Osaka University Knowledge Archive

Title	光導波路を用いたホログラム集積化に関する研究
Author(s)	栖原, 敏明
Citation	大阪大学, 1978, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1114
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

光導波路を用いたホログラム集積化に関する研究

昭和53年３月

栖　原　敏　明

内　容　梗　概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻博士課程に在学中、小山研究室において行った“光導波路を用いたホログラム集積化に関する研究”をまとめたもので、８章から構成されている。
以下、その各章について、内容の梗概を述べる。

第１章　序　論

本章では、ホログラムメモリ研究の現状を概観するとともに、集積化されたメモリ装置構成上の問題点を指摘する。また光導波路に関する研究の沿革と現状に触れ、ホログラム集積化のために光導波路を用いる本研究の目的や意義を明らかにする。

第２章　光ファイバを用いたホログラムメモリ

光導波路のうち低損失、可撓（とう）性を特徴とする光ファイバをとり上げ、これを利用したホログラムメモリについて述べる。先ず光ファイバから出射する放射電磁界の諸性質を理論的に明らかにし、続いてこの光波をホログラム記録・再生に用いる場合のレスポンス、再生像分解能、回折効率について理論的に検討するとともに実験結果を示す。さらにホログラムを多数集積化してメモリ装置を構成する方法について考察する。

第３章　導波路ホログラムの提案と動作解析

集積化の目的に適合した新方式のホログラムとして薄膜導波路とホログラムが一体化された構造をもつ導波路ホログラムを提案し、その動作解析を行う。

先ず動作原理を説明し、続いて理論解析により基本的特性と忠実な波面再生のための条件を明らかにする。さらに分解能、収差など画像情報の再生特性について詳細に検討する。

第４章　導波路ホログラム構成材料としてのアモルファス半導体膜

導波路ホログラム構成に最適な材料としてアモルファス半導体膜をとり上げ、その基礎特性について述べる。先ずホログラム記録材料としての特性を理論、実験両面から検討し、非線形特性、体積ホログラム的特性を明らかにする。続いて導波路ホログラム記録に供するための光導波路構造の構成および新たに見出された電子ビーム誘起屈折率変化を利用した周辺素子作成について検討する。

第５章　導波路ホログラムの記録・再生実験

本章では導波路ホログラムの実験結果を示す。参照波として平面波を用いる方式で導波路ホログラムを作成し、第３章で展開した理論的解析の結果を裏付けるとともに、良質の再生像を得ることに成功した。また再生像の品質に影響を与える諸要因について実験的見地から検討を加え、理論では知ることの困難な特性を明らかにした。さらに参照波として導波路光を用いる方式の可能性を実験的に確認した。

第６章　導波路ホログラムの高効率化

高効率化の問題について理論および実験の両面から検討を行う。高効率を実現しかつ再生像の分解能を損わないための基本的設計指針を明らかにし、種々のタイプを考えて数値解析により回折効率を計算して具体的設計例を示す。本設計法により作成したレリーフ型導波路ホログラムの実験では従来の方式では得られなかった高効率を達成して設計法の妥当性を確認するとともに、良質の再生像を得ることに成功した。

第７章　導波路ホログラムの集積化および選択再生

導波路ホログラム再生システムを光源をも含めた光集積回路として構成する方法について述べる。先ず再生光源に要求される条件を考察し、単一モード発

振半導体レーザが、導波路との結合部に波面変換機能を備えた結合器を用いるならば必要な条件を満すことを示す。続いて選択再生の方法として多層導波路構造と光スイッチを用いる方式を提案し、結合部の設計に関する検討を行って、導波路ホログラム集積化の方向を基礎づける。

第8章　結　　論

本研究で得られた成果を総括し、今後における問題点や課題を述べる。

光導波路を用いたホログラム集積化に関する研究

目　　次

第1章　序　論 …… 1
1.1.　ホログラムメモリの研究の概況と問題点 …… 1
1.2.　光導波路のホログラムメモリへの応用 …… 2
1.3.　光ファイバを用いたホログラムメモリ構成 …… 3
1.4.　薄膜導波路を用いたホログラムメモリ集積化 …… 5
1.5.　本論文の構成 …… 8

