

2013年度 輻射科学研究会資料集

RS13-01~RS13-15
(May 2013~March 2014)

開催会場(月・日)

第1回：京都大学, 吉田キャンパス(5月27日)
RS13-01~RS13-04

第2回：兵庫県立大学, 姫路書写キャンパス(7月25日)
RS13-05~RS13-08

第3回：近畿大学, 原子力研究所(11月21日)
RS13-09

第4回：同志社大学, 京田辺キャンパス(12月20日)
RS13-10~RS13-12

第5回：大阪府立大学, 中百舌鳥キャンパス(3月27日)
RS13-13~RS13-15

2014年6月1日発行

2013年度 輻射科学研究会資料集目次

■日時 平成25年5月27日(月)13時30分～17時00分

■会場 京都大学工学部3号館北館2Fセミナー室
京都府京都市左京区吉田本町

- RS13-01 薩如拉、森下克己(大阪電気通信大学)
“縦続接続による長周期光ファイバグレーティングの阻止帯域の拡大” 1
- RS13-02 坂井利之(京都大学名誉教授)
“輻研創立当初、数年間の各部会の活動状況” 12
- RS13-03 早川達也、徐ジンファン、河合正、榎原晃(兵庫県立大学大学院)、
川西哲也(情報通信研究機構)
“空間光ビームの干渉を利用した平面型波長フィルタの検討” 13
- RS13-04 中桐紘治(近畿大学)
“セシウムビーム周波数標準器用2リング型ラムゼイ共振器の位相制御実験” ... 27

■日時 平成25年7月25日(木)13時30分～17時00分

■会場 兵庫県立大学姫路書写キャンパス書写記念会館記念ホール
兵庫県姫路市書写2167

- RS13-05 中尾健志*、河合正*、榎原晃*、川西哲也**
(*兵庫県立大学大学院、**情報通信研究機構)
“LiNbO₃基板上へのブランチラインカップラの作製と電気光学光SSB変調器への応用”
..... 37
- RS13-06 榎原晃*、八軒尚寛*、河合正*、川西哲也**
(*兵庫県立大学大学院、**情報通信研究機構)
“電気光学変調器を用いたPDの飽和歪特性評価方法の検討” 53
- RS13-07 若林秀昭*、浅居正充**、松本恵治***、山北次郎*
(*岡山県立大学、**近畿大学、***大阪産業大学)
“コニカルマウントされた誘電体回折格子への影理論の適用” 71
- RS13-08 松室堯之、石川容平、篠原真毅(京都大学)
“大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む小型共振器” 82

■日時 平成 25 年 11 月 21 日 (木) 13 時 30 分～15 時 30 分

■会場 近畿大学原子力研究所
大阪府東大阪市小若江 3-4-1

RS13-09 堀口哲男 (近畿大学)
“近畿大学原子力研究所の歴史及び超低出力教育訓練用原子炉について” 91

■日時 平成 25 年 12 月 20 日 (金) 13 時 30 分～16 時 00 分

■会場 同志社大学京田辺キャンパス有徳西館 5 階 YE-516
京都府京田辺市多々羅都谷 1-3

RS13-10 東大智、出口博之、辻幹男 (同志社大学)
“直交偏波共用リフレクターに用いる広帯域 4 共振素子に関する検討” ... 92

RS13-11 豊田翔平、出口博之、辻幹男 (同志社大学)
“リフレクターを用いた平面アンテナの広帯域低姿勢化について” 123

RS13-12 塩見英久、岡村康行 (大阪大学大学院)
“発振器の直接変復調による無線通信回路に関する基礎検討” 149

■日時 平成 26 年 3 月 27 日 (木) 13 時 30 分～16 時 00 分

■会場 大阪府立大学中百舌鳥キャンパス B5 棟 (物質棟) 1 階 B5-1B34
大阪府堺市中区学園町 1 番 1 号

RS13-13 松山哲也、和田健司、堀中博道 (大阪府立大学)
“1.5 μm 帯半導体レーザーの多モードレート方程式の導出” 153

RS13-14 三好悠司 (大阪府立大学)
“光信号処理を用いた高速光信号検出技術と光通信への応用” 164

RS13-15 松本俊郎 (近畿大学)
“切除された角膜の計算と計測による生体力学的解析” 172

縦続接続による長周期光ファイバグレーティング
の阻止帯域の拡大

Expanding the Stopband of Long-Period Fiber Gratings
by the Cascade-Connection

薩如拉
Sarula

森下 克己
Katsumi Morishita

大阪電気通信大学
Osaka Electro-Communication University

大阪電気通信大学 工学部 電子機械工学科
〒572-8530 大阪府寝屋川市初町 18-8
e-mail: morisita@isc.osakac.ac.jp

2013 年 5 月 27 日
於 京都大学

縦続接続による長周期光ファイバグレーティング の阻止帯域の拡大

Expanding the Stopband of Long-Period Fiber Gratings by the Cascade-Connection

薩如拉
Sarula

森下 克己
Katsumi Morishita

大阪電気通信大学
Osaka Electro-Communication University

概要：長周期光ファイバグレーティング (LPFG) の阻止帯域は比較的狭く、拡大することが求められている。2つのLPFGを縦続接続させて阻止帯域を拡大する2種類の方法を提案した。1つは、グレーティング周期の異なる2つのLPFGを縦続接続して阻止帯域を広げる方法である。もう一つは、周期が同じ2つのLPFGを、距離を空けて (π の位相差を与えて) 縦続接続する方法である。提案手法に従って縦続接続したLPFGの透過電力スペクトルを、離散結合モデルによるシミュレーションにより求め、阻止帯域を拡大する条件を調べた。シミュレーション結果に基づいてアーク放電による点描で縦続接続したLPFGを製作し、阻止帯域幅が拡大できることを実験により明らかにした。異周期LPFG縦続接続法では阻止帯域幅を6 nmに、同一周期LPFG π 位相差付与縦続接続法では、22 nmに拡大することができた。

1. はじめに

周期が均一及びほぼ均一な長周期光ファイバグレーティング (Long-Period Fiber Grating, LPFG) は、光ファイバ形状をしており光ファイバとの整合性がよく、低挿入損失、高反射減衰量、潜在的に低コストであることから、光ファイバ通信や光計測システムによく利用されている。エルビウム添加光ファイバ増幅器における利得等価器[1-3]、分散補償器[4]、エンコーダ/デコーダ[5]、帯域阻止フィルタ[6]、帯域通過フィルタ[7]、光ファイバ形センサ[8, 9]などへLPFGは応用されている。LPFGを用いた帯域阻止フィルタは、前進モードとの結合を利用するために、反射波が非常に少ない利点をもっており注目されている。しかし、帯域阻止フィルタとして利用するには阻止帯域幅を調節・拡大することが必要である。本研究ではLPFGを縦続接続して阻止帯域幅を調節し、拡大する方法を提案する。

通常、LPFGは水素充填をした光ファイバに、

紫外線を照射して製作されている[10]。しかしながら、紫外線を用いた方法では、水素充填をするための煩雑な前処理[11]や耐熱性向上のための後処理[12]が必要である。

一方、アーク放電の点描によるLPFGの製作も広く研究されている。放電法の利点として、通常の石英光ファイバや純粋石英フォトニック結晶ファイバにも前処理なしで利用可能[13-16]、単純で柔軟性の高い製造プロセス、高温安定性、製造後の共振波長の調整可能などが報告されている[17, 18]。本研究では、通常の石英光ファイバにも適用でき、周期も柔軟に変えることができるアーク放電法を利用して縦続接続LPFGの製作を行う。

周期の不均一なLPFGを光デバイスに応用するためには、透過電力スペクトルを効率的に求める解析法が必要である。通常は、分布結合現象を記述する結合モード方程式を用いてLPFGの解析が行われている。しかし、不均一周期のLPFGを解析するには複雑な計算が必要であり、

周期数の少ない LPFG については解析するのは困難である。不均一周期の LPFG を解析するために、離散結合モデルに基づいた伝送行列法が提案されている[19]。離散結合形伝送行列法は、周期数に対する透過電力スペクトルを求めることができ、アーク放電の点描により製作される LPFG の解析に適している。

本研究では、縦続接続させた2つの LPFG の透過電力スペクトルを離散結合モデルに基づいた伝送行列法を用いて求め、2つの LPFG の特性と LPFG 間隔を変えることによって阻止帯域幅を調節・拡大させる方法を提案する。さらに、提案手法に基づいて縦続接続 LPFG をアーク放電による点描で製作し、阻止帯域幅を調節・拡大できることを明らかにする。

2. 離散結合モデルによる長周期光ファイバグレーティングの解析

同方向に伝搬するコアモードとクラッドモードが結合する LPFG の解析には、分布結合に基づいた次のモード結合方程式が用いられる[20-23]。

$$\begin{aligned} \frac{dA(z)}{dz} &= -j\delta A(z) - j\kappa e^{-j\phi} B(z) \\ \frac{dB(z)}{dz} &= j\delta B(z) - j\kappa e^{j\phi} A(z) \end{aligned} \quad (1)$$

ただし、 $A(z)$ と $B(z)$ はコアモードとクラッドモードの振幅、 $\kappa \exp(-j\phi)$ は結合係数、 $\delta = (\beta_{co} - \beta_{cl} - 2\pi/\Lambda)/2$ 、 Λ はグレーティング周期、 β_{co} と β_{cl} はコアモードとクラッドモードの伝搬定数を表す。モード結合方程式を伝送行列法で解くために、LPFG を多くの均一なセクションに分割し、各セクションを結合部と伝搬部に分けて、

それぞれを結合行列 T_c と伝搬行列 T_p で表す。セクション k を通過する前後のコアモードとクラッドモードの振幅 A_{k-1} , B_{k-1} と A_k , B_k の関係は次のように表される[20-24]。

$$\begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} = T_p T_c \begin{bmatrix} A_{k-1} \\ B_{k-1} \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$T_c = \begin{bmatrix} \cos \kappa \Delta & -j \exp(-j\phi) \sin \kappa \Delta \\ -j \exp(j\phi) \sin \kappa \Delta & \cos \kappa \Delta \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$T_p = \begin{bmatrix} \exp(-j\delta \Delta) & 0 \\ 0 & \exp(j\delta \Delta) \end{bmatrix} \quad (4)$$

ただし、 Δ は各セクションの長さである。結合行列 T_c は各セクションの分布結合を表すので、セクションの長さ Δ に依存する。伝搬行列はコアモードとクラッドモードの伝搬を表し、グレーティング周期 Λ を含んでいる。したがって、周期が変化するような LPFG の解析には適用することができない。不均一周期の LPFG を解析するために、離散結合モデルに基づいた伝送行列法が提案されている[19]。

図1に示すように、離散結合モデルでは、放電による点描で製作した LPFG を異なる長さ Δ_k の $(N-1)$ 個のセクションに、放電部を境にして分割する。セクション k における放電部（結合部）ではコアモードとクラッドモードが結合するので結合行列 T_c^k で表し、放電していない領域ではコアモードとクラッドモードは結合せずに伝搬するので伝搬行列 T_p^k で表す。セクション k の結合行列 T_c^k は式(3)を基にして式(5)のように変形される。

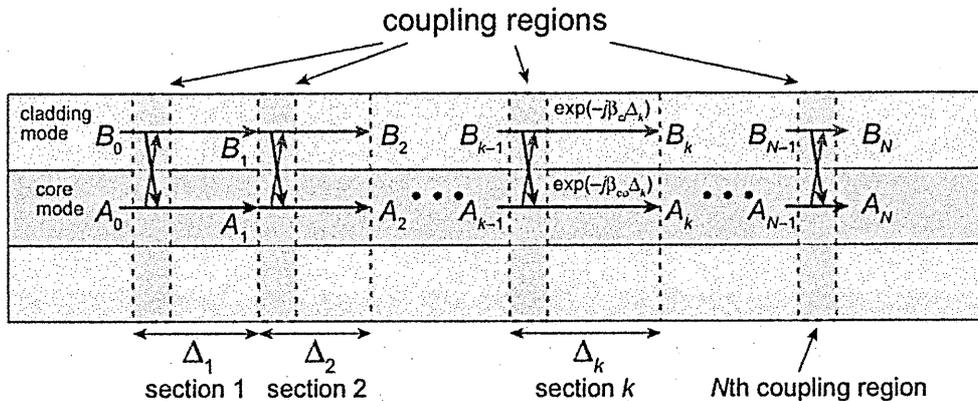


図1 長周期グレーティングの離散結合モデル

$$T_c^k = \begin{bmatrix} \cos C_k & -j \exp(-j\phi_k) \sin C_k \\ -j \exp(j\phi_k) \sin C_k & \cos C_k \end{bmatrix} \quad (5)$$

ただし、 C_k と ϕ_k はセクション k における結合量と位相変化を表し、セクションの長さ Δ_k には依存しない。

放電部以外ではコアモードとクラッドモードは結合しないので、次の結合部（放電部）までは結合しないで伝搬する。したがって、伝搬行列 T_p^k は次のように表される。

$$T_p^k = \begin{bmatrix} \exp(-j\beta_{co} \Delta_k) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta_{cl} \Delta_k) \end{bmatrix} \\ = \exp(-j\beta_{av} \Delta_k) \begin{bmatrix} \exp(-j\delta' \Delta_k) & 0 \\ 0 & \exp(j\delta' \Delta_k) \end{bmatrix} \quad (6)$$

ただし、 Δ_k はセクション k の長さ、 $\delta' = (\beta_{co} - \beta_{cl})/2$ 、 $\beta_{av} = (\beta_{co} + \beta_{cl})/2$ である。セクション k を通過する前と後のコアモードとクラッドモードの振幅 A_{k-1} 、 B_{k-1} と A_k 、 B_k の関係は、次の式のように表される。

$$\begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} = T_p^k T_c^k \begin{bmatrix} A_{k-1} \\ B_{k-1} \end{bmatrix} \quad (7)$$

LPFG へのコアモードとクラッドモードの入力振幅を A_0 、 B_0 、LPFG からの出力振幅を A_N 、 B_N とすると、入出力振幅の関係は式(8)のように表される。

$$\begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = T_c^N \prod_{k=1}^{N-1} (T_p^k T_c^k) \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

結合による位相変化は各セクションにおいて等しい $\phi_k = \phi$ と仮定すると、式(8)は行列のかけ算を表した式(10)を用いて式(9)に変形される。

$$\begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = \exp(-j\beta_{av} \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k) \\ \times \begin{bmatrix} T_{11} & \exp(-j\phi) T_{12} \\ \exp(j\phi) T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos C_N & -j \sin C_N \\ -j \sin C_N & \cos C_N \end{bmatrix} \\ \times \prod_{k=1}^{N-1} \left(\begin{bmatrix} \exp(-j\delta' \Delta_k) & 0 \\ 0 & \exp(j\delta' \Delta_k) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos C_k & -j \sin C_k \\ -j \sin C_k & \cos C_k \end{bmatrix} \right) \quad (10)$$

結合量 C_k とコアモードとクラッドモードの伝搬定数差 ($\beta_{co} - \beta_{cl}$) が分かれば、式(9)を用いて LPFG の透過電力(コアモードの電力= $|A_N|^2$)を求めることができる。光ファイバの正確な屈折率分布が測定でき、放電部における屈折率変化が測定できれば、伝搬モードの界分布が計算できるので放電部における結合量 C_k や伝搬定数差 $\delta' = (\beta_{co} - \beta_{cl})/2$ を求めることは可能である。しかし、光ファイバの正確な屈折率分布や放電による屈折率変化[25]を測定するのは極めて困難である。本研究では、均一周期 LPFG の測定データに基づいて結合量と伝搬定数差を決め、透過電力スペクトルの計算を行う。

次に、結合量 C_k と伝搬定数差 $\delta' = (\beta_{co} - \beta_{cl})/2$ を測定された透過電力スペクトルから求める方法について説明する。位相整合条件が満たされる共振波長では

$$(\beta_{co} - \beta_{cl}) \Delta_k = 2\pi \quad (11)$$

となる。放電電流と放電時間を同じにして、点描法で均一周期 LPFG を製作すると、各放電部（結合部）では屈折率変化は同じとなるので、 $C_k = C$ 、 $\phi_k = \phi$ と置くことができる。式(9)を用いると共振波長における透過電力(コアモード電力)と損失電力(クラッドモード電力)は式(12)のように表される。

$$|A_N|^2 = \cos^2(NC) |A_0|^2, \quad |B_N|^2 = \sin^2(NC) |A_0|^2 \quad (12)$$

均一周期 LPFG の透過電力スペクトルを測定し、共振波長におけるピーク損失と放電回数 N (周期数) 用いて式(12)より結合量 C を求める。

次に、コアモードとクラッドモードの伝搬定数差 ($\beta_{co} - \beta_{cl}$) を求める方法について述べる。使用する光ファイバ (Corning SMF-28e) のコアは Ge を添加した石英ガラス、クラッドは純粋石英ガラスでできている。伝搬定数を求めるた

めに, 使用光ファイバの屈折率分布を図2に示すようなコア, クラッド, 空気の3層階段形屈折率分布であると近似して, コアモード LP₀₁ とクラッドモード LP_{0m} の伝搬定数 β₀₁ と β_{0m} をスカラ近似解法により計算して求めた. クラッドの屈折率は純粋石英ガラスの屈折率[26]を用いている.

製作した均一周期 LPFG の共振波長を測定し, 測定した結合波長と一致するように, 光ファイバの等価的な3層階段形屈折率分布を求めた. 均一周期 LPFG の共振波長 λ_{res} とグレーティング周期 Λ の関係は, コアモード LP₀₁ とクラッドモード LP_{0m} の実効屈折率 n₀₁ = β₀₁/(2π/λ) と n_{0m} = β_{0m}/(2π/λ) を用いると式(11) は式(13) となる.

$$(\beta_{01} - \beta_{0m})\Lambda = 2\pi \Rightarrow \Lambda = \frac{\lambda_{res}}{n_{01} - n_{0m}} \quad (13)$$

グレーティング周期 Λ = 496 μm の均一周期 LPFG を製作し, クラッドモードへの結合によって生じる損失ピークから共振波長を求めた. 図3にグレーティング周期に対する測定した共振波長及び計算した分散曲線 λ/(n₀₁ - n_{0m}) を示す. 黒丸が Λ = 496 μm に対する測定した共振波長である. 分散曲線 λ/(n₀₁ - n_{0m}) が測定値を通過するように, コア半径, クラッド半径, コア・クラッド屈折率差を決めた. コア半径は a = 4.178 μm, クラッド半径は b = 54.9 μm, コア・クラッド間屈折率差は n_{co} - n_{cl} = 4.538 × 10⁻³ (波長 1.3 μm において) となった.

以上のようにして, 結合量と伝搬定数差が決まるので, 透過電力スペクトルは計算できる. しかしながら, 放電条件により光ファイバの屈折率差が変化し, 共振波長や分散曲線が変化することが報告されている[19, 27]. 損失ピークのスペクトル波形と一致するように, 図3に示した分散曲線 λ/(n₀₁ - n_{0m}) の傾きと位置を調節して, 透過電力スペクトルの計算を行った.

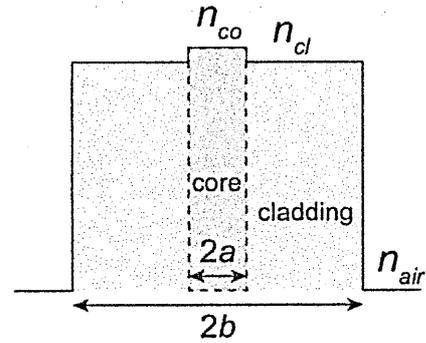


図2 等価3層階段形屈折率分布

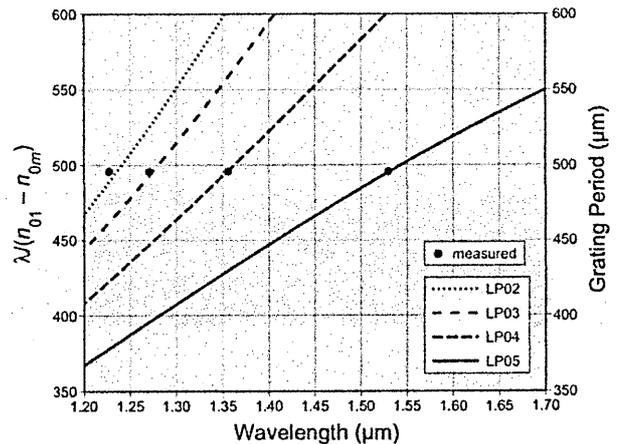


図3 共振波長とグレーティング周期

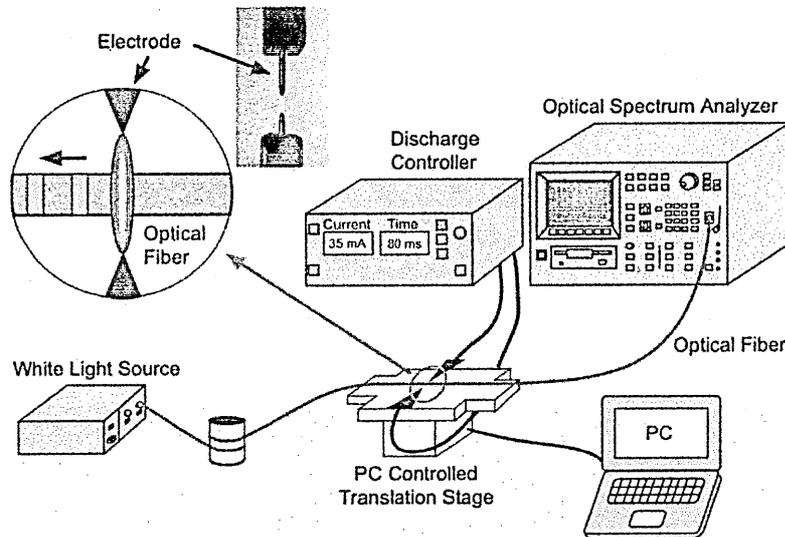


図4 放電による光ファイバグレーティング製作装置

3. 長周期光ファイバグレーティング製作装置

本研究では、アーク放電加熱により部分的に屈折率を変化させて LPFG を製作する。図 4 に放電による LPFG 製作装置の概略図を示す。光ファイバの一方を白色光源に接続し、もう一方を光スペクトラムアナライザ (分解能: 0.1–5.0 nm, 測定範囲: –85–10 dBm (1.1–1.6 μm)) に接続して透過電力を測定する。また、カットオフ近くの LP₁₁ モードを取り除くために光ファイバを円柱に数回巻く。放電制御装置 (放電電流: 25–310 mA, 放電時間: 1 ms–9.999 s) を用いて放電電流と放電時間を調節する。

移動台上の 2 つの V 溝に応力を加えないように光ファイバを固定し、電極の間に配置する。電極間隔は全て 1.0 mm としている。コンピュータ制御の移動台を用いて、光ファイバを一方向にグレーティング周期 Λ だけ動かし、放電ごとに透過電力を光スペクトラムアナライザで測定する。適当な損失ピークが生じるまでこの操作を繰り返して放電を行う。

4. 長周期光ファイバグレーティングの縦続接続による阻止帯域の拡大

2 つの LPFG を縦続接続して、阻止帯域を拡大する 2 種類の方法を提案する。シミュレーションにより、提案した縦続接続 LPFG の透過電力スペクトルを求め、シミュレーション結果に基づいて放電による点描で縦続接続 LPFG を製作して評価を行う。

図 5 に縦続接続した LPFG の概略図を示す。1 つ目の方法は周期の異なる ($\Lambda_1 \neq \Lambda_2$) 2 つの LPFG を縦続接続する方法 (異周期 LPFG 縦続接続法) である。LPFG 間にスペースを空けないために $L = \Lambda_2$ としている。放電法では屈折率を大きく変化できるため、素子長の短い (周期数の少ない) LPFG ができる。チャープ形の LPFG は周期を徐々に変えて、阻止帯域を拡大している。チャープの効果を出すためには周期

数を大きくする必要がある。素子長は 20–50 cm 程度と長くなり、しかも阻止帯域幅は 10 nm 程度以下である [28, 29]。提案した方法では、素子長を短くできると考えられ、異なる周期をもった LPFG を縦続接続してその効果を調べた。

2 つ目の方法は、同じ周期をもった ($\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$) 2 つの LPFG 間を距離 L だけ空けて (コアモードとクラッドモードの位相差を π として) 縦続接続する方法 (同一周期 LPFG π 位相差付与縦続接続法) である。LPFG1 と LPFG2 において、コアモードとクラッドモードの半分の電力が結合 (3 dB 結合) する波長で、位相差 π を与えて縦続接続すると、その波長で縦続接続 LPFG の損失はピークとなる。3 dB 結合の波長間隔を調節すると阻止帯域を拡大できる。

4.1 異周期長周期光ファイバグレーティングの縦続接続による阻止帯域拡大

放電電流 40 mA, 放電時間 90 ms で縦続接続異周期 LPFG を製作した。LPFG1 の周期を $\Lambda_1 = 496 \mu\text{m}$ とし、放電回数 (周期数) $N_1 = 43$ の後に、グレーティング周期を $\Lambda_2 = 504 \mu\text{m}$ に変えて LPFG2 を製作した。放電回数 (周期数) を増加させて $N_2 = 12$ となるまで透過電力を測定した。2 つの LPFG 間の間隔 L は LPFG2 の周期と同じで $L = 504 \mu\text{m}$ となっている。

図 6 に放電回数 43, 48, 55 に対する透過率の測定値 (黒色の線) とシミュレーション結果 (赤色の線) を示す。測定値とシミュレーション結果とは比較的よく合っている。阻止帯域幅の比較のために、周期 $496 \mu\text{m}$ の均一周期 LPFG の透過率も、灰色の実線で示している。図 6 (a) は LP₀₃, LP₀₄, LP₀₅ の各損失ピークを示しており、均一周期のものと比べて各損失ピークとも幅は広がっている。損失ピークの変化を詳細に見るために図 6 (b) には LP₀₅ 損失ピークのみを示している。

周期を $496 \mu\text{m}$ から $504 \mu\text{m}$ へと変化させた

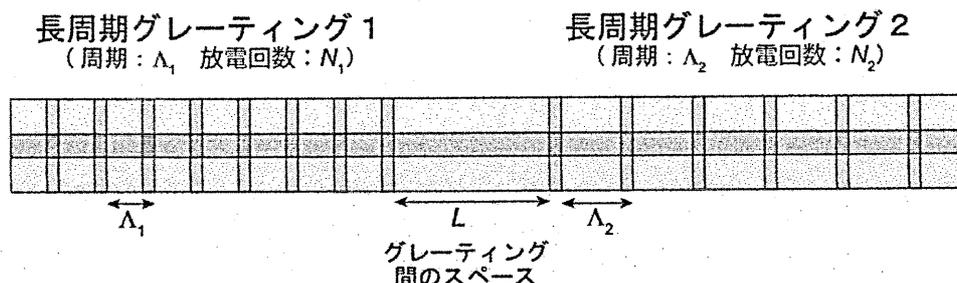
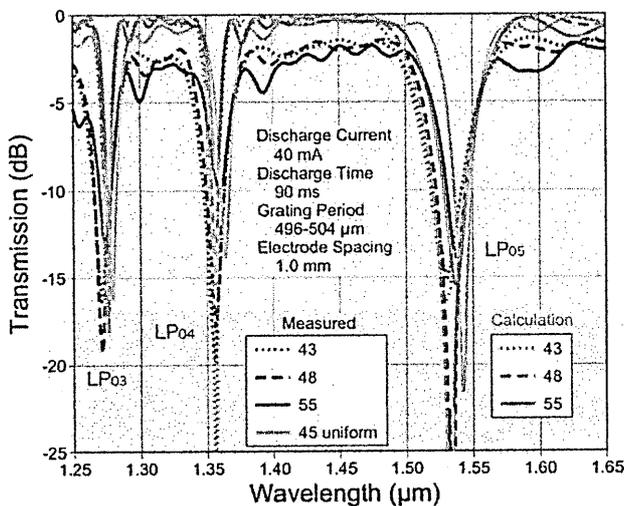
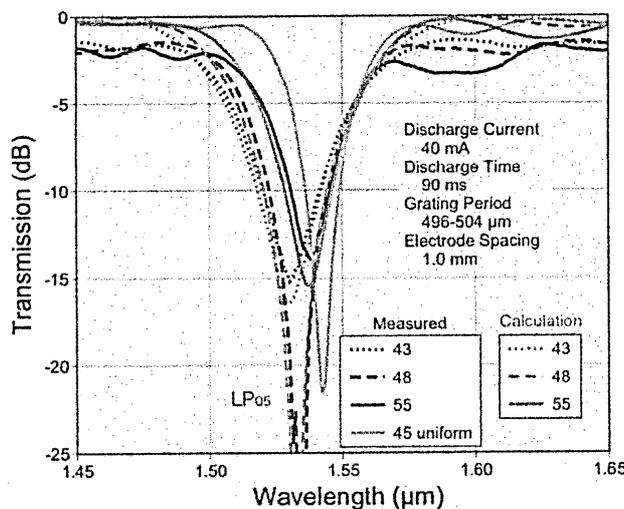


図 5 縦続接続長周期光ファイバグレーティング

後では, 放電回数が増加するにしたがってピーク損失波長は長波長側へ移動するとともに, ピーク損失は増加後減少している. 放電回数 48 回 ($N_1 = 43, N_2 = 5$) の縦続接続 LPFG では, 透過率 -20 dB 以下の阻止帯域幅は 6 nm となった. 灰色の線で示した均一周期 LPFG では 2 nm であり, 周期の異なる LPFG を縦続接続することで, 3 倍程度拡大しているが, その阻止帯域幅は狭い. また, 周期を $504 \mu\text{m}$ と長くした後では, 放電回数を増加させるにしたがって中心波長は長波長側へ移動するので, 阻止帯域の位置を調節するのは難しい. 素子長は 23.4 mm となり, チャープ形 LPFG に比べて $10-20$ 分の 1 程度短くなった.



(a) LP₀₃, LP₀₄, LP₀₅ モードピーク損失



(b) LP₀₅ モード損失ピーク

図 6 縦続接続異周期 LPFG の測定及び計算透過率

4.2 同一周期長周期光ファイバグレーティングの π 位相差付与縦続接続による阻止帯域拡大

図 7 は 2 つの同一周期 LPFG 間の間隔を L だけ空けて縦続接続する方法の原理を示している. LPFG1 では近接した波長でコアモードの半分の電力がクラッドモードに結合 (3 dB 結合) し, 出力振幅が等しくなる ($|A_{1out}| = |B_{1out}|$) ように製作する. LPFG1 通過後コアモードとクラッドモードは間隔 L で位相差 π を与えられ, A_{2in} と B_{2in} に示す赤色と青色の線のように位相は反転する. LPFG1 出力のコアモードは LPFG2 を通過後は赤色の線で示した等電力のコアモードとクラッドモードとして出力され, クラッドモードは青色の線で示した等電力のクラッドモードとコアモードとして出力される. 赤色と青色の線で示されるコアモードの位相は反転し, 打ち消されて ($A_{out} = 0$) 透過電力はなくなる. このような状態となる 3 dB 結合の波長間隔を変化させて LPFG を製作すると, 阻止帯域幅を調節し, 拡大することができる.

次に, π 位相差を付けて縦続接続した同一周期 LPFG の透過電力の計算について説明する. LPFG1 にコアモードを入力し, その振幅を A_{in} とすると, LPFG1 からの出力コアモードとクラッドモードの振幅 A_{1out} と B_{1out} は, 式(8) を用いると式(14) のように表される.

$$\begin{bmatrix} A_{1out} \\ B_{1out} \end{bmatrix} = {}_1T_c^{N_1} \prod_{k=1}^{N_1-1} ({}_1T_c^k {}_1T_p^k) \begin{bmatrix} A_{in} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

ただし, ${}_1T_c^k$ と ${}_1T_p^k$ は LPFG1 のセクション k の結合行列と伝搬行列である. LPFG1 では, 近接した波長で半分の電力がコアモードからクラッドモードへ結合し, コアモードとクラッドモードは同じ電力 ($|A_{1out}| = |B_{1out}|$) となるように製作される.

LPFG1 と LPFG2 間の間隔 L によって, コアモードとクラッドモードの位相が反転するように, 間隔 L を式(15) のように決める.

$$L(\beta_{co} - \beta_{cl}) = (2N+1)\pi \quad (15)$$

LPFG1 から出力されたコアモードとクラッドモードは距離 L だけ伝搬して, LPFG2 に入力されるので, コアモードとクラッドモードの入力振幅 A_{2in} と B_{2in} は式(16) のようになる.

$$\begin{bmatrix} A_{2in} \\ B_{2in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-j\beta_{cl}L) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta_{co}L) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1out} \\ B_{1out} \end{bmatrix} \quad (16)$$

LPGF2 への入力コアモードとクラッドモードの半分の電力がそれぞれクラッドモードとコアモードに結合して出力されるように製作すると、縦続接続 LPGF のコアモードとクラッドモードの出力振幅は式(17) のようになる。

$$\begin{bmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{bmatrix} = T_c^{N_2} \prod_{k=1}^{N_2-1} (T_c^k T_p^k) \begin{bmatrix} A_{2in} \\ B_{2in} \end{bmatrix} \quad (17)$$

図7に示すように、3 dB 結合の波長においては、LPGF1 から出力されるコアモード成分は LPGF2 により赤線で示されるコアモードとクラッドモードとなって出力される。一方、LPGF1 からのクラッドモード成分は LPGF2 により青線で示されるクラッドモードとコアモードとなる。LPGF2 から出力された青線と赤線のコアモードの振幅の位相は反転するので、LPGF1 と LPGF2 の 3 dB 結合となる波長では、コアモードは打ち消されて、全てクラッドモードとなり損失となる。このような状態になる波長間隔を変化させて設計すれば、阻止帯域幅を調節して、拡大することができる。

次に、シミュレーションによって、 π 位相差付与で縦続接続した LPGF の阻止帯域幅が拡大する条件を調べる。2つの LPGF の周期を $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 480 \mu\text{m}$ 、LPGF 間の間隔を $L = 720 \mu\text{m}$ として、周期数を変化させて透過電力スペクトルの計算を行った。

図8は、シミュレーションによって求めた LP₀₅モードによる損失ピーク付近の透過率を示している。青色の線は、LPGF1 の透過率を示し、

赤色の線は π 位相差付与縦続接続同一周期 LPGF の透過率を示している。LPGF1 において透過率が -3 dB となる波長ではコアモード電力の半分がクラッドモードに結合されるので、この -3 dB となる波長間隔が近くなるように LPGF1 作る必要がある。周期数 32 (放電回数 32 回、青色点線) では、共振波長において全ての電力がクラッドモードに変換しているが、透過率が -3 dB となる波長間隔は広い。

透過率 -3 dB となる波長間隔を狭くするために 47 周期になるまで放電を繰り返した後、間隔を $L = (2N+1)\Lambda/2 = 720 \mu\text{m}$ にして、LPGF2 の周期数を増加させ、縦続接続 LPGF の透過率をシミュレーションにより求めた。LPGF1 の透過率が -3 dB となる2つの波長において、63 回の放電 ($N_1 = 47$, $N_2 = 16$, 赤色実線) で縦続接続 LPGF の損失が -30 dB 以上となっており、阻止帯域は拡大している。また、その前後の周期数においても阻止帯域の広い縦続接続 LPGF が得られている。透過率が -20 dB 以下の帯域幅は、縦続接続した LPGF では、放電回数 63 回 ($N_1 = 47$, $N_2 = 16$, 赤色実線) で 13 nm, 放電回数 62 回 ($N_1 = 47$, $N_2 = 15$, 赤色点線) で 14 nm となっている。均一周期の $N_1 = 32$ (青色点線) では 5 nm なので、縦続接続することで阻止帯域は 2.8 倍程度拡大している。LPGF1 の周期数をもう少し減らせば、阻止帯域を更に拡大できると思われる。

次に、シミュレーション結果に基づいて π 位相差付与縦続接続同一周期 LPGF を製作した。製作においては、不要モードへの結合による損失もあるので、LPGF1 の透過率が -3 dB となる波長が明確にはわからない。比較的近づ

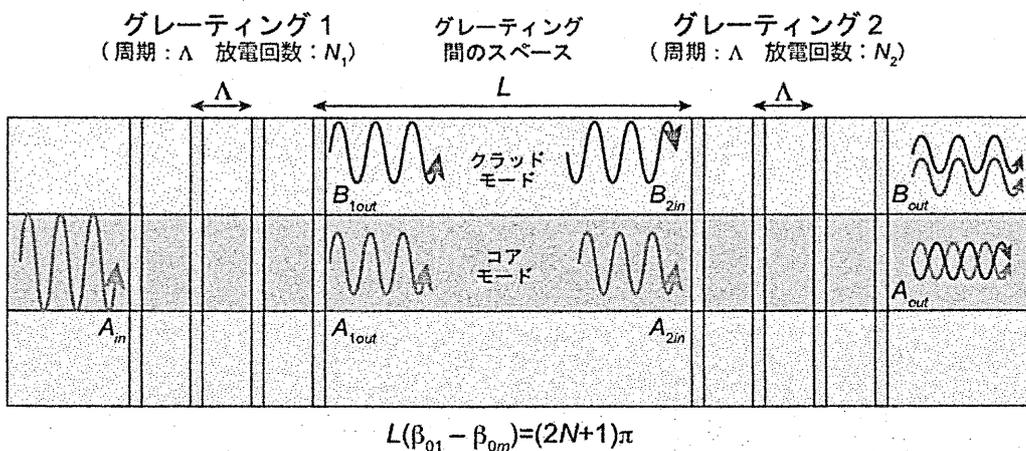


図7 同一周期長周期光ファイバグレーティングの π 位相差付与縦続接続

たと思われるところで, LPFG 間の間隔を 720 μm 空けた後に, 放電回数を増加させながら LPFG2 を製作した.

図 9 に製作した π 位相差付与縦続接続同一周期 LPFG の透過率の測定結果とシミュレーション結果を示している. 測定結果は青色の線で, シミュレーション結果は赤色の線で表している. 放電電流 37 mA, 放電時間 90 ms で LPFG を製作した. 44 回放電 ($N_1 = 44$) して LPFG1 を製作した後に, LPFG 間を 720 μm 空けて, LPFG2 を製作した. 測定とシミュレーション結果を比較すると, 測定では通過帯域の損失は多いが, シミュレーション結果とは比較的良く一致している. 透過率 -20 dB 以下の帯域幅は, 縦続接続した LPFG では, 放電回数 56 回 ($N_1 =$

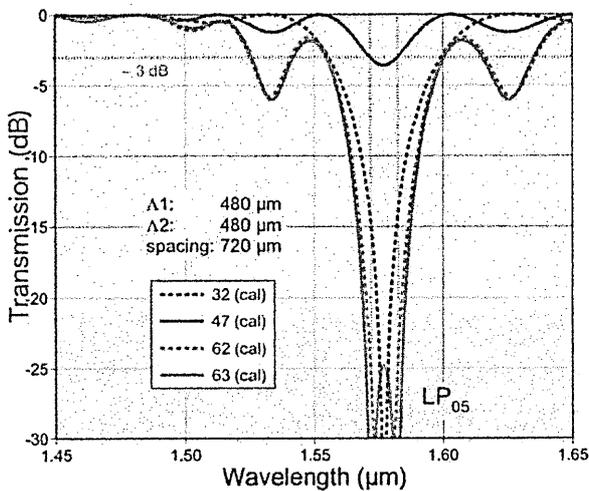


図 8 π 位相差付与縦続接続同一周期 LPFG の透過率 (シミュレーション結果)

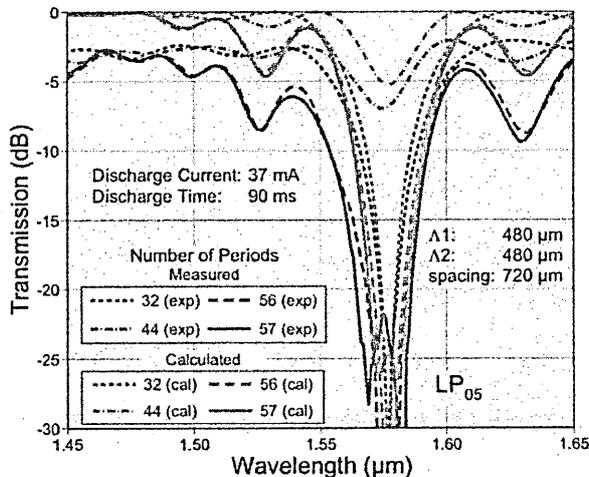


図 9 π 位相差付与縦続接続同一周期 LPFG の透過率 (測定及びシミュレーション結果)

44, $N_2 = 12$, 青色破線) で 16 nm, 放電回数 57 回で ($N_1 = 44$, $N_2 = 13$, 青色実線) で 22 nm となっている. 均一周期の放電回数 32 回 ($N_1 = 32$, 青色点線) では 6 nm なので, 縦続接続することで阻止帯域は 3.7 倍程度広がっている. 素子長は 27.1 mm となり, 異周期縦続接続 LPFG の場合より 4 mm 程度長くなった.

5. まとめ

2つの LPFG を縦続接続させて阻止帯域を拡大させる 2 種類の方法 (異周期 LPFG 縦続接続法と同一周期 LPFG π 位相差付与縦続接続法) を提案した. 縦続接続した LPFG の透過電力をシミュレーションにより求め, 阻止帯域幅が拡大する条件を調べた. シミュレーション結果に基づいて, 提案した 2 つの方法で縦続接続 LPFG を放電により製作し, 阻止帯域が拡大できることを明らかにした.

異周期 LPFG 縦続接続法では, 透過率 -20 dB 以下の帯域幅を 6 nm 程度にすることができた. 素子長は 23.4 mm で, チャープ LPFG より 10 - 20 分の 1 程度と短くすることができたが, 阻止帯域幅は狭く, 更に拡大するためには, 2 つの LPFG の周期を調節する必要がある.

同一周期 LPFG π 位相差付与縦続接続法では, 透過率 -20 dB 以下の帯域幅を 22 nm と広くすることができた. 阻止帯域幅は 1 段目の LPFG の周期数を変えることで更に広げることができるとと思われる. 素子長は 27.1 mm となり, 異周期縦続接続 LPFG の場合より 4 mm 程度長くなった. 通過帯域の損失が大きく, 損失を下げるのが今後の課題である.

謝辞

LPFG の解析プログラムを作成していただいた大阪電気通信大学客員研究員 F. Abrishamian 博士と, LPFG の製作に協力していただいた大阪電気通信大学工学部電子機械工学科の山元洋平氏 (現在, 吉福鉄工(株)) に深謝する.

参考文献

- [1] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson, "Long-period fiber-grating-based gain equalizers," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 5, pp. 336-338, March 1996.

- [2] J. R. Qian and H. F. Chen, "Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 11, pp. 1132-1133, May. 1998.
- [3] M. Harumoto, M. Shigehara, and H. Suganuma, "Gain-flattening filter using long-period fiber gratings," *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 1027-1033, June 2002.
- [4] D. B. Stegall and T. Erdogan, "Dispersion control with use of long-period fiber gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 17, no. 2, pp. 304-312, Feb. 2000.
- [5] S.-J. Kim, T.-J. Eom, B. H. Lee, and C.-S. Park, "Optical temporal encoding/decoding of short pulses using cascaded long-period fiber gratings," *Opt. Express*, vol. 11, no. 23, pp. 3034-3040, Nov. 2003.
- [6] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 58-65, Jan. 1996.
- [7] G. Humbert and A. Malki, "High performance bandpass filters based on electric arc-induced π -shifted long-period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 21, pp. 1506-1507, Oct. 2003.
- [8] K. R. Sohn and K. T. Kim, "Thermo-optically tunable band-rejection filters using mechanically formed long-period fiber gratings," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 20, pp. 2688-2690, Oct. 2005.
- [9] B. Ha Lee and J. Nishii, "Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 16, pp. 3450-3459, June 1999.
- [10] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 13, pp. 1191-1193, June 1993.
- [11] H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard and M. D. Gallagher, "Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber," *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 5, pp. 2940-2945, Sept. 1995.
- [12] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 1, pp. 73-80, July 1994.
- [13] G. Humbert and A. Malki, "Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres: fabrication and high-temperature characterizations," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4, no. 2, pp. 194-198, Feb. 2002.
- [14] K. Morishita, S. F. Yuan, Y. Miyake, and T. Fujihara, "Refractive index variations and long-period fiber gratings made by the glass structure change," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E86-C, no. 8, pp. 1749-1758, Aug. 2003.
- [15] G. Humbert, A. Malki, S. Février, P. Roy, and D. Pagnoux, "Electric arc-induced long-period gratings in Ge-free air-silica microstructure fibres," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 4, pp. 349-350, Feb. 2003.
- [16] K. Morishita and Y. Miyake, "Fabrication and resonance wavelengths of long-period gratings written in a pure-silica photonic crystal fiber by the glass structure change," *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 2, pp. 625-630, Feb. 2004.
- [17] K. Morishita and A. Kaino, "Adjusting resonance wavelengths of long-period fiber gratings by the glass-structure change," *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 24, pp. 5018-5023, Aug. 2005.
- [18] F. Abrishamian and K. Morishita, "Broadening adjustable range on post-fabrication resonance wavelength trimming of long-period fiber gratings and the mechanisms of resonance wavelength shifts," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E94-C, no. 4, pp. 641-647, Apr. 2011.
- [19] F. Abrishamian and K. Morishita, "A transfer-matrix method based on a discrete coupling model for analyzing uniform and nonuniform codirectional fiber grating couplers," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 13, pp. 2367-2372, May 2012.
- [20] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, Aug. 1997.
- [21] R. Feced and M. N. Zervas, "Efficient inverse scattering algorithm for the design of grating-assisted codirectional mode couplers," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 17, no. 9, pp. 1573-1582, Sept. 2000.
- [22] L. Wang and T. Erdogan, "Layer peeling algorithm for reconstruction of long-period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 3, pp. 154-156, Feb. 2001.
- [23] J. K. Brenne and J. Skaar, "Design of grating-assisted codirectional couplers with discrete inverse-scattering algorithms," *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 1, pp. 254-263, Jan. 2003.

- [24] J. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, and J. H. Ng, "Design and fabrication of flat-band long-period grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 11, pp. 1558-1560, Nov. 2003.
- [25] F. Abrishamian, N. Dragomir and K. Morishita, "Refractive index profile changes caused by arc discharge in long-period fiber gratings fabricated by a point-by-point method," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 34, pp. 8271-8276, Dec. 2012.
- [26] I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, no. 10, pp. 1205-1209, Oct. 1965.
- [27] 山本裕也, 森下克己, "長周期光ファイバグレーティングの放電条件による結合波長の変化," 平成 23 年電気関係学会関西支部連合大会, 30P1-16, 2011 年 10 月.
- [28] L. Wang and T. Erdogan, "Layer peeling algorithm for reconstruction of long-period fibre gratings," *Electron. Lett.* vol. 37, no. 3, pp. 154-156, Feb. 2001.
- [29] J. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, and J. H. Ng, "Design and fabrication of flat-band long-period grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 11, pp. 1558-1560, Nov. 2003.

輻研創立当初、数年間の各部会の活動状況

坂井利之（京都大学名誉教授）

輻射科学研究会の設立時から昭和30年頃までの活動状況につき、京都大学名誉教授 坂井利之先生に御講演いただいた。

坂井先生は終戦の前年 昭和19年9月に旧制第三高等学校を御卒業の後、同10月に京都帝国大学に入学され、昭和22年9月に卒業された。その後、新制の京都大学大学院に特別研究生として在籍され、当会初代理事長 加藤信義教授のもとで研究活動に従事された。輻射科学研究会の活動には昭和21年4月の設立当初から昭和30年頃まで関わられた。

御講演では、まず、当会が陸軍の電磁波関連研究の資産を受け継ぎ財団法人として設立されたこと、設立当初より学会とは一線を画し、大学や学会の垣根を越えて、学会等では言及不可能な内容も含めて同じ研究室内であるかのように濃密な議論が行われたことを述べられた。

続いて6部会から構成されていた当時の研究会（注1）につき、昭和30年頃までの活動実態につき述べられた。第一部会、第二部会は、物性や素子（マグネトロン等）の研究について互いに相談しながら運営されていた。また立体回路などの回路関係に関して第二・第三部会合同の研究会が開催されることが多かった。第五部会では金属や様々な誘電体（食品や人体等生体組織を含む）への電磁波の影響に関する関心が高く様々な試みがなされた（注2）。妨害電波については戦時研究の時代から関西を中心に研究が行われ、輻研では第五、第六部会を中心に会合が開かれていた。第六部会は昭和28年頃から本格的に活動を開始した。各部会の名称や内容を含めた6部会構成についての正式な取り決めは昭和28年に行われた。輻研に関わった先生方については、戦時研究の時代からのつながりを含め、研究会内外での技術的な交流が盛んであった。

本御講演では、種々の貴重な資料の実物も公開いただき、また、終戦時の玉音放送の模様や、当時の京大での授業の様子など、大変興味深いエピソードを御披露くださいました。

（執筆責任者：浅居正充）

（注1）当時の研究会規程（昭和28年8月1日制定）第2条で次のように規定されていた：第一部会は真空技術及び真空管材料の研究、第二部会は超高周波電子管の研究、第三部会は立体回路素子の研究、第四部会は超高周波測定の研究、第五部会は放射線の特種応用の研究、第六部会は超高周波通信の研究を行う。以上の外に第一部会と第五部会とが連合で航空に関する電子工学と原子力に関する電子工学の研究を行う。又第二部会、第三部会、第四部会とが連合でミリ波の特別研究を行う。（以上）。

（注2）輻研第五部会を含む4団体を中心として1951年に赤外線技術連合会（会長：当時の輻研理事長 加藤信義教授）が結成されたが、加藤会長の死去により活動休止となった。1970年に新体制のもと赤外線技術研究会として活動を再開した後、1991年に日本赤外線学会となり現在に至る。

空間光ビームの干渉を利用した 平面型波長フィルタの検討

Investigation of Optical Wavelength Filter with Plane Structure Using Interference of
Spatial Optical Beam

早川 達也¹, 徐 菁璠¹, 河合 正¹, 榎原 晃¹, 川西 哲也²
Tatsuya Hayakawa, Jingfan Xu, Tadashi Kawai, Akira Enokihara, Tetsuya Kawanishi

¹兵庫県立大学 大学院工学研究科 電気系工学専攻

Graduate School of Engineering, University of Hyogo

²独立行政法人情報通信研究機構 光ネットワーク研究所

National Institute of Information and Communications Technology

2013年5月27日

於 京都大学

概要

本研究では、金属薄膜パターンによる遮光マスクと傾斜ガラス板を合わせた平面型波長フィルタの検討を行った。このフィルタは、シングルモード光ファイバ(SMF)からの光波をレンズによって空間ビームにし、傾斜ガラス板によって傾斜方向に遅延量の連続的に変化するビームを形成し、これを所望の波長特性を逆フーリエ変換したパターンからなる遮光マスクを通し、再度、レンズによってSMFに戻すことによって干渉を起こさせ波長フィルタを実現する。実際に、遮光パターンを設計し、フィルタの試作実験を行い、その動作を実証した。

1. はじめに

光通信などに利用される光学フィルタとしては、現在、低コストで量産性に優れた誘電体多層膜フィルタが多く用いられている。多層膜フィルタは複数の誘電体薄膜を積層した構造になっており、各層の膜厚と屈折率から波長特性を制御することが出来る[1]。しかし、高精度な膜厚制御や屈折率制御は一般的には難しく、また、層数にも限界があるので、特性や性能がある程度制限される。また多重反射により遅延特性が劣化する可能性もある。

そこで本研究では高精度で、多様な特性の実現を目指して、空間ビーム内での干渉の原理を利用した平面型構造の波長フィルタを検討した。本フィルタは二次元の遮光パターンと傾斜のついたガラス板（傾斜ガラス板）を合わせた基本構造を有し、遮光パターンの窓形状によって波長特性を制御する事ができる。2次元パターンは所望の波長特性を逆フーリエ変換した関数を基に構成されるので、非常に高精度な設計が期待でき、また、多様な特性実現の可能性がある。

本稿では、始めにシングルモード光ファイバ(SMF)からの光波をレンズで空間光ビームにして、干渉を起こさせる基本的な光学系について説明し、次に、それを屈折率評価に応用した例を示す。そして、この光学系を用いた波長フィルタについて説明し、実際に波長フィルタを設計・試作し、評価した結果も合わせて述べる。

2. 空間光ビームの干渉と光学系

ここで、図1に示すような空間光ビーム干渉の原理を利用した光学系を用いて、ビームの半分に被測定物を通すことで、空間干渉計を構成する。この光学系では 光源から出た

光波をシングルモード光ファイバ(SMF)に通してから空間ビームにし、対物レンズ A で平行光ビームにする。この平行光ビームを試料に半分通し、通過した光を対物レンズ B で集光し、再び SMF に戻す。そして、SMF に集光した光を光スペクトルアナライザーで波長特性を測定する。

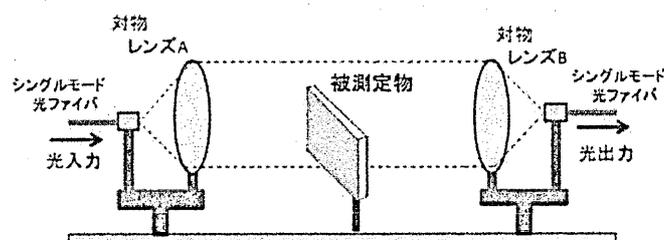


図 1 光学系の構成図

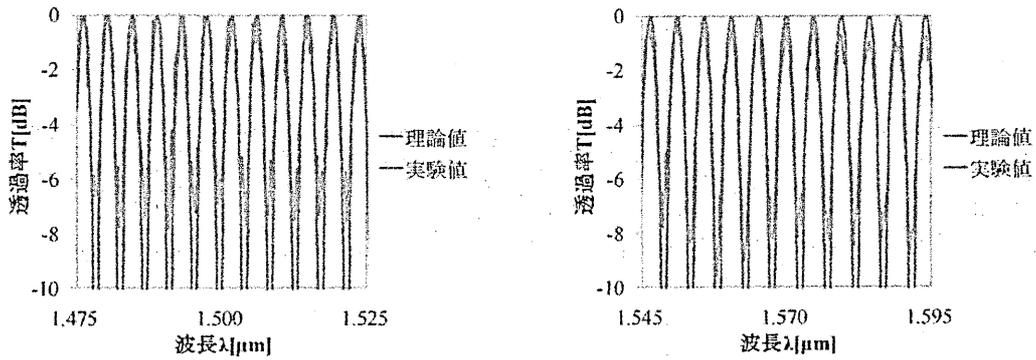
ここで透過率が極大になる時の波長 λ_1 と透過率が極小になる時の波長 λ_2 とすれば、この試料の屈折率 n は、試料の膜厚を L とすると、

$$\pi = 2\pi L(n-1) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad \dots 1$$

この式より屈折率 n は以下の通り表わされる。

$$1 = 2L(n-1) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \Rightarrow n = \frac{1}{2L} \left(\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) + 1 \quad \dots 2$$

そこで、図 1 の光学系を用いて透過率 T の波長依存性を測定した。試料はソーダガラスで厚さ 1mm である。この時の実測結果と式 1 からの結果とをフィッティングしたグラフを図 2 に示す。これら結果から求めた屈折率 n の波長依存性を図 3 に示す。



(a) 中心波長 1.45 μm の場合

(b) 中心波長 1.57 μm の場合

図2 ガラスの透過率の波長特性

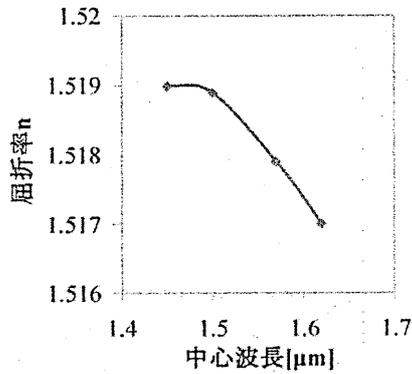


図3 ガラスの屈折率の波長特性

図3より屈折率 n は波長に僅かに依存し、1.5 μm の波長では約 1.52 となることがわかる。

次に LiNbO_3 結晶の屈折率をガラスと同様に図1で検出した。なお、 LiNbO_3 結晶は異方性（複屈折）を有するため、光学系に偏光フィルタを設置し、偏光板の角度を変えて波長特性を観測し、屈折率の偏波依存性を測定した。中心波長が 1630nm の時について、偏光角に対する屈折率の変化を図4に示す。図より n の $n_o=2.30$ 、 $n_e=2.21$ という結果が得られた。

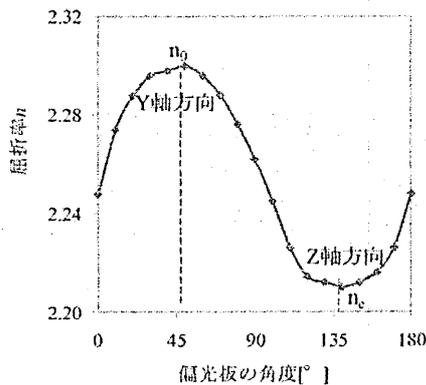


図4 LiNbO₃ 結晶の屈折率の偏光依存性

3. 空間ビームの干渉を利用した平面型波長フィルタ

4-1 構成と動作原理

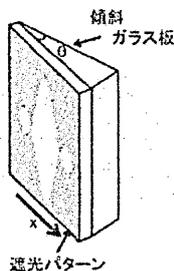


図5 傾斜ガラス板

本実験で使用した傾斜ガラス板は角度 $\theta=11.3$ 度で斜めにカットした屈折率 $n=1.52$ の S-BSL7 ガラスからなる。図5のように、場所によって基板の厚さが変わるので、連続的に光波の遅延量を変化させることができる。この時の基板の厚さが変わる方向を x 軸とし、場所 x に対応する遅延量を t とおく。これより x を用いて t を表わす。ここで n : 屈折率=1.52, t : 遅延, $L(x)$: 基板の厚さ, c_0 : 光速= 3×10^8 , x : 中心を基準とする x 軸方向の位置, v_n : 傾斜ガラス板中での光の速度 とする。すると、傾斜ガラス板中での光の速度 v_n は式3, 基板の厚さ $L(x)$ は式4のように表わされる。

$$v_n = c_0/n \quad \dots 3$$

$$L(x) = x \tan \theta \quad \dots 4$$

ここで、長さ $L(x)$ の傾斜ガラス板を光が通り抜ける時間： $T_n(x)$ 、長さ $L(x)$ の空气中を光が通り抜ける時間： $T(x)$ の差が遅延時間に相当するので、ガラス傾斜基板中での遅延 $t(x)$ は式 5 で表される。

$$\begin{aligned} t(x) &= T_n(x) - T(x) = L(x) \left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{C_0} \right) \\ &= x \tan \theta \left(\frac{n}{C_0} - \frac{1}{C_0} \right) = \frac{x \tan \theta (n-1)}{C_0} \quad \dots 5 \end{aligned}$$

今、傾斜ガラス板の条件は $\tan \theta = 0.2$ 、 $n = 1.52$ であるので結果、遅延値は式 6 となる。

$$t(x) = \frac{0.2 \times (1.52 - 1)}{3 \times 10^8} x = 3.467 \times 10^{-10} x \quad \dots 6$$

以上により傾斜ガラス板による t (遅延) と x (中心を基準とする x 軸方向の位置) の関係式が分かった。図 5 の遮光マスクの部分の 2 次元遮光パターンを図 6 に示す。

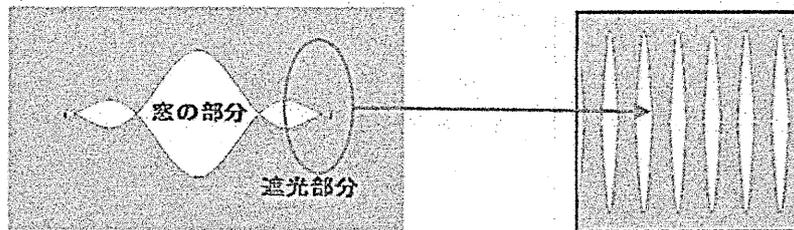


図 6 2次元遮光パターン

この図 6 において、横方向が x 方向となる。この x は先程の遅延に対応している。そして、縦方向は遮光パターンの高さ (もしくは光の透過率) に対応している。この遮光マスクのパターン (遮光パターン) は関数 $g(x)$ を基に構成している。この $g(x)$ を用いて、SMF に戻ってくる光の電界振幅 $E(\omega)$ は式 7 によって表される。

$$E(\omega) = E = \int_{-x_0/2}^{x_0/2} E_0 g(x) e^{-j\omega t} dx \quad \dots 7$$

この式において、 E_0 : 断面内の電界振幅、 E : 光ファイバーに戻ってきた光波の電界振幅。
 x は式 6 によって遅延量 t で表すことが出来るので、この式はフーリエ変換の式として捉える事が出来る。これにより所望の波長特性を逆フーリエ変換する事により $g(x)$ を求めること

が出来る. $g(x)$ が実関数となるように, 図8のように, 広い帯域幅 $-\omega_2 \sim \omega_2$ の矩形波の波長特性 $F'(\omega)$ と狭い帯域幅 $-\omega_1 \sim \omega_1$ の矩形波の波長特性 $F''(\omega)$ の引き算で, 所望の波長特性 $F(\omega)$ が得る.

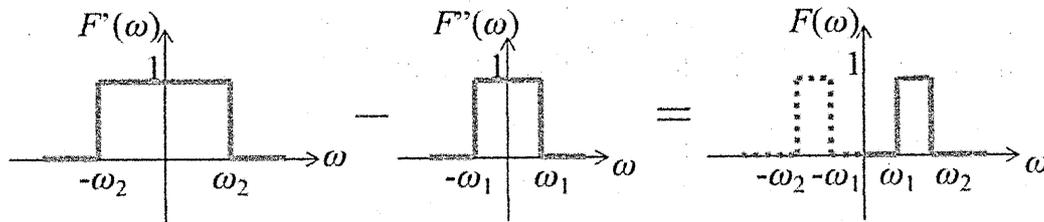


図8 遮光パターン $g(x)$ の算出

広い帯域幅 $-\omega_2 \sim \omega_2$ の矩形波の波長特性 $F'(\omega)$ を逆フーリエ変換すると,

$$f'(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\omega_2}^{\omega_2} 1 \cdot e^{i\omega t} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sin \omega_2 t}{t} \quad \dots 8$$

となる. また, 狭い帯域幅 $-\omega_1 \sim \omega_1$ の矩形波の波長特性 $F''(\omega)$ を逆フーリエ変換すると, $f''(t)$ は,

$$f''(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\omega_1}^{\omega_1} 1 \cdot e^{i\omega t} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sin \omega_1 t}{t} \quad \dots 9$$

となる. $F(\omega) = F'(\omega) - F''(\omega)$ より,

$$f(t) = f'(t) - f''(t) = \frac{2}{\sqrt{2\pi t}} (\sin \omega_2 t - \sin \omega_1 t) \quad \dots 10$$

が成り立つ. この式が所望の波長特性を持つ波の式となる. この式の t は傾斜ガラス板によって生じる遅延に対応するので, 式6の t (遅延)と x (中心を基準とする x 軸方向の位置)の関係により式10は式11となる.

$$g(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \cdot 3.467 \times 10^{-10} x} \left\{ \sin(3.467 \times 10^{-10} x \omega_2) - \sin(3.467 \times 10^{-10} x \omega_1) \right\}$$

...11

以上により、所望の波長特性を得るための各 x 値に対する透過率を知ることができる。今、この式に適当な値を代入した時のグラフを図9に示す。(このグラフにおいて縦軸は透過率で、その最大値で規格化している) このグラフを見ると、特性がマイナスとなる部分が存在するが、この部分は遅延量を π ずらして (x 方向に場所をずらすことと等価) プラスの部分に足し合わせた。この時のグラフを図10に示す。(この時の縦軸は図9の縦軸と同じスケールで規格化した値である。) そして、これを x 軸を線対称に反転させる。これを図11に示す。これが平面型波長フィルタの遮光パターンとなり、全体図は(b)のようになる。

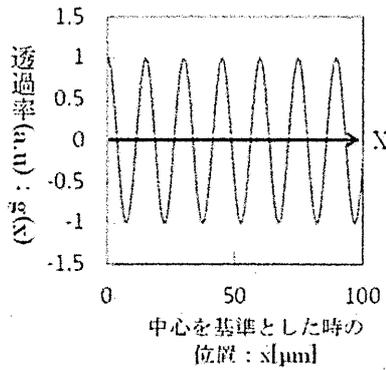


図9 $g(x)$ 特性

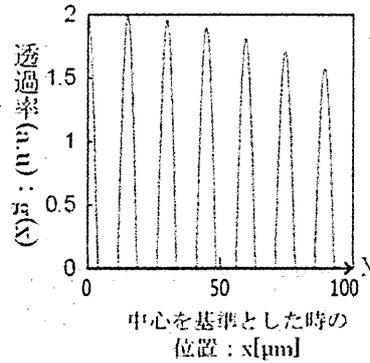
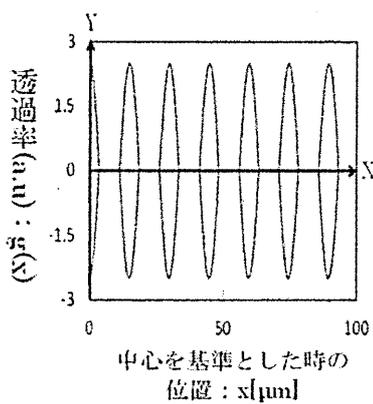
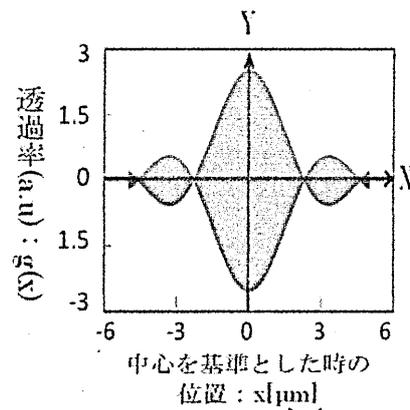


図10 π シフト後



(a)横方向の拡大図



(b)全体図

図11 完成した遮光パターン

4-2 設計, 試作

実験では, 中心周波数: 1550nm, 帯域幅: 5nm, 10nm, 20nm の3つのパターンを作成した. 図12に作成した遮光パターンをそれぞれ示す. これらのパターンはビーム面内の電界強度分布は一定と仮定している. 遮光パターンはフォトマスクを利用したフォトリソグラフィ工程を用いて作製した. ガラス基板上に, 遮光部分は金(1 μ m)の膜で形成し, 遮光パターンの大きさは5mm \times 10mmである. 図13に試作した遮光パターンの写真を示す.

