

移動体通信のための変形伝送線路型アンテナに関する研究

公文, 保則

<https://doi.org/10.11501/3130937>

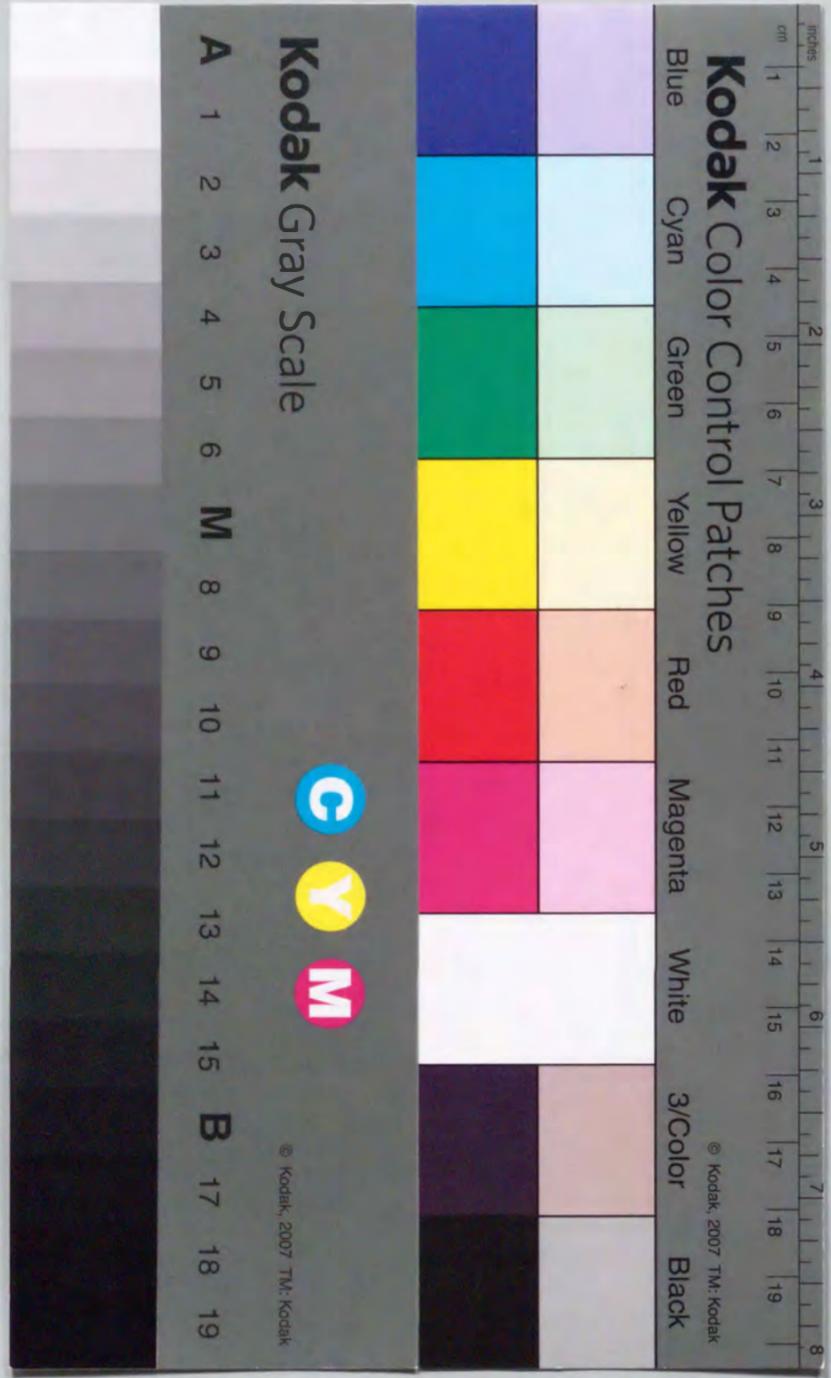
出版情報 : 九州大学, 1997, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :



移動体通信のための
変形伝送線路型アンテナに関する研究

平成9年6月

公文保則



①

移動体通信のための
変形伝送線路型アンテナに関する研究

平成9年6月

公文保則

目次

第1章 序論	
1.1 研究の背景	1
移動体通信用アンテナの開発と研究状況	
1.2 数値解析法	5
1.3 本論文の構成	9
第2章 直線状素子からなる任意形状アンテナの数値解法	
2.1 まえがき	12
2.2 電界の表現式と波動方程式	13
2.3 Hallen形の積分方程式	15
2.4 単純化されたHallen形の積分方程式	19
2.5 ポテンシャル関数の導出	24
2.6 電流近似と境界条件	25
2.7 アンテナの諸定数	27
2.7.1 電流分布, 入力インピーダンス	27
2.7.2 遠方の放射電磁界	27
2.7.3 指向性利得	29
2.8 プログラミングのための式の導出	31
2.9 むすび	33
第3章 変形伝送線路型アンテナ	
3.1 まえがき	34
3.2 基本の変形伝送線路型アンテナ	35
3.2.1 基本形とその動作	35
3.2.2 理論式	38
3.2.3 数値計算と測定結果	42

3.3 変形伝送線路型アンテナの応用	50
3.3.1 低姿勢変形伝送線路型アンテナ	50
○数値計算と測定結果	52
3.3.2 低姿勢双変形伝送線路型アンテナ	58
○数値計算と測定結果	60
3.4 むすび	69
第4章 自動車搭載用携帯電話アンテナ	
4.1 まえがき	70
4.2 変形伝送線路型ジグザグアンテナ	71
4.2.1 理論式	71
4.2.2 数値計算と測定結果	74
4.3 2周波共用変形伝送線路型アンテナ	80
4.3.1 理論式	80
4.3.2 数値計算と測定結果	84
○二重構造アンテナ	87
4.4 むすび	95
第5章 携帯電話用変形伝送線路型アンテナ	
5.1 まえがき	96
5.2 アンテナの構造と解析モデル	99
5.3 理論式	99
5.4 数値計算と測定結果	101
5.4.1 インピーダンス特性	101
5.4.2 動作利得とVSWR特性	102
5.5 電話機筐体の長さに対する特性	107
5.5.1 インピーダンス, 動作利得およびVSWR特性	107
5.5.2 電流分布	108
5.5.3 指向特性	108

5.6 測定方法	115
5.7 電話機筐体長に対する最適なアンテナ形状	117
5.8 折畳み式携帯電話アンテナの特性	119
5.9 むすび	122
第6章 内蔵型携帯電話用変形伝送線路型アンテナ	
6.1 まえがき	123
6.2 アンテナの構造と解析モデル	126
6.3 数値計算と測定結果	126
6.4 筐体の仕切板による特性	130
6.4.1 仕切板の位置	130
6.4.2 仕切板の幅	137
6.5 むすび	140
第7章 結 論	141
謝 辞	147
参 考 文 献	148
付 録	156
記 号 表	169

第1章 序論

1.1 研究の背景

近年、電気通信技術の向上や社会活動の広域化に対応して高度情報化が進み、種々の移動体通信が広く普及している。なかでも、携帯性と起動性に優れたポケットベル(無線呼び出し)、自動車・携帯電話等の移動体通信端末は、「いつでも、どこでも、誰とでも」通信を可能とする理想的な情報通信システムである。

このような一般向けの移動体通信は、昭和43年にポケットベルサービスが開始されて以来、自動車電話(昭和54年)、コードレス電話(昭和55年)、簡易携帯電話PHS(Personal Handyphone System)(平成7年)が相次いで市場に登場し、社会に浸透している⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。

自動車電話は自動車電話(カーホン)、携帯電話(ハンディホン)、ショルダーホン(キャリアホン)の総称で商用化され、当時、このような移動体通信端末機はショルダータイプのかかなり大きく重いものであったが、その後の小形軽量化によって、現在では40(幅)×150(高さ)×20(厚さ)mmの120cc(150g)程度のポケットサイズの携帯電話が主流になっている。

自動車・携帯電話のシステムは、当初アナログ方式が採用され、800MHz帯が割り当てられていたが、平成4年から効率的なデジタル方式が導入された。

また、将来にわたって需要が見込まれるため、平成6年からは1.5GHz帯のデジタル方式のサービスが開始されている⁽⁵⁾。デジタル方式の採用によりパソコンやFAX等の情報機器への接続が容易になったことでその利用範囲も拡大した⁽⁶⁾。

一方、1.9GHz帯のPHSは、現段階では、まだ使用可能なエリアが限定されているが携帯電話に比べ本体の価格や通話料が安いメリットもあり、今後このような移動端末機の普及に一段と拍車がかかると思われる。

本論文は、最近の急速に普及する携帯電話や自動車電話に搭載するアンテナの開発を目的としており、従来からのダイポールアンテナのように簡単な構造でなく、多様化する移動体通信に要求される機能を含ませることが可能な新しい構造の変形伝送線路型アンテナの開発と、種々の実用化アンテナに関するものである。

移動体通信用アンテナの開発と研究状況

現在、移動通信等の目的で移動体に搭載するアンテナは、小形で高性能(高利得、広帯域)の特性が要請されており、重要な研究課題になっている⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。

小型アンテナは、1900年代初頭に電波による無線通信の実用化が始まったが、当初比較的長い波長が使用されていたためアンテナに対する小型化の要求が強く、逆L形、T形アンテナが電氣的な小型アンテナとして利用されていた。

1950年代にはいってミサイルやロケット等の飛翔体用として低姿勢化した伝送線路アンテナである逆F形、逆L形アンテナが移動体通信用アンテナとして開発されている^{(10)-(16), (57)}。

1980年代になると主にマイクロ波帯の衛星通信用アンテナ等に利用されていた板状の逆F形アンテナの一種であるマイクロパッチアンテナが薄型のアンテナ素子として脚光を浴び、移動体通信用のアンテナとして利用された^{(17), (18)}。

マイクロパッチアンテナは、給電法により直線偏波や円偏波の放射が容易に得られるが基板が薄いほど周波数帯域幅が狭くなり、放射効率も悪くなる⁽¹⁹⁾。更に、基板内の誘電体の誘電率が大きいほど効率は低下することや単体での利得が低い欠点がある。

ポケットベル用のアンテナは、藤本⁽²⁰⁾らによる微小ループアンテナの研究があるが、携帯電話機に搭載されるアンテナはハンドヘルドタイプの携帯電話機が登場した1987年からモノポールアンテナや板状の逆F形アンテナが実用化されたため、その研究も多い⁽²¹⁾⁻⁽²⁷⁾。これらの研究の中で常川らはモノポールアンテナおよび板状の逆F形アンテナの筐体長と利得の関係や携帯電話機への取付け位置に対する基本的な特性を解析し、様々な角度から携帯電話機の実用性について検討している。

一方、山口らはモノポールアンテナと筐体寸法に対する入力インピーダンス特性を求めている。また、板状の逆F形アンテナは、単体では周波数帯域が数%前後と狭くなるため広帯域化や整合等のアンテナ効率を上げる研究も行われてきた⁽²⁸⁾⁻⁽³⁰⁾。しかし、これらはアンテナが複雑な構造となり設計が容易ではないようである。

上記のアンテナ以外では、コの字形⁽³¹⁾やZ形スロットアンテナ⁽³²⁾があり、最近では、時計バンドに内蔵するスロットアンテナ⁽³³⁾、筐体上に構成した自己補対モノポールアンテナ⁽³⁴⁾やダイポールアンテナを筐体頂面で形状に沿ってS字型に変形した線状アンテナ⁽³⁵⁾といった携帯電話アンテナの開発が進んでいるが高い利得が得られていない。

現在、携帯電話機は待ち受け用の受信を専用とするアンテナと、送信時に送信電力を押さえて電池の消耗を低減させるための利得の大きい送信用アンテナの2個のアンテナが用いられている。受信専用は内蔵型であり、送信用は外付け型となっている。後者の代表的なものにホイップアンテナ、前者のアンテナとして板状の逆F形アンテナが開発、実用化されている⁽³⁶⁾。特に、外付け型の $\lambda/2$ モノポールアンテナは、 $\lambda/4$ モノポールアンテナに比べ筐体に依存せず常に高い利得が得られることや筐体に流れる電流が小さく周囲の影響を比較的受けにくいとよく利用されている。しかし、アンテナが長いことから携帯時は収納する方式を採用し、機械的(または電氣的)に内蔵アンテナと切替えて運用している⁽³⁶⁾。

また、内蔵型の携帯電話用アンテナとしてマイクロパッチアンテナの利用が検討されるが先に示した低効率、低利得の欠点や素子の占有面積が板状の逆F形アンテナより大きくなるため実用例は少ないようである⁽³⁷⁾。内蔵型アンテナの開発状況を見ると、先に紹介したスロットアンテナ等による研究が多くなっている。

携帯電話の実使用状態では、アンテナの特性は、周囲の環境に影響されやすい。特に、アンテナの人体への接近や電話機の持ち方に伴う利得劣化(人体効果)^{(38), (39)}、動作周波数の変動や指向性パターン等の特性が大きく変化することが予想されるため、このような影響を考慮した理論的な研究も進んでいる⁽⁴⁰⁾⁻⁽⁴³⁾。

以上のような特性の劣化や利用環境に対応するため携帯電話用アンテナの開発においては、次のような事項が不可欠な要求となっている。

- ①小型で筐体に電流を誘起しないアンテナ形状をもつこと。
- ②利得が高く、その動作周波数帯域幅が広いこと。
- ③インピーダンス整合が容易であること。

また、最近では、携帯電話アンテナの電波が人体に与える障害の危惧等が重要視されており⁽⁴⁴⁾、人体方向に電波を放射しないアンテナ形状や電話機の携帯時および運用時の障害とならないアンテナの開発も携帯電話の普及にとって大きな

課題であると考えられる。

一方、自動車に搭載される携帯電話用アンテナは、従来からパーソナル無線等で利用されてきたルーフトップやトランクリッドに装着した棒状のアンテナがよく利用され、その種類も多い。車載用携帯電話アンテナは、小形で低姿勢 (Low Profil)、多周波共用のアンテナおよびその運用形態から垂直偏波で水平面内無指向性のアンテナが要求される⁽⁴⁵⁾。代表的なものにホイップアンテナ、ヘリカルアンテナ (ノーマルモード) およびブラウンアンテナ等があり、古くから理論解析されてきた^{(36), (46), (47)}。また、高利得なアンテナにはスリーブアンテナを垂直線上に2段、3段と多段に積み重ねたスリーブ型コリニアアンテナが提案されている^{(36), (48)}。

ここ数年では、車体の影響を考慮したアンテナの解析例も報告され、初期の設計段階において、車載アンテナの特性の予測や評価が可能となっている⁽⁴⁹⁾。しかし、一般に車外設置型のアンテナは、モノポールアンテナで見られるようにアンテナ長が高いため、破損等を受けやすい。また、車内設置型アンテナは車外設置型に比べアンテナの設置位置による影響を受けやすく、車体のブロッキングが原因して水平面内指向性が乱され利得低下が生じることや保安基準面で法的規制⁽⁵⁰⁾があり、その実用化は極めて少ない⁽⁵¹⁾。

特に、自動車電話用アンテナでは、電波が市街地の建物や大地で反射や回折を繰返して移動体に達するいわゆる多重伝搬 (マルチパス) に起因するフェージングが問題となっており、その対策として2~3個のアンテナ素子を用いた空間ダイバシチ方式を採用した自動車電話用アンテナの研究も行なわれている^{(52), (53)}。

このようにアンテナを自動車の車外に適用する場合に、車体の大きさ、取付け位置、アンテナの間隔等が問題となる。従来、車載アンテナは、自動車を無限導体板と仮定した特性解析は多いが、具体的に自動車に取付けた自動車電話アンテナの特性は、Davidson⁽⁵⁴⁾ (1974年)、Jeach⁽⁵⁵⁾がモノポールアンテナの指向性、利得について実験的に考察している。一方、西川⁽⁵⁶⁾らは車体に $\lambda/4$ モノポールアンテナを取付け、車体を3枚の有限導体板で近似し、GTD (Geometrical Theory of Diffraction) による数値解析法を用いて、その特性を明らかにしている。

近年の携帯電話の普及につれて自動車に搭載するアンテナの小形化、多周波共用化が問題となり、1980年代後半からは自動車に搭載する小型アンテナとして平

面型アンテナの開発が進んだ。例えば関根^{(58), (59)}、遠藤⁽⁶⁰⁾らはモノポールアンテナを小形化 (低姿勢) するため導体円板を装荷した平面アンテナ、後藤らは円形パッチアンテナを広帯域化する方法を提案し⁽⁶¹⁾、自動車のルーフトップにビルトイン化したアンテナを開発している⁽⁶²⁾。また、最近では久我⁽⁶³⁾らが短絡ピンを用いて円形パッチアンテナを小型化する方法を提案している。これらの円形パッチアンテナでは放射効率を上げるため基板に損失媒体 (誘電体) を利用しない方法がとられているが円板の半径が比較的大きく、更に、垂直面内の最大放射方向の仰角が高いため指向特性の改善の余地を残している。

一方、多周波共用のアンテナは、恵比根^{(52), (64)}らがダイポールアンテナ近傍へ無給電素子を配置することで2周波特性 ($f=800\text{MHz}$, 1.5GHz) を持たせ、このアンテナを同一軸上に垂直配列させてスペースダイバシチを構成したアンテナを提案している。

最近では、江頭⁽⁶⁵⁾らはAM/FM・自動車電話による3周波共用の二重スリーブ付アンテナを解析している。いずれも車外装着型 (トランクリッド) でありアンテナ長が波長以上である。

1.2 数値解析法

近年になり自動車・携帯電話等の移動体通信の多様化によって通信の利用形態に応じたアンテナが要求されるようになった。ダイポールアンテナを組み合わせたり、変形したりして種々の移動体通信用アンテナが開発されており、アンテナの解析法もアンテナの多様化に対応する解析法が求められている。

アンテナを理論的に解析するにはマックスウエルの方程式⁽⁶⁶⁾を解かなければならないが、その過程はあまり容易ではなく、従来ダイポールアンテナのような簡単なアンテナについてのみ理論的な解析がおこなわれていた。

しかし、近年のコンピュータの利用技術の急速な進歩に伴いコンピュータを利用したアンテナの解析法が提案され、任意形状のアンテナ特性の理論的な解析が可能になってきており、前節で説明した種々の自動車電話や携帯電話用アンテナの特性が理論的に明らかにされるようになった。最近のアンテナの多様化は、そのようなアンテナ解析法によるところが大きいと言っても過言ではない。

アンテナが細い線状である場合、1897年にPocklington⁽⁶⁷⁾は、いわゆる

Pocklington形積分方程式を導出して、その電流分布がほぼ正弦波状である事を示している。そして、Hallen⁽⁶⁸⁾は1938年に円柱状導体アンテナの電流に関するHallen形積分方程式を導き、それを逐次近似法で解き、電流分布をより厳密に求める方法を示している。

これらの2つの積分方程式は、線状のアンテナを解析するための基礎となる方程式としてはほぼ確立しているが、任意形状のアンテナに対してこれらの積分方程式を適応して解析的に解くことは非常に困難である。そのため積分方程式を数値的に解くモーメント法がアンテナの問題に適応され、コンピュータを利用する任意形状のアンテナの解析が可能となっている。

最初、Mei(1965年)は波動方程式から線状アンテナの電流に関するHallen形積分方程式を導き⁽⁶⁹⁾、それをPoint Matchingの手法を用いて数値的に解いている。更に、Simpson⁽⁷⁰⁾(1971年)、Butler⁽⁷¹⁾(1972年)はMeiの手法に基づいてトップロードアンテナ(逆L形、T形)、X形アンテナの散乱体をそれぞれ解いており、これらの結果からモーメント法が複雑な形状のアンテナの解析方法として有効であることが示されている。

一方、モーメント法には、1968年にHarrington⁽⁷²⁾が示した波動方程式を有限差分や部分和等の近似法を利用して数値的に解く法や、Silvester⁽⁷³⁾(1972年)が示したようにPocklington形積分方程式を基礎として解き、その解が不安定である欠点を処理するためGalerkin法を利用する方法などもある。

築地⁽⁷⁴⁾(1974年)はSimpsonらが数値解析に用いた方法を発展させ、任意形状のアンテナを解析するため、いくつかの直線導体素子に近似し、これらの各素子上の電流に関する一般化されたHallen形の積分方程式を導いている。この解法は、収束性もよく、安定した解が得られたため、中央線給電ループアンテナや方形、三角形ループアンテナの解析に応用している⁽⁷⁵⁾⁻⁽⁷⁷⁾。

いずれもこれまでの直線状アンテナ系に関する積分方程式は、一般に二重積分で与えられているため計算に費やされる時間が大きいことやプログラム作成が面倒となる。これらの問題点を解決するため小南⁽⁷⁸⁾、江頭⁽⁷⁹⁾らは積分核を閉じた形に変形したいわゆる単純化されたHallen形の積分方程式を導き種々のアンテナの解析を報告している⁽⁸¹⁾。また、著者らは先に築地が導いた任意形状の直線導体系に関するHallen形の積分方程式を発展させ、彼等と異なる方法により単純化