第2章　光ファイバを用いたホログラムメモリ …… 9
2.1　緒　言 …… 9
2.2.　光ファイバ出射光の解析 …… 9
2.2.1.　光ファイバ内の導波光モード …… 9
2.2.2.　放射電磁界分布の導出 …… 10
2.2.3.　遠視野像の性質 …… 13
2.2.4.　放射電磁界のモード間直交性 …… 18
2.3.　光ファイバ出射光のホログラフィへの応用 …… 19
2.3.1.　ホログラムの記録・再生 …… 19
2.3.2.　点像分布関数と再生像の分解能 …… 21
2.3.3.　回折効率の低減係数 …… 23
2.3.4.　実験結果 …… 26
2.4.　メモリ装置構成の検討 …… 27
2.5.　結　言 …… 30

第3章　導波路ホログラムの提案と動作解析 …… 31
3.1.　緒　言 …… 31

3.2.　導波路ホログラムの動作原理の解析 ……31
3.2.1.　解析モデル ……31
3.2.2.　導波路ホログラム内の波動方程式 ……34
3.2.3.　回折波 ……36
3.2.4.　空間周波数スペクトルを用いた説明 ……42
3.2.5.　波面再生の伝達関数および回折効率 ……44
3.2.6.　従来の方式のホログラムとの比較 ……48
3.3.　画像情報の再生特性 ……50
3.3.1.　3次元モデルの回折波 ……50
3.3.2.　結像特性 ……52
3.3.3.　再生像の分解能 ……57
3.4.　結　言 ……60

第4章　導波路ホログラム構成材料としての
アモルファス半導体膜 ……62
4.1.　緒　言 ……62
4.2.　ホログラム記録特性 ……63
4.2.1.　アモルファス半導体膜の屈折率変化 ……63
4.2.2.　非線形特性の影響 ……65
4.2.3.　体積ホログラム的特性 ……66
4.2.4.　記録特性の測定 ……71
4.2.5.　ホログラム記録の実際例 ……73
4.3.　アモルファス半導体を用いた光導波路 ……75
4.3.1.　単層薄膜導波路 ……75
4.3.2.　複合型薄膜導波路 ……76
4.3.3.　電子ビーム照射効果 ……80
4.3.4.　3次元導波路の電子ビーム書込 ……82
4.4.　結　言 ……83

第５章　導波路ホログラムの記録・再生実験 …… 85
5.1.　緒　言 …… 85
5.2.　平面波を参照波とした記録 …… 85
5.2.1.　試料の作成 …… 85
5.2.2.　記録条件 …… 87
5.2.3.　再生特性 …… 89
5.2.4.　導波路光のエバネッセント波を用いる場合と
非エバネッセント波を用いる場合の比較 …… 92
5.3.　導波路光を参照波とした記録 …… 93
5.3.1.　参照波に導波路光を用いる事の意義と問題点 …… 93
5.3.2.　記録条件 …… 95
5.3.3.　再生特性 …… 96
5.4.　結　言 …… 97

第６章　導波路ホログラムの高効率化 …… 98
6.1.　緒　言 …… 98
6.2.　高効率化のための構造 …… 98
6.3.　回折効率の計算 …… 101
6.3.1.　導波路ホログラムの回折効率と伝搬定数 …… 101
6.3.2.　電磁界分布の展開 …… 103
6.3.3.　波動方程式と境界条件 …… 104
6.3.4.　特性方程式 …… 108
6.3.5.　数値計算結果 …… 109
6.4.　レリーフ型導波路ホログラムの実験 …… 115
6.4.1.　化学エッチングによる作成 …… 115
6.4.2.　回折効率の測定 …… 116
6.4.3.　赤外光再生特性 …… 119
6.5.　導波路ホログラムの雑音と分解能劣化の要因 …… 119

6.6.　結　言 …… 122

第7章　導波路ホログラムの集積化および選択再生 …… 124
7.1.　緒　言 …… 124
7.2.　再生光源に要求される条件 …… 124
7.2.1.　波　面 …… 124
7.2.2.　再生光源に要求される条件 …… 125
7.3.　選択再生の方法 …… 126
7.4.　導波路間の結合部の設計 …… 127
7.4.1.　導波路の伝搬定数を一致させる結合法 …… 127
7.4.2.　グレイティングを用いる結合法 …… 130
7.5.　結　言 …… 132

