

移動体通信用アンテナの高性能化に関する研究

西本, 研悟 / NISHIMOTO, Kengo

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

132

(発行年 / Year)

2016-03-24

(学位授与番号 / Degree Number)

32675乙第220号

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2016-03-24

(学位名 / Degree Name)

博士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00013016>

法政大学審査学位論文

移動体通信用アンテナの高性能化に関する研究

西本 研悟

2016年3月

目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	小形端末用アンテナ	2
1.2.1	小形アンテナの特性	2
1.2.2	小形アンテナの実用化技術	3
1.2.3	線状アンテナの解法	5
1.3	基地局用アンテナ	6
1.3.1	基地局用アンテナへの要求条件	6
1.3.2	移相器	7
1.3.3	素子アンテナ	7
1.4	本研究の内容と論文の構成	7
第2章	スライド構造の共振を利用した小形端末用アンテナの広帯域化方法	15
2.1	まえがき	15
2.2	スライド構造の共振を利用した広帯域化方法の動作原理	16
2.2.1	並列共振による広帯域化	16
2.2.2	考察	18
2.2.3	スライドを閉じた場合	21
2.3	数値計算結果	22
2.3.1	並列共振周波数	22
2.3.2	放射特性	24
2.4	測定結果	27
2.5	まとめ	30
第3章	可変容量を装荷した帯域可変スリーブアンテナ	33
3.1	まえがき	33
3.2	アンテナの大きさとCRBとの関係	34
3.3	可変容量装荷スリーブアンテナの原理	37
3.4	計算・測定結果	38
3.4.1	計算・測定モデル	38
3.4.2	漏れ電流	39

3.4.3	入力インピーダンス	39
3.5	可変容量ダイオードを用いた場合の検討	42
3.5.1	アンテナ構成	42
3.5.2	漏れ電流	44
3.5.3	入力インピーダンス	44
3.5.4	放射パターン	45
3.6	まとめ	47
第4章	Nyström 法を用いた Hallén の積分方程式の解	49
4.1	はじめに	49
4.2	Nyström 法	50
4.2.1	Nyström 法を用いた積分方程式の解	50
4.2.2	1点修正法	51
4.3	Hallén の積分方程式	55
4.3.1	δ 関数の波源により給電されたダイポールアンテナ	55
4.3.2	Hallén の積分方程式の核	56
4.3.3	補正関数の発散項	57
4.3.4	階段関数の波源により給電されたダイポールアンテナ	57
4.4	計算結果	58
4.4.1	近似核を用いた Hallén の積分方程式	58
4.4.2	δ 関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式	58
4.4.3	階段関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式	59
4.5	測定結果との比較	61
4.6	まとめ	63
第5章	ビーム可変基地局アンテナ向け M 字型誘電体移相器	67
5.1	まえがき	67
5.2	移相器の構成と設計式	68
5.2.1	移相器の構成	68
5.2.2	設計式	69
5.2.3	移相器の特性	71
5.3	計算・測定結果	72
5.4	高さ公差の検討	77
5.5	ビーム可変基地局アンテナの構成例	78
5.6	まとめ	80
第6章	直交偏波共用パッチアンテナにおける交差偏波低減法	83
6.1	まえがき	83

6.2	パッチアンテナのチルト面における交差偏波特性	84
6.2.1	原理	84
6.2.2	ϵ_r 最適値と $ E_x/E_{co} $ 限界値	87
6.2.3	数値計算結果	89
6.3	無給電素子を装荷した場合	91
6.3.1	計算・測定方法	91
6.3.2	計算・測定結果	92
6.3.3	ϵ_{reff} 最適値と $ E_x/E_{co} $ 限界値	96
6.4	むすび	97
第7章 結論		100
謝辞		102
研究業績一覧		103
1.	論文	103
2.	国際学会	104
3.	全国大会	105
4.	研究会	107
5.	解説論文	108
6.	特許	109
7.	表彰	109
付録 A Q と帯域幅の関係 (第 1 章)		110
付録 B Pocklington の積分方程式 (第 1 章)		113
付録 C モーメント法の原理 (第 1 章)		116
付録 D δ 関数の波源に対する Hallén の積分方程式 (第 4 章)		118
付録 E $\Psi_0(\bar{\rho})$ の展開 (第 4 章)		120
付録 F 式 (4.57)~(4.61) の導出 (第 4 章)		125
付録 G 式 (4.62)~(4.65) の導出 (第 4 章)		127
付録 H 階段関数の波源に対する Hallén の積分方程式 (第 4 章)		129
付録 I 式 (4.73), (4.74) の導出 (第 4 章)		132

第1章 序論

1.1 研究の背景

移動体通信システムは、高速化、高性能化に向け進化し続けており、我々の生活の身近で多く利用されるようになってきている。比較的長距離の通信システムとしてはスマートフォンに代表される携帯電話システムがあり、短距離の通信システムとしては無線 LAN (Local Area Network)、特定小電力無線、Bluetooth 等がある。また、これらの無線通信システムは、スマートメータシステム、スマートエントリ、カーマルチメディア、HEMS (Home Energy Management System) 等の1つの実現手段となっており、豊かで環境に優しい社会の実現に向けて必要不可欠のものとなっている。

これらのシステムでは、無線通信装置が必ずしも移動するとは限らず、一度設置されれば固定状態で使用される場合もある。例えば、スマートメータシステムでは、スマートメータが各住宅に一度設置されれば動かされることはほとんど無い。しかし、こうした場合においても、無線通信装置はどこに設置されるか分からない。また、一般に装置を小形化する必要があるため小形アンテナを搭載することになるが、小形アンテナは周囲の設置環境の影響を大きく受ける。したがって、通信装置が移動しなくとも、移動体通信と類似の性能が要求される。ここでは、元々の移動体通信と類似の性能が要求されるこうしたシステムも含めて、“移動体通信”と呼ぶことにする。

移動体通信システムは、一般には、基地局と小形端末から構成される。また、通信方式によっては、例えばマルチホップ通信システムのように、小形端末のみから構成される場合もある。いずれにせよ、小形端末は必ず用いられる。移動体通信システムの進歩に伴い、小形端末用アンテナには、小形化、広帯域化がますます求められている。また、通信性能向上を目的として MIMO (Multiple Input Multiple Output) やダイバーシチを適用するために、複数のアンテナを搭載することが求められる場合もある。一方、基地局においては、小形端末と比較して、より高性能、高機能なアンテナが用いられる。一般に、携帯電話用基地局では、電氣的ビームチルトの可能なリニアアレーアンテナが用いられる。

本章では、移動体通信向けの小形端末用アンテナと基地局用アンテナの技術及びその課題について述べる。

1.2 小形端末用アンテナ

1.2.1 小形アンテナの特性

小形端末に搭載される小形アンテナの特性について述べる。小形の定義としては、電気的小形、物理的小形等がある [1]。電気的小形は使用波長比で小形であることを意味し、物理的小形は単に物理的寸法が小さいことを意味する。ただ、一般に小形アンテナと言えば電気的小形アンテナを指す [2]。Wheeler は、小形アンテナの対象とする寸法の目安として、1 radian sphere 内にあるアンテナを提唱した [3]。radian sphere は半径が $\lambda/2\pi$ (λ : 波長) の球であり、この球面上では蓄積界と放射界が等しい。この球の内部では蓄積界が支配的であり、また、電気的な寸法は $\lambda/2\pi$ で規格化すると分かり易いので良く用いられる。

小形アンテナは、小形化するほど周波数帯域と放射効率が劣化するという物理学的特性がある。小形アンテナの理論限界を論ずる際には Q 値が用いられる。小形アンテナの理論限界については、最初に Chu が球面波展開を用いて水平面内無指向性アンテナの Q の最小値 (下限 Q 値) を求めた [4]。Chu の議論に基づき、Hansen は最低次のモードの下限 Q 値とアンテナの電気的寸法との関係を導出した [5], [6]。また、Collin らは、全電磁界のエネルギー密度から放射に関するエネルギー密度を差し引くことで、リアクティブな電気・磁気エネルギーを計算し、各モードの下限 Q 値の簡単な表現式を求めた [7]。それによると、最低次のモードの下限 Q 値は次式で表される。

$$Q_r = \frac{1}{ka} + \frac{1}{(ka)^3} \quad (1.1)$$

ここで、 $k = 2\pi/\lambda$ であり、 a はアンテナを取り囲む最小の球の半径である。Hansen の式と Collin の式は、 $ka < 1$ ではほぼ一致する。アンテナに損失がある場合には放射電力に損失電力が加わり、 η を放射効率として、 Q 値は $Q_r \eta$ となる。また、単共振のアンテナの場合、 Q と比帯域 B との間には次式の関係がある (付録 A 参照)。

$$B = \frac{1}{2Q} \sqrt{(s^2 - 1) \left(1 - \frac{1}{s^2}\right)} \quad (1.2)$$

ここで、 s は許容できる最大の VSWR である。したがって、式 (1.2) に、 $Q = Q_r \eta$ と式 (1.1) を代入して、

$$B\eta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{ka} + \frac{1}{(ka)^3} \right)^{-1} \sqrt{(s^2 - 1) \left(1 - \frac{1}{s^2}\right)} \quad (1.3)$$

が得られる。式 (1.3) は小形アンテナの理論限界を示す式であり、あるアンテナ寸法 ka が与えられた時の $B\eta$ の最大値を示している。式 (1.3) から分かるように、アンテナを小形化すると、帯域 B が減少するか、放射効率 η が劣化する。 $B\eta$ は小形アンテナの性能を比較する指標として用いられ、この値が大きいほど与えられた寸法制約下で高性能であると判断できる。Sievenpiper らは、2010 年までに IEEE で発表された 110 種類の小形アンテナの $B\eta$ を調べ、上記の理論限界式を超えるものは無いことを示した [8]。また、帯域と放射効率だけでなく利得も含めて評価する方法も提案されている [9]。

1.2.2 小形アンテナの実用化技術

寸法，使用帯域，放射効率（利得）などの要求条件下で，理論限界に近いアンテナを設計するための技術について述べる．森下らは，小形端末に搭載される小形アンテナの設計概念について数種類に分類している [10]．それによると小形アンテナを高性能化するための設計概念は，主として，(1) 端末内の地導体を放射体の一部として積極的に利用する設計と，(2) アンテナを端末内の地導体から分離する設計に分類される．前者では地導体に電流を流すモノポール系のアンテナが，後者では地導体に流れる電流を抑制できるダイポール系のアンテナが用いられることが多い．

小形端末用アンテナでは，無線通信システムの進化に伴って小形化が進んできた．アンテナが小形になると帯域，効率，利得が劣化するが，小形端末内にはその多くの部分に渡って地導体があり，地導体も放射体（アンテナ）として利用することで性能を向上させることができる．地導体を放射体の一部として利用した設計方法は，与えられた筐体寸法下でアンテナ性能を限界近くまで向上させることができる一方，小形端末全体の設計に積極的に参加する必要がある．端末構造とアンテナ以外も含めた端末の性能・機能の最適化に多くの時間を要する．また，端末構造が複雑になれば，アンテナ性能を確保するための設計が困難になる．地導体に流れる電流を低減し，アンテナを端末内の地導体から分離して設計できれば，端末構造や他の部品に起因する不確定要素を低減できる．一方，この方法では，アンテナ性能を確保するために，地導体を利用する方法よりアンテナ寸法を大きくする必要があるのである．このように，上記2つの設計概念には一長一短があり，要求条件に応じて使い分けることが重要である．

モノポール系のアンテナ

モノポールアンテナを小形化する方法を以下に示す．

1. 逆 L, 逆 F アンテナ

逆 L アンテナは，モノポールを途中で折り曲げて低姿勢化したアンテナである [9], [11]．逆 L アンテナは，地板からの高さが低いいため放射抵抗が低くなり，一般に 50Ω との整合が取れない．逆 F アンテナはこの問題を解決するために考案されたもので，アンテナと地板の間を短絡線で接続し，給電線と短絡線をアンテナインピーダンスに並列のショートスタブのように動作させることで整合を取ることができる [9]．

2. 板状逆 F アンテナ

板状逆 F アンテナは，逆 F アンテナの地板に平行な線状導体部分を板状導体に置き換えることで，広帯域化を図ったアンテナである [12], [13]．また，ショートパッチアンテナの変形と考えることもできる．板状逆 F アンテナは，携帯端末用内蔵アンテナとして代表的なものである．

3. ヘリカル，メアンダラインアンテナ

ヘリカルアンテナは，その直径とピッチが波長と比べて十分に小さい場合はノーマルヘリカルアンテナ [14]–[16] と呼ばれ，モノポールと同様の指向性を持つ．メアンダラインアンテナ [17], [18] は，ヘリカルアンテナを平面状に構成したアンテナであり，基板上に作成できるので作り易いという利点がある．

4. 容量装荷モノポールアンテナ

容量装荷モノポールアンテナは，モノポールの先端に円形導体板を装荷し，導体板と地板の間に発生する寄生容量により低姿勢化したアンテナである [19]．給電点は導体板の中央に設置し， TM_{01} モードのパッチアンテナとも考えることができる．導体板と地板の間に短絡ピンを設け，短絡ピンの数及び給電点と短絡ピンの距離を調整することでインピーダンス整合を実現できる [19]–[21]．

5. インダクタンス装荷モノポールアンテナ

インダクタンス装荷モノポールアンテナ [22], [23] は，モノポールの途中に L 成分を付加することで小形化したアンテナである．電流が強く流れる給電点付近に装荷した方がより小形化できるが，実際のインダクタンス素子には直列抵抗成分があるため損失も増加する．

6. 誘電体または磁性体を利用する方法

アンテナの周囲に誘電体 [24] または磁性体 [25] を設置する方法では，誘電体や磁性体の波長短縮の効果によりアンテナを小形化できる．この方法では小形化はできるが，当然のことながら帯域や放射効率は劣化する．

これらのモノポール系のアンテナを小形端末に用いる場合には，その特性が小形端末内の地導体の形状に大きく影響される．平沢らは，筐体上のモノポールアンテナの特性を検討し， $1/4$ 波長モノポールでは $1/2$ 波長モノポールと比較して筐体に流れる電流が大きいことを示した [26]．筐体上の電流からの放射を積極的に利用した例としては，2枚の地板を折り畳む構成の二つ折り式端末において，筐体開時に2枚の地板間を給電しダイポールとして動作させる方法がある [27], [28]．このように，筐体(端末の地导体)上の電流により筐体もアンテナとして動作し，地導体の形状がアンテナ特性を変化させる．したがって，小形・広帯域・高効率のモノポールアンテナを実現するためには，端末構造を含めた最適設計法の確立が課題である．

ダイポール系のアンテナ

無限地板上のモノポールの電流分布はイメージ電流を考慮するとダイポールと等価なので，ダイポールの小形化方法はモノポールと同様である．ダイポール系のアンテナは地導体が不要のため，給電方法を工夫すれば，地導体(筐体)に流れる電流を抑制して地導体形

状の影響を低減できる。小形端末に設置したダイポール系のアンテナへの給電方法を以下に示す。

1. バランを用いる方法

ダイポールは平衡型アンテナのため、不平衡線路で給電する場合にはバランが必要となる。バランとしては、シュペルトップ型バラン、分岐バラン、迂回線路バラン、テーパバラン、集中定数素子 (L, C) によるバラン等がある [29]–[31]。このうち、小形端末においてはバランを小形化する必要があるため、集中定数素子によるバランが候補として考えられるが、帯域が狭くなる。

2. スリーブアンテナ

スリーブアンテナは、同軸線路の内導体に接続された4分の1波長のモノポールと、同軸線路の外導体に接続され同軸線路を覆う4分の1波長のスリーブ導体から構成されたアンテナである [32]–[35]。スリーブ導体には、放射素子としての機能と、同軸線路の外導体の外側に流れる漏れ電流を阻止する機能がある。したがって、新たなバラン構造が不要である。スリーブアンテナには、マイクロストリップ線路により給電し、誘電体基板上に作成する方法 [36]、平行二線により給電する方法 [37] もある。スリーブアンテナを端末筐体から飛び出すように設置すれば、筐体に流れる電流を抑制することができる。

3. 自己平衡作用を利用する方法

半波長の折り返しダイポールアンテナは自己平衡作用を有することが知られており、不平衡給電しても筐体上の電流を抑制することができる [38], [29]。折り返しダイポールアンテナを小形化して携帯端末上で実現した例が報告されている [39]。

ダイポール系のアンテナでは、地導体に流れる電流を抑圧できるので、端末構造に起因する特性劣化を低減できる。しかし、アンテナ性能を確保するためには、モノポール系のアンテナよりアンテナ寸法を大きくする必要がある。小形端末のアンテナ実装領域は限られているため、効率を維持したまま広帯域に適用できる小形ダイポールアンテナの設計法確立が課題である。

1.2.3 線状アンテナの解法

モノポールやダイポール等の線状アンテナの解法としては、積分方程式を解いてアンテナの電流分布を求め、これにより放射特性を求める方法について多くの研究がなされている。古くは、電界から電流を求める Pocklington の積分方程式 (付録 B 参照) を解く方法 [40]、ベクトルポテンシャルから電流を求める Hallén の積分方程式を解く方法 [41] があり、King は直線状の導体について級数展開により未知電流を求めている [42]。また、Mei は、曲線状導体に対する積分方程式の導出を行っている [43]。更に、Harrington がモーメント法

を提唱し [44], 計算機の発展とともに急速に普及してきた [45], [46]. モーメント法では, 積分方程式の未知電流を未知係数と基底関数で展開し, 積分方程式の両辺に試行関数を掛けて積分することにより, 連立方程式に変形して数値的に未知電流を求める (付録 C 参照). 板状導体や誘電体が存在する問題の解法にも使用されている [47].

他の解法として, 偏微分方程式を数値的に解く時間領域差分法 (FDTD, Finite Difference Time Domain) [48] や有限要素法 (FEM, Finite Element Method) [49] もある. しかし, これらの方法では空間を直方体や四面体等のセルに分割するために, 一般に, 線状アンテナに適用する場合にはメモリが大きくなり, 複雑な形状の線状アンテナの場合には精度が劣化する.

積分方程式を解く際には, 一般に, 電流は円筒導体の中心軸を流れていると仮定し, これによる円筒導体表面のポテンシャルを計算する (細線近似). すなわち, 近似核を用いる. また, 波源としては, 無限小の間隔に電圧 V が印加されると仮定した δ 関数を用い, 給電部の有限間隙を考慮しない. 実際の線状アンテナは線径と給電間隙が有限なので, 高精度に解析するためにはこれらを考慮する必要がある. したがって, 厳密核と有限間隙の両方を考慮した高精度の確立が課題である.

1.3 基地局用アンテナ

1.3.1 基地局用アンテナへの要求条件

基地局用アンテナには, 屋外用としてセクタアンテナ [50], 水平面無指向性アンテナ [51]–[53] があり, 不感地用として双指向性アンテナ, 低姿勢アンテナがある [54]. ここでは, 基地局として代表的なセクタアンテナに着目する. 移動体通信基地局における無線ゾーン構成は, 主に 3 セクタ, 6 セクタであり, 設置場所のトラフィック量に応じてセクタ分割数とサービスエリア半径を変化させている. したがって, セクタ分割数に対応した水平面指向性とサービスエリア半径に対応した垂直面指向性がアンテナに要求される. 水平面ビーム幅 (電力半値角) は, セクタ角 (3 セクタでは 120 度, 6 セクタでは 60 度) と同じにする場合もあるが, 隣接セクタ間の干渉を低減するためにはセクタ角より狭くした方が加入者容量を大きくでき [55], 80~90 度 (3 セクタ) や 45 度 (6 セクタ) も用いられる.

水平面ビーム幅はセクタ構成に依存するため, 高利得とするためには垂直面ビーム幅を狭くする必要があり, 垂直方向に配列したりニアアレーアンテナが用いられる. また, 隣接セルとの干渉を低減するために, ビーム方向は水平面から下にチルトさせる必要がある [56], [57], チルト角をトラフィック量に応じて変化させることでサービスエリア半径を調整する. 電氣的にビーム方向を垂直面内で変化させるために, 各素子アンテナの励振位相を変化させる移相器が用いられる [58].

また, 基地局用アンテナでは, マルチパスフェージングを抑制するために, 空間ダイバーシチや偏波ダイバーシチが使用されることが多い. 中でも偏波ダイバーシチは, 省スペースでありながら空間ダイバーシチと同等以上の効果があるため, 広く使用されている [63].

基地局用アンテナの高性能化・高機能化を実現するキーコンポーネントは、電氣的ビームチルトを可能とする移相器と、偏波ダイバーシチを可能とする直交偏波共用の素子アンテナである。

1.3.2 移相器

基地局用アンテナにおいてはPIM (Passive Intermodulation) を抑圧する必要があるため [59], 移相器としては金属間接触の無い構造が望ましい。また, 半導体チップを用いた電気制御の移相器 [60]–[62] は, 耐電力が低くコストが高いため, 基地局用途には適さない。したがって, 機械的に制御する移相器が用いられるが, 低損失でありながら構造が簡易であることが求められる。簡易・小形で金属間接触の無い移相器の設計法確立が課題である。

1.3.3 素子アンテナ

偏波ダイバーシチアンテナの従来例としては, 垂直偏波素子にダイポール, 水平偏波素子に無給電素子付きのC形ダイポール [64] や反射板の内側に傾けた2本の逆相給電モノポール [65] を用いることで120度ビームアンテナを得た例がある。また, 垂直偏波素子に2素子ダイポールアレーを用い, 水平偏波素子にV形ダイポール [66] や両端に無給電素子を配置したダイポール [67] を用いることでビーム幅が60度となる偏波共用アンテナが報告されている。更に, ± 45 度偏波を採用し, 800MHz帯用としてダイポールを, 2GHz帯用として偏波共用パッチアンテナを用いることで, 800MHz / 2GHz帯偏波共用60度ビームアンテナを得た報告がある [68], [69]。800MHz帯を垂直 / 水平偏波共用, 2GHz帯を ± 45 度偏波共用とすることで, 素子間の結合量を低減させた例も報告されている [70]。

偏波ダイバーシチアンテナにおいては, 所望の水平面ビーム幅, 周波数帯域を満足することの他に, ダイバーシチ利得を上げるために低交差偏波化が重要となる。また, 2偏波に対応するために給電回路が複雑になる。アンテナを一体構成して省スペース化できる偏波ダイバーシチアンテナにおいては, 簡易な構成で低交差偏波アンテナを実現する設計法の確立が課題である。

1.4 本研究の内容と論文の構成

本研究で取り上げるテーマの関係図を図1.1に示す。小形端末用アンテナに関しては, モノポール系, ダイポール系のアンテナ, 線状アンテナの解法についての課題に対する提案を行う。基地局用アンテナに関しては, ビーム方向を制御する移相器, 偏波ダイバーシチを実現する素子アンテナについての課題に対する提案を行う。以上により, 移動体通信システム用アンテナの高性能化に寄与することを目的とする。

図1.2に, 本研究で取り上げたテーマ, 課題, 内容の関係を示す。

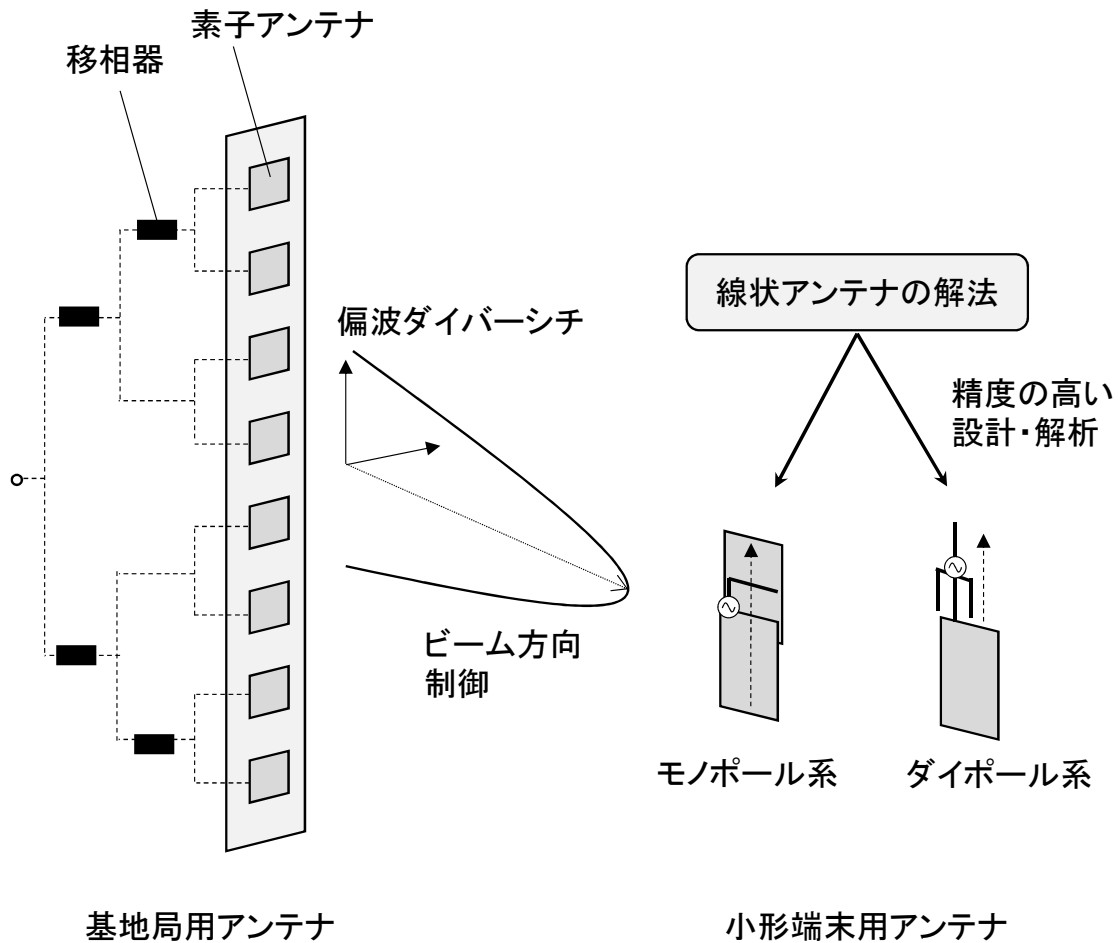


図 1.1: 本研究で取り上げるテーマの関係図

1. 小形端末用アンテナ

本研究では、小形アンテナの実用化技術として、モノポールアンテナの端末構造を含めた最適設計法と、地導体に流れる電流を抑圧できる小形ダイポールアンテナの設計法を提案する。高速化に向け進化し続けている移動体通信システムでは、小形端末用アンテナの広帯域化が課題となっており、限られた実装領域下で広帯域に適用できる高効率のモノポール系、ダイポール系のアンテナについて提案する。

端末内の地導体を放射体の一部として積極的に利用するモノポール系のアンテナについては、2枚の地板をスライドさせる構成のスライド式端末において、スライド構造の共振を利用することでアンテナの入力インピーダンスを広帯域化する方法を提案する（第2章）。原理を示し、有効性を計算、測定により提案方法の有効性を実証する。

地導体に流れる電流を抑圧できるダイポール系のアンテナについては、可変容量 C を装荷した小形の帯域可変スリーブアンテナを提案し、 C を変化させることで漏れ電流を阻止する周波数帯域を調整できることを計算と実験により示す（第3章）。

線状アンテナの解法については、一般に、積分方程式を解く際に細線近似（近似核）と δ 関数波源を用いており、高精度化が課題である。そこで、厳密核と給電部の有限

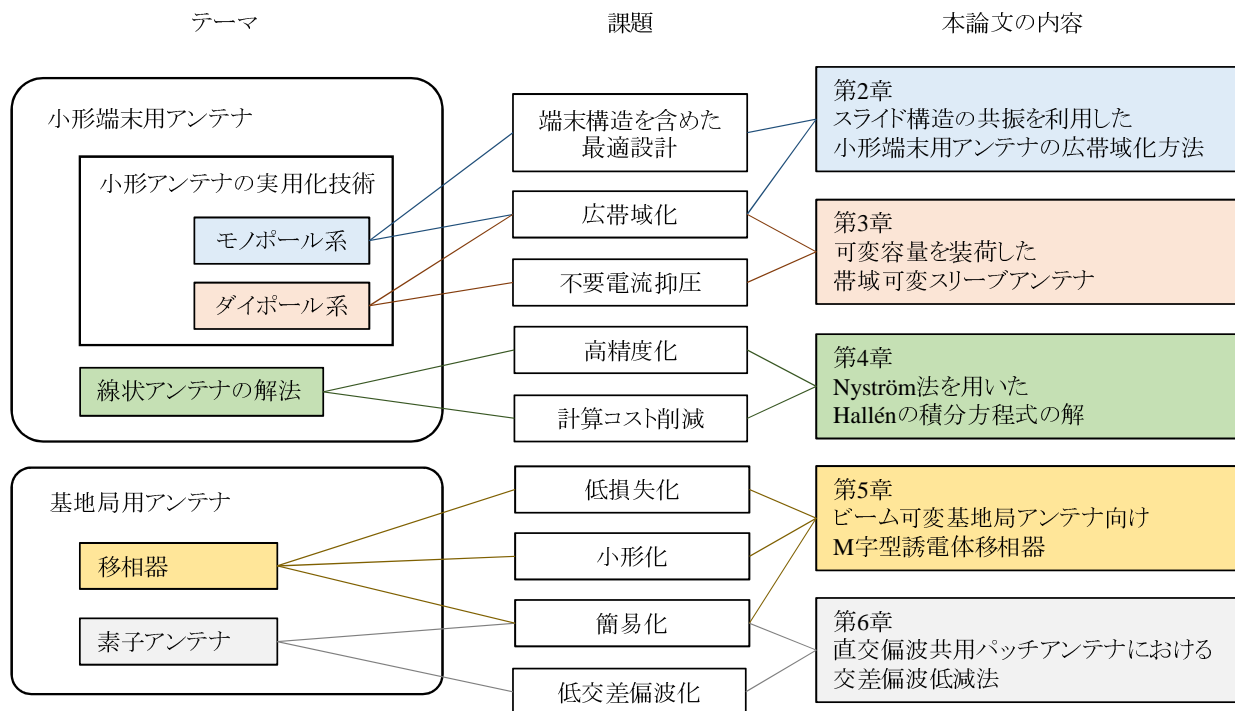


図 1.2: 本論文の構成

間隙の両方を考慮した，計算コストの低い解法を提案する（第4章）．Hallénの積分方程式に対してNyström法を適用し，近似核を厳密核に変換する補正関数を導出する．また，特異性を持つ核に対して，1点修正法を提案する．更に，計算値が測定値と非常に良く対応することを示す．

2. 基地局用アンテナ

基地局用アンテナにおいて電氣的にビームをチルトさせる場合には，給電回路が複雑となるため，キーコンポーネントである移相器について損失を低く抑えながら簡易化・小形化することが課題である．そこで，簡易・小形のM字型誘電体移相器を提案し，設計式を導出する（第5章）．提案する移相器は金属間接触構造が無く，M字型の誘電体板をストリップ線路のストリップ導体と地導体板の間で動かすことで移相量を調整することができる．計算と測定により検証し，計算結果，測定結果，理論式の傾向がほぼ対応することを示す．

また，偏波ダイバーシチに対応した直交偏波共用アンテナでは，ダイバーシチ利得を上げるために，簡易な構成で交差偏波を低減させることが課題である．そこで，素子アンテナ技術として，直交偏波共用パッチアンテナにおいて，基板誘電率を最適化することによりチルト面における交差偏波を低減する方法を提案する（第6章）．また，交差偏波レベルの限界値を明らかにする．本方法が有効であることを計算と実験により実証する．

最後に，第7章で本研究の結論を示す．

1章の参考文献

- [1] 藤本京平, “小形アンテナに関する研究動向,” 信学誌, vol.71-B, no.8, pp.830–838, Aug. 1987.
- [2] 徳丸 仁, “最近の小形アンテナ 電気的小形アンテナ,” 信学論 (B), vol.J88-B, no. 11, pp. 1206–1212, Nov. 1998.
- [3] H.A. Wheeler, “The radian sphere around a small antenna,” Proc. IRE, vol.47, pp.1325–1331, Aug. 1959.
- [4] L.J. Chu, “Physical limitations of omni-directional antennas,” J. Appl. Phys., vol.19, pp.1163–1175, Dec. 1948.
- [5] R.C. Hansen, “Fundamental limitations in antennas,” Proc. IEEE, vol.69, no.2, pp.170–182, Feb. 1981.
- [6] J.S. McLean, “A re-examination of the fundamental limits on the radiation Q of electrically small antennas,” IEEE Trans. Antennas Propag. vol.44, no.5, pp.672–676, May 1996.
- [7] R. Collin and S. Rothschild, “Evaluation of antenna Q,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.12, pp.23–27, Jan. 1964.
- [8] D.F. Sievenpiper, D.C. Dawson, M.M. Jacob, T. Kanar, S. Kim, J. Long, and G. Quarfoth, “Experimental validation of performance limits and design guidelines for small antennas,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.60, no.1, pp.8–19, Jan. 2012.
- [9] 新井宏之, “小形アンテナ：小形化手法とその評価法,” 信学論 (B), vol.J87-B, no.9, pp.1140–1148, Sep. 2004.
- [10] 森下 久, “小形携帯端末用アンテナ：設計概念から将来展望まで,” 信学論 (B), vol.J88-B, no.9, pp.1601–1612, Sep. 2005.
- [11] J. Volakis, C.C. Chen, and K. Fujimoto, *Small Antennas: Miniaturization Techniques & Applications*, McGraw-Hill, New York, 2010.
- [12] 春木宏志, 小林 敦, “携帯無線機用逆 F 形アンテナ,” 昭 57 信学総全大, 613, Mar. 1982.

- [13] 多賀登喜雄, 角田紀久夫, “空間回路網法による板状逆 F 形アンテナの解析,” 信学論 (B-II), vol.J74-B-II, no.10, pp.538–545, Oct. 1991.
- [14] J.D. Kraus, *Antennas*, second ed., McGraw-Hill, New York, 1988.
- [15] Y. Hiroi and K. Fujimoto, “Practical usefulness of normal helical antenna,” 1976 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp., pp.238–241, Oct. 1976.
- [16] 長 敬三, 山田吉英, “導体板近接時のノーマルモードヘリカルアンテナの入力インピーダンス解析,” 信学論 (B-II), vol.J73-B-II, no.5, pp.250–256, May 1990.
- [17] H. Nakano, H. Tagami, A. Yoshizawa, and J. Yamauchi, “Shortening ratios of modified dipole antennas,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.32, no.4, Apr. 1984.
- [18] 遠藤 勉, 砂原米彦, 佐藤眞一, 片木孝至, “メアンダ状ダイポールアンテナの共振周波数と放射効率,” 信学論 (B-II), vol.J80-B-II, no.12, pp.1044–1049, Dec. 1997.
- [19] 金田久美子, 近藤知彦, 安藤 真, 後藤尚久, “軸対称モード円環パッチアンテナとその給電法,” 信学技報, A・P87-53, Jul. 1987.
- [20] 遠藤一雄, 新井宏之, 土岐政弘, “整合ピン付き容量装荷型モノポールアンテナの DK 法による解析,” 信学論 (B-II), vol.J74-B-II, no.11, pp.594–598, Nov. 1991.
- [21] 蔣 恵玲, 新井宏之, “整合ピン付き容量装荷型モノポールアンテナの FDTD 解析,” 信学技報, A・P99-36, Jun. 1999.
- [22] K. Fujimoto, “A loaded antenna system applied to VHF portable communication equipment,” IEEE Trans. Veh. Technol., vol.17, no. 1, pp.6–12, Oct. 1968.
- [23] 安藤篤也, 常川光一, “コイル装荷による小形筐体上ホイップアンテナのパターン成型,” 信学’92 春大, B-100, Mar. 1992.
- [24] Y. Hwang, Y.P. Zhang, G.X. Zheng, and T.K.C. Lo, “Planar inverted F antenna loaded with high permittivity material,” Electron. Lett., vol.31, no.20, Sep. 1995.
- [25] 田中智輝, 林田章吾, 今村和文, 森下 久, 小柳芳雄, “磁性材料を用いた携帯端末用アンテナの小形化に関する一検討,” 信学論 (B), vol.J87-B, no.9, pp.1327–1335, Sep. 2004.
- [26] 平沢一紘, 藤本京平, “直方導体に取り付けられた線状アンテナの特性,” 信学論 (B), vol.J65-B, no.9, pp.1133–1139, Sep. 1982.
- [27] 深沢 徹, 大島 毅, 大塚昌孝, 上田幸治, 有田栄治, 砂原米彦, “携帯端末上のアンテナを用いた地上波デジタル放送の受信試験,” 信学技報, A・P2003-308, Mar. 2004.

- [28] 峯邑隆司, 天野 隆, 諸岡 翼, “2つ折り携帯端末用広帯域アンテナの検討,” 2005 信学総大, B-1-127, Mar. 2005.
- [29] 遠藤敬二, 佐藤源貞, 永井 淳, アンテナ工学, 総合電子出版社, 東京, 1991.
- [30] 新井宏之, 新アンテナ工学, 総合電子出版社, 東京, 1996.
- [31] 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “小形無線端末上のアンテナ測定におけるバランの不平衡電流遮断効果,” 2012 信学ソ大, B-1-189, Sep. 2012.
- [32] R.G. Rowe, “Collinear coaxial array,” *Tele-Tech*, vol.60, pp.34–35, 60, Jan. 1949.
- [33] H. Jasik, *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [34] 伊藤公一, 紅村良雄, 後藤尚久, “スリーブアンテナの特性について,” 信学技報, A・P77-55, Oct. 1977.
- [35] M. Taguchi, S. Egashira, and K. Tanaka, “Sleeve antenna with ground wires,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.39, no.1, pp.1–7, Jan. 1991.
- [36] 吉川幸弘, 砂原米彦, 松永 誠, “マイクロストリップ線路給電形コイル装荷スリーブアンテナ,” 1990 信学秋季全大, B-104, Oct. 1990.
- [37] K. Tsunekawa, “High performance portable telephone antenna employing a flat-type open sleeve,” *IEICE Trans. Electron.*, vol.E79-C, no.5, pp.693–698, May 1996.
- [38] 内田英成, 虫明康人, 超短波空中線, 生産技術センター, 東京, 1977.
- [39] 林田章吾, 森下 久, 藤本京平, “携帯端末用広帯域折り返しループアンテナ,” 信学論 (B), vol.J86-B, no.9, pp.1799–1805, Sep. 2003.
- [40] H.E. Pocklington, “Electrical oscillation in wires,” *Cambridge Phil. Soc. Proc.*, pp.324–332, vol.9, 1897
- [41] E. Hallén, “Theoretical investigation into the transmitting and receiving quality of antennae,” *Nova Acta Upsal.*, ser.4, vol.11, no.4, 1938.
- [42] R.W.P. King, *Theory of Linear Antennas*, Harvard University Press, Cambridge, 1956.
- [43] K.K. Mei, “On the integral equations of thin wire antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.13, pp.374–378, 1965.
- [44] R.F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, The Macmillian Co., New York, 1968.

- [45] J.A. Richmond and N.H. Greary, "Mutual impedance of nonplanar-skew sinusoidal dipoles," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.23, no.3, pp.412–414, May. 1975.
- [46] 中野久松, モーメント法によるアンテナ解析 初級コース, アンテナ・伝搬における設計・解析手法ワークショップ (再開催第5回), 電子情報通信学会 アンテナ・伝播研究専門委員会, 2003.
- [47] 澤谷邦男, "モーメント法によるアンテナ設計," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.9, pp.1668–1677, Sep. 2003.
- [48] 宇野 亨, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社, 東京, 2002.
- [49] 山下栄吉監修, 電磁波問題の基礎解析法, 電子情報通信学会編, コロナ社, 東京, 1987.
- [50] 長 敬三, 山口 良, 蔣 恵玲, "次世代移動通信システム実現に向けた基地局・端末アンテナ技術," *信学論 (B)*, vol.J91-B, no.9, pp.886–900, Sep. 2008.
- [51] 小野 誠, 沼崎 正, 水沢丕雄, "プリント化高利得水平面無指向性アンテナの特性," *信学技報*, A・P77-58, 1977.
- [52] H. Miyashita, H. Ohmine, K. Nishizawa, S. Makino and S. Urasaki, "Electromagnetically coupled coaxial dipole array antenna," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.47, no.11, pp.1716–1726, Nov. 1999.
- [53] 松下裕一郎, 久我宣裕, "矩形導体上に設置された2面型偏波共用オムニ指向性アンテナ," *信学技報*, A・P2005-34, Jun. 2005.
- [54] 新井宏之, "不感地対策用アンテナの現状と今後の課題," *信学技報*, A・P2000-5, Apr. 2000.
- [55] 岩村幹生, 石川義裕, 大野公士, 尾上誠蔵, "W-CDMA 方式におけるセクタアンテナのビーム幅最適化," 1999 信学総大, B-5-157, Mar. 1999.
- [56] K. Fujimoto, *Mobile Antenna Systems Handbook*, third ed., Artech House, Norwood, 2008.
- [57] H. Arai and K. Cho, "Cellular and PHS Base Station Antenna Systems," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E86-B, no.3, pp.980–992, Mar. 2003.
- [58] 苅込正徹, 西村 崇, "移動通信基地局アンテナのチルト角制御と移相器," *信学論 (B)*, vol.J97-B, no.9, pp.738–751, Sep. 2014.
- [59] Y. Yamada, Y. Ebine and K. Tsunekawa, "Base and mobile station antennas for land mobile radio systems," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E74, no.6, pp.1547–1555, Jun. 1991.

- [60] H.A. Atwater, "Circuit design of the loaded-line phase shifter," IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol.33, no.7. pp.626–634, July 1985.
- [61] R.V. Garver, "Broad-band diode phase shifters," IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol.20, no.5. pp.314–323, May 1972.
- [62] J.I. Upshur and B.D. Geller, "Low-loss 360° X-band analog phase shifter," 1990 IEEE MTT-S International Microwave Symp., vol.3, pp.487–490, May 1990.
- [63] 中野雅之, 新井宏之, "移動通信における直交偏波共用基地局アンテナ技術とシステム評価," 信学論 (B), vol.J96-B, no.1, pp.1–15, Jan. 2013.
- [64] 志村 剛, 苅込正敏, 恵比根佳雄, "800/1500MHz 帯周波数・偏波共用 120°ビーム移動通信基地局アンテナ," 2001 信学総大, B-1-136, Mar. 2001.
- [65] 新宅正佳, 恵比根佳雄, "移動通信用基地局偏波ダイバーシチアンテナの設計," 信学技報, A・P98-29, Jul. 1998.
- [66] 杉本由紀, 恵比根佳雄, "水平面内 60°ビーム幅を有する移動通信用偏波ダイバーシチアンテナの設計," 信学技報, A・P98-136, Jan. 1999.
- [67] 志村 剛, 苅込正敏, 恵比根佳雄, "2GHz 帯 60°ビーム偏波ダイバーシチ基地局アンテナ," 2000 信学ソ大, B-1-95, Sep. 2000.
- [68] 島田紀彦, 森 幸一, 星野誠一, 羽山英明, 土澤賢明, "0.8/2GHz 帯偏波共用 60°ビームアンテナ," 2000 信学ソ大, B-1-92, Sep. 2000.
- [69] 安藤敏之, 松原亮滋, 伊藤幹浩, 田崎 修, "1.5GHz/2GHz 帯共用偏波ダイバーシチアンテナ," 2001 信学総大, B-1-137, Mar. 2001.
- [70] 中野雅之, 田門裕樹, 星野誠一, 土澤賢明, 栗原知宏, "0.8/2GHz 帯共用基地局用偏波ダイバーシチアンテナ," 2004 信学ソ大, B-1-138, Sep. 2004.