されたHallen形の積分方程式を導出し、この方程式を基に線状アンテナの散乱問題を解析する汎用プログラムを作成している^{(82)・(83)}。このように積分方程式に含まれる二重積分を単積分にすることで計算時間の大幅な短縮、更に、プログラムのアルゴリズムが飛躍的に簡素化され、複雑な形状のアンテナの解析が容易になったが^{(84)・(85)}、特に後述するようにワイヤグリッド法を用いた散乱体の解析に対して有効である。

携帯電話アンテナは、他の無線通信アンテナとは異なり小形電話機筐体(金属)とアンテナ素子とが電磁的に結合し、筐体にも電流が流れて、筐体もアンテナの一部として動作する。従って、アンテナの取付け位置や筐体寸法によってアンテナ単体の特性からずれるため必ずしも最適な条件で用いられない点が問題である⁽²⁶⁾。そのため、アンテナの設計に於いては、筐体もアンテナに含めて一つのアンテナ系として取扱う必要があり、アンテナと筐体を含んだアンテナ系全体の解析が必要となる。そのような複雑なアンテナ系の解析法として飛行機等の散乱体に搭載したアンテナの解析に開発されたワイヤグリッド(Wire Grid Method)法がある。この方法は、1960年代にRichmond⁽⁸⁶⁾が平板や球の電磁界散乱体問題へ適用し、その後1970年代になると実際の散乱問題として飛行機について解析している⁽⁸⁷⁾。

ワイヤグリッド法は、散乱体や導体板を細い導線の網目で近似し、網目線上の電流分布を先に説明した積分方程式に基づき、モーメントを使って求める方法である。ワイヤグリッド法ではアンテナシステムをモデル化する際にグリッドの選び方によっては電流分布を正確に表現できない問題点があるものの、ここ数年計算機の処理速度の高速化や内部記憶容量の増加に伴ってその利用も多く、最近ではバックファイヤ等の有限の反射板をもつようなアンテナ系の解析にも用され、その有効性も極めて高い⁽⁸⁸⁾。そのため、携帯電話用のアンテナのように筐体を含むようなアンテナ系の解析にも適しており、1980年代になると平沢らによって携帯無線機を想定した直方体に取り付けられたモノポールアンテナの特性が解析され、筐体を含んだアンテナの放射パターンや従来未知であった直方体の電流分布が求められている^{(89)・(90)}。

携帯電話に取り付けられたアンテナの解析には、ワイヤグリッド法の他に表面電流法⁽⁹¹⁾や時間領域差分法^{(92)・(93)}(Finite Difference Time Domain Method:FD-TD

法)による解析法があるが、最近では誘電体や導体損の影響を考慮できるFD-TD法の利用が増えてきた。

また、数年前から携帯電話機の小型化・軽量化の急速な発展に伴い、筐体を純粋な金属で作ることがなくなった。このため、斎藤⁽⁹⁴⁾らは、PHS(1.9GHz)のプラスチック電話機筐体内に実装している回路基板、バッテリー、給電線等を導体で表わし、電磁界解析システムNEC2(Numerical Electromagnetics Code-2)を用いて解析をおこなっている。

本研究では、上記の問題点や開発状況を踏まえて、移動体通信用アンテナの開発を目的として、線状アンテナによる小型でかつ低姿勢の変形伝送線路型アンテナを提案している。更に、変形伝送線路型アンテナの実際の移動体通信での応用例として、自動車の車外に搭載する自動車電話用変形伝送線路型アンテナや携帯電話機に搭載する携帯電話用変形伝送線路型アンテナを開発している。

アンテナの解析には、本論文で導く単純化したHallen形の積分方程式を用いて数値解析および測定を行い、その諸特性を求めると共に実用的な面から論じている⁽⁹⁸⁾⁻⁽¹⁰⁸⁾。また、携帯電話用の変形伝送線路型アンテナでは、電話機筐体が直方体、折畳み式、および内蔵化のために凹みを付けた場合の三種類の筐体モデルによるアンテナ系についてワイヤグリッド法により詳細に解析する。

本論文は、これらのアンテナ特性に関して著者が行った一連の研究成果をまとめたものである。

1.3 本論文の構成

本論文は7章からなり、内容は次の通りである。

第1章では、序論であり、本研究の背景、研究状況、本論文の構成について述べている。

第2章では、本研究で提案する種々の移動体通信用アンテナを解析するため、複雑な形状の線状アンテナ系の数値解析法について述べる。まず、Maxwellの電磁方程式から、電界の表示式を示し、次に、この積分表示式を直線状導体を含む系に適用している。すなわち、複雑なアンテナをいくつかの直線素子で近似して解析するため、自由空間に配置された多数の直線素子から成るアンテナ系において、各素子の電流に関する二重積分で表現されるHallen形の積分方程式を導く。更に、数値解析の簡素化のため、この積分形に含まれる核を閉じた形で表わし、単純化されたHallen形の積分方程式とスカラーポテンシャルに関する積分方程式を導いている。この積分方程式をモーメント法で解くために、近似すべき電流の関数としてLagrangeの補間多項式を利用する方法を示している。モーメント法の数値解から、入力インピーダンス、遠点での放射電磁界、利得など、アンテナを評価するために必要な表示式を導出する。ここで導いた単純化されたHallen形の積分方程式は、後で述べる携帯電話機等の散乱体に設置されたアンテナ系をワイヤグリッド法で解析するのに有効な手法であることを示す。

第3章では、初めに、移動体通信用アンテナとして開発した変形伝送線路型アンテナ(Modified Transmission Line Antenna:MTLA)の基本形とその動作および特性を明らかにする。

一般に、移動体通信に用いられる伝送線路型アンテナは、主に、アンテナ長が $\lambda/4$ で構成される逆F形、逆L形、T形等が使用されている。しかし、長さが半波長のアンテナは、比較的大型になることから開発例が少ない。

ここで提案する変形伝送線路型アンテナは、アンテナ長が半波長で終端を短絡し、小型化のためにアンテナの一部を”コ”の字に変形した低姿勢な伝送線路型アンテナである。このアンテナは、従来の $\lambda/4$ の伝送線路アンテナに比べ利得が高く、更にインピーダンス特性と利得特性をアンテナの形状を変えることで比較的容易に制御が可能のため、利用目的に応じて変形し、所望な特性を選択できる

こと。また、アンテナ形状が簡単であるため小形化が容易にできる等の利点を持ったこれまでにない新しいタイプの伝送線路型アンテナであることを明らかにする。

次に、特性改善や低姿勢化のために、上記の基本構造の変形伝送線路型アンテナに改良を加えた低姿勢変形伝送線路型アンテナと低姿勢双変形伝送線路型アンテナについて数値解析し、その諸特性について述べている。ここで示す三種類の変形伝送線路型アンテナのインピーダンス特性と利得特性は、アンテナの垂直素子部と水平素子部の形状に強く関係しているため、これらの形状と特性の関係を詳細に解析している。その結果、これらの変形伝送線路型アンテナが移動体通信用のアンテナとして利用できることを示している。

第4章では、第3章で示した変形伝送線路型アンテナの応用例として自動車のルーフトップやトランクリッドに装着する目的で二種類の移動体通信用アンテナを開発している。1つは単一周波数で動作する整合素子付き変形伝送線路型ジグザグアンテナであり、他の1つは動作周波数が異なる2個の低姿勢変形伝送線路型アンテナを並列に給電した二重構造の2周波共用アンテナである。ここでは、実際に800MHzの自動車電話の周波数帯を選び、この周波数で動作する最適なアンテナ形状を求め、インピーダンス、動作利得および指向特性等について解析を行っている。解析では、車体を無限の完全導体板と仮定して行った結果、低姿勢化した車載用アンテナを実現することができたが、特に、二重構造による2周波共用の変形伝送線路型アンテナは、小型で広帯域な周波数特性を持った送受信共用の自動車電話用アンテナが得られることを述べる。

第5章では、800MHz帯の携帯電話用アンテナとして、まず、第3章で提案した基本構造の変形伝送線路型アンテナを電話機筐体に取り付けた携帯電話用変形伝送線路型アンテナを提案し、ワイヤグリッド法により解析している。数値解析では電話機筐体を完全導体で近似し、筐体の大きさは、現在市販されている比較的薄型のモデルを対象としている。

その結果、特性インピーダンスが 50Ω の給電線に対して低VSWRで、利得が高く、電波は人体方向に放射が少ない特性を得ており、本アンテナが携帯電話用アンテナとして十分満足する特性が得られることを述べる。更に、筐体の大きさ(長さ)とアンテナ特性の関係を詳しく解析し、アンテナの設計や筐体の小型化に役に立つ資料を得ている。また、計算結果と測定結果との比較から本解法の有効

性を確かめている。

次に、現在よく利用されている折畳み式の携帯電話機に、変形伝送線路型アンテナを取付けた場合について解析し、運用時での開き角に対する特性に顕著な変化がないことを示している。

第6章では、携帯性をもたせるため、変形伝送線路型アンテナを電話機筐体に内蔵する構造の内蔵型携帯電話用アンテナを提案し、解析している。このアンテナは、第5章で得られた携帯電話アンテナと同等の動作利得、VSWR特性を有するが、特に、電話機筐体の凹みの大きさに対するインピーダンス、VSWR特性等を調べ、アンテナ形状に対して最適な凹みの大きさがあることやその凹みの大きさを変えることで比較的広い範囲にわたって動作周波数を変化できることを明らかにしている。

第7章は結論であり、本研究の結果をまとめると共に、残された問題点や将来の展望について述べている。

第2章 直線状素子からなる任意形状アンテナの数値解法

2.1 まえがき

分岐や屈曲を有する複雑な形状を持つ線状アンテナ系や有限の大きさを持つ散乱体(導体板等)を含むアンテナの問題を解析的に厳密に取扱うのは、一般に非常に困難である。しかし、複雑な線状アンテナ系を多数の直線状素子の組合わせで近似すれば、その解析は容易になる⁽⁷⁵⁾。また、散乱体をワイヤグリッドモデルを用いて離散近似すれば、散乱体を含むアンテナ系も直線状素子の集まりとして取扱うことができる⁽⁸⁷⁾⁻⁽⁹⁰⁾。

この章では、このような多数の直線状素子から構成される複雑な線状アンテナ系を統一的に解析する数値解析法について考察する。

まず、ベクトルポテンシャルとスカラーポテンシャルを用いた電磁界の表示式を自由空間中に三次元的に配置された多数の直線状素子で構成されるアンテナ系に適用し、各素子の電流分布に関する連立のHallén形の積分方程式を導く。この積分方程式は二重積分を含んでおり、数値解析において、アルゴリズムの複雑化と計算時間の増大は避けられない。そこで、部分積分を行って核関数を変形し、Hallén形の積分方程式に等価な簡単化されたHallén形の積分方程式とスカラーポテンシャルに関する積分方程式の組を導出して⁽⁸²⁾、積分方程式に対する標準的な数値解法を適用する。

すなわち、各素子上の電流分布を代表点における電流値を未知定数とするLagrangeの補間多項式で近似して離散化し、モーメント法を適用する^{(72), (73)}。その結果、簡単化されたHallén形の積分方程式は、代表点における電流値を未知数とする連立一次方程式に帰着される。なお、付随したスカラーポテンシャルに関する積分方程式は、各直線状素子の接続部における電位の境界条件を与えて、積分方程式の係数を与えるために利用する。

最後に、積分方程式の数値解を使ってアンテナの入カインピーダンス、放射指向性、および利得等を計算する手続について説明している⁽⁷⁴⁾。

この章で導出した簡単化されたHallén形の積分方程式とその数値解析のアルゴ

リズム⁽⁸³⁾は、本論文の理論的な基礎を与えるものであり、第3章から第6章で提案する各種の直線状アンテナ系の解析に応用されている。

2.2 電界の表現式と波動方程式

電磁界ベクトルを $E(V/m)$ 、 $H(AT/m)$ とすると、均質等方性で線形な媒質では、次のMaxwellの方程式が成立する⁽⁶⁶⁾。

$$\text{rot } E + j\omega\mu_0 H = 0 \quad (2.1a)$$

$$\text{rot } H - j\omega\epsilon_0 E = J \quad (2.1b)$$

ここで、 $J(A/m^2)$ は電流源ベクトルである。また、電磁界および電流源は時間に対して角周波数 ω で正弦波状に変化するものとし、時間因子を $\exp(j\omega t)$ とする。更に、自由空間における誘電率を ϵ_0 、透磁率を μ_0 とする。

電流と電荷密度 $\rho(C/m^3)$ の間には、次の連続条件が成立する。

$$\text{div } J + j\omega\rho = 0 \quad (2.2)$$

式(2.1)と(2.2)より

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

が得られる。

いま、ベクトルポテンシャルを A 、スカラーポテンシャルを ϕ で定義すると式(2.1)の電界 E 、磁界 H は

$$E = -\text{grad } \phi - j\omega A \quad (2.4a)$$

$$H = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } A \quad (2.4b)$$

で表現できる。

この電磁ポテンシャル A 、 ϕ を満たす方程式は、式(2.4)の表現を、式(2.1b)と(2.3)に代入すると、それぞれ次式で与えられる。

$$\nabla^2 A + \beta^2 A = -\mu_0 J + \text{grad}(\text{div } A + j\omega\mu_0\epsilon_0\phi) \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} - j\omega \text{div } A \quad (2.6)$$

ただし、 $\beta^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ である。

式(2.5)の右辺第2項を

$$\text{div } A + j\omega\mu_0\epsilon_0\phi = 0 \quad (2.7)$$

とする補助条件を用いる。これはLorentzの条件と呼ばれている⁽¹²¹⁾。この条件を与えると、式(2.5)と(2.6)の電磁ポテンシャルの方程式は、次のように表わされる。

$$\nabla^2 A + \beta^2 A = -\mu_0 J \quad (2.8)$$

$$\nabla^2 \phi + \beta^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.9)$$

いま、体積 V 中に電流源 J 、電荷源 ρ が存在するとき、電磁ポテンシャル A 、 ϕ を、いわゆる遅延ポテンシャル

$$A(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\exp(-j\beta r)}{r} J(x', y', z') dv' \quad (2.10)$$

$$\phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\exp(-j\beta r)}{r} \rho(x', y', z') dv' \quad (2.11)$$

で表現し、式(2.2)の電流の連続条件を考慮すると、式(2.10)と(2.11)はLorentzの条件を満足する。これらの両式は電磁ポテンシャル方程式(2.8)と(2.9)の解である。

ここで

$$r = \{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\}^{1/2} \quad (2.12)$$

である。

いま、 A の代わりに

$$\Pi = \frac{A}{j\omega\epsilon_0\mu_0} \quad (2.13)$$

で表わされるベクトル関数 Π を定義すると、式(2.7)は

$$\phi = -\text{div } \Pi \quad (2.14)$$

となる。

したがって以上の関係から、式(2.4)は、次のように書き換えられる。

$$E = \text{grad } \text{div } \Pi + \beta^2 \Pi \quad (2.15)$$

$$H = j\omega\epsilon_0 \text{rot } \Pi \quad (2.16)$$

ただし、 Π は式(2.8)より

$$\nabla^2 \Pi + \beta^2 \Pi = j \frac{J}{\omega\epsilon_0} \quad (2.17)$$

を満足する。このような関数 Π をヘルツベクトルという。

また、与えられた電流源 J から、ヘルツベクトルを定めると電磁界は式(2.15)、(2.16)から計算できる。

式(2.17)のヘルツベクトル Π は式(2.10)、(2.13)から次のようになる。

$$\Pi(x, y, z) = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon_0} \int_V \frac{\exp(-j\beta r)}{r} J(x', y', z') dv' \quad (2.18)$$

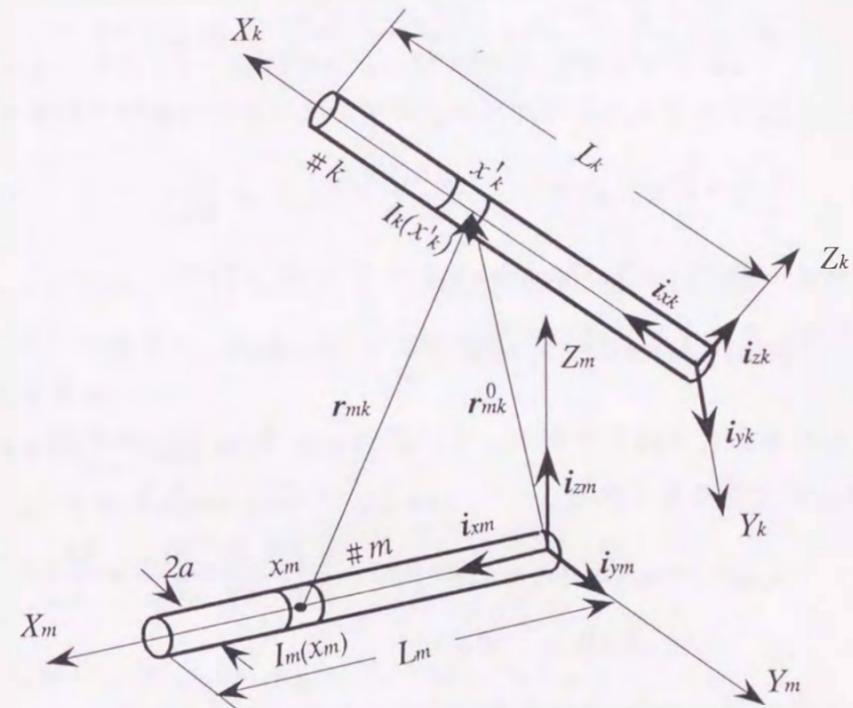


図2.1 直線状導体素子とその座標系

2.3 Hallen形の積分方程式

自由空間内に置かれた、 M 個の直線導体素子により構成される任意形状のアンテナについて解析するため、図2.1で示すように三次元的に任意方向に置かれた導体素子 $\#m$ と $\#k$ に着目する。それぞれの素子について、いずれか一方の端に原点を持つような右手系の直角座標系 (X_m, Y_m, Z_m) 、 (X_k, Y_k, Z_k) を定める。

ただし、各座標の x 方向は各素子の軸方向にとっている。これらの直線導体素子は次の条件を満たしているものと仮定する。(1) 素子はすべて完全導体であり、電界の導体表面での接線成分は零である。(2) 半径 a は波長および各素子の長さ比べて十分小さい。このとき、電流は素子の中心に集中して軸方向に流れているものとして取り扱うことができる^{(74), (78)}。

その結果、素子 m における電界の接線成分 E_{xm} は、式(2.4)、(2.7)の電磁ポテンシャルによって次の関係式で表わすことができる。

$$E_{xm} = -j \frac{\omega}{\beta^2} \left(\frac{\partial^2 A_{xm}}{\partial x_m^2} + \frac{\partial^2 A_{ym}}{\partial x_m \partial y_m} + \frac{\partial^2 A_{zm}}{\partial x_m \partial z_m} + \beta^2 A_{xm} \right) = 0 \quad (2.19)$$

そこで、式(2.19)をスカラー関数 ψ に関する次のような微分方程式とみなせば、

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \beta^2 \psi = f(x) \quad (2.20)$$

その解は、一般によく知られているように(付録A参照)

$$\psi(x) = a_0 \cos \beta x + b_0 \sin \beta x + \frac{1}{\beta} \int_0^x f(\eta) \sin \beta(x - \eta) d\eta \quad (2.21)$$

で与えられる。この結果を利用して、式(2.19)を A_{xm} について解くと、

その解は、次式で与えられる。

$$A_{xm}(x_m) = a_m \cos \beta x_m + b'_m \sin \beta x_m - \frac{1}{\beta} \int_0^{x_m} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \cdot \sin \beta(x_m - \eta) d\eta \quad (2.22)$$

ここで、式(2.22)の第3項目を部分積分すると、次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\beta} \int_0^{x_m} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \sin \beta(x_m - \eta) d\eta \\ &= \frac{1}{\beta} \left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \sin \beta(x_m - \eta) \Big|_0^{x_m} \\ & \quad + \int_0^{x_m} \left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \cos \beta(x_m - \eta) d\eta \end{aligned} \quad (2.23)$$

更に、上式を式(2.22)に代入して整理すると、次式を得る。

$$A_{xm}(x_m) = a_m \cos \beta x_m + b'_m \sin \beta x_m - \int_0^{x_m} \left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \cdot \cos \beta(x_m - \eta) d\eta \quad (2.24)$$

ここに、

$$b_m = b'_m + \frac{1}{\beta} \left\{ \frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m}(0) + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m}(0) \right\} \quad (2.25)$$

である。一方、式(2.10)のベクトルポテンシャル \mathbf{A} は上記の(2)の仮定により $\mathbf{J}d\mathbf{v} = Idx\mathbf{i}_x$ で表わすことができる。その結果、式(2.24)のベクトルポテンシャル A_{xm} は $I_k(x'_k)$ の電流の寄与として、次のように表わされる。

$$A_{xm}(x_m) = \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) K_{mk}(x_m, x'_k) dx'_k \quad (2.26)$$

ここに、 $I_k(x'_k)$ は素子 k の電流であり、 L_k は素子の長さである。また、

$$K_{mk}(x_m, x'_k) = \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \quad (2.27)$$

