

2012年度

輻射科学研究会資料集

RS12-01~RS12-15

(May 2012~March 2013)

開催会場(月・日)

第1回：京都大学 吉田キャンパス(6月7日)

RS12-01~RS12-03

第2回：大阪電気通信大学 駅前キャンパス(7月23日)

RS12-04~RS12-06

第3回：関西電力堺太陽光発電所(11月21日)

RS12-07

第4回：近畿大学 東大阪キャンパス(12月20日)

RS12-08~RS12-10

第5回：関西大学 千里山キャンパス(3月15日)

RS12-11~RS12-15

2013年6月1日発行

2012年度 輻射科学研究会資料集 目次

第1回研究会

◎日時 平成24年6月7日(木) 13時30分～16時00分

◎会場 京都大学工学部3号館北館2Fセミナー室
京都市左京区吉田本町

- RS12-01 伊神皓生、阪本卓也、佐藤亨(京都大学大学院)
“単一アンテナによる任意運動目標の高精度UWBレーダイメージング” 1
- RS12-02 橋本大志(京都大学大学院)
“PANSYトレーニングシステムを用いた航空機クラッター抑圧” 9
- RS12-03 伊藤恭夫(古野電気株式会社)、中山純一(京都工芸繊維大学名誉教授)
“小型船舶に搭載する民生用マグネトロンレーダーの信号処理
-2次エコー除去方法の開発-” 18

第2回研究会

◎日時 平成24年7月23日(月) 13時30分～16時00分

◎会場 大阪電気通信大学 駅前キャンパス1階教室
寝屋川市早子町12-16

- RS12-04 柴垣佳明(大阪電気通信大学)
“ウインドプロファイラを用いた積雲対流観測” 30
- RS12-05 アビリチャーミアン ファテメイ、森下克己(大阪電気通信大学)
“不均一長周期光ファイバグレーティングを解析するための集中結合
モデルに基づいた伝送行列法の提案と測定及び計算透過スペクトルの比較” 37
- RS12-06 岸岡清(大阪電気通信大学)
“縦続非線形ファブリペロ共振器の双安定特性” 44

第3回研究会・関西電力堺太陽光発電所見学会

◎日時 平成24年11月21日(水) 14時30分～17時00分

◎会場 堺太陽光発電所
大阪府堺市西区築港新町4丁(大阪府所有堺第7-3区)

- RS12-07 関西電力株式会社堺港発電所PR館、堺市文化観光局
“関西電力堺港発電所・堺太陽光発電所の諸技術について” 58

第4回研究会

- ◎日時 平成24年12月20日(木) 13時30分～16時00分
◎会場 近畿大学東大阪キャンパス38号館2階「多目的利用室」
大阪府東大阪市小若江3-4-1

RS12-08 西村和男(龍谷大学)

“Scattering of Electromagnetic Waves by an Optically Controlled
Infinite Periodic Subwavelength Slot Array on a Dielectric Slab” 59

RS12-09 森本健志(近畿大学), 菊池博史, 吉田智, 牛尾知雄, 河崎善一郎(大阪大学)

“小型人工衛星「まいど1号」による雷観測と取得されたVHF帯広帯域電磁波
に関する考察” 68

RS12-10 吳亭, 舟木剛, 牛尾知雄, 高柳裕次, 吉田智, 河崎善一郎(大阪大学)

“雷放電に伴う両極性パルス発生位置の高度分布と
フェーズドアレイレーダーによる雷嵐の初期観測” 75

第5回研究会

- ◎日時 平成25年3月15日(金) 13時30分～17時30分
◎会場 関西大学千里山キャンパス 第4学舎3号館2階3201教室
大阪府吹田市山手町3-3-35

RS12-11 堀浩樹(関西大学), 北村敏明(関西大学), 岸岡清(大阪電気通信大学)

“リッジ付円形開口を用いた近接場光ディスクならびに金属開口から発生する
表面プラズモンポラリトンについての検討” 82

RS12-12 伊藤恭夫(古野電気株式会社)

“船舶用X-bandレーダーの信号処理 -ダブルパルス送信と8バッチ送信の
2次エコー除去方法の比較-” 94

RS12-13 北村慎哉, 岸岡清(大阪電気通信大学)

“液晶非線形ファブリペロ共振器の実験 -双安定に付随した偏光状態の変化-” 106

RS12-14 田村安彦(京都工芸繊維大学), 服部一裕(前川製作所)

“単一欠陥のある矩形溝周期表面からのTE平面波散乱理論” 119

RS12-15 松本正行(和歌山大学), 高祥史, 田中修平(大阪大学)

“多値位相変調光信号の再生技術” 133

単一アンテナによる任意運動目標の高精度 UWB レーダイメージング
An Accurate UWB Radar Imaging Method of a Target with Arbitrary Motion
using a Single Antenna

伊神 皓生
Akio Ikami

阪本 卓也
Takuya Sakamoto

佐藤 亨
Toru Sato

京都大学大学院情報学研究科
Graduate School of Informatics, Kyoto University

2012 年 6 月 7 日

於 京都大学

概要

照明条件依存や立体推定困難といった、光学カメラの弱点を補完する屋内監視システムの構築に、UWB (Ultra Wide-Band) パルスレーダを用いた画像化技術が有望視されている。しかし、従来の UWB レーダによる画像化法は、いずれも大規模アレイアンテナやアンテナ走査を必要とし、高コストかつ非現実的であった。この問題を解決するため、我々はアンテナ走査の代わりに固定された 3 本のアンテナを用いて目標運動を推定し、その推定運動で散乱点を補償することにより画像化する手法を開発してきた。本稿では、より低コストかつ実践的なシステムの実現を目指し、壁面による多重散乱波を利用することで、固定された単一アンテナのみを用いた任意運動目標のイメージング手法を提案する。提案手法では、各壁面に対して想定される鏡像アンテナに対して SEABED (Shape Estimation Algorithm based on BST and Extraction of Directly scattered waves) 法を適用する。これにより、目標のアンテナ側のみならず裏側の推定も可能であり、画像化範囲が向上する。さらに、数値実験を用いて提案手法の特性評価を行い、高精度かつ広範囲な画像化が実現可能であることを示す。また、目標を楕円近似することで対象とする目標運動を回転を伴う運動にまで拡張する手法を提案し、数値実験により評価する。

1. はじめに

屋内での犯罪やテロを防止するためには、簡易で高精度な屋内監視システムが必要不可欠である。現在、屋内での監視システムとして、主に光学カメラが用いられている。光学カメラはテクスチャ情報を記録するため、監視目標を容易に視認できるという利点が存在する。しかし、単独では距離情報を取得出来ないため、目標の立体像を推定することは困難である。複数の光学カメラを利用したステレオマッチングにより目標の3次元イメージングを行う手法も提案されているが、高解像度な像を得るには多方位からの監視が必要となり監視システムへの応用に適さない[1]~[3]。また、推定精度が照明環境に依存するという問題点も指摘されている。

このような光学カメラの弱点を補完する新たな監視システムとして、照明環境に依存せず高距離分解能を有するUWB (Ultra Wide-Band) パルスレーダが有望視されている。UWB パルスレーダを用いたイメージング法として、SEABED法[4]~[6]やEnvelope法[7]が既に提案されている。これらの手法は、レンジ情報だけに特化した信号処理を行うことで、高速な画像化を実現する。また、壁面による多重反射波を利用することで、死角に存在する目標を高精度に画像化する手法も提案されている[8]。しかし、これらの画像化法はいずれも任意運動目標には適用できない。さらにアレイアンテナやアンテナ走査を前提とするため高コストなシステムとなり、簡易な監視システムとしては不相当である。

このような問題の解決法として、我々は少数アンテナを用いた任意運動目標のUWBレーダイメージング法を開発してきた[9]。同手法は3本の固定アンテナを用いてレンジ情報から目標運動を推定し、その推定運動で散乱点を補償することにより任意運動目標の画像化を実現する。しかしながら、同手法では目標からの直接散乱波のみを用いて画像化するため、画像化範囲がアンテナ正面側のみ限定され、目標の全体像を得られない。

以上を踏まえ、本稿ではより低コストかつ実践的なシステムの実現を目指し、図1のような屋内通路を想定する。通路の壁面による多重散乱波を利用することで、運動推定に利用するアンテナ数を削減し、任意運動目標に対して単一固定アンテナのみを用いた高速かつ高精度な画像化法を提案する。同手法では各壁面に対して想定される鏡像アンテナに対して、それぞれSEABED法を適用することで、目標の裏側の推定も可能となり、画像化範囲が広がる。これにより目標の全体像を得られる。本論文では、まず従来法と提案法による画像化の手順を示し、次に数値実験を用いて提案手法の特性評価を行い、高精度かつ広範囲な画像化が実現可能であることを示す。

2. 従来の画像化法

本稿では簡単のため二次元化されたモデルについて検討を行う。従来法のシステムモデルを図2に示す。3アンテナ #1, #2, #3 を等間隔 Δx で x 軸上に配置する。サンプル間隔 Δt 毎にパルスの送受信を繰り返す、遅延時間から各アンテナから

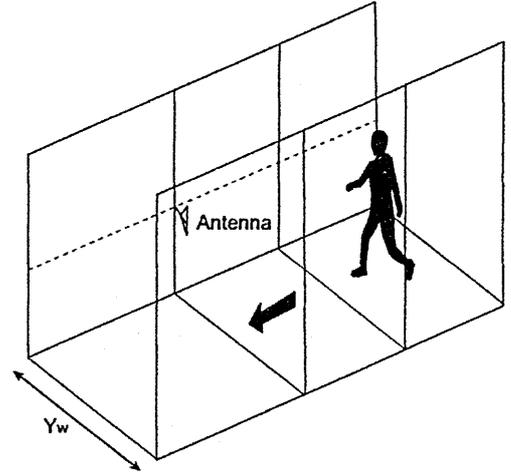


図1 想定するレーダシステムにおけるアンテナ配置

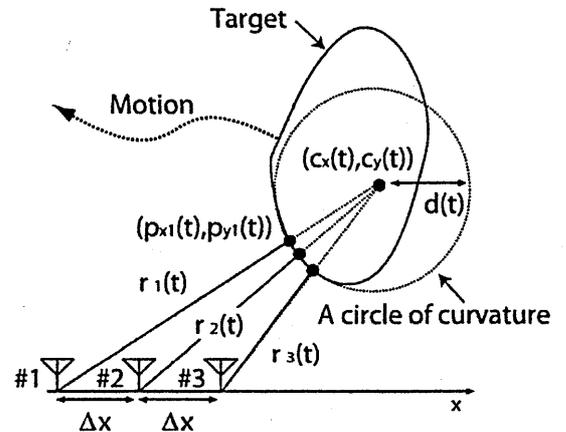


図2 目標の局所的な曲率に基づく近似円

目標までの経路距離 $r_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$) を測定する。

まず、目標の運動推定のため測定データ $r_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$) を用いて目標を円で近似する。この近似円は目標の局所的な曲率に基づいて決定されるため、以下曲率円と呼び、その中心及び半径をそれぞれ曲率中心、曲率半径と呼ぶ。曲率中心 $c(t) = (c_x(t), c_y(t))$ 及び曲率半径 $d(t)$ は、次式によってサンプル毎に一意に決定される。

$$\begin{cases} \sqrt{(c_x(t) + \Delta x)^2 + (c_y(t))^2} = r_1(t) + d(t) \\ \sqrt{(c_x(t))^2 + (c_y(t))^2} = r_2(t) + d(t) \\ \sqrt{(c_x(t) - \Delta x)^2 + (c_y(t))^2} = r_3(t) + d(t) \end{cases} \quad (1)$$

また、曲率円を決定することで散乱点近似値 $p_i(t) = (p_{xi}(t), p_{yi}(t))$ ($i = 1, 2, 3$) も同時に求めることが出来る。式(1)で求めた $c(t)$ は目標運動のみならず、目標の表面にそった散乱点移動の影響を受けるため、目標の中心軌道を正確に近似できていない。そこで、この影響を取り除くため $d(t_n)$ と $d(t_{n+1})$ を平均した $\bar{d}_{n+\frac{1}{2}} = (d(t_n) + d(t_{n+1}))/2$ を計算する。次に $\bar{d}_{n+\frac{1}{2}}$, $p_{xi}(t)$, $p_{yi}(t)$ を用いて $c(t)$ を再計算し $\bar{c}(t)$ とする。こうして求めた $\bar{c}(t)$ を用いて、サンプル点間の運動を速度ベクトルで以下の通り定義する。

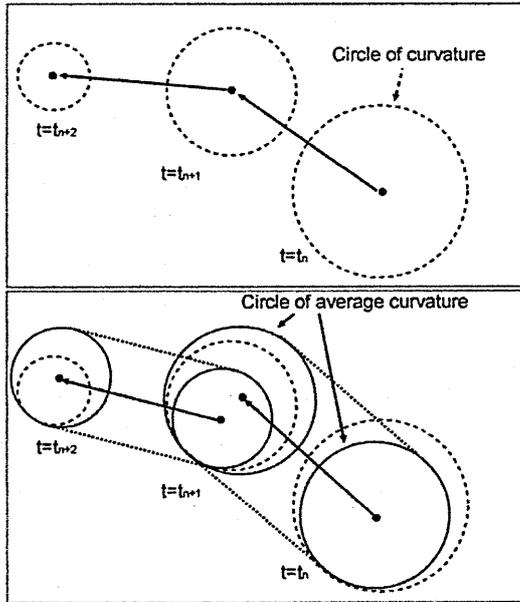


図3 隣り合うサンプル点において曲率半径平均化の処理を行わない場合と行う場合

$$v_{n+\frac{1}{2}} = \frac{(\bar{c}_1(t_{n+1}) - \bar{c}_1(t_n))}{\Delta t} \quad (2)$$

このサンプル点間の半径平均化の処理を行わない場合と行う場合をそれぞれ図3の上図、下図に示す。点線の円は $t = t_n, t_{n+1}, t_{n+2}$ のときの曲率円を示す。実線の円は $t = t_n, t_{n+1}, t = t_{n+1}, t_{n+2}$ で平均化された曲率円を示す。円中心からもう一方の円中心への矢印は、サンプル点間の運動を表す速度ベクトルを示す。 $v_{n+\frac{1}{2}}$ を積分することにより目標位置 $\bar{X}(t) = (X(t), Y(t))$ を得る。同操作を次式に示す。

$$\bar{X}(t_{n+\frac{1}{2}}) = \sum_{n=1}^N v_{n+\frac{1}{2}} \Delta t \quad (3)$$

最後にこうして推定した目標運動を用いて、事前に計算した散乱点の近似値 $p_i(t) (i = 1, 2, 3)$ を補償し目標形状を得る。以上の手続きにより、目標の表面形状の画像化が可能となる。しかしながら、同手法には目標の画像化範囲がアンテナ正面のみの狭い範囲に限られるという問題が存在する。また、少数とはいえ3アンテナを使用する必要があり、さらなるシステムの簡単化が求められている。

3. 提案する画像化法

3.1 システムモデル

提案法では、図1のような幅 Y_w の廊下などの両側を平面壁で挟まれた領域を人体が移動する状況を想定する。同手法のシステムモデルを図4に示す。同図に示す通り、壁面を $y = 0, Y_w$ の位置に、無指向性送受信アンテナ A を原点に配置する。送信パルスはレイズドコサイン波形で変調し、中心周波数及び10dB-帯域幅はそれぞれ79 GHz, 2 GHzとする。目標物は人体をモデル化した凸形状物体とし、目標運動は回転を伴わない任意運動を想定する。パルスのサンプル間隔は Δt とし、パル

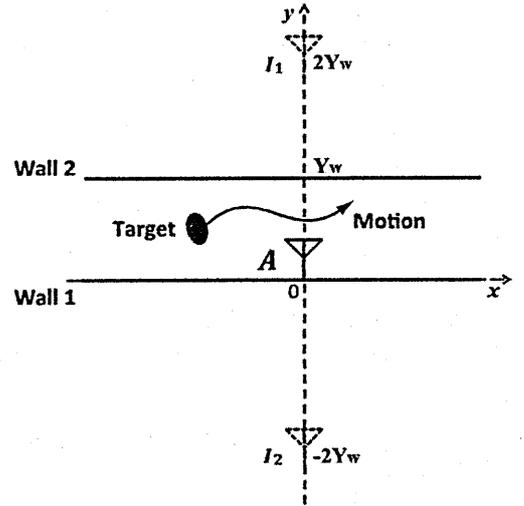


図4 提案法のシステムモデル

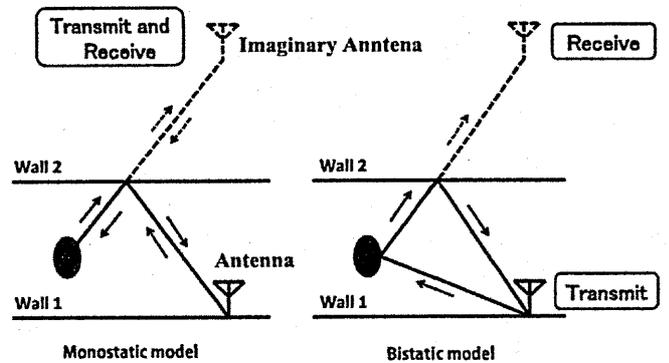


図5 モノスタティックモデルとバイスタティックモデル

スの遅延時間よりサンプル毎に受信信号の経路距離を測定する。アンテナで受信される信号は、モノスタティックレーダモデル及びバイスタティックレーダモデルの2種類に分類できる。両モデルの例を図5に示す。パルスの送信経路と受信経路が同一の場合、単一の鏡像アンテナでパルスが送受信される等価的なモノスタティックシステムを構成していると考えことができ、この経路をモノスタティックパスと呼ぶ。一方、パルスの送信経路と受信経路が異なる場合、2アンテナによりパルスが送受信される等価的なバイスタティックシステムを構成していると考えことができ、この経路をバイスタティックパスと呼ぶ。このような壁面反射波によって、 $y = Y_w$ の壁面に対応した鏡像アンテナが、壁面での反射数に応じて y 軸正領域に $2Y_w$ 間隔で形成される。同様に $y = 0$ の壁面に対応した鏡像アンテナが、 y 軸負領域に $2Y_w$ 間隔で形成される。これらの鏡像アンテナを $I_i (i = 1, 2, \dots)$ と定義する。本稿では、受信パルスの測定遅延時間を制限することにより、想定する鏡像アンテナを $y = 2Y_w$ に位置する I_1 及び $y = -2Y_w$ に位置する I_2 に制限する。アンテナ A には6つの経路を通った信号が受信され、その経路長を図6に示す通りに定義する。 I_1, A, I_2 のモノスタティックパスの経路距離をそれぞれ $R_i(t) (i = 1, 2, 3)$ と定義し、 $A-I_1, A-I_2, I_1-I_2$ 間のバイスタティックパスの経路距離をそれぞれ $R_{bi}(t) (i = 1, 2, 3)$ と定義する。

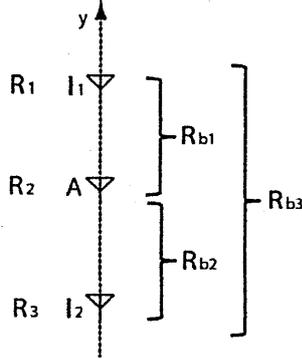


図6 経路距離の定義

3.2 画像化法

従来法ではモノスタティックパスを3本利用することで目標を円近似し画像化した。提案法ではこれを改良し、モノスタティックパス2本とバイスタティックパス1本を利用することで、実アンテナと鏡像アンテナ計2本での目標円近似を実現する。同円近似法を新たな座標系 $x'-y'$ を用いて図7に示す。2アンテナ A, I_2 から目標までの経路距離 $R_2(t), R_3(t)$ 及び A から送信され I_2 で受信される経路距離 $R_{b2}(t)$ をサンプル毎に抽出する。次式により、アンテナ A 及び I_2 を焦点とし散乱点 $(x_1(t), y_1(t))$ を通る楕円の長半径 $a(t)$ 及び短半径 $b(t)$ が一意に決定される。

$$\begin{cases} a(t) = R_{b2}(t)/2 \\ b(t) = \sqrt{R_{b2}(t)^2/4 - X_0^2} \end{cases} \quad (4)$$

次に、曲率中心 $c(t) = (c_x(t), c_y(t))$ 、曲率半径 $r(t)$ 、バイスタティックパスにおける散乱点 $(x_1(t), y_1(t))$ を次式に示す5元連立非線形方程式を解くことにより求める。

$$\begin{cases} \sqrt{(c_x(t) - X_0)^2 + c_y(t)^2} = R_2(t) + r(t) \\ \sqrt{(c_x(t) + X_0)^2 + c_y(t)^2} = R_3(t) + r(t) \\ c_x(t) = x_1(t) + \frac{x_1(t)r(t)}{a(t)^2\sqrt{(x_1(t)/a(t))^2 + (y_1(t)/b(t))^2}} \\ c_y(t) = y_1(t) + \frac{y_1(t)r(t)}{b(t)^2\sqrt{(x_1(t)/a(t))^2 + (y_1(t)/b(t))^2}} \\ x_1(t)^2/a(t)^2 + y_1(t)^2/b(t)^2 = 1 \end{cases} \quad (5)$$

この計算には連立非線形方程式の求根アルゴリズムとして知られる Brent の方法 [10] を用いる。同手法を用いることで、曲率円パラメータの高精度な近似解を求めることが可能となる。散乱点移動の影響を除去するため、式 (5) で求めた $c(t)$ に前節で述べた半径平均化処理を実行することで曲率円中心軌跡を求め、座標系を元に戻すことにより目標中心軌跡 $\bar{X}(t) = (X(t), Y(t))$ を導出する。

同手法では2アンテナで目標運動を推定できるので、 $A-I_1$ や I_1-I_2 といった組み合わせでの運動推定も可能である。しかし、これらの組み合わせでは、散乱点が互いに離れてしまい目標中心と曲率円中心の誤差が増大する。結果として、運動推定誤差が大きくなり、高精度な形状推定が不可能となる。

上記のプロセスで求めた $\bar{X}(t)$ を元に、アンテナ A 及び鏡像アンテナ I_1, I_2 にそれぞれ SEABED 法を適用し画像化す

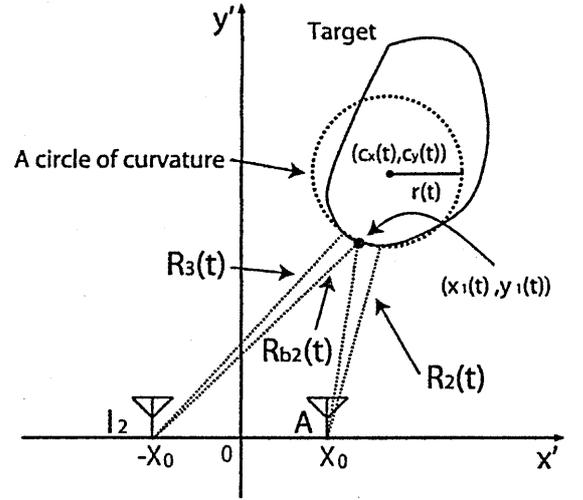


図7 2アンテナによる曲率円近似法

る。SEABED 法は元々固定された目標に対してアンテナを走査することを前提としている。しかし、これはアンテナを固定し目標が運動する場合と等価と考えることができる。よって、推定運動と相対的に等価な運動でアンテナを走査することで、SEABED 法が適用可能となり画像化できる。この場合の IBST (逆境界散乱変換) 式は、例えばアンテナ A における散乱点を (x_p, y_p) とすると次式で与えられる。

$$\begin{cases} x_p = R_2(t) \left(\frac{dR_2(t)}{dX(t)} \right) \\ y_p = R_2(t) \sqrt{1 - \left(\frac{dR_2(t)}{dX(t)} \right)^2} \end{cases} \quad (6)$$

こうして求めた散乱点を推定運動で補償することにより画像化する。

最終的な目標形状の像を得るために SEABED 法を利用した形状推定の後に虚像除去を行う。虚像は孤立点であることが多いため、 Δe の範囲内に他の推定点が存在しない推定点を虚像とする。すなわち以下の式を満たす i 番目の推定点 x_i を虚像として除去する。

$$\min_j |x_i - x_j| > \Delta e \quad (i \neq j). \quad (7)$$

この閾値 Δe は経験的に決定する。

4. 提案法の特長評価

4.1 目標が楕円形状の場合の適用例

提案法の特長を数値実験により検討する。図4に示す提案法システムモデルにおける数値実験諸元を以下の通りに定める。目標形状として x 軸半径 $A = 0.15$ m, y 軸半径 $B = 0.25$ m の楕円筒を仮定する。これらのパラメータは人体の大きさを想定して決定した。壁面間距離 $Y_w = 2$ m, サンプル点間隔 $\Delta t = 5$ msec とし、測定時間は $0 \text{ sec} \leq t \leq 10 \text{ sec}$ を仮定する。また、本稿において虚像除去の閾値 Δe は 5.0 mm で一定とする。目標運動は $(X_m(t), Y_m(t)) = (x_0 + v_x t, y_1 \sin(\omega t + \chi_0) + y_0)$ を仮定する。ただし、 $x_0 = -5.0$ m, $v_x = 1.0$ m/sec, $y_0 = 1.1$

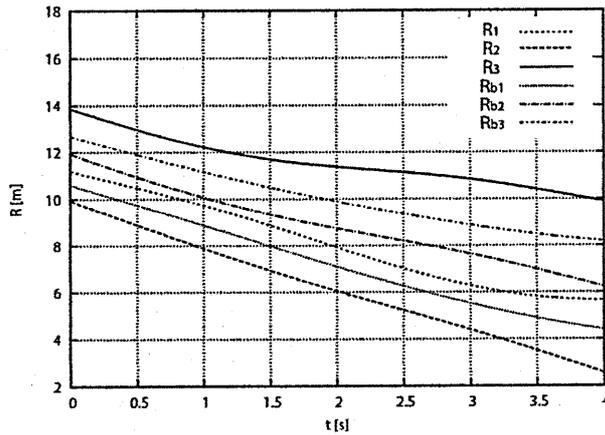


図8 経路距離の時間変化

m , $y_1 = 0.2$ m, $\omega = \pi/2$ rad/sec, $\chi_0 = -\pi/2$ rad とする。この数値実験においては雑音のない環境を想定し、受信信号の経路長を 15 m 以下に制限する。

パルス遅延時間から測定した経路距離を時刻ごとにプロットした結果を図 8 に示す。サンプルごとの経路距離は常に $R_2(t) < R_{b1}(t) < R_1(t) < R_{b2}(t) < R_{b3}(t) < R_3(t)$ となっており、互いに干渉せず容易に抽出できる。ただし、目標が壁面に対して極端に近接する場合は、 $R_1(t)$ と $R_{b2}(t)$ が干渉することがある。そこで、 $R_2(t)$ と $R_{b1}(t)$ を用いて目標を点目標に見立ておおまかな位置を測定し干渉を検知する。干渉を検出し、そのサンプルにおいて運動推定を行わないことで、干渉の影響を除去する。抽出した $R_2(t)$, $R_3(t)$, R_{b2} に提案法を適用し導出した目標の中心軌跡を図 9 に示す。ただし、目標が y 軸付近に位置する場合は、アンテナ-鏡像アンテナ間に目標が入り、所望の反射波を得ることができず正確な運動推定が出来ないので、 $-1 \text{ m} \leq X \leq 1 \text{ m}$ の範囲のデータは除去している。中心軌跡の RMS 誤差は 1.9 mm であり、目標運動を高精度に推定出来ている。推定運動を元に $R_i(t) (i = 1, 2, 3)$ を用いて A , I_1 , I_2 でそれぞれ SEABED 法を用いることにより推定像を得る。同操作により得られた推定像を図 10 に示す。 $Y = 0.2$ m 付近の推定点が I_1 による推定像、 $Y = -0.1$ m 付近の推定点が A による推定像、 $Y = -0.25$ m 付近の推定点が I_2 による推定像である。推定像の RMS 誤差は 2.6 mm であり、提案法により目標形状が高精度に推定されていることがわかる。また、画像化範囲は 47% であり目標の裏側まで広範囲の画像化を実現している。

4.2 提案法の雑音耐性評価

次に、実環境において提案法を用いることを想定し、その雑音耐性を評価する。目標運動は $(X_m(t), Y_m(t)) = (x_0 + v_x t, y_0)$ を仮定する。ただし、 $x_0 = -5.0$ m, $v_x = 1.0$ m/sec, $y_0 = 1.1$ m とし、その他のパラメータは前節と同じとする。これらの条件下で得られる測定レンジ $R_i(t) (i = 1, 2, 3)$, $R_{bi}(t) (i = 1, 2, 3)$ に不規則成分を加算することで $R'_i(t) (i = 1, 2, 3)$, $R'_{bi}(t) (i = 1, 2, 3)$ を生成する。

加算する不規則成分は加法性白色ガウス性雑音を仮定する。この仮定のもとでの測定レンジ誤差の標準偏差と信号の S/N 比

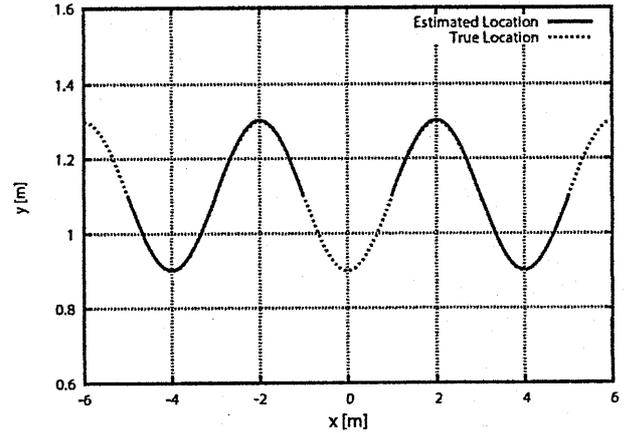


図9 運動推定例

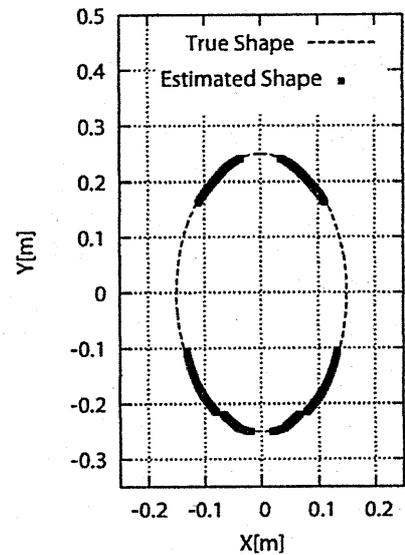


図10 提案法を用いた形状推定例

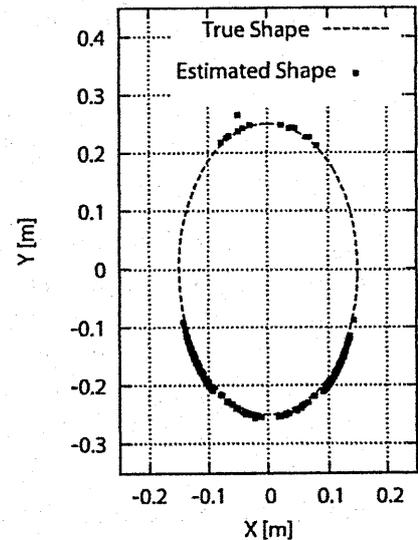


図11 推定運動の平滑化なしでの推定像

の関係は波形に依存するが、レイズドコサイン関数で変調された場合が文献にて検討されている [5]。ここで S/N 比とは整合フィルタをかけた後のピーク信号電力と平均雑音電力の比とす

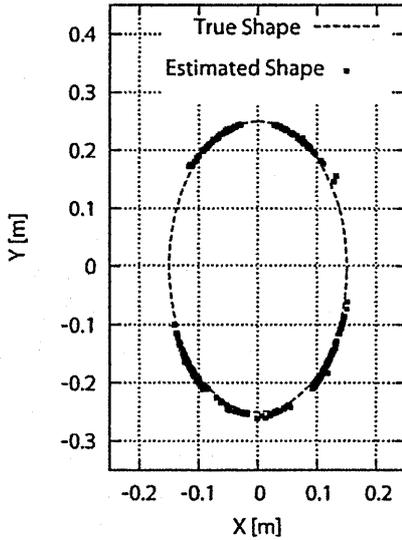


図 12 推定運動の平滑化ありでの推定像

る。本稿では、観測される S/N 比の最小値として 20 dB 以上の値を設定し、各アンテナから散乱点までの距離に応じた S/N 比を計算する。ここで想定した受信信号電力は十分現実的である [11]。

設定する S/N 比が低い場合、測定データの不規則成分が増大し、推定運動に SEABED 法を適用する際に誤った推定点が大量に生じる。そこで、不規則成分を含む測定データ $R'_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$)、 $R''_{b,i}(t)$ ($i = 1, 2, 3$) の平滑化を行う。この平滑化はガウス関数 $g(t; \sigma)$ を畳みこむことで行う。すなわち提案法を適用する測定データ $R'_{LPF}(t)$ は以下の通り表される。

$$R'_{LPF}(t) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} g(t; \sigma) R'(t - \tau) d\tau \quad (8)$$

ここで τ_1, τ_2 は数値実験の観測時間が $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$ であることを示す。 σ はガウス関数の相関長である。本稿では $\sigma = 15$ mm とした。この値は数値実験を用いて決定したものであり、ここでは議論しない。

こうして平滑化した測定レンジに提案法を適用し導出した推定運動軌跡に対して、さらにガウス関数を用いることにより平滑化を行う。この時、ガウス関数の相関長 σ の最適値は推定運動により大きく変化する。そこで相関長を $1 \text{ mm} \leq \sigma \leq 100 \text{ mm}$ の範囲で 1 mm ごとに変化させ、画像化の虚像除去における除去点数が最小となる σ を最適値として使用する。この推定運動の平滑化を行わなかった場合の推定像を図 11 に、平滑化を行った場合の推定像を図 12 に示す。推定像の RMS 誤差は 6.2 mm から 4.3 mm、画像化範囲は 26% から 41% と推定精度、画像化範囲共に大幅に改善している。

提案法を用いた場合における想定した S/N 比の最小値と推定形状の RMS 誤差及び画像化範囲の関係を図 13 に示す。雑音環境下においても、十分に高精度かつ広範囲な画像化が可能であることが分かる。

4.3 壁面間距離に関する考察

本節では、壁面間距離 Y_w を実際に想定される $1 \text{ m} \leq Y_w \leq 4 \text{ m}$ の範囲で変化させ、推定誤差及び画像化範囲を考察する。目

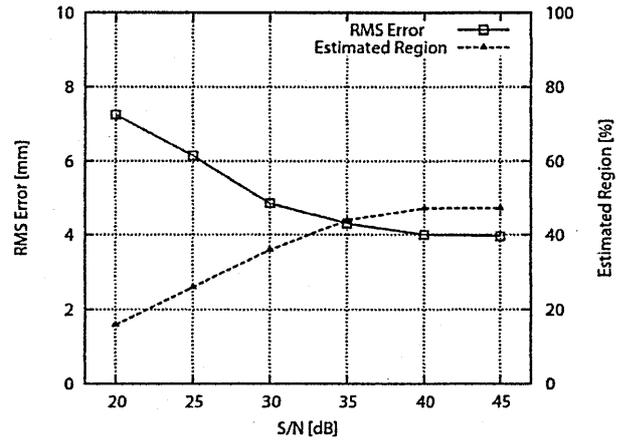


図 13 雑音環境下における RMS 誤差と画像化範囲

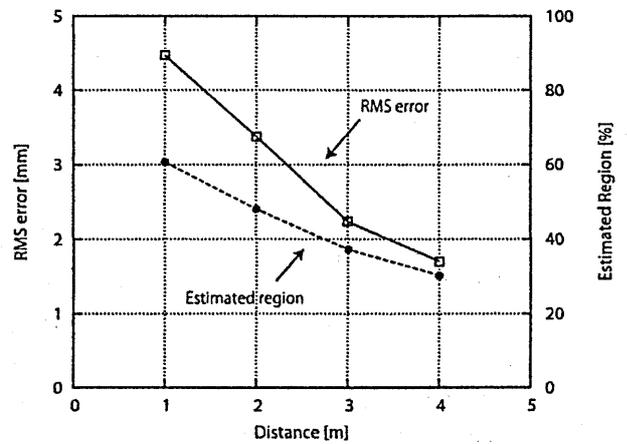


図 14 壁面間距離と RMS 誤差、画像化範囲の関係

標運動は $(X_m(t), Y_m(t)) = (x_0 + v_x t, y_1 \sin(\omega t + \chi_0) + Y_w/2)$ を仮定し、目標が壁面間の中央を移動することを想定する。ただし、 $x_0 = -5.0 \text{ m}$ 、 $v_x = 1.0 \text{ m/sec}$ 、 $y_1 = 0.2 \text{ m}$ 、 $\omega = \pi/2 \text{ rad/sec}$ 、 $\chi_0 = -\pi/2 \text{ rad}$ である。目標形状などの他の諸元は 4.1 節と同様とする。壁面間距離と RMS 誤差及び画像推定範囲との関係を図 14 に示す。壁面間距離が大きくなるにつれ RMS 誤差が減少している。これは、壁面間距離 Y_w が増加するほど、運動推定に用いるアンテナ対と目標との距離が増大することにより、散乱点間隔が狭まることに起因する。一方、壁面間距離が小さいほど画像化範囲は増加している。これは、壁面間距離が増加し運動推定に用いるアンテナ対と目標との距離が増大することにより、散乱点の移動範囲が狭まることに起因する。以上より、壁面間距離が現実で想定される $1 \text{ m} \leq Y_w \leq 4 \text{ m}$ の範囲で変化しても RMS 誤差 5 mm 以下、画像化範囲 30% から 60% と高精度広範囲な画像化が可能であることがわかる。

5. 回転を伴う任意運動のイメージング

前節では、回転を伴わない任意運動目標の場合について、高精度かつ広範囲な画像化が実現可能であることを示した。目標が回転を伴う場合、3 節で述べた運動推定手法は有効に機能しない。これは曲率半径が変化する要因が、目標の平行移動、回転運動、目標表面に沿った散乱点の移動の 3 つであることに起

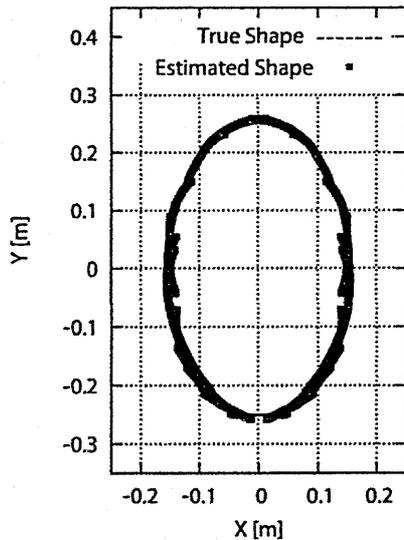


図 15 回転を伴う運動目標における推定形状

因する。従来法での曲率半径平均化処理は、目標表面に沿った散乱点移動による曲率半径変化に与える影響を除去するが回転運動に対しては有効ではない。

本節では、目標を楕円近似することにより目標の回転を捉え、目標運動を回転を伴う任意運動にまで拡張する手法を提案する。まず、 $A-I_1$ と $A-I_2$ の 2 ペアでそれぞれ目標を円近似し散乱点 $p_i(t) = (p_{xi}(t), p_{yi}(t)) (i = 1, 2, \dots, 6)$ を 6 点求める。ここでコスト関数 F を近似楕円焦点 $f_1(t), f_2(t)$ 、長半径 $a'(t)$ を用いて以下の通り定義する。

$$F_i(f_1(t), f_2(t), a'(t)) = |p_i(t) - f_1(t)| + |p_i(t) - f_2(t)| - 2a'(t) \quad (9)$$

近似楕円パラメータは、次式の通り F を最小化することで求めることができる。

$$(f_1(t), f_2(t), a'(t)) = \arg \min \sum_{i=1}^6 F_i(f_1(t), f_2(t), a'(t)) \quad (10)$$

この最適化には、非線形最適化手法として知られる Levenberg-Marquardt 法 [12] を用いる。Levenberg-Marquardt 法は、最適解のコスト関数が零に近くなる場合に高速かつ安定な最適化を実現する。こうして求めた近似楕円の中心と傾きで散乱点を補償することにより画像化を実現する。

以上の操作を数値実験により検証する。目標の中心運動、目標形状などのパラメータは 4.1 節と同様とする。ただし、正弦運動に応じて運動方向と楕円長軸が垂直となるように目標の回転角を変化させる。提案法による推定像を図 15 に示す。RMS 誤差は 6.3 mm、画像化範囲は 96% である。目標が回転すると散乱点の移動範囲が増大し画像化範囲が大幅に拡大している。このように、回転を伴う運動目標においても高精度広範囲な形状推定が可能である

6. 結 論

本稿では、より簡易で実践的な室内監視システムを目指し、単一固定アンテナによる任意運動目標のイメージング法を提案

した。提案手法では、壁面による多重散乱波を利用することでアンテナ数をさらに削減し、固定された単一アンテナでの画像化を実現する。同手法は、同時に目標の裏側を含めた広範囲の画像化が可能となる。また、楕円筒を想定した数値実験により、推定形状 RMS 誤差 2.6 mm、画像化範囲 47% と高精度かつ広範囲な画像化が実現可能であることを示した。最低 S/N が 20 dB 以上という現実的な雑音環境下においても、ガウス関数を用いた平滑化を行うことで、RMS 誤差 8 mm 以下、画像化範囲 18% 以上の画像化が可能であることを示した。さらに、目標運動を回転を伴う任意運動まで拡張し、高精度広範囲な画像化が実現可能であることを示した。

文 献

- [1] S. Nobuhara, Y. Tsuda, I. Ohama and T. Matsuyama, "Multi-viewpoint Silhouette Extraction with 3D Context-aware Error Detection, Correction, and Shadow Suppression," *IPSPJ Trans. Comp. Vis.*, vol.1, pp.242-259, 2009.
- [2] A. Mittal and L. S. Davis, "A General Method for Sensor Planning in Multi-Sensor Systems: Extension to Random Occlusion," *Int. J. Comp. Vis.*, vol.76, pp.31-52, 2008.
- [3] G. Vogiatzis, C. Hernandez, P. H. S. Torr and R. Cipolla, "Multiview stereo via volumetric graph-cuts and occlusion robust photo-consistency," *IEEE Trans. Patt. Anal. Mac. Int.*, vol.29, pp.2241-2255, 2007.
- [4] T. Sakamoto and T. Sato, "A target shape estimation algorithm for pulse radar systems based on boundary scattering transform," *IEICE Trans. Commun.*, Vol. E87-B, No. 5, pp. 1357-1365, May 2004.
- [5] T. Sakamoto, "A 2-D image stabilization algorithm for UWB pulse radars with fractional boundary scattering transform," *IEICE Trans. on Commun.*, vol. E90-B, no. 1, pp. 131-139, Jan. 2007.
- [6] T. Sakamoto, "A fast algorithm for 3-dimensional imaging with UWB pulse radar systems," *IEICE Trans. on Commun.*, vol. E90-B, no. 3, pp. 636-644, Mar. 2007.
- [7] S. Kidera, T. Sakamoto and T. Sato, "A high-resolution imaging algorithm without derivatives based on waveform estimation for UWB radars," *IEICE Trans. on Commun.*, vol.E90-B, pp.1487-1494, 2007.
- [8] S. Fujita, T. Sakamoto and T. Sato, "An accurate UWB radar imaging method using indoor multipath echoes for targets in shadow regions," 2010 International Conference on Indoor Positioning and Indoor Navigation (IPIN), HCI building, Campus Science City (Hoenggerberg), ETH Zurich, Switzerland, no.41, 2010.
- [9] Yuji Matsuki, Takuya Sakamoto, Toru Sato, "An Imaging Algorithm of a Target with Arbitrary Motion for Ultra Wide-Band Radar with a Small Number of Antennas," *IEICE Trans. Communications*, Vol.E94-B, No.03, pp.-, Mar. 2011.
- [10] R. P. Brent, "Algorithms for minimization without Derivatives," Prentice Hall, 1972.
- [11] 可見佑介, 阪本卓也, 佐藤亨, 井上謙一, 福田健志, 酒井啓之, "多点同時送信アレイを用いたスペクトル拡散 UWB レーダによる高速立体形状イメージング," 電子情報通信学会 2009 年総合大会, B-2-14, 2009.
- [12] D. W. Marquardt, "An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters," *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, vol. 11, no. 2, pp. 431-441, 1963.

PANSY レーダートレーニングシステム を用いた航空機クラッター抑圧

橋本 大志

京都大学大学院情報学研究科

2012年6月7日

於 京都大学

概要

Program of Antarctic Syowa MST/IS Radar (PANSY) とは、南極昭和基地に大型の大気レーダーを建設する計画である。PANSY では Field Aligned Irregularity (FAI) によるエコーも重要な観測対象の一つとなっている。しかし、高度 100 km 付近の電離層非干渉性散乱波の観測においては強力な FAI エコーはクラッターとなることが予想されており、何らかの対策が必要と考えられている。そこで本稿では PANSY における FAI 観測への応用を踏まえ、適応的信号処理によって航空機クラッターを抑圧する手法を提案し、実データに適用した結果を示す。

1 序論

Program of Antarctic Syowa MST/IS Radar (PANSY) ¹⁾ とは、南極昭和基地に大型の大気レーダーを建設する計画である。大気レーダーは大気の三次元構造を連続的に高い高度、時間分解能で観測できる唯一の観測装置であり、PANSY レーダーは対流圏、成層圏、中間圏の風の速度や、電離圏の非干渉性散乱エコーなど広い高度領域の諸現象を観測することができる。

PANSY には 1045 本の八木アンテナで構成される主アレイに加え、低仰角において観測される Field Aligned Irregularity (FAI) 観測用の補助アレイが設けられる。FAI は地磁気の磁力線に沿って電子密度の濃淡が発生する現象²⁾であり、磁力線に直行する方位から入射する電波を強く後方散乱する。PANSY において FAI は重要な観測対象であると同時に、微弱な電離層非干渉性散乱波の観測においてその強力な後方散乱波がクラッターとなることが懸念されており、何らかの対策が必要であると考えられている。

一方 PANSY の建設に先駆け、信楽 MU 観測所の敷地内に PANSY の操作訓練やトラブルの再現を目的としたトレーニングシステム「すみれ」が建設された。信楽 MU 観測所の上空

は航空機が頻繁に行き来し、これによるクラッターは MU レーダーの大気観測における問題となっている。FAI と航空機によるクラッターはいずれも移動する目標による散乱という点で似ているが、直線的に運動する点目標とみなせる後者の方がより簡単な問題であるといえる。

そこで本稿では PANSY における FAI クラッター抑圧への応用を踏まえて、大気レーダーのための航空機クラッター抑圧の手法と、実データへの適用結果について述べる。

2 大気レーダーのための適応的信号処理法

2.1 DCMP

DCMP (Directionally Constrained Minimization of Power) ; 方向拘束付出力電力最小化法とは、所望波の方向に対する応答を方向拘束 (Directionally Constraint) によって保ったまま、全体の出力電力を最小化することで不要波を抑圧するというアダプティブアンテナの最適化アルゴリズムの一つである³⁾。

K 個の受信機を持つレーダーの各チャンネル $k = 1, \dots, K$ において、時刻 t における受信信号 $X(t)$ を以下の式で表す。

$$X(t) \equiv [x_1(t), x_2(t), \dots, x_k(t)]^T \quad (1)$$

この時系列を用いて受信信号相関行列 R_{xx} を

以下の式で定義する.

$$R_{xx} \equiv E \left[\mathbf{X}(t) \mathbf{X}^H(t) \right] \quad (2)$$

ただし $E[\]$ は時間平均を表す. これは (k, l) 成分が素子 k と素子 l の間の受信信号の相関値を表す行列である.

DCMP は以下の等式制約付き最小化問題として表される.

$$\begin{aligned} \min_{\mathbf{W}} \left(P_{\text{out}} = \frac{1}{2} \mathbf{W}^H R_{xx} \mathbf{W} \right) \quad (3) \\ \text{subject to } C^T \mathbf{W}^* = \mathbf{H} \\ C = [C_1 C_2 \cdots C_N] \\ \mathbf{H} = [H_1 H_2 \cdots H_N] \end{aligned}$$

ただし $*$ は複素共役, T は転置を表し, 拘束条件の数が N であるとき, C は拘束行列, C_n ($n = 1, 2, \dots, N$) は拘束ベクトル, \mathbf{H} は拘束応答ベクトル, H_n ($n = 1, 2, \dots, N$) は C_n に対する拘束応答値である. 拘束ベクトルは拘束を設けたい方向を (θ_n, ϕ_n) とすれば, アレイ応答ベクトル \mathbf{V} を用いて

$$C_n = \mathbf{V}(\theta_n, \phi_n) \quad (4)$$

によって求められる. ただしアレイ応答ベクトルとは所望方向からの入射波に対して, 各素子の位置での位相回転を表すアレイ固有の応答値を表す関数である.

拘束応答値はその方位からの到来波を保護したければ 1, 抑圧したければ 0 とすればよい. 従って DCMP を適用する際には, 所望波あるいは干渉波の到来方向に関する情報が既知でなければならない.

式 (3) は Lagrange の未定係数法を用いて解くことができ, 最適ウェイトベクトル \mathbf{W} は次の形で得られる.

$$\mathbf{W}_{\text{opt}} = R_{xx}^{-1} C (C^H R_{xx}^{-1} C)^{-1} \mathbf{H}^* \quad (5)$$

\mathbf{W} が得られればアダプティブ合成出力 $y(t)$ は

$$y(t) = \mathbf{W}^H \cdot \mathbf{X}(t) \quad (6)$$

によって計算できる. またこの時の出力電力は

$$\begin{aligned} P_{\text{min}} &= \frac{1}{2} \mathbf{W}_{\text{opt}}^H R_{xx} \mathbf{W}_{\text{opt}} \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{H}^T (C^H R_{xx}^{-1} C)^{-1} \mathbf{H}^* \quad (7) \end{aligned}$$

となる.

2.2 NC-DCMP

NC-DCMP (Norm Constrained DCMP); ノルム拘束付 DCMP は, 前述の DCMP に更にウェイトベクトルの大きさに関する拘束を付け加えたものである. この拘束によって各素子の振幅や位相の変化量が制限され, メインビームの形状が保証される⁴⁾. NC-DCMP は以下のような非線形最適化問題で表される.

$$\min_{\mathbf{W}} \left(P_{\text{out}} = \frac{1}{2} \mathbf{W}^H R_{xx} \mathbf{W} \right) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{subject to } C^T \mathbf{W}^* &= \mathbf{H} \\ \mathbf{W}^H \mathbf{W} &\leq U \quad (9) \end{aligned}$$

ただし U は定数である.

NC-DCMP は非線形最小化問題となるが, 式 (8) 中のノルム拘束に関する不等式において等号が成立する場合には, 解はある $\lambda > 0$ を用いて以下のように表される.

$$\mathbf{W} = \frac{(R_{xx} + \lambda I)^{-1} C}{C^H (R_{xx} + \lambda I)^{-1} C} \mathbf{H}^* \quad (10)$$

ただし I は単位行列を表す. C の各行が独立であり, R_{xx} が正定値行列であることから上記の解 \mathbf{W} は必ず存在し, 一変数 λ に対する線探索によって最適解を見つけることができる. なお, 式 10 は Tamed Adaptive Antenna⁵⁾ の最適ウェイトに相当する.

NC-DCMP のノルム拘束値は、要求される SNR (Signal to Noise Ratio) から逆算することができる⁴⁾。 K 素子を持つフェーズドアレイアンテナ (以降主アレイと呼ぶ) に対し、1 素子のサブアレイを付け加えた VHF 帯大気レーダーにおいてアダプティブ信号処理を行う場合を考える。主アレイ及びサブアレイを構成する各素子の利得が等しいとし、同相で加算すれば所望波に対する電力応答値は $(1 + 1/\sqrt{K})^2$ 倍となる。一方 VHF 帯では銀河雑音が支配的であり、これはあらゆる方位から等方的に飛来すると考えられるから、雑音電力は指向性利得によらず 2 倍となる。従って SNR は $(1 + 1/\sqrt{K})^2/2$ と表せる。更に所望方向に対するサブアレイの相対利得を G_s とし、サブアレイの受信信号電力を U 倍すれば SNR は

$$G_{\text{SNR}} = \frac{(\sqrt{K} + \sqrt{G_s U})^2}{(1 + U)K} \quad (11)$$

によって表せる。 $K = 19$ もしくは 475 , $G_s = 1$ とし、 U を変化させて式 11 により G_{SNR} を描いたものが図 1 である。この図から 19 本の主アレイに対して SNR の低下を -0.5 dB 程度とするには、 $U = 0.2$ と選ばばよいことがわかる。主アレイのウェイトも変化させる場合は全体で $U = 1.2$ とすればよい。電波環境によっては大きなノルム拘束値が必要でない場合もあるので、図 1 は最悪値である。

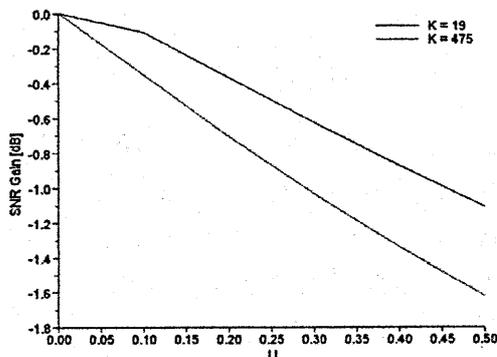


図 1 NC-DCMP におけるノルム拘束値と SNR の関係

2.3 航空機クラッター抑圧の手法

2.3.1 従来手法

● 1 拘束 NC-DCMP

天頂への拘束応答値を 1 とした 1 拘束の NC-DCMP を適用する。時刻 t における最適ウェイトベクトル W が式 (8) によって得られる。拘束応答ベクトル C は、アレイ応答ベクトルを用いて $C = V(0, 0)$ として得られる。またアダプティブ合成出力 $y(t)$ は式 (6) によって計算できる。

● 2 拘束 NC-DCMP

天頂への拘束応答値を 1、航空機クラッターの到来方向 (θ_u, ϕ_u) への応答値を 0 とした 2 拘束の NC-DCMP により、各時刻のアダプティブ合成出力を得る手法である⁶⁾。まず受信信号より航空機の到来方向 (θ_u, ϕ_u) を推定する。これを用いて方向拘束行列 C 、拘束応答ベクトル H は

$$\begin{aligned} C_1 &= V(0, 0) \\ C_2 &= V(\theta_u, \phi_u) \\ C &= [C_1, C_2] \quad (12) \\ H &= [1, 0]^T \quad (13) \end{aligned}$$

によって得られる。これらを式 (8) に適用し、最適ウェイトを得る。

2.3.2 提案手法

本研究が提案する手法であり、NC-DCMP を 2 段階に分けて用いる。以降 2 段階 NC-DCMP と呼ぶこととする。以下に本手法の手順を示す。

1. 航空機クラッターの分離再生

各時刻における航空機クラッターの到来方向を推定し、当該方位に対する拘束応答値を1、所望方向に対する拘束応答値を0とするNC-DCMPにより受信信号を合成する。すなわち式(12)に関しては同じであるが、式(13)の拘束応答ベクトルを $H = [0, 1]^T$ とする。得られたNC-DCMPの最適ウェイトを W_u とすれば、 $u(t) = W_u^H \cdot X(t)$ は干渉波のみを含む受信信号となる。

従って各チャンネルにおける受信信号ベクトル $U(t)$ を再生するには、アレイ応答ベクトルを用いて

$$U(t) = u(t) \cdot V(\theta_u, \phi_u) \quad (14)$$

とすればよい。

2. 航空機クラッターの除去

元の受信信号 $X(t)$ と先に求めた $U(t)$ との差

$$X'(t) = X(t) - U(t) \quad (15)$$

を求める。 $X'(t)$ は大気エコー及び移動しない(例えば山などの)目標からのエコーのみを含む受信信号である。先の所望方向に対するヌル拘束によって所望信号が含まれていないことは保証されているので、この操作によって所望波が損なわれることはない。

3. 静止目標からのクラッターの除去

$X'(t)$ が得られれば、これに対して所望方向への応答値を1とした1拘束のNC-DCMPを適用することにより静止目標からのクラッターを取り除くことができる。

以上に述べたように、本手法の利点の一つは、妨害波と所望波の両方を再生できる点にある。

これはFAIエコーの再生等、妨害波自体も観測の対象となる場面では有効である。

3 PANSY トレーニングシステムを用いた航空機クラッター抑圧

3.1 システム構成

PANSY トレーニングシステムであるすみれは、47MHz帯を使用する4チャンネルのアクティブフェーズドアレイアンテナである。メインチャンネルはPANSYの1群分に相当し、対流圏下部においては大気エコーの観測が可能である。図2は、すみれのアンテナ配置を示したものであり、図中の数字がチャンネル番号を表す。また、すみれにはPANSYレーダーが持つFAI観測用のアンテナアレイを模した3本の3素子八木アンテナが仰角30°で北東に向けて設置されており、それぞれに1チャンネルが割り当てられている。以降これをすみれのFAIアレイと呼ぶ。

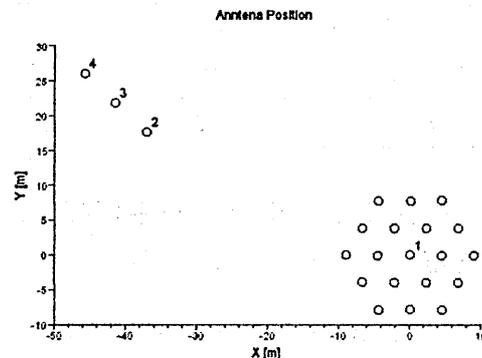


図2 すみれのアンテナ配置

3.2 対象データ

今回用いたデータは、2011年3月17日に行われた441個の連続した観測のうち12時54分11秒82から同19秒48までの約8.2秒間である。また5ビームのうち天頂ビームによって得られたデータを用いる。表1にこのデータを取得した際の観測パラメータを示す。

図3は天頂ビームでの観測について、各チャンネルで得られた受信信号を加算したのちフーリエ変換によって高度毎にドップラー速度スペクトルを計算したものである。0ドップラー周波数に存在する強いクラッターは山などの静止目標、高度12km付近に存在する広がったスペクトルが航空機によるクラッターである。以下ではこれをノンアダプティブ合成と呼ぶこととし、各種アダプティブ手法との比較の対象とする。なお以降の全ての図において0dBはノイズレベルを表す。

表1 すみれの観測パラメータ

ビーム数	5
ビーム傾斜角(天頂角)	10°
パルス繰り返し周期	200 μ s
パルス幅	1 μ s
符号方式	8bit スパノ符号
コヒーレント積分回数	64
サンプル点数	128
高度点数	128

3.3 航空機クラッター抑圧手法の適用方法

前節で述べた3つの手法を、各レンジごとに得られている4チャンネル、128サンプルの受信信号を用いて生成した相関行列にそれぞれ適用する。すなわち

- メインビーム方向(天頂)への応答値を1とした1拘束NC-DCMP
- メインビーム方向に対する応答値を1、航空機クラッターの到来方向に対する応答値を0とした2拘束NC-DCMP
- メインビーム方向に対する応答値を0、航空機クラッターの到来方向に対する応答値を1としたNC-DCMPによって航空機クラッターを再生し、元の受信信号から差し引いた後再度メインビーム方向への応答値を1としたNC-DCMPを適用する2段階NC-DCMP

である。なお到来方向推定の手法として、DCMPと同じ原理によるCapon法⁸⁾を用いた。またDCMP-CNを適用する際のノルム拘束値は、図1に基づきSNRの低下が0.5dB程度以内となるよう $U = 0.2$ を用いた。

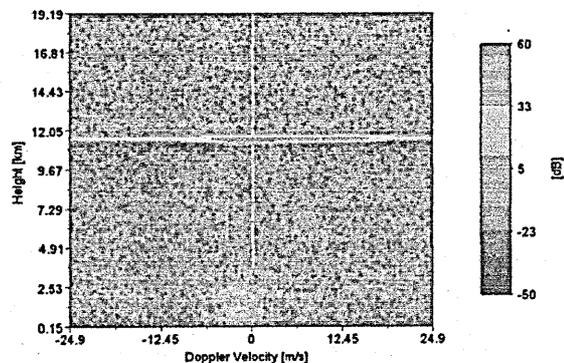


図3 すみれの観測データに対するノンアダプティブ合成によるドップラー速度スペクトルの高度分布

3.4 結果

図4は航空機がもっとも強く観測された高度12kmにおける各種手法による信号処理の結果を示した高度断面図である。図中の「Aircraft

Clutter」は2段階 NC-DCMP の第一段階において分離再生された航空機クラッターのスペクトルである。2拘束 NC-DCMP の航空機クラッターの抑圧度は -10.0 dB となり、全体に1拘束の NC-DCMP より特性が劣化することが確認できる。一方2段階 NC-DCMP については -23.3 dB となり、1拘束 NC-DCMP と比較して約 5 dB の改善を得ることができた。図5は2段階 NC-DCMP を航空機に対して適用することで得られたドップラー速度スペクトルの高度分布である。

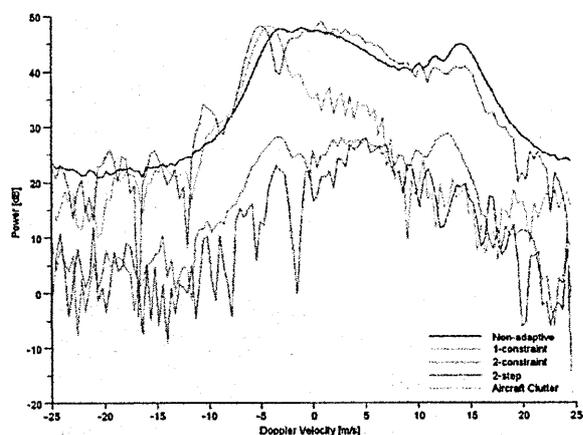


図4 すみれの観測データに対する2拘束及び2段階 NC-DCMP 適用後のドップラー速度スペクトルの比較 (高度 12 km)

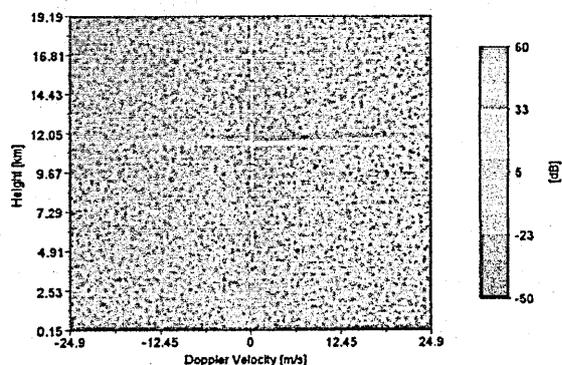


図5 すみれの観測データに対する2段階 NC-DCMP 適用後のドップラー速度スペク

トルの高度分布

以下にこれらの2手法の特性の差異について考察する。すみれは4チャンネル構成であり、アレイの自由度としては3である。一方2拘束 NC-DCMP における拘束条件は天頂、航空機への方向拘束及びノルム拘束の3つである。このうちノルム拘束自体は陽に自由度を使用するわけではないが、大きなクラッターではノルム拘束によって抑圧が不十分となる。従って余分の自由度は $0 \sim 1$ となり、すみれのシステム構成においては難しい問題となる。また同じ理由から2拘束 NC-DCMP では、到来方向推定の誤差によって自由度が浪費されることも好ましくない。一方2段階 NC-DCMP では、強度の高い航空機クラッターに対してビームを向けるのでより安定である。また十分ではないにしても予め航空機クラッターが取り除かれており、要求されたノルム拘束値を達成しやすくなることによって特性が改善したと考えられる。

4 MU レーダーを用いた航空機クラッター抑圧

4.1 システム構成

MU レーダーは滋賀県甲賀市にある日本唯一かつアジア域最大の MST レーダーである⁷⁾。中心周波数は 46.5 MHz であり、直径 103 m の円内に 475 本の直交八木アンテナを配したアクティブフェーズドアレイアンテナである。図6に MU レーダーのアンテナ配置を示す。これら 475 本のすべての素子が送受信機を持ち、 19 本ごとに合成分配器に接続されて1群を構成している。合成分配器は送信時には入力信号を 19 本の素子に分配し、受信時には 19 素子の受信信号を合成することによって各群毎の制御を行う。すなわち MU レーダーは 25 チャンネ

ルを持つアダプティブアンテナを構成できる。

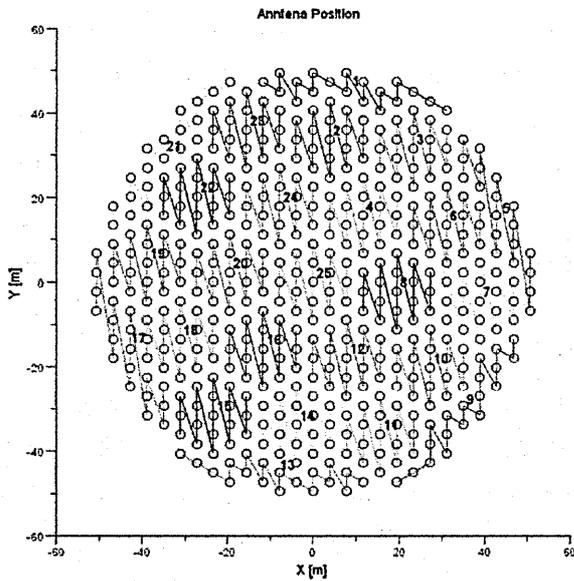


図6 MUレーダーのアンテナ配置

4.2 対象データ

今回の検討に用いたのは2006年11月13日の14時38分21秒から同42分43秒の連続した観測である。このうち航空機が最も接近する同39分58秒を中心とする128サンプルを対象データとした。また、すみれ同様天頂ビームによる各チャンネルの複素受信信号を用いた。観測パラメータのうち、先に述べたすみれの観測と異なるのはパルス繰り返し周期のみであり、これは $400\mu\text{s}$ となっている。

4.3 航空機クラッター抑圧手法の適用結果

図7は、航空機が最も強く観測された高度6.6km付近のレンジにおける高度断面を示したものである。ただし、ノンアダプティブ合成、DCMP、1拘束、2拘束及び2段階NC-DCMPをそれぞれ比較した。これを見ると、大自由度

のMUレーダーにおいてNC-DCMPを行うことで -40dB 程度の高い航空機クラッター抑圧効果を得られることが分かる。また、2拘束NC-DCMPについてはほぼ1拘束NC-DCMPと同じ結果となった。一方2段階NC-DCMPについては、すみれの場合と異なり大きな効果が得られなかった。

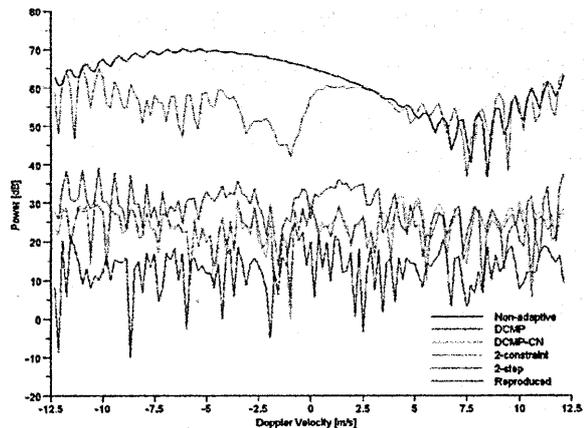


図7 MUレーダーの観測データに対する各手法によるドップラー速度スペクトラムの比較(高度6.6km)

図7には、2段階NC-DCMPにより再生された航空機クラッターのドップラー速度スペクトラムを示してある(図中のReproduced)。これを見ると推定された航空機クラッターのスペクトル形状は、アダプティブ信号処理前と大きく異なっており、航空機クラッターの到来方向推定及び分離再生に大きな誤差があることがわかる。上述の到来方向推定における誤差は、サイドローブ領域による到来方向推定が難しいことによる。すなわちアレイの規模が大きくなったため、低仰角では群間の相互結合により各群の位相中心と物理的なアンテナの場所のずれが無視できなくなり、到来方向推定精度が劣化したものと考えられる。一方逆に2拘束NC-DCMPについては1拘束NC-DCMPとほぼ同程度の結果となったが、これは誤った方

位に対して自由度が使われたとしても、残りの自由度によって抑圧されているためであると考えられる。

5 結論

本稿では大気レーダーに適した航空機クラッター抑圧手法を提案し、実データによる特性評価について述べた。PANSYのトレーニングシステムであるすみれによる観測データを用いた特性評価では、提案手法である2段階NC-DCMPがよい特性を示すことを述べた。一方MUレーダーによる観測データでの適用結果では、すみれに比してサンプル間隔が大きいことや群間の相互結合が無視できないこと等により到来方向推定精度が劣化すると考えられることを述べた。

また相互結合の影響に対する詳細な評価や到来方向推定法の改良により、多チャンネルシステムにおける提案手法の特性を改善させることが今後の課題である。

参考文献

- [1] 佐藤 薫, 堤 雅基, 麻生 武彦, 佐藤 亨, 山内 恭, 江尻 全機, これからの南極観測: 南極昭和基地大型大気レーダー計画, 天気, Vol.50, pp.619-624, 2003.
- [2] S. Fukao, First VHF rader observation of mid-latitude F-region field-aligned irregularities, Geophys. Res. Lett., Vol.15, pp.768-771, 1988.
- [3] 菊間 信良, アダプティブアンテナ技術, オーム社, pp.11-27, 2003.
- [4] K. Kamio, K. Nishimura, T. Sato, Adaptive sidelobe control for clutter rejection of atmospheric radars, Ann. Geophys., Vol. 22, 4005-4012, 2004.
- [5] K. Takao, N. Kikuma, Tamed Adaptive Antenna Array, IEEE trans., Antennas and Propag., Vol.34, pp.388-394, 1986.
- [6] C. Vijaykumar, A. Gupta, Adaptive clutter rejection by angle of arrival tracking using unscented filters for atmospheric radars, Proc. 11th Intl. Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar, 2006.
- [7] S. Fukao, T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifier, Radio Sci., Vol.20, pp.1155-1168, 1985.
- [8] J. Capon, High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proc. IEEE, Vol.57, pp.1408-1418, 1969.