第2章 スライド構造の共振を利用した小形端末用アンテナの広帯域化方法

本章では、スライド構造を有する小形端末にモノポールタイプのアンテナを設置した時に、スライド構造の共振を利用することで、アンテナの入力インピーダンスを広帯域化する方法を提案する。スライド構造は互いに重なった2枚の地板と、地板間を接続するFPC(Flexible Printed Circuit)から構成される。スライド構造が並列共振することでアンテナの入力インピーダンスにキンク(kink:結び目状の軌跡)が現れ、広帯域化が実現できる。また、スライド構造の並列共振周波数は、FPCの長さや地板間容量を変化させることで調整でき、このことをFDTD法を用いた計算、測定により確認する。更に、並列共振周波数より高い周波数では、電流分布が大きく変化し導体損が大きくなることで放射効率が低下することを示す。

2.1 まえがき

移動体通信システムは高速化に向け進化し続けており、小形端末用アンテナの更なる小形化・広帯域化が要求されている[1]–[4]。アンテナ性能を劣化させずにアンテナを小形化するためには、端末内の地導体を放射体の一部として利用することが有効であり、広く研究されている[3]。1枚の地板で構成された端末においては、地板のアンテナがある位置と反対側にチョーク構造[5]やストリップ導体[6]を設置し、地板長を電気的に変化させることで広帯域化する方法が報告されている。また、地板上の電流分布を制御する方法として、地板に非励振素子を設置することで高効率化した例[7]や、地板に切り込みを入れることで多周波化した例[8]がある。自己補対アンテナを応用して、地板にスロットを設けることで広帯域化した例も報告されている[9]–[11]。2枚の地板を折り畳む構成の2つ折り式端末においては、2枚の地板を接続するFPCの形状を工夫することで高効率化を図った例[12]、アンテナ給電点近傍で2枚の地板を接続することで放射効率を改善した例[13]、2枚の地板間を給電し、筐体を閉じた際に2枚の地板を短絡することで広帯域化した例[14]、2枚の地板の接続部近傍にチョーク構造を設け、一方の地板の影響を低減することで特性を改善した例[15]が報告されている。更に、2枚の地板をスライドさせる構成のスライド式端末においては、モノポールタイプのアンテナを用いる場合、ある条件下で広帯域なインピーダンス特性が得られることが知られている[16]。しかし、その動作原理や放射特性に関する報告はこれまでなかった。

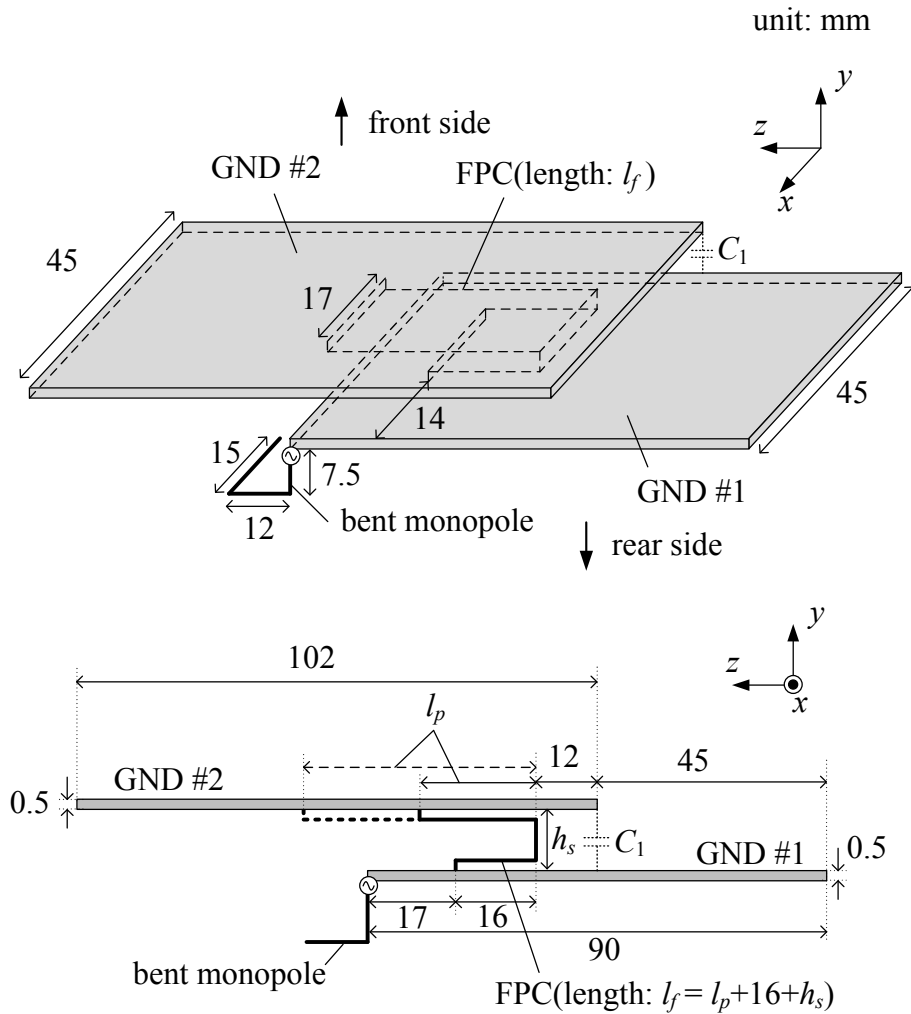


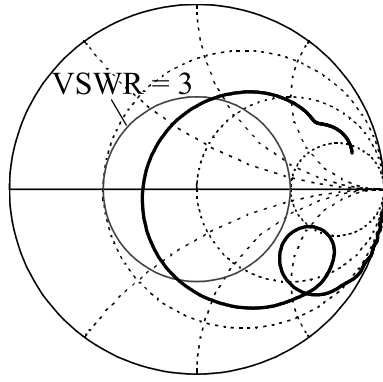
図 2.1: スライド式端末向けアンテナの構成 (©2013 IEICE[17])

本章では，スライド構造を有する小形端末にモノポールタイプのアンテナを設置した時に，スライド構造の共振を利用することで，アンテナの入力インピーダンスを広帯域化する方法を提案する．スライド構造が並列共振することでアンテナの入力インピーダンスにキックが現れ，広帯域化できることを示す．また，スライド構造の並列共振周波数は，FPCの長さや地板間容量を変化させることで調整でき，このことをFDTD法を用いた計算，測定により確認する．更に，並列共振周波数より高い周波数では，電流分布が大きく変化し導体損が大きくなることで放射効率が低下することを示す．

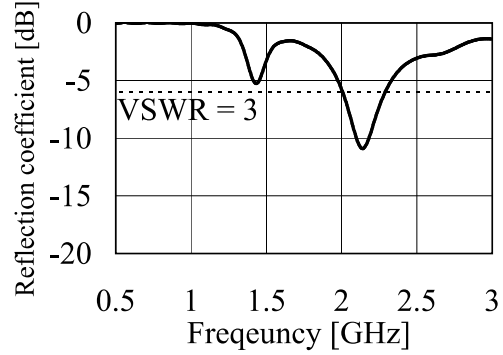
2.2 スライド構造の共振を利用した広帯域化方法の動作原理

2.2.1 並列共振による広帯域化

提案するスライド式端末向けアンテナの構成を図 2.1 に示す．互いに重なった 2 つの筐体をスライドさせる構造となっており，GND #1, #2 は，各筐体内の回路基板の地板を模擬したものである．ここでは，GND #1 と GND #2 をスライドさせた状態を考える．ま

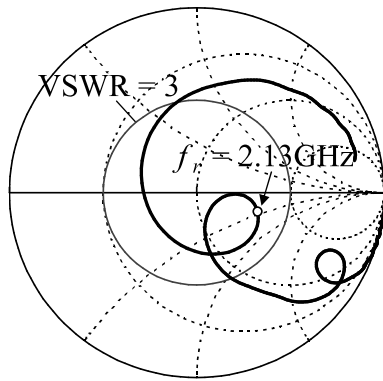


(a) Smith chart

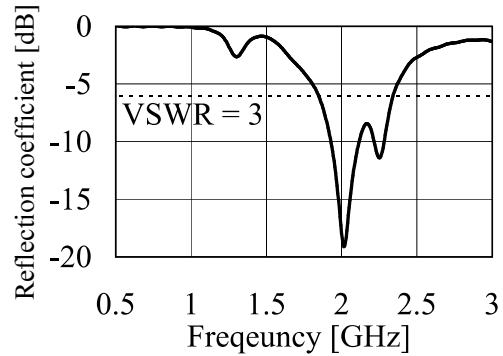


(b) Reflection coefficient

図 2.2: $h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 44\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果



(a) Smith chart



(b) Reflection coefficient

図 2.3: $h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果

た、電気信号を伝送するために、GND #1 と GND #2 の間に FPC が接続される。折り曲げモノポールアンテナを GND #1 の端部に、スライドさせた時に GND #2 の背面に位置するように設置する。FPC 長 l_f は、図 2.1 の断面図に示すように、FPC の GND #2 との接続位置 l_p を変化させて調整し、 $l_f = l_p + 16 + h_s$ とする。折り曲げモノポールの長さは約 2.15GHz において 1/4 波長とし、本論文では 2GHz 帯における検討を行う。

GND #1 と GND #2 の間隔 h_s が 5mm の場合を考える。FPC 長 l_f が 44mm の時に、FDTD 法を用いて計算した入力インピーダンスを図 2.2 に示す。なお、FDTD 法の吸収境界条件は PML4 層とした。 $l_f = 44\text{mm}$ の場合、 $\text{VSWR} \leq 3$ となる比帯域は 13.0% である。一方、 $l_f = 59\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果を図 2.3 に示す。キックが現われ、 $\text{VSWR} \leq 3$ となる比帯域は 23.6% となり、広帯域化することが分かる。ここで、並列共振周波数 f_r を入力インピーダンス実部が極大となる周波数と定義すると、 $l_f = 59\text{mm}$ の時には $f_r = 2.13\text{GHz}$ である。このように、並列共振を利用すれば、広帯域な特性を得ることができる。

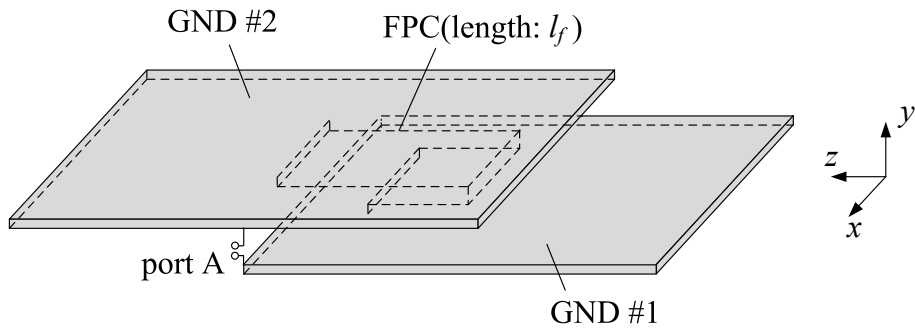


図 2.4: GND #1 と GND #2 の間を励振するモデル (©2013 IEICE[17])

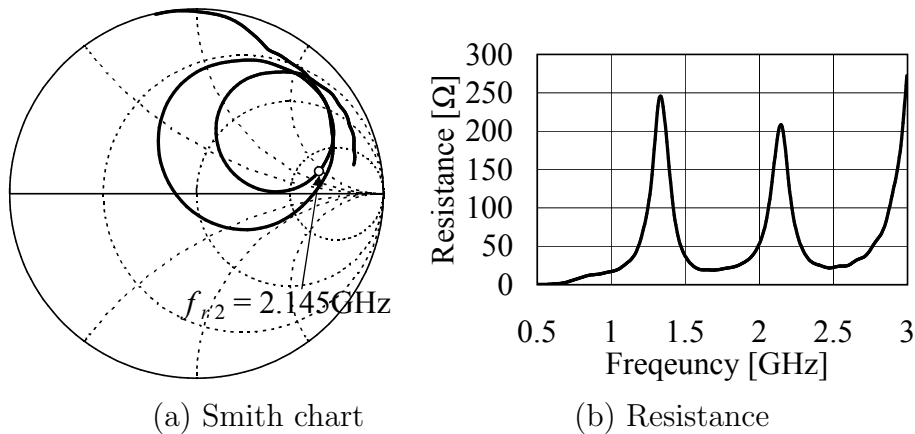


図 2.5: $h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の port A から見た入力インピーダンス計算結果 (©2013 IEICE[17])

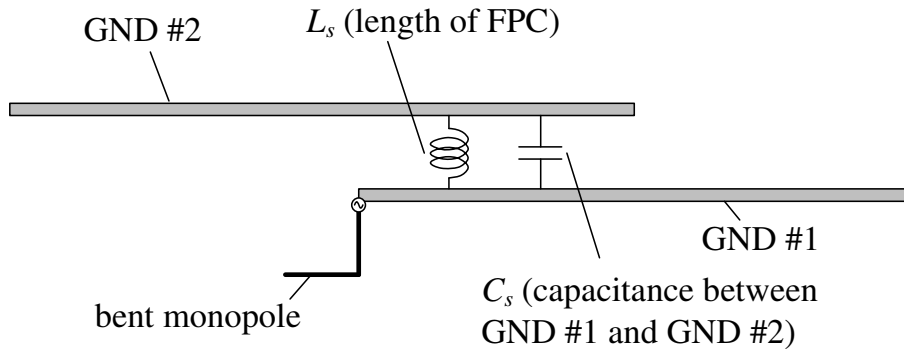


図 2.6: スライド構造が並列共振するメカニズム

2.2.2 考察

次に、広帯域化する条件を探るために、図 2.1 のモデルからモノポールを削除し、GND #1 と GND #2 の間を励振する場合を考える。図 2.4 のように、port A を GND #1 と GND #2 の間に設置する。また、port A は、モノポールが近傍にある GND #2 に結合していると考え、モノポールアンテナの給電点直下に配置する。 $h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果を図 2.5 に示す。ここで、GND #1 と GND #2 の間を励振した

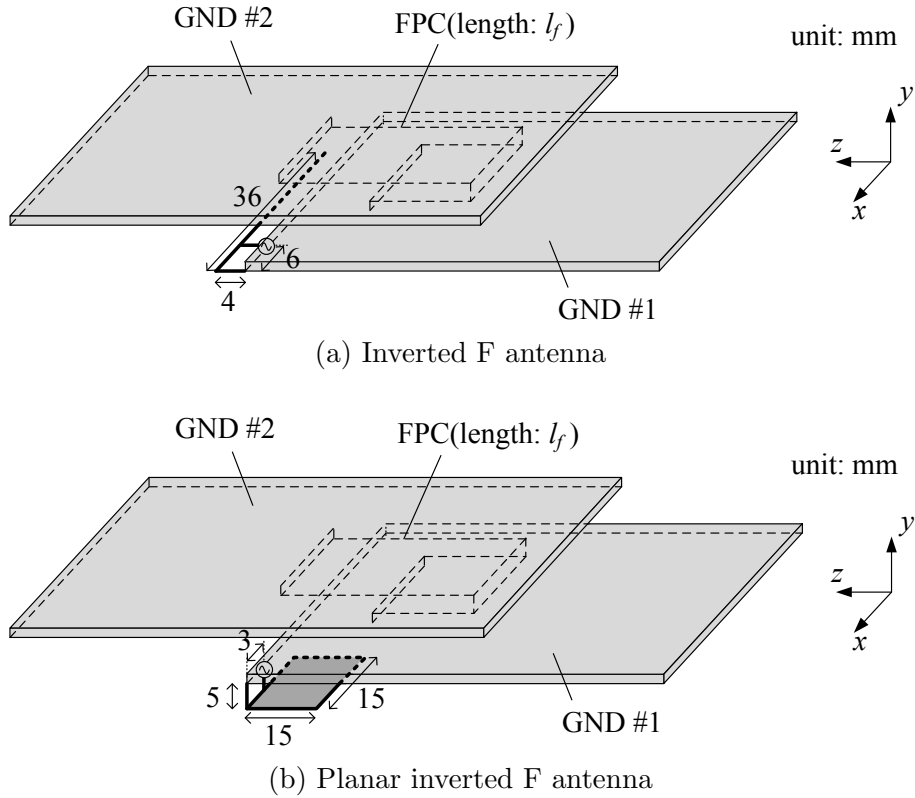


図 2.7: 逆 F アンテナ, 平板逆 F アンテナの計算モデル (©2013 IEICE[17])

時の並列共振周波数を f_{r2} とすると, $f_{r2} = 2.145\text{GHz}$ である. これより, アンテナの並列共振周波数 f_r はスライド構造の並列共振周波数 f_{r2} とほぼ等しいことが分かる. 以上から, GND #1, GND #2, FPC から構成されるスライド構造が並列共振することにより, アンテナの入力インピーダンスにキックが現れ, 広帯域化していることが分かる.

図 2.6 に示すように, スライド構造では, GND #1 と GND #2 が重なった構造となっているため, 両地板間に寄生容量 C_s が発生する. また, 地板間に FPC が接続されているため, この FPC の長さが地板間のインダクタンス成分 L_s として作用する. したがって, スライド構造の共振は並列共振回路として近似することができる. また, スライド構造が共振する周波数 f_r は,

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C_s}} \quad (2.1)$$

と書くことができる. 式 (6.1) から, f_r は, L_s, C_s を大きくするにつれて低くなると推察できる.

また, アンテナ素子を折り曲げモノポールから, 逆 F アンテナ (図 2.7(a)), 平板逆 F アンテナ (図 2.7(b)) に変更した場合を考える. 逆 F アンテナ, 平板逆 F アンテナの入力インピーダンス計算結果 ($h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$) を図 2.8 に示す. 逆 F アンテナの場合, 折り曲げモノポールと同様にキックが現われ, $\text{VSWR} \leq 3$ となる比帯域は 20.5% である. 一方, 平板逆 F アンテナの場合, キックが小さくなり, $\text{VSWR} \leq 3$ となる比帯域は 16.2% と狭くなる. これは, 折り曲げモノポール, 逆 F アンテナは GND #2 の近傍にあるためアン

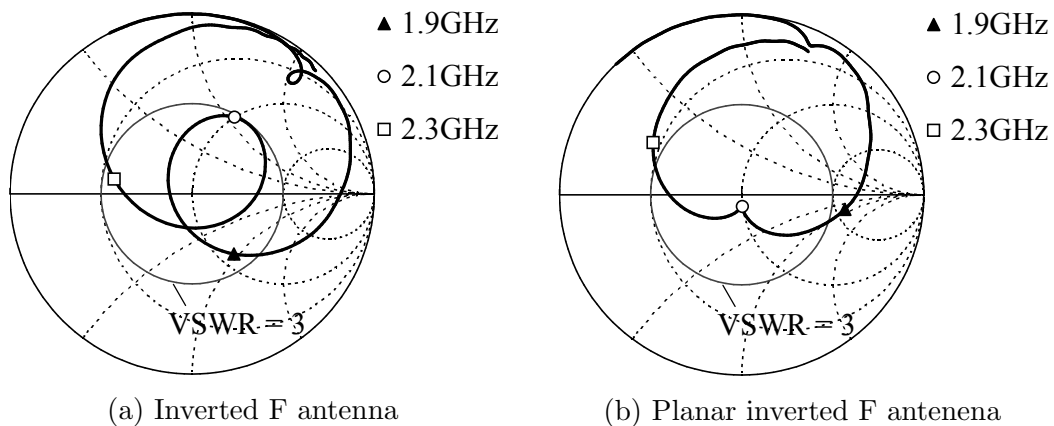


図 2.8: 逆 F アンテナ, 平板逆 F アンテナの入力インピーダンス計算結果 ($h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$, ©2013 IEICE[17])

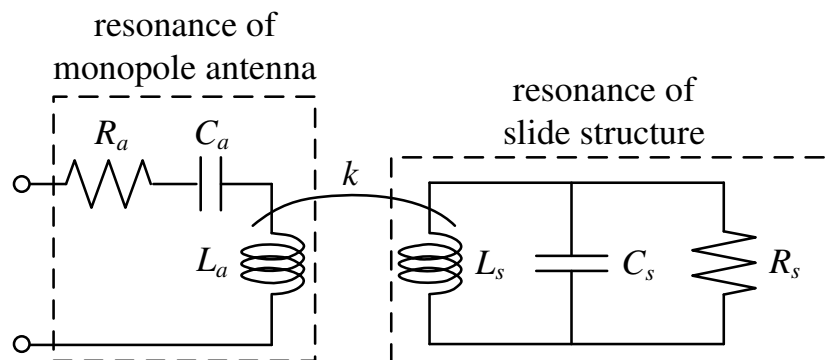


図 2.9: アンテナの等価回路

テナ素子から GND #2 への結合が大きいが, 平板逆 F アンテナは GND #1 上の GND #2 と反対側にあるため GND #2 への結合が小さいことが原因と考えられる. したがって, スライド構造の共振を利用して広帯域化するためには, アンテナを GND #2 の近傍に設置する必要がある.

モノポールタイプのアンテナは, 抵抗 R_a , インダクタンス L_a , キャパシタンス C_a から成る直列共振回路と等価的に見なすことができる. したがって, スライド構造の共振を利用したアンテナの等価回路は, 図 5.2 のように, スライド構造の共振による並列共振回路とモノポールの共振による直列共振回路が結合係数 k を介して接続されているものと考えることができる. なお, 提案方法は, 図 2.1 と同じ小形端末の大きさで, 2GHz 帯より低い周波数帯である 800MHz 帯においても適用可能である [18].

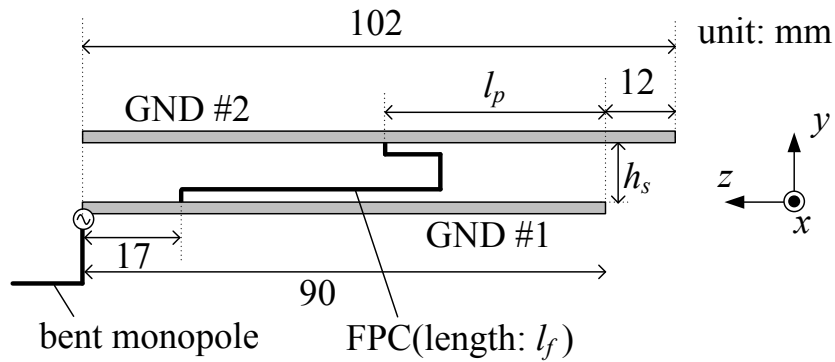


図 2.10: スライドを閉じた場合の計算モデル (©2013 IEICE[17])

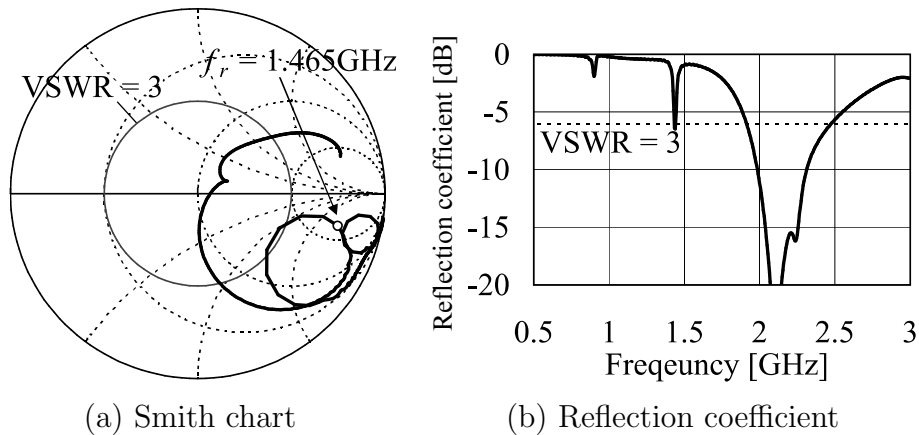


図 2.11: スライドを閉じた場合の入力インピーダンス計算結果 ($h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$)

2.2.3 スライドを閉じた場合

スライドを閉じた場合には、スライドを開けた場合と比較して、地板間容量 C_s が大きくなり並列共振周波数が低くなるため、同じ周波数帯域にキックが現われない。そこで、スライド閉時に広帯域化する方法としては、図 2.10 に示すように、折り曲げモノポールを GND #2 から飛び出させ、アンテナを GND #2 から離す方法が考えられる。図 2.11 に、スライドを閉じた図 2.10 のモデルの入力インピーダンス計算結果 ($h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$) を示す。並列共振周波数は $f_r = 1.465\text{GHz}$ と低くなるが、 $\text{VSWR} \leq 3$ となる比帯域は 25.5% であることが確認できる。

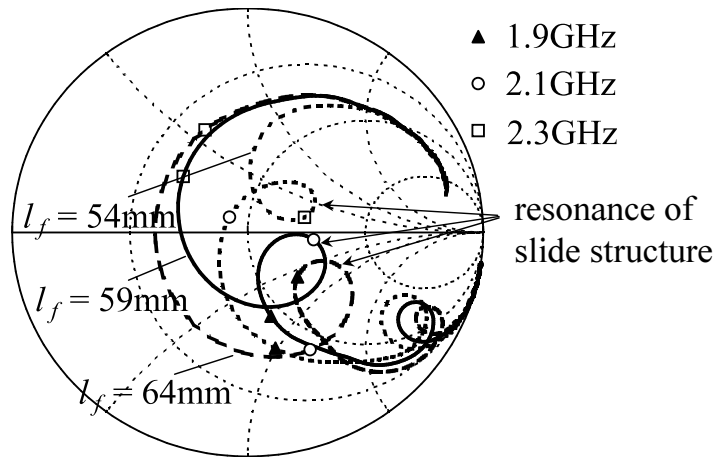


図 2.12: $l_f = 54, 59, 64\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果

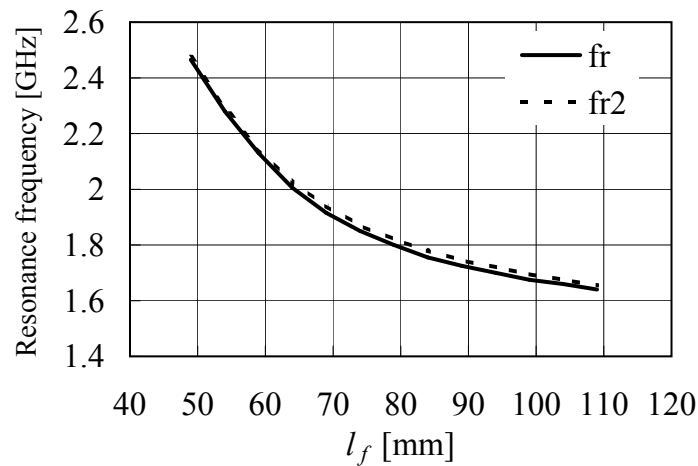


図 2.13: FPC 長 l_f と f_r, f_{r2} の関係の計算結果 (©2013 IEICE[17])

2.3 数値計算結果

2.3.1 並列共振周波数

図 2.1 のモデルについて FDTD 法を用いた計算を行い、上記動作原理を検証する。まず、 $h_s = 5\text{mm}$ とし、FPC 長 l_f を変化させる場合を考える。 $l_f = 54, 59, 64\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果を図 2.12 に示す。 l_f を大きくするにつれて、キックが低い周波数側へ移動することが分かる。また、 l_f と並列共振周波数 f_r の関係を図 2.13 に示す。図 2.13 には、GND #1 と GND #2 の間を励振した図 2.4 のモデルの並列共振周波数 f_{r2} をあわせて示す。 f_r と f_{r2} はほぼ等しく、筐体が並列共振することにより、アンテナの入力インピーダンスにキックが現れていることが確認できる。また、 l_f を大きくし、地板間のインダクタンス成分 L_s を大きくするにつれて、並列共振周波数 f_r が低くなる事が分かる。

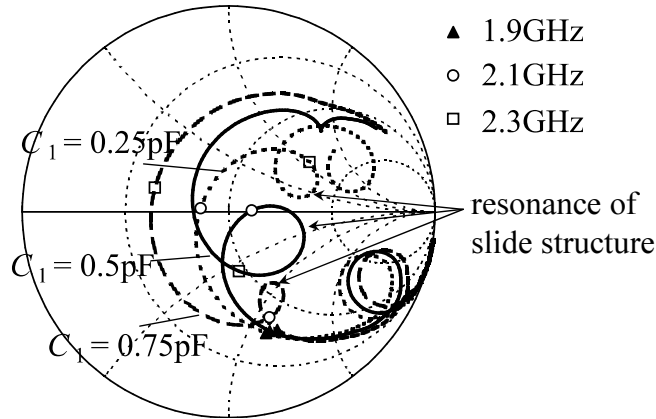


図 2.14: $C_1 = 0.25, 0.5, 0.75\text{pF}$ の時の入力インピーダンス計算結果

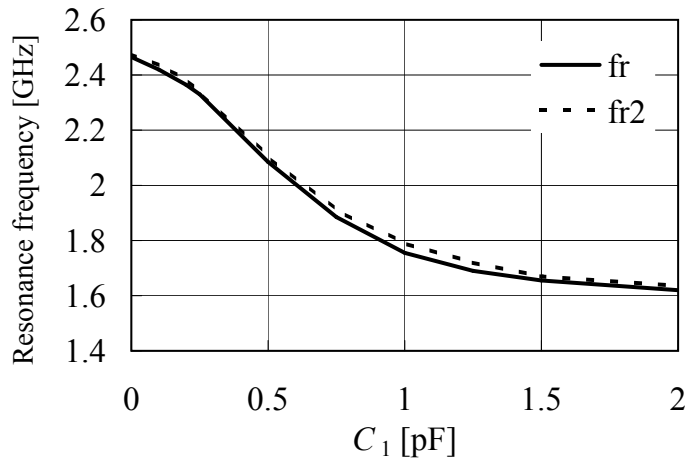


図 2.15: C_1 と f_r, f_{r2} の関係の計算結果 (©2013 IEICE[17])

スライド構造を有する小形端末は、実際には図 2.1 に示したような単純な構成ではなく、GND #1 と GND #2 の間にスライドレールが設置されたり、GND #1, #2 上に部品が実装される。これらによる地板間容量 C_s の増加を模擬するため、GND #1 と GND #2 の間にキャパシタ C_1 を設置する場合を考える (図 2.1 参照)。 $h_s = 5\text{mm}$, $l_f = 49\text{mm}$ とし、 C_1 を変化させた時の入力インピーダンス計算結果を図 2.14 に示す。 C_1 を大きくするにつれ、キंकが低い周波数側へ移動することが分かる。また、 C_1 と並列共振周波数 f_r, f_{r2} の関係を図 2.15 に示す。 f_r と f_{r2} はほぼ等しく、スライド構造が並列共振することで、アンテナの入力インピーダンスにキंकが現れていることが確認できる。また、 C_1 を大きくし、地板間容量 C_s を大きくするにつれて、並列共振周波数 f_r が低くなることが分かる。

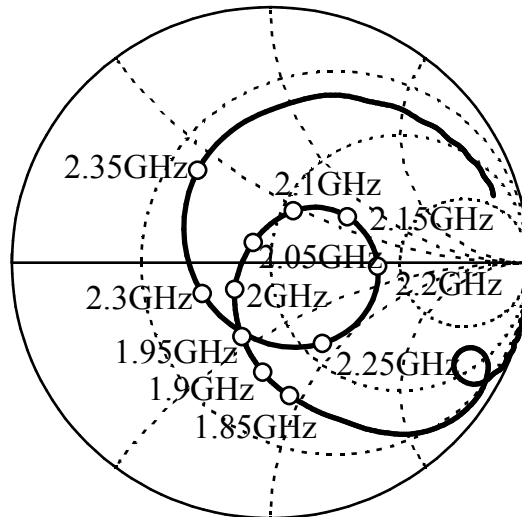


図 2.16: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の入力インピーダンス計算結果 (©2013 IEICE[17])

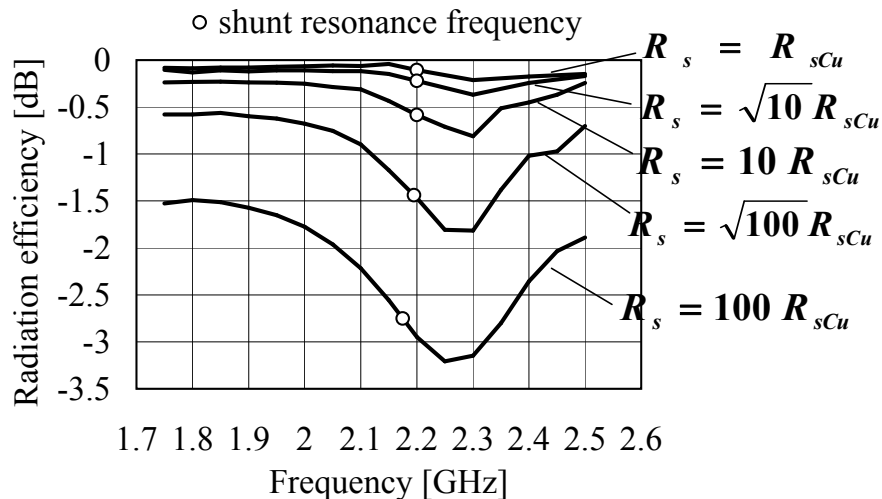


図 2.17: 周波数と放射効率の関係 (©2013 IEICE[17])

2.3.2 放射特性

次に，放射特性について検討する．ここでは， $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ とする．入力インピーダンス計算結果を図 2.16 に示す．並列共振周波数は $f_r = 2.2\text{GHz}$ である．これまでの計算結果は導体を全て銅とした場合であるが，実際には GND #1, GND #2, FPC 上の部品やパターンにより表面抵抗が大きくなる [19]．そこで，GND #1, GND #2, FPC の表面抵抗 R_s を変化させた場合を検討する．図 2.17 に，周波数と放射効率（不整合損含まず）の関係を示す．図 2.17 において， R_{sCu} は銅の表面抵抗であり，並列共振周波数も併せて示す．これから，放射効率は表面抵抗が大きくなるにつれ全体的に劣化することが確認できる．また，並列共振周波数 f_r より高い周波数の $1.05f_r$ 付近で放射効率が低下することが分かる．

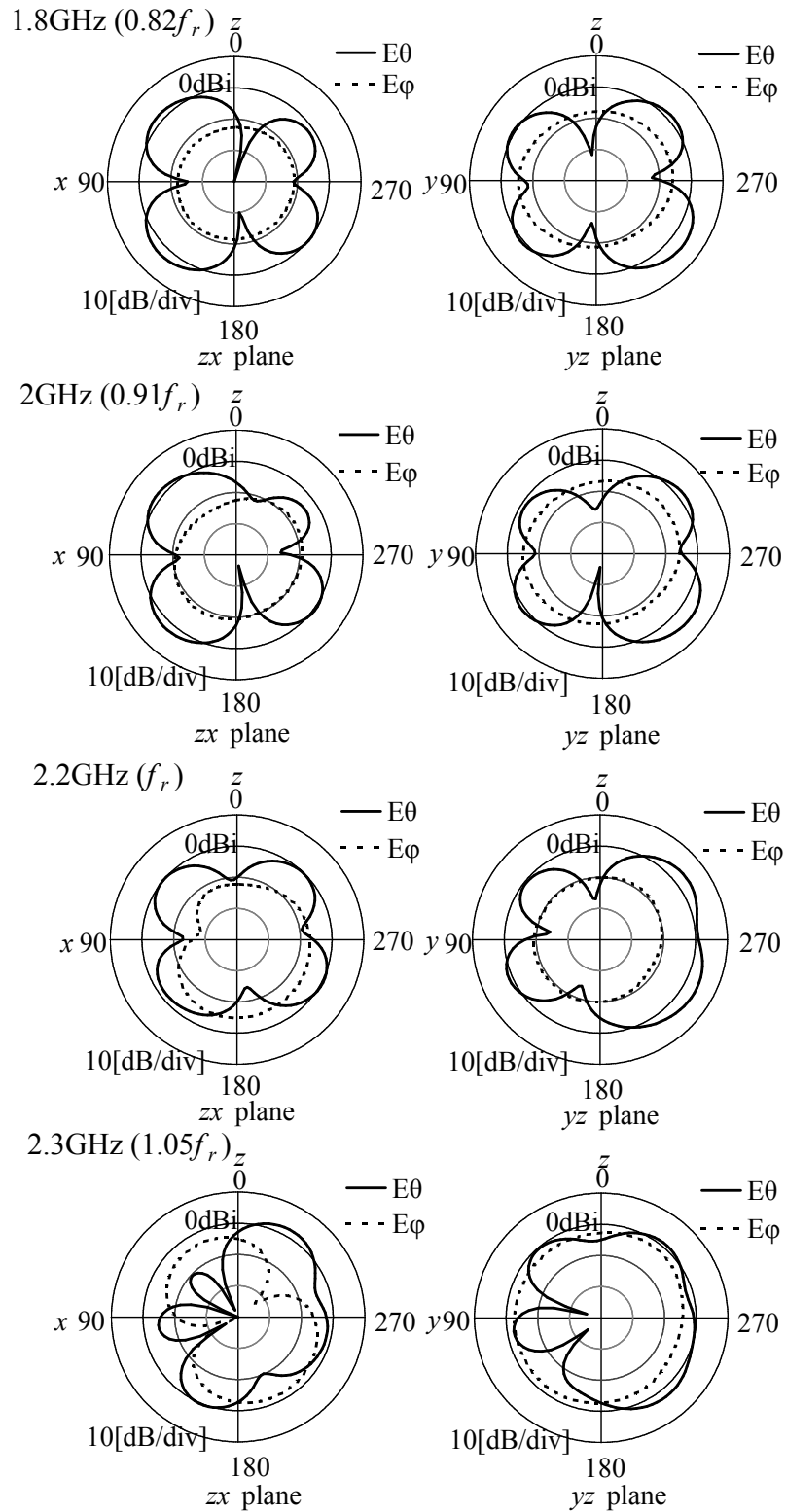


図 2.18: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の放射パターン計算結果 (©2013 IEICE[17])

図 2.18 に, $R_s = R_{sCu}$ の時の放射パターン計算結果を示す. f_r 以下の周波数では zx, yz 面パターンの主偏波 (E_θ) はバタフライ型の似た形状だが, f_r を超えると放射パターンが大きく変化することが確認できる. 参考に, モノポールを削除し図 2.4 の port A を給電した場

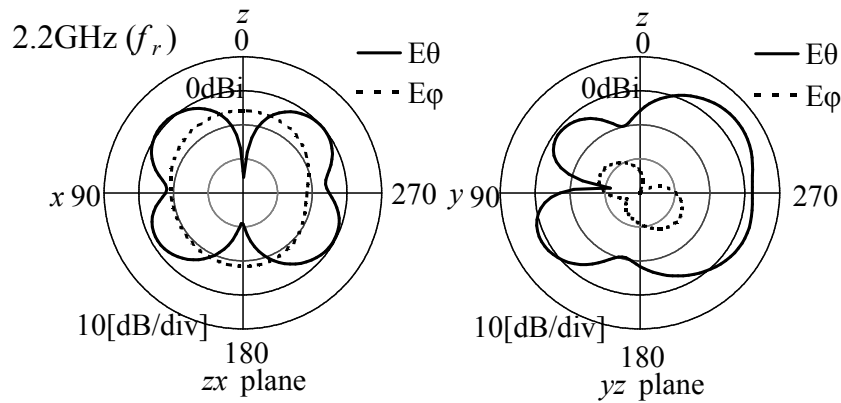


図 2.19: port A を給電した場合の放射パターン計算結果 ($h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$, ©2013 IEICE[17])

合の f_r における放射パターン計算結果を図 2.19 に示す. 図 2.19 の地板間を給電した場合の放射パターンは, 図 2.18 のモノポールを給電した場合の放射パターンと良く似ており, 地板に流れる電流からの放射が支配的であることが確認できる. また, 図 2.20 に, $R_s = R_{sCu}$ とし, 表面電流密度 $\sqrt{|J_x|^2 + |J_z|^2}$ を計算した結果を示す. $2\text{GHz}(0.91f_r)$ と $2.3\text{GHz}(1.05f_r)$ で入力電力を同一としている. $1.05f_r$ では, $0.91f_r$ より, GND #1 と GND #2 が重なった部分において電流が強く流れていることが分かる. 両者の入力電力は同じなので, $1.05f_r$ の方が導体損が大きくなり, 放射効率が劣化すると考えられる.

以上のように, 放射効率を高くするためには, 使用周波数帯域を f_r より低域側にする必要がある. 一方, 広帯域特性を得るためには, 使用周波数帯域内にスライド構造の共振によるキックがある方が望ましい. したがって,

$$f_r \approx \text{使用周波数帯域の上限周波数} \quad (2.2)$$

となるようにスライド構造の寸法を調整する必要がある.

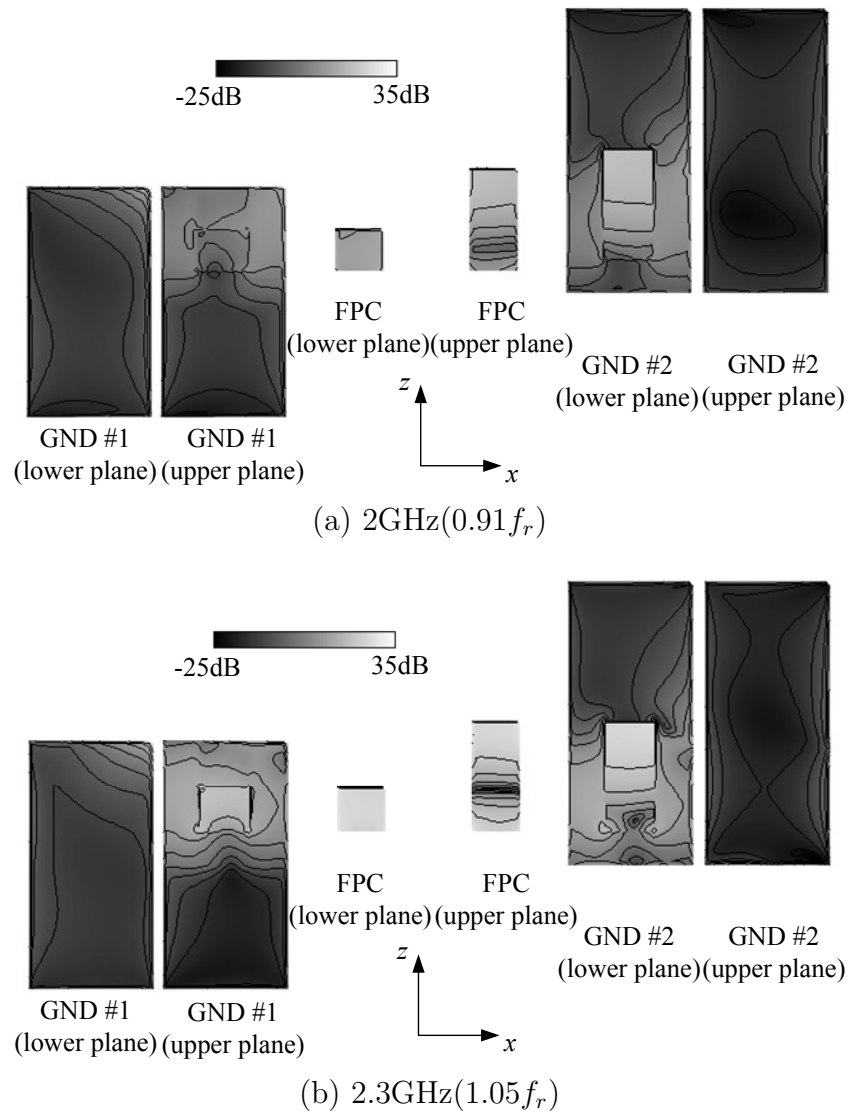


図 2.20: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 59\text{mm}$ の時の表面電流密度計算結果 (©2013 IEICE[17])

2.4 測定結果

測定モデルでは、図 2.1 のモデルにおいて、GND #1, FPC, GND #2 の間隔固定用に PET シートを設置しており、計算モデルとこの点が異なる。また、約 2GHz を中心として整合が取れるよう、給電点に直列に 2.2~2.7nH のインダクタを設置した。 $h_s = 5\text{mm}$ として、FPC 長 l_f を変化させた時の入力インピーダンス測定結果を図 2.21 に示す。また、 l_f と並列共振周波数 f_r との関係を図 2.22 に示す。 l_f を大きくするにつれ f_r が低くなり、スライド構造の共振によるキंकが低周波数側へ移動することが確認できる。並列共振周波数 f_r の測定値は計算値より低い、これは、測定において GND #1, FPC, GND #2 の間隔固定用に設置した PET シートにより地板間容量 C_s が大きくなったためと考えられる。

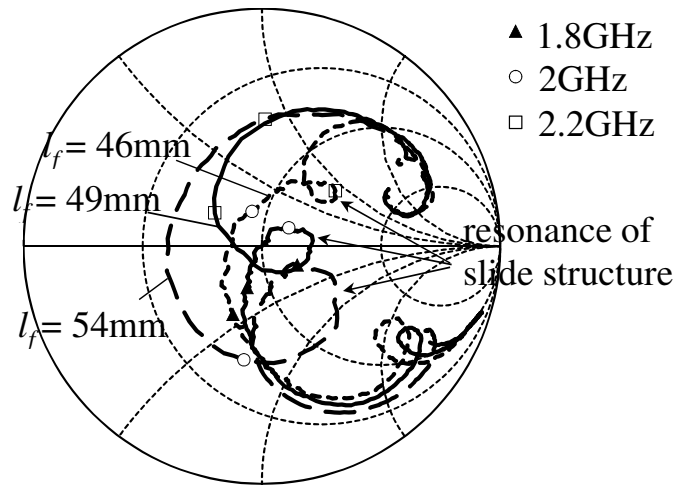


図 2.21: $l_f = 46, 49, 54\text{mm}$ の時の入力インピーダンス測定結果 ($h_s = 5\text{mm}$)

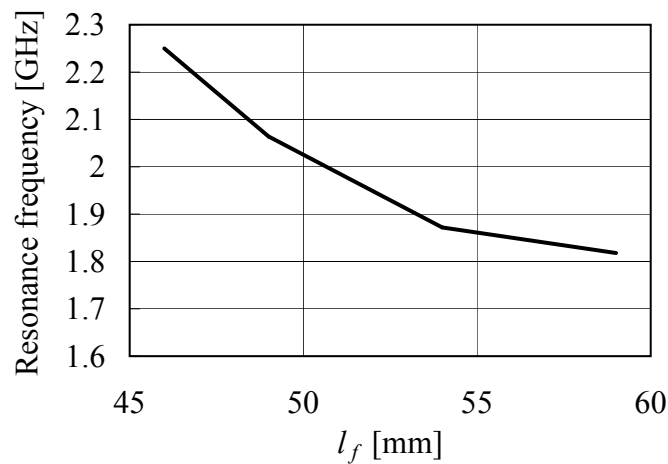


図 2.22: FPC 長 l_f と f_r の関係の測定結果 (©2013 IEICE[17])

次に、周波数を変化させた時の放射特性を示す。放射特性測定方法としては、RF ケーブルの影響を除去した高精度の測定を実現するため、RF ケーブルを光ファイバに置き換えて、PD (Photodiode) をアンテナに接続する方法を用いた [20],[21]。 $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 49\text{mm}$ とする。入力インピーダンス測定結果を図 2.23 に示す。並列共振周波数は $f_r = 2.0\text{GHz}$ である。放射効率の測定結果を図 2.24 に示す。放射効率は、 zx , yz 面の 2 面の放射パターンを面積分して求めた。並列共振周波数 f_r より高い $1.05f_r$ 付近の周波数では、放射効率が劣化することが分かる。また、放射パターン測定結果を図 2.25 に示す。 f_r を超えると、放射パターンが大きく変化することが確認できる。以上より、式 (6.2) を用いた設計方法の妥当性が測定により確認できた。

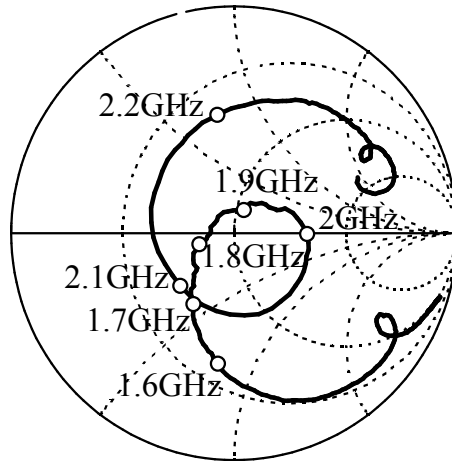


図 2.23: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 49\text{mm}$ の時の入力インピーダンス測定結果 (©2013 IEICE[17])

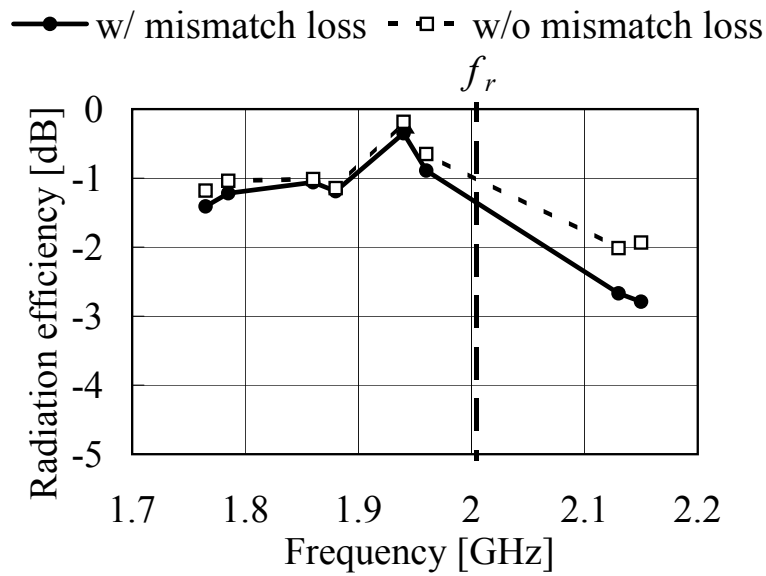


図 2.24: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 49\text{mm}$ の時の放射効率の測定結果 (©2013 IEICE[17])

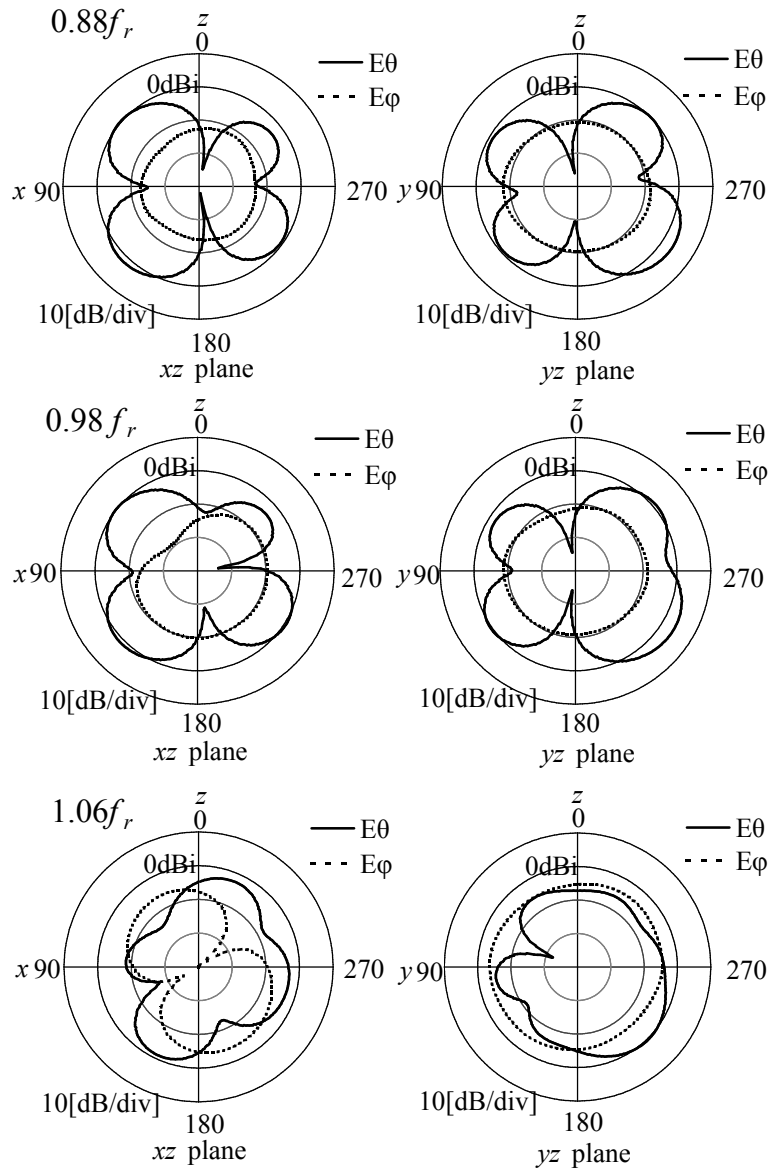


図 2.25: $h_s = 3\text{mm}$, $l_f = 49\text{mm}$ の時の放射パターン測定結果 (©2013 IEICE[17])

2.5 まとめ

スライド構造を有する小形端末にモノポールタイプのアンテナを設置した時に、スライド構造の並列共振を利用することで、アンテナの入力インピーダンスを広帯域化する方法を提案した。スライド構造の並列共振周波数は、2つの地板間を接続するFPC長と地板間容量を変化させることで調整できる。また、広帯域特性を得るためには使用周波数帯域内にスライド構造の共振によるキックがある方が望ましいが、並列共振周波数より高い周波数では電流分布が大きく変化し、放射効率が低下することを示した。したがって、筐体の並列共振周波数と使用周波数帯域の上限周波数がほぼ等しくなるように、スライド構造の寸法を調整する必要がある。以上をFDTD法を用いた計算、測定により確認し、本方法の有効性を示した。

2章の参考文献

- [1] 小川晃一, “携帯端末アンテナの高性能化技術—アンテナ・伝搬・人体・システムの調和を求めて,” 信学誌, vol.84, no.11, pp.775–781, Nov. 2001.
- [2] S. Sekine, H. Shoki, and H. Morishita, “Antennas for wireless terminals,” IEICE Trans. Commun., vol.E86-B, no.3, pp.1005–1015, Mar. 2003.
- [3] 森下 久, “小形携帯端末用アンテナ:設計概念から将来展望まで,” 信学論(B), vol.J88-B, no.9, pp.1601–1612, Sep. 2005.
- [4] 長 敬三, 山口 良, 蔣 恵玲, “次世代移動通信システム実現に向けた基地局・端末アンテナ技術,” 信学論(B), vol.J91-B, no.9, pp.886–900, Sep. 2008.
- [5] P. Lindberg and E. Ôjefors, “A bandwidth enhancement technique for mobile handset antennas using wavetraps,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.54, no.8, pp.2226–2233, Aug. 2006.
- [6] J. Anguera, A. Andújar, C. Picher, C. Puente, and S. Kahng, “Analysis of some techniques to enhance the bandwidth of handset antennas using metallic strips,” 2012 European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), pp.2730–2733, Mar. 2012.
- [7] M.R. Islam and M. Ali, “Ground current modification of mobile terminal antennas and its effects,” IEEE Antennas Wireless Propag. Lett., vol.10, pp.438–441, 2011.
- [8] C. Picher, J. Anguera, A. Andújar, C. Puente, and A. Bujalance, “Multiband handset antennas by combining monopoles and intelligent ground planes,” 2012 European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), pp.2741–2744, Mar. 2012.
- [9] N. Oodachi, S. Sekine, and H. Shoki, “Broadband folded notch antenna with a parasitic notch,” 2005 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp., pp.553–556, Jul. 2005.
- [10] W.S. Chen and W.Y. Chang, “U-shaped strip-slot antenna for a mobile device,” 2008 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), 4IS06a-1, pp.1494–1497, Oct. 2008.