ここで、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 、 $\beta = 2\pi/\lambda$ 、 λ =自由空間波長、 \mathbf{i}_{xm} と \mathbf{i}_{xk} は、各素子の x 方向の単位ベクトルを示し、 \mathbf{r}_{mk} は素子 m の観測点 x_m から素子 k の x'_k に引いた位置ベクトルであり

$$\mathbf{r}_{mk} = \mathbf{r}_{mk}^0 - x_m \mathbf{i}_{xm} \quad (m \neq k) \quad (2.28)$$

$$r_{mk} = \{(x_m - x'_k)^2 + a^2\}^{1/2} \quad (m = k) \quad (2.29)$$

で表わされる。

ここで、 \mathbf{r}_{mk}^0 は

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{mk}^0 &= (X_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \mathbf{i}_{xm} + (Y_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) \mathbf{i}_{ym} \\ & \quad + (Z_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zm}) \mathbf{i}_{zm} \end{aligned} \quad (2.30)$$

である。上式において (X_{mk}, Y_{mk}, Z_{mk}) は、 $\#m$ 座標系から見た $\#k$ 座標系の原点の位置を示す。(ただし、両素子が接合するときは Y_{mk} または Z_{mk} を a とする)。

さて、 y_m 軸上で Δy_m だけ離れた点の A_{ym} は、次式で表わされる。

$$A_{ym}(x_m, \Delta y_m, 0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym} \frac{\exp(-j\beta r'_{mk})}{r'_{mk}} dx'_k \quad (2.31)$$

ただし

$$r'_{mk} = (r_{mk}^2 + \Delta y_m^2 - 2\Delta y_m \mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{ym})^{1/2} \quad (2.32)$$

である。

ここで、式(2.31)の y_m に関する微分は

$$\frac{\partial}{\partial y_m} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r'_{mk})}{r'_{mk}} \right\} = -\frac{1+j\beta r'_{mk}}{r'^2_{mk}} \left(\frac{\Delta y_m - \mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{ym}}{r'_{mk}} \right) \exp(-j\beta r'_{mk}) \quad (2.33)$$

となる。

いま、素子# m の導体表面上に着目し、 $\Delta y_m \rightarrow 0$ の極限を考えると、式(2.33)において $r'_{mk} \rightarrow r_{mk}$ であるから式(2.31)、(2.33)より

$$\left(\frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} \right) \Delta y_{m \rightarrow 0} = \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) G_{mk}^y(x_m, x'_k) dx'_k \quad (2.34)$$

を導くことができる。

ここに

$$G_{mk}^y(x_m, x'_k) = \frac{\mu_0}{4\pi} (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) \frac{1+j\beta r_{mk}}{r_{mk}^3} \exp(-j\beta r_{mk}) \quad (2.35)$$

である。

A_{zm} についても同様な計算を行うと

$$\left(\frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \right) \Delta z_{m \rightarrow 0} = \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) G_{mk}^z(x_m, x'_k) dx'_k \quad (2.36)$$

となる。

ここに

$$G_{mk}^z(x_m, x'_k) = \frac{\mu_0}{4\pi} (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zm}) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{zm}) \frac{1+j\beta r_{mk}}{r_{mk}^3} \exp(-j\beta r_{mk}) \quad (2.37)$$

である。

式(2.34)、(2.36)を式(2.24)に代入するとともに、式(2.24)を式(2.26)に等しいとおくと、一般化された素子数が M 個で構成されるアンテナ系の電流に関する方程式を導くことができる⁽⁷⁴⁾。

$$\sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) K_{mk}(x_m, x'_k) dx'_k + \int_0^{x_m} \left[\sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \{G_{mk}^y(x_m, x'_k) + G_{mk}^z(x_m, x'_k)\} dx'_k \right] \cdot \cos\beta(x_m - \eta) d\eta = a_m \cos\beta x_m + b_m \sin\beta x_m \quad (2.38)$$

上式において積分の順序を入れ替えると、

$$\sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) [K_{mk}(x_m, x'_k) + \int_0^{x_m} \{G_{mk}^y(\eta, x'_k) + G_{mk}^z(\eta, x'_k)\} \cdot \cos\beta(x_m - \eta) d\eta] dx'_k = a_m \cos\beta x_m + b_m \sin\beta x_m \quad (m=1, 2, \dots, M) \quad (2.39)$$

となる。

上式において、電流分布を未知定数を含む既知関数による級数で近似し、選点法を利用すれば、任意形状のアンテナを数値的に解くことができる。

一方、式(2.39)の右辺に含まれる a_m 、 b_m は、素子の形状によって定まる定数であり、後で述べる素子の端点での電圧、電流の境界条件によって求めることができる。この方程式は、一般にHallen形の積分方程式と呼ばれている⁽⁶⁸⁾。

2.4 単純化されたHallen形の積分方程式

式(2.39)の積分方程式を解くためには、二重積分を計算しなければならず、アルゴリズムや計算時間の面で能率が悪い。そこで、ここでは二重積分に含まれる核を閉じた形に変形した、単純化されたHallen形の積分方程式を導く⁽⁸²⁾。

式(2.39)の二重積分の部分 S とすると

$$S = \int_0^{L_k} \int_0^{x_m} I_k(x'_k) [G_{mk}^y(\eta, x'_k) + G_{mk}^z(\eta, x'_k)] \cos\beta(x_m - \eta) d\eta dx'_k \quad (2.40)$$

となる。

ここで式(2.28)から r_{mk} は、次のように表わすことができる。

$$r_{mk}^2(x_m, x'_k) = (X_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm} - x_m)^2 + (Y_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym})^2 + (Z_{mk} + x'_k \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zm})^2 \quad (2.41)$$

式(2.41)をグリーン関数 $\exp(-j\beta r_{mk})/r_{mk}$ に代入し、 x'_k 、 x_m について微分すると、次の二式を導くことができる。(付録B参照)

$$\frac{\partial}{\partial x'_k} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} = -\frac{1+j\beta r_{mk}}{r_{mk}^3} \exp(-j\beta r_{mk}) \{ (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) + (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) + (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zm}) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{zm}) \} \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} = \frac{1+j\beta r_{mk}}{r_{mk}^3} (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \exp(-j\beta r_{mk}) \quad (2.43)$$

式(2.42)において、右辺の第2項および第3項は、それぞれ式(2.35)、(2.37)

の右辺で $\mu_0/4\pi$ を除いた部分と等しく、更に第1項目は式(2.43)から導かれるので、これらの結果を整理すると、次式が成立する

$$G_{mk}^y(x_m, x'_k) + G_{mk}^z(x_m, x'_k) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial x'_k} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} + (\mathbf{i}_{ik} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} \right] \quad (2.44)$$

ここで、上式の $x_m \rightarrow \eta$ と置いて式(2.40)に代入し、整理すると、式(2.40)は、次のように書き換えられる。

$$S = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \left\{ \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta + (\mathbf{i}_{ik} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \int_0^{x_m} \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta \right\} dx'_k \quad (2.45)$$

更に、式(2.45)の第2項目に対し部分積分を行い整理すると、次式が導かれる。

$$S = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) (\mathbf{i}_{ik} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} - \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{r_{mk}^0} \cos \beta x_m \right\} dx'_k - \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \left\{ \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta - \beta (\mathbf{i}_{ik} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \sin \beta(x_m - \eta) d\eta \right\} dx'_k \quad (2.46)$$

式(2.46)に現われる η に関する積分は、文献にもでており、それを参照すると、第2項目は次のように書き表すことができる⁽¹⁰⁹⁾。

$$\int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta = \frac{1}{2} \left\{ \exp(j\beta x_m) \int_0^{x_m} \frac{\exp\{-j\beta(r_{mk} + \eta)\}}{r_{mk}} d\eta + \exp(-j\beta x_m) \int_0^{x_m} \frac{\exp\{-j\beta(r_{mk} - \eta)\}}{r_{mk}} d\eta \right\} \quad (2.47)$$

ここで、次のような変数を定義する。

$$\left. \begin{aligned} w(\eta, x'_k) &= r_{mk}(\eta, x'_k) - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} - \eta) \\ u(\eta, x'_k) &= r_{mk}(\eta, x'_k) + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} - \eta) \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

式(2.48)の w および u を η について微分すると、次の関係式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dw}{w} &= \frac{d\eta}{r_{mk}} \\ \frac{du}{u} &= -\frac{d\eta}{r_{mk}} \end{aligned} \right\} \quad (2.49)$$

式(2.49)を利用して変数変換を行うと式(2.47)は、次のように変形される。

$$\int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta = \frac{1}{2} \left[\exp\{j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \int_{w_0}^{w_m} \frac{\exp(-j\beta w)}{w} dw - \exp\{-j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \int_{u_0}^{u_m} \frac{\exp(-j\beta u)}{u} du \right] \quad (2.50)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} w_m &= r_{mk} - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} - x_m) \\ u_m &= r_{mk} + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} - x_m) \\ w_0 &= r_{mk}^0 - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} \\ u_0 &= r_{mk}^0 + \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm} \end{aligned} \right\} \quad (2.51)$$

である。

式(2.46)の第3項目に関しても同様な計算を実行すると、次式が導かれる。

$$\int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \sin \beta(x_m - \eta) d\eta = \frac{1}{2j} \left[\exp\{j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \int_{w_0}^{w_m} \frac{\exp(-j\beta w)}{w} dw + \exp\{-j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \int_{u_0}^{u_m} \frac{\exp(-j\beta u)}{u} du \right] \quad (2.52)$$

式(2.50)を x'_k で形式的に微分し、式(2.52)と組み合わせると、式(2.46)の二重積分の{ }の部分は、次のように変形される。(付録C参照)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \cos \beta(x_m - \eta) d\eta - \beta (\mathbf{i}_{ik} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \int_0^{x_m} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \sin \beta(x_m - \eta) d\eta \\ &= \frac{1}{2} \left[\exp\{j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_{w_0}^{w_m} \frac{\exp(-j\beta w)}{w} dw - \exp\{-j\beta(x_m - \mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\} \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_{u_0}^{u_m} \frac{\exp(-j\beta u)}{u} du \right] \quad (2.53) \end{aligned}$$

さらに、上式の x'_k に関する微分項は、次のように計算される。(付録D参照)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_{w_0}^{w_{xm}} \frac{\exp(-j\beta w)}{w} dw &= \frac{\exp(-j\beta w_{xm})}{w_{xm}} \frac{\partial w_{xm}}{\partial x'_k} - \frac{\exp(-j\beta w_0)}{w_0} \frac{\partial w_0}{\partial x'_k} \\ \frac{\partial}{\partial x'_k} \int_{u_0}^{u_{xm}} \frac{\exp(-j\beta u)}{u} du &= \frac{\exp(-j\beta u_{xm})}{u_{xm}} \frac{\partial u_{xm}}{\partial x'_k} - \frac{\exp(-j\beta u_0)}{u_0} \frac{\partial u_0}{\partial x'_k} \end{aligned} \quad (2.54)$$

その結果、式(2.53)の右辺は、次のようになる。

$$\begin{aligned} &= \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{2} \left\{ \frac{1}{w_{xm}} \frac{\partial w_{xm}}{\partial x'_k} - \frac{1}{u_{xm}} \frac{\partial u_{xm}}{\partial x'_k} \right\} \\ &- \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{2} \left\{ \frac{\exp(j\beta x_m)}{w_0} \frac{\partial w_0}{\partial x'_k} - \frac{\exp(-j\beta x_m)}{u_0} \frac{\partial u_0}{\partial x'_k} \right\} \end{aligned} \quad (2.55)$$

式(2.55)を式(2.46)に代入すると、二重積分が解かれて S は単積分のみで表わされ、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} S &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \left\{ \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} - \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{r_{mk}^0} \cos \beta x_m \right\} dx'_k \\ &- \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{2} \left\{ \frac{1}{w_{xm}} \frac{\partial w_{xm}}{\partial x'_k} - \frac{1}{u_{xm}} \frac{\partial u_{xm}}{\partial x'_k} \right\} dx'_k \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{2} \left\{ \frac{\exp(j\beta x_m)}{w_0} \frac{\partial w_0}{\partial x'_k} - \frac{\exp(-j\beta x_m)}{u_0} \frac{\partial u_0}{\partial x'_k} \right\} dx'_k \end{aligned} \quad (2.56)$$

式(2.56)で第2, 3項の $\{ \}$ の部分は、式(4.51)の関係を利用して、整理すると、次のように変形することができる。(付録E参照)

$$\begin{aligned} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{2} \left\{ \frac{1}{w_{xm}} \frac{\partial w_{xm}}{\partial x'_k} - \frac{1}{u_{xm}} \frac{\partial u_{xm}}{\partial x'_k} \right\} &= \\ \{ (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) g(x'_k) - (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} & \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{2} \left\{ \frac{\exp(j\beta x_m)}{w_0} \frac{\partial w_0}{\partial x'_k} - \frac{\exp(-j\beta x_m)}{u_0} \frac{\partial u_0}{\partial x'_k} \right\} &= \\ \{ (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm}) g(x'_k) - (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \} \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{r_{mk}^0} \cos \beta x_m & \\ + jg(x'_k) \exp(-j\beta r_{mk}^0) \sin \beta x_m & \end{aligned} \quad (2.58)$$

ここに

$$g(x'_k) = \frac{(\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zm})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zm})}{(\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})^2 + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zm})^2} \quad (2.59)$$

である。

式(2.57), (2.58)を式(2.56)に代入して整理すると、 S は次のように簡単な式になる。

$$\begin{aligned} S &= -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} dx'_k \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm}) \frac{\exp(-j\beta r_{mk}^0)}{r_{mk}^0} dx'_k \right\} \cos \beta x_m \\ &+ j \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) \exp(-j\beta r_{mk}^0) dx'_k \right\} \sin \beta x_m \end{aligned} \quad (2.60)$$

上式を式(2.39)に代入すれば、二重積分を含まない積分方程式が導かれることになる。しかし、その際、式(2.60)の第2, 3項に着目すると、 x'_k に関する積分項は、 x_m とは無関係な量であり、式(2.39)における右辺の a_m, b_m と同等に処理することができる。そのため、文献(79), (80)で指摘されているように、それらの積分は、わざわざ計算するまでもなく a_m, b_m に含ませて処理し、新たに a_m, b_m としても積分方程式の解に何ら影響を与えない。

その結果、次式は、 M 個の直線状素子で構成された任意形状アンテナに関する単純化された積分方程式を与える。

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) \{ (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) - g(x'_k) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} dx'_k & \\ = a_m \cos \beta x_m + b_m \sin \beta x_m & \end{aligned} \quad (2.61)$$

2.5 ポテンシャル関数の導出

アンテナ素子# m 上のポテンシャル $\phi_m(x_m)$ は、式(2.7)より、次式で与えられる。

$$\frac{\beta^2}{j\omega} \phi_m(x_m) = \frac{\partial A_{xm}}{\partial x_m} + \frac{\partial A_{ym}}{\partial y_m} + \frac{\partial A_{zm}}{\partial z_m} \quad (2.62)$$

上式で A_{xm} は式(2.24)で与えられるが、同式の第3項目の積分は、式(2.40)で示した二重積分の S に等しい。そのため式(2.60)を式(2.24)に代入し、 $\cos \beta x_m$ 、 $\sin \beta x_m$ の係数を a_m と b_m にまとめたものを a_m 、 b_m と置き換えることにすれば、式(2.24)は、次式で与えられる。(付録F参照)

$$A_{xm}(x_m) = a_m \cos \beta x_m + b_m \sin \beta x_m + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} dx'_k \quad (2.63)$$

上式を x_m で微分すると、次式となる。

$$\frac{\partial A_{xm}}{\partial x_m} = \beta(-a_m \sin \beta x_m + b_m \cos \beta x_m) + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) \left\{ (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm})^2 \left(\frac{1+j\beta r_{mk}}{r_{mk}^2} - 1 \right) - \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} \right\} dx'_k \quad (2.64)$$

一方、 $\partial A_{ym} / \partial y_m + \partial A_{zm} / \partial z_m$ は式(2.34)と式(2.36)で与えられるため、この両式と式(2.64)を式(2.62)に代入すると、次式が導かれる。(付録G参照)

$$\frac{\beta}{j\omega} \phi_m(x_m) = j \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=1}^M \int_0^{L_k} I_k(x'_k) g(x'_k) \exp(-j\beta r_{mk}) dx'_k - a_m \sin \beta x_m + b_m \cos \beta x_m \quad (2.65)$$

2.6 電流近似と境界条件

第2.4節で導いた簡単化したHallenの積分方程式を用いて任意形状のアンテナを数値的に解く場合、アンテナを小区間に分け、その各小区間だけで定義される展開関数の和でアンテナ電流を近似する方法と、アンテナ電流の全体を多項式の和で近似する方法がある。小区間に分ける場合の展開関数としては、パルス関数、三角形関数、正弦波関数などが用いられる。一方、全域型の関数としては、Lagrangeの補間多項式、フーリエ級数などがある。ここでは、素子上の代表点の数が少なくても、収束性が良く、安定した解が得られるLagrangeの補間多項式を適用したモーメント法について述べる。

k の素子上に N 個の代表点(Sampling point)を選び、その座標を x_{kp} ($p=1, 2, \dots, N$)とする。いま、 I_{kp} を代表点の電流とすると $I_k(x'_k)$ は、次のLagrangeの補間多項式で近似することができる。

$$I_k(x'_k) = \sum_{p=1}^N I_{kp} F_{kp}(x'_k) \quad (2.66)$$

ここに

$$F_{kp}(x'_k) = \prod_{\substack{q=1 \\ q \neq p}}^N \frac{x'_k - x_{kq}}{x_{kp} - x_{kq}} \quad (2.67)$$

である。

式(2.66)を式(2.61)に代入して、整理すると、素子上の代表点の電流を未知数とする次の連立一次方程式を得ることができる。

$$\sum_{k=1}^M \sum_{p=1}^N I_{kp} J_{mkp}(x_{mq}) = a_m \cos \beta x_{mq} + b_m \sin \beta x_{mq} \quad (m=1, 2, \dots, M; \quad q=1, 2, \dots, N) \quad (2.68)$$

$$(0 \leq x_m \leq L_m)$$

ここに

$$J_{mkp}(x_{mq}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} F_{kp}(x'_k) \left\{ (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) - g(x'_k) (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \right\} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} dx'_k \quad (2.69)$$

である。

式(2.68)は# m 番目の素子の代表点 x_{mq} ($q=1, 2, \dots, N$)で成立するから、 I_{kp} に関する $M \cdot N$ 個の独立な方程式が得られる。しかし、それらは、 a_m 、 b_m ($m=1, 2, \dots, M$)の $2M$ 個の未知定数を含んでおり、これら未知定数を決めるには更

に、 $2M$ 個の方程式が必要となる。そのような方程式を得るために、各素子の給電点や端点、または幾つかの素子の接合点における電位や電流の連続性などに関する境界条件を適用して、それと同数の方程式を導き、式(2.68)の方程式とともに解くことを考える。

素子上の電位に関する方程式は、電流分布を補間多項式で近似した式(2.66)を式(2.65)に代入し、整理すると次式が導かれる。

$$\frac{\beta}{j\omega} \phi_m(x_{mq}) = \sum_{k=1}^M \sum_{p=1}^N I_{kp} J'_{mkp}(x_{mq}) - a_m \sin \beta x_{mq} + b_m \cos \beta x_{mq} \quad (2.70)$$

ここで

$$J'_{mkp}(x_{mq}) = j \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} F_{kp}(x'_k) g(x'_k) \exp(-j\beta r_{mk}) dx'_k \quad (2.71)$$

である。

アンテナが与えられて、電位に関する境界条件が定まると、式(2.70)から独立した方程式が導かれる。

電位、電流に関する境界条件としては⁽⁷⁴⁾次のような具体的な例が考えられる。

(a) 素子# m の途中 x_m の点に開放端電圧 V_m の電源または負荷を接続した場合

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \{\phi_m(x_m + \delta) - \phi_m(x_m - \delta)\} = V_m \quad (2.72)$$

(b) 素子# m , # k がそれぞれ x_m , x_k の点で接合している場合

$$\phi_m(x_m) = \phi_k(x_k) \quad (2.73)$$

(c) 両端開放の無給電素子ではその中心点の電位が零

$$\phi_m(L_m/2) = 0 \quad (2.74)$$

(d) いくつかの素子で、給電点から見て軸対称な構成のループを作っている場合は、給電点に対して短絡端に相当する点では、電位は零である。

(e) キルヒホッフの電流に関する法則から

$$\sum_{k=1}^G I_k(x_k) = 0 \quad (2.75)$$

となる。ここに、 x_k は素子# k の接合点の位置であり、 G は接合する素子の数を表わす。

(f) 素子の開放端では電流が零

$$I_m(L_m) = 0, \quad I_m(0) = 0 \quad (2.76)$$

2.7 アンテナの諸定数

2.7.1 電流分布，入力インピーダンス

アンテナ形状が与えられて境界条件が定まると、行列の各要素は、式(2.69)と式(2.71)によって計算される。その結果、与えられた行列式は計算機を利用した掃き出し法等の数値計算によって解かれ、アンテナ素子上の代表点の電流 I_{kp} が決定される。更に、各素子上の電流分布は、その結果を式(2.66)に代入して求められる。

いま、素子# m の一端が給電点であれば、その素子の入力インピーダンス Z_m^i は、次式で与えられる。

$$Z_m^i = \frac{\sum_{p=1}^N I_{mp} F_{mp}(0)}{\left| \sum_{p=1}^N I_{mp} F_{mp}(0) \right|^2} V_m \quad (2.77)$$