小型船舶に搭載する民生用マグネトロンレーダーの信号処理
— 2次エコー除去方法の開発 —

A new signal processing for magnetron RADAR; 2nd trace echo rejection

伊藤恭夫 中山純一

京都工芸繊維大学 大学院 工芸科学研究科

2012年6月7日(木)

於 京都大学

輻射科学研究会

1 まえがき

海上を安全に航行するためには、波浪や降雨などの自然現象を把握し、他の船舶や漂流物などの動きを早期に認知する必要がある。GPS (Global Positioning System) や AIS (Automatic Identification System) が発達した今日でも、船舶用レーダーの必要性は変わらない。近年、船舶の高速化が進んでおり、40[km/h] 以上で航行する船舶が増加している。AIS を搭載しない小型漁船が接近するような場合に、小さい RCS (Radar Cross Section) を持つターゲットを検出し、受信信号のドップラーシフトから、高速で接近することが分かれば、衝突回避に有効な情報となる。

SN 比と分解能を同時に得るには、高い尖頭電力で短いパルスを送信するのが効果的で、安価な民生用のレーダーではマグネトロンを用いているものが多い。その送信信号は、位相の初期値がパルスごとにランダムに変化し、受信信号の振幅情報のみを用いて、位相情報が使えないので SN 比の観点から最適ではなく、原理的にドップラーシフトを測定することができない。

古くから Coherent on Receive のアイデアがあり、送信信号と受信信号の相互相関を求めることにより、マグネトロンレーダーをコヒーレント化する方法が開発されている [1][2]。本研究では、デジタル信号処理技術により、安価な民生用マグネトロンレーダーでも、コヒーレント積分を用いた SN 比の改善と、ドップラーシフト (速度) の計測が可能であることを示す。

不定性のない探知距離と速度の計測限界の積は一定となり、探知距離を優先すると速度は不定性を持ち、接近するターゲットを遠ざかると誤った情報を与えるので危険である。逆に、速度を優先すると距離の不定性の問題が表れ、本来とは異なる位置に 2 次エコーが現れ、やはり操船する際の妨げとなる。

マグネトロンの初期位相がランダムに変化することから、2 次エコーのペリオドグラムは激しく振動し、見本系列ごとにピークの位置が異なる。

本研究では、このペリオドグラムの性質を使った新しいアルゴリズムを開発し、船舶用レーダーとしては、4700[Hz] の高い送信繰り返し周波数を用いて速度の計測限界を ± 135 [km/h] にすると同時に、2 次エコーを除去することにより探知距離と計測速度の積を拡大することができた。実際に X バンドレーダーを試作し、実験によりそのアルゴリズムの有効性を示す。

2 理論

2.1 不定性のない探知距離と計測周波数の積

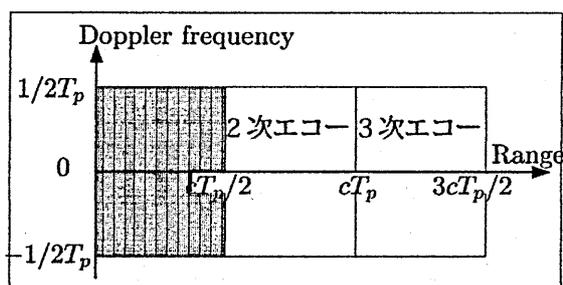


図 1: 探知距離と計測周波数の積

レーダーの不定性のない探知距離と、折り返しが生じない計測できる最大のドップラー周波数は、図 1 の網掛けの領域にあり、その面積は一定値 $c/2$ となる。本論文では、その領域の受信信号を 1 次エコーと呼ぶ。

探知距離を優先して、送信繰り返し周期 T_p を長くした場合、計測できる周波数は低くなる。逆に T_p を短くすると、送信パルス幅が広く受信信号の SN 比が大きい場合に、陸地など大きな RCS を持つターゲッ

トが、 $cT_p/2$ を超えて遠距離から探知され、レーダー画面上で本来とは異なる距離に表示されるので、実用上問題となる。それらは、2次、3次エコーと呼ばれる。

また、マグネトロンのデューティサイクルに制限があり、短い送信周期で広いパルス幅を送信できない。いずれにしても、RCSが小さく高速で航行するターゲットを探知して、短時間に真の速度を得られないという課題がある。

2.2 マグネトロンの送信信号

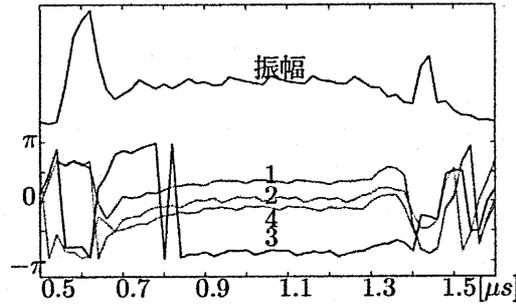


図 2: マグネトロン送信信号の振幅と位相

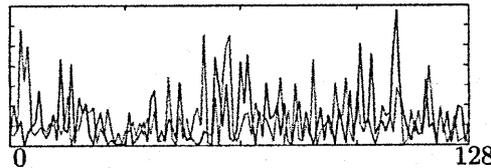


図 3: 初期位相系列のペリオドグラム

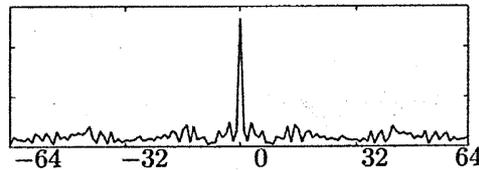


図 4: 初期位相系列の自己相関関数

図 2 は、ある X-band マグネトロンの送信パルス波形である。上に振幅を、下に連続した 4 回の送信パルスのベースバンドの位相を、数字はその順番を示す。パルス幅は 700 [ns] であり、およそ 0.7[μs] に始まり 1.4[μs] で終了している。振幅の始めと終わりにあるスパイクは、実験装置 (図 8) の IF Switch によるスイッチングノイズである。送信パルスごとに位相の形は同じで、初期位相 (オフセット) が異なっている。

図 3 は、それぞれ 128 個の送信パルスの初期位相から作成した、2つの見本系列のペリオドグラムである。スペクトルは激しく振動して高いピークを持ち、見本系列ごとにスペクトルが異なっている [3]。

図 4 は、その 1 個の見本系列の自己相関関数である。それはデルタ関数になっていて、よく知られているように、マグネトロンの送信パルスの初期位相が、ランダムかつ白色であることを示している。

2.3 送信信号を用いたマッチドフィルタ処理

マグネトロンを送信信号の基本モデルとして、振幅が一定であるパルスバースト波を用いる。

$$\hat{x}(t) = Au(t)e(t) = u(t)e^{2\pi j f_c t + j\Theta(t)} \quad (1)$$

$$e(t) = e^{2\pi j f_c t + j\Theta(t)} \quad (2)$$

$$u(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < P_w \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 A は振幅、 $u(t)$ はパルス幅 P_w の矩形パルス、 f_c はマグネトロンの送信キャリア周波数、 $\Theta(t)$ は位相変動成分を表す。送信時刻を t_k とすると、 k 番目の送信信号 $\hat{x}_k(t)$ は次式で表される。

$$\hat{x}_k(t) = \hat{x}(t - t_k)e^{j\theta_k} \quad (4)$$

$$t_k = \frac{k}{f_p} = kT_p = kNT_s \quad (5)$$

ここで、 f_p は送信繰り返し周波数。また、 T_p は、後述するサンプリング周期 T_s の整数 N 倍である。 θ_k は送信ごとにランダムかつ白色な初期位相を表す。時刻 $t = 0$ においてレーダーは原点に、ターゲットは距離 R [m] にあって、一定の相対速度 v [m/s] で遠ざかる方向に進んでいると仮定する。

送信信号がターゲットで反射して再びレーダーに戻る伝達系を考えて、受信信号 $\hat{s}_k(t)$ は、次式のように送信信号 $\hat{x}_k(t)$ のインパルス応答で表すことができる。

$$\begin{aligned} \hat{s}_k(t) &= \gamma \int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{2R}{c-v} - \frac{c+v}{c-v}\xi\right) \hat{x}_k(\xi) d\xi \\ &= \gamma \frac{c-v}{c+v} \hat{x}_k\left(\frac{c-v}{c+v}\left(t - \frac{2R}{c-v}\right)\right) \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 γ は伝搬と散乱による減衰、 c は光速を表す。キャリア周波数部分に対して次の近似を用いる。

$$\frac{c-v}{c+v} = 1 - \frac{2v}{c} \quad (7)$$

それ以外の部分は 1 と近似する。 k 番目の受信信号 $\hat{s}_k(t)$ は、次式で表される。

$$\hat{s}_k(t) = \gamma \hat{x}_k(t - \tau) e^{-2\pi j f_d t} \quad (8)$$

$$\tau = \frac{2R}{c+v} = n_\tau T_s \quad (9)$$

$$f_d = f_c \frac{2v}{c} \quad (10)$$

ここで、 τ はターゲットの遅延時間で、サンプリング周期 T_s の整数倍であると仮定する。 f_d はドプラーシフト周波数を表す。Coherent on Receive をするために、送信信号を STALO (Stable Local) と直交検波器を用いてベースバンド複素信号に変換する。さらにデジタル信号処理するため、サンプリング周期 T_s で AD 変換する。 k 番目の送信 Replica データを次式で表す。

$$x_k(n) = \hat{x}(nT_s) e^{-2\pi j f_i n T_s} \quad (11)$$

$$f_i = f_{SL} + f_{2l} \quad (12)$$

ここで、 f_{SL} は STALO の周波数、 f_{2l} は直交検波器の第 2 局発振周波数。それらの初期位相は 0 とする。同様に、 k 番目の受信データを次式で表す。

$$s_k(n) = \hat{s}_k(nT_s) e^{-2\pi j f_i n T_s} \quad (13)$$

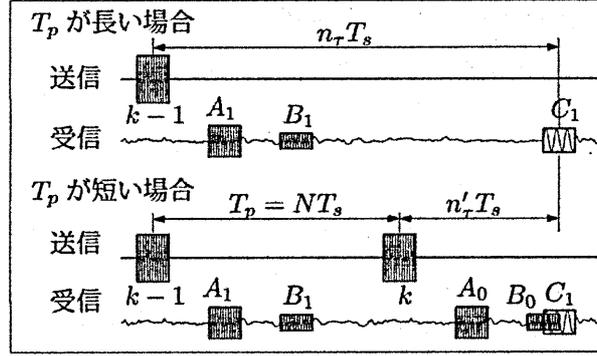


図 5: 送信繰り返し周期と 2 次エコー

次に、マッチドフィルタの概念を用いて、送信 Replica データと受信データの相互相関を求める。

フィルタのインパルスレスポンスが送信 Replica データの複素共役でかつ、時間的鏡像である時、受信データの SN 比が最大になる。そのマッチドフィルタ出力 $c_{k',k}(m)$ は次式で表される。

$$c_{k',k}(m) = \sum_n s_{k'}(n) x_k^*(n-m) \quad (14)$$

それぞれのパルスが一致する、 $m = n_r - (k - k')N$ の時 $c_{k',k}(m)$ の振幅は最大となり、次式で表される。

$$c_{k',k}(n_r - (k - k')N) = \gamma |A|^2 e^{-2\pi j f_i (n_r - (k - k')N) T_s} \times e^{j(\theta'_k - \theta_k)} e^{-2\pi j f_d (n_r + k'N) T_s} \sum_{n'=0}^{N_p-1} e^{-2\pi j f_a n' T_s} \quad (15)$$

ここで、 $n' = n - m - kN$ とおいた。また、 $N_p = P_w / T_s$ である。パルス幅に比べて f_d が十分低く、位相の変化を無視できるので、式 (15) 右辺の和の項を 1 と近似する。さらに、 $n'_r = n_r - (k - k')N$ とおくと、マッチドフィルタ出力は次式で表される。

$$c_{k',k}(n'_r) = \gamma |A|^2 N_p e^{-2\pi j f_i n'_r T_s} e^{j(\theta'_k - \theta_k)} e^{-2\pi j f_d (n'_r + kN) T_s} \quad (16)$$

式 (16) 右辺の最後の因子 $e^{-2\pi j f_d (n'_r + kN) T_s}$ は、送信時刻 t_k と速度 v に比例する、ドップラーシフト f_d の位相を表しており、Coherent on Receive の原理を示している。また、受信信号の振幅がパルス幅 N_p 倍になっていて、マッチドフィルタの効果を表している。

2.4 送信繰り返し周期と速度の折り返し

M 回の送信で得られたマッチドフィルタ出力を、探知距離 n'_r ごとに k について離散フーリエ変換する。1 次エコーの場合は、式 (16) において $k' = k$ であるから、そのスペクトルは次式で表される。

$$\begin{aligned} C_0(f, n'_r) &= \sum_{k=0}^{M-1} e^{2\pi j f k T_p} c_{k,k}(n'_r) \\ &= A_0 e^{-2\pi j (f_i + f_d) n'_r T_s} \sum_{k=0}^{M-1} e^{2\pi j (f - f_d) k T_p} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、 $A_0 = \gamma |A|^2 N_p$ とおいた。式 (17) は、 $f = f_d$ にスペクトルのピークを持つと同時に、振幅が M 倍になり、コヒーレント積分を表している。

式 (18) に示す通り、 $C_0(f, n'_\tau)$ は f について f_p の周期性があり、不等式 (19) を満たす速度に対して f_p ごとに折り返し、その場合、近づくターゲットが遠ざかると誤って認知される可能性があり危険である。

$$C_0(f + if_p, n'_\tau) = C_0(f, n'_\tau), i = 0, \pm 1, \dots \quad (18)$$

$$|v| > \frac{cf_p}{4f_c} \quad (19)$$

近年、船舶の高速化が進んでおり、 $20[kt]$ 以上で航行する船舶が増加している。レーダー自体が移動してターゲットとすれ違うので、レーダーが測定すべき速度限界を $70[kt]$ とする。船舶用レーダーは、ごく近距離を感知する場合を除き、距離に不定性がないことを優先して、送信繰返し周波数を $1000[Hz]$ 程度に設定するので、真の速度が得られない (表 2 参照)。

気象用レーダーなどでは、速度の不定性を解決するために、スタガ送信方式が使われている。2ないし3種類の送信繰返し周波数を用いて、それぞれ得られた不定性のある速度の差から、計算によって真の速度を求めることができる [4]。しかし、船舶用レーダーに適用する場合は、実用上アンテナ回転数が高く、かつ、ビーム幅も狭いので、ターゲットに照射される送信パルス数 M が限られるため、十分な周波数分解能が得られない。そのため、スタガ方式では不定性のない速度限界を十分高くできないという課題があった。

2.5 ペリオドグラムを用いた2次エコー除去方法

図 5 は、送信繰返し周波数 T_p が長い場合に、真の距離に感知されていた C_1 が、 T_p が短い場合には、本来とは異なる距離に1次エコー B_0 と重なって感知されている。この C_1 を2次エコーと呼ぶ。

また、船舶用レーダーでは、ターゲットが遠距離の場合、受信信号は距離の8乗に反比例して急速に減衰し [5]、SN比の問題から、実際に3次以上のエコーは受信されないので、2次エコーについて議論する。

2次エコーの場合は、式 (16) において $k' = k - 1$ であるから、そのスペクトルは次式で表される。

$$\begin{aligned} C_{-1}(f, n'_\tau) &= \sum_{k=0}^{M-1} e^{2\pi j f k T_p} C_{k-1, k}(n'_\tau) \\ &= A_0 e^{-2\pi j (f_i + f_a) n'_\tau T_p} \sum_{k=0}^{M-1} e^{2\pi j (f - f_a) k T_p} e^{j(\theta_{k-1} - \theta_k)} \end{aligned} \quad (20)$$

式 (20) は、位相がランダムでかつ白色な見本系列の離散フーリエ変換になっていて、ペリオドグラムを表す。一般にターゲットの位置と速度は不明であるから、レーダーは、そのコヒーレント積分の最大値を用いる以外に方法がなく、ペリオドグラムの性質から、スペクトルは激しく振動し、鋭いピークを持つので、コヒーレント積分では2次エコーを十分に除去できない。

表 1: X-band レーダーの仕様

水平ビーム幅	1.9	度
アンテナ回転数	24	rpm
送信周波数	9410	MHz
送信出力	25	KW
パルス幅	700	ns
送信繰返し周波数	1000	Hz
サンプリング周波数	20	MHz
ターゲット照射回数 M	13.2	回

表 2: 探知距離、計測速度限界と繰り返し周波数

送信繰り返し周波数	1000	4700	[Hz]
不定性のない距離	80	17	[NM]
	148	31.5	[km]
不定性のない速度	15.5	73	[kt]
	28.7	135	[km/h]

表 3: シミュレーションで用いたターゲット

ターゲット	A	B	C
距離 [km]	2.03	2.78	2.87
速度 [km/h]	-38.7	35.4	14.8
SN 比 [dB]	6	3	3

本研究では、短い送信繰り返し周期で速度の不定性を解決し、それによって生じる 2 次エコーを、ペリオドグラム の性質を用いて除去する方法を開発した。そのことによって、危険回避に有効なターゲットの速度を、約 7[ms] の短時間で知ることができる。

2.6 計算機シミュレーション

実際のマグネトロン の送信信号のベースバンド部分に、ホワイトガウシアンノイズを重畳して受信信号を作成する。表 3 の 3 個のターゲットについて、 $M = 8$ のバッチ送信を 2 回行い、16 回分のデータを作成する (図 6 参照)。特に、ターゲット C は、1 回前の送信信号を元に作られており、2 次エコーになっている。

次に、ターゲット A、B、C からの受信信号を、バッチ送信ごとにコヒーレント積分 (FFT) し、それぞれのターゲットについて、2 回のバッチ送信のスペクトルを比較する。その時、ピークの位置がある一定以上離れる場合は、2 次エコーとして除去する。

図 7-(a) は作成した受信信号で、横軸は時間を、縦軸は、ホワイトノイズの分散に対する受信信号の電力比をデシベルで表す。図 7-(b) はマッチドフィルタ出力で、図 7-(a) に比べてターゲット信号の SN 比が改善しているが、2 次エコー C のレベルは B のレベルと変わらない。図 7-(c) はコヒーレント積分の結果で、A と B の SN 比がさらに改善している。図 7-(b) に比べて C のレベルは下がっているが、十分ではない。

図 7-(d) は、提案する 2 次エコーを除去アルゴリズムの結果で、C のみが除去されている。

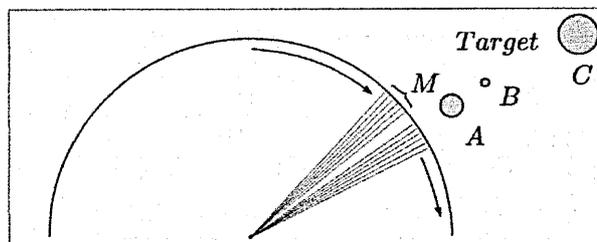


図 6: バッチ送信するレーダーとターゲット

図 7(e) に、バッチ送信ごとの FFT 結果を示す。B はスペクトルのピークがほぼ一致して、保存されるのに対して、C はペリオドグラムであるから除去される。

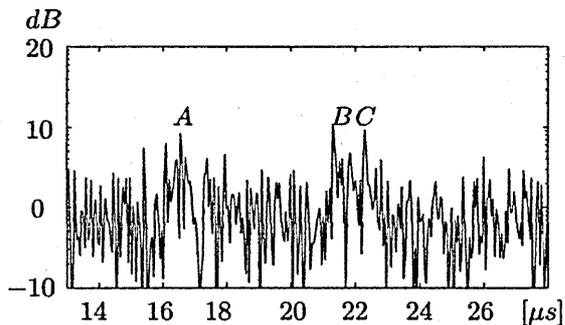


図 7-(a) 4700[Hz] 8バッチ送信

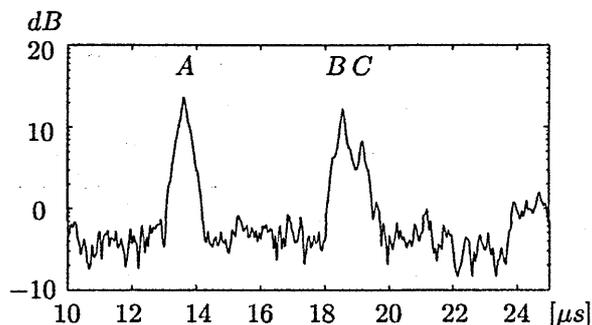


図 7-(c) コヒーレント積分

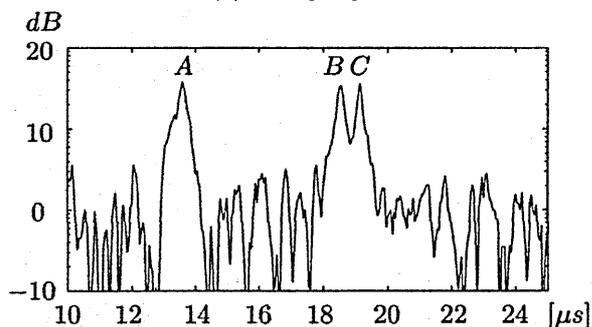


図 7-(b) マッチドフィルタ

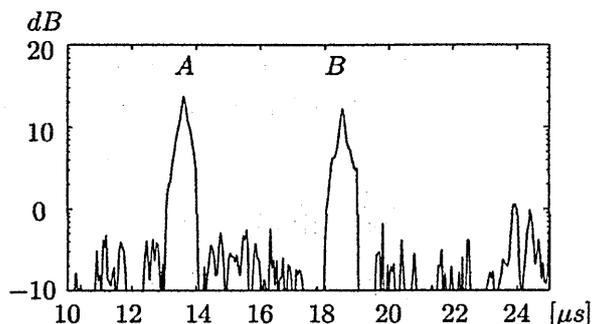


図 7-(d) 2次エコー除去処理

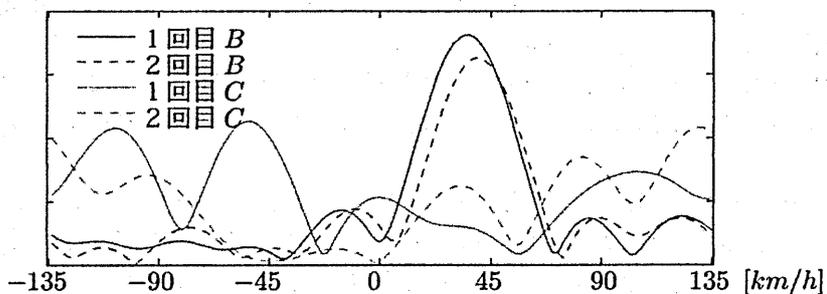


図 7: (e) 異なる見本のペリオドグラム

3 実験方法

試作した X-band レーダー信号処理装置を図 8 に、主な仕様を表 1 に示す。ただし、送信繰り返し周波数は 4700[Hz] を用いた。この装置には、アンテナからの受信信号と、マグネトロンからの送信信号を取り込む 2 つの経路があって、送信と受信の各信号は、送信タイミングで切り替えて直交検波器に入力される。それぞれのベースバンド IQ 信号は、サンプリング周波数 20[MHz] で AD 変換され、PC 内部のメモリに記憶される。マッチドフィルタ、コヒーレント積分と 2 次エコーを除去する非線形アルゴリズムは、ソフト

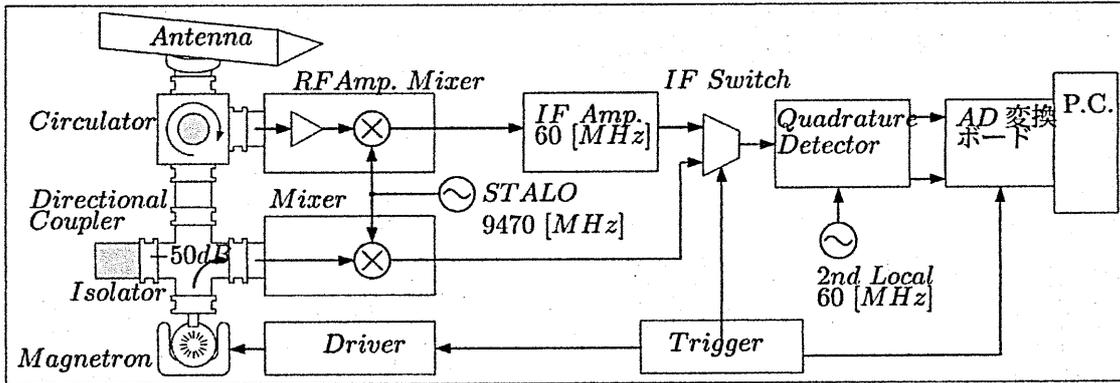


図 8: 実験装置

ウェアで実現されるので、従来のシステムと比べて送信と受信部分の変更は最小限に留まり、民生用で安価な小型のマグネトロンレーダーへの応用が可能である。

4 実験結果

X-band レーダーの実験装置を神戸市垂水区の海岸に置いて、大阪湾に向けて探知実験を行った。

探知レンジは 30[km] で、180 度の範囲を探知し、信号処理方式による結果を比較する。それぞれ図の横軸のマイナスはレーダーの位置から東方向を、プラスは西方向を、紙面の上は南方向を表し、縦横の方眼は距離 6[km] 四方である。また、信号強度はホワイトノイズレベルを 1 とした相対値をデシベルで表示する。図 9 は比較のために行った、PRF が 1000[Hz] の場合の探知映像で、受信信号の電力を表示している。東に 12 から 24[km]、南に 18[km] にある L 字型をしたエコーは関西空港、西に 12[km] にある比較的大きなエコーは淡路島である。その他は船舶のエコーである。

図 10 は、PRF が 4700[Hz] の場合の受信信号の電力を表示している。南に 12[km]、西に 6[km] から東へ探知範囲全体に広がっている 70dB 以下のエコーは、表示されている範囲より遠くにある、大阪湾の対岸の陸地から反射した 2 次エコーである。

図 11 は、マッチドフィルタ出力の電力を表示している。信号の SN 比が改善するとともに、2 次エコーの電力も高くなっている。図 12 は、コヒーレント積分結果の電力を表示している。信号の SN 比が改善するとともに、2 次エコーの電力は下がっているが、実用上、問題のないレベルには達していない。図 13 は、提案する 2 次エコー除去結果の電力を表示している。2 次エコーのみを除去することができている。

図 14 は、図 13 で表示されたエコーに対して、そのドップラー速度を色で表示している。十分な測定速度限界を持って測定できている。また、西に 24[km] 南に 6[km] と、東に 18[km] 南に 18[km] の 2 つの地点に表示されているのは雨のドップラー速度である。

5 むすび

本研究では、送信信号と受信信号の相互相関を求める方式の Coherent on Receive により、民生用で、安価な小型の船舶用マグネトロンレーダーで、SN 比の改善と速度を計測できることを示した。また、高い送信繰り返し周波数を用いて、折り返し速度を船舶用レーダーとして実用上十分に高い値にしなが、ペリオドグラムの性質を利用した非線形なアルゴリズムを用いて、2 次エコーを除去することができた。

参考文献

- [1] R. L. Trapp *Improved coherent-on-receive radar processing with dynamic transversal filters. TRAPP R L IEE Conference Publication (Institution of Electrical Engineers) 1982 , Vol.216 , p.505-508*
- [2] V. Venkatesh, et al., *The UMass X-pol Mobile Doppler Radar: Description, Recent Observations, and New System Developments, IGARSS 2008*
- [3] 小倉 久直 *物理・工学のための確率過程論* コロナ社 (1998)
- [4] Richard, J. Doviak ; Dusan, S. Zrnic *Doppler Radar and Weather Observations Second Edition.* Academic Press (1993)
- [5] Merrill I. Skolnik *INTRODUCTION TO RADAR SYSTEMS* McGraw-Hill (1990)

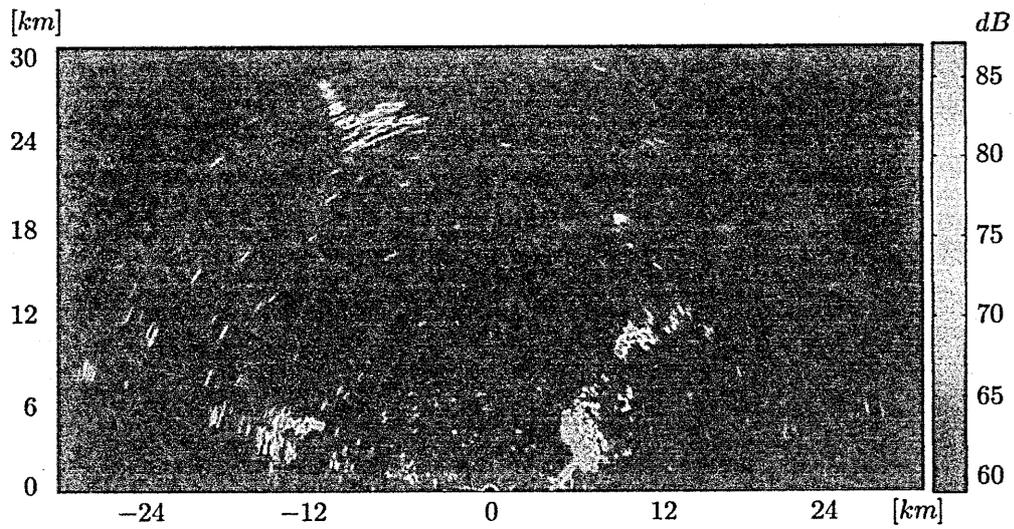


図 9: 送信繰り返し周波数 1000[Hz] の探知結果

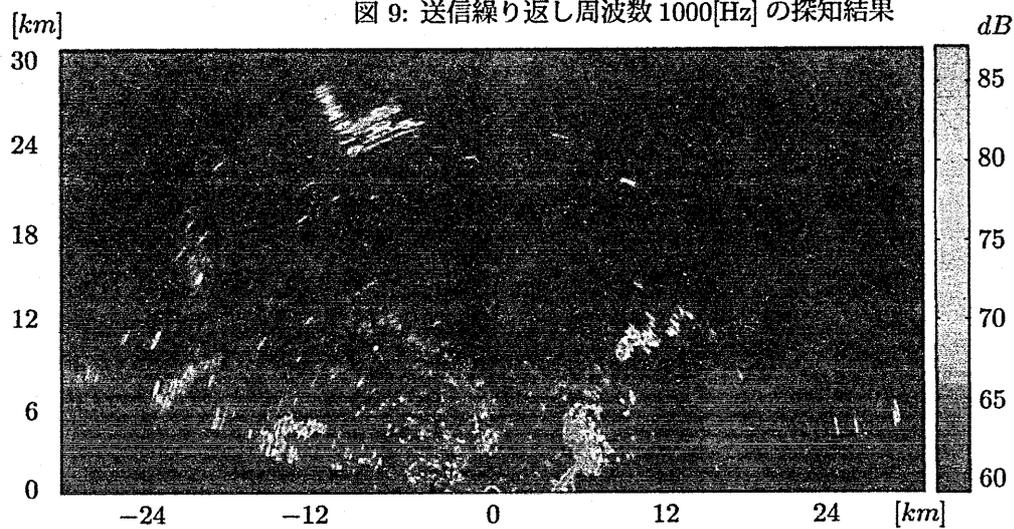


図 10: 送信繰り返し周波数 4700[Hz] の探知結果

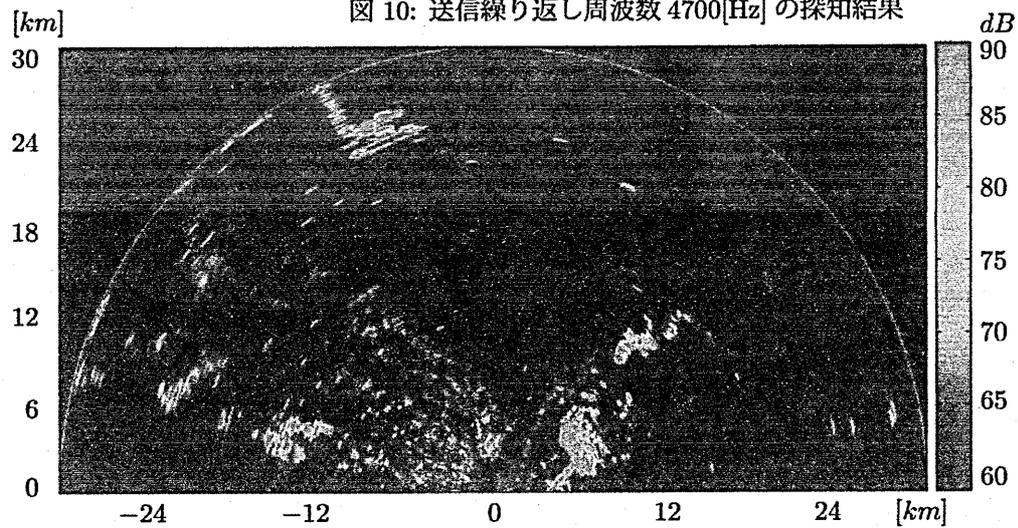


図 11: マッチドフィルタ

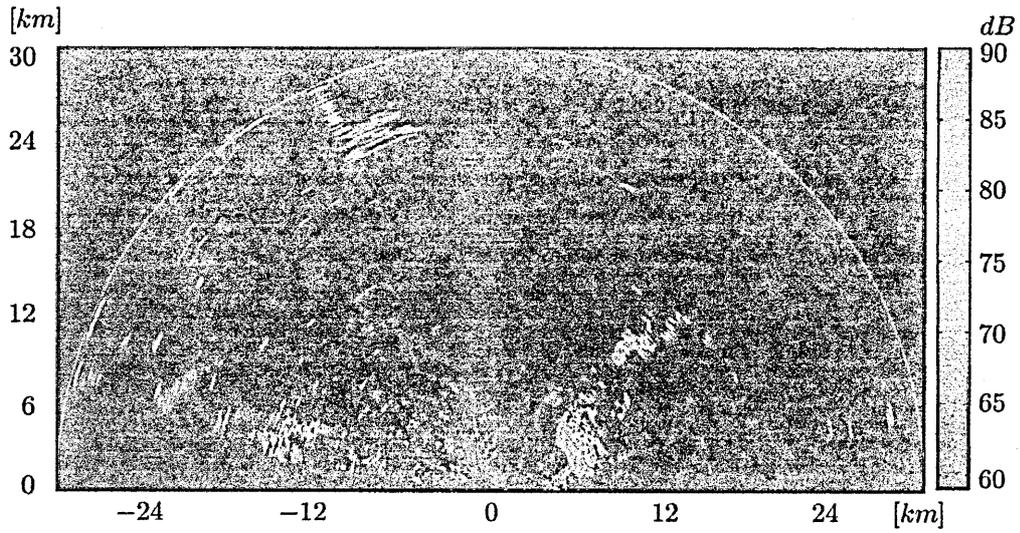


図 12: コヒーレント積分

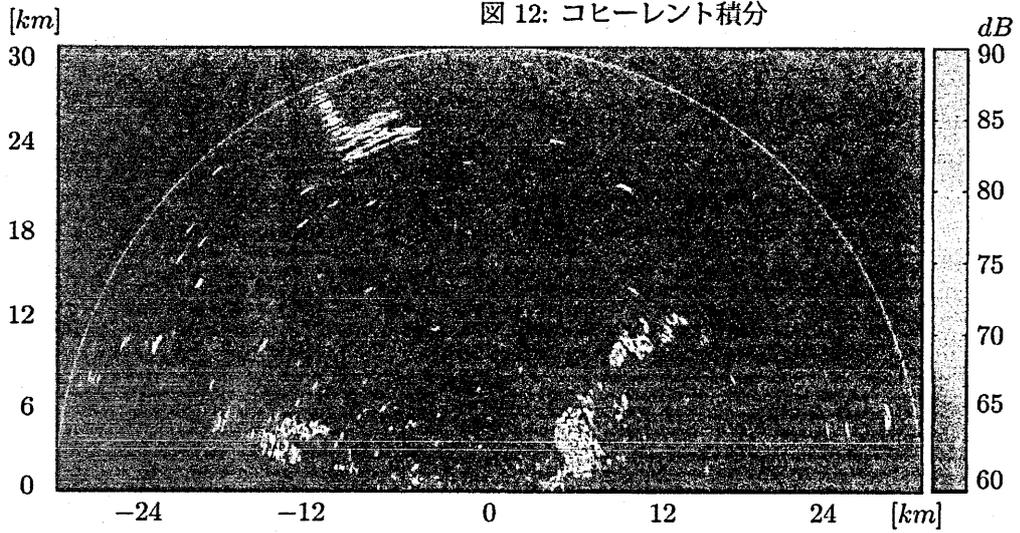


図 13: 2次エコー除去処理

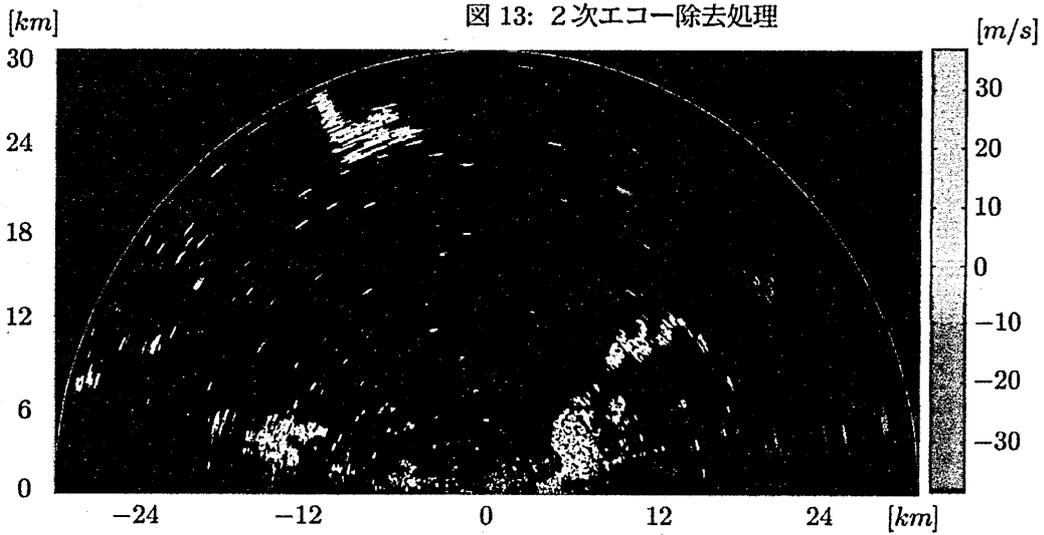


図 14: ドップラー処理

ウインドプロファイラーを用いた積雲対流観測

Wind Profiler Observations on Meso-scale Convective System

柴垣佳明 (大阪電気通信大学)

Yoshiaki Shibagaki (Osaka Electro-Communication University)

2012年7月23日
於 大阪電気通信大学

ウインドプロファイラーを用いた積雲対流観測

柴垣佳明 (大阪電気通信大学)

1. はじめに

毎年、梅雨季には中国大陸から北西太平洋まで伸びる前線が日本列島に停滞し、日本各地に激しい降雨をもたらす。中には、1日 100mm を越える降水が発生し、土砂災害等を引き起こす。また、秋雨季には台風に伴った顕著な現象や台風崩れの温帯低気圧が日本上空を通過するため、前線帯周辺ではしばしば梅雨季以上の集中豪雨および強風が生じる。このような積雲対流の発生・維持・組織化のメカニズムの解明には、ウインドプロファイラーや気象ドップラーレーダーによる時間的に密な風速観測が有効である。

ウインドプロファイラーは、上空の風速 3 成分の高度プロファイルを測定することを目的としたドップラーレーダーである。観測領域は、レーダーの天頂方向に限られるが、上空の風を天候に左右されずに連続的に測定することができる。一方、気象ドップラーレーダーは 2 台以上のレーダー観測によって、3 次元的な風速場を推定できるが、観測領域は降水域に限られる。本発表では、京都大学生存圏研究所で開発されたウインドプロファイラーを用いて、これまでに明らかになった中緯度前線帯および熱帯域の積雲対流の実態やその特徴について報告する。

2. ウインドプロファイラー

2.1 50 MHz 帯大気レーダー

ここでは、京都大学生存圏研究所所属の全国共同利用設備である MU(Middle and Upper atmosphere)レーダーと赤道大気レーダー(Equatorial Atmosphere Radar; EAR)の特徴について述べる。

MU レーダーは、1984 年に滋賀県甲賀市信楽町に完成した大型大気観測用レーダーである(図 1a 参照)。このレーダーは、直径 103m の円形敷地内に 475 本の直交 3 素子八木アンテナを配置し、各アンテナ素子に送受信機を備え、電子的にアンテナの位相を制御するアクティブ・フェーズド・アレイ・アンテナ方式を用いている。中心周波数は、46.5 MHz、ピーク送信電力は 1 MW である (Fukao et al., 1985a, b)。

また、EAR は 2001 年にインドネシア・スマトラ島に完成した大気観測用レーダーである。直径約 110 m の略円形フィールドに 3 素子八木アンテナを 560 本配置したアクティブ・フェーズド・アレイ・アンテナを備えている。中心周波数は 47 MHz、ピーク送信電力は 100 kW である(Fukao et al., 2003)。

このような 50 MHz 帯のドップラーレーダーは、大気乱流と降水粒子からの散乱波が同時に得られる。観測高度範囲は、高度約 1.5~20 km である。

2.2 1.3 GHz 帯および 3 GHz 帯ウインドプロファイラー

図 1b は、高度約 5 km まで観測可能な下部対流圏レーダー(L-28)である。このレーダーは、192 個のパッチアンテナを十字型に配置し、アンテナの位相制御により、ビームを 5 方向に走査できる。アンテナサイズは 2.8 m、送信ピーク電力 2 kW と小さいが、可搬性に優れ、観測晴天時には高度 5 km までの鉛直流を含めた風速 3 成分が観測できる。降雨時には降水粒子からの散乱波が得られるため、観測高度上限の高度 10 km までの高度範囲で、水平風速および降雨落下速度が求められる。また、上と同等の性能を持ち、アンテナ素子に電磁結合ダイポールアンテナを用いた下部対流圏レーダー(LTR)が、気象庁ウインドプロファイラーネットワーク WINDAS に採用されている (Hashiguchi et al., 2004)。

さらに、1.3 GHz 帯よりも高い周波数を用いて、アンテナサイズを 1 m まで小型化し、小型トラックに搭載可能な 3 GHz 帯境界層レーダー(Boundary Layer Radar)が開発されている。送信ピーク電力は 500 W のため、晴天時には観測高度は 1.5 km 程度に限られるが、降雨時には観測高度上限の 10 km までの水平風速および降雨粒子落下速度の観測が可能である(Yamamoto et al, 2002)。

3. ウインドプロファイラーを用いた積雲対流の観測研究

3.1 MU レーダーによる梅雨季低気圧・台風の観測

梅雨前線に伴うサブシノプテックスケール低気圧内部には、メソ α スケール低気圧、メソ β スケールクラウドクラスタ、メソ γ スケール擾乱が共存する。レーダー上空をサブシノプテックスケール擾乱が通過することで、各スケールの鉛直流分布の階層構造を明らかにした。また、1994 年に MU レーダー上空を通過した台風の眼周辺を観測することに成功した。台風上陸に伴う衰弱過程での眼のらせん構造やその周辺での風の循環構造が明らかになった。

3.2 気象庁 WINDAS によるメソスケール擾乱の観測

2001 年に気象庁 WINDAS のウインドプロファイラーが全国 31 ヶ所に整備された。このデータを用いることで、西日本から東日本へ移動するメソスケール対流システムの発達に伴う、メソ α スケール低気圧への変移過程の風速循環の強化等の結果が得られた。また、台風の発達過程から衰弱過程までの風速場を多地点で観測可能である。図 2 は、名瀬、熊本、鳥取、室戸付近を通過した台風 0416 号の接線風の距離・高度分布である。この図から、発達した台風内部では強い風速域が高度方向に延びていたが、台風の衰弱に伴い上空ほど風速が弱まる様相に変化した。

3.3 可搬型ウインドプロファイラーによる地形性降雨観測

下部対流圏レーダーを用いて、鹿児島県甕島付近で発生する停滞性線状降水バンドの発生・維持に係る風速場を調べた。また、数値モデルを用いた降水バンドの再現実験から、

東シナ海から湿潤大気の移流の中で、対流セルが甌島を起源とした地形性上昇によって、次々と現れ、それが高度 1.5km 付近の背景風により風下側に流されることで長い降水ラインを形成していることを確認した。また、降水ラインの維持には甌島の風下側の水平風の鉛直シアが重要な役割を果たしていることが明らかになった。

3.4 EAR による赤道域対流観測

インドネシア海大陸は世界でも有数の多雨地域であり、太陽放射加熱によって日周期対流が卓越する。特に、海大陸の西端に位置するスマトラ島山岳域では、インド洋から東進する大規模対流群に影響され、日周期対流が活発になる。このような気候学・気象学的に重要な場所に EAR は位置している(100.3° E, 0.2° S)。同観測サイトには、Xバンド気象レーダーが導入され、レーダー周辺の 60 km 以内の降雨分布を調べることができる。

気象レーダーの長期観測によって、山岳地域ではインド洋からの大規模対流群の通過中に、しばしばメソβスケール対流システムが現れる。EAR 観測による下層風速の日周期変化を調べたところ、一般風の東風成分と局地循環の西風成分の収束がこの対流システムの発生に大きく寄与し、また下層風収束場の振る舞いによって持続時間が異なることが明らかになった。また、下層～中層の風速分布から、対流システムの構造は、鉛直シアが弱い場合はスーパーセル型、シアが強い場合は複数の(メソγスケール)対流セルから成るマルチセル型の特徴を示していた(図 4:参照)。

3.5 海大陸ウインドプロファイラーネットワーク観測

2007～2008 年に、インドネシア海大陸のポンティアナク(109.4° E, 0.0° S)、マナド(124.9° E, 1.56° N)、ピアク(136.1° E, 1.2° S)に下部対流圏レーダーが設置され、3 地点による同時観測が開始した。このレーダーのアンテナは、7 個のルネベルグレンズから構成されている。

赤道域の降水システムは、背の高い対流性降雨、融解層を持つ層状性降雨、これらの特徴を合わせた混合性対流・層状性降雨に大別されることが知られている。インドプロファイラーの融解層高度の上下レベルの鉛直方向のドップラー速度差や高高度のスペクトル幅(擾乱度)の情報を用いて、図 5 のように 3 タイプへの降水タイプの分類方法を考案した。この降雨タイプの分類により、局地循環の風速変化や東進大規模対流群に対応した降水別の出現分布を明らかにした。

4. まとめ

50 MHz 帯と 1.3GHz 帯ウインドプロファイラー観測によって、梅雨擾乱の階層構造、台風中心付近の風速構造、地形性降水の発生・維持機構、熱帯対流に係る風速場の日周期特性、熱帯降水タイプの地域的特性が調べられ、積雲対流の発生・発達・持続機構に関する新しい知見が得られた。

このような積雲対流の観測研究の蓄積は、対流システムのスケール間の複雑な相互作用の振る舞いを明らかにし、将来のメソスケール予報モデルの向上に寄与できるものと期待される。

参考文献

1. Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, 1985a: The MU radar with an active phased array system: 1. Antenna and power amplifier. *Radio Sci.*, **20**, 1155-1175.
2. Fukao, S., T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, 1985b: The MU radar with an active phased array system: 2. In-house equipment. *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176.
3. Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki, 2003: Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, **38**, 1053, doi:10.1019/2002RS002767.
4. Hashiguchi, H., S. Fukao, Y. Moritani, T. Wakayama, and S. Watanabe, 2004: A lower troposphere radar: 1.3-GHz active phased-array type wind profiler with RASS, *J. Meteor. Soc. Japan*, **82**, 915-931.
5. Yamamoto, M. K., H. Hashiguchi, S. Fukao, Y. Shibano, and K. Imai, 2002: Development of a transportable 3-GHz wind profiler for wind and precipitation studies. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 273-283.

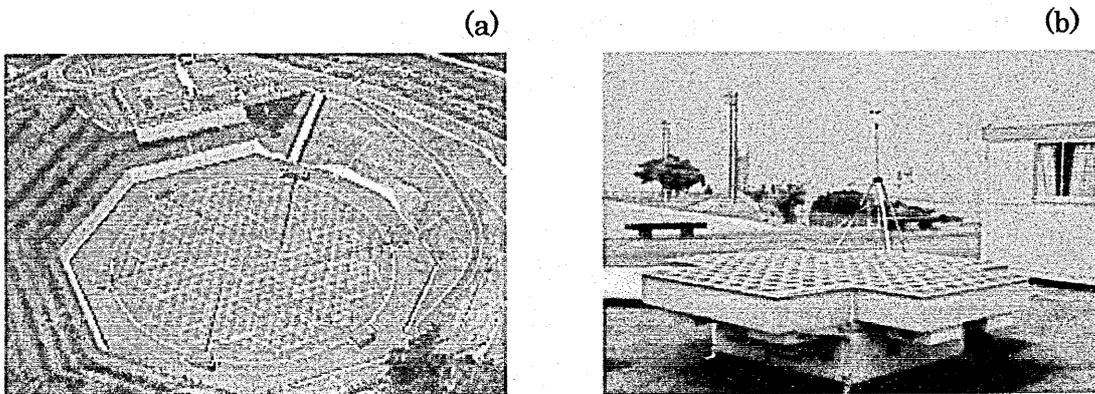


図 1: (a) MU レーダー、(b)1.3 GHz 帯ウインドプロファイラーの外観図。

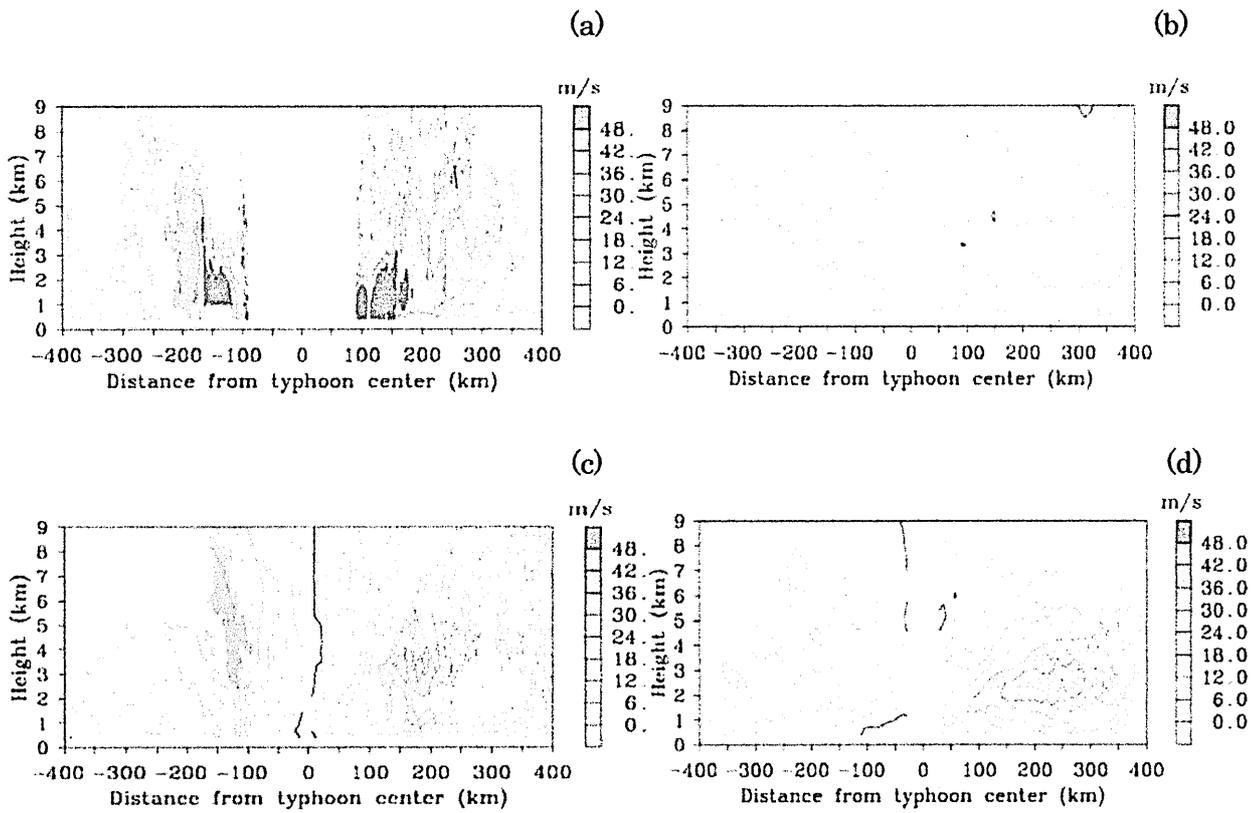


図2: 台風0416号の接線風速の台風中心からの距離・高度変化。(a), (b), (c), (d)はそれぞれ名瀬、熊本、鳥取、室蘭サイトで観測されたデータである。

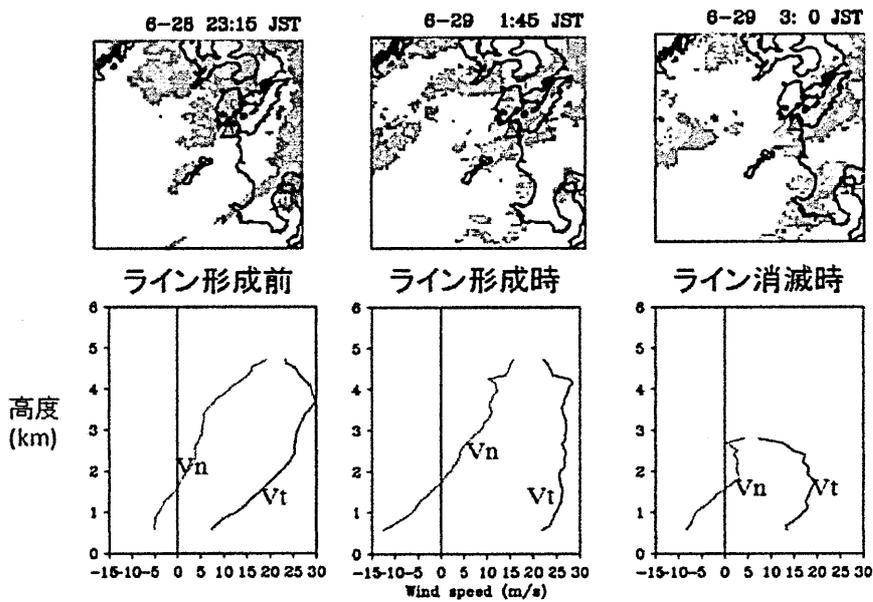


図3: 地形性降水ラインの形成前後の風速プロファイル。 V_n と V_t はそれぞれ降水に対して垂直・平行方向の風速成分である。

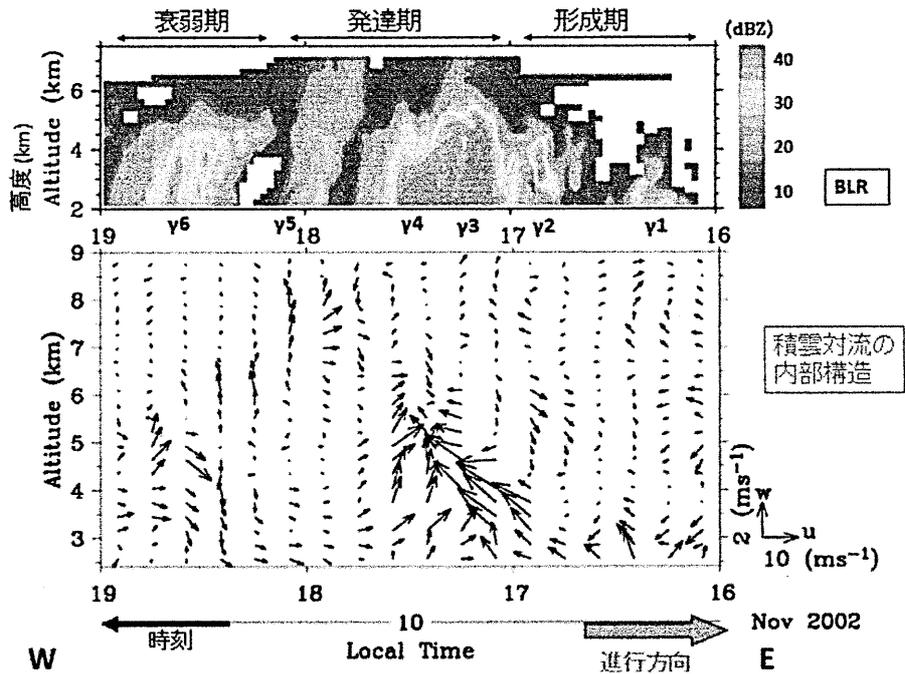


図 4: 赤道大気レーダー観測によるマルチセル対流システムの内部循環。

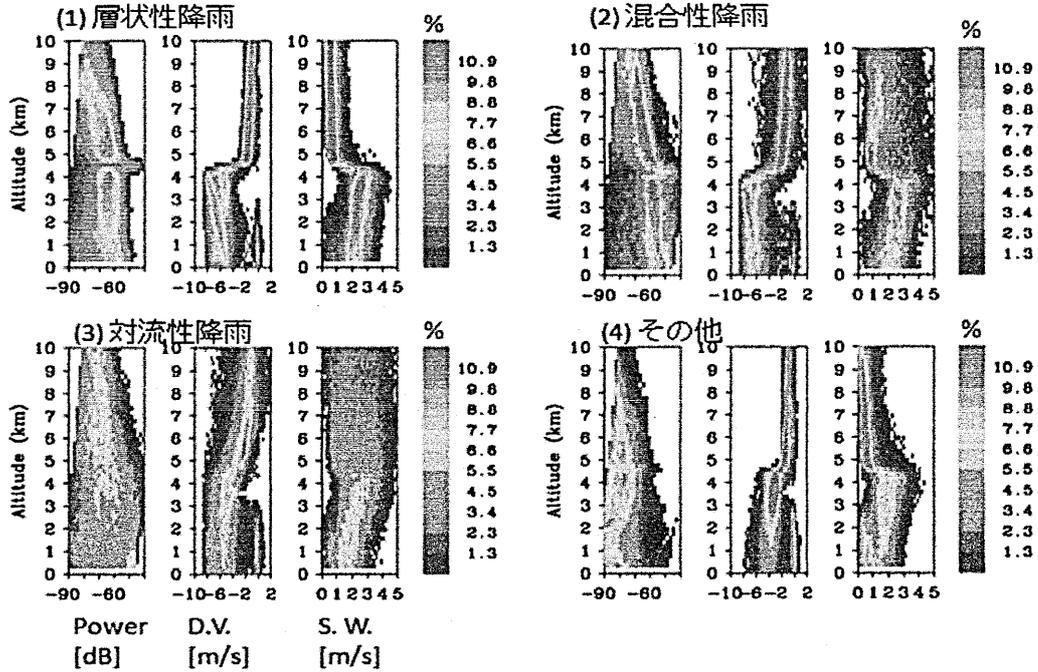


図 5: マナドに設置された 1.3 GHz 帯レーダー観測による降水タイプ別のエコー強度、ドップラー速度、スペクトル幅の頻度分布の高度プロファイル。

**Transfer-Matrix Method Based on a Discrete Coupling Model
for Analyzing Non-uniform Long-Period Fiber Gratings
and Comparison between Measured and
Calculated Transmission Spectra**

不均一長周期光ファイバグレーティングを解析するための
集中結合モデルに基づいた伝送行列法の提案
と測定及び計算透過スペクトルの比較

Fatemeh ABRISHAMIAN and Katsumi MORISHITA

アブリシャーミアン ファテメイ 森下 克己

Osaka Electro-Communication University

大阪電気通信大学

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

2012年7月23日

於 大阪電気通信大学

Transfer-Matrix Method Based on a Discrete Coupling Model for Analyzing Non-uniform Long-Period Fiber Gratings and Comparison between Measured and Calculated Transmission Spectra

不均一長周期光ファイバグレーティングを解析するための 集中結合モデルに基づいた伝送行列法の提案 と測定及び計算透過スペクトルの比較

Fatemeh ABRISHAMIAN and Katsumi MORISHITA
アブリシャミアン ファテメイ 森下 克己

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

概要 同方向に伝搬するコアとクラッドモードを結合させる均一及び不均一長周期光ファイバグレーティングを解析するために、集中結合モデルに基づいた単純で効果的な伝送行列法の提案を行った。均一及び区分的に均一な長周期光ファイバグレーティングを放電による点描で製作し、それらの透過スペクトルの測定結果と提案した手法による計算結果との比較を行った。

1. Introduction

Uniform and almost-uniform co-directional fiber grating couplers are developing in communication and sensor systems because of all-fiber geometry, low insertion loss, high return loss, and potentially low cost. A lot of attention was paid to uniform and almost-uniform long-period fiber gratings (LPGs) for applications such as gain equalizations in Erbium-doped fiber amplifiers, band-rejection filters, and fiber-based sensors. LPGs are traditionally fabricated by using UV laser writing on a hydrogen-loaded fiber. Meanwhile, a point-by-point arc discharge technique is widely investigated, and it was shown that the advantages are the simple and flexible fabrication process, high temperature stability, availability of conventional silica fibers and pure silica photonic crystal fibers [1-4], and post-fabrication resonance wavelength trimming [5, 6].

