

導波型光変調器の高性能化と 応用に関する研究

平成4年12月

佐 雄 稔

目次

I 序論	1
1 導波型光変調器	2
2 光波利用センシング	3
3 本論文の目的と構成	4
II 光導波路	7
第1章 光導波路の解析	11
1.1 ビーム伝搬法によるモードの解析	11
1.2 2次元導波路の解析	13
1.3 3次元導波路の解析	21
1.3.1 軸対称性を持つ光ファイバの解析結果	24
1.3.2 3次元拡散型導波路の解析結果	28
第2章 拡散型光導波路の製作及び評価	36
2.1 導波路の製作方法	36
2.2 導波路の評価	37
2.3 導波路定数の推定	38
第3章 曲がり導波路の低損失化	45
3.1 ビーム伝搬法による曲がり導波路の解析	45
3.2 低損失化光導波路の構造	46
3.3 数値解析結果及び導波路構造の最適化	49
III 光変調器の広帯域化	57
第4章 広帯域な変調器の構造	59
4.1 進行波動作	59
4.2 プレーナ型ストリップ線路	61

4.3	速度非整合を改善する構造	63
4.3.1	電極構造の提案	63
4.3.2	境界要素法	64
4.3.3	計算結果	65
4.4	分岐干渉型変調器への応用	66
第5章	広帯域化の検証	77
5.1	実際に製作する電極の構造	77
5.2	電極構造の製作	78
5.2.1	基板のエッチング	78
5.2.2	バッファ層及び電極の製作	81
5.3	電極の特性	81
5.4	速度非整合の改善の効果	84
IV	導波型光変調器の電界計測への応用	87
第6章	反射干渉型変調器を用いた電界計測	90
6.1	反射干渉型変調器	90
6.2	反射干渉型変調器の高効率化	93
6.3	反射干渉型変調器の製作とその特性	98
6.4	電界計測実験	100
第7章	分岐干渉型変調器を用いた電界計測	103
7.1	分岐干渉型変調器	103
7.2	センサ部の製作と特性	104
7.3	低周波電界計測実験	107
7.4	高周波電界計測実験	108
第8章	電界計測における光検波	113
8.1	変調光の検波と信号処理	113
8.1.1	効率変調検波方式	113
8.1.2	二重変調方式(位相検出)	115
8.1.3	光変調検波方式	116
8.2	効率変調検波方式の実験	116

8.3 計測のモデル実験	118
V 結論	123
謝辞	127
参考文献	128
発表論文等	134
口頭発表等	135

第 I 部

序論

1 導波型光変調器

現在用いられている光学系は光源、光スイッチ、光ファイバ、検波器等の個々の光学部品を組み合わせて構成されている。したがって、それらの素子の結合及びその調整が必要になるが、それはかなり面倒であり、また機械的に安定でないという欠点がある。個々の素子が小さくなればなるほどこれが大きな問題になる。そこで、一つの基板上に屈折率の高い部分を作って光導波路とし、これを基本にして、いろいろな機能を持たせた導波型光デバイスが、注目を集め、活発な研究開発が行われている。この種のデバイスはその構造から一つの基板上に個々の素子を集積化し、光集積回路(Integrated Optics)¹⁾を構成することが可能なために、光学系の小型軽量化、安定化がはかれるといった利点を持っている。

導波型光デバイスの中でも特に関心が持たれているものの一つに導波型光変調器がある。これは光変調器が光通信において、搬送波である光に情報を載せるという重要な役割を演じるからである。現在の光通信においては光源である半導体レーザの注入電流を調整して光を変調する直接変調方式が行われている。この方式は高い調波数で変調を行うとレーザの発振スペクトルがチャープするなどの欠点を持っており、次世代の光通信システムであるコヒーレント光通信には不向きである。そのため、そのような欠点を持たない外部変調方式に関心が集まってきており、導波型光変調器が各方面で研究されている。その中でも電気光学効果を利用する方式がその高速応答性から主流になっている。しかし、現在試作されているものは実用に供するには不十分であった。問題点としては次のような点がある。

1. 変調効率が悪い。

電気光学効果を用いる導波型変調器では導波路に沿って電極を配置し、その電極に電圧を印加することにより光を変調する。5V程度の電圧で駆動できるようにするために電極長が5mmから1cm程度にもなっている。それだけ面積が広くなるわけで、集積化するには集積密度が小さくなり、伝搬損失の低減化や広帯域化の点で不利である。よって、変調効率を良くし、電極長を短くできるようにする必要がある。

2. 挿入損失が大きい。

挿入損失は数dB程度のレベルである。これは導波路自体の損失が0.1~数dB/cmと光ファイバに比べてかなり大きいことや、分岐や曲がりが存在するとそれによる放射損失が比較的大きいことによる。また、その損失を小さくするために分岐角や曲がり角を1°程度の小さな値にしなければならない。これは導波路のコ

アと基板との屈折率差が小さいために、曲がり等があると外に放射するパワーが大きくなるためである。よって、個々の素子を集積化する場合には集積密度が小さくなり、複数の光スイッチを集積化したマトリクススイッチ^[4]では数cmもの大きさになっている。そこで、導波路自体の損失を小さくするだけでなく、曲がりや分岐の損失を減らすことも必要である。

3. 変調帯域が狭い。

これまで試作された変調器では10GHz程度の帯域を持つものが多く^[4]、光波の周波数が数百THzであることを考えると、光の超高周波であるという特性を充分生かしているとは言えない。22GHzもの帯域を持ち、40GHzでの変調が確認された例^[5]があるが、広帯域化するために電極長を短くしており、変調効率は悪くなっている。変調器の性能を表す指標として変調に必要な電力 P と帯域幅 Δf の比 $P/\Delta f$ をよく用いるが、この値が良くなっているわけではない。したがって、変調効率は悪くすることなく更に広帯域化する必要がある。

これらの問題点を克服すべく鋭意研究が進められている。

2 光波利用センシング

光の応用例としては通信が最も有名であるが、これ以外にも情報処理、計測等がある。特に最近、計測に応用しようという光波利用センシングに注目が集まっている。これはオプトエレクトロニクスの急速な発展により、光が超高周波であるということによる超高速、超高分解能という特性を、計測の分野で活用できるようになったからである。また、光通信と組み合わせるとリモートセンシングが可能になるなどの大きな利点も持っている。導波型光デバイスを計測に応用する場合にはセンシング部を導波型デバイスで構成することが考えられる。この場合、センシング部が小型軽量になり、機械的に安定になるという長所がある。また、単一モード光ファイバと接続するのに適していて、その場合には計測された情報を遠くまで伝送することができ、リモートセンシングを行うのに好都合である。よって、温度や湿度を計測するセンサを導波型デバイスで構成した例が報告されている^[6]。また、導波型デバイスは集積化することにより、高度な機能を持たせることができるので、センシングシステムにおける信号処理を行う回路を構成することも可能である^[7]。

3 本論文の目的と構成

本論文では先に述べたことをふまえて、電気光学効果を用いる導波型光変調器の性能向上をはかることと、計測に応用することを目的とする。性能向上の点では先に述べた問題点の中で2., 3. を取り上げる。変調器の構成やデバイスを集積化する場合に必要な曲がり導波路の低損失化、変調帯域を増大させる電極構造を研究対象とする。また、設計において重要となる導波路のモード解析やその実際の導波路への応用についても取り上げる。計測に応用する点では電界を計測することを考える。電気光学効果を用いた導波型変調器を電界を計測するセンサ部に用いて、光を変調し、検出部まで伝送し、そこで復調して電界に関する情報を取り出すのである。反射干渉型変調器や分岐干渉型変調器をセンサ部に用いて電界を計測することを試みる。また、計測する電界により変調した光を復調する方法についても検討する。

以下、本論文の構成について簡単に述べる。本論文は大きく分けて3部構成になっている。

第1部は序論で導波型光変調器の現状における問題点を明らかにし、本論文の目的を述べ、内容について概説する。

第2部は光導波路に関する内容である。第1章はビーム伝搬法を用いた導波路のモード解析の簡便な方法を規格化ということを考慮して提案し、解析を行う。まず、2次元導波路の固有モードの伝搬定数および界分布を求め、横共振法で求めたものと比較し、ビーム伝搬法の精度を調べる。次に3次元導波路の解析の例として、光ファイバおよび拡散型導波路のモードの伝搬定数と界分布を求める。光ファイバについては横共振法で求めたものと比較し、計算精度について検討する。第2章では X -cut LiTaO₃ に Nb を拡散して導波路を製作する。この導波路の固有モードの伝搬定数を測定し、これから屈折率変化や拡散長の推定を行う。第3章は曲がり導波路の低損失化について述べる。曲がり導波路の損失の原因について考察し、低損失化をはかる方法を提案する。ビーム伝搬法でその構造の伝搬特性を計算し、低損失になることを確かめ、構造の最適化を行う。

第3部は変調器の広帯域化に関する内容である。第4章は広帯域化する電極構造について述べる。広帯域な駆動方法である進行波動作について帯域を制限する要因について検討し、信号波の速度を速くする電極構造について提案する。電極を伝搬する信号波を準-TEM 波であるとして、境界要素法により電極の特性を計算し、広帯域化されていることを確かめる。最後に提案した電極構造を分岐干渉型変調器^④に応用する。第5章は前章で提案した電極構造を実際に製作する。電極の特性を測定し、

信号波の速度が速くなっていることを確かめる。

第IV部は電界の計測に関する内容である。第6章は反射干渉型変調器による電界計測について述べる。反射干渉型変調器を提案し、動作特性を明らかにする。次にこの変調器を高効率にする方法を検討する。この変調器を用いた電界センサを製作し、60Hzの電界の計測の可能性を調べる。第7章は分岐干渉型変調器による電界計測について述べる。分岐干渉型変調器を用いた電界センサを設計し、製作する。このセンサを用いて、60Hzから100kHzまでの低周波の電界を計測する。この場合に電界を検出する電極の構造について検討する。最後に1.26GHzの高周波電界の計測の可能性を調べる。第8章は電界の情報が載った光を検波する新しい方法について述べる。高周波電界を計測すると光は高周波で変調されており、これをそのまま検波すると高周波に対して後の信号処理を行うことになる。そこで、光を検波する場合に同時に周波数変換を行い、後の信号処理を容易にする方法を提案する。この方法について実験的に検討し、振幅と位相の情報が載っている光から、その情報を取り出す実験を行う。

第V部は結論で、本論文で得られた結果をまとめ、合せて今後の課題について述べる。

第 II 部

光導波路

序

光導波路は導波型光変調器の中で最も重要な構成要素であり、その伝搬特性を把握しておく必要がある。導波路は一般に屈折率の高い領域をそれより屈折率の低い領域で囲んだ構造になっている。そして、その両者の境界で光が全反射することを利用して光を高屈折率領域に閉じ込め導波させている。導波型デバイスで用いられる導波路は図1に示すような構造をしている。図1(a)はある透明な基板(substrate)上に屈折率の高い薄膜(film)を形成したもので、その上部にある空気層(air)と合わせて三層構造になっている。これは2次元導波路と呼ばれ、基板の厚み方向にのみ屈折率分布を持ち、横方向には一様である。そのため、横方向には光を閉じ込めることができない。よって、図1(b)に示されるように横方向にも屈折率分布を持たせ、高屈折率部を棒状(core)にした3次元導波路が必要になる。なお、高屈折率部を囲む基板と空気層とを一般的にクラッド(clad)と呼ぶ場合もある。

導波路の伝搬特性の解析は波動方程式を解くことにより行う。2次元導波路の場合は屈折率分布がステップ型である場合には厳密に解析できるが、屈折率が連続的に変化する場合は光線近似法^[9]のような近似解法や多層薄膜近似法^[10]のような数値解法を用いなければならない。3次元導波路の場合には解析はもっと困難で Marcattili の方法^[11]や等価屈折率法^[12]のような近似解法や変分法^{[13][14]}、モード整合法^[15]、有限要素法^{[16][17]}のような数値解法を用いなければならない。近似解法はシングルモード領域やカットオフ近傍では誤差が大きく、数値解法は計算手続きが面倒であるという欠点があった。

最近、導波路の解析方法としてビーム伝搬法^{[18]-[20]}が提案された。この方法は導波

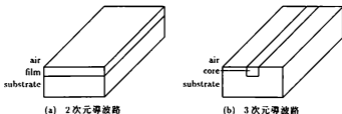


図1 光導波路

路の屈折率変化が小さいという仮定が必要であるが、計算手続きが簡単であることから広く用いられるようになった。ビーム伝搬法は入射波が導波路に沿ってどのように伝搬するかを計算する方法であるが、伝搬方向に一様な導波路を伝搬する光波の計算結果から固有モードの伝搬定数と界分布を求めることができる^{[21][22]}。しかし、この方法では計算に手間がかかるので、行列の固有値問題に帰着する定式化が示され、2次元導波路に関しては計算が行われた^{[23][24]}。この方法でも行列の要素の求め方が複雑であった。本論文では行列の要素の簡単な求め方を示し、2次元導波路だけでなく、3次元導波路にも適用する。その場合に規格化を行い、一般的な特性を求める。

導波路の解析結果から設計を行うと実際に導波路を製作することになる。このとき導波路の寸法や屈折率を測定し、設計値通りになっているかどうかを確かめる必要がある。測定方法は大きく2つに分けられる。一つは直接測定する方法で、干渉顕微鏡で干渉縞を観測して、それから求めたり^[25]、導波路の組成を測定し、それから屈折率等を求める方法^[26]がある。もう一つは導波モードの伝搬定数を測定し、それから規格化分散曲線を用いて屈折率等を計算する方法である。前者は特殊な装置が必要であったり、測定が面倒であったりする。後者は間接的な測定法であるが、導波モードの伝搬定数は比較的容易に精度よく測定できるので、手軽にできる利点がある。2次元導波路においては前者後者とも行われているが、3次元導波路では前者のみが行われている。本論文では3次元導波路においても後者の方法を応用する。

製作する導波路は X-cut LiTaO₃ に Nb を熱拡散して製作した Y 方向に伝搬する導波路である。電気光学効果を用いるデバイスでは Ti 拡散 LiNbO₃ がよく用いられるが、X-cut 板に Ti を拡散すると Z 方向つまり横方向の拡散係数が非常に大きく、導波路幅が広がる欠点がある^[27]。そこで、LiTaO₃ 導波路を取り上げる。拡散で導波路を製作すると屈折率が連続的に変化することになる。存在する導波モードの数が多い場合には逆 WKB 法^[27]を用いて、分布関数を推定することができるが、本論文の実験では導波モードは多くても3つしかないので、分布関数はある関数を仮定し、最大屈折率変化や拡散長を測定する。

導波型デバイスにおいては光の伝搬方向を変えるケースがよくあり、そのために曲がり導波路は重要である。しかし、一般に用いられている導波路はコアとクラッドとの屈折率差が小さく、単純な折れ曲がりでは角度を大きくするとクラッドへの放射損失が大きくなる欠点があった。そこで、曲がり角が大きくても放射が少なくなるような曲がり導波路に関する研究が進められている。光の全反射を利用した構造^{[28][29]}や、導波路に CROWN 構造^[30]を製作したものや、曲がりの外側に低屈折率部を製作した構造^[31]が報告されている。しかし、これらの構造は導波路とは別に低屈折率部を

製しなければならず、製作工程が複雑になってしまう。また、曲がりの外側に行くほど屈折率を減少させ、内側に行くほど増加させた構造^[23]のものも提案されているが、実現するのは容易ではない。これは導波路の作製方法を決定するとそれによって屈折率分布はだいたい決まってしまうからである。よって、導波路の形状を変更することのみで放射損失の低減化ができれば、製作工程も簡単になり好都合である。曲がり部において導波路幅を広くして、光の閉じ込めを強くすることによって放射損失を少なくしようという試み^[23]がある。曲がりを伝搬する光波の波面に注目し、波面が曲がる方向に傾きやすくすることで低損失化をはかる手法^[24]が提案されたが、本論文ではこれを押し進めて、導波路の形状を変化させることでこれを実現する曲がり導波路の構造を提案し、伝搬特性の解析を行う。

第 1 章 光導波路の解析

1.1 ビーム伝搬法によるモードの解析

一般に媒質の誘電率が不均質である場合は厳密にはベクトル解析を行わなければならないが、誘電率の変化が小さい場合にはスカラー波動方程式を解析するスカラー解析が十分な精度を持っている。媒質が等方・無損失で、透磁率が μ_0 で一定の場合の波動方程式は

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 \epsilon_r(x, y, z) \psi = 0 \quad (1.1)$$

$\epsilon_r(x, y)$: 比誘電率

k_0 : 真空中の平面波の伝搬定数

となり、本論文ではこの式を出発点とする。比誘電率の平方根である媒質の屈折率 $n(x, y, z)$ を一定値 n_0 と不均質性を表す $\Delta n(x, y, z)$ の和で表し、

$$\sqrt{\epsilon_r(x, y, z)} = n(x, y, z) = n_0 + \Delta n(x, y, z)$$

とおく。屈折率の変化が小さいとして、 $\{\Delta n\}^2$ は0と近似する。ここで、 x, y および z を k_0 で規格化するために

$$\tilde{x} = k_0 x, \quad \tilde{y} = k_0 y, \quad \tilde{z} = k_0 z$$

とおいて、(1.1)式に代入すると

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{z}^2} + \epsilon_r \psi = 0 \quad (1.2)$$

となる。波が $+z$ 方向に伝搬しているとし、

$$\psi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \phi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \exp(-jn\tilde{z})$$

とおいて、(1.2)式に代入すると

$$\nabla_{\tilde{x}}^2 \phi + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{z}^2} - 2jn \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} + (n^2 - n_0^2) \phi = 0$$
$$\nabla_{\tilde{x}}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2}$$

となる。ほぼ z 軸に沿って伝搬する波動を考える場合には ϕ の z 依存性は小さく、 $\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{z}^2} = 0$ とできる。これを近軸近似またはフレネル近似と言う。このとき上式は

$$2jn_s \frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} = \nabla_T^2 \phi + (n^2 - n_s^2) \phi$$

となる。さらに変形すると

$$\frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} = -\frac{j}{2n_s} \left\{ \nabla_T^2 + (n^2 - n_s^2) \right\} \phi \quad (1.3)$$

が得られる。この式は近軸波動方程式と呼ばれ、界分布が z 方向にどのように変化するかを表す微分方程式の形をしている。右辺の中括弧の中の第一項は一様空間中の伝搬効果を表し、第二項は導波路を形成する屈折率分布の効果を表している。ビーム伝搬法は入射界を初期値として与え、(1.3)式によって、伝搬の様子を計算する方法である。

z 方向に一様な導波路では屈折率 n が z に依存しないので、(1.3)式における固有関数を求めることができる。これが近軸波動方程式における導波路の固有モードに対応する。この固有モードと、波動方程式(1.2)式における固有モードとの関係について述べる。(1.2)式による固有モードを

$$\psi(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = u_n(\bar{x}, \bar{y}) \exp(-jn_{eff}\bar{z}) \quad (1.4)$$

と表し、厳密モードと呼ぶことにする。ここで、 $u_n(\bar{x}, \bar{y})$ はモードの界分布を表し、 n_{eff} は伝搬定数であるが z が k_0 で規格化されているので、等価屈折率になる。(1.3)式による固有モードを

$$\phi(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = u'_n(\bar{x}, \bar{y}) \exp(-jn'_{eff}\bar{z}) \quad (1.5)$$

と表し、近軸近似モードと呼ぶことにする。ここで、 $u'_n(\bar{x}, \bar{y})$ は界分布で、 n'_{eff} は伝搬定数(等価屈折率)である。(1.4)式を(1.2)式に代入すると

$$n_{eff}^2 u_n = (\nabla_T^2 + n^2) u_n \quad (1.6)$$

となり、(1.5)式を(1.3)式に代入すると

$$(2n_s n'_{eff} + n_s^2) u'_n = (\nabla_T^2 + n^2) u'_n \quad (1.7)$$

となる。(1.6)式と(1.7)式を比較すると

$$u_n(\bar{x}, \bar{y}) = u'_n(\bar{x}, \bar{y}) \quad (1.8)$$

$$n_{eff}^2 = 2n_s n'_{eff} + n_s^2 \quad (1.9)$$

という関係が成り立つ^[30]。(1.9)式から、

$$n_{eff} = \sqrt{n_s(n_s + 2n'_{eff})} \quad (1.10)$$

$$n'_{eff} = \frac{n_{eff}^2 - n_s^2}{2n_s} \quad (1.11)$$

となる。つまり、厳密モードと近軸近似モードは界分布は等しく、伝搬定数が(1.9)式を満足する関係にある。よって、導波路の固有モードを求める場合には近軸近似モードを求めれば、厳密モードに変換できるので、近似解析であっても、厳密に解析したのと同等である。

数値計算においては、 x, y 方向に離散化を行い $\phi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ は離散点での ϕ の値からなるベクトル ϕ となる。よって、(1.3)式は

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = P\phi \quad (1.12)$$

という形になる。 P は(1.3)式の右辺の ϕ にかかる項を離散化することによって得られる行列である。(1.3)式の右辺は ϕ 以外の項には z は含まれないから、 P は定数係数の行列になる。(1.12)式の解の一般形は

$$\phi = \sum_i a_i \phi_i \exp(\lambda_i \tilde{z})$$

となる。ここで、 a_i は任意定数で λ_i, ϕ_i は P の固有値、固有ベクトルである。この式の各項が導波路の固有モードに対応するので、 P の固有値、固有ベクトルがモードの伝搬定数、界分布に対応する。よって、 P の固有値、固有ベクトルを計算すればよいことになる。 P の具体的な形は次節以降で示すことにする。

1.2 2次元導波路の解析

y 方向には一様な2次元導波路の固有モードを計算する。屈折率分布を

$$n(\tilde{z}) = n_s + \Delta n f(\tilde{z}/\tilde{d}) \\ 0 \leq f(\tilde{z}/\tilde{d}) \leq 1$$

とおく。ここで、 Δn は屈折率変化の最大値で、 $\Delta n/n_s \ll 1$ とする。また、 \tilde{d} は導波路の幅に相当するパラメータである。この場合(1.3)式は次のようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} = -\frac{j}{2n_s} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + 2n_s \Delta n f(\tilde{z}/\tilde{d}) \right\} \phi \quad (1.13)$$

規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b を次のように定義する^[4]。

$$V = \tilde{d} \sqrt{2n_s \Delta n} \quad (1.14) \\ b = \frac{n_{co}^2 - n_s^2}{2n_s \Delta n} \quad (1.15)$$

(1.11)式より、

$$b = \frac{n'_d \pi}{\Delta n} \quad (1.16)$$

となる。(1.13)式で

$$\xi = \frac{z}{d}$$

とおいて、変形すると

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -j\Delta n \left\{ \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + f(\xi) \right\} \phi \quad (1.17)$$

となる。この式の第一項を計算するのにフーリエ変換を用いることにする。 ϕ のフーリエ変換を

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\phi &= \Phi(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi) \exp(j\rho\xi) d\xi \\ \mathcal{F}^{-1}\Phi &= \phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\rho) \exp(-j\rho\xi) d\rho \end{aligned}$$

と書くとフーリエ変換の性質から、

$$\mathcal{F} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = -\rho^2 \Phi(\rho)$$

であるので、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} &= \mathcal{F}^{-1}\{-\rho^2 \Phi(\rho)\} \\ &= \mathcal{F}^{-1}\{-\rho^2 \mathcal{F}\phi\} \end{aligned}$$

となる。よって、(1.17)式は

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -j\Delta n \left\{ \frac{1}{V^2} \mathcal{F}^{-1}\{-\rho^2 \mathcal{F}\} + f(\xi) \right\} \phi \quad (1.18)$$

となる。

数値計算する場合にはフーリエ変換が離散フーリエ変換となるために閉領域問題として取り扱うことになる。導波路は本来開放系であるが、界分布がほぼ0とみなせるところに閉領域の境界をもってくれば、それほど大きな誤差にはならないと考えられる。考える領域内に N 個の等間隔点をとる。その等間隔点の座標を ξ_m とし、これとフーリエ変換によって対応する x 方向波数を ρ_n とする。離散フーリエ変換は行列の形に書けるので、その行列を F とし、逆フーリエ変換を表す行列を F^{-1} として、

$$F \equiv [f_{nm}], \quad F^{-1} \equiv [f'_{nm}] \quad (n, m = 1, \dots, N)$$

とおく。具体的な f_{nm} , f'_{nm} の形は後で述べる。 ξ_m における ϕ の値を ϕ_m とすると $\phi = (\phi_1, \dots, \phi_N)^T$ を用いることにより、(1.18)式が離散化されて(1.12)式に相当する

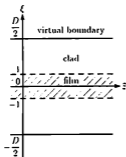


図 1.1 2次元導波路の解析モデル

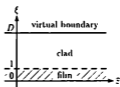


図 1.2 対称2次元導波路の解析モデル

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = -j\Delta n \left[\frac{1}{V^2} F^{-1} B F + C \right] \phi \quad (1.19)$$

が得られる。ただし、

$$B = \begin{bmatrix} -\rho_s^2 & 0 \\ 0 & -\rho_N^2 \end{bmatrix}, \quad C = \begin{bmatrix} f(\xi) & 0 \\ 0 & f(\xi) \end{bmatrix}$$

である。ここで、

$$A = \frac{1}{V^2} F^{-1} B F + C \equiv [a_{nm}] \quad (n, m = 1, \dots, N) \quad (1.20)$$

とにおいて、行列 A の成分 a_{nm} を計算すると

$$a_{nm} = \frac{1}{V^2} \sum_{k=1}^N (-\rho_k^2) f_{nk}^* f_{km} + f(\xi_n) \delta_{nm} \quad (1.21)$$

となる。 $-j\Delta n A$ の固有値がモードの伝搬定数 $-jn'_{m}$ になるので、(1.16) 式より、 A の固有値が規格化伝搬定数 b となる。導波モードに関しては、 $0 < b < 1$ であるので、0 から 1 の間にある固有値だけを計算すればよい。

図 1.1 のように $\zeta = \pm D/2$ の位置に仮想境界壁 (virtual boundary) をおく。そして、その領域内に N 個の等間隔点をとるとすると、 ξ_m と ρ_n は D と N を用いて、

$$\xi_m = \frac{D}{N} \left(m - \frac{N}{2} - 1 \right) \quad (m = 1, \dots, N)$$

$$\rho_n = \frac{2\pi}{D} \left(n - \frac{N}{2} - 1 \right) \quad (n = 1, \dots, N)$$

となる。 f_{nm} と f'_{nm} は

$$f_{nm} = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(j\rho_n \xi_m)$$

$$f'_{nm} = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-j\rho_n \xi_m) \quad (m, n = 1, \dots, N)$$

