

リフレクタレーアンテナの広帯域化  
および偏波特性制御のための  
高性能共振素子形状に関する研究

2019年 6月

東 大智

## リフレクトアレーアンテナの広帯域化 および偏波特性制御のための 高性能共振素子形状に関する研究

本論文は、衛星通信・放送において重要要素となる平面型反射鏡アンテナであるリフレクトアレーアンテナに着目し、広帯域直交偏波共用低交差偏波特性、偏波変換特性および任意の反射位相差を有するリフレクトアレー素子の開発を行い、新たな機能を有するリフレクトアレーを実現した研究成果について述べたものである。

現在、衛星搭載用アンテナとして広く普及しているアンテナとしてパラボラ反射鏡アンテナがある。パラボラ反射鏡アンテナは、放物曲面状の金属反射板と、幾何学的に決定される焦点位置に配置された一次放射器とが対向する構成となっており、放物曲面へ入射される平面波は焦点に収束し、焦点から放射された球面波は平面波として空間へ放射する事が可能となる。そのため、比較的 low コストで高利得特性を実現するアンテナとして、広く普及している。通常、人工衛星に搭載されるパラボラアンテナの反射板は、折りたたまれた状態で宇宙空間に打ち上げられ、宇宙空間で展開される。したがって、一般的な衛星搭載用のパラボラアンテナは、反射板を展開するための機構を含む複雑な構造が必要になる。また、ビーム走査を行う場合は、装置を機械走査する方法に限られる。そこで近年、放物面状反射板の代替として、平面反射板で構成できるリフレクトアレーアンテナが注目されている。反射面を放物面から平面にすることにより、衛星搭載用大型アンテナにおける展開構造の信頼性が飛躍的に向上することに加え、その構造上、重量や製作コストの点においても、従来のパラボラアンテナより優れている点が多い。しかしながら、リフレクトアレーは共振現象を利用する事から、狭帯域特性になるという欠点を抱えているため、リフレクトアレーを構成する共振素子の広帯域化が要求されている。また、衛星通信利用における通信容量の大容量化のための偏波多重技術の必要性などから、直交偏波共用性や低交差偏波特性も要求される。また、実際の通信・放送システムでは、直線偏波だけでなく円偏波も多く用いられることから、円偏波変換特性を有する素子等の開発も非常に重要となり、このような偏波制御技術の進展は、衛星通信・放送以外にも、対象とする様々な空間での電波伝搬環境の改善が可能になる。リフレクトアレーの性能は、共振素子の周波数特性や機能に大きく依存するため、高性能化を図るために、素子自体の特性向上や多機能化の開発が望まれる状況にあり、本研究が要求されるに至ったわけである。

本論文は、7章で構成されており、その内容の概要について章を追って述べることにする。

第1章では、本論文の研究背景として、リフレクタレー研究の背景、リフレクタレーの広帯域化および偏波制御技術に関して今日まで行われてきた研究の概要を説明している。そして次に、背景を踏まえ、リフレクタレーの研究課題を明確にし、本研究の目的を明らかにしている。

第2章では、リフレクタレーの動作原理及び所望の反射位相量を有するリフレクタレーの動作について述べ、偏波変換の原理についても述べている。また、リフレクタレー共振素子の開発、設計を行うための解析手法(モーメント法)についての概要についても述べる。以降では、本章で述べたモーメント法を用いて、共振素子の二次元周期構造による電磁界散乱問題の解析、設計を行っていく。

第3章では、広帯域直交二偏波共用性及び低交差偏波特性を有するリフレクタレー共振素子として、二種類の共振素子形状を提案する。先ず一つ目に、直交する偏波の入射波に対して比較的独立な共振現象が得られるように、単位セル内に $\Omega$ 型形状の二共振ストリップ素子を直交配置することで、広帯域にわたり直交偏波の制御を行う単層構造リフレクタレー素子形状を提案する。二つ目に、単位セル内で生じる交差偏波成分を消去するため、2共振オープンループ素子を4軸対称構造を持たせて配置することで、単位セル内において、低交差偏波特性を実現した共振素子形状を提案する。次に、提案素子形状の特徴及び広帯域特性の実現方法について述べ、素子の形状パラメータを変化させた場合の反射特性の数値的検討を行うことで、広帯域特性が得られる事を明らかにするとともに、広角入射に対しても良好な偏波特性を有する事も示している。そして、提案素子を用いてKu帯においてオフセット給電単層リフレクタレーの設計、試作を行い、放射特性の数値的及び実験的評価により、提案素子の有効性の検証を行っている。

第4章では、直線-円偏波変換特性を有する新たなリフレクタレー素子を提案している。先ず、前章における $\Omega$ 型素子設計の考え方を応用し、各入射偏波に対する反射位相差が $90^\circ$ となる素子形状を個別に設計することで、容易に直交偏波共用のための基本素子が構成できる事を示している。また、基本形状が決定されると、素子長を増減させるだけで、所望の反射位相特性を得ることができ、良好な円偏波特性が得られることを示す。そして、これらの提案素子を用いて、直線-円偏波変換リフレクタレーの設計・試作を行い、放射特性の数値的及び実験的評価により、本提案素子の偏波変換素子としての有効性の検証を行っている。

第5章では、遺伝的アルゴリズム(Genetic Algorithm:GA)による最適化手法を用いた直交偏波変換リフレクタレー共振素子の設計を行っている。前章において、円偏波変換リフレクタレーを構成した $\Omega$ 型形状素子を応用すると、直交する素子形状は大幅に変えた形となり、もはや、 $\Omega$ 型だけで表現できるものではなく、任意形状素子が必要となってくるため、GAによって直交偏波変換特性を有す

る素子形状の開発を行っている。先ず、直交偏波変換の原理を述べた後、GAを用いた任意形状共振素子の最適化手法および評価関数について説明している。そして、最適化設計された任意形状素子群が、広帯域にわたり良好な直交偏波変換特性を有することを明らかにし、提案素子を用いた直交偏波変換リフレクタレーの設計・試作及び放射特性の評価を行い、直交偏波変換素子としての有効性および設計手法の妥当性の検証を行っている。

第6章では、偏波変換素子の更なる応用として、GAを用いて最適化設計した直交する二偏波間において任意の反射位相差を有する任意形状共振素子群を提案している。まず、最適化設計に用いる評価関数について述べ、前章における直交偏波変換素子設計に使用した評価関数を適用する事で設計可能であることを明らかにしている。そして、設計された素子は、設計帯域内において、直交する直線偏波間において、 $-180^{\circ}\sim+180^{\circ}$ の任意反射位相差を実現してかつ、 $360^{\circ}$ の範囲の反射位相量を確保できる事を示す。両偏波独立制御を応用すると、偏波によって焦点位置を変えることも可能となり、本論文では、異なる焦点を持つこれまでにない新しいリフレクタレーアンテナを考案し、各々の偏波を独立制御できる事を明らかにする。そして、設計したアンテナの試作を行い、放射特性の数値的及び実験的評価により、提案素子及び本設計の有効性を検証している。

第7章では、本論文全体の結論の要点をまとめ、その新規性、将来性を示している。最後に、御指導ないし、御協力を頂いた方々に対する謝辞を述べている。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>緒言</b>	<b>1</b>
1.1	研究背景	1
1.1.1	広帯域リフレクタレーに関する従来研究	3
1.1.2	偏波変換リフレクタレーに関する従来研究	3
1.2	研究目的	5
<b>第2章</b>	<b>リフレクタレーの基本特性と解析手法</b>	<b>11</b>
2.1	リフレクタレーの動作原理	11
2.2	偏波変換の基本原理	12
2.2.1	直線-円偏波変換	12
2.2.2	直交偏波変換	12
2.3	所望の反射位相量を有するリフレクタレー動作	13
2.4	共振素子の解析法	14
<b>第3章</b>	<b>直交偏波共用リフレクタレー素子</b>	<b>22</b>
3.1	緒論	22
3.2	提案する共振素子形状	23
3.3	$\Omega$ 型形状の設計	26
3.3.1	素子長の組み合わせ	26
3.3.2	素子形状の変形パターン	26
3.4	4軸対称形状の設計	28
3.4.1	素子長の組み合わせ	28
3.4.2	素子形状の変形パターン	28
3.5	リフレクタレーアンテナの設計	30
3.5.1	設計法	30
3.5.2	設計例( $\Omega$ 型共振素子)	30
3.5.3	設計例(4軸対称共振素子)	35
3.6	放射特性の評価	40
3.6.1	放射特性の測定系	40
3.6.2	$\Omega$ 型形状を用いたリフレクタレーアンテナ	43
3.6.3	4軸対称形状を用いたリフレクタレーアンテナ	43
3.6.4	交差偏波レベルの比較	56

3.7	結論	57
<b>第4章</b>	<b>円偏波変換リフレクタレー素子</b>	<b>61</b>
4.1	緒論	61
4.2	直線-円偏波変換素子の構成方法	62
4.3	円偏波変換素子の設計	63
4.3.1	素子長の組み合わせ	63
4.3.2	直線偏波入射時の反射特性	64
4.3.3	円偏波変換特性	65
4.4	円偏波変換リフレクタレーの設計	66
4.5	放射特性の評価	70
4.6	結論	78
<b>第5章</b>	<b>直交偏波変換リフレクタレー素子</b>	<b>81</b>
5.1	緒論	81
5.2	直交偏波変換の原理	82
5.3	最適化による素子設計	82
5.3.1	最適化手法(遺伝的アルゴリズム)	82
5.3.2	評価関数	83
5.4	広帯域直交偏波変換共振素子	85
5.4.1	直交偏波変換素子の最適化	85
5.4.2	直線偏波入射時の反射特性	85
5.4.3	直交偏波変換特性	87
5.5	直交偏波変換リフレクタレーの設計	88
5.6	放射特性の評価	91
5.7	結論	95
<b>第6章</b>	<b>任意反射位相差を有するリフレクタレー素子</b>	<b>98</b>
6.1	緒論	98
6.2	遺伝的アルゴリズムによる任意形状素子の設計例	99
6.2.1	評価関数	99
6.2.2	設計条件	100
6.2.3	反射特性	100
6.3	リフレクタレーの設計例	101
6.4	放射特性の評価	101
6.5	結論	115
<b>第7章</b>	<b>結言および謝辞</b>	<b>117</b>
7.1	結言	117
7.2	謝辞	119

付録A	リフレクタレーの解析法	A-1
A.1	一次放射器	A-1
A.2	開口面法	A-2
付録B	共振素子の反射特性の解析法	B-1
B.1	素子構造と電界積分方程式	B-1
B.2	部分領域基底関数による展開	B-2
B.3	スペクトル領域モーメント法	B-4
B.4	計算の高速化	B-5
B.5	入射電界	B-7
B.6	一般化された散乱行列	B-8
付録C	Floquetモード関数	C-1
C.1	Floquetの定理	C-1
C.2	スカラーFloquetモード関数	C-2
C.3	ベクトルFloquetモード関数	C-3
C.3.1	TE波	C-3
C.3.2	TM波	C-4
C.4	電氣的・磁氣的Floquetモード関数	C-5
付録D	スペクトル領域グリーン関数	D-1
付録E	グレーティンググローブ	E-1

## 記 号 表

$\mathbf{a}_R$	; 原点から波面をそろえる方向への単位ベクトル
$a$	; 角錐ホーンの開口面(横)の寸法
$AR$	; 軸比
$A_l$	; 左旋円偏波の振幅係数
$A_r$	; 右旋円偏波の振幅係数
$\mathbf{A}$	; 電氣的ベクトルポテンシャル
$\mathbf{A}_m$	; 磁氣的ベクトルポテンシャル
$A_e$	; リフレクタレーの実効面積
$A$	; リフレクタレーの開口面積
$b$	; 角錐ホーンの開口面(縦)の寸法
$\mathbf{B}$	; 部分領域基底関数
$B_x$	; $x$ 方向電流の部分領域基底関数
$B_y$	; $y$ 方向電流の部分領域基底関数
$d_x$	; アレーの $x$ 方向の周期
$d_y$	; アレーの $y$ 方向の周期
$D$	; リフレクタレーの開口径
$e_{rpq}^{(+)}$	; 電氣的ベクトルFloquetモード関数
$E_L$	; 左旋円偏波成分
$E_R$	; 右旋円偏波成分
$\mathbf{E}^{(s)}$	; 単一の共振素子からの散乱電界
$E_x^{(i)}$	; 入射電界の $x$ 成分
$E_y^{(i)}$	; 入射電界の $y$ 成分
$\mathbf{E}_t^{(i)}$	; 入射電界の接線成分
$\mathbf{E}_t^{(s)}$	; 散乱電界の接線成分
$\mathbf{E}_r$	; 一次放射器により放射される電界
$\mathbf{E}_a$	; リフレクタレーの開口面における電界
$\mathbf{E}^{inc}$	; 一次放射器によりリフレクタレーに吹きつけられる電界
$f_0$	; 中心周波数
$\mathbf{F}$	; 指向性関数
$G$	; グリーン関数
$\tilde{\mathbf{G}}_{xx}$	; ダイアディックグリーン関数の $xx$ 成分
$\tilde{\mathbf{G}}_{xy}$	; ダイアディックグリーン関数の $xy$ 成分
$\tilde{\mathbf{G}}_{yx}$	; ダイアディックグリーン関数の $yx$ 成分
$\tilde{\mathbf{G}}_{yy}$	; ダイアディックグリーン関数の $yy$ 成分
$G_a$	; アンテナの絶対利得



$G$	; リフレクタレーの利得
$G_{loss}$	; 位相誤差による利得低下量
$h$	; 誘電体基板の厚み
$I_x$	; $x$ 方向電流の展開係数
$I_y$	; $y$ 方向電流の展開係数
$[I]$	; 未知電流値に関する列ベクトル
$j$	; 虚数単位
$\mathbf{J}$	; 誘導電流
$J_x$	; 誘導電流の $x$ 成分
$J_y$	; 誘導電流の $y$ 成分
$\tilde{\mathbf{J}}$	; 誘導電流のフーリエ変換
$\tilde{J}_x$	; 誘導電流のフーリエ変換の $x$ 成分
$\tilde{J}_y$	; 誘導電流のフーリエ変換の $y$ 成分
$k$	; 波数
$k_0$	; 真空中の波数
$k_{xp}$	; 波数ベクトルの $x$ 成分 (Floquet モードを含む)
$k_{yq}$	; 波数ベクトルの $y$ 成分 (Floquet モードを含む)
$k_{zpq}$	; 波数ベクトルの $z$ 成分 (Floquet モードを含む)
$l_e$	; 角錐ホーンの電気長
$l_h$	; 角錐ホーンの磁気長
$L_c$	; ホーンの開口面から位相中心までの距離
$M$	; 共振素子の $y$ 方向のサブセル数
$n$	; リフレクタレーを構成する共振素子のパターン数
$N$	; 共振素子の $x$ 方向のサブセル数
$N_{ele}$	; リフレクタレー上の共振素子の総数
$p$	; Floquet モードの次数
$P(f_i)$	; 周波数 $f_i$ における共振素子の反射位相量の計算値
$q$	; Floquet モードの次数
$\mathbf{r}_i$	; 原点から各素子の中心点への位置ベクトル
$\mathbf{r}$	; 観測点の位置ベクトル
$\mathbf{r}'$	; 波源の位置ベクトル
$\mathbf{R}_s$	; 位相中心の位置ベクトル
$\mathbf{R}_i$	; 波源から各セルの中心点への位置ベクトル
$R_s$	; リフレクタレーとホーンの位相中心との距離
$s$	; リフレクタレーからホーンの開口面までの距離
$S_{11}$	; 反射係数
$S_{21}$	; 透過係数

$\tan\delta$	;	誘電正接
$\mathbf{T}$	;	試行関数
$\tilde{T}_x$	;	試行関数の $x$ 成分のフーリエ変換
$\tilde{T}_y$	;	試行関数の $y$ 成分のフーリエ変換
$[V]$	;	入射電界に関する列ベクトル
$Y_0$	;	媒質の特性アドミタンス
$Y_L$	;	負荷の特性アドミタンス
$Z_{1pq}$	;	TEモードインピーダンス
$Z_{2pq}$	;	TMモードインピーダンス
$[Z]$	;	電界積分方程式より得られるインピーダンス行列
$\beta$	;	開口能率
$\Delta x$	;	$N \times M$ グリッドの一区分の $x$ 方向の長さ
$\Delta y$	;	$N \times M$ グリッドの一区分の $y$ 方向の長さ
$\epsilon_r$	;	比誘電率
$\theta_s$	;	リフレクトアレーの入射角
$\Theta$	;	リフレクトアレーの放射方向
$\lambda$	;	波長
$\Lambda_x, \Lambda_y$	;	三角型関数
$\Xi_x, \Xi_y$	;	パルス型関数
$\psi_{pq}$	;	スカラー Floquet モード関数

# 第1章 緒言

本章ではまず、本論文の研究背景として、リフレクタレー研究の背景、リフレクタレーの広帯域化および偏波制御技術に関して従来より行われてきた研究の概要を述べる。そして次に、本研究の目的を明らかにし、本論文の立場を明確にする。

## 1.1 研究背景

本論文は、衛星通信・放送において重要要素となる平面型反射鏡アンテナとして、広帯域直交偏波共用低交差偏特性、偏波変換特性および任意の反射位相差を有するリフレクタレー素子の開発を行い、新たな機能を有するリフレクタレーを実現した研究成果について述べたものである。

1957年に、世界初の人工衛星スプートニク1号が打ち上げられてから60年が経過し、これまでに、衛星通信、放送、測位や地球観測システム等の様々な用途の衛星が打ち上げられてきた。現在の衛星通信・放送<sup>(1-1),(1-2)</sup>やレーダー<sup>(1-3)</sup>などの長距離無線システムにおいて、高利得アンテナ<sup>(1-4)</sup>が必要不可欠なコンポーネントとなっており、このような用途で用いられるアンテナとして、パラボラ反射鏡アンテナ<sup>(1-5)</sup>やアレーアンテナ<sup>(1-6)</sup>が知られている。

パラボラ反射鏡アンテナは、放物曲面状の金属反射板と、幾何学的に決定される焦点位置に配置された一次放射器とが対向する構成となっており、放物曲面へ入射される平面波は焦点に収束し、焦点から放射された球面波は平面波として空間へ放射する事が可能となる。そのため、比較的低コストで高利得特性を実現するアンテナとして、広く普及している。近年の通信システムの発展に伴い、今後も、衛星通信を利用した通信網の整備や新たな通信ネットワーク構築など、通信衛星におけるアンテナの役割は増大すると考えられる。特に、衛星通信用反射鏡アンテナには、直交偏波共用アンテナやマルチビームアンテナ等の高性能な開口面アンテナが求められている。直交偏波共用アンテナとしては、直交する2つの直線偏波を共用する二重グリッドオフセットパラボラ反射鏡<sup>(1-7),(1-8)</sup>が広く用いられている。また、衛星通信では円偏波が多く用いられることから、円偏波における直交偏波共用アンテナ<sup>(1-9)</sup>も重要となる。一方、マルチビームアンテナには、一次放射器を複数個配置し、それぞれの一次放射器に対応してビームを形成するアンテナ<sup>(1-10),(1-11)</sup>やフェーズドアレー給電部を搭載するアンテナが使用されている<sup>(1-12),(1-13)</sup>。しかしながら、パラボラアンテナやフェーズドアレーは幾つかの課題を有している。通常、人工衛星に搭載されるパラボラアンテナの反射板は、折り

たたまれた状態で宇宙空間に打ち上げられ、宇宙空間で展開される。したがって、一般的な衛星搭載用のパラボラアンテナは、反射板を展開するための機構を含む複雑な構造を必要とするため、無線通信時の動作信頼性が低い。さらに、パラボラアンテナでのビーム走査を行う場合は、装置を機械走査する方法に限られる。また、フェーズドアレーは、個々のアンテナ素子を電子的に独立に制御する事が可能となるため、高速ビーム走査が可能であるが、給電系(移相器や増幅器)が必要になり、複雑なモジュールになるため、実装コストもかかってしまう。

そこで近年、放物面状反射板の代替として、平面反射板で構成できる次世代アンテナとしてリフレクタレーアンテナ<sup>(1-14)</sup>の研究が盛んに進められている。リフレクタレー技術の概念は、1963年にBerryらにより、導波管タイプの素子を用いて構成されたものが初めて提案され<sup>(1-15)</sup>、1980年代後半に低姿勢の平面アンテナでも構成できる事が分かり注目され始めた<sup>(1-16)-(1-18)</sup>。リフレクタレーの着想は、フェーズドアレーを給電回路から励振する替わりに空間給電するという着想に基づいており、裏面地導体を有する誘電体基板上に二次元配列された複数の導体反射素子から構成され、平面型の簡易構造で実現される。アンテナ開口面上に共振素子(移相素子)を適切に配列することで、開口面位相分布を制御することが出来るため、空間給電された球面波を平面波として所望方向へ放射可能となり、容易に高利得特性が得られる。また、反射鏡面を放物面から平面にすることにより、衛星搭載用大型アンテナにおける展開構造の信頼性が飛躍的に向上することに加え、その構造上、重量や製作コストの点においても、従来の反射鏡アンテナより優れている点が多い。これらの特徴を活かし、衛星搭載用展開アンテナ<sup>(1-19)</sup>のみならず、山間部やビル間のような電波不感地帯等を解消するための方向制御反射板<sup>(1-20)</sup>など、様々な応用検討がなされている。

リフレクタレーは共振現象を利用する事から、狭帯域特性になるという欠点を抱えている。そのため、リフレクタレーを構成する共振素子には広帯域特性を持たせることが重要となる。さらに、衛星通信利用における通信容量の大容量化のための偏波多重技術の必要性などから、直交偏波共用性や多周波帯対応性なども要求され、偏波共用技術などで重要となる低交差偏波特性も要求される。また、衛星通信・放送においては直線偏波以外にも円偏波が多く用いられることから、円偏波発生のための偏波変換特性を有する共振素子等の開発も非常に重要となり、このような偏波制御技術の進展は、衛星通信・放送以外にも、対象とする様々な空間での電波伝搬環境の改善が可能になる。このように、リフレクタレーの性能は、反射素子の周波数特性や機能に大きく依存するため、素子自体の特性向上や多機能化の開発が重要となる。従って、リフレクタレーの研究を行うことにより、従来の一次放射器系や反射鏡・板系に比べてより簡単な構成でアンテナを実現して小型化が図れるとともに、特性向上によって高性能化も期待される。

次節以降では、リフレクタレー性能向上に向けた広帯域化や偏波特性制御に関する先行研究について述べていく。

### 1.1.1 広帯域リフレクタレーに関する従来研究

リフレクタレーは、平面基板上に異なる素子形状が配列された構造であり、共振現象を利用することで反射位相を制御する。リフレクタレーアンテナ開口面において正確に位相制御を行い波面合成を行うためには、各周波数点において、 $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ の範囲で反射位相量を確保する事が必要となり、実際には素子形状を変化させた共振素子群を設計する。しかしながら、各導体素子毎に固有の共振周波数を有しており、反射位相は、共振周波数付近で急峻に変化するため、共振周波数以外では十分な反射位相量が確保できず、狭帯域特性となる。そのため、単層構造における正方形パッチ等を用いて構成されたリフレクタレーの場合、その帯域は、数%~10%程度となってしまう<sup>(1-21)</sup>。そこで、正方形パッチアレーを二層や三層のように多層構造にし<sup>(1-22)-(1-24)</sup>、各層のパッチサイズ、比誘電率や厚みを最適化することで、緩やかな共振特性となり、広帯域にわたり十分な反射位相量を確保している。しかしながら、多層構造の場合、重ね合わせによる製作誤差や重量増加などの問題から、単層構造で広帯域特性を実現するリフレクタレー素子形状に関する研究が盛んに行われている。一つの直線偏波に対しては、直線のマイクロストリップ共振素子を密配列し素子間結合を利用する方法<sup>(1-25)</sup>や単位セル内に2共振あるいは3共振素子を配置することで広帯域化が実現されている<sup>(1-26)-(1-28)</sup>。直交偏波共用を実現するために、各偏波方向に対して動作するストリップ5共振素子を配置した素子形状が提案されており<sup>(1-29)</sup>、さらには、単位セル内でストリップ形状を凸型に変形し上下左右に配置する事も検討されている<sup>(1-30)</sup>。ストリップ素子以外にも、サイズの異なる方形ループ素子を複数配置する単位セル<sup>(1-31),(1-32)</sup>やフェニックスセルを用いた直交偏波共用素子も提案されている<sup>(1-33)</sup>が、更なる広帯域化が大きな課題である<sup>(1-34)</sup>。

### 1.1.2 偏波変換リフレクタレーに関する従来研究

実際の電波応用システムにおいては、その方式等によって求められる電波の制御は様々である。例えば、衛星通信・放送などでは、円偏波発生のための偏波変換板は重要な素子であり、偏波変換技術に関する研究は非常に重要となる。中でも、透過型構造における直線-円偏波変換技術においては、メアンダラインを用いた偏波変換板<sup>(1-35)</sup>、ストリップ素子を周期配置した偏波変換板<sup>(1-36),(1-37)</sup>などが報告されている。一方、反射型構造においても、地導体装荷した誘電体基板上にメアンダラインを配置した構造<sup>(1-38),(1-39)</sup>、同一形状の方形パッチを周期配列した構造<sup>(1-40)</sup>や各偏波に対して動作するダイポール素子を各層に配列した多層構造の偏波変換板<sup>(1-41)</sup>等が提案されている。しかしながら、これらの構造では、波面制御までは行うことが出来ない。そこで、偏波変換機能を持たせたリフレクタレー素子についての研究が盛んに行われている。リフレクタレーに偏波変換機能を持たせることで、波面制御によるビーム方向制御やビーム成形を行いながら、偏波変換が行えるアンテナが構成可能となり、アンテナとしての利用価値も向上する。一般的に、円偏波を直線偏波に変換することは容易であるが、直線偏波から円偏波を生成するのは難しい。リフレクタレーにおいて偏波変換を実現する際には、開口面位相分布を制御するために十分な反射位相量を有する素子群の設計に加え、各

素子に対して良好な円偏波変換特性を実現する事が要求される。近年,エルサレムクロス形状とオープンループ形状の素子を単位セル内で組み合わせた単層構造偏波変換素子<sup>(1-42)</sup>や実時間遅延(True Time Delay)を用いた多層パッチ構造<sup>(1-43)</sup>等が提案されているが,いずれも広帯域化が課題となる。

さらに,直線-円偏波変換のみではなく,直交偏波変換板についても,透過型および反射型偏波変換板が報告されている。透過型においては,ループスロット型/パッチ型のFSS(Frequency Selective Surface)を多層構造で構成し,直交偏波変換空間フィルタとして動作させるための設計法や<sup>(1-44),(1-45)</sup>,それらを実指向性アンテナに応用した例が報告されている<sup>(1-46)</sup>。反射型においても,単層構造でパッチ素子を用いた直交偏波変換板<sup>(1-47)</sup>や,二つの同一形状のV字型ストリップ素子を対向配置することで,複数共振特性が得られ,広帯域特性が得られる素子が考案されているが<sup>(1-48)</sup>,波面制御を行わないものばかりである。また,遺伝的アルゴリズム(Genetic Algorithm:GA)を用いた最適化設計を行うことにより,良好な直交偏波変換特性が得られている<sup>(1-49),(1-50)</sup>。しかしながら,上記提案素子は偏波変換のみを考慮する場合には有用だが,波面制御を行うためには, $0^{\circ}$ ~ $360^{\circ}$ の反射位相量を確保する事が課題となる。最近では,波面制御のかわりに,同相と逆相の反射位相のみで構成する1-bitリフレクタレーが検討されているが<sup>(1-51)</sup>,利得低下が大きいという問題がある。

## 1.2 研究目的

本論文では、前節の背景を踏まえ、高性能なりフレクトアレーアンテナを実現していく上で必要となる共振素子の研究開発を目的としている。具体的には、以下に示す内容を研究対象としている。

- (1) 広帯域且つ低交差偏波特性を有する直交偏波共用リフレクトアレー共振素子の開発
- (2) 広帯域偏波変換特性(円偏波変換及び直交偏波変換)を有するリフレクトアレー共振素子の開発
- (3) 直交二偏波間において任意反射位相差を有するリフレクトアレー共振素子の開発及びその応用

先ず、広帯域にわたり低交差偏波特性を有するリフレクトアレー共振素子として、 $\Omega$ 型形状および4軸対称形状の2種類の素子を提案する。前者は、従来の凸型形状(後の章で説明)を基に凸部分を低くし、入射電界に平行となるようにストリップ素子形状を $\Omega$ 型に変形した新たな素子形状<sup>(1-52)-(1-57)</sup>である。提案形状では、十分な素子長を確保する事に加え、凸部を低くし、各素子形状自身に軸対称性を持たせることで交差偏波成分を低減させることで、広帯域低交差偏波特性を実現している。後者は、更なる低交差偏波化を図るため、単位セル自体に4軸対称性を持たせた素子配置を行う事で交差偏波を抑制した4軸対称共振素子形状である<sup>(1-58)-(1-62)</sup>。 $\Omega$ 型形状および4軸対称形状ともに、2共振ストリップ素子を使用する事で、直交偏波において広帯域特性を実現している。次に、直交偏波共用素子である $\Omega$ 型素子を用いて、直線-円偏波変換特性を有するリフレクトアレー素子を実現し、広帯域にわたり良好な円偏波変換特性を実現出来ることを明らかにしている<sup>(1-63)-(1-67)</sup>。また、直交する二つの直線偏波間で $\pm 180^\circ$ の位相差を確保しつつ、 $360^\circ$ の反射位相量が得られれば、直交偏波変換素子も実現できる事になるが、偏波間の位相差が大きい場合、所望の直交偏波変換特性を実現する事は容易ではない。このような場合、最適化設計による素子設計が有効な手段となる<sup>(1-68)</sup>。そこで、遺伝的アルゴリズム(Genetic Algorithm:GA)を用いて、共振素子の最適化設計を行うことで、広帯域な直交偏波変換リフレクトアレー共振素子群が得られる事を明らかにしている<sup>(1-69)-(1-72)</sup>。そして、上記提案素子を用いてオフセット給電リフレクトアレーをKu帯で設計、試作し、放射特性の計算値および測定値を比較することで、広帯域な直交偏波共用リフレクトアレー素子及び偏波変換リフレクトアレー素子としての有用性を示している。

最後に、円偏波変換および直交偏波変換リフレクトアレー素子の更なる応用として、直交する直線二偏波間において、任意の反射位相差を有する共振素子群が設計可能であることを示し、各偏波を独立制御できることを明らかにする。本論文では、両偏波独立制御の新しい応用例として、異なる焦点を持つリフレクトアレーアンテナが単層構造で実現できる事を明らかにしている<sup>(1-73),(1-74)</sup>。

このように、広帯域特性や偏波変換特性を有するリフレクトアレー共振素子の開発を行い、それら提案素子を用いて設計・試作したリフレクトアレーアンテナの放射特性の理論的、実験的検討の研究成果をまとめたものが本論文である。

## 参考文献

- (1-1) G. Maral and M. Bousquet, "Satellite Communications Systems: System, Techniques and Technology," John Wiley & Sons, 2011.
- (1-2) R. Dybdal, "Communication Satellite Antennas: System Architecture, Technology, and Evaluation," McGraw-Hill, 2009.
- (1-3) M. Skolnik, "Introduction to Radar Systems," New York: McGraw-Hill, 2002.
- (1-4) W. L. Stutzman, and G. A. Thiele, "Antenna Theory and Design, 3rd Ed.," US: John Wiley & Sons, 2012
- (1-5) J. W. M. Baars, "The Paraboloidal Reflector Antenna in Radio Astronomy and Communication: Theory and Practice," Springer Science & BusinessMedia, 2007.
- (1-6) R. J. Mailloux, "Phased Array Antenna Handbook," Artech House, 2005.
- (1-7) H. Ohmine, M. Takikawa, T. Takahashi, and Y. Ohkawa, "Ka-band dual gridded antenna with improved intercostal design," Proceedings of ISAP2008, 2008.
- (1-8) H. Ohmine, M. Yamato, and T. Katagi, "Ka-band shaped dual gridded antenna for transmit and receive use," Proceedings of ISAP2009, 2009.
- (1-9) M. Nagasaka, S. Nakazawa, and S. Tanaka, "Dual-circularly polarized offset parabolic reflector antenna with microstrip antenna array for 12-GHz band satellite broadcasting reception," IEICE Trans. Commun., Vol. E101-B, No.2, pp.340-348, Feb. 2018.
- (1-10) 小沢 悟, 長谷川 巧, 島田 政明, 平山 勝規, 小石 洋一, "マルチビームアンテナ," 情報通信研究機構季報, Vol. 53, No. 4, pp.33-40, 2007 年.
- (1-11) M. Zhou, S. B. Sorensen, and H. Viskum, "Multiple spot beam reflectarrays for high throughput satellite applications," Proceedings of Internatilan Symposium on IEEE Antennas and Propagation(APS), pp.1213-1214, Jul. 2016.
- (1-12) 浜本直和, 藤野義之, 鈴木龍太郎, "衛星搭載大型反射鏡アンテナによる低サイドローブマルチビーム生成法の検討" 信学技報, Vol.109, No.181, SANE-2009-63, pp.59-64, 2008 年 8 月.
- (1-13) 浜本直和, "衛星搭載大型反射鏡アンテナの低サイドローブマルチビーム生成法の一検討" 情報通信研究機構研究報告, Vol.61, No. 1, pp.105-110, 2015 年.
- (1-14) J. Huang and J.A. Enciar, "Reflectarray antennas," Wiley, New Jersey, 2007.
- (1-15) D. G. Berry, R. G. Malech, and W. A. Kennedy, "The reflectarray antenna," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.11, pp.645-651, 1963.
- (1-16) C. S. Malagisi, "Microstrip disc element reflect array," Proceedings of the Electronics and Aerospace Systems Convention(EASCON'78), pp. 186-192, 1978.



- 
- (1-17) J. P. Montgomery, "A microstrip reflectarray antenna element," Proceedings of the Antenna Applications Symposium, Urbana, Ohio, USA, 1978.
- (1-18) J. Huang, "Microstrip reflectarray," Proceedings of the Antennas and Propagation Society International Symposium Digest, Vol. 2, pp. 612-615, Ontario, Canada, 1991.
- (1-19) R. Hodges, D. Hoppe, M. Radway, and N. Chahat, "Novel deployable reflectarray antennas for cubesat communications," Proc. International Microwave Symposium, 2015.
- (1-20) L. Li, Q. Chen, Q. Yuan, K. Sawaya, T. Maruyama, T. Furuno, and S. Uebayashi, "Frequency selective reflectarray using crossed-dipole elements with square loops for wireless communications applications," IEEE Trans. Antennas. Propagat., Vol.59, No.1, pp.89-99, Jan. 2011.
- (1-21) D. M. Pozar and T. A. Metzler, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size," Electron. Lett., Vol.29, pp. 657-658, 1993.
- (1-22) J. A. Encinar, "Design of two-layer printed reflectarrays using patches of variable size," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.49, pp. 1403-1410, Oct. 2001.
- (1-23) P. Nayeri, F. Yang, and A. Elsherbeni, "Broadband reflectarray antennas using double-layer subwavelength patch elements," IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, Vol.9, pp.1139-1142, 2010.
- (1-24) J. A. Encinar, "Broadband design of three-layer printed reflectarrays," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.51, pp. 1662-1664, Jul. 2003.
- (1-25) 井戸川貴志, 出口博之, 辻幹男, 繁沢宏, 高木信雄, "単層マイクロストリップオフセットリフレクトアレーの簡易設計," 電子情報通信学会論文誌 C, Vol.J89-C, No.5, pp.321-328, 2006.
- (1-26) S. Sakita, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Single-layer microstrip reflectarray based on dual-resonance behavior," Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, pp.1290-1293, 2007.
- (1-27) H. Deguchi, K. Mayumi, M. Tsuji, and T. Nishimura, "Broadband single-layer triple resonance microstrip reflectarray antennas," European Microwave Conference Proceedings, pp.29-32, 2009.
- (1-28) R. Florencio, R. R. Boix, E. Carrasco, J. A. Encinar, M. Barba, and G. Perez-Palomino, "Broadband reflectarrays made of cells with three coplanar parallel dipoles," Microw. Opt. Technol. Lett. Vol.56. No.3, pp.748-753, Mar. 2014.
- (1-29) R. Florencio, J. A. Encinar, R. R. Boix, V. Losada, and G. Toso, "Reflectarray antennas for dual-polarization and broadband telecom satellite applications," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.63, No.4, pp.1234-1246. Apr. 2015.
- (1-30) T. Toyoda, H. Deguchi, M. Tsuji, and T. Nishimura, "Reflectarray elements based on two-resonance behavior for dual-polarization use," Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, FrP2-15, 2011.
- (1-31) M. R. Chaharmir, J. Shaker, and H. Legay, "Broadband design of a single layer large reflectarray using multi cross loop elements," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.57, No.10, pp.3363-3366, Oct. 2009.

- (1-32) A. Vosoogh, K. Keyghobad, A. Khaleghi, and S. Mansouri, "A high-efficiency Ku-band reflectarray antenna using single-layer multiresonance elements," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.13, pp.891-894, 2014.
- (1-33) L. Moustafa, R. Gillard, F. Peris, R. Loison, H. Legay, and E. Girard, "The phoenix cell : A new reflectarray cell with large bandwidth and rebirth capabilities," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.10, pp.71-74, 2011.
- (1-34) 吉本翔太, 藤井由香, 牧野滋, 廣田哲夫, 野口啓介, 伊東健治, 塩出剛士, 瀧川道生, "リフレクトアレーアンテナにおける広帯域鏡面構成に関する検討," *信学技報*, AP2018-42, pp.47-51, 2015.
- (1-35) L. Young, L. Robinson, C. Hacking, "Meander-line polarizer," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.21, No.3, pp.376-378, May 1973.
- (1-36) 内田浩光, 櫻井仁夫, 安藤真, 後藤尚久, "周期ダイポールから成る2層構造偏波変換板と平面アンテナへの応用," *信学論B*, Vol. J79-B-II. No.8, pp.459-468, 1996.
- (1-37) Y. Li, J. Zhang, S. Qu, J. Wang, L. Zheng, Y. Pang, Z. Xu, and A. Zhang, "Achieving wide-band linear-to-circular polarization conversion using bi-layered metasurfaces," *J. Appl. Phys.* 117, 044501(2015).
- (1-38) T. Moroya, S. Makino, T. Hirota, K. Noguchi, K. Itoh, and K. Ikarashi, "Polarization conversion reflector using metal-plate-loaded meander line," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.171-172, Dec. 2014.
- (1-39) R. Kuse, T. Hori, and M. Fujimoto, "Configuration of meta-surface with FSS for wide-band polarization conversion," *Proceedings of URSI Asia-Pacific Radio Science Conference*, pp.1414-1415, Aug. 2016.
- (1-40) M. Kamiya, R. Kuse, T. Hori, M. Fujimoto, "Frequency bandwidth of patch type meta-surface with polarization conversion function," *Proceedings of 2015 IEEE 4th Asia Pacific Conference on Antennas and Propagation*, pp.360-361, 2015.
- (1-41) R. Orr, G. Goussetis, V. Fusco, and Elena Saenz, "Linear-to-circular polarization reflector with transmission band," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.63, No.5, pp.1949-1956, May 2015.
- (1-42) G. Wu, S. Qu, S. Yang, and C. H. Chan, "Broadband, Single-layer dual circularly polarized reflectarrays with linearly polarized feed," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.64, No.10, pp.4235-4241, Oct. 2016.
- (1-43) S. Mohamad, A. Momeni, H. Abadi, and N. Behdad, "True-time-delay UWB reflectarray with linear to circular polarization transformation," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.1205-1206, 2016.
- (1-44) S. Handa, R. Kuse, T. Hori, and M. Fujimoto, "Spatial filter using multilayered FSS for orthogonal polarization conversion," *Proceedings of URSI Asia-Pacific Radio Science Conference*, pp.1416-1417, Aug. 2016.
- (1-45) S. Handa, T. Hori, and M. Fujimoto, "Spatial filter with multilayered FSS for wideband orthogonal polarization conversion," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.172-173, 2016.

- (1-46) T. Hori, R. Kuse, S. Handa, and M. Fujimoto, "Horizontally polarized omni-directional antenna using orthogonal polarization conversion FSS," Internatilan Workshop on Antenna Technology, Mar. 2017.
- (1-47) Y. Tomii, T. Hori, and M. Fujimoto, "Design of patch type meta-surface for orthogonal polarization conversion," Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, pp.772-773, 2016.
- (1-48) X. Gao, X. Han, W. Cao, H. O. Li, H. F. Ma, and T. J. Cui, "Ultrawideband and high-efficiency linear polarization converter based on double V-shaped metasurface," IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. 63, No. 8, pp.3522-3530, Aug. 2015.
- (1-49) M. Borgese, F. Costa, S. Genovesi, and A. Monorchio, "Design of broadband reflecting metasurface for polarization conversion," IEEE Antennas Propagat. Symp. Digest, pp.1505-1506, 2017.
- (1-50) M. Borgese, F. Costa, S. Genovesi, and A. Monorchio, "Ultra-wideband linear polarization converters based on pixelated reflecting metasurfaces," Proceedings of European Conference on Antennas and Propagation, pp.1949-1953, 2017.
- (1-51) H. Luyen, Z. Yang, M. Gao, J. H. Booske, and N. Behdad, "A wideband, single-layer reflectarray exploiting a polarization rotating unit cell," IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol.67, No.2, pp.872-883, Feb. 2019.
- (1-52) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "広帯域直交偏波共用リフレクトアレーのための $\Omega$ 型共振素子," 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-1-123, Sept. 2013.
- (1-53) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直交偏波共用リフレクトアレーに用いる広帯域4共振素子に関する検討," 輻射科学研究会, Dec. 2013.
- (1-54) 東大智, 出口博之, 辻幹男, " $\Omega$ 型共振素子を用いた直交偏波共用リフレクトアレーの交差偏波低減について," 電磁界理論研究会, EMT-14-035, Jan. 2014.
- (1-55) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Omega-shaped resonant elements for dual polarization and wideband reflectarray," IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest, pp.809-810, 2014.
- (1-56) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Reflectarray elements with low cross polarization for dual-polarization and wideband use," IEEE International Workshop on Electromagnetics Proceedings, pp.6-7, 2014.
- (1-57) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Omega-shaped geometries of reflectarray resonant elements with low cross-polarization for wideband and dual-polarization use," Progress In Electromagnetics Research M (PIERM), Vol.63, pp.217-225, 2018.
- (1-58) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "低交差偏波特性を有する直交偏波共用リフレクトアレーのための4軸対称共振素子について," 電磁界理論研究会, EMT-14-158, pp.59-64, 2014.
- (1-59) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "広帯域直交偏波共用リフレクトアレーのための4軸対称共振素子," 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-1-65, Sept. 2014.
- (1-60) D. Higashi, S. Sasaki, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Low cross-polarization reflectarray elements with four axial symmetry for dual-polarization and wideband use," IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest, pp.2171-2172, 2015.

- (1-61) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Low cross-polarization reflectarray elements with four axial symmetry for dual-polarization use," *IEICE Communications Express (ComEX)*, Vol.4, No.3, pp.85-88, Mar. 2015.
- (1-62) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Four axially symmetrical elements with low cross-polarization for wideband and dual-polarized reflectarray," *Advances in Antenna Engineering and Wireless Systems Research*, Vol.1, pp.15-39, Dec. 2017.
- (1-63) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直線円偏波変換特性を有するリフレクトアレー共振素子," 電子情報通信学会総合大会, B-1-96, Mar. 2015.
- (1-64) 東大智, 佐々木秀輔, 出口博之, 辻幹男, "広帯域円偏波特性を有するリフレクトアレー素子について," 電磁界理論研究会, EMT-15-145, Oct. 2015.
- (1-65) D. Higashi, S. Sasaki, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Polarizer reflectarray using resonant behavior of orthogonal elements for wideband Use," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.1207-1208, 2016.
- (1-66) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Reflectarray resonant elements for linear to circular polarization conversion," *IEICE Communications Express (ComEX)*, Vol.5, No.7, pp.199-202, Jul. 2016.
- (1-67) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "複数共振素子を用いた広帯域直線円偏波変換リフレクトアレー," 電子情報通信学会論文誌 B, Vol.J100-B, No.10, pp.880-887, Oct. 2017.
- (1-68) H. Deguchi, D. Higashi, H. Yamada, S. Matsumoto, and M. Tsuji, "Arbitrarily-shaped reflectarray resonant elements for dual-polarization use and polarization conversion," *IEICE Trans. Commun.*, Vol. E101-B, No.2, pp.277-284, Feb. 2018.
- (1-69) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "GAにより最適化された直交偏波変換リフレクトアレー共振素子," 電磁界理論研究会, EMT-17-036, 2017.
- (1-70) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-produced conductive resonant elements for orthogonal polarization conversion reflectarray," *Proceedings of IEEE International Conference on Computational Electromagnetics (ICCEM)*, 1, pp.269-270, 2017.
- (1-71) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "任意形状直交偏波変換リフレクトアレー素子の設計," 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-1-60, Sept. 2017.
- (1-72) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-optimized reflectarray elements for broadband orthogonal-polarization conversion," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.99-100, 2017.
- (1-73) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直交二偏波間において任意反射位相差を有するリフレクトアレー素子," 電磁界理論研究会, EMT-17-145, pp.231-236, Nov. 2017.
- (1-74) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-produced reflectarray elements having arbitrary phase-difference between two orthogonal linear-polarizations," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.1641-1642, 2018.

## 第2章 リフレクタレーの基本特性と解析手法

本章では、リフレクタレーの動作原理及び所望の反射位相量を有するリフレクタレーの動作原理について述べる。また、反射位相特性の解析手法についての概要についても述べる。

### 2.1 リフレクタレーの動作原理

リフレクタレーは反射鏡アンテナの一種に分類され、Fig. 2.1(a)に示すように、裏面に地導体を装荷した厚さ $h$ の誘電体平面基板の上に2次元配列された共振素子により構成される。リフレクタレー技術は、フェーズドアレー技術の給電回路励振の代わりに空間給電するという着想に基づいており、アンテナ開口面上に、形状の異なる共振素子を適切に配列し、開口面位相分布を制御する事で、反射波の波面形成が可能となり、所望方向に高い利得が得られる。また、位相制御を行う事が可能なため、ビーム成形も行える。Fig. 2.1(b)にはオフセット給電型リフレクタレーアンテナを構成する場合の座標系を示している。一般的に、反射鏡アンテナは、一次給電系のブロッキングの影響

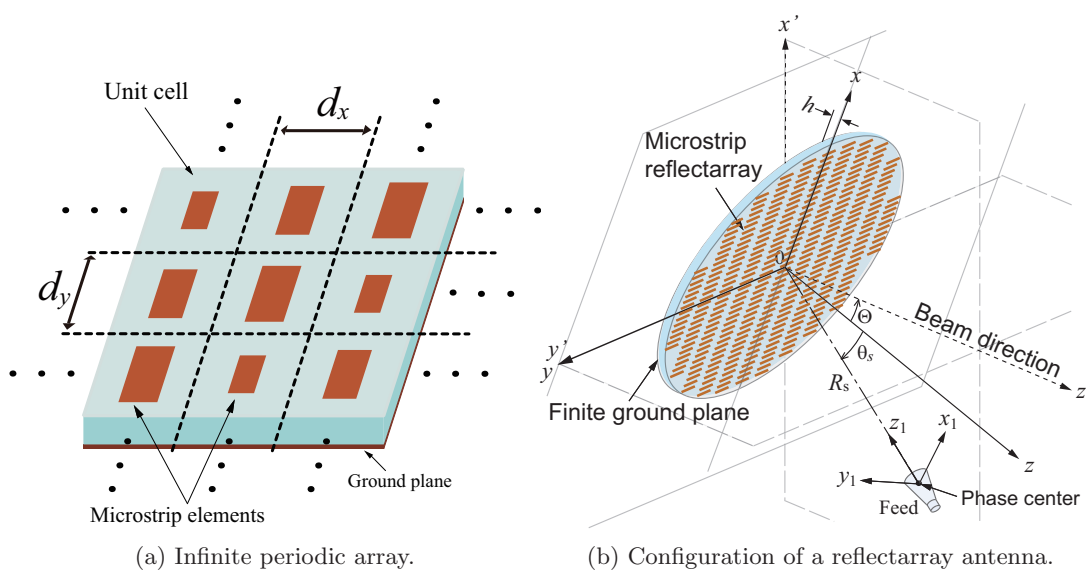


Fig. 2.1. Basic structure of a reflectarray with offset feed.

を防ぐため、オフセットした状態で構成されることが多い。ここで、一次放射器からの給電を球面波と仮定した場合の位相中心の位置ベクトルを $\mathbf{R}_s$ 、波源から $i$ 番目のセルの中心点への位置ベクトルを $\mathbf{R}_i$ 、原点から波面をそろえる方向の単位ベクトルを $\mathbf{a}_R$ とする。リフレクトアレーの各素子に必要とされる理想反射位相の周波数特性 $\bar{\Phi}_i(f)$ は、ビーム放射方向( $\mathbf{a}_R$ )に対し位相が一定となるよう次式で決定される。

$$\bar{\Phi}_i(f) = k(|\mathbf{R}_i| - \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{a}_R) + 2\pi N + \Phi_{const}(f) \quad (2.1)$$

ここで、 $\Phi_{const}(f)$ は共振素子の位置によらず周波数によってのみ変化することを示しており、 $\mathbf{r}_i$ は原点から各セルの中心点の位置ベクトルである。共振素子の反射位相量が式(2.1)の理想値を満たさない場合は、開口面上の位相を正確に制御することが出来ず、位相誤差によるアンテナの利得低下や不要ローブを引き起こすことになる。そのため、リフレクトアレーに用いる共振素子は、 $360^\circ$ の範囲において正確な位相制御を実現する必要がある。

## 2.2 偏波変換の基本原則

### 2.2.1 直線－円偏波変換

直線偏波から円偏波へ変換するためには、二つの直交する直線偏波間において、 $\pm 90^\circ$ の位相差が必要となる。Fig. 2.2に直線偏波から円偏波へ変換される際のイメージ図を示す。同図の一番上の図は、単位セルへの入射電界の垂直偏波(V-pol.)及び水平偏波(H-pol.)成分を示している。入射した電界は、単位セル上に配置された共振素子により反射される。その際、真ん中図のように反射偏波間で反射位相差が発生する。この反射位相差が $\pm 90^\circ$ となる場合、反射波の合成電界ベクトルの軌跡は、同図の一番下のような円を描く軌跡となり、入射した直線偏波は円偏波変換される。実際に、位相差を発生させるためには、単位セル上に配置する共振素子を、各入射偏波に対して独立に動作する素子を配置する事で実現できる。

### 2.2.2 直交偏波変換

Fig. 2.3に直交偏波変換のイメージ図を示す。直交偏波変換においては、二つの直交する直線偏波間において $\pm 180^\circ$ の位相差が必要となる。同図の上図に示すように $45^\circ$ 入射した電界を垂直偏波(V-pol.)成分及び水平偏波成分(H-Pol.)に分解した場合を考える。単位セルによって、反射された垂直偏波(V-Pol.)成分は、入射垂直偏波成分に対して $180^\circ$ 位相反転している事が分かる。その結果、反射電界の偏波面は入射電界の偏波面に対して、直交方向へ回転した状態となっている事が分かる。直交偏波変換においても、基本的には円偏波変換と同様の考え方で実現する事ができる。

### 2.3 所望の反射位相量を有するリフレクタレー動作

式(2.1)の第一項からも分かるように, リフレクタレーを設計する際には, 一次放射器の位相中心から各セルまでの距離が異なるため, 光路長による位相回転量が変化する. ここで, Fig. 2.4に, 各セルまでの光路長が異なっている様子および光路長の違いによる位相回転量の周波数特性の一例を示す. 同図より, 周波数が高くなるにつれて光路長の違い( $R_0, R_1, R_2$ )による位相の変化量が大きくなる事が確認でき, 任意の周波数点において, リフレクタレーの各セル毎に共振素子が必要とする位相量も変化するという事が分かる. 従って, 共振素子が必要とする反射位相特性に対して, 周波数変化による光路長の変化を考慮した上で, 共振素子の位相特性を決定する必要がある. 言い換えると, リフレクタレーに使用する共振素子に必要とされる反射位相の周波数特性の傾きは, 単位セル毎に異なるという事である. しかし, 実運用上において, すべての単位セルに対して最適な位相特性をもつ共振素子を設計することは, 設計コストがかかる事に加え, 設計周波数帯域が広くなるにつれて困難となる. そこで, Fig. 2.5に示すように, 任意の周波数点において,  $360^\circ$ の反射位相量を確保し, 等間隔に並ぶ反射位相特性を有する共振素子群を得ることで, 広帯域特性が確保できる事が以下の検討から明らかである.