For many applications of non-uniform co-directional grating couplers, the efficient analytical method is required to compute their spectral responses. The well-known coupled-mode equations, which express the distributed coupling, have been developed to simulate and analyze co-directional fiber grating couplers [7]. The transfer-matrix method was applied to solve the coupled-mode equations. In this method the grating was divided into many small uniform sections, and the length of each section was fixed. The transfer-matrix describing the distributed coupling process in each section was separated into mode-coupling and propagation matrices [8-11]. The transfer-matrix method for almost-periodic distributed feedback grating waveguides was derived using the Fourier

transform of the induced index change, and is valid for the grating with the very large number of grating periods [12]. Cascaded uniform phase-shifted LPGs with the same grating period and different lengths were analyzed by the transfer-matrix method within a narrow wavelength range [13].

The purpose of this paper is to develop a transfer-matrix method based on a discrete coupling model with variable-length sections to analyze uniform and non-uniform co-directional grating couplers over a wide wavelength range. We fabricated uniform and piecewise-uniform LPGs by the point-by-point arc discharge technique, and compared the experimental transmission spectra with the calculated ones by the proposed transfer-matrix method. It is demonstrated that the transfer-matrix method with variable-length sections enables us to analyze uniform and non-uniform co-directional grating couplers [14].

2. Transfer-Matrix Method Based on the Discrete Coupling for Co-directional Grating Couplers

The coupled-mode equations have been used to analyze co-directional grating couplers, and the coupling between the co-propagating core and cladding modes is described by the coupled-mode equations [7-10]

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

where $A(z)$ and $B(z)$ are the amplitudes of the core and cladding modes, $\kappa \exp(-j\phi)$ is the coupling coefficient, $\delta = (\beta_{co} - \beta_{cl} - 2\pi/\Lambda)/2$, Λ is the grating period, and β_{co} and β_{cl} are propagation constants of the core and cladding modes, respectively. The transfer-matrix method was applied to solve the coupled-mode equations. In the transfer-matrix method, the co-directional grating coupler was divided into many uniform sections with the fixed length. Then the distributed coupling process within each section was separated into the mode-coupling matrix T_c and the propagation matrix T_p , and the amplitudes of the core and cladding modes after traversing the section k , A_k and B_k , were expressed as follows [7-11]:

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

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

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

where Δ is the fixed section length. The mode-coupling matrix T_c describes the distributed coupling within each section, and depends on the section length Δ . The propagation matrix T_p explains the propagation of the core and cladding modes, and includes the grating period Λ . We, therefore, cannot apply the transfer-matrix method to analyzing non-uniform grating couplers without changing the matrices.

We develop a transfer-matrix method describing the discrete coupling for co-directional grating couplers including non-uniform gratings. In a co-directional grating coupler made by the point-by-point arc discharge technique, the refractive-index change caused by arc discharge induces the coupling between the co-propagating core and cladding

modes, and the coupling takes place at discrete discharge points. The core and cladding modes propagate the undischarged regions without coupling. We simply describe these phenomena with the proposed transfer-matrix method. The co-directional grating coupler is made by N times discharging. The discharge region is divided into $(N - 1)$ sections with different length Δ_k as shown in Fig. 1. The coupling between the co-propagating core and cladding modes is schematically shown, and A_k and B_k are defined as the amplitudes of the core and cladding modes after traversing the section k , respectively.

Since the coupling takes place in the narrow region within each section and is not affected by the section length Δ_k , the mode-coupling matrix T_c^k of the section k is changed from (3) to

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

where C_k and ϕ_k are the coupling quantity and the phase shift induced by the discrete coupling in the k th section. The core and cladding modes propagate the section length Δ_k without coupling until the next coupling region, i.e., the next discharge point. The propagation matrix T_p^k of the section k describes the simple phase changes of the core and cladding modes induced by propagating through the section k . We, therefore, do not need to fix the section length and use the grating period Δ , and can rewrite the propagation matrix T_p^k as

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

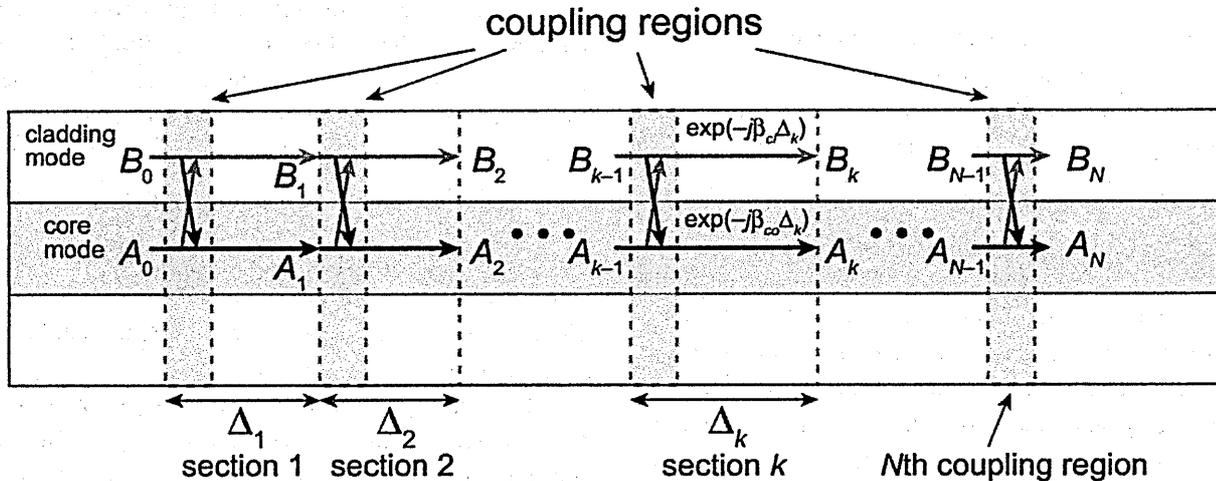


Fig. 1. Schematic diagram of the discretized-coupling model of a co-directional grating coupler. The coupling between the co-propagating core and cladding modes occurs in the narrow region within each section, and then the modes propagate the section without coupling until the next coupling region.

where $\delta' = (\beta_{co} - \beta_{cl})/2$, and $\beta_{av} = (\beta_{co} + \beta_{cl})/2$.

The transfer-matrix method based on the discrete coupling becomes applicable for non-uniform co-directional grating couplers. The output amplitudes of the core and cladding modes, A_N and B_N , are expressed by the input amplitudes of A_0 and B_0 as follows:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} &= T_c^N \prod_{k=1}^{N-1} (T_p^k T_c^k) \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \\ &= \exp(-j\beta_{av} \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k) \\ &\quad \times \begin{bmatrix} \cos C_N & -j \exp(-j\phi_N) \sin C_N \\ -j \exp(j\phi_N) \sin C_N & \cos C_N \end{bmatrix} \\ &\quad \times \prod_{k=1}^{N-1} \begin{bmatrix} \exp(-j\delta' \Delta_k) & 0 \\ 0 & \exp(j\delta' \Delta_k) \end{bmatrix} \\ &\quad \times \begin{bmatrix} \cos C_k & -j \exp(-j\phi_k) \sin C_k \\ -j \exp(j\phi_k) \sin C_k & \cos C_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

Assuming that the phase shift induced by the coupling is same for each section $\phi_k = \phi$, (7) is modified to (8) using the matrix multiplication (9).

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} &= \exp(-j\beta_{av} \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k) \\ &\quad \times \begin{bmatrix} T_{11} & \exp(-j\phi) T_{12} \\ \exp(j\phi) T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}, \quad (8) \\ \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos C_N & -j \sin C_N \\ -j \sin C_N & \cos C_N \end{bmatrix} \\ &\quad \times \prod_{k=1}^{N-1} \begin{bmatrix} \exp(-j\delta' \Delta_k) & 0 \\ 0 & \exp(j\delta' \Delta_k) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos C_k & -j \sin C_k \\ -j \sin C_k & \cos C_k \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

In case only the core mode is launched into a co-directional grating coupler, the input amplitude of a cladding mode can be given by $B_0 = 0$. We, therefore, obtain the power spectra of the transmitted core mode and the eliminated cladding mode:

$$|A_N|^2 = |T_{11}|^2 |A_0|^2, \quad |B_N|^2 = |T_{21}|^2 |A_0|^2. \quad (10)$$

When the cladding mode produced at a discharged point is in phase with the cladding mode changed from the core mode at the next discharged point, i.e., the phase-matching condition, the cladding mode is added in the same phase at every discharge point and increases with passing through the discharge points. Therefore the transmission dip appears at the resonance wavelength where the phase-matching

condition is satisfied. If the phase-matching condition, $\delta' \Delta_k = (\beta_{co} - \beta_{cl}) \Delta_k / 2 = M\pi$ (M : integer), is satisfied, the output amplitudes of the core and cladding modes at a resonance wavelength are derived from (8) as follows:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} &= \exp(-j\beta_{av} \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k) (-1)^{N-1} \\ &\quad \times \begin{bmatrix} \cos \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) & -j \exp(-j\phi) \sin \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) \\ -j \exp(j\phi) \sin \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) & \cos \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (11)$$

The transmitted power of the core mode and the eliminated power of the cladding mode at a resonance wavelength are calculated by using (11) as follows:

$$|A_N|^2 = \cos^2 \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) |A_0|^2, \quad |B_N|^2 = \sin^2 \left(\sum_{k=1}^N C_k \right) |A_0|^2. \quad (12)$$

In a uniform LPFG fabricated by the point-by-point arc discharge technique, arc discharges with the same discharge condition induce the identical coupling within every section, i.e., $C_k = C$ and $\phi_k = \phi$. The transmitted power and the eliminated power of the uniform LPFG at a resonance wavelength for the same discharge condition are obtained as

$$|A_N|^2 = \cos^2(NC) |A_0|^2, \quad |B_N|^2 = \sin^2(NC) |A_0|^2. \quad (13)$$

We can determine the coupling quantity C caused by a discharge point from the measured transmission spectra of a uniform LPFG and the number of discharge points N . In case the index change caused by arc discharge is measured, the coupling quantity C could be calculated.

3. Comparison between Measured and Calculated Transmission Spectra

Uniform and piecewise-uniform LPFGs were written in a conventional silica fiber (Corning SMF-28e) by the point-by-point arc discharge technique. The fiber was moved by a grating period after heating locally by arc discharge. Then the fiber was heated by arc discharge again. This procedure was repeated. During the LPFG fabrication, the spectral transmission was monitored. The fiber was heated almost symmetrically by arc discharge and cooled rapidly in the air, and the coupling took place between the circularly symmetric core mode LP_{01} and cladding modes LP_{0m} at the discharge points [6].

The coupling quantity and the propagation constants of the core and cladding modes are necessary to calculate the transmission spectra. The coupling quantity and the propagation constants could be determined by the index change induced by arc discharge and the index profile of the

used fiber, respectively. However it is difficult to measure the index change and index profile precisely, and it is also difficult to calculate the coupling quantity and propagation constants from the measured index change and index profile. We, therefore, determined the coupling quantity from the measured transmission dip and calculated the propagation constants on the basis of the measured relationship between resonance wavelengths and grating periods. The coupling quantity C was determined by using the measured transmission of a uniform LPFG and (13), and each mode-coupling matrix T_c^k was derived from (5).

The accurate propagation constants of the core and cladding modes, β_{co} and β_{cl} , are essential for calculating transmission spectra of the co-directional grating couplers over a wide wavelength range. Effective indexes of the core and cladding modes of the SMF-28e fiber were calculated by using the equivalent staircase index profile with three layers of core, cladding, and air [6]. We applied the scalar approximation to calculate the effective indexes of the LP₀₁ core mode (n_{01}) and LP_{0m} cladding modes (n_{0m}) in the fiber with three layers. The cladding index was assumed to be the refractive index of the pure silica [15].

Fig. 2 shows the calculated relationship between resonance wavelengths and grating periods. The solid, broken, and dot-dash lines indicate the curves of $\lambda/(n_{01} - n_{0m})$ for the LP₀₅, LP₀₄, and LP₀₃ cladding modes, respectively. The squares, circles, and triangles are the measured resonance wavelengths of the LPFGs with the grating period of 490, 500, and 510 μm , and agree well with the calculated ones. The core and the cladding radii as well as the core index were adjusted so that the calculated resonance wavelengths properly fit the measured resonance wavelengths of uniform LPFGs with different grating periods. The core and the cladding radii and the index difference between the core and the cladding were 4.178 μm , 54.9 μm , and 4.538×10^{-3} , respectively. The propagation

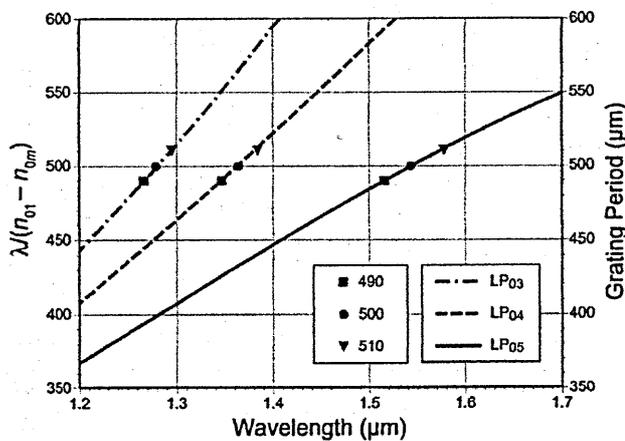


Fig. 2. Calculated relationship between resonance wavelengths and grating periods. The squares, circles, and triangles are the measured resonance wavelengths of uniform LPFGs with the grating period of 490, 500, and 510 μm , respectively.

constants of the core and cladding modes were calculated for the equivalent staircase index profile, and each propagation matrix T_p^k was obtained by (6).

Fig. 3 shows the measured and calculated transmission spectra of a uniform LPFG with the grating period of 500 μm with increasing the number of discharge points, 20, 32, 38, and 42. The LPFG was written with the discharge current and time of 30 mA and 93 ms. The black and gray lines are the measured and calculated transmission spectra, and the dotted, broken, dot-dash, and solid lines are those for the number of discharge points, 20, 32, 38, and 42, respectively. We obtained the power of the transmitted core mode at a resonance wavelength from the minimum transmission of the uniform LPFG with the discharge number 42 indicated by the black solid line, and determined the coupling quantity C for each coupled cladding mode by using (13) and the discharge number $N = 42$.

The coupling quantities for the LP₀₅, LP₀₄, and LP₀₃ modes at their resonance wavelengths were estimated at $C_{05} = 0.0335$, $C_{04} = 0.0350$, and $C_{03} = 0.0339$, respectively, and were assumed to be wavelength-independent. The calculated transmission spectra agree well with the measured ones. The calculated transmission dips are slightly narrower than the measured ones. Since the steeper curves of $\lambda/(n_{01} - n_{0m})$ cause the narrower dips, the calculated curves of the discharged fiber is thought to be a little more gradual than those shown in Fig. 2. If the curves are more gradual and the transmission background loss becomes less, the transmission spectra would fit more closely.

It was shown that the phase error in Bragg grating increases the background level and reduces the sharpness of the reflection band, and the amplitude error increases the flat background level [16]. The transmission spectra of the LPFGs seem to be affected by grating period and coupling quantity errors. The grating period error may shallow the

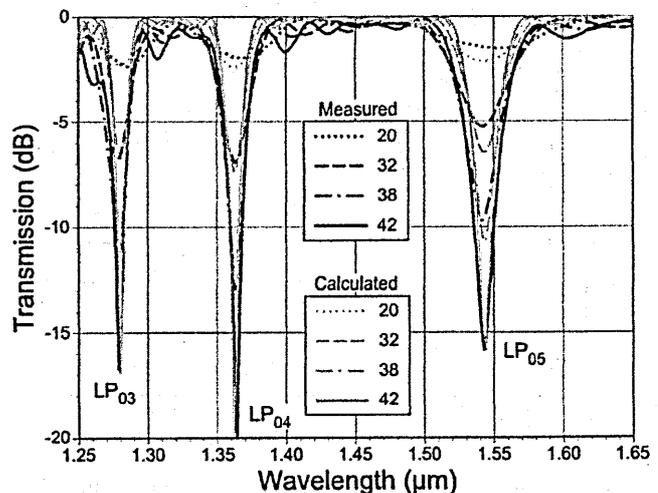


Fig. 3. The measured and calculated transmission spectra of the uniform LPFG with increasing the number of discharge points, 20, 32, 38, and 42.

transmission dip and reduce the sharpness of the dip because of phase shifting. The coupling quantity error may cause fluctuations of the transmission dip against discharge number.

Fig. 4(a) shows the measured and calculated transmission spectra of a piecewise-uniform LPFG that was concatenated two uniform LPFGs with grating period of 496 and 504 μm . The discharge current and time were 34 mA and 78 ms. The first uniform LPFG was discharged 39 times, and the interval between discharge points, i.e., the grating period, was 496 μm . The grating period was changed from 496 μm to 504 μm after discharging 39 times as shown in the inset. The transmission spectra of the piecewise-uniform LPFG were measured with increasing the discharge number. The black and gray lines are the measured and calculated transmission spectra, and the dotted, broken, and solid lines indicate the transmission spectra for the discharge number of 39, 61, and 70, respectively.

On the basis of the transmission spectra of the first uniform LPFG, the coupling quantities for the LP_{05} , LP_{04} , and LP_{03} modes were evaluated at $C_{05} = 0.0345$, $C_{04} = 0.0365$, and $C_{03} = 0.0348$. The calculated and measured transmission spectra agree well at the discharge number of 39, and resemble each other in shape at the discharge number of 61 and 70. As the discharge number increases, the main dips of the LP_{05} , LP_{04} , and LP_{03} become shallower and move to the longer wavelength side, and the side dips on the longer wavelength side become deeper. However, the calculated side dips are shallower than the measured side dips. The differences may arise from a little steeper curves of $\lambda(n_{01} - n_{0m})$ and undesirable coupling to radiation and asymmetrical cladding modes.

Fig. 4(b) shows the measured and calculated transmission spectra of another piecewise-uniform LPFG

with the grating period of 490 μm and 510 μm . The piecewise-uniform LPFG was inscribed with the discharge current and time of 34 mA and 84 ms. The first uniform LPFG with the grating period of 490 μm was discharged 34 times. The grating period was changed from 490 μm to 510 μm after the discharge number of 34. The black and gray lines are the measured and calculated transmission spectra, and the dotted, broken, and solid lines indicate the transmission spectra for the discharge number of 34, 41, and 48, respectively.

The coupling quantities for the LP_{05} , LP_{04} , and LP_{03} modes were evaluated at $C_{05} = 0.0318$, $C_{04} = 0.0347$, and $C_{03} = 0.0315$ by using their minimum transmissions of the first uniform LPFG discharged 34 times. The main dips of the first uniform LPFG are shallower than those in Fig. 4(a). As the discharge number increases, the measured and calculated main dips become deeper, and then become shallower, and move slightly to the longer wavelength side. The side dips grow with increasing the discharge number. The calculated transmission spectra change with the discharge number in the same way as the measured spectra. However, the differences between the measured and calculated transmission spectra are larger than those in Fig. 4(a), and are thought to be caused mainly by the slightly steeper curves of $\lambda(n_{01} - n_{0m})$. We need to obtain the more precise propagation constants of the core and cladding modes in the discharged fiber in order to bring the calculated transmission spectra closer to the measured ones.

We calculated the curves of $\lambda(n_{01} - n_{0m})$ based on the measured resonance wavelengths of uniform LPFGs with different grating periods. It was reported that the measured resonance wavelengths were changed by the discharge condition and the core-cladding index difference of the discharged fiber was estimated to decrease more greatly with increasing the discharge current and/or the discharge

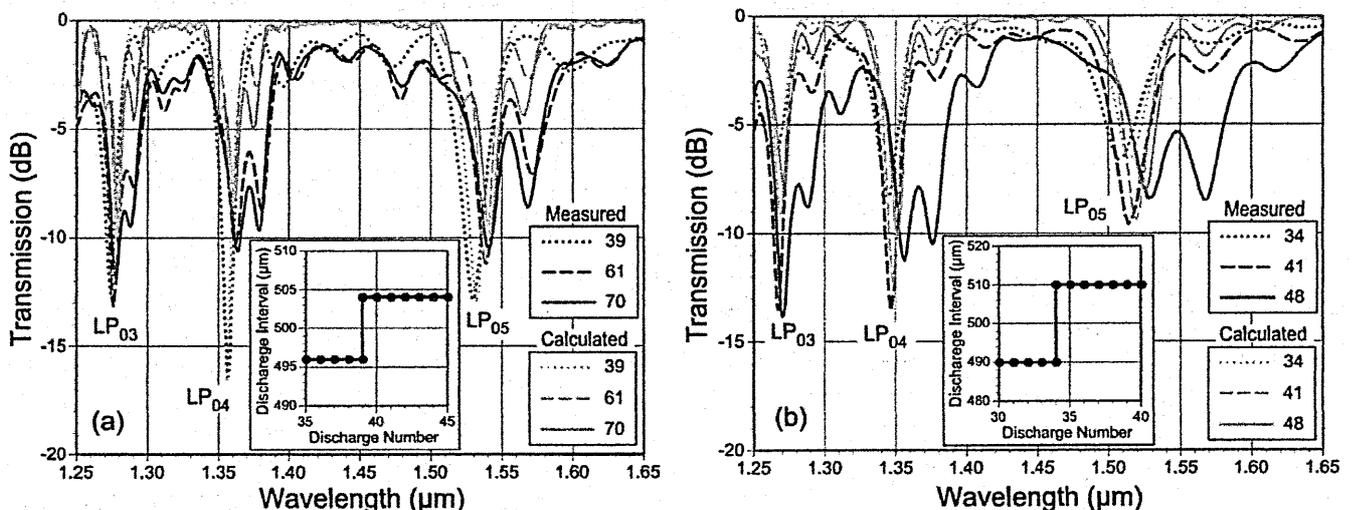


Fig. 4. The measured and calculated transmission spectra of the piecewise-uniform LPFGs with increasing the number of discharge points, (a) 39, 61, and 70 and (b) 34, 41, and 48. The insets indicate discharge-point-interval versus discharge-number, and the grating period was changed (a) from 496 μm to 504 μm after the discharge number of 39 and (b) from 490 μm to 510 μm after the discharge number of 34.

time [17]. The calculated transmission spectra could fit more closely with the measured spectra for the LPFGs fabricated with the small discharge current and/or the short discharge time because of little change of index difference induced by arc discharge.

It is difficult to calculate the curves of $\lambda(n_{01} - n_{0m})$ precisely by using the equivalent index profile with three layers, because the core-cladding index difference was changed by the discharge condition. We decreased the slope of $\lambda(n_{01} - n_{05})$ by 20 % to fit the calculated transmission spectra to the measured transmission spectra of the LP₀₅ mode for the uniform LPFG in Fig. 3. The coupling quantity for the LP₀₅ mode was changed from $C_{05} = 0.0335$ to 0.032 considering that the measured transmission spectra contained the transmission loss caused by undesirable coupling to radiation and asymmetric cladding modes. Fig. 5 shows the measured and calculated transmission spectra of the LP₀₅ mode with the slope reduction of 20 % and $C_{05} = 0.032$. We can see that the calculated transmission spectra agree more with the measured ones than those in Fig. 3.

4. Conclusions

We present a transfer-matrix method based on the discrete coupling with variable-length sections to analyze uniform and non-uniform co-propagating fiber grating couplers. Uniform and piecewise-uniform LPFGs were fabricated by the point-by-point arc discharge technique. Their measured transmission spectra were compared with the calculated ones while increasing the number of discharge points. The transmission spectra agree relatively well with each other. It is demonstrated that the transfer-matrix method with variable-length sections enables us to analyze uniform and non-uniform co-directional grating couplers. The precise propagation constants of the core and cladding modes are necessary to accurate analysis of the transmission spectra.

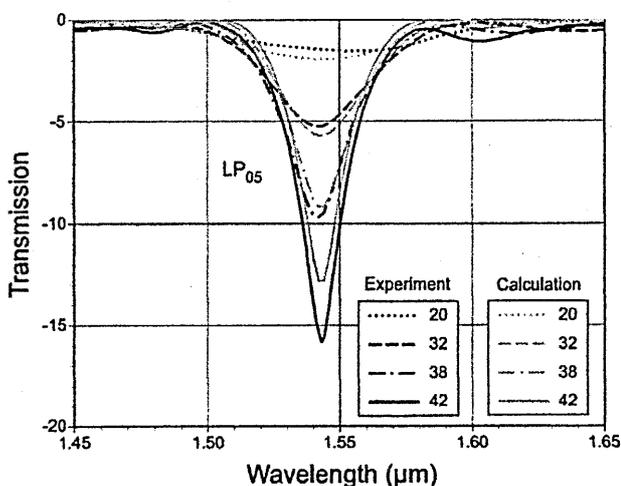


Fig. 5. The measured and calculated transmission spectra of the LP₀₅ mode of the uniform LPFG with the 20 % reduction of the slope of $\lambda(n_{01} - n_{05})$ and $C_{05} = 0.032$.

References

- [1] G. Humbert and A. Malki, "Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres: fabrication and high-temperature characterizations," *J. Opt. A*, vol. 4, no. 2, pp. 194-198, Feb. 2002.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277-1294, Aug. 1997.
- [8] 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.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 16, pp. 3474-3478, Aug. 1987.
- [13] H. Ke, K. S. Chiang, and J. H. Peng, "Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 1596-1598, Nov. 1998.
- [14] F. Abrishamian and K. Morishita, "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.
- [15] 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.
- [16] R. Feced and M. N. Zervas, "Effects of random phase and amplitude errors in optical fiber Bragg gratings," *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, no. 1, pp. 90-101, Jan. 2000.
- [17] Y. Yamamoto and K. Morishita, "Resonance wavelength changes of arc-induced long-period fiber gratings caused by the discharge condition," in *Proceedings of 2011 Kansai-section Joint Convention of Institutes of Electrical Engineering, (IEICE, 2011)*, paper 30P1-16, Oct. 2011 (in Japanese).

An analyzing method of series-connected nonlinear
Fabry Perot resonators

従属接続非線形ファブリペロ共振器の双安定特性

KIYOSHI KISHIOKA

岸岡 清

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

E-mail address:kishioka@isc.osakac.ac.jp

2012年7月23日

於 大阪電気通信大学・駅前キャンパス

Abstract. This paper describes an analyzing method of series-connected nonlinear Fabry-Perot resonators, in which the transfer matrices are effectively utilized in order to ease the treatment of the light propagation in the multi-regions. Based on the simulated results, peculiar properties appearing in the bistable characteristic, which are considerably different from that in the conventional single nonlinear resonator, are discussed with parameter dependences.

Key words: *nonlinear Fabry Perot resonator, optical bistability, optical nonlinear effect*

1. Introduction

Optical devices composed of the nonlinear media with the Kerr-effect are extremely investigated as one of the potential devices realizing the direct optical control such as all-optical switches. Among them, the Fabry-Perot resonator configuration is seemed to be most advantageous from the reason that the bistable characteristic observed in it is a key phenomenon applicable to the attractive devices (Yumoto 1987, Dubovitsky 1992).

As to the analysis of the nonlinear Fabry-Perot resonator, advantageous methods of analyzing the bistable characteristic have been presented (Firth 1981, Miller 1981). Furthermore, the transition characteristic also has been analyzed in detail (Ogusu 1998). However, the analysis is limited only in the single resonators, i.e., in the isolated resonator-configurations. The traveling-wave representation on the light field in the resonator, which is used in the conventional analysis, has the advantage of easily understanding the nonlinear phenomena appearing in the resonator. In contrast, however, application of the method with the traveling-wave representation to series-connected resonators composed of multi regions and boundaries is seemed to be difficult.

In this paper, a simple analyzing method applicable also to the series-connected configurations is presented, in which the transfer-matrix (Born 1975) representing the light propagation in the nonlinear resonator is effectively utilized. Due to the transfer matrix, the field propagation over the boundaries between the different regions can be simply represented only by the matrix product, and consequently the presented method easily can be applied to the series-connected resonator configurations with multi-boundaries.

First, the transfer matrix representing the field-propagation in the nonlinear medium is derived, and fundamental equations necessary to analysis of the nonlinear Fabry Perot resonator are presented. The bistable characteristic calculated in the series-connected resonators is demonstrated in the comparisons with the single-resonator configuration, which is remarkably different from that observing in the single resonator. The reason why the bistable characteristic in the series-connected resonator is different from that in the single resonator is also discussed based on the light transmissivity-curve (power transmission-coefficient curve) which has split resonance-peaks caused by the coupling between the resonators.

2. Transfer matrix representing the light propagation in the nonlinear media

First, the conventional single nonlinear Fabry-Perot resonator is considered in order to explain the analysis with the transfer matrix (Born 1975) in the nonlinear resonator. Figure 1 shows the conventional Fabry Perot resonator composed of the nonlinear medium and the two mirrors. n_m , d_i , ($i = 1, 2$) and L represent the refractive index in the mirror region, the mirror thickness and the length of the nonlinear-medium, respectively. Below the transfer matrix in the nonlinear medium is derived.

The light intensity I in the resonator varies along the z (the propagation axis) due to the existence of the standing wave, and the refractive index n changes with z as $n(z) = n_0 + n_2 I(z)$.

n_0 and n_2 stand for the linear refractive index of the medium, i.e., the index in the condition of small light intensity, and the nonlinear refractive index, respectively. R and T appearing in the figure stand for the reflection and transmission coefficients for the electric field, respectively. E_{in} is the incident electric field, and the x -polarized wave is assumed.

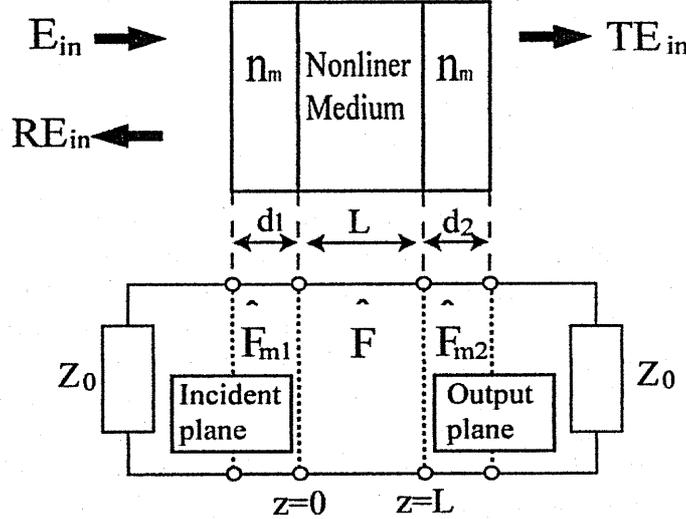


Fig.1 Single nonlinear Fabry Perot resonator and the equivalent transmission line.

The electric field E_x satisfies the Helmholtz equation

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k_0^2 \left[n_0^2 + n_2 \frac{n_0^2}{Z_0} |E_x|^2 \right] E_x = 0, \quad (1)$$

where approximations of $n^2(z) = [n_0 + n_2 I(z)]^2 \simeq n_0^2 + 2n_2 n_0 I(z)$ and $I(z) \simeq \frac{1}{2} n_0 |E_x(z)|^2 / Z_0$ are used. Z_0 represents the wave impedance of the light in the vacuum. In the resonator with the linear index n_0 , i.e., in the case of $n_2 = 0$, by solving Eq.(1) with the boundary values $E_x(0)$ and $H_y(0)$ at $z = 0$, the electric field E_x is represented as $E_x(z) = E_x(0) \cos k_0 n_0 z - j H_y(0) (Z_0 / n_0) \sin k_0 n_0 z$. In the nonlinear resonator, on the other hand, $E_x(z)$ is perturbed from the form in the linear-index medium caused by the Kerr-effect, and it may be represented as the form of $E_x = \Gamma(z) [A \cos \delta(z) + B \sin \delta(z)]$ with the variable amplitude $\Gamma(z)$ and phase shift $\delta(z)$, where $A = E_x(0)$ and $B = -j (Z_0 / n_0) H_y(0)$. Substituting E_x assumed above into Eq.(1), the relations

$$\begin{cases} 2k_0 n_0 \Gamma \phi' - \Gamma'' = \frac{3}{4} k_0^2 n_0^2 \frac{n_2}{Z_0} (|A|^2 + |B|^2) |\Gamma|^2 \cdot \Gamma & (2) \\ \Gamma \delta'' + 2\Gamma' \delta' = -\frac{1}{4} k_0^2 n_0^2 \frac{n_2}{Z_0} (A^* B - AB^*) |\Gamma|^2 \cdot \Gamma & (3) \end{cases}$$

are obtained. The superscript ' of ϕ , δ and Γ stands for the deviation by the z . These relations (Eqs.(2) and (3)) are derived as follows: Equation (1) are arranged with the terms of $(A \cos \delta + B \sin \delta)$ and $(-A \sin \delta + B \cos \delta)$, ignored the terms of $\sin 3\delta$ and $\cos 3\delta$ representing the fast oscillations along the z direction, and the relations of Eqs.(2) and (3) are obtained by setting the respective term as zero.

The phase shift δ is assumed to be represented as $\delta(z) = k_0 n_0 z + \phi(z)$, where ϕ represents the phase shift caused by the index change. The magnitude of $\Gamma(z)$ representing the amplitude-variation is expected to be almost unite, i.e., $|\Gamma|^2 \simeq 1$, in the condition that the value of n_2 is

sufficiently small. Furthermore, assumed $\Gamma'' \simeq 0$, ϕ' is determined as $\phi' = \frac{3}{8}k_0n_0\frac{n_2}{Z_0}(|A|^2 + |B|^2)$ from Eq.(2), and solving the differential equation ϕ is obtained as

$$\phi = \frac{3}{8}k_0n_0\frac{n_2}{Z_0}(|A|^2 + |B|^2)z, \quad (4)$$

where the boundary condition of $\phi(0) = 0$ is used.

In the condition that the amplitude slowly varies, i.e., in the approximation of $|\Gamma'| \ll 1$, $\Gamma'\phi'$ which is in the second term $\Gamma'\delta' (= k_0Ln_0 + \phi')$, is expected to be ignored, and the second term of Eq.(3) is approximated as $2k_0n_0\Gamma'$. On the other hand, the first term $\Gamma\delta''$ vanishes because $\delta'' (= \phi'') = 0$ is satisfied with Eq.(4). Thus, Eq.(3) becomes as $2\Gamma' = -\frac{1}{4}k_0n_0\frac{n_2}{Z_0}(A^*B - AB^*)\Gamma$, and solving it with the boundary condition $\Gamma(0) = 1$, $\Gamma(z)$ is obtained as

$$\begin{aligned} \Gamma(z) &= \exp \left[-\frac{1}{8}k_0n_2\frac{n_0}{Z_0}(A^*B - AB^*)z \right] \\ &= \exp \left[+j\frac{1}{4}k_0n_2\text{Im}\{jE_x^*(0)H_y(0)\}z \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

The magnetic field $H_y(z)$ is obtained as

$$H_y \simeq j\Gamma(z)\frac{n_0}{Z_0}[-A \sin \delta + B \cos \delta], \quad (6)$$

using the relation $H_y = (j/\omega\mu_0)(\partial E_x/\partial z)$. In the derivation of H_y , terms including n_2 was neglected in the amplitude, namely the approximation of $\Gamma' \simeq 0$ was used, together with the approximation of $\delta' \simeq k_0n_0$.

Writing $H_y(z)$ and $E_x(z)$ into the matrix form with the boundary values of $E_x(0)$ and $H_y(0)$ at $z = 0$, the transfer matrix \hat{F} is obtained as

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x(z) \\ H_y(z) \end{pmatrix} &= \hat{F}(z) \begin{pmatrix} E_x(0) \\ H_y(0) \end{pmatrix} \\ \hat{F}(z) &= \Gamma(z)\hat{\hat{F}}(z) \\ \hat{\hat{F}}(z) &= \begin{pmatrix} \cos \delta(z) & -j\frac{Z_0}{n_0} \sin \delta(z) \\ -j\frac{n_0}{Z_0} \sin \delta(z) & \cos \delta(z) \end{pmatrix} \\ \delta(z) &= k_0n_0z + \phi(z) \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

with $\phi(z)$ and $\Gamma(z)$ given by Eqs.(4) and (5), respectively.

The light propagation in the resonator can be considered using the equivalent transmission line shown in Fig.1, in which the light propagation is easily dealt with the transmission matrices. \hat{F}_{m1} and \hat{F}_{m2} represent the transfer matrices of the mirrors and these are given by exchanging n_0 in $\hat{\hat{F}}$ for the refractive index of the mirror region n_m and also exchanging δ for $k_0n_md_i$, ($i = 1, 2$), where d_i stands for the thickness of each mirror region.

3. Analysis of the single Fabry Perot resonator

In this section, analysis on the single resonator utilizing the transfer matrix is described. The amplitudes E_{2x} and H_{2y} at the output plane are given by the transfer matrices of the two

mirrors \hat{F}_{mi} and the nonlinear medium \hat{F} as

$$\begin{pmatrix} E_{2x} \\ H_{2y} \end{pmatrix} = \Gamma(L) \hat{F}_t \begin{pmatrix} E_{1x} \\ H_{1y} \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\hat{F}_t = \hat{F}_{m2} \hat{F}(L) \hat{F}_{m1} \equiv \begin{pmatrix} f_{11}^t & f_{12}^t \\ f_{21}^t & f_{22}^t \end{pmatrix}$$

with the amplitudes E_{1x} and H_{1y} at the light incident-plane. Applying the relations $E_{1x} = E_{in} + RE_{in}$, $H_{1y} = (1-R)E_{in}/Z_0$ and $H_{2y} = E_{2x}/Z_0$ to $E_{1,2x}$ and $H_{1,2y}$ in the above equation, the simultaneous equations on the transmission coefficient $T (= E_{2x}/E_{in})$ and the reflection coefficient R are obtained as

$$\left. \begin{aligned} T &= \Gamma(L) \left[f_{11}^t + f_{12}^t/Z_0 + R(f_{11}^t - f_{12}^t/Z_0) \right] \\ T/Z_0 &= \Gamma(L) \left[f_{21}^t + f_{22}^t/Z_0 + R(f_{21}^t - f_{22}^t/Z_0) \right] \end{aligned} \right\}$$

Solving the above simultaneous equations, T and R are obtained as

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{2\Gamma(L)}{f_{11}^t + f_{22}^t - (Z_0 f_{21}^t + f_{12}^t/Z_0)} \\ R &= \frac{f_{22}^t - f_{11}^t + Z_0 f_{21}^t - f_{12}^t/Z_0}{f_{22}^t + f_{11}^t - (Z_0 f_{21}^t + f_{12}^t/Z_0)} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

as a function of the phase shift $\delta(L) (= k_0 n_0 L + \phi(L))$ which is in f_{ij}^t . Furthermore, both of $\delta(L)$ and another parameter $\Gamma(L)$ are functions of the field amplitudes $E_x(0)$ and $H_y(0)$ at $z = 0$ plane as Eqs.(4) and (5). Thus, T and R are functions of the field amplitudes at the left-side boundary of the nonlinear medium.

Known the value of transmissivity $|T|^2$ of the resonator, the output light power is obtained based on the input power as $P_{out} = |T|^2 P_{in}$. However, $|T|^2$ includes an unknown parameter $\delta(L)$ (or $\phi(L)$) as the function of the field amplitudes $E_x(0)$ and $H_y(0)$ even the approximation of $|\Gamma(L)|^2 \simeq 1$ is used, and accordingly the value of $|T|^2$ can not be straightforward calculated. Below, how to calculate the value of $\delta(L)$ is described.

Applying the relation $(E_x(0) H_y(0))^t = \hat{F}_{m1} (E_{1x} H_{1y})^t$ to Eq.(8),

$$\begin{pmatrix} E_x(0) \\ H_y(0) \end{pmatrix} = \Gamma^{-1}(L) \hat{F}^{-1}(L) \hat{F}_{m2}^{-1} \begin{pmatrix} E_{2x} \\ H_{2y} \end{pmatrix} \equiv \Gamma^{-1}(L) \hat{G} \begin{pmatrix} E_{2x} \\ H_{2y} \end{pmatrix}$$

is obtained, and furthermore, using $H_{2y} = E_{2x}/Z_0$ and $E_{2x} = TE_{in}$,

$$E_x(0) = \Gamma^{-1}(L) T (g_{11} + g_{12}/Z_0) E_{in}$$

$$H_y(0) = \Gamma^{-1}(L) T (g_{21} + g_{22}/Z_0) E_{in}$$

are obtained, where g_{ij} represent the (ij) -components of \hat{G} . Substituting the above relations into Eq.(4) together with $P_{in} = |E_{in}|^2 / (2Z_0)$ and $|\Gamma(L)|^2 \simeq 1$, the relation between $\delta(L)$ and T is obtained as

$$\begin{aligned} \delta(L) &= k_0 n_0 L + \phi(L) \\ &= k_0 n_0 L + \frac{3}{4} k_0 n_0 n_2 \left[|g_{11} + \frac{1}{Z_0} g_{12}|^2 + \left(\frac{Z_0}{n_0}\right)^2 |g_{21} + \frac{1}{Z_0} g_{22}|^2 \right] L |T|^2 P_{in}. \end{aligned} \quad (10)$$

The components g_{ij} of the matrix \hat{G} are given as $g_{11} = f_{22}^{m2} \bar{f}_{22} + f_{21}^{m2} \bar{f}_{12}$, $g_{12} = -(f_{11}^{m2} \bar{f}_{12} + f_{12}^{m2} \bar{f}_{22})$, $g_{21} = -(f_{21}^{m2} \bar{f}_{11} + f_{22}^{m2} \bar{f}_{21})$, $g_{22} = f_{11}^{m2} \bar{f}_{11} + f_{12}^{m2} \bar{f}_{21}$ with the components of \hat{F}_{m2} and $\hat{F}(L)$. Furthermore, from the above relations on g_{ij} , we find a simple form of $\delta(L)$ as

$$\delta(L) = k_0 n_0 L + \frac{3}{4} k_0 n_0 n_2 \left[\left(1 + \frac{1}{n_0^2} \right) \cos^2 \delta_{m2} + \left(\frac{n_m^2}{n_0^2} + \frac{1}{n_m^2} \right) \sin^2 \delta_{m2} \right] L P_{out}, \quad (11)$$

with the output light intensity $P_{out} = |T|^2 P_{in}$ and the phase shift in the mirror $\delta_{m2} = k_0 n_m d_2$. Taking $|\Gamma(L)|^2 \simeq 1$ into account, from Eq.(9) $|T|^2$ is written as

$$|T|^2 = \frac{4}{|f_{11}^t + f_{22}^t - (Z_0 f_{21}^t + f_{12}^t / Z_0)|^2} \quad (12)$$

as a function only of $\delta(L)$. Hence, substituting $\delta(L)$ given in Eq.(11) for f_{ij}^t in Eq.(12), the value of $|T|^2$ is obtained for each given value of P_{out} . The value of P_{in} giving that value to $|T|^2$ is calculated by $P_{in} = P_{out} / |T|^2$. Thus, $P_{in} - P_{out}$ characteristic is known.

Note that the analyzing method mentioned above is available generally also for the cases that R and T have complex values.

Figure 2 shows a calculated example of the bistable characteristic appearing in the output light power. The values of P_{out} are plotted as a function of P_{in} by the dark circles. For comparison purposes, calculated result using the method given in the reference (Ogusu 1998) is also plotted with the solid curve. Since the reflection coefficient of the mirror is assumed to be real value in the reference, the index of the thin-film mirror considered here is also chosen as a real value by adjusting the value of the thickness d_i , ($i = 1, 2$). In the calculation, the semiconductor-doped glass RM-100 glass (HOYA) and TiO_2 thin-film are assumed as the nonlinear medium and the mirror, respectively. δ_0 in the figure denotes the phase shift $k_0 n_0 L$. The power reflection coefficient $|r|^2$ of the mirror is chosen as 0.25 for the both sides. The other physical parameters of the RM-100 glass and TiO_2 are presented in Table 1. Excellent agreements on the whole calculated values are confirmed in the comparisons with the two calculation results.

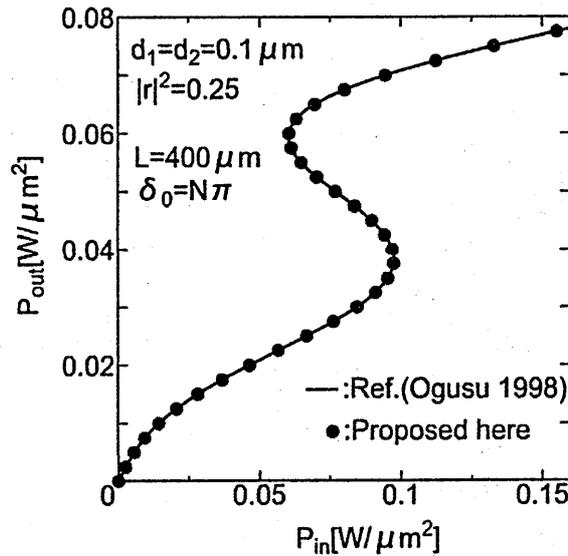


Fig.2 Calculation example on the bistable characteristic (comparison with the result calculated by using the method given in Ref.(Ogusu 1998).

Table 1 Parameter values used in the calculations.

λ Light wavelength	1.06	$[\mu\text{m}]$
n_0 (MR100-glass/HOYA)	1.5700	
n_2 Nonlinear index	8.6×10^{-3}	$[\mu\text{m}^2/\text{W}^2]$
n_m Index of the TiO_2 mirror	2.18	

In Fig.3, mirror-thickness dependence of the bistable characteristic is demonstrated. One can observe that the characteristic changes strongly with the mirror thickness.

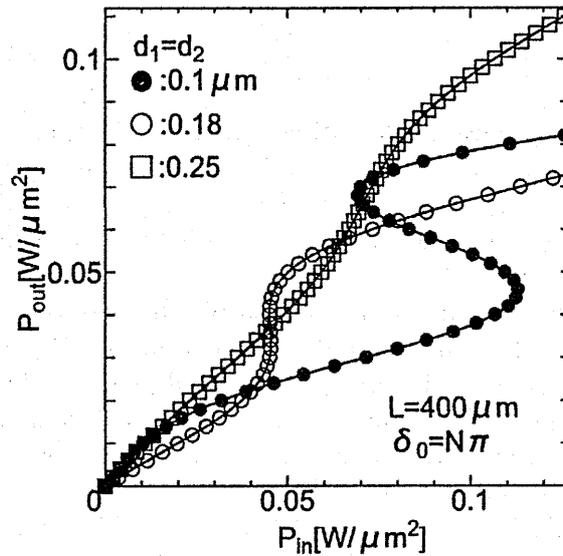


Fig.3 Mirror-thickness dependence of the bistable characteristic in the single nonlinear resonator.

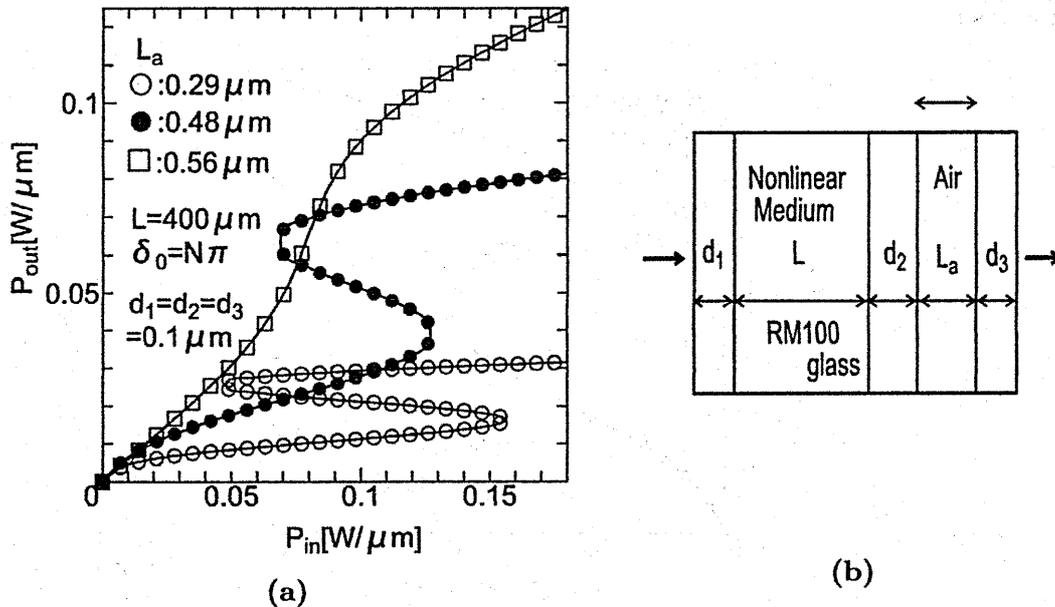


Fig.4 Bistable characteristics in the nonlinear resonator accompanying a linear resonator. (a) Calculation results. (b) Configuration.

Next, we consider the bistable characteristic in the configuration accompanying a linear resonator at the output-port side, which is illustrated in Fig.4(b) together with the calculation results (Fig.(a)). The linear resonator located in the output side is composed of air (linear medium) sandwiched by the two mirrors with the thickness d_2 and d_3 . In the figure, the characteristics are demonstrated for the three resonators with high-, middle- and low-reflection. The values of air gap L_a are chosen as 0.29, 0.48 and 0.56 μm for the three cases, respectively. At each value of L_a , the reflection of the linear resonator is 0.75, 0.25 and 0.1, respectively. In the case of the low-reflection ($L_a = 0.56\mu\text{m}$), the bistable characteristic does not be observed because only the small light energy is suspected to be concentrated in the nonlinear resonator. In the case of the high-reflection ($L_a = 0.29\mu\text{ m}$), due to the large feed-back, the bistable region of P_{in} becomes wider. However, due to the small transmissivity, the output light power remains smaller.

The bistable characteristics of the configuration accompanying a linear resonator can be calculated similarly the method mentioned above with a small change of \hat{F}_{m2} in Eq.(8) for $\hat{F}_{m3}\hat{F}_a\hat{F}_{m2}$. \hat{F}_a and \hat{F}_{m3} stand for the transfer matrices of the air region and mirror located in the output port, respectively. The transfer matrix \hat{F}_a in the air region is given as same as the matrices \hat{F}_{mi} in the mirror regions by exchanging n_m for the index of air ($n_a = 1$) and also thickness d_i for L_a .

4. Series-connected nonlinear Fabry Perot resonator

Figure 5 shows the series-connected nonlinear Fabry Perot resonator considered here. The two nonlinear resonators are connected with the mirror (Mirror 2) located between the two nonlinear regions. In the figure, the equivalent transmission line representing the light propagation in the resonator is also illustrated similarly to the single resonator shown in Fig.1. \hat{F}_i , ($i = 1, 2$) and \hat{F}_{mi} , ($i = 1, 2, 3$) represent the transfer matrices of the nonlinear regions and each mirror, respectively.

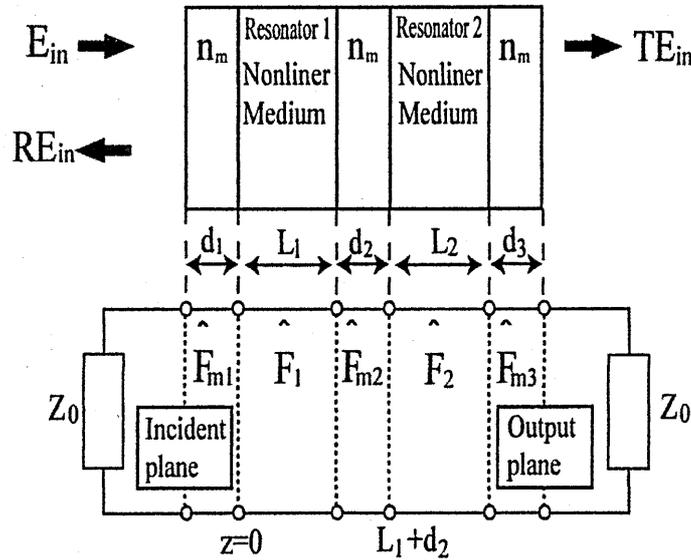


Fig.5 Series-connected nonlinear Fabry Perot resonator and equivalent transmission line.

The transmission and reflection coefficients T and R of the resonator are written as the same forms as Eq.(9) with the transfer matrix \hat{F}_t of the whole region. Assuming the condition

of $|\Gamma_1 \cdot \Gamma_2| \simeq 1$ is satisfied, the transmissivity ($|T|^2$) of the resonator $|T|^2$ is also written as the same form as Eq.(12) by the same manner as the single resonator. \hat{F}_t for the series-connected resonator shown in Fig.5 is given as

$$\hat{F}_t(\delta_1, \delta_2) = \hat{F}_{m3} \cdot \hat{F}_2(\delta_2) \cdot \hat{F}_{m2} \cdot \hat{F}_1(\delta_1) \cdot \hat{F}_{m1}, \quad (13)$$

corresponding to Eq.(8). The difference from the single resonator is in the fact that the components f_{ij}^t are functions of two unknown parameters of the phase shifts δ_1 and δ_2 in the two nonlinear regions. That is, T and R are given as functions of the two parameters δ_1 and δ_2 . $\delta_i, (i = 1, 2)$ are written as

$$\left. \begin{aligned} \delta_i &= k_0 n_0 L_i + \phi_i, \quad (i = 1, 2) \\ \phi_1 &= \frac{3}{8} k_0 n_0 \frac{n_2}{Z_0} \left(|E_x(0)|^2 + \left(\frac{Z_0}{n_0}\right)^2 |H_y(0)|^2 \right) L_1 \\ \phi_2 &= \frac{3}{8} k_0 n_0 \frac{n_2}{Z_0} \left(|E_x(L_1 + d_2)|^2 + \left(\frac{Z_0}{n_0}\right)^2 |H_y(L_1 + d_2)|^2 \right) L_2 \end{aligned} \right\}, \quad (14)$$

substituting the field amplitudes E_x and H_y at the left-hand side boundary in the respective nonlinear region into A and B of Eq.(4).

The phase shift δ_2 in the nonlinear medium 2 is obtained by the same manner as Eqs.(10) and (11) as

$$\delta_2 = k_0 n_0 L_2 + \frac{3}{4} k_0 n_0 n_2 \left[\left(1 + \frac{1}{n_0^2}\right) \cos^2 \delta_{m3} + \left(\frac{n_m^2}{n_0^2} + \frac{1}{n_m^2}\right) \sin^2 \delta_{m3} \right] L_2 |T(\delta_1, \delta_2)|^2 P_{in}, \quad (15)$$

with exchanges of $E_x(L_1 + d_2)$ and $H_y(L_1 + d_2)$ for $E_x(0)$ and $H_y(0)$ in the derivation of the single resonator.

δ_1 is also represented with P_{in} as same as δ_2 as follows. $E_x(0)$ and $H_y(0)$ are written by the incident amplitude E_{in} and the reflection coefficient R as

$$\left. \begin{aligned} E_x(0) &= \left[f_{11}^{m1}(1+R) + \frac{1}{Z_0} f_{12}^{m1}(1-R) \right] E_{in} \\ H_y(0) &= \left[f_{21}^{m1}(1+R) + \frac{1}{Z_0} f_{22}^{m1}(1-R) \right] E_{in} \end{aligned} \right\}, \quad (16)$$

where f_{ij}^{m1} represents the (i, j) -component of the transfer matrix \hat{F}_{m1} of the mirror 1. Hence, substituting the above equations into ϕ_1 in Eq.(14), δ_1 is written as

$$\delta_1 = k_0 n_0 L_1 + \frac{3}{4} k_0 n_0 n_2 \left[\left| (1+R)f_{11}^{m1} + \frac{1}{Z_0}(1-R)f_{12}^{m1} \right|^2 + \frac{1}{n_0^2} \left| (1-R)f_{22}^{m1} + Z_0(1+R)f_{21}^{m1} \right|^2 \right] L_1 P_{in}, \quad (17)$$

where $P_{in} = |E_{in}|^2 / (2Z_0)$ is used.

Eliminating P_{in} from Eqs.(15) and (17), a transcendental equation on δ_1 and δ_2 is obtained as

$$\begin{aligned} & [\delta_2 - k_0 n_0 L_2] \left[\left| [1 + R(\delta_1, \delta_2)] f_{11}^{m1} + \frac{1}{Z_0} [1 - R(\delta_1, \delta_2)] f_{12}^{m1} \right|^2 \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{n_0^2} \left| [1 - R(\delta_1, \delta_2)] f_{22}^{m1} + Z_0 [1 + R(\delta_1, \delta_2)] f_{21}^{m1} \right|^2 \right] L_1 \\ &= [\delta_1 - k_0 n_0 L_1] \left[\left(1 + \frac{1}{n_0^2}\right) \cos^2 \delta_{m3} + \left(\frac{n_m^2}{n_0^2} + \frac{1}{n_m^2}\right) \sin^2 \delta_{m3} \right] L_2 |T(\delta_1, \delta_2)|^2, \quad (18) \end{aligned}$$

where δ_{m3} , f_{ij}^{m1} , L_1 and L_2 are given values. R and $|T|^2$ are presented by substituting the (i, j) -components of \hat{F}^t given in Eq.(13) into f_{ij}^t of Eqs.(9) and (12), respectively. Thus, we find the equation to be satisfied by δ_1 and δ_2 , and accordingly, that values of those are restricted each other by Eq.(18). Solving Eq.(18) numerically, the relation between δ_1 and δ_2 is obtained.

Note that the values of $\delta_1 - k_0 n_0 L_1 (= \phi_1)$ and $\delta_2 - k_0 n_0 L_2 (= \phi_2)$ with the roots δ_i of Eq.(18) are invariant for the periodic changes on the values of $k_0 n_0 L_1 (\equiv \delta_{01})$ and $k_0 n_0 L_2 (\equiv \delta_{02})$ with the period 2π because $|T|^2$ and $|R|^2$ are both periodical functions for $k_0 n_0 L_1$ and $k_0 n_0 L_2$ with the period 2π . Bellow, accordingly, in the discussions on the root-locus of Eq.(18), the root-loci are plotted against $\delta_i - \delta_{0i} (= \phi_i)$ instead of δ_i , ($i = 1, 2$).

