠牲に実現されるためで、複数の特性量を同時に最適化することができないことに対応する。ただし、G/Q を最適化した場合、G/Q の要素である G_a と Q は通常値よりも良い値を示した。
- 最適化時の電流分布は周波数による変動が少ない。
これは、周波数に関係なく、最適値を得るための電流分布が強制的に励振されるためと考えられる。
- 最適化時の電流分布ならびにモードスペクトルを図示し、放射パターンとの関連を考察することで、最適化の機構を検討することが可能である。

以上のように、本章では、最適化問題を用いたアンテナ特性の理論的限界値を評価する手法を確立するとともに、様々な特性量の最適化を行い、その妥当性を明らかにした。

第5章

高温超電導体マイクロストリップアンテナの解析

5.1 はじめに

液体窒素の沸点 (77K) よりも高い温度で、酸化物化合物の一部が超電導状態を示すことが発見されて以来、高温超電導材料の開発ならびに応用に関する研究が精力的に行われている。特に、高温超電導体の薄膜蒸着技術の目覚ましい発達により、これら薄膜材料を利用した小規模な応用に期待が集まっている。なかでも、マイクロ波・ミリ波回路用の受動デバイスへの高温超電導薄膜の応用は最初に実現されると考えられている。なぜならば、これら高周波デバイスの多くは、超電導体の低損失性のみを利用するからである。

さて、直流状態 (DC) では、高温超電導体は無損失で、その電気抵抗は理想的には 0 に等しい。ところが、交流状態 (AC) では、高温超電導体内に損失が存在し、電気抵抗は 0 とはならない。しかし、低温でかつ低い周波数では、電気抵抗は良導体よりも小さい。10GHz 以下の周波数では、同一温度の条件の下で、高温超電導体の表面抵抗は銅の 1/10~1/100 倍と十分に小さい。この低抵抗の性質によって、超電導マイクロ波受動デバイスの効率が改善され、挿入損失が軽減される。

近年、アンテナへの応用に関連して、超電導体アンテナの研究が数多く報告されている。宇宙空間では、周辺温度が十分に低く、現状の高温超電導体材料において超電導現象が利用できるため、衛星搭載用のアンテナへの応用が期待されている。なかでも、高温超電導体のマイクロストリップアンテナへの応用が脚光を浴びている [10,60-64]。なぜならば、マイクロストリップアンテナの放射効率は、主として、基板を構成する誘電体の損失正接、および、パッチ導体の導電率に支配されており、高温超電導体の利用により導電損失を著しく改善することができるためである [60,62,64]。一般に、マイクロストリップアンテナにおいて、基板が薄い、もしくは、高誘電率であるとき、導体および誘電体の内部での消費電力が放射電力よりも十分に大きく、アンテナの放射効率が劇的に落ち込む。したがって、パッチ導体として良導体の代わりに高温超電導体フィルムを利用すると、効率を著しく改善することが可能である。

本章では、有限の導電率の導体から構成されるマイクロストリップアンテナを解析する

ためのスペクトル領域モーメント法 [65-67] の定式化を行い、超電導体フィルムの実験的な高周波モデルである三流体モデル [68] を導入する。三流体モデルは、磁気侵入長がフィルムの厚さよりも十分に小さく、波長がフィルムの厚さよりも十分に大きいという制限の下で、実験モデルとして妥当であると考えられている。これらスペクトル領域モーメント法、および、三流体モデルを利用し、放射損失、導電損失、誘電損失、および、表面波損失のすべての損失項を考慮の上、高温超電導体マイクロストリップアンテナの放射効率を厳密に評価する。

アンテナ全体の損失がすべての損失項の和に等しいという仮定の下で、高温超電導体マイクロストリップアンテナにおける放射効率と基板の厚さの関係がキャビティモデルを利用して評価されている [60]。しかしながら、損失収支に関する仮定は必ずしも正確ではない。そこで、本章では、効率と厚みの関係を評価し直し、損失機構を明らかにする。また、高温超電導体には磁気的なエネルギーが蓄積されるため [69,70]、高温超電導体マイクロストリップアンテナの共振周波数が銅のマイクロストリップアンテナよりも低くなることを数値的に明らかにする。

実験結果 [71] によれば、過大電流が流れている高温超電導体マイクロストリップアンテナに対して三流体モデルを適用することはできない。なぜならば、電流密度がある値を超えると、表面抵抗が大きくなり、超電導体の特性が消えるという、いわゆるクエンチ特性を示すためである。したがって、高温超電導体フィルムを用いて効率改善を行う場合、入力電力に上限が存在する。本章では、実験結果を利用して、放射効率と入力インピーダンスの両方の電力依存性を示し、入力電力に関する限界値の存在を明らかにする。

5.2 高温超電導体の高周波モデル

5.2.1 超電導体の特徴

高温超電導体は、材料が酸化銅化合物であるか金属導体であるかという点で、本質的に低温超電導体と異なる。現在、酸化銅材料が超電導を示すメカニズムは正確に知られていない。しかしながら、多くの実験結果より、メカニズムが低温超電導体と類似していると考えられている。

超電導状態の電磁気的な大きな特徴として、

- (1) 臨界温度 T_c 以下で、直流の電気抵抗率が 0 となる (完全導電性)
- (2) 超電導体内部から磁束を発しない (完全反磁性)

が挙げられる。完全導電性は「純粋な超電導体でも交流の電気抵抗が 0 となる」ことを意味している訳ではない。完全反磁性は外部からの磁束を跳ね返すことを意味する。これは Meissner 効果と呼ばれている。この性質を持っているかどうか、「完全導体」と「直流で

抵抗が 0 となる超電導体」との決定的な違いとされている。

超電導状態は基底状態であり、この状態において、格子間作用によって緩やかに結合した電子対 (Cooper 対) が存在する。この格子間作用が電子間の反発力に勝る距離をコヒーレント長という。コヒーレント長以下では、電子対は遮られることなく、すなわち、損失なく、コヒーレントに超電導体内を流れる。この流れが超電導電流を構成する。

0K の温度では、すべての電子が基底状態、すなわち、超電導状態にあり、電流の流れに対して抵抗がない。温度が上昇すると、いくつかの電子は熱格子振動により基底状態から励起される。各電子の励起により、電子対は壊れ、常電導電子と電子対の二つの伝導メカニズムが存在するようになる。超電導材料の交流損失はこの常電導電子の流れに起因する。

理想的な超電導体内の電子対は抵抗なしで流れるので、これら電子対が運動し始めるためには、すぐに消滅してしまうごくわずかの電界のみが必要である。したがって、直流状態では超電導体の表面に平行な電界は存在せず、常電導電流が流れないことになるので、損失はない。しかし、交流状態では、超電導電流は時間変化する電磁界と作用する。電子対は、ある量のモーメント量 (運動エネルギー) を作り出すが、それと同時に時間変化する電磁界と作用しない。この遅延によって、導体表面上に電界が誘導され、常電導電子が励起し、導電損失が発生する。

超電導性は臨界温度 T_c よりも高い温度で崩壊するが、 T_c より低い温度であっても臨界電流密度を超えると崩壊する。これに対応して、電流によって超電導表面に生じる磁界に対して臨界磁界強度が存在する。完全反磁性によって、 T_c よりも低い温度において、超電導体表面に遮蔽電流が生じ、その内部の磁界を相殺する。この遮蔽電流が生じるために、ある程度以上のエネルギーが必要であって、印加磁界強度が大きくなるにつれて必要なエネルギー量が増す。臨界磁界強度 H_c で磁束を追い出すのに必要なエネルギー量は材料が常電導状態に遷移するのに要するエネルギーよりも大きくなる。したがって、 H_c よりも大きな磁界が印加された場合、超電導状態が壊れ、電磁界が材料内部に完全に侵入するようになる。

5.2.2 高温超電導体の高周波特性

マイクロ波・ミリ波といった高周波領域で超電導材料を用いる主な理由は導電損失の低減にある。このため、興味の対象となる電気的パラメータは材料の表面抵抗となる。表面抵抗 R_s は、表面インピーダンス

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \quad (5.2.1)$$

の実部で与えられる。ここで、 σ は材料の導電率である。

良導体では、導電率は実定数であるから、表面抵抗 R_s と表面リアクタンス X_s は等しく、 $\omega^{1/2}$ の周波数依存性を示す。

高温超電導体では、導電率は周波数、温度、材料特性の関数となっており、複素数となる。導電率は材料の巨視的な特性パラメータであるが、これに関する厳密な理論は今のところ皆無である。したがって、二流体モデルを用いて簡明に扱うのが現実的である。近似的な実験モデルとして、このモデルは低温超電導体および高温超電導体の両方の振舞いをほどよく予測し、これらの材料の重要な電氣的パラメータを明らかにする。二流体モデルでは、導電電子の一部が超電導状態にあって、残りが常電導状態にあると仮定する。このとき、電流は超電導成分 (\mathbf{J}_s) と常電導電流 (\mathbf{J}_n) の二つの成分を持つことになる。

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n \quad (5.2.2)$$

電流のうち常電導成分は常電導電子に対して Ohm の法則を満足する。

$$\mathbf{J}_n = \sigma_1 \mathbf{E} \quad (5.2.3)$$

ここで、 σ_1 は常電導状態の導電率である。超電導成分 \mathbf{J}_s は、次の London 方程式を満足する。

$$\mathbf{J}_s = \frac{\mathbf{E}}{j\mu_0\lambda^2} \quad (5.2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{J}_s = -\frac{\mathbf{H}}{\lambda^2} \quad (5.2.5)$$

ここで、 λ は実効磁界侵入長である。この侵入長は、超電導体への電磁界の侵入の測度であって、常電導体における表皮厚と同じである。(5.2.2)–(5.2.4) を Maxwell 方程式に代入することで波動方程式が得られる。その分散関係より、次のように複素導電率 σ を定義する。

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} = (\sigma_1 - j\sigma_2) \mathbf{E} \quad (5.2.6)$$

ここで、 σ_2 は

$$\sigma_2 = \frac{1}{\omega\mu_0\lambda^2} \quad (5.2.7)$$

で与えられる。超電導状態における電子密度と実効侵入長の温度依存性が同一であるとす。実験結果によれば、実効侵入長に関して、次の温度依存性が適当とされている。

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}} \quad (5.2.8)$$

ここで、 $\lambda(0)$ は温度を 0K に近づけたときの実効侵入長である。さらに、実験によれば、常電導状態の電子密度に関して、次の温度依存性が適当とされている。

$$\sigma_1 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (5.2.9)$$

ここで、 σ_n は常電導状態の導電率である。これらの λ と σ_1 に関する温度依存性を用いると、(5.2.6) の複素導電率は次のようになる。

$$\sigma = \sigma_n \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 - j \frac{1}{\omega\mu_0\lambda^2(0)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right] \quad (5.2.10)$$

この導電率を(5.2.1)に代入して次を得る。

$$Z_s \approx \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma_2}} \left(\frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} + j\right) = \frac{\omega^2\mu_0^2\lambda^3(T)\sigma_1}{2} + j\omega\mu_0\lambda(T) \equiv R_s + j\omega L_s \quad (5.2.11)$$

ここで、表面インダクタンス L_s は次で与えられる。

$$L_s = \mu_0\lambda(T) \quad (5.2.12)$$

Z_s に関する式では、 $(\sigma_1/\sigma_2)^2 \ll 1$, $\sigma_2 > 0$ を仮定している。この仮定は一般に $0.9T_c$ 以下の温度で正しい。表面抵抗は、常電導状態の導電率に比例し、 $\lambda(T)$ の3乗に比例し、 ω の2乗に比例することがわかる。この周波数特性は常電導体の $\omega^{1/2}$ の周波数依存性と対照的である。また、表面インダクタンスが実効侵入長に比例する性質は $\lambda(T)$ を決定するために用いられることが多い。

超電導体内における電磁エネルギーについて簡単に考察する。Maxwell の方程式、および、(5.2.6) により、時間平均複素電力密度を計算すると、

$$p_s = -\frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \\ = \frac{1}{2} (\sigma_1 + j\sigma_2) |\mathbf{E}|^2 + j\frac{1}{2} \omega\mu_0 |\mathbf{H}|^2 - j\frac{1}{2} \omega\epsilon |\mathbf{E}|^2$$

(5.2.4), (5.2.7) より、

$$= \frac{1}{2} \sigma_1 |\mathbf{E}|^2 + j\frac{1}{2} \omega\mu_0 (\lambda^2 |\mathbf{J}_s|^2 + |\mathbf{H}|^2) - j\frac{1}{2} \omega\epsilon |\mathbf{E}|^2 \quad (5.2.13)$$

となる。このように、従来の磁氣的蓄積エネルギーの他に力学的なエネルギーが存在することがわかる。

5.2.3 三流体モデル

(5.2.10), (5.2.11) から、二流体モデルでは温度 $T=0$ において表面抵抗 R_s が 0 となることがわかるが、実際の測定によれば $T=0$ において $R_s=0$ とはならず、ある一定の残留抵抗 R_s を持つ [68]。

この実験結果を現象論的に説明するモデルとして三流体モデル [68] が知られている。このモデルでは、二流体モデルにおいて仮定される超電導電子および常電導電子の他に、温

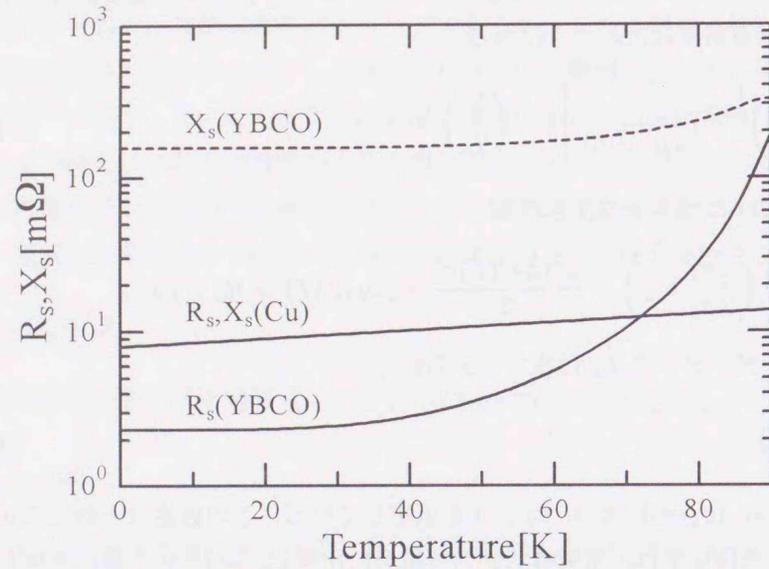


図 5.1: YBCO, Cu の表面インピーダンスの温度特性
($f = 10.4\text{GHz}$, $T_c = 92\text{K}$)

度依存性のない残留常電導電子を仮定する. また, マイクロ波領域における常電導電子の衝突緩和時間 τ_n の実験値より, $\omega^2\tau_n^2 \ll 1$ と仮定する. このとき, 複素導電率 σ は,

$$\sigma = (\sigma_t - \sigma_{res}) \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 + \sigma_{res} - j \frac{1}{\omega\mu_0\lambda(0)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right] \quad (5.2.14)$$

で与えられる. σ_t は $T = T_c$ における全電子による導電率であって, $T = T_c$ における表面抵抗 R_{sn} を用いて,

$$\sigma_t = \frac{\omega\mu_0}{2R_{sn}^2} \quad (5.2.15)$$

で与えられる. また, σ_{res} および $\lambda(0)$ は次式で与えられる.

$$\sigma_{res} = \frac{2\omega\mu_0 R_{s0} X_{s0}}{(R_{s0}^2 + X_{s0}^2)} \quad (5.2.16)$$

$$\lambda(0) = \frac{R_{s0}^2 + X_{s0}^2}{\omega\mu_0 \sqrt{X_{s0}^2 - R_{s0}^2}} \quad (5.2.17)$$

ここで, R_{s0} および X_{s0} は $T = 0$ における表面インピーダンスの実部および虚部に対応し, 測定値を $T = 0$ に外挿することによって求められる.

本章では, 文献 [68] に示されている高温超電導体 (YBCO) の表面インピーダンスの温度特性の測定結果ならびに三流体モデルを利用して, 高温超電導体マイクロストリップアン

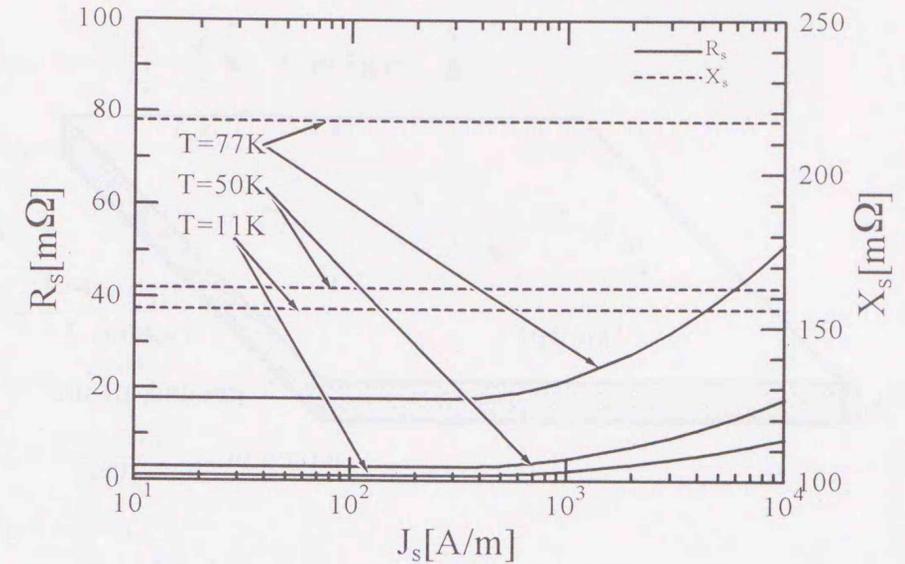


図 5.2: YBCO の表面インピーダンスの表面電流密度依存性
($f = 10.4\text{GHz}$)

テナの解析を行う. 図 5.1 に, 周波数 10.4GHz の測定結果を示す. 比較のため, 図 5.1 には, 銅の表面インピーダンスも示してある.

また, 高温超電導体上の表面電流密度の非線形性を解析する際は, 図 5.2 に示す表面電流密度 J_s と表面抵抗 R_s の関係を利用する. 図 5.2 は, 周波数 10.4GHz の測定結果である [71]. 図 5.2 から, J_s が $3.0 \times 10^2 \text{ A/m}$ 以下のとき R_s は一定であるが, それ以上大きい領域では J_s とともに R_s の値が増えていくことが実験的に了解できる. なお, 表面リアクタンス X_s は, J_s が $8.0 \times 10^3 \text{ A/m}$ 程度でも変化しないことが測定より知られているので, 三流体モデルの値を利用する.