Fig. 2.5に示すような, 任意の周波数点において $360^\circ$ の反射位相量を持つ場合のリフレクタレーを考える. 設計周波数帯域において $360/n[\text{deg}]$ 間隔で平行移動した反射位相特性を持つ,  $n$ 種類の共振素子群を考えた場合,  $n = 12$ 以上であれば, 開口面位相誤差による利得低下が $0.1\text{dB}$ 以下となり, 十分に位相制御が可能となるため<sup>(2-1)</sup>,  $30^\circ$ 間隔の反射位相量を持つ12種類の位相特性を持つ場合のリフレクタレーの動作を考える. ここでは, Fig. 2.6に示す設計例を基に, 設計周波数 $f_0=15[\text{GHz}]$ , 入射角 $\theta_s = 30^\circ$ , 開口径 $144 \times 144\text{mm}^2$ , 一次放射器の位相中心からリフレクタレー中心までの距離 $R_s = 240[\text{mm}]$ とする. Fig. 2.7は,  $10\text{GHz}$ ,  $15\text{GHz}$ ,  $20\text{GHz}$ における入射波の開口面位相分布を示している. Fig. 2.8およびFig. 2.9には, 放射方向 $\Theta = 30^\circ$ (鏡面方向)で設計した場合の, 放射波の開口面位相分布および放射パターンの解析値をそれぞれ示している. 解析は, 開口面法(付録A参照)を用いており, 位相の値は, アンテナの各セルで近似している. また, 各セルでの反射係数は1としている. 図より,  $10 - 20\text{GHz}$ にわたり位相分布が球面波から平面波として制御され, 所望の方向に主ビームが得られていることが分かる. これより,  $360^\circ$ の位相量かつ等間隔な反射位相特性が得られれば広帯域にわたって鏡面反射方向へのビームは十分な特性が得られることがわかる. ここで,  $10\text{GHz}$ ,  $15\text{GHz}$ ,  $20\text{GHz}$ における利得は,  $20.4\text{dB}$ ,  $25.4\text{dB}$ ,  $27.5\text{dB}$ となっている. また, Fig. 2.10およびFig. 2.11には, 放射方向 $\Theta = 0^\circ$ で設計した場合の, 放射波の開口面位相分布および放射パターンの解析値をそれぞれ示している. 設計周波数 $15\text{GHz}$ では, 所望の方向へ主ビーム成形することが出来ているが, 設計周波数から離れるとビームシフトが発生していることが分かる. これは, 設計周波数では, 位相分布が一様分布であるのに対し, 設計周波数以外では位相分布が一様に制御されないことが原因である. ビーム方向を制御する際には,  $360^\circ$ の位相量を確保していてもある程度のビームシフトは避けられないことが分かる. しかしながら, 十分なビーム成形が可能であることが分かる. ここで,  $10\text{GHz}$ ,  $15\text{GHz}$ ,  $20\text{GHz}$ における利得ピーク値はそれぞれ,  $20.7\text{dB}$ ,  $26.7\text{dB}$ ,  $28.2\text{dB}$ となっている. なお, 本論文にお

けるリフレクトアレーアンテナの設計に用いる素子数は12素子として設計していく。

## 2.4 共振素子の解析法

リフレクトアレーでは周波数選択板とは異なり、複数の共振素子を配列して構成するため、その中の一つの素子の反射位相量を決定する事は困難である。そのため、リフレクトアレー素子による散乱電磁界の解析は、Fig. 2.12(a)に示すように、同一セルが2次元無限周期配列された構造を考え、 $x$ 方向および $y$ 方向に無限周期境界条件を適用したスペクトル領域グリーン関数に基づいたモーメント法<sup>(2-2),(2-3)</sup>を用いて行う。周期境界条件を適用する事で、無限周期構造の散乱問題を1周期に対する問題として扱えるようになる。解析を行う素子形状は、Fig. 2.12(b)に示すように、1周期に相当する単位セルを $N \times M$ のサブグリッドに分割し、各セル( $\Delta x \times \Delta y$ )に導体が存在するか否かによって表現する。各サブセル上の未知電流分布は、Fig. 2.12(c)に示すようなループトップ基底関数を用いることで、導体上の電流分布が計算され、共振素子の散乱特性が決定される。なお、実際の計算では、計算の高速化を行うため、高速フーリエ変換を利用し、連立一次方程式の解法には共役勾配法を用いる。共振素子からの散乱電界は、Floquetの定理を適用する事で次式で表される(付録B参照)。

$$\begin{bmatrix} E_x^{(s)}(x, y) \\ E_y^{(s)}(x, y) \end{bmatrix} = \frac{1}{d_x d_y} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(k_{xp}, k_{yq}) \\ \tilde{J}_y(k_{xp}, k_{yq}) \end{bmatrix} e^{jk_{xp}x} e^{jk_{yq}y} \quad (2.2)$$

ここで、 $E_x^{(s)}$  及び  $E_y^{(s)}$  は、空間領域の散乱電界の  $x$  及び  $y$  方向成分をそれぞれ示している。また、 $\tilde{G}_{xx}$ ,  $\tilde{G}_{xy}$ ,  $\tilde{G}_{yx}$ ,  $\tilde{G}_{yy}$  は、スペクトル領域ダイアディックグリーン関数の各成分をそれぞれ示しており、スペクトル領域イミタンス法<sup>(2-4)-(2-6)</sup>によって解析的に得られる。 $k_0$  は自由空間中の波数を示しており、 $k_{xp}$  及び  $k_{yq}$  は、 $k_{xp} = k_0 \sin \theta \cos \phi + 2\pi p/d_x$  及び  $k_{yq} = k_0 \sin \theta \sin \phi + 2\pi q/d_y$  でそれぞれ表される。なお、指標  $p, q$  はフロケのモードの次数である。 $\tilde{J}_x$  及び  $\tilde{J}_y$  は、入射波により共振素子上に誘起されるフーリエ変換された未知電流密度の  $x, y$  成分をそれぞれ示している。導体上における電界の境界条件  $\mathbf{E}^{(i)} + \mathbf{E}^{(s)} = \mathbf{0}$  を適用し、ガラーキン法を適用することで、Fig. 2.12(c)に示す roof-top 基底関数を用いて展開された未知電流密度の  $x$  及び  $y$  方向成分  $J_x, J_y$  の展開係数が決定され、電流分布が得られる。

反射係数は、上式の電界積分方程式を解いて求めた電流を用い、散乱行列を求めることで計算する事ができる。電界  $\mathbf{E}_t$  は、入射電界の反射波  $\mathbf{E}_t^{(r)}$  と電流密度  $\mathbf{J}$  による散乱電界  $\mathbf{E}_t^{(s)}$  の和で表すことができ、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t(x, y) &= \mathbf{E}_t^{(r)}(x, y) + \mathbf{E}_t^{(s)}(x, y) \\ &= \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (a_{1pq} R_{1pq} e_{1pq}^{(+)}(x, y) + a_{2pq} R_{2pq} e_{2pq}^{(+)}(x, y)) \\ &\quad + \iint_{S'} \tilde{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') dS' \end{aligned} \quad (2.3)$$

と表される。ここで、 $e_{rpq}^{(+)}$  ( $r = 1, 2$ ) は電氣的ベクトル Floquet モード関数を示しており、 $(+)$  は  $+z$  方向に伝搬することを明示している。 $S'$  は、導体上で積分することを意味し



ており,  $R_{rpq}$  ( $r = 1, 2$ , 1: TEモード, 2: TMモード) は, 誘電体基板上の導体素子を取り除いて境界条件を立てることで求められる  $z=0$  での各モードの反射係数である. また, ベクトル Floquet モード関数は各モードについて,

$$\iint_{S_w} (\mathbf{e}_{rpq}^{(\pm)}(x, y) \times \mathbf{h}_{p'q'}^{*(\pm)}(x, y)) \cdot (\pm \mathbf{u}_z) dS_w = \delta_{pp'} \delta_{qq'} \quad (2.4)$$

なる規格化条件を満足する. ここで,  $\mathbf{h}_{rpq}^{(\pm)}$  ( $r = 1, 2$ ) は磁氣的ベクトルモード関数であり,  $S_w$  は単位セル内で積分することを意味する. また,  $\delta_{pp'}$  及び  $\delta_{qq'}$  はクロネッカーのデルタである. さらに, 電界  $\mathbf{E}_t$  は, 電氣的ベクトル Floquet モード関数およびモード振幅係数  $c_{rpq}$  を用い, モード展開して次式のように書くこともできる.

$$\mathbf{E}_t(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (c_{1pq} \mathbf{e}_{1pq}^{(+)}(x, y) + c_{2pq} \mathbf{e}_{2pq}^{(+)}(x, y)) \quad (2.5)$$

したがって, 式(2.5)を式(2.3)に代入し, 規格化条件を用いて計算すると,

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} c_{1pq} \\ c_{2pq} \end{Bmatrix} &= \iint_{S_w} \iint_{S'} \left[ \bar{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') \times \begin{Bmatrix} \mathbf{h}_{1pq}^{*(+)}(x, y) \\ \mathbf{h}_{2pq}^{*(+)}(x, y) \end{Bmatrix} \right] \cdot (\mathbf{u}_z) dS' dS_w \\ &\quad + \begin{Bmatrix} R_{1pq} a_{1pq} \\ R_{2pq} a_{2pq} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (2.6)$$

が得られ, 上式をマトリクス形式で表せば,

$$\begin{aligned} [c] &= [D][I] + [R][a] \\ &= [D][Z]^{-1}[V] + [R][a] \\ &= [D][Z]^{-1}[L][A][a] + [R][a] \\ &= [S_{11}][a] \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる. したがって, 散乱行列  $[S_{11}]$  は,

$$[S_{11}] = [D][Z]^{-1}[L][A] + [R] \quad (2.8)$$

によって求めることができる. ただし, 行列  $[D]$  は式(2.6)の第一項の積分を実行することによって得られる行列であり, 行列  $[R]$  は各モードの反射係数  $R_{rpq}$  よりなる対角行列である. 以上の計算によって反射係数が求められ, 本解析によってリフレクトアレー素子の特性評価を行う.

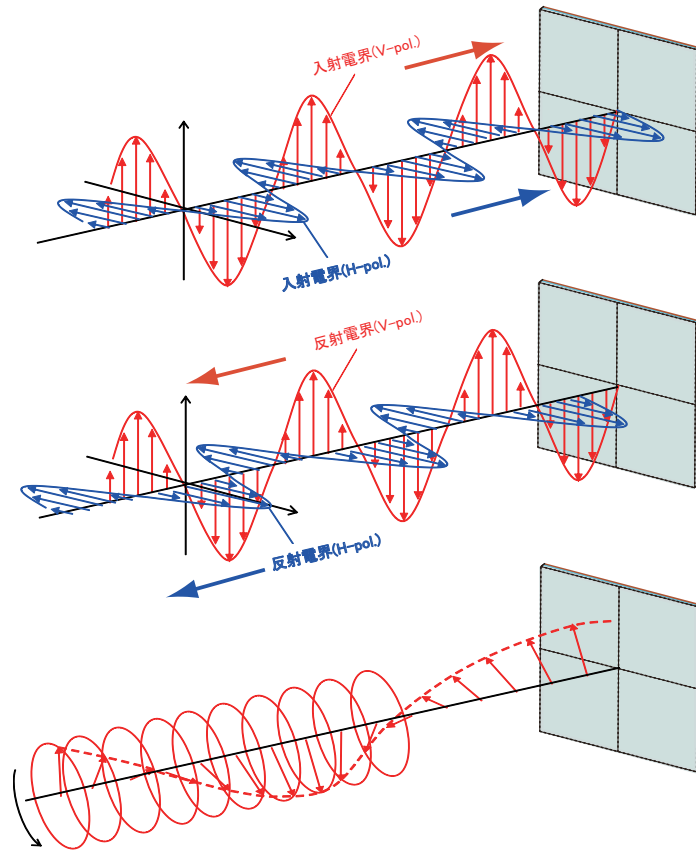


Fig. 2.2. Linear to circular polarization conversion.

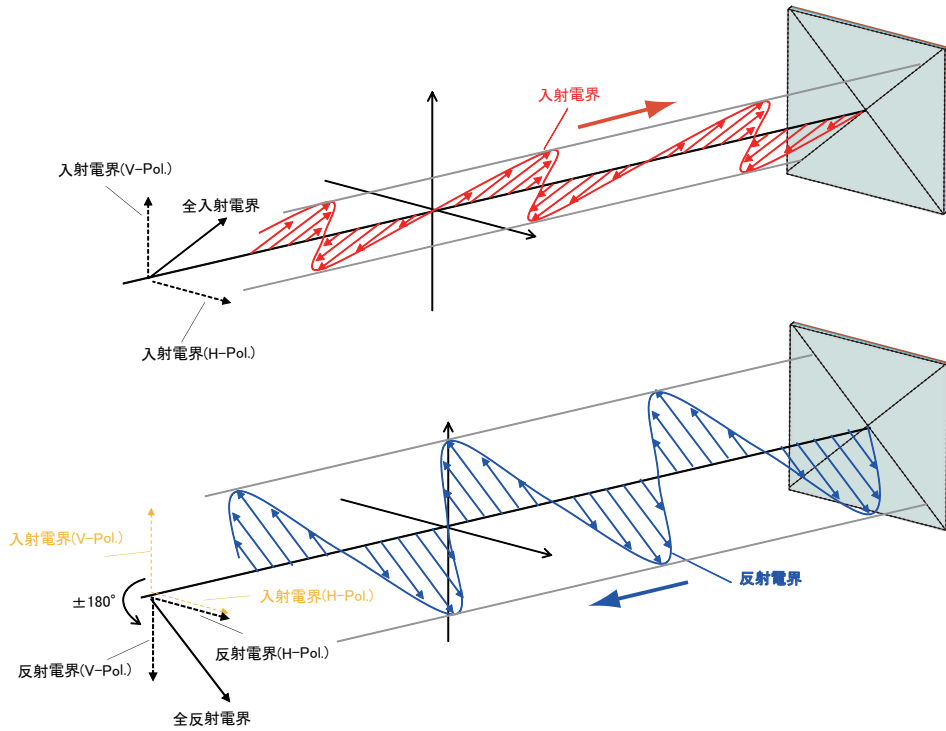


Fig. 2.3. Orthogonal polarization conversion.

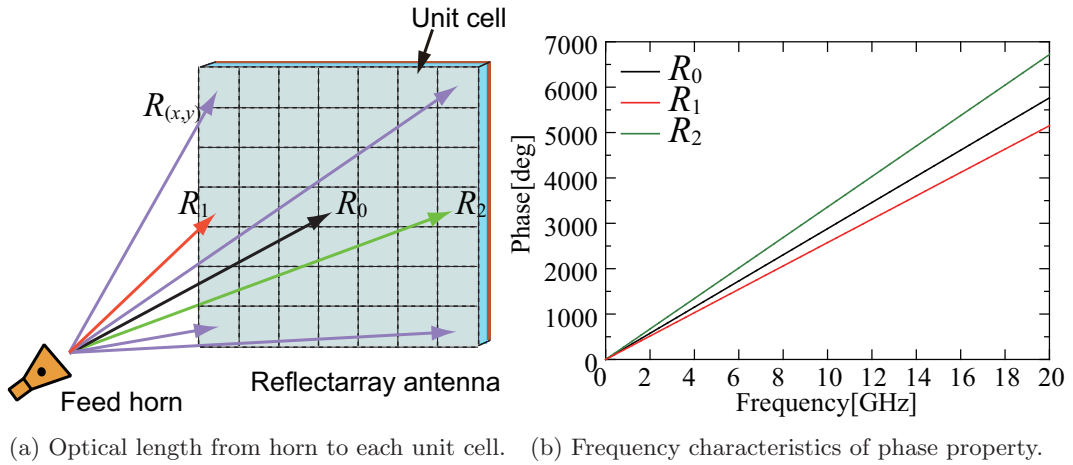


Fig. 2.4. Phase characteristics for difference optical length.

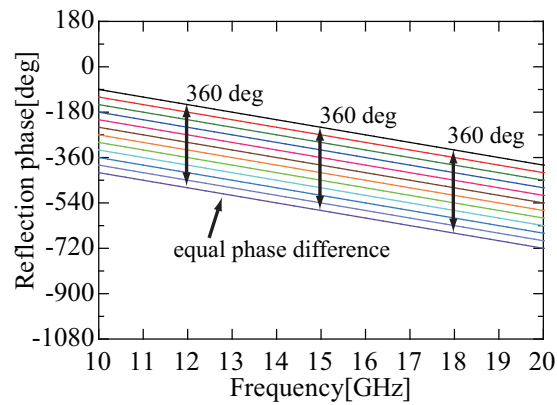


Fig. 2.5. Frequency characteristics with equal phase difference.

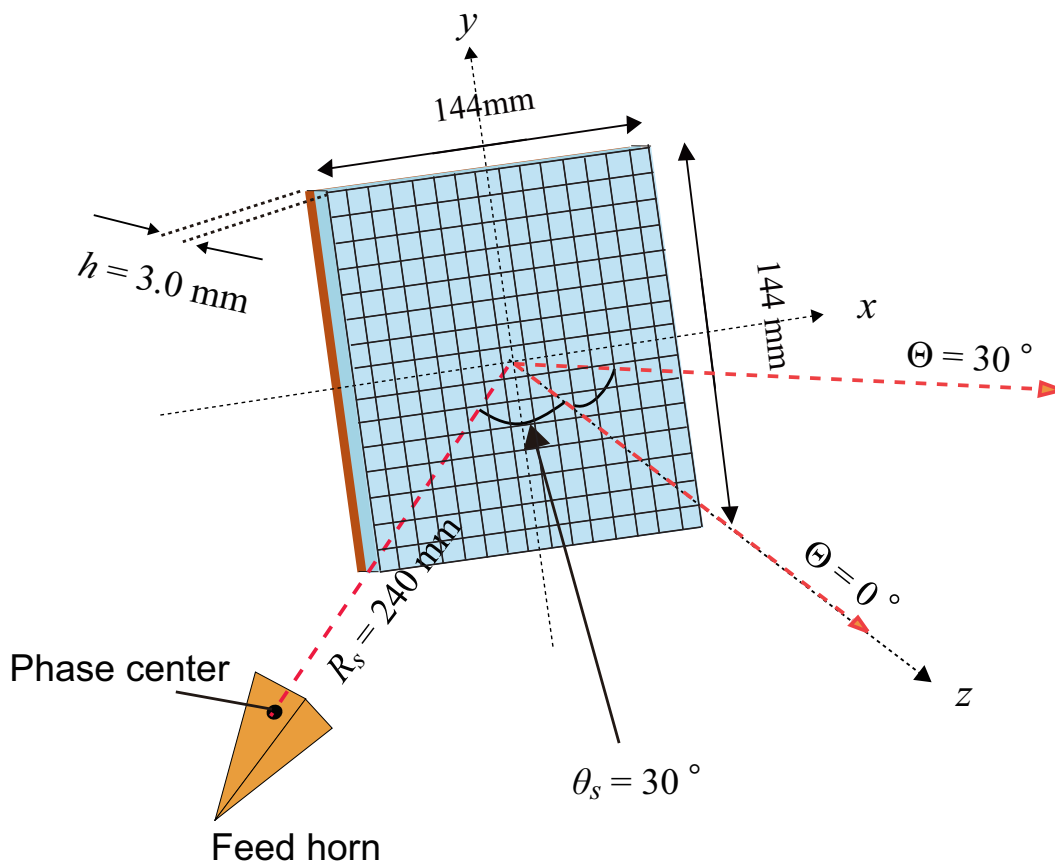


Fig. 2.6. Design example.

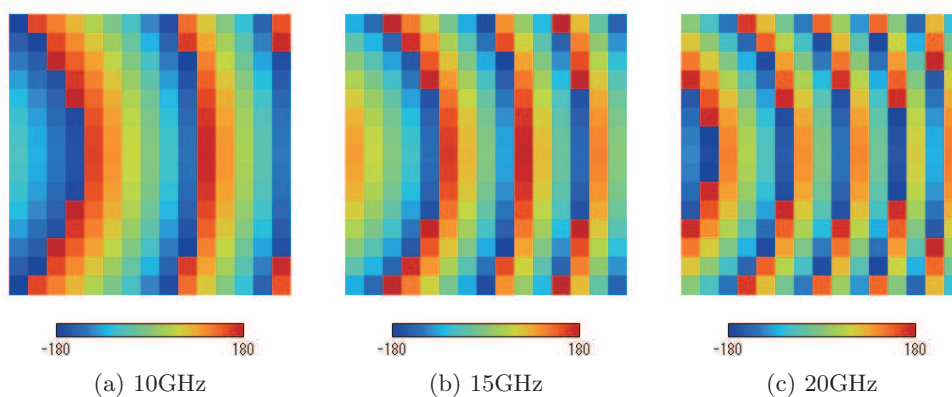


Fig. 2.7. Phase distribution of the incident wave on aperture.

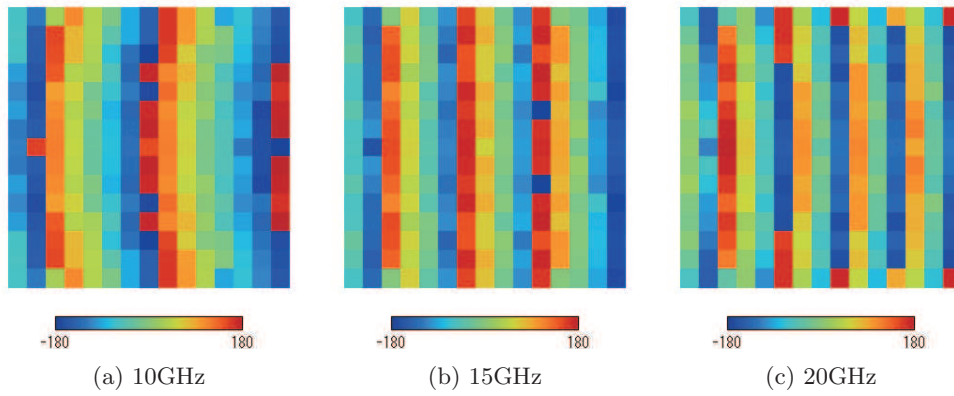


Fig. 2.8. Phase distribution of the reflected wave on aperture ( $\Theta = 30^\circ$ ).

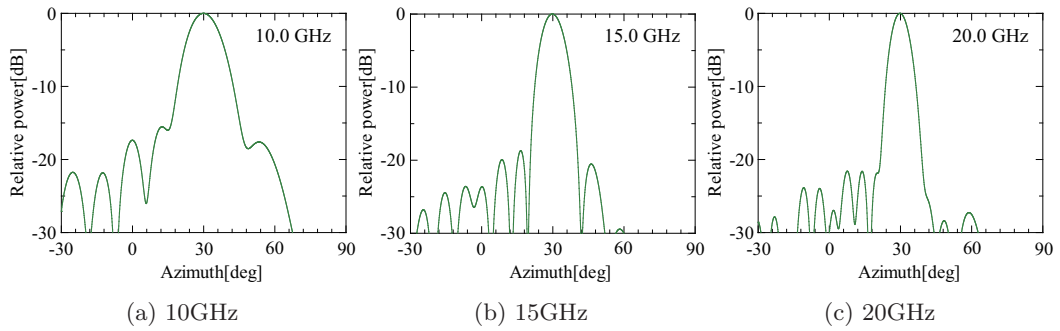


Fig. 2.9. Calculated radiation patterns ( $\Theta = 30^\circ$ ).

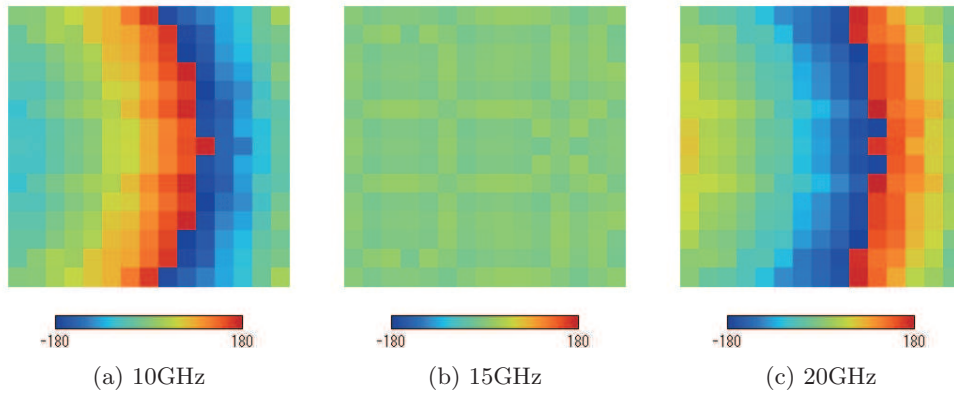


Fig. 2.10. Phase distribution of the reflected wave on aperture ( $\Theta = 0^\circ$ ).

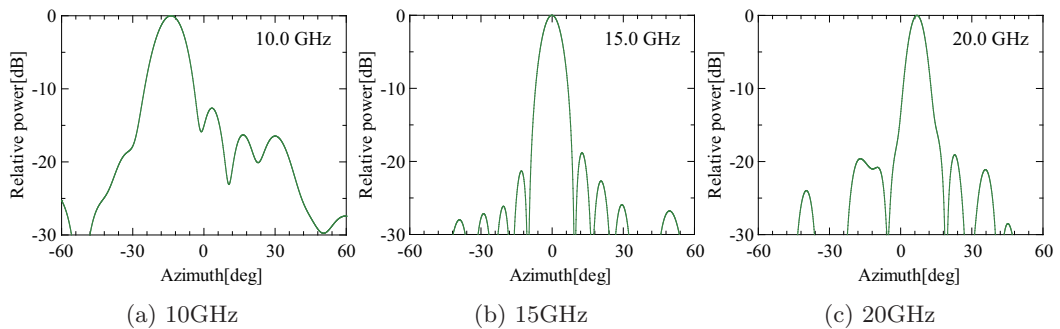


Fig. 2.11. Calculated radiation patterns ( $\Theta = 0^\circ$ ).

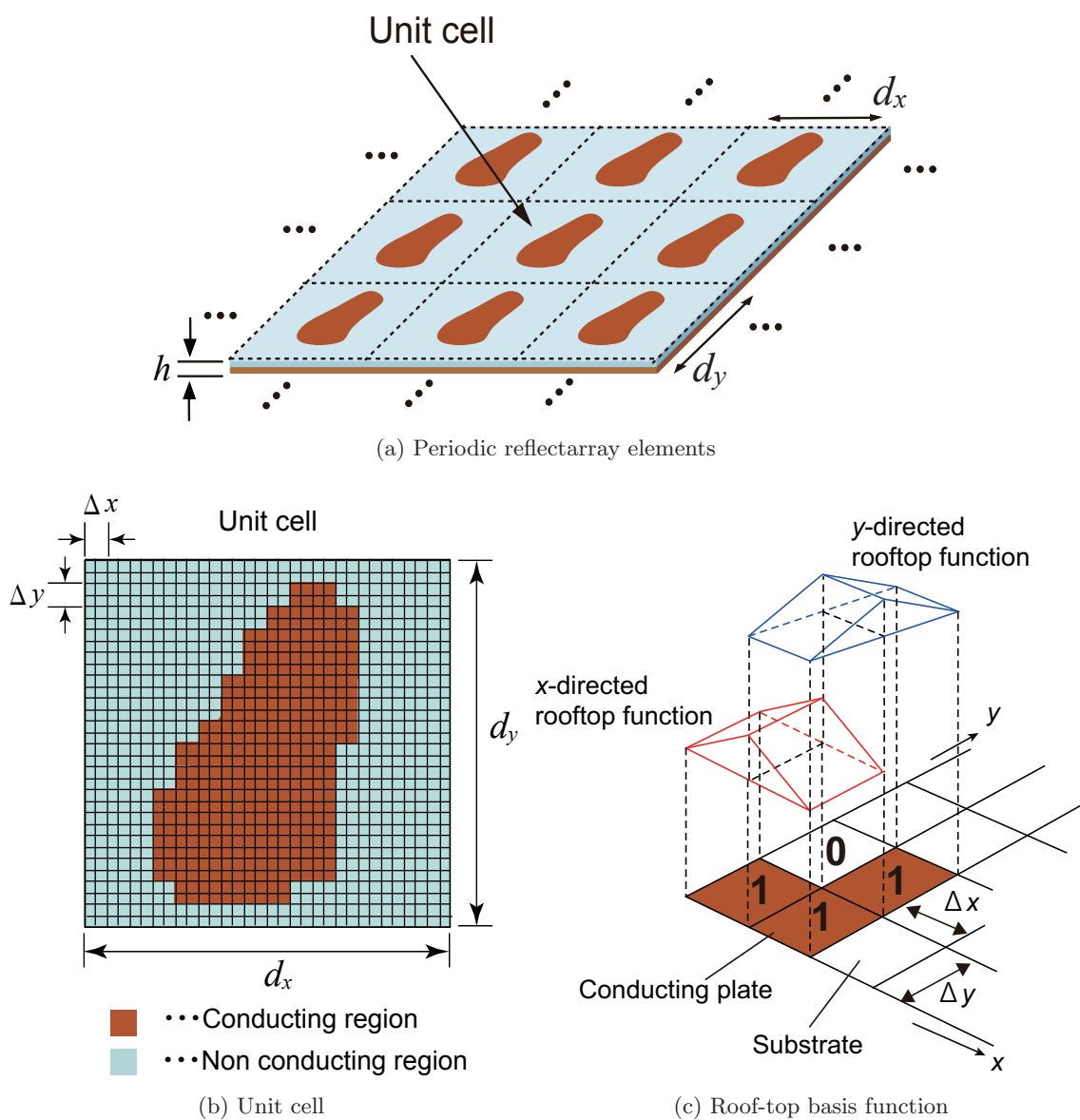


Fig. 2.12. Analytical model for MoM.

## 参考文献

- (2-1) T. Asada, H. Deguchi, M. Tsuji, and Y. Aoki, "Optimization of arbitrary elements suppressing their mutual coupling in reflectarray," IEICE Technical Report, EMT-12-159, Nov. 2012.
- (2-2) T. K. Wu, "Frequency selective surface and grid array," New York, Wiley, 1995.
- (2-3) R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces-A review," Proc. IEEE. Vol. 75, No. 12, pp.1593-1615, Dec. 1988.
- (2-4) T. Itho, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol.28, No.7, pp.733-736, Jul. 1980.
- (2-5) C. H. Chan, K. T. Ng, and A. B. Kouki, "A mixed spectral-domain approach for dispersion analysis of suspended planar transmission lines with pedestals," IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol.37, No.11, pp.1716-1723, Nov. 1989.
- (2-6) 山下栄吉監修, 電磁波問題の基礎解析法, 11章スペクトル領域法, コロナ社, 1987.

## 第3章 直交偏波共用リフレクタレー素子

リフレクタレーアンテナの性能は, 共振素子の周波数特性により大きく左右される. そのため, 素子設計の段階で周波数特性を考慮する事が重要となる. しかし, 共振現象を利用するリフレクタレー素子は, 狭帯域特性になるという欠点を有しており, 広帯域化が課題である. そのため, 広帯域特性を有する高性能な共振素子の開発が欠かせない. 一般的に, リフレクタレーの高性能化には, 広帯域な反射位相特性, 偏波共用性や低交差偏波特性が要求される. 本章では, 高性能なリフレクタレー共振素子として, 二種類の共振素子形状を提案する. 先ず一つ目に, 直交する偏波の入射波に対して比較的独立な共振現象が得られるように, 単位セル内に $\Omega$ 型形状の二共振ストリップ素子を直交配置することで, 広帯域にわたり直交偏波の制御を行う単層構造リフレクタレー素子形状を提案する. 二つ目に, 単位セル内で生じる交差偏波成分を消去するため, 2共振オープンループ素子を4軸対称構造を持たせて配置することで, 単位セル内において, 低交差偏波特性を実現した共振素子形状を提案する. 次に, 提案素子形状の特徴及び広帯域特性の実現方法について述べ, 素子の形状パラメータを変化させた場合の反射特性をモーメント法による数値的検討を行うことで, 広帯域特性が得られる事を明らかにするとともに, 広角入射に対しても良好な偏波特性を有する事も示している. 最後には, 提案素子を用いてKu帯においてオフセット給電単層リフレクタレーの設計, 試作を行い, 放射特性の数値的及び実験的評価により, 提案素子の有効性の検証を行っている.

### 3.1 緒論

本節では, 広帯域にわたり良好な反射特性を有する直交二偏波共用リフレクタレー共振素子形状の検討を行う. 第一章において述べたように, リフレクタレーは素子の共振現象を利用しているため, 狭帯域特性になるという欠点があるため<sup>(3-1)</sup>, 広帯域にわたり反射位相特性が直線的且つ任意の周波数点において $360^\circ$ 以上の反射位相量を有する共振素子群の設計が課題となる. また, 直交偏波共用素子では, 交差偏波の抑制も重要な課題である. 広帯域化における初期の研究では, パッチ素子を多層構造にし, 各層のパッチサイズ, 比誘電率や厚みを最適化されてきたが<sup>(3-2)-(3-4)</sup>, 層の重ね合わせによる製作誤差や重量増加などの問題があるため, 単層構造での広帯域化が必要であった. 一つの直線偏波において, 複数の直線マイクロストリップ素子を配列することで広



帯域特性が検討されている<sup>(3-5)-(3-8)</sup>. また, 直交偏波共用素子としては, クロスループ素子<sup>(3-9)</sup>, 二重方形リング素子<sup>(3-10), (3-11)</sup>, 方形リングをメアングラ状に変形したリング素子<sup>(3-12)</sup> や位相遅延ラインを用いた共振素子<sup>(3-13)</sup> 等の検討が報告されている. しかしながら, ループ状の素子形状等の従来の素子形状では, 位相制御を行う際に, 各直線偏波間で影響を及ぼし合うため, 各偏波を独立に位相制御させる事が困難である. そのため, 2層構造を用いて各偏波方向に対して動作するストリップ5共振素子を配置した素子形状が提案されている<sup>(3-14)</sup>. しかしながら, これらの素子形状には, 素子構造の検討を行うにあたって, 設計尤度(柔軟性)が小さくなってしまいう問題がある. これら問題を解決するため, 我々は従来より, 単位セル内にストリップ形状を凸型に変形し上下左右に配置する事で, 単層構造でも設計尤度が大きく, 偏波共用性を確保できる形状を検討している<sup>(3-15)</sup> が, 広帯域化の課題は残ったままであった. そこで, 文献<sup>(3-15)</sup>の素子形状をもとに, 広帯域にわたり直交偏波の制御を行うことが可能なリフレクトアレー共振素子を提案してきた<sup>(3-16)</sup>. しかし, 主偏波に対する反射位相特性の広帯域化は実現できたものの, 交差偏波レベルが高く, 直交偏波共用素子として十分な特性が得られていなかった. そのため, 低交差偏波特性を有する高性能な素子形状も求められていた. 本章では, 従来形状の問題を改善するため, 主偏波の広帯域特性を犠牲にすることなく低交差偏波化を図った $\Omega$ 型共振素子を提案する<sup>(3-17)-(3-22)</sup>. また, 更なる低交差偏波特性を実現するため, 単位セル自体に4軸対称性を持たせた素子配置を行う事で交差偏波を抑制した4軸対称共振素子形状も提案する<sup>(3-23)-(3-27)</sup>. 低交差偏波化に関する検討は, リフレクトアレー設計時に, 隣接する単位セルを鏡面配列したり<sup>(3-28)</sup>, 素子形状を配置する向きを最適化すること<sup>(3-29)</sup>で, アレー全体として遠方界の交差偏波成分をキャンセルさせる手法が報告されているが, 提案する $\Omega$ 型形状及び4軸対称形状は, 共振素子形状自身あるいは単位セル内における素子配置の対称性に着目して低交差偏波化を図っている. 本章では, 先ず, 各提案素子形状の基本特性について説明を行い, 次に, 形状パラメータを変化させたときの反射特性を数値計算により詳細に調べている. さらに, 偏波特性についても検討を行い, 広角入射に対しても良好な偏波特性を有する事を示す. その後, 提案した素子を用いて, オフセット給電単層リフレクトアレーを設計, 試作し, 放射特性の数値的及び実験的評価を行う事で, 本章で提案した素子の有効性を検証している.

### 3.2 提案する共振素子形状

従来形状よりも低交差偏波特性を有する新たな2種類のリフレクトアレー共振素子として Fig. 3.1 に示す $\Omega$ 型形状および4軸対称形状を提案する. 先ず, 一つ目の提案素子である $\Omega$ 型形状の特徴を述べる. Fig. 3.1(a) に示した従来の凸長型形状は, 入射電界に対して直交する方向に凸部が長く, 交差偏波に寄与する電流成分が大きくなるため, 高い交差偏波レベルとなっていしまっていた. そこで, Fig. 3.1(b) のように, 凸型の突起部を低くし且つ素子長を確保するために, 入射電界に対して平行となるように形状を $\Omega$ 型に変形した. さらに, 各ストリップ素子形状に軸対称性を持たせる事により, 交差偏波に寄与する電流成分が逆相となり, 空間への放射成分がキャンセルされる. その結果, 低交

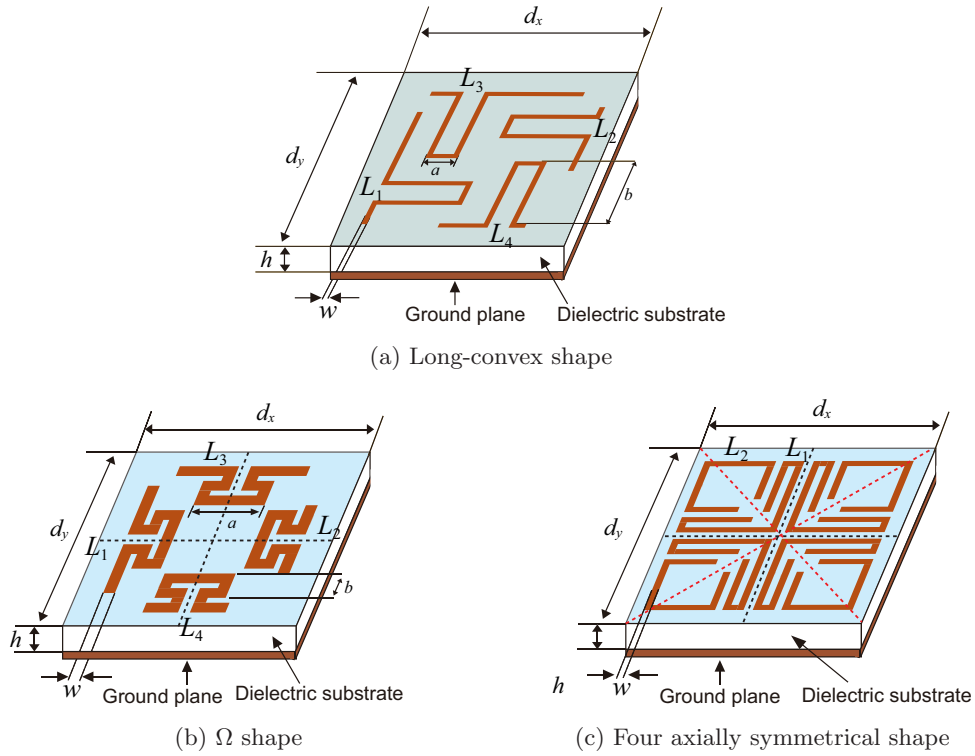


Fig. 3.1. Structure of the proposed elements.

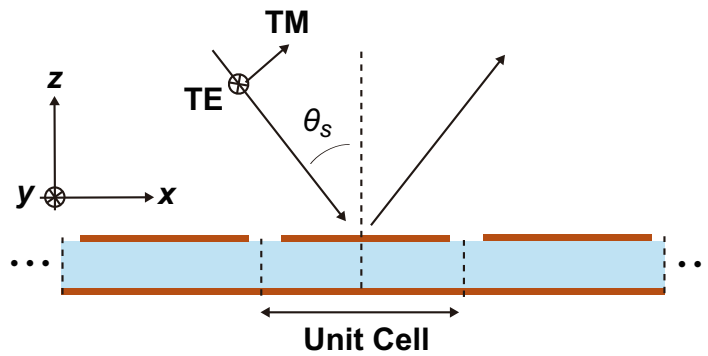


Fig. 3.2. Definition of an incident angle  $\theta_s$ .

差偏波特性を実現する事が可能となる. 次に, 二つ目の提案素子である4軸対称形状の特徴を述べる.  $\Omega$ 型形状は各ストリップ素子形状に軸対称性を持たせているが, 単位セル全体で見た場合に完全な軸対称性を有していないため, ある程度の交差偏波は発生してしまう. 交差偏波を抑制するためには, 素子形状に2軸対称性を持たせ, 交差偏波に寄与する電流成分を打ち消すことで実現可能だが, 2軸対称性のみでは, 直交偏波共用は困難である. 直交偏波共用を可能にするためには, 素子形状に90°回転対称性を持たせることが有効である. そこで, 共振素子を単位セルの4分の1領域に配置し, 直交す

る2軸および対角線の2軸に対して対称性を持たせることで、上記2つの特性を兼ね備えた構造を実現している。その結果、ストリップ導体上の電流が対称に分布し、交差偏波に寄与する電流成分はほぼキャンセルされることになり、広帯域にわたり低交差偏波特性を実現することができる。また、提案素子では、素子長の異なる共振素子  $L_1, L_2$  を単位セル内に1/4領域に配置し、複数の共振現象を利用することで広帯域化を図っている。次節以降では、これら二種類の提案形状について、直交偏波共用を実現するために、TE波およびTM波の両偏波で広帯域にわたり  $360^\circ$  の位相量を有し、直線的かつ平行移動した反射位相特性が得られる共振素子群を設計していく。なお、反射位相の解析における単位セルの各パラメータは、周期配列間隔  $d_x = d_y = 9.6[\text{mm}]$ 、誘電体基板厚  $h = 3.0[\text{mm}]$  としており、 $\Omega$ 型形状では素子長を  $L_1(=L_3), L_2(=L_4)$ 、素子幅を  $w = 0.6[\text{mm}]$  とし、4軸対称形状では  $L_1, L_2$  の各素子幅を  $w = 0.3[\text{mm}]$  としている。ここで、 $d_x, d_y$  の値を決定する際、グレーティングローブの発生(付録E参照)を考慮に入れる必要がある。今回は  $10 - 20\text{GHz}$  においてグレーティングローブが発生せず、直交偏波で動作するように、 $d_x = d_y = 9.6[\text{mm}]$  としており、本周期配列間隔においては  $20.8\text{GHz}$  以上で発生する。また、解析における単位セルへのTE波、TM波および入射角  $\theta_s$  は、Fig. 3.2のように定義する。

### 3.3 Ω型形状の設計

#### 3.3.1 素子長の組み合わせ

素子長 $L_1, L_3$ を11.4mmとして固定し, $L_2, L_4$ の素子長を変化させた場合のTE波, TM波入射時の反射位相特性の解析結果をFig. 3.3に示している. 同図より, $L_1 = L_3 = 11.4$ [mm],  $L_2 = L_4 = 8.4$ [mm]のときに最も直線的で良好な特性が得られていることが分かる. これより, 素子長さの組み合わせを $L_1 - L_2 (= L_3 - L_4) = 3.0$ [mm]のときに直線的な変化をもつ周波数特性になっている事が分かる.

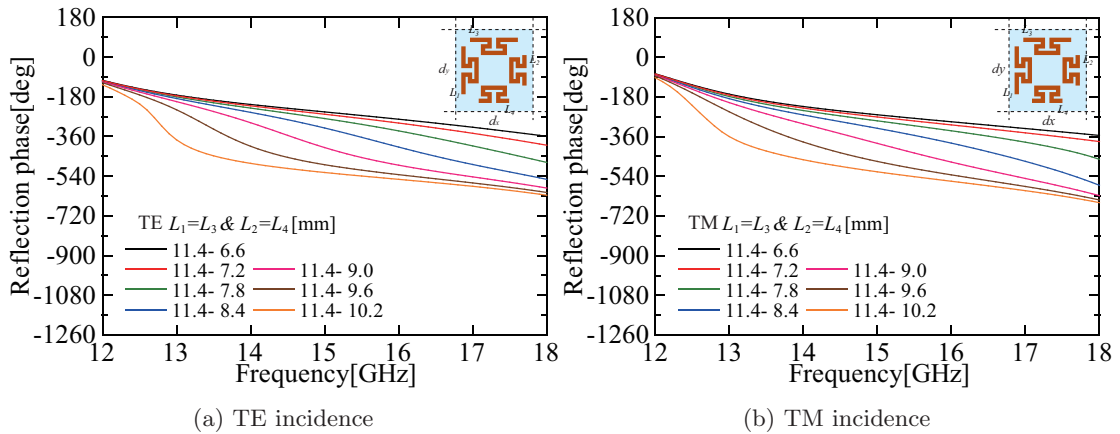


Fig. 3.3. Reflection phase properties on variable combination between  $L_1$  and  $L_2$ .

#### 3.3.2 素子形状の変形パターン

Fig. 3.4およびFig. 3.6に示すように, 2つの形状変化方法について検討を行う. Fig. 3.4は各素子の両端から変形する場合(変形パターン1), Fig. 3.6は各素子の凸部分から変形する場合(変形パターン2)を示している. 変形パターン1における反射位相特性の解析結果をFig. 3.5に示す.  $360^\circ$ 以上の位相量は得られているが, 各素子の位相量が等間隔でないため, 設計に用いる素子として使用する場合, 大きな位相誤差要因となることから不十分な特性であると言える. 次に, 変形パターン2における反射位相特性をFig. 3.7に示す. 広帯域にわたり $360^\circ$ 以上の位相量が得られており, 直線的で平行移動した特性が得られている.

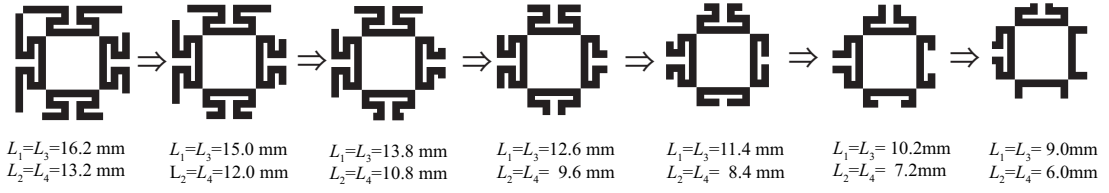


Fig. 3.4. Shapes of the resonant elements for changing strip length(pattern 1).

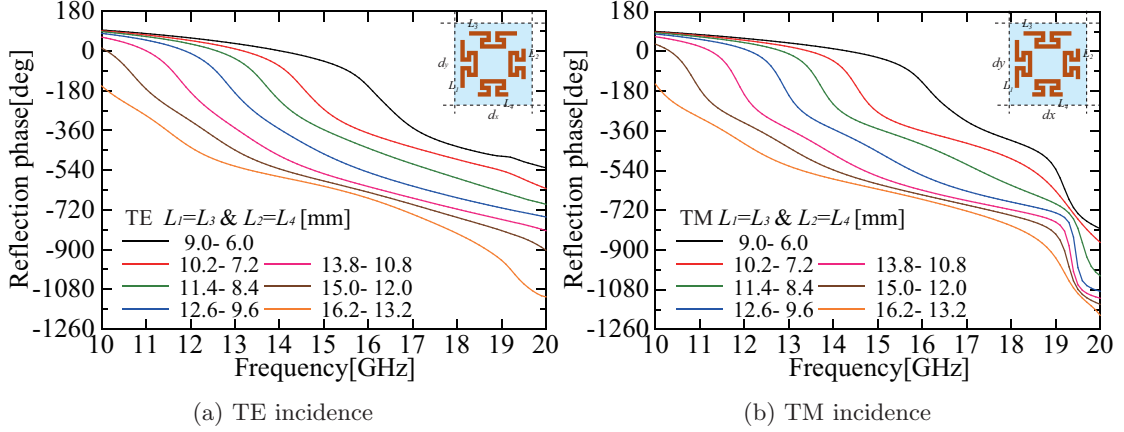


Fig. 3.5. Reflection phase properties for the TE and the TM incidences(pattern 1).

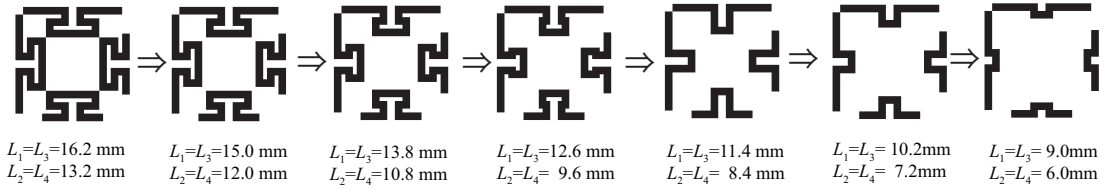


Fig. 3.6. Shapes of the resonant elements for changing strip length(pattern 2).

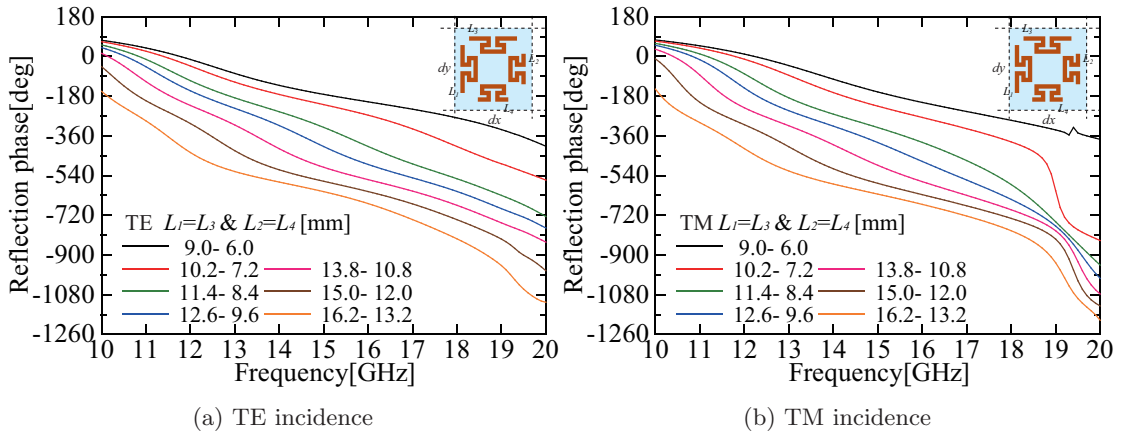


Fig. 3.7. Reflection phase properties for the TE and the TM incidences(pattern 2).

### 3.4 4軸対称形状の設計

#### 3.4.1 素子長の組み合わせ

素子長  $L_1$  を最大素子長 15.3mm として固定し,  $L_2$  の素子長を変化させる場合の TE 波, TM 波入射時の反射位相特性の解析結果を Fig. 3.8 に示している. 同図より,  $L_1 = 15.3$ [mm],  $L_2 = 10.2$ [mm], つまり,  $L_1 - L_2 = 5.1$ [mm] の時に最も直線的で良好な特性が得られている事が分かる.

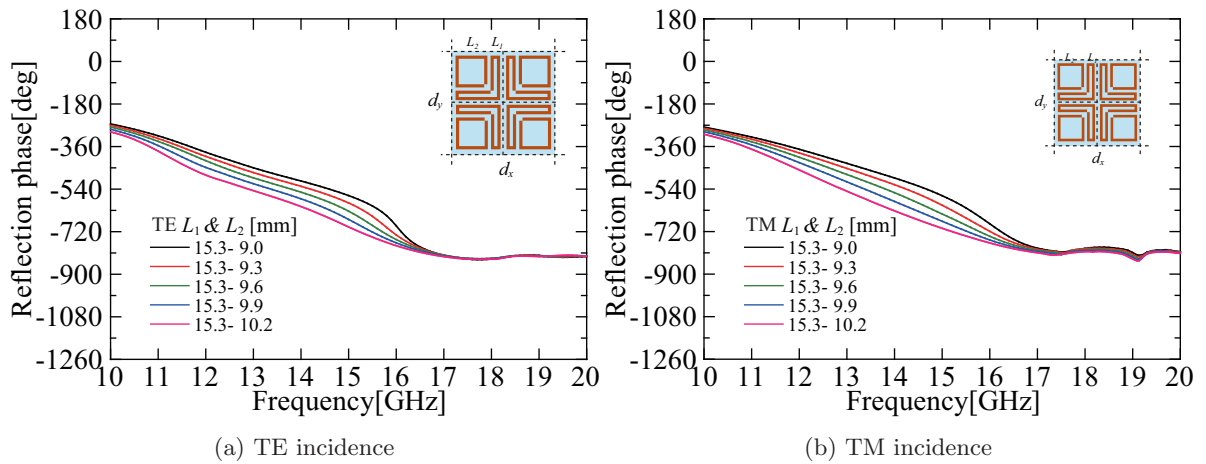


Fig. 3.8. Reflection phase properties on variable combination between  $L_1$  and  $L_2$ .

#### 3.4.2 素子形状の変形パターン

4軸対称形状の変形パターンを Fig. 3.9 に示す. 本形状では, 素子長を変化させる際にオープンループ共振素子の両端から変形していく方法を採用した. なお, オープンループ素子の切り口に関しては, 様々な位置が考えられるが, 直交偏波共用を考える場合, TE 波, TM 波入射における, 素子形状の見え方が同じであることが望ましいことから, 本形状では対向する切り口としている. この時の反射位相特性および 15GHz における電流分布の解析結果を Fig. 3.10 および Fig. 3.11 に示す. Fig. 3.10 より, 両偏波において,  $360^\circ$  以上の反射位相量が得られており, 直線的で平行移動した特性を得ることができている. また, 電流分布を見ると, 素子形状に 4軸対称構造を持たせることで, TE 波, TM 波の両偏波において対称な電流分布になっていることが確認できる.

次節以降, 提案素子で得られた広帯域な位相特性をもとに, 直交偏波共用リフレクターを設計していく.

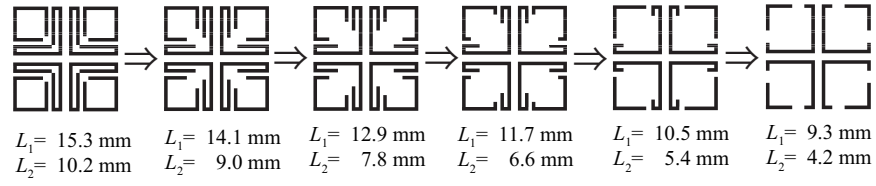


Fig. 3.9. Shapes of the resonant elements for changing strip length.

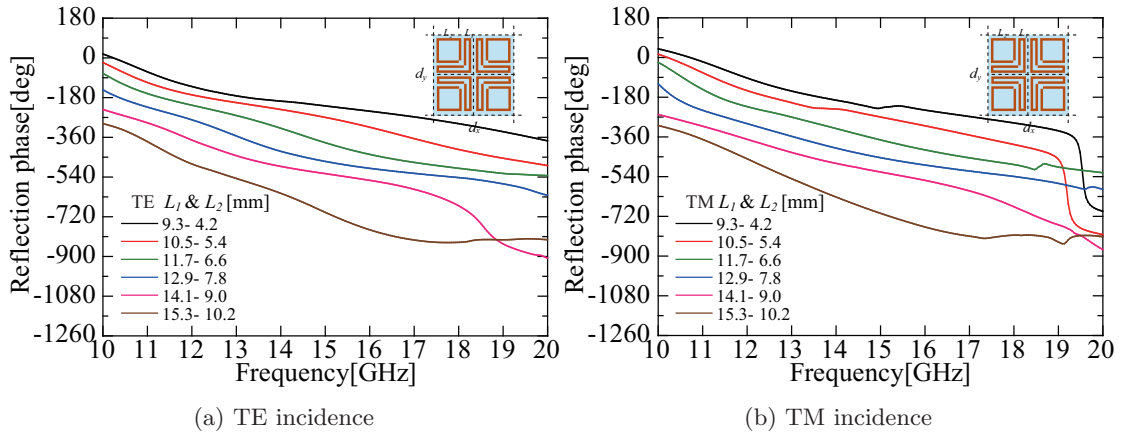


Fig. 3.10. Reflection phase properties for the TE and the TM incidences.

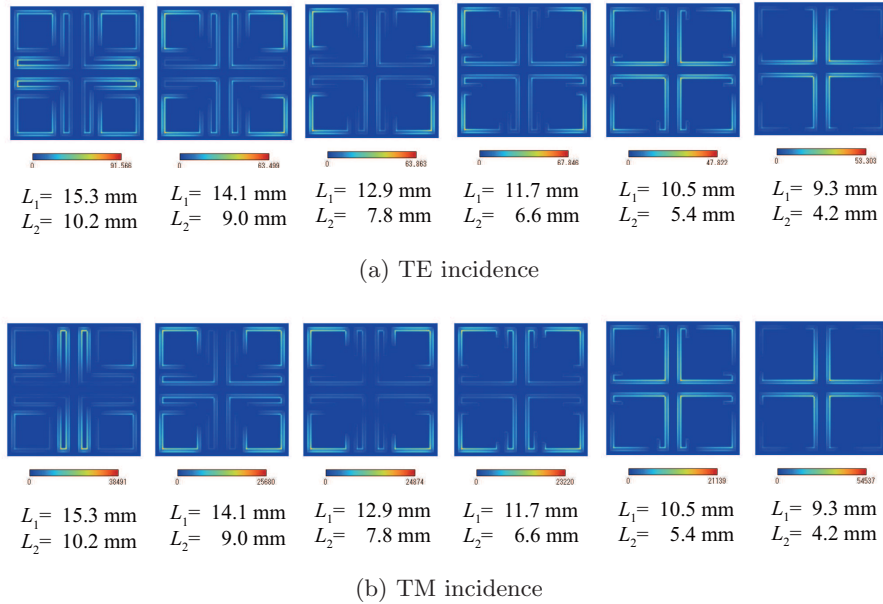


Fig. 3.11. Current distribution on strip elements at 15GHz for the TE and the TM incidences.

### 3.5 リフレクタレーアンテナの設計

本節では、リフレクタレーの設計法および設計例を示し、TE波、TM波を入射させた場合の放射パターンの解析値および測定値を比較することで、提案した2種類のリフレクタレー素子の特性を数値的および実験的に評価する。なお、本節で設計するリフレクタレーの動作帯域はKu帯(12-18GHz)とする。

#### 3.5.1 設計法

リフレクタレーの設計にあたり、先ず、提案形状で得られた位相特性を基に、 $30^\circ$ 間隔の反射位相量を持つ12素子を決定する。既に2章で述べた通り、開口面位相誤差による利得低下が0.1dB以下となる場合に必要な素子数が12素子となることより、 $30^\circ$ 間隔を採用している。そして、一次放射器の吹き付けパターンによるアンテナ開口面の位相分布を一様分布とするために必要な位相量を定め、得られた12パターンの共振素子の中から理想の位相量に最も近い素子を選択、配列することにより行う。また、設計に用いる一次放射器には、開口径75mm×57mm、利得20dBのスタンダードゲイン角錐ホーンを用い、一次放射器とリフレクタレー中心までの距離 $R_s$ は、開口面位相が一様に制御された状態を考え、スピルオーバー、ブロッキングや開口面におけるエッジレベルによる利得低下を考慮した上で決定される。また、放射特性は、開口面法を用いて計算している。

#### 3.5.2 設計例( $\Omega$ 型共振素子)

Fig. 3.12は、リフレクタレーの設計例を示している。設計条件は、設計周波数 $f_0 = 15$ [GHz]、開口径 $D = 153.6$ [mm](16×16セル)、オフセット角 $\theta_s = 30^\circ$ 、放射方向 $\Theta = 30^\circ$ 、エッジレベルが $-15$ dB(リフレクタレー中心を0dBとした相対値)となるように、一次放射器の位相中心からリフレクタレーの中心までの距離 $R_s = 260$ [mm]とした。また、同図中にも示しているが、リフレクタレーの設計を行う際には一次放射器と各セル( $i$ 番目のセル)ごとに入射角 $\theta(i-th)$ が異なるため、各素子の偏波特性を考慮する必要がある。そこで、設計に用いる素子形状の中から一例として、素子長が一番短い素子および一番長い素子の偏波特性をFig. 3.13に示している。同図より、入射角 $0^\circ$ から $50^\circ$ の広角にわたり良好な位相特性を有している事が確認できるが、わずかに変動していることが確認できる。本リフレクタレー設計においては、単位セルへの入射角を $7^\circ$ から $47^\circ$ の範囲で $1^\circ$ ずつ求め、それぞれの反射位相特性の中から入射波の位相を所望の位相に補正する最適な素子形状を選定している。Fig. 3.14は、アンテナ設計に用いる12素子を示している。また、Fig. 3.15およびFig. 3.16には、TE波、TM波を $30^\circ$ 入射したときの12-18GHzにおける主偏波の反射位相特性および交差偏波の振幅特性を示している。形状名の色が各位相特性の色に対応している。これらの図より、動作帯域である12-18GHzにおいて $360^\circ$ の位相量を有していることが確認できる。また、TE波およびTM波入射における設計周波数15GHzでの全設計素子の交差偏波レベルの平均値は、従来の凸長型形状ではそれぞれ、 $-10.9$ dB、 $-13.5$ dBであったが、 $\Omega$ 型形状ではそれぞれ、 $-16.7$ dB、 $-19.2$ dB



となっており, 約6dB程度抑制されている. ここで, Fig. 3.14は $30^\circ$ 入射時における12素子を示している. これらの条件を基に設計したリフレクタレーの設計結果をFig. 3.17に示す. 本設計では, 主ビーム方向での交差偏波を抑制するために軸対称なアンテナ設計を行っている. Fig. 3.18は, 設計周波数における入射波および反射波の開口面位相分布を示している. これらより, 開口面の位相が制御され, 球面波が平面波として所望の方向へビーム成形が行えることになる.