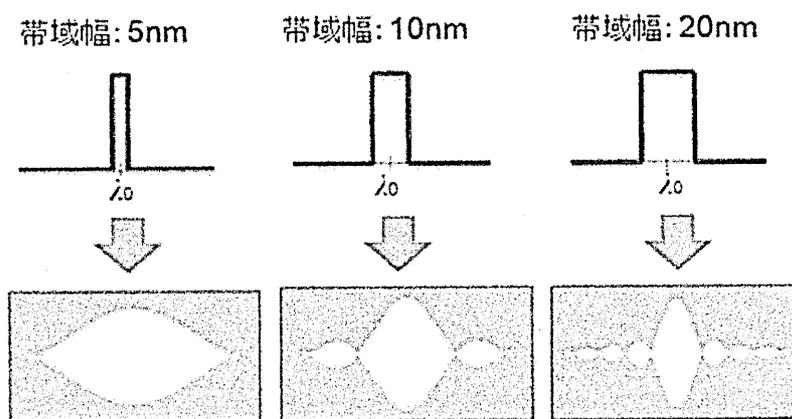


図12 設定したい波長特性と遮光パターン

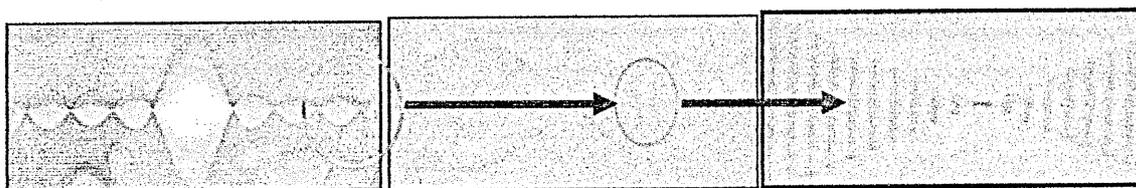


図13 フィルタの一部拡大

図12に示した3種の遮光マスクを用いた平面型波長フィルタを図14に示す光学系を用いて実測を行った. この光学系では 長広帯域光源から出た光波をシングルモード光ファイバ(SMF)に通してから空間ビームにし, 対物レンズAで平行光ビームにする. この平行光ビームをフィルタ部分に通し, 通過した光を対物レンズBで集光し, 再びSMFに戻す. そして, SMFに集光した光を光スペクトルアナライザーで波長特性を実測した.

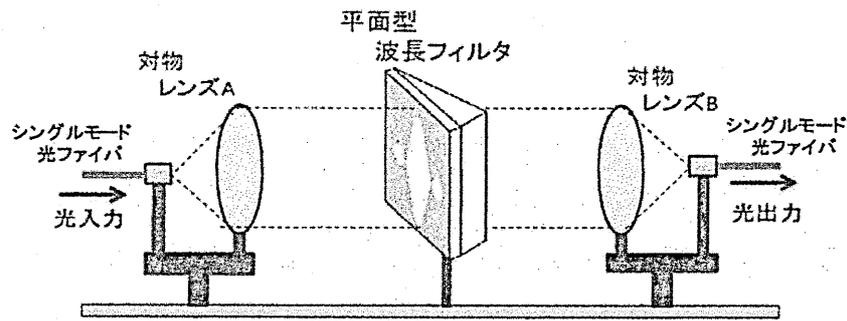


図 14 光学系の簡易図

4.3 離散フーリエ変換法による波長特性の算出

平面型波長フィルタの波長特性を離散フーリエ変換(DFT)を用いて算出した[3]. DFT の式を式 12 に, 原理を示すグラフを図 15 に示す.

$$A_k = \sum_{i=0}^{N-1} a_i \exp(-j \frac{2\pi i k}{N})$$

...12

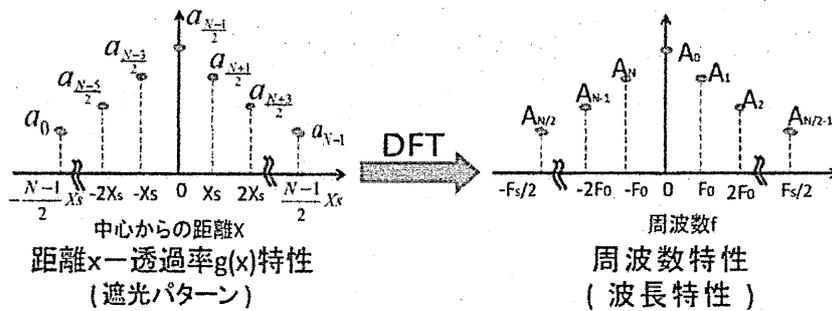


図 15 離散フーリエ変換の原理

右の図は遮光パターンに対応し, a は各位置 x における透過率を示しているとする. 実際に, 本実験で使用したサンプリング距離 X_s は 745.2nm で, サンプリング周期 T_s は 2.584×10^{-6} となる. これより, 基本周波数 $F_0 = (3.87 \times 10^{15})/N$ となる. F_0 と式 12 によって, 波長フィルタの波長特性を算出する事が出来る.

4-4 結果と考察

3種の波長フィルタの設計帯域と実測結果とDFTによる解析結果を図16に示す。図の縦軸は波長特性が最大となる値で規格化した値である。図からわかるように、設計の帯域幅にほぼ合った特性の波長フィルタが実現できた。ただし、実際の光ビーム径(約5mm)が有限であるため、パターン周辺の部分が波長特性に寄与していないため、波長特性のエッジがかなり鈍っている。これについては、ビーム径を大きくするか、あるいは、傾斜基板の傾斜角を大きくすることなどによって、等価的に式7の積分範囲を広げることが一つの対処方法であると考えられる。DFTの解析では、遮光パターンの全体(幅:10mm)の影響を考慮しており、実測に近い結果が得られている。

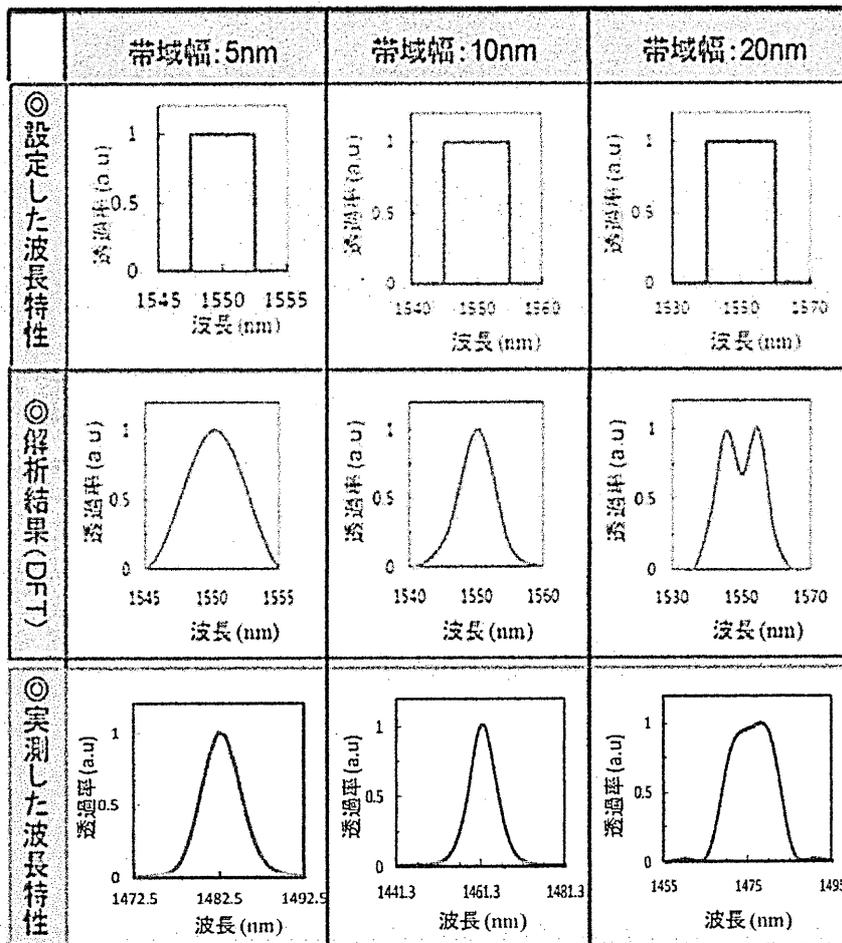


図 16 波長特性の実測結果および比較

4.5 ビームプロファイルによる補正

先の遮光パターンへの設計は、ビーム断面内の電界強度分布を一様として設計したが、実際にはファイバ端面での電界強度分布が拡大された分布となり、設計誤差を生じさせているものと考えられる。そこで、実際に図 17 に示すレーザービームプロファイラを用いて SMF 端面の電界強度分布を計測し、パターンへの補正を検討した。ここで、光ビームの電界強度分布を測定するための実験回路の略図を図 17 に示す。図 18 に SMF 端面の電界強度分布を示す。

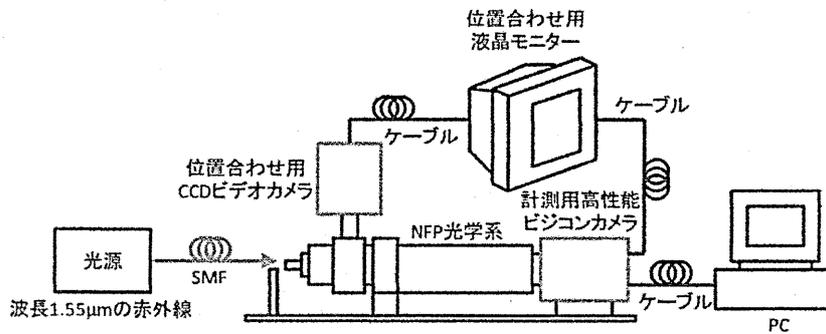
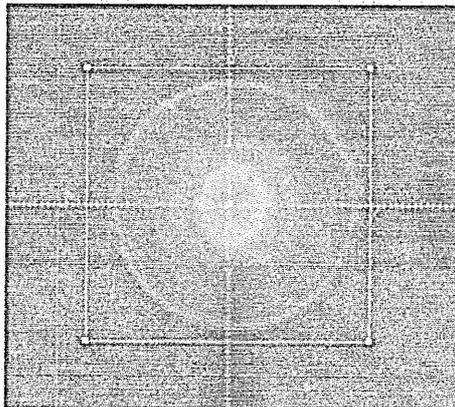
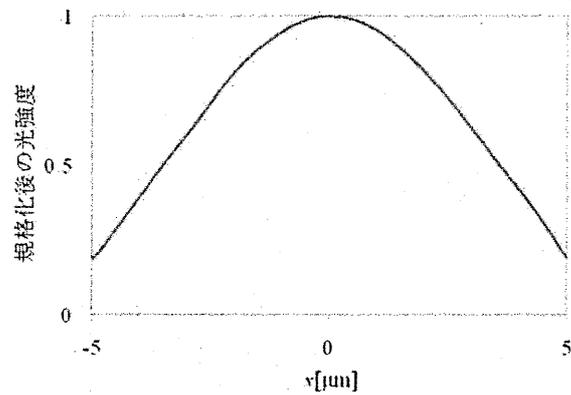


図 17 ビームプロファイル測定用実験回路



(a) ビームプロファイル



(b) 電界強度分布

図 18 レーザービームプロファイラ画像

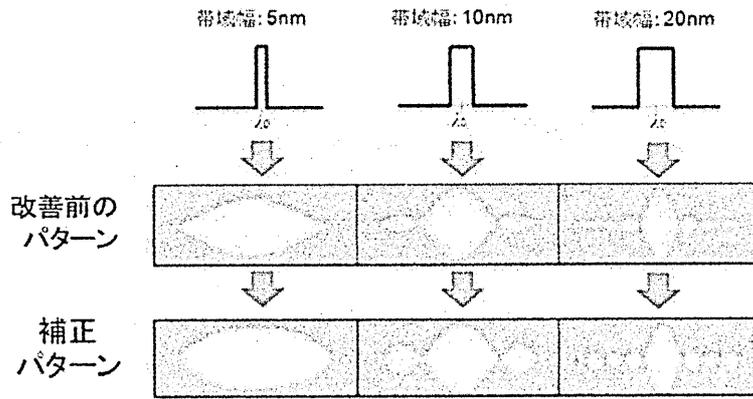


図 19 補正パターンの遮光パターン

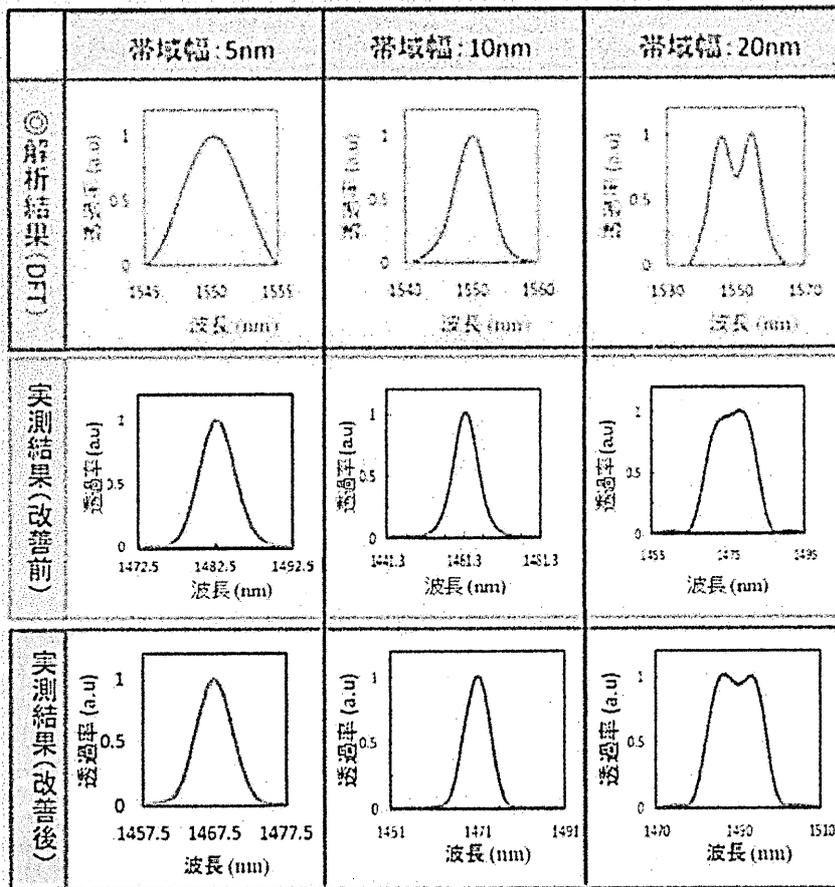


図 20 実測結果 (補正) と解析結果 (DFT), 実測結果 (平面ビーム) との比較

この電界強度分布がレンズによって拡大されてビーム内電界強度分布に等しくなると仮定し、遮光パターンを補正したものを図 19 に示す。補正前のパターンと比較すると、パターンの端に行くにしたがって幅が広がっていることが分かる。

図 20 は解析結果 (DFT)、実測結果 (補正) と実測結果 (補正前) を示している。図 20 の結果より、補正により波長特性のエッジの形状が改善し、補正の効果を確認することができた。

5. まとめ

はじめに、シングルモード光ファイバからの光波を空間光ビームにして、干渉させる光学系を用いて、屈折率の高精度な測定を検討した。実際にガラスと LiNbO_3 結晶を例にとって屈折率の測定を行った。

次に、同様の光学系を用いて平面型波長フィルタの検討を行い、1550nm を中心にいくつかの帯域幅を有する帯域通過型波長フィルタを設計した。実際に、フィルタを試作し、実測した結果、良好な波長特性を確認した。また、波長特性を離散フーリエ変換(DFT)の原理を用いて算出し、実測結果との比較を行った。今後の課題として、特性の改善や透過率を向上などが上げられる。

参考文献

- [1] N. Ishikura, M. Fujii, K. Nishida, S. Hayashi, J. Diener, M. Mizuhata and S. Deki, "Broadband rugate filters based on porous silicon", *Optical Materials*. Vol.31, no.1, 2008, pp.102–105.
- [2] 早川他「ビーム内の干渉を利用した平面型波長フィルタの検討」2013年電子情報通信学会全国大会 C-3-8.
- [3] 貫家 仁志：“デジタル信号処理”，昭晃堂

セシウムビーム周波数標準器用 2 リング型マイクロ波
共振器の 2 重ループアンテナによる位相制御実験
Phase Control Experiment of Microwave 2 Rings Cavity Using 2 Loops
Antenna in Cesium Beam Frequency Standard

中桐 紘治, 尾藤 博史
近畿大学

Koji Nakagiri, Hiroshi Bitou
Kinki University

2013 年 5 月 27 日
於いて 京都大学

セシウムビーム周波数標準器用2リング型マイクロ波共振器の

2重ループアンテナによる位相制御実験

中桐 紘治*1 尾藤 博史*2

近畿大学生物理工学部 電子システム情報工学科

*1uxmt91832@maia.eonet.ne.ac.jp

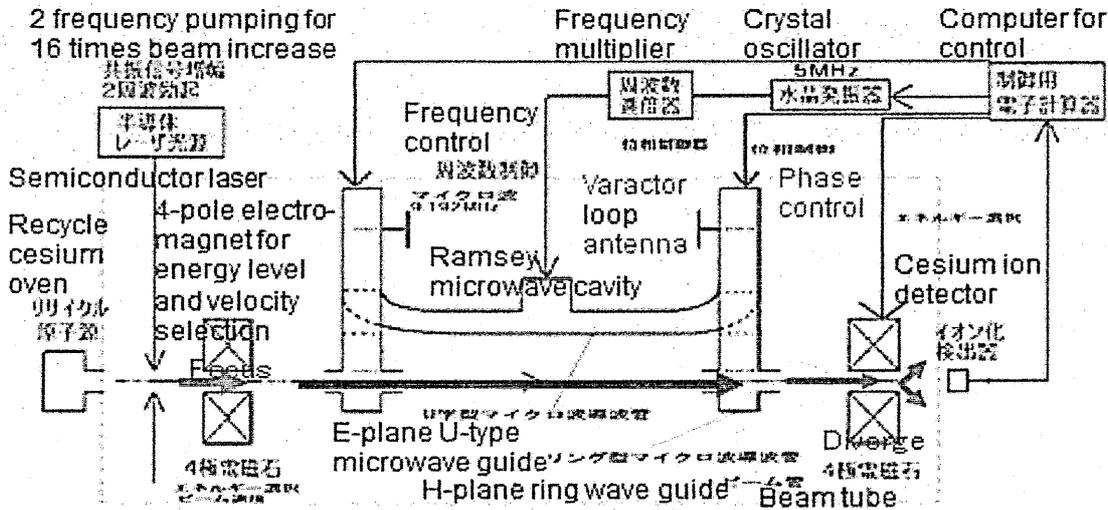
(*1 現近畿大学非常勤講師、*2 現富士通勤務)

要旨

セシウムビーム標準実験器のマイクロ波ラムゼイ共振器を通るビームにマイクロ波を照射する2箇所
の位相を人工的に制御するために、バラクタ搭載2重巻きループアンテナを両端リング共振器内に挿入し、
このアンテナに接続する同軸短絡位置可変装置を使用して測定し、両端リング共振器の位相差制御
値1度位の可能性を得た。

1. はじめに

従来よりも周波数絶対値と安定度を1桁弱($\sim 7 \times 10^{-15}$)改善する垂直型セシウムビーム標準実験器の
開発を行っている。図1に本実験に関する原理図を示す。



Structure of cesium beam and control system at Kinki Univ.

Frequency shift due to cavity phase difference

$$\Delta f = \frac{\delta}{2\pi T} = \frac{\delta}{2\pi L} v$$

Microwave cavity phase and 1st order Doppler frequency shift due to velocity can be controlled at the same time.

図1 垂直型セシウムビーム標準共振器位相制御実験

実験器の特徴は、ビーム方向を水平でなく垂直にして重力の影響によるビーム軌道分布の均一性を維持、静磁場の磁気シールドは円筒の直径が大きく4重にして磁場の一様性確保、リサイクルコリメータの採用によるビーム効率の改善による安定度改善と長期運転を可能にすることと、マイクロ波共振器の位相分布が従来の1/10程度が期待できるリング共振器⁽¹⁾の採用とその2つのリング共振器の位相制御によるビーム方向反転によつての周波数絶対値測定誤差の軽減などの要素技術開発していることである。

セシウムビーム周波数標準器の共振器両端の位相差による周波数シフトの評価は、ビーム方向を反転させるか、反転なしでマイクロ波磁気共鳴遷移におけるビームの速度分布パワーなどの依存性を利用する方法⁽²⁾がある。前者は時間が掛かり、そのビーム方向反転の間に実験条件が変化する懸念がある。後者の場合は、マイクロ波遷移におけるパワーによる速度選択などのパラメータが小さい変化しかしない場合は精度が劣化する。我々は、電磁石でビームの速度を選択し、速度と共振器の両端位相差に比例する周波数シフトを検出して、これを共振器内に挿入したバラクタ搭載ループアンテナで両端の位相差を直接にゼロに制御する方式を開発している。この場合、ビームの速度分布が狭い場合でも高精度にラムイ共振器位相差に起因する誤差を小さくできる。

バラクタ搭載ループアンテナを共振器内に挿入し外部に同軸線が続けて同軸またはマイクロストリップ線可動短絡を付けてリアクタンスを変化させての最適位相制御を目指している^(3~7)。

リング共振器の入力E面T結合手前1/4波長のH面導波管部にバラクタ搭載2重巻きループアンテナを取り付け、そのリング共振器のビームが通るところでのマイクロ波位相を測定した方式で、バラクタ電圧0V、30Vの違いで、約2.5度の位相差が同軸可動短絡の接続で測定され、他方のリング共振器では遠方のため0.3度、約1/10の位相差にしかならなかったなどの特性を得た⁽⁸⁾。

両端の共振器の通過特性 S_{21} に着目し、これを大きく乱さずに受信するために、両端共振器内に受信アンテナとバラクタループ搭載アンテナを導波管H面に挿入して可変長短絡は、マイクロストリップ線上で行う位相制御特性で両端リング共振器位相差1度位を得た⁽⁹⁾。

今回の実験はより再現性のある高精度な位相制御を目指して、2重ループアンテナ位相制御に市販の同軸バイアスTと同軸位置可変短絡を用いている。

2. 共振器位相制御実験

実験手順を次に示す。

1. 左側にバラクタループアンテナを取り付け短絡を可動させる。バラクタループアンテナ取り付けネジ穴をネジで塞ぎ、このときの測定値を基準として利用する。塞ぎネジを取り付けたときとバラクタループアンテナを取り付けたときの左リング共振器位相は1例として-7.7789度、-6.9351度であり、右リング共振器の-171.27度-170.15度であり、再現性が良い。
2. 9.190 GHzのマイクロ波をネットワークアナライザでE面T結合から共振器内に送り込み、左右それぞれで振幅と位相をマイクロ波同軸スイッチで切り替えて受信し、その平均を測定する。

図2にネットワークアナライザでの位相測定実験の様子を示す。共振器中央のE面T結合から鳴マイクロ波を供給し、左右のリングの切り替えをしてE面T結合をしている両端のリング共振器の振幅・位相特性を測定する。

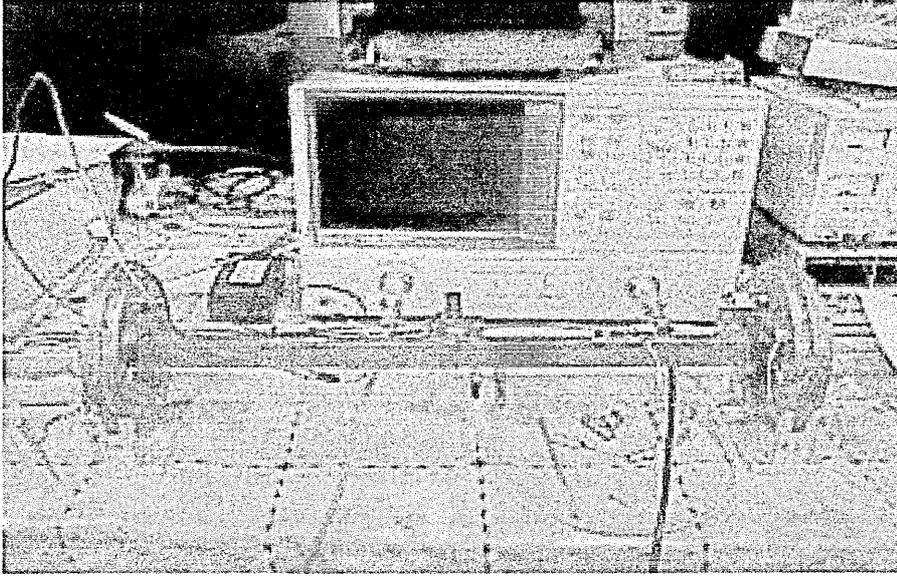
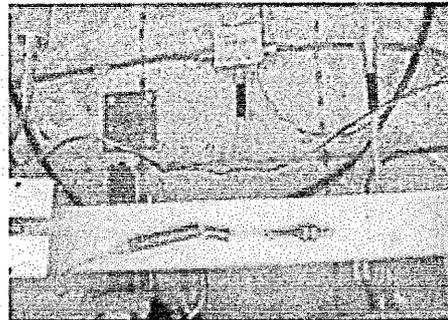


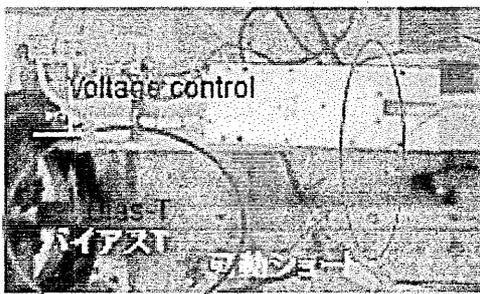
図2 ネットワークアナライザによる位相測定

図3は実験に使用するマイクロ波部品をその使用方法とともに示す。右上の写真はマイクロ波のリング共振器通過特性 S_{21} を測定するときの左右共振器の切り替えスイッチを示している。

The phase of ring cavity is measured by using a loop antenna. The positions of antenna are separately placed $4\lambda_g$ away from a E-plane T-couple of the ring cavity in right or left direction. The varactor loop antenna is connected in series with a coaxial semi-rigid cable of variable or fixed length, which is shorted at the end.

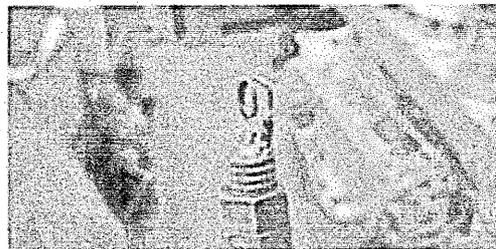


Antenna connected with fixed length cable short



Variable length cable with short

Insertion of varactor loop antenna connected with variable length cable shorted at the end



2 loop varactor antenna and the screw attachment

図3 実験使用マイクロ波部品と使用方法

3. 実験結果

図4はE面T結合からマイクロ波供給のための同軸導波管変換器に取り付けている可動ショートにより共振周波数を調整しての反射 S_{11} と通過特性 S_{21} の1例を示している。中心周波数

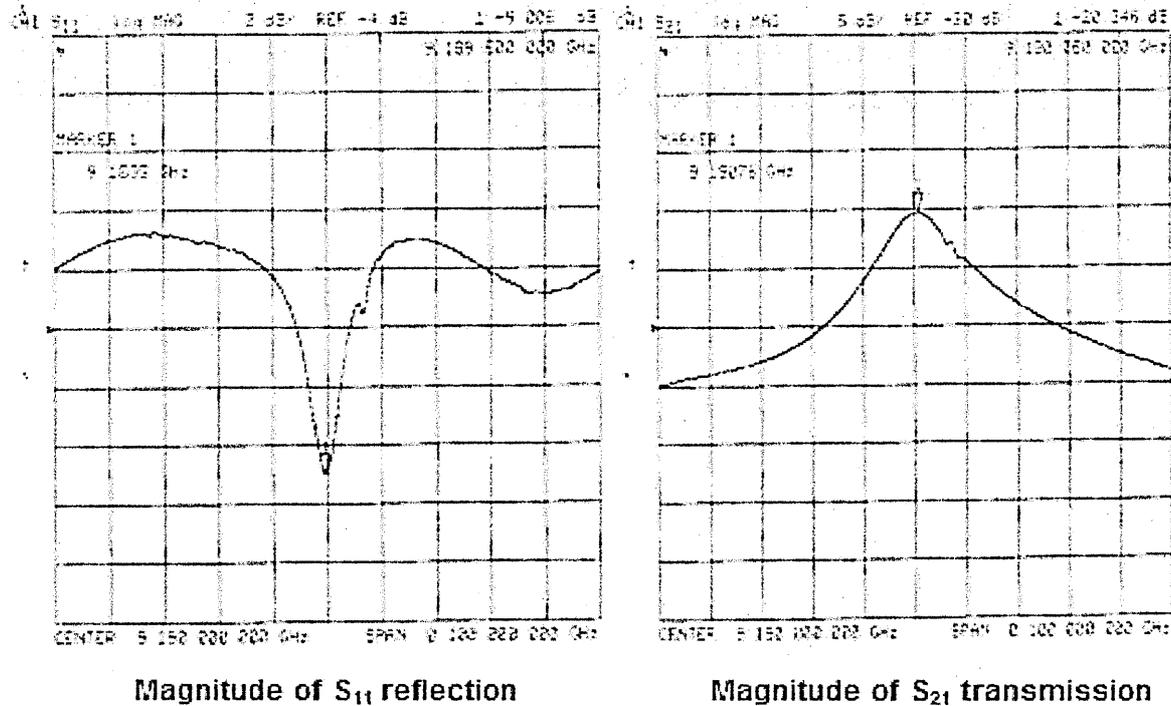


図4 周波数調整後の反射 S_{11} と透過 S_{21} 振幅特性

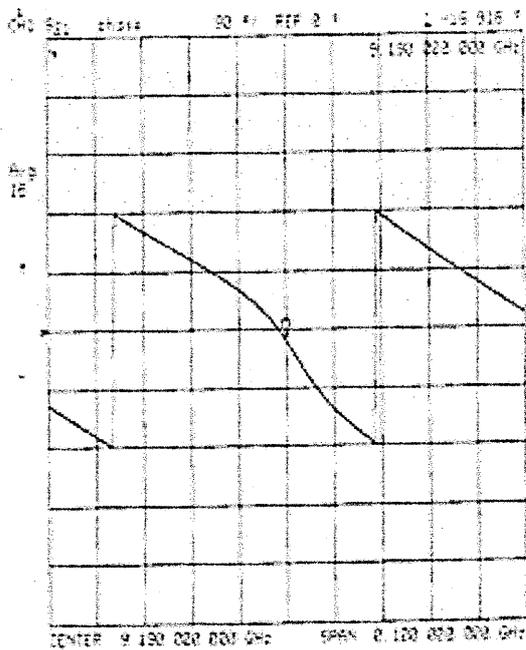
9,190 MHz は真空中でセシウム標準周波数 9,192,631,770 Hz ほぼ移行するためである。横軸の幅は 100 MHz である。中心から約 7 MHz 右側にある凹凸は、2重ループバラクタダイオードアンテナの自身の共鳴応答である。この応答が中心に近いので中心位相への影響に注意する。

図5は左右リング共振器での透過 S_{21} 位相特性である。図中で中心周波数付近位相の傾き直線からずれているのが分かる。この傾向は図6に示されているようにマイクロ波の参考書⁽¹⁰⁾の共振曲線の位相特性と符号している。

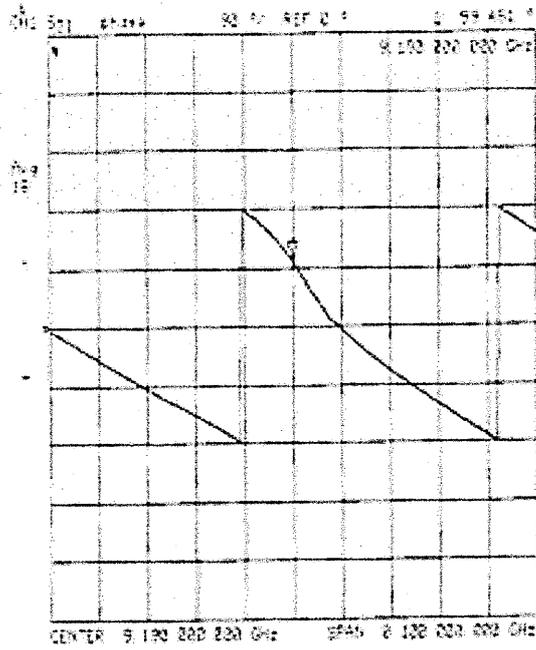
どちらかのリング共振器に挿入されたバラクタ搭載2重巻きループアンテナへの供給電圧で中心周波数を変化させて、リング共振器の位相を制御できるが、この共振器は中央のU字型の共振器と結合しているために、反対側の共振器周波数変化も起こすことと、共鳴中心周波数に変化しての標準周波数への引き込み効果に注意する。

図7は片方のリング共振器を変化させたときの、左右のリング共振器周波数が 100 kHz 位変化することを示している。左右の傾向が似ているが、違いも見える。

図8はバラクタ電圧と短絡位置に関する特性で、中央のE面T結合に接続した同軸導波管変換器の側にある導波管短絡位置可変装置で共鳴周波数になるように調整している。横軸は、1ステップが 0.7 mm で 23 ステップ短絡移位置移動はほぼ半波長になる。



Left ring S_{21} phase



Right ring S_{21} phase

図5 左右リング共振器の通過 S_{21} の位相特性

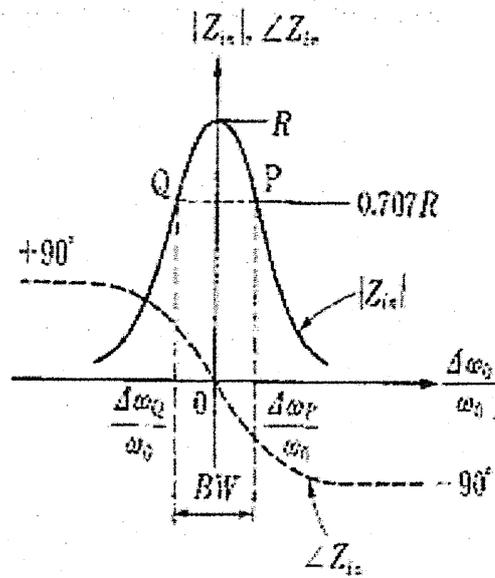
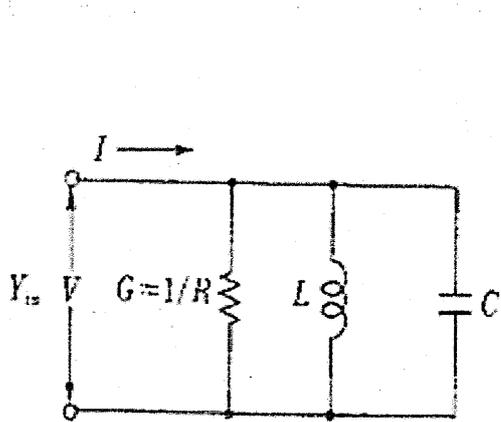


図6 並列共振回路のインピーダンス(10)

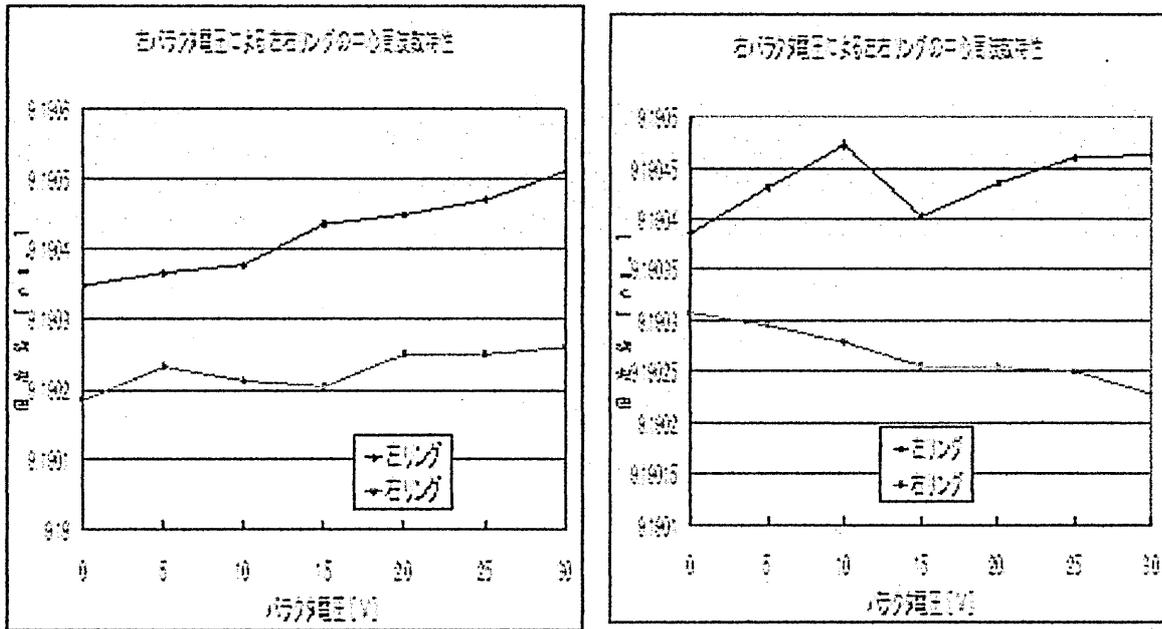


図7 左右リング共振器の周波数制御特性

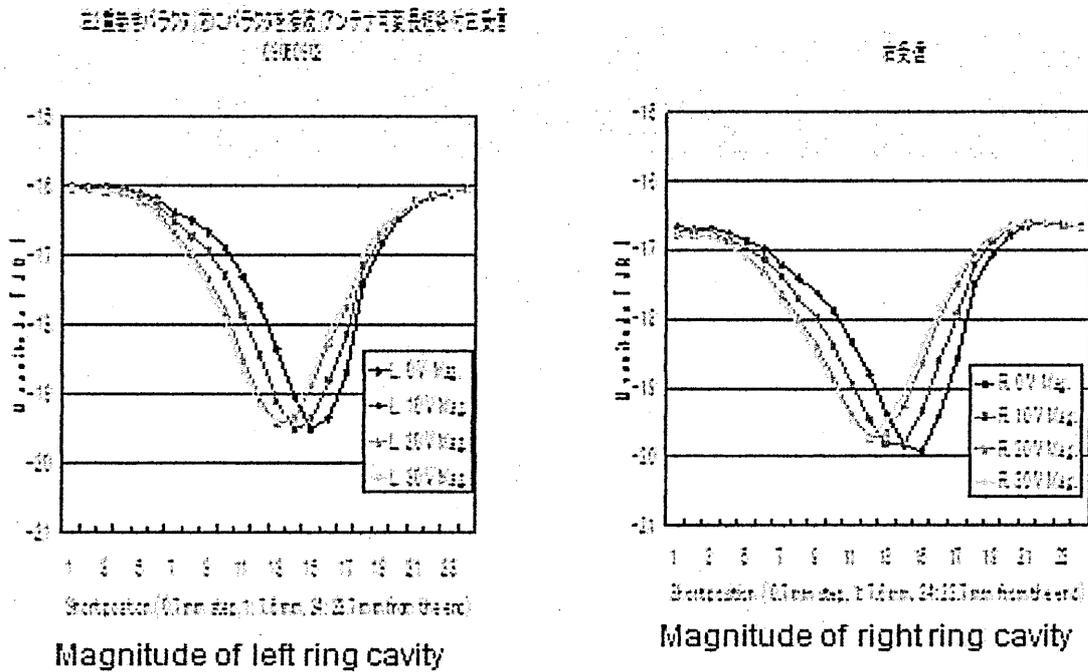


図8 左リング共振器に取り付けた2重ループアンテナのバラクタ電圧と短絡位置変化特性
 振幅が、左リング共振器では約 3.5 dB, 右リング共振器では約 3.0 dB 変化していて、これは 10 進数

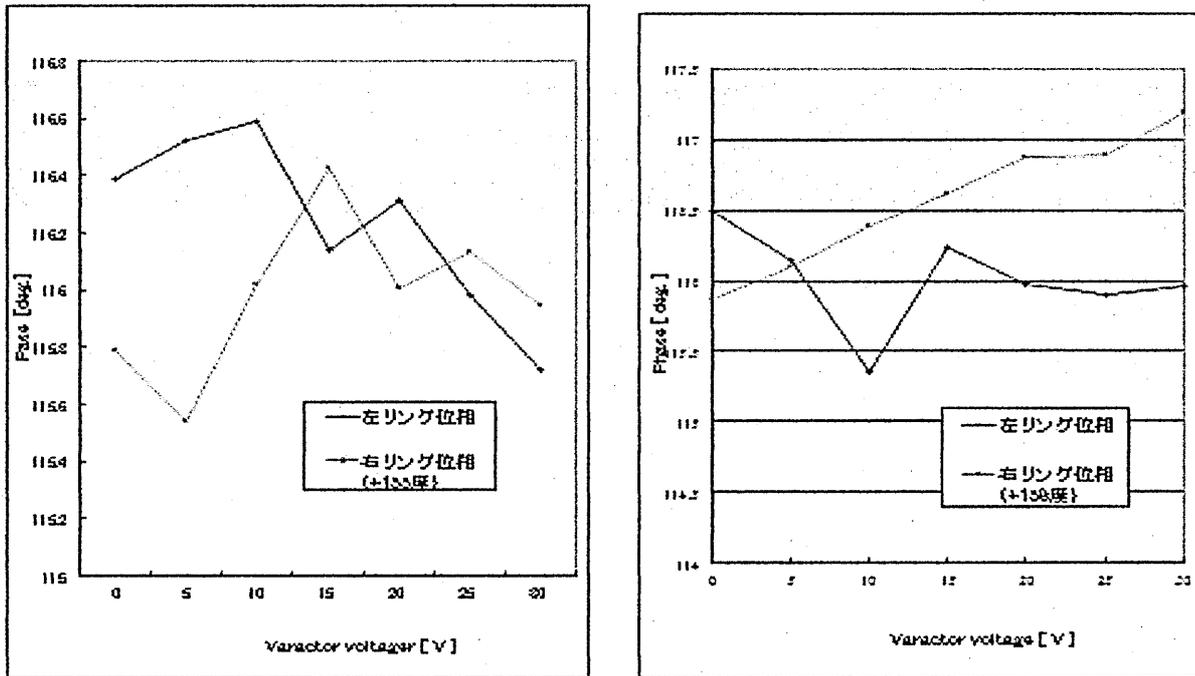


図 10 左右リング共振器の左(左図)と右(右図)の共振器の 2 重ループアンテナのバラクタ電圧による位相制御特性

4. 結論

バラクタダイオード搭載 2 重巻きループアンテナを両端リング共振器内に挿入し、このアンテナにシリーズに同軸短絡位置可変装置を共振器の外で取り付けて、周波数、振幅、位相変化特性を測定し、両端リングの位相差 1 度位を制御できる可能性のデータを得た。今後、この方法の実用性を詳しく評価するためには、両端リング共振器のマイクロ波出力間の位相差を直接測るとかにより測定精度向上などの改善を図り、バラクタループアンテナ自身の共振の影響が少ない 1 重ループアンテナでの位相制御を試みるのが良いであろう。

参考文献

- 1 Andrea de Marchi, Join Shirley, David J. Glaze, and Robert Drullinger, "A New Cavity Configuration for Cesium Beam Primary Standards", IEEE Trans. IM, Vol. 17, NO.2. June, 1988.
- 2 Ala'a Makdissi and Emeric de Clerq, "Estimation of the End-to-end Phase Shift without Beam Reversal in Cs Beam Frequency Standards, IEEE Trans. IM, VOL, NO.2, April, 1999.
- 3 K.NAKAGRI, J.UMEZU, Y.OHTA, M.KAJITA, N.KOTAKE, T.MORIKAWA, STUDIES ON AUTOMATIC CAVITY PHASE TUNING FOR A CESIUM BEAM FREQUENCY STANDARD, The 14th European Time and Frequency Forum, 14-16 March 2000, Torino, Italy, pp.467-469.

- 4 K.Nakagiri, Y.Ohta, N.Kotake, and Wei-Qun Zhang, PHASE MEASUREMENT OF SINGLE U-TYPE RAMSEY CAVITY FOR AUTOMATIC TUNING OF CESIUM BEAM FREQUENCY STANDARD, Proc. 1st Asian and Pacific Time and Frequency Workshop, Koganei, Japan, Oct. 31-Nov.2, 2000,pp.187-190.
- 5 W.Zhang and K.Nakagiri, PHASE MEASUREMENT OF A RAMSEY CAVITY USING 2 RING TYPE CAVITIES AT THE BOTH ENDS FOR AUTOMATIC MICROWAVE CAVITY PHAHASE TUNING OF CESIUM BEAM STANDARD, Progress in Electromagnetics Research Symposium, July 18-22, 2001, Osaka, Japan, pp.132.
- 6 K.Nakagiri ,Influence of Variable Capacitance Diode Loop Antenna on Microwave Phase of Ramsey Cavity in Cesium Beam frequency Standard, Proc. 2nd Asian and Pacific Time and Frequency Workshop, Dejong, Korea, Nov., 5, 2002,pp.95-102.
- 7 K.Nakagiri, K.Tanaka、 Phase Control of a Ramsey Resonance Cavity Using 2 Ring Type Cavities of Cesium Beam Frequency Standard, Proc. 3rd Asian and Pacific Time and Frequency Workshop, Beijing, China, Oct. 18-19, 2004, pp.106-112.
- 8 中桐 紘治, 屋敷 祐司 「垂直型セシウムビーム標準実験器の開発—両端リング共振器の位相制御実験」,電気関係関西支部大会, 神戸大学, 11月9日, 2007.
- 9 中桐 紘治、松本 繁信「セシウムビーム周数標準器用マイクロ波共振器の位相制御—両端リング共振器内バラクターループアンテナ挿入実験」、放射研究会資料 RS08-13, 大阪府立大学 2008年12月16日.
- 10 岡田文明 著「マイクロ波工学—基礎と99応用」92ページ、学献社1993年11月15日発行.

LiNbO₃ 結晶基板上へのブランチラインカップラの作製と
電気光学 SSB 変調素子への応用

Fabrication of the Branch-Line-Coupler on LiNbO₃ and Integration with Electro-Optic
SSB Modulator

中尾 健志¹, 河合 正¹, 榎原 晃¹, 川西 哲也²
Takeshi Nakao, Tadashi Kawai, Akira Enokihara, Tetsuya Kawanishi

¹兵庫県立大学 大学院工学研究科 電気系工学専攻

Graduate School of Engineering, University of Hyogo

²独立行政法人情報通信研究機構 光ネットワーク研究所

National Institute of Information and Communications Technology

2013 年 7 月 25 日

於 兵庫県立大学

概要

マッハツェンダー型電気光学変調器を用いると光 Single Side Band(SSB)変調が実現できる。従来は外部の高周波回路を利用して等振幅で 90° 位相差を持つ2つの変調信号を生成し、変調器に入力していたが、電気光学結晶基板上に位相差 90° で等分配するブランチラインカップラ(BC)回路を一体化することで、従来構成に比べて飛躍的な小型化と動作安定化が期待できる。本報告では、マイクロストリップ構造のBC回路を LiNbO_3 (LN)基板上に構成し、変調電極と一体化した光SSB変調素子について述べる。

第1章 序論

光通信において、情報を光の信号に変換し、光ファイバにその情報を乗せる働きをする光の変調器が必須である。電気光学効果をもつ LiNbO_3 結晶(LN)上に光の導波路を形成したLN変調器は、この光ファイバシステムのうち、大容量の主幹線にあたる光システムの変調器として使用される。

光変調を行う方法には、直接変調と外部変調の2通りがある。直接変調とは、レーザの光の発生を直接変化させることである。構成が簡単で、小型化もできるという点で便利である。しかし、半導体レーザの持つチャージングにより、伝送速度の限界が数GHz程度である。外部変調とは、レーザで一定に光を発生した状態で、外部に取り付けた光学素子はその光を遮断したり、通過させたりすることにより変調を行うことである。電気光学効果などにより変調を加えるため、高速で長距離変調が可能である。基板としては、電気光学結晶が用いられる。この材料は、結晶の電界をかけると、結晶の屈折率が変わる。この性質を利用して光の変調を行う。なかでも、 LiNbO_3 は、大きい電気光学定数を有することや、Ti熱拡散やイオン交換により通信波長帯で低損失な光導波路を形成できること、LN結晶が光学デバイス用材料として、現在では直径3~4インチの高品質な結晶が安定して得られることなどの特徴を有していることから、光変調器の基板としてよく利用される。

通常、光強度変調で得られる出力光は、搬送波の両側に側波帯が生じる。それに対して、搬送波の片側にのみ側波帯が生じさせるものが光 Single Side Band(SSB)変調である。SSB変調では、変調によって広がる光の周波数幅を従来の約半分に抑えることができ、かつ、送信光電力を減らすことができる。[1~3]

SSB信号を生成する方法として位相推移法がある。位相推移法とは、ある信号と、搬送波および信号波の位相が 90 度違った位相変調信号を生成し、この2つの信号を合成して、SSB信号を得るものである。その構成図を図1.1に示す。この構成では位相変調器1にはそのままの搬送波と信号波が入力されるが、位相変調器2には搬送波と信号波をそれぞれの位相が $\pi/2$ シフトしたものが入力される。[4]

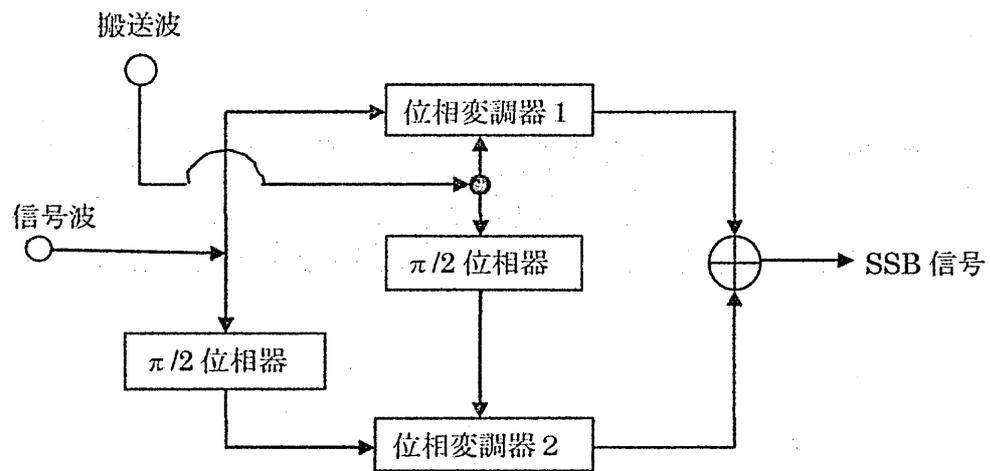


図 1.1 位相推移法による SSB 波生成

従来の光 SSB 変調においても、図 1.1 に示すように外部の高周波回路で 90 度位相差を持つ変調信号を生成していた。そこで、入力信号を等分配し 90 度の位相差をつけた信号を出力するブランチラインカップラ回路を電気光学基板上に作成し、変調器と一体化できれば、飛躍的な小型化・動作安定化が実現できる。

本研究では、90 度位相差で等分配するブランチラインカップラを LN 基板上に作製・評価し、また、変調電極との一体化構造を検討した。

第2章 光変調器によるSSB信号の生成原理

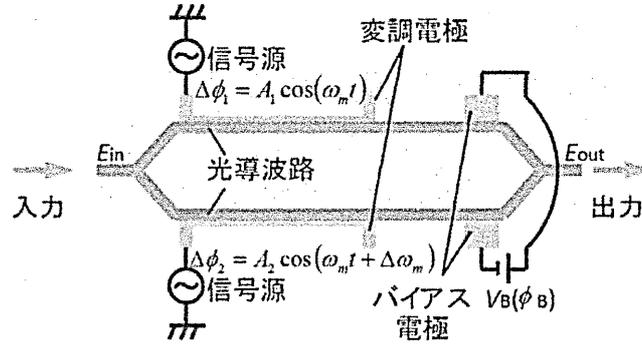


図 2.1 2電極型 MZM の略図

図において L 側からの入力波(E_{in})は2つの導波路に分岐され、それぞれの電極において V_1 、 V_2 の電圧を印加せずにバイアス調整用電極だけを使用し、位相バイアス(ϕ_B)を調整する。その後、 V_1 、 V_2 に位相差(スキュー: $\Delta\phi_m$)をつけて印加することにより出力波(E_{out})を得ることができる。位相バイアス、スキューともに $\pi/2$ に調整すると光 SSB 信号を生成できる。位相バイアス、スキューを $\pi/2$ に調整する理由をこれから述べる。

図において V_1 、 V_2 の電圧を印加した際、各導波路での光波の電界 E_1 、 E_2 の時間変化と誘電位相量 $\Delta\phi_1$ 、 $\Delta\phi_2$ は次のように表される。ここで、光波の角周波数を ω 、入力波の角周波数を ω_m とする。

$$\text{光波の電界} \quad \begin{cases} E_1 = \frac{E_m}{2} \cos(\omega_0 t + \Delta\phi_1) & (2.1) \\ E_2 = \frac{E_m}{2} \cos(\omega_0 t + \phi_B + \Delta\phi_2) & (2.2) \end{cases}$$

$$\text{誘電位相量} \quad \begin{cases} \Delta\phi_1 = A_1 \cos(\omega_m t) & (2.3) \\ \Delta\phi_2 = A_2 \cos(\omega_m t + \Delta\phi_m) & (2.4) \end{cases}$$

変調指数 A とチャープパラメータ α を以下のように定義する。

$$A = A_1 - A_2 \quad (2.5)$$

$$\alpha = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \quad (2.6)$$

ここで、 $A_1 > 0$ 、 $A_2 < 0$ とする。通常の MZ 型光変調素子では、誘導位相変化の振幅 A_1 、 A_2 は同振幅で符号が逆となるのが望ましいので、 $\alpha = 0$ が理想であるが、入力信号 V_1 、 V_2 の大きさにアンバランスが生じると、その度合いに応じてチャープパラメータが値を持つことになる。式(2.1)と式(2.3)より

$$E_1 = \frac{E_m}{2} \cos\{\omega_0 t + A_1 \cos(\omega_m t)\} \quad (2.7)$$

式(2.7)を複素表示し、第一種ベッセル関数 $[e^{jX\cos\theta} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(X) \cos n\theta]$ とオイラーの

公式 $[\cos\theta = \left(\frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2}\right)]$ を使うと

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{E_m}{\sqrt{2}} e^{j\cos\{\omega_0 t + A_1 \cos(\omega_m t)\}} \\ &= \frac{E_m}{\sqrt{2}} e^{j\cos(\omega_0 t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(A_1) \left(\frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.8a)$$

と表せる。同様に式(2.2)と式(2.4)より

$$E_2 = \frac{E_m}{\sqrt{2}} e^{j\cos(\omega_0 t + \phi_B)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(A_1) \left\{ \frac{e^{jn(\omega_m t + \Delta\phi_m)} + e^{-jn(\omega_m t + \Delta\phi_m)}}{2} \right\} \quad (2.8b)$$

となる。式(2.8a)と式(2.8b)を n が $-1, 0, 1$ のそれぞれに分け、 $\alpha = 0$ とすると

$$I_0 = \left| \frac{J_0\left(\frac{A}{2}\right) + J_0\left(-\frac{A}{2}\right) e^{-j\phi_B}}{2} \right|^2 = \left| \frac{J_0\left(\frac{A}{2}\right)}{2} \{1 + e^{-j\phi_B}\} \right|^2 \quad (2.9a)$$

$$I_{+1} = \left| \frac{J_1\left(\frac{A}{2}\right) + J_1\left(-\frac{A}{2}\right) e^{-j(\phi_B + \Delta\phi_m)}}{2} \right|^2 = \left| \frac{J_1\left(\frac{A}{2}\right)}{2} \{1 - e^{-j(\phi_B + \Delta\phi_m)}\} \right|^2 \quad (2.9b)$$

$$I_{-1} = \left| \frac{J_1\left(\frac{A}{2}\right) + J_1\left(-\frac{A}{2}\right) e^{-j(\phi_B - \Delta\phi_m)}}{2} \right|^2 = \left| \frac{J_1\left(\frac{A}{2}\right)}{2} \{1 - e^{-j(\phi_B - \Delta\phi_m)}\} \right|^2 \quad (2.9c)$$

となる。 $\phi_B = \Delta\phi_m = \frac{\pi}{2}$ の時、式(2.9)は

$$I_0 = \left| J_0\left(\frac{A}{2}\right) \right|^2 \quad (2.10a)$$

$$I_{+1} = \left| J_1\left(\frac{A}{2}\right) \right|^2 \quad (2.10b)$$

$$I_{-1} = 0 \quad (2.10c)$$

となり、光 SSB 信号を生成できることがわかる。

第3章 LiNbO₃基板上でのブランチラインカップラの設計

3.1 ブランチラインカップラの原理

ブランチラインカップラは図 3.1.1 のような4個のポートを密結合の伝送回路である。図 3.1.1 で Z_0 はポート 1、2、3 ならびに 4 の部分の特性インピーダンス、 Z_{0s} ならびに Z_{0p} は結合回路の直列伝送線、ならびに並列伝送線の特性インピーダンスである。

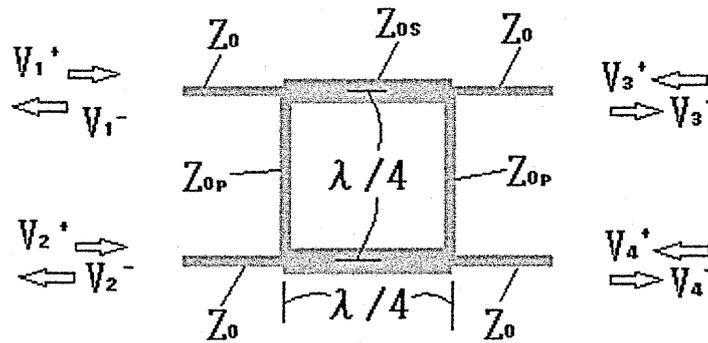


図 3.1.1 ブランチラインカップラ

図 3.1.1 のポート 1、ポート 2、ポート 3 ならびにポート 4 における入射波の強度 v_i^+ 、 $(i=1,2,3,4)$ と反射波の強度 v_i^- 、 $(i=1,2,3,4)$ の関係は次のように表される。

$$\begin{bmatrix} v_1^- \\ v_2^- \\ v_3^- \\ v_4^- \end{bmatrix} = [S] \begin{bmatrix} v_1^+ \\ v_2^+ \\ v_3^+ \\ v_4^+ \end{bmatrix} \quad (3.1.1)$$

ブランチラインカップラの散乱行列は

$$\begin{aligned}
S_{13} &= S_{31} = -j \frac{Z_{0s}}{Z_0}, \\
S_{23} &= S_{32} = -j \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}}, \\
S_{24} &= S_{42} = -j \frac{Z_{0s}}{Z_0}, \\
S_{41} &= S_{14} = -j \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}}, \\
S_{11} &= S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0, \\
S_{12} &= S_{21} = 0, \\
S_{43} &= S_{34} = 0, \\
|S_{32}|^2 &= |S_{42}|^2 = 1 \quad (3.1.2)
\end{aligned}$$

である。よって、

$$[S] = - \begin{bmatrix} 0 & 0 & j \frac{Z_{0s}}{Z_0} & \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}} \\ 0 & 0 & \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}} & j \frac{Z_{0s}}{Z_0} \\ j \frac{Z_{0s}}{Z_0} & \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}} & 0 & 0 \\ \frac{Z_{0s}}{Z_{0p}} & j \frac{Z_{0s}}{Z_0} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.1.3)$$

式(3.1.3)で、 $Z_0 = Z_{0p} = 50\Omega$ 、 $Z_{0s} = \frac{50}{\sqrt{2}}\Omega$ の場合の S 行列は

$$[S] = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & 1 \\ 0 & 0 & 1 & j \\ j & 1 & 0 & 0 \\ 1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.1.4)$$

である。式(3.1.4)から、反射波の強度は、 $v_1^- = 0$ 、 $v_2^- = 0$ 、 $v_3^- = -j \frac{1}{\sqrt{2}} v_1^+$ 、 $v_4^- = -\frac{1}{\sqrt{2}} v_1^+$ と求められる。よって、ブランチラインカップラに入力された信号は、90度位相差で等分配されることがわかる。

3.2 電磁界シミュレータによる解析

基板に用いている LN の誘電率は $\epsilon_x = \epsilon_y = 43$ 、 $\epsilon_z = 28$ なので、異方性があり、回路シミュレータでは扱えない。そこで今回は、電磁界シミュレータである HFSS を用いて解析を行った。その結果を図 3.2.1 に示す。

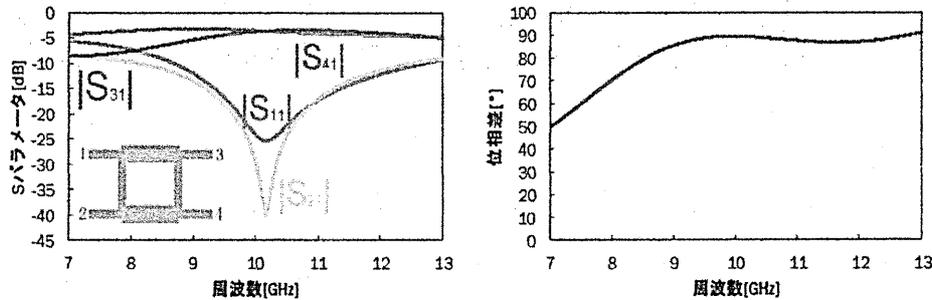


図 3.2.1 シミュレーション結果

電磁界シミュレータで解析した結果、中心周波数が約 10.2GHz、 $|S_{11}|$ が -20dB 以下となる帯域幅が 13%、出力分配比のずれが 0.8dB、また、位相差はほぼ 90 度を満たしているということがわかった。