5.3 スペクトル領域モーメント法

本解析では, 実空間領域における物理量 $A(x, y, z)$ を次の二次元フーリエ変換を介してスペクトル領域における物理量

$$\tilde{A}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} A(x, y, z) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (5.3.1)$$

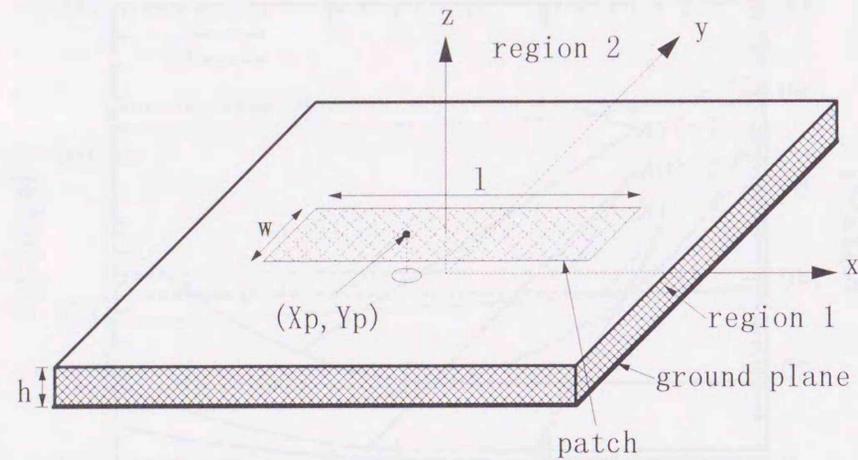


図 5.3: 解析を行ったマイクロストリップアンテナの構造

$$\epsilon_1 = \epsilon_r(1 - j \tan \delta)\epsilon_0, \mu_1 = \mu_0 \text{ in region 1}$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_0, \mu_2 = \mu_0 \text{ in region 2}$$

に変換して扱う。スペクトル領域では、図 5.3 に示すマイクロストリップアンテナのパッチ上の表面電流密度 $\tilde{\mathbf{J}}$ により生じる散乱電界 $\tilde{\mathbf{E}}$ は、 $z = h$ において、次で与えられる [65].

$$\tilde{E}_x^s = \tilde{G}_{xx}\tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy}\tilde{J}_y \quad (5.3.2)$$

$$\tilde{E}_y^s = \tilde{G}_{yx}\tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy}\tilde{J}_y \quad (5.3.3)$$

プローブにおける体積電流密度 $\tilde{\mathbf{J}}_i(z) = \hat{z}\tilde{J}_i(z)$ によって生じる入射電界 $\tilde{\mathbf{E}}$ は、 $z = h$ において、次で与えられる。

$$\tilde{E}_x^i = \int_0^h \tilde{G}_{xz}(z')\tilde{J}_i(z')dz' \quad (5.3.4)$$

$$\tilde{E}_y^i = \int_0^h \tilde{G}_{yz}(z')\tilde{J}_i(z')dz' \quad (5.3.5)$$

(5.3.2)-(5.3.5) における $\tilde{G}_{xx}, \dots, \tilde{G}_{yz}$ は図 5.3 に示すマイクロストリップ構造のスペクトル領域におけるダイアティックグリーン関数の要素である。これらの要素は、次の境界条件を考慮することで導出できる。

- (1) 接地面 $z = 0$ において、インピーダンス境界条件 $\tilde{E}_x = -Z_{sg}\tilde{H}_y, \tilde{E}_y = Z_{sg}\tilde{H}_x$ が成り立つ。ここで、 Z_{sg} は接地面の表面インピーダンスである。
- (2) 誘電体基板と空気の境界面 $z = h$ において、横成分 $\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}$ が連続である。
- (3) $z \rightarrow \infty$ において $\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}$ が 0 となる。

スペクトル領域におけるダイアティックグリーン関数の各成分は次で与えられる。

$$\tilde{G}_{xx} = -\frac{k_x^2\tilde{G}_e + k_y^2\tilde{G}_h}{k_x^2 + k_y^2}, \quad (5.3.6)$$

$$\tilde{G}_{xy} = \tilde{G}_{yx} = -\frac{k_x k_y (\tilde{G}_e - \tilde{G}_h)}{k_x^2 + k_y^2}, \quad (5.3.7)$$

$$\tilde{G}_{yy} = -\frac{k_y^2\tilde{G}_e + k_x^2\tilde{G}_h}{k_x^2 + k_y^2}, \quad (5.3.8)$$

$$\tilde{G}_{xz} = -\frac{\omega\mu_1 k_{z2} k_x}{k_1^2 T_m} f_m(z'), \quad (5.3.9)$$

$$\tilde{G}_{yz} = -\frac{\omega\mu_1 k_{z2} k_y}{k_1^2 T_m} f_m(z'), \quad (5.3.10)$$

$$\tilde{G}_e = \frac{j\omega\mu_1 k_{z1} k_{z2}}{k_1^2 T_m} g_m(h), \quad (5.3.11)$$

$$\tilde{G}_h = \frac{j\omega\mu_1}{T_e} g_e(h), \quad (5.3.12)$$

$$T_m = k_{z2} f_m(h) + j\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} k_{z1} g_m(h), \quad (5.3.13)$$

$$T_e = k_{z1} f_e(h) + j\frac{\mu_1}{\mu_2} k_{z2} g_e(h), \quad (5.3.14)$$

$$f_m(z) = \cos k_{z1} z - \frac{j\omega\epsilon_1}{k_{z1}} Z_{sg} \sin k_{z1} z, \quad (5.3.15)$$

$$g_m(z) = \sin k_{z1} z + \frac{j\omega\epsilon_1}{k_{z1}} Z_{sg} \cos k_{z1} z, \quad (5.3.16)$$

$$f_e(z) = \cos k_{z1} z + \frac{k_{z1}}{j\omega\mu_1} Z_{sg} \sin k_{z1} z, \quad (5.3.17)$$

$$g_e(z) = \sin k_{z1} z - \frac{k_{z1}}{j\omega\mu_1} Z_{sg} \cos k_{z1} z, \quad (5.3.18)$$

上式において、添字の '1' と '2' はそれぞれ誘電体領域と空気領域を表しているものとし、以降、一般に 'i' と表す。 $z' (0 \leq z' \leq h)$ は波源に関する z 座標、 $k_i = \omega\sqrt{\mu_i\epsilon_i}$ 、 $k_{zi} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_i^2}$ とする。この場合、 $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ かつ $\epsilon_1 = \epsilon_r\epsilon_0(1 - j \tan \delta)$ 、 $\epsilon_2 = \epsilon_0$ である。 μ_0 および ϵ_0 は自由空間内における透磁率および誘電率とする。

本解析では、図 5.3 に示すように、プローブが (x_p, y_p) に位置し、実空間領域で波源電流が $J_i(x, y, z) = I_p\delta(x - x_p)\delta(y - y_p)$ で、すなわち、スペクトル領域で $\tilde{J}_i(k_x, k_y, z) = I_p e^{j(k_x x_p + k_y y_p)}$ で与えられると仮定する [66]。ここで、 I_p はプローブ電流値である。このとき、(5.3.4) と (5.3.5) から

$$\tilde{E}_x^i = I_p \tilde{G}'_{xz} e^{j(k_x x_p + k_y y_p)} \quad (5.3.19)$$

$$\tilde{E}_y^i = I_p \tilde{G}'_{yz} e^{j(k_x x_p + k_y y_p)} \quad (5.3.20)$$

ただし

$$\tilde{G}'_{xz} = \int_0^h \tilde{G}_{xz}(z') dz' \quad (5.3.21)$$

$$\tilde{G}'_{yz} = \int_0^h \tilde{G}_{yz}(z') dz' \quad (5.3.22)$$

未知表面電流成分 \tilde{J}_x, \tilde{J}_y を得るために Galerkin 法を適用する. 最初に, \tilde{J}_x および \tilde{J}_y をそれぞれ基底関数系 $\{\tilde{J}_{xm}\}$ および $\{\tilde{J}_{yn}\}$ で展開する.

$$\tilde{J}_x = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{xm} \quad (5.3.23)$$

$$\tilde{J}_y = \sum_{n=1}^N d_n \tilde{J}_{yn} \quad (5.3.24)$$

ここで, c_m, d_n は決定すべき未知電流係数である. $z = h$ において, 電界 \tilde{E}^t は入射電界と散乱電界の和で与えられる.

$$\tilde{E}^t = \tilde{E}^i + \tilde{E}^s \quad (5.3.25)$$

(5.3.25) の x 成分に \tilde{J}_{xk}^* を, y 成分に \tilde{J}_{yl}^* を乗じ, k_x および k_y に関して積分を行うと,

$$\langle \tilde{E}_x^t, \tilde{J}_{xk} \rangle = \langle \tilde{E}_x^i, \tilde{J}_{xk} \rangle + \langle \tilde{E}_x^s, \tilde{J}_{xk} \rangle \quad (5.3.26)$$

$$\langle \tilde{E}_y^t, \tilde{J}_{yl} \rangle = \langle \tilde{E}_y^i, \tilde{J}_{yl} \rangle + \langle \tilde{E}_y^s, \tilde{J}_{yl} \rangle \quad (5.3.27)$$

が得られる. ここで, $k = 1, 2, \dots, M, l = 1, 2, \dots, N$ とし,

$$\langle \tilde{E}, \tilde{J} \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E} \tilde{J}^* dk_x dk_y \quad (5.3.28)$$

を電界 \tilde{E} の波源 \tilde{J} に関するリアクションとする [72]. なお, * は複素共役を示すものとする. パッチの表面インピーダンス Z_s とするとき, $z = h$ において,

$$\begin{cases} \tilde{E}_x^t = Z_s \tilde{J}_x, \tilde{E}_y^t = Z_s \tilde{J}_y & \text{on patch,} \\ \tilde{J}_x = \tilde{J}_y = 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (5.3.29)$$

であるから, (5.3.26), (5.3.27) は次のように変形できる.

$$-\langle \tilde{E}_x^s - Z_s \tilde{J}_x, \tilde{J}_{xk} \rangle = \langle \tilde{E}_x^i, \tilde{J}_{xk} \rangle \quad (5.3.30)$$

$$-\langle \tilde{E}_y^s - Z_s \tilde{J}_y, \tilde{J}_{yl} \rangle = \langle \tilde{E}_y^i, \tilde{J}_{yl} \rangle \quad (5.3.31)$$

ここで, Parseval の定理 [65] を用いた. (5.3.2), (5.3.3), (5.3.19), (5.3.20), (5.3.23), (5.3.24) を (5.3.30), (5.3.31) に代入することにより, 次の $(M+N)$ 元連立一次方程式を得る.

$$\sum_{m=1}^M c_m Z_{xx}^{(m,k)} + \sum_{n=1}^N d_n Z_{xy}^{(n,k)} = V_x^{(k)} \quad (5.3.32)$$

$$\sum_{m=1}^M c_m Z_{yx}^{(m,l)} + \sum_{n=1}^N d_n Z_{yy}^{(n,l)} = V_y^{(l)} \quad (5.3.33)$$

ここで, $k = 1, 2, \dots, M, l = 1, 2, \dots, N$ とし,

$$Z_{xx}^{(m,k)} = -\langle (\tilde{G}_{xx} - Z_s) \tilde{J}_{xm}, \tilde{J}_{xk} \rangle, \quad (5.3.34)$$

$$Z_{xy}^{(n,k)} = -\langle \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_{yn}, \tilde{J}_{xk} \rangle, \quad (5.3.35)$$

$$Z_{yx}^{(m,l)} = -\langle \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_{xm}, \tilde{J}_{yl} \rangle, \quad (5.3.36)$$

$$Z_{yy}^{(n,l)} = -\langle (\tilde{G}_{yy} - Z_s) \tilde{J}_{yn}, \tilde{J}_{yl} \rangle, \quad (5.3.37)$$

$$V_x^{(k)} = I_p \langle \tilde{G}'_{xz} e^{j(k_x x_p + k_y y_p)}, \tilde{J}_{xk} \rangle, \quad (5.3.38)$$

$$V_y^{(l)} = I_p \langle \tilde{G}'_{yz} e^{j(k_x x_p + k_y y_p)}, \tilde{J}_{yl} \rangle. \quad (5.3.39)$$

とする. 行列形式では, (5.3.32), (5.3.33) は次のように表現できる.

$$[Z][I] = [V]. \quad (5.3.40)$$

この行列方程式は逆演算を行うことで未知ベクトル $[I]$ について解くことができ, 次のように記述できる.

$$[I] = [Z]^{-1}[V]. \quad (5.3.41)$$

ひとたび $[I]$ が求められると, プロープにおける入力インピーダンスは次のように計算される.

$$Z_{in} = [I]^T [V] + jX_L \quad (5.3.42)$$

ここで, T は転置を表し, X_L は同軸プロープの自己インダクタンスとする [67]. パッチ上の電界成分 \tilde{E}_x, \tilde{E}_y および停留位相法 [73] を用いると, 球座標系 (r, θ, ϕ) における遠方界は次のように与えられる.

$$E_\theta = \frac{jk_o e^{-jk_o r}}{2\pi r} (\tilde{E}_x \cos \phi + \tilde{E}_y \sin \phi), \quad (5.3.43)$$

$$E_\phi = \frac{jk_o e^{-jk_o r}}{2\pi r} (-\tilde{E}_x \sin \phi + \tilde{E}_y \cos \phi) \cos \theta, \quad (5.3.44)$$

ここで, $k_x = k_o \sin \theta \cos \phi, k_y = k_o \sin \theta \sin \phi$ とし, k_o を自由空間内における波数とする. 放射電力は

$$P_{rad} = \frac{r^2}{2\eta_o} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2) \sin \theta d\theta, \quad (5.3.45)$$

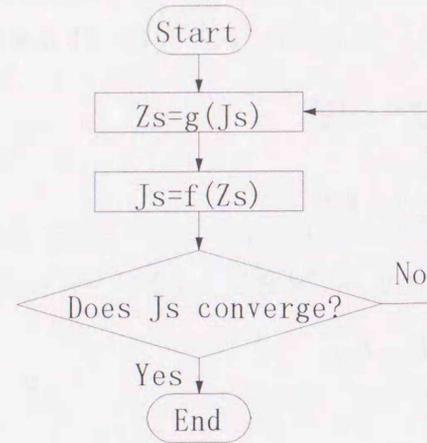


図 5.4: 表面インピーダンスおよび表面電流密度の決定方法

で与えられる. ここで, η_0 は自由空間の固有インピーダンスである. 一方, アンテナに供給される入力電力は,

$$P_{in} = \frac{1}{2} \text{Re} \{ [I]^T [V] \}. \quad (5.3.46)$$

で与えられる. これら二つの電力を用いて, 次で定義される放射効率 η を評価できる.

$$\eta = \frac{P_{rad}}{P_{in}}. \quad (5.3.47)$$

本章では, パッチの形状を長方形に限定し, 展開モードとして文献 [74] で与えられる全領域基底を用いる. なお, 次節の解析においては, 展開モードの数を $M=1, N=0$ とした.

1

5.4 高温超電導体マイクロストリップアンテナの解析

5.4.1 表面抵抗の非線形性の扱い

図 5.2 において, $J_s > 3.0 \times 10^2 \text{ A/m}$ では, Z_s と J_s を次の手続きにしたがって決定する. まず, J_s がパッチ上で平坦であると仮定する. Z_s が与えられたならば, 前節で議論したスペクトル領域モーメント法を用いて J_s を決定することができる. この関係を $J_s = f(Z_s)$ と記述する. 一方, J_s が与えられたならば, 図 5.2 に示す関係 $Z_s = g(J_s)$ によって Z_s を決定することができる. 図 5.4 のフロー・チャートに示すように, これら二つの評価を交互に繰り返すことによって, パッチ上の表面インピーダンス Z_s と表面電流密度 J_s を得ることができる. 以降の解析においては, 接地板とパッチの表面インピーダンスは等しいとされている.

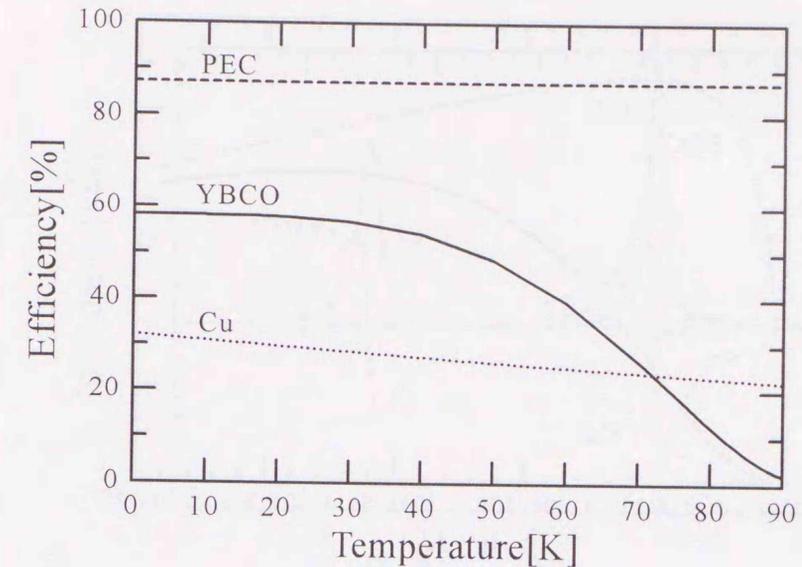


図 5.5: 放射効率の温度特性

($f = 10.4 \text{ GHz}$, $\epsilon_r = 25$, $\tan \delta = 10^{-5}$)

5.4.2 温度と効率の関係

図 5.5 に, マイクロストリップアンテナのパッチと接地板が YBCO, 銅, 完全導体 (PEC) である場合の三通りについて, 10.4 GHz における温度 (T) と放射効率の関係を示す. パッチの寸法は, $l = 3.370 \text{ mm}$, $w = 0.337 \text{ mm}$ とする. また, 基板として LaAlO_3 基板を想定し, 厚みが $h = 0.25 \text{ mm}$, 誘電定数が $\epsilon_r = 25$, 誘電体の損失正接が $\tan \delta = 10^{-5}$ とする.

同図からわかるように, 銅のマイクロストリップアンテナの効率は温度 T に対して緩やかにほぼ直線的に減じており, YBCO のマイクロストリップアンテナの効率は 30 K 以下で T に対してほぼ一定で, これより温度が上昇すると落ち始め, 90 K では最終的に 10% 以下となる. このように, 銅の薄膜の代わりに YBCO 薄膜を利用すると, 臨界温度 T_c に近い温度でなければ, 放射効率が改善される. これは, YBCO の表面抵抗が銅よりも十分に小さいためである. 例えば, $T = 50 \text{ K}$ において, YBCO のマイクロストリップアンテナの効率は銅に比べ 1.9 倍の改善がみられる.

5.4.3 基板の厚さと効率の関係

図 5.6 に, 銅, $T = 50 \text{ K}$ の YBCO, 完全導体のマイクロストリップアンテナにおける基板の厚さと効率の関係を示す. マイクロストリップアンテナの諸元は, 損失正接を $\tan \delta = 1.75 \times 10^{-5}$ とした以外は 5.4.2 項と同一である.

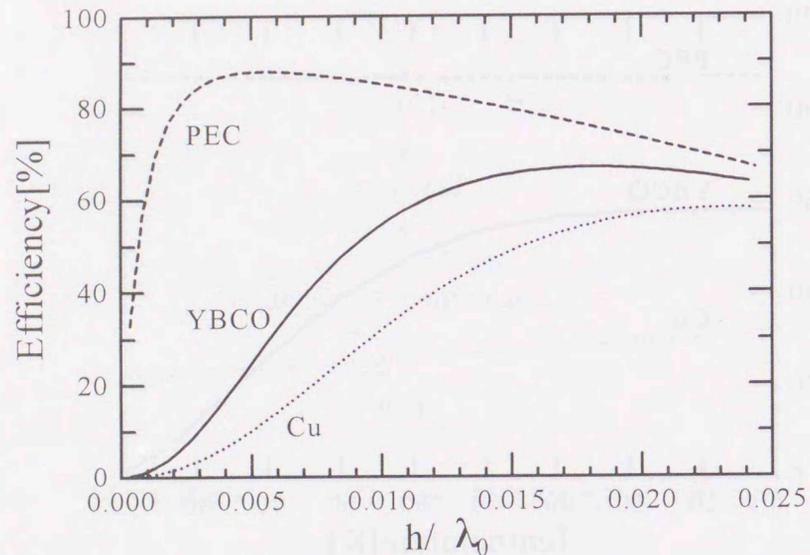


図 5.6: 放射効率と基板の厚みの関係 ($T = 50\text{K}$)
 $(f = 10.4\text{GHz}, \epsilon_r = 25, \tan \delta = 10^{-5})$

$h/\lambda_0 < 0.005$ においては、導電損失と誘電損失によって効率が落ちている。したがって、この場合、表面抵抗が小さい YBCO 薄膜を用いることによって、効率を著しく改善することができる。

また、 h が増すにつれて、放射電力は増え、放射効率が改善される。しかしながら、YBCO 薄膜を用いることによって効率を著しく改善することはできない。さらに、 $h/\lambda_0 > 0.01$ では、表面波損失による効率の若干の減少がみられる。

5.4.4 入力インピーダンスと共振周波数の関係

$T = 11\text{K}, 77\text{K}$ における銅、YBCO、完全導体のマイクロストリップアンテナの入力インピーダンスの周波数特性をそれぞれ図 5.7, 5.8 示す。マイクロストリップアンテナの諸元は、厚み $h = 0.25\text{mm}$ 以外は、5.4.3 項と同一である。また、これらのマイクロストリップアンテナは $x_p = 0.7\text{mm}, y_p = 0.0\text{mm}$ においてプローブにより給電されるとする。導電損失のため、銅と YBCO のマイクロストリップアンテナは完全導体に比べて Q 値が低く、帯域が広く、入力インピーダンスのピークが小さい。しかしながら、 $T = 11\text{K}$ では、YBCO のマイクロストリップアンテナの Q 値は完全導体のマイクロストリップアンテナよりもやや小さく、銅よりも大きい。また、 $T = 77\text{K}$ では YBCO のマイクロストリップアンテナの Q 値は銅よりもやや小さく、完全導体よりもかなり小さい。

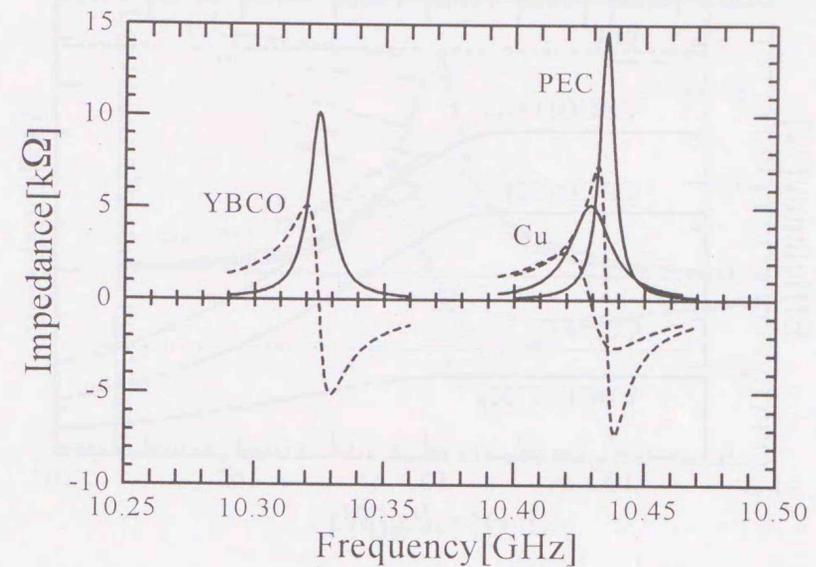


図 5.7: 入力インピーダンスの周波数特性 ($T = 11\text{K}$)
 $(f = 10.4\text{GHz}, \epsilon_r = 25, \tan \delta = 10^{-5})$