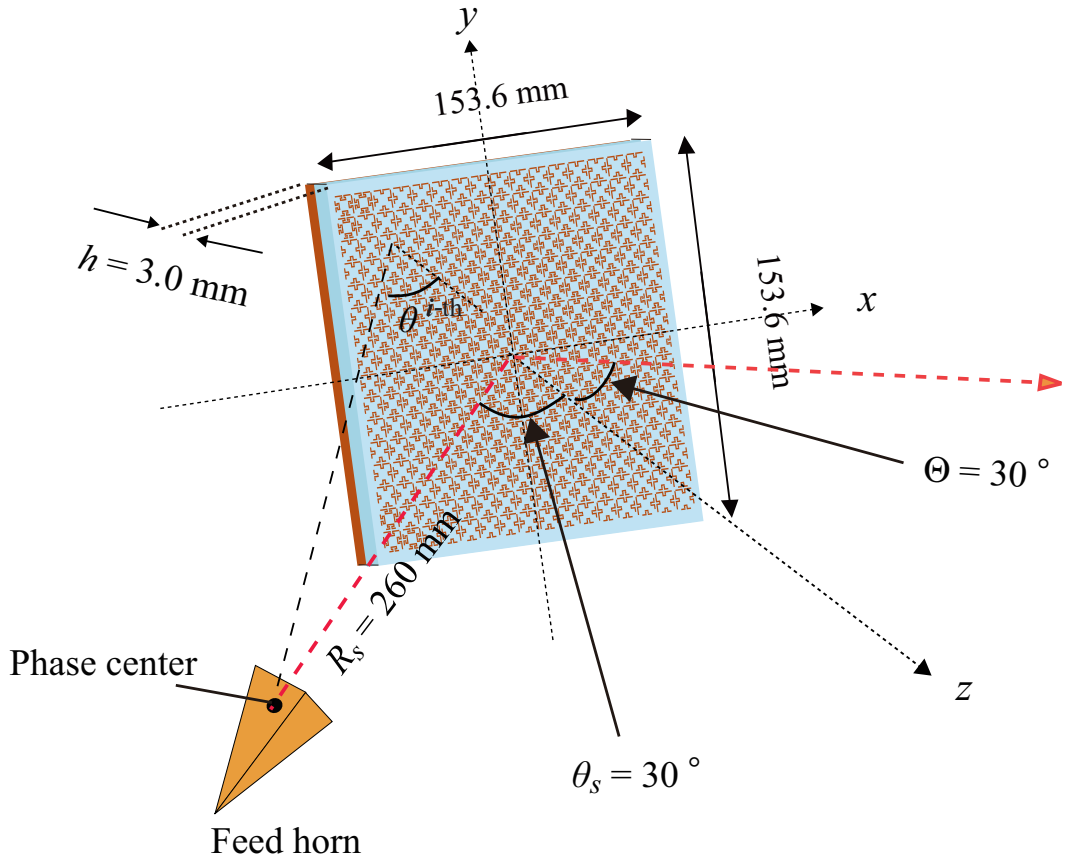
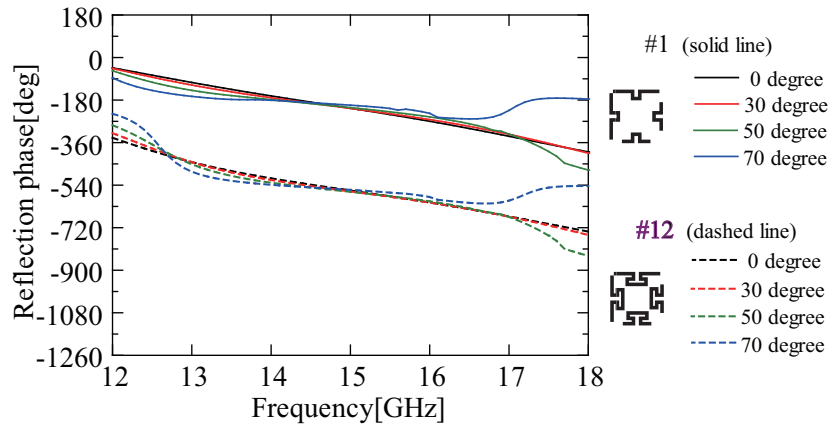
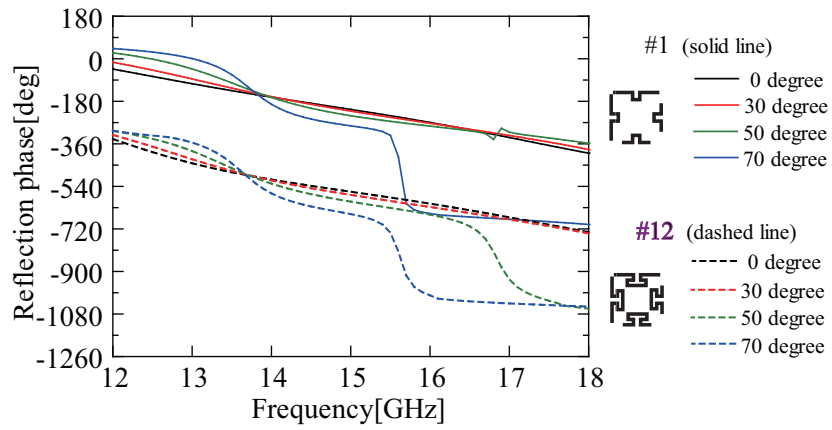


Fig. 3.12. Design example.



(a) TE incidence



(b) TM incidence

Fig. 3.13. Reflection phase properties for the different incident angle.

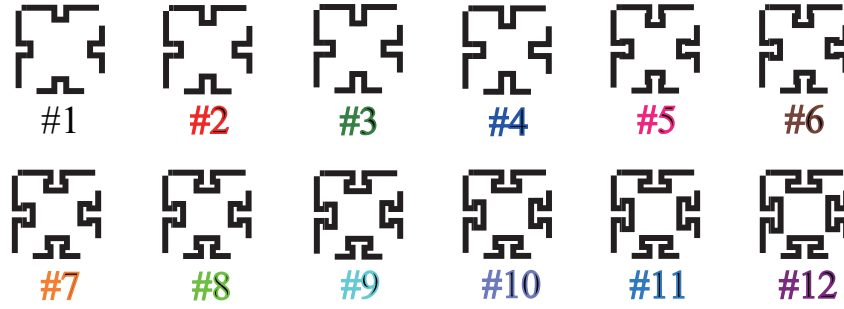


Fig. 3.14. Geometries for designing reflectarray.

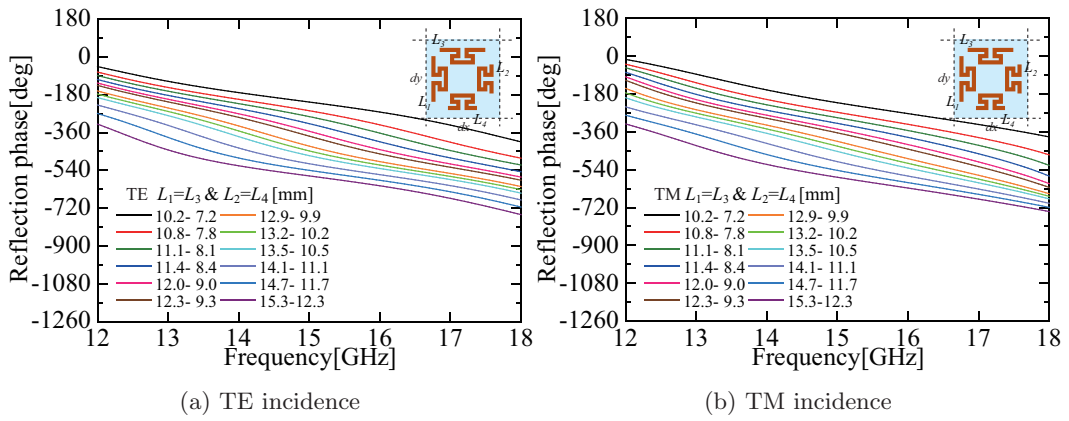


Fig. 3.15. Reflection phase properties of the co-polarization for designing reflectarray.

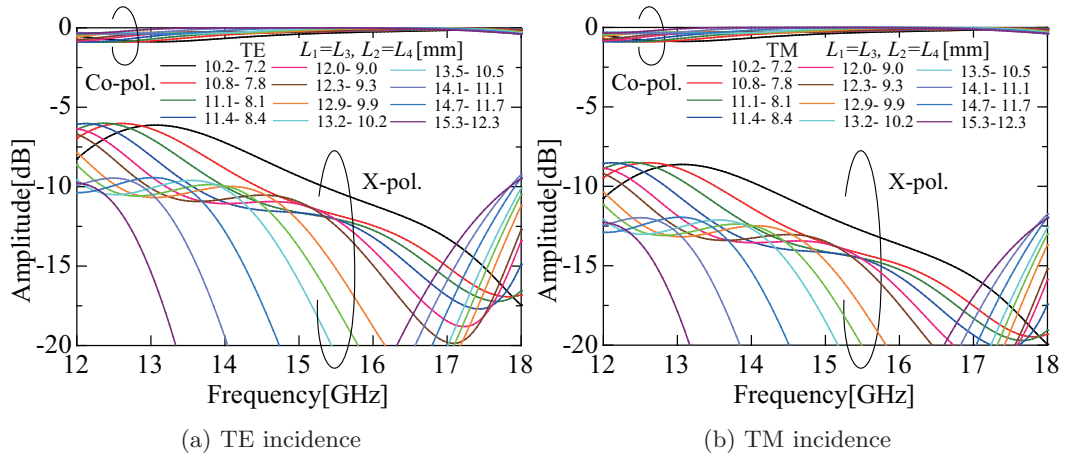


Fig. 3.16. Amplitude properties of the cross-polarization for designing reflectarray.

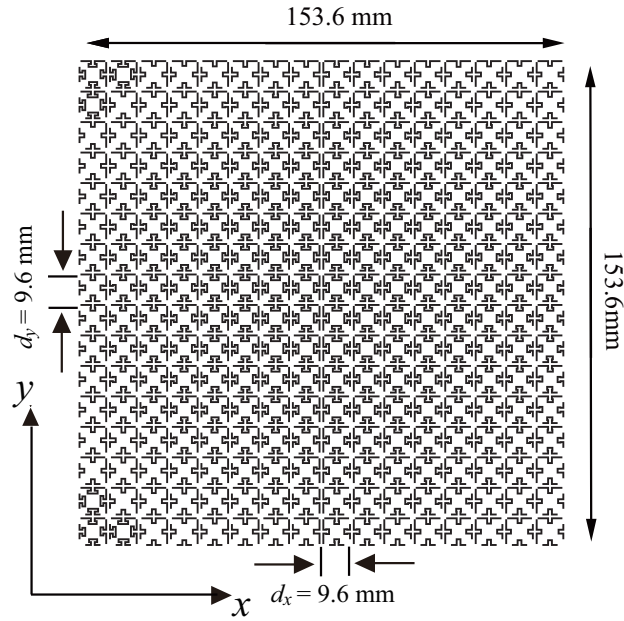


Fig. 3.17. Designed reflectarray antenna.

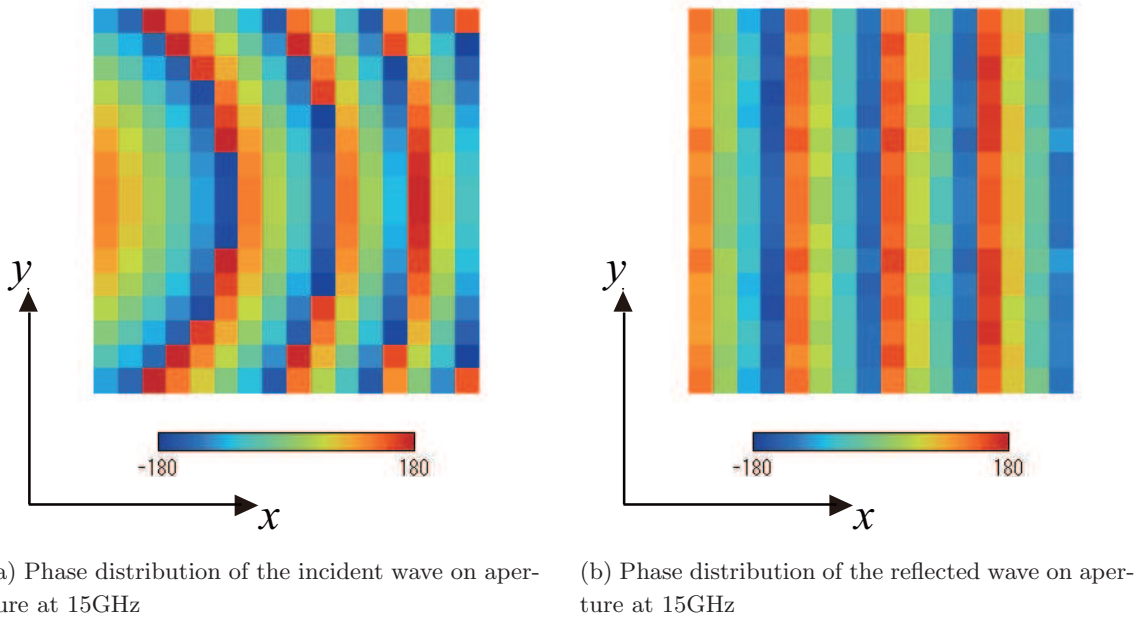


Fig. 3.18. Phase distribution on aperture at 15GHz.

### 3.5.3 設計例(4軸対称共振素子)

Fig. 3.19 は, リフレクタレーの設計例を示している. 設計条件は, 設計周波数  $f_0 = 15[\text{GHz}]$ , 開口径  $D = 144[\text{mm}]$ ( $15 \times 15$ セル), エッジレベルが  $-15\text{dB}$ (リフレクタレー中心を  $0\text{dB}$ とした相対値)となるように, 一次放射器の位相中心からリフレクタレーの中心までの距離  $R_s = 240[\text{mm}]$ に変更し(前節と開口径が変更となっているため), その他は前節の設計条件と同様である. Fig. 3.20 には, 設計に用いる素子形状の中から代表として, 素子長が一番短い素子および一番長い素子の偏波特性を示している. 同図より, 入射角  $0^\circ$  から  $50^\circ$  の範囲で良好な位相特性を有している事が確認できるが, わずかに変動していることが確認できる. 従って, 本設計においても前節と同様に, それぞれの入射角に対する反射位相特性を求め, その中から入射波の位相を所望の位相に補正する最適な素子形状を選定している. Fig. 3.21 は, アンテナ設計に用いる12素子を示している. また, Fig. 3.22 および Fig. 3.23 には, TE波, TM波を  $30^\circ$  入射したときの  $12\text{GHz} - 18\text{GHz}$  における主偏波の反射位相特性および交差偏波の振幅特性を示している. 形状名の色が各位相特性の色に対応している. これらの図より, 要求帯域において  $360^\circ$  の位相量を有していることが確認でき, 交差偏波レベルは, 広帯域にわたり  $-40\text{dB}$  以下に抑制されていることが確認できる. これらの条件を基に設計したリフレクタレーの設計結果を Fig. 3.19 に示す. Fig. 3.25 は, 設計周波数における入射波および反射波の開口面位相分布を示している. これらより, 開口面の位相が制御され, 球面波が平面波として所望の方向へビーム成形が行えることになる.

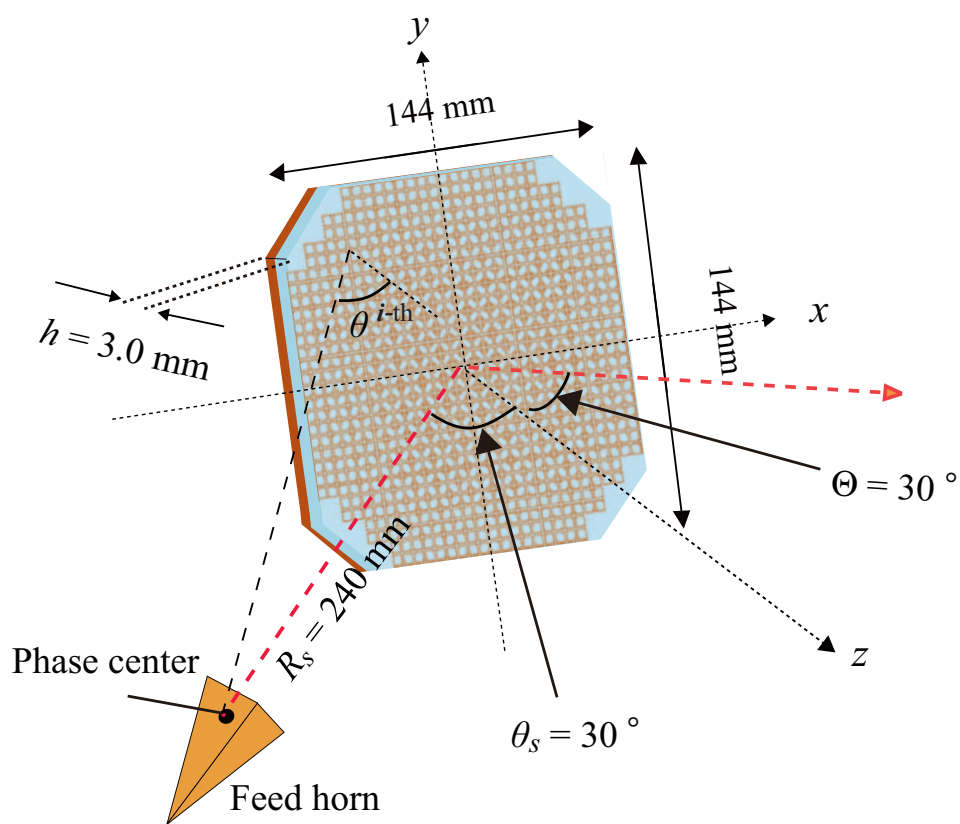


Fig. 3.19. Design example.

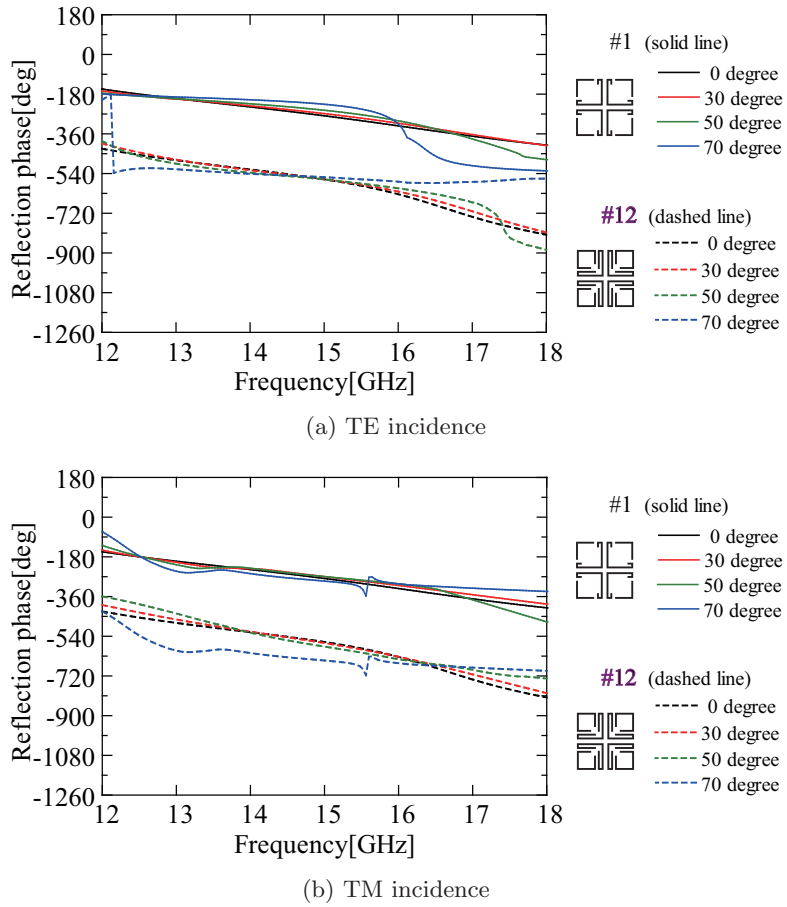


Fig. 3.20. Reflection phase properties for the different incident angle.

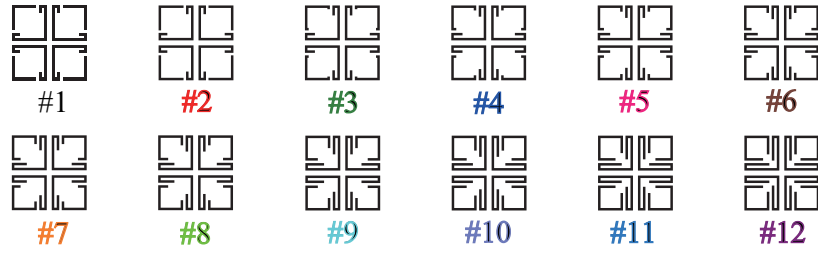


Fig. 3.21. Geometries for designing reflectarray.

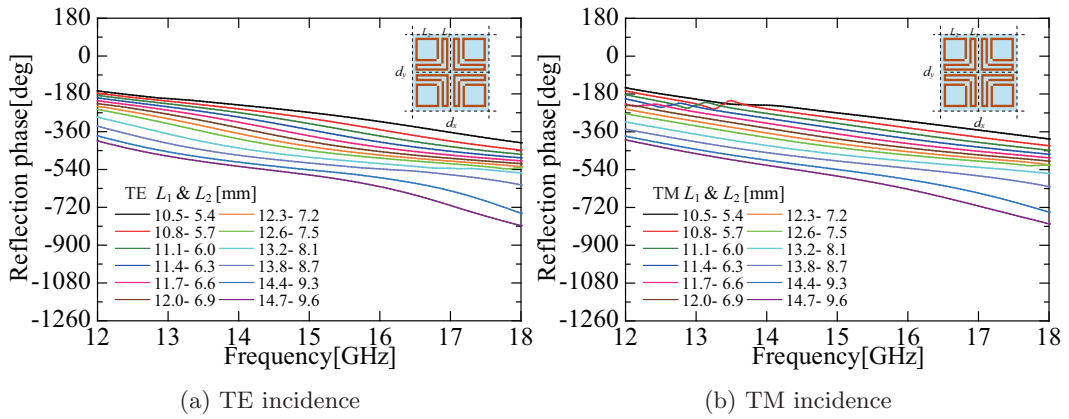


Fig. 3.22. Reflection phase properties of the co-polarization for designing reflectarray.

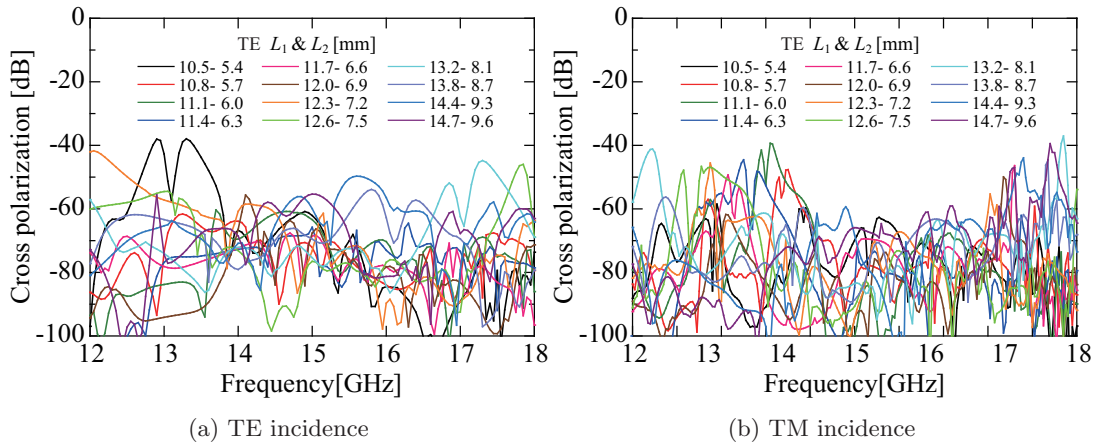


Fig. 3.23. Amplitude properties of the cross-polarization for designing reflectarray.



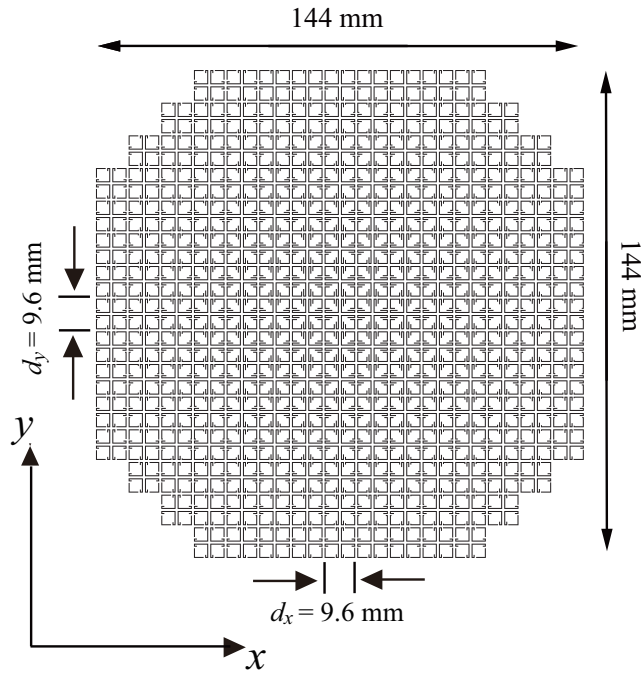


Fig. 3.24. Designed reflectarray antenna.

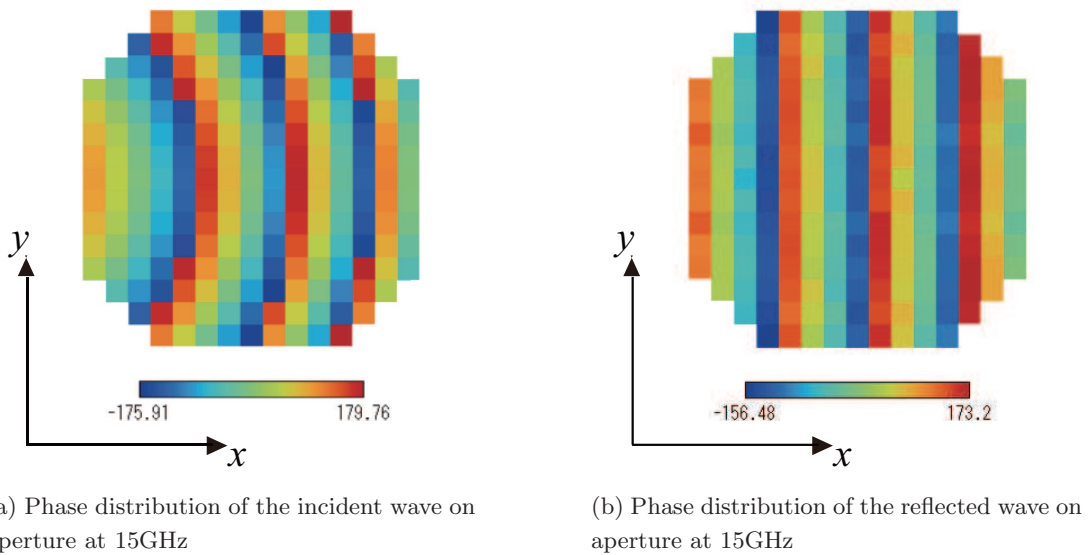


Fig. 3.25. Phase distribution on aperture at 15GHz.

## 3.6 放射特性の評価

### 3.6.1 放射特性の測定系

前節の設計結果を基に、エッチングによりリフレクタレーを試作し、TE波、TM波入射時の放射特性の計算値と測定値を比較することで、提案素子の有用性を検証する。放射特性の測定システム構成をFig. 3.26に示す。本測定系においては、送信源としてRF信号発生器Agilent E8257D(250kHz – 50GHz)を使用し、計測室のネットワークアナライザAgilent E8362C(10MHz – 20GHz)により放射特性の測定を行う。供試アンテナ (Antenna Under Test: AUT) であるリフレクタレーの指向性は、計測室にあるポジションコントローラ(デバイスDT3151HCV1/0)でアジマステーブル(デバイスDM3313CV1/0)を制御し、AUTの向きを水平面内で変化させることにより測定する。また、AUTの放射特性の測定においては、事前にAUTの代わりに利得が既知のスタンダードゲインホーンを取り付けた状態で測定し、そこから得た利得を基準値として相対値を求めることにより、AUTの利得が決定される。その際のスタンダードゲインホーンおよび測定用アンテナとしては、Ku帯20dBスタンダードゲインホーンアンテナ(Flann microwave Model-18240, 開口寸法 75mm×57mm, ホーンの軸長 153mm)を用いている。ただし、ホーンの喉元に同軸導波管変換器(Flann microwave Model-18094-SF40, 開口寸法 15.799mm×7.899mm, VSWR 1.12)を接続して測定を行った。

なお、エッチングは、設計した素子パターンを厚さ $25\mu\text{m}$ 誘電体フィルム上の厚さ $35\mu\text{m}$ の銅箔をエッチングすることにより製作し、厚さ $h = 3.0[\text{mm}]$ の誘電体基板に貼り付けることにより構成した。Fig. 3.27には、試作したそれぞれのアンテナの写真を示す。これらのアンテナを用いて、電波暗室にて放射特性の測定を行った。

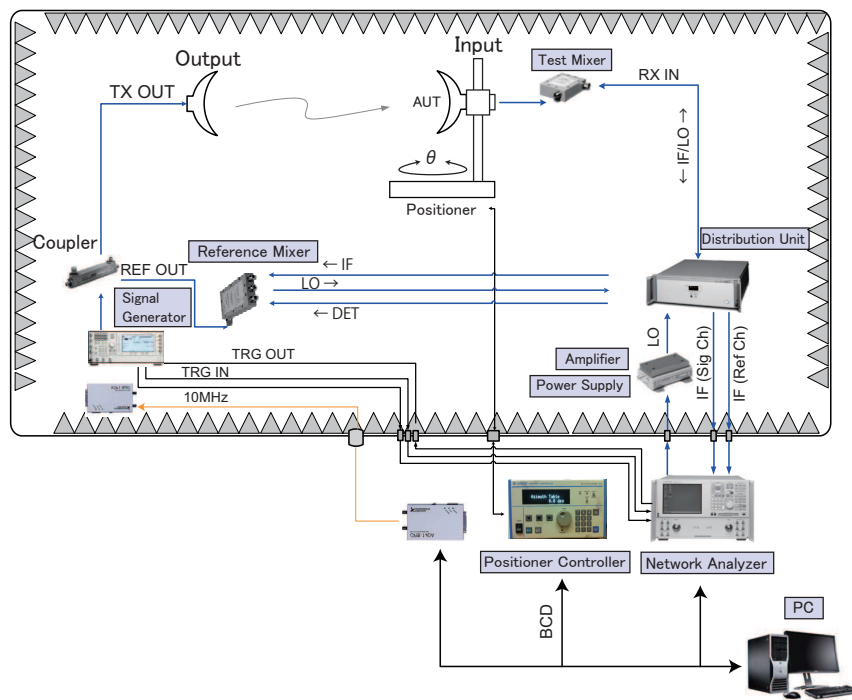
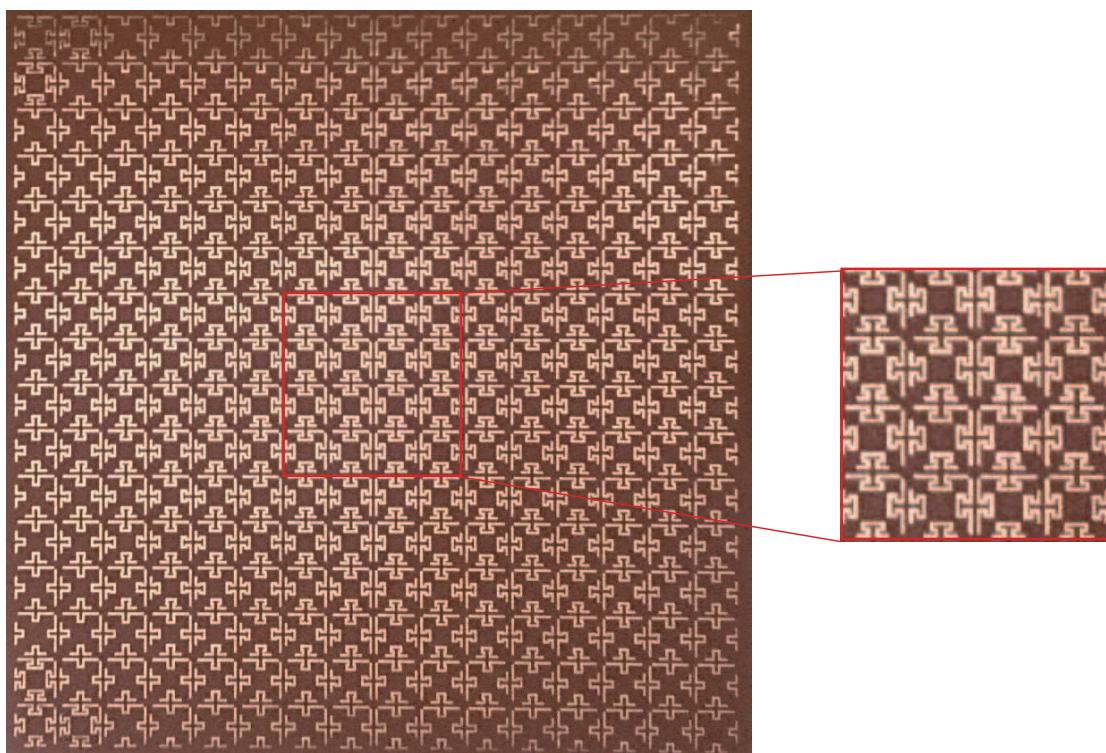
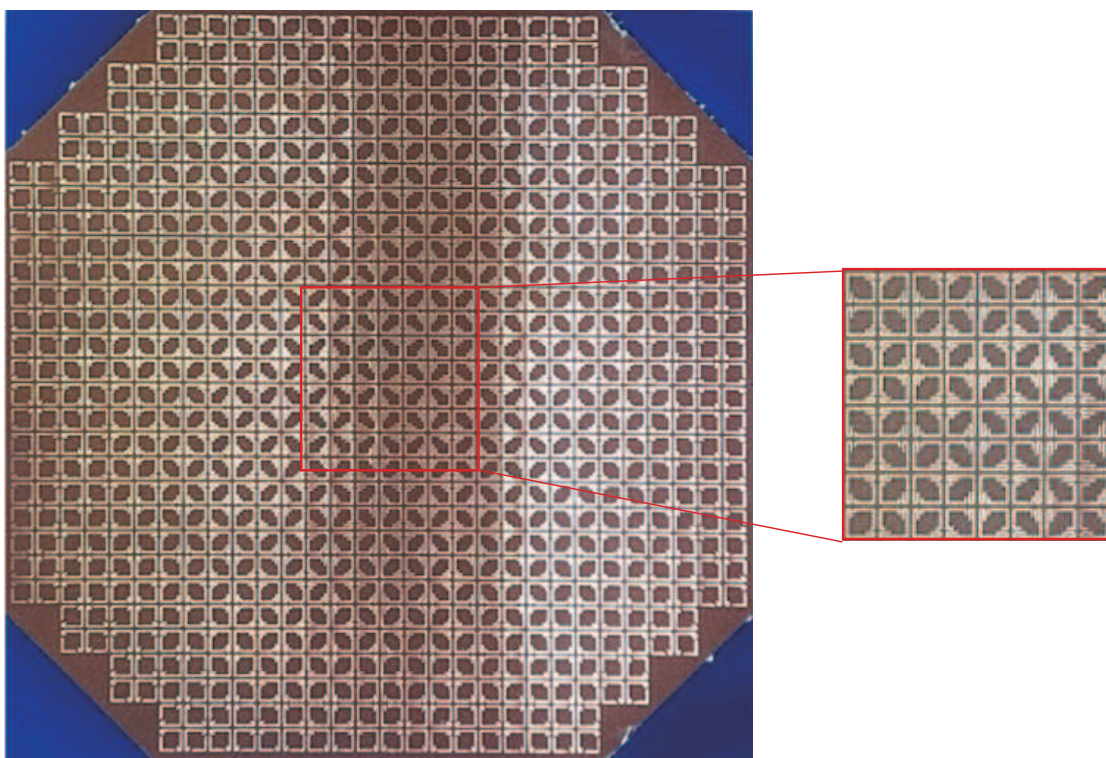


Fig. 3.26. Measurement system of reflectarray.



(a) Fabricated reflectarray ( $\Omega$  shape)



(b) Fabricated reflectarray (Four axially symmetrical shape)

Fig. 3.27. Photograph of the fabricated reflectarrays.

### 3.6.2 Ω型形状を用いたリフレクタレーアンテナ

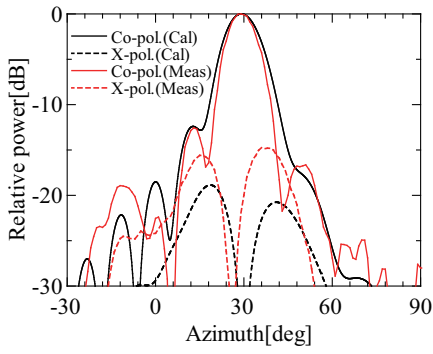
Fig. 3.28(a)~(k) および Fig. 3.29(a)~(k) に, 10GHz-20GHz における TE 波, TM 波入射時の放射特性の計算値および測定値の比較をそれぞれ示している. TE 入射時の測定値が 12GHz より低域側において大きく特性劣化が生じてしまい, 計算値と一致していないことが分かる. 一方, 13GHz より高域側では, 両偏波において計算値と測定値は概ね一致しており, 良好な特性が得られている. 交差偏波の測定値は, 全体的に計算値より高めになっているが, 中心周波数付近では,  $-20\text{dB}$  以下に抑制することができている. 放射特性の測定における特性劣化は, アンテナの製作誤差, 測定誤差や素子間結合などにより生じる位相誤差などが主な要因であることが考えられる.

Fig. 3.30 および Fig. 3.31 には, 利得と開口能率の計算値及び測定値の比較をそれぞれ示している. 低域側において計算値と測定値に差が見られるが, これは放射特性からも分かるように, 不要ローブや交差偏波が大きく発生してしまっているためである. しかしながら, 計算値と測定値は概ね一致している. 中心周波数 15GHz における利得の計算値および測定値は, TE 波入射時はそれぞれ, 26.1dB, 25.8dB となり, TM 入射時では 26.1dB, 25.3dB となっている. また, 開口能率の計算値および測定値は, TE 波入射時はそれぞれ 54.7%, 51.44% となり, TM 波入射時では 54.7%, 46.12% となっている. Fig. 3.32 には, 従来形状及び提案素子形状を用いたリフレクタレーの主ビームに対する交差偏波の測定結果の比較を示している. 同図より, 従来形状においては, 帯域全体にわたり, 約  $-10\text{dB}$  の高い交差偏波が発生している事が分かる. 一方, 提案形状では, 中心周波数から離れるに従い交差偏波レベルが高くなる傾向が見られるが, 中心周波数付近において, 約  $-20\text{dB}$  程度まで交差偏波レベルを抑制する事が出来ている.

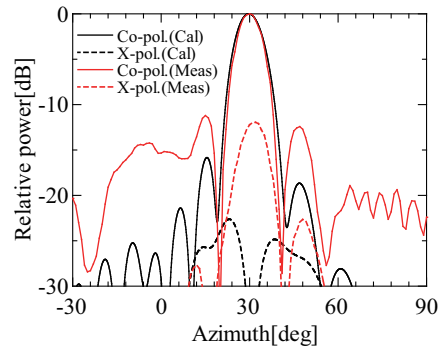
### 3.6.3 4軸対称形状を用いたリフレクタレーアンテナ

Fig. 3.33(a)~(k) および Fig. 3.34(a)~(k) に, 10 - 20GHz における TE 波, TM 波入射時の放射特性の計算値および測定値の比較をそれぞれ示している. TE 波, TM 波の両偏波において計算値と測定値は概ね一致しており, 11 - 19GHz の広帯域にわたり良好な放射パターンが得られている. Fig. 3.35 には, 交差偏波の測定結果を示している. 主ビーム方向において交差偏波レベルを約  $-30\text{dB}$  以下に抑制されていることが確認できる. なお, 周期構造においては正面方向で交差偏波成分はキャンセルするが, リフレクタレーにおいてはわずかに交差偏波が生じ, その理由は, アンテナの製作誤差, 測定誤差や素子間結合などが主な原因であると考えられる.

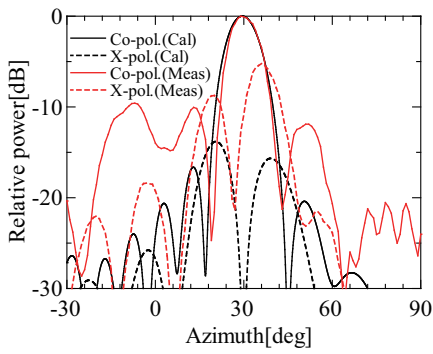
Fig. 3.36 および Fig. 3.37 には, 利得と開口能率の計算値及び測定値の比較をそれぞれ示しており, 計算値と測定値は概ね一致している. 中心周波数における利得の計算値および測定値は, TE 波入射時はそれぞれ 25.17dB, 24.37dB となり, TM 入射時では 25.17dB, 24.48dB となっている. また, 開口能率の計算値および測定値は, TE 波入射時はそれぞれ 56.37%, 47% となり, TM 波入射時では 56.37%, 48.13% となっている. Fig. 3.38 には, 主ビームに対する交差偏波レベル周波数特性の測定結果を示している. 同図より, TE 波, TM 波の両偏波において, 広帯域にわたり, 約  $-30\text{dB}$  以下に抑制できている事がわかり, 設計帯域内においては, 約  $-40\text{dB}$  以下に抑制できている事が分かる.



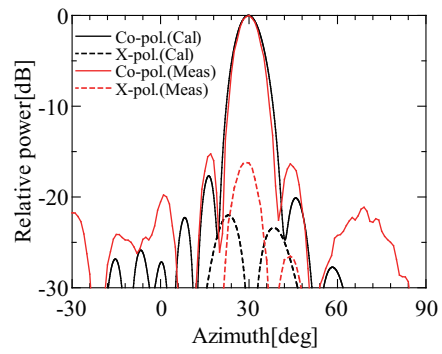
(a) TE incidence (10GHz)



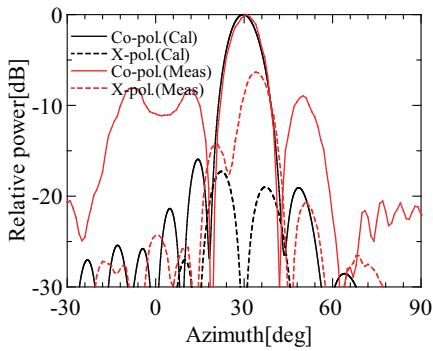
(d) TE incidence (13GHz)



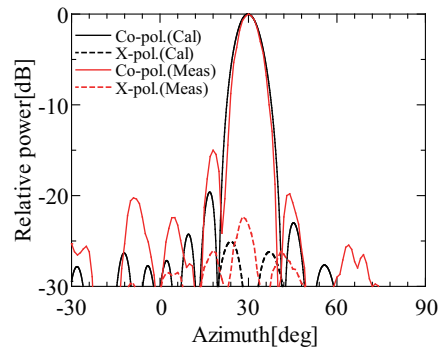
(b) TE incidence (11GHz)



(e) TE incidence (14GHz)



(c) TE incidence (12GHz)



(f) TE incidence (15GHz)

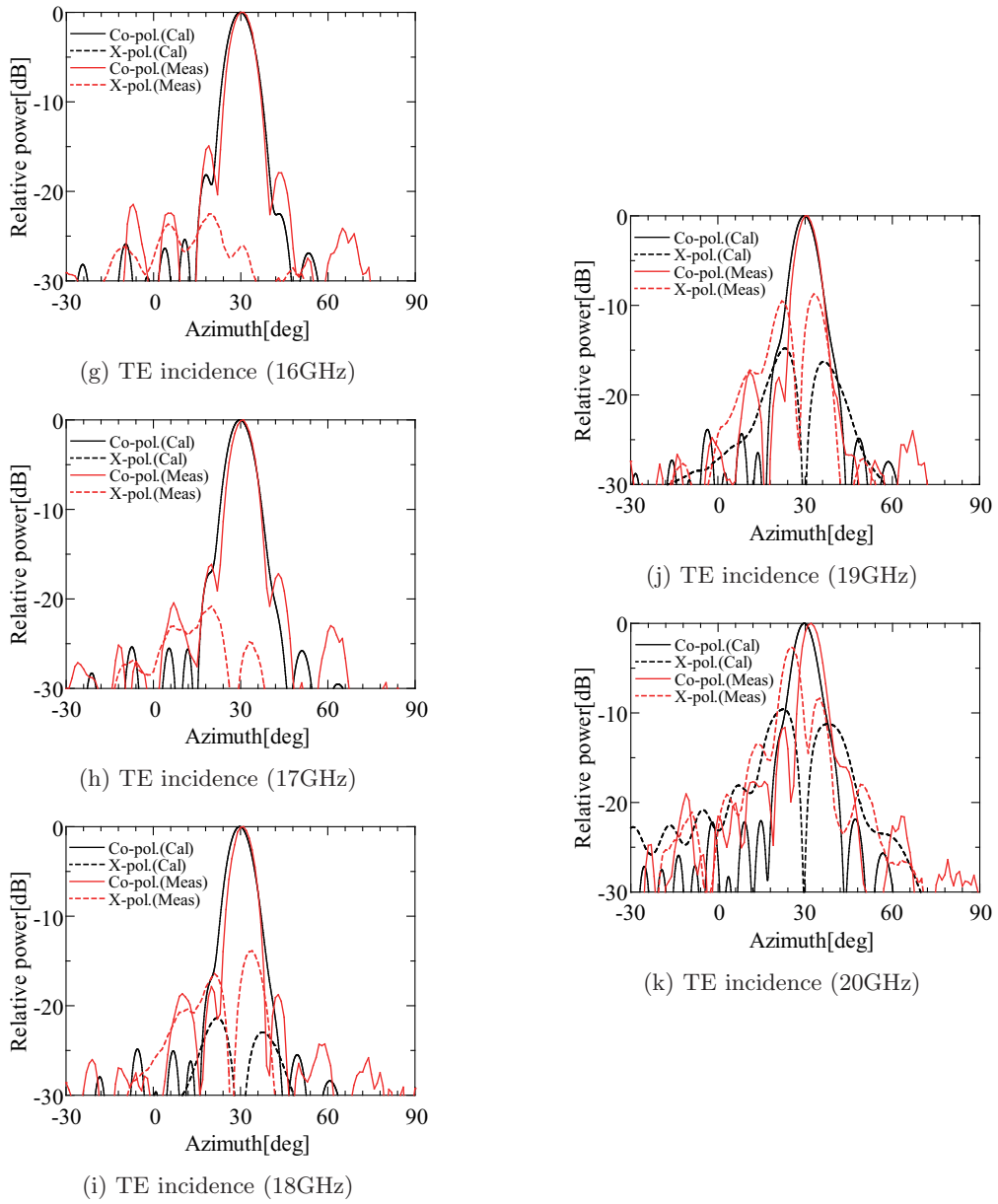
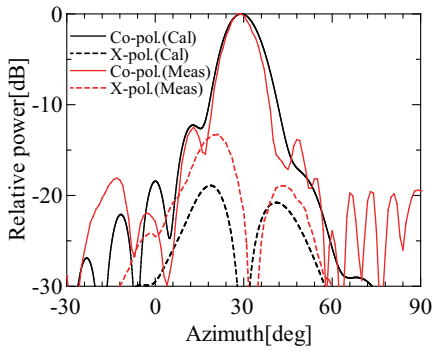
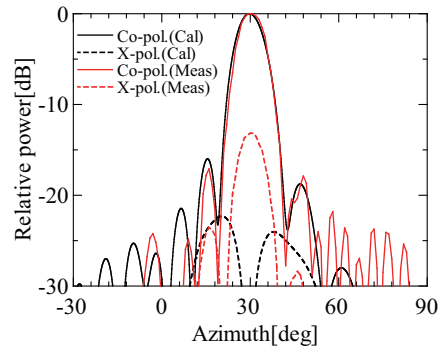


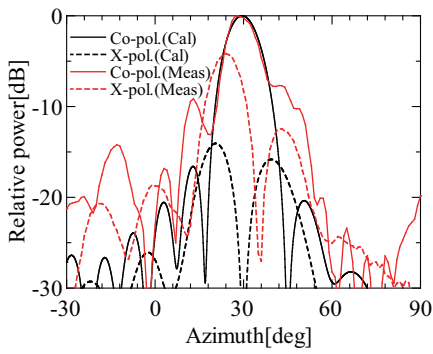
Fig. 3.28. Radiation patterns for the TE incident wave.



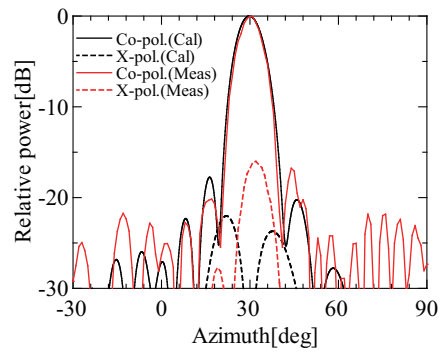
(a) TM incidence (10GHz)



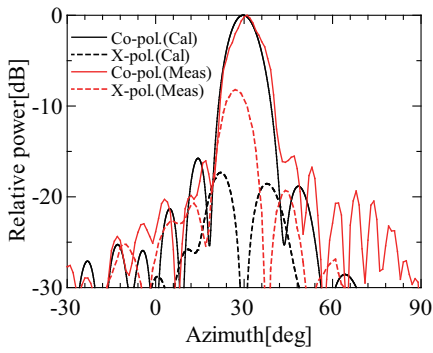
(d) TM incidence (13GHz)



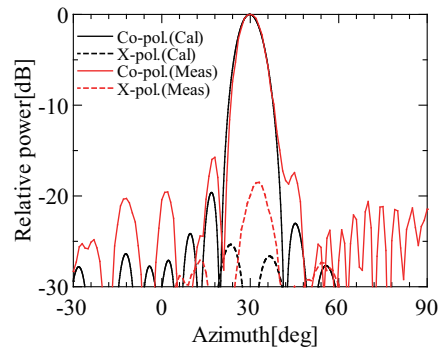
(b) TM incidence (11GHz)



(e) TM incidence (14GHz)



(c) TM incidence (12GHz)



(f) TM incidence (15GHz)



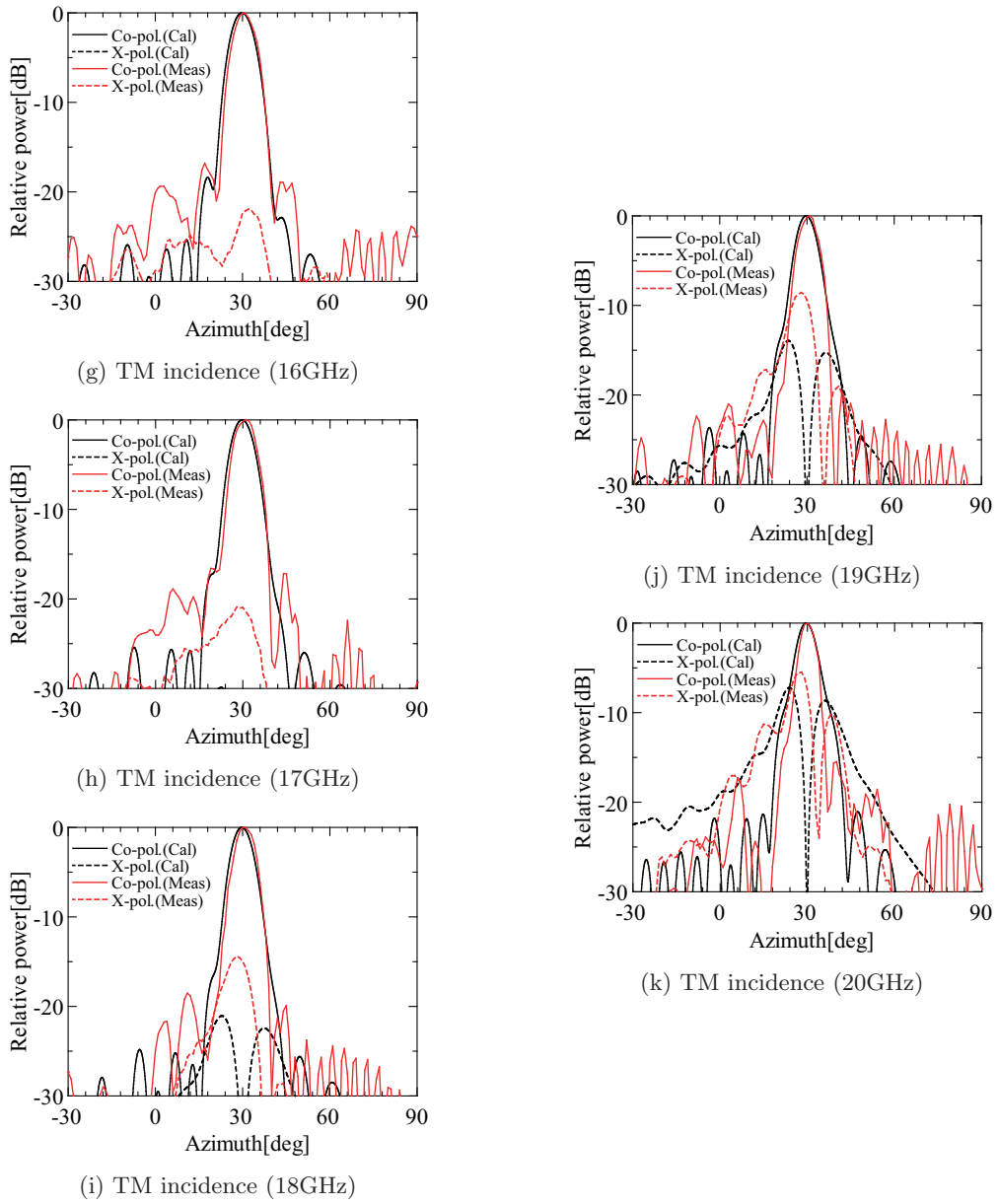


Fig. 3.29. Radiation patterns for the TM incident wave.

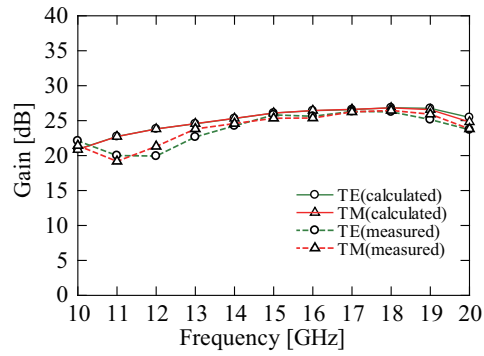


Fig. 3.30. Comparison between the calculated and the measured gains for the TE and the TM incidences ( $\Omega$  shape).

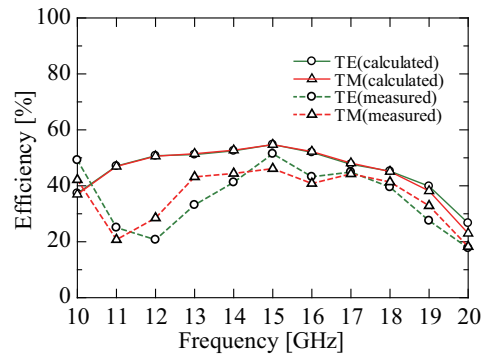


Fig. 3.31. Comparison between the calculated and the measured aperture efficiency for the TE and the TM incidences ( $\Omega$  shape).