- [11] N. Takemura, "Inverted-FL antenna with self-complementary structure," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.57, no.10, pp.3029–3034, Oct. 2009.
- [12] 広瀬仁一, 宇野 亨, "人体頭部近傍に置かれた折りたたみ式携帯電話モデルの放射効率に対するフレキシブルプリント板の影響," *信学技報*, A・P2001-155, Nov. 2001.
- [13] 佐藤晃一, 溝口 聡, 天野 隆, "基板間接続による折り畳み型携帯端末の放射特性改善," *2003 信学ソ大*, B-1-184, Sep. 2003.
- [14] 峯邑隆司, 天野 隆, 諸岡 翼, "2つ折り携帯端末用広帯域アンテナの検討," *2005 信学総大*, B-1-127, Mar. 2005.
- [15] C.T. Lee and K.L. Wong, "Internal WWAN clamshell mobile phone antenna using a current trap for reduced ground plane effects," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.57, no.10, pp.3303–3308, Oct. 2009.
- [16] 西岡泰弘, 早乙女秀之, 大塚昌孝, 牧野 滋, "スライド式携帯電話アンテナに対するインピーダンス広帯域化の一検討," *2006 信学ソ大*, B-1-128, Sep. 2006.
- [17] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, "スライド構造の共振を利用した小型端末用アンテナの広帯域化法," *信学論 (B)*, vol.J96-B, no.9, pp.1019–1027, Sep. 2013.
- [18] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, "スライド構造の共振を利用した 800MHz 帯携帯端末用アンテナ," *2010 信学総大*, B-1-74, Mar. 2010.
- [19] 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, "小形無線端末における PCA 基板の表面抵抗の測定結果," *信学技報*, A・P2008-117, Nov. 2008.
- [20] 深沢 徹, 下村健吉, 大塚昌孝, "小形無線端末用のアンテナ測定における高精度測定法," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.9, pp.1895–1905, Mar. 2003.
- [21] 西本研悟, 原口英介, 安藤俊行, 深沢 徹, 宮下裕章, "高精度アンテナ測定用の小形 PD モジュール," *信学論 (B)*, vol.J97-B, no.3, pp.320–323, Mar. 2014.

第3章 可変容量を装荷した帯域可変スリーブアンテナ

スリーブアンテナにおいては、スリーブ長を短縮するほど、CRB (Current Rejection Band: 給電線路の地導体に流れる漏れ電流を阻止する周波数帯域) が狭くなることが報告されている。本章では、まず、スリーブ導体を給電線路の地導体に近づけるほど、CRB が狭くなることを示す。すなわち、従来のスリーブアンテナでは、広帯域特性が要求される場合にアンテナが大形化する。そこで、小形化のために、可変容量素子を装荷した帯域可変スリーブアンテナを提案する。可変容量 C は、スリーブ導体と給電線路の地導体から構成される線路の途中に並列に設置され、 C を変化させることでCRBを調整することができる。このことをFDTD法と実験により確認する。また、 C を変化させた時、漏れ電流を阻止する周波数とアンテナの共振周波数が同じ方向に変化するため、 C が変化してもインピーダンス整合を実現しやすいことを確認する。更に、実際に可変容量ダイオードを用いた場合のアンテナ構成について示し、実験による検証を行う。

3.1 まえがき

スリーブアンテナは、同軸線路の内導体に接続された4分の1波長のモノポールと、同軸線路の外導体に接続され同軸線路を覆う4分の1波長のスリーブ導体から構成されたアンテナである [1]–[4]。スリーブ導体には、放射素子としての機能と、同軸線路の外導体の外側に流れる漏れ電流を阻止する機能がある。したがって、新たな balan 構造が不要で、半波長ダイポールアンテナと同じ放射パターンを実現できる。また、スリーブアンテナには、マイクロストリップ線路により給電し、誘電体基板上に作成する方法 [5]、平行二線により給電する方法 [6] もある。スリーブアンテナにおいては、スリーブ長が4分の1波長となる周波数近傍でのみ漏れ電流を低減できるので、CRB (Current Rejection Band: 給電線路の地導体に流れる漏れ電流を阻止する周波数帯域) は一般に狭くなる。また、文献 [7] では、スリーブ導体の幅を不連続に変化させることでスリーブ長を短縮しているが、スリーブ長を短縮するほどCRBが狭くなることが報告されている。本章では、まず、スリーブ導体を給電線路の地導体に近づけるほど、CRB が狭くなることを示す。すなわち、従来のスリーブアンテナでは、広帯域特性が要求される場合にアンテナが大形化するという問題がある。広帯域特性を実現する方法としては、同軸線路の外導体だけでなくモノポールもスリーブ導体で覆う方法 [8] が報告されている。また、長さの異なるスリーブ導体を複数設置するこ

とにより、多周波共用化した例がある [9],[10]. しかし, [8] の方法では反射特性は広帯域となるが, CRB に関する議論はされていない. また, [9],[10] の方法では, スリーブ導体の数が増えるためアンテナが大形化する.

そこで, ここでは, アンテナの長さ・幅を小形化する手段として, 可変容量素子を装荷した帯域可変スリーブアンテナを提案する. マイクロストリップ線路給電の板状スリーブアンテナにおいて, スリーブ導体とマイクロストリップ線路の地導体から構成されるコプレーナストリップ線路 [12] の途中に, 可変容量 C を並列に設置する. C を変化させることで, CRB を調整できることを示し, このことを FDTD 法を用いた計算と測定により確認する. また, C を変化させた時, 漏れ電流を阻止する周波数とアンテナの共振周波数は同じ方向に変化するため, C が変化してもインピーダンス整合を実現しやすいことを確認する. 更に, スリーブ長を短縮するほど, 各 C における CRB は狭くなるため, より細かなキャパシタンス制御が必要になることを確認する. 実際に可変容量ダイオードを使用した場合のアンテナ構成についても示し, 実験による検証を行う. そして, 本構成により, 従来のスリーブアンテナより, スリーブ部の長さ, 幅をそれぞれ 53%, 57% に縮小できることを示す. 提案するアンテナは, 全体としては周波数帯域が広いが, FDM 方式を採用しており, 通信時のチャネル幅は狭帯域でも良いシステムに適用できる. ここでは, 一例として地上デジタルテレビ放送を考え, 設計周波数帯域を 470~770MHz (比帯域 48%) とする.

3.2 アンテナの大きさと CRB との関係

まず, マイクロストリップ線路給電の板状スリーブアンテナにおいて, スリーブ部の大きさと CRB の関係を FDTD 法により検討する. 図 3.1 に板状スリーブアンテナの構成を示す. ここでは, モデルを簡略化するため, マイクロストリップ線路の地導体を細長い導体板 (図 3.1 の GND) でモデル化し, モノポール導体と GND の間に給電点を設置する. 実際にマイクロストリップ線路で給電した場合については, 5 章で検討する. また, スリーブ導体を GND の両側に設置し, スリーブ導体と GND を給電点直下で接続する. 更に, モノポール, スリーブ導体の長さは, 設計の中心周波数 620MHz において約 4 分の 1 波長とする. FDTD 法の吸収境界条件は PML4 層とする.

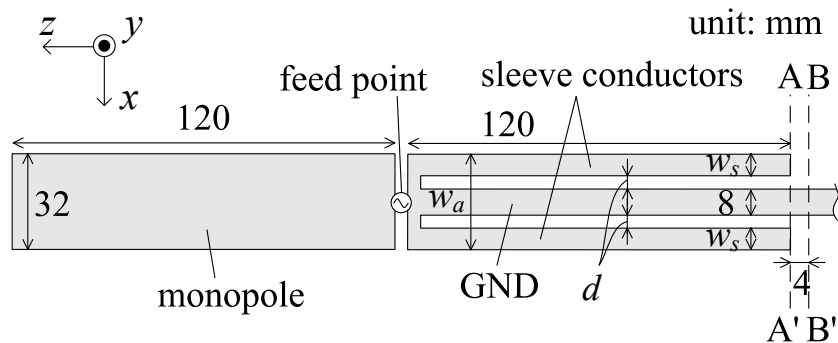


図 3.1: 板状スリーブアンテナの構成 (©2010 IEICE[11])

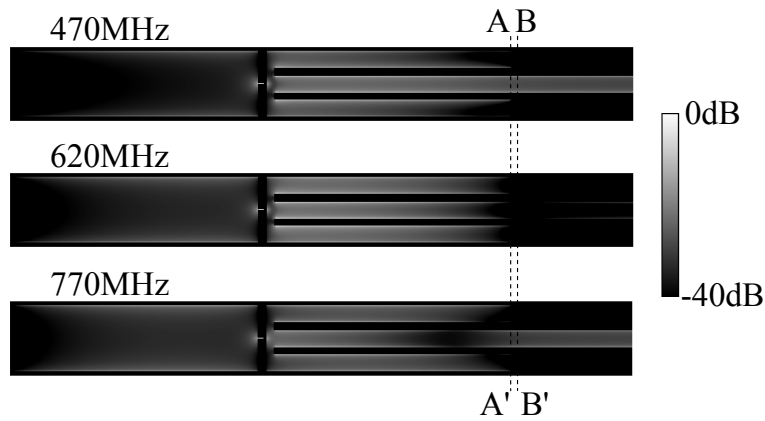


図 3.2: z 方向の電流分布計算結果 ($d=4\text{mm}$, $w_s=8\text{mm}$, ©2010 IEICE[11])

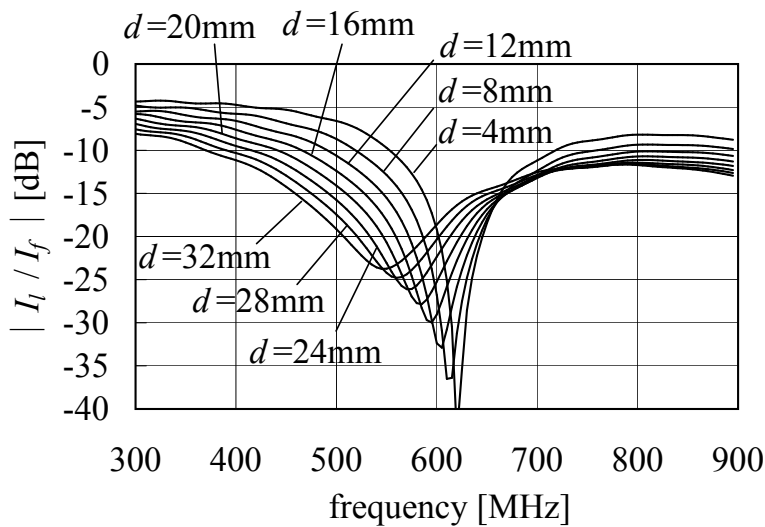


図 3.3: $|I_l/I_f|$ の計算結果 ($w_s = 8\text{mm}$, ©2010 IEICE[11])

まず、スリーブ導体の幅 w_s を 8mm とし、スリーブ導体と GND の間隔 d を変化させる場合を考える。GND の BB' に流れる漏れ電流を I_l 、給電点電流を I_f とし、 $|I_l/I_f|$ を計算する。 I_l は、GND を囲み GND から 0.5 セル (0.5mm) 離れた閉曲線に沿って、閉曲線に平行な磁界を積分して求める。また、図 3.2 に $d=4\text{mm}$, $w_s=8\text{mm}$ の時の電流分布計算結果を示すが、 $AA' \sim BB'$ では電流が急峻に変化していないことが確認できる。図 3.3 に $|I_l/I_f|$ の計算結果を示す。 d を小さくするにつれ、CRB が狭くなることが分かる。また、 d を大きくするにつれ CRB が低周波数側へシフトしている。これは、 d を大きくすると、スリーブ導体と GND の接続部が長くなることと、スリーブ先端部での漏れ電磁界の影響が大きくなることにより、等価的にスリーブ長が長くなるためと考えられる。次に、 $w_s + d = 28\text{mm}$ とし、 d を変化させた場合の $|I_l/I_f|$ の計算結果を図 3.4 に示す。図 3.4 から、 $w_s + d$ が一定であれば、 d を変化させても CRB の広さはほとんど変化しないことが分かる。以上より、 $w_s + d$ 、すなわちアンテナ横幅 w_a を小さくするほど、CRB が狭くなることが分かる。

また、 $d=4\text{mm}$, $w_s=8\text{mm}$ の時の zx 面の放射パターン計算結果を図 3.5 に示す。図 3.5 は、図 3.1 において GND を AA' から右側に 340mm 延ばした場合の放射パターンである。

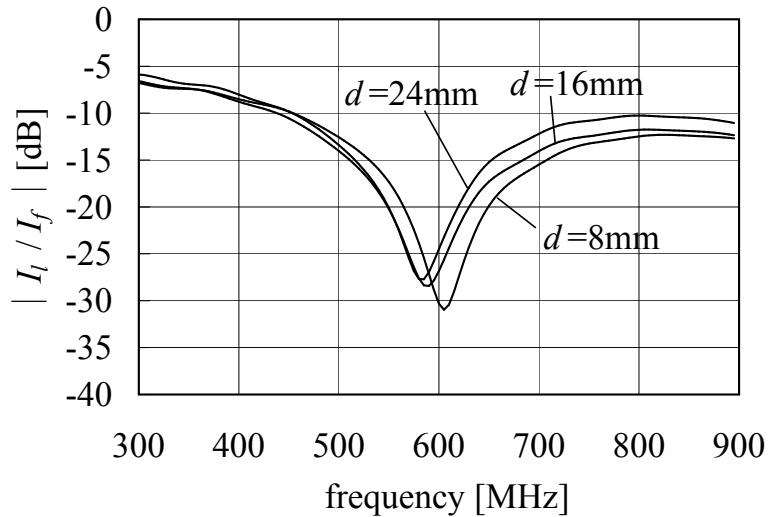


図 3.4: $|I_l/I_f|$ の計算結果 ($w_s + d = 28\text{mm}$, ©2010 IEICE[11])

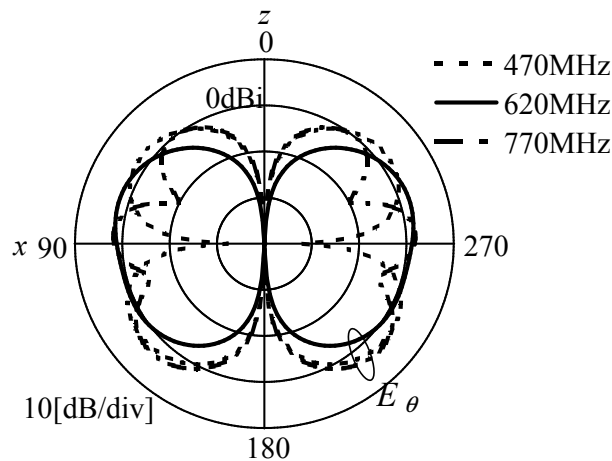


図 3.5: $d=4\text{mm}$, $w_s=8\text{mm}$ の時の zx 面の放射パターン計算結果 (©2010 IEICE[11])

620MHz では半波長ダイポールアンテナとほぼ同じ放射パターンが得られているが, 470, 770MHz では放射パターンが乱れていることが分かる. ここで, 図3.2に示した電流分布を見ると, 620MHz では AA' から右側に流れる漏れ電流を十分低減できているが, 470, 770MHz では GND 上の漏れ電流を阻止できていないことが分かる. また, 周波数を変化させてもモノポール上の電流分布の変化は小さいことが確認できる. したがって, 470, 770MHz で放射パターンが乱れているのは, 漏れ電流を阻止できていないためと考えられる.

図3.3から, 470~770MHzにおいて, $|I_l/I_f|$ を -10dB 以下とし, 漏れ電流をほぼ阻止するには, 最小で, アンテナ横幅 w_a を 56mm とする必要がある ($d=16\text{mm}$, $w_s=8\text{mm}$). また, スリーブ長を短縮するほど CRB が狭くなることが報告されているので [7], 図3.1よりスリーブ長を短くすることはできない. そこで, 本章では, スリーブアンテナのスリーブ部の小形化のために, スリーブ導体の途中に可変容量素子を設置し, そのキャパシタンスを変化させることで CRB を調整するスリーブアンテナを提案する.

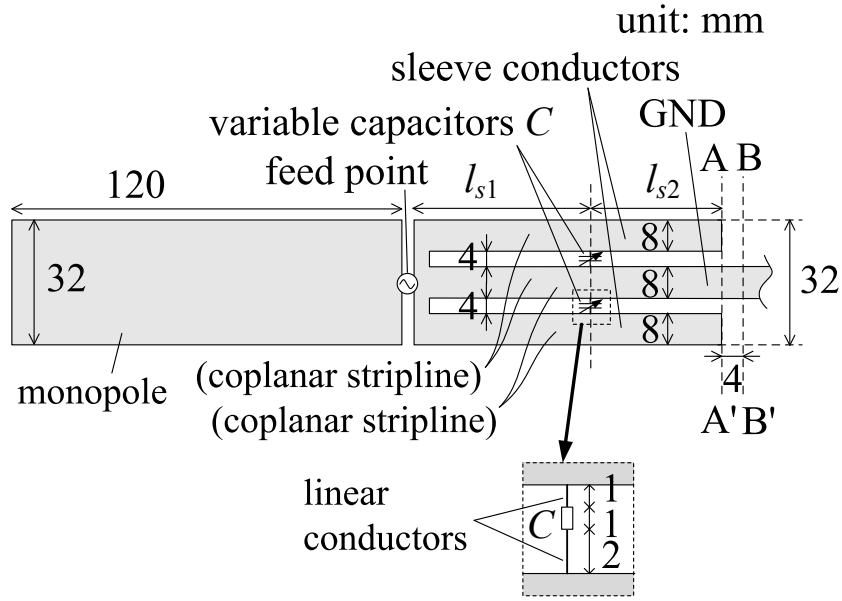


図 3.6: 可変容量装荷スリーブアンテナ (©2010 IEICE[11])

3.3 可変容量装荷スリーブアンテナの原理

図 3.6 に提案する板状スリーブアンテナを示す. スリーブ導体とマイクロストリップ線路の地導体から構成されるコプレーナストリップ線路の途中に, 可変容量素子を並列に設置する. スリーブ導体の GND との接続点から可変容量素子までの長さを l_{s1} , 残りの長さを l_{s2} とする. 2つの可変容量素子のキャパシタンス C は常に同じとする. コプレーナストリップ線路の AA' から左側を見たインピーダンスを無限大とすれば, GND の AA' から右側に流れる漏れ電流を阻止できると考えられる. コプレーナストリップ線路の特性インピーダンスを $Z_0[\Omega]$, 位相定数を $\beta[1/m]$ とし, 線路において損失がないとすると, AA' から左側を見たコプレーナストリップ線路のインピーダンス $Z_A[\Omega]$ は,

$$Z_A = Z_0 \frac{Z_C + jZ_0 \tan(\beta l_{s2})}{Z_0 + jZ_C \tan(\beta l_{s2})} \quad (3.1)$$

$$Z_C = \frac{jZ_0 \tan(\beta l_{s1})}{1 + jZ_0 Y_r \tan(\beta l_{s1})} \quad (3.2)$$

となる. ここで, Y_r は可変容量素子 C の等価アドミタンスである. 式 (6.1) の分母を 0 とし, Z_A が無限大となる Y_r を求めると, 次式が得られる.

$$Y_r = \frac{1 - \tan(\beta l_{s1}) \tan(\beta l_{s2})}{-jZ_0 \tan(\beta l_{s1})} \quad (3.3)$$

ここで, Y_r が C のみで実現される場合を考える. ω を角周波数として, 式 (3.3) に $Y_r = j\omega C$ を代入すると, 次式を得る.

$$C = \frac{1 - \tan(\beta l_{s1}) \tan(\beta l_{s2})}{Z_0 \omega \tan(\beta l_{s1})} \quad (3.4)$$

$$l_{s1} + l_{s2} < \lambda_g/4 \quad (3.5)$$

式(6.4)は、コプレーナストリップ線路上で左側を見たインピーダンスが、給電点からAA'の間で、AA'のみで無限大となり、かつ $C > 0$ となる条件であり、 $\lambda_g = 2\pi/\beta$ である。式(3.4)により、所望の周波数において、 Z_A が無限大となる C を求めることができる。また、 C を小さくするにつれて、漏れ電流を阻止する周波数が高くなることが分かる。このように、可変容量素子のキャパシタンス C を、式(3.4)にもとづいて変化させることにより、漏れ電流を阻止する周波数を変化させることができる。更に、式(6.4)より、スリーブ長 $l_{s1} + l_{s2}$ は $\lambda_g/4$ より短くなることが分かる。したがって、従来のスリーブアンテナよりアンテナ長を短くできる。

3.4 計算・測定結果

3.4.1 計算・測定モデル

上記の原理を確認するため、図3.6のモデルについて、FDTD法を用いた計算と測定を行う。アンテナ横幅は32mmとし、従来のスリーブアンテナの横幅(56mm)より小さくする。図3.6のモデルでは、可変容量素子 C とスリーブ導体、GNDを線状導体により接続しており、この線状導体の長さがインダクタンス成分として作用する。そこで、 C に直列にインダクタンス L_p を等価的に挿入した場合を考える。式(3.3)に $Y_r = 1/\{1/(j\omega C) + j\omega L_p\}$ を代入し、AA'から左側を見たインピーダンス Z_A が無限大となる C を求めると、次式を得る。

$$C = 1 / \left(\frac{Z_0 \omega \tan(\beta l_{s1})}{1 - \tan(\beta l_{s1}) \tan(\beta l_{s2})} + \omega^2 L_p \right) \quad (3.6)$$

図3.6のモデルでは、 L_p の計算値は3.5nHである。また、コプレーナストリップ線路の特性インピーダンスは198.35Ωである[12]。 C は0.5pFから5pFまで変化できるとし、 Z_A を無限大とする周波数を470MHzから770MHzまでとする。以上の条件を満足する l_{s1} 、 l_{s2} の範囲を式(3.6)を用いた数値計算により求めると、図3.7の斜線の領域となる。図3.7より、スリーブ長 $l_{s1} + l_{s2}$ は、28.6mmまで短縮可能であることが確認できる。

次に、スリーブ長 $l_{s1} + l_{s2}$ を変化させ、GNDのBB'に流れる漏れ電流 I_l をFDTD法により計算する。各スリーブ長において、470MHzで $|I_l/I_f|$ が最小となるように、 C を調整する。 $|I_l/I_f|$ の計算結果を図3.8に示す。図3.8から、スリーブ長を短くするほど、CRBが狭くなることが確認できる。したがって、スリーブ長を短くすると、より細かなキャパシタンス制御が必要になる。また、 C の許容公差が厳しくなる。そこで、ここでは、 $l_{s1} + l_{s2} = 85\text{mm}$ ($l_{s1} = 28\text{mm}$, $l_{s2} = 57\text{mm}$)とする。

測定では、GND上に設置した同軸ケーブル(外導体がGNDに導通)により給電を行い、同軸ケーブルは図3.6のAA'から右側に600mm延ばして吸収体に突入させる。原理確認が目的なので、可変容量としては、チップキャパシタを載せ換えて用いる。

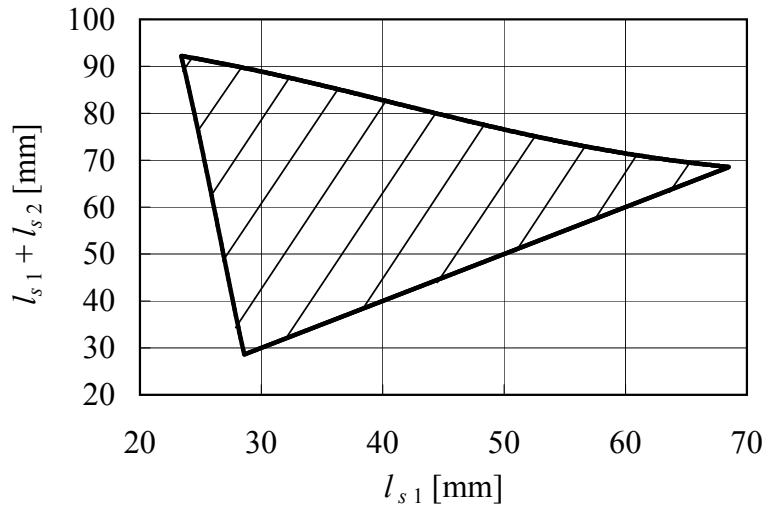


図 3.7: l_{s1} , l_{s2} の可変範囲 (©2010 IEICE[11])

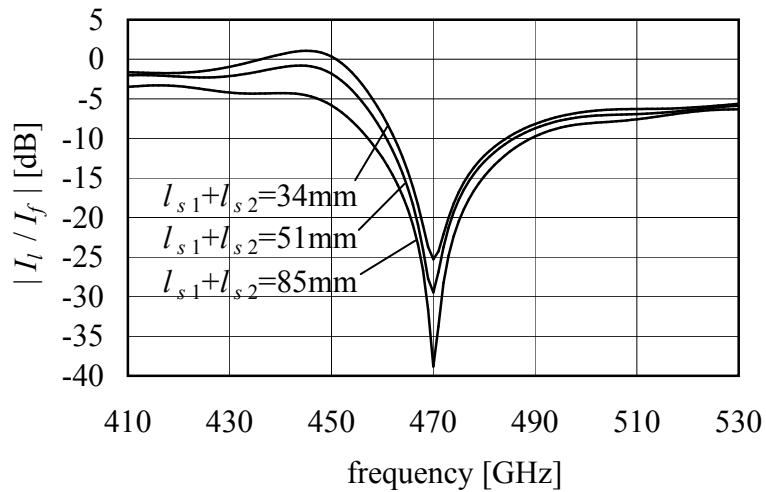


図 3.8: スリーブ長を変化させた時の $|I_l / I_f|$ の計算結果 (©2010 IEICE[11])

3.4.2 漏れ電流

C を変化させた場合に、図 3.6 の GND の BB' に流れる漏れ電流 I_l を計算・測定する。漏れ電流の測定には、シールドループアンテナを用いる。図 3.9 に $|I_l / I_f|$ の計算・測定結果を示す。図 3.9 から、計算と測定は傾向がほぼ対応していることが分かる。また、 C を小さくするにつれ、CRB が高周波数側へシフトすることが確認できる。

各 C において漏れ電流が最小となる周波数を f_m とし、 C と f_m 計算値との関係を図 3.10 に示す。図 3.10 には、式 (3.6) から求めた C と f_m との関係を併せて示す。FDTD 計算値は、式 (3.6) の理論値とほぼ対応していることが確認できる。

3.4.3 入力インピーダンス

アンテナの入力インピーダンス計算・測定結果を図 3.11 に示す。図 3.11 では、 $|I_l / I_f|$ の計算値が -10 dB 以下となり、ほぼ漏れ電流を阻止している周波数域のインピーダンス軌跡を

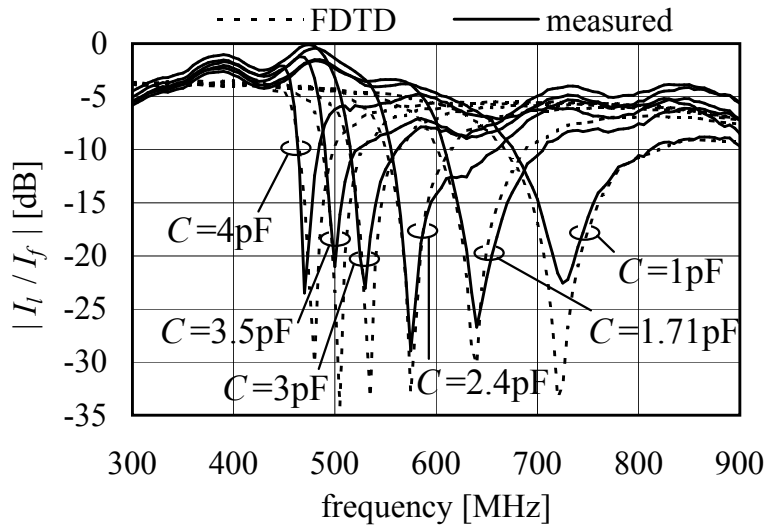


図 3.9: $|I_l/I_f|$ の計算・測定結果 (©2010 IEICE[11])

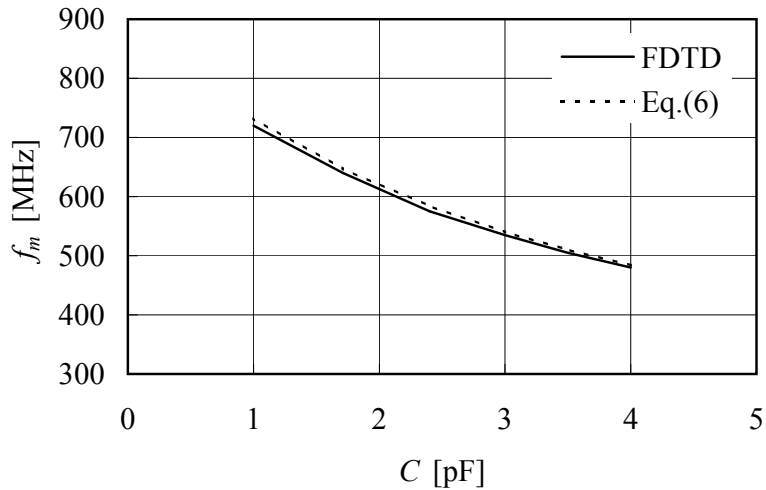


図 3.10: C と f_m との関係 (©2010 IEICE[11])

示す。すなわち、 $C[\text{pF}]=4, 3.5, 3, 2.4, 1.71, 1\text{pF}$ の時のインピーダンス軌跡の周波数域は、それぞれ 465~490MHz, 490~520MHz, 520~555MHz, 555~605MHz, 605~680MHz, 680~820MHz である。図 3.11 から計算値と測定値は傾向がほぼ対応していることが分かる。

従来より、アンテナ素子の途中にリアクタンス素子を装荷し、リアクタンス値を変化させることで、アンテナの共振周波数を調整できることが知られているが [13]、本アンテナのようにスリーブに可変容量を装荷した場合でも同様な現象が確認できる。アンテナの共振周波数 f_r を、入力アドミタンスの実部が極大となる周波数と定義すると、 C と f_r 計算値との関係は、図 3.12 のようになる。図 3.12 には、 f_m の FDTD 計算値を併せて示す。この図から、 C を小さくすると、漏れ電流を阻止する周波数 f_m が高くなると同時に、アンテナ長が等価的に短く見え、アンテナの共振周波数 f_r も高くなることが確認できる。すなわち、提案するアンテナにおいては、 C を変化させた時、漏れ電流を阻止する周波数とアンテナの共振周波数が同じ方向に変化するため、 C が変化してもインピーダンス整合を実現

しやすいことが確認できる。したがって、整合回路やモノポールの寸法調整により広帯域に整合を取ることができる。 f_m と f_r は完全には一致しないため、 C は f_m から決定する。

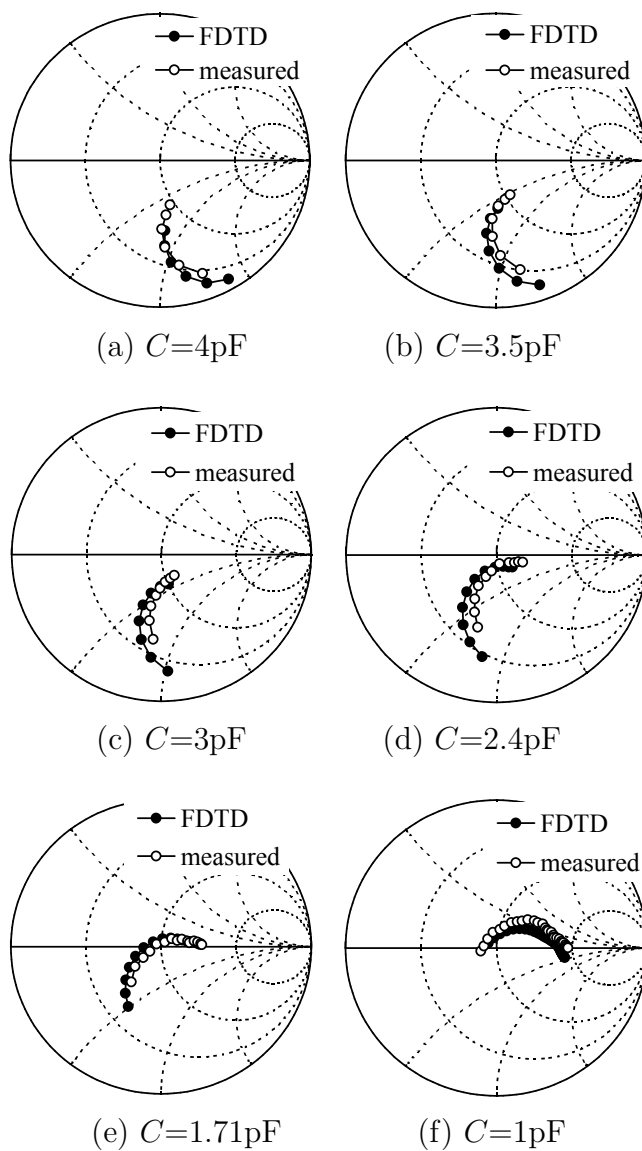


図 3.11: 入力インピーダンス計算・測定結果 (規格化インピーダンス = 75Ω , ©2010 IEICE[11])

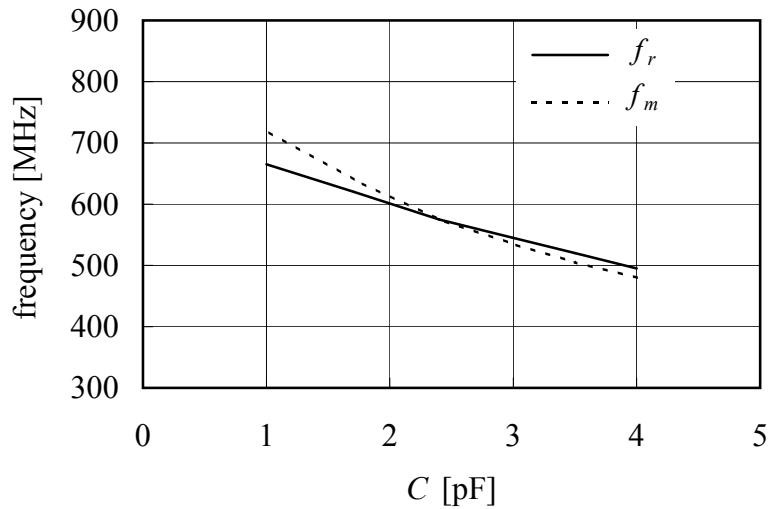


図 3.12: C と f_r との関係 (©2010 IEICE[11])

3.5 可変容量ダイオードを用いた場合の検討

3.5.1 アンテナ構成

可変容量ダイオードを用いた場合のアンテナ構成を提案し、実験により検証する。図3.13に、可変容量ダイオードを用いた場合のアンテナ構成を示す。アンテナを基板 ($\epsilon_r = 2.85$, $\tan \delta = 0.003$, 厚み 0.8mm) の両面に形成する。可変容量ダイオードは、スリーブ導体、GND とスルーホールを介して接続させる。可変容量ダイオードの逆バイアス電圧 V_r を、マイクロストリップ線路の高周波成分に重畳させる。そして、スリーブ導体の裏側に高インピーダンスの逆バイアス電圧制御線を設置する。この電圧制御線に高周波成分が流れないように、チップ抵抗 R を電圧制御線の両端に設置する。チップ抵抗 R は、直流において $33\text{k}\Omega$ のものを用いる。チップ抵抗の 620MHz におけるインピーダンスは $1.6 - j6.2\text{k}\Omega$ である。また、直流を遮断するためにキャパシタ C_2 を設置する。ここでは、 $C_2=100\text{pF}$ とする。更に、集中定数素子から成る整合回路を設置する。実使用を想定し、図3.13に示したアンテナを ABS 製レドーム内に設置する。 l_{s1} , l_{s2} は基板、レドームの波長短縮の効果により3.4の寸法より短くなり、 $l_{s1} = 21\text{mm}$, $l_{s2} = 43\text{mm}$ とする。同様に、モノポールも図3.6より小形となる可能性があるが、モノポールの寸法が漏れ電流特性に与える影響は小さいと考えられ、入力インピーダンスは整合回路で調整可能なので、原理確認のため、図3.6と同じ寸法とする。

ここで、電圧制御線とチップ抵抗の有無によるアンテナ特性の変化を、FDTD 法により確認する。図3.14に、GND の BB' に流れる漏れ電流 I_l の計算結果を示す。電圧制御線とチップ抵抗の有無により、漏れ電流特性はほとんど変化しないことが分かる。電圧制御線がアンテナ特性にほとんど影響を及ぼさないのは、電圧制御線がスリーブ導体に近接しているためと考えられる。

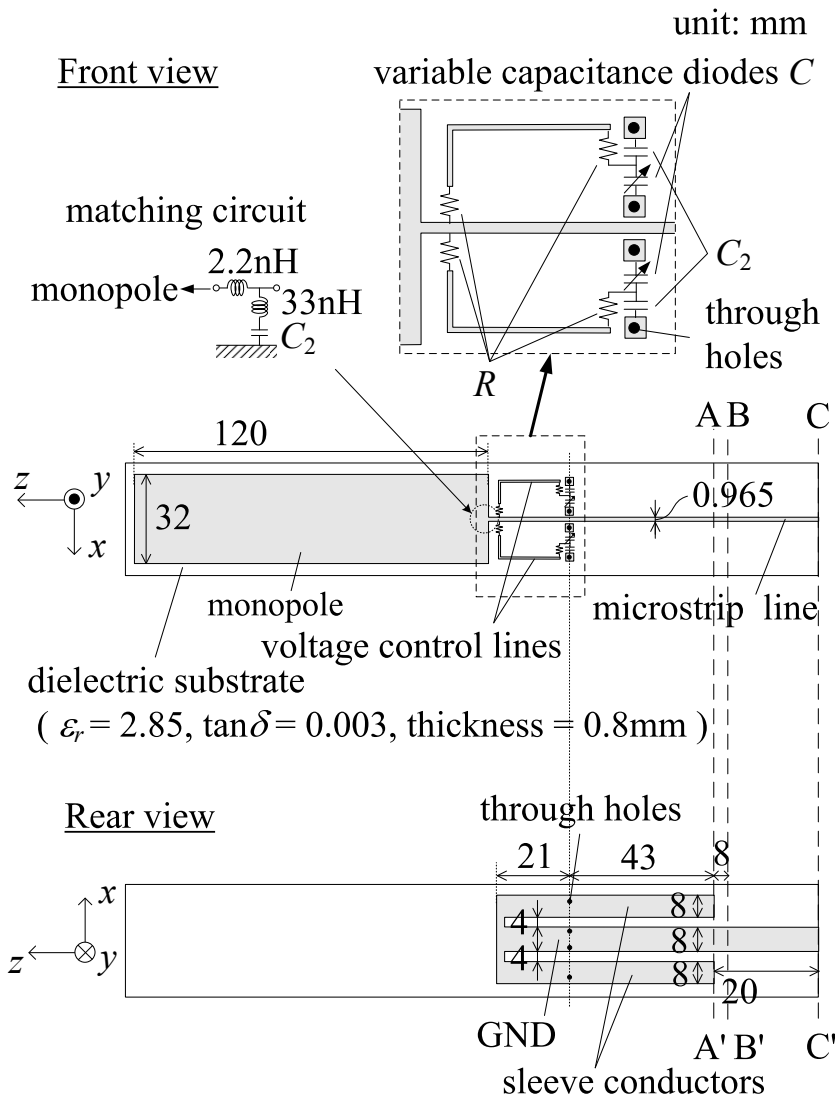


図 3.13: 可変容量ダイオードを用いた場合のアンテナ構成 (©2010 IEICE[11])

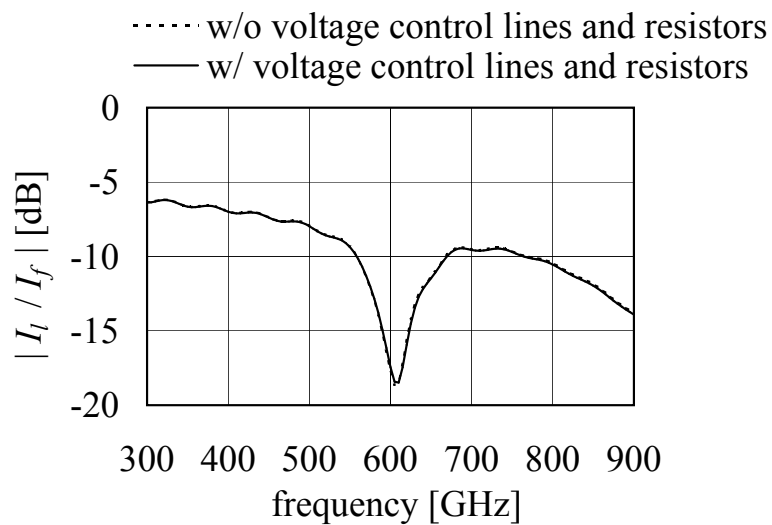


図 3.14: 電圧制御線の影響 ($C = 2.2\text{pF}$, ©2010 IEICE[11])