3.3 測定用回路パターン構成と LiNbO₃ 基板上へのパターン形成

設計した回路パターンを、実際に LN 上にフォトリソグラフィの工程で形成した。ここで、フォトリソグラフィの工程を図 3.3.1 に示す。

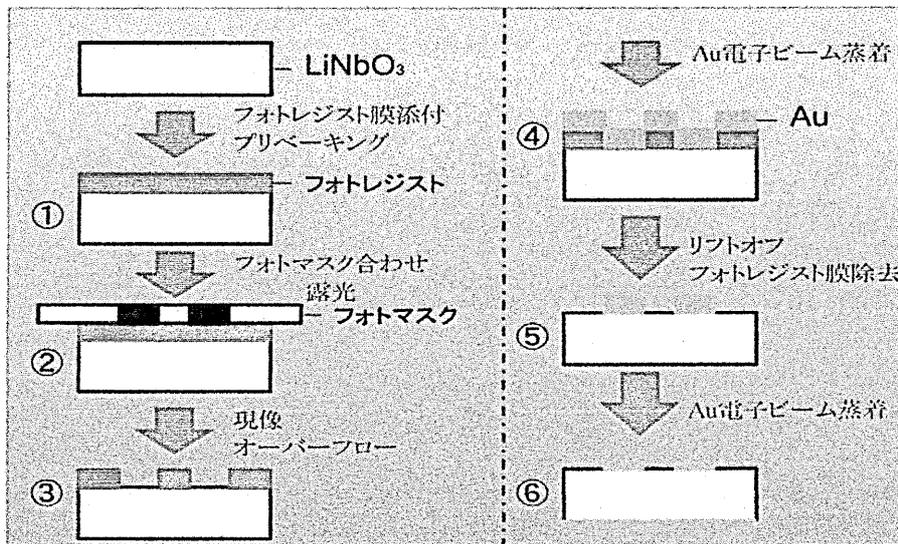


図 3.3.1 作製手順(フォトリソグラフィ)

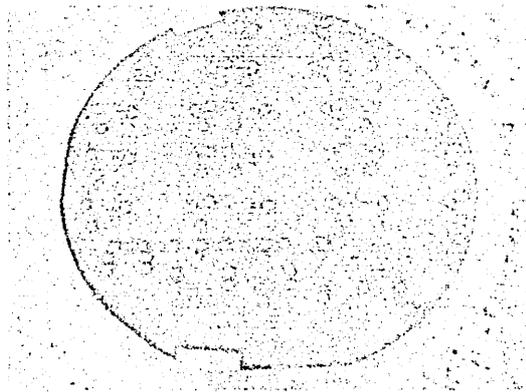


図 3.3.2 完成したウェハ

3.4 TRL 校正

TRL 校正は、3種類のTRL校正キットを用いて行う校正方法で、図 3.4.1 に上から Thru、Reflect、Line を示している。

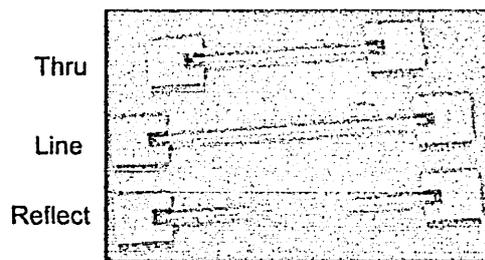


図 3.4.1 TRL 校正キット

図 3.4.1 に示すようにウェハ上に金でTRL校正キットを作成した。

TRL 校正を行うことで、プローブと基板上的線路との間のインピーダンス不整合の問題を除去することができ、より正確な測定を行うことが可能となる。

3.5 ブランチラインカップラの測定および最適化

中心周波数の微調整のためにブランチラインカップラの線路長を $1/4$ 波長の 0.9 倍、0.95 倍、1.05 倍、1.1 倍の線路長のブランチラインカップラを作製し、測定した。その結果を図 3.5.1 に示す。

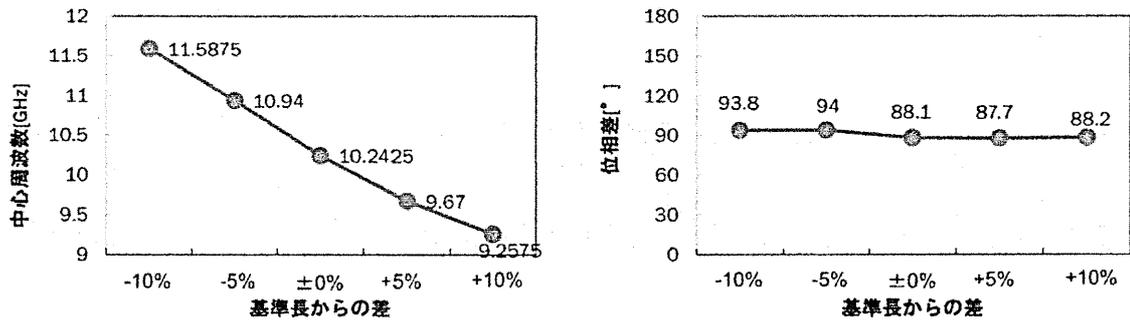


図 3.5.1 測定結果

図 3.5.1 から、中心周波数は線路長が長くなるほど低くなり、位相差は線路長にはあまり関係しないことがわかった。これらの結果から、中心周波数が 10GHz になるように設計した寸法のブランチラインカップラを図 3.5.2 に示す。

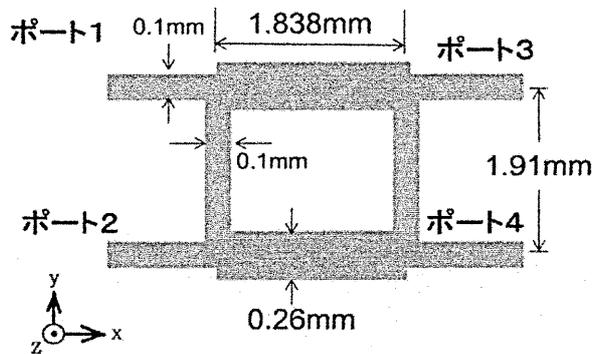


図 3.5.2 回路パターン

プローブシステムを用いてウェハを測定した結果を、図 3.5.3 に示す。

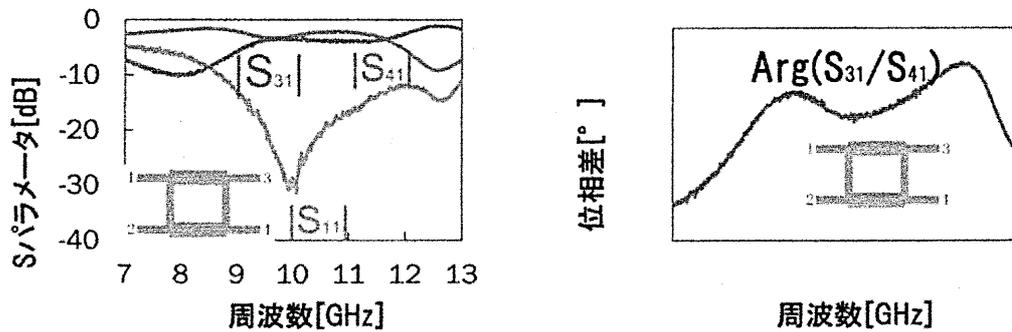


図 3.5.3 測定結果

測定した結果、中心周波数が 10GHz、 $|S_{11}|$ が -20dB 以下となる帯域幅が 10.2%、出力分配比のずれが 0.56dB、また、10GHz 付近での位相差はほぼ 90 度を満たしている。

第4章 ブランチラインカップラと変調電極との一体型の設計および評価

4.1 ブランチラインカップラと変調電極の一体化

変調電極は、通常は表面に接地電極を持つ数 μm 幅のコプレーナ線路構造であるため、ブランチラインカップラと一体化するためにはマイクロストリップ線路からの変換と、線路幅の縮小が必要となる。そこで、図 4.1.1 に示すように、ブランチラインカップラからの線路に接地電極を徐々に近づけて不整合の影響を抑え、非対称コプレーナ構造に変換し、その後、線路幅を縮小して変調電極に接続する。

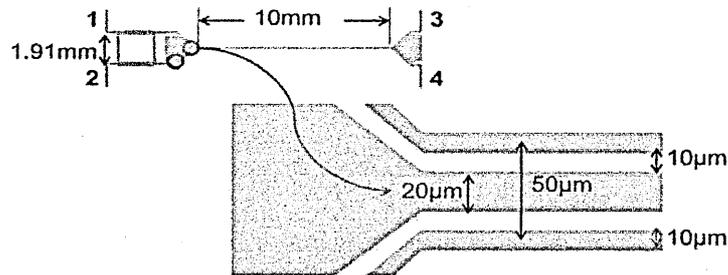


図 4.1.1 ブランチラインカップラと変調電極の一体化構造

変調電極は、 $25\mu\text{m}$ 幅の接地電極の両側に $10\mu\text{m}$ のギャップを介した幅 $10\mu\text{m}$ のストリップ電極からなる。図 4.1.2 に電磁界シミュレータによる解析結果を示す。LN 基板にはビアホールを形成できないため表面の接地電極が浮き、不要共振が生じて、特性が劣化しやすい問題がある。

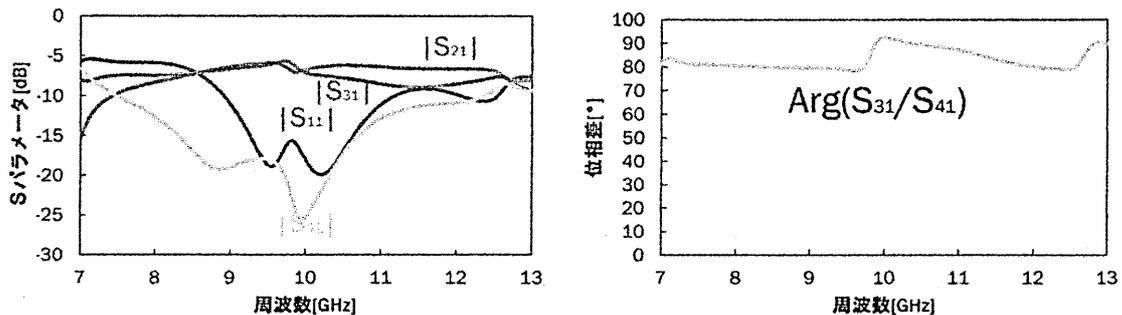


図 4.1.2 シミュレーション結果

電磁界解析を行った結果、ロスが約 -5dB 、中心周波数が 10GHz 、位相差は約 90 度ということがわかった。ここで、ロスがブランチラインカップラのみの時よりも多くなっているのは、変調電極部の線路間の結合等が影響していると考えられる。

4.2 光変調器の作製および評価

設計した回路パターンを実際に治具に取り付けることで図4.2.1に示す光変調器を作成した。

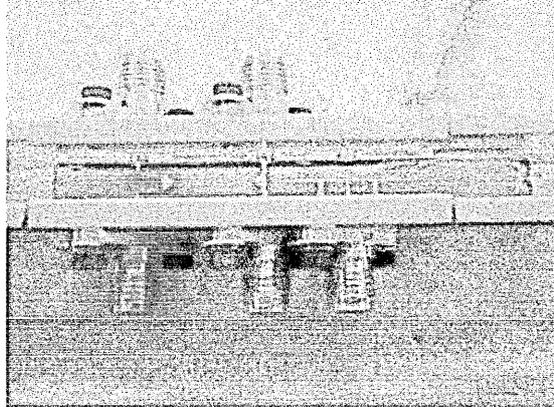


図 4.2.1 作製した光変調器

図 4.2.1 に示すように、回路の隣にバイアス調整用電極を配置している。光スペクトルアナライザを用いて測定した結果を図 4.2.2 に示す。

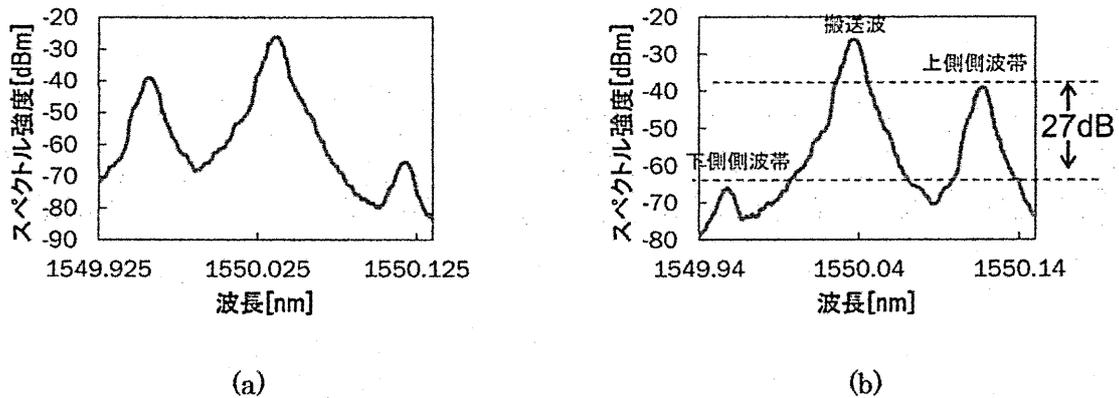


図 4.2.2 測定結果

図 4.2.2(a)は、バイアス電圧を 7.53V にした時の結果で、上側側波帯を抑圧できていることが確認できた。図 4.2.2(b)は、バイアス電圧を-0.47V にした時の結果で、下側側波帯を抑圧できていることが確認できた。また、その抑圧比は 27dB と良好な結果を得ることができた。

4.3 側波帯抑圧比

側波帯抑圧比とは、搬送波出力の最大値と最小値の比のことをいう。第 2 章で述べた通り、位相バイアスとスキューを、共に $\pi/2$ に設定することで、1 次側波帯成分のどちらか一方が消滅し、光 SSB 信号が得られる。しかし、実際には BC の分配比率にアンバランスがあると、(2.6)式のチャープパラメータが値を持ち、不要側波帯が生じる。そこで、BC の

分配比率の 1:1 からのずれと不要側波帯強度との関係を検討する。

今、左右の出力分配比のずれを $x' = |S_{31}[dB] - S_{41}[dB]|$ とすると

$$x' = 20 \log_{10} x \quad (4.3.1)$$

$$-\frac{A_2}{A_1} = \frac{S_{31}}{S_{41}} = x > 0 \quad (4.3.2)$$

式(4.3.2)より

$$A_2 = -A_1 x \quad (4.3.3)$$

式(4.3.3)を式(2.6)に代入すると

$$\alpha = \frac{1-x}{1+x} \quad (4.3.4)$$

式(2.5)より

$$A_1 = A + A_2 \quad (4.3.5)$$

式(2.3.5)を式(2.6)に代入すると

$$A_2 = \frac{A(\alpha-1)}{2} \quad (4.3.6)$$

式(4.3.5)と式(4.4.6)より

$$A_1 = \frac{A(\alpha+1)}{2} \quad (4.3.7)$$

導波路に分岐する際に生じる分岐比は二等分されることが望ましい。また、位相バイアス、スキューともに $\pi/2$ とし、式(4.3.6)と式(4.3.7)を用いると式(2.9b)は

$$\begin{aligned} I_{+1} &= \left| \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha+1}{2} A \right) + \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha-1}{2} A \right) e^{-j\pi} \right|^2 \\ &= \left| \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha+1}{2} A \right) - \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha-1}{2} A \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

同様に式(2.9c)は

$$I_{-1} = \left| \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha+1}{2} A \right) + \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha-1}{2} A \right) \right|^2 \quad (4.3.9)$$

以上のことから、消光比は以下のように求められる。

$$\frac{I_{-1}}{I_{+1}} = \frac{\left| \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha+1}{2} A \right) + \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha-1}{2} A \right) \right|^2}{\left| \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha+1}{2} A \right) - \frac{1}{2} J_1 \left(\frac{\alpha-1}{2} A \right) \right|^2} \quad (4.3.10)$$

ここで、例として変調指数 $A=0.20\pi$ のときの、側波帯抑圧比と出力分配比のずれとの関係を図 4.3.1 に示す。

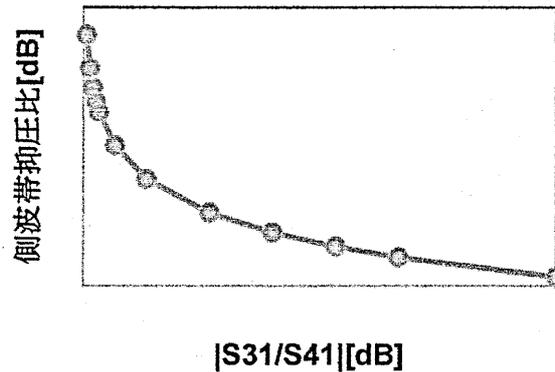


図 4.3.1 側波帯抑圧比・出力分配比特性

4.4 ブランチラインカップラの出力分配比のずれの算出

チャーブパラメータ α は、ブランチラインカップラの出力のアンバランスさを示す値である。この値から、ブランチラインカップラの出力分配比のずれ $|S_{31}/S_{41}|$ を算出することができる。式(4.4.4)を整理すると

$$\left| \frac{S_{31}}{S_{41}} \right| = \frac{1-\alpha}{1+\alpha} \quad \dots (4.4.1)$$

上下側波帯の抑圧比と変調指数 A とチャーブパラメータ α との間には以下の関係式が成り立つ。

$$\frac{I_{+1}}{I_{-1}} = \frac{\left| J_1 \left\{ \frac{A(\alpha+1)}{2} \right\} - J_1 \left\{ \frac{A(\alpha-1)}{2} \right\} \right|^2}{\left| J_1 \left\{ \frac{A(\alpha+1)}{2} \right\} + J_1 \left\{ \frac{A(\alpha-1)}{2} \right\} \right|^2} \quad \dots (4.4.2)$$

式(4.4.2)と変調光スペクトルの測定結果を用いて出力分配比のずれを求めた結果を図 4.4.1 に示す。

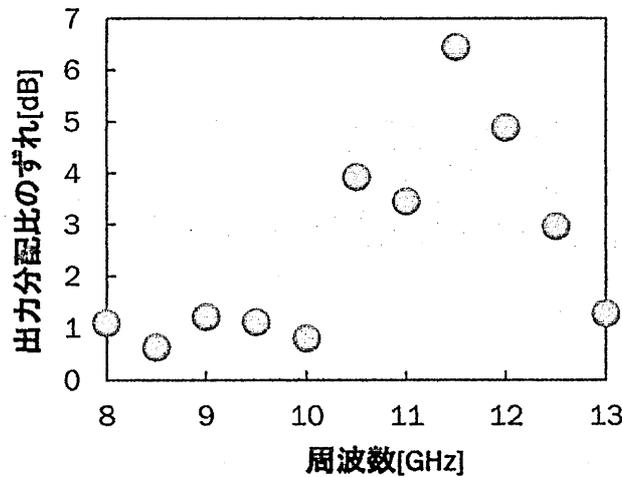


図 4.4.1 変調光スペクトルから予測したブランチラインカップラの出力分配比のずれ

図 4.4.1 から、設計周波数である 10GHz の時に、ブランチラインカップラの出力分配比のずれが 0.8dB と小さいことがわかる。10.5GHz 以上では、大きく分配比のずれが大きく観測されているが、この原因については、実際の BC の分配比のずれ以外に、コネクタとの接続部分での反射などによる不要共振によって変調指数 A_1 、 A_2 のアンバランス生じた可能性もある。

4.5 変調指数の算出

式(2.9)に理想状態 [$\alpha=0$] と仮定すると、以下のようになる。

$$I_0 = \left| J_0\left(\frac{A}{2}\right) + J_1\left(-\frac{A}{2}\right) \right|^2 \cdot \cdot \cdot (4.5.1a)$$

$$I_{+1} = \left| J_1\left(\frac{A}{2}\right) - J_1\left(-\frac{A}{2}\right) \right|^2 \cdot \cdot \cdot (4.5.1b)$$

ここで、搬送波と一次側波帯の最大強度比と変調指数 A の間には以下に示すような関係式が成り立つ。

$$\frac{I_{+1}}{I_0} = \frac{\left| J_1\left(\frac{A}{2}\right) - J_1\left(-\frac{A}{2}\right) \right|^2}{\left| J_0\left(\frac{A}{2}\right) + J_1\left(-\frac{A}{2}\right) \right|^2} \cdot \cdot \cdot (4.5.2)$$

式(4.5.2)と測定結果を用いて変調指数を求めた結果を図 4.5.1 に示す。

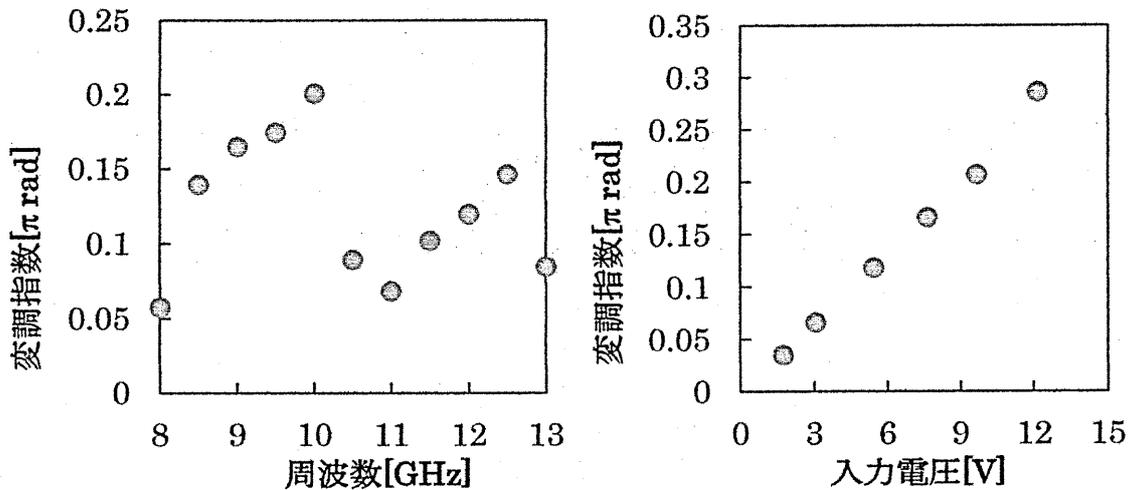


図 4.5.1 変調指数

図 4.5.1 から、10GHz の時に最も高い変調指数である 0.20π rad を得ることができた。また入力電圧に対しては比例的に増加することがわかった。

第5章 まとめ

LiNbO₃ 基板上にブランチラインカップラを設計し、光変調器を作製した。ブランチラインカップラに関しては、中心周波数が 10GHz、 $|S_{11}|$ が -20dB 以下となる帯域幅が 10.2%、出力分配比のずれが 0.56dB、また、10GHz 付近での位相差はほぼ 90 度と良好な結果を得ることができた。作製した光変調器を実際にスペクトルアナライザを用いて測定した結果、SSB 変調動作を確認することができた。また、変調指数や BC の分配比率の予測値を変調光スペクトルから算出した。今後は、変調電極部を含めた光変調器構造の最適化を行うことが重要である。

参考文献

- [1] M. Izutsu, S. Shikama, T. Sueta: 'Integrated optical SSB modulator/frequency shifter', *IEEE J Quantum Electronics*, 1981, 17, (11), pp.2225-2227.
- [2] T. Kawanishi, T. Sakamoto, and M. Izutsu: 'High-Speed Control of Lightwave Amplitude, Phase, and Frequency by use of Electrooptic Effect', *IEEE J Selected Topics of Quantum Electronics*, 2007, 13, (1), pp.79-91.
- [3] G. H. Smith, D. Novak and Z. Ahmed: 'Overcoming Chromatic-Dispersion Effects in Fiber-Wireless Systems Incorporating External Modulators' *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 1997, 45, (8), pp.1410-1415.
- [4] ミリ波およびサブミリ波周波数発生用光源技術, 山本貴司

電気光学変調器を用いた PD の飽和歪特性評価方法の検討

Investigation of Evaluation of Saturation Distortion for Photo Diode by Using
Electro-optic Light Modulator

榎原 晃¹, 八軒 尚寛¹, 河合 正¹, 川西 哲也²
Akira Enokihara, Naohiro Hachiken, Tadashi Kawai, Tetsuya Kawanishi

¹兵庫県立大学 大学院工学研究科 電気系工学専攻
Graduate School of Engineering, University of Hyogo

²独立行政法人情報通信研究機構 光ネットワーク研究所
National Institute of Information and Communications Technology

2013 年 7 月 25 日
於 兵庫県立大学

概要

本研究では、フォトダイオード (PD) の非線形性による歪の検討において、変調後のスペクトルが予測可能である電気光学光変調器を用いて、PD からの出力信号スペクトルからその歪み特性の検討をした。また、実験的に、電気光学光変調器を用いて発生させた光変調光を受光する際に、PD に飽和歪を発生させて受光信号を測定し、実際に PD の飽和歪みの評価を行った。その結果、等価的な飽和光強度を受光信号スペクトルから求め、PD の高周波信号に対する飽和歪み特性の指標に利用できる可能性を示した。

1. はじめに

近年、大容量のモバイル通信への要求がますます大きくなり、それに伴い高速の無線信号を光ファイバで伝送する光ファイバ無線(Radi on Fiber: RoF)技術が注目を集めている。RoF では、光変調素子を用いて無線信号で光変調を行い、それを受光素子で再び無線信号に戻すことになる。ここでは、アナログ信号を扱うことから、光変復調での僅かな歪もシステムに大きな問題となる可能性がある[1,2]。また、通常のデジタル信号による光通信システムでは比較的歪の影響は受けにくいですが、大容量伝送のために超高速での多値変調や波長多重伝送を行う際には歪みの影響も無視できなくなるものと思われる。

本報告では、特に受光素子の歪みを評価する方法について検討した。光通信システムにおける受光素子としてはフォトダイオード(PD)が良く利用される。しかし、PD の歪みは小さく、実験的に歪みを評価する際には、むしろ、光変調での非線形性による歪みの方が支配的になる可能性がある。また、PD の高周波信号に対する歪み特性を評価することは容易ではなく、そのような報告も非常に少ない。光変調器の中で、外部変調型の電気光学光変調器は、受動素子であり、電気光学効果によって生じさせた光の位相変化を干渉計により光強度変化に変換するものである。光強度変調動作は基本的に非線形ではあるが、変調光スペクトルは正確に予測できる。そこで、受光素子で二乗検波した後の受光信号スペクトルを計算できれば、実際の受光信号スペクトルとその計算値とを比較することで、受光素子の非線形による歪み成分を評価することが可能であると考えられる。今回は、受光素子の非線形性の中でも飽和特性による非線形歪に焦点を当てて、その評価方法について検討した。

2. 電気光学変調素子を用いた受光素子の評価

2.1 マツハ・ツェンダー型光変調器による変調信号の生成

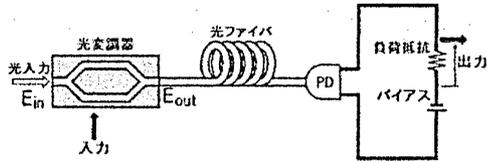


図1 光ファイバ伝送の模式図

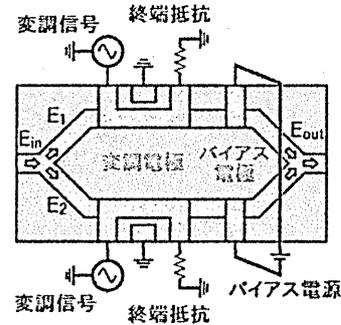


図2 MZMの構造

電気光学変調素子を用いた光ファイバ伝送系を図1に示す。ここでは、マツハ・ツェンダー型電気光学光変調素子(MZM)を用いて、電界振幅 E_{in} のレーザ光を光強度変調し、出力光 E_{out} を光ファイバに通してディテクタで受け、二乗検波出力 $|E_{out}|^2$ を得る。

MZMは、図2に示すように、入力光を二本の導波路に分岐させ、それぞれを位相変調して、再び干渉させることでその位相差に応じた光強度変調を行うことができる。

まず、 $E_i e^{j\omega_0 t}$ の入力光を、等分岐させる。 ω_0 は搬送波の角周波数、 t は時間を表す。分岐した光にそれぞれ次に示すような $\Delta\phi_1$ 、 $\Delta\phi_2$ の位相変化を与える。

$$\begin{cases} \Delta\phi_1 = A_1 \cos(\omega_m t + \phi_{m1}) + \phi_{B1} \\ \Delta\phi_2 = -A_2 \cos(\omega_m t + \phi_{m2}) + \phi_{B2} \end{cases} \quad (1)$$

振幅 A_1 、 A_2 は各導波路での位相変調における変調指数に対応する。 ω_m は変調信号の角周波数、 ϕ_{m1} 、 ϕ_{m2} は変調信号の初期位相、 ϕ_{B1} 、 ϕ_{B2} は導波路の光学長で決まる位相バイアス量を表す。

以上より、各導波路での光波の電界強度 E_1 、 E_2 はそれぞれ

$$\begin{cases} E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i e^{j(\omega_0 t + \Delta\phi_1)} \\ E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i e^{j(\omega_0 t + \Delta\phi_2)} \end{cases} \quad (2)$$

で表わされ、出力光の電界強度 E_{out} は

$$E_{out} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_1 + E_2) \quad (3)$$

である。

この変調器の入力光と出力光の位相差 $\Delta\phi$ は次のようになる。

$$\Delta\phi = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2$$

$$= (A_1 + A_2) \cos(\omega_m t + \phi_m) + \phi_B \quad (4)$$

ここで、 $\phi_B = \phi_{B1} - \phi_{B2}$ 、また $\phi_m = \phi_{m1} = \phi_{m2}$ とした。 ϕ_B を位相差バイアスと呼び、バイアス電極に直流電圧を加えることによって変化させることができる。位相差バイアス ϕ_B は、変調の動作点を決定するパラメータである。各導波路での振幅の和 $A_1 + A_2$ は変調器全体の 변調指数であり、これを A とおく。 A は変調信号の出力パワーに依存する。各導波路の変調信号の位相差 $\Delta\phi_{m1} - \Delta\phi_{m2}$ を $\Delta\phi_m$ で表わし、この $\Delta\phi_m$ をスキューと呼ばれるが、本実験では $\Delta\phi_m$ の値は 0 とする。

2.2 フォトディテクタによる二乗検波

MZM で変調された出力光には搬送波成分以外にも、その整数倍の高次の周波数成分である高調波成分が含まれている。この変調光をフォトディテクタで二乗検波した際の出力を求める。

まず、各導波路の出力 E_1 、 E_2 は(1)、(2)式から、次のように表すことができる。

$$\begin{cases} E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i e^{j(\omega_0 t + \phi_{B1} + A_1 \cos(\omega_m t + \phi_{m1}))} \\ E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i e^{j(\omega_0 t + \phi_{B2} - A_2 \cos(\omega_m t + \phi_{m2}))} \end{cases} \quad (5)$$

また、第一種ベッセル関数 $J_n(x)$ を用いて、

$$e^{jx \cos \theta} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(x) \cos n\theta \quad \text{ただし} \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1 & (n=0) \\ 2 & (n \neq 0) \end{cases} \quad (6)$$

と展開できる。[3]

これより、スキュー $\Delta\phi_m = 0$ での出力電界 E_{out} を求める。(3)、(5)式より、

$$\begin{aligned} E_{out} &= \frac{1}{2} \{ E_i e^{j(\omega_0 t + \phi_B + \phi_{B2} + A_1 \cos \omega_m t)} + E_i e^{j(\omega_0 t + \phi_{B2} - A_2 \cos \omega_m t)} \} \\ &= \frac{1}{2} E_i e^{j\omega_0 t} e^{j\phi_{B2}} \{ e^{j(\phi_B + A_1 \cos \omega_m t)} + e^{-jA_2 \cos \omega_m t} \} \end{aligned} \quad (7)$$

次に、 $A = A_1 + A_2$ より、ディテクタの二乗検波出力 $|E_{out}|^2$ を求める。

$$|E_{out}|^2 = \frac{1}{4} |E_i|^2 [2 + \{ e^{j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} + e^{-j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} \}]$$

ここで、式(6)より、

$$\begin{cases} e^{j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} = e^{j\phi_B} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(A) \cos n\omega_m t \\ e^{-j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} = e^{-j\phi_B} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n J_n(-A) \cos n\omega_m t \end{cases}$$

であるから,

$$\begin{aligned} & e^{j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} + e^{-j(\phi_B + A \cos \omega_m t)} \\ &= 2J_0(A) \cos \phi_B - 4J_1(A) \cos \omega_m t \sin \phi_B - 4J_2(A) \cos 2\omega_m t \cos \phi_B \\ &\quad + 4J_3(A) \cos 3\omega_m t \sin \phi_B + 4J_4(A) \cos 4\omega_m t \cos \phi_B + \dots \\ &= 2J_0(A) \cos \phi_B + 4 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(A) \cos n\omega_m t \cos \left(\phi_B - \frac{n\pi}{2} \right) \end{aligned}$$

と展開できる.

以上より出力 $|E_{out}|^2$ は次のように表わされる.

$$|E_{out}|^2 = \frac{1}{4} |E_i|^2 \left\{ 2 + 2J_0(A) \cos \phi_B + 4 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(A) \cos n\omega_m t \cos \left(\phi_B - \frac{n\pi}{2} \right) \right\} \quad (8)$$

(8)式より, $\phi_B = \pi/2$ の場合には同周波数の出力が得られ, 奇数次の高調波が発生することがわかる. また, $\phi_B = \pi$ の場合には, 2倍の周波数の出力が得られ, 偶数次の高調波が発生することがわかる.

2.3 フォトダイオードの電流電圧特性

ディテクタとして使用するフォトダイオード(PD)の電流電圧特性を図3[a]に示す. PDに光を入力することにより曲線の位置が変化し, 入力光強度が増加すると電流電圧曲線は下に移動する. ここで, 図3[a]のように負荷直線がAの位置にある場合とBの位置にある場合を想定する.

負荷直線がAの位置にあれば, 光強度が増加しても, 入力波と出力波の関係は直線的になるのに対し, Bの位置にあれば, 図3[b]のように途中で飽和状態に達して出力波は頭打ちの状態になる. 例えば, PDに正弦波信号を入力した場合, 出力波をフーリエ変換すると負荷直線AとBの場合ではスペクトルに違いが表れる. 負荷直線Aの場合は入力と出力の関係は直線的になるため, 図3[c]のようにスペクトルは一つになるが, Bの場合は図3[d]のように倍周波のスペクトルが現れる. つまりこの関係から, PDの電流電圧特性を調べればスペクトルを予測することができると考えられる.

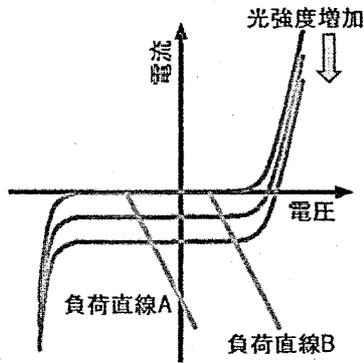
変調光を PD で二乗検波した際の検出信号 $I = |E_{out}|^2$ は(3)式で求められる。レーザ出力 $I_{in} = |E_{in}|^2$ として、その際の検出信号のスペクトルの n 次の側波帯強度 I_n は

$$I_n = I_{in} (-1)^n J_n(A) \cos\left(\phi_B - \frac{n\pi}{2}\right) \quad (n \geq 1) \quad (9)$$

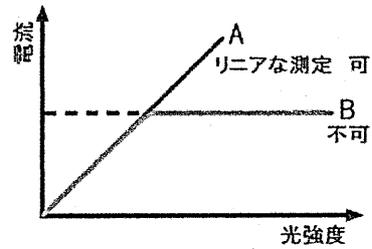
で表される。

図 4 のように、飽和によって波形に頭打ちが生じた場合の検出信号 I の式を、位相バイアス ϕ_B が $\pi/2$ の場合について求める。

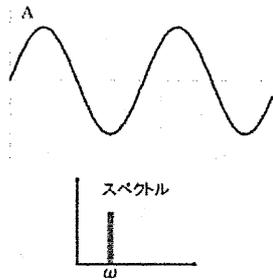
$\phi_B = \pi/2$ の場合の歪み検出信号の理論式は、図 5 に示すような関数 $f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ の合成であると考える。



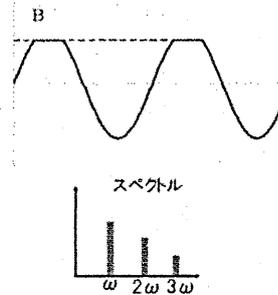
[a] PD の電流電圧特性



[b] 光強度と電流の関係



[c] 負荷直線 A での波形とスペクトル



[d] 負荷直線 B での波形とスペクトル

図 3 PD の電流電圧特性と飽和によるスペクトルの違い

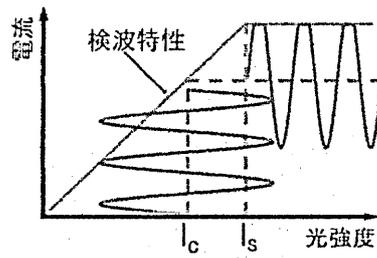


図4 PDの飽和特性

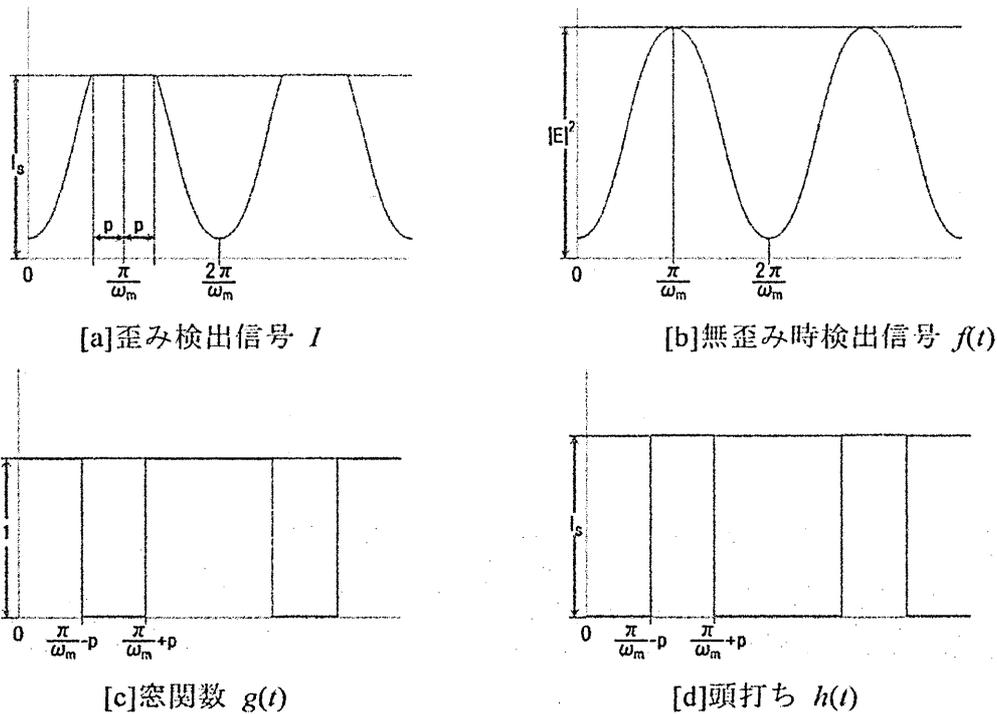


図5 検出信号 I の理論値の導出 ($\phi_B = \pi/2$)

図5[b]の関数 $f(t)$ は $\phi_B = \pi/2$ での無歪み時の検出信号を表し

$$f(t) = I_{in} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(A) \cos n\omega_m t \cos(1-n) \frac{\pi}{2} \right\}$$

である。 $\phi_B = \pi/2$ では、 I は $t = \pi/\omega_m$ のとき最大値をとる。 I_s で飽和するとき、図5[a]のように $t = \pi/\omega_m$ から $\pm p$ の幅が頭打ちとなって切り取られると考え、図5[c]のような窓関数 $g(t)$ を $f(t)$ に掛けて、図5[d]に示す頭打ち部分の関数 $h(t)$ を足し合わせて

$$I = f(t) \cdot g(t) + h(t)$$

として I を求める。

図5[c]、図5[d]に示すグラフの形状から関数 $g(t)$ 、 $h(t)$ はそれぞれ

$$g(t) = \begin{cases} 1 & \left(0 \leq t \leq \frac{\pi}{\omega_m} - p, \frac{\pi}{\omega_m} + p \leq t \leq \frac{2\pi}{\omega_m}\right) \\ 0 & \left(\frac{\pi}{\omega_m} - p < t < \frac{\pi}{\omega_m} + p\right) \end{cases}$$

$$h(t) = \begin{cases} I_s & \left(\frac{\pi}{\omega_m} - p \leq t \leq \frac{\pi}{\omega_m} + p\right) \\ 0 & \left(0 \leq t < \frac{\pi}{\omega_m} - p, \frac{\pi}{\omega_m} + p < t \leq \frac{2\pi}{\omega_m}\right) \end{cases}$$

と表すことができる。ここで p は

$$f\left(\frac{\pi}{\omega_m} - p\right) = I_s$$

から求めるが、無限級数を含み、厳密解を求めることは困難なため、 $n=1$ を代入して近似的に p を算出すると

$$p = \frac{\cos^{-1}\left\{\frac{I_s - I_{in}}{2I_{in}J_1(A)}\right\}}{\omega_m}$$

となる。 p を用いて $g(t)$, $h(t)$ をフーリエ級数として表現するとそれぞれ

$$\begin{aligned} g(t) &= 1 - \frac{p\omega_m}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin np\omega_m}{n\pi} (\sin n\pi \sin n\omega_m t - \cos n\pi \cos n\omega_m t) \\ &= 1 - \frac{p\omega_m}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin np\omega_m}{n\pi} (-1)^{n+1} \cos n\omega_m t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h(t) &= \frac{p\omega_m I_s}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_s \sin np\omega_m}{n\pi} (\cos n\pi \cos n\omega_m t - \sin n\pi \sin n\omega_m t) \\ &= \frac{p\omega_m I_s}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_s \sin np\omega_m}{n\pi} (-1)^n \cos n\omega_m t \end{aligned}$$

となる。

$g(t)$, $h(t)$ 中の $p\omega_m$ を

$$a = p\omega_m = \cos^{-1}\left\{\frac{I_s - I_{in}}{2I_{in}J_1(A)}\right\}$$

と置き直してこれらの式をまとめると

$$I = f(t) \cdot g(t) + h(t) \tag{10}$$

$f(t)$, $g(t)$, $h(t)$ はそれぞれ

$$f(t) = I_{in} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(A) \cos n\omega_m t \cos(1-n) \frac{\pi}{2} \right\} \tag{11}$$

$$g(t) = 1 - \frac{a}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin na}{n\pi} (-1)^{n+1} \cos n\omega_m t \tag{12}$$

$$h(t) = \frac{al_s}{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2l_s \sin na}{n\pi} (-1)^n \cos n\omega_m t \quad (13)$$

$$\text{ただし } a = \cos^{-1} \left\{ \frac{I_s - I_{in}}{2I_{in}J_1(A)} \right\} \quad (14)$$

である。

3. フォトダイオードの歪特性

3.1 フォトダイオードの電流電圧特性測定

まず、使用する PD の非線形特性の確認として、PD に光を入力した場合の電流電圧特性を図 6 に示す実験系を用いて測定した。

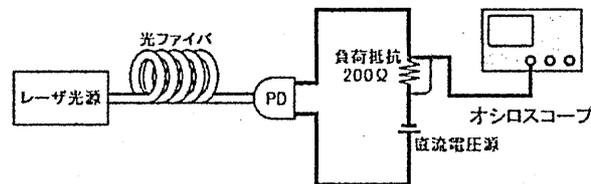


図 6 PD の電流電圧特性実験系

使用した PD は InGaAs PIN フォトダイオードで 1550nm での受光感度がカタログ値で 0.95A/W である。PD に 0.07mW から 9.91mW のレーザを入力し、200Ωの負荷抵抗に流れる電流と電圧を測定した。光源には単一モードで発振する半導体レーザ（DFBレーザ）を用いた。レーザの波長は 1.55μm である。実験結果を図 7 に示す。

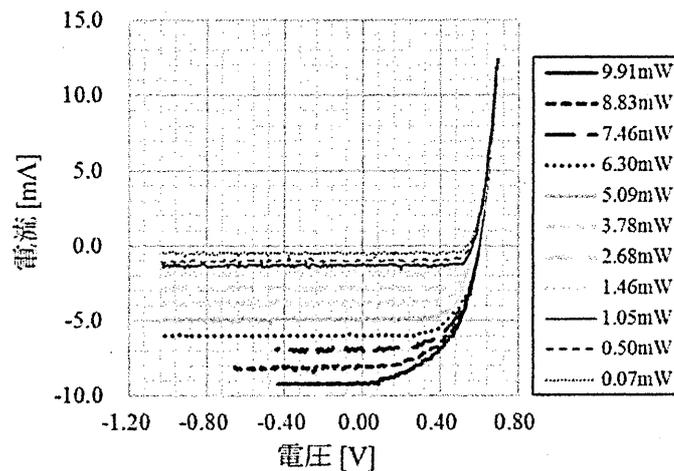


図 7 PD の電流電圧特性

図 3[a]で示したように、PD に入力するレーザ光の強度が大きいほど特性曲線は下にシフトすることが確認できた。

3.2 フォトダイオードの非線形歪み

図 7 の PD の電流電圧特性から、PD の非線形性による飽和現象を確認できたので、次にスペクトルを測定して PD の非線形歪み特性の評価を行った。実験系を図 8 に示す。今回の実験では、飽和による歪みのみに焦点を当てるため、10MHz の比較的低い周波数の変調光を用い、PD にはバイアス電圧 $V_B = +0.3V$ の順方向バイアスを印加して意図的に飽和歪みを発生させ、逆方向バイアス ($V_B = -3V$) を印加した歪みの無い状態との比較を行った。光源は $1.55\mu m$ の DFB レーザである。

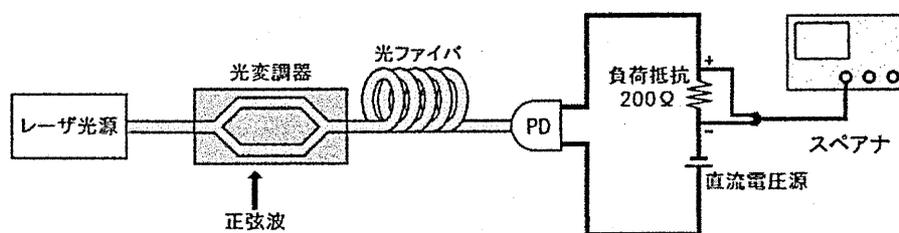


図 8 PD 非線形歪み測定実験系

200Ω の負荷抵抗を繋いでいるが、スペアナの入力端子が 50Ω 系であるため、負荷抵抗は実質 40Ω となる。 40Ω の負荷抵抗を接続し、順方向バイアス ($V_B > 0$) を加えた際の PD 入力光と電流の関係を図 9 に示す。飽和による頭打ちが発生することを確認できる。PD に与えるバイアス電圧が大きくなるほど飽和状態となるのが早くなり、流れる電流も小さくなるのがわかる。

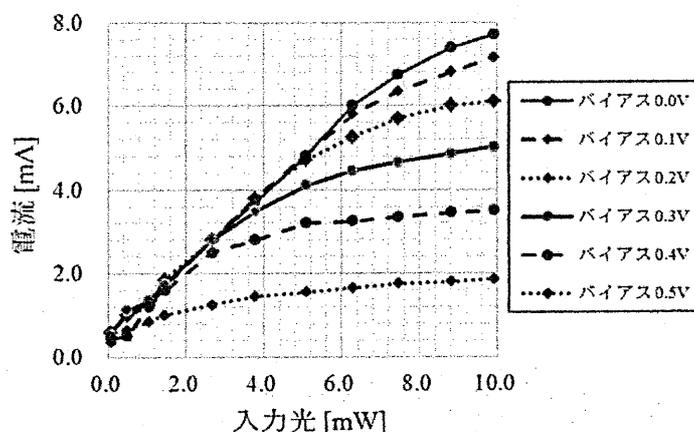


図 9 入力光と電流の関係 (負荷抵抗 40Ω)

位相バイアス $\phi_B = \pi/2$ として，レーザの出力を変えて実験を行った．以下に実験結果を示す．レーザ出力を 1.27mW とした場合の無歪み状態 ($V_B = -3V$) を図 10，飽和歪み状態 ($V_B = +0.3V$) を図 11 に示す．無歪み状態では 2.3 項の理論式から導かれる結果通り，2 次波と 4 次波は発生しない．変調指数が大きくなると 1 次波と 3 次波は大きくなっていくが，1 次波は $A = 1.5[\text{rad}]$ をピークにして小さくなる形状のグラフになった．一方，歪み状態では 1 次波から 4 次波すべてが発生している．無歪み状態に比べて 1 次波と 3 次波は小さくなり，2 次波と 4 次波が表れている．

無歪み状態と飽和歪み状態の出力強度を比で表したものが図 12 である．実線が飽和歪み状態，点線が無歪み状態を表し，測定した高調波の最大出力強度で規格化している．無歪み状態と歪み状態で強度に大きな差があることがわかる．図 12 の値の差を基に，(10)式から(14)式で求められる理論上の高調波のスペクトル強度比のグラフを図 13 に示す．無歪み状態の最大出力強度の 48%程度で頭打ちに達した場合が図 13 である．このように，理論式よりスペクトル変化を予測することが可能である．理論値と比べて実験値では歪み状態でもほとんど 2 次波は出なかった．

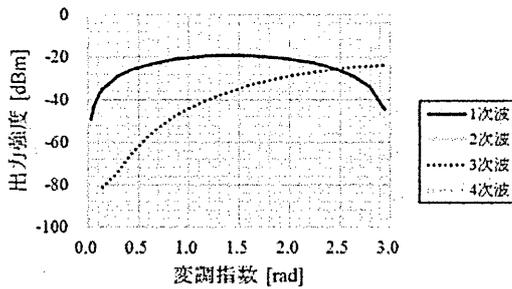


図 10 高調波の出力強度
(入力光 1.27mW, 歪み無し)

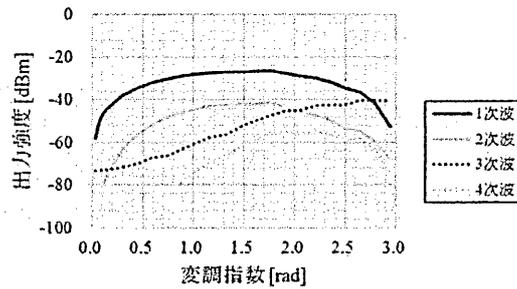


図 11 高調波の出力強度
(入力光 1.27mW, 歪みあり)

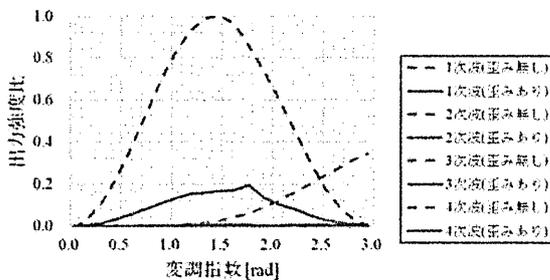


図 12 高調波の出力強度比
(入力光 1.27mW)

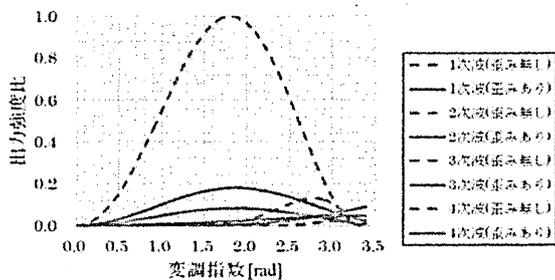


図 13 理論上の高調波の出力強度比
(入力光 1.27mW)

レーザ出力を 0.96mW とした場合の無歪み状態を図 14, 歪み状態を図 15 に示す。無歪み状態と歪み状態の出力強度を比で表したものを図 16, 無歪み状態の最大出力強度の 66% 程度の位置で頭打ちに達した場合理論上の高調波のスペクトル強度比のグラフを図 17 に示す。入力される光強度が先程よりも小さいため、高調波の出力強度は小さくなるが、図 16 を見ると、先程の 1.27mW の場合に比べて歪み状態の 1 次波と 3 次波の出力強度が無歪み状態のそれに近付いていることが分かる。理論値と比べて実験値では歪み状態でもほとんど 2 次波は出ていない。これは、理論上の歪み波形の頭打ち部分は一直線になるように仮定しているが、実際にはなだらかに頭打ちに達するため、完全には波形を再現していないためであると考えられる。

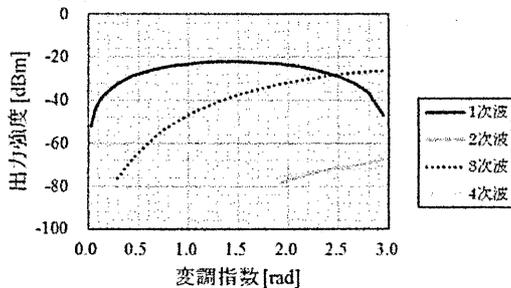


図 14 高調波の出力強度
(入力光 0.96mW , 歪み無し)

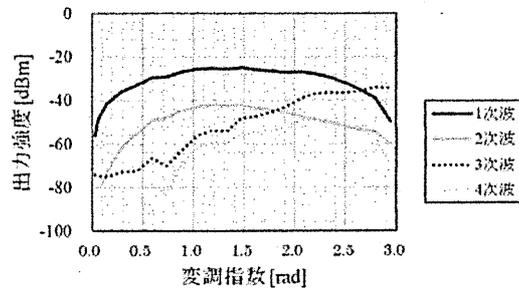


図 15 高調波の出力強度
(入力光 0.96mW , 歪みあり)

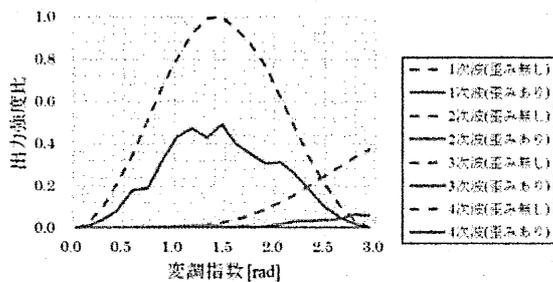


図 16 高調波の出力強度比
(入力光 0.96mW)

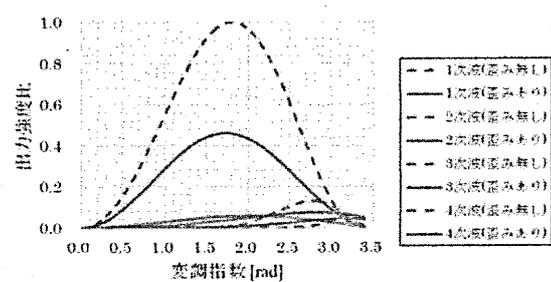


図 17 理論上の高調波の出力強度比
(入力光 0.96mW)

同様に、レーザ出力を 0.66mW とした場合の結果を、図 18~20 に示す。無歪み状態の最大出力強度の 84% 程度の位置で頭打ちに達した場合理論上の高調波のスペクトル強度比のグラフを図 21 に示す。理論値のグラフでも、2 次波や 4 次波はほとんど出なくなっていることがわかる。

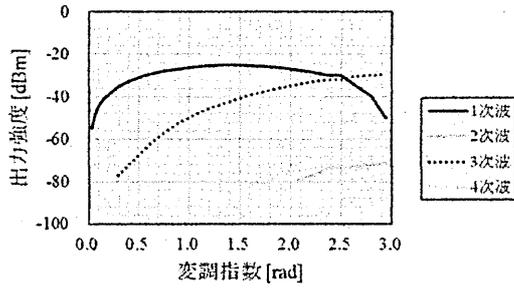


図 18 高調波の出力強度
(入力光 0.66mW, 歪み無し)

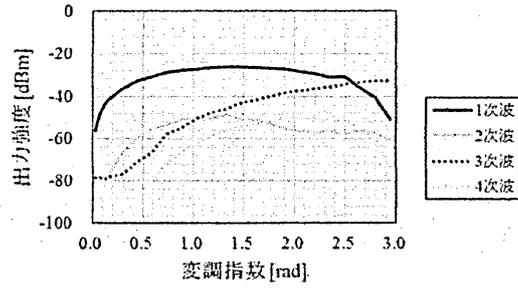


図 19 高調波の出力強度
(入力光 0.66mW, 歪みあり)

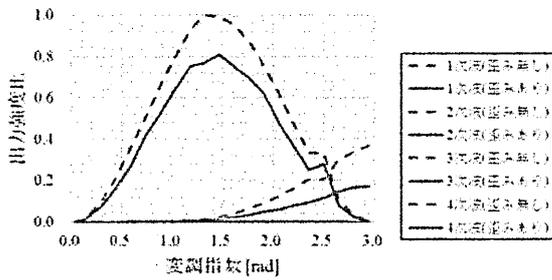


図 20 高調波の出力強度比
(入力光 0.66mW)

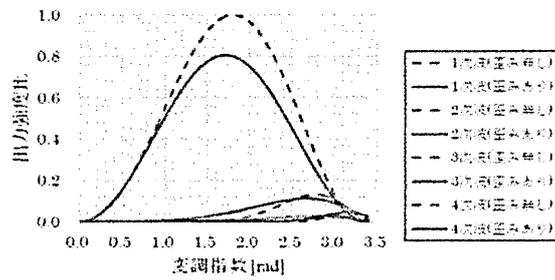


図 21 理論上の高調波の出力強度比
(入力光 0.66mW)

4. 等価的な飽和光強度

4.1 等価的な飽和光強度の考え方

実際の PD に光を入力した際、光強度と電流の関係は図 10 のように、飽和光強度を越えても図 4 に示した理論上の検波特性のような直線にはならず微増していく。そこで、図 22 のように飽和光強度 I_s で完全に飽和する仮想的な状態を仮定し、実際に検出された検出信号スペクトルがこの仮想的な特性で検出されるスペクトルに対応させることで、この等価的な飽和光強度を PD の飽和歪みの指標として用いることを検討する。

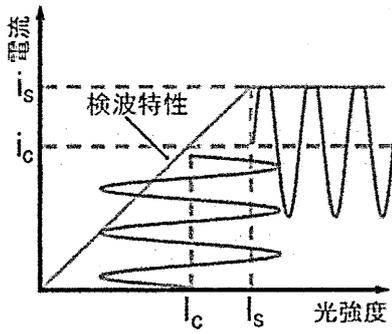


図 22 飽和による入出力の関係

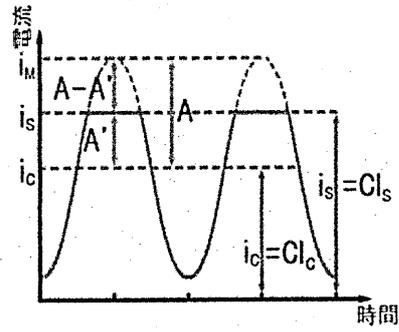


図 23 $\phi_B = \pi/2$ での飽和検出信号

(10)式から(14)式によって求められる飽和検出信号 I の波形を図 23 に示す. 図中の A は頭打ちが無い場合の振幅, A' は頭打ちがある場合の頭打ちの振幅, I_c は変調光の光強度を示す. また, C は PD の受光感度である.

図 23 のように, 入力光は I_s の位置で頭打ちとなるので, この I_s は A, A', I_c, C を用いて表すことができる. ここで, 光変調器の変調特性を考える. 変調光の出力は図 24 のように位相バイアス ϕ_B について $\cos \phi_B$ の曲線に変化する.

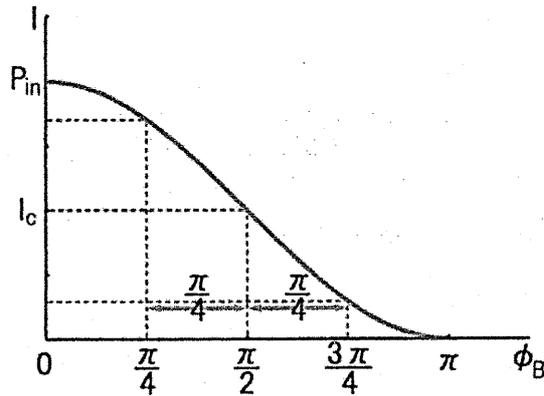


図 24 光変調器の変調特性

$\phi_B = \pi/2$, 変調指数 $A = \pi/4$ として変調した場合, 出力は $\cos(\pi/4) (= \sqrt{2}/2)$ から $\cos(3\pi/4) (= -\sqrt{2}/2)$ の範囲で変化する. つまり変調光の振幅は $\sqrt{2}I_c/2$ となる. これより, 最大光強度は

$$I_c + \frac{\sqrt{2}}{2} I_c$$

となるが, 図 22 のように I_s の位置で頭打ちとなる. 頭打ちによって削られる量が, 図 23 の $A-A'$ に相当するので

$$I_c + \frac{\sqrt{2}}{2} I_c - I_s = \frac{A - A'}{C} \quad (15)$$

が成り立ち、この式より I_s を求めることができる。

$\phi_B = \pi/2$ では1次波 I_1 が最も大きく出するため、 I_1 の歪みの度合いから等価的な飽和光強度を求めることができると考えられる。変調指数 $A = \pi/4$ での、頭打ちがある場合と無い場合の I_1 の検出電圧から歪みによる I_1 変化率 x を

$$\frac{I_1(\text{頭打ちあり})}{I_1(\text{頭打ち無し})} = x \quad (16)$$

で求める。

図 24 の変調特性から、 $\phi_B = \pi/2$ ならば入力光強度 P_{in} は I_c の 2 倍になる。そして、図 23 のように飽和による頭打ちが生じるためには I_c と I_s の間には

$$I_c < I_s < P_{in}(= 2I_c) \quad (17)$$

の関係が成り立つはずである。

4.2 等価的な飽和光強度の計算

まず、実験から得られた無歪み時と歪み時の出力強度比較から、1次波 I_1 の検出電圧を求めて、(16)式のようにして x を求める。次に、頭打ちの位置を動かして理論上の x を変化させ、その x 毎に(10)式から(14)式より無歪み時と歪み時の波形をそれぞれ求め、波形の最大値と最小値から I_c 、 A 、 A' を、(15)式より求められる I_s を算出し、理論上の I_s と x の関係をグラフに表す。

実験により求めた x をそのグラフに当てはめると等価的な飽和光強度 I_s が求められる。無歪み時と歪み時の比が十分ある、レーザ出力 P_m が 1.27mW、0.96mW、0.66mW の条件を用いて I_s を求める。

レーザ出力を 1.27mW とした場合の1次波の検出電圧を、無歪み時の電圧で規格化して比較したものを図 25 に示す。このグラフから、変調指数 $A = \pi/4$ とした場合の x は 0.388 である。

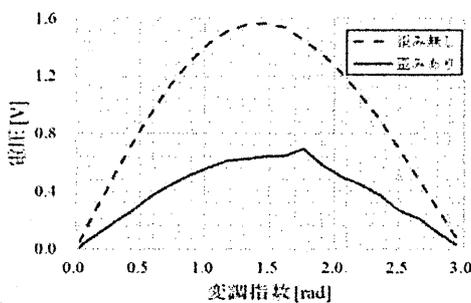


図 25 1次波の検出電圧
($P_m = 1.27[\text{mW}]$)

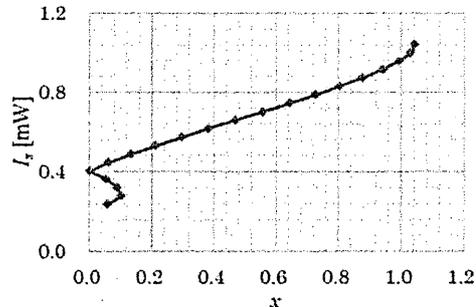


図 26 等価的飽和光強度の算出
($P_m = 1.27[\text{mW}]$, $A = \pi/4$)

図 26 は理論上の I_s と x の関係を表したグラフである. $x=0.388$ のときの I_s はおよそ 0.60mW と求められた. 同様に, レーザ出力を 0.96mW とした場合を図 27,28 に示す. このグラフから, 変調指数 $A=\pi/4$ とした場合の $x=0.610$ で, そのときの I_s はおよそ 0.55mW と求められた.

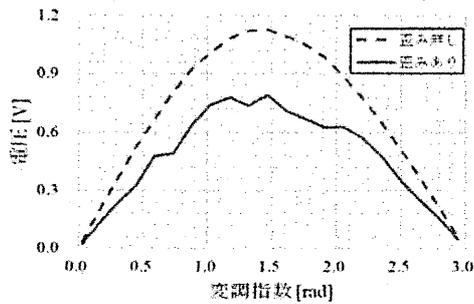


図 27 1 次波の検出電圧
($P_m=0.96[\text{mW}]$)

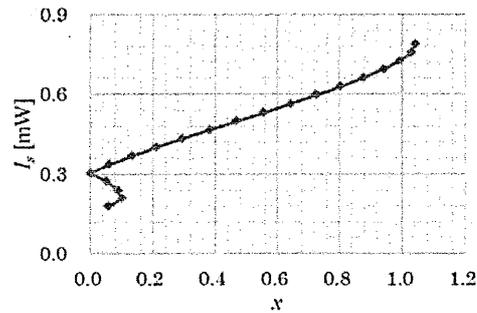


図 28 等価的飽和光強度の算出
($P_m=0.96[\text{mW}]$, $A=\pi/4$)

さらに, レーザ出力を 0.66mW とした場合の結果を図 29,30 に示す. $A=\pi/4$ とした場合の x は 0.908 で, そのときの I_s はおよそ 0.47mW と求められた.