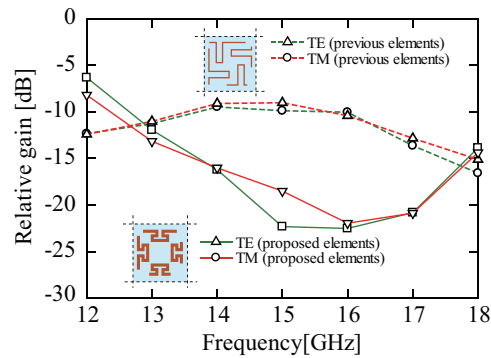
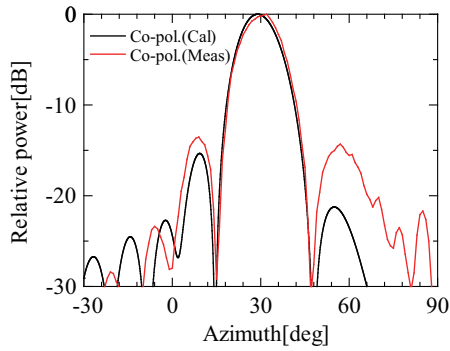
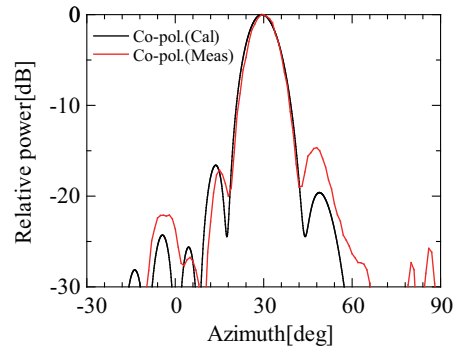


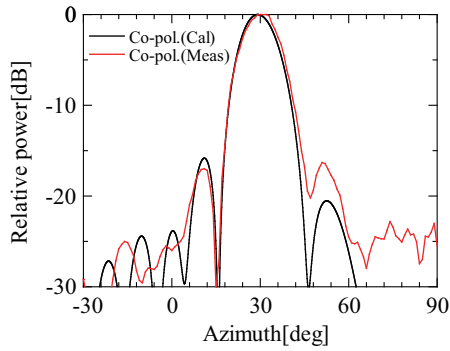
Fig. 3.32. Comparison of measured cross-polarization level normalized by peak gain between the previous elements and proposed ones ( $\Omega$  shape).



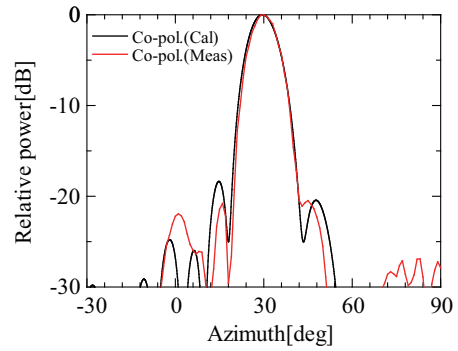
(a) TE incidence (10GHz)



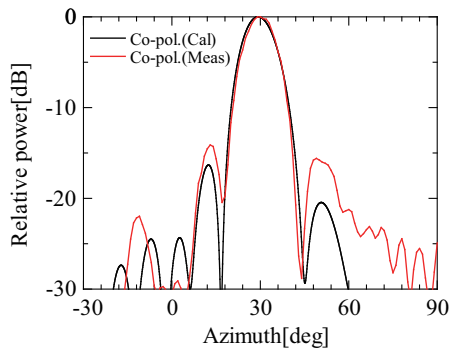
(d) TE incidence (13GHz)



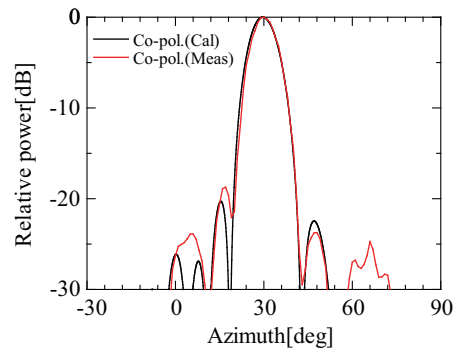
(b) TE incidence (11GHz)



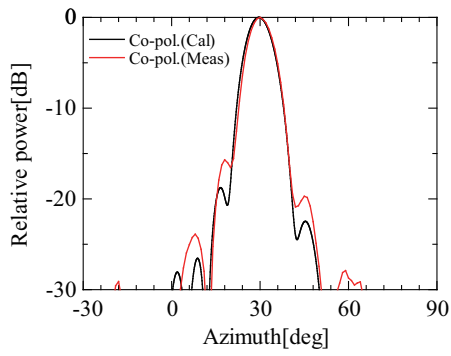
(e) TE incidence (14GHz)



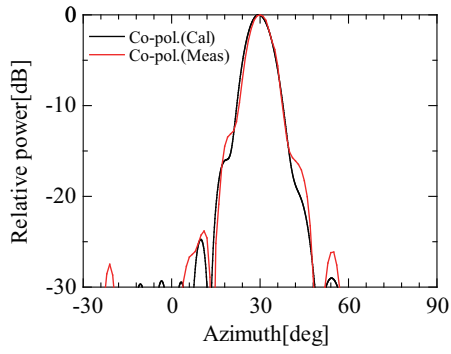
(c) TE incidence (12GHz)



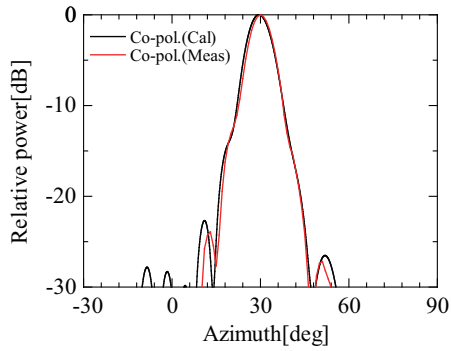
(f) TE incidence (15GHz)



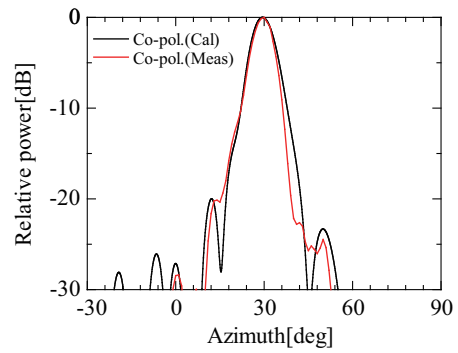
(g) TE incidence (16GHz)



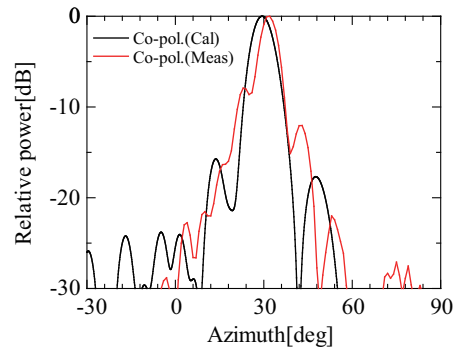
(h) TE incidence (17GHz)



(i) TE incidence (18GHz)

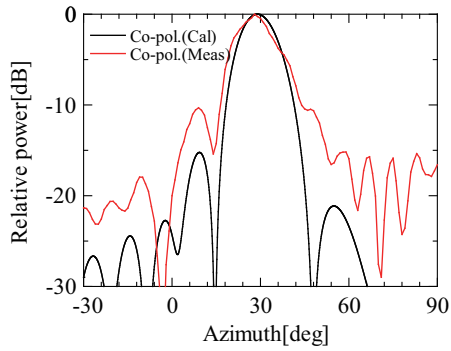


(j) TE incidence (19GHz)

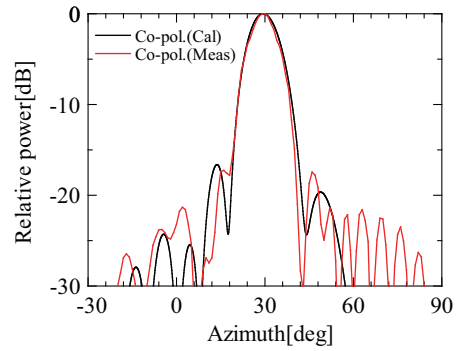


(k) TE incidence (20GHz)

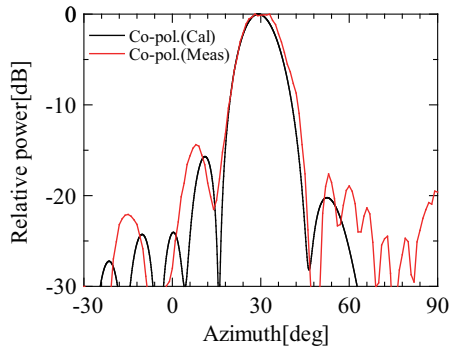
Fig. 3.33. Radiation patterns for the TE incident wave.



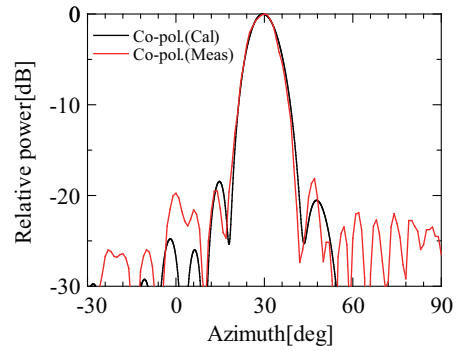
(a) TM incidence (10GHz)



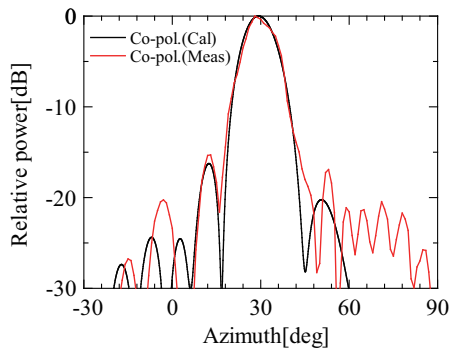
(d) TM incidence (13GHz)



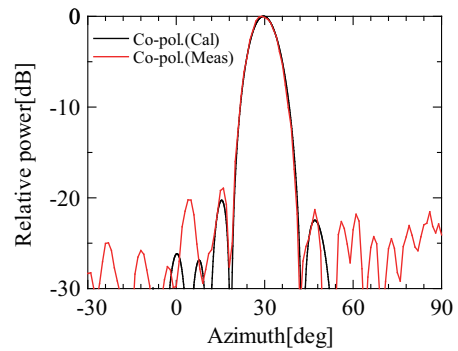
(b) TM incidence (11GHz)



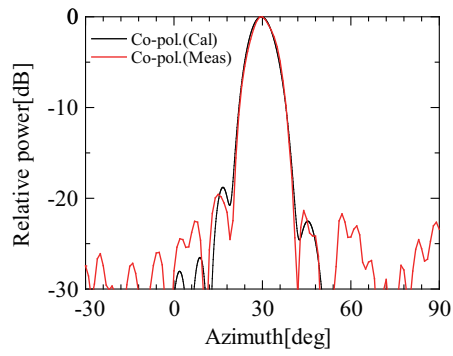
(e) TM incidence (14GHz)



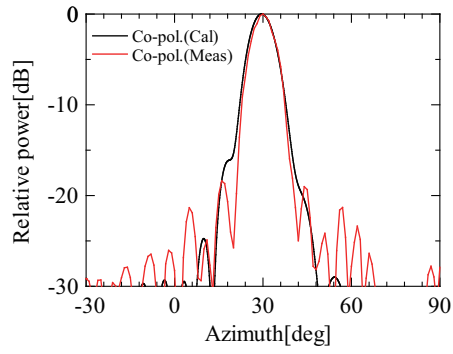
(c) TM incidence (12GHz)



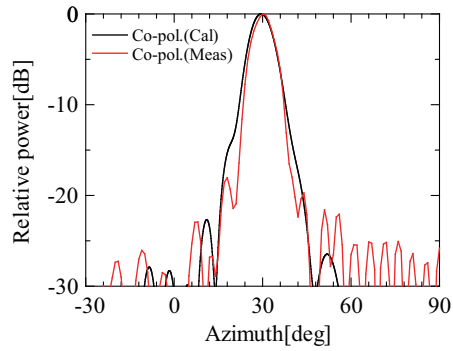
(f) TM incidence (15GHz)



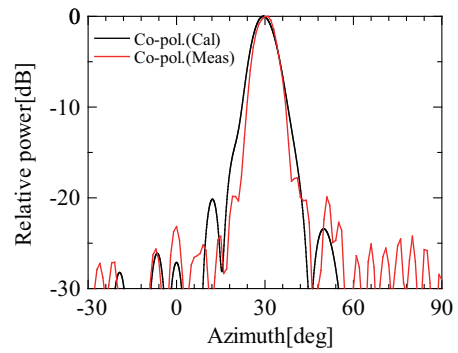
(g) TM incidence (16GHz)



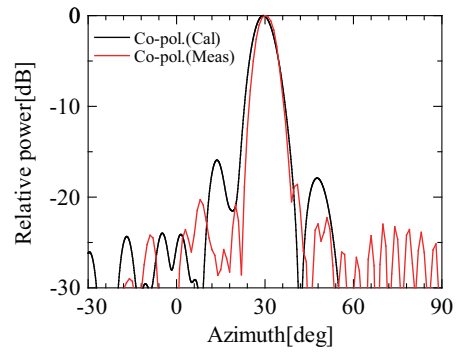
(h) TM incidence (17GHz)



(i) TM incidence (18GHz)

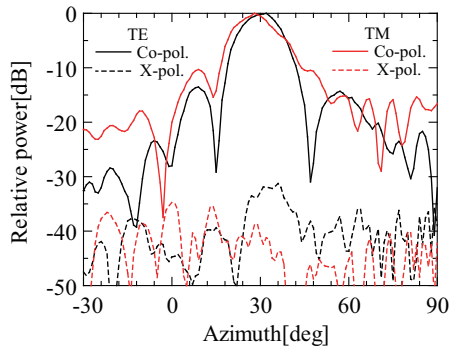


(j) TM incidence (19GHz)

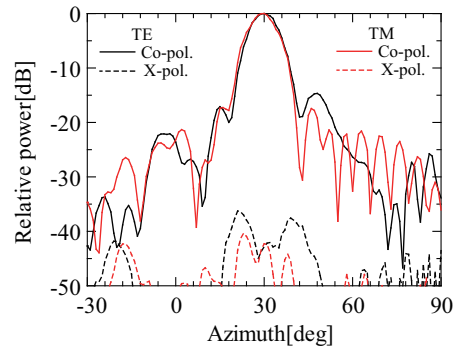


(k) TM incidence (20GHz)

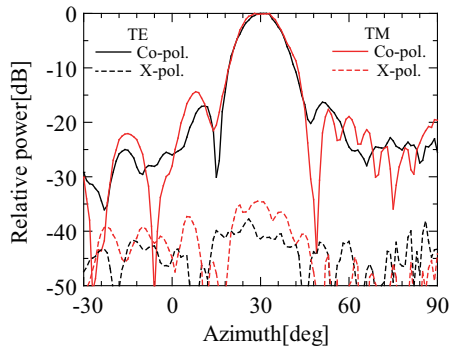
Fig. 3.34. Radiation patterns for the TM incident wave.



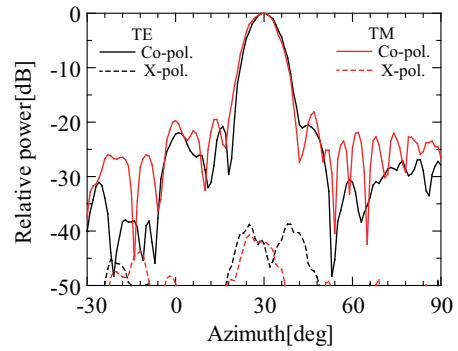
(a) 10GHz



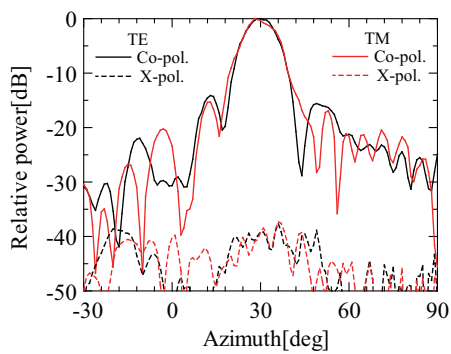
(d) 13GHz



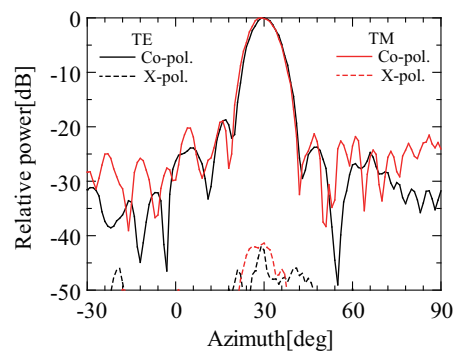
(b) 11GHz



(e) 14GHz



(c) 12GHz



(f) 15GHz

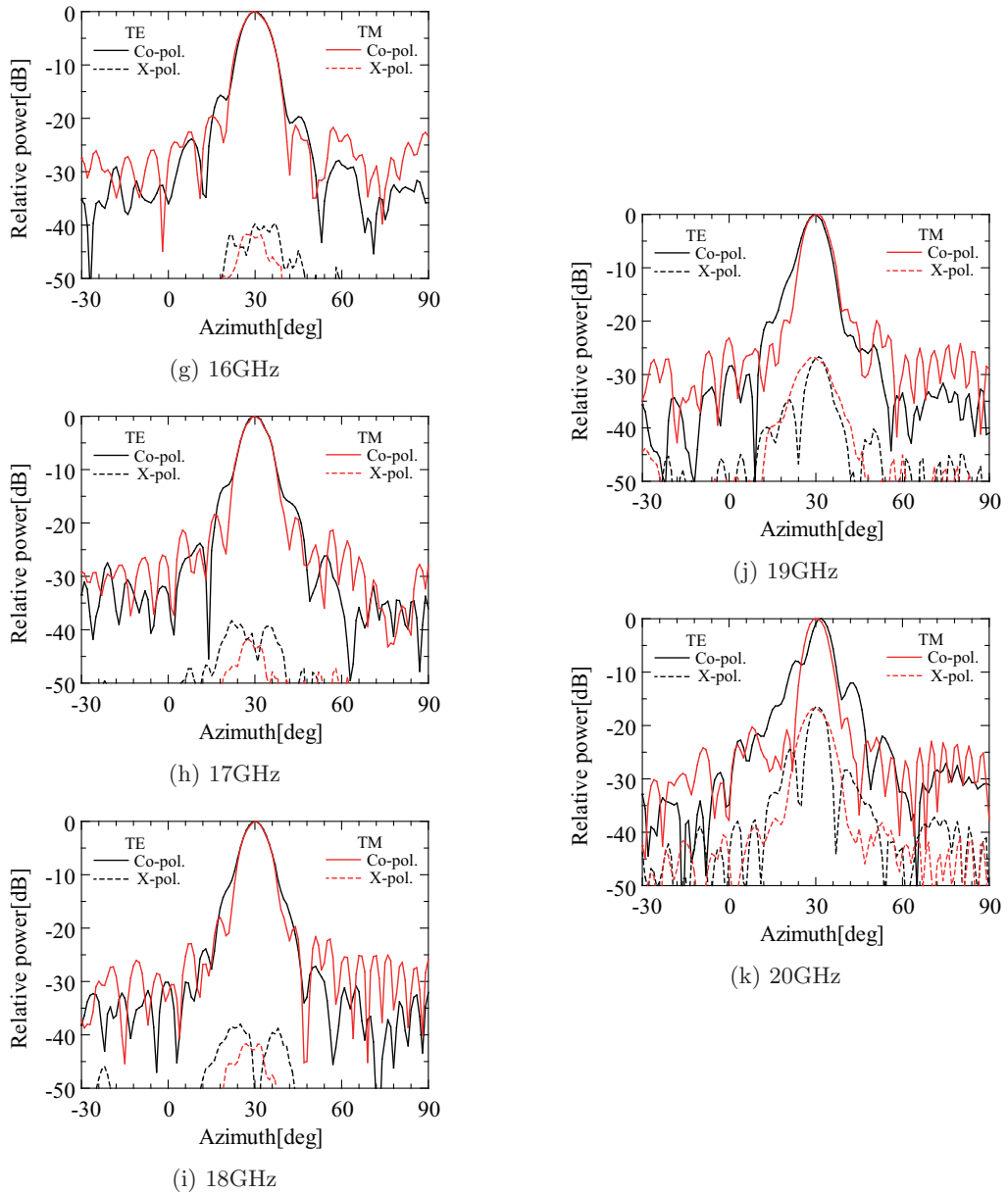


Fig. 3.35. Cross-polarization characteristics for the both incidences.



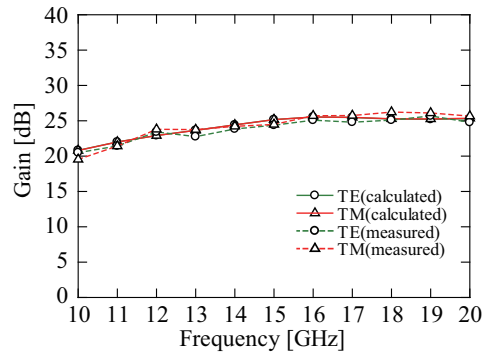


Fig. 3.36. Comparison between the calculated and the measured gains for the TE and the TM incidences (Four axially symmetrical shape).

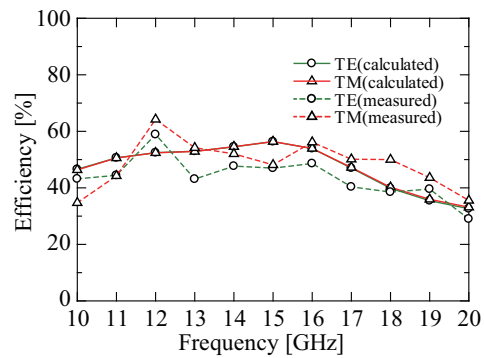


Fig. 3.37. Comparison between the calculated and the measured aperture efficiency for the TE and the TM incidences (Four axially symmetrical shape).

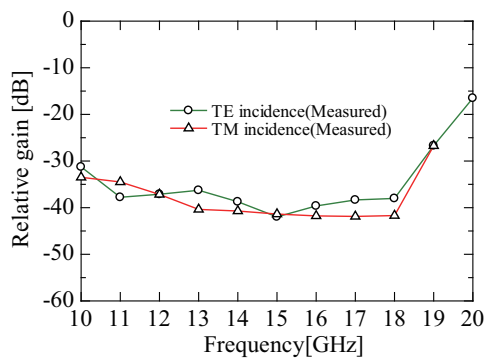


Fig. 3.38. Comparison of measured cross-polarization level normalized by peak gain between the previous elements and proposed ones.

### 3.6.4 交差偏波レベルの比較

Fig. 3.39に、従来形状,  $\Omega$ 型形状, 4軸対称形状を用いたリフレクタレーの交差偏波の測定値を比較するために、主ビームに対する交差偏波のピーク値をプロットしている。また、参考のために、 $-10$ ,  $-20$ ,  $-40$ dBのラインを青線で示している。同図より、従来形状においては、帯域全体にわたり約 $-10$ dBの高い交差偏波が発生していることが分かる。 $\Omega$ 型形状では、中心周波数から離れるに従い交差偏波レベルが高くなる傾向がみられるが、中心周波数付近においては約 $-20$ dB程度まで交差偏波レベルを抑制することができている。4軸対称形状では、広帯域にわたり約 $-40$ dB程度まで交差偏波レベルが改善されており、 $\Omega$ 型形状より、さらに特性改善を図ることができている。 $\Omega$ 型形状においては、従来形状に比べて交差偏波特性が改善されているが、中心周波数付近以外では、高い交差偏波が発生しているが、4軸対称形状では、広帯域にわたり低交差偏波特性が得られ、直交偏波共用リフレクタレーに用いる素子としては、非常に有効であることが分かる。しかしながら、4軸対称形状では、単位セルの4分の1の領域に素子を配置しているため、素子配置の自由度が大きく制限されてしまう。一方、 $\Omega$ 型形状では単位セル内に2共振素子を配置していることから、素子配置の自由度が大きいというメリットがあり、素子配置の自由度が大きい方が広帯域化の観点から見ると有利である。また、設計自由度が大きいことから、各偏波に対して独立に反射位相を制御できるという利点があり、次章で述べる偏波変換素子の設計も可能となる。さらに、交差偏波抑制に関しては、リフレクタレーアンテナ設計における素子配列を工夫する事で、アレー全体として交差偏波を抑制することができる。しかし、当然ながら、単位セルにおいて低交差偏波特性を実現する事は重要である。そこで現在、更なる低交差偏波化を実現するため、長さの異なる2つの $\Omega$ 型素子を縦に2重に並べ、鏡像配置した2重 $\Omega$ 型共振素子の検討が行われている。以上のことより、本論文で提案した2種類のリフレクタレー共振素子としての有用性を示すことができた。

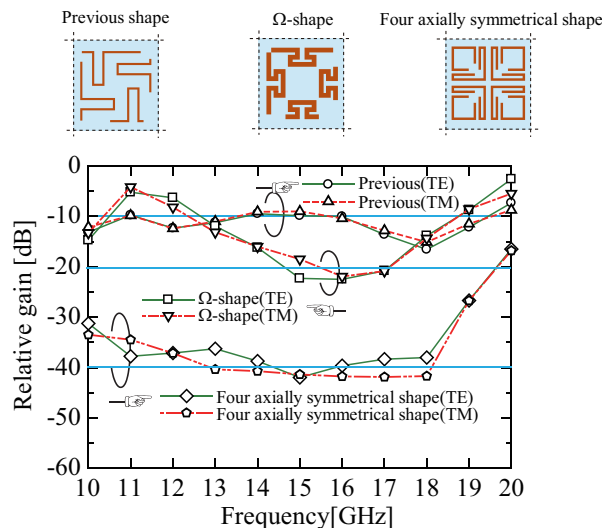


Fig. 3.39. Cross-polarization level normalized by peak gain.

### 3.7 結論

本章では、直交二偏波共用のオフセット単層リフレクトアレーにおいて、広帯域にわたり低交差偏波特性を有するリフレクトアレー素子として、 $\Omega$ 型共振素子及び4軸対称共振素子を提案した。提案素子は、TE波、TM波の両偏波において、広帯域にわたり、直線的かつ平行移動した反射位相特性を有しており、 $360^\circ$ の反射位相量を確保可能であることを示した。また、両形状ともに、良好な偏波特性を有している事も示した。 $\Omega$ 型は、従来形状の凸部を低くし且つ素子長を確保するために、入射電界に対して平行となるように形状を $\Omega$ 型に変形した形状となっており、各ストリップ素子形状に軸対称性を持たせる事で、交差偏波に寄与する電流成分を打ち消すことで空間への放射成分を低減する事が可能となり、低交差偏波特性が得られる事を示した。また、 $\Omega$ 型形状は各ストリップ素子形状に軸対称性を持たせているが、単位セル全体で見た場合に完全な軸対称性を有していないため、ある程度の交差偏波は発生してしまうことから、更なる低交差偏波特性を実現する素子形状として、4軸対称形状を考案した。本形状は、直交偏波共用性及び軸対称性を実現するため、共振素子を単位セルの4分の1領域に配置し、直交する2軸および対角線の2軸に対して対称性を持つ構造となっている。4軸対称性を持たせることで、ストリップ導体上の電流が対称に分布し、交差偏波に寄与する電流成分はほぼキャンセルされることになり、広帯域にわたり低交差偏波特性が得られる事を示した。そして、提案素子を用いた直交偏波共用リフレクトアレーアンテナをKu帯で設計・試作し、放射特性の数値的及び実験的評価を行った結果、主偏波、交差偏波とも広帯域にわたり良好な放射特性を得ることができた。さらに、従来形状、 $\Omega$ 型形状、4軸対称形状の交差偏波特性を比較することで、従来形状よりも、提案形状の交差偏波特性が大きく改善されている事が確認でき、本章で提案した素子の有効性が確かめられた。

なお、4軸対称形状では、広帯域にわたり低交差偏波特性が得られるため、直交偏波共用リフレクトアレーに用いる素子としては、非常に有効であるが、素子配置の自由度が大きく制限されてしまう。一方、 $\Omega$ 型形状では単位セル内に2共振素子を配置していることから、素子配置の自由度が大きいというメリットがあるため、各偏波に対して独立に反射位相を制御が可能となる。さらに、交差偏波抑制に関しては、リフレクトアレーアンテナ設計における素子配列を工夫する事で、アレー全体として交差偏波を抑制することができる事を考慮すると、 $\Omega$ 型形状の利用価値は高い。次章では、 $\Omega$ 型共振素子を用いた直線偏波-円偏波変換素子の検討を行い、偏波制御が可能であることを示す。

## 参考文献

- (3-1) D. M. Pozar and T. A. Metzler, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size," *Electron. Lett.*, Vol.29, pp. 657-658, 1993.
- (3-2) J. A. Encinar, "Design of Two-layer printed reflectarrays using patches of variable size," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.49, pp. 1403-1410, Oct. 2001.
- (3-3) P. Nayeri, F. Yang, and A. Elsherbeni, "Broadband reflectarray antennas using double-layer subwavelength patch elements," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.9, pp.1139-1142, 2010.
- (3-4) J. A. Encinar, "Broadband design of three-layer printed reflectarrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.51, pp. 1662-1664, Jul. 2003.
- (3-5) 井戸川貴志, 出口博之, 辻幹男, 繁沢宏, 高木信雄, "単層マイクロストリップオフセットリフレクトアレーの簡易設計," *電子情報通信学会論文誌 C*, Vol.J89-C, No.5, pp.321-328, 2006.
- (3-6) S. Sakita, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Single-layer microstrip reflectarray based on dual-resonance behavior," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.1290-1293, 2007.
- (3-7) H. Deguchi, K. Mayumi, M. Tsuji, and T. Nishimura, "Broadband single-layer triple resonance microstrip reflectarray antennas," *European Microwave Conference Proceedings*, pp.29-32, 2009.
- (3-8) R. Florencio, R. R. Boix, E. Carrasco, J. A. Encinar, M. Barba, and G. Perez-Palomino, "Broadband reflectarrays made of cells with three coplanar parallel dipoles," *Microw. Opt. Technol. Lett.* Vol.56. No.3, pp.748-753, Mar. 2014.
- (3-9) M. R. Chaharmir, J. Shaker, and H. Legay, "Broadband design of a single layer large reflectarray using multi cross loop elements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.57, No.10, pp.3363-3366, Oct. 2009.
- (3-10) A. Vosoogh, K. Keyghobad, A. Khaleghi, and S. Mansouri, "A high-efficiency Ku-band reflectarray antenna using single-layer multiresonance elements," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.13, pp.891-894, 2014.
- (3-11) L. Moustafa, R. Gillard, F. Peris, R. Loison, H. Legay, and E. Girard, "The phoenix cell : A new reflectarray cell with large bandwidth and rebirth capabilities," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol.10, pp.71-74, 2011.
- (3-12) P. Qin, Y. J. Guo, and A. R. Weily, "Broadband reflectarray antenna using subwavelength elements based on double square meander-line rings," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol.64, No.1, pp.378-383. Jan. 2016.

- (3-13) C. Han, Y. Zhang, and Q. Yang, "A broadband reflectarray antenna using triple gapped rings with attached phase-delay lines," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol.65, No.5, pp.2713-2717, May 2017.
- (3-14) R. Florencio, J. A. Encinar, R. R. Boix, V. Losada, and G. Toso, "Reflectarray antennas for dual-polarization and broadband telecom satellite applications," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.63, No.4, pp.1234-1246. Apr. 2015.
- (3-15) T. Toyoda, H. Deguchi, M. Tsuji, and T. Nishimura, "Reflectarray elements based on two-resonance behavior for dual-polarization use," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, FrP2-15, 2011.
- (3-16) T. Toyoda, D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Broadband reflectarray with convex strip elements for dual-polarization use," *Proceedings of International Symposium on Electromagnetic Theory*, pp.683-686, 2013.
- (3-17) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "広帯域直交偏波共用リフレクトアレーのための $\Omega$ 型共振素子," *電子情報通信学会ソサイエティ大会*, B-1-123, Sept. 2013.
- (3-18) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直交偏波共用リフレクトアレーに用いる広帯域4共振素子に関する検討," *輻射科学研究会*, Dec. 2013.
- (3-19) 東大智, 出口博之, 辻幹男, " $\Omega$ 型共振素子を用いた直交偏波共用リフレクトアレーの交差偏波低減について," *電磁界理論研究会*, EMT-14-035, Jan. 2014.
- (3-20) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Omega-shaped resonant elements for dual polarization and wideband reflectarray," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.809-810, 2014.
- (3-21) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Reflectarray elements with low cross polarization for dual-polarization and wideband use," *IEEE International Workshop on Electromagnetics Proceedings*, pp.6-7, 2014.
- (3-22) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Omega-shaped geometries of reflectarray resonant elements with low cross-polarization for wideband and dual-polarization use," *Progress In Electromagnetics Research M (PIERM)*, Vol.63, pp.217-225, 2018.
- (3-23) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "低交差偏波特性を有する直交偏波共用リフレクトアレーのための4軸対称共振素子について," *電磁界理論研究会*, EMT-14-158, pp.59-64, 2014.
- (3-24) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "広帯域直交偏波共用リフレクトアレーのための4軸対称共振素子," *電子情報通信学会ソサイエティ大会*, B-1-65, Sept. 2014.
- (3-25) D. Higashi, S. Sasaki, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Low cross-polarization reflectarray elements with four axial symmetry for dual-polarization and wideband Use," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.2171-2172, 2015.
- (3-26) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Low cross-polarization reflectarray elements with four axial symmetry for dual-polarization use," *IEICE Communications Express (ComEX)*, Vol.4, No.3, pp.85-88, Mar. 2015.
- (3-27) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Four axially symmetrical elements with low cross-polarization for wideband and dual-polarized reflectarray," *Advances in Antenna Engineering and Wireless Systems Research*, Vol.1, pp.15-39, Dec. 2017.

- (3-28) H. Hasanoi, M. Kamyab, and A. Mirkamali, "Low cross-polarization antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.59, No.5, pp.1752-1756, May 2011.
- (3-29) R. Florencio, J. A. Encinar, R. R. Boix, G. Perez-Palomino, and G. Toso, "cross-polar reduction in reflectarray antennas by means of element rotation," *Proceedings of European Conference on Antennas and Propagation*, Apr. 2016.

## 第4章 円偏波変換リフレクタレー素子

前章では、直線偏波を入射し、直線偏波を放射する素子を設計し、その反射特性の評価を行った。実際の通信環境においては、直線偏波のみではなく、円偏波が使用される場合も多いため、偏波制御素子の開発が重要となる。そこで、本章では、直線-円偏波変換特性を有する新たなリフレクタレー素子を提案している。先ず、前章における素子設計の考え方を応用し、各入射偏波に対する反射位相差が $90^\circ$ となる素子形状を個別に設計することで、容易に直交偏波を制御できる事を示す。また、基本形状が決定されると、素子長を増減させるだけで、所望の反射位相特性を得ることができ、良好な円偏波特性が得られることを示す。最後に、提案素子を用いて、Ku帯においてオフセット給電単層リフレクタレーの設計・試作を行い、放射特性の数値的及び実験的評価により、本提案素子の偏波変換素子としての有効性の検証を行っている。

### 4.1 緒論

本章では、前章で提案した $\Omega$ 型共振素子を応用し、直線-円偏波変換素子の検討を行う。前章では、直交二偏波共用素子としての議論を行っているため、直線偏波を入射し、直線偏波を放射するものである。しかしながら、実際の衛星通信・放送においては、円偏波が用いられることが多い。そのため、円偏波に関する偏波変換素子は非常に重要な素子である。これまでに、透過型構造における直線-円偏波変換においては、メアンダラインを用いた偏波変換板<sup>(4-1)</sup>、ストリップ素子を周期配置した偏波変換板<sup>(4-2)</sup>、<sup>(4-3)</sup>などが報告されている。一方、反射型構造においても、地導体を装荷した誘電体基板上にメアンダラインを配置した構造<sup>(4-4)</sup>、<sup>(4-5)</sup>、同一形状の方形パッチを周期配列した構造<sup>(4-6)</sup>や各偏波に対して動作するダイポール素子を各層に配列した多層構造の偏波変換板<sup>(4-7)</sup>などが提案されている。しかしながら、これらの形状は、同一形状を周期配列したものであるため、波面制御を行うことは出来ない。一般的に、円偏波を直線偏波に変換することは容易であるが、直線偏波から円偏波を生成するのは難しい。リフレクタレーにおいて円偏波変換を実現する場合には、アンテナの開口面位相分布を制御するための十分な反射位相量を有する共振素子群の設計に加え、各共振素子に対して良好な円偏波変換特性を実現する事が要求される。近年では、エルサレムクロス形状とオープンループ形状の素子を単位セル内で組み合わせた単層構造偏波変換素子<sup>(4-8)</sup>や多層パッチ構造<sup>(4-9)</sup>や任意形状素子を用いたもの<sup>(4-10)</sup>も提案されているが、いずれも広帯

域化が課題となる. 文献<sup>(4-8)</sup>で報告されているエルサレムクロス素子形状は, 素子自身の自由度が少ないため, 更なる広帯域化は難しいことが考えられる. また, 文献<sup>(4-10)</sup>で報告されているGAによる最適化設計は, 特性の高性能化には非常に有用であると考えられるが, 一般的に形状が複雑になるため, 設計は難しい. 一方, 前章で議論したΩ型形状は, 簡易的な形状で広帯域特性を実現できる事に加え, 直交偏波を独立に制御可能な素子配置となっている. そこで, 本章では, 前章で提案したΩ型形状を応用した偏波変換特性を有するリフレクタレー素子を提案している<sup>(4-11)-(4-15)</sup>. 先ず, 偏波変換素子の構成方法について述べる. 次に, 形状パラメータを変化させたときの反射特性についての検討を行った後, 円偏波合成時の反射特性と軸比特性の数値的検討を行う. 最後に, 設計した素子を用いて, Ku帯において偏波変換リフレクタレーを設計・試作し, 放射特性の数値的及び実験的な偏波変換特性の評価により, 提案素子の有効性を検証している.

## 4.2 直線－円偏波変換素子の構成方法

直線偏波から円偏波へ変換するためには, 二つの直交する直線偏波間において,  $\pm 90^\circ$ の位相差が必要となる. Fig. 4.1に, TE波およびTM波を入射した場合の反射位相特性の例を示す. 同図において, 単位セルに入射する直線偏波間で位相差が無い場合, 偏波変換を行う事はできず, 直交偏波共用素子として動作する. 一方, 偏波間で位相差を有する場合には, 偏波変換素子として動作する. 偏波変換を実現させるためには, 各入射偏波に対して独立に反射位相を制御する構造が必要となる. そのため, Fig. 4.2に示すように, 単位セルへ入射するTE波(V-pol.)及びTM波(H-pol.)の各々の偏波に対して動作する共振素子を配置し, 偏波間の位相差が $90^\circ$ となるように決定している. また, 単位セルの設計では, 各入射波に対して, 二つの共振素子( $L_1$ と $L_2$ ,  $L_3$ と $L_4$ )を配置し, 素子間結合を利用して, 反射位相変化量を緩やかすることで, 広帯域化を図っている. また, 単位セルの周期配列間隔を $d_x = d_y = 9.6[\text{mm}]$ , 基板厚を $h = 3.0[\text{mm}]$ , 各素子幅を $w = 0.3[\text{mm}]$ としている.

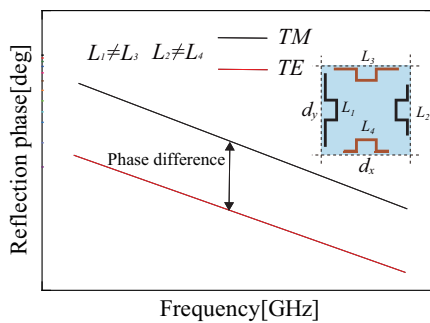


Fig. 4.1. Concept of the polarization conversion.

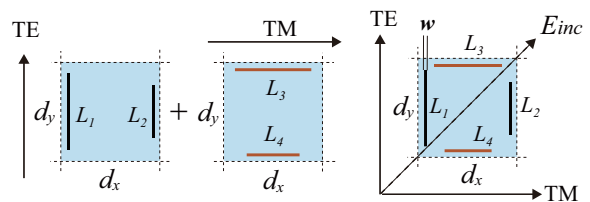


Fig. 4.2. Design of basic geometry.



### 4.3 円偏波変換素子の設計

#### 4.3.1 素子長の組み合わせ

偏波変換素子の設計を行うために、TE波、TM波の入射角度を $30^\circ$ とした場合について、反射波間の位相差が $90^\circ$ となる素子長の組み合わせの検討を行った結果をFig. 4.3に示す。同図(a)は $L_1$ を7.8mmで固定し、 $L_2$ を変化させた場合の反射位相特性の解析結果であり、同図(b)は $L_3$ を6.9mmで固定し、 $L_4$ を変化させた場合の反射位相特性の解析結果である。これらの図より、TE入射に対しては $L_1 = 7.8[\text{mm}]$ 、 $L_2 = 5.4[\text{mm}]$ 、TM入射に対しては $L_1 = 6.9[\text{mm}]$ 、 $L_4 = 4.8[\text{mm}]$ の組み合わせが最も直線的であることが分かる。また、Fig. 4.4には、中心周波数15GHz付近の各々の偏波の反射位相特性を示しており、同図中に示すように、位相差が $90^\circ$ となっていることが確認できる。素子長の組み合わせは、 $L_1 - L_2 = 2.4[\text{mm}]$ 、 $L_3 - L_4 = 2.1[\text{mm}]$ となる。

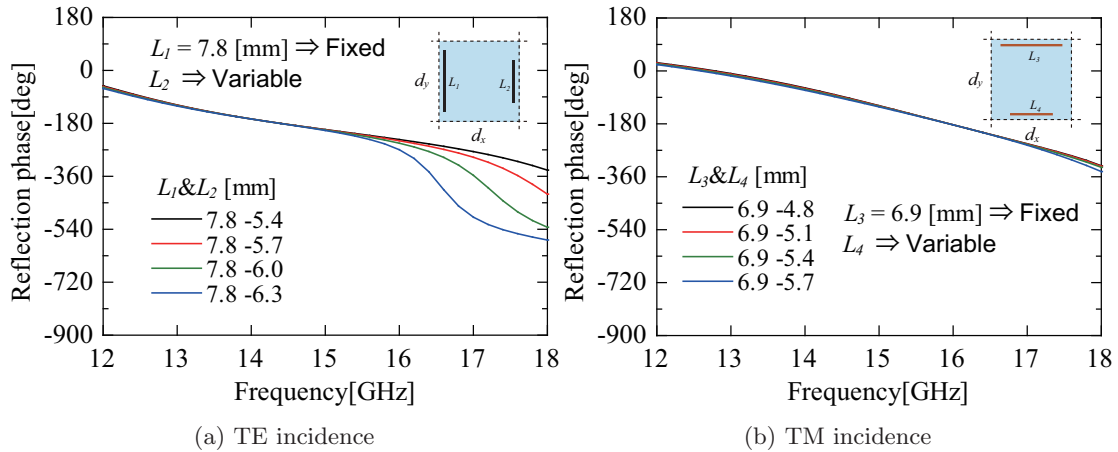


Fig. 4.3. Reflection phase properties on variable combination for the TE and the TM incidences.

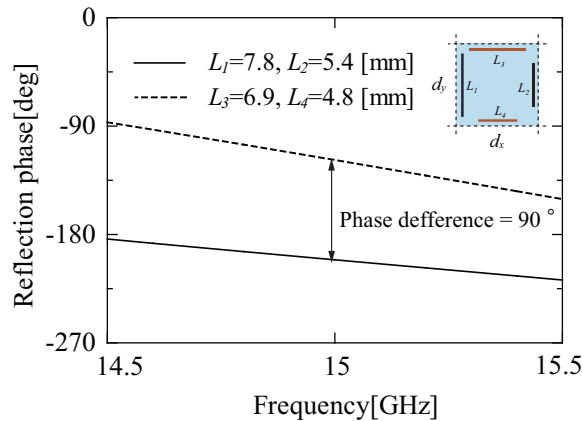


Fig. 4.4. Phase difference between the TE and the TM incidences.

### 4.3.2 直線偏波入射時の反射特性

リフレクターを構成するためには、 $360^\circ$ の範囲で任意の反射位相量を有する素子群が必要となる。従って、反射位相量を確保するために、素子長を変化させる必要がある。そこで、前節で示した基本形状を基に、素子の変形方法を検討する。提案素子の両端を伸ばしていくと、隣り合う素子が接触してしまうため、素子変形時の接触を回避するために、Fig. 4.5に示すような、凸型に変形していく方法を採用する。また、各素子長を表4.1に示す。ここで、各素子の凸幅は2.4mmで固定し、凸高は $(m-1) \times 0.3\text{mm}$ としている( $m$ は形状番号)。Fig. 4.6(a)(b)に、設計素子にTE波及びTM波を $30^\circ$ 入射した場合の反射位相特性の解析結果をそれぞれ示している。図より、両偏波において、広帯域にわたり直線的かつ平行移動した位相曲線群を得ることができており、 $360^\circ$ の反射位相量が得られている事が分かる。ここで、TE波、TM波に対応する素子長 $L_1, L_3$ について数値的検討を行うために、TE波の中心周波数を $f_{\text{TE}}$ とすると、TM波の中心周波数 $f_{\text{TM}}$ は近似的に $f_{\text{TM}} = f_{\text{TE}} \times L_1/L_3$ で得られる。この周波数のずれを直線近似した反射位相特性の傾きを $\phi$  [deg./GHz]を用いて位相量 $\delta$ に換算すると、 $\delta = \phi \times f_{\text{TE}} \times |1 - L_1/L_3|$ で与えられる。いま、#1を対象に $\delta = 90^\circ$ ,  $f_{\text{TE}} = 15[\text{GHz}]$ ,  $\phi \approx 45$  [deg./GHz],  $L_1 = 7.8[\text{mm}]$ とすると、 $L_3 \approx 6.9[\text{mm}]$ が得られ、シミュレーション結果より得られた値と一致する。他の形状についてもそれぞれの反射特性の傾きに応じて算出した $L_3$ の長さはシミュレーション値とほぼ一致している。また、Fig. 4.7には、各々の偏波間の反射位相差を示している。図より、14GHz-16GHzにおいて位相差が $90^\circ \pm 20^\circ$ となっている事が確認でき、概ね良好な特性が得られている。ここで、素子長の長い素子において特性劣化が見られるが、リフレクターの設計においては、素子配置を工夫することにより、これらの素子の影響が出ないようにしている。Fig. 4.8(a)(b)には、TE波及びTM波を $30^\circ$ 入射した場合の、主偏波及び交差偏波の振幅特性をそれぞれ示している。同図より、交差偏波のピークレベルは、形状、周波数により差異が認められるが、中心周波数付近(14GHz-16GHz)では、交差偏波は約-15dB以下に抑えられている事が分かる。上記の結果より、広帯域な偏波変換特性を実現可能であることが期待できる。

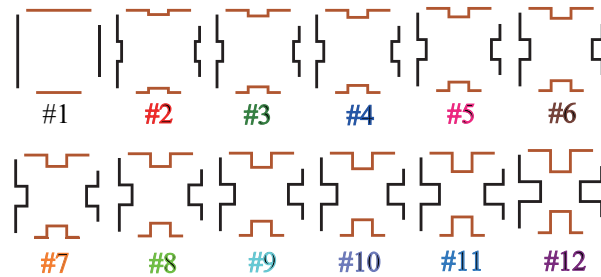


Fig. 4.5. Shapes of the resonant elements for changing strip length.

Table 4.1. Designed parameters for each geometry.

geometry number	L <sub>1</sub> -L <sub>2</sub> / L <sub>3</sub> -L <sub>4</sub> [mm]	geometry number	L <sub>1</sub> -L <sub>2</sub> / L <sub>3</sub> -L <sub>4</sub> [mm]
#1	7.8- 5.4 / 6.9- 4.8	#7	10.2- 7.8 / 9.3- 7.2
#2	8.7- 6.3 / 7.8- 5.7	#8	10.5- 8.1 / 9.6- 7.5
#3	9.0- 6.6 / 8.1- 6.0	#9	10.8- 8.4 / 9.9- 7.8
#4	9.3- 6.9 / 8.4- 6.3	#10	11.1- 8.7 / 10.2- 8.1
#5	9.6- 7.2 / 8.7- 6.6	#11	11.7- 9.3 / 10.8- 8.7
#6	9.9- 7.5 / 9.0- 6.9	#12	12.3- 9.9 / 11.4- 9.3

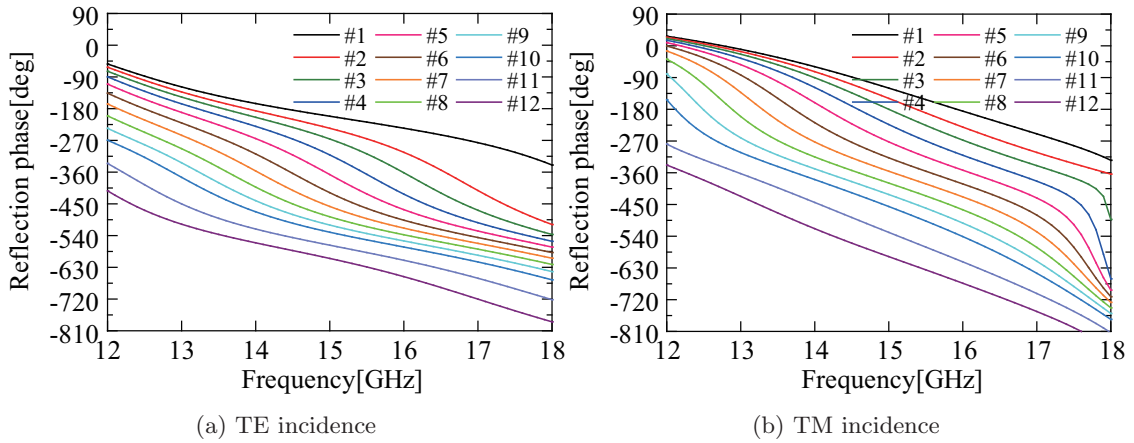


Fig. 4.6. Reflection phase properties on variable combination for the TE and the TM incidences.

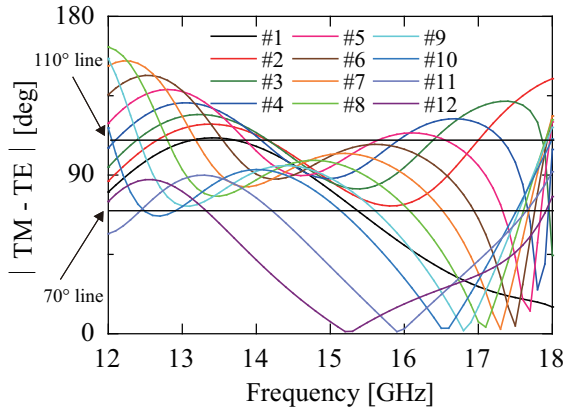


Fig. 4.7. Phase difference.

### 4.3.3 円偏波変換特性

前節で検討した偏波変換素子の偏波変換特性を検討する. 円偏波の合成は, 以下の式より行うことが可能で, 左旋円偏波成分  $E_L$  および右旋円偏波成分  $E_R$  はそれぞれ次式

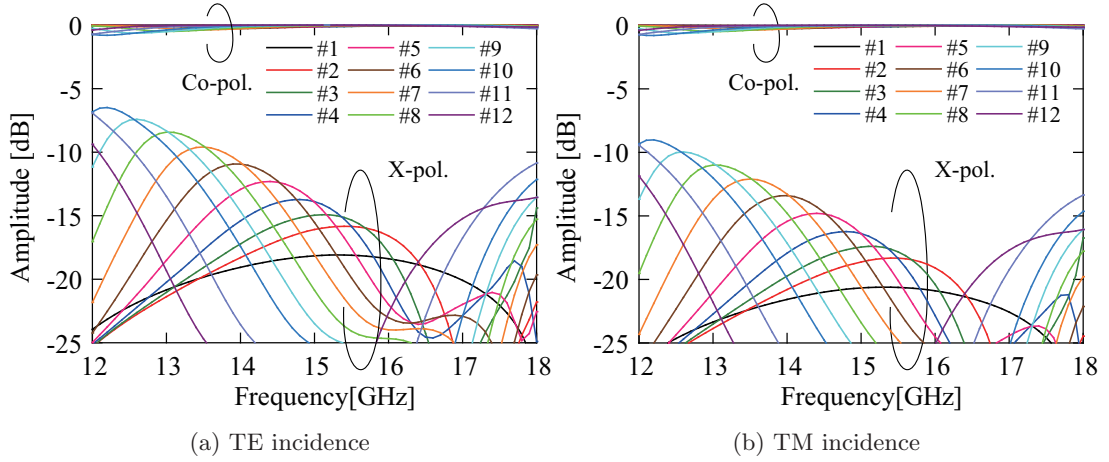


Fig. 4.8. Amplitude properties on variable combination for the TE and the TM incidences.

で表される.

$$E_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - jE_y) \quad (4.1)$$

$$E_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + jE_y) \quad (4.2)$$

また, 円偏波の軸比特性は, 右旋および左旋円偏波の振幅係数を  $A_r, A_l$  とすると, 次式で示される.

$$AR = \frac{A_l + A_r}{|A_l - A_r|} \quad (4.3)$$

上式を基に直線偏波を合成した場合の, 円偏波の主偏波及び交差偏波の振幅特性を Fig. 4.9 に示す. 同図より, 主偏波成分は左旋円偏波 (LHCP), 交差偏波成分は右旋円偏波 (RHCP) となっている事が分かる. 交差偏波の振幅レベルは, 一部の素子において特性劣化が見られるが, 14GHz-16GHzにおいて, 概ね  $-15\text{dB}$  以下に抑える事が出来ている. また, Fig. 4.10 には, 主偏波 (LHCP) 成分の反射位相特性を示しており, 広帯域にわたり直線的かつ平行移動した位相曲線群が得られており,  $360^\circ$  の反射位相量が確保できている事が分かる. さらに, Fig. 4.11 に, 無限周期アレーモデルにおける  $30^\circ$  反射方向の軸比特性を示す. 同図より, 一部の素子で特性劣化が見られるが, 14GHz-16GHzにおいて軸比は 2.0 以下となっており, 良好な軸比特性となっている事が分かる. 以上の結果より, 提案素子は, 良好な偏波変換特性を有するリフレクタレー素子となり得る事が期待できる.

#### 4.4 円偏波変換リフレクタレーの設計

本節では, 前節で提案した素子を用いて, 偏波変換特性を有するリフレクタレーの設計を行い, その有効性を検証する. Fig. 4.12 は, リフレクタレーの設計例を示している. 設計条件は, 設計周波数  $f_0 = 15[\text{GHz}]$ , 開口径  $D = 153.6[\text{mm}]$  ( $16 \times 16$  セル), オフセット

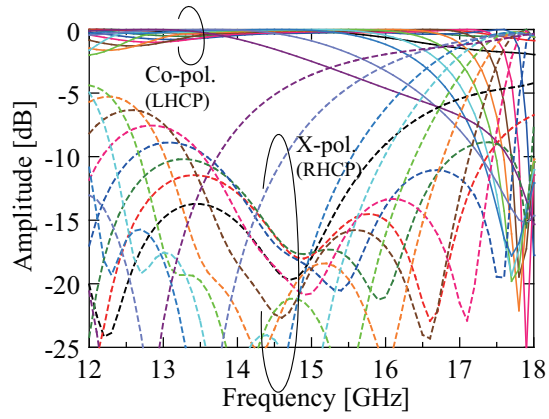


Fig. 4.9. Amplitude properties of the co-polarization and the cross-polarization.

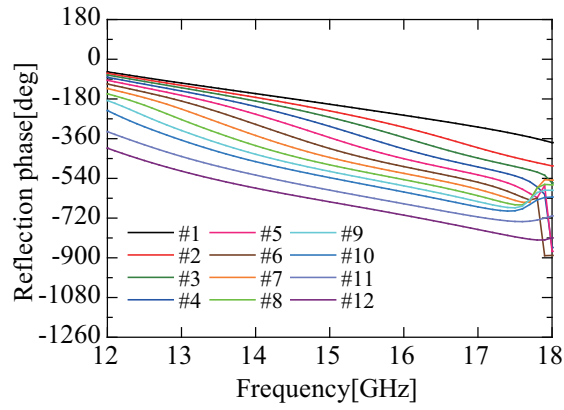


Fig. 4.10. Reflection phase properties of the co-polarization.

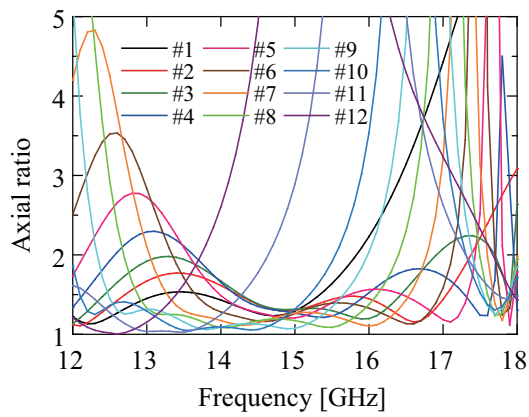


Fig. 4.11. Axial ratio.

