

2008年度

輻射科学研究会資料集

RS08-01～RS08-19

(May 2008～March 2009)

開催会場(月・日)

第1回:大阪工業大学,大宮キャンパス(5月21日)

RS08-01～RS08-05

第2回:大阪大学(7月15日)

RS08-06～RS08-09

第3回:三菱電機株式会社通信機製作所(11月12日)

RS08-10

第4回:大阪府立大学(12月16日)

RS08-11～RS08-15

第5回:大阪府立産業技術総合研究所(3月25日)

RS08-16～RS08-19

2009年6月1日発行

2008年度 輻射科学研究会資料集目次

■日時 平成 20 年 5 月 21 日(水) 13 時 00 分～16 時 55 分

■会場 大阪工業大学大宮キャンパス、(研修センター2階セミナー室A)
〒535-8585 大阪市旭区大宮 5 丁目 16-1

RS08-01 田村安彦(京都工芸繊維大学)

“ランダム境界値問題における確率汎関数法の一拡張に関する研究

— 数値的解析的ウィーナ解析 —” 1

RS08-02 山本力也、西壽巳(大阪工業大学)

“湾曲型長周期ファイバグレーティングを用いた可変光減衰器” 22

RS08-03 伊藤恭夫、中山純一(京都工芸繊維大学)

“マッチドフィルタを用いたマグネトロンレーダー信号処理装置の研究” 35

RS08-04 大家重明(摂南大学)、張吉夫(元大阪府立大学)

“空中に浮かぶ細い構造の線上を伝搬する 0.99c 光速表面信号波” 54

RS08-05 水谷崇、田井亨、上田隼人、伊藤剛、鬼丸真沙志、淀 徳男(大阪工業大学)

“光通信用半導体レーザー材料の検討として ECR-MBE 法による Si 基板上
InN 薄膜成長における窒素分子イオン抑制効果” 65

■日時 平成 20 年 7 月 15 日(火) 13 時～16 時 10 分

■会場 大阪大学基礎工学研究科(C 棟共用セミナー室 C419-C423)
〒560-8531 大阪府豊中市待兼山町 1-3

RS08-06 塩見英久、井ノ元利典、岡村康行(大阪大学大学院基礎工学研究科)

“無線技術における独立成分分析の応用と実際” 83

RS08-07 藤原洋規*、宮島徹**、俣野善博**、寺嶋正秀*、木村佳文*

(*京都大学大学院理学研究科、**京都大学大学院工学研究科)

“過渡回折格子分光法によるサブピコ秒溶媒温度変化の観測

— アズレン誘導体の振動エネルギー緩和の研究 —” 97

RS08-08 小西良弘(株ケイラボラトリー)

“ステップインピーダンスを固有モードにもつ密結合線路の設計とその応用”

..... 107

RS08-09 若林秀昭、山北次郎(岡山県立大学情報工学部)

“構造的発色の数値解析と表色” 119

■日時 平成 20 年 11 月 12 日(水) 13 時 30 分～16 時 00 分
■会場 三菱電機株式会社通信機製作所
〒661-8661 兵庫県尼崎市塚口本町 8-1-1

RS08-10 三神泉(三菱電機株式会社通信機製作所)
“すばる望遠鏡に適用した最先端技術とその発想方法” 129

■日時 平成 20 年 12 月 16 日(火) 13 時 00 分～16 時 25 分
■会場 大阪府立大学 (学術情報センター視聴覚室)
〒599-8531 大阪府堺市中央区学園町 1-1

RS08-11(第 I 部)、RS08-12(第 II 部)(特別講演)
岩田耕一、森脇耕介、福田宏輝(大阪府立産業技術総合研究所)、
楠文経、富井隆春(デベロソリューションズ)
“パターン投影立体形状計測装置とその投影光源” 134

RS08-13 中桐紘治、松本繁信(近畿大学)
“セシウムビーム標準器用マイクロ波共振器の位相制御
—両端リング共振器内バラクターループアンテナ挿入実験” 148

RS08-14 松山哲也、則武大輔、福居秀敏、小山真治、
和田健司、堀中博道(大阪府立大学大学院)
“自己相関測定を利用しない簡易な光パルス強度・位相再構築法” 152

RS08-15 大家重明(摂南大学)、張吉夫(元大阪府立大学)
“Possibility of Utilization of Evanescent Surface-Wave
for Optical Interconnection” 162

■日時 平成 21 年 3 月 25 日(水) 13 時 30 分～16 時 40 分
■会場 大阪府立産業技術総合研究所 (研修室 2)
〒594-1157 大阪府和泉市あゆみ野 2 丁目 7 番 1 号

RS08-16 大島心平、和田光司(電気通信大学)、村田龍司、島方幸弘(太陽誘電株式会社)
“LTCC 技術を用いた小型広帯域フィルタ及び分波回路に関する検討”
..... 173

- RS08-17 清水康隆*、村田龍司**、大島心平*、島方幸弘**、○和田光司*
 (*電気通信大学、**太陽誘電株式会社)
 “ $\lambda/4$ 共振器結合型開放スタブを用いた有極型広帯域 BPF と
 有極型 LPF を用いた分波回路に関する検討” 188
- RS08-18 石谷豪浩*、張陽軍**、花谷大輔*、藤本正弘*、粟井郁雄**
 (*平井精密工業、**龍谷大学)
 “帯域通過フィルタのスプリアス抑圧法—マルチストリップ共振器 BPF による提示—”
 195
- RS08-19 東雅志、西尾裕樹、中桐紘治(近畿大学)
 “世界測位システム(GPS)受信機の2周波利用による高精度化研究
 —設計と予備実験—” 203

ランダム境界値問題における確率汎関数法の 一拡張に関する研究

- 数値的解析的ウィーナ解析 -

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)

¹ ytamura@kit.ac.jp

2008年5月21日(水)

輻射科学研究会

(於 大阪工業大学 (大宮キャンパス) 研修センター2階セミナー室A)

1 はじめに*

自然あるいは人工的な表面はランダムに粗いことが多く、リモートセンシング、レーダーまたはライダー技術等の観点からランダムネスの推定や散乱特性への影響を調べることは重要である。そのため、理論的および実験的な観点から多くの研究がなされてきた。理論研究においては、多くのアプローチが開発議論されている。一般に、2つのキーとなるアプローチ、キルヒホフ近似及び摂動法がよく知られ、しばしば使われる [4-9]。しかしながら、これらのアプローチは確率解析の観点からは任意の統計量をシステムティックに与えないように思える。

確率汎関数法 [10] は小倉と中山により、確率過程論に基づいてランダム媒質中の波動伝搬 [11, 12] 及びランダム表面からの波動散乱 [13] の理論解析のために提案された。これまでに、無限に広いランダム表面に対する種々の成果: '確率論的フロケの定理' [13]、誤差評価 [14]、異常散乱 (摂動解発散 [15] の克服) [16, 17]、多重繰り込みマスオペレータ [18]、電磁波後方散乱の偏波依存性 [19]、後方強調散乱 [20, 21]、ランダム境界を持つ誘電体境界や導波路における TE, TM 波及び電磁波散乱 [22-26]、周期的ランダム [27]、二値ランダム周期表面からの散乱と回折 [28, 29]、ランダム波動場の個別見本計算 [24, 30, 31]、及び半無限・有限ランダム系に対する成果: ランダム円筒面 [32] あるいはランダム球面 [33] からの波動散乱、鋭い端部 (エッジ) を有するランダム表面からの散乱と回折 [34-37] 等を挙げてきた。これらはシステムティックな定式化と任意の統計量を与えている。

ここで簡単に、確率汎関数法によるランダム表面の波動散乱解析の流れを示しておく。一様確率場で記述されるランダム表面への平面波入射に対し、未知のランダム散乱波動場は、未知の一様確率場と指数因子の積の形である '確率論的フロケの定理' の形に書ける。ランダム表面がガウス一様確率場として記述できる場合は、未知のランダム散乱波動場はウィーナ・伊藤展開 [13, 38] を用いて直交汎関数展開でき、散乱問題はその決定論的な展開係数 (ウィーナ核) を求める問題に帰着する。ウィーナ核を決定しランダム波動場を同定することをここでは 'ウィーナ解析' [39] † と呼ぶことにする。具体的に、例えばラフネスが小さい場合は、レーリーの仮説 [41] 及び実効境界条件 [6] を導入することでランダム表面による散乱波動場のためのウィーナ解析は、ウィーナ核が満たす階層方程式と呼ばれる一連の積分方程式を解くことに置き換わる。可算無限個の積分方程式である階層方程式を解くため、従来、打ち切り操作と対角近似 [18] を導入することで '紙と鉛筆' によりウィーナ核を近似的に求めてきた。すなわち、ランダム境界値問題における実際のウィーナ解析には、2つの本質的に異なる近似がある。一つは、定式化におけるレーリーの仮説と実効境界条件の併用、もう一つは、階層方程式の解法手順における打ち切り操作と対角近似である。前者の近似は厳密な定式化、ランダム表面における確率的グリーン関数の定理 [42] あるいは確率積分方程式 [43] により形式的に克服された。しかしながら、後者の近似はウィーナ解析に関わるため、これまでほとんど議論されてこなかった。ウィーナ解析は強力なツールである反面、ウィーナ・伊藤展開における実用的な公式が少ないため、実際の応用において階層方程式を解いて厳密なウィーナ核を求めることは困難である。実際、ランダム境界値問題の枠外の一般化出来ない少数例にのみ、厳密なウィーナ核が得られたに留まる [38, 39, 44-46]。故に、一般的なウィーナ解析において厳密に解くための手段を考察する意義は極めて大きい。

この報告では、後者の近似に関連した一拡張について議論し、対角近似を用いない階層方程式の新しい解法を '数値的解析的ウィーナ解析' として提案する。具体的に、無限に広い一次元ランダム表面からの TE 平面波散乱問題 [18] を再検討する。求積法を階層方程式に適用することによって、一連の線形方程式として離散的な階層方程式を得る。2次オーダーまでの線形方程式を数値解析し、対角近似しない離散的なウィーナ核を求める。離散ウィーナ核により、散乱特性としてコヒーレント反射係数、インコヒーレント散乱断面、光学定理を計算する。得られた解は光学定理をよく満たす。この結果は、1次オーダーまでの階層方程式の解が解析的に光学定理を完全に満たす事実 [2, 3, 14] と、ランダム表面の相関長が無限大になる極限における解析的かつ明示的な厳密解が光学定理を完全に満たす事実 [47] から予想される結果に符合し、提案方法の有効性を示すものである。

なお波動場の時間因子を $e^{-i2\pi f_i t}$ (f_i は周波数) として記述から省略する。

*本報告は、そのプロトタイプを報告 [1] として発表した内容を修正加筆した学位論文 [2] 第3章の内容の一部を、更に最近の研究により拡張した成果をまとめたものである (完全版は現在投稿中 [3])。

†同様に、確率汎関数法は、ガウス分布に従うランダム高さや二値ランダムネスによって周期的な表面からデフォルメされる周期的ランダム表面からの波動散乱の解析のために有効である。この場合の '確率論的フロケの形' は、未知の周期定常過程関数と指数因子との積の形になる。適切な直交確率汎関数展開を適用すること、例えばガウスランダム系列に対するウィーナ・伊藤展開や二値ランダム系列のバイナリ展開 [40] の未知展開係数、ウィーナ核またはバイナリ核を決定することに置き換わる。未知バイナリ核の決定を 'バイナリ解析' と呼ぶことにする。

2 数値確率解析の提案

2.1 ランダム境界値問題における確率解析

いわゆるランダムな境界値問題に現れる'確率的解析'(確率汎関数法)を議論しよう。 $v(r, \omega)$ を既知の確率場、 $u(r, \omega)$ を求めるべき未知の確率場とする[†]。ここで、 r は位置ベクトル、 ω は見本空間 Ω 中の一見本点を表す。 $u(r, \omega)$ を得るための'確率的解析'は大きく二段階に分けることが出来る。最初のステップは、(確率)方程式

$$\mathcal{F}(u, v, r, \omega) = 0 \quad (1)$$

の導出である。ここで、 \mathcal{F} は個々のランダム境界値問題によって定まるオペレータであり、マクスウェルの方程式または波動方程式及び境界条件または初期条件から導かれる。このステップの概念は従来の他の解析的アプローチとまったく同様である。次のステップは(1)を解くための確率汎関数展開である。このステップの概念は他のアプローチとは異なっている。よく知られている二つのアプローチ、キルヒホッフ近似と摂動法においては、(1)を固定した見本 ω に対し r に関する方程式と見なす。一方'確率的解析'においては、(1)は固定した r に対する ω の方程式と見なす。すなわち、確率方程式(1)を自乗平均の意味での

$$\langle |\mathcal{F}(u, v, r, \omega)|^2 \rangle = 0 \quad (2)$$

として解釈する。ここで、 $\langle \cdot \rangle$ は Ω 上の集合平均を表す。一般に、 $u(r, \omega)$ に対し適切な直交汎関数展開[‡]を施す。

$$u(r, \omega) = u_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} u_n(r, \omega) \quad (3)$$

u_n は求めるべき未知の n 次汎関数であり、平均と直交性

$$\langle u_n \rangle = 0 \quad (n \geq 1) \quad \langle u_m u_n^* \rangle \propto \delta_{mn} \quad (m, n \geq 0) \quad (4)$$

を満たす。ただし、 $*$ は複素共役、 δ_{mn} はクロネッカーデルタである。(3)を(2)に代入し整理すれば'階層方程式'と呼ばれる一連の関数方程式を得る。階層方程式を(厳密に)解けば、正確な汎関数 u_n が得られ、直ちに汎関数展開(3)が確定する。しかしながら、いくつかの例外[38, 39, 44-46]を除いて一般にこれは困難である。多くの場合、いくつかの近似を階層方程式に施すことで汎関数 u_n の明示的な近似解を求めている。

2.2 数値確率解析

ここで新しく'数値確率解析'の概念[1]を示そう。多くの具体的な問題に対しては、階層方程式は、しばしば未知の汎関数 u_n について線形な積分方程式になる。従って、積分の帯域制限と共に離散化と求積法を導入すれば、求積点での未知の離散汎関数のための一連の線形方程式を得ることが出来る。数値解析によりそのような線形方程式を解けば、離散汎関数を数値的に得られる[¶]。従って、離散汎関数を補間することで汎関数 $u(r, \omega)$ を構築し、任意の統計量あるいは具体的な見本を得る。以下に具体的にランダムな境界値問題への応用を示す。

3 確率解析

このセクションでは、具体的に、最も簡単なランダム境界値問題のうちの1つとして無限に広い完全導体な一次元ランダム表面からのTE波散乱問題[18]を扱う。これは、解くべき方程式がその表現において'最も簡単'になりか

[†] D^{α} -フーリエ変換[12]を用いれば、一様確率場から導かれる非一様確率場はスペクトル領域において一様確率場を用いて書くことが出来る。

[‡]現時点では三つの具体的な直交汎関数展開が発見されている。ガウス系列、ガウス確率場のためのウィーナ・伊藤展開[38, 39]、ポアソン系列に関するポアン・シャリエー展開[48]と二値ランダム系列に関するバイナリー展開[40]である。

[¶]伝統的な確率解析においては、階層方程式は何らかの近似の下で'紙と鉛筆'により解かれてきた[13, 14, 16-31, 34-37]。

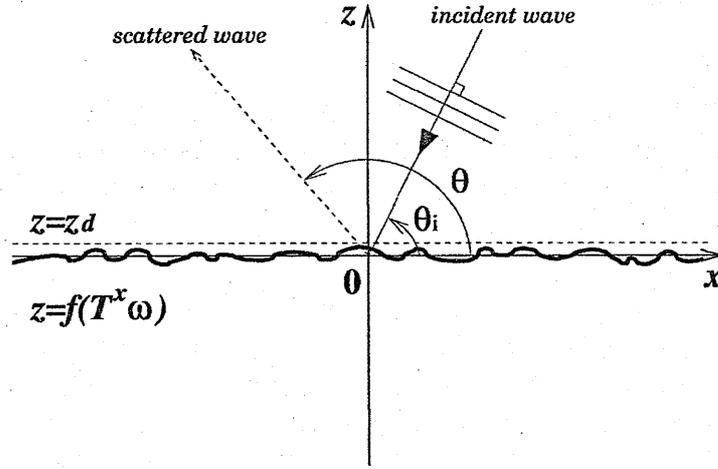


図1 一次元不規則表面によるTE平面波の散乱問題の座標系。無限に広い不規則表面は完全導体からなり、その不規則性は x -軸上の一様確率場 $f(T^x \omega)$ により記述される。 θ_i と θ は各々入射角と散乱角を表す ($0 < \theta_i, \theta < \pi$)。

つ、解析的に求められている対角近似ウィーナ核との比較が可能となるためである[†]。加えてもう一つの理由がある。階層方程式を1次オーダーまでを対角近似を適用せずに得られる解が光学定理を満たす事実 [14] と、ランダム表面の相関長が無限大になる極限における解析的かつ明示的な厳密解が光学定理を完全に満たす事実 [47] から、一般に対角近似を用いない解が光学定理を満たす特別な性質を持つと予想されるからである。

3.1 ランダム境界値問題

一次元不規則完全導体表面を (図1) を x -軸上のガウス一様確率場 [38, 42] $f(T^x \omega)$ により記述する。

$$z = f(T^x \omega) \tag{5}$$

$f(T^x \omega)$ はウィーナ積分 [38] でスペクトル表現されるとする。

$$f(T^x \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda x} F(\lambda) dB(\lambda, \omega) \tag{6}$$

ここで、 T^a は Ω 内の保測変換: $T^0 \equiv I$ (恒等変換), $T^{a+b} = T^a T^b$ ($a, b \in \mathbf{R} \equiv (-\infty, \infty)$) を表す。 $dB(\lambda, \omega)$ は実 λ -軸上の複素ガウスランダム測度 [38, 42] で以下の性質を持つ。

$$\begin{aligned} dB^*(\lambda, \omega) &= dB(-\lambda, \omega), & dB(\lambda, T^a \omega) &= e^{-i\lambda a} dB(\lambda, \omega) \\ \langle dB(\lambda, \omega) \rangle &= 0, & \langle dB(\lambda, \omega) dB^*(\lambda', \omega) \rangle &= \delta(\lambda - \lambda') d\lambda d\lambda' \end{aligned} \tag{7}$$

ただし、 $\langle \cdot \rangle$ は事象 ω に関するアンサンブル平均、 $*$ は複素共役、 $\delta(\cdot)$ は Dirac デルタを表す。(6) 及び (7) から不規則表面の平均、分散及び相関関数は以下となる。

$$\begin{aligned} \langle z \rangle &= 0, & \langle z^2 \rangle &= \sigma^2 = R(0), \\ R(x) &= \langle f(T^x \omega) \cdot f^*(\omega) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\lambda)|^2 e^{-i\lambda x} d\lambda \end{aligned} \tag{8}$$

$|F(\lambda)|^2$ は不規則表面のスペクトル密度で λ に関し偶関数 $|F(-\lambda)|^2 = |F(\lambda)|^2$ 、 $\sigma (> 0)$ は RMS (自乗平均根) 粗さである。

[†] ただし、この'最も簡単'なる表現は解析的な'紙と鉛筆'の意味であり数値解析の意味ではないことを予めここで断っておく。完全導体な表面は、抵抗率が消滅するか、または、誘電率がマイナス無限大となる極限ケースである。一般に共振現象が考慮される時には、そのようなケースはしばしば数値解析取扱上の問題を引き起こし得る。

不規則表面 (5) に TE 平面波が入射する場合の全波動場 $\phi(x, z, \omega)$ は、確率論的なフロケの定理 [13] により以下のように書ける。

$$\phi(x, z, \omega) = e^{-i\lambda_0 x + \gamma(\lambda_0)z} + e^{-i\lambda_0 x} U(z, T^x \omega | \lambda_0) \quad (9)$$

(9) の右辺第一項は入射波動ベクトルを

$$(\lambda_0, i\gamma(\lambda_0)) = (k \cos \theta_i, k \sin \theta_i) \quad (0 < \theta_i < \pi) \quad (10)$$

とする入射平面波を表す。ここで、 λ_0 は入射波動ベクトルの x -成分、 θ_i は入射角である。二価関数 $\gamma(\lambda)$ は

$$\gamma(\lambda) = -i\sqrt{k + \lambda}\sqrt{k - \lambda}, \quad \gamma(0) = -ik \quad (11)$$

で定義する。その分岐線を虚数軸に平行に分岐点 $\lambda = k, -k$ から各々 $\lambda = k + i\infty, -k - i\infty$ へ至る直線にとる。(9) の右辺第二項は散乱波動場で $U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ は x -軸上の一様確率場を表す。それゆえ散乱の問題は未知の一様確率場 $U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ を求める問題になる。

全波動場 $\phi(x, z, \omega)$ は自由空間中の二次元波動方程式

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2 + k^2)\phi(x, z, \omega) = 0 \quad (z > f(T^x \omega)) \quad (12)$$

及び不規則表面 $z = f(T^x \omega)$ 上でのディリクレ条件 $\phi(x, z, \omega) = 0$ を満たす。 $U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ が不規則表面 $f(T^x \omega)$ の汎関数つまり、 $dB(\lambda, \omega)$ の汎関数であることからウィーナ・伊藤展開 [13, 38] で表す。

$$U(z, T^x \omega | \lambda_0) = A_0(\lambda_0)e^{-\gamma(\lambda_0)z} + \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) e^{-\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)z - i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n)x} \cdot \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \quad (13)$$

$e^{-i\lambda_0 x} U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ は波動方程式 (12) 及び無限遠方 $z \rightarrow \infty$ での放射条件を満たす。ここで $A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)$ ($n = 0, 1, \dots$) は未知のウィーナ核で変数 $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ に関して対称な確定値関数、 $\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ は n 次の複素ウィーナ・エルミット微分式 [13, 38] である。(13) より、散乱波動場 $e^{-i\lambda_0 x} U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ は外向き平面波とエバネッセント波の和で記述されるが、これは外部領域 $z > z_d \equiv \sup\{f(T^x \omega); x \in \mathbf{R}, \omega \in \Omega\}$ においては正しい。ウィーナ核 A_n が求まれば、 $U(z, T^x \omega | \lambda_0)$ すなわちランダム波動場 $\phi(x, z, \omega)$ が得られる。そして、ランダム波動場に関する統計量は平均操作により求められる。

3.2 統計量

コヒーレント波動場 (9), (13) よりコヒーレント波動場 $\phi^c(x, z)$ は

$$\phi^c(x, z) = \langle \phi(x, z, \omega) \rangle = e^{-i\lambda_0 x} \{e^{\gamma(\lambda_0)z} + A_0(\lambda_0)e^{-\gamma(\lambda_0)z}\} \quad (14)$$

と書ける。よって、0 次ウィーナ核 $A_0(\lambda_0)$ は不規則表面のコヒーレント反射係数を表す。

相反定理 二つの異なる入射波 λ_0, λ'_0 に対する解 ϕ, ϕ' に対し、波動方程式の解に関する恒等式 $\text{div}\{\phi \text{grad} \phi' - \phi' \text{grad} \phi\}/k = 0$ と $\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ の直交性によりウィーナ核に関する相反定理を導くことができる [20]。

$$\begin{aligned} \gamma(\lambda'_0)A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) &= \gamma(\lambda_0)A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda'_0), \\ \lambda'_0 + \lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n &= 0 \quad (n = 0, 1, \dots) \end{aligned} \quad (15)$$

光学定理とインコヒーレント散乱断面積 波動方程式の解に関する保存則 $[\operatorname{div}\{\operatorname{Im}(\phi^* \operatorname{grad} \phi)\}]/k = 0$ より入射電力とコヒーレント散乱電力及びインコヒーレント散乱電力に関する関係式(光学定理)を導くことができる。

$$\frac{i\gamma(\lambda_0)}{k} = \frac{i\gamma(\lambda_0)}{k} |A_0(\lambda_0)|^2 - \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} n! \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im} \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n) |A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)|^2 d\lambda_1 \cdots d\lambda_n \quad (16)$$

(16) を書き直せば

$$1 = |A_0(\lambda_0)|^2 + \frac{1}{\sin \theta_i} \int_0^\pi P(\theta | \theta_i) d\theta \quad (17)$$

を得る。 $P(\theta | \theta_i)$ は入射角 θ_i に対するインコヒーレント散乱断面積で不規則表面の単位長さから散乱角 θ 方向へ散乱されるインコヒーレント電力の平均である。

$$P(\theta | \theta_i) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(\theta | \theta_i) \quad (18)$$

$$P_1(\theta | \theta_i) = k \sin^2 \theta |A_1(\lambda_s - \lambda_0 | \lambda_0)|^2 \quad (19)$$

$$P_n(\theta | \theta_i) = n! k \sin^2 \theta \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} |A_n(\lambda_s - \lambda_0 - (\lambda_2 + \cdots + \lambda_n), \lambda_2, \dots, \lambda_n | \lambda_0)|^2 d\lambda_2 \cdots d\lambda_n \quad (20)$$

$$\lambda_s = -k \cos \theta \quad (0 < \theta < \pi) \quad (21)$$

ここで θ は散乱角、 λ_s は散乱波数ベクトルの x -成分である。相反定理(15)より次の相反性が導かれる。

$$P(\theta | \theta_i) = P(\theta_i | \theta), \quad P_n(\theta | \theta_i) = P_n(\theta_i | \theta) \quad (n = 1, \dots) \quad (22)$$

3.3 ウィーナ核

ウィーナ解析は本来不規則現象の解析ツールとして考案された。白色雑音入力に対する未知システムの出力を入力汎関数としてウィーナ・伊藤展開し、出力の見本のアンサンブルから平均操作によりウィーナ核を求め未知システムの同定を行なうものである。例えば、非線形回路のパラメータ推定・FM変調のスペクトル解析・脳波のスペクトル解析[39]、視神経細胞応答の解析等[49]に用いられる。よって形式的な議論として、ランダム波動場 $\phi(x, z, \omega)$ がほとんど全ての見本 ω に対して既知であるとするならば、ウィーナ・伊藤展開の定義に従い

$$A_0(\lambda_0) = \langle \phi(x, z, \omega) - e^{-i\lambda_0 x + \gamma(\lambda_0)z} \rangle e^{i\lambda_0 x - \gamma(\lambda_0)z} \quad (23)$$

$$A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) = \frac{\langle \phi(x, z, \omega) \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \rangle}{n! d\lambda_1 \cdots d\lambda_n} e^{\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)z + i(\lambda_0 + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)x} \quad (24)$$

と計算される。しかしながら、もちろん現時点ではランダム波動場 $\phi(x, z, \omega)$ が不明であるから、このような直接的な算法でウィーナ核 A_n を求めることは出来ない[§]。通常は、次に示すような間接的な算法でウィーナ核を求めてランダム波動場 $\phi(x, z, \omega)$ を決定することになる。

3.4 階層方程式

ウィーナ核 A_n を境界条件より間接的に定めよう。まずレーリーの仮説を導入し(13)が不規則表面を含む内部領域 $z_d \geq z \geq f(T^x \omega)$ においても成り立つと仮定する。波長に比べて不規則表面の粗さが十分小さい場合: $k\sigma \ll 1$ に有効な平均面 $z=0$ 上での実効境界条件[6]をランダム表面のモデル境界条件として用いる[†]。

$$\left[\phi(x, z, \omega) + f(T^x \omega) \frac{\partial}{\partial z} \phi(x, z, \omega) \right] \Big|_{z=0} = 0 \quad (25)$$

[§]例えば有限のランダム表面であればモンテカルロシミュレーションとして、見本 ω 毎にランダム表面を確定させ通常の境界値問題として、対応する波動場 $\phi(x, z, \omega)$ を数値解析等で求め、そのアンサンブルからウィーナ核を計算することは原理的には可能である。しかし、実際には(少なくとも現在の解析的なウィーナ核以上のクオリティで求めることは) 実用的な意味では極めて困難であると思われる。ましてや無限に広いランダム表面ではこの方法は不可能である。

[†]実効境界条件はテイラー展開の1次項までの近似であるが、振動解析の意味では2次振動までなら正しい結果を与える。つまりテイラー展開の2次項まで考慮しても意味はなく、実効境界条件(25)は既に2次項まで考慮されているとも言える。実効境界条件は文献[6]に示された近似解を始め多くの他手法において用いられている[50-52]。

実効境界条件 (25) を満たすようにウィーナ核を決定するが、 ω についての確率方程式であるため、等号はアンサンブル自乗平均の意味で解釈する。そこで (25) の左辺を $e(x, \omega)$ とおいて

$$\langle |e(x, \omega)|^2 \rangle = 0 \quad (26)$$

を満たすようにウィーナ核を決定する。(9),(13) を (25) へ代入し、 $\hat{h}^{(1)}[\cdot] \cdot \hat{h}^{(n)}[\cdot]$ に関するウィーナ積分の関の公式 [13, 38] を適用し、実際に (26) を評価すると

$$\begin{aligned} \langle |e(x, \omega)|^2 \rangle = & \left| 1 + A_0(\lambda_0) - \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\lambda_0 + \lambda) A_1(\lambda | \lambda_0) F^*(\lambda) d\lambda \right|^2 \\ & + 1! \int_{-\infty}^{\infty} \left| A_1(\lambda_1 | \lambda_0) + \gamma(\lambda_0) \{1 - A_0(\lambda_0)\} F(\lambda_1) - 2 \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda) A_2(\lambda_1, \lambda | \lambda_0) F^*(\lambda) d\lambda \right|^2 d\lambda_1 \\ & + 2! \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left| A_2(\lambda_1, \lambda_2 | \lambda_0) - \mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1) A_1(\lambda_1 | \lambda_0) F(\lambda_2) \right] \right. \\ & \quad \left. - 3 \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda) A_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda | \lambda_0) F^*(\lambda) d\lambda \right|^2 d\lambda_1 d\lambda_2 \\ & + \dots \\ & + n! \int \dots \int_{-\infty}^{\infty} \left| A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) - \mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_{n-1}) A_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda_0) F(\lambda_n) \right] \right. \\ & \quad \left. - (n+1) \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n + \lambda) A_{n+1}(\lambda_1, \dots, \lambda_n, \lambda | \lambda_0) F^*(\lambda) d\lambda \right|^2 d\lambda_1 \dots d\lambda_n \\ & + \dots \end{aligned} \quad (27)$$

となる。ここで、 $\mathcal{S}[\cdot]$ は変数 $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ に関する対称化のオペレータである。(27) が零となるためには、各項が非負なため項別に零にならねばならない。従って、(27) における絶対値記号内が全て零になる必要がある。これによりウィーナ核に関する以下の可算無限個の連立積分方程式 (階層方程式) を得る[†]。

0次:

$$1 + A_0(\lambda_0) - \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda) A_1(\lambda | \lambda_0) d\lambda = 0 \quad (28)$$

1次:

$$A_1(\lambda_1 | \lambda_0) + \gamma(\lambda_0) \{1 - A_0(\lambda_0)\} F(\lambda_1) - 2 \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda) A_2(\lambda_1, \lambda | \lambda_0) d\lambda = 0 \quad (29)$$

2次:

$$\begin{aligned} A_2(\lambda_1, \lambda_2 | \lambda_0) - \mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1) A_1(\lambda_1 | \lambda_0) F(\lambda_2) \right] \\ - 3 \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda) A_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda | \lambda_0) d\lambda = 0 \end{aligned} \quad (30)$$

⋮

n 次 ($n \geq 2$):

$$\begin{aligned} A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) - \mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_{n-1}) A_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda_0) F(\lambda_n) \right] \\ - (n+1) \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n + \lambda) A_{n+1}(\lambda_1, \dots, \lambda_n, \lambda | \lambda_0) d\lambda = 0 \end{aligned} \quad (31)$$

階層方程式 (28)-(31) が表す散乱過程について議論しよう。 n 次オーダーに着目すると異なる次数間のウィーナ核のカップリングは二つ存在する。一つは A_{n-1} から A_n への上昇カップリングでもう一つは A_{n+1} から A_n への積分を介した下降カップリングである。これら二つのカップリングのみが現れるのは、実効境界条件 (25) が $f(T^x \omega)$ に

[†]正式にはここで述べているように自乗平均誤差 (26) の評価の結果として導かれるが、表面的に追うと多重ウィーナ積分の次数毎に分類することと同じである。

関する一次オーダーであることに由来している。よって、これらのカップリングは単一散乱を記述するから、 n 次のウィーナ核 $A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)$ は n 重散乱波の振幅を表すと解釈できる。

3.5 対角近似による解析的ウィーナ解析

階層方程式 (28)-(31) を解いてウィーナ核を決定すれば、実効境界条件 (25) を厳密に満たす解が得られるはずであるが、無限個かつ連立積分方程式であるため一般には困難である。これは確率解析としてのウィーナ解析に関する問題点である。以前の研究 [18] においては有限オーダー N ($N \geq 1$) での打ち切り: $A_{N+1} \equiv A_{N+2} \equiv \dots \equiv 0$ と、対角近似 ($N \geq n \geq 2$) により明示的に近似ウィーナ核を求めた。

$$A_n^{(N)}(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) \simeq \frac{\mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_{n-1}) A_{n-1}^{(N)}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda_0) F(\lambda_n) \right]}{1 + \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n) M_D^{(N-n)}(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)} \quad (N \geq n \geq 2) \quad (32)$$

$$A_1^{(N)}(\lambda_1 | \lambda_0) = \frac{\gamma(\lambda_0) \{1 - A_0^{(N)}(\lambda_0)\} F(\lambda_1)}{1 + \gamma(\lambda_0 + \lambda_1) M_D^{(N-1)}(\lambda_0 + \lambda_1)} \quad (N \geq 1) \quad (33)$$

$$A_0^{(N)}(\lambda_0) = \frac{1 - \gamma(\lambda_0) M_D^{(N)}(\lambda_0)}{1 + \gamma(\lambda_0) M_D^{(N)}(\lambda_0)} \quad (N \geq 1) \quad (34)$$

ここで、 N は打ち切り次数を表す。 $M_D^{(n)}(\lambda)$ は逐次マスオペレータであり、物理的には n 回の繰り込みを表す。

$$M_D^{(n)}(\lambda) = \begin{cases} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(\lambda + \lambda') |F(\lambda')|^2}{1 + \gamma(\lambda + \lambda') M_D^{(n-1)}(\lambda + \lambda')} d\lambda' & (n \geq 1) \\ 0 & (n = 0) \end{cases} \quad (35)$$

$M_D^{(1)}$ は多重散乱理論によって得られる一次平滑近似 (first-order smoothing approximation 以下 FSA) と呼ばれるマスオペレータ [50, 51] と一致する。以下では表記の簡単のため、 N 次の打ち切り対角近似を $DA^{(N)}$ で表す。同様に対角近似の無い場合の表記を $NDA^{(N)}$ で表すことにする。ここで、 $DA^{(N)}$ 解は $N \geq 2$ に対する概念であることに注意して頂きたい。すなわち $N = 1$ の時のみ対角近似の対象項は存在しないため $NDA^{(1)}$ 解が得られる。 $NDA^{(1)}$ 解は他手法において得られた解 [6, 52] に対応 (あるいは一致) することを指摘しておく。

4 数値ウィーナ解析

ウィーナ解析は強力なツールである反面、階層方程式 (28)-(31) のような連立積分方程式の合理的な解法は数学的に十分検討されているとは言えない。一方、二次元ランダム表面におけるスカラー平面波散乱において $NDA^{(1)}$ 解は光学定理を満たすことが以前から知られており [14]、また本問題の $NDA^{(1)}$ 解が解析的な意味で光学定理を満たすこと [2] 及び現在議論しているランダム境界値問題の相関長無限大の極限における $NDA^{(N)}$ 解に対応する解析的な厳密解が光学定理を満たすことの数学的証明 [47] から、一般に高次の打ち切り $N \geq 2$ に対する $NDA^{(N)}$ 解が光学定理を満たす解となることが極めて強く予想される。この予想を確かめるためには、対角近似なしに解くことが必要になる。先に述べたように、階層方程式はウィーナ核に関する線形積分方程式であるから、離散化を行なうことで線形方程式を導出し、それを計算機を用いて数値的に解く、すなわち、ウィーナ核を数値的に決定することを試みよう。このようなウィーナ解析を「数値解析的ウィーナ解析」と呼ぶことにする。一般的に、(偏)微分方程式や積分方程式を離散化して解く計算機指向のアプローチは、工学におけるありとあらゆる分野で行なわれている。その意味では自然なアプローチではあるが、階層方程式 (と言うよりは、確率解析自体) を数値解析的に扱った例はない[†]。

[†]解析の発想が異なるが、文献 [53] においては不規則金属表面上での波動の局在化を扱うため、ウィーナ解析によらない定式化 (簡易レーリー方程式の方法 [54] に類似) において複素ガウスランダム測度を計算機で生成し、求めるべき波動場のランダム測度そのものを数値解析することで、個別の見本そのものを得ている。

4.1 階層方程式の離散化と線型方程式の導出

不規則表面を記述するウィーナ積分 (6) の確定値関数 $F(\lambda)$ は一般に無限の帯域を持つが、対角近似でウィーナ核を関数として解析した場合であっても、実際の統計量の数値計算では適当な有限帯域で処理している。よって、ウィーナ核を求める時点で有限帯域と考えても実用上十分である。階層方程式 (28)-(31) 中の積分を帯域制限し、離散化して積分を和で近似する。例えば $g(\lambda)$ が未知関数であるとして

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\lambda)F^*(\lambda)d\lambda \approx \int_{\Lambda_L}^{\Lambda_U} g(\lambda)F^*(\lambda)d\lambda \approx \sum_{j=-M_L}^{M_U} g(\tilde{\lambda}_j)F^*(\tilde{\lambda}_j)\Delta_j \quad (36)$$

と近似する。ここで $\Lambda_U (> 0), \Lambda_L (< 0)$ は帯域の上限と下限であり、具体的な問題に応じて適当に定める。また、 M_U, M_L は閉区間 $[0, \Lambda_U], [\Lambda_L, 0]$ の分割数である。 $\tilde{\lambda}_j$ ($j \in M$) は帯域 $[\Lambda_L, \Lambda_U]$ 内の求積点である。

$$\Lambda_L = \tilde{\lambda}_{-M_L} < \tilde{\lambda}_{-M_L+1} < \cdots < \tilde{\lambda}_0 = 0 < \cdots < \tilde{\lambda}_{M_U-1} < \tilde{\lambda}_{M_U} = \Lambda_U \quad (37)$$

$$M \equiv (-M_L, -M_L+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, M_U-1, M_U) \quad (38)$$

よって階層方程式 (28)-(27) について同一の数値積分のアルゴリズムを適用し、ウィーナ核を含めた全ての関数の引数はすべて離散点 $\tilde{\lambda}_n$ ($n \in M$) で代表させれば、次のような線形方程式が得られる。

0次:

$$1 + a^{[0]} - \sum_{j=-M_L}^{M_U} F_j^* \gamma_j^{[1]} a_j^{[1]} \Delta_j = 0 \quad (39)$$

1次:

$$a_m^{[1]} + \gamma^{[0]} \{1 - a^{[0]}\} F_m - 2 \sum_{j=-M_L}^{M_U} F_j^* \gamma_{mj}^{[2]} a_{mj}^{[2]} \Delta_j = 0, \quad (m \in M) \quad (40)$$

2次:

$$a_{mn}^{[2]} - \frac{1}{2} (\gamma_m^{[1]} a_m^{[1]} F_n + \gamma_n^{[1]} a_n^{[1]} F_m) - 3 \sum_{j=-M_L}^{M_U} F_j^* \gamma_{mnj}^{[3]} a_{mnj}^{[3]} \Delta_j = 0, \quad (m, n \in M) \quad (41)$$

n 次 ($n \geq 2$):

$$a_{i_1 \dots i_n}^{[n]} - \frac{1}{n} (\gamma_{i_1 \dots i_{n-1}}^{[n-1]} a_{i_1 \dots i_{n-1}}^{[n-1]} F_{i_n} + \cdots + \gamma_{i_2 \dots i_n}^{[n-1]} a_{i_2 \dots i_n}^{[n-1]} F_{i_1}) - (n+1) \sum_{j=-M_L}^{M_U} F_j^* \gamma_{i_1 \dots i_n j}^{[n+1]} a_{i_1 \dots i_n j}^{[n+1]} \Delta_j = 0 \quad (42)$$

$$(i_1, \dots, i_n \in M)$$

ただし、

$$\begin{cases} a^{[0]} \equiv A_0(\lambda_0) \\ a_m^{[1]} \equiv A_1(\tilde{\lambda}_m | \lambda_0) \\ a_{mn}^{[2]} \equiv A_2(\tilde{\lambda}_m, \tilde{\lambda}_n | \lambda_0) \\ \vdots \\ a_{i_1 \dots i_n}^{[n]} \equiv A_n(\tilde{\lambda}_{i_1}, \dots, \tilde{\lambda}_{i_n} | \lambda_0) \end{cases} \quad \begin{cases} \gamma^{[0]} \equiv \gamma(\lambda_0) \\ \gamma_m^{[1]} \equiv \gamma(\lambda_0 + \tilde{\lambda}_m) \\ \gamma_{mn}^{[2]} \equiv \gamma(\lambda_0 + \tilde{\lambda}_m + \tilde{\lambda}_n) \\ \vdots \\ \gamma_{i_1 \dots i_n}^{[n]} \equiv \gamma(\lambda_0 + \tilde{\lambda}_{i_1} + \cdots + \tilde{\lambda}_{i_n}) \end{cases} \quad (43)$$

$$F_n \equiv F(\tilde{\lambda}_n) \quad F_n^* \equiv F^*(\tilde{\lambda}_n) \quad (44)$$

である。ウィーナ核の引数に関する対称性と (43) の自明な性質より

$$a_{i_1 \dots i_n}^{[n]} = a_{j_1 \dots j_n}^{[n]}, \quad \gamma_{i_1 \dots i_n}^{[n]} = \gamma_{j_1 \dots j_n}^{[n]} \quad (i_k \in M) \quad (45)$$

$$i_k, j_k \in \{1, \dots, n\} \quad i_k \neq i_l \quad j_k \neq j_l \quad (k \neq l) \quad (k, l = 1, \dots, n)$$

が成り立つ。 Δ_n ($n \in \mathbf{M}$) は離散化の際の分割幅と用いる数値積分のアルゴリズムに応じた重みである。離散化された階層方程式は各 n 次オーダーに対して $(M_U + M_L + 1)$ 次 n 変数行列方程式[†]となること最大の特徴である。これは高次オーダーを解く際の強い次元効果を示唆する。

4.2 離散ウィーナ核の表現

NDA⁽¹⁾ 解 まずは、(33) で $N = 1$ とおいた NDA⁽¹⁾ 解を示す。手順は解析的に求める場合と全く同様で、2 次以上のウィーナ核を零とおいて 0 次と 1 次の階層方程式を解く。(40) で $a_{mj}^{[2]} \equiv 0$ とすれば

$$a_m^{[1]} = -\gamma^{[0]}(1 - a^{[0]})F_m \quad (46)$$

が得られるから、これを (39) へ代入して整理することで

$$a^{[0]} = -\frac{1 - \gamma^{[0]}m_D^{(1)[0]}}{1 + \gamma^{[0]}m_D^{(1)[0]}} \quad (47)$$

$$m_D^{(1)[0]} = -\sum_{j=-M_L}^{M_U} |F_j|^2 \gamma_j^{[1]} \Delta_j \quad (48)$$

を数値的に得る。(47) は (33) そのものであり、(48) は実際の数値積分を行なう意味での和に置き換えられた $M_D^{(1)}(\lambda_0)$ そのものである。決定した (47) を (46) へ代入すれば NDA⁽¹⁾ の 1 次ウィーナ核 $a_m^{[1]}$ を数値的に決定できる。この表現は解析的に求まっている (33) で $N = 1$ とした NDA⁽¹⁾ の 1 次ウィーナ核 $A_1^{(1)}(\tilde{\lambda}_m)$ の離散表現そのものである。(27) より境界条件の自乗平均誤差 $\langle |e(x, \omega)|^2 \rangle$ は以下のように与えられる。

$$\langle |e(x, \omega)|^2 \rangle = 2! \int_{-\infty}^{\infty} \left| S \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1) A_1(\lambda_1 | \lambda_0) F(\lambda_2) \right] \right|^2 d\lambda_1 d\lambda_2 = O((k\sigma)^4) \quad (49)$$

$$\approx \sigma^2 \sum_{m=-M_L}^{M_U} |\gamma_m^{[1]} a_m^{[1]}|^2 \Delta_m + \sum_{l=-M_L}^{M_U} \sum_{m=-M_L}^{M_U} \gamma_l^{[1]} a_l^{[1]} \gamma_m^{[1]*} a_m^{[1]*} F_l F_m^* \Delta_l \Delta_m \quad (50)$$

NDA⁽²⁾ 解 $N = 2$ に対する解を求める。すなわち、0 次、1 次及び 2 次オーダーの階層方程式を数値的な意味で完全に解く。(41) で $a_{mnj}^{[3]} \equiv 0$ とすれば

$$a_{mn}^{[2]} = \frac{1}{2} (\gamma_m^{[1]} a_m^{[1]} F_n + \gamma_n^{[1]} a_n^{[1]} F_m) \quad (51)$$

となる。これを (40) へ代入して整理すれば、次の行列方程式が得られる。

$$(1 + \gamma_m^{[1]} m_{Dm}^{(1)[1]}) a_m^{[1]} + \gamma^{[0]}(1 - a^{[0]})F_m - F_m \sum_{j=-M_L}^{M_U} F_j^* \gamma_{jm}^{[2]} \gamma_j^{[1]} a_j^{[1]} \Delta_j = 0, \quad (m \in \mathbf{M}) \quad (52)$$

$$m_{Dm}^{(1)[1]} = -\sum_{j=-M_L}^{M_U} |F_j|^2 \gamma_{jm}^{[2]} \Delta_j, \quad (m \in \mathbf{M}) \quad (53)$$

(53) は (47) と同様に和に置き換えられた $M_D^{(1)}(\lambda_0 + \tilde{\lambda}_m)$ の数値そのものである。(52) の例えば第 m 番目の式が表現する 2 次ウィーナ核と 1 次ウィーナ核との粗面散乱過程を図 2 に示す。1 次ウィーナ核 $A_1(\tilde{\lambda}_m | \lambda_0) \equiv a_m^{[1]}$ から始まり 2 次ウィーナ核 $A_2(\tilde{\lambda}_m, \tilde{\lambda}_j | \lambda_0) \equiv a_{mj}^{[2]}$ を経由して自身に戻る閉じたリンクである。そのような閉じたリンクの j に関する総和 (積分) が (53) で与える FSA となる。(52) の第三項は、対角近似において無視された下降カップリングによる散乱過程 (交差散乱過程 [55] と呼ぶ) を表す。これは第 j 番目の求積点の 1 次ウィーナ核 $a_m^{[1]}$ から始まり 2 次ウィーナ核 $a_{jm}^{[2]}$ を経由して 1 次ウィーナ核 $a_m^{[1]}$ へと至る開いたリンクである。作用素行列を Q 、1 次ウィーナ核ベク

[†]ここで言う n 変数行列とは、一つの要素を指定する添字が n 個ある行列 (のようなもの) と言う意味である。プログラミング言語的に言えば Fortran, Basic, C における多次元配列のようなものである。この場合の対角要素とは全ての添字が同じ値となる要素を指す。実際のインプリメンテーションでは辞書式に並べることで、すべて通常の行列方程式として扱えばよい。

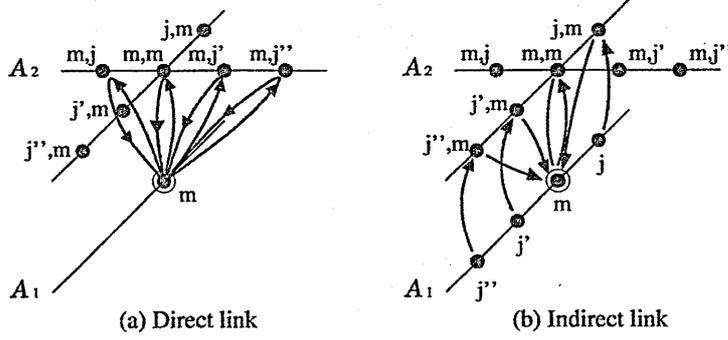


図 2 1 次及び 2 次 Wiener 核のリンク状態。(a) 直接リンク、(b) 間接リンク。インデックス m, j は、 A_1, A_2 における求積点 $\lambda_m, \lambda_j, \dots$ を表す。直接リンクは、 $A_1(\lambda_m|\lambda_0)$ から始まり個々の λ_j を取る $A_2(\lambda_m, \lambda_j|\lambda_0)$ を通して自身へと戻る閉じたリンクとなる。そのようなすべての直接リンクの総和をとることで、良く知られた一次平滑近似のマスオペレータ $M_D^{(1)}(\lambda_m)$ が得られる。同様に間接リンクは、 $A_1(\lambda_j|\lambda_0)$ から始まり個々の λ_j を取る $A_2(\lambda_j, \lambda_m|\lambda_0)$ を通して $A_1(\lambda_m|\lambda_0)$ へと至る開いたリンクとなる。対角近似においては、そのような間接リンクは無視される。

トル a_1 及び形状因子ベクトル f を

$$Q = (Q_{mn}), \quad Q_{mn} = \delta_{mn}(1 + \gamma_m^{[1]} m_D^{(1)[1]}) - F_m F_n^* \gamma_{nm}^{[2]} \gamma_n^{[1]} \Delta_n \quad (54)$$

$$a_1 = [a_{-M_L}^{[1]} \cdots a_0^{[1]} \cdots a_{M_U}^{[1]}]^T \quad (55)$$

$$f = [F_{-M_L} \cdots F_0 \cdots F_{M_U}]^T \quad (56)$$

と定める。ここで T は転置を表す。よって (52) は

$$Q a_1 = -\gamma^{[0]}(1 - a^{[0]})f \quad (57)$$

と書けるから、これを解いて

$$a_1 = -\gamma^{[0]}(1 - a^{[0]})Q^{-1}f \quad (58)$$

を得る。 $Q^{-1} = (Q_{mn}^{-1})$ は Q の逆行列である。 $a^{[0]}$ を求めるため (39) へ代入すれば

$$a^{[0]} = -\frac{1 - \gamma^{[0]} m_D^{(2)[0]}}{1 + \gamma^{[0]} m_D^{(2)[0]}} \quad (59)$$

$$m_D^{(2)[0]} = -\sum_{m,n=-M_L}^{M_U} F_m^* F_n \gamma_m^{[1]} Q_{mn}^{-1} \Delta_m \quad (60)$$

を数値的に得る。(60) は $N=2$ の場合の下降カップリングを完全に考慮したマスオペレータである。 $a^{[0]}$ が求まれば (58) より $a_m^{[1]}$ が求まり、さらに (51) より $a_{mn}^{[2]}$ が求まる。以上により、厳密なウィーナ核が数値的な意味で得られる。この解に対する境界条件の誤差 (26) は、2 次までを厳密に解いたのであるから 2 次ウィーナ核まで用いるものとして

$$\langle |e(x, \omega)|^2 \rangle = 3! \left| \iiint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{S} \left[\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2) A_2(\lambda_1, \lambda_2|\lambda_0) F(\lambda_3) \right] \right|^2 d\lambda_1 d\lambda_2 d\lambda_3 = O((k\sigma)^6) \quad (61)$$

$$\approx 2\sigma^2 \sum_{m,n=-M_L}^{M_U} |\gamma_{mn}^{[2]} a_{mn}^{[2]}|^2 \Delta_m \Delta_n + 4 \sum_{l,m,n=-M_L}^{M_U} \gamma_{mn}^{[2]} a_{mn}^{[2]} \gamma_{nl}^{[2]*} a_{nl}^{[2]*} F_l F_m^* \Delta_l \Delta_m \Delta_n \quad (62)$$

となり、実効境界条件を $(k\sigma)^0, (k\sigma)^1, (k\sigma)^2$ のオーダーで満たすことがわかる。

DA⁽²⁾ 解 2次対角近似解と同等の数値解を算出するのは簡単で、(52)の右辺第三項(交差散乱過程)を無視する、すなわち作用素行列 Q を対角成分のみ[†]とすればよい。これが'対角近似'の由来である。この場合、(54)より

$$Q_{mn}^{-1} = \frac{\delta_{mn}}{1 + \gamma_m^{[1]} m_{Dm}^{(1)[1]}} \quad (63)$$

となるから、(58),(60)は

$$a_m^{[1]} = -\frac{\gamma^{[0]}(1 - a^{[0]})F_m}{1 + \gamma_m^{[1]} m_{Dm}^{(1)[1]}} \quad (64)$$

$$m_D^{(2)[0]} = -\sum_{m=-M_L}^{M_U} \frac{|F_m|^2 \gamma_m^{[1]} \Delta_m}{1 + \gamma_m^{[1]} m_{Dm}^{(1)[1]}} \quad (65)$$

と明示的に書ける。(64)はDA⁽²⁾の1次ウィーナ核(33)を離散点 $\tilde{\lambda}_m$ でサンプリングした実質上の計算式そのものである。また、(65)は実際の数値二重積分を行なう意味での二重和に置き換えられた2次の逐次マスオペレータ $M_D^{(2)}(\lambda_0)$ そのものである。

5 数値計算と考察

アルゴリズムパラメータ 具体的な数値計算のためスペクトル密度 $|F(\lambda)|^2$ をガウス型とする。

$$|F(\lambda)|^2 = \kappa \sigma^2 e^{-(\kappa\lambda)^2} / \sqrt{\pi} \quad (66)$$

ただし、 κ は不規則表面の相関距離である。帯域制限に関する λ_U, λ_L は $|F(\Lambda)|^2$ (もしくは $F(\Lambda)$) が十分小さくなるように例えば、 $\lambda_U = \Delta_F, \lambda_L = -\Delta_F, \Delta_F = 3.4/\kappa \sim 4.8/\kappa$ とする。 $|F(\Delta_F)|^2/|F(0)|^2 \approx 10^{-5} \sim 10^{-10}$ となる。このような帯域制限は従来の関連する数値計算(マスオペレータ、散乱断面積等)で経験的に用いられてきた[13,14,16-19,22,27-31,34-37]。実際には低角度(low grazing angle 以下 LGA)の場合を考慮してより広い帯域 Δ を用いる。

$$\lambda_U = \Delta \quad \lambda_L = -\Delta \quad \Delta = k + \Delta_F \sim 2\Delta_F \quad (67)$$

数値積分において非等間隔台形公式を適用すれば重み Δ_j は具体的に

$$\begin{aligned} \Delta_j &= \frac{\tilde{\lambda}_{j+1} - \tilde{\lambda}_{j-1}}{2} \quad (j = -M_L + 1 \cdots, M_U - 1) \\ \Delta_{-M_L} &= \frac{\tilde{\lambda}_{-M_L+1} - \tilde{\lambda}_{-M_L}}{2}, \quad \Delta_{M_U} = \frac{\tilde{\lambda}_{M_U} - \tilde{\lambda}_{M_U-1}}{2}. \end{aligned} \quad (68)$$

となる。もしも伝統的な(等間隔)台形公式[56]が有効であれば重みはより簡潔に

$$\Delta_j = \Delta/M \quad (j = -M+1 \cdots, M-1) \quad \Delta_{\pm M} = \Delta/(2M) \quad (69)$$

と書ける。ここで M は Δ の分割数を与える。得られた離散ウィーナ核から求積点以外の任意の引数に対応する数値は3次のスプライン補間[57]により算出する。

ウィーナ核の緩やかな特異性 一般論として言うまでもなく、もしも(36)の未知の関数 $g(\lambda)$ が適度に滑らかな関数であれば、十分な精度を持つ解を得るために多くの求積法点は必要ない。例えば、ランダム媒質における放射輸送方程式の数値解析[58]やランダム表面に対する簡易レーリ方程式の数値解析[54]ではさほど多くの求積点は使わ

[†]厳密には対角成分には第三項の $m=n$ の要素 $|F_m|^2 \gamma_{mm}^{[2]} \gamma_m^{[1]} \Delta_m$ が入る(図2(b)の $a_m^{[1]} \rightarrow a_{mm}^{[2]} \rightarrow a_m^{[1]}$ のリンク)。しかしながら、分割数 $M_L + M_U + 1$ が十分大きくなれば、 Δ_m は小さくなる。対応する対角要素 $1 + \gamma_m^{[1]} m_{Dm}^{(2)[1]}$ は $m_{Dm}^{(2)[1]}$ が収束すれば不変であるからそのような寄与は明らかに消滅する。よって、元の式(29)の非対角項は $-F(\lambda_1) \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda) \gamma(\lambda_0 + \lambda) A_1(\lambda|\lambda_0) d\lambda$ と考えてさしつかえない。

れていない。しかしながら、論文 [18] で指摘したようにディリクレ条件の $DA^{(2)}$ の 1 次ウィーナ核 $A_1^{(2)}(\lambda_1|\lambda_0)$ は $\lambda_1 \approx \pm\lambda_m - \lambda_0$ において共振因子

$$\Delta_D^{(1)}(\lambda) = 1 + \gamma(\lambda)M_D^{(1)}(\lambda) \quad (70)$$

から由来する (発散のない) 緩やかな特異性を持ち、それは $1/|\Delta_D^{(1)}(\lambda)|$ が $|\lambda| = \lambda_m$ において非常に鋭いスパイクを持つことによる。ここで λ_m は $|\Delta_D^{(1)}(\lambda)|$ を最小にする実数でありおおよそ $\lambda_{sp} \equiv k\sqrt{1+1/(k\sigma)^2}$ で近似される [18]。実際、図 3 に (15) で $N=2$ とおいた $DA^{(2)}$ 1 次ウィーナ核 $|A_1^{(2)}(\lambda|\lambda_0)|$ を λ の関数として $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ に対して計算した結果を示す。 σ や入射角の変動に応じて $\lambda \approx \pm\lambda_m - \lambda_0$ において $|A_1^{(2)}|$ が (鋭い) スパイクを持つ。このようなスパイクは、非常に狭い帯域幅において $A_1^{(2)}$ の非常に急激な変化をもたらし、僅かに粗な完全導体不規則表面上での TM 波における導波表面波 [17, 18] に類似の TE 波におけるスプリアスな導波表面波 [17, 18] の複素極を存在を示唆する。このようなスパイクによる緩やかな特異性は数値計算上の難点となり得る。実際、式で明示的に与えられるにもかかわらず、(14) で $n=2$ とおいて得られる 2 次の逐次マスオペレータ $M_D^{(2)}(\lambda)$ を数値計算するには種々の小技が必要である[†]。従って、もしも対象となる閉区間にスパイクが現れかつ、統計的性質への寄与が無視できない場合、精度良い結果を得るためにはほぼ確実に非常に多くの求積点が必要となることが予想される。それは、 $-\lambda_m - \lambda_0 > -\Delta, \lambda_m - \lambda_0 < \Delta$ となる場合、すなわち、大なる $k\sigma$ あるいは小なる $k\kappa$ あるいは $|\lambda_0| \approx k$ (LGA θ_i) に対して起こり得る。

5.1 数値的 $NDA^{(2)}$ 解の概観

計算パラメータ 以下特にことわらない限り、表面粗さを $\sigma = 0.05\Lambda$ ($k\sigma = \pi/10$)、相関距離を $\kappa = 0.3183098862\Lambda$ ($k\kappa = 2$)、帯域幅を $\Delta_F = 3.5/\kappa \approx 1.74k, \Delta = k + \Delta_F \approx 2.74k$ 、数値解析における分割数のパラメータを $M = 64$ とする。また、重み Δ_j として等間隔台形公式 (69) を用い、 $\bar{\lambda}_0 = 0$ として固定する。

解析的及び数値的 $DA^{(2)}$ 解の比較 図 4 にコヒーレント反射係数 $A_0^{(2)}(\lambda_0)$ の振幅と位相を示す。解析解と数値解はよく一致している。図 5 にインコヒーレント散乱の角度分布 P_1, P_2 を入射角 $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ に対して計算した結果を示す。明らかに 1 次及び 2 次共に、両者はグラフ上では全く区別できないほど重なっており、数値解は解析解と同等な結果を示している。

数値的 $NDA^{(2)}$ 解 図 6 にコヒーレント反射係数 $A_0^{(2)}(\lambda_0)$ の振幅と位相を示す。 $NDA^{(2)}$ による $|A_0^{(2)}|$ は $DA^{(2)}$ と比較して $\theta_i > 40^\circ$ で僅かに大きい。両者の位相の差は $50^\circ > \theta_i > 10^\circ$ なる範囲でやや大きい。図 7 はインコヒーレント散乱の角度分布 P_1, P_2 である。解析解と対角近似解では定性的な振舞いは同じであるが、前者は後者に比べて低い値をとっている。図 8 は光学定理の (a) σ -依存性と (b) θ_i -依存性である。 σ あるいは θ_i が増せば、コヒーレント電力が減少し、インコヒーレント電力が増加する。その合計電力はほとんど不変で 1 である。実際 0.18% 以内の精度で成立している。これは $NDA^{(2)}$ 解が光学定理を満足する予想と合致する。次に $NDA^{(2)}, DA^{(2)}, DA^{(\infty)}$ 解に対する合計電力の計算結果を図 9 に示す。 $DA^{(2)}$ 解は光学定理を $\sigma < 0.025\Lambda$ あるいは 0.048Λ に対して 0.2% あるいは 2% 以内の精度で満たす。同様に、 $DA^{(\infty)}$ 解は光学定理を $\sigma < 0.028\Lambda$ あるいは 0.053Λ に対して 0.2% あるいは 2% 以内の精度で満たす。

5.2 $NDA^{(2)}$ 解の検証

多重レベル分割法 図 8 と 9 で示した光学定理の著しい結果に基づき、極端な物理パラメータに対する計算を行ない、光学定理に関する予想を検証する。大なる $k\sigma$ あるいは小なる $k\kappa$ あるいは入射角 θ_i が LGA である場合、も

[†] 例えば、論文 [18] の図 8 を計算するにあたっては 2 つの小技を導入している。一つは黄金分割法を用いた最小値検索法 [56] による $|\Delta_D^{(1)}(\lambda)|$ の最小値を与える $\lambda = \lambda_m$ を高精度に求めることと、もう一つは数値積分における技巧である。これは共振因子 $1/|\Delta_D^{(1)}(\lambda)|$ のスパイクの半値幅が非常に狭いためである。例えば、 $k\sigma = \pi/10, k\kappa = 2$ に対し $1/|\Delta_D^{(1)}(\lambda)|$ のスパイクの最大値は $\lambda_m/k = 3.3374482892180346k$ に生じ、その半値幅は $1.79 \times 10^{-14}k$ である (単精度ではもはや正確な計算は不可能)。従って、 $M_D^{(2)}(\lambda)$ の高精度な数値積分には非常に多くの計算点が必要になる。このため、元の積分区間を二つの特異性 $\lambda_m - \lambda, -\lambda_m - \lambda$ を中心とする複数の部分区間に分割し各々において精度保証 [59] を施した二重指数型の積分公式 [60] を適用した。これらの二つの小技を併用するとならない場合よりも精度良い計算を十分短い計算時間で実現できた。

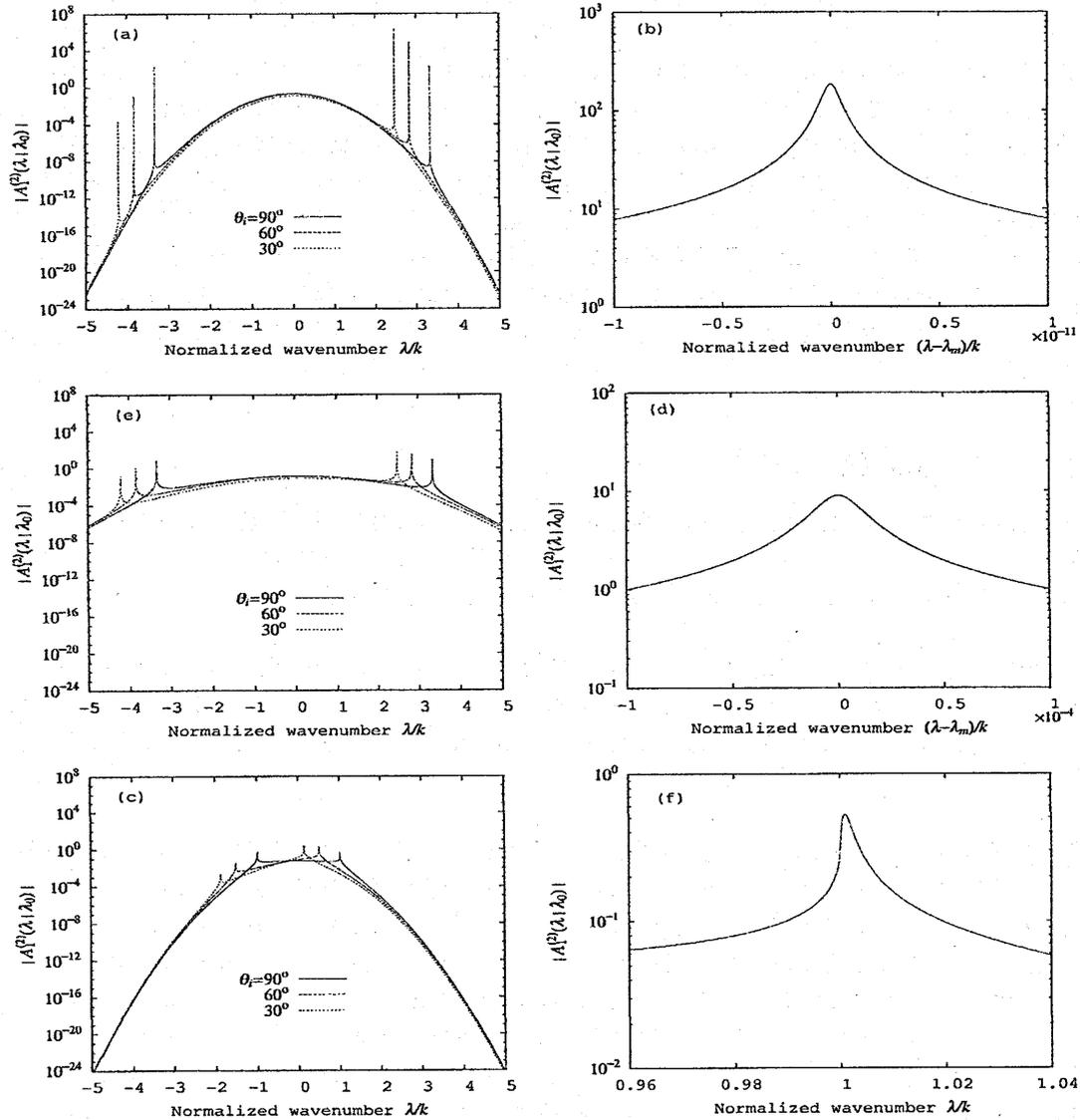


図3 解析的 $DA^{(2)}$ の1次Wiener核 $|A_1^{(2)}(\lambda|\lambda_0)|$ ($\theta_i = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$)。 (a) $\sigma = 0.05\Lambda, k\kappa = 2, \Lambda$ は自由空間中の波長。 (b) (a) の $\theta_i = 90^\circ$ に対する $\lambda = \lambda_m = 3.3374482867852655k$ 近傍の拡大図。 (c) $\sigma = 0.05\Lambda, k\kappa = 1$, (d) (c) の $\theta_i = 90^\circ$ に対する $\lambda = \lambda_m = 3.3411307899434086k$ 近傍の拡大図。 (e) $\sigma = \Lambda, k\kappa = 2$, (f) (e) の $\theta_i = 90^\circ$ に対する $\lambda = \lambda_m = 1.0008069944282660k$ 近傍の拡大図。 鋭いスパイクは $\lambda = \pm\lambda_m - \lambda_0$ に現れる。(b),(d) に示したようにスパイクの半値幅は非常に狭い。このようなスパイクの存在は求積法における実際の数値計算上の困難さを示唆する。

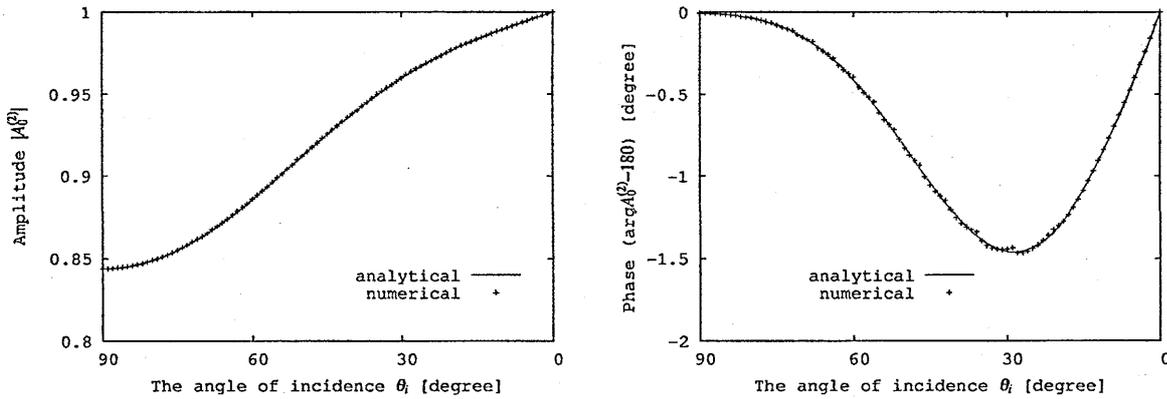


図 4 DA⁽²⁾ 解によるコヒーレント反射係数 $A_0^{(2)}(k \sin \theta_i)$ の入射角 θ_i -依存性 ($k\sigma = \pi/10, k\kappa = 2, M = 64$)。数値解と解析解は振幅と位相ともによく一致している。

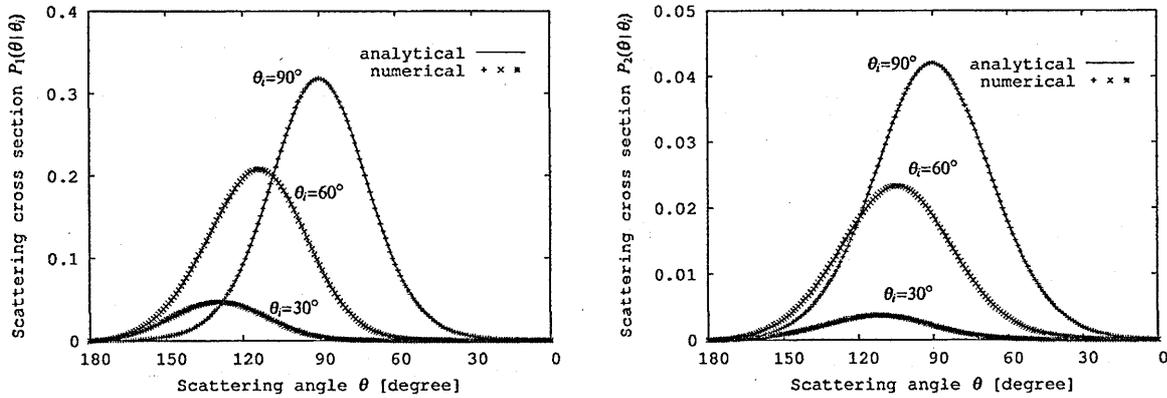


図 5 DA⁽²⁾ 解によるインコヒーレント散乱断面積 $P_1(\theta|\theta_i), P_2(\theta|\theta_i)$ の角度分布 ($k\sigma = \pi/10, k\kappa = 2, M = 64, \theta_i = 30, 60, 90^\circ$)。1 次及び 2 次インコヒーレント共に数値解と解析解は一致している。

しくはその複合的状況の場合、NDA⁽²⁾ 解の 1 次ウィーナ核 $A_1^{(2)}(\lambda_1|\lambda_0)$ のスパイクが対象となる閉区間 $[-\Delta, \Delta]$ に現れ、統計的性質に強く影響し得る。しかしながら、前述のようにそのような特異性は、解析的なウィーナ核や関連する式の表現を評価する場合においてさえ、数値計算の取り扱いにいくつかの難しさがある。等間隔求積法は、実際の計算において破綻する可能性が高い。従って、特異性 $\pm\lambda_m - \lambda_0$ の周囲に集中的に求積点を割り当てることで $M_L = M_U = M$ とした不等間隔台形公式による重み (68) を用いる。そこで新しく、'多重レベル分割法' を導入する。NDA⁽²⁾ の $A_1^{(2)}(\lambda_1|\lambda_0)$ のスパイク位置が DA⁽²⁾ によるそれにより記述できるものと仮定して、全閉区間を緩やかな特異性を与える点 $\lambda = \pm\lambda_m - \lambda_0$ を中心とする部分区間に分割する。それぞれの部分区間に対し'重み'を割り当てる (図 10)。主要な部分区間 $[-k - \lambda_0, k - \lambda_0]$ には重み w_i 、スパイクの裾野の外側にある二つの部分区間には重み w_e を割り当てる。スパイクに関連する部分区間は幾つかのレベルを設ける。ここでは 3 レベルとする。最も重要な部分区間はスパイクの頂点に関わり、その幅と重みは δ_η, η とする。残りの部分区間は幅と重みを w_1, w_2 と δ_1, δ_2 とした 2 レベルに分割しておく。具体的なこれら三つの幅と重みは数値計算による検証で決定する。ここでは、 $w_i = w_1 = w_2 = 2.0, w_e = 1.0$ で固定し、その他は個々の計算で与える。例えば、 $\delta_\eta = 0.01k, \delta_1 = 0.05k, \delta_2 = 0.2k$ とする。 η は個別に調整可能にしておく。個々の部分区間に対し、その重みと重みの全合計 w との比率に従って $2M+1$ の求積点を割り当てる。すなわち、スパイクの頂点と関連する部分区間の求積点数は $\eta/w \times 2M$ の整数部分で与える。個々の部分区間においては求積点は等間隔で与えておく。

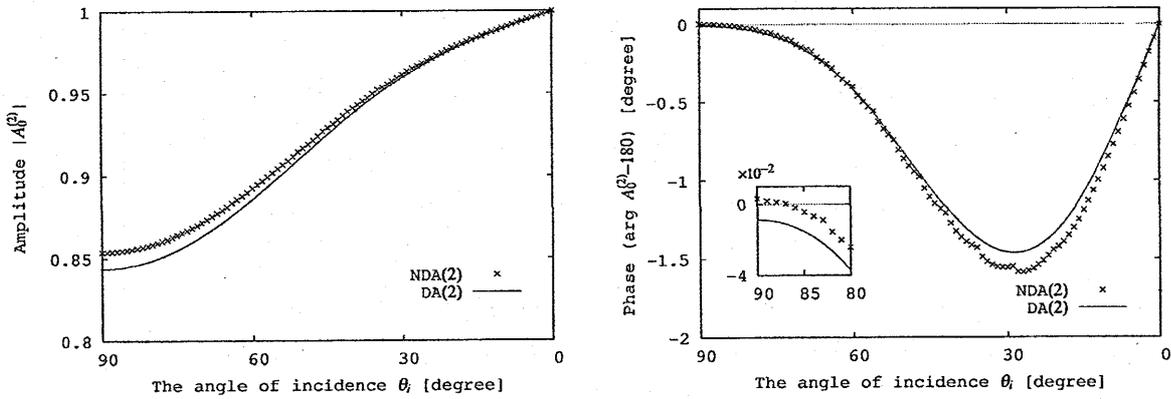


図 6 数値的 NDA⁽²⁾ によるコヒーレント反射係数 $A_0^{(2)}(k \sin \theta_i)$ の入射角 θ_i -依存性 ($k\sigma = \pi/10, k\kappa = 2, M = 64$)。DA⁽²⁾ と比較すると振幅と位相共に小さな差がある。

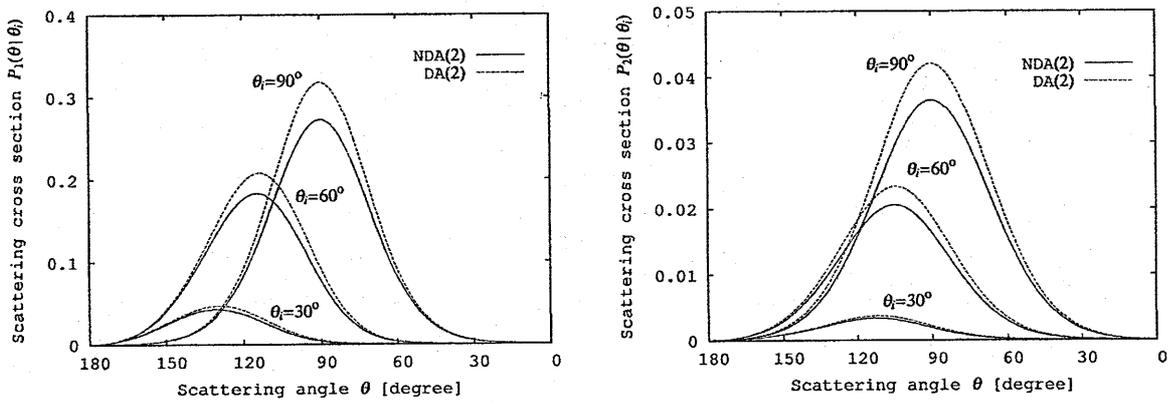


図 7 数値的 NDA⁽²⁾ によるインコヒーレント散乱断面積 $P_1(\theta|\theta_i), P_2(\theta|\theta_i)$ の角度分布 ($k\sigma = \pi/10, k\kappa = 2, M = 64, \theta_i = 30, 60, 90^\circ$)。対角近似の有無によらず P_1, P_2 の分布形状はほとんど同じである。しかしながら、NDA⁽²⁾ 解による値は DA⁽²⁾ 解のそれよりも小さい。

極端な物理パラメータに対する光学定理 図 11 に極端な σ, κ (及び θ_i) に対する光学定理の計算結果を示す。ワーストケースで約 0.1%、ほとんどの場合約 0.01% 以内の精度で光学定理が成り立っている。明らかに、この事実は NDA⁽²⁾ 解がどのような σ, κ, θ_i に対しても数値的 (まず間違いなく厳密に) に光学定理が成立することを示し、予想と合致する。この結果と NDA⁽¹⁾ 解が解析的に光学定理を満たすこと、及び $k\kappa \rightarrow \infty$ の極限下での厳密解の振舞い [47] を再度ふまえると、NDA⁽ⁿ⁾ 解は常に光学定理を満たす解となることが強く予想される。このような光学定理に関する特別な性質は実効境界条件 (25) に由来するものと考えられる。従って、光学定理の成立程度によって、実効境界条件 (25) の有効範囲を調べることは不可能であると結論する。ここで、もしも等間隔台形公式 (69) を用いた場合、計算機資源がどの程度必要になるかを表 1 に示しておく。明らかに等間隔求積法を用いた場合、非常に莫大な計算機資源が必要である。一方で不等間隔求積法では大幅に少なくなっている。従って、不等間隔求積法及び多重レベル分割法を用いた数値的解析的ウィーナ解析の十分有効が示された。

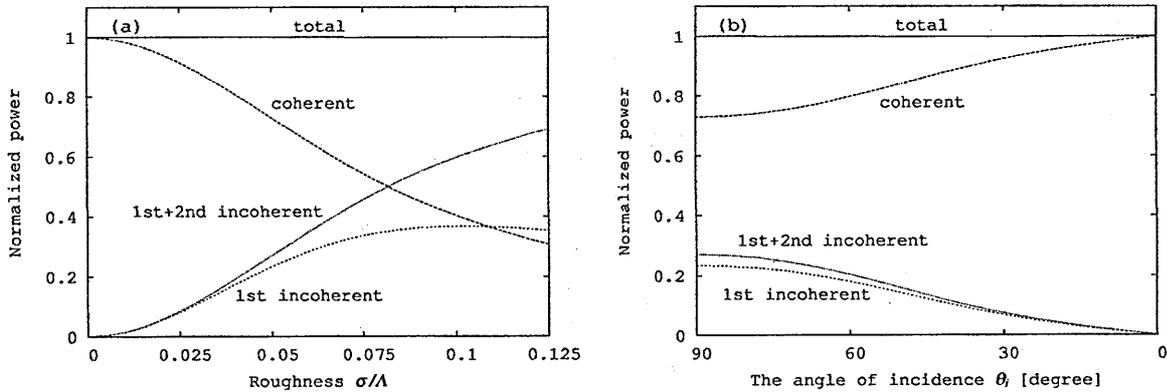


図 8 数値的 NDA⁽²⁾ 解による規格化光学定理 (17) ($k\kappa = 2, M = 64$)。 (a) σ -依存性 ($\theta_i = 90^\circ$)、 (b) θ_i -依存性 ($k\sigma = \pi/10$)。 (a) においては、 σ が増せばコヒーレント電力は減少し、インコヒーレント電力が増加する。総合電力はほとんど 1 で一定であり、実際光学定理は約 0.17% 以内の精度で成立している。一次インコヒーレント電力は $\sigma/\Lambda \approx 0.1$ までは増加するが、 $\sigma/\Lambda > 0.1$ では減少する。一方、2 次インコヒーレント電力は表面粗さの増大と共に増加する。特に、 $\sigma/\Lambda > 0.035$ では光学定理を 1% 以内の精度で成立させるために必要である。 (b) においては θ_i が 90° に近づくにつれてコヒーレント電力は減少し、インコヒーレント電力が増加する。総合電力はほとんど 1 で一定であり、実際光学定理は約 0.18% 以内の精度で成立している。NDA⁽²⁾ 解が光学定理を満たすことは明らかである (cf. 図 9)。

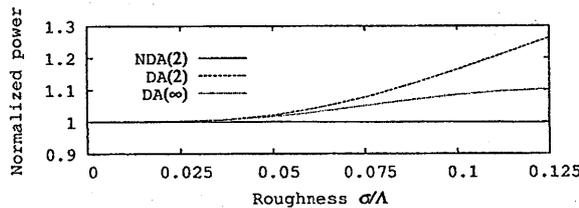


図 9 NDA⁽²⁾, DA⁽²⁾ 解に対する合計電力の σ -依存性 ($k\kappa = 2, \theta_i = 90^\circ, M = 64$)。比較のため DA^(∞) 解の結果も示す。明らかに、 σ が $\sigma/\Lambda > 0.025$ のように増加するにつれて DA⁽²⁾ 及び DA^(∞) 解は悪くなる。しかしながら、DA^(∞) 解は DA⁽²⁾ 解と比較して改善された結果を与えている。

6 むすび

本報告では、ランダム表面による波動散乱問題を扱う確率汎関数法における一拡張として、新たに数値解析を併用する手法を提案した。その最初の応用として、無限に広い完全導体一次元のガウスランダム表面による TE 平面波入射によるランダム境界値問題を扱った。ランダム波動場のウィーナ・伊藤展開においてウィーナ核を決定する階層方程式に求積法を適用することで、線形方程式を導出し、対角近似なしで最初の 3 つの線形方程式を解くことにより数値解を得た。そのような数値解は以前の知見から光学定理を満たす解となることが予想され、実際どのような物理パラメータに対しても光学定理を非常に高い精度に満足することが分かった。これにより提案手法の有効性を確認した。

本報告の議論は、誘電体境界や導波路表面がランダムに粗い場合にも拡張適用でき得ると考える。しかし、そのような場合には、ウィーナ核は、導波表面波やラテラル波、導波路内部の導波伝搬波と関連した振動特性や緩やかな特異性、あるいは、スプリアスな複素導波表面波等の特異性を持ち得る。緩やかな特異性が相対的に強くない時は、本報告で示した提案した改善法 (不等間隔求積法と多重レベル分割法) が有効であると考えられる。これらは別途議論する。

同様に、二次元ランダム表面における電磁波入射に対しても根本的には拡張でき得ると考える。しかしながら、そのような場合には NDA⁽²⁾ 解は、一次元の場合に必要な $O(M)$ の求積点に対し、おおまかには $O(M^2)$ の求積点を、さらに、NDA^(N) 解に対しては $O(M^{2(N-1)})$ の求積点を必要とする。従って、メモリサイズや CPU 時間等の計算機資