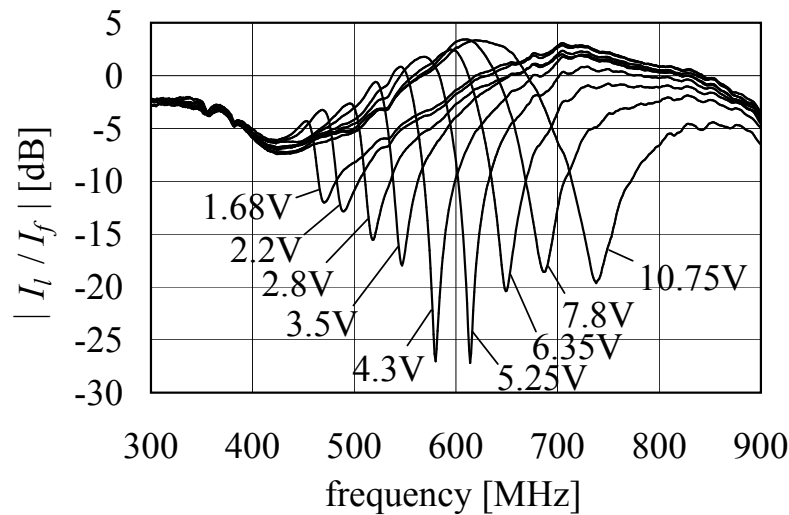


図 3.15: $|I_l/I_f|$ の測定結果 (©2010 IEICE[11])

3.5.2 漏れ電流

可変容量ダイオードの逆バイアス電圧 V_r を変化させて、GND 裏面の BB' を流れる漏れ電流 I_l を測定する。 V_r は、1.68V から 10.75V まで変化させる。 V_r [V]=1.68, 10.75 はそれぞれ C [pF]=4.7, 1.1 にほぼ対応する。 図 3.15 に $|I_l/I_f|$ の測定結果を示す。 V_r を大きくして C を小さくするにつれ、CRB が高周波数側にシフトすることが確認できる。 また、 V_r を変化させ CRB を調整することにより、設計周波数帯域において漏れ電流をほぼ阻止できることが分かる。

3.5.3 入力インピーダンス

図 3.13 の CC' から見た入力インピーダンス測定結果を図 3.16 に示す。 図 3.16 では、各 V_r において、ほぼ漏れ電流を阻止している周波数域のインピーダンス軌跡を示している。 465~770MHz (比帯域 49%) において、 $VSWR < 2.2$ が得られていることが分かる。

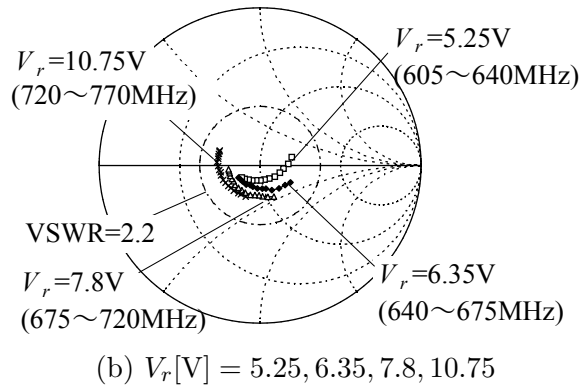
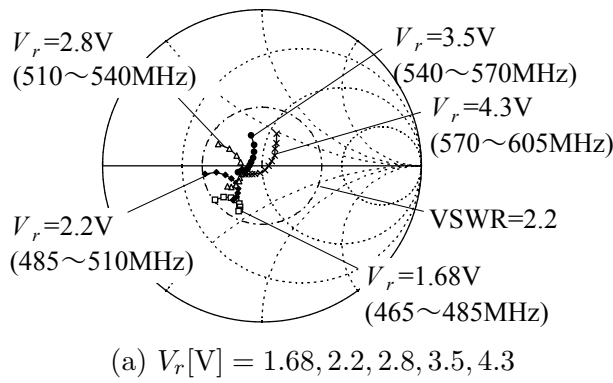
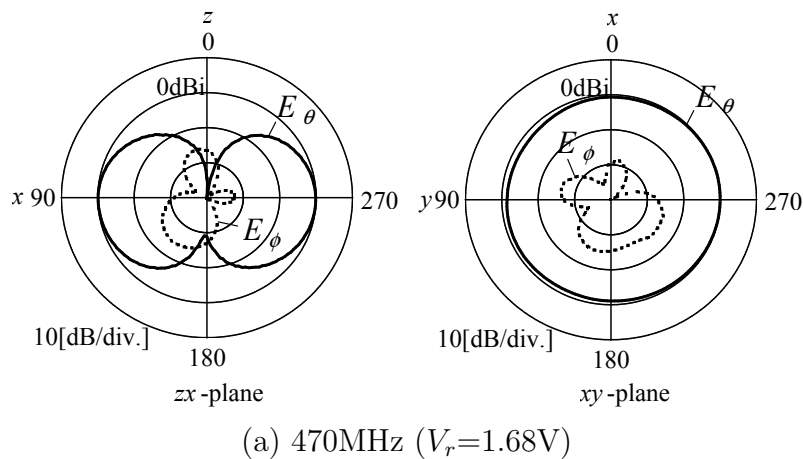
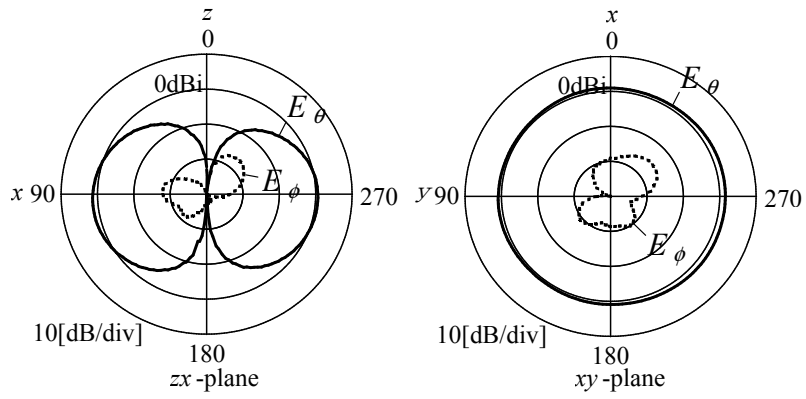


図 3.16: 入力インピーダンス測定結果 (規格化インピーダンス = 75Ω , ©2010 IEICE[11])

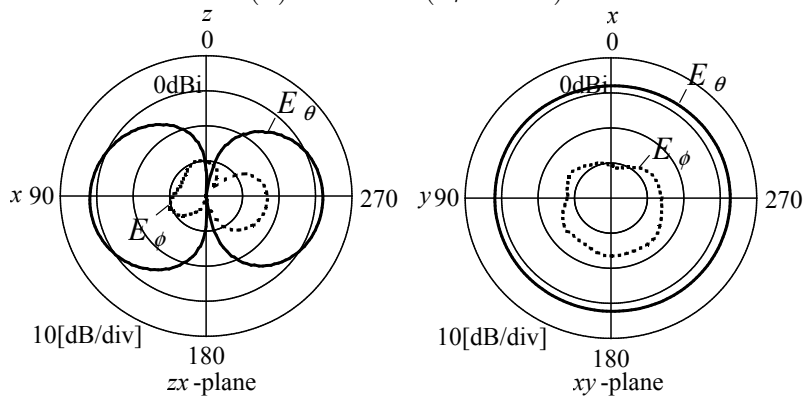
3.5.4 放射パターン

図 3.17 に、図 3.13 のモデルの zx 面, xy 面の放射パターン測定結果を示す。図 3.17 では、代表例として、 $V_r[V]=1.68, 2.8, 4.3, 6.35, 10.75$ の時に、各 V_r において漏れ電流をほぼ阻止している周波数の放射パターンを示している。単位は絶対利得 [dBi] である。図 3.17 から、半波長ダイポールアンテナとほぼ同じ放射パターンが得られていることが分かる。また、図 3.18 に、 E_θ の xy 面内平均化利得の測定結果を示す。-0.8dBi 以上の利得が得られていることが確認できる。

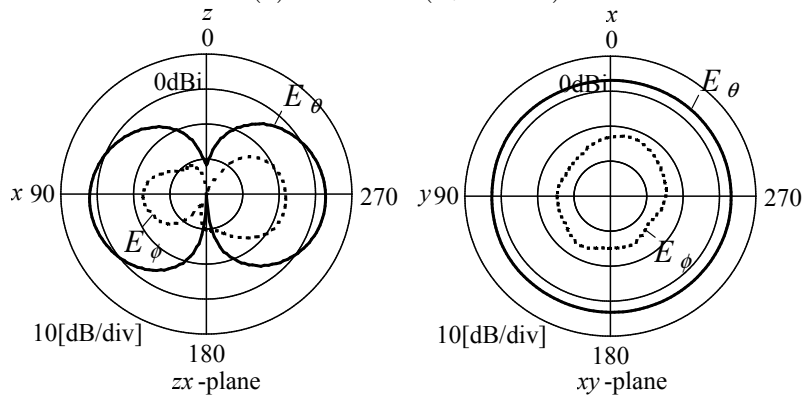




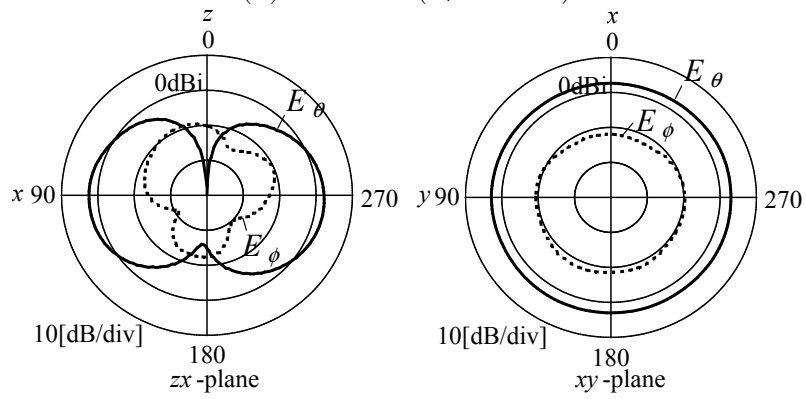
(b) 518MHz ($V_r=2.8V$)



(c) 580MHz ($V_r=4.3V$)



(d) 650MHz ($V_r=6.35V$)



(e) 740MHz ($V_r=10.75V$)

図 3.17: 放射パターン測定結果 (©2010 IEICE[11])

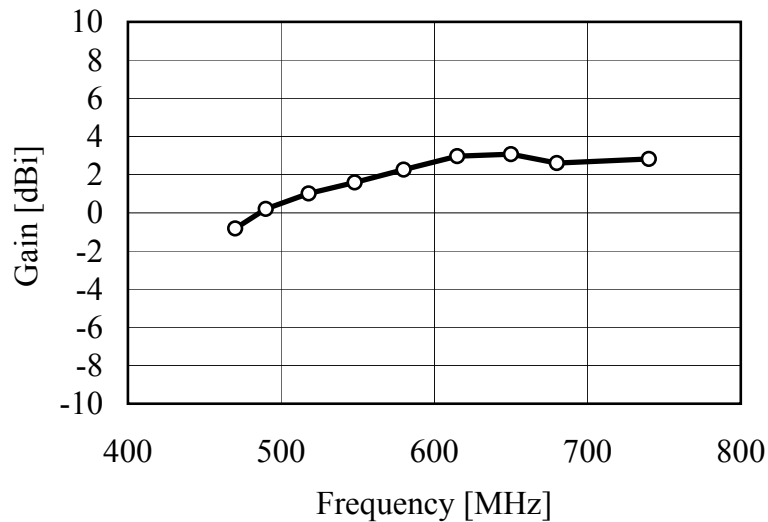


図 3.18: xy 面内平均化利得の測定結果 (©2010 IEICE[11])

3.6 まとめ

本章では，可変容量素子を装荷することにより，帯域を切り替え，広帯域に適用可能な小形なスリーブアンテナを提案した．まず，スリーブアンテナにおいて，スリーブ導体を給電線路の地導体に近づけるほど，CRBが狭くなることを示した．また，スリーブ長を短くするほどCRBは狭くなるので，従来のスリーブアンテナでは，広帯域特性が要求される場合にアンテナが大形化する．そこで，小形化のために，可変容量を装荷した帯域可変スリーブアンテナを検討し，以下の結果を得た．

1. スリーブ導体と給電線路の地導体から構成される線路の途中に可変容量 C を並列に設置し， C を変化させることでCRBを調整できることを示した．また，このことをFDTD法を用いた計算と実験により確認した．
2. C を変化させた時，漏れ電流を阻止する周波数とアンテナの共振周波数が同じ方向に変化するため， C が変化してもインピーダンス整合を実現しやすいことを確認した．
3. スリーブ長を短くするほど，各 C におけるCRBは狭くなるため，より細かなキャパシタンス制御が必要になることを確認した．
4. 可変容量ダイオードを使用した場合のアンテナ構成を示し，実験により検証を行った．49%の比帯域内において，可変容量ダイオードの逆バイアス電圧を変化させることにより，CRBが調整でき， $VSWR < 2.2$ が得られることを示した．また，半波長ダイポールアンテナとほぼ同じ放射パターンが得られることを確認した．

提案するアンテナ構成により，従来のスリーブアンテナより，スリーブ部の長さ，幅をそれぞれ53%，57%に縮小することができた．

3章の参考文献

- [1] R.G. Rowe, "Collinear coaxial array," *Tele-Tech*, vol.60, pp.34–35, 60, Jan. 1949.
- [2] H. Jasik, *Antenna Engineering Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [3] 伊藤公一, 紅村良雄, 後藤尚久, "スリーブアンテナの特性について," *信学技報*, A・P77-55, Oct. 1977.
- [4] M. Taguchi, S. Egashira, and K. Tanaka, "Sleeve antenna with ground wires," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.39, no.1, pp.1–7, Jan. 1991.
- [5] 吉川幸弘, 砂原米彦, 松永 誠, "マイクロストリップ線路給電形コイル装荷スリーブアンテナ," 1990 信学秋季全大, B-104, Oct. 1990.
- [6] K. Tsunekawa, "High performance portable telephone antenna employing a flat-type open sleeve," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E79-C, no.5, pp.693–698, May 1996.
- [7] 西岡泰弘, 深沢 徹, 牧野 滋, 砂原米彦, "携帯無線端末用板状スリーブアンテナの小型化に関する一検討," 2001 信学ソ大, B-1-43, Sep. 2001.
- [8] M. Taguchi, A. Koga, and M. Sakuma, "Wideband sleeve antenna," *Int. Journal of Microwave & Optical Technology*, vol.1, no.2, pp.801–806, Aug. 2006.
- [9] 西岡泰弘, 深沢 徹, 大嶺裕幸, "携帯無線端末用板状スリーブアンテナの2周波共有化," 2001 信学総大, B-1-122, Mar. 2001.
- [10] T.L. Chen, "Multi-band printed sleeve dipole antenna," *Electron. Lett.*, vol.39, no.1, pp.14–15, Jan. 2003.
- [11] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, 宮下裕章, 小西善彦, "可変容量を装荷した帯域可変スリーブアンテナ," *信学論 (B)*, vol.J93-B, no.9, pp.1322–1330, Sep. 2010.
- [12] B.C. Wadell, *Transmission Line Design Handbook*, Artech House, Dedham, 1991.
- [13] C.W. Harrison, "Monopole with inductive loading," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.11, no.4, pp.394–400, Jul. 1963.

第4章 Nyström法を用いたHallénの積分方程式の解

本章では、Hallénの積分方程式を精度良く解くために、Nyström法を適用する。厳密で有限の解を得るためには、厳密核と給電部の有限間隙の両方を考慮する必要がある。そこで、近似核を厳密核に変換する補正関数を導出する。補正関数は特異点を持つため、特異点を除去する方法として、1点修正法を提案する。また、階段関数の波源に対して、様々な求積法を適用する。台形則、Simpson則、Gauss-Legendre則により求めた結果を比較し、差異は小さいことを示す。最後に、実測値と計算値を比較することで、本理論の妥当性を示す。また、給電部の影響が大きいことを確認する。

4.1 はじめに

Hallénの積分方程式 [1] はダイポールアンテナの電流分布、入力インピーダンスを計算するために良く用いられる。Hallénの積分方程式を解く方法としては、モーメント法、変分法、反復法といった数値解法があるが、一般に、 δ 関数の波源に対して近似核を用いて解を求めている [2]。これらの方法には2つの問題がある。1つ目の問題は、近似核を用いたHallénの積分方程式には解が存在しないことである [3]–[11]。2つ目の問題は、 δ 関数の波源に対して厳密核 [12]–[16] を用いたHallénの積分方程式は、有限の解を持たないことである [3], [5], [6], [9], [17]。したがって、ギャップ給電の場合に厳密で有限の解を得るためには、厳密核と給電部の有限間隙の両方を考慮する必要がある [18]–[20]。[18]ではFourier解析を用いた積分方程式の近似解を求めており、[19], [20]では新しいモーメント法のアプローチを取り入れている。また、[20]では、Hallénの積分方程式を階段関数の波源が扱えるように変形している。

本章では、積分方程式の解を直接求める方法として、Nyström法 [21]–[23] を用いる。モーメント法では、行列要素が、試行関数、核、基底関数の積の2重積分となる。パルス関数を用いたGalerkin法の場合には、パルス幅が小さく核が特異点を持たない時、2重積分は特定の点における核の値に比例する。これは、台形則を用いたNyström法の結果と同じである。

1つ目の問題を解決するために、近似核を厳密核に変換する補正関数を導出する。補正関数は対数特異性を持つため [3], [12], [13], [16]、特異点を除去する方法として、核行列において特異点の値を変える1点修正法を提案する。Nyström法において特異点を持つ核を

取り扱う方法として、LCN (Locally Corrected Nyström) 法が報告されている [22], [23]. LCN 法では、モーメント法と同様の積分と、行列要素をすべて求めるための線形代数が必要となる。しかし、提案方法は、追加の積分と線形代数が不要なので、LCN 法より計算コストを低減できる。2つ目の問題に対しては、階段関数の波源に対する Hallén の積分方程式 [20] を用いる。階段関数の波源に対して、様々な求積法を適用し比較を行う。また、本理論の妥当性を確認するために、モノポールアンテナのアドミタンスを測定し計算結果と比較する。給電部分の影響について検討する。

4.2 Nyström 法

4.2.1 Nyström 法を用いた積分方程式の解

Nyström 法は、良く用いられる数値積分法であり、求積法の一つである。次式に示すように、積分区間内の離散的な点に対し、各点における被積分関数と重み係数 w_j の積の和をとる方法である。

$$\int_a^b h(x) dx \approx \sum_{j=1}^N w_j h(x_j) \quad (4.1)$$

積分方程式に対して Nyström 法を適用すると、その核で表された行列を用いることで積分方程式を解くことができる。ここで、次式で表される積分方程式を考える。

$$G(z) = \int_{-l}^l \Psi(z, z') I(z') dz' \quad (4.2)$$

サンプル数を N 、 z のサンプル点を z_1, z_2, \dots, z_N 、 z' のサンプル点を z'_1, z'_2, \dots, z'_N とする。 z のサンプル点は、 z' のサンプル点と同じである。積分に台形則を用いると、式 (4.2) に対応した数値積分は、

$$[G(z_i)] = [K_{ij}] [I(z'_j)] \quad (4.3)$$

$$K_{ij} = \begin{cases} \Delta \Psi(z_i, z'_j) & j \neq 1, N \\ \frac{\Delta}{2} \Psi(z_i, z'_j) & j = 1, N \end{cases} \quad (4.4)$$

$$\Delta = 2l/(N-1) \quad (4.5)$$

となる。ここで、 $[\]$ は行列を示す。Simpson 則を用いた場合は、 K_{ij} は次式のようにになる。

$$K_{ij} = \begin{cases} \frac{4\Delta}{3} \Psi(z_i, z'_j) & j \equiv 0(\text{mod}.2) \\ \frac{2\Delta}{3} \Psi(z_i, z'_j) & j \equiv 1(\text{mod}.2) \\ \frac{\Delta}{3} \Psi(z_i, z'_j) & j = 1, N \end{cases} \quad (4.6)$$

n 次の Legendre 多項式を用いた Gauss-Legendre 則においては、式 (4.1) は次式のようになる。

$$\int_a^b h(x') dx' \approx \frac{b-a}{2} \sum_{j'=0}^{n-1} w_{j'} h(x'_{j'}) \quad (4.7)$$

$$x'_{j'} = \frac{b+a}{2} + \frac{b-a}{2} x_{j'} \quad (4.8)$$

ここで、 $x_{j'}$ は n 次の Legendre 多項式 P_n の根であり、重み係数 $w_{j'}$ は

$$w_{j'} = \frac{1}{P'_{n+1}(x_{j'})} \int_{-1}^1 \frac{P_n(x)}{x - x_{j'}} dx \quad (4.9)$$

で与えられる。式 (4.2) に関して、積分区間 $[-l, l]$ を m セルに分割し、各セル内に n 個のサンプル点を設ける。また、

$$j = j' + 1 + nk', \quad j' = 0, 1, \dots, n-1, \quad k' = 0, 1, \dots, m-1 \quad (4.10)$$

とし、 n 次の Legendre 多項式から求めた $w_{j'}$, $x_{j'}$ を用いると、 K_{ij} は次式のようになる。

$$K_{ij} = \frac{\Delta_c}{2} w_{j'} \Psi(z_i, z'_j) \quad (4.11)$$

ここで、

$$m = N/n \quad (4.12)$$

$$\Delta_c = 2l/m \quad (4.13)$$

$$z'_j = a_{k'} + (\Delta_c/2)(1 + x_{j'}) \quad (4.14)$$

$$a_{k'} = -l + k' \Delta_c \quad (4.15)$$

である。

積分方程式の解は、核行列 $[K_{ij}]$ が特異点を持たない場合に限り、 $[K_{ij}]$ の逆行列を用いることによって次式に示すように容易に求めることができる。

$$[I(z'_j)] = [K_{ij}]^{-1} [G(z_i)] \quad (4.16)$$

Nyström 法により求めた数値積分方程式の解が N を大きくするにつれて収束する場合には、それが元の積分方程式の解である。しかし、収束しない場合には、元の積分方程式は有限の解を持たない。

4.2.2 1点修正法

Hallén の積分方程式の厳密核は対数特異性を持つため、核行列は直接求めることができない。ただ、核は発散するが、それを含む関数の積分は収束する。したがって、核行列に対して、特異点において適当な値を与えれば、正しく積分を計算することができる。

未知関数 $I(z')$ を含む次式の積分を考える.

$$g_t(z_i) = \int_{z_i}^{z_{i+1}} f(z_i - z') I(z') dz' \quad (4.17)$$

$$f(z) = \ln \frac{1}{|z|} \quad (4.18)$$

台形則によれば, 式 (4.17) は次式により計算できる.

$$g_t(z_i) = \frac{\Delta}{2} (f(0)I(z_i) + f(\Delta)I(z_i + \Delta)) \quad (4.19)$$

$f(z)$ は $z = 0$ で特異性を持つが, 次のようにすれば特異点を除去することができる.

$$\begin{aligned} g_t(z_i) &= I(z_i) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' + \int_{z_i}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) dz' \\ &= I(z_i) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{z' - z_i} dz' + \frac{\Delta}{2} \left\{ \lim_{z' \rightarrow z_i} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) \right. \\ &\quad \left. + \ln \frac{1}{z_{i+1} - z_i} (I(z_{i+1}) - I(z_i)) \right\} \end{aligned} \quad (4.20)$$

ここで, $I(z')$ は無限回微分可能であるとする,

$$I(z') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n I(z')}{\partial z'^n} \Big|_{z'=z_i} \cdot (z' - z_i)^n \quad (4.21)$$

なので,

$$\begin{aligned} &\lim_{z' \rightarrow z_i} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) \\ &= \lim_{z' \rightarrow z_i} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n I(z')}{\partial z'^n} \Big|_{z'=z_i} \cdot (z' - z_i)^n \right) \\ &= 0 \quad \left(\because \lim_{x \rightarrow +\infty} \frac{\ln x}{x^n} = 0 \right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

となる.

$$\int \ln \frac{1}{z} dz = z \left(\ln \frac{1}{z} + 1 \right) \quad (4.23)$$

なので,

$$\begin{aligned} g_t(z_i) &= I(z_i) \left[(z' - z_i) \left\{ \ln \frac{1}{z' - z_i} + 1 \right\} \right]_{z_i}^{z_{i+1}} + (I(z_i + \Delta) - I(z_i)) \frac{\Delta}{2} \ln \frac{1}{\Delta} \\ &= I(z_i) \Delta \left(\ln \frac{1}{\Delta} + 1 \right) \\ &\quad + (I(z_i + \Delta) - I(z_i)) \frac{\Delta}{2} \ln \frac{1}{\Delta} \quad \left(\because \lim_{x \rightarrow +\infty} \frac{\ln x}{x} = 0 \right) \end{aligned} \quad (4.24)$$

式 (4.19) と式 (4.24) は等しいので, $f(0)$ の補正值として次式が得られる.

$$f(0) = 2 + \ln \frac{1}{\Delta} \quad (4.25)$$

Simpson 則の場合は, まず, 次式の積分を考える.

$$g_{s1}(z_i) = \int_{z_{i-1}}^{z_{i+1}} f(z_i - z') I(z') dz' \quad (4.26)$$

Simpson 則により,

$$g_{s1}(z_i) = \frac{\Delta}{3} (f(-\Delta)I(z_i - \Delta) + 4f(0)I(z_i) + f(\Delta)I(z_i + \Delta)) \quad (4.27)$$

また, $I(z)$ は無限回微分可能であるとする, 次式のように特異点を除去することができる.

$$\begin{aligned} g_{s1}(z_i) &= I(z_i) \int_{z_{i-1}}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' + \int_{z_{i-1}}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) dz' \\ &= 2I(z_i) \int_{z_i}^{z_{i+1}} \ln \frac{1}{z' - z_i} dz' + \frac{\Delta}{3} \left\{ \ln \frac{1}{\Delta} (I(z_i - \Delta) - I(z_i)) \right. \\ &\quad \left. + 4 \lim_{z' \rightarrow z_i} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) + \ln \frac{1}{\Delta} (I(z_i + \Delta) - I(z_i)) \right\} \\ &= 2I(z_i) \Delta \left(\ln \frac{1}{\Delta} + 1 \right) \\ &\quad + \frac{\Delta}{3} \ln \frac{1}{\Delta} \{ (I(z_i - \Delta) - I(z_i)) + (I(z_i + \Delta) - I(z_i)) \} \end{aligned} \quad (4.28)$$

式 (4.27) と式 (4.28) より, $f(0)$ の補正值として次式が得られる.

$$f(0) = \frac{3}{2} + \ln \frac{1}{\Delta} \quad (4.29)$$

同様に,

$$g_{s2}(z_i) = \int_{z_i}^{z_{i+2}} f(z_i - z') I(z') dz' \quad (4.30)$$

の積分に対しては, $f(0)$ の補正值として次式が得られる.

$$f(0) = 6 - 5 \ln 2 + \ln \frac{1}{\Delta} \quad (4.31)$$

まとめると, Simpson 則における $f(0)$ の補正值は以下ようになる.

$$f_i(0) = \begin{cases} \frac{3}{2} + \ln \frac{1}{\Delta} & i \equiv 0(\text{mod}.2) \\ 6 - 5 \ln 2 + \ln \frac{1}{\Delta} & i \equiv 1(\text{mod}.2) \end{cases} \quad (4.32)$$

Gauss-Legendre 則の場合には, 次式の積分を考える.

$$g_l(z_i) = \int_{a_{k'}}^{a_{k'} + \Delta_c} f(z_i - z') I(z') dz' \quad (4.33)$$

Gauss-Legendre 則によれば，式 (4.33) は次式により計算できる．

$$g_l(z_i) = \frac{\Delta_c}{2} \sum_{j'=0}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) I(z'_j) \quad (4.34)$$

z_i が z'_j と同じセル内にある場合には， $f(z_i - z'_j)$ は $z_i = z'_j$ で特異性を持つ．しかし， $I(z)$ は無限回微分可能であるとする，次のようにすれば特異点を除去することができる．

$$\begin{aligned} g_l(z_i) &= I(z_i) \int_{a_{k'}}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' + \int_{a_{k'}}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} (I(z') - I(z_i)) dz' \\ &= I(z_i) \int_{a_{k'}}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' + \frac{\Delta_c}{2} \sum_{j'=0}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) (I(z'_j) - I(z_i)) \\ &= I(z_i) \int_{a_{k'}}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' + \frac{\Delta_c}{2} \lim_{z'_j \rightarrow z_i} \ln \frac{1}{|z_i - z'_j|} (I(z'_j) - I(z_i)) \\ &\quad + \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} \ln \frac{1}{|z_i - z'_j|} (I(z'_j) - I(z_i)) \\ &= I(z_i) \phi(z_i) + \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) I(z'_j) \end{aligned} \quad (4.35)$$

ここで，

$$\begin{aligned} \phi(z_i) &= \int_{a_{k'}}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{|z_i - z'|} dz' - \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) \\ &= \int_{a_{k'}}^{z_i} \ln \frac{1}{z_i - z'} dz' + \int_{z_i}^{a_{k'}+\Delta_c} \ln \frac{1}{z' - z_i} dz' - \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) \\ &= \left[-(z_i - z') \ln \frac{1}{z_i - z'} - (z_i - z') \right]_{a_{k'}}^{z_i} + \left[(z' - z_i) \ln \frac{1}{z' - z_i} - (z' - z_i) \right]_{z_i}^{a_{k'}+\Delta_c} \\ &\quad - \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) \\ &= \Delta_c + (a_{k'+1} - z_i) \ln \frac{1}{a_{k'+1} - z_i} + (z_i - a_{k'}) \ln \frac{1}{z_i - a_{k'}} \\ &\quad - \frac{\Delta_c}{2} \sum_{\substack{j'=0 \\ j \neq i}}^{n-1} w_{j'} f(z_i - z'_j) \end{aligned} \quad (4.36)$$

式 (4.34) と式 (4.35) は等しいので， z_i における $f(0)$ の補正值は次式のようになる．

$$f_i(0) = \frac{2}{\Delta_c w_{i'}} \phi(z_i) \quad (4.37)$$

$$i' = i - 1 - nk' \quad (4.38)$$

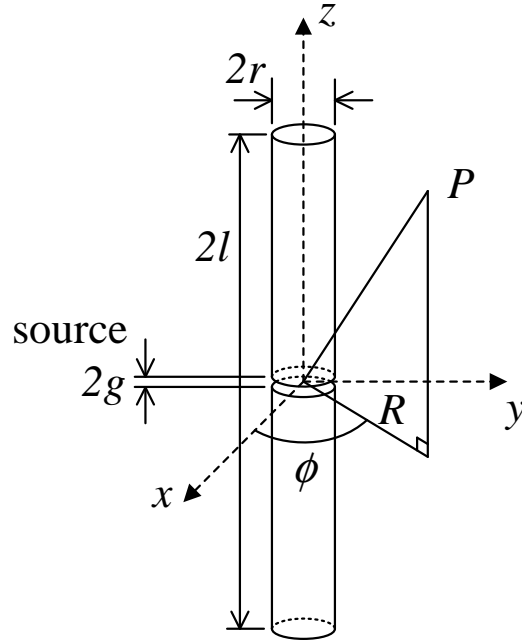


図 4.1: 中央給電のダイポールアンテナ

4.3 Hallén の積分方程式

4.3.1 δ 関数の波源により給電されたダイポールアンテナ

図 4.1 に示すように、中央給電の円筒形のダイポールアンテナを考える。ダイポールの長さを $2l$ 、断面の直径を $2r$ とする。円筒座標系 $\mathbf{r} = (R, \phi, z)$ を図 4.1 に示すように定義し、 $z = 0$ に波源を置く。電流はアンテナの表面を z 方向に流れ、 ϕ については一様であるとする。観測点 $(r, 0, z)$ におけるベクトルポテンシャルの z 成分を $\Phi(z)$ とする。 δ 関数の波源に対しては、 $\Phi(z)$ は次式を満足する [3] (付録 D 参照)。

$$\begin{aligned}\Phi(z) &= \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \Psi(z, z') I(z') dz' \\ &= C \cos kz - \frac{j\mu}{2\eta} V \sin k|z|\end{aligned}\quad (4.39)$$

Ψ は Hallén の積分方程式の核である。定数 C は、ダイポール両端において電流が 0 になる条件 ($I(l) = 0$) より決まる。

I_C と I_S を、それぞれ次の式 (4.40), (4.41) の解とする。

$$\cos kz = \int_{-l}^l \Psi(z, z') I_C(z') dz' \quad (4.40)$$

$$\sin k|z| = \int_{-l}^l \Psi(z, z') I_S(z') dz' \quad (4.41)$$

このようにすると、

$$I(z) = \frac{4\pi}{\mu} \left\{ C I_C(z) - \frac{j\mu}{2\eta} V I_S(z) \right\} \quad (4.42)$$

は、式 (4.39) を満足する。ここで、 $D = -\frac{j\mu}{2\eta}V$, $C = RD$ とすると、 $I(l) = 0$ より、

$$R = -I_S(l)/I_C(l) \quad (4.43)$$

となる。したがって、式 (4.39) の解は、

$$\begin{aligned} I(z) &= \frac{4\pi}{\mu} D \{RI_C(z) + I_S(z)\} \\ &= \frac{2\pi V}{j\eta} \{RI_C(z) + I_S(z)\} \end{aligned} \quad (4.44)$$

と表される。積分方程式 (4.40), (4.41) は、後で示すように有限の解を持たないが、数値積分方程式の解は得られる。入力アドミタンス Y は次式で与えられる。

$$Y = I(0)/V \quad (4.45)$$

4.3.2 Hallén の積分方程式の核

Hallén の積分方程式の厳密核は、式 (D.2), (D.3) より、次式で表される。

$$\Psi(z, z') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Psi_0(\bar{\rho}) d\phi \quad (4.46)$$

$$\Psi_0(\bar{\rho}) = \frac{e^{-jk\bar{\rho}}}{\bar{\rho}} \quad (4.47)$$

$$\bar{\rho} = \sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos \phi)} \quad (4.48)$$

ここで、 ρ, d, X を次のように定義する。

$$\bar{\rho} = \sqrt{\rho^2 + X} \quad (4.49)$$

$$\rho^2 = (z - z')^2 + d^2 \quad (4.50)$$

$$X = -d^2 \cos \phi \quad (4.51)$$

$$d^2 = 2r^2 \quad (4.52)$$

$\Psi_0(\bar{\rho})$ を X に関して Taylor 展開すると、

$$\Psi_0(\bar{\rho}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^n} \right|_{X=0} \cdot X^n \quad (4.53)$$

付録 E より、次式が得られる。

$$\Psi_0(\bar{\rho}) = \Psi_0(\rho) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} P_n(\rho) \cdot X^n \quad (4.54)$$

$$P_n(\rho) = \frac{1}{(2\rho^2)^n} \sum_{m=0}^n a_m^n (k\rho)^m \quad (4.55)$$

$$a_m^n = j^m (-1)^n \frac{(2n - m)!}{2^{n-m} (n - m)! m!} \quad (4.56)$$

式(4.54)を式(4.46)に代入すると、厳密核は近似核と補正関数 $\zeta(\rho)$ の積で与えられ、次式のようになる(付録F参照)。

$$\Psi(z, z') = \Psi_0(\rho)\zeta(\rho) \quad (4.57)$$

$$\Psi_0(\rho) = \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \quad (4.58)$$

$$\zeta(\rho) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} u_n \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4n} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \right\} \quad (4.59)$$

$$u_n = \frac{(4n)!}{2^{2n}(2n)!(4^n n!)^2} \quad (4.60)$$

$$v_m^n = \frac{(2n)!(4n-m)!2^m}{(4n)!(2n-m)!m!} \quad (4.61)$$

近似核を $\Psi_0(\rho)$ と定義し、一般に使われる $d^2 = r^2$ の代わりに、本論文では $d^2 = 2r^2$ とする。以上の結果は、[14],[15]に示された結果からも導出することができる。

4.3.3 補正関数の発散項

式(4.59)にStirlingの公式を適用することにより、厳密核の中の発散項を分離することができ、 $\zeta(\rho)$ は次式のようになる(付録G参照)。

$$\zeta(\rho) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \ln \frac{1}{|z-z'|} e^{jk\rho} + \zeta_n(\rho) \quad (4.62)$$

$$\begin{aligned} \zeta_n(\rho) = & 1 + \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \ln \left(\frac{\rho^2}{1+Y} \right) e^{jk\rho} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} Y^{2n} \left\{ u_n \left(1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \right) - \bar{u}_n e^{jk\rho} \right\} \end{aligned} \quad (4.63)$$

$$Y = \frac{d^2}{\rho^2} \quad (4.64)$$

$$\bar{u}_n = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n} \quad (4.65)$$

ここで、 $\zeta_n(\rho)$ は特異点を持たない関数であり、その級数展開は収束する。これらの結果は、[12], [13], [16]で示された結果と似た形であるが、より計算に便利な形となっている。

4.3.4 階段関数の波源により給電されたダイポールアンテナ

給電部の間隙が有限の場合を考える。すなわち、 $-g \leq z \leq g$ において一定の電界が存在し、波源が階段関数で表される場合を考える。間隙に生じる電圧を V とすると、Hallénの

積分方程式は次式のようになる（付録 H 参照）[20].

$$\begin{aligned}\Phi(z) &= \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \Psi(z, z') I_g(z') dz' \\ &= C \cos kz - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(z)\end{aligned}\quad (4.66)$$

$$F(z) = \begin{cases} 1 - \cos kz & |z| < g \\ \cos k(|z| - g) - \cos kz & |z| \geq g \end{cases}\quad (4.67)$$

I_C と I_F を, それぞれ次の式 (4.68), (4.69) の解とする.

$$\cos kz = \int_{-l}^l \Psi(z, z') I_C(z') dz' \quad (4.68)$$

$$F(z) = \int_{-l}^l \Psi(z, z') I_F(z') dz' \quad (4.69)$$

このようにすると, 式 4.66 の解は, 次式で表される.

$$I_g(z) = \frac{2\pi V}{j\eta kg} \{R_g I_C(z) + I_F(z)\} \quad (4.70)$$

$$R_g = -I_F(l)/I_C(l) \quad (4.71)$$

したがって, 間隙の端部から見た入力アドミタンスは次式のようになる.

$$Y_g = I_g(g)/V \quad (4.72)$$

4.4 計算結果

4.4.1 近似核を用いた Hallén の積分方程式

近似核を用いた場合に, 式 (4.41) から台形則により I_g を計算した結果を図 4.2 に示す. I_g は, $z = 0$ の近傍と端部で激しく振動し, 物理的に意味を持たない. この事実は, 近似核を用いた Hallén の積分方程式は解を持たないことを示している.

4.4.2 δ 関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式

δ 関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式から, 台形則を用いて, 入力アドミタンスを計算する. 入力アドミタンスと積分分割数 N の関係を図 4.3 に示す. 積分分割数を大きくしても結果は収束せず, δ 関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式は有限の解を持たないことを示している [3], [5], [6], [17]. 台形則を用いた時には, 給電間隙幅は積分分割幅である必要がある. したがって, アドミタンスの虚部が $\ln(1/\delta)$ に比例して大きくなっている.

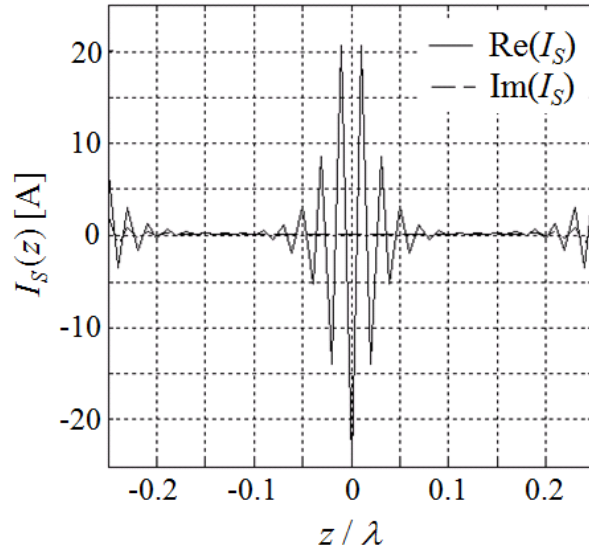


図 4.2: 1V の δ 関数波源により給電し，近似核を用いた場合に，式 (4.41) から求めた I_S の計算結果 ($2l = 0.5\lambda$, $r = 0.02\lambda$, $N = 51$)

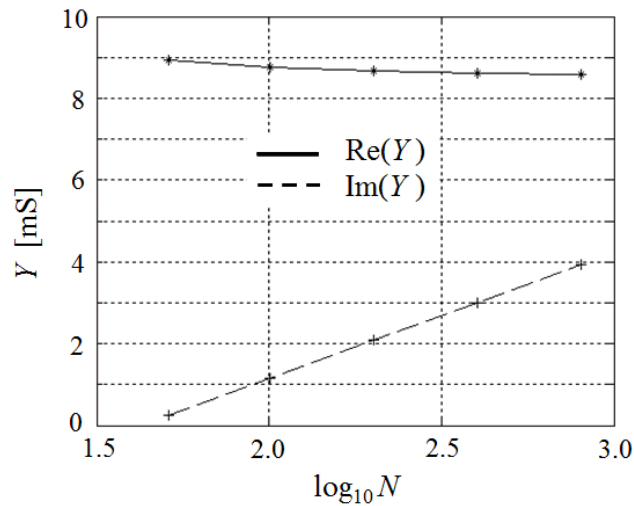


図 4.3: δ 関数波源により給電し，厳密核を用いた場合の入力アドミタンスと積分分割数 N の関係 ($2l = 0.5\lambda$, $r = 0.02\lambda$)

4.4.3 階段関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式

階段関数波源に対する厳密核を用いた Hallén の積分方程式から，台形則を用いて，アンテナの端部における電流 I_C , I_F を計算した結果を図 4.4 に示す。 $1/\sqrt{l^2 - z^2}$ の特異性のため， I_C , I_F は端部において発散する [13]。しかし，その比 R_g と全体の電流 I_g は収束する。

様々な求積法を用いた場合の入力アドミタンスと積分分割数 N の関係を図 4.5 に示す。なお，台形則，Simpson 則においては，それぞれ g/Δ , $g/(2\Delta)$ が整数である必要がある。Gauss-Legendre 則においては， N を任意に選べるが，アンテナ端部と給電間隙端部における電流を計算するために内挿と外挿が必要である。

図 4.5 において, Gauss-Legendre 則は他の求積法と比較して優位性を示していない. これは, 図 4.4 に示すように被積分関数 I_C , I_F は特異性を持ち, 特異関数の積分誤差はどの求積法でもほぼ同じであるためと考えられる.