角  $\theta_s = 30^\circ$ , 放射方向  $\Theta = 30^\circ$ , エッジレベルが  $-15\text{dB}$ (リフレクタレー中心を  $0\text{dB}$  とした相対値) となるように, 一次放射器の位相中心からリフレクタレーの中心までの距離  $R_s = 260[\text{mm}]$  とし, 一次放射器には, 利得  $20\text{dB}$  のスタンダードゲイン角錐ホーンアンテナを用いている. なお, 本アンテナの設計において,  $7^\circ \sim 47^\circ$  の入射角を  $1^\circ$  ずつ考慮した反射位相の中から最適な素子形状を選定している. また, 誘電体基板として比誘電率  $\epsilon_r = 2.25$  で厚さ  $h = 3.0[\text{mm}]$  のポリエチレン基板を用いている. これらの条件を基に設計したリフレクタレーの設計結果を Fig. 4.13 に示す. また, 設計周波数における直線偏波間の開口面位相分布の位相差の絶対値を Fig. 4.14 に示す. 同図より, アンテナ右端部における位相差の劣化が見られるが, 概ね  $90^\circ \pm 20^\circ$  となっている事が分かる.

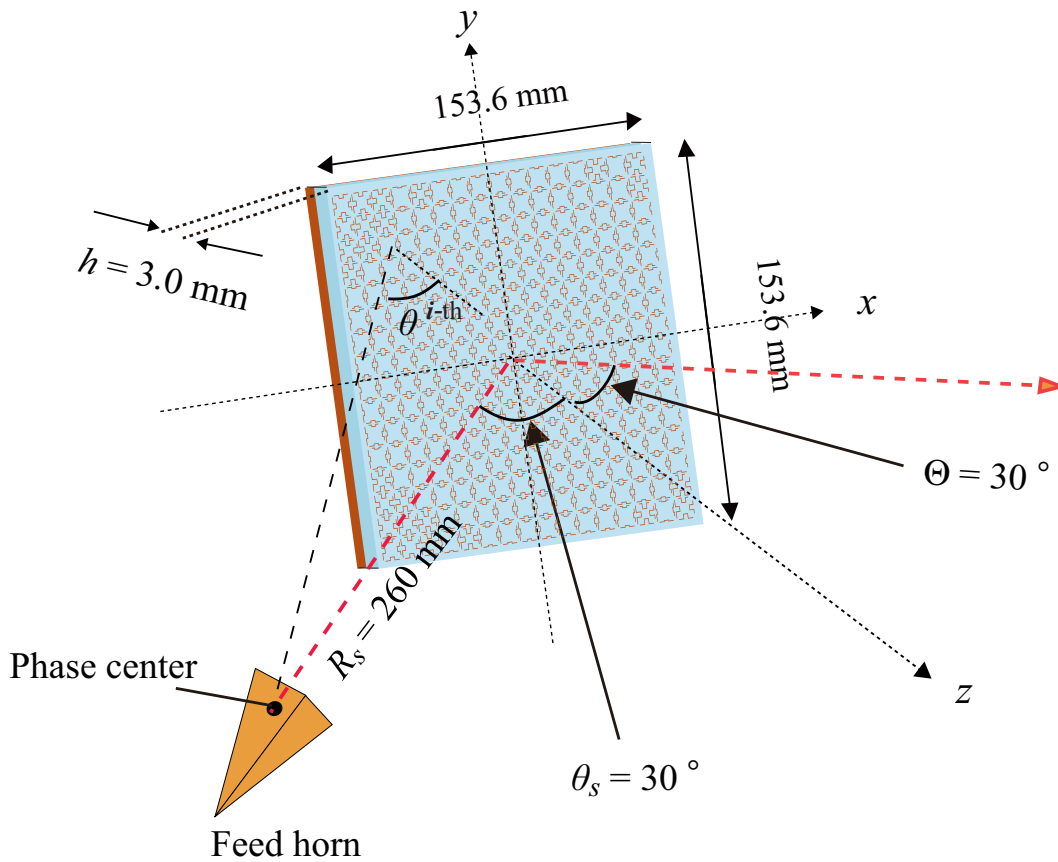


Fig. 4.12. Design example.

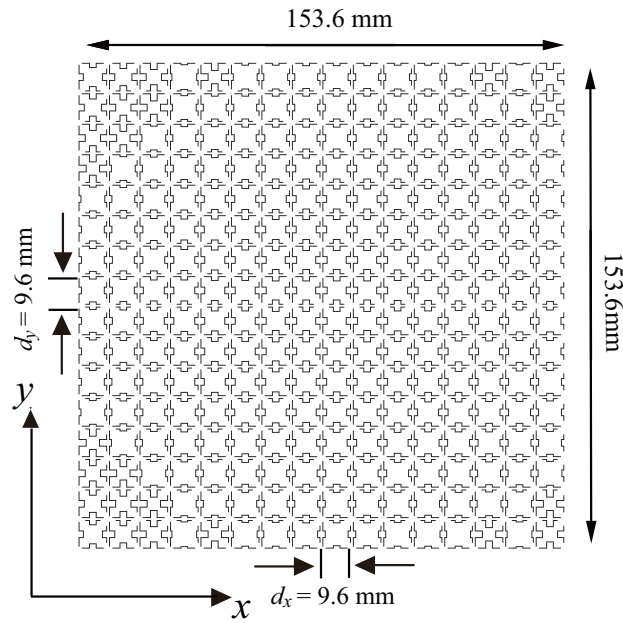


Fig. 4.13. Designed reflectarray antenna.

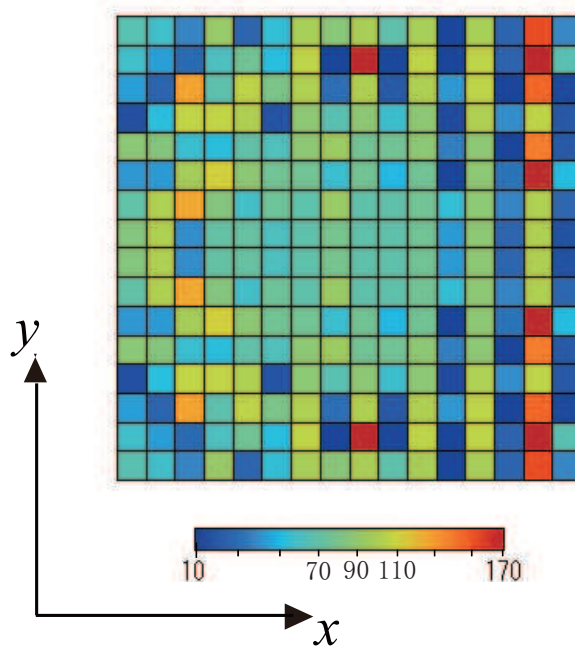


Fig. 4.14. Phase-difference between the TE and the TM incidences.

## 4.5 放射特性の評価

Fig. 4.15に、試作した偏波変換リフレクトアレーアンテナの写真を示す。本アンテナを用いて、電波暗室にて放射特性の測定を行った。放射特性の測定は、送信ホーンの偏波を $45^\circ$ 傾けて入射させ、受信ホーンはTE波及びTM波成分を測定している。円偏波の放射パターンは、測定したTE波, TM波(振幅, 位相)を遠方界合成している。

Fig. 4.16(a)~(k)およびFig. 4.17(a)~(k)に、10GHz-20GHzにおけるTE波, TM波入射時の放射特性の解析結果および測定結果の比較をそれぞれ示している。同図より、TE波, TM波の両偏波において解析値と測定値は概ね一致していることが分かる。12GHz-16GHzにおいて、両偏波ともに、サイドローブレベルは、約 $-15\text{dB}$ 以下となっており、広帯域にわたり良好な放射パターンを得ることが出来ている。また、主ビーム方向における交差偏波レベルは、解析値及び測定値ともに約 $-25\text{dB}$ 以下となっており、広帯域にわたり低交差偏波特性となっている。また、Fig. 4.18(a)~(k)には、円偏波放射パターンの解析結果及び測定結果を示している。なお、同図中の円偏波測定値は、遠方界測定で得られた放射パターンを合成したものを示している。同図より、左旋円偏波成分が主偏波、右旋円偏波成分が交差偏波として生成されている事が分かり、解析値と測定値は概ね一致していることが分かる。また、12GHz-16GHzにおいて、サイドローブは約 $-15\text{dB}$ 、交差偏波レベルは約 $-10\text{dB}$ となっており、良好な円偏波変換特性が得られている。Fig. 4.19およびFig. 4.20には、円偏波利得と開口能率の計算値及び測定値の比較をそれぞれ示して

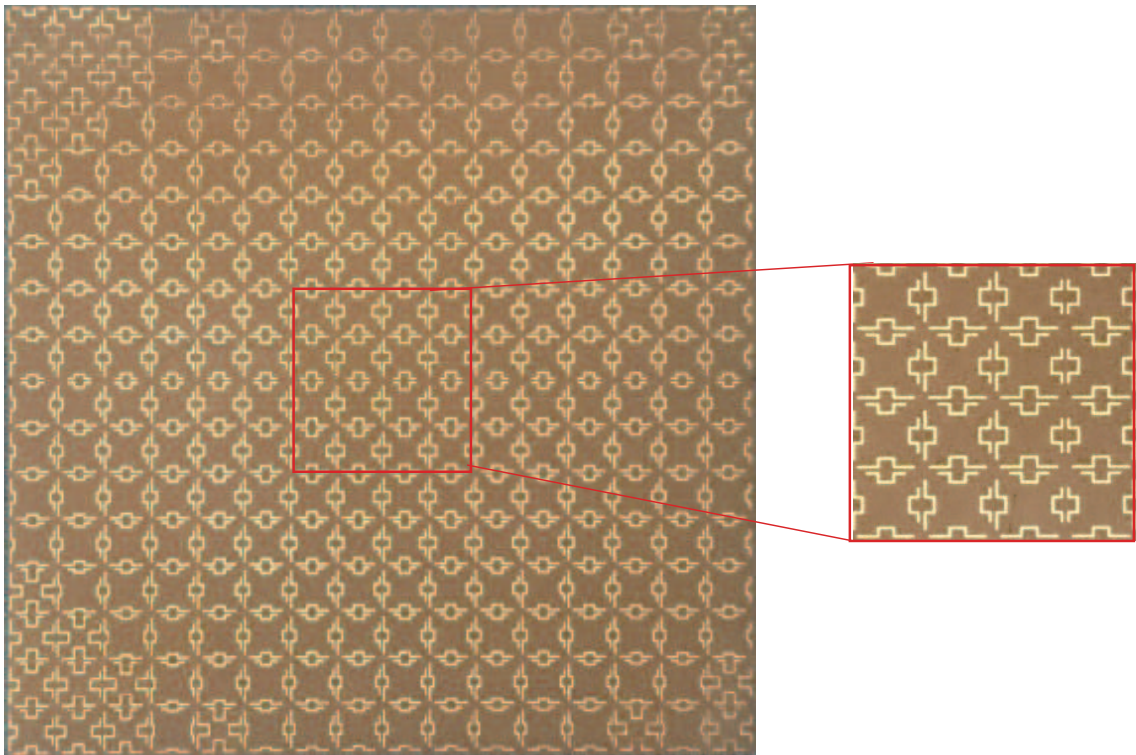
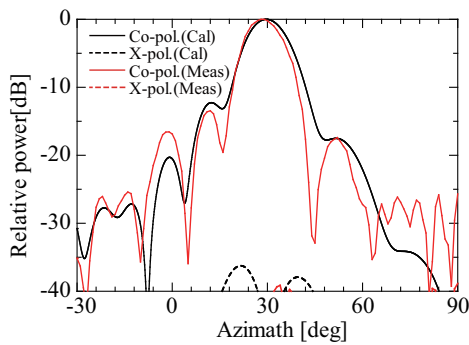


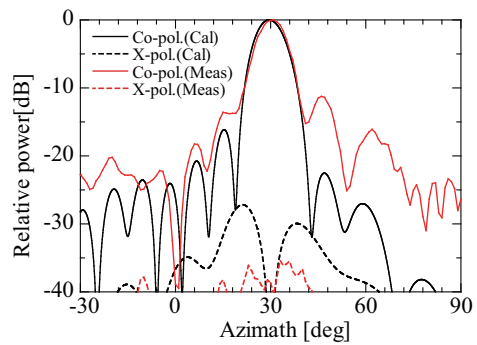
Fig. 4.15. Photograph of the fabricated reflectarray.



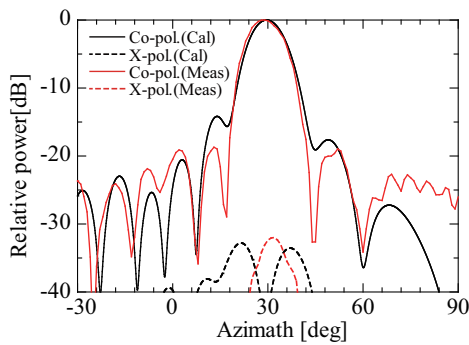
いる。両図より、広域側において解析値と測定値に差異が目立つ事が分かる。この原因としては、開口面法による計算値は素子間の相互結合等が考慮されていないためと考えられる。また、17GHzより広域側において、急激な特性劣化が確認できるが、これは、直線偏波間での位相差の劣化に起因していると考えられる。中心周波数15GHzにおける利得の計算値および測定値はそれぞれ、25.5dB、24.3dBとなり、開口能率の計算値および測定値はそれぞれ、47.8%、42.4%となっている。また、Fig. 4.21には、主ビーム方向(30°)における軸比特性の計算値及び測定値を示している。同図より、12GHz-16GHzの範囲で、軸比が2.0以下となっており、広帯域にわたり偏波変換特性を得ることが出来ている。



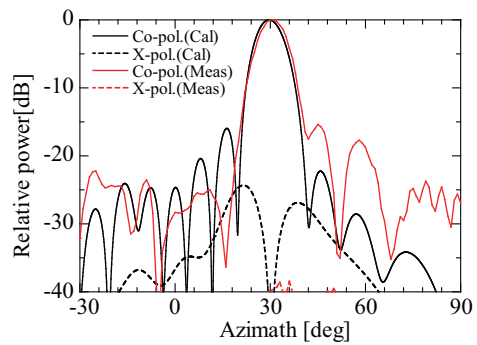
(a) TE incidence (10GHz)



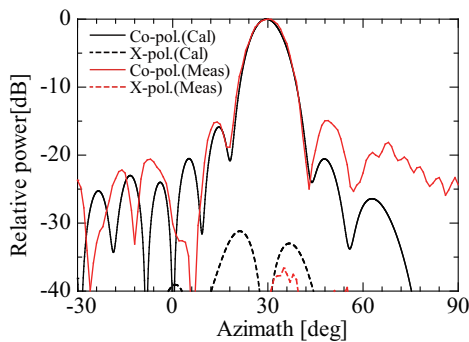
(d) TE incidence (13GHz)



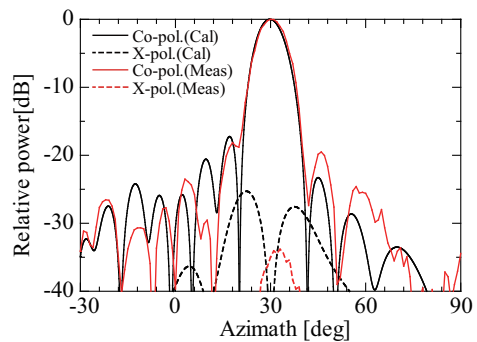
(b) TE incidence (11GHz)



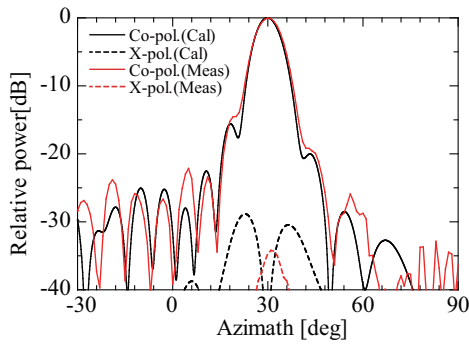
(e) TE incidence (14GHz)



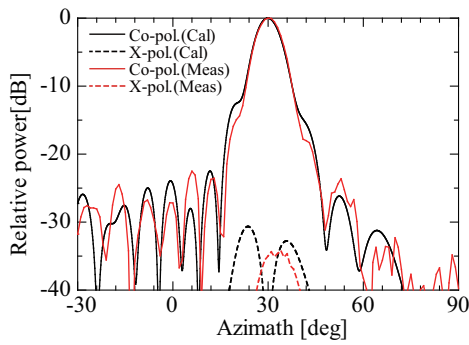
(c) TE incidence (12GHz)



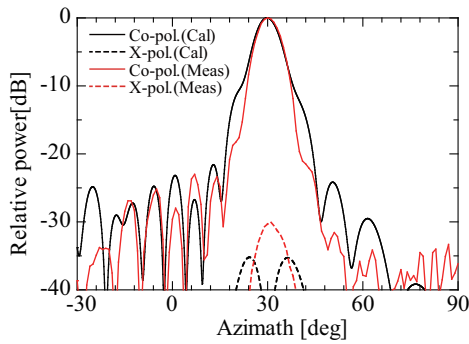
(f) TE incidence (15GHz)



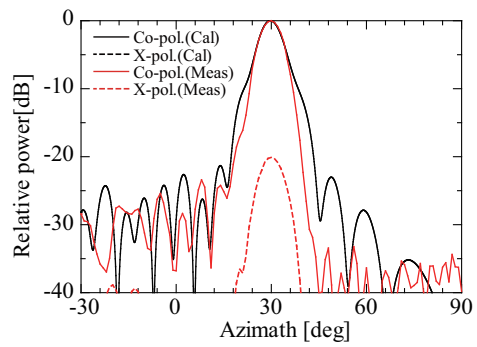
(g) TE incidence (16GHz)



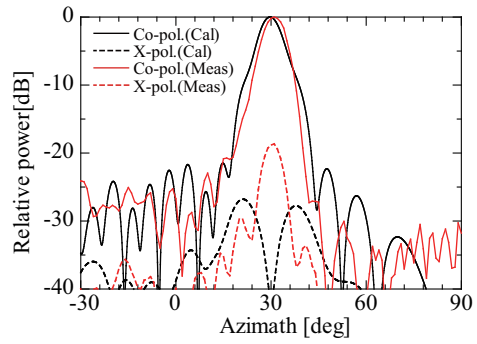
(h) TE incidence (17GHz)



(i) TE incidence (18GHz)

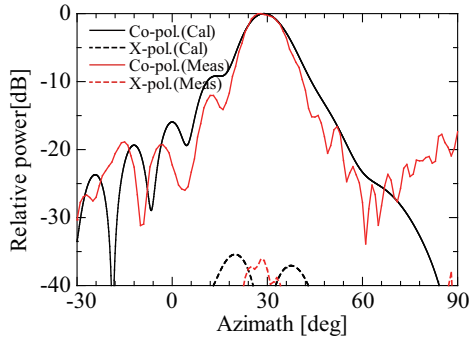


(j) TE incidence (19GHz)

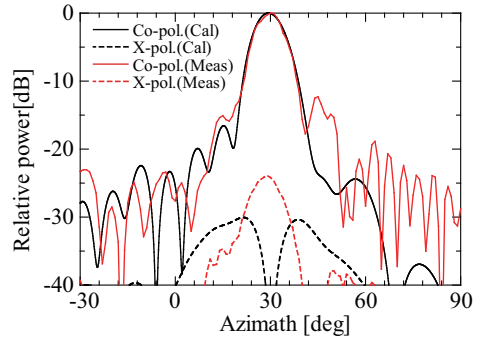


(k) TE incidence (20GHz)

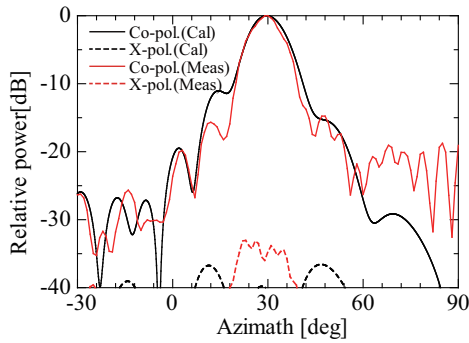
Fig. 4.16. Radiation patterns for the TE incident wave.



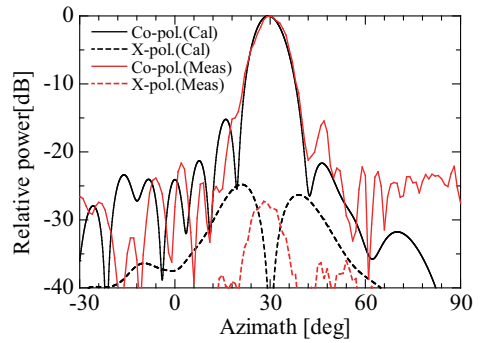
(a) TM incidence (10GHz)



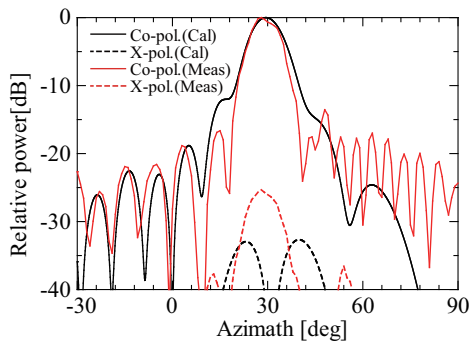
(d) TM incidence (13GHz)



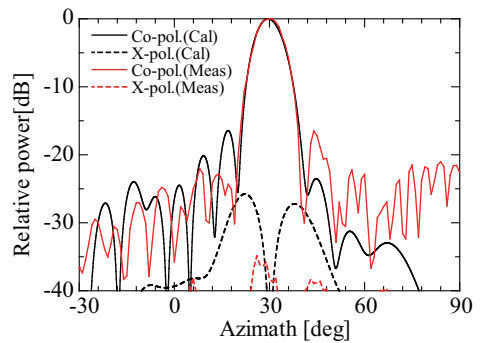
(b) TM incidence (11GHz)



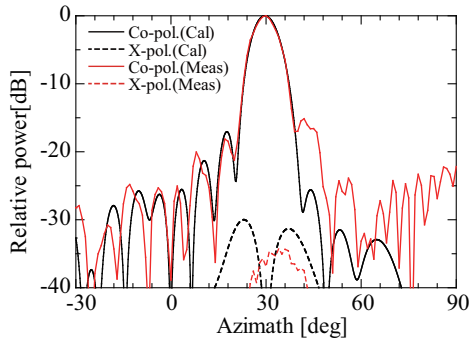
(e) TM incidence (14GHz)



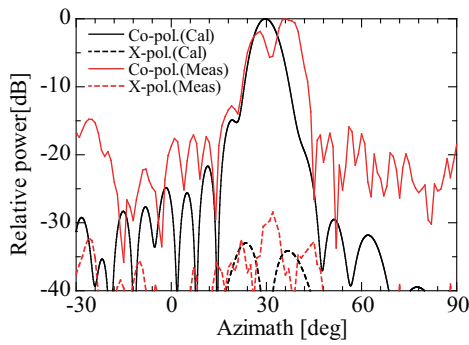
(c) TM incidence (12GHz)



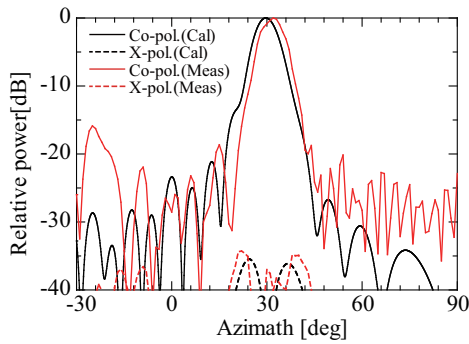
(f) TM incidence (15GHz)



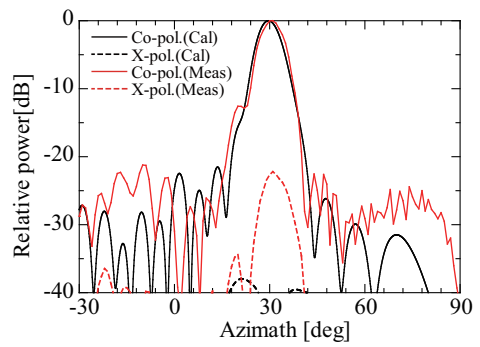
(g) TM incidence (16GHz)



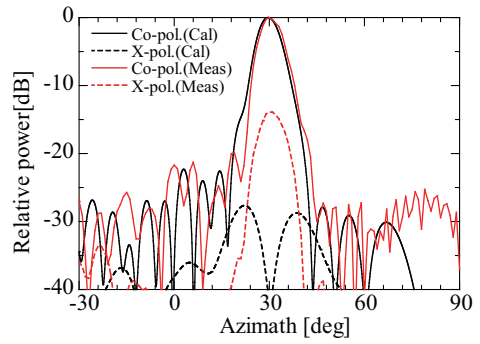
(h) TM incidence (17GHz)



(i) TM incidence (18GHz)

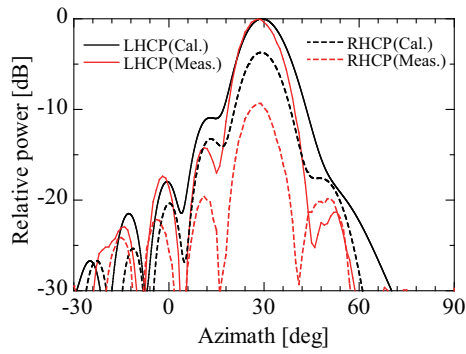


(j) TM incidence (19GHz)

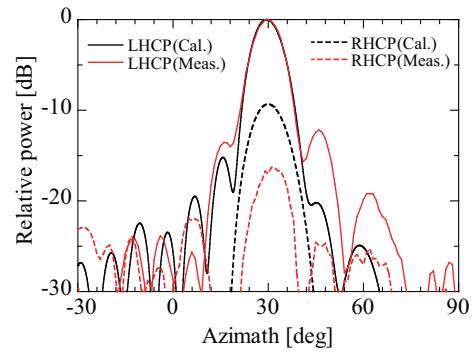


(k) TM incidence (20GHz)

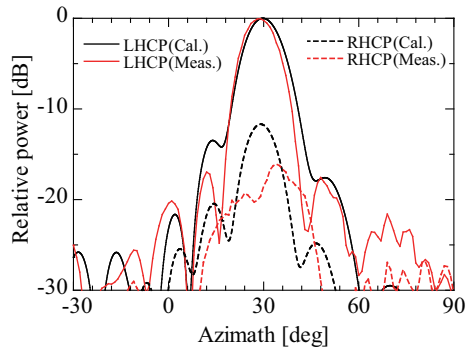
Fig. 4.17. Radiation patterns for the TM incident wave.



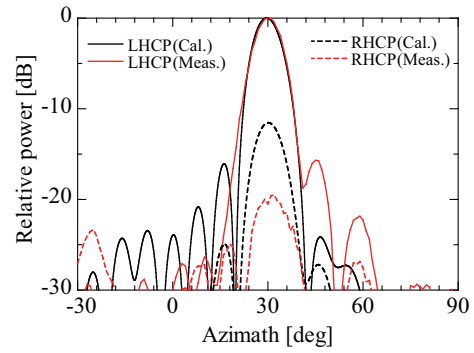
(a) 10GHz



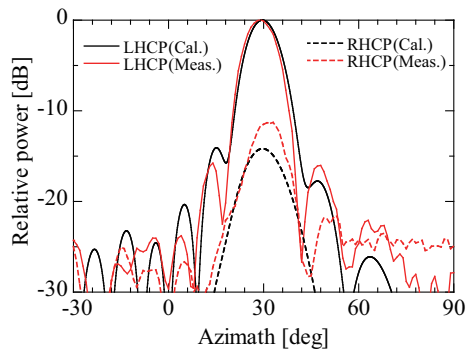
(d) 13GHz



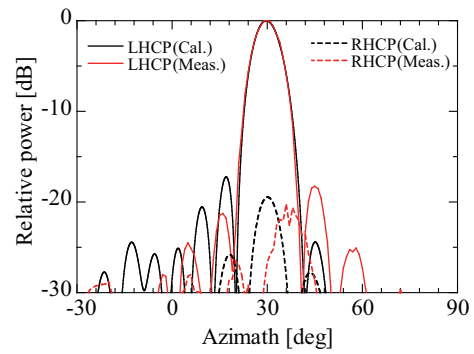
(b) 11GHz



(e) 14GHz



(c) 12GHz



(f) 15GHz

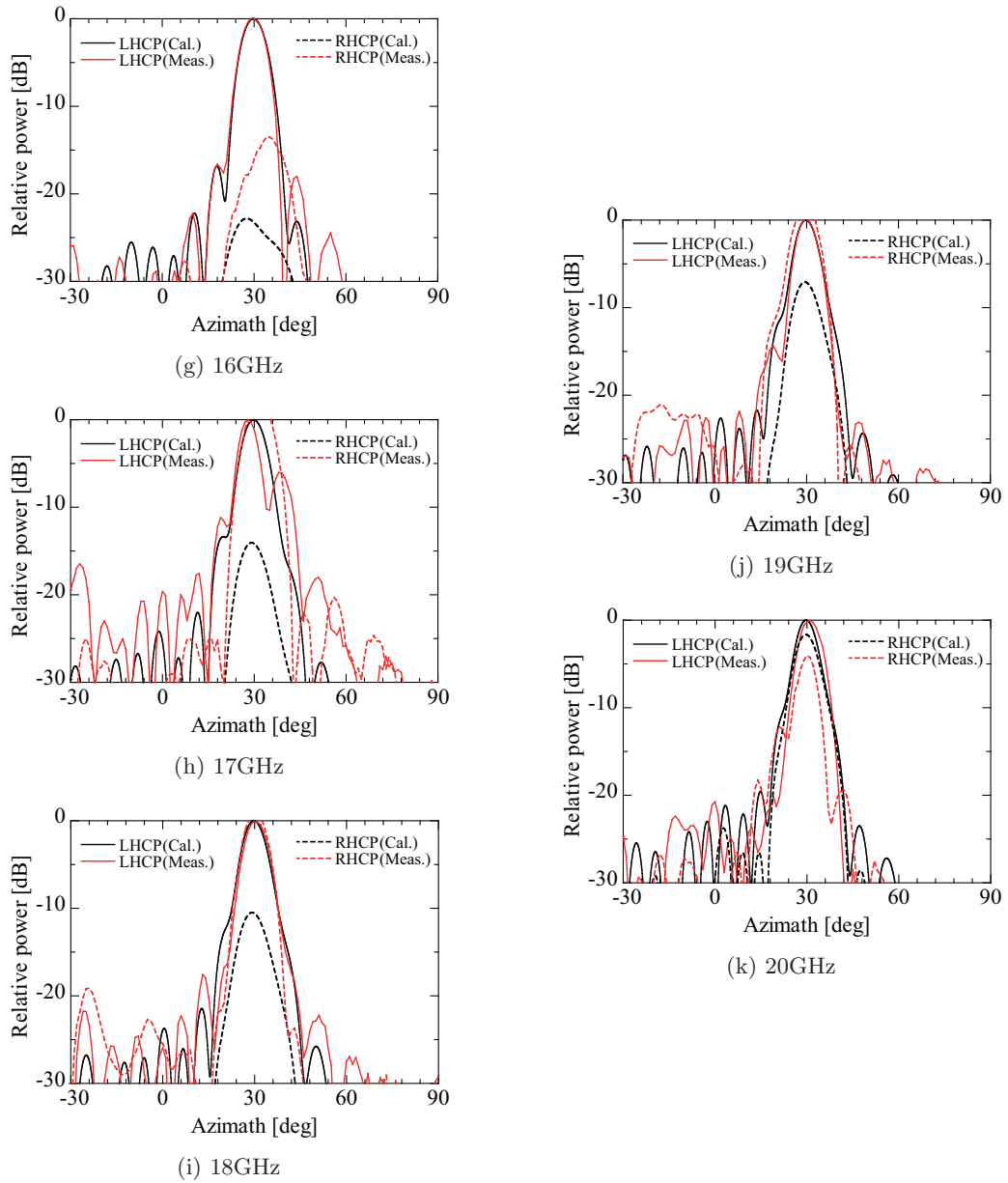


Fig. 4.18. Radiation patterns of the circularly polarized wave.

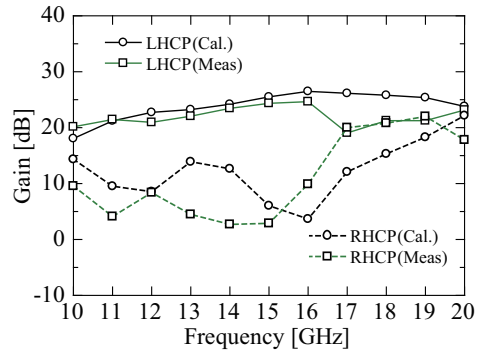


Fig. 4.19. Comparison between the calculated and the measured gains for the circularly polarized wave.

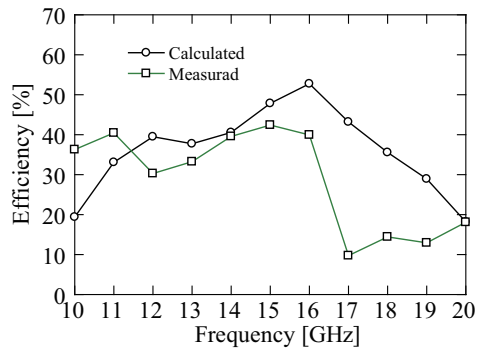


Fig. 4.20. Comparison between the calculated and the measured aperture efficiency for the circularly polarized wave.

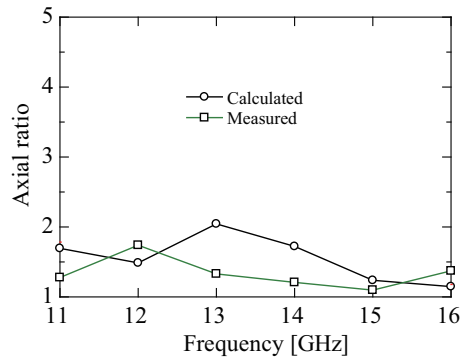


Fig. 4.21. Characteristics of the axial ratio for the main-beam direction.

## 4.6 結論

本章では,  $\Omega$ 型形状を用いた直線-円偏波変換特性を有する新たなリフレクトアレー共振素子を提案した. 提案した素子は, 各入射直線偏波に対して独立に動作させることができるため,  $90^\circ$ の反射位相差が容易に設計できる事を示した. また, 基本形状の決定後, 素子長を増減するだけで, 広帯域にわたり所望の反射位相量を確保する事ができ, 良好な円偏波変換特性が得られることを数値的検討により示した. そして最後に, 提案素子を用いて円偏波変換リフレクトアレーアンテナを設計・試作し, 放射特性の数値的及び実験的評価を行った結果, 広帯域にわたり良好な円偏波特性を得ることができ, 偏波変換素子の有効性が確かめられた.

このように,  $\Omega$ 型形状は, 各入射偏波に対して独立制御が可能となることを示したが, 位相差が大きくなると(例えば,  $180^\circ$ )容易に設計する事が出来なくなり, 素子形状や寸法を最適化設計する, 任意形状素子の検討が必要となる. そこで次章以降では, 遺伝的アルゴリズムにより最適化設計された任意形状素子を用いたリフレクトアレーについて検討を行う.



## 参考文献

- (4-1) L. Young, L. Robinson, C. Hacking, "Meander-line polarizer," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.21, No.3, pp.376-378, May 1973.
- (4-2) 内田浩光, 櫻井仁夫, 安藤真, 後藤尚久, "周期ダイポールから成る2層構造偏波変換板と平面アンテナへの応用," *信学論B*, Vol. J79-B-II. No.8, pp.459-468, 1996.
- (4-3) Y. Li, J. Zhang, S. Qu, J. Wang, L. Zheng, Y. Pang, Z. Xu, and A. Zhang, "Achieving wide-band linear-to-circular polarization conversion using bi-layered metasurfaces," *J. Appl. Phys.* 117, 044501(2015).
- (4-4) T. Moroya, S. Makino, T. Hirota, K. Noguchi, K. Itoh, and K. Ikarashi, "Polarization conversion reflector using metal-plate-loaded meander line," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.171-172, Dec. 2014.
- (4-5) R. Kuse, T. Hori, and M. Fujimoto, "Configuration of meta-surface with FSS for wide-band polarization conversion," *Proceedings of URSI Asia-Pacific Radio Science Conference*, pp.1414-1415, Aug. 2016.
- (4-6) M. Kamiya, R. Kuse, T. Hori, M. Fujimoto, "Frequency bandwidth of patch type meta-surface with polarization conversion function," *Proceedings of 2015 IEEE 4th Asia Pacific Conference on Antennas and Propagation*, pp.360-361, 2015.
- (4-7) R. Orr, G. Goussetis, V. Fusco, and Elena Saenz, "Linear-to-circular polarization reflector with transmission band," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.63, No.5, pp.1949-1956, May 2015.
- (4-8) G. Wu, S. Qu, S. Yang, and C. H. Chan, "Broadband, single-layer dual circularly polarized reflectarrays with linearly polarized feed," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.64, No.10, pp.4235-4241, Oct. 2016.
- (4-9) S. Mohamad, A. Momeni, H. Abadi, and N. Behdad, "True-time-delay UWB reflectarray with linear to circular polarization transformation," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.1205-1206, 2016.
- (4-10) S. Matsumoto, H. Yamada, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Reflectarray with arbitrarily shaped elements for linear-to-circular polarization," *Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation*, pp.650-651, Dec. 2016.
- (4-11) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直線一円偏波変換特性を有するリフレクトアレー共振素子," *電子情報通信学会総合大会*, B-1-96, Mar. 2015.
- (4-12) 東大智, 佐々木秀輔, 出口博之, 辻幹男, "広帯域円偏波特性を有するリフレクトアレー素子について," *電磁界理論研究会*, EMT-15-145, Oct. 2015.
- (4-13) D. Higashi, S. Sasaki, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Polarizer reflectarray using resonant behavior of orthogonal elements for wideband use," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.1207-1208, 2016.

## 参考文献

---

- (4-14) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "Reflectarray resonant elements for linear to circular polarization conversion," *IEICE Communications Express (ComEX)*, Vol.5, No.7, pp.199-202, Jul. 2016.
- (4-15) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "複数共振素子を用いた広帯域直線-円偏波変換リフレクトアレー," *電子情報通信学会論文誌 B*, Vol.J100-B, No.10, pp.880-887, Oct. 2017.

## 第5章 直交偏波変換リフレクトアレー素子

前章では、 $\Omega$ 型形状を用いて円偏波変換リフレクトアレーが実現できる事を示し、各入射波に対する反射特性を独立制御可能であることを明らかにした。しかし、直交偏波変換を実現する場合には、偏波間において $180^\circ$ という大きな反射位相差(逆相)が必要となる。そのため、素子形状や素子寸法などの最適化設計を行い、直交偏波変換特性を有する任意形状リフレクトアレー素子を提案している。そこで本章では、先ず、直交偏波変換の原理を述べ、その後、遺伝的アルゴリズム (Genetic Algorithm:GA) を用いた任意形状共振素子の最適化手法について述べる。そして、最適化設計された任意形状素子群が、広帯域にわたり良好な直交偏波変換特性を有することを示す。また、提案素子を用いた直交偏波変換リフレクトアレーの設計・試作及び放射特性の評価を行い、直交偏波変換素子としての有効性および設計手法の有効性の検証を行っている。

### 5.1 緒論

本章では、直交偏波変換機能を有する任意形状素子についての検討を行う。まず、透過型においては、直交偏波変換空間フィルタとして動作させるためにループスロット形状やパッチ形状の寸法比を調整したFSSを多層構造で構成する設計法<sup>(5-1),(5-2)</sup>や、それらを円筒型直交偏波変換フィルタとして動作させ、ワイヤレス通信向けベースステーションのための水平偏波無指向性アンテナへ応用した例も方向されている<sup>(5-3)</sup>。一方、反射型においても、単層構造のパッチ形状素子を用いた直交偏波変換板<sup>(5-4)</sup>や、二つの同一形状のV字型ストリップ素子を対向配置することで、複数共振特性が得られ、広帯域特性が得られる素子<sup>(5-5)</sup>や、遺伝的アルゴリズム (Genetic Algorithm:GA) を用いて最適化設計された、広帯域な直交偏波変換板が考案されている<sup>(5-6),(5-7)</sup>。しかし、これらは波面制御を行わないものである。さらに最近では、波面制御のかわりに、同相と逆相の反射位相のみで構成する1-bitリフレクトアレーが検討されているが<sup>(5-8)</sup>、開口面位相誤差による利得低下が大きいという問題がある。直交偏波変換リフレクトアレーを実現するためには、共振素子に入射する各直線偏波間において $\pm 180^\circ$ の反射位相差を有する事に加え、波面制御を行うために $0^\circ \sim 360^\circ$ の反射位相量が必要となる。円偏波変換リフレクトアレーを構成した $\Omega$ 型形状素子を応用すると、直交する素子形状は大幅に変えた形となり、もはや、 $\Omega$ 型のトポロジーで表現できるものではなく、任意形状素子が必要となってくる。そこで、遺伝的アルゴリズムを用いて最適化設計した直交偏波変

換りフレクタレー共振素子を提案している<sup>(5-9)-(5-12)</sup>. まず, 直交偏波変換の原理について述べる. 次に, 遺伝的アルゴリズムを用いた最適化手法について述べ, その後, 最適化設計に用いる評価関数について述べる. また, 単位セル内で2軸対称構造を持たせた素子を設計条件にする事で, 帯域内において $0^\circ \sim 360^\circ$ の反射位相量を確保し, 低交差偏波特性をもつ直交偏波変換素子が得られることを明らかにしている. これらの素子をもとに, Ku帯でオフセット給電リフレクタレーの設計, 試作を行い, 電波暗室において放射特性の測定を行うことで, 直交偏波変換リフレクタレー素子としての有効性及び設計手法の妥当性を検証している.

## 5.2 直交偏波変換の原理

本節では, まず, 直交偏波変換の原理について述べる. 直交偏波変換を実現するためには, 二つの直線偏波間において $\pm 180^\circ$ の位相差が必要となる. Fig. 5.1に直交偏波変換の原理図を示しており, 入射偏波と反射偏波の状態のイメージを記載している. 単位セルに対して,  $45^\circ$ 面に偏波を有する入射電界 $E_{inc}$ を考える. 入射波 $\mathbf{E}_{inc}$ を

$$\mathbf{E}_{inc} = E_{inc} \mathbf{i}_x = \frac{E_{inc}}{\sqrt{2}} (\mathbf{i}_h + \mathbf{i}_v) \quad (5.1)$$

反射波 $\mathbf{E}_{ref}$ は, 反射係数を $R_h \equiv -e^{j\phi}$ ,  $R_v \equiv e^{j\phi}$ とすると,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{ref} &= (\mathbf{E}_{inc} \cdot \mathbf{i}_h) R_h \mathbf{i}_h + (\mathbf{E}_{inc} \cdot \mathbf{i}_v) R_v \mathbf{i}_v \\ &= \frac{E_{inc}}{\sqrt{2}} e^{j\phi} (-\mathbf{i}_h + \mathbf{i}_v) \\ &= \frac{E_{inc}}{\sqrt{2}} e^{j\phi} \cdot \frac{2}{\sqrt{2}} \mathbf{i}_c \\ &= E_{inc} e^{j\phi} \mathbf{i}_c \end{aligned} \quad (5.2)$$

となり, 直交偏波変換されることが分かる.

## 5.3 最適化による素子設計

### 5.3.1 最適化手法(遺伝的アルゴリズム)

本設計では任意の素子形状を扱い, 直交偏波変換機能を有するリフレクタレー共振素子を開発する. 遺伝的アルゴリズムは, 計算機内部に設定された仮想生物を進化の過程に見立てることによって, 与えられた工学的問題の解を求める最適化アルゴリズムであり<sup>(5-13),(5-14)</sup>, 新たな共振特性を持つ素子開発には有効な手法である. GAは確率的に解を探索するため, 連続性や微分可能性が保証されない目的関数に対しても適用する事が可能である. したがって, 様々な問題に比較的適用しやすいことから, 最適化手法として多くの電磁界問題に用いられている. 本論文における, 共振素子の反射特性の解析は, 単位セルを格子状に等分割し, 未知電流密度分布を部分領域基底関数で展開して解析を行うため, 最適化変数である素子形状は離散値として扱う必要があるこ

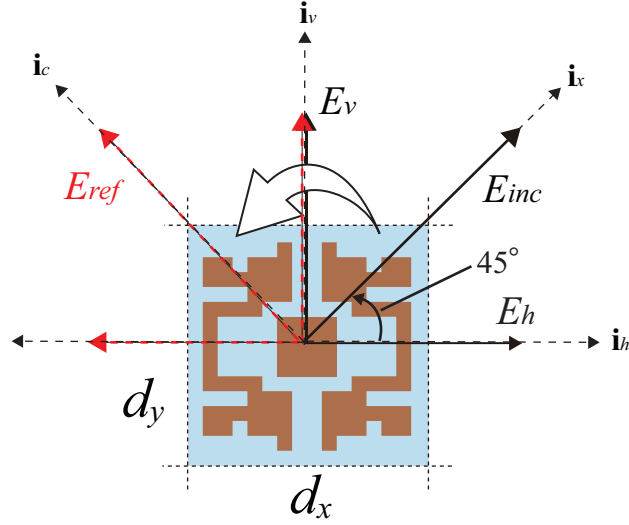


Fig. 5.1. Principle of orthogonal polarization conversion.

とから、最適化手法としてGAを採用する。また、GA設計では、2軸対称構造を有する任意形状素子の設計を行い、素子形状を表現するために、Fig. 5.2に示すような、単位セルを $N \times M$ 個のサブセルで構成し、導体領域を“1”，それ以外の領域を“0”としたバイナリデータで表現する。その結果得られたバイナリデータを最適化変数として扱う。以上の手法により得られた最適化変数に対して、Fig. 5.3のように選択、交叉、突然変異を繰り返し実行していくことにより素子形状の最適化を行う。最適化の際に、複数の個体の中から適応度の高い個体を優先的に選択するために評価関数を設定する。本章で提案する素子形状に対する評価関数については次節で述べることとする。また、GAによって得られた共振素子の中には、実際の製作において実現不可能である導体接点を有する形状が存在する。そこで、このような導体接点をGAによる最適化設計段階で除去するため、形状整形法 (Geometry Refinement Method:GRM)<sup>(5-15)</sup>を適用する。

### 5.3.2 評価関数

本節では、直交偏波変換特性を有するリフレクタレー共振素子の最適化に用いる評価関数について述べる。本章で提案する偏波変換素子の最適化設計には以下の評価式を用いる。

$$Fitness = \sum_i F_{TE}(f_i) + \sum_i F_{TM}(f_i) \quad (5.3)$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 F_{TM}^{TE}(f_i) &= w_{i_{TM}^{TE}} |P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}|^2 \\
 w_{i_{TM}^{TE}} &= \begin{cases} 1 & (|P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}| > \alpha) \\ 0 & (|P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}| \leq \alpha) \end{cases} \\
 P_{i_{TM}} &= P_{i_{TE}} \pm 180^\circ
 \end{aligned}$$

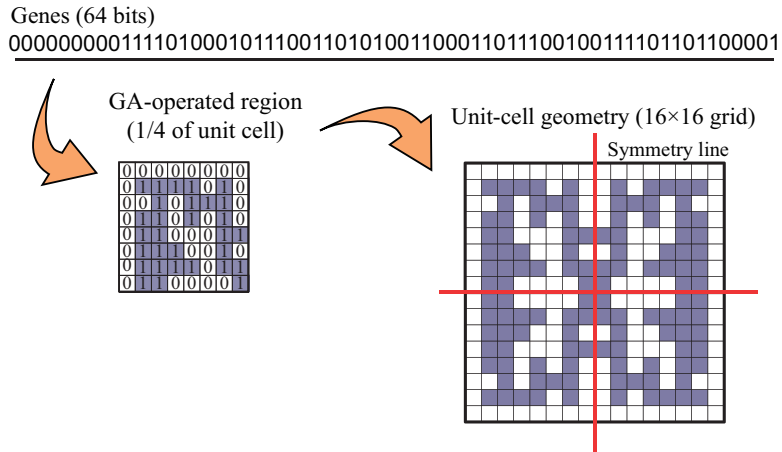


Fig. 5.2. Relation between genes and unit cell geometry.

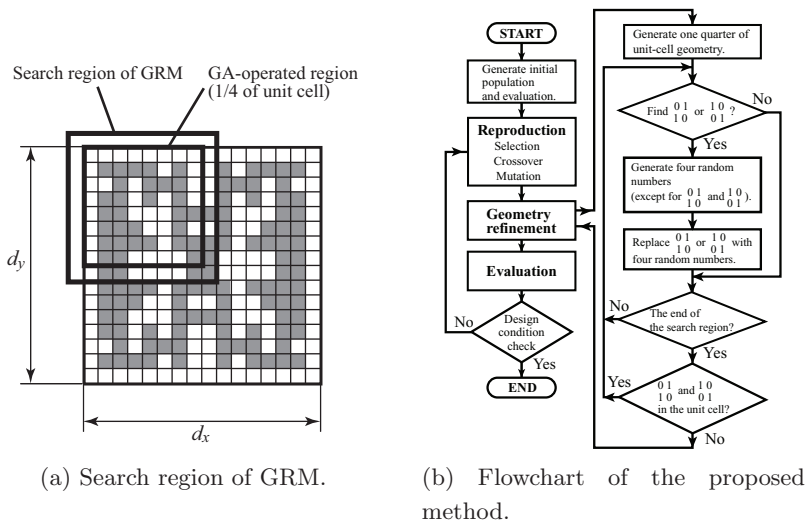


Fig. 5.3. Optimization-design method based on GA with GRM.

ここで、 $F_{TM}^{TE}(f_i)$  はTE入射及びTM入射時に対する、 $i$ 番目の周波数点における評価値を示している。また、 $w_{i_{TM}^{TE}}$  は、重み係数を示しており、 $P_{TM}^{TE}(f_i)$  及び  $P_{i_{TM}^{TE}}$  は、 $i$ 番目の周波数点における反射位相の理想値と計算値をそれぞれ示している。 $\alpha$  は反射位相の理想値と計算値の差の尤度を示している。理想値と計算値の差が尤度以内であれば評価値を0とし、それ以外は差の絶対値を評価値としている。Fig. 5.4に、評価関数の概略図を示す。直交偏波変換実現するためには、直交する偏波間で $\pm 180^\circ$ の位相差が必要となる。そのため、TE波、TM波の両偏波に対して、それぞれの反射位相特性を評価する関数となっている。TE波入射に対する反位相特性の理想値は、設計する素子群の各素子に対して、直線的な位相を $30^\circ$ 間隔で平行移動した特性を求めている。また、位相特性の傾きについてはパラメトリックスタディを行い、設計帯域内において、最も平行度の良くなる傾きを使用している。評価関数中の理想値は、TE波の理想値が決まれば、それに目標の

位相差を加算することによりTM波の理想値が自動的に決定される。

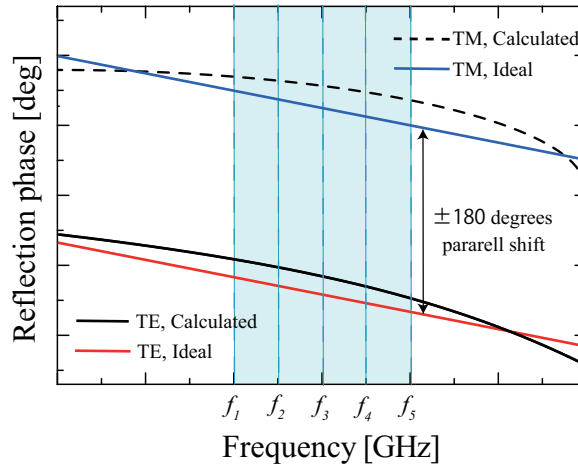


Fig. 5.4. Diagram of the fitness function.

## 5.4 広帯域直交偏波変換共振素子

### 5.4.1 直交偏波変換素子の最適化

前節で提案した評価関数を用いて、直交偏波変換素子の設計を行う。設計条件を、中心周波数  $f = 15.0$ [GHz], 周波数帯域は 13.0GHz-17.0GHz とし,  $30^\circ$  入射において所望の反射位相特性を有する素子の設計を行う。なお, 設計帯域において, 評価周波数点は 5 ポイントとして行っており (1GHz ステップ), 尤度  $\alpha = 3.0^\circ$ , 位相特性の傾きは  $15.0$ [deg./GHz] としている。誘電体基板には, ポリエチレン (厚さ  $h = 3.0$ [mm], 比誘電率  $\epsilon_r = 2.25$ ) を使用し, 単位セルの  $x, y$  方向周期は  $d_x = d_y = 9.6$ [mm] としている。GA のパラメータとして, 選択方法には トーナメント選択を採用し, 交叉方法には 一様交叉を用いる。交叉率は 0.8 とし, 突然変異率は 0.01 とする。また, 全世代数は 700 世代, 一世代あたりの個体数は 200 とし, エリート戦略における最良個体保存数は 1 とする。Fig. 5.5 に, 最適化によって得られた 2 軸対称構造を有する任意形状素子の設計結果を示している。

### 5.4.2 直線偏波入射時の反射特性

Fig. 5.6(a)(b) に, TE 波及び TM 波を  $30^\circ$  入射した場合の反射位相特性の解析結果をそれぞれ示している。図中の色塗り部は設計帯域を示している。同図より, 両偏波において, 広帯域にわたり直線的かつ平行移動した位相曲線群を得ることができており,  $360^\circ$  の反射位相量が得られている事が分かる。また, Fig. 5.7 には, 各々の偏波間の反射位相差を示している。図より, 一部の素子 (# 8,9,10) に関して特性劣化が見られるが, 設計帯域内において位相差が  $-180^\circ$  に保たれており, 概ね良好な特性が得られている。Fig. 5.8(a)(b) には, TE 波及び TM 波を  $30^\circ$  入射した場合の, 交差偏波の振幅特性をそれぞれ示してい

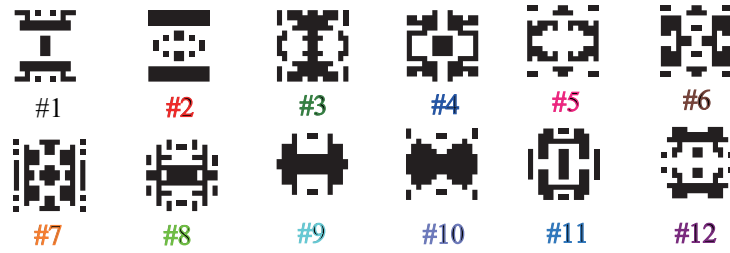


Fig. 5.5. GA-produced reflectarray resonant elements for orthogonal polarization conversion.

る。提案素子は、2軸対称構造であることから、遠方界の交差偏波成分が打ち消し合うため、両偏波において、約 $-60\text{dB}$ 以下に抑える事が出来ている。

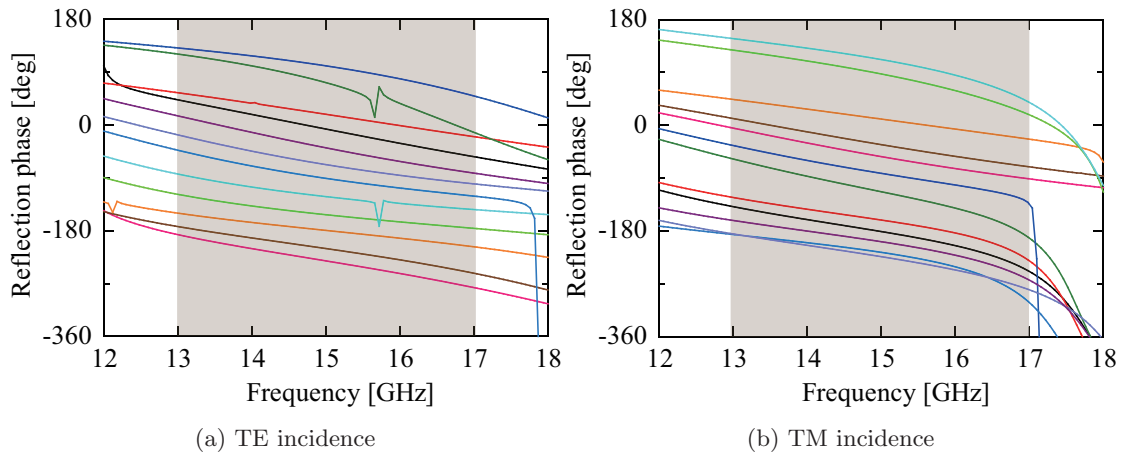


Fig. 5.6. Reflection phase properties for the TE and the TM incidences.

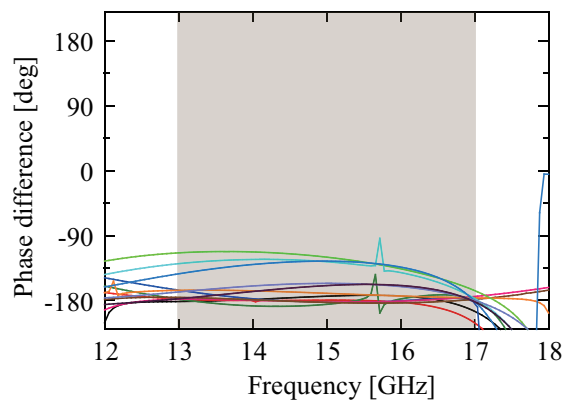


Fig. 5.7. Phase difference.