ここに、 I_{mp}^* は複素共役な電流値を表わす。

2.7.2 遠方の放射電磁界

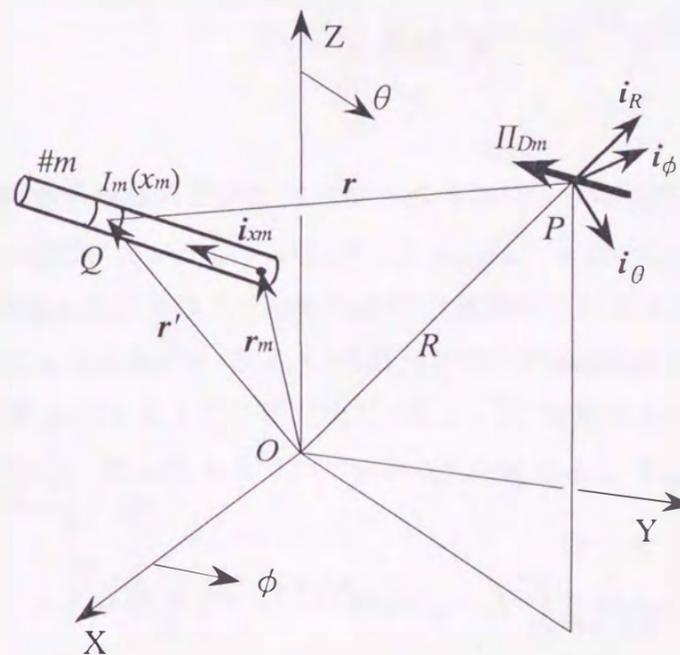


図2.2 電流源による遠点でのヘルツベクトルとその座標系

電流源が空間の限られた一部だけに分布している場合に、そこから十分離れた遠点における電磁界について述べる。

図2.2で示すように、原点 O に対して、十分遠方の点 $P(x, y, z)$ までの距離を R 、電流源の位置 $Q(x', y', z')$ までの位置ベクトルを r' とすれば $\exp(-j\beta r)/r$ は、次のように展開できる。

$$\frac{\exp(-j\beta r)}{r} = \frac{\exp\{-j\beta(R - r' \cdot i_R)\}}{R} \left\{1 + O\left(\frac{1}{R}\right)\right\} \quad (2.78)$$

ただし、 $O(1/R)$ は $R \rightarrow \infty$ のとき $1/R$ と同位または、それ以下の無限小であることを示す。この関係を式(2.18)に代入し、式(2.15)より、十分遠点での電界を求め、高位の無限小を省略すると、次式を導くことができる⁽¹¹⁰⁾。

$$E = -\beta^2 i_R \times (i_R \times \Pi_D) \quad (2.79)$$

ここで、 i_R は R 方向の単位ベクトル。一方、 Π_D は

$$\begin{aligned} \Pi_D &= \frac{G_0}{j4\pi\omega\epsilon_0} \int_V J \exp(j\beta r' \cdot i_R) dv' \\ G_0 &= \frac{\exp(-j\beta R)}{R} \quad (r' \ll R) \end{aligned} \quad (2.80)$$

で表わされる。

式(2.79)により電流源から十分離れた点における電磁界分布を計算することができる。

次に、素子 $\#m$ による遠点の電磁界を極座標成分で表わすため、図2.2のように素子 $\#m$ を含む空間内に O を原点とする座標系 (X, Y, Z) を考える。

原点 O から、素子の座標原点(素子の端点)の位置ベクトルを r_m とすると、この線状素子の電流 $I_m(x_m)$ による観測点 P のヘルツベクトル Π_{Dm} は、式(2.80)から次のように表わされる。

$$\Pi_{Dm} = G_0 \frac{1}{j4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^{L_m} I_m(x_m) \exp\{j\beta i_R \cdot (r_m + x_m i_{xm})\} dx_m i_{xm} \quad (2.81)$$

一方、 Π_{Dm} は次のように x, y, z 成分で表わされる。

$$\Pi_{Dm} = \Pi_{mx} i_x + \Pi_{my} i_y + \Pi_{mz} i_z \quad (2.82)$$

そして、直角座標系と極座標系の単位ベクトルの間に

$$\begin{bmatrix} i_x \\ i_y \\ i_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta \cos\phi & \cos\theta \cos\phi & -\sin\phi \\ \sin\theta \sin\phi & \cos\theta \sin\phi & \cos\phi \\ \cos\theta & -\sin\theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_R \\ i_\theta \\ i_\phi \end{bmatrix} \quad (2.83)$$

の関係があるから、 Π_{Dm} は極座標成分で表わされる。

従って、その極座標表示されたヘルツベクトルを式(2.79)に代入すると、放射電磁界を E_θ, E_ϕ 成分で表わすことができる。

空間内に存在する M 個の直線状素子からの放射電磁界は、極座標成分で次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} E_\theta(\theta, \phi) &= \beta^2 \sum_{m=1}^M (\Pi_{mx} \cos\theta \cos\phi + \Pi_{my} \cos\theta \sin\phi - \Pi_{mz} \sin\theta) \\ E_\phi(\theta, \phi) &= \beta^2 \sum_{m=1}^M (-\Pi_{mx} \sin\phi + \Pi_{my} \cos\phi) \end{aligned} \right\} \quad (2.84)$$

2.7.3 指向性利得

アンテナの電磁界のポインティングベクトルは、次式で与えられる。

$$P = E \times H \quad (2.85)$$

アンテナの放射電力 W_r は、ポインティングベクトルの半径方向成分を球面積分すると求められる。

$$\begin{aligned} W_r &= \int P \cdot ds \\ &= \frac{1}{\eta_0} \iint \{|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2\} ds \end{aligned} \quad (2.86)$$

ここに、 $\eta_0 (\approx 120\pi)$ は自由空間の固有インピーダンスである。

任意方向におけるアンテナの指向性利得 $G_d(\theta, \phi)$ は、次式で定義される。

$$G_d(\theta, \phi) = \frac{|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2}{\eta_0} / \left(\frac{W_r}{4\pi R^2} \right) \quad (2.87)$$

もし、アンテナが完全導体でできており損失がないものとするれば、 W_r はアンテナの全入力電力 W_{in} に等しい。いま、 M_r 個の電源で励振されているアンテナ系を考え、 k 番目の入力端の電流を $I_k(0)$ とすれば

$$W_{in} = \sum_{k=1}^{M_r} |I_k(0)|^2 R_e(Z_k^{in}) \quad (2.88)$$

が成立するので、指向性利得は、次式でも表わされる。

$$G_d(\theta, \phi) = \frac{4\pi R^2 (|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2)}{\eta_0 \sum_{k=1}^{M_r} |I_k(0)|^2 R_e(Z_k^{in})} \quad (2.89)$$

ここに、 $R_e(Z_k^{in})$ は素子 $\#k$ の入力インピーダンスの実部である。

一方、動作利得は、

$$G_a = \frac{G_d}{M_v} \quad (2.90)$$

である⁽¹¹⁶⁾。

ここで、 M_v は反射損で、アンテナに接続された給電線上の定在波比 (VSWR) S_v により

$$M_v = \frac{(1+S_v)^2}{4S_v} \quad (2.91)$$

で与えられる。

また、指向性利得をデシベルで表わし、それと半波長ダイポールアンテナの最大指向性利得 (約 2.15 dB) との差 $G_D(\theta, \phi)$ を、そのアンテナの電力利得、または単に利得と定義し、次式で表わす。

$$G_D(\theta, \phi) = 10 \log G_d(\theta, \phi) - 2.15 \text{ (dB)} \quad (2.92)$$

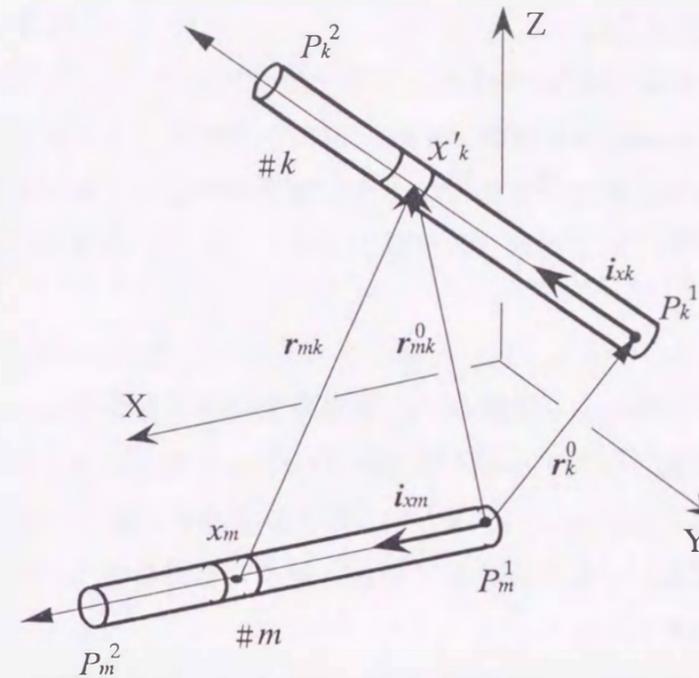


図2.3 素子 m, k の位置ベクトルと座標系

2.8 プログラミングのための式の導出

連立方程式 (2.68) には直線状素子 $\#m$ の一端を原点とする座標系の軸方向単位ベクトル i_{xm}, i_{ym}, i_{zm} が使用されている。このなかで、 i_{xm} は直線素子の軸方向ベクトルであるから一意に定まる。しかし、 i_{ym}, i_{zm} は、その方向のとり方に自由度があるため、式 (2.68) をそのままの形で評価することは比能率的である。

ここでは、これらの単位ベクトルが用いられている式 (2.59)、式 (2.28) から i_{ym} と i_{zm} を消去することを考える。

そこで、図2.3で示すように、素子 $\#m$ の始点 P_m^1 から素子 $\#k$ の始点 P_k^1 に向かうベクトル r_{mk}^0 を導入すると、式 (2.28) の r_{mk}^0 は、次式で表わされる。

(一方、 P_m^2, P_k^2 は素子 $\#m, \#k$ の終点である。)

$$r_{mk}^0 = r_k^0 + x_k i_{xk} \quad (2.93)$$

式(2.59)の $g(x_k)$ の分子は

$$\begin{aligned}
 & (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{ym}) + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zn})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{zn}) \\
 &= \mathbf{i}_{xk} \cdot (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})\mathbf{i}_{ym} + \mathbf{i}_{xk} \cdot (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zn})\mathbf{i}_{zn} \\
 &= \mathbf{i}_{xk} \{ (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\mathbf{i}_{xm} + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})\mathbf{i}_{ym} + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zn})\mathbf{i}_{zn} \\
 &\quad - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\mathbf{i}_{xm} \} \\
 &= \mathbf{i}_{xk} \cdot \{ \mathbf{r}_{mk}^0 - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})\mathbf{i}_{xm} \}
 \end{aligned} \tag{2.94}$$

となる。

ここで、式(2.93)を式(2.94)代入し、整理すると次式を得る。

$$= \mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xk} - (\mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) + \{1 - (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm})^2\} x_k' \tag{2.95}$$

一方、 $g(x_k)$ の分母は

$$\begin{aligned}
 & (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})^2 + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zn})^2 \\
 &= (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})^2 + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{ym})^2 + (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{zn})^2 - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})^2 \\
 &= |\mathbf{r}_{mk}^0|^2 - (\mathbf{r}_{mk}^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})^2
 \end{aligned} \tag{2.96}$$

となり、式(2.93)を式(2.96)代入し、整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
 &= \mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{r}_k^0 + x_k'^2 \{1 - (\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm})^2\} + 2x_k' \{ \mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xk} - (\mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})(\mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \} \\
 &\quad - (\mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})^2
 \end{aligned} \tag{2.97}$$

また、式(2.28)の距離 r_{mk} は

$$\begin{aligned}
 r_{mk} &= (\mathbf{r}_{mk} \cdot \mathbf{r}_{mk})^{1/2} \\
 r_{mk} &= (\mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{r}_k^0 + x_k'^2 + x_m^2 + 2x_k' \mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xk} - 2x_k' x_m \mathbf{i}_{xk} \cdot \mathbf{i}_{xm} \\
 &\quad - 2x_m \mathbf{r}_k^0 \cdot \mathbf{i}_{xm})^{1/2}
 \end{aligned} \tag{2.98}$$

となる。

2.9 むすび

第2章では、任意形状のアンテナや散乱体に設置したアンテナをワイヤグリッド法で解析するため、複数の直線状素子で構成されるアンテナ系の電流に関する単純化されたHallén形の積分方程式を導いた。また、電流をLagrangeの補間多項式で近似して離散化し、積分方程式を数値的に解く方法(モーメント法)について論じた。

第1.2節で紹介した単純化された積分方程式では、小南⁽⁷⁸⁾は任意形の直線状導体に関するHallén形の積分方程式を基にし、二重積分に含まれる核をフーリエ積分変換を経て閉じた核で表わしているのに対し、江頭⁽⁷⁹⁾らは、Pocklington形の積分方程式を基に、拡張された境界条件⁽⁸⁰⁾を用い、更に任意関数を導入する方法により一般化し、単純化された積分方程式を導いており、その導出にやや複雑な過程を必要とする。

ここで導いた積分方程式は、彼らが導いた積分方程式と結果において同等であるが、その導出の過程で若干異っていて直接的で、平易であり積分方程式の誘導の理解の点からはより基本的な方法であると考えられる。

また、従来のHallén形の積分方程式による数値解析法は、余分の任意定数を含むため余分の境界条件の設定が必要であり、アルゴリズムが複雑になる。しかし、単純化された積分方程式においては二重積分の煩雑さからの開放により、未知定数の増加は余り問題とならず、むしろそれ故に安定な解が得られる点が大きな特徴になるものと思われる。

単純化されたHallén形の積分方程式による計算時間は、三角形ループアンテナの入力インピーダンスで比較した結果、従来の二重積分を含むHallén形の積分方程式に比べ約1/20に大幅に短縮された⁽⁸²⁾。このように、計算時間の短縮や計算能率が改善されることで、複雑な形状のアンテナや散乱体を含むアンテナ系の解析にとっても有効である。

第3章 変形伝送線路型アンテナ

3.1 まえがき

伝送線路型アンテナには、一般にアンテナ長が $1/4$ 波長で構成される逆L形、逆F形、フラフープ形アンテナ等があり、種々の移動体通信アンテナに利用されている。特に、自動車、航空機、ロケット等の移動体に設置する場合には、風圧、美観、使い勝手等の観点からアンテナの高さを低姿勢化($\lambda/10$ 以下)したものが要求される^{(11)-(13), (15), (20)}。

この章では、このような条件を満たすアンテナとして、上記で示すアンテナとは異なった新しい型の伝送線路型アンテナを提案し、移動体通信用アンテナに応用するために必要なその基本的な特性を検討する。

この伝送線路型アンテナは、従来の伝送線路型アンテナの利得特性と入力インピーダンス特性を改善するために、全長が半波長の伝送線路の終端を短絡し、更に、伝送線路の一部を変形した構造をしており、このため本論文では、変形伝送線路型アンテナと呼んでいる⁽⁹⁸⁾。

まず初めに、変形伝送線路型アンテナの基本として、無限接地板上に終端を短絡して置かれた伝送線路の水平部分を“コ”の字形に変形した構造のアンテナを提案する。第2章で述べた単純化されたHallen形の積分方程式を用いて数値解析を行い、アンテナの電流分布、入力インピーダンス、利得、指向性の詳細を理論的に明らかにするとともに、実験結果と比較している。

その結果、伝送線路の垂直素子部分と水平素子部分の各長さを動作周波数に対して適切に設定したとき、この基本構造の変形伝送線路型アンテナが移動体通信用アンテナに要求される諸条件を満たしていること示す。

次に、移動体通信用アンテナとして指向性の改善と垂直方向の小型化を目的として、上述の基本構造において水平素子部分を2分岐させて“口”(方形)の字形に変形し、垂直素子部分を短縮した低姿勢変形伝送線路型アンテナを提案する。

入力インピーダンス、利得、指向性を数値解析し、水平素子部を“口”の字形にすることにより、入力インピーダンスと利得を基本構造の変形伝送線路型アンテナと同程度に保ったまま所望の小型化と指向性の改善が得られることを明らか

にし、その結果を実験により実証している^{(95), (96), (101)}。

更に、低姿勢変形伝送線路型アンテナの変形として、2つの低姿勢変形伝送線路型アンテナを並列に接続して給電系を一つにまとめた低姿勢双変形伝送線路型アンテナを提案する。基本の変形伝送線路型アンテナ、および低姿勢変形伝送線路型アンテナに比べて本アンテナの水平素子部の形状は幾分大型になるが、垂直素子部の数が増えることにより利得が大幅に増加することを理論と実験により示している。

ここで提案した三種類の変形伝送線路型アンテナは、いずれも移動体通信用アンテナとして実用に供し得る特性を有するが、その動作特性の細部は変形伝送線路の垂直素子部と水平素子部の構造に密接に関係している。そこで、最後に、小型化、指向性の改善、高利得化の観点から、三種類のアンテナについて構造と動作特性を比較し、具体的なアンテナを設計する上での得失を論じている。

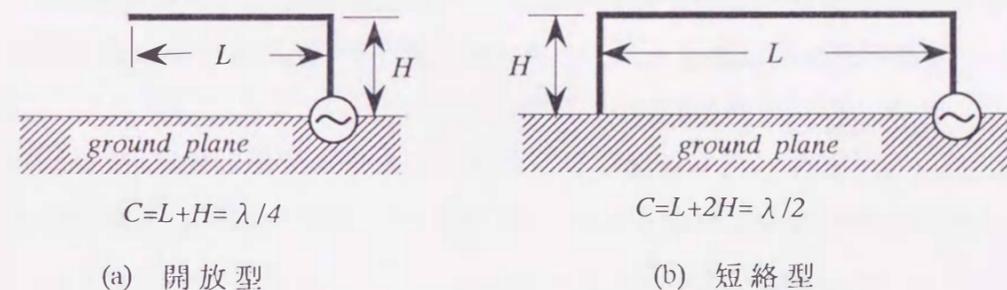


図3.1 伝送線路型アンテナ

3.2 基本の変形伝送線路型アンテナ

3.2.1 基本形とその動作

図3.1は、伝送線路型アンテナを示し、 L は伝送線路の長さ(水平素子)、 H は接地板と伝送線路の間隔(垂直素子)である。一般に、高さ H に比べて L の部分が長くなる伝送線路型アンテナには、図(a)で示す先端開放型のアンテナと図(b)で示す短絡型のアンテナがある。先端開放型のアンテナは、給電点から先端までのア

アンテナ長 $(L+H)$ を $1/4$ 波長に選ぶが、短絡型は、その長さ $(L+2H)$ を半波長に選ぶ。

図 (b) の伝送線路型アンテナで低姿勢アンテナを実現するには、垂直素子 H を低くすればよいが、その分水平素子 L の部分が長くなるためアンテナが大型となり、小型を必要とする移動体通信用アンテナには不向きである。そこで、垂直素子の高さを一定とし、アンテナ長 $C=(L+2H)$ を半波長に保ったままアンテナの水平方向の長さを縮小させ、”コ”の字に変形すればアンテナを小型化することができる。このような伝送線路型アンテナを変形伝送線路型アンテナ(Modified Transmission Line Antenna:MTLA)と呼んでいる。その基本形を図3.2に示す。

アンテナは、完全導体板上に置かれており、垂直素子の高さを H 、水平素子の幅および長さをそれぞれ w, L とすると、アンテナの長さ C は、 $2(w+H)+L$ で表わされ、周波数 f_0 の波長に対し $\lambda_0/2$ とする。一方、 a は、素子半径である。

図3.3は、図3.2の変形伝送線路型アンテナの動作原理を理解するための分解図で、図(a)が放射に寄与する部分、図(b)が入力インピーダンスに寄与する部分の説明図である。また、図(b)には電流分布とそのモーメントを付加している。

アンテナの動作は、図(a)で示す垂直素子部では接地板に垂直な高さ H の2個の素子により垂直偏波を水平面内に放射するが、これらの素子は同相給電された2素子の配列アンテナと同様な動作をし、その放射は素子間隔 L によって制御(増減)できる。

一方、図(b)で示す接地板に平行な”コ”の字形の水平素子部 $(2w+L)$ では、水平偏波成分を主に垂直方向に放射するが、 L の部分では中央を境にして逆相の電流が流れており、それからの放射は比較的少ない。しかし、本アンテナの入力インピーダンスは、水平素子部の高さ H に比例して増加し、ちょうど伝送線路に類似のインピーダンス特性を示すので、この部分はアンテナのインピーダンスを決定する部分として取扱える。従って、アンテナの長さを共振長に固定し、 H を所望の抵抗値が得られるように決定すれば、ほぼ目的にあったインピーダンス特性のアンテナを設計できることになる。

以上のように、変形伝送線路型アンテナは、インピーダンスと利得を個別に制御できるため目的にあった特性を比較的容易に選べる新しいタイプのアンテナである。更に、アンテナ形状が簡単であるため変形が容易に行えることから種々の移動体通信用アンテナの基本アンテナとしての応用が考えられる。