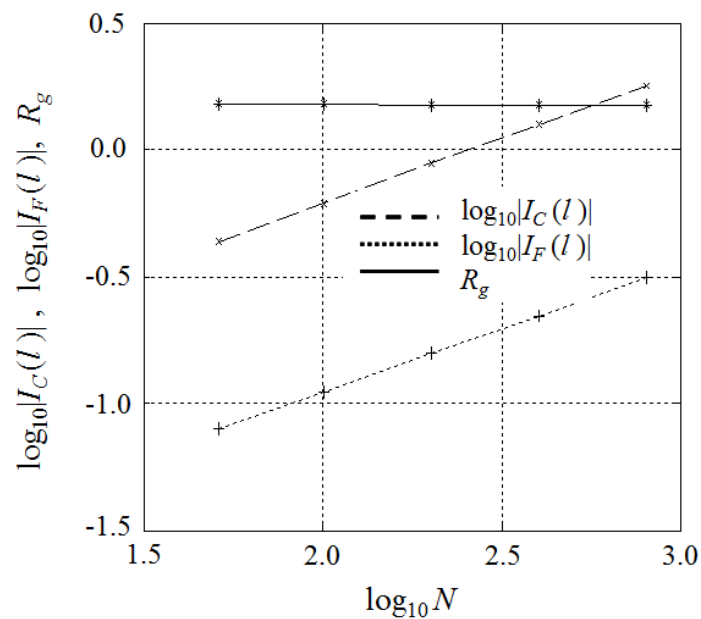
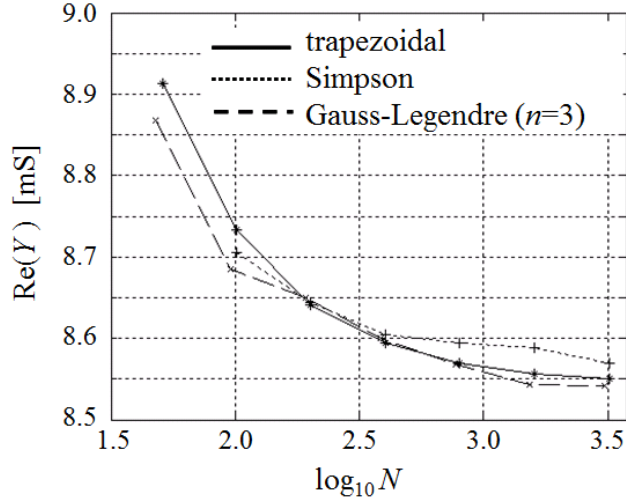
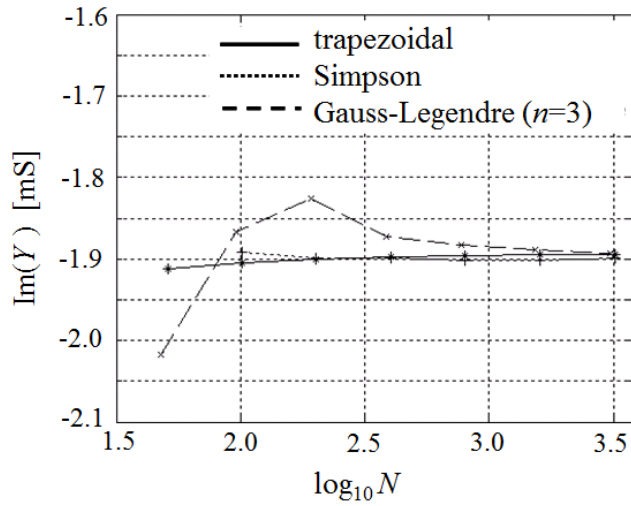


図 4.4: 1V の階段関数波源により給電し, 厳密核を用いた場合のアンテナ端部における I_C , I_F とその比 R_g の計算結果 ($2l = 0.5\lambda$, $r = 0.02\lambda$, $g = 0.01\lambda$)



(a) 実部



(b) 虚部

図 4.5: 階段関数波源により給電し, 厳密核を用いた場合の入力アドミタンスと積分分割数 N の関係 ($2l = 0.5\lambda$, $r = 0.02\lambda$, $g = 0.01\lambda$)

4.5 測定結果との比較

測定においては, $l = 84.2\text{mm}$, $r = 4\text{mm}$, $g = 2.4\text{mm}$ の銅の円柱で構成されたモノポールアンテナを, $2\text{m} \times 1\text{m}$ の地板の上に設置する. 給電系は, 図 4.6 に示すように, 特性インピーダンス 50Ω の同軸線路 (内導体の直径 $2\rho_0 = 1.3\text{mm}$, 外導体の直径 $2\rho_1 = 4.2\text{mm}$) とラジアルラインから構成する. 測定は電波暗室内にて行う. 図 4.7 に測定したアンテナの写真を示す. 給電点から見た入力アドミタンスは, ラジアルラインの $\rho = \rho_0$ から見た入力アドミタンスに等しい [24]. 給電点, 給電間隙におけるダイポールアンテナの入力アドミ

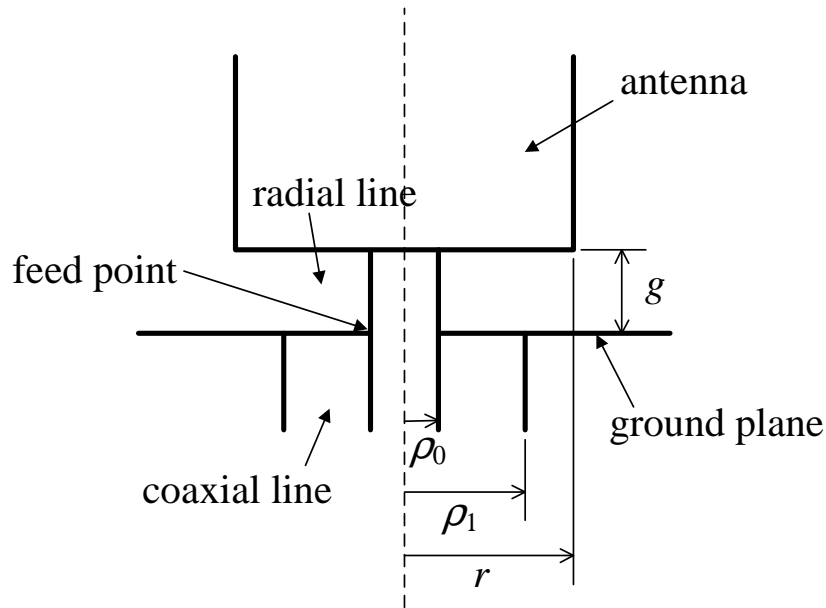


図 4.6: 給電系の構成

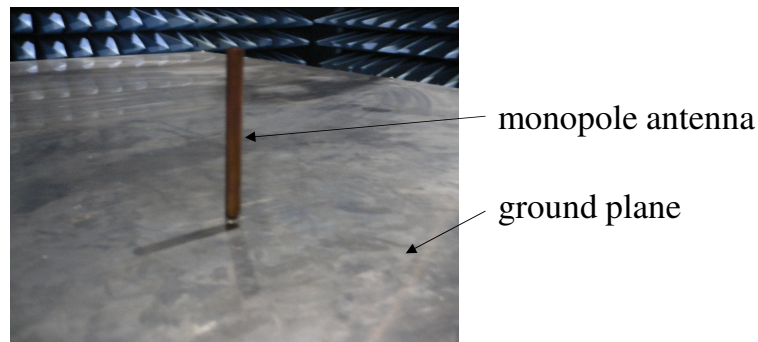


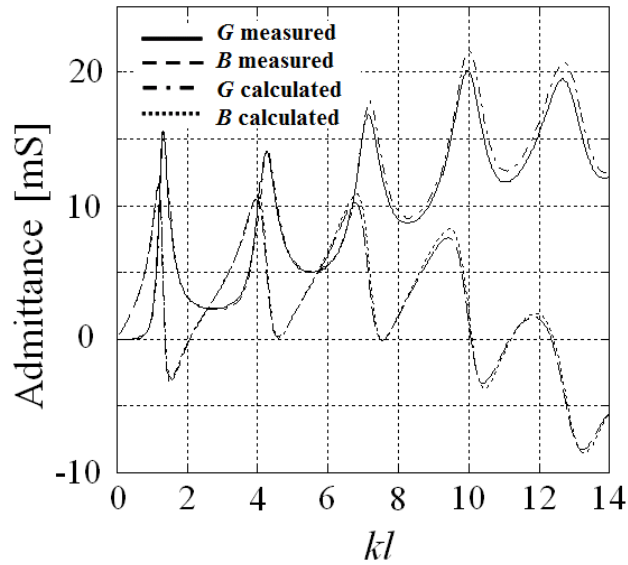
図 4.7: 測定したアンテナの写真

タンスを, それぞれ Y_f, Y_g とすると, これらは次式で表される (付録 I 参照).

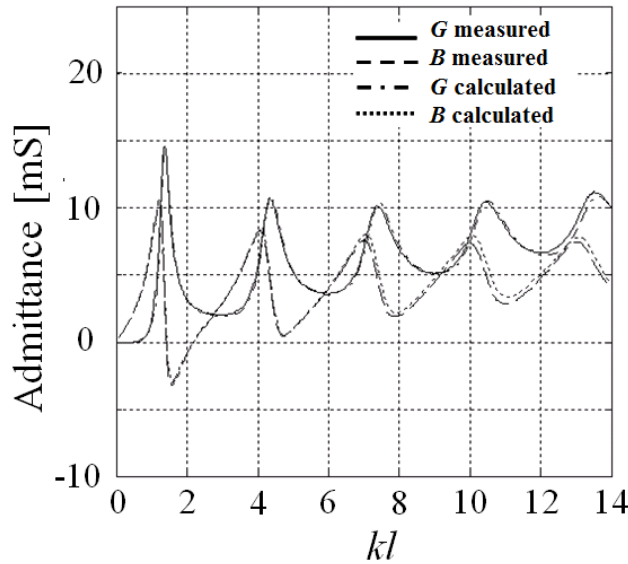
$$Y_f = \frac{\pi \rho_0 H_1^{(2)}(k \rho_0) + \Gamma H_1^{(1)}(k \rho_0)}{j g \eta H_0^{(2)}(k \rho_0) + \Gamma H_0^{(1)}(k \rho_0)} \quad (4.73)$$

$$Y_g = \frac{\pi r H_1^{(2)}(k r) + \Gamma H_1^{(1)}(k r)}{j g \eta H_0^{(2)}(k r) + \Gamma H_0^{(1)}(k r)} \quad (4.74)$$

給電点におけるアドミタンスの周波数特性の測定・計算結果を図 4.8(a) に示す. 計算においては, 台形則を用い $N = 281$ とした. 測定値は, ダイポールアンテナのアドミタンスに変換している. 横軸は kl であり, k は波数である. 給電間隙におけるアドミタンスの周波数特性の測定・計算結果を図 4.8(b) に示す. 測定値と計算値の差の RMS は, G について 0.27mS , B について 0.40mS である. 測定値と計算値は非常に良く対応していることが確認できる. また, 給電部の影響が大きいことが分かる. ダイポールへのギャップ給電をダイポールより直径が小さい円筒導体により実現する場合, 給電部のラジアルラインを考慮することで, 給電点におけるアドミタンスの計算値は測定値と良く対応することが確認できる.



(a) 給電点におけるアドミタンス



(b) 給電間隙におけるアドミタンス

図 4.8: アドミタンスの周波数特性の測定・計算結果 ($l = 84.2\text{mm}$, $r = 4\text{mm}$, $g = 2.4\text{mm}$)

4.6 まとめ

本章では、積分方程式を精度良く解くために、Nyström法を適用した。また、近似核を厳密核に変換する補正関数を導出した。更に、特異性を持つ核に対して、1点修正法を提案した。階段関数の波源に対して様々な求積法を適用して比較し、各求積法による違いは小さいことを示した。

本理論の妥当性を明らかにするために、モノポールアンテナのアドミタンスの周波数特性を測定した結果、測定値と計算値が非常に良く対応することを示した。また、ダイポールへのギャップ給電をダイポールより直径が小さい円筒導体により実現する場合、給電部

のラジアルラインを考慮することで，給電点におけるアドミタンスの計算値は測定値と良く対応することを確認した．

4章の参考文献

- [1] E. Hallén, “Theoretical investigation into the transmitting and receiving quality of antennae,” *Nova Acta Upsal.*, ser.4, vol.11, no.4, 1938.
- [2] R.S. Elliott, *Antenna Theory and Design*, revised ed., IEEE Press-Wiley, Piscataway-New York, 2003.
- [3] S.A. Schelkunoff, *Advanced Antenna Theory*, Wiley, New York, 1952.
- [4] C.T. Tai, “A new interpretation of the integral equation formulation of cylindrical antennas,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol.3, no.3, pp.125–127, July 1955.
- [5] T.T. Wu, “Introduction to linear antennas,” ch. 8, *Antenna Theory part 1*, McGraw-Hill, New York, 1969, .
- [6] F.M. Tesche, “The effect of the thin-wire approximation and the source gap model on the high-frequency integral equation of radiating antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.20, no.2, pp.210–211, Mar. 1972.
- [7] B.P. Rynne, “The well-posedness of the integral equations for thin wire antennas,” *IMA J. Appl. Math.*, vol.49, pp.35–44, 1992.
- [8] B.P. Rynne, “The well-posedness of the integral equations for thin wire antennas with distributional incident fields,” *Quart. J. Mechan. Appl. Math.*, vol.52, no.4, pp.489–497, 1999.
- [9] R.E. Collin, “Equivalent line current for cylindrical dipole antennas and its asymptotic behavior,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.32, no.2, pp.200–204, Feb. 1984.
- [10] G. Fikioris and T.T. Wu, “On the application of numerical methods to Hallén’s equation,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.49, no.3, pp.383–392, Mar. 2001.
- [11] P.J. Papakanellos, G. Fikioris, and A. Michalopoulou, “On the oscillations appearing in numerical solutions of solvable and nonsolvable integral equations for thin-wire antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.58, no.5, pp.1635–1644, May 2010.

- [12] L.W. Pearson, “A separation of the logarithmic singularity in the exact kernel of the cylindrical antenna integral equation,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.23, no.2, pp.256–258, Feb. 1975.
- [13] D.S. Jones, “Note on the integral equation for a straight wire antenna,” *IEE Proc.*, vol.128, no.2, pp.114–116, Apr. 1981.
- [14] W.X. Wang, “The exact kernel for cylindrical antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.39, no.4, pp.434–435, Apr. 1991.
- [15] D.H. Werner, “An exact formulation for the vector potential of a cylindrical antenna with uniformly distributed current and arbitrary radius,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.41, no.8, pp.1009–1018, Aug. 1993.
- [16] O.P. Bruno and M.C. Haslam, “Regularity theory and superalgebraic solvers for wire antenna problems,” *SIAM J. Sci. Computing*, vol.29, no.4, pp.1375–1402, 2007.
- [17] S.A. Schelkunoff, “Concerning Hallén’s integral equation for cylindrical antennas,” *Proc. IRE*, vol.33, no.12, pp.872–878, Dec. 1945.
- [18] E.V. Bohn, “The current distribution and input impedance of cylindrical antennas,” *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol.5, no.4, pp.343–348, Oct. 1957.
- [19] D.H. Werner, “A method of moments approach for the efficient and accurate modeling of moderately thick cylindrical wire antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.46, no.3, pp.373–382, Mar. 1998.
- [20] D. Wu, N. Inagaki, and N. Kikuma, “Hallén Type integral equation for cylindrical antennas with finite gap excitation,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E82-B, no.12, pp.2145–2152, Dec. 1999.
- [21] E.J. Nyström, “Über die praktische Auflösung von Integralgleichungen mit Anwendungen auf Randwertaufgaben,” *Acta Mathematica*, vol.54, pp.185–204, 1930.
- [22] L.F. Canino, J.J. Ottusch, M.A. Stalzer, J.L. Visher, and S.M. Wandzura, “Numerical solution of the Helmholtz equation in 2D and 3D using a high-order Nyström discretization,” *J. Comp. Phys.*, vol.146, pp.627–663, 1998.
- [23] A.F. Peterson, “Application of the locally corrected Nyström method to the EFIE for the linear dipole antenna,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.52, no.2, pp.603–605, Feb. 2004.
- [24] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, 1961.

第5章 ビーム可変基地局アンテナ向けM字型誘電体移相器

ビーム可変の基地局アンテナ向けに、簡易・小形な移相器を提案する。提案する移相器は金属間接触構造が無く、M字型の誘電体板をストリップ線路のストリップ導体と地導体板の間で動かすことで移相量を調整することができる。中心周波数 f_0 において反射係数が0になる条件から、設計式を導出する。本移相器においては、誘電体板の可動量 r にかかわらず反射係数は f_0 において最小であり、移相量と r の関係は線形である。これらの特性を計算と測定により確認する。M字型誘電体移相器の大きさは、 λ_0 を f_0 における自由空間波長として、 $0.27\lambda_0 \times 0.12\lambda_0$ である。10%の比帯域において挿入損失は0.2dB以下であり、移相量は0度から80度まで変化させることが可能である。

5.1 まえがき

移動体通信基地局においては、高利得のアンテナが必要だが、水平面のビーム幅はセクタ構成に依存するため、垂直面のビーム幅を狭くする必要がある。したがって、垂直方向に配列したリニアアレーアンテナが用いられる。また、隣接セルとの干渉を低減するために、ビーム方向は水平面から下にチルトさせる必要がある [1], [2]。基地局アンテナでは、チルト角をトラフィック量に応じて変化させることでサービスエリアを調整する。ビーム方向を電気的に変化させるために、各素子アンテナの励振位相を変化させる移相器が用いられる。基地局アンテナにおいてはPIM (Passive Intermodulation) を抑圧する必要があるため [3]、移相器としては金属間接触の無い構造が望ましい。また、半導体チップを用いた電気制御の移相器 [4]–[6] は、耐電力が低くコストが高いため、基地局用途には適さない。

機械的に制御する移相器については、いくつかの報告例がある。[7]では、回転構造を用いることで移相量を調整している。[8]では、メアンダライン上で誘電体板を動かすことで移相量を調整し、トリプレート線路とマイクロストリップ線路を接続することでインピーダンス整合を実現している。これらの移相器は金属間接触構造が無いため、PIM特性は良好である。しかし、[7]の移相器はサイズが大きく、[8]の構成はやや複雑である。簡易な移相器を得るために、誘電体板をマイクロストリップ線路の上に設置する方法が検討されている [9]–[11]。しかし、誘電体板をマイクロストリップ線路の上に載せた時の実効比誘電率の変化量はわずかなため、移相器が大形になる。また、[9], [10]では、移相量を調整するために誘電体板自体を変更する必要がある。[12], [13]では、高価な高誘電率材料の使用を避

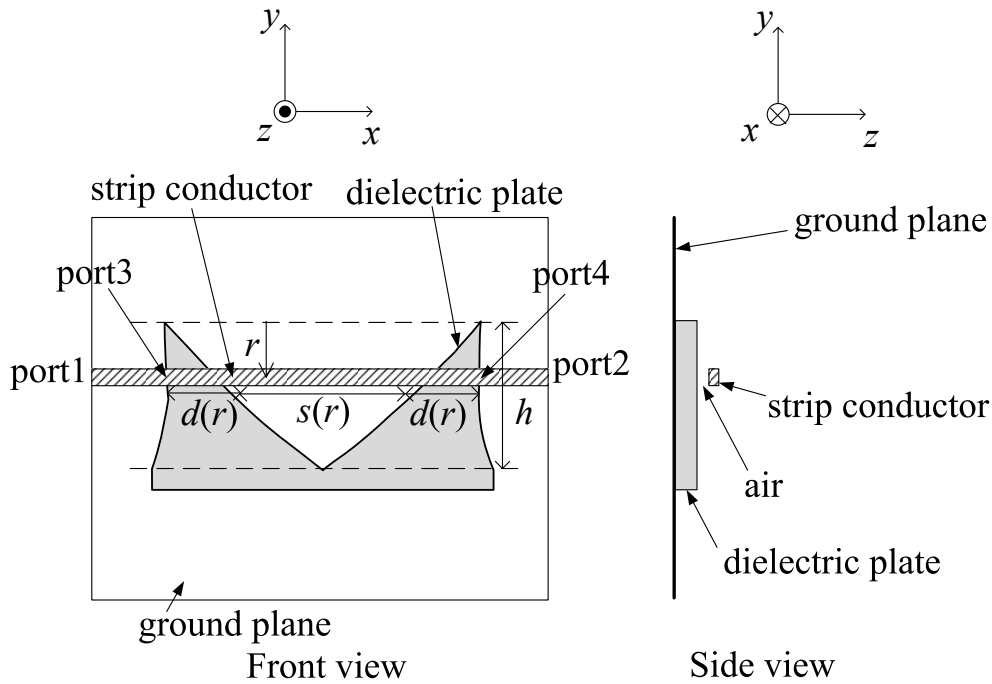


図 5.1: M 字型誘電体移相器の構成 (©2013 IEICE[16])

けるために、マイクロストリップ共振器と寄生素子との電磁結合を利用した誘電体移相器を研究している。この移相器は放射損が大きいため、例えばトリプレート線路のようなシールド構造が必要となる。

そこで、ここでは、簡易で小形の誘電体移相器を提案する。本移相器は、金属間接触構造が無く、ストリップ線路のストリップ導体と地導体板の間で M 字型の誘電体板を動かすことで移相量を調整する [14]。これと似た移相器として、トリプレート線路のストリップ導体をはさんだ鋸歯型の誘電体板を動かすことで移相量を調整する移相器が提案されている [15]。しかし、設計方法は示されておらず、また、誘電体板の外周が直線で構成されているため反射係数を 0 にすることができない。以下では、中心周波数において反射係数が 0 になる条件から、M 字型誘電体板の設計式を導出する。設計された M 字型誘電体板の外周は、曲線と直線から構成される。また、誘電体板が動く距離と移相量の関係は線形である。これらの特性を計算と測定により確認する。更に、移相器の高さ誤差について検討する。

5.2 移相器の構成と設計式

5.2.1 移相器の構成

図 5.1 に M 字型誘電体移相器の構成を示す。M 字型の誘電体板をストリップ導体と地導体板の間におき、誘電体板を y 方向に動かす。 r を誘電体板が動く距離と定義する。誘電体板と重なった部分のストリップ線路長を $d(r)$ 、誘電体板と重ならない部分のストリップ線路長を $s(r)$ とする。移相量は、 $d(r)$ を変化させることで調整する。また、4 箇所の不連

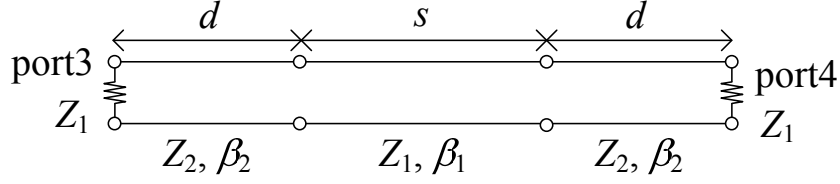


図 5.2: M 字型誘電体移相器の等価回路 (©2013 IEICE[16])

続点での反射波が互いに打ち消しあうため良好な反射特性が得られる．ストリップ導体は，M 字型誘電体板の外側に設置したスペーサにより支持する．

5.2.2 設計式

$s(r)$ と $d(r)$ の関係を表す式は，中心周波数 f_0 において反射係数が 0 になる条件から求めることができる．図 5.2 に提案する移相器の等価回路を示す．誘電体板が下に無い場合のストリップ線路の特性インピーダンス，実効比誘電率をそれぞれ $Z_1, \epsilon_{\text{reff}1}$ とし，誘電体板が下にある場合のストリップ線路の特性インピーダンス，実効比誘電率をそれぞれ $Z_2, \epsilon_{\text{reff}2}$ とする．ストリップ線路に損失が無いと仮定すると，移相器の F マトリクスは次式で表される．

$$[F] = [F_2(Z_2, \beta_2, d)][F_1(Z_1, \beta_1, s)][F_2(Z_2, \beta_2, d)] \quad (5.1)$$

ここで，

$$[F_1(Z_1, \beta_1, s)] = \begin{pmatrix} \cos(\beta_1 s) & jZ_1 \sin(\beta_1 s) \\ \frac{j}{Z_1} \sin(\beta_1 s) & \cos(\beta_1 s) \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

$$[F_2(Z_2, \beta_2, d)] = \begin{pmatrix} \cos(\beta_2 d) & jZ_2 \sin(\beta_2 d) \\ \frac{j}{Z_2} \sin(\beta_2 d) & \cos(\beta_2 d) \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

$$\beta_1 = 2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{reff}1}}/\lambda_0, \quad \beta_2 = 2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{reff}2}}/\lambda_0 \quad (5.4)$$

λ_0 は f_0 における自由空間波長である．また， S マトリクスと F マトリクスの関係式は，次式で与えられる．

$$S_{33} = \frac{1}{u} \left(\frac{B}{C} + \frac{A-D}{C} Z_0 - Z_0^2 \right) \quad (5.5)$$

$$S_{34} = \frac{2}{u} \left(\frac{AD-BC}{C} Z_0 \right) \quad (5.6)$$

$$S_{43} = \frac{2Z_0}{uC} \quad (5.7)$$

$$S_{44} = \frac{1}{u} \left(\frac{B}{C} - \frac{A-D}{C} Z_0 - Z_0^2 \right) \quad (5.8)$$

ここで,

$$u = \frac{B}{C} + \frac{A+D}{C}Z_0 + Z_0^2, \quad (5.9)$$

$$[F] = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Z_0 は port3, 4 のインピーダンスであり, 図 5.2 に示すように $Z_0 = Z_1$ である. また, port1, 2 のインピーダンスも Z_1 である. したがって, 式 (5.1)–(5.10) から, S マトリクスは次式のようになる.

$$S_{33} = S_{44} = \frac{w}{v} \quad (5.11)$$

$$S_{43} = S_{34} = \frac{-j2Z_1}{v} \quad (5.12)$$

ここで,

$$\begin{aligned} v = & (Z_2 + Z_1^2/Z_2) \cos(\beta_1 s) \sin(2\beta_2 d), + 2Z_1 \sin(\beta_1 s) \cos^2(\beta_2 d) \\ & - (Z_2^2/Z_1 + Z_1^3/Z_2^2) \sin(\beta_1 s) \sin^2(\beta_2 d) \\ & + j (Z_2 + Z_1^2/Z_2) \sin(\beta_1 s) \sin(2\beta_2 d) - 2jZ_1 \cos(\beta_1 s) \cos(2\beta_2 d), \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} w = & (Z_2 - Z_1^2/Z_2) \cos(\beta_1 s) \sin(2\beta_2 d) \\ & + (Z_1^3/Z_2^2 - Z_2^2/Z_1) \sin(\beta_1 s) \sin^2(\beta_2 d) \end{aligned} \quad (5.14)$$

$S_{33} = S_{44} = 0$, すなわち $w = 0$ という条件から, 次のような s と d の関係式を得ることができる.

$$d = \frac{1}{\beta_2} \tan^{-1} \left\{ \frac{2}{\tan(\beta_1 s)} \frac{Z_1^3 Z_2 - Z_1 Z_2^3}{Z_1^4 - Z_2^4} \right\} \quad (5.15)$$

ここで,

$$0 \leq s \leq \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_{reff1}}}, \quad (5.16)$$

$$0 \leq d \leq \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_{reff2}}} \quad (5.17)$$

式 (5.16), (5.17) は移相器のサイズを最小にする条件である. $d = 0$ の時に $s = \lambda_0/(4\sqrt{\epsilon_{reff1}})$ となり, $s = 0$ の時に $d = \lambda_0/(4\sqrt{\epsilon_{reff2}})$ となる. 式 (5.15) にもとづいて $s(r)$ に対する $d(r)$ を求めることにより, 誘電体板の可動量 r によらず, f_0 において反射を常に 0 とすることができる.

次に, 参正面を port3, 4 から port1, 2 にそれぞれ移動させた場合を考える. Eq.(5.15) の条件下では $S_{33} = S_{44} = 0$ なので, $S_{11} = S_{22} = 0$ である. s と r の関係は, 中心周波数にお

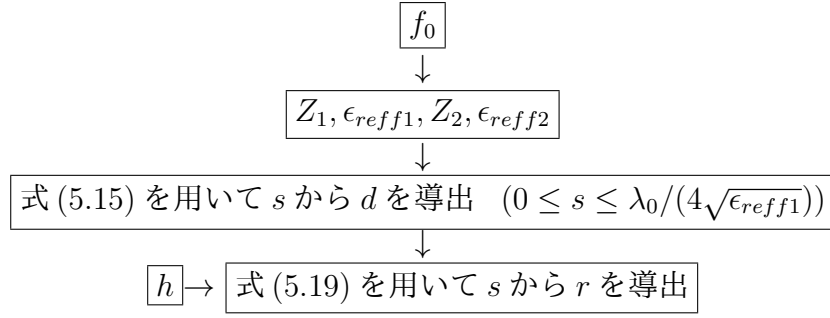


図 5.3: 設計のフローチャート (©2013 IEICE[16])

いて移相量が可動量 r に対して線形となるように決定する. s を変数とした移相量 $p(s)$ は, 次式で表される.

$$p(s) = -\arg[S_{21}(s)] + \arg\left[S_{21}\left(\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_{reff1}}}\right)\right] \quad (5.18)$$

ここで, $\arg[S_{21}(s)]$ は s における S_{21} の位相, $\arg[S_{21}(\lambda_0/(4\sqrt{\epsilon_{reff1}}))]$ は $d = 0$ の時の S_{21} の位相である. したがって, s と r の関係式は次のようになる.

$$\frac{r}{h} = \frac{p(s)}{p(0)} \quad (5.19)$$

このように, 本移相器は式 (5.15), (5.19) により設計することができる. 図 5.1 のように, 式 (5.15), (5.19) で設計された M 字型誘電体板の外周は, 曲線と直線から構成される. 図 5.3 に設計のフローチャートを示す.

5.2.3 移相器の特性

次に, 本移相器の特性を示す. 一例として, $Z_1 = 50 \Omega$, $\epsilon_{reff1} = 1$, $Z_2 = 27.2 \Omega$, $\epsilon_{reff2} = 3.35$ の時に, 式 (5.15), (5.19) を用いて移相器を設計する. そして, 移相器の特性を式 (5.11)–(5.19) を用いて計算する. 図 5.4 に, 可動量 r を変化させた時の $|S_{11}|$ の周波数特性を示す. r によらず, f_0 において $|S_{11}|$ が 0 になることが確認できる. 図 5.5 に可動量 r と移相量の関係を示す. 移相量が r に対して線形であることが分かる.

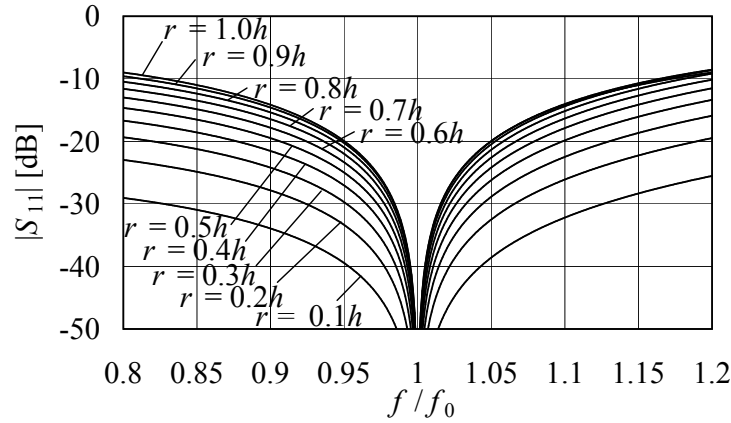


図 5.4: 可動量 r を変化させた時の $|S_{11}|$ の周波数特性 (©2013 IEICE[16])

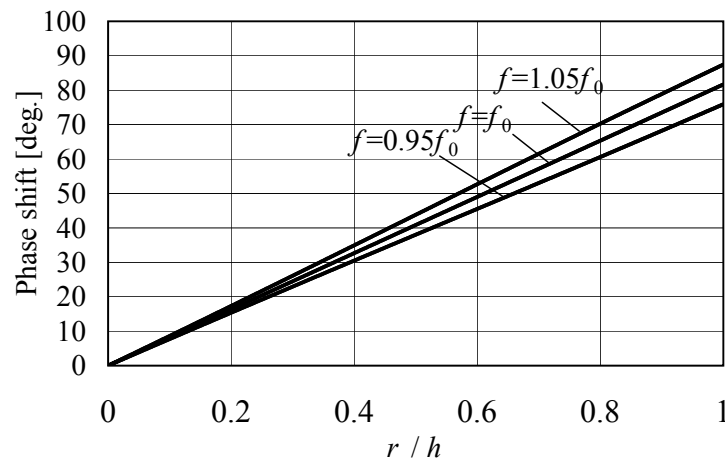


図 5.5: r と移相量の関係 (©2013 IEICE[16])

5.3 計算・測定結果

前節の設計式の有効性について、FEM (Finite Element Method, 有限要素法) を用いた計算と測定により検証する。 f_0 は 950MHz とする。図 5.6 に計算・測定モデルを示す。誘電体板の比誘電率を 10.2, 厚さを $0.0040\lambda_0$ とする。移相器は、図 5.3 のフローチャートに従って設計する。まず、FEM を用いて Z_2, ϵ_{reff2} を計算する。次に、 $Z_1 = 50 \Omega, \epsilon_{reff1} = 1, Z_2 = 27.2 \Omega, \epsilon_{reff2} = 3.35, h = 0.11\lambda_0$ の場合に、誘電体板の形状を式 (5.15), (5.19) を用いて決定する。

設計した移相器について、FEM を用いた計算と測定を行う。図 5.7 に、 $|S_{11}|$ の周波数特性の計算・測定結果を示す。 $r = 0.28h$ の時の測定結果では、 $|S_{11}|$ が最小となる周波数が f_0 よりやや低くなっている。図 5.8 に、 $|S_{21}|$ の周波数特性の計算・測定結果を示す。理論値には導体損、誘電体損、放射損が含まれていないために、 $|S_{21}|$ の計算・測定値は理論値より低くなっている。ここで、 f_m を $|S_{11}|$ が最小となる周波数、 B_r を $|S_{11}|$ が -20 dB 以下となる比帯域とする。図 5.9 に r と f_m の関係の計算・測定結果を、図 5.10 に r と B_r の関係の計算・測定結果を示す。 $|S_{11}|$ は $f \approx f_0$ において最小となっているが、 r を小さくする

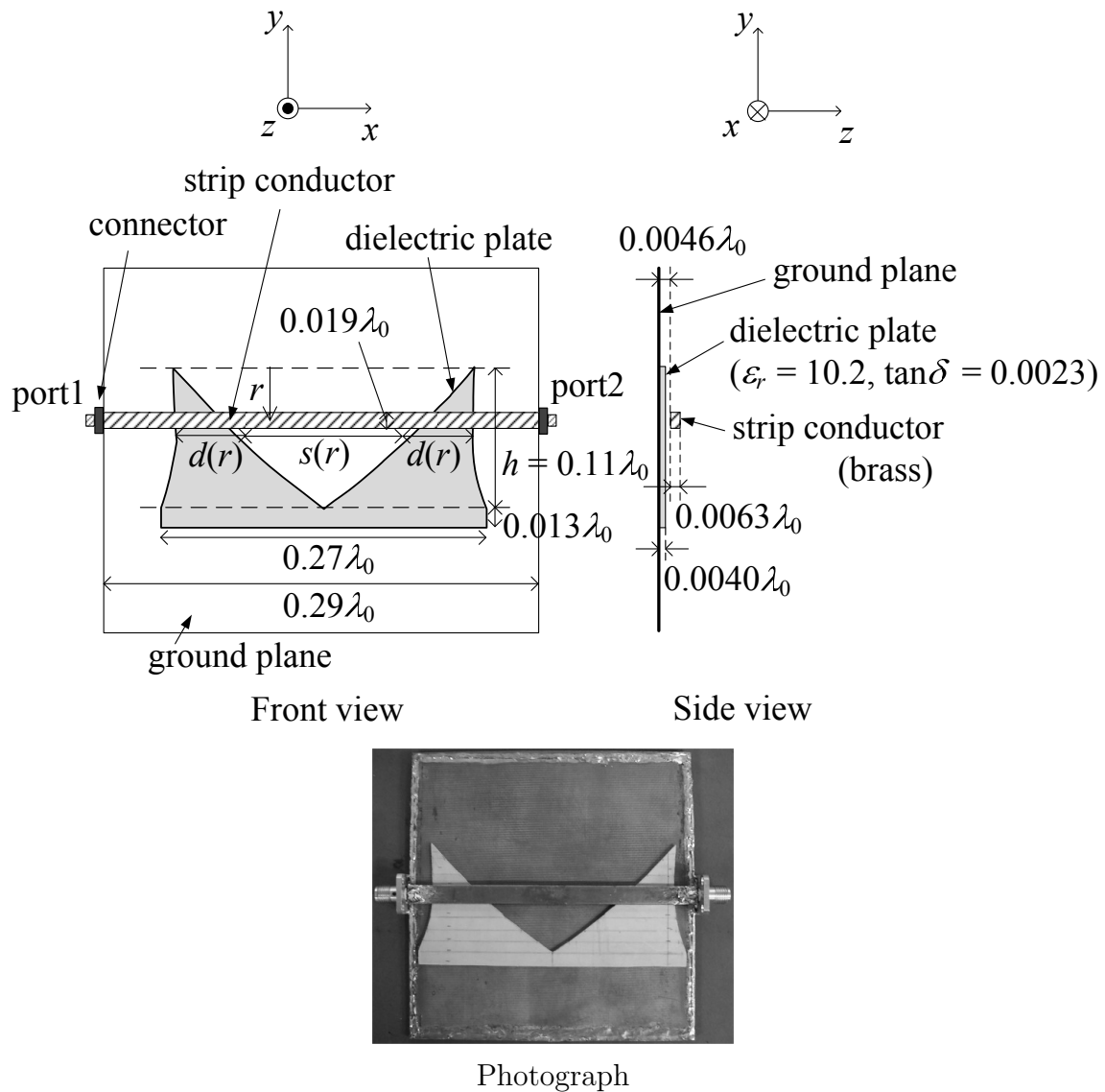
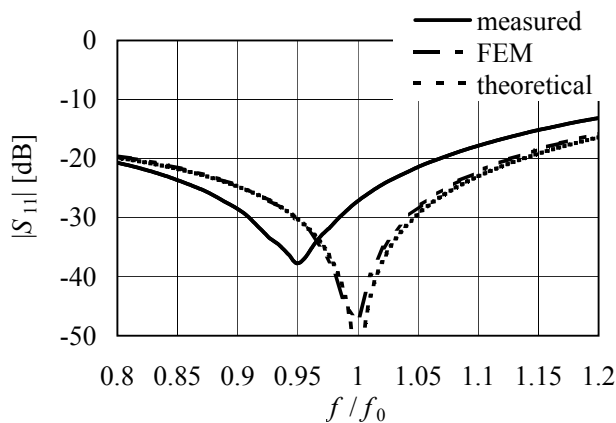


図 5.6: M 字型誘電体移相器の計算・測定モデル (©2013 IEICE[16])

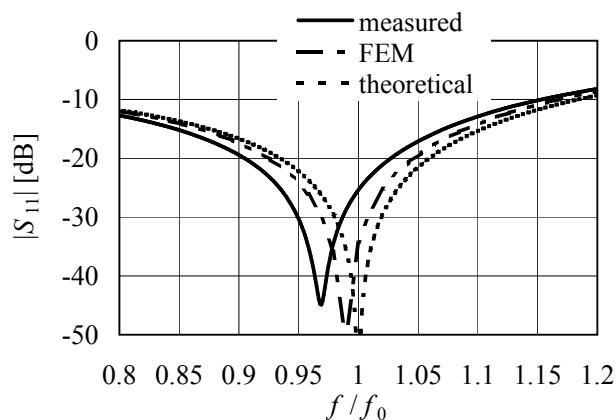
につれ f_m の測定値が f_0 よりやや低くなることを確認できる。比帯域 B_r は、 r を大きくするにつれ狭くなり、この例の場合では最小で約 10% である。 $0.95f_0 < f < 1.05f_0$ の場合の $|S_{21}|$ の最大値を図 5.11 に示す。理論値は帯域端での不整合損のみを考慮している。移相器の挿入損失は非常に小さく、 $|S_{21}|$ は約 -0.2 dB 以上であることが確認できる。図 5.12 に、 $r = h$ の時の導体損、誘電体損、放射損の計算結果を示す。全体の損失は 2% 以下であり、放射損が全体の半分以上を占めることが分かる。図 5.13 に、 $f = f_0$ の時の移相量の計算・測定結果を示す。 r が h に近いところでは、移相量の測定値が計算値、理論値よりやや小さくなっているが、移相量は r に対してほぼ線形であることが確認できる。このモデルでは、移相量は 0 度から 80 度まで変化させることができる。 $\epsilon_{\text{eff}2}$ を大きくすれば、移相量の最大値を大きくできるが、 Z_2 が小さくなるため帯域は狭くなる。図 5.7–5.11, 5.13 より、計算・測定結果が理論値にほぼ対応することが確認できた。

r を小さくするにつれ f_m の測定値が f_0 より低くなり、 $r \approx h$ の時に移相量の測定値が計

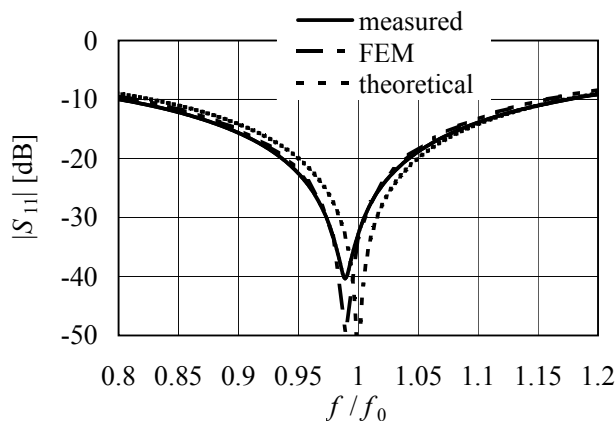
算値，理論値より小さくなる理由としては，以下の2つが考えられる．1つ目の理由は実験におけるストリップ導体の高さの誤差であり（5.4参照），2つ目の理由はストリップ導体とコネクタ外導体との間の寄生容量である．図5.6に示すように，ストリップ導体はその幅が広くコネクタの外導体に近いために，寄生容量 C_p がストリップ線路に並列に挿入される．ストリップ導体の高さが設計値より $0.04 \times 10^{-3} \lambda_0$ (950 MHzにおいて $12.5 \mu\text{m}$) だけ高く， C_p が 0.1 pF とすると，測定値のずれを説明することができる．



(a) $r = 0.28h$

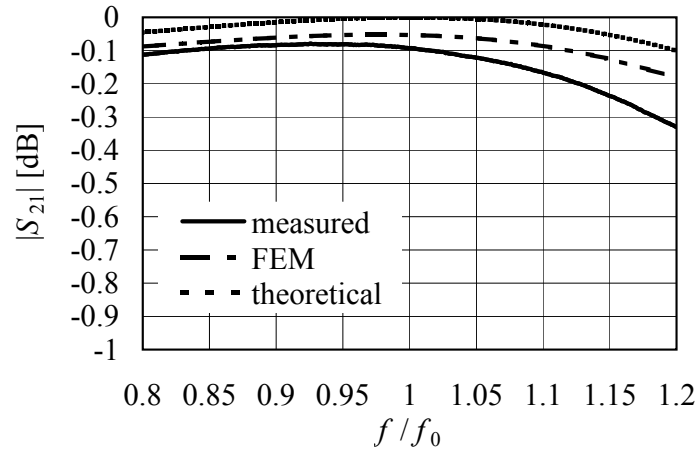


(b) $r = 0.68h$

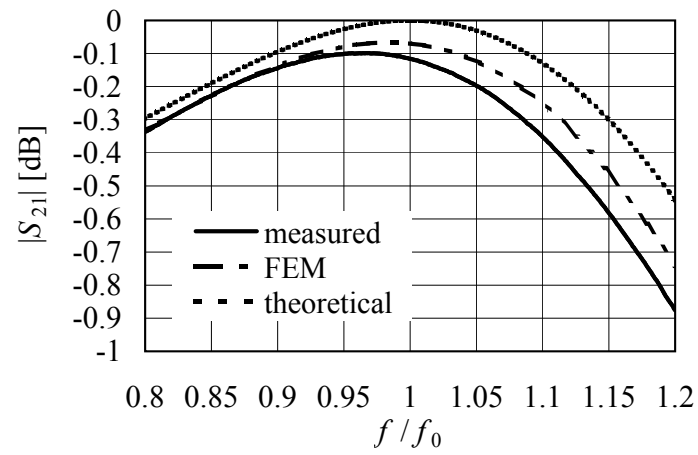


(c) $r = h$

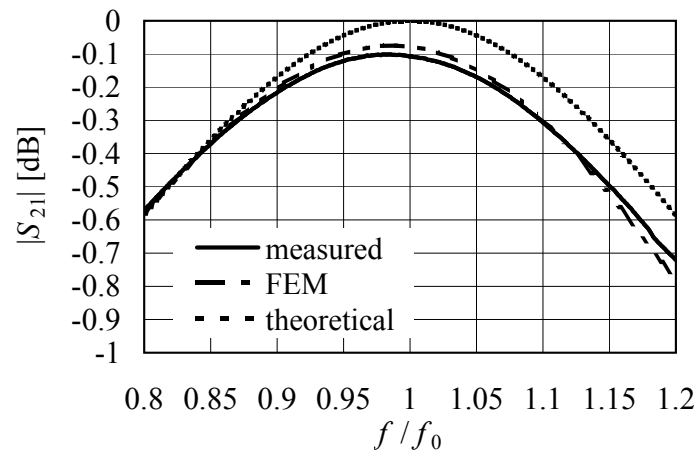
図 5.7: $|S_{11}|$ の周波数特性の計算・測定結果 (©2013 IEICE[16])



(a) $r = 0.28h$



(b) $r = 0.68h$



(c) $r = h$

図 5.8: $|S_{21}|$ の周波数特性の計算・測定結果 (©2013 IEICE[16])

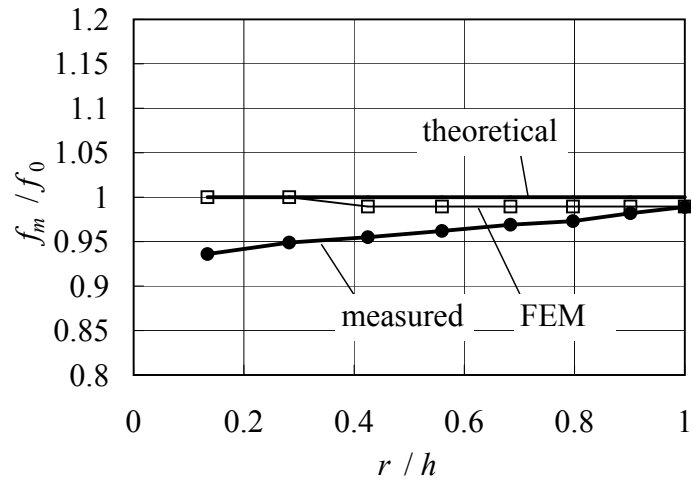


図 5.9: r と f_m の関係の計算・測定結果 (©2013 IEICE[16])

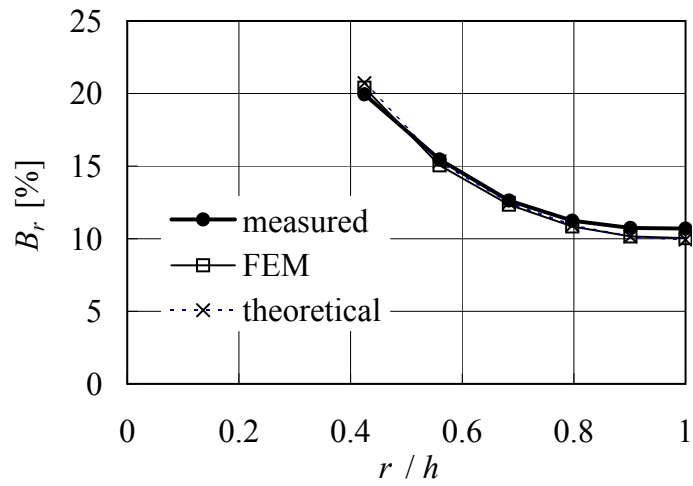


図 5.10: r と B_r の関係の計算・測定結果 (©2013 IEICE[16])

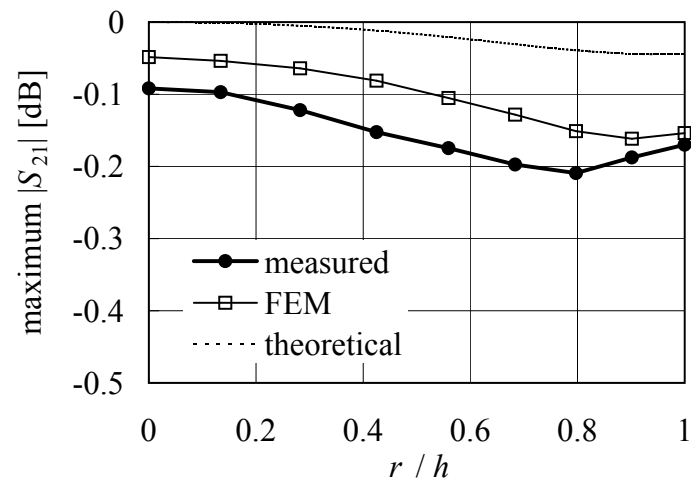


図 5.11: $0.95f_0 < f < 1.05f_0$ における $|S_{21}|$ 最大値 (©2013 IEICE[16])

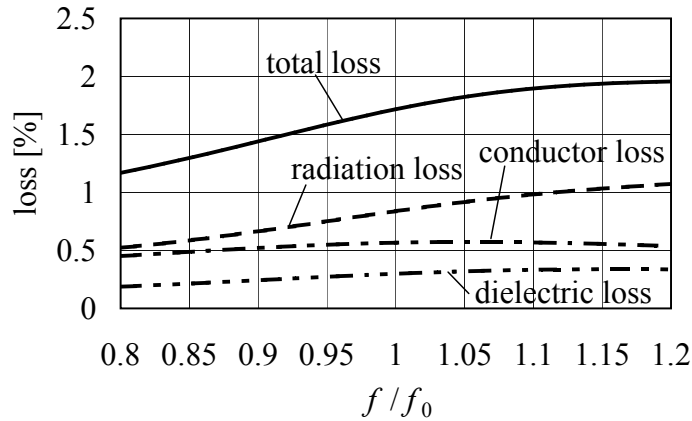


図 5.12: 導体損, 誘電体損, 放射損の計算結果 (©2013 IEICE[16])

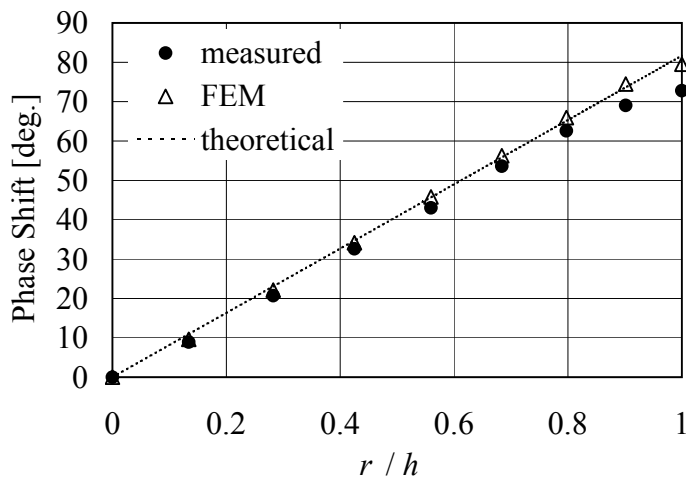


図 5.13: $f = f_0$ における移相量の計算・測定結果 (©2013 IEICE[16])

5.4 高さ公差の検討

本移相器の高さ公差について検討する. 図 5.14 に移相器の側面図を示す. ストリップ線路の高さ h_s と誘電体板の厚さ h_d が変化した時に, FEM を用いて Z_2 と ϵ_{reff2} を計算し, 次に理論式を用いて $|S_{11}|$ と $r = h$ における移相量を計算する. h_{s0}, h_{d0} を, それぞれ h_s, h_d の設計値とする. 計算は, $(h_s, h_d) = (h_{s0} + \Delta h, h_{d0}), (h_s, h_d) = (h_{s0}, h_{d0} + \Delta h), (h_s, h_d) = (h_{s0} + \Delta h, h_{d0} + \Delta h)$ の場合について行う. $(h_s, h_d) = (h_{s0}, h_{d0})$ の時からの移相量の変化量を Δp とする. h_s が変化しても Z_1 の変化量は Z_2 と比べて小さいため, Z_1 は一定と仮定する.