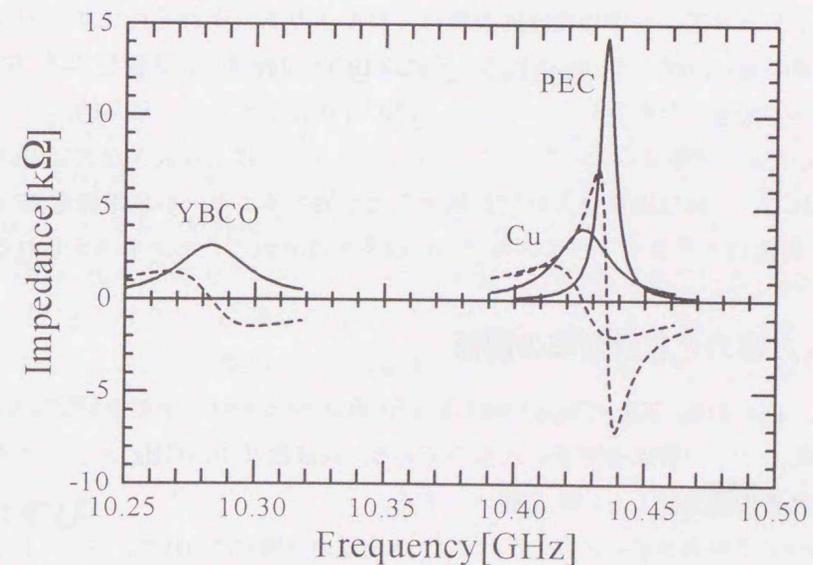


図 5.8: 入力インピーダンスの周波数特性 ($T = 77\text{K}$)
 $(f = 10.4\text{GHz}, \epsilon_r = 25, \tan \delta = 10^{-5})$

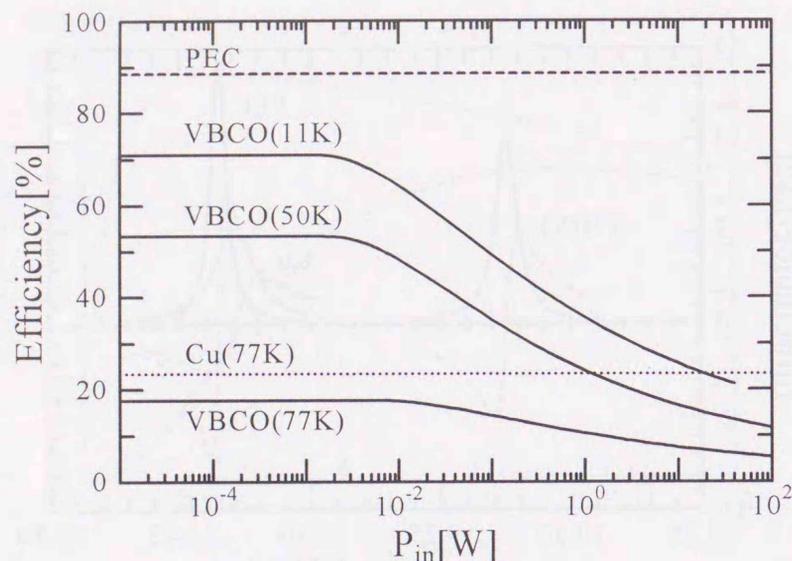


図 5.9: 入力電力と放射効率の関係
($f = 10.4\text{GHz}$, $\epsilon_r = 25$, $\tan \delta = 0$)

図 5.7 と 5.8 を比較すると、温度 T が 11K から 77K に増すと、YBCO、銅のマイクロストリップアンテナの共振周波数が低くなっていることがわかる。77K での YBCO、銅のマイクロストリップアンテナの共振周波数は、11K よりも、それぞれ 0.39%、0.04% 低い。このシフト量の違いは図 5.1 に示されるように YBCO の表面リアクタンス X_s の温度依存性が銅に比べて大きいことによる。つまり、YBCO 内に蓄えられる磁気的エネルギーが銅よりも大きいこと、YBCO のマイクロストリップアンテナにより大きな共振周波数のシフトが観測される。これは磁気侵入長に比例する力学的エネルギーが超電導電流内に蓄えられ、YBCO 周辺のリアクティブエネルギーの収支が乱されるためとも考えられる。

5.4.5 入力電力と放射効率の関係

図 5.9 は、 $T = 11\text{K}$ 、 50K 、 77K における YBCO のマイクロストリップアンテナの放射効率と入力電力 P_{in} の関係を図示したものである。周波数は 10.4GHz とし、マイクロストリップアンテナの諸元は 5.4.4 項 と同一とする。

YBCO のマイクロストリップアンテナでは、入力電力が増すにつれて、パッチ上の表面電流および表面電流密度が大きくなり放射効率が落ちる。効率が落ち始めるのは、 $P_{in} = 3 \times 10^{-3}$ W である。このように、YBCO のマイクロストリップアンテナの使用は、ある電力以下では効果的である。なお、使用基板の誘電定数 ϵ_r が大きいほど、入力電力の許容値は小さ

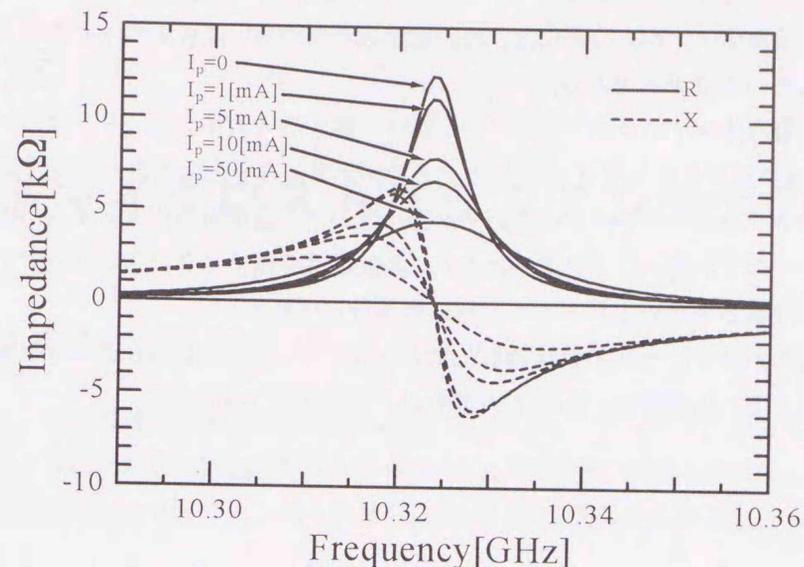


図 5.10: プローブ電流と入力インピーダンスの関係
($f = 10.4\text{GHz}$, $\epsilon_r = 25$, $\tan \delta = 0$)

くなる。これが高誘電定数の基板を用いた YBCO のマイクロストリップアンテナの小形化の障害の一つとなる可能性がある。

5.4.6 プローブ電流と入力インピーダンスの関係

図 5.10 に、YBCO のマイクロストリップアンテナの 11K におけるプローブ電流と入力インピーダンスの関係を示す。ただし、マイクロストリップアンテナの諸元は、基板の誘電正接が $\tan \delta = 0$ である以外は 5.4.4 項 と同一である。このマイクロストリップアンテナは、 $x_p = 0.7\text{mm}$ 、 $y_p = 0.0\text{mm}$ においてプローブ電流 I_p で給電されている。同図より、プローブ電流が大きくなると、 Q 値が小さくなり、入力インピーダンスのピークが小さくなる。しかしながら、共振周波数のシフトは観測されない。これは、図 5.2 に示されるように、入力電力の変化に対して表面リアクタンスが一定であるためと考えられる。

5.5 むすび

本章では、パッチおよび接地板上の導体損失を考慮したスペクトル領域モーメント法、ならびに、実験結果に基づく三流体モデルを用いて、高温超電導体マイクロストリップアンテナの解析を行い、次の結果を得た。

- 高温超電導体マイクロストリップアンテナの効率は、良導体(銅)の2~3倍である。高温超電導体フィルムの利用は、高誘電数でかつ薄い基板上のマイクロストリップ構造において効果的である。
- 高温超電導体マイクロストリップアンテナに関する入力インピーダンスのピークおよびQ値は良導体のマイクロストリップアンテナより十分に大きく、完全導体のマイクロストリップアンテナよりもわずかに小さい。高温超電導体フィルム内の力学的エネルギーのインダクティブ効果により、高温超電導体マイクロストリップアンテナの共振周波数が温度の上昇とともに低い周波数にずれる。
- 入力電力が増すにつれて放射効率が悪くなるので、高温超電導体のマイクロストリップアンテナへの適用は、ある入力電力以下で効果的である。

第6章

円偏波マイクロストリップアンテナの整合

6.1 はじめに

本章では、GPS 端末に内蔵される円環マイクロストリップアンテナに関して、インピーダンス整合の取れた状態で円偏波を発生させるために整合用の撰動を導入することを提案し、その動作原理をキャビティモデルと変分法を利用して明らかにするとともに、実験により検証する。

従来よりマイクロストリップアンテナを用いて円偏波を発生させる方法について数多く研究されている。この発生方法は次の二つに大別できる [75]。

- (1) 主モードが二重に縮退しているパッチ形状に対して、パッチの一部を変形して縮退を解き、分離された二つのモードを一本の給電線路を用いて等振幅で位相差が $\pi/2$ となるように励振する方法 (一点給電法)
- (2) パッチ上の二つの直交モードを二本の給電線路を用いて強制的に等振幅で位相差が $\pi/2$ となるように励振する方法 (二点給電法)

後者の方法は予めモード電界の位相差が $\pi/2$ となるように給電線路長を調整する必要があり、給電線路の設計が複雑となる欠点がある。一方、前者の方法は、軸比特性は狭帯域となるが、給電線路が一本で済むので、給電線路の設計は容易である。特に、円偏波発生パッチをアレー化して利用する場合、給電線路の設計の容易さは前者が圧倒的に有利である。このような理由で、パッチの一部を変形し、一本の給電線路を用いた円偏波発生パッチの研究が盛んに行われている。以下、この円偏波発生方法を一点給電法と称することにする。

初期の一点給電法の研究においては、パッチは接地板側からセミリジットケーブルを用いて給電された。すなわち、パッチの張り付いた誘電体基板に縦穴を施し、セミリジットケーブルの内導体をパッチに接続し、外導体をパッチの反対の面の接地面に接続することによって給電を行った。この給電法は背面給電法と称される。背面給電法においては、誘電体基板内をセミリジットケーブルの内導体が通過しているために、内導体とその周辺の誘電体によって局所的にパッチ面で短絡された伝送線路効果が生じる。誘電体の厚みが波長に比べて十分に薄い場合、この伝送線路は誘導的に作用する。したがって、接地面を基準とした場合のパッチアンテナの入力インピーダンスには、パッチ本来の特性に加えて、セ

ミリジットケーブルの内導体によるインダクタンスが含まれることになる [11]. 以下では、基板内のセミミリジットケーブルの内導体部分を給電ピンと称する.

このような問題があるにもかかわらず、一点給電法を円偏波発生パッチの設計は給電ピンの効果を無視して行われてきた. その結果、円偏波が発生する周波数における入力インピーダンスが誘導的になり、インピーダンス整合の取れた状態での円偏波動作が実現できなかった. 特に、基板が厚くなるに従い、給電ピンのインダクタンスは増加するため、軸比が最小となる周波数と整合の取れる周波数の差が大きくなり、設計上問題となる.

本章では、この問題を解決する一つの手法として、パッチに対して円偏波発生用の摂動の他に、整合用の摂動を追加することを提案する. すなわち、電氣的蓄積エネルギーが増すように整合用の摂動を加えることにより、給電ピンによるインダクタンスを相殺する [76-78].

パッチに円偏波発生用の摂動を加えたときの動作解明や設計については、キャビティモデルおよび変分原理に基づく摂動法を用いて行われている [12, 79]. 本章では、給電ピンならびに整合用の摂動を追加した場合に解析手法を拡張し、リング型円環マイクロストリップアンテナを例に取り、円偏波発生時における各摂動の効果を検討する.

以降、固有関数展開法の立場からマイクロストリップアンテナのキャビティモデルについて論じ、二つの摂動をパッチの縁に付加した場合の円偏波条件、整合の取れた状態で円偏波動作させるための摂動を設定する手順を導出する. また、各摂動の動作機構を解析的もしくは数値的に検討し、本章で提案するインダクタンス相殺の原理を明らかにする.

6.2 キャビティモデル

本節では、図 6.1 に示すパッチ形状が任意であるマイクロストリップアンテナのキャビティモデルについて述べる. 誘電体基板の厚み h が波長 λ に比べて十分に小さいとき、パッチ面 S の周囲 C と接地板との間から漏れる電界は十分に小さく、 C に沿う磁界も無視できるので、この隙間を磁気壁と想定することができる. 一方、接地板およびパッチ面は電気壁とみなすことができる. したがって、マイクロストリップアンテナは上下面が電気壁、側面が磁気壁であるような筒状の理想的なキャビティとして扱うことができる.

背面給電されたマイクロストリップアンテナにおいて、給電ピンに印加される電流密度は z 成分のみである. また、 $h \ll \lambda$ の条件より、電流密度は z の変化に対して一定と考えてよい. すなわち、 $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \hat{z}J_z(\rho)$. したがって、キャビティ内には TM_z モード ($H_z \equiv 0$) のうち、 z の変化に対して一定値をとるモードのみが存在することになる. 境界条件より、接地板およびパッチ上において横電界 \mathbf{E}_t は 0 であるから、キャビティ内においても横電界 \mathbf{E}_t は 0 となる.

さて、キャビティ内で ω_p の周波数で共振する p モードの電界を $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ 、磁界を $\mathbf{h}_p(\mathbf{r})$ と

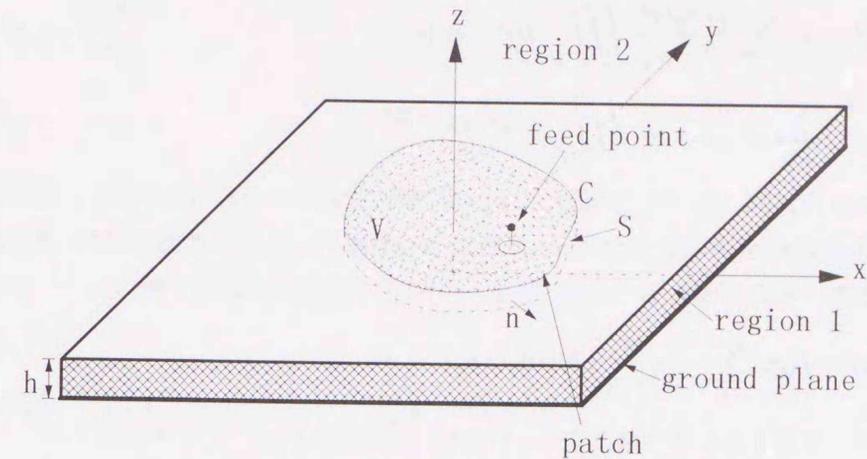


図 6.1: パッチ形状が任意のマイクロストリップアンテナ

する. モード電界は z 成分のみであって、これを $\varphi(\rho)$ と表現すると、

$$\mathbf{e}_p(\mathbf{r}) = \hat{z}\varphi_p(\rho) \quad (6.2.1)$$

$$\mathbf{h}_p(\mathbf{r}) = \frac{1}{j\omega_p\mu} \hat{z} \times \nabla_t \varphi_p(\rho) \quad (6.2.2)$$

となる. $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ は共振周波数 ω_p においてヘルムホルツ方程式を満足するので、 $\varphi_p(\rho)$ は次の二次元ヘルムホルツ方程式を満足する.

$$(\nabla_t^2 + k_p^2)\varphi_p(\rho) = 0 \quad (6.2.3)$$

上式は $k_p = \omega_p\sqrt{\mu\epsilon}$ を固有値とし、 $\varphi_p(\rho)$ を固有関数とするモード p に関する固有方程式と考えることができる. ただし、 ϵ, μ はキャビティ内における誘電率、透磁率とする. ϵ, μ が実数であるとき、固有値 k_p は実数となり、固有関数 $\varphi_p(\rho)$ は振幅の部分を除いて実関数となる [80, 付録 1].

固有関数 $\varphi(\rho)$ に関して、次の直交性が成り立つものとする [81].

$$\iint_S \varphi_p(\rho)\varphi_q(\rho)ds = \delta_{pq} \quad (6.2.4)$$

ここで、 p, q はモード指数であって、 δ_{pq} はクロネッカーのデルタとする. また、キャビティの側面が磁気壁であることから、

$$\iint_S \nabla_t \varphi_p(\rho) \cdot \nabla_t \varphi_q(\rho)ds = k_p^2 \delta_{pq} \quad (6.2.5)$$

が導出される [81].

給電ピンによってキャビティ内に励振される電界は,

$$\begin{aligned} E_z(\rho) &= \hat{z} \cdot \sum_p \frac{j\omega e_p(\rho)}{\omega^2 - \omega_p^2} \iiint_V \mathbf{J}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{e}_p(\mathbf{r}') dv' \\ &= \sum_p \frac{1}{\epsilon h} \frac{j\omega \varphi_p(\rho)}{\omega^2 - \omega_p^2} \iiint_V J_z(\rho') \varphi_p(\rho') dv' \end{aligned} \quad (6.2.6)$$

で与えられる [72, §8-13]. パッチ面上の ρ_0 の位置に給電ピンがあるものとし, 電流密度分布を $J_z(\rho') = I(\rho')\delta(\rho' - \rho_0)$ とする. ただし, $\delta(\rho)$ はディラックの二次元デルタ関数とする. このとき, (6.2.6) は,

$$E_z(\rho) = I(\rho_0) \sum_p \frac{1}{\epsilon} \frac{j\omega}{\omega^2 - \omega_p^2} \varphi_p(\rho) \varphi_p(\rho_0) \quad (6.2.7)$$

となる. パッチ面上の任意の観測点 ρ における電圧分布 $V(\rho)$ は,

$$V(\rho) = - \int_0^h E_z(\rho) dz = I(\rho_0) \sum_p \frac{h}{\epsilon} \frac{-j\omega}{\omega^2 - \omega_p^2} \varphi_p(\rho) \varphi_p(\rho_0) \quad (6.2.8)$$

で与えられる. これから, 観測点 ρ と波源点 ρ_0 の間の相互インピーダンスは次式で与えられる.

$$Z(\rho, \rho_0) = \frac{V(\rho)}{I(\rho_0)} = \sum_p \frac{h}{\epsilon S} \frac{S \varphi_p(\rho) \varphi_p(\rho_0)}{j\omega + \frac{\omega_p^2}{j\omega}} \quad (6.2.9)$$

ここで, S はパッチの面積を表しているものとする. このモード展開式(6.2.9)を集中定数回路と対応づけるために, 静電容量 $C = \epsilon S/h$, モード p に関するインダクタンス $L = 1/\omega_p^2 C$ および巻き比 $n_p(\rho) = \sqrt{S} \varphi_p(\rho)$ を導入する [81]. このとき, (6.2.9) は,

$$Z(\rho, \rho_0) = \sum_p \frac{n_p(\rho) n_p(\rho_0)}{j\omega C + \frac{1}{j\omega L}} \quad (6.2.10)$$

と表現できる. すなわち, 理想的なキャビティモデルにおいては, 背面給電型のマイクロストリップアンテナは C と L_p で構成される並列共振回路が理想変成器を介して直列に接続された等価回路に表現される.

しかしながら, この等価回路には, 放射に伴う放射損失, 導電体部分における導電損失, 誘電体部分における誘電損失等の損失項が含まれていない. そこで, $\omega \approx \omega_p$ において, 次の置換を行い, これらの損失項を含む等価回路を実現することにする [20, §7.1].

$$\omega_p \rightarrow \omega_p \left(1 + j \frac{1}{2Q_p} \right) \quad (6.2.11)$$

ここで, Q_p はモード p の Q ファクタであって,

$$Q_p = \left(\frac{1}{Q_{r,p}} + \frac{1}{Q_{c,p}} + \frac{1}{Q_{d,p}} \right)^{-1} \quad (6.2.12)$$

で与えられる. 上式における各 Q ファクタ成分は次式で与えられる.

$$Q_{r,p} = \frac{\omega W_p}{2P_{r,p}} \quad (6.2.13)$$

$$Q_{c,p} = \frac{h}{\delta_s} \quad (6.2.14)$$

$$Q_{d,p} = \frac{1}{\tan \delta} \quad (6.2.15)$$

ただし, δ_s は接地板およびパッチ導体の表皮厚, $\tan \delta$ は誘電体基板の損失正接である. W_p はモード p に関する電氣的蓄積エネルギーおよび磁氣的蓄積エネルギーの和であって, $\omega \approx \omega_p$ において,

$$W_p = \frac{1}{4} \iiint_V \epsilon |\mathbf{e}_p(\mathbf{r})|^2 dv + \frac{1}{4} \iiint_V \mu |h_p(\mathbf{r})|^2 dv = \frac{\epsilon h}{2} \quad (6.2.16)$$

で与えられる. また, $P_{r,p}$ はモード p に関する放射電力であって, 球座標 (r, θ, ϕ) において次式で与えられる.

$$P_{r,p} = \frac{1}{2\eta_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} (|e_{\theta,p}|^2 + |e_{\phi,p}|^2) r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (6.2.17)$$

ここで, $e_{\theta,p}, e_{\phi,p}$ はモード p に関する遠方電界の θ, ϕ 成分であり, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ は自由空間における固有インピーダンスである. (6.2.17) においては, $z \geq 0$ への放射のみを考え, θ に関する積分範囲を $0 \leq \theta \leq \pi/2$ としてある. なお, この放射電力 $P_{r,p}$ は固有関数 $\varphi(\rho)$ が与えられて始めて計算可能な量である.