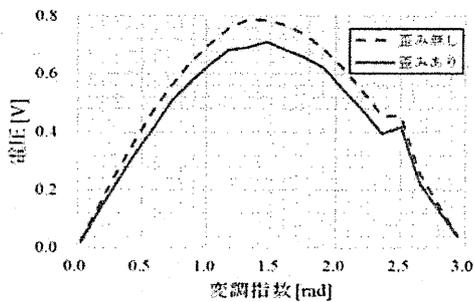


図 29 1 次波の検出電圧
($P_m=0.66[\text{mW}]$)

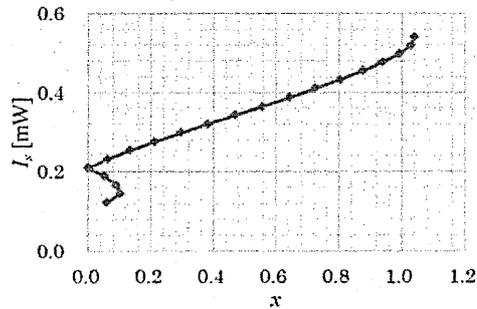


図 30 等価的飽和光強度の算出
($P_m=0.66[\text{mW}]$, $A=\pi/4$)

$A=\pi/4$ の場合と同様の方法で, $A=\pi/2$ の場合でも I_s を求めてみた. レーザ出力 1.27mW , 0.96mW , 0.66mW での理論上の I_s と x の関係を表したグラフを図 32~34 に示す. x はそれぞれ 0.408 , 0.702 , 0.905 であったので, I_s はおよそ 0.41mW , 0.55mW , 0.51mW と求められた. これらの結果は, (17)式に示す範囲以内にある.

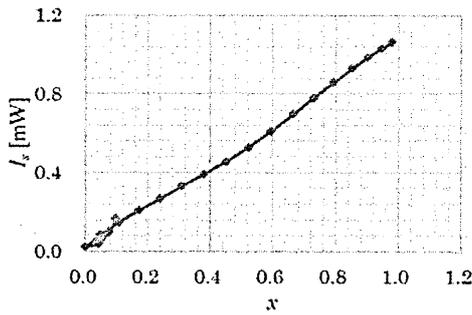


図 32 等価的飽和光強度の算出
 $(P_m=1.27[\text{mW}], A=\pi/2)$

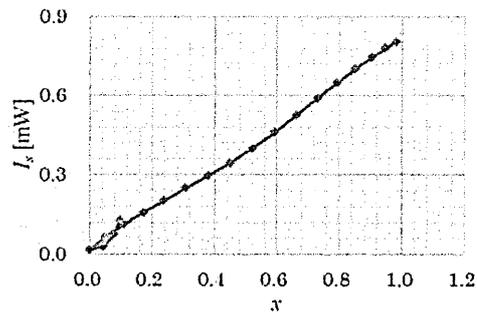


図 33 等価的飽和光強度の算出
 $(P_m=0.96[\text{mW}], A=\pi/2)$

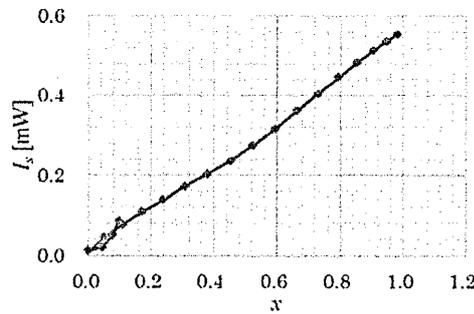


図 34 等価的飽和光強度の算出 $(P_m=0.66[\text{mW}], A=\pi/2)$

測定結果を表 1 にまとめる。求めた I_s は、おおよそ(17)式に示した I_s の範囲に収まる結果となった。 $A=\pi/4$ と $A=\pi/2$ で x にずれがあるために、同じ光強度でも I_s に違いが生じるが、 I_s は 0.5 程度である。求められた I_s の平均をとって、実験で使用した PD の飽和光強度はおおよそ $I_s=0.52[\text{mW}]$ と考えられる。この値は、直流で測定した飽和特性を表す図 10 から想定される飽和強度とも比較的近い値である。このことから、電気光学変調器を用いた光学系を用いて、受光信号スペクトルを観測することによって、等価的な飽和光強度が求められたと考えられる。実験は、理論の確認のために低周波で行ったが、同様のことを高周波信号を用いることにより、高周波に対する等価的な飽和光強度が求まるので、高周波信号に対する飽和特性の指標に利用できる可能性がある。

表 1 等価的な飽和光強度

P_{in}	A	x	I_s
1.27mW	$\pi/4$	0.388	0.60mW
	$\pi/2$	0.408	0.41mW
0.96mW	$\pi/4$	0.610	0.55mW
	$\pi/2$	0.702	0.55mW
0.66mW	$\pi/4$	0.908	0.47mW
	$\pi/2$	0.905	0.51mW

5. まとめ

EO 変調器を用いれば、高周波信号に対する二乗検波の際の検出信号スペクトルを予測できることを用いて、歪みによるスペクトルの変化から飽和光強度を算出できることを示した。また、等価的な飽和光強度 I_s を仮定して PD の飽和状態を想定し、理論計算により飽和歪み波形を関数化することで、飽和歪みを含んだ受光信号スペクトルを解析的に計算し、実験結果との比較した。等価的な飽和光強度 I_s の値を利用して、高周波信号に対する PD の飽和歪みを定量化できる可能性を示した。今後の課題としては実際の通信に利用されるような周波数での高速動作時の特性を評価することが挙げられる。

参考文献

- [1] 久利敏明, 堀内幸夫, 中戸川剛, 塚本勝俊, 「光・無線融合技術をベースとする通信・放送システム」電子情報通信学会論文誌 C, vol.J91-C, No.1, pp.11-27.
- [2] T. Ohno, H. Fukano, Y. Muramoto, T. Ishibashi, T. Yoshimatsu, and Y. Doi, "Measurement of Intermodulation Distortion in a Unitraveling-Carrier Refracting-Facet Photodiode and a p-i-n Refracting-Facet Photodiode", IEEE Photonics Technology Letters, 14, 3, pp. 375 – 377, 2002.
- [3] 内藤喜之 著 「電気・電子基礎教学」電気学会

コニカルマウントされた誘電体回折格子への影理論の適用

Application of Shadow Theory to Dielectric Gratings Placed in Conical Mounting

○ 若林 秀昭^{†*} 浅居 正充^{††} 松本 恵治^{†††} 山北 次郎[†]

[†] 岡山県立大学 ^{††} 近畿大学 ^{†††} 大阪産業大学

* waka@c.oka-pu.ac.jp

2013年7月25日(木)

於 兵庫県立大学

概要 移動不変性を持つ表面・構造における散乱において、入射平面波が低入射角極限に達すると、入射波と鏡面反射波が相殺され、全電磁界は「影」になる。その理論的な取り扱いについて、完全導体格子を対象に議論されていた「影理論」を筆者らは多層誘電体格子の散乱問題に適用し、散乱因子を入射波領域だけでなく全領域に拡張した。しかし、これらの報告は 2 次元散乱問題が対象であり、より一般的な 3 次元散乱問題については議論されていない。本報告では、コニカルマウントされた多層誘電体格子の散乱問題に影理論を適用する手順を提案し、伝搬波、及びエバネセント波の直線偏波、円偏波入射に対する散乱因子を用いた回折効率を新しく定義する。直線偏波、円偏波入射に対する数値計算例により、入射波の偏波の種類に関係なく、反射係数 -1 の鏡面反射が生じ、入射波領域に影現象が生じることを示す。

1 まえがき

不規則構造、周期構造による散乱問題において、入射角が十分小さい低入射角極限では、高次の回折波は 0 になり、入射波は鏡面反射波によって相殺され、全電磁界が消滅する「影」現象が生じる。影現象は、周期系、不規則系共通の現象であり、中山らは「影理論」(Nakayama's shadow theory) と呼ばれる新しい電磁界表現式を提案し、最初の例として、完全導体格子の 2 次元散乱問題を例にその物理的解釈、及び散乱因子を用いた回折効率の表現式などについて、詳細に報告した [1-3]。誘電体周期構造の解析法に関しては、極めて複雑な構造を持つ誘電体格子に対しても多くの数値解析法 [4-6] が確立しているにも関わらず、影現象については見逃されていたようである。

筆者らは先に、入射波領域を対象に議論されていた影理論を、誘電体格子の 2 次元散乱問題に適用し、反射波、及び透過波に対する影理論の諸量を定義した [7]。散乱問題を、1 階微分方程式の係数行列に対する行列固有値問題として捉える方法 (以下、行列固有値法) により、低入射角極限における影理論の励振源は、固有値の縮退とジョルダン標準型への変換に対応することを報告した。さらに、影理論で用いられている数式処理を多層誘電体格子の中間領域にも適用し、新しい形式の変換行列と伝搬行列が導出でき、これらの行列の積を用いれば、固有値が縮退する場合を含む全領域における電磁界表現式が得られることを示した [8-11]。

そこで本論文では、2 次元散乱問題について議論していた影理論をより一般的な 3 次元散乱問題に適用する手順を提案する。コニカルマウントされた誘電体格子の 3 次元散乱問題の行列固有値法について、全ての複素入射角に対して固有値の縮退問題や行列の対角化問題を解決するために、影理論を適用する手順を述べ、定式化を行う。まず、行列固有値を用いた解析手法を展開し、固有値が縮退する場合は、係数行列をジョルダン標準型に変換することにより、特異振幅を用いて電磁界成分を表現できることを述べる。次に、斜め入射の TE 波、TM 波の各成分のフレネル係数が -1 になることに着目して、3 次元における影理論の励振源である oblique primary excitation を導入する。低入射角極限では、影理論による界表現は、ジョルダン標準形への変換行列と特異振幅を用いた界表現に一致することを示す。影理論の媒質中の 3 次元電磁界表現式として、新しい形式の 4×4 次元の変換行列と伝搬行列を導出する。さらに、入射波、及び透過波領域に散乱因子を導入し、伝搬波、及びエバネセント波の直線偏波、円偏波入射に対する反射、及び透過回折効率に関する式を新しく定義する。

コニカルマウントされた誘電体格子の散乱問題の数値計算例から、低入射角極限では、入射波と同じ偏波が鏡面反射されることを示す。円偏波入射の場合、低入射角極限以外の通常の入射では、入射波と回転方向が逆向きの円偏波成分が反射され、低入射角になると、回転方向が同じ円偏波成分が反射される。入射波の偏波の種類に関係なく、低入射角極限では、入射波領域に影現象が生じることを示す。

本論文では、時間因子を $e^{j\omega t}$ とし、空間座標 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ を真空中の波数 k_0 によって、 $k_0 \mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}$ のように規格化する。

2 行列固有値法による解析手法

本章では、図 1 にあるような入射波領域、格子領域、透過波領域からなる誘電体格子 (または磁性体格子) による 3 次元散乱問題を考え、行列固有値法による解析手法を述べる。これまで、定式化していなかった固有値が縮退する場合の扱いを明らかにすると共に、低入射角極限における励振源の修正を行う。

計算機解析向けのディメンジョンレス化されたマクスウェルの方程式は次式のように表される。

$$\overline{\text{rot}} \sqrt{Y_0} \mathbf{E} = -j \mu \sqrt{Z_0} \mathbf{H}, \quad \overline{\text{rot}} \sqrt{Z_0} \mathbf{H} = j \varepsilon \sqrt{Y_0} \mathbf{E} \quad (1)$$

但し、 $\overline{\text{rot}}$ は k_0 で空間変数が規格化された rot である。

2.1 各領域における電磁界成分

構造の周期性から電磁界の y, z 成分 $E_\ell, H_\ell, e_{\ell m}(x), h_{\ell m}(x)$ を展開係数とする $(2M+1)$ 個の空間高調波によって

$$\sqrt{Y_0} E_\ell(x, y, z) = \sum_m e_{\ell m}(x) e^{-i(q_0 y + s_m z)}, \quad \sqrt{Z_0} H_\ell(x, y, z) = \sum_m h_{\ell m}(x) e^{-i(q_0 y + s_m z)} \quad (2)$$

$$s_m = s_0 + ms, \quad s = \lambda/\Lambda, \quad s_0 = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad q_0 = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \sin \theta_i \cos \phi_i \quad (3)$$

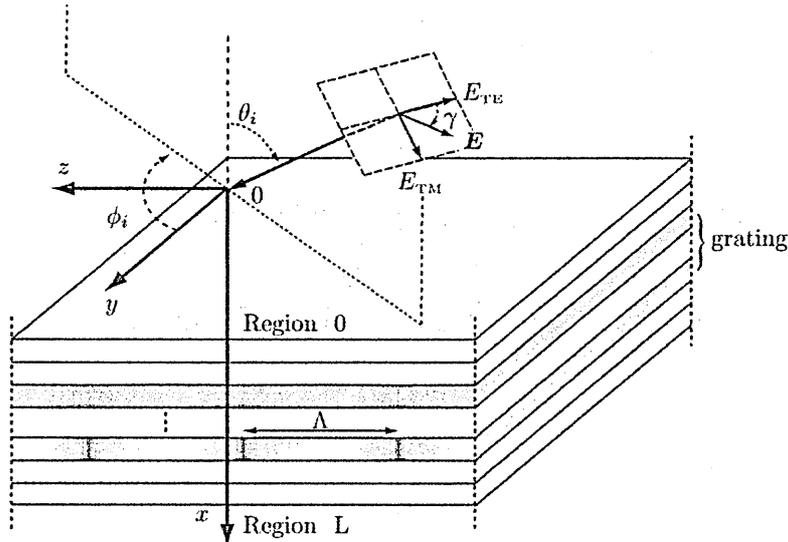


図1 コニカルマウントされた誘電体格子の3次元散乱問題

のように展開する。但し、 ϵ_a , μ_a はそれぞれ、入射波領域の比誘電率、比透磁率、 θ_i は x 軸負方向からの入射角、 ϕ_i は、 y 軸からの方位角である。 λ は波長、 Λ は格子周期である。格子領域の媒質定数について、比誘電率 $\epsilon(z)$ 、または比透磁率 $\mu(z)$ は、媒質の周期性より打ち切り次数 N_f によって、次式のようにフーリエ展開できる。

$$\epsilon(z) = \sum_m \tilde{\epsilon}_m e^{im\lambda z}, \quad \mu(z) = \sum_m \tilde{\mu}_m e^{im\lambda z} \quad (4)$$

式(2)の展開係数 $e_{\ell m}(x)$, $h_{\ell m}(x)$ から作られる列ベクトル

$$e_{\ell}(x) = [e_{\ell-M}(x) \cdots e_{\ell 0}(x) \cdots e_{\ell M}(x)]^T, \quad h_{\ell}(x) = [h_{\ell-M}(x) \cdots h_{\ell 0}(x) \cdots h_{\ell M}(x)]^T \quad (5)$$

を導入し、マクスウェルの方程式を整理すると、次式のような連立1階微分方程式が得られる。

$$\frac{d}{dx} f(x) = i [C] f(x), \quad f = [e_y \quad e_z \quad h_y \quad h_z]^T \quad (6)$$

$$[C] = \begin{bmatrix} [0] & [0] & -[q][\epsilon]^{-1}[s] & [q][\epsilon]^{-1}[q] - [\mu] \\ [0] & [0] & [\mu] - [s][\epsilon]^{-1}[s] & [s][\epsilon]^{-1}[q] \\ [q][\mu]^{-1}[s] & [\epsilon] - [q][\mu]^{-1}[q] & [0] & [0] \\ [s][\mu]^{-1}[s] - [\epsilon] & -[s][\mu]^{-1}[q] & [0] & [0] \end{bmatrix} \quad (7)$$

但し、

$$[s] = [\delta_{mn} s_m], \quad [q] = q_0 [\delta_{mn}], \quad [\epsilon] = [\tilde{\epsilon}_{n-m}], \quad [\mu] = [\tilde{\mu}_{n-m}] \quad (8)$$

である。連立1階微分方程式(6)の解は、係数行列 $[C]$ の行列固有値問題に帰着する。すなわち、 $(2M+1)$ 元の回折波振幅ベクトル ${}^E g^{\pm}$, ${}^M g^{\pm}$ 、及び $4(2M+1) \times 4(2M+1)$ 元の変換行列 $[T]$ を用いて、電磁界の展開係数ベクトルを次式のように表す。

$$\begin{bmatrix} e_y(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \\ h_z(x) \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} {}^E g^+(x) \\ {}^M g^+(x) \\ {}^E g^-(x) \\ {}^M g^-(x) \end{bmatrix}, \quad [Q] = [T]^{-1} [C] [T] \quad (9)$$

但し、記号 \pm は x 軸方向の伝搬方向を示し、行列 $[Q]$ は、係数行列 $[C]$ の相似変換である。上付文字 E, M はそれぞれ、TE 波、TM 波成分を表す。係数行列 $[C]$ が異なる固有値をもち、互いに独立な固有ベクトルをもつ場合、行列 $[Q]$ は、 $4(2M+1)$ 個の固有値 $\{{}^E \kappa^+, {}^M \kappa^+, {}^E \kappa^-, {}^M \kappa^-\}$ を要素とする対角行列となり、伝搬行列 $[P(x)]$ は、

$$[P(x)] = \begin{bmatrix} [\delta_{mn} \exp(j {}^E \kappa_m^+ x)] & [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\delta_{mn} \exp(j {}^M \kappa_m^+ x)] & [0] & [0] \\ [0] & [0] & [\delta_{mn} \exp(j {}^E \kappa_m^- x)] & [0] \\ [0] & [0] & [0] & [\delta_{mn} \exp(j {}^M \kappa_m^- x)] \end{bmatrix} \quad (10)$$

で与えられ、1 階微分方程式 (6) の解が次式のように求められる。

$$\begin{bmatrix} e_y(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \\ h_z(x) \end{bmatrix} = [T][P(x-x_0)] \begin{bmatrix} {}^E g^+(x_0) \\ {}^M g^+(x_0) \\ {}^E g^-(x_0) \\ {}^M g^-(x_0) \end{bmatrix} \quad (11)$$

2.2 等方性一様領域における電磁界成分

入射波領域と透過波領域は、等方性媒質であるため、小行列 $[\varepsilon] = \varepsilon[1]$, $[1/\varepsilon] = (1/\varepsilon)[1]$, $[\mu] = \mu[1]$, $[1/\mu] = (1/\mu)[1]$ となるため、係数行列 $[C]$ の全ての小行列は対角行列となる。従って、 m 次の要素に対応する部分からなる 4×4 次元の係数行列は、

$$[C_m] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -q_0 s_m / \varepsilon & -\mu + q_0^2 / \varepsilon \\ 0 & 0 & \mu - s_m^2 / \varepsilon & q_0 s_m / \varepsilon \\ q_0 s_m / \mu & \varepsilon - q_0^2 / \mu & 0 & 0 \\ -\varepsilon + s_m^2 / \mu & -q_0 s_m / \mu & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (12)$$

となる。固有値 ${}^E \kappa_m^\pm = {}^M \kappa_m^\pm = \mp \xi_m$ は解析的に、次式のように求められる。

$$\xi_m = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon\mu - q_0^2 - s_m^2} & (\varepsilon\mu \geq q_0^2 + s_m^2) \\ j\sqrt{q_0^2 + s_m^2 - \varepsilon\mu} & (\varepsilon\mu < q_0^2 + s_m^2) \end{cases} \quad (13)$$

(i) 固有値が縮退しない場合 ($\xi_m \neq 0$)

係数行列 $[C_m]$ が異なる固有値と固有ベクトルを有する場合、変換行列 $[T_m]$ は、固有ベクトル ${}^{E(M)} t_m^\pm$ を用いて表される。本論文では、伝搬方向を見たときの電界の回転方向により、左旋または右旋円偏波を定義する (例えば、文献 [12])。従って、それぞれの固有ベクトルのうち、2 つの電界成分の向きを設定し、残りの 2 つの磁界成分の向きを決定する。変換行列 $[T_m]$ は、次式のように表される。

$$[T_m] = \begin{bmatrix} {}^E t_m^+ & {}^M t_m^+ & {}^E t_m^- & {}^M t_m^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dot{s}_m \sqrt{\mu} & -\xi_m \dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} & -\dot{s}_m \sqrt{\mu} & \xi_m \dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} \\ \dot{q}_0 \sqrt{\mu} & -\xi_m \dot{s}_m / \sqrt{\varepsilon} & \dot{q}_0 \sqrt{\mu} & \xi_m \dot{s}_m / \sqrt{\varepsilon} \\ -\xi_m \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} & \dot{s}_m \sqrt{\varepsilon} & \xi_m \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} & \dot{s}_m \sqrt{\varepsilon} \\ -\xi_m \dot{s}_m / \sqrt{\mu} & -\dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon} & \xi_m \dot{s}_m / \sqrt{\mu} & -\dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} \quad (14)$$

但し、

$$\dot{s}_m = \begin{cases} \frac{s_m}{\sqrt{q_0^2 + s_m^2}} \\ 1 \end{cases}, \quad \dot{q}_0 = \begin{cases} \frac{q_0}{\sqrt{q_0^2 + s_m^2}} & (q_0^2 + s_m^2 \neq 0) \\ 0 & (q_0^2 + s_m^2 = 0) \end{cases} \quad (15)$$

である。これらの固有ベクトルは、 $\pm x$ 方向の TE 波、TM 波成分の電力流がそれぞれ、 ${}^E P_x^\pm = \pm \text{Re}[\xi_m] |{}^E g_m^\pm|$, ${}^M P_x^\pm = \pm \text{Re}[\xi_m] |{}^M g_m^\pm|$ になるように規格化しているため、 ε , μ に関係しない。このとき、 $[Q_m]$ は、 4×4 次元の対角行列

$$[Q_m] = [T_m]^{-1} [C_m] [T_m] = \begin{bmatrix} -\xi_m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\xi_m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \xi_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \xi_m \end{bmatrix} \quad (16)$$

であり、伝搬行列 $[P_m(x)]$ は次式のように表される。

$$[P_m(x)] = \begin{bmatrix} e^{-j\xi_m x} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-j\xi_m x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\xi_m x} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{j\xi_m x} \end{bmatrix} \quad (17)$$

従って、電磁界成分は次式のように表される。

$$\begin{bmatrix} e_{ym}(x) \\ e_{zm}(x) \\ h_{ym}(x) \\ h_{zm}(x) \end{bmatrix} = [T_m][P_m(x-x_0)] \begin{bmatrix} {}^E g_m^+(x_0) \\ {}^M g_m^+(x_0) \\ {}^E g_m^-(x_0) \\ {}^M g_m^-(x_0) \end{bmatrix} \quad (18)$$

(ii) 固有値が縮退する場合 ($\xi_m = 0$)

・行列の固有値が縮退する場合には、その行列を少なくともジョルダン標準型に変換できる [7, 8]。固有値が $\kappa_m = 0$ で縮退し対角化できない場合は、 $[C_m]$ をジョルダン標準型に変換する。拡張固有空間から 1 次独立な固有ベクトルを選ぶこと

によって, $\det[T_m] \neq 0$ となる固有ベクトル行列である変換行列 $[T_m]$ が求められる. 固有値が $\xi_m = 0$ で縮退し, 対角化できない場合は, $[C_m]$ をジョルダン標準型に変換し, 拡張固有空間から線形独立な固有ベクトルを次式のように求める.

$$([C_m] - \xi_m [1]) E t_m^\oplus = E t_m^\oplus, \quad ([C_m] - \xi_m [1]) M t_m^\oplus = M t_m^\oplus \quad (19)$$

但し, $E t_m^\oplus = [-s_m \sqrt{\mu} \quad \dot{q}_0 \sqrt{\mu} \quad 0 \quad 0]^T$, $M t_m^\oplus = [0 \quad 0 \quad s_m \sqrt{\varepsilon} \quad -\dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon}]^T$ であり, $E t_m^\ominus = [0 \quad 0 \quad \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} \quad s_m / \sqrt{\mu}]^T$, $M t_m^\ominus = [\dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} \quad s_m / \sqrt{\varepsilon} \quad 0 \quad 0]^T$ が求められる. ジョルダン標準型への変換行列 $[T_m]$ は次式のように表される.

$$[T_m] = \begin{bmatrix} E t_m^\oplus & M t_m^\oplus & E t_m^\ominus & M t_m^\ominus \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} & -s_m \sqrt{\mu} & 0 \\ 0 & s_m / \sqrt{\varepsilon} & \dot{q}_0 \sqrt{\mu} & 0 \\ \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} & 0 & 0 & s_m \sqrt{\varepsilon} \\ s_m / \sqrt{\mu} & 0 & 0 & -\dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} \quad (20)$$

但し, x 軸の伝搬方向を表す記号 \pm は物理的意味を失っているため, 記号 \oplus, \ominus を採用した. g_m^\oplus に対応する固有ベクトル t_m^\oplus は, g_m^\pm に対応する固有ベクトル t_m^\pm と連続性を有する. $[Q_m]$ は,

$$[Q_m] = [T_m]^{-1} [C_m] [T_m] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

となり, 伝搬行列 $[P_m(x)]$ は

$$[P_m(x)] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ jx & 0 & 1 & 0 \\ 0 & jx & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (22)$$

のように表される. 従って, 電磁界成分は,

$$\begin{bmatrix} e_{ym}(x) \\ e_{zm}(x) \\ h_{ym}(x) \\ h_{zm}(x) \end{bmatrix} = [T_m] [P_m(x - x_0)] \begin{bmatrix} E g_m^\oplus(x_0) \\ M g_m^\oplus(x_0) \\ E g_m^\ominus(x_0) \\ M g_m^\ominus(x_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j s_m \sqrt{\mu}(x - x_0) & \dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} & -s_m \sqrt{\mu} & 0 \\ j \dot{q}_0 \sqrt{\mu}(x - x_0) & s_m / \sqrt{\varepsilon} & \dot{q}_0 \sqrt{\mu} & 0 \\ \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} & j s_m \sqrt{\varepsilon}(x - x_0) & 0 & s_m \sqrt{\varepsilon} \\ s_m / \sqrt{\mu} & -j \dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon}(x - x_0) & 0 & -\dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E g_m^\oplus(x_0) \\ M g_m^\oplus(x_0) \\ E g_m^\ominus(x_0) \\ M g_m^\ominus(x_0) \end{bmatrix} \quad (23)$$

となり, モード振幅 $E g_m^\oplus, M g_m^\oplus$ は無限遠点で発散する. 反射波, 透過波には, $E g_m^\ominus, M g_m^\ominus$ に対応する固有ベクトルとして, $E t_m^\ominus, M t_m^\ominus$ を選択する.

2.3 低入射角極限における励振源の修正

励振源を g_0^{a+} , 0 次回折波を g_0^{a-} とする式 (18) は, 低入射角極限においては, 固有値が $\xi_0^a = 0$ で縮退するため, 同じ固有ベクトルを用いた表現であり, 正しい表現ではない. 低入射角極限における励振源は式 (23) において, $E g_0^{a\oplus}(x_0) = M g_0^{a\oplus}(x_0) = 0$ とし,

$$\begin{bmatrix} e_{y0}(x) \\ e_{z0}(x) \\ h_{y0}(x) \\ h_{z0}(x) \end{bmatrix} = [T_{a,0}] [P_{a,0}(x - x_0)] \begin{bmatrix} E g_0^{a\oplus}(x_0) \\ M g_0^{a\oplus}(x_0) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j s_0 \sqrt{\mu}(x - x_0) & \dot{q}_0 / \sqrt{\varepsilon} \\ j \dot{q}_0 \sqrt{\mu}(x - x_0) & s_0 / \sqrt{\varepsilon} \\ \dot{q}_0 / \sqrt{\mu} & j s_0 \sqrt{\varepsilon}(x - x_0) \\ s_0 / \sqrt{\mu} & -j \dot{q}_0 \sqrt{\varepsilon}(x - x_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E g_0^{a\oplus}(x_0) \\ M g_0^{a\oplus}(x_0) \end{bmatrix} \quad (24)$$

のように修正する必要がある. 但し, $[T_{a,0}], [P_{a,0}(x)]$ はそれぞれ, 入射波領域の変換行列, 伝搬行列である.

3 影理論の適用

3.1 影理論における励振源

本章では, 前章で述べた, 誘電体格子の 3 次元散乱問題に対する行列固有値法に影理論を適用する手順を提案する.

2 次元散乱問題の影理論では, フレネル係数が -1 になることに着目した primary excitation という励振源を採用している [2, 3, 7]. すなわち, $m = 0$ に対応する入射波振幅 g_0^{a+} , 鏡面反射波の振幅 g_0^{a-} とすると, 影理論の励振源は, $g_0^{a+} = 1$ と $g_0^{a-} = -1$ の和である. 入射波を, TE 波成分と TM 波成分の和で表しているため, フレネル係数がそれぞれ,

$E_{g_0}^{a-}/E_{g_0}^{a+} = -1$, $M_{g_0}^{a-}/M_{g_0}^{a+} = -1$ であるから、励振源として、 $E_{g_0}^{a+}$ と $E_{g_0}^{a-} = -E_{g_0}^{a+}$ の和, $M_{g_0}^{a+}$ と $M_{g_0}^{a-} = -M_{g_0}^{a+}$ の和を考え、本論文では、oblique primary excitation と呼ぶ。従って、影理論における数式処理は、

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} e_{y0}(x) \\ e_{z0}(x) \\ h_{y0}(x) \\ h_{z0}(x) \end{bmatrix} &= [T_{a,0}][P_{a,0}(x-x_0)] \begin{bmatrix} E_{g_0}^{a+}(x_0) \\ M_{g_0}^{a+}(x_0) \\ E_{g_0}^{a-}(x_0) \\ M_{g_0}^{a-}(x_0) \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} -\dot{s}_0\sqrt{\mu} \\ \dot{q}_0\sqrt{\mu} \\ -\xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\mu} \\ -\xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\mu} \end{bmatrix} E_{g_0}^{a+} e^{-j\xi_0^a(x-x_0)} - \begin{bmatrix} -\dot{s}_0\sqrt{\mu} \\ \dot{q}_0\sqrt{\mu} \\ \xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\mu} \\ \xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\mu} \end{bmatrix} E_{g_0}^{a-} e^{j\xi_0^a(x-x_0)} + \begin{bmatrix} -\dot{s}_0\sqrt{\mu} \\ \dot{q}_0\sqrt{\mu} \\ \xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\mu} \\ \xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\mu} \end{bmatrix} (E_{g_0}^{a+} + E_{g_0}^{a-}) e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \\
&+ \begin{bmatrix} -\xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ -\xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{s}_0\sqrt{\varepsilon} \\ -\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} M_{g_0}^{a+} e^{-j\xi_0^a(x-x_0)} - \begin{bmatrix} \xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{s}_0\sqrt{\varepsilon} \\ -\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} M_{g_0}^{a-} e^{j\xi_0^a(x-x_0)} + \begin{bmatrix} \xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{s}_0\sqrt{\varepsilon} \\ -\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} (M_{g_0}^{a+} + M_{g_0}^{a-}) e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \\
&= \begin{bmatrix} -j\dot{s}_0\sqrt{\mu}\frac{\sin\xi_0^a(x-x_0)}{\xi_0^a} & \dot{q}_0\frac{\cos\xi_0^a(x-x_0)}{\sqrt{\varepsilon}} & -\dot{s}_0\sqrt{\mu}e^{j\xi_0^a(x-x_0)} & (\xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon})e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \\ j\dot{q}_0\sqrt{\mu}\frac{\sin\xi_0^a(x-x_0)}{\xi_0^a} & \dot{s}_0\frac{\cos\xi_0^a(x-x_0)}{\sqrt{\varepsilon}} & \dot{q}_0\sqrt{\mu}e^{j\xi_0^a(x-x_0)} & (\xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\varepsilon})e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \\ \dot{q}_0\frac{\cos\xi_0^a(x-x_0)}{\sqrt{\mu}} & j\dot{s}_0\sqrt{\varepsilon}\frac{\sin\xi_0^a(x-x_0)}{\xi_0^a} & (\xi_0^a\dot{q}_0/\sqrt{\mu})e^{j\xi_0^a(x-x_0)} & \dot{s}_0\sqrt{\varepsilon}e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \\ \dot{s}_0\frac{\cos\xi_0^a(x-x_0)}{\sqrt{\mu}} & -j\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon}\frac{\sin\xi_0^a(x-x_0)}{\xi_0^a} & (\xi_0^a\dot{s}_0/\sqrt{\mu})e^{j\xi_0^a(x-x_0)} & -\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon}e^{j\xi_0^a(x-x_0)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -2\xi_0^a E_{g_0}^{a+} \\ -2\xi_0^a M_{g_0}^{a+} \\ E_{g_0}^{a+} + E_{g_0}^{a-} \\ M_{g_0}^{a+} + M_{g_0}^{a-} \end{bmatrix} \\
&= [T'_{a,0}] [P'_{a,0}(x-x_0)] \begin{bmatrix} EM_0^{a\oplus} \\ MM_0^{a\oplus} \\ EM_0^{a-} \\ MM_0^{a-} \end{bmatrix} \tag{25}
\end{aligned}$$

のようになる。但し、 $EM_0^{a\oplus} = -2\xi_0^a E_{g_0}^{a+}$, $EM_0^{a-} = -2\xi_0^a M_{g_0}^{a+}$, $EM_0^{a-} = E_{g_0}^{a+} + E_{g_0}^{a-}$, $MM_0^{a-} = M_{g_0}^{a+} + M_{g_0}^{a-}$ であり、入射波領域の変換行列 $[T'_{a,0}]$, 伝搬行列 $[P'_{a,0}(x)]$ の積を用いて表される。これらの影理論の行列は次節で述べる。今、 $EM_0^{a-} = 0$, $MM_0^{a-} = 0$ とすると、影理論における斜め入射波の励振源は、

$$\begin{bmatrix} e_{y0}(x) \\ e_{z0}(x) \\ h_{y0}(x) \\ h_{z0}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\dot{s}_0\sqrt{\mu}\frac{\sin\xi_0(x-x_0)}{\xi_0} & \dot{q}_0\frac{\cos\xi_0(x-x_0)}{\sqrt{\varepsilon}} \\ j\dot{q}_0\sqrt{\mu}\frac{\sin\xi_0(x-x_0)}{\xi_0} & \dot{s}_0\frac{\cos\xi_0(x-x_0)}{\sqrt{\varepsilon}} \\ \dot{q}_0\frac{\cos\xi_0(x-x_0)}{\sqrt{\mu}} & j\dot{s}_0\sqrt{\varepsilon}\frac{\sin\xi_0(x-x_0)}{\xi_0} \\ \dot{s}_0\frac{\cos\xi_0(x-x_0)}{\sqrt{\mu}} & -j\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon}\frac{\sin\xi_0(x-x_0)}{\xi_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} EM_0^{a\oplus} \\ MM_0^{a\oplus} \end{bmatrix} \tag{26}$$

のように表される。低入射角極限 ($\xi_0^a \rightarrow 0$) では、

$$\begin{bmatrix} e_{y0}(x) \\ e_{z0}(x) \\ h_{y0}(x) \\ h_{z0}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\dot{s}_0\sqrt{\mu}(x-x_0) & \dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ j\dot{q}_0\sqrt{\mu}(x-x_0) & \dot{s}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{q}_0/\sqrt{\mu} & j\dot{s}_0\sqrt{\varepsilon}(x-x_0) \\ \dot{s}_0/\sqrt{\mu} & -j\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon}(x-x_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} EM_0^{a\oplus} \\ MM_0^{a\oplus} \end{bmatrix} \tag{27}$$

となり、特異振幅 $E_{g_0}^{a\oplus}$, $M_{g_0}^{a\oplus}$ を用いた式 (24) に一致する。従って、影理論における励振源は、従来の回折波振幅を用いた表現式ではあるが、固有値が縮退する低入射角極限においては、特異振幅が自動的に挿入されることがわかる。

3.2 一様領域における影理論の適用

本節では、入射波領域に限定せず、任意の一様領域に影理論を適用する。 $4(2M+1)$ 個の固有値について、0 で縮退する可能性がある m 次の固有値を $E_{\kappa_m^\pm} = M_{\kappa_m^\pm} = \mp\xi_m$ とする。このとき、影理論における変換行列 $[T'_m]$, 伝搬行列 $[P'_m(x)]$, 変形回折波振幅 M_m^\oplus , M_m^- を用いた電磁界表現式は、前節と同様の式操作により、

$$\begin{bmatrix} e_{ym}(x) \\ e_{zm}(x) \\ h_{ym}(x) \\ h_{zm}(x) \end{bmatrix} = [T'_m][P'_m(x-x_0)] \begin{bmatrix} EM_m^\oplus \\ MM_m^\oplus \\ EM_m^- \\ MM_m^- \end{bmatrix} \tag{28}$$

のように与えられる。但し、 $EM_m^\oplus = -2\xi_m E_{g_m}^+$, $EM_m^\oplus = -2\xi_m M_{g_m}^+$, $EM_m^- = E_{g_m}^+ + E_{g_m}^-$, $MM_m^- = M_{g_m}^+ + M_{g_m}^-$ であり、影理論における変換行列 $[T'_m]$, 伝搬行列 $[P'_m(x)]$ は次式のように与えられる。

$$[T'_m] = \begin{bmatrix} 0 & \dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} & -\dot{s}_m\sqrt{\mu} & \xi_m\dot{q}_0/\sqrt{\varepsilon} \\ 0 & \dot{s}_m/\sqrt{\varepsilon} & \dot{q}_0\sqrt{\mu} & \xi_m\dot{s}_m/\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{q}_0/\sqrt{\mu} & 0 & \xi_m\dot{q}_0/\sqrt{\mu} & \dot{s}_m\sqrt{\varepsilon} \\ \dot{s}_m/\sqrt{\mu} & 0 & \xi_m\dot{s}_m/\sqrt{\mu} & -\dot{q}_0\sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix}, [P'_m(x)] = \begin{bmatrix} e^{-j\xi_m x} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-j\xi_m x} & 0 & 0 \\ j\frac{\sin\xi_m x}{\xi_m} & 0 & e^{j\xi_m x} & 0 \\ 0 & j\frac{\sin\xi_m x}{\xi_m} & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{29}$$

$\xi \rightarrow 0$ のとき、式 (20) のジョルダン標準型への変換行列 $[T_m]$, 式 (22) の伝搬行列 $[P_m(x)]$ に完全一致する。

であり、励振源を示す。励振源が偏波角 γ の直線偏波、円偏波入射の場合、それぞれ、次式のように表される。

$$\begin{pmatrix} E_{g_0}^{a+}, M_{g_0}^{a+} \end{pmatrix} = \begin{cases} (\cos \gamma, \sin \gamma) \\ \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{\mp j}{\sqrt{2}} \right) \end{cases} \quad (39)$$

但し、 \mp は符号順に、右旋円偏波 (RC)、左旋円偏波 (LC) である。本論文では、式 (37) の両辺を $2\xi_0^a$ で規格化したときの解を散乱因子と呼び、反射波、透過波に対する $(2M+1)$ 元の散乱因子ベクトルをそれぞれ、 $E^{(M)}S_a^-$, $E^{(M)}S_s^+$ と表す。

5 回折効率

x 軸方向の平均電力の流れを考えれば、

$$\frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \{E_a(x_1, y, z) \times H_a^*(x_1, y, z)\}_x dz - \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \{E_s(x_L, y, z) \times H_s^*(x_L, y, z)\}_x dz = 0 \quad (40)$$

である。 (E_a, H_a) , (E_s, H_s) はそれぞれ、入射波領域、透過波領域の電磁界成分である。回折波振幅を用いた電磁界表現式を式 (40) に代入し、実数部を取り出すと、

$$\begin{aligned} & \operatorname{Re}[\xi_0^a] |E_{g_0}^{a+}|^2 + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(E_{g_0}^{a+})^* E_{g_0}^{a-} \right] + \operatorname{Re}[\xi_0^a] |M_{g_0}^{a+}|^2 + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(M_{g_0}^{a+})^* M_{g_0}^{a-} \right] \\ & - \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^a] |E_{g_m}^{a-}|^2 - \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^a] |M_{g_m}^{a-}|^2 = \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^s] |E_{g_m}^{s+}|^2 + \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^s] |M_{g_m}^{s+}|^2 \end{aligned} \quad (41)$$

である。従って、TE 波、TM 波成分の反射回折効率 $E\eta_m^r$, $M\eta_m^r$, 及び TE 波、TM 波成分の透過回折効率 $E\eta_m^t$, $M\eta_m^t$ は、

$$E^{(M)}\eta_m^r = \frac{\operatorname{Re}[\xi_m^a] |E^{(M)}g_m^{a-}|^2}{P_{\text{in}}}, \quad E^{(M)}\eta_m^t = \frac{\operatorname{Re}[\xi_m^s] |E^{(M)}g_m^{s+}|^2}{P_{\text{in}}} \quad (42)$$

$$P_{\text{in}} = \operatorname{Re}[\xi_0^a] |E_{g_0}^{a+}|^2 + \operatorname{Re}[\xi_0^a] |M_{g_0}^{a+}|^2 + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(E_{g_0}^{a+})^* E_{g_0}^{a-} \right] + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(M_{g_0}^{a+})^* M_{g_0}^{a-} \right] \quad (43)$$

で与えられるが、低入射角極限 ($\xi_0^a \rightarrow 0$) においては、分母が 0 になるため、回折効率の不連続性を表すことができない。今、 $E^{(M)}g_m^{a+} + E^{(M)}g_m^{a-} = \delta_{m0} E^{(M)}g_0^{a+} + E^{(M)}g_m^{a-} = E^{(M)}M_m^{a-} = 2\xi_0^a E^{(M)}S_m^{a-}$, $E^{(M)}g_m^{s+} + E^{(M)}g_m^{s-} = E^{(M)}g_m^{s+} = E^{(M)}M_m^{s+} = 2\xi_0^a E^{(M)}S_m^{s+}$ であるから、式 (41) は次式のように変形できる。

$$\begin{aligned} & \operatorname{Re}[\xi_0^a] |E_{g_0}^{a+}|^2 + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(E_{g_0}^{a+})^* (2\xi_0^a E_{g_0}^{a-} - E_{g_0}^{a+}) \right] \\ & + \operatorname{Re}[\xi_0^a] |M_{g_0}^{a+}|^2 + 2 \operatorname{Im}[\xi_0^a] \operatorname{Im} \left[(M_{g_0}^{a+})^* (2\xi_0^a M_{g_0}^{a-} - M_{g_0}^{a+}) \right] \\ & - \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^a] |2\xi_0^a E_{g_0}^{a-} - \delta_{m0} E_{g_0}^{a+}|^2 - \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^a] |2\xi_0^a M_{g_0}^{a-} - \delta_{m0} M_{g_0}^{a+}|^2 \\ & = \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^s] |2\xi_0^a E_{g_0}^{s+}|^2 + \sum_m \operatorname{Re}[\xi_m^s] |2\xi_0^a M_{g_0}^{s+}|^2 \end{aligned} \quad (44)$$

散乱因子による式 (44) を用いれば、直線偏波、円偏波入射に対する反射回折効率、透過回折効率は次式のように表される。

- 伝搬波入射 (ξ_0^a が実数の場合)

- 直線偏波

$$E^{(M)}\eta_m^r = \begin{cases} \frac{|2\xi_0^a E^{(M)}S_0^{a-} - E^{(M)}g_0^{a+}|^2}{P'_{\text{in}}} & m = 0 \\ \frac{4\xi_0^a \operatorname{Re}[\xi_m^a] |E^{(M)}S_m^{a-}|^2}{P'_{\text{in}}} & m \neq 0 \end{cases}, \quad E^{(M)}\eta_m^t = \frac{4\xi_0^a \operatorname{Re}[\xi_m^s] |E^{(M)}S_m^{s+}|^2}{P'_{\text{in}}} \quad (45)$$

- 円偏波

$$R^{(L)}\eta_m^r = \begin{cases} \frac{|2\xi_0^a E_{g_0}^{a-} - E_{g_0}^{a+} \pm j(2\xi_0^a M_{g_0}^{a-} - M_{g_0}^{a+})|^2}{2P'_{\text{in}}} & m = 0 \\ \frac{4\xi_0^a \operatorname{Re}[\xi_m^a] |E_{g_m}^{a-} \pm jM_{g_m}^{a-}|^2}{2P'_{\text{in}}} & m \neq 0 \end{cases}, \quad R^{(L)}\eta_m^t = \frac{4\xi_0^a \operatorname{Re}[\xi_m^s] |E_{g_m}^{s+} \mp jM_{g_m}^{s+}|^2}{2P'_{\text{in}}} \quad (46)$$

$$P'_{\text{in}} = |E_{g_0}^{a+}|^2 + |M_{g_0}^{a+}|^2 \quad (47)$$

- エバネセント波 (ξ_0^s が虚数の場合)

- 直線偏波

$$E^{(M)}\eta_m^r = \begin{cases} 0 & m = 0 \\ \frac{\text{Re}[\xi_m^a] |E^{(M)}S_m^{a-}|^2}{P_{in}''} & m \neq 0 \end{cases}, \quad E^{(M)}\eta_m^t = \frac{\text{Re}[\xi_m^s] |E^{(M)}S_m^{s+}|^2}{P_{in}''} \quad (48)$$

- 円偏波

$$R^{(L)}\eta_m^r = \begin{cases} 0 & m = 0 \\ \frac{\text{Re}[\xi_m^a] |E S_m^{a-} \pm j^M S_m^{a-}|^2}{2P_{in}''} & m \neq 0 \end{cases}, \quad R^{(L)}\eta_m^t = \frac{\text{Re}[\xi_m^s] |E S_m^{s+} \mp j^M S_m^{s+}|^2}{2P_{in}''} \quad (49)$$

$$P_{in}'' = \text{Re} \left[(E_{g_0^{a+}})^* E_{g_0^{a-}} \right] + \text{Re} \left[(M_{g_0^{a+}})^* M_{g_0^{a-}} \right]. \quad (50)$$

これらの散乱因子を用いた表現式では、低入射角極限における回折効率の不連続性を表すことが可能になっている。

6 数値計算例

本章では、図 2 に示すような非対称三角形形状の誘電体格子を考える。数値計算に用いたパラメータは $\epsilon_a = \mu_a = \mu_s = 1.0$, $\epsilon_s = 3.0$, $\Lambda/\lambda = 1.25$, $d/\lambda = 0.4$, $a/\Lambda = 0.9$, $b/\Lambda = 0.1$ とし、文献 [7] で扱った構造と同じとする。方位角 $\phi_i = 110^\circ$ 、展開項数 $2M + 1 = 51$ 、多層分割数 $L - 1 = 10$ とした。以下の計算のエネルギー誤差は 10^{-10} 以下であることを確認している。

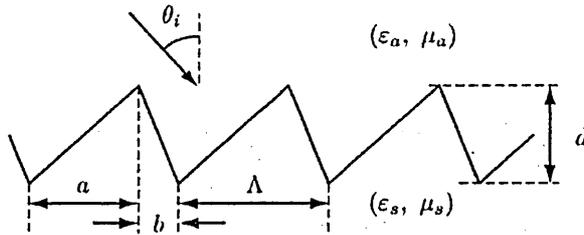


図 2 非対称三角形格子の z - x 断面図

まず、TM 波入射 ($\gamma = 90^\circ$) での $\sin \theta_i$ に対する反射回折効率を図 3 に示す。図 (a)(b) はそれぞれ、TE 波、TM 波成分の場合である。 $|\sin \theta_i| < 1$ は通常の平面波入射、 $|\sin \theta_i| > 1$ はエバネセント波入射である。 $|\sin \theta_i| = 1$ は低入射角極限に対する回折効率であり、全ての TE 波成分、及び高次の TM 波成分の回折効率が 0 になり、鏡面反射波の TM 波成分のみ生じていることがわかる。図 4 は、偏波角 $\gamma = 45^\circ$ の直線偏波入射の場合である。低入射角極限 $|\sin \theta_i| = 1$ の反射回折率はそれぞれ、 $1/2$ であり、入射波の TE 波、TM 波成分の鏡面反射波の電力になっていることがわかる。

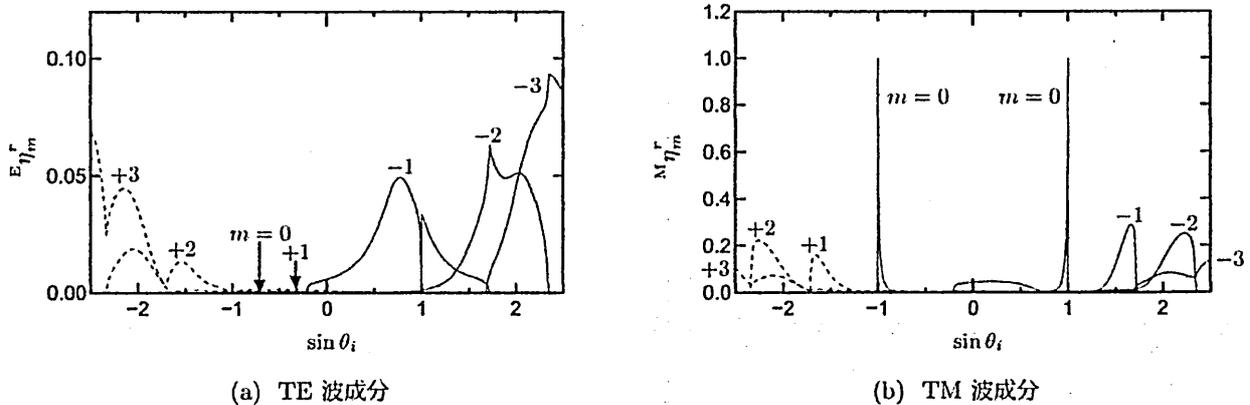


図 3 TM 波入射による反射回折効率

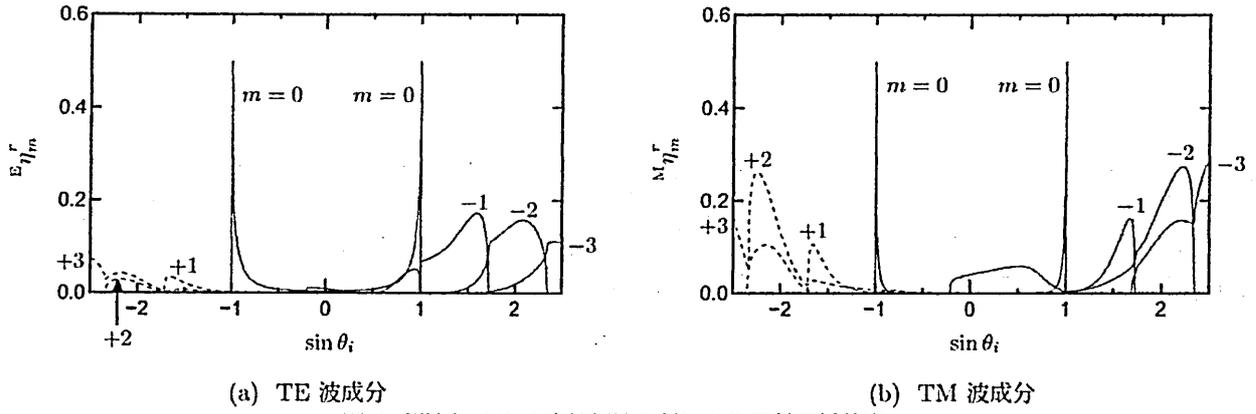


図 4 偏波角 45° の直線偏波入射による反射回折効率

次に、左旋円偏波入射の場合を図 5 に示す。同図から、 $|\sin \theta_i| < 1$ のとき、右旋円偏波の回折効率が大きく、低入射角極限の $|\sin \theta_i| = 1$ では、左旋円偏波の 0 次反射回折効率が 1 となり、高次の反射回折効率が消滅している。円偏波入射の場合、低入射角極限では、入射波と回転方向が同じ円偏波成分が鏡面反射されることがわかる。

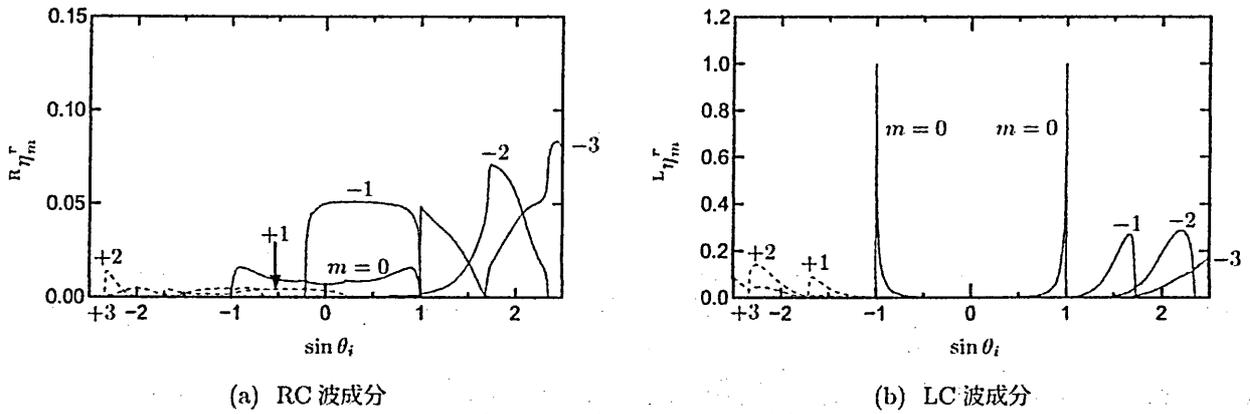


図 5 左旋円偏波入射による反射回折効率

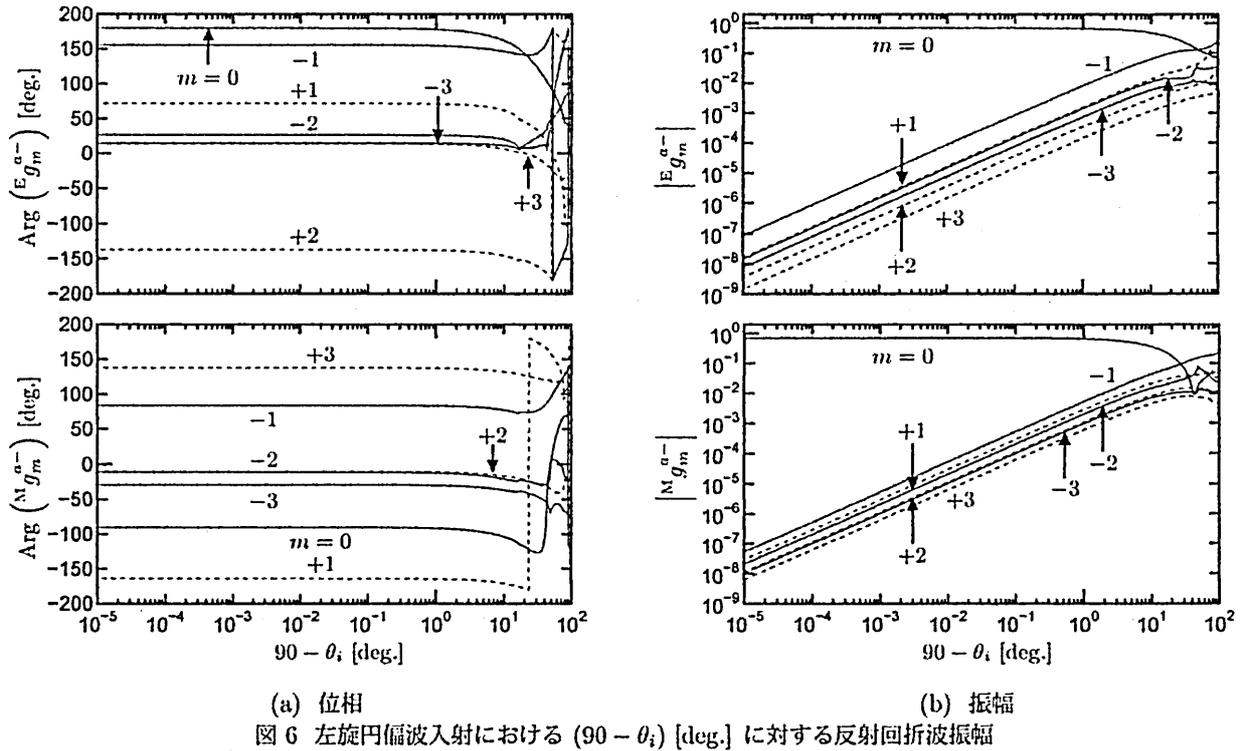
最後に、円偏波の低入射角入射の特異な現象を調べるために、入射角 $(90 - \sin \theta_i)^\circ = 0.00001 \sim 100^\circ$ に対する反射回折波振幅 $E_m^{(M)g_m^{a-}}$ ($= 2\xi_0^a E^{(M)} S_m^{a-} - \delta_{m0} E^{(M)} g_0^{a+}$) の位相と振幅を図 6 に示す。図 (a) から、低入射角 $(90 - \sin \theta_i) \leq 1$ では、 $\text{Arg}(E_m^{(M)g_m^{a-}})$, $\text{Arg}(M_m^{(M)g_m^{a-}})$ は、ほぼ 180° , 90° になっている。入射波の位相 $\text{Arg}(E_{g_0}^{a+}) = 0^\circ$, $\text{Arg}(M_{g_0}^{a+}) = -90^\circ$ と比較すると、入射波と鏡面反射波の位相差は TE 波, TM 波成分それぞれ、 180° になっていることがわかる。図 (b) から低入射角 $(90 - \sin \theta_i) \leq 1$ では、振幅 $|E_m^{(M)g_m^{a-}}|$ は、ほぼ $1/\sqrt{2}$ ($= |E_{g_0}^{(M)g_0^{a+}}|$) であり、高次の反射回折波振幅の振幅 $|E_m^{(M)g_m^{a-}}|$ ($m \neq 0$) は $\xi_0^a = \sqrt{\epsilon_a \mu_a} \sin(90 - \theta_i) \approx (90 - \theta_i)$ に比例して小さくなっている [3]。図 6 の位相と振幅の結果から、図 5 における反射回折効率の低入射角における特異な現象がわかる。以上から、偏波の種類に関わらず、低入射角極限では、回折現象が起こらず、反射係数 -1 の鏡面反射のみが生じ、入射波領域は影となることがわかる。

7 むすび

本論文では、これまで 2 次元散乱問題で議論されてきた影理論をより一般的な 3 次元散乱問題に適用する手順を提案した。誘電体格子の散乱問題に対する行列固有値法について、全ての複素入射角に対して、固有値の縮退問題や係数行列の対角化問題を解決し、斜め入射の oblique primary excitation を導入し、散乱因子や回折効率を新しく定義した。

コニカルマウントされた誘電体格子の散乱問題の数値計算例から、円偏波の低入射角入射では、入射波と回転方向が同じ円偏波成分が鏡面反射されることがわかった。さらに、低入射角極限では、入射波の偏波の種類に関わらず、回折現象が起こらず、反射係数 -1 の鏡面反射のみが生じ、入射波領域は影となることがわかった。

今後の課題は、円偏波に対する変換行列、散乱因子を直接求めることである。



参考文献

- (1) M. I. Charnotskii, Wave scattering by periodic surface at low grazing angles : single grazing mode, Progress in electromagnetic Research, PIER 26, pp. 1-41, 2000.
- (2) J. Nakayama, 'Shadow theory of diffraction gratings, IEICE Trans. Electron., Vol. E92-C, No. 1, pp. 17-24, January 2009.
- (3) J. Nakayama, Reflection, diffraction and scattering at a low grazing angle of incidence : regular and random systems, IEICE Trans., Electron., Vol. E94-C, No. 1, pp. 2-9, January 2011.
- (4) R. Petit editing, Electromagnetic theory of gratings, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1980.
- (5) K. Rokushima and J. Yamakita, Analysis of anisotropic dielectric gratings, J. Opt. Soc. Am., Vol. 73, No. 7, pp. 901-908, 1983.
- (6) R. Ozaki and T. Yamasaki, Propagation characteristics of dielectric waveguides with arbitrary inhomogeneous media along the middle Layer, IEICE Trans., Electron., Vol. E95-C, No. 1, pp. 53-62, January, 2012.
- (7) 若林秀昭, 浅居正充, 松本恵治, 山北次郎, 影理論を用いた誘電体回折格子による散乱界表現, 電子情報通信学会論文誌 C, Vol. J93-C, No. 3, pp. 81-90, 2010年3月.
- (8) H. Wakabayashi and J. Yamakita, A 3D field expression in multilayered structures using Jordan normal form, IEEE Trans. FM., Vol. 132, N. 8, pp. 698-699, August 2012.
- (9) H. Wakabayashi, K. Matsumoto, M. Asai and J. Yamakita, Numerical methods of multilayered dielectric gratings by application of shadow theory to middle regions, IEICE Trans. Electron., Vol. E95-C, No. 1, pp. 44-52, January 2012.
- (10) H. Wakabayashi, M. Asai, K. Matsumoto and J. Yamakita, Numerical methods for composite dielectric gratings embedded with conducting strips using scattering factors, IEICE Trans. Electron., Vol. E96-C, No. 1, pp. 19-27, January 2013.
- (11) 若林秀昭, 浅居正充, 松本恵治, 山北次郎, 電気学会研究会資料, 電磁界理論研究会, EMT-13-026, pp. 139-144, 2013年1月.
- (12) 高橋応明, 電磁波工学入門, 数理工学社, 2011.