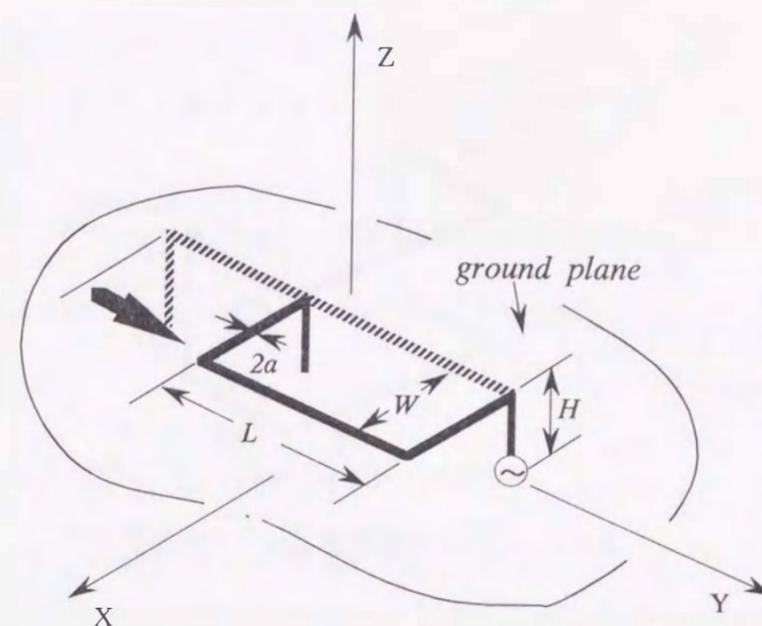
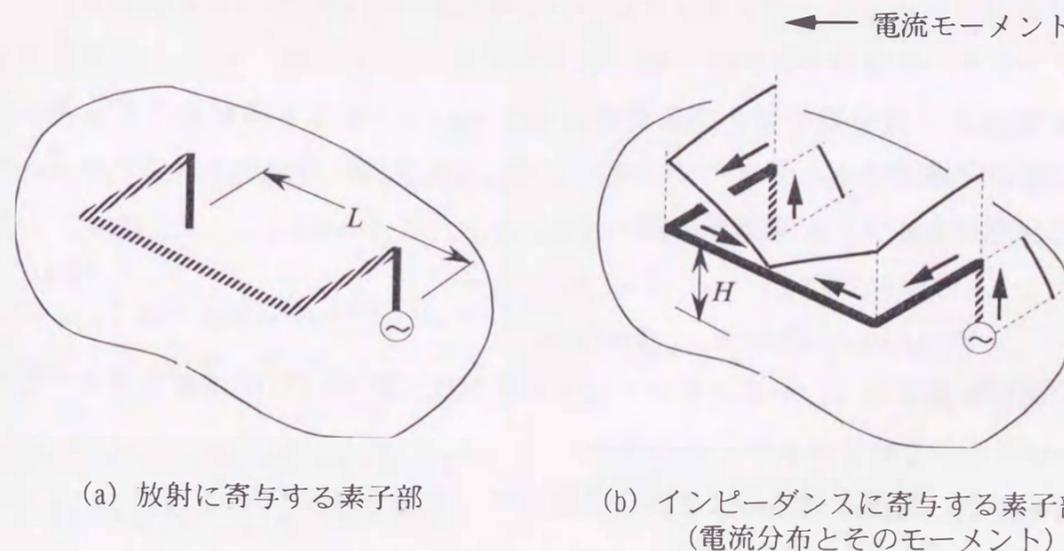


図3.2 変形伝送線路型アンテナ



(a) 放射に寄与する素子部

(b) インピーダンスに寄与する素子部
(電流分布とそのモーメント)

図3.3 変形伝送線路型アンテナの動作原理

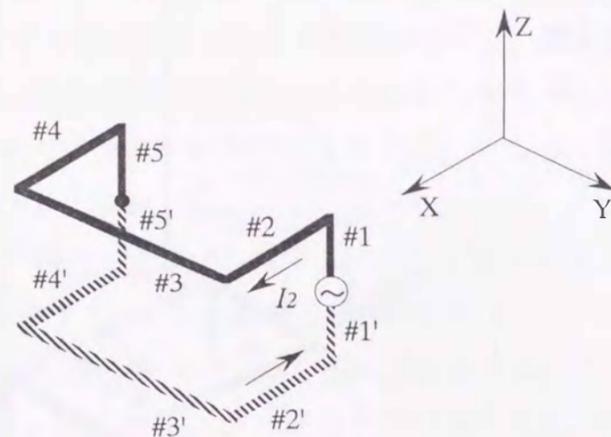


図3.4 変形伝送線路型アンテナの解析モデル

3.2.2 理論式

図3.2の完全導体板上に置かれた変形伝送線路型アンテナの解析は、図3.4で示すように接地板上に発生したイメージアンテナを実際の線状アンテナで置き換えた伝送線路型変形ループアンテナについて数値解析すればよいことになる。

アンテナの垂直素子Hを#1, #5, 水平素子W, Lを#2, #3, #4とし、またこれらの実素子に対するイメージ素子を#k' (k'=1, ..., 5)とする。ここで、素子#k上に流れる電流をI_kとし、そのイメージ素子#k'に流れる電流をI_k'とすると、これら実電流とイメージ電流間には

$$\left. \begin{aligned} I_i(x'_i) &= I_i(x_i) & (i=1,5) \\ I_i(x'_i) &= -I_i(x_i) & (i=2,3,4) \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

の関係が成り立つ、そのため求める未知電流は、素子#1から#5までの素子電流I₁~I₅について解けばよいことになる。

その結果、電流を求めるに必要な方程式は、式(2.68)より

$$\sum_{k=1}^{10} \sum_{p=1}^N I_{kp} J_{mkp}(x_{mq}) = a_m \cos \beta x_{mq} + b_m \sin \beta x_{mq} \quad (3.2)$$

$(m=1,2,3,4,5 ; q=1,2 \dots N)$

であり、ここで

$$J_{mkp}(x_{mq}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} F_{kp}(x'_k) \{ (\mathbf{i}_{xm} \cdot \mathbf{i}_{xk}) - g(x'_k)(r_{mk} \cdot \mathbf{i}_{xm}) \} \frac{\exp(-j\beta r_{mk})}{r_{mk}} dx'_k \quad (3.3)$$

である。

一方、スカラーポテンシャルの方程式は、式(2.70)より

$$\frac{\beta}{j\omega} \phi_m(x_{mq}) = \sum_{k=1}^{10} \sum_{p=1}^N I_{kp} J'_{mkp}(x_{mq}) - a_m \sin \beta x_{mq} + b_m \cos \beta x_{mq} \quad (3.4)$$

となる。ここで

$$J'_{mkp}(x_{mq}) = j \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{L_k} F_{kp}(x'_k) g(x'_k) \exp(-j\beta r_{mk}) dx'_k \quad (3.5)$$

である。式(3.3), (3.5)のg(x'_k)は、式(2.59)で与えられる。

ここに、I_k_pは、式(2.66)で定義される各素子上の代表点における未知電流である。再び書けば次式となる。

$$I_k(x'_k) = \sum_{p=1}^N I_{kp} F_{kp}(x'_k) \quad (k=1,2,3,4,5) \quad (3.6)$$

ここで

$$F_{kp}(x'_k) = \prod_{\substack{q=1 \\ q \neq p}}^N \frac{x'_k - x_{kq}}{x_{kp} - x_{kq}} \quad (3.7)$$

である。

本アンテナの位置ベクトルや各素子の軸方向の単位ベクトルを求め、式(3.2)に代入すると、未知電流I_k_pが5N個とa_m, b_m (m=1, 2, 3, 4, 5)の未知定数が10個を含んだ連立方程式が導かれる。これを列挙すると、次のように表わされる。

$$\sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}_{11p}(x_{1q}) + I_{2p} \hat{J}_{12p}(x_{1q}) + I_{3p} \hat{J}_{13p}(x_{1q}) \\ &+ I_{4p} \hat{J}_{14p}(x_{1q}) + I_{5p} \hat{J}_{15p}(x_{1q}) \end{aligned} \right\} - a_1 \cos \beta x_{1q} - b_1 \sin \beta x_{1q} = 0 \quad (3.8)$$

$$\sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}_{21p}(x_{2q}) + I_{2p} \hat{J}_{22p}(x_{2q}) + I_{3p} \hat{J}_{23p}(x_{2q}) \\ &+ I_{4p} \hat{J}_{24p}(x_{2q}) + I_{5p} \hat{J}_{25p}(x_{2q}) \end{aligned} \right\} - a_2 \cos \beta x_{2q} - b_2 \sin \beta x_{2q} = 0 \quad (3.9)$$

$$\sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}_{31p}(x_{3q}) + I_{2p} \hat{J}_{32p}(x_{3q}) + I_{3p} \hat{J}_{33p}(x_{3q}) \\ &+ I_{4p} \hat{J}_{34p}(x_{3q}) + I_{5p} \hat{J}_{35p}(x_{3q}) \end{aligned} \right\} - a_3 \cos \beta x_{3q} - b_3 \sin \beta x_{3q} = 0 \quad (3.10)$$

$$\sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}_{41p}(x_{4q}) + I_{2p} \hat{J}_{42p}(x_{4q}) + I_{3p} \hat{J}_{43p}(x_{4q}) \\ &+ I_{4p} \hat{J}_{44p}(x_{4q}) + I_{5p} \hat{J}_{45p}(x_{4q}) \end{aligned} \right\} - a_4 \cos \beta x_{4q} - b_4 \sin \beta x_{4q} = 0 \quad (3.11)$$

$$\sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}_{51p}(x_{5q}) + I_{2p} \hat{J}_{52p}(x_{5q}) + I_{3p} \hat{J}_{53p}(x_{5q}) \\ &+ I_{4p} \hat{J}_{54p}(x_{5q}) + I_{5p} \hat{J}_{55p}(x_{5q}) \end{aligned} \right\} - a_5 \cos \beta x_{5q} - b_5 \sin \beta x_{5q} = 0 \quad (3.12)$$

($q=1, 2, \dots, N$)

ここで、 $\hat{J}_{mkp}(x_{mq}) = J_{mkp}(x_{mq}) + J_{mk'p}(x_{mq})$ で与えられ、実アンテナとイメージアンテナを合わせた成分である。例えば、式(3.8)の第1項の $\hat{J}_{11p}(x_{1q})$ は、 $J_{11p}(x_{1q}) + J_{11'p}(x_{1q})$ で表わされる。

式(3.8)～式(3.12)の中に含まれる a_m, b_m を決定するために、更に10個の独立な方程式が必要である。ここでは、このアンテナ系の給電点や各素子の接続部における電位および電流に関する境界条件は、

$$\begin{aligned} \phi_1(0) = -\phi_1'(0) = \frac{V}{2} & & I_1(H) = I_2(0) \\ \phi_1(H) = \phi_2(0) & & I_2(W) = I_3(0) \\ \phi_2(W) = \phi_3(0) & & I_3(L) = I_4(0) \\ \phi_3(L) = \phi_4(0) & & I_4(W) = I_5(0) \\ \phi_4(W) = \phi_5(0) & & \\ \phi_5(H) = 0 & & \end{aligned} \quad (3.13)$$

で表わされる。従って、上式の電流と電圧の境界条件を先の式(3.4)と式(3.6)に適用すれば、次の独立した方程式が得られる。

$$b_1 = \frac{\beta}{j2\omega} V \quad (3.14)$$

$$b_2 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{2p} \hat{J}'_{12p}(H) + I_{3p} \hat{J}'_{13p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{14p}(H) \right\} - a_1 \sin \beta H + b_1 \cos \beta H \quad (3.15)$$

$$b_3 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{21p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{23p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{25p}(W) \right\} - a_2 \sin \beta W + b_2 \cos \beta W \quad (3.16)$$

$$b_4 = \sum_{p=1}^N \left\{ \begin{aligned} &I_{1p} \hat{J}'_{31p}(L) + I_{2p} \hat{J}'_{32p}(L) + I_{4p} \hat{J}'_{34p}(L) \\ &+ I_{5p} \hat{J}'_{35p}(L) \end{aligned} \right\} - a_3 \sin \beta L + b_3 \cos \beta L \quad (3.17)$$

$$b_5 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{41p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{43p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{45p}(W) \right\} - a_4 \sin \beta W + b_4 \cos \beta W \quad (3.18)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{2p} \hat{J}'_{52p}(H) + I_{3p} \hat{J}'_{53p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{54p}(H) \right\} - a_5 \sin \beta H + b_5 \cos \beta H \quad (3.19)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{1p} F_{1p}(H) - \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(0) \quad (3.20)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(W) - \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(0) \quad (3.21)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(L) - \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(0) \quad (3.22)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(W) - \sum_{p=1}^N I_{5p} F_{5p}(0) \quad (3.23)$$

ここで、 $\hat{J}'_{mkp}(x_{mq}) = J'_{mkp}(x_{mq}) + J'_{mk'p}(x_{mq})$ である。

従って、式(3.8)～式(3.12)および式(3.14)～式(3.23)からなる $(5N+10)$ 個の複素連立方程式を計算機によって解くと、変形伝送線路型アンテナの代表点での電流 $I_{1p}, I_{2p}, I_{3p}, I_{4p}, I_{5p}$ ($p=1, 2, \dots, N$)が求められる。

一方、連立方程式を解いて、電流が求まると本アンテナの入カインピーダンス Z_1^{in} は、

$$Z_1^{in} = \frac{V_1}{\sum_{p=1}^N I_{1p} F_{1p}(0)} \quad (3.24)$$

で与えられる。

指向特性は、式(2.81)を用いて、各素子の遠点でのヘルツベクトルの直交座標成分を求め、式(2.84)に代入すると求まる。

すなわち

$$\left. \begin{aligned} E_\theta(\theta, \phi) &= \beta^2 (\Pi_x \cos \theta \cos \phi + \Pi_y \cos \theta \sin \phi - \Pi_z \sin \theta) \\ E_\phi(\theta, \phi) &= \beta^2 (-\Pi_x \sin \phi + \Pi_y \cos \phi) \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

となる。

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \Pi_x &= \Pi_{2x} + \Pi'_{2x} + \Pi_{4x} + \Pi'_{4x} \\ \Pi_y &= \Pi_{3y} + \Pi'_{3y} \\ \Pi_z &= \Pi_{1z} + \Pi'_{1z} + \Pi_{5z} + \Pi'_{5z} \end{aligned} \right\} \quad (3.26)$$

である。

一方、利得は、第2章の式(2.89)より次式で与えられる。

$$G_d(\theta, \phi) = \frac{4\pi R^2 (|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2)}{\eta_0 |I_1(0)|^2 R_c(Z_1^m)} \quad (3.27)$$

3.2.3 数値計算と測定結果

アンテナの数値解析では、#1～#5の各素子の代表点数 $N=5$ に選んでいる。この場合、代表点の位置は、各素子の4等分点および両端とする。従って、アンテナの連立一次方程式は、未知電流が25個となり、 a_m, b_m ($m=1, \dots, 5$)の未定定数を含め合計35元であり、この方程式を解くことになる。

図3.5は、アンテナの垂直素子の高さ H/λ_0 をパラメータとした場合の変形伝送線路型アンテナの入力インピーダンス特性を示す。図(a)が $L/\lambda_0=0.1$ 、図(b)が $L/\lambda_0=0.2$ 、図(c)が $L/\lambda_0=0.3$ の特性を示す。素子半径 a は $0.004\lambda_0$ である。図(b)の○、●印は、 $H/\lambda_0=0.06$ の測定結果をプロットしている。いずれの図でも C を一定値に固定しているため、 H の変化に対しては W の長さを変えて調整している。

測定に用いた変形伝送線路型アンテナは、アンテナ長 C を波長 $\lambda_0=50\text{cm}$ ($f_0=600\text{MHz}$)の半波長 25cm に選び、各素子の長さが $H=3\text{cm}$ ($0.06\lambda_0$)、 $L=10\text{cm}$ ($0.2\lambda_0$)、 $W=4.5\text{cm}$ ($0.09\lambda_0$)の形状で製作し、イメージ法によりベクトルポルトメータを用いて測定した。測定に使用した導体板の大きさは、 $100 \times 100\text{cm}$ ($2\lambda_0$)の銅板であり、素子半径 $a=2\text{mm}$ ($0.004\lambda_0$)である。

図より、インピーダンスは、垂直素子の高さ H を変えることで抵抗、リアクタンス共に変化する。一方、周波数特性を見ると抵抗値は、比較的变化が少なく一定に保たれ広帯域な特性を示すが、リアクタンスは、その変化が大きい。更に、共振周波数(または動作周波数)は、水平素子 L が長くなると高い周波数に移動し、その共振点は、アンテナ長が自由空間波長より約1.1～1.2割長いときに生じている。その結果、アンテナを希望とする周波数(波長)で動作させるにはアンテナ長 C を0.55～0.6波長で設計する必要があり、実際のアンテナ長は半波長より若干長い寸法となる。また、抵抗値は L が短くなると高くなる傾向を示しているが、これは、2つの垂直素子が接近するために生じる、いわゆるFolded Dipole効果によるものと考えられる。

図3.6～図3.8は、本アンテナの利得、電流分布および指向特性を示す。

これらの図では $a/\lambda_0=0.004$ 、 $H/\lambda_0=0.06$ のときに、 $L/\lambda_0=0.1, 0.2, 0.3$ と変化した計算結果を示す。ただし、電流分布、指向特性の周波数は $f/f_0=1.0$ である。

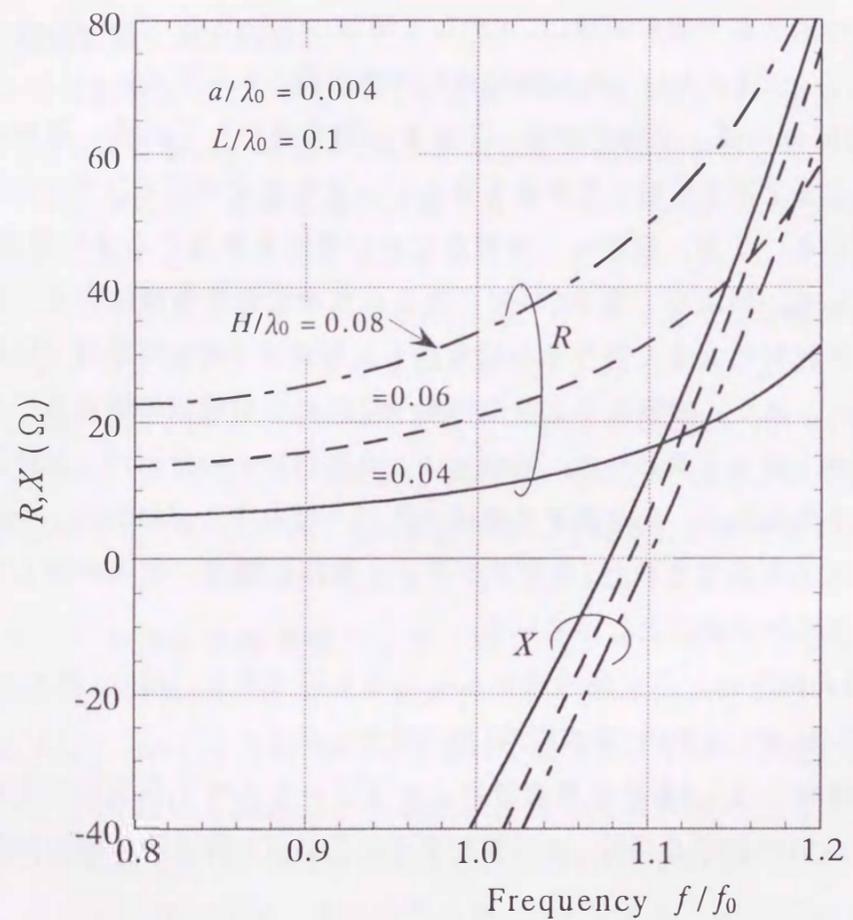
図3.6の利得特性は、このアンテナのX軸方向の絶対利得を示している。利得特性は、左右の垂直素子間の距離 L に比例して増加しているが、例えば、 $L/\lambda_0=0.3$ では周波数 $f/f_0=1.0$ において3.5dBiの高い利得が得られている。

図3.7の電流分布は、上図が振幅、下図が位相を表わしている。横軸は、給電点から短絡点まで素子に沿った距離を表わし、途中の▽印はアンテナの高さの位置を示している。一方、縦軸は、給電点に1Vの電圧を加えたときの電流値(mA)を表示している。図より、素子 L が短くなると電流定在波振幅は大きくなるが、本アンテナが放射に大きく寄与する給電素子と短絡素子の H の部分では振幅はほぼ等しいこと。また、給電素子より短絡素子に流れ込む電流は給電素子とは逆向きに流れるが、図で示すように、給電素子より短絡素子の位相が π だけ遅れるため、短絡素子の電流は、給電素子の電流と同相となることわかる。その結果、本アンテナは同相給電された2素子アンテナと等価に働き、従来の逆L形アンテナに比べ利得増加の要因となっている。