(6.2.10) に対して(6.2.11)の置換を行うと, $\omega \approx \omega_p$ において,

$$Z(\rho, \rho_0) = \sum_p \frac{n_p(\rho) n_p(\rho_0)}{G_p + j\omega C + \frac{1}{j\omega L_p}} \quad (6.2.18)$$

を得る. ここで, $G_p = \omega_p C/Q_p$ はモード p を表現する等価並列共振回路におけるコンダクタンスに対応する量である. (6.2.18) は, 放射等による損失分を含んだマイクロストリップアンテナの等価回路表現を与える式である.

以降では, 固有周波数が動作周波数近傍にある二つのモードに関して議論するので, 二つのモード a, b に関する並列共振回路を用いてマイクロストリップアンテナを回路表示しておく. 入力インピーダンスは, (6.2.18) において $\rho = \rho_0$ とおくことにより,

$$Z_{in} = \frac{n_a^2(\rho_0)}{y_a} + \frac{n_b^2(\rho_0)}{y_b} \quad (6.2.19)$$

と記述することができる. ここで, y_a, y_b はそれぞれモード a, b に関する共振回路のアドミッタンスであって, 次で与えられる.

$$y_a = G_a + j\omega C + \frac{1}{j\omega L_a} = C \left[\frac{\omega_a}{Q_a} + j \left(\omega - \frac{\omega_a^2}{\omega} \right) \right] \quad (6.2.20)$$

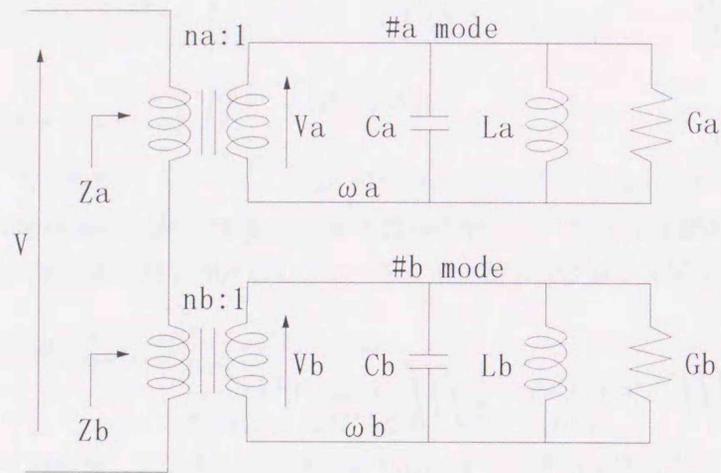


図 6.2: 主モードにおけるマイクロストリップアンテナの等価回路

$$y_b = G_b + j\omega C + \frac{1}{j\omega L_b} = C \left[\frac{\omega_b}{Q_b} + j \left(\omega - \frac{\omega_b^2}{\omega} \right) \right] \quad (6.2.21)$$

したがって、動作周波数近傍におけるマイクロストリップアンテナの等価回路は図 6.2 で与えられる。

電圧 V でマイクロストリップアンテナが励振されているとき、給電部分における電流は $I = V/Z_{in}$ となり、各並列共振回路に誘起される電圧 v_a, v_b は次式で与えられる。

$$v_a = \frac{n_a I}{y_a} \quad (6.2.22)$$

$$v_b = \frac{n_b I}{y_b} \quad (6.2.23)$$

したがって、動作周波数におけるマイクロストリップアンテナの遠方電界 E_θ, E_ϕ は、

$$E_\theta = \left(\frac{n_a}{y_a} e_{\theta,a} + \frac{n_b}{y_b} e_{\theta,b} \right) I \quad (6.2.24)$$

$$E_\phi = \left(\frac{n_a}{y_a} e_{\phi,a} + \frac{n_b}{y_b} e_{\phi,b} \right) I \quad (6.2.25)$$

と記述できる。これより、指向性および偏波特性を計算することができる [7]。

最後に、図 6.2 の等価回路を利用して円偏波発生条件を導出しておく。回路中のコンダクタンス G_a, G_b には、放射損の他に、誘電損、導電損が含まれているが、一般にマイクロストリップアンテナの放射効率は 90% 以上であり、放射損が他の損失よりも優勢である。したがって、モード a, b により生じる放射界と、 G_a, G_b によって生じるモード電圧 v_a, v_b が対応すると考えてよい。

円偏波は、振幅が同一で、時間的に位相が $\pi/2$ 異なる直交した二つの直線偏波の重ね合わせにより実現される。そこで、 φ_a, φ_b の直交性より、モード a, b を直交した二つの直線偏波とみなし、モード電圧 v_a, v_b の間に次の条件を課す。

$$\frac{v_a}{v_b} = \pm j \quad (6.2.26)$$

(6.2.26) に (6.2.22), (6.2.23) を代入し、整理すると、円偏波発生条件

$$(\omega_b^2 - \omega_a^2)^2 = \left(\frac{n_b \omega_a}{n_a Q_a} + \frac{n_a \omega_b}{n_b Q_b} \right) \left(\frac{n_b \omega_a^3}{n_a Q_a} + \frac{n_a \omega_b^3}{n_b Q_b} \right) \quad (6.2.27)$$

を得る。この条件は、各モードの共振周波数、無負荷 Q の他に、モード結合係数、すなわち、給電点の位置 ρ_o の関数となっている。また、この条件の下で円偏波が発生する周波数は、

$$f_{cp} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{n_b \omega_a}{n_a Q_a} + \frac{n_a \omega_b}{n_b Q_b} \right) / \left(\frac{n_b \omega_a^3}{n_a Q_a} + \frac{n_a \omega_b^3}{n_b Q_b} \right)} \quad (6.2.28)$$

と与えられる。

6.3 パッチ形状の摂動に対する固有値・固有関数の変化

前節で述べた固有関数に基づくキャビティモデルは、ヘルムホルツ方程式 (6.2.3) が解析的に解けるパッチ形状に対してのみ実用的である。すなわち、パッチの形状が長方形、円、リング等の場合に有効であるといえる。

一方、一点給電型の円偏波マイクロストリップアンテナにおいて、次の性質はパッチの形状に対する摂動として扱うことにより考慮できる。

- (1) 給電ピンによるインダクタンス効果。給電ピンは細長い円筒状の完全導体と考えることができる。
- (2) 給電ピンによるインダクタンスを相殺するために、パッチの周囲に設ける金属片もしくは切り欠けによる効果。上面および下面が電気壁、側面が磁気壁であるような筒状の領域と考えることができる。
- (3) 二重に縮退している固有モードを分離し、円偏波を発生させるために、パッチの周囲に設ける金属片もしくは切り欠けの効果。同じ目的で、パッチの内部にスロットを設けた場合のスロットの効果。これらは、上面および下面が電気壁、側面が磁気壁であるような筒状の領域と考えることができる。

したがって、解析可能なパッチ形状に摂動を与えた場合の固有値・固有関数に関して検討しておく必要がある。

そこで、本節では、マイクロストリップアンテナが理想的なキャビティである仮定としたときの固有値に関する変分表現を示し、二重に縮退したモードに関して、パッチの形状に摂動を与えた場合の固有値ならびに固有関数の導出方法について述べる。

理想的なキャビティにおいては、パッチおよび接地板が電気壁であり、パッチの周囲の接地板との間が磁気壁であるから、固有値 k_p の変分表現は次で与えられる [82].

$$k_p^2 = \frac{\iint_S |\nabla_t \varphi(\rho)|^2 ds}{\iint_S |\varphi(\rho)|^2 ds} \quad (6.3.1)$$

前節で述べたように、理想的なキャビティの内部電磁界は z に関して変化しないので、(6.3.1) は次式と等価である。

$$k_p^2 = \frac{\iiint_V |\nabla \varphi(\rho)|^2 dv}{\iiint_V |\varphi(\rho)|^2 dv} \quad (6.3.2)$$

この変分表現が妥当であることは、 k_p^2 に関する変分 $\delta[k_p^2]$ が 0 であるとき、(6.3.2) からヘルムホルツ方程式(6.2.3)を導くことにより了解できる。(6.3.2)の分母を払い、変分をとると、

$$\delta[k_p^2] \iiint_V |\varphi_p(\rho)|^2 dv + k_p^2 \delta \left[\iiint_V |\varphi_p(\rho)|^2 dv \right] = \delta \left[\iiint_V |\nabla \varphi(\rho)|^2 dv \right]$$

$\delta[k_p^2] = 0$ を代入し、積分に関して変分を実行すると、

$$k_p^2 \iiint_V \varphi(\rho) \delta[\varphi(\rho)] dv = \iiint_V \nabla \varphi(\rho) \cdot \delta[\nabla \varphi(\rho)] dv$$

$\delta[\nabla f] = \nabla(\delta[f])$ の関係、および、グリーンの第一定理を用いて、

$$\iiint_V \delta[\varphi_p(\rho)] \{ (\nabla^2 + k_p^2) \varphi_p(\rho) \} dv = - \iint_{S_0} \delta[\varphi_p(\rho)] \frac{\partial \varphi_p(\rho)}{\partial n} ds = 0 \quad (6.3.3)$$

が得られる。ただし、 S_0 はキャビティ領域 V の境界面とする。この場合、境界面 S_0 は、電気壁 ($\varphi_p = 0$) もしくは磁気壁 ($\partial \varphi_p / \partial n = 0$) であるから、上式において面積分は 0 となる。 $\nabla = \nabla_t$ であるから、領域 V 内において、任意の変分 $\delta[\varphi_p(\rho)]$ に対して (6.3.3) が成立するためには (6.2.3) を満足しなければならない。以上により、(6.3.1) が k_p^2 に関する変分表現であることが示された。

次に、二重に縮退していたモードに関して、パッチの形状に摂動を与えた場合の固有値・固有関数について考察する。パッチの形状に摂動を与える前の固有値 k_a に属する固有関数を $\varphi_a(\rho)$, $\varphi_b(\rho)$ とする。ここで、 $\varphi_a(\rho)$, $\varphi_b(\rho)$ は前節で述べた性質 (6.2.4), (6.2.5) を満足するものとする。一方、パッチ形状 S に対して ΔS の摂動を加えたときの固有値を $k_{a'}$,

$k_{b'}$ とし、それぞれに属する固有関数を $\varphi_{a'}(\rho)$, $\varphi_{b'}(\rho)$ とする。新固有関数 $\varphi_{a'}(\rho)$, $\varphi_{b'}(\rho)$ を旧固有関数 $\varphi_a(\rho)$, $\varphi_b(\rho)$ の一次結合で展開する。すなわち、 $i = a', b'$ として、

$$\varphi_i(\rho) = c_i \varphi_a(\rho) + d_i \varphi_b(\rho) \quad (6.3.4)$$

とおく。摂動の有無にかかわらず、変分表現 (6.3.1) は成立するので、(6.3.4) を (6.3.1) に代入して、

$$k_i^2 = \frac{\iint_{S+\Delta S} |c_i \nabla_t \varphi_a(\rho) + d_i \nabla_t \varphi_b(\rho)|^2 ds}{\iint_{S+\Delta S} |c_i \varphi_a(\rho) + d_i \varphi_b(\rho)|^2 ds}$$

上式が変分表現となるための条件、すなわち、 k_i^2 が極値となる c_i , d_i の条件は、

$$\frac{\partial k_i^2}{\partial c_i} = \frac{\partial k_i^2}{\partial d_i} = 0$$

である。これより新固有値 k_i^2 に関して、次の二次方程式を得る。

$$\det \begin{bmatrix} k_a^2 + q_{aa} - k_i^2(1 + p_{aa}) & q_{ab} - k_i^2 p_{ab} \\ q_{ab} - k_i^2 p_{ab} & k_b^2 + q_{bb} - k_i^2(1 + p_{bb}) \end{bmatrix} = 0 \quad (6.3.5)$$

ここで、

$$p_{ij} = \iint_{\Delta S} \varphi_i(\rho) \varphi_j(\rho) ds \quad (6.3.6)$$

$$q_{ij} = \iint_{\Delta S} \nabla_t \varphi_i(\rho) \cdot \nabla_t \varphi_j(\rho) ds \quad (6.3.7)$$

とする。二次方程式 (6.3.5) を解き、新固有値 k_i^2 を決定すると、式 (6.3.4) における係数 c_i , d_i は次式より求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} c_i &= r_i d_i \\ d_i &= \frac{1}{\sqrt{(1 + p_{aa})r_i^2 + 2p_{ab}r_i + (1 + p_{bb})}} \\ r_i &= -\frac{q_{ab} - k_i^2 p_{ab}}{k_a^2 + q_{aa} - k_i^2(1 + p_{aa})} \end{aligned} \right\} \quad (6.3.8)$$

なお、上式において d_i の分母が 0 の場合、次式より係数 c_i , d_i を決定することができる。

$$\left. \begin{aligned} c_i &= \frac{1}{\sqrt{(1 + p_{aa}) + 2p_{ab}r_i' + (1 + p_{bb})r_i'^2}} \\ d_i &= r_i' c_i \\ r_i' &= -\frac{q_{ab} - k_i^2 p_{ab}}{k_b^2 + q_{bb} - k_i^2(1 + p_{bb})} \end{aligned} \right\} \quad (6.3.9)$$

以上により、摂動後の固有値 $k_{a'}$, $k_{b'}$ および固有関数 $\varphi_{a'}(\rho)$, $\varphi_{b'}(\rho)$ を求めることができる [83].

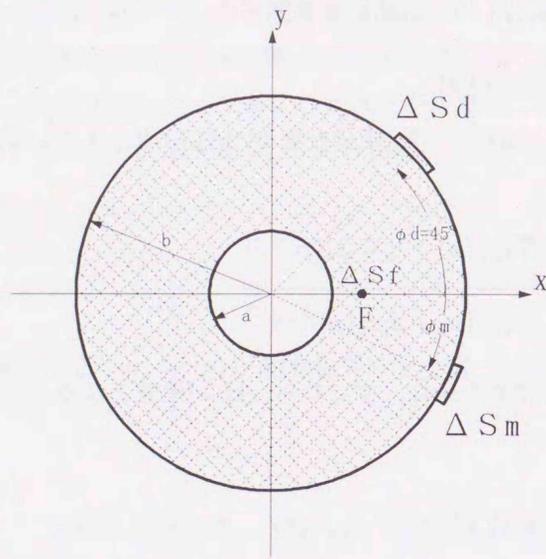


図 6.3: 円環マイクロストリップアンテナ

6.4 円偏波円環マイクロストリップアンテナにおけるインダクタンス相殺

本節では、給電ピンの摂動効果を考慮に入れ、整合の取れた状態で動作する円偏波マイクロストリップアンテナの設計方法について論じ、その動作原理を明らかにする。本節では、設計の自由度が大きく、広帯域特性が得やすい等の観点から、パッチの形状を円環に限定して議論することにする。なお、円環マイクロストリップアンテナには、円環の内側を短絡する内部短絡型 [84] と、単に開放したままのリング型 [85] に大別されるが、本章では専らリング型について扱う。

6.4.1 円環マイクロストリップアンテナの固有値・固有関数

図 6.3 に円環マイクロストリップアンテナの平面図を示す。主モードである TM_{11} モードは二重に縮退しており、その固有関数は次で与えられる [75, 86]。

$$\varphi_a = f(\rho) \cos \phi \quad (6.4.1)$$

$$\varphi_b = f(\rho) \sin \phi \quad (6.4.2)$$

ただし、 $f(\rho)$ は ρ のみの関数であって、次で与えられる。

$$f(\rho) = A[J_1(k_{11}\rho)Y_1'(k_{11}a) - Y_1(k_{11}\rho)J_1'(k_{11}a)] \quad (6.4.3)$$

ここで、 $J_1(x)$, $Y_1(x)$ はそれぞれ 1 次の第一種、第二種ベッセル関数とする。また、固有値 k_{11} は次式を満たす最も小さな正根で与えられる。

$$\left. \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=b} = Ak_{11}[J_1'(k_{11}b)Y_1'(k_{11}a) - Y_1'(k_{11}b)J_1'(k_{11}a)] = 0 \quad (6.4.4)$$

物理的には、上式は $\rho = b$ が磁気壁であることに対応している。また、(6.4.3) における係数 A は、規格化条件(6.2.4) より、

$$A^2 = \frac{1}{\pi} \left[\frac{2}{\pi^2 k_{11}^2} \left\{ \left(1 - \frac{1}{k_{11}^2 b^2}\right) \frac{J_1^2(k_{11}a)}{J_1^2(k_{11}b)} - \left(1 - \frac{1}{k_{11}^2 a^2}\right) \right\} \right]^{-1} \quad (6.4.5)$$

を満足するものとする。

各固有関数による遠方界は、球座標系 (r, θ, ϕ) において、

$$e_{\theta,a} = 2jA_{11} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{hk_0}{\pi k_{11}} \left[\frac{J_1'(k_0 a \sin \theta)}{J_1'(k_{11} b)} - \frac{J_1'(k_0 b \sin \theta)}{J_1'(k_{11} a)} \right] \cos \phi \quad (6.4.6)$$

$$e_{\phi,a} = -2jA_{11} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{h}{\pi k_{11}} \left[\frac{J_1(k_0 a \sin \theta)}{a} - \frac{J_1(k_0 b \sin \theta)}{b} \frac{J_1'(k_{11} a)}{J_1'(k_{11} b)} \right] \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \sin \phi \quad (6.4.7)$$

$$e_{\theta,b} = 2jA_{11} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{hk_0}{\pi k_{11}} \left[\frac{J_1'(k_0 a \sin \theta)}{J_1'(k_{11} b)} - \frac{J_1'(k_0 b \sin \theta)}{J_1'(k_{11} a)} \right] \sin \phi \quad (6.4.8)$$

$$e_{\phi,b} = 2jA_{11} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{h}{\pi k_{11}} \left[\frac{J_1(k_0 a \sin \theta)}{a} - \frac{J_1(k_0 b \sin \theta)}{b} \frac{J_1'(k_{11} a)}{J_1'(k_{11} b)} \right] \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \cos \phi \quad (6.4.9)$$

と与えられる。ただし、 k_0 は自由空間波長とする。よって、放射電力 $P_{r,a}$, $P_{r,b}$ は(6.2.17) より、

$$P_{r,a} = P_{r,b} = \frac{2h^2 k_0^2 |A_{11}|^2}{\pi \eta_0 k_{11}^2} I \quad (6.4.10)$$

となる。ここで、

$$I = \int_0^{\pi/2} \left\{ \left[\frac{J_1'(k_0 a \sin \theta)}{J_1'(k_{11} b)} - \frac{J_1'(k_0 b \sin \theta)}{J_1'(k_{11} a)} \right]^2 \sin \theta + \left[\frac{J_1(k_0 a \sin \theta)}{a} - \frac{J_1(k_0 b \sin \theta)}{b} \frac{J_1'(k_{11} a)}{J_1'(k_{11} b)} \right]^2 \frac{\cos^2 \theta}{k_0^2 \sin \theta} \right\} d\theta \quad (6.4.11)$$

とする。これより、各モードの放射損に関する Q が求められ、(6.2.12)–(6.2.15) から各モード全体の Q , すなわち $Q_0 (= Q_a = Q_b)$ が得られる。

図 6.3 に示すように給電点 $F(\rho_f, \phi_f)$ が $(\rho_f, 0)$ であるとき、金属片がない場合、(6.4.2) より $\varphi_b(\rho_f) \equiv 0$ となり、 φ_a モードのみ励振される。