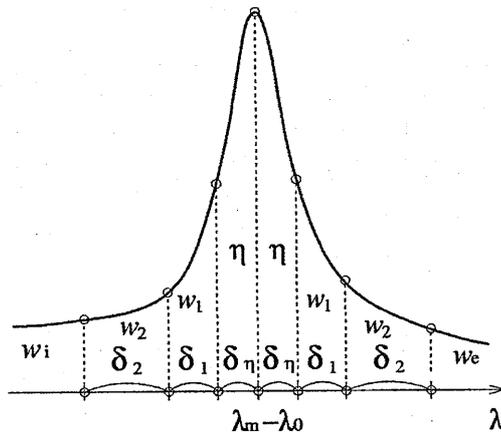


図 10 多重レベル部分区間の基本概念。全閉区間 $[-\Delta, \Delta]$ を緩やかな特異性 $\lambda = \pm\lambda_m - \lambda_0$ を中心とする部分区間へと分割する。個々の部分区間は幅 $(\delta_1, \delta_2, \delta_\eta)$ と重み (w_1, w_2, η) を持つ。これらの幅や重みは数値的な検証で決める。本報告では、 $w_i = w_1 = w_2 = 2.0, w_e = 1.0$ を共通に用いる。 $\delta_1, \delta_2, \delta_\eta, \eta$ は個々の数値計算において柔軟に変更する。よって、例えば幅 δ_η の部分区間の求積点数は $\eta/w \times 2M$ の整数部分で与える (w は重みの総和)。

表 1 数値解析における計算機資源。 mem は行列 Q のメモリサイズ、 t は規格化計算時間で図 8(b) の $\sigma = 0.1\Lambda$ に対する計算時間 (自作アセンブリ PC Q6600 3.2GHz(OC), メモリ 8GB 搭載機で 22.561[sec]) を表す。 c は集中係数で Δ_η の部分区間に割り当てた求積点と全求積点との比、 h' は最小間隔である。 M' は、全閉区間 $[-\Delta, \Delta]$ を等間隔 h' で分割した場合に分割パラメータ M に対応する量を表す。 mem' はそのときに必要な予想メモリサイズである。

計算条件	M	η	mem	t	c	h'	M'	mem'
図 8 (b) $\sigma = 0.1\Lambda$	64	-	260KB	1	-	-	-	-
図 11 (d) $\theta_i = 90^\circ$	1024	2.0	64MB	10.3	0.235	$3.931 \times 10^{-6}k$	1780671	185TB
図 11 (b) $\kappa = 0.01\Lambda$	2048	2.0	256MB	44.4	0.266	$1.488 \times 10^{-8}k$	74885631316	3EB
図 11 (c) $\theta_i = 90^\circ$	8192	10.0	4GB	1466	0.660	$8.056 \times 10^{-6}k$	868901	44TB

源が有限であるため、実用的な意味において、これらの場合は、この論文により示された簡単な改善手法はうまくいかない可能性がある。よって、メモリサイズや CPU 時間を削減させるため、さらなる改善を行なう必要があると考える。次の研究で議論したい。

さらに、高次オーダーの打ち切り NDA^(N) 解を検討すればウィーナ核の N に関する収束性が議論でき得る。そのような NDA^(N) 解はより正確な解析のために考慮されるべきであろう。さらに、厳密な定式化へのこの改善手法の応用が、非常に興味深いトピックである。これらは将来の研究課題としておく。

文献

- [1] 田村安彦、中山純一, “ランダム境界値問題の解析的数値解法 - 確率汎関数法の数値解析的アプローチ -”, 電磁界理論研究会資料 EMT97-107 pp.39-47(1997)
- [2] 田村安彦, 不規則表面とゆらぎのある薄膜による波動の散乱回折理論, 京都工芸繊維大学 博士学位論文 (2005)
- [3] Y.Tamura, “An improved technique on the stochastic functional approach for randomly rough surface scattering - Numerical-analytical Wiener analysis -”, (投稿中)
- [4] P.Beckmann and A.Sppichichino, *The scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, New York: Pergamon(1963)

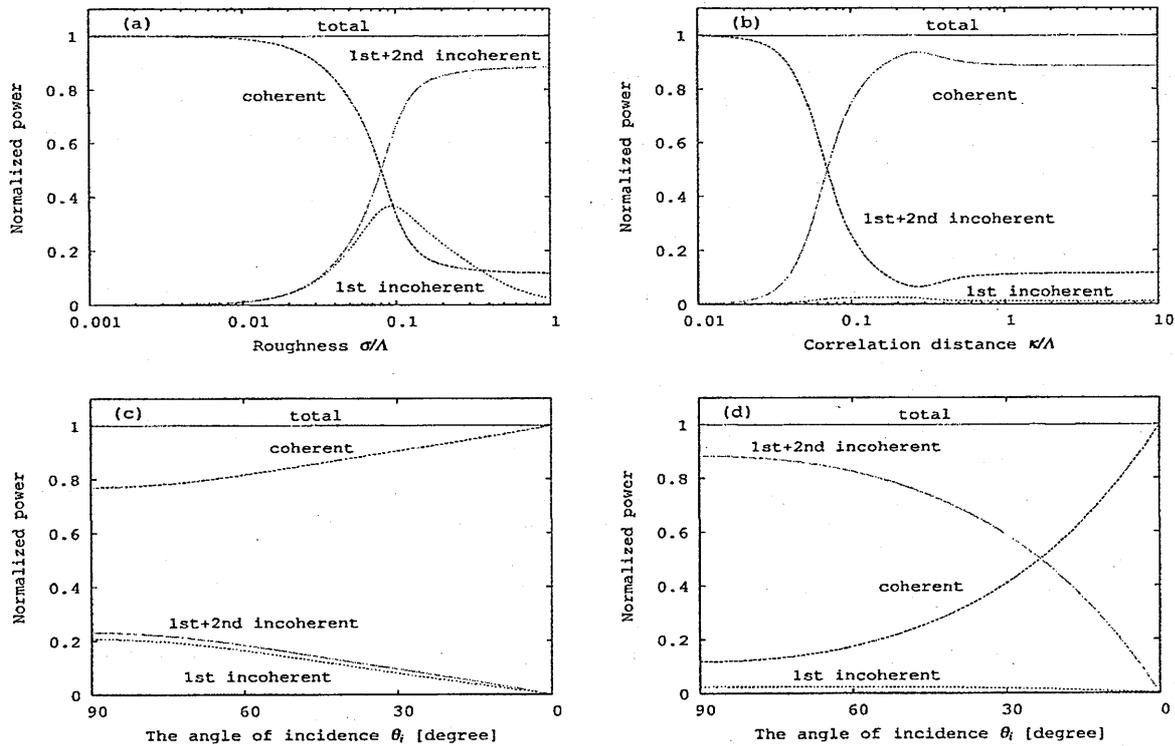


図 11 数値的 NDA⁽²⁾ 解による規格化光学定理 (17) の再検証 (不等間隔台形公式)。(a) σ -依存性 ($\theta_i = 90^\circ, \kappa = 0.1591549431\Lambda$ (i.e. $k\kappa = 1$), $M = 1024$)、(b) κ -依存性 ($\sigma = \Lambda, \theta_i = 90^\circ, M = 512 \sim 2048$)、(c) θ_i -依存性 ($\sigma = 0.05\Lambda, \kappa = 0.1591549431\Lambda, M = 8192$)、(d) $\sigma = \Lambda, M = 1024$ とした (c) の計算。 η は 2.0 ~ 10.0 とする。全ての場合で極端な物理パラメータに対しても光学定理はよいパフォーマンスを示す。この結果より NDA⁽²⁾ 解はあらゆる σ, κ, θ_i に対しても光学定理を満たすことが分かる。

- [5] A.Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media* Vol.2, New York: Academic(1978)
- [6] F.G.Bass and I.M.Fuks, *Wave Scattering From Statistically Rough Surfaces*, New York: Pergamon(1979)
- [7] J.A.Ogilvy, *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*, Bristol: Hilger(1991)
- [8] A.G.Voronovich, *Wave Scattering from Rough Surfaces (Springer Series on Wave Phenomena)*, Berlin:Springer(1994)
- [9] T.M.Elfouhaily and C-A Guerin, "Topical review: A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces", *Waves in Random Media* 14 4 pp.R1-R40(2004)
- [10] H.Ogura and N.Takahashi, "Scattering, Radiation and Propagation over Two-dimensional Random Surface - Stochastic Functional Approach -", *Progress In Electromagnetics Research, PIER* 14 pp.89-189(1996)
- [11] H.Ogura, "Theory of waves in a homogeneous random medium", *Phys. Rev.*, A-11 pp.942-956(1975)
- [12] H.Ogura and J.Nakayama "Initial-value problem of the one-dimensional wave propagation in a homogeneous random medium", *Phys. Rev. A*-11 pp.957-962(1975)
- [13] J.Nakayama, H.Ogura and B.Matsumoto, "A probabilistic theory of scattering from a random rough surface", *Radio Sci.* 15 pp.1049-1057(1980)
- [14] J.Nakayama, H.Ogura and M.Sakata, "Scattering of a scalar wave from a slightly random surface", *J. Math. Phys.* 22 pp.471-477(1981)
- [15] S.O.Rice, "Reflection of electromagnetic waves from slightly random surfaces", *Comm.Pure and Appl.Math.* 4 351-78(1951)
- [16] J.Nakayama, H.Ogura and M.Sakata, "A probabilistic theory of electromagnetic scattering from a random rough surface 1, Horizontal polarization, 2, Vertical polarization", *Radio Sci.* 16, pp.831-847,847-853(1981)
- [17] J.Nakayama, "Anomalous scattering from a slightly random surface", *Radio Sci.* 17, pp.558-564(1982)

- [18] Y.Tamura and J.Nakayama, "Mass operator for wave scattering from a slightly random surface", *Waves in random media* **9** pp.341-368(1999)
- [19] J.Nakayama, K.Mizutani and M.Tsuneoka, "Scattering of electromagnetic waves from a perfectly conductive slightly random surface: Depolarization in backscatter", *J. Math. Phys.* **27** pp.1435-1448(1986)
- [20] H.Ogura and N.Takahashi, "Scattering of waves from random rough surface –reciprocal theorem and backscattering enhancement", *Waves in random media* **5** pp.223-242(1995)
- [21] H.Ogura, T.Kawanishi, N.Takahashi and Z.L.Wang, "Scattering of electromagnetic waves from a slightly random surface –reciprocal theorem, cross-polarization and backscattering enhancement", *Waves in random media* **5** pp.461-495(1995)
- [22] J.Nakayama, K.Mizutani and H.Ogura, "Theory of light scattering from a random metal surface: Excitation of surface plasmons in a Ag film", *J. Appl. Phys.* **56** pp.1465-1472(1984)
- [23] Z.L.Wang, H.Ogura and N.Takahashi, "Enhanced scattering from a planar waveguide structure with a slightly rough boundary", *Phys. Rev. B* **52** pp.6027-6041(1995)
- [24] H.Ogura and Z.L.Wang, "Surface-plasmon mode on a random rough metal surface: Enhanced backscattering and localization", *Phys. Rev. B* **53** pp.10358-10371(1996)
- [25] T.Kawanishi, H.Ogura and Z.L.Wang, "Scattering of an electromagnetic wave from a planar waveguide structure with a slightly 2D random surface", *Waves in random media* **7** pp.35-64(1997)
- [26] T.Kawanishi, H.Ogura and Z.L.Wang, "Scattering of an electromagnetic wave from a slightly random dielectric surface: Yoneda peak and Brewster angle in incoherent scattering", *Waves in random media* **7** 3 pp.351-384(1997)
- [27] J.Nakayama, L.Gao and Y.Tamura, "Scattering of a plane wave from a periodic random surface:A probabilistic approach", *Waves in Random Media* **7** pp.65-78(1997)
- [28] L.Gao and J.Nakayama, "Diffraction and scattering of a plane wave from randomly deformed periodic surface", *IEICE Trans. Electron.* **E80-C** pp.1374-1380(1997)
- [29] K.Hattori, J.Nakayama and H.Matsuoka, "Wave scattering from a periodic random surface generated by a stationary binary sequence", *Waves in Random Media* **11** 1 pp.1-20(2000)
- [30] Y.Tamura and J.Nakayama, "An analytical expression of the incoherent wavefield on a slightly random Neumann surface: Wave localization", *Proc. PIERS'00(Cambridge)* p.70(2000)
- [31] 田村安彦、中山純一, "不規則 Neumann 表面上のインコヒーレント波動場の計算", 電子情報通信学総合大会予稿集 CD-ROM C-1-26(2004)
- [32] H.Ogura, N.Takahashi and M.Kuwahara, "Scattering of waves from a random cylindrical surface", *Wave Motion* **14** pp.273-295(1991)
- [33] H.Ogura and N.Takahashi, "Scattering of waves from a random spherical surface-Mie scattering", *J. Math. Phys.* **31** 1 pp.61-75(1990)
- [34] J.Nakayama, Y.Tamura and T.Nishio, "Scattering and diffraction of a plane wave by a randomly rough half-plane", *Waves in random media* **5** pp.443-459(1995)
- [35] Y.Tamura and J.Nakayama, "Scattering and diffraction of a plane wave from a randomly rough strip", *Waves in random media* **6** pp.387-418(1996)
- [36] Y.Tamura, J.Nakayama and K.Komori, "Scattering and diffraction of a plane wave by a randomly rough half-plane: evaluation of the second-order perturbation", *IEICE Trans. Electron.* **E80-C** pp.1381-1387(1997)
- [37] Y.Tamura and J.Nakayama, "TM plane wave scattering and diffraction from a randomly rough half-plane: (part I) Derivation of the random wavefield representation, (part II) An evaluation of the diffraction kernel", *Waves in random and complex media* **16** pp.23-42,43-67(2006)
- [38] 小倉久直, "物理・工学のための確率過程論", コロナ社 (1978)
- [39] N.Wiener, *Nonlinear Problems in Random Theory* Cambridge:MIT(1958)
- [40] L.Gao and J.Nakayama, "Formulas on orthogonal functionals of stochastic binary sequence", *IEICE Trans. Fundamentals* **E80-A** pp.782-785(1997)
- [41] L.Rayleigh, *The Theory of Sound* Vol.2 New York:Dover(1945)
- [42] J.Nakayama, "Scattering from a random-surface:Linear equations for coefficients of Wiener-H ermite expansion of the wave field", *Radio Sci.* **21** pp.707-712(1986)
- [43] H.Ogura and Z.L.Wang, "Stochastic Integral Equation for Rough Surface Scattering", *IEICE Trans. Electron.* **E80-C** pp.1337-1342(1997)

- [44] S.Yasui, "Wiener-like Fourier kernels for nonlinear system identification and synthesis(N onanalytic cascade, bilinear, and feedback cases)," *IEEE Trans. Automat. Control.*, vol.AC-27, 677(1982).
- [45] E. Isobe and S. Sato, "An integro-differential formula on the Wiener kernels and its application to a ndwich system identification," *IEEE Trans Automat. Control*, vol.AC-29, 595(1984).
- [46] J. Nakayama and E. Omori, "Wiener analysis of a binary hysteresis system," *J. Math. Phys.*, vol.9, 707(1988).
- [47] Y.Tamura and J.Nakayama, "A formula on the Hermite expansion and its application to a random boundary value problem", *IEICE Trans. Electron.* **E86-C** 8 pp.1743-1748(2003)
- [48] H.Ogura, "Orthogonal Functionals of the Poisson Process" *IEEE Trans. of Inform, Theory* IT-18 pp.473-481(1972)
- [49] 鈴木良次、池田研二、佐藤俊輔、吉川昭, 生体信号 - 計測と解析の実際 -, コロナ社 (1989)
- [50] V.D.Freilikher and I.M.Fuks, "Green's function method for the Helmholtz equation with perturbed boundary conditions", *Radiophys.Quantum Electron.* **13** pp.73-79 (in Russian) (1970)
- [51] D.E.Barrick, "Theory of HF and VHF propagation across the rough sea, I and II", *Radio Sci.* **6** 5 pp.527-533(1971)
- [52] S.Ito, "Analysis of scalar wave scattering from slightly random surfaces: a multiple scattering theory", *Radio Sci.* **20** pp.1-12(1985)
- [53] 笹倉芳明、王志良、小倉久直、北野正雄, "不規則金属表面の表面プラズモンモードの励振と局在現象", 輻射科学研究会資料 RS96-1(1996)
- [54] I.Simonsen and A.A.Maradudin, "Numerical simulation of electromagnetic wave scattering from planar dielectric films deposited on rough perfectly conducting substrates", *Opt. Comm.* **162** pp.99-111(1999)
- [55] 川西哲也, 不規則表面による電磁波散乱理論, 京都大学 博士学位論文 (1997)
- [56] W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling and B.P.Flannery, *NUMERICAL RECIPES in FORTRAN The Art of Scientific Computing 2nd Ed.* Cambridge University Press(1994)
- [57] C.K.Chui(桜井明、新井勉共訳), 情報科学 マルチスプライン, 東京電機大学出版局 (1991)
- [58] T.Matsuoka and M.Tateiba, "Comparison of Scattered Power from a Layer with Randomly Distributed Lossy Spheres of High Dielectric Constant by Using Radiative Transfer Theory", *IEICE Trans. Electron.* **E83-C** 12 pp.1803-1808(2000)
- [59] Y.Tamura, unpublished work(1992)
- [60] P.J.Davis and P.Rabinowitz, *Methods of Numerical Integration* 2nd edition, Academic Press(1984)

湾曲型長周期ファイバグレーティングを用いた可変光減衰器

Variable optical attenuator using curved long period fiber grating

山本 力也 西 壽巳

Rikiya Yamamoto Hisami Nishi

大阪工業大学大学院工学研究科 電気電子工学専攻

Graduate School of Engineering, Osaka Institute of Technology

2008年5月21日

於 大阪工業大学 (大宮キャンパス)

輻射科学研究会
The Radiation Science Society of Japan

1. はじめに

長周期ファイバグレーティング (Long-Period Fiber Grating: LPFG) [1] はコア部にゲルマニウム (Ge) をドープしたシングルモードファイバに紫外光を数百 μm の周期で照射し、光誘起屈折率変化によりグレーティングが形成される。コア伝搬モードがクラッドモードに結合することにより、式1の位相整合条を満たした時、図1に示すような特定波長で放射損失が生じる無反射の帯域阻止フィルタとして機能する光ファイバ型デバイスである。また、LPFGは光通信のエルビウム (Er) ドープ光ファイバ増幅器 (Erbium Doped Fiber Amplifiers : EDFA) の利得等価器などに応用されている [2-4]。

我々はLPFGのクラッド外周部にクラッドと異なる屈折率の媒質を部分的に装荷することにより共振特性を変化させることを見出し、可変光減衰器 (Variable Optical Attenuator : VOA) や、波長フィルタへの応用を検討している [5-14, 18-19]。また、光ファイバの曲げ損失を利用し、LPFGを円弧状に湾曲させ、その曲げ半径を機械的に変化させることにより共振点の損失を制御できる VOA を提案し、実験的に特性評価を行ってきた [15]。しかし、これまでの装置は実験用のもののため縦270mm, 横717mm, 高さ106mmと大きなものであった。そこで、実用化に向け湾曲装置そのものを小型化し、その透過損失特性の評価を行った [18]。さらに、繰り返し特性や偏光特性などの特性評価も行った。またLPFG部分は無皮膜なので、外部から守るための保護膜を試作し、装荷した。保護膜は、耐環境性に強いPVA (ポリビニルアルコール) を使用した。

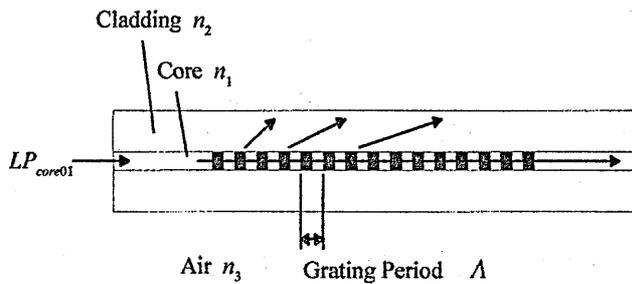


図1. LPFGの構造

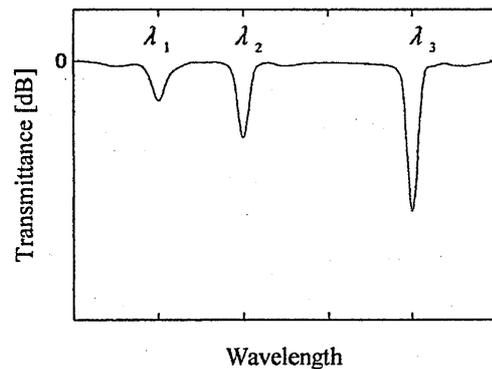


図2. LPFGの波長透過特性

$$\beta_{core} - \beta_{clad}^m = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1)$$

2. 動作原理

従来のチューナブル長周期ファイバグレーティング (T-LPFG) の動作原理は、クラッド外周部にクラッド材質である石英より高屈折率の媒質を部分的に装荷することで等価的にグレーティング長が短縮し、共振点における損失を減少させることに基づいている [5-14]。よって、その装荷割合を変化させることで共振点での損失をチューニングすることができる。しかし、この方式では連続的に装荷割合を可変させるのに構造上困難である。そこで、本方式では、装荷媒質を用いず、通常LPFG単体のみで損失を制御する方式としている。光ファイバは円弧状に曲げると直線状のときと異なり、透過損失は減少する。この性質を利用し、LPFGそのものを円弧状に曲げたものを湾曲型LPFGと呼ぶ。

LPFGを湾曲することにより共振点での損失が減少する原因は、光ファイバは円弧状に曲げると、A:コアモードと結合するクラッドモードの曲げ損失の増大、B:屈折率変調したグレーティング部分でコアモードからクラッドモードへの結合係数 κ が減少し、クラッドモードへの結合が弱くなるため透過損失は減少することが考えられる。

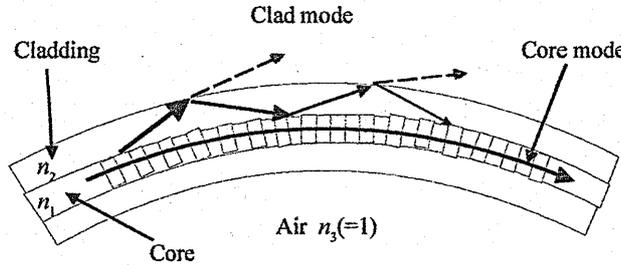


図4. 過去の湾曲型 LPFG の原理
([A] 曲げ損失の増大)

そこで、A: について検証するため、ステップ型光ファイバの LP_{vm} モードに対する一様曲げ損失 $2\alpha_B$ を求めた。クラッドモードの一様曲げ損失 $2\alpha_B$ は、式2で求めることができる[16]。

$$2\alpha_B = \frac{\sqrt{\pi}u^2}{s_v V_{clad}^2 w^{3/2} K_{v+1}(w) K_{v-1}(w) \sqrt{Rd}} \cdot \exp\left[-\frac{4w^3}{3V_{clad}^2} \cdot \frac{R\Delta}{d}\right] \quad (2)$$

ここで、式(2)内の R はファイバを一様に曲げた時の曲げ半径、 s_v は、 $v=0$ のとき2、それ以外の v のときは1となる変数であるが、今回は LP_{0m} モード相互の結合なので $v=0$ つまり $s_v=0$ として計算する。その他の各パラメータは表1に示す。

表1 光ファイバ(SMF)のパラメータ

カットオフ波長 λ_c	1.21 μm
モードフィールド径 W	9.5 μm
コアの屈折率 n_1	1.448
クラッドの屈折率 n_2	1.444
コア半径 a	4.108 μm
クラッド半径 d	62.5 μm

また、規格化周波数 V は式3、正規化横方向位相定数 u は式4の伝搬定数 β を用いて式5で、正規化横方向減衰定数 w は式6で、各モードごとに求めた[17]。

$$V_{clad} = \frac{2\pi}{\lambda_m} d \sqrt{n_2^2 - n_3^2} = \sqrt{\frac{1}{1-b_{clad}} \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{b_{clad}}{1-b_{clad}}} + \frac{N_C}{2} \pi + \frac{\pi}{4} \right)} \quad (3)$$

N_c は主モード次数, b は規格化伝搬定数, n_3 空気の屈折率で $n_3 = 1$ である.

$$\beta_{clad} = k_m \sqrt{n_3^2 + b_{clad}(n_2^2 - n_3^2)} \quad (4)$$

$$w = \sqrt{\beta - (n_3 k_m)^2} \cdot d \quad (5)$$

$$u = \sqrt{V_{clad} - w^2} \quad (6)$$

さらに, 式2を用いて一様に曲げられた光ファイバの長さ L を与えることで式(7)から一様曲げ損失を得ることができる.

$$Loss = -10 \cdot \log_{10} e^{-2\alpha_B L} \quad [\text{dB}] \quad (7)$$

表1のパラメータと式2~7を用いて導出した $\lambda_m = 1550\text{nm}$ 時のシングルモードファイバの1ターンあたりの一様曲げ損失を, 図5に各モード N_c ごとに示す. 実験で可能な曲げ範囲は, $R = 100\text{mm} \sim 1000\text{mm}$ の範囲である. また, コアモードの曲げ損失は式2~7にコアモードのパラメータを代入することで同様に求めることができる.

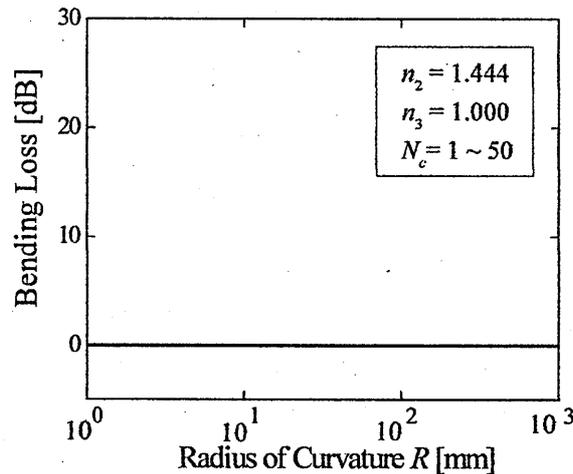


図5. クラッドモード各モード N_c ごとの曲げ半径 R に対する損(1ターンあたり)

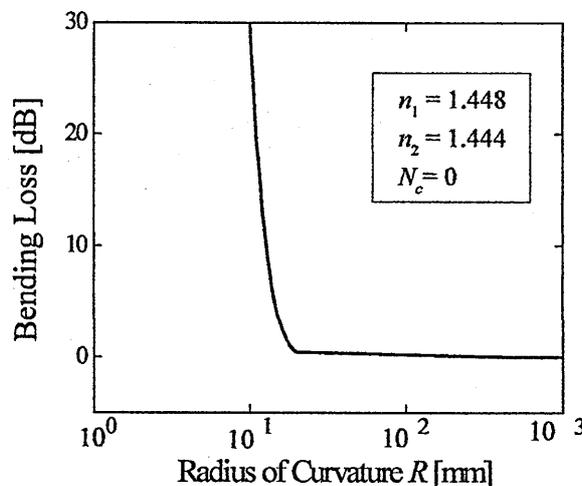


図6. コアモードの曲げ半径 R に対する損失(1ターンあたり)

図5よりクラッドモードの曲げ損失は、実験の曲げ範囲(100mm~1000mm)では見られないことがわかる。また、コアモード自身の曲げ損失も使用する範囲では、損失が発生しないことがわかる。よって共振点での損失値が減少する理由として、BのLPFGが曲がることに、コアモードからクラッドモードへの結合係数 κ が減少し、クラッドモードへの結合が弱くなるため透過損失は減少すると考えられる。

透過率 T_{power} , 結合係数 κ はモード結合理論より式8の関係がある[4]。

$$T_{Power} = 1 - \sin^2(\kappa L) \quad (8)$$

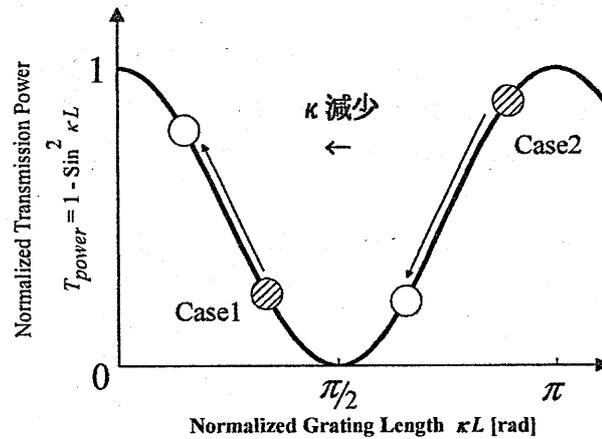


図7. 結合係数 κ と透過率

図7にではCase1とCase2に分かれるが、グレーティング長 L が一定の場合はCase1の場合は結合係数 κ が減少することにより損失値が減少する。またCase2の場合は反対に、結合係数 κ が減少することにより損失値が増加する。そして、Case1とCase2の間の特徴を持つ場合、一端損失値が増加したのち損失値が増加する。今回の実験でを使用したLPFGはいずれもCase1のものを使用した。この性質を利用し、LPFGそのものを円弧状に湾曲させることで図8のように共振点での損失を制御することができる[13-14]。

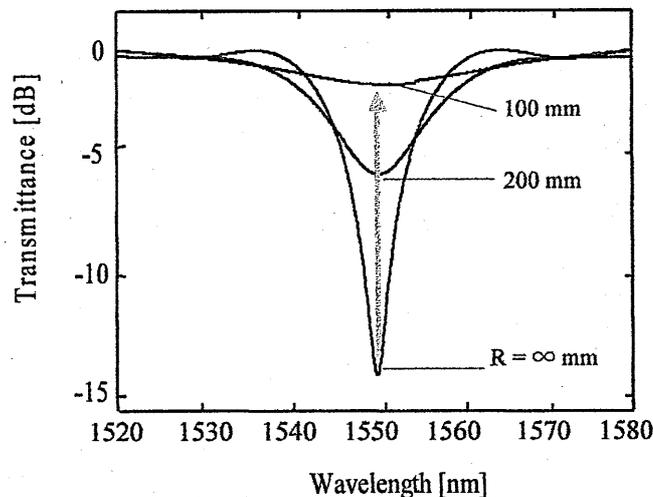


図8. 曲げ半径 R の増加に伴う共振点の損失の減少

今回、図9のような構造の小型VOA（縦35mm，横60mm，高さ30mm）を新たに作製し，その透過特性を測定した．ここで，小型化されたVOAの湾曲部は，縦20mm，横50mm，厚さ0.3mmのリン青銅板を使用し，LPFGとリン青銅板を非接触にするためリン青銅板の中央を切り抜いた．また，リン青銅板が曲がると同時にLPFG部も曲がらなくてはならないので，ファイバがリン青銅板に沿う部分には溝を作り，リン青銅板が曲がるとそれに沿うようにファイバが曲がるような構造とした．さらに，このリン青銅板の湾曲量の調整はマイクロメータヘッドを使用した．そして，光源には白色光源を用い，光スペクトルアナライザで透過スペクトル（ $\lambda = 700 \sim 1700\text{nm}$ ）を測定した．

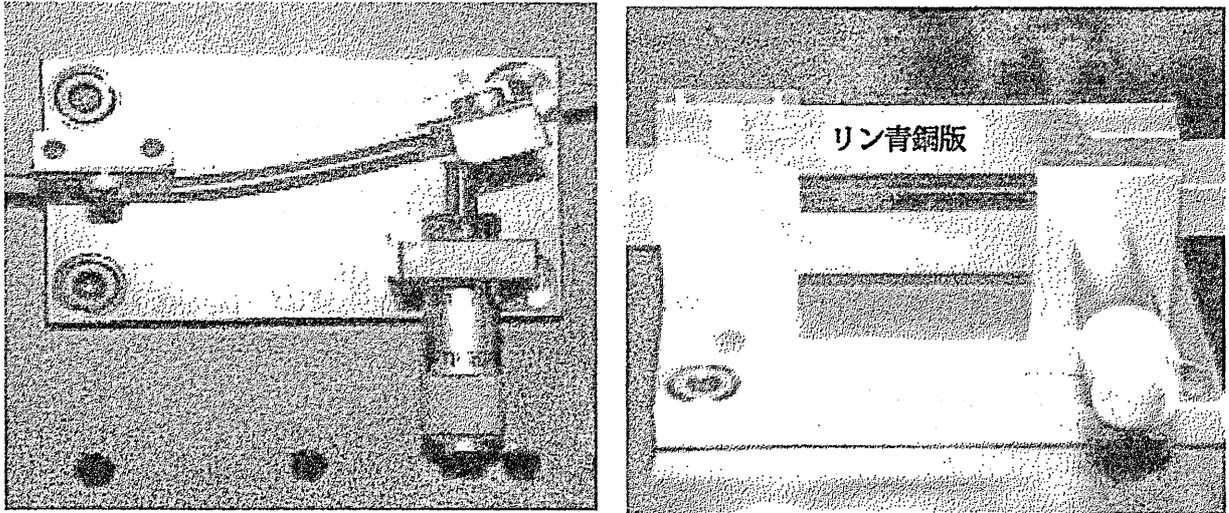


図9. 小型 VOA

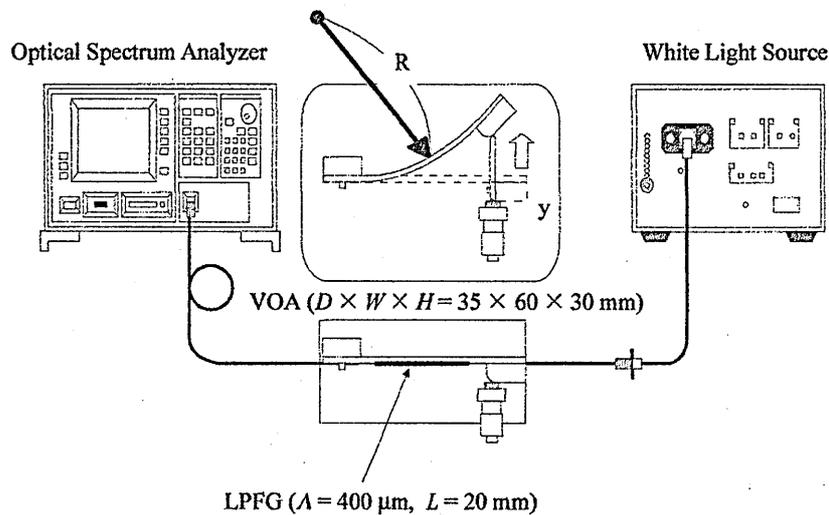


図10 .LPFG の用いた VOA の透過特性評価システム

4. 保護膜試作

固体媒質であるPVA(ポリビニルアルコール)を, LPFGのクラッド外周部に保護膜として被う. PVAは合成樹脂の一種で, その特徴は造膜性に優れ, 透明性が高く, 高強度, ガスバリア性, 防曇性, 非帯電性等の優れている. また, 親水性が非常に強く, 温水に可溶で, 強い接着力があるという特徴がある. PVAは粉末状のものを一端水に溶かし, LPFGに塗布し自然乾燥させて固化させた. PVAをLPFGのクラッド外周部に装荷した状態を図11に示す.

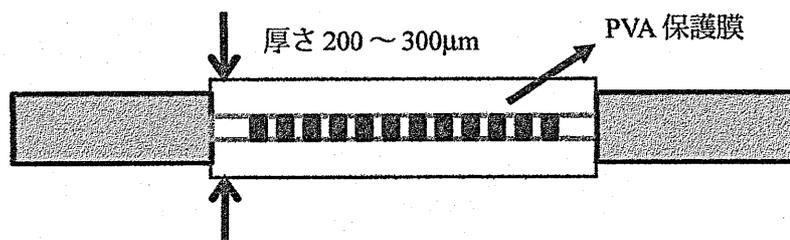


図11.PVA装荷

この状態でLPFGを湾曲させることで透過特性を制御する. ここで, PVAの屈折率は, $n_D = 1.52$ とLPFGのクラッド部分よりも高屈折率媒質であるので, 図12のように損失値が変動したのち矢印の範囲で可変的に損失値を制御することができる.

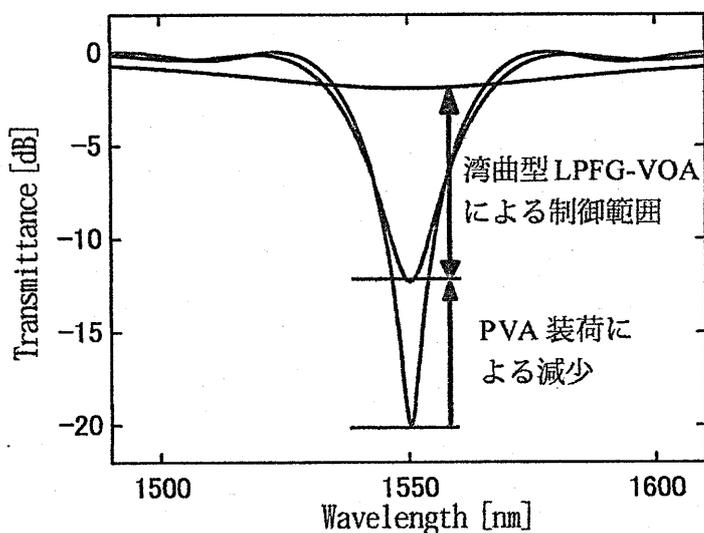


図12 湾曲による共振点での損失制御範囲

5. 測定方法・測定結果

まず、保護膜付きのLPFGをVOA(図9)のリン青銅板に装着し、マイクロメータにより曲げられたリン青銅板に沿っているのかどうかを確認した。次に、マイクロメータの移動量 $y=0 \rightarrow 4.0$ mmの透過スペクトルを測定した。そして、逆に $y=4.0$ mmまで曲げられたリン青銅板を引き戻し、 $y=4.0 \rightarrow 0$ mmの透過スペクトルを測定した。また、上記操作を繰り返し行い、LPFGが直線状のときの特性が顕著に表れている波長における透過損失の変化について測定した。図13にリン青銅板を押し曲げたときの透過スペクトルを、また、図14にはその引き戻したときの透過スペクトルを示した。

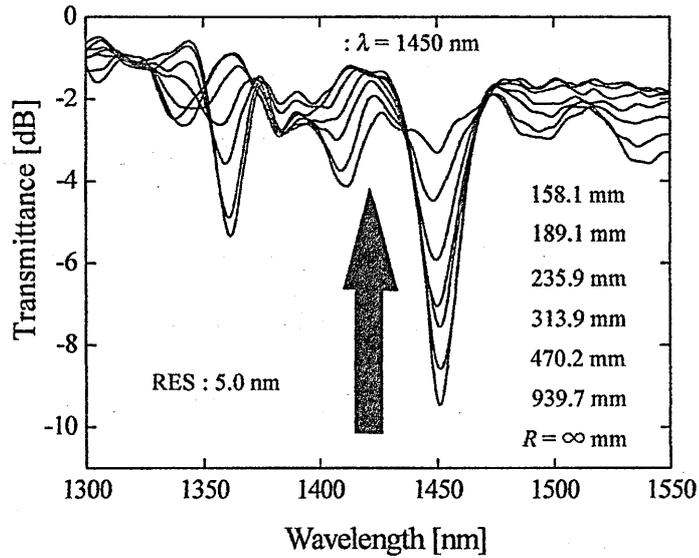


図13. 曲げ半径 $R \rightarrow$ 大の透過スペクトル

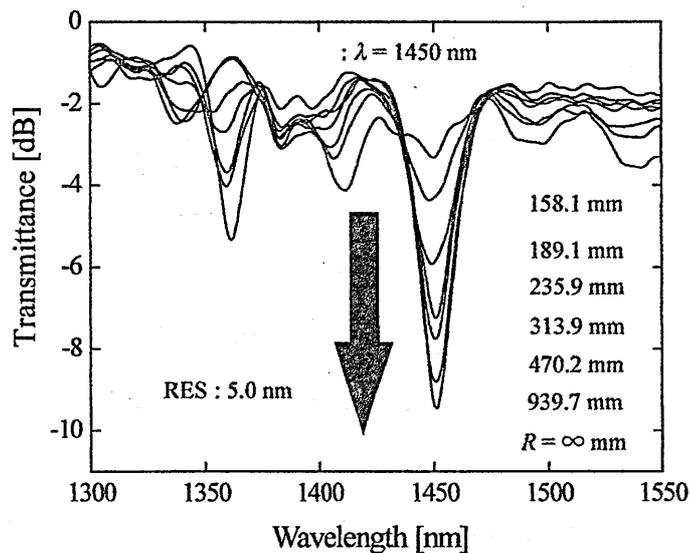


図14. 曲げ半径 $R \rightarrow$ 小の透過スペクトル

図 13, 図 14 より, LPFG の共振点での損失を可變的に制御することが可能である. さらに, 今回使用した LPFG の波長 $\lambda=1450\text{nm}$ における透過率と曲率半径の関係を図 15,16 に示す.

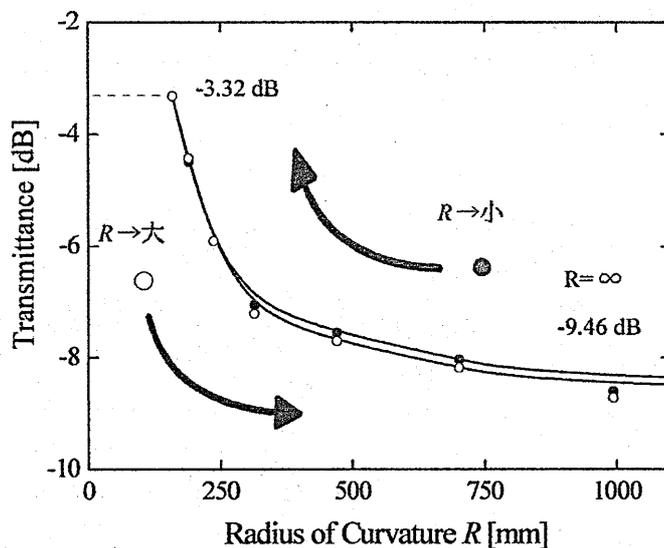


図 15. 透過率繰返し特性 ($\lambda = 1450 \text{ nm}$) 一回目

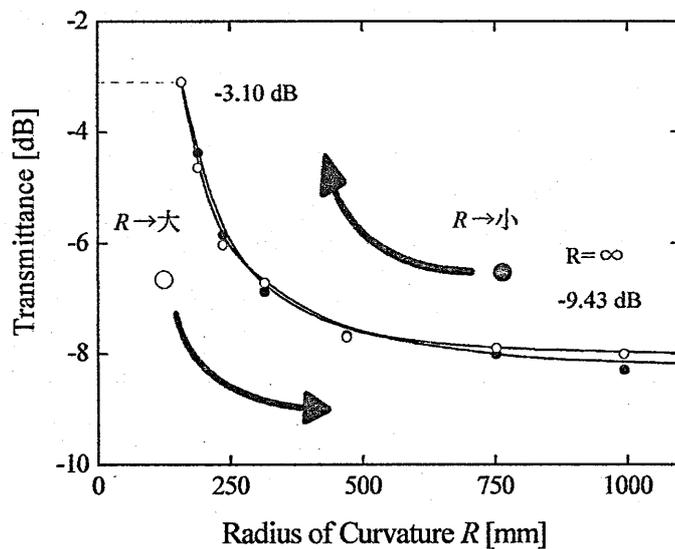


図 16. 透過率繰返し特性 ($\lambda = 1450 \text{ nm}$) 二回目

6. 結合係数の変化

動作原理で説明したように、LPFGを湾させることにより透過損失が減少するのは、結合係数の変化が原因であるとの仮定より結合係数の κ の変化を式8を用いて曲げ半径の変化とともに表すと図17,18のようになる。

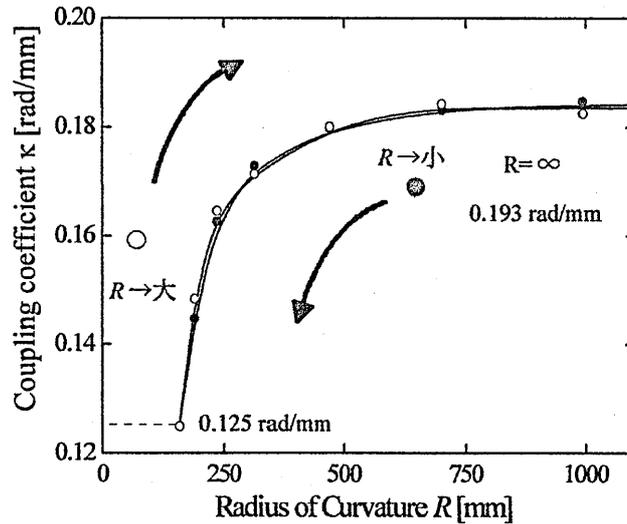


図17. 結合係数特性 ($\lambda = 1450$ nm) 一回目

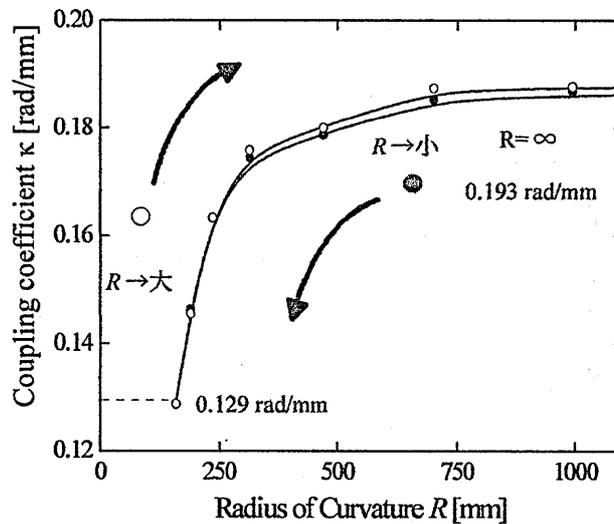


図18. 結合係数特性 ($\lambda = 1450$ nm) 二回目

図16.17より、曲げ半径 R が小さくなるにつれて、結合係数 κ が小さくなるのがわかる。結合係数が小さくなると、図6より損失値も下がる。

7 偏光特性

次に、近赤外用偏光板（有効波長： $\lambda=960\sim 1700\text{nm}$ ）を用いて湾曲型 LPFG の偏光特性について評価を行った。

偏光特性の測定方法としては、白色光源から出力された光を MMF (GI-50) 内へ導き、コリメータレンズを介してコリメートされた平行光は偏光板を透過し直線偏光となり、再びコリメータレンズにより SMF へと入射され、VOA へと伝搬される。さらに、光スペクトルアナライザにて透過スペクトルの測定を行う。また、その測定系を図 18 に示した。

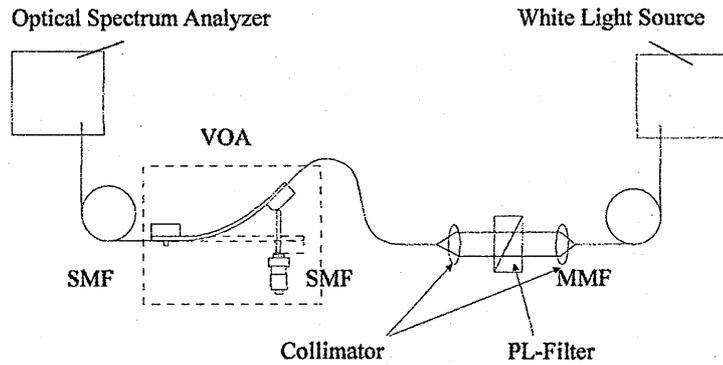


図 18. 湾曲型 LPFG の偏光特性の測定系

このとき偏光板を 20° ずつ回転させ、合計 10 回測定を行った。次に、LPFG の曲率半径 R を変化させ、偏光特性を測定した（上記と同様）。また、誤差評価は LPFG の代わりに SMF を接続し、温度変化等が生じないようにして測定を行った。今回使用した LPFG の $\lambda=1450\text{nm}$ 付近における誤差は標準偏差で 0.37dB となり、それをエラーバーとし、図 19 に示した。

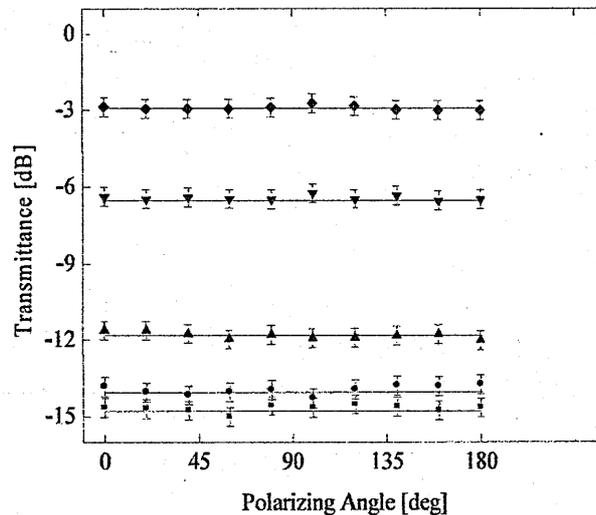


図 19. 波長 $\lambda=1450\text{nm}$ における偏光特性

この図からわかるように、測定誤差範囲内に直線が引け、本 VOA には偏光依存性はないことが明らかとなった。

8. まとめ

本報告では、保護膜付き LPFG を機械的に円弧状に湾曲させることで、共振点での損失を制御できる VOA への応用を検証した。

LPFG を湾曲させることにより損失が減少する理由として、ファイバの曲げ損失の増大があげられたが、実験で扱う曲げ範囲ではコアモード、クラッドモードとも曲げ損失が発生しないことが数値解析で明らかになった。そこで、損失が変化する理由としてグレーティング部分でコアモードと結合するクラッドモードの損失が湾曲によって増大するためではなく、コアモードからクラッドモードへの結合係数 k が減少するためではないかと考えられる。

また、無被膜である LPFG に、耐環境性に優れた PVA (ポリビニルアルコール) を保護膜として装荷して、外部からの振動や傷に強いものとした。

そして、小型化 (縦 35mm, 横 60mm, 高さ 30mm) した VOA を試作し、繰り返し測定を行った結果、曲げ半径を大きくすることによって共振点での損失値を減少させることができた。また、再び曲げ半径を小さくすることにより損失値が増大し元の損失値へ戻る結果となった。その時の結合係数の変化は、曲げ半径を大きくすることにより、減少し曲げ半径を大きくすることにより増大する結果となった。

さらに、偏光特性測定では、偏光依存性はないという結果が得られた。

以上の結果より、本方式により、非常にシンプルでかつ小さな構造で共振点付近での損失を制御可能な可変光減衰器 (VOA) を実現することが可能であることが明らかとなった。

謝辞

LPFG 露光用光ファイバをご提供いただいたタツタ電線株式会社 通信事業部 通信技術開発部 高木 正和 課長に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. Sipe, IEEE J. of Lightwave Tech., Vol.14, pp. 58-64, (1996).
- [2] 春本, 茂原, 菅沼; “長周期ファイバグレーティング利得等価器”, 信学技報, Vol.101, OPE2000-115, pp.43-48, (2001).
- [3] 島, 酒井, 和田, 山内; “位相シフト型長周期ファイバグレーティング”, 信学技報, OPE98-111, Cpp.13-18, (1998-12).
- [4] V. Bhatia; “Optical fiber long-period grating sensors”, Opt. Lett. Vol.21, No.9, pp.692-694, (1996).
- [5] 松村, 西, 西井; “高屈折率媒質局所的装荷による長周期ファイバグレーティングの特性改善”, 第62回応用物理学学会学術講演会予稿集, 11p-B-3, p.918, (2001).
- [6] 西, 松村, 西井; “ポストチューニング可能な長周期ファイバグレーティング”, 信学論 C, Vol.J185-C, No.4, pp.302-303, (2002).
- [7] 松村, 西, 西井; “ポストチューニング可能な長周期ファイバグレーティングの提案と特性評価”, 信学技報, Vol.101, No.583, OFT2001-91, pp.95-100, (2002).
- [8] 松村, 西; “ポストチューナブルファイバグレーティングの解析”, 2002年電子情報通信学会ソサイエティ大会講演予稿集, C-3-10, p.110, (2002).
- [9] 松村, 西; “ポストチューナブル長周期ファイバグレーティングのチューニング特性解析”, 信学技報, Vol.102, No.582, OFT2002-89, pp.1-6, (2003).
- [10] H. Nishi, A. Matsumura and J. Nishii; “Tunable long period fiber grating”, Proc. of SPIE, Vol.4989, pp.30-37, (2003).

- [11]西, 松村;「光ファイバ型光学部品」, 日本国出願特許, 特許2002-64533.
- [12]西, 松村, 小寺, 西井;“長周期ファイバグレーティングを用いた同調可能な波長等価器”, Proceedings of 31st Lightwave sensing Technology, LST31-11, pp.71-76.(2003).
- [13]小寺, 西;“装荷位置移動型長周期ファイバグレーティングのチューニング特性解析” 信学技報, Vol.103, No.255, OFT2003-21, pp.13-18,(2003).
- [14]小寺, 西;“共振波長と損失を同時にチューニング可能な長周期ファイバグレーティングの解析” 信学技報, Vol.104, No.260, OFT2004-31, pp.1-6,(2004).
- [15]坂口, 小寺, 西;“湾曲型長周期ファイバグレーティングを用いた光減衰器” 信学技報, Vol.105, No.76, OCS2005-15, pp.19-23,(2005).
- [16]D.Marcuse;“Curvature loss formula for optical fibers” J.Opt.Soc.Am, Vol.66, No.3, pp.216-220,(1976).
- [17]末松, 伊賀;光ファイバ通信入門, オーム社, pp.21,28,194.
- [18]坂口, 西;“湾曲型長周期ファイバグレーティングを用いた可変光減衰器の小型化と特性評価” 信学技報, Vol.106, No.213, CPM2006-55, pp.1-5, (2006).
- [19]大恵, 西;“波長チューニング可能な長周期ファイバグレーティング型波長フィルタ”電気関係学会関西支部連合大会講演論文集, G9-11, G235, (2007).

輻射科学研究会資料

資料番号	RS08-03
------	---------

マッチドフィルタを用いたマグネトロンレーダー信号処理装置の研究

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)

2008年5月21日(水)
輻射科学研究会
(於 大阪工業大学 大宮キャンパス 研修センター2階セミナー室A)

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、レーダーの重要性は変わらない。探知距離と分解能を得るためには、高い尖高電力で短いパルスを送信するのが効果的で、一般的な船舶用レーダーでは、送信装置にマグネトロンを用いている。マグネトロンが出力する送信信号は、開始の位相がパルスごとにランダムに変化し、かつ、送信の開始と終了部分で位相が激しく変動して帯域が広がっている。そのため、船舶用レーダーの受信部は、帯域が比較的にブロードに設計されており、また、ターゲットの検出には受信信号の振幅情報のみを用いており、位相情報が使えないので S/N 比の観点から最適ではなかった。それらの欠点を補う方法として、古くから知られた *Coherent On Receive* のアイデアを取り入れ、送信毎にマグネトロンの送信波形に対応した *Matched filter* を、デジタル信号処理で実現するコヒーレント信号処理を提案する。

送信波形(位相情報)を用いてマッチドフィルタの理論から、受信信号のホワイトノイズに対する S/N 比を最大にできる。また、マグネトロンは広い発振スペクトルを持つので、マッチドフィルタを用いれば、パルス圧縮効果(距離分解能の改善)が期待できる。これらコヒーレント処理は全て数値演算に置き換えられ、FPGAやDSP等の内部で実現できる。半導体技術の進歩により、それらLSIのコストは低いので、一般的な船舶用レーダーへの実装は十分可能である。本研究では、Xバンドレーダーの信号処理装置を試作し、実験を行った。海上の固定物標に対して実際にレーダー探知を行い、従来の振幅情報のみを用いた場合と、コヒーレント処理をした場合とで S/N 比を比較し、その効果を示す。

より高度なレーダーの信号処理として、パルス積分やドップラー偏移を得るには、システムの *Phase Noise* が十分低い必要があり、局部発振器の周波数変動は性能劣化の要因となる。ここでは、局部発振器の安定性について、定量的検討を行った。

2 理論

2.1 マグネトロンの送信波形

図1は、試作したXバンドレーダーのマグネトロン送信信号を示す。周期1.6[ms]で送信している。連続した4パルスの位相を実線で、最初の送信パルスの振幅を破線で示している。横軸はサンプル番号で、100は2[μ s]に対応する。局部発振器とマグネトロンは独立に発振しているので、それぞれの位相は異なっている(位相の初期値の問題)。また、送信パルスの開始と終了部

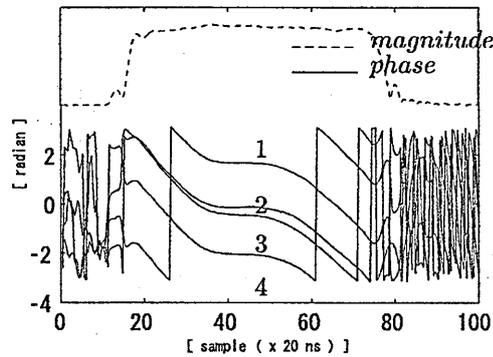


図 1: マグネトロン送信信号

分では、位相が大きく変化していて、それらを滑らかにつなぐように、中央部分の位相は平坦である。パルス以後に位相が激しく振動しているのは、マグネトロンと駆動回路に残留しているエネルギーにより、微弱であるが、不安定な発振が一定期間継続するためである。2と3の線が一致しているのは偶然である。しかし、それらの形は相似であるから、連続したパルス周期程度の時間内では、その時間微分（周波数の時間関数）はほとんど変化しないと考えられる。

図2は、位相の時間変化を周波数に変換して表した。これからマグネトロンの送信信号の周波数は、パルスの開始と終了部分の、負の周波数成分と、中央部分の周波数が低い成分と、それらをつなぐ部分とから構成されていることが分かる（周波数帯域の問題）。

図3は、送信信号をFFTしたスペクトルを示す。破線は、比較のために表した *Sinc* 関数のモデルで、位相の時間変化が直線の場合である。マグネトロンの基本周波数成分は、*Sinc* 関数のモデルとほぼ一致しているが、正の領域の1つと、負の領域にある2つのピークのレベルが、*Sinc* 関数のモデルに較べて高くなっていて、マグネトロンの帯域が広がっていること示している。これらの結果から、マグネトロンを用いたレーダーで信号処理をする場合、送信繰り返し周期程度の短い時間内に限定すれば、送信信号は、位相の初期値がランダムで、パルス幅の逆数以上に帯域が広がっていると解釈できる。

2.2 送信信号を用いたマッチドフィルタ処理

ここでは、マグネトロンの送信信号のモデルを用いて議論する。モデルとして、位相が図1で示すように時間変化し、振幅は一定であるようなパルスを考える。マグネトロンは、繰り返し周波数 f_{prf} [Hz] でパルス幅 T [s] のパ

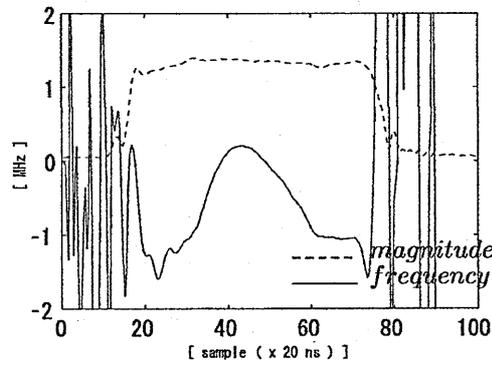


図 2: 送信信号の振幅と周波数の時間変化

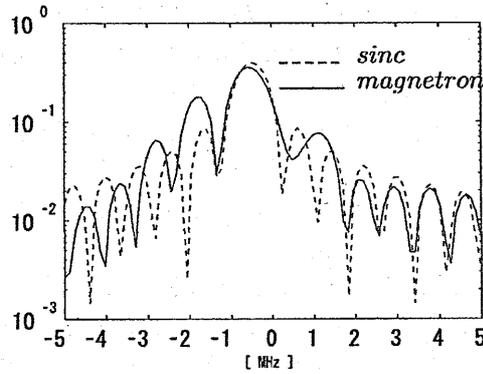


図 3: 送信信号のスペクトラム

ルスバースト波を送信している。 k 番目の送信信号を次式で表す。

$$t_x(t) = A_T u(t - \tau_k) \times \cos[2\pi f_c(t - \tau_k) + \Theta(t - \tau_k) + \psi_k] \quad (1)$$

$$u(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t \leq T \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

A_T は振幅、 $u(t)$ は方形の単一パルスを表す。 f_c は送信キャリア周波数、 $\Theta(t)$ は位相変動成分、 ψ_k は位相のランダムな初期値であり、送信ごとに異なる。受信信号は、ノイズがない理想的な場合、位置 $L[m]$ にあるターゲットで反射した送信信号が遅れて伝わると考えられるので、次の式で表される。

$$r_x(t) = A_R u(t - (\tau_k + t_L)) \times \cos[2\pi f_c(t - (\tau_k + t_L)) + \Theta(t - (\tau_k + t_L)) + \psi_k] \quad (3)$$

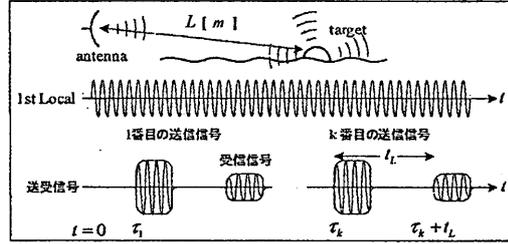


図 4: ターゲットと送受信信号

ここで、 A_R はレーダー方程式 [1] で与えられる減衰を加味した振幅、 t_L はターゲットまでの時間遅れである。

$$t_L = \frac{2L}{c} \quad (4)$$

ここで、 $c[m/s]$ は光速である。キャリア周波数を中間周波数 (IF) に変換するための、局部発振器の出力信号 (1st Local) を次式で表す。

$$\cos(2\pi f_L t + \theta_L(t)) \quad (5)$$

f_L は発振周波数。 $\theta_L(t)$ は位相変動を表しており、コヒーレント処理における *Phase Noise* と呼ばれるものである。送信信号は、方向性結合器で十分に電力が下げられた後、1st Local とミキシングされる。LPF によって低周波成分のみが取り出され、 IF に変換された送信信号は次式で表される。

$$\begin{aligned} t_{x-IF}(t) = & A'_T u(t - \tau_k) \\ & \times \cos[2\pi(f_c - f_L)t - 2\pi f_c \tau_k \\ & + \Theta(t - \tau_k) - \theta_L(t) + \psi_k] \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 A'_T は方向性結合器による減衰を加味した、送信信号の振幅。同様にして、 IF に変換された受信信号は、次式で表される。

$$\begin{aligned} r_{x-IF}(t) = & \frac{A_R}{2} u(t - (\tau_k + t_L)) \\ & \times \cos[2\pi(f_c - f_L)t - 2\pi f_c(\tau_k + t_L) \\ & + \Theta(t - (\tau_k + t_L)) - \theta_L(t) + \psi_k] \end{aligned} \quad (7)$$

一般的な船舶用レーダーでは、受信信号 $r_{x-IF}(t)$ をアナログバンドパスフィルタに通した後検波する。本研究では、送信と受信信号の IF 信号を直交検波する。直交検波器に入力する局部発振器の出力信号 (2nd Local) を次式で表す。

$$\cos(2\pi f_s t) \quad (8)$$

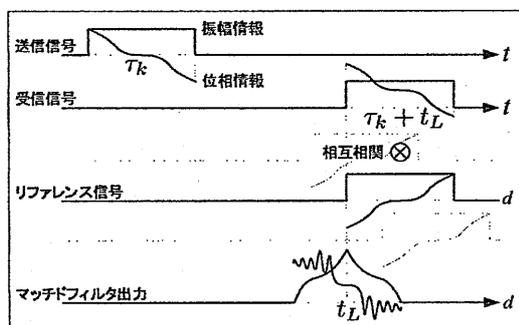


図 5: マッチドフィルタのモデル

f_s は発振周波数である。1st Local に較べて、2nd Local の位相変動は十分小さく無視できるので、式 (8) はその項を含んでいない。つまり、この実験装置では、2nd Local の位相が、全ての位相の基準となっている。

直交検波器に IF 送信信号と 2nd Local を入力する。I、Q 出力は、ベースバンド複素送信信号の実数部と虚数部であると考えられ、次のように表される。

$$t_{x-B}(t) = A'_T u(t - \tau_k) \times e^{j[2\pi(f_c - f_L - f_s)t - 2\pi f_c \tau_k + \Theta(t - \tau_k) - \theta_L(t) + \psi_k]} \quad (9)$$

1st Local と 2nd Local の周波数を調整することによって、 $f_c - f_L - f_s = 0$ となるようにできたとする。その時のベースバンド複素送信信号を、マッチドフィルタのリファレンス信号 $h(t)$ とする。

$$h(t) = A'_T u(t - \tau_k) \times e^{j[-2\pi f_c \tau_k + \Theta(t - \tau_k) - \theta_L(t) + \psi_k]} \quad (10)$$

同様にして、ベースバンド複素受信信号 $s(t)$ を次式で表わす。

$$s(t) = \frac{A_R}{4} u(t - (\tau_k + t_L)) \times e^{j[-2\pi f_c(\tau_k + t_L) + \Theta(t - (\tau_k + t_L)) - \theta_L(t) + \psi_k]} \quad (11)$$

マッチドフィルタは、リファレンス信号 $h(t)$ の複素共役と、受信信号 $s(t)$ の相互相関で表されるから、その出力を $y_s(d)$ とすると、次のように表される。

$$y_s(d) = \int_{-\infty}^{\infty} h^*(t - d)s(t)dt \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
y_s(d) &= \frac{A' A_R}{4} e^{-j2\pi f_c t_L} \\
&\times \int_{-\infty}^{\infty} u(t - (d + \tau_k)) u(t - (t_L + \tau_k)) \\
&\times e^{-j[\Theta(t - (d + \tau_k)) - \Theta(t - (t_L + \tau_k))]} \\
&\times e^{j[\theta_L(t - d) - \theta_L(t)]} dt
\end{aligned} \tag{13}$$

ここで、* は複素共役を示す。右辺最後の項は、 $\theta_L(t)$ によるマッチドフィルタの劣化を表して、次の章で詳細に評価する。

今、議論を単純にするために、 $\theta_L(t)$ を定数 θ_0 と仮定する。 $d = t_L$ の時、マッチドフィルタ出力の振幅は最大となり、次式で与えられる。 図5参照。

$$y_s(t_L) = \frac{A' A_R}{4} e^{-j2\pi f_c t_L} \int_{\tau_k + t_L}^{\tau_k + t_L + T} dt \tag{14}$$

$$= \frac{A' A_R}{4} T e^{-j2\pi f_c t_L} \tag{15}$$

式(15)は、ターゲット(位置)の位相情報が得られることを表している。また、 ψ_k の項が消えており、マグネトロン(の性質である、ランダムな位相の初期値が、マッチドフィルタによってキャンセルされたことを表している。

これらは、マッチドフィルタを用いることによって、マグネトロンレーダーのコヒーレント処理が可能であることを示している。

2.3 S/N 比の比較

図6のモデルに基づき、一般的な船舶用レーダーで用いられる、アナログバンドパスフィルタ出力と、マッチドフィルタ出力とで、S/N比を比較する。式(15)の両辺を自乗し、マッチドフィルタ出力の電力を求める。

$$|y_s(t_L)|^2 = \left(\frac{A' A_R}{4}\right)^2 T^2 \tag{16}$$

次に、同じマッチドフィルタに、ノイズ $n(t, \alpha)$ が入力された場合を考える。ここで、 α は見本点を表す。ホワイトノイズを仮定し次式が成り立つ。

$$\langle n(t, \alpha) \rangle = 0 \tag{17}$$

$$\langle n(t_1, \alpha) n^*(t_2, \alpha) \rangle = \sigma^2 \delta(t_1 - t_2) \tag{18}$$

ここで σ^2 はノイズの分散つまり、ノイズ電力の平均値を表している。マッチドフィルタのノイズ出力 $y_n(t, \alpha)$ は

$$y_n(d, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} h^*(t - d) n(t, \alpha) dt \tag{19}$$

その電力の平均値は

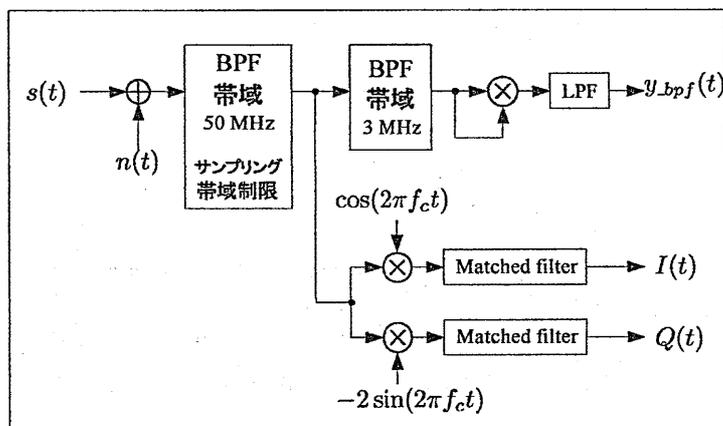


図 6: 比較する S/N 比のモデル

$$\begin{aligned}
 \langle |y_n(d, \alpha)|^2 \rangle &= \langle \left| \int_{-\infty}^{\infty} h^*(t-d)n(t, \alpha) dt \right|^2 \rangle \\
 &= \int \int_{-\infty}^{\infty} h^*(t_1-d)h(t_2-d) \langle n(t_1, \alpha)n^*(t_2, \alpha) \rangle dt_1 dt_2 \\
 &= \int \int_{-\infty}^{\infty} h^*(t_1-d)h(t_2-d) \sigma^2 \delta(t_1-t_2) dt_1 dt_2 \\
 &= \sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} |h(t-d)|^2 dt \\
 &= \sigma^2 (A')^2 \int_{-\infty}^{\infty} |u(t-d-\tau_k)|^2 dt \\
 &= \sigma^2 (A')^2 T \tag{20}
 \end{aligned}$$

式 (16) と、式 (20) の比を求める。

$$\begin{aligned}
 S_{MF}/N_{MF} &= \left(\frac{A' A_R}{4} \right)^2 T^2 / \sigma^2 (A')^2 T \\
 &= \left(\frac{A_R}{4} \right)^2 \frac{T}{\sigma^2} \tag{21}
 \end{aligned}$$

式 (21) は、マッチドフィルタ出力の S/N 比が、受信信号の電力とノイズ電力の平均との比の、パルス幅 T 倍となることを示している [2]。

次に、図 6 で表される、バンドパスフィルタ出力の S/N 比を考える。バンドパスフィルタの出力 $y_{bpf}(t)$ は、次式で表される。

$$y_{bpf}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H_{bpf}(f) S(f) e^{j2\pi f t} df \tag{22}$$

$H_{bpf}(f)$ はバンドパスフィルタの周波数特性。バンドパスフィルタの帯域が、信号 $S(f)$ のそれに対して十分広くかつ、帯域内で位相特性が直線であると

仮定する。その時信号の出力電力は次式で表される。

$$|y_{bpf}|^2 = \left(\frac{A_R}{4}\right)^2 \quad (23)$$

マッチドフィルタと同様に、ホワイトノイズが入力されたときの出力。

$$y_{n.bpf}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H_{bpf}(f)N(f)e^{j2\pi ft}df \quad (24)$$

ここで、 $N(f)$ はホワイトノイズのスペクトル表現である。 $y_{n.bpf}(t)$ は不規則信号であるので、その自乗の平均値を求める。

$$\langle |y_{n.bpf}(t)|^2 \rangle = \sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} |H_{bpf}(f)|^2 df \quad (25)$$

$$= B\sigma^2 \quad (26)$$

ここで、 B はバンドパスフィルタの電力帯域幅。

式 (23) と (26) の比から、バンドパスフィルタ出力の SN 比が得られる。

$$S_{bpf}/N_{bpf} = \left(\frac{A_R}{4}\right)^2/B\sigma^2 \quad (27)$$

マッチドフィルタの SN 比と、バンドパスフィルタの SN 比との比が、この信号処理による改善効果である。

$$G_{improve} = \frac{S_{MF}/N_{MF}}{S_{bpf}/N_{bpf}} = \frac{\left(\frac{A_R}{4}\right)^2 \frac{T}{\sigma^2}}{\left(\frac{A_R}{4}\right)^2/B\sigma^2} \quad (28)$$

$$= BT \quad (29)$$

上式は、バンドパスフィルタのバンド幅とマッチドフィルタを用いた時のパルス幅の積 BT だけ、SN 比が改善されることを示している。一般的な船舶用レーダーでは、最も狭いバンドパスフィルタの帯域が 3 [MHz]、最も長いパルス幅が 1.2[μs] である。

$$G_{improve} = BT = 3.0 \times 10^6 \times 1.2 \times 10^{-6} = 3.6 \quad (30)$$

上式より、実際に期待できる改善の度合いは、 $10\log(3.6) = 5.6[dB]$ となる。

2.4 計算機シミュレーション

バンドパスフィルタに較べて、マッチドフィルタでSN比が改善することを、マグネトロン送信波形を用いて計算機シミュレーションにより確認する。シミュレーションは、サンプリング周波数 $125[\text{MHz}]$ で行い、2048点が $16.4[\mu\text{s}]$ に相当する。図7は、複素信号になった送信波形。その分散が複素送信信号の電力の $1/2$ になるようにして、計算機で発生させたホワイトガウシアンノイズを、複素送信信号に加えて擬似受信信号を作る。図8。

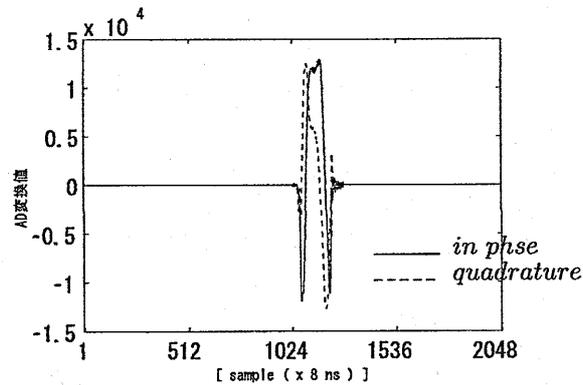


図7: 送信信号

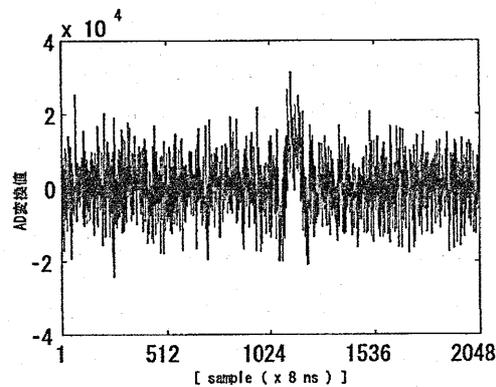


図8: 複素受信信号の実部

一般的な船舶用レーダーで用いられている、アナログ回路によるバンドパスフィルタとして、LC共振回路を考える。その周波数応答を次式で表す。

$$H_{bpf}(f) = \frac{1}{1 - jQ_L(f_0/f - f/f_0)} \quad (31)$$

Q_L は負荷 Q であり、値を 23 とする。フィルタの帯域幅を測る方法として良く用いられる、電力が $-3[dB]$ となるポイントでの帯域幅が、およそ $3[MHz]$ である。受信信号をバンドパスフィルタに通した出力が図 10、マッチドフィルタ出力が図 9 である。

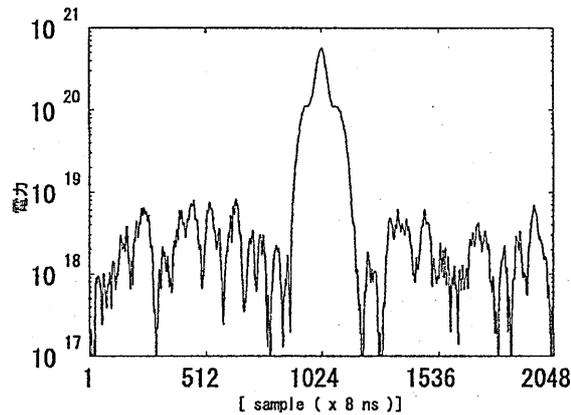


図 9: マッチドフィルタ出力電力 (シミュレーション)

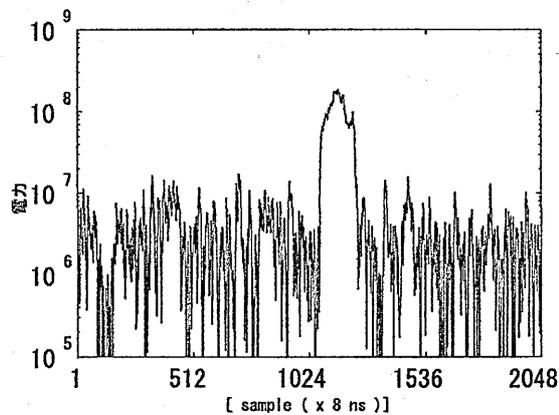


図 10: BPF 出力電力 (シミュレーション)

シミュレーションではターゲットの位置が分かっているので、信号部分の電力の最大値と、ノイズ部分の平均値を求めて、それぞれの SN 比を求める。その結果から、マッチドフィルタによる SN 比の改善は、 $6.2[dB]$ であった。理論よりも大きい値であるが、これはバンドパスフィルタの帯域幅を、電力の $-3[dB]$ ポイントで定義したからで、バンドパスフィルタの、積分による真の帯域幅が $4[MHz]$ であるから、シミュレーション結果は理論と一致する。

3 実験方法

3.1 実験装置

試作した X-band レーダー信号処理装置を図 11 に、主な仕様を表 1 に示す。この装置は、マグネトロンを含む送信部、中間周波数に変換するためのミキサと局部発振器、中間周波数増幅器で構成されている。さらに、コヒーレント処理に必要な、送信信号を取り出すための -40dB 方向性結合器と中間周波数変換器が新たに追加された。送信と受信の中間周波数出力は、送信タイミングで切り替えることによって時分割され、ひとつの直交検波器に入力される。I/Q 出力信号はそれぞれ Alazar Tech 社の AD 変換ボードに入力される。この AD 変換ボードは、I/Q それぞれ 14bit の AD 変換器と、 16Mbyte のオンボードメモリを備えており、サンプリング動作をしながら連続して、P.C. 上のハードディスクに記憶させることができる。従来のマグネトロンレーダーのコヒーレント処理では、送信信号の初期位相の問題に重点が置かれており、主に、局部発振器の位相を送信のそれに同期させる方式であり、受信部の構造が複雑になるという実装上の欠点があった。それに対してこの装置では、送信信号そのものを記憶し、マッチドフィルタによるコヒーレント処理は全て、ソフトウェアに置き換えられるので、送信部、受信部は一般的な船舶用レーダーで用いられている構造と大きな違いは無い。また、受信部の IF アンプ出力を 3dB 分配器で分配し、従来のアナログ回路によるバンドパスフィルタと Log アンプに入力する。その出力信号を同時にサンプリングしておき、SN 比の改善効果を比較する。

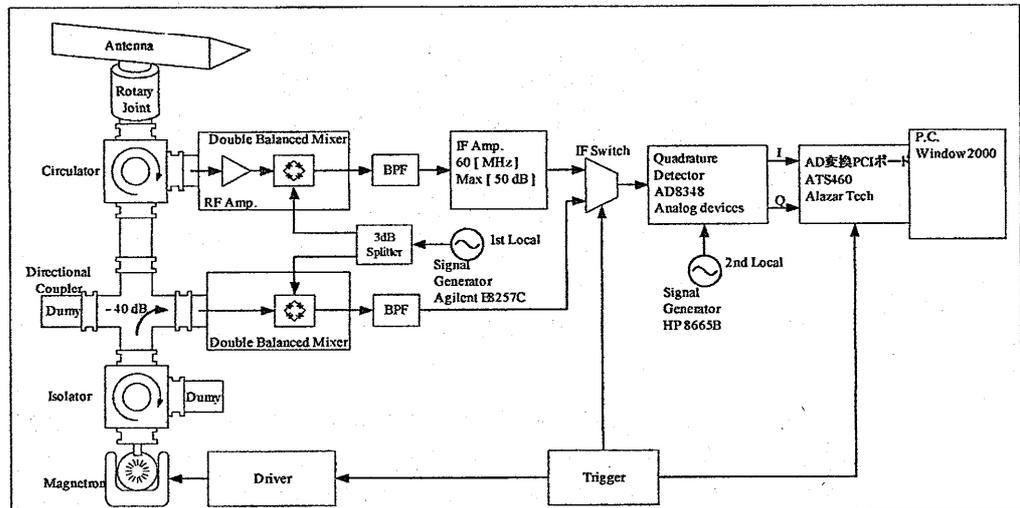


図 11: 実験装置

表 1: レーダーの仕様

アンテナ形式	スロットアレイ
水平ビーム幅 [度]	2.1
垂直ビーム幅 [度]	25
アンテナゲイン [dB]	30
アンテナ回転数 [rpm]	12
送信周波数 [MHz]	9410
送信出力 [KW]	25
最大パルス幅 [μs]	1.2
繰り返し周波数 [Hz]	600
中間周波数 [MHz]	60
AD変換周波数 [MHz]	50
AD変換ビット数	14

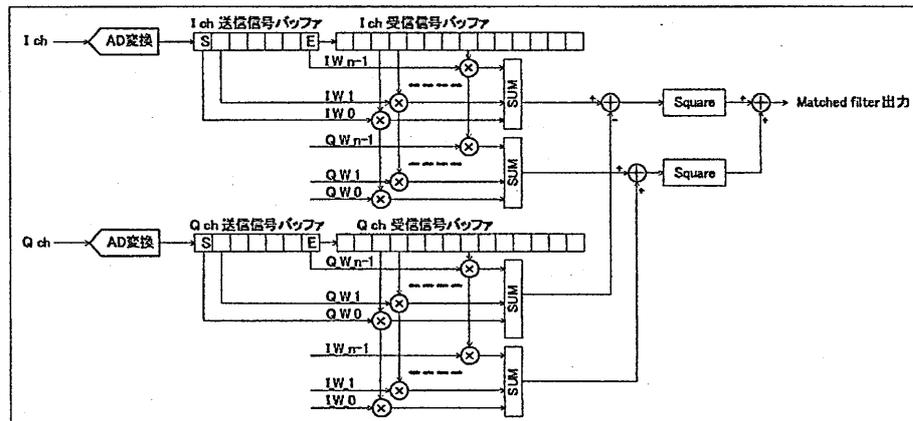


図 12: ソフトウェアによるマッチドフィルタ

4 実験結果

このレーダー装置を西宮市の古野電気(株)屋上に設置し、実際に大阪湾上の船舶をターゲットとして、受信信号のSN比を比較する実験を行った。

アンテナ1回転あたりの送信回数は2048回で、スロットアレイアンテナの水平ビーム幅は約2度であるから、方位方向には十分な分解能となっている。AD変換のサンプリング周波数は、50[MHz]で行い、1回の送信で距離方向に16384点を記録する。アンテナ1回転360度の探知で、それぞれ各チャンネルの探知信号は、128Mbyteのデータとなる。図13は、マッチドフィルタを用いてコヒーレント処理した結果、図14は、 $-3[dB]$ 帯域幅が3[MHz]のバンドパスフィルタとLogアンプを組み合わせた従来方式の出力を電力に換算している。50[MHz]でサンプリングしているので、1024点が20.5[μs]に相当する。512点にあるピークは海上のターゲットからの受信信号である。