図3.8の指向特性は、垂直偏波成分 E_θ によるものであり、図(a)がX-Y面内(水平面内)、図(b)がZ-X面内(垂直面内)指向特性を示す。

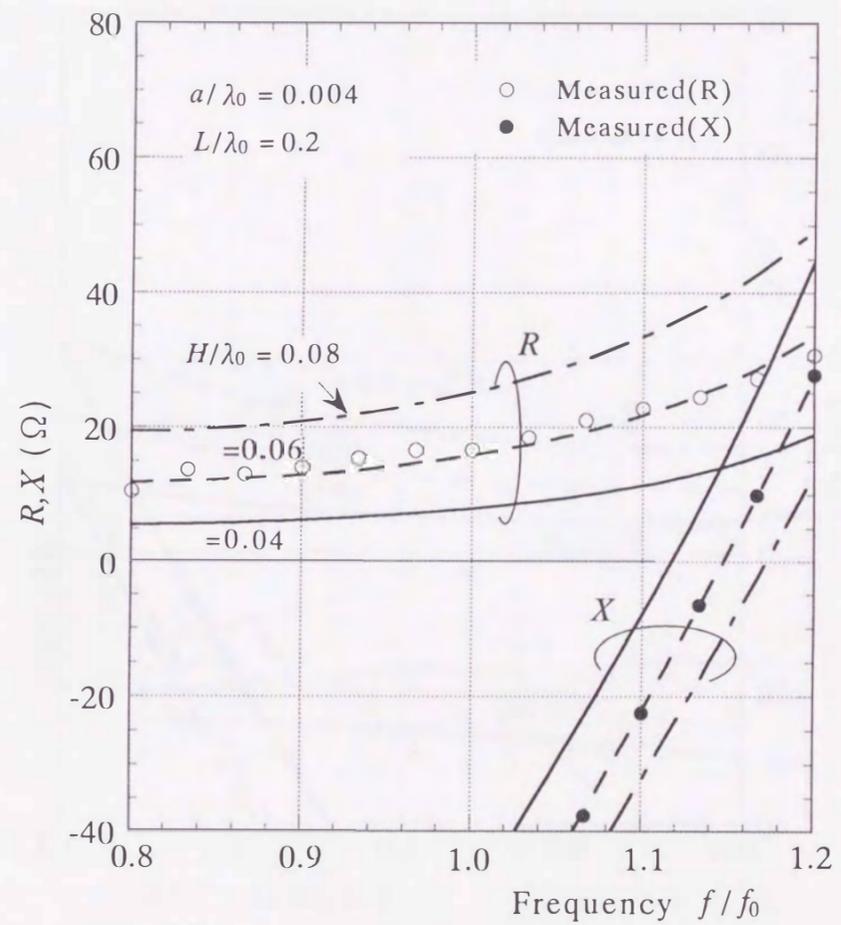
水平面内指向性は、2本の垂直素子によってブロードサイドアレイを構成しており、その効果の影響を受け、 L が増加するにつれてX軸方向に強い放射が得られている。

一方、水平偏波成分 E_ϕ については、ここでは示していないが水平面内では実アンテナとイメージアンテナによる電界成分は打ち消され存在しない。しかし、図3.8(b)の垂直面内指向性で示すようにZ軸方向では、2本の水平素子 W の電流モーメントが等しく同じ方向となるためその素子方向の成分が放射される。これは、図3.7の電流分布からもわかるように L が狭くなるほど、素子 W 上の電流値が大きくなり、その方向の放射も強くなると考えられる。



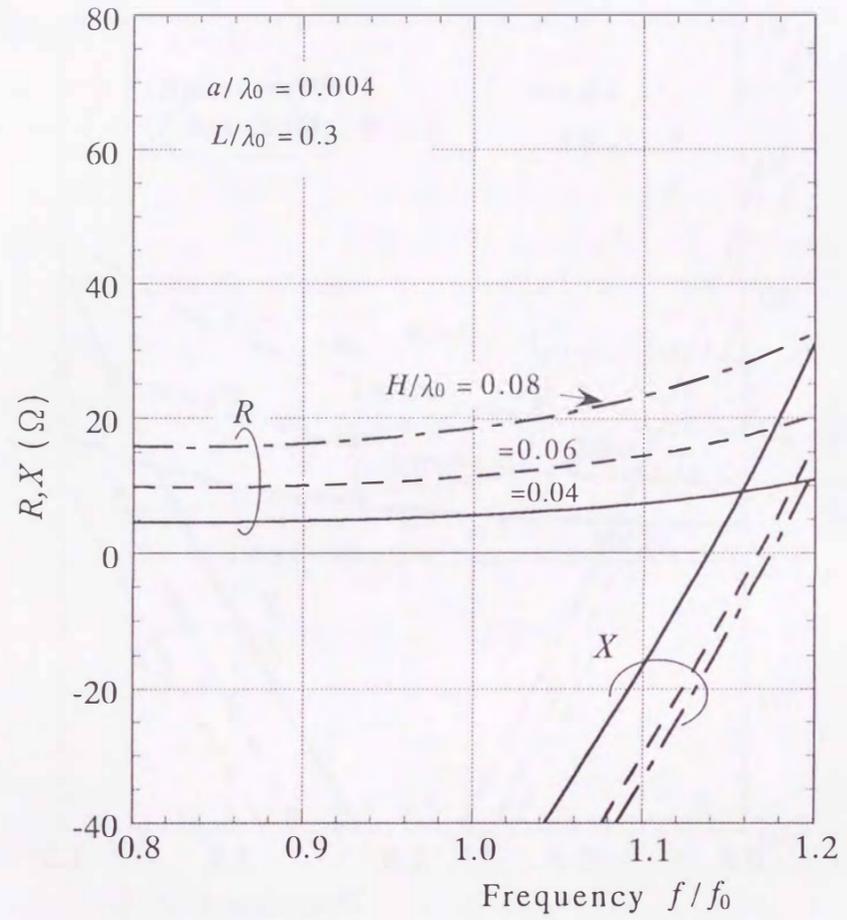
(a) $L/\lambda_0 = 0.1$

図3.5 入力インピーダンス特性



(b) $L/\lambda_0 = 0.2$

図3.5 入力インピーダンス特性



(c) $L/\lambda_0 = 0.3$

図3.5 入力インピーダンス特性

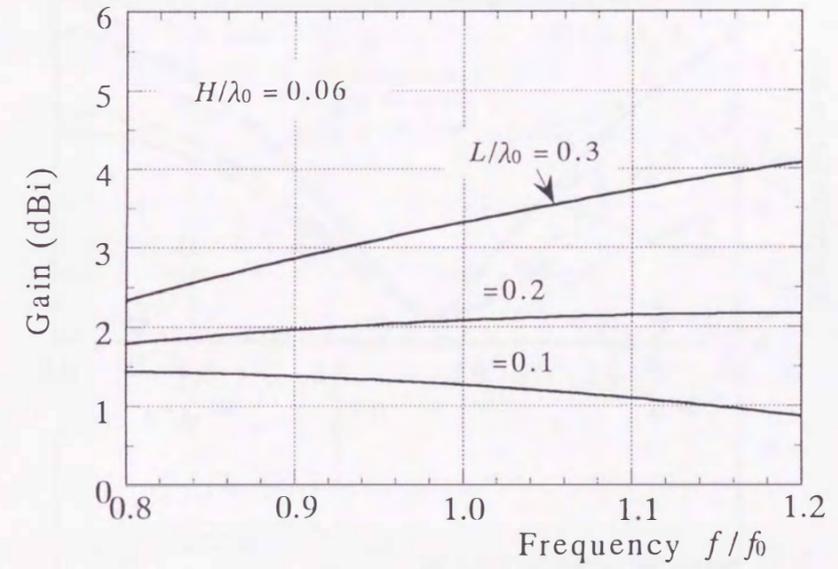


図3.6 利得特性

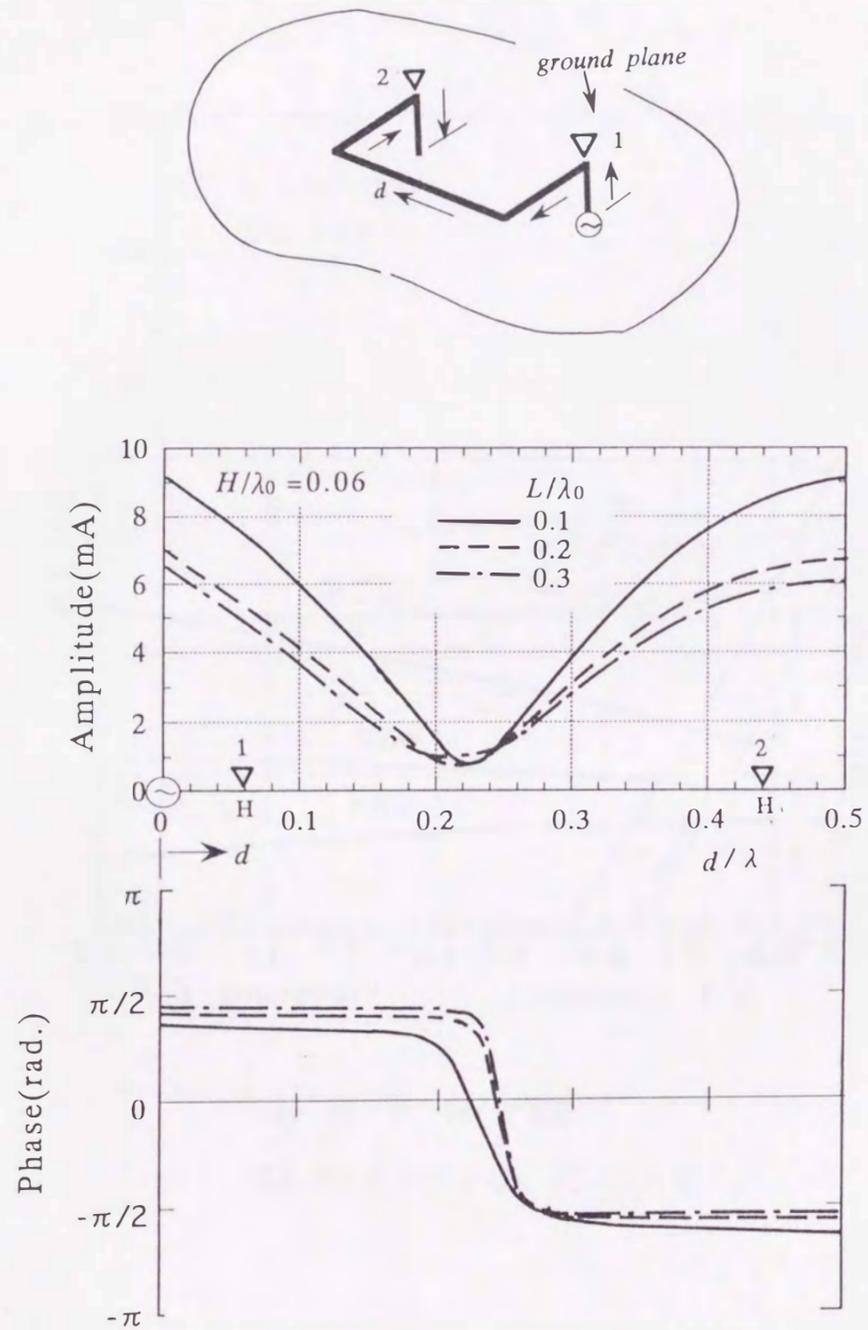


図3.7 電流分布

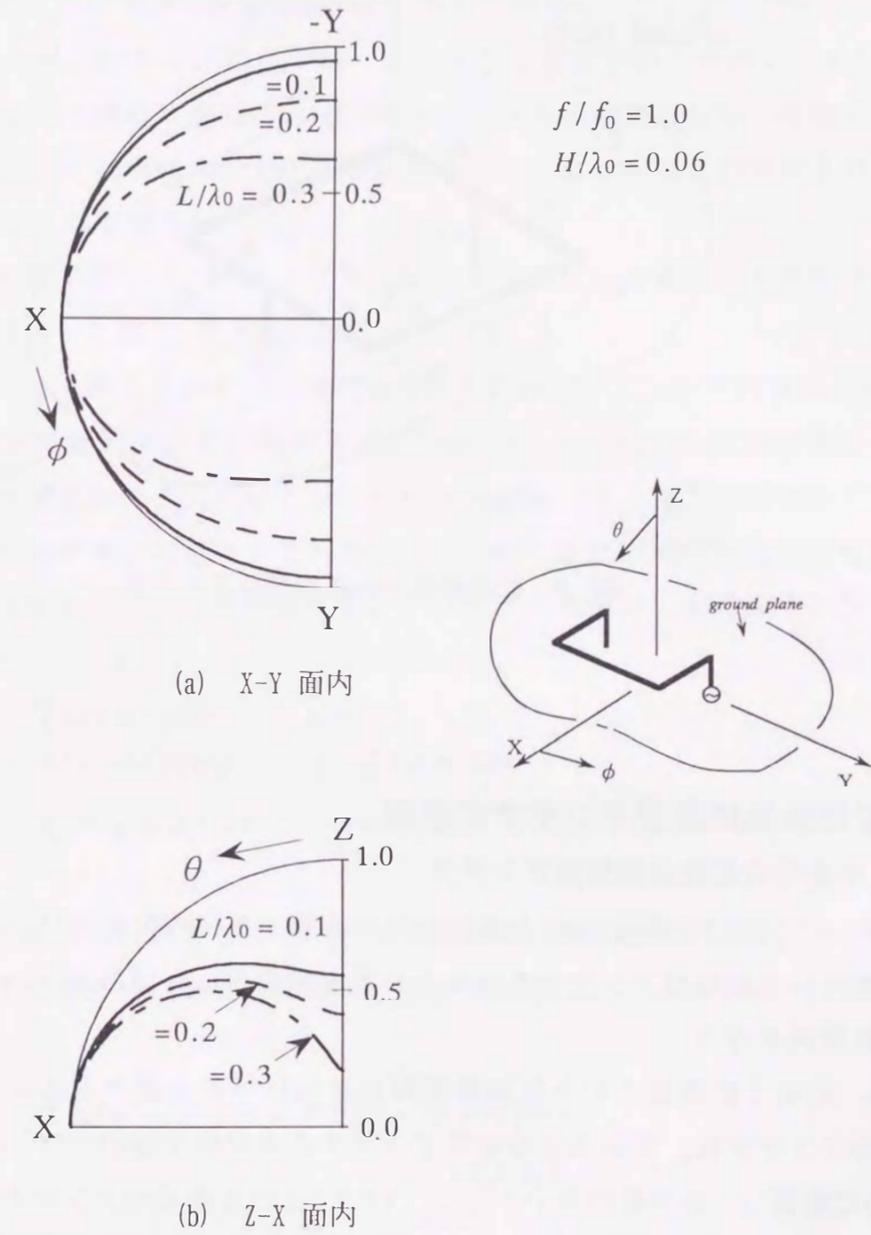


図3.8 指向特性

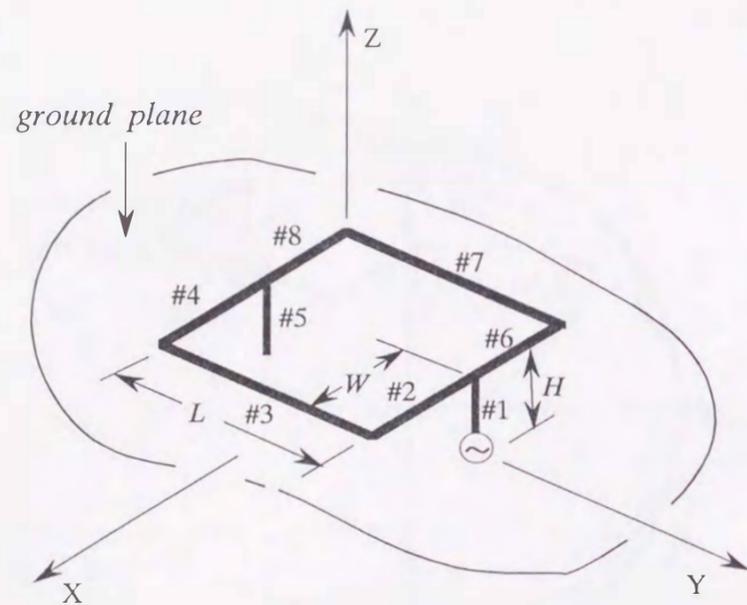


図3.9 低姿勢変形伝送線路型アンテナ

3.3 変形伝送線路型アンテナの応用

3.3.1 低姿勢変形伝送線路型アンテナ

ここでは、アンテナの低姿勢化と指向特性を改善する目的のために、前節の基本構造の変形伝送線路型アンテナを改良した低姿勢変形伝送線路型アンテナを提案し、数値解析を行う。

図3.9は、地板上に設置された低姿勢変形伝送線路型アンテナとその座標系を示す。このアンテナは、変形伝送線路型アンテナの水平素子部の”コ”の部分のY軸で対称に配置し、水平部の素子が”ロ”（方形）となる構造のアンテナである。

この構造は、逆L形アンテナのようにアンテナの頂部(λ/4)に容量を附加するとアンテナが小型化できることを、本アンテナでも利用したものである。すなわち、本アンテナの素子長Lの中心が給電点からλ/4になるため、先に説明した”コ”の部分の水平素子に新たに増やし、変形伝送線路型アンテナの地板との容量を増加させ、アンテナの高さの小型化を図るものである⁽¹²⁰⁾。

一方、指向特性の改善については、前節の図3.8(b)のZ-X面内指向性で指摘したように、変形伝送線路型アンテナはZ軸方向に水平素子Wの部分より電波が放射される。このような伝送線路の部分からの放射は、アンテナの利用目的によっては不要の場合がある。ここでは、このような放射を防ぐためこのWの部分のY軸で対称となる構造にすることで、その部分からの電界成分は、給電点からの電流が互いに逆向きに流れるため相殺されてなくなり、電波が放射されず特性が改善されることになる。

ここで提案するアンテナは、以上の観点より提案した低姿勢変形伝送線路型アンテナである。

アンテナは、素子番号#1~#8までの8素子である。アンテナの長さCは図3.2の変形伝送線路型アンテナの形状と同じ2(W+H)+Lとし、半波長に取る。本アンテナの全素子数Mはイメージアンテナを含め16個であるが、数値解析では、アンテナは完全導体板上に置かれており、またY軸に対して幾何学的にも電氣的にも対称であるから、これらを考慮するとアンテナの電流は、次のような関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} I_i(x'_i) &= I'_i(x'_i) & (i=1,5) \\ I_i(x'_i) &= -I'_i(x'_i) & (i=2,3,4,6,7,8) \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

$$I_i(x'_i) = I_{i+4}(x'_{i+4}) \quad (i=2,3,4) \quad (3.29)$$

これら、式(3.28)および式(3.29)の関係から、未知電流は素子#1~#5のI₁~I₅の値に対する連立方程式を立てればよいことになる。

これは、

$$\sum_{k=1}^{16} \sum_{p=1}^N I_{kp} J_{mkp}(x_{mq}) = a_m \cos \beta x_{mq} + b_m \sin \beta x_{mq} \quad (m=1,2,3,4,5) \quad (3.30)$$

$$(q=1,2,\dots,N)$$

となる。

一方、この方程式に含まれる未定定数a_m, b_m (m=1, 2, 3, 4, 5)は10個となるため、これらを決定する補助方程式は、付録(H-1)で示す電流、電圧に関する境界条件を用いて、前節と同じ方法で導びくと、次のようになる。

$$b_1 = \frac{\beta}{j2\omega} V \quad (3.31)$$

$$b_2 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{2p} \hat{J}'_{12p}(H) + I_{3p} \hat{J}'_{13p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{14p}(H) \right\} - a_1 \sin \beta H + b_1 \cos \beta H \quad (3.32)$$

$$b_3 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{21p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{23p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{25p}(W) \right\} - a_2 \sin \beta W + b_2 \cos \beta W \quad (3.33)$$

$$b_4 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{31p}(L) + I_{2p} \hat{J}'_{32p}(L) + I_{4p} \hat{J}'_{34p}(L) \right\} - a_3 \sin \beta L + b_3 \cos \beta L \quad (3.34)$$

$$b_5 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{41p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{43p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{45p}(W) \right\} - a_4 \sin \beta W + b_4 \cos \beta W \quad (3.35)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{2p} \hat{J}'_{52p}(H) + I_{3p} \hat{J}'_{53p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{54p}(H) \right\} - a_5 \sin \beta H + b_5 \cos \beta H \quad (3.36)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{1p} F_{1p}(H) - 2 \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(0) \quad (3.37)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(W) - \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(0) \quad (3.38)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(L) - \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(0) \quad (3.39)$$

$$0 = 2 \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(W) - \sum_{p=1}^N I_{5p} F_{5p}(0) \quad (3.40)$$

式(3.30)および式(3.31)～式(3.40)からなる連立方程式を解けばアンテナの電流が求まる。

○数値計算と測定結果

数値解析にあたって各素子の分割数 N は5に取っている。

図3.10は、低姿勢変形伝送線路型アンテナの入カインピーダンス特性を示す。

インピーダンス特性は、前節の変形伝送線路型アンテナと比較するため同じパラメータを用いた。図(a)が $L/\lambda_0=0.1$ 、図(b)が $L/\lambda_0=0.2$ 、図(c)が $L/\lambda_0=0.3$ の場合であり、いずれの図も $H/\lambda_0=0.04, 0.06, 0.08$ と変化した特性を示す。素子半径 a は、 $0.004\lambda_0$ である。図(b)の○、●印は、 $H/\lambda_0=0.06$ の測定結果をプロットしている。