であるので、(1.21)式は

$$a_{nm} = \frac{(-1)^{(n-m)}}{V^2 N} \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{2\pi}{D} \left(k - \frac{N}{2} - 1 \right) \right\}^2 \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{N} (n-m)(k-1) \right\}$$

$$+ j \left(\frac{D}{N} \left(m - \frac{N}{2} - 1 \right) \right) \delta_{nm} \quad (n, m = 1, \dots, N) \quad (1.22)$$

となるが、これからわかるように、 A は N 次のエルミート行列である。(1.22)式を実際に計算する場合にはフーリエ変換を利用すると簡単に計算できる。

屈折率分布が対称な導波路の固有モードは対称モードと反対称モードに分けられ、それぞれ別々に求める場合には半区間だけを考えればよいので、点の数を半分にすることができる。まず、反対称モードに対する定式化を述べる。仮想境界壁を図1.2のように $\xi = D$ の位置におき、 $0 \leq \xi \leq D$ の範囲で考える。この場合、 ξ_m と ρ_n は

$$\xi_m = \frac{D}{N} m \quad (m = 1, \dots, N-1)$$

$$\rho_n = \frac{\pi}{D} n \quad (n = 1, \dots, N-1)$$

となる。フーリエ変換は正弦変換となり、 f_{nm} と f'_{nm} は

$$f_{nm} = f'_{nm} = \sqrt{\frac{2}{N}} \sin(\rho_n \xi_m)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{N}} \sin \left(\frac{\pi}{N} nm \right) \quad (m, n = 1, \dots, N-1)$$

となる。したがって、(1.21)式は

$$a_{nm} = \frac{2}{V^2 N} \sum_{k=1}^{N-1} \left(\frac{2\pi}{D} \right)^2 \sin \left(\frac{\pi}{N} kn \right) \sin \left(\frac{\pi}{N} km \right) + j \left(\frac{D}{N} m \right) \delta_{nm}$$

となる。これからわかるように A は $(N-1)$ 次の対称行列となる。次に対称モードについて考える。 ξ_m と ρ_n は

$$\xi_m = \frac{D}{N} (m-1) \quad (m = 1, \dots, N+1)$$

$$\rho_n = \frac{\pi}{D} (n-1) \quad (n = 1, \dots, N+1)$$

となる。フーリエ変換は余弦変換となり、 f_{nm} と f'_{nm} は

$$\begin{aligned}
 f_{nm} = f'_{nm} &= \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{N}} \cos(\rho_n \xi_m) & (m = 2, \dots, N) \\ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{N}} \cos(\rho_n \xi_m) & (m = 1, N+1) \end{cases} \\
 &= \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{N}} \cos\left\{\frac{\pi}{N}(m-1)(n-1)\right\} & (m = 2, \dots, N) \\ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{N}} \cos\left\{\frac{\pi}{N}(m-1)(n-1)\right\} & (m = 1, N+1) \end{cases}
 \end{aligned}$$

となる。これから、(1.21)式を計算することができるが、注意しなければならないことは、 A が対称行列にはならないことである。

2章で述べるような熱拡散法で導波路を製作した場合には、基板と拡散層との屈折率差に比べて、空気との屈折率差が非常に大きいので、空気の部分が完全導体、つまり、導波路と空気との境界が全反射面と仮定しても大きな誤差はないと考えられる。この場合には、固有モードは対称導波路の反対称モードに対応する。したがって、ここでは2章の実験結果と対応させるために、対称導波路について計算する。屈折率分布はガウス分布とする。つまり、 $f(\xi) = \exp(-\xi^2)$ である。分布の形状を図1.3に示す。この場合の規格化分散曲線は横共振法^[24]で計算すると図1.4のようになる。横共振法は倍精度で計算すると伝搬定数に関しては 10^{-8} 程度の誤差で計算できることが示されており^[24]、厳密解とみなしてもよい。ビーム伝搬法で計算する場合にはモードを対称モードと反対称モードに分けて計算する方法と、まとめて計算する方法とがある。この二つの方法による計算結果を比較すると、倍精度で計算した場合、伝搬定数及び界分布共小数点以下13桁以上も一致していて、全く同じ結果が得られるものと考えてよい。よって、これ以降は計算機の容量および計算時間を考えて、対称モードと反対称モードとを別々に計算することにする。横共振法で得られた界分布は

$$\int_0^{\infty} \{\phi(\xi)\}^2 d\xi = 1$$

と規格化する。また、ビーム伝搬法で得られた界分布は

$$\int_0^D \{\phi(\xi)\}^2 d\xi = 1$$

となるように規格化する。これはパワーフローを規格化することに対応する。ビーム伝搬法では界分布の値は選点でしか求められないので、積分の計算では選点の間を3次のB-spline関数で補間した。また、モードの次数は計算された界分布から決めた。規格化周波数 $V = 0.5, 5.0$ での0次モードのビーム伝搬法による計算結果を横共振法

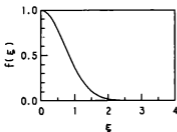


図 1.3 ガウス分布 $f(\xi) = \exp(-\xi^2)$

$$\xi = \tilde{x}/\tilde{d}$$

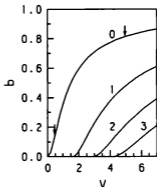


図 1.4 ガウス分布 2次元導波路における 0~3 次モードの規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b の関係を表わす規格化分散曲線

で得られた結果と比較して表 1.1, 1.2 に示す。また、界分布がどのようになっているかを示すために横共振法で計算された界分布を図 1.5, 1.6 に示す。 $V = 0.5$ ではカットオフに近く、 $V = 5.0$ ではカットオフから遠く、電磁界の閉じ込めが強い場合に対応する。界分布が 10^{-4} 以下になるような所に境界壁を持ってくると、選点の数を増やしてやることにより伝搬定数で 10^{-7} 程度の誤差で、界分布では 10^{-6} 程度の誤差で計算できる。しかし、選点間隔 (D/N の値) が $1/4$ 程度でも伝搬定数の誤差は 10^{-6} 程度である。界分布に関しては誤差が大きいように見えるが、横共振法で得られた界分布とビーム伝搬法で得られた界分布の比をとるとほぼ一定の値になり、その値は 10^{-5} 程度のばらつきである。このことから、界分布に関してもその程度の精度で計算できているものと考えられる。誤差が大きいように見えるのは規格化に原因がある。選点間を補間して積分を計算しているわけであるが、選点間隔が大きいと補間による誤差が大きくなって、そのために誤差が大きいように見えるものと考えられる。したがって、選点以外での界分布や界分布を規格化する必要のない場合は選点間隔が多少大きくてもよいが、そうでない場合は選点間隔を小さくして、補間による誤差を

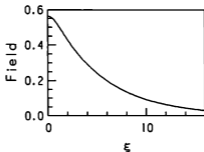


図1.5 ガウス分布2次元導波路の規格化周波数 $V = 0.5$ での0次モードの横共振法で計算された界分布 — 横軸は導波路幅 d で規格化 ($\xi = \hat{x}/d$)

表1.1 ガウス分布2次元導波路の規格化周波数 $V = 0.5$ での0次モードの計算結果

		横共振法	ビーム伝搬法		
D (仮想境界壁間距離)			64	64	32
N (選点数)			256	512	128
D/N (選点間隔)			1/4	1/8	1/4
b (規格化伝搬定数)		0.14720814	0.14720811	0.14720811	0.14721094
界 分 布	$\xi = 0$	0.563869	0.563868	0.563869	0.563840
	$\xi = 2$	0.428610	0.428609	0.428610	0.428589
	$\xi = 4$	0.292093	0.292092	0.292093	0.292081
	$\xi = 8$	0.135601	0.135601	0.135601	0.135605
	$\xi = 16$	0.029225	0.029224	0.029225	0.029285
	$\xi = 32$	0.001357	0.001357	0.001357	0.002715
	$\xi = 64$	0.000003	0.000006	0.000006	-

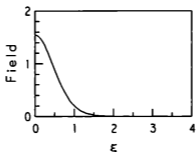


図 1.6 ガウス分布 2 次元導波路の規格化周波数 $V = 5.0$ での 0 次モードの横共振法で計算された界分布 — 横軸は導波路幅 \bar{d} で規格化 ($\xi = \bar{x}/\bar{d}$)

表 1.2 ガウス分布 2 次元導波路の規格化周波数 $V = 5.0$ での 0 次モードの計算結果

		横共振法	ビーム伝搬法		
D (仮想境界間距離)			8	8	4
N (選点数)			32	512	256
D/N (選点間隔)			1/4	1/64	1/64
b (規格化伝搬定数)		0.81509371	0.81509373	0.81509373	0.81509373
界 分 布	$\xi = 0$	1.540558	1.540919	1.540558	1.540558
	$\xi = 0.5$	0.880348	0.880554	0.880347	0.880347
	$\xi = 1$	0.198758	0.198804	0.198758	0.198758
	$\xi = 2$	0.002931	0.002932	0.002931	0.002931
	$\xi = 3$	0.000035	0.000032	0.000032	0.000032
	$\xi = 4$	0.000000	0.000000	0.000000	0.000001
	$\xi = 8$	0.000000	0.000000	0.000000	—

小さくすることが必要である。

1, 2, 3次モードの計算結果も0次モードの場合と同様であり、ビーム伝搬法は不均質2次元導波路の解析に非常に有用な方法であることが示された。ただし、カットオフに近いような場合には界分布が0に近くなるような所が遠くなるが、選点間隔はある程度以下の値を確保しなければならないので、選点数を多くとらないと精度よく計算することができない。

1.3 3次元導波路の解析

3次元導波路も2次元導波路の場合とほぼ同様に定式化できる。屈折率分布が次のように表されるとする。

$$n(\tilde{x}, \tilde{y}) = n_0 + \Delta n f(\tilde{x}/\tilde{d}_x, \tilde{y}/\tilde{d}_y)$$

ここで、 Δn は屈折率変化の最大値で、 $\Delta n/n_0 \ll 1$ と仮定する。また、 \tilde{d}_x, \tilde{d}_y は導波路の x 方向、 y 方向の幅に相当するパラメータである。2次元導波路と同じように規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b を次のように定義する。

$$\begin{aligned} V &= \tilde{d}_y \sqrt{2n_0 \Delta n} \\ b &= \frac{n_0 n^2 - n_0^2}{2n_0 \Delta n} \end{aligned} \quad (1.23)$$

さて、

$$\xi = \frac{\tilde{x}}{\tilde{d}_x}, \quad \eta = \frac{\tilde{y}}{\tilde{d}_y}$$

とにおいて、(1.3) 式を変形すると

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{x}^2} = -\frac{j}{2n_0} \left\{ \frac{1}{\tilde{d}_x^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\tilde{d}_y^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + 2n_0 \Delta n f(\xi, \eta) \right\} \phi$$

となる。ここで、導波路のアスペクト比(縦横比) a_0 を

$$a_0 = \frac{\tilde{d}_x}{\tilde{d}_y}$$

と定義すると

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{x}^2} = -\frac{j}{2n_0} \left\{ \frac{1}{a_0^2} \frac{1}{\tilde{d}_x^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\tilde{d}_y^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + 2n_0 \Delta n f(\xi, \eta) \right\} \phi$$

となる。(1.23) 式を用いると

$$\frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} = -j\Delta n \left\{ \frac{1}{V^2} \left(\frac{1}{a_x^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) + f(\xi, \eta) \right\} \phi \quad (1.24)$$

となる。この式の第一項を計算する場合にはやはりフーリエ変換を用いる。 ϕ の2次元フーリエ変換を

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\phi &= \Phi(\rho_x, \rho_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi, \eta) \exp(j(\rho_x \xi + \rho_y \eta)) d\xi d\eta \\ \mathcal{F}^{-1}\phi &= \phi(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\rho_x, \rho_y) \exp(-j(\rho_x \xi + \rho_y \eta)) d\rho_x d\rho_y \end{aligned}$$

とおくと、1次元フーリエ変換と同様に

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} &= \mathcal{F}^{-1}\{-\rho_x^2 \mathcal{F}\phi\} \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} &= \mathcal{F}^{-1}\{-\rho_y^2 \mathcal{F}\phi\} \end{aligned}$$

が成り立つ。よって、(1.24)式は

$$\frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} = -j\Delta n \left\{ \frac{1}{V^2} \mathcal{F}^{-1} \left(-\frac{\rho_x^2}{a_x^2} - \rho_y^2 \right) \mathcal{F} + f(\xi, \eta) \right\} \phi \quad (1.25)$$

となる。数値計算する場合には2次元離散フーリエ変換を用いることになる。考える閉領域は矩形になり、 x 方向に N_x 等分割し、 y 方向に N_y 等分割する。選定の座標を (ξ_m, η_{m_y}) とし、これとフーリエ変換によって対応する横方向波数を $(\rho_{x,m_x}, \rho_{y,m_y})$ とする。2次元導波路の場合と同様に(1.25)式は(1.19)式のような

$$\frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} = -j\Delta n \left[\frac{1}{V^2} \mathcal{F}^{-1} B \mathcal{F} + C \right] \phi$$

という形になる。ここで、各行列を次のようにおく。

$$\begin{aligned} \mathcal{F} &\equiv [f_{n_x, n_y, m_x, m_y}], \quad \mathcal{F}^{-1} \equiv [f_{n_x, n_y, m_x, m_y}^{-1}] \\ B &\equiv [b_{n_x, n_y, m_x, m_y}], \quad C \equiv [c_{n_x, n_y, m_x, m_y}] \end{aligned}$$

B, C の成分 $b_{n_x, n_y, m_x, m_y}, c_{n_x, n_y, m_x, m_y}$ は

$$\begin{aligned} b_{n_x, n_y, m_x, m_y} &= \left(-\frac{\rho_{x, n_x}^2}{a_x^2} - \rho_{y, n_y}^2 \right) \delta_{n_x, m_x} \delta_{n_y, m_y} \\ c_{n_x, n_y, m_x, m_y} &= f(\xi_{m_x}, \eta_{m_y}) \delta_{n_x, m_x} \delta_{n_y, m_y} \end{aligned}$$

となる。(1.20)式のように

$$A = \frac{1}{V^2} \mathcal{F}^{-1} B \mathcal{F} + C \equiv [a_{n_x, n_y, m_x, m_y}]$$

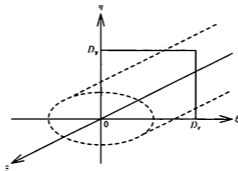


図1.7 3次元導波路の解析モデル

とおくと行列 A の成分 a_{n_x, n_y, m_x, m_y} は

$$a_{n_x, n_y, m_x, m_y} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k_x, k_y} \left(-\frac{\rho_x k_x^2}{a_x^2} - \rho_y k_y^2 \right) f'_{n_x, n_y, k_x, k_y} f_{k_x, k_y, m_x, m_y} + f(\xi_{m_x}, \eta_{m_y}) \delta_{n_x, m_x} \delta_{n_y, m_y} \quad (1.26)$$

となる。2次元導波路の場合と同様に行列 A の固有値が規格化位相定数 β になる。

(1.26)式の具体的な形を求める。図1.7のような導波路を考え、光は x 方向に伝搬するとする。屈折率分布は x 軸、 y 軸に関して対称とする。この場合には固有モードは x 、 y 両方向に関して対称なモード、ある方向に関しては対称であるが、他の方向に関しては反対称なモード、 x 、 y 両方向に関して反対称なモードに分けられる。ここでは後の二つを考える。これは前節でも述べたように2章の実験結果と対応させるために、ある方向には反対称なモードを計算するためである。 y 方向に関しては反対称で、 x 方向には対称と反対称の二つの場合を考える。考える閉領域は $0 \leq \xi \leq D_x$ 、 $0 \leq \eta \leq D_y$ である。まず、 x 方向には対称で y 方向には反対称なモードを考える。 ξ_{m_x} 、 η_{m_y} 、 ρ_x, n_x 、 ρ_y, n_y は

$$\xi_{m_x} = \frac{D_x}{N_x} (m_x - 1) \quad (m_x = 1, \dots, N_x + 1)$$

$$\eta_{m_y} = \frac{D_y}{N_y} m_y \quad (m_y = 1, \dots, N_y - 1)$$

$$\rho_x, n_x = \frac{\pi}{D_x} (n_x - 1) \quad (n_x = 1, \dots, N_x + 1)$$

$$\rho_y, n_y = \frac{\pi}{D_y} n_y \quad (m_y = 1, \dots, N_y - 1)$$

となる。フーリエ変換行列は

$$f_{n_x, n_y, m_x, m_y} = f'_{n_x, n_y, m_x, m_y} = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{N_x N_y}} \cos \left\{ \frac{\pi}{N_x} (n_x - 1)(m_x - 1) \right\} \sin \left(\frac{\pi}{N_y} n_y m_y \right) & (n_x = 2, \dots, N_x) \\ \frac{1}{\sqrt{N_x N_y}} \cos \left\{ \frac{\pi}{N_x} (n_x - 1)(m_x - 1) \right\} \sin \left(\frac{\pi}{N_y} n_y m_y \right) & (n_x = 1, N_x + 1) \end{cases} \quad (1.27)$$

となる。(1.27)式を用いて(1.26)式で表される $(N_x + 1)(N_y - 1)$ 次の行列Aの固有値問題を解けばよい。

次に x, y 両方向に反対称なモードを考える。 $\xi_{m_x}, \eta_{m_y}, \rho_{x, n_x}, \rho_{y, n_y}$ は

$$\begin{aligned} \xi_{m_x} &= \frac{D_x}{N_x} m_x & (m_x = 1, \dots, N_x - 1) \\ \eta_{m_y} &= \frac{D_y}{N_y} m_y & (m_y = 1, \dots, N_y - 1) \\ \rho_{x, n_x} &= \frac{\pi}{D_x} n_x & (n_x = 1, \dots, N_x - 1) \\ \rho_{y, n_y} &= \frac{\pi}{D_y} n_y & (m_y = 1, \dots, N_y - 1) \end{aligned}$$

となる。フーリエ変換行列は

$$f_{n_x, n_y, m_x, m_y} = f'_{n_x, n_y, m_x, m_y} = \frac{2}{\sqrt{N_x N_y}} \sin \left(\frac{\pi}{N_x} n_x m_x \right) \sin \left(\frac{\pi}{N_y} n_y m_y \right) \quad (1.28)$$

となる。(1.28)式を用いて(1.26)式で表される $(N_x - 1)(N_y - 1)$ 次の行列Aの固有値問題を解けばよい。

1.3.1 軸対称性を持つ光ファイバの解析結果

3次元導波路の解析においてもビーム伝搬法が有効であることを確かめるために、他の方法によっても解析できる構造を持つ導波路について計算する。ここでは軸対称性を持つGI型光ファイバの固有モードを計算する。屈折率分布が軸対称性を持つ場合は円筒座標に変換すると r 成分と θ 成分に変数分離できるので、1次元問題となって、他の方法でも解析できる。ここでは、ガウス分布光ファイバを横共振法^[37]で計算した結果とビーム伝搬法で計算した結果とを比較することにする。 $f(\xi, \eta) = \exp\{-(\xi^2 + \eta^2)\}$ である。光ファイバのモードは屈折率変化が小さい場合はLP_{nm}モード^[38]を考えればよい。ここでは x 方向には対称で y 方向には反対称なモードと x, y 両方向に反対称な

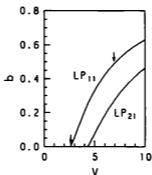


図1.8 軸対称ガウス分布光ファイバにおけるLP₁₁, LP₂₁モードの規格化周波数Vと規格化伝搬定数bの関係を表わす規格化分散曲線

モードを計算する。前者に対応するモードにLP₁₁モードがあり、後者に対応するモードにLP₂₁モードがある。ここではこの二つのモードについて計算することにする。 $d_r = d_s$ であるので、 $a_s = 1$ である。この二つのモードの規格化分散曲線を横共振法で計算した結果を図1.8に示す。ビーム伝搬法で計算する場合に計算機の容量を考慮して、 $N_r = N_s = 16$ とした。ただし、横共振法で得られた界分布は

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \{\phi(\xi, \eta)\}^2 d\xi d\eta = 1$$

と規格化し、ビーム伝搬法で得られた界分布は

$$\int_0^{D_r} \int_0^{D_s} \{\phi(\xi, \eta)\}^2 d\xi d\eta = 1$$

と規格化する。2次元導波路の場合と同様にこれはパワーフローを規格化することに対応する。積分の計算では選点の間を3次の二次元B-spline関数で補間して計算した。V = 2.7, 7.0でのLP₁₁モードのビーム伝搬法による計算結果を横共振法で得られた結果と比較して表1.3, 1.4に示す。界分布の様子を示すために横共振法で計算された界分布を等高線図として図1.9, 1.10に示す。ただし、対称性を考えて、4分の1区画のみを示した。V = 2.7の場合はカットオフに近く、2次元導波路と同様に D_r , D_s を大きめにとらなければならないが、選点間隔はある程度以下にしなければならない。そのために、あまり精度はよくなく、かなりの誤差がある。V = 7.0の場合は強く閉じ込められていて、伝搬定数に関しては 10^{-7} 程度の誤差で計算されている。界分布

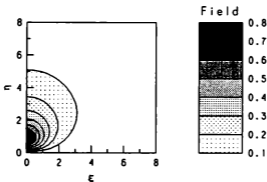


図 1.9 ガウス分布光ファイバの規格化周波数 $V = 2.7$ での LP_{11} モードの横共振法で計算された界分布 — 横軸及び縦軸は導波路幅 \tilde{d}_x, \tilde{d}_y で規格化 ($\xi = \tilde{x}/\tilde{d}_x, \eta = \tilde{y}/\tilde{d}_y$)

表 1.3 ガウス分布光ファイバの規格化周波数 $V = 2.7$ での LP_{11} モードの計算結果

		横共振法	ビーム伝搬法
b (規格化伝搬定数)		0.0108874	0.0097044
界	$\xi = 0, \eta = 1$	0.73888	0.76237
	$\xi = 0, \eta = 2$	0.42210	0.43141
	$\xi = 0, \eta = 4$	0.16014	0.14650
	$\xi = 0, \eta = 8$	0.03305	0
分	$\xi = 1, \eta = 1$	0.43104	0.44371
	$\xi = 1, \eta = 2$	0.32758	0.33326
	$\xi = 1, \eta = 4$	0.14698	0.13422
布	$\xi = 2, \eta = 1$	0.16379	0.16683
	$\xi = 2, \eta = 2$	0.13802	0.16808
	$\xi = 8, \eta = 1$	0.00401	0.00681

ビーム伝搬法の計算では x 方向の仮想境界壁までの距離 $D_x = 8$, x 方向選点数 $N_x = 16$, y 方向の仮想境界壁までの距離 $D_y = 8$, y 方向選点数 $N_y = 16$ に設定

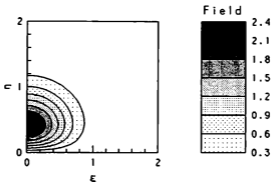


図 1.10 ガウス分布光ファイバの規格化周波数 $V = 7.0$ での LP_{11} モードの横共振法で計算された界分布 - 横軸及び縦軸は導波路幅 \hat{d}_x, \hat{d}_y で規格化 ($\xi = \hat{x}/\hat{d}_x, \eta = \hat{y}/\hat{d}_y$)

表 1.4 ガウス分布光ファイバの規格化周波数 $V = 7.0$ での LP_{11} モードの計算結果

		横共振法	ビーム伝搬法
b (規格化伝搬定数)		0.4927950	0.4927957
界	$\xi = 0, \eta = 0.5$	2.17785	2.15268
	$\xi = 0, \eta = 1$	0.60230	0.59535
	$\xi = 0, \eta = 2$	0.00529	0.00523
	$\xi = 0, \eta = 4$	0.00000	0
分	$\xi = 0.5, \eta = 0.5$	1.07952	1.06704
	$\xi = 0.5, \eta = 1$	0.33617	0.33229
	$\xi = 0.5, \eta = 2$	0.00374	0.00370
布	$\xi = 1, \eta = 0.5$	0.16809	0.16614
	$\xi = 1, \eta = 1$	0.06997	0.06916
	$\xi = 4, \eta = 0.5$	0.00000	-0.0000

ビーム伝搬法の計算では x 方向の仮想境界壁までの距離 $D_x = 4$, x 方向選点数 $N_x = 16$, y 方向の仮想境界壁までの距離 $D_y = 4$, y 方向選点数 $N_y = 16$ に設定

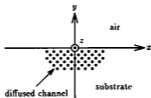


図 1.11 拡散型 3 次元導波路

に関しては 1% 程度の誤差があるが、横共振法で得られた値との比をとると 10^{-3} 程度の誤差で計算されていることがわかる。つまり、選点間隔が比較的大きいため、2 次元導波路の場合と同様に選点間を補間するときに誤差が生じるものと考えられる。また、 LP_{21} モードの計算結果も LP_{11} モードの場合と同様であった。

3 次元導波路の解析にもビーム伝搬法は 2 次元導波路の場合と同様に有用な方法であることが示された。しかし、計算機の容量の問題もあり、選点数をあまり多くはとれない。よって、モードの閉じ込めが強い場合には 2 次元導波路の場合に近い精度が得られるが、カットオフに近いような場合には誤差が大きい。界分布に関しては選点間隔が比較的大きくなってしまいうために、選点間を補間する必要がある場合にはそれによる誤差が避けられない。計算機のメモリ容量が増え、選点数が多くとれるようになれば精度が向上すると考えられる。

1.3.2 3 次元拡散型導波路の解析結果

図 1.11 のように基板上にストライプ状に付けた金属を熱拡散して作製した導波路の屈折率分布は拡散方程式の解として、次の式で表されるような形であると考えられている。

$$n(x, y) = \begin{cases} n_s & (y > 0) \\ n_s + \Delta n f(x) g(y) & (y < 0) \end{cases} \quad (1.29)$$

$$f(x) = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{W}{2d_x}\left(1 + \frac{2x}{W}\right)\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W}{2d_x}\left(1 - \frac{2x}{W}\right)\right)}{2\operatorname{erf}\left(\frac{W}{2d_x}\right)}$$

$$g(y) = \exp\left(-\frac{y^2}{d_y^2}\right)$$

ここで、 W は拡散源の幅であり、 $\operatorname{erf}(x)$ は誤差関数で、

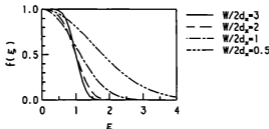


図 1.12 (1.30) 式で表される横方向屈折率分布関数 $f(\xi)$ の形状の拡散源幅と x 方向拡散長の比 $(W/2d_x)$ による変化 — 横軸は拡散源幅 W で規格化 ($\xi = 2x/W$)