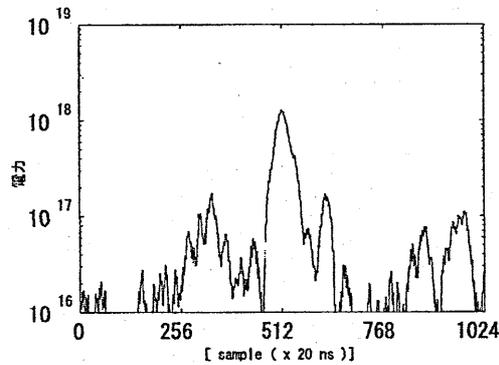


図 13: マッチドフィルタ出力

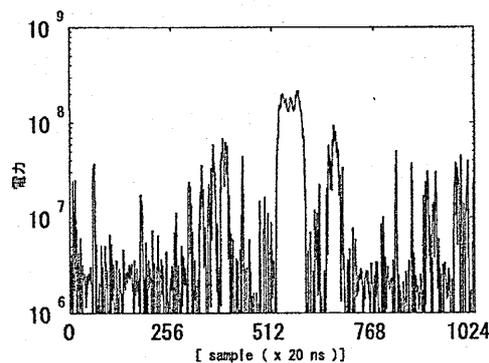


図 14: 従来方式

図 13 マッチドフィルタ出力は、図 14 従来方式に較べて高周波成分がなく
なっていて、マッチドフィルタによって受信帯域が狭くなっていることが分
かる。また、ターゲット部分の形に注目すると、従来方式が矩形のパルスで
あるのに対してマッチドフィルタ出力は、3 角形に尖っていて、パルス圧縮
効果が現れている。ターゲット部分を除いたデータをノイズとしてその平均
値を求め、512 点の値との比を計算してそれぞれの SN 比を求めた。表 2 参
照。SN 比の改善度合いは、シミュレーションが 6.2[dB] に対して、実験で
は 1.8[dB] であり、期待通りの結果が得られなかった。

表 2: SN 比の結果 [dB]

マッチドフィルタ出力	16.7
従来方式	14.9
改善度合い	1.8

5 考察

5.1 局部発振器の安定性

マグネトロン周波数は、内部の空洞共振器の機械的な寸法で決まるが、
組み立て精度に限界があって個体によって周波数が異なり、熱的な変化によ
り緩やかに変動する。そのため、一般的な船舶用レーダーでは局部発振器に
はバラクタダイオードによる VCO が用いられている。図 15 は、実験装置の

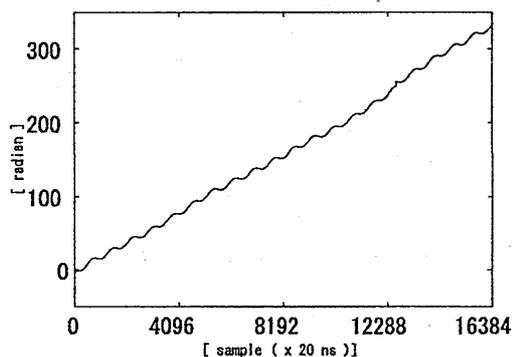


図 15: VCO の位相変動 [rad]

1st Local に VCO を用いて、受信信号の代わりに Signal Generator から連続
信号を入力した時の、複素受信信号の位相の時間変動を表している。

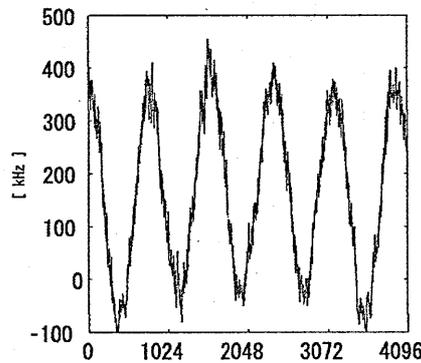


図 16: VCO の角周波数変動 [sample]

図 16 は、VCO の位相変動を時間微分した。周期的に最大 $318[\text{kHz}]$ の周波数変動がある。(13) 式右辺の積分について、 $\theta_L(t)$ が t の一次関数で表される場合は、積分の絶対値に変化はないが、2 次以上の項を含む場合は、信号の振幅が $A' A_R/4$ より小さくなり、マッチドフィルタの劣化を意味する。

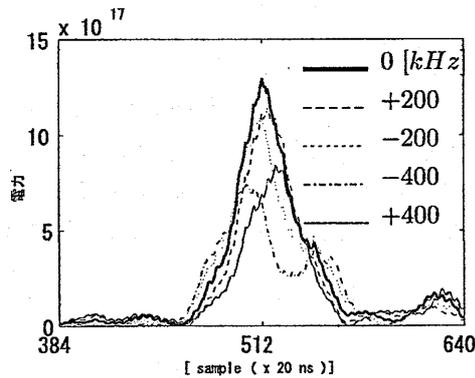


図 17: マッチドフィルタの劣化

図 17 は、計算機シミュレーションで局部発振器にそれぞれ、図に示す通りの周波数変動を与えた場合の、マッチドフィルタ出力を表した。周波数変動が $200[\text{kHz}]$ 以下であれば、その影響は無視できるが、 $400[\text{kHz}]$ になった場合は振幅が大きく下がっている。図 16 で示されたように、バラクタダイオードによる VCO 程度の周波数安定性では、マッチドフィルタによる SN 改善が得られないどころか逆に、悪くなる可能性がある。また、海洋波浪や船舶程度の速度からのドップラーシフトは $30[\text{Hz}]$ 程度であり、この実験装置がそれを測定するのは不可能である。

5.2 周波数変動の補正

局部発振器を、Agilent Technologies 社製の L8257C から VCO 方式にして同様の探知実験を行った。結果は、図 18 のようにパルスの中心部分が落ち込んでおり、マッチドフィルタが正しく動作していない。

VCO の周波数変動が考えられるので、信号処理によって、500[kHz] の局部発振周波数の補正をした後で、マッチドフィルタによる処理を行った結果が図 19 である。出力は大きく再生し、SN 比も改善された。このように、周波数変動の補正が容易に行えることも、送信信号そのものをサンプリングし、マッチドフィルタによる信号処理装置の長所である。

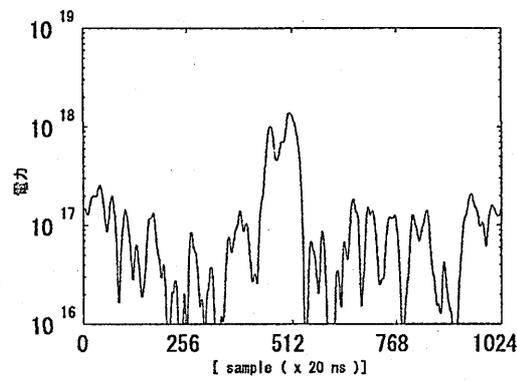


図 18: 局部発信機が VCO のマッチドフィルタ出力

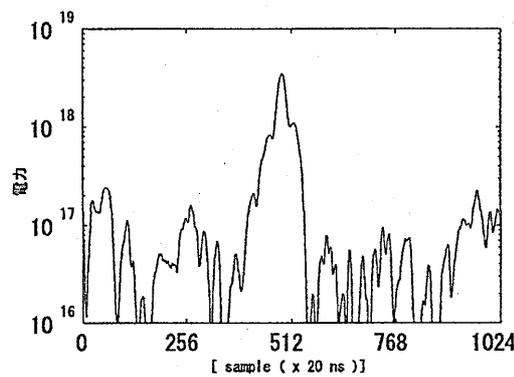


図 19: 周波数補正 500kHz のマッチドフィルタ出力

5.3 シュワルツの不等式

シュワルツの不等式で、マッチドフィルタとして正しく動作していることを評価する。式 (12) から、マッチドフィルタのリファレンス信号 $h^*(t)$ が、パルス幅 T_M の期間に存在するので、次のように積分範囲を有限の値に書き換え、さらに $t-d=\tau$ とおく。

$$y_s(d) = \int_0^{T_M} h^*(\tau)s(\tau+d)d\tau \quad (32)$$

式 (32) の両辺を自乗して、シュワルツの不等式で評価する。

$$|y_s(d)|^2 = \left| \int_0^{T_M} h^*(\tau)s(\tau+d)d\tau \right|^2 \quad (33)$$

$$\leq \int_0^{T_M} |h(\tau)|^2 d\tau \int_0^{T_M} |s(\tau+d)|^2 d\tau \quad (34)$$

$$= O_M \int_0^{T_M} |s(\tau+d)|^2 d\tau \quad (35)$$

O_M はマッチドフィルタのリファレンス電力の合計である。式 (35) は、マッチドフィルタ出力信号の電力は、受信信号の電力をパルス幅期間積分した結果にリファレンス電力の合計を乗じたものを、決して超えることはないことを表している。等号が成立するのは、 $h(t) = s(t)$ の時であり、マッチドフィルタが理想的な動作をしている場合である。

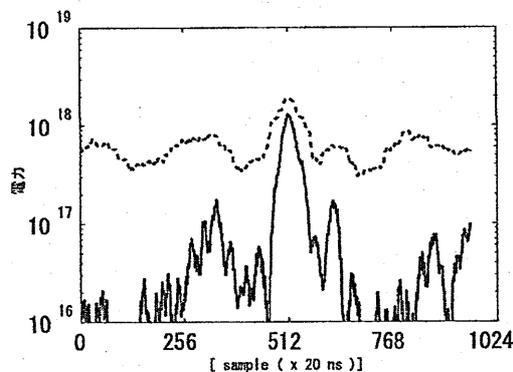


図 20: シュワルツの不等式

図 20 において破線は、式 (35) 右辺を表している。この結果から、ターゲット部分についてはマッチドフィルタ出力が積分結果に近い値を示し、ノイズ部分はそのレベルが抑えられているので、マッチドフィルタとして十分な動作をしていると考えられる。

6 むすび

本研究では、送信波形をサンプリングする方式の、マッチドフィルタによるマグネトロンレーダーの信号処理装置について、SN比の改善効果の検討を行った。まず、実際のマグネトロンの送信波形のデータを測定して、その位相特性から、送信パルス幅の逆数以上に周波数帯域が広がっていることが分かった。その特性から、送信波形をリファレンス信号とするマッチドフィルタによって、SN比が改善されることをシミュレーションにより確認した。

しかし、実際の海上にあるターゲットを対象とする探知実験では、従来の、アナログ回路によるバンドパスフィルタと、Log アンプの組み合わせによるシステムに較べて、SN比の改善は満足できるものではなかった。

その原因の一つと考えられる、局部発振器の周波数変動を、デジタル信号処理により補正する方法を提案した。また、マッチドフィルタが正しく動作していることを定量的に評価する方法として、シュワルツの不等式の考え方を取り入れた。

今後の課題は

- (1) マッチドフィルタとしては正しく動作していると考えられるのに対して、期待した効果が得られなかったSN比について改善案を考える
- (2) 海面反射などに対するパルス圧縮効果の確認
- (3) 更なる性能改善のため高安定な局部発振器を用いたシステムの構築

の3つがあげられる。

参考文献

- [1] Merrill I. Skolnik *Introduction to RADAR Systems* McGraw-Hill (1980)
- [2] 中山 純一 京都工芸繊維大学講義資料「信号処理ノート」,pp.(5-58)-(5-91),2006

空中に浮かぶ細い線路構造上を 伝搬する $0.99c$ 光速表面信号波

**0.99c-Light-Speed Surface Signal Wave Propagating
on a Thin-Structured Line Held in Air**

大家重明

(摂南大学 工学部)

張 吉夫

(元 大阪府立大学 工学部)

2008年5月21日

於 大阪工業大学

概要

信号は線路上をできる限り迅速に運ばれることが望ましい。すなわち、信号はできるだけ真空中光速 c に近いスピードで送ることが望まれる。しかし、線路を通して信号を送るためには線路内に信号のフィールドを閉じ込めるための適切な構造とその構造を構成する素材が必要となる。その結果、その素材中を走る信号のスピードは必ず c より小さくなってしまふ。しかし、この報告では、例として、空気中に浮かぶシリカでできたクラッドのない光ファイバーについて、もしそのファイバー径が真空中光波長のほぼ $1/3$ より小さくなれば、ファイバーに吸いつけられたようなフィールドが形成され、それがほとんど c に近い値、たとえば、 $0.99c$ 以上のスピードで伝搬することを示す。クラッドレスファイバーを細くすると、大部分のフィールドは、空気側に出てしまうが、このフィールドは、軸方向に伝搬し半径方向にはエバネセントなファイバー表面波となっており、その分布がファイバー・空気間の境界条件を満足するよう空気側でエンハンスされる。結果として、線路の実効屈折率は1に近くなり、信号速度は c に近づくが、フィールドは境界に纏いついてガイドされる。すなわち、空気中に浮かぶ細いファイバーは光速性とガイド性を同時に満足することになる。

Abstract

It is hoped to send the signal over a transmission line as swift as possible, that is, at a speed as close to the vacuum light speed, c , as possible. However, to send the signal over a line, an appropriate structure or material is needed to confine field within the line, making the signal speed much less than c . In this paper, we show that, by computer examinations on a silica claddingless optical fiber held in air as an example, tightly girded field to the core can propagate almost at c , say $0.99c$ or more, if its diameter is kept less than around $1/3$ of the vacuum light wavelength. The trick is to utilize a mode, such as LP-like mode having electric field component crossing the small-sized core surface, on which the axially propagating evanescent surface field is enhanced so as to fulfill its boundary condition.

1. はじめに

高速なクラスターコンピュータシステムや高ビットレートのパラレル処理CPUのように複数のノードポイント間で高速な情報交換が頻繁に行われる場面では、それらノードポイント間を結ぶ光インターコネクションのスピードが情報処理システム全体のスピードを決定する重要なキーコンポーネントとなってしまふ。すなわち、ビットレートが増大するにつれて、それら複数のノードポイント上での待ち時間 *latency* がシステムに含まれるすべての処理メカニズムのスピードを制限することになる。待ち時間は、基本的にはそれらノードポイント間を接続する光インターコネクション上の情報伝達速度、すなわち、光のグループ速度で決定される。情報伝達速度は真空中光速を越えることはないので、システムに全体のスピードを確保するためには、光インターコネクションの線路をできる限り短くするか、そのグループ速度をできる限り真空中光速 c に近づける努力をしなければならない。線路を短くする努力は、絶えず行われなければならない。現在の光インターコネクションは主としてシリカ系の光ファイバーによって行われている。シリカ系光ファイバーの信号伝達速度は、真空中光速を c として、ほぼ $c/1.5$ である。ここでは、線路の信号伝達速度を如何にして c に近づけるかについて考える。

情報を、自由空間内ではなく、線路によって運ぶためには、情報、すなわち光パルスを線路に沿って走らせなければならない。そのためには、通常、光ファイバーであるように、光パルスを線路内に閉じ込めて運ばなければならない。もし線路（コア）が線路を取り囲む部分（クラッド）の屈折率より大きい屈折率 n を持っているなら、線路に直交する断面内の光のフィールドをライン内に閉じ込めることが可能である。この線路内での光フィールドを信号の媒体としようとする構成（考え方）は必然的に信号のグループ速度をほぼ c/n にまで下げることになる。このように信号の伝送を通常のフィールド閉じ込めのやりかたに頼る限り、光フィールドを線路に沿ってガイドしようとするのと光のグループ速度をできる限り真空中光速 c に近づけようとするのは互いに両立し得ない要請となる。

通常的光ファイバーでは、Fig.1(a)に示すようにコアとクラッドの境界面が上で述べたガイド機能と閉じ込め機能とを兼ねていることがわかる。しかし、実は、光フィールドを線路に沿ってガイドするのに境界面のガイド機能は必要であるが、境界面のフィールド閉じ込め機能は必ずしも必要ではない。境界面は線路の断面構造で与えることができる。フィールドは境界面で与えられる境界条件を満足しようとするので、線路構造に沿って伝搬することとなる。この際、フィールドが断面内で径方向に放射されなければ、フィールドを境界面によって閉じ込める必要は必ずしもない。その例は、フィーダー線、Gライン、ストリップセンライン、コプレーナライン、地上波TV放送など、従来から使われている種々の線路に見ることができる（反対に、同軸線、導波管はガイド機能と閉じ込め機能の両方が使われている例である）。これらの線路は境界面に沿って線路方向に伝搬する表面波を用

いていると見ることができる。このように軸方向表面波は閉じ込められていないけれども、境界条件を満足しようとして境界面に十分纏いつくので、フィールドはあまり遠方まで広がらずにガイドされる。ここで、表面波を使おうとするのは、線路上の信号波を真空中光速に近づけたいからである。軸方向伝搬表面波は境界面の低屈率折領域を伝搬するので、低屈率折領域を空気とし、大部分の軸方向パワーフローがこの表面波に乗るよう構成すれば、信号波の群速度を真空中光速 c に近づけるチャンスがある。境界面を円形として、これにフィールドガイド機能を持たせるが、閉じ込め機能を持たせず、フィールドの伝送軸方向集中機能は境界面に生ずる表面波に持たせた例を Fig.1(b)に示す。

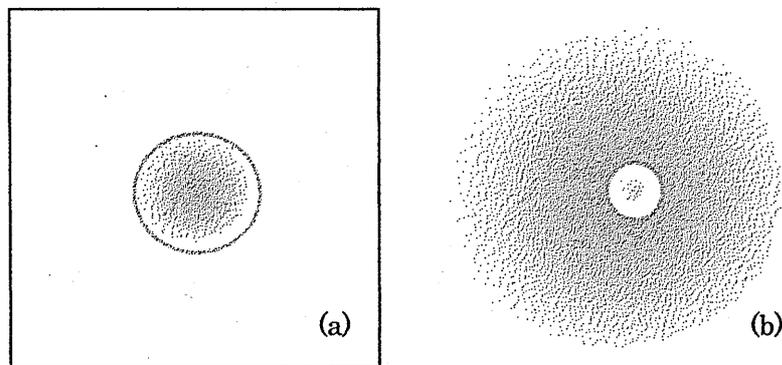


Fig.1 Two types of signal transmission lines having refractive index boundary structure. Boundary is indicated by red circle, transmitted field density is indicated by gradated blue. (a) Boundary acts for field confinement as well as field guiding; (b) Boundary acts for field guiding, but not for field confinement. Field concentration in the vicinity of the line is attained by an evanescent surface-wave surrounding the line.

次節以下では、クラッドレス光ファイバーの径を十分細くすることによって、大部分のパワーフローが軸方向伝搬表面波に乗るように工夫したとき、1に極めて近い実効屈折率値が実現できることを数値解析によって示す。さらに、なぜ1に極めて近い実効屈折率値が得られるかのメカニズムを考察する。

2. 大きい横方向屈折率差を持つ光導波線路に対するフルベクトル解析

小さな横方向屈折率差を持つ普通の光ファイバーに対しては、スカラまたはセミベクトル解析によって十分満足のゆく正確な結果が得られる。しかし、大きい横方向屈折率差を持つ光導波線路に対しては、スカラ変数で記述できるよりはずっと複雑なフィールド構造が予想されるので、クラッドレスファイバーを用いる本報告の場合、マクスウェル方程式から直接導かれるフルベクトル波動方程式から出発する必要がある。 z 軸方向に伝搬する

フィールドを $E_x = E_x(x, y) \exp(-i\beta z)$ および $E_y = E_y(x, y) \exp(-i\beta z)$ と仮定すれば、これら断面内成分に関する波動方程式は 3 次元フルベクトル波方程式から分離できて、次式のように表わされる[3]。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_x)}{\partial x} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_y)}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - k^2 n^2) E_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_y)}{\partial y} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_x)}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = (\beta^2 - k^2 n^2) E_y \quad (2)$$

ここに $n = n(x, y)$ は導波構造の持つ屈折率分布で、境界面があるなら、境界面を規定するステップ関数、 $E_x = E_x(x, y)$ および $E_y = E_y(x, y)$ は電界分布、 $k = 2\pi/\lambda$ は自由空間伝搬定数、 λ は自由空間波長、 β は、適宜、仮定された伝搬定数である。

波動方程式 (1) と (2) は、それらが満たすべき境界条件を自律的に含んでいることと電界成分間に交差項が存在することに注意しておく。その結果として、(1), (2) を次に出してくる (3) 式と連立して解くことによって所望の解が得られる。

もし、ある与えられた入力初期電界分布からスタートして、 z 軸に沿って伝わる電界の変化を追跡したいというオープンな問題の場合には、伝搬項を加えた (1), (2) 式を適当なメッシュサイズのもとに差分近似して積分を進める、いわゆるビーム伝搬法 (BPM) で対応すればよい。

一方、(1), (2) の波動方程式の固有関数と固有値 (すなわち、固有モード分布と軸方向伝搬定数または実効屈折率) を同時に求めようとするれば、式の数足りない。

われわれは以前に、 n_{eff} または β に対する次の (3) 式で表わされる積分表現を提案し[2]、種々の導波路構造でテストしてきた[1,2]。

$$n_{eff} = \left[\frac{\int n^2(x, y) E_\alpha(x, y) dS}{\int E_\alpha(x, y) dS} \right]^{1/2} \quad (3)$$

ただし、 E_α は E_x または E_y を表す (いずれを用いても同じ n_{eff} に収束しなければならない)。この表現は物理的に理解しやすい。すなわち、実効屈折率は電界重み付き屈折率 2 乗平均根である。(1), (2), (3) 式を自己無撞着に解けば、 $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$ および n_{eff} を同時に求めることができる。自己無撞着解を得るやり方としては、たとえば、適宜に仮定した第 0 近似 $E_x(x, y)$ および $E_y(x, y)$ を (3) 式に代入して第 0 近似 n_{eff} を得、この n_{eff} を (1), (2) 式に代入して $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$ をアップデートし、これを第 1 近似電界とし、これを再び (3) 式に代入し、・・・と、これを繰り返して、前回の解の値との差が前もって決

めておいた精度内に収まれば、最後に得られた $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$ および n_{eff} を解とする、などとすればよい。この際、解が収束する保証は、先にも述べたように、波動方程式が境界条件を満足するとき停留することと、式に含まれる交差項によって自動的に境界条件が満足されるようにベクトル成分間に消長が起こることから得られるものと考えている。

3. 細いクラッドレス光ファイバーを伝わる表面波

最も簡単な構造として均一な屈折率分布の丸い横断面を持つ細いクラッドレス光ファイバーを考える。簡単のために直線偏光に近い基本モードを仮定する。これは普通の光ファイバーに存在する HE_{11} -モードから出発して定常界分布 (固有関数) と実効屈折率 (固有値) を求めることに相当する。以下では、この直線偏光の電界が x 軸方向にあるものとする。光フィールドの真空中波長を $1.5 \mu\text{m}$ とし、この波長でのシリカの屈折率を 1.5 とする。

まず、空気中に浮かぶクラッドレスファイバーの径を細くした場合、ファイバーから溢れ出たエバネセント表面波によって、実効屈折率 n_{eff} が、果たして、どれ程 1 に近づくかを見るために、ファイバー直径 $2r$ を真空中波長の $1/3$ に選んでみる。すなわち、ファイバー半径 r を $0.25 \mu\text{m}$ に選ぶ。

Fig.2(a) および (b) に、それぞれ E_x と E_y の振幅分布の鳥瞰図を示す。また、Fig.2(c) は、 x y 面内のベクトル電界分布図である。Fig.2(a) で特徴的なことは、 E_x (電界の偏光方向成分) は x 軸上でファイバー境界面の外側 (空気側) で大きくエンハンスされるが、 y 軸上ではエンハンスが見られないことである。これは、屈折率の異なる 2 つの相接する誘電体の境界面上での電界の満たさなければならない境界条によって説明される。それは、

「境界面に対する電界法線成分を E_n 、接線成分を E_t とすると、
境界条件は、境界面の両側で、 $n^2 E_n = \text{const}$, $E_t = \text{const}$ である。」

いま x 軸方向に偏光した HE_{11} -モードから出発した定常界分布を考えているので、定常ベクトル電界分布は Fig.2(c) の計算結果が示すように HE_{11} -様になる。これを見ると、境界面上において、 x 軸上には電界の法線成分のみが存在し、 y 軸上には電界の接線成分のみが存在しているのがわかる。このことは Fig.2(a) および (b) にも見られるとおりである。

このことと先の境界条件を照合すると、 x 軸上の境界面では電界振幅 E_x にはジャンプが生じるが、 y 軸上の境界面では電界振幅 E_x は連続的に変化すると予想され、それは実際 Fig.2(a) および (b) で確認できる。いま、ファイバーの屈折率は 1.5、空気の屈折率は 1 であるから、 x 軸上の外側 E_x のファイバー内側 E_x に対するジャンプによるエンハンスメントファクターは、 $(1.5/1)^2 = 2.25$ である。 x 軸上、 y 軸上以外での境界面上では、境界面に対する法線成分も接線成分も存在するので、境界面上のジャンプの程度は x 軸上の最大値から y 軸上のゼロ値まで連続的に変化する。Fig.2(b) の E_y 分布鳥瞰図も Fig.2(a) 同様に境界条

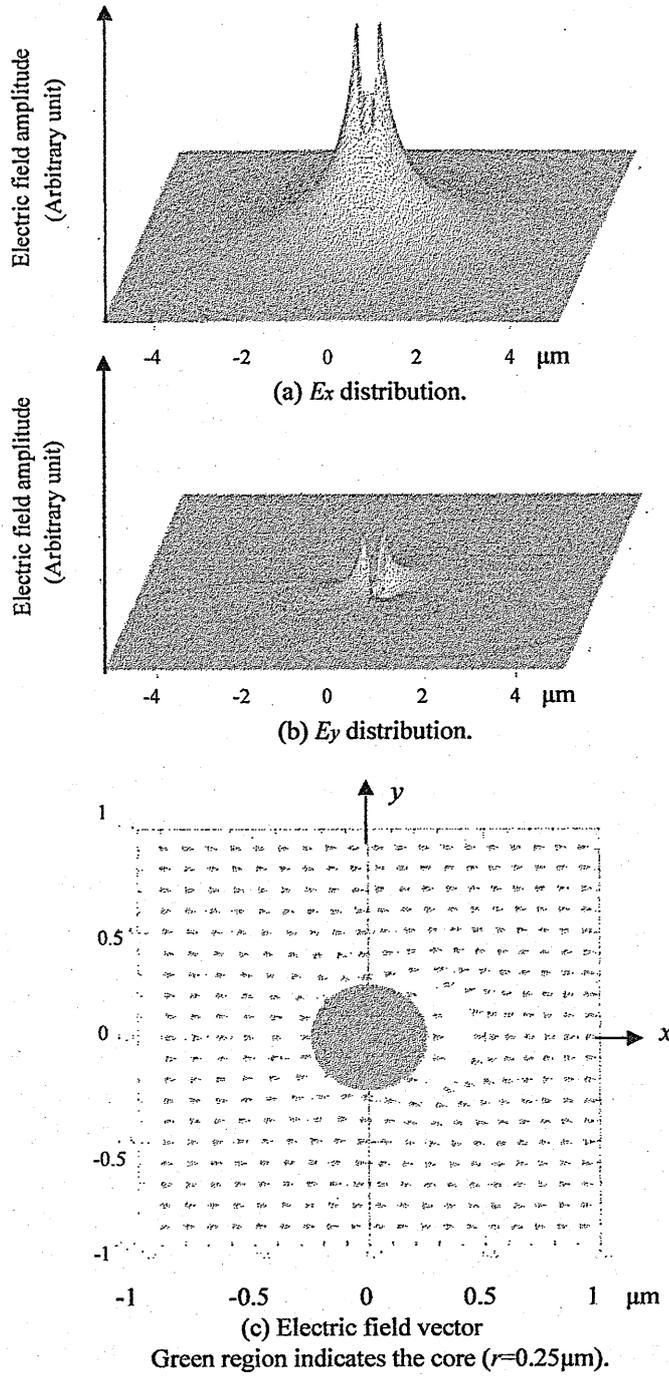


Fig.2 Electric field using full-vector calculation.

件で説明できる。半直角方向 ($45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 310^\circ$) での接線成分をエンハンスするように E_y の生ずるのが見られる。Fig.2(c)のベクトル電界分布図から見ると、計算結果は一様静電界中に置かれた円柱誘電体に付随するベクトル電界分布に近いことがわかる。

この電界振幅のエンハンスメントは、ファイバー外側（空気側）を伝搬する表面波によって運ばれる光パワーフロー密度を引き上げるので、軸方向パワーの大きい部分がファイバーの外側で運ばれることになる。その結果、光はシリカではなく、ほとんど空気だけを感じることになり、その実効屈折率 n_{eff} を1に近い値に引き下げることになる。この計算では、 $n_{eff} = 1.01$ であった。これは信号の伝搬速度が $0.99c$ であることを意味している。

4. 実効屈折率のコア半径依存性

前節では、コア半径が真空波長の $1/3$ とした時、実効屈折率 n_{eff} がすでに1に非常に近づいていることを見た。ここでは、コア半径を真空波長以上から波長以下になるまで変化させた場合の n_{eff} の変化を調べる。 $1.5 \mu\text{m}$ の真空波長の HE_{11} -様モードを仮定する。

結果を Fig.2 に示す。実効屈折率 n_{eff} を与えるコア半径 r の領域を3つに分けることができる。最初の領域は $r > 1.0 \mu\text{m}$ の閉じ込め領域 **Confined Region** で、ここではパワーフローは主にコア中にあり、 n_{eff} は材料の屈折率1.5に近い。第2の領域は $1.0 > r > 0.2 \mu\text{m}$ の遷移領域 **Transition Region** または、表面波領域 **Surface-wave Region** で、ここで n_{eff} が1に近い値にまで急速に減少し、パワーフローは主にコアの外側で運ばれる。第3の領域は $0 > r > 0.2 \mu\text{m}$ の自由空間平面波領域 **Free-Space Plane-wave Region** で、断面内の界分布は空気側に広がる。パワーフローはほぼ完全に空気中を伝わる普通の均一な平面波に近づき、 $n_{eff} \cong 1$ となる。

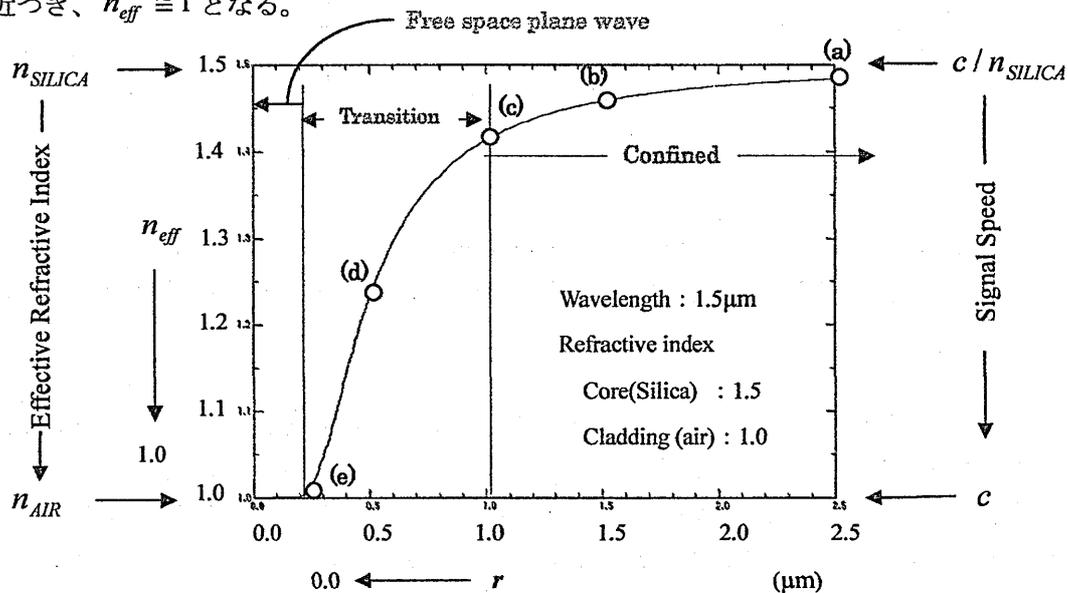


Fig.3 Effective refractive index n_{eff} vs. core radius r .

上に述べたコア半径の変化に伴う n_{eff} の変化は、次の Fig.4 に示すコア半径に伴う x 軸上の電界振幅分布 $|E|_{y=0}$ の変化で説明できる。ただし、HE₁₁ の x -偏光モードから出発した定常界分布を仮定している。

Fig.3 中のカーブ上には(a) - (e) の記号で示した各 \circ 印における $|E|_{y=0}$ を以下に、Fig.4(a) $r=2.5\mu\text{m}$ 、(b) $r=1.5\mu\text{m}$ 、(c) $r=1.0\mu\text{m}$ 、(d) $r=0.5\mu\text{m}$ 、および (e) $r=0.25\mu\text{m}$ として示す。(a) \rightarrow (e)の順にコア半径が減少してゆく。それら何れのフィールド振幅分布もすべて、それぞれの電界振幅分布の最大値に規格化して示してある。

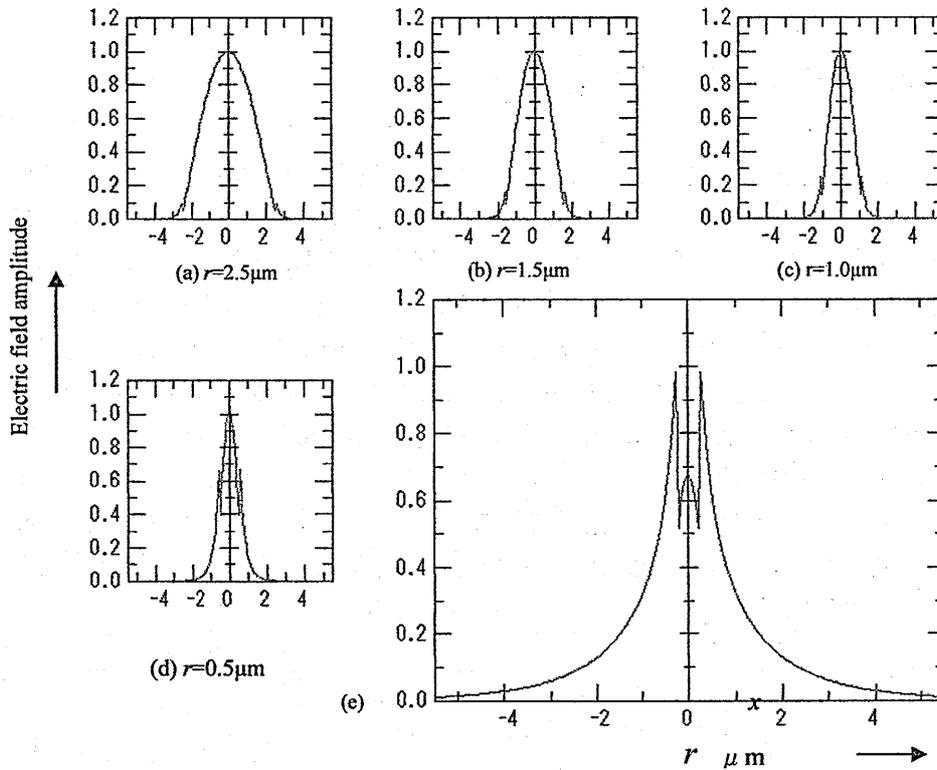


Fig.4 Electric field amplitude distributions to various core radiuses.

(a) $r=2.5\mu\text{m}$, (b) $r=1.5\mu\text{m}$, (c) $r=1.0\mu\text{m}$, (d) $r=0.5\mu\text{m}$, and (e) $r=0.25\mu\text{m}$

Fig.4(a)から(c)に見るように、コア半径がそれ程小さくない $r=2.5\mu\text{m}$ から $r=1.0\mu\text{m}$ の間は、以前に述べた、コア空気境界面での境界条件を満たすべく現れる電界振幅の不連続なジャンプはまだ顕著ではない。これは、コア半径がそれ程小さくない間は、境界面上での電界振幅がコア中心における電界振幅に比して小さく保たれているので、ジャンプそれ自体も小さく保たれているからである。コア半径がある程度小さくなり、 $r=0.5\mu\text{m}$ になると、このジャンプが振幅分布の斜面上で顕著になる[Fig.4(d)]。これは境界面上の振幅

値が中心における値と same order となってきたからである。コア半径がさらに小さくなると、 $r=0.25\mu\text{m}$ になると、境界面上外側（空気側）での電界振幅のジャンプによって、外側境界面上のピーク値は中心部での電界振幅値を上回るようになり、先に Fig.2(a)に示した大きいエンハンスメントが現れる[Fig.4(e)]。結果として、電界振幅はコアの表面から広がることなく、コアの周囲に纏いついて分布する。その結果、パワーフローは、主として空气中を軸方向に伝わる表面波によって運ばれる。これはパワーフローをファイバー近くに引きつけながら n_{eff} を 1 近くに保つことを確実にしている。この電界振幅エンハンスメントによる表面波の線路への吸引能力がこの光速表面波導波構造の考え方のベースになっている。

なお、以上では、本報告の線路構造の n_{eff} についてだけ考えてきた。この報告での n_{eff} の値は、コア径が波長の $1/3$ よりも小さければ、1 に非常に近いところであって、コア径の変化に対する変化は非常に少ないことが分かっているので、本線路構造の波長分散も小さいものと考えられる。したがって、信号伝搬速度もまた真空中光速 c に非常に近いとしてもよいと考えている。

5. シリコンフォトニック導波路への適用

最近、ナノスケール微細構造へのダウンサイジングやそれらの処理クロックの急速な上昇によって生じてきた発熱の難題を解決するために、LSI 内やそれらの間をつなぐ電気配線による相互接続の代わりにシリコンを用いた導波路構造に基づく、いわゆるシリコンフォトニクスと呼ばれる光学式配線の開発に大きな努力が払われるようになってきた。材料としてシリコンが候補に上がっているのは、従来の電気集積回路において長年シリコンが基本材料となってきたことから、シリコンについての高度なプロセス技術の膨大な蓄積が利用できるからであろう。しかし、近い将来のシリコンフォトニクスにおいて我々が出くわすであろう問題点は、シリコンフォトニクスで使われると予想される $1.5\mu\text{m}$ 近辺の波長におけるシリコンの屈折率が 3.5 と極めて大きい値を持っていることである。この大きい屈折率値は、チップ内、チップ間の光配線の信号伝搬速度を制限し、システム内に含まれる待ち時間がシステム処理速度を制限することになる。この困難性を打ち破るのに本報告で提案された線路の概念が役立つことを期待したい。たとえば、(シリカプロセスが充分確立されたとしての話だが、) 十分細いシリコン導波路をシリカで取り囲み、シリカ中を伝搬する表面波を使えば、信号伝搬速度として $0.99c/3.5$ ではなく $0.99c/1.5$ を得ることができる。実際、 $0.22\times 0.22\mu\text{m}$ の正方形シリコン導波路構造を十分厚いシリカで囲んだ導波路についての計算機テストによって、その可能性が示された。

6. むすび

空気中に保持した細いシリカのクラッドレスファイバーを例として用いて、細い構造を持つ線路が、その外側に広くは広がらない信号表面波を、たとえば $0.99c$ の速度で伝搬させる能力を持つことが計算機シミュレーションによって示された。これは空気に露出されたファイバー表面上で満たされなければならない境界条件をうまく利用することによって達成できたものである。

空気中の表面波を用いる本報告の光速線路の提案についての実施上の最も困難な問題は、この線路構造をどのようにして空気中に浮かせるか（支持するか）ということである。現在のところ、静電斥力の利用と表面波ガイド構造の新しい支持構成について検討中である。何かよいアイデアがあれば、お教えいただきたい。

本報告のコンセプトは、電磁波のスケーラビリティから、その適用波長は光に限られるものではない。特に長波長側への適用には制限がない。マイクロ波、ミリ波、THz 波などの領域への適用は容易である。

参考文献

- [1] S. Ohke, Y. Satomura, T. Umeda and Y. Cho: "New integral expression for the effective refractive index of optical waveguides and its application for fast numerical solution finder for the effective refractive index", *Optics Commun.*, 1995, 118, pp 227-234.
- [2] S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho: "A new integral expression for the effective refractive index of optical waveguides and its application for nonlinear optical waveguides", *ILLMC'95*, 1995, 118, pp 169-172.
- [3] Jeong I. Kim: "Analysis and applications of microstructure and hole optical fibers", Thesis for PhD, Virginia Polytechnic Institute and Virginia State University (2003), http://scholar.lib.vt.edu/thesis/available/etd-09252003-085911/unrestricted/JeongKim_ETD.pdf

本報告は、2008年4月24日に横浜で開催されました International Laser, Light-Wave, Microwave Conference 2008 (ILLMC2008)において発表しました本報告と同タイトルの英文報告とほぼ同一の内容のものであることをお断りしておきます。本研究例会で発表の機会を与えて下さいました当研究会関係各位に感謝いたします。また、前回の当放射科学研究会例会ならびに当放射科学研究会の会告によって ILLMC2008 を周知していただき、当研究会会員の方々より多数ご投稿、ご発表いただきましたこと、当研究会関係の各位に大変お世話になりましたことを、この場を借りましてお礼申し述べさせていただきます。

光通信用半導体レーザー材料の検討として ECR-MBE 法による Si 基板上 InN 薄膜
成長における窒素分子イオン抑制効果

Effects of suppression of nitrogen molecular ions on growth of InN films by ECR-MBE
method as material investigation for semiconductor laser of optical communication

淀 徳男、水谷 崇、田井 亨、上田隼人、伊藤 剛、鬼丸真沙志

Tokuo Yodo, Takashi Mizutani, Tohru Tai, Hayato Ueda, Takeshi Itoh, Masashi Onimaru

大阪工業大学工学部電子情報通信工学科

Osaka Institute of Technology

2008年5月21日
於 大阪工業大学

アブストラクト

我々は恒温槽を必要としない光通信用半導体レーザ材料の一つと期待される窒化物半導体の InN 薄膜の結晶性の改善を試みた。InN 薄膜の結晶性を悪化させている窒素分子イオンを抑制する方法として ECR プラズマ MBE 装置を改良し、プラズマ放出口に永久磁石を取り付けた。そして、発生する磁界によって窒素分子イオンを基板から遠ざけることを試みた。その結果、磁石の磁界の強さを大きくしていくことで光学特性を維持したままで InN 薄膜の結晶性を大幅に改善できることが明らかになった。磁界の強さが 250G のときに (0002) 六方晶 InN の X 線回折ロッキング曲線の半値幅 (結晶性を表す) が 1° 付近と磁石無しの場合より数分の一と狭くなり、結晶性の大幅な改善が認められ、かつ光学特性を示す赤外発光の発光強度も桁違いに増大した。しかし、さらにプラズマ強度を上げると赤外発光は消滅し、プラズマ強度を上げた状態でも成長過程の窒素分子イオン数を抑制するためにはなお大きな磁界の強さが必要であることがわかった。

また、磁石による成長速度の変化を調べる実験から、プラズマ強度を強めると磁界の強さが大きくなるにつれ成長速度は大幅に増加した。しかし、膜厚が 7000\AA を超えた付近から、膜剥がれという新たな問題が発生した。また、この時赤外発光は確認できなかった。

磁石の効果として窒素分子イオン以外の種々のイオンも基板から遠ざけられていることから、薄膜中の残留不純物濃度の低減化も期待されたが、ホール測定はで不能だった。イオンダメージが関係している可能性もある。目的を達成のためにはなお改善の余地が残されているといえる。

1. はじめに

最近 WDM 通信システムの進展に伴い、従来光ファイバー通信で用いられてきた波長帯域よりもさらに長い波長域で動作する光部品が求められている¹⁾。また、デバイス動作によって温度が上昇しても安定、かつ発振波長が長波長側に動かない光部品の特性が望まれる²⁾。即ち、バンドギャップ・エネルギーの温度依存性が極端に低い新材料を用いた光部品の開発が急務となっている。

しかしながら、これらの目的を同時に満たすような光部品群は未だ開発されておらず、デバイスの構造からだけでなく、材料の面からも積極的な基礎的検討を行うことが必要である。

例えば、光ファイバー通信で用いられる波長域よりも長い波長帯域を満たす材料としては InP 系 III-V 族化合物半導体中に Sb 原子を混合させた InGaPSb 混晶、あるいは InGaAsSb 混晶半導体のようないわゆる InP・InAs 系の三元・四元半導体混晶を作製することが一般的によく用いられている候補である。これらの材料によってバンドギャップ・エネルギーが急激に低下し、 $1.6\sim 2\mu\text{m}$ 程度の発光波長を有する光部品の開発が可能と期待されるが、いずれもバンドギャップ・エネルギーの温度依存性が比較的高いためにこれらを実用化す

るには光部品以外に新たに精密な温度制御できる恒温槽が必要である。

しかし、Sb 原子を添加する上で良いところはよく知られている III-V 族化合物半導体の Sb 原子添加量を結晶成長中に意図的に変えることで作製した混晶のバンドギャップ・エネルギーを制御性良く変えることができる。それ故、多岐にわたった所望のデバイスの設計が可能となり、多種多様な長波長用光部品を作製できる点にある。ちなみに Sb 含有量が 100% の InSb のバンドギャップ・エネルギーは室温で 0.16eV であるので最長の発光波長は約 $8\mu\text{m}$ となる³⁾。それ故、これより長い波長帯の発光・受光デバイスの開発はこれらの材料系で行うことは不可能であるが、混晶化することで目的とする $2\mu\text{m}$ 帯の光部品の開発には最適な材料となる。

また、長波長帯の光部品の開発という観点だけから見れば、上記に述べた Sb 系 III-V 族化合物半導体だけでなく、II-VI 族化合物半導体である CdTe、HgCdTe (CdTe への Hg 原子の含有によって負のバンドギャップ・エネルギーとなる Hg 含有量が存在することが知られているので、この材料を用いることで $2\mu\text{m}$ 以上の長波長帯の光部品の開発も可能であるといえる。) 、HgMnTe 等の材料を選択すれば、同様な光部品の作製は可能となる。しかし、III-V 族化合物半導体のバンドギャップ・エネルギーの温度依存性が高いという問題点は、依然 II-VI 族化合物半導体でも残ったままである。さらに II-VI 族化合物半導体の場合には、材料自身の熱的安定性が低く、これらの材料によって作製した光部品では安定動作の観点から大きな不安があるという問題も考えられる。また、III-V 族化合物の場合、材料として用いる有毒な As が問題となる場合と同様に II-VI 族化合物でも有毒な Cd、Te、Hg 等が将来、環境面から問題になる恐れもある。

これらに対し、最近発見された GaN、InN 等の窒化物半導体材料を用いる方法はその母体として空气中に多く含有している窒素からなるため、基本的に環境にやさしい材料であるといえる。また、窒素原子を数%含有させた GaAsN 混晶や InGaAsN の三元・四元混晶半導体は後者はゲーナスとも呼ばれているが⁴⁾、窒素の添加量を増すとバンドギャップ・エネルギーが急激に低下することから、長波長帯の光部品用材料としてここ 10 年研究が盛んである。また、さらにこれらの材料の特徴はバンドギャップ・エネルギーの温度依存性が上述した III-V 族化合物や II-VI 族化合物半導体と比べて格段に小さいことから、光部品の動作による温度上昇のわりに発光・受光波長がそれほど変化しないと期待される。このため、新たに恒温槽を必要としない、あるいは精度の高い恒温槽を必要としないコンパクトな光部品単体として大いに期待される材料である。

さらに窒素原子の代わりに、有毒ではあるがタリウム原子 (Tl) を III-V 族化合物半導体中に混合させた TlInGaAs や TlInP 混晶からなる、TlInGaAs/TlInP/InP SCH レーザに至ってはこのレーザの発振波長の温度変化が 0.07nm/K とすでに研究室レベルで製作されており、通常光通信で用いられている InGaAsP/InP DFB レーザのそれよりも十分に小さいことが確認されている²⁾。このようなことから恒温槽を必要としない光通信用レーザの実用化に十分な期待が寄せられている。しかし、作製した結晶は薄膜成長後、高温でアニールしないと満足にレーザ発振しないなど、未だ実用化への道にはまだまだという感がある。これは母体である InP や InGaAs に比較的大きなサイズを有するタリウム原子を添加するこ

とによって III-V 族半導体混晶の結晶性が容易に悪化することが主な原因であると考えられる。

このような膜の結晶性の問題は、これら TlInGaAs や TlInP 混晶だけの問題でなく、N の含有量を増加させた InGaAsN や GaInAs 混晶の場合にも同様に生じる大きな問題となっている。いずれにせよ、結晶性の悪化が解決できなければ恒温槽を必要としない光通信用半導体レーザの実用化は多難であると言える。

本論文では、恒温槽を必要としない光通信用半導体レーザ材料の一つと期待される室温のバンドギャップ・エネルギーが 0.7eV で環境にやさしい材料として着目を浴びている窒化物半導体の一つである InN に研究の焦点を絞り込み、結晶成長面から InN 薄膜自体の結晶性を改善させることを検討する⁵⁾。具体的には、結晶成長中に結晶性を悪化させる窒素プラズマ中に発生した窒素分子イオンを効率的に除去する方法として全体のプラズマ強度を抑える成長方法、また永久磁石を用いて積極的にプラズマ中のイオンのみを除去する方法を試み、ECR プラズマ MBE 法によって Si 基板上に作製した InN の薄膜成長に及ぼすイオンの影響について詳細に調べ、結晶性を向上させる磁界の効果について詳細に議論する。

2. 実験方法

III 族窒化物半導体は、窒素の化学的安定性や蒸気圧の高さから良質な単結晶を得ることが極めて困難である。中でも InN は、III 族材料である In 自身の蒸気圧が高いことや InN

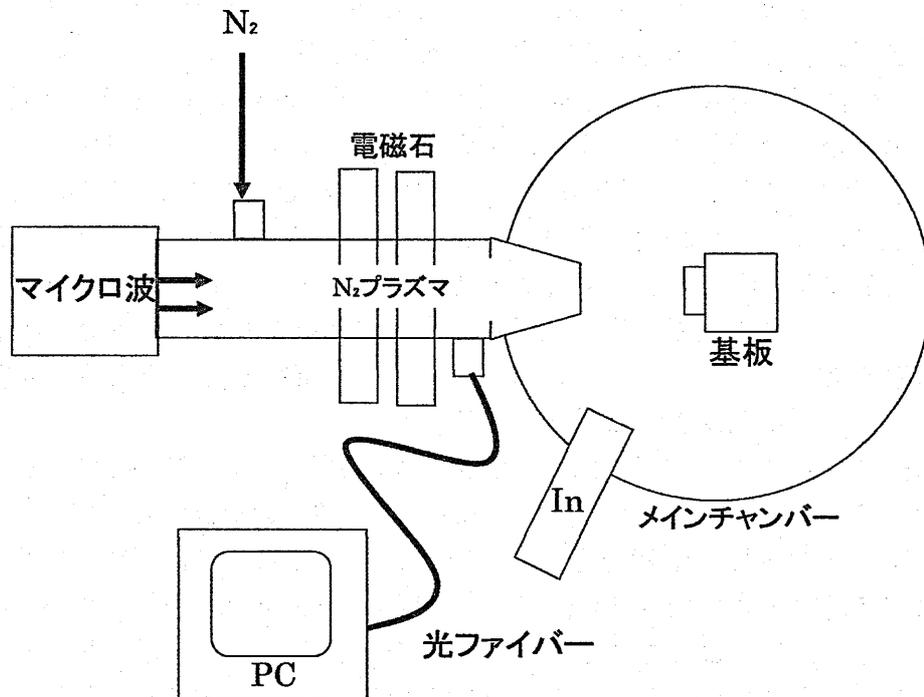


図1 本実験で用いた ECR プラズマ MBE 装置の概略図

自身が 600°C という比較的低温で熱分解してしまうことにより、単結晶の生成をより困難なものとしている。同じ窒化物の GaN では単結晶を得るにあたって高温での MOCVD 法が盛んに研究され多くの技術が確立されている⁶⁾。しかし InN の成長温度は 500°C 付近と低温であることから、MOCVD 法で用いられるアンモニアの反応に必要な温度には足りておらず、ECR または RF 等のプラズマ窒素を用いた MBE 法が主流である。そこで本研究では ECR プラズマ法を用いて活性窒素を生成し、これを用いて InN の結晶成長を行った。実験に用いた装置の概略図を図 1 に示す。

成長室はロータリーポンプとターボ分子ポンプを用い、 1.0×10^{-9} Torr 台の超高真空に保たれ、マイクロ波発振器は導波管・石英ガラス窓を通じ、マイクロ波をプラズマ反応管に導入する。プラズマ反応管内でマイクロ波と磁界との相互作用で電子サイクロトロン共鳴 (ECR) が生じる。これはラーマー運動により衝突確率の増加した電子を加速することにより高真空下で高密度の窒素プラズマを発生させる方法である。発生したプラズマ窒素は、超高真空中をほぼ直線状に基板に向かって照射される。そして、反応管側面に設けられたビューポートを介して分光器内に入力されたプラズマ発光スペクトルをモニターし、これらのプラズマ発光強度を磁石・ECR パワー・調整ロッド等で制御しながら結晶成長を行う⁷⁾。

Ⅲ族の In 原料は K セルから分子線照射される。基板上に到達したⅢ族元素とプラズマ窒素は高温に熱せられた基板上で反応し、Ⅲ族窒化物半導体 InN 薄膜が形成される。

また、本装置には RHEED (反射高速電子線回折) が設置され、成長中の薄膜の状態をその場観察することが可能である。基板ホルダーには正負のバイアス電圧を印加することができる。これはプラズマ窒素中に含まれ、成長膜にダメージを与える窒素分子イオン (N_2^+) や NO⁻ イオンの影響を電界を用いて除去する目的として取り付けられているが⁸⁾、本実験では特にこの方法を用いなかった。

補助室も成長室と同様ロータリーポンプとターボ分子ポンプで常に 1.0×10^{-8} Torr 台の高真空下に保たれ、真空を介して基板は成長室内にトランスファーされる。また、補助室には四重極質量分析装置 (Q-mass) が設置されており、ゲートバルブ開の状態成長室内の質量分析・He リークディテクターの併用が可能となっている。

発生した ECR 窒素プラズマは、その励起状態を分光器でモニターしながら実験を行うことが出来る。窒素プラズマを発生させると活性窒素の様々な励起状態からの緩和過程により各プラズマ発光線が観測される⁹⁾。この発光波長は活性窒素の各励起状態固有のものであるため、この発光線をファイバー分光器でモニターし、これらの発光線の発光強度を制御する。

図 2 はファイバー分光器で観測した成長中の ECR 窒素プラズマスペクトルの一例である。本研究では図中に示した 1st positive system、2nd positive system、1st negative system の発光線の発光強度に注目し実験を行った。1st positive system は原子状窒素 N と関係した発光線であると考えられている^{9,10)}。また 2nd positive system と比べてその寿命が長く、励起分子として基板まで到達し、成長に寄与する確率が極めて高い。これに対し、2nd positive system はその発光波長からより高いエネルギーを持つことがわかるが、その寿命が短いことから成長には寄与しないと考えられている。1st negative system は窒

素分子イオンからの発光線である。窒素分子イオンはイオンの質量が大きく、結晶成長中に薄膜内にダメージを与えることが知られている⁷⁾。ECR 窒素プラズマスペクトルは入力パワーや窒素流量に大きく依存するため、安定、かつ精密に窒素プラズマを制御しながら薄膜を成長する必要がある。

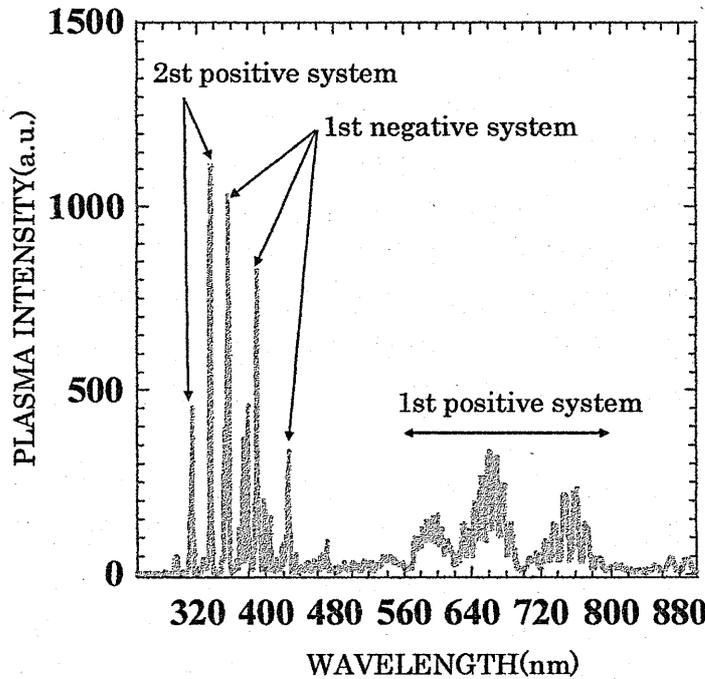


図2 成長中の ECR 窒素プラズマスペクトル

次に薄膜の作製手順について述べる。

基板には p 型 Si(111)基板を用いる。一度大気にさらされると Si 基板表面は大気中に含まれる酸素や水など不純物原子に汚染され、容易に自然酸化膜が形成されてしまう。自然酸化膜は、結晶成長時に成長方向の均一性を奪い良質な結晶成長を阻む要素となるので、何らかの形でこの自然酸化膜を除去する必要がある。本研究では実験前の基板前処理として、RCA 法¹¹⁾による化学エッチングを用い、酸化膜の除去、そして除去後に水素保護膜の形成を行っている。

RCA 法のエッチングプロセスについて以下に示す。

1. 純粋 超音波洗浄 5 分間
2. アセトン 超音波洗浄 5 分間
3. メタノール 超音波洗浄 5 分間
4. 純粋 超音波洗浄 5 分間

5. アンモニア/過酸化水素/水 10 分間煮沸
6. 純粋リンス
7. 塩酸/過酸化水素/水 10 分間 煮沸
8. 純粋リンス 5 分間
9. フッ酸/水 10 分間
10. 純粋リンス 5 分間

RCA 法では上に述べた 1~4 の工程で基板上有機物や水溶性の汚染物が除去され、5

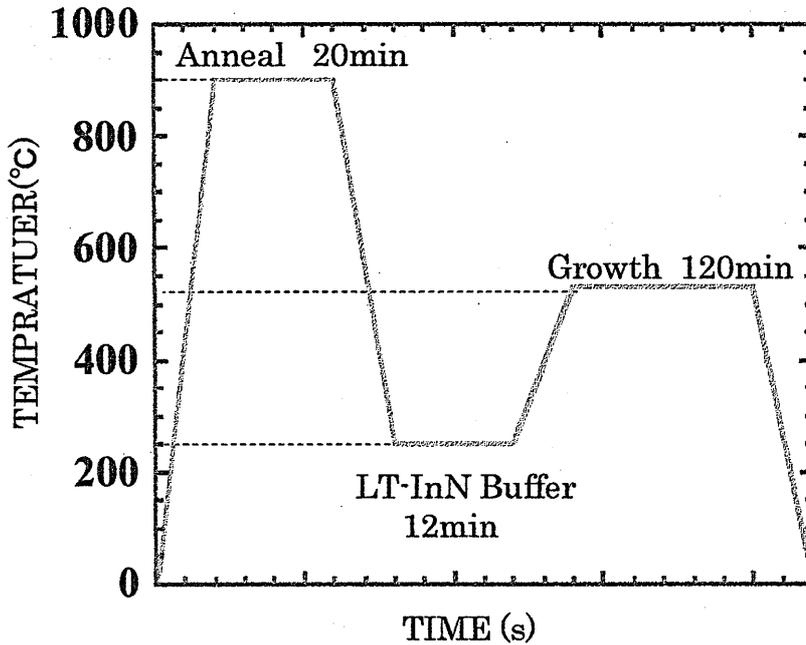


図3 成長のシーケンス (時間と基板温度の関係)

の工程で有機物やパーティクルが除去される。7 の工程で基板に付着したイオンや金属が除去され、最後に 9 の工程で自然酸化膜の除去と基板最表面層の Si ダングリングボンドは水素原子 H によって終端される。化学エッチング後、準備室内でプレヒートを行う。これは成長室の真空の質を維持するために基板ホルダーに付着した水分を準備室内であらかじめ蒸発させておくためである。その後、基板ホルダーは成長室内にトランスファーされる。図 3 に成長に用いた薄膜の成長シーケンスを示す。基板である Si(111)は成長室内でまず基板温度 900°C で 20 分間サーマル・クリーニングされる。その後、基板温度を 250°C まで下げて InN の低温バッファ層を 12 分間 (膜厚:100Å) 堆積させる。そして、基板温度を 530°C に上げて InN の本成長を 120 分間行う。また、低温バッファ層と本成長時の窒素プラズマ

について、普段 PC 上でモニターされるスペクトルの中で 391nm のプラズマ発光線に着目し発光強度を調整する。ここで P.I.700 (a. u.) というプラズマ条件は、そのスペクトルの発光強度(任意単位)が、即ち 391nm のプラズマ発光線の強度が 700 ということである^{7,10)}。

3. 結果と考察

図 2 に示したように ECR 窒素プラズマでは 1st negative system の状態の活性窒素の励起種が多く発生する。これは前にも述べたように窒素分子イオンからの発光線であり、結晶成長中に薄膜にダメージを与える。

窒素分子イオンの薄膜中への悪影響の対策として、成長中に Si 基板に正のバイアスを印加する方法がある。これは窒素分子イオンが正の電荷を帯びていることを利用しクーロン斥力によって基板からイオンを遠ざける方法である。我々は過去、このバイアスを用い、印加するバイアス電界の強さを変えて実験を行ったがはっきりとした効果は得られなかつ

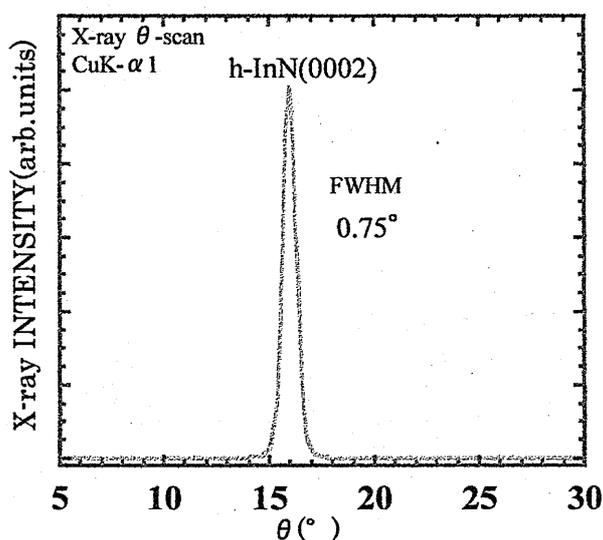


図 4 InN 薄膜の X 線回折測定 (θ 測定)

た⁸⁾。これは、プラズマの放出口から基板までの距離が短いために窒素分子イオンの軌道を十分に变化させられず、大部分の窒素分子イオンが基板上に到達してしまっていたためだと考えられる。このようなことから、ECR プラズマ MBE 法ではバイアスを印加する方法ではイオンを完全に抑制できないことから窒素分子イオンの影響を抑えるために、マイクロ波の出力を抑えることによって窒素プラズマ全体の強度を弱めることでこれに対応した。

その結果、我々は InN の結晶成長に関する研究において結晶性が比較的良好な薄膜が得られるようになった。その成長条件は成長層のインジウムと窒素が窒素流量 2sccm、391nm

窒素プラズマ強度が 1000 (a. u.)、In-Beam 量 2.5×10^{-7} Torr で作製した条件であった。図 4 にこの条件で作製した InN 薄膜の X 線回折測定の結果を示す。図 4 に示すように六方晶 InN の(0002)回折線が明瞭に観測され、この回折線のロッキング曲線の半値幅が 0.75° と狭く、非常に結晶性の良好な薄膜が得られた。しかし、この試料を含めこれまでの結晶性が良かった薄膜について長波長 PL 測定を行った結果、InN のバンドギャップ・エネルギーに相当する 0.7eV 付近の赤外発光が全く確認できなかった。このようにたとえ X 線回折から得られた結晶性が良好であっても、赤外発光しないという特徴の薄膜しか得られなかった。この原因として考えられるのはなお残っている ECR プラズマ特有の窒素分子イオンによるダメージが影響していると考えられる。特に InN の成長温度が 530°C と低いことにより窒素分子イオンが結晶中にダメージを与え、低温成長では容易にこれらのダメージを回復できないため、赤外発光しないと考えられる。窒素分子イオンがどの程度薄膜の光学特性に影響を与えているかさらに詳細に調べる必要がある。

そこで、窒素プラズマ中の窒素分子イオンが薄膜の光学特性にどの程度、悪影響を及ぼしているかを調べる実験を行った。InN から赤外発光が得られるプラズマ条件を探った結果、窒素流量 4sccm、 391nm の窒素プラズマ強度 P.I. 400 (a. u.)、In-Beam 量 2.0×10^{-7} Torr

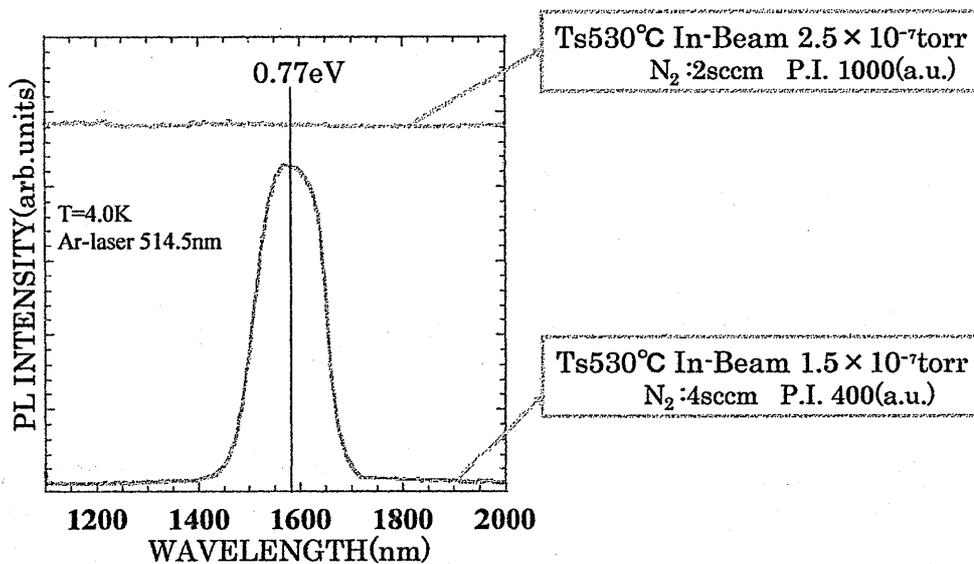


図 5 InN 薄膜の 4 K での PL 測定の結果

の条件において作製した InN 薄膜から強い赤外発光が得られることがわかった。図 5 にこの試料の 4 K での PL 測定結果を示す。

図 5 からわかるように、 391nm の窒素プラズマ強度を P.I. 1000 (a. u.) から P.I. 400 (a. u.) と弱めることで 0.78eV 付近に InN からの強い赤外発光が得られた。このとき、窒素流

量は 2sccm から 4sccm に増加させた。

また、このように作製した InN 薄膜の X 線回折測定の結果を図 6 に示す。391nm のプラズマ強度を弱めることで赤外発光は得られたが、薄膜自体の結晶性が著しく悪化することがわかった。これらの原因は、マイクロ波の出力を下げて全体の窒素プラズマ強度を低下させることで窒素分子イオンの薄膜への影響は低減できることが明らかになった。しかし、同時に結晶成長に必要な原子状窒素量も低下することになるので薄膜自体の結晶性が悪化したであると思われる。このようにこれまでに作製した InN 薄膜は、結晶性は良いが赤外で PL 発光しないという特徴があり、その原因として窒素分子イオンによるダメージの影響が考えられる。

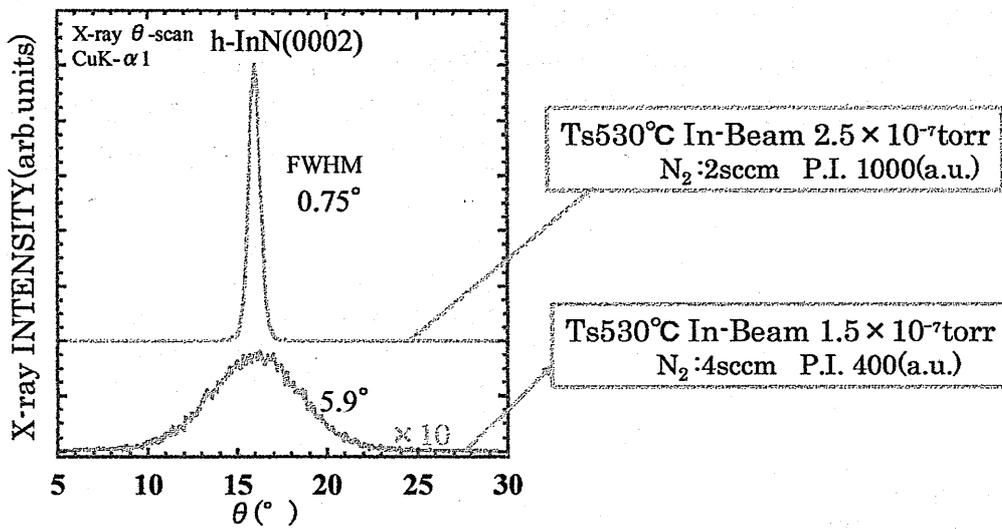


図 6 InN 薄膜の X 線回折測定 (θ 測定) の結果

また、成長温度が低い場合、窒素プラズマ中の窒素分子イオンが膜質の光学特性に与える影響が特に大きいことがわかった。そして、プラズマ強度を低下させることで赤外での PL 発光特性が大幅に改善した。しかし、反対に X 線から見た結晶性は大きく低下した。これは 391nm の窒素プラズマ強度を低下させることで赤外発光が得られたが、薄膜自体の結晶性は大きく低下した事を示す。このように結晶性と光学特性を両立させるためには窒素分子イオンに対するより精密なイオン制御が必要であるということがわかった。

我々は窒素分子イオン抑制の対策として MBE 装置内部に次のような改良を行った。図 7 のようにプラズマ放出口の部分に永久磁石を取り付けた。永久磁石の拡大部分を図 8 に示す。

窒素分子イオンが永久磁石の磁界によりその進行方向を曲げられ、基板から逸れて行くことをねらったものである。バイアスによる斥力を使う方法より進行方向がスムーズに変

化するのでプラズマ放出口と基板との距離の問題はかなり軽減されると考えられる。

PC上にモニターされる窒素プラズマのスペクトルはプラズマ発生直後を見ているため、基板直前の永久磁石によってどの程度窒素分子イオンが取り除かれているかはわからない。したがって、永久磁石の磁界の強さをどの程度にするかという問題があるが、その効果を調べるために弱いものから順に強いものに変えることによって検討を行うことにする。設置した磁界の強さは20G、60G、250Gの3種類のものを用意した。

MBE装置に一番弱い磁界の20Gの永久磁石を取り付けることによって、基本的なプラズマが生成する条件が変化すると考えられる。したがって、低温バッファ層の成長条件から再検討を行う必要がある。過去の実験結果から、InNの薄膜の結晶性を向上させるためには低温バッファ層の膜質が多結晶であってはならないことがわかっているため、再検討するにあたってバッファ層の成長後のRHEED像を観察することで、バッファ層が多結晶化するかしなないかを判断した。

実験方法はSi基板の基板温度を900°Cまで上昇させ、20分間サーマルクリーニングを

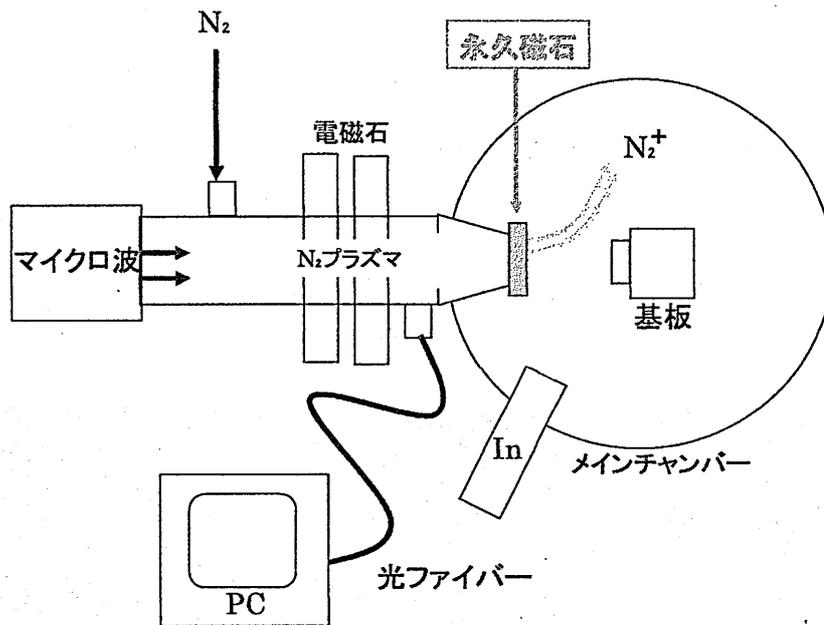


図7 改良された ECR-MBE 装置

行った後、基板温度 250°Cまで下げ、低温 InN バッファ層を 12 分間堆積させた。堆積後 RHEED を確認した。低温バッファ層の成長条件は、In ビーム量を 1.0×10^{-7} Torr に、窒素流量を 4sccm に固定し、窒素プラズマの強度をマイクロ波の出力で変化させ実験を行った。

391nm のプラズマ発光スペクトルの強度を以下の3つの条件で3種類の試料を作製した。

試料 (1) P.I.1000 (a. u.)

試料 (2) P.I. 500 (a. u.)

試料 (3) P.I. 250 (a. u.)

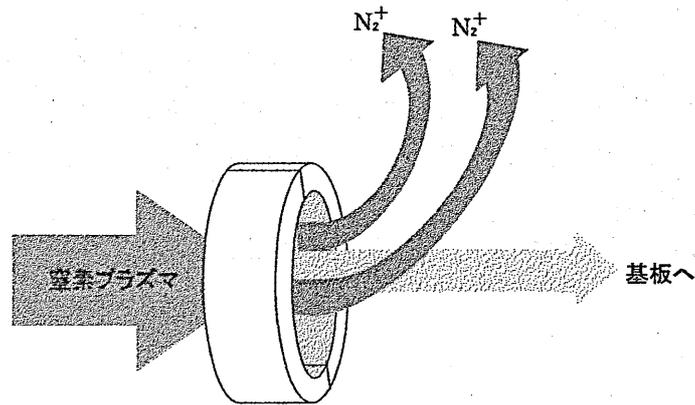
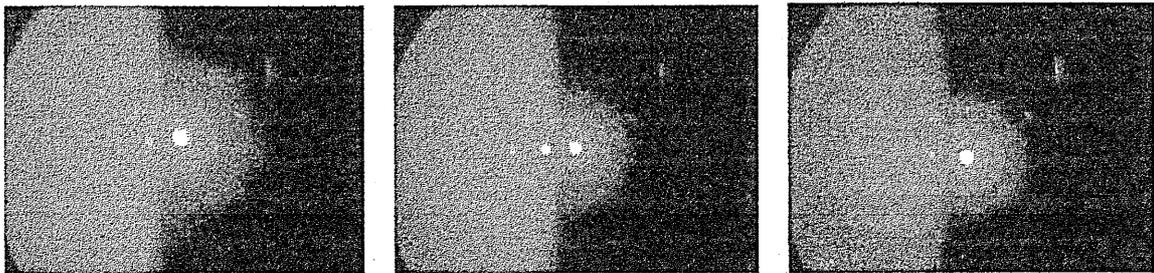


図 8 永久磁石の拡大部分

それぞれの試料のバッファ層堆積後の RHEED 像を図 9 に示す。



試料 (1) P.I. 1000 (a. u.)

試料 (2) P.I. 500 (a. u.)

試料 (3) P.I. 250 (a. u.)