In Fig.6, examples of the root-locus of Eq.(18) representing the relation between the two parameters $\delta_1 - \delta_{01} (= \phi_1)$ and $\delta_2 - \delta_{02} (= \phi_2)$ are demonstrated. Notations δ_{01} and δ_{02} appearing in the figure represent $k_0 n_0 L_1$ and $k_0 n_0 L_2$, respectively, mentioned above. In the series-connected resonators, namely, the values of $|T|^2$ can be calculated only on the locus of ϕ_1 and ϕ_2 which satisfy Eq.(18). Figure 7 shows an example of the plot of $|T(\delta_1, \delta_2)|^2$ on the locus, which is calculated by Eq.(12) with the values of δ_1 and δ_2 at each point of the locus. Compared the plot in Fig.7 with $|T|^2$ -curves plotted versus the phase shift δ in the single resonator, it is observed to be much different. The curves of the single resonator are sinusoidal shape. On the other hand, in the $|T|^2$ -curve of Fig.7, there are quite large disarrangements in the period and also in the amplitude. It is suspected to be caused by the split of the peak due to the coupling between the two resonators.

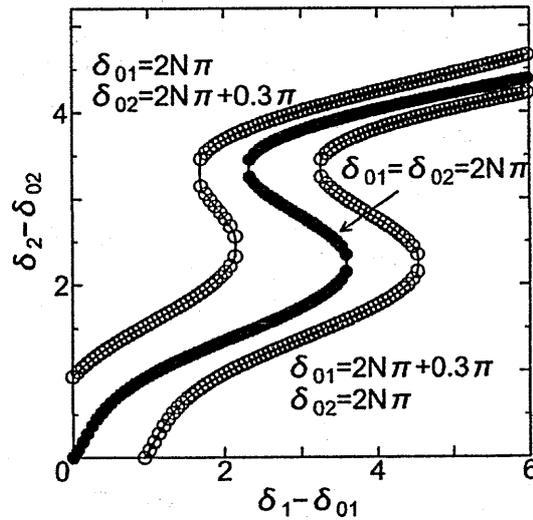


Fig.6 Root-loci of Eq.(18).

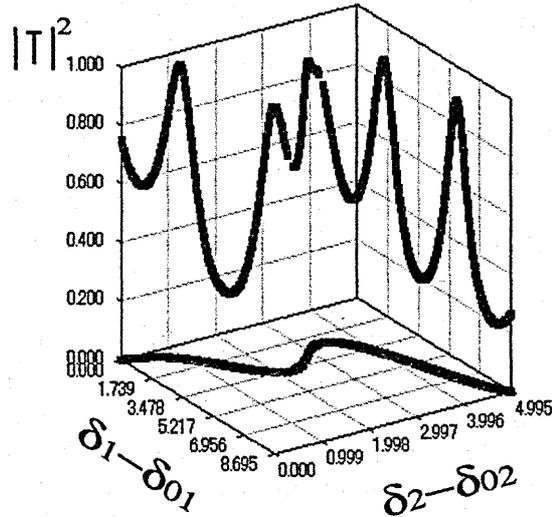


Fig.7 $|T|^2$ curve on the root locus in the series-connected nonlinear resonator.

Utilizing the relation between ϕ_1 and ϕ_2 (the root locus) mentioned above, the $P_{in} - P_{out}$ characteristics can be obtained as follows. Substituting a given value of P_{out} into the term of $[|T|^2 P_{in}] (= P_{out})$ in Eq.(15), the value of $\phi_2 (= \delta_2 - kn_0 L_2)$ is calculated, and the value of ϕ_1 is determined from the root-locus, i.e., by substituting the value of $\phi_2 (= \delta_2 - kn_0 L_2)$ into Eq.(18). Substituting $f_{ij}^t(\delta_1, \delta_2)$ into Eq.(12), which are calculated using Eq.(13) with the determined values of δ_1 and δ_2 , the value of $|T(\delta_1, \delta_2)|^2$ for the given value of P_{out} is obtained. The value of P_{in} is determined from $P_{in} = P_{out} / |T|^2$. Thus, the value of P_{in} achieving the given value of P_{out} is determined. Plotting the values of P_{out} against P_{in} , we can obtain the $P_{in} - P_{out}$ characteristic in the series-connected nonlinear resonator.

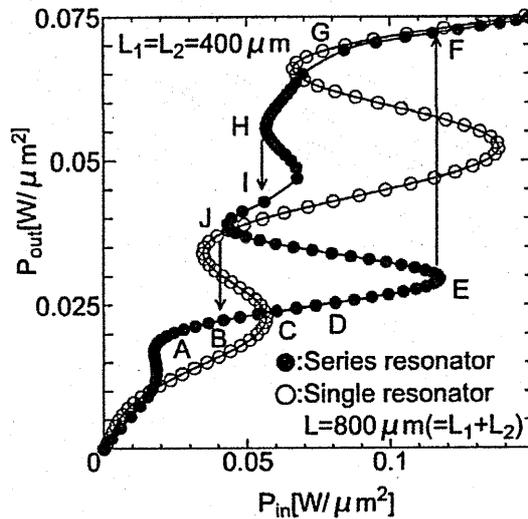


Fig.8 Bistable characteristic in the series-connected nonlinear Fabry Perot resonator.

In Fig.8, a typical $P_{in} - P_{out}$ characteristic obtained by the calculation process mentioned above is demonstrated with dark circles. For comparison purposes, the values of P_{out} calculated for the single resonator with the same length, i.e., for the case $L = L_1 + L_2$, are also plotted by

white circles. One observes a remarkably large up-jump ($E \rightarrow F$) in P_{out} compared with the down-jump ($H \rightarrow I$ or $J \rightarrow B$). In the single resonator, in contrast, almost the same height jumps are observed both when the input-light (P_{in}) increases and decreases. One observes also the difference in the number of the jump between when the power increases ($E \rightarrow F$) and when power decreases ($H \rightarrow I$ and $J \rightarrow B$).

In order to consider why there are such differences from the single resonator in the bistability, the values of $|T|^2$ are plotted against $\delta_2 - \delta_{02}$ in Fig.9. The plotted curve is basically the same as that shown in Fig.7. That is, the curve in Fig.9 is the projection of the $|T|^2$ -curve on the locus onto the plane including the $\delta_2 - \delta_{02}$ axis in Fig.7.

In the figure, lines calculated by

$$|T|^2 = \frac{\delta_2 - \delta_{02}}{\frac{3}{4}k_0 n_0 n_2 \left[\left(1 + \frac{1}{n_0^2}\right) \cos^2 \delta_{m3} + \left(\frac{n_m^2}{n_0^2} + \frac{1}{n_m^2}\right) \sin^2 \delta_{m3} \right] L_2 P_{in}}, \quad (19)$$

are also plotted for several different values of P_{in} . Equation (19) is obtained from Eq.(15) by solving for $|T|^2$.

Solving the simultaneous equations on the two unknown parameters $|T|^2$ and δ_2 , which are given by the $|T|^2$ -curve plotted in Fig.9 and Eq.(19), unknown value of $|T|^2$ can be obtained. Figure 9 shows the graphically solving scheme for the simultaneous equations. The value of $|T|^2$ at the cross point between the curve and the line of Eq.(19) is the solution for each value of P_{in} .

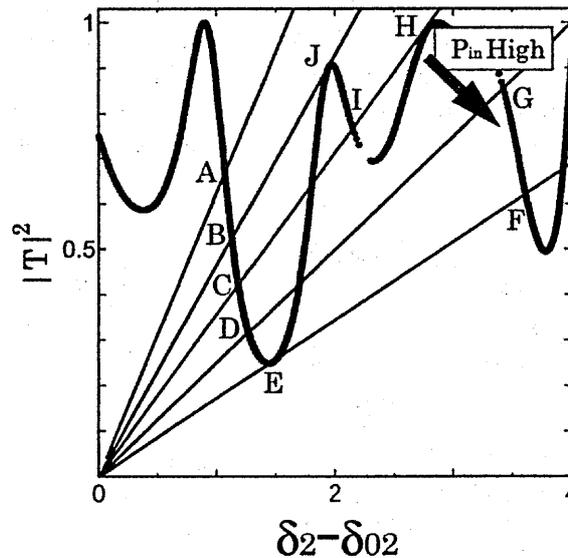


Fig.9 Graphically solving scheme for the simultaneous equations of $|T|^2$ and δ_2 .

As the value of P_{in} increases, the slope of the line of Eq.(19) becomes gentle, and cross point moves from A to D step by step, and over E, the cross point jumps to F far from E. Thus, the up-jump ($E \rightarrow F$) is observed in P_{out} -curve in Fig.8. As the value of P_{in} decreases, in contrast, the cross point moves from E to H along the different region of the curve from region from A to E, and at H, the cross point jumps to I. At J, furthermore, one more jump to B occurs. In Fig.8, correspondingly, the double down-jump ($H \rightarrow I$ and $J \rightarrow B$) is observed.

Due to the shallow dip appearing near the peak of the $|T|^2$ -curve, which is caused by the coupling between the resonators, the small jumps of ($H \rightarrow I$ and $J \rightarrow B$) occur. When

P_{in} increases, the larger jump of $E \rightarrow F$ occurs beyond the small two jumps. Such bistability with different number of the jump between when P_{in} increases and when that decreases, is the peculiar property in the series-connected resonator differ from the single resonator in which the $|T|^2$ sinusoidally varies. Parameter choice is possible, at which the number of the up-jump is larger than that of the down-jump.

4. Parameter dependences of the bistable characteristic in the series-connected resonator.

In this section, parameter dependences of the bistable characteristic are demonstrated. In Fig.10(a), the calculated values of P_{out} are plotted versus P_{in} in the case of $L_2 = 400\mu\text{m}$ for different three values of L_1 around $400\mu\text{m}$. In Fig.10(b), the values of P_{out} are similarly plotted in the case of $L_1 = 400\mu\text{m}$ for different three values of L_2 around $400\mu\text{m}$. Comparing the calculation results shown in the two figures, we can summarize the resonator-length dependence as follows: (1) In the case of $L_1 = L_2 = 400\mu\text{m}$, single jump occurs when P_{in} increases and double jump occurs when P_{in} decreases. (2) In the cases of $L_1 < L_2$, large-height jumps appear compared with the case of the same length, i.e., the case of $L_1 = L_2$. (3) On the other hand, in the cases of $L_1 > L_2$, the double jump vanishes, which occurs when P_{in} decreases in the other cases.

Thus, there appear many patterns in the $P_{in} - P_{out}$ characteristic dependently on the values of L_1 and L_2 . It is suspected to be caused mainly by the change of the shape of the $|T|^2$ -curve shown in Fig.9, especially by the shape around the split peaks.

Note that the two conditions of $L_1 = 400\mu\text{m}$ and $\delta_{01}(=k_0 n_0 L_1) = 2N\pi$ are not satisfied simultaneously. Rigorously saying, the value of L_1 should be calculated as $L_1 = N\lambda/n_0$ with an integer number N and the light wavelength λ . Accordingly, the value of L_1 in the figure includes the error of $\pm\lambda/n_0$ in the maximum, that is, L_1 should be written as $400\mu\text{m} \pm (\lambda/n_0)_{max}$. However, the error is negligible small compared with the value of L_1 , and here the representation of $L_1 = 400\mu\text{m}$ is used. As to L_2 , the error is also neglected similarly to L_1 .

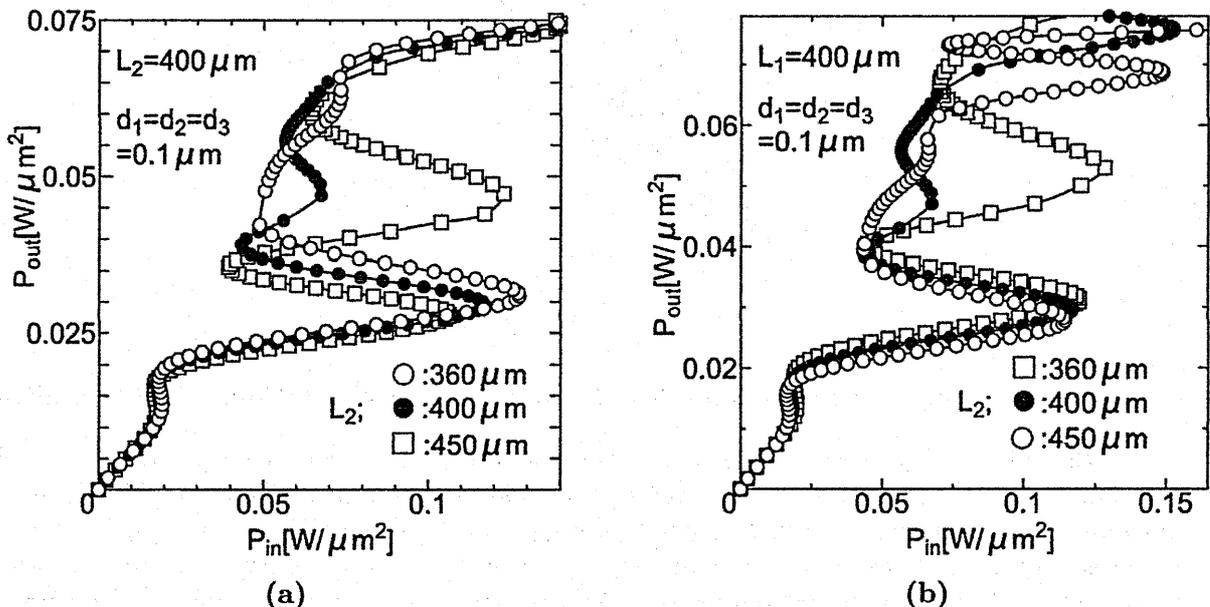


Fig.10 Resonator-length dependences of the bistable characteristic.
(a) L_1 -dependence. (b) L_2 -dependence.

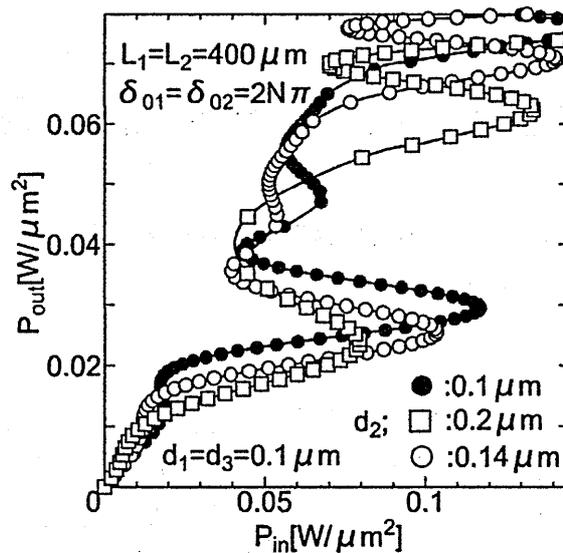


Fig.11 d_2 (the center-mirror thickness)-dependence of the bistable characteristic.

In Fig.11, dependence on the center-mirror thickness d_2 is shown. The calculation results for three cases of $d_2=0.1, 0.14$ and $0.2 \mu\text{m}$ are plotted as typical examples of the high-, middle- and low-refraction mirrors. The calculated values of the power-reflection ($|r|^2$) of the center mirror are 0.1, 0.05 and 0.025, respectively. As the reflection decreases, the shape of the P_{out} -curve becomes close to that in the single resonator because the connected-resonator configuration vanishes.

5. Conclusion

An analyzing method of the nonlinear resonator utilizing the transfer matrix has been presented, which is advantageous for application to the series-connected resonator configurations. The simulated results on the bistable characteristic have been demonstrated, and simulated results on the conventional single resonators have been also demonstrated for comparison purposes. Based on the simulated results, peculiar properties on the bistability appearing only for the series-connected configurations have been found, and the reason on the difference from the single resonator has been also discussed. Parameter dependences on the bistable characteristic, such as mirror-thickness dependence, have been also demonstrated.

References

- Born, M. and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, 5th-Ed. 57, 1975.
- Dubovitsky, S and W.H. Streier, *IEEE J. Quantum Electron.* 28 585, 1992.
- Firth, W.J. *Optics Communication* 39 343,1981.
- Miller, D. A. B. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17 306, 1981.
- Ogusu, K., Hongpu Li and T. Kamizono, *Optical Review* 5 185, 1998.
- Yumoto, J., S. Fukushima and K. Kubodera, *Optics Lett.*, 12 832, 1987.
- 岸岡、山本 *IEEJ* 125, No.3 530, 2005.
- 岸岡、山本 *光学* 36, No.4 200, 2007.

関西電力堺港発電所・堺太陽光発電所の諸技術について

関西電力株式会社堺港発電所 PR 館、
堺市文化観光局

[内容概要]

堺太陽光発電所は関西電力及び堺市が共同で運営する我国で初めてのメガソーラーで、2011年9月に全区画の営業運転を開始した。約74,000枚の太陽電池パネルからなる本発電所は、敷地面積は甲子園球場約5個分に相当する約21万m²、発電出力10,000kW、発電電力量は一般家庭約3,000世帯の年間電気使用量に相当する約1,100万kW/年、CO₂削減量は約4,000t/年にのぼる。一方、堺港発電所は、1964年に運転を開始し、油焚からLNG（天然ガス）への変更、排煙脱硝装置の設置など、都市部の重要電源として環境保全に積極的につとめながら約40年間運転を続けている。2006年には温室効果ガス削減とエネルギー資源の有効利用を図り、従来の火力発電方式（汽力発電方式）から、蒸気タービンとガスタービンを組み合わせた高効率コンバインドサイクル発電に更新し現在に至っている。本御講演では、これらの発電所の諸技術につき具体的かつ詳細な解説をいただいた。また、これらの内容に関する実地視察を経て、活発な質疑応答が行われた。

大変興味深い御講演を賜り、また実地視察において大変懇切丁寧な御案内・御説明をいただきました関西電力株式会社堺港発電所 PR 館ならびに堺市文化観光局の皆様には厚く御礼申し上げます。

以上

報告者：浅居正充（近畿大学）

平成24年11月21日（水）

於： 関西電力堺港発電所

Scattering of Electromagnetic Waves by an Optically
Controlled Infinite Periodic Subwavelength Slot Array
on a Dielectric Slab

西村 和男

Kazuo Nishimura

龍谷大学工学部

Ryukoku University

2012年12月20日

於 近畿大学

Scattering of Electromagnetic Waves by an Optically Controlled Infinite Periodic Subwavelength Slot Array on a Dielectric Slab

Kazuo Nishimura

Ryukoku University, Otsu, Shiga 520-2194, Japan
nisimura@rins.ryukoku.ac.jp

Abstract

An author theoretically analyzes TM electromagnetic plane wave scattering characteristics of an optically controlled infinite periodic subwavelength slot array with an electrically small period on dielectric slab. It is theoretically explained how the scattering characteristics of the periodic subwavelength slot array are controlled using photoinduced plasma. And it is theoretically discussed about the possibility of the application of the periodic subwavelength slot array to the optoelectronically reconfigurable circuits at millimeter wave frequency band.

1 Introduction

The light illumination to a semiconductor with photon energy greater than the semiconductor's band gap energy make semiconductor plasma induced in the semiconductor and the complex permittivity of the semiconductor change [1]-[3]. Phase shifter, high speed switch, photo-induced plasma grating(PIPG), broad band electromagnetic wave generation, broad band microwave measurement technology with transient radiation from optoelectronically pulsed antenna, optoelectronically reconfigurable monopole antenna and so on have been proposed and researched as microwave and millimeter wave applications of this phenomenon so far [1]-[16].

Especially, the Bragg reflection filters, the leaky wave antennas, and the reflectarray antennas using PIPG have been paid attention to because the structure parameters of the PIPGs could be easily changed by varying the light illumination pattern. However, the photoinduced plasma in the semiconductor would not distribute like a rectangular strip but exponentially distribute because of the carrier diffusion, and it has been said this would make it difficult to design the PIPGs [5], [6], [11]. So, It has been proposed to surround the semiconductor with dielectrics and metal as a way to prevent the plasma from diffusing and confine the plasma distribution area [7], [16]-[18]. As long as the author knows, these researches on the optical control of microwave millimeter wave in the periodic structures have been conducted only for the period that is the order of the wavelength of the incident electromagnetic wave. As a result, those periodic structure could be only broadly controlled using photoinduced plasma. The author considers a semiconductor filled slot array with the much smaller period than the wavelength of the incident electromagnetic wave could be controlled more flexibly using photoinduced plasma.

In this study, using mode matching technique [19],[18], the author theoretically analyzes electromagnetic wave scattering characteristics of an optically controlled infinite periodic subwavelength slot array with an electrically small period on a

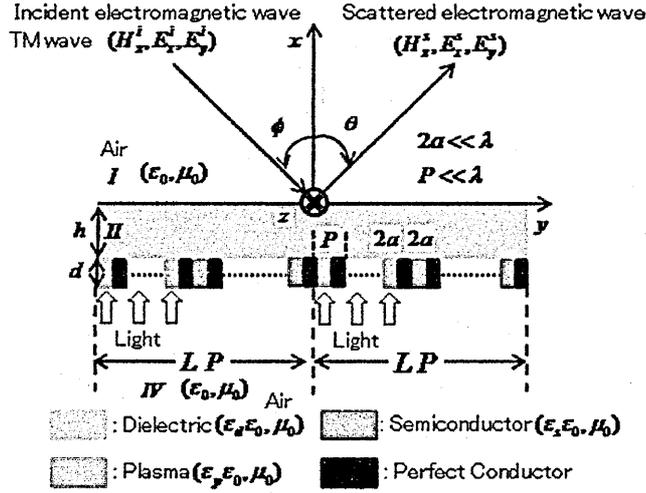


Figure 1: Geometry of an optically controlled infinite periodic subwavelength slot array with an electrically small period on a dielectric slab and TM plane electromagnetic wave incidence.

dielectric slab. And it is discussed about the possibility of the application of the periodic subwavelength slot array to the optically controlled reconfigurable circuits at millimeter wave frequency band.

2 Theoretical Analysis

2.1 Relative Complex Permittivity of Optically Induced Plasma

The relative complex permittivity of the optically induced plasma region in the semiconductor is given as

$$\epsilon_p = \epsilon_s - \sum_{i=e,h} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \nu_i^2} (1 + j \frac{\nu_i}{\omega}) \quad (1)$$

where ϵ_s is the relative permittivity of the semiconductor without the plasma and $\nu_e(\nu_h)$ is the collision angular frequency for electrons(holes). ω is the angular frequency of millimeter waves and ω_{pi} is the plasma frequency. The plasma frequency can be expressed as

$$\omega_{pi}^2 = \frac{n_p e^2}{m_i^* \epsilon_0} \quad (i = e, h)$$

where n_p is the plasma density, e is the electronic charge, $m_i^*(i = e, h)$ is the effective mass of electrons/holes, and ϵ_0 is the free-space permittivity [1]-[3].

2.2 Analysis Using Mode Matching Method

Let us consider the dielectric slab with an infinite slot array filled with a semiconductor illuminated with light at L time the interval of the original period of the

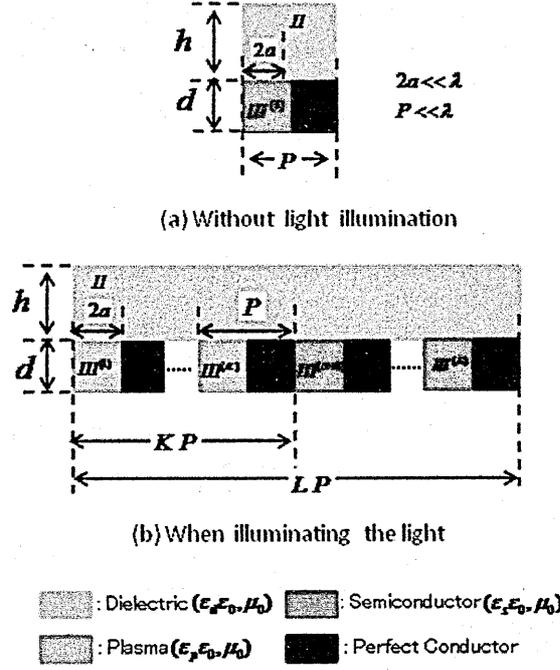


Figure 2: The unit cell of the optically controlled periodic subwavelength slot array.

periodic slot array, as illustrated in Fig. 1. In Fig. 1, the period of the periodic slot array without light illumination P is assumed to be much smaller than the wavelength of the incident electromagnetic wave. Then, the light illumination makes the unit cell of the dielectric waveguide with the periodic slot array change from Fig. 2 (a) ($P_{tot} = P$) to Fig. 2 (b) ($P_{tot} = L \times P$). Photoinduced semiconductor plasma is assumed to be induced to adjacent K slots out of total slots L in the unit cell. In Fig. 1, Fig. 2 (a) and Fig. 2 (b), $2a$, h , d , and P respectively signify the slot width, the dielectric slab thickness, and the slot thickness (or that of the semiconductor, the optically induced plasma), and the period of the periodic slot array without light illumination. Additionally, ϵ_s , ϵ_p , and ϵ_d respectively signify the relative permittivity of the semiconductor, the plasma, and the dielectric. The author uses a simple model in which the plasma distributes itself uniformly in region III^(l) ($l = 1, \dots, K$). The electromagnetic field distribution is, by assumption, uniform in the z direction, as ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$). The time dependence $e^{j\omega t}$ is assumed and suppressed. As described in this paper, the scattering characteristics are analyzed when TM electromagnetic plane wave ($H_{zI}^i, E_{xI}^i, E_{yI}^i$) with an angle of incidence ϕ illuminates the periodic slot array. The tangential components of the incident plane electromagnetic wave is described as

$$\begin{aligned} H_{zI}^i &= e^{jk_0 \cos \phi x} e^{-jk_0 \sin \phi y}, \\ E_{xI}^i &= -Z_0 \cos \phi e^{jk_0 \cos \phi x} e^{-jk_0 \sin \phi y}. \end{aligned} \quad (2)$$

where ϵ_0 , μ_0 , $k_0 (= \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0})$, and $Z_0 (= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}})$ respectively present the free space permittivity, the free space permeability, the free space wave number and the free space intrinsic impedance. The tangential components of the scattered electromagnetic field in Region I ($H_{zI}^s, E_{xI}^s, E_{yI}^s$), the tangential components of the scattered

electromagnetic field in Region II ($H_{zII}^s, E_{xII}^s, E_{yII}^s$), and the electromagnetic field in Region IV ($H_{zIV}^s, E_{xIV}^s, E_{yIV}^s$) are given as a summation of space harmonics, as shown below.

$$\begin{aligned} H_{zI}^s &= \sum_{n=-N}^N A_n e^{-\gamma_{In}x} e^{-j\beta_n y} \\ E_{yI}^s &= \frac{Z_0}{k_0} \sum_{n=-N}^N A_n e^{-\gamma_{In}x} e^{-j\beta_n y} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H_{zII}^s &= \sum_{n=-N}^N (B_n e^{\gamma_{In}x} + C_n e^{-\gamma_{In}(x+d)}) e^{-j\beta_n y} \\ E_{yII}^s &= -\frac{Z_0}{\epsilon_d k_0} \sum_{n=-N}^N (B_n e^{\gamma_{In}x} - C_n e^{-\gamma_{In}(x+d)}) e^{-j\beta_n y} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H_{zIV}^s &= \sum_{n=-N}^N D_n e^{\gamma_{In}x} e^{-j\beta_n y} \\ E_{yIV}^s &= -\frac{Z_0}{k_0} \sum_{n=-N}^N D_n e^{\gamma_{In}x} e^{-j\beta_n y} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{In} &= \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2} & \gamma_{III} &= \sqrt{\epsilon_d k_0^2 - \beta_n^2} \\ \beta_n &= k_0 \sin \phi + \frac{2\pi n}{P_{tot}} & P_{tot} &= L \times P \end{aligned}$$

In those equations, A_n, B_n, C_n , and D_n respectively signify the unknown complex amplitude of the space harmonics; β_n is the complex propagation constant of the n order space harmonic wave. The tangential components of the electromagnetic fields in Region III^(l) ($l = 1, \dots, L$) are given as a superposition of the modes of the parallel plate waveguide formed between the strips as following.

$$\begin{aligned} H_{zIII}^{(l)} &= \sum_{m=0}^M \{ F_m^{(l)} e^{j\gamma_{III}^{(l)}(x+d)} + G_m^{(l)} e^{-j\gamma_{III}^{(l)}(x+d+h)} \} \\ &\quad \cdot \cos \frac{m\pi}{2a} \{ y - (l-1)P \} \\ E_{yIII}^{(l)} &= -\frac{Z_0}{k_0 \epsilon_r^{(l)}} \sum_{m=0}^M \gamma_{III}^{(l)} \{ F_m^{(l)} e^{j\gamma_{III}^{(l)}(x+d)} \\ &\quad - G_m^{(l)} e^{-j\gamma_{III}^{(l)}(x+d+h)} \} \cdot \cos \frac{m\pi}{2a} \{ y - (l-1)P \} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\gamma_{III}^{(l)} = \sqrt{\epsilon_r^{(l)} k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2} \quad \epsilon_r^{(l)} = \begin{cases} \epsilon_p & l = 1, \dots, K \\ \epsilon_s & l = (K+1), \dots, L \end{cases}$$

In those expressions, $F_m^{(l)}, G_m^{(l)}$ ($l = 1, \dots, L$) are unknown complex amplitudes. The matrix equations are obtained by applying the following boundary conditions to the tangential components of these electromagnetic fields. These electromagnetic fields

are determined by solving the matrix equation.

$$\begin{aligned}
H_{zI}^i|_{x=0} + H_{zI}^s|_{x=0} &= H_{zII}^s|_{x=0}, \\
E_{yI}^i|_{x=0} + E_{yI}^s|_{x=0} &= E_{yII}^s|_{x=0} \\
H_{zII}^s|_{x=-h} &= H_{zIII}^{s(l)}|_{x=-h}, 0 \leq y - (l-1)P \leq 2a \\
E_{yII}^s|_{x=-h} &= \begin{cases} E_{yIII}^{s(l)}|_{x=-h} & 0 \leq y - (l-1)P \leq 2a \\ 0 & 2a \leq y - (l-1)P \leq P \end{cases} \\
H_{zIV}^s|_{x=-(h+d)} &= H_{zIII}^{s(l)}|_{x=-(h+d)}, 0 \leq y - (l-1)P \leq 2a \\
E_{yIV}^s|_{x=-(h+d)} &= \begin{cases} E_{yIII}^{s(l)}|_{x=-(h+d)} & 0 \leq y - (l-1)P \leq 2a \\ 0 & 2a \leq y - (l-1)P \leq P \end{cases}
\end{aligned} \tag{7}$$

The power reflection coefficients R_n and the power transmission coefficients T_n for the individual modes are defined, respectively, by

$$\begin{aligned}
R_n &= \frac{\frac{1}{2P_{tot}} \operatorname{Re}\left\{ \int_0^{P_{tot}} (\mathbf{E}_n^r \times \mathbf{H}_n^{r*}) \cdot \mathbf{x} \, dy \right\}}{\frac{1}{2P_{tot}} \operatorname{Re}\left\{ \int_0^{P_{tot}} (\mathbf{E}^i \times \mathbf{H}^{i*}) \cdot (-\mathbf{x}) \, dy \right\}} \\
T_n &= \frac{\frac{1}{2P_{tot}} \operatorname{Re}\left\{ \int_0^{P_{tot}} (\mathbf{E}_n^t \times \mathbf{H}_n^{t*}) \cdot (-\mathbf{x}) \, dy \right\}}{\frac{1}{2P_{tot}} \operatorname{Re}\left\{ \int_0^{P_{tot}} (\mathbf{E}^i \times \mathbf{H}^{i*}) \cdot (-\mathbf{x}) \, dy \right\}}
\end{aligned} \tag{8}$$

where \mathbf{E}_n^r , \mathbf{H}_n^r , \mathbf{E}_n^t , and \mathbf{H}_n^t are the reflected and transmitted fields for mode n . \mathbf{E}^i , \mathbf{H}^i are the incident fields and \mathbf{x} is the unit vector along the x axis [20].

3 Numerical Results

The numerical results of the scattering characteristics of a TM electromagnetic plane wave by the optically controlled infinite periodic slot array presented in Figure 1 are discussed in this section. In numerical calculations, the semiconductor and the dielectric are assumed respectively to be silicon and quartz. Numerical calculations show the material constants of silicon as $\epsilon_s = 11.8$, $m_e^* = 0.259m_0$ (kg), $m_h^* = 0.38m_0$ (kg), $m_0 = 9.11 \times 10^{-31}$ (kg), $\nu_e = 4.52 \times 10^{12}$ (s^{-1}), and $\nu_h = 7.71 \times 10^{12}$ (s^{-1}) [1]-[3] and the relative permittivity of quartz as $\epsilon_d = 3.8$ [16]. The photoinduced plasma thickness (=silicon thickness=slot thickness) is chosen as $d = 20\mu m$ [3]. In addition, the dielectric slab thickness, the slot width, and the period of the slot array without light illumination are $h = 1.0mm$, $2a = 100\mu m$ and $P = 200\mu m$, respectively.

Figure 3 portrays the the frequency dependence of the power transmission coefficients T_0 as a function of the plasma density n_p for $L = 20$, $K = 10$. In Figure 3, the notch caused by the resonance anomaly come to be clearly appeared as the plasma density increases. Also, figure 4 portrays the frequency dependence of the transmission coefficient T_0 as a function of the number of the slots filled with photoinduced semiconductor plasma K for $\phi = 0$, $L = 20$, $n_p = 1.0 \times 10^{24}m^{-3}$. In Fig. 4, the frequency band of the notch caused by the resonance anomaly were shited to lower

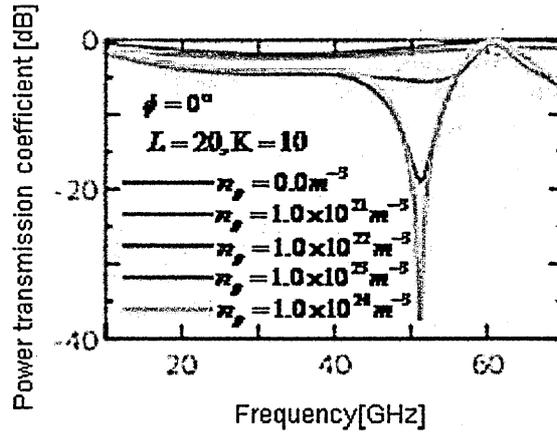


Figure 3: Frequency dependence of the power transmission coefficient T_0 as a function of plasma density n_p : $h = 1.0\text{mm}$, $d = 20\mu\text{m}$, $2a = 100\mu\text{m}$, $P = 200\mu\text{m}$, $\phi = 0^\circ$, $L = 20$, $K = 10$

frequency band, as the number of the slots filled with photoinduced semiconductor plasma K increases. These results suggests the periodic slot array could be applied to an optically controlled reconfigurable periodic array.

4 Conclusion

In this study, using mode matching technique, the author theoretical analyzed electromagnetic wave scattering characteristics from a dielectric slab with an infinite periodic slot array filled with a semiconductor in which semiconductor plasma are induced every the interval of the integer time the original period of the slot array on the assumption that the period of the slot array without light illumination would be much smaller than the wavelength of the incident electromagnetic wave . And it was discussed about the possibility of the application of the slot array to the optically controlled reconfigurable circuits at millimeter wave frequency band. It was found that the frequency band at which the resonance anomaly was caused would be controlled by changing the plasma density and the equivalent number of the slots.

References

- [1] "Special Issue on Applications of Lightwave Technology to Microwave Devices, Circuits and System," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. MTT-38, no. 5, May 1990.
- [2] C. H. Lee, S. Mak, and A. P. DeFonzo, "Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguides, " IEEE Trans. J. Quantum Electron., vol. QE-16, pp. 277-288, Mar. 1980.
- [3] M. Tsutsumi and A. Alphones, "Optical Control of Millimeter Waves in the Semiconductor Waveguide, " IEICE Trans. Electron. vol. E76-C, no.2, pp. 175-182, Feb. 1993.

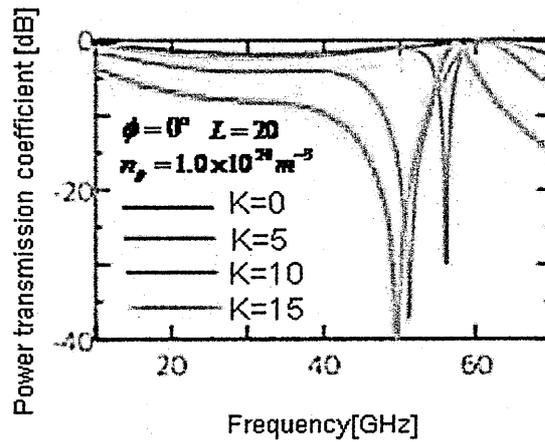


Figure 4: Frequency dependence of the power transmission coefficients T_0 as a function of the number of the slots filled with photoinduced semiconductor plasma K : $h = 1.0\text{mm}$, $d = 20\mu\text{m}$, $2a = 100\mu\text{m}$, $P = 200\mu\text{m}$, $L = 20$, $\phi = 0^\circ$
 $n_p = 1.0 \times 10^{24}\text{m}^{-3}$

- [4] M. Matsumoto, M. Tsutsumi, and N. Kumagai, "Bragg Reflection Characteristics of Millimeter Waves in a Periodically Plasma-Induced Semiconductor Waveguide," *IEEE Trans. Microwave & Tech.*, vol. MTT-34, no. 4, pp. 406-411, April 1986.
- [5] W. Platte, "LED-Induced Distributed Bragg Reflection Microwave Filter with Fiber-Optically Controlled Change of Frequency via Photoconductivity Gratings," *IEEE Trans. Microwave & Tech.*, vol. MTT-39, no. 2, pp. 359-363, Feb. 1991.
- [6] W. Platte, "Spectral Dependence of Light-induced Microwave Reflection Coefficient from Optoelectronic Waveguide Gratings," *IEEE Trans. Microwave & Tech.*, vol. MTT-43, no. 1, pp. 106-111, Jan. 1995.
- [7] M. Matsumoto, M. Tsutsumi, and N. Kumagai, "Radiation of Millimeter Waves From a Leaky dielectric waveguide with a Light-Induced Grating Layer," *IEEE Trans. Microwave & Tech.*, vol. MTT-35, no. 11, pp. 1033-1042, Nov. 1987.
- [8] A. Alphones and M. Tsutsumi, "Leaky Wave Radiation From a Periodically Photo-excited Semiconductor Slab Waveguide," *IEEE Trans. Microwave & Tech.*, vol. MTT-43, no. 9, pp. 2435-2441, Sept. 1995.
- [9] V.A. Manasson, L.S. Sadovnik, A. Moussessian, and D.B. Rutledge, "Millimeter-Wave Diffraction by a Photo-Induced Plasma Grating," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. MTT-43, no. 9, pp. 2288-2290, Sept. 1995.
- [10] K.Nishimura, "Analysis of Millimeter Wave Scattering Characteristics by a Photo-Induced Plasma Grating in a Semiconductor Slab," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, no. 12, pp. 1800-1806, Dec. 1998.

- [11] W. Platte, S. Ruppik, and M. Guetschow, "Optically Induced Mask-Controlled Time-Variable Periodic Microwave Structures," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. MTT-48, no. 5, pp. 846-851, May 2000.
- [12] G. F. Brand, "Remote Millimeter-Wave Beam Control by the Illumination of a Semiconductor," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. MTT-48, no. 5, pp. 855-857, May 2000.
- [13] M. R. Chaharmir, J. Shaker, M. Cuhaci, and A.-R. Sebak, "Novel Photonically-Controlled reflectarray Antenna," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol. AP-54, No. 4, pp. 1134-1141, April 2006.
- [14] J.L. Free, B.J. Lambery and G.S. Andrew, "Optoelectronically reconfigurable monopole antenna," *Electron. Lett.*, 30th, 28, 16, pp. 1502-1503, July 1992.
- [15] P.R. Smith, D.H. Auston and M.C. Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas," *IEEE J. Quantum Electron*, QE-24, 2, pp. 255-260, Feb. 1988.
- [16] T. Fickenscher, "Laser-Controlled Coupling Structures for MMW and Sub-MMW Applications," *Proc. Asia Pacific Microwave Conference 2007*, pp. 233-236, Dec. 2007.
- [17] K. Nishimura, "Electromagnetic Scattering from a Photonically Controlled Semiconductor Plasma Grating Embedded in an Insulator Slab," *Proc. 38th European Microwave Conference, Amsterdam, The Netherlands*, pp. 1125-1128 October 2008
- [18] K. Nishimura, "Electromagnetic Wave Scattering by an Optically Controlled Rectangular Groove Grating," *Proceedings of 40th European Microwave Conference, Paris, France*, pp. 1369-1372 September 2010.
- [19] J.A. Encinar, "Mode-matching and point-matching techniques applied to the analysis of metal-strip-loaded dielectric antennas," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-38, no. 9, pp. 1405-1412, Sept. 1990.
- [20] R. C. Hall and R. Mittra, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," *IEEE Trans. on Antenna & Propagat.*, vol. AP-33, no. 9, pp. 1009-1011, Sept. 1985.
- [21] H. L. Bertoni, L. S. Chen, and T. Tamir, "Frequency-Selective Reflection and Transmission by a Periodic Dielectric layer," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol. AP-37, no.1, pp. 78-83, Jan. 1989.
- [22] R. Magnusson, S.S. Wang, T.D. Black, and A. Sohn, "Resonance Properties of Dielectric Waveguide Gratings : Theory and Experiments at 4-18GHz", *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol. AP-42, no.4, pp. 567-569, April 1994.
- [23] T. Teshirogi and T. Yoneyama. *Wave-Summit. New millimeterwave technology*. Ohm Press; 1999.

小型人工衛星「まいど1号」による雷観測と
取得された VHF 帯広帯域電磁波に関する考察

Lightning observations by a small satellite “Maido-1” and
a study on recoded VHF EM waveforms

森本 健志

Takeshi Morimoto

近畿大学理工学部

Kinki University

菊池 博史、吉田 智、牛尾 知雄、河崎 善一郎

Hiroshi Kikuchi, Satoru Yoshida, Tomoo Ushio, Zen-Ichiro Kawasaki

大阪大学大学院工学研究科

Osaka University

2012年12月20日

於 近畿大学

小型人工衛星「まいど1号」による雷観測と 取得された VHF 帯広帯域電磁波形に関する考察

森本 健志* (近畿大学), 菊池 博史, 吉田 智, 牛尾 知雄, 河崎 善一郎 (大阪大学)

Lightning observations by a small satellite "Maido-1" and a study on recorded VHF EM waveforms

Takeshi Morimoto*(Kinki University)

Hiroshi Kikuchi, Satoru Yoshida, Tomoo Ushio, Zen-ichiro Kawasaki (Osaka University)

「まいど1号」は、2009年1月23日に打上げられ、高度約660kmの太陽同期軌道に投入された小型人工衛星である。この衛星には、雷放電に伴い放射されるVHF帯広帯域電磁波を複数のアンテナで受信し、その放射源を標定することで雷放電の進展様相を可視化する観測装置であるVHF帯広帯域干渉計を人工衛星等に搭載し、宇宙空間からの雷観測を目指して、その基礎実証を目的としたVHF帯広帯域波形測定装置を搭載している。同年2月から10月の観測期間において、158回のVHF観測を軌道上の様々な箇所で行い、約15,000のVHF帯広帯域電磁波を記録した。これを通して、民生品を多用し、地上用観測機を基本に開発した宇宙用機器が軌道上で正常に機能すること、地上観測の経験と電離層電波伝搬の数値計算結果を元に行った受信感度等の設計が妥当であったこと、軌道上の電波環境がVHF帯での雷観測実施に問題のないレベルであることが確認できたことが主な成果である。更に本論文では、取得されたVHF帯広帯域電磁波形に見られる特徴のうち、その地域依存性、パルス幅、パルス対について着目し、電磁波の電離層伝搬を考慮することで、これらの特徴が現れる要因と放射源推定方法について議論している。

キーワード：電波伝搬, VHF帯広帯域電磁波, 人工衛星, 電離層, 雷放電

(Keywords, radio propagation, VHF broadband electromagnetic wave, satellite, ionosphere, lightning discharge)

1. はじめに

「まいど1号」は、宇宙航空研究開発機構(JAXA)から μ -LabSatの技術移転を受け、東大阪を中心とする中小企業群が製造し、2009年1月23日に打上げられた質量57kg、サイズは一辺が50cmの立方体を包絡線とする八角柱の小型人工衛星である⁽¹⁾⁽²⁾(図1参照)。これには、筆者らのグループが開発した、雷放電に伴うVHF帯広帯域電磁波を受信・記録するVHF帯広帯域波形測定装置を搭載している。衛星本体および搭載機器は、 μ -LabSatにおける実績品と民生品を多用することで省コストおよび短開発期間を実現し、試験によりその信頼性を確保する手法で完成させている。

人工衛星からの雷観測は、米航空宇宙局(NASA)が運用するOTD(Optical Transient Detector, 1995年)やLIS(Lightning Imaging Sensor, 1997年)の光学観測が挙げられ、全球的な雷活動の把握に貢献している⁽³⁾⁽⁴⁾。また、電波観測では通信総合研究所(当時)のISS-b(うめ2号, 1978年)によるHF帯⁽⁵⁾、米国ロスアラモス国立研究所のFORTE(Fast On-orbit Recording of Transient Events, 1997年)によるVHF帯⁽⁶⁾の観測例が挙げられる程度である。一方、

筆者らのグループは、1995年から雷放電進展様相を可視化する観測機であるVHF帯広帯域デジタル干渉計の開発を進めており、地上システムとしては実用のレベルに達しているものと自負している⁽⁷⁾⁽⁸⁾。広帯域デジタル干渉計は、受信機などが不要なシンプルなシステム構成である上、アンテナ間隔を短くすることができるので、衛星単体からVHF帯電磁波源測位を行う唯一の手段であると考えられる。そこで筆者らは、地上用システムとして開発を進めてきた同干渉計に、宇宙で機能するために必要な処置を施して行くという開発方針で、VHF帯広帯域デジタル干渉計を人工衛星等に搭載し、宇宙空間からグローバルな雷嵐監視を実現しようという試みを行っている。かかる目的のため、まず雷放電進展に伴い無数に放射されるVHF帯インパルス性電磁波を、宇宙空間においてアンテナで受信し記録するのが、「まいど1号」に搭載したVHF帯広帯域波形測定装置である。

2009年1月の打上げ以後、同年2月から10月までの運用期間において、高度660kmの軌道上158の地点で約15,000の電磁波形を観測し、このうち1,000波形以上を地上にダウンロードすることに成功した。宇宙空間において、前例のない広い帯域で電磁波を記録し、民生品や地上用機

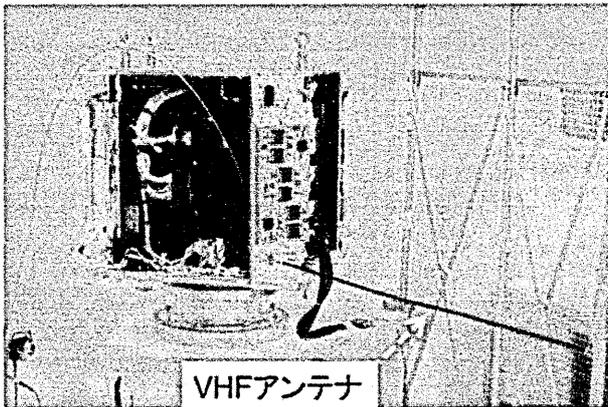


図1 「まいど1号」(側面の太陽電池パネルを除く。VHFアンテナは打上げ後に展開された状態。)

Fig. 1. VHF antenna on "Maido-1" without site solar panels. The antenna is extended on its orbit.

器ベースで開発した装置が正常に機能すること、感度等の設計が妥当であったこと、未知であった宇宙空間における電波環境が雷観測実施可能なレベルであることが確認できたことが、当該ミッションの主な成果である。本稿では、「まいど1号」で取得した電磁波形について、その地域特性や、パルス幅、パルス対等の形状、および電離層伝搬の数値シミュレーション結果に注目し、考察を行う。

2. VHF 帯広帯域波形測定装置

「まいど1号」に搭載しているVHF帯広帯域波形測定装置は、雷放電に伴い放射されるVHF帯インパルス性電磁波を、宇宙空間においてアンテナで受信し記録するものである。これは、将来実現を目指す衛星搭載型の広帯域デジタル干渉計、すなわち適当な間隔で配置した3機以上のアンテナで電磁波を受信し、その到来方向を求めることで衛星軌道上からの雷監視を実現するための基礎実証として位置付けられる。

VHF帯広帯域波形測定装置の構成を図2に示す。アンテナは、図1に示すように長さ1mのロッドアンテナで、ばね鋼で製造しており、打上げ時は丸めて収納・固定し、打上げ後軌道上で展開する。アンテナで受信した電磁波をフ

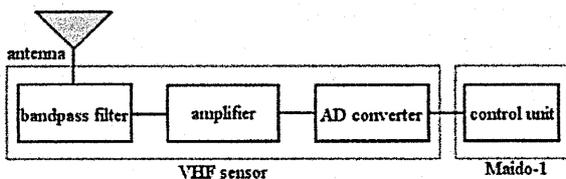


図2 VHF帯広帯域波形測定装置の構成
Fig. 2. Configuration diagram of the VHF sensor.

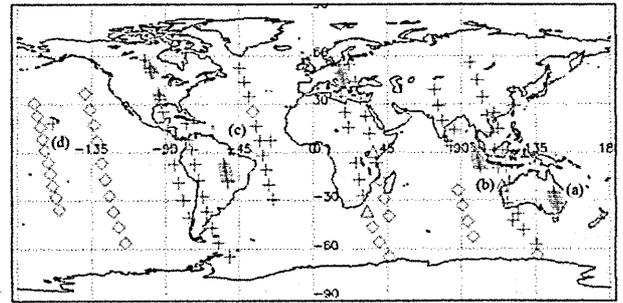


図3 「まいど1号」による雷観測実施場所
Fig. 3. Locations of the "Maido-1" observations.

ィルタおよび増幅器通過後、A/D変換器でサンプリング記録する。フィルタの通過帯域は30MHz-100MHz、増幅器の利得は45dB、A/D変換器はサンプリング周波数200MHzで分解能が8bitである。データ記録は、予め設定した閾値を超える強度の信号を受信した際に1波形単位のデータ記録を行うイベントトリガ方式を採用している。記録する波形は512サンプルポイント(≈2.5μsec)を1波形単位とし、A/D変換器に100波形分のオンボードメモリを搭載している。観測開始後、100波形を記録、換言すれば100回のイベントトリガが発生した後は、A/D変換器のオンボードメモリ上に保存された波形データを衛星バス部のメモリに転送するか消去して観測を再開するまで、オンボードメモリが飽和して計測不可能となる。筆者らが地上用として開発し運用している広帯域デジタル干渉計を構成する技術をベースにして、宇宙空間の真空・熱・放射線および打上げ時の振動・衝撃などの環境に耐え得るための部品選定や構造変更を施し、環境試験を繰り返して耐性を保障する方法で開発を行った。

図3は、「まいど1号」の全運用期間で、VHF帯広帯域波形測定装置による観測を行った場所と、記録された電磁波数(トリガ回数)を示している⁽¹⁰⁾。観測回数は158回、記録した電磁波数(トリガ回数)は14,372波形で、このうち1,013波形を地上にダウンロードした。観測の大半は、事前の気象状況等から衛星通過時に雷活動が発生する可能性が高いと考えられる地域を中心に行ったものである。図3中の◇, △, +は、1回当たり高々数秒間の観測時間のうちに記録した電磁波数(トリガ回数)が、それぞれ50未満、50以上100未満、およびオンボードメモリの上限である100であったことを示している。線上に並ぶ一連の観測地域は、同一の衛星バス上での観測で、ほぼ同一の時刻に観測されたものである。一般に海洋上に比べて陸上で雷活動が活発であるとされることに一致した明瞭な対比が見受けられる。

3. 受信波形の地域依存性

図4に、図3中に示す(a)オーストラリア大陸東部、(b)東

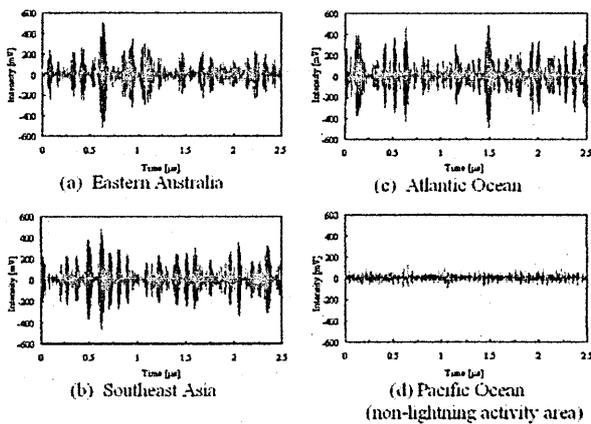


図4 「まいど1号」で記録されたVHF帯電磁波
Fig. 4. VHF waveforms recorded by "Maido-1".

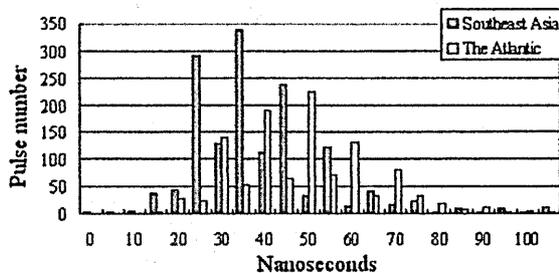


図5 受信電磁波のパルス幅
Fig. 5. Pulse widths of the recorded VHF.

南アジア, (c)大西洋, (d)太平洋の各地域で記録された代表的な電磁波形を示す。(d)太平洋では、非発雷地域での観測を目的としているため、閾値を越える電磁波が記録されず強制トリガにより記録した波形である。すなわちこの波形は、「まいど1号」の視野内に雷活動のない背景雑音と考えられる波形で、宇宙空間における電波環境が雷観測実施可能なレベルであることを示すものである。

ここで、(c)大西洋では、海洋上にも関わらず多くの電磁波が記録されている。図5は、(b)東南アジアで記録した1,529パルスと、(c)大西洋で記録した630パルスの半値幅を示したものである。これは、当該地域での観測で記録された電磁波形から、その中に含まれる数百ns程度の幅のパルスとして認められるものを全て抜き出し、それぞれのパルスの半値幅を度数分布で示したものである。同図より、(c)大西洋上で記録されたパルスの半値幅は、(b)東南アジア上で記録されたそれより、20ns程度大きいことが分かる。次章で述べるように、波源が衛星直下から遠くなればなるほど、受信されるまでに電離層を伝搬する距離が長くなることで分散の効果が大きくなり、受信されるパルス幅は大きくなる。従って、半値幅の大きい(c)大西洋上での記録波形は、より長い電離層伝搬を経ることになる電離層への斜め入射をしたものと見なすことができ、アフリカ大陸での雷

活動により放射された電磁波を受信したものであると考えられる。

4. 電離層内電波伝搬シミュレーション

高度660kmの軌道にある「まいど1号」で受信される雷放電進展に伴い放射される電磁波形は、電離層の衛星高度以下の領域を伝搬した後受信されたものである。電離層は分散性媒質であり、今回扱う電磁波形は広帯域であることから、電離層が電波伝搬に及ぼす影響を周波数毎に考慮する必要がある。本章では、電離層と電離層を伝搬する電磁波の簡易モデルを用いた数値シミュレーションを行う(11)。

まず、電離層を同心円状にそれぞれ10kmの幅で多層分割した二次元構造とする。各層は、

$$n = \sqrt{1 - f_p^2 / f^2} \dots\dots\dots (1)$$

で計算できる屈折率の媒質で均一に満たされているとする。ここで、 n は屈折率、 f_p はプラズマ周波数、 f は伝搬する電磁波の周波数である。IRI(the International Reference Ionosphere)-2007モデル(12)による電子密度 N の高度分布から

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}} \approx 8.89\sqrt{N} \dots\dots\dots (2)$$

により求めた f_p を式(1)に代入したのが、本章で用いる電離

層モデルである。IRI-2007モデルから、高度80kmを電離層最下層とし、この層への入射角を初期入射角とし、順次上側に接する層における入射角をスネルの法則により求める。これまでの地上観測における経験から、雷放電進展に伴い放射される電磁波、すなわち本シミュレーションモデルにおける入力波形を、周波数帯域が30-100MHz、パルス幅が200nsであるガウシアンパルスとして、この波形をフーリエ変換して得られる各フーリエ周波数成分について、先述の手順で高度80kmから660kmまでの電離層伝搬を計算する。低周波成分では高周波数成分に比べて屈折が大きくなり、高度660kmに至るまでの伝搬経路が長くなる。この経路差を位相差として与えた各フーリエ周波数成分を逆

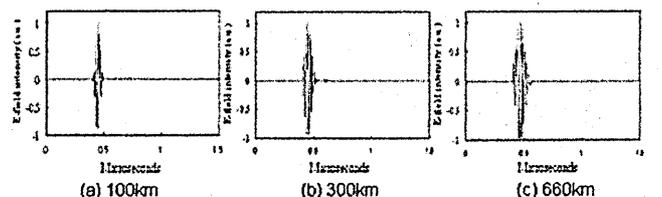


図6 電磁波形の高度変化
Fig. 6. Numerical simulation about attitude variation of a VHF waveform.

フーリエ変化で再合成することで、軌道高度で受信される電磁波を再現する。電離層最下層への入射角が 30° のときのシミュレーション結果を図 6 に示す。電離層の分散効果により、高高度になるほど周波数間の群遅延差が大きくなることによって、パルス幅が広がっている様子が再現されている。

5. パルス対

「まいど 1 号」で観測された電磁波形のうち、東南アジア上空で観測したものの約 20%、アフリカ上空で観測したものの約 10% に、図 7 示すようなパルス対が確認できる。これらに共通する特徴として、以下が挙げられる。

- ・ 対となるパルス間で、振幅とパルス幅がほぼ同じ
- ・ 対となるパルスの時間間隔は 40ns - 1 μ s
- ・ 観測されるパルスのうち、パルス対の振幅は相対的に小さい

なお、FORTE 衛星等の観測データで報告されている TIPP (Transionospheric pulse pair)⁽¹³⁾ とは、パルスの時間間隔 (TIPP は数十 μ s 以上) が大きく異なる。

ここで、これらのパルス対の発生要因を、電離層内を電磁波が伝搬する際に生じる、左回り円偏波である正常波モード (O モード) と、右回り円偏波である異常波モード (X モード) によるものであると考えた。前章で述べた電離層内伝搬シミュレーションを地球磁場の影響を加えた三次元に拡張する。すなわち、地球磁場は IGRF-10 (International Geomagnetic Reference Field-10) モデル⁽¹²⁾ を参照し、Appleton-Hartree の法則を簡略化した以下の式で各層の屈折率 n を求める。

$$n = \sqrt{1 - \frac{X}{1 \pm Y \cos \theta}}$$

$$(X = f_p^2 / f^2, Y = f_H / f) \dots \dots \dots (3)$$

ただし、 θ は地球磁場ベクトルと伝搬ベクトルのなす角、 f_p はプラズマ周波数、 f_H はサイクロトロン周波数、 f は伝搬する電磁波の周波数である。ここで、式(3)中右辺の分母にある正符号は正常波モード、負符号が異常波モード (X

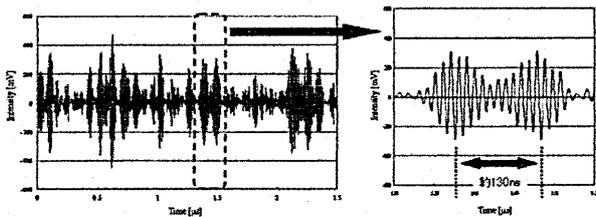


図 7 「まいど 1 号」で観測されたパルス対
Fig. 7. Pulse pair observed by "Maido-1".

モード) に相当する^{(14)・(16)}。

式(1)の代わりに式(3)を用いて、前章と同様の電波伝搬の数値シミュレーションを行う。 θ を 30° としたとき、前章と同じ入力波形の各周波数成分が電離層の最低高度としていた高度 80km から、「まいど 1 号」の軌道高度である高度 660km まで伝搬するのに要した時間で定義される伝搬時間を図 8 に示す。電離層が分散性媒質で屈折率が周波数毎に異なることから、伝搬時間も周波数に依存し、30MHz と 100MHz では約 4 μ s の差が生じている。正常波モードの伝搬時間が異常波モードの伝搬時間より短く、その差は数十 ns である。図 9 は、 θ を 30° および 70° としたときの、正常波モードと異常波モードの伝搬時間差を示したものである。同図より、 θ が小さいほど伝搬時間差が大きいたことが分かる。例えば、60MHz の周波数成分では、モード間の伝搬時間差は、約 40ns である。「まいど 1 号」で観測されたパルス対の時間間隔度数分布を図 10 に示す。実観測例では、80ns 近辺に分布しており、数値シミュレーション結果とも符合し、観測されたパルス対はモード分裂によるものであると考えられる。

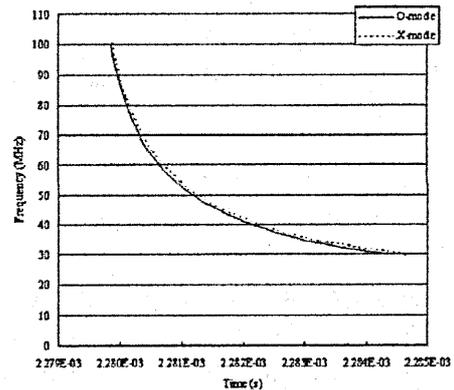


図 8 正常波モードと異常波モードの伝搬時間
Fig. 8. Simulated propagation time of O- and X-modes.

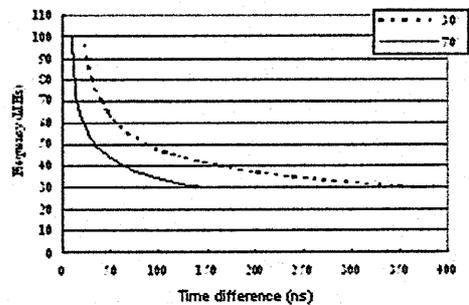


図 9 正常波モードと異常波モードの伝搬時間差
Fig. 9. Simulated propagation time difference between O- and X- modes.

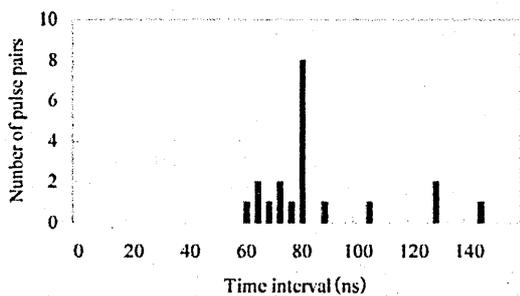


図 10 パルス対の時間間隔

Fig. 10. Time intervals of the observed pulse pairs.