図 5.15 に Δh と f_m の関係を, 図 5.16 に Δh と Δp の関係を示す. h_s だけが変化した場合, あるいは h_d だけが変化した場合には, f_m と移相量は大きく変化することが分かる. しかし, h_s と h_d が同時に同一方向に変化した場合には, f_m と移相量はほとんど変化しない. これは, ϵ_{reff2} と Z_2 が, ストリップ導体と誘電体板の間隔 $(h_s - h_d)$ により大きく変化するためである. したがって, $(h_s - h_d)$ を一定に保つことが重要である.

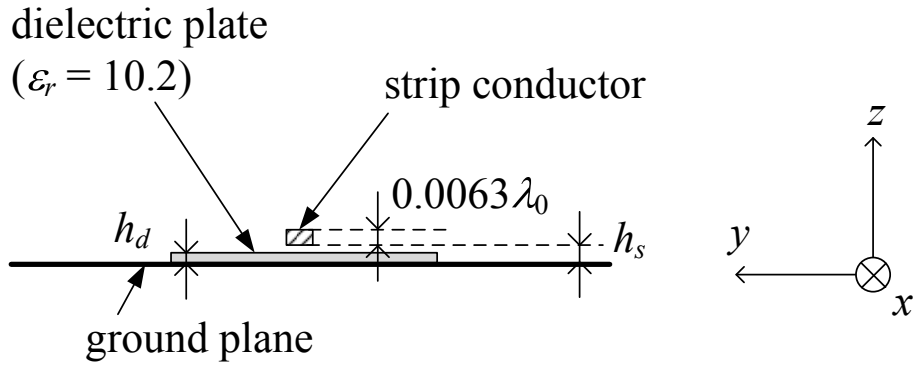


図 5.14: M 字型誘電体移相器の側面図 (©2013 IEICE[16])

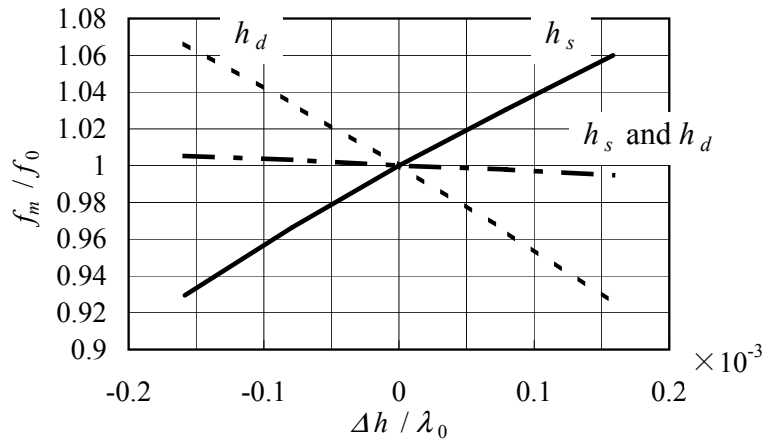


図 5.15: Δh と f_m の関係 (©2013 IEICE[16])

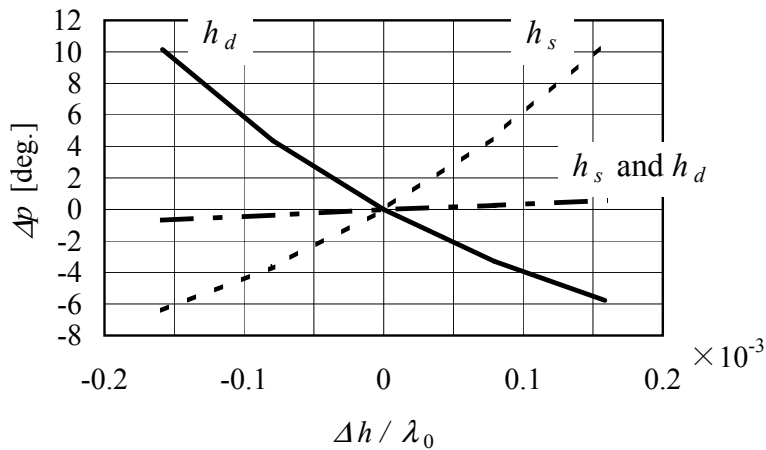


図 5.16: Δh と Δp の関係 (©2013 IEICE[16])

5.5 ビーム可変基地局アンテナの構成例

図 5.17 にビーム可変基地局アンテナの構成例を示す。基地局アンテナは、10 素子リニアアレーアンテナ、M 字型誘電体移相器、電力分配器、伝送線路から構成される。4 つの M

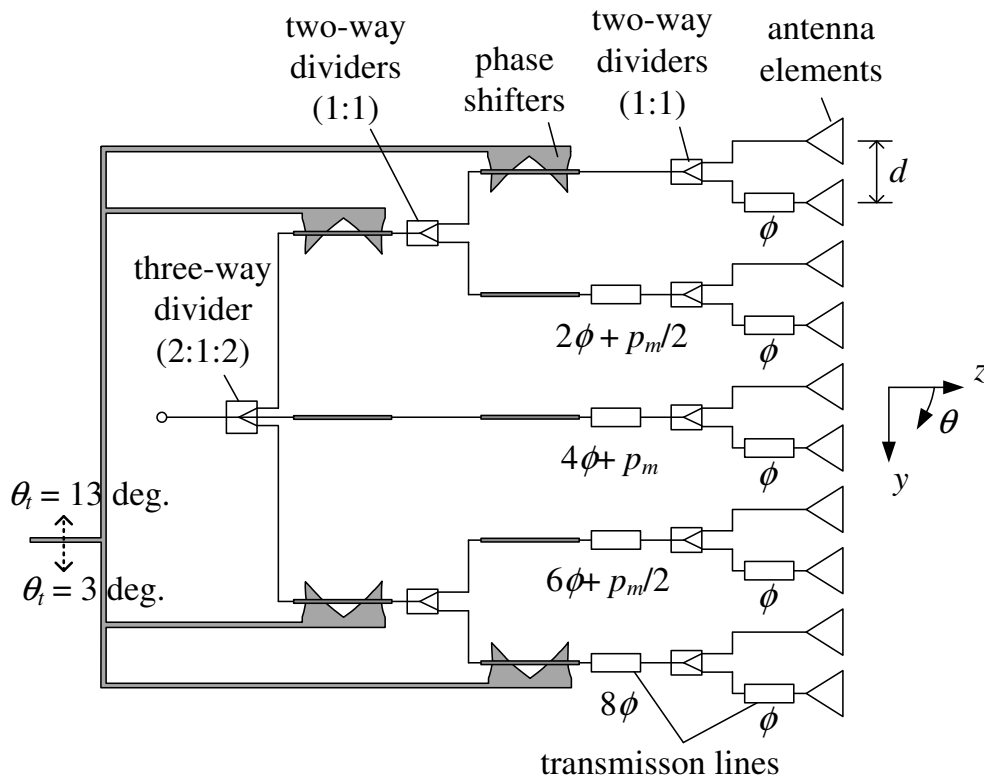


図 5.17: ビーム可変基地局アンテナの構成

字型誘電体移相器は、一体となって、図 5.17 の縦方向に動くように構成する。下側の 2 つの M 字型誘電体板は、上側の 2 つと反対向きに設置する。各移相器において、移相量は 0 度から p_m 度まで変化できるとする。ビーム方向 θ_t を z 軸からのチルト角とする。チルト角 θ_t を 3 度から 13 度まで変化させる必要があると仮定し、 p_m を 80 度とし、素子間隔 d を $0.63\lambda_0$ とする。全ての移相器において移相量が $p_m/2$ の時にチルト角 θ_t が 8 度となるように、図 5.17 の ϕ を決定し、 $\phi = 31.6$ 度とする。 $\theta_t = 3$ 度の時には、上の 2 つの移相器において移相量を p_m 度とし、下の 2 つの移相器において移相量を 0 度とする。また、 $\theta_t = 13$ 度の時には、上の 2 つの移相器において移相量を 0 度とし、下の 2 つの移相器において移相量を p_m 度とする。図 5.18 に、各アンテナ素子を半波長ダイポールとした時の放射パターン計算結果を示す。M 字型誘電体板を動かすことで、チルト角 θ_t が変化することが確認できる。

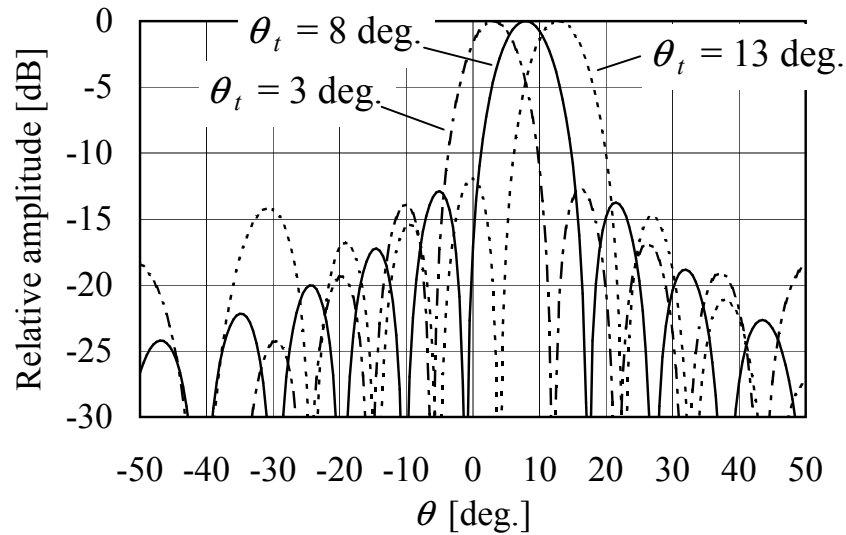


図 5.18: チルト角が変化した時の放射パターン計算結果 (©2013 IEICE[16])

5.6 まとめ

ビーム可変の基地局アンテナ向けに、簡易・小形な移相器を提案した。提案した移相器は金属間接触構造が無く、M字型の誘電体板をストリップ線路のストリップ導体と地導体板の間で動かすことで移相量を調整することができる。中心周波数 f_0 において反射係数が0になる条件から、設計式を導出した。本移相器においては、誘電体板の可動量 r にかかわらず反射係数は f_0 において最小であり、移相量と r の関係は線形である。設計されたM字型誘電体板の外周は、曲線と直線から構成される。これらの特性を計算と測定により確認し、計算結果、測定結果、理論式の傾向がほぼ対応することを確認した。更に、高さ公差について検討し、ストリップ導体と誘電体板の間隔を一定に保つことが重要であることを示した。M字型誘電体移相器の大きさは、 λ_0 を f_0 における自由空間波長として、 $0.27\lambda_0 \times 0.12\lambda_0$ である。10%の比帯域において挿入損失は0.2dB以下であり、移相量は0度から80度まで変化させることが可能である。

5章の参考文献

- [1] K. Fujimoto, *Mobile Antenna Systems Handbook*, third ed., Artech House, Norwood, 2008.
- [2] H. Arai and K. Cho, “Cellular and PHS Base Station Antenna Systems,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E86-B, no.3, pp.980–992, Mar. 2003.
- [3] Y. Yamada, Y. Ebine and K. Tsunekawa, “Base and mobile station antennas for land mobile radio systems,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E74, no.6, pp.1547–1555, June 1991.
- [4] H.A. Atwater, “Circuit design of the loaded-line phase shifter,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol.33, no.7. pp.626–634, July 1985.
- [5] R.V. Garver, “Broad-band diode phase shifters,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol.20, no.5. pp.314–323, May 1972.
- [6] J.I. Upshur and B.D. Geller, “Low-loss 360° X-band analog phase shifter,” 1990 *IEEE MTT-S International Microwave Symp.*, vol.3, pp.487–490, May 1990.
- [7] S. Asaka, M. Karikomi, and Y. Ebine, “The structure and characteristics of a revolving variable phase shifter using slot couplings,” 2000 *International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP)*, 1E2-3, pp.305–308, Aug. 2000.
- [8] 恵比根佳雄, 苅込正敏, “高誘電率誘電体を装荷したメアングライン型移相器,” *信学技報*, A・P2000-47, Jul. 2000.
- [9] M.A. Gouker and L.K. Kushner, “A microstrip phase-trim device using a dielectric overlay,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol.42, no.11. pp.2023–2026, Nov. 1994.
- [10] N. Honma, F. Kira, T. Maruyama, K. Cho, and H. Mizuno, “Offset beam planar antenna employing low loss triangular dielectric phase shifter,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E86-B, no.9, pp.2720–2727, Sep. 2003.
- [11] 本間尚樹, 吉良文夫, 丸山珠美, 長 敬三, 堀 俊和, “テーパ状マイクロストリップ線路を用いたビーム方向可変アンテナ用誘電体移相器,” *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.9, pp.1841–1850, Sep. 2003.

- [12] H. Izumi and H. Arai, “Dielectric phase shifter (DPS) using contact-less connector,” IEICE Trans. Commun., vol.E86-B, no.10, pp.2982–2986, Oct. 2003.
- [13] 泉 源, 新井宏之, “低誘電率基板を用いた電磁結合型誘電体移相器の多段化,” 信学論 (B), vol.J88-B, no.2, pp.477–480, Feb. 2005.
- [14] 西本研悟, 大島 毅, 大塚昌孝, 栗原 学, 茶谷嘉之, “M字型誘電体移相器,” 2007 信学総大, B-1-182, Mar. 2007.
- [15] S. Kan, Y. Tao, and G. Wang, “Novel dielectric wedge phase shifter for 3G mobile basestation antennas,” 2010 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), pp.769–771, May 2010.
- [16] K. Nishimoto, T. Oshima, T. Fukasawa, H. Miyashita, Y. Konishi, M. Kurihara, and Y. Chatani, “M-shaped dielectric phase shifter for beam-steerable base-station antenna,” IEICE Trans. Commun., vol.E96-B, no.8, pp.2095–2101, Aug. 2013.

第6章 直交偏波共用パッチアンテナにおける交差偏波低減法

本章では、直交偏波共用パッチアンテナの基板誘電率を最適化することにより、チルト面における交差偏波を低減する方法を提案する。また、同時に、交差偏波レベルの限界値を明らかにする。まず、パッチアンテナのキャビティモデルから、チルト面における交差偏波の誘電率特性を求める。これより、誘電率に対する交差偏波の増減方向は、水平偏波励振時と垂直偏波励振時で逆になることが分かる。したがって、水平偏波励振時と垂直偏波励振時で交差偏波レベルが同一となる誘電率にすると、水平偏波と垂直偏波ともに交差偏波を低減するという条件において、最も低い交差偏波レベルを得ることができる。次に、パッチアンテナに無給電素子を装荷した場合を検討し、本方法が有効であることをFDTD法と実験により示す。また、パッチを水平面に垂直に設置した場合、水平面から15度程度までのチルト面では最適な誘電率はほとんど変化しないことを示す。

6.1 まえがき

移動体通信基地局用アンテナにおいては、マルチパスフェージングを抑制するために、空間ダイバーシチや偏波ダイバーシチが使用されることが多い[1],[2]。中でも、偏波ダイバーシチを実現するために直交偏波共用パッチアンテナを用いた場合は、アンテナの数とアンテナ全体の大きさを減らすことができるという利点を有する[3],[4]。また、市街地では交差偏波識別度が小さいため、偏波間の変動がほぼ独立と見なせることから、偏波ダイバーシチは有効である[5]–[7]。偏波ダイバーシチアンテナにおいてダイバーシチ利得を上げるために、低交差偏波特性を有するアンテナの利用が検討されている[8]。

低交差偏波を実現する従来の方法としては、直交給電点間の相互結合により生じる交差偏波を抑圧する方法が多く知られている。4点給電する方法[9]では、パッチ中心に対し対称な位置に給電点を設け、互いに逆相となるように給電することで、交差偏波を低減している。また、アレーアンテナで低交差偏波を実現する方法[10],[11]では、給電方向が反対の素子を隣接させ互いに逆相給電している。更に、給電点を摂動させる方法[12]では、直交給電点間の相互結合により生じる交差偏波を、給電点摂動により発生した交差偏波で打ち消している。一方、スロット結合給電とピン給電を組み合わせた方法[13]、パッチ形状を十字にする方法[14]も報告されている。以上の方法は、パッチアンテナの水平面と垂直面での交差偏波低減に有効である。しかし、移動体通信基地局用アンテナはより下方に存

在する移動端末が通信対象になるため、水平面から下に傾いた観測面（チルト面）で直交偏波を規定する。このような水平面から傾いた観測面では、パッチアンテナの基本モード自身が交差偏波成分を発生させるため、上記の方法だけでは交差偏波を低減することができない。また、[9]–[11], [13]の方法は、給電回路が複雑化するという問題点もある。

本章では、パッチアンテナの基板誘電率を最適化することにより、チルト面において、直交する2偏波双方の交差偏波を低減する方法を提案する。また、同時に、交差偏波レベルの限界値を明らかにする。まず、パッチアンテナのキャビティモデルから、チルト面における交差偏波の誘電率特性を求める。これより、誘電率に対する交差偏波の増減方向は、水平偏波励振時と垂直偏波励振時で逆になることが分かる。したがって、水平偏波励振時と垂直偏波励振時で交差偏波レベルが同一となる誘電率にすると、水平偏波と垂直偏波ともに交差偏波を低減するという条件において、最も低い交差偏波レベルを得ることができる。このことをFDTD法によるシミュレーションでも検証する。次に、無給電素子を装荷した多層のパッチアンテナへの本方法の適用を検討する。一般に、基地局用パッチアンテナにおいては、単層のパッチアンテナでは狭帯域であるため、無給電素子を装荷する[15],[16]などして広帯域化する必要がある。また、無給電素子を装荷した場合は、各層の誘電率と厚さをパラメータにして、無給電素子から見た等価的な比誘電率を比較的自由に調整できる。このため、実際に製造する際には、単層のパッチアンテナより交差偏波最適化を実現しやすい。FDTD法と実験により、この無給電素子装荷多層パッチアンテナでも本方法が有効であることを示す。また、パッチを水平面に垂直に設置した場合、水平面から15度程度までのチルト面では最適な誘電率はほとんど変化しないことを示す。

6.2 パッチアンテナのチルト面における交差偏波特性

6.2.1 原理

単層の直交2点給電方形パッチアンテナの構成を図6.1に示す。図1では x 軸をアンテナ正面軸、 z 軸を天頂方向としており、基地局用アンテナにおける観測面（チルト面）は θ が一定の面である。電界の θ 成分を E_θ （垂直偏波）、 ϕ 成分を E_ϕ （水平偏波）とすると、給電点1から励振した場合は E_ϕ が主偏波、 E_θ が交差偏波であり、給電点2から励振した場合は主・交差偏波が逆になる。

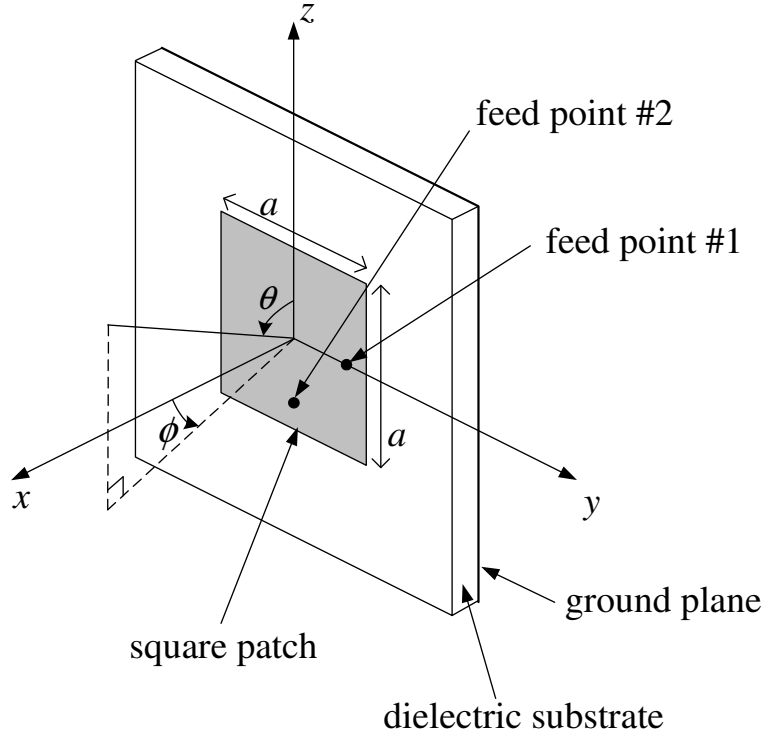


図 6.1: 直交 2 点給電方形パッチアンテナの構成 (©2006 IEICE[17])

キャビティモデル [18] より, TM_{10} モード励振時の放射特性式を求めると, 給電点 1 励振時には,

$$E_{\theta} = S \frac{\sin \theta \sin \phi \cos \phi}{\epsilon_r - (\sin \theta \sin \phi)^2} \quad (6.1)$$

$$E_{\phi} = S \frac{\tan \theta (\epsilon_r - \sin^2 \phi)}{\epsilon_r - (\sin \theta \sin \phi)^2} \quad (6.2)$$

$$S = \frac{2V_0 j}{\pi R} e^{-jk_0 R} \times \sin \left(k_0 \frac{a}{2} \cos \theta \right) \cos \left(k_0 \frac{a}{2} \sin \theta \sin \phi \right) \quad (6.3)$$

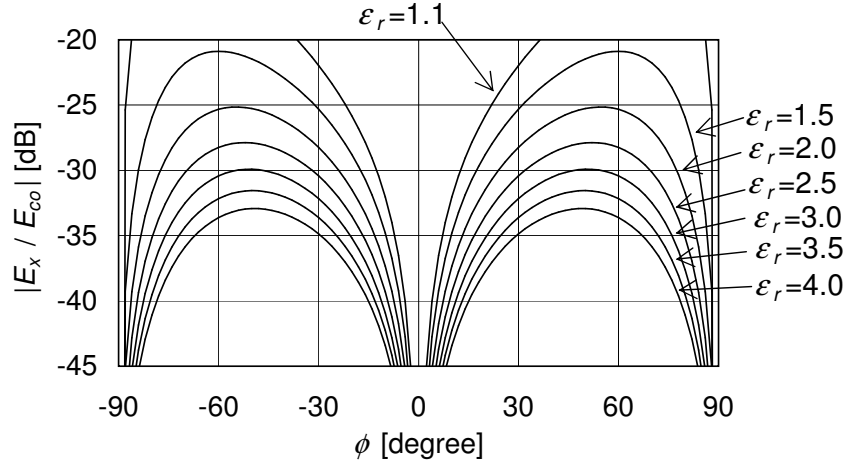
となる. ここで, ϵ_r は基板の比誘電率, a はパッチの一辺の長さ, R は座標原点から観測点までの距離, k_0 は自由空間での波数, V_0 はパッチの開放境界におけるピーク電圧である. 同様に, 給電点 2 励振時の放射特性式は,

$$E_{\theta} = -S' \frac{1}{\sin \theta \tan \phi} \quad (6.4)$$

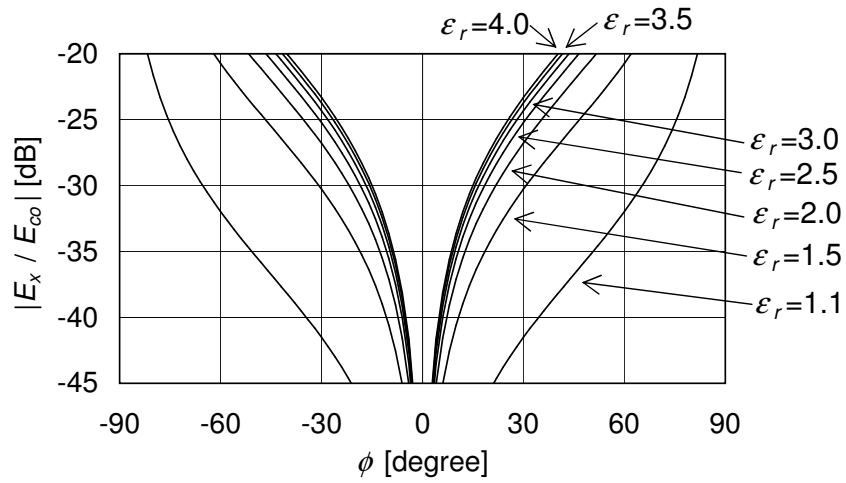
$$E_{\phi} = S' \frac{\epsilon_r - 1}{\tan \theta (\epsilon_r - \cos^2 \theta)} \quad (6.5)$$

$$S' = \frac{2V_0 j}{\pi R} e^{-jk_0 R} \times \sin \left(k_0 \frac{a}{2} \sin \theta \sin \phi \right) \cos \left(k_0 \frac{a}{2} \cos \theta \right) \quad (6.6)$$

となる. 次に, 主偏波を E_{co} , 交差偏波を E_x と定義し, 交差偏波振幅と主偏波振幅の比 $|E_x/E_{co}|$ を求める. 給電点 1 励振時には, 式 (6.1), (6.2) より,



(a) Feed point #1 is excited



(b) Feed point #2 is excited

図 6.2: $\theta = 99$ 度面における $|E_x/E_{co}|$ の ϕ 依存性 (©2006 IEICE[17])

$$\left| \frac{E_x}{E_{co}} \right| = \left| \frac{E_\theta}{E_\phi} \right| = \left| \frac{\sin \phi \cos \theta \cos \phi}{\epsilon_r - \sin^2 \phi} \right| \quad (6.7)$$

が得られ、給電点 2 励振時には、式 (6.4), (6.5) より、

$$\left| \frac{E_x}{E_{co}} \right| = \left| \frac{E_\phi}{E_\theta} \right| = \left| \frac{\cos \theta \tan \phi}{1 + \sin^2 \theta / (\epsilon_r - 1)} \right| \quad (6.8)$$

となる。式 (6.7), (6.8) より、水平面 ($\theta = 90$ 度面) では $|E_x/E_{co}| = 0$ であるが、水平面からチルトした面 ($\theta > 90$ 度または $\theta < 90$ 度の面) では $|E_x/E_{co}|$ が存在し、パッチの基本モード自身が交差偏波成分を発生させることを確認できる。そして、給電点 1 励振時には ϵ_r が大きいほど $|E_x/E_{co}|$ が小さくなり、反対に、給電点 2 励振時には ϵ_r が大きいほど $|E_x/E_{co}|$ が大きくなることから分かる。

例えば、水平面から下方へ 9 度チルトした面 ($\theta = 99$ 度面) における $|E_x/E_{co}|$ を式 (6.7), (6.8) より求めると、図 6.2 のようになる。給電点 1 励振時には ϵ_r が大きいほど $|E_x/E_{co}|$ が小さくなり、反対に、給電点 2 励振時には ϵ_r が大きいほど $|E_x/E_{co}|$ が大きくなることを確認で

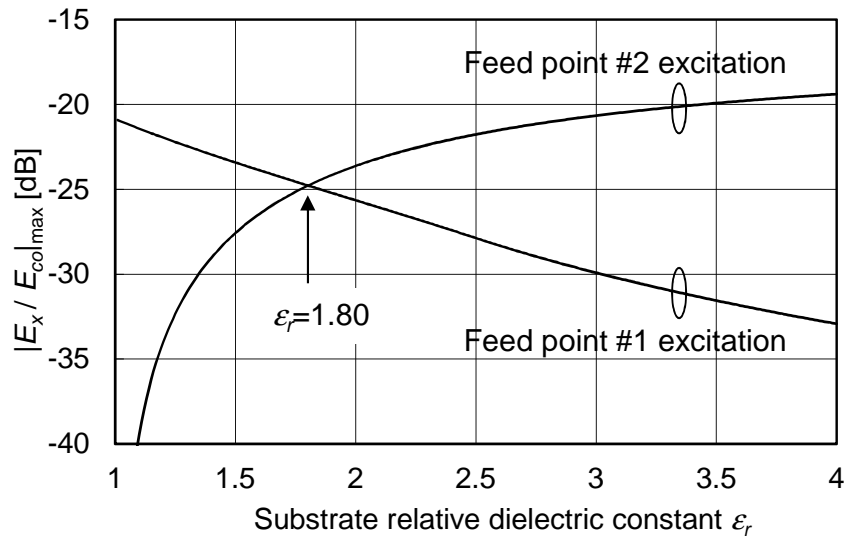


図 6.3: $\theta=99$ 度面における $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_r 特性

きる。ここで、主偏波のビーム幅（チルト面における電力半値幅）内における $|E_x/E_{co}|$ の最大値 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ を考える。図 6.3 は、 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ と比誘電率 ϵ_r との関係を表している。ただし、ビーム幅は ϵ_r によって変化し、 $\epsilon_r = 1 \sim 4$ では、 $60 \sim 180$ 度（給電点 1 励振時）、 $71 \sim 85$ 度（給電点 2 励振時）となる。例えば、 $\epsilon_r=2.0$ の場合、給電点 1 励振時では、ビーム幅はキャビティモデル計算では 90.2 度となるので、図 6.2(a) から $|E_x/E_{co}|_{\max} = -25.6$ dB となり、給電点 2 励振時では、ビーム幅は 79.5 度となるので図 6.2(b) から $|E_x/E_{co}|_{\max} = -23.6$ dB となる。図 6.3 から、励振給電点によって、 ϵ_r の変化に伴う $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の増減方向が逆になっていることが分かる。また、直交 2 偏波使用時に、双方の $|E_x/E_{co}|_{\max}$ を同程度まで下げるには $\epsilon_r=1.80$ とするのが望ましいことが分かる。 $\theta=99$ 度面における $|E_x/E_{co}|$ 抑圧の限界値は約 -24.8 dB である。以上から、直交 2 偏波双方の交差偏波特性を最適化する基板誘電率が存在することが示された。

6.2.2 ϵ_r 最適値と $|E_x/E_{co}|$ 限界値

水平面からのチルト角 t を変化させて、直交 2 偏波双方の交差偏波を同程度まで低減する最適な誘電率と、その時の $|E_x/E_{co}|$ 限界値をキャビティモデルより求める。各チルト角 t において、 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ を最小化できる ϵ_r と、その時の $|E_x/E_{co}|$ （限界値）を求めると、図 6.4 が得られる。図 6.4 から、最適な比誘電率はチルト角を大きくするにつれ小さくなることが分かる。しかし、一般に基地局用アンテナで使用するチルト角 t は 15 度以下の範囲 ($90 \text{ 度} \leq \theta \leq 105 \text{ 度}$) である [19]。 $t \leq 15$ 度の範囲では最適な比誘電率はほとんど変化せず、 1.8 程度であることが分かる。一方、 $|E_x/E_{co}|$ 限界値は、チルト角を大きくするにつれて劣化する。

また、各チルト角 t において、ビーム幅の代わりに覆域 $|\phi| \leq w$ [deg.] 内の $|E_x/E_{co}|$ の最大値 $|E_x/E_{co}|_{\max 2}$ を考える。各チルト角 t において、 $|E_x/E_{co}|_{\max 2}$ を最小化できる ϵ_r と、そ

の時の $|E_x/E_{co}|$ (限界値) を求めると, それぞれ図 6.5, 6.6 となる. 図 6.5, 6.6 から, 所望のチルト角, 覆域における最適な基板誘電率と $|E_x/E_{co}|$ 限界値を知ることができる.

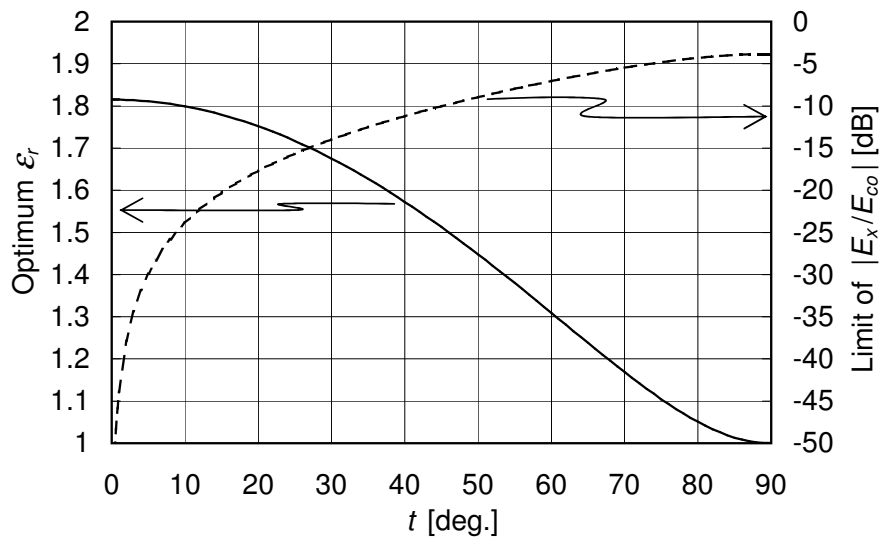


図 6.4: 最適な比誘電率と $|E_x/E_{co}|$ 限界値のチルト角依存性 (ビーム幅内, ©2006 IEICE[17])

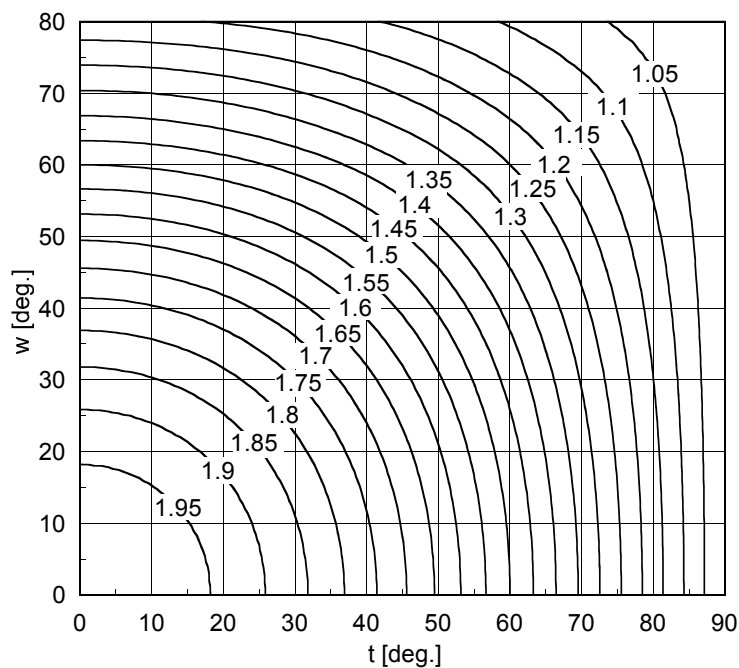


図 6.5: $\theta=90 \pm t$ 度面における $|\phi| \leq w$ [deg.] での ϵ_r 最適値 (©2006 IEICE[17])

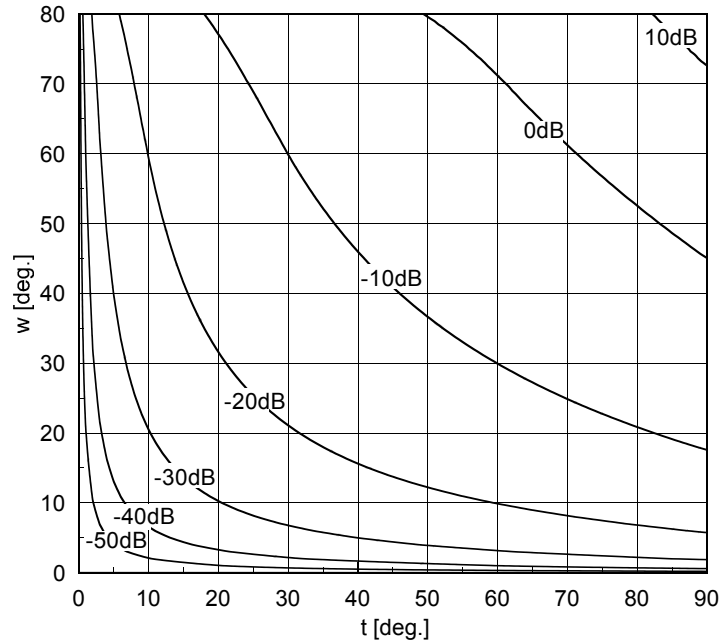
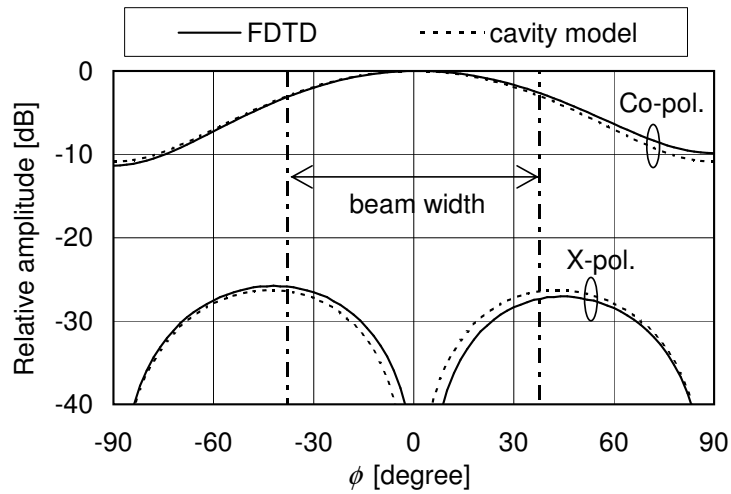


図 6.6: $\theta=90 \pm t$ 度面における $|\phi| \leq w$ [deg.] での $|E_x/E_{co}|$ 限界値 (©2006 IEICE[17])

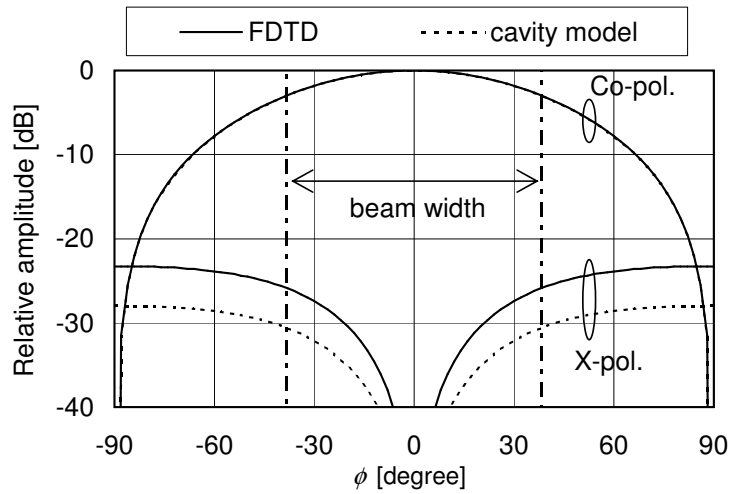
6.2.3 数値計算結果

上記の交差偏波特性を FDTD 法を用いた数値計算により確認する．計算は，図 6.1 のモデルについておこなう．パッチの一辺の長さ a は，各 ϵ_r で TM_{10} モードが共振する寸法とし，地導体は yz 面内で無限とする．基板厚みは，パッチが共振する自由空間波長を λ_r として，約 $0.01\lambda_r$ とする．また，給電は図 6.1 の給電点の位置に設置した給電ピンによりおこない，FDTD 法の吸収境界条件は PML4 層とした．

図 6.7 は， $\epsilon_r = 1.5$ の時の $\theta=99$ 度面における放射パターン計算結果を示している．給電点 1 励振時では，キャビティモデルと FDTD 法の結果はおおむね対応している．一方，給電点 2 励振時では，交差偏波がキャビティモデルと FDTD 法で差が生じている．これは，キャビティモデルでは考慮されていない給電ピンからの放射が，交差偏波と重なるためと考えられる．給電点 1 励振時には，給電ピンによる放射がレベルの高い主偏波に重なるため，差異が目立たず両者は良く対応している．図 6.8 は， $\theta=99$ 度面での，ビーム幅内の $|E_x/E_{co}|$ の最大値 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_r 特性計算結果である．直交 2 偏波双方の $|E_x/E_{co}|_{\max}$ を同程度まで低減する最適な基板誘電率が存在することが FDTD 法によるシミュレーションでも確認できる．FDTD 法とキャビティモデルの差は前述のように給電ピンによる放射の影響と考えられる．



(a) Feed point #1 is excited



(b) Feed point #2 is excited

図 6.7: $\epsilon_r = 1.5$ の時の $\theta = 99$ 度面の放射パターン計算結果 (©2006 IEICE[17])

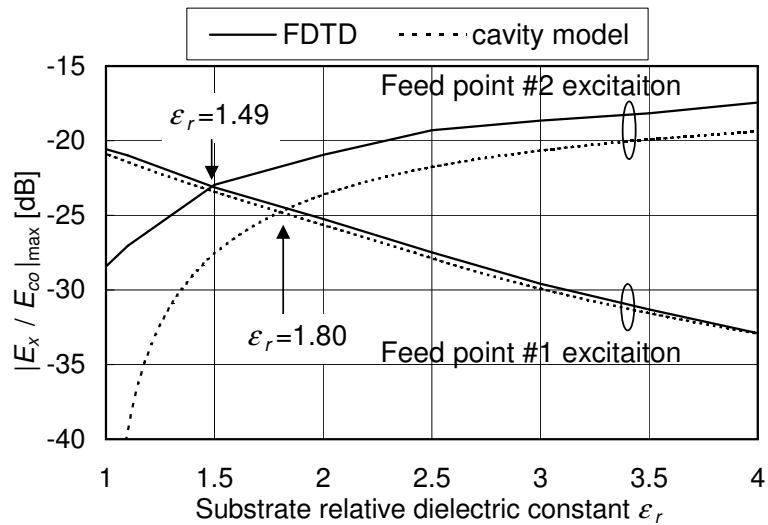


図 6.8: $\theta = 99$ 度面における $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_r 特性 (FDTD 法, ©2006 IEICE[17])

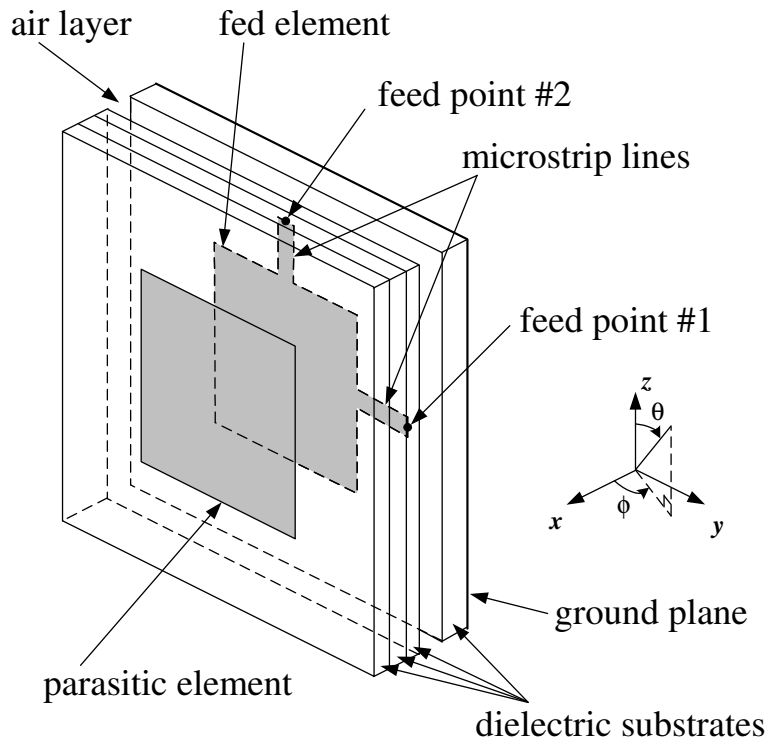


図 6.9: 無給電素子付き直交 2 偏波共用パッチアンテナの構成 (©2006 IEICE[17])