図より、入カインピーダンス特性を前節で解析した変形伝送線路型アンテナと

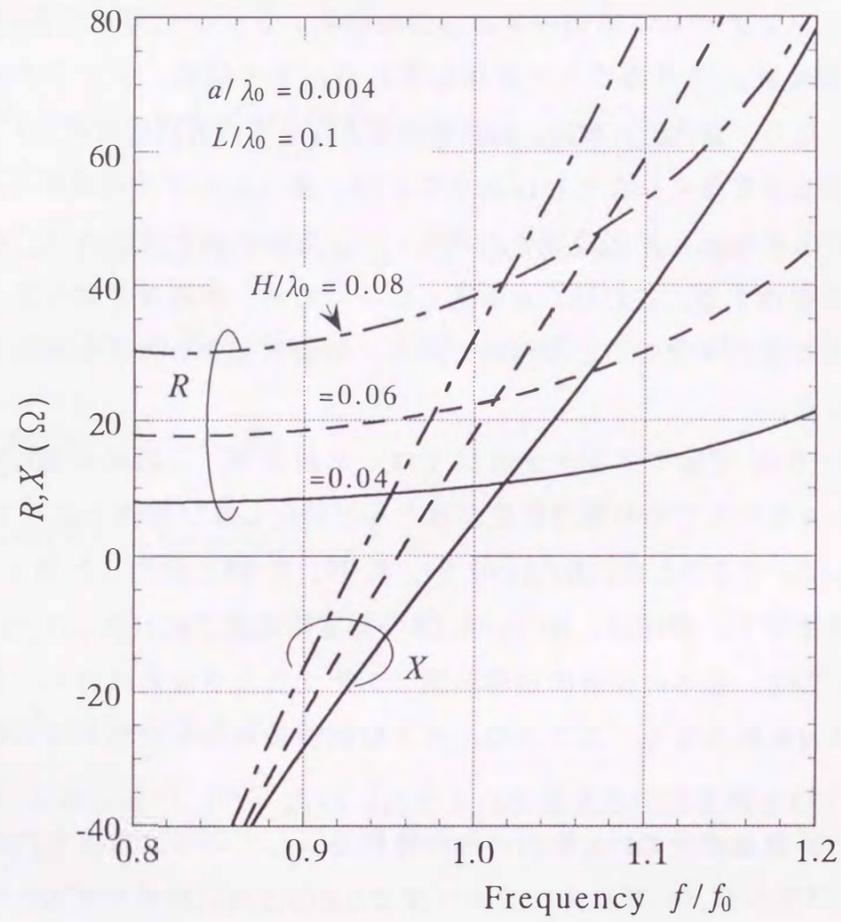
比べると抵抗値は、相対的に若干高くなるが、ほぼ同じ周波数特性を示している。しかし、共振点は、例えば、 $L/\lambda_0=0.1$ 、 $H/\lambda_0=0.08$ の特性と比較すると変形伝送線路型アンテナの共振周波数に比べ本アンテナが18%程度低い周波数に移動しており、低姿勢変形伝送線路型アンテナが長い波長で共振していることがわかる。これは、本アンテナが基本構造の変形伝送線路型アンテナに対して約2割程度アンテナ長を短く設計できることを意味しており、その結果、アンテナが小型化(低姿勢化)になる。また、一般に、伝送線路型アンテナの抵抗値を増加するには、アンテナの高さ H を高くしなければならないが、本アンテナでは H を一定とした場合の L の変化を見ると、垂直素子の間隔 L が短くなるほど前節と同じ効果が現われ抵抗値が増加する。これは、 H を高くしなくても、垂直素子間を狭くすることで目的とする抵抗を得ることが可能であり、低姿勢化アンテナを容易に実現できることになる。

一方、図3.10(b)で示すアンテナ寸法では、共振値は、ほぼ周波数 $f/f_0=1.0$ 付近に存在し、 H を変えても共振周波数がほとんど変化しない特性となっている。

図3.11は $L/\lambda_0=0.2$ のとき、 $H/\lambda_0=0.04, 0.06, 0.08$ と変化した場合のX軸方向の利得特性を示す。●印は、 $H/\lambda_0=0.06$ の測定結果をプロットしている。

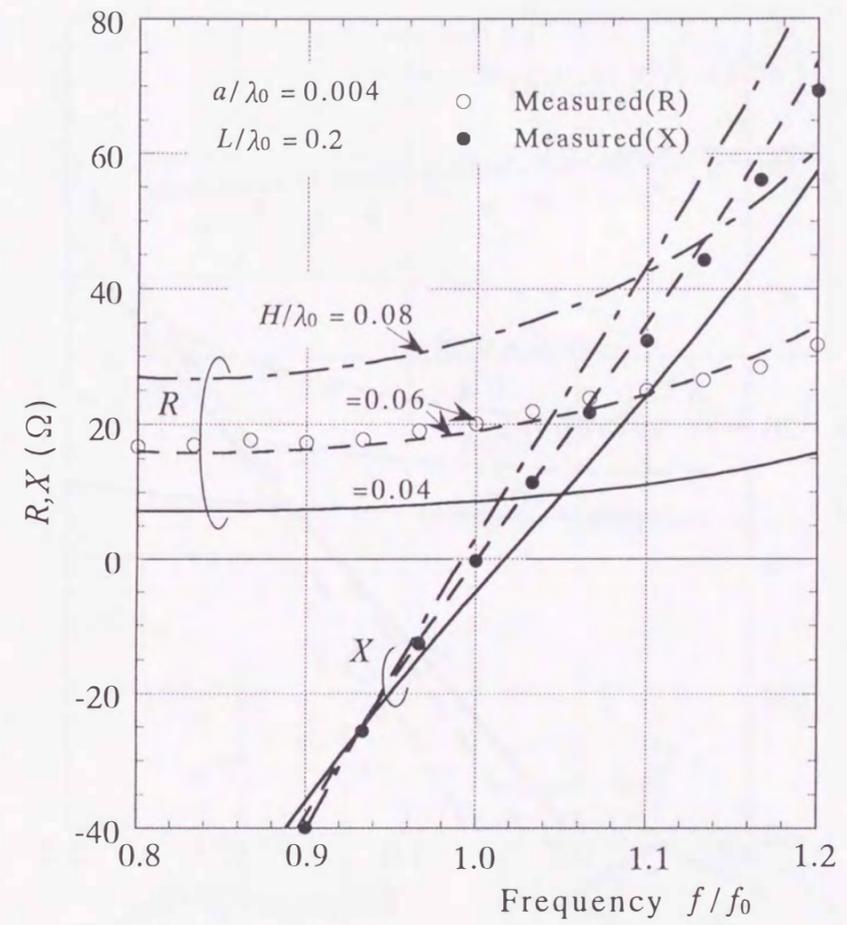
利得については、基本の変形伝送線路型アンテナと大きな差はない。また、アンテナの高さ H を変えても、ここでは、大きな利得の増加は得られていないことが判明した。

図2.12は、垂直偏成分のZ-X面内の指向特性を示している。垂直面内の指向性は、8字特性が得られ、いずれのパラメータでもZ軸方向に放射せず指向特性が改善されている。一方、水平面内は図3.8(a)とほぼ同じ特性が得られた。



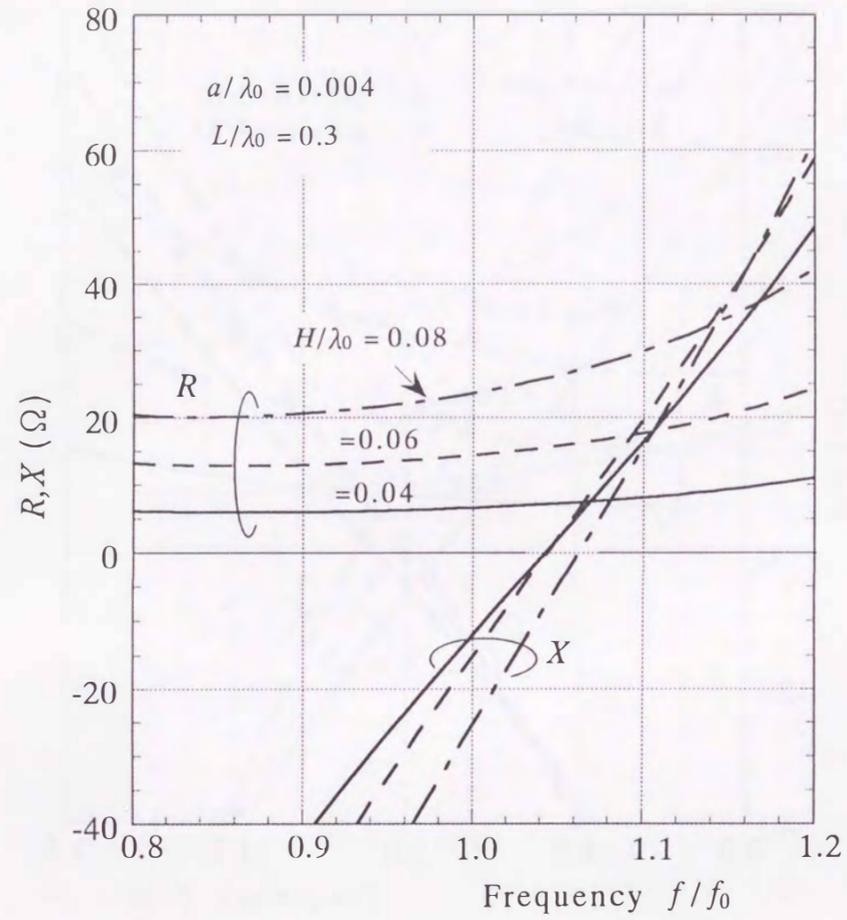
(a) $L/\lambda_0 = 0.1$

図3.10 入力インピーダンス特性



(b) $L/\lambda_0 = 0.2$

図3.10 入力インピーダンス特性



(c) $L/\lambda_0 = 0.3$

図3.10 入力インピーダンス特性

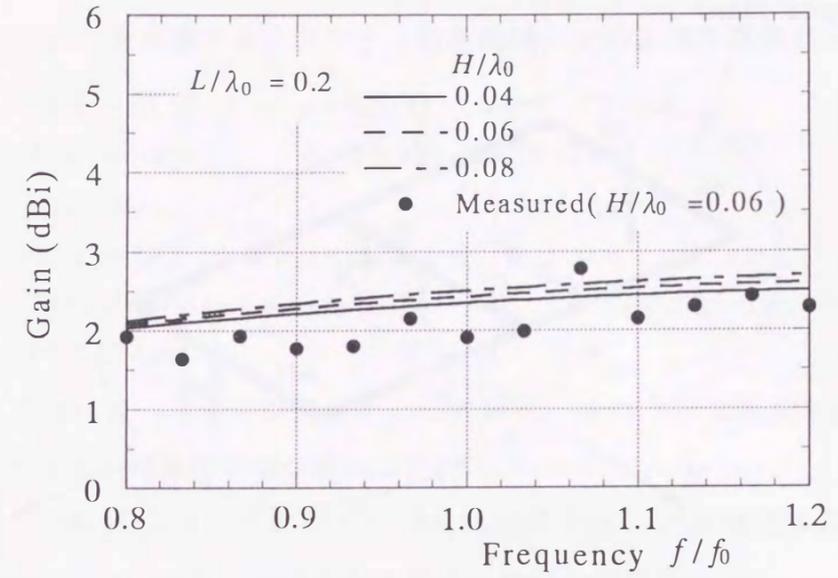


図3.11 利得特性 (X軸方向)

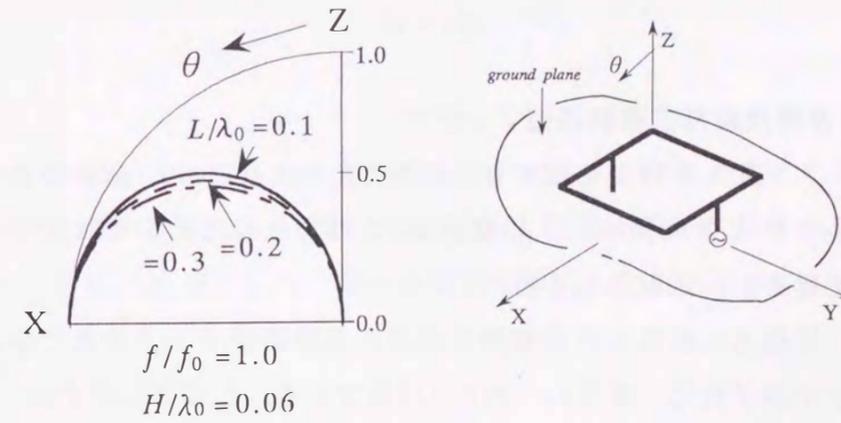


図3.12 Z-X面内指向特性

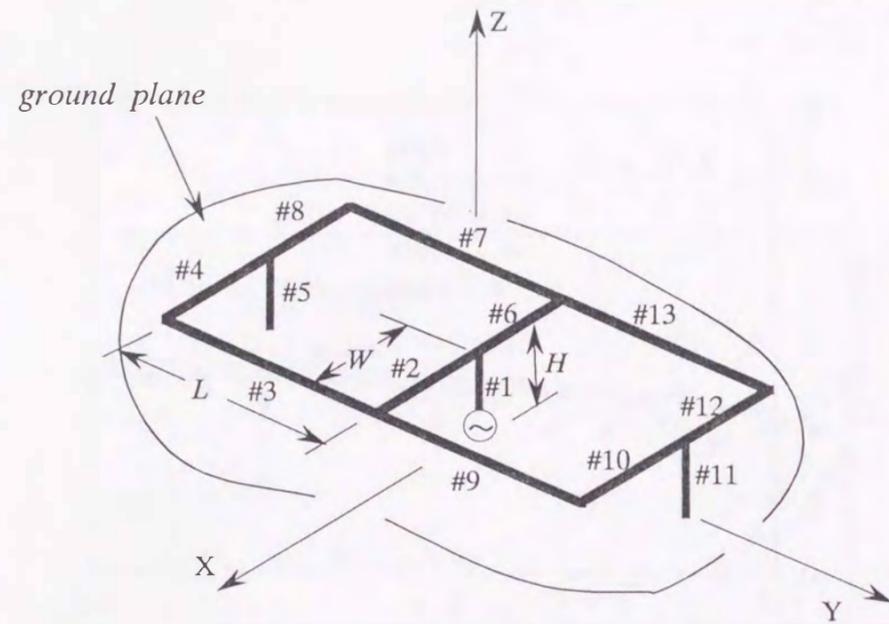


図3.13 低姿勢双変形伝送線路型アンテナ

3.3.2 低姿勢双変形伝送線路型アンテナ

ここでは、アンテナの利得を増加する目的で、図3.9で示す2個の低姿勢変形伝送線路型アンテナを並列接続し、給電系を1つにまとめた低姿勢双変形伝送線路型アンテナを提案し、数値解析を行う。

図3.13は、地板上に設置した低姿勢双変形伝送線路型アンテナとその座標系を示す。アンテナ素子数は、番号#1~#13の13個である。このアンテナは、図3.2, 図3.9の変形伝送線路型アンテナの利得を改善するために、前節のアンテナ2個をX-Y面内に水平に並べ、しかも垂直素子がY軸上に並ぶように配列したアンテナである。これにより、本アンテナの放射は3本の垂直素子からなるブロードサイドアレイを形成しており、利得の改善を図っている。ここでも、図に示すようにアンテナの長さ $C = 2(W+H) + L$ は、半波長に取る。本アンテナの全素子数 M は

イメージアンテナを含め26個であるが、数値解析では、アンテナは完全導体板上に置かれていること。また、X軸とY軸に対して幾何学的にも電氣的にも対称であるから、これらを考慮するとアンテナの電流は、次のような関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} I_i(x'_i) &= I'_i(x'_i) & (i=1, 5, 11) \\ I_i(x'_i) &= -I'_i(x'_i) & (i=2 \sim 4, 6 \sim 8, 9, 10, 12, 13) \end{aligned} \right\} \quad (3.41)$$

$$\left. \begin{aligned} I_2(x'_2) &= I_6(x'_6) \\ I_3(x'_3) &= I_7(x'_7) = I_9(x'_9) = I_{13}(x'_{13}) \\ I_4(x'_4) &= I_8(x'_8) = I_{10}(x'_{10}) = I_{12}(x'_{12}) \\ I_5(x'_5) &= I_{11}(x'_{11}) \end{aligned} \right\} \quad (3.42)$$

ここで式(3.41)は、イメージ電流による対称性、式(3.42)は各水平素子のX軸およびY軸に対する対称性の関係を示す。

従って、これら式(3.41)および式(3.42)の関係から、未知電流は素子#1~#5の $I_1 \sim I_5$ の値についての連立方程式を立てればよいことになる。

これは、

$$\sum_{k=1}^{26} \sum_{p=1}^N I_{kp} J_{mkp}(x_{mq}) = a_m \cos \beta x_{mq} + b_m \sin \beta x_{mq} \quad (m=1, 2, 3, 4, 5) \quad (3.43)$$

$$(q=1, 2, \dots, N)$$

となる。

ここでも、前節と同様に未定定数 $a_m, b_m (m=1, \dots, 5)$ を決定する補助方程式は、式(2.66), 式(2.70)に、付録(H-2)で示す電流、電圧に関する境界条件を代入すると、次に示す独立した10個の方程式を導くことが出来る。

$$b_1 = \frac{\beta}{j2\omega} V \quad (3.44)$$

$$b_2 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{2p} \hat{J}'_{12p}(sH) + I_{3p} \hat{J}'_{13p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{14p}(H) \right\} - a_1 \sin \beta H + b_1 \cos \beta H \quad (3.45)$$

$$b_3 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{21p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{23p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{25p}(W) \right\} - a_2 \sin \beta W + b_2 \cos \beta W \quad (3.46)$$

$$b_4 = \sum_{p=1}^N \left\{ I_{1p} \hat{J}'_{31p}(L) + I_{2p} \hat{J}'_{32p}(L) + I_{4p} \hat{J}'_{34p}(L) \right\} + I_{5p} \hat{J}'_{35p}(L) - a_3 \sin \beta L + b_3 \cos \beta L \quad (3.47)$$

$$b_5 = \sum_{p=1}^N \{ I_{1p} \hat{J}'_{41p}(W) + I_{3p} \hat{J}'_{43p}(W) + I_{5p} \hat{J}'_{45p}(W) \} - a_4 \sin \beta W + b_4 \cos \beta W \quad (3.48)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N \{ I_{2p} \hat{J}'_{52p}(H) + I_{3p} \hat{J}'_{53p}(H) + I_{4p} \hat{J}'_{54p}(H) \} - a_5 \sin \beta H + b_5 \cos \beta H \quad (3.49)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{1p} F_{1p}(H) - 2 \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(0) \quad (3.50)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{2p} F_{2p}(W) - 2 \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(0) \quad (3.51)$$

$$0 = \sum_{p=1}^N I_{3p} F_{3p}(L) - \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(0) \quad (3.52)$$

$$0 = 2 \sum_{p=1}^N I_{4p} F_{4p}(W) - \sum_{p=1}^N I_{5p} F_{5p}(0) \quad (3.53)$$

式(3.43)および式(3.44)～式(3.53)からなる連立方程式を解けばアンテナの電流が求まる。

○数値計算と測定結果

数値計算をするにあたり、各素子の代表点の数は $N=5$ とする。

図3.14は、低姿勢双変形伝送線路型アンテナの入力インピーダンス特性を示す。ここでも先で解析した二種類の変形伝送線路型アンテナと同じパラメータを用いた結果を示しており、図(a)が $L/\lambda_0=0.1$ 、図(b)が $L/\lambda_0=0.2$ 、図(c)が $L/\lambda_0=0.3$ の場合である。いずれも $H/\lambda_0=0.04, 0.06, 0.08$ と変化した特性を示す。図(b)の○、●印は、 $H/\lambda_0=0.06$ の測定結果をプロットしている。

インピーダンスの抵抗値は、これまで解析してきた図3.2や図3.9のアンテナと比べると最も高くなる傾向を示し、例えば、 $L/\lambda_0=0.1$ で構成される基本構造の変形伝送線路型アンテナの特性(図3.5(a))と比較すると、 H/λ_0 がいずれのパラメータでも $f/f_0=1.0$ 付近では、ほぼ2倍の抵抗値が得られている。また、抵抗値の周波数特性は、共振点近くで最小となる特性を示し、その共振点は、低姿勢変形伝送線路型アンテナより更に低い周波数に移動している。

図3.15は、X軸方向の利得特性を示し、 $H/\lambda_0=0.06$ のときに、 $L/\lambda_0=0.1, 0.2, 0.3$ と変化した計算結果を示す。●印は $L/\lambda_0=0.2$ の測定結果を示している。