6. 電離層伝搬を考慮した入射角の推定

第 5 章で述べたように、電離層を伝搬して衛星軌道上で受信された VHF 帯広帯域電磁波は、電離層の分散効果により群遅延が周波数成分毎に異なる。言い換えれば、同じ衛星の位置と電離層の状態で観測された電磁波形であれば、波源が衛星直下から離れた、電離層への入射角が大きい電磁波であるほど、周波数間での伝搬時間差が大きくなる。ここで、入射角は衛星直下に波源がある時の、電離層に対する垂直入射の場合を 0° と定義している。本章では、逆に受信した電磁波形から周波数間での伝搬時間差を得ることで、受信電磁波の入射角推定を試みる。

図 11 は、2009 年 2 月 12 日 2323:25h (UTC) にアフリカ上空で受信した電磁波形について、フーリエ変換を施す窓を 1 サンプルポイントずつ移動しながら短時間フーリエ変換を行って得たスペクトルを、縦方向に重ねて表示したものである。図中白色曲線で示すように、スペクトルの強い系列が認められる。同図中灰色曲線で示すのは、衛星直下に波源があったとする入射角 0° の場合の電離層伝搬を、第 3 章に示した方法で数値シミュレーションして求めたスペクトルの時間変化である。これを基準に、入射角を 1° ずつ増加させた時の曲線を求め比較したところ、白色曲線に最も近いものが、入射角が 49° のときである。従って、図 11 の電磁波形の波源は、入射角が 49° となる方向であると推定できる。

図 12 に、図 11 に示す波形を観測した時刻の、WWLLN (World Wide Lightning Location Network)⁽¹⁷⁾ で記録された発雷位置を示す。図中の+が WWLLN による発雷位置標定結果、*が「まいど 1 号」の位置で、円は「まいど 1 号」に対し入射角 49° となる円錐と地表面の交線を示している。波源推定結果と WWLLN の観測結果は非常に良い相関を示しており、本章で述べた手法による電磁波到来方向推定の可能性を示唆している。

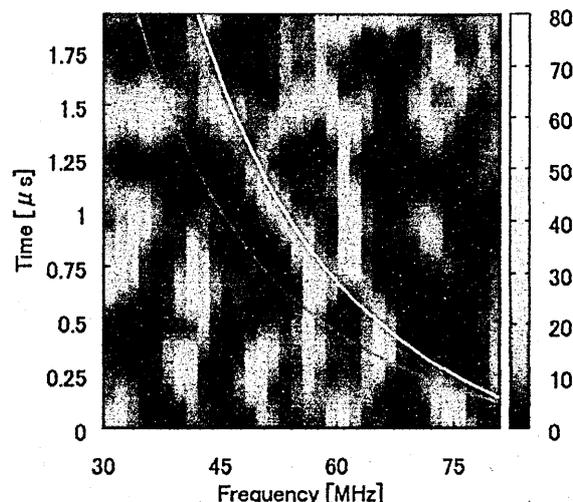


図 11 2009 年 2 月 12 日 2323:25h (UTC) に記録された電磁波形のスペクトル時間変化

Fig. 11. Time evolution of the Fourier spectra for the VHF waveform recorded at 2323:25h (UTC) on 12 Feb. 2009.

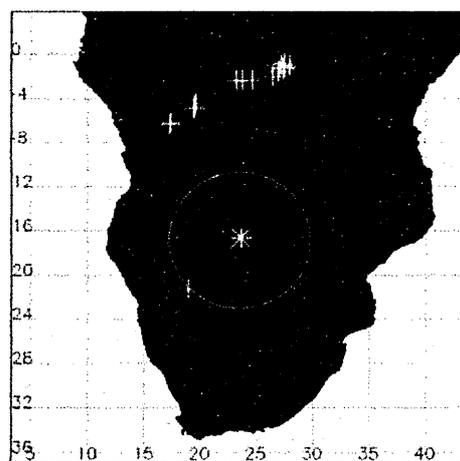


図 12 波源位置推定と WWLLN 観測結果
Fig. 12. Estimated lightning locations by "Maido-1" and WWLLN.

7. おわりに

筆者らは、小型人工衛星「まいど 1 号」に、雷放電進展に伴い放射される VHF 帯インパルス性電磁波を広帯域で受信し記録する VHF 帯広帯域波形測定装置を搭載し、観測を行った。高度 660km の軌道上 158 の地点で約 15,000 の電磁波形を観測し、このうち 1,000 波形以上を地上にダウンロードすることに成功した。宇宙空間において、前例のない広い帯域で電磁波を記録し、民生品や地上用機器ベースで開発した装置が正常に機能すること、感度等の設計が妥当であったこと、未知であった宇宙空間における電波環境が雷観測実施可能なレベルであることが確認できたこと

が、当該ミッションの主な成果である。

本稿では、「まいど1号」で取得した電磁波形について、その地域特性や、パルス幅、パルス対等の形状について考察した。これらの性質は、電離層伝搬の数値シミュレーション結果とよく符合し、ここで得られた知見を用いた到来方向推定の提案に至っている。

広帯域デジタル干渉計として雷放電位置を特定するためには、3機以上のアンテナでVHF帯電磁波を受信し、その波源を求めることが必要である。本稿出述べたVHF帯広帯域波形測定装置は、そのうちの1機のアンテナと単チャンネルの受信系から成り、開発の実績および取得されたデータはデジタル干渉計開発に重要なヘリテージとしてフィードバックされる。ここで、筆者らは、国際宇宙ステーション(ISS)日本実験棟「きぼう」の曝露部でGLIMS(Global Lightning and Sprite Measurement)ミッションとして、光学観測と共に2機のアンテナと受信系によるVHF帯電磁波の到来方向を推定する計画を進めていることを付記しておく⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。

人工衛星「まいど1号」の開発は、NEDO基盤技術研究促進事業(民間基盤技術研究支援制度)において採択された「高度製造技術と革新的設計の融合による汎用小型衛星の研究開発」で行われたものである。衛星打上げは、JAXA「あいのり公募小型衛星事業」により実施された。また、開発、運用を通してJAXA研究開発本部宇宙実証研究センターから甚大な技術指導と協力をいただいた。関係各位に心より感謝申し上げる。

文 献

- (1) Y. Nakamura and H. Hashimoto: "SOHLA-1, a low cost satellite development with technology transfer program of JAXA", Proceedings of 56th International Astronautical Congress, IAC-05-B5.6.B.08, Fukuoka, Japan (2005-6)
- (2) Y. Nakamura and H. Hashimoto: "Technology transfer program of Microlabsat", Proceedings of The 4S Symposium: Small Satellites, Systems and Services, RSA SP-571, La Rochelle, France (2004-9)
- (3) H. J. Christian, R. J. Blakeslee, D. J. Boccippio, W. L. Boeck, D. E. Buechler, K. T. Driscoll, S. J. Goodman, J. M. Hall, W. J. Koshak, D. M. Mach, and M. F. Stewart: "Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector", Journal of Geophysical Research, Vol.108, No.D1, 4005, doi:10.1029/2002JD002347 (2003)
- (4) D. J. Boccippio, S. J. Goodman, and S. Heckman: "Regional difference in tropical lightning distributions", Journal of Applied Meteorology, Vol.39, Issue 12, pp.2231-2248 (2000)
- (5) M. Kotaki, I. Kuriki, C. Katoh: "Radio noise spectrum above the ionosphere at high frequency band", IEICE Trans., Vol.J67-B, No.1, pp.9-16 (1984) (in Japanese)
上瀧, 栗城, 加藤: 「電離層の上側における短波帯電磁雑音」, 電子通信学会論文誌, Vol.J67-B, No.1, pp.9-16 (1984)
- (6) A. R. Jacobson, S. O. Knox, R. Frenz, and D. C. Enemark: "FORTE observations of lightning radio-frequency signatures: Capabilities and basic results", Radio Science, Vol.34, No.2, pp.337-354 (1999)
- (7) T. Ushio, Z.-I. Kawasaki, Y. Ohta, and K. Matsuura: "Broad band interferometric measurement of rocket triggered lightning in Japan", Geophysical Research Letters, Vol.24, No.22, pp.2769-2772 (1997)
- (8) R. Mardiana, Z. Kawasaki, and T. Morimoto: "Three-dimensional lightning observations of cloud-to-ground flashes using broadband interferometers", Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol.64, No.1, pp.91-103 (2000)
- (9) T. Morimoto, A. Hirata, Z. Kawasaki, T. Ushio, A. Matsumoto, and J. H. Lee: "An operational VHF broadband digital interferometer for lightning monitoring", IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol.124, No.12, pp.1232-1238 (2004)
- (10) H. Kikuchi, T. Morimoto, T. Ushio, and Z. Kawasaki: "Wideband radio wave observations of lightning discharge by Mado-1 satellite", IEICE Trans. on Communications, Vol.E93-B, No.8, pp.2226-2227 (2010)
- (11) 菊池, 田中, 森本, 牛尾, 河崎, 青木, 橋本: 「人工衛星『まいど1号』で得られたVHF波帯広帯域電磁波」, 日本大気電気学会誌, Vol.3, No.2(No.75), pp.58-59 (2009)
- (12) <http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/>
- (13) H. E. Tierney, A. R. Jacobson, R. Roussel-Dupre, and W. H. Beasley: "Transionospheric pulse pairs originating in maritime, continental and coastal thunderstorms: Pulse energy ratios", Radio Science, Vol.37, No.3, 1039, doi:10.1029/2001RS002506 (2002)
- (14) H. K. Sen, and A. A. Wyller: "On the generalization of the Appleton-Hartree Magnetoionic Formulas", Journal of Geophysical Research, Vol.65, No.12, pp.3931-3950 (1960)
- (15) H. Kikuchi, R. Tanaka, T. Morimoto, T. Ushio, Z. Kawasaki, T. Aoki, and H. Hashimoto: "Observations of lightning discharges by Mado-1 satellite and radio propagation simulations", Workshop on Technical Committee on Electromagnetic Compatibility (EMCJ), EMC-10-25 (2010) (in Japanese)
菊池, 田中, 森本, 牛尾, 河崎, 青木, 橋本: 「人工衛星「まいど1号」による雷放電の観測結果と電磁波伝搬シミュレーション」, 電磁環境研究会, EMC-10-25 (2010)
- (16) H. Kikuchi, R. Tanaka, S. Yoshida, T. Morimoto, T. Ushio, and Z. Kawasaki: "Observations of lightning discharges from space and frequency characteristics through the ionosphere", Annual Meeting on Electromagnetic Theory, EMT-10-105 (2010) (in Japanese)
菊池, 田中, 吉田, 森本, 牛尾, 河崎: 「人工衛星を用いた雷放電観測結果と電離層内伝搬時の周波数特性に対する検討」, 第39回電磁境界論シンポジウム, EMT-10-105 (2010)
- (17) <http://www.lln.net/>
- (18) T. Ushio, M. Sato, T. Morimoto, M. Suzuki, H. Kikuchi, A. Yamazaki, Y. Takahashi, Y. Hobara, U. Inan, I. Linscott, Y. Sakamoto, R. Ishida, M. Kikuchi, K. Yoshida, and Z.-I. Kawasaki: "The Global Lightning and Sprite Measurement (GLIMS) Mission on International Space Station -Concept and overview", IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol.131, No.12, pp.971-976 (2011)
- (19) T. Morimoto, H. Kikuchi, M. Sato, M. Suzuki, A. Yamazaki, and T. Ushio: "VHF lightning observations on JEM-GLIMS Mission -Gradual approach to realize space-borne VHF broadband digital interferometer", IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol.131, No.12, pp.977-982 (2011)

雷放電に伴う両極性パルス発生位置の高度分布と
フェーズドアレイレーダーによる雷嵐の初期観測

Discharge height of lightning narrow bipolar events
and new observations with phased array RADAR

呉 亭、舟木 剛、牛尾 知雄、高柳 裕次、吉田 智、河崎 善一郎
Wu Ting, T. Funaki, T. Ushio, Y. Takayanagi, S. Yoshida, Z-I. Kawasaki

大阪大学工学部
Osaka University

2012年12月20日

於 近畿大学

Discharge height of lightning narrow bipolar events and new observations with phased array RADAR
Wu Ting, Tsuyoshi Funaki, Tomoo Ushio, Yuji Takayanagi, Satoru Yoshida, Zen-ichiro Kawasaki
(Osaka University)

Phased array radar with unprecedented high temporal and spatial resolution is used for the first time to analyze structures of thunderstorms producing lightning narrow bipolar events (NBEs). Locations of NBEs generally correspond well with the deepest convection, but in some thunderstorms extending higher than 15 km, positive NBEs cluster around, rather than right at the center of the core of deep convection. Negative NBEs are generally higher than positive NBEs and are usually produced at the cloud top of the thunderstorm. Positive NBEs, on the other hand, are always located well inside the thundercloud. It seems that negative NBEs can only be produced in very vigorous thunderstorms with cloud tops higher than about 14 km. Numerous thunderstorms with lower height produce few negative NBEs, indicating a height threshold for NBE production. On the basis of these findings, it becomes very convenient and accurate to monitor severe thunderstorms with negative NBEs.

1. Introduction

Narrow bipolar event (NBE) is a special type of intracloud lightning discharge with many distinguishing characteristics. For example, NBEs produce extremely energetic VHF radiation that is one order of magnitude larger than that produced by normal discharge events [Thomas et al., 2001; Jacobson, 2003]. NBEs are usually found temporally isolated from other discharges, but sometimes they occur as the initiation process in otherwise normal lightning discharges [Rison et al., 1999; Wu et al., 2011]. Discharge height of negative NBE is close to, or even larger than, the height of the tropopause [Smith et al., 2004; Wu et al., 2012]. The estimated channel length of NBE is smaller than 1 km [Smith et al., 1999; Liu et al., 2012]. For this reason, NBE is also called compact intracloud discharge (CID).

Due to the fact that the strong high frequency radiation produced by NBE can penetrate the ionosphere and can be conveniently observed by satellite, NBE is a potential candidate for monitoring severe convective activities from space. However, such satellite-based monitoring cannot be realized until the relationship between NBE production and thunderstorm activities is well established. Over the last decade, many studies have contributed to examining such relationship [Suszcynsky and Heavner, 2003; Jacobson and Heavner, 2005; Wiens et al., 2008]. Overall result indicates that NBEs tend to occur in the most vigorous thunderstorms, but statistical analysis on the relationship between NBE rate and various parameters of thunderstorm does not show a strong correlation. On the other hand, case studies on thunderstorms producing NBEs are still rare, and such studies mainly focus on positive NBEs [Fierro et al., 2011; Lu et

al., 2012]. As demonstrated by Wu et al. [2011], the percentage of negative NBEs has the tendency to increase with increasing convective strength. In other words, vigorous thunderstorms are more likely to produce negative NBEs. Therefore it is important to classify positive and negative NBEs when analyzing the relationship between NBE and thunderstorm, and special attention should be paid to thunderstorms producing negative NBEs.

A significant and somehow mysterious feature of negative NBE is its large discharge height. Discharge height of negative NBE is generally larger than that of positive ones and normal intracloud discharges. Some negative NBEs are estimated to be significantly higher than the tropopause [Smith et al., 2004; Nag et al., 2010], which is difficult to understand because thundercloud has little chance to develop to such height. Wu et al. [2012] calculated discharge heights of thousands of NBEs in two regions, and demonstrated that all NBEs, including negative NBEs, are produced inside thundercloud, and extremely large results in previous studies are probably due to computation errors. However, so far there is still no direct evidence to prove that negative NBEs, occurring higher than 15 km or even close to 20 km, are inside thundercloud.

In this paper, we will show observations of NBEs by low frequency (LF) lightning location system comprising 9 stations and simultaneous observation of thunderstorms by a phased array radar (PAR) with the highest temporal and spatial resolutions in studies of NBE. Such coordinated observation provides the best chance so far to examine the relationship between NBE production and thunderstorm structure. As an initial report of the first observation in the summer of 2012, this paper deals with spatial relationship between NBE and parent

thunderstorm.

2. Experiment

LF lightning location system in Osaka region of Japan has been set up since the summer of 2011. During the summer of 2012 (period for this study), there were 9 stations, shown as red squares in Figure 1. Each station was equipped with a fast antenna with frequency range of 400 Hz to 1 MHz and decay time constant of 200 μ s. Electric field change signals were digitized with 4-megasample/sec sampling rate and 12-bit resolution. All stations are synchronized by GPS receivers. Details of this system were described by Takayanagi et al. [2011].

3-D locations of lightning discharges are automatically determined by interferometry technique, and real-time monitoring of lightning activities in Osaka region has been realized since the summer of 2012. Locations in Figure 1 are from results of real-time monitoring. However, NBEs have very clear peaks, so it is better to use time-of-arrival (TOA) technique to locate them. In this study, locations of NBEs are all determined with TOA technique. Because of relatively small sample of NBEs in this study, we manually checked waveforms and location results of all NBEs to make sure there is no apparent error. 3-D location error for NBE should be smaller than 1 km, as Takayanagi et al. [2011] compared location results determined by this system, which only contained 4 stations at that time, with those determined by a VHF interferometry system, and the difference was no larger than 1 km.

The PAR started working since July, 2012. It is a single-faced phased-array system located in Suita campus, Osaka University (34.82°N, 135.52°E; origin in Figure 1). In our system, the beam is electronically steered in elevation direction by transmitting a fan beam and receiving scattered signals as multi-beam using digital beam forming technology [Yoshikawa et al., 2012]. In this way, one rotation of the antenna can cover a whole volumetric scan, and the time for volumetric updates can be significantly reduced. The current system can work in two scanning modes: fast-observation mode and wide-observation mode. Currently the PAR is operated under the wide-observation mode, which takes 30 seconds for a whole volumetric scan and the largest scanning range is 60 km. Its temporal resolution of 30 seconds is far better than conventional weather radar with parabolic antenna. Its spatial resolution is 100 m in radial direction, 1.2° in azimuthal direction and 0.9° in elevation direction. Such spatial resolution is also much

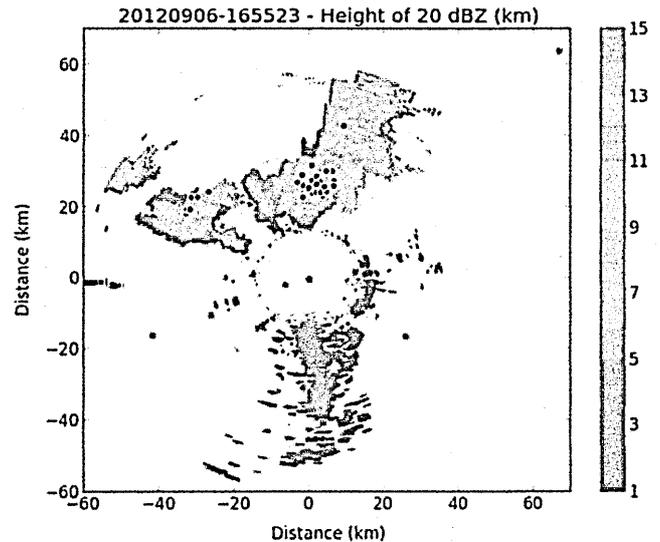


Figure 1. Height of 20 dBZ calculated from PAR reflectivity data. The PAR is represented by blue "+". Nine stations of LF lightning location system are represented by red squares. Black points represent lightning locations within ± 15 seconds of the radar time.

better than conventional weather radar.

Data quality has not been fully controlled. The reflectivity data commonly contain some contaminations from ground clutter, such as the dark blue region in the lower part of Figure 1. Echoes from such contamination have strong intensity (larger than 50 dBZ), but they only occur at a low altitude (lower than 2 km). Therefore we use height of 20 dBZ to indicate evolution of thunderstorms as shown in Figure 1. Another problem is that observation within about 10 km of the PAR is not very accurate due to some unsolved problems on pulse compression in this newly-built system. So data within 10 km of the PAR are not shown as in Figure 1 and 2.

3. Results

There are more than ten thunderstorms observed by the PAR during the summer of 2012. In Osaka region of Japan, each thunderstorm usually lasts for less than one hour with cloud top height of around 12 km. A total of 232 positive NBEs and 22 negative NBEs were observed during the summer of 2012, which had simultaneous observation by the PAR. Physics sign convention is used throughout this paper, so positive NBE corresponds to the discharge between upper positive charge and lower negative charge.

3.1 Horizontal structure Locations of NBEs usually correspond well with the region of strongest convection (indicated by the largest 20-dBZ height) as shown in

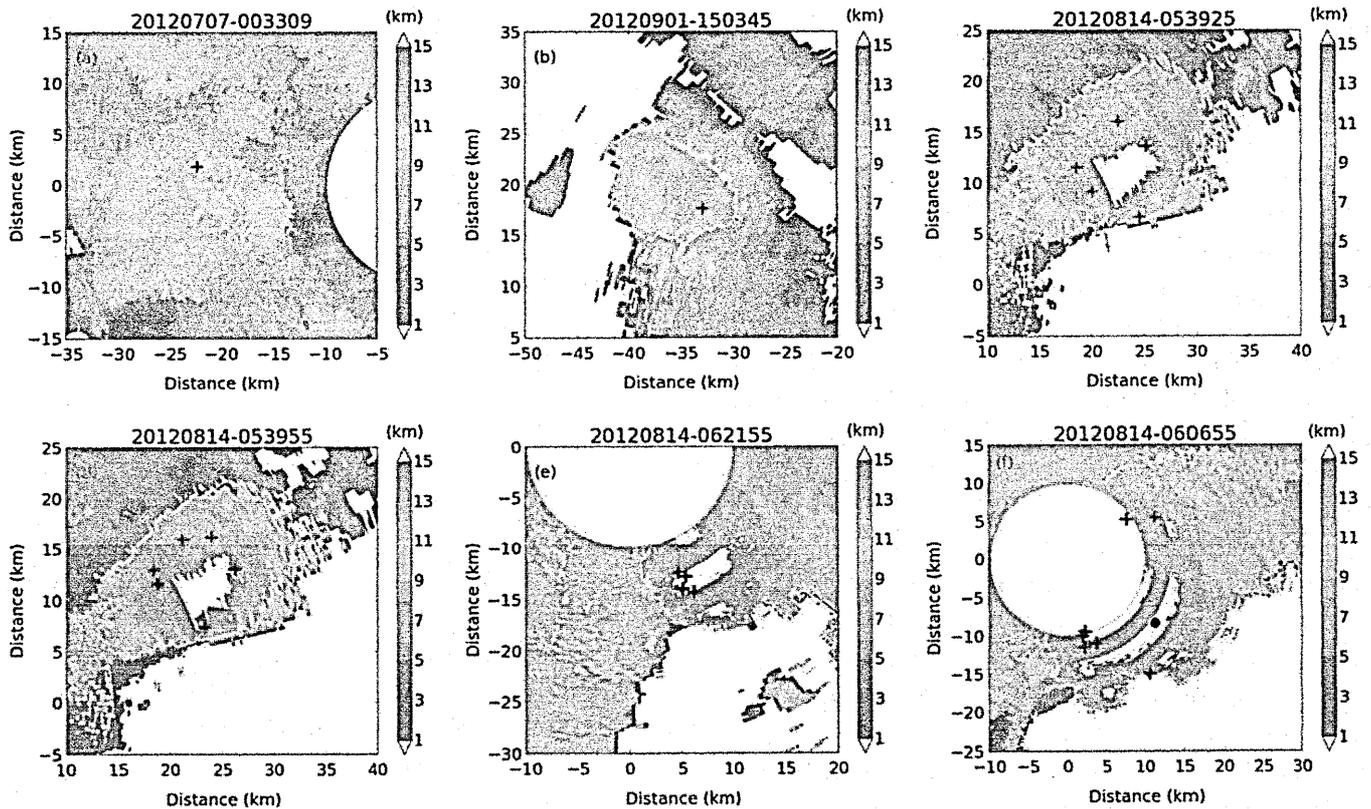


Figure 2. Height of 20 dBZ calculated from PAR reflectivity data. The PAR is located at (0, 0). Black pluses represent positive NBEs and black points represent negative NBEs within ± 15 seconds of the radar time.

Figure 2a and 2b. In Figure 2a the 20-dBZ height is 9.0 km and NBE height is 5.9 km. In Figure 2b, the 20-dBZ height is 13.6 km and NBE height is 10.7 km. The region where NBE is produced has the largest cloud top height at that moment. It appears that NBE is selective for the deepest convection. Such corresponding relationship has been suggested and reported by many studies [Jacobson and Heavner, 2005; Wiens et al., 2008].

However, the actual situation is more complicated. Figure 2c-f are from two independent thunderstorms on August 14, 2012. Cloud tops of these two thunderstorms stayed higher than 15 km for a long time, which is not common in Osaka region. These two thunderstorms produced 150 positive NBEs (65%) and 11 negative NBEs (50%). Positive NBEs in these two thunderstorms are apparently not selective for the deepest convection; instead, they converge around, and outside of, the region with deepest convection. In Figure 2c and 2d, locations of several positive NBEs form a circle right around the region with the highest cloud top, and all NBEs are located in regions with 20-dBZ height lower than 15 km. In Figure 2e, four positive NBEs are located at one side of the 15-km contour. In Figure 2f, two negative NBEs (with the same location, also shown in Figure 3d) are located almost right at the center of the thunderstorm, but seven

positive NBEs are scattered near the edge of the thunderstorm. Such feature can also be found in other thunderstorms, but it seems most pronounced in very deep convections.

One possible explanation for such phenomenon is that under intense updraft, ice crystals with positive charges are elevated to a higher altitude while graupels (larger and heavier) carrying negative charges still stay in the mixed-phase region, so the distance between the upper positive charge layer and the main negative charge layer increases and discharges in this region are less likely to occur. Another reason may be that as cloud top extends into higher altitude, it becomes easier to form the screening negative charge layer due to increase of atmospheric conductivity [Riouisset et al., 2010]. Such screening negative charge layer can reduce the net electric field between the main negative charge layer and the upper positive charge layer and reduce the possibility of positive NBE production in this region. As a result, positive NBEs are more likely to occur outside of the deepest convective region.

3.2 Vertical structure According to the results of NBE discharge height calculated by Smith et al. [2004] and Wu et al. [2012], it is speculated that positive NBEs are produced between the main negative charge layer

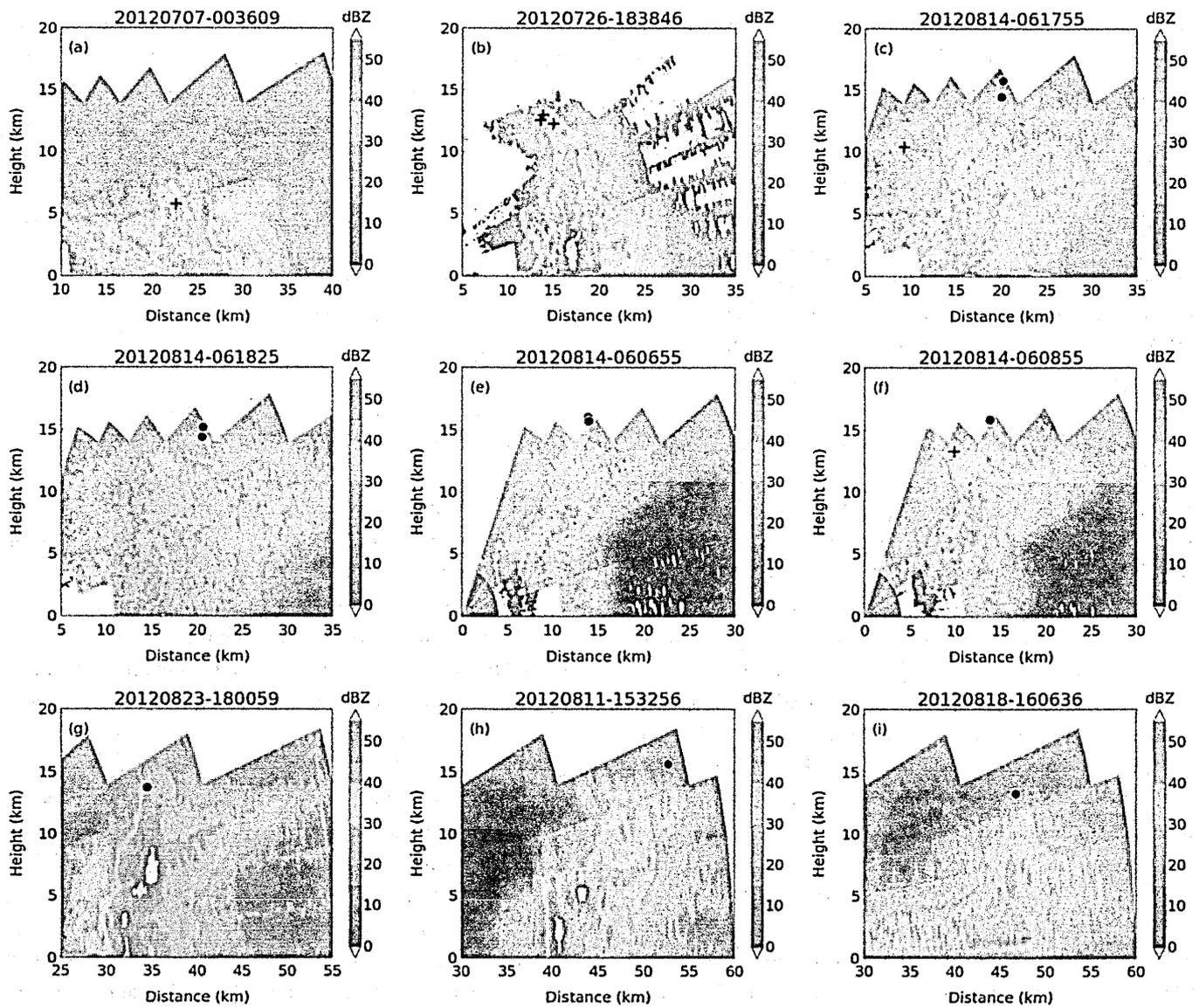


Figure 3. RHI of reflectivity observed by the PAR. The PAR is located at (0, 0). Black pluses represent positive NBEs and black points represent negative NBEs within ± 15 seconds of the radar time.

and the upper positive charge layer while negative NBEs are produced between the upper positive charge layer and the screening charge layer at the cloud top. However, due to some results of NBEs that are much higher than normal cloud top [Smith et al., 2004; Nag et al., 2010], such speculation is still questionable. Here we compare locations of NBEs, especially negative NBEs, with vertical structures of thunderstorms revealed by the PAR to examine this issue.

Figure 3 shows some examples of range-height indicator (RHI) of reflectivity with NBE locations. Figure 3a shows a positive NBE of 5.7 km inside a thundercloud with top height of about 9 km. Figure 3b shows a much more vigorous thunderstorm with top height of about 14 km. Three positive NBEs are produced at the upper part of the thundercloud. In fact, all positive NBEs analyzed

in this study are found to be well inside thunderclouds regardless of storm-top heights.

The situation for negative NBEs is quite different. Figure 3c shows two negative NBEs right at the upper boundary of the thundercloud. Because the PAR is designed for observation of up to 15-km altitude, only fragments of reflectivity above 15 km can be captured by the end of some beams as shown in Figure 3. However, the upper cloud boundary can still be roughly figured out. In Figure 3c, one negative NBE is at the inner side and the other at the outer side of the upper boundary. A positive NBE is produced outside of the reflectivity core similar with those analyzed in section 3.1. Figure 3d is only 30 seconds from Figure 3c, and two negative NBEs occurred again at almost the same location. Figure 3e shows another two negative NBEs. The cloud top is

higher than 15 km and difficult to discern, but the two NBEs seem to be quite close to the cloud top. Figure 3f shows similar situation with Figure 3e. It also shows a positive NBE at the edge of the reflectivity core. The negative NBE in Figure 3g is well inside and the one in Figure 3h is well outside of the thundercloud, somehow different from other cases. The one inside the thundercloud may be due to lower altitude of the upper positive charge layer, and the one outside thundercloud may be due to transient overshooting that is not captured by the PAR. Figure 3i shows a very low negative NBE (13.3 km), which is also right at the top of the thundercloud.

In summary, positive NBEs are always well inside thundercloud while negative NBEs are usually at the upper boundary of the thundercloud. Sometimes negative NBEs are at the inner side of the boundary while sometimes they are at the outer side, which may be due to different situations analyzed above. Figure 4 shows a scatterplot of discharge height of all NBEs versus 20-dBZ height of parent thunderstorms. Keep in mind that the actual storm-top height is a little higher than 20-dBZ height. Negative NBEs are generally higher than positive NBEs. One negative NBE is exceptionally low (8.1 km), which may be similar with three negative NBEs around 7 km reported by Wu et al. [2012]. It may indicate that negative NBEs can also be produced below the main negative charge layer, but it is more likely that such low negative NBEs are different from other negative NBEs in certain respect such as VHF radiation characteristics. But such cases are very rare (0.073% in Wu et al. [2012] and 1 in 22 in this study), and we will not further discuss them in this study.

Apart from the exceptionally low one, the lowest negative NBE is 13.3 km and the highest one is 16.0 km.

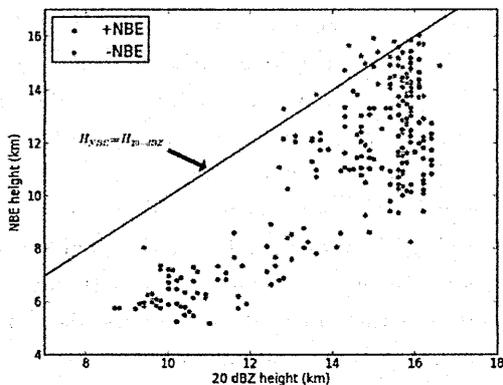


Figure 4. Height of all NBEs in this study versus 20-dBZ height of their parent thunderclouds. At the black line, NBE height equals 20-dBZ height.

Most of negative NBEs are clustered around the line of equal NBE height and 20-dBZ height, indicating negative NBEs occur near the upper boundary of thunderclouds. Positive NBEs, on the other hand, are usually much lower than the 20-dBZ height. As the 20-dBZ height increases, some positive NBEs also reach quite close to the cloud top, but all of them are still inside the thundercloud. Such result is consistent with the notion that positive NBEs are produced below and negative NBEs above the upper positive charge layer.

4. Discussion

4.1 Height threshold for NBE Wu et al. [2012] proposed a hypothesis that NBEs can only be produced above a certain height ("critical height"). Our observation is consistent with such hypothesis, especially for negative NBE. Discharge heights of negative NBEs in this study range from 13.3 to 16.0 km (except for the especially low one), and most of them are between 14 and 16 km. Such distribution resembles the lower tail of the distributions in Guangzhou and Chongqing of China (see Figure 6 in Wu et al. [2012]). This hypothesis indicates that only when the charge layers responsible for production of NBEs are lifted above the critical height can NBEs occur. Since negative NBE is produced near the upper boundary of thundercloud, the thundercloud top has to develop to the critical height, which is probably around 14 km, before negative NBE can occur. However, thunderstorm with cloud top of higher than 14 km is very rare in Osaka region (the PAR is only designed for observation of up to 15 km). Most thunderstorms in Osaka region only developed to around 12 km or even lower, and no negative NBEs were produced. Cloud tops of some rare cases analyzed in section 3.2 exceeded the critical height and produced several negative NBEs. The highest negative NBE is only 16.0 km in this study, compared with larger than 16 km for majority of negative NBEs in south China [Wu et al., 2012], which is also a manifestation of much lower storm top in Osaka region than that in south China.

4.2 Significance for monitoring severe thunderstorm with NBE When analyzing the relationship between NBE and thunderstorm, previous studies usually make no discrimination between positive and negative NBEs [Jacobson and Heavner, 2005; Wiens et al., 2008]. We suggest that negative NBE is more useful and accurate in indicating the deepest convection.

As analyzed in this study, negative NBEs are only produced in the most vigorous thunderstorms (usually higher than 14 km), and negative NBEs always occur

near the upper boundary of the thundercloud. Therefore, if we can detect negative NBE and determine its height, we can estimate the thunderstorm top height right from the negative NBE height. Even if we cannot determine NBE height, we can roughly decide the severity of thunderstorm by the presence of negative NBE. As long as negative NBE is produced, the thunderstorm has probably developed above at least 14 km, which is quite severe. In this way, severe thunderstorms can be conveniently monitored by detecting negative NBEs.

5. Conclusions

Locations of NBEs detected by LF lightning location are compared with thunderstorm structure observed by the PAR. It is found that NBEs usually correspond well with the deepest convection. However, in some thunderstorms with intense updraft extending above 15 km, positive NBEs are produced at the periphery, instead of the center, of the deepest convection. This may be because of decrease of electric field due to elevation of the upper positive charge layer or formation of screening negative charge layer in the region of the deepest convection.

Positive NBEs are usually lower than negative NBEs. Positive NBEs are always produced well inside thundercloud while negative NBEs are usually close to the upper boundary of the thundercloud. Negative NBEs were only produced in a few thunderstorms with the deepest convection while numerous thunderstorms with shallower convection did not produce any negative NBE, a phenomenon consistent with "critical height" hypothesis proposed by previous study. Such feature also makes negative NBE a perfect proxy for monitoring severe thunderstorm.

Acknowledgments.

This work was supported by the project for development of phased array radar from the National Institute of Information and Communications Technology.

References

Fierro, A. O., X. M. Shao, T. Hamlin, J. M. Reisner, and J. Harlin (2011), Evolution of eyewall convective events as indicated by intracloud and cloud-to-ground lightning activity during the rapid intensification of hurricanes Rita and Katrina, *Mon. Weather Rev.*, 139, 1492–1504, doi:10.1175/2010MWR3532.1.

Jacobson, A. R. (2003), How do the strongest radio pulses from thunderstorms relate to lightning flashes?, *J. Geophys. Res.*, 108(D24), 4778, doi:10.1029/2003JD003936.

Jacobson, A. R., and M. J. Heavner (2005), Comparison of narrow bipolar events with ordinary lightning as proxies for severe convection, *Mon. Weather Rev.*, 133, 1144–1154, doi:10.1175/MWR2915.1.

Liu, H., W. Dong, T. Wu, D. Zheng, and Y. Zhang (2012), Observation of compact intracloud discharges using VHF broadband interferometers, *J. Geophys. Res.*, 117, D01203, doi:10.1029/2011JD016185.

Lu, F., B. Zhu, M. Ma, L. Wei, and D. Ma (2012), Observations of narrow bipolar events during two thunderstorms in Northeast China, *Sci. China Earth Sci.*, doi:10.1007/s11430-012-4484-2

Nag, A., V. A. Rakov, D. Tsalikis, and J. A. Cramer (2010), On phenomenology of compact intracloud lightning discharges, *J. Geophys. Res.*, 115, D14115, doi:10.1029/2009JD012957.

RiOUSset, J. A., V. P. Pasko, P. R. Krehbiel, W. Rison, and M. A. Stanley (2010), Modeling of thundercloud screening charges: Implications for blue and gigantic jets, *J. Geophys. Res.*, 115, A00E10, doi:10.1029/2009JA014286.

Rison, W., R. J. Thomas, P. R. Krehbiel, T. Hamlin, and J. Harlin (1999), A GPS-based three-dimensional lightning mapping system: Initial observations in central New Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3573–3576, doi:10.1029/1999GL010856.

Smith, D., X. M. Shao, D. N. Holden, C. T. Rhodes, M. Brook, P. R. Krehbiel, M. Stanley, W. Rison, and R. Thomas (1999), A distinct class of isolated intracloud lightning discharges and their associated radio emissions, *J. Geophys. Res.*, 104(D4), 4189–4212, doi:10.1029/1998JD200045.

Smith, D. A., M. J. Heavner, A. R. Jacobson, X. M. Shao, R. S. Massey, R. J. Sheldon, and K. C. Wiens (2004), A method for determining intracloud lightning and ionospheric heights from VLF/LF electric field records, *Radio Sci.*, 39, RS1010, doi:10.1029/2002RS002790.

Suszcynsky, D. M., and M. J. Heavner (2003), Narrow bipolar events as indicators of convective strength, *Geophys. Res. Lett.*, 30(17), 1879, doi:10.1029/2003GL017834.

Takayanagi, Y., M. Akita, Y. Nakamura, S. Yoshida, T. Morimoto, T. Ushio, Z. Kawasaki, and K. Yamamoto (2011), Development of VLF/LF Bands Interferometer and its Initial Observations, *IEEE Trans. FM*, 131, 716–722, doi:10.1541/ieejfms.131.716. (in Japanese)

Thomas, R. J., P. R. Krehbiel, W. Rison, T. Hamlin, J. Harlin, and D. Shown (2001), Observations of VHF source powers radiated by lightning, *Geophys. Res. Lett.*, 28(1), 143–146, doi:10.1029/2000GL011464.

Wiens, K. C., T. Hamlin, J. Harlin, and D. M. Suszcynsky (2008), Relationships among narrow bipolar events, "total" lightning, and radar-inferred convective strength in Great Plains thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, 113, D05201, doi:10.1029/2007JD009400.

Wu, T., W. Dong, Y. Zhang, and T. Wang (2011), Comparison of positive and negative compact intracloud discharges, *J. Geophys. Res.*, 116, D03111, doi:10.1029/2010JD015233.

Wu, T., W. Dong, Y. Zhang, T. Funaki, S. Yoshida, T. Morimoto, T. Ushio, and Z. Kawasaki (2012), Discharge height of lightning narrow bipolar events, *J. Geophys. Res.*, 117, D05119, doi:10.1029/2011JD017054.

Yoshikawa, E., T. Ushio, Z. Kawasaki, S. Yoshida, T. Morimoto, F. Mizutani, and M. Wada (2012), MMSE beam forming on fast-scanning phased array weather radar, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, in press, doi:10.1109/TGRS.2012.2211607.

リッジ付円形開口を用いた近接場光ディスク
ならびに金属開口から発生する表面プラズモン
ポラリトンについての検討

Numerical study on near-field optical disk with a ridged-circular
aperture and surface plasmon polaritons from a nano-aperture

堀 浩樹

Hiroki Hori

関西大学
Kansai University

北村 敏明

Toshiaki Kitamura

関西大学
Kansai University

岸岡 清

Kiyoshi Kishioka

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

2013年3月15日

於 関西大学

概要:本研究では、FDTD法を用いて、リッジ付円形開口を用いた近接場光ディスクの特性解析を行うとともに、ナノ開口から発生する表面プラズモンポラリトンについて検討を行う。まず、リッジ付円形ナノ開口に平面波を入射した場合について近傍界の解析を行い、リッジを設けることによる特性変化について検討を行う。次に、リッジ付円形ナノ開口を用いた近接場光ディスクの特性解析を行い、遠方散乱界を求めるとともに複数記録マークを用いた場合の読み取り特性を明らかにする。最後に、2次元解析モデルを用い、金属ナノ開口から発生する表面プラズモンポラリトンについて検討を行う。

1. まえがき

光の回折限界により、レーザ光の短波長化やレンズの開口数の増加を利用して光ディスクの記録密度を増加させる方法には限界があることが知られている。その上限を打破する技術の一つとして、近接場光を利用して記録マークの生成および読み取りを行う方法が考えられる。これまでに近接場光を発生させる方法として、様々な構造のナノ開口やナノアンテナが提案されている[1-4]。

本研究では、リッジ付円形ナノ開口を用いた近接場光ディスクの特性について検討を行う。解析には電子の運動方程式を結合したFDTD法を用いる[5-7]。まず、リッジ付円形ナノ開口に平面波を入射した場合について近傍界の解析を行い、リッジを設けることによる特性変化について検討を行う。次に、リッジ付円形ナノ開口を用いた近接場光ディスクの特性解析を行い、遠方散乱界を求めるとともに複数記録マークを用いた場合の読み取り特性を明らかにする。

本論で述べるように、複数記録マークの読み取り特性の結果より、記録マーク間距離を開口幅に比べて十分大きくしても隣接記録マークの影響があることが明らかとなった。この原因として、金属開口から表面プラズモンポラリトンが発生していると考えられる。そこで、最後に、理想金属を用いた2次元解析モデルを用い、金属ナノ開口から発生する表面プラズモンポラリトンについて検討を行う。

2 電子の運動方程式を結合したFDTD法

本研究では、電子の運動方程式とマクスウェルの方程式を連立させるFDTD法を用いて金属媒質の解析を行う。

まず、電子の運動方程式について考える。ここで、プラズマを構成する荷電粒子である自由電子は電磁界の力が働かないときには静止しているとし、他粒子との衝突回数も平均的なものとして一定とする。実際には、プラズマを構成する粒子は、微視的にみれば温度に対応した熱運動をしている。しかし、その速度は位相速度に対して十分小さいため無視し、十分大きなスケールでの電磁界の影響による荷電粒子の運動のみに着目する。金属中の自由電子による分極を古典力学的な運動として記述するDrudeモデルは以下の図1で表される。

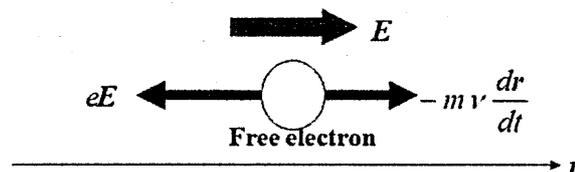


Fig.1 Drude model.

図1に示すように、電荷 $-e$ 、質量 m の自由電子が電場 E のもとで、摩擦力を受けながら運動するという状況を考える。この自由電子の運動方程式は、電子の変位を r として

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\nu \frac{d\mathbf{r}}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (1)$$

と表される。ここで、電界 $\mathbf{E}(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ で表されるとすると、 $\mathbf{r}(t)$ は次式により求められる。

$$\mathbf{r}(t) = -\frac{e}{m\omega(j\nu - \omega)} \mathbf{E} \quad (2)$$

分極ベクトル \mathbf{P} は $\mathbf{P} = -n_0 e \mathbf{r}$ より

$$\mathbf{P} = \frac{n_0 e^2}{m\omega(j\nu - \omega)} \mathbf{E} \quad (3)$$

と表される。式(3)を電束密度 $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ に代入すると、次式のようになる。

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \left\{ 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu - \omega)} \right\} \mathbf{E} \quad (4)$$

従って、金属の複素比誘電率 $\epsilon_r^*(\omega)$ は、次式に示す Drude の式によって与えられる。

$$\begin{aligned} \epsilon_r^*(\omega) &= 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu - \omega)} \\ &= \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) - j \left(\frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \right) \\ &= N^2 \\ &= (n_r - jn_i)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 ω_p はプラズマ角周波数、 ν は衝突周波数である。また、 N は複素屈折率、 n_r 及び n_i はその実部及び虚部であり、 ω_p は以下のように表される。

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (6)$$

ここで、 n_0 、 m はそれぞれ電子の密度および質量、 e は素電荷である。

金属の誘電率は、光の周波数においてその実部が負の値を取る。ゆえに、従来の FDTD 法に適用すると電磁界が発散してしまう。本研究では、電子の運動方程式を結合した FDTD 法を用いて金属媒質を取り扱う。この手法を用いれば、非常に簡単に定式化をすることが可能になるとともに、より直接的に物質の物理的振る舞いに基づいたものとなっているため、金属媒質における他の現象を扱う場合に対しても容易に拡張することが可能である。

式(1)を電子の速度 $\mathbf{u} = d\mathbf{r}/dt$ を用いて記述すると、

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -e\mathbf{E} - m\nu \mathbf{u} \quad (7)$$

となる。

次に、マクスウェルの方程式について考える。金属内には自由電子の運動による対流電流が存在する。電子の速度 \mathbf{u} 、電子の密度 n_0 、素電荷 e を用いると、その対流電流密度は $-n_0 e \mathbf{u}$ となる。よって、マクスウェルの方程式は以下のように

表すことができる。

$$\begin{cases} \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} + n_0 e \mathbf{u} \\ \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \end{cases} \quad (8)$$

解析では、式(7)および(8)を連立して解く。これら3つの式に対して、通常のFDTD法における定式化と同様に、空間及び時間微分について差分化を行い、逐次計算していく。

3 リッジ付円形開口を用いた近接場光ディスクの解析

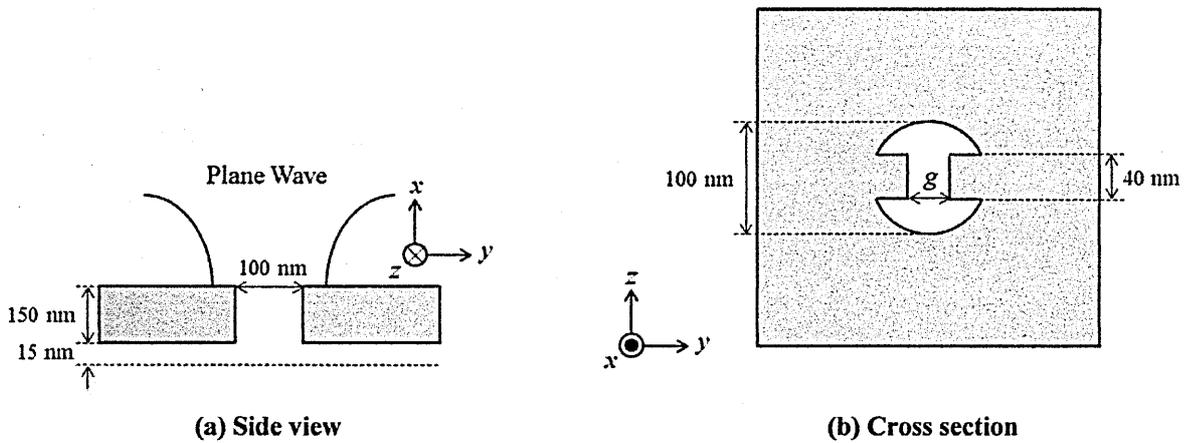
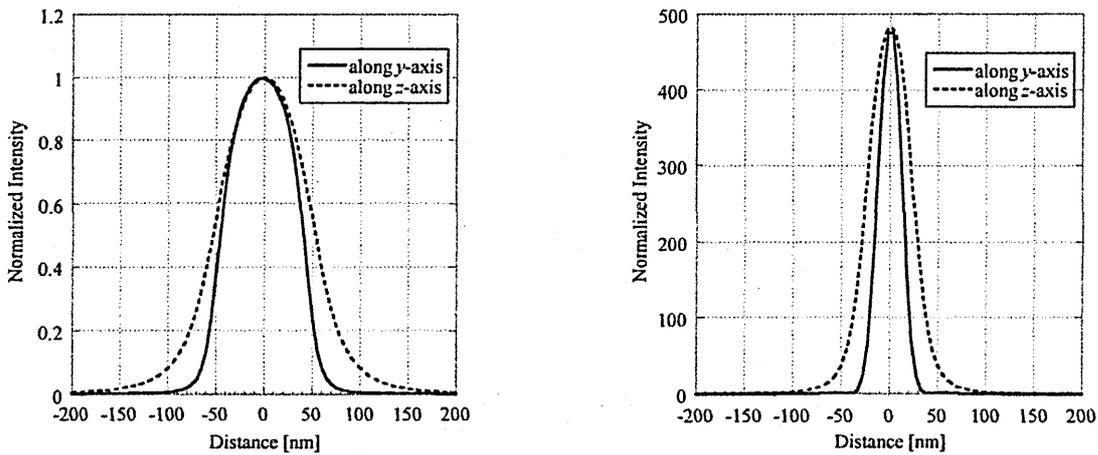


Fig.2 Ridged-circular nano-aperture.



(a) Circular nano-aperture

(b) Ridged-circular nano-aperture ($g=30\text{nm}$)

Fig.3 Near-field intensity.

図2(a), (b)にリッジ付円形金属ナノ開口の構造を示す. 金属にはAgを用い, その複素屈折率を $N=0.07-4.2j$ [8], 金属厚を150nmとする. y 方向に偏光した波長650nmの平面波を開口に入射し, 開口付近の電界強度を求める. ここで, 一辺5nmの立方体セルを用いてFDTD法解析を行っており, 解析領域端にはPML吸収境界条件を用いている.

図3に開口下15nmでの電界強度の2乗 ($|E_y|^2$) の分布を示す. ここで, リッジがない場合 (円形開口) およびリッジがある場合 ($g=30\text{nm}$) の結果をそれぞれ(a), (b)に示しており, いずれの図も円形開口における $|E_y|^2$ の最大値で規格化している. リッジを用いることで x 軸および y 軸のいずれの方向に対してもスポット幅が小さくなり, より大きな電界強度が得られていることがわかる.

次に, ギャップ幅 g を変化させた場合について最大電界強度の2乗および半値全幅 (FWHM) をそれぞれ図4(a), (b)に示す. 図4(a)より最大電界強度はギャップ幅 g が約30nmの時に最大になり, ギャップ幅をそれ以上小さくしても最大電界強度は小さくなっていることがわかる. また, 図3(b)よりギャップ幅 g を小さくすればするほど, 半値全幅は小さくなっていることがわかる.

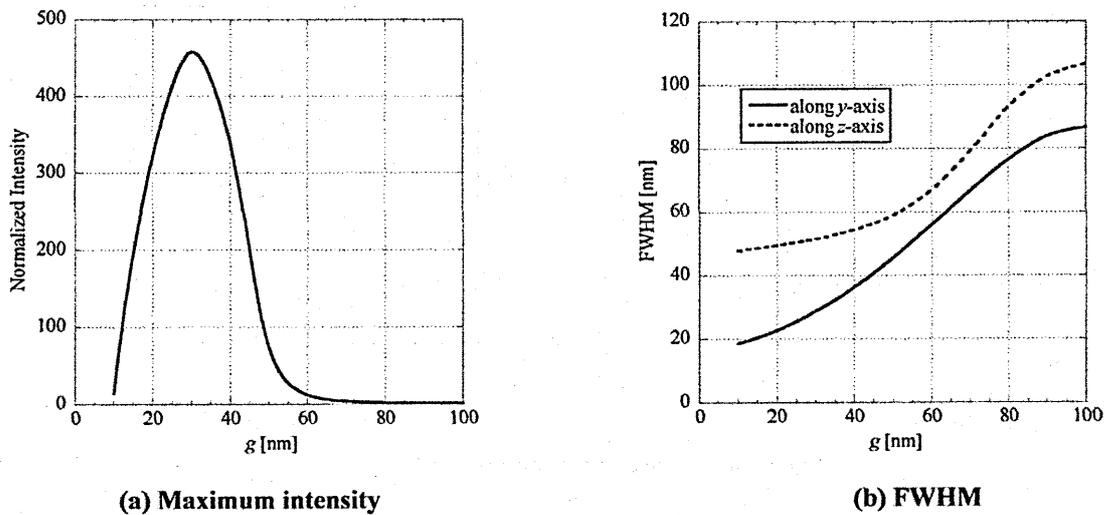


Fig.4 Near-field characteristics as function of g .

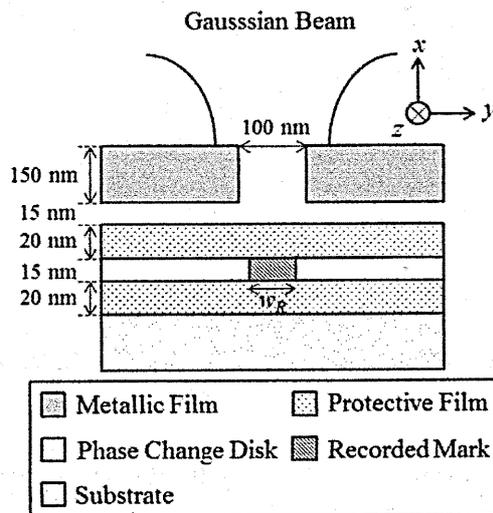


Fig.5 Disk structure.

図5に近接場光ディスクの構造を示す。近接場光ディスクは金属ナノ開口の下に保護層で挟まれた相変化記録層を配置した構造となっている。ここで金属ナノ開口には、図2(b)に示すリッジ付円形開口 ($g=30\text{nm}$)を用いる。相変化記録層の屈折率は $4.6-4.2j$ (結晶状態)とし、その中心に直径 w_R で厚さ 15nm の円柱形の記録マークを配置している。ここで記録マークの屈折率は $4.2-1.9j$ (非結晶状態)としている。また、保護層および基板の屈折率をそれぞれ 2.2 、ならびに 1.5 としている。また、対物レンズの開口数は $NA=0.6$ とし、入射波は y 方向に偏光した波長 650nm のガウスビームを用いる。

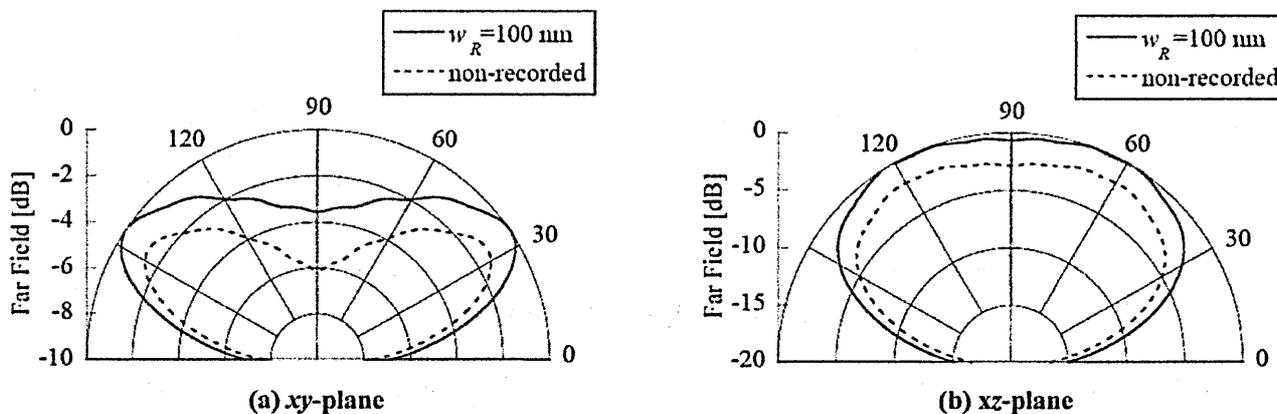


Fig.6 Far-field scattering patterns.

透過波の遠方散乱界を図6に示す。ここで、 xy 平面および xz 平面における散乱界をそれぞれ(a), (b)に示しており、どちらのグラフとも最大値が 0dB になるように規格化を行っている。また、実線および点線はそれぞれ記録マークあり ($w_R=100\text{nm}$) および記録マークなしの時の結果を示している。図2に示すような y 方向にギャップ $g=30\text{nm}$ をもつ開口に y 方向に偏光したガウスビームを入射させた場合、遠方散乱界は y 方向に広がりが大きくなるのがわかる。

次に、複数記録マークを用いた時のクロストーク特性について検討を行う。図7(a),(b)に示すように、それぞれ y 方向および z 方向に隣接記録マークが並んでいる場合について考える。先ほどと同様に、リッジ付金属開口 ($g=30\text{nm}$)を用い、記録マークの直径を $w_R=100\text{nm}$ とする。隣接記録マークの中心間の間隔 d_y および d_z をパラメータとして読み取り特性の解析を行う。

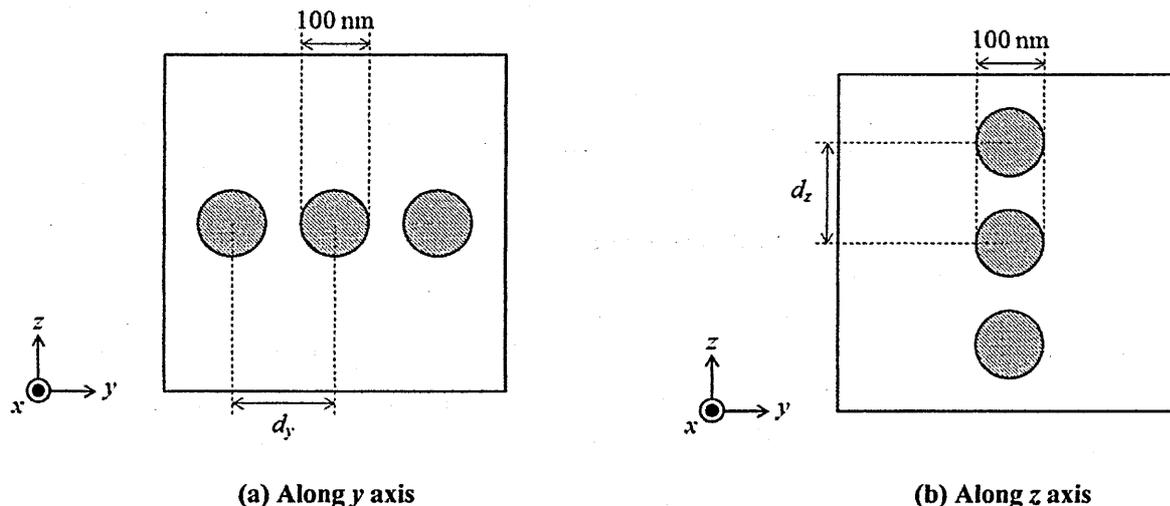


Fig.7 Plural recorded marks.

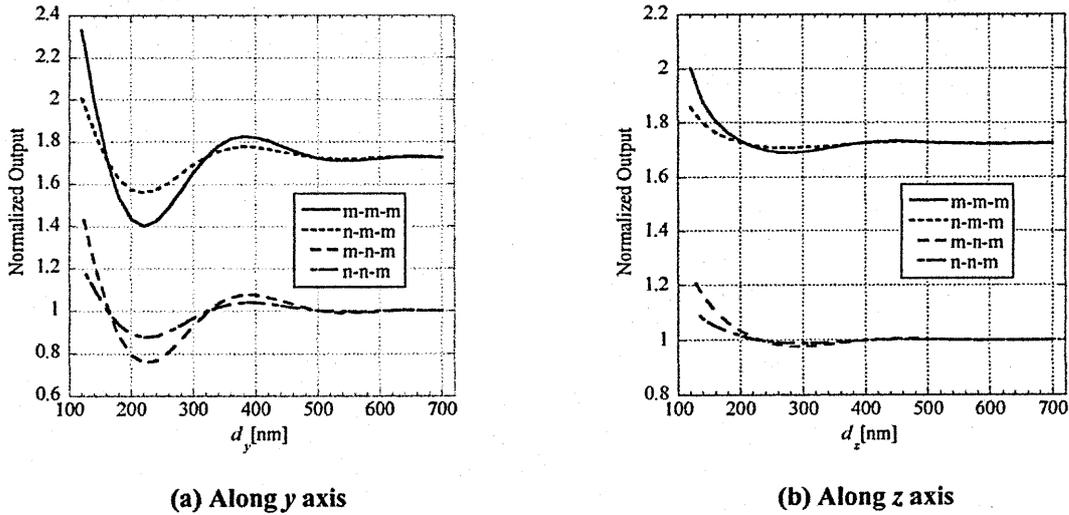


Fig.8 Crosstalk characteristics.

y方向およびz方向に隣接記録マークがある場合の出力特性をそれぞれ図8(a), (b)に示す。ここで、開口数 $NA=0.6$ の対物レンズを仮定し、遠方散乱界を積分することにより出力を求めている。また、隣接記録マークの配置をm-m-m, n-m-m, m-n-m, およびn-n-mで表している。ただし、mは記録マークがある場合、nは記録マークがない場合を示している。また、いずれのグラフとも、図5の構造において記録マークがない場合の出力で規格化を行っている。図6(a)に示したように遠方散乱界がy方向に広がるため、開口サイズに比べて十分大きく記録マーク間距離を取ってもy方向に記録マークを並べた場合には、図8(a)に示すように隣接マークの影響を強く受けていることがわかる。この原因として、金属開口から表面プラズモンポラリトンが発生し、金属膜に沿って±y方向に伝搬していることが考えられるため、次節においては、金属膜に沿って伝搬する表面プラズモンポラリトンについて検討を行う。

4 金属開口から発生する表面プラズモンポラリトンについての検討

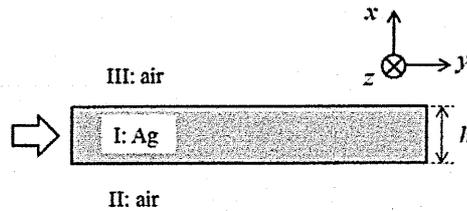


Fig.9 IMI waveguide.