6.3 無給電素子を装荷した場合

6.3.1 計算・測定方法

次に、無給電パッチを装荷した多層のパッチアンテナについて FDTD 法による計算と実験をおこなう。一般に、基地局用パッチアンテナにおいては、単層のパッチアンテナでは狭帯域であるため、無給電素子を装荷するなどして広帯域化する必要がある。また、無給電素子を装荷した場合には、各層の誘電率と厚さをパラメータにして無給電素子から見た等価的な比誘電率を比較的自由に調整できる。無給電素子付き直交 2 偏波共用パッチアンテナの構成を図 6.9 に示す。地導体の大きさは y 方向に $0.68\lambda_c$ 、 z 方向に $1.35\lambda_c$ とし (λ_c : 設計の中心周波数 f_c での自由空間波長)、給電方法はマイクロストリップ線路による給電とする。広帯域化のために無給電素子を装荷した場合、放射に主として寄与するのは無給電素子である [20]。そこで、無給電素子から見た等価的な比誘電率 ϵ_{reff} をパラメータとして、FDTD による計算と測定をおこなう。計算・測定モデルの側面図を図 6.10 に示す。図 6.10 において、 $\epsilon_{r1} \sim \epsilon_{r5}$ は各層の比誘電率、 $h_1 \sim h_5$ は各層の厚さである。この時、等価比誘電率 ϵ_{reff} を次式で定義する。

$$\epsilon_{reff} = \frac{h_1 + h_2 + h_3 + h_4 + h_5}{\frac{h_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{h_2}{\epsilon_{r2}} + \frac{h_3}{\epsilon_{r3}} + \frac{h_4}{\epsilon_{r4}} + \frac{h_5}{\epsilon_{r5}}} \quad (6.9)$$

本モデルでは、 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = \epsilon_{r5} = 3.38$ 、 $\epsilon_{r2} = 1.0$ 、 $\epsilon_{r4} = 2.5$ とし、所望の等価比誘電率を得られるように各層の厚さを調整する。今回検討した $h_1 \sim h_5$ の例を表 6.1 に示す。実際に使用で

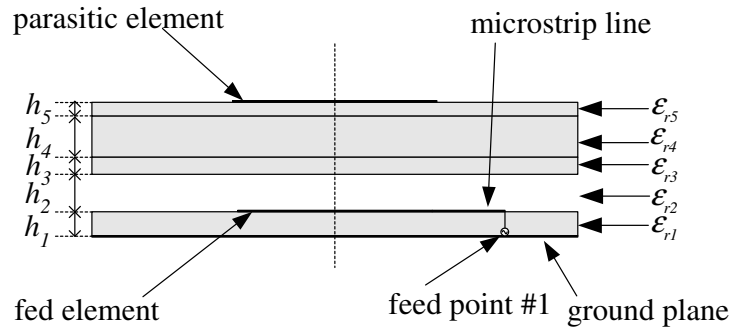


図 6.10: 計算・測定モデルの側面図 (©2006 IEICE[17])

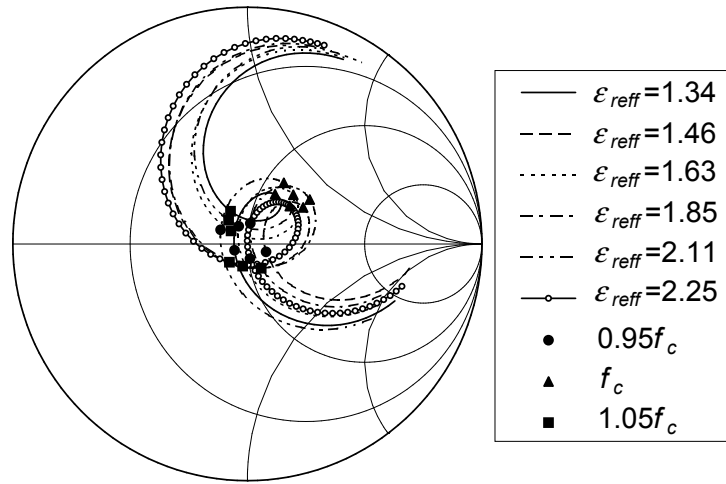
表 6.1: $\epsilon_{\text{reff}} = 1.46, 1.63, 1.85$ の時の各層の厚さ (©2006 IEICE[17])

ϵ_{reff}	h_1	h_2	h_3	h_4	h_5
1.46	$0.011\lambda_c$	$0.043\lambda_c$	$0.005\lambda_c$	$0.019\lambda_c$	$0.005\lambda_c$
1.63	$0.011\lambda_c$	$0.032\lambda_c$	$0.011\lambda_c$	$0.019\lambda_c$	$0.005\lambda_c$
1.85	$0.011\lambda_c$	$0.022\lambda_c$	$0.014\lambda_c$	$0.019\lambda_c$	$0.005\lambda_c$

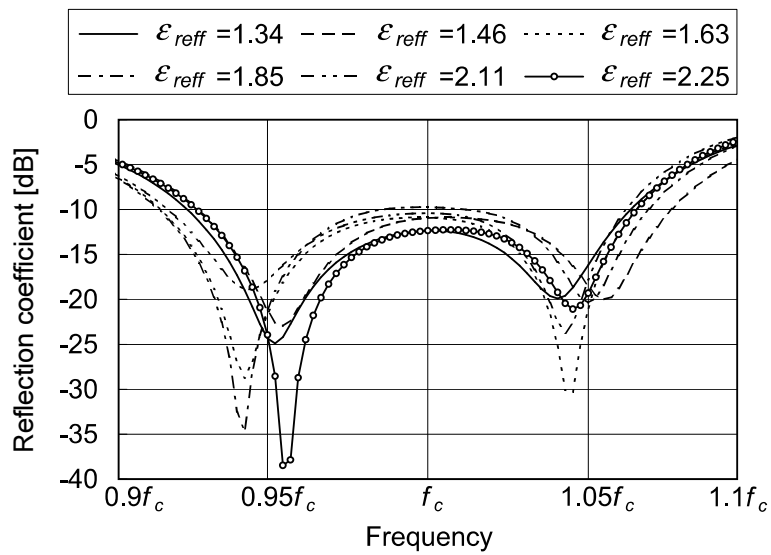
きる基板の誘電率は限られているので，所定の ϵ_{reff} を得て，かつその ϵ_{reff} において 2 共振特性（広帯域特性）を得る厚みを実現するためには，異なる誘電率の基板を多層に組み合わせる必要がある．パッチは f_c で共振する寸法とする．

6.3.2 計算・測定結果

図 6.11 に，入力インピーダンス計算結果を示す．本アンテナが $0.95 \sim 1.05 f_c$ において共振していることが分かる．図 6.12 は，中心周波数における， $\epsilon_{\text{reff}} = 1.63$ の時の $\theta = 99$ 度面の放射パターン計算・測定結果を示している．主偏波，交差偏波とも，計算値と測定値は良く対応している．また，図 6.13 は，ビーム幅内の $|E_x/E_{co}|$ の最大値 $|E_x/E_{co}|_{\text{max}}$ の ϵ_{reff} 特性である．ただし，各 ϵ_{reff} でビーム幅は異なり， $\epsilon_{\text{reff}} = 1.3 \sim 2.3$ では， $68 \sim 80$ 度（給電点 1 励振時）， $84 \sim 90$ 度（給電点 2 励振時）となる（ f_c における計算値）．図 6.13 から，計算結果と測定結果は傾向がおおむね対応していることが分かる．また，直交 2 偏波双方の $|E_x/E_{co}|_{\text{max}}$ を同程度まで低減する最適な等価比誘電率 $\epsilon_{\text{reff}} (\sim 1.7)$ が存在することが分かる．無給電素子を装荷した場合には，単層のパッチアンテナに比べて交差偏波が劣化しているが，これは，直交給電点間の相互結合が単層パッチのピン給電時より強いことが原因と考えられる（FDTD 法によると，直交給電点間の相互結合は，無給電素子を装荷した場合は $-26 \sim -20$ dB，単層パッチの場合は -45 dB 以下である）．以上のように，提案する方法は無給電素子を装荷した場合にも適用できる．

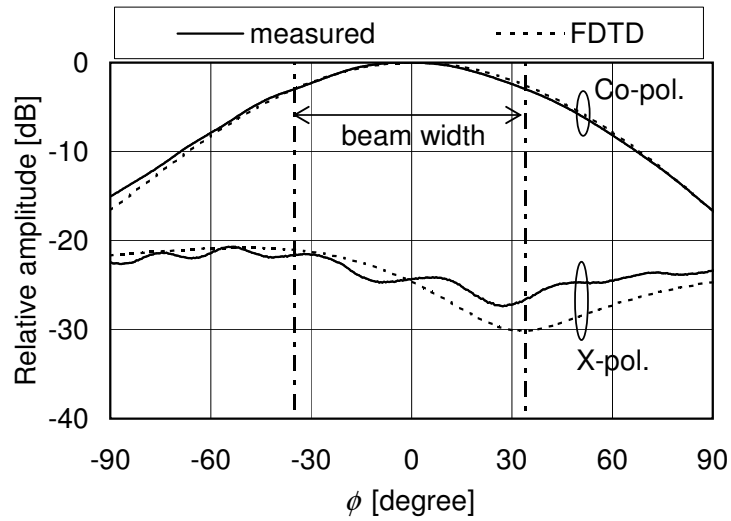


(a) Smith chart ($Z_0 = 50 \Omega$ at the center)

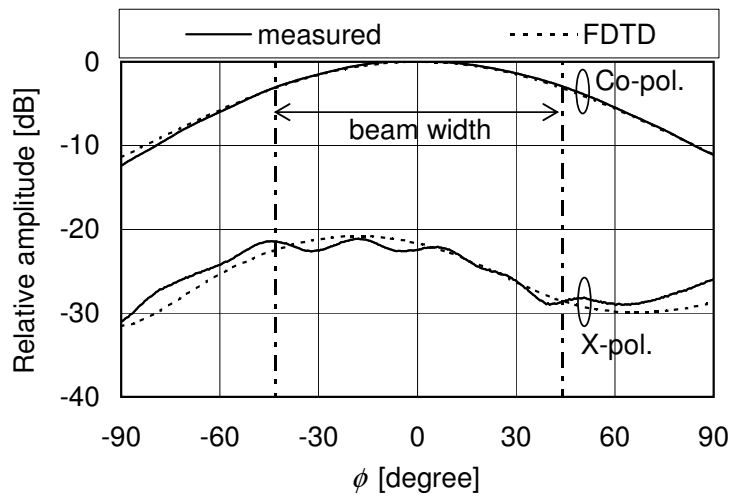


(b) Reflection coefficient

図 6.11: 入力インピーダンス計算結果



(a) Feed point #1 is excited



(b) Feed point #2 is excited

図 6.12: $\epsilon_{\text{reff}} = 1.63$ の時の $\theta = 99$ 度面の放射パターン計算・測定結果 ($f = f_c$, ©2006 IEICE[17])

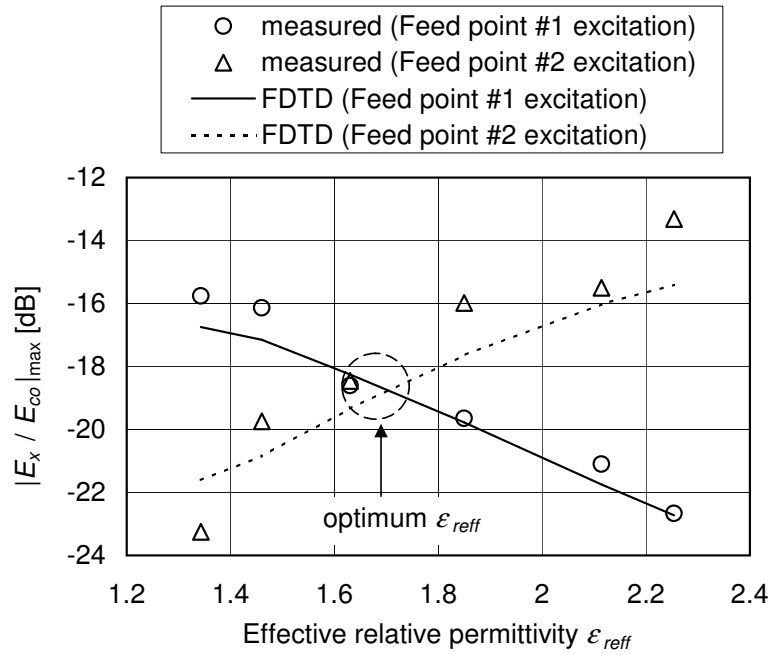


図 6.13: $\theta=99$ 度面における $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_{reff} 特性 ($f=f_c$, ©2006 IEICE[17])

次に、単一周波数ではなく帯域を考慮した場合の効果を示す。図6.14は、 $f=0.95f_c, f_c, 1.05f_c$ の時の $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_{reff} 特性計算結果 (FDTD 法) である。また、図6.14から、各 ϵ_{reff} において、 $f=0.95f_c, f_c, 1.05f_c$ の中の $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の最大値を抽出すると、図6.15が得られる。図6.15には、測定による結果も示している。図6.14から、 f_c での ϵ_{reff} 最適値 (≈ 1.7) においては、 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の最悪値は、 $1.05f_c$ の時の給電点2励振時の -18.1dB であるが、これは、 f_c の時の $|E_x/E_{co}|_{\max} (= -18.9\text{dB})$ から 1dB 程度の劣化であることが分かる。すなわち、本構成例では、 f_c で最適となる $\epsilon_{\text{reff}} (\approx 1.7)$ を選べば、周波数変化による $|E_x/E_{co}|$ の劣化は 1dB 程度である。また、図6.15から、 $f=0.95f_c \sim 1.05f_c$ の帯域で考えても、直交2偏波双方の交差偏波を同程度まで低減する最適な等価比誘電率 ϵ_{reff} が存在することが確認できる。なお、この場合、 $|E_x/E_{co}|$ の限界値は -18dB 程度である。以上から、提案する方法は比帯域 10% の場合でも有効であることが分かる。

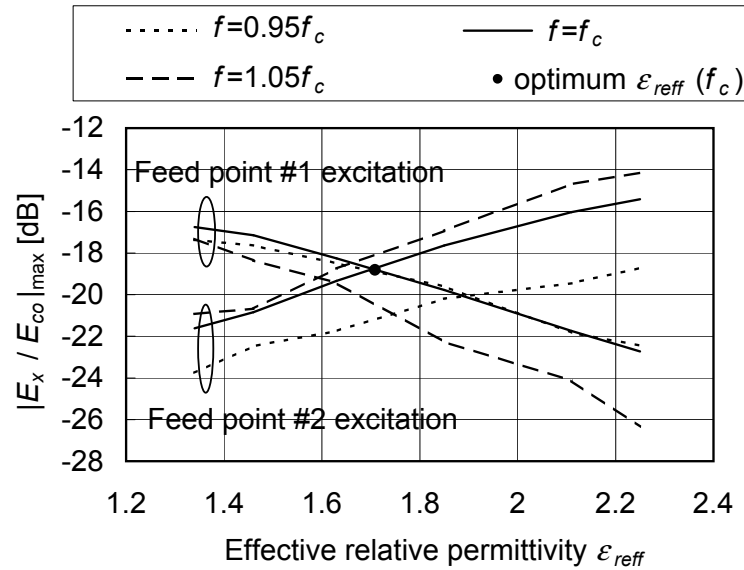


図 6.14: $\theta = 99$ 度面における $|E_x/E_{co}|_{\max}$ の ϵ_{reff} 特性計算結果 ($f = 0.95f_c, f_c, 1.05f_c$, ©2006 IEICE[17])

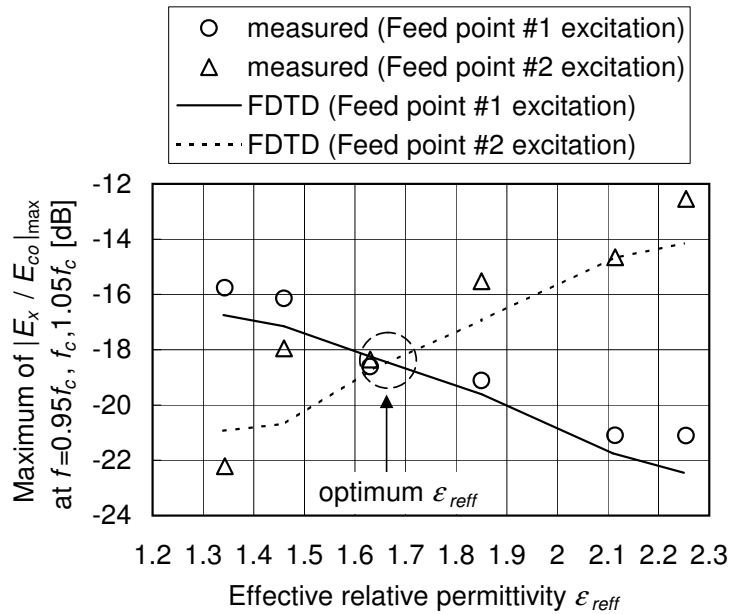


図 6.15: $f = 0.95f_c, f_c, 1.05f_c$ の中の $|E_x/E_{co}|_{\max}$ 最大値の ϵ_{reff} 特性 ($\theta = 99$ 度面, ©2006 IEICE[17])

6.3.3 ϵ_{reff} 最適値と $|E_x/E_{co}|$ 限界値

水平面からのチルト角 t を変化させて、直交 2 偏波双方の交差偏波を同程度まで低減する最適な等価比誘電率と、その時の $|E_x/E_{co}|$ 限界値を FDTD 法を用いた計算により求める。 $\theta = 90 + t$ 度面において、ビーム幅内の $|E_x/E_{co}|$ の最大値 $|E_x/E_{co}|_{\max}$ を最小化できる ϵ_{reff} と、その時の $|E_x/E_{co}|$ (限界値) を求めると、図 6.16 が得られる。図 6.16 から、最適な等

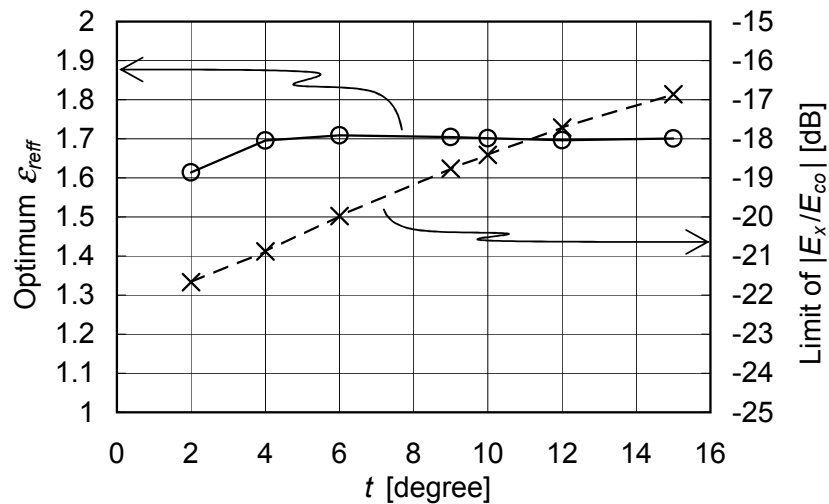


図 6.16: 最適な等価比誘電率と $|E_x/E_{co}|$ 限界値のチルト角依存性 (ビーム幅内, ©2006 IEICE[17])

価比誘電率はチルト角を 15 度まで変化させてもほとんど変化せず, 1.7 程度であることが確認できる. したがって, あるチルト面において等価比誘電率が最適となるように各層の厚さ $h_1 \sim h_5$ を選べば, 他のチルト面においても, 直交 2 偏波双方の交差偏波を同程度まで低減することができる. 一方, $|E_x/E_{co}|$ 限界値は, チルト角を大きくするにつれて徐々に大きくなる.

6.4 むすび

直交偏波共用パッチアンテナのチルト面において, 基板誘電率を最適化することにより, 直交する 2 偏波双方の交差偏波を低減する方法を提案・検討し, 以下の結果を得た.

1. キャビティモデルにより, 交差偏波の誘電率特性を明らかにし, 直交 2 偏波双方の交差偏波を同程度まで低減する最適誘電率が存在することを示した. また, 単層パッチアンテナにおいて, FDTD 法を用いた計算によりこれを証明した.
2. 無給電素子装荷パッチアンテナにおいても, 本方法が有効であることを計算・測定で明らかにした. また, 10% 程度の動作帯域を想定しても, 本方法が有効であることを示した.
3. 更に, 水平面から 15 度程度までのチルト面では, 最適な誘電率はほとんど変化しないことを示した. 基地局アンテナにおいてはチルト角を可変とすることが多いため, 本性質は重要である.

水平面からチルトした観測面では, 主偏波の基本モード自体が交差偏波を発生し, これを低減できるのが本方法の特色である. 直交給電点間の相互結合など, その他の理由で交差偏波が発生する場合は, これを抑圧する方法 (例えば [12] の方法) と本方法を併用することも考えられる.

6章の参考文献

- [1] H. Arai and K. Cho, “Cellular and PHS base station antenna systems,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E86-B, no.3, pp.980–992, Mar. 2003.
- [2] U. Wahlberg, S. Widell, and C. Beckman, “The performance of polarization diversity antennas at 1800 MHz,” *1997 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol.2, pp.1368–1371, Jun. 1997.
- [3] 島田紀彦, 森 幸一, 星野誠一, 羽山英明, 土澤賢明, “0.8/2GHz 帯偏波共用 60 ビームアンテナ,” *2000 信学ソ大*, B-1-92, Sep. 2000.
- [4] 安藤敏之, 松原亮滋, 伊藤幹浩, 田崎 修, “1.5GHz/2GHz 帯共用偏波ダイバーシティアンテナ,” *2001 信学総大*, B-1-137, Mar. 2001.
- [5] R.G. Vaughan, “Polarization diversity in mobile communications,” *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol.39, no.3, pp.177–186, Aug. 1990.
- [6] P.C.F. Eggers, I.Z. Kovács, and K. Olesen, “Penetration effects on XPD with GSM1800 handset antennas, relevant for BS polarization diversity for indoor coverage,” *1998 IEEE Vehicular Technology Conference (VTC)*, vol.3, pp.1959–1963, May 1998.
- [7] 細谷良雄, *電波伝搬ハンドブック*, 電波伝搬ハンドブック編集委員会, リアライズ理工センター, 東京, 1999.
- [8] W.S.T. Rowe and R.B. Waterhouse, “Integratable wide-band dual polarized antennas with rear field cancellation,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.51, no.3, pp.469–477, Mar. 2003.
- [9] T. Chiba, Y. Suzuki, and N. Miyano, “Suppression of higher modes and cross polarized component for microstrip antennas,” *1982 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, pp.285–288, May 1982.
- [10] J. Huang, “Low cross-pol linearly polarized microstrip array,” *1990 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol.4, pp.1750–1753, May 1990.

- [11] K. Woelders and J. Granholm, "Cross-polarization and sidelobe suppression in dual linear polarization antenna arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.45, no.12, pp.1727–1740, Dec. 1997.
- [12] 高橋 徹, 岩瀬一朗, 中畔弘晶, 宮下裕章, 小西善彦, "直交偏波共用パッチアンテナの給電点摂動による低交差偏波設計法," *信学論 (B)*, vol.J86-B, no.9, pp.1833–1840, Sep. 2003.
- [13] 藤野義之, 田中正人, 藤田正晴, "低交差偏波2重偏波パッチアンテナとその給電法," *信学技報*, A・P2001-181, Jan. 2002.
- [14] A. Tavakoli, N. Damavandi, and R.M. Mazandaran, "Analysis of cross-shaped dual-polarized microstrip patch antennas," *1995 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, vol.2, pp.994–997, Jun. 1995.
- [15] A. Sabban, "A new broadband stacked two-layer microstrip antenna," *1983 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp.*, pp.63–66, May 1983.
- [16] R.Q. Lee, K.F. Lee, and J. Bobinchak, "Characteristics of a two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna," *Electron. Lett.*, vol.23, no.20, pp.1070-1072, Sep. 1987.
- [17] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, 牧野 滋, 砂原米彦, "直交偏波共用パッチアンテナにおける交差偏波低減法," *信学論 (B)*, vol.J89-B, no.9, pp.1580–1588, Sep. 2006.
- [18] 羽石 操, *最新平面アンテナ技術*, 総合技術センター, 東京, 1993.
- [19] Y. Yamada, Y. Ebine, and K. Tsunekawa, "Base and mobile station antennas for land mobile radio systems," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E74, no.6, pp.1547–1555, Jun. 1991.
- [20] E. Nishiyama, M. Aikawa, and S. Egashira, "Stacked microstrip antenna for wideband and high gain," *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, vol.151, no.2, pp143–148, Apr. 2004.

第7章 結論

移動体通信システムの進歩に伴い、小形端末用アンテナには小形化、広帯域化がますます求められている。また、基地局用アンテナにおいても、構成の簡易化・小形化、高性能化が求められている。本論文では、小形端末用アンテナに関する3つのテーマ（モノポール系、ダイポール系のアンテナの設計法、線状アンテナの解法）と基地局用アンテナに関する2つのテーマ（ビーム方向を制御するための簡易・小形の移相器、偏波ダイバーシチを実現するための直交偏波共用アンテナ）についての課題に対して提案を行い、その有効性を示した。

1. 小形アンテナの実用化技術 (モノポール系)

まず、小形アンテナの実用化技術として、限られた実装領域下で広帯域に適用できるモノポール系のアンテナを提案した。スライド構造を有する小形端末内の地導体を放射体の一部として積極的に利用するために、スライド構造の並列共振を利用してインピーダンスを広帯域化する方法を提案した。スライド構造の並列共振周波数は、2つの地板間を接続するFPC長と地板間容量を変化させることで調整できる。また、広帯域特性を得るためには使用周波数帯域内にスライド構造の共振によるキックがある方が望ましいが、並列共振周波数より高い周波数では電流分布が大きく変化し、放射効率が低下する。したがって、筐体の並列共振周波数と使用周波数帯域の上限周波数がほぼ等しくなるように、スライド構造の寸法を調整する必要がある。以上を計算、測定により示し、提案方法の有効性を実証した。

2. 小形アンテナの実用化技術 (ダイポール系)

次に、限られた実装領域下で広帯域に適用できるダイポール系のアンテナを提案した。スリーブアンテナを用いれば端末内の地導体に流れる電流を抑制できるが、広帯域特性が要求される場合にはスリーブ導体を給電線路の地導体から離す必要があり、アンテナが大形化する。そこで、小形化のために、可変容量素子を装荷した帯域可変スリーブアンテナを提案した。可変容量 C は、スリーブ導体と給電線路の地導体から構成される線路の途中に並列に設置され、 C を変化させることでCRB（Current Rejection Band: 給電線路の地導体に流れる漏れ電流を阻止する周波数帯域）を調整することができる。このことを計算と実験により示した。また、 C を変化させた時、漏れ電流を阻止する周波数とアンテナの共振周波数が同じ方向に変化するため、 C が変化してもインピーダンス整合を実現しやすいことを確認した。更に、実際に可変容量ダイオードを用いた場合のアンテナ構成について示し、本アンテナの有効性を実験

により実証した。

3. 線状アンテナの解法

線状アンテナの解法については、一般に、積分方程式を解く際に細線近似（近似核）と δ 関数波源を用いており、高精度化が課題である。そこで、厳密核と給電部の有限間隙の両方を考慮した方法を提案した。Hallénの積分方程式に対してNyström法を適用し、近似核を厳密核に変換する補正関数を導出した。また、特異性を持つ核に対して、1点修正法を提案した。階段関数の波源に対して様々な求積法を適用して比較し、各求積法による違いは小さいことを示した。本理論の妥当性を確認するために、モノポールアンテナのアドミタンスの周波数特性を測定し、測定値と計算値が非常に良く対応することを示し、本理論の妥当性を明らかにした。

4. 基地局用アンテナの構成の簡易化・小形化

基地局用アンテナにおいて電氣的にビームをチルトさせる場合には、給電回路が複雑となるため、キーコンポーネントである移相器の簡易化・小形化が課題である。そこで、簡易・小形な移相器として、M字型誘電体移相器を提案した。提案した移相器は金属間接触構造が無く、M字型の誘電体板をストリップ線路のストリップ導体と地導体板の間で動かすことで移相量を調整することができる。中心周波数 f_0 において反射係数が0になる条件から、設計式を導出した。本移相器においては、誘電体板の可動量 r にかかわらず反射係数は f_0 において最小であり、移相量と r の関係は線形である。これらの特性を計算と測定により検証し、計算結果、測定結果、理論式の傾向がほぼ対応することを示した。

5. 基地局用素子アンテナ技術

基地局用アンテナでは、マルチパスフェージングを抑制するために、偏波ダイバーシチが使用されることが多い。偏波ダイバーシチに対応した直交偏波共用アンテナでは、ダイバーシチ利得を上げるために、交差偏波低減が課題である。そこで、素子アンテナ技術として、直交偏波共用パッチアンテナにおいて、基板誘電率を最適化することによりチルト面における交差偏波を低減する方法を提案した。まず、パッチアンテナのキャビティモデルにより、交差偏波の誘電率特性を明らかにし、直交2偏波双方の交差偏波を同程度まで低減する最適誘電率が存在することを示した。次に、パッチアンテナに無給電素子を装荷した場合を検討し、本方法が有効であることを計算と実験により実証した。

今後、移動体通信用アンテナの小形化、広帯域化、多素子化、高機能化がますます要求されていくと予想されるが、それに応えるべく新しい技術の研究・開発が活発になされていくであろう。本論文の提案が、移動体通信システムの進歩に少しでも寄与できれば幸いである。

謝辞

本論文を作成する機会を与えていただき、研究成果をまとめるにあたり、終始懇切なご指導、ご鞭撻を賜りました、法政大学大学院教授 中野久松博士に心より感謝の意を表します。また、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示、ご助言を賜りました、法政大学大学院教授 山内潤治博士に心より感謝致します。本論文の作成にあたり、有益なご討論、ご助言を賜りました、法政大学大学院教授 堀端康善博士に深く感謝致します。

また、本研究の機会を与えていただくとともに、本研究の遂行および論文作成に対して多大なご指導ならびにご鞭撻を賜りました、三菱電機株式会社情報技術総合研究所 元所長 片木孝至博士，同所アンテナ技術部部長 宮下裕章博士，同所アンテナ技術部波動素子グループマネージャ 深沢徹博士，同所アンテナ技術部アレーアンテナグループマネージャ 大塚昌孝博士に心より感謝申し上げます。

業務と並行した学位論文作成に際し、寛容にご許可いただくとともに、ご指導を賜りました、三菱電機株式会社コミュニケーション・ネットワーク製作所無線通信システム部技術第三課課長 柏木孝氏に深く感謝致します。また、本論文をまとめるにあたり、貴重なご助言をいただくとともに、ご支援をいただきました同所品質保証部品質保証第三課 田中豊久博士に感謝致します。

また、本研究の遂行にあたり、貴重なご助言をいただくとともに、多大なご支援をいただきました、金沢工業大学教授 牧野滋博士，広島工業大学教授 小西善彦博士，菱電湘南エレクトロニクス株式会社取締役 茶谷嘉之氏，同社電機事業部システム部システム二課 栗原学氏，三菱電機株式会社三田製作所カーマルチメディア部技術第五グループ 梅野良輔氏，同社情報技術総合研究所アンテナ技術部給電回路グループ 大島毅氏，同所アンテナ技術部開口面アンテナグループ 西岡泰弘博士，同所アンテナ技術部波動素子グループ 柳崇氏，ならびに、三菱電機株式会社情報技術総合研究所アンテナ技術部および同社コミュニケーション・ネットワーク製作所無線通信システム部技術第三課の皆様へ感謝致します。

本研究は、以上の方々のほか、多数の方々のご指導、ご協力により達成できたものであり、ここに謹んでお礼を申し上げます。

また、最後に本活動を支えてくれた家族に心より感謝致します。

研究業績一覧

1. 論文

第2章

- [1] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “スライド構造の共振を利用した小型端末用アンテナの広帯域化法,” 信学論 (B), vol.J96-B, no.9, pp.1019–1027, Sep. 2013.
- [2] 西本研悟, 原口英介, 安藤俊行, 深沢 徹, 宮下裕章, “高精度アンテナ測定用の小形PD モジュール,” 信学論 (B), vol.J97-B, no.3, pp.320–323, Mar. 2014.

第3章

- [3] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, 宮下裕章, 小西善彦, “可変容量を装荷した帯域可変スリーブアンテナ,” 信学論 (B), vol.J93-B, no.9, pp.1322–1330, Sep. 2010.

第4章

- [4] K. Nishimoto, H. Miyashita, H. Ohmine, and T. Katagi, “Solution of Hallén’s integral equations by means of Nyström method,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.61, no.5, pp.2589–2596, May 2013.

第5章

- [5] K. Nishimoto, T. Oshima, T. Fukasawa, H. Miyashita, Y. Konishi, M. Kurihara, and Y. Chatani, “M-shaped dielectric phase shifter for beam-steerable base-station antenna,” IEICE Trans. Commun., vol.E96-B, no.8, pp.2095–2101, Aug. 2013.

第6章

- [6] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, 牧野 滋, 砂原米彦, “直交偏波共用パッチアンテナにおける交差偏波低減法,” 信学論 (B), vol.J89-B, no.9, pp.1580–1588, Sep. 2006.

2. 国際学会

- [1] K. Nishimoto, T. Fukasawa, M. Ohtsuka, and S. Makino, “Optimization of cross polarization characteristics for dual-polarized patch antennas,” 2004 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp., vol.4, pp.4352–4355, Jun. 2004.
- [2] K. Nishimoto, T. Fukasawa, and M. Ohtsuka, “Cross polarization characteristics in the planes tilted from the boresight of a dual-polarized patch antenna,” 2004 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), 2B2-3, pp.365–368, Aug. 2004.
- [3] K. Nishimoto, R. Umeno, T. Fukasawa, and M. Ohtsuka, “Tunable sleeve antenna using variable capacitors,” 2005 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), TB3-4, pp.383–386, Aug. 2005.
- [4] K. Nishimoto, R. Umeno, N. Takemura, T. Fukasawa, M. Ohtsuka, and S. Makino, “Experimental study of sleeve antennas using variable capacitors,” 2006 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), 2A2a-1, Nov. 2006.
- [5] K. Nishimoto, T. Fukasawa, H. Miyashita, and Y. Konishi, “A wideband mobile terminal antenna using the resonance of a slide structure,” 2009 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), 3C4-4, pp.971–974, Oct. 2009.
- [6] K. Nishimoto, T. Oshima, T. Fukasawa, H. Miyashita, Y. Konishi, M. Kurihara, Y. Chatani, “M-shaped dielectric phase shifter for a base station antenna,” 2010 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), 4FD4-1, Nov. 2010.
- [7] T. Katagi, H. Ohmine, H. Miyashita, and K. Nishimoto, “Exact solution of Hallén’s integral equations by numerical integral equation method,” 2011 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp., pp.1092–1095, Jul. 2011.
- [8] K. Nishimoto, T. Fukasawa, T. Tanaka, H. Miyashita, and Y. Konishi, “Compact diversity antenna using dipole and monopole modes,” 2012 European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), pp.2469–2473, Mar. 2012.

- [9] H. Makimura, K. Nishimoto, T. Fukasawa, H. Miyashita, and Y. Konishi, “Simplified adaptive impedance matching circuit using measurement of standing wave amplitude,” 2013 IEEE Antennas and Propagation Society Int. Symp., pp.2115–2116, Jul. 2013.
- [10] K. Nishimoto, T. Yanagi, T. Fukasawa, H. Miyashita, and Y. Konishi, “Decoupling networks composed of lumped elements for diversity/MIMO antennas,” 2013 IEEE-APS Topical Conference on Antennas and Propagation in Wireless Communications (APWC), pp.307–310, Sep. 2013.
- [11] K. Nishimoto, K. Hitomi, T. Oshima, T. Fukasawa, H. Miyashita, Y. Takahashi, and Y. Akuzawa, “Interference reduction method using a directional coupler in a duplex wireless power transmission system,” 2013 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), TA-2(A)-2, vol.1, pp.306–309, Oct. 2013.
- [12] T. Fukasawa, K. Nishimoto, T. Yanagi, and H. Miyashita, “Measurement methods for small antenna with reduced influence of a measurement cable,” 2014 IEEE International Workshop on Electromagnetics (iWEM), pp.253–254, Aug. 2014.
- [13] H. Makimura, K. Nishimoto, T. Yanagi, T. Fukasawa, and H. Miyashita, “Wideband decoupling network for antenna coupling with large group delay,” 2015 International Symposium on Antennas & Propagation (ISAP), S1.4, Nov. 2015.

3. 全国大会

- [1] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, “直交 2 偏波共用パッチアンテナにおける基板誘電率調整による交差偏波レベルの最適化,” 2003 信学総大, B-1-242, Mar. 2003.
- [2] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, “無給電素子付き直交 2 偏波共用パッチアンテナにおける交差偏波レベルの最適化,” 2003 信学ソ大, B-1-151, Sep. 2003.
- [3] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, 浦崎修治, “交差偏波レベルを最適化した直交 2 偏波共用パッチアンテナ,” 2003 信学総大, B-1-190, Mar. 2004.
- [4] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, “帯域可変スリーブアンテナ,” 2005 信学総大, B-1-122, Mar. 2005.
- [5] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, 砂原米彦, “可変容量を装荷したスリーブアンテナ,” 2005 信学ソ大, B-1-129, Sep. 2005.
- [6] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, 砂原米彦, “可変容量装荷スリーブアンテナ構成法の実験的検証,” 2006 信学総大, B-1-157, Mar. 2006.

- [7] 西本研悟, 竹村暢康, 大塚昌孝, 牧野 滋, “センサノード用偏波ダイバーシチアンテナ,” 2006 信学ソ大, B-1-75, Sep. 2006.
- [8] 西本研悟, 大島 毅, 大塚昌孝, 栗原 学, 茶谷嘉之, “M字型誘電体移相器,” 2007 信学総大, B-1-182, Mar. 2007.
- [9] 西本研悟, 大島 毅, 大橋英征, 栗原 学, 茶谷嘉之, “M字型誘電体移相器の実験検討,” 2007 信学ソ大, B-1-70, Sep. 2007.
- [10] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “スライド構造の共振を利用した携帯端末用アンテナ,” 2009 信学総大, B-1-195, Mar. 2009.
- [11] 深沢 徹, 西本研悟, 野島政志, 宮下裕章, 小西善彦, “車体の隙間を利用した車載用アンテナ,” 2009 信学ソ大, B-1-61, Sep. 2009.
- [12] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, 栗原 学, 茶谷嘉之, “4つの直列給電パッチアレーを用いた2周波共用オムニアンテナ,” 2009 信学ソ大, B-1-80, Sep. 2009.
- [13] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “スライド構造の共振を利用した800MHz帯携帯端末用アンテナ,” 2010 信学総大, B-1-74, Mar. 2010.
- [14] 深沢 徹, 西本研悟, 野島政志, 宮下裕章, 小西善彦, “車体の隙間を利用した車載用アンテナのスケールモデルによる測定,” 2010 信学総大, B-1-200, Mar. 2010.
- [15] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, 栗原 学, 茶谷嘉之, “4つの直列給電パッチアレーを用いた2周波共用オムニアンテナの実験検討,” 2010 信学ソ大, B-1-83, Sep. 2010.
- [16] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用したダイバーシチアンテナ,” 2011 信学総大, B-1-131, Mar. 2011.
- [17] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用したダイバーシチアンテナの実験検討,” 2011 信学ソ大, B-1-156, Sep. 2011.
- [18] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用したダイバーシチアンテナのアイソレーション改善検討,” 2012 信学総大, B-1-100, Mar. 2012.
- [19] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用した対称性を有するダイバーシチアンテナの実験検討,” 2012 信学ソ大, B-1-125, Sep. 2012.
- [20] 柳 崇, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “少数の集中定数素子による小型デカップリング整合回路,” 2012 信学ソ大, B-1-184, Sep. 2012.

- [21] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “アンテナ自動整合回路用反射位相測定法,” 2012 信学ソ大, B-1-193, Sep. 2012.
- [22] 西本研悟, 人見健三郎, 大島 毅, 深沢 徹, 宮下裕章, 高橋良幸, 阿久澤好幸, “2重無線電力伝送における方向性結合器を利用した干渉低減方法,” 2013 信学総大, B-1-21, Mar. 2013.
- [23] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “定在波振幅測定を利用した自動整合回路,” 2013 信学総大, B-1-206, Mar. 2013.
- [24] 柳 崇, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “集中定数素子デカップリング整合回路を用いた小形ダイバーシチアンテナの試作結果,” 2013 信学総大, B-1-211, Mar. 2013.
- [25] 西本研悟, 原口英介, 安藤俊行, 深沢 徹, 宮下裕章, “光ファイバを用いたアンテナ測定系のための小形 PD モジュール,” 2013 信学ソ大, B-1-221, Sep. 2013.
- [26] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, “アンテナ自動整合回路用可変整合回路の実験検討,” 2013 信学ソ大, B-1-226, Sep. 2013.
- [27] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, “広間隔の5周波数を切替可能な低姿勢モノポールアンテナ,” 2014 信学総大, B-1-58, Mar. 2014.
- [28] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 大島 毅, 堀口健一, 宮下裕章, “入射波と反射波の合成を利用した小型インピーダンス検知回路,” 2014 信学総大, B-1-120, Mar. 2014.
- [29] 牧村英俊, 柳 崇, 深沢 徹, 宮下裕章, 西本研悟, “結合位相の群遅延特性に対応した広帯域減結合回路の理論検討,” 2015 信学総大, B-1-174, Mar. 2015.
- [30] 牧村英俊, 西本研悟, 柳 崇, 深沢 徹, 宮下裕章, “群遅延特性が大きな結合位相に対応した減結合回路の広帯域化検討,” 2015 信学ソ大, B-1-149, Sep. 2015.

4. 研究会

- [1] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, 浦崎修治, “直交2偏波共用パッチアンテナの基板誘電率の最適選択による交差偏波低減,” 信学技報, A・P2003-273, Feb. 2004.
- [2] 西本研悟, 深沢 徹, 大塚昌孝, “可変容量装荷スリーブアンテナ,” 信学技報, A・P2004-196, Jan. 2005.
- [3] 西本研悟, 梅野良輔, 深沢 徹, 大塚昌孝, “可変容量装荷スリーブアンテナの小型化,” 信学技報, A・P2006-28, May 2006.

- [4] 西本研悟, 高橋智宏, 荒井晋二, 深沢 徹, 西野 有, 上馬弘敬, 宮下裕章, 小西善彦, “筐体共振を利用したスライド式携帯端末用アンテナ,” 信学技報, A・P2008-171, Jan. 2009.
- [5] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, 栗原 学, 茶谷嘉之, “円筒上の4つの直列給電パッチアレーによる2周波共用オムニアンテナ,” 信学技報, A・P2009-113, Oct. 2009.
- [6] 西本研悟, 深沢 徹, 田中豊久, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用した一体型ダイバーシチアンテナ,” 信学技報, A・P2011-29, Jul. 2011.
- [7] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “ダイポール/モノポールモードを利用した一体型ダイバーシチアンテナのアイソレーション改善検討,” 信学技報, A・P2012-30, Jul. 2012.
- [8] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “定在波振幅測定を利用した簡易な自動整合回路,” 信学技報, A・P2012-158, Feb. 2013.
- [9] 西本研悟, 人見健三郎, 大島 毅, 深沢 徹, 宮下裕章, 高橋良幸, 阿久澤好幸, “干渉低減のために方向性結合器を付加した2重無線電力伝送,” 信学技報, A・P2013-31, May 2013.
- [10] 西本研悟, 原口英介, 安藤俊行, 深沢 徹, 宮下裕章, “アンテナ測定の高精度化のための小形PDモジュール,” 信学技報, PEM2013-11, Oct. 2013.
- [11] 牧村英俊, 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, “アンテナ間結合位相の群遅延に対応した広帯域減結合回路,” 信学技報, A・P2014-42, Jun. 2014.
- [12] 片木孝至, 大嶺裕幸, 宮下裕章, 西本研悟, “連立積分方程式によるダイポールアンテナの相互結合の解析,” 信学技報, A・P2014-157, Dec. 2014.
- [13] 牧村英俊, 西本研悟, 柳 崇, 深沢 徹, 宮下裕章, “共振回路を使った減結合回路の広帯域化,” 信学技報, A・P2015-200, Feb. 2016.

5. 解説論文

- [1] 西本研悟, 深沢 徹, 宮下裕章, 小西善彦, “通信用小形アンテナ技術,” 三菱電機技報 2012年11月号, pp.27-30, Nov. 2012.

6. 特許

第3章

- [1] 西本研悟, 大塚昌孝, 深沢 徹, 梅野良輔, “アンテナ装置,” 特許第 4718211 号, 優先日 2004 年 12 月 3 日.

第5章

- [2] 西本研悟, 茶谷嘉之, 栗原 学, 大島 毅, 大塚昌孝, “移相回路,” 特許第 4745213 号, 出願日 2006 年 12 月 21 日.

第6章

- [3] 西本研悟, 大塚昌孝, 深沢 徹, 大島 毅, 牧野 滋, “平面アンテナ装置における誘電体基板の比誘電率および厚さ決定方法,” 特許第 4011501 号, 出願日 2003 年 2 月 28 日.