図 9 低温バッファ層堆積後の RHEED 像

図 9 から、P.I. 1000 (a. u.) の試料の RHEED 像はリング状のパターンとなりバッファ層の膜質は完全に多結晶となった。これは、391nm の窒素プラズマの強度が強すぎたため

で、逆に窒素プラズマ強度を低下させていくに従い、リング状のパターンが薄くなり、新たにスポット状のパターンが現れ、結晶性が改善される様子がわかった。そして、P.I. 250 (a. u.) の条件では明確にスポットのみのパターンとなった。これらの結果から、以後の実験の低温バッファ層の成長条件として、391nm の窒素プラズマ強度を P.I. 250 (a. u.) と設定した。

また、過去の実験結果からバッファ層成長後、基板温度を本成長時の基板温度へ上昇させる過程でも窒素プラズマを照射することで、昇温時のバッファ層からの窒素の再蒸発を抑制し、バッファ層の膜質の劣化を防ぐ方法を採用した。図 10 に本成長直前の RHEED 像を示す。

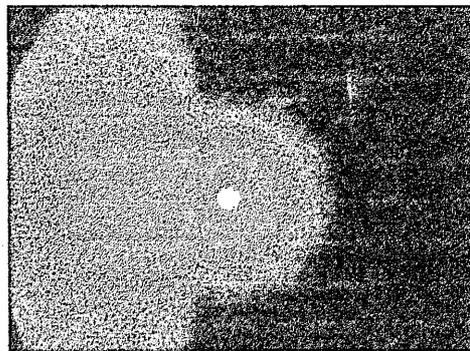


図 10 本成長直前の RHEED 像

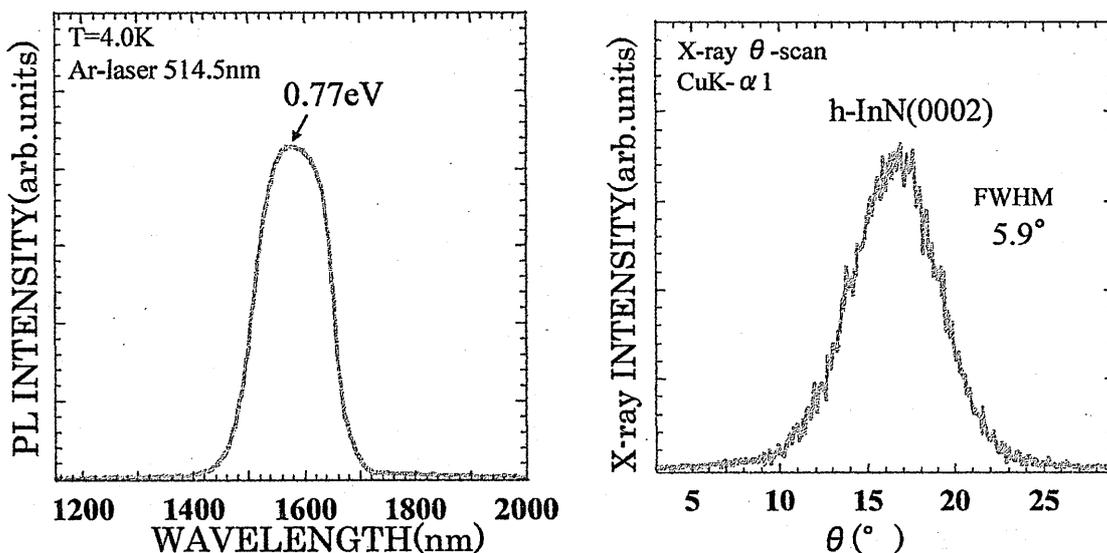


図 11 PL 測定結果(左)と X 線回折測定結果(右)

図 10 からわかるように、バッファ層が基板の熱的効果により変化し、RHEED 像がスポットストリーク状のパターンとなることがわかった。

永久磁石を取り付けない場合の実験結果として、図 11 に 4 K での PL 測定の結果と X 線回折の測定結果を示す。これは、図 5 において発光が得られた InN 薄膜からのものと同じ条件のものである。本成長時の成長条件は In ビーム量 1.5×10^7 Torr、窒素流量 4sccm、391nm の窒素プラズマ強度 P.I. 400 (a. u.) であった。

図 11 の PL の結果からわかるように赤外発光は十分に確認できるが、X 線回折の半値幅は 5.9° と広く、結晶性は良くなかった。これは、前に述べたように 391nm の窒素プラズマ強度を弱めたことで窒素分子イオンの発生量が減少し赤外発光を阻害するイオンダメージは低減したが、同時に成長に必要な原子状窒素も減少したため、薄膜の結晶性が大幅に悪化したためと考えられる。

故に磁石のない場合の光学特性の良好な成長条件で、プラズマ放出口に永久磁石を取り付けて実験を行った。永久磁石の磁界の強さを 20G、70G、250G と種々に変えた実験をおこなった。図 12 にこれらの InN 薄膜の PL 測定結果と X 線回折測定結果 (右) を示す。

図 12 からわかるように、永久磁石の磁界の強さを強くしていくと薄膜の結晶性が著しく向上し、250G では結晶性が 1.5° と非常に狭くなった。これに伴い、光学特性も 250G で赤外発光の発光強度が急激に増大した。当初は、結晶性は変化せずに光学特性のみが向上すると予想していた。なぜならば、たとえ窒素分子イオンが永久磁石の磁界によって Si 基板への到達する量が減少し、これによって光学特性の向上に効果があったとしても、基板に到達する原子状窒素量には大きな変化がないので結晶性に対してそれほど大きな影響はないものと考えていたためである。しかし、このように大幅に結晶性が向上していることから、磁石無しで 391nm の窒素プラズマ線の発光強度だけを低下させても、磁石無し

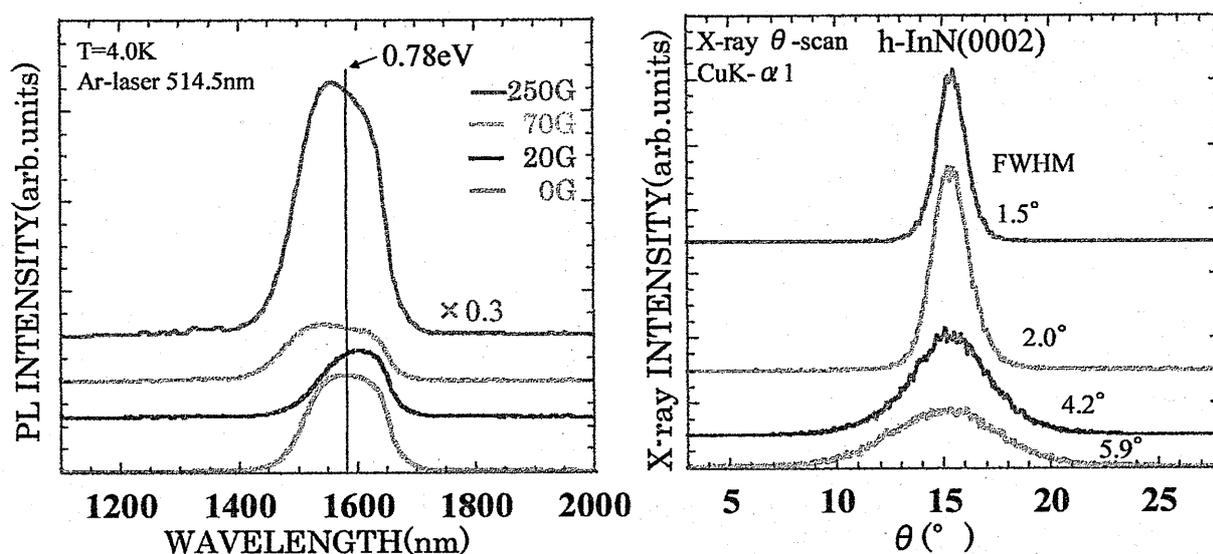


図 12 PL 測定(左)と X 線回折測定(右)の結果

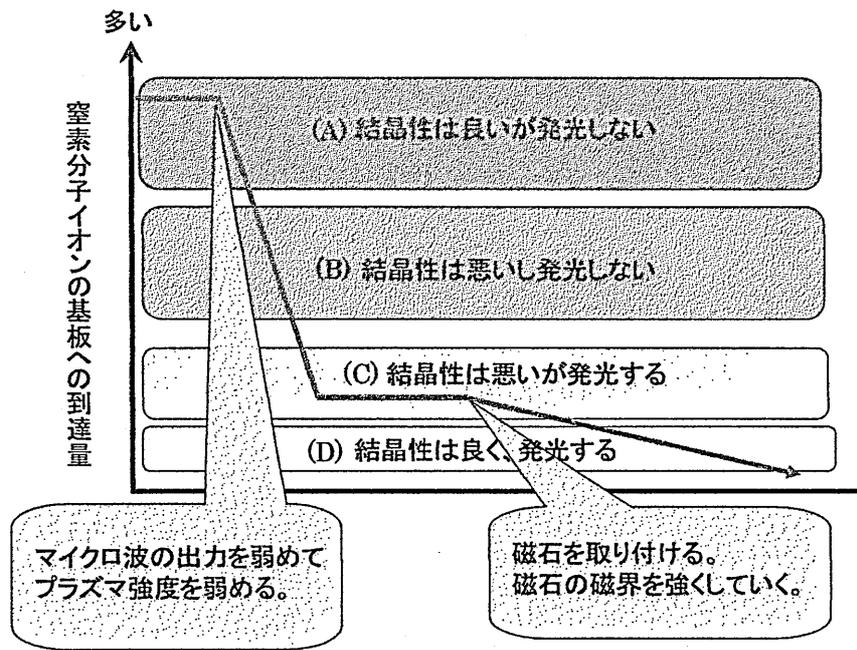
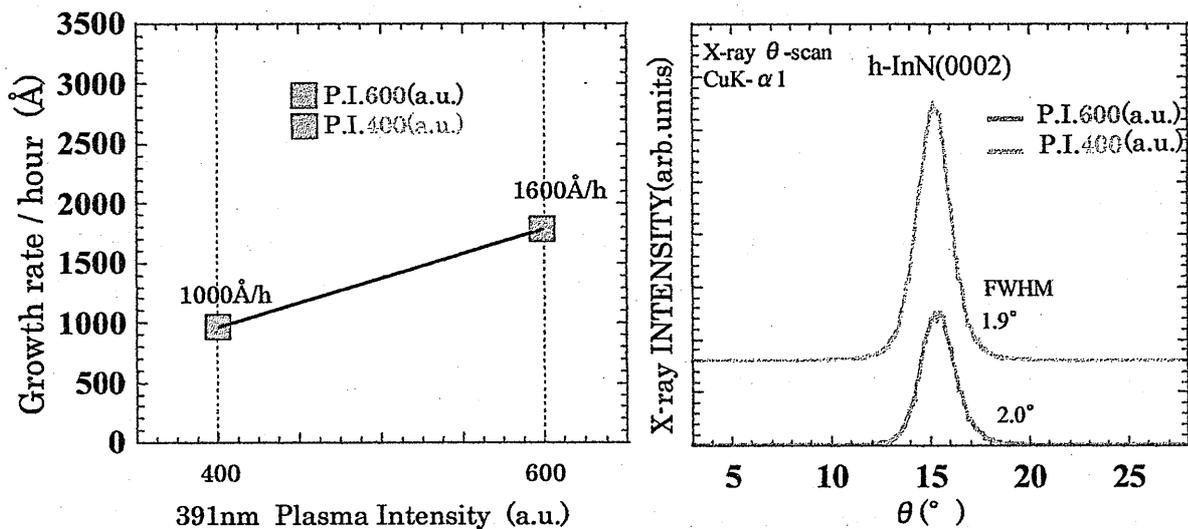


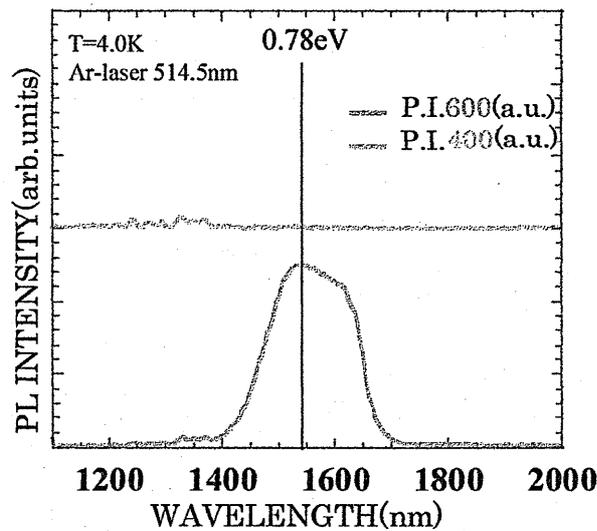
図 13 InN 薄膜の窒素分子イオンによる影響

で若干残っていた窒素分子イオンが結晶性にもなお悪影響を与えることがわかり、それらが 20G という弱い磁界印加によってほぼ完全に取除かれたために薄膜の結晶性と共に光学特性の両方が向上したと考えられる。以上のことから結晶性、光学特性、窒素分子イオ



(a) 成長速度の変化

(b) X線回折測定結果



(c) PL 測定結果

図 14 プラズマ強度を強めた試料の各測定結果(a)(b)(c)

ンの関係をまとめると図 13 のように書ける。

図 13 において、磁石を取り付けるまではマイクロ波の出力を下げてプラズマ強度を弱めているので、原子状窒素も基板への到達量が減少している。磁石を取り付けることは、原子状窒素の濃度を変えずに窒素分子イオンの濃度のみをさらに減少させていることになる。永久磁石を取り付けなかった場合は図 13 の (A) か (C) のどちらかの薄質であったものが、磁石の効果によって (D) の特徴の薄膜を作製できるようになったのである。磁石無しではこれまでは 1° 付近の結晶性の薄膜から赤外発光が見られることはなかったので、この点は大きな進歩であるといえる。

結晶性が悪いという問題はこのように改善したことから、成長速度の改善も期待される。マイクロ波の出力を上げて窒素プラズマ強度を強めて原子状窒素の量を増やした。しかし同時に窒素分子イオンの量も増えてしまうが、磁石の効果で光学特性をある程度維持したまま成長速度を大きくすることが本研究の狙いである。そこで磁界の強さをさらに強い 70G のものを用いた。

本成長時、マイクロ波の出力を高めてプラズマ条件を P.I. 400 (a. u.) から 1.5 倍の P.I. 600 (a. u.) とした。

実験結果を図 14 に示す。

図 14 の (a) と (b) の結果からわかるように磁石の磁界を増すに従い、成長速度が大幅に改善し、X 線回折結果を見ても薄膜の結晶性はよく保たれている。しかし、図 14 の (c) からわかるように試料からの 0.78eV 付近の赤外発光が完全に消滅してしまった。これは先

に示した図 13 の (A) の特徴と同じ薄膜であると考えられる。プラズマ強度を 1.5 倍に強めたため窒素分子イオンが増え、磁石で取り除けなかった微小な量のイオンが基板へ到達したと考えられる。これによるダメージの影響で膜質が悪化し、試料は赤外発光しなくなったと考えられる。今後、磁界の強さをさらに強くしていく必要がある。

4. 結論

窒素分子イオン濃度を抑制する方法として ECR プラズマ MBE 装置を改良し、プラズマ放出口に永久磁石を取り付けた。そして、発生する磁界によって窒素分子イオンを基板から遠ざけ、基板上に達せず、InN の結成成長中にイオンダメージが発生しないように試みた。その結果、磁石の磁界を強くしていくことで光学特性を維持したままで InN 薄膜の結晶性を大幅に改善できることが明らかになった。250G の磁界のときに(0002)六方晶 InN の X 線回折ロッキング曲線の半値幅が 1° 付近となり、光学特性も赤外発光の強度が大幅に増大した。しかし、プラズマ強度を 2 倍以上に上げると X 線による結晶性はさらに向上するが、肝心の赤外発光は消滅してしまい、ECR プラズマ MBE 装置を改良する前の状態とほとんど同様となった。このことから、プラズマ強度を上げた状態で窒素分子イオン濃度を抑制するためにはなお大きな磁界の強さが必要であることがわかった。

また、磁石による成長速度の変化を調べる実験から、プラズマ強度を強めた条件でより磁石の磁界による大きな効果があった。磁界の強さが大きくなるにつれ成長速度は大きくなったが膜厚が 7000\AA を超えた付近から、膜剥がれという新たな問題が発生した。また、プラズマ強度を強めた条件でも InN 薄膜から赤外発光は観測されなかった。

磁石の効果として窒素分子イオン以外の種々のイオンも基板から遠ざけられていると考えられることから、薄膜中の残留不純物濃度の低減化も期待されたが、ホール測定による観測は不能であった。イオンダメージが測定に関係している可能性もある。

以上のことから、恒温槽を必要としない光通信用半導体レーザー材料の一つと期待される窒化物半導体の InN の結晶性改善を試み、プラズマ吹き出し口に強力な磁石を用いることによって、InN 薄膜の大幅な結晶性の改善効果が認められ、かなり期待が持てる成果が得られた。しかしながら、なお膜質改善の余地は残されているといえる。

参考文献

- 1) 満原 学他：第 55 回春季応用物理学関係連合講演会講演予稿集、No.1、29p-ZT-10、p.367.
- 2) 田中裕輔他：第 55 回春季応用物理学関係連合講演会講演予稿集、No.1、29p-ZT-8、p.367.
- 3) 真空ハンドブック、編集 日本真空技術 (株)、1985 年第 2 版、p.108.
- 4) M. Kondow, K. Uomi, K. Hosomi, and T. Mozume, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L1056 (1994).
- 5) 淀 徳男：第 50 回春季応用物理学学会講演会、シンポジウム名、「窒化物半導体の新しい可能性---InN 系半導体の結晶成長とバンドギャップエネルギー---」、27p-T5、p. 3.
- 6) 赤崎 勇，“Ⅲ族窒化物半導体の光学的・電气的特性，”Ⅲ族窒化物半導体，赤崎 勇 (編)，pp. 43-63，(株) 培風館，1999.

- 7) Tokuo YODO et. al. : Jpn. J. Appl. Phys. Vol. **39**, No. 5A, pp. 2523-2529(2000).
- 8) H. Yona, Y. Harda and T. Yodo: phys. state. sol. (c)**0**, No. 7, pp. 2545-2548 (2003).
- 9) R. J. Molnar, R. Singh, and T. D. Moustakas: Appl. Phys. Lett. **66**, 268 (1995).
- 10) T. Yodo et. al. : Proceedings of International Workshop on Nitride Semiconductors, IPAP Conference Series **1**, pp. 351-354(2000).
- 11) W. Kern and D. A. Puotinen, RCA Review, June 1970, pp. 187-205.

輻射科学研究会 7月例会資料

無線技術における独立成分分析の応用と実際

塩見英久, 井ノ元利典, 岡村康行

大阪大学大学院基礎工学研究科

Introduction

*Direction Finding in In-door Wireless Situation**Resolution in Various Situation**Beamformer**MUSIC*

	<i>Single-Source</i>	<i>Multi-Source</i>	<i>Single-Source</i>	<i>Multi-Source</i>
<i>LOS</i>	<i>High</i>	<i>Low</i>	<i>High</i>	<i>High</i>
<i>Multi-Pass</i>	<i>Low</i>	<i>Ex. Low</i>	<i>Low</i>	<i>Ex. Low</i>

Introduction

Direction Finding in In-door Wireless Situation

Resolution in Various Situation

Beamformer MUSIC

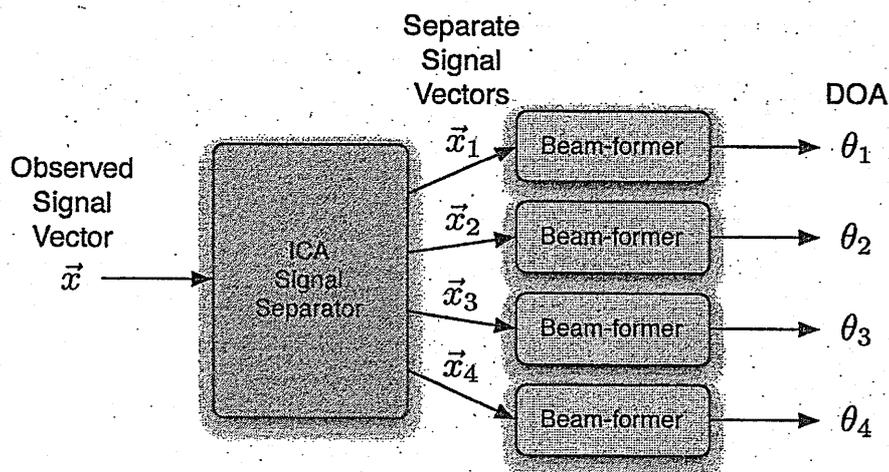
	<i>Single-</i>	<i>Multi-</i>	<i>Single-</i>	<i>Multi-</i>
--	----------------	---------------	----------------	---------------

Independent Component Analysis

<i>Multi-Pass</i>	<i>Low</i>	<i>Ex. Low</i>	<i>Low</i>	<i>Ex. Low</i>
-------------------	------------	----------------	------------	----------------

Introduction

Beamformer with ICA in Multi-Pass Situation

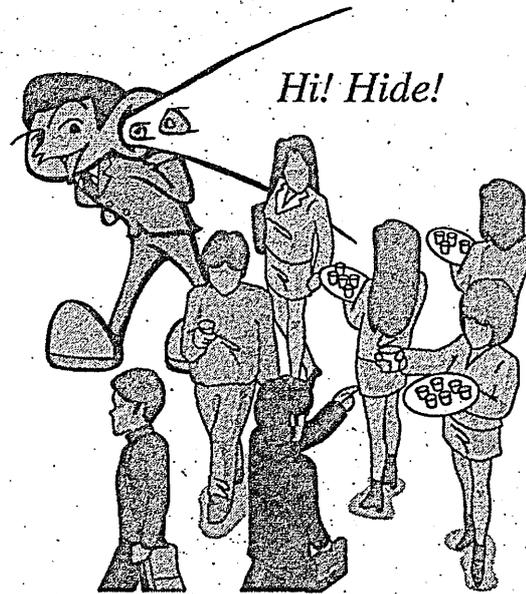


$$\vec{x} = \vec{x}_1 + \vec{x}_2 + \vec{x}_3 + \vec{x}_4$$

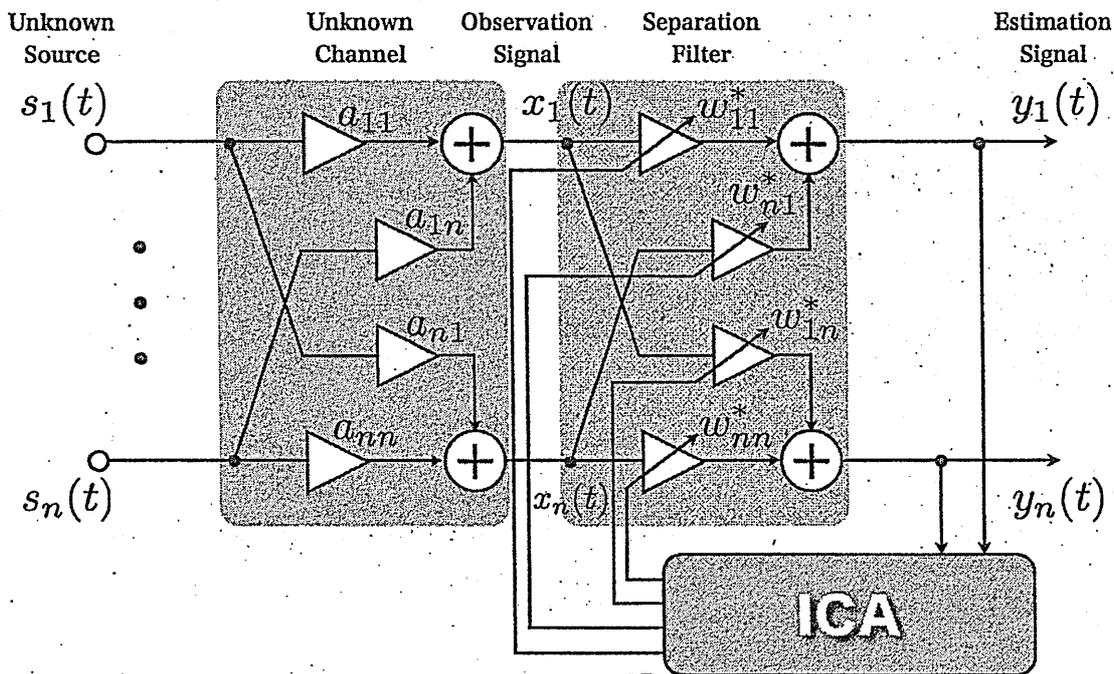
$$\vec{x}_i = \vec{a}_i s_i$$

Independent Component Analysis

Cocktail Party Effect



Independent Component Analysis



統計的に独立であること

定義

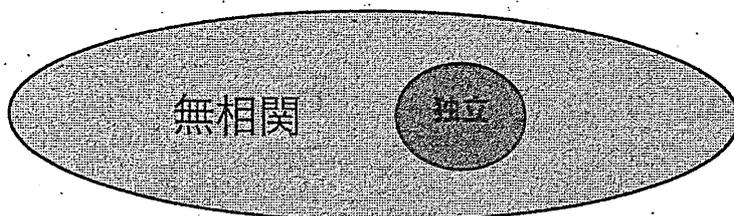
x と y との結合密度 $p_{x,y}$ がそれぞれの周辺密度 p_x と p_y の積に因数分解できる
とき、 x と y は統計的に独立である。

$$p_{x,y}(x,y) = p_x(x)p_y(y)$$

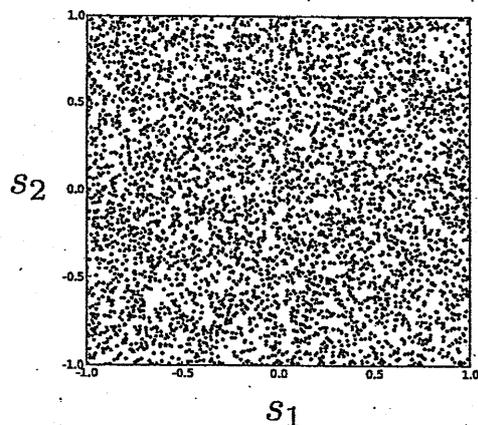
分布関数による表現

$$F_{x,y}(x,y) = F_x(x)F_y(y)$$

無相関との関係



統計的に独立な信号の例



互いに独立な一様分布信号 s_1, s_2
区間 $[-1,1]$

周辺分布

$$F_{s_1} = \frac{x+1}{2}$$

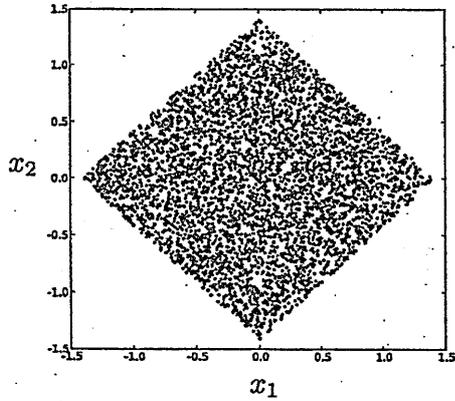
$$F_{s_2} = \frac{y+1}{2}$$

結合分布

$$F_{s_1,s_2} = \frac{(x+1)(y+1)}{4}$$

※一様分布の場合、出現確率は面積で表現でき、事象面積/全体面積で計算できる。

統計的に従属な信号の例



$$x_1 = \frac{s_1 - s_2}{\sqrt{2}}$$

$$x_2 = \frac{s_1 + s_2}{\sqrt{2}}$$

独立ではないが無相関である信号

例えば $x < -1/\sqrt{2}, y < -1/\sqrt{2}$ において

$$F_{x,y} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}} \right) = 0$$

$$F_x \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{8}$$

$$F_y \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{8}$$

したがって、独立ではない。

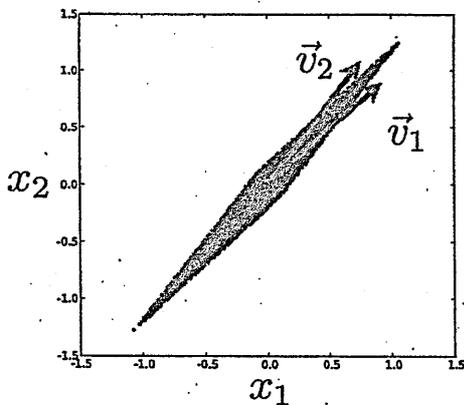
ところが、共分散行列は

$$C_x = \begin{bmatrix} 0.33 & 0.00 \\ 0.00 & 0.33 \end{bmatrix}$$

なので、無相関である。

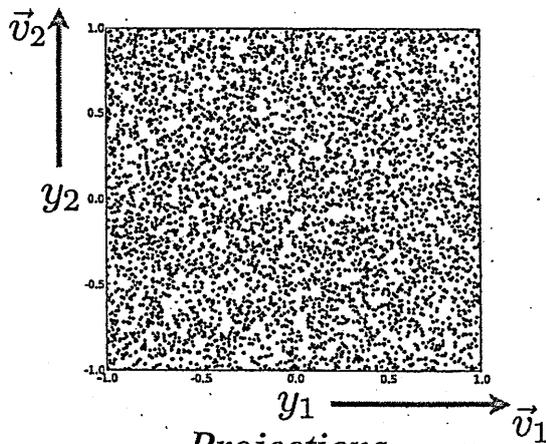
Independent Component Analysis Strategy

Assumption : Independent Sources



Observations

$$x = As$$



Projections

$$y = W^H x$$

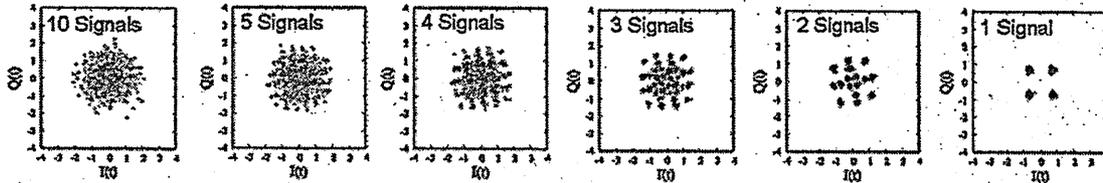
Independent Sources

Independent Component Analysis

Minimizing Gaussianity

Central limit theorem :

Sum of an independent random variable approaches a normal distribution



Large

Gaussianity

Small

Independent Component Analysis

Criteria of Independence

Criteria : Negentropy

Normalized Entropy by Gaussian

$$J(y) = H(\nu) - H(y)$$

$$H(y) = - \int p_y(y) \ln p_y(y) dy$$

Approximate Representation for Computation

$$J(y) \propto [E \{G(\nu)\} - E \{G(y)\}]^2$$

$$G(y) = \frac{1}{a_1} \log \cosh a_1 y \quad a_1 : \text{Constant}$$

ν : Gaussian Distribution with Same Dispersion of y

Independent Component Analysis Optimization

Fast ICA (Hyvärinen 2000)

$$\max_{\vec{w}} E \left\{ G \left(|\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right) \right\}$$

$$\Rightarrow \nabla E \left\{ G \left(|\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right) \right\} - \beta \nabla E \left\{ |\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right\} = 0$$

$$\begin{aligned} \vec{w} &\leftarrow E \left\{ \vec{z} (\vec{w}^H \vec{z})^* g \left(|\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right) \right\} \\ &\quad - E \left\{ g \left(|\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right) + |\vec{w}^H \vec{z}|^2 g' \left(|\vec{w}^H \vec{z}|^2 \right) \right\} \vec{w} \\ \vec{w} &\leftarrow \frac{\vec{w}}{\|\vec{w}\|} \end{aligned}$$

$$G(x) = \ln \cosh x \quad g(x) = \tanh x \quad g'(x) = 1 - \tanh^2 x$$

E. Bingham, A. Hyvärinen, "A Fast Fixed-Point Algorithm for Independent Component Analysis of Complex Valued Signals," *International Journal of Neural Systems*, Vol. 10, No. 1, pp. 1-8, Feb. 2000.

Independent Component Analysis Signal Separation

$$\vec{x} = \vec{x}_1 + \vec{x}_2 + \vec{x}_3 + \vec{x}_4$$

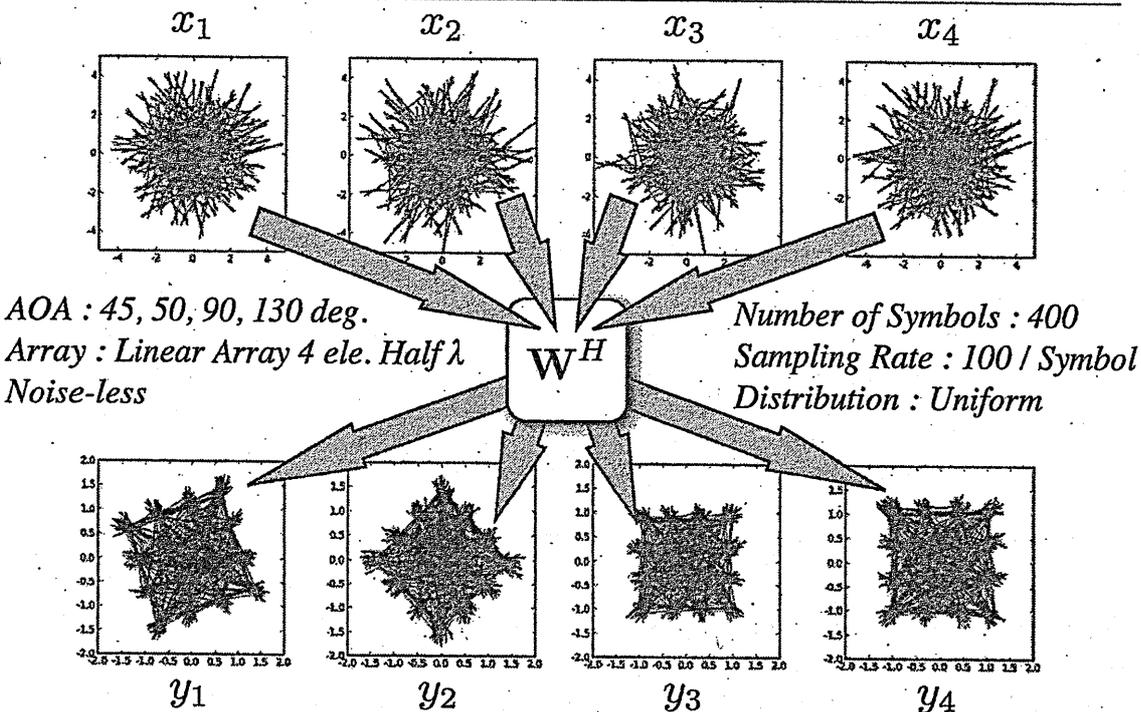
$$\vec{x}_i = \vec{\omega}_i y_i$$

$$\left(\mathbf{W}^H \right)^{-1} = [\vec{\omega}_1 \ \vec{\omega}_2 \ \vec{\omega}_3 \ \vec{\omega}_4]$$

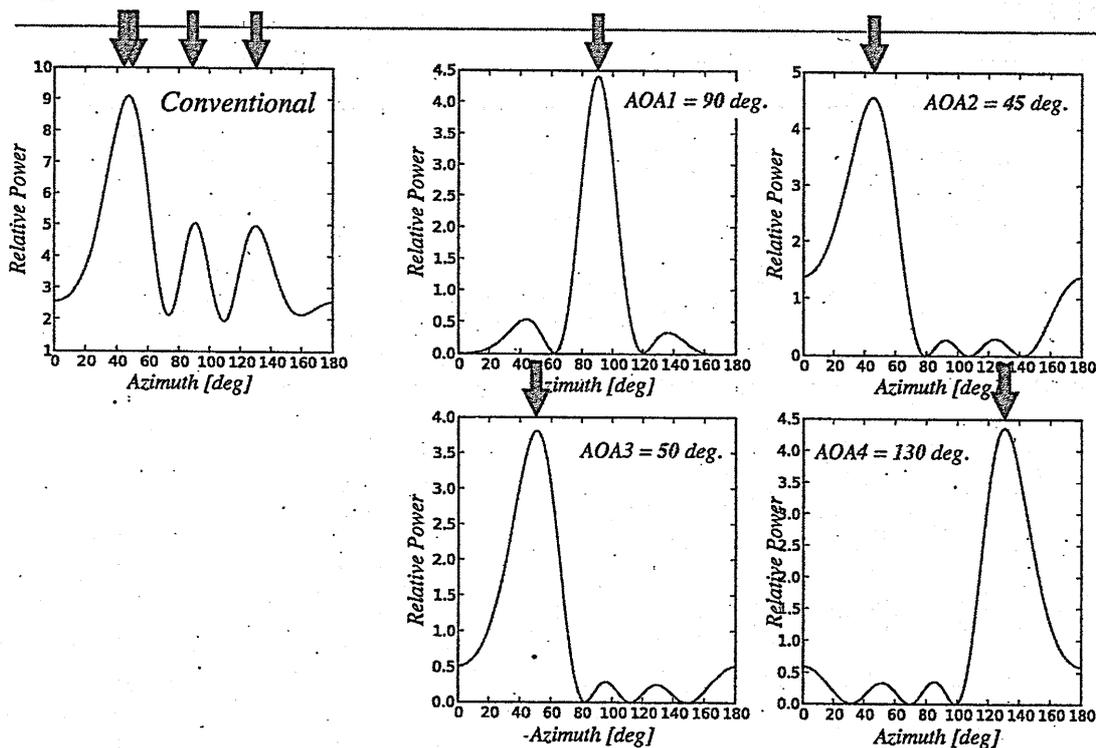
Because ...

$$\begin{aligned} \vec{x} &= \left(\mathbf{W}^H \right)^{-1} \mathbf{W}^H \vec{x} \\ &= \left(\mathbf{W}^H \right)^{-1} \vec{y} \\ &= \vec{\omega}_1 y_1 + \dots + \vec{\omega}_4 y_4 \end{aligned}$$

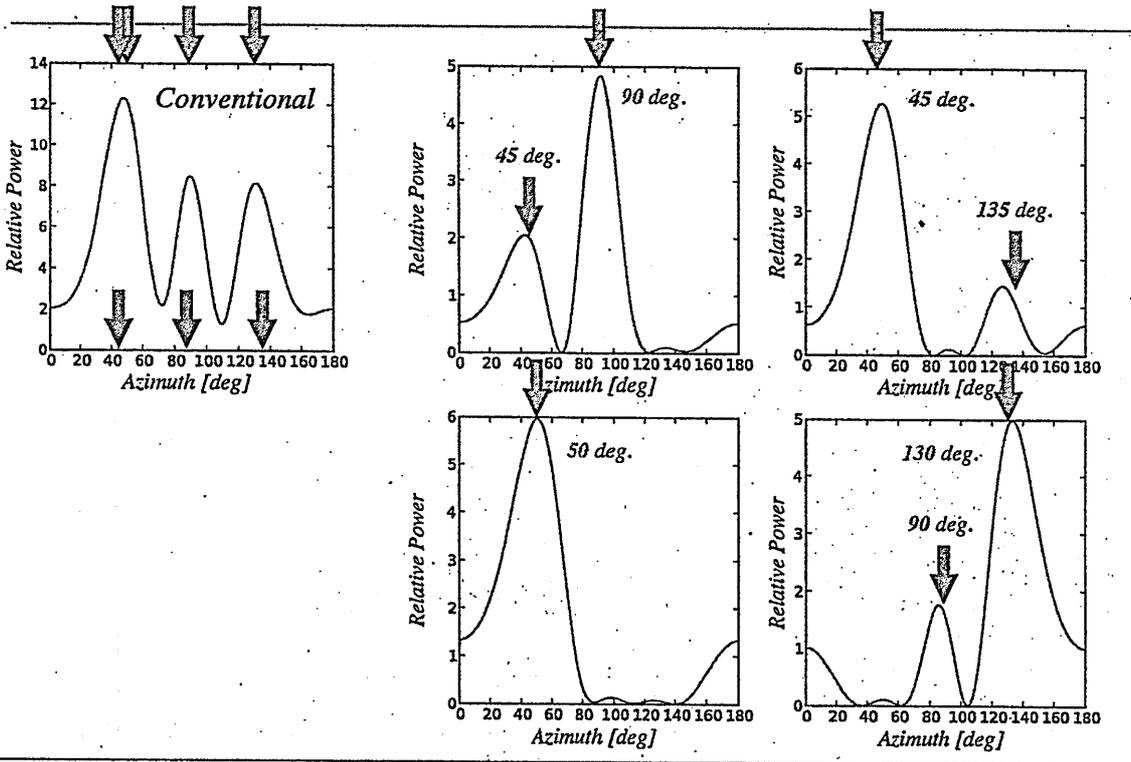
Simulation (16QAM) Constellation in LOS



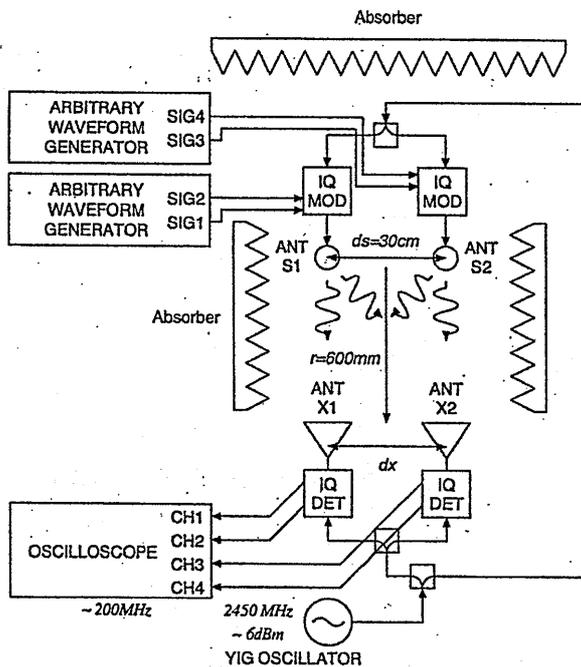
Simulation (16QAM) Spectrum in LOS



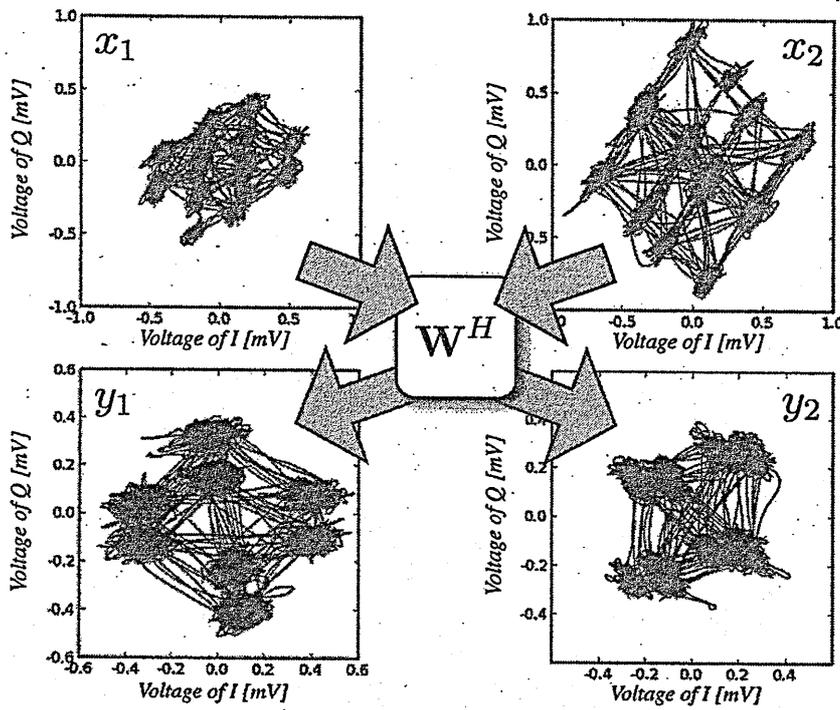
Simulation (16QAM) Spectrum in Multi-Pass



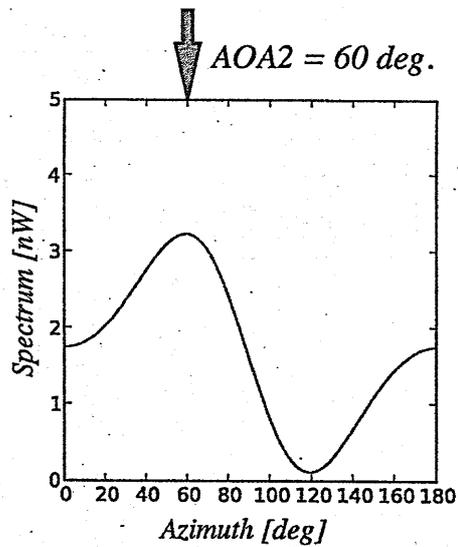
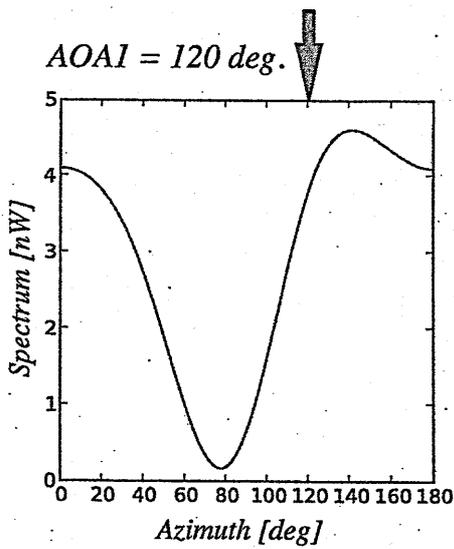
Experiment Instrumental Setup



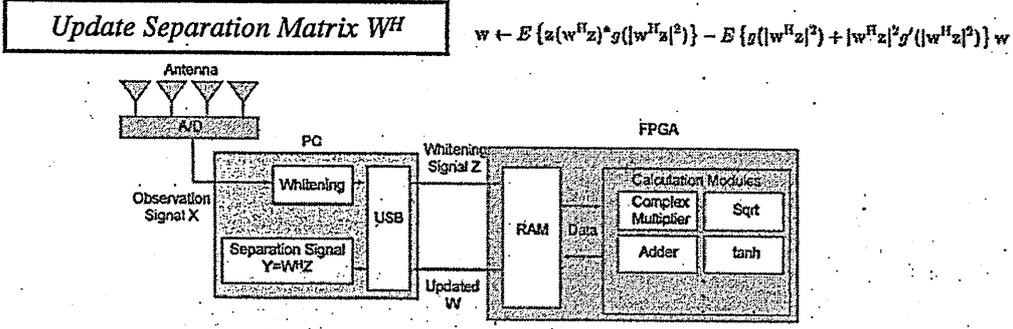
Experiment (QPSK) Constellation



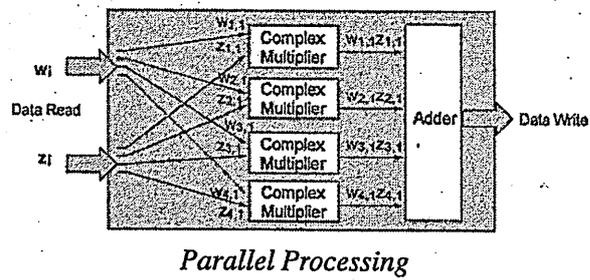
Experiment Spectrum



Implementation Configuration



Example of calculation module – calculation of $w^H z$



Implementation Resources

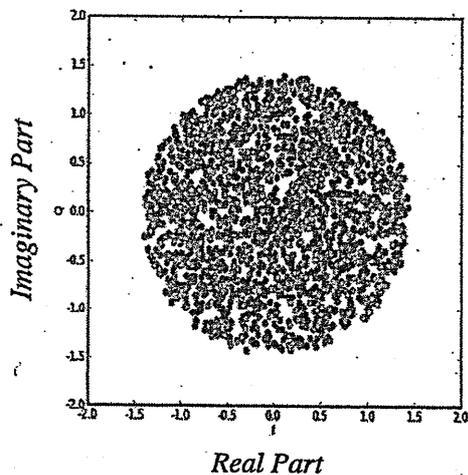
<i>Logic Utilization</i>	<i>Used</i>
<i>Number of Slices</i>	<i>4325(79%)</i>
<i>Number of Slice Flip Flops</i>	<i>2418(22%)</i>

Data : Fixed Point (18bit)
Number of samples of observation signal : 512
Device : Xilinx Virtex-4 XC4VFX12

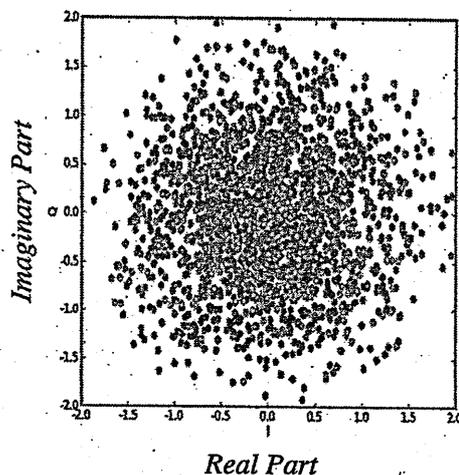
Results

Source and Observation

Source
S

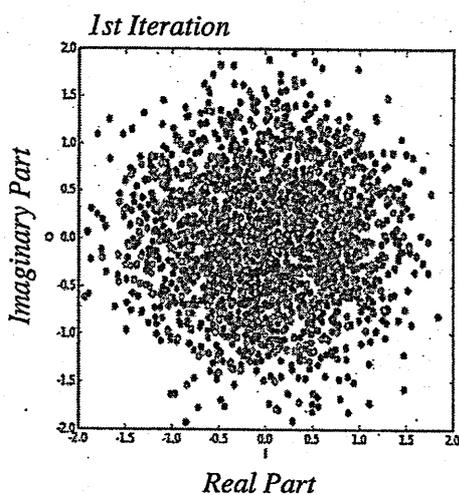


Observation
 $x = As$

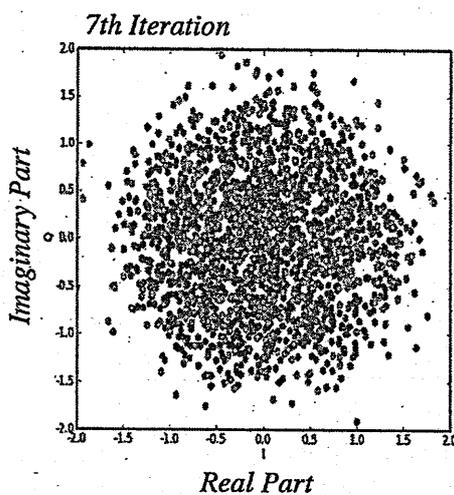


Results

Convergence



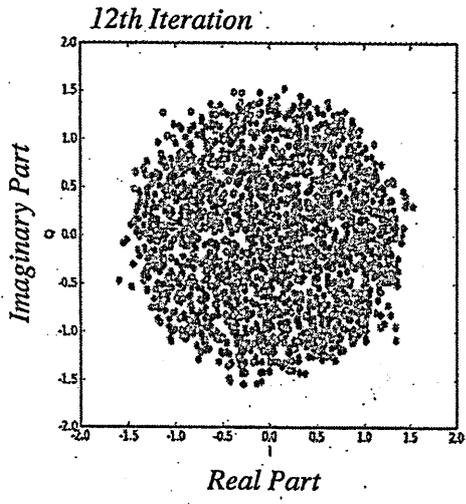
$$E\{SY^H\} = \begin{bmatrix} 0.21 & 0.60 & \textcircled{0.75} & 0.18 \\ 0.29 & 0.25 & 0.31 & \textcircled{0.85} \\ \textcircled{0.86} & 0.21 & 0.48 & 0.07 \\ 0.41 & \textcircled{0.72} & 0.46 & 0.33 \end{bmatrix}$$



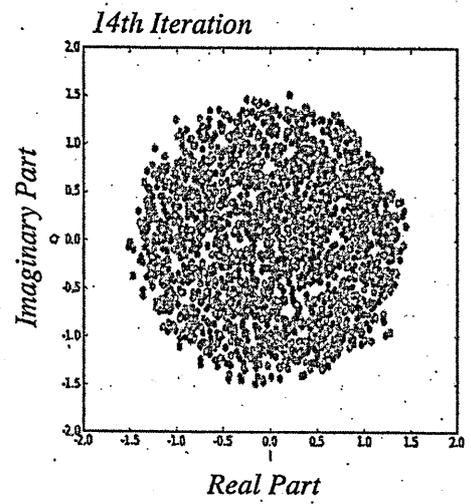
$$E\{SY^H\} = \begin{bmatrix} 0.09 & 0.33 & \textcircled{0.91} & 0.21 \\ 0.15 & 0.32 & 0.26 & \textcircled{0.91} \\ \textcircled{0.97} & 0.16 & 0.19 & 0.13 \\ 0.16 & \textcircled{0.87} & 0.33 & 0.35 \end{bmatrix}$$

Results

Convergence



$$E\{SY^H\} = \begin{bmatrix} 0.08 & 0.12 & \textcircled{0.97} & 0.12 \\ 0.06 & 0.12 & 0.11 & \textcircled{1.00} \\ \textcircled{1.00} & 0.06 & 0.06 & 0.08 \\ 0.03 & \textcircled{1.00} & 0.09 & 0.08 \end{bmatrix}$$



$$E\{SY^H\} = \begin{bmatrix} 0.07 & 0.05 & \textcircled{0.99} & 0.08 \\ 0.06 & 0.10 & 0.06 & \textcircled{1.00} \\ \textcircled{1.00} & 0.06 & 0.05 & 0.09 \\ 0.03 & \textcircled{1.00} & 0.04 & 0.05 \end{bmatrix}$$

Results

Computation Time

	Computation Time	CPU Clock
PC	4840ms	Intel Celeron 1.73GHz
FPGA	98.7ms Calculation : 75.7ms Data Transfer : 23.0ms	Vertex4 90MHz

Conclusion

- 独立成分分析による信号分離と到来方向推定の実際について報告した。
- 分離処理した信号にビームフォーマ法を適用してよく機能することを示した。同様の手法でより高度な単一波源推定法を複数波源の問題に適用することを提案した。
- 端末搭載および高速処理のためにFPGAによる処理装置の実装例を示した。

過渡回折格子分光法によるサブピコ秒溶媒温度変化の観測
—アズレン誘導体の振動エネルギー緩和の研究—

Sub-ps Transient Grating Spectroscopy on Solvent Temperature Change:
Vibrational Energy Relaxation Study of Azulene Derivatives

藤原洋規

Hiroki Fujiwara

寺嶋正秀

Masahide Terajima

木村佳文

Yoshifumi Kimura

京都大学大学院理学研究科

Kyoto University

宮島徹

Tooru Miyajima

俣野善博

Yoshihiro Matano

京都大学大学院工学研究科

Kyoto University

2008年7月15日

於 大阪大学

[概要]

音響過渡回折格子(TG)分光法を溶液中における振動エネルギー緩和の研究に応用した。溶質には架橋アズレン-アントラセン、溶媒には 1,1,2-トリクロロ-1,2,2-トリフルオロエタン(CFC-113)やキセノン等を用いた。溶質分子のアズレニル基の電子状態を光励起(S_1 - S_0)すると、速やかに内部変換して電子基底・振動励起状態が生成する。溶質の振動エネルギー緩和によって近傍の溶媒が加熱される速度係数を音響 TG 法で測定した。キセノンの熱化速度は、過渡吸収分光法を用いて測定した溶質のエネルギー散逸 (CET) 速度とほぼ一致した。一方 CFC-113 の熱化速度は、溶質分子の種類による変化が大きく、9-(6-(azulen-1-yl)hexyl)anthracene では CET 速度よりも速いと推測された。CET 過程よりも速いエネルギー散逸過程の存在が示唆された。

[序]

振動エネルギー緩和(VER)は、溶液中の化学反応で最も速い素過程の1つであり、振動状態を初状態とするエネルギー移動によって構成される。エネルギー移動は、分子内過程と分子外過程があり、双方が終状態の自由度に応じて振動-並進、振動-回転、振動-振動の 3 種類、に分類される[1]。6 種類のエネルギー移動のうち、主に分子内 V-V エネルギー移動から構成される VER を分子内振動エネルギー再分配(IVR)と呼ぶ[2]。これと区別して、主に分子間のエネルギー移動からなる VER を衝突エネルギー移動(CET)と呼ぶ[3-5]。IVR に関する知識はいまだ充分とはいえない。未解決の問題の一つとして、溶媒相互作用の影響がある。これまでに、溶媒の種類や状態が IVR 速度係数に変化を与えない系が報告された[6]。溶媒に依存しない IVR 機構は、現在の理論的枠組みでは捉えにくい。本研究の目的は、溶媒に依存しない IVR における溶媒相互作用の影響の有無を調べることである。そのために、溶媒に依存しない IVR 過程におけるエネルギー散逸の有無を分光学的に検証した。

従来の分光学的手法による VER の研究では、振動励起された溶質分子を観測した。溶媒の中から励起溶質分子と相互作用している分子のみを選択的に観測することが困難なためである。しかし、IVR 過程におけるエネルギー散逸を調べるためには、2 つの理由から溶媒側から観測する方が望ましい。第 1 に、分子間エネルギー移動全体の把握が容易である。第 2 に、エネルギー受容自由度の情報が得られる。溶媒側から観測する手法には、IR 過渡吸収[7-9]、時間分解ラマン[10-13]、音響過渡回折格子(TG)法[14-18]などがある。音響 TG 法は、あらゆる溶媒に適用できる点、主要なエネルギー受容自由度である並進自由度を観測する点で、他の手法より優れている。

近年 Schwarzer らは、架橋アズレン-アントラセンの IVR 速度係数が溶媒に依存しないことを、ホットバンド過渡吸収実験によって見出した[19-21]。アズレニル基を S_1 状態へ電子励起 (ca. 570nm) すると、寿命約 1ps で内部変換し、アズレニル基のみが振動励起された電子基底状態の分子が生成する。Schwarzer らは、アズレニル基とアントラセニル基の振動温度を別々に測定した。両発色団はそれぞれ 3 成分で緩和し、対応する速度係数は一致した。最も早い成分(ca. 3ps^{-1})は基準振動モードの時間発展、第 2 の成分は IVR(ca. 200ns^{-1})、第 3 の成分は CET と帰属された。本研究では同じ系を溶媒側から観測し、溶質の CET 速度係数と比較することで、過渡吸収で IVR と同定された成分の散逸の有無を検証した[22]。

[実験]

TG法は、時間分解四光波混合分光法の1種である。本研究では、音響信号を測定した。まず2本の励起パルス光を一定の角度でサンプルへ同時に入射すると、干渉縞が生成する。光強度空間パターンに沿って、音響定在波が発生する。音波の時間発展は、溶媒密度変化由来の屈折率変化として、ブラッグ条件で入射した測定パルス光の回折光強度の時間変化 $I_{TG}(t)$ に対応する。音響定在波が発生する機構には、主に溶質のエネルギー散逸とポンプ光の電場による溶媒の電気ひずみがある[23]。前者では、干渉縞の光強度空間パターンに沿って溶質分子が励起される。溶質の振動エネルギー緩和に伴う溶媒熱化過程によって、サインカーブ状の溶媒温度分布が生成する。溶媒の熱膨張することによって粗密波が発生する。この機構によって発生する TG 信号を *impulsive stimulated thermal scattering (ISTS)* と呼ぶ。ISTS は、光学濃度 0.1 / mm 以上の溶液で支配的である。後者では、ポンプ光の電場が溶媒に電気ひずみを及ぼす。電気ひずみ圧力は、干渉縞に対応する空間分布を持っているので、粗密波が発生する。この機構によって発生する TG 信号を *impulsive simulated Brillouin scattering (ISBS)* と呼ぶ。音響 TG 信号強度 $I(t)$ は、

$$I(t) \propto |\delta\rho(t)|^2$$

以下に溶媒密度変化 $\delta\rho(t)$ の導出を行う。一次元逆空間 q 、において、溶媒の密度変化 $\delta\rho(q, t)$ 、温度変化 $\delta T(q, t)$ 及び速度 $v_{||}(q, t)$ は、連続の方程式 Eq. (1)、エネルギー伝搬の式、Eq. (2) 及び線形ナビエ - ストークス式 Eq. (3) によって表わせる[24]。

$$\frac{\partial \delta\rho(q, t)}{\partial t} - \rho_0 i q v_{||}(q, t) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_{||}(q, t)}{\partial t} - i q \frac{c_0^2}{\gamma} \delta\rho_{BS}(q, t) - i q \frac{c_0^2}{\gamma} \rho_0 \kappa \delta T(q, t) + \rho_0 q^2 v_{\perp} v_{||}(q, t) = i q F(q, t) \quad (2)$$

$$\rho_0 C_v \frac{\partial \delta T(q, t)}{\partial t} - C_v \frac{\gamma - 1}{\kappa} \frac{\partial \delta\rho(q, t)}{\partial t} + \lambda q^2 \delta T(q, t) = Q(q, t) \quad (3)$$

ただし、 κ は熱膨張係数、 $\gamma (=C_p/C_v)$ は比熱比、 λ は熱伝導率、 ρ_0 は熱平衡密度、 T_0 は熱平衡温度、 c_0 は断熱音速である。また、 $v_{\perp} = ((4/3)\eta_S + \eta_B)/\rho_0$ 。ただし、 η_S と η_B はそれぞれ、体積粘性率である。 $F(q, t)$ 、 $Q(q, t)$ はそれぞれポンプ光による電気ひずみ圧力と単位体積当たりに溶質分子が散逸するエネルギーを表す。 $S(q)$ は構造因子である。Nelson らは、 $\delta\rho(q, t)$ のラプラス変換 $\delta\rho(q, s)$ が次のように表せることを示した。

$$\delta\rho(q, s) = \delta\rho_{BS}(q, s) + \delta\rho_{TS}(q, s) \quad (4)$$

$$\delta\rho_{BS}(q, s) \equiv G_{\rho\rho}(q, s) F(q, s) \quad \delta\rho_{TS}(q, s) \equiv G_{\rho T}(q, s) Q(q, s)$$

但し、 $\delta F(q, s)$ と $\delta Q(q, s)$ はそれぞれ $\delta F(q, t)$ と $\delta Q(q, t)$ のラプラス変換である。 $G_{\rho\rho}(q, s)$ と $G_{\rho T}(q, s)$

はそれぞれ密度 - 密度、密度 - 温度応答関数で、それぞれ電気ひずみ、エネルギー散逸に

由来する。

$$G_{\rho\rho}(q,s) = \frac{1}{\Delta} \left\{ sq^2 + \frac{\lambda q^4}{\rho_0 C_V} \right\} \quad G_{\rho T}(q,s) = \frac{1}{\Delta} \left\{ -\frac{\kappa q^2 c_0^2}{C_V \gamma} \right\} \quad (5)$$

ただし、 Δ は、

$$\Delta \equiv s^3 + s^2 q^2 \{ \nu_L(q,s) + \lambda / (\rho_0 C_V) \} + s \left\{ \frac{\lambda q^4}{\rho_0 C_V} \nu_L + \gamma q^2 \frac{c_0^2}{\gamma} \right\} + \frac{\lambda q^4 c_0^2}{\rho_0 C_V \gamma} \quad (6)$$

電気ひずみの応答時間は無視でき、溶媒熱化過程は単一指数関数で進行すると仮定すると、

$$F(q,t) = F_0 \delta(q \pm q_0) \quad (7)$$

$$Q(q,t) = Q_0 k_{\text{temp}} \exp(-k_{\text{temp}} t) \delta(q \pm q_0)$$

但し、 k_{temp} は熱化速度係数、 q_0 はポンプ光が作る干渉縞の逆格子定数である。実際の熱化過程が多成分であった場合は、各成分の強度比による重み付き平均が得られる。 ω_0 と d_a はそれぞれ、音響周波数と音響減衰定数。 $k_{\text{th}} = D_{\text{th}}(\omega_0/V)^2$ である。 $(D_{\text{th}}$ と V はそれぞれ、熱拡散係数と音速。) 溶液が希薄な場合はISTSだけでなく、干渉縞の電場が溶媒に及ぼす electric striction pressure も無視できない。このとき、応答関数は、

$$\delta\rho_{\text{BS}}(t) \propto LT^{-1} [F(q_0,s)G_{\rho\rho}(q_0,s)] = LT^{-1} \left[\frac{1}{\Delta(q_0)} \left(sq^2 + \frac{\kappa q^4}{\rho_0 C_V} \right) \right] \quad (8)$$

$$\delta\rho_{\text{TS}}(t) \propto LT^{-1} [Q(q_0,s)G_{\rho T}(q_0,s)] = LT^{-1} \left[-Q_0 \frac{\tau_{\text{temp}}}{s\tau_{\text{temp}} + 1} \frac{1}{\Delta(q_0)} \left\{ \frac{\kappa q_0^2 c_0^2}{C_V \gamma} \right\} \right]$$

分散方程式 $\Delta=0$ を $d_a \ll c_0 q$ 及び $k_{\text{th}} \ll c_0 q$ という仮定のもとに解く。但し、熱減衰速度係数 k_{th} と音響減衰係数 d_a は、

$$k_{\text{th}} = \lambda / (\rho_0 C_V) q_0^2 \equiv D_{\text{th}} q_0^2 \quad (9)$$

$$d_a = \frac{1}{2} q^2 \{ \nu_L + (\gamma - 1) D_{\text{th}} \} \quad (10)$$

Δ は次のように因数分解できる。

$$(s + k_{\text{th}})(s + i\omega_0 + d_a)(s - i\omega_0 + d_a) = 0 \quad (11)$$

但し、 $\omega_0 = c_0 q_0$ 。すると Eq. (10) は解析的に解ける。

$$\delta\rho_{BS}(t) \propto \delta\rho'_{BS}(t) \equiv \frac{(\gamma-1)k_{th}g^2}{(k_{th}-d_a)^2 + \omega_0^2} \left[\exp(-k_{th}t) + \left\{ \left(\frac{(\gamma k_{th} - d_a)(k_{th} - d_a) + \omega_0^2}{(\gamma-1)k_{th}\omega_0} \right) \sin \omega_0 t - \cos \omega_0 t \right\} \exp(-d_a t) \right] \quad (12)$$

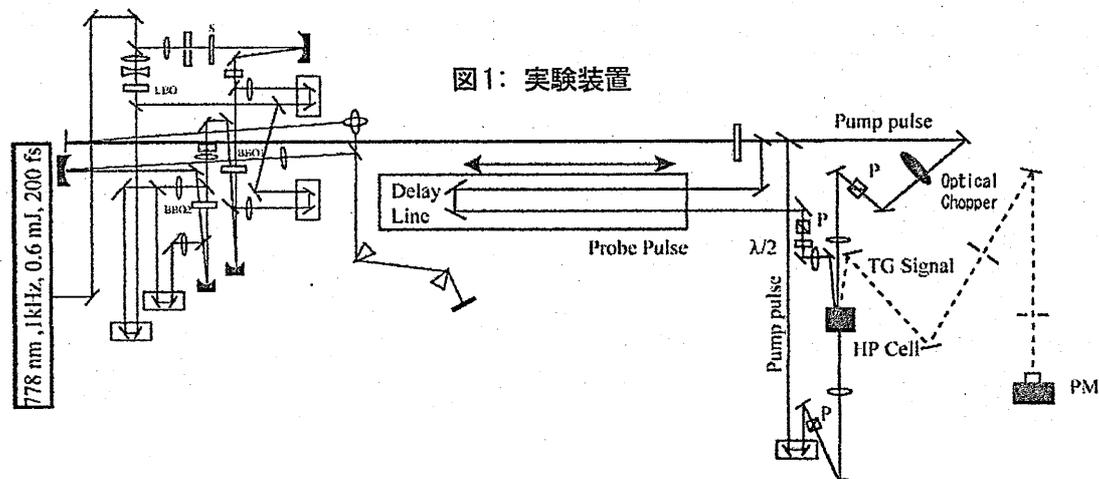
$$\delta\rho_{TS}(t) \propto \delta\rho'_{TS}(t) \equiv \frac{1}{(k_{th}-d_a)^2 + \omega_0^2} \left[\exp(-k_{th}t) + \left\{ \left(\frac{k_{th} - d_a}{\omega_0} \right) \sin \omega_0 t - \cos \omega_0 t \right\} \exp(-d_a t) \right] \quad (13)$$

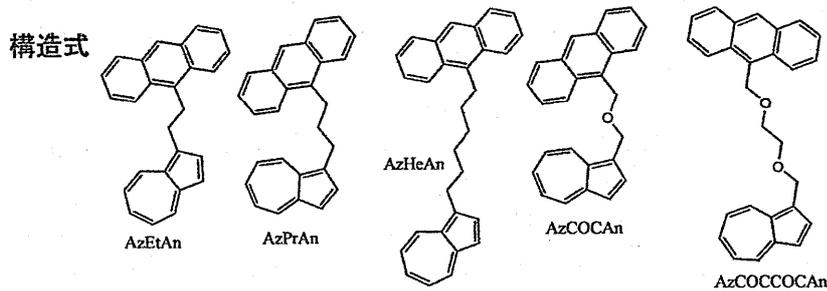
$$- \frac{1}{(k_{temp} - d_a)^2 + \omega_0^2} \left[\exp(-k_{temp}t) + \left\{ \left(\frac{k_{temp} - d_a}{\omega_0} \right) \sin \omega_0 t - \cos \omega_0 t \right\} \exp(-d_a t) \right]$$

但し、 ω_0 は音波の周波数。音波と熱の減衰が無視できる($k_{th}=d_a=0$)とき、 $\delta\rho_{BS}(t)$ と $\delta\rho_{TS}(t)$ はそれぞれ $1-\cos(\omega_0 t)$ と $\sin(\omega_0 t)$ に比例する。即ち近似的に、ISBS と ISTS はそれぞれ $2\pi/\omega_0$ 、 π/ω_0 周期で振動する。

励起パルス光は、自作の non-linear 光学パラメトリック増幅器で発生し、等強度に分離した。励起パルス光は、ディレイステージで遅延をつけた後、ブラッグ条件を満たす角度で試料へ入射した。信号は光電子増倍管で検出した(図1)。CFC-113 と acetonitrile では交差角 60° 試料に入射し、励起パルス光には光源をそのまま用いた。Xenon では交差角 180° で入射し、励起パルスにも同色光を用いた。キセノン溶液は高压セルに封入した。圧力は、AzEzAn、AzPrAn 及び AzHeAn では 35.8 MPa と 48.9 MPa、AzCOCAAn 及び AzCOCCOCAAn では 28.8 MPa と 35.1 MPa であった。温度は、CFC-113 と acetonitrile では室温、xenon では 25°C であった。アズレン誘導体溶液の光学濃度は、有機溶媒中で 0.2-1.0/2mm、キセノン中で 0.1/2mm であった(飽和濃度)。

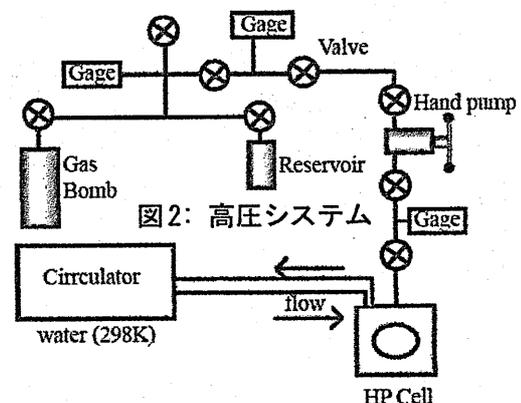
光源には、Erbium ドープ・ファイバーレーザー-Ti:Sapphire 再生増幅系(Clark, CPA-2001)を用いた。波長 778nm、パルス幅約 400fs であった。ポンプ光には、光源を自家製非平行型光学パラメトリック増幅器(OPA)で波長変換したパルスを用い(波長 570nm、パルス幅約 600fs)、ビームスプリッターにて等強度に分割して、試料に同時に入射した。プローブ光は、光学ステージにて遅延時間を制御した後、ブラッグ条件を満たす角度で試料に入射した。回折光は、光電子増倍管で検出した。溶媒が CFC-113 またはアセトニトリルの場合は、プローブ光に光源パルスをそのまま用い、交差角 60° で試料に入射した($q_0=1.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)。ポンプ・プローブ光強度は共に 1パルス当たり約 $0.5 \mu\text{J}$ であった。交差点におけるビーム径





は、ポンプ・プローブ光それぞれ約 $300 \cdot 250 \mu\text{m}$ であった。積算は、約 15,000 パルス行った。試料は、光路長 2mm の石英セルに封入し、室温に保った。溶媒がキセノンの場合は、プローブ光に OPA の出力を用い、交差点 180° で試料に入射した ($q_0 = 2.2 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)。試料は、光路長 2mm の高圧セルに封入した。試料の圧力は、手動で目標値の $\pm 0.2 \text{ MPa}$ 以内に保った。温度は、恒温槽の水を循環してを用いて $25 \pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ に制御した。試料とともに封入した回転子によって、測定中攪拌を続けた。ポンプ・プローブ光は共に 1 パルス当たり約 $0.3 \mu\text{J}$ であった。交差点におけるビーム径は、ポンプ・プローブ光それぞれ約 $200 \cdot 125 \mu\text{m}$ であった。積算は、約 30,000 パルス行った。アズレン溶液の光学濃度は波長 570nm で、約 1.2/2 mm (0.1 mol/l 程度) であった。他の試料は飽和状態で用いた。有機溶媒では波長 570nm で、0.2~1.0/2 mm。キセノン溶液では、約 0.1/2 mm であった。本研究に際して、従来の実験装置に 2 点の改良を行った。第 1 点は、自家製 OPA を 2 段増幅から 4 段増幅にして出力を増大した。第 2 点は、トグルモードによる信号検出を行った。即ち、光学チョッパーを一方のポンプ光路上に導入し、1 パルス毎に開閉して、「開」と「閉」(オフセット)の信号を別々に積算した。光学ステージの 1 ステップ毎に「開」と「閉」の積算値の差分を取ることによって TG 信号を得た。オフセットは、主にセルの表面におけるプローブ光の散乱が原因であった。TG 信号に対するオフセットの強度比は、有機溶媒・キセノン溶液で最大それぞれ 25・50% であった。

溶質化合物には、azulene、1-ethylazulene (AzEt)、1-dodecylazulene (AzDo) 及び架橋アズレン-アントラセン 5 種類である (構造式)。この内、アルキル架橋アズレン-アントラセンは合成した [25]。溶媒には、1,1,2-trichloro-1,2,2-trifluoroethane (CFC-113)、acetonitrile 及び xenon を用いた。キセノン溶液の実験に用いた高圧システムを図 2 に示す。キセノンの高圧セル (HP Cell) への充填は 3 段階の工程で行った。第 1 に、市販のガスボンベ (約 2MPa) 中のキセノンを液体窒素温度に冷却したシリンダー (Reservoir) 中へ凝集させた。第 2 に、シリンダーを加熱し (約 10MPa) ハンドポンプ (Hand pump) へ導入した。第 3 に、ハンドポンプを圧縮して高圧セルへ導入した (最大 50MPa)。測定圧力は、AzEtAn、AzPrAn 及び AzHeAn は 35.8 と 48.9MPa、AzCOCAAn と AzCOCCOCAAn については 28.8 と 35.1MPa で行った。



[結果]

dTG 典型的な音響 TG 信号を図 3 に示す。CFC-113 と acetonitrile 溶液は、次式を線形自乗法で最適化した。

$$I_{TS}(t) \equiv A|\delta\rho'_{TS}(t)|^2 + Bt + C$$

A, B, C は経験的な変数である。に含まれる熱拡散係数 D_{th} と音速 V は文献値に固定した。有機溶媒中の結果は、よく再現された。しかし、キセノン溶液では残差に 2 倍周期の振動が残る。そこで、次式を用いた。

$$I_{total}(t) \equiv A|\delta\rho'_{TS}(t) + D\delta\rho'_{BS}(t)|^2 + Bt + C$$

D は経験的な変数である。信号はよく再現された。圧力による熱化速度係数の変化は実験誤差範囲内に収まったため、平均値を用いた。

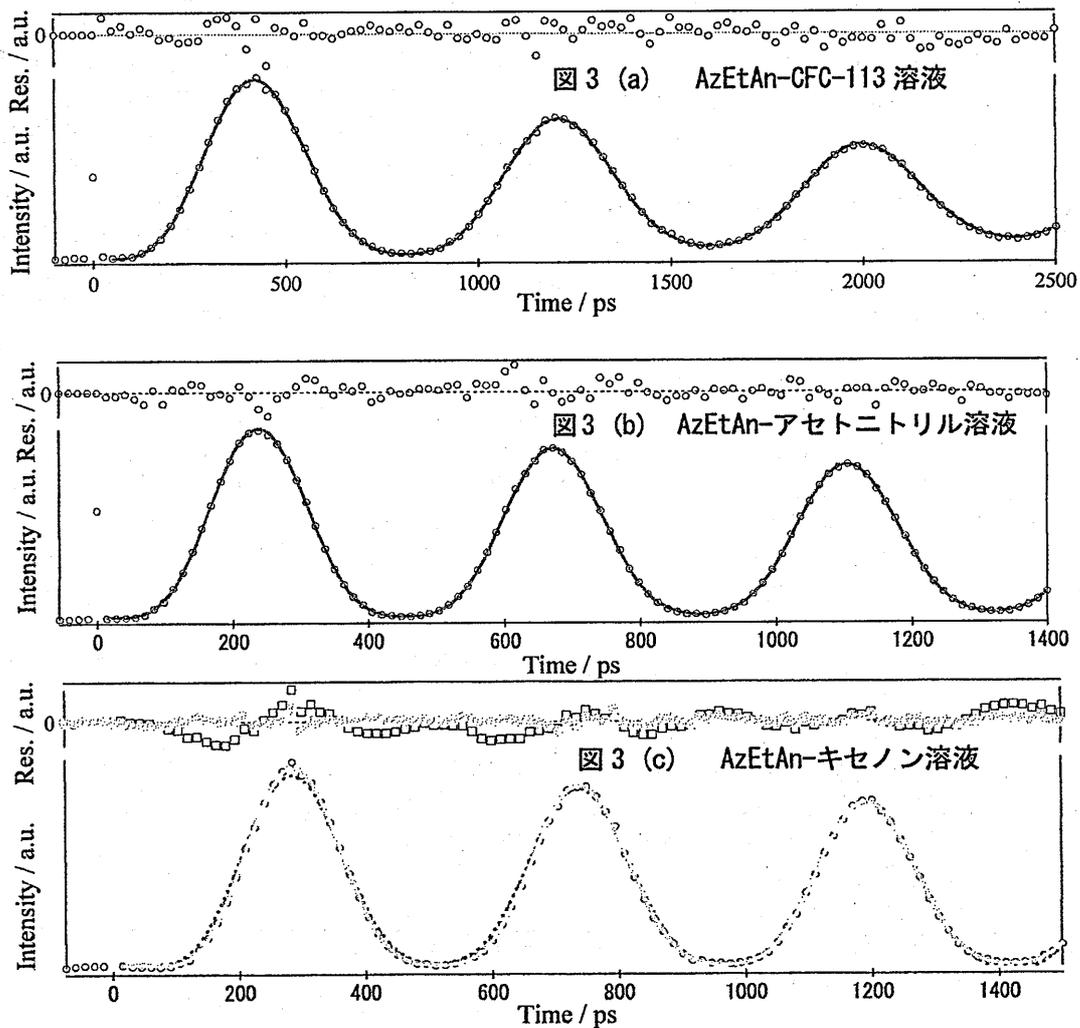


表 1

溶媒熱化速度係数：架橋アズレン-アントラセン

Proble Molecule	Acetonitrile		Xenon		CFC-113 ^a		$k_{IVR} / \text{ns}^{-1b}$	N^c
	$k_{temp} / \text{ns}^{-1}$	$k_{temp} / \text{ns}^{-1}$	$k_{CET} / \text{ns}^{-1b}$	$k_{temp} / \text{ns}^{-1}$	$k_{CET} / \text{ns}^{-1b}$			
AzEtAn	45 ± 3	17 ± 1	-	39 ± 1	43 ± 4	270 ± 29	14	
AzPrAn	45 ± 4	19 ± 1	29 ± 2	48 ± 7	50 ± 5	270 ± 22	41	
AzHeAn	50 ± 2	25 ± 2	25 ± 3	76 ± 16	-	238 ± 34	272	
AzCOCAAn	53 ± 2	27 ± 8	25 ± 2	36 ± 3	-	200 ± 16	28	
AzCOCCOCAAn	59 ± 1	24 ± 2	29 ± 3	65 ± 13	-	196 ± 15	142	

^a 1,1,2-trichloro-1,2,2-trifluoroethane^b J. Chem. Phys. 121 1754 (2004)

[考察]

誘導体の熱化速度係数は、アズレンよりも有意に大きい、架橋長に必ずしも依存しない(表 1)。1-アルキル基の付加によってアズレン基からのエネルギー散逸が加速されると考えられるので、物理的背景を考察する。Azulene の CO₂ 中における非平衡動力学計算によると、VER 時定数は約 20ps であるにも関わらず、3 つの最低振動数基準モードは約 200fs で散逸する[26]。即ち、azulene の IVR は、分子間エネルギー移動よりも遅く、VER の律速段階になっている。そこで、エネルギー散逸が加速されるのは、アズレン基中での局所的な IVR が加速されたことが原因であると考えられる。ランダウ-テラー理論によると遷移確率は初状態と終状態の間のエネルギー差の逆数とカップリング定数の自乗に比例する。密度汎関数理論 (DFT: B3LYP/6-31G*) を用いて両因子をそれぞれ状態密度 ρ と 2 次非調和係数 χ_{rs}^2 の自乗平均から評価した。前者は、基準振動数から調和状態計数法を用いて計算した(図 4)[27]。AzEt の状態密度は、azulene に比べて 500cm⁻¹ で 10 倍、2500cm⁻¹ で 100 倍大きい。後者の分布は両化合物でほとんど変わらないが、AzEt の第 61, 62, 66 番目の基準モード(C-H 伸縮振動)は他の C-H 伸縮振動モードに比べて 10 倍以上大きな χ_{rs}^2 を持つ(図 5)。この 3 モードは、特に他の C-H 伸縮振動モードや 350-500cm⁻¹ 付近の面外変角振動モードとの間に大きな χ_{rs}^2 を持っているため、高振動モードから低振動モードへエネルギー移動を仲介すると考えられる。

1-アルキルアズレンの熱化速度係数は、架橋アズレン-アントラセンよりも大きい(表 2)。このことから、1-アズレン基からのエネルギー散逸の方が 9-アントラセニル基よりも著しく速い可能性が考えられる。実際 Zaleskaya らによると、アントラセン S₀ 状態のバンプアーガス中における VER 速度係数圧力依存性は、S₁ 状態とほぼ一致し、アズレンよりも著しく小さかった。9-アルキルアントラセンの S₀ 状態における VER は報告されていないが、Phillips らによると S₁ 状態では 9-アルキル付加による加速効果は見られなかった。

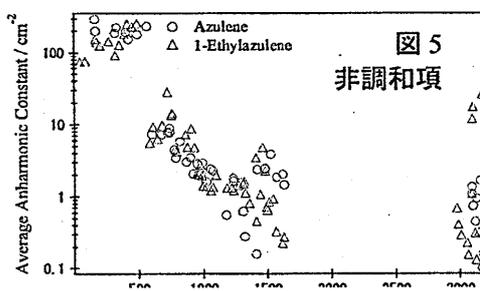
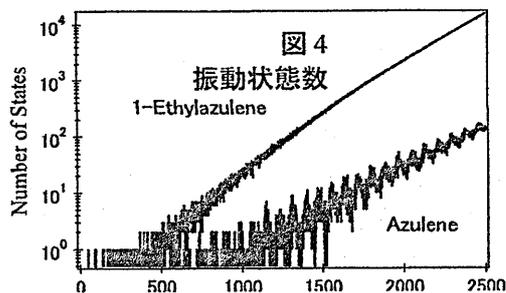
過渡吸収実験の CET 成分の速度係数と溶媒熱化速度係数を比較すると、xenon 溶液では両者が一致した。これは CET よりも速い成分では、エネルギー散逸が起こらないことを示している。一方 CFC-113 溶液では、溶媒熱化速度係数は架橋長が長い溶質ほど相対的に大きくなる傾向がある。最も大きな AzHeAn では、過渡吸収の実験結果が報告されていない。しかし azulene、AzEtAn、AzPrAn の CET 速度係数は実験誤差範囲で一致していることから、AzHeAn の CET

表 2

溶媒熱化速度係数：Azulene と 1-Alkylazulene^{ab}

Probe Molecules	CFC-113 ^c	Acetonitrile
Azulene	29 ± 1	35 ± 2
AzEt	140 ± 24	59 ± 1
AzDo	221 ± 63	59 ± 7

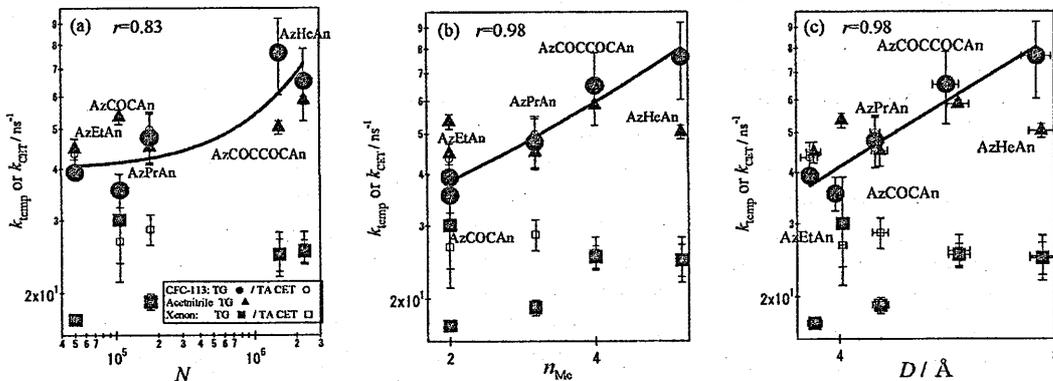
^a Chem. Phys. Lett. 454, 218 (2008)^b unit: ns⁻¹^c 1,1,2-trichloro-1,2,2-trifluoroethane



速度係数も同程度値(50ns^{-1})であると考えられる。だとすれば、AzHeAn の溶媒熱化速度係数は CET 速度係数よりも有意に大きく、IVR 成分でエネルギー散逸が起こったことを示している。過渡吸収実験の描像によると、はじめアズレニル基に局在していた振動余剰エネルギーが架橋部を伝搬してアントラセニル基に移動する。架橋部を流れる振動余剰エネルギー流の一部が、この伝搬過程において分子外へ散逸したと考えられる。

なぜ CFC-113 中では、架橋部からのエネルギー散逸効率が特異的に高いのであろうか？この機構を明らかにするため、熱化速度係数と次の 3 種類の溶質の物理量との相関を調べた： 500cm^{-1} 以下の振動状態数 N 、架橋部のメチレン基数 n_{Me} 、及びアズレニル基-アントラセニル基間の平均距離 D 、 N 、 n_{Me} 、及び D はそれぞれ低振動数領域における V-V エネルギー移動効率、 CH_2 基と溶媒との特異的な相互作用、及び溶媒の溶質架橋部に対するアクセサビリティを検証する(図 6)。相関係数 r を比較すると、 n_{Me} ($r=0.98$) と D ($r=0.98$) は N よりも ($r=0.83$) 同程度に高い相関を持つ変数である。 500cm^{-1} 以下の基準振動モード数を比較すると CFC-113(11) は、acetonitrile(1) よりも多いので、高効率のエネルギー散逸の要因として V-V エネルギー移動が第 1 に候補に挙がるが、 N との相関が比較的低いことから否定される。 n_{Me} が高い相関をもつことから、メチレン基と溶媒基準振動間の特異的なカップリングが考えられるが、CFC-113 の基準振動数は最大 1212cm^{-1} なので、C-H 伸縮振動(約 3000cm^{-1}) や H-C-H 変角振動(約 1400cm^{-1}) などの局所モードとカップルすることは不可能である。一方、同程度の高い相関をもつ D は溶媒分子の溶質架橋部に対するアクセサビリティと関係する。即ち、 D が短いほどアズレニル基、アントラセニル基による架橋部の遮蔽効果が高くなる。したがって、衝突相互作用がエネルギー移動を担っていると考えられる。一般に、衝突相互作用は V-T と V-R エネルギー移動を担う。溶媒側のエネルギー受容フォノンモードは CFC-113 に特異的であることから、並進自由度由来ではなく、回転(秤動)自由度由来ではないかと考えられる。

図 6 物理量との相関: (a) 振動状態数 N , (b) メチレン基数 n_{Me} , (c) 芳香族間距離 D



[結論]

音響TG法を架橋アズレン-アントラセンのVER過程に適用し、過渡吸収実験で帰属されたIVR成分でエネルギー散逸が起こるかどうかを検証した。キセノン溶液では、溶媒の熱化速度係数が過渡吸収のCET成分と一致し、IVR成分におけるエネルギー散逸は検出されなかった。CFC-113溶液では、熱化速度係数は溶質種に依存し最も大きいAzHeAnではCET速度係数を上回る可能性が高い。これは振動余剰エネルギーが分子内で熱平衡分布に達する前に、溶媒へのエネルギー散逸が進行することを示している。しかし、IVR速度係数は溶媒種によらず一定である。即ち、溶媒相互作用はエネルギー移動経路を制御するがエネルギー移動速度は制御しない事になる。

[謝辞]

試料は、一部 Dirk Schwarzer 教授より提供して頂いた。藤原は、京都大学グローバルCOE「物質科学の新基盤構築と次世代育成国際拠点」の助成を受けて本研究を行った。

[参考文献]

- [1] J.T. Yardley, Introduction to Molecular Energy Transfer (Academic, New York, 1980).
- [2] K. Sekiguchi, A. Shimojima, O. Kajimoto, Chem. Phys. Lett. 370 (2003) 303.
- [3] D. Schwarzer, J. Troe, M. Votsmeier, M. Zerezke, J. Chem. Phys. 105 (1996) 3121.
- [4] D. Schwarzer, J. Troe, M. Zerezke, J. Chem. Phys. 107 (1997) 8380.
- [5] T. Yamaguchi, Y. Kimura, N. Hirota, J. Chem. Phys. 113 (2000) 4340.
- [6] K. Sekiguchi, A. Shimojima, O. Kajimoto, Chem. Phys. Lett. 356 (2002) 84.
- [7] H.S. Yoo, M.J. DeWitt, B.H. Pate, J. Phys. Chem. A 108 (2004) 1348.
- [8] H.S. Yoo, M.J. DeWitt, B.H. Pate, J. Phys. Chem. A 108 (2004) 1365.
- [9] H.S. Yoo, D.A. McWhorter, B.H. Pate, J. Phys. Chem. A 108 (2004) 1380.
- [10] J.C. Deak, L.K. Iwaki, S.T. Rhea, D.D. Dlott, J. Raman Spectrosc. 31 (2000) 263.
- [11] L.K. Iwaki, J.C. Deak, S.T. Rhea, D.D. Dlott, Chem. Phys. Lett. 303 (1999) 176.
- [12] L.K. Iwaki, D.D. Dlott, J. Phys. Chem. A 104 (2000) 9101.
- [13] L.K. Iwaki, D.D. Dlott, Chem. Phys. Lett. 321 (2000) 419.
- [14] M. Terazima, Progress in Natural Science 6 (1996) S457.
- [15] M. Terazima, Bull. Chem. Soc. Jpn. 69 (1996) 1881.
- [16] M. Terazima, Adv. Photochem. 24 (1998) 255.
- [17] M. Terazima, J. Chem. Phys. 104 (1996) 4988.
- [18] M. Terazima, J. Chem. Phys. 105 (1996) 6587.
- [19] D. Schwarzer, Abstracts of Papers of the American Chemical Society 225 (2003) U456.
- [20] D. Schwarzer, C. Hanisch, P. Kutne, J. Troe, J. Phys. Chem. A 106 (2002) 8019.
- [21] D. Schwarzer, P. Kutne, C. Schroder, J. Troe, J. Chem. Phys. 121 (2004) 1754.
- [22] H. Fujiwara, M. Terazima, Y. Kimura, Chem. Phys. Lett. 454 (2008) 218.
- [23] A.R. Duggal, K.A. Nelson, The Journal of Chemical Physics 94 (1991) 7677.
- [24] J.P. Boon, S. Yip, Molecular Hydrodynamics, Courier Dover Publications, 1991.
- [25] H. Fujiwara, T. Miyajima, Y. Matano, M. Terazima, Y. Kimura, (in preparation).
- [26] C. Heidelbach, V.S. Vikhrenko, D. Schwarzer, J. Schroeder, J. Chem. Phys. 110 (1999) 5286.
- [27] M.J. Frisch, G.W. Trucks, H.B. Schlegel, G.E. Scuseria, M.A. Robb, J.R. Cheeseman, J.A. Montgomery Jr, T. Vreven, K.N. Kudin, J.C. Burant, Inc., Wallingford, CT (2004).