図9にIMI導波路の構造を示す。以下では、z方向に一様な2次元モデルで考える。空気中に厚さ h のAg膜が置かれた上下対称構造となっており、+y方向に表面プラズモンポラリトン(TMモード)が伝搬する場合について考える。ここで、Agは理想金属であるとし、屈折率 $N=4.2j$ であるとする。マクスウェルの方程式より、空気中および金属中における電磁界を次式のように表す。

$x > \frac{h}{2}$ において

$$\begin{cases} H_z = Ae^{-j\beta y} e^{-k_3 x} & (9a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_y = -jA \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} k_3 e^{-j\beta y} e^{-k_3 x} & (9b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_x = -A \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} e^{-j\beta y} e^{-k_3 x} & (9c) \end{cases}$$

$x < -\frac{h}{2}$ において

$$\begin{cases} H_z = Be^{-j\beta y} e^{k_2 x} & (10a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_y = jB \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_2 e^{-j\beta y} e^{k_2 x} & (10b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_x = -B \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{-j\beta y} e^{k_2 x} & (10c) \end{cases}$$

$-\frac{h}{2} < x < \frac{h}{2}$ において

$$\begin{cases} H_z = Ce^{-j\beta y} e^{k_1 x} + De^{-j\beta y} e^{-k_1 x} & (11a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_y = jC \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{-j\beta y} e^{k_1 x} - jD \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{-j\beta y} e^{-k_1 x} & (11b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_x = -C \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{-j\beta y} e^{k_1 x} - D \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{-j\beta y} e^{-k_1 x} & (11c) \end{cases}$$

$x = \pm h/2$ において H_z および E_y が連続であることより、次式の分散関係式が得られる。ただし $\epsilon_2 = \epsilon_3$ とする。

$$\tanh k_1 \frac{h}{2} = -\frac{k_2 \epsilon_1}{k_1 \epsilon_2} \quad : \text{odd mode} \quad (12a)$$

$$\tanh k_1 \frac{h}{2} = -\frac{k_1 \epsilon_2}{k_2 \epsilon_1} \quad : \text{even mode} \quad (12a)$$

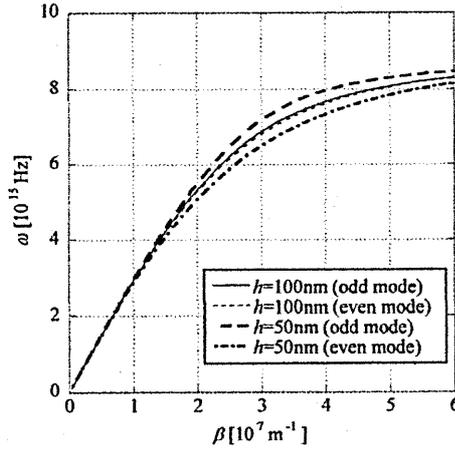


Fig.10 Dispersion relation.

図10にIMI導波路の分散関係のグラフを示す。ここで、金属膜の厚さ $h=50\text{nm}$ および 100nm の時の結果を示しており、衝突周波数およびプラズマ角周波数をそれぞれ $\nu=0\text{Hz}$, $\omega_p=1.25 \times 10^{16}\text{rad/s}$ とする。衝突周波数およびプラズマ角周波数は、波長 650nm におけるAgの屈折率($n_r=0$, $n_i=4.2$)を(5)式に代入することにより求めている。 $h=50\text{nm}$ の時は、同一周波数で比較した場合、奇モードに比べて偶モードの方が伝搬定数 β が大きくなっており、 $h=100\text{nm}$ の時は、このグラフの範囲内では、偶奇モードの伝搬定数の差はほとんどないことがわかる。

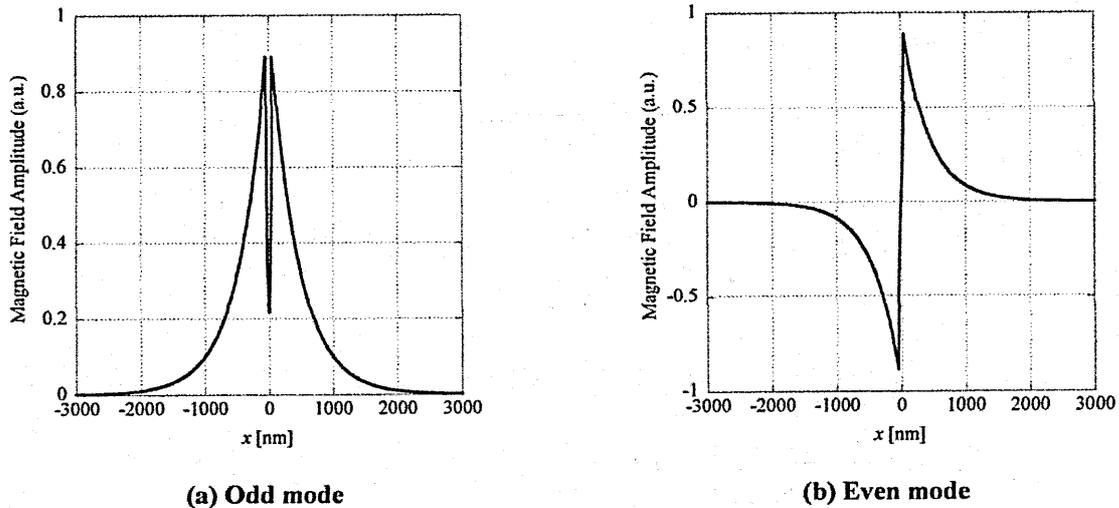


Fig.11 Magnetic field distribution ($h=100\text{nm}$).

$h=100\text{nm}$ の時の偶奇モードの界分布(H_z 成分)をそれぞれ図11(a), (b)に示す。ここで入射波の波長は 650nm としている。偶奇の決め方は E_y 成分の偶奇対称性に基づいているため、図11の H_z 成分は奇モードで偶対称、偶モードで奇対称となっている。

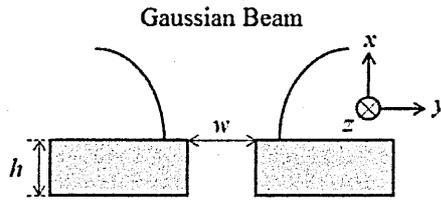


Fig.12 Nano-aperture.

次に図12に示すように、金属開口にy方向に偏光したガウスビームを照射した時に金属膜に沿って伝搬する表面プラズモンポラリトンについて検討を行う。ここで、金属は理想金属Ag(屈折率 $N=4.2j$)とする。z軸方向に一樣なモデルを考え、FDTD法を用いて2次元解析を行う。解析においては、一辺5nmの正方形セルを用いている。また、次式に示す重なり積分を用いて、表面プラズモンポラリトンの評価を行う。

$$\text{Overlap Integral} = \frac{\left| \int \frac{1}{n^2} H_{zf}(x, y) H_{zn}^*(x) dx \right|^2}{\int \frac{1}{n^2} |H_{zf}(x, y)|^2 dx \int \frac{1}{n^2} |H_{zn}(x)|^2 dx} \quad (13)$$

ここで、 $H_{zn}(x)$ は正規モードの界分布であり、*は複素共役を示している。また、 $H_{zf}(x, y)$ はFDTD法により得られた時間波形 $H_z(x, y)$ を用いて次式により計算したフェーズ表示(複素数)である。

$$H_{zf}(x, y) = \frac{1}{T} \int_0^T H_z(x, y) e^{-j\omega t} dt \quad (14)$$

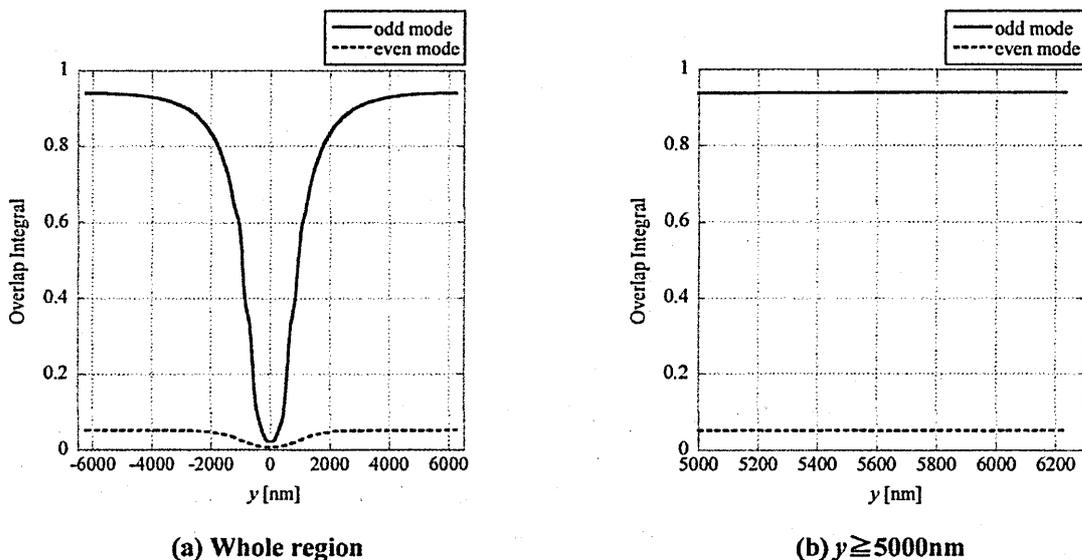
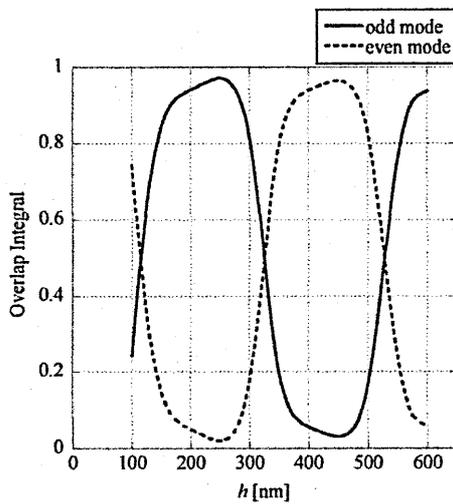
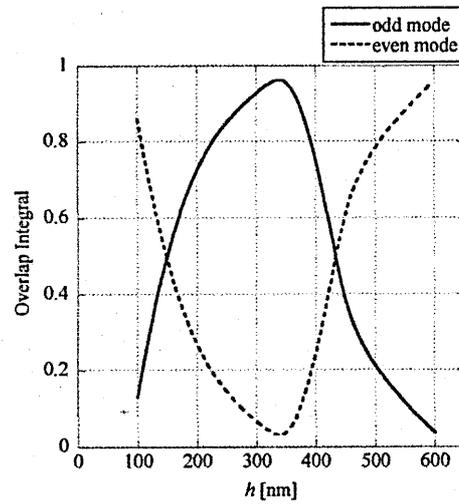


Fig.13 Overlap integral ($h=200\text{nm}$, $w=50\text{nm}$).

図13(a)に重なり積分の計算結果を示す。ここで、金属膜の厚さ $h=200\text{nm}$ 、開口幅 $w=50\text{nm}$ とし、実線、点線はそれぞれ奇モード、偶モードの正規モードを用いた重なり積分の値を示している。この図において $y=0\text{nm}$ は開口中心の位置を表しており、横軸は開口中心からの距離を右側が+の値、左側が-の値で示している。ただし、解析構造は左右対称である。また、図13(b)に $y \geq 5000\text{nm}$ の場合の拡大図を示している。これらの図より、開口中心より 5000nm 程度離れた位置で重なり積分の値がほぼ一定値になっていることがわかる。以下の解析においては、 $y=6000\text{nm}$ の位置において重なり積分の値を計算し、金属膜厚 h および開口幅 w を変化させた場合の重なり積分の値について検討を行う。

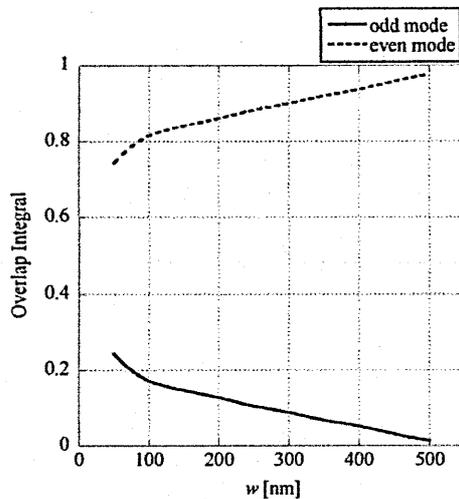


(a) $w=50\text{ nm}$

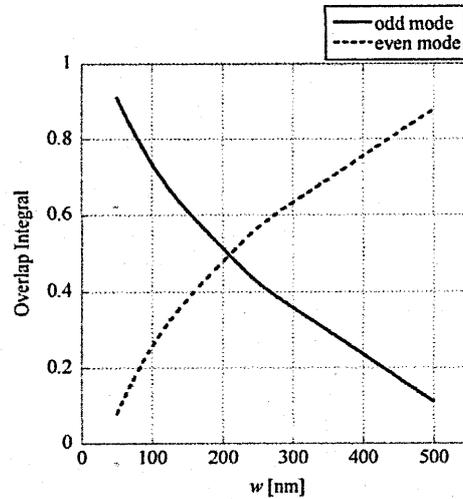


(b) $w=200\text{ nm}$

Fig.14 Overlap integral as function of h .



(a) $h=100\text{ nm}$



(b) $h=150\text{ nm}$

Fig.15 Overlap integral as function of w .

金属膜厚 h に対する重なり積分の変化を図14に示す。ここで、開口幅 w を 50nm および 200nm とし、それぞれの結果を(a)、(b)に示している。これらの図より、金属膜厚を変化させた場合、重なり積分の値は周期的に変化していることがわかる。図12の構造図において、金属膜上面を直接伝搬する光と金属開口と通って金属膜下面を伝搬する光が結合すると単純化

して考えた場合、金属膜厚が管内波長程度になると同じ位相条件で重ね合わせが起きるため周期的な特性になると解釈できる。

開口幅 w に対する重なり積分の変化を図15に示す。ここで金属膜厚 h を100nmおよび150nmとし、それぞれの結果を(a), (b)に示している。図15より開口幅 w が金属膜厚 h に比べて十分大きい場合には、いずれの場合も偶モードが主になっていることがわかる。これは、図12に示すような開口に y 軸方向に偏光したガウスビームを照射した場合、 E_y 成分が表面プラズモンポラリトンの発生に大きく関わっており、金属膜厚が開口幅に比べて十分小さい時は、金属膜上面を直接伝搬する光と金属開口を通過して金属膜下面を伝搬する光がほぼ同位相(E_y 成分)で結合されるためであると考えられることができる。

5. 結論

本研究では、FDTD法を用いて、リッジ付円形開口を用いた近接場光ディスクの特性解析を行い、遠方散乱界を求めるとともに複数記録マークを用いた場合の読み取り特性を明らかにした。また、2次元解析モデルを用い、金属ナノ開口から発生する表面プラズモンポラリトンの解析を行い、重なり積分を用いてその特性を明らかにした。

参考文献

1. S. Omodani, T. Saiki, and M. Obara, "Metallic slit aperture as a near-field optical head for heat-assisted magnetic recording," J. Appl. Phys., Vol. 105, 013101, pp.1-5 (2009).
2. Y. M. Wu, L. W. Li, and B. Liu, "Gold bow-tie shaped aperture nanoantenna; wide band near-field resonance and far-field radiation," IEEE Trans. Magn., Vol. 46, No. 6, pp.1918-1921 (2010).
3. L. Scorrano, F. Bilotti, and L. Vegni, "Achieving power transmission enhancement by using nano-rings made of silver spheres," IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 22, No. 21, pp.1595-1597 (2010).
4. K. Nakagawa, Y. Ashizawa, S. Ohnuki, A. Itoh, and A. Tsukamoto, "Confined circularly polarized light generated by nano-size aperture for high density all-optical magnetic recording," J. Appl. Phys., Vol. 109, 07B735, pp.1-3 (2011).
5. S. Kagawa, Y. He, and T. Kojima, "Two-dimensional FDTD analysis of the readout characteristics of an optical near field disk," IEICE Trans. Electron., Vol. E91-C, No. 1, pp.48-55 (2008).
6. T. Kitamura and S. Iwata, "Analysis of a near-field optical disk with an acute-edged metallic nano-aperture," IEICE Trans. Electron., Vol. E93-C, No.9, pp.1474-1477 (2010).
7. T. Kitamura, "FDTD analysis of a near-field optical disk with a ridged-square nano-aperture," IEICE Trans. Electron., Vol. E95-C, No.6, pp.1110-1116 (2012).
8. V.M. Zolotarev, V.N. Morozov, and E.V. Smirnova, (translator K. Endo) "Optical constants of natural and technical media," Nisso Tsushin Publisher, p.91 (1986).

船舶用 X-band マグネトロンレーダーの信号処理
—ダブルパルス送信と8バッチ送信の2次エコー除去方法の比較—

A new signal processing for magnetron RADAR; 2nd trace echo rejection

伊藤恭夫
古野電気株式会社

2013年3月15日(金)

於 関西大学
輻射科学研究会

1 まえがき

近年船舶の高速化が進んでおり、排水量 10,000 [t] 以上、全長 160 [m] を超える大型船でも、20 [kt] 以上で航行する船舶が増加している。航路と漁場が錯綜する海域で、AIS を搭載しないような排水量 20 [t] 未満、全長 20 [m] 以下の小型船が接近する場合、レーダーで小さい RCS (Radar Cross Section) を持つターゲットを感知し、ドップラーシフトからその速度が得られれば、衝突を回避するための有効な手段となる。

レーダーとターゲットの相対速度から、計測できる最大速度は 70 [kt] 以上、安全に避航行動を取るために、感知レンジは 12 [NM] 以上が求められる [1]。

SN 比と分解能を同時に得るには、高い尖頭電力で短いパルスを送信する必要があり、多くの船舶用 X-band レーダーはマグネトロンを用いている。しかし、その初期位相がランダムかつ白色であるため、それらのレーダーは受信信号の振幅情報のみを用いて、位相情報が使えないので SN 比の観点から最適ではなく、原理的にドップラーシフトを計測できない。しかし、Coherent on Receive のアイデアがあり、送信信号と受信信号の相互相関により、マグネトロンを用いたパルスドップラーレーダーが開発されている [2][3]。

不定性のない感知距離と速度の積は一定となるので、速度を優先して送信繰り返し周波数を高くすると 2 次エコーが現れ、他のエコーを覆い隠すので危険である。

そのため本研究では、マグネトロンの初期位相がランダムかつ白色であることから、ペリオドグラムの性質を用いた、2 次エコーを除去する新しい確率アルゴリズムを開発した。それにより、比較的高い送信繰り返し周波数 4735 [Hz] を用いて、計測できる最大速度を 73 [kt] にすると同時に、通常 2 次エコーが問題となるような大阪湾内でも、感知レンジ 12 [NM] 以上で使用可能となる。実際に X バンドのレーダーを試作し、実験によりアルゴリズムの有効性を示す。

2 理論

2.1 不定性のない感知距離と速度の積

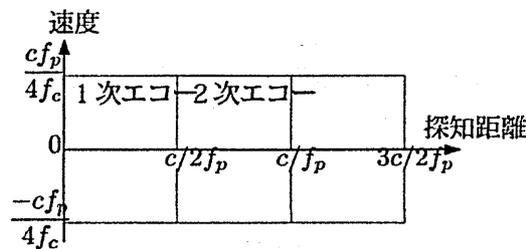


図 1: 感知距離と速度の積

パルスドップラーレーダーのように、一定の送信繰り返し周波数 f_p ($= 1/T_p$, T_p は送信周期) で、周期的にパルスを送信する場合、不定性のない感知距離と速度は、図 1 の 1 次エコーの領域にある。ここで c は光速、 f_c は送信キャリア周波数を表す。 f_c が一定の場合、その面積 $c^2/8f_c$ も一定となる。速度を優先して f_p を高くすると、陸地など大きな RCS を持つターゲットが $c/2f_p$ を超えて感知され、レーダー画面上で本来と異なる距離に表示さる。それらは 2 次エコーと呼ばれ、真のターゲットを覆い隠すので危険である。

逆に、感知距離を優先して f_p を低くして速度が折り返した場合、高速で近づくターゲットをゆっくり遠ざかると、誤った情報を与える可能性があり危険である。

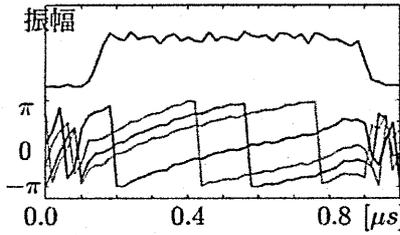


図 2: マグネトロン送信信号

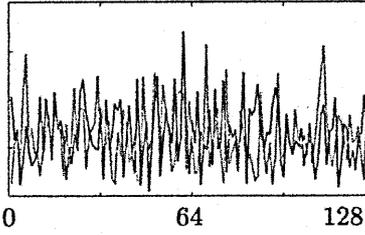


図 3: ペリオドグラム

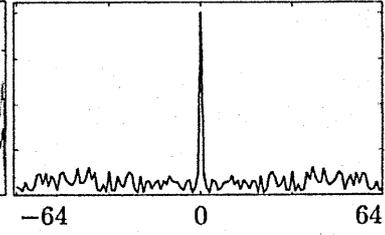


図 4: 自己相関関数

2.2 マグネトロンの送信信号

図 2 は、実験で用いた X バンドマグネトロンの、連続した 4 回の送信について、送信パルスを実測したベースバンド波形である。上に振幅を、下に位相を表す。数字は送信の順番を示す。0.2 [μs] に始まり 0.9 [μs] で終了し、パルス幅は 0.7 [μs] である。図 2 から、送信ごとの位相の形（以下で $\theta(t)$ で表す位相変動成分）は同じで、オフセット値（以下で θ_k で表す初期位相）が異なっていることが分かる。

周波数制御可能なタイプのマグネトロンは非常に高価であるため、コストを優先した船舶用レーダーのマグネトロンは、キャビティの温度的変化により、送信開始時やパルス幅が変化した場合に、送信キャリア周波数が *STALO* と一致しないので、位相特性は傾きを持つ。このことは、後述するように、マッチドフィルタを用いることの一つである [4]。

$$\{e^{j\theta_0}, e^{j\theta_1}, \dots, e^{j\theta_{127}}\} \quad (1)$$

$$\{e^{j\theta_{128}}, e^{j\theta_{129}}, \dots, e^{j\theta_{255}}\} \quad (2)$$

式 (1), (2) は、それぞれ連続する 128 個の実測した初期位相 θ_k から作成した、2 つの見本系列である。図 3 は、それらを FFT したスペクトルの絶対値の 2 乗を表す。初期位相の見本系列を FFT したスペクトルは、激しく振動して高いピークを持ち、見本系列ごとにスペクトルの形状が異なる。これは、確率過程論でよく知られた、ペリオドグラムの性質である [5]。

シミュレーションによれば、スペクトルの最大値を与える周波数番号は、一様分布する。図 4 は、見本系列の自己相関関数である。それはデルタ関数になっていて、よく知られているように、初期位相 θ_k が白色ノイズであることを示している。

2.3 送信信号を用いたマッチドフィルタ処理

マグネトロンの送信信号の基本モデルとして、振幅が一定であるパルスバースト波を用いる。

$$\hat{x}(t) = Au(t) \exp\{2\pi j f_c t + j\theta(t)\} \quad (3)$$

$$u(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < P_w \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

$$P_w = N_w T_s \quad (5)$$

ここで、 A は振幅、 f_c はキャリア周波数、 $u(t)$ はパルス幅 P_w の矩形パルスを表す。また、 P_w は後述するサンプリング周期 T_s の整数 N_w 倍とする。 $\theta(t)$ は、送信ごとに変わらない位相変動成分を表す。

後の議論のため、非周期的にパルス列を送信するものとする。 k 番目の送信時刻を t_k とすると、 k 番目の送信信号 $\hat{x}_k(t)$ は、次式で表される。ただし、 t_k は後述するサンプリング周期 T_s の整数 n_k 倍とする。

$$\hat{x}_k(t) = \hat{x}(t - t_k) \exp\{j\theta_k\} \quad (6)$$

$$t_k = n_k T_s, \quad (t_0 < t_1 < t_2 < \dots) \quad (7)$$

ここで, $t_0 = 0$. θ_k はランダムな初期位相を表す.

時刻 $t = t_k$ においてレーダーは原点に静止しており, 1 個のターゲットが距離 R [m] にあって, 一定の速度 v [m/s] で遠ざかる方向に進んでいるとする. 以下ではクラッターや地球表面の影響は考えない.

その時, k 番目の送信信号 $\hat{x}_k(t)$ による受信信号 $\hat{s}_k(t)$ は, $v \ll c$ であるから, 次式で近似できる [6].

$$\hat{s}_k(t) = \gamma \hat{x}_k(t - \tau) \exp\{-2\pi j f_d t\} \quad (8)$$

$$\tau = \frac{2R}{c} = n_\tau T_s \quad (9)$$

$$f_d = f_c \frac{2v}{c} \quad (10)$$

ここで, γ は伝搬と散乱による減衰を表す. τ はレーダーから発射された送信信号が, ターゲットで反射して, 再びレーダーに戻るまでの伝搬遅延時間を表し, サンプリング周期 T_s の整数 n_τ 倍であると仮定する. f_d はドップラーシフト周波数を表す.

コヒーレント処理をするために, 送信信号を STALO と直交検波器を用いてベースバンド複素信号に変換する. さらにデジタル信号処理するため, サンプリング周期 T_s で AD 変換する (図 13 参照). $t = nT_s$ において, k 番目の送信 Replica データを次式で表す.

$$x_k(n) = A_1 \hat{x}_k(nT_s) \exp\{-2\pi j f_l nT_s\} \quad (11)$$

$$f_l = f_{SL} + f_{2L} \quad (12)$$

ここで, A_1 は送信 Replica の振幅, f_{SL} は STALO の周波数, f_{2L} は直交検波器の第 2 局部発振周波数である. k 番目の送信による受信データを次式で表す.

$$s_k(n) = \hat{s}_k(nT_s) \exp\{-2\pi j f_l nT_s\} \quad (13)$$

受信データに対して, 送信 Replica データを重みとするマッチドフィルタを用いる. マッチドフィルタ出力は次式で表される (*は複素共役).

$$y_{k',k}(m) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} s_{k'}(n) x_k^*(n-m) \quad (14)$$

k' は受信の番号, k は送信の番号を表し, $k' \leq k$ とする. m はマッチドフィルタの遅延時間を表す. $t_{k'} = n_{k'} T_s$ であるから, $m = n_\tau + n_{k'} - n_k$ の時, マッチドフィルタ出力の振幅が最大となる.

また, $2\pi f_d P_w \ll 1$ であるから近似して, その時の出力は次式で表される.

$$\begin{aligned} & y_{k',k}(n_\tau + n_{k'} - n_k) \\ &= A_0 N_w \exp\{-2\pi j f_l (n_\tau - n_k + n_{k'}) T_s\} e^{j(\theta_{k'} - \theta_k)} e^{-2\pi j f_d (n_\tau + n_{k'}) T_s} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで, $A_0 = \gamma A_1^* |A|^2$ とおいた. この右辺の因子 $e^{j(\theta_{k'} - \theta_k)}$ に注目する. 1 次エコーの場合は $k = k'$ であるから, ランダムな初期位相がキャンセルしてコヒーレント化され, 右辺最後の因子から, ドップラーシフト f_d による位相が得られる.

送信パルスの間隔が短い場合, 図 5 のように 2 次エコーが現れる. 2 次エコーの場合は $k \neq k'$ であるから, 白色ノイズの初期位相が現れる. この性質を用いた 2 次エコーを除去する確率論的方法について, 後で詳しく述べる. 議論を簡単にするため, 式 (13) は受信信号のみを表しているが, 実際にはレーダーの受信機が出すノイズがある. 式 (15) 右辺の因子 N_w は, よく知られているように, ホワイトノイズに対するマッチドフィルタの SN 比の改善効果を表している.

表 1: Xバンドレーダーの仕様

水平ビーム幅	θ_B	1.9	度
アンテナ回転数	ω_m	24	rpm
送信周波数	f_c	9.4	GHz
送信出力	PPO	25	KW
パルス幅	P_w	700	ns
平均送信繰り返し周波数	\bar{f}_p	1180	Hz
速度計測用送信繰り返し周波数	f_p	4735	Hz
ターゲット照射回数	M	15.6	回

表 2: 不定性のない探知距離と速度 $f_c = 9410[MHz]$

f_p [Hz]	距離 [NM(km)]	速度 [kt(km/h)]
1180 [Hz]	67(125)	18.6(34.4)
4735 [Hz]	17(31.7)	73(136)

2.4 送信繰り返し周波数と速度の折り返し

ここでは、船舶用レーダーとして、ターゲットの速度を計測するのに必要な送信繰り返し周波数 f_p について考える。船舶用レーダーは、周囲の状況を把握するのが目的であるので、アンテナは、ビーム幅が狭く回転数が高い。また、マグネトロンにはデューティサイクルの制限があり、表 1 の仕様の場合は、ターゲットに照射されるパルス数 M が 16 以下に限られる。そこで、送信繰り返し周期を T_p として

$$T_p = 1/f_p = NT_s \quad (16)$$

M 個のパルスを周期的に送信し、1 次エコーからドップラーシフトを計測する問題を考える。ここで、 N は整数とする。式 (15) で $k' = k$, $n_k = kNT_s$ とおいて、探知距離 n_r ごとに、マッチドフィルタ出力を離散フーリエ変換する。

$$\begin{aligned} Y_0(f, n_r) &= \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} \exp\{2\pi j f k NT_s\} y_{k,k}(n_r) \\ &= \frac{A_0 N_w}{M} \exp\{-2\pi j (f_l + f_d) n_r T_s\} \sum_{k=0}^{M-1} \exp\{2\pi j (f - f_d) k NT_s\} \end{aligned} \quad (17)$$

この振幅は、 $f = f_d$ のとき最大となる。今までは n_r を既知としていたが、実際には、ターゲットの位置は不明であるため、 n_r を 0 から $N-1$ まで変化させて (17) 式を計算する。各 n_r ごとに振幅 $|Y_0(f, n_r)|$ の最大値 (以下ではスペクトルのピークと呼ぶ) を求めてコヒーレント積分の出力とし、その時の f からドップラーシフト f_d を推定する。ただし、式 (17) から、周波数分解能はおよそ $1/MNT_s = f_p/M$ となり、 M が小さい場合は分解能が悪い。また、式 (17) では示されないが、一般に受信信号にはホワイトノイズが含まれるため、 $f = f_d$ でスペクトルのピークとならない場合があり、後で議論する。しかし、少なくとも $f = f_d$ の時、SN 比が M 倍に改善される。

式 (18) に示される通り、 $Y_0(f, n_r)$ は f について f_p の周期性があり、速度は $cf_p/2f_c$ ごとに折り返す。

$$Y_0(f - \ell f_p, n_r) = Y_0(f, n_r), \ell = 0, \pm 1, \dots \quad (18)$$

$$|v| < \frac{cf_p}{4f_c} \quad (19)$$

この不等式は、不定性のない速度計測範囲を示す。

近年船舶は高速化し、内航船は海岸から距離 10[NM] (18.5[km]) 付近を、時速 20[kt] (37[km/h]) 以上で航行する。レーダーが移動してターゲットとすれ違うので、レーダーが計測できる最大速度を 70[kt] (130[km/h]) とすると、式 (19) より、Xバンドでは送信繰り返し周波数 f_p を 4530[Hz] 以上にすることが必要である。その

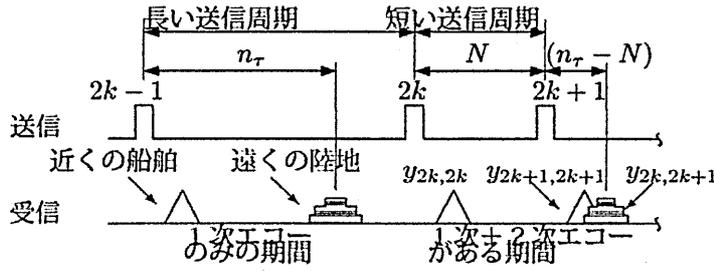


図 5: 送信間隔と周期と 2 次エコー

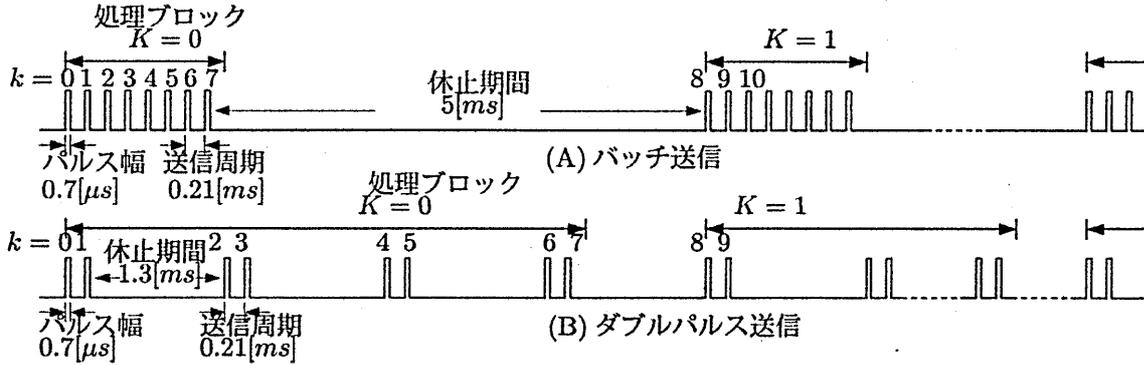


図 6: バッチ送信 (A) とダブルパルス (B)

場合、陸地の RCS は大きいので、距離 $17[NM]$ ($31.5[km]$) 以上にあっても受信可能で、それが 2 次エコーとなって近い位置に現れ危険である (表 2 参照)。

逆に、低い送信繰り返し周波数を複数用いて信号処理により計測速度範囲を広げる方法に、スタガ送信方式がある [7]。しかし、船舶用レーダーでは、ターゲットに照射される送信パルス数 M が限られ、高い周波数分解能が得られないため、スタガ送信方式では正しい速度を求めることが困難である。

以上のことから、船舶用レーダーでドップラーシフトを計測する場合、送信繰り返し周波数 f_p を $4530[Hz]$ 以上にして、その結果現れる 2 次エコーを除去する必要がある。また、マグネトロンにはデューティーサイクルの制限があり、 $0.7[\mu s]$ のパルス幅を用いた場合、平均の送信繰り返し周波数を $1200[Hz]$ 以下にする必要がある。よって、ターゲットに照射される送信パルス数が、16 以下であることは変わらない。

これらの問題を同時に解決するため、従来からあるダブルパルス送信 [8][9] と、今回提案する、バッチ送信とペリオドグラムを用いた方法について、図 6 のモデルを基に検討する。

2.5 ダブルパルス送信と自己相関関数方式

図 6(B) に、ダブルパルス送信のタイミングを表す。最初に時間間隔 $T_p = 1/4735 \approx 0.21[ms]$ ($f_p = 4735[Hz]$) で 2 パルスを送信し、その後 6 パルス分の時間幅 ($6T_p \approx 1.3[ms]$) の休止期間を置く。これを 4 回繰り返して 1 ブロックを構成している。このため、 k 番目のパルスの送信時刻 t_k とブロック番号 K は

$$t_k = (6\overline{[k/2]} + k)T_p = n_k T_s, \quad (20)$$

$$n_k = (6\overline{[k/2]} + k)N \quad (21)$$

$$K = \overline{[k/8]} \quad (22)$$

となる。ここで、 $\overline{[k/2]}$ は $(k/2)$ の整数部分を表す。逆にブロック番号 K が与えられたとき、 k が取る範囲は

$$8K \leq k \leq 8K + 7 \quad (23)$$

を満たす8個となる。ダブルパルス送信では直前に休止期間があるので、始めの受信期間には1次エコー $y_{2k,2k}$ のみが、次の受信期間には1次エコー $y_{2k+1,2k+1}$ と2次エコー $y_{2k,2k+1}$ の両方が存在する。1次エコーと2次エコーが時間軸上で重なった場合(図5)、マッチドフィルタ出力の自己相関関数の見本平均 $\langle R_{n_\tau}(K) \rangle$ は次式となる[10]。

$$\langle R_{n_\tau}(K) \rangle = \frac{1}{M'} \sum_{k=4K}^{4K+M'-1} [y_{2k,2k}^*(n_\tau) \{y_{2k+1,2k+1}(n_\tau) + y_{2k,2k+1}(n_\tau - N)\}] \quad (24)$$

$$= |A_0|^2 N_w^2 \exp\{-2\pi j f_d N T_s\} + A_R \frac{1}{M'} \sum_{k=4K}^{4K+M'-1} \exp\{j(\theta_{2k} - \theta_{2k+1})\} \quad (25)$$

ここで、 $A_R = |A_0|^2 N_w^2 \exp\{2\pi j f_i N T_s\}$ とおいた。また、 $M' = M/2 = 4$ である。

式(25)右辺第一項は1次エコー間の相関であり、その位相からアナログ値のドップラー周波数 f_d を求めることができる。第2項は、1次エコーと2次エコーの相関であり、2次エコーの抑圧効果を表す。これは、ランダムな位相をもつ複素数の見本平均値であるので、大きな M' に対しては大数の法則により0に近づく。しかし、船舶用レーダーでは M' が小さいので、その振幅が十分に下がらず、2次エコーの抑圧効果が小さくなる。一方、1次エコーと2次エコーの位置が時間軸上で重ならない場合は、自己相関関数によって、2次エコーを除去する効果がある。これは、ダブルパルス方式の利点である。

2.6 バッチ送信とペリオドグラム方式

バッチ送信とペリオドグラムを用いて、1次エコーのSN比と2次エコー除去性能を改善する新たなアルゴリズムを考えよう。

図6(A)はバッチ送信のタイミングを表す。8個のパルスを繰り返し周波数 $f_p = 4735[\text{Hz}]$ で送信した後、24パルス分の期間 ($24T_p = 24/f_p \approx 5[\text{ms}]$) 休止する。平均送信繰り返し周波数は $1180[\text{Hz}]$ になる。ブロック番号 K は $K = \lceil k/8 \rceil$ で与えられ、 k 番目のパルスの送信時刻 t_k は

$$t_k = (24\lceil k/8 \rceil + k)T_p = n_k T_s, \quad (26)$$

$$n_k = (24\lceil k/8 \rceil + k)N \quad (27)$$

となる。逆にブロック番号 K が与えられたとき、 k が取る範囲は、(23)を満たす8個となる。

バッチ送信では高い送信繰り返し周波数を用いるので、ダブルパルス送信と同様に、1次エコーと2次エコーの両方が存在する。以下では、1次エコーと2次エコーは独立して議論する。1次エコーについては、(27)と(15)を用いて計算でき、ブロック K に対しては

$$\begin{aligned} Y_K(f, n_\tau) &= \frac{1}{M} \sum_{k=8K}^{8K+M-1} e^{2\pi j f (k-8K) N T_s} y_{k,k}(n_\tau) \\ &= \frac{A_0 N_w}{M} \exp\{-2\pi j [(f_i + f_d) n_\tau + 32KN f_d] T_s\} \sum_{k=0}^{M-1} \exp\{2\pi j (f - f_d) k N T_s\} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。 $K=0$ と置けば、これは式(17)と一致する。また、図6の場合 $M=8$ である。2次エコーの場合、式(15)で $k' = k-1$ とおいて、離散フーリエ変換する。

$$\begin{aligned} Y_K(f, n_\tau - N) &= \frac{1}{M} \sum_{k=8K+1}^{8K+M-1} e^{2\pi j f (k-8K) N T_s} y_{k-1,k}(n_\tau - N) \\ &= \frac{A_0 N_w}{M} e^{-2\pi j [(f_i + f_d)(n_\tau - N) + 32KN f_d] T_s} \sum_{k=8K+1}^{8K+M-1} e^{2\pi j (f - f_d)(k-8K) N T_s + j(\theta_{k-1} - \theta_k)} \end{aligned} \quad (29)$$

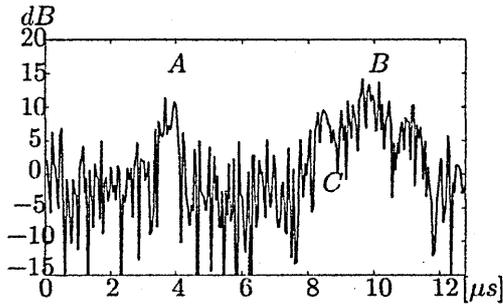


図 7: 受信信号

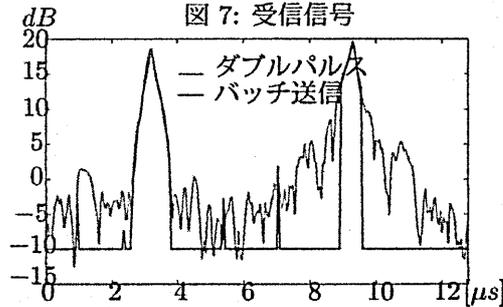


図 8: 信号処理結果

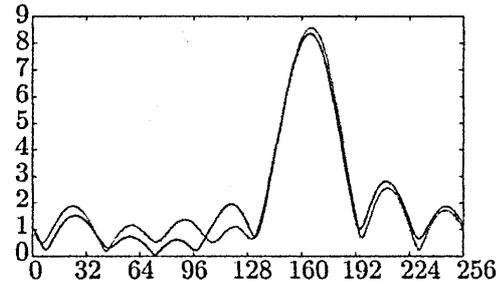


図 9: 1次エコー A のペリオドグラム

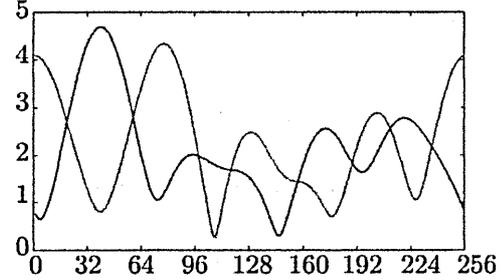


図 10: 2次エコー C のペリオドグラム

バッチ送信においても直前に休止期間があるので、始めの受信期間には 1 次エコーは存在するが、2 次エコーは存在しない。このため、式 (29) では、 $8K + 1$ からの和を計算する。一方、1 次エコーに関する式 (28) では、和は $8K$ から始まる。式 (29) は、位相が白色ノイズである見本系列の離散フーリエ変換になっており、図 3 と同じくペリオドグラムの性質をもつ。

同様に、次の処理ブロック $K + 1$ を離散フーリエ変換する。先に式 (1), (2) で議論したように、ペリオドグラムは見本系列ごとにスペクトルが異なるので、そのスペクトルのピークを与える周波数番号を $[Y_K(f, n_\tau)]_{nmb}$ で表せば、2 次エコーの場合は、ある一定の高い確率で、式 (30) の条件が成立しない。

$$|[Y_{K+1}(f, n_\tau)]_{nmb} - [Y_K(f, n_\tau)]_{nmb}| \leq d \quad (30)$$

ここで、 d は一致を判定するための閾値である。

本論文の確率アルゴリズムでは、式 (30) が成立しない時、2 次エコーであると判定する。この場合には、受信機ノイズの分散の平方根を $1/10$ した値を出力して 2 次エコーを除去する。また、式 (30) の条件が成立する場合は、1 次エコーであると判定し、スペクトルのピーク値を出力する。

しかし、 SN 比が悪くなると、1 次エコーでもペリオドグラムのピークを与える周波数番号が一致する確率は低くなり、ターゲットの検出確率が低下する。この問題は、次の節で議論する。

先に述べたようにダブルパルス送信では $M' = 4$ に対して、バッチ送信では $M = 8$ となるので、コヒーレント積分の回数を倍にすることができ、ホワイトノイズに対する 1 次エコーの SN 比が改善される。

また、ダブルパルス送信と同様に、バッチ送信の最初の期間には 2 次エコーが存在しないので、 $|y_{k,k}(n_\tau)|$ を乗ずることにより、時間領域で 2 次エコーを除去することも可能である。

2.7 計算機シミュレーション

図 7 は、サンプリング周波数 $20[MHz](T_s = 50[ns])$ で実測したパルス幅 $0.7[\mu s]$ のマグネトロン送信信号に、図 6 のタイミングを基に遅延時間と位相因子を付加し、計算機で生成したホワイトガウシアンノイズを重畳して作成した受信信号のモデルである。横軸は遅延時間を、縦軸は電力をデシベルで示す。

表 3: ホワイトノイズを1次エコーと誤る確率

d	0	4	8	16
確率	0.0039	0.0356	0.0636	0.124

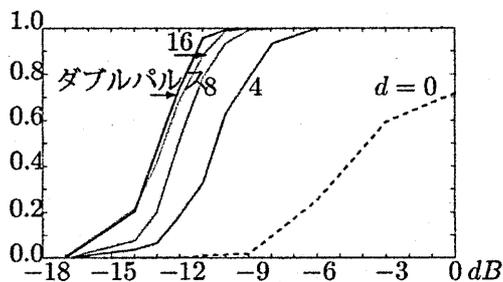


図 11: ターゲットの検出確率

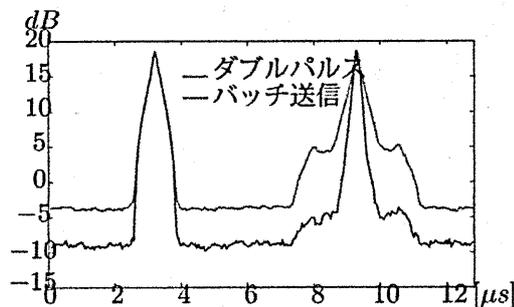


図 12: 信号処理結果 (256 回の平均)

1次エコーとして、 $3.4[\mu\text{s}]$ に相対速度 $100[\text{km/h}]$ で近づくターゲット A と、 $10[\mu\text{s}]$ に相対速度 $100[\text{km/h}]$ で遠ざかるターゲット B がある。レーダーが相対速度 $50[\text{km/h}]$ で陸地に近づく場合の、陸地の2次エコーとして、 $8.0[\mu\text{s}]$ から $11.4[\mu\text{s}]$ に分布してターゲット C がある。ターゲット B は2次エコー C と重なっている。全てのターゲットの振幅はノイズの分散に対する SN 比で定義し、以下では $6[\text{dB}]$ の例を示す。

サンプリング周波数 $20[\text{MHz}]$ に対してパルス幅 $0.7[\mu\text{s}]$ のマッチドフィルタを用いるので、ターゲット A, B, C のピーク電力が 11.5dB 高くなる。

図 8 は、そのマッチドフィルタ出力に対して、ダブルパルス送信とペリオドグラムを用いたバッチ送信の信号処理結果の、1つの見本過程を示す。ともに送信回数 $M = 8$ で、バッチ送信では 256 点の FFT を用い、 d を 8 に選んだ。ダブルパルス送信では、ホワイトノイズレベルが -6dB 下がっている。時間領域で2次エコーを除去する効果もあり、ターゲット C のレベルが A, B のピークから 10dB 以上低い。ターゲット A の速度は $-103.3[\text{km/h}]$ 、ターゲット B の速度は $87.0[\text{km/h}]$ となった。

バッチ送信では、ターゲット A, B を除き、ホワイトノイズと2次エコーがほとんど除去されて -10dB となっている。確率アルゴリズムにはノイズ除去効果もあることが分かる。しかし、2つの見本系列のペリオドグラムで、スペクトルのピークを与える周波数番号が、一致する確率が 0 ではないので、部分的に鋭いスパイクがある。これは1つの見本過程であるので、その平均値について、図 12 で議論する。また、ターゲット A の速度は $-96.7[\text{km/h}]$ 、ターゲット B の速度は $103.0[\text{km/h}]$ となった。高精度ではないが速度が正しく計測できている。

図 9 と 10 は、1次エコー A と2次エコー C の、それぞれ2つの見本系列のスペクトルである。A はピークの周波数番号が一致しているのに対して、C はペリオドグラムの性質を持つので、ピークの周波数番号が異なっており、このアルゴリズムの原理を示している。

表 3 では、ターゲット A, B, C の振幅を 0 にして、ホワイトノイズのみの場合に、 d の値を変えて式 (30) が成立する確率を求めた。256 点の FFT を用いた場合のそれらの確率は、およそ $(2d+1)/256$ になっている。これは、スペクトルのピークを与える周波数番号が一様分布するためである。このことから、バッチ送信の場合に、ホワイトノイズを1次エコーと誤る確率が、 d に比例して大きくなる。

図 11 は、1次エコーの検出確率を示す。SN 比を変えて、ターゲット A の検出確率をプロットした。横軸は受信信号の SN 比を、縦軸は確率を示す。 $d = 8$ に選んだ場合、SN 比が -10dB 以上では、ダブルパルス送信に遜色なくターゲットを検出できる。

図 8 が1つの見本過程であったのに対して図 12 は、受信信号の SN 比を 6dB 、 d を 8 に選び、それぞれの信号処理出力を 256 回平均した結果を示す。ダブルパルス送信に比べてバッチ送信では、ホワイトノイ

ズのレベルが約 5dB 下がり SN 比が改善するとともに、2次エコーのレベルが 10dB 下がっている。ホワイトノイズと2次エコーが大きく抑圧されている。

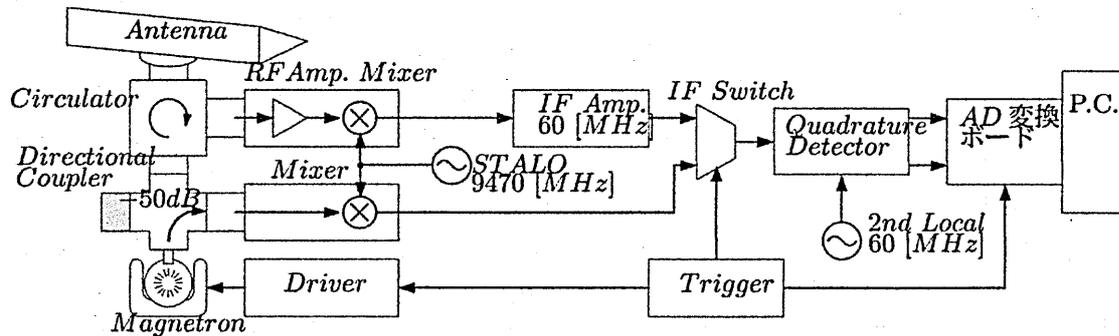


図 13: 実験装置

3 実験方法

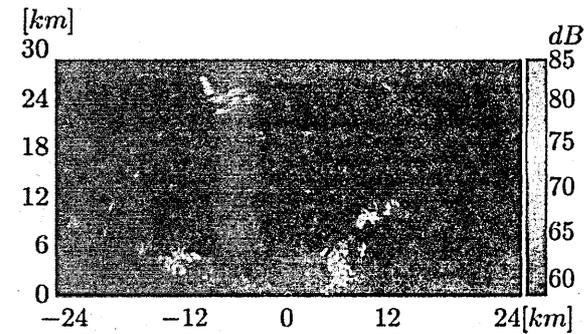


図 14: $f_p = 1000[\text{Hz}]$ の探知結果

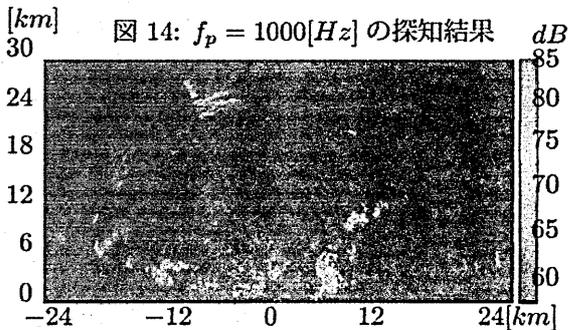


図 15: $f_p = 4735[\text{Hz}]$ の探知結果

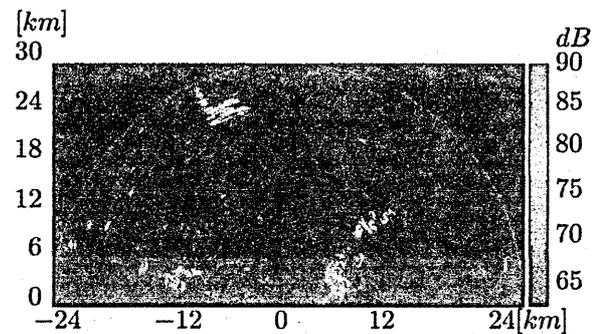


図 16: 2次エコー除去処理

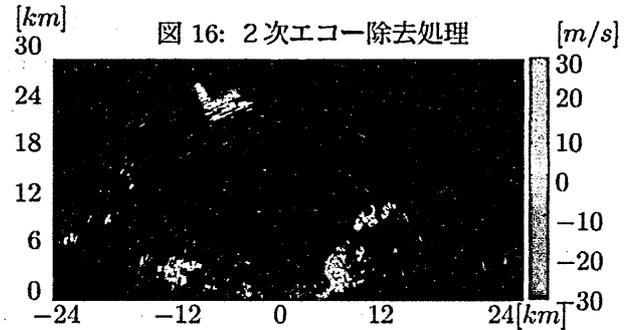


図 17: ドップラー処理

試作した X バンドレーダーのブロック図を図 13 に、主な仕様を表 1 に示す。バッチ送信の場合は、図 6 のタイミングを用いて送信した。アンテナからの受信信号と、マグネトロンからの送信信号は、送信タイミングで切り替えて直交検波器に入力される。それぞれのベースバンド IQ 信号は、サンプリング周波数 $20[\text{MHz}]$ で AD 変換され、 PC 内部に記憶される。マッチドフィルタを用いたコヒーレント処理と、ペリオドグラムを用いて 2 次エコーを除去するアルゴリズムは、ソフトウェアで実現されるので、民生用で安価な小型のマグネトロンレーダーへの応用が可能である。

4 実験結果

レーダーの実験装置を神戸市垂水区の海岸に置いて、大阪湾に向けて探知実験を行った。探知レンジは30[km]で、180度の範囲を探知した結果を表す。それぞれ図の横軸のマイナスはレーダーの位置から東方向を、プラスは西方向を、紙面の上は南方向を表し、縦横の方眼は距離6[km]四方である。また、信号強度はホワイトノイズレベルを1とした相対値をデシベルで表示する。図14は比較のために行った、 $f_p = 1000$ [Hz]の場合の探知映像で、受信信号の電力を表示している。東に6[km]から12[km]、南に24[km]にあるL字型をしたエコーは関西空港、西に6[km]にある比較的大きなエコーは淡路島である。その他は船舶のエコーである。実験装置の都合により、図15とは測定時刻が異なっている。

図15は、送信繰り返し周波数が4735[Hz]の場合の受信信号の電力を表示している。南東方向に探知範囲全体に広がっている70dB以下のエコーは2次エコーで、表示されている範囲より遠くにある、大阪湾の対岸の陸地から反射したエコーが、距離の不定性により、この位置に表示されている。図16は、提案するバッチ送信とペリオドグラムを用いた結果の電力を表示していて、ターゲットの1次エコーを残して、2次エコーを除去することができる。

図17は、図16で表示されたエコーに対して、その速度を色で表示している。十分な計測速度の範囲を持って計測できている。また、西に20[km]南に15[km]と、東に12[km]南に20[km]の2つの地点に表示されているのは雨の速度である。

5 むすび

本研究では、2次エコーを除去する方法として、ペリオドグラムの性質を利用した新たな確率アルゴリズムを考案した。理論的考察、シミュレーション、実験を行い、確率アルゴリズムが2次エコー除去に有効であることを示した。これにより、実用上十分な速度計測範囲をもつ、民生用の安価な小型の船舶用マグネトロンレーダーを設計することが可能となる。

本論文のシミュレーションは、確率アルゴリズムが2次エコーに加えてノイズの除去にも有効であることを示している。今後は、受信機ノイズ、1次エコー、2次エコーが混在する状態での確率アルゴリズムの動作を解明する必要がある。また、閾値 d の値を大きくすると、1次エコーの検出確率は向上するが、ドップラー周波数の分解能が低下し速度の計測可能範囲が狭くなる問題がある。さらに、ターゲット照射回数の観点から、アンテナ回転数やバッチ送信パルス列の最適設計を検討する必要がある。これらは今後の検討課題である。

参考文献

- [1] 伊藤 泰義, そのほか 高速航行シミュレーションによる安全性評価方法等の研究船舶技術研究報告 第35巻 第4号 (平成10年) 総合報告
- [2] R. L. Trapp *Improved coherent-on-receive radar processing with dynamic transversal filters*. TRAPP R L IEE Conference Publication (Institution of Electrical Engineers) 1982, Vol.216, p.505-508
- [3] V. Venkatesh, et al., *The UMass X-pol Mobile Doppler Radar: Description, Recent Observations, and New System Developments*, IGARSS 2008
- [4] John N. Briggs *Target Detection By Marine Radar* IEEE (2004)
- [5] 小倉 久直 *物理・工学のための確率過程論* コロナ社 (1998)
- [6] Nadav Levanon and Eli Mozeson *Radar Signals* IEEE (2004)

- [7] 深尾 昌一郎, 浜津 享助 気象と大気のレーダーリモートセンシング京都大学学術出版会 (2005)
- [8] 浜津 享助, そのほか 雲霧観測用 *Ka* バンドドップラーレーダーの開発電子情報通信学会論文誌 B Vol. J83-B No.4 (2000)
- [9] 浜津 享助, そのほか 低層ウィンドシヤー検出用ドップラーレーダーの開発電子情報通信学会論文誌 B Vol. J83-B No.6 (2000)
- [10] Richard, J. Doviak ; Dusan, S. Zrnice Doppler Radar and Weather Observations Second Edition. Academic Press (1993)

液晶非線形ファブリペロ共振器の実験 ～双安定に付随した偏波状態の変化～

北村 慎哉

Shinya Kitamura

岸岡 清

Kiyoshi Kishioka

大阪電気通信大学

Osaka Electro-Communication Univ.