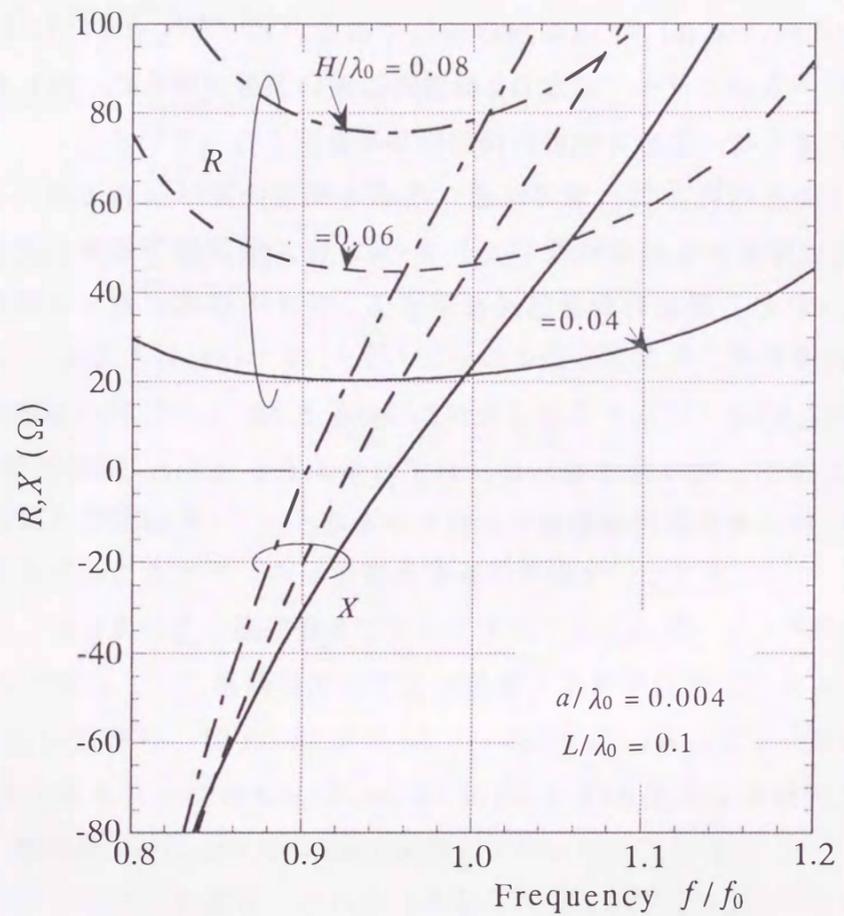
利得は、周波数に対して変化が少なく一定な値を示しており、その値は、垂直素子の間隔 L/λ_0 に比例して増加し、 $f/f_0=1.0$ で見ると $L/\lambda_0=0.1$ では2dBi、 L/λ_0

$=0.2$ では3.5dBi、特に $L/\lambda_0=0.3$ では5dBiの高い利得が得られている。双変形伝送線路型アンテナにすることで当初の目的である利得の増加を図ることができた。

図3.16は、 $H/\lambda_0=0.06$ のときに、 $L/\lambda_0=0.1, 0.2, 0.3$ と変化した E_θ 成分の指向特性の計算結果を示し、最大値で規格化している。周波数は、 $f/f_0=1.0$ である。図(a)がX-Y面内、図(b)がZ-X面内の特性である。X-Y面内では、 $L/\lambda_0=0.3$ 程度になるとビームがシャープになりX軸方向に強い放射が得られ、図3.15の利得特性で示したように、この方向の利得の増加の要因となっている。

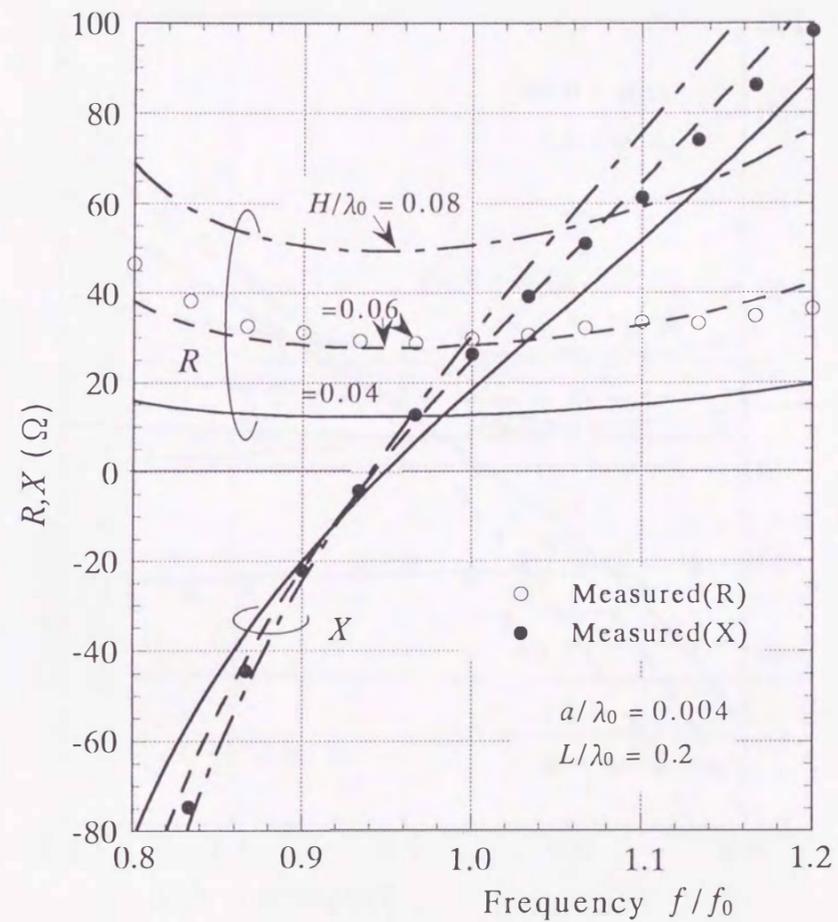
次に、参考のために、これまでに述べた基本構造の変形伝送線路型アンテナ(図3.2)、低姿勢変形伝送線路型アンテナ(図3.9)、低姿勢双変形伝送線路型アンテナ(図3.13)の三種類の変形伝送線路型アンテナの形状に対する特性の変化について比較する。

図3.17、図3.18は、アンテナの寸法が $L/\lambda_0=0.2, H/\lambda_0=0.06$ のときの入力インピーダンス特性と利得特性を示し、いずれも実線が図3.2、破線が図3.9、一点破線が図3.13の変形伝送線路型アンテナである。



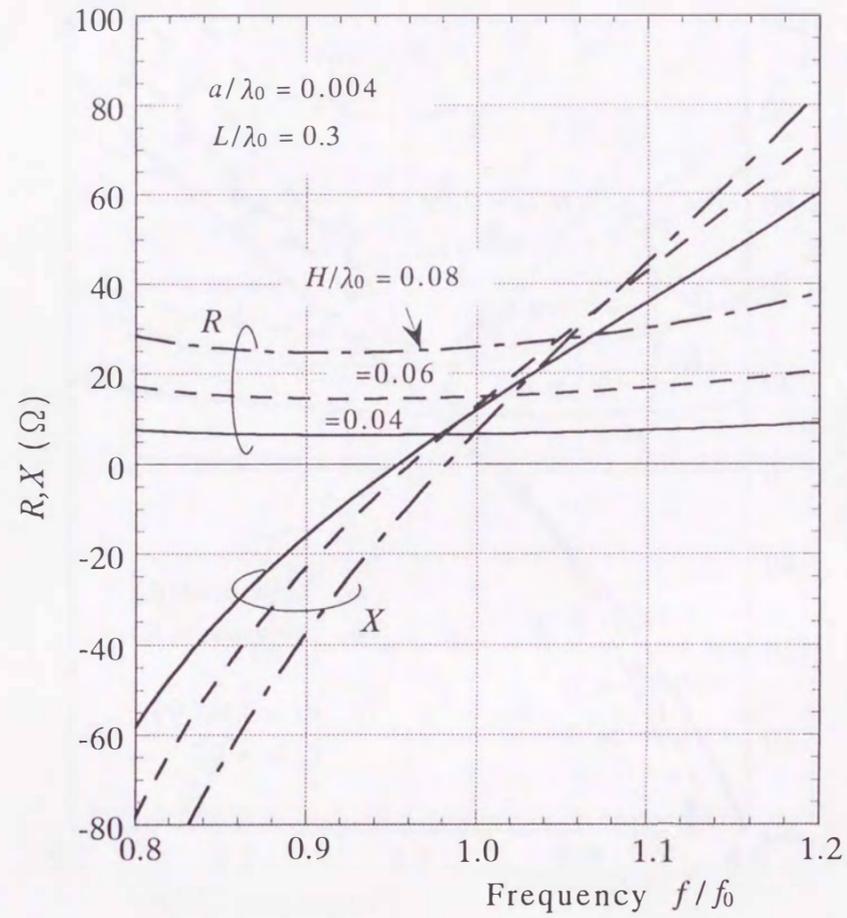
(a) $L/\lambda_0 = 0.1$

図3.14 入力インピーダンス特性



(b) $L/\lambda_0 = 0.2$

図3.14 入力インピーダンス特性



(c) $L/\lambda_0 = 0.3$

図3.14 入力インピーダンス特性

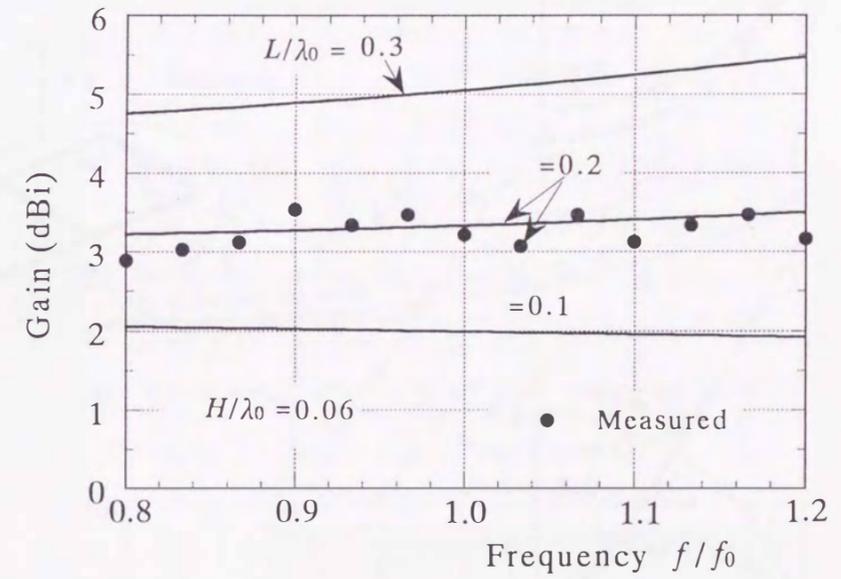
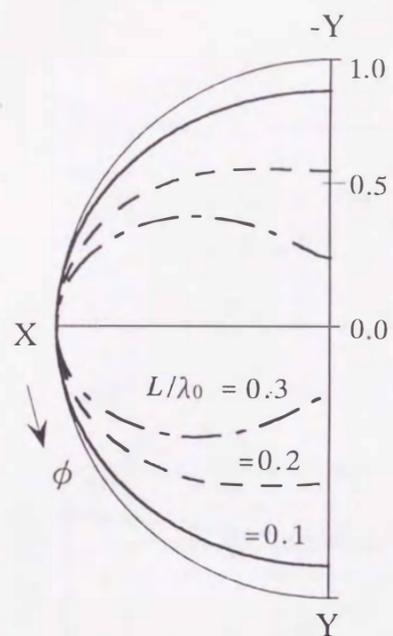
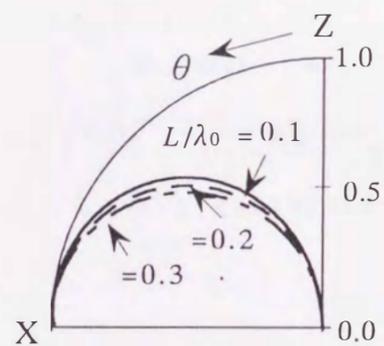


図3.15 利得特性 (X軸方向)



(a) X-Y 面内



(b) Z-X 面内

$f/f_0 = 1.0$
 $H/\lambda_0 = 0.06$

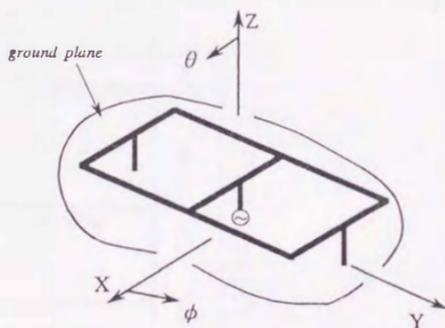
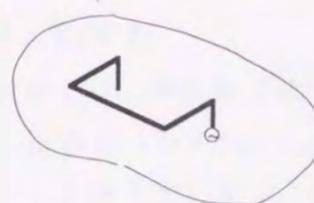
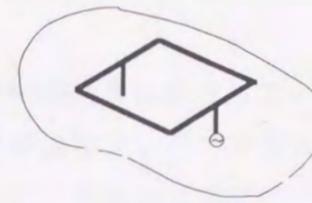


図3.16 指向特性



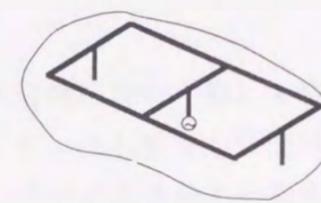
Antenna Type①

変形伝送線路型アンテナ



Antenna Type②

低姿勢変形伝送線路型アンテナ



Antenna Type③

低姿勢双変形伝送線路型アンテナ

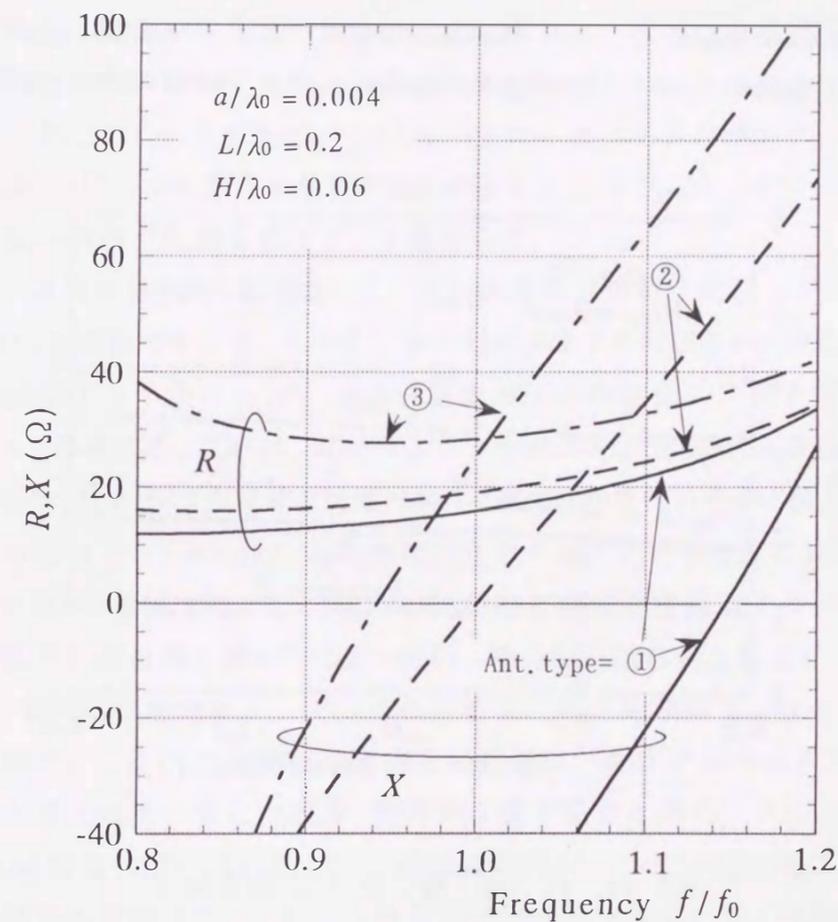
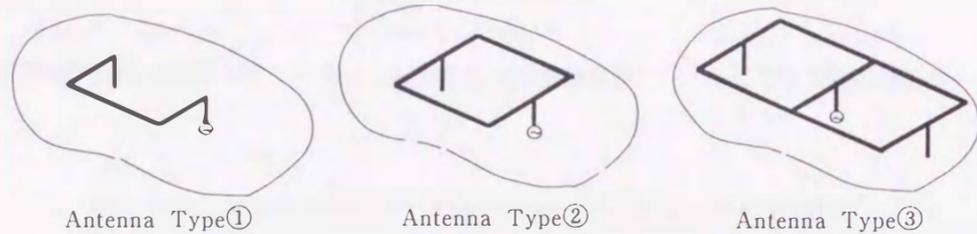


図3.17 入力インピーダンス特性



Antenna Type①

Antenna Type②

Antenna Type③

変形伝送線路型アンテナ 低姿勢変形伝送線路型アンテナ 低姿勢双変形伝送線路型アンテナ

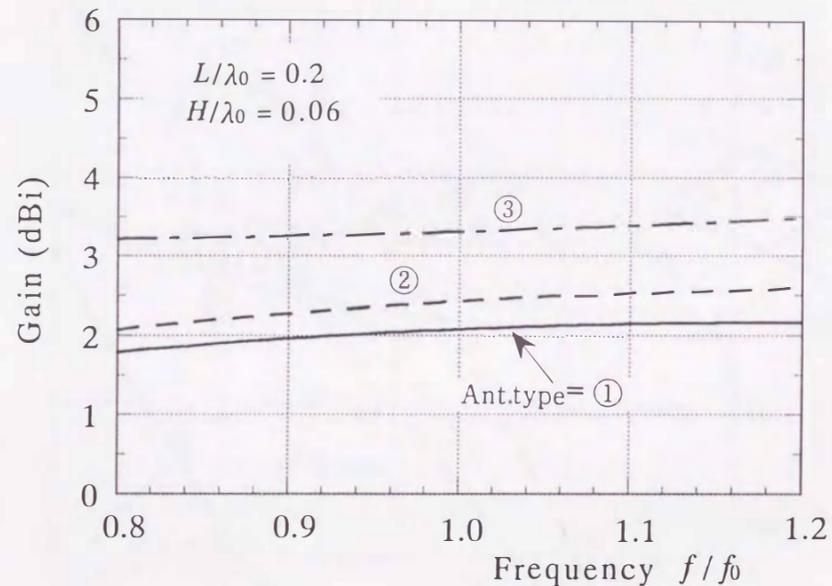


図3.18 利得特性 (X軸方向)

3.4 むすび

第3章では、移動体通信での利用を目的として、伝送線路長が半波長で終端を短絡した新しいタイプの伝送線路型アンテナを提案した。これを変形伝送線路型アンテナと呼んでいるが、更に、変形伝送線路型アンテナの低姿勢化と指向特性の改善のために水平素子部を改良した低姿勢変形伝送線路型アンテナ、高利得を得るために、2つの低姿勢変形伝送線路型アンテナを組合わせた低姿勢双変形伝送線路型アンテナを提案し、これらの形状と動作特性を比較するとともに移動体通信用アンテナのための基礎特性を示した。解析は、変形伝送線路型アンテナの小型化を損なわない形状を目安に、高さ H を $0.04 \sim 0.08\lambda$ 、長さ L を $0.1 \sim 0.3\lambda$ の範囲を対称とした。その結果、これら三種類の変形伝送線路型アンテナは、水平素子の高さ H や2本の垂直素子の間隔 L を変えることで、インピーダンスや利得を比較的広い範囲で制御できることを確認した。

一方、共振周波数(動作周波数)は、基本の変形伝送線路型アンテナでは $1.1 \sim 1.2f_0$ の高い周波数で生じる。しかし、新たに水平素子を付加させた構造の低姿勢変形伝送線路型アンテナは $1.0f_0$ 、低姿勢双変形伝送線路型アンテナでは $0.9f_0$ の低い周波数へと移動する。これは、このアンテナが基本形の変形伝送線路型アンテナに比べ小型化(低姿勢化)が可能となる。より一層の低姿勢化のためには、アンテナの垂直素子を接近させ、Folded Dipole効果を利用することでも容易に実現できる。

アンテナ設計の観点では、 $L/\lambda_0 = 0.2$ の低姿勢変形伝送線路型アンテナを用いれば動作周波数と設計周波数 f_0 がほぼ一致し、その設計は容易となる。

利得は、変形伝送線路型アンテナと低姿勢変形伝送線路型アンテナではほぼ同じ特性を示す。一方、低姿勢双変形伝送線路型アンテナでは先の2つの変形伝送線路型アンテナに比べると倍程度Y軸方向に長くなるものの、アンテナ形状を $L/\lambda_0 = 0.3$ 程度に選べば利得が5dBiと、最も高利得なアンテナとなる。いずれのアンテナも移動体通信で用いられる垂直偏波成分を水平面内に強く放射するが、垂直方向(Z軸)への放射は、基本の変形伝送線路型アンテナ以外の二種類のアンテナではほとんど放射されないことを確認した。

以上のように、変形伝送線路型アンテナを基に、アンテナの低姿勢化、指向特性の改善、利得の増加を得るアンテナを実現できた。これらのアンテナは移動体通信用アンテナとして利用できるが、ここで得られた結果は、次章以降で述べる変形伝送線路型アンテナを用いた移動体通信用のアンテナを設計する際の基礎的な資料として利用するものである。