7. 表彰

- [1] 平成 18 年度電子情報通信学会学術奨励賞, Mar. 2007

付録A Q と帯域幅の関係 (第1章)

アンテナの入力インピーダンスの等価回路が³⁾、図 A.1 に示す直列共振回路で表される場合を考える。このとき、入力インピーダンスは次式となる。

$$Z_{in} = R + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$= R + jRQ \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$Q = \frac{\omega_r L}{R} = \frac{1}{\omega_r C R} \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $\omega = 2\pi f$, $\omega_r = 2\pi f_r$ であり、 f_r は共振周波数である。共振周波数の近傍の周波数のインピーダンスを考えると、

$$\omega = \omega_r + \Delta\omega \quad (\text{A.4})$$

と置ける。この場合、式 (A.2) は次式のように近似される。

$$\begin{aligned} Z_{in} &= R + jRQ \left(\frac{\omega_r + \Delta\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega_r + \Delta\omega} \right) \\ &= R + jRQ \frac{(\omega_r + \Delta\omega)^2 - \omega_r^2}{\omega_r(\omega_r + \Delta\omega)} \\ &\sim R + jRQ \frac{2\Delta\omega}{\omega_r + \Delta\omega} \\ &\sim R + jRQ \frac{2\Delta\omega}{\omega_r} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

比帯域 B を $B = 2\Delta\omega/\omega_r$ と定義すると、

$$Z_{in} \sim R(1 + jQB) \quad (\text{A.6})$$

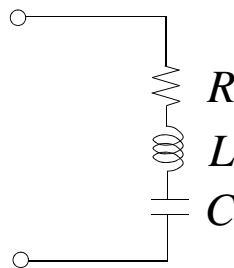


図 A.1: 直列共振回路

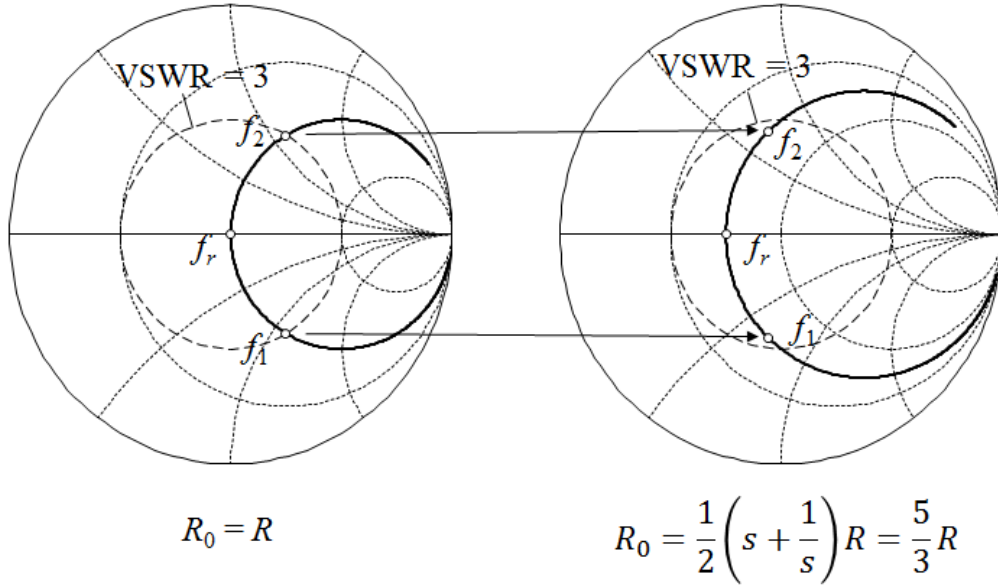


図 A.2: $\beta = 1$ の場合と $\beta = \frac{1}{2} \left(s + \frac{1}{s} \right)$ の場合の帯域の比較 ($Q = 5$)

となる。また、アンテナに特性インピーダンス Z_0 の伝送線路が接続された場合、VSWR を s 、反射係数を Γ とすると、 s は次式で与えられる。

$$s = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (\text{A.7})$$

$$\Gamma = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (\text{A.8})$$

式 (A.7), (A.8) に式 (A.6) を代入して整理すると次式が得られる。

$$B = \frac{1}{Q} \sqrt{(\beta s - 1) \left(1 - \frac{\beta}{s} \right)} \quad (\text{A.9})$$

$$\beta = \frac{R_0}{R} \quad (\text{A.10})$$

$\beta = 1$ 、すなわち $R_0 = R$ のとき、

$$B = \frac{1}{Q} \frac{s - 1}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.11})$$

となる。しかし、式 (A.9) は $\beta = 1$ 以外の場合に最大となる。式 (A.9) の 2 乗の β に関する微分が 0 になる条件を求めると、

$$\frac{\partial (QB)^2}{\partial \beta} = s + \frac{1}{s} - 2\beta = 0 \quad (\text{A.12})$$

より、

$$\beta = \frac{1}{2} \left(s + \frac{1}{s} \right) \quad (\text{A.13})$$

が得られる。したがって、 B の最大値は、式(A.13)を式(A.9)に代入して

$$B = \frac{1}{2Q} \sqrt{(s^2 - 1) \left(1 - \frac{1}{s^2}\right)} \quad (\text{A.14})$$

となる。図A.2は、 $s = 3$ として、 $\beta = 1$ の場合と $\beta = \frac{1}{2} \left(s + \frac{1}{s}\right)$ の場合のインピーダンス軌跡をスミスチャート上に示した図である。図において、 $\beta = 1$ 、すなわち $R_0 = R$ の場合に $\text{VSWR} \leq 3$ となる帯域を $f_1 \sim f_2$ としている。 $\beta = \frac{1}{2} \left(s + \frac{1}{s}\right)$ 、すなわち $R_0 = \frac{5}{3}R$ の場合の方が帯域が広がっており、共振周波数で整合を取ることが必ずしも比帯域を最大にしないことが確認できる。アンテナの入力インピーダンスが並列共振回路で等価的に表される場合も、比帯域と Q の関係は式(A.14)で与えられる。

付録B Pocklingtonの積分方程式(第1章)

一様な媒質内を仮定する。Maxwellの方程式より、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (\text{B.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (\text{B.2})$$

$$\nabla \cdot (j\omega\mu\mathbf{H}) = 0 \quad (\text{B.3})$$

式(B.3)より、

$$\mu\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{B.4})$$

式(B.4)を式(B.1)に代入すると、

$$\nabla \times (\mathbf{E} + j\omega\mathbf{A}) = 0 \quad (\text{B.5})$$

したがって、

$$\mathbf{E} + j\omega\mathbf{A} = -\nabla\phi \quad (\text{B.6})$$

とおける。式(B.4), (B.6)を式(B.2)に代入して、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (\text{B.7})$$

を用いると、

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} - k^2 \mathbf{A} = \mu\mathbf{J} - j\omega\epsilon\mu\nabla\phi \quad (\text{B.8})$$

ここで、

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -j\omega\epsilon\mu\phi \quad (\text{B.9})$$

とすると (Lorentz 条件), 式(B.8)は、

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu\mathbf{J} \quad (\text{B.10})$$

となる (Helmholtz 方程式)。式(B.9)を式(B.6)に代入すると、次式が得られる。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (\text{B.11})$$

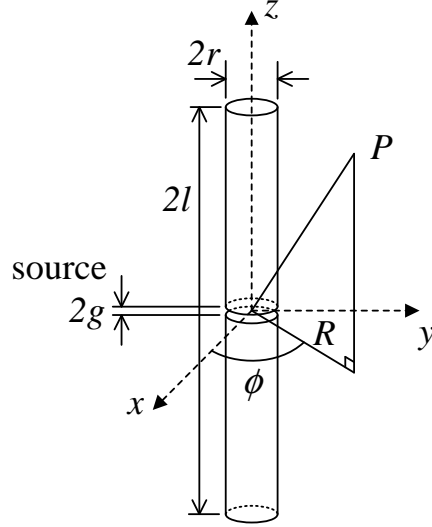


図 B.1: 円筒形のダイポールアンテナ

図 B.1 の円筒ダイポールアンテナの場合には, S を導体表面として,

$$\mathbf{A} = \iint_S G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') dS' \quad (\text{B.12})$$

と表される. $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は自由空間中の Green 関数であり,

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (\text{B.13})$$

である. 電流が z 方向のみに流れているとすると, ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は z 成分のみになる. \mathbf{A} の z 成分を Φ とすると,

$$\Phi = \iint_S G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') J_z(\mathbf{r}') dS' \quad (\text{B.14})$$

となる. $\bar{\rho} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ とすると,

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_{-l}^l \int_0^{2\pi} \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk\bar{\rho}}}{\bar{\rho}} J_z(z') r d\phi' dz' \\ &= \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk\bar{\rho}}}{\bar{\rho}} I(z') d\phi' dz' \\ &= \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \Psi(z, z') I(z') dz' \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

ここで, $I = 2\pi r J_z$ であり,

$$\Psi(z, z') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk\bar{\rho}}}{\bar{\rho}} d\phi' \quad (\text{B.16})$$

とした. 式 (B.14) を式 (B.11) に代入して, 導体表面での電界の接線成分 E_ϕ, E_z を求める.

z 軸に関して回転対称なので, $\frac{\partial}{\partial \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0$ より,

$$E_\phi = 0 \quad (\text{B.17})$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \Phi(z) \quad (\text{B.18})$$

完全導体表面では電界の接線成分が0となるので、 E_z^i を印加電界とすると、

$$E_z(z) + E_z^i(z) = 0 \quad (\text{B.19})$$

ここで、細線近似（電流は円筒導体の中心軸を流れていると仮定し、これによる円筒導体表面のポテンシャルを計算する方法）を用いると、 $|\mathbf{r}| = |\mathbf{r}'| = r$ のとき、

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \\ &\sim \sqrt{(z - z')^2 + r^2} = \rho_0 \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

となる。したがって、 $\Psi(z, z')$ は次式で近似でき、

$$\Psi(z, z') \sim \frac{e^{-jk\rho_0}}{\rho_0} \quad (\text{B.21})$$

$\Phi(z)$ は、

$$\Phi(z) \sim \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \frac{e^{-jk\rho_0}}{\rho_0} I(z') dz' \quad (\text{B.22})$$

となる。式(B.18), (B.19), (B.22)より、

$$\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-l}^l \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \frac{e^{-jk\rho_0}}{4\pi\rho_0} I(z') dz' = -E_z^i(z) \quad (\text{B.23})$$

が得られ、これがPocklingtonの積分方程式である。

付録C モーメント法の原理(第1章)

図B.1に示すように、円筒形のダイポールアンテナを考える。電流はアンテナの表面を z 方向に流れ、 ϕ については一様であるとする。 E_z^i を印加電界とし、 $\rho_0 = \sqrt{(z-z')^2 + r^2}$ として細線近似を用いると、次式の Pocklington の積分方程式が成り立つ（付録B参照）。

$$\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-l}^l \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) \frac{e^{-jk\rho_0}}{4\pi\rho_0} I(z') dz' = -E_z^i(z) \quad (\text{C.1})$$

式(C.1)の積分方程式をモーメント法を用いて数値的に解くために、未知の電流 $I(z')$ を

$$I(z') = \sum_{n=1}^N I_n f_n(z') \quad (\text{C.2})$$

のように、未知の係数 I_n と基底関数 $f_n(z')$ で展開する ($n = 1, 2, \dots, N$)。式(C.2)を式(C.1)に代入すると、

$$\frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N I_n \int_{-l}^l \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) \frac{e^{-jk\rho_0}}{4\pi\rho_0} f_n(z') dz' = -E_z^i(z) \quad (\text{C.3})$$

となる。上式の両辺に試行関数 $w_m(z)$ ($m = 1, 2, \dots, N$) を掛けて積分することにより、

$$\frac{1}{j\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N I_n \int_{-l}^l w_m(z) \int_{-l}^l \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) \frac{e^{-jk\rho_0}}{4\pi\rho_0} f_n(z') dz' dz = - \int_{-l}^l w_m(z) E_z^i(z) dz \quad (\text{C.4})$$

が得られる。これより、次の連立方程式が求められる。

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (\text{C.5})$$

ここで、 Z_{mn} , V_m は、

$$Z_{mn} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-l}^l w_m(z) \int_{-l}^l \left(\frac{\partial^2}{\partial z'^2} + k^2 \right) \frac{e^{-jk\rho_0}}{4\pi\rho_0} f_n(z') dz' dz \quad (\text{C.6})$$

$$V_m = - \int_{-l}^l w_m(z) E_z^i(z) dz \quad (\text{C.7})$$

で与えられる。式(C.5)は、

$$[Z_{mn}] [I_n] = [V_n] \quad (\text{C.8})$$

のように行列の形で整理され，未知の電流係数 I_n は

$$[I_n] = [Z_{mn}]^{-1}[V_n] \quad (\text{C.9})$$

により求まる．基底関数 $f_n(z)$ と試行関数 $w_m(z)$ が異なる関数のときには，一般には $Z_{mn} \neq Z_{nm}$ となり可逆性を満足しない．基底関数と試行関数を等しくする方法は Galerkin 法と呼ばれ，可逆性を満足し，高い精度が得られる．また，波源としては，無限小の間隔に電圧 V が印加されると仮定した δ 関数波源を用いることが多い ($E_z^i(z) = V\delta(z)$)．

付録D δ 関数の波源に対する Hallén の積分方程式 (第4章)

付録Bの式 (B.16) において, 細線近似を用いない場合を考える. $|\mathbf{r}| = |\mathbf{r}'| = r$ のとき,

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \\ &= \sqrt{r^2(\cos \phi - \cos \phi')^2 + r^2(\sin \phi - \sin \phi')^2 + (z - z')^2} \\ &= \sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos(\phi - \phi'))}\end{aligned}\quad (\text{D.1})$$

なので, $\Psi(z, z')$ は,

$$\Psi(z, z') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk\bar{\rho}}}{\bar{\rho}} d\phi \quad (\text{D.2})$$

$$\bar{\rho} = \sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos \phi)} \quad (\text{D.3})$$

と表すことができる. 式 (B.18), (B.19) において, 給電点が原点にあり無限小の間隔に電圧 V が印加されるものとする (δ 関数波源), $E_z^i(z) = V\delta(z)$ なので, 次式が得られる (Pocklington の積分方程式).

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) \Phi(z) = -j\omega\epsilon\mu V\delta(z) \quad (\text{D.4})$$

式 (D.4) は, 非同次の2階線形微分方程式である. ここでは, 定数変化法を用いて解を求める. まず, 式 (D.4) に対応する同次方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) \Phi(z) = 0 \quad (\text{D.5})$$

の一般解を求めると, $\Phi = e^{\lambda z}$ を代入して得られる特性方程式 $\lambda^2 + k^2 = 0$ より $\lambda = \pm jk$ なので, $\Phi = C_1 e^{jkz} + D_1 e^{-jkz} = C_2 \cos kz + D_2 \sin kz$ となる. そこで, $\Phi = u \cos kz + v \sin kz$ の形で式 (D.4) の解を求める. 両辺を微分すると,

$$\Phi' = u' \cos kz - ku \sin kz + v' \sin kz + kv \cos kz \quad (\text{D.6})$$

ここで,

$$u' \cos kz + v' \sin kz = 0 \quad (\text{D.7})$$

とすると,

$$\Phi' = -ku \sin kz + kv \cos kz \quad (\text{D.8})$$

となる。上式を更に微分して,

$$\begin{aligned}\Phi'' &= -ku' \sin kz - k^2 u \cos kz + kv' \cos kz - k^2 v \sin kz \\ &= -ku' \sin kz + kv' \cos kz - k^2 \Phi\end{aligned}\quad (\text{D.9})$$

したがって, 式 (D.4) より, 次式が得られる.

$$-ku' \sin kz + kv' \cos kz = -j\omega\epsilon\mu V \delta(z) \quad (\text{D.10})$$

式 (D.7), (D.10) より,

$$u' = \frac{j\omega\epsilon\mu V}{k} \sin kz \delta(z) = \frac{j\mu}{\eta} V \sin kz \delta(z) \quad (\text{D.11})$$

$$v' = -\frac{j\omega\epsilon\mu V}{k} \cos kz \delta(z) = -\frac{j\mu}{\eta} V \cos kz \delta(z) \quad (\text{D.12})$$

となる。これらを積分すれば,

$$u = \int_{-\infty}^z \frac{j\mu}{\eta} V \sin kt \delta(t) dt + C = C \quad (\text{D.13})$$

$$v = \int_{-\infty}^z -\frac{j\mu}{\eta} V \cos kt \delta(t) dt + D = \begin{cases} D & z < 0 \\ -\frac{j\mu}{\eta} V + D & z \geq 0 \end{cases} \quad (\text{D.14})$$

ここで, C, D は定数である。したがって, 式 (D.4) の解は,

$$\Phi(z) = \begin{cases} C \cos kz + D \sin kz & z < 0 \\ C \cos kz + \left(-\frac{j\mu}{\eta} V + D\right) \sin kz & z \geq 0 \end{cases} \quad (\text{D.15})$$

となる。電流の対称性から $\Phi(z)$ は偶関数なので,

$$\begin{aligned}C \cos k|z| - D \sin k|z| &= C \cos k|z| + \left(-\frac{j\mu}{\eta} V + D\right) \sin k|z| \\ \therefore D &= \frac{j\mu}{2\eta} V\end{aligned}\quad (\text{D.16})$$

したがって, $\Phi(z)$ は次式のようになる.

$$\Phi(z) = C \cos kz - \frac{j\mu}{2\eta} V \sin k|z| \quad (\text{D.17})$$

式 (B.15), (D.17) より,

$$\frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \Psi(z, z') I(z') dz' = C \cos kz - \frac{j\mu}{2\eta} V \sin k|z| \quad (\text{D.18})$$

となり, これが Hallén の積分方程式である.

付録E $\Psi_0(\bar{\rho})$ の展開 (第4章)

$\Psi_0(\bar{\rho})$ を X に関して Taylor 展開すると,

$$\Psi_0(\bar{\rho}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^n} \right|_{X=0} \cdot X^n \quad (\text{E.1})$$

$\Psi_0(\bar{\rho})$ を次式のようにおく.

$$\Psi_0(\bar{\rho}) = P_0(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \quad (\text{E.2})$$

$$P_0(\bar{\rho}) = 1 \quad (\text{E.3})$$

$\Psi_0(\bar{\rho})$ の X に関する偏導関数は,

$$\frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X} = \frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial X} = \frac{1}{2\bar{\rho}} \left(-jk - \frac{1}{\bar{\rho}} \right) \Psi_0(\bar{\rho}) = P_1(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \quad (\text{E.4})$$

$$P_1(\bar{\rho}) = \frac{1}{2\bar{\rho}^2} (-1 - jk\bar{\rho}) \quad (\text{E.5})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^2} &= \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X} \right\} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial X} \\ &= \frac{1}{2\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \{ P_1(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \} = \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial P_1(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \Psi_0(\bar{\rho}) + P_1(\bar{\rho}) \frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \right\} \\ &= \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_1(\bar{\rho}) + 2\bar{\rho} P_1^2(\bar{\rho}) \right\} \Psi_0(\bar{\rho}) = P_2(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$

$$P_2(\bar{\rho}) = \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_1(\bar{\rho}) \right\} + P_1^2(\bar{\rho}) \quad (\text{E.7})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^3} &= \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^2} \right\} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial X} = \frac{1}{2\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \{ P_2(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \} \\ &= \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial P_2(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \Psi_0(\bar{\rho}) + P_2(\bar{\rho}) \frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \right\} \\ &= \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_2(\bar{\rho}) + 2\bar{\rho} P_2(\bar{\rho}) P_1(\bar{\rho}) \right\} \Psi_0(\bar{\rho}) = P_3(\bar{\rho})\Psi_0(\bar{\rho}) \end{aligned} \quad (\text{E.8})$$

$$P_3(\bar{\rho}) = \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_2(\bar{\rho}) \right\} + P_2(\bar{\rho}) P_1(\bar{\rho}) \quad (\text{E.9})$$

これより,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^n \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^n} &= \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial^{n-1} \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^{n-1}} \right\} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial X} \\
&= \frac{1}{2\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \{ P_{n-1}(\bar{\rho}) \Psi_0(\bar{\rho}) \} \\
&= \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial P_{n-1}(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \Psi_0(\bar{\rho}) + P_{n-1}(\bar{\rho}) \frac{\partial \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial \bar{\rho}} \right\} \\
&= \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_{n-1}(\bar{\rho}) + 2\bar{\rho} P_{n-1}(\bar{\rho}) P_1(\bar{\rho}) \right\} \Psi_0(\bar{\rho}) = P_n(\bar{\rho}) \Psi_0(\bar{\rho}) \quad (\text{E.10})
\end{aligned}$$

$$P_n(\bar{\rho}) = \frac{1}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_{n-1}(\bar{\rho}) \right\} + P_{n-1}(\bar{\rho}) P_1(\bar{\rho}) \quad (\text{E.11})$$

が得られる. 以上の関係より, $Q_n(\bar{\rho}) = (2\bar{\rho}^2)^n P_n(\bar{\rho})$ は $k\bar{\rho}$ の n 次の多項式でなければならないことが分かる. したがって,

$$Q_n(\bar{\rho}) = \sum_{m=0}^n a_m^n (k\bar{\rho})^m \quad (\text{E.12})$$

となる. また,

$$Q_1(\bar{\rho}) = -(1 + jk\bar{\rho}) \quad (\text{E.13})$$

$$\begin{aligned}
Q_n(\bar{\rho}) &= (2\bar{\rho}^2)^n P_n(\bar{\rho}) = \frac{(2\bar{\rho}^2)^n}{2\bar{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_{n-1}(\bar{\rho}) \right\} + (2\bar{\rho}^2)^n P_{n-1}(\bar{\rho}) P_1(\bar{\rho}) \\
&= \bar{\rho} (2\bar{\rho}^2)^{n-1} \left\{ \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_{n-1}(\bar{\rho}) \right\} + Q_{n-1}(\bar{\rho}) Q_1(\bar{\rho}) \quad (\text{E.14})
\end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} Q_n(\bar{\rho}) &= \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \{ (2\bar{\rho}^2)^n P_n(\bar{\rho}) \} \\
&= \bar{\rho} (n4\bar{\rho}) (2\bar{\rho}^2)^{n-1} P_n(\bar{\rho}) + \bar{\rho} (2\bar{\rho}^2)^n \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_n(\bar{\rho}) \\
&= 2nQ_n(\bar{\rho}) + \bar{\rho} (2\bar{\rho}^2)^n \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} P_n(\bar{\rho}) \quad (\text{E.15})
\end{aligned}$$

なので, 式 (E.14), (E.15) より,

$$Q_n(\bar{\rho}) = Q_{n-1}(\bar{\rho}) \{ Q_1(\bar{\rho}) - 2(n-1) \} + \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} Q_{n-1}(\bar{\rho}) \quad (\text{E.16})$$

が得られる.

次に, a_m^n を求める. 式 (E.3) より,

$$a_0^0 = 1 \quad (\text{E.17})$$

また, 式 (E.13) と $Q_1(\bar{\rho}) = a_0^1 + a_1^1 k\bar{\rho}$ を比較して,

$$a_0^1 = -1 \quad (\text{E.18})$$

$$a_1^1 = -j \quad (\text{E.19})$$

となる. 式 (E.16) に式 (E.12) を代入すると,

$$\begin{aligned}
Q_n(\bar{\rho}) &= \sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^m \{-1 - jk\bar{\rho} - 2(n-1)\} + \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial \bar{\rho}} \sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^m \\
&= -\sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^m (2n-1) - j \sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^{m+1} + \bar{\rho} \sum_{m=1}^{n-1} a_m^{n-1} m k (k\bar{\rho})^{m-1} \\
&= -\sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^m (2n-1) - j \sum_{m=0}^{n-1} a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^{m+1} + \sum_{m=1}^{n-1} m a_m^{n-1} (k\bar{\rho})^m \\
&= -(2n-1) a_0^{n-1} - \sum_{m=1}^{n-1} \{(2n-1-m) a_m^{n-1} + j a_{m-1}^{n-1}\} (k\bar{\rho})^m \\
&\quad - j a_{n-1}^{n-1} (k\bar{\rho})^n
\end{aligned} \tag{E.20}$$

$Q_n(\bar{\rho}) = \sum_{m=0}^n a_m^n (k\bar{\rho})^m$ と係数を比較して,

$$\begin{aligned}
a_0^n &= -(2n-1) a_0^{n-1} = (-1)^2 (2n-1)(2n-3) a_0^{n-2} \\
&= (-1)^{n-1} (2n-1)!! a_0^1 \\
&= (-1)^n (2n-1)!!
\end{aligned} \tag{E.21}$$

$$a_m^n = -(2n-1-m) a_m^{n-1} - j a_{m-1}^{n-1} \quad 0 < m < n \tag{E.22}$$

$$a_n^n = -j a_{n-1}^{n-1} = (-j)^{n-1} a_1^1 = (-j)^n \tag{E.23}$$

となる. $a_m^n = -j a_{m-1}^{n-1} b_m^n$ とおき, 式 (E.22) に代入すると,

$$-j a_{m-1}^{n-1} b_m^n = -(2n-1-m) (-j a_{m-1}^{n-2} b_m^{n-1}) - j a_{m-1}^{n-1} \tag{E.24}$$

$$\therefore b_m^n = -(2n-1-m) \frac{a_{m-1}^{n-2}}{a_{m-1}^{n-1}} b_m^{n-1} + 1 \tag{E.25}$$

$m=1$ とすると,

$$\begin{aligned}
b_1^n &= -(2n-1-1) \frac{a_0^{n-2}}{a_0^{n-1}} b_1^{n-1} + 1 = -(2n-2)(-1) \frac{1}{2n-3} b_1^{n-1} + 1 \\
&= \frac{2n-2}{2n-3} b_1^{n-1} + 1
\end{aligned} \tag{E.26}$$

となる. ここで, $a_1^1 = -j a_0^0 b_1^1$ と, $a_0^0 = 1$, $a_1^1 = -j$ より, $b_1^1 = 1$ である. また, 式 (E.26) より, $b_1^2 = 3$, $b_1^3 = 5$, $b_1^4 = 7$, ... となるので, $b_1^n = 2n-1$ と推定できる. 実際にこれを式 (E.26) に代入すると, $b_1^n = 2n-1$ であることが確認できる. したがって, 次式が得られる.

$$a_1^n = -j a_0^{n-1} b_1^n = -j (-1)^{n-1} (2n-3)!! (2n-1) = j (-1)^n (2n-1)!! = j a_0^n \tag{E.27}$$

$m = 2$ とすると,

$$\begin{aligned}
b_2^n &= -(2n - 1 - 2) \frac{a_1^{n-2}}{a_1^{n-1}} b_2^{n-1} + 1 \\
&= -(2n - 3) \frac{j(-1)^{n-2}(2n - 5)!!}{j(-1)^{n-1}(2n - 3)!!} b_2^{n-1} + 1 \\
&= -(2n - 3)(-1) \frac{1}{2n - 3} b_2^{n-1} + 1 = b_2^{n-1} + 1
\end{aligned} \tag{E.28}$$

となる. したがって, $b_2^n = b_2^{n-1} + 1 = b_2^{n-2} + 2 = \dots = b_2^2 + n - 2$ となる. $a_2^2 = -ja_1^1 b_2^2$ と $a_1^1 = -j$, $a_2^2 = -1$ より $b_2^2 = 1$ なので, $b_2^n = n - 1$ となり, 次式が得られる.

$$a_2^n = -ja_1^{n-1} b_2^n = -ja_1^{n-1}(n - 1) = (-1)^{n-1}(2n - 3)!!(n - 1) = a_0^{n-1}(n - 1) \tag{E.29}$$

$m = 3$ とすると,

$$\begin{aligned}
b_3^n &= -(2n - 1 - 3) \frac{a_2^{n-2}}{a_2^{n-1}} b_3^{n-1} + 1 \\
&= -(2n - 4) \frac{(-1)^{n-3}(2n - 7)!!(n - 3)}{(-1)^{n-2}(2n - 5)!!(n - 2)} b_3^{n-1} + 1 \\
&= -(2n - 4)(-1) \frac{1}{2n - 5} \frac{n - 3}{n - 2} b_3^{n-1} + 1 = \frac{2n - 6}{2n - 5} b_3^{n-1} + 1
\end{aligned} \tag{E.30}$$

となる. ここで, $a_3^3 = -ja_2^2 b_3^3$ と, $a_2^2 = -1$, $a_3^3 = j$ より, $b_3^3 = 1$ である. また, 式 (E.30) より, $b_3^4 = 5/3$, $b_3^5 = 7/3$, ... となるので, $b_3^n = (2n - 3)/3$ と推定できる. 実際にこれを式 (E.30) に代入すると, $b_3^n = (2n - 3)/3$ であることが確認できる. したがって, 次式が得られる.

$$\begin{aligned}
a_3^n &= -ja_2^{n-1} b_3^n = -ja_2^{n-1} \frac{2n - 3}{3} \\
&= -j(-1)^{n-2}(2n - 5)!!(n - 2) \frac{2n - 3}{3} \\
&= j(-1)^{n-1}(2n - 3)!! \frac{n - 2}{3} = ja_0^{n-1} \frac{n - 2}{3}
\end{aligned} \tag{E.31}$$

$m = 4$ とすると,

$$\begin{aligned}
b_4^n &= -(2n - 1 - 4) \frac{a_3^{n-2}}{a_3^{n-1}} b_4^{n-1} + 1 \\
&= -(2n - 5)(-1) \frac{(2n - 7)!!(n - 4)}{(2n - 5)!!(n - 3)} b_4^{n-1} + 1 \\
&= \frac{n - 4}{n - 3} b_4^{n-1} + 1
\end{aligned} \tag{E.32}$$

となる. ここで, $a_4^4 = -ja_3^3 b_4^4$ と, $a_3^3 = j$, $a_4^4 = 1$ より, $b_4^4 = 1$ である. また, 式 (E.32) より, $b_4^5 = 3/2$, $b_4^6 = 4/2$, ... となるので, $b_4^n = (n - 2)/2$ と推定できる. 実際にこれを式 (E.32) に代入すると, $b_4^n = (n - 2)/2$ であることが確認できる. したがって, 次式が得ら

れる。

$$\begin{aligned}
a_4^n &= -ja_3^{n-1}b_4^n = -ja_3^{n-1}\frac{n-2}{2} = (-1)^{n-2}(2n-5)!!\frac{n-3}{2}\frac{n-2}{2} \\
&= a_0^{n-2}\frac{(n-3)(n-2)}{6}
\end{aligned} \tag{E.33}$$

以上より, $b_m^n = \frac{2n-m}{m}$ と推定できる. このとき, a_m^n は,

$$\begin{aligned}
a_m^n &= -ja_{m-1}^{n-1}b_m^n = -j(-ja_{m-2}^{n-2}b_{m-1}^{n-1})b_m^n = (-j)^2a_{m-2}^{n-2}b_{m-1}^{n-1}b_m^n = (-j)^3a_{m-3}^{n-3}b_{m-2}^{n-2}b_{m-1}^{n-1}b_m^n \\
&= (-j)^m a_0^{n-m} b_1^{n-m+1} b_2^{n-m+2} \dots b_m^n \\
&= (-j)^m (-1)^{n-m} (2n-2m-1)!! \frac{2n-2m+2-1}{1} \cdot \frac{2n-2m+4-2}{2} \dots \frac{2n-m}{m} \\
&= j^m (-1)^n (2n-2m-1)!! \frac{(2n-m)!}{(2n-2m)! m!} \\
&= j^m (-1)^n \frac{(2n-2m)!}{2^{n-m}(n-m)!} \cdot \frac{(2n-m)!}{(2n-2m)! m!} \\
&= j^m (-1)^n \frac{(2n-m)!}{2^{n-m}(n-m)! m!}
\end{aligned} \tag{E.34}$$

となり, これを式 (E.22) に代入すると,

$$\begin{aligned}
a_m^n &= -(2n-1-m)a_m^{n-1} - ja_{m-1}^{n-1} \\
&= -(2n-1-m)j^m (-1)^{n-1} \frac{(2n-m-2)!}{2^{n-m-1}(n-m-1)! m!} \\
&\quad - jj^{m-1} (-1)^{n-1} \frac{(2n-m-1)!}{2^{n-m}(n-m)! (m-1)!} \\
&= j^m (-1)^n \left\{ \frac{(2n-m-1)!}{2^{n-m-1}(n-m-1)! m!} + \frac{(2n-m-1)!}{2^{n-m}(n-m)! (m-1)!} \right\} \\
&= j^m (-1)^n \frac{(2n-m)!}{2^{n-m}(n-m)! m!} \left\{ \frac{2(n-m)}{2n-m} + \frac{m}{2n-m} \right\} \\
&= j^m (-1)^n \frac{(2n-m)!}{2^{n-m}(n-m)! m!}
\end{aligned} \tag{E.35}$$

となるので, $a_m^n = j^m (-1)^n \frac{(2n-m)!}{2^{n-m}(n-m)! m!}$ は解であることが確認できる.

したがって,

$$\begin{aligned}
\Psi_0(\bar{\rho}) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \Psi_0(\bar{\rho})}{\partial X^n} \right|_{X=0} \cdot X^n \\
&= \Psi_0(\rho) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} P_n(\rho) \cdot X^n \\
P_n(\rho) &= \frac{1}{(2\rho^2)^n} \sum_{m=0}^n a_m^n (k\rho)^m
\end{aligned} \tag{E.36}$$

$$a_m^n = j^m (-1)^n \frac{(2n-m)!}{2^{n-m}(n-m)! m!} \tag{E.37}$$

となる.

付録F 式(4.57)～(4.61)の導出(第4章)

式(4.46), (4.54) より,

$$\Psi(z, z') = \Psi_0(\rho) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} P_n(\rho) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X^n d\phi \quad (\text{F.1})$$

ここで,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X^n d\phi &= \frac{1}{2\pi} (-d^2)^n \int_0^{2\pi} \cos^n \phi d\phi \\ &= \frac{1}{2\pi} (-d^2)^n \int_0^{2\pi} \left(\frac{e^{j\phi} + e^{-j\phi}}{2} \right)^n d\phi \\ &= \frac{1}{2\pi} (-d^2)^n \int_0^{2\pi} \frac{1}{2^n} \sum_{s=0}^n {}_n C_s e^{j(n-2s)\phi} d\phi \end{aligned} \quad (\text{F.2})$$

n が奇数のとき, $\int_0^{2\pi} \cos^n \phi d\phi = 0$ である. n が偶数のとき, $n = 2\bar{n}$ とすると,

$$\int_0^{2\pi} \cos^n \phi d\phi = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2^n} \sum_{s=0}^n {}_n C_s e^{j(n-2s)\phi} d\phi = \frac{1}{2^{2\bar{n}}} {}_{2\bar{n}} C_{\bar{n}} 2\pi = \frac{2\pi (2\bar{n})!}{2^{2\bar{n}} (\bar{n}!)^2} \quad (\text{F.3})$$

したがって,

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X^n d\phi = \begin{cases} d^{4\bar{n}} \frac{1}{2^{2\bar{n}}} \frac{(2\bar{n})!}{(\bar{n}!)^2} & n = 2\bar{n} \\ 0 & n = 2\bar{n} + 1 \end{cases} \quad (\text{F.4})$$

となる. これより,

$$\begin{aligned} \Psi(z, z') &= \Psi_0(\rho) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} P_n(\rho) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X^n d\phi \\ &= \Psi_0(\rho) \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{1}{(2\bar{n})!} P_{2\bar{n}}(\rho) d^{4\bar{n}} \frac{1}{2^{2\bar{n}}} \frac{(2\bar{n})!}{(\bar{n}!)^2} \\ &= \Psi_0(\rho) \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{d^{4\bar{n}}}{2^{2\bar{n}} (\bar{n}!)^2} \frac{1}{(2\rho^2)^{2\bar{n}}} \sum_{m=0}^{2\bar{n}} a_m^{2\bar{n}} (k\rho)^m \\ &= \Psi_0(\rho) \left\{ 1 + \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{1}{(4^{\bar{n}} \bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho} \right)^{4\bar{n}} \sum_{m=0}^{2\bar{n}} a_m^{2\bar{n}} (k\rho)^m \right\} \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

ここで,

$$\begin{aligned}
& \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{1}{(4^{\bar{n}}\bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4\bar{n}} \sum_{m=0}^{2\bar{n}} a_m^{2\bar{n}} (k\rho)^m \\
&= \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{1}{(4^{\bar{n}}\bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4\bar{n}} \left\{ a_0^{2\bar{n}} + \sum_{m=1}^{2\bar{n}} a_m^{2\bar{n}} (k\rho)^m \right\} \\
&= \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{1}{(4^{\bar{n}}\bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4\bar{n}} \left\{ (4\bar{n}-1)!! + \sum_{m=1}^{2\bar{n}} j^m (-1)^{2\bar{n}} \frac{(4\bar{n}-m)!}{2^{2\bar{n}-m} (2\bar{n}-m)! m!} (k\rho)^m \right\} \\
&= \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{(4\bar{n}-1)!!}{(4^{\bar{n}}\bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4\bar{n}} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{2\bar{n}} \frac{2^{2\bar{n}} (2\bar{n})! (4\bar{n}-m)!}{(4\bar{n})! 2^{2\bar{n}-m} (2\bar{n}-m)! m!} (jk\rho)^m \right\} \\
&= \sum_{\bar{n}=1}^{\infty} \frac{(4\bar{n}-1)!!}{(4^{\bar{n}}\bar{n}!)^2} \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4\bar{n}} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{2\bar{n}} \frac{(2\bar{n})! (4\bar{n}-m)! 2^m}{(4\bar{n})! (2\bar{n}-m)! m!} (jk\rho)^m \right\} \tag{F.6}
\end{aligned}$$

したがって,

$$\Psi(z, z') = \Psi_0(\rho)\zeta(\rho) \tag{F.7}$$

$$\zeta(\rho) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} u_n \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4n} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \right\} \tag{F.8}$$

$$u_n = \frac{(4n-1)!!}{(4^n n!)^2} = \frac{(4n)!}{2^{2n} (2n)! (4^n n!)^2} \tag{F.9}$$

$$v_m^n = \frac{(2n)! (4n-m)! 2^m}{(4n)! (2n-m)! m!} \tag{F.10}$$

を得る.

付録G 式(4.62)～(4.65)の導出(第4章)

式(4.60)に Stirling の公式 $n! \sim \sqrt{2\pi n} n^n e^{-n}$ を適用すると, n が大きいとき,

$$\begin{aligned} u_n &= \frac{(4n)!}{2^{2n}(2n)!(4^n n!)^2} \sim \frac{\sqrt{2\pi 4n} (4n)^{4n} e^{-4n}}{2^{2n} \sqrt{2\pi 2n} (2n)^{2n} e^{-2n} 4^{2n} (\sqrt{2\pi n} n^n e^{-n})^2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} = \bar{u}_n \end{aligned} \quad (\text{G.1})$$

となる. これより,

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{u}_n \left(\frac{d}{\rho}\right)^{4n} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} Y^{2n} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \ln \frac{1}{1-Y^2} \quad \left(\because \ln \frac{1}{1-x} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n} \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\ln \frac{1}{1+Y} + \ln \frac{1}{1-Y} \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\ln \frac{1}{1+Y} + \ln \frac{\rho^2}{(z-z')^2} \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\ln \frac{\rho^2}{1+Y} + 2 \ln \frac{1}{|z-z'|} \right) \end{aligned} \quad (\text{G.2})$$

$$Y = \frac{d^2}{\rho^2} \quad (\text{G.3})$$

となるので, ζ は $\ln|z-z'|$ のオーダーで発散する. また, 式(4.61)に Stirling の公式を適用すると, n が大きいとき,

$$\begin{aligned} v_m^n &= \frac{(2n)!(4n-m)!2^m}{(4n)!(2n-m)!m!} \\ &\sim \frac{\sqrt{2\pi 2n} (2n)^{2n} e^{-2n} \sqrt{2\pi(4n-m)} (4n-m)^{4n-m} e^{-4n+m} 2^m}{\sqrt{2\pi 4n} (4n)^{4n} e^{-4n} \sqrt{2\pi(2n-m)} (2n-m)^{2n-m} e^{-2n+m} m!} \\ &= \frac{(2n)^{2n} \sqrt{1-\frac{m}{4n}} (4n)^{4n-m} \left(1-\frac{m}{4n}\right)^{4n-m} 2^m}{(4n)^{4n} \sqrt{1-\frac{m}{2n}} (2n)^{2n-m} \left(1-\frac{m}{2n}\right)^{2n-m} m!} \\ &= \frac{\sqrt{1-\frac{m}{4n}} \left(1-\frac{m}{4n}\right)^{4n-m}}{\sqrt{1-\frac{m}{2n}} \left(1-\frac{m}{2n}\right)^{2n-m} m!} \frac{1}{m!} \sim \frac{1}{m!} \end{aligned} \quad (\text{G.4})$$

となるので, n が大きいとき,

$$1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \sim 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m!} (jk\rho)^m = e^{jk\rho} \quad (\text{G.5})$$

となる. したがって, $\zeta(\rho)$ の発散項は,

$$\zeta_d(\rho) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \ln \frac{1}{|z - z'|} e^{jk\rho} \quad (\text{G.6})$$

である. また, 式 (G.2) より,

$$\zeta_d(\rho) = \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \bar{u}_n Y^{2n} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \ln \frac{\rho^2}{1+Y} \right\} e^{jk\rho} \quad (\text{G.7})$$

なので, 非発散項は,

$$\begin{aligned} \zeta_n(\rho) &= \zeta(\rho) - \zeta_d(\rho) \\ &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} u_n Y^{2n} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \right\} - \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \bar{u}_n Y^{2n} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \ln \frac{\rho^2}{1+Y} \right\} e^{jk\rho} \\ &= 1 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \ln \left(\frac{\rho^2}{1+Y} \right) e^{jk\rho} \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} Y^{2n} \left\{ u_n \left(1 + \sum_{m=1}^{2n} v_m^n (jk\rho)^m \right) - \bar{u}_n e^{jk\rho} \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.8})$$

となる. 明らかに, この級数展開は収束する.

付録H 階段関数の波源に対する Hallén の積分方程式 (第4章)

式 (D.4) と同様に，階段関数の波源の場合には，次式が成り立つ．

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)\Phi(z) = -\frac{j\omega\epsilon\mu V}{2g}s(z) \quad (\text{H.1})$$

$$s(z) = \begin{cases} 1 & |z| < g \\ 0 & |z| \geq g \end{cases} \quad (\text{H.2})$$

式 (H.1) は非同次の2階線形微分方程式であり，付録Dと同様に定数変化法を用いて解を求める．式 (H.1) に対応する同次方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)\Phi(z) = 0 \quad (\text{H.3})$$

の一般解を求めると， $\Phi = e^{\lambda z}$ を代入して得られる特性方程式 $\lambda^2 + k^2 = 0$ より $\lambda = \pm jk$ になるので， $\Phi = C_1 e^{jkz} + D_1 e^{-jkz}$ となる．そこで， $\Phi = u e^{jkz} + v e^{-jkz}$ の形で式 (H.1) の解を求める．両辺を微分すると，

$$\Phi' = u' e^{jkz} + jku e^{jkz} + v' e^{-jkz} - jkv e^{-jkz} \quad (\text{H.4})$$

ここで，

$$u' e^{jkz} + v' e^{-jkz} = 0 \quad (\text{H.5})$$

とすると，

$$\Phi' = jku e^{jkz} - jkv e^{-jkz} \quad (\text{H.6})$$

となる．上式を更に微分して，

$$\begin{aligned} \Phi'' &= jku' e^{jkz} - k^2 u e^{jkz} - jkv' e^{-jkz} - k^2 v e^{-jkz} \\ &= jku' e^{jkz} - jkv' e^{-jkz} - k^2 \Phi \end{aligned} \quad (\text{H.7})$$

したがって，式 (H.1) より，次式が得られる．

$$u' e^{jkz} - v' e^{-jkz} = -\frac{\omega\epsilon\mu V}{2gk}s(z) \quad (\text{H.8})$$

式 (H.5), (H.8) より,

$$u' = -\frac{\omega\epsilon\mu V}{4gk} e^{-jkz} s(z) = -\frac{\mu V}{4g\eta} e^{-jkz} s(z) \quad (\text{H.9})$$

$$v' = \frac{\omega\epsilon\mu V}{4gk} e^{jkz} s(z) = \frac{\mu V}{4g\eta} e^{jkz} s(z) \quad (\text{H.10})$$

となる。これらを積分すれば,

$$u = -\frac{\mu V}{4g\eta} \int_0^z e^{-jkt} s(t) dt + C_2 \quad (\text{H.11})$$

$$v = \frac{\mu V}{4g\eta} \int_0^z e^{jkt} s(t) dt + D_2 \quad (\text{H.12})$$

ここで, C_2, D_2 は積分定数である。したがって, 式 (H.1) の解は,

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= C_2 e^{jkz} + D_2 e^{-jkz} - \frac{\mu V}{4g\eta} \int_0^z e^{jk(z-t)} s(t) dt + \frac{\mu V}{4g\eta} \int_0^z e^{-jk(z-t)} s(t) dt \\ &= C_2 e^{jkz} + D_2 e^{-jkz} - \frac{j\mu V}{2g\eta} \int_0^z \sin k(z-t) s(t) dt \end{aligned} \quad (\text{H.13})$$

ここで, $|z| < g$ の時,

$$\begin{aligned} \int_0^z \sin k(z-t) s(t) dt &= \int_0^z \sin k(z-t) dt \\ &= \frac{1}{k} [\cos k(z-t)]_0^z \\ &= \frac{1}{k} (1 - \cos kz) \end{aligned} \quad (\text{H.14})$$

また, $z \geq g$ の時,

$$\begin{aligned} \int_0^z \sin k(z-t) s(t) dt &= \int_0^g \sin k(z-t) dt \\ &= \frac{1}{k} [\cos k(z-t)]_0^g \\ &= \frac{1}{k} (\cos k(z-g) - \cos kz) \end{aligned} \quad (\text{H.15})$$

更に, $z \leq -g$ の時,

$$\begin{aligned} \int_0^z \sin k(z-t) s(t) dt &= -\int_{-g}^0 \sin k(z-t) dt \\ &= -\frac{1}{k} [\cos k(z-t)]_{-g}^0 \\ &= \frac{1}{k} (\cos k(z+g) - \cos kz) \end{aligned} \quad (\text{H.16})$$

したがって,

$$\Phi(z) = C_2 e^{jkz} + D_2 e^{-jkz} - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(z) \quad (\text{H.17})$$

$$F(z) = \begin{cases} 1 - \cos kz & |z| < g \\ \cos k(|z| - g) - \cos k|z| & |z| \geq g \end{cases} \quad (\text{H.18})$$

となる。電流の対称性から $\Phi(z)$ は偶関数なので、

$$C_2 e^{jkz} + D_2 e^{-jkz} - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(z) = C_2 e^{-jkz} + D_2 e^{jkz} - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(-z) \quad (\text{H.19})$$

また、 $F(z) = F(-z)$ なので、

$$C_2 = D_2 \quad (\text{H.20})$$

となる。したがって、 $\Phi(z)$ は次式のようになる。

$$\Phi(z) = C \cos kz - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(z) \quad (\text{H.21})$$

式 (B.15), (H.21) より、

$$\frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \Psi(z, z') I(z') dz' = C \cos kz - \frac{j\mu V}{2\eta kg} F(z) \quad (\text{H.22})$$

が得られる。

付録I 式(4.73), (4.74)の導出(第4章)

図4.6に示すラジアルラインでは、波長と比較して寸法が小さいため、 z 軸に関する基本TMモードのみが存在する。したがって、電磁界は次式で表される [1].

$$E_z(\rho) = A \left\{ H_0^{(2)}(k\rho) + \Gamma H_0^{(1)}(k\rho) \right\} \quad (\text{I.1})$$

$$H_\phi(\rho) = \frac{j}{\eta} A \left\{ H_1^{(2)}(k\rho) + \Gamma H_1^{(1)}(k\rho) \right\} \quad (\text{I.2})$$

よって、給電点、給電間隙におけるダイポールアンテナの入力アドミタンス Y_f, Y_g は、次式となる。

$$Y_f = \frac{2\pi\rho_0 H_\phi(\rho_0)}{-2gE_z(\rho_0)} = \frac{\pi\rho_0 H_1^{(2)}(k\rho_0) + \Gamma H_1^{(1)}(k\rho_0)}{jg\eta H_0^{(2)}(k\rho_0) + \Gamma H_0^{(1)}(k\rho_0)} \quad (\text{I.3})$$

$$Y_g = \frac{2\pi r H_\phi(r)}{-2gE_z(r)} = \frac{\pi r H_1^{(2)}(kr) + \Gamma H_1^{(1)}(kr)}{jg\eta H_0^{(2)}(kr) + \Gamma H_0^{(1)}(kr)} \quad (\text{I.4})$$

付録Iの参考文献

- [1] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, 1961.