ステップインピーダンスを固有モードにもつ密結合線路の 設計とその応用

Design of Closed Coupled Line with Step Eigen Modes Impedance and Applications

工学博士 小西良弘

(株)ケイラボラトリー

〒228-0802 相模原市上鶴間1-29-4

概要 密結合線路は方向性結合、広帯域フィルタ及び広帯域平衡不平衡変換器などに多く用いられる[1][2]。均一媒質中に構成されたものはTEM波の固有モードの位相は等しいが、製作容易にするために誘電体基板上の平面回路を用いる場合には位相速度が異なり、その特性を用いたBPF(帯域通過フィルタ)もあるが、一般に位相速度を等しくする必要がある。本論文では何れかのモードに遅波回路作用をもつ種々の方法と構造並びに設計と特性を示し、尚それを用いた方向性結合器やBPFの例を示す。

キーワード: 固有モード, 結合線路, 方向性結合器, フィルタ, 平衡不平衡変換器

1. はしがき

固有モードの位相速度の異なる結合線路を用いると、方向性結合器や平衡不平衡変換器では、共軛開孔間のアイソレーションや入力整合周波数特性が劣化するため、両位相速度を一致させる工夫が必要である。マイクロストリップ線路などを用いた不均一媒質中の結合線路を用いた場合、混成波の発生とともに2個の準TEM(Quasi-TEM)モードの位相速度が異なる。疎結合の場合には位相差は少なくなるが、密結合に近づくとつれて大きくなる。それを改善する方法としてオーバーレイ構造[3]や、リエントラント構造[4]が用いられた。またエッジ結合マイクロストリップ線路の奇モード位相速度を遅らせるため、結合部分の長さを長くしたり、スリットを挿入する方法が用いられた[1][5]。また平行マイクロストリップ Broad-Side 結合線路の場合には、誘電体装荷や、容量性窓の負荷による方法が筆者により提案され[1]、更にVIP方向性結合器の場合には偶モードに容量を負荷する事が提案された[6]。

本稿では何れかのモードに異なる特性インピーダンスを交互に繰り返して縦続する方法を示し、更に平面回路の一例として2個のマイクロストリップ線路におけるアパーチャー結合の設計例を示した。尚、今までの流れに対する本論分の位置づけをわかり易くするため、従来の方法と容量負荷形の一般的な解析説明をも最初に加えた。

2. 何れかのモードの遅波特性を増す従来の方法

2.1 誘電体装荷の方法

(イ) オーバーレイ及びリエントラント(アンダーレイ)方法[1][3][4]

図1において ϵ_{r2} が奇モードの位相速度を遅らせて偶モードに近づけるための誘電体層を加えること

である。またこの構造により両導線路間の容量を増して結合度を大にする役目も兼ねている。

(ロ)矩形遮蔽箱内の対面結合方向性結合器 (Broadside Coupler) への利用

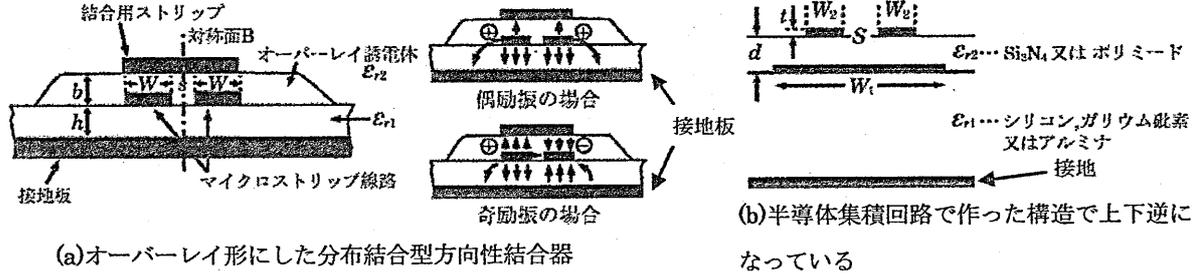


図1 オーバーレイ及びリエントラント形の構造

結合部のみを誘電体基板を用い、残りの部分は空気中にし、一部調整用の比誘電率 ϵ_{r2} の誘電体板を用いて、両モードの位相速度を合わせることが出来る[1]。この構造を図2に示した。また ϵ_{r2} と板の厚さの関係も同図に示した[1]。その他縦型平面回路(VIP)の縦基板の部分を誘電体で覆う事も有力な手段である。

表1 図2の装荷誘電体の比誘電率と誘電体の幅dの関係

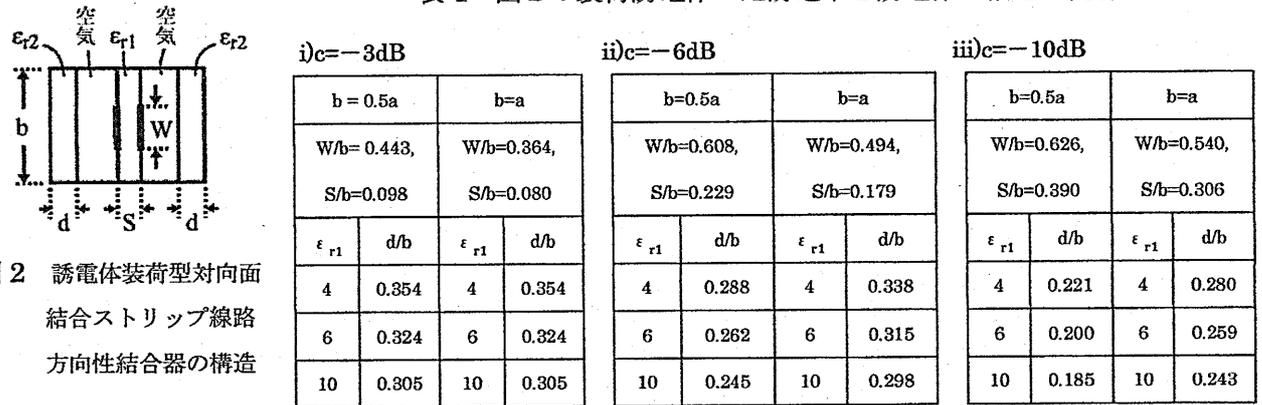


図2 誘電体装荷型対面結合ストリップ線路方向性結合器の構造

2.2 容量負荷形の方法

いま真空中で結合線路を形成したときの偶モードの特性インピーダンスと単位長の容量をそれぞれ Z_{ev}^a と C_{ev}^a とし、次に比誘電率 $\epsilon_{r,eff}$ の媒質で満たした時のこれらの値をそれぞれ Z_{ev} と C_{ev} とすると(1)式の関係式がある。

$$C_{ev} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{Z_{ev} v_0} \quad [v_0 \text{ は光速}] \quad (1)$$

いま、例えば結合線路を $\epsilon_{r,od}$ の誘電体基板の両面マイクロストリップ線路などで作り他は真空とした場合、偶モードの実効比誘電率 $\epsilon_{r,ev}$ は、

$$\epsilon_{r,ev} < \epsilon_{r,eff} \approx \epsilon_{r,od} \quad (2)$$

となる。そしてこの時の偶モードインピーダンスを Z'_{ev} とすると、

$$\sqrt{\epsilon_{r,ev}} Z'_{ev} = \sqrt{\epsilon_{r,eff}} Z_{ev} = Z_{ev}^a \quad (3)$$

でなければならない。故にこの状態での単位長当たりの容量を C' とすると、(1)式と同様に、

$$C'_{ev} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r,ev}}}{Z'_{ev} v_0} = \frac{\epsilon_{r,ev}}{Z_{ev}^a v_0} = \frac{\epsilon_{r,ev}}{Z_{ev} v_0 \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \quad (4)$$

である。故に長さ l [m]に必要な容量 C [F]は(1)式と(4)式より(5)式となる。

$$C_{ad} [F] = \frac{l}{Z_{ev} v_o} \left(\sqrt{\epsilon_{r,eff}} - \frac{\epsilon_{r,ev}}{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \right) \quad (5)$$

この C_{ad} を集中定数キャパシターで線路に沿って等間隔に配置するとき、真ん中の容量は両端の2倍にすることで最大平坦特性が得られる[1]。これを図3に示した。

[例1] $\epsilon_{r,eff} = 2.0$ で1GHZの-3dB結合量の方向性結合器で $\epsilon_{r,ev} = 1$ の場合の C_{ad} の値を求める。

線路長 l は $0.075/\sqrt{2.0} = 0.05$ [m]となり、

$Z_{ev} = 120.914 \Omega$ であるから $C_{ad} [F] = 1.098$ [pF]となる。

故に3ヶ所に配分して回路シミュレーション結果が

図4(a)である。 $C_1 = C_2 = 0$, $Z_{od} = 20.676$,

$Z_{ev} = 120.914$, $\epsilon_{r,ev} = 1$, $\epsilon_{r,od} = 2.17$ の場合の回路シミュレーション結果は図4(b)の如くなり、図4(a)

に比べてアイソレーション S_{41} [dB]及び入力整合 S_{11} [dB]ともに大きく劣化している。従って容量負荷効果が大きであることがわかる。これを実際に製作したものを写真1に示し、またその特性の測定結果を図5に示す。

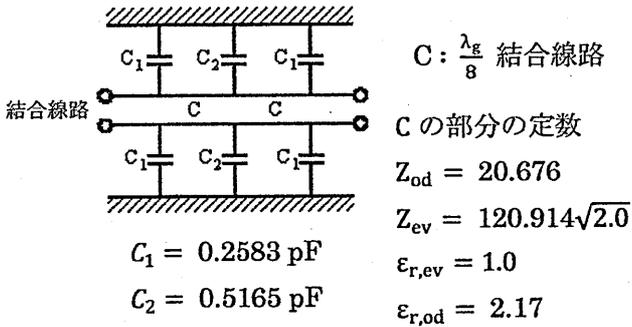


図3 容量負荷-3dB方向性結合器

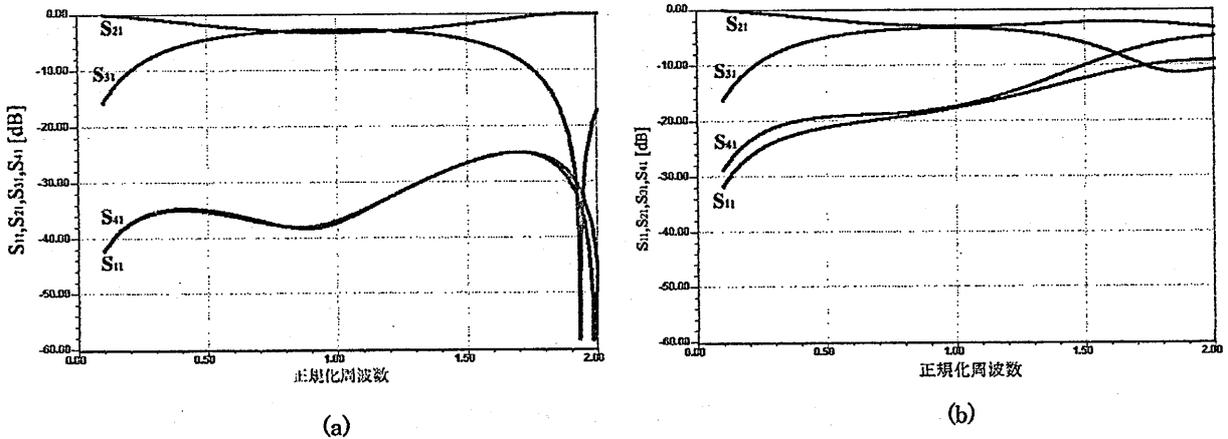


図4 図3の特性

$\epsilon_r = 2.17$ の両面に
形成した結合線路



容量性窓

写真1 容量性窓装荷形ストリップ
線路方向性結合器

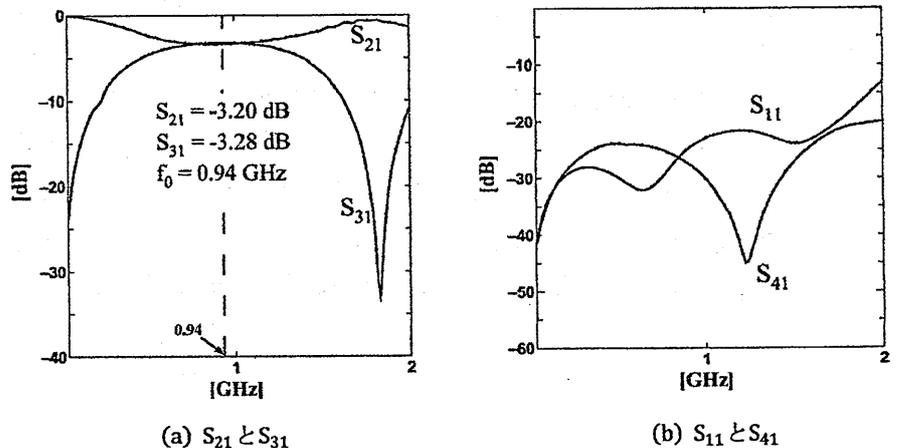


図5 写真1の周波数特性の測定値

[例 2] 縦形平面回路 (VIP) を用いた方向性結合器では, 縦形回路の入出力に不連続部分の E 波に伴う並列容量が発生するので, これを図 3 の C_1 に利用できる. そしてこの C_1 は入出力の角の部分のテーパで変化するので, 設計値に調整できる [6].

厚み 1.5[mm], $\epsilon_{r1}=4.5$ の下基板の上に, 高さ 3.75[mm], 厚み 0.78[mm], $\epsilon_{r2}=2.17$ の垂直基板を用いると, $\epsilon_{r2}=2.17$, $\epsilon_{r,ev}=1.45$ が形状シミュレーションで得られる. 従って(5)式で $\ell=0.05$ を用いて $C_{ad}=0.674[\text{pF}]$ となり, $C_1 = C_{ad}/4 = 0.17[\text{pF}]$, $C_2=0.337[\text{pF}]$ が得られる. VIP の入出力のテーパの角度により C_1 は $0.14[\text{pF}] \sim 0.32[\text{pF}]$ の範囲で調整できるので [1][6], 外部回路で追加する容量は不要で C_2 のみを追加すればよい. この設計で製作したのが写真 2 であり, 実測値が図 6 である. 同図(a)は構造で(b)及び(c)は周波数特性である.

写真 2
容量負荷縦形平面回路を用いた
3db 方向結合器の試作写真

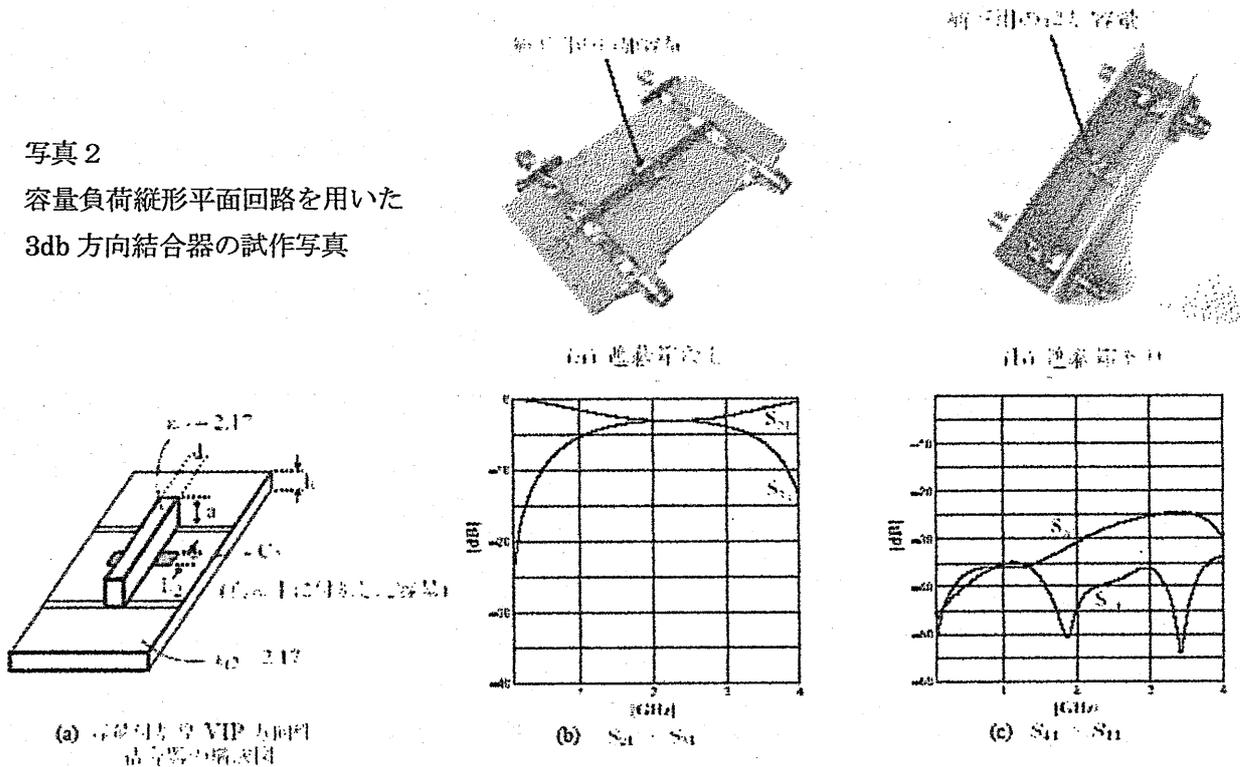


図 6 容量負荷縦形平面回路を用いた 3db 方向結合器とその特性の測定値

3. 偶モードインピーダンスに大小交互のステップインピーダンスを用いる方法

3.1 原理

偶モードの実比効誘電率 $\epsilon_{r,ev}$ は奇モードの値よりも小さいため, $v_{ev} > v_{od}$ となる. ここで, v_o を光速とすると $v_{ev,od} = v_o / \sqrt{\epsilon_{r,ev,rod}}$ である. 従って偶モードに遅波回路特性をもたせればよい. これは単位長当たりのインダクタンス $L[\text{H/m}]$ 及びキャパシタンス $C[\text{F/m}]$ を大きくし, しかも特性インピーダンス Z_{ev} はそのまま同じ値に保たねばならない. そこでまず ϵ_{rev} が ϵ_{rod} と同じ大きさに設計したときの L 及び C の値をそれぞれ $L_o[\text{H/m}]$ 及び $C_o[\text{F/m}]$ とすると,

$$L = \xi' L_o \quad (6)$$

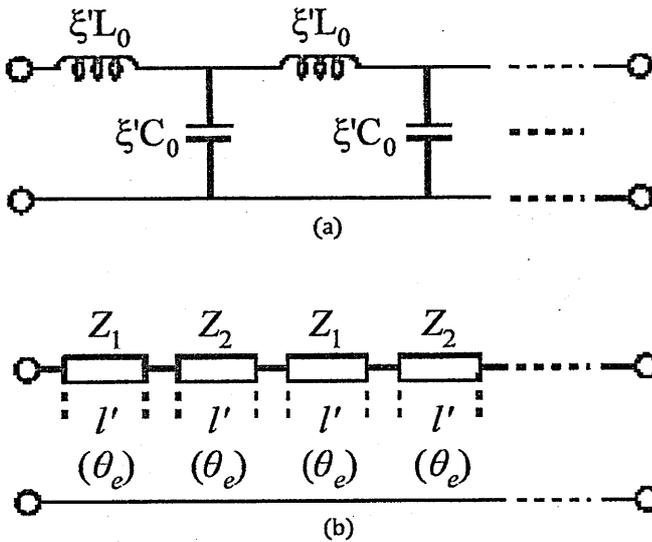
$$C = \xi' C_o \quad (7)$$

$$v_{ev} = \xi' v_{od} \quad (8)$$

$$\xi' = \sqrt{\frac{\epsilon_{r,od}}{\epsilon_{r,ev}}} \quad (9)$$

となり、これを示すと図7の上図のようになる。電気角 $\theta \ll 1$ の分布定数線路は $C_{1,2}$, $L_{1,2}$ の π 回路に置き換えられ、その値は(10)式と(11)式で与えられる[1].

従って、大きな L は大きな Z_1 で、大きな C は小さな Z_2 で置き換えられ、大小のインピーダンスが交互に縦続接続されたステップインピーダンスの分布定数線路で実現できることが予想できる。これを図3(b)に示した。



$$C_{1,2} = \frac{l'}{2v_{ev}Z_{1,2}} \quad (10)$$

$$L_{1,2} = \frac{Z_{1,2}l'}{v_{ev}} \quad (11)$$

[$Z_{1,2}$ は特性インピーダンス]

図7 $\xi'L_0$ と $\xi'C_0$ を梯子形に構成した集中定数回路(a)とこれらを電気長の短い分布定数線路で構成した回路(b)を示す図

いま図7(b)の1番目及び2番目の分布定数線路のF行列をそれぞれ F_1 及び F_2 とすると、

$$F_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} \begin{bmatrix} 1 & uZ_{1,2} \\ \frac{u}{Z_{1,2}} & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1+\tan^2\theta_e}} \begin{bmatrix} 1 & j \tan\theta_e \\ j \frac{\tan\theta_e}{Z_{1,2}} & 1 \end{bmatrix} \quad \text{但し } u = j \tan\theta_e \quad (12-a)$$

となるから、 F_1 と F_2 との縦続接続した回路のF行列を $F^{(2)}$ とし、更に F_1 と F_2 とを交互に n 個接続したものを $F^{(n)}$ で示すと、以下の如く求まる。

$$F^{(2)} = F_1 \cdot F_2$$

$$F^{(n)} = F_1 \cdot F_2 \cdot F_1 \cdot F_2 \cdots F_2 = [F^{(2)}]^{\frac{n}{2}} \quad \cdots n \text{ が偶数}$$

$$F^{(n)} = F_1 \cdot F_2 \cdot F_3 \cdot F_1 \cdots F_1 = [F^{(2)}]^{\frac{n-1}{2}} \cdot F_1 \quad \cdots n \text{ が奇数}$$

$F^{(n)}$ の行列要素を $A_e^{(n)}$, $B_e^{(n)}$, $C_e^{(n)}$, $D_e^{(n)}$ で示すと、 $n=2$ 及び 3 の場合、簡単に次の如く求まる。

$$A_e^{(2)} = \frac{1+\frac{Z_1}{Z_2}u^2}{1-u^2}, \quad B_e^{(2)} = \frac{u(Z_1+Z_2)}{1-u^2}, \quad C_e^{(2)} = \frac{u(\frac{1}{Z_1}+\frac{1}{Z_2})}{-u^2}, \quad D_e^{(2)} = \frac{1+\frac{Z_2}{Z_1}u^2}{1-u^2} \quad (12-c)$$

$$A_e^{(3)} = D_e^{(3)} = \frac{1-u^2(1+\frac{Z_1 Z_2}{Z_2 Z_1})}{(1-u^2)^2}, \quad B_e^{(2)} = u \frac{2Z_1+Z_2+u^2\frac{Z_1^2}{Z_2}}{(1-u^2)^2}, \quad C_e^{(3)} = u \frac{\frac{Z_1+1}{Z_1}+u^2\frac{Z_2}{Z_1}}{(1-u^2)^2} \quad (12-d)$$

となる。n が偶数の時はF⁽²⁾と同じ固有ベクトルを用い、固有値はF⁽²⁾の固有値のn/2乗として簡単に求まる。また、n が奇数の時は、上記の如くF⁽ⁿ⁻¹⁾・F₁で求まる。

次に奇モードの場合には特性インピーダンスは同じ値W_{od}を持ち、長さは図7(b)でわかるようにnl'となる。いまnl'の電気長が中心周波数f₀で奇モードのときπ/2 [rad]になるように選ぶと、奇モード線路の行列要素は次式の如くなる。

$$A_0 = D_0 = \cos \frac{\pi f}{2f_0}, \quad B_0 = jW_{od} \sin \frac{\pi f}{2f_0}, \quad C_0 = j \frac{1}{W_{od}} \sin \frac{\pi f}{2f_0} \quad (12-e)$$

となる。また、(12-a)(12-c)式のθ_e及びθ_oは偶及び奇モードの実効比誘電率をそれぞれε_{r,ev}及びε_{r,od}とすると次式の如くなる。

$$\theta_e = \sqrt{\frac{\epsilon_{r,ev}}{\epsilon_{r,od}}} \theta_o, \quad \theta_o = \frac{\pi f}{2nf_0} \quad (12-f)$$

上記A_e⁽ⁿ⁾, B_e⁽ⁿ⁾, C_e⁽ⁿ⁾, D_e⁽ⁿ⁾, A_o, B_o, C_o, D_oを用いて結合線路のSパラメータS₁₁⁽ⁿ⁾, S₂₁⁽ⁿ⁾, S₃₁⁽ⁿ⁾及びS₄₁⁽ⁿ⁾は次式で求まる[11]。そしてこれにより図8のシュミレーションの特性をうる。

$$\left. \begin{aligned} S_{11}^{(n)} &= \frac{1}{2}(\Gamma_e^{(n)} + \Gamma_o^{(n)}), & S_{21}^{(n)} &= \frac{1}{2}(T_e^{(n)} + T_o^{(n)}) \\ S_{31}^{(n)} &= \frac{1}{2}(\Gamma_e^{(n)} - \Gamma_o^{(n)}), & S_{41}^{(n)} &= \frac{1}{2}(T_e^{(n)} - T_o^{(n)}) \end{aligned} \right\} \quad (12-g)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_e &= \frac{A_e^{(n)}+B_e^{(n)}-C_e^{(n)}-D_e^{(n)}}{A_e^{(n)}+B_e^{(n)}+C_e^{(n)}+D_e^{(n)}}, & \Gamma_o &= \frac{A_o+B_o-C_o-D_o}{A_o+B_o+C_o+D_o} \\ T_e &= \frac{2}{A_e^{(n)}+B_e^{(n)}+C_e^{(n)}+D_e^{(n)}}, & T_o &= \frac{2}{A_o+B_o+C_o+D_o} \end{aligned} \right\} \quad (12-h)$$

以上は一般論であるが、図7(a)と(b)との比較の類推で、

$$Z_1 = \xi W_{ev}, \quad Z_2 = \frac{W_{ev}}{\xi} \quad (12-i)$$

とおき、更にnが大きいとき、

$$\theta_e^2 \ll 1 \quad (12-j)$$

の場合の近似式を求めてみる。目的は偶モードの電気長を奇モードのそれに近づけることであるので、

$$\angle S_{21}^{(n)}(\text{偶モード}) = \angle S_{21}(\text{奇モード}) \quad (12-k)$$

の条件を(12-i)(12-j)式の条件下で求める。もともと図7(a)のインダクタンス及びキャパシタンスの総量は、同図(b)でも保存されなければならないので、nが偶数の場合を試みる。この場合nが小さい時は左右の対称性が崩れるが、nが大となるとその影響は少なくなる。さて(12-k)式の条件は12-h式のT_eとT_oより次式の如く、比較的容易に求まり、

$$\frac{\angle S_{21}^{(n)}(\text{偶モード})}{\angle S_{21}(\text{奇モード})} = \frac{\frac{n}{2}(\xi + \frac{1}{\xi}) \frac{2\pi l}{\lambda n} \sqrt{\epsilon_{r,ev}}}{\frac{2\pi l \sqrt{\epsilon_{r,od}}}{\lambda}} = \frac{\xi + \frac{1}{\xi}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_{r,ev}}{\epsilon_{r,od}}}$$

となる。故に(12-k)の条件を求めると、

$$\xi^2 - 2\sqrt{\frac{\epsilon_{r,od}}{\epsilon_{r,ev}}} + 1 = 0 \quad (13)$$

となり、 $\xi > 1$ の条件を用いると、

$$\xi = \sqrt{\frac{\epsilon_{r,od}}{\epsilon_{r,ev}}} + \sqrt{\frac{\epsilon_{r,od}}{\epsilon_{r,ev}} - 1} \quad (14)$$

を得る。いま図 7(b)で類推した(12-i)式の ξ の値は(14)式の値となる。ちなみに $\xi \cong 1$ の場合には $\xi = \xi = 1$ となることが確認できる。次に $\epsilon_{r,od} = 1.9$, $\epsilon_{r,ev} = 1.37$ の場合には(14)式より $\xi = 1.8$ となり 3dB 方向性結合器の例を 図 9 示した。そして $n=6$ の時の特性を図 8(c)に示す。またステップインピーダンスにしない場合の特性を同図(a)に示した。これにより大きな改善度が了解できる。

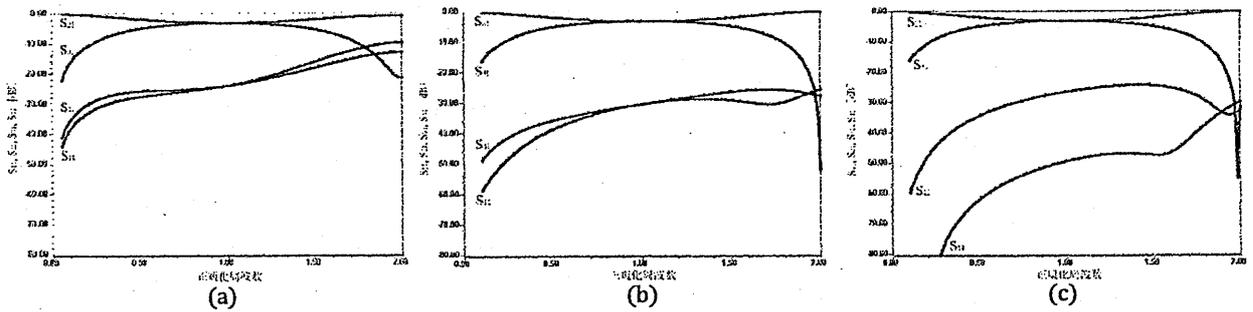


図 8 $\epsilon_{r,od} = 1.9$, $\epsilon_{r,ev} = 1.37$ の 3dB 方向性結合器で、 $W_{ev} = 120.914[\Omega]$, $W_{od} = 20.676[\Omega]$ の場合(a) W_{ev} を $Z_1 = 180[\Omega]$ と $Z_2 = 81[\Omega]$ とのステップインピーダンスで構成した $n=5$ の場合(b)及び W_{ev} を $Z_1 = 217.64[\Omega]$ と $Z_2 = 61.14[\Omega]$ とのステップインピーダンスで構成した $n=6$ の場合(c)の特性を示す図 (ここで Z_1 , Z_2 には図 9 の値を用いた)。

即ち $n > 6$ では入力整合 S_{11} [dB] 及びアイソレーション S_{41} [dB] とともに -25 [dB] 以下となる。 n が奇数のときは図 7(a)の集中定数等価回路を左右対称に変えねばならない。従って図 7(b)もそれに応じて変化する。そこで計算機シミュレーションで求めた結果の Z_1 と Z_2 との値を 3dB 方向性結合器について求めると、図 9 のようになる。

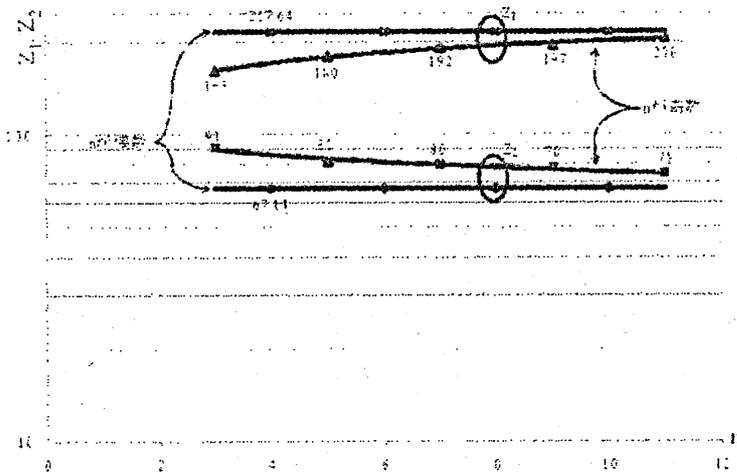


図 9 3dB 方向性結合器で $\epsilon_{r,od}/\epsilon_{r,ev} = 1.39$ の場合、偶モードインピーダンスを Z_1 , Z_2 のステップインピーダンスにした時の最適値をもつ偶モードインピーダンスの値

このように n が増大すると n が偶数と奇数の場合が一致することもわかる。これは両者の等価回路が

n の増大と共に一致するからである。

3.2 2個のマイクロストリップ線路のアーチャー結合でアーチャー構造を工夫する方法

いま比誘電率 ϵ_r をもつ幅 h の誘電体基板の表面に、幅 W_1 のマイクロストリップ線路を2個、接地板を共有するように構成する。これら2個のマイクロストリップ線路が結合するように図10の断面に示す

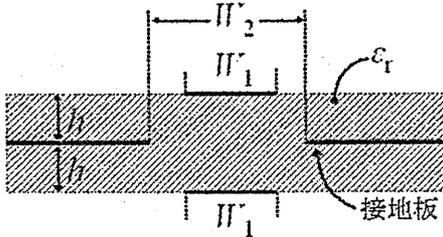


図10 アーチャー結合した2個のマイクロストリップ線路の断面

ように接地板に幅 W_2 のアーチャーがつけられる。このような構造は古くから用いられ[7]また結合量も解析され[8]、線路定数を有限要素法で求めて方向性結合器が設計され[9]、さらに広帯域フィルターにも応用されている[10]。

この構造では、奇モードではアーチャー部分は接地板と同じ電位になるので、位相速度 v_{od} や特性インピーダンス Z_{od} は W_2 に影響されないが、偶モード位相速度 v_{ev} や特性インピーダンス Z_{ev} は W_2 の増加とともに増加する。

そして方向性結合器の場合にはスロット長を $(\lambda_{ge} + \lambda_{go})/8$ に選んで広帯域なアイソレーションと整合特性を得ている。ここで λ_{ge} 及び λ_{go} はそれぞれ v_{ev}/f 及び v_{od}/f の値である[9]。本論文ではアーチャーの幅 W_2 を図11の如く大小を繰り返すことにより、 Z_{ev} を大小に繰り返して図9を満たすようにし、スロット長を $\lambda_{od}/4$ にすることでアイソレーションも整合も広帯域にしようとするものである。

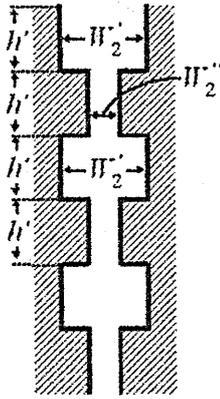


図11 偶モードインピーダンスを大小交互に変えるためのアーチャー構造

方向性結合器の特性に限っては従来の方と大差ないが、このように両モードの位相速度を揃えるという一般的な原理は他の用途が広い。

さて図11で W_2' の幅のアーチャーは、図7の Z_1 の偶モードインピーダンスを与えるもので、 W_2'' の幅のアーチャーは Z_2 の偶モードインピーダンスを与えるものである。またアーチャー部分の長さ l' は(15)式で与えられる。

$$l' = \frac{\lambda_0}{4n\sqrt{\epsilon_{r,od}}} \quad (n \text{ は段数, } \lambda_0 \text{ は自由空間波長}) \quad (15)$$

上記のようにアーチャー幅を変えても当然奇モードには関係がなく、偶モードインピーダンスのみが変化できる点が便利である。この際、 v_{ev} も当然変化するが、その変化率は Z_{ev} の変化が約2.6倍変化しても v_{ev} の変化は1.15倍で少なく、このずれに伴っても S_{11} 及び S_{41} は-20dB以下に保たれることがシミュレーションで確認される。

さてこれらのステップインピーダンスを図11の構造で実現する場合、アーチャーの構造に不連続部が生じこれに基づいて発生するエバネセントなH波によるインダクタンスが生じる。nが奇数の場合には入出力対称であるため、入出力のの不連続効果が入出力間の電気角 $\frac{\pi}{2}$ により打ち消されるため好ましいが、nが偶数の時は打ち消されない。従って $n \gg 10$ の場合以外はnが奇数であることが好ましい。

次にステップインピーダンスを用いたアーチャー結合のマイクロストリップ方向性結合器の特性を述べる。3dB方向性結合器では $W_{od} = 20.676[\Omega]$ であるから、図9で $h = 0.5[\text{mm}]$ 、 $\epsilon_r = 2.17$ とする

と、 $W_1 = 4.945[\text{mm}]$ となる。いま図9で $n=5$ の場合には、 $Z_1 = 180[\Omega]$ 、 $Z_2 = 81[\Omega]$ となり、これらに相当する図11の W_2' と W_2'' を形状シミュレーションで求めると、それぞれに対応したアパーチャー幅は、 $W_2'(Z_1 = 180[\Omega]) = 8.7[\text{mm}]$ 、 $W_2''(Z_2 = 8.1[\Omega]) = 5.2[\text{mm}]$ になる*。またこの数値を用いた図11のアパーチャパターンを用い図10の断面構造をもつ構造の特性をHFSSにより解析シミュレーションを行った結果、中心周波数1[GHz]で S_{11} 、 S_{21} 、 S_{41} ともに0～2.5[GHz]まで-23dB以下、2.5[GHz]以上で-20dB以下の良好な結果が得られた**。

* Q3D(2D EXTRACTOR)を用いアンソフトジャパン(株)の鈴木誠氏から提供を受け、

**HFSSを用いて(有)EMテクノロジーの藪内広一氏から提供をうけた。

3.3. その他の方法

図12(a)のようにアパーチャーを波状構造にして偶モードの通路を長くしたり、(b)のようにスリットを挿入して偶モードに直列にインダクタンスを挿入して遅波特性を得る方法も考えられる。これは基板上の平行線路の場合、逆に奇モードの位相速度が速くなるので、平行線路の奇モード電流の大きい部分にこのような構造が従来提案された[5]のを今回は偶モードに適用したのを提案するものである。

即ちマイクロストリップ線路中を、コプレーナガイドの中心線路幅より広くすれば得られる。

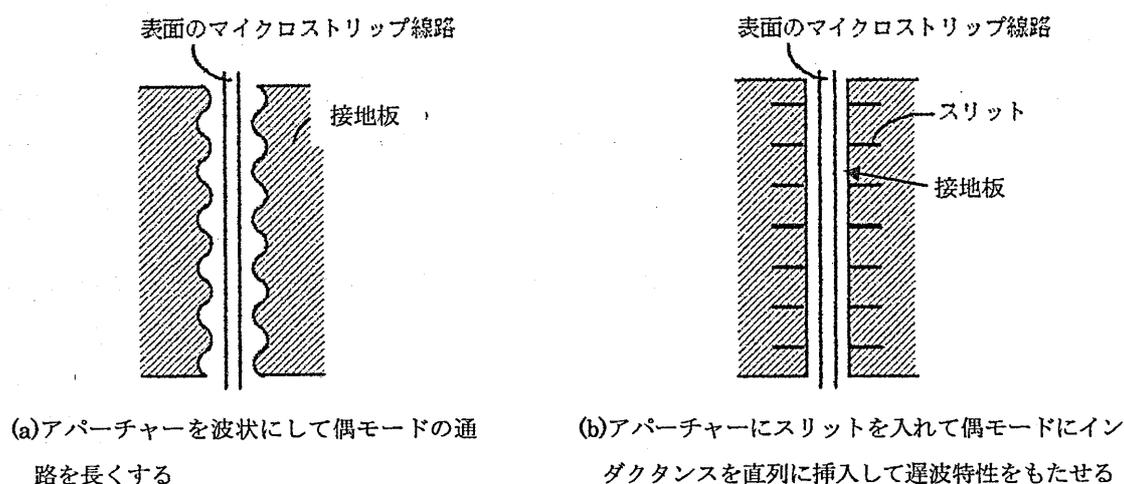


図12 アパーチャーの他の構造

特に図12の構造の接地板はマイクロストリップ線路とコプレーナガイドとの結合線路に応用できよう。この場合、接地面に関して非対称であるので、固有モードはCモードと π モードとなる[12]。然しながら設計を簡単にするため、形状は非対称でも電気定数は対称になるように構造を設定する。即ちマイクロストリップ線路中を、コプレーナガイドの中心線路幅より広くすれば得られる。

さて、ステップインピーダンス方法を用いるとき、コプレーナガイドのほうが影響の受け方が大である。これはマイクロストリップ線路よりも接地に接近しているからである。従って、ギャップ間隔に左右されない図12(b)のスリットが好ましい。また接地電流分布も両者異なる故、スリットも両者異なる位置に挿入することも好ましい。

即ち、マイクロストリップの接地電流はギャップからより離れた所にも流れるため、これらを考慮し

た設計もある。

3.4. 試作と実験結果

$n=3$ の場合を図 9 の Z_1 と Z_2 とを用いて試作した。 Z_1 と Z_2 の部分のアパーチャー幅は、 $h = 0.5[\text{mm}]$ $\epsilon_r = 2.17$ の基板のときそれぞれ $8.2[\text{mm}]$ 及び $5.7[\text{mm}]$ となり、尚入出力アパーチャーの不連続部に等価的に入るインダクタンスの影響を少なくするため、入出力のアパーチャー長を僅か短くして入出力のアパーチャー部の電気長を調整した。 実験結果は図 13(a)(b) の良好な特性を得た。 試作の写真を写真 3 に示す。

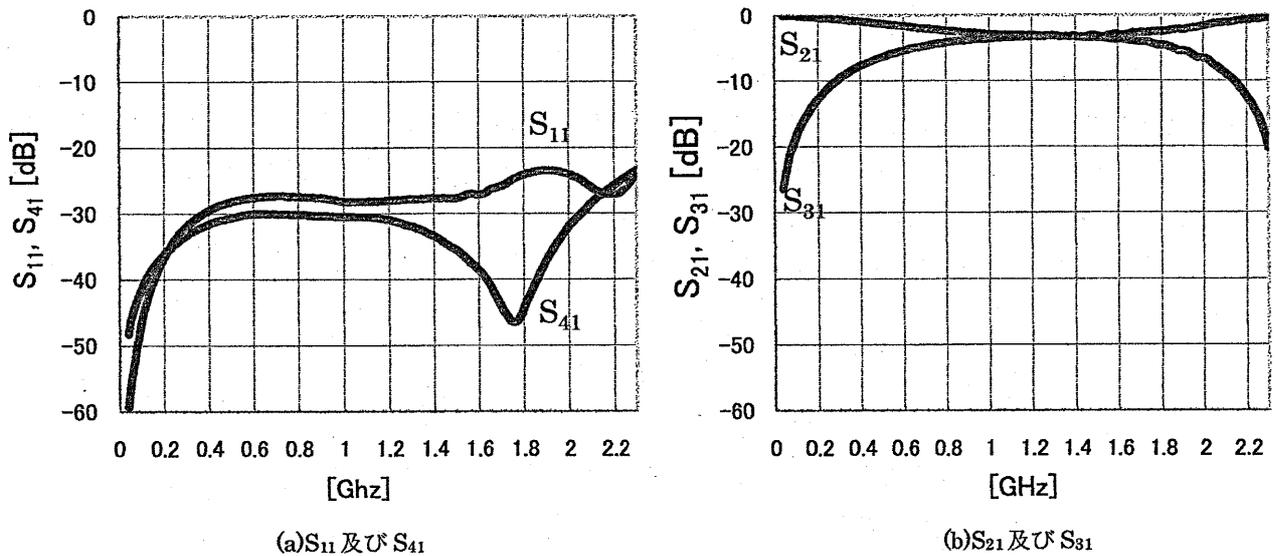


図 13 図 9 の Z_1 と Z_2 を用いて $n=3$ で試作した場合の周波数特性の測定値

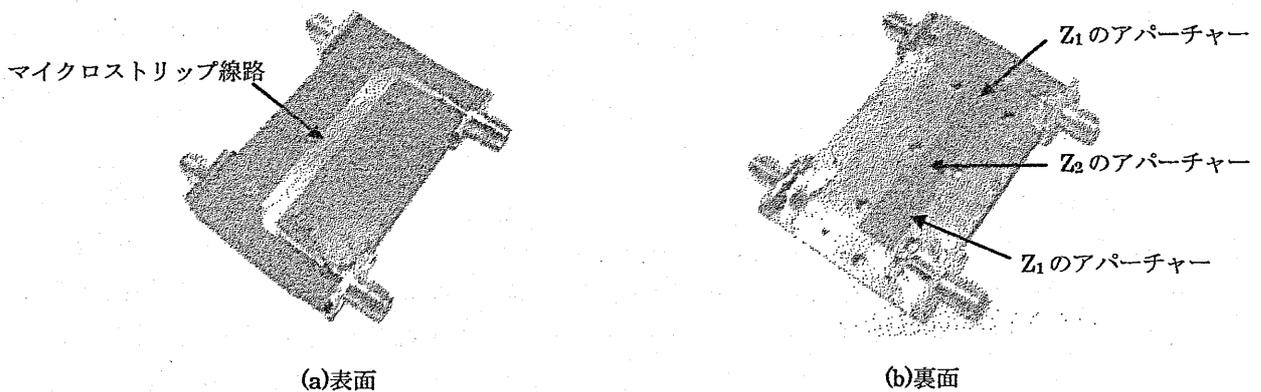
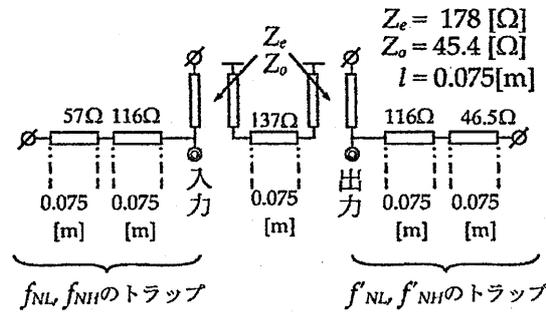


写真 3 $n=3$ のステップインピーダンスを用いた方向性結合器

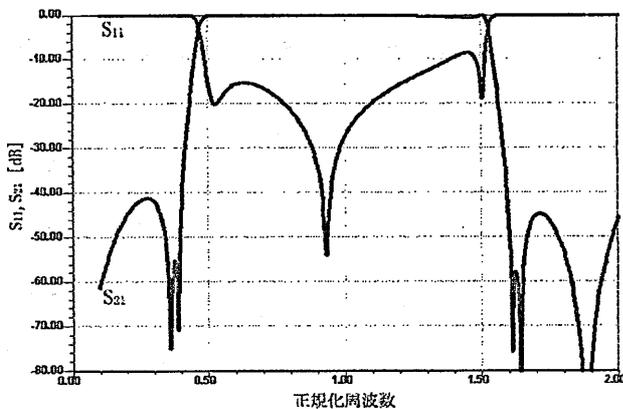
4. ステップインピーダンスを用いた結合線路を BPF に応用した特性

図 14(a) の構成において [2] 結合線路の部分に、実効比誘電率が異なるものを用いた特性は図 14(b) の如くな

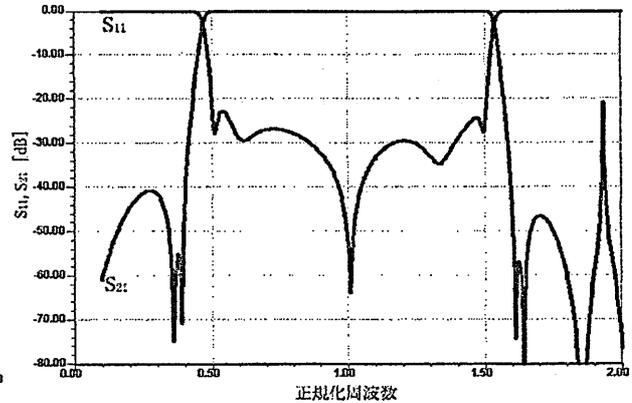
り、 $Z_1 = 251[\Omega]$, $Z_2 = 131[\Omega]$ で $n = 3$ のステップインピーダンスを用いると同図(c)のように改善され、ほぼ実効比誘電率の等しい場合の特性と近い結果がシミュレーションで得られる



(a)BPF の構成



(b)異なる実効誘電率をもつ結合線路を用いた特性



(c)ステップインピーダンスの結合線路を用いた特性

図 14 結合線路を用いた BPF の構成(a)において、結合線路の実効誘電率 $\epsilon_{r,odd} = 1.95$, $\epsilon_{r,even} = 1.4$ の場合の特性(b), 及びステップインピーダンスにした時の特性(c)を示す図

5. あとがき

以上、回路構成の観点から異なる位相速度の固有モードを持つ密結合線路の設計法を述べたが、実際構造を実現するにあたって、例えばステップインピーダンスのステップ部分にはエバネセント波発生に伴うインダクタンスがわずかではあるが生じるので、その影響の解析も必要である。これを確かめるための 3次元シミュレーションも行い、ほぼ満足できる特性は得たが、更なる詳細な検討が必要であろう。

その他、容易かつ安価にできる、位相速度を等価的に等しくする構造の研究は、今後用途が広いと思われる。

参考文献

- [1] 小西, “実用マイクロ波設計マニュアル”, ケイラボ出版発行, CQ 出版発売. 2008 年
- [2] 小西, “高周波・マイクロ波フィルターと応用”, ケイラボ出版.

- [3] K.C.Wolters et.al, "Analysis and Experimental Evaluation of Distributer Overlay Structures in Microwave Integrated Circuit", MTT International Microwave Symposium, PP.123~130, 1968.
- [4] Raje S.Mongia, "RF of Microwave Coupled Line Circuits", Artech House, PP.415~445, 1999.
- [5] de Ronde, F.C.Wide-Band High Directivity in MIC Proximity Couplers by Planar Means", IEEE MIT'S Int. Microwave Symp. Digest, PP.480~482, 1980.
- [6] 小西, "容量負荷形 VIP(縦形平面回路)を用いた方向性結合器", 輻射科学研究会, RS07-16, 2008年3月.
- [7] D.M.Pozar, "Microwave Engineering", John Wiley of Sons, Inc. P.364.
- [8] N.Herscoviei and D.M.Pozar, "Full-wave Analysis of Aperture-Coupled Microstrip Lines", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol.39, PP.1108~1114, July 1991.
- [9] T.Tanaka, K.Tsunoda and M.Aikawa, "Slot-Coupled Directional Couplers Between Double-Sided Substrate Microstrip Lines and Their Applications", IEEE Trans. on Microwave Theory Tech. Vol.36, PP.1752~1757, Dec.1988.
- [10] L.Zhu and K.wu, "Ultrabroad-Band Vertical Transition for Multilayer Integrated Circuits", IEEE Microwave and Guide Wave Filters, Vol.9, Nov. 1999.
- [11] 小西, "実用マイクロ波技術講座 第2巻", ケイラボ出版発行, CQ 出版発売, PP.217~218.
- [12] [1]の PP.276~278.

構造的発色の数値解析と表色

Numerical Analysis and Color Specification for Structural Colors

若林 秀昭[†] 山北 次郎

岡山県立大学 情報工学部

[†] waka@c.oka-pu.ac.jp

2008年7月15日(火)

於 大阪大学 基礎工学研究科

(*) カラー原稿を必要とされる方は、輻射科学研究会事務局へご連絡下さい。

概要 構造的発色は、光波の波長あるいはそれ以下の微細構造による光の回折や干渉に起因する発色現象である。本報告では、構造的発色について、まず、電束・磁束密度展開を用いた回折格子の厳密な解析法により、可視波長領域の反射スペクトルの数値計算を行う。次に、求めた反射スペクトルから、CIE-XYZ 表色系における三刺激値を求め、sRGB (standard RGB) 表色系に変換することにより、定量的に色を表示する方法を提案する。モルフォチョウの翅表面を例に挙げ、数値解析と表色結果から、提案する方法の妥当性を示す。

1 まえがき

色素による発色は、色素が光のエネルギーの一部を吸収し、残りの光を散乱・反射しているのに対して、構造的発色は、物質としてのエネルギーのやりとりなしに、空間的な構造による光の干渉や回折など物理的な現象を通して発色する現象である。従って、構造的発色は色素や顔料による発色と異なり、紫外線などによる脱色等、色が劣化することがないため、繊維や、自動車の塗装などの工業的分野において、有用であると考えられる。構造的発色は、昆虫、鳥、魚など自然界に多く見られ、代表的なものに、中南米に棲息するモルフォチョウの翅が知られている。モルフォチョウの翅は、金属光沢のある強い青色の輝きを有し、観察方向によって、色合いが変化するという極めて興味深い光学的特性を示す。モルフォチョウの翅表面は、図 1 の走査顕微鏡写真のように、lamella と呼ばれる柵構造になっており、柵と柵の間隔は、光の波長程度である。この柵の材質は、クチクラ (キューティクル) という等方性の媒質であることが知られている^(1,2)。モルフォチョウの翅表面をクチクラ層と空気層の多層膜の周期構造と見なすと、1 周期の光学距離は青色の光が干渉して強め合う条件を満たしていることが知られている。このように、多層膜干渉は構造的発色に大きく影響し、モルフォチョウだけでなく、熱帯魚ネオンテトラ、カメムシ、タマムシ、クジャク等、他の生物においても、報告されている^(1,3)。このため、構造的発色の仕組みを解明するために、光学的特性を調べる研究が多数行われている^(2,3)。しかしながら、構造的発色は、モルフォチョウの翅表面のように、複雑な周期構造を伴うことが多いものの、厳密に解析した報告は少なく、さらに、光学的特性から色を定量的に表示する表色に関する報告は筆者らの知る限り、無いようである。

そこで本報告では、数値計算によって求めた可視波長領域における反射スペクトルを、CIE¹ が導入した XYZ 表色系と sRGB (standard RGB) 表色系の三刺激値を用いることにより、色を定量的に表示する表色方法を提案し^(4,5)、その妥当性を考察する。sRGB は多くの企業により支持された標準の色域であり、OS、デジタルカメラ、モニター、プリンタ等でサポートされている⁽⁶⁾。

本方法の妥当性を示すために、モルフォチョウの翅表面を例として、多層膜構造、及び多層構造の回折格子としてモデル化し、筆者らが提案してきた、電束・磁束密度展開を用いた回折格子の厳密な解析法⁽⁷⁻⁹⁾を用いて、反射スペクトルの数値解析を行う。反射スペクトルから sRGB 値へ、直接変換するのではなく、CIE-XYZ 表色系に一度変換し、その後、sRGB 表色系に変換して、構造的発色の表色を行う。CIE-XYZ 表色系は、三刺激値が時と場所を選ばないため、また、容易に得られるため、他の色域への変換が容易になるという利点がある。まず、クチクラ層と空気層の多層膜構造モデルについて、表色を行い、モルフォチョウの翅表面の色と比較することにより、提案する表色方法の妥当性を示す。次に、回折格子モデルについて、数値解析と表色を行い、多層膜モデルとの違いを調べる。

¹国際照明委員会 (英 International Commission on Illumination, 仏 Commission Internationale de l'Éclairage, CIE)

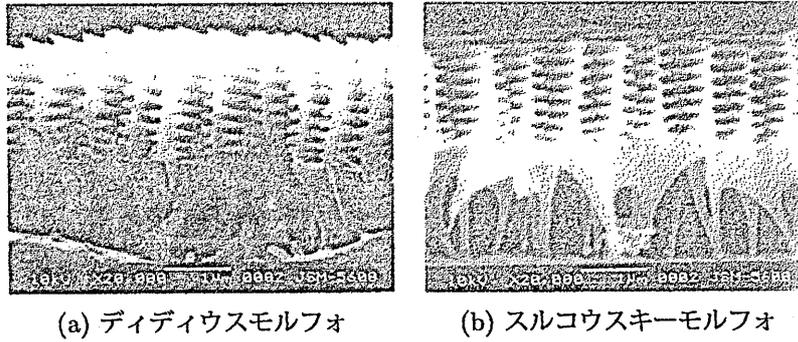


図1 モルフォチョウの翅の走査電子顕微鏡写真 (文献(3) p. 118 を引用)

2 誘電体格子の回折問題の数値解析

波長 λ の光が、周期 Λ を持つ誘電体格子に入射角 θ_i で入射する 2 次元回折問題を考える。数値解析法として、電束・磁束密度の空間高調波展開と行列固有値を用いる計算法を用いる。格子側面を x - z 平面に一致させることによって、 z 軸方向に連続関数である電束密度 D_z と磁束密度 B_z を空間高調波展開する。不連続点を含まない連続関数からなる 6 成分 ($E_x, E_y, D_z, H_x, H_y, B_z$) をスペクトル領域で解析する計算法の定式化を行う。図 2 のように、空気領域を第 1 層、基板領域を第 L 層として、格子領域を $(L-2)$ 層の方形格子の階段多層分割によって表現し、 $L-1$ 層からなる媒質の境界値問題を考える。

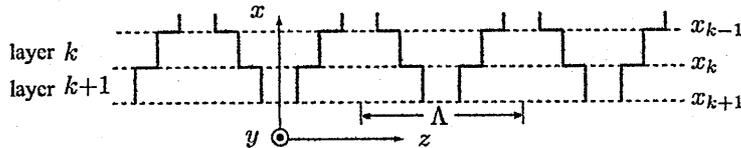


図2 格子領域の多層分割

以下の理論において、空間座標 (x, y, z) は全て波数 $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ によって、 $k_0x \rightarrow x$, $k_0y \rightarrow y$, $k_0z \rightarrow z$ のように規格化して定式化を行う。規格化された空間座標に対するマクスウェルの方程式は

$$\overline{\text{curl}}\sqrt{Y_0}\mathbf{E} = -i\mu\sqrt{Z_0}\mathbf{H}, \quad \overline{\text{curl}}\sqrt{Z_0}\mathbf{H} = i\epsilon\sqrt{Y_0}\mathbf{E} \quad (1)$$

のように表される。ここで、 $Z_0 = 1/Y_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ であり、 μ, ϵ はそれぞれ、比透磁率、比誘電率である。 $\overline{\text{curl}}$ は k_0 で空間変数が規格化された回転 (rotation) を示している。

各層において、 $\epsilon(z), 1/\epsilon(z), \mu(z), 1/\mu(z)$ は媒質の周期性より、フーリエ展開係数 $\tilde{\epsilon}_m, (1/\tilde{\epsilon})_m, \tilde{\mu}_m, (1/\tilde{\mu})_m$ を用いて、次式のようにフーリエ級数展開できる。

$$\begin{pmatrix} \epsilon(z) \\ 1 \\ \epsilon(z) \\ \mu(z) \\ 1 \\ \mu(z) \end{pmatrix} = \sum_{m=-N_f}^{N_f} \begin{pmatrix} \tilde{\epsilon}_m \\ (1/\tilde{\epsilon})_m \\ \tilde{\mu}_m \\ (1/\tilde{\mu})_m \end{pmatrix} \exp\left\{i m \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right) z\right\} \quad (2)$$

また、構造の周期性から、各領域にける電磁界の x, y 成分 E_ℓ, H_ℓ ($\ell = x, y$), 電束・磁束密度の z 成分 D_z, B_z は, $e_{\ell m}(x), h_{\ell m}(x), d_{zm}(x), b_{zm}(x)$ を展開係数とする空間高調波によって

$$\begin{Bmatrix} \sqrt{Y_0} E_\ell \\ \sqrt{Z_0} H_\ell \\ \sqrt{Y_0} D_z \\ \sqrt{Z_0} B_z \end{Bmatrix} = \sum_{m=-M}^M \begin{Bmatrix} e_{\ell m}(x) \\ h_{\ell m}(x) \\ d_{zm}(x) \\ b_{zm}(x) \end{Bmatrix} \exp(-is_m z) \quad (3)$$

のように展開表示できる。ここで、 s_m と s_0 は、周期 Λ , 波長 λ , 第 1 層の比誘電率 ϵ_1 , 比透磁率 μ_1 および入射角 θ_i によって

$$s_m = s_0 + m s, \quad s_0 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \sin \theta_i, \quad s = \lambda / \Lambda \quad (4)$$

のように与えられる。マクスウェルの方程式を y, z 成分に関して整理すれば、係数行列 $[C]$ を用いて、次式のような行列微分方程式が得られる。

$$\frac{dF(x)}{dx} = i [C] F(x) \quad (5)$$

$$F(x) = \begin{Bmatrix} \begin{bmatrix} e_y \\ b_z \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} d_z \\ h_y \end{bmatrix} \end{Bmatrix}, \quad [C] = \begin{Bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -[1] \\ [1/\mu]^{-1} (-[\epsilon] + [s][\mu]^{-1}[s]) & 0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & [1/\epsilon]^{-1} ([\mu] - [s][\epsilon]^{-1}[s]) \\ [1] & 0 \end{bmatrix} \end{Bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{TE-wave} \\ \text{TM-wave} \end{array} \quad (6)$$

$$[\epsilon] = [\bar{\epsilon}_{n-m}], \quad [1/\epsilon] = [(1/\bar{\epsilon})_{n-m}], \quad [\mu] = [\bar{\mu}_{n-m}], \quad [1/\mu] = [(1/\bar{\mu})_{n-m}] \quad (7)$$

式 (5) は係数行列 $[C]$ の行列固有値問題に帰着する。 $2(2M+1)$ 元の列ベクトル $\mathbf{a}(x)$ を導入して

$$F(x) = [T] \mathbf{a}(x) \quad (8)$$

のように変換すれば、行列微分方程式 (5) の解は行列 $[C_m]$ の固有値 κ_m^\pm とこれに対応する固有ベクトルからなる対角化行列 $[T_m]$ によって、各領域内における電磁界成分は、

$$F_m(x) = [T_m] \begin{bmatrix} U(\kappa_m^+, x - x_0) & 0 \\ 0 & U(\kappa_m^-, x - x_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_m^+(x_0) \\ a_m^-(x_0) \end{bmatrix} \quad (9)$$

で与えられる。但し、

$$U(\kappa_m^\pm, x) = \exp(i \kappa_m^\pm x) \quad (10)$$

であり、固有値 κ_m は汎用プログラムを用いて、数値的に求められる。第 1 層, 第 L 層は、周期性の無い一様な領域であるため、比誘電率 $\epsilon(z) = \epsilon[1]$, 比透磁率 $\mu(z) = \mu[1]$ と表される。従って、係数行列 $[C]$ の全ての小行列は対角要素となる。第 m 次の要素に対応する部分だけ、抜き出すと、次式のような行列微分方程式が得られる。

$$\frac{dF_m(x)}{dx} = i [C_m] F_m(x) \quad (11)$$

$$F_m(x) = \begin{Bmatrix} \begin{bmatrix} e_y \\ b_z \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} d_z \\ h_y \end{bmatrix} \end{Bmatrix}, \quad [C_m] = \begin{Bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -\epsilon\mu + s_m^2 & 0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & \epsilon\mu - s_m^2 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \end{Bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{TE-wave} \\ \text{TM-wave} \end{array} \quad (12)$$

のように表される。固有値 κ_m^\pm と固有ベクトル t_m は、次式のように解析的に求められる。

$$\kappa_m^\pm = \mp \xi_m = \mp \sqrt{\varepsilon\mu - s_m^2}, \quad t_m^\pm = \begin{cases} \begin{bmatrix} \sqrt{\mu} \\ \pm \xi_m \sqrt{\mu} \end{bmatrix} & \text{TE-wave} \\ \begin{bmatrix} \xi_m \sqrt{\varepsilon} \\ \pm \sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} & \text{TM-wave} \end{cases} \quad (13)$$

となる。ただし、 ξ_m は複素数の場合、虚数部が負となるように符号選択し、 $e_{ym}h_{zm}^* = \pm \xi_m$ 、 $-e_{zm}h_{ym}^* = \pm \xi_m$ になるように規格化している。従って、対角化行列は、次式で与えられる。

$$[T_m] = [t_m^+ \quad t_m^-] \quad (14)$$

各境界面上に電流・磁流源が存在しなければ、電磁界の接線成分 e_ℓ 、 h_ℓ ($\ell = y, z$) は連続となる。 $e_z = [1/\varepsilon]d_z$ 、 $h_z = [1/\mu]b_z$ より、変換行列 $[M]$ を次式のように定義する。

$$[M]F(x) = \begin{cases} \begin{bmatrix} e_y(x) \\ h_z(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \end{bmatrix}, & [M] = \begin{cases} \begin{bmatrix} [1] & [0] \\ [0] & [1/\mu] \end{bmatrix} & \text{TE-wave} \\ \begin{bmatrix} [1/\varepsilon] & [0] \\ [0] & [1] \end{bmatrix} & \text{TM-wave} \end{cases} \end{cases} \quad (15)$$

$x = x_k$ ($k = 1 \dots L-1$) において、境界条件より、

$$\begin{aligned} [M_k][T_k] \begin{bmatrix} [1] & [0] \\ [0] & [U(\kappa_k^+, x - x_{k-1})] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_k^+(x_k) \\ a_k^-(x_{k-1}) \end{bmatrix} \\ = [M_{k+1}][T_{k+1}] \begin{bmatrix} [U(\kappa_{k+1}^+, x - x_{k+1})] & [0] \\ [0] & [1] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{k+1}^+(x_{k+1}) \\ a_{k+1}^-(x_k) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

の線形方程式が得られる。但し、 $k = 1, L-1$ のとき、 $x_0 = x_1$ 、 $x_L = x_{L-1}$ とする。入射波条件、放射条件として、

$$a_1^- = [0 \dots 1 \dots 0]^t, \quad a_L^+ = [0 \dots 0 \dots 0]^t \quad (17)$$

が与えられ、未知数は $a_1^+(x_1)$ 、 $a_L^-(x_{L-1})$ であり、波長 λ における誘電体格子の m 次の分光反射率・透過率は、それぞれ次式で定義される。

$${}^{E(M)}R_m(\lambda) = \frac{|Re\{\kappa_{1m}^+\}| |a_{1m}^+(x_1)|^2}{|Re\{\kappa_{10}^-\}|}, \quad {}^{E(M)}T_m(\lambda) = \frac{|Re\{\kappa_{Lm}^-\}| |a_{Lm}^-(x_{L-1})|^2}{|Re\{\kappa_{10}^-\}|} \quad (18)$$

上付き文字 E, M は TE 波, TM 波の場合を示す。発色を調べるには、無偏光の入射光を想定すれば良いので、無偏光に対する m 次の分光反射率を、TE 波と TM 波の分光反射率の平均値として、次式のように定義する。

$$R_m(\lambda) = \frac{\{ {}^E R_m(\lambda) + {}^M R_m(\lambda) \}}{2} \quad (19)$$

3 反射スペクトルによる表色

色の普遍的な三刺激値が時と場所を選ばず、容易に得られる XYZ 表色系から、sRGB (Standard RGB) に 1 次変換し表色する方法について述べる。三刺激値 X, Y, Z は、等色関数 $\bar{x}(\lambda)$ 、 $\bar{y}(\lambda)$ 、 $\bar{z}(\lambda)$ を用いて、次式により求められる。

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = k \begin{bmatrix} \int_{\text{vis}} R_m(\lambda) P(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda \\ \int_{\text{vis}} R_m(\lambda) P(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda \\ \int_{\text{vis}} R_m(\lambda) P(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda \end{bmatrix} \quad (20)$$

ここで、積分 (\int_{vis}) は可視波長域 (380 ~ 780 [nm]) で取るものとし、定数 k は

$$k = 1 / \int_{\text{vis}} P(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda \quad (21)$$

であり、全反射の Y 値が 1 となるように正規化している。 $P(\lambda)$ は本来、照明光の分光分布であるが、電磁波の散乱問題では、入射波の分光分布は無く、一定である。そこで、 $P(\lambda) = 1$ とすると、照明に無関係の表面色として、次のように定義することが可能である。

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \frac{1}{\sum_{k=1}^n \bar{y}(\lambda_i) \Delta\lambda} \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^n R(\lambda_i) \bar{x}(\lambda_i) \Delta\lambda \\ \sum_{k=1}^n R(\lambda_i) \bar{y}(\lambda_i) \Delta\lambda \\ \sum_{k=1}^n R(\lambda_i) \bar{z}(\lambda_i) \Delta\lambda \end{bmatrix} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \bar{y}(\lambda_i)} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n R_m(\lambda_i) \bar{x}(\lambda_i) \\ \sum_{i=1}^n R_m(\lambda_i) \bar{y}(\lambda_i) \\ \sum_{i=1}^n R_m(\lambda_i) \bar{z}(\lambda_i) \end{bmatrix} \quad (22)$$

ここで、 λ_i ($i = 1, \dots, n$) は、波長間隔 $\Delta\lambda$ によって定まる離散的な波長点を表し、波長間隔 $\Delta\lambda$ は一般の実用目的に対して 5 [nm] で十分であると記述されている⁽¹⁰⁾。等色関数 $\bar{x}(\lambda_i)$ 、 $\bar{y}(\lambda_i)$ 、 $\bar{z}(\lambda_i)$ の値は実験結果をもとにした値であり、文献⁽¹⁰⁾を参照する。次に、XYZ 表色系から sRGB 表色系に変換する。式 (22) によって求められた三刺激値 X 、 Y 、 Z からリニア sRGB 表色系の三刺激値に次式のように、1 次変換する。

$$\begin{bmatrix} R' \\ G' \\ B' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3.2410 & -1.5374 & -0.4986 \\ -0.9692 & 1.8760 & 0.0416 \\ 0.0556 & -0.2040 & 1.0570 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad (23)$$

ガンマ補正を次式のように施し、RGB 値を求める。 $C' = R', G', B'$ として、

$$C'' = \begin{cases} 1.055 C'^{1.0/2.4} - 0.055 & (C' > 0.0031308) \\ 12.92 & (C' \leq 0.0031308) \end{cases} \quad (24)$$

さらに、 $C = R, G, B$ として 0 ~ 255 の値に規格化する。

$$C = \text{round}(255 C'') \quad (25)$$

但し、 $\text{round}(A)$ は引数 A に最も近い整数を返す関数とする。この R 、 G 、 B を用いて、構造的発色の表色を行う。

4 数値計算例

本節では、数値解析により求めた反射スペクトルから、表色を行う。筆者らが提案する方法の妥当性を示すために、モルフォチョウの翅を例に挙げ、数値解析と表色を行う。無偏光の入射波に対する反射率について調べることにする。モルフォチョウの構造的発色は、多層膜干渉と回折格子に起因していることが知られ、ディディウスモルフォでは、柵の突起部分の厚さは 65 [nm] 程度、柵と柵の間隙は 130 [nm] 程度であり、柵の材質はクチクラ (屈折率 1.6) であると言われている⁽¹⁾。

まず、モルフォチョウの翅を、クチクラと空気の層が互い違いに並ぶ多層膜構造として考える。多層膜構造の層数が大きい場合、2 つの層の屈折率をそれぞれ、 n_a 、 n_b 、厚さをそれぞれ、 h_a 、 h_b とすると、垂直入射の場合、光学距離は、

$$\lambda = 2(n_a h_a + n_b h_b) \quad (26)$$

で与えられる。この式に、ディディウスモルフォのパラメータを代入すると、光学距離は $\lambda = 468$ [nm] となり、青色の光を強め合う条件を満たしていることがわかる。図 3(a)(b) に、クチクラの層数 Q に対

する可視波領域における反射スペクトルの計算値とその表色結果を示す。クチクラの層数 $Q = 2, 3, 4, 5$, $\theta_i = 0^\circ$ とする。クチクラの層数が大きくなると、反射率が大きくなり、明るい青色になる様子がわかる。また、図 (a) の反射率のピークは光学距離にほぼ一致していることがわかる。翅は通常、青色に見える。翅をメタノール (屈折率 1.36) に浸した実験では、黄緑色に変化することが文献⁽¹⁾で観察されている。そこで、クチクラとメタノールの層からなる多層膜の場合を、図 4(a)(b) に示す。2つの層の屈折率の差が小さくなるため、図 3 と比べて、反射率が小さいが、黄緑色になっている様子がわかる。このとき、式 (26) から、光学距離は 561 [nm] となり、図 (a) の反射率のピークにほぼ一致し、黄緑色になることがわかる。

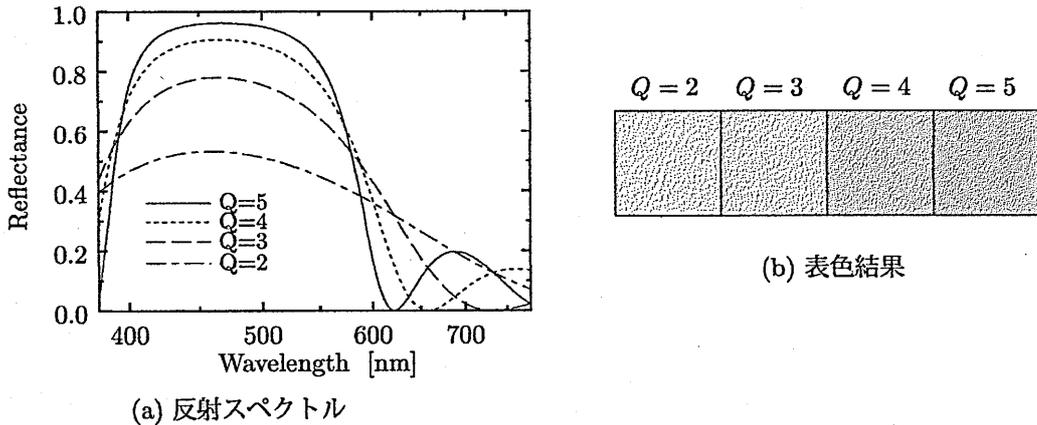


図 3 クチクラと空気の層からなる多層膜の場合

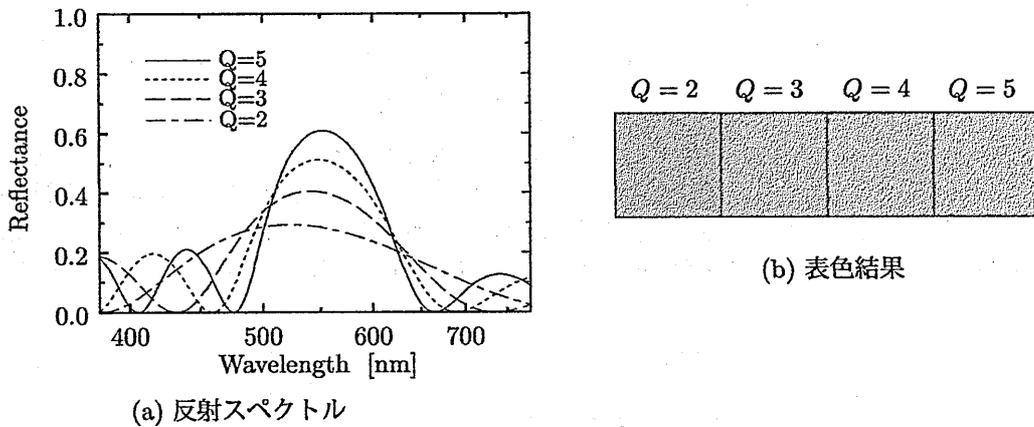


図 4 クチクラとメタノールの層からなる多層膜の場合

図 5 に、クチクラの層数 $Q = 7$ とした場合の入射角度に対する表色結果を示す。図 (a) はクチクラと空気の層、図 (b) はクチクラとメタノールの層からなる多層膜構造の場合であり、それぞれ、左から $0, 5, \dots, 90^\circ$ の 5° 間隔の表色結果である。この図から、観察方向によって、色が大きく異なることがわかる。

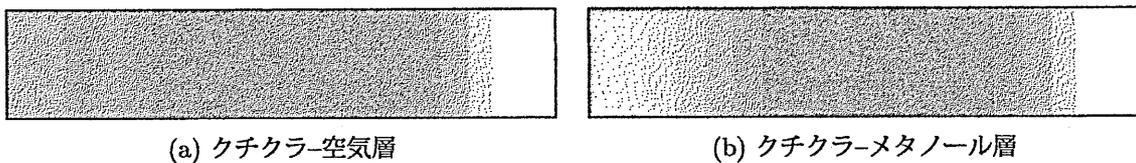
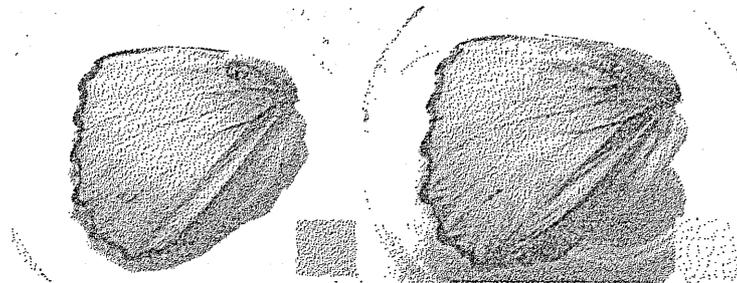


図 5 入射角度に対する表色の变化

モルフォチョウの翅を空气中、エタノールに入れたときの観察結果と、表色結果の比較を図 6 に示す。図 (a) は上から見たときであり、 $\theta_i = 0^\circ$ のときの表色結果と、図 (b) は斜めから見たときであり、 $\theta_i = 50^\circ$ のときの表色結果と比較した。これらの図から、色の変化の傾向は、ほぼ合っている様子がわかる。以上から、モルフォチョウの翅の構造色は多層膜干渉による影響が大きいと考えられる。



(a) 上から観察したとき



(b) 斜めから観察したとき

図 6 モルフォチョウの翅の観察結果 (文献 (1) 口絵 4) と表色結果の比較
(左は空气中、右はメタノール中)

次に、モルフォチョウの翅を、図 7 に示す回折格子モデルと考えると、構造色を調べる。図 Fig:1 の電子顕微鏡写真からわかるように、翅の構造には、ばらつきがあるが、本論文では、文献 (1) を目安にして、表 1 のようなパラメータを設定した。以下の数値計算では、打ち切り展開項数 $2M+1=51$ で計算し、0 次の反射波の無偏光に対する反射率、つまり TE 波、TM 波入射における反射率の平均値を示す。

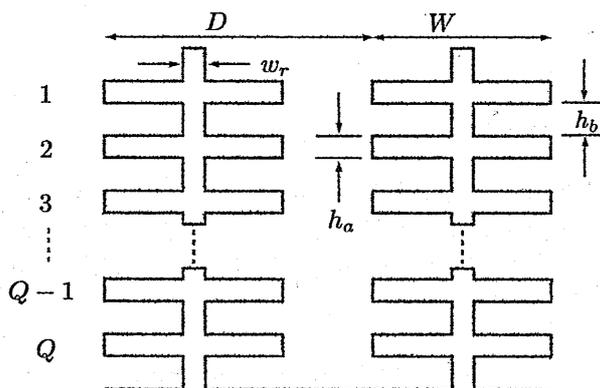


表 1 パラメータ

Q	7
D [nm]	700
W [nm]	300
w_r [nm]	60
h_a [nm]	65
h_b [nm]	130

図 7 回折格子モデル

まず、lamella の幅 W を変えた場合の反射スペクトルの計算値とその表色結果を図 8(a)(b) に示す。図 (a) をみると、幅が大きくなると、反射率が大きくなるものの、ピークが、緑色の波長域に近づいて

いる様子がわかる。図 (b) の表色結果をみると、 $W = 500$ [nm] のときは、やや緑がかっている。次に、lamella の幅は表 1 の値とし、周期 D を変えた場合の反射スペクトルの計算値とその表色結果を図 9(a)(b) に示す。比較のため、多層膜構造モデルの反射スペクトルの計算値を示す。図 (a) をみると、周期が短くなると、反射率が大きくなる様子がわかる。多層膜構造モデルと比較して、回折格子モデルの場合、反射率が小さく、また、狭帯域になっていることがわかる。図 (b) から、反射率が大きい順、すなわち、多層膜構造モデル、 $D = 500$ [nm]、 $D = 700$ [nm] の順で、明るい青色になっている。

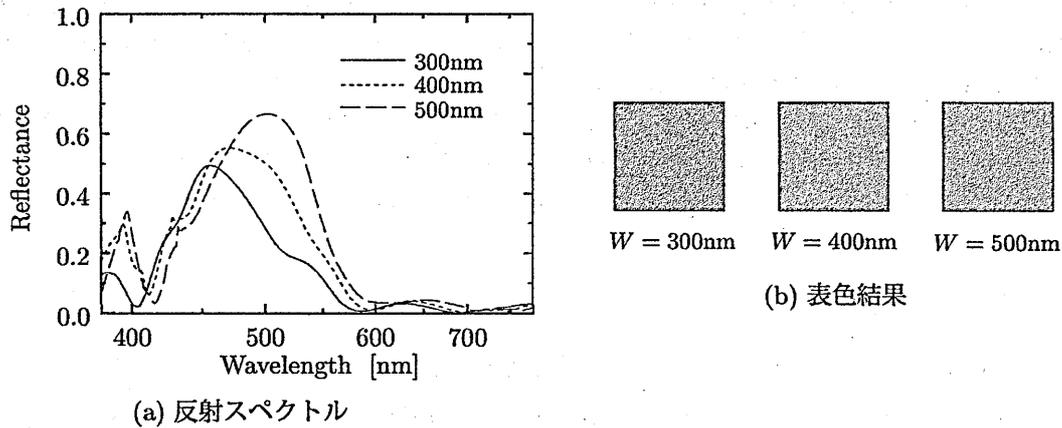


図 8 幅 W を変えた場合

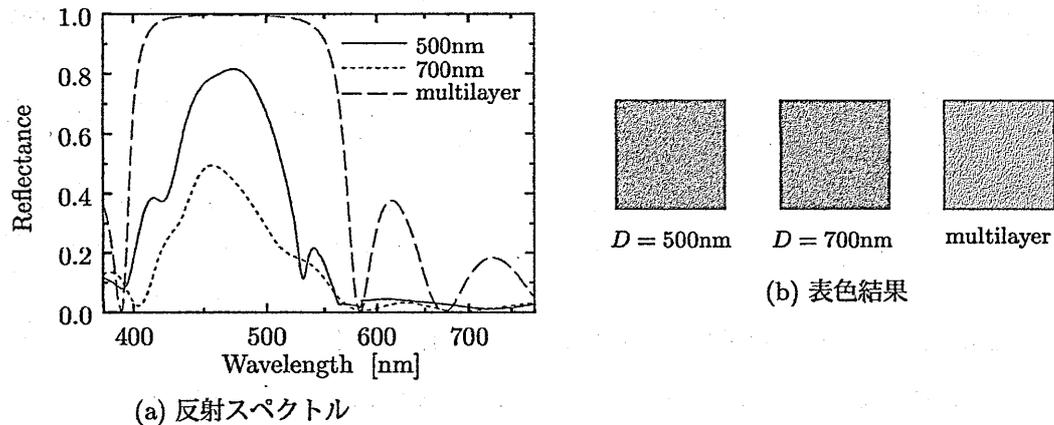
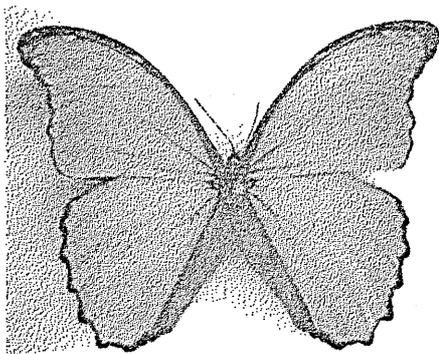
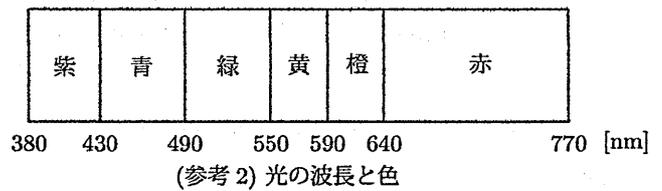


図 9 周期 D を変えた場合



(参考 1) デイディウスモルフオ
(文献 (3) Color Figure 19 を引用)



5 むすび

本稿では、数値計算によって求めた反射スペクトルから、CIE-XYZ 表色系と sRGB (standard RGB) 表色系の三刺激値を用いることにより、色を定量的に表示する表色方法を提案し、その妥当性を示した。モルフォチョウの翅表面を例として、多層膜構造、及び多層構造の回折格子としてモデル化し、筆者らが提案してきた、回折格子の厳密な解析法を用いて、反射スペクトルの数値解析を行った。反射スペクトルから CIE-XYZ 表色系に一度変換し、さらに、sRGB 表色系に変換して、構造的発色の表色を行った。まず、クチクラ層と空気層の多層膜構造モデルについて、表色を行い、モルフォチョウの翅表面の色と比較することにより、提案する表色方法の妥当性を示した。次に、回折格子モデルについて、数値解析と表色を行い、多層膜モデルとの違いを調べた。

今後は、モルフォチョウの回折格子モデルとして、格子層の lamella の幅が台形状、三角形の長さに変化する等、様々な回折格子について、検討し、構造と色の関係を明らかにしたい。また、構造に関するパラメータを入力すると、色が表示されるようなツールを作成したい。

参考文献

- (1) 木下修一, モルフォチョウの碧い輝き -光と色の不思議に迫る-, 化学同人, 2005.
- (2) 松田豊稔, “構造的発色の数値解析”, 電気学会研究会資料, 電磁界理論, EMT-97-7, pp. 37-42, 1997.
- (3) S. Kinoshita and S. Yoshioka, Structural colors in biological systems -Principles and applications-, Osaka University Press, 2005.
- (4) 井上景子, 若林秀昭, 稲井 寛, “構造色の表色に関する検討”, 2008 年電子情報通信学会総合大会エレクトロニクス講演論文集, CS-1-6, pp. S-11-S-12, March 2008.
- (5) H. Wakabayashi and J. Yamakita, “Color specification for structural colors by use of reflection spectrum”, Proceeding of 3-rd International Laser, Lightwave and Microwave Conference 2008, PS-2, April 2008.
- (6) 篠田博之, 藤枝一郎, 色彩工学入門 -定量的な色の理解と活用-, 森北出版, 2007.
- (7) H. Wakabayashi, M. Komatsu, J. Yamakita and M. Asai, “Improved convergence in the analysis of thin metallic gratings with thickness profiles”, American Geophysical Union, Radio Science, Vol. 38, No. 6, pp. 8-1-8-10, 2003.
- (8) H. Wakabayashi, J. Yamakita, M. Asai and H. Inai, “Availability of resistive boundary condition for thin metallic gratings placed in conical mounting”, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E87-C, No. 9, pp. 1560-1567, 2004.
- (9) M. Komatsu, H. Wakabayashi and J. Yamakita, “Computational methods for surface relief gratings using electric and magnetic flux expansions”, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E88-C, No. 12, pp. 2192-2198, 2005.
- (10) 日本色彩学会編, 新編 色彩科学ハンドブック 第 2 版, 東京大学出版会, 1998.