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

である。2次元導波路の場合と同様に基板および導波路と空気との境界が全反射面と仮定すると、

$$n(x, y) = n_s + \Delta n f(x) g(y)$$

という屈折率分布を持った導波路の y 方向には反対称なモードの下半分を考えればよい。ここで

$$\xi = \frac{2x}{W}, \quad \eta = \frac{y}{d_y}, \quad a_s = \frac{W}{2d_x}$$

とおくと (1.26) 式がそのまま適用できる。屈折率分布関数は

$$f(x) = \frac{\operatorname{erf}\left\{\frac{W}{2d_x}(1+\xi)\right\} + \operatorname{erf}\left\{\frac{W}{2d_x}(1-\xi)\right\}}{2\operatorname{erf}\left(\frac{W}{2d_x}\right)} \equiv f(\xi) \quad (1.30)$$

$$g(y) = \exp(-\eta^2) \equiv g(\eta)$$

となる。 $f(\xi)$ は $\frac{W}{2d_x}$ をパラメータとして持つために、これまでのように完全に規格化することはできない。(1.26) 式に基づいて計算された規格化分散曲線は a_s や $\frac{W}{2d_x}$ をパラメータとして含んでいる。 $f(\xi)$ の形状を図 1.12 に示す。横方向拡散距離 d_x が小さい場合はステップ状であるが、大きくなるとガウス分布に近づく。屈折率分布が x 方向に関して対称であるので、導波モードを x 方向に対して対称なものと反対称なものに分けることができる。ここでは、両者を別々に計算する。

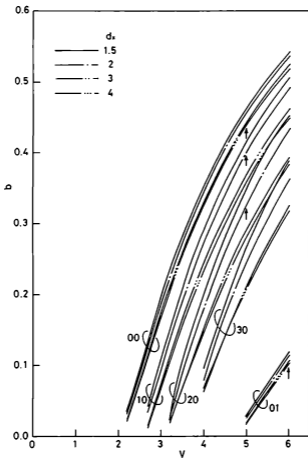


図 1.13 拡散源幅 $1V = 10\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ の場合の拡散型導波路の規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b の関係を x 方向拡散長 d_x (単位は μm) をパラメータにして表わした規格化分散曲線

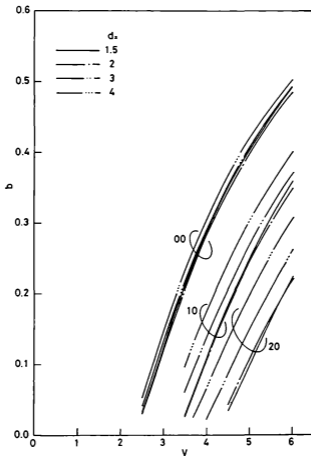


図 1.14 拡散源幅 $W = 5\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ の場合の拡散型導波路の規格化周波数 V と規格化伝搬定数 β の関係を x 方向拡散長 d_x (単位は μm) をパラメータにして表わした規格化分散曲線

光の波長を 6328\AA とし、 $d_x = 1.72\mu\text{m}$ とする。伝搬源の幅として、 $W = 10\mu\text{m}$ と $W = 5\mu\text{m}$ の 2 種類を計算する。 d_x をパラメータとした場合の、ビーム伝搬法で計算された規格化分散曲線を $W = 10\mu\text{m}$ のものを図 1.13 に、 $W = 5\mu\text{m}$ とした場合のものを図 1.14 に示す。ここで、モードの次数は mn モードと表し、 m は x 方向、つまり横方向の次数を表し、 n は y 方向、つまり厚み方向の次数を表している。ただし、最低次を 0 としている。なお、光ファイバの解析結果からカットオフに非常に近い場合には誤差が大きいため、図には書いていない。また、次数がかなり高いモードは界分布の変化が激しいが、選点間隔がそれに比べて大きいと誤差が大きくなるので、図には書いていない。計算に際しては計算機の容量を考えて、 $N_x = 16$ 、 $N_y = 32$ とし、 $D_x = 4$ 、 $D_y = 8$ または $D_x = 8$ 、 $D_y = 16$ に設定して計算した。カットオフに近いような場合には後者に設定し、そうでない場合は前者に設定した。その見極めは境界壁付近の界分布の値により行い、ある程度の値である場合には後者にし、十分小さい場合には前者にした。ここで、 N_y のほうが大きいのは計算した条件では y 方向の閉じ込めが弱く、 D_y を大きくしなければならなかったからである。また、界分布の一例として図 1.13 の中で矢印で示される所の V の値に対する、 $d_x = 2\mu\text{m}$ の場合の計算結果を等高線図として図 1.15~1.18 に示す。これらの図ではモードの閉じ込めが強いので、 $D_x = 4$ 、 $D_y = 8$ として計算してある。

図 1.4、図 1.13 および図 1.14 の三つの規格化分散曲線を比較すると導波路の横幅が制限されるにたがって伝搬定数が小さくなっているのがわかる。そして、横幅が広い場合には横方向に多数のモードがたつ。たとえば、図 1.13 においては図には書いてないが、40 モード、50 モード以上も存在する。しかし、横幅が狭くなると少なくなり、シングルモードとなる領域が広がる。さて、 d_x を変化させた場合の伝搬定数の変化を見つめる。図 1.13 においては d_x を大きくすると伝搬定数は小さくなっているが、図 1.14 においては d_x が小さい間は d_x を大きくすると伝搬定数は小さくなっているが、 d_x がある程度以上大きくすると逆に伝搬定数は大きくなっている。これは $f(\xi)$ の形状に関係あるものと考えられる。 $\frac{W}{d_x}$ が小さい場合には $f(\xi)$ はステップ状に近かったのが d_x を大きくすると変化が滑らかになり、光の閉じ込めが悪くなるような形になるために、伝搬定数が小さくなっていくものと考えられる。これが図 1.13 や図 1.14 の d_x の小さい場合に対応する。 $\frac{W}{d_x}$ がある程度以上大きくすると $f(\xi)$ はガウス分布に近くなり、 d_x を大きくすると導波路幅が広がるような形になるために伝搬定数が大きくなるものと考えられる。これが図 1.14 の d_x の大きい場合に対応する。特に横方向のモー

* d_x をこの値にした理由については 2.3 節を参照。

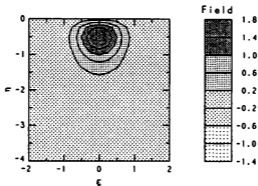


図 1.15 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ で規格化周波数 $V = 5$ の場合の 00 モードのビーム伝搬法で計算された界分布

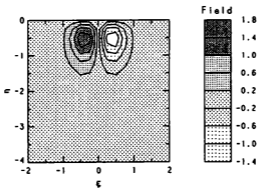


図 1.16 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ で規格化周波数 $V = 5$ の場合の 10 モードのビーム伝搬法で計算された界分布

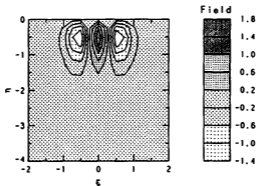


図 1.17 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ で規格化周波数 $V = 5$ の場合の 20 モードのビーム伝搬法で計算された界分布

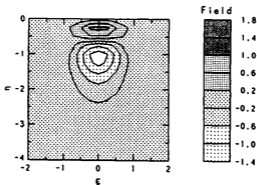


図 1.18 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ で規格化周波数 $V = 6$ の場合の 01 モードのビーム伝搬法で計算された界分布

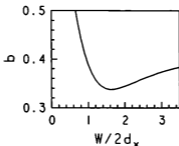


図 1.19 (1.30) 式で表される $f(\zeta)$ を屈折率分布を持つ 2 次元導波路において規格化伝搬定数 $V = 3$ の場合での規格化伝搬定数 b の拡散部幅と x 方向拡散長の比 ($W/2d_x$) による変化

V 次数が大きい場合に影響が大きく、基本モードの場合は影響が少ない。基本モードでは導波路の中心部に電磁界が集中しているので、周辺部の屈折率分布の変化にはあまり影響されないものと考えられる。 d_x の影響を確かめるために $f(\zeta)$ のような屈折率分布を持つ 2 次元導波路の伝搬定数を計算する。 $V = 3$ のときの $\frac{W}{2d_x}$ を変えた場合の 1 次モードの規格化伝搬定数 b を図 1.19 に示す。 d_x が小さい場合には d_x を大きくすると伝搬定数が小さくなり、 d_x がある値の時に伝搬定数が最小になり、それ以上に d_x をすると伝搬定数は大きくなってきており、上で述べたことが裏付けられている。

第 2 章 拡散型光導波路の製作及び評価

2.1 導波路の製作方法

X-cut LiTaO₃にNbを熱拡散して導波路を製作する手順を述べる。基板は富士通製のSAWフィルター用ウェハを用いた。このウェハは直径が約50mmであるので、実験に適した大きさ(長さ約16mm、幅約6mm)に切断する。切断は超音波加工機を用いて行った。

基板の洗浄は低損失な導波路を作製する上で重要である。特に切断する時に研磨粉や種々の金属粉が付着していると考えられるので念入りに行う必要がある。方法を以下に述べる。まず、切断直後に水中で超音波洗浄し、シリテクト(商品名)を用いて目に見えるようなごみをとる。次にトリクロロエチレン中で湯煎および超音波洗浄を行う。アセトンをつけた綿棒で基板上を拭くことにより、小さなごみを取り除いたあとアンモニアと過酸化水素水の混合液を用いるRCA洗浄法²⁹⁾を施す。そして、アセトン中で超音波洗浄を行う。次工程のNb蒸着直前にセミコクリン56(フルウチ化学製)を用いて超音波洗浄し、さらにその洗浄液を取り除くために純水での置換、湯煎、超音波洗浄を数回繰り返した。

拡散源となるNb薄膜は高融点材料を簡単に蒸着できる電子ビーム蒸着装置を用いて作製する。水晶振動子式の膜厚モニタを用いて、蒸着中リアルタイムに質量膜厚を測定することができ、これによりNbの膜厚を制御する。

3次元導波路を作製する場合はNb薄膜をパターニングしなければならないが、フォトリソグラフィの技術を用いて、エッチングにより行う。蒸着膜の上にレジストをスピン塗布し、90°Cで25分間プリベーキングをする。次にパターンを露光し、現像したあと120°Cで40分間ポストベーキングする。Nbのエッチング液(緩衝フッ酸と硝酸の混合液)でレジストのついていない部分のNb薄膜をエッチングする。最後にアセトンでレジストを除去する。

Nbの熱拡散はSiC発熱体を用いた電気炉内で行った。この電気炉はPIDコントローラによって、炉心管の中央部の温度がほぼ±1°Cの精度で制御できるようになっている。試料はアルミナボートに乗せて炉心管中央部へ挿入するが、試料に急激な温度変化を与えるとクラック等の損傷が生じるために温度の低い炉心管の端から徐々に中央部に挿入し、1分間に100°C以上の温度変化を与えないようにした。具体的には15



(a) X-cut 板に 10 μm 幅 82nm 厚の Nb を
拡散した導波路



(b) X-cut 板に 5 μm 幅 82nm 厚の Nb を拡
散した導波路



(c) Z-cut 板に 10 μm 幅 75nm 厚の Nb を
拡散した導波路

図 2.1 導波路の干渉顕微鏡写真

分から 30 分程度かけて挿入する。電気炉から試料を取り出す場合も同様にした。ただし、拡散時間は試料が炉心管中央部にある時間として定義している。また、拡散中は炉心管の端部から酸素を流す。これは酸素雰囲気中で拡散することにより、導波路の損失を低減できるからである^[40]。酸素の流量は多い方が損失は小さくなるが、あまり多いと炉の内部の温度状態が不安定になるので、ここでは 1.8 l/min 程度流す。

2.2 導波路の評価

前節で述べたような方法で、Nb の膜厚を変えて、2 次元導波路および拡散源幅が 10 μm と 5 μm の 2 種類の 3 次元導波路を作製した。拡散条件は時間が 3 時間で温度が

1200°Cである。拡散後、Nb 拡散源のあった場所は盛り上がってリッジとなるが、その形状を二光束干渉顕微鏡で観察した結果を図 2.11 に示す。参考のために幅 5 μm の Nb 膜を Z-cut LiTaO₃ に同じ条件で拡散した場合のリッジの形状も示してある。結晶軸の方向が違えばリッジの形状もかなり異なり、X-cut 板では側面が急で幅が狭いが、Z-cut 板ではなだらかな感じで幅も広い。リッジの形状は拡散源の横方向拡散に関係あるものと考えられ、X-cut 板では横方向拡散は少ないが、Z-cut 板ではかなり横方向にも拡散しているものと予想される。リッジの高さを干渉縞から測定すると、拡散源の幅によって異なっている。X-cut 板に 82nm の Nb 膜を拡散した場合、幅が 10 μm の場合は 110nm で Nb 膜厚の約 1.4 倍程度で、5 μm の場合は 80nm で Nb 膜厚とほぼ同じであった。なお、Z-cut 板に 75nm の Nb を拡散した場合は 110nm で Nb 膜厚の約 1.5 倍程度であった。干渉縞がかなり太いので、この測定にはかなりの誤差があるものと考えられる。

作製した導波路の基板屈折率 n_s をプリズム結合法^[41]で導波モードの等価屈折率 n_{eff} ($= \beta/k_0$) を Synchronous angle 法^[42]で測定した。測定は異常光屈折率に対してのみ、つまり TE モード (3 次元導波路では E' モード) についてのみ行った。測定結果を図 2.2 に示す。図では等価屈折率と基板屈折率の差 ($n_{eff} - n_s$) を示した。これは基板屈折率の値が 2.1835 ± 0.0004 の範囲にあって試料によって、異なったためである。

2.3 導波路定数の推定

作製した導波路では導波モードは多くても三つしかないので、分布関数はある関数を仮定することにして、異常光屈折率 n_a における最大屈折率変化や拡散長を推定することにする。つまり、分布関数が決まれば 1 章の結果から規格化分散曲線が決まるので、これから求めるのである。さて、考えている導波路は一軸異方性を持っているが今の場合は屈折率の所を異常光屈折率に置き換えるだけでよい。

まず、2 次元導波路について考える。2 次元導波路の場合には分布関数として

$$n(x) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d^2}\right)$$

で示されるようなガウス分布を仮定する。これは金属を長時間熱拡散した場合にはこの分布になることが拡散理論から導かれ、実験的にも確かめられているからである。式中で Δn が最大屈折率変化で d が拡散長に対応する。 Δn が充分小さければ 1.2 節で述べたように規格化分散曲線は図 1.4 の反対称モードだけを取り出した図 2.3 のようになる。図 1.4 において 1 次モード、3 次モードが図 2.3 において 0 次モード、1 次モードに対応する。モードが二つ存在する場合にはこの規格化分散曲線にあてはめるこ

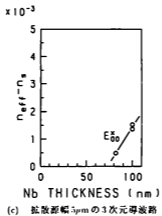
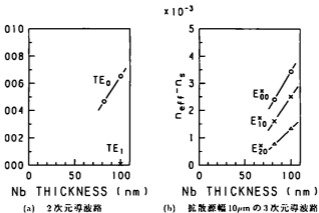


図 2.2 Nb 膜厚に対する等価屈折率 n_{eff} と基板屈折率 n_s との差

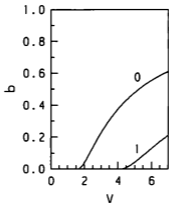


図 2.3 ガウス分布 2 次元拡散型導波路における 0, 1 次モードの規格化伝播数 V と規格化伝搬定数 b の関係を表す規格化分散曲線

とにより、最大屈折率変化と拡散長を求めることができる。その方法を具体的に述べる。0 次モードの測定された等価屈折率を $n_{eff,0}$ 、1 次モードの等価屈折率を $n_{eff,1}$ とすると (1.15) 式より

$$\frac{b_1}{b_0} = \frac{n_{eff,1}^2 - n_s^2}{n_{eff,0}^2 - n_s^2}$$

となるが、右辺は測定結果から定まる。ここで、 b_0 、 b_1 は 0 次、1 次モードの規格化伝搬定数である。これを分散曲線にあてはめると V 、 b_0 、 b_1 の個々の値が求まる。これから

$$\Delta n = \frac{n_{eff,i}^2 - n_s^2}{2n_s b_i} \quad (i = 0, 1) \quad (2.1)$$

$$d = \frac{V}{k_0 \sqrt{2n_s \Delta n}} \quad (2.2)$$

により Δn 、 d が求まる。今の場合には Nb の膜厚が 100nm の場合に二つのモードが存在しているので Δn 、 d を求めることができる。推定された拡散長は 1.72 μm で Z-cut 板に同じ条件で拡散したときの値 1.54 μm ^[40] よりも若干大きくなっている。このことから LiTaO₃ に Nb を拡散する場合には Z 方向よりも X 方向の方が拡散係数が大きいと評える。このことは 3 次元導波路のリッジの形状からも裏付けられる。X-cut 板では横

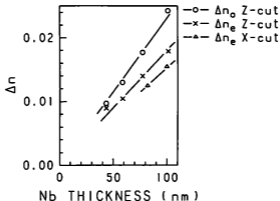


図2.4 2次元導波路のNb膜厚に対する最大屈折率変化 Δn

方向、つまりZ方向の拡散長が小さい。しかし、Z-cut板では横方向、つまりXまたはY方向の拡散長が大きい。横方向拡散と厚み方向拡散の違いがあるが、このような傾向があるものと考えられる。モードが一つしかない場合でも、拡散長 d は拡散源の膜厚が変化してもあまり変わらないので、先に求まった d と同じであると仮定して、 Δn を求めることができる。これには(1.14)式、(1.15)式より

$$V^2 b = k_0^2 d^2 (n_e n^2 - n_o^2) \quad (2.3)$$

となるが、右辺は測定結果から定まるので、これを分散曲線にあてはめることにより、 V, b の個々の値を求めることができる。そして、(2.1)式から Δn を求めるられる。これらによって求めた最大屈折率変化を図2.4に示す。図には参考のためにZ-cut板と同じ拡散条件で拡散したときの値 Δn_e も示してある。X-cut板の方が拡散長が大きいので Δn が小さくなっている。

次は3次元導波路についてであるが、分布関数として(1.29)式で表される関数を仮定する。この場合には求めるべき導波路定数は厚み方向拡散長 d_z 、横方向拡散長 d_x 、最大屈折率変化 Δn の三つである。したがって、導波モードが三つあれば、その伝搬定数からこの三つの未知数が原理的には求めることができるが簡単ではない。そこで、ここでは未知数の数を減らすことにする。厚み方向拡散長 d_z は2次元導波路の場合でも3次元導波路の場合でもそれほど変わらないと考えられるので、 d_z には2

表 2.1 拡散源幅 W が $10\mu\text{m}$ の場合の最大屈折率変化 Δn 及び x 方向拡散長 d_x の推定結果

Nb 膜厚 (nm)	Δn	d_x (μm)
S2	0.0092	2.1
100	0.0111	2.3

次元導波路の値を用いることにする。つまり、 $d_x = 1.72\mu\text{m}$ とするのである。こうすると未知数は d_x 、 Δn の二つだけになるので、導波モードが二つあれば比較的簡単に求まる。以下にその求め方を述べる。 W 、 d_y が決まっているので、 n_x が一定で d_x をパラメータとした規格化分散曲線を用いる。実際に製作した導波路は前面で述べたように拡散源のあった所がリッジになっているが、その高さは d_y に比べて充分小さいのでリッジがないものとして求めた分散曲線を用いる。これは 1.3.2 節で求まっている。(2.3) 式で表される V^2 は測定値から定まるので、ある導波モードについて、規格化分散曲線から V^2 と V の関係を求めて、 V と d_x の関係を得る。もう一つの導波モードについても同様に V と d_x の関係を求める。 V と d_x の関係を図示したとき、その交点はその導波路の V と d_x を示している。これから (2.1) 式を使えば Δn が求められる。

拡散源の幅 $10\mu\text{m}$ の場合は E_{00}^+ 、 E_{10}^+ 、 E_{20}^+ モードが導波しているわけであるが、この中で E_{00}^+ 、 E_{10}^+ モードを用いて Δn と d_x を推定する。推定結果を表 2.1 に示し、Nb の膜厚が 100nm の場合の V と d_x の関係を図 2.5 に示す。 $d_x = 2.3\mu\text{m}$ とした場合の規格化分散曲線と測定値から求められた規格化伝搬定数を共に図 2.6 に示す。 Δn と d_x は E_{00}^+ 、 E_{10}^+ モードから推定された値であるので、測定値と分散曲線はこの二つのモードについては当然一致しているが、 E_{20}^+ モードについてもかなり合っていて、これまでの仮定及び推定値が妥当であると考えられる。拡散源の幅が $5\mu\text{m}$ の 3 次元導波路の場合は E_{20}^+ モードしか確認できなかったので、 Δn と d_x の両方を推定することはできない。そこで、 d_x については拡散源の幅が $10\mu\text{m}$ の場合と同じであると仮定し、 Δn を推定することにする。拡散源の厚さが異なると d_x が若干異なっているが、1.3.2 節の結果から、基底モードに関しては d_x が異なっても分散曲線はあまり変化しないので、 $d_x = 2.3\mu\text{m}$ とした場合の基本モードの分散曲線で推定することにする。その分散曲線を図 2.7 に示す。推定された Δn を 2 次元導波路と $10\mu\text{m}$ の 3 次元導波路の値と共に、図 2.8 に示す。拡散理論によれば拡散源の膜厚と屈折率変化は比例する。測定点が少ないので、断定はできないがそのような傾向があるものと考えられる。Nb の膜厚が同じでも最

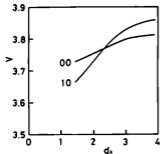


図2.5 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$ の場合の規格化分散曲線より求めた規格化周波数 V と x 方向拡散長 d_x との関係

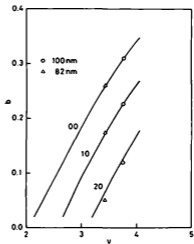


図2.6 拡散源幅 $W = 10\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2.3\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ の場合の規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b の関係を表わす規格化分散曲線と測定値

大屈折率変化は異なっているが、これは横方向拡散によるものと考えられる。

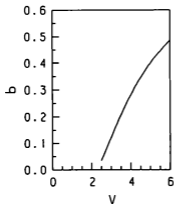


図2.7 拡散源幅 $W = 5\mu\text{m}$, x 方向拡散長 $d_x = 2.3\mu\text{m}$, y 方向拡散長 $d_y = 1.72\mu\text{m}$ の場合の規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b の関係を表す規格化分散曲線

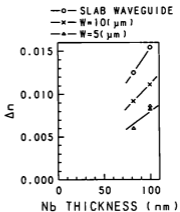


図2.8 拡散源幅 W を変えた場合の導波路の Nb 膜厚に対する最大屈折率変化 Δn

第 3 章 曲がり導波路の低損失化

3.1 ビーム伝搬法による曲がり導波路の解析

曲がり導波路を解析する方法として、ビーム伝搬法を用いるが、ここでは1章とは異なったアプローチをする。簡単のために2次元問題を考え、光は $+z$ 方向に伝搬し、反射波はないものとする。この場合の光の伝搬は以下に示すような一階の微分方程式で表される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = a\phi + b\phi \quad (3.1)$$

ここで、 ϕ は光の複素振幅であり、 a は一様区間中の伝搬を表し、 b は屈折率が不均一であることによる波面形状の変換を表す演算子である。具体的な形は

$$a\phi = \mathcal{F}^{-1} \left\{ -j(k_0^2 n_s^2 - k_x^2) \frac{1}{2} \mathcal{F}(\phi) \right\} \quad (3.2)$$

$$b\phi = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{-jk_0^2}{2(k_0^2 n_s^2 - k_x^2)} \mathcal{F}(\Delta n^2 \phi) \right\} \quad (3.3)$$

と表される^[20]。ここで、 \mathcal{F} はフーリエ変換を表し、 k_x は横方向つまり x 方向の空間周波数を表す。 Δn^2 は屈折率の2乗の差であり、

$$\Delta n^2 = \{n(x)\}^2 - n_s^2$$

である。 $\Delta n^2 \phi$ の変化がゆるやかであると(3.3)式は

$$b\phi = -\frac{jk_0}{2n_s} \Delta n^2 \phi \quad (3.4)$$

となる^[20]。(3.2)式は近軸近似を用いると

$$a\phi = \left(-jk_0 n_s + \frac{jk_x^2}{2n_s k_0} \right) \phi \quad (3.5)$$

となって、この場合(3.1)式は(1.3)式に相当する式になり、1章と同じ結果が得られる。本論文の計算においては $b\phi$ の表式としてこの(3.4)式を用いるが、本章の計算における計算条件では近似の少ない(3.3)式を用いても計算結果に差はなかった。 $\Delta n^2 \phi$ の変化が激しい場合には(3.3)式を用いることが必要であろう。

曲がり導波路を解析する場合には入射波を初期値として、(3.1)式を解くことにより、伝搬の様子を計算するのである。一般的に(3.1)式を計算する場合には積分形に直した

$$\phi(z + \Delta z) = \exp\left(\frac{a\Delta z}{2}\right) \exp(b\Delta z) \exp\left(\frac{a\Delta z}{2}\right) \phi(z)$$

や^[18]、もっと簡単な

$$\phi(z + \Delta z) = \exp(b\Delta z) \exp(a\Delta z) \phi(z)$$

を用いられている^[18]。しかし、(3.1)式は z に関する常微分方程式の形をしているが、常微分方程式に関しては高精度な解法が開発されており、これを利用することにより、上の2式よりも精度よく計算できる。ビーム伝搬法の欠点として伝搬距離が長くなると誤差が大きくなる点があるが、高精度な計算法を用いることにより誤差を小さくできるのである。また、常微分方程式を解く場合にライブラリ化されたルーチンを用いるとプログラムが簡単になる利点もある。本論文ではアダムス法^[19]をライブラリ化したルーチンを用いる。

3.2 低損失化光導波路の構造

これまでは図3.1に示すような単純折れ曲がり導波路が用いられてきた。下から入射してきた導波モードの波面に対して、上に曲がって出て行く導波路の導波モードの波面は θ だけ傾いている。曲がり角 θ が大きくなると、両波面の傾きも大きくなるので、入射側と出射側の導波モードの折れ曲がり点における界分布の重なりが小さくなる。つまり、出射側の導波モードに結合しないパワーが大きくなるのである。結合しないパワーは放射モードとして、導波路外に漏れて行くことになる。よって、折れ曲がりの部分で波面がうまく傾くようにすれば、導波路外に漏れて行くパワーは減り、それだけ低損失になる。