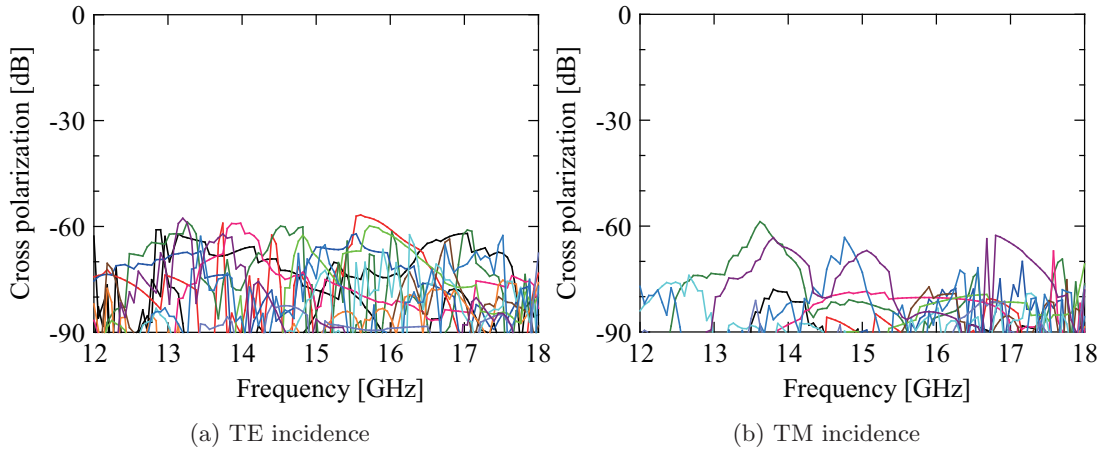


Fig. 5.8. Amplitude properties for the TE and the TM incidences.

### 5.4.3 直交偏波変換特性

Fig. 5.9 に、直交偏波変換後の交差偏波の振幅特性を示す。同図より、一部の素子(# 8,9,10)に関して特性劣化が見られるが、それら以外の素子の交差偏波の振幅レベルは、設計帯域内で約  $-15\text{dB}$  以下に抑える事が出来ている。特性劣化の要因に関しては、直線偏波間の位相差が  $-180^\circ$  となっていない事が原因である。また、Fig. 5.10 には、主偏波の反射位相特性を示しており、広帯域にわたり直線的かつ平行移動した位相曲線群が得られており、 $360^\circ$  の反射位相量が確保できている事が分かる。以上の結果より、提案素子の配置を考慮すれば、良好な偏波変換特性を有するリフレクタレー素子となり得る事が期待できる。

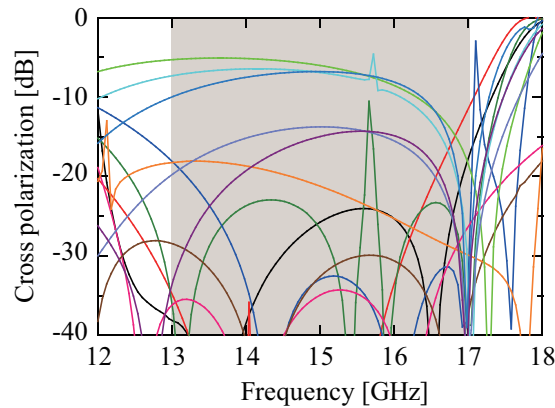


Fig. 5.9. Amplitude properties of the cross polarization.

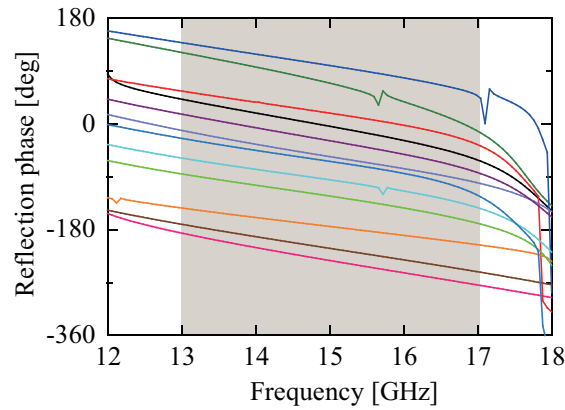


Fig. 5.10. Reflection phase properties of the co-polarization.

### 5.5 直交偏波変換リフレクタレーの設計

本節では、前節で提案した素子を用いて、直交偏波変換特性を有するリフレクタレーの設計を行い、その有効性を検証する。Fig. 5.11は、リフレクタレーの設計例を示している。設計条件は、設計周波数  $f_0 = 15[\text{GHz}]$ 、開口径  $D = 153.6[\text{mm}]$  ( $16 \times 16$ セル)、オフセット角  $\theta_s = 30^\circ$ 、放射方向  $\Theta = 30^\circ$ 、エッジレベルが  $-15\text{dB}$  (リフレクタレー中心を  $0\text{dB}$  とした相対値) となるように、一次放射器の位相中心からリフレクタレーの中心までの距離  $R_s = 185[\text{mm}]$  とし、一次放射器には、利得  $15\text{dB}$  のスタンダードゲイン角錐ホーンアンテナを用いている。なお、本アンテナの設計において、前章までと同様に、各素子位置に応じた  $7^\circ \sim 47^\circ$  に対応するよう入射角  $1^\circ$  ずつの問題で求めた反射位相の中から最適な素子形状を選定している。また、誘電体基板としてポリエチレン (厚さ  $h = 3.0[\text{mm}]$ 、比誘電率  $\epsilon_r = 2.25$ ) を用いている。これらの条件を基に設計したリフレクタレーの設計結果を Fig. 5.12 に示す。また、設計周波数における入射波および直交偏波変換後の反射波の開口面位相分布を示しており、開口面の位相が制御され、所望の方向へビーム成形が行われている事が分かる。

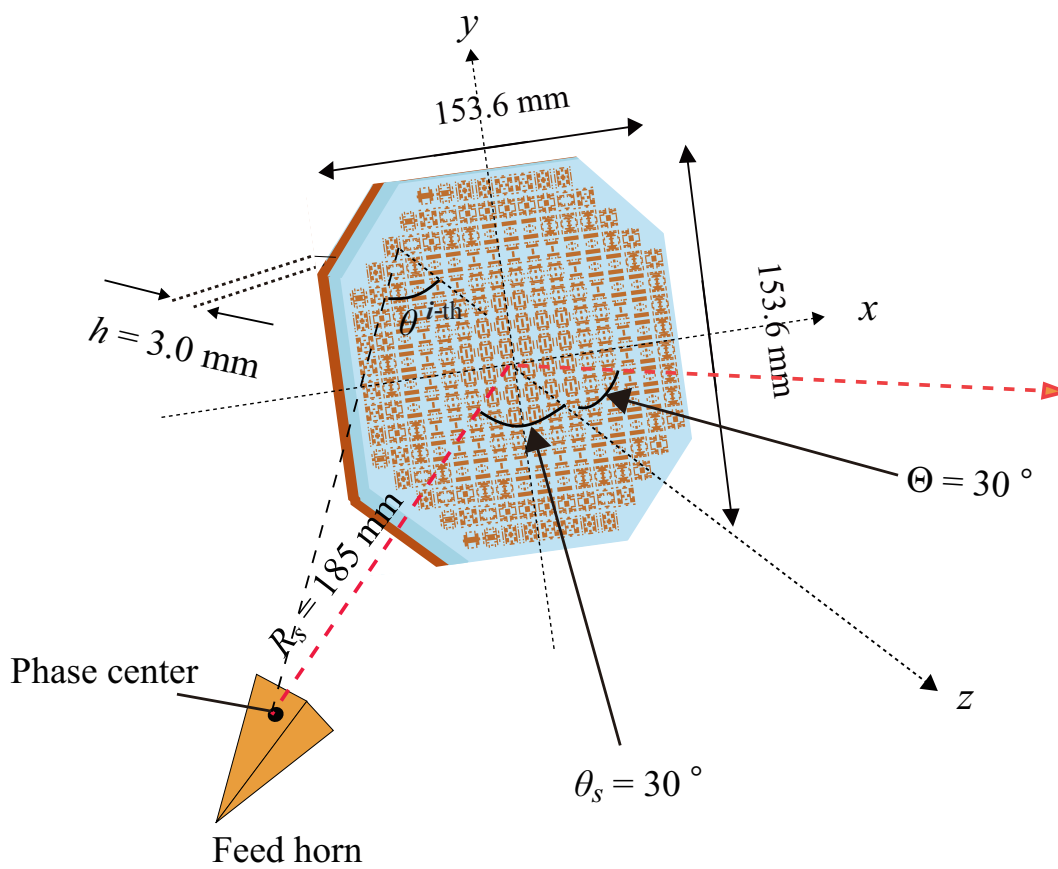


Fig. 5.11. Design example.

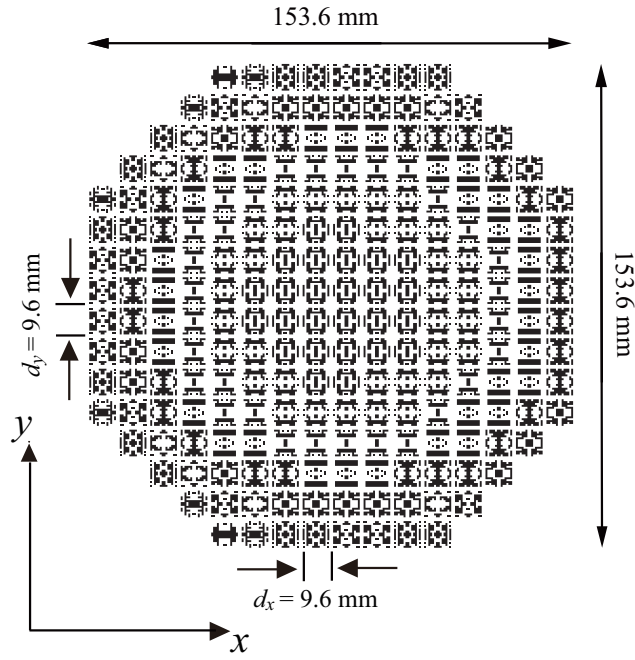
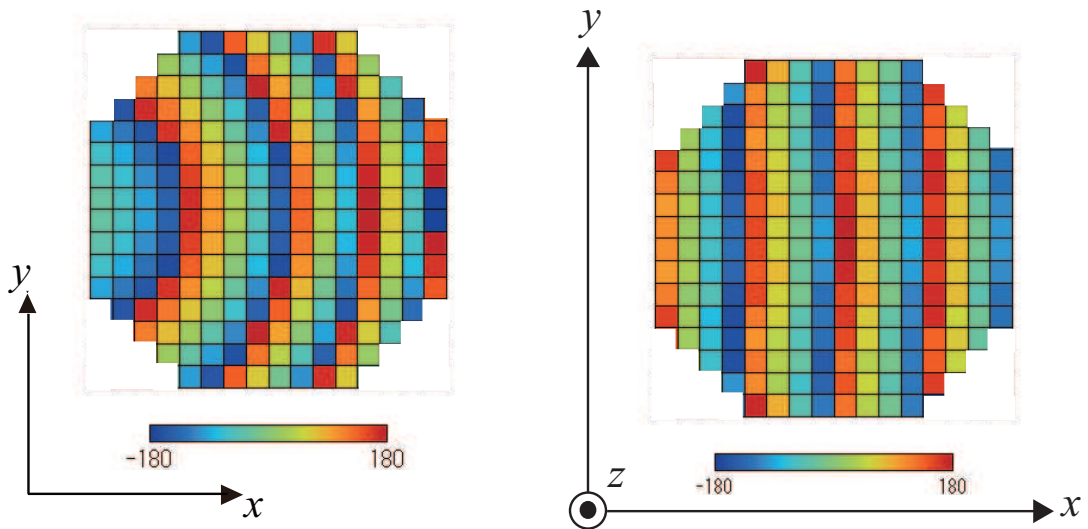


Fig. 5.12. Designed reflectarray antenna.



(a) Phase distribution of the incident wave on aperture at 15GHz.

(b) Phase distribution of the reflected wave on aperture at 15GHz.

Fig. 5.13. Phase distribution on aperture at 15GHz.

## 5.6 放射特性の評価

Fig. 5.14に、試作した偏波変換リフレクトアレーアンテナの写真を示す。本アンテナを用いて、電波暗室にて放射特性の測定を行った。放射特性の測定は、送信ホーンの偏波を $45^\circ$ 傾けて入射させ、受信ホーンは直交偏波変換後の主偏波及び交差偏波を直接測定している。

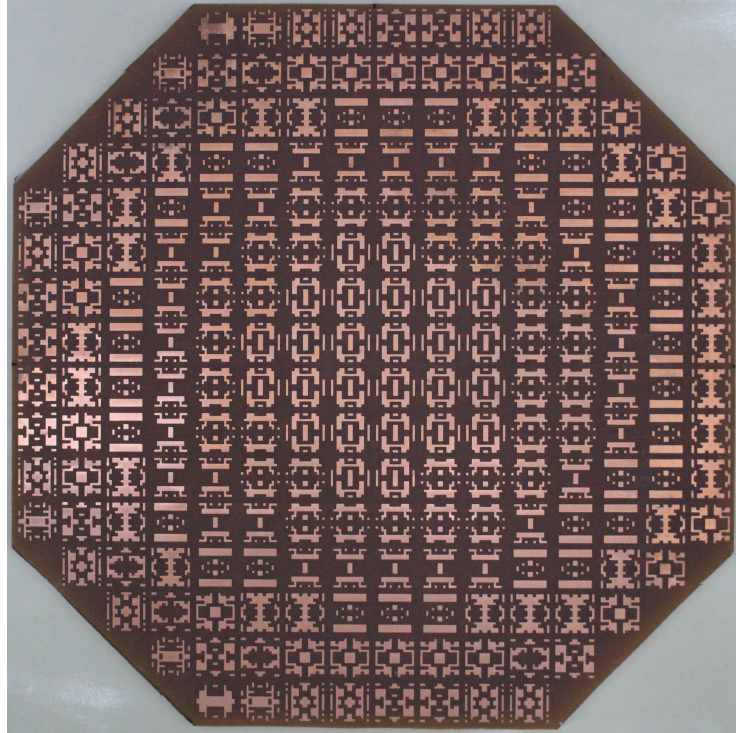
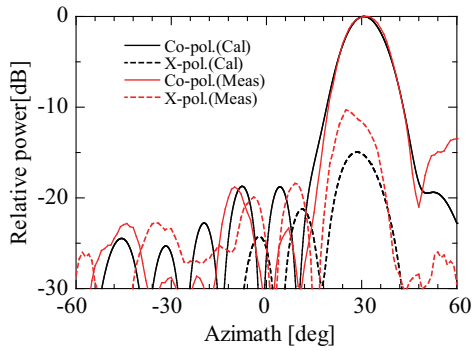
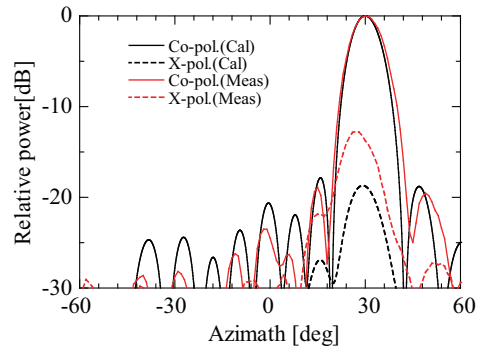


Fig. 5.14. Photograph of the fabricated reflectarray.

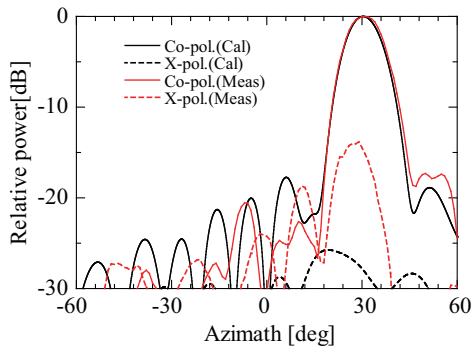
Fig. 5.15(a)~(k)に、10GHz-20GHzにおける直交偏波変換の放射特性の解析結果および測定結果の比較をそれぞれ示している。放射特性の解析は、開口面法による解析結果を記載している。同図より、直交偏波変換後の放射特性の解析値と測定値は概ね一致していることが分かる。また、12GHz-16GHzにおいて、サイドローレベルは、約 $-15$ dB以下となっており、広帯域にわたり良好な直交偏波変換特性を得ることが出来ている。Fig. 5.17には、交差偏波ピーク値の計算結果及び測定結果の比較を示している。同図より、交差偏波レベルの測定値は計算値よりも高めとなっているが、12GHz-16GHzにおいて、約 $-10$ dB以下に抑えられている。また、Fig. 5.16およびFig. 5.18には、利得と開口能率の計算値及び測定値の比較をそれぞれ示している。両図より、計算結果と測定結果は概ね一致させることが出来ている事が分かる。中心周波数15GHzにおける利得の計算値および測定値はそれぞれ、25.7dB, 25.1dBとなり、1dB利得低下の帯域幅の計算値及び測定値はそれぞれ、18.8% (14.5GHz-17.5GHz), 12.8% (14.5GHz-16.5GHz)となっている。また、開口能率の計算値および測定値はそれぞれ、68.6% , 59.1%となっている。



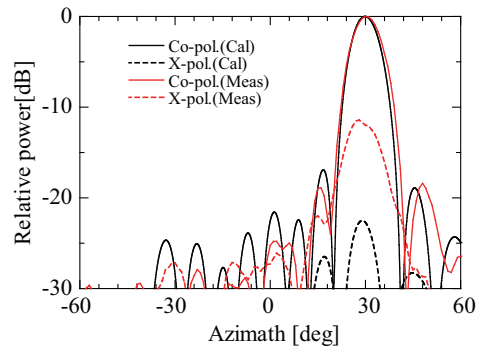
(a) 10GHz



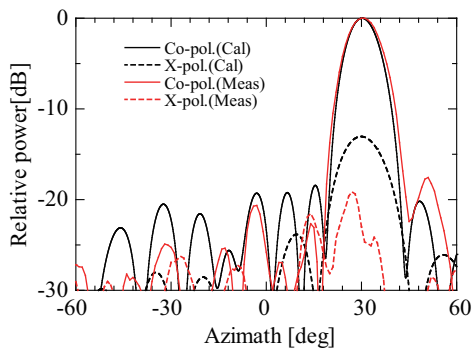
(d) 13GHz



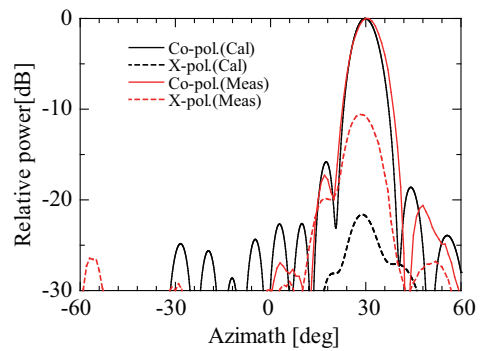
(b) 11GHz



(e) 14GHz



(c) 12GHz



(f) 15GHz

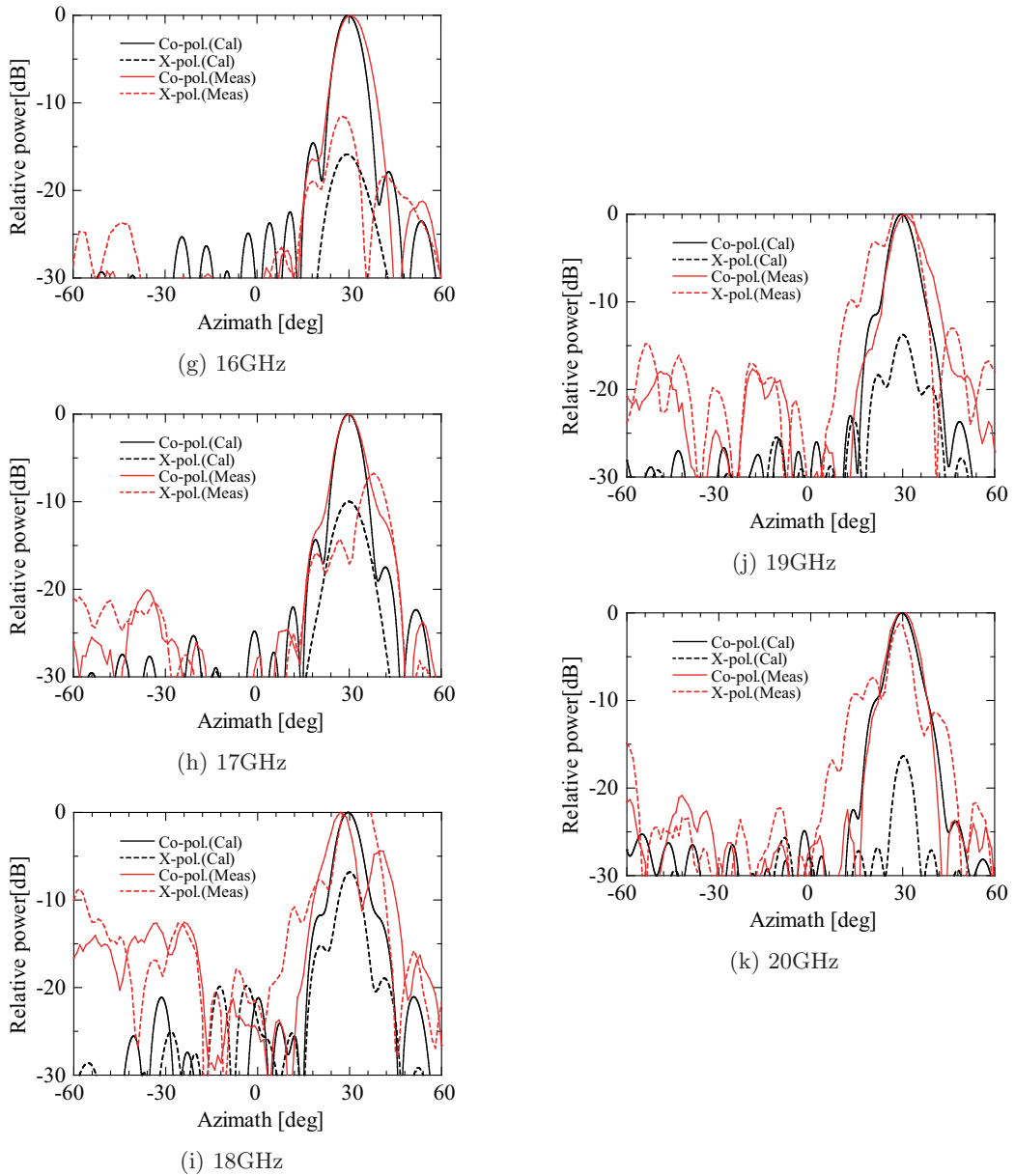


Fig. 5.15. Radiation patterns for the orthogonal polarized wave.

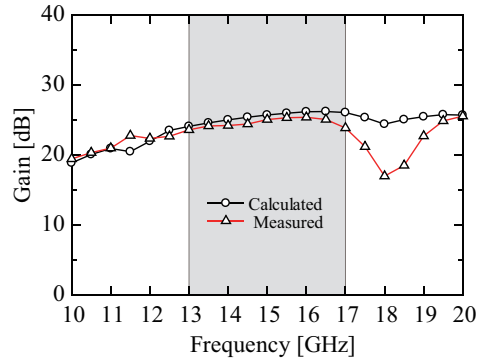


Fig. 5.16. Comparison between the calculated and the measured gains for the orthogonal polarization conversion reflectarray.

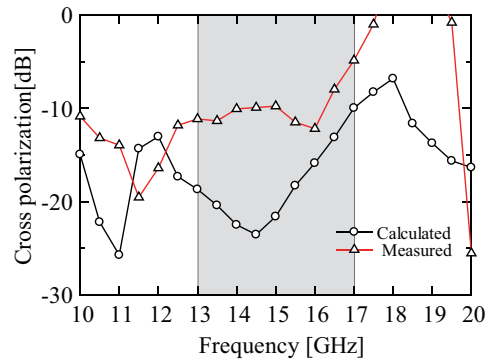


Fig. 5.17. Comparison between the calculated peak cross polarization levels and the measured ones for the orthogonal polarization conversion reflectarray.

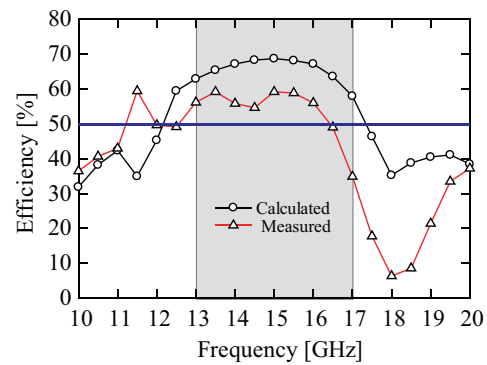


Fig. 5.18. Comparison between the calculated and the measured aperture efficiency for the orthogonal polarization conversion reflectarray.



## 5.7 結論

本章では、遺伝的アルゴリズムを用いて最適化設計を行い、直交偏波変換特性を有する任意形状リフレクタレー共振素子を提案した。このような素子を用いれば、直線偏波入射時において、広帯域にわたり低交差偏波特性が得られるとともに直線的で平行移動した反射位相特性が得られることを示した。また、最適化段階において単位セル内に2軸対称性を持たせることで、二つの入射直線偏波間において、所望の反射位相差が得られ、設計帯域内で良好な偏波変換特性が得られることを明らかにした。そして、提案した共振素子の有効性を確認するため、オフセット給電リフレクタレーの設計、試作を行い、電波暗室において放射特性の評価を行った結果、広帯域にわたり良好な直交偏波変換特性を得ることができ、本章で提案した直交偏波変換素子の有効性および設計手法の妥当性が確かめられた。

本章までは、直交偏波共用、円偏波変換および直交偏波変換特性を有するリフレクタレーについての検討を行い、リフレクタレー素子に入射する二つの直線偏波間(垂直偏波:V-pol.と水平偏波:H-pol.)で、それぞれ $0^\circ$ ,  $\pm 90^\circ$ ,  $\pm 180^\circ$ の反射位相差が実現可能であることを示してきた。任意形状素子を用いれば $-180^\circ \sim +180^\circ$ の範囲の任意の位相差をもたせることも可能であるという事を意味している。次章では、偏波変換リフレクタレー素子の更なる応用例として、任意反射位相差を有するリフレクタレー素子についての検討を行う。

## 参考文献

- (5-1) S. Handa, R. Kuse, T. Hori, and M. Fujimoto, "Spatial filter Using multilayered FSS for orthogonal polarization conversion," Proceedings of URSI Asia-Pacific Radio Science Conference, pp.1416-1417, Aug. 2016.
- (5-2) S. Handa, T. Hori, and M. Fujimoto, "Spatial filter with multilayered FSS for wideband orthogonal polarization conversion," Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, pp.172-173, 2016.
- (5-3) T. Hori, R. Kuse, S. Handa, and M. Fujimoto, "Horizontally polarized Omni-directional antenna using orthogonal polarization conversion FSS," Internatilan Workshop on Antenna Technology, Mar. 2017.
- (5-4) Y. Tomii, T. Hori, and M. Fujimoto, "Design of patch type meta-surface for orthogonal polarization conversion," Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, pp.772-773, 2016.
- (5-5) X. Gao, X. Han, W. Cao, H. O. Li, H. F. Ma, and T. J. Cui, "Ultrawideband and high-efficiency linear polarization converter based on double V-shaped metasurface," IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. 63, No. 8, pp.3522-3530, Aug. 2015.
- (5-6) M. Borgese, F. Costa, S. Genovesi, and A. Monorchio, "Design of broadband reflecting metasurface for polarization conversion," IEEE Antennas Propagat. Symp. Digest, pp.1505-1506, 2017.
- (5-7) M. Borgese, F. Costa, S. Genovesi, and A. Monorchio, "Ultra-wideband linear polarization converters based on pixelated reflecting metasurfaces," Proceedings of European Conference on Antennas and Propagation, pp.1949-1953, 2017.
- (5-8) H. Luyen, Z. Yang, M. Gao, J. H. Booske, and N. Behdad, "A wideband, single-layer reflectarray exploiting a polarization rotating unit cell," IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol.67, No.2, pp.872-883, Feb. 2019.
- (5-9) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "GAにより最適化された直交偏波変換リフレクトアレー共振素子," 電磁界理論研究会, EMT-17-036, 2017.
- (5-10) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-produced conductive resonant elements for orthogonal polarization conversion reflectarray," Proceedings of IEEE International Conference on Computational Electromagnetics (ICCEM), 1, pp.269-270, 2017.
- (5-11) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "任意形状直交偏波変換リフレクトアレー素子の設計," 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-1-60, Sept. 2017.
- (5-12) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-optimized reflectarray elements for broadband orthogonal-polarization conversion," IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest, pp.99-100, 2017.

- (5-13) J. M. Johnson, and Y. Rahmat-Samii, "Genetic algorithms in engineering electromagnetics," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol.39, No.4, pp.7-25, Aug., 1997.
- (5-14) D. S. Weile, and E. Michielssen, "Genetic algorithm optimization applied to electromagnetics: a review," *IEEE Trans. and Propagat.*, Vol.AP-45, No.3, pp.343-353, Mar., 1997.
- (5-15) M. Ohira, H. Deguchi, M. Tsuji, and H. Shigesawa, "Multiband single-layer frequency selective surface designed by combination of genetic algorithm and geometry-refinement technique," *IEEE Trans. and Propagat.*, Vol.52, No.11, pp.2925-2931, Nov. 2004.

## 第6章 任意反射位相差を有するリフレクタレー素子

前章までは、直交偏波共用素子及び偏波変換素子についての検討を行い、リフレクタレー素子に入射する二つの直線偏波において、独立に反射位相を制御出来る事を示した。本章では、偏波変換素子の更なる応用として、GAを用いて最適化設計された直交する二偏波間において任意の反射位相差を有する任意形状共振素子群を提案している。まず、GAによる最適化設計に用いる評価関数について述べ、前章における直交偏波変換素子設計に使用した評価関数を適用する事で設計可能であることを明らかにする。そして、設計された素子は、設計帯域内において、直交する直線偏波間において、 $-180^{\circ}\sim+180^{\circ}$ の任意反射位相差を実現してかつ、 $360^{\circ}$ の範囲の反射位相量を確保できる事を示す。また、両偏波独立制御の新しい応用例として、異なる焦点を持つリフレクタレーアンテナが単層構造で実現でき、各々の偏波を独立制御できる事を明らかにする。そして、設計したアンテナの試作を行い、放射特性の数値的及び実験的評価により、提案素子及び本設計の有効性を検証している。

### 6.1 緒論

本章では、直交する二つの直線偏波間において、任意の反射位相差を有する任意形状素子群についての検討を行う。前章までの検討で、直交偏波共用、円偏波変換及び直交偏波変換素子についての検討を行ってきた。このような素子を実現できるという事は、すなわち、 $0^{\circ}\sim180^{\circ}$ の範囲の位相差を有する共振素子の設計が可能であるという事を示している。一般的には、 $45^{\circ}$ や $135^{\circ}$ 等のような、 $0^{\circ}$ 、 $90^{\circ}$ 、 $180^{\circ}$ の間の反射位相差を有する素子を単体で使用する事はない。しかしながら、実際の通信システムにおいては、任意の反射位相差が生じるケースは多く存在している。例えば、直交する二つの偏波を用いた周波数利用が行われているが、直交偏波共用特性を実現するための反射鏡アンテナとして、デュアルグリッドオフセットパラボラ反射鏡アンテナがある。このアンテナは、鏡軸が一致し、かつ焦点位置が異なる二枚のグリッド反射鏡で構成されており、それぞれのグリッド鏡に対応した一次放射器で給電される。したがって、各々のグリッド鏡面における開口面位相分布は、入射偏波間で異なるため、偏波間で位相差が生じることになる。近年では、リフレクタレーにおいても二つの直線偏波を独立に制御するため、複数共振の直線ストリップ素子を2層で構成し、各層間で直交に配置する事で、各々の偏

波を独立に制御した例が報告されている<sup>(6-1),(6-2)</sup>. また, リフレクタレーを用いて, 入射偏波によって散乱物体像が見え隠れするような偏波依存イリュージョンクロック技術の検討も行われている<sup>(6-3)</sup>. さらに, 複数のビームで所望のサービスエリアをカバーする衛星搭載用マルチビームアンテナシステムでは, リフレクタレーの周波数によるビームシフト及び偏波制御によるビームシフトの性質を利用することで, 従来は複数枚の反射鏡を必要としていたが<sup>(6-4),(6-5)</sup>, 1枚のリフレクタレーで従来と同等の性能を実現できる新たなシステム構成も検討されている<sup>(6-6)</sup>. しかしながら, いずれもリフレクタレー素子自体は直線ストリップ素子を各層間で直交配置することで, 偏波制御を行ったものである. 本章では, 単層構造において, 直交する二つの直線偏波間において, 任意の反射位相差を有する任意形状素子群を提案する<sup>(6-7),(6-8)</sup>. まず, GAを用いた最適化に用いる評価関数について述べ, その後, 直交する偏波間で所望の反射位相差を維持し, 360°の反射位相量が得られる任意形状素子群の設計が可能である事を示す. 次に, 偏波独立制御の応用例として, 異なる2つの焦点を持った, 2給電分離型単層構造リフレクタレーアンテナの設計を行う. 最後に, 設計したリフレクタレーアンテナの試作を行い, 放射特性の数値的及び実験的評価により, 各々の偏波を独立制御できる事を明らかにし, 提案素子及び本設計の有効性を検証している.

## 6.2 遺伝的アルゴリズムによる任意形状素子の設計例

### 6.2.1 評価関数

本節では, 二つの直線偏波間で任意の反射位相差を有するリフレクタレー共振素子の最適化に用いる評価関数について述べる. 本章で提案する任意形状素子の最適化設計には以下の評価式を用いる.

$$Fitness = \sum_i F_{TE}(f_i) + \sum_i F_{TM}(f_i) \quad (6.1)$$

ここで,

$$\begin{aligned} F_{TM}^{TE}(f_i) &= w_{i_{TM}^{TE}} |P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}|^2 \\ w_{i_{TM}^{TE}} &= \begin{cases} 1 & (|P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}| > \alpha) \\ 0 & (|P_{TM}^{TE}(f_i) - P_{i_{TM}^{TE}}| \leq \alpha) \end{cases} \\ P_{i_{TM}} &= P_{i_{TE}} \pm \Delta P^\circ \end{aligned}$$

ここで,  $F_{TM}^{TE}(f_i)$  はTE入射及びTM入射時に対する,  $i$ 番目の周波数点における評価値を示している. また,  $w_{i_{TM}^{TE}}$  は, 重み係数を示しており,  $P_{TM}^{TE}(f_i)$  及び  $P_{i_{TM}^{TE}}$  は,  $i$ 番目の周波数点における反射位相の理想値と計算値をそれぞれ示している.  $\alpha$  は反射位相の理想値と計算値の差の尤度を示している. 理想値と計算値の差が尤度以内であれば評価値を0とし, それ以外は差の絶対値を評価値としている. Fig. 6.1に, 評価関数の概略図を示す. 本章で用いる評価関数及び評価手順は, 前章と概ね同じであるが, 任意の反射位相差を実現する素子設計を行うため, 評価関数中の反射位相差の理想値を $\pm\Delta P^\circ$ へ変更している. TE波, TM波の両偏波に対して, それぞれの反射位相特性を評価する関数となっている.

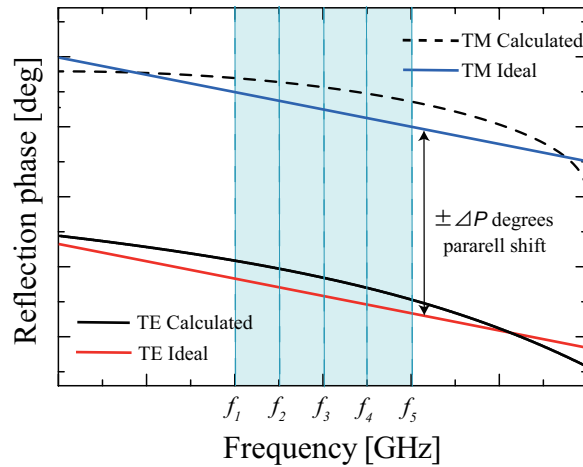


Fig. 6.1. Diagram of the fitness function.

### 6.2.2 設計条件

前節で提案した評価関数を用いて、任意の反射位相差を有する共振素子の設計を行う。設計条件を、中心周波数  $f = 15.0$ [GHz]、周波数帯域は 13.0GHz-17.0GHz とし、 $30^\circ$  入射において所望の反射位相特性を有する素子の設計を行う。なお、設計帯域において、評価周波数点は 5 ポイントとして行っており (1GHz ステップ)、尤度  $\alpha = 3.0^\circ$ 、位相特性の傾きは  $15.0$ [deg./GHz] としている。また、設計する反射位相差は  $\Delta P = \pm 90^\circ, \pm 180^\circ$  とし、各々の位相差設計において 12 素子ずつ設計を行う。単位セル基板には、ポリエチレン (厚さ  $h = 3.0$ [mm]、比誘電率  $\epsilon_r = 2.25$ ) を使用し、単位セルの  $x, y$  方向周期は  $d_x = d_y = 9.6$ [mm] としている。GA のパラメータは、前章と同様の値を用いており、選択方法にはトーナメント選択を採用し、交叉方法には一様交叉を用いる。交叉率は 0.8 とし、突然変異率は 0.01 とする。また、全世代数は 700 世代、一世代あたりの個体数は 200 とし、エリート戦略における最良個体保存数は 1 とする。

### 6.2.3 反射特性

各位相差  $\Delta P$  を  $+180^\circ, +90^\circ, -90^\circ, -180^\circ$  とした場合に、GA の最適化によって得られた 2 軸対称構造を有する任意形状素子形状を Fig. 6.2, 6.6, 6.10, 6.14 に示す。これらの素子に、TE 波 (V-pol.) および TM 波 (H-pol.) を  $30^\circ$  入射した場合の、反射位相差の解析結果を Fig. 6.3, 6.7, 6.11 および 6.15 に示している。これらの図より、設計素子の一部で特性劣化が見られるが、設計帯域内において、概ね所望の反射位相差が得られている事が分かる。また、同入射における、反射位相特性の解析結果を Fig. 6.4, 6.8, 6.12 および 6.16 に、交差偏波振幅特性の解析結果を Fig. 6.5, 6.9, 6.13 および 6.17 にそれぞれ示している。両偏波において、広帯域にわたり直線的かつ平行移動した位相曲線群を得ることができており、 $360^\circ$  の反射位相量が得られている。また、設計素子は 2 軸対称性を有していることから、両偏波において、交差偏波の振幅レベルは約  $-60$ dB 以下に抑制され、低交差偏

波特性を実現できている。以上の結果より、直交する二つの直線偏波間において任意の反射位相差を有する素子設計が可能であり、広帯域にわたり偏波を独立制御できることが明らかである。次節では、任意反射位相差を有する素子の応用例として、異なる2つの焦点を有するリフレクタレーの設計を行っていく。

### 6.3 リフレクタレーの設計例

本節では、任意反射位相差を有する素子の応用例として、異なる2つの焦点を有するリフレクタレーの設計を行い、その有効性を検証する。Fig. 6.18は、リフレクタレーの設計例を示している。設計条件は、設計周波数  $f_0 = 15[\text{GHz}]$ 、開口径  $D = 153.6[\text{mm}]$  ( $16 \times 16$  セル)、垂直偏波 (V-pol.) ホーンのオフセット角  $\theta_v = 15^\circ$ 、水平偏波 (H-pol.) ホーンのオフセット角  $\theta_h = 30^\circ$  とし、放射方向  $\Theta = 22.5^\circ$ 、エッジレベルが  $-15\text{dB}$  (リフレクタレー中心を  $0\text{dB}$  とした相対値) となるように、一次放射器の位相中心からリフレクタレーの中心までの距離は、垂直及び水平偏波励振ホーンでそれぞれ、 $R_v = 150[\text{mm}]$ 、 $R_h = 145[\text{mm}]$  としている。なお、一次放射器には、利得  $15\text{dB}$  のスタンダードゲイン角錐ホーンアンテナを用いている。また、誘電体基板としてポリエチレン (厚さ  $h = 3.0[\text{mm}]$ 、比誘電率  $\epsilon_r = 2.25$ ) を用いている。Fig. 6.19 及び 6.20 には、設計周波数  $15\text{GHz}$  における、垂直偏波および水平偏波入射時の開口面位相分布および振幅分布を示している。Fig. 6.19 に注目すると、各入射波に対して異なる位相分布となっている事が分かり、偏波間で独立した反射位相制御が必要になることが明らかである。また、Fig. 6.21 には、位相制御を行うためにアンテナ開口面で要求される反射位相差を示している。同図より、各セルにおいて、 $-180^\circ \sim +180^\circ$  の範囲内で、任意の反射位相差が要求されることが分かる。そこで、本アンテナに用いる任意形状素子の設計は、各励振ホーンからリフレクタレーの各セルへの入射角及び必要となる反射位相差を計算し、各セル毎に個別に最適化設計を行っている。Fig. 6.22 にリフレクタレーの設計結果を示す。また、同図中の右側には、アンテナに配列されている素子の一部を拡大し、各セルが有している反射位相差を示している。各々の素子において、任意の反射位相差を有している事が確認できる。

### 6.4 放射特性の評価

Fig. 6.23 に、試作したリフレクタレーアンテナの写真を示す。本アンテナを用いて、電波暗室にて放射特性の測定を行った。Fig. 6.24(a)~(k) に、垂直偏波 (V-pol.) 及び水平偏波 (H-Pol.) 入射における、 $10\text{GHz}$ - $20\text{GHz}$  の主偏波の放射特性の解析結果及び測定結果の比較を示している。同図より、ビームシフトはあるものの、両偏波において、主ビームの解析値と測定値は概ね一致している事が確認できる。また、設計帯域の  $13\text{GHz}$ - $17\text{GHz}$  においては、 $17\text{GHz}$  においてサイドローブレベルの測定値が高くなっているが、概ね約  $-15\text{dB}$  以下に抑制できている。Fig. 6.25(a)~(k) には、垂直偏波 (V-pol.) 及び水平偏波 (H-Pol.) 入射における、 $10\text{GHz}$ - $20\text{GHz}$  の交差偏波の放射特性の測定結果を示している。設計帯域内において、交差偏波レベルは約  $-30\text{dB}$  以下に抑えられており、広帯域にわたり低交差偏波特性が得られている。また、Fig. 6.26 及び 6.27 には、利得と開口能率の解析値及び測定

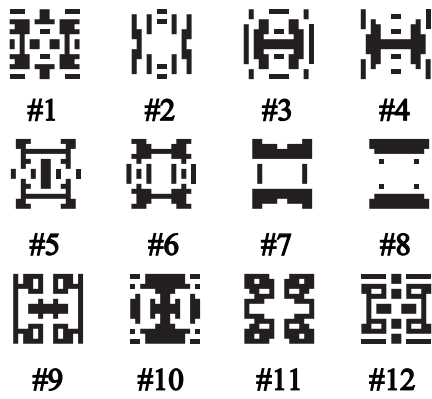


Fig. 6.2. Optimized geometries.

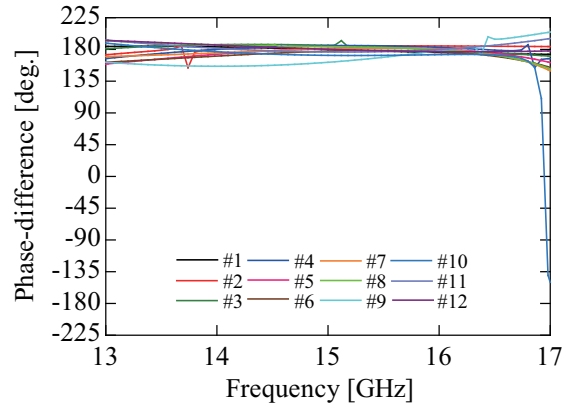
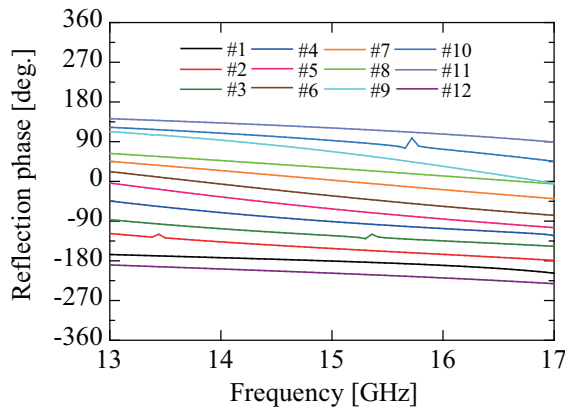
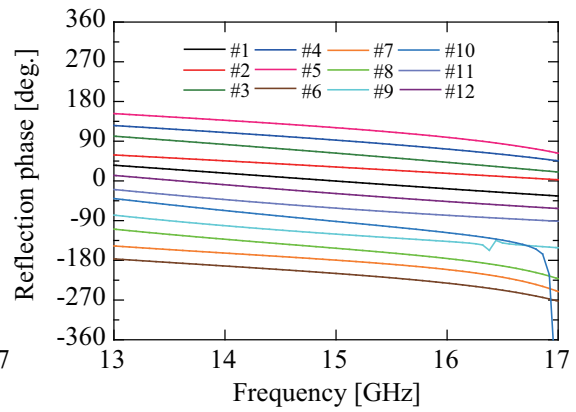


Fig. 6.3. Phase difference ( $+180^\circ$ ).

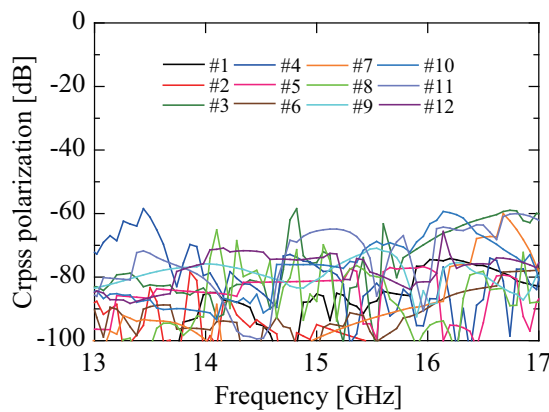


(a) TE incidence

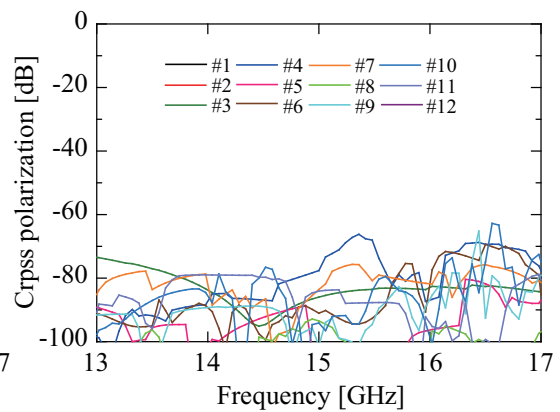


(b) TM incidence

Fig. 6.4. Reflection phase properties in the case of phase difference  $+180^\circ$  for the TE and the TM incidences.



(a) TE incidence



(b) TM incidence

Fig. 6.5. X-polar amplitude properties in the case of phase difference  $+180^\circ$  for the TE and the TM incidences.



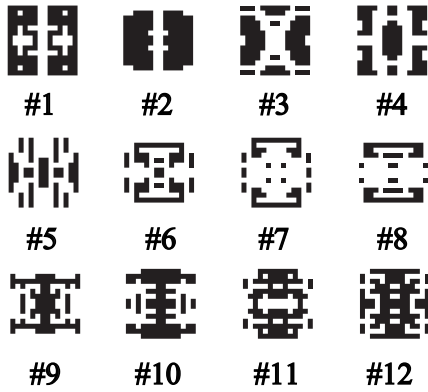


Fig. 6.6. Optimized geometries.

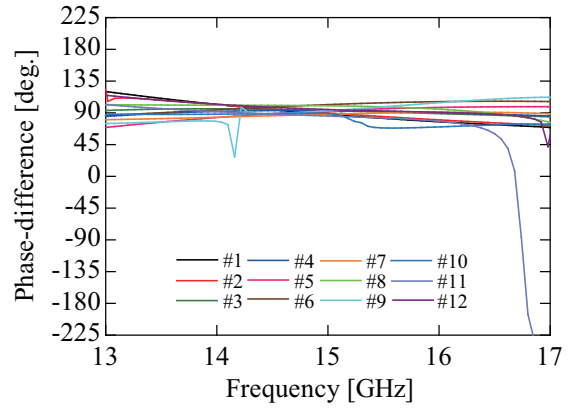
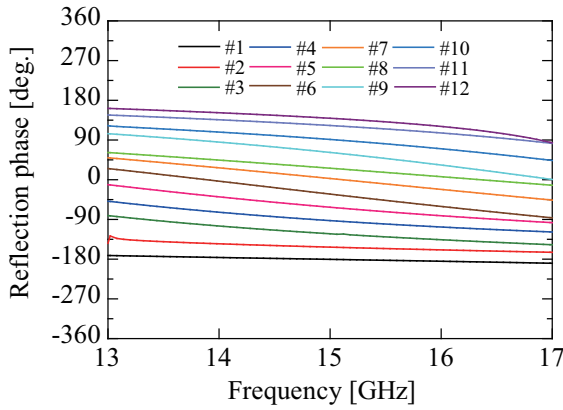
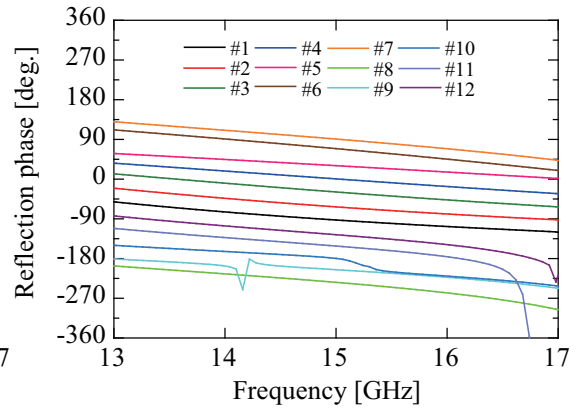


Fig. 6.7. Phase difference ( $+90^\circ$ ).

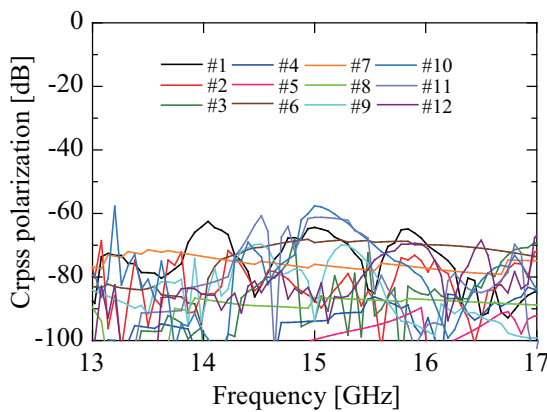


(a) TE incidence

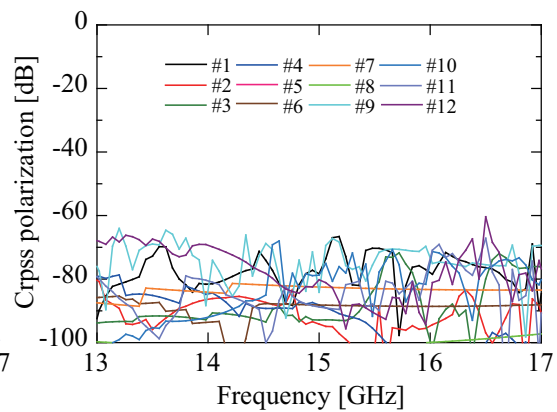


(b) TM incidence

Fig. 6.8. Reflection phase properties in the case of phase difference  $+90^\circ$  for the TE and the TM incidences.



(a) TE incidence



(b) TM incidence

Fig. 6.9. X-polar amplitude properties in the case of phase difference  $+90^\circ$  for the TE and the TM incidences.

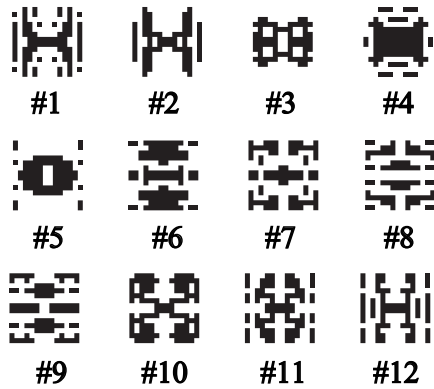


Fig. 6.10. Optimized geometries.

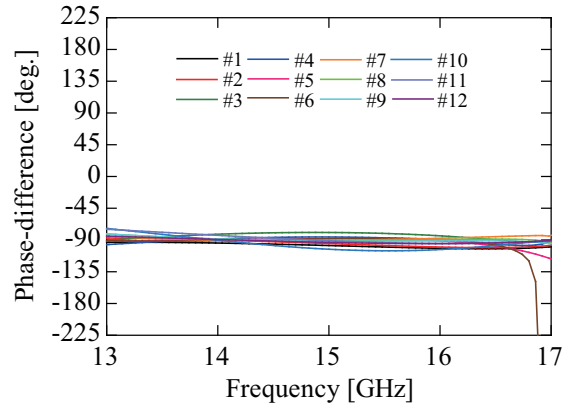
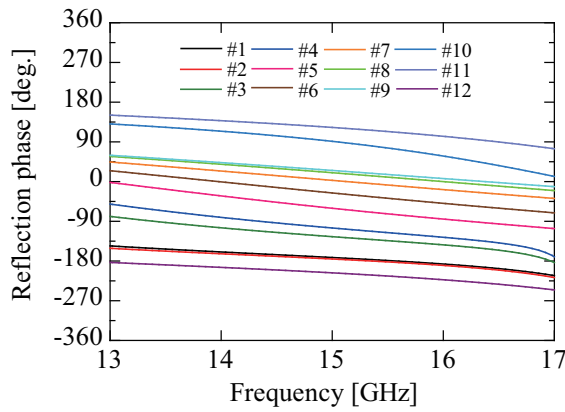
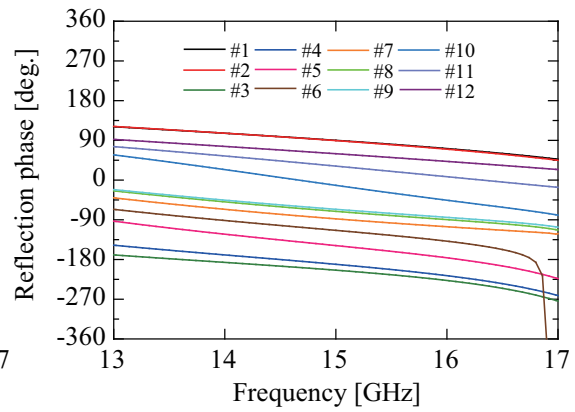


Fig. 6.11. Phase difference ( $-90^\circ$ ).

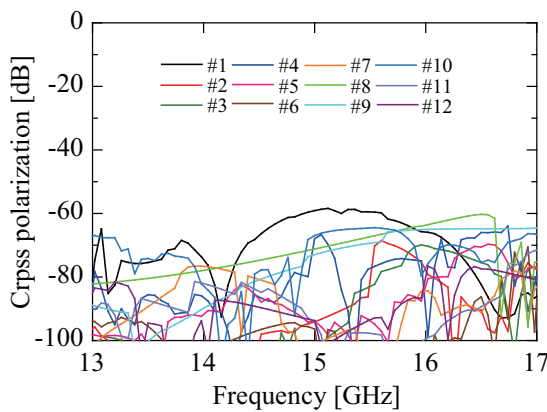


(a) TE incidence

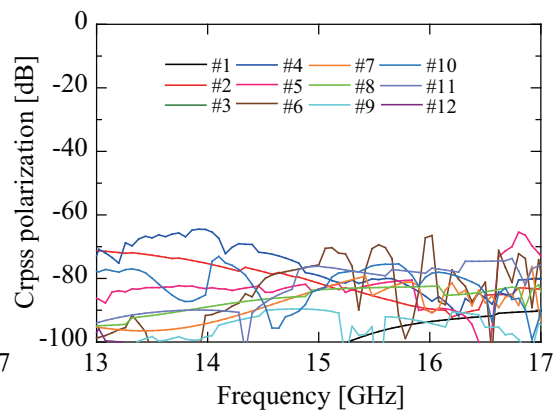


(b) TM incidence

Fig. 6.12. Reflection phase properties in the case of phase difference  $-90^\circ$  for the TE and the TM incidences.



(a) TE incidence



(b) TM incidence

Fig. 6.13. X-polar amplitude properties in the case of phase difference  $-90^\circ$  for the TE and the TM incidences.

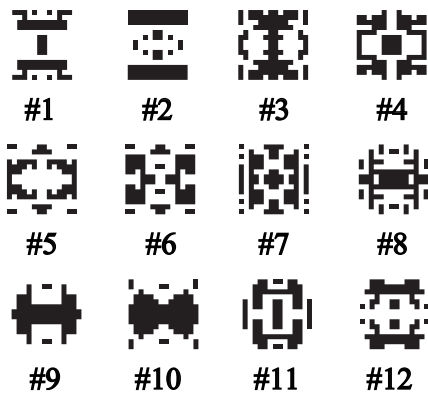


Fig. 6.14. Optimized geometries.