6.4.2 摂動後の円環マイクロストリップアンテナの固有値・固有関数

いま、円環パッチに給電ピンが $(\rho_F, 0)$ にパッチ上で ΔS_F の面積だけ存在し、摂動スタブが $(b, \pi/4)$ [$\phi_D = \pi/4$] に ΔS_D 、 (b, ϕ_M) に ΔS_M の面積だけ付加されている場合を考える。ただし、各摂動面積はパッチ面積に比べて十分に小さい、すなわち、 $|\Delta S_F|$ 、 $|\Delta S_D|$ 、 $|\Delta S_M| \ll S$ と仮定する。このとき、(6.3.6)、(6.3.6) より、 $p_{aa} \sim q_{bb}$ を計算すると、

$$p_{aa} = (\Delta S_D/2 + \Delta S_M \cos^2 \phi_M)[f(b)]^2 - \Delta S_F [f(\rho_F)]^2 \quad (6.4.12)$$

$$p_{bb} = (\Delta S_D/2 + \Delta S_M \sin^2 \phi_M)[f(b)]^2 \quad (6.4.13)$$

$$p_{ab} = (\Delta S_D/2 + \Delta S_M \sin \phi_M \cos \phi_M)[f(b)]^2 \quad (6.4.14)$$

$$q_{aa} = (\Delta S_D/2 + \Delta S_M \sin^2 \phi_M)[f(b)/b]^2 - \Delta S_F [f'(\rho_F)]^2 \quad (6.4.15)$$

$$q_{bb} = (\Delta S_D/2 + \Delta S_M \cos^2 \phi_M)[f(b)/b]^2 - \Delta S_F [f(\rho_F)/\rho_F]^2 \quad (6.4.16)$$

$$q_{ab} = -(\Delta S_D/2 + \Delta S_M \sin \phi_M \cos \phi_M)[f(b)/b]^2 \quad (6.4.17)$$

となる。これらを(6.3.5)に代入して、新固有値 k'_a 、 k'_b を求めることで、摂動後の円環パッチ上に生じる電磁界分布が求められる。また、摂動後の円環パッチの等価回路は図 6.2 において、固有値・固有関数を置き換えるだけでよい。以降では、'をつけることで摂動後の量であることを区別する。

6.4.3 円偏波発生条件とインダクタンス相殺スタブの関係

従来の円偏波発生条件は $|n'_a/n'_b| \approx 1$ という関係を予め利用して導出されている [12]。しかしながら、整合スタブ ΔS_M および 給電ピン ΔS_F の影響も併せて解析を行う場合、二つの巻き比の大きさが同じであるという前提が崩れる。したがって、 $v'_a/v'_b = \pm j$ より厳密に算出された円偏波発生条件(6.2.27)が必要となる。

給電ピンの面積 ΔS_F および位置 $F(\rho_F, 0)$ は予め与えられるので、この場合、 ΔS_D 、 ΔS_M 、 ϕ_M が設計パラメータとなる。給電ピンの存在によって $\phi = 0$ 方向の電界が遮られるので、この方向では磁氣的蓄積エネルギーが増加する。したがって、 $\phi_M = 0$ の位置に整合スタブ $\Delta S_M (> 0)$ に配置して電氣的蓄積エネルギーを増加させることで、給電点 $F(\rho_F, 0)$ における過剰インダクタンスを相殺でき、リアクタンスが 0 の状態での円偏波発生が可能となる。整合状態で円偏波動作するためには入力抵抗が給電線路の特性抵抗 (50Ω) と一致している必要があるが、これは給電点の位置 ρ_F を適当に選ぶことによって実現可能である。以上より、最終的に円偏波発生条件(6.2.27)より決定すべき量は ΔS_D および ΔS_M となる。これらはミュラー法等を用いて数値的に決定可能である。

6.4.4 摂動効果の解析

本項では、給電ピンならびに二つの金属片を円環パッチ外周に取り付けたときの固有値・固有関数を解析的に厳密に導出し、整合点での円偏波放射に関して電磁界モードの重ね合わせにより議論する。解析モデルは、図 6.3 において $a=7.0\text{mm}$ 、 $b=4.3a$ で、基板は誘電定数 $\epsilon_r = 2.6$ 、誘電正接 $\tan \delta = 1.8 \times 10^{-3}$ で厚さ $h=1.56\text{mm}$ とし、導体部分の導電率が $1.0 \times 10^7 \text{ S/m}$ とし、 $F(\rho_F, 0) = (1.25a, 0)$ において背面よりプローブ給電を行うものとする。

給電ピンだけの効果

(6.4.12)–(6.4.17) において $\Delta S_D = \Delta S_M = 0$ とおき、給電ピンだけの効果について検討する。実際に(6.3.5)を解き、固有値・固有関数を求めると、

$$k_a'^2 = \frac{k^2 - \Delta S_F [f'(\rho_F)]^2}{1 - \Delta S_F [f(\rho_F)]^2} \quad (6.4.18)$$

$$\varphi_a' = f(\rho) \cos \phi \quad (6.4.19)$$

および

$$k_b'^2 = k^2 - \Delta S_F [f(\rho_F)/\rho_F]^2 \quad (6.4.20)$$

$$\varphi_b' = \frac{f(\rho) \sin \phi}{\sqrt{1 - \Delta S_F [f(\rho_F)]^2}} \quad (6.4.21)$$

となる。給電点の方向は $\phi = 0$ であるから、 $n'_b = 0$ となり、上記の二つのモードのうち φ_a' のみが励振されることになる。 $\rho_F \approx a$ の場合、摂動前の固有値 k_{11} よりも摂動後の固有値 k_a' が大きくなるため、給電ピンの存在はパッチの共振周波数を高くする方向に寄与することがわかる。したがって、摂動前、すなわち、 ΔS_F がない場合の共振周波数において、この円環アンテナはインダクティブな傾向を示す。このように、プローブのインダクタンスは給電ピンの摂動効果で説明できる [87]。

二つの金属片による摂動後の固有モード

以降の議論では特に断らない限り、給電ピンの効果を見捨てる ($\Delta S_F = 0$)。摂動後の固有値 k'^2 は(6.3.5)の二次方程式に(6.4.12)–(6.4.17)を代入して解くことにより、

$$k_a'^2 = \frac{k^2 + [f(b)/b]^2(\alpha + \beta)/2}{1 + [f(b)]^2(\alpha - \beta)/2} \quad (6.4.22)$$

$$k_b'^2 = \frac{k^2 + [f(b)/b]^2(\alpha - \beta)/2}{1 + [f(b)]^2(\alpha + \beta)/2} \quad (6.4.23)$$

と与えられる。ここで、

$$\alpha = \Delta S_D + \Delta S_M \quad (6.4.24)$$

$$\beta = \sqrt{(\Delta S_D)^2 + (\Delta S_M)^2 + 2\Delta S_D \Delta S_M \sin 2\phi_M} \quad (6.4.25)$$

とする。 $\beta \neq 0$ のとき、 $k_a'^2 > k_b'^2$ となり、摂動により縮退が分離される。固有関数は

$$\varphi_a' = f(\rho) \frac{-\gamma \cos \phi + (\beta + \Delta S_M \cos 2\phi_M) \sin \phi}{\sqrt{2\beta\{1 + [f(b)]^2(\alpha - \beta)/2\}(\beta + \Delta S_M \cos 2\phi_M)}} \quad (6.4.26)$$

$$\varphi_b' = f(\rho) \frac{\gamma \cos \phi + (\beta - \Delta S_M \cos 2\phi_M) \sin \phi}{\sqrt{2\beta\{1 + [f(b)]^2(\alpha + \beta)/2\}(\beta - \Delta S_M \cos 2\phi_M)}} \quad (6.4.27)$$

と与えられる。ここで、

$$\gamma = \Delta S_D + \Delta S_M \sin 2\phi_M \quad (6.4.28)$$

とする。さらに、給電点 F が $(\rho_F, 0)$ であるときの各モードに関する巻き比は、

$$|n_a'|^2 = \frac{S|f(\rho_F)|^2\gamma^2}{2\beta\{1 + [f(b)]^2(\alpha - \beta)/2\}(\beta + \Delta \cos 2\phi_M)} \quad (6.4.29)$$

$$|n_b'|^2 = \frac{S|f(\rho_F)|^2\gamma^2}{2\beta\{1 + [f(b)]^2(\alpha + \beta)/2\}(\beta - \Delta \cos 2\phi_M)} \quad (6.4.30)$$

と与えられる。この巻き比は給電電圧の各モードの励振電圧への結合の割合を表しており、金属片の大きさや位置によって変化する。

円偏波発生用金属片による摂動

$\Delta S_D (> 0)$ のみがパッチの縁に付いている場合の固有値および固有関数は、(6.4.22)–(6.4.25)において $\Delta S_M = 0$ とおくことより、

$$k_a'^2 = k^2 + [f(b)/b]^2 \Delta S_D / 2 \quad (6.4.31)$$

$$\varphi_a' = f(\rho) \sin(\phi - \pi/4) \quad (6.4.32)$$

および

$$k_b'^2 = \frac{k^2}{1 + [f(b)]^2 \Delta S_D / 2} \quad (6.4.33)$$

$$\varphi_b' = \frac{f(\rho) \cos(\phi - \pi/4)}{\sqrt{1 + [f(b)]^2 \Delta S_D}} \quad (6.4.34)$$

となる。 φ_a' モードでは、固有値が摂動前よりもやや大きな値をとり、固有関数は $\phi = 3\pi/4$ の方向で最大となる、つまり、金属片 ΔS_D に対して直交する方向で電界が最大となっている。一方、 φ_b' モードでは、固有値が摂動前よりも小さくなり、固有関数が $\phi = \pi/4$ で最

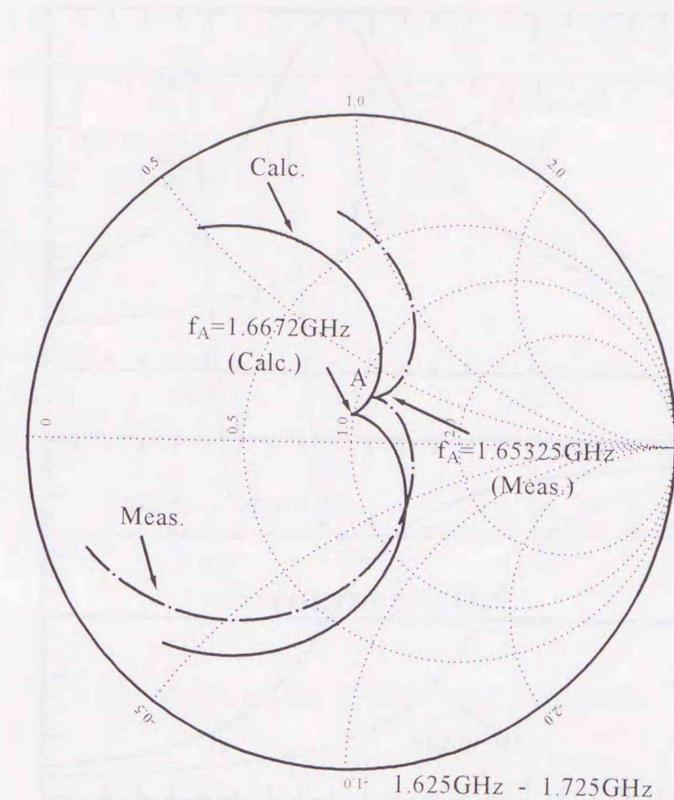
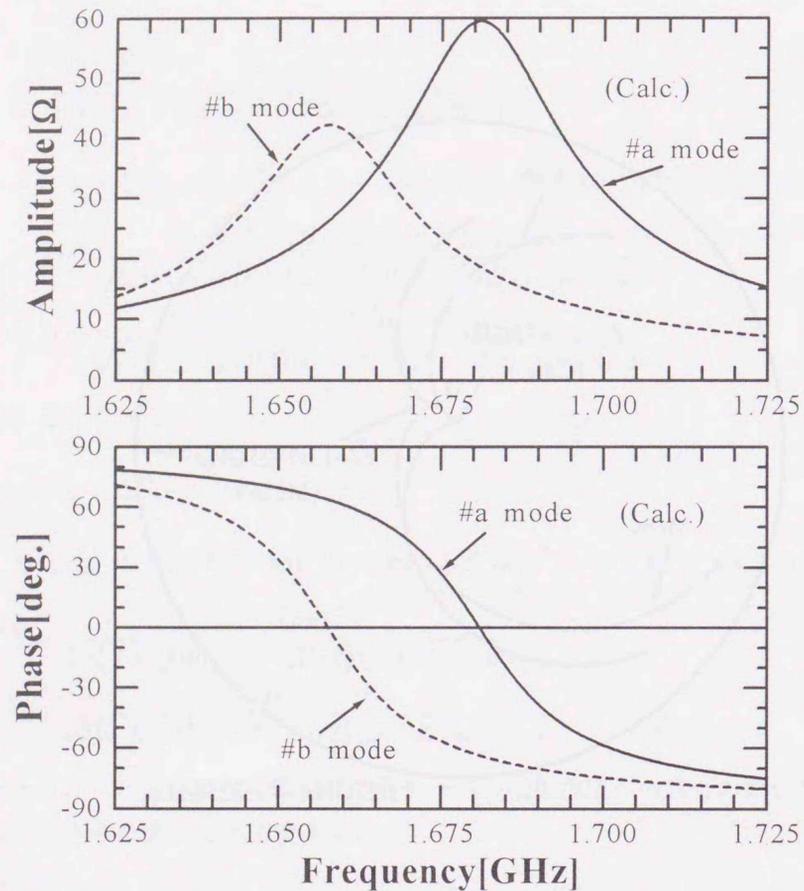


図 6.4: $\Delta S_D, \Delta S_F$ を考慮したときのインピーダンス特性 (1.625–1.725GHz)
($\Delta S_D/S = 0.007952, \Delta S_F/S = 0.001$)

大となる、つまり、 ΔS_D のある方向で最大となっている。このモードの固有値、すなわち、共振周波数が小さくなるのは摂動した分だけ共振長が増えたためである。また、これらのモードの結合比は $|n_a|^2 : |n_b|^2 \approx 1:1$ であって、これらのモードがほぼ等量に励振される。

いま、プローブの短絡ピンの面積が $\Delta S_F/S = 0.001$ であるとして、円偏波発生条件より ΔS_D の面積を求めると、 $\Delta S_D/S = 0.007952$ となる。このときの入力インピーダンスを計算すると図 6.4 のようになり、 $f_A = 1.6672\text{GHz}$ で複共振が生じ、円偏波を放射することがわかる [79]。この複共振は、 φ_a' モードと φ_b' モードの巻き比を考慮したインピーダンス Z_a, Z_b を重ね合わせることで説明でき、周波数 f_A において等振幅で位相差が $\pi/2$ となるように励振される時、軸比が 0dB となる [79]。この様子を図 6.5, 図 6.6 に示す。このとき、周波数 f_A において軸比が 0dB である。また、 $|Z_a| \approx |Z_b|$ かつ $\angle Z_a = 50.0^\circ, \angle Z_b = -39.8^\circ$ であって、アンテナ全体でのインピーダンスの位相は $\angle Z = \arg(e^{j\angle Z_a} + e^{j\angle Z_b}) = 5.1^\circ$ とな

図 6.5: $\Delta S_D, \Delta S_F$ を考慮したときの各モードのインピーダンス

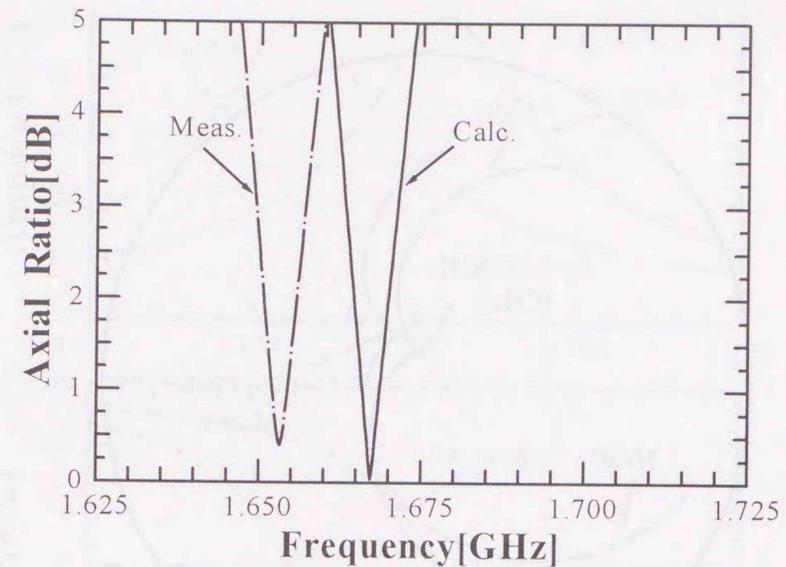
り、誘導的な傾向を示す。なお、このアンテナのインピーダンスおよび軸比に関する測定値を図 6.4, 図 6.6 に併せて示しておく。

インダクタンス相殺用スタブを付加したときの摂動

$\Delta S_M (> 0)$ を $\phi = \phi_M$ に付けた場合について考える。まず、 ΔS_M のみを付加したときの動作を明らかにするために、 $\Delta S_D = \Delta S_F = 0$ を仮定する。このときの固有値・固有関数は、

$$k_a'^2 = k^2 + [f(b)/b]^2 \Delta S_M / 2 \quad (6.4.35)$$

$$\varphi_a'' = f(\rho) \sin(\phi - \phi_M) \quad (6.4.36)$$

図 6.6: $\Delta S_D, \Delta S_F$ を考慮したときの軸比特性

および

$$k_b'^2 = \frac{k^2}{1 + [f(b)]^2 \Delta S_M / 2} \quad (6.4.37)$$

$$\varphi_b'' = \frac{f(\rho) \cos(\phi - \phi_M)}{\sqrt{1 + [f(b)]^2 \Delta S_M}} \quad (6.4.38)$$

となる。この場合、 ΔS_M の位置 ϕ_M によらず、固有値 $k_a'^2, k_b'^2$ は一定となる。また、 φ_a'' は $\phi = \phi_M + \pi/2$ の方向で電界が最大となるモードで、その共振周波数は摂動前より大きくなる。一方、 φ_b'' は $\phi = \phi_M$ で電界最大となるモードで、共振周波数は摂動前より小さくなる。

$\phi_M = 0$ のとき、 $\phi = \pi/2$ の方向に φ_b'' モード (共振周波数が低い方) と $\phi = 0$ の方向に φ_a'' モード (共振周波数が高い方) が存在し得るが、 $\phi = 0$ に給電点があるため、 φ_b'' モードのみが励振される。これより ΔS_D と ΔS_M で摂動したとき、このモードは ΔS_D のみで生じるモードのうち共振周波数の低い φ_b'' とのみ結合する。したがって、 ΔS_D の寄与が ΔS_M のそれに比べて十分大きい場合、アンテナ全体では $\phi = \pi/4$ 方向のモードが $\phi = 3\pi/4$ 方向のモードよりも多く励振されることが予想される。

次に、給電ピンを考慮して計算した入力インピーダンスを図 6.7 に、各モードの巻き比を含めたインピーダンスの振幅と位相、ならびに、軸比特性を図 6.8, 図 6.9 に示す。ここで、給電ピンの面積を $\Delta S_F / S = 0.001$ として、円偏波発生条件(6.2.27)より $\Delta S_D / S = 0.007968$,

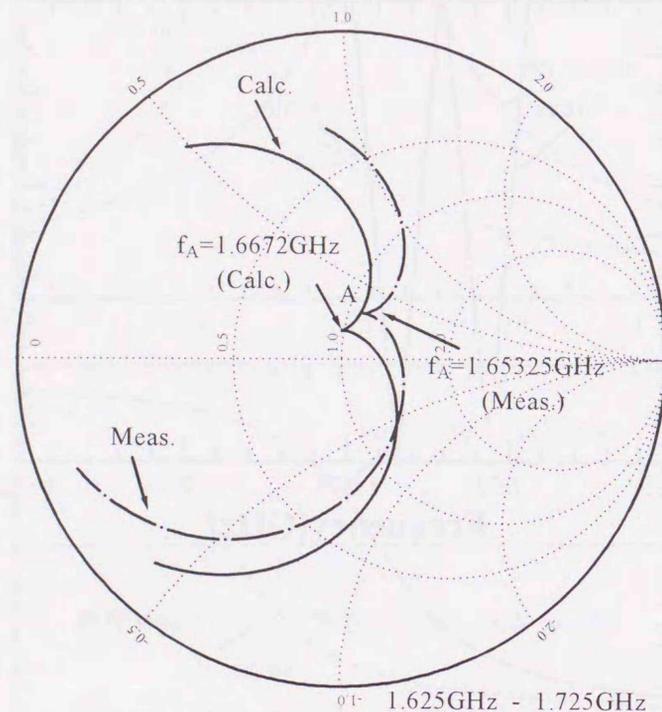


図 6.7: ΔS_D , ΔS_M , ΔS_F を考慮したときのインピーダンス特性 (1.625-1.725GHz)
 $(\Delta S_D/S = 0.007952, \Delta S_M/S = 0.001371, \Delta S_F/S = 0.001)$

$\Delta S_M/S = 0.001371$ とした。これらの図より、 ΔS_M により ΔS_F のインダクタンス効果が相殺され、両モードがほぼ等振幅励振されることがわかる。この結果、両モードの振幅が同一となる複共振状態が $f_B = 1.6682\text{GHz}$ で生じ、その点で両モードの合成位相が 0 となり、インピーダンスは実数となる。すなわち、リアクティブエネルギーが 0 となる。このように、給電ピン ΔS_F の誘導的な効果が相殺するように ΔS_D , ΔS_M を条件(6.2.27)により決定することで、整合点での円偏波の発生が実現できる(図 6.7)。この場合、周波数 f_B において、 $|Z_a| \approx |Z_b|$ かつ $\angle Z_a = 45.2^\circ$, $\angle Z_b = -44.8^\circ$ であって、入力インピーダンスの位相は $\angle Z = \arg(e^{j\angle Z_a} + e^{j\angle Z_b}) \approx 0^\circ$ となり、リアクタンスが 0 となっている。図 6.7, 図 6.9 には測定値も併せて示してある。測定値は計算値よりも周波数が低めではあるが、整合スタブの追加により、ほぼ整合状態で円偏波発生可能であることが実験的に確認できる。