第8章　結　論 …… 133

付　録 …… 137

謝　辞 …… 140

参考文献 …… 141

第1章　序　　論

1.1　ホログラムメモリの研究の概況と問題点

近年、情報処理装置の高性能化を実現するために電子工学への光の導入がなされ、レーザの実用化に助長されて光波電子工学と呼ばれる重要な一分野を形成するまでに発展した。この分野で純電子的装置の行詰り打開に期待をかけられ、第1に本格的な応用研究が行われたのは光メモリである。なかでもホログラムメモリは記録の高密度性、高冗長性および高度な情報処理能力が注目され、ディジタルおよびアナログ情報を蓄積する大容量メモリの実現をめざして現在までに多くの研究が行われてきた。

レーザが発明されて以後のホログラムメモリの研究は、基礎理論の確立[1,2]情報処理機能の可能性の追求[3,4]情報記録密度の検討[5,6]高密度化のための多重記録法の考案[7,8]および雑音軽減の検討[9]固定および可逆記録材料の開発[10,11]、メモリ装置構成法の検討[12]など広範囲に及び、光学、電子工学、情報工学、材料工学の各立場から多大な努力が注がれてきた。その成果として既に用途によっては実用に供される装置[13]が生み出され、ないしは実用化を意識した装置が試作されるに到っている。[14−16]これらの研究を通じて、個々のホログラムに関してはその情報記録密度はほぼ限界にまで高められ[17]情報処理システムのメモリハイアラーキの中でホログラムメモリの果すべき役割も明確になってきた。[18]

ホログラムメモリは純電子的装置と有機的に結合された情報処理システムの中で、大容量ファイルメモリとしてその長所を活用しなければならない。しかし、このため多数のホログラムを集積化する面からみれば、上記のように多くの努力が注がれてきたにもかかわらず、現状では純電子的メモリ装置とコンパティブルかつ相補的に作動する装置を構成しうる段階には到っていないように思われる。その最大の原因として、従来のホログラムメモリでは記録・再生に必要な光波として自由空間内を伝搬する光ビームが用いられており、従ってそ

の光学系は小型化が困難で信頼性にも問題のあるレンズ、ミラー等からなる古典的な光学実験装置のそれと本質的に変るものではなかったことが指摘できる。

1.2　光導波路のホログラムメモリへの応用

自由空間中の光ビーム以外の光波をホログラム記録・再生に利用することの研究として、誘電体境界面での光波全反射に伴うエバネッセント波の利用[19-21]、およびホログラム写真乾板中を繰返し全反射により進行する光ビームの利用[22]の研究がある。その結果は局在化された光波を用いるホログラフィの可能性を示すものとして重要である。しかしこれらは集積化を目的として行われた研究ではなく、またそれに適した方式でもない。

前節で指摘した問題点を打開し、光源および必要な周辺素子までがホログラムと共に集積化されたメモリ装置を構成するためには、媒質内に導波された光波の利用すなわち光導波路の利用に関する研究が必要不可欠である。

光導波路は光ファイバと薄膜導波路に大別される。光ファイバに関しては、高屈折率の細い円柱状透明媒体内に光が導波されることの概念は古くから知られ、可撓（とう）性をもった光伝送要素として従来からファイバスコープやライトガイドに応用されてきた。[23] さらに近年、大容量情報伝送の必要性から光通信システムの開発が本格的に行われるに到って、光ファイバは最適の伝送媒体としてとり上げられたため、その研究は急速に進展した。[24] 現在では1 dB／km程度の超低損失が達成され、種々のタイプの光ファイバが製造され実用に供される状態にある。一方、薄膜導波路はマイクロ波領域における誘電体導波路の延長として生まれたものである。光通信システムは端末に光源、変調器、偏向器、スイッチング素子、分岐素子などを必要とするが、これらのデバイスを一枚の基板上に集積して構成する光集積回路の概念[25,26] が導入されている。薄膜導波路はその基本要素としてとり上げられ、これを用いた集積光学デバイスの研究が活発に行われている。[26] 光集積回路素子にはその機能から見て光メモリ装置に要求される素子と共通なものが数多い。又、グレイティ