さて、図3.2に示すような全反射を利用した構造^{[20][21]}では低損失になることが知られている。別の観点から見ると折れ曲がりの部分で、外側の実効的な屈折率が下がり、外側の方が光の速度が速くなるので位相が違ふ。よって、波面が傾くので、低損失になるものと考えられる。

外側の屈折率を下げるだけでなく、内側の屈折率を上げてやるようにすれば更に波面が傾くことになり、更に低損失になることが考えられる。具体的には折れ曲がり部の内側を導波路化してやるのが考えられる。図3.3は導波路の外側を狭くした分だけ内側に広げた構造で、2つの折れ曲がり導波路を接続した形になっている。前述した理由から、これは全反射型曲がり導波路よりも低損失になるものと考えられる。図3.4は導波路の内側を更に広くした構造で、より一層低損失になるものと考えられる。

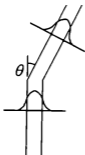


図 3.1 単純折れ曲がり導波路
(abrupt bend)

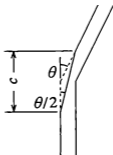


図 3.2 全反射型折れ曲がり導波路
(total reflection bend)

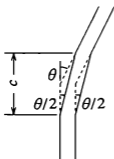


図 3.3 2段折れ曲がり導波路
(two consecutive bends)

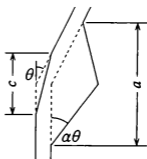


図 3.4 提案した折れ曲がり導波路
(newly proposed bend)

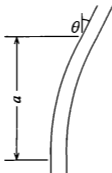


図 3.5 一様曲がり導波路
(smooth bend)

提案した構造の有用性を確かめるために数値解析を行う。解析の対象にする曲がり導波路の構造については、前述した4種類に加えて、図3.5に示すような、長さ a にわたって、一定の曲率で徐々に曲げた構造のものも解析し、比較した。損失は、光波を充分伝搬させた後、導波モードとの重なり積分を計算することにより求めた。1.2節でも述べたようにビーム伝搬法では界分布は選点でしか求められないので、選点の間は3次のB-spline関数で補間して積分を計算する。ここでは、伝搬光の波面の傾きに注目しているので、次の様に波面の傾き角を定める。導波路幅が変化しない場合の波面の傾き角を定義している文献^[43]の(16)式を参考にする。この式は伝搬している光波の界分布 $E(x, z)$ と導波モードの界分布 $f(x)$ を角度 φ だけ傾かせたものとの重なり積分であるが、その積分を最大にする φ を波面の傾き角とするのである。ここでは導波路の幅が場所によって変化しているので、導波モードの界分布 $f(x)$ は $|E(x, z)|$ で代用する。このことを図に示すと図3.6のようになる。したがって、

$$F(\varphi, z) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E(x, z) \cdot |E(x, z)| \exp(jkn_{\text{eff}} x \sin \varphi) dx \right|^2}{\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, z)|^2 dx \right\}^2}$$

$$R(z) = \max_{\varphi} F(\varphi, z) \quad (3.6)$$

とおいた $F(\varphi, z)$ を最大にする φ を波面の傾き角 (inclination) とし、最大値を $R(z)$ とする。ここで n_{eff} は直線部の導波路の導波モードの等価屈折率である。波面が直線であ

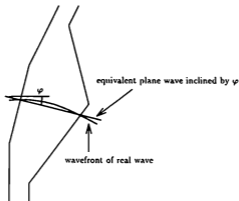


図3.6 波面の傾き角の計算方法の概念図

れば $R(z)$ は1に等しくなるが、波面が曲がっていると曲率に応じて、減少する。波面が曲がっていると導波モードに結合するパワーがそれだけ少なくなるので、波面は曲がっていないほうがよい。よって、 $R(z)$ の値も曲がり導波路を評価する目安となる。

3.3 数値解析結果及び導波路構造の最適化

計算モデルとしてはステップ型2次元導波路を考える。導波路は幅 $2\mu\text{m}$ 、屈折率差は0.005、基板の屈折率は2.2とする。光の波長を 6328\AA とすると、規格化周波数は $V = 2.945$ となり、基本モードのみが導波する。曲がりに入射する光はこの基本モードとする。この基本モードの界分布は1.2節で述べた方法で計算する。計算においては x 方向には $32\mu\text{m}$ の範囲を256等分する。曲がり部の長さ a を $100\mu\text{m}$ とし、曲がりの外側の導波路を削る部分の長さ c を $50\mu\text{m}$ とした場合の曲がり角に対する損失の変化を図3.7に示す。損失は、光波を充分伝搬させた後、導波モードとの重なり積分を計算することにより求めた。ただし、図3.4の構造については導波路を内側に広げる割合である α を0.5と1の2種類について計算した。導波路を内側に広げたほうが損失が少なくなる傾向があり、提案した構造では一定の曲率で曲げた場合よりも低損失になっている。図3.8に曲がり角が 0.01rad (2.29°) の場合の波面の傾き角 (inclination) の変化を示す。この図においては $x = 60(\mu\text{m})$ に折れ曲がり点があり、全反射型曲が

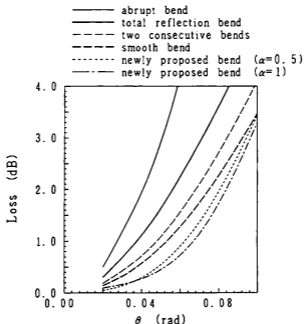


図3.7 ビーム伝搬法で計算された曲がり角に対する損失の変化
(曲がり部の長さ $a = 100\mu\text{m}$, 外側の導波路を削る部分の長さ $c = 50\mu\text{m}$)

りと2段曲がりでは35~85 μm の範囲に曲がり部があり、一様曲がりと提案した曲がり導波路では10~110 μm の範囲に曲がり部がある。導波路を内側に広げるほど波面が早く傾くようになり、意図したような効果が現れている。図3.9に(3.6)式で定義された波面の曲がり具合の程度を表わす $R(z)$ の変化を示す。導波路を広げると波面が曲がりやすくなって、 $R(z)$ が小さくなってしまふので、あまり広げるのもよくなく、最適値があるものと考えられる。図3.10に単純折れ曲がり導波路を伝搬する光波の振幅と位相を示す。また、図3.11に全反射型曲がり、図3.12に提案した曲がり導波路を伝搬する光波を示す。位相は振幅が最大値の15%以上になる範囲を揃いてある。損失が少ないと導波路外に放射する成分が少なく、波面も直線に近くなっている。

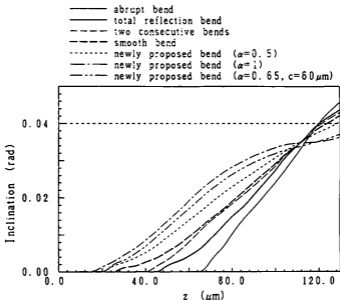


図 3.8 伝搬するにしたがっての波面の傾き角 (inclination) の変化

(曲がり部の長さ $a = 100\mu\text{m}$, 曲がり角 $\theta = 0.04\text{rad}$, 導波路の外側を削る部分の長さ $c = 50\mu\text{m}$)

これまでの結果を踏まえて、曲がり部の長さ a が $100\mu\text{m}$ で曲がり角が 0.04rad の場合の曲がり導波路の構造の最適化を行う。このとき、一定の曲率で曲げるとすると曲率半径は 2.5mm である。導波路を内側に広げる割合 α 及び導波路の外側を削る部分の長さ c を変化させた場合の損失の計算結果を図 3.13 に示す。これから、 $\alpha = 0.65$, $c = 60\mu\text{m}$ のときに最小の損失 0.2dB が得られることになる。これは同じ角度で単純に折り曲げた場合の損失の約 10 分の 1 である。また、このときの波面の傾き角や $R(z)$ の変化の様子をそれぞれ図 3.8, 図 3.9 に示してある。いずれも $\alpha = 1$ の曲線と $\alpha = 0.5$ の曲線の間にあり、導波路を広げすぎると波面が曲がり角よりも傾きすぎたり、丸く

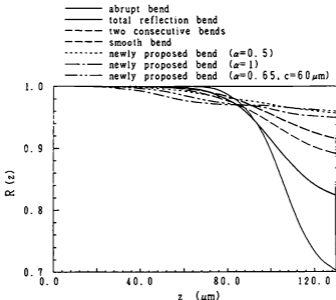


図3.9 伝搬するにしたがっての(3.6)式で定義された波面の曲がり具合の程度を表わす $R(z)$ の変化

(曲がり部の長さ $a = 100\mu\text{m}$, 曲がり角 $\theta = 0.04\text{rad}$, 導波路の外側を削る部分の長さ $c = 50\mu\text{m}$)

なってしまふことにより、かえって損失が大きくなってしまふことになる。よって、波面の傾きと曲がる角度がつりあい、かつ波面が直線に近いところで最適になっているものと考えられ、そのように構造パラメータを選ぶ必要がある。

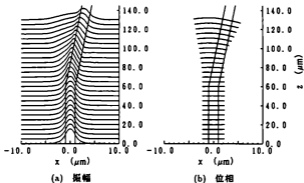


図 3.10 単純折れ曲がり導波路を伝搬する光波
(曲がり角 $\theta = 0.01\text{rad}$)

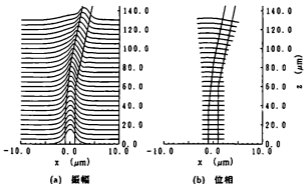


図 3.11 全反射型曲がり導波路を伝搬する光波
(曲がり角 $\theta = 0.01\text{rad}$, 導波路の外側を削る部分の長さ $c = 50\mu\text{m}$)

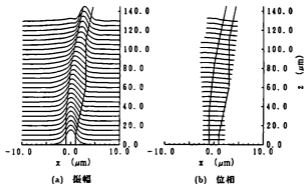


図 3.12 提案した曲がり導波路を伝搬する光波

(曲がり部の長さ $a = 100\mu\text{m}$, 曲がり角 $\theta = 0.04\text{rad}$, 導波路の外側を削る部分の長さ $c = 50\mu\text{m}$, 導波路を内側に広げる割合 $\alpha = 1$)

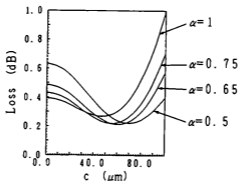


図 3.13 導波路を内側に広げる割合 α をパラメータにした導波路の外側を削る部分の長さ c に対する損失の変化

(曲がり部の長さ $a = 100\mu\text{m}$, 曲がり角 $\theta = 0.04\text{rad}$)

まとめ

この第II部では光導波路に関する研究を行った。各章毎に得られた結果についてまとめる。

第1章ではビーム伝搬法による光導波路のモード解析を行列の固有値問題に帰着させて行った。まず、2次元導波路について行列の要素の求め方を示したが、規格化を行い、規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b で表した。ガウス分布2次元導波路については伝搬定数は 10^{-7} 、界分布は 10^{-6} の精度で計算できることを示した。次に3次元導波路における行列の要素の求め方を示したが、同様な規格化を行い、 V, b に加えてアスペクト比 a_x で表した。ガウス分布光ファイバについて計算し、伝搬定数は 10^{-7} 、界分布は 10^{-5} の精度で計算できることを示したが、カットオフに近い場合には遠点数が多く取れなかったので精度は少し悪くなった。最後に3次元拡散型導波路についても計算し、規格化分散曲線を求めた。

第2章ではX-cut LiTaO₃にNbを1200°Cで3時間拡散して導波路を作製した。2次元導波路及び拡散源幅が10 μ m, 5 μ mの2種類の3次元導波路の導波モードの伝搬定数を測定した。その結果と第1章の規格化分散曲線の計算結果を用いて、導波路定数の推定を行い、厚み方向拡散長は1.72 μ m、横方向拡散長は2.3 μ mと求められた。また、異常光屈折率に対する最大屈折率変化と拡散源厚さとの関係を求めた。

第3章では曲がり導波路の低損失化を行った。曲がり導波路の損失の要因を考察し、光波の波面が傾きやすくなる構造として、曲がりの外側を削り、内側を広くする導波路構造を提案した。ビーム伝搬法で解析を行い、曲がり角が0.04radの場合に計算例では単純に折り曲げた場合よりもdB値で約10分の1の損失になる結果が得られた。

第 III 部

光変調器の広帯域化

序

電気光学効果を用いる導波型変調器の駆動方式には集中定数動作, 進行波動作^[1], 定在波(共振)動作^{[2][3]}の3種類がある。集中定数動作は最も簡単な方法で変調用の電極をコンデンサに見て, 変調に必要な電圧を供給する方式である。周波数が高くなるとコンデンサのインピーダンスが低下し, 電極間に印加される電圧が小さくなることにより帯域が制限される。進行波動作は電極を変調信号に対する伝送線路として, 進行波の形で伝搬させながら光を変調する方式である。光と変調波の速度が同じであれば, 帯域に制限はなくなる。定在波動作は電極を変調信号に対する伝送線路とするところは進行波動作と同じであるが, 電極上の変調信号は定在波の状態にする。つまり, 電極を共振回路にするのである。共振を利用しているために帯域は共振周波数付近の狭い範囲になるが, 駆動電力を大幅に低減できる利点がある。

この3つの方式の中で最も広帯域動作が可能なのは進行波動作であるが, 現実には光と変調波の速度が異なるために帯域が制限されている。よって, 両者の速度を近づける必要があるが, その方法には光の速度を遅くして変調波の速度に近づける方法と変調波の速度を遅くして光の速度に近づける方法とがある。前者の方法は導波路を蛇行させて, 等価的な光の速度を遅くした例^[4]があるが, 光の速度を遅くするのは容易なことではない。後者は電極構造を工夫することにより, 変調波の速度を遅くする方法がいくつか提案された^{[5]-[7]}。しかし, それらは立体的な構造であり, 製作するのは困難であった。そこで, 本論文では変調波の速度を遅くすることを目的とするが, 製作の容易さということも考慮して, 平面的な構造を提案し, 解析及び実験を行う。

第4章 広帯域な変調器の構造

4.1 進行波動作

光を電気光学効果を用いて変調する場合において、変調される要素を A とすると、簡単のために A は電界に比例して変化すると考える。そして、その比例定数を k とする。変調に必要な電界は電極に電圧 V を印加することによって作り出すが、導波型変調器の場合は電極間の印加電界分布や光の導波モードの界分布が一様でないので、変調に寄与する実効的な電界 E は印加電界低減係数 Γ を用いて

$$E = \Gamma \frac{V}{d}$$

と表される。ただし、 d は電極間の間隔であり、 V/d は電極間の平均的な電界である。よって、

$$A = \frac{k\Gamma}{d} V \quad (4.1)$$

である。進行波動作とは図4.1にあるように、電極を変調信号に対する伝送線路とし、光と変調波を共に伝搬させながら、光を変調する方法である。光及び変調波の進行方向を z とすると変調波電圧は伝搬定数 β 、減衰定数 α を用いて

$$V(t', z) = V_m \exp(-\alpha z) \cos(\omega t' - \beta z) \quad (4.2)$$

と表される。ただし、 V_m は変調波の振幅である。(4.1)式は電極上の電圧が一定である場合で、伝送線路のように場所により異なる場合には、電極長を l として

$$A = \frac{k\Gamma}{d} \int_0^l V(t', z) dz \quad (4.3)$$

となる。時刻 t に電極端 $z=0$ に入射した光の波面の時刻 t' における位置 $z(t')$ は

$$z(t') = v_r \cdot (t' - t)$$

である。ここで v_r は光の位相速度である。また、変調波の位相速度を v_m とすると $d = \omega/v_m$ であるので(4.2)式は

$$V(t') = V_m \exp\{-\alpha v_r(t' - t)\} \cos\omega \left\{ \left(1 - \frac{v_r}{v_m}\right) t' + \frac{v_r}{v_m} t \right\} \quad (4.4)$$

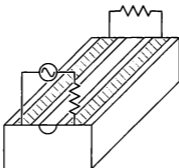


図4.1 進行波動作

と変形できる。(4.4)式を(4.3)式に代入して、積分を計算すると

$$A = \frac{kIV_m}{d} F(\alpha\ell, u) \cos(\omega t - \psi)$$

となる。ただし、

$$F(\alpha\ell, u) = \left[\frac{1 - 2 \exp(-\alpha\ell) \cos 2u + \exp(-2\alpha\ell)}{(\alpha\ell)^2 + (2u)^2} \right]^{1/2} \quad (4.5)$$

$$\psi = \tan^{-1} \frac{2u - \exp(-\alpha\ell) (2u \cos 2u + \alpha\ell \sin 2u)}{\alpha\ell + \exp(-\alpha\ell) (2u \sin 2u - \alpha\ell \cos 2u)}$$

$$u = \frac{\omega}{v_r} \left(1 - \frac{v_r}{v_m} \right) = \frac{\pi f \ell}{c} (n_m - n_r) \quad (4.6)$$

である。ここで、 n_r 、 n_m は光波、変調波に対する等価屈折率である。 $F(\alpha\ell, u)$ が変調波の周波数特性を表していて、変調度が直流時の $1/\sqrt{2}$ となる周波数を帯域幅 Δf とすると、減衰定数 $\alpha = 0$ の場合では

$$\Delta f = \frac{1.4c}{\pi \ell |n_m - n_r|} \quad (4.7)$$

という式になる。この式から帯域幅を広くするためには n_r と n_m を近づけなければならない。つまり、光波と変調波の速度整合が必要となり、速度整合がとれれば帯域幅は無窮大となる。このことを物理的に言うと光と変調波の速度整合がとれれば、光のある位相面は電極通過中には変調波の同じ位相の電界を受けるため、直流時と同じ変調度が得られ、帯域に制限がなくなってしまうのである。図4.2に α を一定にしたときの $F(\alpha\ell, u)$ の形状を示す。白丸で帯域幅を示しているが、 α が一定の値をとっ

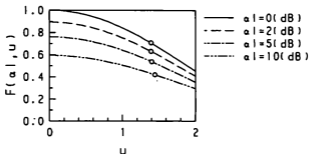


図4.2 線路の損失 αl をパラメータにした(4.5)式で表わされる進行波動作の周波数特性 $F(\alpha l, u)$ —横軸は(4.6)式で表わされる規格化された周波数 u

ている場合には無損失の場合に近い値になる。一般的には周波数が高くなると損失が増えるので、無損失な場合よりも帯域は狭くなる。

進行波動作させる場合に変調に必要な電力は、変調波が伝搬する線路の特性インピーダンスを Z_0 とすると

$$P = \frac{V_m^2}{2Z_0} \quad (4.8)$$

である。変調器の性能を表す指標として、変調電力と帯域幅の比 P/Δ が用いられる。この値が小さいほどよいわけである。本論文では光変調器を広帯域化することを目的とするが、その場合に変調に必要な電力が増えてしまうと性能がよくなるわけではないので好ましくない。そこで、変調電力を増やさずに広帯域化することを目指す。具体的には印加電界低減係数や特性インピーダンスを小さくならないようにしなければならない。

4.2 プレーナ型ストリップ線路

導波型光変調器では図4.3に示されるようなプレーナ型電極がよく用いられる。進行波動作させる場合にはこの電極を伝送線路として用いるために、変調信号はプレーナ型ストリップ線路を伝搬することになる。このような線路を伝搬する波は本来はハイブリッドモードであるが、本論文では簡単のためにTEMモードであると仮定する

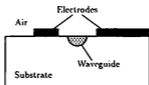


図4.3 導波型変調器に従来用いられてきたプレーナ型電極

準TEM解析を行う。TEMモードと仮定すると分布定数線路としての取り扱いができるために、線路に垂直な断面内での静電界問題になり、比較的簡単に解析できる。

線路の損失が小さいと仮定すると変調波に対する等価屈折率 n_m および特性インピーダンス Z_0 は線路の単位長さ当たりの容量 C を用いて

$$\begin{aligned} n_m &= \sqrt{\frac{C}{C_0}} \\ Z_0 &= \frac{1}{c n_m C_0} \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。ただし、 c は真空中の光速であり、 C_0 は線路が真空中にあるとした場合の単位長さ当たりの容量である。

線路の損失については次のように近似的に考えることができる。線路の損失としては誘電体損と導体損とがあるが、今の場合は導体損の方がはるかに大きいので、ここでは導体損のみを考える。損失があまり大きくない場合は線路の単位長さ当りの抵抗 R を用いて減衰定数 α は

$$\alpha = \frac{R}{2Z_0} \quad (4.10)$$

と表される。したがって、線路の抵抗 R を求める必要がある。周波数が高くなって表皮厚さ δ が電極の厚さ t の半分よりも小さくなれば電流は電極の表面から表皮厚さまでの範囲だけに流れると考える。周波数が低くて表皮厚さが電極の厚さの半分よりも大きい場合には電極全体に電流が流れるので、電極表面から $t/2$ までの範囲に流れるとする。つまり、表皮厚さが $t/2$ と考えるのである。よって、表皮抵抗 R_0 は

$$R_0 = \begin{cases} 2\rho/t & (t < 2\delta) \\ \rho/\delta & (t > 2\delta) \end{cases}$$

となる^[3]。ただし、 ρ は導体の比抵抗である。電極表面の電流密度を J とすると線路の抵抗 R は

$$R = R_0 \frac{\int_{\Gamma} |J|^2 d\Gamma}{\left(\int_{\Gamma_1} |J| d\Gamma \right)^2} \quad (4.11)$$

と表される。ここで、積分路 Γ は全部の電極の表面にとる。 Γ_1 は往路か復路のどちらか一方の電極の表面にとる。電流密度 J は静電界における電極上の電荷密度に比例すると考えられる。よって、(4.11)式を計算する場合には J を電荷密度に置き換えて計算する。以上に述べた方法で線路の損失を見積もることができる。

4.3 速度非整合を改善する構造

4.3.1 電極構造の提案

電気光学効果を用いた導波型変調器には基板表面に平行な電界を利用するものと垂直な電界を利用するものの2種類があるが、本論文では平行な電界を利用するタイプについて考える。その場合は図4.3にあるように導波路の両側に電極を配置する。図4.3に示すような基板の上に直接電極を装荷するようなプレーナ型電極では、基板に LiTaO_3 を用いると $n_m = 4.67$ となっており、(4.7)式より帯域幅と電極長の積 $\Delta f \cdot l$ は $5.4 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$ となる。このような値になるのは n_m が n_f の2倍以上もあるため、さらに広帯域化するためには n_m を小さくしてやる、つまり電極間の容量 C を減らしてやる必要がある。図4.3のような構造で電極間の容量が大きいのは誘電率の高い基板に直接電極が付いているためである。従って、その間に誘電率の低い物質をバッファ層として入れれば容量は小さくなるものと考えられる。しかし、その場合に変調電界が弱くなると効率が悪くなるので、変調電界が弱くならないようにする必要がある。

図4.4の構造は基板の上にバッファ層を作り、その上にし字型の電極を付けたものである^[20]。電極間が最も誘電率の低い空気であるので、容量が小さくなって、速度非整合の改善効果が大きいと考えられる。また、電極と基板が接していれば、変調電界もそれほど小さくならないと考えられる。図4.5は基板をリッジ形にエッチングし、そこにバッファ層を作り、その上にコプレーナ型電極を付けた構造である。やはり、電極と基板が接している必要がある。図4.6は変調効率を重視した構造で、基板をリッジ形にエッチングするのは図4.5と同じであるが、エッチングした部分全部をバッファ層で埋めてしまわないで、電極をリッジの両側に配置してある。こうすると図4.4、図4.5の構造のものよりも、電界が強いと考えられる。

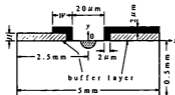


図4.4 基板の上にバッファ層を作り、その上にL字型の電極を載せることにより速度非整合を改善する電極構造

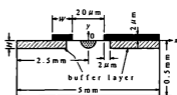


図4.5 基板を掘り、そこにバッファ層を埋めこみ、その上に電極を載せることにより速度非整合を改善する電極構造

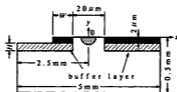


図4.6 基板を掘り、そこにバッファ層と電極を埋め込むことにより、速度非整合を改善する電極構造

4.3.2 境界要素法

バッファ層を入れると構造が複雑になるので解析的に解くことができず、数値計算に頼らなければならない。ここでは無限の領域を含む開放系の解析に適している境界要素法^[34]を用いる。いくつかの媒質から成っている領域を扱うには媒質ごとに小領域に分割し、内部境界面において電位と電束密度の法線成分の連続性によって一つにまとめて計算することができる。

ある領域内で次のラプラス方程式

$$\epsilon_x \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \epsilon_y \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.12)$$

を解くことを考える。 ϵ_x , ϵ_y はそれぞれ x , y 方向の誘電率である。境界要素法では領域内の点 i の電位 ϕ_i は (4.12) 式のグリーン関数 $\phi^*(x, y|x_i, y_i)$ を用いて

$$\phi_i = \int_{\Gamma} q \phi^* d\Gamma - \int_{\Gamma} \phi q^* d\Gamma \quad (4.13)$$

と表される。ただし、

$$\begin{aligned} \phi^*(x, y | x_i, y_i) &= -\frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon_x\epsilon_y}} \ln \sqrt{\frac{(x-x_i)^2}{\epsilon_x} + \frac{(y-y_i)^2}{\epsilon_y}} \\ q &= \epsilon_x \frac{\partial \phi}{\partial x} n_x + \epsilon_y \frac{\partial \phi}{\partial y} n_y \\ q^* &= \epsilon_x \frac{\partial \phi^*}{\partial x} n_x + \epsilon_y \frac{\partial \phi^*}{\partial y} n_y \end{aligned}$$

であり、 (x_i, y_i) は点 i の座標であり、 (n_x, n_y) は境界 Γ の外向き法線方向の単位ベクトルの成分である。つまり、 q, q^* は ϕ, ϕ^* の境界の外向き法線方向微分である。 $-q$ は境界上での電束密度の法線方向成分を表し、電極を境界上にとると電極上の電荷密度になる。点 i を境界上にとると (4.13) 式は

$$c_i \phi_i = \int_{\Gamma} q \phi^* d\Gamma - \int_{\Gamma} \phi q^* d\Gamma \quad (4.14)$$

となる。 c_i は 0 から 1 までの間の値をとり、境界の形状によって決まる定数である。境界をいくつかの要素に分割して離散化すると (4.14) 式を数値的に解くことができる。電極を境界にとり、境界条件として電位 ϕ を与えると q すなわち、電極上の電荷密度が求められる。これを電極上で積分すると電荷量がわかり、これと電圧との比として容量が計算される。また、(4.11) 式を用いて線路の損失もわかる。 x 方向の電界は (4.13) 式を x_i で偏微分して負符号をつけた式

$$E_x = \int_{\Gamma} \phi \frac{\partial q^*}{\partial x_i} - \int_{\Gamma} q \frac{\partial \phi^*}{\partial x_i} \quad (4.15)$$