大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む小型共振器系
Small Resonators System Which Gather Up the Spread Energy of a Plane Wave

松室 堯之
Takayuki Matsumuro

石川 容平
Yohei Ishikawa

篠原 真毅
Naoki Shinohara

京都大学 生存圏研究所
Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University

2013年7月25日(木)
於：兵庫県立大学

大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む 小型共振器系

松室堯之

石川容平

篠原真実

京都大学 生存圏研究所
〒 611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

概要

本稿では、高効率マイクロ波無線電力伝送用受電アンテナへの応用を目的として、大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む小型共振器系の実現について検討する。まず、半空間に大きく広がった電磁波が1点から放射される球面波と正確に関係づけられることを示す。次に、球面波が輻射する1光子あたりの電磁角運動量は次数 l に比例して増加することを示し、球面波を合成することは、量子力学的には光子の角運動量を不確定にすることに対応することを明らかにする。また、球面波は最大次数に比例した大きさを持つ遮断領域の表面で伝搬波を放射・吸収することを示し、遮断領域と有効開口径が同一であることを示す。最後に、適切な誘電損失を持つ球形誘電体共振器は正確な球面波の波源を構成することを計算により示し、広がった電磁波エネルギーを引き込む多層球形誘電体共振器系の構造について述べる。

1 はじめに

遠距離の無線電力伝送であるマイクロ波無線電力伝送技術が近年注目されている。生活空間におけるマイクロ波無線電力伝送では、電波防護指針により電力密度は制限されるため、より大きな電力を得るためには受電アンテナの有効開口面積を大きくしなければならない。このため、受電アンテナの小型化が問題となる。本研究の目的は、高効率マイクロ波電力伝送のための実効的大開口径を持つ小型アンテナの開発である。

高い指向性利得を持つ小型アンテナとして、アレイアンテナの素子間隔を短くすることによる超指向性アンテナが知られている [1]。しかし、大きな電流によるジュール損失の増加や、給電回路設計の困難によって、未だ広く実用化されるには至っていない。一方で、平面波の球面波展開という手法が量子力学の衝突の問題や、電磁気学の散乱問題において従来より用いられている [2, 3]。この平面波の球面波展開は有効な解析手法として知られているが、その物理的な描像を捉えることは困難である。特に電磁波において、全空間に広がって直進してくる平面波を、空間的広がりを持たない任意の1点から放出または吸収する球面波のセットで表せることは、アンテナ理論における実開口面と指向性の関係とは別の現象が起こっていると考えられる。

そこで本研究は、球面波を平面波の展開係数で合成することにより得られる指向性に着目している。高次までの球面波合成による指向性は、無限小の波源を持つ指向性と同等であるため、小型高利得アンテナへの応用が期待される。本稿ではまず、高次までの合成球面波の指向性について説明し、その物理的側面について球面波の輻射角運動量から考察を行う。その後、特に吸収場における球面波の遮断領域に注目し、大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む共振器系の構造について述べる。

2 高次までの合成球面波が持つ指向性

高次までの球面波合成による指向性は、外向き球面波を平面波の展開係数を用いて合成することにより得られる。球面波はマクスウェル方程式の球座標系における直交基底関数であり、外向き球面波の電磁界は、第1種球ハネル関数、ルジャンドル陪関数及び指数関数を用いて解析的に表現される。次数 l 、 m に応じたTE波とTM波が存在する。 z 方向に進行する平面波は次数 $l=1$ から ∞ の球面波を用いて展開出来ることが知られている。逆に、平面波の展開係数を用いて外向き球面波を合成すると、 z 方向に進行する合成球面波が得られる。球面波の最大次数 l_{\max} が増加すると、合成球面波は z 方向の半空間平面波に漸近する。

$l=1$ から $l=10$ までの球面波を合成した、 $l_{\max}=10$ の合成球面波の電磁界は次式で与えられる。

$$E = \sum_{\ell=1}^{10} [a_{\ell}^{(\text{TM})} E_{\ell m}^{(\text{TM})} + a_{\ell}^{(\text{TE})} E_{\ell m}^{(\text{TE})}] \Big|_{m=1} \quad (1)$$

$$H = \sum_{\ell=1}^{10} [a_{\ell}^{(\text{TM})} H_{\ell m}^{(\text{TM})} + a_{\ell}^{(\text{TE})} H_{\ell m}^{(\text{TE})}] \Big|_{m=1} \quad (2)$$

ここで $E_{\ell m}^{(\text{TE})}$ と $H_{\ell m}^{(\text{TE})}$ は次数 l 、 m のTEモードの電磁界を表し、 $E_{\ell m}^{(\text{TM})}$ と $H_{\ell m}^{(\text{TM})}$ はTMモードの電磁界を表す[4]。 z 方向の平面波の展開には $m=1$ の球面波のみを用いる。また、 $a_{\ell}^{(\text{TM})}$ と $a_{\ell}^{(\text{TE})}$ は z 方向の平面波の展開係数である。

$$a_{\ell}^{(\text{TM})} = a_{\ell}^{(\text{TE})} = i^{\ell} \frac{\ell(\ell+1)}{2\ell+1} \quad (3)$$

図1に $l_{\max}=10$ の合成球面波の xz 平面($\varphi=0$)における原点近傍の瞬時電力密度分布を示す。 z 方向に指向性を持った放射が起こっていることが分かる。また、図2に合成する球面波の最大次数 l_{\max} とメインローブの半値角 θ との関係を示す。合成球面波の半値角 θ は合成する球面波の最大次数に反比例して鋭くなることが分かる。このような球面波の重ね合わせと指向性の関係は、従来の開口面アンテナの理論では説明することが出来ない。また、この指向性は無限小の波源が持つ指向性と同等であるため、小型高利得アンテナへの応用が期待される。

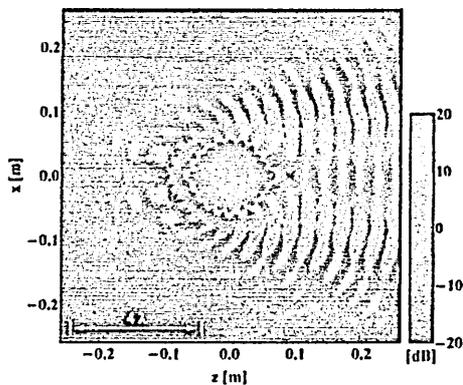


図1: $l_{\max}=10$ の合成球面波

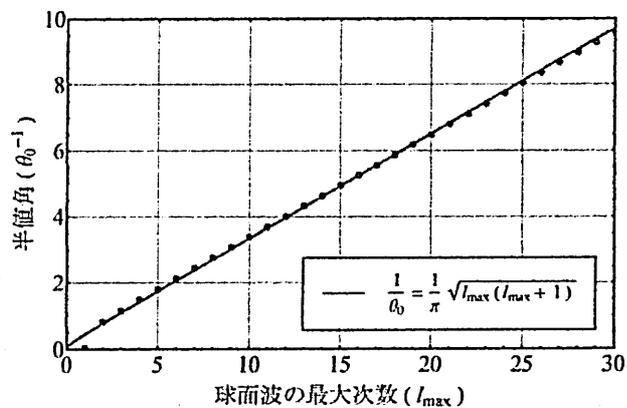


図2: 合成球面波の最大次数と半値角の関係

3 球面波が輻射する電磁角運動量

合成球面波が、エネルギー、運動量、角運動量保存則を満たす物理的合理性を満たす電磁場であることは先行研究において示されている [5] が、未だ物理的描像を十分に捉えることが出来ているとは言えない。一方で、合成球面波による指向性は、数学的には角度方向のフーリエ変換の関係にあると言える。角度方向のフーリエ変換は、量子力学的には角度と角運動量の不確定性関係に対応する。

そこで、球面波の次数 ℓ と球面波が輻射する電磁角運動量の関係を調べた。以前の角運動量の計算 [4] においては、複素共役を用いて時間平均値を計算したが、各次数の球面波は時間平均値としては、角運動量を持たなかった。よって、今回は特に、球面波の輻射場の角運動量の瞬時値に関する計算を行った。球面波が輻射する電磁角運動量の絶対値 $|L|$ とエネルギー U の比は次式で表される [3]。

$$\frac{|L|}{U} = \frac{\iiint \left| r \times \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{c^2} \right| r^2 \sin \theta \, dr d\theta d\varphi}{\iiint \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) r^2 \sin \theta \, dr d\theta d\varphi} \quad (4)$$

ここで、積分範囲は r が 100λ から 101λ まで (十分遠方における 1 波長分の長さ)、 θ が 0 から π まで、 φ が 0 から 2π までとした。 $\mathbf{E}, \mathbf{D}, \mathbf{H}, \mathbf{B}$ は、輻射電磁場の各座標における電界、電束密度、磁界、磁束密度の瞬時値を表す。今回は直線偏波の TE 波と TM 波を同振幅で足し合わせた輻射電磁場の $t = 0$ における瞬時値を用いた。 $c = 3.0 \times 10^8$ m/s, $\omega = (2\pi) * 5.8 \times 10^9$ rad/s である。

図 3 に各次数の球面波が輻射する電磁角運動量の計算結果を示す。球面波 1 光子あたりの角運動量は次数 ℓ に比例して増加することが分かる。このことから、異なる次数の球面波合成は光子の輻射角運動量を不確定にすることに対応すると言える。また、グラフ上の点で示された積分結果は、次式で表される $f(\ell)$ に一致することがわかる。

$$f(\ell) = \frac{4}{\pi^2} \frac{\{\sqrt{\ell(\ell+1)} + 1/2\}}{\omega} \quad (5)$$

式 (5) は、分母分子に \hbar をつけることにより古典場から量子場に対応づけることが出来るが、式中に存在する比例係数 $4/\pi^2$ と定数 $1/2$ の意味については、今後考察が必要である。

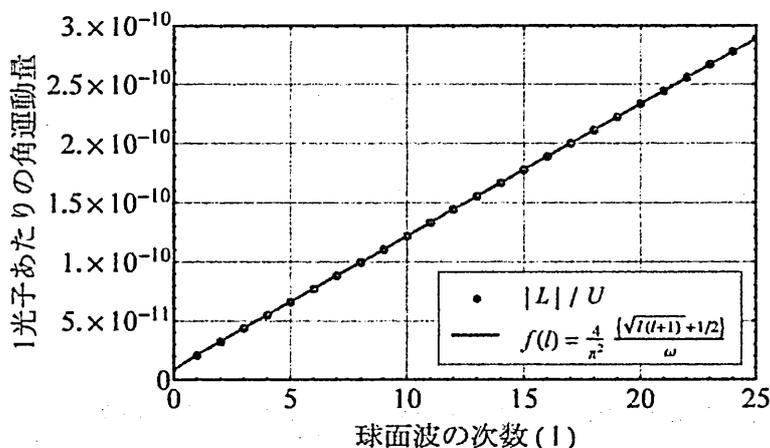


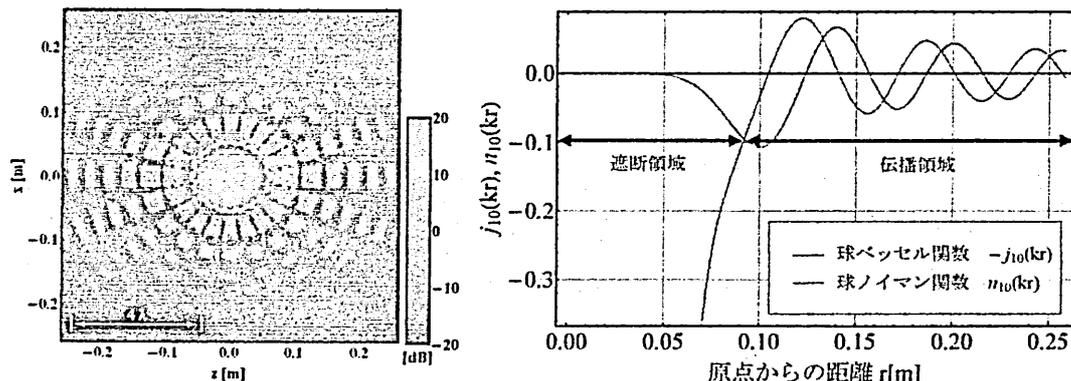
図 3: 1 光子のエネルギーで規格化した球面波の輻射電磁角運動量

4 球面波の遮断領域と電磁波エネルギーの引き込み

前節において球面波の次数 l と角運動量との関係が明らかとなったことにより、合成球面波による指向性を物理的な側面から説明することが出来た。しかし、高次までの合成球面波が持つ新しい指向性の原理に基づいたアンテナを設計するには、球面電磁波の原点近傍における電磁気学的な特徴を理解することが重要である。ここでは、球面波の原点近傍に存在する遮断領域と電磁波エネルギーの引き込みについて述べる。

図 4a に $l = 10$ の TM 波（放射波）の xz 平面における瞬時電力密度分布 ($t=0$) を示す。原点近傍におけるエネルギー密度は、伝播領域と比較して高くなっていることが分かる。これは、TM 波は l 個の x 軸周りの円錐形の磁気壁（TE 波の場合は y 軸周りの電気壁）を持つため、原点近傍が遮断領域となっていることによるものである。

遮断領域においてエネルギーを流すためには、同相の電界と磁界を用いてポインティングベクトルを作り出す必要がある [6, 7]。図 4b に、次数 $l = 10$ の球ベッセル関数と球ノイマン関数を示す。球ベッセル関数は原点に近づくにつれて 0 になるのに対し、球ノイマン関数は無限大に発散する。これらを組み合わせた球ハンケル関数によって表された球面波の電磁界は、必ず同相の電界と磁界を持ち一定のエネルギーを運ぶ。第 2 種球ハンケル関数で表された吸収波の場合には、球ノイマン関数が原点に向かって伝播してきたエネルギーを、遮断領域においても反射なしで原点まで引き込む作用を持つと考えられる。



(a) $l = 10$ の TM 波の電力密度分布

(b) 次数 $l = 10$ の球ベッセル関数と球ノイマン関数

図 4: 球面波の遮断領域とエネルギーの引き込み

遮断領域の半径 a は、磁気壁や電気壁によって分割された球面波の波の θ 方向の長さが $\lambda/2$ になる大きさによって決まり、次数 l に比例して大きくなる。遮断領域内部には大きなエバネッセント波が存在するため、伝搬波の輻射・吸収はその表面で生じるといって差し支えない。また、球面波の遮断領域の半径は球ベッセル関数と球ノイマン関数の振幅の比が原点から見て初めて一致する半径と考えることも出来る。図 5 に球面波の各次数における球ベッセル関数と球ノイマン関数の振幅の比が一定になる点を四角の点で示し、波の大きさが $\lambda/2$ となる場合の式を線で示している。両者は良く一致していることが分かる。さらに、球面波の最大次数と合成球面波のメインローブの指向性から求まる有効開口半径の関係を丸の点で示している。これも、球面波の遮断領域の半径と良く一致することが分かる。合成球面波において、最大次数より低次の球面波は、外向き球面波の場合にはサイドローブを干渉により打ち消し、内向き球面波の場合には平面波のエネルギーをより効率良く吸収する作用を持つ。

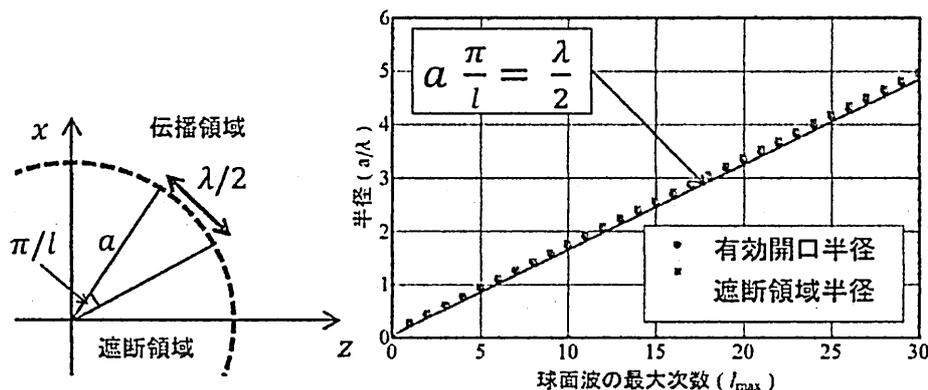


図 5: 球面波の遮断領域と合成球面波の有効開口半径の関係

5 電磁波エネルギーを引き込む球形誘電体共振器系

最後に、合成球面波の有限な大きさを持った放射素子を構成する多層球形誘電体共振器について述べる。高次の球面波は無限小の多重極を波源とするため、原点近傍におけるエネルギー密度は非常に大きく、電磁界は複雑である。そこで、多層球形誘電体共振器を多重極の代わりに用いることを考える。

図 6 に多層球形誘電体共振器の概略図を示す。多層球形誘電体共振器は、同心状に配置された球形誘電体共振器及び球形誘電体シェル共振器によって構成される。各層の共振器を、各次数の球面波にそれぞれ対応させる。各層の誘電率を工夫することにより、全てのモードの共振周波数を縮退設計を行う [8]。このような構造を用いることにより、多重極の微小な回路構成を回避することが出来る。また、低損失な誘電体材料を用いることにより、電流集中によるジュール損失を回避することが出来る。さらに、複雑な電磁界は直交する共振器の固有モードに分解することが出来る。

半径 a 、比誘電率 ϵ_d の球形誘電体共振器の固有モード放射について考える。真球の誘電体共振器は TE モードと TM モードは独立に境界条件を満たすため、ここでは TM モードについてのみ述べる。次数 l, m のモードにおける誘電体共振器内部 $r \leq a$ のポテンシャル関数 F_r^d および誘電体共振器外部 $r \geq a$ の放射波のポテンシャル関数 F_r^0 はそれぞれ次のように表される [9]。

$$F_r^d = c_1 \hat{J}_l(k_d r) P_l^m(\cos \theta) \cos \phi \quad (6)$$

$$F_r^0 = c_2 \hat{H}_l^{(2)}(k_0 r) P_l^m(\cos \theta) \cos \phi \quad (7)$$

ここで、 c_1, c_2 は境界条件と輻射電力から決まる定数、 $J_l(x)$ は球ベッセル関数、 $H_l^{(2)}(x)$ は球ハンケル関数、 $P_l^m(x)$ はルジャンドル陪関数を表す。 $k_0 = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ は真空中の波数であり、 $k_d = 2\pi f \sqrt{\epsilon_d \epsilon_0 \mu_0}$ は誘電体中の波数を表す。 ϵ_0, μ_0 は真空中の誘電率及び透磁率である。誘電体共振器表面 $r = a$ における境界条件から、式 (8) に示された固有値方程式が得られ、複素共振周波数 f が求まる。

$$\sqrt{\epsilon_d} \hat{J}_l(k_d a) \hat{H}_l^{(2)'}(k_0 a) - \hat{H}_l^{(2)}(k_0 a) \hat{J}_l'(k_d a) = 0 \quad (8)$$

ここで、プライムは引数による微分を意味し、ハットは $\hat{J}_l(x) = x J_l(x)$ のように、関数に引数を乗じたものを意味する。さらにこのとき、誘電体共振器表面 $r = a$ における境界条件

と式(8)を用いると、 c_1 と c_2 の比は

$$\frac{c_1}{c_2} = \epsilon_d \frac{\hat{H}_\ell^{(2)}(k_0 a)}{\hat{J}_\ell(k_d a)} \quad (9)$$

と求まる。今回は $c_2 = 1$ として誘電体共振器からの放射電力密度分布を計算した。

図7aから図7cに誘電率4, 8, 10の球形誘電体共振器からのTM21モードの放射波の xz 平面における電力密度分布を示す。図に点線で示しているのは誘電体共振器と放射空間の境界であり、点線より内側の領域が誘電体共振器である。共振周波数が5.8 GHzとなるとき、それぞれの誘電率における誘電体共振器の直径は36 mm, 31 mm, 28 mmと求まる。図より、誘電率が大きいほど共振器内部に存在するエネルギーが高くなるのが分かる。このとき、複素共振周波数から求まる放射Q値はそれぞれ1.91, 8.67, 15.19である。

図7dには原点の電気4重極を波源とするTM21モードの球面波(5.8 GHz)の電力密度分布を示している。多重極を波源とする球面波の振幅は、原点に近づくにつれて発散する。これに対し、球形誘電体共振器からの放射では、誘電体内部のエネルギー密度は有限に留まり、誘電体外部の電磁界分布は誘電率に依らず球面波に一致する。このことから球形誘電体共振器は、有限な大きさを持ち、正確な高次モード球面波の波源(多重極)を構成する放射素子であることが分かる。また、誘電率の極限操作により球形誘電体共振器は特異点を構成し、多重極輻射場を正確に表現すると考えられる。

さらに、今回は無損失の誘電体を仮定して、複素共振周波数を用いることにより式(8)で表された固有値方程式を解いたが、誘電体を適当な誘電損失を設定することにより、実数の共振周波数で誘電体共振器の境界条件を満たすことが可能であると考えられる。すなわち、各モードに対して適当な誘電損失を持ち正確な球面波の波源を構成する多層球形誘電体共振器系は、広がった電磁波エネルギーを要素ごとに反射なく引き込むと考えられる。

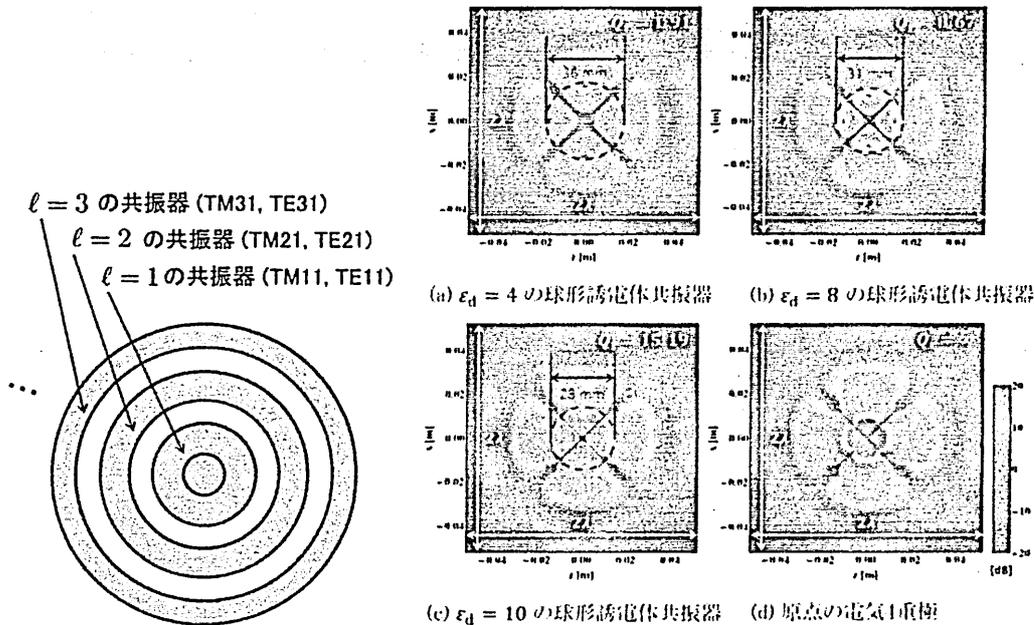


図6: 多層球形誘電体共振器構造 図7: 球形誘電体共振器からのTM21モード放射

6 結論

1. 半空間の平面波は広がったエネルギーを持ち、球面波で表現できる。このことは、平面波が1点に吸収されることを表す。
2. 次数 ℓ の球面波は電磁角運動量を輻射・吸収し、その絶対値は1光子のエネルギーあたり $(4\sqrt{\ell(\ell+1)} + 1/2)/\pi^2\omega$ の値を持つ。
3. 2. で計算した輻射角運動量は、1. で述べた指向性の電気力学的側面を表している。すなわち、光子の角運動量の不確定さが、鋭い放射角に対応する。
4. 球面波は次数 ℓ に比例した大きさの遮断領域を持つ。伝搬波の輻射・吸収はその表面で生じる。
5. 大きさの異なる遮断領域の組み合わせが、回転方向のエネルギーの流れを作る。
6. 合成球面波の有効開口半径は最大次数の遮断領域の半径によって決まる。
7. 球形誘電体共振器は有限な大きさを持ち、誘電体共振器の外側では多重極輻射と同一の電磁界を持つ。
8. 誘電率の極限操作により球形誘電体共振器は特異点を構成し、多重極輻射場を正確に表現する。
9. 多層球形誘電体共振器においては、対応したシェル誘電体が、各次数の球面波をそれぞれ放射する。
10. 適当な誘電損失を持つ誘電体材料を選ぶことによって、広がった平面波のエネルギーを要素ごとに反射なく引き込む設計が可能である。

1.2.3. によって、半空間で大きく広がった電磁波が1点から放射される球面波と正確に関係づけられることを明らかにした。そこでは、最大次数を持つ球面電磁波の角運動量が主ビームの放射角を決定している。また4.5.6. では、球面波は最大次数に比例した大きさを持つ遮断領域の表面で放射・吸収が起こることを示した。このことは、遮断領域と有効開口径が同一であることを示す。さらに7.8.9.10. では、球形誘電体共振器は多重極輻射場を正確に置き換えることを示した。このことは、球形誘電体共振器系が、遮断領域で捉えた電磁波エネルギーを引き込むことを示している。

謝辞

本研究の一部は、公益財団法人輻射科学研究会の平成23年度研究助成金および、公益財団法人村田学術振興財団の平成24年度研究助成金を用いて行なわれました。また、本研究に関し数多くの有益なご議論を頂いた京都大学の佐藤亨教授、大阪電気通信大学の橋本正弘名誉教授、田村博氏及び、柳ヶ瀬雅司氏、倉掛暁氏をはじめとする(株)村田製作所の皆様に深く感謝致します。

参考文献

- [1] A. Bloch, R. Medhurst, and S. Pool, "A new approach to the design of super-directive aerial arrays," Proceedings of the IEE-Part III, vol. 100, no. 67, pp. 303-314, 1953.
- [2] L.I. シッフ (井上健 訳), 『量子力学』, 吉岡書店, pp.120-128, 1957, (L.I. Sciff, "Quantum Mechanics Second Edition", The McGraw-Hill Book Company, 1955.)
- [3] J.D. ジャクソン (西田稔 訳), 『電磁気学 (下)』, 吉岡書店, pp.640-651, pp.698-699, 2003, (J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics 3rd edition", John Wiley & Sons, 1998.)
- [4] 松室堯之, 石川容平, 篠原真毅, "小型アンテナへの応用を目的とした多重極輻射の考察", 輻射科学研究会例会, 2012.3.26.
- [5] 松室堯之, 石川容平, 篠原真毅, "多重極輻射のエネルギー保存と運動量保存および角運動量に関する考察", 電子情報通信学会総合大会, 2012.3.20-23.
- [6] S. Cohn, "Microwave Bandpass Filters Containing High-Q Dielectric Resonators," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 16, no. 4, pp. 218-227, Apr. 1968.
- [7] 石川容平, "磁気ヨーク型トランスにおける電力伝送のマイクロ波的アプローチ," 電子情報通信学会論文誌 C, no. 12, pp. 549-556, Dec. 2010.
- [8] T. Matsumuro, Y. Ishikawa, and N. Shinohara, "Small-Size Large-Aperture Antenna Using Multilayered Spherical Dielectric Resonators," 7th European Conference on Antennas and Propagation, pp. 3068-3072, Gothenburg, Sweden, April, 2013.
- [9] 本郷廣平, "電磁界の基礎と計算法," 信山出版社, pp. 276-286, 1993.

近畿大学原子力研究所の歴史及び超低出力教育訓練用原子炉について

堀口哲男（近畿大学原子力研究所）

国内に3機存在する大学原子炉（京大2機、近大1機）のなかの1機を保有する近畿大学原子力研究所において輻射科学研究会を開催し、近畿大学原子力研究所の歴史及び超低出力教育訓練用原子炉について御講演いただいた。研究会終了後に原子炉の見学をさせていただいた。出力1Wの教育訓練用原子炉として確実な安全管理のもとに運用され、近畿大学理工学部、薬学部他、東京大学、大阪大学、神戸大学、名古屋大学、九州大学などの原子炉教育・訓練及び広範な分野の原子力研究に利用されている。堀口哲男先生はじめ原子力研究所の皆様には大変わかりやすく懇切丁寧な御説明・御案内をいただきました。厚く御礼申し上げます。

（執筆責任者：浅居正充）

直交偏波共用リフレクタレーに用いる
広帯域 4 共振素子に関する検討

Broadband Reflectarray with Four Resonant Elements
for Dual-Polarization Use

東大智 出口 博之 辻幹男

同志社大学理工学部

D. Higashi, H. Deguchi, and M. Tsuji

Department of Electronics, Doshisha University

2013 年 12 月 20 日

於 同志社大学

1. はじめに

金属反射板と2次元配列したストリップ導体で構成されたマイクロストリップリフレクタレー[1]は、一次放射器から空間給電された球面波を金属板およびアレー素子によって平面波に変換しようとするもので、高利得な特性が容易に得られ[2]、位相による指向性合成を行えばビーム成形も可能である[3]。最近では、平面構造の特徴を生かして、ミリ波アンテナ[4]や衛星搭載用展開アンテナ[5]への応用も検討されている。

リフレクタレーは、フェーズドアレーを給電回路から励振するかわりに空間給電するという着想に基づいており、開口面上に移相素子を適切に配列することで、開口面上の位相を制御し、ビーム方向を任意に制御することが可能になる。また、リフレクタレーの反射位相は、無限周期アレー[6]や周波数選択膜[7]の解析法を適用すれば近似的に求めることができる。その際、位相を用いて指向合成を行うためには素子毎にわずかに形状を変化させて $0^\circ \sim 360^\circ$ の反射位相量を得ることが必要になる。実際には、各素子の反射位相の周波数特性は素子毎に大きく変化し、中心周波数以外では素子間の位相関係が適切に保たれずに狭帯域な特性となる欠点を有している。それゆえ十分な帯域を得るために、アレーを多層化することが行われてきたが[8]、単層構造でも素子配列を適切に選ぶことで、比較的良好な特性が得られることも報告されている[9, 10]。しかしながら、素子配列のみでは、各素子による反射位相が $0^\circ \sim 360^\circ$ の範囲を完全に満たすことができないため[11]、周期的位相誤差が生じ、鏡面方向に不要放射が生じるという問題があった。この問題を解決するために、さまざまな形状が提案されており[12, 13]、なかでも複数の共振素子を用いれば十分な反射位相量を得られることが報告されている[14]。筆者らも直線ストリップを並べた2共振素子[15]や、さらに広帯域な特性を持つ3共振素子[16]で構成されるリフレクタレーアンテナを提案してきた。さらに、直交偏波共用とするために、2共振素子を上下左右に配置できるよう凸型に変形させることで、直交偏波を共用するリフレクタレーアンテナが実現されることも示してきた[17]。しかしながら、凸型のストリップ素子においても素子長に限界があり、長い素子を必要とする低域側において 360° の位相量を得られていないといった問題があった。

そこで本稿では、従来の凸型形状を変形した形状を提案することで、従来に比べてより広帯域にわたり良好な反射位相特性が得られることを明らかにする。そして提案する直交偏波共用素子を用いてオフセット給電リフレクタレーを Ku

帯で設計し、放射特性の計算値および試作したリフレクタレーを用いた測定値を比較することで、その有用性を明らかにしている。

2. リフレクタレーの基本的特性

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のかわりにFig. 2.1(a)に示すように、平面導体板と隙間 h の面上に2次元周期配列された共振素子とで構成される。

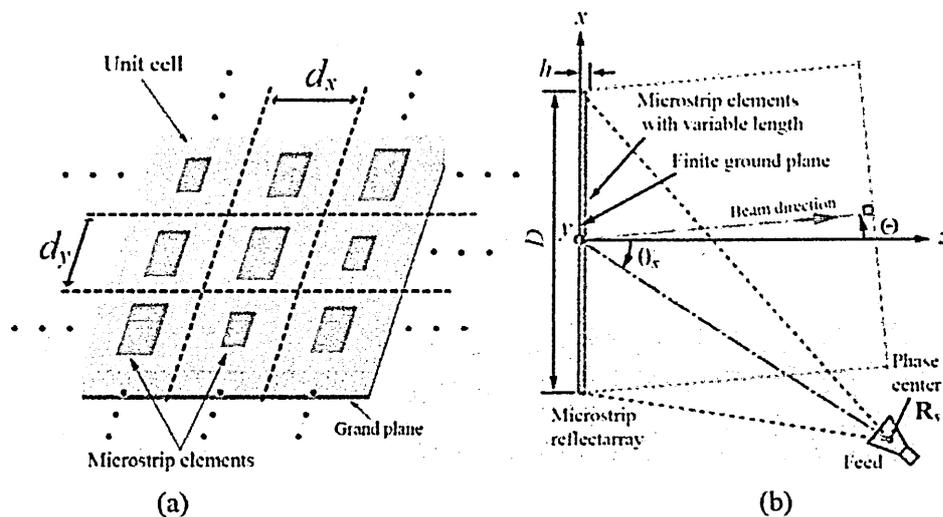


Fig. 2.1. Parameter definition of microstrip reflectarray with offset feed.

共振素子としては様々なものが検討されているが、入射波に対する反射波の位相は共振周波数付近で大きく変化している。これは共振素子の長さを調整して共振周波数を変化させれば、ある周波数で見た場合には反射波の位相が制御できることを意味しており、電氣的に球面波を平面波に変換することを可能にするものである。したがって、リフレクタレーの開口面上における位相分布をうまく制御すれば、主ビームの方向を任意方向に向けることやビーム成形なども行え、しかも平面上に形状の異なる素子を配列するだけであるので、その構成上、大きさ、重量、コストの点で従来の反射鏡アンテナより優れている点が多い。リフレクタレーは周波数選択板 (Frequency selective surface) とは異なり、形状の異なる素子を配列したものであるため、その中の1つの素子の反射位相量を解析にて厳密

に求めることは困難である。そこで以後の設計に用いる位相量は無限周期アレーを考え、それからの反射位相量で近似することにする。Fig. 2.1(b)にオフセットリフレクタアレーの座標系を示す。一次放射器の位相中心は点 (x_s, y_s, z_s) とし、リフレクタアレーに空間給電される。ここで波源を球面波と仮定し、位相中心の位置ベクトルを $\mathbf{R}_s = (x_s, y_s, z_s)$ 、波源から各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。リフレクタアレーの各素子に必要とされる理想の反射位相の周波数特性 $\bar{\Phi}_i(f)$ は、波源からリフレクタアレーの前方に波面をそろえる方向(\mathbf{a}_R)の全位相遅れが、全ての素子において一定値となるよう次式で決定される。

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

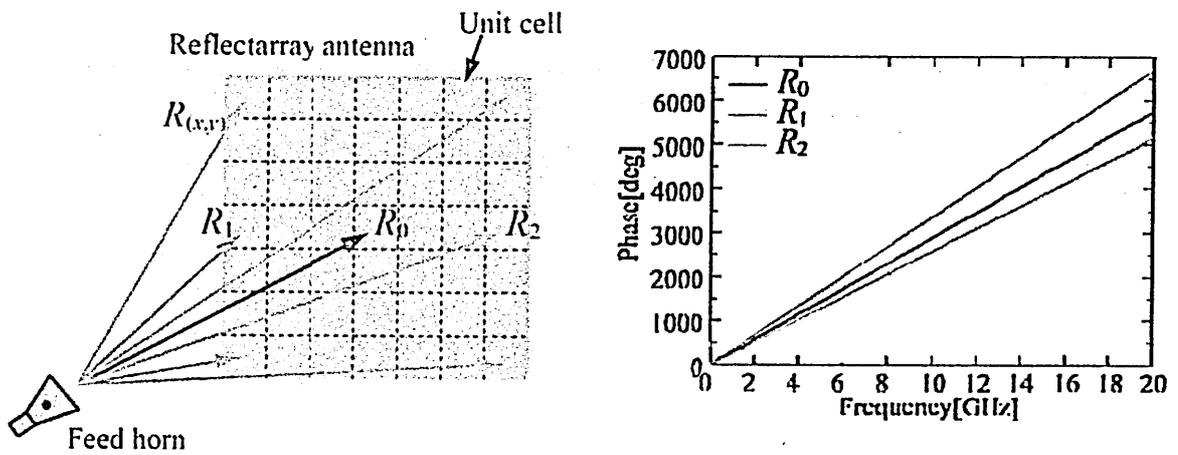
ここで $\Phi_{const}(f)$ はリフレクタアレーの素子にかかわらず一定値で、周波数によってのみ変化する値である。 r_i は原点から各セルの中心点の位置ベクトルである。リフレクタアレーの利得低下を抑えるためには素子の周波数特性と理想値の周波数特性の差を小さくしなければならない。

$$\Delta\Phi_i(f) = \Phi_i(f) - \bar{\Phi}_i(f) \quad (2.2)$$

即ち素子の反射位相が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、その結果として不要ローブを引き起こすことになる。リフレクタアレーを設計するときの反射位相の理想値の周波数特性は、式(2.1)より光路長による位相の周波数特性 $k(|\mathbf{R}_i| - r_i \cdot \mathbf{a}_R)$ により生じる。

2.2 所望の反射位相特性について

Fig. 2.2(a)は、リフレクタアレー上のセルの位置によって一次放射器からの距離が異なることを表した図である。同図の R_0, R_1, R_2 における0~20.0 GHzまでの位相量を示したものがFig. 2.2(b)である。今回は一例として、入射角 $\theta_s=30^\circ$ 、一次放射器から開口中心までの距離 $R_0=240$ [mm]としている。周波数が大きくなるにつれて、光路長の違いにより位相量が大きく変化していることがわかる。



(a) Optical length from feed horn to each unit cell. (b) Frequency characteristics of phase property.

Fig. 2.2. Phase characteristics for different optical length.

これより、広帯域にわたって開口面の位相を制御するためには、各セルで光路長を考慮した特性をもつ素子を見つける必要がある。しかしながら、すべての単位セルで最適な位相特性を持つ素子を導くことは困難であるため実用的ではない。

ここで、Fig. 2.3 のような各周波数において 360° の位相量を持ち、等間隔に並ぶ位相特性が得られた場合におけるリフレクトアレーの動作について述べる。今回は同図に示すような 12 種類の位相特性を用いて設計を行う。ここでは、入射角 $\theta_s=30[\text{deg}]$ 、開口面 $144 \times 144 \text{mm}^2$ 、一次放射器から開口中心までの距離 $R_s=240[\text{mm}]$ 、設計周波数 $f_0=15.0[\text{GHz}]$ としている。

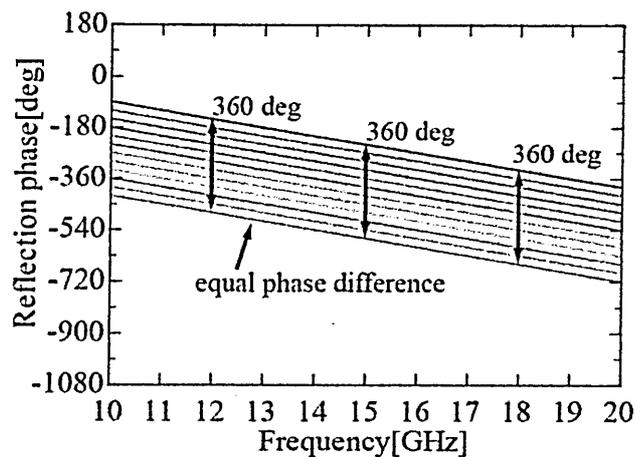


Fig.2.3. Frequency characteristics with equal phase difference.

Fig.2.4(a)(b)(c)は、入射された球面波を、鏡面反射方向である $\Theta = 30[\text{deg}]$ に平面波として反射させるように設計を行った場合における開口面分布を示したもので、それぞれ入射時、反射時および放射特性を示している。同図に示すように、設計周波数の 15.0 GHz において、入射波による位相分布が制御され、平面波としてビーム成形されていることがわかる。同図 (c) に示されるように、ビームは放射方向が $\Theta = 30 [\text{deg}]$ となっており、鏡面反射方向に良好なビーム成形が得られていることがわかる。

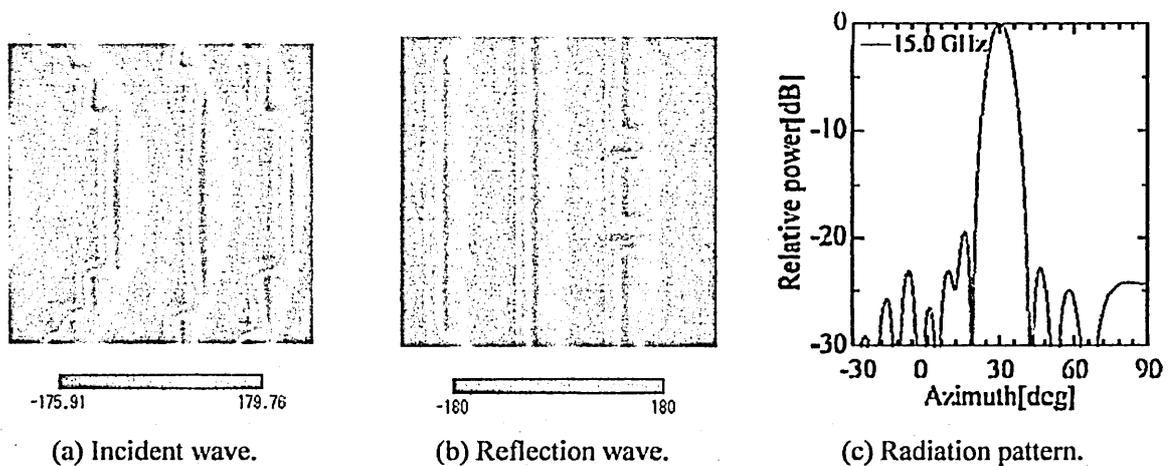


Fig.2.4. Phase distribution and radiation pattern at 15.0 GHz ($\Theta = 30^\circ$).

次に Fig.2.5 と Fig.2.6 は先ほどと同様に放射方向 $\Theta = 30[\text{deg}]$ とし 15.0GHz で設計を行った場合における、10.0GHz と 20.0GHz での入射時、反射時の開口面位相分布および放射特性を示したものである。Fig.2.5(c), Fig.2.6(c) より、ピーク利得方向は 10.0 GHz で $\Theta = 29.8[\text{deg}]$ 、20.0 GHz で $\Theta = 30.1[\text{deg}]$ といった両周波数で、ほぼ設計した $\Theta = 30[\text{deg}]$ の方向に放射しており、良好なビーム成形ができていることが確認できる。これより、 360° で等間隔な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成形は十分な特性が得られることがわかる。

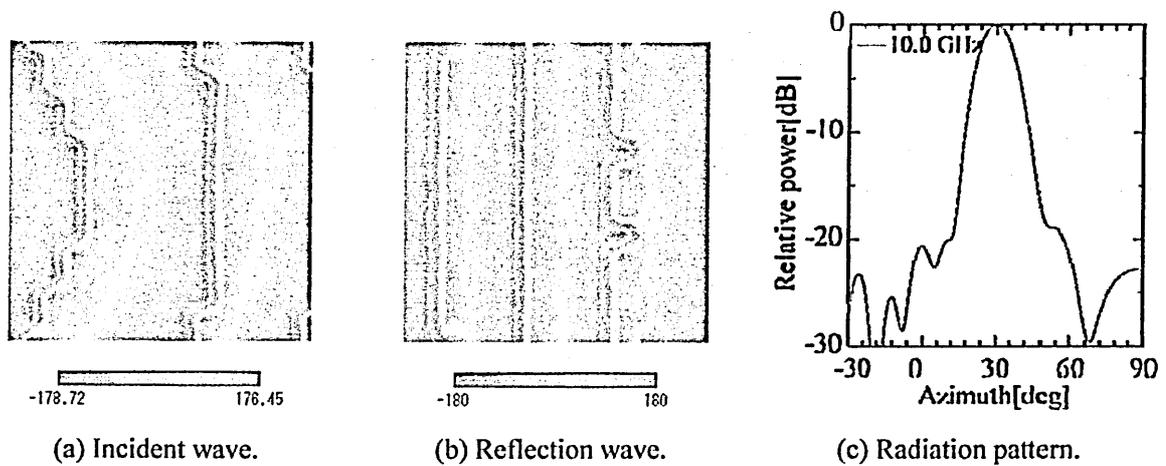


Fig.2.5. Phase distribution and radiation pattern at 10.0 GHz ($\Theta = 30^\circ$).

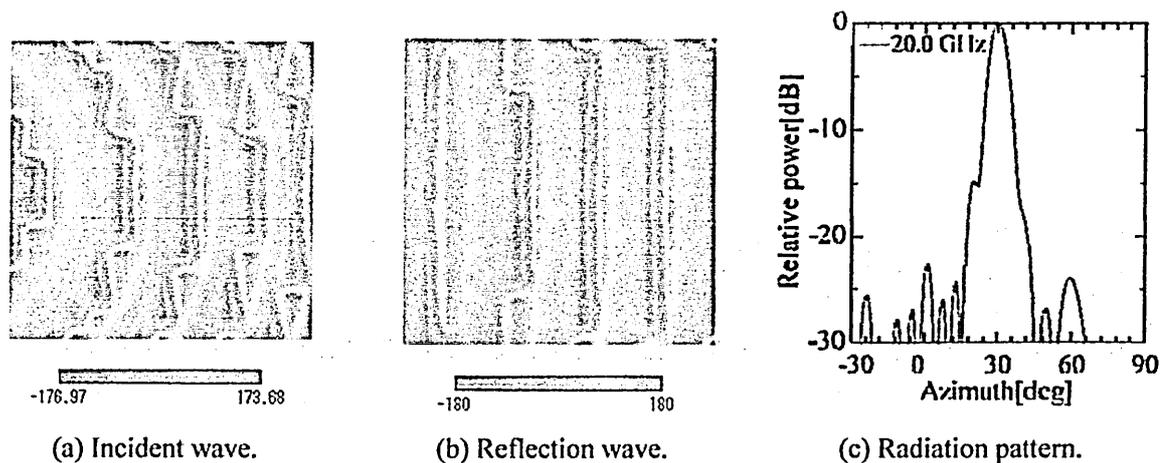


Fig.2.6. Phase distribution and radiation pattern at 20.0 GHz ($\Theta = 30^\circ$).

次に、ビーム方向を制御した場合におけるリフレクターの動作について述べる。Fig.2.7は先ほどと同様に Fig.2.3 の位相特性を用いて、放射方向が $\Theta = 0$ [deg] となるよう 15.0 GHz で設計を行った場合における反射時の開口面位相分布および放射特性を示したものである。設計周波数では、反射時における開口面位相分布は一様にそろっており、 $\Theta = 0$ [deg] の方向に良好なビーム成形ができていることがわかる。

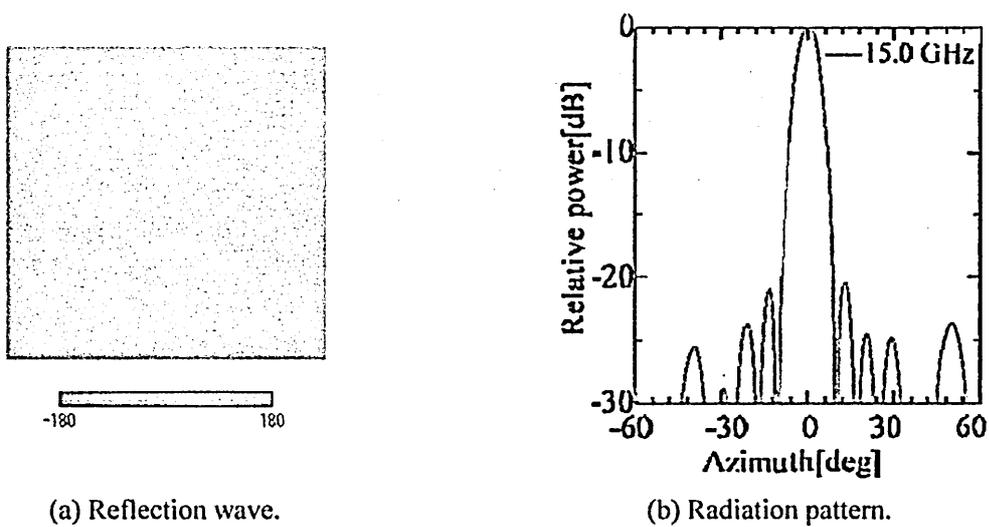


Fig.2.7. Phase distribution and radiation pattern at 15.0 GHz ($\Theta=0^\circ$).

Fig.2.8 と Fig.2.9 は、15.0GHz で設計を行った場合における 10.0GHz と 20.0GHz における反射時の開口面位相分布および放射特性を示したものである。 Fig.2.8(b), Fig.2.9(b) において、それぞれのピーク利得方向は 10.0 GHz で $\Theta = -14.5[\text{deg}]$, 20.0 GHz で $\Theta = 7.1[\text{deg}]$ である。 両周波数において設計した $\Theta = 0[\text{deg}]$ に対して放射方向がシフトしていることがわかる。 しかしながら、10.0GHz, 20.0GHz の両周波数において、十分なビーム成形ができていることがわかる。

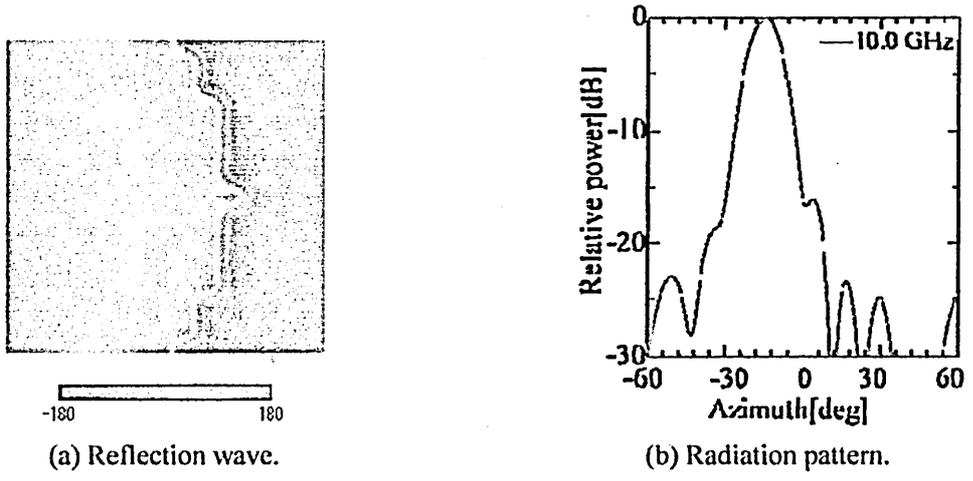


Fig.2.8. Phase distribution and radiation pattern at 10.0 GHz ($\Theta=0^\circ$).

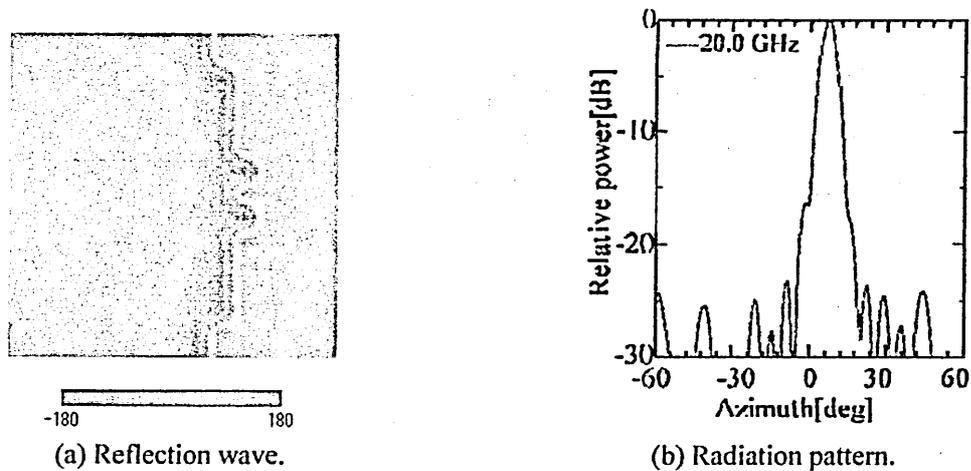


Fig.2.9. Phase distribution and radiation pattern at 20.0 GHz ($\Theta=0^\circ$).

これより、本論文では広帯域な特性を得るために、 360° にわたって等間隔な反射位相特性をもつリフレクタレー素子を目指すものとする。なお、本稿では、リフレクタレー素子の有用性を示すために、放射方向を $\Theta=30[\text{deg}]$ として設計を行っている。

2.3 従来の直交偏波共用素子について

リフレクタレーの設計では、素子の共振現象を用いた反射位相特性を利用している。そのため、反射位相は周波数によって異なる位相変化を持ち、狭帯域になる傾向があった。広帯域化の検討として、Fig. 2.10 に示すように導体ストリップを平行に2本並べ、2共振素子とすること広い周波数帯域で比較的良好な特性が得られることがFig. 2.11 より明らかである[15]。

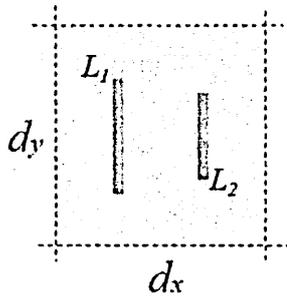


Fig. 2.10. Unit cell of two-resonant element.

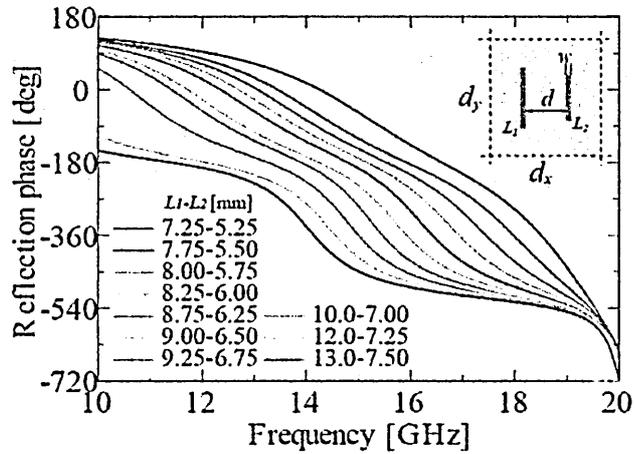
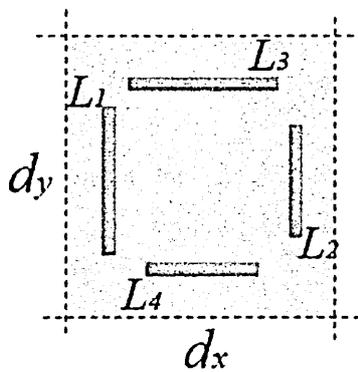
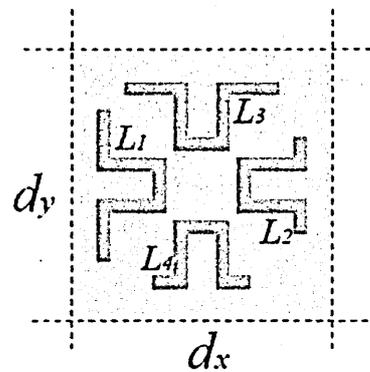


Fig. 2.11. Reflection phase properties on two-resonance element ($d_x = 9.6$ [mm], $d_y = 16.0$ [mm], $w = 0.75$ [mm], $d = 4.05$ [mm], $h = 3.0$ [mm]).

次に、この2共振素子を用いて直交偏波共用を考えるとき、Fig. 2.10の形状を Fig. 2.12(a)のように直交して配置することは隣り合う素子が接触するため不可能であり、十分な素子長を持たせることができない。そこで Fig. 2.12(b)に示すように直線のストリップを凸型に変形し、上下左右に配置した形状が提案された[17]。



(a) Unit cell of four strip elements.



(b) Unit cell of the previously developed elements for dual-polarization use.

Fig. 2.12. Shape of elements.

Fig. 2.13はその反射位相特性を示したもので、15.0~18.0 GHzの帯域で両偏波において360°にわたって等間隔な反射位相特性が得られており、直交偏波共用可能であることがわかる。得られた反射位相特性を用いて放射方向 $\theta = 0^\circ$ となるよう

設計を行ったときの放射特性を Fig. 2.14 に示す. なお, 開口径を $144\text{mm} \times 144\text{mm}^2$, リフレクターと一次放射器の焦点までの距離 $R_s = 400\text{ [mm]}$, 中心周波数 $f_0 = 15.0\text{ [GHz]}$, オフセット角 $\theta_s = 30^\circ$ とした. 同図において, $15.0 \sim 18.0\text{ GHz}$ では両偏波において鏡面方向への不要ローブを抑えられていることがわかるが, $13.0, 19.0\text{ GHz}$ では不要なローブが発生しており, 所望の特性が得られなかった. 再度, Fig. 2.13 に注目すると反射位相特性は $10.0 \sim 13.0, 18.0 \sim 20.0\text{ GHz}$ 付近での特性が収束するような傾向を示しており, 360° の位相量が得られていないことがわかる. 特に 10.0 GHz 付近の特性に注目すると, 素子長が短い場合には第一共振点が 10.0 GHz よりも高域側にあり, 素子長の違いによる十分な位相差がとれないことがわかる.

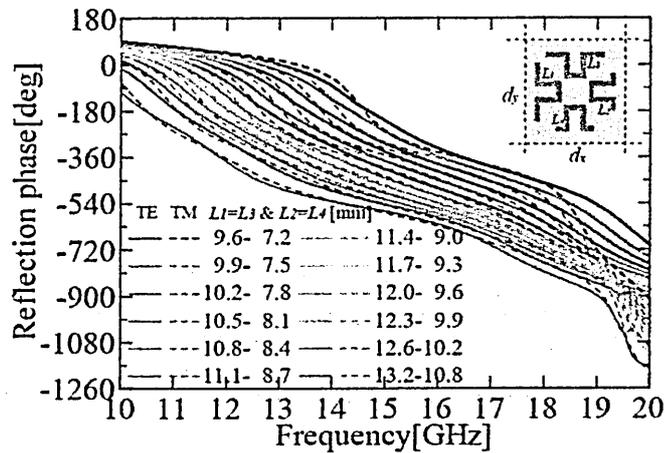
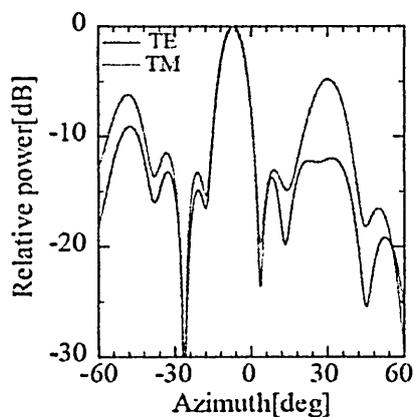
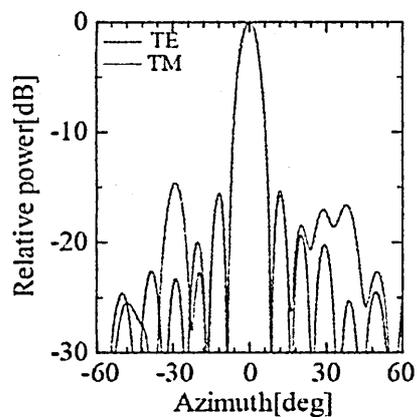


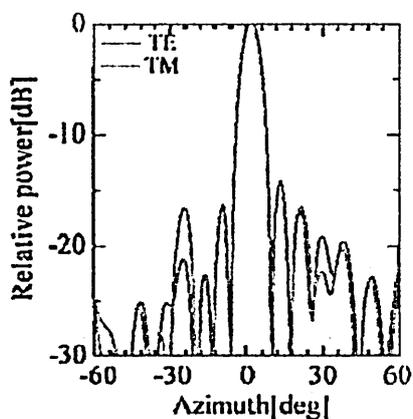
Fig. 2.13. Reflection phase properties of the previously developed elements for dual-polarization use ($d_x = 9.6\text{ [mm]}$, $d_y = 9.6\text{ [mm]}$, $w = 0.6\text{ [mm]}$, $d = 3.0\text{ [mm]}$, $h = 3.0\text{ [mm]}$).



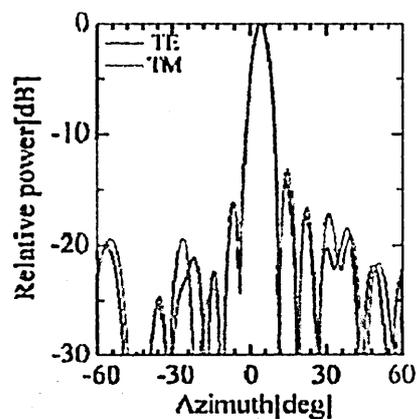
(a) 13.0 GHz.



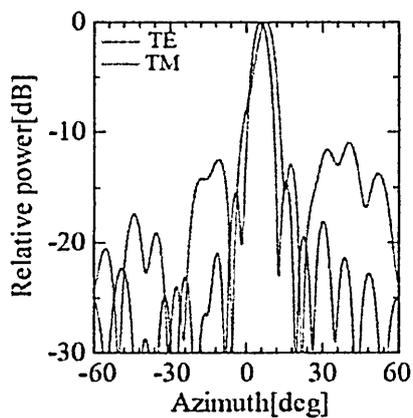
(b) 15.0 GHz.



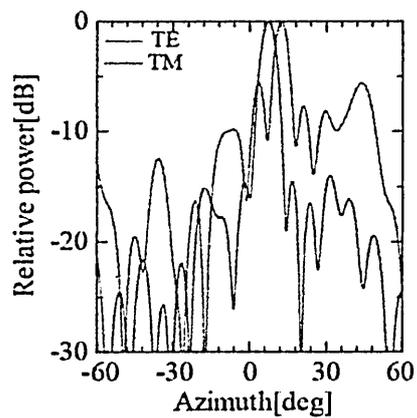
(c) 16.0 GHz.



(d) 17.0 GHz.



(e) 18.0 GHz.



(f) 19.0 GHz.

Fig. 2.14. Radiation patterns of the previously developed elements for dual-polarization use.

3. 提案するリフレクタレー素子

3.1 ストリップ形状

前節でも述べたように低域側でも良好な特性を得るためには第一共振点を 10.0 GHz よりも低い側で生じるように素子を配置する必要がある。そこで、リフレクタレー共振素子のさらなる広帯域化のための新たなリフレクタレー素子の形状を Fig. 3.1 に示す。この形状は、Fig. 2.12 (b) に示した凸型形状を基に、突起部分を低くしΩ型に変形することで素子長を伸ばせるようにしたものである[18]。この形状を基に、周波数の低い側でも直交偏波を実現するために、TE 及び TM 波の両偏波において 360° の位相量をもち、広い帯域で平行移動した反射位相特性を目指していく。各パラメータは、素子長 L をそれぞれ $L_1 = L_3$, $L_2 = L_4$ かつ、 $L_1 - L_2 = L_3 - L_4 = 3.0 \text{ mm}$ とし、入射角 $\theta_s = 30^\circ$ 、地板から素子までの距離 $h = 3 \text{ mm}$ 、比誘電率 $\epsilon_r = 1.68$ 、 x 方向周期 $d_x = 9.6 \text{ mm}$ 、 y 方向周期 $d_y = 9.6 \text{ mm}$ 、各素子幅 $w = 0.6 \text{ mm}$ としている。これらの条件をもとに、反射位相特性の解析を行っている。これらの条件を基に反射位相特性の計算 (付録 A.1 参照) を行い、素子の組み合わせ、および形状変化の方法について検討していく。

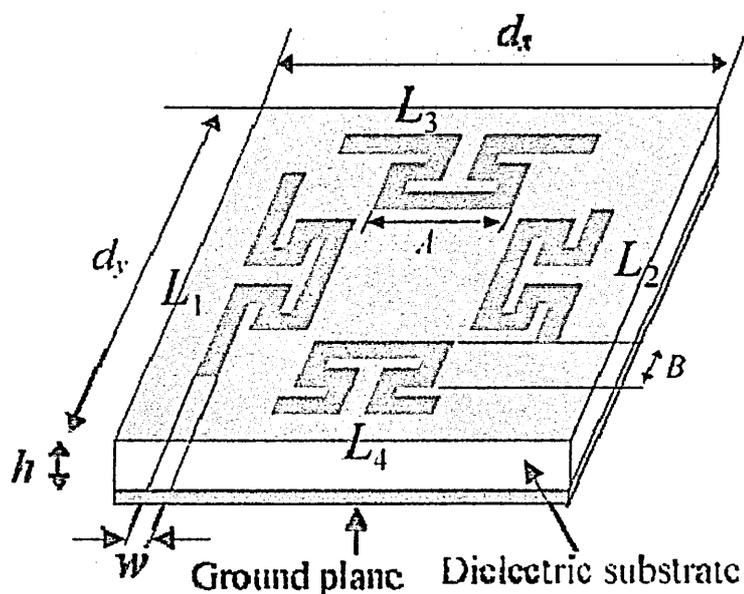


Fig. 3.1. Parameters of the proposed elements.

3.2 素子の組み合わせ

Fig. 3.2 は素子長 L_1, L_3 を 11.4 mm として固定し、素子長 L_2, L_4 の長さを変化させたときの反射位相特性である。同図より、 $L_1 = L_3 = 11.4$ [mm]、 $L_2 = L_4 = 8.4$ [mm] のときの反射位相特性が両偏波において滑らかな曲線を示しており、直交偏波共用素子として有用性があることがわかる。これより素子長の組み合わせを $L_1 - L_2 = L_3 - L_4 = 3.0$ [mm] で一定とした時に良好な特性が得られることがわかる。

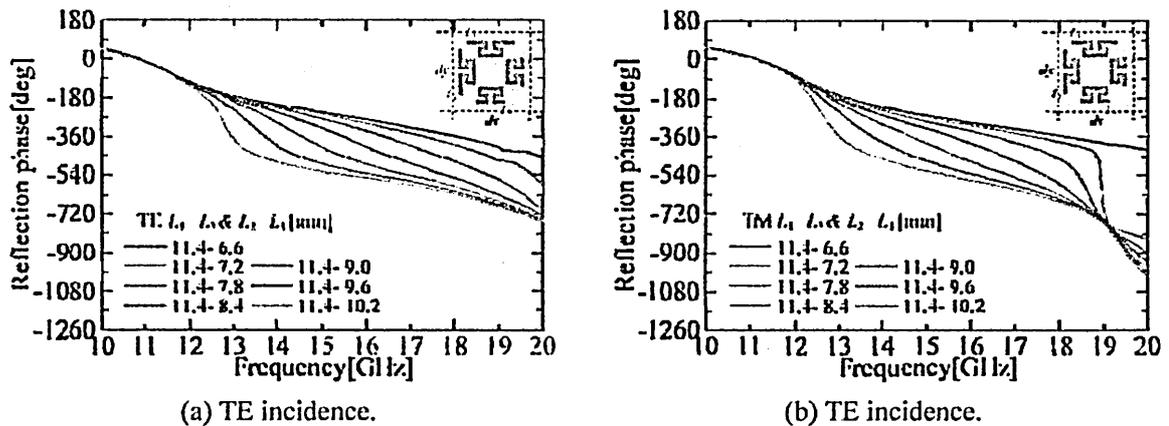


Fig. 3.2. Reflection phase properties on variable combination between L_1 and L_2 .