ング入出力結合器[27]のようにホログラフィックに作成され、ホログラムの原理により作動する素子もある。これらの事実は、ホログラムメモリの光集積回路的構成の可能性を示唆するものである。

このように光導波路の研究は近年目ざましいものがあり、光導波エレクトロニクスと呼ばれる光波電子工学の新領域をなすものであるが、その応用は現在までほとんど光通信に限られていた。光導波路を光情報処理の分野に応用すれば装置を小型化し、高信頼性を実現しうる可能性がある。この事は今までに指摘はされてきたが[28,29]技術的困難さから実際に応用研究に着手されたことは少く、[28]特にホログラムメモリに応用することの研究はこれまでほとんど行われていない。

本研究は、ここで述べた光導波路の可能性をシーズとして集積化メモリ装置実現のニーズに応えるべく、光導波路を用いた新しいホログラム記録・再生方式の提案とそれに伴う諸問題の検討、および集積化されたメモリ装置構成の可能性追求を目的に行われた基礎的な研究である。その内容は光ファイバの利用と薄膜導波路の利用の2方向を包含し、両者は互いに異なる性格をもつ。以下にそれぞれについて述べ、研究の課題を明らかにする。

1.3　光ファイバを用いたホログラムメモリ構成

光ファイバによって導波された後、ファイバ端面から出射する光を、ホログラムの記録時参照波または再生時照明波として用いることができると考えられる。この場合、自由空間を伝搬する光ビームを用いる従来のホログラムメモリの光学系で必要としたミラーやレンズ等の部品の多くは不要となり、光学系の簡略化と装置の信頼性改善が期待できる。また光ファイバの可撓（とう）性は再生装置構成上の新たな自由度を加えるものである。例えば微小ホログラム列の選択再生を行う場合に自由空間の光ビームの偏向系を用いずに、ファイバ端の移動による簡便な選択が可能となる。この利点に着目した実験的試みとして、Nishida等[30]は図形入力装置のホログラム・コード板を人手によってアク

セスするための可撓性をもった光ガイドの利用を報告している。

以上のように、従来の光学系における光ビームを光ファイバで置き換えてホログラムメモリを構成するという方向は、光源から周辺素子、ホログラムまでを完全に一体化して集積化するという光メモリ集積化の最終形態とは直接結びつかないが、ホログラムメモリシステムの構成に容易さと自由度を与える点で光導波路利用法の重要な方向の一つであると考える。

このような光ファイバの応用をホログラムメモリの一構成法として確立するための研究は、図 1.1 に示す 3 段階の過程を必要とする。

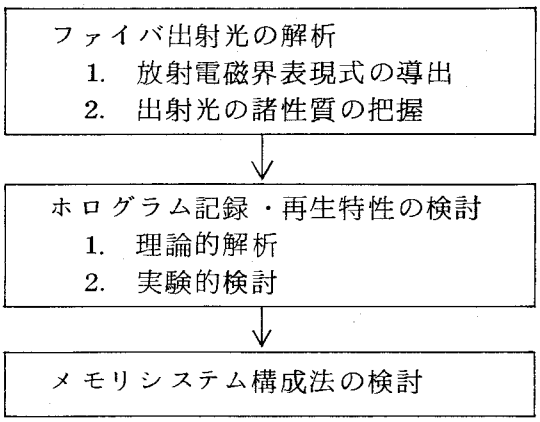


図 1.1　光ファイバを用いたホログラムメモリの研究

先ず、ファイバ出射光を解析し、ホログラフィに適した形の放射電磁界の表現式を導出することにより、その波面形状、界分布を明らかにする必要がある。出射光の特性に関する研究として幾何光学による解析[31]があるが、光波長に比べて極めて太いファイバにしか適用できない。一方、Kapany 等は等価電流の方法をベクトル表示の光ファイバ導波モードに適用し、放射特性を波動論的に解析した。[32] しかし放射電磁界のベクトル量表示は複雑に過ぎ、ホログラフィへの応用には適当でない。放射電磁界は厳密にはベクトル量であるが、ホログラフィにとっては平面偏光成分のスカラー表示の方が便利である。その理由は、平面偏光した通常の信号波の記録において干渉縞形成に寄与できるのは