から求めることができる。

4.3.3 計算結果

具体的に計算する例として導波-放射モード結合型変調器を取り上げる。基板に Z -cut LiTaO_3 を用いると高効率な変調器を構成できることが報告されており^[9]、基板材料として、この Z -cut LiTaO_3 を想定する。基板の横幅は 5mm、厚さは 0.5mm とし、 x 方向の比誘電率は 42.6、 y 方向のそれは 42.8 とする。導波路は基板表面の真中にあるとし、誘電率は基板のそれとほぼ同じであり、導波路の影響は小さいとして無視する。また、パッファ層としては製作する場合に取り扱いが容易で、誘電率が小さい SiO_2 を用い、比誘電率は 3.75 として計算する。簡単のために材料分散はないものとする。電極は同軸ケーブルで給電する場合にマイクロ波特性がよい非対称形電極

とし、厚さは $2\mu\text{m}$ 、電極間隔は $20\mu\text{m}$ 、電極長を 1cm とする。計算においては線路の損失を考慮しないことにする。

印加電界低減係数 Γ は印加電界分布と導波モード界分布の重なり積分によって決まるが、ここでは簡単のために導波路内のある特定点の x 方向電界の大きさ E によって決めることにする。つまり、

$$\Gamma = \frac{E}{V/d} \quad (4.16)$$

で計算する。特定点としては導波路の中心で基板表面から深さ $1\mu\text{m}$ の点とする。導波路の大きさが電極間隔に比べて充分小さければ近似の精度は良いと考えられる。変調に必要な電力 P を計算する場合には、直流の場合に特定点における電界が $3\text{V}/\mu\text{m}$ となるのに必要な電力を求める。

図4.3、図4.4、図4.5、図4.6の各構造について、パッファ層の厚さ H を $2\mu\text{m}$ に設定して、電極幅 W を変化させたときの印加電界低減係数(reduction factor)、特性インピーダンス Z_0 、帯域幅 $P/\Delta f$ を図4.7に示す。また、電極幅 W を $20\mu\text{m}$ にしたときの導波路付近の x 方向の電界の強度分布を図4.8に示す。この図の原点は導波路の中心であり、図の中ほどにある横線は基板と空気の境界である。計算にあたっては境界を線形要素で分割し、分割数はパラメータの値によって異なるが、 $250\sim 350$ にした。パッファ層を入れると基板深くの電界はかなり弱くなるが、基板表面付近はそれほど弱くなっていない。しかし、図4.4、図4.5の構造では電界強度が、従来用いられてきた図4.3の構造のものに比べると小さくなっていて、広帯域化はできるが、変調効率が悪くなってしまふ。図4.6の構造にすると、図4.3の構造と同じ程度の電界強度が得られ、変調効率が悪くすることなく広帯域化できることになる。したがって、図4.6の構造は図4.4、図4.5に比べると、帯域幅は多少狭くなっているが、 $P/\Delta f$ を考慮すると、図4.6の構造が最もよいと富える。

図4.6の構造について、パッファ層の厚さを変えて計算した結果を図4.9に示す。パッファ層を厚くするほど、広帯域化されていて、 20GHz 以上にもなることが確認できた。また、電界強度があまり変わらないので、 $P/\Delta f$ も小さくなる。実際製作する場合にはパッファ層を厚くすることはむずかしいが、薄い場合でも、従来構造と比べて2倍近くの広帯域化が可能である。

4.4 分岐干渉型変調器への応用

前節で述べた電極構造を分岐干渉型変調器に応用する。基板表面に平行な電界を利用する場合には図4.10のような構成になり、3つの電極を用いる。両側の2つの電

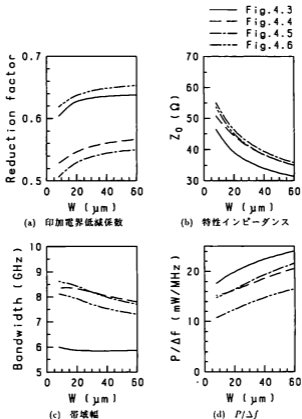
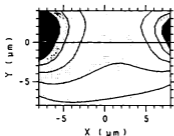
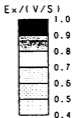
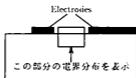
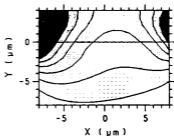


図4.7 境界要素法で計算された各電極構造の電極幅 W に対する特性の比較(バッファ層の厚さ $H = 2\mu\text{m}$)

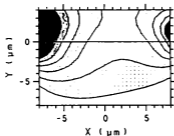
印加電界低減係数は(4.16)式で計算し、特性インピーダンスは(4.9)式より計算し、帯域幅は(4.7)式より計算し、 $P/\Delta f$ は(4.8)式で表わされる変調電力 P と帯域幅 Δf より計算する。



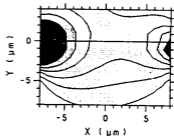
(a) 図4.3の構造



(b) 図4.4の構造



(c) 図4.5の構造



(d) 図4.6の構造

図4.8 境界要素法を用いて(4.15)式により計算された各電極構造の導波路付近の x 方向電界強度分布 (パッド層の厚さ $H = 2\mu\text{m}$, 電極幅 $W = 20\mu\text{m}$)

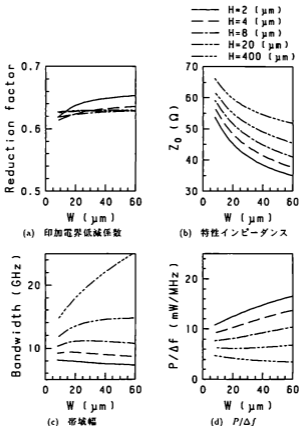


図4.9 バッファ層の厚さ H を変えた場合の電極幅 W に対する電極の特性
 印加電界低減係数は(4.16)式で計算し、特性インピーダンスは(4.9)式より計算し、帯
 域幅は(4.7)式より計算し、 $P/\Delta f$ は(4.8)式で表わされる変調電力 P と帯域幅 Δf より
 計算する。

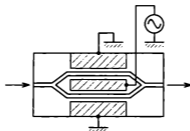


図 4.10 分岐干渉型変調器の構造 (X-cut 板または Y-cut 板)

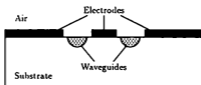


図 4.11 コプレーナ導波路

極を同電位とし、真中の電極との間に電位差を作る。分岐された2つの導波路に印加される電界の方向が逆であるために逆方向に位相変調され、それがY分岐で合波干渉することにより、光が強度変調される。3つの電極を伝送線路として用いる場合には図4.11に示すように電極がコプレーナ導波路を構成することになる。両側の幅の広い2つの電極が接地され、中央の電極上を変調波が伝搬することになる。このコプレーナ線路は前節で述べた非対称型線路に比べて次の点で有利である。まず、電極間の電界が強く、印加電界低減係数が大きくなることである^[34]。コプレーナ線路はマイクロ波集積回路においてマイクロストリップ線路に次いでよく用いられるので、他の機能素子を集積化することも容易である。

$P/\Delta f$ が最も良い図4.6の電極構造をコプレーナ電極に応用して、図4.12に示されるような電極構造を持った変調器について解析する。ただし、図4.6とは違って、電極が基板表面よりも $1\mu\text{m}$ 高くする。これは空気をはさんで電極が向い合うような形になると容量が小さくなるためである。また、電極がそれだけ厚くなるので低損失化という点でも都合がよい。具体的な計算例は次のようになる。基板にはX-cut LiTaO_3

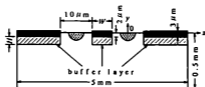


図4.12 基板を掘り、そこにバッファ層と電極を埋め込むことにより速度非整合を改善する分岐干渉型変調器の電極構造

を用い、Y方向にTE-likeモードの光を伝搬させる。これは電気光学係数の中で一番大きな r_{33} を利用するためである。バッファ層にはやはり SiO_2 を用いる。電極は間隔 $10\mu\text{m}$ 、長さ 5mm とし、基板表面から $2\mu\text{m}$ 埋め込む。電極材料はAlとし、損失についても考慮する。印加電界低減係数 Γ は定義式^[34]

$$\Gamma = \frac{\iint E_m(x,y) \phi^2(x,y) dx dy}{\iint \phi^2(x,y) dx dy} \quad (4.17)$$

に従って計算する。ここで、 $E_m(x,y)$ は印加電界分布で、 $\phi(x,y)$ は導波モードの界分布である。その場合の導波モードの界分布は次のように考える。導波路は LiTaO_3 にNbを拡散して作製するが、拡散源の幅は $5\mu\text{m}$ とし、 1200°C で3時間拡散するものとする。この時の拡散長は2.3節から横方向 $2.3\mu\text{m}$ 、厚み方向 $1.72\mu\text{m}$ である。導波路はシングルモードでなければならないが、印加電界との重なり具合を考えるとモードの閉じ込めは強い方が望ましい。そのために、1.3.2節で得られた規格化分散曲線から $V = 3.2$ となるような導波路を考える。この場合の基本モードの界分布をビーム伝搬法で計算した結果を図4.13に示す。印加電界低減係数の計算における界分布としてはこれを用いる。第1章で述べたようにビーム伝搬法では界分布は選点でしか求まらない。そのために選点の間は3次の2次元B-spline関数で補間しているのであるが、選点間隔が比較的大きいために補間による誤差が生じる。変調電力 P の計算では、直流の場合に位相変調部で $1/2\text{rad}$ 位相が変化するのに必要な電力を計算する。

解析においては前節と同様に境界要素法を用いる。考えている構造が左右対称で対称軸が磁気壁になるので、それに対応したグリーン関数 $g(x,y|x_0,y_0)$ を用いれば半分の領域だけを計算するだけでよく選点数を半分にすることができる。x方向に対して対称である場合にはy軸に関して鏡像の関係にある基本解の組み合わせで与えら

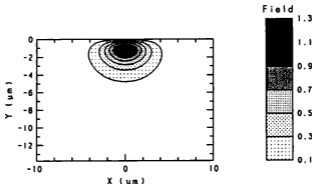


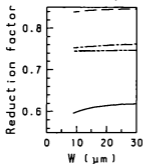
図4.13 印加電界低減係数の計算に用いる導波モードの界分布

れる。今の場合、対称軸が磁気壁で与えられるので、和として与えられる。それを式で示すと次のようになる。

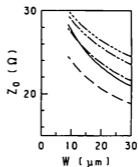
$$\phi^*(x, y | x_0, y_0) = -\frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon_x\epsilon_y}} \left[\ln \sqrt{\frac{(x-x_0)^2}{\epsilon_x} + \frac{(y-y_0)^2}{\epsilon_y}} + \ln \sqrt{\frac{(x+x_0)^2}{\epsilon_x} + \frac{(y-y_0)^2}{\epsilon_y}} \right]$$

印加電界低減係数 (reduction factor)、線路の特性インピーダンス Z_0 、線路の損失、帯域幅、変調電力、 $P/\Delta f$ をバッファ層の厚さ H をパラメータにして、ストリップ電極の幅 W を変化させたときの計算結果を図4.14に示す。この中で、損失の値は $t < 2\delta$ の場合の値である。また、従来のコプレーナ電極 (電極の厚さは $3\mu\text{m}$) の場合の値を共に示した。また、 $H = 0(\mu\text{m})$ というのはいわゆるリッジ型変調器の場合の値である。図4.15に $W = 30(\mu\text{m})$ の場合の導波路付近の印加電界分布を示してある。これは右側の導波路の付近で、図の右側にアース電極が左側にストリップ電極がある。なお、この図では電極間の中心を原点とし、横線は基板と空気の境界である。また、図4.16に $W = 30(\mu\text{m})$ の場合の変調度の周波数特性として、 $F(\alpha f, u)$ を示してある。 $t = 2\delta$ となる周波数以上では線路の損失が増えていくので図4.2とは異なった形をしている。従来のコプレーナ電極、バッファ層がある場合とない場合の三つに分けて比較すると次のようになる。印加電界低減係数を見ると当然のことであるが、バッファ層がない場合が最も大きい。バッファ層を入れると小さくなっているが非対称型電極の場合ほど小さくはない。そのことからコプレーナ電極は効率の点からは有利で

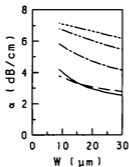
- Coplanar electrode
- - - H=0 (μm)
- · - · H=1 (μm)
- · - · H=3 (μm)
- · - · H=5 (μm)



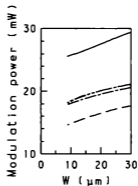
(a) 印加電界低減係数



(b) 特性インピーダンス



(c) 減衰定数



(d) 変調電力

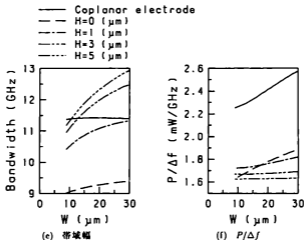


図4.14 境界要素法で計算されたバッファ層の厚さ H をパラメータにしたときの分岐干渉型変調器の電極幅 W に対する電極の特性

印加電界低減係数は(4.17)式で計算し、特性インピーダンスは(4.9)式より計算し、減衰定数は(4.10)式で計算し、変調電力は(4.8)式で計算し、帯域幅は(4.5)式より変調度が直流時の -3dB になる周波数から求め、 $P/\Delta f$ は変調電力 P と帯域幅 Δf より計算する。

あると言えよう。次に特性インピーダンスであるが、コプレーナ電極の最大の欠点はインピーダンスが小さいことで、計算された値も20から30 Ω の範囲である。給電線のインピーダンスは50 Ω であるので整合回路が必要になる。ただし、バッファ層を厚くするとインピーダンスが大きくなるのでこの点は好都合である。線路の損失をみるとバッファ層を厚くするほど損失が増大している。これは電極の基板と接触している部分に電流が集中するものと考えられる。図4.16が示すように速度の非整合が改善されても、損失が大きいために変調度の周波数特性は悪くなって、それほど広帯域化されない。よって、損失の低減化がこれからの課題である。 W を30 μm にし、 H を5 μm とすると帯域幅は13GHz、 $P/\Delta f$ は1.6mW/GHzという性能を持つことになる。

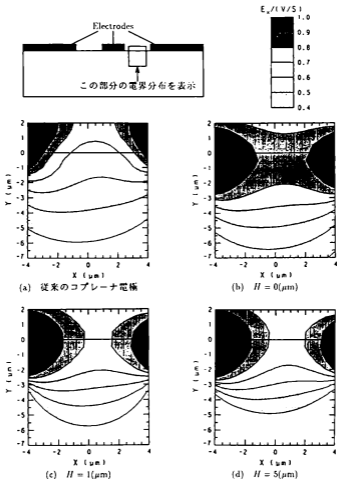


図4.15 境界要素法を用いて(4.15)式により計算された分岐干渉型変調器のバッファ層の厚さ H を変えた場合の導波路付近の x 方向電界強度分布 (電極幅 $W = 30\mu\text{m}$)

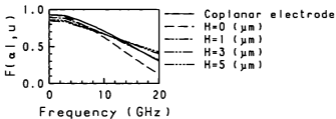


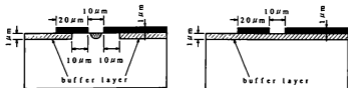
図4.16 バッファ層の厚さ H を変えた場合の(4.5)式で計算される分岐下砂型変調器の進行波動作の場合の周波数特性 $F(\alpha, u)$ (電極幅 $W = 30\mu\text{m}$)

第 5 章 広帯域化の検証

5.1 実際に製作する電極の構造

製作する電極構造は図 4.5 のタイプである。図 4.6 のタイプがよいにもかかわらず、製作しなかったのは基板をリッジ形にするのが容易でなく、電極とバッファ層の両方を埋め込むほど基板を掘ることがむずかしいからである。実際に製作する電極構造を図 5.1 に示す。基板の材料としては LiTaO_3 を用いる。バッファ層の材料としては誘電率が低いという点と薄膜化が容易であるという点から SiO_2 を用いた。電極間隔は $10\mu\text{m}$ であるが、リッジの幅は $30\mu\text{m}$ である。基板と電極が接触しない場合には電界が非常に弱くなり、変調には不都合である。製作の際に確実に電極と基板とが接触するように位置合せの許容量を確保するためにこのように設定した。電極の厚さを $1\mu\text{m}$ としたが、電極は損失を減らすために厚い方が望ましい。しかし、あまり厚くなるとパターン化が困難になる。ここでは電極材料を Al にし、ウェットエッチングによりパターン化するが、 Al が厚いとアンダーカットによって、正確にパターンが転写できない。膜厚が $1\mu\text{m}$ 程度であるとアンダーカットはエッチングを慎重に行うと $1\mu\text{m}$ 程度になるが、膜厚がそれ以上になると数 μm 、ひどい場合には $10\mu\text{m}$ 以上にもなる。したがって、電極の厚さを $1\mu\text{m}$ にした。また、電極の形を図 5.2 に示す。電極長は 6mm で電極の両側にテーパを設けて、給電線との結合を容易にする。

速度非整合の改善の効果を調べるために 3 種類の電極を製作する。1 番目は基板の上に直接電極を製作する従来の構造である。これを試料 1 とする。前章で述べた方



(a) 速度非整合を改善する構造

(b) バッファ層の効果を確認する構造

図 5.1 実際に製作する電極構造

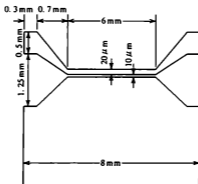


図 5.2 進行波動作のための電極パターン

法で特性を計算すると変調波に対する等価屈折率 n_m は 4.47, 特性インピーダンスは 34.0Ω , (4.7) 式から計算される帯域幅は 9.8GHz となる。2 番目は図 5.1(a) で示される速度非整合を改善する構造である。これを試料 2 とする。計算された特性は $n_m = 4.26$, $Z_0 = 35.8(\Omega)$, $\Delta f = 10.7(\text{GHz})$ である。3 番目は図 5.1(b) で示されるもので、基板をリッジ形にせず単に SiO_2 膜を $1\mu\text{m}$ 付け、その上に電極を付けた構造である。これを試料 3 とする。この構造では導波路に印加される電界は弱くなってしまふので、変調器に応用することはできないが、バッファ層の効果が顕著に現れるので製作する。この電極の特性も計算すると等価屈折率は 3.39 で特性インピーダンスは 44.6Ω である。

5.2 電極構造の製作

製作の工程を図 5.3 に示す。まず、基板をリッジ形にエッチングするためのマスクを製作し、基板をエッチングする。次にバッファ層を付け、最後に電極を付けることにより、完成する。

5.2.1 基板のエッチング

製作工程の中で一番重要なのは基板をリッジ形にエッチングすることである。そこでこれについて詳しく述べる。基板をエッチングする方法としてはドライエッチングの一種であるイオンエッチングにより行う。具体的には RF プレーナマグネトロンス

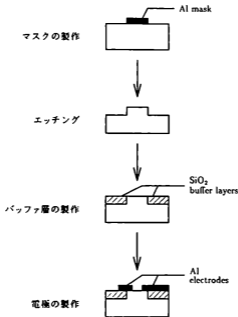


図 5.3 電極構造の製作工程

パッタ装置を用い、SiO₂ターゲットの上に試料を置き、シャッターを閉めた状態で通常のスパッタの操作を行うことにより、エッチングを行う。マスクを製作した後エッチングを行うとマスクのある部分のLiTaO₃はエッチングされなくて、その部分がリッジとなる。

エッチングにおける問題点はエッチングの条件とマスクの材料である。まず、エッチング条件について述べる。入力パワーを一定(125W)にして、雰囲気ガスとガス圧力を変えた場合のエッチング速度を図5.4に示す。エッチングした深さの測定には表面あらさ計を用いた。エッチング速度は条件を同じにしても実験のたびにかなり変わっていて、速い場合と遅い場合とがある。これは基板の置く位置に関係している。ターゲット電極の下には永久磁石があるので、エッチング速度が中心部で遅く、周辺

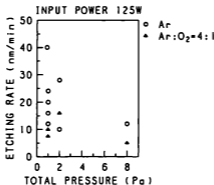


図5.4 イオンエッチングにおいて雰囲気ガスと圧力によるエッチング速度の比較

部で速いのである。しかし、同じような場所に置いても速度のむらがあった。傾向として圧力が低い方がエッチング速度は速いようである。また、雰囲気ガスとしてはArのみとAr:O₂=4:1の2種類の場合について実験したが、Arのみの方が速度が速いようである。これまでの実験結果から雰囲気ガスをAr、圧力を1Pa、入力パワーを125Wに設定してエッチングを行うことにした。この条件で60分間エッチングすると1 μ mエッチングされることになる。

次にマスク材料についてであるが、レジスト、Al、Tiの3種類について実験した。レジストはエッチング後変質し、除去不可能であった。これはエッチング中基板がかなりの高温になっていることが原因である。また、レジストのエッチング速度がLiTaO₃の2倍近くもあり、マスクとして用いるのは不適當である。AlはLiTaO₃と同程度のエッチング速度であり、取り扱いも容易である。Tiはエッチング速度がLiTaO₃よりも遅いが、エッチング後Tiが完全に除去できず、一部基板の上に黒く残った。これはエッチング中にTiとLiTaO₃が反応したとも考えられるが、はっきりした原因は不明である。よって、ここではAlをマスク材料として用いることにする。

基板をリッジ形にエッチングする方法について述べる。まず最初にエッチングのマスクを製作する。Alを抵抗加熱蒸着装置で1.5 μ m程度蒸着した後、フォトリソグラフィの技術を用いて、パターニングする。この場合のAlのエッチング液としてはリン酸、硝酸、酢酸の混合液を用いる。前述の条件でエッチングし、1 μ mエッチングする。最後に残っているAlを除去するとLiTaO₃がリッジ形にエッチングされる。

表 5.1 製作した試料の電極の形状と抵抗値

	電極厚さ (μm)	電極間隔 (μm)	ストリップ電極幅 (μm)	ストリップ電極抵抗 (Ω)
試料 1	1.20	12.5	17.5	15.4
試料 2	1.20	11.0	17.5	13.4
試料 3	1.04	10.0	17.5	19.2

試料 1: 図 4.3 で示される従来用いられてきたプレーナ型電極

試料 2: 図 5.1(a) で示される速度非整合を改善する電極構造

試料 3: 図 5.1(b) で示されるバッファ層の効果を確かめる電極構造

5.2.2 バッファ層及び電極の製作

バッファ層の製作であるがスパッタリングにより、 SiO_2 膜を作製する。 SiO_2 膜のパターン化にはリフトオフ法を用い、次のように作製する。スパッタの前にレジストをリッジと同じ形にパターンニングしておく。ただし、ポストベークは行わない。その後スパッタを行うが、条件は雰囲気が Ar、圧力 1.5Pa、入力パワーを 120W である。100 分間スパッタすることにより、 $1\mu\text{m}$ の SiO_2 膜を作製する。アセトンでレジストを除去するとリフトオフされ、基板のエッチングされた部分にのみバッファ層が付くことになる。

最後は電極の製作である。Al を電子ビーム蒸着装置で $1\mu\text{m}$ 蒸着し、フォトリソグラフィにより、図 5.2 に示すような形にパターンニングする。

5.3 電極の特性

3 種類の試料の電極の形状と直流抵抗の値を表 5.1 に示す。直流抵抗は給電用マウントにセットした状態で測定したので、電極と給電用ケーブルとの接触抵抗が含まれているが、電極の厚さが薄いのでかなり大きな値である。また、蒸着のむらやエッチング時のアンダーカット等により、形状は若干異なっている。

作製した電極のマイクロ波(特に 10GHz 以上のマイクロ波)に対する伝送線路の特性の測定を行う。具体的には反射係数 S_{11} 及び透過係数 S_{21} をネットワークアナライザを用いて測定する。マイクロ波を給電する同軸ケーブルと電極との接続部の様子を図 5.5 に示す。真ちゅうブロックにセミリジッドケーブルを通し、アース電極と真ちゅうブロックとを圧着する。また、ケーブルの中心導体はストリップ電極に圧着するよ

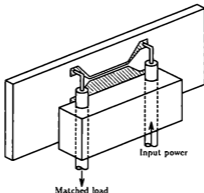


図 5.5 同軸ケーブルと電極の接続

うにしている。

周波数が8.5GHzから12GHzの範囲の S パラメータの振幅をネットワークアナライザで測定した結果を図5.6に示す。 S_{11} の測定では同軸ケーブルの先に無反射終端を接続して測定を行った。 S_{11} の振幅の測定値は周期的に変動しているが、これは測定する時に素子とネットワークアナライザとを接続するのに用いたケーブルの特性である。これを無視すると S_{11} の振幅は、試料3では若干大きいが生試料1や試料2では-10dB程度である。電極の特性インピーダンスはケーブルの値である50Ωと異なっているので、その不整合によって反射が起こる。その量を見積ると、最も反射が大きくなると考えられる試料1でも反射係数は-14dBである。したがって、インピーダンス不整合よりも電極とケーブルとの不連続部による反射の方が問題になる。 S_{12} の振幅を見よとの試料も10GHz以下の周波数では約-10dB程度でほぼ一定の値であるが、10GHz以上になると周波数が高くなるにつれて小さくなっている。反射係数と透過係数の両方が-10dB程度であるということは電極で10dB近くマイクロ波が減衰していることを示している。今回の実験では電極の厚さが薄いために抵抗が大きくなっている。そのため損失が大きくなっているものと考えられる。実際に変調を行う場合には線路の損失が大きいと変調度が悪くなるために、線路の損失の低減化は是非とも必要である。10GHz以上の周波数になると反射係数はあまり変わっていないのに透過係数が小さくなっているということから、10GHz以下では損失がほぼ一定であるが、

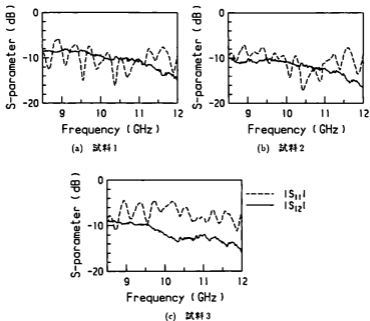


図 5.6 製作した電極の反射係数 S_{11} と透過係数 S_{12}

10GHz 以上になると損失が増大していることを表している。その理由としては表皮効果が考えられる。Al は 10GHz での表皮厚さは約 $0.6\mu\text{m}$ である。電極の厚さが $1.2\mu\text{m}$ であるので、10GHz 以下の周波数では電極全体に電流が流れるのに対し、10GHz 以上になると表皮効果によって電極の表面から表皮厚さまでしか電流が流れないことになるので損失が増えていくことになり、4.2節で述べたことが裏付けられている。