以上を $\phi_M \neq 0$ の場合に拡張する。 ΔS_M を付加したことにより新たに生じる電界は、 ϕ'_a

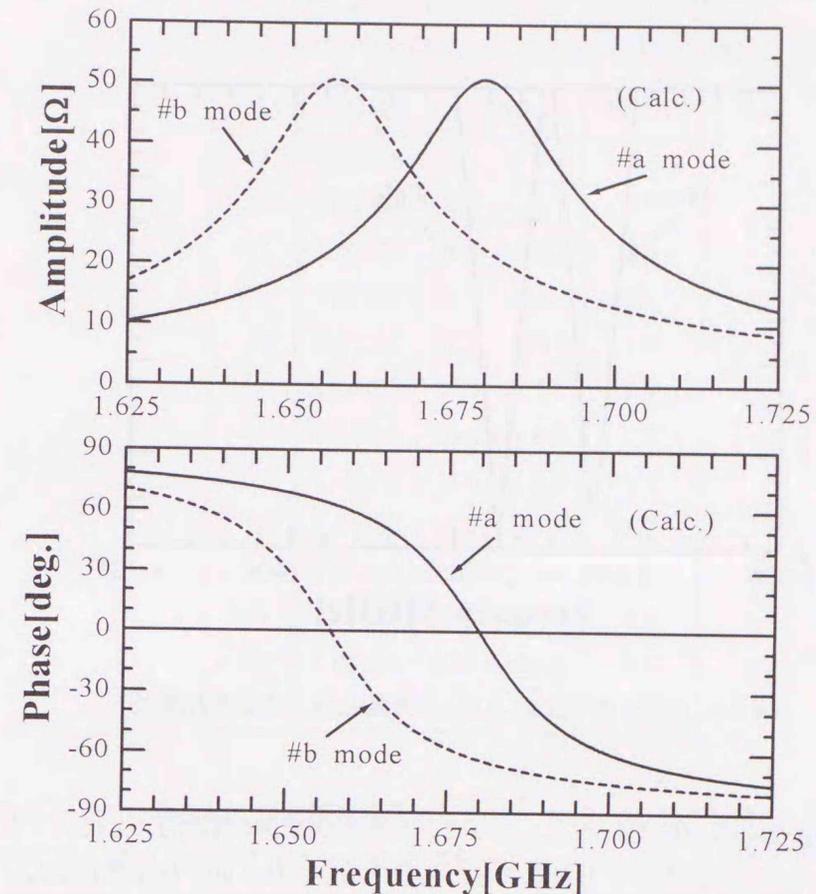


図 6.8: ΔS_D , ΔS_M , ΔS_F を考慮したときの各モードのインピーダンス

が最大となる $\phi = 3\pi/4$ の方向と ϕ'_b が最大となる $\phi = \pi/4$ の方向の成分に分解できる。このとき、各方向成分は電界のその方向への正射影で与えられ、共振周波数の高い ϕ'_a モードに対して $\sin^2 \phi_M$, 低い ϕ'_b モードに対して $\cos^2 \phi_M$ という割合でエネルギー的に結合すると考えられる。このことは ϕ_M の位置によりモード結合の割合を制御できることを意味している。具体的には、これらの二つのモードが等振幅で励振されるときに合成位相を正・負と変化させることで、系全体のインピーダンスを誘導的あるいは容量的にすることができることを示唆している。今の場合、 $\Delta S_M > 0$ の付加により、インピーダンス ($\Delta S_F = 0$ を仮定) に対して、 $-\pi/4 < \phi_M < \pi/4$ で容量的、 $\pi/4 < \phi_M < 3\pi/4$ で誘導的な効果を示す。例えば $\phi_M = \pi/2$ の場合、 $\phi_M = 0$ のときと反対に、共振周波数の高いモードが ϕ'_a モードと ΔS_M の寄与により生じ、低いモード (ϕ'_b モード) よりも多く励振されるため、 ΔS_M は誘導的な作用をする。 $\Delta S_D/S = 0.0080$, $\Delta S_M/S = 0.0034$, $\Delta S_F = 0$ と固定して ϕ_M を変化させたときの正面方向での軸比が最小となる周波数でのインピーダンスの計算結果を

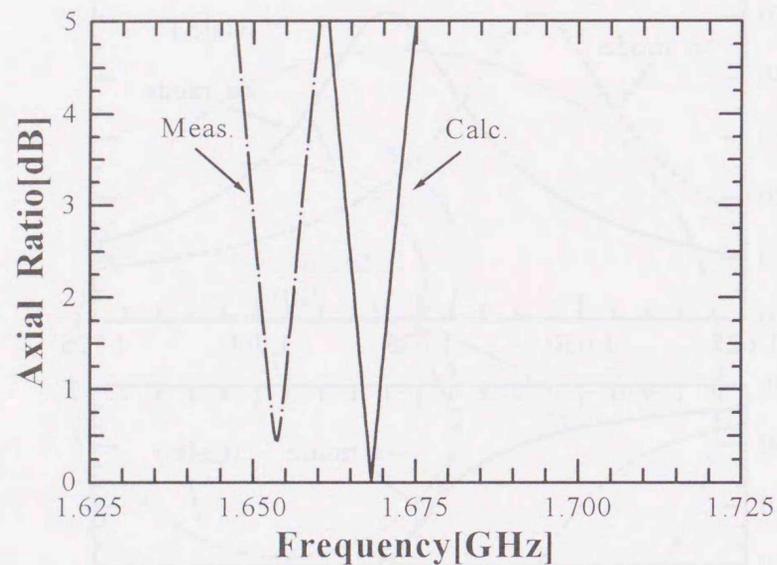


図 6.9: $\Delta S_D, \Delta S_M/S, \Delta S_F$ を考慮したときの軸比特性

表 6.1 に示す。

$\Delta S_D \gg \Delta S_M$ という近似を行うと、このモード結合の様子は解析的にも説明できる。このとき、 $\Delta S_F = 0$ とし、 $\beta \approx \gamma$ となることに注意すると、(6.4.29), (6.4.30) より、

$$|n'_a|^2 \approx \frac{S|f(\rho_0)|^2}{2} \left\{ \left(1 - \frac{\Delta S_M}{\Delta S_D} \right) + 2 \frac{\Delta S_M}{\Delta S_D} \sin^2 \phi_M \right\} \quad (6.4.39)$$

$$|n'_b|^2 \approx \frac{S|f(\rho_0)|^2}{2 + \Delta S_D [f(b)]^2} \left\{ \left(1 - \frac{\Delta S_M}{\Delta S_D} \right) + 2 \frac{\Delta S_M}{\Delta S_D} \cos^2 \phi_M \right\} \quad (6.4.40)$$

が得られる。(6.4.39), (6.4.40) において $2\Delta S_M/\Delta S_D$ を含む項が ΔS_M の寄与の大部分を表しており、先の議論と同様に、 ϕ'_a モードは $\sin^2 \phi_M$, ϕ'_b モードは $\cos^2 \phi_M$ の形で結合していることがわかる。特に $\phi_M = 0$ のときは、 $|n'_a|^2 : |n'_b|^2 \approx (\Delta S_D + \Delta S_M) : (\Delta S_D - \Delta S_M)$ となり、 ϕ'_a モードが多く励振される。このように、モードの結合は主として摂動金属片の面積 $\Delta S_D, \Delta S_M$ と位置 ϕ_M に関する比較的簡単な関係で支配される。

6.5 むすび

本章では、背面給電型マイクロストリップアンテナの設計上問題となるプローブのインダクタンス分を相殺するための一手法である整合スタブ付加について、その動作原理を解析的に検討した。スタブを電界の強い部分に配することでインダクタンス分を相殺できる

表 6.1: 軸比最小点におけるインピーダンス
($\Delta S_D/S = 0.0080, \Delta S_M/S = 0.00340, \Delta S_F = 0$)

ϕ_M	f_c [GHz]	$Z[\Omega]$	AR[dB]
-45°	1.66848	$76.1 + j 0.0$	4.8
-30°	1.67095	$66.3 - j 20.1$	4.0
-15°	1.67278	$51.8 - j 23.4$	2.0
0°	1.67347	$42.9 - j 18.1$	0.1
15°	1.67285	$37.7 - j 11.0$	1.7
30°	1.67107	$34.5 - j 4.8$	2.7
45°	1.66862	$33.4 + j 0.3$	3.1
60°	1.66615	$34.5 + j 5.4$	2.7
75°	1.66432	$37.6 + j 11.4$	1.7
90°	1.65363	$42.8 + j 18.4$	0.1
105°	1.65425	$51.8 + j 23.6$	2.1
120°	1.66603	$66.3 + j 20.2$	4.0
135°	1.66848	$76.1 + j 0.0$	4.8

のは、各モードの励振振幅比が共振周波数の低いモードが大きく、アンテナ全体のインピーダンスの位相を負の方向に変化させるためであることが明らかとなった。このことは、スタブの付加により電氣的蓄積エネルギーが増加したことに対応しており、直観的なイメージと符合している。さらに、円偏波発生用の金属片をあわせて付加した場合に円偏波発生条件を適用し、金属片の設計する手順について示した。

第7章

結論

本論文は、無線呼出し端末内蔵のカードサイズアンテナをはじめとする通信用小形・薄形アンテナの特性を理論解析ならびに実験を通して明らかとした研究成果についてまとめたものである。

移動通信において、情報に出入口ともいべきアンテナの性能向上は技術的に大きな課題である。移動端末に内蔵されるという物理的な制約より、アンテナは電氣的な小形アンテナとならざるをえず、不整合損の増大、利得の低下等、その設計は容易ではない。このため、この種の小形アンテナの解析手法の確立が望まれている。そこで、第一のテーマとして、その解析手法を確立し、端末内蔵アンテナに対して適用することを取り上げた。本論文では、解析手法として、線状アンテナ解析用のモーメント法を採用した。これは、ワイヤグリッドモデルを用いることによって、導体面とワイヤから構成される複合的な構造のアンテナを容易にかつに精度良く解析できるためである。従来のモーメント法を利用すると、本来生じるはずのない点電荷の寄与、あるいは、展開ダイポールの配置法の非可逆性によって、カードサイズアンテナをはじめとする小形アンテナの解析が困難であった。本論文では、予め解析的に点電荷の寄与の取り除き、局所的に可逆性を満足するようにダイポールを配置することによって、小形アンテナへの適用を可能とした。これは、最適化問題あるいは固有モード分解を行う上で必要不可欠な改善である。解析例として、カードサイズアンテナを取り上げ、短絡ピンの位置の変更もしくは二点を同相、逆相励振することによる偏波面の切替、Lセクション整合回路を利用したときの整合回路を含めたアンテナの効率を明らかにした。また、簡易効率測定法である Wheeler 法を用いて、カードサイズアンテナの効率を測定し、適当な導電率を与えることによって、数値計算結果と一致することを示した。さらに、Wheeler 法に関して、その評価式を吟味し、反射係数の大きさに基づく評価式が妥当であることを明らかにし、放射抑制シールドについてグリーン関数を用いて理論的に検討を行い、Wheeler 法の適用上限周波数が $ka = 1$ で与えられる周波数よりも高いことを示した。ここに、 k は波数、 a はシールドの半径とする。また、給電可能なポートを設定し、放射効率をはじめとする特性量の限界値を算出し、そのときのアンテナの電氣的性質を定量的に解析した。

放射効率を改善するためには導電損失を小さくしなければならない。高温超電導体は高周波において低損失性を示すので、効率改善が期待される。そこで、第二のテーマとして、

高温超電導体マイクロストリップアンテナの基本特性の数値解析を取り上げた。従来、マイクロストリップアンテナの放射効率、各損失電力を別々に計算した上で評価されていたが、本論文では、すべての損失メカニズムをスペクトル領域モーメント法により統合的に評価し、厳密に放射効率を算出した。結果として、効率の改善効果、共振周波数のシフト現象が観測されることを明らかにした。

GPS 携帯端末に利用される円偏波マイクロストリップアンテナにおいて、円偏波を整合状態で受信することが望ましい。しかしながら、背面給電型のマイクロストリップアンテナにおいては、給電ピンによるインダクタンス効果のため、必ずしも整合状態で円偏波を受信できるとは限らない。そこで、第三のテーマとして、円環マイクロストリップアンテナにおけるインダクタンス相殺について取り上げた。キャビティモデルおよび摂動法を利用して、パッチ上の電界の強いところにスタブを設け、電氣的蓄積エネルギーを補強することにより、インダクタンス分の相殺が可能であること、さらに、それと同時に円偏波放射が可能であることを定量的に明らかにした。

以下、本論文によって得られた結果および考察を各章に分けて要約し、その意義を述べる。

第1章では、本論文の背景ならびに概要を述べた。

第2章では、線状アンテナの数値解析に利用される、リアクション積分方程式に基づくモーメント法について説明するとともに、小形アンテナへの適用を可能とするための改良について述べた。ワイヤグリッドモデルをはじめとする複雑な線状アンテナ構造を扱うために区分正弦波関数を利用した。ダイポール間の相互インピーダンスの計算を四つのモノポール間の相互インピーダンスの計算に分解して行った。細線近似の下では、区分正弦波関数の作る電界は微積分を含まない形で表現されるため、相互インピーダンスの計算は一重積分でよい。折れ曲がりダイポールの連結部分のわずかな不連続によって生じる点電荷の寄与を前もって解析的に取り除いた。相互インピーダンスを局所的に可逆となるようなモノポールのオフセット方法により、一般化インピーダンス行列を対称行列とできる。デルタギャップ給電を利用し、数値解析において実際の励振電圧が利用可能とした。また、ワイヤの導電性を考慮した相互インピーダンスの計算方法を示した。モーメント法により計算された電流ベクトルを用いて、絶対利得、効率等の特性量をエルミート形式の比で与えた。導体面をワイヤグリッドモデルで近似した際には、現実に設定可能なポートの電圧値からなるポート電圧ベクトルを用いて、特性量をエルミート形式で表現できることを示した。

第3章では、カードサイズアンテナについて、第2章の数値解析手法を利用し、主に効率の観点からその特性を評価するとともに、Wheeler法を利用した放射効率の測定について述べた。まず、カードサイズアンテナの導体板の部分をワイヤグリッドで置き換えたときのグリッド分割数、グリッドを構成する半径を変え、入力インピーダンスの変化を数値的に検討し、以降の解析で用いる分割数、半径を決定した。入力インピーダンスの解析値と測定値が比較的良好に一致し、第2章の数値解析手法が妥当であることを確認した。偏

波面を変更する方法として、短絡点位置の変更、二点給電における励振電圧制御について、数値的に検証を行った。 L セクション整合回路を用いたときのアンテナ全体の効率を計算し、放射効率に比べ整合回路の損失分だけ小さくなる一方で、極めて狭帯域となることを明らかにした。Wheeler法においては、放射抑制シールドでアンテナを覆ったときとそうでないときの入力特性の測定結果より評価される。その評価式として、抵抗、コンダクタンス、反射係数の大きさに着目する三通りがあるが、反射係数の大きさに着目した方法がアンテナの共振に関係なく利用できることを明らかにした。カードサイズ板状ループアンテナのWheeler効率が、導電率を適当に与えると、アンテナの高さにかかわらず数値結果と一致することを示した。あわせて、放射抑制シールドとして用いたキャップの共振周波数以下では、その形状、寸法にかかわらずほぼ同様のWheeler効率が得られることを明らかにした。また、整合の取れたアンテナでは、整合付近でWheeler効率にくぼみがみられることを指摘した。理由としては、キャップを付けたときとそうでないときの共振周波数のずれが考えられる。小形アンテナのWheeler効率の測定にあたっては、その入力インピーダンスが低抵抗、高リアクタンスのため、装置の測定限界を越えて反射係数測定を行うことになり、測定カーブにガウス性雑音が存在する。この雑音除去のために、測定値の反射係数の大きさを最小二乗多項式近似し、Wheeler効率の評価を行うことを提案した。さらに、Wheeler法における金属シールドの放射抑制効果を、伝送線路モデルおよびシールド内部のグリーン関数により検証した。シールドが空洞共振器として動作する周波数まで、シールドによる放射寄与のみを除去できることを明らかにした。

第4章では、カードサイズアンテナについて、給電可能なポートを指定し、放射効率、絶対利得、 Q 、 G/Q の限界値を算出するとともに、電流分布を固有モード解析によって定量的な解析し、その電氣的性質について述べた。まず、モーメント法において、エルミート形式の比の形で記述される特性量に関する最適値問題が一般化固有値問題に帰着すること、ならびに、モーメント法を利用した固有モード解析について説明した。カードサイズ板状ループアンテナにおいて、一点で給電したときと最適化したときとで、アンテナ上の電流が異なり、全く異なる電氣的性質を示すことを明らかにした。例えば、共振周波数以下では、一点給電のときと放射効率を最適化したときとで、二つのピンに流れる電流の向きが逆となる。このため、一点給電のときは誘導的な動作をするのに対して、最適化したときは容量的な動作をする。同様に、絶対利得、 Q 、 G/Q を最適化したときについても検討を行った。

第5章では、スペクトル領域モーメント法を用いた高温超電導体マイクロストリップアンテナの数値解析について述べた。解析においては、高温超電導体の高周波特性を実験的現象論モデルである三流体モデルで記述し、パッチ面ならびに接地導体面の導電損失を考慮したスペクトル領域モーメント法を新たに定式化し用いた。その結果、臨界温度近傍を除いて、通常の良導体(Cu)よりも高温超電導体(YBCO)を用いたマイクロストリップア

ンテナの方が放射効率が大きくなることを明らかにした。基板の厚さと放射効率の関係について、厚みが増すと、効率は次第に大きくなり、極大を示し、その後、緩やかに小さくなることを示した。また、高温超電導体を用いたときの共振周波数が良導体に比べて低めにシフトすることを示した。この傾向は温度が高いほど大きく、超電導電子の運動エネルギーによる磁気的エネルギーの増加が原因と思われる。さらに、入力電力がある値を越えると、放射効率が落ち、 Q が増加することを明らかにした。

第6章では、円偏波マイクロストリップアンテナにおけるプローブのインダクタンス効果を相殺するために整合用スタブを利用を提案し、固有関数展開法ならびに摂動法を用いて動作メカニズムを明らかにし、その設計法について述べた。まず、マイクロストリップアンテナのキャビティモデル、ならびに、パッチ形状に摂動を与えた場合の固有値・固有関数について説明した。実際に、円環マイクロストリップアンテナに関して、円偏波発生スタブ、整合スタブ、および、給電ピンをパッチの摂動と考え、それらの効果について解析的に明らかにするとともに、円偏波発生条件とリアクタンス相殺条件を同時に満足するスタブ面積の設計手順を提示した。

以上、本研究の成果は、通信端末ならびに基地局・衛星局においての利用を目的とした小形・薄形アンテナに広く応用できるものである。この研究結果が、小形・薄形アンテナ技術の進歩・向上に少なからず貢献・寄与するものと期待される。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、終始変わらぬ暖かい励ましと御指導を賜りました北海道大学大学院電子情報工学専攻教授 伊藤精彦 先生に心より感謝の意を表します。

また、細部にわたって御検討頂くとともに、種々の貴重な御助言を下さいました北海道大学大学院電子情報工学専攻教授 小柴正則 先生、小川恭孝 先生に謹んで感謝の意を表します。

また、常日頃、御助言、御討論頂いた北海道大学工学部電子情報工学専攻情報通信エレクトロニクス講座情報伝送工学分野（旧電子工学科電波伝送工学講座）諸氏に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 藤本京平：“小形アンテナに関する研究動向”，電子情報通信学会誌，**70**，8，pp. 830-838 (1987).
- [2] 徳丸仁：“電気的小形アンテナ”，電子情報通信学会 論文誌 (B)，**J71-B**，11，pp. 1206-1212 (1988).
- [3] L. J. Chu：“Physical Limitations of Omni-Directional Antennas”，J. Appl. Phys.，**19**，pp. 1163-1175 (1948).
- [4] R. L. Fante：“Maximum Possible Gain for an Arbitrary Ideal Antenna with Specified Quality Factor”，IEEE Trans. Antenna & Propagat.，**40**，12，pp. 1586-1588 (1992).
- [5] E. H. Newman and D. M. Pozar：“Electromagnetic Modeling of Composite Wire and Surface Geometries”，IEEE Trans. Antenna & Propagat.，**AP-26**，6，pp. 784-789 (1978).
- [6] J. H. Richmond：“Wire-Grid Model for Scattering by Conducting Bodies”，IEEE Trans. Antenna & Propagat.，**AP-14**，pp. 782-786 (1966).
- [7] C. A. Balanis：“Antenna Theory”，John Wiley & Sons, New York (1982).
- [8] H. A. Wheeler：“The Radiansphere Around a Small Antenna”，Proc. IRE，**47**，8，pp. 1325-1331 (1959).
- [9] E. H. Newman, P. Bohley and C. H. Walter：“Two Methods for the Measurement of Antenna Efficiency”，IEEE Trans. Antenna & Propagat.，**AP-23**，4，pp. 457-461 (1975).
- [10] R. J. Dinger, B. D. R and A. M. Martin：“A Survey of Possible Passive Antenna Applications of High-Temperature Superconductors”，IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.，**39**，9，pp. 1498-1507 (1991).
- [11] K. R. Carver and J. W. Mink：“Microstrip Antenna Technology”，IEEE Transactions on Antennas and Propagation，**AP-29**，1，pp. 2-24 (1981).
- [12] 羽石操, 吉田信一郎, 岡信之：“バックフィールド形 1 点給電によるマイクロストリップ円偏波用円板アンテナ”，電子情報通信学会 論文誌 (B)，**J63-B**，6，pp. 559-565 (1980).
- [13] W. L. Stutzman and G. A. Thiele：“Antenna Theory and Design”，Wiley, New York (1981).
- [14] R. F. Harrington：“Field Computation by Moment Method”，MacMillan, New York (1968).