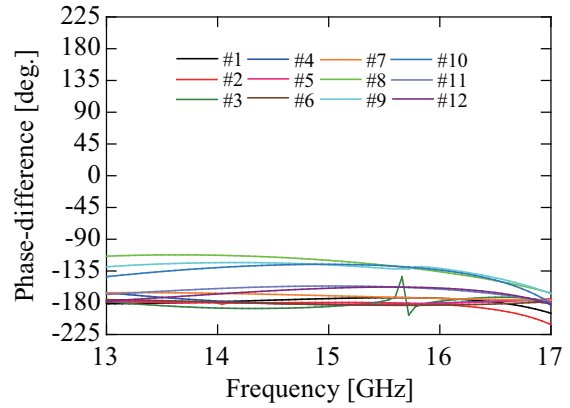
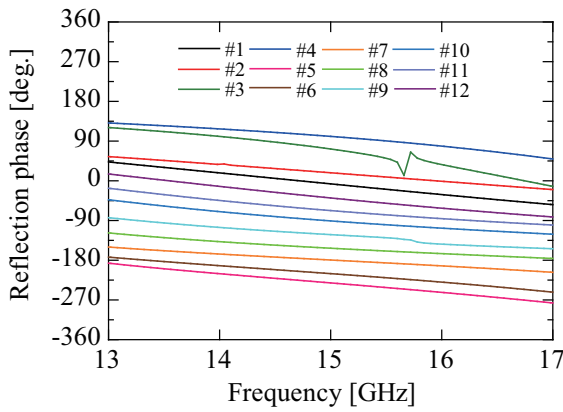
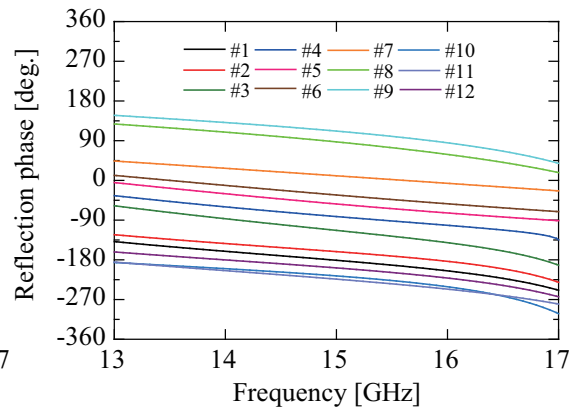


Fig. 6.15. Phase difference ( $-180^\circ$ ).

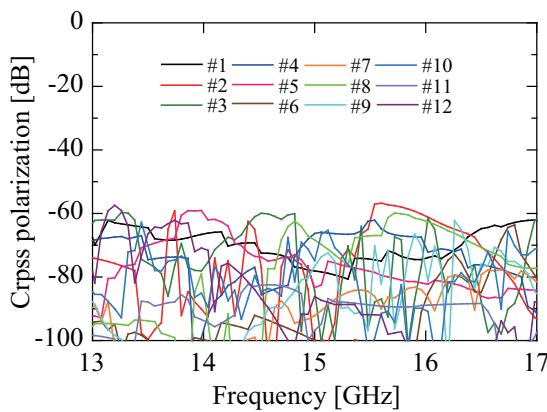


(a) TE incidence

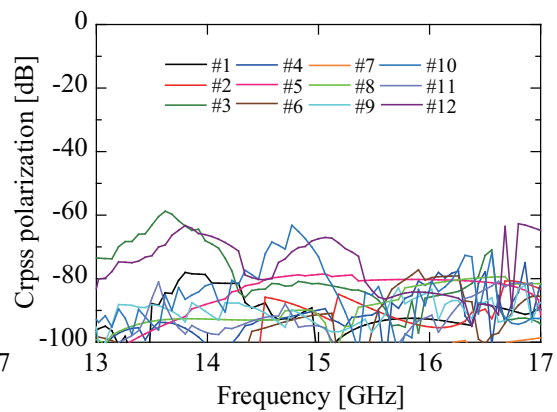


(b) TM incidence

Fig. 6.16. Reflection phase properties in the case of phase difference  $-180^\circ$  for the TE and the TM incidences.



(a) TE incidence



(b) TM incidence

Fig. 6.17. X-polar amplitude properties in the case of phase difference  $-180^\circ$  for the TE and the TM incidences.

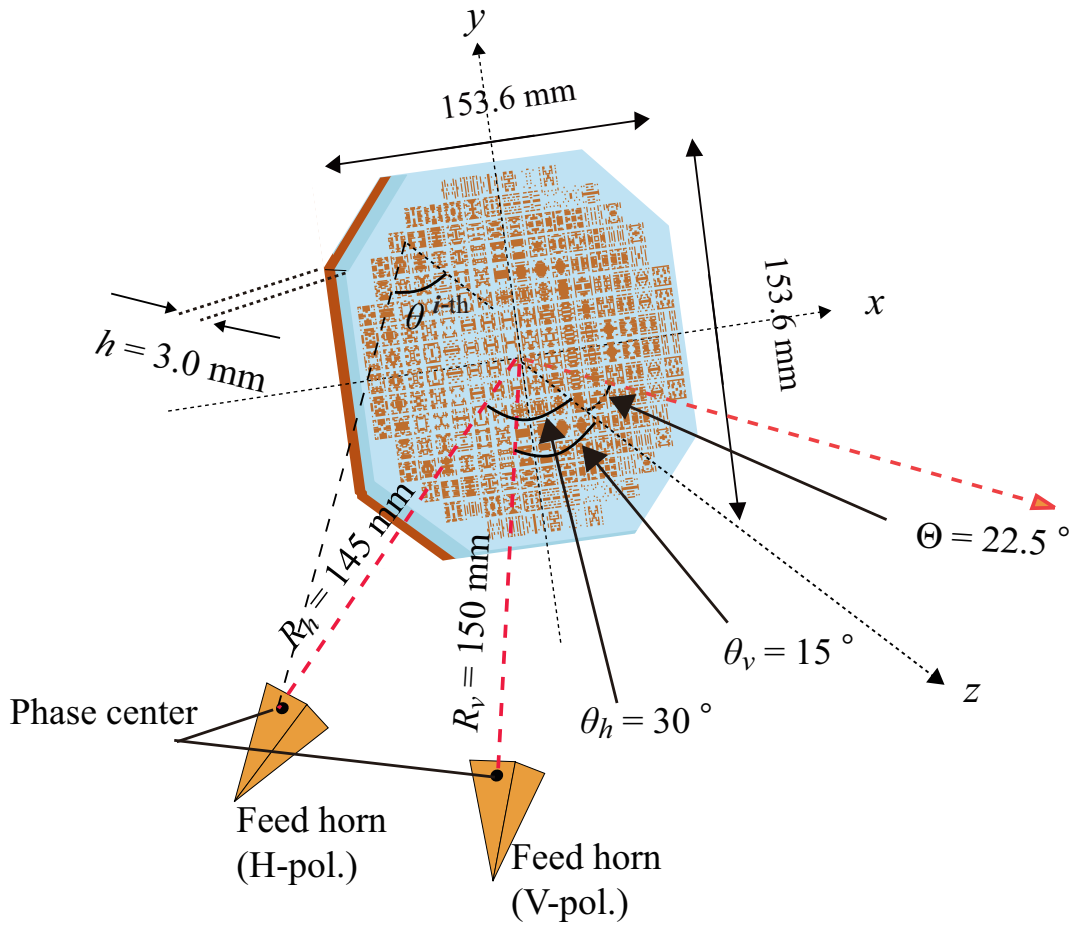


Fig. 6.18. Design example.

値の比較をそれぞれ示している. 同図より, 両偏波とも, 計算値と測定値は概ね一致している. 中心周波数 15GHz における利得の計算値及び測定値は, 垂直偏波入射時はそれぞれ, 25.8dB, 25.3dB となり, 水平偏波入射時ではそれぞれ, 24.9dB, 25.0dB となっている. また, 開口能率の計算値および測定値は, 垂直偏波入射時はそれぞれ, 68.5%, 60.2% となり, 水平偏波入射時ではそれぞれ, 55.8%, 56.4% となっている. Fig. 6.28 には, 主偏波に対する交差偏波のピーク値の測定結果を示している. 同図より, 両偏波において, 10GHz-18GHz の範囲で約 -30dB 以下に抑えられており, 設計帯域内の 13GHz-17GHz においては, 約 -33dB 以下となっている.

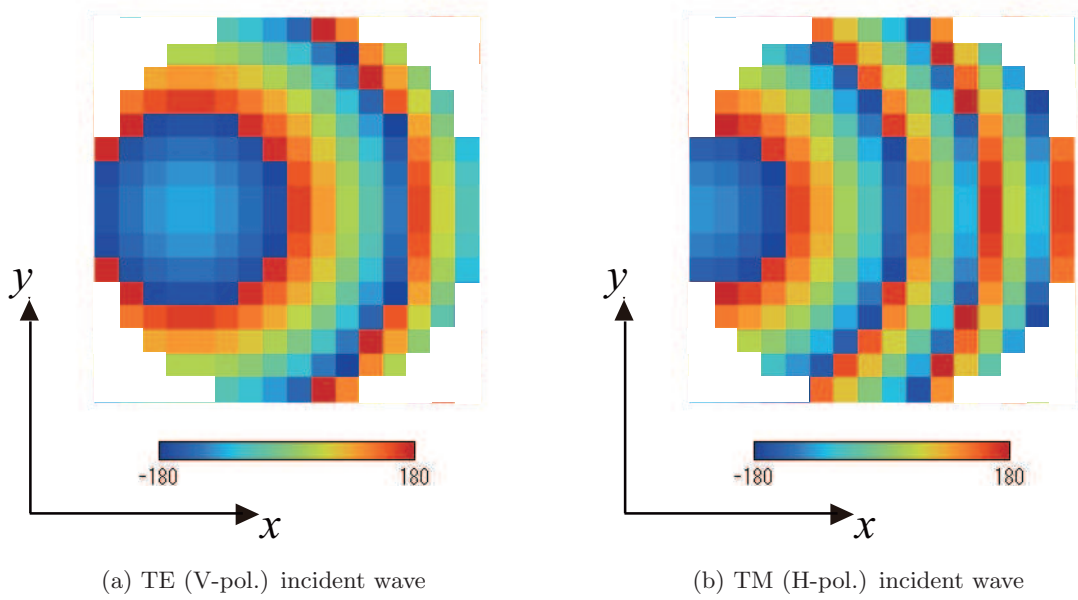


Fig. 6.19. Phase distribution of the TE (V-pol.) and the TM (H-pol.) incident waves on aperture at 15GHz..

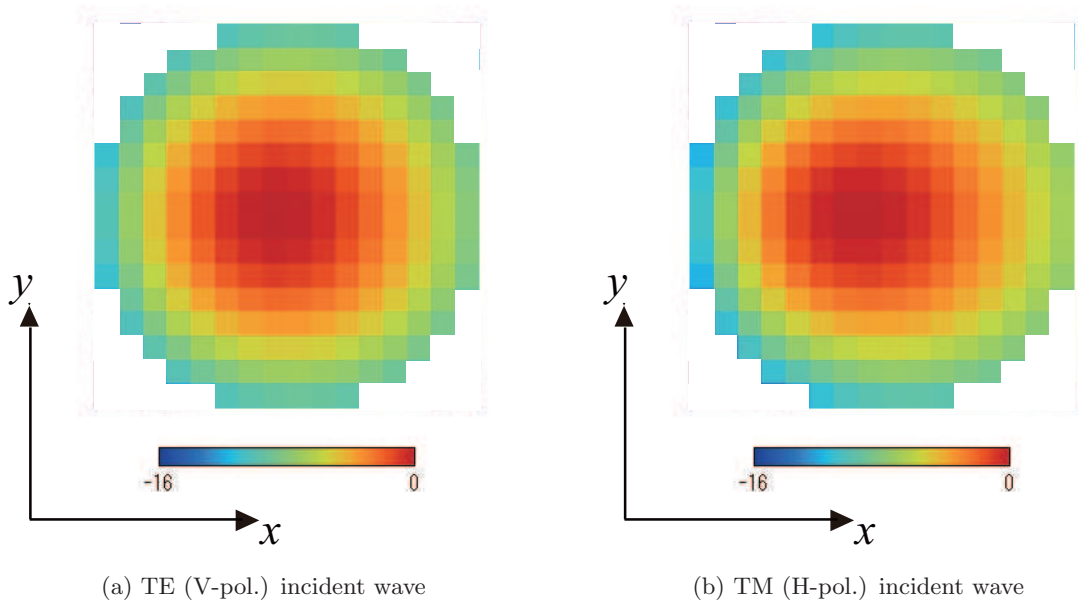


Fig. 6.20. Amplitude distribution of the TE (V-pol.) and the TM (H-pol.) incident waves on aperture at 15GHz.

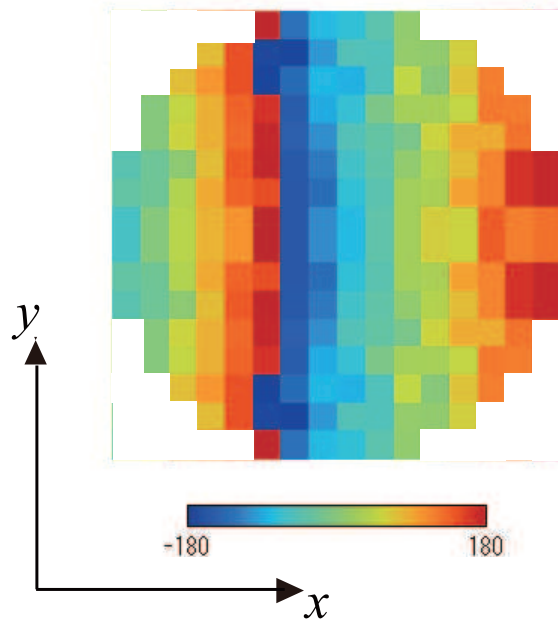


Fig. 6.21. Required phase difference on aperture at 15GHz.

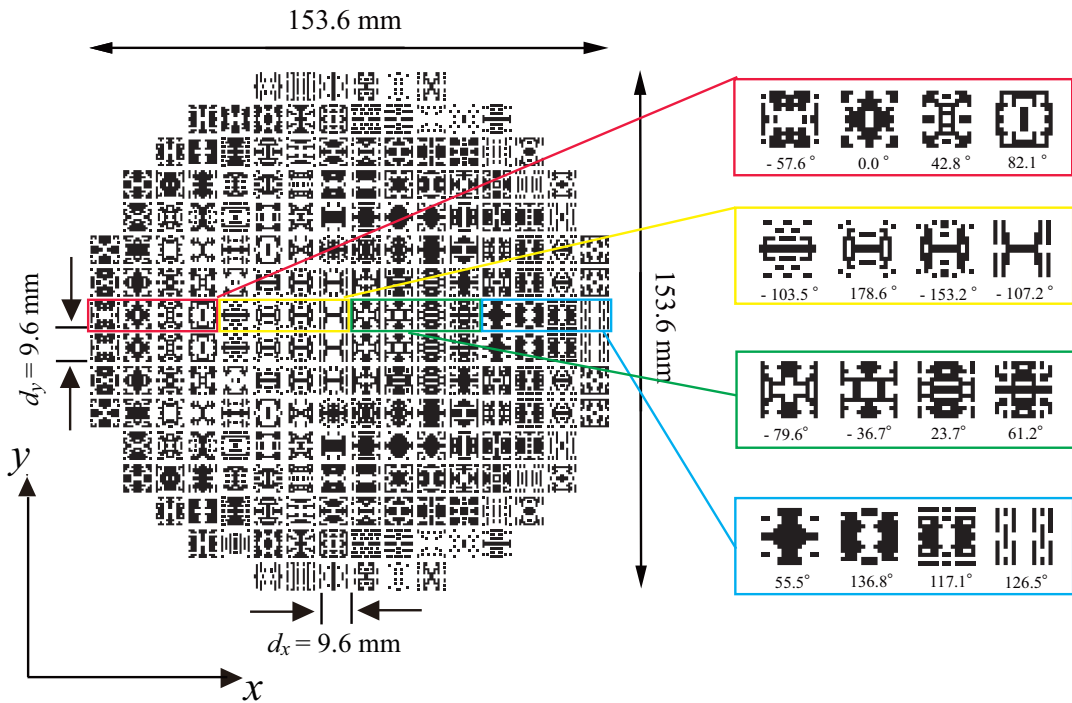


Fig. 6.22. Designed reflectarray antenna.

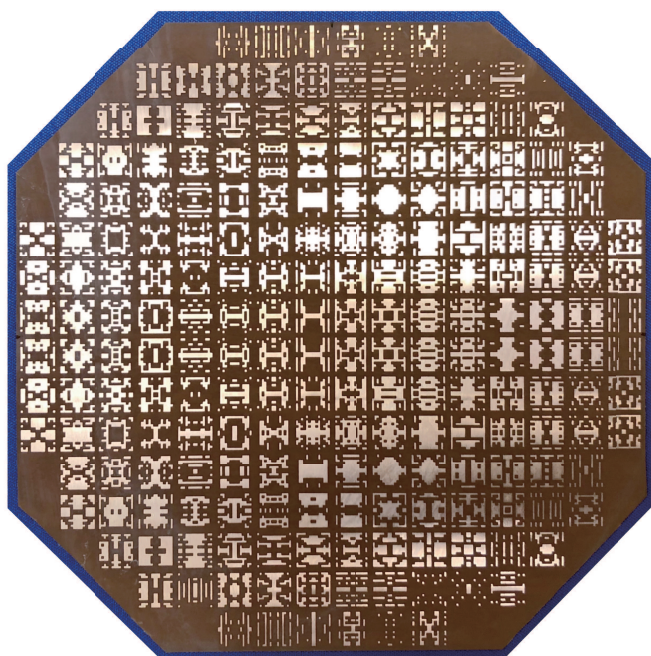
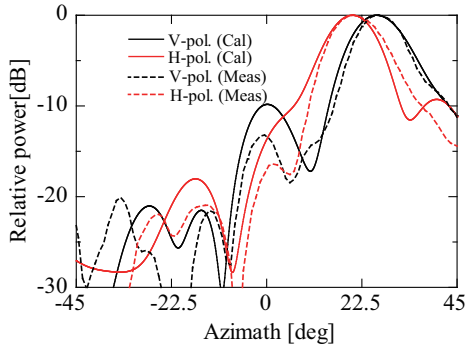
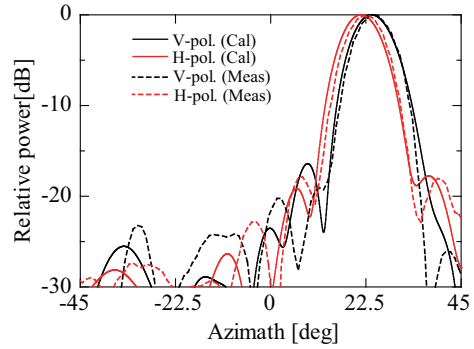


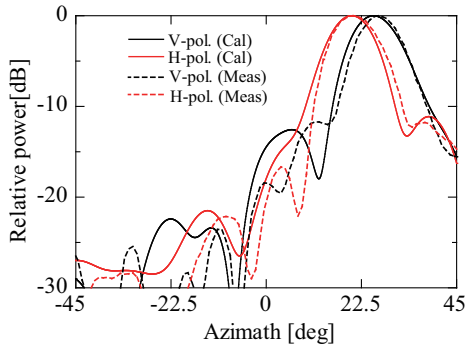
Fig. 6.23. Photograph of the fabricated reflectarray surface.



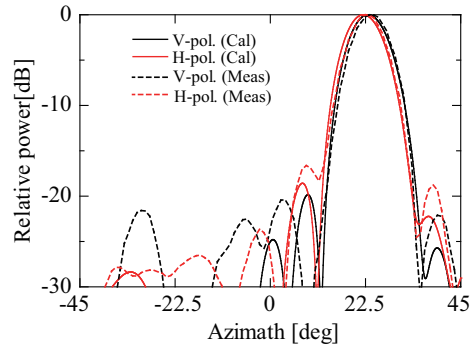
(a) 10GHz



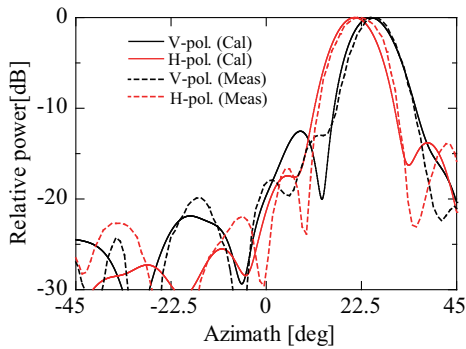
(d) 13GHz



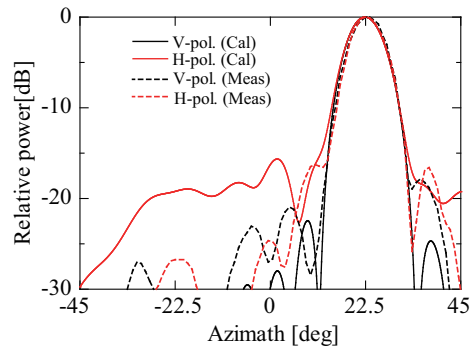
(b) 11GHz



(e) 14GHz



(c) 12GHz



(f) 15GHz



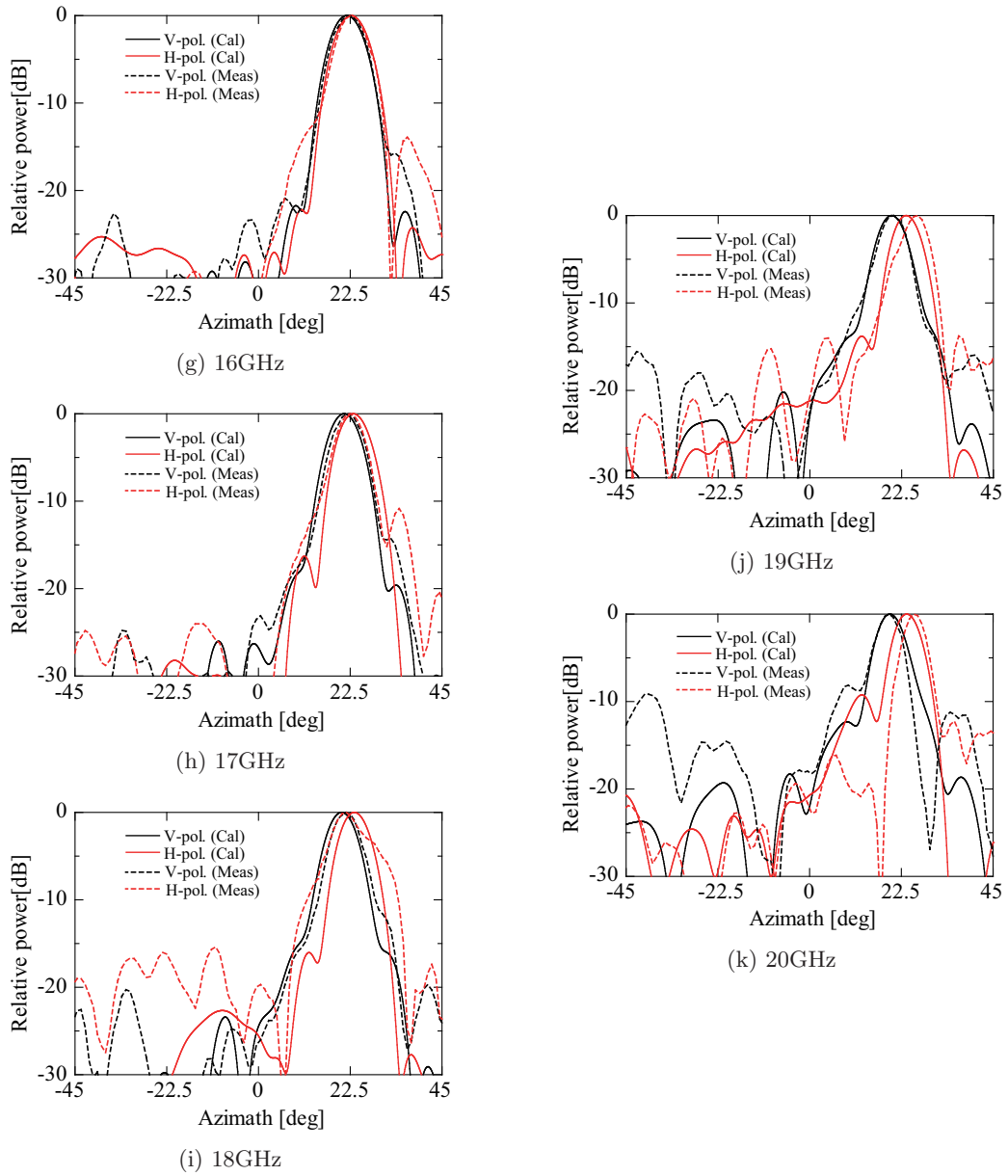
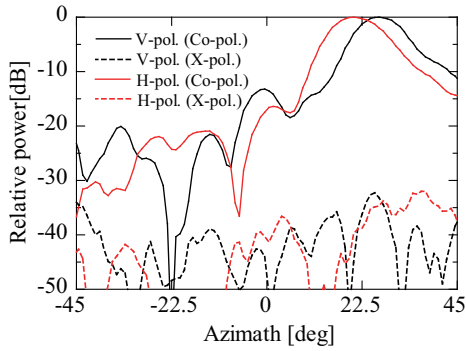
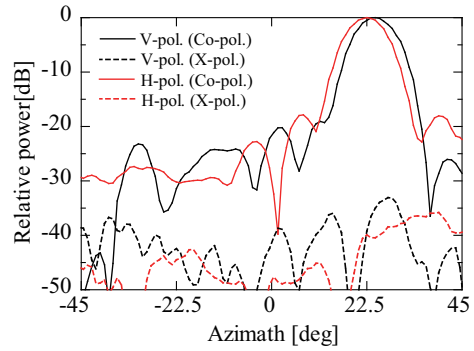


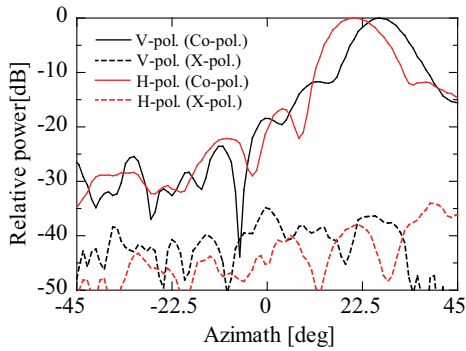
Fig. 6.24. Radiation patterns.



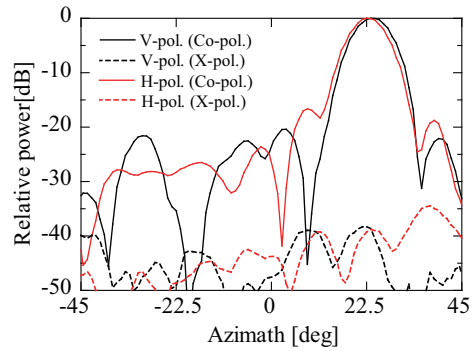
(a) 10GHz



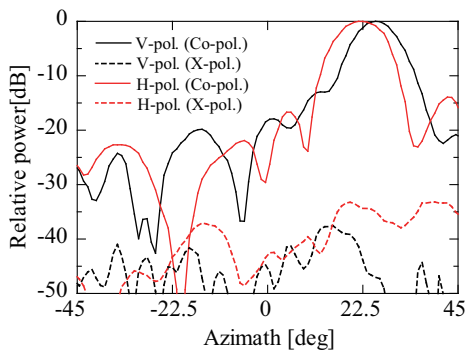
(d) 13GHz



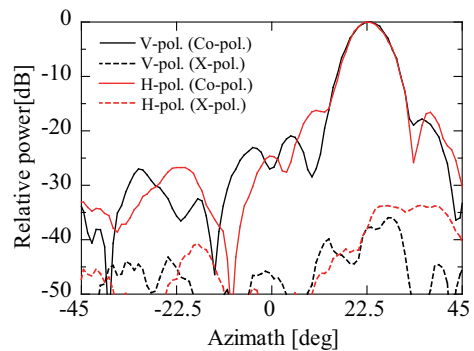
(b) 11GHz



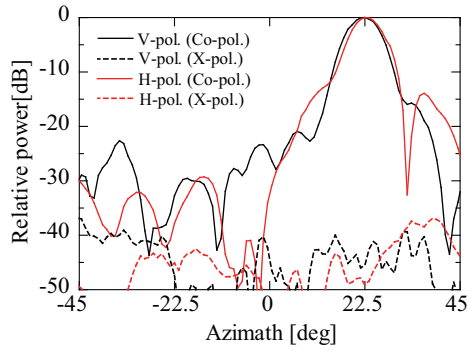
(e) 14GHz



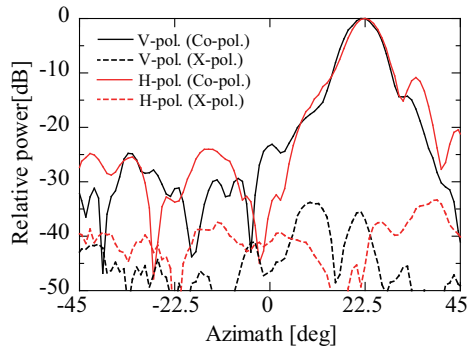
(c) 12GHz



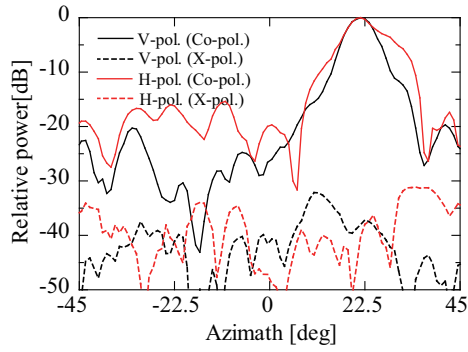
(f) 15GHz



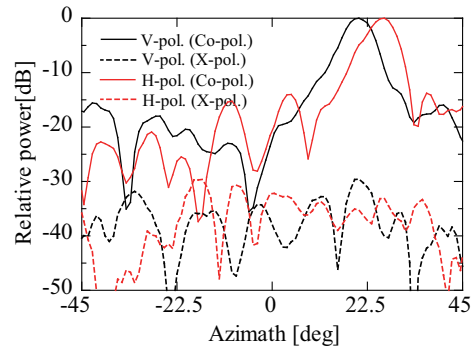
(g) 16GHz



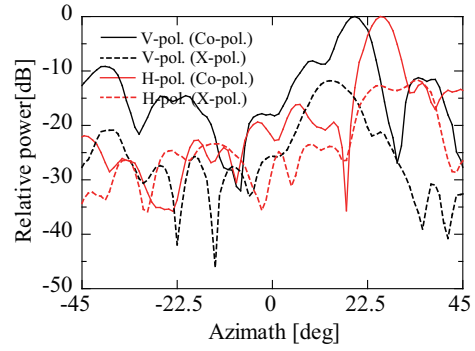
(h) 17GHz



(i) 18GHz



(j) 19GHz



(k) 20GHz

Fig. 6.25. Radiation patterns.

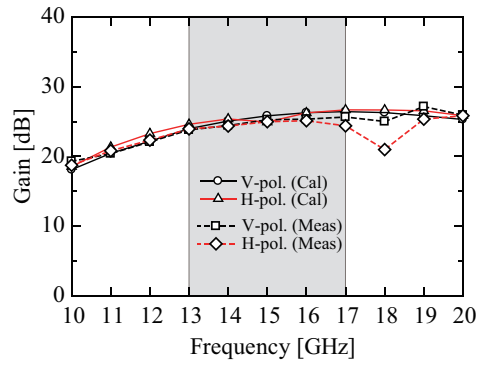


Fig. 6.26. Comparison between the calculated and the measured gains for the V- and H-polarizations.

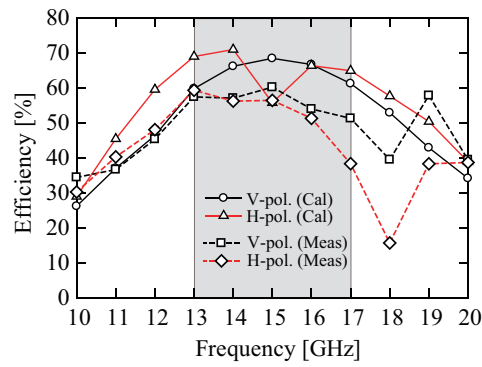


Fig. 6.27. Comparison between the calculated and the measured aperture efficiency for the V- and H-polarizations.

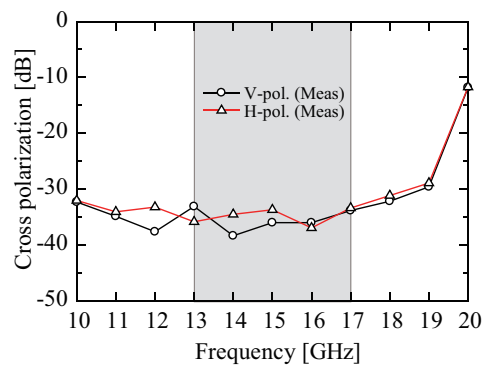


Fig. 6.28. Comparison between the calculated peak cross polarization levels and the measured ones for the V- and H-polarizations.

## 6.5 結論

本章では、遺伝的アルゴリズムを用いて最適化設計を行った任意の反射位相差を有する任意形状リフレクタレー共振素子を提案した。提案素子は、設計帯域内において、直交する偏波間で所望の反射位相差を維持し、 $360^\circ$ の範囲の反射位相量が得られるとともに、2軸対称構造にすることで、低交差偏波特性が得られる事を明らかにした。そして、任意の反射位相差を有するリフレクタレー素子の応用例として、2給電構成の異なる2つの焦点を持つ単層構造リフレクタレーアンテナの設計を行い、リフレクタレーの各セルにおいて個別最適化を行った。最適化により得られた任意形状素子は、直交する偏波間において $-180^\circ \sim +180^\circ$ の範囲で、任意の反射位相差が得られる事を示した。また、設計したアンテナを試作し、放射特性の数値的及び実験的な評価により、各々の偏波を独立に制御できる事を明らかにし、本章で提案した素子及び本設計の有効性が確かめられた。

## 参考文献

- (6-1) E. M. Piao, J. A. Encinar, M. Barba, R. Florencio, R. R. Boix, and V. Losada, "Dual polarized reflectarray transmit antenna for operation in Ku- and Ka-bands with independent feeds," *IEEE Trans. and Propagat.*, Vol.65, No.6, pp.3241-3246, Jun. 2017.
- (6-2) J. A. Encinar, R. Florencio, M. Arrebola, M. A. S. Natera, M. Barba, J. E. Page, R. Biox, and G. Toso, "Dual-polarization reflectarray in Ku-band based on two layers of dipole array for a transmit-receive satellite antenna with South American coverage," *Int. J. Microw. Wirel. T.*, 10(2), pp.149-159, Feb. 2018.
- (6-3) 藤本優生, 若島慎一郎, 出口博之, 辻幹男, "Ω型共振素子を用いたカーペットクロッキング及び偏波依存イリュージョンクロッキング," *電子情報通信学会論文誌 C*, Vol.J101-C, No.12, pp.489-497, Dec. 2018.
- (6-4) Zhou, S. B. Sorensen, and H. Viskum, "Multiple spot beam reflectarrays for high throughput satellite applications," *Proceedings of Internatilan Symposium on IEEE Antennas and Propagation(APS)*, pp.1213-1214, Jul. 2016.
- (6-5) D. Martinez-de-Rioja, E. Martinez-de-Rioja, J. A. Encinar. R. Florencio, and G. Toso, "Reflectarray to generate four adjacent beams per feed for multispot satellite antennas," *IEEE Trans. and. Antennas Propagat.*, Vol.67, No.2, pp.1265-1269, Feb. 2019.
- (6-6) 牧野滋, 小幡亮太, 竹島健飛, 須永誼, 瀧川道生, 中嶋宏昌, "リフレクトアレーを用いた衛星搭載アンテナ," *電子情報通信学会総合大会*, B-1-51, Mar. 2018.
- (6-7) 東大智, 出口博之, 辻幹男, "直交二偏波間において任意反射位相差を有するリフレクトアレー素子," *電磁界理論研究会*, EMT-17-145, pp.231-236, Nov. 2017.
- (6-8) D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji, "GA-produced reflectarray elements having arbitrary phase-difference between two orthogonal linear-polarizations," *IEEE Antennas and Propagat. Symp. Digest*, pp.1641-1642, 2018.

## 第7章 結言および謝辞

本章では,これまで述べてきた各章の要点及び成果をまとめ,本論文が従来の研究に見られなかった新規な研究で有ることを明確にするため,多くの成果を箇条書きにして明確にしている.また,本論文をまとめるに当たり御指導ないし御協力を頂いた方々に対する謝辞を述べた.

### 7.1 結言

これまでの各章では,リフレクタレーの高性能化を実現するための重要要素となる共振素子として,広帯域直交偏波共用性,低交差偏波特性,偏波変換特性及び任意の反射位相差を有する新たなリフレクタレー共振素子の開発を行い,素子の高性能化に関する事柄を述べてきた.本論文では,広帯域直交偏波共用特性及び低交差偏波特性を実現する共振素子,直線一円偏波変換特性を有する共振素子の開発を行った.また,遺伝的アルゴリズム(GA)による最適化手法を用いることで,二つの直線偏波間で大きな反射位相差を必要とする直交偏波変換素子の設計も行った.さらに,偏波変換素子の応用として,直交する二偏波間において任意の反射位相差を有する共振素子の開発も行い,各入射偏波を独立に制御可能であることを明らかにした.その結果,従来よりも高性能な特性を有するリフレクタレーを実現した.本研究で得られた成果は次の通りである.

- (1) 広帯域にわたり低交差偏波特性を有するリフレクタレー共振素子形状として, $\Omega$ 型形状及び4軸対称形状を提案した.提案素子は,TE波, TM波の両偏波において,広帯域にわたり,直線的かつ平行移動した反射位相特性を有しており,  $360^\circ$ の反射位相量を確保可能であることを示し,両形状ともに,良好な偏波特性を有している事を示した.  $\Omega$ 型は,従来形状の凸部を低くし且つ素子長を確保するために,入射電界に対して平行となるように形状を $\Omega$ 型に変形した形状となっており,各 $\Omega$ 型ストリップ素子形状に軸対称性を持たせる事で,空間への交差偏波成分の放射を低減する事が可能となり,低交差偏波特性が得られる事を示した.また,更なる低交差偏波特性を実現する素子形状として,4軸対称形状を提案した.本形状は,直交偏波共用性及び軸対称性を実現するため,共振素子を単位セルの4分の1領域に配置し,直交する2軸および対角線の2軸に対して対称性を持つ構造となっている.4軸対称性を持たせることで,ストリップ導体上の電流が対称に分布し,交差偏波に寄与する電流成分はほぼキャンセルされることになり,広帯域にわたり低交差偏波特性が得られる事を明らかにした.さらに,提案素子を用いた直交偏

波共用リフレクタレーアンテナをKu帯で設計・試作し、放射特性の数値的及び実験的評価を行った結果、主偏波、交差偏波とも広帯域にわたり良好な放射特性を得ることができた。さらに、従来形状、 $\Omega$ 型形状、4軸対称形状の交差偏波特性を比較することで、従来形状よりも、提案形状の交差偏波特性が大きく改善されている事が確認でき、提案素子の有効性が確かめられた。

- (2)  $\Omega$ 型形状用いた直線-円偏波変換特性を有する新たなリフレクタレー共振素子を提案した。提案した素子は、各入射直線偏波に対して独立に動作させることができるため、 $90^\circ$ の反射位相差が容易に設計できる事を示した。また、基本形状の決定後、素子長を増減するだけで、広帯域にわたり所望の反射位相量を確保する事ができ、良好な円偏波変換特性が得られることを数値的検討により示した。そして最後に、提案素子を用いて円偏波変換リフレクタレーアンテナを設計・試作し、放射特性の数値的及び実験的評価を行った結果、広帯域にわたり良好な円偏波特性を得ることができ、偏波変換素子の有効性が確かめられた。
- (3) 遺伝的アルゴリズムを用いて最適化設計を行い、直交偏波変換特性を有する任意形状リフレクタレー共振素子を提案した。提案した素子は、直線偏波入射時において、広帯域にわたり低交差偏波特性かつ直線的で平行移動した反射位相特性が得られることを示した。また、最適化段階において単位セル内に2軸対称性を持たせることで、二つの入射直線偏波間において、所望の反射位相差が得られ、設計帯域内で良好な偏波変換特性が得られることを明らかにした。そして、提案した共振素子の有効性を確認するため、オフセット給電リフレクタレーの設計、試作を行い、電波暗室において放射特性の評価を行った結果、広帯域にわたり良好な直交偏波変換特性を得ることができ、本章で提案した直交偏波変換素子の有効性および設計手法の妥当性が確かめられた。
- (4) 2つの直線偏波間で任意の反射位相差を有する任意形状リフレクタレー共振素子を提案した。提案素子は、設計帯域内において、直交する偏波間で所望の反射位相差を維持し、 $360^\circ$ の範囲の反射位相量が得られるとともに、2軸対称構造にすることで、低交差偏波特性が得られる事を明らかにした。そして、任意の反射位相差を有するリフレクタレー素子の応用例として、2給電構成の異なる2つの焦点を持つ単層構造リフレクタレーアンテナの設計を行い、リフレクタレーの各セルにおいて個別最適化を行った。最適化により得られた任意形状素子は、直交する偏波間において $-180^\circ \sim +180^\circ$ の範囲で、任意の反射位相差が得られる事を示した。また、設計したアンテナを試作し、放射特性の数値的及び実験的な評価により、各々の偏波を独立に制御できる事を明らかにし、本章で提案した素子及び本設計の妥当性が確かめられた。

本論文では、このように、高性能かつ多機能なリフレクタレー共振素子を新たに開発し、リフレクタレーアンテナとしての放射特性の数値的、実験的な検討により、リフレクタレーの高性能化に関する研究成果をあげることができた。リフレクタレーの性能は、反射素子の周波数特性や機能に大きく依存するため、このような、素子の特性向上や多機能化の研究を行うことにより、今後、従来の一次放射器系や反射鏡・板系



に比べてより簡単な構成でアンテナを実現して小型化が図れるとともに、特性向上による更なる高性能化が期待できる。

## 7.2 謝辞

本研究は、出口博之教授の御指導の下に行ったものであり、終始適切なる御指導ならびに御鞭撻を賜りました同教授に衷心より感謝の意を表します。

また、本研究を進めるにあたり、暖かい御指導ならびに御助言を頂きました辻幹男教授に深く感謝致します。さらに、有益な御討論、御助言を頂いた本学超高周波工学研究室の卒業生の方々に感謝します。

最後に、本研究をまとめるに当たり、日々暖かく見守ってくれた両親に深く感謝します。本研究は、以上の方々の他、数多くの方々の御指導、御協力のもとに達成できたものであります。ここに、謹んで御礼申し上げます。

# 付録A リフレクタレーの解析法

本付録では、リフレクタレーの一次放射器として用いる角錐ホーンアンテナの放射特性について述べ、次にリフレクタレーの放射特性の解析法(開口面法)について述べる。

## A.1 一次放射器

リフレクタレーに用いる一次放射器としては、Fig. A.1に示す角錐ホーンアンテナを用いる。その放射特性は、開口面法を用いて計算することができ、開口径が十分に大きい場合、以下の式を用いて計算される。

$$E_r(r, \theta, \phi) = \frac{e^{-jkr}}{R_i} F(r, \theta, \phi) a_n \quad (\text{A.1})$$

ここで、指向性関数  $F$  は、

$$F(r, \theta, \phi) = \frac{j}{\lambda} \frac{ab}{4} \frac{1 + \cos \theta}{2} f_x(t_h, u_h) f_y(t_e, u_e) \quad (\text{A.2})$$

である。ただし、 $f_x$ 、 $f_y$  は次式で与えられる。

$$f_x(t_h, u_h) = \int_{-1}^1 \cos\left(\frac{\pi \bar{x}}{2}\right) e^{-j2\pi t_h \bar{x}^2} e^{j\pi u_h \bar{x} \cos \phi} d\bar{x} \quad (\text{A.3})$$

$$f_y(t_e, u_e) = \int_{-1}^1 e^{-j2\pi t_e \bar{y}^2} e^{j\pi u_e \bar{y} \sin \phi} d\bar{y} \quad (\text{A.4})$$

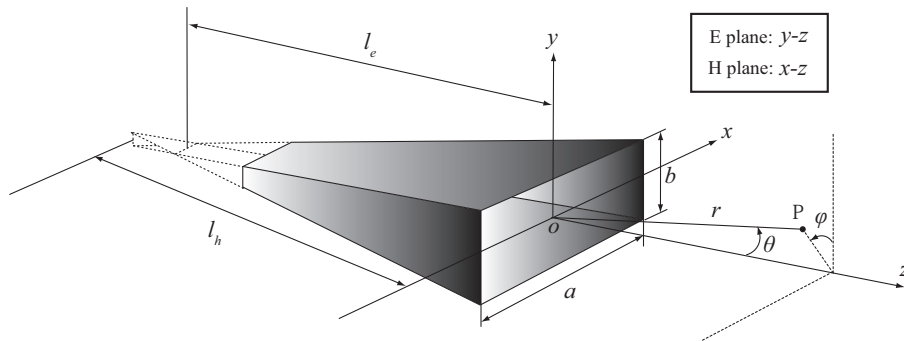


Fig. A.1. Configuration of pyramidal horn antenna.

$u_x, u_y, t_x, t_y$  は,  $\theta, r$  に関するパラメータであり, 次式により変換される.

$$u_x \equiv \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta \quad (\text{A.5})$$

$$u_y \equiv \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta \quad (\text{A.6})$$

$$t_x \equiv \frac{a^2}{8\lambda} \left( \frac{1}{l_h} + \frac{1}{r} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$t_y \equiv \frac{b^2}{8\lambda} \left( \frac{1}{l_e} + \frac{1}{r} \right) \quad (\text{A.8})$$

以上の解析法を用いて, リフレクタレー設計に用いる標準ホーンに対して, 放射特性の計算を行う. 本論文におけるリフレクタレー設計には, 一次放射器として Standard Gain Horn(Model:18240-20dB, 15dB) を用いる.

## A.2 開口面法

まず, リフレクタレーの開口面における電界  $\mathbf{E}_a$  は, 一次放射器から吹き付けられた入射波  $\mathbf{E}^{inc}$  (付録E参照) に, 共振素子の反射位相  $\Phi^{ref}$  および反射係数の振幅  $A^{ref}$  を乗じることにより求められる. 従って,

$$\mathbf{E}_a = \mathbf{E}^{inc} A^{ref} e^{j\Phi^{ref}} \quad (\text{A.9})$$

である. リフレクタレーの開口面分布が定まったならば, 開口面法を用いることにより遠方界の電界を計算することができる. このとき, 共振素子が存在する単位セルごとに開口面を分割して, それぞれのセルに対して開口面法を適用することにより, 遠方界における電界  $\mathbf{E}$  は次式のように求められる,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, \theta, \phi) &= \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} \int_S \mathbf{E}_a e^{jk(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi)} dS \\ &= \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} \sum_{i=1}^{N_{ele}} \left( \mathbf{E}_i^{inc} A_i^{ref} e^{j\Phi_i^{ref}} \right) e^{jk(x_i \sin \theta \cos \phi + y_i \sin \theta \sin \phi)} \cos \theta dx dy \quad (\text{A.10}) \end{aligned}$$

ただし,  $N_{ele}$  は共振素子の総数であり, 添え字の  $i$  はセル番号を表すものとする. またアンテナの絶対利得  $G_a$  は, 次式で定義される.

$$G_a(\theta, \phi) = \frac{4\pi |\mathbf{E}(\theta, \phi)|^2}{\int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} |\mathbf{E}^{inc}(\theta', \phi')|^2 \sin \theta' d\theta' d\phi'} \quad (\text{A.11})$$

上式より明らかなように,  $G_a$  は方向  $(\theta, \phi)$  の関数である. ここで, 最大利得方向におけるアンテナの利得を  $G$  と置くと, リフレクタレーの実行面積  $A_e$  は次式より計算できる.

$$A_e = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} \quad (\text{A.12})$$

さらにリフレクタレーアンテナの面積を  $A$  とおくと, 実効面積  $A_e$  より開口能率  $\beta$  を求めることができる.

$$\beta = \frac{A_e}{A} \quad (\text{A.13})$$

## 付録B 共振素子の反射特性の解析法

本付録では、リフレクタレー設計に用いる共振素子の反射特性の解析法について述べる。反射特性の解析は、Fig. B.1に示す様に、同一セルが無限周期配列された構造を想定し、モーメント法を用いて行う。ただし、実際のアンテナ設計においては、隣り合うセルは異なる素子である場合が多い。従って、素子間相互結合により生じる予期せぬ特性の劣化に注意する必要がある。

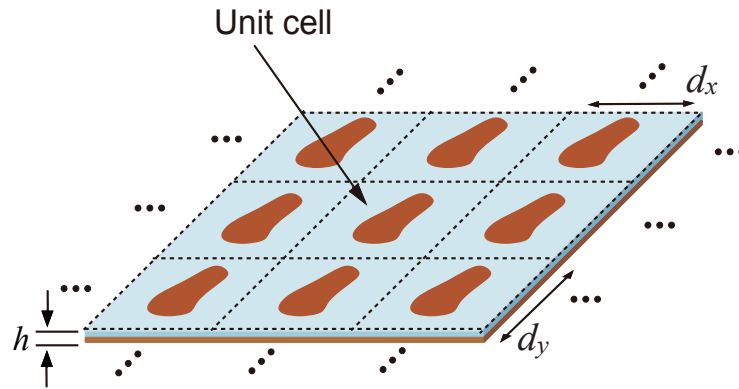


Fig. B.1. Basic of reflectarray elements based on resonance behavior for dual polarization.

### B.1 素子構造と電界積分方程式

共振素子の反射特性、すなわち散乱行列  $\mathbf{S}_{11}$  は、共振素子上の電流分布より算出されることから、反射特性の解析は電流分布の解析に帰着する。そのため、本節においては導体上の未知電流分布の計算方法について説明を行う。まず、単一素子からの散乱電界  $\mathbf{E}^{(s)}$  を表すと、

$$\mathbf{E}^{(s)} = -j\omega\mu_0\mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) \quad (\text{B.1})$$

で与えられる。ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  およびグリーン関数  $G$  は、

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \iint_S G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') dS' = G * \mathbf{J} \quad (\text{B.2})$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (\text{B.3})$$

である。 $\mathbf{r}$  および  $\mathbf{r}'$  は、それぞれ観測点、波源の位置ベクトルを表し、 $S$  は波源である導体素子上で積分することを意味する。また、ここでの  $*$  は畳み込み演算を意味する。

次に、素子が  $x$  方向に周期  $d_x$ ,  $y$  方向に周期  $d_y$  で2次元無限周期構造で配列されているとすると、周期境界条件 (Floquet の定理, 付録C参照) を適用して、散乱電界の接線成分  $\mathbf{E}_t^{(s)}$  はマトリクス形式で次式のように表される。

$$-\begin{bmatrix} E_x^{(s)}(x, y) \\ E_y^{(s)}(x, y) \end{bmatrix} = \frac{1}{d_x d_y} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{yx} \\ \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{-jk_{xp}x} e^{-jk_{yq}y} e^{-jk_{zpq}z} \quad (\text{B.4})$$

ここで、 $\tilde{G}_{xx}, \tilde{G}_{yx}, \tilde{G}_{xy}$  および  $\tilde{G}_{yy}$  は付録Dに示すスペクトル領域ダイアディックグリーン関数であり、単位セル内の未知電流  $J_x, J_y$  を被積分関数とする積分は、

$$\tilde{J}_x(k_{xp}, k_{yq}) = \iint_S J_x(x, y) e^{-jk_{xp}x} e^{-jk_{yq}y} dS \quad (\text{B.5})$$

$$\tilde{J}_y(k_{xp}, k_{yq}) = \iint_S J_y(x, y) e^{-jk_{xp}x} e^{-jk_{yq}y} dS \quad (\text{B.6})$$

で与えられる。上式から、 $\tilde{J}_x, \tilde{J}_y$  は未知電流  $J_x, J_y$  のフーリエ変換であることがわかる。また、周期境界条件を適用することにより波数  $\mathbf{k}$  の  $x$  成分および  $y$  成分は、

$$k_{xp} = k_0 \sin \theta \cos \phi + \frac{2\pi p}{d_x} \quad (\text{B.7})$$

$$k_{yq} = k_0 \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi q}{d_y} \quad (\text{B.8})$$

となる。ただし、 $(p, q)$  は Floquet モードの次数 ( $p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$ ) を表し、波数ベクトルの  $z$  成分  $k_{zpq}$  は、

$$k_{zpq} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - (k_{tpq})^2}, & k_0^2 - (k_{tpq})^2 \geq 0 \\ -j\sqrt{(k_{tpq})^2 - k_0^2}, & k_0^2 - (k_{tpq})^2 < 0 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

$$(k_{tpq})^2 = (k_{px}^y)^2 + (k_{py}^y)^2$$

で与えられる。式(B.4)に表されるように、周期境界条件を適用することによって、無限周期構造の電磁界散乱問題を一周期に対する散乱問題に帰着できる。そして、導体上では電界は零であるから、 $z=0$  の  $x$ - $y$  平面上における導体上で、

$$\mathbf{E}_t^{(i)} + \mathbf{E}_t^{(s)} = \mathbf{0} \quad (\text{B.10})$$

なる境界条件が成立する。ここで、 $\mathbf{E}_t^{(i)}, \mathbf{E}_t^{(s)}$  は、FSS への入射電界および FSS による散乱電界の接線方向成分を表す。境界条件式をマトリクス形式で表せば、

$$-\begin{bmatrix} E_x^{(i)}(x, y) \\ E_y^{(i)}(x, y) \end{bmatrix} = \frac{1}{d_x d_y} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{yx} \\ \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{-jk_{xp}x} e^{-jk_{yq}y} \quad (\text{B.11})$$

となり、式(B.11)の電界積分方程式 (Electric Field Integral Equation, EFIE) を解くことによって未知電流を求めることができる。

## B.2 部分領域基底関数による展開

任意形状の共振素子を持つアレーの解析を行うために、電流  $\mathbf{J}(x, y)$  を部分領域基底関数  $\mathbf{B}$  で展開する。ここでは、部分領域基底関数  $\mathbf{B}$  として roof-top 型関数を用いる。Roof-top

型基底関数とは, Fig. B.2に示すように電流の流れる方向には三角形関数で, それに直交する方向にはパルス関数をもつ関数である. そこで, 単位セルを  $N \times M$  グリッドに分割し, それぞれに roof-top 型関数を考える.  $x$  方向電流  $J_x$  と  $y$  方向電流  $J_y$  は, 単位セル内

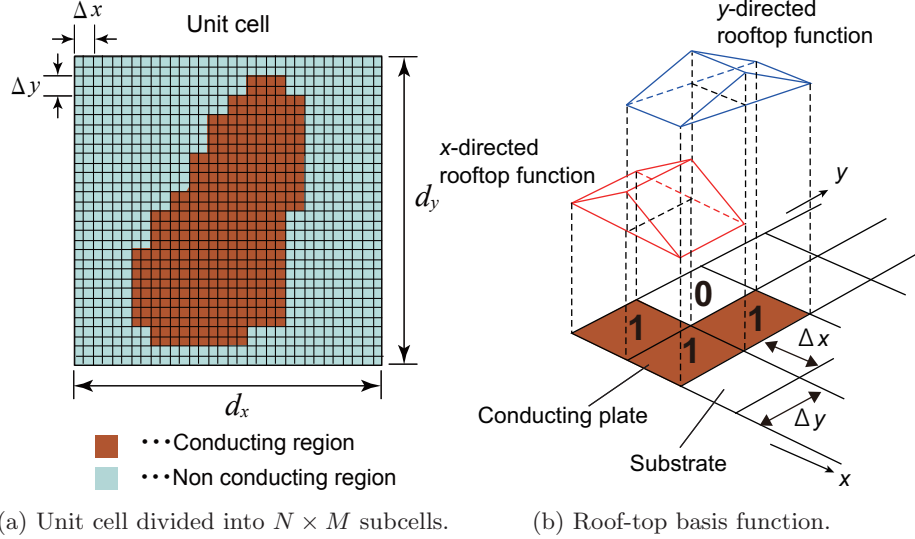


Fig. B.2. Analysis of the array using subdomain basis functions.