平成25年3月15日

於 関西大学

1. まえがき

光による光の直接制御という観点から、光強度によって屈折率が変化する光学非線形 (Kerr-効果) が注目されている。注目される理由は、光の直接制御に依って、駆動回路の電気・電子的な制約から解放される利点が期待されているからである [1]。非線形性で起こる屈折率変化は極めて小さいので、光の強度 (パワー密度) を上げて効率良く非線形性を引き出すことが必要で、一般には、導波路内に光を閉じめる構造 [2-5] や、共振器構造 [6-12] が有効とされている。また、非線形材料として、固体の半導体 MQW [1]、半導体ドープガラス [1,2] や、液体の液晶が知られている。液晶は液体で、導波路構造には向かないが、非線形性が大きく、非線形効果が比較的容易に得られると言う特徴を有している [1]。また、液晶には外部印加電圧によって、特性の制御・調整が可能と言うデバイスの機能を増やす魅力的な利点もある。

本報告では、Kerr-効果を有するネマティック液晶をミラーを付けた 2 枚のガラス板 (マイクロスライドガラス) の間に封入して製作された非線形ファブリペロ共振器の非線形特性の測定結果が示される。実験では、双安定特性の測定結果を示すと同時に、双安定特性に付随して起こる出射光の偏光状態の変化が示される。さらに、液晶共振器への印加電圧が、双安定特性と偏光状態に与える効果についての測定結果も報告される。

2. 液晶非線形共振器

2.1 共振器の構造と双安定特性

製作された液晶ファブリペロ共振器が図 1 に示されている。共振器は、2 枚のマイクロスライドガラス (厚さ 1.2mm) の間に挟まれたフィルム状のスペーサによって作られる隙間に液晶が封入された構造をしている。フィルムスペーサの厚さは約 $10\mu\text{m}$ である。スライドガラスの内側表面には、共振器のミラーの役割を果たす金属 Ti の薄膜がスパッタリングによって形成されている。Ti 薄膜の厚さ d は、10nm に設定されている。スパッタリングによって生成された Ti 薄膜の表面には、液晶分子の向きを一定方向に揃えるための配向処理が施されている。共振器に使用された液晶は、メルク社製のネマティック液晶 (MLC-14300-000) である。

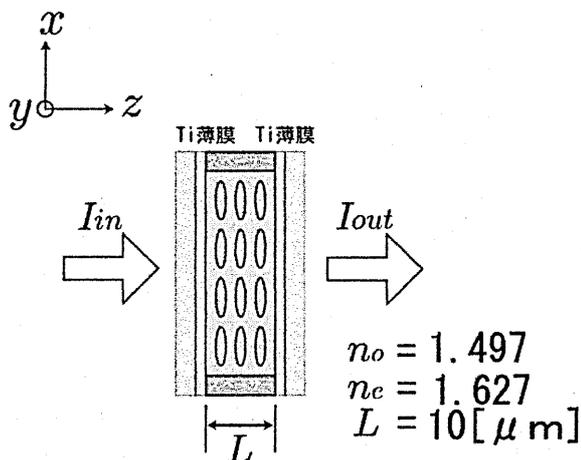


図1：液晶非線形共振器

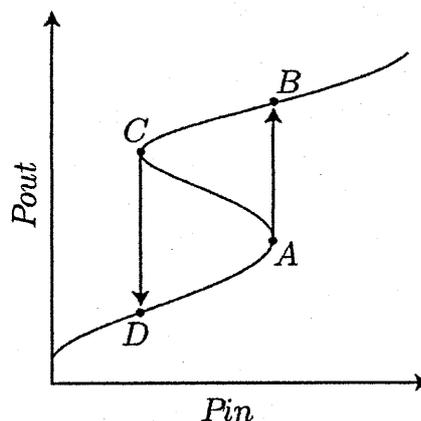


図2：共振器の入出力特性

このような構造の非線形共振器に光を入射させ、その強度を上げて行くと、出力光強度が急に増大したり(上向きジャンプ)、反対に、入射光強度を下げて行くと、出力光強度が急に減少する(下向きジャンプ)ヒステリシスを持つ入出力特性が得られる。図2には、非線形共振器の入出特性が模式的に描かれている。図に示された矢印 $A \rightarrow B$ と $C \rightarrow D$ が、上向きジャンプと下向きジャンプをそれぞれ表している。上向きのジャンプは、Kerr-効果による屈折率の増加と共振器内部の定在波の振幅の増大の間に働く正帰還に起因して起こる。また、下向きジャンプは、入射光強度の低下に伴う屈折率の減少と定在波の振幅の間に働く負帰還に起因して起こる。

また、2つのジャンプが現れる間では、ある入射光強度に対して、出射光強度は小さな値と大きな値の2つの値を取ることが許されることになる。2つの安定点が存在すると言う意味で、図2のような入出力特性は、双安定(Bistability)と呼ばれている。

2.2 液晶の分子形状と偏光特性

液晶の分子は図3に示すような細長い葉巻状の形をしている。配向処理されたセルに封入された液晶の分子は一定方向に配列し、液晶は分子形状の異方性に起因して偏光方向に依って異なる屈折率を呈する。すなわち、分子の長軸方向の電界は、異常光屈折率 n_e を、短軸方向の電界は、常光屈折率 n_o を感じる事となる。屈折率は一軸異性媒質として、

$$\hat{n} = \begin{bmatrix} n_e & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_o \end{bmatrix} \quad (1)$$

と行列で表現される。

図4(a)に示すように、液晶の配向方向(x 軸方向)に対して 45° 傾けた直線偏光を入射した場合を想定して、入射電界を図4(b)のように垂直軸(x 軸)方向と、水平軸(y 軸)方向に分解して考えると、それぞれの方向の電界成分は、異常光屈折率と常光屈折率を感じて液晶内を伝搬することになる。双方の電界成分の間に屈折率の違いによる位相差が生じ、出射面では、楕円偏光となることが予想される。

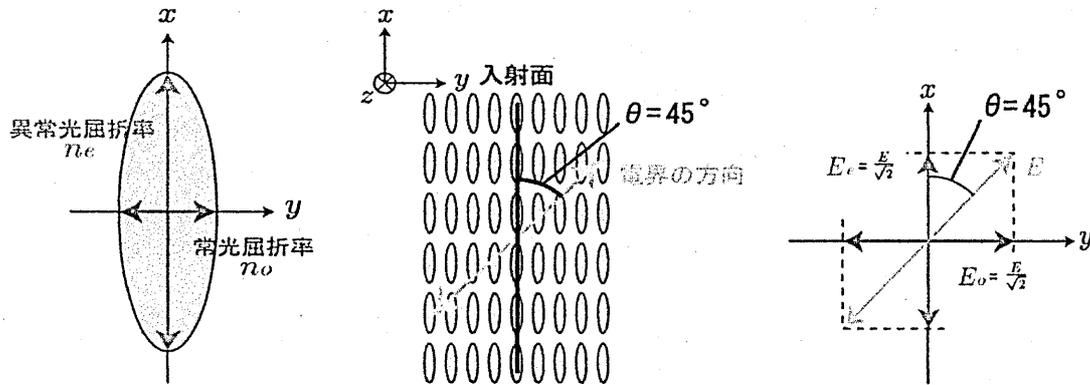


図3：液晶分子の形状 図4：(a) 配向方向と入射電界 (b): 入射電界の分解

液晶の非線形性は異常光屈折率にのみ存在するので、双安定特性を引き起こす共振器内部の光強度の変化(定在波の振幅変化)によって、異常光屈折率 n_e のみが急激に変化すると予想される。これにより、出力光強度の変化に伴って、偏光状態も急激に変化することが予想される。

2.3 入出力特性の電圧による調整

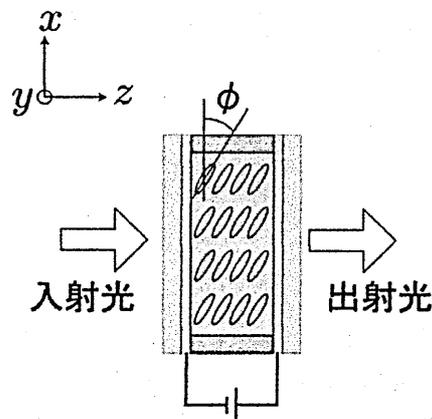


図5：電圧印加による液晶分子の回転

液晶分子は外部印加電界に反応して、長軸が印加電界の方向に沿うように回転する。回転角度は印加される電界の強さに依存するので、印加電界の強さを変えることにより、分子の回転角度を調整できる。図5には、共振器のミラーであるTi膜に電圧を印加したときの分子の回転の様子を表している。配向方向(x 軸方向)と回転した分子の長軸とのなす角は ϕ で示されている。

分子の回転角 ϕ に応じて、共振器に固定された座標 $x-y-z$ 系での比誘電率 $\hat{\epsilon}_r$ は、

$$\hat{\epsilon}_r = \hat{n}^2 = \begin{bmatrix} n_e \cos^2 \phi + n_o \sin^2 \phi & 0 & (n_e - n_o) \cos \phi \sin \phi \\ 0 & n_o & 0 \\ (n_e - n_o) \cos \phi \sin \phi & 0 & n_o \cos^2 \phi + n_e \sin^2 \phi \end{bmatrix} \quad (2)$$

のように ϕ の関数として表される。従って、 y 方向 (短軸方向) のみに電界を持つ常光が感じる屈折率は n_o と、分子の回転角 ϕ には依存せず一定となる。一方、長軸方向に電界成分がある異常光が感じる屈折率は、

$$[\text{異常光が感じる屈折率}] = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \phi + n_e^2 \sin^2 \phi}}$$

となり、分子の傾き角 ϕ に依存する。すなわち、等価的に共振器の光路長を印加電圧に依って変えることができる。このことを利用すると、双安定特性が得られる入射光強度の範囲や、出射光の偏光の状態を印加電圧に依って変えることができ、共振器の特性の制御が期待できる。

3. 非線形共振器の入出力特性

共振器の入出力特性を描くには、共振器の透過率 $|T|^2 (= I_{out}/I_{in})$ が必要である。ここでは、 $I_{in} - I_{out}$ 曲線にヒステリシスが現れる理由を説明する目的で、3層構造の共振器、即ち、図1の実際の構造から Ti 薄膜のミラー層を取り除いた構造を考える。煩雑さを避けるために、以下に示す式の導出では、 $\phi = 0$ の場合が示される。

このような3層構造の透過率は、共振器内の位相推移 δ と境界面での反射係数 r を用いて、

$$|T|^2 = \frac{(1 - r^2)^2}{1 + r^4 - 2r^2 \cos 2\delta} \quad (3)$$

$$r = \frac{n - n_a}{n + n_a}$$

と表すことができる。ここで、 n_a 及び n は外部媒質の屈折率、液晶の屈折率をそれぞれ表している。共振器内の位相推移 δ の値が判れば、入射光強度に対する出射光強度を知る事ができ、共振器の入出力特性を得る事ができる。しかし、非線形媒質で構成された共振器では、以下のような理由で位相推移を線形媒質の場合の様に容易に δ の値を知る事ができない。

非線形媒質では、Kerr-効果によって異常光屈折率 n は

$$n = \bar{n} + n_2 I \quad (4)$$

と、光強度 I に比例して変化する。ここで、 n_2 は非線形屈折率と呼ばれる媒質によって決まる定数である。 \bar{n} は、線形屈折率と呼ばれる光強度が十分小さいときの

屈折率である。式(4)から判るように、非線形媒質では、共振器内の屈折率 n は共振器内の光強度に依存する。さらに、共振器内の光強度は、値を決めるべき透過率に依存する。このように、 $|T|^2$ と δ は再帰的な関係となっている。この事が、式(3)だけでは透過率を求める事ができない理由である。即ち、線形媒質の場合の様に屈折率の値から位相推移 δ を決め、それを用いて透過率 $|T|^2$ の値を決めると言う単純な一方向の流れに従って透過率を決める事ができないということである。

上の問題を解決するには、式(3)を満たす $|T|^2$ と δ の値を同時に決める必要がある。それには、式(3)とは別の $|T|^2$ と δ の関係式が必要である。以下は、その導出である。

共振内には定在波が立ち、光強度は共振器の厚み方向 (z 軸方向) に変化しているので、 δ は

$$\delta = k_0 \bar{n} L + k_0 n_2 \int_0^L I(z) dz \simeq k_0 \bar{n} L + \frac{1}{2} k_0 n_2 \frac{n_0}{Z_0} \int_0^L |E(z)|^2 dz \quad (5)$$

のように積分で表される。ここで、 $I(z) (= \frac{1}{2} \frac{n(z)}{Z_0} |E|^2)$ の積分では、 n_2 の2乗の項を無視する意味で、 $n(z) \simeq \bar{n}$ と近似した。同様に、 $|E(z)|^2$ についても、 n_2 に起因した項を2次の近似項として無視すると、 \bar{n} (線形屈折率) の $E(z)$ で近似できる。

$|E(z)|^2$ の計算で、近似的に媒質の Kerr-効果による屈折率変化を無視すると、共振器内の電界は、出射面での電界 $|E_{out}|^2$ を用いて、

$$|E(L-z)|^2 = |E_{out}|^2 \left[\cos^2 q(L-z) + \left(\frac{n_a}{\bar{n}} \right)^2 \sin^2 q(L-z) \right] \quad (6)$$

と表される。ここで、 $q = k_0 \bar{n}$ は、線形屈折率での波数である。積分を実行して

$$|E_{out}|^2 = |T|^2 \cdot |E_{in}|^2$$

$$I_{in} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_a}{Z_0} \right) |E_{in}|^2$$

関係を用いて式を整理すると、

$$\delta = \phi_0 + k_0 n_2 L \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{n}}{n_a} + \frac{n_a}{\bar{n}} \right) |T|^2 I_{in} \quad (7)$$

で表される δ と $|T|^2$ のもう一つの関係式が得られる。ここで、 $\phi_0 = k_0 \bar{n} L$ で、線形屈折率による共振器の位相推移を表している。また、 E_{in} 、 I_{in} は入射面での電界と光強度を表している。

式(3)と(7)を δ と $|T|^2$ に関する2元連立方程式と見なして、 $\delta - |T|^2$ 面に同時に $|T|^2$ の値をプロットすることにより図的に解である $|T|^2$ の値を得ることができる。なお、液晶では異常光屈折率に非線形性が現れるので、上の各式に於いて、 $\bar{n} = n_e$ 、 $I = (1/2)(n_e/Z_0) |E_x|^2$ とすることにより、双安定特性を得ることができる。

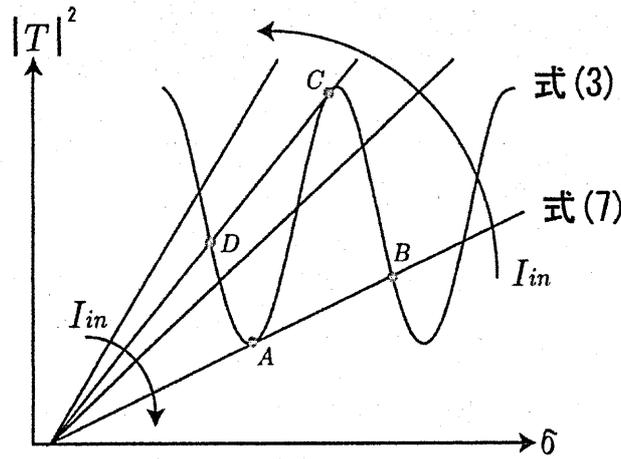


図6：図的解法を用いた透過率の導出

図6には、連立方程式を図的に解く過程が描かれている。周期的に変化する曲線は、式(3)のプロット、直線は式(7)のプロットである。式(7)には、共振器の構造パラメータの他に入射光強度 I_{in} がパラメータとして含まれている。 I_{in} が増加すると式(7)の $|T|^2$ の直線の傾きは減少し、それに伴って、交点は低い方に移動する ($|T|^2$ の値は小さくなる)。点Aに達すると、交点は異なる $|T|^2$ の大きな別の腕の交点Bに飛躍する。このようにして、図2に示した $A \rightarrow B$ の上向きジャンプが起こる。

逆に、 I_{in} を下げていくと、式(7)の直線の傾きが大きくなり、交点の位置は点Bから上の方に移動する ($|T|^2$ の値は大きくなる)。点Cに達すると、交点が別の腕に飛び、図2に示した $C \rightarrow D$ の飛躍が起きる。

このようにして、ヒステリシスを持つ入出力特性が現れる。2つのジャンプの間では、交点が2つ存在する。すなわち、連立方程式を満たす (δ と $|T|^2$) は2組存在し、一つの入射光強度 I_{in} に対して、2つの状態を取り得る双安定状態が起こる。

4. 液晶共振器の入出力特性の測定

4.1 光学系

図7に実験に用いられた光学系が示されている。図の破線内の部品は偏光特性の測定に用いるためのものである。光源には波長 $0.83\mu\text{m}$ の半導体レーザ (LD) が用いられる。LDには、バイアス用直流電源と三角波の振幅変調を掛けるための信号発生器が接続されている。LD光源からは直線偏光されたビームが出射され、偏光方向は；(1) 双安定特性の測定の場合は、液晶の長軸方向 (x 方向)、(2) 偏光特性の測定には、長軸から 45° 傾いた方向にそれぞれ設定される。

光源から出射されたビームは、BK-7の基板により、反射ビームと通過ビームの2本に分けられる。2本に分けられたビームの一方は、可変NDフィルタを通過し

て、フォトダイオードに入射する。フォトダイオードで光強度に応じた電気信号に変換されて、入出力特性を描くときの入射光強度に用いられる。もう一方の光は、液晶共振器を通過して出力光強度測定用のフォトダイオードに入射される。LDの駆動電圧を三角波で変調して、入射光強度と出射光強度に対応したフォトダイオードの電気信号を、それぞれ、オシロスコプの水平軸、垂直軸に接続し、 $x-y$ モードで観測することにより、オシロスコプの画面に、共振器の入出力特性を描くことができる。

偏光特性の測定の際には、出射光の偏光状態を知るために、出力側に置かれたNDフィルタと共振器の間に偏光板が追加される。偏光板によって、楕円偏光の長軸方向と短軸方向の角度と、それぞれの方向の光強度の比を知ることができる。

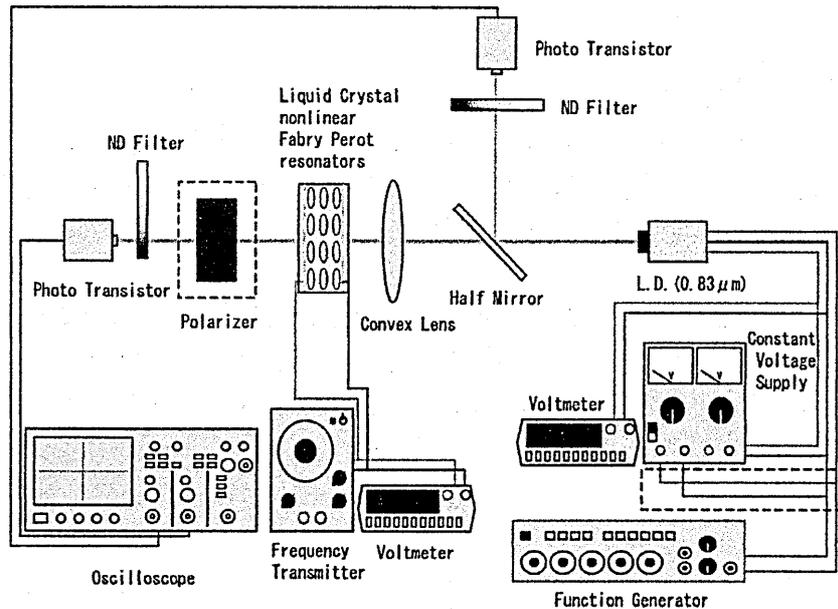


図7：光学系

4.2 双安定特性の測定

オシロスコプの画面に描かれた入出力特性の写真を図8に示す。横軸は入力光パワー (P_{in})、縦軸は出力光パワー (P_{out}) に対応している。光パワーは、オシロスコプの目盛り1cm当たり1.5mWに対応している。入射光が、 $\sim 6.8\text{mW}$ と $\sim 4.8\text{mW}$ で上向き及び下向きのジャンプがそれぞれ観測され、その間では双安定特性が得られている。

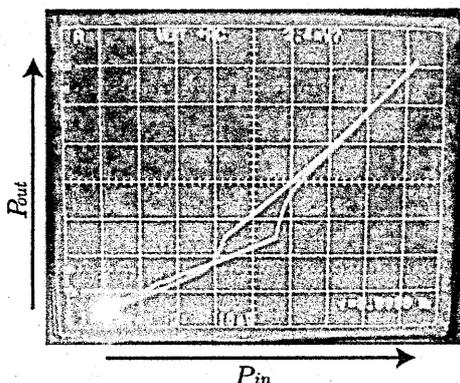
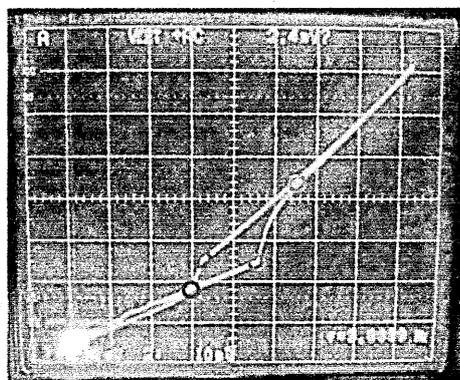


図8：液晶ファブリペロ共振器の入出力特性

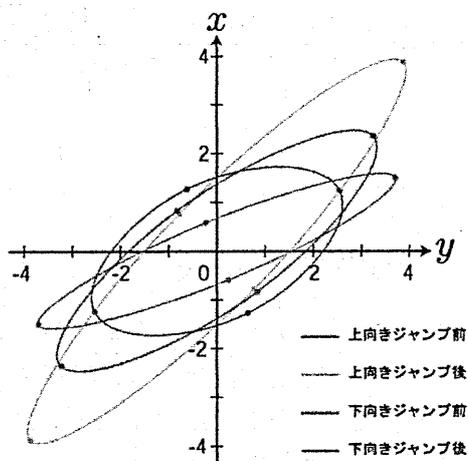
4.3 偏光特性の測定

測定方法は以下の通りである：LDに印加する直流電圧を調整して、入射光強度を変えながら、各入射光強度での出射光の偏光状態（楕円の長軸、短軸の方向とそれぞれの光強度）を測定する。光強度の平方根を取り、電界の強さに直して、楕円を描く。

測定結果を図9に示す。図には、測定点の入出力特性曲線上の位置も示されている。測定は、上向きのジャンプが起こる前後（点AとB）、及び、下向きのジャンプが起こる前後（点CとD）で行われている。測定結果から判るように、ジャンプの前と後では偏光状態が大きく変化している。



(a) 測定に用いた双安定特性



(b) 測定結果

図9：偏光状態の変化

4.4 印加電圧による特性の制御

液晶分子の傾きに依る特性の変化を知るために、共振器の両側のTiミラーに電圧(交流/1KHz)を印加して測定された入出力特性が図10に示されている。印加電圧を1~4Vの範囲で1Vずつ変えながら測定されたオシロスコープの画面の写真が示されている。いずれの場合も、偏光方向は液晶分子の長軸方向($\theta = 0$)に設定されている。分子の回転によって、 ϕ の値が変化し、ジャンプが起きる入射光強度の値が変化するのが判る。このことを利用すると、印加電圧を掛けない状態で双安定特性が得られない共振器でも、電圧を調整することで双安定特性が得られることが期待される。

図11には、偏光方向を 45° 傾けた場合の印加電圧に対する双安定特性の変化と、出射光の偏光特性の変化の測定結果が示されている。

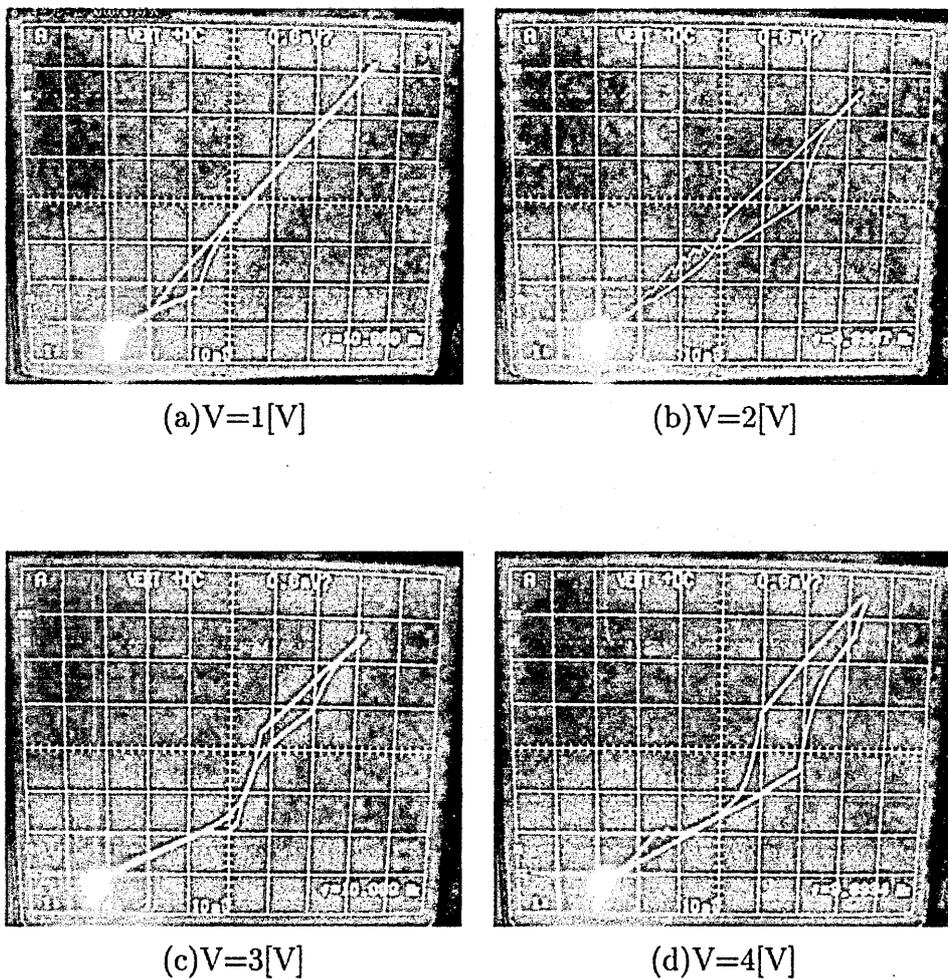
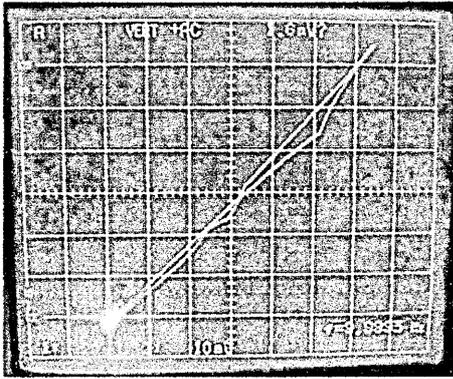
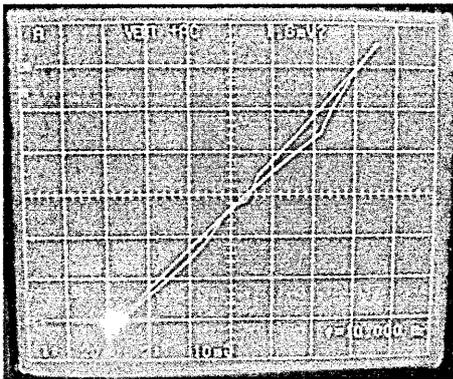
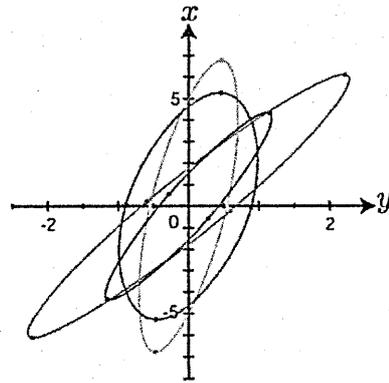


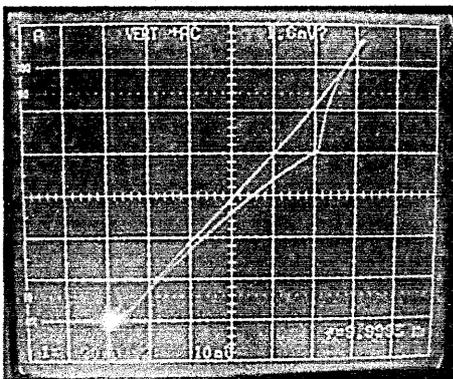
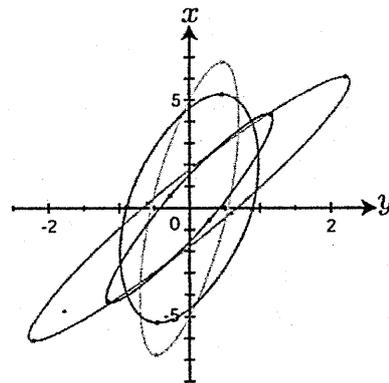
図10: 共振器の印加電圧 (ϕ) に対する入出力特性の変化



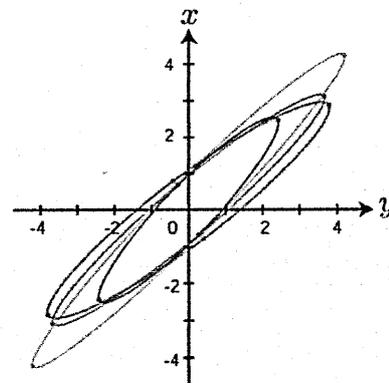
(a) $V=1[V]$

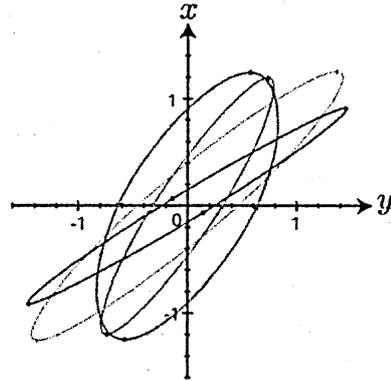
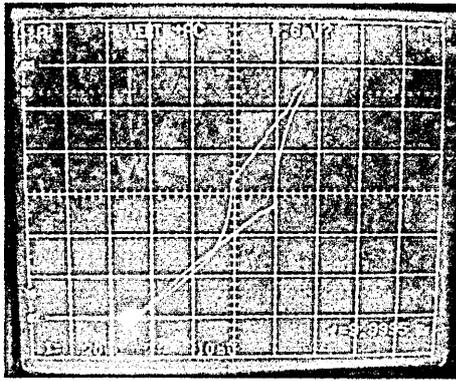


(b) $V=2[V]$



(c) $V=3[V]$





(d) $V=4[V]$

—— 上向きジャンプ前

—— 下向きジャンプ前

—— 上向きジャンプ後

—— 下向きジャンプ後

図 11: 印加電圧に対する偏波状態の変化

5. まとめ

液晶非線形ファブリペロ共振器に現れる双安定特性と、それに付随して起こる出射光の偏光状態の変化について、それらが起こる原理を明らかにすると共に、実験によって実際にそれらを観測した。

また、実験では共振器の印加電圧による液晶分子の傾きに対する特性の変化についても検討し、共振器の特性の調整が印加電圧によって行える可能性を示した。

参考文献

- [1] 久保寺 憲一; "非線形光学デバイスの将来展望", 応用物理, 第 59 巻, 第 2 号, pp.155-163 (1990).
- [2] 岸岡, 西脇; "半導体ドーパガラスの非線形屈折率の測定", 電磁界理論研究会, EMT99-118 (1999).
- [3] 岸岡清; "非線形方向性結合器で構成された光共振器の特性", 電気学会論文誌 A 分冊, Vol.123, No.12, pp.1166-1173 (2003).
- [4] 森山, 岸岡; "非線形グレーティング光導波路のモード結合特性", 平成 20 年電気関係関西支部大会, G8-21, (2008 年 11 月).

- [5] 森山, 岸岡; "非線形方向性結合器の反復法による解析とその特性", 大阪電気通信大学研究論集(自然科学編), 第43号, pp.13-26, (2008).
- [6] D.A.B.Miller; "Refractive Fabry-Perot Bistability with Linear Absorption; Theory of Operation and Cavity Optimization", IEEE, J. Quantum Electron., Vol.QE-17, No.3, pp.306-311 (1981).
- [7] K.Ogusa, H. Li and T.kamizono; "Analysis of Transient Optical Bistability and Stability in a Nonlinear Fabry-Perot Resonator Based on an Iterative Method", Opt. Review, Vol.5, No.3, pp.185-190 (1987).
- [8] 神園, 李, 小楠; "反復法による非線形ファブリ・ペロ共振器の光双安定性と不安定性の解析", 電子情報通信学会総合大会, C-4-6, p.379 (1998).
- [9] 岸岡, 山本; "縦続非線形ファブリペロ共振器の一解析法", 電気学会論文誌 C 分冊, Vol.125, No.3, pp.530-531 (2005).
- [10] 岸岡, 山本; "縦続接続された非線形ファブリー・ペロー光共振器の特性", 光学, 第36巻, 4号, pp.200-207 (2007).
- [11] 山本, 岸岡; "従属非線形ファブリペロ共振器の双安定特性", 平成15年電気関係関西支部大会, G9-7, (2003年11月).
- [12] 岸岡清; "従続非線形ファブリペロ共振器の双安定特性", 輻研資料, RS12-06 (2012年7月).

単一欠陥のある矩形溝周期表面からの TE平面波散乱理論

田村安彦¹

(京都工芸繊維大学大学院 工芸科学研究科 電子システム工学部門)

服部一裕

((株)前川製作所 技術研究所 基盤技術開発 G)

¹ ytamura@kit.ac.jp

2013年3月15日 (金)

輻射科学研究会

(於 関西大学千里山キャンパス 第4学舎 3号館 2階 3201教室)

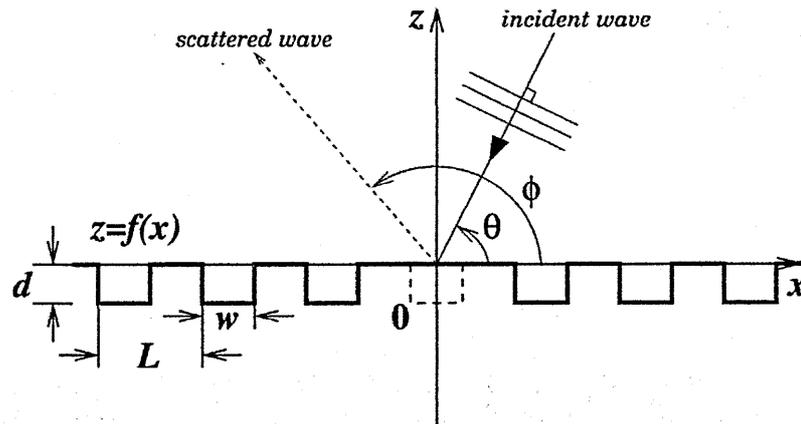


図1 問題の座標系

概要

本報告は、単一欠陥を持つ矩形溝周期表面からの TE 平面波散乱を扱っている。単一欠陥により生じる散乱波動場を満たす新しい積分方程式を導出している。数値的に積分方程式を精度高く解き、散乱断面積と光学定理を示している。TM 平面波入射時にインコヒーレントウッズアノマリを生じる臨界散乱角において、散乱断面積角度分布上に尖った先端を持つピークが現れることを新たに指摘している。

1 はじめに

周期構造は、分光・フィルター・カップラー・漏洩波アンテナなどに広く用いられており、その回折特性の解析は光学や電磁波工学の分野において重要である。そのため、様々な周期構造からの波動散乱・回折特性が議論されているが、これらは幅が無大で完全な周期性を持つものとした、フロケの形を前提とする解析がほとんどである [1]。一方、現実の周期構造は有限幅構造であり端部やエッジを持つ、あるいは製造工程に伴う構造欠陥を持つ意味での不完全性が常に存在する。従って、そのような不完全性の散乱・回折特性へ影響を詳細に検討することが必要である。しかしながら、不完全な周期構造を扱った理論解析は多くない。

本報告では、既知の位置に単一欠陥を持つ完全導体矩形溝周期表面からの TE 平面波散乱を再解析する (図 1)。この解析は論文 [2] において始めてなされ、波動場を欠陥の無い完全な矩形溝周期表面によるコヒーレント波動場と欠陥の存在によるインコヒーレント波動場に分離して解析する方法の提案と種々の数値計算結果を示した。同じく TM 平面波入射に関する解析 [3] では、矩形溝周期表面の周期と入射波波長の比で定まる特定の散乱角において、インコヒーレント波動場の散乱断面積角度分布が鋭いピークを持つことを指摘した。これはランダム系では従来知られていたインコヒーレントウッズアノマリ [4, 5] が、決定論的な系においても生じることを示すものである。しかしながら、これら重要な成果を得たものの、解析精度の意味では特に TM 波入射の場合は必ずしも精度の良い解は得られず、高精度な解を求めることが課題として残っている。一方、欠陥位置がランダムな場合の解析は確率汎関数法を適用して行われた [6]。等確率で欠陥を生じる場合に、平均波動場からのずれを表す一次のインコヒーレント散乱に対する散乱断面積と光学定理を計算した。

本報告では TM 波入射の手順 [3] に従い、TE 波入射時のインコヒーレント波動場を満たす新しい積分方程式を導出する。次に、この積分方程式を、対角近似解を初期値とする逐次近似法 [3] と求積法の二種類の方法で数値的に解く。インコヒーレント散乱断面積と光学定理を計算し示す。今回の解析ではどちらの方法でも論文 [2] よりも精度の高い数値解が得られることを示す。更に、臨界散乱角、すなわち、TM 波入射の場合のインコヒーレントウッズアノマリを生ずる散乱角において、インコヒーレント波動場の散乱断面積角度分布上に、尖った先端を持つピークが現れることを示す。このピークは裸の伝搬因子 (スペクトル領域での二次元グリーン関数の主要部) がそなえる分岐点の特異性から生じることを指摘する。

本報告においては、時間因子を $e^{-2\pi i f t}$ (f_i は周波数) として省略する。

2 問題の定式化

既知の単一欠陥を持つ矩形溝周期表面からの TE 平面波散乱を考える (図 1)¹。

2.1 単一欠陥を持つ矩形溝周期表面

単一欠陥を持つ矩形溝周期表面は完全導体からなり、数学的には

$$z = f(x) = f_p(x) + d u(x|w) \quad (1)$$

$$f_p(x) \equiv -d \sum_{g=-\infty}^{\infty} u(x - gL|w) \quad (2)$$

と書ける。ここで、 w, d は一つの矩形溝の幅と深さ、 L は矩形溝の周期を表す。 $f_p(x)$ は $f_p(x+L) = f_p(x)$ を満たす周期関数である。 $u(x|w)$ はゲート関数²

$$u(x|w) = \begin{cases} 1, & |x| \leq w/2 \\ 0, & |x| > w/2 \end{cases} \quad (3)$$

であり、直交性 $u(x-gL|w)u(x-g'L|w) = \delta_{gg'}u(x-gL|w)$ を満たす。 $\delta_{gg'}$ はクロネッカーデルタ： $\delta_{gg'} = 1$ ($g = g'$), 0 ($g \neq g'$) である。 $u(x|w)$ のフーリエ変換は

$$U(s) = \int_{-\infty}^{\infty} u(x|w)e^{isx} dx = w \operatorname{sinc}(sw/2) \quad (4)$$

で、 $\operatorname{sinc}(\alpha) \equiv \sin(\alpha)/\alpha$ である。補助関数 $s_l(s)$ ($l = 0, \pm 1, \dots$) を導入しておく。

$$s_l(s) = \int_{-\infty}^{\infty} u(x|w) \sin(lk_w(x+w/2))e^{isx} dx = \frac{1}{2i} \{U(s+lk_w)e^{il\frac{\pi}{2}} - U(s-lk_w)e^{-il\frac{\pi}{2}}\} \quad (5)$$

ここで $k_w = \pi/w$ と置いた。 $|s| \rightarrow \infty$ に対して $s_l(s) = O(1/s^2)$ である。

2.2 波動場の表現

TE 平面波入射に対する電界の y 成分を全波動場 $\psi(x, z)$ とすると、 $z > f(x)$ において二次元波動方程式:

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2 + k^2)\psi(x, z) = 0 \quad (6)$$

と表面 $z = f(x)$ 上でのディリクレ条件:

$$\psi(x, z) \Big|_{z=f(x)} = 0 \quad (7)$$

を満たす。まずは、矩形溝の外部領域 $z \geq 0$ での波動場を議論する。 $\psi(x, z)$ をコヒーレント波動場 (欠陥が無い場合 $z = f_p(x)$ の全波動場) $\psi_c(x, z)$ とインコヒーレント波動場 (欠陥の存在によるコヒーレント波動場からのずれ) $\psi_s(x, z)$ の和で書く。

$$\psi(x, z) = \psi_c(x, z) + \psi_s(x, z) \quad (8)$$

影理論 [7, 8] より、コヒーレント波動場は一次励振 $\psi_e(x, z)$ と未知の回折波動場 $\psi_d(x, z)$ の和で書ける。

$$\psi_c(x, z) = \psi_e(x, z) + \psi_d(x, z) \quad (9)$$

一次励振は

$$\psi_e(x, z) = \psi_i(x, z) - \psi_i(x, -z) = -ikz \frac{2\beta(p)}{k} e^{-ipx} \operatorname{sinc}(\beta(p)z) \quad (10)$$

¹論文 [2] とはフーリエ変換 (波数パラメータの符号反転) と散乱角の定義 ($-x$ からの仰角 $\rightarrow +x$ からの仰角) を変更している。

²厳密に言えば、 $u(x|w)$ 自体では矩形溝の側壁を表現出来ない。しかしながら、このこと自体はこの報告での全ての議論に何ら影響しない。

で与えられ、 $\psi_i(x, z)$ は入射 TE 平面波である。

$$\psi_i(x, z) = e^{-ipx - i\beta(p)z}, p = k \cos \theta \quad (11)$$

ここで、 p は入射波動ベクトルの x -成分である。 $k \equiv 2\pi/\Lambda$ は自由空間中の波数で、 Λ は対応する波長である。 θ ($0 \leq \theta \leq \pi$) は入射角である (図 1)。一次励振 ψ_e は水平入射 $p = \pm k$ ($\theta = 0, \pi$) において消滅する。裸の伝搬因子 $\beta(s)$ は二価関数

$$\beta(s) = \sqrt{k+s}\sqrt{k-s} \quad \beta(0) = k \quad (12)$$

により定義する。その二つの分岐線は複素 s -平面上において分岐点 $s = k$ から $k + i\infty$ 、分岐点 $s = -k$ から $-k - i\infty$ へ至る虚 s -軸上に平行な直線にとる。このとき、 $Im \beta(s) \geq 0$ を満たす (Im は虚数部)。フロケの定理 [9] と影理論 [7,8] により、未知の回折波動場の可能な形は

$$\psi_d(x, z) = \frac{2\beta(p)}{k} e^{-ipx} \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(p) e^{-ink_L x + i\beta(p+nk_L)z} \quad (13)$$

となる。 $\psi_d(x, z)$ は波動方程式 (6) と無限遠方 $z \rightarrow \infty$ での放射条件を満たす。ここで $u_n(p)$ ($n = 0, \pm 1, \dots$) は未知の散乱因子である。 n 次の散乱因子は $\theta^{(n)}$ 方向へと伝搬する n 次回折波の振幅、もしくは z の増大に応じて減衰するエバネッセント波の振幅因子を表す。 $\theta^{(n)}$ は n 次の回折角 $\theta^{(n)} = \pi - \cos^{-1}(\cos \theta + n\Lambda/L)$, ($n = 0, \pm 1, \dots$) である。 $k_L \equiv 2\pi/L$ は基本のブラッグベクトルである。影理論が成立する場合 $u_n(p)$ ($n = 0, \pm 1, \dots$) はあらゆる入射 p に関し有限で、 ψ_d は水平入射 $p = \pm k$ において消滅する。更に、未知のインコヒーレント波動場 $\psi_s(x, z)$ は波動方程式 (6) の解であり、欠陥領域の有限性から無限遠方 $\sqrt{x^2 + z^2} \rightarrow \infty$ でのゾンマーフェルトの放射条件 (距離依存性 $O(1/\sqrt{x^2 + z^2})$ を呈する) を満たすから、フーリエ積分を用いた表現で書ける。

$$\psi_s(x, z) = e^{-ipx} \int_{-\infty}^{\infty} a(s|p) e^{-isx + i\beta(p+s)z} ds \quad (14)$$

ここで、 $a(s|p)$ は未知のスペクトル関数¹である。影理論は本来、移動不変性のある (平坦状態からの) 変形境界における平面波の振舞いに関する理論であるが、論文 [2] での光学定理の入射角依存性の結果からは ψ_s 自体も $\beta(p)$ の依存性を持つこと、すなわち影理論の形に書けることが強く示唆される。よって

$$a(s|p) = \frac{2\beta(p)}{k} \hat{a}(s|p) \quad (15)$$

とおく。 $|\hat{a}(s|\pm k)|$ は有限であるべきである。欠陥の無い場合はもちろん $\psi_s \equiv 0$ である。

2.3 光学定理と散乱断面積

欠陥の無い場合、すなわちコヒーレント波動場においては、恒等式 $\text{div}\{Im(\psi^* \text{grad } \psi)\}/k = 0$ より光学定理が導かれる。

$$\frac{\beta(p)}{k} = \frac{\beta(p)}{k} \left| \frac{2\beta(p)u_0(p)}{k} - 1 \right|^2 + \frac{1}{k} \sum_{n \neq 0} \left| \frac{2\beta(p)u_n(p)}{k} \right|^2 Re \beta(p + nk_L) \quad (16)$$

ここで、 $*$ は複素共役、 Re は実部を表す。光学定理 (16) の左辺は単位長さ当たりの入射電力、右辺は単位長さ当たりの回折電力の総和を表す。光学定理 (16) の両辺を入射電力 $\beta(p)/k$ で規格化すれば、規格化光学定理

$$1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n(p) \quad (17)$$

$$\eta_0(p) = \left| 2\beta(p)u_0(p)/k - 1 \right|^2 \quad (18)$$

$$\eta_n(p) = 4|u_n(p)/k|^2 \beta(p) Re \beta(p + nk_L) \quad (n \neq 0) \quad (19)$$

¹フーリエ積分核としての $a(s|p)$ への要請は、絶対可積分性である。更には (14) は、 x, z に関する (少なくとも 1 回の) 偏微分性が保証されればよい。従って、 $z > 0$ において $a(s|p)e^{i\beta(p+s)z}$, $(p+s)a(s|p)e^{i\beta(p+s)z}$, $\beta(p+s)a(s|p)e^{i\beta(p+s)z}$ が絶対可積分であれば、電磁界の全成分が存在する。逆に言えば、これ以外の条件は必要ではない。例えば、 $a(s|p)$ 自体は実 s -軸上で s について微分可能でなくとも、区分的連続性あるいは可積分特異性があってもよいことになる。

を得る。ここで $\eta_n(p)$ は n 次回折波の回折効率である。影理論に基づく表現では水平入射 $\beta(p) = 0$ においても回折効率が合理的に定義できていることに注意されたい。欠陥がある場合、光学定理を同様に導出すれば [2]

$$P_c = \Phi_s \quad (20)$$

$$P_c = -\frac{2}{k} \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_{c_n}(p) \quad (21)$$

$$p_{c_0}(p) = \beta(p) \operatorname{Re} \{a(0|p)(2\beta(p)u_0^*/k - 1)\} \quad (22)$$

$$p_{c_n}(p) = \operatorname{Re} \beta(p + nk_L) \operatorname{Re} \{a(nk_L|p)u_n^*(p)\} \frac{2\beta(p)}{k} \quad (23)$$

$$\Phi_s = \frac{L}{2\pi} \int_0^\pi \sigma(\phi|\theta) d\phi \quad (24)$$

$$\sigma(\phi|\theta) = 2\pi k \sin^2 \phi |a(-k \cos \phi - p|p)|^2 / L \quad (25)$$

$$= 8\pi k \sin^2 \phi \sin^2 \theta |\hat{a}(-k \cos \phi - p|p)|^2 / L \quad (26)$$

である。これは有限系における前方散乱定理の拡張であり、 n 次回折角 $\theta^{(n)}$ 方向の散乱波振幅の減少がインコヒーレント散乱電力へ移行することを示している。ここで、 $\sigma(\phi|\theta)$ は散乱断面積、 ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi$) は散乱角である (図 1)。

2.4 矩形溝内部の波動場表現

ここでは、矩形溝の内部領域 $0 > z \geq f(x)$ での波動場を議論しよう。内部領域においても全波動場 $\psi(x, z)$ をコヒーレント波動場 $\psi_g(x, z)$ とインコヒーレント波動場 $\psi_0(x, y)$ の和で書く。

$$\psi(x, z) = \psi_g(x, z) + \psi_0(x, z) \quad (27)$$

モード展開法 [1] と影理論 [7, 8] より、 $\psi_g(x, z)$ は

$$\psi_g(x, z) = \frac{2\beta(p)}{k} \sum_{g=-\infty}^{\infty} u(x - gL|w) e^{-ipgL} \sum_{m=1}^{\infty} Q_m(p) \sin(mk_w(x + w/2 - gL)) \frac{\sin(\gamma_m(z + d))}{\gamma_m} \quad (28)$$

と書ける。ここで、 $Q_m(p)$ はコヒーレント波動場の未知 n 次展開係数、 $\gamma_m = \sqrt{k^2 - (mk_w)^2}$ は m 次導波モードの伝搬定数である。更に、 $\psi_0(x, z)$ は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \psi_0(x, z) = & \sum_{g=-\infty}^{\infty} u(x - gL|w) e^{-ipgL} \sum_{m=1}^{\infty} q_m^{(g)}(p) \sin(mk_w(x + w/2 - gL)) \frac{\sin(\gamma_m(z + d))}{\gamma_m} \\ & - \frac{2\beta(p)}{k} u(x|w) \sum_{m=1}^{\infty} Q_m(p) \sin(mk_w(x + w/2)) \frac{\sin(\gamma_m(z + d))}{\gamma_m} \end{aligned} \quad (29)$$

ここで、 $q_m^{(g)}(p)$ は g 番目の矩形溝からの影響を表す未知 m 次の補正展開係数である。モード展開表現 (28), (29) は矩形溝壁面上の境界条件を自動的に満たしていることに注意されたい。 ψ_0 に対し影理論が成り立つと仮定すれば

$$q_m^{(g)}(p) = \frac{2\beta(p)}{k} \hat{q}_m^{(g)}(p) \quad (30)$$

とおける。 $|\hat{q}_m^{(g)}(p)|$ は有限であるべきである。欠陥が無い場合、 $\psi_0 \equiv 0$ である。

2.5 基本方程式

境界条件 (6) と境界 $|x - gL| < w/2, z = 0$ ($g = 0, \pm 1, \dots$) での電磁界接線成分の連続性から、コヒーレント波動場に対する二つの基本方程式が得られる。

$$u_i(p) = \frac{d}{L} \sum_{m=1}^{\infty} Q_m(p) \operatorname{sinc}(\gamma_m d) s_m(p + lk_L) \quad (31)$$

$$\frac{w}{2} \cos(\gamma_l d) Q_l(p) = -iks_l(-p) + i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta(p+nk_L) u_n(p) s_l(-p-nk_L) \quad (32)$$

同様に、インコヒーレント波動場に対する二つの基本方程式を得る。

$$\hat{a}(s|p) = \frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} s_m(p+s) \text{sinc}(\gamma_m d) \left\{ \sum_{g=-\infty}^{\infty} e^{isgL} \hat{q}_m^{(g)}(p) - Q_m(p) \right\} \quad (33)$$

$$\frac{w}{2} \cos(\gamma_l d) \hat{q}_l^{(g)}(p) = i(1-\delta_{g0}) \int_{-\infty}^{\infty} \beta(p+s) s_l(-p-s) \hat{a}(s|p) e^{-isgL} ds \quad (34)$$

論文 [2] では、基本方程式からまず $Q_m(p)$ を求め、それを用いてインコヒーレント波動場の基本方程式から \hat{a} を消去して $\hat{q}_m^{(g)}$ が満たす行列方程式を得た。本報告では、TM 波入射の場合の手順により $\hat{a}(s|p)$ が満たす新しい積分方程式を得ることとする。以下では、任意の m について $\cos(\gamma_m d) \neq 0$ である場合に限定して議論する。基本方程式 (31)-(32) において $Q_m(p)$ を消去すると散乱因子 u_l が満たすべき無限次元行列方程式

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} [\delta_{nl} - \beta(p+l k_L) M(p+n k_L, p+l k_L)] u_l(p) = -k M(p+n k_L, p) \quad (35)$$

を得る。ここで、 $M(s, s')$ は結合因子もしくはランダム系で言うところのマスオペレータ [10] である。

$$M(s, s') = \frac{2i}{Lw} \sum_{m=1}^{\infty} s_m(s) s_m(-s') \tan(\gamma_m d) \gamma_m^{-1} \quad (36)$$

同様に、基本方程式 (33)-(34) から $\hat{q}_m^{(g)}(p)$ を消去することで、 $\hat{a}(s|p)$ が満たす積分方程式

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-\infty}^{\infty} [\delta_{nl} - \beta(p+s+l k_L) M(p+s+n k_L, p+s+l k_L)] \hat{a}(s+l k_L|p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} s_m(p+s+n k_L) Q_m(p) \text{sinc}(\gamma_m d) - \frac{1}{k_L} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(p+s') M(p+s+n k_L, p+s') \hat{a}(s'|p) ds' \end{aligned} \quad (37)$$

を得る。(37) は TM 波入射の場合の積分方程式 (論文 [3] の (32) 式) に対応する。これは散乱過程としては、完全な矩形溝周期表面からの波動と欠陥の存在による波動の結合を表現する [3]。すわなち、左辺の $M(p+s+n k_L, p+s+l k_L)$ は前者による離散的なブラッグカップリングを、右辺の $M(p+s+n k_L, p+s')$ は後者の連続的なブラッグカップリングを示している。

2.6 単一散乱近似解と対角近似解

積分方程式 (37) において $M \equiv 0$ とおくと、単一散乱近似解 \hat{a}_S

$$\hat{a}_S(s|p) = -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} s_m(p+s) \text{sinc}(\gamma_m d) Q_m(p) \quad (38)$$

が得られる。この解は (33) における補正項 $\hat{q}_m^{(g)}$ を無視することでも得られる。(38) は欠陥のまわりの矩形溝の影響を無視した最も粗い近似解 [2] である。(37) の右辺の積分項を無視すると対角近似解 \hat{a}_D が得られる。

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-\infty}^{\infty} [\delta_{nl} - \beta(p+s+l k_L) M(p+s+n k_L, p+s+l k_L)] \hat{a}_D(s+l k_L|p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} s_m(p+s+n k_L) Q_m(p) \text{sinc}(\gamma_m d) \end{aligned} \quad (39)$$

3 行列方程式と積分方程式の評価

3.1 完全な矩形溝周期表面

無限次元行列方程式 (35) を解くため、散乱因子に対する打切次数 N_u と結合因子に対する打切次数 N_M を導入すると、 $(2N_u + 1)$ 次行列方程式が得られる。

$$\sum_{l=-N_u}^{N_u} [\delta_{nl} - \beta(p + lk_L)M(p + nk_L, p + lk_L)]u_l(p) = -kM(p + nk_L, p) \quad (-N_u \leq n \leq N_u) \quad (40)$$

3.2 単一欠陥矩形溝周期表面

具体的に積分方程式 (37) を解くためには、(37) の右辺第二項の積分に対し実 s -軸上で中心を $s = -p$ とする適当な帯域制限を設定する必要がある。しかしながらこれは独立して設定は出来ず、左辺との関係で決める。ここでは左辺に関する打切次数 N_a 、右辺第一項に関する打切次数 N_m を導入すると、積分帯域を $[-N_a k_L - p, N_a k_L - p]$ とする数値計算に適した式

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-N_a}^{N_a} [\delta_{nl} - \beta(p + s + lk_L)M(p + s + nk_L, p + s + lk_L)]\hat{a}(s + lk_L|p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{N_m} s_m(p + s + nk_L)Q_m(p) \operatorname{sinc}(\gamma_m d) - \frac{1}{k_L} \int_{-N_a k_L - p}^{N_a k_L - p} \beta(p + s')M(p + s + nk_L, p + s')\hat{a}(s'|p)ds' \\ & \quad (-N_a \leq n \leq N_a) \end{aligned} \quad (41)$$

を得る。(41) を評価するアプローチは二つある。一つは TM 平面波入射の積分方程式を解く際に用いた逐次近似法 [3] と、もう一つは求積法である。いずれの方法を用いるにせよ、積分区間 $[-N_a k_L - p, N_a k_L - p]$ を適当なサンプリング点 \bar{s}_j を用いて部分区間に分割する必要がある。(41) の左辺における $\hat{a}(s|p)$ の現れ方を考慮すると、閉区間 $[-p, k_L - p]$ のみを分割すれば十分であり、その不等間隔サンプリング点 \bar{s}_j を

$$-p \equiv \bar{s}_0 < \bar{s}_1 < \dots < \bar{s}_N \equiv k_L - p \quad (42)$$

としておく。ここで N は分割数である。(42) より、全閉区間 $[-N_a k_L - p, N_a k_L - p]$ を幅 k_L の $2N_a$ 個の部分区間に分割し、そして個々の部分区間を N 個の部分区間へと分割することになる。残りのサンプリング点は自動的に

$$\bar{s}_{mN+j} = \bar{s}_j + mk_L, \quad (0 \leq j \leq N, -N_a \leq m \leq N_a - 1) \quad (43)$$

で与えられる。よって、(41) は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-N_a N}^{N_a N} \left[\delta_{nl} - \sum_{m=-N_a}^{N_a} \beta(p + \bar{s}_l)M(p + \bar{s}_n, p + \bar{s}_l)\delta_{n-mN, l} \right] \hat{a}(\bar{s}_l|p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{N_m} s_m(p + \bar{s}_n)Q_m(p) \operatorname{sinc}(\gamma_m d) - \frac{1}{k_L} \int_{-N_a k_L - p}^{N_a k_L - p} \beta(p + s')M(p + \bar{s}_n, p + s')\hat{a}(s'|p)ds' \\ & \quad (-N_a N \leq n \leq N_a N) \end{aligned} \quad (44)$$

(41) を解いてサンプリング系列 $\hat{a}(\bar{s}_j|p)$ が得られれば、例えば線形補間により全閉区間 $[-N_a k_L - p, N_a k_L - p]$ における $\hat{a}(s|p)$ を復元できる。ここで、閉区間 $[-p, k_L - p]$ での二つの重要なサンプリング点 $k_+ - p, k_- - p$

$$k_+ \equiv fmod(k, k_L) \quad (45)$$

$$k_- \equiv fmod(-k, k_L) + k_L = k_L - k_+ \quad (46)$$

を導入しておく。 $fmod(a, b)$ は a の b による (実数の意味での) 剰余を表す。 k_+ はレーリー波数 $+k$ とその派生 $k + nk_L$ 、 k_- はレーリー波数 $-k$ とその派生 $-k + nk_L$ に関する点である。

逐次近似法 (44) に逐次近似を適用すれば、 $(2NN_a + 1)$ -次の行列方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-N_a N}^{N_a N} \left[\delta_{nl} - \sum_{j=-N_a}^{N_a} \beta(p + \tilde{s}_l) M(p + \tilde{s}_n, p + \tilde{s}_l) \delta_{n-jN, l} \right] \hat{a}^{(m)}(\tilde{s}_l | p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{j=1}^{N_m} s_j(p + \tilde{s}_n) Q_j(p) \text{sinc}(\gamma_j d) + I^{(m-1)}(\tilde{s}_n) \end{aligned} \quad (47)$$

$$I^{(m)}(s) = -\frac{1}{k_L} \int_{-N_a k_L - p}^{N_a k_L - p} \beta(p + s') M(p + s, p + s') \hat{a}^{(m)}(s' | p) ds' \quad (48)$$

$\hat{a}^{(1)} = \hat{a}_D$ を初期の推定値に用いる。 $\hat{a}^{(m)}$ から $I^{(m)}$ を計算し行列方程式を解いて $\hat{a}^{(m+1)}$ を求める。これを収束するまで逐次的に繰り返す。

求積法 (44) の積分項にサンプリング点 \tilde{s}_j に基づく求積法を適用すれば、

$$\int_{-N_a k_L - p}^{N_a k_L - p} \beta(p + s') M(p + \tilde{s}_n, p + s') \hat{a}(s' | p) ds' \approx \sum_{l=-N_a N}^{N_a N} \beta(p + \tilde{s}_l) M(p + \tilde{s}_n, p + \tilde{s}_l) \hat{a}(\tilde{s}_l | p) \Delta_l$$

となる。ここで、 Δ_l は用いた求積法により定まる重みである。よって、 $(2NN_a + 1)$ -次の行列方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{l=-N_a N}^{N_a N} \left[\delta_{nl} - \sum_{m=-N_a}^{N_a} \beta(p + \tilde{s}_l) M(p + \tilde{s}_n, p + \tilde{s}_l) \delta_{n-mN, l} + \beta(p + \tilde{s}_l) M(p + \tilde{s}_n, p + \tilde{s}_l) \Delta_l k_L^{-1} \right] \hat{a}(\tilde{s}_l | p) \\ &= -\frac{d}{2\pi} \sum_{m=1}^{N_m} s_m(p + \tilde{s}_n) Q_m(p) \text{sinc}(\gamma_m d) \end{aligned} \quad (49)$$

行列方程式を (一回だけ) 解いて \hat{a} を求める。同じ分割数 N であれば、数値積分処理の不要な分だけ (49) の演算強度は (47) のそれよりも十分小さくなることが予想される。

4 数値計算

4.1 欠陥の無い矩形溝周期表面

コヒーレント波動場に関する計算パラメータを以下のように定める。

$$w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, L = 1.7\Lambda \text{ or } L = 2\Lambda, N_u = 10, N_M = 15 \quad (50)$$

これより $L = 1.7\Lambda$ に対しては $k_L = 0.5882k, k_+ = 0.4118k = 0.7k_L, k_- = 0.1765k = 0.3k_L$ 、 $L = 2\Lambda$ に対しては $k_L = 0.5k, k_+ = 0, k_- = k_L$ となる。後者は TM 波入射の場合はいわゆるダブルアノマリ条件を満たす周期に相当する。光学定理の誤差 OPT_{err} を

$$OPT_{err} \equiv \left| 1 - \sum_{|n| \leq N_u} \eta_n(p) \right| \quad (51)$$

とする。図 2 は規格化光学定理 (19) の入射角依存性である。光学定理の誤差は $OPT_{err} < 1.34 \times 10^{-15}$ ($L = 1.7\Lambda$), 1×10^{-15} ($L = 2\Lambda$) であり、倍精度演算の仮数部の範囲内でほぼ零に等しい高精度な結果が得られる。

4.2 単一欠陥を持つ矩形溝周期表面

次のパラメータを

$$N_a = 18(L = 1.7\Lambda), 10(L = 2\Lambda), N = 50 \quad (52)$$

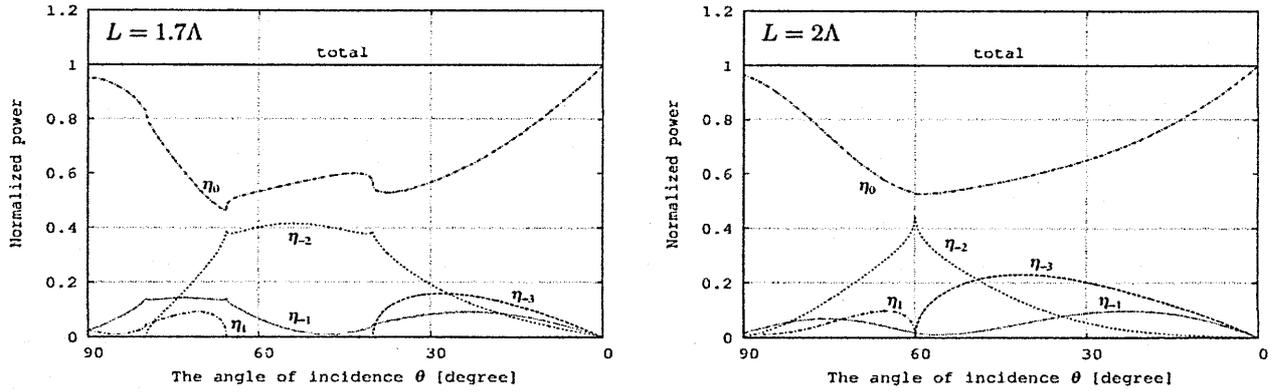


図 2 完全矩形溝周期表面での規格化光学定理の入射角依存性 ($w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, L = 1.7\Lambda, 2\Lambda, N_u = 10, N_M = 15$)

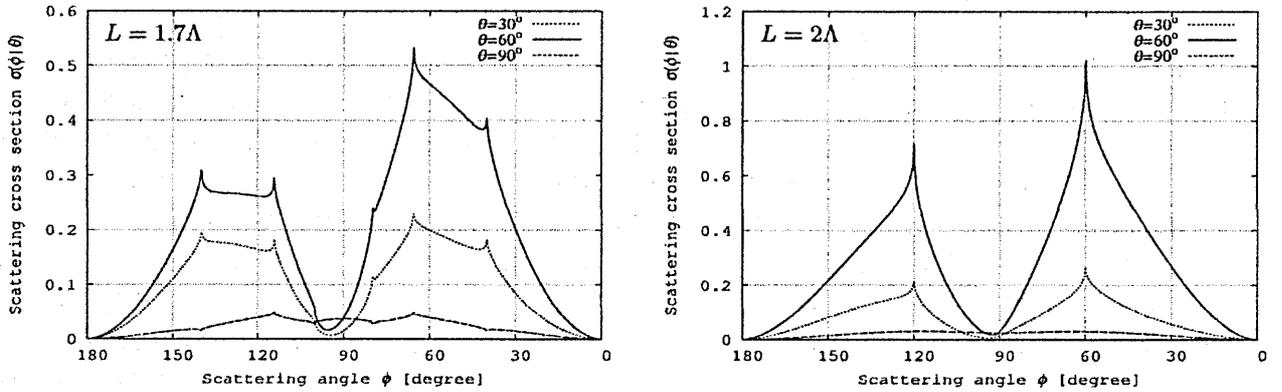


図 3 散乱断面積 $\sigma(\phi|\theta)$ ($\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, L = 1.7\Lambda, 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15, N_a = 10, N = 50$) 不等間隔分割による求積法による計算。

導入すると、(44) の積分項の半帯域幅は各々 $18kL = 10.5876k, 10k_L = 5k$ となる。不等間隔に対する台形公式¹を用いる。

$$\begin{aligned}
 \Delta_{nN+j} &= \Delta_j = \frac{\tilde{s}_{j+1} - \tilde{s}_{j-1}}{2} & (0 \leq j \leq N, -N_a \leq n \leq N_a, |nN+j| \neq N_aN) \\
 \Delta_{-N_aN} &= \frac{\tilde{s}_{-N_aN+1} - \tilde{s}_{-N_aN}}{2} = \frac{\tilde{s}_1 - \tilde{s}_0}{2} \\
 \Delta_{N_aN} &= \frac{\tilde{s}_{N_aN} - \tilde{s}_{N_aN-1}}{2} = \frac{\tilde{s}_N - \tilde{s}_{N-1}}{2}
 \end{aligned} \tag{53}$$

インコヒーレント波動場に関する光学定理の誤差 OPT_{err2} を以下で定義しておく。

$$OPT_{err2} \equiv |1 - P_c/\Phi_s| \tag{54}$$

散乱断面積 図 3 は入射角 $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ における散乱断面積 $\sigma(\phi|\theta)$ である。入射角に依存しない特定の散乱角において鋭い (正確には尖った先端を持つ) ピークやディップもしくはコーナー的な変化を示している。

¹具体的には、閉区間 $[-p, -p+k_L]$ を $[-p, -p+\delta], [-p+\delta, -p+k_L-\delta], [-p+k_L-\delta, -p+k_L]$ に三分割し、各々の区間全体の重み付けを $4/7, 1/7, 2/7$ にしている。ここでは、 $\delta = 0.05k = 0.1k_L$ とした。各区間でのサンプリング点の個数はそのような重みに従って割り当てる。