5.4 速度非整合の改善の効果

速度非整合の改善の効果の確認はバッファ層がある試料とない試料のマイクロ波に対する等価屈折率 n_m を比べることにより行う。長さ l の線路を通過した波は

$$\phi = -k_0 n_m l$$

だけ位相が変化する。ネットワークアナライザは S パラメータの振幅だけでなく位相も測定できるので S_{12} の位相を測定することにより、 ϕ を原理的には求めることができる。しかし、ネットワークアナライザで測定するのは電極だけでなくケーブル等の全体のシステムを通過したことによる位相変化であり、これから電極の部分だけの位相変化を分離するのは容易ではないので、ここではバッファ層がある試料とない試料の位相変化の差、つまり S_{12} の位相の差を求め、それから等価屈折率の差を計算する。両者の等価屈折率の差を Δn_m とすると位相変化の差 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = -k_0 \Delta n_m l$$

となる。作製した試料では電極の下の部分全体にバッファ層が存在するので、電極のテーパの部分でも n_m の値は同じであると仮定する。給電用素子の入出力ケーブルの中心導体の距離が7.6mmであるので、 l としてはこの値を用いる。したがって、

$$\Delta\phi = -9.12 \times f[\text{GHz}] \times \Delta n_m[\text{deg}] \quad (5.1)$$

となる。図5.7に S_{12} の位相の測定結果から計算された $\Delta\phi$ の周波数特性を示す。試料2と試料1との差と、試料3と試料1との差の2本の線を描いている。測定値は5°程度の誤差があり、これを等価屈折率に換算すると0.05程度の誤差があることになる。図5.7を見ると約10GHzを境として傾きが変わっている。試料1の S_{12} の位相は直線的に変化しているので、バッファ層がない場合は分散はあまりないが、バッファ層がある場合には分散があるものと考えられる。つまり、バッファ層がない場合はTEMに近いモードで伝搬していると考えられるが、バッファ層があると構造が複雑となり、ハイブリッドモードとして伝搬しているものと考えられる。9GHzでの $\Delta\phi$ を求めると試料1と2の位相差は18°であり、1と3の位相差は53°である。(5.1)式より、試料1と2の等価屈折率の差は0.22で、1と3の差は0.65となる。理論的に予想された値と比べると試料1と2に関してはかなり近い値であるが、1と3に関しては小さな値であった。しかし、バッファ層を入れたことにより、変調波の速度が遅くなったわけで、速度の非整合は改善されている。特に試料3ではかなり改善されている。よって、バッファ層をもっと厚くすれば、さらに効果があるものと考えられる。

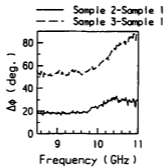


図 5.7 試料 1 の透過係数 S_{12} を基準にした試料 2, 3 の透過係数 S_{12} の位相 ($\Delta\phi$)

まとめ

この第III部では導波型光変調器の広帯域化に関する研究を行った。各章毎に得られた結果についてまとめる。

第4章では進行波動作における帯域の制限要因について検討し、広帯域化をはかる電極構造を提案した。電極を誘電率の高い基板に直接付けずに間に誘電率の低いバッファ層を挟むことにより、電極間の容量を小さくして、変調波の速度を速くする構造である。境界要素法を用いて準TEM解析を行い、電極長が1cmの場合でも20GHz以上もの広帯域化が可能であることを示した。次に提案した電極構造を分岐干渉型変調器に応用し、線路の損失も考慮すると電極長5mmで帯域幅13GHz、 $P/\Delta f$ は1.6mW/GHzという性能を持つことを示した。提案した構造は電極間の容量を小さくしているので、集中定数動作をさせた時も広帯域化できる。また、変調波の速度が速くなることから電極上での波長が長くなり、定在波動作をさせる時に電極長を長くできるので、効率を上昇させることができる。つまり、他の駆動方式を用いる場合でも有用な電極構造であると言える。

第5章は第4章で提案した電極構造を実際に製作した。従来用いられてきた電極構造も製作し、マイクロ波特性の測定を行った。電極を伝搬してきたマイクロ波の位相を比較することにより、バッファ層を入れることにより変調波の速度が速くなっていることを確かめた。

第 IV 部

導波型光変調器の電界計測への応用

序

従来、空間中の電界分布を計測するためには次のような方法がとられてきた。プローブアンテナを電界中に挿入して、そこで検出した電界に関する情報を金属導体線路で被測定電界外の検出部まで伝送して、そこで情報を取り出していた。この場合電界中に金属導体を挿入するため被測定電界を乱してしまう。また、被測定電界の周波数が高いと情報を伝送することも容易ではない。

そこで、電界の計測に光波を利用する試みが各所でなされるようになった。この場合の測定系は次のようになる。まず、被測定電界の情報に応じて光を変調する。次に変調された光を光ファイバ等で光検波器まで伝送する。検波器で電気信号に変換した後、適当な処理を行って必要な情報を得る。このとき次のような利点がある。光ファイバや光学素子は主に誘電体で構成されるため、電磁界中に挿入しても、金属導体と比べると電磁界を乱すことが少ない。光ファイバは低損失であるので検波器が遠方にある場合でも情報を失うことなく伝送できる。さらに、光の持つ超高周波性を用いると高周波の電磁界測定の可能性もある。

電界計測において光を変調する手段としては電気光学効果を用いるのが適当である。電気光学結晶をセンサ部として電界中に挿入し、光を被測定電界で変調する方法が試みられた^{[3][4]}。この場合、センサ部は全て誘電体で構成されており、被測定電界に与える影響は小さくてすむが、センサ部の感度があまり良くないという欠点を持っており、100V/cm以上もの高電界でないとい計測できなかった。そこで、センサ部の感度を良くするために導波型変調器を用いる試みがなされた^{[5][6]}。被測定電界をプローブアンテナ等によって検出し、それを導波路の両脇にある変調用電極に導くような構成にすることによりセンサ部で検出できる電界をより小さくできる。このときセンサ部に金属を使用することになるので、結晶をセンサ部に用いた場合と比べて電界を乱してしまう可能性はあるが、将来的にセンサ部を小型化することによってこの問題は軽減できる。導波型変調器を用いる場合には光源を別に用意しなければならない。よって、センサ部には光の入力用と出力用の2本のファイバが接続されることになり、取り扱いやすいとは言えない。そこで、本論文では光の入出力を1本のファイバで行える変調器を提案し、電界計測に応用することを試みる。また、分岐干渉型変調器を用いて電界計測を行い、被測定電界を検出する電極構造についても検討する。

電界の情報が載った光は検出部で検波され、処理を行われて電界に関する情報、具

体的には振幅と位相の情報が取り出されるが、電界の周波数が高くなると光は高周波で変調されることになるので、後の処理が容易ではなくなる。つまり、高速な検波器や信号処理回路が必要になるのである。そこで、本論文では検波と同時に周波数変換を行うことを提案する。この場合、高速な検波器や信号処理回路が不要になる利点がある。この検波と同時に周波数変換を行う方法について、実験的に検討した結果について述べる。

第 6 章 反射干渉型変調器を用いた電界計測

6.1 反射干渉型変調器

反射干渉型変調器は図 6.1 に示すような構造をしている。導波路の一方の端から光を入射し、もう一方の端面にはミラーを作って光を反射させる。ただし、ミラーの反射率が 1 より小さい場合も考慮し、透過する光もあるとする。入射側の端面でも光が反射すると導波路部がファブリペロー共振器を構成することになる。よって、導波路の部分で位相変調をかけて、光路長を変えると反射光強度 I_r や透過光強度 I_t が変化することになる。反射光を利用すると光の入出力を 1 箇所で行うことになり、センサを構成する上で大変都合が良い。電気光学効果を用いて光を位相変調をする場合には導波路に電界をかけるだけで良い。変調器を構成する基板に Y-cut LiNbO₃ を用いる場合を考える。X 方向に導波路を作り、その両側にコプレーナ電極を配置し、Z 方向の電界を導波路に印加する。導波路を伝搬する光を TE-like モードにすると、LiNbO₃ の中で最も大きな電気光学係数 r_{33} を利用することになり、効率的に変調できる。

反射干渉型変調器の動作を解析するために図 6.2 に示すような伝送線路モデルを考える。導波路は伝送線路で表し、入射側端面 (Joint) 及びミラーは 4 端子回路網で表す。この回路網の S パラメータをそれぞれ

$$\begin{bmatrix} r_1 & t_1 \\ t_1 & r_1' \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} r_2' & t_2 \\ t_2 & r_2 \end{bmatrix}$$

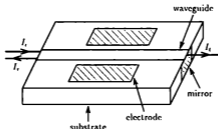


図 6.1 反射干渉型光変調器

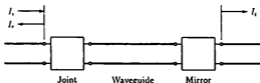


図 6.2 反射干渉型変調器の伝送線路モデル

とする。このモデルから、入射光強度 I_1 に対する反射光強度 I_2 及び透過光強度 I_3 は

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\{r_1 - r_2'(r_1 r_1' - t_1^2)e^{-2\alpha}\}^2 + 4r_1 r_2'(r_1 r_1' - t_1^2)e^{-2\alpha} \sin^2 \phi}{(1 - r_1' r_2' e^{-2\alpha})^2 + 4r_1' r_2' e^{-2\alpha} \sin^2 \phi} \quad (6.1)$$

$$\frac{I_3}{I_1} = \frac{|t_1 t_2|^2 e^{-2\alpha}}{(1 - r_1' r_2' e^{-2\alpha})^2 + 4r_1' r_2' e^{-2\alpha} \sin^2 \phi} \quad (6.2)$$

と求められる。ここで、 α は導波路を入射端からミラーまで光が伝搬する間に受ける減衰で、 ϕ はその間に進む位相である。位相変調されると ϕ が変化し、これにより I_2 及び I_3 が強度変調されることになる。電極に電圧 V が印加された時の ϕ の変化 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = \frac{\pi n_e^2 r_{33} L \Gamma V}{\lambda d}$$

となる。ここで、 L 、 d は電極の長さ、間隔で、 n_e は LiNbO_3 の異常光屈折率である。 λ は光の波長であり、 Γ は印加電界係数と呼ばれ、電気光学効果による屈折率変化に寄与する電界の割合である。光強度は印加電圧に対して周期的に変化し、最大値から最小値まで変化するのに必要な電圧を半波長電圧 V_π と呼ぶことにする。これは入射側端面まで反射してきた光の位相を π だけ変化させるのに必要な電圧であるからで、

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{2n_e^2 r_{33} L \Gamma} \quad (6.3)$$

と表せる。

これらの式に具体的な値を与えて、反射干渉型変調器の動作特性を求める。計算に用いたパラメータ値を表 6.1 に示す。 ϕ は電圧を印加しない時には π の整数倍の値をとるものとする。入射側端面の S パラメータは空気と LiNbO_3 の屈折率のみによって決るものとする、

$$-r_1 = r_1' = 0.375$$

$$t_1 = \sqrt{1 - r_1^2}$$

表 6.1 反射干渉型変調器の動作特性の計算に用いたパラメータ値

電極間隔 d	10 μ m
電極長 L	5mm
印加電界係数 Γ	0.5
導波路での減衰 α	1dB
光の波長 λ	6328Å

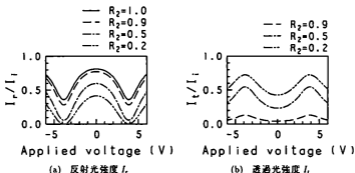


図 6.3 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにしたときの反射干渉型変調器の (6.1), (6.2) 式で表わされる印加電圧に対する出力光強度の特性

となる。ミラー部の S パラメータはミラーの電力反射係数を R_2 とすると

$$r_2 = r_2' = -\sqrt{R_2}$$

$$t_2 = j\sqrt{1 - R_2}$$

と表すことができる。 R_2 をパラメータとして、変調器の特性を図 6.3 に示す。計算例では $V_0 = 3.86$ V である。光強度の最大値と最小値の差を反射型変調器の変調度と定義すると、反射光強度の場合は R_2 がある程度以上あると変調度はほぼ一定である。透過光強度の場合は R_2 があまり大きくない場合は変調度がある程度の値を保っている

が、 R_2 が1に近くなると透過する光強度が小さくなるために変調度も下がってくる。反射光と透過光を比べると導波路の減衰のために反射光の方が変調度が大きくなるので、反射光を利用するのがよいと考えられる。その場合にミラーの反射率のはある程度大きければよく、1にする必要はないと考えられる。

6.2 反射干渉型変調器の高効率化

前節で検討した構造では入射側端面での反射が少ないので、それによって変調度が制限されていた。入射側端面でもハーフミラーを作り、反射率を大きくすると、効率がよくなるものと考えられる。ここでの高効率化とは半波長電圧を小さくすることではなく、変調度(光出力の最大値と最小値との差)を大きくするという意味である。入射側端面をハーフミラーにするとSパラメータはハーフミラーの電力反射係数を R_1 とすると

$$r_1 = r_1' = -\sqrt{R_1}$$

$$t_1 = j\sqrt{1 - R_1}$$

と表される。よって、(6.1), (6.2)式より反射光強度と透過光強度は

$$\frac{I_r}{I_i} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}e^{-2\alpha})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha} \sin^2 \phi}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha} \sin^2 \phi} \quad (6.4)$$

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)e^{-2\alpha}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha} \sin^2 \phi} \quad (6.5)$$

となる。パラメータを前節で用いた値に設定して、特性の計算を行った。 $R_1 = R_2$ として、反射光強度と透過光強度の計算結果を示すと図6.4及び図6.5のようになる。図6.3と比べると変調度が大きくなっており、入射側端面をハーフミラーにした効果が表れている。反射光、透過光のどちらも $R_1 = R_2 = 0.5$ のときに変調度が大きくなっているが、反射光強度の方が変調度が大きくなっている。前節と同様、透過光の場合は導波路の減衰のために変調度が小さくなるものと考えられる。 R_1 を0.5にして、 R_2 を変えた場合の反射光強度の計算結果を示すと図6.6のようになる。 R_2 が大きい方が変調度は大きい、1に近い範囲ではその差は小さい。よって、入射側端面をハーフミラーにすることによりかなりの高効率化が可能である。特に傾きの大きいところに動作点を持つてくると相当な高感度が期待できる。

そこで、ミラーの反射率を変化させた時の変調度の変化を調べる。(6.4), (6.5)式より反射光の変調度 M_r 、透過光の変調度 M_t は

$$M_r = \frac{4(1 - R_1)(1 - R_2)e^{-4\alpha}\sqrt{R_1 R_2}e^{-2\alpha}}{(1 - R_1 R_2 e^{-4\alpha})^2} \quad (6.6)$$

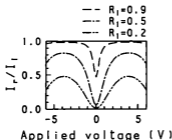


図6.4 ミラーの反射率 R_1 をパラメータにして(6.4)式で表わされる反射光強度 I_r の特性 ($R_1 = R_2$)

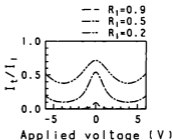


図6.5 ミラーの反射率 R_1 をパラメータにして(6.5)式で表わされる透過光強度 I_t の特性 ($R_1 = R_2$)

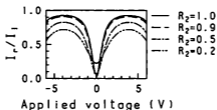


図6.6 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにして(6.4)式で表わされる反射光強度 I_r の特性 ($R_1 = 0.5$)

$$M_i = \frac{4(1-R_1)(1-R_2)\sqrt{R_1 R_2} e^{-4\alpha}}{(1-R_1 R_2 e^{-4\alpha})^2} \quad (6.7)$$

となる。導波路の損失以外は表6.1のように設定して、 M_r , M_t を計算した結果を図6.7~6.10に示す。図6.7は導波路の損失が一定で R_2 をパラメータにして R_1 を変えた場合の反射光の変調度である。図6.8は $R_1 = 0.5$ として、損失を変えた場合の反射光の変調度である。図6.9および図6.10は図6.7, 6.8に対応する透過光の変調度である。これらの図から反射光と透過光では様子が違っていることがわかる。反射光では R_2 が

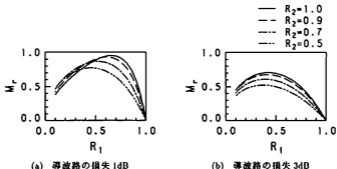


図 6.7 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにして、(6.6) 式で表わされる反射光変調度 M_r の R_1 依存性

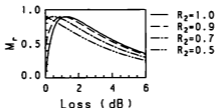
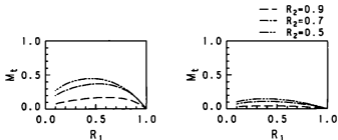


図 6.8 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにして、(6.6) 式で表わされる反射光変調度 M_r の損失依存性 ($R_1 = 0.5$)

大きい方が変調度が大きい、透過光では逆に小さいほうがよい。しかし、どちらも導波路の損失が小さい方が変調度が大きい。

これらの結果から、反射光の方が透過光よりも変調度が大きくなるので、反射光変調度を最大にするミラーの反射率を求める。つまり、導波路の損失及び R_2 の値を決めて、変調度を最大にする R_1 の値を求める。よって、

$$\frac{\partial M_r}{\partial R_1} = \frac{2(1 - R_2 e^{-4\alpha})(1 - 3R_1 + 3R_1 R_2 e^{-4\alpha} - R_1^2 R_2 e^{-8\alpha})\sqrt{R_2} e^{-2\alpha}}{\sqrt{R_1}(1 - R_1 R_2 e^{-4\alpha})^2} = 0 \quad (6.8)$$



(a) 導波路の損失 1dB

(b) 導波路の損失 3dB

図 6.9 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにして、(6.7) 式で表わされる透過光変調度 M_t の R_1 依存性

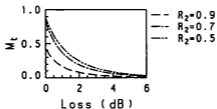
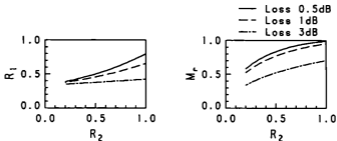


図 6.10 ミラーの反射率 R_2 をパラメータにして、(6.7) 式で表わされる透過光変調度 M_t の損失依存性 ($R_1 = 0.5$)

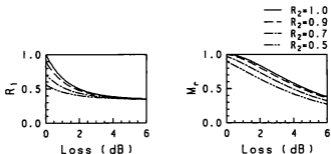
を解くのである。結果を図 6.11, 6.12 に示す。図 6.11 は損失をパラメータにして、 R_2 を変えたときの R_1 の最適値とそのときの変調度を示したものである。図 6.12 は R_2 をパラメータにして、損失を変えたときの R_1 の最適値とそのときの変調度を示したものである。これらの図から導波路の損失がどんな値であっても、 $R_2 = 1$ のときに最大の変調度が得られるが、 $R_2 = 0.9$ 程度でもその差は小さい。よって、 R_2 がある程度大きければ、 R_1 を最適化することにより、変調度をかなり大きくできる。



(a) 反射光変調度を最大にするミラーの反射率

(b) 反射光変調度の最大値

図6.11 反射光変調度 M_r を最大にするミラーの反射率 R_1 の(6.8)式による最適化 (R_2 に対する)



(a) 反射光変調度を最大にするミラーの反射率

(b) 反射光変調度の最大値

図6.12 反射光変調度 M_r を最大にするミラーの反射率 R_1 の(6.8)式による最適化 (損失に対する)

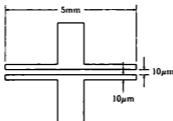


図 6.13 反射干渉型変調器の変調電極パターン

6.3 反射干渉型変調器の製作とその特性

反射干渉型変調器を実際に製作するわけであるが、導波路はTiを熱蒸着して作製したものを用い、入射側端面をハーフミラーにしない構造を作製した。また、6.1節で述べたように反射光の方が変調度が大きいので反射光を利用することにする。導波路の製作方法は2.1節で述べた方法とほぼ同じである。基板にはY-cut LiNbO₃を用いた。Tiを27nm蒸着し、ストリップ幅が3.5 μ mになるようにパターニングし、酸素雰囲気中で1000°C、5時間焼成して、導波路を作製した。次に基板の両端面を研磨するわけであるが、その方法について簡単に述べる。まず、基板をワックスを用いて基板とほぼ同じ大きさのガラスに固定する。それを2組、向い合せにして、垂直にたて治具に固定する。ガラス板上で水と混ぜたアルミナ研磨粉で研磨する。このようにすることにより基板の表面に傷がつくことや、研磨した端面が面だれを起こすことを防ぐことができる。アルミナの粉は順番に#600、#2000、#4000と細かくしていき、#8000、0.3 μ mではパフの上で研磨を行う。そうして、40倍の実体顕微鏡で観察しながら、表面が滑らかになり、傷等が見えなくなるまで行う。その次に変調用の電極を作製する。基板をアセトンで10分間超音波洗浄した後に、電子ビーム蒸着装置でAlを約100nm蒸着し、図6.13に示すように間隔が10 μ mで長さが5mmになるように、電極を作製する。最後に端面研磨面の片方にAlをやはり電子ビーム蒸着装置を用いて200nm蒸着し、ミラーを作る。

変調器の特性を測定するために図6.14に示すような測定系で実験を行う。ただし、機械的な振動の影響を排除するために防振台の上で実験を行った。実際の実験方法は以下に述べるような方法である。まず、基板表面と平行に直線偏波されたHe-Neレーザー光をハーフミラーを通して40倍の対物レンズに入射し、その光が導波路の端面の

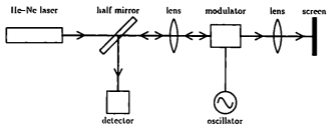


図 6.14 反射干渉型変調器の変調実験系

付近に集光するように対物レンズの位置を調節する。次に反対側の端面に 20 倍の対物レンズを置き、出射光がスクリーンに明瞭に現れるように対物レンズの位置を調節する。そこで、基板の位置を微調し、集光した光の位置と導波路の位置を一致させることにより、導波路に光を励振する。この場合に調整は出射光を見ながら行い、導波路からの出射光を確認することにより、導波路への励振を確認する。この場合重要なことは出射側端面に作ったミラーの反射率が 1 であると光が出射してこないために、上に述べた方法では実験を行うことができないことである。試作した変調器はミラーが完全ではなく、出射光が出てくるので実験が可能であった。6.1 節で述べたようにミラーの反射率はある程度大きければ良いので、実験の容易さと高効率な変調器を実現することは両立することができる。入射側端面から反射してきた光はハーフミラーによって検波器まで導いた。

試作した変調器の特性を測定するために変調電極に 500Hz の低周波電圧を印加した。印加電圧と反射光強度の関係を図 6.15 に示す。(a) は特性そのもので、(b) は変調される部分を拡大したものである。6.1 節で理論的に検討した変調特性と比較すると、変調度がかなり小さくなっている。この理由としては入射側端面における透過係数 t_1 が実際にはかなり小さくなっているものと考えられる。レンズで集光して、導波路の端面に入射させているので、入射ビームのスポットの大きさによって、 t_1 の値がかなり異なることになる。実験においてはビームのスポットは導波路よりもかなり小さくなっていると考えられるので、導波路の導波モードに結合するパワーはかなり小さくなる。そのため、 t_1 の値が小さくなるので、変調度が小さくなると思われる。下波長電圧は 3.7V であり、これから印加電界の低減係数を計算すると 0.52 となっほぼ予想通りの結果が得られた。

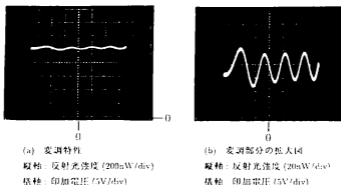
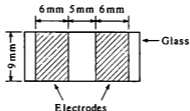


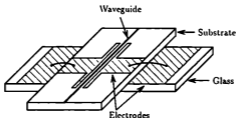
図6.15 試作した反射干渉型変調器の特性

6.4 電界計測実験

反射干渉型変調器をセンサとして用いる場合には変調特性が線形になるところを動作点にしなければならない。これは、(6.1)式における ϕ 、つまり導波路を伝搬する間に進む位相を電圧を印加しない時に $\phi = m\pi + \frac{\pi}{2}$ (m 、整数)となるようにすることを意味する。このことは導波路の長さを波長オーダーで制御することを意味し、容易なことではない。また、それが可能であっても、温度によって ϕ が変化するという問題点がある。導波路の長さが1cm程度であると温度が0.6°C変化しただけで、 ϕ が π も変化することになる。前節での実験でも、温度変化が原因と見られる動作点の移動が観測された。そこで、ここでは動作点が望ましいところにくるような状態にして、温度が変化しないようにして実験することにする。電界を計測するセンサを構成するために図6.16に示すようなコプレーナ電極を電界を検出する電極として取り付け、光を変調するための電極と覆繞する。本来ならば光の入出力端に光ファイバを取り付け、ファイバによって光の入出力を行うべきであるが、ファイバの接続が困難であったために、光の入出力は前節で述べたようにレンズによって行う。つまり、実験系は図6.17に示すようになり、センサに電界を印加することにより、電界を計測する実験を行う。被計測電界は間隔25mmの平行平板電極によって作る。しかし、この電極の間にはセンサだけでなく、光の入出力を行う対物レンズ等が存在し、計測すべき電



(a) 電界を検出するための電極の形状



(b) センサ全体の構成

図6.16 反射干渉型変調器を用いた電界センサ

界がかなり乱れているものと考えられるが、ここでは簡単のために、電界の乱れはないものとした。

60Hzの交流電界を計測した結果を図6.18に示す。(a)は振幅28V/cmの電界を印加した時の光出力波形である。(b)は印加電界に対する光出力の特性である。両方とも変調部を拡大している。この図では電界が大きいために変調器の非線形性により、光出力が歪んでいる。図6.18(b)から半波長電圧に相当する電界(半波長電界と呼ぶことにする)は32.5V/cmであり、10V/cm以下の電界であれば歪みなく計測できるものと考えられる。また、このセンサの変調器の半波長電圧が3.7Vであるので、1V/cmの電界があると電極間に0.11Vの電位差が生じていることになる。センサの感度を良くするためにはこの電位差を大きくする必要があり、そのためには電界を検出するための電極の構造を工夫する必要がある。

先に述べたようにこの型の変調器は動作点の位置を制御するのが困難であるので、変調特性の周期性を利用する次の方法をとることも考えられる。計測すべき電界が

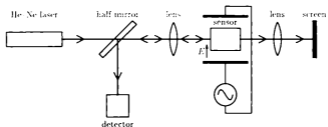


図6.17 電界計測の実験系

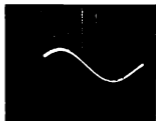


(a) 印加電界と出力光

横軸 時間 (5nsec/div)