ファイバ出射光の平面偏光成分のみであることから明らかである。

ファイバ出射光を参照波または照明波として用いることによる波面再生特性への影響は解明すべき重要な問題である。通常のホログラム記録では参照波として平面波が用いられることが多いが、その変形として球面波または円錐波を用いる場合の特性も明らかにされている。[33,34] また空間的に変調された参照波の利用も連想記憶やフィルタリングの機能と関連して検討されてきた。[2] しかしこれらの場合とは本質的に異なってファイバ出射光は導波モードによって規定され、離散的性質を持つので、特徴的な波面再生特性を把握しておくことがぜひとも必要である。このため第1段階での結果をもとに理論解析を行うとともに、実験的にもその妥当性を確認する必要があることは言うまでもない。

さらに以上の2段階での結果を基礎として、本方式に必要な条件を満し、その利点を活用するメモリシステム構成法の提案が望まれる。

1.4 薄膜導波路を用いたホログラムメモリ集積化

光ファイバと同様に、薄膜導波路をホログラム記録・再生に必要な光波の伝送に用いることが考えられる。Bykovskii等はその実験的検討を報告している。[35] しかし光導波路を単なる光波伝送に用い、ホログラムには自由空間に放射後の平面波を入射させるこの方式では、従来からの記録・再生方式を踏襲することになり、導波路利用の本領を発揮しうるものとは言えない。

光導波路を用い、その機能を有効に活用してホログラムの集積化を行うには、この目的に適合した記録・再生方式をとるとともに、ホログラム自体も進化した形態とする必要がある。すなわち、光導波路とホログラムを一体化し、信号波以外の全ての光波を導波路光に置換えて記録・再生を行うことが、光源から周辺素子までを含めたホログラムメモリの完全な集積化につながる最も重要な方向であると考える。

本研究ではこのような考え方に立って、薄膜導波路内の導波光を自由空間にとり出すことなく記録時の参照波または再生時の照明波として用いる新しいホ

ログラム記録・再生法を提案する。本方式によるホログラムは光導波路と一体化された構造をもつので、著者はこれを"導波路ホログラム（Waveguide hologram）"と名付けた。導波路ホログラムは光集積回路の部品として組込みに適した構造を有し、信号波以外の全ての波を導波路光とできる可能性をもっている。従って本方式は、装置の小型化・信頼性向上に有利であるほか、本論で述べるように極めて広視野の波面再生が可能であることなど、幾つかの大きな利点をもつ。

薄膜光導波路上に構成した周期構造で導波路光を回析させ外部に取り出し得ることは、グレイティング出力結合器の機能としてよく知られている。[27] これは導波路ホログラムの波面再生の原理的可能性を示すものである。しかし情報を含んだ回析波を結像させるメモリへの応用は従来検討されたことのない未知の分野である。情報著積を可能にし、ホログラムメモリシステムを構成するためには、図 1.2 に示すような広範囲の一貫した研究を必要とする。