$L = 1.7\Lambda$ では散乱角 $\phi = 40.11917^\circ, 65.68426^\circ, 79.83575^\circ, 100.1642^\circ, 114.3157^\circ, 139.8808^\circ$ に、 $L = 2\Lambda$ では散乱角 $\phi = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ に現れる。結論から言えば、これらの散乱角は次式で与えられる臨界角

$$\phi_{\pm}^{[l]} = \cos^{-1}(\pm 1 - l\Lambda/L), \quad (l = 0, \pm 1, \dots) \quad (55)$$

と一致する。臨界角は TM 波入射の場合に、散乱断面積の角度分布上のスパイクとして発現するインコヒーレントトゥズアノマリを与える角度¹である [3]。そのようなインコヒーレントトゥズアノマリは矩形溝周期表面上に沿って伝搬する複素導波表面波と欠陥による散乱波との結合により生じる。しかしながら TE 波入射においては、矩形溝周期表面が対応する複素導波表面波を持たないため、同様な結合を生じない。従って、TE 波入射におけるピークは別のメカニズムを持つと考えられる。これは後で議論する。

光学定理 以下の計算と議論は $L = 2\Lambda$ の場合である。求積法と逐次近似法を含めて、図 4 にインコヒーレント波動場に関する光学定理の入射角依存性を示す。エネルギー誤差は 0.5% 未満である。明らかに、今回の数値計算は論文 [2] と比較して高精度な結果を与えていることが分かる。図 5 は求積法と 16 回-逐次近似による散乱断面積の比較である。両者はグラフ上でほとんど一致することが分かる。実際、エネルギー誤差は各々で 0.176%、0.412% となる。両者の結果はほぼ十分な解析精度を示している。しかしながら、その CPU 時間は例えば、図 4 の場合各々 2833sec、718862sec (デュアル Xeon E5-2687W のワークステーション) となり、圧倒的に前者の方が短い時間である。これは逐次近似にかかる時間もさることながら、数値積分 (48) の評価に時間を要するためである。

散乱断面積角度分布上のピーク 入射角 $\theta = 30^\circ, 60^\circ$ での図 3 の $\sigma(\phi|\theta)$ 上のピークを議論するため、図 6 に参照解 (求積法)、単一散乱近似解、及び対角近似解による散乱断面積を示しておく。明らかに、単一散乱近似解は $\phi = 60^\circ, 120^\circ$ においてピークを持たない。一方、対角近似解は参照解と同様にピークを持っている。単一散乱近似解と対角近似解の表式を比較すると、そのようなピークが行列 $D(p+s) \equiv (\delta_{nl} - \beta(p+s+lk_L)M(p+s+nk_L, p+s+lk_L))$ から由来することが予想される。 D の逆行列は完全矩形溝周期表面が与えるスペクトル領域でのグリーン関数に対応する。そこで、図 7 に共振因子 $1/|\det D(s)|$ を示しておく。臨界波数 $s = \pm k - nk_L = (\pm 1 - n/2)k$ ($n = 0, \pm 1, \dots$) において鋭い (正確には尖った先端を持つ) ピークが現れることが分かる。このピークは裸の伝搬因子 $\beta(s)$ と離散的ブラッグベクトル nk_L によるその派生 $\beta(s+nk_L)$ の分岐点の特異性から由来すると考えられる。波数 s から散乱角の立場で見直すと、(55) に示した臨界散乱角そのものである。実際には例えば行列方程式 (39) として考えた場合のクラメル公式が解を与え、共振因子はその分母に由来するが、分子である励振項も考慮すべきである。図 8 に対応する励振項を付加して示しておく。これを見れば対角近似解の構成は明らかである。励振項は基本的に臨界波数では (コーナ的な) ディップを持ち、それと共振因子の (尖った先端を持つ) ピークとの寄与の程度に応じて対角近似解としてのピークかディップあるいはコーナ的な変化かが決まる。これらが散乱断面積上でピークやディップもしくはコーナ的な変化をもたらす要因となっている。ダブルアノマリ条件 $L = 2\Lambda$ では裸の伝搬因子及びその派生の分岐点がオーバーラップし、それらの特異性が重畳することで、より著しく $\sigma(\phi|\theta)$ の尖ったピークを生じ得る。実際、図 3 はそのような傾向を示している。このような裸の伝搬因子の特異性が発現することをより明らかにするため、図 9 に二種類の仮想的な散乱断面積の角度分布を入射角 $\theta = 60^\circ$ に対し $80^\circ \leq \phi \leq 160^\circ$ の範囲で示す。ただし、仮想的な散乱断面積は行列 D における裸の伝搬因子 $\beta(s)$ の分岐点を、強制的に $\pm k \rightarrow \pm(k+i0.1k)$ あるいは $\pm k \rightarrow \pm(k-i0.1k)$ へ移動させて計算するもので、実際の物理的状況とは一致しない。前者は実 s -軸から分岐点が外れることで分岐の特異性が無くなった場合 (損失媒質的挙動)、後者は実 s -軸と分岐線が交差することで実 s -軸上で不連続を生じる場合 (一種のゲイン媒質的挙動に相当) である。これらの挙動は直接的に対角近似解 (あるいは求積法等の解) ならびにその散乱断面積に反映する。前者 $\sigma(\phi|\theta)(k+i0.1k)$ は明らかに臨界散乱角 $\phi = \phi_+^{[3]} = \phi_-^{[-1]} = 120^\circ$ で鋭いピークを持たなくなる。一方、後者 $\sigma(\phi|\theta)(k-i0.1k)$ は臨界散乱角 $\phi = 120^\circ$ と $\phi = \phi_+^{[2]} = \phi_-^{[-2]} = 90^\circ$ において不連続を生じている。従って、 $\sigma(\phi|\theta)$ 上の臨界角に生じるピークは裸の伝搬因子の特異性の発現であると結論付けできる。

¹正確には臨界散乱角の極近傍であるが、詳細は省略する。

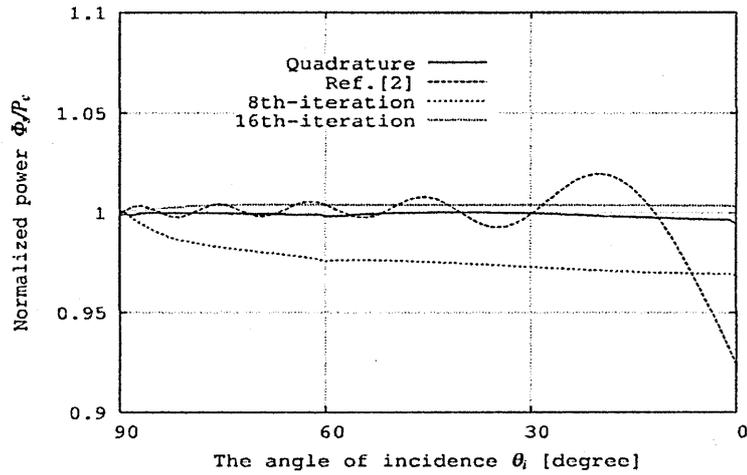


図4 インコヒーレント波動場に関する光学定理 ($L = 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15, N_a = 10, N = 50$)

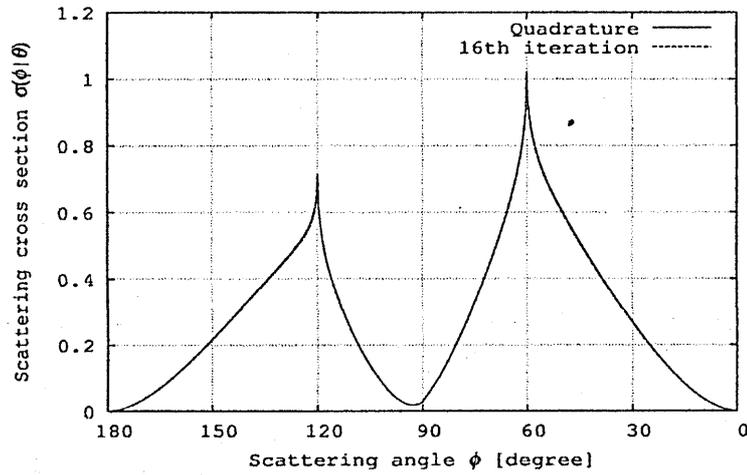


図5 求積法(図3)と16回-逐次近似による数値計算結果の比較 ($\theta = 60^\circ$)

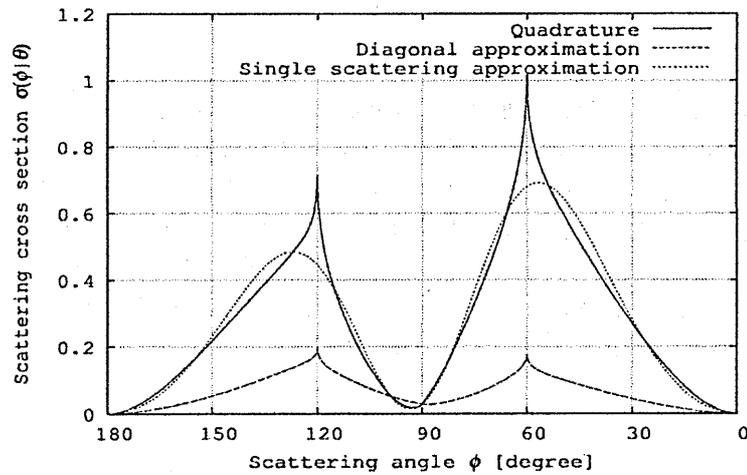


図6 参照解(求積法)、対角近似解、単一散乱近似解の比較 ($\theta = 60^\circ$) (cf. 図3)

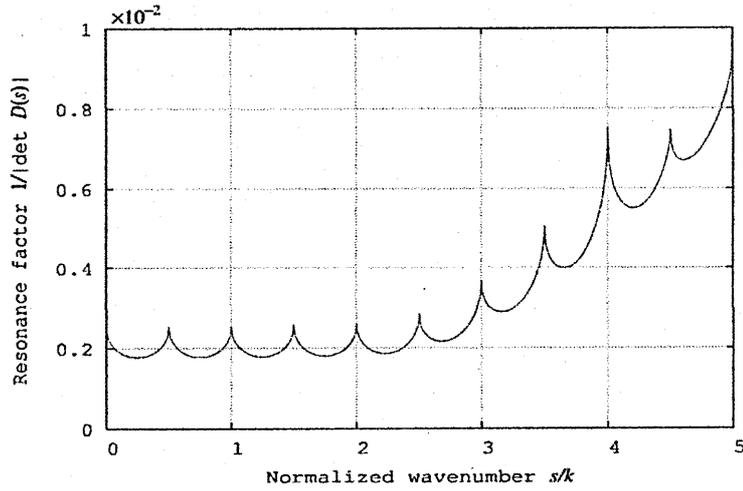


図7 共振因子 $1/|\det D(s)|$ ($L = 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15$)

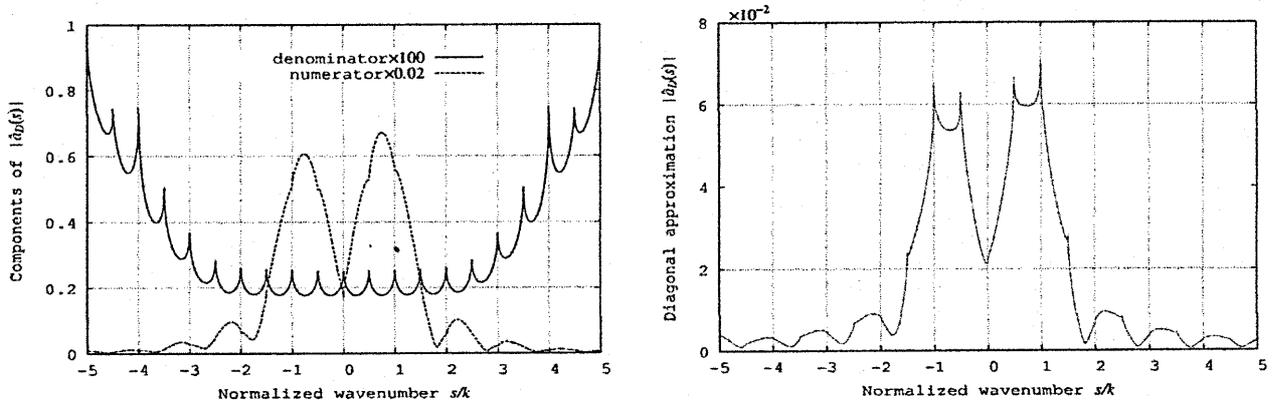


図8 対角近似解の構成要素 ($\theta = 60^\circ, L = 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15, N_a = 10, N = 50$)。左の共振因子 (分母) と励振項 (分子) の積が右図の対角近似解 $\hat{a}_D(s|p)$ を与える。散乱断面積は $|s| \leq 1$ の部分が抽出されて作られる。

相反性 最後に、裸の伝搬因子の特異性の発現に関し更に別の観点からも述べておきたい。そのため光学定理と共に解の精度評価として利用できるいわゆる相反定理¹

$$\sigma(\theta|\phi) = \sigma(\phi|\theta) \quad (56)$$

を数値的な観点でのみ示しておく。図10に $\sigma(\phi|\theta)$ ($L = 2\Lambda$) の入射角と散乱角の交換による相反定理の検証例を挙げておく。明らかに数値計算の精度内で入射角 θ と散乱角 ϕ の交換性を満たすことが分かる。これはインコヒーレント波動場に関する相反定理が成立することを示唆するが、式表現での意味の検証は今後の課題である。ここで $L = 2\Lambda$ に対する単一散乱近似解の相反性の検証結果を図11に示す。4点²を除き相反性は成立しないが、臨界散乱角 $\phi = 60^\circ, 120^\circ$ (この場合は臨界入射角と呼ぶべき) においてこれまで議論して来た尖った先端を持つピークが発現している。しかしながら、単一散乱近似解は行列 D を (一見) 持たないため、先の議論での説明が成り立たない。これに関しては次のように考える。(38) が与える単一散乱近似解 a_S は、散乱因子 u_l が満たす基本方程式の一つ (31) と本質的に同一である。すなわち、

$$u_l(p) = -k_L^{-1} \hat{a}_S(lk_L|p) \quad (57)$$

¹厳密に言えば、 $\sigma(\theta|\pi - \phi) = \sigma(\pi - \phi|\theta)$ が相反定理であり、(56) は z -軸対称性 ($\sigma(\pi - \phi|\pi - \theta) = \sigma(\phi|\theta)$) を組み合わせた交換関係である。
² $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ は (26) より明らか、 $\theta = 60^\circ$ は後方散乱方向であるため自明、 $\theta = 120^\circ$ では構造の z -軸対称性から明らかである。

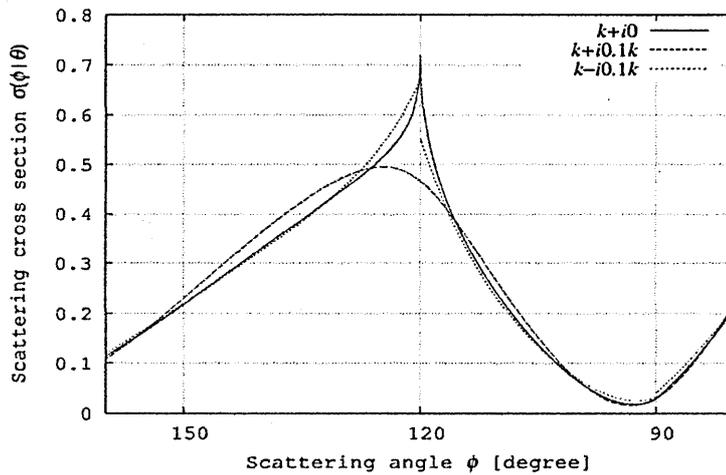


図9 裸の伝搬因子の分岐点強制移動に基づく仮想散乱断面積 $\sigma(\phi|\theta)$

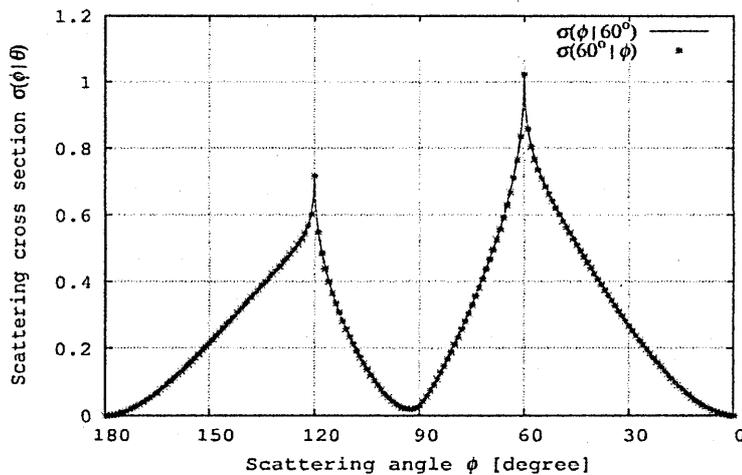


図10 相反定理 $\sigma(\phi|\theta) = \sigma(\theta|\phi)$ の検証例 ($L = 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15$)。両者はよく一致している。

となり、散乱因子 $u_l(p)$ は $\hat{a}_S(s|p)$ の $s = lk_L$ におけるサンプリングであるとも解釈できる。相反性の検証では、散乱断面積は散乱角を固定して入射角を動かす形になるため、 p の変化に対し \hat{a}_S は散乱因子 u_l の振舞いを反映するとも解釈できる。その観点から、改めて $u_l(p)$ を定める行列方程式 (35) を見れば左辺の行列は先の D そのものである。その意味では、同じく裸の伝搬因子の特異性の発現と解釈できよう。論文 [8] での散乱因子の数値計算例では、臨界波数に相当する入射 p においてピークの存在が指摘されている。

5 むすび

本報告では、単一欠陥を持つ完全導体矩形溝周期表面からの TE 平面波散乱を再度扱った。欠陥の存在による散乱波動場が満たす新しい積分方程式を導出し、求積法あるいは逐次近似法により数値的に解いた。以前の数値解と比較すると本報告での数値解は光学定理を精度よく満たすことが分かった。また、散乱断面積の角度分布上の臨界散乱角において鋭い(先端の尖った)ピークを持つことを新たに示した。このピークは裸の伝搬因子の分岐点の特異性から生じることを指摘した。

参考文献

- [1] R.Petit, ed., *Electromagnetic theory of gratings*, Springer, Berlin(1980)

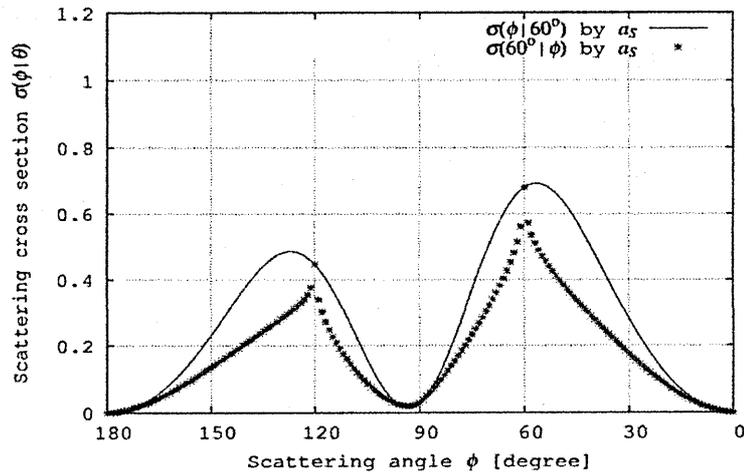


図 11 単一散乱近似解に対する相反定理 $\sigma(\phi|\theta) = \sigma(\theta|\phi)$ の検証例 ($L = 2\Lambda, w = \Lambda, d = 0.542\Lambda, N_u = 10, N_M = 15$)。四つの散乱角 $\phi = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ 以外では成立しない。 $\sigma(60^\circ|\phi)$ では臨界散乱角 (入射角) $\phi = 60^\circ, 120^\circ$ に対し、図 3 等で見られる尖った先端を持つピークが発現している。

- [2] K.Hattori and J.Nakayama, "Scattering of TE plane wave from periodic grating with single defect" *IEICE Trans.*, E90-C 2 pp.312-319(2007)
- [3] K.Hattori, J.Nakayama and Y.Tamura, "Scattering of TM plane wave from periodic grating with single defect" *IEICE Trans.*, E91-C 1 pp.17-25(2008)
- [4] L.Gao and J.Nakayama, "Scattering of a TM plane wave from periodic random surfaces", *Waves in Random Media* 9 pp.53-67(1999)
- [5] K.Hattori, J.Nakayama and Y.Tamura, "Diffraction and scattering of TM plane waves from a binary periodic random surface", *Waves in Random and Complex Media* 18 4 pp.585-613(2008)
- [6] K.Hattori, J.Nakayama and Y.Tamura, "Scattering of TE plane wave from random grooves", The technical reports of Radiation Science Society of Japan RS07-01, pp.1-14(2007)
- [7] J.Nakayama, "Shadow Theory of Diffraction Grating", *IEICE Trans. Electron.* E92-C 1 pp.17-24(2009)
- [8] J.Nakayama, Y.Tamura and K.Tsutsumi, "Shadow Theory of Diffraction Grating: A Numerical Example for TE Wave", *IEICE Trans. Electron.* E92-C 3 pp.370-373(2009)
- [9] T.Hosono, *The Foundation of Electromagnetic Wave Theory*, Shoko-do, Tokyo(1973) (in Japanese)
- [10] Y.Tamura and J.Nakayama, "Mass operator for wave scattering from a slightly random surface", *Waves in random media* 9 pp.341-368(1999)

多値位相変調光信号の再生技術

Regeneration of multi-level phase-shift keying optical signals

松本正行

和歌山大学システム工学部

Masayuki Matsumoto

Faculty of Systems Engineering, Wakayama University

高祥史、田中修平

大阪大学大学院工学研究科

Sansa Kou and Shuhei Tanaka

Graduate School of Engineering, Osaka University

2013年3月15日

於 関西大学

あらまし 長距離かつ周波数利用効率の高い光ファイバ信号伝送を行うために、多値変調信号の簡易な信号再生方式の実現が望まれる。本報告では、(1) 4 値の位相変調 (QPSK: quadrature phase-shift keying) 光信号の全光再生方式について述べるとともに、(2) 光信号を電気信号に変換してから雑音除去を行う光電気変換型 4 値差動位相変調 (DQPSK: differential quadrature phase-shift keying) 光信号再生方式に関する実験結果を紹介する。

1. まえがき

ファイバ伝送路を伝わる光信号の主要な劣化要因は、波長分散や偏波分散、狭帯域フィルタリング、自己位相変調などによる決定論的な信号劣化と、増幅器雑音の重畳や干渉性雑音などのランダムな劣化に大別できる。決定論的な信号劣化は光および電気領域における種々の補償方法によって原理的に補償可能であるが、ランダムな劣化は補償が困難であり、伝送システムの性能 (信号速度や伝送距離) を最終的に決定する。

デジタル信号伝送においては、雑音がない場合、信号点は信号空間内に配置された離散的な値を取る。伝送途中の信号に対して何らかの非線形処理 (しきい値処理) を施し、信号がとるべき値からのずれを除去するという操作—信号再生—を行うことで、雑音や波形歪みの累積を抑制することができる。一般に、雑音による伝送特性の劣化は、信号変調の多値度が増すほど大きくなるので、多値変調信号に対して有効な信号再生方式の実現が望まれる。

例えば、4 値の QPSK 信号または DQPSK 信号に対する全光再生方式として、(1) 0 および π の 2 レベルの位相再生効果をもつ位相感応型増幅器 (PSA: phase-sensitive amplifier) を並列に用いる方法[1]、(2) 多段階状の位相応答特性をもつ PSA を用いる方法[2-4]、(3) 位相遅延が $\pm\pi/4$ の遅延干渉計 (DI: delay interferometer) を並列に用いて DQPSK 信号を 2 系列の振幅変調信号に変換し、雑音を除去した後に全光変調器を駆動して QPSK 信号を生成する方法[5,6]、(4) コヒーレント復調によって QPSK 信号を 2 系列の振幅変調信号に変換し、雑音を除去した後に全光変調器を駆動して QPSK 信号を再生する方法[7,8]、などが提案されている。これらの全光再生器では、光ファイバまたは半導体光増幅器の光非線形性を光位相や振幅のしきい値処理に用いており、毎秒 100 ギガシンボルを超える高速な信号再生動作が期待される。その反面、全光再生方式においては急峻な非線形伝達特性を実現することが困難であり、十分な雑音除去効果を得ることが難しい。一方、電気信号で光を制御するマッハツェンダー電気光学変調器 (MZM: Mach-Zehnder electro-optic modulator) や電界吸収型変調器 (EAM: electro-absorption modulator) を用いると、大きい消光比や急峻なしきい値特性を得ることが比較的容易である[9-11]。光信号を検出器で電気信号に変換してからこれらの変調器を駆動して出力信号を生成する構成を用いることによって、処理できる信号の速度に制約が加わるものの (毎秒数十ギガシンボル程度以下)、小型で低電力消費の光信号再生器を実現できると考えられる。

本報告では、全光学的な多値位相変調信号再生方式の例として、ファイバ中の四光波混合を利用した QPSK 信号再生の原理 (上述した 4 つの方式のうちの (2) の方式) を紹介した後、光信号を電気信号に変換してから雑音除去を行った後に再度光信号に変換する光電気変換型 DQPSK 信号再生の実験結果[12]について述べる。

2. 多値位相変調信号の全光学的位相再生

M 値多値位相変調信号は、位相値が $0, 2\pi/M, (2\pi/M)\times 2, \dots, (2\pi/M)\times (M-1)$ のいずれかの値をとる。位相再生とは、信号位相のこれらの値からの揺らぎ（位相雑音）を除去することであり、再生器は図 1 に示すような階段状の位相伝達特性を持つことが必要になる。このような階段状の位相伝達関数は、入力光にその共役光を重ね合わせる操作を行うことで実現できる[2-4, 13]。

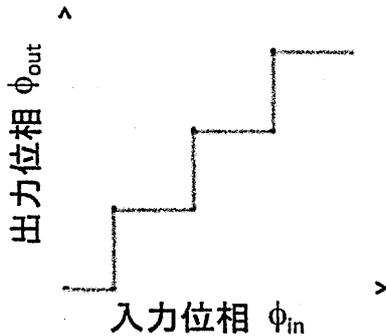


図 1 階段状の位相伝達関数

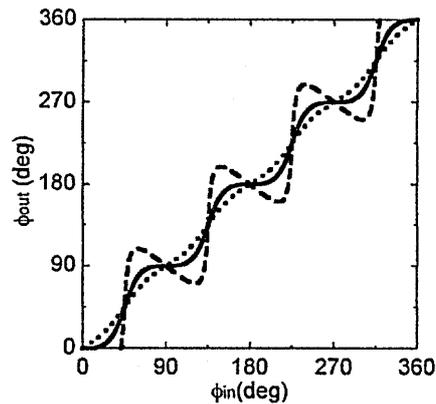


図 2 位相伝達関数（信号光と 3 次共役光の重ね合わせ）（点線： $k=0.1$ 、実線： $k=1/3$ 、破線： $k=0.8$ ）

ここでは例として、4 値の位相変調信号（QPSK 信号）の位相再生について考える。入力信号の振幅および位相をそれぞれ A_{in} および ϕ_{in} とし、複素振幅を $A_{in}\exp(i\phi_{in})$ とおく。何らかの方法を用いて入力信号の 3 次位相共役光 $kA_{in}\exp(-3i\phi_{in})$ を生成し、入力信号に加えることにより出力信号を生成する。つまり、出力信号を

$$A_{out}\exp(i\phi_{out})=A_{in}\exp(i\phi_{in})+kA_{in}\exp(-3i\phi_{in}) \quad (1)$$

とする。ここで、 k は高次位相共役光と入力光の振幅比である。式(1)において、 $\phi_{in}=0, \pi/2, \pi$, または $3\pi/2$ のとき、第 2 項の高次位相共役光が第 1 項の入力光と同位相になり、2 つの成分が強め合うように干渉する。つまり、位相値が $0, \pi/2, \pi$, または $3\pi/2$ の入力光が選択的に増強されて出力される。式(1)より、出力光の振幅と位相は

$$A_{out}=[1+k^2+2k\cos(4\phi_{in})]^{1/2} \quad (2a)$$

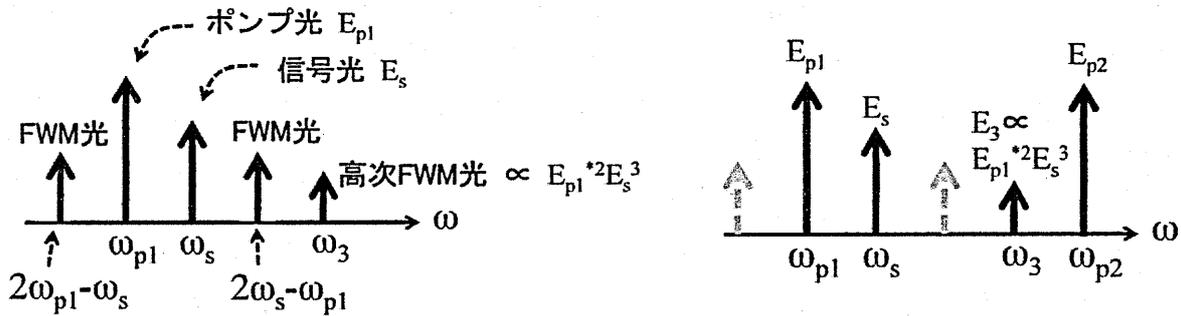
$$\phi_{out}=\tan^{-1}\left\{\frac{\sin\phi_{in}-k\sin(3\phi_{in})}{\cos\phi_{in}+k\cos(3\phi_{in})}\right\} \quad (2b)$$

で与えられる。図 2 に $k=0.1, 1/3$, および 0.8 の場合の ϕ_{out} を ϕ_{in} の関数として表す。 $k=0$ の場合は $\phi_{out}=\phi_{in}$ であるが、 k が大きくなるほど、 ϕ_{out} の ϕ_{in} に対する依存性が直線関係から大きく逸脱し、図 1 に示すような階段型の位相伝達特性が得られることがわかる。なお、(1)を $\phi_{out}=\phi_{in}+(\pi/2)m$ ($m=0,1,2,3$) のまわりで展開すると、入力位相および出力位相の $(\pi/2)m$ からのずれ、 $\Delta\phi_{in}$ および $\Delta\phi_{out}$ の間に

$$\Delta\phi_{out}=[(1-3k)/(1+k)]\Delta\phi_{in} \quad (3)$$

の関係があることがわかる。 $0 < k < 1$ の場合、 $|\Delta\phi_{out}| < |\Delta\phi_{in}|$ が成り立ち、出力信号の位相揺らぎが入力信号の位相揺らぎより小さくなることがわかる。また、 $k=1/3$ のとき $\Delta\phi_{out}=0$ となり、

1次近似の条件下で位相揺らぎ抑制の効果が最大になる。



(a) 四光波混合による各種周波数成分の生成

(b) 2ポンプ四光波混合による信号光と高次四光波混合光の合成

図3 四光波混合スペクトル

このような信号操作（位相共役光の生成と入力信号との合成）は、光ファイバなどの光非線形媒体内の四光波混合効果を用いることで実現できる。今、角周波数が ω_{p1} のポンプ光（複素振幅 E_{p1} ）と、角周波数が ω_s の信号光（複素振幅 E_s ）を、3次の非線形性を有するファイバに同時に入力することを考える。そのスペクトルを図3(a)に示す。四光波混合効果により、角周波数が $2\omega_{p1} - \omega_s$ の光（複素振幅が $E_{p1}^2 E_s^*$ に比例）と角周波数が $2\omega_s - \omega_{p1}$ の光（複素振幅が $E_s^2 E_{p1}^*$ に比例）が生成される。これらの波が十分に成長すると、ポンプ光や信号光からさらに離れた周波数をもつ高次の四光波混合光が発生する。例えば、角周波数が $\omega_3 = 3\omega_s - 2\omega_{p1}$ の周波数位置に複素振幅が $E_{p1}^2 E_s^3$ に比例する光 E_3 が発生する。 E_3 の複素振幅が E_s^3 に比例することから、入力信号が $\exp(i\phi_s)$ の形で変化すると、 E_3 は $\exp(i3\phi_s)$ の形で変化することになる。

次に、入力信号 E_s と高次の四光波混合光 E_3 を取り出し、ポンプ光 E_{p1} ともう一つのポンプ光 E_{p2} とともに、2段目の非線形媒体に入力する。そのスペクトルを図3(b)に示す。ここで、ポンプ光 E_{p2} の角周波数は $4\omega_s - 3\omega_{p1}$ であり、 E_{p2} と E_3 の角周波数差は E_s と E_{p1} の角周波数差に等しい。 E_{p1} 、 E_{p2} 、および E_3 が非線形媒体中で相互作用することにより、信号光の角周波数 ω_s の位置に複素振幅が $E_{p1} E_{p2} E_3^*$ に比例する四光波混合光が発生する。この光は $\exp(-i3\phi_s)$ の形で信号光位相に依存し、 $\exp(i\phi_s)$ の形の信号光と重ね合わされることによって図2に示すような多段階段状の位相伝達特性を与える。なお、この方法では、4つの位相値のまわりの位相揺らぎは抑制できるが、位相揺らぎが減る一方で振幅揺らぎが増大し、出力光の品質は必ずしも改善されない。振幅揺らぎも抑制するためには、非線形媒体に入力する信号光電力を大きく選び、四光波混合発生を飽和させて用いるか、位相保持振幅リミタ機能を持つ素子を連続接続して用いる必要がある。

図4に、上記の方法によるQPSK信号の位相再生実験構成図(Kakandeら[2])を示す。同図の破線で囲った部分が信号再生部である。1つ目の高非線形ファイバ(HNLF1)によって、信号光の3次四光波混合光を生成するとともに、2つ目のポンプ光 E_{p2} の種光（角周波数 $4\omega_s - 3\omega_{p1}$ ）を生成している。この種光を半導体レーザに入力し、注入同期効果を利用すること

によって2つめのポンプ光を生成している。次いで、2つめの高非線形ファイバ (HNLF2) に2つのポンプ光と信号光および3次四光波混合成分を入力し、これらの間の四光波混合を利用して、位相再生された出力 QPSK 信号を生成している。図5に、再生器入出力における QPSK 信号コンスタレーションの測定結果の一例を示す。信号再生器を通すことにより位相揺らぎが低減していることがわかる。

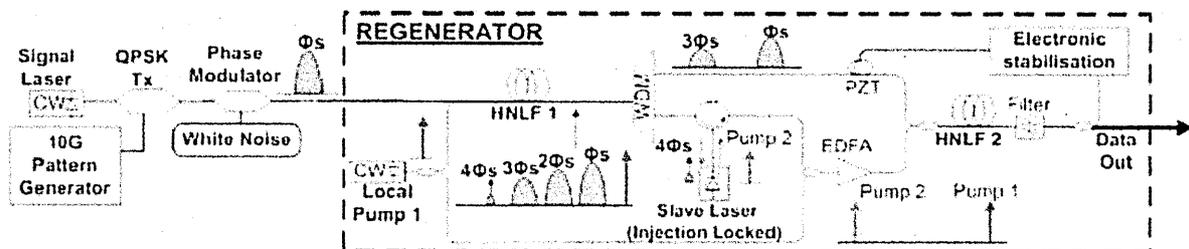


図4 QPSK 信号再生実験系 (Kakande ら[2])

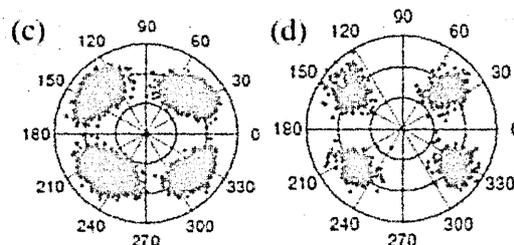


図5 QPSK 信号再生前後のコンスタレーション図
(左図：再生前、右図：再生後) (Kakande ら[2])

なお、ここでは、2段階の四光波混合光発生により4値の位相レベルの再生が可能になることを述べたが、1段目の非線形媒体入力に E_{p2} を加えることによって、一つの非線形媒体で2段階の四光波混合光発生を同時に起こすこともできる[3]。

以上に述べた QPSK 信号再生方式においては、変調されていないポンプ光を用いたファイバ中の四光波混合効果を利用することを想定しているが、信号とは共役的に変調されたポンプ光による四光波混合を用いることによっても4値の位相を再生することができる[4]。

3. 光電気変換型 DQPSK 信号再生器

3.1 再生器の構成

前節では光信号を光のまま処理する位相再生方式について述べた。本節では、光信号を検出器で電気信号に変換してから雑音を除去し、その後に光変調器を用いて再び光信号に変換するタイプの DQPSK 信号再生器を取上げ、その有効性を実験的に検証する[12]。図6に光電気変換型 DQPSK 信号再生器の構成を示す。一般に、検出器で光信号を電気信号に変換する際に光信号の位相情報が消失する。そのため、検出前に光位相の変化を振幅変化に変換する何らかの復調操作を施す必要がある。ここでは、1シンボルDIを用いてシンボル間の位相差を振幅の変化に変換する。入力された DQPSK 信号は2分岐され、位相遅延 θ_{DI} が $+\pi/4$ また

は $-\pi/4$ の1シンボルDIに入力される。それぞれのDIの出力をバランス検波することによって、2系列のバイポーラ電気信号が得られる。この過程において、入力光の位相および振幅揺らぎは電気信号の振幅揺らぎに変換される。この電気信号は、リミティング増幅器によって振幅揺らぎが抑制された後、2並列マッハツェンダー変調器(DPMZM: dual-parallel Mach-Zehnder modulator)を駆動する。このようにして得られる出力光信号は、入力光信号よりも揺らぎが小さい信号となる。なお、本実験では、信号形式としてRZ (return-to-zero) -DQPSK信号を採用している。DPMZMの出力に接続されているMZMは、NRZ (non-RZ)形式の信号をRZ形式の信号に変換するためのものであり、入力信号から抽出されたRF (radio-frequency)クロックで駆動されている。

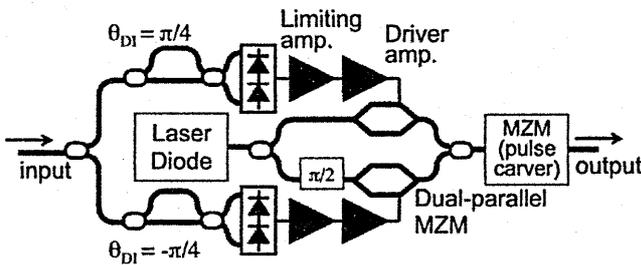


図6 光電気変換型DQPSK信号再生器

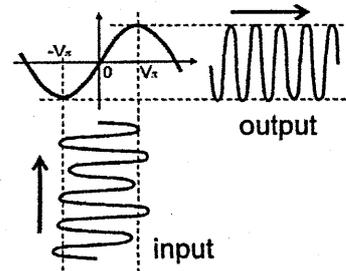


図7 プッシュプル型MZMによる振幅揺らぎ抑制

本信号再生器における雑音の除去は、リミティング増幅器の振幅揺らぎ抑制効果[14-16]と、DPMZMを構成するプッシュプル型MZMの伝達特性[9,17]によって達成される。ここで、プッシュプル型MZMの伝達特性による雑音除去の原理を説明する。まず、入力されたDQPSK信号のn番目のシンボルの複素振幅を

$$A_n \exp(i\phi_n) = (A + \Delta A_n) \exp[i(\phi'_n + \Delta\phi_n)] \quad (4)$$

とおく。ここで、シンボルの位相 ϕ'_n は、 $0, \pi/2, \pi$ または $3\pi/2$ のいずれかの値をとる。 ΔA_n と $\Delta\phi_n$ は、それぞれ、振幅および位相の揺らぎ(雑音)である。この信号が2分岐されて2つのDIに入力される。例えば、 $\theta_{D1} = \pi/4$ のDIを経て平衡検波された出力電流(図6中の上側平衡検波器の出力電流)は

$$I_{upper} = R(A_n A_{n-1} / 2) \cos(\phi_n - \phi_{n-1} + \pi/4) \\ = R / (2\sqrt{2}) \{ \pm [A^2 + A(\Delta A_n + \Delta A_{n-1})] \pm A^2 (\Delta\phi_n - \Delta\phi_{n-1}) \}, \quad (5)$$

で与えられる。ただし、Rは検出器の応答度である。なお、(5)においては、雑音は小さいという想定 ($|\Delta A_n| \ll A$ および $|\Delta\phi_n| \ll 1$) のもとで、高次の微量を省いている。入力信号のn番目とn-1番目のシンボルの位相差 $\phi'_n - \phi'_{n-1}$ は、 $0, \pi/2, \pi$, または $3\pi/2$ のうちのいずれかの値をとり、その値が(2)中に含まれる符号を決める。平衡検波器出力電流 I_{upper} は、RF増幅器(トランスインピーダンス利得を G_{π} とおく)で増幅された後、DPMZMの中の一方のプッシュプル型MZMを駆動する。入力信号電力 A^2 と G_{π} が

$$\pi G_{\pi} R A^2 / (4\sqrt{2} V_{\pi}) = \pi/2 \quad (6)$$

を満たすとき (V_{π} は変調器のオン・オフ電圧である)、MZM駆動電圧の平均ピーク値がMZM

の正弦波的な伝達特性のピーク位置に設定されるため、1次近似の範囲内で雑音が除去される。その様子を図7に示す。2つのプッシュプル型 MZM からの出力信号の合成で与えられる再生器の出力信号は、 $\phi'_n - \phi'_{n-1} = 0, \pi/2, \pi$ および $3\pi/2$ のそれぞれの場合に、 $(A_{\text{probe}}/2)(1+i)$ 、 $(A_{\text{probe}}/2)(-1+i)$ 、 $(A_{\text{probe}}/2)(-1-i)$ 、および $(A_{\text{probe}}/2)(1-i)$ となる。ただし、 A_{probe} は再生器内のプローブ光源の振幅である。

このように、入力信号の振幅および位相雑音が小さいという条件のもとでは、プッシュプル型 MZM の伝達特性の性質によって入力信号中の雑音が除去される。この条件を越える大きな揺らぎを抑制し再生効果を高めるために、本報告の再生器では、平衡検波器の直後にリミティング増幅器を挿入する。リミティング増幅器はビットごとの揺らぎを抑制し、プッシュプル型 MZM によって除去できる雑音の振幅範囲を拡大する。

なお、本再生器では、入力信号中の連なる2つのシンボル間の位相差情報 ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ のいずれか) が出力パルスの位相にマップされて出力されるため、再生器入出力の信号は異なる位相パターンをもつことになる。再生器による伝送データパターンの変換を復元するためには、通常の DQPSK 伝送の際に用いられる送信端におけるエンコーディングまたは受信端におけるデコーディングの処理を、再生の回数分だけ追加する必要がある。

3.2 実験系

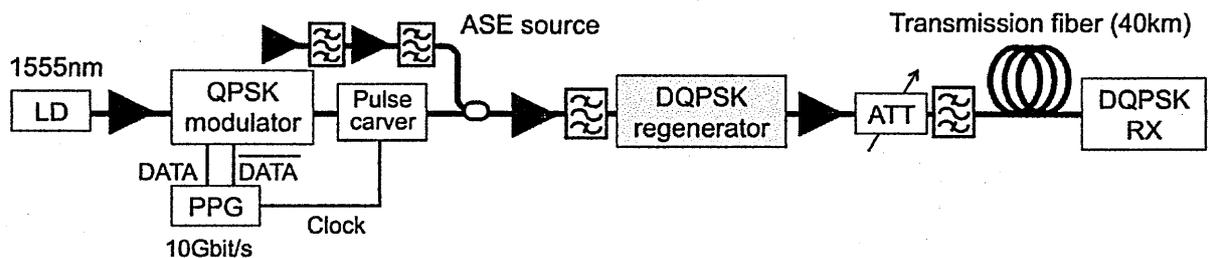


図8 DQPSK 信号再生・伝送実験系

図8にDQPSK信号再生・伝送実験系を示す。送信器では1555nmの連続光をニオブ酸リチウムQPSK変調器で変調した後、パルス切り出しのためのMZMを通すことによって、デューティ比50%の10Gシンボル/秒(20Gb/s)のRZ-QPSK信号を生成する。データパターンとして、波形観測の際にはPN11段の擬似ランダム系列(PRBS)を、符号誤り率測定の際には長さ128のDe Bruijn系列(PN7段のPRBSに1個のゼロを付加した系列)を用いた。いずれの場合も、元の系列とそれを27ビット遅延させた系列をQPSKのIおよびQチャンネルのデータとして変調を行った。今回の実験では、DQPSK受信および再生の際のデータパターン変換を元に戻すためのプリ(デ)コーディングは行っていない。

帯域幅約1nmの自然放出雑音(ASE: amplified spontaneous emission)を加えて信号対雑音比を劣化させた後、信号をDQPSK再生器に入力する。再生器内で信号を2分岐し、それぞれの信号を位相遅延 $\theta_{DI} = \pm\pi/4$ のDIと平衡検波器によって電気信号に変換する。それらをリミティング増幅器と駆動増幅器で増幅した後、DPMZMに入力する。また、DIで復調する前の光信号からクロックを抽出し、再生器内のパルス切り出し用MZMを駆動して出力RZ-QPSK信

号を生成している。

再生後の信号は、40kmのファイバを伝送させた後に受信する。伝送ファイバとして、高密度分散マネジメントファイバを用いた。このファイバは長さ2kmの正常および異常分散ファイバ（分散値 $\sim\pm 3\text{ps/nm/km}$ ）を交互にスプライスしたファイバであり、分散によるパルス広がり小さく、非線形位相雑音などの非線形効果が強く現れる。ファイバ入力時の信号電力を可変減衰器で変化させ、信号再生の有無によって非線形耐力がどのように変化するかを観測した。

3.3 実験結果

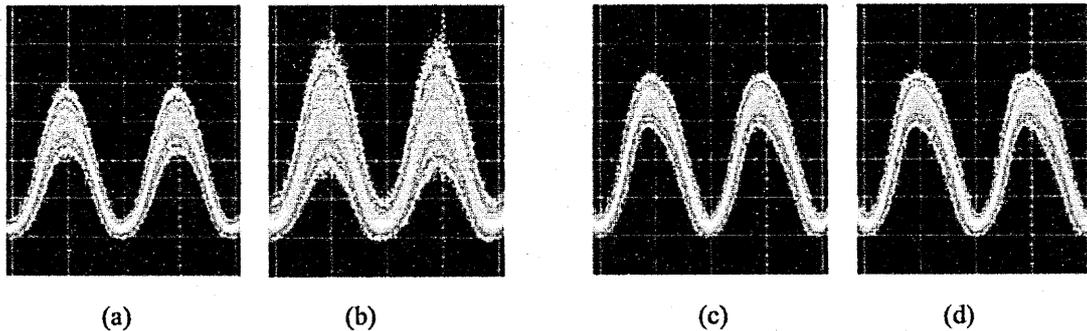


図9 DQPSK 光信号波形 (50ps/div)

(a)再生前、ASE 無印加、(b)再生前、OSNR=19.8dB、(c)再生後、ASE 無印加、(d)再生後、OSNR=19.8dB

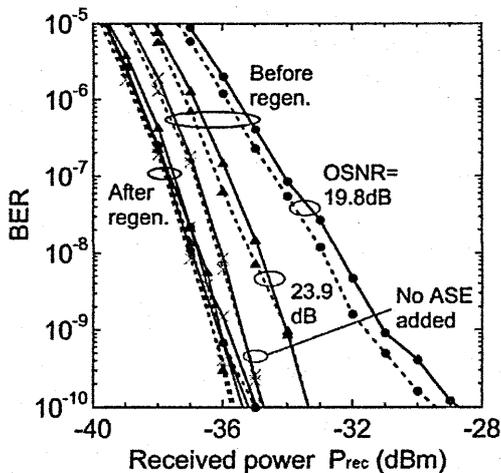


図10 再生前および再生後のDQPSK信号のビット誤り率特性 (実線: Iチャンネル、点線: Qチャンネル)

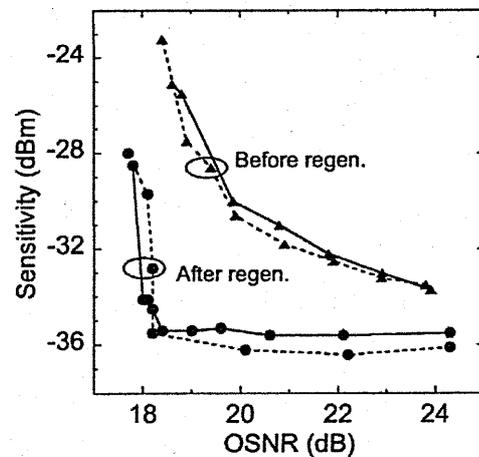


図11 受信感度対OSNR (実線: Iチャンネル、点線: Qチャンネル)

ASEで劣化した信号を再生器に入力し、再生器の雑音除去特性を測定した。ASE無印加時、および、光信号対雑音比(OSNR)が19.8dB(雑音帯域幅0.1nm)の場合の入力光信号波形を、それぞれ、図9(a)および(b)に示す。これらの入力信号に対応する再生器出力信号の波形を、それぞれ、図9(c)および(d)に示す。雑音の有無にかかわらず再生器出力波形はほぼ同じであり、再生器が強い波形整形効果をもつことがわかる。このことは、図10に示すBER特性にも現れている。入力信号のOSNRを劣化させると、入力信号ではBERが次第に増大するの

対し、再生器出力では、この範囲の OSNR では BER 特性はほとんど変化しない。図 1 1 は受信感度 (BER が 10^{-9} になる受信電力) と OSNR の関係である。再生前の信号では、OSNR が低下するにつれて受信感度が徐々に劣化するが、再生後の信号の場合、OSNR がある値以上では受信感度はほぼ一定であり、その値以下の OSNR ではエラーフロアが 10^{-9} を超えるために受信感度が急激に劣化する。

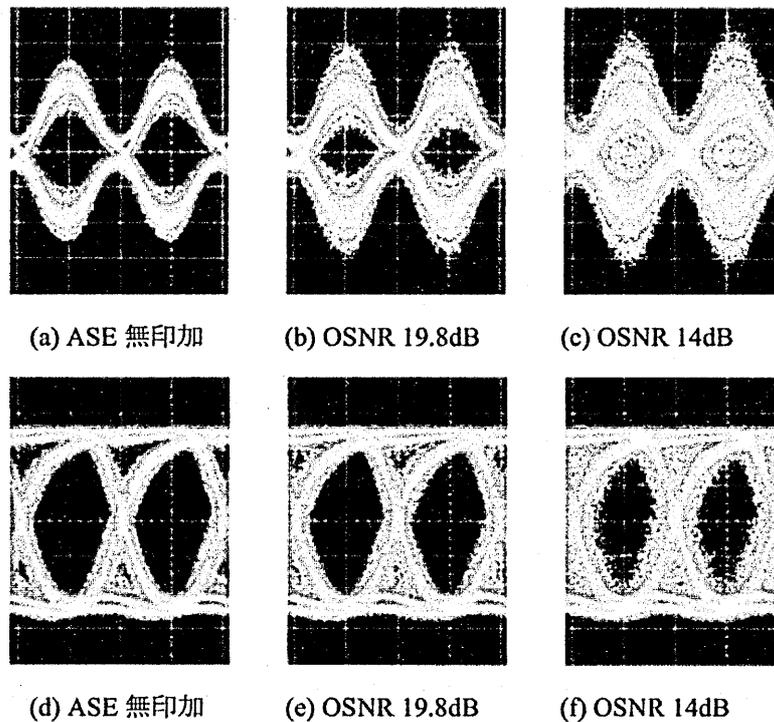


図 1 2 再生器内の電気信号波形 (50ps/div)

(a), (b), (c) : 平衡検波器出力波形
(d), (e), (f) : リミティング増幅器出力波形

再生器内での電気信号の波形を図 1 2 に示す。(a), (b), および(c)は、2 並列復調経路のうちの一方向の経路の平衡検波器出力波形、(d),(e)および(f)はリミティング増幅器出力波形である。(a),(d)は ASE を印加しない場合、(b),(e)は入力信号の OSNR が 19.8dB の場合、(c),(f)は OSNR が 14dB の場合である。入力信号の雑音が大きくなると、平衡検波器出力信号の揺らぎが大きくなるが、リミティング増幅器を通した後では揺らぎの増大がかなりの程度抑制されている。ただし、波形は NRZ 形状に近くなる。図 1 2 (c)に示すように入力信号のアイ開口が小さい場合も、リミティング増幅器出力では開口が開いており、リミティング増幅器が強い振幅識別機能を持つことがわかる。

再生後の QPSK 信号は再生前の DQPSK 信号よりも大きな非線形耐力をもつ。これは、再生によって振幅揺らぎが小さくなり、振幅揺らぎと伝送路の非線形性の作用によって生ずる位相揺らぎ(非線形位相雑音)が小さくなるためである。本実験では、再生前の OSNR が 19.8dB のとき、再生後の伝送路に入力できる信号電力を 3dB 以上大きくすることができる。

4. まとめ

本報告では多値位相変調光信号の再生について、光ファイバ中の四光波混合効果を利用した全光 QPSK 信号再生方式の概要を紹介した後、光信号をいったん電気信号に変換してから雑音を除去し再び光信号に戻す光電気変換型 DQPSK 信号再生の実験結果について述べた。

全光方式は、超高速動作に適しており、また、光の物理的な性質を利用して複雑な機能を単純な構成で実現できる可能性がある、といった興味深い特徴をもつものの、高速かつ低信号電力で動作する光非線形媒質を得ることは現状では難しく、また、良好な性能を実現するためには素子の動作条件の設定や信号のコンディショニングを精密に行う必要があるなどの問題がある。

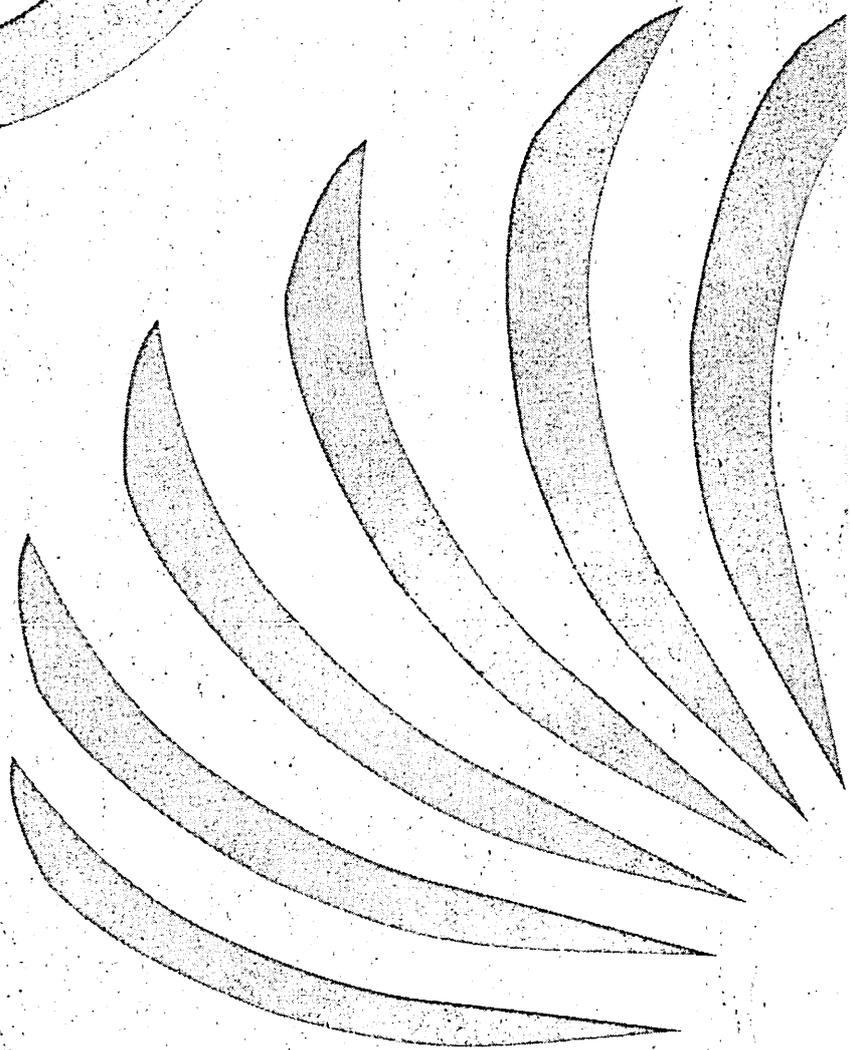
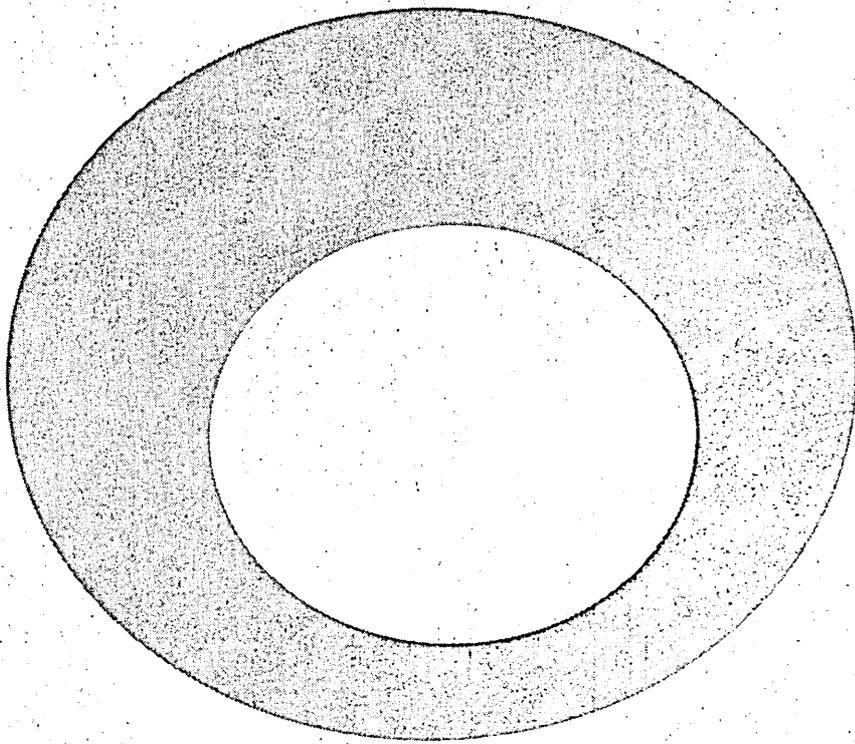
光電気変換型の信号再生方式は、動作速度の上限は全光型よりも一般に低く、信号速度や信号形式の変化に柔軟に対応することが難しいなどの問題があるが、良好な雑音除去特性を安定的に実現しやすい。これら、全光方式と光/電気/光変換方式の利点を取り入れた方式を考案することが今後の課題である。

また、このような信号再生を実用システムに導入するためには、高密度波長分割多重、偏波多重など、高度に多重化された信号の再生の問題にどのように臨むかや、16QAM (quadrature amplitude modulation) などより多値度の高い信号の再生器をどのように構成するか、などに取り組む必要がある。

参考文献

- [1] Z. Zheng, L. An, Z. Li, X. Zhao, and X. Liu, "All-optical regeneration of DQPSK/QPSK signals based on phase-sensitive amplification," *Opt. Commun.*, vol. 281, pp. 2755-2759 (2008).
- [2] J. Kakande, A. Bogris, R. Slavík, F. Parmigiani, D. Syvridis, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "First demonstration of all-optical QPSK signal regeneration in a novel multi-format phase sensitive amplifier", 2010 Eur. Conf. Opt. Commun, PD3.3 (2010).
- [3] J. Kakande, A. Bogris, R. Slavík, F. Parmigiani, D. Syvridis, M. Sköld, M. Westlund, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "QPSK phase and amplitude regeneration at 56 Gbaud in a novel idler-free non-degenerate phase sensitive amplifier," 2011 Opt. Fiber Commun. Conf., OMT4 (2011).
- [4] J. -Y. Yang, Y. Akasaka, and M. Sekiya, "Optical phase regeneration of multi-level PSK using dual-conjugate-pump degenerate phase-sensitive amplification," 2012 Eur. Conf. Opt. Commun, P3.07 (2012).
- [5] M. Matsumoto, "All-optical signal regeneration using 2R amplitude regenerators", *Opt. Express*, vol. 18, no. 1, pp. 10-24 (2010).
- [6] M. Bougioukos, T. Richter, C. Kouloumentas, V. Katopodis, R. Harmon, D. Rogers, J. Harrison, A. Poustie, G. Maxwell, C. Schubert, and H. Avramopoulos, "Phase-incoherent DQPSK wavelength conversion using a photonic integrated circuit", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, no. 22, pp. 1649-1651 (2011).
- [7] X. Yi, R. Yu, J. Kurumida, and S. J. B. Yoo, "A theoretical and experimental study on

- modulation-format-independent wavelength conversion”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, no. 4, pp. 587-595 (2010).
- [8] K. N. Nguyen, T. Kise, J. M. Garcia, H. N. Poulsen, and D. J. Blumenthal, “All-optical 2R regeneration of BPSK and QPSK data using a 90° optical hybrid and integrated SOA-MZI wavelength converter pairs”, 2011 Opt. Fiber Commun. Conf., OMT3 (2011).
- [9] K. Inoue, “Noise translation characteristics in OE/EO conversion with a Mach-Zehnder modulator,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 10, pp. 1322-1324 (1996).
- [10] Y. Kisaka, A. Hirano, M. Yonenaga, and N. Shimizu, “Simple 2R repeater based on EA modulator directly driven by uni-travelling-carrier photodiode”, *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1016-1017 (1999).
- [11] H. -F. Chou and J. E. Bowers, “Simplified optoelectronic 3R regenerator using nonlinear electro-optical transformation in an electroabsorption modulator,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 7, pp. 2742-2746 (2005).
- [12] 松本正行、高祥史、田中修平、“光電気変換型 DQPSK 信号再生”、*信学技報*、OCS2012-43 (2012).
- [13] J. Kakande, R. Slavik, F. Parmigiani, A. Bogris, D. Syvridis, L. Grüner-Nielsen, R. Phelan, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Multilevel quantization of optical phase in a novel coherent parametric mixer architecture", *Nature Photon.*, vol. 5, pp. 748-752 (2011).
- [14] R. Tao and M. Berroth, “10 Gb/s CMOS limiting amplifier for optical links”, 2003 European Solid-State Circuits Conf., pp. 285-287 (2003).
- [15] S. Galal and B. Razavi, “10-Gb/s limiting amplifier and laser/modulator driver in 0.18- μ m CMOS technology”, *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 38, no. 12, pp. 2138-2146 (2003).
- [16] Y. Han and G. Li, “Experimental demonstration of direct-detection quaternary differential polarisation-phase-shift keying with electrical multilevel decision” *Electron. Lett.*, vol. 42, no. 2, pp. 109-111 (2006).
- [17] N. Kikuchi, "Intersymbol interference (ISI) suppression technique for optical binary and multilevel signal generation", *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 8, pp. 2060-2068 (2007).



発行 公益財団法人 輻射科学研究会
連絡先 理事長 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