縦軸上 印加電界 ((20V/cm)/div)

F 出力光強度 (20nW/div)



(b) 印加電界に対する出力光の特性

横軸: 印加電界 ((18V/cm)/div)

縦軸: 出力光強度 (20nW/div)

図6.18 反射干渉型光変調器による電界計測実験結果

半波長電界よりもかなり大きく、また周波数が既知であるとする。出力光を検波した後、周波数を測定する。この周波数が電界の周波数の何倍かわれば、電界が半波長電界の何倍かわかるわけである。これは動作点の位置による変調特性の変化の影響を受けにくい方法である。

第 7 章 分岐干渉型変調器を用いた電界計測

7.1 分岐干渉型変調器

分岐干渉型変調器は図 7.1 に示すような構造をしている。この図は基板に Z-cut LiNbO_3 を用いた場合で、導波路には TM-like モードを導波させる。入射光を Y 分岐で 2 等分し、上下のアームを伝搬する導波光は電極に電界を印加した時に電界の Z 成分の向きが逆であるためにそれぞれ逆方向に位相変調され、 $\Delta\phi$ 、 $-\Delta\phi$ の位相変化を受ける。相対的に両者の位相差は $2\Delta\phi$ となる。そこで、出射側の Y 分岐で合波すると干渉して位相差に応じて光強度は変化する。印加電圧と出力光強度の関係は

$$P = P_0 \cos^2 \Delta\phi = P_0 \cos^2 \left(\frac{\pi V}{2 V_\pi} \right) \quad (7.1)$$

である。 V_π は半波長電圧と呼ばれ、位相差 $2\Delta\phi$ を π にするために必要な電圧であって、(6.3) 式で表される。この変調器はプッシュプル動作になっており、効率よく位相変調ができる。

(7.1) 式の関係を図示すると図 7.2 の様になり、変調特性は非線形である。このため、動作点を光出力が最大出力の半分になるところに移動させる必要がある。つまり、図 7.3 に示すような特性にしなければならない。電極間にかかる電圧の変化に対して光強度が単調に変化するので、歪みなく変調することができる。このような特性にするためには分岐した部分の 2 つの導波路の長さを $1/4$ 波長だけ変えればよい。分岐部

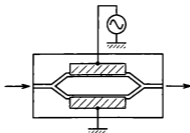


図 7.1 分岐干渉型変調器の構造 (Z-cut 板)

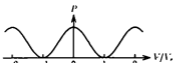


図 7.2 通常的分岐干渉型変調器の変調特性

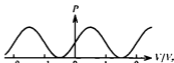


図 7.3 動作点を移動させた分岐干渉型変調器の変調特性

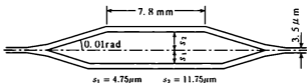


図 7.1 光学的バイアスを設けた分岐導波路

の分岐角が小さければ次の様な方法でこのことは容易に行える。図 7.4 に示すように分岐角の半分を θ_B とすると、分岐した導波路までの距離 s_1, s_2 を用いて、導波路の長さの差 ΔL は

$$\Delta L = \theta_B(s_2 - s_1)$$

となる。この ΔL が $1/4$ 波長に等しくなるようにすればよい^[10]。ここでいう波長は導波路を伝搬する導波モードの波長である。普通の分岐干渉型変調器では、通常導波路の長さは分岐部と同じになっており、このためまったく温度による影響を考慮する必要がない。光学的バイアスを得るため、分岐部で導波路の長さを変えているために温度変化による影響が出るのが心配されるが、この程度の差では長さを変えても温度安定性にはほとんど影響がない。

7.2 センサ部の製作と特性

分岐干渉型変調器を用いた電界センサの製作方法は 6.3 節で述べた反射干渉型変調器の製作方法とほぼ同じである。Z-cut LiNbO₃ に Ti を 30nm 蒸着して、図 7.4 に示すような形状にパターンニングする。それを、水蒸気を含んだ酸素雰囲気中で 1000°C で

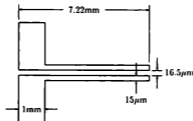


図 7.5 分岐干渉型変調器に用いる電極パターン

5時間熱拡散して導波路を作製する。酸素雰囲気にするのは導波路の損失を少なくするため、水蒸気を含ませるのは Li_2O の外拡散を抑止するためである^[9]。導波路作製後、基板の端面を研磨する。電極は導波路の上に置くかぶさるような構造であるが、導波路の上に直接電極を付けると伝搬する光は損失を受けることになる。そこで、バッファ層として SiO_2 膜をスパッタリングによって、130nm 堆積させ、その上に Al を約 200nm 蒸着して電極とする。ただし、 SiO_2 膜が基板全体にあると DC ドリフト現象が現れ、低周波領域の変調特性が不安定になってしまう。そのため、電極の下の部分のみ SiO_2 膜が存在するようにパターンニングする^[9d]。電極のパターンは図 7.5 に示すようなもので間隔 $16.5\mu\text{m}$ 、長さ 7.22mm である。

次に光の入出力を行うために光ファイバを接続する。接続部の構成を図 7.6 に示す。導波路幅は $3 \sim 4\mu\text{m}$ 程度であるので効率の考えて、入力側のファイバはコア径 $3\mu\text{m}$ のシングルモードファイバを用いる。加えて変調器に入射する光の偏波方向が決まっているので、偏波面保存ファイバでなければならない。出力側のファイバには導波路のファイバの位置合せが容易になるように、コア径 $50\mu\text{m}$ のマルチモードファイバを用いる。具体的な接続方法を以下で述べる。まず、前もって光ファイバの端面を光の散乱損失が小さくなるように研磨しておく。研磨は光ファイバの F 型コネクタを組み立ててから行う。研磨後コネクタを分解し、ファイバの先にはフェルール (ferrule) が装着されている状態にする。このフェルールと基板を接着、固定することになるが、フェルールを確実に固定するために基板端面より $2 \sim 3\text{mm}$ 長いガラス板を基板に取り付けておく。フェールの直径は 2.5mm で、基板の厚さは 0.5mm なので、基板とそのガラス板との間にもう 1 枚厚さが 1mm の基板より短いガラス板を取り付けておく。まず、入力側のファイバから接続する。光を出力側から入射し、変調器の電極に電圧を印加し、光を変調する。入力側にファイバを近づけ、ファイバの他端は検波器

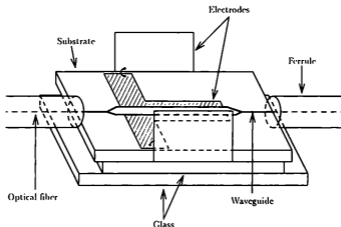


図7.6 分岐干渉型変調器を用いた電界センサ

に接続する。このとき、ファイバの偏波面と導波路のモードの偏波面を合せておく必要がある。ファイバの位置を調整し、出力光の強度が大きく、かつ変調度が良い位置を見つける。そこで、紫外線硬化接着剤を用いて、ファイバのフェルルと基板とを接着、固定する。次に出力側のファイバを接続する。接続した入力側のファイバから光を入射し、光を変調する。出力側にファイバを近づけ、やはり出力光の強度が大きく、変調度が大きくなる位置をさがす。見つかったら紫外線硬化接着剤で接着、固定する。今回試作したものではファイバと導波路との間の接続損失は入力側と出力側とを合せて合計で11dBであった。接続損失を減らすためには位置合せの方法や、接着の方法等を工夫する必要がある。

最後に被測定電界を検出するために平行平板型の電極を取り付け、変調用の電極と接続する。電界を検出するための外部電極は間隔が1cmで、電極の大きさは電極の形状による感度等の差を考察するために縦10mm×横10mm、縦10mm×横5mmの2種類を用いる。また、外部電極を用いない場合の実験も行うことにする。センサ部全体の構成は図7.6の様になる。

センサの入力側ファイバに光源であるHe-Neレーザを接続し、出力側に検波器を

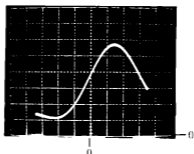


図7.7 試作した電界計測システムの光変調部の特徴
 横軸：印加電圧 (5V/div)
 縦軸：出力電圧 (5mV/div)

種転すると、電界計測システムが完成する。検波器は増幅器が内蔵されており、光強度に比例した電圧を増幅して出力するようになっている。このシステムの変調部がどのような動作特性を持っているかを知るために変調用の電極に直接変調信号を印加する。この時の印加電圧変化に対する、出力電圧の変化を示す特性曲線を図7.7に示す。最初の急勾どおり動作点が線形部分に来ていることがわかる。

7.3 低周波電界計測実験

被測定電界は6.4節で述べたように間隔2.5cmの平行平板電極に交流電圧を印加することにより作り出した。被測定電界を得るための交流信号の周波数として60Hz、500Hz、100kHzを選んだ。製作したセンサーは、長さ30cm、5mm×5mmのテフロン棒にアクリル板をのせたものを支持台としてその上に固定し、被測定電界中に挿入するようにした。支持台に使ったテフロンは比誘電率が2.05であり、電界を乱すことが少なくすむと思われる。センサー挿入等による被測定電界の乱れは無視して考えることとする。検波器からの出力電圧が非常に小さい場合には、ロックインアンプを用いる。これは60Hzと500Hzで行った。

図7.8、7.9、7.10に被測定交流電界の振幅と光を検波して得られた出力電圧の交流成分の振幅との関係を示す。図に示された測定範囲では、比例関係にあるといえる。ま

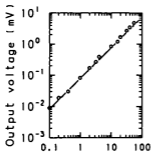
表 7.1 1V/cm の電界中にセンサを挿入した場合の電極間に生じる電位差の外部電極の形状による比較

外部電極の形状		電位差
棒状電極 (長さ 6mm)		0.05V
コプレーナ電極 (図 6.16 参照)		0.11V
平行平板電極 (間隔 10mm)	10mm×10mm	0.14V
	10mm×5mm	0.07V
なし		0.02V

た、周波数による差は見られなかった。図には、多少のばらつきはあるが精度を向上させれば直線上にのるものと考えられる。出力波形の例を図 7.11 に示す。これより、波形の歪は小さいことがわかる。また、図 7.8, 7.9, 7.10 の比較により電極の大きさによってセンサーの感度がかなり変わる。即ち、同じ大きさの被測定電界中にセンサーを挿入した場合、外部電極を付けずに測定した場合は非常に変調がかかりにくく、電極を付けた場合でも外部電極の面積が大きいほど変調がかかり易いことがわかる。表 7.1 に様々な外部電極を付けた場合の電極間に生じる電位差を測定結果から計算したものを示す。棒状電極は周波数が高くなるとダイポールアンテナとして動作するので高周波では有効であるが、100kHz 程度以下の周波数ではあまり効率が良くない。コプレーナ電極は 6.4 節で実験したもので、電極と電界が平行になるために電界を乱す可能性が高い。これより、電極形状及び電極の大きさによってセンサーの感度が大きく変わることがわかる。よって、感度が高く、かつ電界を乱さない電極構造を考案する必要がある。

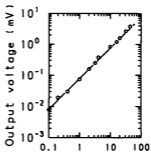
7.4 高周波電界計測実験

1.26GHz の高周波電界の計測実験を行う。周波数が高いのでセンサの構造が前節で述べたのと若干異なっている。変調器の動作が集中定数動作になるように図 7.12 に示すような変調用電極を用いる。また、電界を検出する外部電極として、全長 70mm のダイポールアンテナを用いる。センサの外観を図 7.13 に示す。計測対象は 1.26GHz 帯の基本導波管 (横 165.1mm×縦 82.6mm) を伝搬する TE_{10} モードの電界である。この導波管に出力 10W の 1.26GHz 帯用トランシーバの出力を人力する。導波管の終端には無反射終端を取り付ける。センサを導波管の中央にアンテナプローブが導波管の縦



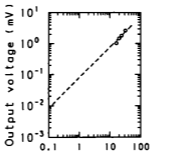
Electric field (V/cm)

(a) 周波数 60Hz



Electric field (V/cm)

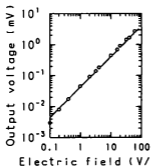
(b) 周波数 500Hz



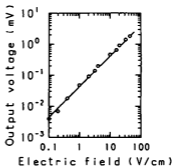
Electric field (V/cm)

(c) 周波数 100kHz

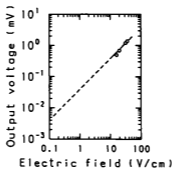
図 7.8 10mm×10mm の外部電極を用いた場合の印加された電界に対する光を検波した後の出力電圧



(a) 周波数 60Hz

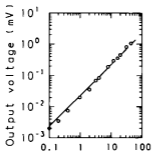


(b) 周波数 500Hz



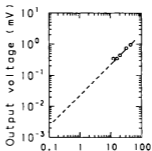
(c) 周波数 100kHz

図 7.9 10mm×5mm の外部電極を用いた場合の印加された電界に対する光を検出した後の出力電圧



Electric field (V/cm)

(a) 周波数 60Hz



Electric field (V/cm)

(b) 周波数 500Hz

図7.10 外部電極を用いない場合の印加された電界に対する光を検出した後の出力電圧

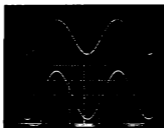


図7.11 観測された印加電界波形と光を検出した後の出力電圧波形

横軸 : 時間 (500 μ s/div)

縦軸上 : 出力電圧 (2mV/div)

下 : 被測定電界 (20(V/cm)/div)

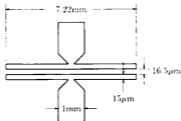


図7.12 高周波電界センサのための変調用電極パターン

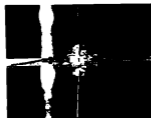


図7.13 高周波電界計測用センサの外観

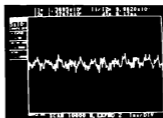


図7.14 1.26GHz高周波電界計測実験結果
横軸：時間 (1nsec/div)
縦軸：被変調光強度

と平行になるようにして導波管を横切るように挿入する。このようにして計測した結果を図7.14に示す。センサからの光出力の波形を光オシロスコープで観測した結果を示したものである。この図は変調部分を拡大したものであるが、波形はかなりノイズが重畳しているようである。これは変調度がたいへん小さく信号波形がノイズに埋もれてしまったことと、光オシロスコープのトリガー入力が非常に不安定であったからであると考えられる。1.26GHzの波形が見られることから検出した電界で光が変調を受けていることになる。つまり、電界を検出したことになり、高周波電界を計測することが可能であると考えられる。

第 8 章 電界計測における光検波

8.1 変調光の検波と信号処理

8.1.1 効率変調検波方式

光検波器の効率は一般には入射光強度に対する出力電流の比として与えられる。しかし、ここでは検波器だけでなく、外部回路も含めて考え、出力を電圧の形で取り出すものとする。したがって、検波効率 η を

$$\eta = \frac{dv}{dp}$$

と定義する。ここで、 v は出力電圧で、 p は入射光強度である。微分で定義したのは以下で述べるように強度変調光を検波することを考えるためである。周波数 ω_c で強度変調された光信号

$$p = P_0 + P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c) \quad (8.1)$$

を検波器に入射させると、その交流検波出力電圧 v は P_1 があまり大きくなければ、検波効率 η と入射光電力 p の積として

$$v = \eta P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c)$$

と表わされる。今、検波効率 η は光検波器の両端の電圧の関数になっていると考えられるので、ここではバイアス電圧 v_b の関数になっていると考える。簡単のため η とバイアス v_b が一次の関係にあるとすれば

$$v = A(v_b + B)P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c) \quad (8.2)$$

とおける。但し、 A 、 B は定数である。この v_b を局部発振周波数 ω_m で変調して

$$v_b = M_0 + M_1 \cos \omega_m t$$

とおき、(8.2)式に代入すると、

$$\begin{aligned} v &= A(M_0 + M_1 \cos \omega_m t + B)P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c) \\ &= A(M_0 + B)P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c) \\ &\quad + \frac{AM_1 P_1}{2} [\cos\{(\omega_c - \omega_m)t + \phi_c\} + \cos\{(\omega_c + \omega_m)t + \phi_c\}] \end{aligned}$$

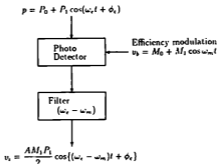


図 8.1 効率変調検波方式概念図

となる。変調周波数 ω_m を適当に選ぶと、増幅および処理のしやすい $\omega_c - \omega_m$ の中間周波成分

$$v_s = \frac{A M_1 P_1}{2} \cos\{(\omega_c - \omega_m)t + \phi_c\} \quad (8.3)$$

を得る。フィルタでこの成分を取り出して、包絡線検波すれば、検出すべき高周波電界の振幅 P_1 に比例する量が得られる。この方法を以下では変調波ヘテロダイン検波と呼ぶことにし、概念図を図 8.1 に示す。

一方、位相 ϕ_c を検出するには、 $\omega_c = \omega_m$ として v_s を直流分としてやればその大きさが $\cos \phi_c$ に比例することになる。これを変調波ホモダイン検波と呼ぶことにする。以上のように検波器の検波効率を変調することによって光信号を検波するので、これら二つの方式を効率変調検波方式ということにする。この方式は、現在用いられている直接検波方式において検波器のバイアスを局部発振周波数 ω_m で変化できるように変更するだけでよく、比較的簡単に電子回路のみで実現できる利点がある。

これまでは検波効率 η とバイアス電圧 v_b が一次の関係にあるとしたが、実際にはそのような単純な関係ではない。検波出力電圧は入射光強度 p とバイアス電圧 v_b との複雑な関数であって、高次の非線形項によっていろいろな周波数成分が生じる。しかし、2次、3次の項では $\omega_c - \omega_m$ の成分は生じないので、1次以上の項が大きいかぎり、フィルタで $\omega_c - \omega_m$ の成分を取り出すだけで、元信号に比例した出力が得られる。

ここで検波効率について簡単にふれておく。検波器の効率 η が検波器の両端電圧によって変化する仕組みには主として2通りある。1つはバイアス電圧が光子→電子の

変換効率そのものを变化させるためにバイアス電圧-検波効率特性が得られるものであり、他の1つは検波器の電流-電圧特性の非線形性によって両端電圧-検波効率特性が生じるものである。前者の場合には、バイアスを局部発振周波数 ω_m で变化させることによって光子-電子変換時に変調波ヘテロダイン動作を行なって $\omega_s - \omega_m$ の周波数の出力信号を得る。通常、検波器の周波数応答限界は、主に電子の走行効果やダイオード自身および外部回路の容量といった光子-電子変換後の事象に起因するものであるから、 $\omega_s - \omega_m$ をこの限界周波数より低く選べば、検波器の周波数応答限界を超えた情報信号 ω_s であっても効率変調方式によって取り出すことができる可能性がある。

8.1.2 二重変調方式(位相検出)

実際に位相 ϕ_s を検出する場合には、変調波ホモダイン動作によって直流分になった電圧だけでなく検波器に存在する他の直流成分が重畳するために、位相信号を安定に分離することが難しい。そこで次のような方法を考える。検波素子のバイアスを更に低い周波数で二重変調、即ち

$$v_b = M_0 + M_1'(1 + a \cos \omega_s t) \cos(\omega_c t + \phi_s) \quad (8.4)$$

としてやると、変調波ホモダイン動作時の検波出力は

$$v_1 = \frac{AM_1'P_1}{2} \cos \phi_s (1 + a \cos \omega_s t) \quad (8.5)$$

となって、周波数 ω_s の成分の振幅が $\cos \phi_s$ に比例することになる。従って、フィルタを使って周波数 ω_s の成分を取り出し、これを包絡線検波してやれば、 $\cos \phi_s$ に比例した出力を得ることができる。これから位相 ϕ_s を求めることができる。

また、検波器のバイアスを二重変調するのではなく、検波器入射光強度を二重変調してやっても同様な結果が得られる。つまり、

$$p = P_0 + P_1'(1 + a \cos \omega_s t) \cos(\omega_c t + \phi_s) \quad (8.6)$$

とすれば、検波出力成分は

$$v_1 = \frac{AM_1'P_1'}{2} \cos \phi_s (1 + a \cos \omega_s t) \quad (8.7)$$

となり、式(8.5)とほぼ同じものが得られる。この中間周波信号を前と同じ処理をすれば、位相角 ϕ_s を求めることができる。

8.1.3 光変調検波方式

(8.1)式と同様な振幅変調を受けている被変調光を考える。

$$p = P_0 + P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c)$$

変調された光を電氣的に検波する前に、一定の周波数 ω_m の信号により、

$$M_0 + M_1 \cos \omega_m t$$

という特性で強度変調すると、変調後の信号は

$$\begin{aligned} p &= \{P_0 + P_1 \cos(\omega_c t + \phi_c)\} \{M_0 + M_1 \cos \omega_m t\} \\ &= P_0 M_0 + P_0 M_1 \cos \omega_m t + P_1 M_0 \cos(\omega_c t + \phi_c) \\ &\quad + \frac{P_1 M_1}{2} [\cos\{(\omega_c - \omega_m)t + \phi_c\} + \cos\{(\omega_c + \omega_m)t + \phi_c\}] \end{aligned}$$

となる。この光信号を光検波器に入射させたとき、 $\omega_c - \omega_m$ の周波数成分のみをフィルタによって取り出すか、あるいは光検波器が ω_c 、 ω_m の周波数成分の信号に反応できないときであっても、 $\omega_c - \omega_m$ の周波数成分には反応できるように ω_m を設定すれば、中間周波成分の検波出力電圧として、(8.3)式とほぼ同じ

$$v_i = \frac{P_1 M_1}{2} \cos\{(\omega_c - \omega_m)t + \phi_c\}$$

が得られる。この検波方式は前もって光を変調してから検波するので、光変調検波方式と呼ぶことにする。この概念図を図8.2に示す。位相を検出する場合にも、前に述べた効率変調方式の場合と同様にすればよい。

8.2 効率変調検波方式の実験

前節で提案した効率変調検波方式によって、理論通りに強度変調された光信号が検波できるかどうかをまず確かめる。実験系を図8.3に示す。発光素子として半導体レーザ(LD)、受光素子としてpin-フォトダイオード(PD)を用いた。LDの注入電流を変調することにより、光を強度変調する。LDの注入電流-光出力特性は線形ではないが、線形部分を用いるようにLD注入電流のバイアス値及び変調振幅を選んだ。図8.4(a)はLDを1000kHzで変調した場合(上)のPD出力 V_d (下)である。強度変調光が検波されていることを示している。図8.4(b)はLDに変調をかけず、PDバイアス電圧(上)のみを1020kHzで変調した場合のPD出力である。PDのバイアス電圧 v_b は検波効率の変化を大きくするために、電流-電圧特性において非線形性の激しいところに

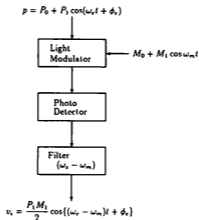


圖 8.2 光變調檢波方式概念圖

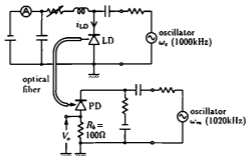


圖 8.3 強度變調檢波方式實驗系

動作点を設定しており、バイアス電圧を要調することによりPD出力電圧が変化することを示している。

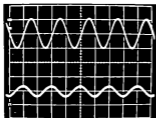
図8.4(c)にはLD、PDバイアス電圧共に要調した場合のPD出力(上)と、それを20kHzのバンドパスフィルタに通した時の出力波形(下)を示した。1000kHzと1020kHzとの差周波数20kHzの成分が生じており、効率要調検波方式は十分に動作することが確認された。

8.3 計測のモデル実験

本来の測定対象である高周波電磁界のモデルとして簡単な回路網を作り、回路各部の電圧の振幅と位相とを計測する。そして、計算値との比較を行なうことにする。光の要調方式として簡単のため直接要調を用いることにし、プローブによって高周波信号を取り出して、LDを要調するものとした。測定対象は図8.5に示すようにRC回路網に周波数1000kHzの信号源から給電したものをを用いた。図中の点 P_n ($n=1\sim 10$)の電圧の振幅と位相を計測する。 P_n は n が大きい程(信号源から遠ざかる程)振幅は減少し、位相は遅れていく筈である。使用したLDの動抵抗が6 Ω と低く、各計測点にそのまま接続すると各 P_n 点での電圧が大きく変化してしまうので、これに抵抗を直列接続したものをを用いた。この抵抗値は大きいほど良いが、あまり大きくすると十分な電流がLDに流れなくなるので100 Ω とし、これを接続することによる各 P_n 点での電圧振幅位相の変化はあらかじめ計算時に補正しておくことにする。

実験は、まず振幅の計測から行なった。この時の実験系を図8.6に示す。PDはバイアス電圧を周波数1020kHzで要調し、要調波ヘテロダイン動作させて、フィルタで20kHz成分を取り出し、増幅した後、その振幅を測定した。測定値と理論値を図8.8(a)に示す。ただし、 P_1 点における電圧振幅が1となるように正規化している。これを理論値と比較すると、 n が大きいところではずれが多少あるが、良く一致している。

次に位相 ϕ_n の計測実験を行なった。図8.7はその実験系である。測定対象であるRC回路網に20kHzで振幅要調された1000kHzの信号を加えている。そのため光は20kHzで振幅要調された1000kHzの信号で要調されることになり、8.1.2節で述べた二重要調方式の内では後者の方法である。前者の方法を用いなかったのは次の理由による。検波器のバイアスを(8.4)式のように二重要調した場合に、要調度をかなり大きくすると検波器の電流-電圧特性の非線形性によって、(8.1)式の変調光が入射されなくても周波数 ω_0 の成分が生じてしまうからである。後者の場合には検波器への入射光強度をあまり大きくしなければ、出力電流も小さく検波器の非線形性は大きな問題となら



(a) 光のみを変調した場合

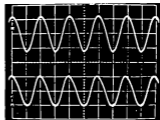
(横軸: $0.5\mu\text{s}/\text{div}$)

上: LD 変調電圧

(縦軸: $20\text{mV}/\text{div}$)

下: 出力電圧 V_o

(縦軸: $5\text{mV}/\text{div}$)



(b) バイアスのみを変調した場合

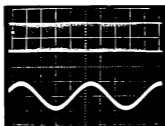
(横軸: $0.5\mu\text{s}/\text{div}$)

上: PD バイアス変調電圧

(縦軸: $50\text{mV}/\text{div}$)

下: 出力電圧 V_o

(縦軸: $5\text{mV}/\text{div}$)



(c) 光とバイアスの両方を変調した場合

(横軸: $100\mu\text{s}/\text{div}$)

上: 出力電圧 V_o (縦軸: $5\text{mV}/\text{div}$)

下: 20kHz のフィルタからの出力

(縦軸: $0.05\text{mV}/\text{div}$)