次に、Fig. 3.3 および Fig. 3.4 に示すように、2 パターンの形状変形方法について検討を行う。Fig. 3.3 を変形パターン1とし Fig. 3.4 を変形パターン2とする。変形パターン1は、Fig. 3.3 (a)から(e)のように素子の両端から変形していく方法である。この時の反射位相特性を Fig. 3.4 に示す。360°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は不十分な特性であることがわかる。

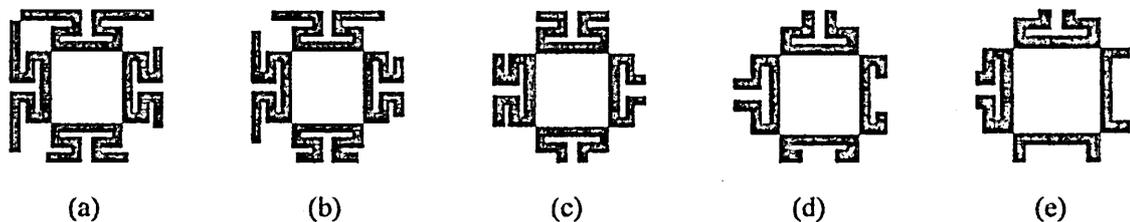


Fig. 3.3. Method for changing strip length (pattern 1).

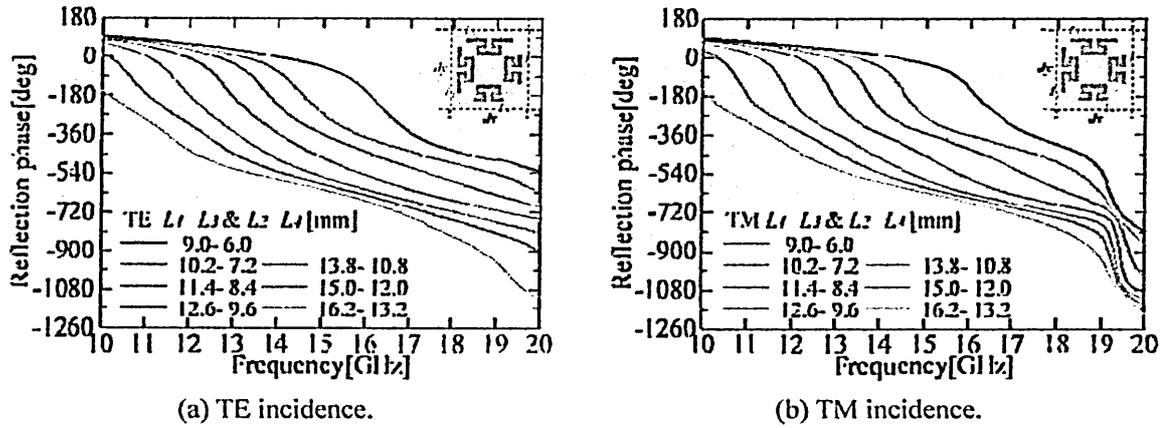


Fig. 3.4. Reflection phase properties.

次に、Fig. 3.5 に2つ目の変形パターンを示す。図(a)から(e)のように素子の凸部分から変形していく方法である。この変形方法は2共振の直線ストリップを直交する向きに配置した形状に近づくような変形方法である。このときの反射位相特性を Fig. 3.6 に示す。両偏波において広帯域にわたり 360° 以上の位相量を得られており、かつ直線的で平行移動したような特性が得られていることがわかる。これより、設計時の素子変形の方法としては、変形パターン2を採用することとする。

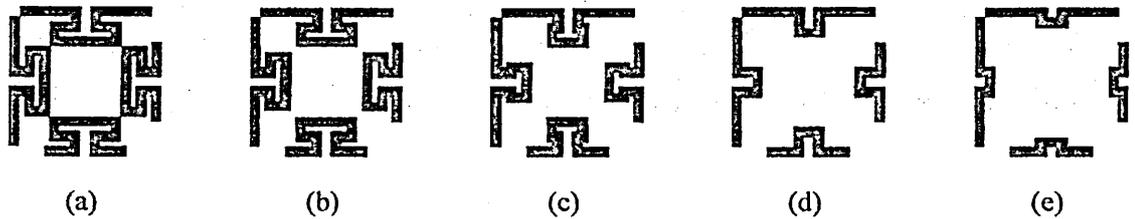


Fig. 3.5. Method for changing strip length (pattern 2).

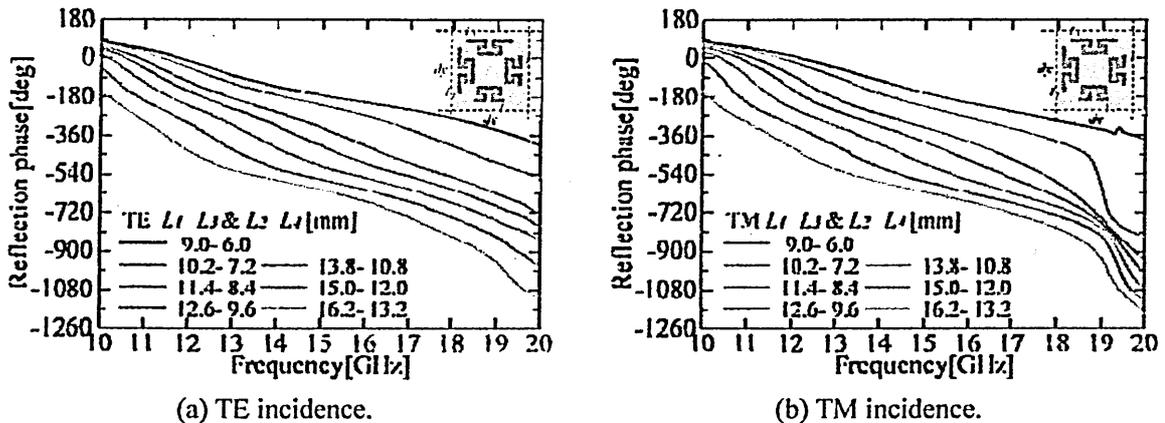


Fig. 3.6. Reflection phase properties.

4. 設計及び数値的評価

4.1 リフレクタレーの設計例

Fig. 4.1 および Fig. 4.2 に設計素子の反射位相特性および振幅特性を示す. 両偏波において 360° にわたって各素子の位相特性が 30° 間隔になるような特性を選ぶようにしている. なお, 素子の変形パターンは前節におけるパターン2を採用している.

本設計では, オフセット角 $\theta_s = 30^\circ$, 中心周波数 15GHz でエッジレベルが -15 dB となるように一次放射器とリフレクタレー中心との距離は $R_s = 240\text{mm}$ とし, 放射方向 $\Theta = 30^\circ$, 開口径を $144\text{mm} \times 144\text{mm}$ でリフレクタレーを設計する. これらの条件を基に, 素子配列を行ったリフレクタレーの設計結果を Fig. 4.3 に示す. また, Fig. 4.4 には, 設計に用いた 12 種類の素子形状を示している. 実際には各セルにおいて反射位相特性は入射角によって異なるため, Fig. 4.5 に示すように位相特性を入射角 $7^\circ \sim 49^\circ$ の範囲で 1° ずつ変化させて作成し, 開口面の入射角による依存性を考慮した設計を行っている. また, リフレクタレーには球面波を吹き付けるため, 一次放射器として標準角錐ホーンを用いた場合の開口面上での所望の反射位相分布は Fig. 4.6 のようになる.

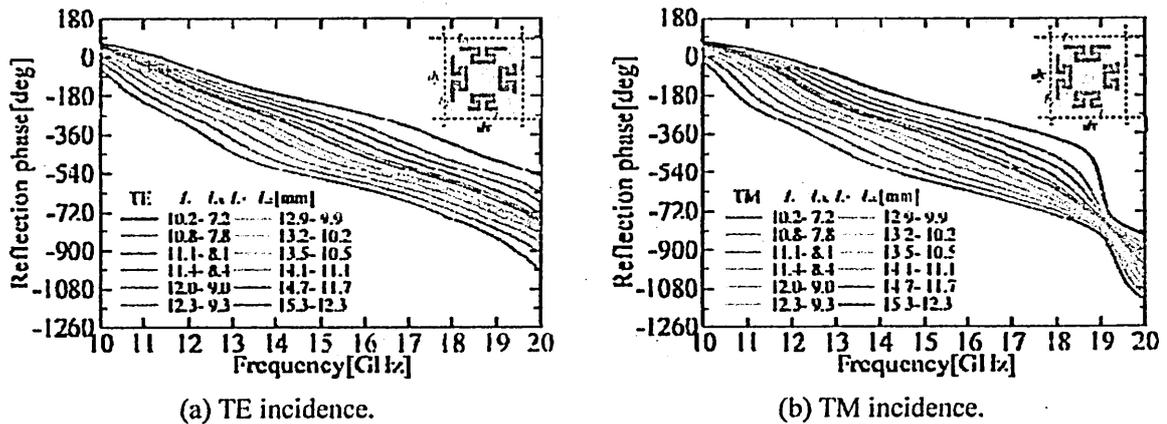
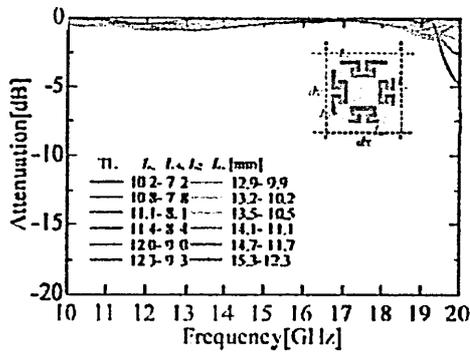
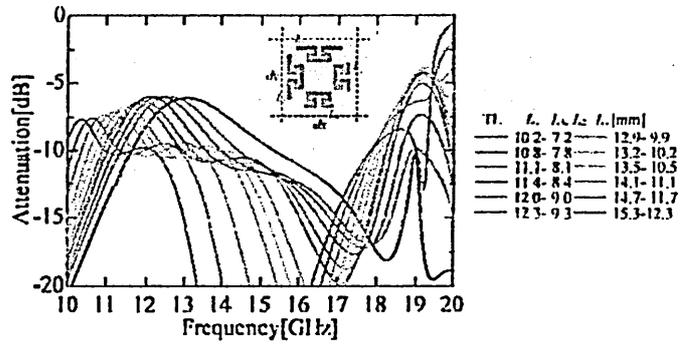


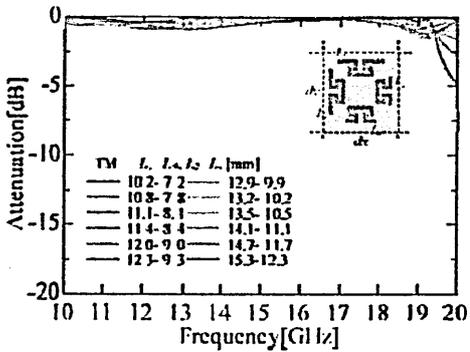
Fig. 4.1. Reflection phase properties for co-polarization for designing reflectarray.



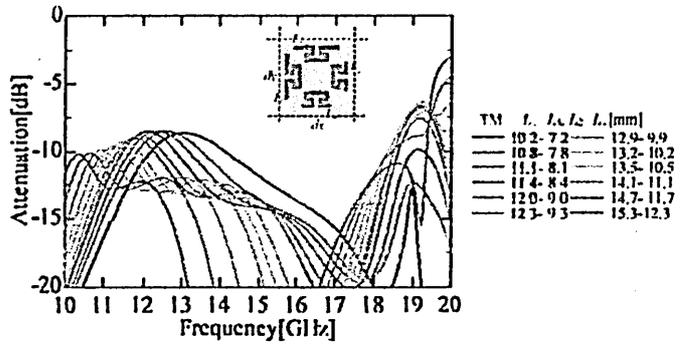
(a) Co-polarization (TE incidence).



(b) Cross-polarization (TE incidence).



(c) Co-polarization (TM incidence).



(d) Cross-polarization (TM incidence).

Fig. 4.2. Magnitude properties of co-polarization and cross-polarization.

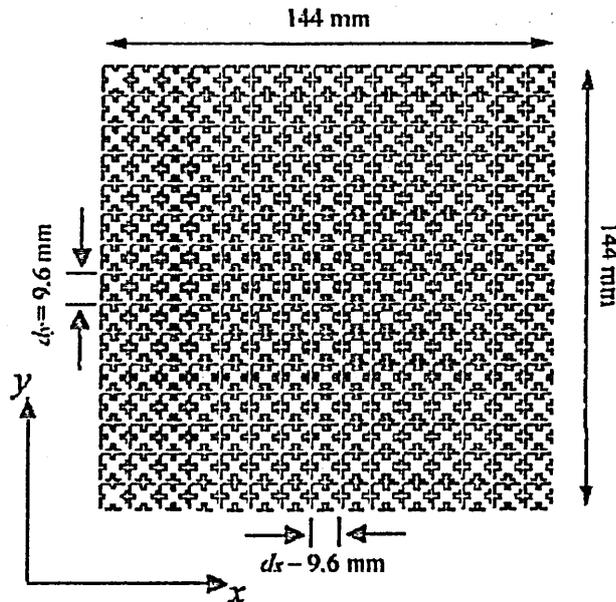


Fig. 4.3. Designed reflectarray (x - y plane).

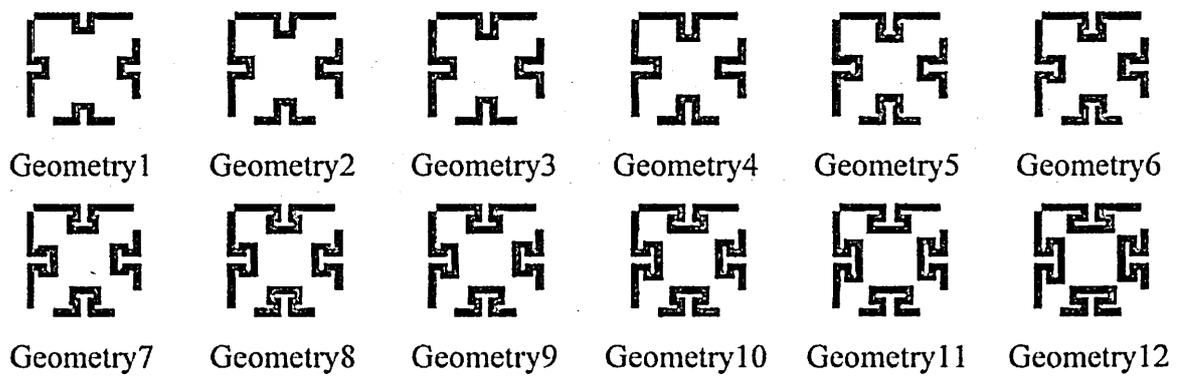


Fig. 4.4. Geometries using for designing reflectarray.

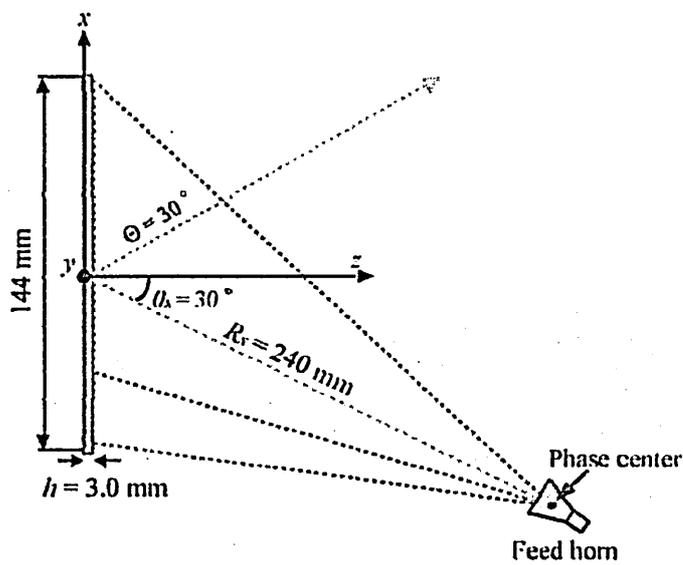


Fig. 4.5. Antenna configuration (x-z plane).

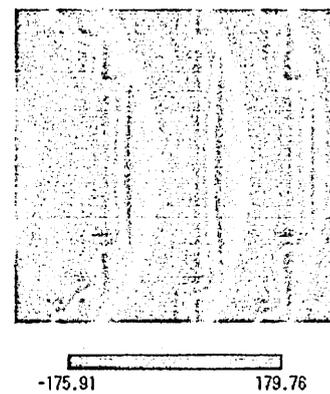


Fig. 4.6. Phase distribution of the incident wave on the aperture at 15.0 GHz (x-y plane).

Fig. 4.7 は設計したリフレクタレーにおいて、それぞれ TE 波、TM 波入射した場合の主偏波および交差偏波の開口面位相分布を示している。図より主偏波成分の位相が制御されており、平面波としてビーム成形されていることが分かる。また、交差偏波成分の位相も制御されていることが分かる。これは、交差偏波成分も主偏波と同じ反射方向に制御されることを示している。

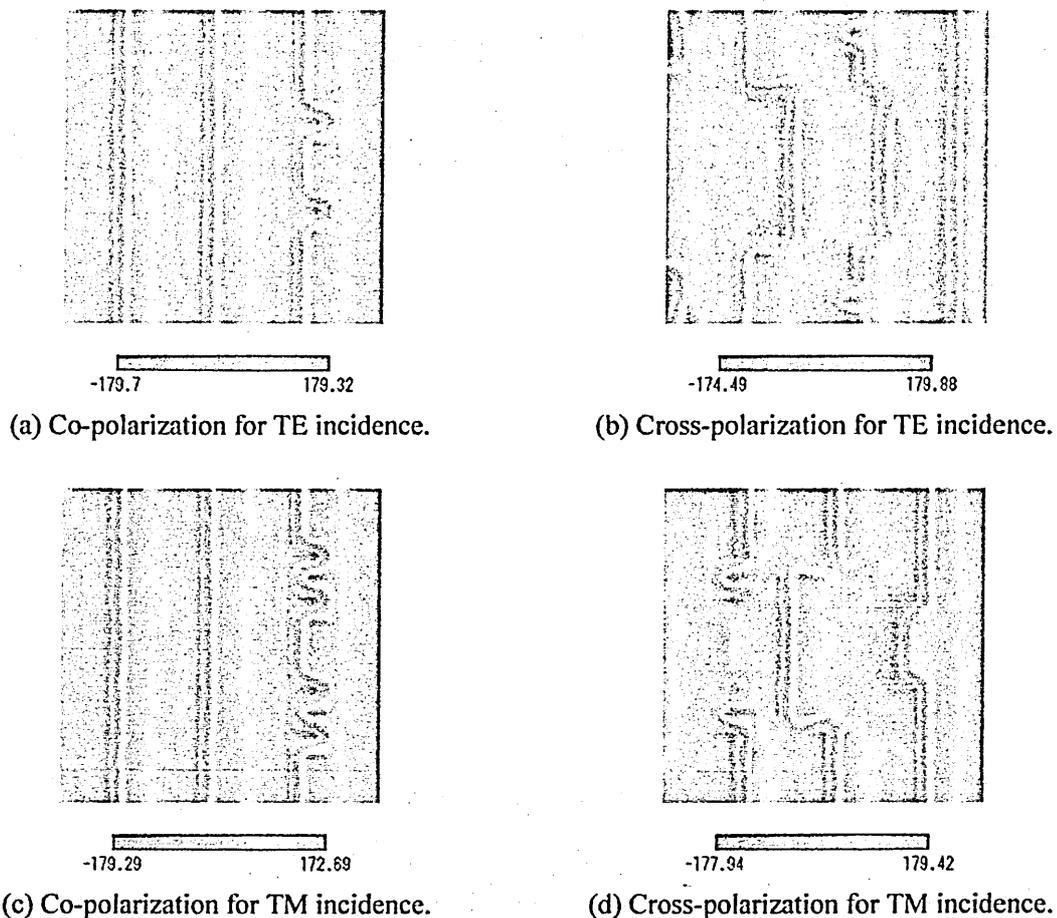
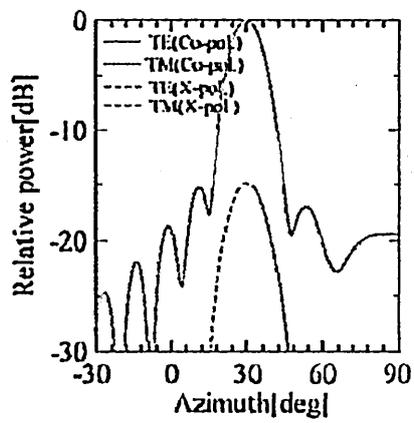


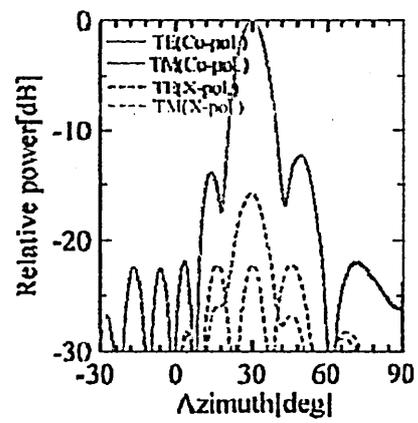
Fig. 4.7. Phase distribution on the aperture at 15.0 GHz.

4.2 放射パターンの解析結果

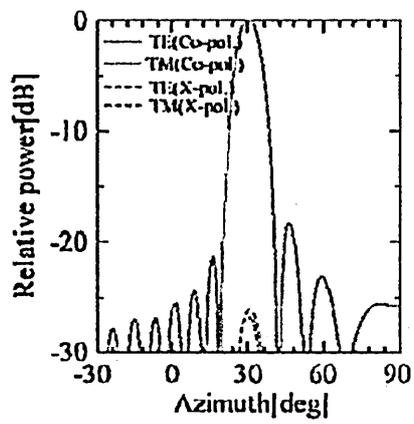
Fig. 4.8 は前節における設計結果をもとに、10.0 ~ 20.0 GHz における TE 波、TM 波入射の放射パターン (付録 A.2 参照) の主偏波と交差偏波の解析結果を示したものである。両偏波において、10.0 ~ 20.0 GHz にわたり良好なビーム成形ができており、ビーム方向を制御することができている。また、不要ローブも約 -15 dB 以下に抑制することができている。交差偏波においては、20GHz で非常に高く発生していることが分かる。しかしながら、10.0 ~ 19.0 GHz の帯域で -10dB 以下に抑えることができている。直交偏波共用リフレクタレー素子としての有用性が示されている。



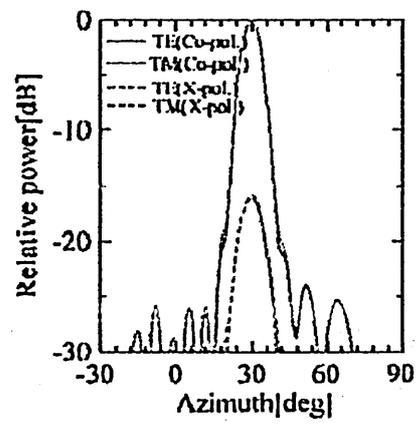
(a) 10.0 GHz.



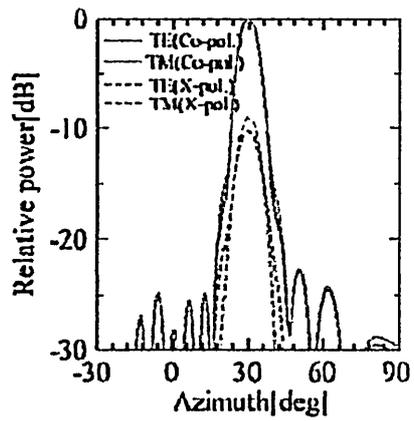
(b) 12.0 GHz.



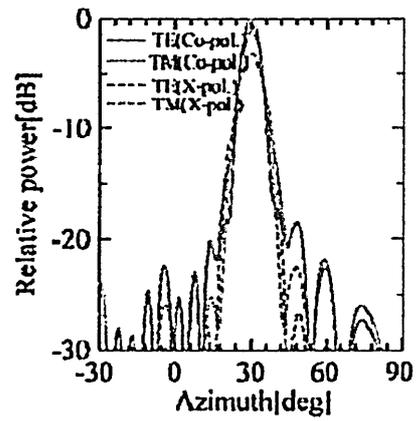
(c) 15.0GHz.



(d) 18.0GHz.



(e) 19.0GHz.



(f) 20.0GHz.

Fig. 4.8. Comparison of the calculated radiation patterns between TE and TM incidence.

Fig. 4.9は解析結果における利得の値を示しており、設計周波数でTE波のとき26.76 dB, TM波のとき26.75 dBとなっている。なお理論値は素子の持つ位相量のみを考慮し、反射電力は入射電力に比例したものとして近似し計算を行っている。

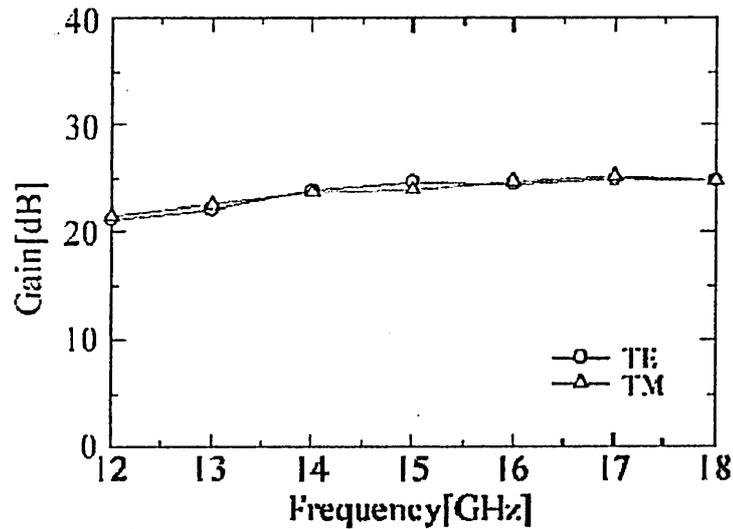
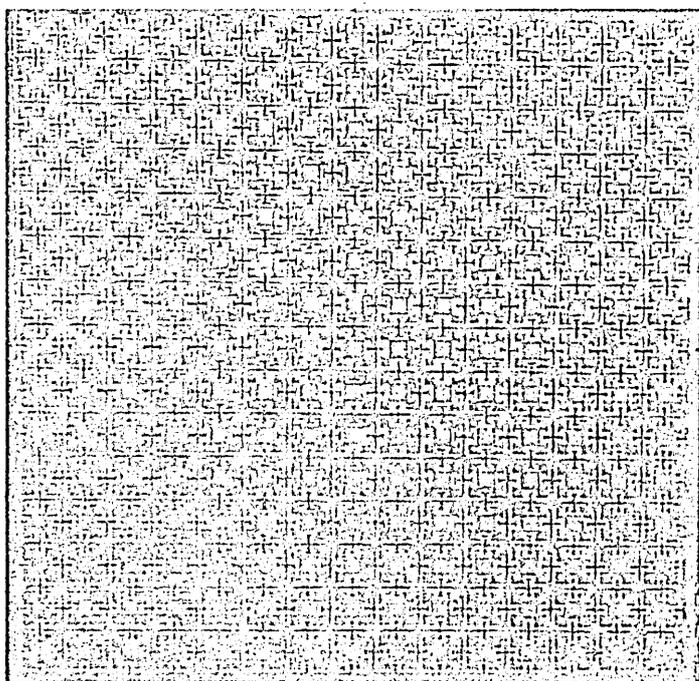


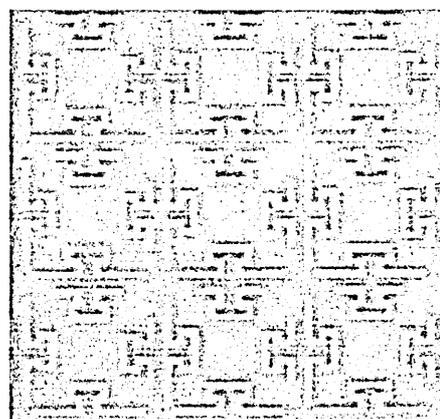
Fig. 4.9 Calculated gain for TE and TM incidence.

5. 実験的検証

前章で設計した Ω 型形状によるリフレクタレーを実際に試作し、TE波、TM波入射時の放射パターンの測定を行い、解析値と実験値を比較することで検証していく。一例として Fig. 5.1に、Fig. 4.3の設計結果をもとに製作したリフレクタレーの全体及び一部分の写真を示す。設計した素子パターンを厚さ $25 \mu\text{m}$ の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 $h = 3.0 \text{ [mm]}$ 、比誘電率 $\epsilon_r = 1.68$ のスチレンボードに貼り付けることにより構成した。



(a) Fabricated reflectarray.

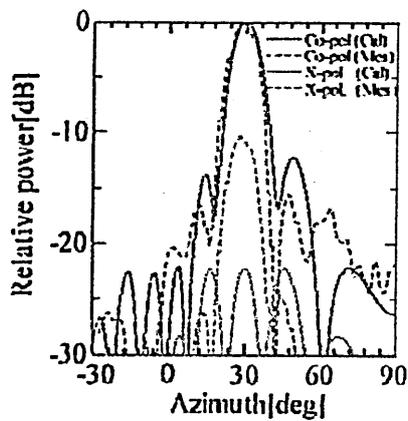


(b) Close-up view.

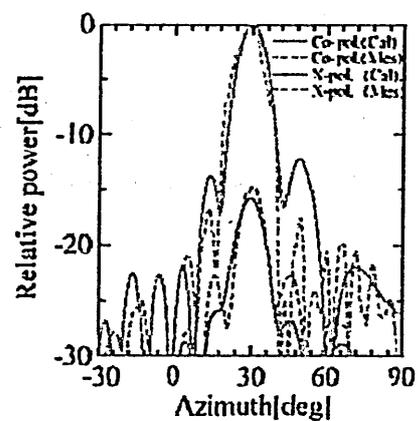
Fig. 5.1. Photograph of the fabricated reflectarray

次に、試作したリフレクトアレーを用いて放射特性の測定を行った。なお、ホーンアンテナの帯域の関係上、測定結果の評価は12.0～18.0 GHzの帯域で行った。

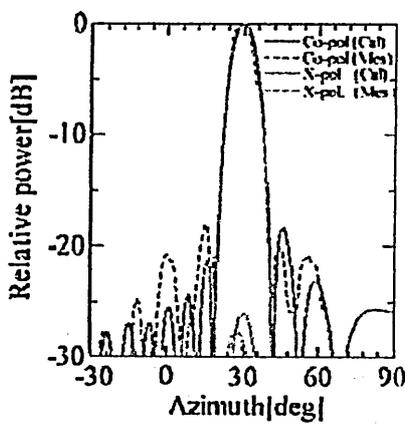
Fig. 5.2 に試作したリフレクトアレーの中心周波数15.0 GHz、および上限、下限の周波数12.0 GHz, 18.0 GHz における TE 波, TM波入射のときの放射特性の解析結果と測定結果を示す。主偏波において、TE波およびTM波の両偏波において不要ローブを - 15 dB 以下に抑制できており、主ビームの方向も一致させることができています。交差偏波においては、TE入射時の12.0 GHzでは解析値と測定値に差が見られるが、概ね一致していることが分かる。また、交差偏波レベルは - 10 dB以下に抑えることができています。



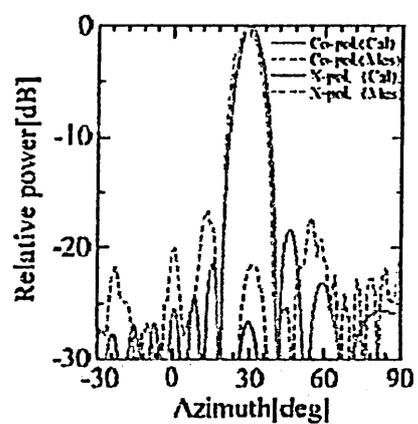
(a) TE incidence (12.0 GHz).



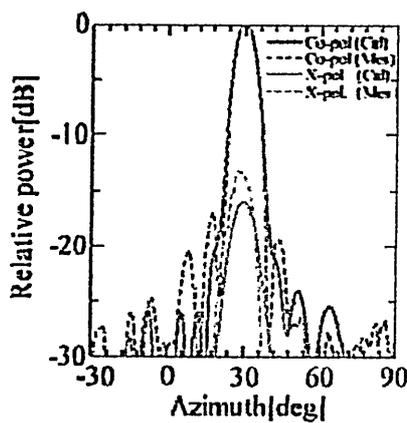
(b) TM incidence (12.0 GHz).



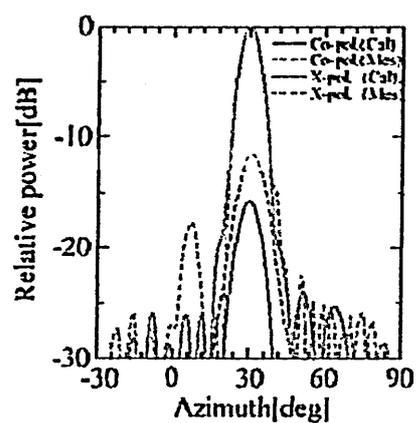
(c) TE incidence (15.0 GHz).



(d) TM incidence (15.0 GHz).



(e) TE incidence (18.0 GHz).



(f) TM incidence (18.0 GHz).

Fig. 5.2. Comparison of the radiation pattern between the calculated and the measured ones for both polarizations.

Fig. 5.3およびFig. 5.4 は測定結果における利得と開口能率の値を示しており、中心周波数でTE 波入射時の利得および開口能率はそれぞれ24.66 dB, 44.83%, TM 波入射時では23.96 dB, 38.11%となっている。Fig. 5.5 は12.0 ~ 18.0GHz で TE, TM 入射時における主偏波に対する交差偏波の相対値を示したものである。12.0 ~ 18.0GHzにおいて- 10 dB 以下に抑えることができている、この範囲で比帯域は40%となった。

実験結果より、広帯域な直交偏波共用リフレクタレーアンテナとしての素子設計の妥当性が検証された。

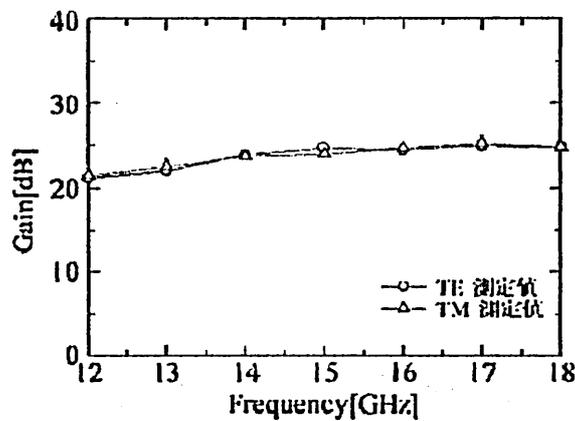


Fig. 5.3. Measured gain for TE and TM incidence.

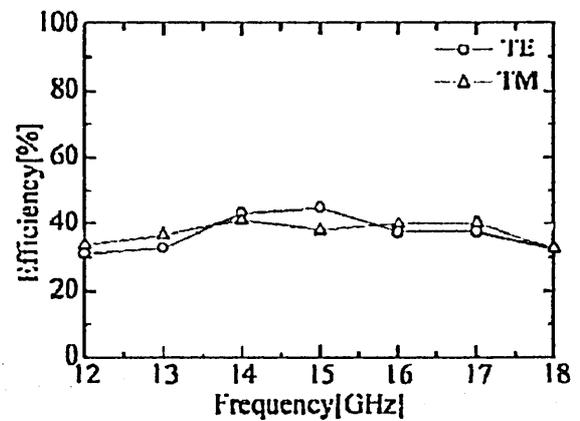


Fig. 5.4. Measured aperture efficiency for TE and TM incidence.

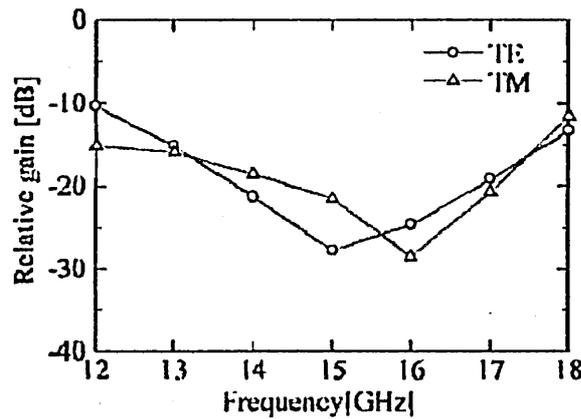


Fig. 5.5. Comparison of the measured value of the relative cross-polarization gain for TE and TM incidence.

6. むすび

本稿では、直交偏波共用のオフセット単層リフレクタレーにおいて、12.0 ~ 18.0GHz の広帯域にわたって360°の位相量を得るため、 Ω 型形状のマイクロストリップ素子を提案した。そして、提案素子を用いた偏波共用リフレクタレーの設計例を示すとともに、TE 波、TM 波入射の両偏波において広帯域にわたってビーム方向を制御し、不要ローブを抑えられることを放射特性の数値的、実験的検証により明らかにし、広帯域な直交偏波共用リフレクタレーアンテナとしての素子設計の妥当性が検証された。今後は、さらに広帯域化かつ交差偏波を抑制することができる形状の検討を行い、より高性能な特性を目指していく。なお、本研究の一部は日本学術振興会科学研究補助金基盤研究(C) (課題番号23560421)にて行った。

文献

- [1] J. Huang, "Microstrip reflectarray," IEEE Int. Symp. Antennas Propagat., vol. , pp. 612-615, June 1991.
- [2] D. C. Chang and M. C. Huang, "Microstrip reflectarray antenna with offset feed," Electron. Lett., vol. 28, pp. 1489-1491, July 1992.
- [3] D. M. Pozar, S. D. Targonski and R. Pokuls, "A shaped-beam microstrip patch reflectarray," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 47, no. 7, pp. 1167-1173, July 1999.
- [4] D. M. Pozar and S. D. Targonski and H. D. Syrigos, "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 45, no. 2, pp. 287-296, Feb. 1997.
- [5] J. Huang and V. A. Faria and H. Fang, "Improvement of the three-meter Ka-band inflatable reflectarray antenna," IEEE Int. Symp. Antennas Propagat., vol. 1, pp. 122-125, July 2001.
- [6] H. K. Schuman, D. R. Pelug and L. D. Thompson, "Infinite planar arrays of arbitrarily bent thin wire radiators," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 32, pp. 364-377, April 1984.
- [7] M. Ohira, H. Deguchi, M. Tsuji, and H. Shigesawa: "Design of waveguide filter with frequency selective surfaces and its experimental verification," IEICE technical report, IEICE Japan, MW2004-217, pp.37-42 (2005-1) (in Japanese)
- [8] C. Han, C. Rodenbeck, J. Huang, and K. Chang, "A C/Ka dual frequency dual layer circularly polarized reflectarray antenna with microstrip ring elements," IEEE Trans.

- Antennas Propagat., vol. 52, no. 11, pp. 2871–2876, Nov. 2004.
- [9] H. Deguchi, N. Takagi, M. Tsuji and H. Shigesawa, “Microstripreflectorarray with offset feed for improving effective aperture area,” IEEE Int. Symp. Antennas Propagat., vol. 3, pp. 290–293, June 2003.
- [10] H. Deguchi, T. Idogawa, M. Tsuji and H. Shigesawa, “Offset reflectarrays with dense microstrips for wideband use,” Proc. of ISAP 2005, vol. 1, pp. 229–232, Aug. 2005.
- [11] D. Pilz and W. Menzel, “Folded reflectarray antenna,” Electron. Lett., pp. 832-833, April. 1988.
- [12] H.fang, M.Lou, J.HuangL.Hsia, and G.Kerdanyan “An inflatable/self-regidizable structure for the reflectarray antenna,” 10th European Electromagnetics Structure conference., Oct. 2001.
- [13] D.C.Chang, M.C.Huang, “Feasibility study of erecting cosecant pattern by planar microstripreflectorarray antenna,” AMPC93., vol. 2, pp. 19.20-24, 1993.
- [14] M. R. Chaharmir, and J. Shaker, “Broadband reflectarray antenna with combination of cross and rectangular loop elements,” Electron. Lett., vol. 44, no. 11, 2008.
- [15] S. Sakita, H. Deguchi, and M. Tsuji, “Single-layer microstripreflectorarray based on dual-resonance behavior,” Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, pp. 1290–1293, 2007.
- [16] H. Deguchi, K. Mayumi, M. Tsuji, and T. Nishimura, “Broadband single-layer triple-resonance microstripreflectorarray antennas,” European Microwave Conference Proceedings, pp. 29–32, 2009.
- [17] 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] A09_1003, 2011.
- [18] 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 Ω 型共振素子,” 信学ソ大, B-1-123, 2013, Sep, 2013.
- [19] J.J.H. , Generalized moment methods in electromagnetics, John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [20] C.H. Chan and R. Mittra, “On the analysis of frequency-selective surfaces using subdomain functions,” IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-38, no.1, pp.40-50, Jan. 1990

付録 A 解析法

提案する素子を用いたリフレクタレーの反射位相，放射界の解析法について述べる．解析には無限周期アレーのモーメント法を用いており，その詳細についても述べる．

A.1 反射位相特性の解析法

反射位相は，Fig. A.1 に示すような同一セルの無限周期配列された構造で近似して解析することにし，周期境界条件を適用して，Floquet モードで散乱電磁界を展開する[19]．

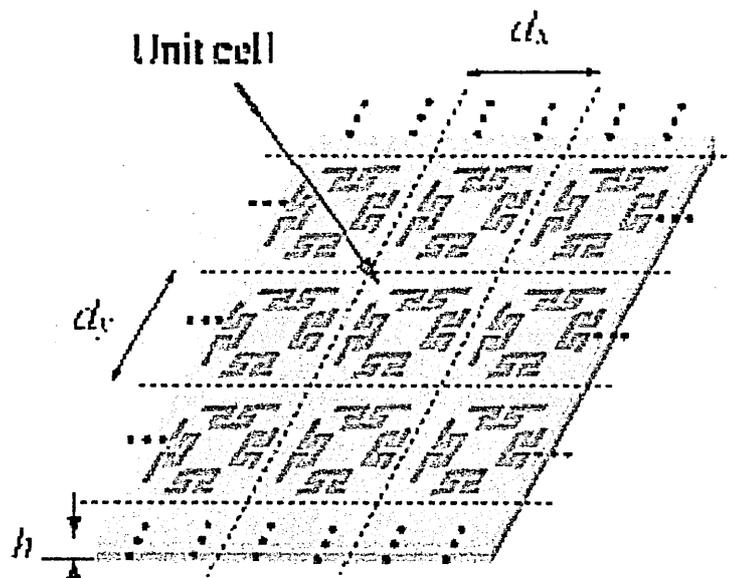


Fig. A.1. Basic of reflectarray elements based on resonance behavior for dual polarization.

ここで入射波により共振素子上に誘起される電流 J を，Floquet 定理を用いて，

$$J(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{J}(k_{xp}, k_{yq}) e^{jk_{xp}x} e^{jk_{yq}y} \quad (\text{A.1})$$

で表す．ここで， \tilde{J} は電流 J のフーリエ変換を表し，

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

$$k_{yp} = k_0 \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi q}{d_y} \quad (\text{A.3})$$

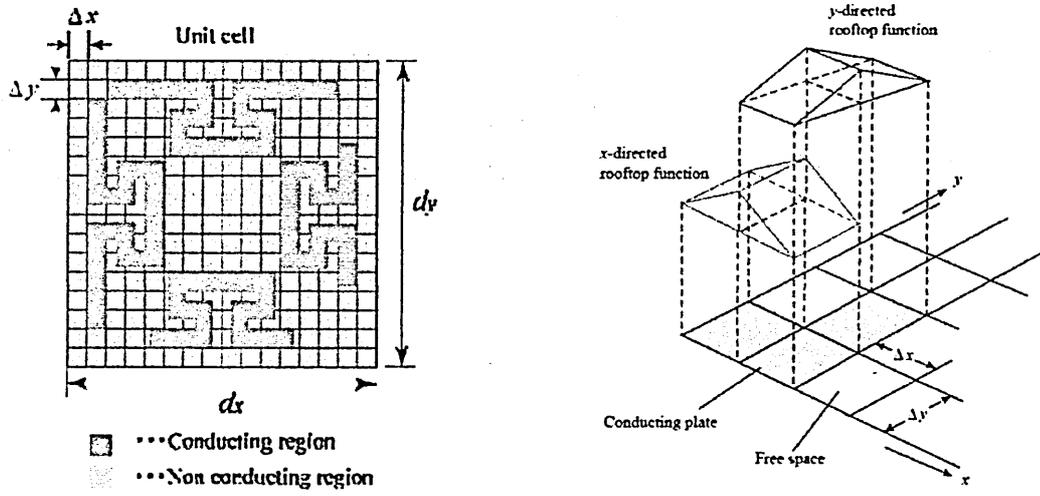
である。ただし p, q は Floquet モードの次数 ($p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm\infty$), k_0 は真空中の波数, θ, ϕ は入射波のアレーに対する入射角, d_x, d_y はそれぞれ x 方向, y 方向の配列周期である。周期境界条件を適用することによって, 無限周期構造の散乱問題を共振素子配列の一周期に対する問題として扱えるようになるため, 解析が容易になる。その散乱電磁界は共振素子 (導体) の電流分布から計算できることから, 電流分布の解析に帰着する。導体の厚みは無視し導体に損失がないとすると, 導体素子の存在する $z=0$ の xy 平面上で,

$$E_t^{(i)} + E_t^{(s)} = 0 \quad (\text{A.4})$$

なる境界条件が成立する。 $E_t^{(i)}, E_t^{(s)}$ はそれぞれ入射電界と散乱電界の接線成分である。よって, 電界積分方程式 (Electric Field Integral Equation, EFIE)

$$-\begin{bmatrix} E_x^{(i)}(x, y) \\ E_y^{(i)}(x, y) \end{bmatrix} = \frac{1}{d_x d_y} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{yx} \\ \tilde{G}_{xy} & \tilde{G}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{-jk_{xp}x} e^{-jk_{yp}y} \quad (\text{A.5})$$

が得られる。ここで, $E_x^{(i)}(x, y), E_y^{(i)}(x, y)$ は入射電界の x 成分, y 成分を表し, $\tilde{G}_{xx}, \tilde{G}_{yx}, \tilde{G}_{xy}, \tilde{G}_{yy}$ は, フーリエ変換されたスペクトル領域グリーン関数, \tilde{J}_x, \tilde{J}_y は x 方向, y 方向のフーリエ変換された電流である。ここでは共振素子の電流分布を未知数として, 式 (A.5) をモーメント法を用いて解く。モーメント法では, 1つの共振素子の電流分布 J を展開し, 積分方程式を数値的に解くことによって電流分布 J の展開係数を決定する。そのため, 電流分布 J を表す基底関数 B の選択が重要となる。基底関数には全領域基底関数と部分領域基底関数があり, 前者は素子形状全体を定義域とするため, 比較的単純な形状に適用でき [7, 19], 後者は素子形状を分割した各領域を定義域とするため任意形状に適用できる [7, 20]。本論文では, Fig. A.2(a) に示すように一周期に相当する単位セルを格子状に $N \times M$ グリッドに分割し, 同図 (b) のように各サブセルに部分領域基底関数を定義する。



(a) Unit cell

(b) Roof-top basis function

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

したがって、未知電流分布 J は、展開係数 I_x, I_y と基底関数 B_x, B_y を用いて、

$$J(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_x(n, m) B_x(n, m) \quad (\text{A.6})$$

$$J(x, y) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I_y(n, m) B_y(n, m) \quad (\text{A.7})$$

のように展開することができる。ここで roof-top 型部分領域基底関数 B_x, B_y は、

$$B_x(n, m) = \Lambda_x\left(n + \frac{1}{2}\right) \Xi_x(m) \quad (\text{A.8})$$

$$B_y(n, m) = \Xi_y(n) \Lambda_y\left(m + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{A.9})$$

であり、

$$\Lambda_x(n) = \begin{cases} 1 - \frac{|x - n\Delta x|}{\Delta x}, & |x - n\Delta x| < \Delta x \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

$$\Xi_x(m) = \begin{cases} 1, & |y - m\Delta y| < \frac{\Delta y}{2} \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

と表される. $\Xi_x(n)$, $\Lambda_y(m)$ についても同様に記述できる. EFIE を解くためにガラーキン法を適用すると, 最終的に, 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が得られる.

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_x \\ I_y \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

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する. 求めた電流分布から散乱行列 S_{11} を求め, 反射位相量を算出する.

A.2 放射特性の解析法

A.2.1 一次放射器の吹き付けパターン

一次放射器としては Fig. A.3 に示すような標準角錐ホーンアンテナを用いており, リフレクトアレーへの吹き付けパターンを式 (A.13) に示す.

$$E_r(R_i, \theta, \phi) = \frac{e^{-jkR}}{R_i} F(R_i, \theta, \phi) a_n \quad (\text{A.13})$$

ここで, $F(R_i, \theta, \phi)$ を式 (A.14) のように示す.

$$F(R_i, \theta, \phi) = \frac{j ab}{\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{4} \int_{-1}^1 \cos\left(\frac{\pi \bar{x}}{2}\right) e^{-j2\pi i \bar{x}^2} e^{j\pi u_x \bar{x} \cos \phi} d\bar{x} \int_{-1}^1 e^{-j2\pi i \bar{y}^2} e^{j\pi u_y \bar{y} \sin \phi} d\bar{y} \quad (\text{A.14})$$

また, u_e, u_h, t_e, t_h は, θ, r に関するパラメータであり, 次の式により返還される.

$$u_e \equiv \frac{a}{\lambda} \sin \theta \quad u_h \equiv \frac{b}{\lambda} \sin \theta \quad (\text{A.15})$$

$$t_e \equiv \frac{a^2}{8\lambda} \left(\frac{1}{l_e} + \frac{1}{r} \right) \quad t_h \equiv \frac{b^2}{8\lambda} \left(\frac{1}{l_h} + \frac{1}{r} \right) \quad (\text{A.16})$$

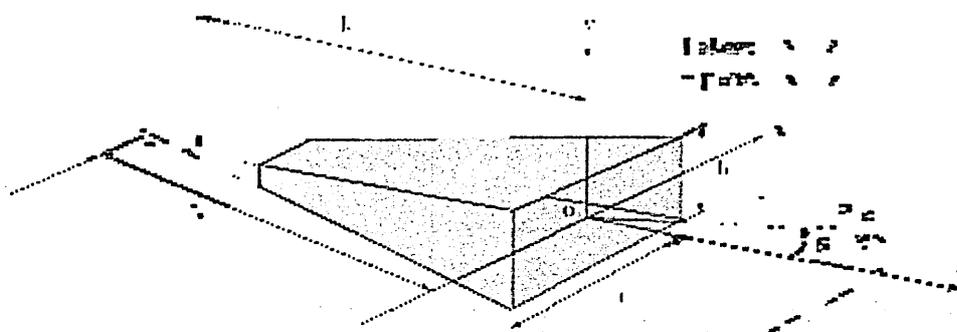


Fig. A.3. Configuration of pyramidal horn antenna.

A.2.2 リフレクタレーの放射界

リフレクタレーの開口面分布 E_a は, 一次放射器から吹き付けられた入射波 E^{inc} に素子の反射位相 Φ_i^{ref} が与えられることにより求められ, 放射界は開口面法を用いて計算できる. 一次放射器の吹き付けパターンとして式 (A.13) のように与え, 前節で求められる位相量 Φ_i^{ref} から, リフレクタレーを単位セルに分割し, それぞれのセルが入射波 E^{inc} に比例した大きさに励振されるとすると, 開口面法より放射界 $E(\theta, \phi)$ は次式で求めることができる.

$$\begin{aligned} E(\theta, \phi) &= \frac{jk\eta e^{-jkR}}{4\pi R} \int_S E_a e^{jk(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi)} dS \\ &= \frac{jk\eta e^{-jkR}}{4\pi R} \sum_{i=1}^N \left(E_i^{inc} e^{\Phi_i^{ref}} \right) e^{jk(x_i \sin \theta \cos \phi + y_i \sin \theta \sin \phi)} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

リフレクタレーを用いた平面アンテナの
広帯域低姿勢化について

A low-profile broadband planar antenna
with a reflectarray

豊田翔平 出口博之 辻幹男

同志社大学 理工学部

S.Toyoda, H.Deguchi, M.Tsuji

Department of Electronics, Doshisha University

2013年12月20日

於 同志社大学

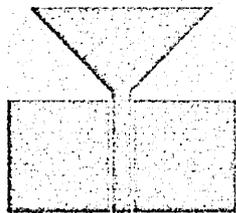
1. はじめに

近年、少子高齢化、医療施設・医療従事者不足、医療費高騰などといった社会問題が深刻となっており、緊急な対策が必要とされている。このため、先端情報通信技術(ICT: Information and Communications Technology)はユビキタス医療を具現化するコア技術として重要性を増している[1]。医療 ICT は、医療の高度化を推進するもので、現在、具体的には、日常からの習慣病予防や高齢者見守りなどの医療福祉活動を効率的に行うための各種データ(心電、血圧、体重等)をモニターし、体の健康状態を把握すること等が検討されている。医療機器への無線技術の導入が進めば、健康情報を無線で遠隔地にいる医師に自動的に送信して、長期的な診断アドバイスを受けることが可能となる。そのため、伝送速度が速く、他の無線システムとの共存を図りやすい UWB(Ultra Wide Band)技術[2]がユビキタスネットワークを構築する基盤技術として注目され、モバイル情報通信に続く新たな産業振興としても期待されている。このようなユビキタス医療の研究の中でも、人体のモニタリングにより集積したデータを機器や機関等に送信するための PAN(Personal Area Network)技術に関する研究が重要となっている。UWB 通信の周波数帯域は、最大で 3.1~10.6 GHz の約 7 GHz であり、日本では、UWB 通信の帯域は、3.4~4.8GHz の Low-band と 7.5~10.25GHz の High-band に分かれている。UWB システムで使用するアンテナには、アンテナと背面反射板との間隔が使用周波数の波長より十分小さい平面で低姿勢な構造であることが求められる[3]。背面への放射を抑えるために単に完全導体からなる反射板を用いたのでは、反射板の間隔が $(2n+1)/4$ (n は整数) でしか、空間への高い放射強度が望めず、薄型構造で、広い周波数範囲にわたって良好な特性を実現することは困難であり、UWB アンテナへの応用ができない。そこで、本稿では装置や人体によるアンテナ特性劣化を防ぐため、リフレクトアレー付き広帯域アンテナを提案する。そのため、反射板の反射係数の周波数特性が制御可能なリフレクトアレーを用いて広帯域アンテナを構成する。リフレクトアレーは、ストリップ導体素子形状や配列によって広帯域にわたり反射位相が制御でき、リフレクトアレーの裏面には地導体を有するため、背面への放射も抑えることができる[4] [5]。これにより、設計、試作した広帯域アンテナの実験結果と HFSS に基づく電磁界シミュレーション結果との比較によって、提案するアンテナの妥当性を明らかにしている。

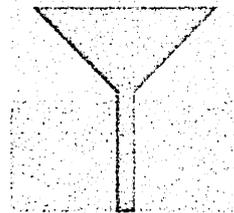
2. 広帯域モノポールアンテナ

2.1 モノポールアンテナ

モノポールアンテナには、広帯域で良好な特性を得るために平面モノポールアンテナが用いられる[6]. 図 2.1(a), (b)は、コプレーナ線路またはマイクロストリップ線路の地板を途中で取り去り、ストリップ部分がアンテナとして働くようにしたものである. 平面モノポールアンテナは基本的には全方向性であるため、人体装着用に用いるとアンテナの特性として適さない.