輻射科学研究会資料
RS08-10

小型光ファイバドップラーライダー ご説明資料

平成20年11月

 三菱電機株式会社

LIDAR
Light Detection And Ranging

ドップラーライダーとは？

LIDAR
Light Detection And Ranging

ライダー (Light Detection And Ranging)

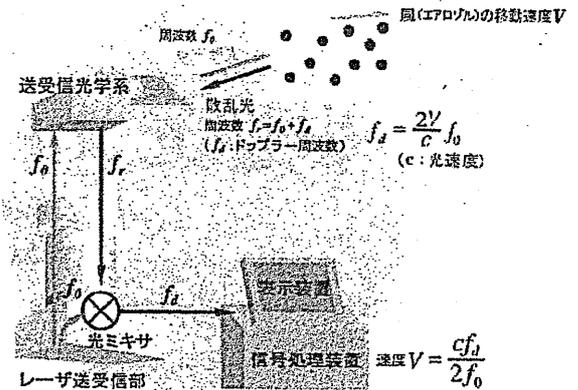
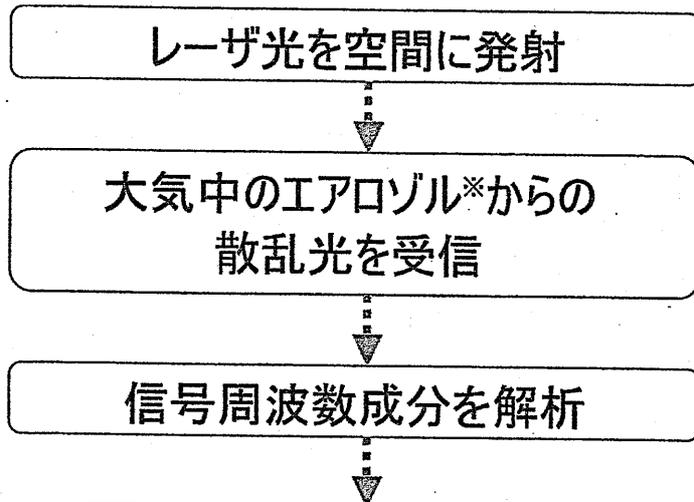
光をつかったレーダのため、『光波レーダ』あるいは、使われている光がレーザーであることから『レーザーレーダ』とも呼ばれています。

※ ライダのなかでもドップラー効果を利用して計測対象の移動速度を計測できるものを『ドップラーライダー』といいます。

三菱電機のドップラーライダーは・・・

大気中のエアロゾル(目に見えない塵や微粒子)を対象にそれらの移動速度を風速として計測します。

計測原理

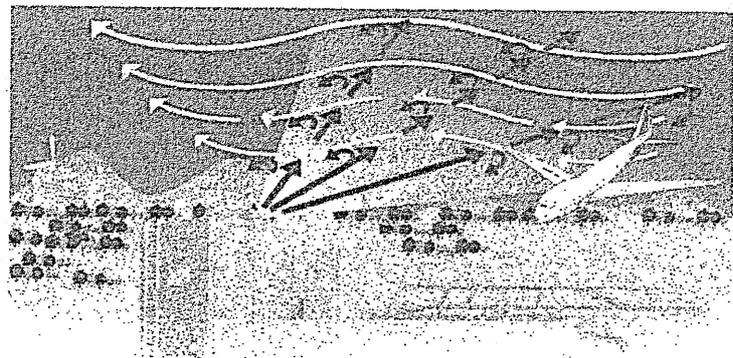


- 大気によって運ばれるエアロゾルの移動速度、すなわち上空の風速を計測します。
- 同時に、レーザー光を繰返しパルス送信しながら、レーザービームをスキャン(走査)することで、測定対象までの距離と方位を測定します。

※大気塵、目に見えない大きさ1/10～数ミクロンの浮遊粒子

特長

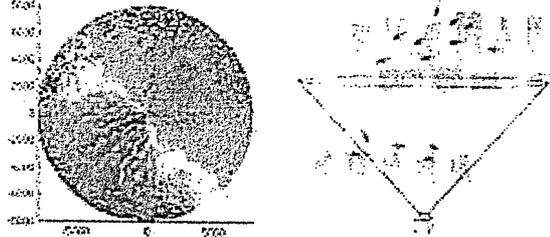
- 雨滴を測定対象とするマイクロ波の気象レーダと異なり、晴天時でも測定可能です。
- レーザ光を送受信するため騒音も出さず、周囲の騒音に計測への影響を受けません。
- レーザ光を送受信するため電波法の許認可が不要です。
- アイセーフ波長(近赤外/不可視)レーザを採用しており、目に対する安全を考慮しています。
- ビームが広がらないため、高い空間分解能が得られます。
(渦の垂直分布が観測可能)
- ビームが広がらないことから、地形反射の影響を受けない。
(低高度、低仰角の観測が可能)



適用分野

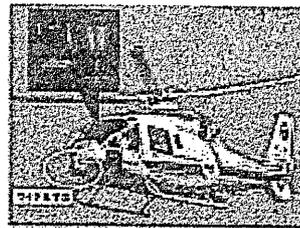
LIDAR
Light Detection and Ranging

●都市大気の流れ監視予測



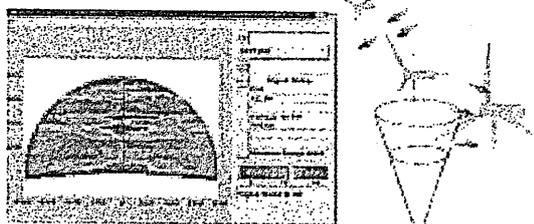
都市熱、工場排気などの拡散監視

●空の安全監視



航空機・空港周辺の乱気流検知

●産業エネルギー分野への応用



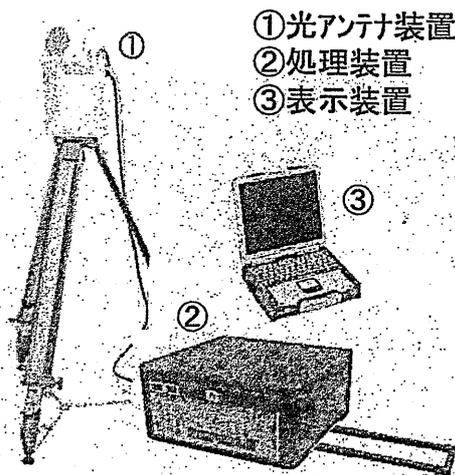
風力発電における風況調査

●リアルタイムの風コンテンツ



スポーツ、レジャーへの風情報提供

構成



主要性能

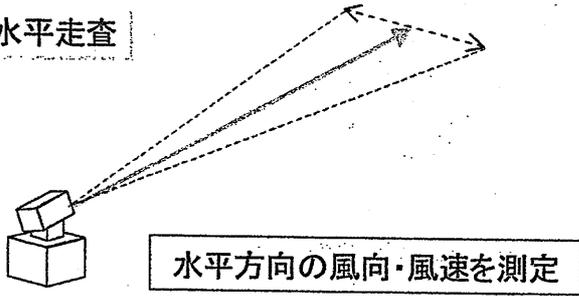
項目	性能	
	距離分解能 75m	距離分解能 30m
最大計測範囲 (視線方向)	1.5km	600m
最大計測風速 (視線方向)	30m/s以上	
速度分解能	0.6m/s以下	1.5m/s以下
送信波長	1.5μm帯 (アイセーフ波長)	
送信繰返し周波数	4kHz	
ビーム走査パターン	コニカル/水平/垂直	
ビーム走査	開口面方向±10° (コニカル走査) 開口面方向±20° (水平/垂直)	

寸法等

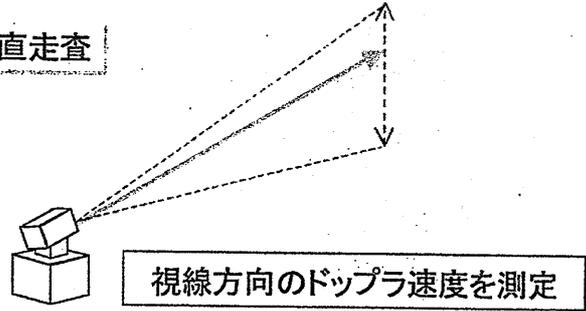
		外形寸法 W×H×D(cm)	重量 (kg)	所要電力 (VA)	操作 人数
I型	処理装置	55×55×60	50	400VA	2名
	光アンテナ装置	25×40×15	7		
III型	処理装置	65×30×60	30	300VA	1~2名
	光アンテナ装置	25×40×15	7		

ドップラーライダーのビーム走査

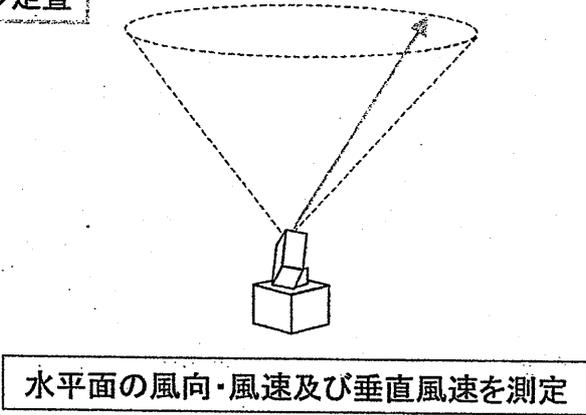
水平走査



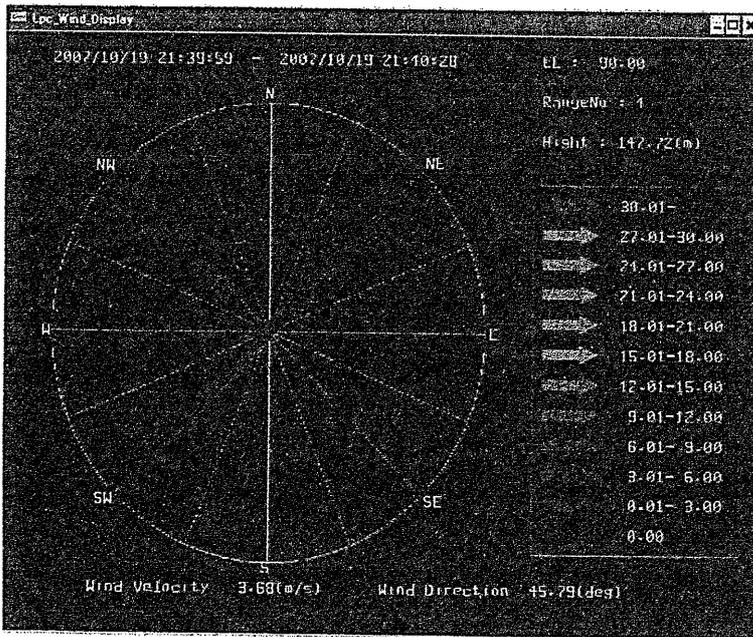
垂直走査



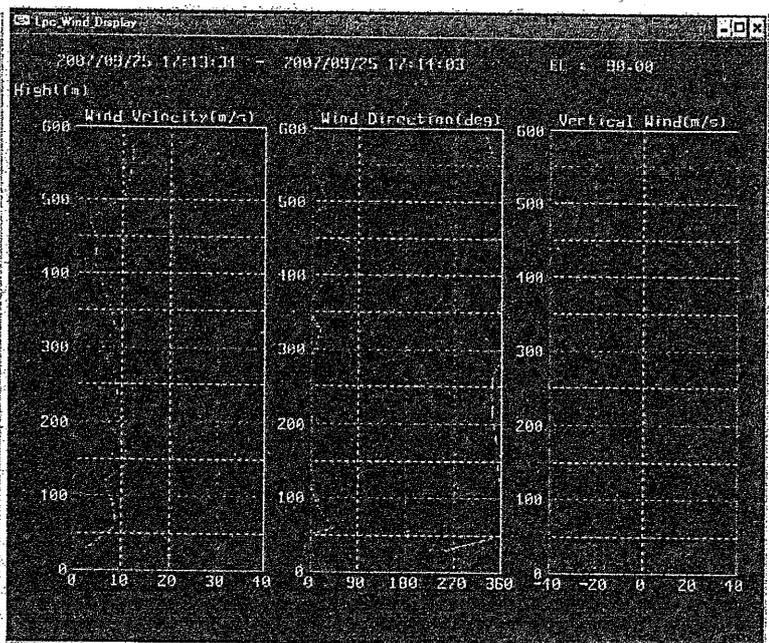
コニカル走査



表示例(コニカル走査時)

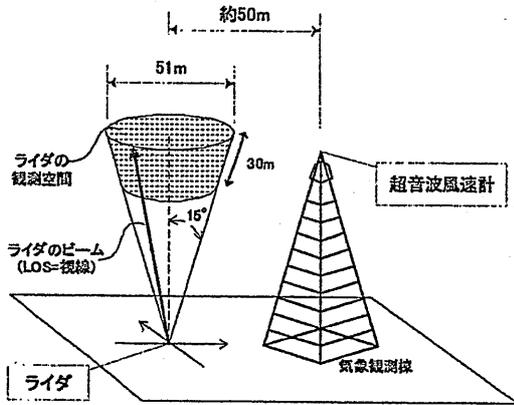


指定高度の水平風向・風速表示

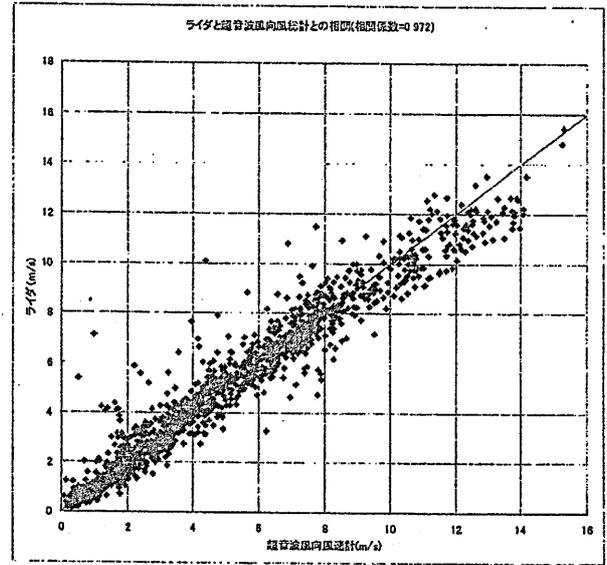


風向・風速高度分布表示

他の測定器との比較結果



Outlook of measurement at Fukushima nuclear power plant.



Correlation between the lidar and the ultrasonic wind direction and speed sensor (Correlation coefficient is 0.972)

第24回レーザーセンシングシンポジウム予稿「全光ファイバ型ドップラーライダを用いた上層風計測—風向風速計との比較結果」
松田 知也、安藤 俊行、古田 匡、平野 嘉仁 他 (2005)

パターン投影立体形状計測装置と その投影光源

3-D profile measurement system using pattern projection and its
projection light source

岩田耕一¹、森脇耕介¹、福田宏輝¹、富井隆春²、楠 文経²

Koichi Iwata¹ Kousuke Moriwaki¹
Hiroki Fukuda¹ Takaharu Tomii¹ Fuminori Kusunoki¹

¹ 大阪府立産業技術総合研究所、² デベロソリューションズ

1 Technology Research Institute of Osaka Prefecture

2 DEVELO Solutions Inc

●はじめに

立体形状計測を必要とする分野は、広範囲である。ざっと見渡しても、地形、土木、建造物、仏像など文化遺産、車体、ロボットビジョン、顔、アパレル、人体、歯、内視鏡、製品モックアップ、ハンダバンプなどのプリント基板関係、金型、レンズなどの光学部品、液晶ディスプレイ関連、半導体 IC 回路関連など多方面に亘る。

この内、凹凸の大きい地形や土木関連などに関しては、レーザ光の飛行時間を元にレーザビームを走査して画像化する方法が用いられている。最近では数十 cm 程度の凹凸用に、飛行時間を画像化するための画像センサが作られている。しかし、光の速度が非常に速いため、この方法は、大きい凹凸に限られる。

逆に、半導体や光学部品など μm や nm の精度を必要とするものについては、干渉法が用いられている。これは、光の波長を目盛りにして長さを測定する方法である。しかし、波長が短いため、 mm 程度の凹凸になるといろいろな工夫が必要となる。

これに対して、その中間の cm から μm 程度の精度を必要とする測定には、主として、3角測量法を基礎にした幾何光学的な方法が用いられる。その方法では、測定点を異なる2つの基準点から見込む角を測定して、この3点による3角形の形状を確定して、測定点までの距離を得る。本稿では三角測量法を原理とした立体形状計測の方法において、計測時間を短くすることと、コンパクトで安価な装置にすることを目指して行った研究開発について述べる。

開発した装置には、二つの新しい点がある。一つは、投影パターンとして従来から用いられていた線状の格子ではなく、2次元パターンとしての六方格子を用いたことである。これによって、3つの異なる方向の空間周波数に対応して3つの立体形状のデータが得られる。これらのデータを組み合わせてデータ処理することにより、高さの大きな物体も測定が可能になる。

二つ目は、パターンの投影にレンズを用いない方法を採用したことである。その方法は、*generalized grating imaging* という現象を利用している。ピッチの少し異なる2つの格子をある距離だけ離して平行に置き、それらを照明すると、格子からある特定の距離だけ離れた位置にコントラストの良い格子状の明暗分布が形成される。この現象はある程度の面積を持つインコヒーレント光源でも観察されるので、安価な光源を用いてレンズなしで周期的パターンを投影することができる。この現象は二つの格子の位置が同一平面内でない場合のモアレ縞とも考えられる。

本講演では、この装置における立体形状計測の方法の概要と、*generalized grating imaging* の解析について述べる。

● 六方格子を投影する立体形状計測法 [1]

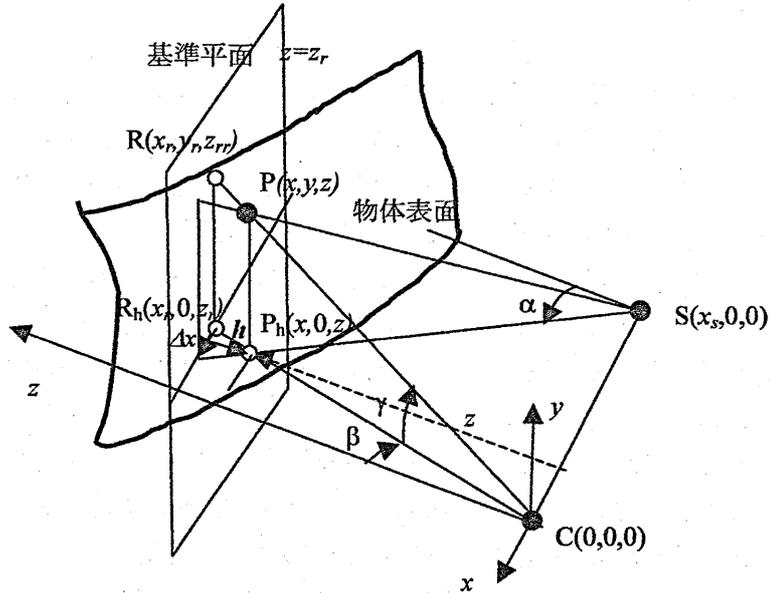


図1 三角測量法原理図

第1図にあるように、 $z=z_r$ の平面上に仮想的な基準平面を考え、この基準平面上の x_r 座標とともに強度 $I_r(x_r, y_r)$ が正弦的に変化する格子

$$I(x_r, y_r) = A + B \cos\left(2\pi \frac{x_r}{p} + \Phi\right) \quad (2)$$

を考える。ここで、 p は格子のピッチ、 Φ は $x_r=0$ における初期位相であり、画面上で一様で既知であるとする。基準平面がカメラの撮影面に平行であるとする、 x_r, y_r 座標はカメラの画面に対応している。物体を挿入すると、図1に示すように、カメラ画面での格子がずれる。このずれを Δx とすると、この強度変化は

$$I(x_r, y_r) = A(x_r, y_r) + B(x_r, y_r) \cos\left(2\pi \frac{x_r + \Delta x(x_r, y_r)}{p} + \Phi\right) \quad (3)$$

となる。物体の反射率が場所によって異なるので、 A, B も x_r, y_r の関数となる。

物体面上の測定点Pの基準面からの高さ h と格子の位置ずれ Δx の関係は、図1にあるようにカメラと光源の幾何学的位置関係で決まる。Sをパターン投影の中心、Cをカメラの撮影中心とすると、

$$\Delta x(x_r, y_r) = \frac{h(x_r, y_r)}{z_r + h(x_r, y_r)} x_s \quad (4)$$

であり、位置ずれを位相ずれで示すと、

$$\Delta\phi(x_r, y_r) = 2\pi \frac{\Delta x(x_r, y_r)}{p} \quad (5)$$

である。カメラで取り入れたデータから $I(x_r, y_r)$ が得られるので、これから、この位相ずれ $\Delta\phi$ を求める必要がある。(3)式における未知数は A, B と $\Delta\phi$ であるので、 $I(x_r, y_r)$ からこれらを求めるには工夫がいる。

この位相ずれを求める方法の一つとして、位相シフト法がある²。これは、式3における初期位相 ϕ を画面全体に亘って既知量だけシフトさせる方法である。3回以上変化させて、そのたびに $I(x_r, y_r)$ をもとめると、一つの画素における未知数3つに対して、方程式が3つ以上成立するので、各画素において $\Delta\phi(x_r, y_r)$ が求められることになる。理論的には、 A や B が空間的に変化していても、初期位相を変化させた場合にこれらに変化しなければ、それとは無関係に位相ずれが求められる。しかし、3回以上の画像取得が必要である。

画素毎に位相ずれを求めるもう一つの方法として、フーリエ変換法がある³。これは、投影格子のピッチ p を細かくすることによって、周波数空間で A と B と $\Delta\phi$ を分離する方法である。 A と B と $\Delta\phi$ の空間的変化がピッチに比べて緩やかであると言う条件で成り立つため、位相シフト法より空間的分解能が劣るが、画像取得は1回ですむという利点がある。

位相シフト法とフーリエ変換法では、位相 $\Delta\phi$ が得られるが、完全な位相の値が得られる訳ではない。一般に位相は

$$\Delta\phi = 2\pi(n + \varepsilon) \quad (6)$$

と表される。ここで、 n は整数で、 ε は0から1までの端数である。正弦関数が p の周期関数であるから、位置ずれ Δx が p を超えると同じ値をとる。このため、位相シフト法でもフーリエ変換法でも ε が得られるだけである。このように得られたデータをラッピングされた(折り込まれた)データという。これから、何らかの方法で、 n を求める必要がある。これをアンラッピングとか位相接続という。これはアナログ法における大きな問題である。

六方格子を用いる投影法では、3つの位相データが得られるので、これらを用いて、アンラッピングを行うことができる。そのために合致法[2]と言う方法を用いた。

● Generalized grating imaging の解析[3,4]

Figure 1 is a schematic diagram for the generalized grating imaging. We use two gratings G_1 and G_2 of different pitches. A kind of moiré fringes are observed on a plane different from the gratings.

In the figure S is light source which is incoherent quasi-monochromatic with wavelength λ . The pitches of the two gratings G_1 and G_2 are p_1 and p_2 . Distance from the source to the first grating is expressed by L_0 , from the first grating to the second grating by L_1 , from the second grating to the observation plane by L_2 and the total distance by $L_T = L_0 + L_1 + L_2$. The coordinate on the observation

plane is denoted by X .

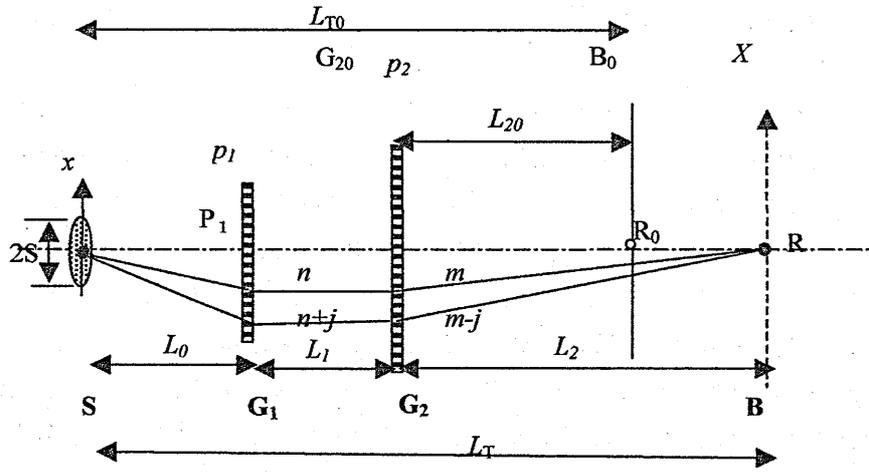


Fig.1 Optical system for generalized grating imaging

この光学系で、観測面 B における強度分布を計算するには、S から G_1 への光波の伝搬、 G_1 における光波振幅の格子による変調、 G_1 から G_2 への光波の伝搬、 G_2 における光波振幅の格子による変調、 G_2 から B までの光波の伝搬、B における強度の計算を行えばよい。これらをスカラー波で、フレネル近似を用いて行くと下記の結果が得られる。

Discussion in this paper is limited to the case where both the gratings are assumed to be amplitude gratings of rectangular shape although other type of gratings can be used for the same purpose. In the case the diffraction coefficients a_n, b_m of the first and second gratings are expressed as

$$\begin{aligned} a_0 &= 1, & a_n &= \sin(\pi n \gamma_a) / (\pi n \gamma_a) & n &= \pm 1, \pm 2, \dots \\ b_0 &= 1, & b_m &= \sin(\pi m \gamma_b) / (\pi m \gamma_b) & m &= \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (1)$$

, where γ_a and γ_b are the opening ratios of the rectangular gratings.

When the size $2S$ of the light source is much larger than the pitches of the gratings p_1, p_2 , intensity on the observation plane B is calculated in a simple procedure. Sinusoidal intensity variation with the frequency $j\mu_1$ is formed by the two waves as shown in Fig.1: one is that diffracted in the n th order in the first grating and in the m th order in the second grating and the other is the one diffracted in the $(n+j)$ th and $(m-j)$ th respectively. The total intensity is expressed by the summation of the sinusoidal intensity with various frequencies as

$$I(X) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \text{amp}(j) \cos[2\pi X j \mu_1 + j\Psi_1] \quad (2)$$

, where

$$\text{amp}(j) = W(j\mu_2)A(j)B(j)$$

$$A(j) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n a_{n+j} \cos[(2n+j)jE] \quad (3)$$

$$B(j) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m b_{m-j} \cos[(2m-j)jF]$$

and

$$W(j\mu_2) = \int_S \exp[i2\pi j\mu_2 x] dx = \sin(2\pi jS\mu_2)/(2\pi jS\mu_2) \quad (4)$$

$$\mu_1 = -[L_0/p_1 - (L_0 + L_1)/p_2]/L_T \quad (5)$$

$$\mu_2 = -[(L_1 + L_2)/p_1 - L_2/p_2]/L_T \quad (6)$$

$$E = -(\pi\lambda L_0/p_1)\mu_2 \quad (7)$$

$$F = (\pi\lambda L_2/p_2)\mu_1 \quad (7)$$

$$\Psi_1 = 2\pi\{\varepsilon_1/p_1 - \varepsilon_2/p_2\} \quad (8)$$

In Eq.8 ε_1 and ε_2 are the displacements of the first and second gratings.

. The pitch P of the fundamental frequency is given by

$$P = 1/\mu_1 \quad (9)$$

The contrast $C(j)$ of the grating image with the frequency j/P on plane B is defined by the equation

$$\begin{aligned} C(j) &= 2W(j\mu_2)C_A(j)C_B(j) \\ \text{where } C_A(j) &= A(j)/A(0) \\ C_B(j) &= B(j)/B(0) \end{aligned} \quad (10)$$

Negative sign in these contrasts means the reversal of dark and bright parts.

Amplitude and pitch of the grating image change according to the location L_1 and L_2 of the gratings and the diffraction coefficients a_n and b_m . The diffraction coefficients in Eq.1 are large and positive for small n and m . Therefore to obtain large absolute values for $A(1)$ and $B(1)$ in Eq.3 the absolute values of the cosine factors should be large.

According to Eq.3, amplitude of the grating image is largest when $\mu_2=0$ or $E=0$. Thus the position L_{20} of the observation plane B_0 where the amplitude is largest is expressed by the equation

$$L_{20} = L_1 p_2 / (p_1 - p_2) \quad (11)$$

, which is derived from Eq.6. The pitch P_0 of the fundamental fringe on the plane B_0 is given with Eq.5 and 11 by the equation

$$1/P_0 = -1/p_1 + 1/p_2 \quad (12)$$

On this plane B_0 , F in Eq. 7 becomes

$$F_0 = \pi\lambda L_1 / (p_1 p_2) \quad (13)$$

High contrast fringe for $j=1$ on the plane B_0 is obtained when $F_0 = v\pi$ (v : integer) because all the cosine factors in Eq.1 are minus one whose absolute value is largest. Thus for obtaining high contrast fringes on the plane B_0

$$L_{10} = v p_1 p_2 / \lambda. \quad (14)$$

The fundamental pitch P on the plane other than B_0 is given by the equation

$$P = 1/\mu_1 = P_0(L_0 + L_1 + L_2)/(L_0 + L_1 + L_{20}) \quad (15)$$

, which means that the fringes on the plane L_2 is determined as the projection of the fringes of pitch P_0 on the plane $L_2=L_{20}$ with the projection center as the light source.

generalized grating imaging の理論を用いて、シアリング干渉計を作ることができる。特に、このシアリング干渉計は、レンズがない X 線領域の干渉計に用いることができるので、今後非破壊検査の有用な手段として利用されると思われる。この場合、光源が完全な点光源でなくてもよいので、シンクロトン放射光などを用いない装置が可能となる [5, 6]。

参考文献

● 立体形状計測装置全般について

[1]. K.Iwata, F. Kusunoki, K. Moriwaki, H. Fukuda and T. Tomii Three-dimensional profiling using the Fourier transform method with a hexagonal grating projection, *Applied Optics*, 47, 2103-2108(2008).

楠 文経, 森脇耕介, 福田宏輝, 岩田耕一, 富井隆春、フーリエ変換法を用いたコンパクトな立体形状計測装置、画像情報、2008(2)、43-50.

岩田耕一, 楠 文経, 森脇耕介, 福田宏輝, 富井隆春、コンパクトなワンショット立体形状計測装置、画像ラボ、2008(3) 11-16.

● 合致法について

[2] K. Iwata, J. Zhang, and H. Kikuta, "Consideration of Fractional Fringe Method on the Basis of the Least Squares Method," *Opt. Rev.* 10, 202-205 (2003).

● generalized grating imaging について

[3]. K. Iwata, "Interpretation of generalized grating imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* 25, 2244-2250 (2008).

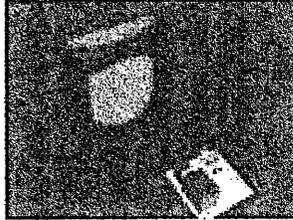
[4] K.Iwata, "Interpretation of generalized grating imaging (Further analysis and numerical calculation)", *J. Opt. Soc. Am. A* 25, 2939-2944 (2008)

● generalized grating projection と X 線シアリング干渉計について

[5]. K.Iwata, "Phase imaging and refractive index tomography for X-rays and visible rays", in *Progress in Optics.*, Vo;47, ed. by E. Wolf (Elsevier, Amsterdam, 2005) p.393-432.

[6]. K Iwata, "X-ray shearing interferometer and generalized grating imaging", submitted to *Applied Optics*.

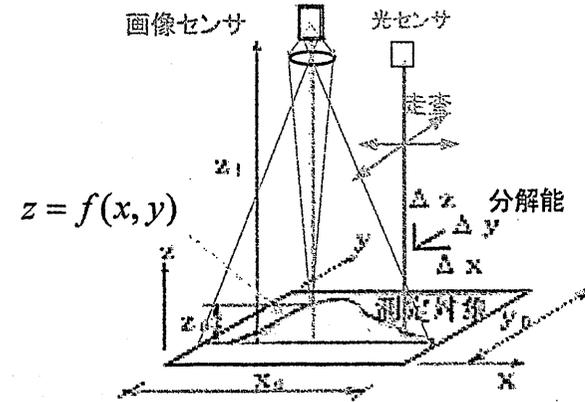
パターン投影立体形状計測装置とその投影光源



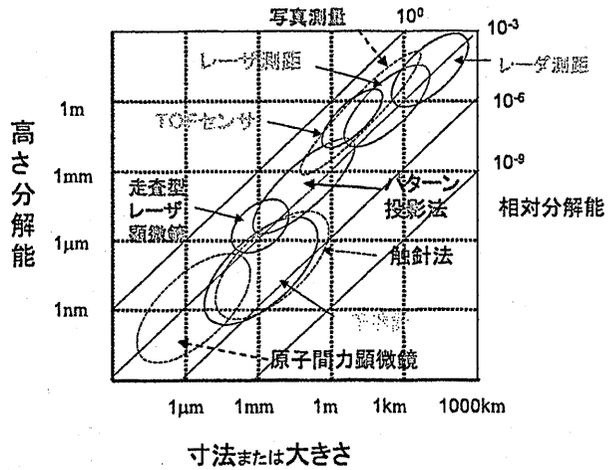
岩田耕一¹、森脇耕介¹、福田宏輝¹、富井隆春²、楠文経²

¹大阪府立産業技術総合研究所、²デベロソリューションズ、

立体形状計測のシステム

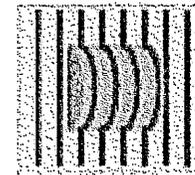


立体形状計測 (分解能、寸法)

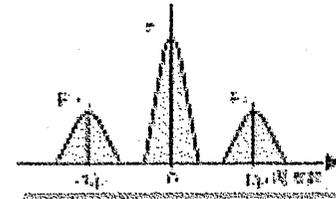


フーリエ変換法を用いたパターン投影法

フーリエ変換法*



測定物体に格子パターンを投影
物体形状に応じて格子パターンが変形



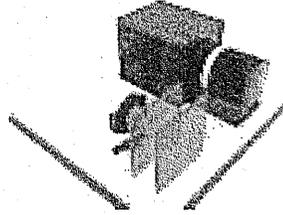
変形格子像をフーリエ変換
1次のスペクトルのみを取り出し
逆フーリエ変換

位相が求まる

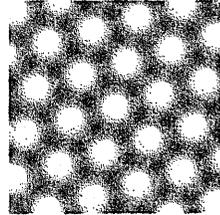
*M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi: J. Opt. Soc. Am. 72 (1982) 156.

六方格子パターンを用いた立体形状計測装置

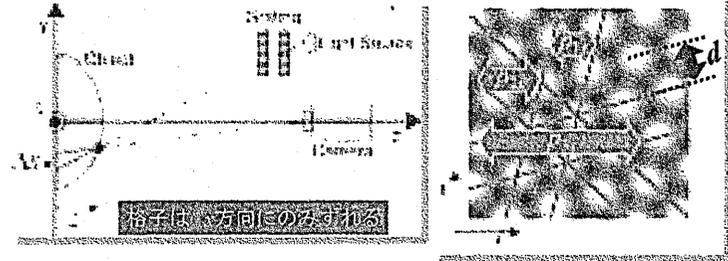
コンパクトな
パターン投影系
+
カメラ



六方格子パターン
を投影



六方格子パターンを投影



k 番目の格子 ($k = 1, 2, 3$)

$$I_k(x, y) = \cos \left[\frac{2\pi}{p_{kx}} x + \frac{2\pi}{p_{ky}} y + \Delta\phi_k(x, y) + \phi_{k0} \right]$$

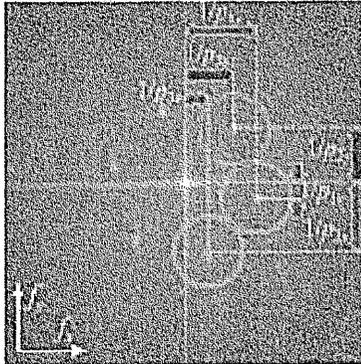
$$\Delta\phi_k(x, y) = \frac{2\pi}{p_{kx}} \Delta x_k$$

↑ 格子の方向の移動距離

↑ 位相ずれ

↑ 初期位相

空間周波数スペクトル



1次のスペクトルのみを取り出し
原点に移動し逆フーリエ変換

$$f_k(x, y) = \exp[i(\Delta\phi_k(x, y) + \phi_{k0})]$$

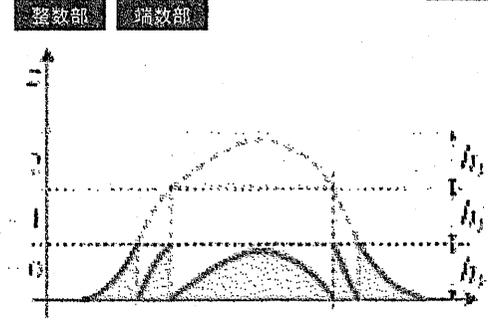
$$\Delta\phi_k(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[f_k(x, y)]}{\text{Re}[f_k(x, y)]} \right\} - \phi_{k0}$$

初期位相は基準面($z=0$)に平面板を置き
上記の操作をすることで予め計測可

1枚の変形格子像から3つの格子全てに対する
位相ずれ $\Delta\phi_k(x, y)$ が求まる

$$\Delta\phi_k = 2\pi(n_k + \epsilon_k)$$

1つの格子から得られるのは
端数部のみ

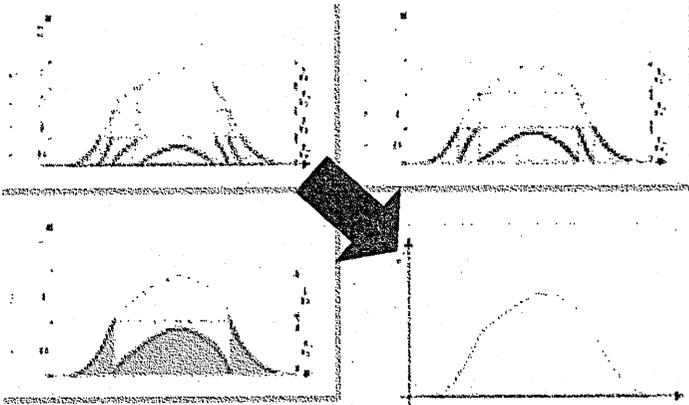


h_k : 1ピッチに相当する高さ

物体の正確な形状情報を得るには、位相接続が必要

合致法*による位相接続

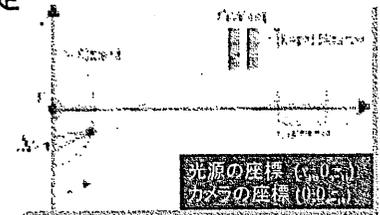
位相ずれの端数部 ε_k から整数部 n_k を推定して高さを得る ($k=1,2,3$)



*K. Iwata, J. Zhang, and H. Kikuta: Opt. Rev. 10 (2003) 202.

合致法による整数部 n_k の推定

$$z_k = \frac{(n_k + \varepsilon_k)z_0}{n_k + \varepsilon_k - x_0 / p_{kx}}$$



z_k の分散 V を最小にするような n_k を求める

$$V = \sum_{k=1}^3 (w_k(z_k - \sum_{k=1}^3 w_k z_k))^2$$

$$w_k = \frac{1/p_{kx}}{N}$$

$$N = \sqrt{\sum_{k=1}^3 (1/p_{kx})^2}$$

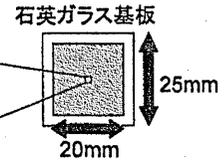
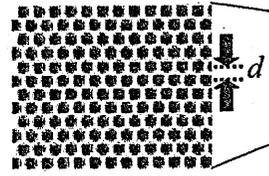
$$z = \sum_{k=1}^3 w_k^2 z_k$$

画素ごとに正確な高さが求まる

1回の撮影で形状が得られる

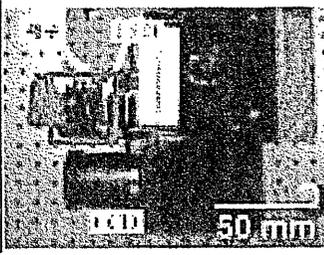
計測装置の仕様と実験結果

六方振幅格子

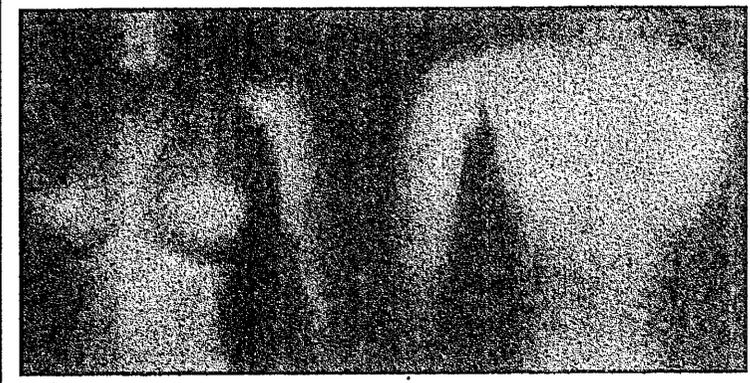


$d = 100\mu\text{m}$ 及び $96.8\mu\text{m}$ の格子

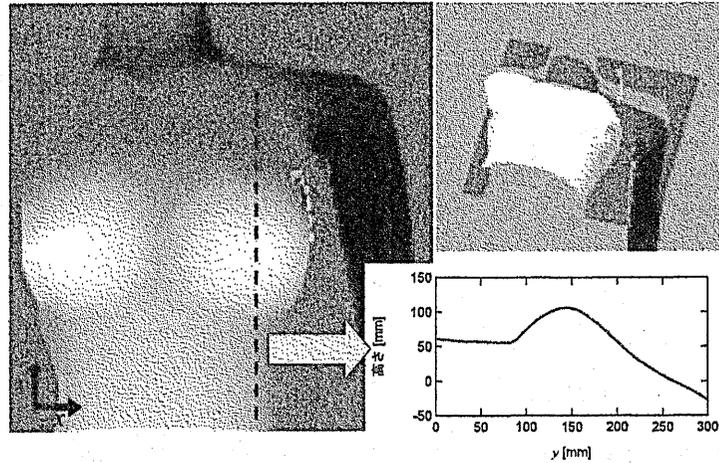
- 格子間距離: 13mm
- カメラと光源の距離: 41.5mm
- カメラと基準面の距離: 496mm
- 基準面でのピッチ: 3.86mm
- 投影領域: 約500mm四方
- コントラストの良い範囲: 数100mm以上
- LED (Lumileds LXHL-LH3C, 波長617nm)
- CCDカメラ (ARTRAY ARTCAM-300MI)



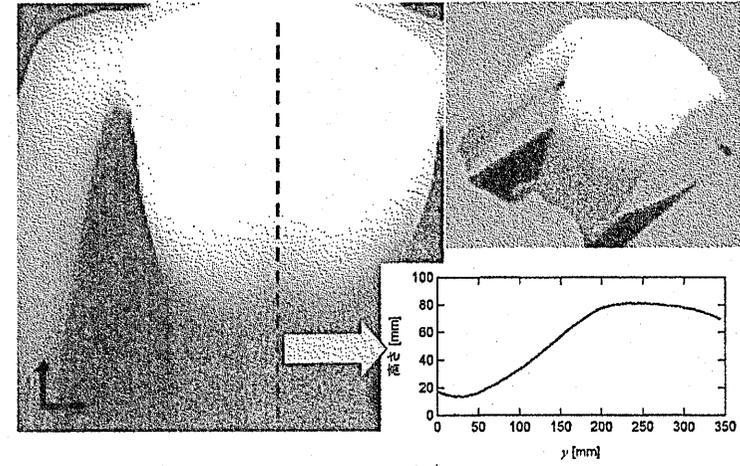
マネキンに六方格子パターンを投影



マネキンの正面



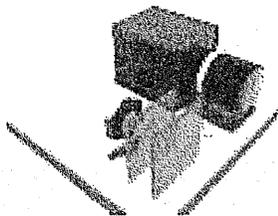
マネキンの背面



計測装置のまとめ

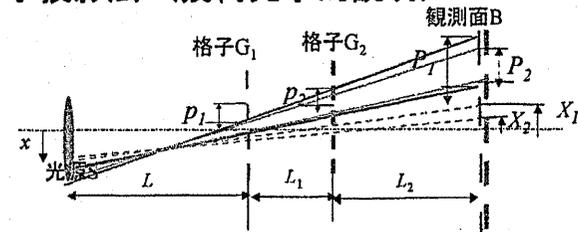
フーリエ変換法を用いたコンパクトな立体形状計測装置

- 3つのピッチを同時に投影可能
- 1回の撮影で正確な形状が得られる
- 安全で安価なパターン投影系



パターン投影光源

2格子投影法 (幾何光学的説明)



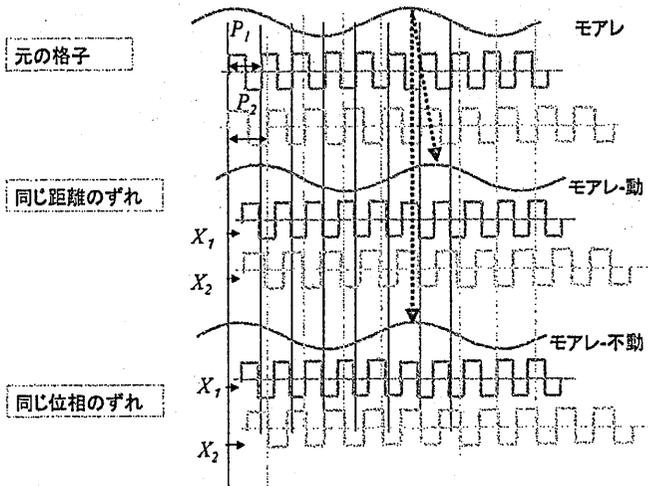
モアレピッチ

$$\text{ピッチ } P_1 = p_1 \frac{L+L_1+L_2}{L}, \quad P_2 = p_2 \frac{L+L_1+L_2}{L+L_1}, \quad P = \frac{P_1 P_2}{P_1 - P_2}$$

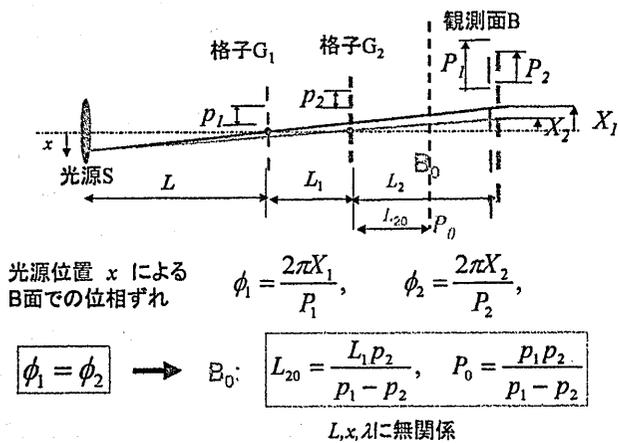
初期位置ずれ

$$X_1 = \frac{L_1+L_2}{L} x, \quad X_2 = \frac{L_2}{L+L_1} x$$

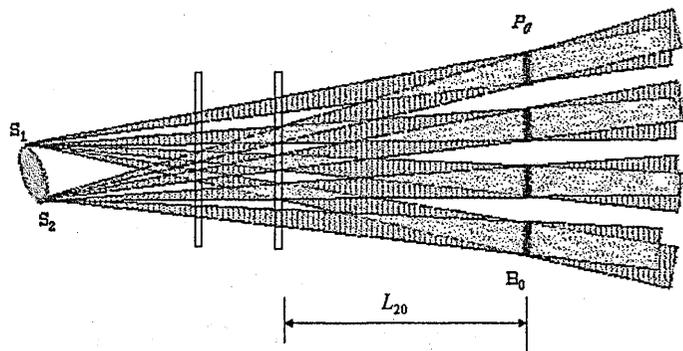
位相ずれとモアレ縞



格子像が光源位置によらない観測位置

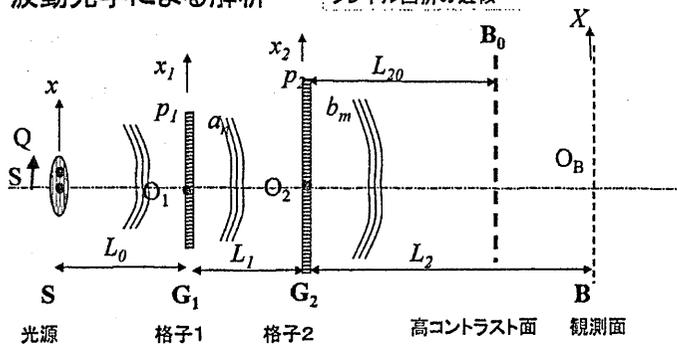


広がった光源と格子像



波動光学による解析

フレネル回折の近似



仮定: 光源の大きさが格子のピッチより十分大きい。

観測面Bでの強度
$$I(X) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \text{amp}(j) \cos[2\pi X j \mu_1 + j \Psi_j]$$

観測面における強度分布

対称振幅格子

$$I(X) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} amp(j) \cos[2\pi X j \mu_1 + j \Psi_1]$$

$$amp(j) = W(j\mu_2) A(j) B(j)$$

$$W(j\mu_2) = \sin(2\pi j S \mu_2) / (2\pi j S \mu_2)$$

$$A(j) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n a_{n+j} \cos[(2n+j)jE]$$

$$B(j) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m b_{m-j} \cos[(2m-j)jF]$$

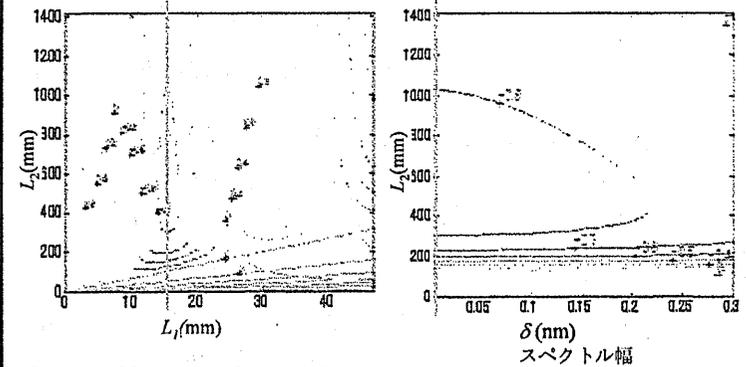
$$E = -(\pi \lambda L_0 / p_1) \mu_2$$

$$F = (\pi \lambda L_2 / p_2) \mu_1$$

$$\mu_1 = -[L_0 / p_1 - (L_0 + L_1) / p_2] / L_T$$

$$\mu_2 = -[(L_1 + L_2) / p_1 - L_2 / p_2] / L_T$$

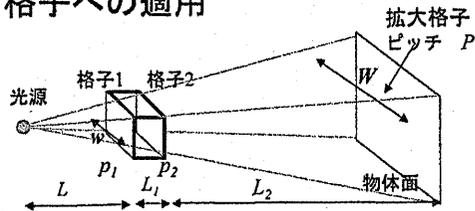
1次項(j=1)のコントラスト計算結果



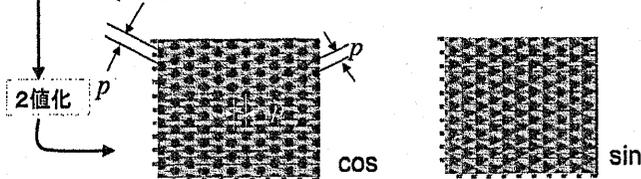
Contrast of fringes as a function of L_1 and $L_2 = 0.01 \text{ mm}$. $p_1 = 100 \mu\text{m}$, $p_2 = 96.8 \mu\text{m}$, $\lambda = 617 \text{ nm}$, $L_0 = 5 \text{ mm}$, $S = 0.5 \text{ mm}$.

Contrast of fringes as a function of δ and $L_1 = 15.8 \text{ mm}$. $p_1 = 100 \mu\text{m}$, $p_2 = 96.8 \mu\text{m}$, $\lambda = 617 \text{ nm}$, $L_0 = 5 \text{ mm}$, $S = 0.5 \text{ mm}$.

六方格子への適用



$$I(x, y) = \frac{1}{2} \left(\text{sign} \left[\frac{\sin \left[\frac{\pi}{p} (\sqrt{3}x - y) \right]}{\cos \left[\frac{2\pi}{p} x \right]} + \frac{\sin \left[\frac{\pi}{p} (\sqrt{3}x + y) \right]}{\cos \left[\frac{2\pi}{p} x \right]} \right] + 1 \right)$$



実験例

パターン投影法に適した光学系を設計、製作

六方振幅格子

$p_1 = 100 \mu\text{m}$, $p_2 = 96.8 \mu\text{m}$

$L_{10} = 16 \text{ mm}$, $L_{20} = 500 \text{ mm}$

$P_0 = 3 \text{ mm}$, $L = 10 \text{ mm}$

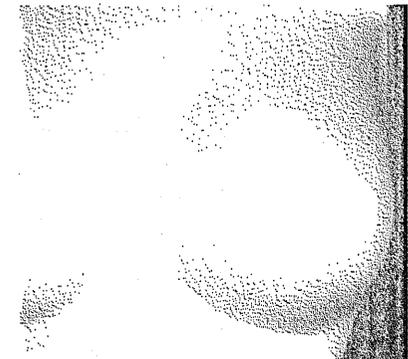
格子の大きさ: 20mm²程度

光源

LED (Lumileds LXHL-LH3C)

波長617nm 直径約1mm

マネキンに投影した格子パターン

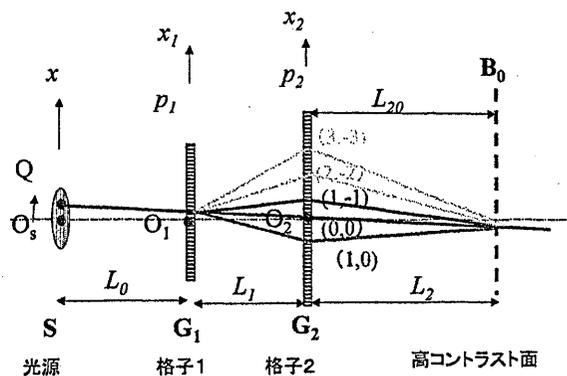


投影面積

約500mm四方

コントラストがよい L_2 の範囲 数100mm以上

Generalized grating imaging における光線



参考文献

1. K. Iwata, F. Kusunoki, K. Moriwaki, H. Fukuda, and T. Tomii, "Three-dimensional profiling using the Fourier transform method with a hexagonal grating projection," *Applied Optics*, 47, 2103-2108 (2008).
- 2.2. K. Iwata, J. Zhang, and H. Kikuta, "Consideration of Fractional Fringe Method on the Basis of the Least Squares Method," *Opt. Rev.* 10, 202-205 (2003).
3. K. Iwata, "Interpretation of generalized grating imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* 25, 2244-2250 (2008).
4. K. Iwata, "Interpretation of generalized grating imaging (Further analysis and numerical calculation)," *J. Opt. Soc. Am. A* 25, 2939-2944 (2008).
5. K. Iwata, "Phase imaging and refractive index tomography for X-rays and visible rays", in *Progress in Optics.*, Vo;47, ed. by E. Wolf (Elsevier, Amsterdam, 2005) p.393-432.
6. K. Iwata, "X-ray shearing interferometer and generalized grating imaging", submitted to *Applied Optics*

セシウムビーム周波数周波数標準器用マイクロ波共振器の位相制御—
両端リング共振器内バラクターループアンテナ挿入実験
Phase Control of Microwave Cavity in Cesium Beam Frequency Standard —
Experiment on Varactor Loop Antenna in Ring Cavity at Both Ends

中桐 紘治, 松本 繁信
近畿大学

Koji Nakagiri, Shigenobu Matsumoto
Kinki University

2008年12月16日
於いて 大阪府立大学

セシウムビーム周波数周波数標準器用マイクロ波共振器の位相制御 — 一端リング共振器内バラクタループアンテナ挿入実験

中桐 紘治 松本 繁信

近畿大学生物理工学部 電子システム情報工学科

nakagiri@info.waka.kindai.ac.jp

要旨

セシウムビーム標準実験器のマイクロ波（ラムゼイ）共振器のビームにマイクロ波を照射する 2 箇所の位相を人工的に制御するために、バラクタ搭載 2 重巻きループアンテナを両端リング共振器内に挿入しての位相変化特性を測定し、両端リングの位相差 1 度位を得た。

1. はじめに

従来よりも周波数絶対値と安定度を 1 桁弱 ($\sim 7 \times 10^{-16}$) 改善する垂直型セシウムビーム標準実験器の開発を行っている。図 1 に構成を示す。

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

セシウムビーム周波数標準器の共振器両端の位相差による周波数シフトの評価は、ビーム方向を反転させるか、反転なしでマイクロ波磁気共鳴遷移におけるビームの速度分布パワー依存性を利用する方法⁽²⁾がある。我々は、電磁石でビームの速度を選択し、速度と共振器の両端位相差に比例する周波数シフトを検出して、これを共振器内に挿入したバラクタ搭載ループアンテナで両端の位相差をゼロに制御する方式を開発している。

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

リング共振器の入力 T 結合手前 1/4 波長の H 面導波管部にバラクタ搭載 2 重巻きループアンテナを取り付け、そのリング共振器のビームが通るところでのマイクロ波位相を測定した方式で、バラクタ電圧 0 V, 30 V の違いで、約 2.5 度の位相差が同軸可動短絡の接続で測定され、他方のリン

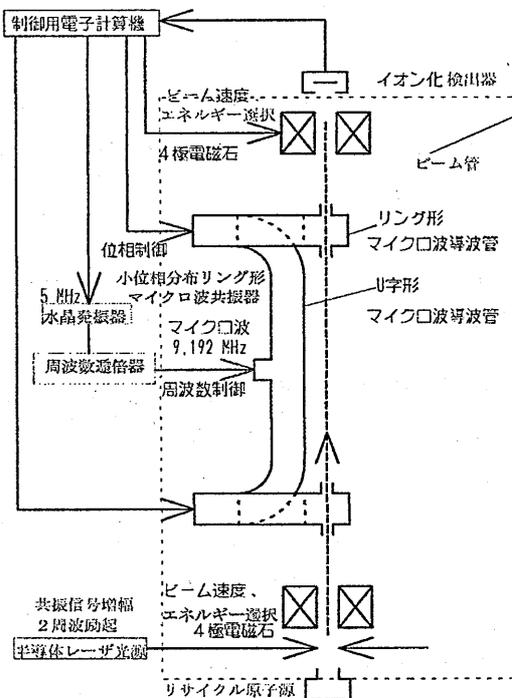


図 1 垂直型セシウムビーム標準実験器構成

グ共振器では遠方のため 0.3 度, 約 1/10 の位相差にしかならなかったなどの特性を得た⁽³⁾。

両端の共振器の通過特性 S_{21} に着目し, これを大きく乱さずに受信するために, 両端共振器内に受信アンテナとバラクタループ搭載アンテナを導波管 H 面に挿入して可変長短絡は, マイクロストリップ線上で行う位相制御特性を報告する。

2. 共振器位相制御実験

図 2 は, バラクタ搭載 2 重巻きループアンテナと受信ループ搭載アンテナを左側のリング共振器に挿入して左側共振器マイクロ波通過特性 S_{21} の位相を示している。

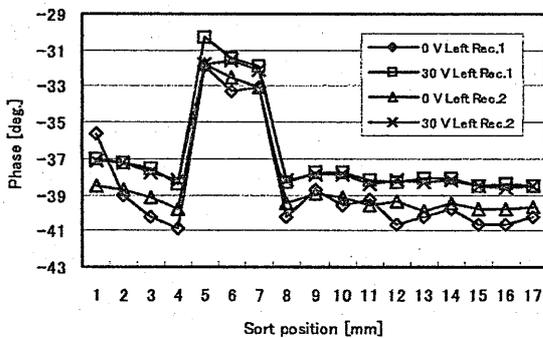


図 2 左側受信 S_{21} 特性 (左側共振器中バラクタループアンテナ挿入ネジ部 2 回転 2 mm 位)

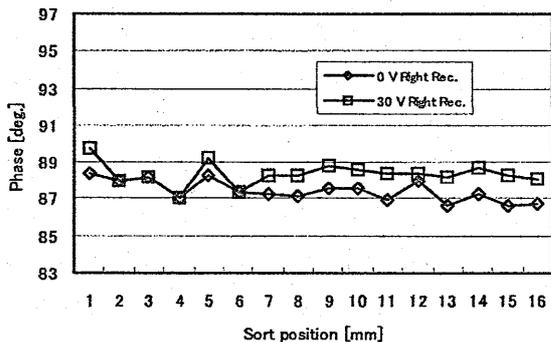


図 3 左側受信 S_{21} 特性 (右側共振器中バラクタループアンテナ挿入ネジ部 2 回転 2 mm 位)

図 3 は, 右側の位相で左側のバラクタ搭載アンテナから離れて遠いためその位相変化の割合が

小さく。図 2 と 3 の比較により, 可動短絡の位置 2~3 で位相差 1 度位が得られた。位置 4~5 と 7~8 で位相とびが起きている。これは, アンテナ挿入ネジ部が 2 mm と大きいいためマイクロ波が大きく吸収されたせいかもしれない

図 4 は, バラクタ搭載ループアンテナと受信ループ搭載アンテナを左側のリング共振器 E 面 T 結合入り口手前 $1\lambda/4$ に挿入して, 左側共振器マイクロ波通過特性 S_{21} の位相を示している。

図 5 は, 右側の位相で左側のバラクタ搭載アンテナから離れて遠いためその位相変化の割合が小さく。図 4 と 5 の比較により, 可動短絡の位置 5 と 17 で位相差 0.3 度位が得られた。

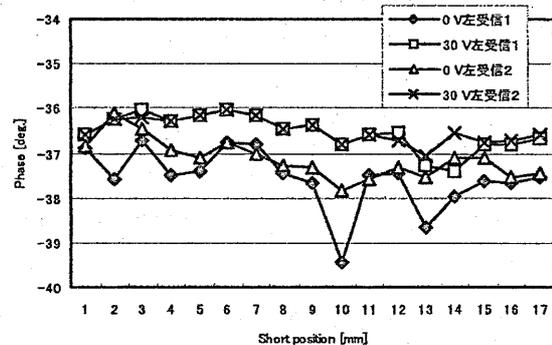


図 4 左側受信 S_{21} 特性 (左側共振器バラクタループアンテナ入り口手前 $1\lambda/4$ 挿入ネジ部 1 回転 1 mm 位)

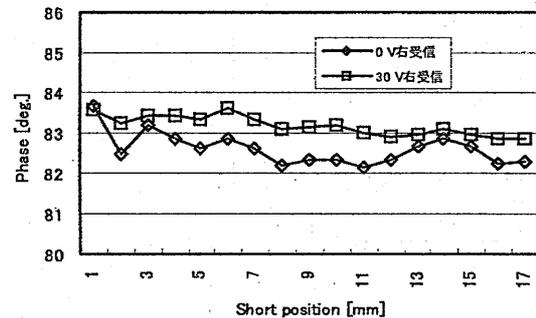


図 5 左側受信 S_{21} 特性 (右側共振器バラクタループアンテナ入り口手前 $1\lambda/4$ 挿入ネジ部 1 回転 1 mm 位)

3. 結論

バラクタ搭載2重巻きループアンテナを両端リング共振器内に挿入しての位相変化特性を測定し、両端リングの位相差1度位を制御できる可能性のデータを得た。今後は、この方法の実用性を詳しく評価するために、バラクタループ搭載アンテナを両端に同時に付けての制御実験をする予定である。

参考文献

1. Andrea de Marchi, Join Shirley, David J. Glaze, and Robert Drullinger, "A New Cavity Configuration for Cesium Beam Primary Standards", IEEE Trans. IM, Vol. 17, NO.2. June, 1988.
2. Ala'a Makdissi and Emeric de Clerq, "Estimation of the End-to-end Phase Shift without Beam Reversal in Cs Beam Frequency Standards, IEEE Trans. IM, VOL, NO.2, April, 1999.
3. 中桐 紘治, 屋敷 祐司 「垂直型セシウムビーム標準実験器の開発—両端リング共振器の位相制御実験」,電気関係関西支部大会, 神戸大学, 11月9日, 2007.

自己相関測定を利用しない簡易な
光パルス強度・位相再構築法

Simple Method for Reconstructing Amplitude and Phase of Ultrashort
Optical Pulse without Autocorrelation Measurements

松山 哲也, 則武 大輔, 福居 秀敏, 小山 真治, 和田 健司, 堀中 博道
Tetsuya Matsuyama, Daisuke Noritake, Hidetoshi Fukui, Shinji Koyama, Kenji Wada,
Hiromichi Horinaka

大阪府立大学大学院・工学研究科
Osaka Prefecture University

概要

自己相関測定を利用せず、線形強度スペクトル、第2高調波(SH)強度スペクトルのみを用いた繰り返し計算にもとづく簡易な光パルス強度・位相再構築法を提案した。本手法による光パルス再構築について、半導体レーザーからの利得変調パルスを対象とした数値計算を行い、本手法による光パルス再構築は、繰り返し計算に与える初期パルスの線形チャープ量に強く依存し、適切な初期値を与えることができれば、相関計測を利用した IRIS 法と同等の光パルスが再構築可能であることを確認した。また、本手法の実際の光パルス再構築への適用を考え、モード同期 Ti:sapphire レーザーからの超短光パルスの線形強度スペクトル、SH 強度スペクトルを測定し、光パルス再構築を行った。

1 はじめに

光パルスの強度・位相情報を取得することは、それ自体が物理的に興味ある課題となるだけでなく、光パルスを用いた種々の応用計測においても非常に有用となる。対象とする光パルスがナノ秒程度の比較的長い時間幅を持つ場合には、高速フォトダイオードとオシロスコープを組み合わせ、電気信号に直接変換し、観測する直接測定法が利用される。一方、ピコ秒、フェムト秒領域の光パルスを対象とする場合には、光検出器の応答速度が足りず、直接測定することは困難となるため、第2高調波発生(SHG)自己相関法による間接測定が行われてきた。

このように、間接測定から得られる情報をもとに、光パルスの強度・位相情報を推定する問題は典型的な逆問題として知られており、その解法として、IRIS^[1]や FROG^[2]といった優れた手法がすでに提案されている。IRIS 法は、線形強度スペクトル、第2高調波(Second Harmonic, SH)強度スペクトル、SH 自己相関波形を用いて、FROG 法は SH 自己相関スペクトルを用いて、繰り返し計算を行うことにより、光パルスの強度・位相情報を再構築する手法である。これらの手法は、いずれも自己相関測定を必要とするため、例えば、数 10 ピコ秒の時間幅を持つ半導体レーザーからの利得変調パルスを測定対象とした場合、長い遅延距離(~5 cm)に渡って精密に干渉計測を行う必要がある。また、レーザー加工における照射パルスをその場観察するには、加工部位からの散乱光を利用することが望ましいが、これはビーム入射を前提とする自己相関測定には整合しない。もし、自己相関測定を取り除き、線形および SH 強度スペクトル情報のみからパルスの強度・位相情報を再構築することが可能となれば、複雑な光学調整が不要となり、さらに、準リアルタイム測定の可能性も見えてくる。

そこで、本研究では自己相関測定は行わず、分光器によって取得可能な 2 つ

の光スペクトル情報(光パルスの線形およびSH強度スペクトル)のみを用いて繰り返し計算を行い、光パルスの強度・位相情報を再構築する手法について調べた。

2 繰り返し計算によるパルス再構築法

測定対象の光パルスから、線形強度スペクトルおよび第2高調波(SH)強度スペクトルを取得することを想定する。線形強度スペクトルは、光パルスの強度および位相を反映したスペクトル形状をもち、SH強度スペクトルでは、その形状がパルス強度によって変調されている。両スペクトル形状に一致する光パルスの強度および位相が一義的に決定されることに期待して、以下の繰り返し計算を行った。具体的な計算手順を示す。(0)適当な初期パルスを仮定する。(1)複素光電界をフーリエ変換し、線形スペクトルを求める。(2)内部位相を保持したまま、強度を標的の線形強度スペクトルに修正する。(3)逆フーリエ変換し、複素光電界を求める。(4)2乗してフーリエ変換し、SHスペクトルを求める。(5)内部位相を保持したまま、強度を標的のSH強度スペクトルに修正する。(6)逆フーリエ変換の平方根をとり、複素光電界を求める。以降(1)~(6)を1ループとし、繰り返し計算を行う(図1参照)。各ループにおいて、再構築された光パルスの線形強度スペクトルと標的の線形強度スペクトルの間の形状誤差を次式により求め、その誤差値が指定値を下回れば、繰り返し計算ループを終了する。

$$S_E = \frac{\sum |\tilde{E}|^2 - |\tilde{E}_r|^2}{\sum |\tilde{E}|^2} \quad (1)$$

$|\tilde{E}|^2$: 標的の線形強度スペクトル, $|\tilde{E}_r|^2$: 再構築された線形強度スペクトル

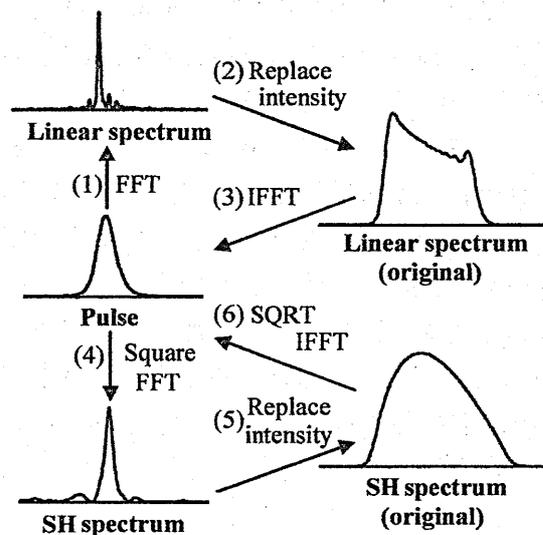


図1 パルス再構築法

3 半導体利得変調パルスの再構築

本手法の有効性を調べるために数値シミュレーションを行った。再構築する光パルスとして、パルス幅内に顕著な周波数ダウンチャープを含む半導体レーザーからの利得変調パルスを選んだ。単一モードレート方程式を利得変調条件のもとで数値積分することにより得られた光パルス(オリジナルパルス)電界を直接フーリエ変換、および、2乗したのちフーリエ変換することにより、標的となる2つの強度スペクトル(線形, SH)の数値データを用意した。こうして、元の利得変調パルスの強度および位相を未知とし、2つの強度スペクトルデータを標的とした繰り返し計算を行うことにより、オリジナルパルスが再構築可能であるか、否かについて調べた。

まず、レート方程式中の特性パラメータを800 nm 帯半導体レーザーに設定し、数値積分により利得変調パルスを求め、対応する線形強度スペクトル、SH強度スペクトルの数値データを用意した。図2中の実線は利得変調パルスのa) 強度・位相情報、b) 線形強度スペクトル、c) SH強度スペクトルを示している。オリジナルパルスは時間に対してほぼ対称な波形を示し、その線形強度スペクトルは特徴的な2峰性形状をもつ。また、SH強度スペクトルは線形強度スペクトルとは異なり、一峰性のなだらかな形状をもつことが確認できる。繰り返し計算の初期パルスには、標的とした線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルスを用い、線形強度スペクトルの形状誤差が1%以下に達するまで繰り返し計算を続けた。得られた結果を図2中の点線で示す。再構築されたパルス波形と周

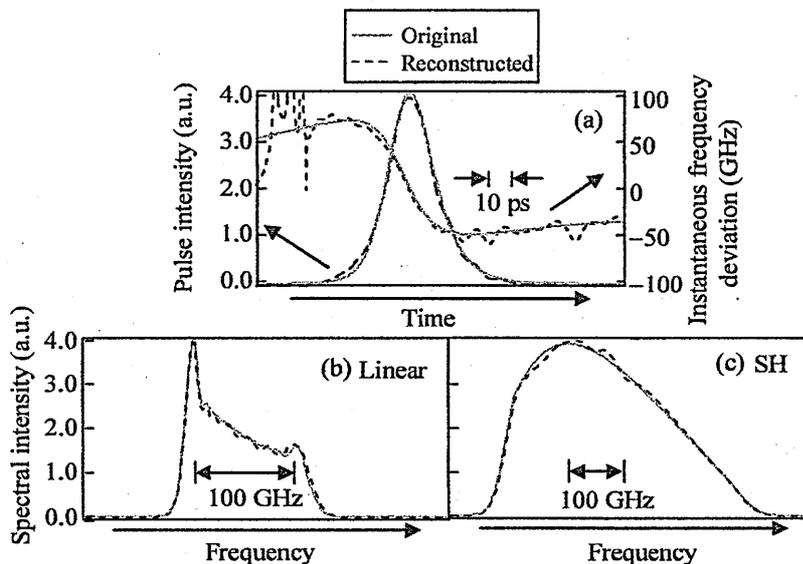


図2 800nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスの再構築結果。(a)強度・位相情報、(b)線形強度スペクトル、(c)SH強度スペクトル

波数チャープは、オリジナルパルスの形状と比較して、ともに僅かな差異はあるもののよく一致している。しかし、この場合、解の収束に要した繰り返し計算回数は1800回程度であり、比較的長い計算時間が必要であった。

次に、半導体レーザーの特性パラメータのうち、線幅増大係数と利得飽和係数の値を変化させ、1550 nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスをシミュレートした。計算より得られたオリジナルパルスの強度・位相情報、および、対応する線形強度スペクトル、SH強度スペクトルを図3中の実線で示す。先の800 nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスに比べて、利得飽和の影響を強く受けるため、パルス後部に顕著な裾引きが現れ、時間に対して非対称なパルス波形となることがわかる。また、パルス後部の裾引きと周波数ダウンチャープの特性を反映し、線形強度スペクトルとSH強度スペクトルはともに、低周波側に鋭いピークをもつ特徴的な形状を示している。

800 nm 帯半導体レーザーの場合と同様に、線形強度スペクトル、SH強度スペクトルの2つの標的データを用いて行った繰り返し計算の結果を図3中の点線で示す。初期パルスには、同じく、標的とした線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルスを用いた。この場合、再構築パルスは一定形状に収束したものの、線形強度スペクトルの形状誤差は55%と高い値で一定となり、再構築パルスの強度および周波数チャープはともにオリジナルパルスとは異なる形状に収束した。このように、繰り返し計算では、用いる標的スペクトルの形状や初期パルス条件によって、正しく光パルスを再構築できない場合があることがわか

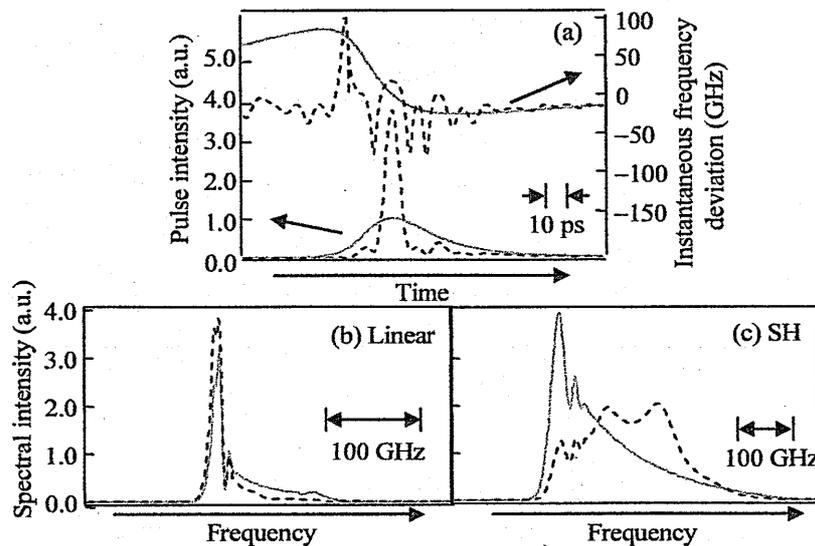


図3 線形スペクトルのフーリエ変換限界パルスを初期パルスとして用いた場合の1550nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスの再構築結果。(a)強度・位相情報、(b)線形強度スペクトル、(c)SH強度スペクトル

った。この種の問題は、強度相関波形の情報を考慮する IRIS 法においても同様に存在することが指摘されている。

一旦、繰り返し計算が実行されると、ループの外から何らかの変更を与えることは難しいため、ここでは、変更可能な条件である初期パルスに注目し、初期パルスが解の収束に与える影響について数値的に調べた。上で述べたように、標的とする線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルス初期パルスとして利用することが一般的であるが、ここでは、パルス内に線形チャープをもつガウス型のパルス波形を初期パルスと仮定した。こうして、上記の繰り返し計算を行った結果の一例を図4に示す。ガウス型パルスのパルス幅と線形チャープの傾きを適切に与えることにより、図3では55%で一定となった形状誤差の値は2%まで到達し、多少の差異は見られるものの、オリジナルパルスを正しく再構築することができた。また、再構築にかかる繰り返し計算回数も大幅に短縮され、20回程度となった。これより、パルスの初期条件が解の収束に強く影響を及ぼすことがわかった。

そこで、上述の繰り返し計算を行う際に、初期パルス(線形チャープをもつガウス型パルス)のパルス幅、線形チャープの傾きを走査パラメータとし、パルス再構築に対する初期パルスの影響について詳細に調べた。結果の一例を図5に示す。横軸にはパルス幅を、縦軸には周波数チャープの傾きをとる2次元パラメータ空間を示しており、両パラメータは、ともに対応するオリジナルパルス

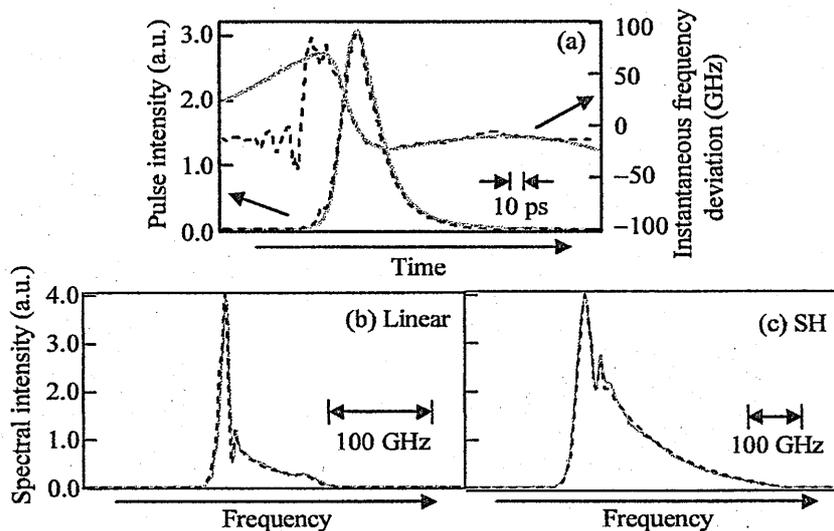


図4 線形チャープを持つガウス型パルスを初期パルスとして用いた場合の 1550nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスの再構築結果。(a)強度・位相情報、(b)線形強度スペクトル、(c)SH強度スペクトル

の値で規格化されている。周波数チャープについては、パルス幅内のダウンチャープ量を線形近似することにより、規格化に利用した。こうして、パラメータ空間内の初期パラメータ値に対して、それぞれ20回の繰り返し計算を行い、形状誤差の最小値を求め、その値をパラメータ空間にグレースケール表示している。これを形状誤差分布図と呼ぶことにする。ここでは、図2で用いた800 nm帯半導体レーザーに対応する標的スペクトルを用いた。図5の結果より、本手法によるパルス再構築は初期パルス条件に強く依存することが確認できる。誤差の小さな解へと導く初期パラメータ値は限定された領域(黒く表示された領域)にしか存在しないため、パルス再構築に際して、適切な初期値を設定することが重要となることを示している。また、形状誤差が小さくなる初期パラメータの領域は、パルス幅の変化に対しては比較的広い範囲に現れる一方で、線形チャープ量の変化に対しては、その範囲が限定されていることから、初期パルス条件は、その半値幅よりも線形チャープ量に注意して選択する必要がある。

また、繰り返し計算回数を20回から増加させた場合には、形状誤差の最小値が小さくなり、形状誤差分布図が全体的に濃くなる傾向が見られた。ただし、そのコントラストは繰り返し計算回数20回の場合と同様であり、計算回数によらず、適切な初期パルス条件が存在することが確認された。先に述べたように、初期パルスには、標的に用いる線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルスを利用することが一般的であるが、図5に照らすと、これは図中の黒い領域に属さず、初期パルス条件として適さないことがわかる。

比較のため、同じ標的スペクトルに対し、IRIS法を用いて計算した形状誤差分布図を図6に示す。図より、IRIS法は本手法に比べ、形状誤差を小さくする

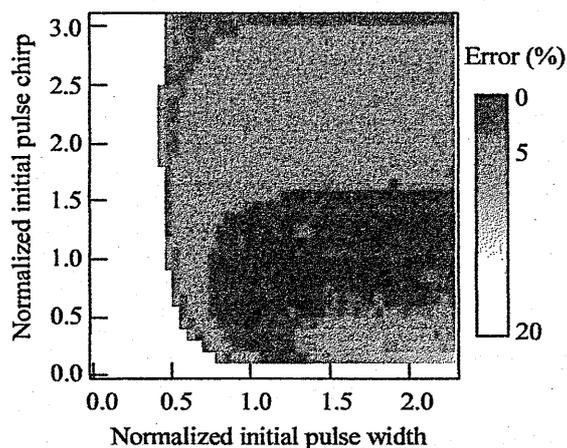


図5 800nm帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図

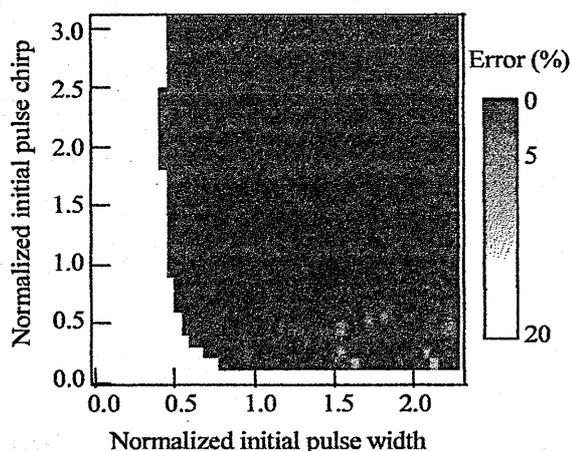


図6 IRIS法により計算した800nm帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図

初期パルス条件の領域が拡大している。また、標的の線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルスを初期パルスとして用いた場合でも、IRIS法では、本手法よりも少ない繰り返し計算回数で誤差の小さな解へ収束することを確認した。ただし、全体的な傾向としては、形状誤差分布に関して本手法とIRIS法は同様の初期値依存性をもつことがわかる。形状誤差分布図における最小誤差の値は、本手法とIRIS法の間で大きな違いがないことから、適切な初期値を選択することさえできれば、本手法によって、IRIS法と同等な精度で光パルス再構築が行えると考えられる。

次に、1550 nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図を図7に示す。図5の800 nm 帯半導体レーザーの場合と同様に、解の収束は初期パルスに強く依存しており、パルス幅よりも線形チャープ量の設定値に敏感であることがわかる。また、小さい形状誤差に導く初期値の領域は、図5の場合に比べて縮小されている。一連の繰り返し計算の中で、パルス波形の非対称性が解の収束に著しく影響を及ぼすことがわかったため、図7の結果はその一例であると考えられる。ただし、この場合も、適切な初期パルス条件を設定することにより、800 nm 帯半導体レーザーの場合と同等な精度で光パルスの再構築が達成できる。

上と同様に、IRIS法を用いて計算した1550 nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図を図8に示す。本手法と比較して強度相関情報が付加されたIRIS法では、小さい形状誤差へ導く初期パルスの領域が拡大していることがわかる。しかし、800 nm 帯半導体レーザーの場合と同様に、IRIS法による最小誤差の値は本手法とほぼ同程度であり、形状誤差の小さい領域も

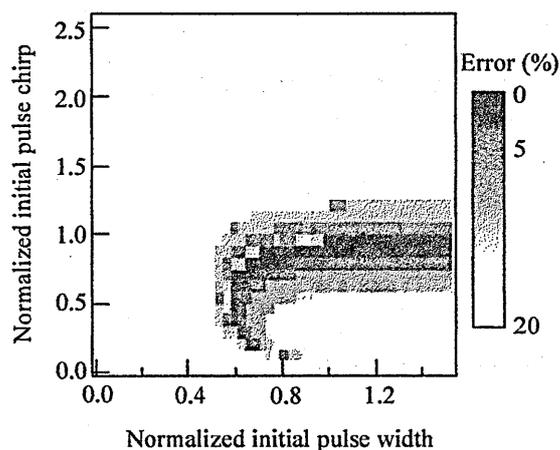


図7 1550nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図

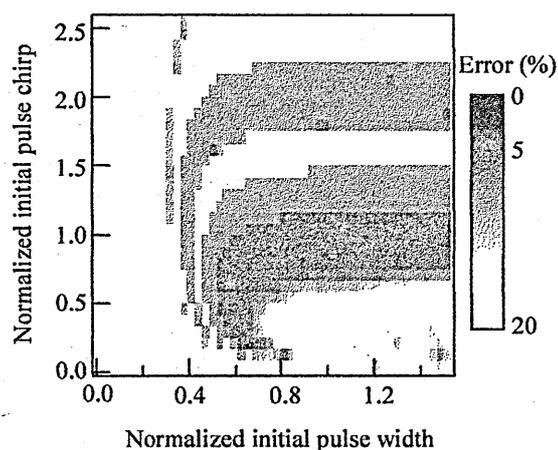


図8 IRIS法により計算した1550 nm 帯半導体レーザーからの利得変調パルスに対する形状誤差分布図

本手法とほぼ同じ範囲に限られていることが確認された。これより，強度相関情報を除いた簡易型の本手法の利用においても，初期パルス条件を適切に選択することにより，IRIS法と同等な精度で光パルス再構築が実現できると考えられる。

4 実験結果からの再構築

本手法を実際の光パルス再構築に適用するため，モード同期 Ti:sapphire レーザーからの超短光パルスの線形強度スペクトル，および，SH 強度スペクトルを光スペクトラムアナライザにより測定し，両強度スペクトルを標的としたパルス再構築を行った。

標的として用いた線形強度スペクトル，SH 強度スペクトルの測定結果をそれぞれ，図 9(a)，(b)の実線で示す。線形強度スペクトルの半値全幅は 407 GHz と見積もられた。数値計算で得た知見をもとに適切な初期パルス条件を与えたところ，図 9(a)，(b)の点線で示すように，形状誤差が小さくなる条件のもとで，光パルスの強度・位相が再構築された。その結果を図 9(c)に示す。再構築された光パルスの半値全幅は 844 fs であり，ほぼ周波数チャープのない光パルスが再構築結果として得られている。Ti:sapphire レーザーからのモード同期パルスであるため， sech^2 型の形状関数を仮定すると，線形強度スペクトル幅から推定される時間幅は 790 fs となり，妥当な再構築結果が得られたと考えられる。

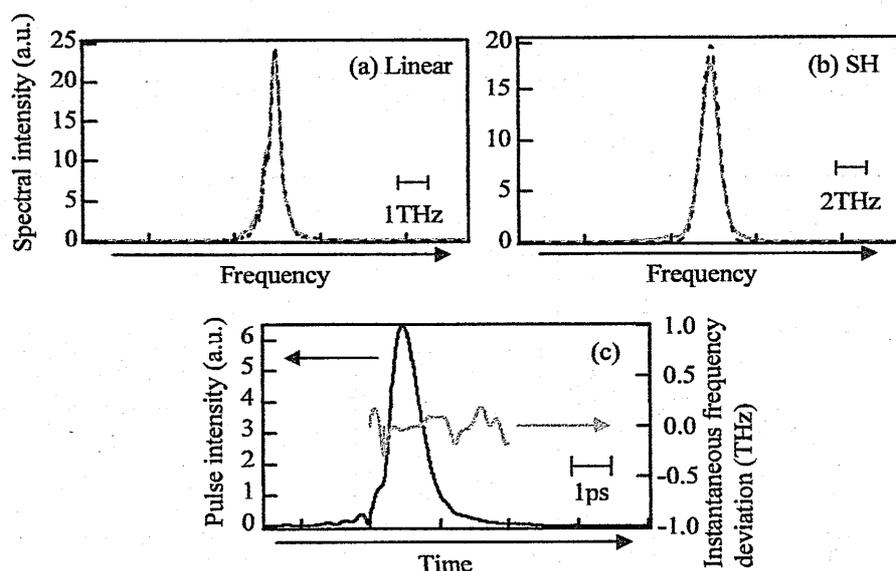


図 9 モード同期 Ti:sapphire レーザーから超短光パルスの再構築結果。(a)線形強度スペクトル，(b)SH 強度スペクトル，(c)再構築された光パルスと周波数チャープ

5 まとめ

本研究では、自己相関測定を用いず、線形強度スペクトル、第2高調波(SH)強度スペクトルのみを用いた簡易な光パルス強度・位相再構築法を提案した。両強度スペクトルのみを用いたパルス再構築は、内部に適切な線形チャープ量を持つガウス型パルスを初期パルスとして設定することにより、少ない繰り返し計算回数においても正しい光パルスを再構築することが可能であることを数値シミュレーションにより確認した。初期パルスの時間幅、線形チャープ量が再構築結果に与える影響について調べ、本手法による光パルス再構築は、初期パルスの時間幅よりも線形チャープ量に強く依存することを確認した。また、本方式、IRIS法ともに、低計算回数での再構築を考えた場合、線形強度スペクトルのフーリエ変換限界パルスは初期パルスとして適切ではないことを確認した。最後に、モード同期 Ti:sapphire レーザーからの超短光パルスの線形強度スペクトル、および第2高調波(SH)強度スペクトルを実験的に取得し、本手法を適用した結果、妥当と思われる光パルスが再構築された。

参考文献

- [1] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, IEEE J. Quantum Electron, QE-25, 1225(1989).
- [2] R. Trebino, and D. J. Kane, J. Opt. Soc. Am. A10, 1101 (1993).