図 8.4 効率変調被波方式実験結果

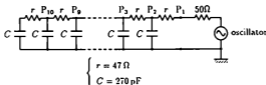


図 8.5 測定対象 RC回路網

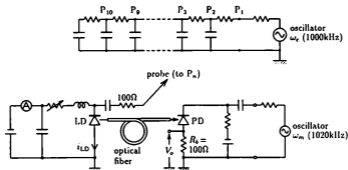


図 8.6 振幅計測実験系

ないのである。実験においては検波器への入射光強度はあまり強くなかったため、後者の方法をとったのである。ただし、LDの電流-光出力特性が完全な線形ではないので、(8.6)式に相当する電流を流すと光に変換された時点で低周波 ω_c 成分の光が生じてしまう可能性がある。従って、(8.6)式のLD電流のバイアス値及び振幅は慎重に選んで、検波素子のバイアスを変調しない時には低周波 ω_c 成分が出力されないように設定する必要がある。換言すればLDの光変調特性の良好な線形性が要求される。また、図 8.5中の移相器はRC回路網の P_1 点とPDに印加される電圧の位相をそろえる、即ち P_1 点での電圧に位相を位相の基準にするためである。なお、この移相器出力には若干の波形の乱れがあった。PDのバイアスは周波数1000kHzで変調した。この時の低周波20kHz成分の振幅測定値は(8.7)式からわかるように $\cos \phi_n$ と振幅の積に比例するので、振幅の測定値で割れば、 $\cos \phi_n$ のみの変化分が得られる。この値の逆正弦をとれば ϕ_n が得られる。これを図 8.8(b)に示した。計算値と比べると、 n が小さいと

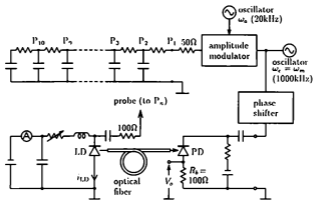


図 8.7 位相計測実験系

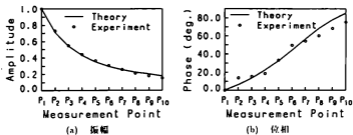


図 8.8 RC回路網の電圧の理論値及び測定値

ここではこれもかなり一致していることがわかる。 n が大きくなるとずれが生じているが、信号が小さくなるので、測定精度の点から誤差が大きくなっている。

まとめ

この第IV部では導波型光変調器の電界計測への応用に関する研究を行った。各章毎に得られた結果についてまとめる。

第6章は反射干渉型変調器の電界計測への応用を行った。反射干渉型変調器は基板端面にミラーを作り、フリップレロー共振器を構成して、導波路で光を位相変調して、出射光を強度変調する方式である。変調特性を計算し、反射光の方が透過光よりも変調度が大きくなることを示した。反射光を用いると光の入出力を同じ所のできる利点がある。また、変調度を最大にするミラーの反射率を求めた。Y-cut LiNbO₃基板にTiを熱拡散した導波路を基本にして変調器を製作し、変調特性の測定を行った。60Hzの電界の計測を試み、10V/cm程度の電界が計測できることを示した。しかし、温度の変化による変調特性の変化が観測され、温度変化への対策が課題である。

第7章は温度安定性の良い分岐干渉型変調器を用いた電界計測を行った。分岐干渉型変調器を用いたセンサ部を設計し、Z-cut LiNbO₃基板を用いて製作した。変調特性の測定を行い、設計通りの特性を得た。60Hzから100kHzの低周波の0.1V/cmから60V/cmの範囲の電界の計測を行った。このとき、電界を検出する電極は平行平板電極で、大きさが大きいほど感度が良くなることを示した。ただし、電極の大きさを大きくすると被測定電界をより乱すことが予想される。また、1.26GHzの高周波電界の計測の可能性を示した。

第8章は電界計測における光の検波方法について検討した。光の検波と同時に周波数変換を行うことを提案し、その方法として検波器の効率を変調する効率変調検波方式と前もって光を変調してから検波する光変調検波方式について述べた。また、光に載っている変調信号の位相を検出する方法についても述べた。pin-フォトダイオードを用いて、効率変調検波方式の実験を行い、1000kHzで変調された光を検波して、20kHzの信号を取り出した。電磁界計測のモデルとしてRC回路網の各部の電圧の振幅と位相を光波を用いて計測する実験を行った。

第 V 部

結論

本論文では導波型光変調器の高性能化とその応用についての研究を行った。高性能化の点では導波路のモード解析、製作した導波路の定数の測定、曲がり導波路の低損失化、変調帯域の増大を研究した。変調器の応用の点では電界計測への応用を試み、反射干渉型変調器や分岐干渉型変調器をセンサ部に用いて電界計測を行った。また、電界の情報が載った光を検波する時に周波数変換を行い、後の処理を容易にする方法についても検討した。各部で得られた結果を今後の課題とともに述べる。

第II部では光導波路に関する研究を行った。第1章ではビーム伝搬法による光導波路のモード解析を行列の固有値問題に帰着させて行った。まず、2次元導波路について行列の要素の求め方を示したが、規格化を行い、規格化周波数 V と規格化伝搬定数 b で表した。ガウス分布2次元導波路については伝搬定数は 10^{-7} 、界分布は 10^{-6} の精度で計算できることを示した。次に3次元導波路における行列の要素の求め方を示したが、同様な規格化を行い、 V 、 b に加えてアスペクト比 a で表した。ガウス分布光ファイバについて計算し、伝搬定数は 10^{-7} 、界分布は 10^{-5} の精度で計算できることを示したが、カットオフに近い場合には選点数が多く取れなかったため精度は少し悪くなった。最後に3次元拡散型導波路についても計算し、規格化分散曲線を求めた。今後の課題は選点数を増やして精度を向上させることや屈折率変化が大きい場合にも適用できるように改良することである。

第2章ではX-cut LiTaO₃にNbを1200°Cで3時間拡散して導波路を作製した。2次元導波路及び拡散源幅が10 μ m、5 μ mの2種類の3次元導波路の導波モードの伝搬定数を測定した。その結果と第1章の規格化分散曲線の計算結果を用いて、導波路定数の推定を行い、厚み方向拡散長は1.72 μ m、横方向拡散長は2.3 μ mと求められた。また、異常光屈折率に対する最大屈折率変化と拡散源厚さとの関係を求めた。今後の課題は測定精度の向上と3次元導波路においても屈折率の分布関数を推定できるようにすることである。

第3章では曲がり導波路の低損失化を行った。曲がり導波路の損失の要因を考察し、光波の波面が傾きやすくなる構造として、曲がりの外側を削り、内側を広くする導波路構造を提案した。2次元導波路においてビーム伝搬法で解析を行い、曲がり角が0.04radの場合に計算例では単純に折り曲げた場合よりもdB値で約10分の1の損失になる結果が得られた。今後の課題は3次元導波路に適用することと実験による検証である。

第III部では導波型光変調器の広帯域化に関する研究を行った。第4章では進行波動作における帯域の制限要因について検討し、広帯域化をはかる電極構造を提案した。電極を誘電率の高い基板に直接付けずに間に誘電率の低いバッファ層を挟むこと

により、電極間の容量を小さくして、変調波の速度を速くする構造である。境界要素法を用いて準TEM解析を行い、電極長が1cmの場合でも20GHz以上もの広帯域化が可能であることを示した。次に提案した電極構造を分岐干渉型変調器に応用し、線路の損失も考慮すると電極長5mmで帯域幅13GHz、 $P/\Delta f$ は1.6mW/GHzという性能を持つことを示した。また、提案した構造は他の駆動方式を用いる場合でも有用な電極構造であると言える。

第5章は第4章で提案した電極構造を実際に製作した。従来用いられてきた電極構造も製作し、マイクロ波特性の測定を行った。電極を伝搬してきたマイクロ波の位相を比較することにより、バッファ層を入れることにより変調波の速度が速くなっていることを確かめた。今後の課題は実際に光を変調し、広帯域化されていることを確かめることである。また、電極の損失の低減も課題である。

第IV部では導波型光変調器の電界計測への応用に関する研究を行った。第6章は反射干渉型変調器の電界計測への応用を行った。反射干渉型変調器は基板端面にミラーを作り、ファブリペロー共振器を構成して、導波路で光を位相変調して、射出光を強度変調する方式である。変調特性を計算し、反射光の方が透過光よりも変調度が大きくなることを示した。反射光を用いると光の入出力を同じ所でできる利点がある。また、変調度を最大にするミラーの反射率を求めた。Y-cut LiNbO₃基板にTiを熱拡散した導波路を基本にして変調器を製作し、変調特性の測定を行った。60Hzの電界の計測を試み、10V/cm程度の電界が計測できることを示した。しかし、温度の変化による変調特性の変化が観測され、温度変化への対策が課題である。

第7章は温度安定性の良い分岐干渉型変調器を用いた電界計測を行った。分岐干渉型変調器を用いたセンサ部を設計し、Z-cut LiNbO₃基板を用いて製作した。変調特性の測定を行い、設計通りの特性を得た。60Hzから100kHzの低周波の0.1V/cmから60V/cmの範囲の電界の計測を行った。このとき、電界を検出する電極は平行平板電極で、大きさが大きいほど感度が良くなることを示した。ただし、電極の大きさを大きくすると被測定電界をより乱すことが予想される。また、1.26GHzの高周波電界の計測の可能性を示した。今後の課題はもっと高い周波数の電界を計測することと電界を検出する電極について検討し、被測定電界を乱さず、かつ感度の良い電極構造を見出すことである。

第8章は電界計測における光の検波方法について検討した。光の検波と同時に周波数変換を行うことを提案し、その方法として検波器の効率を変調する効率変調検波方式と前もって光を変調してから検波する光変調検波方式について述べた。また、光に載っている変調信号の位相を検出する方法についても述べた。pin-フォトダイオー

ドを用いて、効率変調検波方式の実験を行い、1000kHzで変調された光を検波して、20kHzの信号を取り出した。電磁界計測のモデルとしてRC回路網の各部の電圧の振幅と位相を光波を用いて計測する実験を行った。今後の課題はもっと高い周波数で実験を行うことと実際の電界計測に適用することである。

導波型変調器をはじめとする導波型デバイスの個々の素子は実用化の域に近づいてきたが、それらを集積化する試みは始ったばかりでどのような機能を持った回路が実現されるか楽しみである。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、懇切なる御指導を賜った京都大学工学部小倉久直教授に纏んで感謝いたします。

京都大学工学部佐々木昭夫教授には適切な御指導を賜り、厚く感謝いたします。同学中島将光助教授には研究を進めるにあたり、丁寧な御指導及び数多くの御助言を賜り、厚く感謝いたします。同学北野正雄助教授、高橋信行助手には貴重な御助言を賜り、心から感謝いたします。

岡山大学工学部福井康教授、野木茂次助教授には本論文をまとめるにあたり、多大なる御配慮及び暖かな御激励を賜り、厚く感謝いたします。同学和田修己助教授には京都大学御在籍時から有益な御助言を頂き、厚く感謝いたします。

本論文の内容に関しては、京都大学工学部電子工学科高周波工学講座に在籍した大学院生、学生：笹塚圭、奥田昌宏、川端孝史、布施優、杉原洋、浜崎浩史、金田博之、山本昇、白川浩一の各氏、および関西大学工学部学生橋谷主税氏ら多くの方の協力を得たもので、ここに深く感謝いたします。

本論文に収録されている数値計算は京都大学大型計算機センターを用いて行ったものであり、関係各位に感謝いたします。また、本論文の内容の一部は文部省科学研究費特定研究「光波利用センシング」の援助を受けたことを記し、感謝いたします。

参考文献

- [1] S. E. Miller: "Integrated optics: an introduction", *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 7, 2059-2068 (1969).
- [2] P. Granstrand, B. Stoltz, L. Thylen, and K. Bergvall: "Strictly nonblocking 8×8 integrated optical switch matrix", *Electron. Lett.*, **22**, 15, 816-818 (1986).
- [3] 井筒, 末田: "広帯域導波形光強度変調素子", *信学論(C)*, **J64-C**, 4, 264-271 (昭和56年).
- [4] R. A. Becker: "Traveling-wave electro-optic modulator with maximum bandwidth-length product", *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 11, 1168-1170 (1984).
- [5] S. K. Korotky, G. Eisenstein, R. S. Tucker, J. J. Veselka, and G. Raybon: "Optical intensity modulation to 40GHz using waveguide electro-optic switch", *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 23, 1631-1633 (1987).
- [6] M. Izutsu, A. Enokihara, and T. Sueta: "Integrated optic temperature and humidity sensors", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 1, 833-836 (1986).
- [7] H. Toda, M. Haruna, and H. Nishihara: "Optical integrated circuit for a fiber laser doppler velocimeter", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-5**, 7, 901-905 (1987).
- [8] T. R. Ranganath and S. Wang: "Ti-diffused LiNbO_3 branched-waveguide modulators: performance and design", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-13**, 4, 290-295 (1977).
- [9] G. B. Hocker and W. K. Burns: "Modes in diffused optical waveguides arbitrary index profile", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 6, 270-276 (1975).
- [10] Y. Suematsu and K. Furuya: "Propagation mode and scattering loss of a two-dimensional dielectric waveguide with gradual distribution of refractive index", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, **MTT-20**, 3, 524-531 (1972).
- [11] E. A. J. Marcanti: "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 7, 2071-2102 (1969).

- [12] G. B. Hocker and W. K. Burns : "Mode dispersion in diffused channel waveguides by effective index method", *Appl. Opt.*, **16**, 1, 113-118 (1977).
- [13] H. F. Taylor : "Dispersion characteristics of diffused channel waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-12**, 12, 748-752 (1976).
- [14] 小林, 小野寺, 中島, 栗井, 池上 : "拡散形導波路の閉じた形式の近似解法", 電気学会電磁界理論研資, EMT83-1 (昭和58年).
- [15] K. Yasuura, K. Shimohara, and T. Miyamoto : "Numerical analysis of a thin-film waveguide by mode-matching method", *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 2, 183-191 (1980).
- [16] C. Yeh, K. Ha, S. B. Dong, and W. P. Brown : "Single-mode optical waveguides" *Appl. Opt.*, **18**, 10, 1490-1504 (1979).
- [17] 早田, 小柴, 鈴木 : "金属クラッドと誘電体オーバーレイが部分的に装荷された拡散形光導波路の解析", 信学論(C), J67-C, 1, 39-46 (昭和59年).
- [18] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr. : "Light propagation in graded-index optical fibers", *Appl. Opt.*, **17**, 24, 3990-3998 (1978).
- [19] C. Yeh, W. P. Brown, and R. Szejn : "Multimode inhomogeneous fiber couplers", *Appl. Opt.*, **18**, 4, 489-495 (1979).
- [20] J. Van Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse : "Beam propagating method : analysis and assesment", *J. Opt. Soc. Am.*, **71**, 7, 803-810 (1981).
- [21] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr. : "Computation of mode eigenfunctions in graded-index optical fibers by the propagating beam method", *Appl. Opt.*, **19**, 13, 2240-2246 (1980).
- [22] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr. : "Comparison of calculated and measured performance of diffused channel-waveguide couplers", *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 10, 1296-1304 (1983).
- [23] 小野, 沢 : "Propagating beam method に基づく誘電体光導波路の正規モードの解析", 信学論(C), J68-C, 2, 143-146 (昭和60年).
- [24] 小野, 沢 : "Propagating beam method に基づく誘電体導波路の正規モードの解析", 電気学会電磁界理論研資, EMT85-77 (昭和60年).

- [25] W. E. Martin : "Refractive index profile measurements of diffused optical waveguides", *Appl. Opt.*, **13**, 9, 2112-2116 (1974).
- [26] M. Minakata, S. Saito, M. Shibata, and S. Miyazawa : "Precise determination of refractive-index changes in diffused LiNbO₃ optical waveguides", *J. Appl. Phys.*, **49**, 9, 4677-4682 (1978).
- [27] J. M. White and P. F. Heidrich : "Optical waveguide refractive index profile determined from measurement of mode indices : a simple analysis", *Appl. Opt.*, **15**, 1, 151-155 (1976).
- [28] K. Ogusu : "Transmission characteristics of optical waveguide corners", *Opt. Commun.*, **55**, 3, 149-153 (1985).
- [29] 椎名, 白石, 川上 : "曲がり導波路の低損失化の一方法", 昭61 信学総全大, 881.
- [30] S. K. Korotky, E. A. J. Marcatili, J. J. Veselka, and R. H. Bosworth : "Greatly Reduced Losses for Small-Radius in Ti:LiNbO₃ Waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 2, 92-94 (1986).
- [31] B. Schüppert : "Reduction of Bend Loss in Ti:LiNbO₃ waveguides through MgO Double Diffusion", *Electron. Lett.*, **23**, 15, 797-798 (1987).
- [32] E. -G. Neumann and W. Richter : "Sharp Bends with Low Losses in Dielectric Optical Waveguides", *Appl. Opt.*, **22**, 7, 1016-1022 (1984).
- [33] H. Nishimoto, S. Suzuki, and M. Kondo : "Polarisation-independent LiNbO₃ 4×4 matrix switch", *Electron. Lett.*, **24**, 18, 1122-1123 (1988).
- [34] E. -G. Neumann : "Reduction radiation loss of tilts in dielectric optical waveguides", *Electron. Lett.*, **17**, 11, 369-370 (1981).
- [35] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr. : "Calculation of dispersion in graded-index multimode fibers by beam-propagation method", *Appl. Opt.*, **18**, 6, 2843-2851 (1979).
- [36] 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上 : "任意の屈折率分布を有する光薄膜導波路の新しいモード解析法について", 信学技報, MW81-72 (昭和56年).

- [37] N. Sibanuma, H. Onodera, I. Awai, M. Nakajima, and J. Ikenoue : "Analysis of graded-index fibers by means of the transverse resonance method", *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 11, 1502-1505 (1982).
- [38] D. Gloge : "Weakly guiding fibers", *Appl. Opt.*, **10**, 10, 2252-2258 (1971).
- [39] W. Kern and D. A. Puotinen : "Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology", *RCA Rev.*, **31**, 6, 187-206 (1970).
- [40] 小野寺, 奥田, 栗井, 中島, 池上 : "Nb 拡散 LiTaO₃ 導波路とそれを用いた導波-放射モード結合型光変調器", *信学論(C)*, J67-C, 1, 70-77 (昭和50年).
- [41] H. Onodera, I. Awai, and J. Ikenoue : "Refractive index measurement of bulk materials : prism coupling method", *Appl. Opt.*, **22**, 8, 1194-1197 (1983).
- [42] R. Ulrich and R. Torge : "Measurement of thin film parameters with a prism coupler", *Appl. Opt.*, **12**, 12, 2901-2908 (1973).
- [43] 石川, 井筒, 末田 : "BPM による光導波路レンズの特性解析", *輻射科学研究会資料*, RS88-15 (昭和63年).
- [44] 洲之内 : "数値計算", 73, サイエンス社 (昭和53年).
- [45] S. Kawakami and K. Baba : "Field distribution near an abrupt bend in single-mode waveguides : a simple model", *Appl. Opt.*, **24**, 21, 3643-3647 (1985).
- [46] L. A. Molter-Orr, H. A. Haus, and F. J. Leonberger : "20GHz optical waveguide sampler", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 12, 1877-1883 (1983).
- [47] 村上, 水落, 井筒, 末田 : "定在波形電極を用いた導波形光変調素子", *信学技報*, OQE86-126 (昭和61年).
- [48] 李, 藤井 : "蛇行光導波路を持つ広帯域 LiNbO₃ 進行波型光変調器の提案", 1989年 信学春季全大, C-479.
- [49] E. A. J. Marcatili : "Optical subpicosecond gate", *Appl. Opt.*, **19**, 9, 1468-1476 (1980).
- [50] 米倉, 川島, 中島, 栗井, 池上 : "速度整合可能な進行波型光変調電極とその解析", 昭59 信学総全大, 1098.

- [51] H. Haga, M. Izutsu, and T. Sueta : "LiNbO₃ traveling-wave light modulator/switch with etched groove", IEEE J. Quantum Electron., QE-22, 6, 902-906 (1986).
- [52] 三浦, 皆方, 川上 : "広帯域-高効率進行波形光変調器", 信学技報, OQE87-26 (昭和62年).
- [53] 井筒, 山根, 末田 : "導波形光変調素子の進行波動作", 信学技報, OQE76-25 (昭和51年).
- [54] C. A. Brebbia (神谷, 田中正, 田中 喜 訳) : "境界要素法入門", 培風館 (昭和55年).
- [55] M. Izutsu, H. Nakanishi, and T. Sueta : "Design consideration for guided-wave light modulator with coplanar waveguide type electrodes", Trans. IECE Japan (Section F), E64, 4, 415-417 (1986).
- [56] 西原, 春名, 橋原 : "光集積回路", オーム社, 117 (昭和60年)
- [57] J. Chang, C. N. Vittitoe, B. T. Neyer, and W. P. Ballard : "An electro-optical technique for intense microwave measurements", J. Appl. Phys., 57, 11, 4843-4848 (1985).
- [58] 井上, 河村 : "高電界用光ファイバセンサの基礎研究", 光ファイバセンサワークショップ, WOFS3-12 (昭和61年).
- [59] V. B. Baglikov, R. Yu. Dolinin, E. M. Zolotov, V. M. Pelekhatyi, and R. F. Tavlykaev : "Investigation of an electric field sensor based on an integrated optical Mach-Zehnder modulator", Sov. J. Quantum Electron., 18, 10, 1353-1355 (1988).
- [60] C. H. Bulmer : "Sensitive, highly linear lithium niobate interferometers for electromagnetic field sensing", Appl. Phys. Lett., 53, 24, 2364-2370 (1988).
- [61] P. S. Cross, R. A. Baumgartner, and B. H. Kolner : "Microwave integrated optical modulator", Appl. Phys. Lett., 44, 5, 486-488 (1984).
- [62] C. H. Bulmer and W. K. Burns : "Linear interferometric modulators in Ti:LiNbO₃", IEEE J. Lightwave Technol., LT-2, 4, 512-521 (1984).
- [63] J. L. Jackel, V. Ramaswamy, and S. P. Lyman : "Elimination of out-diffused surface guiding in titanium-diffused LiNbO₃", Appl. Phys. Lett., 38, 7, 509-511 (1981).

- [64] S. Yamada and M. Minakata : "DC drift phenomena in LiNbO₃ optical waveguide devices", Japan J. Appl. Phys. **20**, 4, 733-737 (1981).

発表論文等

1. 佐藤, 中島: "準速度整合進行波型光変調電極とその解析", 信学論 (C), J69-C, 10, 1291-1296 (昭和61年).
2. M. Sanagi and M. Nakajima: "Quasi-matched-velocity traveling-wave-type electrodes for light modulators and their analysis", Electron. of Eng. Jpn. 2, Electron., 70, 8, 80-86 (1987).
3. 佐藤, 杉原, 中島: "レーザーを利用した高周波電磁界計測", レーザー研究, 15, 9, 734-742 (昭和62年).
4. M. Sanagi and M. Nakajima: "A method of curvature enhancement of optical waveguide bends", IOOC'89 Technical Digest, 2, 140-141 (1989).
5. 中島, 佐藤: "「光波利用センシング」成果報告書: 6章3-4 光ICセンサによる電界分布の計測", オーム社, 270-272 (平成2年).
6. M. Sanagi and M. Nakajima: "An optical waveguide bend with enhanced curvature and optimization of its structure", Fiber and Integrated Optics, 9, 4, 329-345 (1991).
7. Y.-K. Choi, M. Sanagi, and M. Nakajima: "Measurement of low frequency electric field using Ti: LiNbO₃ optical modulator", IEE Proc., Pt. J に掲載予定.

口頭発表等

1. 川端, 佐藤, 中島: “速度整合可能な進行波型光変調電極とその解析 - その 2 -”, 昭 60 信学総全大, 952.
2. 佐藤, 植谷, 中島: “速度整合可能な進行波形光変調電極の提案とその解析”, 信学技報, MW85-14 (昭和 60 年).
3. 布施, 佐藤, 中島: “光波利用高周波電界のセンサ計測について”, 光ファイバセンサワークショップ, WOF53-13 (昭和 61 年).
4. 中島, 佐藤: “光変調器の高速化・広帯域化について”, 昭 61 信学光・電波全大, S4-1.
5. 中島, 佐藤, 杉原: “光波利用による高周波電界計測の基礎”, 特定研究「光波利用センシング」成果報告書 (第 1 年度), 57-58 (昭和 62 年).
6. 杉原, 佐藤, 中島: “光波利用マイクロ波電磁界計測の理論的検討”, 特定研究「光波利用センシング」第 7 回研究会講演資料集, 11-14 (昭和 62 年).
7. 佐藤, 杉原, 中島: “電磁界計測のための光変調と光検波”, 信学技報, OQE87-152 (昭和 63 年).
8. 中島, 佐藤, 杉原, 中島: “光波利用によるマイクロ波電磁界の計測について”, 特定研究「光波利用センシング」第 2 回シンポジウム講演資料集, 257-262 (昭和 63 年).
9. 中島, 佐藤, 杉原, 中島: “光波利用によるマイクロ波電磁界の計測について”, 特定研究「光波利用センシング」成果報告書 (第 2 年度), 63-64 (昭和 63 年).
10. 佐藤, 杉原, 中島: “電界センサに用いる反射型変調器の高効率化”, 昭 63 信学春季全大, C-488.
11. 杉原, 佐藤, 中島: “導波型光変調器を用いた電界計測”, 昭 63 信学秋季全大, C-324
12. 佐藤, 中島: “分岐干渉型変調器を用いた電磁界計測”, 特定研究「光波利用センシング」第 11 回研究会講演資料集, 15-18 (昭和 63 年).
13. 中島, 佐藤: “光波利用による超高周波電磁界のセンサー計測”, 特定研究「光波利用センシング」第 3 回シンポジウム講演資料集, 263-268 (平成元年).

14. 佐藤, 中島: “折れ曲がり光導波路の曲げ角の拡大”, 信学技報, OQE88-113 (平成元年).
15. 中島, 佐藤: “光波利用による電界のセンサー計測”, 特定研究「光波利用センシング」成果報告書 (第3年度), 63-64 (平成元年).
16. 山本, 金田, 佐藤, 中島: “分岐干渉型光変調器を用いた電磁界計測”, 光波センシング技術研究会, LST3-13 (平成元年).
17. 佐藤, 中島: “折れ曲がり光導波路の低損失化”, 1989年信学秋季全大, C-247.
18. 佐藤, 中島: “低損失曲がり光導波路の最適形状化”, 信学技報, OQE89-120 (平成2年).
19. 佐藤, 中島: “低損失曲がり光導波路の伝搬特性”, 1990年信学春季全大, C-205.