(a)コプレーナ給電



(b). マイクロストリップ給電

図 2.1 平面モノポールアンテナの概形

先に、マイクロストリップ給電を用いたモノポールアンテナが検討されてきたが、ここでは、コプレーナ給電を用いたアンテナについて詳細に検討する. 比誘電率 $\epsilon_r=2.8$, 厚さ $h=1\text{mm}$ の基板を用いて給電線の特徴インピーダンスを 50Ω としている. グランドの大きさ・形状などをパラメータにして、HFSS を用いて解析を行い、小形で VSWR の良好な平面広帯域アンテナを見出す. まず、図 2.2 に示す直線状モノポールアンテナの高さを 1mm 間隔で変化させた場合の VSWR を図 2.3(a)に示す. 広帯域で動作した 27mm から 28mm の間を 0.2mm 間隔で変化させた場合の VSWR を図 2.3(b)に示す

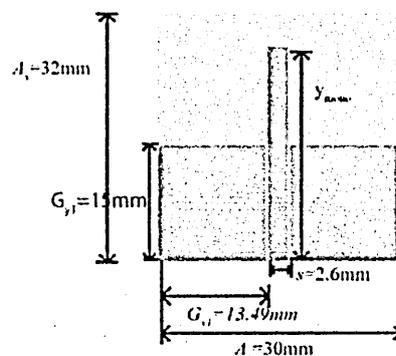


図 2.2 モノポールの高さを変化させた場合のアンテナ形状

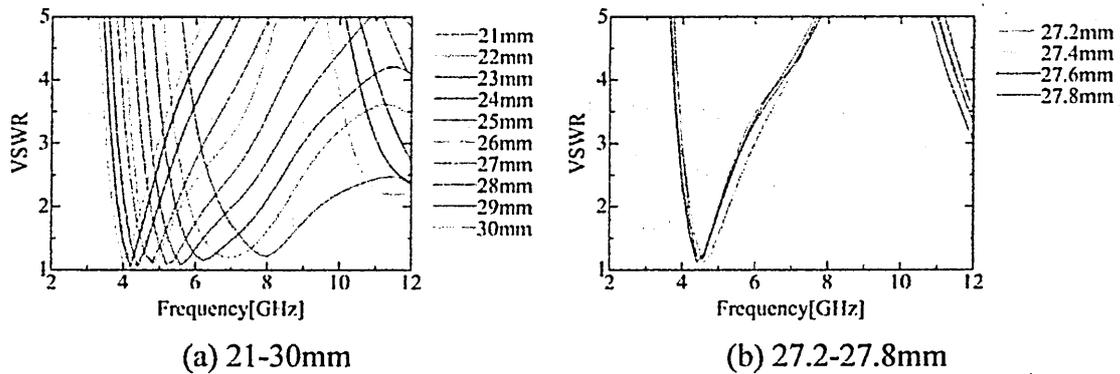


図 2.3 モノポールアンテナの高さを変化させた場合の VSWR

次に図 2.4 で示すようにモノポールの幅を徐々に広げ、広帯域で動作するように検討する。広帯域で動作したモノポールの高さ 27.8mm を採用し、モノポールの幅 $w_{mono}=24\text{mm}$ を変化させた場合の VSWR を図 2.5 に示す。

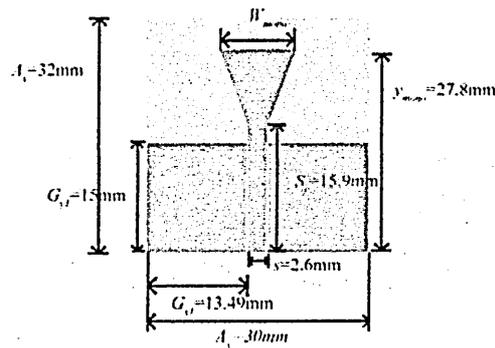


図 2.4 モノポールの幅を変化させたアンテナの形状

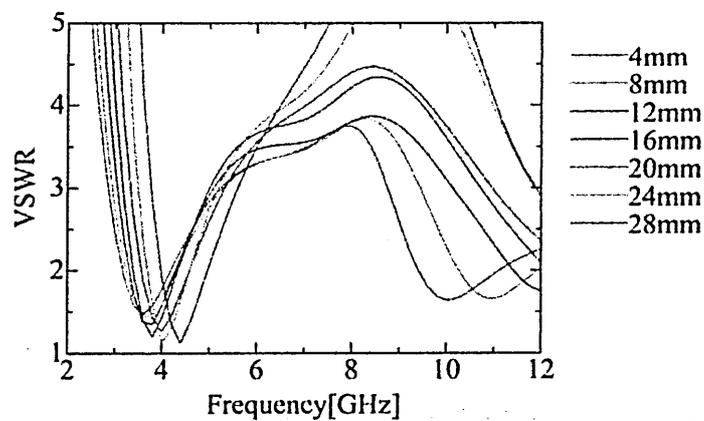


図 2.5 モノポールの幅を変化させた場合の VSWR

コプレーナ線路の地板を取り去った部分とモノポール部とのインピーダンス整合を図るため、グラウンドの形状を変化させた図 2.6 のような形状を考える。 $w_{mono}=24\text{mm}$ に決定し、モノポール部の形状 Gy_2 の変化させた場合の VSWR を図 2.7 に示す。

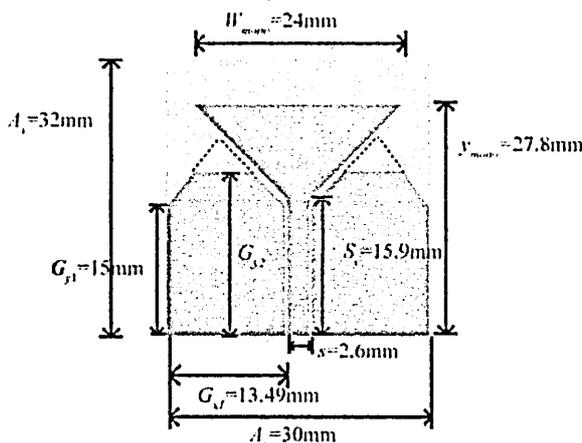


図 2.6 グラウンドの形状を変化させたモノポールアンテナの形状

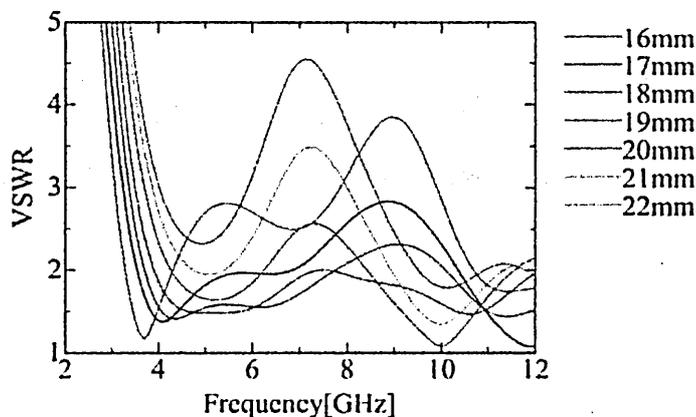


図 2.7 グラウンドの形状を変化させた場合のモノポールアンテナの VSWR

最後にコプレーナ線路幅 $s=2.6\text{mm}$ 、グラウンド部の寸法をそれぞれ $s_y=15.9\text{mm}$ 、 $G_{y1}=15\text{mm}$ 、 $G_{y2}=19\text{mm}$ 、モノポールの幅 $w_{mono}=24\text{mm}$ 、アンテナ外形 $A_x=30\text{mm}$ 、 $A_y=32\text{mm}$ とし、モノポールの高さ y_{monop} を変化させたときの VSWR を図 2.8 に示す。図 2.9 より、 $y_{monop}=3.0\text{mm}$ のとき $3.4\text{GHz}\sim 11\text{GHz}$ の広帯域にわたり、VSWR が 2 以下になっており、良好な特性が得られた。最適化により得られた寸法は図 2.10 に記載した。

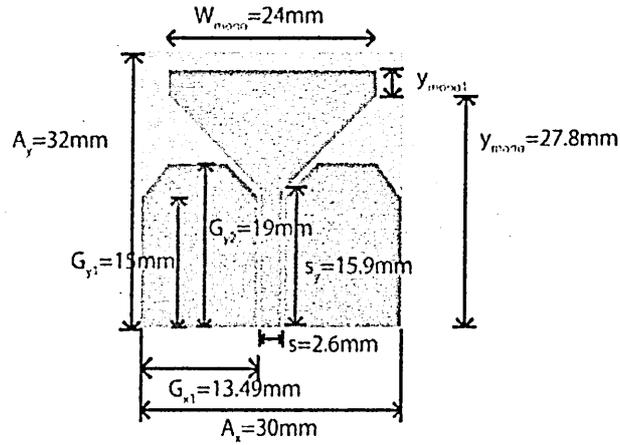


図 2.8 モノポールの高さを変化させたモノポールアンテナの形状

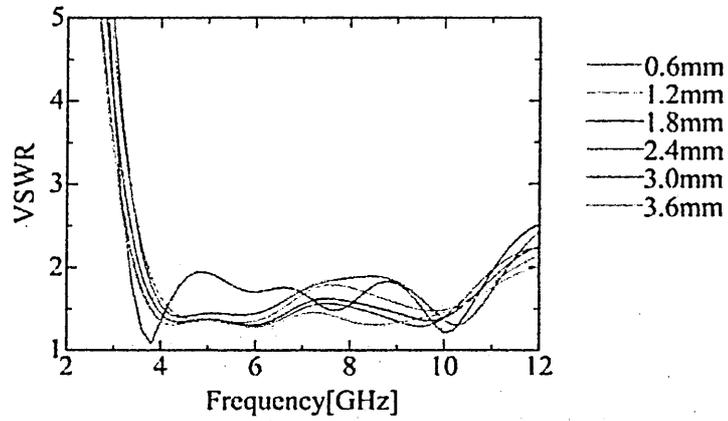


図 2.9 モノポールアンテナの高さを変化させた場合の VSWR

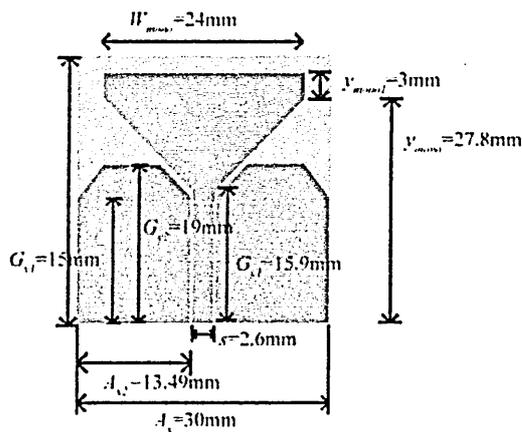


図 2.10 設計したアンテナの形状

2.2 完全導体板付きアンテナ

平面広帯域モノポールアンテナは基本的には全方向性であるため、人体装着用には適さない。それゆえ、人体方向への放射を抑えるために完全導体を反射板に用いることが考えられる[7]。完全導体板付きアンテナの構造を図 2.11 に示す。導体板の大きさを $w_g=60$, $y_g=60$ と $w_g=30$, $y_g=40$ に変化させた場合の VSWR を図 2.12(a), (b) に示す。同図より反射板の大きさの変化による影響は低周波側で受けやすいことがわかる。反射板の間隔 z_g を変えた図 2.12 の VSWR の特性が示すように反射板の間隔が $(2n+1)/4$ (n は整数) でしか、空間への高い放射強度が望めず、薄型構造で、広い周波数範囲にわたって良好な特性を実現することは困難であり、UWB アンテナに応用できない。

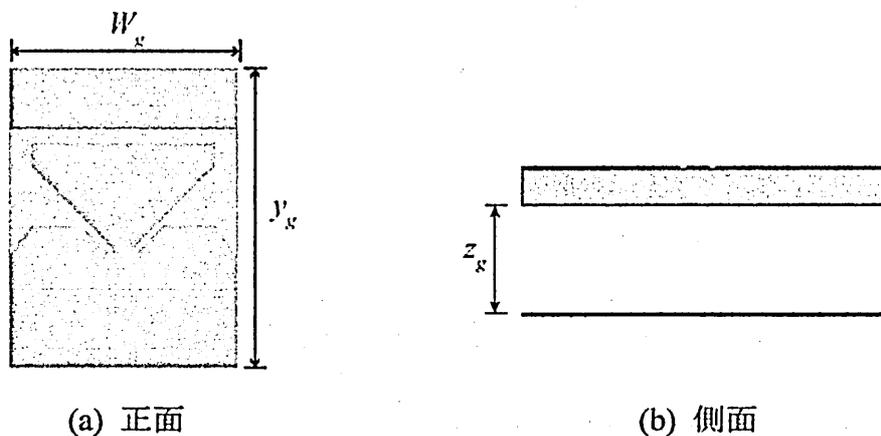


図 2.11 完全導体板付きアンテナの構造

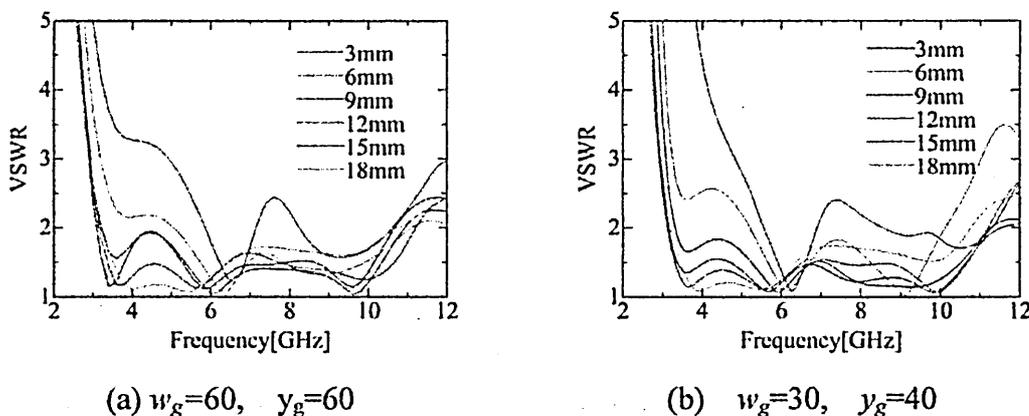


図 2.12 完全導体とアンテナの間隔の変化させた場合の VSWR

2.3 リフレクタレー付きアンテナ

本稿では導体板のかわりにリフレクタレー付き UWB アンテナを提案する。リフレクタレーは図 2.13 に示すように、平面導体板と厚み h の面上に 2 次元周期配列された共振素子とで構成される[8]。 x 周期方向 $D_x=2.5\text{mm}$, y 周期方向 $D_y=20\text{mm}$, 導体素子の幅 $w=0.5\text{mm}$, 導体素子の長さ $L_1=10\text{mm}$, $L_2=13.75\text{mm}$, 誘電体基板の厚み $h=3\text{mm}$ としたときの反射位相特性を図 2.14 に示す。この導体素子を横方向に 12 個, 縦方向に 2 個配列してアンテナを構成する。図 2.15 に提案するアンテナの概形を示す。リフレクタレーとの間 z_r を変化させた場合の VSWR を図 2.16 に示す。同図の VSWR の特性より, 間隔を 3mm 以上にした場合, 広帯域にわたり, 良好な特性が得られている。

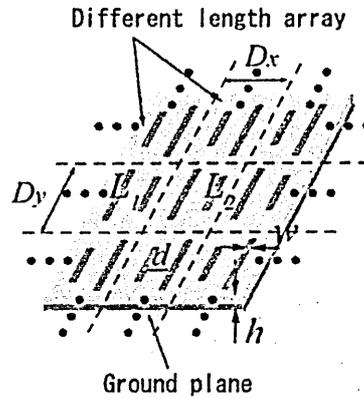


図 2.13 リフレクタレーの基本構造

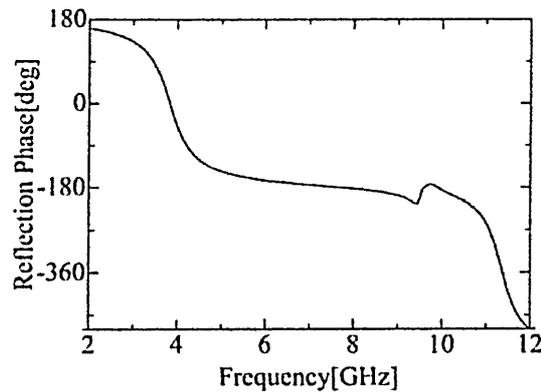
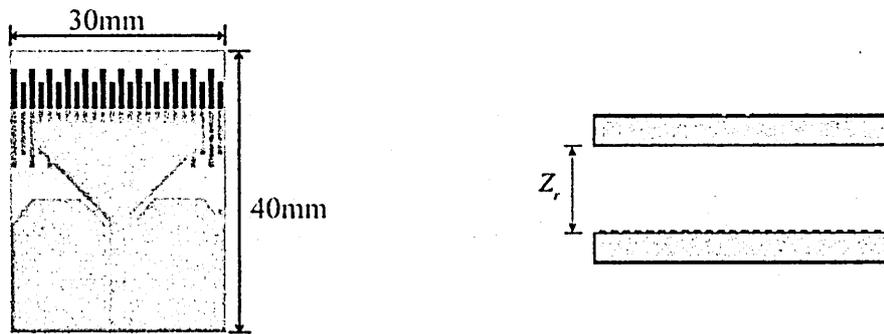


図 2.14 リフレクタレーの反射位相量の周波数特性



(a) 正面 (b) 側面
 図 2.15 リフレクタアレイ付きアンテナの構造

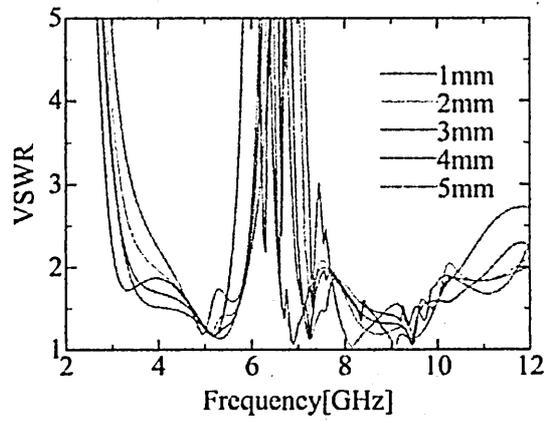


図 2.16 アンテナとリフレクタアレイの間隔を変化させた場合の VSWR

3. アンテナの特性測定

3.1 測定系

VSWR を求めるにあたっては，Agilent Technologies の PNA Network Analyzer(85070E)を用いて実験を行った．試作したアンテナを電波吸収体に周囲に配置し，VSWR の測定を行う．

一方，アンテナの放射パターンの測定は，電波暗室にて Agilent Technologies の PNA Network Analyzer(E836x) を用いて実験を行った．ホーンを対向させ，それを基準に測定を行う．プローブとしてダブルリッジホーン(1-18GHz)を用いている．このとき，試作したアンテナはターンテーブルに固定し，送信ホーンについては参照面に対し，垂直に入射させるため参照面垂直方向の台上に設置し，ターンテーブルを回転させることで測定した．360 度回転させた放射パターンを測定するため，まず前方面 180 度測定した後，アンテナを反転させ後方面 180 度の放射パターンを測定する．

3.2 VSWR 測定

前章で設計したアンテナを試作し，VSWR を実験により検証する．図 3.1 は，実際に試作したアンテナである．実験結果との比較のために電磁界シミュレータ HFSS により計算も行っている．図 3.2 に平面広帯域モノポールアンテナの VSWR の結果を示す．広帯域にわたって VSWR が 2 以下となる広帯域アンテナであることがわかる．

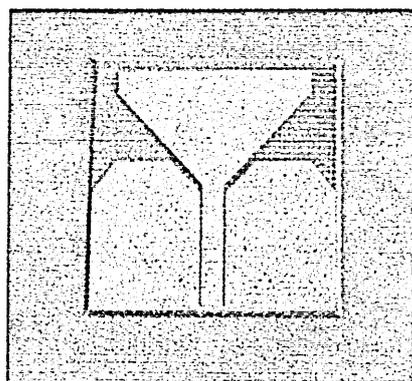


図 3.1 試作した平面広帯域モノポールアンテナ

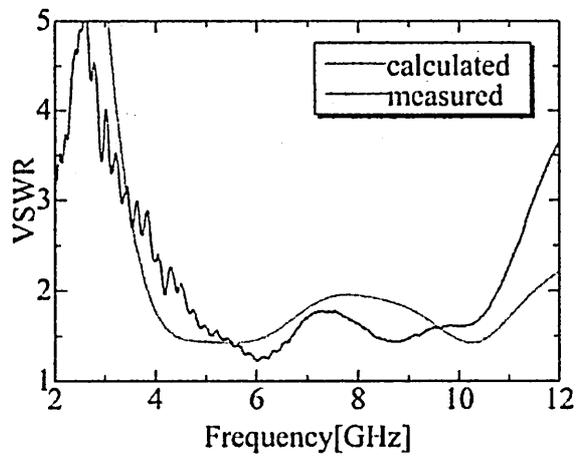


図 3.2 平面広帯域モノポールアンテナの VSWR

試作した完全導体板付きモノポールアンテナを図 3.3 に示す。前章で設計したアンテナに 30mm×40mm の完全導体板をアンテナ背面 6mm の位置に配置した際の VSWR を図 3.4 に示す。完全導体を背面に配置しなかった平面広帯域モノポールアンテナ単体のときに比べて高くなり、Low-band で VSWR が 2 以上という結果となり、UWB アンテナとして必要な条件を満たしていないことが確認できる。

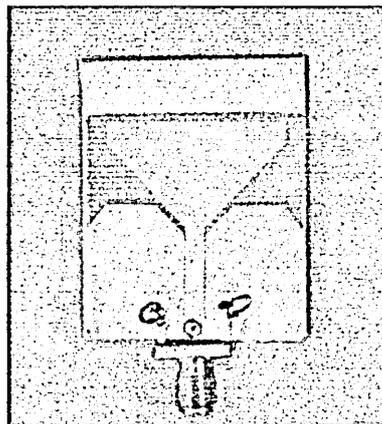


図 3.3 試作した完全導体板付きモノポールアンテナ

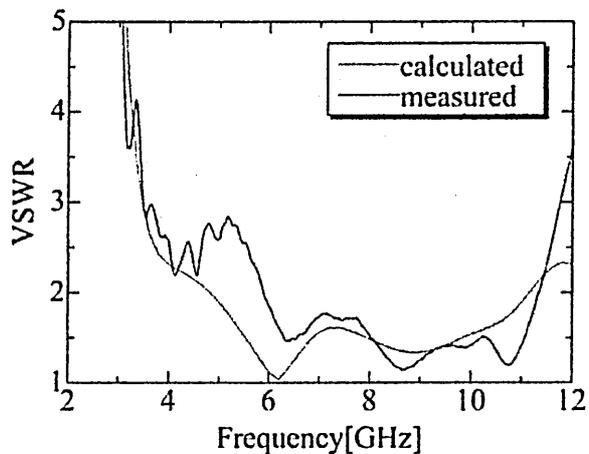


図 3.4 完全導体板付きモノポールアンテナの VSWR

導体板の代わりに厚さ 3mm のリフレクタレーをアンテナ背面 3mm の位置に配置した。試作したアンテナを図 3.5 に示す。図 3.6 に VSWR の結果を示す。Low-band, High-band 共に VSWR が 2 以下を実現していることが確認でき、低姿勢化を実現しながら、広帯域にわたって動作することがわかる。

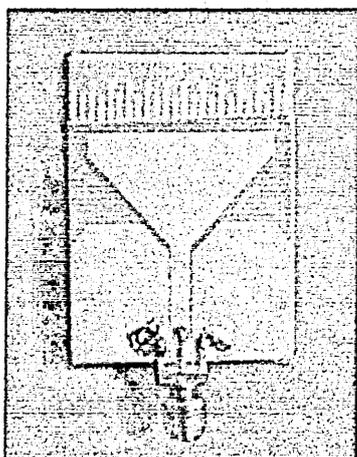


図 3.5 試作したリフレクタレー付き広帯域モノポールアンテナ

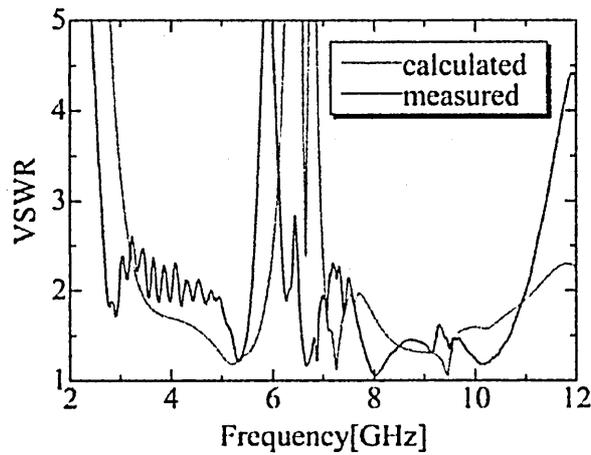
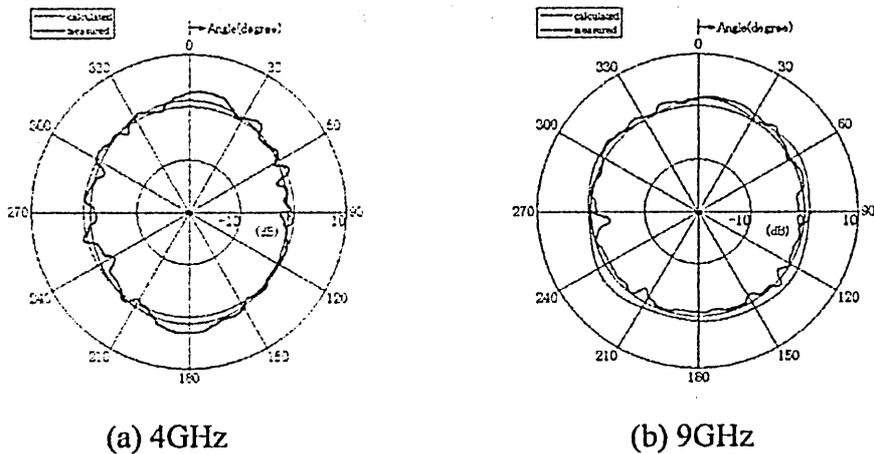


図 3.6 リフレクター付き広帯域モノポールアンテナの VSWR

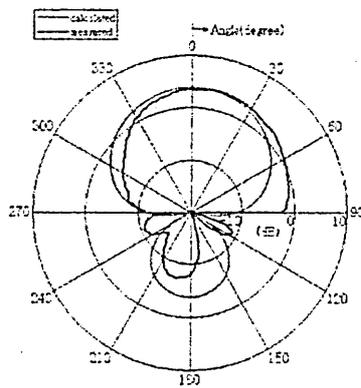
3.3 放射パターン測定

前章で設計した平面広帯域モノポールアンテナにおける，4GHz，9GHzでの放射パターンを図 3.7(a)，(b)に示す．モノポールアンテナであることより，全方向性の特性が各周波数で得られていることが確認でき，計算値と測定値は良く一致していることがわかる．

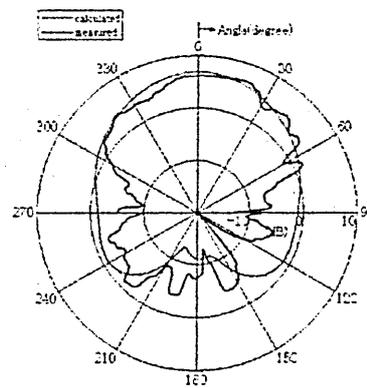


(a) 4GHz (b) 9GHz
図 3.7 平面広帯域モノポールアンテナの放射パターン

完全導体板付きモノポールアンテナの 4GHz，9GHzでの放射パターンを図 3.8(a)，(b)に示す．計算値と測定値はよく一致しており，また周波数が高くなるにつれて前面への放射が強くなっている様子が確認できる．



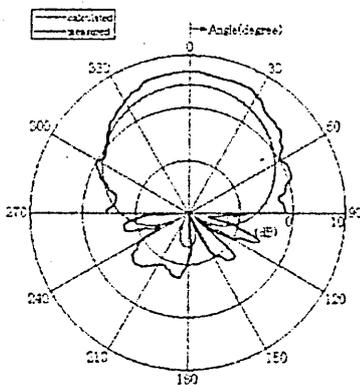
(a) 4GHz



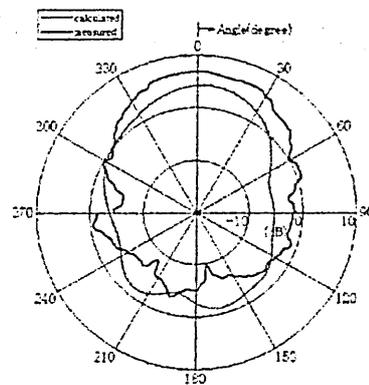
(b) 9GHz

図 3.8 完全導体板付きモノポールアンテナの放射パターン

リフレクター付き広帯域アンテナの 4GHz, 9GHz での放射パターンを図 3.9(a), (b)に示す. 計算値と測定値は概ね一致し, 背面への放射が抑えられ, 広帯域にわたって良好な特性を得ることができた. 以上の結果より, 低姿勢化を実現しつつ, 広帯域にわたって人体方向への放射を抑え, 良好な空間放射を実現できていることが確認できる.



(a) 4GHz



(b) 9GHz

図 3.9 リフレクター付き広帯域モノポールアンテナの放射パターン

4. 人体装着時の特性評価

4.1 電磁ファントム

アンテナを人体に装着した実験を模擬するため、人体と電気特性が等価である生体等価電磁ファントムを用いることにする。本稿では、文献[9][10]の作製方法に従って、2/3 筋肉等価ファントムを作製する。2/3 筋肉等価ファントムとは種々の組織からなる人体を外部から見込むとき、その電気特性が筋肉の電気特性の 2/3 とほぼ等価となることから、ファントムの電気特性の目標値を筋肉の電気特性の平均値に 2/3 を乗した値を設定したものである。2/3 筋肉等価ファントムの組成を表 4.1 に示す。このファントムは、イオン交換水、寒天、塩化ナトリウム、ポリエチレンパウダー、TX-151、デヒドロ酢酸ナトリウムからできしており、寒天により自立形状の保持を可能にし、また水の分離を防いでいる。塩化ナトリウムはファントムの導電率を、ポリエチレンパウダーは誘電率を主に調整することができ、デヒドロ酢酸ナトリウムは保存料として添加されている。さらに、TX-151 は増粘剤であり、寒天溶液とポリエチレンパウダーだけでは、均一混合できないため使用されている。実際に作製したファントムの写真を図 4.1 に示す。また、このファントムの誘電率、導電率の測定値と目標値を図 4.2(a), (b)に示す。誘電率の測定は Agilent Technologies の PNA Network Analyzer(85070E) 誘電体プローブキットを用いて行っている。また、一様にファントムを作るよう心がけているものの、場所によって少し誤差が出てしまうため、同じファントムで場所の違う数点を測定する。測定結果より、広い周波数帯域で誘電率、導電率ともに測定値と目標値がほぼ一致しており、アンテナの特性測定用ファントムとして利用できることがわかる。

表 4.1 2/3 筋肉等価電磁ファントムの組成表

材料	質量[g]
イオン交換水	500.00
寒天	15.50
ポリエチレンパウダー	150.01
TX-151	4.46
塩化ナトリウム	1.04
デヒドロ酢酸ナトリウム	0.30

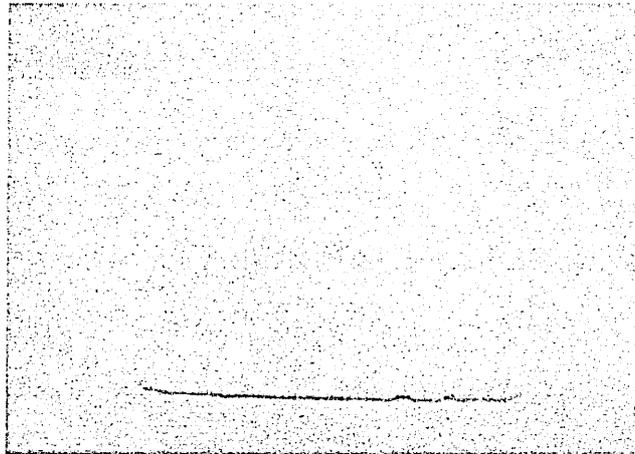
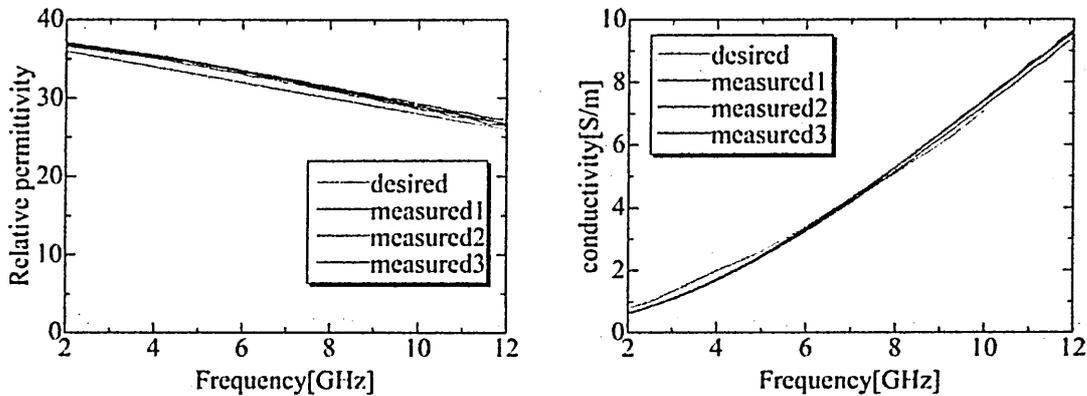


図 4.1 作製した 2/3 筋肉等価電磁ファントムの写真



(a) 比誘電率

(b) 導電率

図 4.2 2/3 筋肉等価電磁ファントムの電気的特性

4.2 測定結果

人体装着時の評価を行うために、ここでは図4.3に示すマイクロストリップ給電のモノポールアンテナを用いた。試作したアンテナを図4.4に示す。ファントムを用いた On Body 時の測定は、アンテナ背面にファントムを接地させ配置し、同様の測定系で行った。アンテナの後ろに何も配置しない場合を Off Body、アンテナ背面にファントムを置いた場合を On Body とする。実験結果との比較のために HFSS により Off Body、On Body のときの計算も行っている。Off Body のときは、図4.5.(a)から明らかなように、4-10.5GHz で VSWR が 2 以下となっており、帯域幅が少し狭くなり

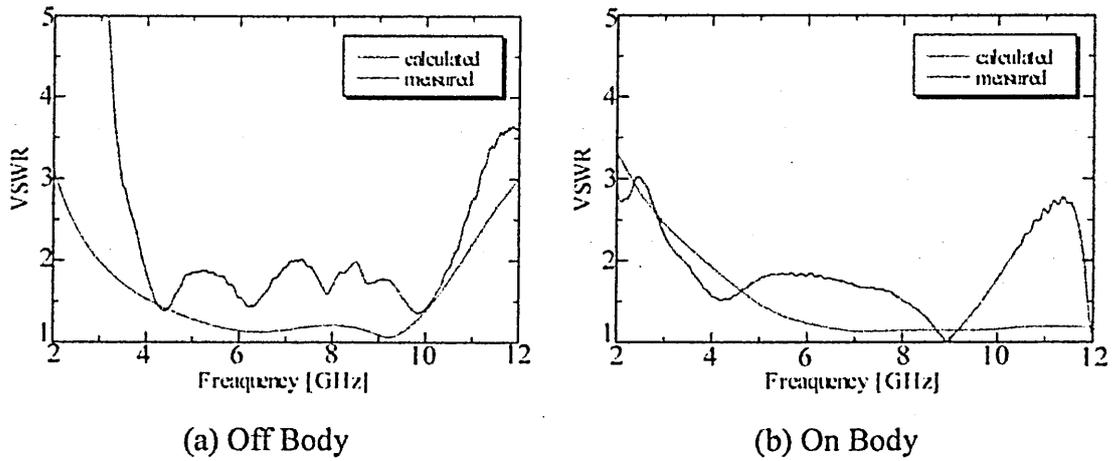


図 4.5 平面広帯域モノポールアンテナの VSWR

完全導体板付きモノポールアンテナの場合も同様に、人体装着時の評価を行う。60mm×60mm の完全導体をアンテナ背面 3mm の位置とし、試作を行った。試作したアンテナの写真、および VSWR の測定値をそれぞれ図 4.6、図 4.7 に示す。図 4.5 に示した平面広帯域モノポールアンテナ単体の VSWR と比較すると、図 4.7 においては設計帯域において VSWR が 2 を上回ってしまっており、UWB アンテナとして必要な条件を満たしていないことが確認できる。

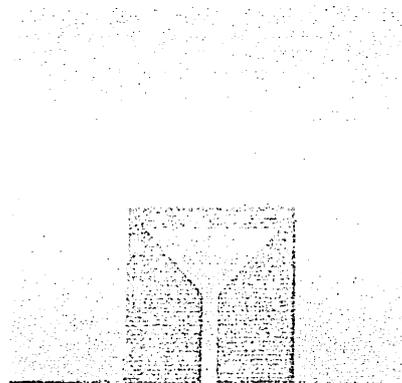


図 4.6 試作した完全導体板付きモノポールアンテナ

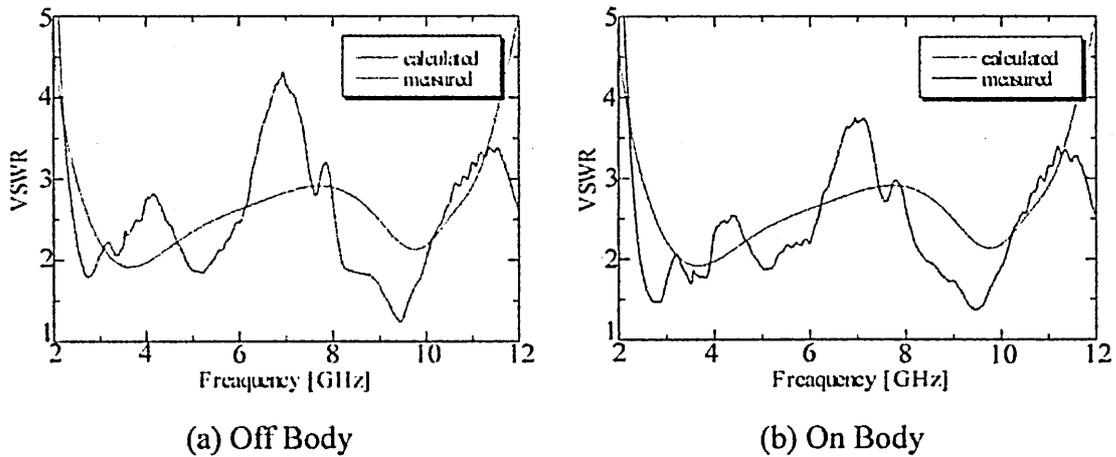


図 4.7 完全導体板付きモノポールアンテナの VSWR

図 4.8 に単共振素子リフレクタレーの基本構造を示す. x 周期方向 $D_x=1.25\text{mm}$, y 周期方向 $D_y=20\text{mm}$, 導体の素子の幅 $w=0.54\text{mm}$, 誘電体基板の厚み $h=6\text{mm}$ のとき, 導体素子の長さ L を変化させたリフレクタレーの反射位相特性を図 4.9 に示す. 同図より Low-band の中心周波数 4.1GHz で反射位相が 0 度になる $L=13.75\text{mm}$ を採用する. 設計したリフレクタレーとモノポールアンテナとの間隔を変化させた場合の VSWR を図 4.10 に示す. 試作したアンテナを図 4.11 に示す. 図 4.12 に Off Body, (b)に On Body での VSWR の結果を示す. $5.0\text{--}7.0\text{GHz}$ あたりで VSWR が高くなる傾向がでており, 概ね一致している. Low-band, High-band で VSWR が 2 以下を実現していることが確認でき, 広帯域にわたって動作することがわかる.

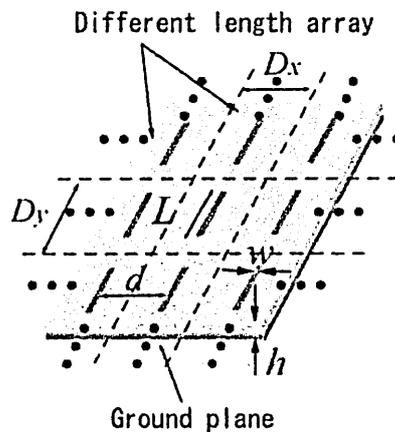


図 4.8 単共振素子リフレクタレーの基本構造

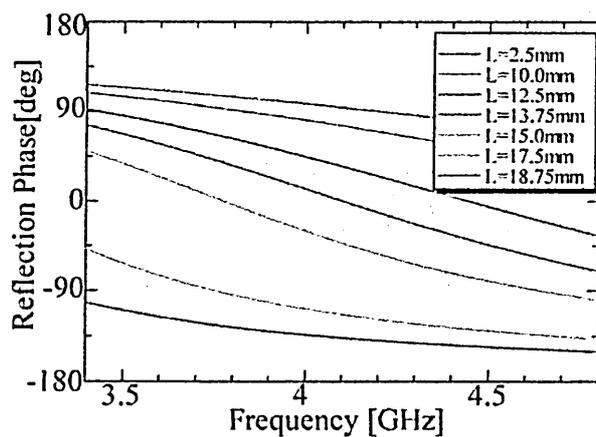


図 4.9 単共振リフレクタレーの反射位相量の周波数特性

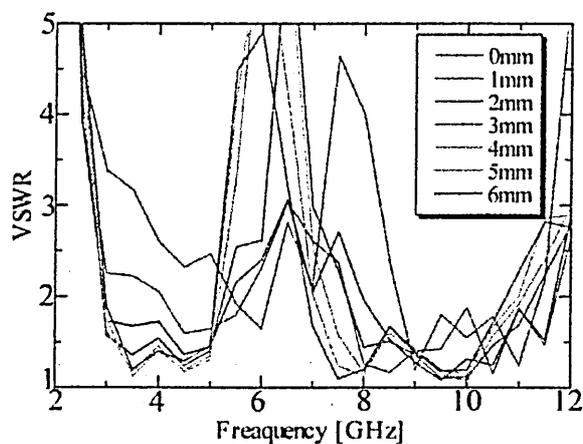


図 4.10 リフレクタレーとモノポールアンテナとの間隔を変化させた場合の VSWR



図 4.11 試作したリフレクタレー付き広帯域モノポールアンテナ

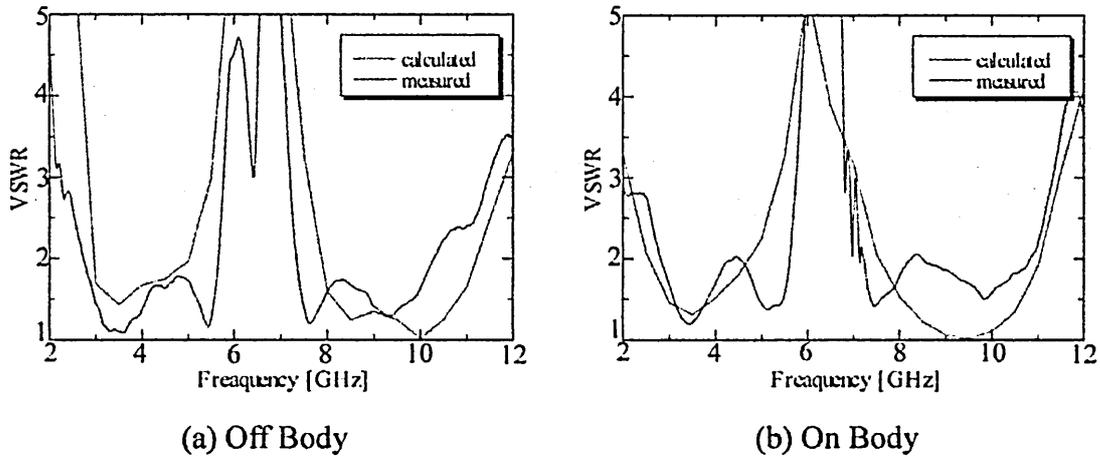


図 4.12 リフレクタレー付き広帯域モノポールアンテナの VSWR

次に，平面広帯域モノポールアンテナの放射パターンを測定する．まずは，Off Body のときの 4GHz, 9GHz での放射パターンを図 4.13(a), (b)に示す．モノポールアンテナであることより，同図のように全方向性の結果が得られていることが確認でき，各周波数で放射パターンに変化なく，計算値と測定値は一致している．On Body のときも同様に 4GHz, 9GHz での放射パターンを図 4.14(a), (b)に示す．Off Body のときに比べて明らかに利得が下がっており，これは人体に電波が吸収されることにより，放射利得が低下するためであると考えられる．

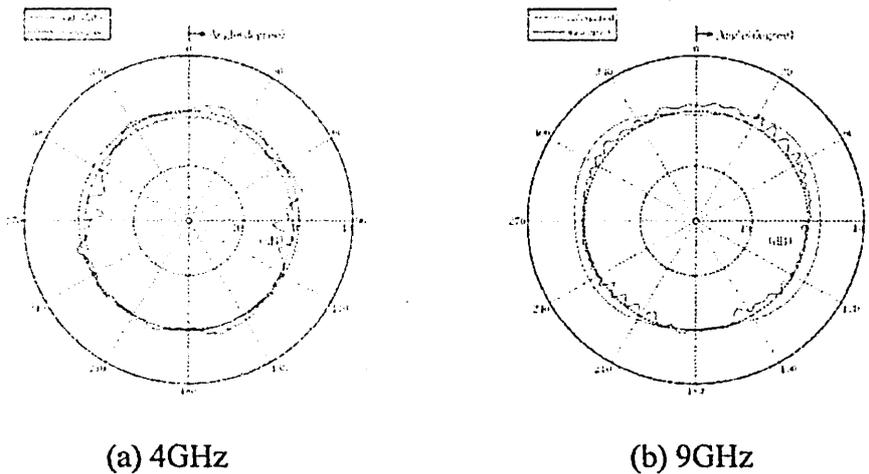
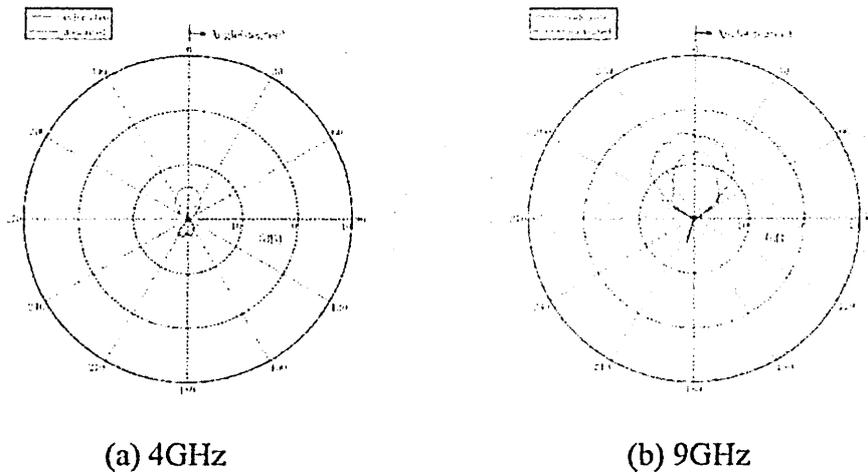
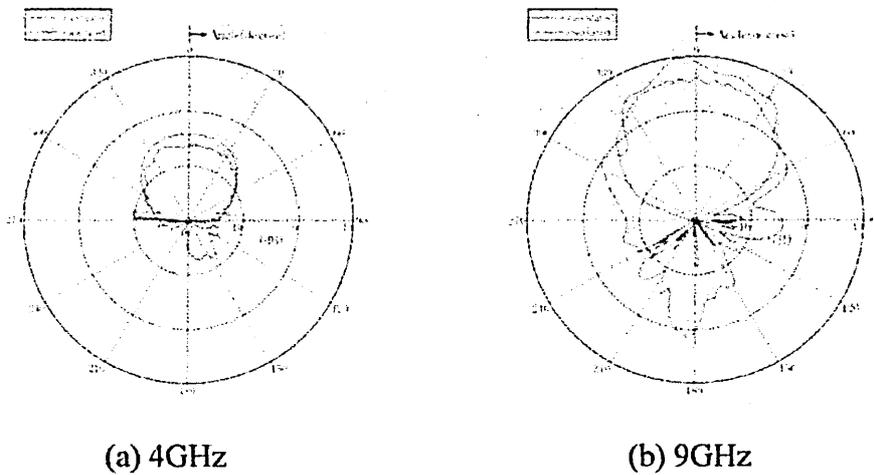


図 4.13 平面広帯域モノポールアンテナの放射パターン (Off Body)

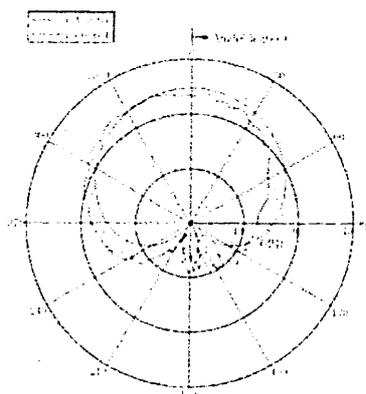


(a) 4GHz (b) 9GHz
 図 4.14 平面広帯域モノポールアンテナの放射パターン
 (On Body)

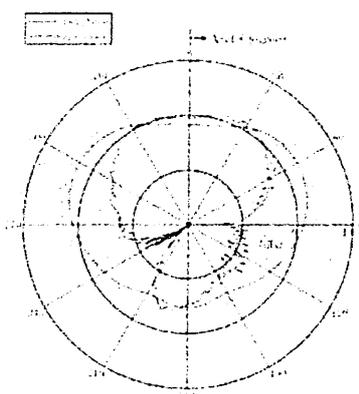
完全導体板付きモノポールアンテナ 4GHz, 9GHz における Off Body および On Body の放射パターンをそれぞれ図 4.15(a), (b), 図 4.16(a), (b)に示す. 同図より計算値と測定値の比較を行うと, High-band においてやや利得の低下が見られるものの, 放射パターンは良く一致していることが確認できる.



(a) 4GHz (b) 9GHz
 図 4.15 完全導体板付きモノポールアンテナの放射パターン
 (Off Body)

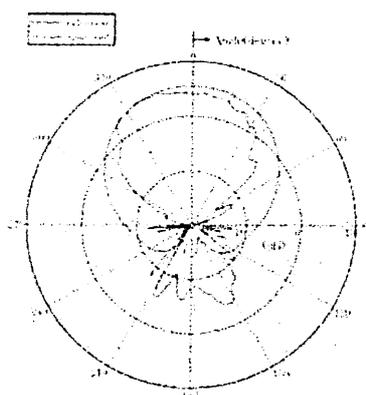


(a) 4GHz

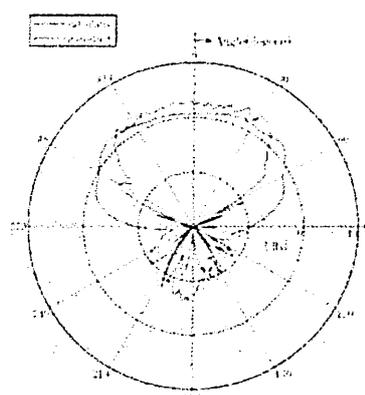


(b) 9GHz

図 4.17 リフレクタレー付き広帯域モノポールアンテナの放射パターン(Off Body)



(a) 4GHz



(b) 9GHz

図 4.18 リフレクタレー付き広帯域モノポールアンテナの放射パターン(On Body)

5. 結言

本稿では、人体周辺通信に用いるアンテナとして、リフレクタレー付き広帯域アンテナを提案した。広帯域アンテナ自体は薄型かつ小型な形状で平面モノポールアンテナを実現可能であるが、人体へ直接装着した際において、人体へ電波が吸収されることに加えて、放射利得が低下するなどといった問題点がある。人体に装着した際においても特性の劣化が少ないアンテナとしては、完全導体板付きモノポールアンテナが考えられるが、広帯域において良好な特性を維持することが難しく、しかも薄型化が困難であるなどの欠点を持つ。これに対して、提案したリフレクタレー付き広帯域アンテナは、人体に装着した場合においても広帯域にわたって良好な特性を低姿勢で実現できることを明らかにした。最後に、設計したリフレクタレー付き広帯域アンテナを試作、測定評価を行い、実験的にもその有用性を検証した。今後は、より低姿勢のアンテナとなるコプレーナ給電のアンテナを用いて人体装着時の測定を進めていく予定である。

参考文献

- [1] 河野隆二, “先端無線ICT医療の融合イノベーション-ボディエリアネットワーク (BAN)の研究開発と標準化-,” 2008.
- [2] 山田宇志, 小林貴志, 松田敬嗣, 山崎宣, 大野光平, 井家上哲史, “UWB通信における人体周辺の伝送路特性測定と補償に関する検討,” IEICE technical report 106(598), pp.19-24, 2007.
- [3] 金谷 晴一 “High-band UWB 通信用単方向性平面スロットアンテナ,” TELECOM FRONTIER No.77 2012 AUTUMN,2008
- [4] J. Huang, “Microstrip reflectarray,” IEEE Int. Symp. Antennas Propagat., vol. 2, pp. 612-615, June 1991.
- [5] D. C.Chang and M. C. Huang, “Microstrip reflectarray antenna with offset feed,” Electron. Lett., vol. 28, pp. 1489-1491, July 1992.
- [6] 倉本晶夫, “平面UWBアンテナ,” NEC技報 Vol. 58 No.2,2005.
- [7] 飴谷充隆,山本学, 野島俊雄, “反射板付きUWBプリントダイポールアンテナの基礎的検討, IEICE technical report A・P2006-44(2006-7).
- [8] 井戸川貴志, 出口博之, 辻幹男, 繁澤宏, 高木信雄, “単層マイクロストリップオフセットリフレクタレーの簡易設計,” 信学論(C), vol. J89-C, N0.5, pp.321-328, 2006.
- [9] 石戸良, 大西輝夫, 齊藤一幸, 上林真司, 伊藤公一 “3-6GHz における生体等価ファントムとSAR 測定に関する検討,” 信学技報, pp.115-120, 2004.
- [10] 石戸良, 大西輝夫, 齊藤一幸, 上林真司, 伊藤公一 “3-6GHz を考慮した個体ファントムの電気的特性に関する一検討,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会講演論文集, pp.321, 2003.

発振器の直接変復調による無線通信回路に関する基礎検討

Study of RF Transceiver Front-end using Direct Oscillator Modulation / Demodulation

塩見英久, 岡村康行

大阪大学大学院基礎工学研究科 〒560-8531 大阪府豊中市待兼山町 1-3

E-mail: {shiom,okamura}@ee.es.osaka-u.ac.jp

1 はじめに

近年の CMOS トランジスタの動作速度の向上により、CMOS 技術による無線通信用集積回路が実現できるようになった。これにより信号処理用のデジタル回路と無線通信用のアナログ回路を同一のダイに集積したワンチップ無線機などが現実のものとなっている。ディジタル回路においてプロセスの微細化による恩恵は大きく、クロック周波数の高速化による演算性能の向上と電源電圧の低減に伴う低消費電力化などが得られるため、CMOS プロセスの微細化は精力的に進められており、90nm 以下のディープサブミクロンプロセスでは f_T が 100GHz を超えるものもある。

しかしながら、プロセスの微細化には無線通信回路にとって好ましくない副作用がある。電源電圧の低下に伴うダイナミックレンジの劣化は顕著である。90nm 以下のプロセスではしばしば 1.2V 程度、最新のプロセスでは 1.0V 以下の電源が用いられるため、トランジスタの閾値電圧が 0.6V 程度だとすると、信号の振れ幅はたかだか 0.4V~0.6V 程度しか得られない。従って、信号対雑音比が通信性能に直結する無線通信回路にとっては大きな問題である。

これらの解決法のひとつとして、PLL 発振器を用いて角度変調波を生成するポーラ変調技術が注目されている [1]。角度変調波を合成してベクトル変

調波を生成するアウトフェーズ変調 [2] と融合して振幅変調も角度変調のみで実現する手法についても検討されている [3]。しかしながら、受信系についての検討はまだ手つかずである。

本発表では、ディープサブミクロンプロセスの CMOS に適した新しい無線通信回路構成を提案する。発振器の直接変調により伝送するデジタル信号を基底帯域での振幅表現アナログ信号を介さずに無線周波数信号へと変換する構成、および受信した無線周波数信号に発振器を位相同期たときの制御信号から直接デジタル信号を得る構成についてそれぞれ述べる。これらの回路構成は伝統的な電圧制御発振器の FM 直接変調や PLL による FM 検波とは異なり、任意波形のベクトル変調を実現するものであり、近代的な高能率な無線通信方式 (OFDM や MIMO など) に対しても適用可能である。

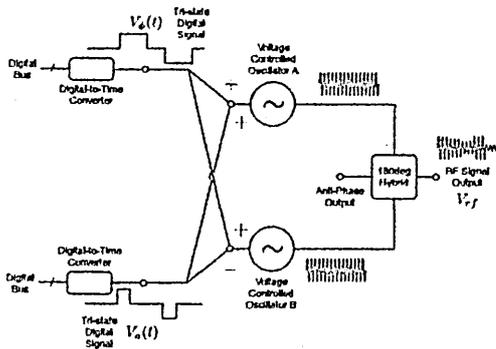
2 送信機/受信機の構成

2.1 送信機

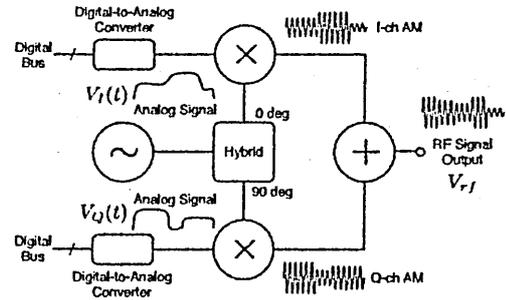
提案する無線通信信号生成回路の構成を図 1(a) に、従来の典型的な送信回路の構成を図 1(b) にそれぞれ示す。典型的な送信回路では、式 (1) の原理で示される直交変調器が無線通信信号の生成にしばしば用いられる。

$$V_{rf} = V_I \cos 2\pi ft + V_Q \sin 2\pi ft \quad (1)$$

デジタル-アナログ変換器により基底帯域信号を表すデジタルデータを基底帯域のアナログ信号へと変



(a) 提案する無線通信信号生成回路の構成



(b) 従来の典型的な直交変調回路の構成

図 1: 提案構成と従来構成の比較

換した後、乗算器を用いて直交した二つの搬送波を振幅変調、さらにこれらを合成することで任意の振幅・角度変調波を生成する。乗算器による振幅変調のために、デジタル信号をアナログ信号へと一端変換しなければならないため、ディープサブマイクロプロセスの CMOS 回路においては変調精度の低下が懸念される。

一方、提案する無線通信信号の生成回路は、式 (2) の原理で変調波を生成する。

$$V_{rf} = \cos(2\pi ft + \phi_a) + \cos(2\pi ft + \phi_b) \quad (2)$$

$$\phi_a = 2\pi \int f + K_a(V_{\phi} + V_a) dt$$

$$\phi_b = 2\pi \int f + K_b(V_{\phi} - V_a) dt$$

ここで、 f は搬送波周波数、 $\phi_{\{a,b\}}$ は二台の電圧制御発振器 (VCO) の発振位相、 $K_{\{a,b\}}$ は VCO の感度、 $V_{\{\phi,a\}}$ は位相・振幅制御パルス信号をそれぞれ示している。Digital-to-Time Converter (DTC) はデジタルデータから所望の幅をもつパルスを生成するための変換器であり、ここではデータが示す絶対値に比例した幅で符号に応じて positive - zero - negative の 3 状態パルスを生成するものとしている。また、二台の VCO はそれぞれ同一の基準信号に同期しているものとする。同期のための PLL は省略した。各々位相変調した二台の VCO の出力を合成することで、図 2 に示すように任意の振幅・角度変調波を生成できる。出力する無線通信信号の位

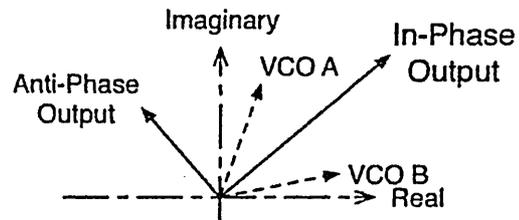


図 2: 提案構成のベクトル合成図

相を変化させたい場合には、二台の VCO に対して共に同符号の位相変調をかける。振幅を変化させたい場合には、異符号の位相変調をかける。

VCO 出力の位相は発振周波数の積分で表せるので、制御信号のパルス幅によってそれを決めることができる。位相を大きく変化させたい場合はパルス幅を大きくすればよい。すなわち、制御信号は振幅方向には判別しやすいただか 3 値の信号であって、電圧の精度が大幅に緩和されることとなる。これはディープサブマイクロプロセスの CMOS 回路において重大な利点である。

基底帯域信号を直交表現 $I + jQ$ からフェーザ表現 $Ae^{j\theta}$ への変換はデジタル信号処理により容易に実現できる。得られた振幅ワード、位相ワードを TDC により 3 状態のパルス信号へ変換、それぞれ二台の VCO へそれぞれ異符号、同符号で加算をおこなうことで、角度変調された二つの波を得、それらを合成することで無線周波数信号が得られる。

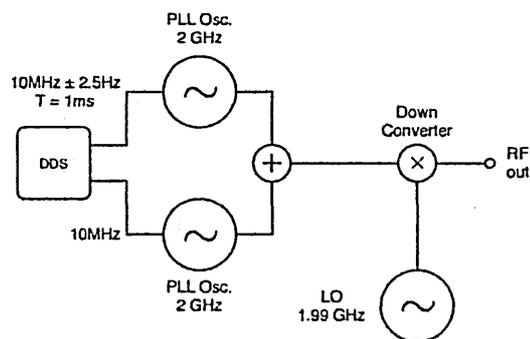
この構成には電力効率の点でも大きな利点がある。角度変調波に対しては非線形増幅器を用いることができるので、直交変調器では適用が困難であったクラス E やクラス F の高効率な電力増幅器が適用可能な点。また、角度変調波の合成に 180 度ハイブリッドを用いることで無線周波数信号である同相成分と不要な信号である逆相成分とを容易に分離することができるため、不要信号電力の回収も容易である。

図 3 に原理実験について示す。任意にパルス周期を変化させることができる 2ch パルス信号源を基準信号として用い、二台の PLL 発振器を同期運転した。各々の発振器の出力をウィルキンソンケーブルにて合成した後、10MHz にダウンコンバートした信号を観測した。このとき、互いの PLL に供給する周波数差を $500 \mu\text{s}$ 毎に $\pm 2.5 \text{ Hz}$ だけ変化させた。図 3 (b) に観測結果を示す。異符号で周波数差をつけた区間では振幅が減少し、同符号で周波数差をつけた区間では振幅が増加した。周波数の接近した二台の PLL 発振器の出力合成においては、合成器のアイソレーション不足で不要結合が発生し、位相制御の安定性が失われることがあるが、本実験の範囲では安定した変調が得られた。

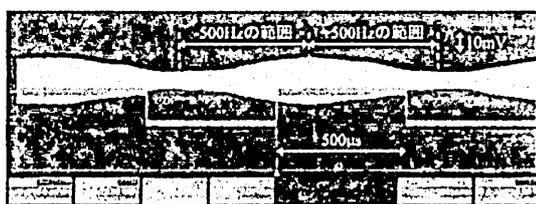
2.2 受信機

提案する受信回路の構成を図 4 に示す。近代的な CMOS RF SoC で用いられる受信回路としては、直交検波によるダイレクトコンバージョン構成がしばしば用いられるが、基本的な構成は送信機に類似しているためここでは割愛する。受信機は送信機と比較すると複雑に見えるが、PLL が本質的な役割を果たすため省略せずに記載しているためであり、回路規模は同等である。

基本的な動作原理は、受信した無線通信信号の複製を生成するような帰還ループを送信機に対して形成し、そのときのそれぞれの発振器の制御パルスから振幅と位相の情報を取得するものである。二台の VCO からの合成出力と受信した無線通信信号とを、振幅及び位相に対してそれぞれ比較し、ループフィルタを介して VCO に帰還する。このとき、振幅ロックループの制御信号は互いに異符号で、位相



(a) 実験系



(b) 実験結果

図 3 : 原理実験結果

ロックループの制御信号は互いに同符号で帰還すると、送信機と同様の原理から合成波の振幅・位相が受信信号のそれを追跡するようになる。

ここで、振幅と位相それぞれについて帰還ループを形成しているが、二台の VCO に対して互いに直交しているため、それぞれのループは独立であり、制御は基本的に安定である。ただし、実際の回路実装においてループ間の相互結合が発生すると制御が不安定になる可能性もあるため、十分な隔離が必要である。

図 4 に受信回路のシミュレーション結果を示す。Spice シミュレータにデジタル PLL を構成して位相および振幅の追従性を確認した。図 4 左反面上が振幅に対する目標信号と検波出力を、下が位相に対する目標信号と検波出力をそれぞれ示す。振幅、位相共に目標信号とよく一致した検波出力が得られている。検波出力にリップルが見られるが、これはループフィルタの最適化や PLL の方式の変更などにより改善できるものと期待できる。

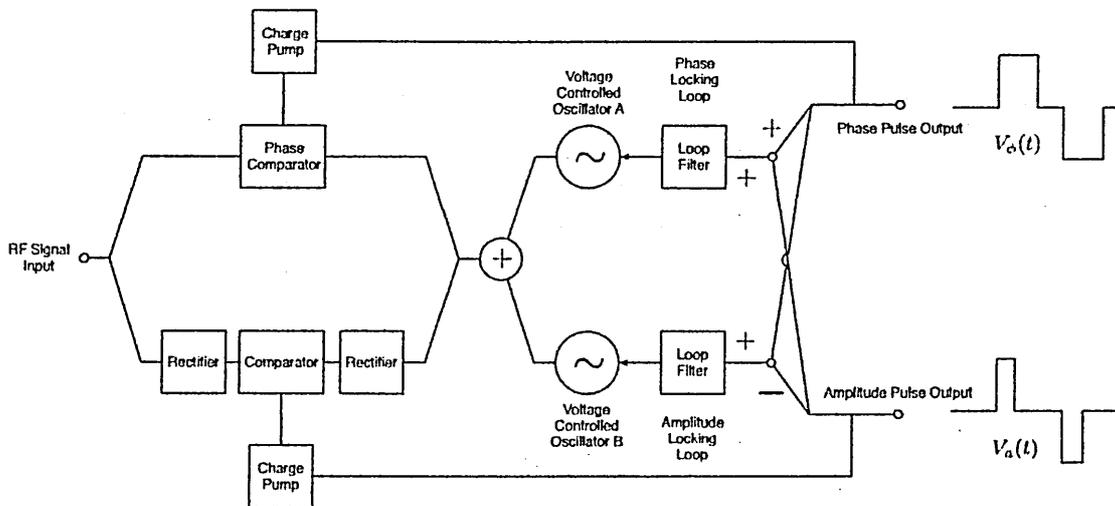


図 4 : 提案する受信回路の構成

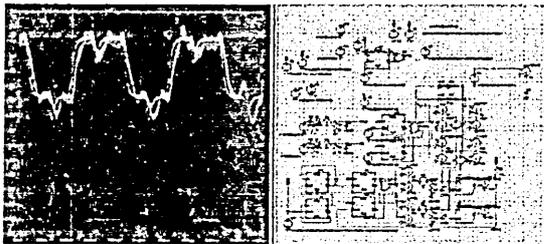


図 5 : 受信回路のシミュレーション結果

3 まとめ

本発表では、ディーブサブマイクロプロセスの CMOS 集積回路に適した新しい無線通信回路の構成方法を提案した。発振器の直接変調によりベクトル変調波を得る送信機構成と、PLL により受信信号を複製することでベクトル復調を行う受信機構成について述べた。従来、発振器の直接変調や同調を利用した無線機構成においては、しばしば角度変調が用いられてきたが、提案構成ではベクトル変調が可能であり、近代的な高能率な無線通信方式に対して適用可能である。送信機については動作原理を示したうえで原理実験の結果を示した。PLL の相互結合も十分低く抑えられ、安定した動作を示した。受信機については動作原理とシミュレーション結果を

示した。信号複製の不完全さに起因する若干のリップルが確認されたが、パラメータの最適化とループ構成の見直しによって改善できると期待される。今後、詳細な計算モデルの構築とシミュレーションからシステムに対するインパクトを見積もると共に具体的な回路構成を詳細に検討し、CMOS 集積回路化を目指したいと考えている。

参考文献

- [1] R. B. Staszewski, K. Muhammad, D. Leipold, Chih-Ming Hung, Yo-Chuol Ho, J. L. Wallberg, C. Fernando, K. Maggio, R. Staszewski, T. Jung, Jinseok Koh, S. John, Irene Yuanying Deng, V. Sarda, O. Moreira-Tamayo, V. Mayega, R. Katz, O. Friedman, O. E. Eliezer, E. de-Obaldia, and P. T. Balsara, "All-digital TX frequency synthesizer and discrete-time receiver for Bluetooth radio in 130-nm CMOS," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 39, no. 12, pp. 2278–2291, 2004.
- [2] D. Cox, "Linear Amplification with Nonlinear Components," *Ieee T Commun*, vol. 22, no. 12, pp. 1942–1945, Dec. 1974.
- [3] M. E. Heidari, M. Lee, and A. A. Abidi, "All-Digital Outphasing Modulator for a Software-Defined Transmitter," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 4, pp. 1260–1271, Apr. 2009.