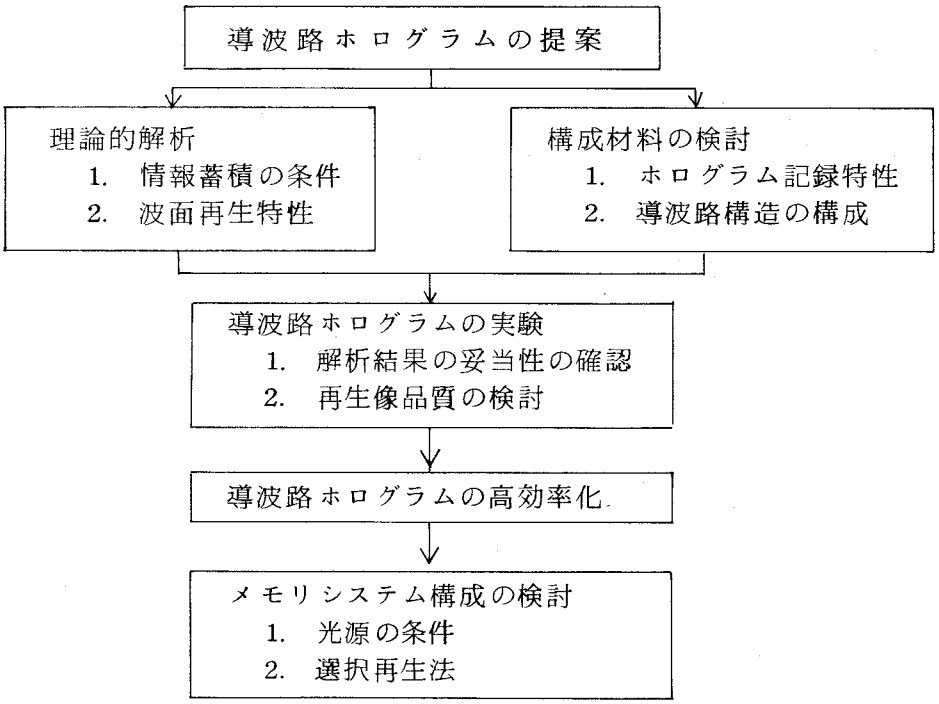


図 1.2　薄膜導波路を用いたホログラムメモリ集積化の研究

先ず、情報蓄積を可能にする記録・再生法を提案し、理論解析によりその可能性の確証を得なければならい。また波面再生の機能を把握するとともに、忠実な波面再生のための条件および再生像の品質を決定する要因を明らかにする必要がある。

導波路ホログラムの構造内には導波光を伝搬させる必要があるので、その記録材料には導波特性が良好なことなど新しい条件が課せられる。従ってこの条件を満す構成材料の開発がぜひとも必要である。本研究では最も適した材料として，近年書換え可能な記録材料として注目されているカルコゲナイド系アモルファス半導体膜[36,37]を取上げた。この材料に関する物性的立場からの研究は活発に行われてきた[38,39]が、ホログラム記録材料としてみたときの一貫した研究はまだみあたらない。現象論的な立場から解析を行って記録・再生の特性を把握するとともに実験的に測定を行って最適な記録条件を明らかにする必要がある。また導波路ホログラムを記録するための条件を満す導波路構造の設計について検討を行う必要がある。さらにはホログラムメモリ構成のための周辺素子を同材料内に作成することの可能性を追求する必要がある。

導波路ホログラムは導波路光を用いることによる特有の記録・再生特性をもつ。基本的特性は理論解析で明らかにされるが、実際には記録材料内での光損失、導波路光の散乱など理論的に取扱うことの困難な非理想的性質が、導波路ホログラムの特性に重要な影響を与える要因となり得る。そこで実際に導波路ホログラムを試作して再生特性を調べ、解析結果の妥当性を確認するとともに、再生像の品質について実験的検討を加える必要がある。

ホログラムの回析効率はその性能を評価する重要なパラメータの一つである。本論で明らかにするように導波路ホログラムの回析効率は導波路光進行方向のホログラム長さに依存する。特に比較的低効率の場合には効率はホログラム長さに比例するので、明るい再生像を得るにはホログラム長を大きくしなければならず、1ホログラムの占有面積が大きくなる。従って必要最小限の面積で高効率の導波路ホログラムを設計することは、ホログラム多数を高密度で集積化

し、かつ小出力の小型レーザを光源としてS／Nの高い撮像を可能にするための重要な課題である。

以上の各段階での検討を行うことにより集積化のため要求される条件を満す導波路ホログラムの設計技術を確立したうえで、さらにメモリ構成法に関する検討を行う必要がある。これには小型光源として半導体レーザを利用することの検討、多数の導波路ホログラムの配列法および集積化されたホログラムを個別にアクセスするための選択再生の方法の提案が含まれる。

1.5　本論文の構成

本論文は光ファイバを用いたホログラムメモリを取扱う第2章と導波路ホログラムによる集積化を取扱う第3章以下の2つの部分からなり、それぞれ図1.1、図1.2に示した流れに沿って構成されている。

第2章では光ファイバを用いたホログラムメモリについて述べる。第3章では導波路ホログラムを提案し、その波面再生特性を理論的に解析する。第4章では導波路ホログラム構成材料としてのアモルファス半導体膜に関して、ホログラム記録特性および光導波路構造の構成について各々検討する。第5章では導波路ホログラムの実験結果を示し、第3章で展開した理論との比較検討を行う。第6章では導波路ホログラムの高効率化の問題について理論および実験の両面から検討を行う。第7章では導波路ホログラム再生システムを光源をも含めた光集積回路として構成する方法について述べる。以上の各章で得られた結果を総括して第8章に述べる。