の  $(n, m)$  番目の基底関数によって,

$$J_x(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_x(n, m) B_x(n, m) \quad (\text{B.12})$$

$$J_y(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_y(n, m) B_y(n, m) \quad (\text{B.13})$$

のように表される. ここで,  $I_x, I_y$  は各電流要素の未知係数であり, roof-top 型部分領域基底関数  $B_x, B_y$  はそれぞれ次のように表される.

$$B_x(n, m) = \Lambda_x\left(n + \frac{1}{2}\right) \Xi_x(m) \quad (\text{B.14})$$

$$B_y(n, m) = \Xi_y(n) \Lambda_y\left(m + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{B.15})$$

ただし,

$$\Lambda_x(n) = \begin{cases} 1 - \frac{|x-n\Delta x|}{\Delta x}, & |x - n\Delta x| < \Delta x \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

$$\Xi_x(m) = \begin{cases} 1, & |y - m\Delta y| < \frac{\Delta y}{2} \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

である.  $\Xi_y(n), \Lambda_y(m)$  についても同様に記述できる. Fig. B.2(a) に示すように, 基底関数の定義域は  $N \times M$  グリッドに分割したときに生成されるサブセル二個分に相当する.

サブセルひとつの大きさは  $\Delta x \times \Delta y$  である (ただし,  $\Delta x = d_x/N$ ,  $\Delta y = d_y/M$ ). 導体以外の場所では基底関数は定義されず, そこでの電流の大きさは零である.

ところで, 式 (B.4) 内の  $\tilde{J}_x(k_{xp}, k_{yq})$ ,  $\tilde{J}_y(k_{xp}, k_{yq})$  は, それぞれ電流  $J_x(x, y)$ ,  $J_y(x, y)$  のフーリエ変換を実行すると次式のように得られる.

$$\begin{aligned} \tilde{J}_x(k_{xp}, k_{yq}) &= \Delta x \Delta y \operatorname{sinc}^2\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{xp} \frac{\Delta x}{2}} \\ &\quad \cdot \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_x(n, m) e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

$$\begin{aligned} \tilde{J}_y(k_{xp}, k_{yq}) &= \Delta x \Delta y \operatorname{sinc}\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}^2\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{yq} \frac{\Delta y}{2}} \\ &\quad \cdot \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_y(n, m) e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

ここで, 以後の式表示の簡単化のために上式の一部を以下のように表すことにする.

$$\tilde{B}_x = \operatorname{sinc}^2\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{xp} \frac{\Delta x}{2}} e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \quad (\text{B.20})$$

$$\tilde{B}_y = \operatorname{sinc}\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}^2\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{yq} \frac{\Delta y}{2}} e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \quad (\text{B.21})$$

### B.3 スペクトル領域モーメント法

境界条件より得られた式 (B.11) の未知電流  $I_x, I_y$  を求めるために, モーメント法を用いる. 式 (B.11) の両辺と試行関数  $\mathbf{T}$  との内積をとって, 試行関数の定義域  $S$  で積分する. すなわち,

$$\int_S \mathbf{T}^*(x, y) \cdot (\mathbf{E}_t^{(i)} + \mathbf{E}_t^{(s)}) dS = 0 \quad (\text{B.22})$$

上式以降の  $*$  は複素共役を意味する. 基底関数  $\mathbf{B}$  と同一の関数とする (ガラーキン法) ので, 試行関数の  $x, y$  成分のフーリエ変換  $\tilde{T}_x, \tilde{T}_y$  は, 前節と同様に,

$$\tilde{T}_x = \operatorname{sinc}^2\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{xp} \frac{\Delta x}{2}} e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \quad (\text{B.23})$$

$$\tilde{T}_y = \operatorname{sinc}\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \operatorname{sinc}^2\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) e^{-jk_{yq} \frac{\Delta y}{2}} e^{-j(k_{xp}n\Delta x + k_{yq}m\Delta y)} \quad (\text{B.24})$$

のように書くことができる. 以上より, 前節の部分領域基底関数などを用いて式 (B.22) を計算すると,

$$\begin{aligned} - \begin{bmatrix} E_{x0} \tilde{T}_x^*(k, l) \\ E_{y0} \tilde{T}_y^*(k, l) \end{bmatrix} &= \frac{\Delta x \Delta y}{d_x d_y} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \\ &\quad \begin{bmatrix} \tilde{T}_x^*(k, l) \tilde{G}_{xx}(p, q) \tilde{B}_x(n, m) & \tilde{T}_x^*(k, l) \tilde{G}_{xy}(p, q) \tilde{B}_y(n, m) \\ \tilde{T}_y^*(k, l) \tilde{G}_{yx}(p, q) \tilde{B}_x(n, m) & \tilde{T}_y^*(k, l) \tilde{G}_{yy}(p, q) \tilde{B}_y(n, m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x(n, m) \\ I_y(n, m) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

が得られる. ここで,  $E_{x0}, E_{y0}$  はそれぞれ入射電界の  $x, y$  成分の大きさである. これは, 電流の展開係数  $I_x, I_y$  を未知数とする次式のようなマトリクス方程式として簡単に表

すことができる。

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x \\ I_y \end{bmatrix} \quad (\text{B.26})$$

以後, 簡単のため上式を  $[V] = [Z][I]$  と表すことにする.  $[V]$  は入射波に関する列ベクトル,  $[Z][I]$  は散乱電界に関するもので,  $[I]$  は未知電流値からなる列ベクトルである. また, 行列  $[Z]$  の大きさは素子形状を構成するサブセルの総数によって決まる. 電流分布を正確に求めるには Floquet モードの無限和を計算するに必要があるが, 計算機でそれを実行するのは不可能なことから実際には電流値が収束するのに必要な Floquet モード数で打ち切ることになる.

## B.4 計算の高速化

前節で得られたマトリクス方程式から正確な電流値を求めるには, 電流値が収束するのに必要な Floquet モード数の二重和を計算する必要があり, 膨大な計算時間を要する. そこで, 計算の高速化を図るために高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT) を利用できるように式変形を行う. 式 (B.25) の右辺の  $\tilde{T}_x^* \tilde{B}_x$  の計算を行うと,

$$\begin{aligned} \tilde{T}_x^*(k, l) \tilde{B}_x(n, m) &= \tilde{T}'_x^*(p, q) \tilde{B}'_x(p, q) e^{j(k_{xp}(k-n)\Delta x + k_{yq}(l-m)\Delta y)} \\ &= \tilde{T}'_x^*(p, q) \tilde{B}'_x(p, q) e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} e^{j(k_{x0}\bar{p}\Delta x + k_{y0}\bar{q}\Delta y)} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

と得られる. ここで,  $\bar{p} = k - n$ ,  $\bar{q} = l - m$  であり,

$$\tilde{B}'_x(p, q) = \tilde{T}'_x(p, q) = \text{sinc}^2\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \text{sinc}\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) \quad (\text{B.28})$$

$$\tilde{B}'_y(p, q) = \tilde{T}'_y(p, q) = \text{sinc}\left(k_{xp} \frac{\Delta x}{2}\right) \text{sinc}^2\left(k_{yq} \frac{\Delta y}{2}\right) \quad (\text{B.29})$$

である. さらに,

$$P(\bar{p}, \bar{q}) = e^{-j(k_{x0}\bar{p}\Delta x + k_{y0}\bar{q}\Delta y)} \quad (\text{B.30})$$

と定義すると, 式 (B.27) は,

$$\tilde{T}_x^*(k, l) \tilde{B}_x(n, m) = \tilde{T}'_x^*(p, q) \tilde{B}'_x(p, q) e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} P^*(\bar{p}, \bar{q}) \quad (\text{B.31})$$

と書くことができる.  $\tilde{T}_x^* \tilde{B}_y$ ,  $\tilde{T}_y^* \tilde{B}_x$  および  $\tilde{T}_y^* \tilde{B}_y$  についても同様に,

$$\tilde{T}_x^*(k, l) \tilde{B}_y(n, m) = \tilde{T}'_x^*(p, q) \tilde{B}'_y(p, q) e^{j(k_{xp} \frac{\Delta x}{2} - k_{yq} \frac{\Delta y}{2})} e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} P^*(\bar{p}, \bar{q}) \quad (\text{B.32})$$

$$\tilde{T}_y^*(k, l) \tilde{B}_x(n, m) = \tilde{T}'_y^*(p, q) \tilde{B}'_x(p, q) e^{-j(k_{xp} \frac{\Delta x}{2} - k_{yq} \frac{\Delta y}{2})} e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} P^*(\bar{p}, \bar{q}) \quad (\text{B.33})$$

$$\tilde{T}_y^*(k, l) \tilde{B}_y(n, m) = \tilde{T}'_y^*(p, q) \tilde{B}'_y(p, q) e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} P^*(\bar{p}, \bar{q}) \quad (\text{B.34})$$

と表される. さらに, 式 (B.23) および式 (B.24) は次のように表される.

$$\tilde{T}_x^*(k, l) = \tilde{T}'_x^*(p, q) P^*\left(k + \frac{1}{2}, l\right) \quad (\text{B.35})$$

$$\tilde{T}_y^*(k, l) = \tilde{T}'_y^*(p, q) P^*\left(k, l + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{B.36})$$



入射波のFloquetモードの次数は伝搬モード  $(p, q) = (0, 0)$  であることを考慮して、式 (B.31) ~ (B.36) を式 (B.25) に代入して式を整理すると、最終的に次式が得られる。

$$-\begin{bmatrix} E_{x0}\tilde{T}'_x(0,0)P^*(k+\frac{1}{2},l) \\ E_{y0}\tilde{T}'_y(0,0)P^*(k,l+\frac{1}{2}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \left\{ \sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \sum_{q=-M/2}^{M/2-1} \begin{bmatrix} \tilde{G}'_{xx}(p,q) & \tilde{G}'_{xy}(p,q) \\ \tilde{G}'_{yx}(p,q) & \tilde{G}'_{yy}(p,q) \end{bmatrix} e^{j\frac{2\pi p}{N}\bar{p}} e^{j\frac{2\pi q}{M}\bar{q}} \right\} \begin{bmatrix} P^*(\bar{p},\bar{q}) & 0 \\ 0 & P^*(\bar{p},\bar{q}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x(n,m) \\ I_y(n,m) \end{bmatrix} \quad (\text{B.37})$$

ここで、

$$\tilde{G}'_{xx}(p,q) = \frac{\Delta x \Delta y}{d_x d_y} \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xx} \tilde{T}'_x(r,s) \tilde{B}'_x(r,s) \quad (\text{B.38})$$

$$\tilde{G}'_{xy}(p,q) = \frac{\Delta x \Delta y}{d_x d_y} \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{xy} \tilde{T}'_x(r,s) \tilde{B}'_y(r,s) e^{j(k_{xr} \frac{\Delta x}{2} - k_{ys} \frac{\Delta y}{2})} \quad (\text{B.39})$$

$$\tilde{G}'_{yx}(p,q) = \frac{\Delta x \Delta y}{d_x d_y} \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yx} \tilde{T}'_y(r,s) \tilde{B}'_x(r,s) e^{-j(k_{xr} \frac{\Delta x}{2} - k_{ys} \frac{\Delta y}{2})} \quad (\text{B.40})$$

$$\tilde{G}'_{yy}(p,q) = \frac{\Delta x \Delta y}{d_x d_y} \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{yy} \tilde{T}'_y(r,s) \tilde{B}'_y(r,s) \quad (\text{B.41})$$

ただし、

$$r = p + p'N, \quad s = q + q'M \\ -\frac{N}{2} \leq p \leq \frac{N}{2} - 1, \quad -\frac{M}{2} \leq q \leq \frac{M}{2} - 1$$

である。逆高速フーリエ変換を  $\text{FFT}^{-1}$  のように記号化して式 (B.37) を表せば、

$$-\begin{bmatrix} E_{x0}\tilde{T}'_x(0,0)P^*(k+\frac{1}{2},l) \\ E_{y0}\tilde{T}'_y(0,0)P^*(k,l+\frac{1}{2}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \left\{ \text{FFT}^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{G}'_{xx}(p,q) & \tilde{G}'_{xy}(p,q) \\ \tilde{G}'_{yx}(p,q) & \tilde{G}'_{yy}(p,q) \end{bmatrix}_{\bar{p},\bar{q}} \right\} \begin{bmatrix} P^*(\bar{p},\bar{q}) & 0 \\ 0 & P^*(\bar{p},\bar{q}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x(n,m) \\ I_y(n,m) \end{bmatrix} \quad (\text{B.42})$$

となる。上式は単位セル内の電流値を未知数とする連立方程式であるから、逆行列演算によって数値的に解くことが可能である。さらに計算の高速化を図るために、式 (B.37) を変形して高速フーリエ変換を導入すると、

$$-\begin{bmatrix} E_{x0}\tilde{T}'_x(0,0)P^*(k+\frac{1}{2},l) \\ E_{y0}\tilde{T}'_y(0,0)P^*(k,l+\frac{1}{2}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P^*(k,l) & 0 \\ 0 & P^*(k,l) \end{bmatrix} \left\{ \sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \sum_{q=-M/2}^{M/2-1} \begin{bmatrix} \tilde{G}'_{xx}(p,q) & \tilde{G}'_{xy}(p,q) \\ \tilde{G}'_{yx}(p,q) & \tilde{G}'_{yy}(p,q) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P(n,m) & 0 \\ 0 & P(n,m) \end{bmatrix} \right. \\ \left. \cdot \begin{bmatrix} I_x(n,m) \\ I_y(n,m) \end{bmatrix} e^{-j\frac{2\pi p}{N}i} e^{-j\frac{2\pi q}{M}j} \right\} e^{j\frac{2\pi p}{N}k} e^{j\frac{2\pi q}{M}l} \quad (\text{B.43})$$

となり、記号を用いて簡潔に表せば、

$$\begin{aligned}
& - \begin{bmatrix} E_{x0} \tilde{T}'_{x*}(0,0) P^*(k + \frac{1}{2}, l) \\ E_{y0} \tilde{T}'_{y*}(0,0) P^*(k, l + \frac{1}{2}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P^*(k, l) & 0 \\ 0 & P^*(k, l) \end{bmatrix} \\
& \cdot \text{FFT}^{-1} \left\{ \begin{bmatrix} \tilde{G}'_{xx}(p, q) & \tilde{G}'_{xy}(p, q) \\ \tilde{G}'_{yx}(p, q) & \tilde{G}'_{yy}(p, q) \end{bmatrix} \right. \\
& \left. \cdot \text{FFT} \left\{ \begin{bmatrix} P(n, m) & 0 \\ 0 & P(n, m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x(n, m) \\ I_y(n, m) \end{bmatrix} \right\} \right\} \quad (\text{B.44})
\end{aligned}$$

となる。上式に対し、繰り返し演算である共役勾配法 (Conjugate Gradient Method, CGM) を適用することにより、未知数  $I_x, I_y$  が決定される。

## B.5 入射電界

次に、入射電界に関する列ベクトル  $[V]$  の計算について述べる。本節での計算は、次節の散乱行列の計算を行う場合に有用である。今、入射電界  $\mathbf{E}_t^{(i)}$  は、電氣的ベクトル Floquet モード関数  $e_{rpq}^{(+)}$  ( $r=1,2$ ) を用いて、

$$\mathbf{E}_t^{(i)} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (a_{1pq} e_{1pq}^{(+)}(x, y) + a_{2pq} e_{2pq}^{(+)}(x, y)) \quad (\text{B.45})$$

と表される。ここで、 $(+)$  は  $+z$  方向に伝搬することを明示している。表記の簡単化のため、電氣的ベクトル Floquet モード関数  $e_{rpq}^{(+)}$  ( $r=1,2$ ) を

$$e_{1pq}^{(+)}(x, y) = j \sqrt{Z_{1pq}^*} (F_y \mathbf{u}_x - F_x \mathbf{u}_y) \psi(x, y) \quad (\text{B.46})$$

$$e_{2pq}^{(+)}(x, y) = j \sqrt{Z_{2pq}^*} (F_x \mathbf{u}_x + F_y \mathbf{u}_y) \psi(x, y) \quad (\text{B.47})$$

と表すことにする。ただし、 $F_x = k_{xp}/k_{tpq}$ ,  $F_y = k_{yp}/k_{tpq}$  である。そして、試行関数  $\mathbf{T}^*(x, y)$  と入射磁界  $\mathbf{E}_t^{(i)}$  との内積をとり、試行関数の定義域で積分すると列ベクトル  $[V]$  が得られる。

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} &= - \begin{bmatrix} L_{1x} & L_{2x} \\ L_{1y} & L_{2y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{1pq} \\ a_{2pq} \end{bmatrix} \\
&= - \begin{bmatrix} j \sqrt{Z_{1pq}^*} F_y(p, q) \tilde{T}_x^*(k, l) & j \sqrt{Z_{2pq}^*} F_x(p, q) \tilde{T}_x^*(k, l) \\ -j \sqrt{Z_{1pq}^*} F_x(p, q) \tilde{T}_y^*(k, l) & j \sqrt{Z_{2pq}^*} F_y(p, q) \tilde{T}_y^*(k, l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{1pq} \\ a_{2pq} \end{bmatrix} \quad (\text{B.48})
\end{aligned}$$

ここで、 $(k, l)$  は基底関数の和の次数であり、 $\tilde{T}_x^*, \tilde{T}_y^*$  は式 (B.35) と式 (B.36) である。よって、EFIE より得られたマトリクス方程式  $[V] = [Z][I]$  から、未知電流は行列  $[L]$  を用いて、

$$[V] = [Z]^{-1}[I] = [Z]^{-1}[L][A][a] \quad (\text{B.49})$$

のように求めることができる。ただし、 $[a]$  は入射電界の大きさ  $a_{1pq}, a_{2pq}$  からなる列ベクトルである。また、行列  $[A]$  は、 $z=0$  における入射電界の大きさからなる対角行列であり、アレーの支持基板として誘電体を考慮する場合には、導体素子を取り除いて誘電体のみが存在するとしたときの電磁界の連続性より求めることができる。

## B.6 一般化された散乱行列

以下では、EFIEを解くことによって求まる電流を用いて、一般化された散乱行列(Generalized Scattering Matrix, GSM)を導出する。まず、散乱行列  $\mathbf{S}_{21}$  を求める。  $z \geq 0$  の領域(領域1)における電界  $\mathbf{E}_{1t}$  は、領域1での入射電界の透過波  $\mathbf{E}_{1t}^{(t)}$  および散乱電界  $\mathbf{E}_{1t}^{(s)}$  を用いて、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{1t} &= \mathbf{E}_{1t}^{(t)} + \mathbf{E}_{1t}^{(s)} \\ &= \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (T_{1pq} a_{1pq} \mathbf{e}_{1pq}^{(+)}(x, y) + T_{2pq} a_{2pq} \mathbf{e}_{2pq}^{(+)}(x, y)) \\ &\quad + \int_{S'} \bar{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') dS' \end{aligned} \quad (\text{B.50})$$

と表される。ただし、 $S'$  は導体上で積分することを意味する。ここで、 $\mathbf{e}_{1pq}^{(+)}$  および  $\mathbf{e}_{2pq}^{(+)}$  は、それぞれ規格化された電氣的ベクトルFloquetモード関数であり、 $(+)$  は  $+z$  方向に伝搬することを明示している。 $T_{1pq}, T_{2pq}$  は、アレーの支持基板である誘電体における各モードの透過係数である。誘電体が存在しない自立型では、基本TEベクトルFloquetモードが入射すると  $T_{100}$  は1となる。また、領域1での電界  $\mathbf{E}_{1t}$  は、電氣的ベクトルモード関数  $\mathbf{e}_{rpq}^{(+)}$  ( $r=1, 2$ ) を用いてモード展開して次式のように書くこともできる。

$$\mathbf{E}_{1t} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (b_{1pq} \mathbf{e}_{1pq}^{(+)}(x, y) + b_{2pq} \mathbf{e}_{2pq}^{(+)}(x, y)) \quad (\text{B.51})$$

したがって、式(B.51)を式(B.50)に代入し、規格化条件

$$\iint_S (\mathbf{e}_{rpq}^{(\pm)} \times \mathbf{h}_{r'p'q'}^{*(\pm)}) \cdot (\pm \mathbf{u}_z) dS = \delta_r' \delta_p' \delta_q' \quad (\text{B.52})$$

を用いて計算すると、

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} b_{1pq} \\ b_{2pq} \end{Bmatrix} &= \int_S \int_{S'} \left[ \begin{Bmatrix} \mathbf{h}_{1pq}^{(+)*}(x, y) \\ \mathbf{h}_{2pq}^{(+)*}(x, y) \end{Bmatrix} \times \bar{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') \right] \cdot (+\mathbf{u}_z) dS' dS \\ &\quad + \begin{Bmatrix} T_{1pq} a_{1pq} \\ T_{2pq} a_{2pq} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.53})$$

と得られる。ここで、 $\mathbf{h}_{1pq}^{(+)}$  および  $\mathbf{h}_{2pq}^{(+)}$  は、それぞれ規格化された磁氣的ベクトルFloquetモード関数であり、 $S$  は単位セル内で積分することを意味する。これをマトリクス形式で書けば、

$$[b] = [D_1][I] + [T][a] \quad (\text{B.54})$$

と表される。ここで列ベクトル  $[b]$ ,  $[a]$  は、それぞれ透過波、入射波の各モードの大きさである。また、 $[D_1]$  は式(B.53)の積分を実行することによって得られる行列であり、行列  $[D_1]$  を乗じることで各Floquetモードに分解することができる。さらに式(B.54)は、

$$\begin{aligned} [b] &= [D_1][I] + [T][a] \\ &= [D_1][Z]^{-1}[V] + [T][a] \\ &= ([D_1][Y]^{-1}[L][A] + [T])[a] \\ &= [S_{21}][a] \end{aligned} \quad (\text{B.55})$$

となることから，散乱行列  $\mathbf{S}_{21}$  は，

$$[\mathbf{S}_{21}] = [D_1][Z]^{-1}[L][A] + [T] \quad (\text{B.56})$$

より求めることができる．

次に，散乱行列  $\mathbf{S}_{11}$  を求める． $z < 0$  の領域を領域2とすると，領域2における  $z = 0$  での電界  $\mathbf{E}_{2t}$  は，

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2t} &= \mathbf{E}_{2t}^{(s)} \\ &= \int_{S'} \bar{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') dS' \end{aligned} \quad (\text{B.57})$$

と表される．一方，領域2での電界  $\mathbf{E}_{2t}$  は，電気的ベクトルモード関数  $e_{r pq}^{(-)}(r = 1, 2)$  を用いてモード展開して次式のように書くこともできる．

$$\mathbf{E}_{2t} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (c_{1pq} e_{1pq}^{(-)}(x, y) + c_{2pq} e_{2pq}^{(-)}(x, y)) \quad (\text{B.58})$$

$\mathbf{S}_{21}$  の導出と同様にして，規格化条件より，

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} c_{1pq} \\ c_{2pq} \end{Bmatrix} &= \int_S \int_{S'} \left[ \begin{Bmatrix} \mathbf{h}_{1pq}^{(-)*}(x, y) \\ \mathbf{h}_{2pq}^{(-)*}(x, y) \end{Bmatrix} \times \bar{\mathbf{G}}(x, y; x', y') \cdot \mathbf{J}(x', y') \right] \cdot (-\mathbf{u}_z) dS' dS \\ &\quad + \begin{Bmatrix} R_{1pq} a_{1pq} \\ R_{2pq} a_{2pq} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.59})$$

が得られ，上式をマトリクス形式で表せば，

$$\begin{aligned} [c] &= [D_2][I] + [R][a] \\ &= [D_2][Z]^{-1}[V] + [R][a] \\ &= [D_2][Z]^{-1}[L][A][a] + [R][a] \\ &= [\mathbf{S}_{11}][a] \end{aligned} \quad (\text{B.60})$$

となる．したがって， $\mathbf{S}_{11}$  は，

$$[\mathbf{S}_{11}] = [D_2][Z]^{-1}[L][A] + [R] \quad (\text{B.61})$$

によって求めることができる．ただし， $[D_2]$  は式 (B.59) の積分を実行することによって得られる行列である．

## 付録C Floquetモード関数

反射位相の解析では、周期性を利用して電磁界をFloquetモードで展開することにより、共振素子配列が一周期に対する問題として取り扱えるようになるので、解析が容易になる。そこで、その解析の基本となるFloquetの定理、スカラーFloquetモードおよびベクトルFloquetモードについて述べる。

### C.1 Floquetの定理

簡単のため、 $x$ 方向にのみ無限周期構造である場合を考える。周期 $d_x$ なる周期関数 $F(x)$ を考え、関数 $f_1(x)$ を次のように定義する。

$$f_1(x) = F(x)e^{-jk_x x} \quad (\text{C.1})$$

今、入射波は平面波を考え、その波数ベクトル $\mathbf{k}$ を、

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= k(\mathbf{u}_x \sin \theta \cos \phi + \mathbf{u}_y \sin \theta \sin \phi + \mathbf{u}_z \cos \theta) \\ &= k_x \mathbf{u}_x + k_y \mathbf{u}_y + k_z \mathbf{u}_z \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

と表す。ここで、 $\theta$ 、 $\phi$ は入射角であり、 $\mathbf{u}_x$ 、 $\mathbf{u}_y$ および $\mathbf{u}_z$ は各方向成分の単位ベクトルである。また、関数 $f_2(x)$ を次のように定義して、 $f_1(x)$ との関係を調べてみると、

$$f_2(x) = F(x + d_x)e^{-jk_x(x+d_x)} = F(x)e^{-jk_x x}e^{-jk_x d_x} = f_1(x)e^{-jk_x d_x} \quad (\text{C.3})$$

となる。このように、ある場所での電磁界は、それより一周期離れた場所の電磁界に、ある複素定数を乗じたものに等しいことがわかる。これがFloquetの定理(Floquet's theorem)である。今、 $F(x)$ は周期関数であるから、次のようにフーリエ級数に展開できる。

$$F(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} C_n \exp\left(-j \frac{2\pi p x}{d_x}\right) \quad (\text{C.4})$$

ここで、 $C_n$ は複素フーリエ係数であり、 $p$ はFloquetモードの次数( $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )である。上式を式(C.1)に代入すれば、

$$f_1(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} C_n \exp\left[-j \left(k_x + \frac{2\pi p}{d_x}\right) x\right] \quad (\text{C.5})$$

となり、周期構造の波動は $\exp[-j(k_x + \frac{2\pi p}{d_x})x]$ の形の解の重ね合わせで表される。 $y$ 軸方向に周期性がある場合についても同様に考えればよい。

## C.2 スカラー Floquet モード関数

次に, スカラー Floquet モード関数を導出する. まず, 無限平面周期構造に対するスカラー同次ヘルムホルツ方程式を,

$$(\nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2)\varphi = 0 \quad (\text{C.6})$$

の形で表す. ただし,

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (\text{C.7})$$

である. 今,  $\varphi = \Phi(x, y)Z(z)$  と置くと,

$$(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2)Z = 0 \quad (\text{C.8})$$

$$(\nabla_t^2 + k_t^2)\Phi = 0 \quad (\text{C.9})$$

これより,  $Z$  の特解は  $e^{\pm jk_z z}$  となり, 一方  $\Phi$  については,  $x, y$  方向に周期構造を有していることから Floquet の定理を用いて,

$$\Phi = e^{-j\mathbf{k}_{tpq} \cdot \mathbf{t}} \quad (\text{C.10})$$

ただし,

$$(\nabla_t^2 + (k_{tpq})^2)\psi_{pq}(x, y) = 0 \quad (\text{C.11})$$

である. 波数ベクトルの各成分は,

$$\begin{aligned} k_{xp} &= k \sin \theta \cos \phi + \frac{2\pi p}{d_x} \\ k_{yq} &= k \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi q}{d_y} \\ (k_{tpq})^2 &= (k_{xp})^2 + (k_{yq})^2 \\ (k_{zpq})^2 &= k^2 - (k_{tpq})^2 \\ \mathbf{t} &= x\mathbf{u}_x + y\mathbf{u}_y \\ \mathbf{k}_{tpq} &= k_{xp}\mathbf{u}_x + k_{yq}\mathbf{u}_y \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

ただし,

$$k_{zpq} = \begin{cases} [k^2 - (k_{tpq})^2]^{\frac{1}{2}} & \text{if } k^2 - (k_{tpq})^2 \geq 0 \\ -j[(k_{tpq})^2 - k^2]^{\frac{1}{2}} & \text{if } k^2 - (k_{tpq})^2 < 0 \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

であり,  $d_x, d_y$  はそれぞれ  $x$  方向,  $y$  方向の周期,  $k$  は波数である. 式 (C.2) に基づいて,  $\psi_{pq}$  は次のように得られる.

$$\begin{aligned} \psi_{pq} &= \frac{1}{\sqrt{d_x d_y}} e^{-j(k_{xp}x + k_{yq}y)} \\ &= \frac{1}{\sqrt{d_x d_y}} e^{-j\mathbf{k}_{tpq} \cdot \mathbf{t}} \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

ここで  $\psi_{pq}$  がスカラー Floquet モード関数であり, スカラー Floquet モード  $\psi_{pq}$  が, 規格化条件

$$\iint_S \psi_{pq} \psi_{mn}^* dx dy = \delta_{pm} \delta_{qn} \quad (\text{C.15})$$

を満足するよう係数が決定される. ここで,  $S$  とは一周期に相当する単位セルが占める領域を表し,  $*$  は複素共役を意味する.

### C.3 ベクトル Floquet モード関数

本節では, 前節のスカラー Floquet モード関数に続いて, ベクトル Floquet モード関数を導入する. ベクトル Floquet モード関数は, 電磁界の TE モードと TM モードを考えることによって得られる.

#### C.3.1 TE 波

TE 波は伝搬方向に対して磁界成分のみを持ち, 磁氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}_m$  の  $z$  成分により導かれる. 電氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A} = \mathbf{0}$ , 磁氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}_m$  を次のように置く.

$$\mathbf{A}_m = j\omega\epsilon\mu\mathbf{\Pi}_m \quad (\text{C.16})$$

ただし,  $\epsilon, \mu, \omega$  はそれぞれ誘電率, 透磁率, 角周波数である. 前節の周期境界条件 (Floquet の定理) を適用すると,

$$\mathbf{\Pi}_m = \mathbf{u}_z \psi_{pq} e^{\pm jk_z pq z} \quad (\text{C.17})$$

また, Maxwell 方程式の解は,

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu\nabla \times \mathbf{\Pi}_m \quad (\text{C.18})$$

$$\mathbf{H} = k^2 \mathbf{\Pi}_m + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_m) \quad (\text{C.19})$$

で表すことができるので,  $E_z, H_z$  は,

$$E_z = 0 \quad (\text{C.20})$$

$$H_z = (k_{tpq})^2 \psi_{pq}(x, y) e^{\pm jk_z pq z} \quad (\text{C.21})$$

となり, 横断面内電磁界は,

$$\mathbf{H}_t = \pm \frac{jk_z pq}{(k_{tpq})^2} \nabla_t H_z \quad (\text{C.22})$$

$$\mathbf{E}_t = \frac{j\omega\mu}{(k_{tpq})^2} \mathbf{u}_z \times \nabla_t H_z = \pm Z_{1pq} \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t \quad (\text{C.23})$$

となる. ここで,

$$Z_{1pq} \equiv \frac{1}{Y_{1pq}} \equiv \frac{\omega\mu}{k_{zpq}} \quad (\text{C.24})$$

であり,  $Z_{1pq}$  は TE モードインピーダンス,  $Y_{1pq}$  は TE モードアドミタンスである. 添字の 1 は TE モードであることを表している.

そこで, TE ベクトル Floquet モード関数  $\psi_{1pq}$  は, スカラー Floquet モード関数  $\psi_{pq}$  を用いて表すと,

$$\psi_{1pq}(x, y) = \frac{k_{yq}\mathbf{u}_x - k_{xp}\mathbf{u}_y}{k_{tpq}} \psi_{pq} \quad (\text{C.25})$$

と定義できる. よって, TE ベクトル Floquet モード関数  $\psi_{1pq}$  を用いて, 電磁界は以下のよう表すことができる.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= -\omega\mu k_{tpq} \psi_{1pq}(x, y) e^{\pm jk_{zpq}z} \\ \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t &= \pm Y_{1pq} \mathbf{E}_t, \quad \mathbf{H}_t = \mp Y_{1pq} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$

TE ベクトル Floquet モード関数  $\psi_{1pq}$  はスカラー Floquet モード関数  $\psi_{1pq}$  と同様に正規直交系をなすので,

$$\oint_S \psi_{1pq} \cdot \psi_{1mn}^* dx dy = \delta_{pm} \delta_{qn} \quad (\text{C.27})$$

を満足する.

### C.3.2 TM 波

TM 波は伝搬方向に対して電界成分のみを持ち, 電氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  の  $z$  成分により導かれる波である. 磁氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}_m = \mathbf{0}$ , 電氣的ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を次のように置く.

$$\mathbf{A} = j\omega\varepsilon\mu\Pi \quad (\text{C.28})$$

周期境界条件 (Floquet の定理) を適用すると,

$$\Pi = \mathbf{u}_z \psi_{pq} e^{\pm k_{zpq}z} \quad (\text{C.29})$$

また, Maxwell 方程式の解は,

$$\mathbf{E} = k^2 \Pi_m + \nabla(\nabla \cdot \Pi_m) \quad (\text{C.30})$$

$$\mathbf{H} = j\omega\varepsilon \nabla \times \Pi_m \quad (\text{C.31})$$

で表すことができるので,  $E_z, H_z$  は,

$$H_z = 0 \quad (\text{C.32})$$

$$E_z = (k_{tpq})^2 \psi_{pq}(x, y) e^{\pm jk_{zpq}z} \quad (\text{C.33})$$

となり, 横断面内電磁界は,

$$\mathbf{E}_t = \pm \frac{jk_{zpq}}{(k_{tpq})^2} \nabla_t E_z \quad (\text{C.34})$$

$$\mathbf{H}_t = -\frac{j\omega\varepsilon}{(k_{tpq})^2} \mathbf{u}_z \times \nabla_t E_z = \mp Y_{2pq} \mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \quad (\text{C.35})$$

となる. ここで,

$$Y_{2pq} \equiv \frac{1}{Z_{2pq}} \equiv \frac{\omega\varepsilon}{k_{zpq}} \quad (\text{C.36})$$



であり,  $Y_{2pq}$  はTMモードアドミタンス,  $Z_{2pq}$  はTMモードインピーダンスである. 添字の2はTMモードであることを示している.

そこで, TMベクトルFloquetモード関数  $\psi_{2pq}$  は, TEベクトルFloquetモード関数  $\psi_{1pq}$  と同様にスカラーFloquetモード関数  $\psi_{pq}$  を用いて次のように定義できる.

$$\psi_{2pq}(x, y) = \frac{k_{xp}\mathbf{u}_x + k_{yq}\mathbf{u}_y}{k_{tpq}}\psi_{pq} \quad (\text{C.37})$$

さらに, TMベクトルFloquetモード関数  $\psi_{2pq}$  を用いて, 電磁界は, 以下のように表すことができる.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \pm k_{zpq}k_{tpq}\psi_{2pq}(x, y)e^{\pm jk_{zpq}z} \\ \mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t &= \pm Y_{2pq}\mathbf{E}_t, \quad \mathbf{H}_t = \mp Y_{2pq}\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_t \end{aligned} \quad (\text{C.38})$$

以上をまとめると, ベクトルFloquetモード関数は正規直交系をなしており,

$$\int_{\text{cell}} \psi_{rpq} \cdot \psi_{r'p'q'}^* dx dy = \delta_r^{r'} \delta_p^{p'} \delta_q^{q'} \quad (\text{C.39})$$

を満足する. ここで, 添字  $p, q$  はFloquetモードを表し, 添字  $r$  は1ならばTEモード, 2ならばTMモードを表している.

## C.4 電氣的・磁氣的Floquetモード関数

周期構造上の電磁界は, 前節までに示したようにスカラーFloquetモード関数およびベクトルFloquetモード関数を用いて表すことができる.

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{r=1}^2 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_{rpq} [\mathbf{e}_{trpq}(x, y) + e_{zrpq}(x, y)\mathbf{u}_z] e^{\pm jk_{zpq}z} \quad (\text{C.40})$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \sum_{r=1}^2 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_{rpq} [\mathbf{h}_{trpq}(x, y) + h_{zrpq}(x, y)\mathbf{u}_z] e^{\pm jk_{zpq}z} \quad (\text{C.41})$$

ここで,  $r=1$ ならばTEモード,  $r=2$ ならばTMモードを表す. また,  $p, q$  はFloquetモードの次数であり,  $\mathbf{e}, \mathbf{h}$  はそれぞれ電氣的ベクトルFloquetモード関数, 磁氣的ベクトルFloquetモード関数である. また,  $a_{rpq}$  は各モードの振幅係数である. その接線成分  $\mathbf{e}_t, \mathbf{h}_t$  はスカラーFloquetモード関数  $\psi_{pq}$  を用いて,

$$\mathbf{e}_{t_{1pq}}(x, y) = -\nabla \times \psi_{pq}(x, y)\mathbf{u}_z \quad (\text{C.42})$$

$$\mathbf{h}_{t_{2pq}}(x, y) = \nabla \times \psi_{pq}(x, y)\mathbf{u}_z \quad (\text{C.43})$$

と表される. 前節までに示したようにTEモードとTMモードにおける電磁界の関係から,  $\mathbf{e}_{t_{rpq}}$  と  $\mathbf{h}_{t_{rpq}}$  には,

$$\mathbf{u}_z \times \mathbf{e}_{t_{1pq}} = \pm Z_{1pq}\mathbf{h}_{t_{1pq}} \quad (\text{C.44})$$

$$\mathbf{h}_{t_{2pq}} \times \mathbf{u}_z = \pm Y_{2pq}\mathbf{e}_{t_{2pq}} \quad (\text{C.45})$$

なる関係が成立する. ここで,  $Z_{1pq}$  はTEモードインピーダンス,  $Y_{2pq}$  はTMモードアドミタンスである. これらを次のようにPoynting定理を用いて正規化を行うと, TEモードについては,

$$\int_S \mathbf{e}_{t_{1pq}} \times \mathbf{h}_{t_{1p'q'}}^* \cdot (\pm \mathbf{u}_z) ds = \begin{cases} Y_{1pq}^* k_{t_{1pq}}^2, & (p, q) = (p', q') \\ 0, & (p, q) \neq (p', q') \end{cases} \quad (\text{C.46})$$

となり, TMモードについては,

$$\int_S \mathbf{e}_{t_{2pq}} \times \mathbf{h}_{t_{2p'q'}}^* \cdot (\pm \mathbf{u}_z) ds = \begin{cases} Z_{2pq} k_{t_{2pq}}^2, & (p, q) = (p', q') \\ 0, & (p, q) \neq (p', q') \end{cases} \quad (\text{C.47})$$

が得られる. ここで,  $S$  は一周期に相当する単位セルで積分することを意味する. したがって, TEモードの規格化定数は  $\sqrt{Z_{1pq}^*}/k_{t_{1pq}}$  であり, TMモードの規格化定数は  $\sqrt{Y_{1pq}}/k_{t_{1pq}}$  であるから, 規格化された電氣的, 磁氣的 Floquet モード関数  $\mathbf{e}_{t_{rpq}}, \mathbf{h}_{t_{rpq}}$  は, TEモードおよびTMモードベクトル Floquet モード関数  $\psi_{rpq}$  を用いて,

$$\mathbf{e}_{t_{1pq}} = j\sqrt{Z_{1pq}^*} \psi_{1pq}(x, y) \quad (\text{C.48})$$

$$\mathbf{e}_{t_{2pq}} = \pm j\sqrt{Z_{2pq}} \psi_{2pq}(x, y) \quad (\text{C.49})$$

$$\mathbf{h}_{t_{1pq}} = \pm j\sqrt{Y_{1pq}^*} \psi_{2pq}(x, y) \quad (\text{C.50})$$

$$\mathbf{h}_{t_{2pq}} = -j\sqrt{Y_{2pq}} \psi_{1pq}(x, y) \quad (\text{C.51})$$

のように表される. 以後, 特に断らない限り, 電氣的, 磁氣的 Floquet モード関数の接線成分を表す添字  $t$  を表記の簡単化のため明記しない.

## 付録D スペクトル領域グリーン関数

本付録では, スペクトル領域法 (Spectral Domain Approach, SDA) によって求められる 2 次元周期構造における電氣的スペクトル領域グリーン関数 (electric-type spectral-domain Green's function) について説明する.

スペクトル領域イミタンス法を用いるにあたって, 散乱電界  $\mathbf{E}^{(s)}$  および散乱磁界  $\mathbf{H}^{(s)}$  は

$$\mathbf{E}^{(s)} = -j\omega\mu_0\mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) \quad (\text{D.1})$$

$$\mathbf{H}^{(s)} = \nabla\times\mathbf{A} \quad (\text{D.2})$$

であり, それぞれの  $z$  成分は,

$$E_z^{(s)} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial}{\partial x}A_x + \frac{\partial}{\partial y}A_y\right) \quad (\text{D.3})$$

$$H_z^{(s)} = \frac{\partial}{\partial x}A_y - \frac{\partial}{\partial y}A_x \quad (\text{D.4})$$

と得られる. 上式をスペクトル領域で表せば,

$$\tilde{H}_z^{(s)} \propto \frac{-k_{xp}}{k_{tpq}}\tilde{J}_y + \frac{k_{yq}}{k_{tpq}}\tilde{J}_x \quad (\text{D.5})$$

$$\tilde{E}_z^{(s)} \propto \frac{k_{xp}}{k_{tpq}}\tilde{J}_x + \frac{k_{yq}}{k_{tpq}}\tilde{J}_y \quad (\text{D.6})$$

となる. ここで,  $(p, q)$  は Floquet モードの次数である. そこで, Fig. D.1(a) に示すように新たに軸を次式で定義する.

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\Theta & -\cos\Theta \\ \cos\Theta & \sin\Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (\text{D.7})$$

ここで,  $\cos\Theta = k_{xp}/k_{tpq}$ ,  $\sin\Theta = k_{yq}/k_{tpq}$  である. よって, スペクトル領域では, 導体上に誘起される電流は,

$$\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{J}_x\mathbf{u}_x + \tilde{J}_y\mathbf{u}_y = \tilde{J}_u\mathbf{u}_u + \tilde{J}_v\mathbf{u}_v \quad (\text{D.8})$$

となる. したがって, スペクトル領域における式 (D.5) の  $v$  成分は,

$$\tilde{H}_z^{(s)} \propto \frac{-k_{xp}}{k_{tpq}}\tilde{J}_v \sin\Theta + \frac{k_{yq}}{k_{tpq}}\tilde{J}_u \cos\Theta = 0 \quad (\text{D.9})$$

となる. 同様に, スペクトル領域における式 (D.6) の  $u$  成分は,

$$\tilde{E}_z^{(s)} \propto \frac{k_{xp}}{k_{tpq}}\tilde{J}_u \sin\Theta - \frac{k_{yq}}{k_{tpq}}\tilde{J}_v \cos\Theta = 0 \quad (\text{D.10})$$

となる. 以上のことから, 全電流の  $u$  成分によって TE 波が生じ,  $v$  成分によって TM 波が生じることがわかる. この事実をマトリクス形式で表せば,

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_u^{(s)}(p, q) \\ \tilde{E}_v^{(s)}(p, q) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{1pq} & 0 \\ 0 & \tilde{Z}_{2pq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_u(p, q) \\ \tilde{J}_v(p, q) \end{bmatrix} \quad (\text{D.11})$$

ただし,  $\tilde{Z}_{rpq}$  ( $r=1, 2$ ) は伝送線路等価回路モデルより求まるインピーダンスであり,  $r=1$  ならば TE モード,  $r=2$  ならば TM モードを表す. 上式を式 (D.7) の関係を用いて  $(x, y)$  座標に変換すれば,

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x^{(s)}(p, q) \\ \tilde{E}_y^{(s)}(p, q) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{1pq} \sin^2 \Theta + \tilde{Z}_{2pq} \cos^2 \Theta & (\tilde{Z}_{2pq} - \tilde{Z}_{1pq}) \cos \Theta \sin \Theta \\ (\tilde{Z}_{2pq} - \tilde{Z}_{1pq}) \cos \Theta \sin \Theta & \tilde{Z}_{2pq} \sin^2 \Theta + \tilde{Z}_{1pq} \cos^2 \Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(p, q) \\ \tilde{J}_y(p, q) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx}(p, q) & \tilde{G}_{xy}(p, q) \\ \tilde{G}_{yx}(p, q) & \tilde{G}_{yy}(p, q) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(p, q) \\ \tilde{J}_y(p, q) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

ここで,  $\tilde{G}$  がスペクトル領域グリーン関数であり, スペクトル領域グリーン関数を得るには次式より得られる  $\tilde{Z}_{rpq}$  を用いればよい.

$$\tilde{Z}_{rpq} = \frac{1}{Y_{rpq}^{(top)} + Y_{rpq}^{(bottom)}} \quad (\text{D.13})$$

上式は,  $z=l$  での電流源と  $z=l$  での散乱電界を関係付ける入力インピーダンスである. ただし,  $Y_{rpq}^{(top)}$  は  $z=l$  での電流源より  $z>l$  を見込んだときの入力アドミタンス,  $Y_{rpq}^{(bottom)}$  は  $z=l$  での電流源より  $z<l$  を見込んだときの入力アドミタンスである. 例えば, 電流源から下側を見込んだ場合の入力アドミタンスは,

$$Y_{in} = Y_0 \frac{Y_0 + Y_L \coth \gamma_0 t}{Y_0 \coth \gamma_0 t + Y_L} \quad (\text{D.14})$$

で与えられる. ここで,  $Y_0$  は媒質の特性アドミタンスであり,  $Y_L$  は負荷のアドミタンスである. 同様にして, Fig. D.1(b) のような場合の入力アドミタンスは,

$$Y_{in} = Y_{02} \frac{Y_{02} + Y'_L \coth \gamma_{02} t_2}{Y_{02} \coth \gamma_{02} t_2 + Y'_L} \quad (\text{D.15})$$

で与えられる. ただし,

$$Y' = Y_{01} \frac{Y_{01} + Y_L \coth \gamma_{01} t_1}{Y_{01} \coth \gamma_{01} t_1 + Y_L}$$

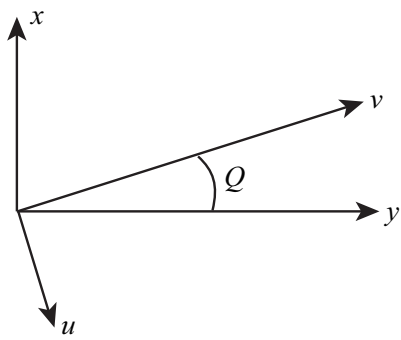
である. 一方, Fig. D.1(c) に示すように観測点が電流源より距離  $t$  だけ離れている場合には, 式 (D.13) に次の係数を乗じればよい.

$$Y^{(trans)} = \frac{Y_0}{Y_0 \cosh \gamma_{rpq} t + Y_L \sinh \gamma_{rpq} t} \quad (\text{D.16})$$

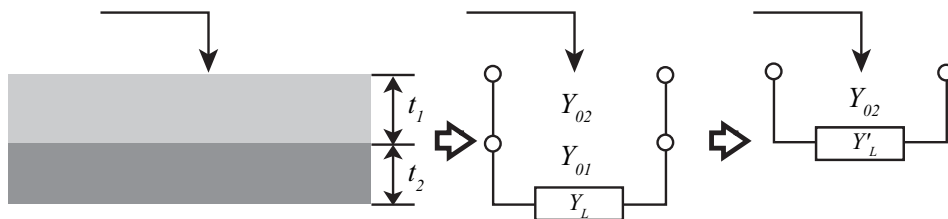
ただし,  $\gamma_{rpq} = jk_{zpq}$  である. したがって,

$$\tilde{Z}_{rpq} = \frac{1}{Y_{rpq}^{(top)} + Y_{rpq}^{(bottom)}} Y_{rpq}^{(trans)} \quad (\text{D.17})$$

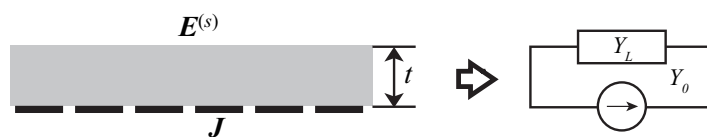
と表される. 以上のようにして求めれば, 誘電体が多層の場合でも容易に電氣的スペクトル領域グリーン関数を得ることができる.



(a) A new coordinate system for spectral-domain immittance approach.



(b) Equivalent transmission line model.



(c) Relation between the current and the scattered field at different  $z$ .

Fig. D.1. Equivalent transmission line model for deriving the spectral-domain Green's function.

## 付録E グレーティングローブ

グレーティングローブの発生条件を導出する。Fig. E.1(a)に示すように、周期 $d_x$ の1次元周期構造に入射角 $\theta$ で平面波が入射したとすると、隣接する各素子間の位相差は $k_0 d_x \sin \theta$ である。波が反射、透過するときにも $k_0 d_x \sin \theta$ の位相差が生じるため、反射波または透過波は波面がそろい、平面波として角度 $\theta$ の方向に放射される。しかし、Fig. E.1(b)に示すように、角度 $\theta_g$ にグレーティングローブが発生したとすると、そのときの位相差は $k_0 d_x (\sin \theta + \sin \theta_g)$ となる。この位相差が $2\pi$ の整数倍となったとき、角度 $\theta_g$ 方向に波面がそろうため、角度 $\theta_g$ 方向に平面波が伝搬し得る。すなわち、このとき、

$$k_0 d_x (\sin \theta + \sin \theta_g) = 2n\pi \quad (\text{E.1})$$

が成立している。ただし、 $n = 1, 2, \dots$ である。さらに、 $\theta_g = 90^\circ$ のときに最も低い周波数でグレーティングローブが発生することから、

$$\lambda = d_x (1 + \sin \theta) \quad (\text{E.2})$$

がグレーティングローブ発生条件として得られる。ここで、 $\lambda$ は波長である。

次に、 $x$ 方向の周期が $d_x$ 、 $y$ 方向の周期が $d_y$ の2次元周期構造の場合を考える。Fig. E.2(a)に示す波数空間には、各Floquetモードの次数 $(p, q)$ について、

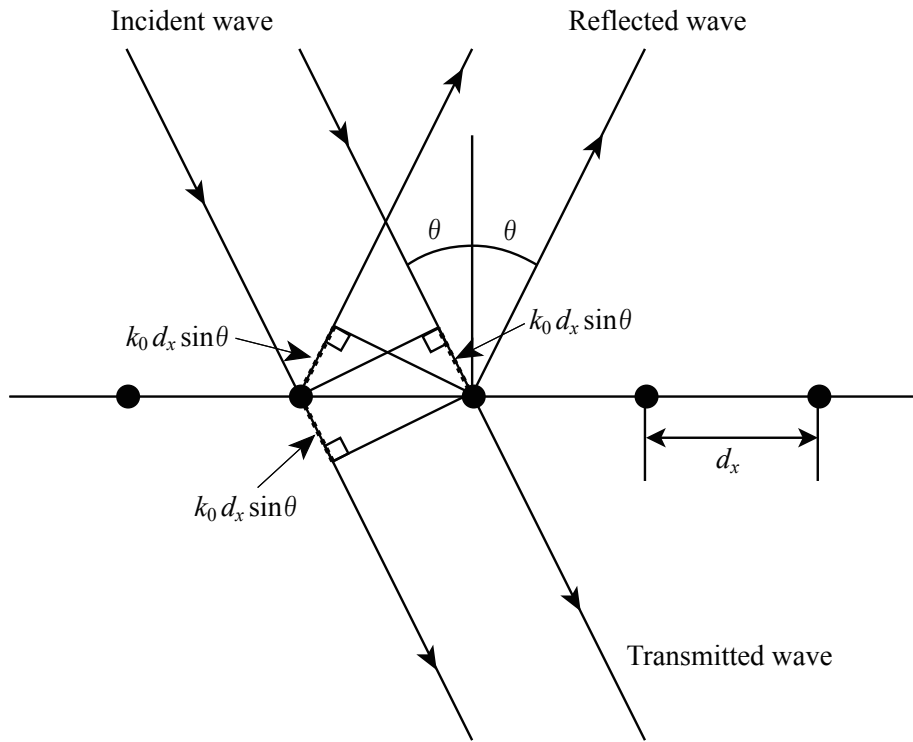
$$(k_p^x)^2 + (k_q^y)^2 \leq (k_0)^2 \quad (\text{E.3})$$

の円が描かれている。この円内が可視領域であり、可視領域内に $(k_x, k_y)$ があれば波が伝搬し、それ以外は伝搬しない。しかし、Fig. E.2(b)のように隣接する円と交わった場合には、 $(p, q) = (-1, 0), (0, 1)$ などのような近接モードも伝搬し得ることとなる。これらが伝搬しない条件として、式(E.3)より、

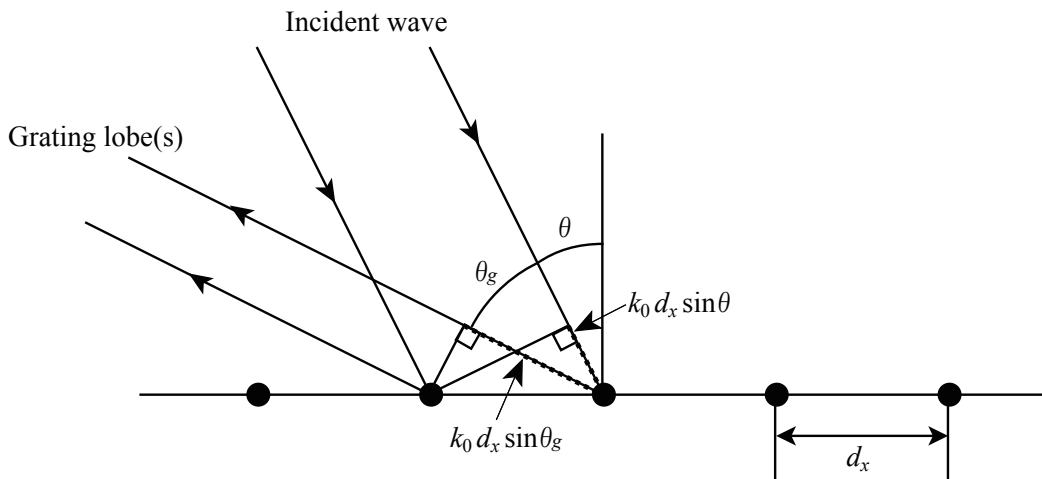
$$\lambda \geq d_x (1 + \sin \theta) \quad (\text{E.4})$$

$$\lambda \geq d_y \cos \theta \quad (\text{E.5})$$

が得られる。等号の成立するときが、グレーティングローブの発生条件である。以上から、グレーティングローブの発生条件は入射角 $\theta$ と周期 $d_x$ 、 $d_y$ によってのみ決まることがわかる。

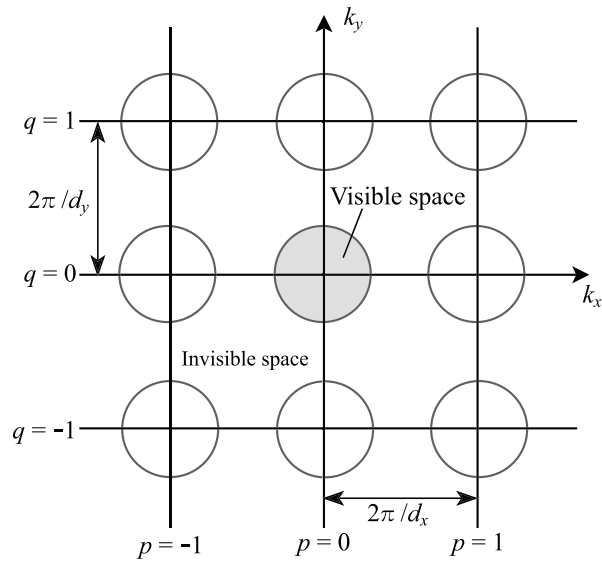


(a) No grating lobe.

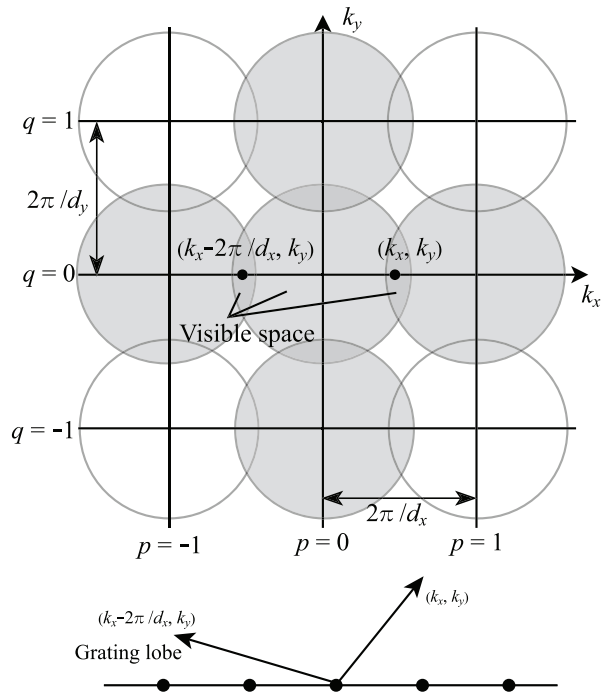


(b) Onset of grating lobe.

Fig. E.1. Onset of grating lobe on a one-dimensional periodic structure for plane-wave incidence.



(a) No grating lobe.



(b) Onset of grating lobe.

Fig. E.2. Grating lobe diagram on a two-dimensional periodic structure for plane-wave incidence.