**Possibility of Utilization of Evanescent
Surface-Wave for Optical
Interconnection**

Thin Hollow Cylindrical Fiber Held in Air

大家重明

(摂南大学 工学部)

張 吉夫

(元 大阪府立大学 工学部)

2008年12月16日

於 大阪府立大学

概要

高ビットレートの光インターコネクションに適したファイバー構造を実現する目的で、空気中に浮かぶ細い（クラッドレス）ファイバー上を伝搬するエバネセントな表面波の利用可能性を探るために、薄い中空円筒形構造（周期構造は有しない）ファイバーについて具体的数値例で検討を行った。ファイバー径を細くすると大部分の界分布は、空気側に出てしまうが、この界分布は、軸方向に伝搬し、半径方向にはエバネセントなファイバー表面波となっており、その分布がファイバー・空気間の境界条件を満足するよう空気側でエンハンスされる。本報告では、薄い中空円筒形光ファイバーが真空中光速 c に近い群速度で、比較的小さい GVD (group velocity dispersion) を持ち得ることを示した。

Abstract

To explore the possibility of utilizing the evanescent surface wave propagating on fibers held in air for the purpose of realizing a fiber structure suited for the high bit-rate optical interconnection, a hollow-core cylindrical thin fiber contains no periodic structure within it is examined numerically. It is shown that the fiber having a group velocity close to the vacuum light speed and a relatively low valued GVD can be realized.

Keywords- *optical fiber, optical interconnection, evanescent surface wave*

I. INTRODUCTION – OPTICAL INTERCONNECTION

When we want to use optical fiber for optical interconnection (OIC), in particular, for scenes where high-speed information exchanges among multiple node points are demanded such as in a high-speed cluster computer system or in a high bit-rate parallel-processing CPU, speed of OIC is emerging as a crucial key component to determine the speed of the system.

As the bit-rate increases, the latency, that is waiting time, on those multiple nodal points will limit the speed of any processing mechanism included. The latency is basically determined by the information traveling velocity, i.e, the light group velocity, on the line connecting those nodal points. Also the bit-rate itself is limited by the group velocity dispersion (GVD) of the fiber. In almost all types of optical fiber, regardless standard core-cladding type fiber or normal photonic crystal type fiber, main part of axial optical flux is carried by radially propagating modes that are confined within the core, and only small part of flux is carried by the cladding. The confinement of flux is usually maintained by the total reflection at the interface between the core and cladding by selecting the refractive index of core is higher than that of cladding. Thus, since the signal runs in core, its group velocity v_g becomes lower than the vacuum light velocity, c , and also the group velocity dispersion (GVD) takes place. Therefore standard core-cladding type fibers or ordinary air-hole defect core (i.e., silica core) photonic crystal fibers are not suited for the high bit-rate OIC where the low latency and high bit-rate are required.

In this situation, the air-core photonic band-gap (acPBG) fiber [1-2] wherein main optical flux runs in air by the confinement mechanism due to the multiple interferential reflection from its periodic structure (Bragg reflection) surrounding the air-core, and since its main flux runs in its air core, it can give high v_g (quite close to c) as well as low GVD in principle. Therefore the air-core band-gap fiber is expected to be most-suited to the OIC. However, acPBG fiber is still considered to be under way of development because of its difficulty in production process of long haul low-loss and wide bandwidth fiber due to its tight fabrication tolerance associated with its structural complexity.

II. UTILIZATION OF EVANESCENT SURFACE WAVE FOR HIGH BIT-RATE OPTICAL INTERCONNECTION

As an optical fiber suited for high bit-rate OICs, we examined [3] a thin fiber held in

air, which contains radially evanescent surface wave running axially on fiber [4]. Here we propose another configuration utilizing the evanescent surface wave propagating along a thin hollow circular cylindrical fiber held in air that is expected to be suited for the high bit-rate OIC. This configuration basically has a much simpler structure than that of acPBG fiber.

Although the light field can be guided by confining it by any means of radial reflection as described in the previous section, if it is required only to guide the light field, the confinement of optical field is not necessarily needed. The light field can be guided when the light field is launched along a refractive index interfacial boundary if its lateral propagation constant can be kept imaginary (evanescent), and when the magnitude of this imaginary propagation constant adequately large enough, the field is tightly attached to the interface, that is, the interfacial structure for guiding field also works as a structure for confining the field. Also if we can set the boundary condition brought by the interface structure onto the field properly and keep the difference between the refractive indices on both sides large enough, the field propagating on fiber can be attached tightly to the fiber, and the field can be said, in a sense, to be confined.

Under the situation stated above, if we can let the light field run mainly in the lower refractive index region, and if we select this lower refractive index value to be 1 of air, there will be a chance to make the group velocity v_g quite close to c . Moreover if we can adjust the variation of degree of overlapping of light field and the interfacial refractive index distributions with respect to light wavelength variation, there also will be a chance to realize the GVD close to zero and at the same time to be flat.

III. FULL-VECTORIAL ANALYSIS

For ordinary optical fiber having a small lateral refractive index difference, scalar or semi-vectorial analyses can give satisfactorily accurate results. However, to analyze the structure containing the interface having a complicated structure with large refractive index difference, field configuration will become much more complex than that is describable by scalar variables, then the vectorial analysis should be employed. Only if the structure contains a simple structure, such as coaxial cylinder structure, it can be treated analytically using known standard function [4]. In our case, however, we will treat also the influence of support members to hold the cylinder structure, we will start here to solve the full-vectorial wave equations led directly from the Maxwell's equation numerically. When we assume a z -axis directed propagating wave as

$E_{xory}=E_{xory}(x,y)\exp(-i\beta z)$, lateral portion of the wave equations can be separated from the full 3D vectorial wave equations and can be expressed as follows [5];

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_x)}{\partial x} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_y)}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = (\beta^2 - \kappa^2 n^2) E_x \quad , \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_y)}{\partial y} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2 E_x)}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = (\beta^2 - \kappa^2 n^2) E_y \quad , \quad (2)$$

where $n=n(x,y)$ is the lateral refractive index distribution of the fiber, $E_x=E_x(x,y)$ and $E_y=E_y(x,y)$ are electric field distributions, $\kappa=2\pi/\lambda$ is the free space propagation constant, and λ is free space wavelength, β is an adequately assumed z -direction propagation constant. It should be noted that the wave equations (1) and (2) autonomously include the boundary conditions that should be satisfied when they are applied over any interfacial boundary.

If we want to know only the open behavior of electric field propagating along the z -axis starting from a given initial input field distribution, certain successively-approximated integration procedure applied to Eqs. (1) and (2) will give us a satisfactory numerical result.

We proposed before [6-7] a simple but rigorous expression of the effective refractive index having a straightforwardly understandable meaning, i.e, field-weighted RMS refractive index value or overlapping integral between field and squared refractive index n^2 (i.e., dielectric constant) distributions, as shown below,

$$n_{eff} = \frac{\beta}{\kappa} = \left[\frac{\int n^2(x,y) E_{xory}(x,y) dS}{\int E_{xory}(x,y) dS} \right]^{1/2} \quad . \quad (3)$$

If we solve Eqs.(1), (2), and (3) self-consistently by starting from certain adequately assumed $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$, and β , then repeating successive mutual substitutions of updated $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$ and n_{eff} or β into Eqs.(1), (2), and (3) until they reach within their predetermined errors, we can determine the vector field distribution $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$ and the effective refractive index n_{eff} of the waveguiding structure (fiber) simultaneously with a predetermined accuracy.

IV. THIN HOLLOW CIRCULAR CYLINDRICAL OPTICAL FIBER HELD IN AIR

A thin hollow circular cylindrical fiber held in air is examined. For simplicity and also to make match this new type of fiber to the ordinary linearly polarized light source, here we assume a linearly polarized fundamental mode that is basically resembles the LP-mode existing in standard optical fibers. Hereinafter, this linearly polarized direction is assumed to be in the x -axis direction.

The vacuum wavelength of light field is assumed to be $1.5\ \mu\text{m}$. To select structural dimensions, we tried to keep the fraction of cross-sectional area of the fiber structure occupying the whole lateral field spreading area as small as possible within a range of fiber manufacturing feasibility at present day and near future permits, and also tried to select the cylinder radius as small as possible so that the sag of the evanescent field amplitude around the structure-central axis inside the cylinder can be kept small within a range of keeping the effect of fixing support members to the cylinder, described later, can be kept small. In calculated example, the dimensional parameter is given in the figure caption and the refractive index of cylinder material is assumed to be 1.5 except as otherwise stated.

Lateral field structures are shown in Fig.1. Here the cylinder wall thickness and the cylinder diameter are selected larger than their optimum values for v_g and GVD for the purpose of a clear view of field configuration. In Fig.1, (a) shows a birds-eye view of lateral field amplitude distribution $|E_t| = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$, (b) shows $|E_t|$ distribution along x -axis, and along y -axis, and (c) shows a plan view of lateral field vector \vec{E}_t distribution. The evanescent surface field is seen inside and outside the cylinder. It is seen that the outside field is attracted tightly to the cylinder wall and hence decaying rapidly within a radius of around $2\ \mu\text{m}$. As is seen in (b), field inside the material of the cylinder along the x -axis is depressed sufficiently (or it can be said equivalently, field outside the material, that is, in air-space side, is enhanced largely), and this type of field distribution is favorable one for making n_{eff} value lower (See Eq.(2)). However, the field distribution along the y -axis has its peak inside the material, making n_{eff} larger. Thus the favorable action of the field depression happening inside the material on x -axis is cancelled out by the unfavorable action of field enhancement in the material on y -axis. More detailed field configuration can be understood from the field vector distribution shown in (c). It is seen that the field vectors are forced to run along the

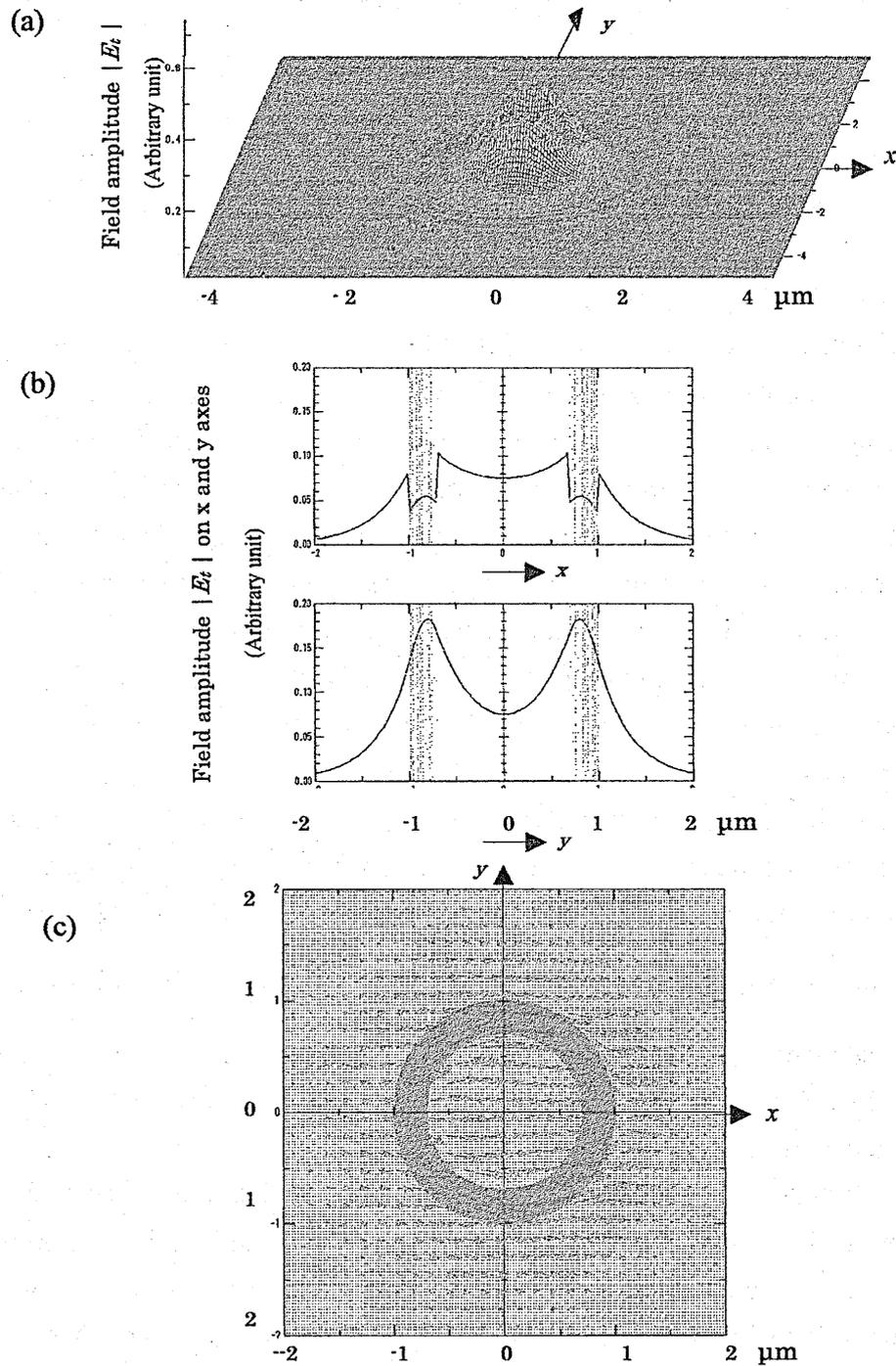


Figure 1. Lateral field configuration of hollow cylindrical fiber held in air.

(a): Birds-eye view of $|E_t|$

(b): $|E_t|$ distribution along x -axis and $|E_t|$ distribution along y -axis

(c): Plan view of lateral field vector \vec{E}_t distribution

Outer radius: $OR = 1.0 \mu\text{m}$, Inner radius: $OR = 0.7 \mu\text{m}$, $n = 1.5$,
 and $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Shaded and green areas indicate the cylinder.

curve of the cylinder wall, resulting in forming an LP₀₁-like mode that is modified by the presence of cylinder material. All of these field configurations can be explained by the boundary condition the field must follow at the refractive index interface.

V. DISPERSION CHARACTERISTICS

As has been described earlier, for high bit-rate OIs, fibers having the dispersion characteristics such that its group velocity v_g close to c , namely the group refractive index, $n_{geff} = c/v_g$, close to 1 and the group velocity dispersion GVD as small as possible, are required.

In the present configuration of our hollow circular cylindrical optical fiber held in air, in order to fulfill the above requirements, we must reduce the cross-sectional area of material as small as possible within a range the lateral field spreading is permissible and also the present-day fiber production process allows.

Dispersion characteristics, $n_{eff}(\lambda)$, $n_{geff}(\lambda)$ and GVD that is defined as

$$GVD = -\frac{\lambda}{c} \left(\frac{\partial^2 n_{eff}}{\partial \lambda^2} \right)$$

of the present fiber, when we select the dimensional parameter, such

as the cylinder outer radius: OR=1.03 μm and inner radius: IR=1.0 μm (cylinder wall thickness of 30nm), were numerically examined for a wavelength range of 1.4 μm through 1.8 μm and shown in Fig. 2. In this calculation, for the material refractive index, the Sellmeier's relation of silica was taken into account.

In the wavelength range of calculation, it is seen that $n_{eff}(\lambda)$ and $n_{geff}(\lambda)$ are kept quite close to 1 and showing their utmost values of 1.001 and 1.004, respectively. GVD is kept in a negative range of -10 to -50 ps/nm/km and showing a rapid variation at shorter wavelength side and the slope of variation is diminishing at the longer wavelength side. Resulted GVD values are still not of full-satisfaction for the high bit-rate long haul OICs, but they are rather suitable for a short haul OICs such as cluster computer systems. It suggests that a little bit thinner cylinder wall thickness may shift the whole dispersion curves to the shorter wavelength side so that GVD value can be pulled up and flattened.

It should be pointed out that some other mode configuration than the mode we examined which is more suitable to realize a lower GVD value may exist.

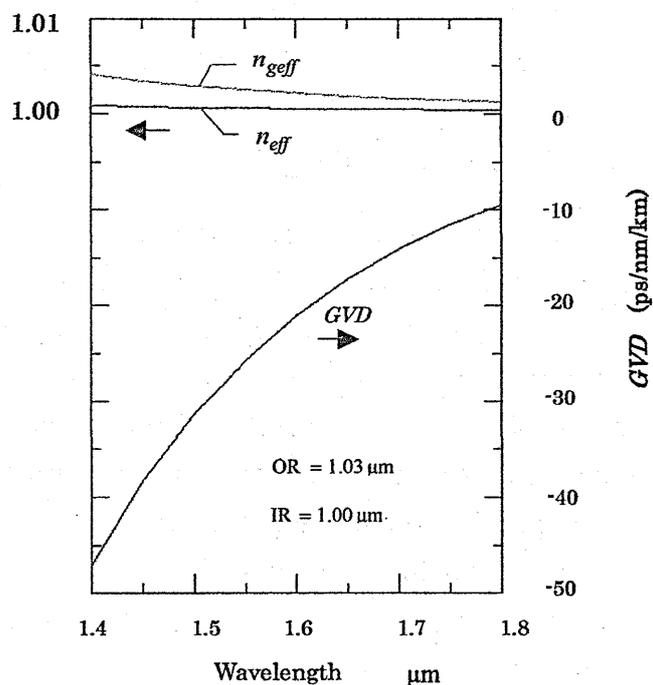


Figure 2. Dispersion characteristics of the hollow cylinder structure. For the material refractive index, Sellmeier formula for silica is used.

VI. SUPPORT MEMBER

So far, we treated only an idealized model of a thin hollow cylinder held in air. To realize this structural configuration as an actual fiber structure, we must support the cylinder in air by any means. Here, degree of the influence of attaching a support member onto the cylinder is examined. As an example, a structure of support member comprising four sheets of the same thickness as that of the cylinder wall attached axially and in diagonal direction with respect to the lateral coordinate axes is examined. Calculated result of lateral field amplitude distribution is shown in Fig.3. It is seen that the field amplitude inside the support member is depressed, while enhanced outside (air side). Hence the degree of influence of installing the support member to the cylinder is expected to be small. In this example, increment in n_{eff} due to the support member was found to be less than 3 %.

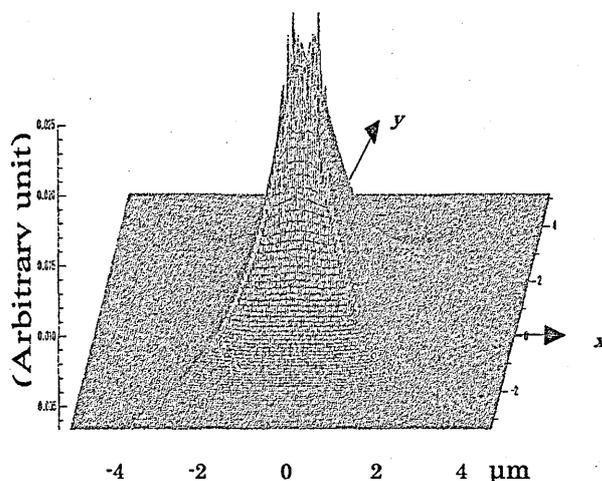


Figure 3. Lateral field amplitude $|E_z|$ distribution of the hollow circular cylinder fiber having four-sheet support members diagonally installed to the cylinder. $OR = 0.5 \mu\text{m}$, $IR = 0.4 \mu\text{m}$, $n = 1.5$, and $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$.

VII. CONCLUSION

As a new type of fiber utilizing the evanescent surface wave, a thin hollow circular cylindrical fiber, which has much simpler structure compared with the air-core photonic bandgap fiber, was proposed expecting to be used in high bit-rate optical interconnections. The field configuration of this new type of fiber was analyzed by computer calculation and the contribution of evanescent surface wave for attaining a low latency and high bit-rate fiber was investigated. The effective refractive index and the effective group refractive index are found to be kept quite close to 1 in a wavelength band of $1.4 \mu\text{m} - 1.8 \mu\text{m}$. Resulted GVD values are in a range of -50 to -10 ps/nm/km. It is pointed out that these GVD values will be improved by selecting the mode to be excited. Effect of support member was also examined. Thus the possibility of realizing a new type of fiber utilizing the evanescent surface wave that is expected to be suitable for optical interconnections was shown.

ACKNOWLEDGMENT

We thank for the encouragement of T. Umeda of Kitasato University.

REFERENCES

- [1] (For historical development of acPBG fibers)
F. Benabid, "Hollow-core photonic bandgap fibre: light guidance for new science and technology," Philosophical Transactions of the Royal Society A, published online 2006.
- [2] (One of most recent reports on acPBG fibers)
R. Amezcua-Correa, F. Geome, G. Leon-Saval, N. G. R. Broderick, T. A. Birks and J. C. Knight, "Control of surface modes in low loss hollow-core photonic bandgap fibers," Optics Express, vol. 16, No. 2, pp. 1142-1149, January 2008.
- [3] S. Ohke and Y. Cho, "0.99c-light-speed surface signal wave propagating on a thin-structured line held in air," Proceedings of International Laser, Light-Wave and Microwave Conference 2008 (ILLMC2008), 24-TP2-1, Yokohama, April 2008.
- [4] L. Tong, J. Lou, Eric Mazur, "Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides," Optics Express, vol. 12, No.6, pp.1025-1035, March 2004.
- [5] (For example) J. I. Kim: "Analysis and applications of Microstructure and holey optical fibers", http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-09252003-085911/unrestricted/JeongKim_ETD.pdf.
- [6] S. Ohke, Y. Satomura, T. Umeda and Y. Cho, "A new integral expression for the effective refractive index of optical waveguides and its application for a fast numerical solution finder for the effective refractive index", Optics Communications, vol.118, pp. 227-234, July 1995.
- [7] S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, "A new integral expression for the effective refractive index of optical waveguides and its application to nonlinear optical waveguides", Proceedings of International Laser, Light-Wave and Microwave Conference 1995 (ILLMC1995), pp.169-172, Shanghai, October 1995.

本報告は、2008年11月10-12日に杭州 Hangzhou (China)で開催されました The 11th International Conference on Communication Technologies 2008 (ICCT2008) において発表しました同標題の英文報告と同一の内容のものであることをお断りしておきます。

LTCC 技術を用いた小型広帯域フィルタ及び分波
回路に関する検討

Studies on a compact wideband filter, a diplexer
and a triplexer using LTCC technology

大島心平*、**
Shinpei Oshima

和田光司**
Kouji Wada

村田龍司*
Ryuji Murata

島方幸広*
Yukihiro Shimakata

*太陽誘電(株)

**電気通信大学

*TAIYO YUDEN CO., LTD. **The University of Electro Communications

2009年3月25日

於 大阪府立産業技術総合研究所

LTCC技術を用いた小型広帯域フィルタ 及び分波回路に関する検討

Studies on a compact wideband filter, a diplexer and a triplexer using LTCC technology

大島心平^{†,††} 和田光司^{††} 村田龍司[†] 島方幸広[†]

[†] 太陽誘電株式会社 ^{††} 電気通信大学

あらまし: 本報告では, Ultra Wide Band(UWB) 無線システム用小型モジュールでの使用を想定した広帯域ダイプレクサ及び広帯域トリプレクサを LTCC 基板内に実現する一手法について報告する. 最初に, LTCC 基板への小型形状での内蔵に適した広帯域特性を有する共振器について述べる. 次に, その共振器を活用し, UWB 無線システムの Multi-band OFDM 方式での使用を想定した UWB Low Band (3.168-4.752 GHz) 及び UWB High Band(6.336-9.504 GHz) 用広帯域フィルタについて述べるとともに, そのフィルタを用いた広帯域ダイプレクサ及び広帯域トリプレクサについて報告する. 最後に, 実際に LTCC 基板を試作し, 提案手法の有効性を検証している.

キーワード: LTCC 基板, 内蔵, UWB, ダイプレクサ, トリプレクサ, 広帯域フィルタ,

Keyword: LTCC substrate, Built in, UWB, Diplexer, Triplexer, Wideband filter

1 まえがき

携帯電話, Bluetooth, 無線 LAN 等に代表される無線機器の小型化・高機能化の要求に対して, Low Temperature Co-fired Ceramic (LTCC) 基板を活用したモジュール化技術が数多く採用されている [1]-[2]. この技術は, LTCC 基板の内部に帯域通過フィルタ等の高周波回路を積層構造で作りこみ, 基板上に半導体, チップ部品を実装する小型化手法であり, 次世代の無線システムにおいても本技術の適用が期待されている.

一方, 世の中の無線技術の動向に目を向けると, 高速通信と低消費電力を両立した Ultra Wide Band (UWB) 無線システムの研究開発が盛んに行われており, そのシステムを想定した広帯域フィルタが平面回路を中心に提案されている [3]-[8]. そして, その更なる小型化やそれらの技術の応用による広帯域分波回路 (ダイプレクサ, トリプレクサ) の実現が期待されている.

以上のような背景を踏まえて, 本報告では, 広帯域に対応したダイプレクサ及びトリプレクサを LTCC 基板内に小型形状で実現する一手法について

報告する. 最初に, LTCC 基板への小型形状での内蔵に適した広帯域特性を有する共振器について述べる. 次に, その共振器を活用し, UWB 無線システム (Multi-band OFDM 方式 [9]) の Band Group 3,4 (UWB High Band: 6.336-9.504 GHz) 及び Band Group 1 (UWB Low Band: 3.168-4.752 GHz) を想定した小型広帯域フィルタについて検討するとともに, そのフィルタを用いた広帯域ダイプレクサ及び広帯域トリプレクサについて報告する. 最後に, 提案手法の有効性を実際に試作実験により検証している.

2 キャパシタと $\lambda/2$ 先端開放型スタブで構成される有極形共振器

本章では, 広帯域フィルタ及び分波回路の基礎となるキャパシタと $\lambda/2$ 先端開放型スタブで構成される有極形共振器について理論的に解析するとともに, 本共振器の共振特性について述べる.

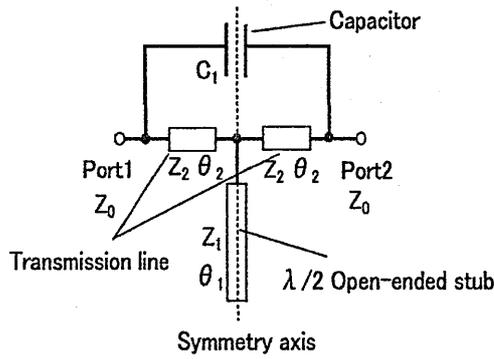


図 1: キャパシタと $\lambda/2$ 先端開放型スタブで構成される有極形共振器

2.1 共振器の回路構成

図 1 にキャパシタと $\lambda/2$ 先端開放型スタブからなる共振器の回路構成を示す。この共振器は、 $\lambda/4$ 以下の短い伝送線路 (Transmission line)、キャパシタ、 $\lambda/2$ 先端開放型スタブ ($\lambda/2$ open-ended stub) からなり、キャパシタを活用することで、共振器が有する線路を極力短くした回路構成である。よって、キャパシタを小型、積層構造で作り込める LTCC 基板への内蔵に適した手法である [4]。

2.2 偶奇モード解析

図 1 に示した共振器は、一軸対称を有する回路構成であるため、偶奇モード解析を行うことができる。図 2 に本共振器の偶モードの等価回路、奇モードの等価回路を示す。図 2 に示した等価回路から、偶モードの入力インピーダンス、反射係数は次式で表される。

$$Z_{\text{even}} = jZ_2 \frac{Z_2 \tan \theta_1 \tan \theta_2 - 2Z_1}{Z_2 \tan \theta_1 + 2Z_1 \tan \theta_2} \quad (1)$$

$$\Gamma_{\text{even}} = \frac{Z_{\text{even}} - Z_0}{Z_{\text{even}} + Z_0} = \frac{2Z_1 \cot \theta_1 (Z_2 - jZ_0 \tan \theta_2) - Z_2 (jZ_0 + Z_2 \tan \theta_2)}{2Z_1 \cot \theta_1 (Z_2 + jZ_0 \tan \theta_2) + Z_2 (jZ_0 - Z_2 \tan \theta_2)} \quad (2)$$

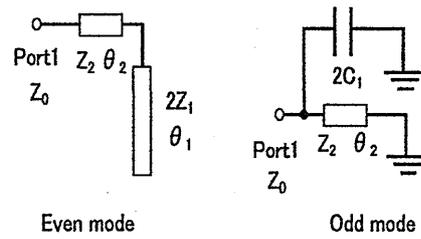


図 2: 偶・奇モード等価回路

また、奇モードの入力インピーダンス、反射係数は次式で表される。

$$Z_{\text{odd}} = \frac{1}{2j\omega C_1 + \frac{1}{jZ_2 \tan \theta_2}} \quad (3)$$

$$\Gamma_{\text{odd}} = \frac{Z_{\text{odd}} - Z_0}{Z_{\text{odd}} + Z_0} = \frac{Z_2(j + 2\omega C_1 Z_0) - Z_0 \cot \theta_2}{jZ_2 - 2\omega C_1 Z_0 Z_2 + Z_0 \cot \theta_2} \quad (4)$$

式 (2)、式 (4) と次式を用いて S_{11} 、 S_{21} が導出できる。

$$S_{11} = \frac{\Gamma_{\text{even}} + \Gamma_{\text{odd}}}{2} \quad (5)$$

$$S_{21} = \frac{\Gamma_{\text{even}} - \Gamma_{\text{odd}}}{2} \quad (6)$$

よって、本共振器の整合周波数は、 $S_{11} = 0$ を満たす条件である $\Gamma_{\text{even}} = -\Gamma_{\text{odd}}$ により決定される。また、本共振器の減衰極周波数は、 $S_{21} = 0$ を満たす条件である $\Gamma_{\text{even}} = \Gamma_{\text{odd}}$ により決定される。

2.3 共振特性

図 1 に示した共振器は、パラメータを変えると、整合周波数、減衰極周波数の実現条件に従い、超広帯域特性を始めとする様々な共振特性を有する。ここでは、最初に、通常の $\lambda/2$ 先端開放型スタブの共振特性について述べ、次に、本共振器が有する 3 種類の共振特性及び、その特性を実現するメカニズムについて述べる。なお、共振特性の解析は、すべて汎用回路シミュレータ (Agilent 社 ADS) で行った。

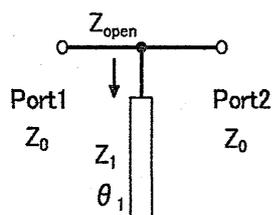


図 3: λ/2 先端開放型スタブ

表 1: λ/2 先端開放型スタブのパラメータ

Z_0	θ_1	Z_1
50 Ω	180° (@6GHz)	50 Ω

表 2: 超広帯域特性実現のためのパラメータ

Z_0	C_1	Z_1
50 Ω	0.64pF	50 Ω
θ_1	Z_2	θ_2
180° (@6GHz)	30 Ω	18° (@6GHz)

2.3.1 λ/2 先端開放型スタブの共振特性

図 3 に λ/2 先端開放型スタブを示す。また、表 1 に示すパラメータに設定した場合の周波数特性を図 4 に示し、先端開放型スタブの入力インピーダンスを次式に示す。

$$Z_{open} = -jZ_1 \cot \theta_1 \quad (7)$$

式 (7) と図 4 に示した特性より、λ/2 先端開放型スタブは、周波数 (f) が 3 GHz (f_0)、9 GHz ($3f_0$)、15 GHz ($5f_0$) において、共振するとともに、6 GHz ($2f_0$)、12 GHz ($4f_0$) において、反共振していることがわかる。よって、λ/2 先端開放型スタブでは、周期的な共振の影響で、超広帯域な伝送特性の実現は困難であることが確認できる。また、周期的な反共振の影響で、高調波が出現することがわかる。

2.3.2 超広帯域特性

通常の λ/2 先端開放型スタブは、先で述べたように、周期的に共振周波数を有するため、超広帯域

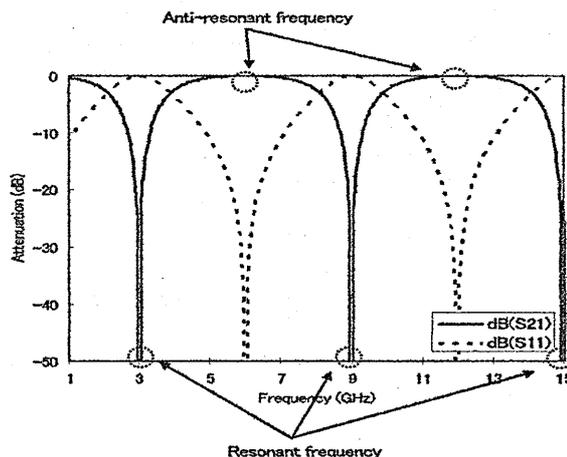


図 4: λ/2 先端開放型スタブの周波数特性

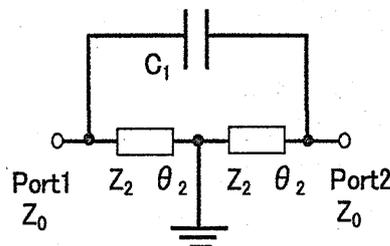


図 5: 共振時の等価回路

な伝送特性の実現は困難である。一方、図 1 に示した共振器は、共振周波数では、先端開放型スタブ部が式 (7) において $\cot \theta_1 = 0$ となるため接地と等価になり、図 5 に示す等価回路となる。この等価回路が、共振周波数 ($f = 3f_0$) において、式 (6) より $|S_{21}| = |\frac{\Gamma_{even} - \Gamma_{odd}}{2}| = 1$ を満たす条件に、パラメータを設定することによって、λ/2 先端開放型スタブが有する共振を打ち消し、超広帯域な伝送特性が実現できる。更に、本条件において、本共振器が有する 1 次の減衰極周波数 (f_{L1}) から、2 次の減衰極周波数 (f_{H1}) までの周波数帯 ($f_{L1} < f < f_{H1}$) で、 $\Gamma_{even} = -\Gamma_{odd}$ を満たす周波数を 3 個有する条件に、パラメータを調整することで、1 段の共振器で整合周波数を 3 個有することができ、超広帯域で良好な反射特性が実現できる。

表 2 に超広帯域特性を実現するパラメータの一例を示し、図 6 にそのパラメータを用いた本共振器の周波数特性を示す。図 6 に示した特性より、先端開

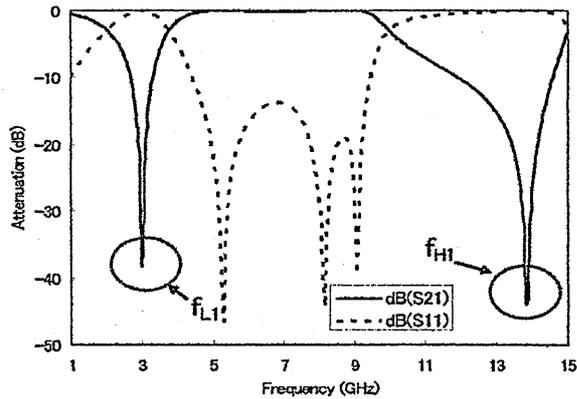


図 6: 周波数特性 (超広帯域特性)

放型スタブ部が有する 9 GHz での共振が打ち消されるとともに、1 段の共振器で、整合周波数を 3 個有することができ、結果、超広帯域な伝送特性、反射特性が実現できている。

2.3.3 広帯域, 多極特性

図 1 に示した共振器の先端開放型スタブ部が、反共振から共振に移行する周波数帯では、このスタブ部が式 (7) において $\cot \theta_1 > 0$ となるためキャパシタと等価となり、本共振器は、図 7 に示す等価回路となる。よって、この等価回路が、反共振から共振に移行する周波数帯 ($2f_0 < f < 3f_0$) で $\Gamma_{\text{even}} = \Gamma_{\text{odd}}$ を満たす周波数を 2 個有する条件に、パラメータを設定することにより、この周波数帯で、減衰極を 2 個有する多極特性が実現できる。更に、本条件において本共振器が有する 1 次の減衰極周波数 (f_{L2}) から、2 次の減衰極周波数 (f_{H2}) までの周波数帯 ($f_{L2} < f < f_{H2}$) で、 $\Gamma_{\text{even}} = -\Gamma_{\text{odd}}$ を満たす周波数を 2 個有する条件に、パラメータを調整することによって、1 段の共振器で整合周波数を 2 個有する広帯域で良好な反射特性が実現できる。

表 3 に広帯域, 多極特性を実現するパラメータの一例を示す。また、図 8 にそのパラメータを用いた本共振器の周波数特性を示す。図 8 に示した特性より、図 6 に示した特性と比較すると狭帯域になるが、整合周波数を 2 個有する広帯域特性が実現できている。また、通過帯域の高周波側 (7.5GHz 近傍)

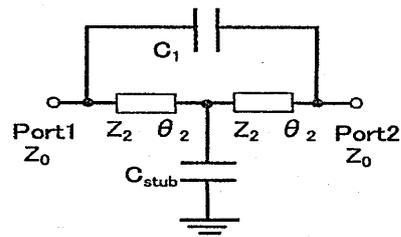


図 7: 反共振から共振に移行する周波数帯での等価回路

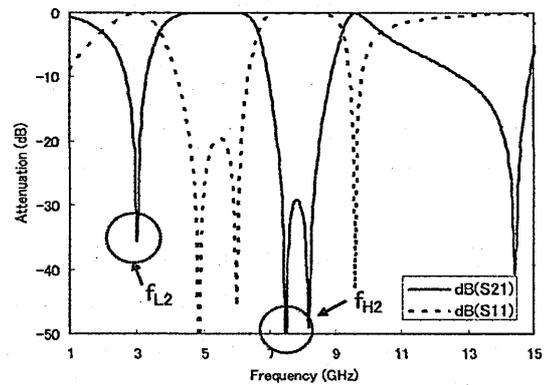


図 8: 周波数特性 (広帯域, 多極特性)

表 3: 広帯域, 多極特性実現のためのパラメータ

Z_0	C_1	Z_1
50 Ω	1.5pF	50 Ω
θ_1	Z_2	θ_2
180° (@6GHz)	22 Ω	18° (@6GHz)

に減衰極を追加でき、良好な減衰特性が実現できている。

同様の考え方で、先端開放型スタブ部が共振から反共振に移行する周波数帯 ($f_0 < f < 2f_0$) で、本共振器の等価回路が減衰極を有する条件にパラメータを調整することで、通過帯域の低周波側に減衰極を有する多極特性が実現できる。

2.3.4 高調波抑制特性

$\lambda/2$ 先端開放型スタブは、先に述べたように、周期的に反共振周波数を有するため、高調波が出現す

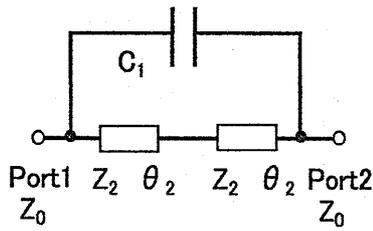


図 9: 反共振時の等価回路

表 4: 高調波抑制特性実現のためのパラメータ

Z_0	C_1	Z_1
50 Ω	0.4pF	50 Ω
θ_1	Z_2	θ_2
180° (@6GHz)	40 Ω	14° (@6GHz)

る。一方、図 1 に示した共振器は、反共振周波数では、先端開放型スタブ部が式 (7) において $\tan \theta_1 = 0$ ($\cot \theta_1 = \frac{1}{\tan \theta_1}$) となるため開放と等価になり、図 9 に示す等価回路となる。よって、この等価回路が、反共振周波数 ($f = 4f_0$) で $\Gamma_{\text{even}} = \Gamma_{\text{odd}}$ を満たす条件に、パラメータを設定することにより、高調波抑制特性が実現できる。

表 4 に高調波抑制特性を実現するパラメータの一例を示す。また、図 10 にそのパラメータ用いた本共振器の周波数特性を示す。図 10 に示した特性より、広帯域特性は有さないが、2 次高調波周波数 (12 GHz) に減衰極を設け、2 次高調波を抑制する特性が実現できている。

図 6、図 8 及び図 10 に示した共振特性より、本共振器は、パラメータを変えることで、様々な周波数特性が実現できる。よって、パラメータを変えて多段化することで、特性の要求に合わせた広帯域フィルタの実現が期待できる。

3 UWB High Band 用広帯域フィルタ

本章では、2 章で述べた共振器を用いて LTCC 基板に内蔵可能な UWB High Band に対応した広帯域

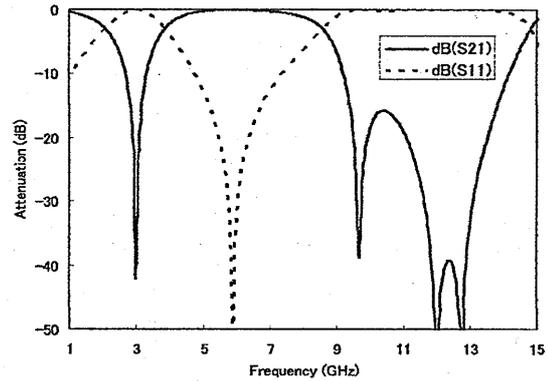


図 10: 周波数特性 (高調波抑制特性)

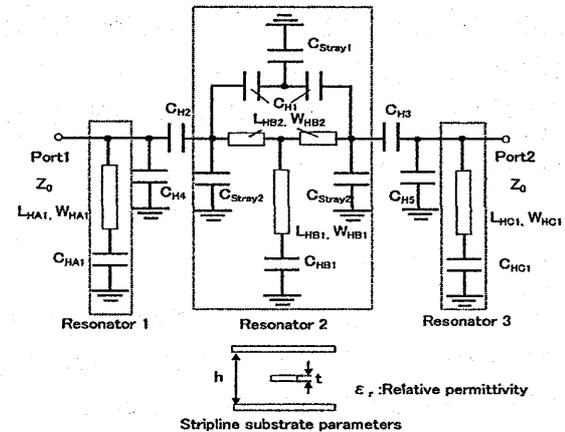


図 11: UWB High Band 用広帯域フィルタの基本回路構成

フィルタを検討した。なお、フィルタの仕様については、通過帯域を UWB High Band とし、阻止域を 2.4 GHz 帯無線システム (2.4-2.5 GHz), UWB Low Band とした。図 11 にその回路構成を示す。本フィルタは、2 章で述べた広帯域特性を有する有極形共振器 (Resonator2) と先端開放型スタブ (Resonator1, Resonator3) をキャパシタ C_{H2} , C_{H3} で接続した構成である。キャパシタ C_{HA1} , C_{HB1} , C_{HC1} は、波長短縮用に設けた素子であり、これらにより、各共振回路の一層の小型化を実現している。また、キャパシタ C_{H4} , C_{H5} は、整合周波数の調整及びスプリアス特性を改善するために設けた素子であり、 C_{Stray1} 及び C_{Stray2} は、3 次元の LTCC 構造により発生する寄生容量である。具体的には、フィルタの上下層

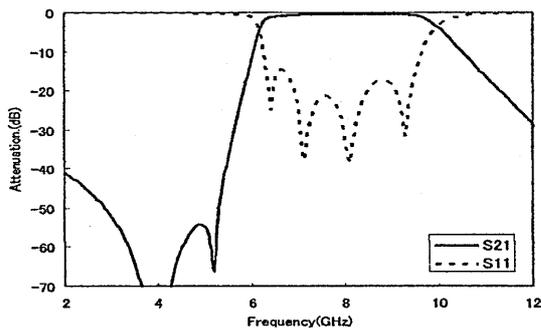


図 12: 図 11 に示したフィルタの周波数特性 (回路シミュレーション): $C_{H1} = 0.58\text{pF}$, $C_{H2} = C_{H3} = 0.38\text{pF}$, $C_{H4} = C_{H5} = 0.44\text{pF}$, $C_{\text{stray}1} = C_{\text{stray}2} = 0.1\text{pF}$, $C_{HB1} = 1.12\text{pF}$, $C_{HA1} = C_{HC1} = 1.95\text{pF}$, $L_{HA1} = L_{HB1} = L_{HC1} = 1.85\text{mm}$, $L_{HB2} = 0.7\text{mm}$, $W_{HA1} = W_{HB1} = W_{HB2} = W_{HC1} = 0.1\text{mm}$, $h = 0.37\text{mm}$, $t = 8\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 8$, $Z_0 = 50\Omega$

に設けた Ground (GND) プレーンとの間に発生する容量で、その素子値は、0.1 pF 程度であるが、特に高い周波数帯での精度を考慮して、これらのパラメータを導入している。本フィルタの素子値は、汎用回路シミュレータを用いて、各共振器の整合周波数、減衰極周波数の実現条件を考慮しながら、回路全体を調整する方法で所望の特性を実現する値に決めた。図 12 に、本フィルタの素子値と回路シミュレーションの結果を示す。図 12 に示した特性より、所望の広帯域特性及び減衰特性が実現できていることが確認できる。また、3 段の共振回路で整合周波数を 4 個有することから、本フィルタの特性は、2 章で述べた共振器の広帯域・多極特性を利用して実現していることが確認できる。

次に、図 11 に示した基本回路をもとに、3 次元構造により発生する各種の寄生成分を考慮し、素子構造を調整することで実現した LTCC 構造を図 13 に示し、図 14 に本フィルタ構造を汎用電磁界シミュレータ (Ansoft 社 HFSS Ver.11) で解析した結果を示す。ただし、LTCC 基板の設計パラメータは、表 5 の値を使用している。図 13 に示した構造より、本フィルタは、上下層に設置した GND 導体と積層体の中央に設けた 3 層の導体パターンからなる。形状については、 $3.6 \times 2.8 \times 0.384\text{mm}$ であり、小型低背形

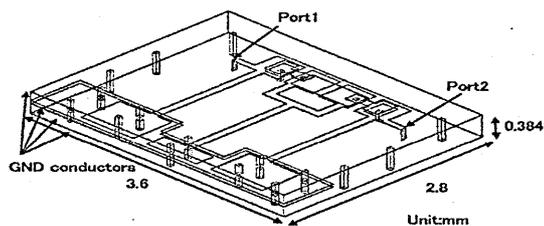


図 13: LTCC 構造 (3 次元構造)

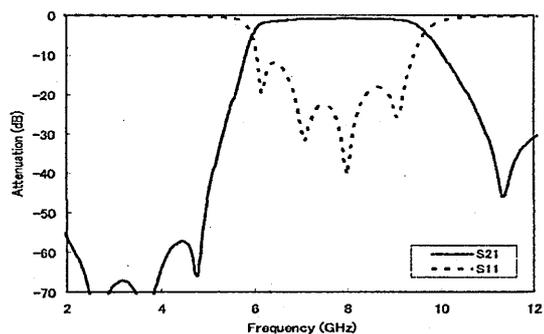


図 14: 図 13 に示した構造の周波数特性 (電磁界シミュレーション)

表 5: LTCC 基板の設計パラメータ

Relative permittivity	$\tan\delta$
8	≤ 0.001
Conductor	Conductor thickness
Silver	$8\mu\text{m}$

状で実現できている。図 14 に示した特性より、回路シミュレーションとほぼ同等な傾向を持つ所望の特性が実現できていることが確認できる。

4 UWB Low Band 用広帯域フィルタ

3 章で述べた広帯域フィルタは、通過帯域の高周波側でのスプリアスの抑制が十分ではなかった。一方、UWB 及びその近傍の無線システムが活用する周波数帯を考慮すると、UWB Low Band 用広帯域フィルタでは、2.4 GHz 帯無線システム、UWB

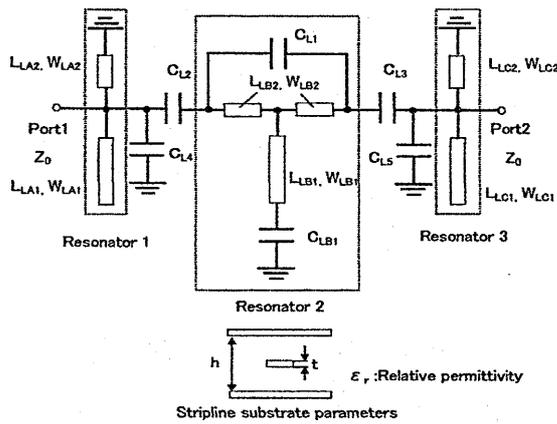


図 15: UWB Low Band 用広帯域フィルタの基本回路構成

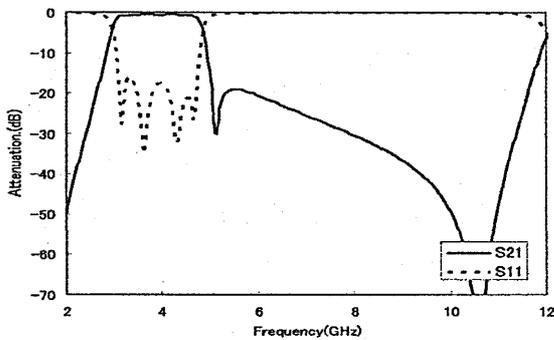


図 16: 図 15 に示したフィルタの周波数特性 (回路シミュレーション): $C_{L1} = 1.3\text{pF}$, $C_{L2} = C_{L3} = 0.7\text{pF}$, $C_{L4} = C_{L5} = 0.9\text{pF}$, $C_{LB1} = 6.4\text{pF}$, $L_{LB1} = 3.1\text{mm}$, $L_{LB2} = 1\text{mm}$, $L_{LA2} = L_{LC2} = 2.0\text{mm}$, $L_{LA1} = L_{LC1} = 2.5\text{mm}$, $W_{LA1} = W_{LA2} = W_{LB1} = W_{LC1} = W_{LC2} = 0.1\text{mm}$, $W_{LB2} = 0.15\text{mm}$, $h = 0.37\text{mm}$, $t = 8\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 8$, $Z_0 = 50\Omega$

High Band の周波数帯を除去する必要があるため、通過帯域近傍での減衰とともに、良好なスプリアス抑制が要求される。そこで、広帯域特性を有する共振器にタップ結合型共振器 [10] を組み合わせることで、スプリアス特性を改善した広帯域フィルタを実現した。

図 15 に UWB Low Band 用広帯域フィルタの基本回路構成を示す。図 15 に示した構成より、本フィルタは、2 章で述べた広帯域特性を有する有極形共振器 [4] (Resonator2) とタップ結合型共振器 [10]

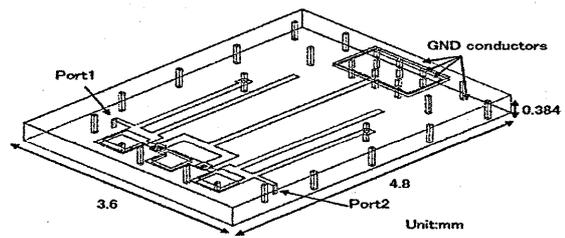


図 17: LTCC 構造 (3次元構造図)

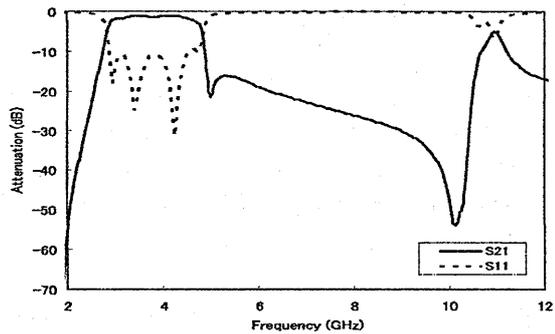


図 18: 図 17 に示した構造の周波数特性

(Resonator1, Resonator3) をキャパシタ C_{L2} , C_{L3} で接続した構成である。キャパシタ C_{LB1} は、波長短縮用に設けた素子であり、これにより、共振回路の一層の小型化を実現している。また、キャパシタ C_{L4} , C_{L5} は、整合周波数の調整及びスプリアス特性を改善するために設けた素子である。図 15 に示した回路構成における各素子値については、汎用回路シミュレータを用いて、3 章で述べた方法で決定した。図 16 に得られた素子値及び回路シミュレーションの結果を示す。図 16 に示した特性より、通過帯域の近傍での良好な減衰特性が確認できる。また、タップ結合型共振器を採用し、10.5 GHz に減衰極周波数を設けることで、10 GHz までの広域に渡るスプリアス抑制が実現できていることが確認できる。

次に、図 15 に示した基本回路をもとに、3次元構造により発生する各種の寄生成分を考慮し、素子構造を調整することで実現した LTCC 構造を図 17 に示し、図 17 の構造体を汎用電磁界シミュレータで解析した結果を図 18 に示す。なお、LTCC 基板

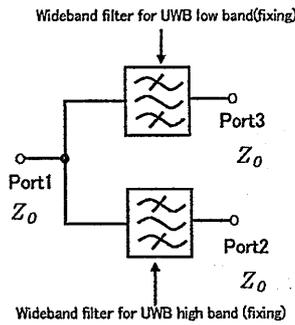


図 19: 広帯域フィルタを直接結合させたダイプレクサ

の設計パラメータは、3章のフィルタと同様に表5の値を想定している。図17に示した構造より、本フィルタは、LTCC基板の中央部に設けた3層の導体パターンと上下に設けたGNDパターンから構成される。形状については、4.8x3.6x0.384mmであり、小型低背形状で実現できている。また、図18に示した特性より、回路シミュレーションと良く一致しており、所望の特性が実現できていることが確認できる。

5 広帯域ダイプレクサ

本章では、3章及び4章で述べたUWB High Band及びUWB Low Bandに対応した広帯域フィルタを活用し、広帯域ダイプレクサを検討した。

5.1 整合回路

最初に、先に報告したUWB Low Band用及びUWB High Band用広帯域フィルタを直接結合させる最も簡易な構成で広帯域ダイプレクサを検討した。図20に直接結合した場合の周波数特性を示す。図20に示した特性より、UWB Low Bandの通過帯域である4 GHz及び、UWB High Bandの通過帯域の近傍である10.6 GHzに減衰極が発生し、ダイプレクサして機能していないことが確認できる。この不要な減衰極が発生する理由は、それぞれの広帯域フィルタの入力インピーダンスにある。図21(a)にUWB High Band用広帯域フィルタの入力インピー

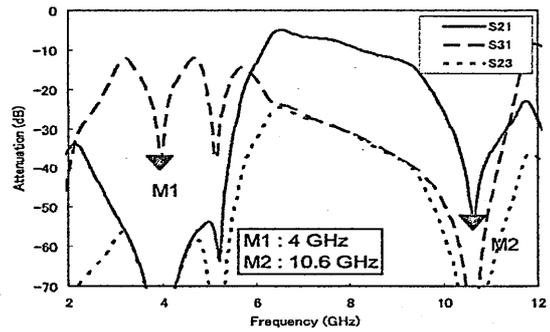


図 20: 広帯域フィルタを直接結合させたダイプレクサの周波数特性 (回路シミュレーション)

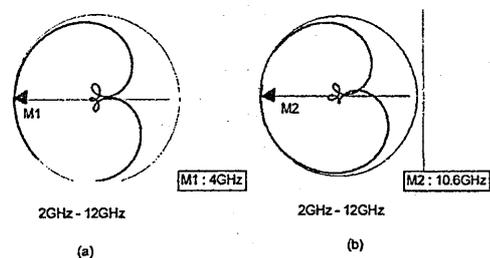


図 21: (a)UWB High Band用広帯域フィルタの入力インピーダンス、(b)UWB Low Band用広帯域フィルタの入力インピーダンス

ダンスを示す。図21(a)に示したインピーダンスより、4 GHzで接地と等価になっていることが確認できる。よって、共通ポートに入力した信号は、この周波数では、UWB High Band用広帯域フィルタ側に流れることになり、その結果、UWB Low Band側の通過帯域に減衰極が出現する。次に、図21(b)にUWB Low Band用広帯域フィルタの入力インピーダンスを示す。図21(b)に示したインピーダンスより、10.6 GHzで接地と等価になっていることが確認できる。よって、共通ポートに入力した信号は、この周波数では、UWB Low Band側の広帯域フィルタ側に流れることになり、UWB High Band側の通過帯域の近傍に減衰極が出現する。そこで、不要な減衰極の発生を抑えるためには、各広帯域フィルタの前段に以下の条件を満たす整合回路を設けた。

(1) 入力インピーダンスが接地と等価になる周波数を制御して、特性を劣化させる不要な減衰極周波

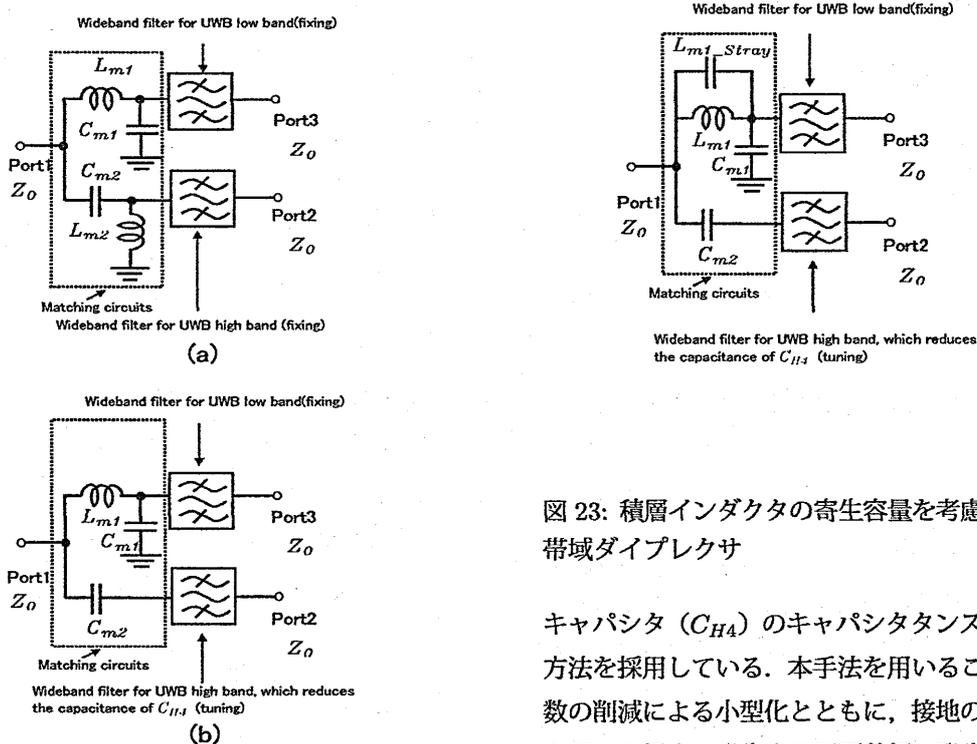


図 22: (a) 広帯域ダイプレクサ (b) 小型広帯域ダイプレクサ

数の発生を抑止できること。

(2) 整合回路により、各広帯域フィルタの基本特性が極力劣化しないこと。

(3) LTCC 基板内に小型、低背構造で実現できること。

上記条件を満たす整合回路を設けたダイプレクサを図 22(a) に示す。図 22(a) に示したダイプレクサは、UWB High Band 側の広帯域フィルタの整合回路として、直列のキャパシタと接地のインダクタを採用し、UWB Low Band 側の広帯域フィルタの整合回路として、直列のインダクタと接地のキャパシタを用いる方法である。本手法によって、不要な減衰極の発生を抑止し、ダイプレクサの広帯域特性の確保が可能になる。図 22(b) に整合回路を更に改善した方法を示す。図 22(b) に示した方法では、UWB High Band 側の広帯域フィルタの整合回路で用いる直列のインダクタを削除し、その代わりに UWB High Band 側の広帯域フィルタの入力段に設けた

図 23: 積層インダクタの寄生容量を考慮した小型広帯域ダイプレクサ

キャパシタ (C_{H4}) のキャパシタタンスを削減する方法を採用している。本手法を用いることで、素子数の削減による小型化とともに、接地のインダクタを用いた場合に発生する不要共振の発生を抑止できる。以上の検討結果を踏まえて、図 22(b) に示した手法を採用することにした。図 23 に図 22(b) に示した回路に積層インダクタが持つ寄生容量を考慮した回路を示す。この寄生容量は、0.1 ~ 0.2pF 程度であるが、9 GHz 近傍でのシミュレーション精度を考慮して導入している。次に、図 23 に示した方法の整合回路の素子値及び回路シミュレーションの結果を図 24 及び図 25 に示す。なお、整合回路のパラメータは先に示した (1),(2),(3) の条件を考慮しながら、素子値を調整し決定した。図 25 に示したインピーダンスより、整合回路が前述の条件を満足していることが確認できる。また、図 24 に示した周波数特性より、不要な減衰極の発生を抑止し、所望の特性を有するダイプレクサが実現できていることが確認できる。

次に、図 23 に示した回路をもとに 3次元構造により発生する各種寄生成分を考慮して実現した LTCC 構造を図 26 に示し、その周波数特性を汎用電磁界シミュレータで解析した結果を図 27 及び図 28 に示す。なお、LTCC 基板の設計パラメータは、3章及び4章のフィルタと同様に表 5 の値を使用している。図 23 に示した構造より、本ダイプレクサは、上下

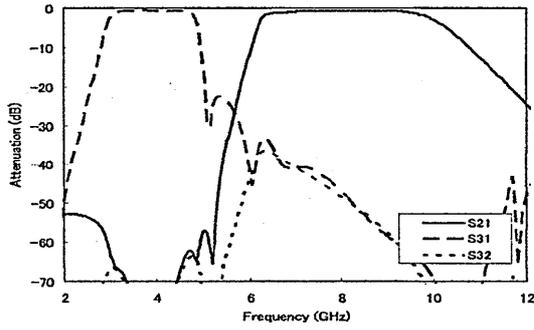


図 24: 図 23 に示した回路の周波数特性 (回路シミュレーション): $L_{m1} = 1.65\text{nH}$, $C_{m1} = 0.4\text{pF}$, $C_{m2} = 0.56\text{pF}$, $C_{Lm1_stray} = 0.11\text{pF}$

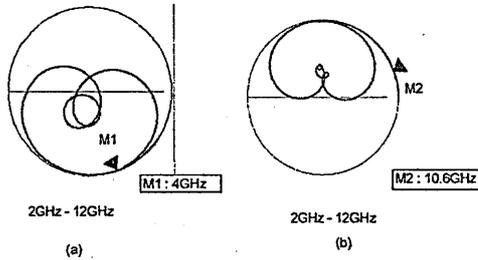


図 25: (a)UWB High Band 用広帯域フィルタの入力インピーダンス (整合回路付き), (b)UWB Low Band 用広帯域フィルタの入力インピーダンス (整合回路付き)

層に設置した GND 導体と積層体の中央部に設けた 3 層からなる導体パターンで構成される。形状については、 $7.2 \times 3.6 \times 0.384\text{mm}$ であり、小型低背形状で実現できている。また、図 27 及び図 28 に示した特性より、本ダイプレクサの構造は、所望の特性が得られていることが確認できる。

6 広帯域トリプレクサ

本章では、4 章で述べた UWB の High Band 及び Low Band に対応した広帯域ダイプレクサと集中定数で実現した Low Pass Filter(LPF) を組み合わせ、2.4 GHz 帯の無線システム、UWB Low Band 及び UWB High Band に対応した広帯域トリプレクサを実現した。

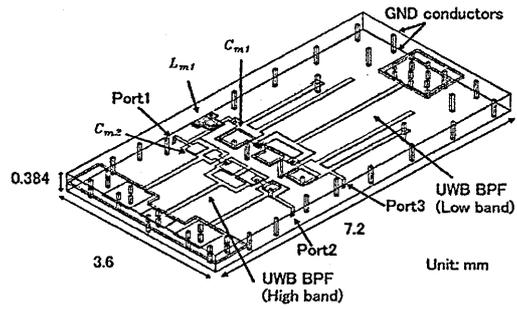


図 26: ダイプレクサの LTCC 構造

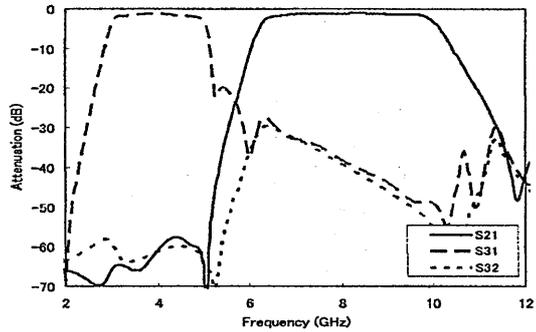


図 27: 図 26 に示した構造の伝送特性 (電磁界シミュレーション)

6.1 LPF

トリプレクサの構成要素である 2.4 GHz 帯の無線システムに対応した LPF は、集中定数素子を用いて検討した。この LPF は、UWB Low Band 及び UWB High Band を阻止域とし、かつこれらの周波数帯で、可能な限り開放と等価になる必要がある。この仕様を満たす LPF として、図 29 に示す回路構成を採用した。LTCC 基板内では、一般に、インダクタの小型形状での実現は、キャパシタを作製する場合よりも難しい。そこで、この回路構成では、インダクタの使用を最小限に抑えながら、2つの減衰極周波数を有する構成を用いている。また、共通ポート側 (Port1) の入力段では、入力インピーダンスの低下を防ぐため、接地のキャパシタを排除するとともに、並列共振を用いて、入力インピーダンスを調整している。図 30 及び図 31 に本 LPF の回路シミュレーションの結果を示す。図 30 及び図 31

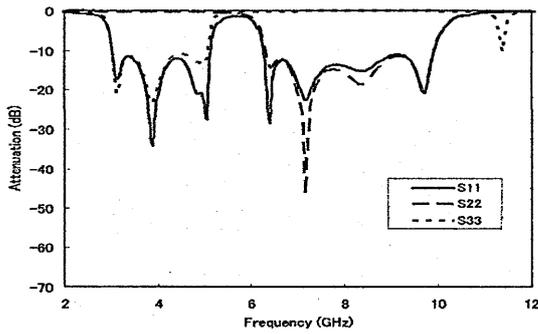


図 28: 図 26 に示した構造の反射特性 (電磁界シミュレーション)

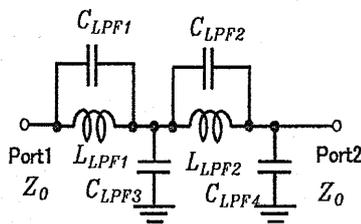


図 29: LPF の回路構成

に示した特性より、所望の特性が実現できていることが確認できる。

次に、図 29 に示した回路構成をもとに実現した LPF の 3 次元構造を図 32 に示す。なお、LTCC 基板の設計パラメータは、フィルタ、ダイプレクサと同様に表 5 の値を使用している。本構造は、0.384mm の LTCC 基板の中央部に設けた 4 層の導体パターンと上下層の設けた GND 導体からなり、 $2 \times 1.8 \times 0.384$ mm の小型形状で実現している。そして、図 33 に本構造体を汎用電磁界シミュレータで解析した結果を示す。図 33 に示した特性より回路シミュレータの結果とほぼ同等の特性が得られていることが確認できる。

6.2 回路シミュレーション

これまでの検討により、LTCC 基板に内蔵可能な UWB 用広帯域ダイプレクサ、2.4 GHz 無線システム用 LPF が実現できた。そこで、それらの回路を組み合わせた広帯域トリプレクサを検討した。図 34 に

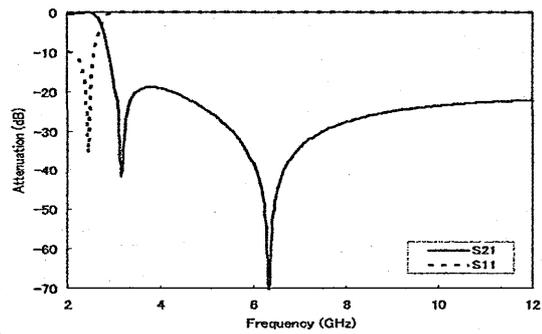


図 30: 図 29 に示した回路の周波数特性 (回路シミュレーション) : $L_{LPF1} = 4.2\text{nH}$, $L_{LPF2} = 2.3\text{nH}$, $C_{LPF1} = 0.15\text{pF}$, $C_{LPF2} = 1.1\text{pF}$, $C_{LPF3} = 1.25\text{pF}$, $C_{LPF4} = 0.5\text{pF}$

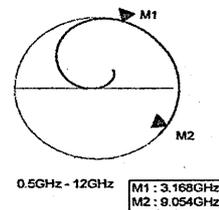


図 31: 図 29 に示した回路の Port1 の入力インピーダンス (回路シミュレーション)

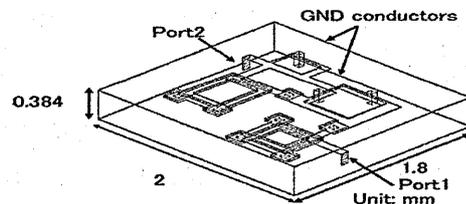


図 32: LPF の LTCC 構造

トリプレクサの基本回路構成を示す。本トリプレクサの LPF については、UWB 帯域での入力インピーダンスが極力開放側になるように設計していることから、直接結合しても、UWB 用ダイプレクサの帯域内に不要な減衰極が発生しない。また同様に、広帯域ダイプレクサの入力インピーダンスが 2.4 GHz 帯で 50Ω よりも開放側であるため、直接結合によって LPF の帯域に不要な減衰極が発生しない。

図 35, 図 36, 及び図 37 にトリプレクサの回路シ

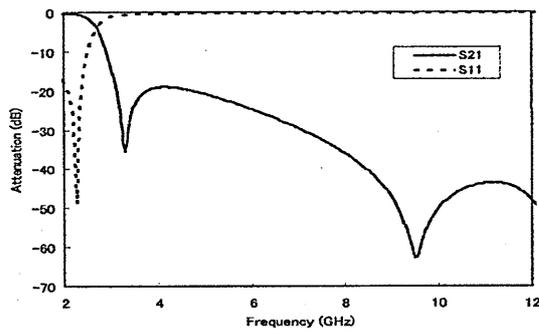


図 33: 図 32 に示した回路の周波数特性 (電磁界シミュレーション)

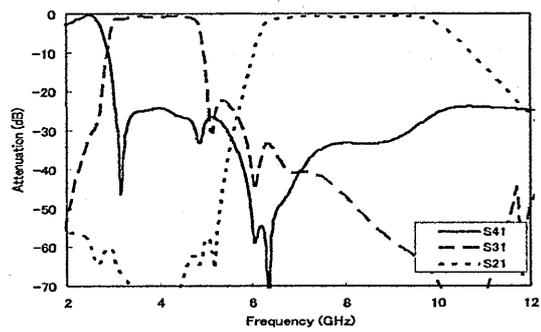


図 35: 図 34 に示した回路の周波数特性 (回路シミュレーション)

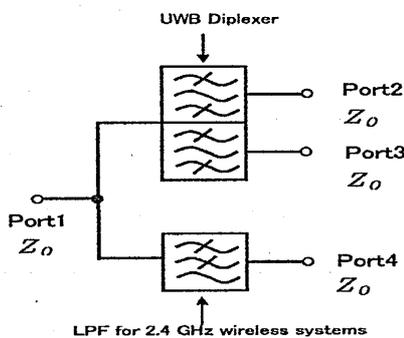


図 34: トリプレクサの回路構成

シミュレーションの結果を示す。図 35, 図 36, 及び図 37 に示した特性より, 2.4 GHz 帯, UWB Low Band 及び UWB High Band の分波機能が実現できていることが確認できる。

6.3 LTCC 構造

図 34 に示したトリプレクサの回路構成と, 図 26 及び図 32 に示したダイプレクサ及び LPF の LTCC 構造をもとに設計したトリプレクサの LTCC 構造を 図 38 に示す。ここで, LTCC 基板の設計パラメータは, これまで検討したフィルタと同様に表 5 の値を使用している。なお, 回路シミュレーションと電磁界シミュレーションとの間の差異により, 図 34 に示した回路構成で実現した LTCC 構造では, 9 GHz 帯近傍でのインピーダンス整合が若干劣化した。そこで, 共通ポート (Port1) にインダクタとキャパ

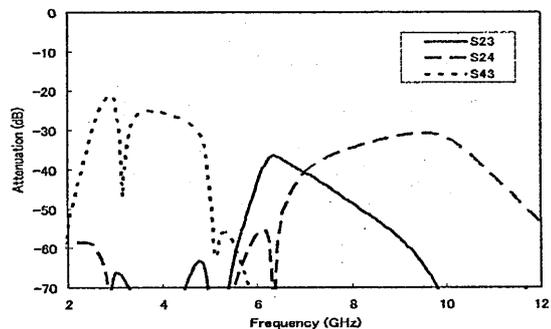


図 36: 図 34 に示した回路の周波数特性 (回路シミュレーション)

シタを設け, 特性を微調整している。図 38 に示した構造より, 本トリプレクサは, 上下層に設置した GND 導体と積層体の中央部に設けた 4 層からなる導体パターンで構成される。そして, 形状については, 5.3x5.3x0.384mm であり, 小型無線モジュール用 LTCC 基板に内蔵可能な形状で実現できている。次に, 図 39, 図 40 及び図 41 に, 本構造体を汎用電磁界シミュレータで解析した結果を示す。図 39, 図 40 及び図 41 に示した特性より, 所望の特性が得られていることが確認できる。

7 試作実験

先に設計した広帯域トリプレクサを内蔵した LTCC 基板を試作評価することで手法の有効性を検証した。図 42 に試作品の外観を示す。そして, 試作した LTCC 基板は, ネットワークアナライザ (Agi-

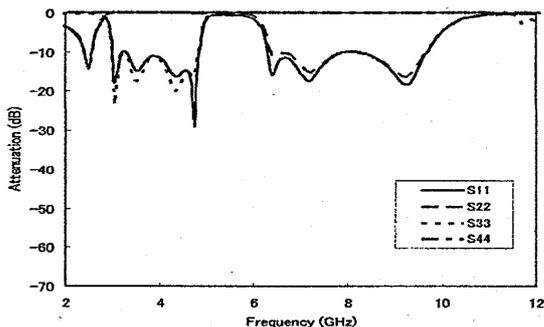


図 37: 図 34 に示した回路の周波数特性 (回路シミュレーション)

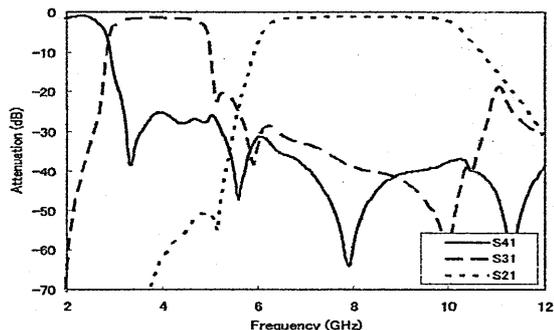


図 39: 図 38 に示した構造の伝送特性 (電磁界シミュレーション)

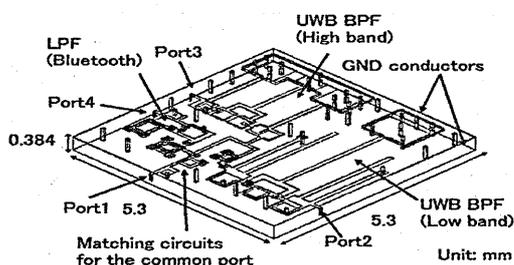


図 38: トリプレクサの 3 次元構造

lent 社 PNA) と 500um ピッチの Ground-Signal-Ground Probe を用いて評価した。図 43, 図 44 及び図 45 に測定結果を示す。挿入損失は、2.4 GHz 無線システムの帯域 (2.4-2.5 GHz) で、1.7 dB 以下、UWB Low Band(3.168-4.752 GHz) で 2.0 dB 以下、UWB High Band(6.336-9.504 GHz) で、1.4 dB 以下である。そして、リターンロスは、各帯域で、ほぼ 10 dB 以上を確保できている。また、各ポート間のアイソレーション特性についても、各々の通過帯域で、24 dB 以上であり、良好な周波数特性であることが確認できる。

8 まとめ

本報告では、LTCC 基板への小型形状での内蔵に適した共振回路を用いて広帯域フィルタ及び広帯域分波回路 (ダイプレクサ, トリプレクサ) を実現する一手法について報告した。提案手法を検証するため試作実験を行った結果、挿入損失が 2.0 dB 以下、

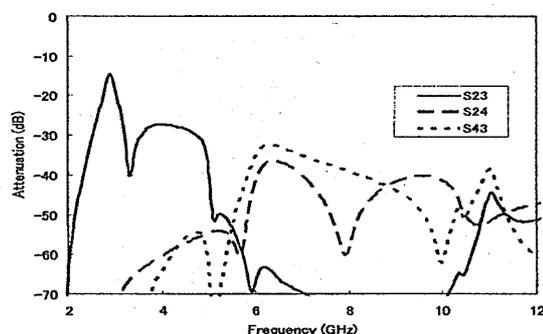


図 40: 図 38 に示した構造のアイソレーション特性 (電磁界シミュレーション)

アイソレーションが 24 dB 以上の特性を有する広帯域トリプレクサが 5.3x5.3x0.384mm の小型低背形状で実現でき、本手法の有効性が確認できた。今後の課題としては、本広帯域フィルタ、本分波回路を内蔵した小型無線モジュールの開発等が挙げられる。

参考文献

- [1] G. Wang, M. Van, and A. Elshabini, "An interdigital bandpass filter embedded in LTCC for 5-GHz wireless LAN applications," *IEEE Microwave and components letters*, vol.15, no.5, pp.357-359, May 2005.
- [2] Y.S. Lin, C.C. Liu, K.M. Li, and C.H. Chen, "Design of an LTCC tri-band transceiver module for GPRS mobile applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.52, pp.2718-2724, Dec. 2004.
- [3] K. Li and J.S. Hong, "Modeling of an ultra-wideband bandpass filtering structure," *2006 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings*, vol.1, pp.37-40, Dec. 2006.