- [15] N. Marcuvitz: "Waveguide Handbook", Rad. Rab. Series, vol.10, McGraw-Hill, New York (1951).
- [16] V. H. Rumsey: "The Reaction Concept in Electromagnetic Theory", Physical Review, Series 2, **94**, pp. 1483-1491 (1954). Also see errata, 95, p.1705 (Sept. 1954).
- [17] J. H. Richmond: "Radiation and Scattering by Thin-Wire Structures in Complex Frequency Domain", Technical Report Report 2902-10, The Ohio State University Electro- Science Labo. (1973).
- [18] J. H. Richmond: "Computer Program for Thin-Wire Structure in a Homogeneous Conducting Medium", Technical Report Rep. NASA CR-2399, National Technical Information Service (1975).
- [19] G. J. Burke and A. J. Poggio: "Numerical Electromagnetics Code (NEC) - Method of Moments, Part I-III", Technical report, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore (1981).
- [20] D. M. Pozar: "Microwave Engineering", Addison Wesley, Reading, Massachusetts (1990).
- [21] R. Mittra Ed.: "Computer Technique for Electromagnetics", Pergamon Press, New York (1973).
- [22] Y. T. Lin and J. H. Richmond: "EM Modeling of Aircraft at Low Frequency", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-23**, pp. 53-56 (1975).
- [23] 村上賢司, 伊藤精彦: "任意の折れ曲がり角と傾きを持つ線状アンテナの研究", 電子情報通信学会 技術研究報告, **EMCJ88-19**, pp. 31-35 (1988).
- [24] H. E. King: "Mutual Impedance of Unequal Length Antenna in Echelon", IRE Transactions on Antennas & Propagat., **AP-5**, pp. 306-313 (1957).
- [25] H. C. Backer and A. H. LaGrone: "Digital Computation of the Mutual Impedance between Thin Dipoles", IRE Transactions on Antennas & Propagat., **AP-10**, pp. 172-178 (1962).
- [26] J. H. Richmond and N. H. Geary: "Mutual Impedance between Coplanar-Skew Dipoles", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-18**, pp. 414-416 (1970).
- [27] J. H. Richmond: "Coupled Linear Antennas with Skew Orientation", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-18**, pp. 694-696 (1970).
- [28] J. H. Richmond: "Admittance Matrix of Coupled V Antennas", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-18**, pp. 820-821 (1970).
- [29] J. H. Richmond and N. H. Geary: "Mutual Impedance of Nonplanar-Skew Sinusoidal Dipoles", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-23**, pp. 412-414 (1975).

- [30] C. W. Chuang, J. H. Richmond, N. Wang and P. H. Pathak: "New Expressions for Mutual Impedance of Nonplanar-Skew Sinusoidal Monopoles", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **38**, pp. 275-276 (1990).
- [31] M. Hilbert, M. A. Tilson and K. G. Balmain: "Resonance Phenomena of Log-Periodic Antenna: Characteristic-Mode Analysis", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **37**, pp. 1224-1234 (1989).
- [32] M. A. Tilson and K. G. Balmain: "On the Suppression of Asymmetric Artifacts Arising in an Implementation of Thin-Wire Method", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **38**, pp. 281-285 (1990).
- [33] J. A. Kong: "Electromagnetic Wave Theory", Wiley, New York (1986).
- [34] M. A. Tilson and K. G. Balmain: "A Multiradius, Reciprocal Implementation of Thin-Wire Moment Method", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **38**, 11, pp. 1636-1644 (1990).
- [35] C. A. Balanis: "Advanced Engineering Electromagnetics", Wiley, New York (1989).
- [36] D. H. Staelin, A. W. Morgenthaler and J. A. Kong: "Electromagnetic Waves", Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1994).
- [37] D. M. Pozar: "Considerations for Millimeter Wave Printed Antenna", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-31**, 5, pp. 1636-1644 (1983).
- [38] J. Moore and R. Pizer: "Moment Methods in Electromagnetics", Wiley, New York (1984).
- [39] N. Ishii and K. Itoh: "Analysis on Small Planar Antenna in a Paging System", IEICE Trans., **E-74**, pp. 3233-3240 (1991).
- [40] 石井望, 伊藤精彦: "カードサイズ薄型板状アンテナの数値解法に関する一考察", 電子情報通信学会 技術研究報告, **A-P91-36**, pp. 9-14 (1991).
- [41] N. Ishii and K. Itoh: "A Consideration of the Thin Planar Antenna with Wire-Grid Model", IEICE Trans. Commun., **E76-B**, 12, pp. 1518-1525 (1993).
- [42] G. S. Smith: "An Analysis of the Wheeler Method for Measuring the Radiating Efficiency of Antennas", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-25**, 4, pp. 552-556 (1977).
- [43] I. Ida, J. Takada and K. Ito: "Surface-Patch Modelling of a Wheeler Cap for Radiation Efficiency Simulation of a Small Loop Antenna with NEC2", Electronics Lett., **30**, 4, pp. 278-280 (1994).
- [44] 村本充, 石井望, 伊藤精彦: "Wheeler 法による放射効率測定に関する検討", 電子情報通信学会 論文誌 (B), **J78-B-II**, 6, pp. 454-460 (1995).

- [45] K. S. H. Lee, L. Martin and J. P. Castillo: "Limitations of Wire-Gird Modeling of a Closed Surface", IEEE Trans. Electromag. Compat., **EMC-18**, 3, pp. 123-129 (1976).
- [46] 関根秀一, 宇野亨, 澤谷邦男, 安達三郎: "円板装荷折返しモノポールアンテナの理論解析", 電子情報通信学会論文誌 (B), **J71-B**, 11, pp. 1244-1247 (1988).
- [47] 村本充, 石井望, 伊藤精彦, 斎藤広隆, 大西直樹, 佐々木金見: "切替素子付き板状アンテナの偏波切替の基礎実験", 1996 信学総大, No. B-155, p. 155 (1996).
- [48] 安藤基朗, 石田聡毅, 伊藤精彦: "Wheeler Cap Method による小型アンテナの放射効率測定", 1987 信学春季全大, No. S8-1, pp. 3-281-282 (1987).
- [49] D. M. Pozar and B. Kaufman: "Comparison of Three Methods for the Measurement of Printed Antenna Efficiency", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **36**, 1, pp. 136-139 (1988).
- [50] 桜井仁夫, 菊池秀彦, 新井宏之, 後藤尚久: "アンテナのスケールモデルに対する Wheeler 法による効率測定の考察", 1987 信学春季全大, No. S8-3, pp. 3-285-286 (1987).
- [51] 井田一郎, 藤沢照彦, 伊藤公一, 高田潤一: "小型ループアンテナの放射効率測定に関する検討", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P92-63**, **RCS92-51**, pp. 81-86 (1992).
- [52] Hewlett Packard Co. Ltd.: "HP 8510C Family Network Analyzer: Technical data", **5091-8484E**, (1993).
- [53] 喬榮予, 平沢一紘, 藤本京平: "Wheeler Cap 法の検討", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P88-47**, pp. 1-5 (1988).
- [54] R. F. Harrington: "On the Gain and Beamwidth of Directional Antennas", IRE Trans. Antennas & Propagat., **AP-6**, pp. 219-225 (1958).
- [55] R. F. Harrington: "Effect of Antenna Size on Gain, Beamwidth, and Efficiency", J. Res. NBS, **64D**, 1, pp. 1-12 (1960).
- [56] R. E. Collin and S. Rothschild: "Evaluation of Antenna Q", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-12**, pp. 23-27 (1964).
- [57] R. L. Fante: "Quality Factor of General Ideal Antennas", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-17**, 2, pp. 151-155 (1969).
- [58] 新井宏之: "アンテナの電氣的体積について", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P93-31**, **SAT93-14**, pp. 57-62 (1993).
- [59] R. Mittra Ed.: "Numerical and Asymptotic techniques in Electromagnetics", Springer-Verlag, New York (1975).
- [60] J. T. William and S. A. Long: "High Temperature Superconductors and Their Application in Passive Antenna Systems", IEEE Antennas & Propagat. Magazine, **32**, 4, pp. 7-18 (1990).

- [61] 山口良, 澤谷邦男, 安達三郎, 大嶋重利: "厚膜高温超伝導体のマイクロストリップアレーアンテナの応用の考察", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P90-45**, pp. 1-8 (1992).
- [62] H. Chaloupka, N. Klein, M. Peiniger, H. Piel, A. Pischke and G. Splitt: "Miniaturized High-Temperature Superconductor Microstrip Patch Antenna", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **39**, 9, pp. 1513-1521 (1991).
- [63] K. Itoh, O. Ishii, Y. Koshimoto and K. Cho: "High-Temperature Superconducting Small Helical Antenna", IEICE Trans. Electron., **E75-C**, 2, pp. 246-251 (1992).
- [64] M. A. Richard, K. B. Bhasin and P. C. Claspy: "Superconducting Microstrip Antennas: An Experiment Comparison of Two Feeding Methods", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **41**, 7, pp. 967-974 (1993).
- [65] T. Itoh and W. Menzel: "A Full-Wave Analysis Method for Open Microstrip Structures", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-29**, 1, pp. 63-68 (1981).
- [66] D. M. Pozar: "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-30**, 6, pp. 1191-1196 (1982).
- [67] M. D. Deshpande and M. C. Bailey: "Input Impedance of Microstrip Antennas", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-30**, 4, pp. 645-650 (1982).
- [68] Y. Kobayashi and T. Imai: "Phenomenological Description of Conduction Mechanism of High-Tc Superconductors by Three-Fluid Model", IEICE Trans., **E74**, 7, pp. 1986-1992 (1991).
- [69] K. K. Mei and G. Liang: "Electromagnetics of Superconductors", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **39**, 9, pp. 1545-1552 (1991).
- [70] 飯草恭一: "円形超伝導マイクロストリップアンテナの共振周波数の解析", 電子情報通信学会論文誌 (B-II), **J74-B-II**, 12, pp. 728-730 (1991).
- [71] Y. Kobayashi, T. Imai and H. Kayano: "Microwave Measurement of Temperature and Current Dependences of Surface Impedance for High-Tc Superconductors", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **39**, 9, pp. 1530-1538 (1991).
- [72] R. F. Harrington: "Time-Harmonic Electromagnetic Fields", McGraw-Hill, New York (1961).
- [73] R. E. Collin: "Antennas and Radiowave Propagation", McGraw-Hill, New York (1985).
- [74] D. M. Pozar and S. M. Voda: "A Rigorous Analysis of a Microstripline Fed Patch Antenna", IEEE Trans. Antenna & Propagat., **AP-35**, 12, pp. 1343-1350 (1987).
- [75] J. R. James and P. S. Hall Eds.: "Handbook of Microstrip Antennas", Peter Peregrinus, London (1989).

- [76] D. M. Pozar: "Tuning Stubs for Microstrip Patch Antenna", IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter, **29**, 6, pp. 26-28 (1987).
- [77] M. du Plessis and J. H. Cloete: "Tuning Stubs for Microstrip Patch Antenna", 1993 IEEE AP-S International Symposium Digest, Vol. 2, pp. 964-967 (1993).
- [78] I. Park, R. Mittra and I. Aksun: "Analysis of Microstrip Patch Antenna with Tuning Stubs Using the Closed- Form Green's Function", 1993 IEEE AP-S International Symposium Digest, Vol. 3, pp. 1442-1445 (1993).
- [79] 羽石操, 吉田信一郎: "1点給電による方形マイクロストリップ円偏波アレーの一設計法", 電子情報通信学会 論文誌 (B), **J64-B**, 4, pp. 225-231 (1981).
- [80] 小西良弘: "マイクロ波回路の基礎とその応用", 総合電子出版社, 東京 (1990).
- [81] 許瑞邦: "マイクロ波平面回路の等価回路", 電子通信学会 マイクロ波研究会資料, **MW71-45**, (1971).
- [82] P. M. Morse and H. Feshbach: "Methods of Theoretical Physics, part II", McGraw-Hill, New York (1953).
- [83] 大越孝敬, 三好旦六: "平面回路", オーム社, 東京 (1975).
- [84] 新井宏之, 金田久美子, 後藤尚久: "円環アンテナの入力インピーダンス特性", 信学技報, **A-P88-80**, (1988).
- [85] 堤智行, 津田信一郎, 羽石操: "リングマイクロストリップアンテナの放射特性", 1992 信学春大, No. B-82, pp. 2-82 (1992).
- [86] I. J. Bahl and P. Bhartia: "Microstrip Antennas", Artech House, Dedham, MA (1980).
- [87] 大嶺裕幸, 砂原米彦: "境界要素法を用いた一点給電円偏波マイクロストリップアンテナの解析", 電子情報通信学会 論文誌 (B-II), **J78-B-II**, 3, pp. 139-149 (1995).

付録 A

(2.5.11), (2.5.12) の導出

A.1 準備

簡単のため, 自由空間におけるスカラグリーン関数 $g(R)$ を次のようにおく.

$$g(R) = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad (\text{A.1.1})$$

ここで, $R = \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}$ であるから, $g(R)$ に関して次の関係が成り立つ.

$$\frac{\partial g(R)}{\partial z} = -\frac{\partial g(R)}{\partial z'} \quad (\text{A.1.2})$$

A.2 (2.5.11) の導出

積分と微分の順序を入れ替え, (A.1.2) の関係を利用すると, (2.5.8) を次のように変形できる.

$$E_{a\rho} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{z_0}^{z_1} \frac{\partial g(R)}{\partial z'} F_a(z') dz' = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial g(R_0)}{\partial \rho} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{z_0}^{z_1} g(R) \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' \quad (\text{A.2.1})$$

ここで, $R_i = \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}$, $i = 0, 1$ とする.

次に, 上式の第2項を積分を評価する.

$$\begin{aligned} \int_{z_0}^{z_1} g(R) \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' &= \frac{-k_0}{4\pi \sin k_0 \Delta z} \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} \cos k_0 (z_1 - z') dz' \\ &= \frac{-k_0}{8\pi \sin k_0 \Delta z} \left[e^{jk_0(z_1 - z)} \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-jk_0(R - z + z')}}{R} dz' + e^{-jk_0(z_1 - z)} \int_{z_0}^{z_1} \frac{e^{-jk_0(R + z - z')}}{R} dz' \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.2})$$

$$= \frac{-k_0}{8\pi \sin k_0 \Delta z} \left[e^{jk_0(z_1 - z)} \int_{u_0}^{u_1} \frac{e^{-jk_0 u}}{u} du - e^{-jk_0(z_1 - z)} \int_{v_0}^{v_1} \frac{e^{-jk_0 v}}{v} dv \right] \quad (\text{A.2.3})$$

ただし, $u_i = R_i - (z - z_i)$, $v_i = R_i + (z - z_i)$, $i = 0, 1$ とする. また, (A.2.2) から (A.2.3) に変形する際, (A.2.2) の第1積分において $u = R - (z - z')$, 第2積分において $v = R + (z - z')$ と置換し, 以下の関係を用いている.

$$\frac{du}{dz'} = \frac{dR}{dz'} + 1 = \frac{u}{R}, \quad \frac{dv}{dz'} = \frac{dR}{dz'} - 1 = -\frac{v}{R}$$

(A.2.3) を ρ で偏微分する.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \rho} \int_{z_0}^{z_1} g(R) \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' \\ &= \frac{-k_0}{8\pi \sin k_0 \Delta z} \left[e^{jk_0(z_1-z)} \left\{ \frac{e^{-jk_0 u_1} \rho}{u_1 R_1} - \frac{e^{-jk_0 u_0} \rho}{u_0 R_0} \right\} \right. \\ & \quad \left. - e^{-jk_0(z_1-z)} \left\{ \frac{e^{-jk_0 v_1} \rho}{v_1 R_1} - \frac{e^{-jk_0 v_0} \rho}{v_0 R_0} \right\} \right] \\ &= \frac{-k_0}{8\pi \sin k_0 \Delta z} \left[\left(\frac{1}{u_1} - \frac{1}{v_1} \right) \frac{\rho e^{-jk_0 R_1}}{R_1} - \left(\frac{e^{jk_0 \Delta z}}{u_0} - \frac{e^{-jk_0 \Delta z}}{v_0} \right) \frac{\rho e^{-jk_0 R_0}}{R_0} \right] \quad (\text{A.2.4}) \end{aligned}$$

$$= \frac{-k_0}{4\pi \rho} \left[\frac{z-z_1}{\sin k_0 \Delta z} \cdot \frac{e^{-jk_0 R_1}}{R_1} - \frac{(z-z_0) \cos k_0 \Delta z}{\sin k_0 \Delta z} \cdot \frac{e^{-jk_0 R_0}}{R_0} - j e^{-jk_0 R_0} \right] \quad (\text{A.2.5})$$

ここで, (A.2.4) から (A.2.5) に変形する際, 次の関係を用いている.

$$\begin{aligned} \frac{1}{u_1} - \frac{1}{v_1} &= \frac{v_1 - u_1}{u_1 v_1} = \frac{2(z-z_1)}{\rho^2} \\ \frac{e^{jk_0 \Delta z}}{u_0} - \frac{e^{-jk_0 \Delta z}}{v_0} &= \frac{v_0 e^{jk_0 \Delta z} - u_0 e^{-jk_0 \Delta z}}{u_0 v_0} = \frac{2(z-z_0) \cos k_0 \Delta z + j 2 R_0 \sin k_0 \Delta z}{\rho^2} \end{aligned}$$

最後に, (A.2.5) を (A.2.1) に代入し, (2.5.11) を得る.

A.3 (2.5.12) の導出

(A.1.2) に留意して, (2.5.9) を変形する.

$$\begin{aligned} E_{az} &= \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left\{ -\frac{\partial}{\partial z} \int_{z_0}^{z_1} \frac{\partial g(R)}{\partial z'} F_a(z') dz' + k_0^2 \int_{z_0}^{z_1} g(R) F_a(z') dz' \right\} \\ &= \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \frac{\partial g(R_0)}{\partial z} + \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left[\frac{\partial}{\partial z} \int_{z_0}^{z_1} g(R) \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' + k_0^2 \int_{z_0}^{z_1} g(R) F_a(z') dz' \right] \quad (\text{A.3.1}) \end{aligned}$$

(A.3.1) の [] 内を評価する.

$$\begin{aligned} [] \text{内} &= \int_{z_0}^{z_1} \frac{\partial g(R)}{\partial z} \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' + k_0^2 \int_{z_0}^{z_1} g(R) F_a(z') dz' \\ &= - \int_{z_0}^{z_1} \frac{\partial g(R)}{\partial z'} \frac{dF_a(z')}{dz'} dz' + k_0^2 \int_{z_0}^{z_1} g(R) F_a(z') dz' \quad ((\text{A.1.2}) \text{を用いた}) \\ &= - \left[g(R) \frac{dF_a(z')}{dz'} \right]_{z'=z_0}^{z'=z_1} + \int_{z_0}^{z_1} g(R) \left\{ \frac{d^2}{dz'^2} + k_0^2 \right\} F_a(z') dz' \quad (\text{A.3.2}) \\ &= \frac{k_0}{4\pi} \left[\frac{1}{\sin k_0 \Delta z} \cdot \frac{e^{-jk_0 R_1}}{R_1} - \frac{\cos k_0 \Delta z}{\sin k_0 \Delta z} \cdot \frac{e^{-jk_0 R_0}}{R_0} \right] \quad (\text{A.3.3}) \end{aligned}$$

ここで, (A.3.2) から (A.3.3) に変形する際, 次式が成り立つことを利用している.

$$\left[\frac{d^2}{dz'^2} + k_0^2 \right] F_a(z') = 0$$

最後に, (A.3.3) を (A.3.1) に代入し, (2.5.12) を得る.