1.5 μm 帯半導体レーザーの多モード

レート方程式の導出

Derivation of Multimode Rate Equations for 1.5 μm Laser Diode

松山 哲也, 和田 健司, 堀中 博道

Tetsuya Matsuyama, Kenji Wada, Hiromichi Horinaka

大阪府立大学大学院・工学研究科

Osaka Prefecture University

概要

半導体レーザーをピコ秒パルス光源として利用するためには、その動特性を正確に把握する必要がある。我々は、従来、用いられてきた放物線型利得ではなく、より適切な利得表現を用いて発振スペクトルを再現することを目的に、直接遷移モデルをもとにした多モードレート方程式を提案してきた[1]。本研究では 1.5 μm 帯半導体レーザーを対象として、キャリア数増加に伴う利得飽和の影響を取り入れた利得の簡易表現を提案し、複雑な半導体レーザー利得を適切に表現できることを示した。さらに、提案した利得を用いた多モードレート方程式を示すとともに、利得変調条件下で数値積分することにより、利得変調パルスの強度スペクトルをシミュレートし、実験的に得られた強度スペクトルとの比較を行い、キャリア密度増加に伴う利得飽和の与える影響について検討を行った。

1 はじめに

半導体レーザーは利得変調を施すことによりピコ秒領域の時間幅を持つ利得変調パルスを容易に発生できるため、光通信、精密計測、生体光学、テラヘルツ光学をはじめとした様々な分野で利用されている。これらの応用分野において半導体レーザーをピコ秒パルス光源として適切かつ効果的に利用するためには、その動特性を正確に把握する必要がある。従来、多モードレート方程式を用いた動特性解析が行われてきた。その際、簡易化のために利得がキャリア密度に線形依存するという線形近似された放物線型利得が用いられてきたが、半導体レーザー特有のバンドフィリング効果に由来した発振スペクトルの非対称性を再現できないなどの問題があった。また、バンドフィリング効果を取り入れるため、放物線型利得の中心をキャリア密度に応じて短波長側にシフトさせる現象論的な修正も行われたが、特定のモードにおいては、キャリア密度の増加に対し利得が減少するなど矛盾を生じる結果となっていた。

そこで、我々は、より適切な利得表現を用いて発振スペクトルを再現することを目的に、直接遷移モデルをもとにした多モードレート方程式を提案してきた。その際、簡単化のために、パルス発振しているキャリア密度において、利得はキャリア密度に線形依存するという線形近似を用いたが、実際には、状態密度の形状に起因して、キャリア密度の増加に伴い利得の飽和が起きる。これまでは、考慮するキャリア密度範囲をパルス発振している際のキャリア密度に限定し、その領域において線形近似を行うことにより、利得飽和の影響を無視してきたが、最近になり、その重要性が指摘されるようになった。そこで、本

研究では、キャリア数増加に伴う利得飽和の影響を取り入れた多モードレート方程式を示し、その影響について検討を行った。

2 1.5 μm 帯半導体レーザーの利得計算

まず、直接遷移モデルから得られた利得をもとに、周期ポテンシャルの乱れによるバンドテール効果やキャリア相互の衝突などによるバンド内緩和効果などの緩和効果を取り入れて、1.5 μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーに対する利得の計算を行った。以下に計算式を示す。

$$g_n(\hbar\omega) = \frac{\Gamma c}{n_g} (\pi e^2 / n_r c \epsilon_0 m^2 \omega) \int (f_b - f_a) \rho_r(\hbar\omega_{nm}) |M_{mn}|^2 L_{nm}(\omega - \omega_{nm}) d\omega_{nm} \quad (1)$$

$$|M_{mn}| = \frac{m^2 E_g (E_g + \Delta)}{12 m_n (E_g + 2\Delta/3)} \quad (2)$$

$$\rho_r = \left[\frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \right] \sqrt{\hbar\omega_n - E_g} \quad (3)$$

$$f_{a(b)} = \frac{1}{\exp[(E_{a(b)} - F_{v(c)})/k_B T] + 1} \quad (4)$$

$$E_{a(b)} = E_{v(c)} \mp \left(\frac{m_r}{m_{p(n)}} \right) (\hbar\omega_n - E_g) \quad (5)$$

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} \quad (6)$$

$$F_{v(c)} = E_{v(c)} \mp k_B T \left[\ln \left(\frac{N}{N_{v(c)}} \right) + \sum_{k=1}^4 A_k \left(\frac{N}{N_{v(c)}} \right)^k \right] \quad (7)$$

$$N_{v(c)} = 2 \left[\frac{2\pi k_B T m_{p(n)}}{h^2} \right]^{3/2} \quad (8)$$

ここで、 $g(\hbar\omega)$: 利得, ω : 角周波数, M : 運動量行列要素, ρ_r : 換算状態密度, $f_{a(b)}$: $E_{a(b)}$ における電子の占有確率, $E_{a(b)}$: 価電子帯, 伝導帯エネルギー, $E_{v(c)}$: 価電子帯の上端, 伝導帯の下端のエネルギー, m_r : 換算質量, N : キャリア密度, $F_{v(c)}$: 価電子帯, 伝導帯の擬フェルミエネルギー, $N_{v(c)}$: 価電子帯正孔, 伝導帯電子の実効状態密度, c : 光速, h : プランク定数, e : 電荷素量, n_r : 屈折率, Γ : 閉じ込め係数, E_g : バンドギャップ, Δ : スピン-軌道スプリットオフエネルギー, $m_{n(p)}$: 電子, 正孔の有効質量, m : 電子の質量, k_B : ボルツマン定数, A_k : Joyce-Dixon 公式の係数である。また, 緩和効果を表すライン形状関数 $L(\omega - \omega_{nm})$ には以下に示す sech 関数を用いた。

$$L(\omega - \omega_{nm}) = (\tau_r/\pi) \text{sech}[\tau_r(\omega - \omega_{nm})] \quad (9)$$

Table 1. 利得計算に用いたパラメータ値

Parameter	Value
Speed of light, c (m/s)	3×10^8
Plank's constant, h (Js)	6.626×10^{-34}
Elementary electric charge, e (C)	1.602×10^{-19}
Dielectric constant of vacuum, ϵ_0 (F/m)	8.85×10^{12}
Boltzman's constant, k_B (J/K)	1.38×10^{-23}
Free electron mass, m (kg)	9.1×10^{-31}
Electron effective mass, m_n (kg)	0.049m
Hole effective mass, m_p (kg)	0.63m
Confinement factor, Γ	0.24
Refractive index, n_r	3.55
Intraband carrier lifetime, τ_r (ps)	0.1
Bandgap energy, $E_g (=E_c - E_v)$ (eV)	0.768
Spin orbit interaction energy, Δ (eV)	0.338
Temperature, T (K)	300
Coefficient of Joyce-Dixon's formula, A_1	$+3.53553 \times 10^{-1}$
Coefficient of Joyce-Dixon's formula, A_2	-4.95009×10^{-3}
Coefficient of Joyce-Dixon's formula, A_3	$+1.48386 \times 10^{-1}$
Coefficient of Joyce-Dixon's formula, A_4	-4.42563×10^{-6}

また、実際の利得計算においては、簡単化のため、群屈折率は屈折率と同じ値である、軽い正孔(light hole)の有効質量は重い正孔(heavy hole)の約 1/5 であるため(3), (5), (6), (8)式で軽い正孔バンドの寄与を無視できる、注入電流が十分大きい場合、(7)式では $N=n_e=p_h$ (n_e : 電子密度, p_h : 正孔密度)の関係が成り立つ、との仮定を用いた。これらの仮定は計算結果に大きな影響は与えないことが確認されている。計算に用いたパラメータ値を表1にまとめて示す。InGaAsP に対する材料パラメータ値は、三元化合物のパラメータ値が分かっている場合は InGaAs, InGaP, InAsP, GaAsP の各値から、二元化合物のパラメータ値しか分からない場合は InAs, InP, GaAs, GaP の各値から内挿法を用いて求めた。

図1にキャリア密度を $1.25 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ から $2.25 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ まで $0.05 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ 間隔で変化させながら計算した $1.5 \mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 半導体レーザーの利得スペクトルを示す。左軸には利得、下軸には波長、上軸には $300 \mu\text{m}$ の共振器長を持つ Fabry-Perot 型半導体レーザーを仮定した場合の縦モード番号を示す。モード番号は 1550nm を中心モード (モード番号 0) とし、短波長側を+, 長波長側を-とした。図から分かるように、バンドフィリング効果を反映して、キャリア密度の増加に伴い、最大利得を与える波長が短波長側にシフトしていることがわかる。また、波長 1600nm 以上の範囲には緩和の効果は顕著に現れており、特に、バンドギャップエネルギーに相当する波長 1615nm 以上の領域でも利得が0にならず、裾引きしていることからバンドテール効果も確認することができる。

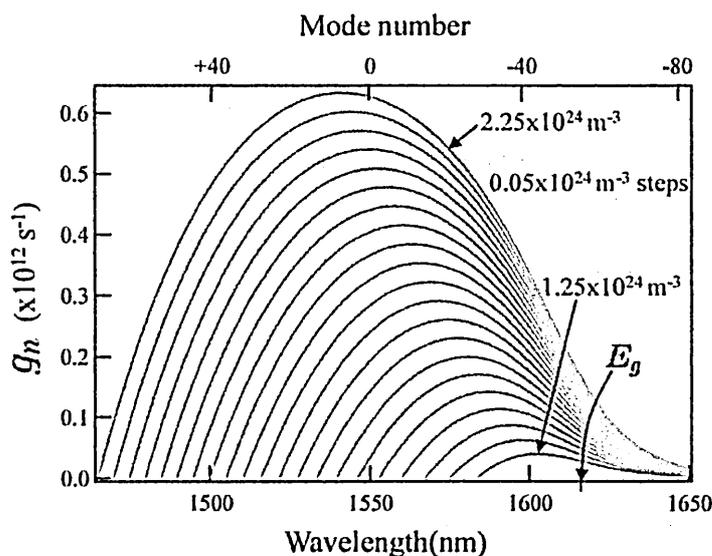


Fig. 1. 式(1)より得られた 1.5 μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーの利得スペクトル.

3 キャリア密度増加に伴う利得飽和を考慮した利得の導出

図 2 に 1.5 μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーに対して計算されたモード番号 0, +25, -25 のモード利得のキャリア密度依存性を示す. 図から明らかなように, キャリア密度の増加に対し各モード利得は線形に増大するのではなく, キャリア密度増加に伴い, 飽和していることが確認できる. また, 図 1 と同様にキャリア密度の増加に伴い最大利得を与える波長が短波長側にシフトするバンドフィリング効果も確認することができる.

利得飽和の影響を評価するため, キャリア密度の増加に伴う利得飽和の影響を取り入れたモード利得として,

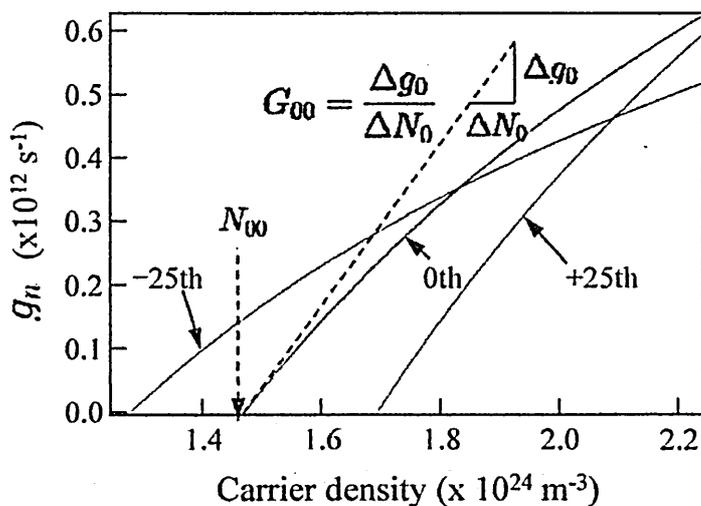


Fig. 2. 1.5 μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーのモード利得の一例

$$g_n(N) = \frac{G_{0n}(N - N_{0n})}{1 + \epsilon_{Nn}(N - N_{0n})} \quad (10)$$

を定義した. ここで G_{0n} , N_{0n} , ϵ_{Nn} はそれぞれ, モード番号 n の微分利得, 透明キャリア密度, キャリア密度増加に伴う利得飽和係数である. 図 2 に示すとおり, 微分利得は利得が 0 になるキャリア密度近傍での利得の傾きに, 透明キャリア密度は利得が 0 になるキャリア密度に相当する. 上式を用いてモード番号 -80 から +80 まで合計 161 個のモード利得をフィッティングすることにより, 各モードに対する G_{0n} , N_{0n} , ϵ_{Nn} の値を求めた. 図 3 に各係数の発振波長 (モード番号) 依存性を示す. 各係数ともモード番号 -60 以下では, バンドテール効

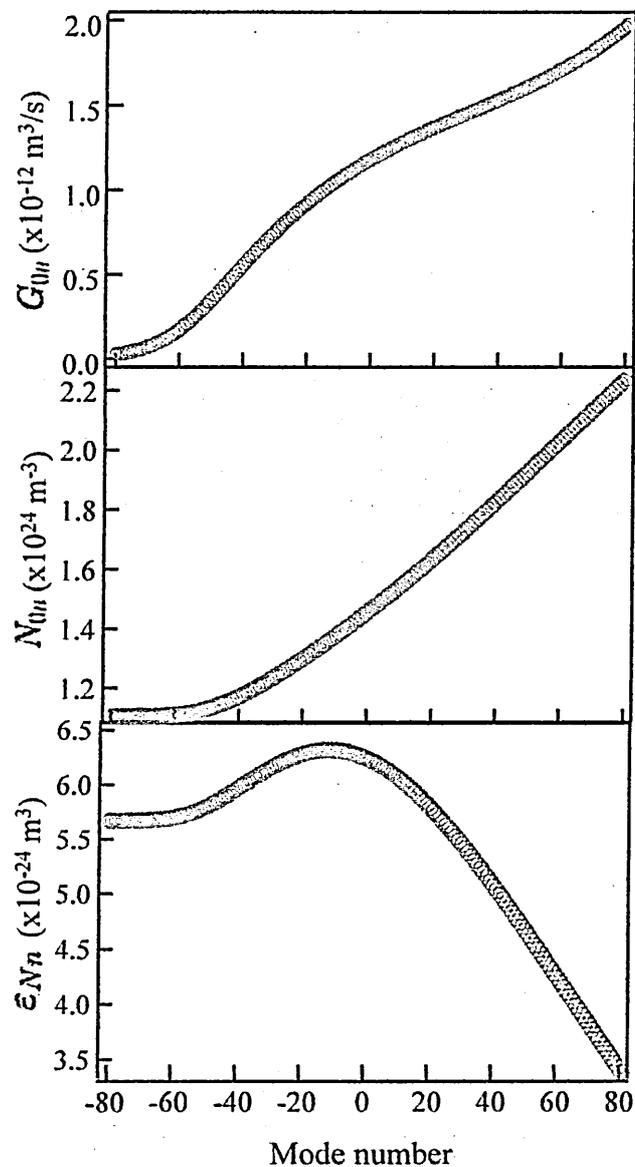


Fig. 3. G_{0n} , N_{0n} , ϵ_{Nn} のモード番号依存性

果により一定の値に収束する傾向が見られる。また、微分利得 G_{0n} は状態密度形状を、透明キャリア密度 N_{0n} はバンドフィリング効果を反映して、発振波長の短波長化に伴い増大するが、利得飽和係数 ϵ_{Nn} は、モード番号-10近傍でピークを持ち、短波長側では一様に減少する形状となっている。

さらに、各係数を次式に示すモード番号 n の j 次多項式でフィッティングすることにより、モード利得の近似式を求めた。

$$G_{0n} = \sum_{i=0}^j a_i n^i \quad N_{0n} = \sum_{i=0}^j b_i n^i \quad \epsilon_{Nn} = \sum_{i=0}^j c_i n^i \quad (-80 \leq n \leq +80) \quad (11)$$

まず、最適な近似次数を見積もるため、次数 j を3から17に変化させ、近似により得られた各係数の値と直接遷移モデルから得られた値との誤差の2乗平均値を求めた。図4に誤差平均値と多項式の次数の関係を示す。図から分かるように、近似多項式の次数増加に伴い誤差平均値は減少し、16次付近で飽和することが確認できる。ここでは、最適な近似次数を16次と決定し、多項式の各係数 a_i , b_i , c_i を求めた結果を表2にまとめる。表の値を用いて、式(11)より各モードに対する G_{0n} , N_{0n} , ϵ_{Nn} を求め、式(10)に代入することにより利得スペクトルを計算した結果を図5に示す。直接遷移モデルを用いて得られた利得スペクトル(図1)とほぼ完全に一致しており、式(10)に示す簡易な利得表現式でも、バンドフィリング効果、バンドテール効果、キャリア密度増加に伴う利得飽和を持つ複雑な半導体レーザーの利得を正確に表現できていることが分かる。

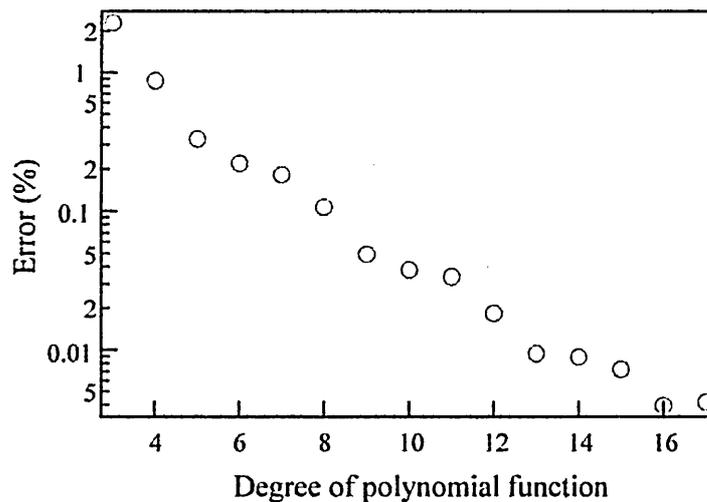


Fig. 4. 誤差平均値の次数依存性

Table. 2 多項式の各係数

i	a_i	b_i	c_i
0	1.1971×10^{-12}	1.4710×10^{24}	6.2614×10^{-25}
1	1.0810×10^{-14}	8.3588×10^{21}	-1.3080×10^{-27}
2	-9.1187×10^{-17}	2.2939×10^{19}	-5.3052×10^{-29}
3	9.8469×10^{-19}	-3.3506×10^{16}	1.9942×10^{-31}
4	5.2281×10^{-21}	2.2325×10^{15}	5.5704×10^{-33}
5	-3.2839×10^{-22}	-3.0116×10^{13}	-5.4657×10^{-35}
6	5.6214×10^{-24}	-1.4374×10^{12}	-9.1074×10^{-37}
7	2.9391×10^{-25}	-1.5248×10^8	4.6340×10^{-39}
8	-5.1565×10^{-27}	1.1637×10^9	6.0388×10^{-40}
9	-1.3602×10^{-28}	-6.8603×10^{-6}	-4.4208×10^{-42}
10	2.4724×10^{-30}	-3.4006×10^5	-1.7478×10^{-43}
11	2.8073×10^{-32}	2.9663×10^3	1.7283×10^{-45}
12	-5.4711×10^{-34}	4.2718×10^1	2.1166×10^{-47}
13	-2.7054×10^{-36}	-4.2568×10^{-1}	-2.4279×10^{-49}
14	5.6842×10^{-38}	-2.1226×10^{-3}	-9.3780×10^{-52}
15	1.0039×10^{-40}	2.0837×10^{-5}	1.1763×10^{-53}
16	-2.2733×10^{-42}	1.6360×10^{-9}	7.4483×10^{-59}

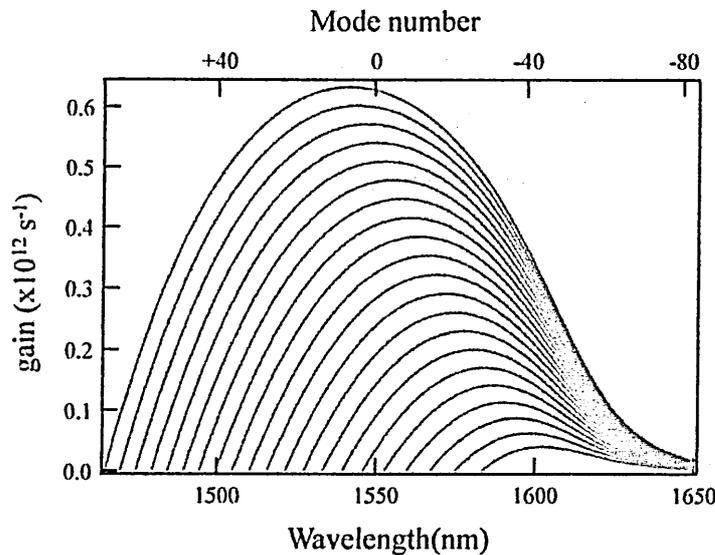


Fig. 5. 近似式を用いて得られた 1.5μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーの利得スペクトル

4 1.5μm帯多モード半導体レーザーからの利得変調パルス

式(10)で表された半導体レーザー利得を含む多モードレート方程式を次式に

示す.

$$\frac{dE_n}{dt} = \frac{1}{2}(1+i\alpha) \left[\frac{G_{0n}(N - N_{0n})}{[1 + \epsilon_{Nn}(N - N_{0n})](1 + \epsilon_S \Sigma_j S_j)} - \frac{1}{\tau_p} + \frac{\beta C_2 N^2}{S_n} \right] E_n + i n \delta \omega E_n \quad (12)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{1}{T_1} N - \sum_n \frac{G_{0n}(N - N_{0n})}{[1 + \epsilon_{Nn}(N - N_{0n})](1 + \epsilon_S \Sigma_j S_j)} S_n \quad (13)$$

ここで, E_n : モード番号 n の複素電界, $S_n (= n^2 \epsilon_0 |E_n|^2 / 2 \hbar \omega_n)$, ω_n はモード番号 n の角周波数): 光子密度, I : 注入電流, α : 線幅増大係数, β : 自然放出光係数, τ_p : 光子寿命, C_2 : 輻射再結合係数, V : 共振器体積, ϵ_S : キャリアヒーティングやスペクトラルホールバーニングなどの非線形効果による利得飽和の係数である. 直流成分に交流成分を重畳した注入電流を下記のように与え, 強度スペクトル計算を行った.

$$I = I_{dc} + I_{mw} \sin(2\pi f_m t) \quad (14)$$

ここで, I_{dc} , I_{mw} はそれぞれ直流電流, 交流電流の振幅を表し, f_m は変調周波数である. 数値計算に用いた各パラメータ値は表 3 に示す.

まず, 変調周波数 $f_m = 1\text{GHz}$, $I_{dc} = 0.95 I_{th}$ (しきい値電流 $I_{th} = 10\text{mA}$), 変調電流 I_{mw} を加えるための高周波信号源の出力振幅を 14dBm とした際に, 実験的に得られた $1.5\mu\text{m}$ 帯 Fabry-Perot レーザーの強度スペクトルを図 6(a)に示す. 図 6(a)から分かるように, 各縦モードスペクトルは広帯域化し, 強度の比較的弱い連続波状のスペクトルと各縦モードの長波長側にガウス型の包絡線を持つ比較的強度の強いコム状のスペクトルから構成されており, その比率は中心波長域で約 1:10 である. コム状のスペクトルは, 周波数ダウンチャープを持つ利得変調パルスの利得飽和によるパルスの裾引きに起因するものであり, 連続波状のスペクトルとコム状のスペクトルの中心波長にずれが確認できる. 次に, 上記(12),

Table 3. レート方程式に用いるパラメータ値

Parameter	Value
Laser cavity length L (μm)	300
Laser cavity volume V (μm^3)	60
Longitudinal-mode spacing $\delta\omega (= 2\pi c/2nL)$ (rad \times THz)	$2\pi \times 0.141$
Central angular frequency of n -th mode, ω_n (rad \times THz)	$2\pi \times 193.5 + n\delta\omega$
Linewidth enhancement factor α	8
Spontaneous emission factor β	1.0×10^{-5}
Gain compression factor ϵ_S (m^3)	0.8×10^{-23}
Photon lifetime τ_p (ps)	2
Nonradiative recombination rate C_1 (s^{-1})	2.0×10^8
Radiative recombination coefficient C_2 (m^3s^{-1})	2.0×10^{-16}
Auger recombination coefficient C_3 (m^6s^{-1})	5.0×10^{-32}

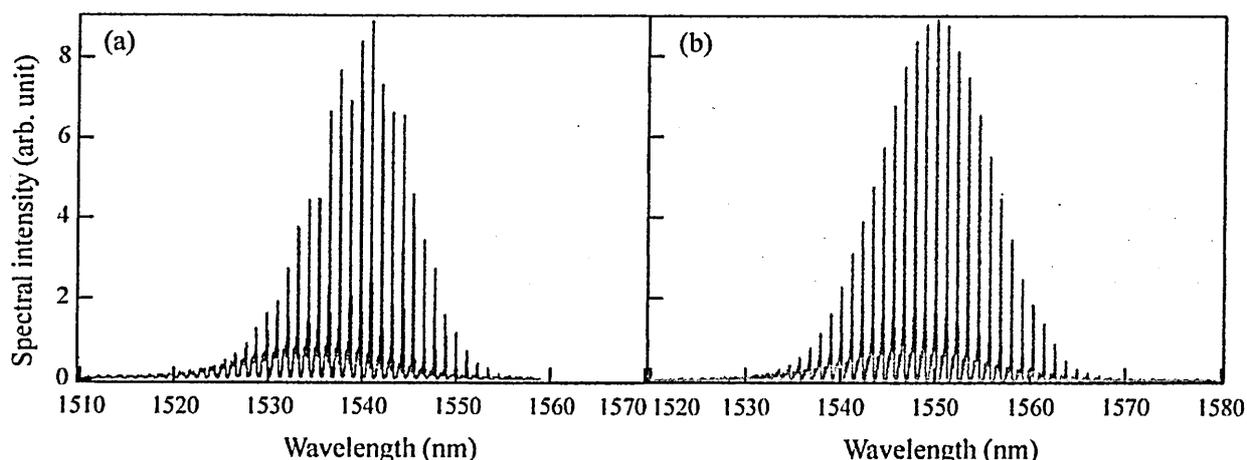


Fig. 6. 1.5 μm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスの強度スペクトル (a) 実験結果 (b) レート方程式を用いた計算結果

(13), (14)式を用いて, $I_{dc}=0.95I_{th}$, $I_{mw}=1.7I_{th}$ (しきい値電流 $I_{th}=12\text{mA}$) の条件下でシミュレートされた 1.5 μm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスの強度スペクトルを図 6(b)に示す. シミュレートされた強度スペクトルと実験的に得られた強度スペクトルには中心波長に約 10nm のずれがあり, 短波長領域 (1520nm ~ 1535nm) のコム状スペクトルの強度が実験結果よりも大きくなっているものの, 実験から得られた強度スペクトルと全体的に良く一致している.

キャリア密度増加による利得飽和の影響を見積もるため, $\epsilon_s=0$ とすることにより非線形効果による利得飽和の影響を無くした条件で強度スペクトルをシミュレートしたところ, 連続波状スペクトルとコム状スペクトルの強度比はほぼ 1:2 となったことから, 1.5 μm 帯半導体レーザーにおいてはキャリア密度増加に伴う利得飽和の影響は, 非線形効果による利得飽和の影響に比べ比較的小さいと考えられる. しかしながら, 少なからずキャリア密度増加に伴う利得飽和がスペクトル形状に影響を与えており, 特に, 非線形効果による利得飽和の影響の小さな半導体レーザーの動特性解析において非常に重要であると考えられる.

5 結論

緩和効果を取り入れた直接遷移モデルから得られた 1.5 μm 帯 InGaAsP 半導体レーザーからのモード利得をもとに, キャリア密度増加に伴う利得飽和の影響を取り入れた簡易な利得表現を提案し, 複雑な半導体レーザー利得を適切に表現できることを示した. また, 提案した利得表現を用いた多モードレート方程式を導出し, 利得変調条件下で数値積分し, 利得変調パルスの強度スペクトルをシミュレートしたところ, 実験的に得られた強度スペクトルと良く一致することを確認した.

[1] K.Wada et. al.,: Optics Express 19(2011) 3019.

光信号処理を用いた高速光信号検出技術と
光通信への応用

三好 悠司

大阪府立大学

2014年3月27日

於 大阪府立大学

概要

近年、インターネットを流れる通信量は増加し続けており、光ファイバで利用できる帯域を有効に活用することのできる高効率な伝送方式が必要とされている。我々は光時分割多重による高速伝送、ナイキスト伝送による周波数利用効率の向上とシンボル間干渉の低減、最適受信フィルタによる SNR の向上を同時に実現することを目標とした伝送方式として、光相関検波を用いた信号検出による光ナイキスト時分割多重伝送方式について提案している。また、本方式では光時分割多重信号の分離のための演算は光相関検波によって行われるため、信号分離のために高速なデジタル信号処理による演算や広帯域の受光器は必要なく、電子デバイスの速度制限の影響を緩和することができる。本論文では提案方式の原理と光相関検波に必要な積分時間と伝送路の群速度分散が伝送特性に与える影響について述べる。

1. まえがき

近年、光ナイキストパルスを用いた光ナイキスト時分割多重伝送方式(Nyquist OTDM)が低シンボル間干渉(ISI)と高周波数利用効率、高伝送レートを実現するための方法として提案されている[1]。しかし、従来の光ナイキスト時分割多重伝送方式では多重化された信号をシンボル間干渉なく分離するために原理的にはインパルス状の時間応答特性を持つ光タイムゲートが必要であった。一方、光タイムゲートの光透過時間幅を短くすると受光できる光信号のエネルギーは小さくなるため、信号対雑音電力比(SNR)は劣化する。そのため、ISI と SNR はトレードオフの関係となっている。

SNR を最大化するための最適受信フィルタを実現する一つの方法として、相関検波を用いる方法がある[2,3]。そして、送受信フィルタとしてルートレイズドコサインフィルタを用いることで ISI を抑えるためのナイキスト条件と最適受信フィルタの条件を両方同時に満たすことができる[2]。一方、コヒーレント受信器を用いた光時分割多重信号の分離方法の一つにローカル光に短パルスを用いる方法がある[4]。そこで、我々は光時分割多重による高速伝送、ナイキスト伝送による周波数利用効率の向上とシンボル間干渉の低減、最適受信フィルタによる SNR の向上を同時に実現することを目標とした伝送方式として、ルートレイズドコサインフィルタとしての時間応答特性を持つ光ルートナイキストパルスと、光相関検波を用いる光時分割多重伝送方式を提案しており、本論文ではその原理について紹介する[5]。そして、光相関検波に用いる積分時間と伝送路の群速度分散が伝送特性に与える影響について考察する。

2. 光ルートナイキストパルスと光相関検波を用いた光時分割多重伝送方式

図 1 に従来の光ナイキストパルスを用いた時分割多重伝送方式のブロック図を、図 2 に提案する光ルートナイキストパルスと光相関検波による光相関受信器を用いた光ナイキスト時分割多重伝送方式のブロック図を示す[1,5,6]。従来方式では光ナイキストパルスを送信

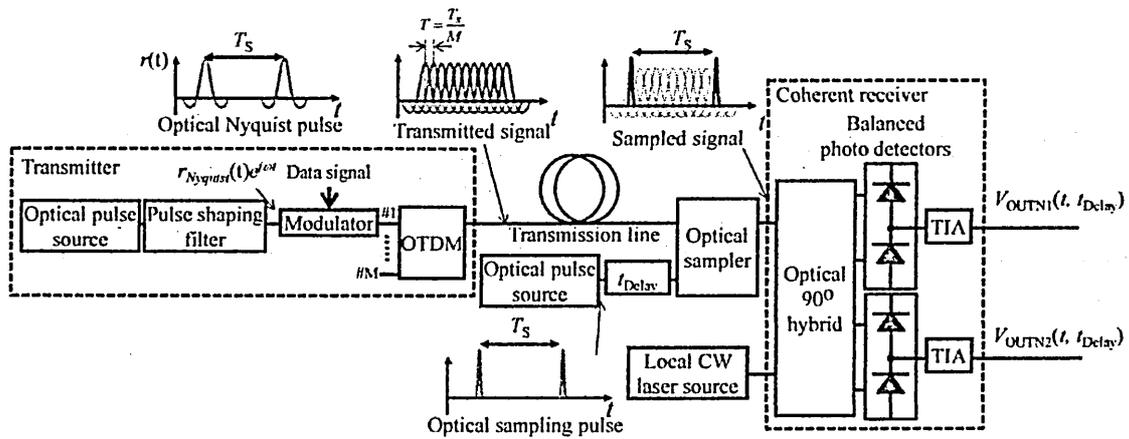


図1 光ナイキストパルスを用いた時分割多重伝送方式(従来方式).

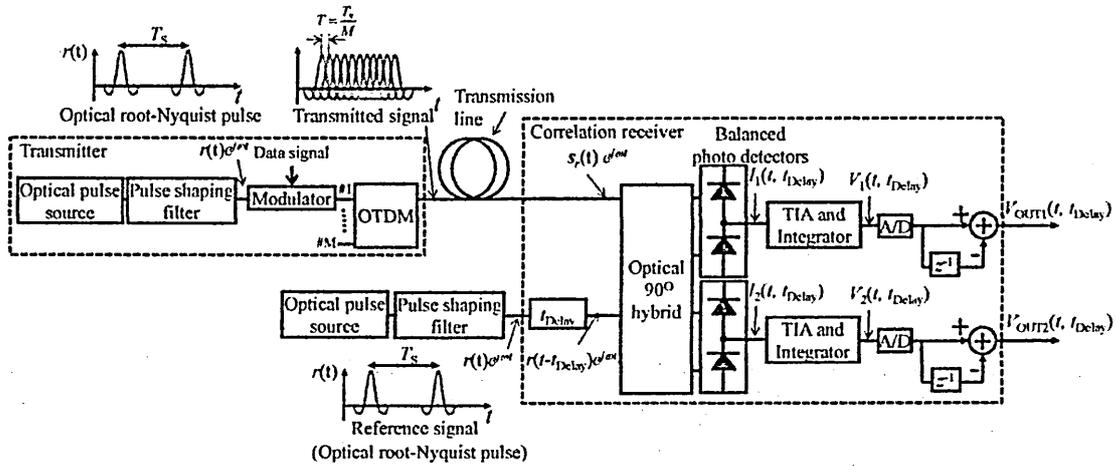


図2 光ルートナイキストパルスと光相関演算を用いた光ナイキスト時分割多重伝送方式(提案方式).

側フィルタのフルロールオフフィルタとして用い、受信フィルタとして超高速の光タイムゲートである光サンプラーを用いていた。ナイキストパルスの波形とスペクトルは次式で示される。

$$r_{\text{Nyquist}}(t) = \frac{\sin\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos\left(\frac{\pi \alpha t}{T}\right)}{\frac{\pi t}{T} \left(1 - 4\left(\frac{\alpha t}{T}\right)^2\right)} \quad (1)$$

$$R_{\text{Nyquist}}(\omega) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right| < \frac{1-\alpha}{2}, \\ \frac{1}{2} - \sin\left\{\frac{\pi}{2\alpha}\left(\frac{\omega T}{\pi} - 1\right)\right\}, & \frac{1-\alpha}{2} \leq \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right| \leq \frac{1+\alpha}{2}, \\ 0, & \frac{1+\alpha}{2} < \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right|, \end{cases} \quad (2)$$

ここで $T = T_s/M$ はシンボル間隔, α はロールオフ率, T_s はナイキストパルスの時間間隔である。 M は時分割多重における多重度であり正の整数値をとる。従来方式ではナイキスト条件を満たすためには δ 関数の時間応答特性を持つ光タイムゲートが原理的に必要である。しかし、透過時間幅と取り出すことのできる光信号のエネルギーは反比例するためシンボ

ル間干渉(ISI)と信号対雑音電力比はトレードオフの関係となっていた。

提案する光相関検波と光ルートナイキストパルスを用いた光ナイキスト時分割多重伝送方式のブロック図を図 2 に示す。光ルートナイキストパルスは送信側のルートレイズドコサインフィルタとして用いる。光ルートナイキストパルスの波形とスペクトルを次式に示す。

$$r(t) = 4\alpha \frac{\cos\left\{(1+\alpha)\frac{\pi t}{T}\right\} + \frac{\sin\left\{(1-\alpha)\frac{\pi t}{T}\right\}}{4\alpha T}}{\pi\sqrt{T}\left\{1-\left(\frac{4\alpha t}{T}\right)^2\right\}}, \quad (3)$$

$$R(\omega) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right| < \frac{1-\alpha}{2}, \\ \sqrt{\frac{1}{2} - \sin\left\{\frac{\pi}{2\alpha}\left(\frac{\omega T}{\pi} - 1\right)\right\}}, & \frac{1-\alpha}{2} \leq \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right| \leq \frac{1+\alpha}{2}, \\ 0, & \frac{1+\alpha}{2} < \left|\frac{\omega T}{2\pi}\right|, \end{cases} \quad (4)$$

光ナイキストパルスと同様に短パルスレーザと光学フィルタを用いることにより、短パルスの光ルートナイキストパルスを発生することが可能になると考えられる。光ルートナイキストパルスは光変調器で変調された後に光時分割多重され、伝送される。そして、多重化された信号は光ルートナイキストパルスを参照光として用いた相関受信器に入力される出力光の時間積分をとる。積分時間を無限とすると光相関受信器で光相関検波された信号は次式で表せる。

$$s_o(t, t_{Delay}) = \int_{t-\infty}^{t+\infty} s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau, \quad (5)$$

ここで、 s_r は受信光信号、 r は参照光である。 t_{Delay} は信号光に対する参照光の遅延時間であり、参照光は分離する信号にタイミングを合わせて入力される。信号光と参照光のタイミングが一致するとき、この出力光信号はナイキスト条件をみたすことができ、ISIを抑えることができる。また、信号波形と同じスペクトルを持つ参照光を用いて光相関検波を行うことにより、光相関受信器は白色ガウス雑音に対してSNRを最小化する最適受信フィルタとしても作用する。ただし、時分割多重された信号の分離に使用する際には多重化前の隣接シンボルからの干渉を避けるため積分時間は無限にできない。そのため、次式のように積分区間を $-T_s/2$ から $T_s/2$ とする必要がある。

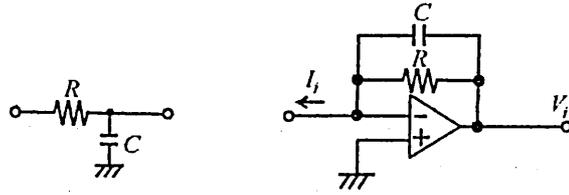
$$s_o(t, t_{Delay}) = \int_{t-T_s/2}^{t+T_s/2} s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau, \quad (6)$$

実際の光相関受信器は光 90° ハイブリット回路と、バランスドフォトレシーバ、積分器で構成され、光相関受信器からの出力信号は次式のように同相成分と直交成分に分かれて受信される。バランスドフォトレシーバの出力電流は次式で表される。

$$I_1(t, t_{Delay}) = \text{Re}\{\eta s_r(t) r^*(t - t_{Delay})\}, \quad (7)$$

$$I_2(t, t_{Delay}) = \text{Im}\{\eta s_r(t) r^*(t - t_{Delay})\}, \quad (8)$$

ここで、 η はバランスドフォトレシーバの変換効率である。ここでは、バランスドフォトレシーバの応答速度は十分早いものとし、3dB帯域幅は無視している。実際には応答速度



(a)RC low-pass filter (b)Transimpedance amplifier

図3 積分回路の例.

に制限はあるが、それは後述の積分回路の一部として働くものと考えられる。次に、出力信号を積分するための積分器が必要となる。積分回路を実現するための一つの方法はフォトトレシーバの時間応答を積分区間として利用する方法がある[3,4].

他の方法としては、図3(a)に示すような外付けの積分器として抵抗器とキャパシタで構成される1次のRC回路を使う方法もある。この回路はローパスフィルタの一種であり、図3(b)に示すようなバランスドフォトトレシーバに内蔵されるトランスインピーダンスアンプ(TIA)のキャパシタンスと抵抗によっても同様の特性を得ることができる。ここで積分回路の時定数は $t_c = RC = 1/(2\pi f)$ となる。ルートナイキストパルスの時間周期 T_S よりも時定数が十分に長ければ、積分されたTIA出力は次式のように表すことができる。

$$V_1(t, t_{Delay}) = \text{Re} \left\{ \frac{G_{TIA}}{RC} \int_{-\infty}^t \eta s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau \right\}, \quad (9)$$

$$V_2(t, t_{Delay}) = \text{Im} \left\{ \frac{G_{TIA}}{RC} \int_{-\infty}^t \eta s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau \right\}, \quad (10)$$

ここで、 G_{TIA} はTIAのトランスインピーダンス利得 $G_{TIA} = R$ である。また、TIAを積分器として用いる場合は利得飽和に注意する必要があると考えられる。積分回路からの出力信号はADコンバータによって検出され、デジタル値へと変換される。その検出されるタイミングは $t = nT_S + T_S/2$ とする。ここで n は整数でありサンプリング間隔は T_S とする。ブロック図の z^{-1} は1サンプリング間隔 T_S の遅延を与えることを示している。そして $t = nT_S + T_S/2$ と $t = (n-1)T_S + T_S/2$ における積分出力の差分をとることにより次式が得られる。

$$V_{OUT1}(nT_S, t_{Delay}) = \text{Re} \left\{ \frac{G_{TIA}}{RC} \int_{nT_S - \frac{T_S}{2}}^{nT_S + \frac{T_S}{2}} \eta s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau \right\} \quad (11)$$

$$\propto \text{Re} \{ s_o(nT_S, t_{Delay}) \}, \quad (12)$$

$$V_{OUT2}(nT_S, t_{Delay}) = \text{Im} \left\{ \frac{G_{TIA}}{RC} \int_{nT_S - \frac{T_S}{2}}^{nT_S + \frac{T_S}{2}} \eta s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau \right\} \quad (13)$$

$$\propto \text{Im} \{ s_o(nT_S, t_{Delay}) \}, \quad (14)$$

よって、相関受信器によって式(6)の同相成分と直交成分を得ることができる。ここで、参照光の信号光に対する相対遅延時間 t_{Delay} を調整することにより、時分割多重された各信号を分離することができる。

3. 積分時間と群速度分散が伝送特性に与える影響

ここでは群速度分散の影響と相関検波器の積分時間が伝送特性に与える影響について述べる。まず、式(5)のように多重化前の隣接シンボルの影響を無視し、積分時間を無限とする場合を考える。また、光ファイバの非線形光学効果と損失については議論を簡単にするため無視する。群速度分散の影響を受けた受信信号の相関検波器後の信号はパーセバルの定理を用いることにより次式で示すことができる。

$$s_o(t, t_{Delay}) = \int_{t-\infty}^{t+\infty} s_r(\tau) r^*(\tau - t_{Delay}) d\tau \quad (15)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} S_r(\omega) R^*(\omega) e^{-j\omega t_{Delay}} d\omega \quad (16)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) e^{\frac{j\beta_2 L \omega^2}{2}} R^*(\omega) e^{-j\omega t_{Delay}} d\omega \quad (17)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} R_{Nyquist}(\omega) e^{j\left(\frac{\beta_2 L \omega^2}{2} - \omega t_{Delay}\right)} d\omega, \quad (18)$$

ここで、 β_2 は 2 次の群速度分散係数である ($\beta_2 = d^2 \beta / d\omega^2$)。 L と β はファイバ長と伝送路の伝搬定数である [7]。

一方、 δ 関数の時間応答特性を持つような、瞬時値を検出できる理想的な光サンプラで検出された従来方式の出力は次式のように書ける。

$$s_{o-Nyquist}(t, t_{Delay}) = \int_{t-\infty}^{t+\infty} s_{r-Nyquist}(\tau) \delta(\tau - t_{Delay}) d\tau \quad (19)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} R_{Nyquist}(\omega) e^{j\left(\frac{\beta_2 L \omega^2}{2} - \omega t_{Delay}\right)} d\omega, \quad (20)$$

ここで、 $s_{r-Nyquist}$ は群速度分散の影響を受けた従来方式における受信光信号である。

式 (18) と式 (20) は等しく、提案方式と従来方式における群速度分散の影響は等しいということがわかる。ただし実際には、式(6)のように積分区間は $-T_s/2$ から $T_s/2$ をとらなければならない。積分時間が隣接シンボルへの干渉の大きさに与える影響を評価するため、 $t=0$ と $t=T$ における出力の比を用いて消光比を次式のように定義する [8]。

$$E_{ex} = \frac{|s_o(0, T)|^2}{|s_o(0, 0)|^2}, \quad (21)$$

図 4 にシンボルレート 160 GS/s ($T_s = 6.25$ ps)、ロールオフ率 $\alpha = 0, 0.5, 1.0$ における消光比と積分時間の関係を示す。消光比は積分時間が短くなると積分区間外に含まれる受信信号の割合が増えるために、劣化している。また、 $\alpha = 0$ の場合にはルートナイキストパルスは大きなサイドローブを持つためにより長い積分時間が必要とされることが分かる。

図 5 にシンボルレート 160 GS/s ($T_s = 6.25$ ps)、ロールオフ率 $\alpha = 0.5$ における、各積分時間 T_s に対する累積分散 $|\beta_2 L|$ との関係を示す。累積分散値 $|\beta_2 L| = 5$ [ps²] は標準シングルモードファイバ ($\beta_2 = -21.7$ [ps²/km]) では約 0.23km のファイバ長における群速度分散の量である。従来方式では、累積分散が 0 の場合には信号光の隣のタイムスロットにおける出力の瞬時値 $s_{o-Nyquist}(0, T)$ は 0 となるために消光比は ∞ [dB] となる。しかし、提案方式では積分時間が限られるために信号光の隣のタイムスロットに参照光を入力した場合 $t_{Delay} = T$ における出力 $s_o(0, T)$ は完全に 0 とはならない。図より、時分割多重の多重度 M が 3 以上であり、積分時間 T_s が 18.8ps 以上となる場合には累積分散値 0 における消光比 E_{ex} は -40dB 以上となり、従来方式と消光比と累積分散の関係もよく一致することがわかる。

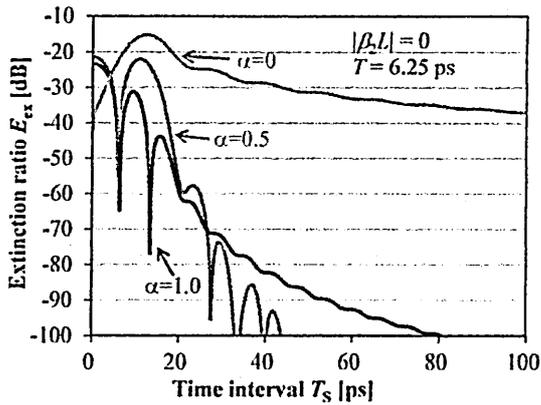


図4 積分時間と消光比の関係.

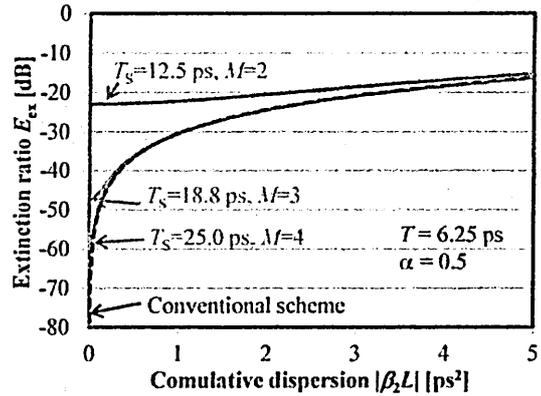


図5 消光比と累積分散の関係.

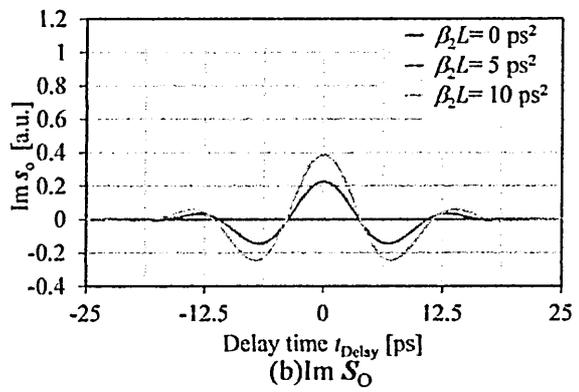
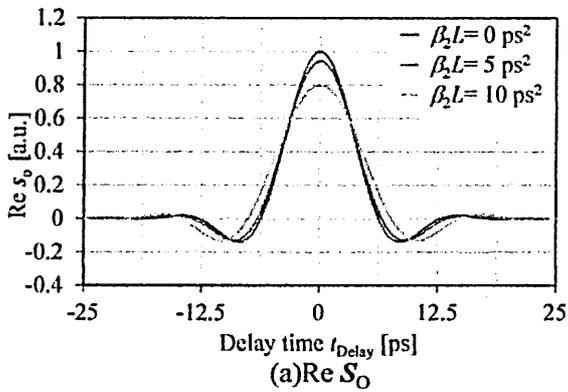


図6 光ルートナイキストパルスを用いた相関検波出力.

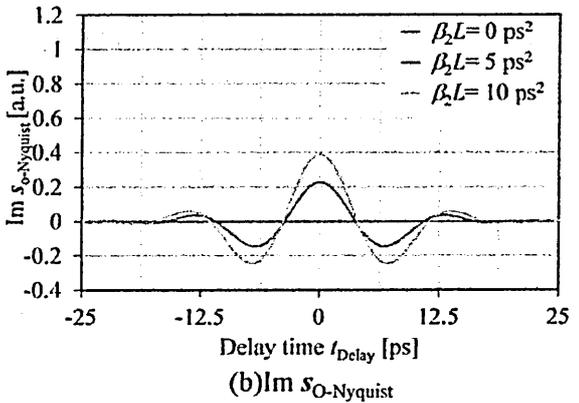
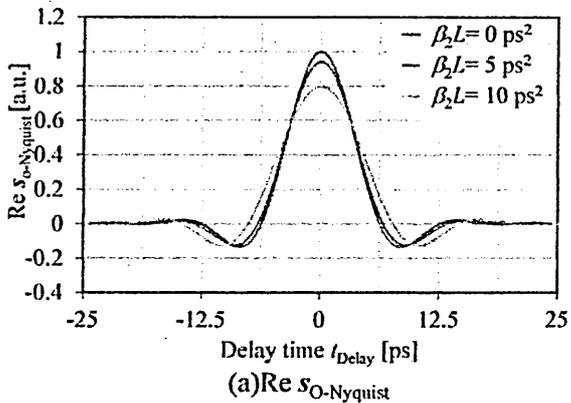


図7 従来方式において理想的な光サンプラを用いた場合のコヒーレントレシーバ出力.

図6に積分時間 $T_s=25[\text{ps}]$ としたときの提案方式における参照光の遅延時間 t_{Delay} に対する実数成分と虚数成分の相関検波後の信号を示す. 図7に従来方式において光サンプリングのタイミングの遅延時間 t_{Delay} を変えた時の実数成分と虚数成分の出力信号を示す.

2つの図はよく一致しており, 積分時間 $T_s=25[\text{ps}]$ とすることで相関検波によって従来方式と同様に多重化された信号の分離ができることがわかる.

4. まとめ

我々は相関検波と光ルートナイキストパルスを用いた光ナイキスト時分割多重伝送方式を紹介し、必要な積分時間と分散耐性の従来方式との比較について議論した。

提案方式は時分割多重の多重度が 3 以上であれば、従来方式とほぼ同様の分散耐性を実現できる。さらに相関検波器が最適受信フィルタとして動作することによる SNR の改善と高い周波数利用効率の実現が期待される。

参考文献

- [1]M. Nakazawa, T. Hirooka, P. Ruan and P. Guan., "Ultrahigh-speed "orthogonal" TDM transmission with an optical Nyquist pulse train," : OSA Optics Express 20 (2012) 1129.
- [2]J. G. Proakis and M. Salehi, "Digital Communications 5th ed." (Mc Graw Hill, New York, 2005).
- [3]F. Ito, "Demultiplexed detection of ultrafast optical signal using interferometric cross-correlation technique," IEEE J. Lightwave Technol. 15 (1997) 930.
- [4]T. Richter, E. Palushani, C. Schmidt-Langhorst, R. Ludwig, L. Molle, M. Nölle and C. Schubert, "Transmission of single-channel 16-QAM data signals at terabaud symbol rates," IEEE J. Lightwave Technol. 30 (2012) 504.
- [5]Y. Miyoshi, H. Kubota, and M. Ohashi, "Nyquist otdm scheme using optical root-nyquist pulse and optical correlation receiver," IEICE Electronics Express 11 (2014) 20130943.
- [6]T. Hirooka, P. Ruan P. Guan and M. Nakazawa, "Highly dispersion-Tolerant 160 Gbaud optical Nyquist pulse TDM transmission over 525 km," OSA Optics Express 20 (2012) 15001.
- [7]G. P. Agrawal: "Nonlinear fiber optics 5th ed." (Academic Press, New York, 2012).
- [8]T. Hirooka, and M. Nakazawa, "Linear and nonlinear propagation of optical Nyquist pulses in fibers," OSA Optics Express 20 (2012) 19836.

1991年

眼科学会聯合会 第22回年報(第9号) 大阪府立大学

切除された角膜の計算と計測 による生体力学的解析

近畿大学生物理工学部
医用工学科 教授
松本俊郎

眼のピントの位置調整 ＝屈折矯正

補助器具を使用

①がね
コンタクトレンズ

補助器具を廃棄せしめ快適な生活 (00) を営む

眼 (角膜) を手術
ホイシト

・ どちらを選ぶかは本人の意志が尊重される

はじめに

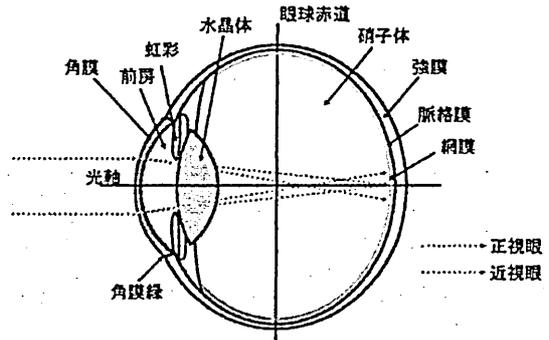
○ 芸能人出世が命

○ 20代、30代から一歩遅れ

○ 答えは眼です

クイック・ウズの前年の選挙の原動力
と噂されたのは、レーザー手術
術と眼、いかにいかにその功
利か

眼のしくみ



内 容

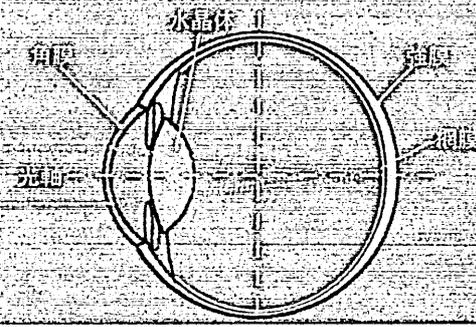
Ⅰ 近視 遠視について

Ⅱ 近視矯正方法

Ⅲ レーザー視力回復手術

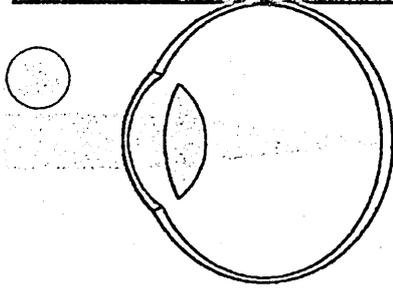
Ⅳ 有限要素法による角膜の
変形

眼のしくみと近視



正常な眼(正視眼)

遠くを見るときは目が縮み、水晶体が凸になることで網膜に焦点が合います。



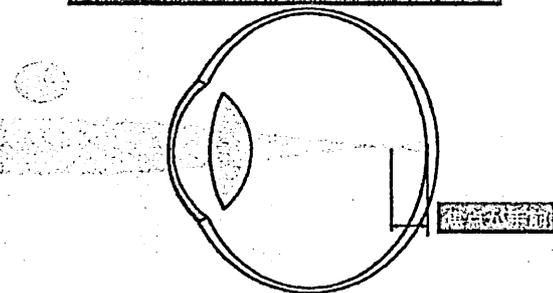
レーザー治療で近視が治る

LASIK(Laser in situ Keratomileusis(レーシック))
 角膜表面を切削することと
 レーザ屈折矯正手術を組み合わせた屈折手術

PRK(Photorefractive Keratectomy(フェーアルケー))
 光屈折矯正角膜切除術

近視眼の場合

遠くを見るときは目が縮み、水晶体が凸になることで網膜に焦点が合います。



レーシックの実際の写真

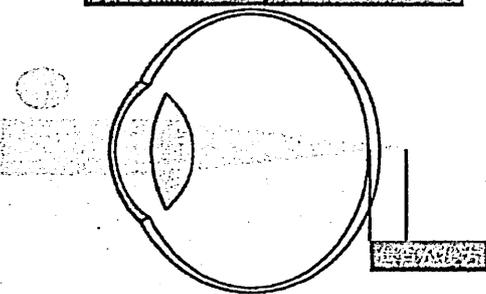


角膜の表面を
 マイクロケラトーム
 で削り取る

このラップの部分を合わせるのが
 レーシックの手術

遠視眼の場合

遠くを見るときは目が縮み、水晶体が凸になることで網膜に焦点が合います。



レーシックの実際の写真



角膜の表面を
 マイクロケラトーム
 で削り取る

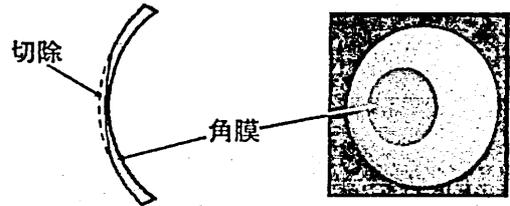
このラップの部分を合わせるのが
 レーシックの手術

レーシックの実際の写真



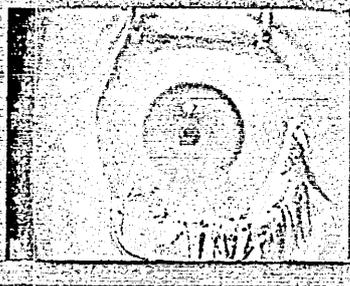
トランプラントのくり抜き
エキシマレーザーを照射します

PRKによる近視矯正

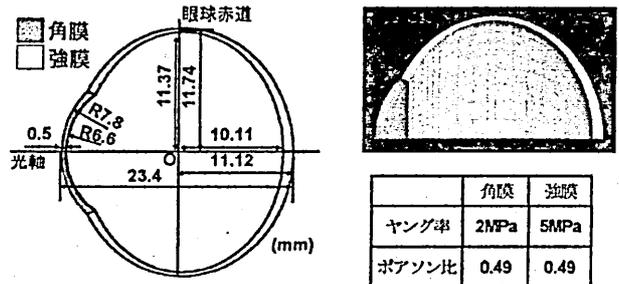


エキシマレーザーを用いて角膜の光軸を中心
に面切除
角膜表面の曲率半径を大きくし屈折作用を弱め近視を矯正

LASIKによる手術(ビデオ)



眼球モデル



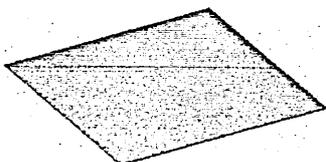
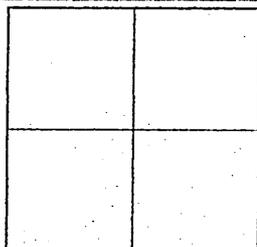
K. D. Hanna, et al., Computer Simulation of Lamellar Keratectomy and Laser Myopic Keratomileusis, J. of Refractive Surgery, No.8, (1988), 222-231.

R. P. Vito and P. H. Camell, Finite Element Based Mechanical Models of the Cornea for Pressure and Indenter Loading, Refractive & Corneal Surgery, (1988), 222-231.

パルス光の角膜への照射モデルと強度分布

パルス光が照射されるモデル

パルス光による光の強さの分布



作成した眼のモデル (筋肉付着部を考慮した)

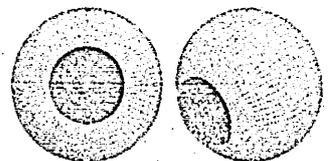
節点数	32927	
要素数	30396	
厚み方向	5分割	
円周方向	38分割	
光軸方向	角膜	30分割
	強膜	42分割(表面) 38分割(後面)

側面図

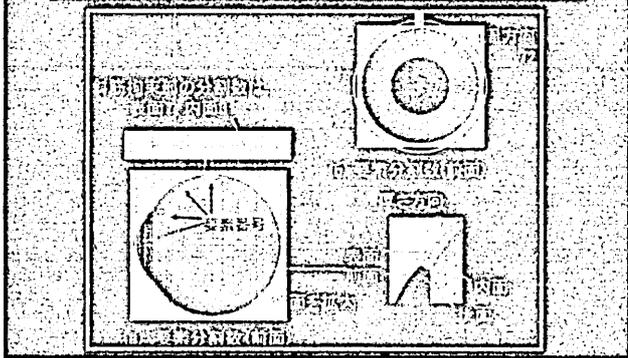


斜めから見た図

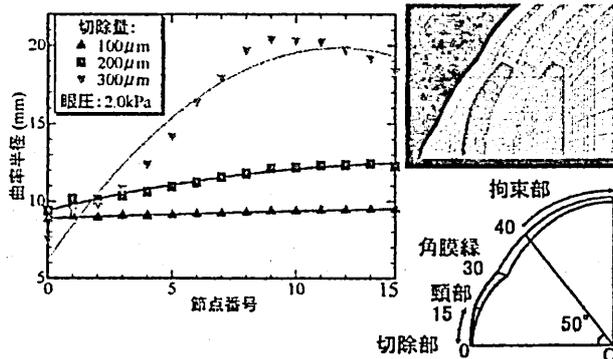
前方図



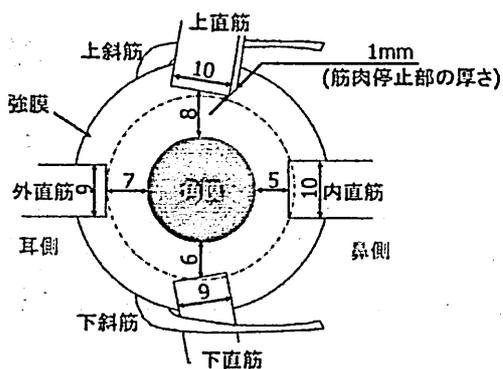
要素分割



各切除量における曲率半径 (PRK)

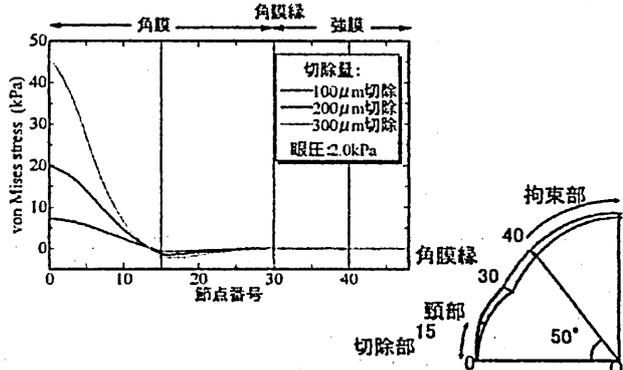


文献による眼球運動を担う筋肉

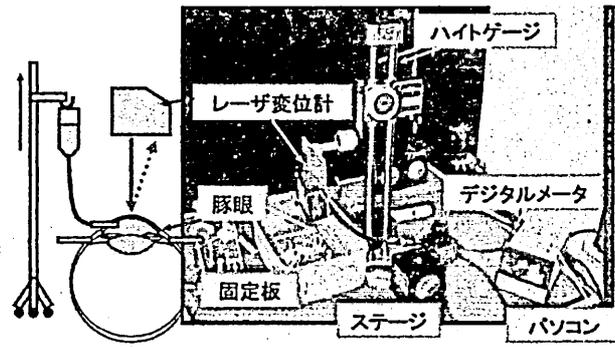


計測による検証

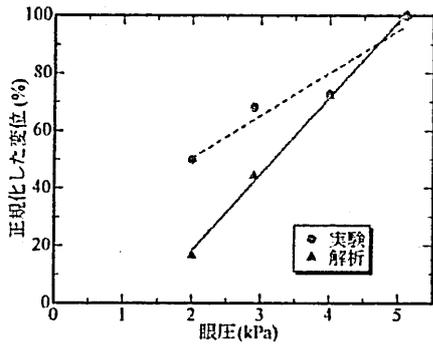
切除による応力変化 (PRK)



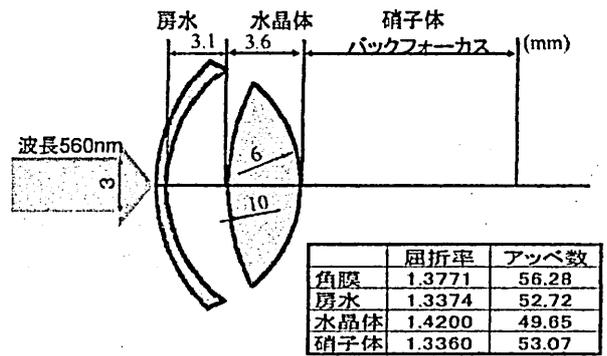
実験装置



実験結果

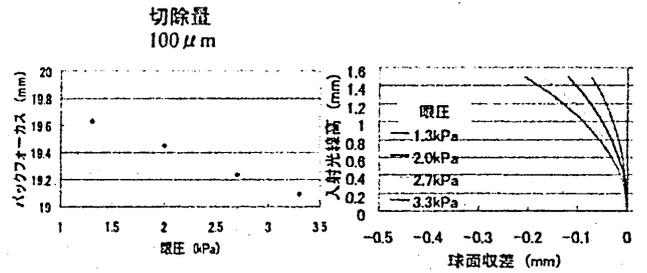


光線追跡のモデル

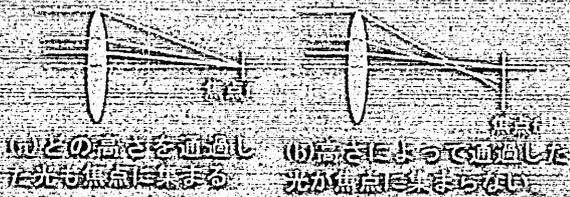


結像の評価

PRK各眼圧の結像特性



理想レンズ (球面収差0)と 収差のあるレンズ

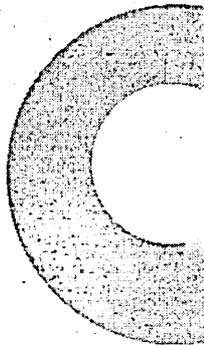
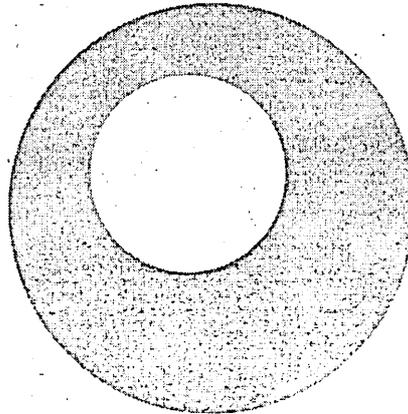
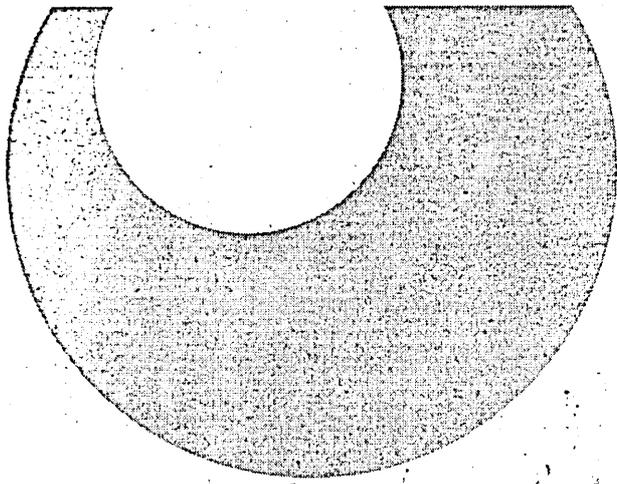


謝辞

本研究の内容は奈良県立医科大学医学部眼科学講座 原嘉昭教授(当時)ならびに、北里大学医療衛生学部 須里博教授との共同研究に基づいて行われたことに関係の皆様へ感謝します。

おわりに

角膜を削ると再び再生することはありません。チャンスとした知識を持って矯正手術を受けるようにしないと、とんでもない目に会う可能性があります。そして何より視力が落ちる生活に心がけましょう。



発行 公益財団法人 輻射科学研究会
連絡先 佐藤 亨
事務局 京都大学大学院情報学研究科通信情報システム専攻
〒606-8501 京都市左京区吉田本町