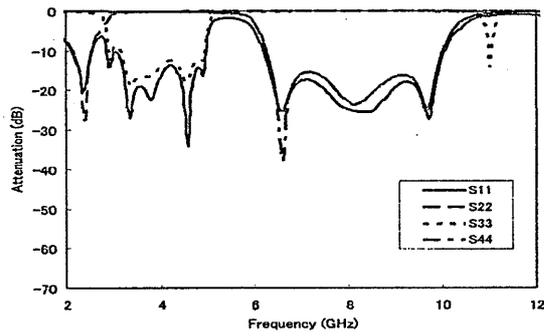


図 41: 図 38 に示した構造の反射特性 (電磁界シミュレーション)

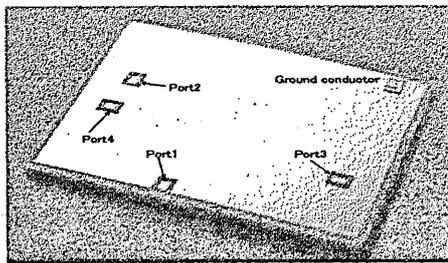


図 42: トリプレクサの外観 (写真)

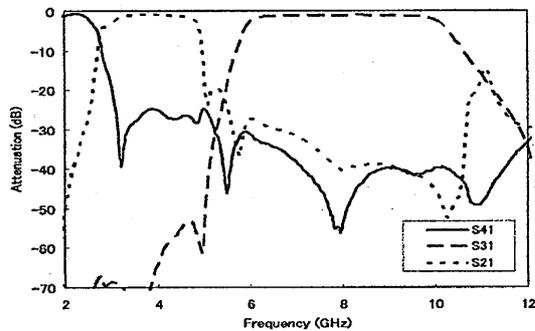


図 43: 広帯域トリプレクサの伝送特性 (実測値)

- [4] 大島心平, 和田光司, 村田龍司, 島方幸広, “キャパシタと $\lambda/2$ 先端開放型スタブで構成される有極形共振器を用いた LTCC 基板内蔵小型広帯域 BPF に関する一検討”, 信学論 (C), vol.J91-C, no.8, pp.409-417, Aug. 2008.
- [5] P. Cai, Z. Ma, X. Guan, Y. Kobayashi, T. Anada, and G. Hagiwara, “Synthesis and realization of novel ultra-wideband bandpass filters using $3/4$ wavelength parallel-coupled line resonators,” 2006 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, vol.1, pp.159-162, Dec. 2006.
- [6] I. Awai and A.K. Saha, “Open ring resonators

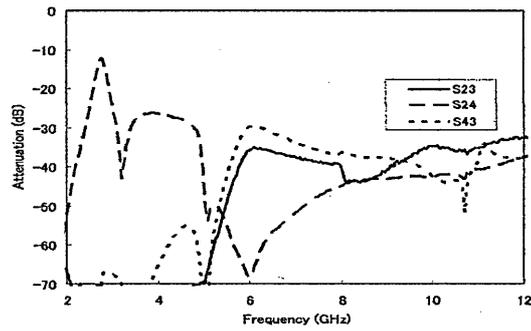


図 44: 広帯域トリプレクサのアイソレーション特性 (実測値)

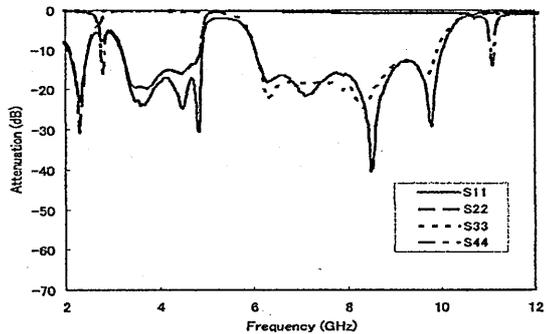


図 45: 広帯域トリプレクサの反射特性 (実測値)

applicable to wideband BPF,” 2006 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, vol.1, pp.167-170, Dec. 2006.

- [7] D. Kurita and K. Li, “Notch-band implemented UWB bandpass filter,” IEICE Trans. Electron., vol.E90-C, no.12, pp.2226-2231, Dec. 2007.
- [8] A. Saitou, K.P. Ahn, H. Aoki, K. Honjo, and K. Watanabe, “Ultra-wideband differential-mode bandpass filters with four coupled lines embedded in self-complementary antennas,” IEICE Trans. Electron., vol.E90-C, no.7, pp.1524-1532, Jul. 2007.
- [9] S.A. Ghorashi, B. Allen, M. Ghavami, and A.H. Aghvami, “An overview of MB-UWB OFDM,” Ultra Wideband Communications Technologies and System Design, 2004. IEE Seminar on , pp.107-110, July 2004.
- [10] K. Wada, T. Kamiyama, and O. Hashimoto, “An effective method for designing bandpass filters using $\lambda/4$ resonators for improving out-of-band characteristics,” IEICE Trans. Electron., vol.E86-C, no.2, pp.150-161, Feb. 2003.

λ/4 共振器結合型開放端スタブを用いた有極型広帯域 BPF と
有極型 LPF を用いた分波回路に関する検討

A Triplexer Using Bandpass Filters with Attenuation Poles
by λ/4 Resonator Coupled Open-Circuited Stubs
and a Lowpass Filter with Attenuation Poles

清水 康隆*
Yasutaka Shimizu

村田 龍司**
Ryuji Murata

大島 心平**
Shinpei Oshima

島方 幸広**
Yukihiro Shimakata

和田 光司*
Kouji Wada

*電気通信大学

The University of Electro-Communications

**太陽誘電株式会社

TAIYO YUDEN Co., Ltd.

2009年3月25日

於 大阪府立産業技術総合研究所

$\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブを用いた有極型広帯域 BPF と 有極型 LPF を用いた分波回路に関する検討

清水 康隆[†] 村田 龍司^{††} 大島 心平^{††} 島方 幸広^{††} 和田 光司[†]

[†] 電気通信大学, 調布市
^{††} 太陽誘電株式会社, 群馬県
E-mail: twada@ee.uec.ac.jp

あらまし 本研究では最初に $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブを用いた中心周波数及び帯域幅の制御が可能なマルチバンドに対応した広帯域 BPF について検討する。 $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブは 2 つの減衰極を数百 MHz~数 GHz の周波数間隔で配置するスタブである。また, UWB における Low-band 及び High-band に対応した BPF と Bluetooth を目的とした LPF を組み合わせた分波回路であるトリプレクサについても併せて検討する。シミュレーション及び実験結果より, 提案した各フィルタはその特性を実現し, それらを組み合わせたトリプレクサにおいてもそれぞれの周波数帯で所望の特性が実現可能であることを確認した。

キーワード $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブ, 結合線路, トリプレクサ, 減衰極,

A Triplexer Using Bandpass Filters with Attenuation Poles by $\lambda/4$ Resonator Coupled Open-Circuited Stubs and a Lowpass Filter with Attenuation Poles

Yasutaka SHIMIZU [†], Ryuji MURATA ^{††}, Shinpei OSHIMA ^{††}, Yukihiro SHIMAKATA ^{††}, and
Kouji WADA [†]

[†] The University of Electro-Communications, Chofu-shi, 182-8585 Japan
^{††} TAIYO YUDEN Co.,Ltd., Gunma, 370-8522 Japan
E-mail: twada@ee.uec.ac.jp

Abstract In this paper, we propose a wide-band microstrip line triplexer using bandpass filters with attenuation poles by using $\lambda/4$ resonator coupled open-circuited stubs and a lowpass filter with attenuation poles. The bandpass filters create wide bandpass characteristics and an attenuation pole located at the both side of the passband. By simulation and experiment, we have confirmed that the proposed triplexer provides one lowpass characteristic and two wide-band bandpass characteristics.

Key words $\lambda/4$ resonator coupled open-circuited stub, Coupled-line, Triplexer, Attenuation pole

1. まえがき

インターネット等による情報量が増大する中, ノートパソコンや携帯電話等において様々な情報が無線通信によってやりとりされている。その様な中において, UWB を利用した高速かつ情報量の多い高速無線通信が注目を浴びている。UWB は約 3.1 GHz~10.6 GHz という広い周波数帯が米国連邦通信委員会 (FCC) によって公表され [1], 現在に至るまで様々な研究が国内外で行われている。特にフィルタに関しては非常に広い周波数帯における通過帯域を有するために従来の手法だけでなく,

様々な手法が検討されている [2]-[6]。また, LTCC 等を始めとした構造的な特徴を活かした研究も盛んに行われている [7]。現在では WLAN 等を始めとする既存の無線通信機器との干渉や通信方式の変化から, フルバンドではなくマルチバンドでの利用が主流となっているが通過帯域だけでなく, 帯域外における特性の改善等やバランスフィルタといった様々な検討が為されている。また, マルチバンドが主流になると共に各バンドを利用したデュアルバンドフィルタやダイプレクサについても検討されている [3]。

本研究では $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブを用いた広帯域

BPF と有極型 LPF を用いた分波回路であるトリプレクサに関する検討を行う。

2. 有極型広帯域 BPF

本章では UWB に用いられるマルチバンドに対応する様な通過帯域を有するフィルタに関する検討を行う。

2.1 $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブ

図 1 に提案する $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブの回路構成を示す。開放端スタブは減衰極における周波数の波長の $\lambda/4$ の長さにおいて減衰極を配置することが知られている。一方、一端短絡型共振器は $\lambda/4$ の長さにおいて共振することが知られている。同一の共振周波数を有するもの同士を近接させると電磁界結合によって共振周波数のピークが 2 つに分かれる。この現象は通過帯域の広帯域化や、高調波共振応答の改善及び共振器の小型化などに利用されている [9]。ここでは長さが減衰極を配置する周波数の $\lambda/4$ において減衰極を有する開放端スタブと、 $\lambda/4$ において共振周波数を有する一端短絡型共振器を結合させることによって、開放端スタブによる減衰極を 2 つに分割する方法について検討を行った。図 1 に示した構成によって、数百 MHz から数 GHz に渡る周波数間隔で減衰極を 2 つ配置することが期待される。その様な減衰極の配置は開放端スタブや短絡端スタブ単体では実現することが困難であり、複数のスタブを必要とする。

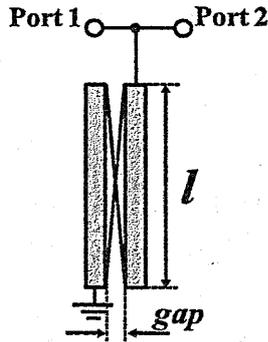


図 1 $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブ

図 2 には図 1 に示した $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブにおける結合間隔 gap を 0.1 mm, 0.15 mm 及び 0.2 mm と変化させた場合、及び $\lambda/4$ 共振器を結合させない開放端スタブのみの伝送特性のシミュレーション結果を併せて示す。線路長 l は 11.6 mm としている。図 2 に示した特性より開放端スタブのみでは減衰極の実現条件より約 4 GHz の $\lambda/4$ の線路長において減衰極を有していることが確認できる。その開放端スタブに同様の長さの $\lambda/4$ 共振器を結合させることによって 4 GHz を中心として低域側及び高域側に等間隔でそれぞれ減衰極が出現していることも図 2 に示した特性より確認できる。2 つの減衰極の周波数間隔は開放端スタブと $\lambda/4$ 共振器における結合度に依存するため、線路間隔に大きく依存する。よって非常に広い周波数間隔で減衰極を配置する場合には非常に狭い結合間隔が要求されるため、実現するには製作精度等の影響が懸念される。

しかしながら、図 2 に示した特性より、提案したスタブ一つによって数百 MHz～数 GHz 間隔で減衰極を配置することが可能であり、減衰極と減衰極の間に通過帯域を配置することでフィルタとしてのスカート特性の急しゅん化が期待できる。

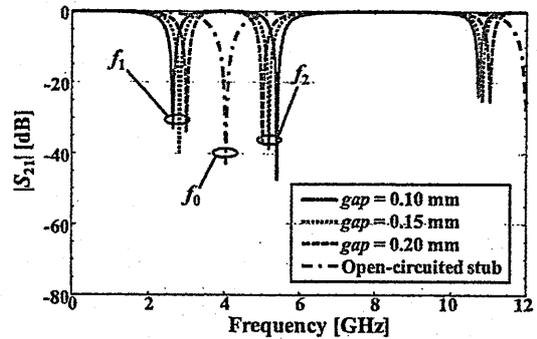


図 2 図 1 に示したスタブの伝送特性

2.2 1section BPF

ここでは 2.1 において述べた $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブと結合線路 BPF [10] を組み合わせた有極型広帯域 BPF に関する検討を行う。図 3 に結合線路 BPF と $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブを組み合わせた有極型広帯域 BPF の基本構成を示す。

図 3 に示した基本構成は広帯域通過特性を有する結合線路 BPF と 2.1 において述べた減衰極の配置が可能な $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブを組み合わせたものである。これにより、通過帯域の両側近傍に減衰極を配置するとともに、スカート特性の改善、阻止域における改善を図る。

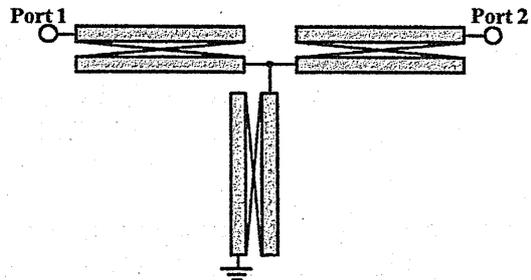


図 3 1section BPF

また、同様の回路構成を用いてマルチバンドへ対応する BPF を検討するために、帯域幅の制御、及び中心周波数の制御に着目した検討を行う。図 4 に図 3 に示した BPF において中心周波数を一定として帯域幅を変化させた場合の変化特性を、図 5 に同様の BPF において帯域幅を一定として中心周波数を変化させた場合の変化特性をそれぞれ示す。シミュレーション結果より、図 3 に示した構成の BPF は図 4 及び図 5 に示した特性の様に数 GHz に渡って中心周波数及び帯域幅を制御可能であると言える。これは結合線路 BPF における結合度を調整した広帯域通過特性と、 $\lambda/4$ 共振器結合型開放端スタブにおける 2 つの減衰極の周波数間隔の制御によって得ることが可能となっている。図 4 及び図 5 に示した特性の様に、帯域幅を線路同士の結合度の調整によって、また中心周波数を結合線路及び $\lambda/4$

共振器結合型開放端スタブの線路長によって、各パラメータを調整することによって制御することが可能である。帯域幅はそれぞれの結合度に依存する。結合は材料定数のばらつきや製作精度にも依存するため、それらについて検討することで更なる広帯域通過特性を得ることも期待できる。しかしながら、狭帯域通過特性の実現に関しては結合度を弱める必要があり、挿入損失を増加させることにもなりうる。よって、現状では狭帯域BPFに適していないと考えている。

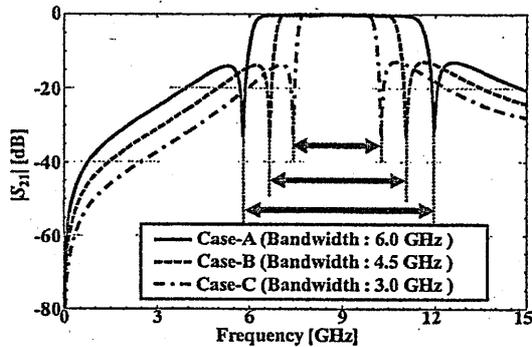


図4 帯域幅の制御

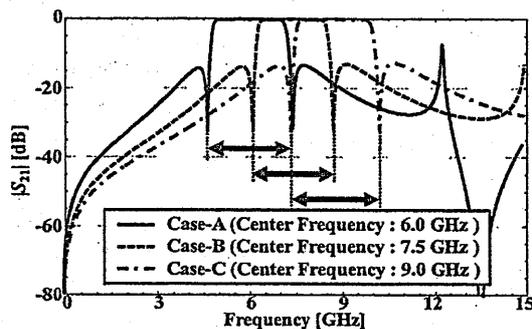


図5 中心周波数の制御

2.3 2section BPF

2.2節より、提案した回路構成は帯域幅の制御、及び中心周波数の制御が可能であることを確認した。しかしながら、図4及び図5に示した特性様に通過帯域の近傍における減衰量が少なく、良好な伝送特性とは言い難い。そこで多段化することによって帯域外における特性の改善をすると共に、提案したBPFが各バンドに対応可能であることを実験によって検討する。

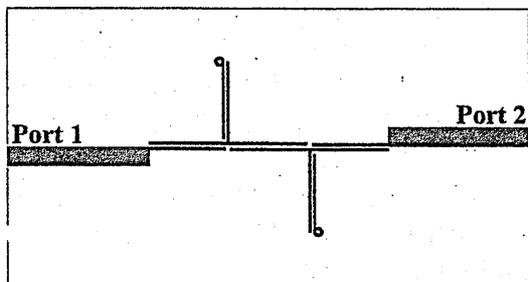


図6 提案するBPFの回路パターン

図6に提案するBPFの電磁界シミュレータにおける回路パ

ターンを示す。

図7にUWBのHigh-bandに対応したBPFの試作モデルを示し、図8にその伝送特性をシミュレーション結果及び実験結果と併せて示す。図7に示した試作モデルに関して、基板のサイズは20 mm × 37 mmとなっている。図8に示した特性より、シミュレーション結果及び実験結果において広帯域な通過特性を有すると共に、その通過帯域の両側近傍に減衰極を設けていることが確認できる。シミュレーション結果と実験結果において差異が生じている。傾向からλ/4共振器結合型開放端スタブ及び結合線路BPF結合度が弱まったことによって帯域側狭まったと考えられ、実験結果をフィードバックすることで改善可能であると思われる。

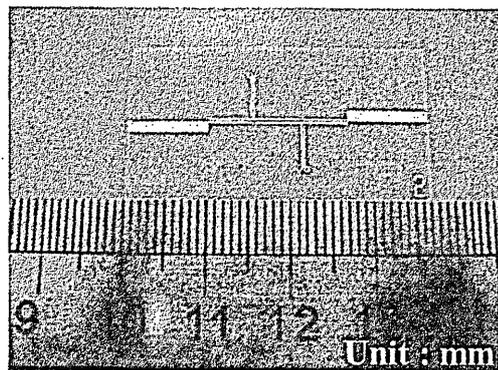


図7 High-bandに対応したBPFの試作モデル

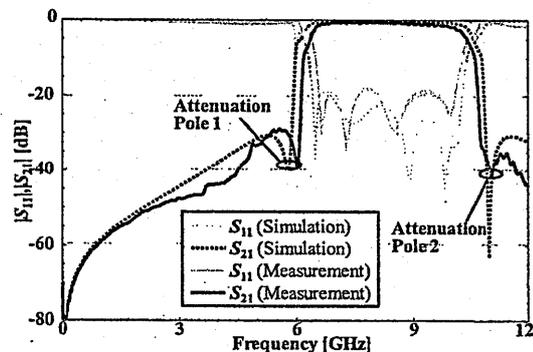


図8 図7に示したBPFの伝送特性

次にUWBのLow-bandに対応したBPFを示す。図9にUWBのLow-bandに対応したBPFの試作モデルを示し、図10にその伝送特性をシミュレーション結果及び実験結果と併せて示す。図9に示した試作モデルは基板サイズが30 mm × 55 mmとなっている。図10に示した特性より、High-bandに対応したBPFと同様の、広帯域な通過特性を有すると共に、減衰極によって急しゅんなスカート特性であることを確認できる。

3. Triplexer

提案したBPFはマルチバンドに対応可能であることを実験結果より確認した。そこで、ここではそれらBPFとBluetoothを目的としたLPFを組み合わせたトリプレクサの検討を行う。

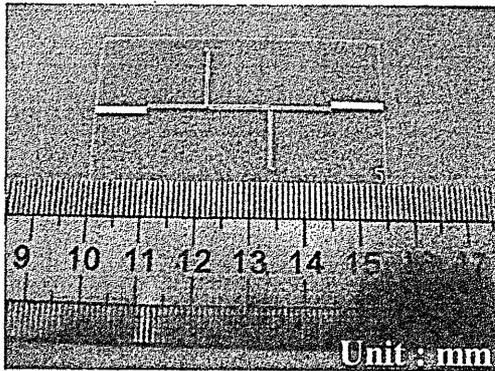


図9 Low-bandに対応したBPFの試作モデル

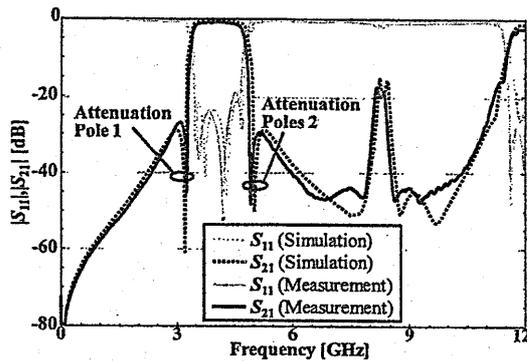


図10 図9に示したBPFの伝送特性

3.1 整合回路

各フィルタのスミスチャートには 0Ω あるいはそれに近い周波数が存在する場合がある。組み合わせた際にその周波数が他方の通過帯域内に存在すると 0Ω であるが故に短絡と等価になり、不要な減衰極が出現するため特性が悪化する。これは単体の伝送特性に関わらず 0Ω 故に信号を全て通過させてしまうためである。そこで、スミスチャートにおいて 0Ω となる周波数を確認し、予め通過帯域から除外することで組み合わせた際の影響を軽減する検討を行う。

図11にLPFのスミスチャートを示す。図11に示した特性より 0Ω となる周波数は3.4 GHzであった。この周波数はLow-bandの通過帯域内であるため、組み合わせた際にLow-bandのBPFに不要な減衰極が出現すると考えられる。そこでインダクタを用いてこの周波数をシフトする。

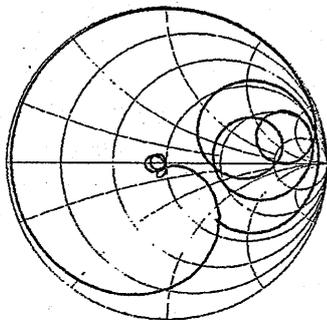
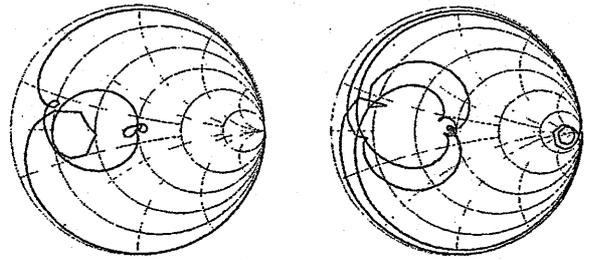


図11 LPFにおけるスミスチャート



(a)High-bandのBPFにおけるスミスチャート (b)Low-bandのBPFにおけるスミスチャート

図12 各フィルタにおけるスミスチャート

図12(a)にHigh-bandのBPFにおけるスミスチャートを、図12(b)にLow-bandのBPFにおけるスミスチャートをそれぞれ示す。図12にそれぞれ示したスミスチャートより、High-bandのBPF及びLow-bandのBPFにおける 0Ω あるいはそれに近い周波数はHigh-bandのBPFにおいて6.2 GHz、10.4 GHzとなっており、Low-bandのBPFにおいて3.2 GHz、5.0 GHz、11.4 GHz、13.0 GHzとなっている。これらのことより、各フィルタの通過帯域内に 0Ω となる周波数は存在していないことが確認できる。このことより、High-bandのBPF及びLow-bandのBPFは組み合わせた際に不要な減衰極が出現することは無いと推測される。また、前述した周波数は各BPFにおける減衰極の周波数である。これより、組み合わせた際に他方の減衰極が伝送特性に現れるとも考えられる。

3.2 Triplexer

3.1節において通過帯域内において短絡となる周波数を回避する検討を行った。検討より、組み合わせた際に生じる不要な極を回避した回路を組み合わせてトリプレクサとする。図13にLPF、Low-bandのBPF及びHigh-bandのBPFを組み合わせたトリプレクサの回路パターンを、図14にその試作モデルをそれぞれ示す。基板サイズは60 mm×73 mmとなっている。LPFに用いたインダクタは1.2 nHであり、チップ素子を用いている。

図15にLPFにおける S_{21} 特性を、図16にLow-bandのBPFにおける S_{31} 特性を、図17にHigh-bandのBPFにおける S_{41} 特性を、図18に S_{11} をそれぞれシミュレーション結果及び実験結果を併せてそれぞれ示す。

図18に示した特性より、High-bandのBPFにおいて通過帯域の高域側における反射特性があまり良好ではないものの、図14に示したトリプレクサは3つの通過帯域を実現していることが確認できる。図15、16及び17に示した特性からも、LPF、Low-band、及びHigh-bandの通過帯域を実現していることが確認できる。減衰極の配置に関しても整合回路においてスミスチャートの検討からLow-band及びHigh-bandのBPFにおいて他方の減衰極が出現すると推測したが、図16及び17に示した特性よりその特性が確認できる。

図19に提案したトリプレクサのシミュレーションにおけるアイソレーション特性を、図20に実験結果におけるアイソレーション特性をそれぞれ示す。図19及び20に示した特性より、10

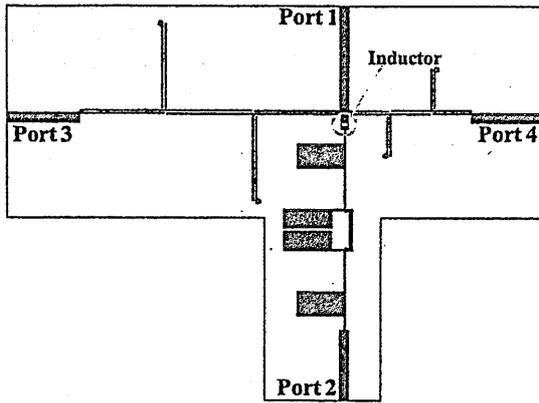


図 13 トリプレクサの回路パターン

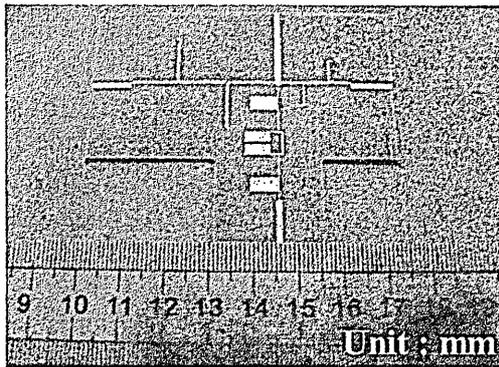


図 14 トリプレクサの試作モデル

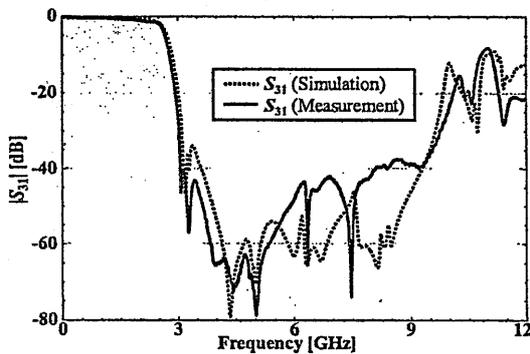


図 15 トリプレクサの伝送特性 (LPF)

GHz 付近において-20 dB 程度となっているが、通過帯域内において-30 dB 程度の特性を確認できる。10 GHz 付近における S_{24} が-20 dB 程度となっているが、これは LPF と High-band の BPF におけるアイソレーション特性である。フィルタ単体の特性として、High-band の BPF は-20 dB 程度の S_{11} 特性を有している。このことから S_{24} 特性の悪化によってトリプレクサとした際の High-band の BPF における伝送特性が悪化したと考えられる。また、High-band の BPF におけるシミュレーション結果と実験結果との差異はフィルタ単体の特性と同様の傾向がある。このことより、実験結果を踏まえてシミュレーションを行うことによって差異を改善することが可能であると考えられる。

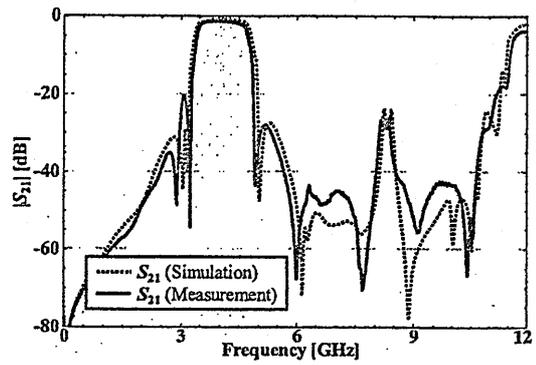


図 16 トリプレクサの伝送特性 (Low-band BPF)

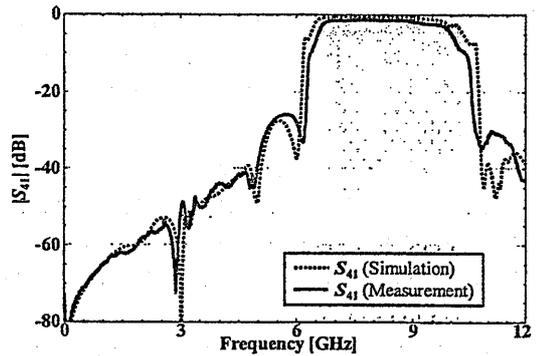


図 17 トリプレクサの伝送特性 (High-band BPF)

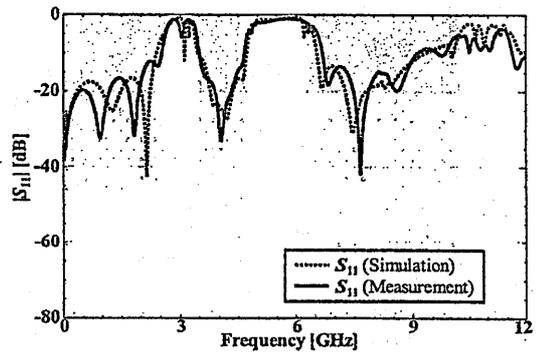


図 18 トリプレクサの伝送特性 (S_{11})

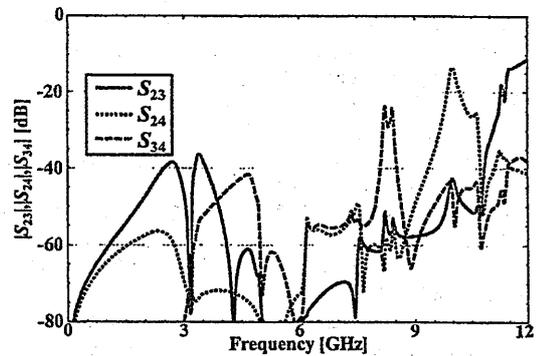


図 19 トリプレクサのアイソレーション特性 (シミュレーション結果)

4. むすび

本研究ではマルチバンドに対応した広帯域 BPF と、有極型

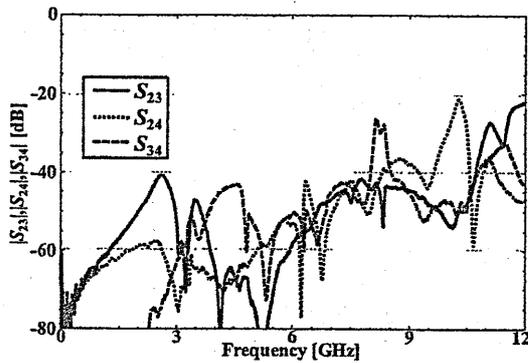


図 20 トリプレクサのアイソレーション特性 (実験結果)

LPFを組み合わせたトリプレクサに関する検討を行った。λ/4共振器結合型開放端スタブと結合線路BPFを組み合わせた広帯域BPFは各バンドに対応することを検討結果より確認した。LPFについては、結果より、通過帯域を実現すると共にBPFの通過帯域内において-40 dB程度の減衰量を確保した。それらを組み合わせたトリプレクサにおいても、検討結果において、フィルタ単体の伝送特性と同様の特性を得られるとともにアイソレーション特性も-40 dB程度の減衰量を実現したことを確認した。

謝辞 本研究において、シミュレーション、技術評価等にご協力頂いたアンソフト・ジャパン株式会社各位にこの場を借りて感謝の意を表します。

文 献

- [1] Federal Communications Commission, "First Report and Order in The Matter of Revision of Part 15 of the Commission's Rules Regarding Ultra-Wideband Transmission Systems," ET-Docket 98-153, FCC 02-48, Apr. 2002.
- [2] Lei Zhu, Sheng Sun, and Wolfgang Menzel, "Ultra-Wideband(UWB) Bandpass Filters Using Multiple-Mode Resonator," IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.15, No.11, pp.796-798, Nov.2005.
- [3] Min-Hang Weng, Cheng-Yuan Hung, and Yan-Kuin Su, "A Hairpin Line Diplexer for Direct Sequence Ultra-Wideband Wireless Communications," IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.17, No.7, pp.519-521, Jul.2007.
- [4] Keren LI, Yasuhisa Yamamoto, Daisuke Kurita, and Osamu Hashimoto "An Ultra-Wideband (UWB) Bandpass Filter Using Broadside-Coupled Structure and Lumped-Capacitor-Loaded Shunt Stub Resonators," IEICE Trans. Electron., Vol.E90-C, No.9, pp.1736-1742, Sep.2007.
- [5] 谷井 宏成, 清水 康隆, 西村 太, 笹部 孝司, 植野 嘉章, 和田 光司, 岩崎 俊, "各種分布定数タップ結合型マイクロストリップ線路共振器を用いた有極形広帯域帯域フィルタに関する検討," 信学論(C), Vol.J91-C No.6 pp.332-340, (2008-6).
- [6] 大島 心平, 和田 光司, 村田 龍司, 島方 幸広, "キャパシタとλ/2先端開放型スタブで構成される有極形共振器を用いたLTCC基板内蔵小型広帯域BPFに関する一検討," 信学論(C), Vol.J91-C No.8 pp.409-417, (2008-8).
- [7] Lap K. Yeung, Ke-Li Wu, and Yuanxun E. Wang, "Low-Temperature Cofired Ceramic LC Filters for RF Applications," IEEE Microwave Magazine, Volume 9, Issue 5, pp.118-128, Oct.2008.
- [8] 清水康隆, 村田 龍司, 大島 心平, 島方 幸広, 和田光司, 岩崎 俊, "結合線路BPFとλ/4共振器結合型開放端スタブを用いた有極型広帯域マイクロストリップ線路BPFに関する解析的検討," 信学論(C), Vol.J91-C, No.12, pp.780-781, 2008.12.

- [9] 福永 達也, 和田 光司, "積層方向にインタデジタル結合させた共振器により構成した小型積層バランスフィルタに関する基礎検討," 信学論(C), vol.J90-C, No.4, pp.400-403, (2007-4).
- [10] George L. Matthaei, "Design of Parallel-Coupled Resonator Filter," IEEE Microwave Magazine, Volume 8, Issue 5, pp.78-87, Oct.2007.

帯域通過フィルタのスプリアス抑圧法
—マルチストリップ共振器 BPF による提示—

Spurious Suppression in Band Pass Filters
—Proposal of Concept through Multi-Strip Resonator BPF—

石谷 豪浩[†] 張 陽軍[‡] 花谷 大輔[†] 藤本 正弘[†] 栗井 郁雄[‡]
Takehiro Ishitani Yangjun Zhang Daisuke Hanatani Masahiro Fujimoto Ikuo Awai

[†]平井精密工業株式会社
Hirai Seimitsu Kogyo Corporation

[‡]龍谷大学理工学部
Ryukoku University

2009年3月25日
於 大阪府立産業技術総合研究所

あらし

片側接地のストリップ線路をインターディジタル状に構成したマルチストリップ共振器を組み合わせることで BPF を設計することができる。この方法によって設計した BPF は高次モードでほとんど共振せず、優れた帯域外特性を有していることが分かっている。しかしながら、高次モードがほとんど共振しない理由が分からないまま設計されていた。そこで、マルチストリップ共振器における共振モードを電磁界分布から物理的に解明することを本研究の目的とした。電磁界的な解釈はスプリアスモードをより一層抑圧する上でも非常に重要であると考えられる。この考えを他の BPF にも展開させることで、フィルタの性能を飛躍的に向上させられると期待できる。

キーワード マルチストリップ共振器、スプリアスモード、結合係数、磁気結合、電気結合

1. はじめに

マルチストリップ共振器とは片側接地のストリップ線路をインターディジタル状にブロードサイド結合させた共振器である。このブロードサイド結合したマルチストリップ共振器の利点は共振周波数の低下により小型化が可能になるだけでなく、導体 Q も向上する。これの欠点はフィルタの性能であるスプリアス指数が低下することである [1]。

このマルチストリップ共振器そのものを一つの共振器と考えて、多段に設計することで BPF を実現できる [2]。実際に中心周波数 3.2GHz、帯域幅 10% で設計した 3 段の BPF のモデルと試作した BPF の特性を図 1 に載せる。サイズは $1.8 \times 2.2 \times 0.67$ mm である。BPF の試作には LTCC (低温同時焼成セラミックス) 技術を用いた。図 1(b) の実証結果から、このマルチストリップ共振器を用いて設計された BPF の特性は既存のものとは異なり、2 次モードや 3 次モードなどの高次のスプリアスモードにおける共振が非常に弱いことが分かり、優れた帯域外特性を呈している。とりわけ、マルチストリップ共振器はスプリアス指数を低下させるにも関わらず、スプリアスモードにおける共振が弱く、スプリアスバンドをほとんど形成しない。

しかしながら、この BPF のスプリアスモードにおける共振が弱い理由については分かっていない。そこで、帯域外特性をより一層改善するためにもその

理由を解明することは重要であり、本研究の目的とする。

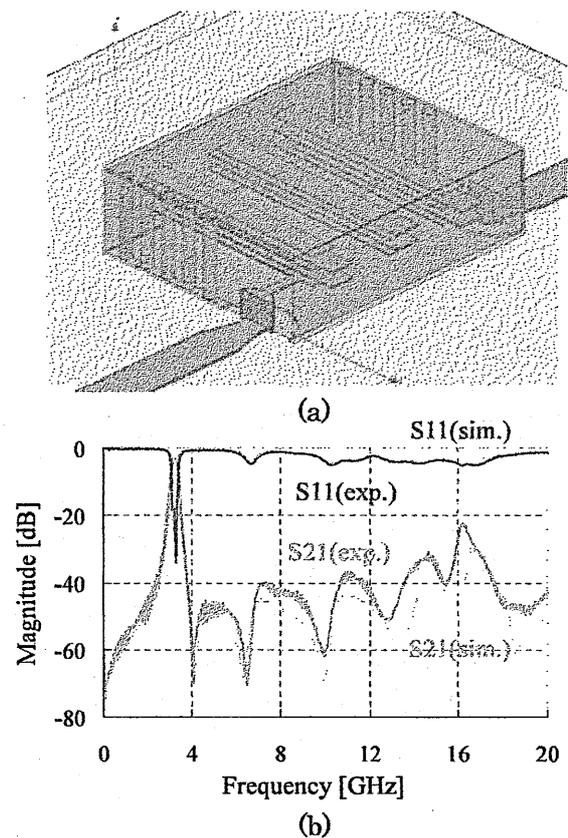


図 1. 4 層 3 段の共振器 BPF とその特性
(a) モデル図 (b) 試作した BPF の周波数特性

それでは、どのようにしてこのスプリアスモードを抑圧しているのかについて考えることにする。その理由に対して3つの考えを示す。

- i) 最低次モードにおける共振器間の結合に比べて、スプリアスモードの方が弱くなる。
- ii) 外部線路がつくる電磁界とスプリアスモードの電磁界が異なるため、外部線路との結合が弱くなる。
- iii) スプリアスの周波数帯に減衰極が現れ、スプリアスモードを相殺する。

しかし、ii)とiii)に関しては効果が薄いと判断される。ii)に関しては、2ストリップ及び4ストリップで構成した共振器に対して同じ外部線路で励振しても、2ストリップで構成した共振器にはスプリアスモードが現れたためである。また、iii)の減衰極による相殺も、共振周波数がストリップ間隔によってシフトするため、その効果が小さいと考えられるからである。それゆえ、3つの理由のうち最初に考えた共振器間の結合に焦点をおくことにした。

共振器間の結合を考えるにあたりE/Mシミュレータを用いるだけでなく、物理的な解釈も導入した。

2. マルチストリップ共振器

2.1. 共振ピークのスプリット

マルチストリップ共振器を構成する個々のエレメントは片側接地と片側開放となっており、構造的には1/4波長共振器と考えられる。ただし、この1/4波長共振器の共振周波数は設計に用いるものとは異なる。1/4波長共振器の共振周波数は、 f_0 を最低次共振周波数として、 $f_0, 3f_0, \dots, (2n-1)f_0$ である。ここで、それぞれの共振周波数を f_1, f_2, \dots, f_n と名付ける。そして、この1/4波長共振器を2つ、インターデジタル状にブロードサイド結合させると、オリジナルの共振周波数が2つにスプリットする。つまり、2層のブロードサイド結合共振器の共振周波数は、 f_1 に関しては f_{11} と f_{12} に、 f_2 に関しては f_{21} と f_{22} にスプリットする。これを $(f_{11}, f_{12}), (f_{21}, f_{22}),$

$\dots (f_{n1}, f_{n2})$ とする。最終的に m 枚の1/4波長共振器によってマルチストリップ共振器を構成すると、その共振周波数は $(f_{11}, f_{12}, \dots, f_{1m}), (f_{21}, f_{22}, \dots, f_{2m}), \dots (f_{n1}, f_{n2}, \dots, f_{nm})$ となる。これらの各々のグループを“モード n ”と呼ぶ。

1/4波長共振器とそれを4層組み合わせたマルチストリップ共振器の共振周波数を図2に示す。スプリットした周波数のうちオリジナルの周波数が同じグループを M_1, M_2, \dots, M_n と名付ける。さらに、共振モードを $M_{11}, M_{12}, \dots, M_{nm}$ と2つの添字を用いて表記する。

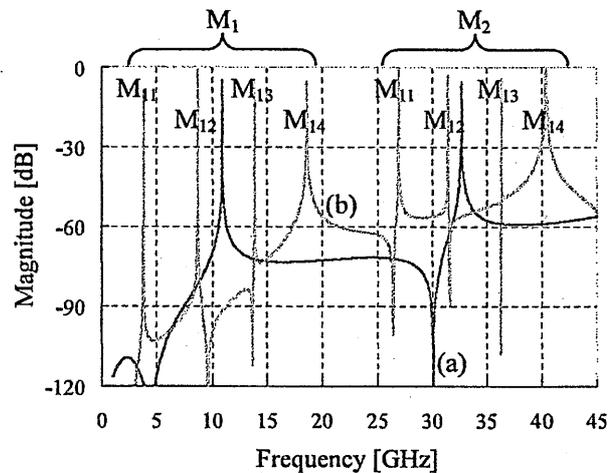


図2. 4層共振器のスプリットしたピークとその群 (a) 1/4波長共振器 (b) 4層組み合わせた共振器

2.2. スプリットした共振モードのシフト

2層から4層で構成されたマルチストリップ共振器において、ストリップ間隔を変化させたときの各共振モードを図3に示す。これはブロードサイド結合している全てのストリップ間隔を同じ値に保って変化させた。この結果からは次のことが分かる。

- i) 異なる群の周波数は互いに交わらない。
- ii) ストリップ間隔に関わらず、ある群の近接モード間の周波数差はほとんど同じである。
- iii) ストリップ数に関わらず、1つの群における最大スプリット間隔はほとんど同じである。

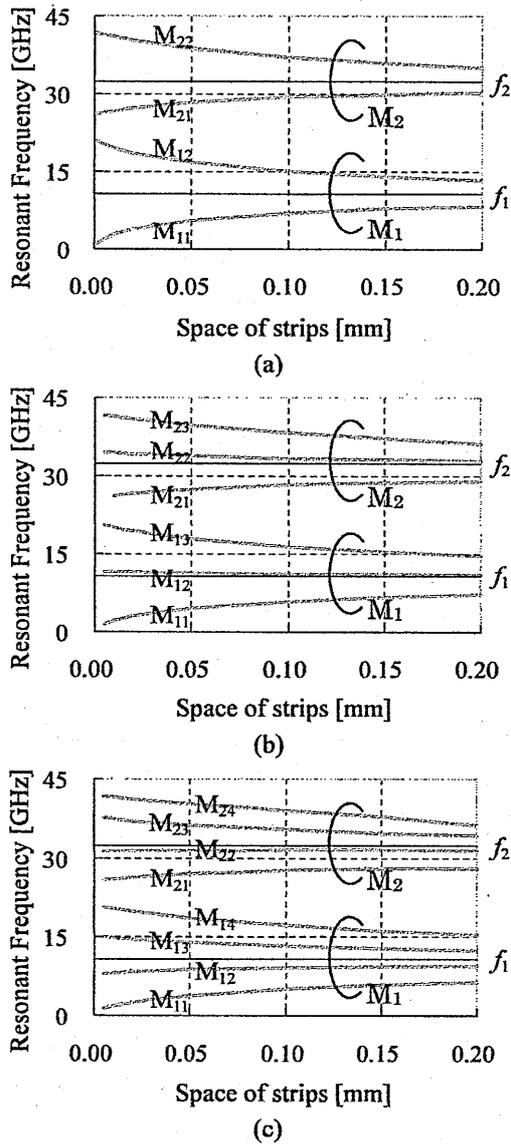


図3. ストリップ間隔に対する共振周波数
 (a) 2ストリップ共振器 (b) 3ストリップ共振器
 (c) 4ストリップ共振器

3. 共振モードの電磁界分布

3.1. 1/4 波長共振器のポテンシャル

まず、ブロードサイド結合しているマルチストリップ共振器の1つのエレメントはある共振周波数をもった1/4波長共振器である。線路に沿った電界分布は図4のように符号は線路上で正か負のいずれかである。電界が正の場合を+、負の場合を-で表すことにする。そこで、最初に2ストリップで結合した場合を考える。結合モードは元の1/4波長共振器

の組み合わせで与えられるので、2ストリップの場合は図5(a)のように奇モードと偶モードになる。図5はマルチストリップ共振器を断面から見たものである。

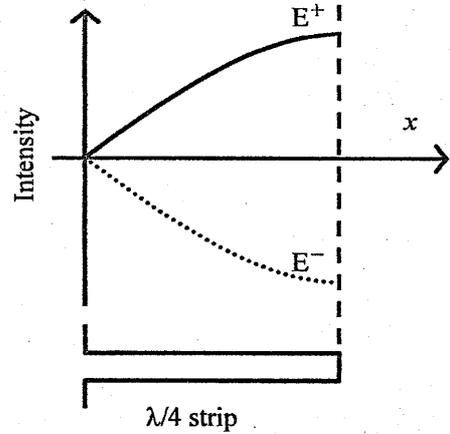


図4. 1/4波長共振器の電界の強度分布

奇モードと偶モードを考えた場合、奇モードの方が低いポテンシャルであることは明白である。ポテンシャルが低いということは共振周波数も低いということから、スプリットしたピークのうち低周波で共振している状態が奇モードであり、反対に高周波に共振している状態は偶モードであると判断できる。これらのモードをそれぞれM11とM12とする。

この考えをふまえて、3ストリップ及び4ストリップで構成した共振器の場合も同様に考える。それらの考えられる状態を図5(b), (c)に示す。

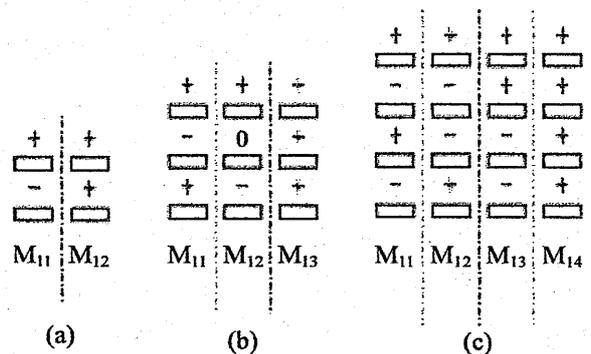


図5. 各共振器のモードごとのポテンシャル
 (a) 2ストリップ共振器 (b) 3ストリップ共振器
 (c) 4ストリップ共振器

3.2. 4ストリップ共振器の断面内電界分布

4ストリップで構成した共振器の電界を前節で考えた図5(c)の状態から考える。それに相当する電界を図6に示す。 M_{11} における状態では、電界は共振器の内部で収まっており、共振器の外には電界がリークしにくいと考えられる。同様に M_{12} 、 M_{13} においても考える。そして、最もポテンシャルの高い M_{14} では、共振器の内部に電界が収まらず、共振器の外に電界がリークしていると考えられる。その考えから、リークする電界は $M_{14} > M_{13} > M_{12} > M_{11}$ の順に強いことが予想できる。電界がリークしやすいということは、共振器を並べたとき共振器同士は電界による結合が強いと考えられる。

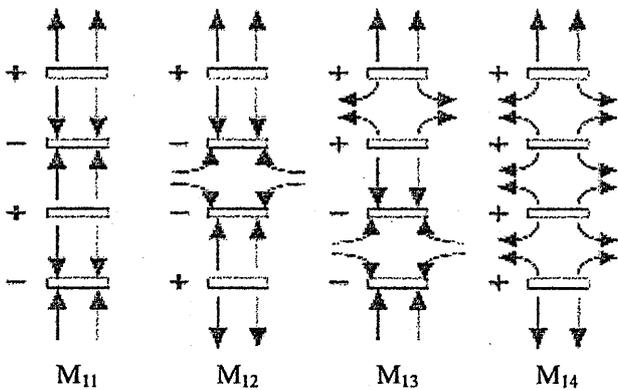


図6. 4ストリップ共振器の各モードにおける電界分布

3.3. 4ストリップ共振器の断面内磁界分布

4ストリップで構成した共振器の磁界分布を図5(c)から考える。GNDである共振器の接地面を零電位として考え、各ストリップ線路に対する長手方向への電流の向きを図7に示す。例として、 M_{11} の電流状態を考える。この M_{11} における電流の向きを4ストリップ線路の上から順に見ていくと、+から0、0から-、+から0、0から-となっていることが分かる。つまり、共振器を構成しているストリップ線路を流れる電流は同一方向であると考えられる。同様に M_{12} 、 M_{13} においても考える。そして、 M_{14} では M_{11} とは対照的に、各ストリップ線路を流れる電流

の方向は互いに逆方向となることが分かる。

この電流の流れる方向を考えて、各ストリップ線路に発生する磁力線の断面分布を図8に示す。最低次共振の M_{11} においては流れる電流の方向が同じであるため、全てのストリップ線路は同じ磁界分布を形成することが分かる。

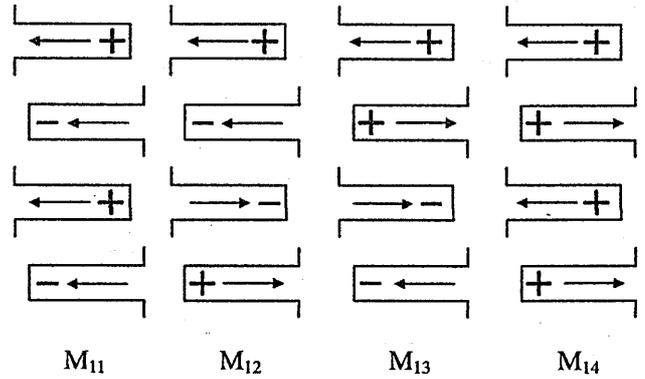


図7. 4ストリップ共振器の各モードにおける電流方向

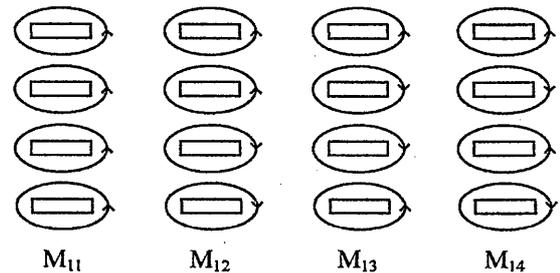


図8. 4ストリップ共振器における各ストリップ線路に発生する磁界分布

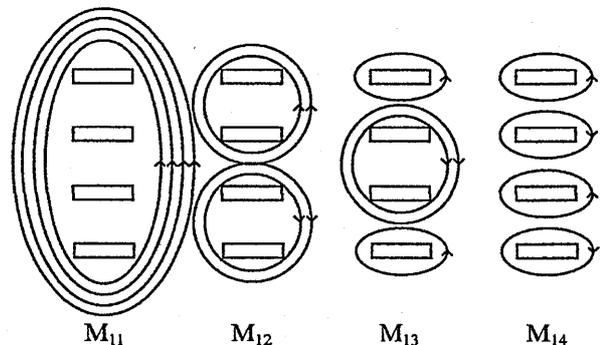


図9. 4ストリップ共振器の各モードにおける全体の磁界分布

図8から、それぞれのストリップ線路に発生する磁力線をベクトル的に加えて、共振器に発生する全体の磁界分布を図9に示す。予想される外部磁界は、全ての磁力線が一つとなる M_{11} が最も大きくなるのが分かる。同様に他のモードについても考えると、共振器の外部に存在する全体の磁界は $M_{11} > M_{12} > M_{13} > M_{14}$ の順に大きいと考えられる。これはちょうど電界のときとは逆の順であることが分かり、この順序で磁気結合が強いと予想される。

そこで4ストリップ共振器に形成される電界と磁界をHFSSによって解析し、その結果を図10に載せる。この結果と図6および図9を照らし合わせて考えると、全ての共振モードにおいて、予想していた結果が得られたことが分かる。

しかしながら、この結果だけでは定性的な解釈が多く、より詳細に検討するためにも共振器間の結合を定量的に解析する必要がある。

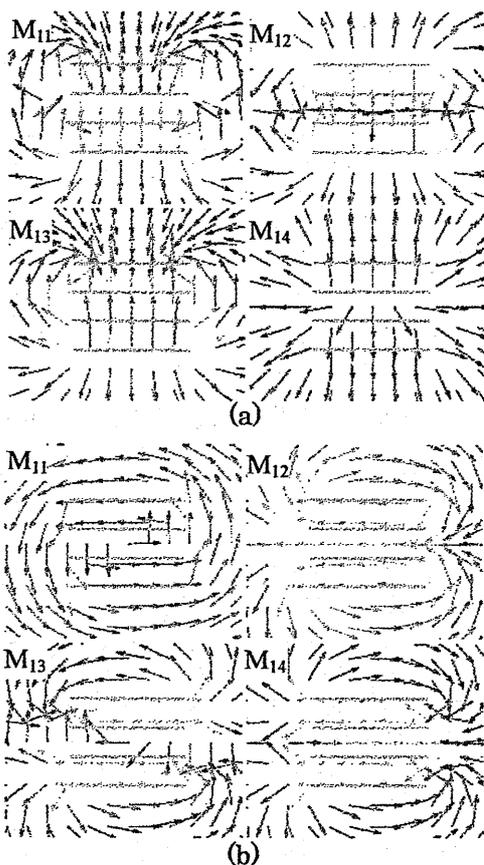


図10. HFSSによる電界と磁界分布
(a) 各モードの電界分布 (b) 各モードの磁界分布

4. 結合係数の磁気成分と電気成分

共振器の結合係数は磁気成分と電気成分で成り立っており、以下に示す関係式により表される[3]。

$$k = k_m - k_e \quad (1)$$

k_m と k_e は結合係数 k のそれぞれ磁気成分と電気成分である。この関係式を考慮して、4ストリップで構成されたマルチストリップ共振器の各モードに対応させた磁気成分と電気成分の大小関係を図11に示す。両者の減算の結果、全体の結合係数はグレーの部分で表される。

この関係から、 M_{12} と M_{13} の結合係数は M_{11} と M_{14} に比べて弱いことが分かり、スプリアバンドを形成しないだろうと考えられる。

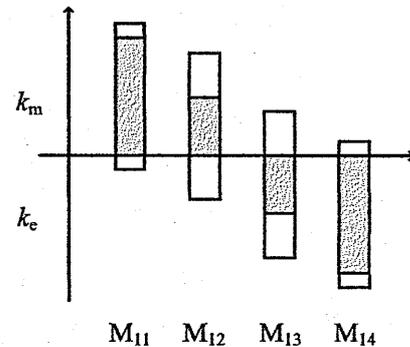


図11. 結合係数の磁気成分と電気成分の関係

そこで、この共振器の結合係数を定量的に見積もるために、共振器の各モードの結合係数を摂動法によって計算した[4]。結果を図12に示す。この計算結果からも、共振器間の結合係数に関しては M_{11} では磁気結合成分が強く、逆に M_{14} では電気結合成分が強いことが分かる。これは電磁界分布から判断した結果とよく一致する。

また、 M_1 より高次モードである M_2 における共振器間の結合係数の結果を図13に示す。結果から、 M_2 のどの結合モードも最低次共振で結合している M_{11} より弱く、高次モードの共振は弱いだろうと考えられる。

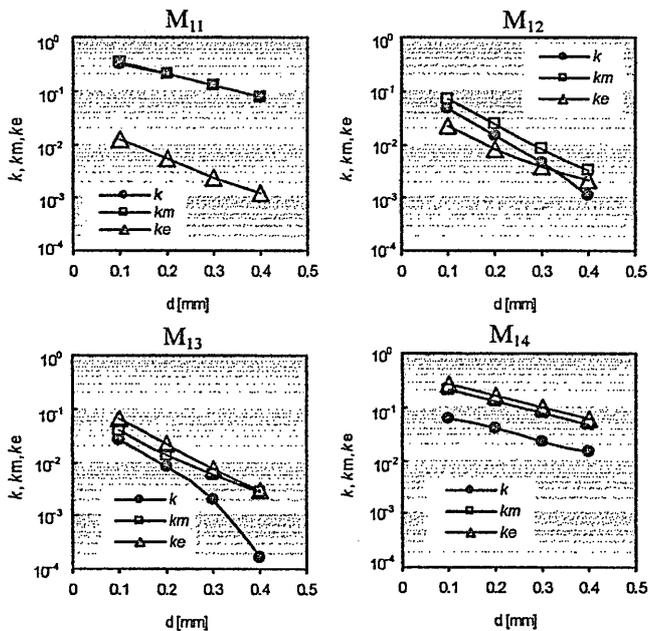


図 12. 各モードの結合係数における磁気成分と電気成分

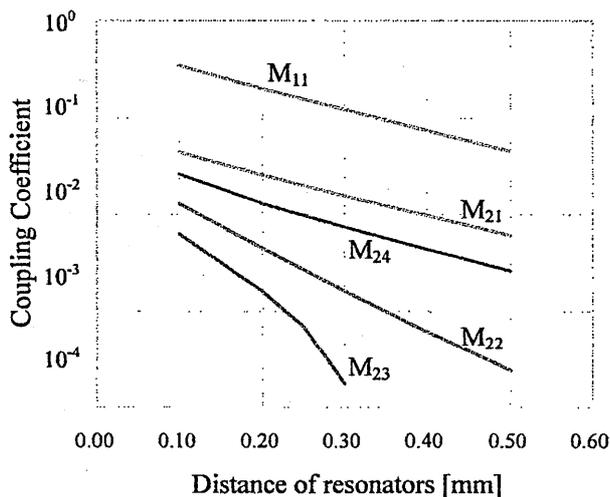


図 13. 4ストリップ共振器の M_2 における結合係数

5. マルチストリップ共振器 BPF

4層3段で設計した共振器 BPF の反射特性と伝送特性のシミュレーション結果を図 14(a)に示す。2ndモードである M_{12} と 3rdモードである M_{13} は上記で述べたように抑圧されているのが分かる。さらに、図 11 の結合係数の関係から3層共振器で構成すると 2ndモードは抑圧されることが予想でき、図 14(b) がそれを示している。そして、2層共振器で構成し

たとすれば、2ndモードは抑圧されないと考えられ、図 14(c)の結果はそのことを実証している。

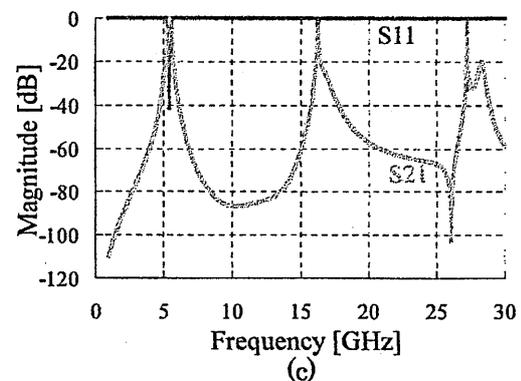
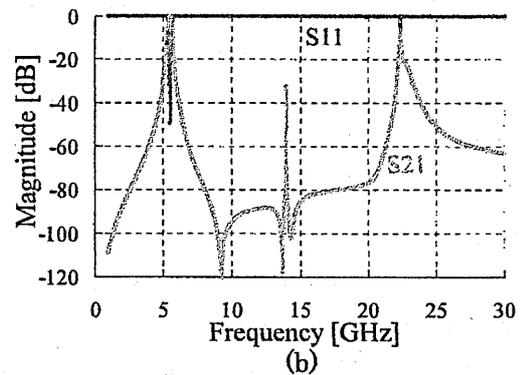
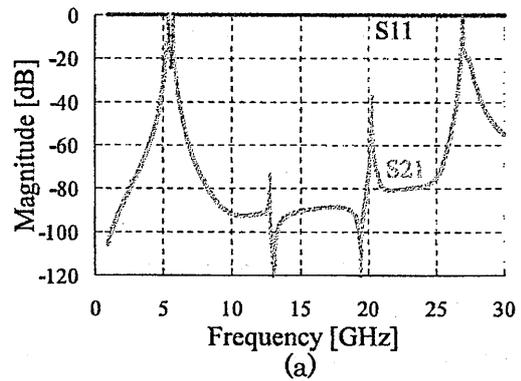


図 14. 3段共振器 BPF の周波数特性

(a) 4層3段共振器 BPF (b) 3層3段共振器 BPF

(c) 2層3段共振器 BPF

6. まとめ

マルチストリップ共振器 BPF が優れたスプリアス特性を示す理由を共振器間の結合係数を基に解明した。優れたスプリアス特性を示すのは共振モードごとに異なる結合係数を有するためである。マルチ

ストリップ共振器を用いてスプリアスモードを抑圧するためには、共振器を構成するストリップ線路が3層以上必要である。この手法は他の共振器を用いたBPFにも適用することができる。

参考文献

[1] Ikuo Awai, Mina Inoue, Yusuke Maeda, Tatsuya Fukunaga, Yorikazu Murabayashi and Masahiro Fujimoto, "Novel Multi-strip Resonator and Filter", *Proc. 38th EuMC*, pp. 1406-1409, Amsterdam, Oct. 2008.

[2] Ikuo Awai, Yusuke Maeda, Daisuke Hanatani and Masahiro Fujimoto, "Multi-strip LTCC Resonator BPF", *IEICE Electronics Express*, vol.5, no. 22, pp.978-982, Nov.2008.

[3] Ikuo Awai, "New expressions for coupling coefficient between resonators", *IEICE Trans. Electron.*, E88-C, No.12, pp.2295-2301, Dec. 2005.

[4] Ikuo Awai and Tetsuya Ishida, "Ultra-fast calculation of resonator coupling based on evanescent field integral in time domain", *2006 China-Japan Joint Microwave Conference Proceedings*, pp.74-77, Chengdu, Aug. 2006.

世界測位システム (GPS) 受信機の2周波利用による
高精度化研究
-設計と予備実験-

Research on Global Positioning System (GPS) Accurate Receiver by a Dual Frequency
Measurement
-Design and Preliminary Experiment-

東雅志、西尾裕樹、中桐紘治
近畿大学

Masashi Azuma, Yuki Nishio, Koji Nakagiri
Kinki University

2009年3月25日
於 大阪府立産業技術総合研究所

概要

GPS 測位の誤差要因の一つである電離層での伝搬遅延を実測し、測位精度を向上させるための C/A コード利用 P コード相関・搬送波位比較回路を設計した。それを L1・L2 前段増幅中間周波数部、C/A コード相関部、P コード位比較部の 3 部に分けそれらの動作原理を説明する。予備実験として C/A コード用相関器、P コード用相関器、可変移相器の特性を測定し良い結果を得た。また、ドップラシフト補正プログラムの動作確認をした。

1 はじめに

現在さまざまな分野で GPS は利用されている。しかし、その測位精度は約 5m の誤差がある。その誤差の要因の一つに GPS 衛星から発信された電波の電離層で伝搬遅延がある。電離層では周波数の 2 乗に反比例して電波の減衰量が大きくなる。GPS では L1、L2 帯でそれぞれ 1575.42MHz、1227.2MHz の異なる周波数の電波を使用している。電離層での性質を利用すると L1、L2 の異なる 2 つの周波数に乗っている P コードを用いて電離層での伝搬遅延を求めることができる。これにより測位精度の向上を目指す。

2 研究内容

2.1 回路設計

設計した C/A コード利用 P コード相関・搬送波位比較回路を図 1 に示す。

2.2 動作原理

2.2.1 L1, L2 前段増幅中間周波数部

L1, L2 前段増幅中間周波数部を図 2 に示す。

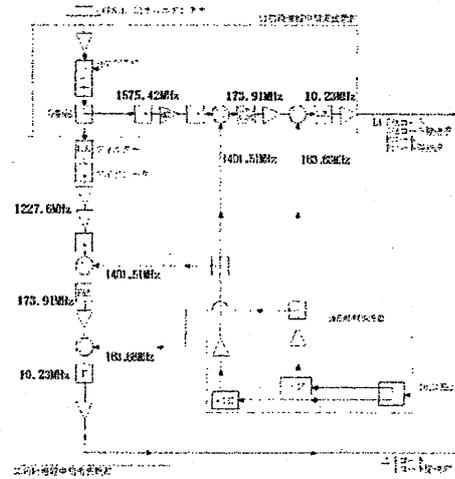


図 2 L1、L2 前段増幅中間周波数部

GPS 衛星から送られてきた電波を L1 と L2 に分けて、それぞれを中間周波の 10.23MHz にする。L1 側には C/A コード・C/A コード搬送波・P コード・P コード搬送波が、L2 側には P コード・P コード搬送波が乗っている。C/A コードの搬送波は正弦波、P コードの搬送波は余弦波である。

2.1.2 C/A コード相関部

C/A コード相関部を図 3 に示す。

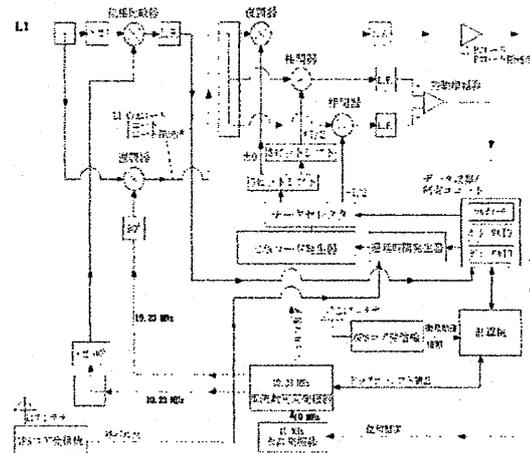


図 3 C/A コード相関部

周波数可変発振器で出力する 10.23MHz

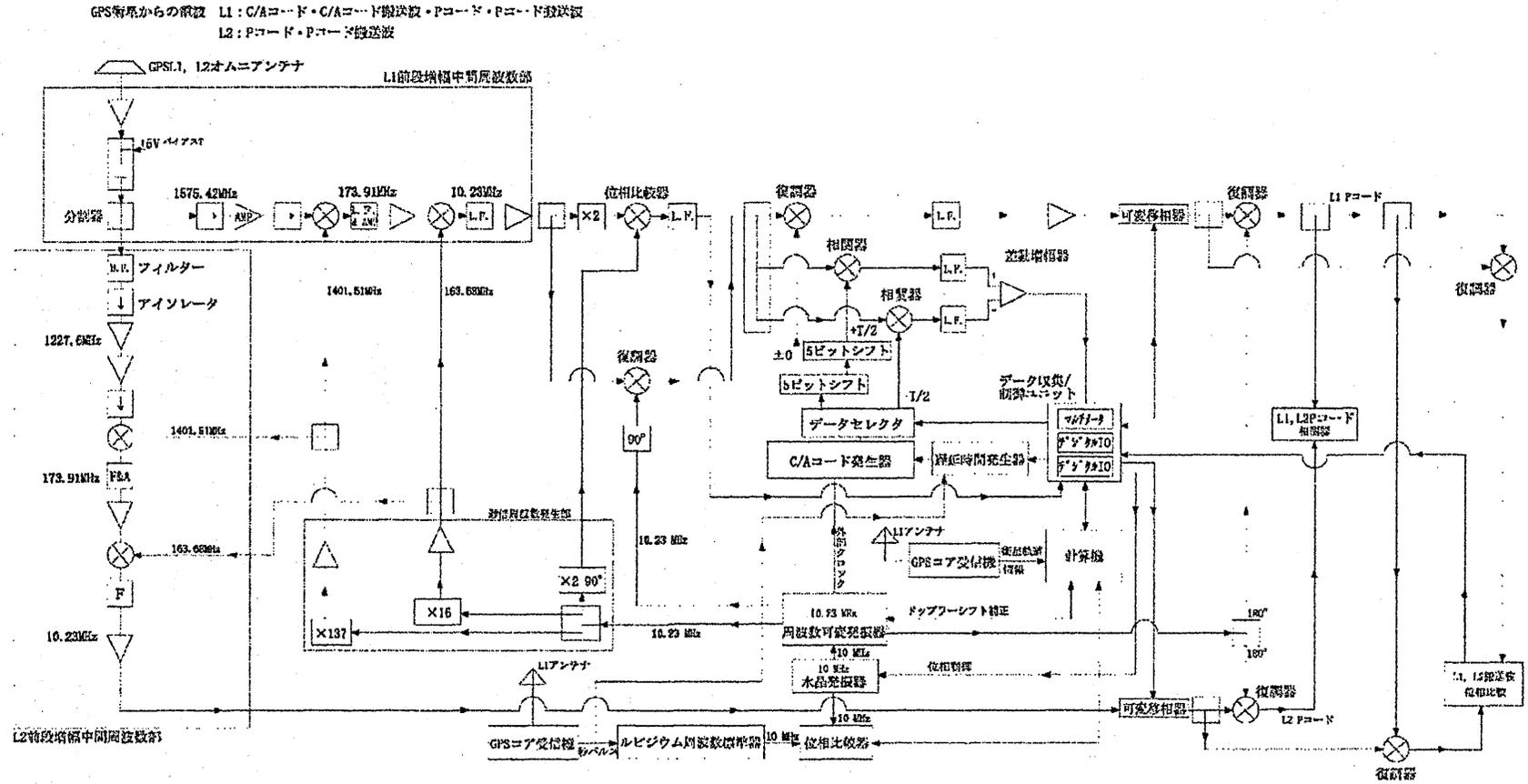


図1 C/Aコード利用Pコード相関・搬送波位相比較回路

は、GPS コア受信機を用いてアルマナックデータを取得し、受信する GPS 衛星のドップラシフトを計算して加減算される。

L1 の 10.23MHz を 2 通倍し、C/A コード・P コードを抜き搬送波だけにする。周波数可変発振器の出力 10.23MHz を通倍器で 2 通倍しさらに位相を 90° 遅らせる。この 2 つの信号を位相比較部で位相比較する。この値をデータ収集/制御ユニットで読み取り周波数可変発振器の出力 10.23MHz の位相を制御し、L1 との位相が合うまで繰り返す。

位相比較部の復調器で L1 の信号を周波数可変発振器の出力 10.23MHz の位相を 90° 遅らせたもので復調して C/A コードの搬送波を取り除き C/A コード・P コード・P コード搬送波にする。

C/A コード発生器で C/A コードを発生させ、データセレクトで相関を取る GPS 衛星の C/A コードを選択する。その位相を遅らせていないもの、シフトレジスタで 5 ビット遅らせたもの、それをさらに 5 ビット遅らせたもの、をそれぞれ $-T/2$ 、0、 $+T/2$ ずれているとする。これらのうち $\pm T/2$ ずれているものと、L1 帯の 10.23MHz と相関を取って、差動増幅器に入力し、出力値をデータ収集/制御ユニットで読み取る。その値から遅延時間発生器で C/A コード発生器の C/A コードのスタート時刻を制御し、 $\pm T/2$ の相関値が一致するまで繰り返す。

C/A コード相関部の復調器で L1 の信号から C/A コード発生器の位相のずれていない C/A コードを用いて復調して C/A コードを取り除き、P コード・P コード搬送波のみにする。

2.2.3 P コード位相比較部

P コード位相比較部を図 4 に示す。

周波数可変発振機の正弦波の位相を 180° 遅らせて、L1 側の復調器で L1 の P コード・P コード搬送波から、P コード搬送波を取り除き、L1 の P コードのみにする。同様に L2 側も P コードのみにする。相関器で L1、L2 の P コードの位相を比較し、データ収集/制御ユニットで L1、L2 両側の可変位相器を制御して L1、L2 の P コードの位相が合うまで繰り返す。

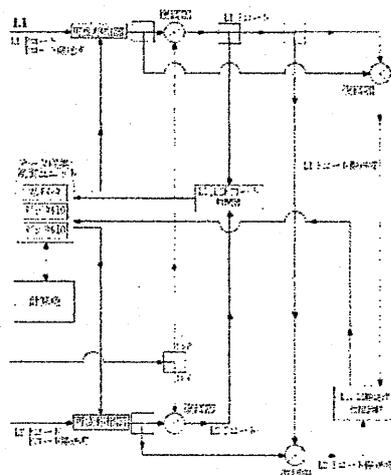


図 4 P コード位相比較部

L1 側の復調器で、L1 の P コードを先に復調した P コードで取り除き、P コード搬送波のみにする。同様に L2 側も P コード搬送波のみにする。そして位相比較器で、L1、L2 の P コードの位相を比較し、電離層での L1、L2 の遅延時間差を測定する。

2.3 予備実験

2.3.1 L1・L2 前段増幅中間周波数部

L1 側の 1575.42MHz、173.91MHz、10.23MHz をスペクトラムアナライザで測定した波形を図 5～7 に示す。

この波形は GPS の電波を受信したのではないと思われるが、図 5 と 6 のように波形

の変化なく中間周波になった。図7の波形は図5、6とは全く異なった波形になっている。L2側は測定していない。

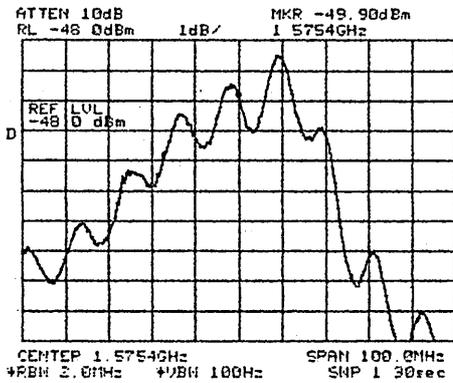


図5 1575.42MHz

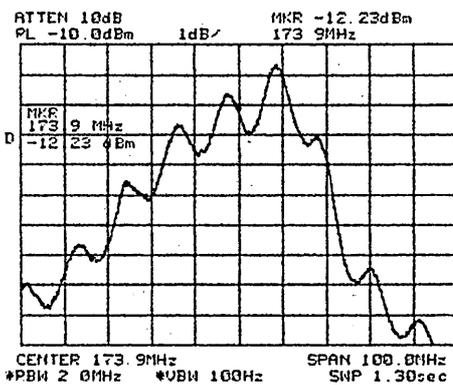


図6 173.91MHz

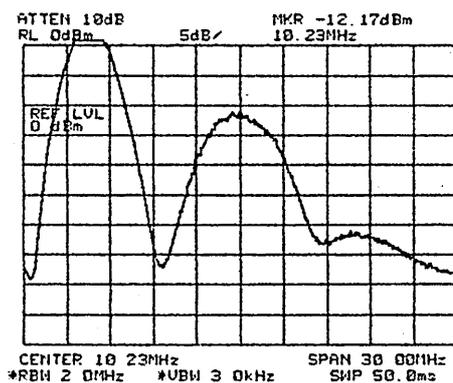


図7 10.23MHz

2.3.2 C/A コード相関部

C/A コード用相関回路を2個製作し、それ

ぞれ相関特製を測定した。C/A コード発生器で相関テスト用に位相が $\pm T/2$ 、0 から $+5T/10$ まで1/10間隔ずれたC/A コードを発生させた。そのコードの組み合わせで0 からTまでずれた相関特性を測定した結果を図8に示す。

両相関器ともほぼ等しい相関特性を得ることができた。

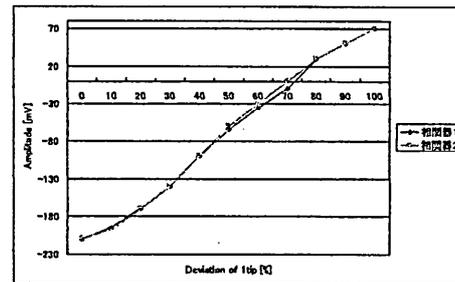


図8 C/A コード用相関器特性

GPS コア受信機を用いてGPS 衛星のドップラシフトを計算するプログラムを作成した。このプログラムによって計算されたドップラシフトを10.23MHzに加減算させて、周波数可変発信機を制御した結果を図9に示す。

図9は波形の違いを分かりやすくするために、計算させる値を故意に変えている。実際のドップラシフトはL1で ± 4 kHz、10.23MHzでは ± 26 Hzの程度範囲である。

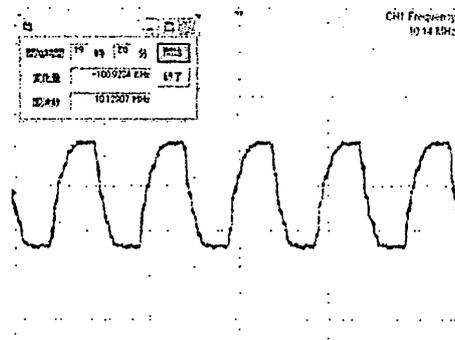


図9 ドップラシフト補正

遅延時間発生器を製作し、その制御プログラムも作成しタイムインターバルカウンタで動作確認をした。

データセレクトも製作した。これは未だ動作確認していない。

2.3.3 Pコード位相比較部

Pコード用相関回路を製作し、2.3.2と同様にPコード相関用に波形を発生させ、相関特製を測定した結果を図10に示す。

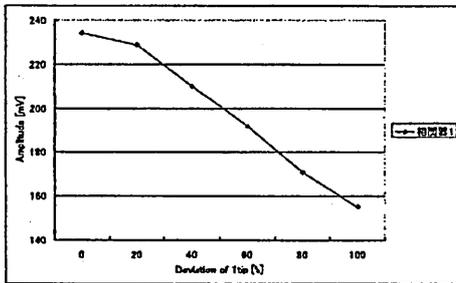


図10 Pコード用相関器特性

2.3.4 可変移相器

C/Aコード相関部、Pコード位相比較部の両方で使う可変移相器を作成し、10MHzで90°移相させたものを図12に示す。縦軸がAmplitude[mV]、横軸がTime[ns]である。

電力の大きい方がシンセサイズドファンクションジェネレータから入力した10MHzで、小さい方が90°移相させたものである。

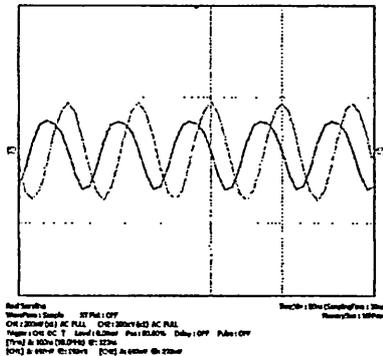


図11 可変移相器特性

3 まとめ

L1側の中間周波を測定した。1575.42MHzと173.91MHzでは波形の変化なく中間周波になった。しかし、10.23MHzは異なる波形になった。

C/Aコード用、Pコード用相関器、可変移相器の良い特性を得ることができた。

ドップラーシフト補正プログラムと周波数可変発信機の動作確認をした。

遅延時間発生器を製作し、その制御プログラムも作成し、動作確認をした
データセレクトを製作した。

4 今後の課題

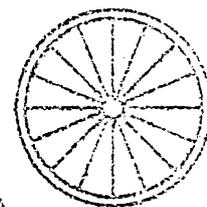
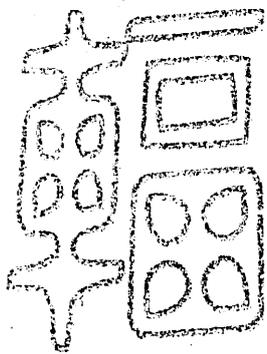
L2側の中間周波も測定する。

C/Aコード発生器の制御プログラムを作成し、遅延時間発生器によってC/Aコードがスタートするか確認する。

C/Aコード利用Pコード相関・搬送波位相比較回路内の遅延を測定するため、遅延時間校正器をC/Aコード利用Pコード相関・搬送波位相比較回路に追加する。また、遅延時間校正器を製作する。

参考文献

- ・日本測地学会 『GPS - 人工衛星による精密測位システム -』 日本測量協会 1986年
- ・坂井丈泰 『GPSのための実用プログラミング』 東京電機大学出版局 2007年
- ・今江理人, 近藤哲郎, 三木千紘 「GPS衛星利用電離層遅延補正装置」 『通信総合研究所季報』 VOL.36 NO.8 電気通信振興会 1990年
- ・通信総合研究所 『通信総合研究所季報』 VOL.39 NO.4 電気通信振興会 1993年



発行
連絡先
事務局

財団法人 輻射科学研究会
佐藤 亨

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