付録 B

相互インピーダンス Z_{mn} の計算の補足

B.1 図 2.6 における諸量の計算

ここでは, 図 2.6 における z_0, s_0, z_1, s_1, d を与える. z_0, s_0 の位置ベクトルをそれぞれ \vec{z}_0, \vec{s}_0 とおくと, z 軸の原点 O の位置ベクトルは $\vec{z}_0 - z_0 \hat{z}$ となり, s 軸の原点 S の位置ベクトルは $\vec{s}_0 - s_0 \hat{s}$ となる. z 軸および s 軸は共に,

$$\vec{OP} = (\vec{z}_0 - z_0 \hat{z}) - (\vec{s}_0 - s_0 \hat{s}) = (\vec{s}_0 - \vec{z}_0) + (z_0 \hat{z} - s_0 \hat{s})$$

に垂直であるから,

$$\begin{aligned} \hat{z} \cdot \vec{OP} &= A + z_0 - s_0 C = 0 \\ \hat{s} \cdot \vec{OP} &= B + z_0 C - s_0 = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.1.1})$$

を満足する. ここで,

$$A = \hat{z} \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0), \quad B = \hat{s} \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0), \quad C = \hat{z} \cdot \hat{s} \quad (\text{B.1.2})$$

とおいている. (B.1.1) を z_0, s_0 について解くと, $\psi \neq 0, \pi$ のとき,

$$\begin{aligned} z_0 &= \frac{-A + BC}{1 - C^2} = \frac{(-\hat{z} + \hat{s} \cos \psi) \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0)}{\sin^2 \psi} \\ s_0 &= \frac{-AC + B}{1 - C^2} = \frac{(-\hat{z} \cos \psi + \hat{s}) \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0)}{\sin^2 \psi} \end{aligned} \quad (\text{B.1.3})$$

$\psi = 0, \pi$ のとき,

$$\begin{aligned} z_0 &= -\frac{A}{2} = -\frac{1}{2} \hat{z} \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0) \\ s_0 &= -\frac{B}{2} = -\frac{1}{2} \hat{s} \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0) \end{aligned} \quad (\text{B.1.4})$$

を得る. z_1, s_1 は, これら z_0, s_0 を用いて,

$$\begin{aligned} z_1 &= z_0 + \Delta z \\ s_1 &= s_0 + \Delta s \end{aligned}$$

で与えられる. また, d は次式より求めることができる.

$$d^2 = |\overrightarrow{OP}|^2 = D^2 + z_0 A - s_0 B = |\vec{s}_0 - \vec{z}_0|^2 + (z_0 \hat{z} - s_0 \hat{s}) \cdot (\vec{s}_0 - \vec{z}_0) \quad (\text{B.1.5})$$

ここで,

$$D = |\vec{s}_0 - \vec{z}_0| \quad (\text{B.1.6})$$

とおいている.

なお, $\psi = 0$, ψ の場合, z 軸, s 軸の原点は z_0 と s_0 の中点を通り xy 面に平行な平面とそれぞれの軸との交点に選ぶことにする.

B.2 相互インピーダンス Z_{mn} の計算の省力化

モーメント法において最も計算時間を要するのが, 相互インピーダンス Z_{mn} の評価である. 直線状ダイポールアンテナの場合, 一般化インピーダンス行列 $[Z]$ は toeplitz 行列となり, 行列の第 1 列目の要素を計算するだけでよい [13]. また, ある軸に対して回転対称構造の場合も, その対称性を利用して Z_{mn} の計算回数を軽減可能である [38]. 本論文の第 3 章, 第 4 章で扱う板状アンテナに関しては, 板の部分ワイヤグリッドモデルで近似するため, 同じ関係にあるダイポール対が多く存在し, $[Z]$ 行列に同じ値を持つ要素が多数含まれることになる. このような場合, 予め同じ位置関係にあるダイポール対の判定を行うことによって, $[Z]$ 行列に要する計算時間を劇的に短縮することが可能となる. 本節では, まず同一モノポール対の判定について述べ, その後, 同一ダイポール対の判定についてまとめる.

B.2.1 同一位置関係にあるモノポール対の判定

図 2.6 において, モノポール #a, #c の位置を決定するのに必要な量について考察する. モノポール #a は z 軸上にあり, 適当な原点 O を与えることにより, $z_0, \Delta z$ の二つの量で位置を特定することができる. モノポール #c は s 軸上にあるので, まず s 軸を特定する必要がある. このために, d および ψ が必要である. このとき, モノポール #c は $s_0, \Delta s$ の二つの量で位置を特定することができる. まとめると, $z_0, \Delta z, d, \psi, s_0, \Delta s$ の六つの量によって, モノポール対の位置関係を特定することができることになる. これら六つの量が二組のモノポール対において同一であれば, モノポール間の相互インピーダンスは同一となる.

この判定条件を計算の都合がよくなるように変形を加える. すなわち, z_0, d, ψ, s_0 が同一であることが (B.1.2), (B.1.6) で定義された A, B, C, D が同一であることと等価である

表 B.1: 配置 a の判定表

	$\vec{z}_0 \vec{s}_0$	$\vec{z}_0 \vec{z}_1$	$\vec{s}_0 \vec{s}_1$
$\vec{z}_0 \vec{s}_0$	q_1	q_5	q_6
$\vec{z}_0 \vec{z}_1$	—	q_3	q_2
$\vec{s}_0 \vec{s}_1$	—	—	q_4

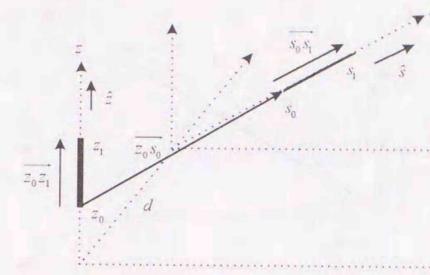


図 B.1: 配置 a: モノポール対の基準配置

ことを利用して, 次の六個の内積が同一であるかどうかを判定することとする.

$$\begin{aligned} q_1 &= D^2 = \vec{z}_0 \vec{s}_0 \cdot \vec{z}_0 \vec{s}_0, & q_4 &= (\Delta s)^2 = \vec{s}_0 \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_0 \vec{s}_1, \\ q_2 &= C \Delta z \Delta s = \vec{z}_0 \vec{z}_1 \cdot \vec{s}_0 \vec{s}_1, & q_5 &= A \Delta z = \vec{z}_0 \vec{s}_0 \cdot \vec{z}_0 \vec{z}_1, \\ q_3 &= (\Delta z)^2 = \vec{z}_0 \vec{z}_1 \cdot \vec{z}_0 \vec{z}_1, & q_6 &= B \Delta s = \vec{z}_0 \vec{s}_0 \cdot \vec{s}_0 \vec{s}_1 \end{aligned}$$

ここで, z_0, z_1, s_0, s_1 における位置ベクトルをそれぞれ $\vec{z}_0, \vec{z}_1, \vec{s}_0, \vec{s}_1$ とし, $\vec{uv} \equiv \vec{v} - \vec{u}$ と表記している. 以上を図 B.1 および表 B.1 にまとめておく. なお, 以上の六つの内積に加えて, 対応するモノポールの半径が同一であるかどうかを判定条件に含める必要がある.

また, 可逆性から, モノポール #a, #c の位置を入れ換えても相互インピーダンスの値は不変である ($Z_{ac} = Z_{ca}$). #a と #c を入れ替えた場合, 図 B.2 のような位置関係となる. 図 B.2 において, $z_0 \leftrightarrow s_0, z_1 \leftrightarrow s_1$ なる交換を行えば, 図 B.1 と同一となるから, 表 B.2 を用意し, 各セルの値が表 B.1 の同じセル位置の値にすべて一致するかどうかを判定することで, 同一位置関係にあるかどうかを特定することができる.

B.2.2 同一位置関係にあるダイポール対の判定

図 2.5 からわかるように, ダイポール #m はモノポール #a と #b より構成され, #a と #b の腹の端で接続されている. ダイポール #n についても同様である. 図 B.3 に示すように, モノポール #a, #b の腹の端の位置ベクトルを z_0 , もう一方の端の位置ベクトルをそれぞれ z_1, z_2 とする. 同様にモノポール #c, #d に関して, s_0, s_1, s_2 を定義する. 以下,

表 B.4: 判定表の分類

元の位置	a	b	c	d	符号	対応図表
配置 1(a)	a	b	c	d	(+)	図 B.3, 表 B.3
配置 1(b)	c	d	a	b	(+)	図 B.4, 表 B.5
配置 2(a)	a	b	d	c	(-)	図 B.5, 表 B.6
配置 2(b)	d	c	a	b	(-)	図 B.6, 表 B.7
配置 3(a)	b	a	c	d	(-)	図 B.7, 表 B.8
配置 3(b)	c	d	b	a	(-)	図 B.8, 表 B.9
配置 4(a)	b	a	d	c	(+)	図 B.9, 表 B.10
配置 4(b)	d	c	b	a	(+)	図 B.10, 表 B.11

表 B.5: 配置 1(b) の判定表

	$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	$-q_{11}$	$-q_{10}$	$-q_{13}$	$-q_{12}$
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_7	q_2	-	q_5
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_6	q_4	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_9	q_3
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_8

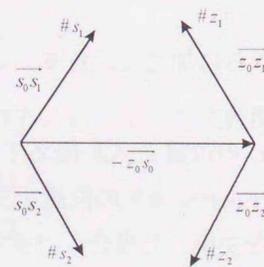


図 B.4: 配置 1(b)

表 B.6: 配置 2(a) の判定表

	$\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	q_{10}	q_{13}	q_{12}	q_{11}
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_6	q_4	-	q_2
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_9	q_3	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_8	q_5
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_7

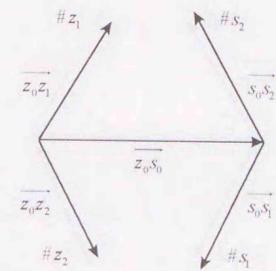


図 B.5: 配置 2(a)

表 B.7: 配置 2(b) の判定表

	$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	$-q_{13}$	$-q_{10}$	$-q_{11}$	$-q_{12}$
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_9	q_4	-	q_3
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_6	q_2	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_7	q_5
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_8

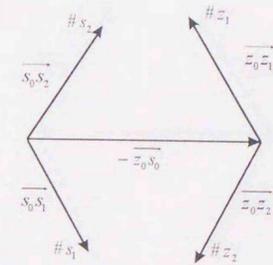


図 B.6: 配置 2(b)

表 B.8: 配置 3(a) の判定表

	$\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	q_{12}	q_{11}	q_{10}	q_{13}
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_8	q_5	-	q_3
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_7	q_2	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_6	q_4
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_9

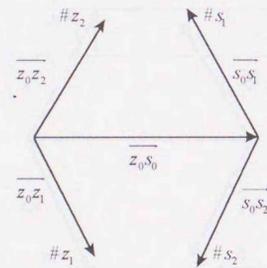


図 B.7: 配置 3(a)

表 B.9: 配置 3(b) の判定表

	$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	$-q_{11}$	$-q_{12}$	$-q_{13}$	$-q_{10}$
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_7	q_5	-	q_2
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_8	q_3	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_9	q_4
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_6

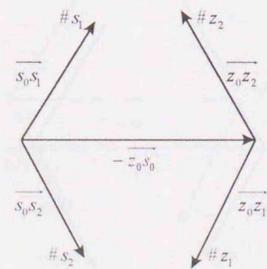


図 B.8: 配置 3(b)

表 B.10: 配置 4(a) の判定表

	$\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	q_{12}	q_{13}	q_{10}	q_{11}
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_8	q_3	-	q_5
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_9	q_4	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_6	q_2
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_7

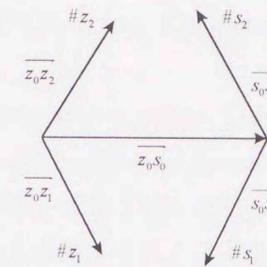


図 B.9: 配置 4(a)

表 B.11: 配置 4(b) の判定表

	$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	$\overrightarrow{z_0 z_1}$	$\overrightarrow{s_0 s_1}$	$\overrightarrow{z_0 z_2}$	$\overrightarrow{s_0 s_2}$
$-\overrightarrow{z_0 s_0}$	q_1	$-q_{13}$	$-q_{12}$	$-q_{11}$	$-q_{10}$
$\overrightarrow{z_0 z_1}$	-	q_9	q_3	-	q_4
$\overrightarrow{s_0 s_1}$	-	-	q_8	q_5	-
$\overrightarrow{z_0 z_2}$	-	-	-	q_7	q_2
$\overrightarrow{s_0 s_2}$	-	-	-	-	q_6

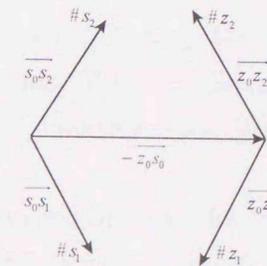


図 B.10: 配置 4(b)

研究業績一覧

論文

- [1] Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "Analysis on Small Planar Antenna in a Paging System", *IEICE Trans.*, **E-74**, 10, pp.3233-3240 (1991-10).
- [2] Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "A Consideration of the Thin Planar Antenna with Wire-Grid Model", *IEICE Trans. Communications*, **E76-B**, 12, pp.1518-1525 (1993-12).
- [3] Nozomu Ishii, Toru Fukasawa and Kiyohiko Itoh: "Analysis of High-Tc Superconducting Microstrip Antenna Using Spectral Domain Moment Method", *IEICE Trans. Electronics*, **E77-C**, 8, pp.1242-1248 (1994-08).
- [4] 石井 望, 伊藤精彦: "円偏波円環マイクロストリップアンテナにおけるインピーダンス整合スタブの動作解析", 電子情報通信学会論文誌 (B-II), **J78-B-II**, 2, pp.71-78 (1995-02).
- [5] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: "Wheeler 法による放射効率測定に関する検討", 電子情報通信学会論文誌 (B-II), **J78-B-II**, 6, pp.454-460 (1995-06).
- [6] Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "Analysis on the Mechanism of a Tuning Stub for Circular-Polarized Annular Microstrip Antenna", *Electronics and Communications in Japan*, Scripta Technica, Inc., Part 1, **78**, 11, pp.43-51 (1995-11). ([4] の翻訳)

国際会議発表

- [1] Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "A Consideration on the Thin Planar Antenna Analysis with Wire-Grid Model", *Proceedings of the 1992 International Symposium on Antennas and Propagation*, **2**, 2C2-3, pp.441-444 (1992-09).
- [2] Kiyohiko Itoh and Nozomu Ishii: "Wheeler Efficiency of an Impedance Matched Card-Size Antenna", *24th General Assembly of the International Union of Radio Science*, **B3-4**, p.33 (1993-08).
- [3] Kiyohiko Itoh, Toru Fukasawa and Nozomu Ishii: "Analysis of Superconducting Patch Antennas Using the Spectral Domain Method", *SPIE's International Symposium OE/LASE'94 Proceedings*, **2156-22**, pp.160-171 (1994-01).

- [4] Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "Impedance Matching for an Annular Circular Polarized Microstrip Antenna Using Two Perturbation Stubs", *1994 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings*, 1, 8-1, pp.215-218 (1994-12).
- [5] Mitsuru Muramoto, Nozomu Ishii and Kiyohiko Itoh: "A Study on Radiation Efficiency Measurement of a Small Antenna Using Wheeler Method", *1995 Asia Pacific Microwave Conference*, 2, S19-4, pp.419-422(1995-10).

電子情報通信学会研究会発表

- [1] 石井 望, 伊藤精彦: "カードサイズ薄型板状アンテナの数値解法に関する一考察", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P91-36**, pp.9-14 (1991-06).
- [2] 石井 望, 伊藤精彦: "ワイヤグリッド法による板状アンテナの解析", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P91-85**, pp.75-81 (1991-09).
- [3] 深沢 徹, 石井 望, 伊藤精彦: "超電導パッチアンテナの基礎的研究", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P93-12, SCE93-12, MW93-12**, pp.75-81 (1993-04).
- [4] 石井 望, 伊藤精彦: "円偏波リングマイクロストリップアンテナのインピーダンス整合に関する一考察", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P93-102**, pp.15-22 (1993-12).
- [5] 石井 望, 清尾俊輔, 伊藤精彦: "モーメント法による小型アンテナの最適化問題の考察", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P94-21**, pp.1-8 (1994-06).
- [6] 石井 望, 伊藤精彦: "Wheeler 法における放射抑制シールドに関する考察", 電子情報通信学会技術研究報告, **A-P94-58, RCS94-82**, pp.49-54 (1994-10).
- [7] 村田智宏, 西村寿彦, 石井 望, 伊藤精彦: "超電導円形パッチのスペクトル領域法解析", 電子情報通信学会技術研究報告, **EMCJ95-17**, pp.29-34 (1995-06).

電子情報通信学会全国大会発表

- [1] 石井 望, 伊藤精彦: "無線呼出し受信機用薄形アンテナ", 1990年電子情報通信学会春季全国大会講演論文集, 2, **B-94**, p.2-94 (1990-03).
- [2] 石井 望, 伊藤精彦: "薄型板状アンテナの特性解析", 1991年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 2, **B-60**, p.2-60 (1991-09).
- [3] 石井 望, 伊藤精彦: "Wheeler Cap 法を用いたカードサイズアンテナの効率測定", 1992年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 2, **B-99**, p.2-99 (1992-09).
- [4] 深沢 徹, 石井 望, 伊藤精彦: "スペクトル領域法を用いた超電導マイクロストリップアンテナの解析", 1993年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 2, **B-110**, p.2-110 (1993-09).

- [5] 石井 望, 伊藤精彦: "整合のとれた円偏波円環リングマイクロストリップアンテナ", 1993年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 2, **B-103**, p.2-103 (1993-09).
- [6] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: "Wheeler 法を用いた小型アンテナの効率測定に関する検討", 1993年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 2, **SB-1-6**, pp.2-464-465 (1993-09).
- [7] 石井 望, 清尾俊輔, 伊藤精彦: "板状ループアンテナの最大効率に関する一考察", 1994年電子情報通信学会春季大会講演論文集, 2, **B-106**, pp.2-106 (1994-03).
- [8] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: "切替可能な短絡素子付きカードページャ用小アンテナ", 1994年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 通信 1, **B-33**, p.33 (1994-09).
- [9] 石井 望, 伊藤精彦: "スカラ・グリーン関数を用いた Wheeler 法におけるシールド効果の検討", 1994年電子情報通信学会秋季大会講演論文集, 通信 1, **B-56**, p.56 (1994-09).
- [10] 石井 望, 清尾俊輔, 伊藤精彦: "板状ループアンテナにおける利得最適化時の特性モード解析", 1995年電子情報通信学会総合大会講演論文集, 通信 1, **B-144**, p.144 (1995-03).
- [11] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: "薄型板状アンテナの偏波切替に関する実験的検討", 1995年電子情報通信学会通信ソサイエティ大会講演論文集, 1, **B-37**, p.37 (1995-09).
- [12] 石井 望, 清尾俊輔, 伊藤精彦: "板状ループアンテナに関する G/Q 最適化時の特性モード分布", 1995年電子情報通信学会通信ソサイエティ大会講演論文集, 1, **B-57**, p.57 (1995-09).
- [13] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦, 斎藤広隆, 大西直樹, 佐々木金見: "切替素子付き板状アンテナの偏波切替の基礎実験", 1996年電子情報通信学会総合大会講演論文集, 通信 1, **B-155**, p.155 (1996-03).

電気関係四学会北海道支部大会発表

- [1] 石井 望, 伊藤精彦: "キャパシタ装荷による平板アンテナの整合について", 平成元年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **86**, p.120 (1989-09).
- [2] 石井 望, 伊藤精彦: "ワイヤグリッドモデルに関する実験的検討", 平成2年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **96**, p.128 (1990-10).
- [3] 石井 望, 伊藤精彦: "薄型板状アンテナへのワイヤグリッドモデルの適用について", 平成3年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **111**, p.142 (1991-10).
- [4] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: "小型アンテナの効率測定", 平成4年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **140**, p.146 (1992-10).
- [5] 石井 望, 伊藤精彦: "カードサイズアンテナの厚みと効率の関係について", 平成4年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **141**, p.147 (1992-10).

- [6] 深沢 徹, 石井 望, 伊藤精彦: “超電導体パッチアンテナの電力依存性の解析”, 平成5年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **192**, p.231 (1993-10).
- [7] 清尾俊輔, 石井 望, 伊藤精彦: “モーメント法によるダイポールアンテナの Q の数値解析”, 平成5年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **199**, p.238 (1993-10).
- [8] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: “整合をとった低姿勢ループアンテナの Wheeler 法による効率測定およびシミュレーション”, 平成5年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **200**, p.239 (1993-10).
- [9] 石井 望, 伊藤精彦: “モーメント法を用いた4足ループアンテナの固有モード解析”, 平成5年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **201**, p.240 (1993-10).
- [10] 清尾俊輔, 石井 望, 伊藤精彦: “板状ループアンテナの最大効率と電流分布の関係について”, 平成6年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **274**, p.314 (1994-10).
- [11] 石井 望, 清尾俊輔, 伊藤精彦: “板状ループアンテナの効率最適化時の固有モード解析”, 平成6年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **275**, p.315 (1994-10).
- [12] 村本 充, 石井 望, 伊藤精彦: “外部整合回路を付加した小形アンテナの Wheeler 法適用に関する検討”, 平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **222**, p.243 (1995-10).
- [13] 石井 望, 伊藤精彦: “板状ループアンテナにおける η/Q に関する最適化について”, 平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集, **223**, p.244 (1995-10).