第2章　光ファイバを用いたホログラムメモリ[40]

2.1　緒　　言

本章では、光導波路のうち低損失、可撓（とう）性を特徴とする光ファイバをとり上げ、これを利用したホログラムメモリについて検討する。

以下の各節では、先ずスカラー波回析理論によりファイバ出射光を解析し、その諸性質を明らかにする。次にこの結果を基礎としてファイバ出射光を用いたホログラフィに関する解析を行い、像の分解能、回折効率等の波面再生特性を明らかにする。また光ファイバからの光を用いたホログラム再生の実験結果について述べ、理論的予測と比較検討する。さらに本方式を用いたホログラムメモリ装置構成について簡単に検討を加える。

2.2　光ファイバ出射光の解析

2.2.1　光ファイバ内の導波光モード

図2.1に示すようなコア径が2a、コアとクラッドの屈折率がそれぞれn_c、nのステップ形屈折率分布のクラッド光ファイバを考える。クラッドは無限大の外径を持つものとする。コアとクラッドの屈折率の差が小さく、弱導波の条件

$$\Delta \equiv (n_c - n)/n \ll 1 \qquad (2.1)$$

が成立していると仮定すれば、ファイバ内の光電磁界は$LP_{\ell m}$モード（Linearly polarized modes）で表され、その横方向成分は本質的に

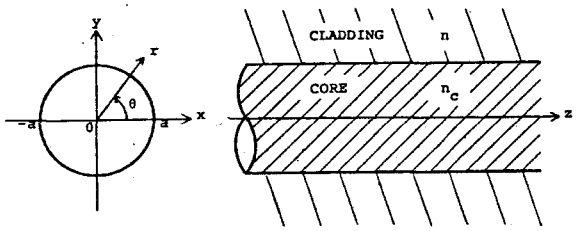


図2.1　ステップ形屈折率分布光ファイバ

一方向に直線偏波している。[41] 電界の主成分は横方向成分であり、これに平行にy軸をとれば$LP_{\ell m}$モードに対する界分布は次式で与えられる。

$$e_y(x,y)=\varepsilon_{\ell m}(x,y)$$
$$=A\frac{J_\ell(ur/a)/J_\ell(u)}{K_\ell(wr/a)/K_\ell(w)}\cos\ell\theta,\quad \begin{matrix} a\geq r\geq 0 \\ r>a \end{matrix} \qquad (2.2)$$

ここでe_yは電界のy方向成分であり、J_ℓおよびK_ℓはそれぞれℓ次のベルセル関数およびℓ次の変形ハンケル関数を表す。Aは任意定数である。電磁界の時間およびz方向依存性は$\exp i(\beta z-\omega t)$であるとし、この因子は省略した。式(2.2)に現れるパラメータu、wは特性方程式

$$\frac{uJ_{\ell-1}(u)}{J_\ell(u)}=-\frac{wK_{\ell-1}(w)}{K_\ell(w)} \qquad (2.3)$$

および関係式

$$u^2+w^2=v^2 \qquad (2.4)$$

から決定され、各モードに対して異なった値をとる。

ここで

$$v=ak(n_c^2-n^2)^{1/2}\doteqdot akn_c\sqrt{2\Delta} \qquad (2.5)$$

は規格化周波数であり、ファイバが与えられれば決定するパラメータである。また$k=2\pi/\lambda$は自由空間中での波数である。

導波光のファイバ軸方向界成分は、Δが小さな場合、横方向成分の$\Delta^{1/2}$倍のオーダの小さな量であり、[41] この成分は主としてファイバ軸に垂直な方向への放射に寄与するが、ここで解析しようとする放射への寄与は無視できる程小さい。[42] 従って以下の計算では、式(2.2)で与えられる電界のみを用いて一般性を失うことなく放射電磁界を求めることができる。またこのようによりスカラー波回折理論の適用が可能になる。

2.2.2 放射電磁界分布の導出

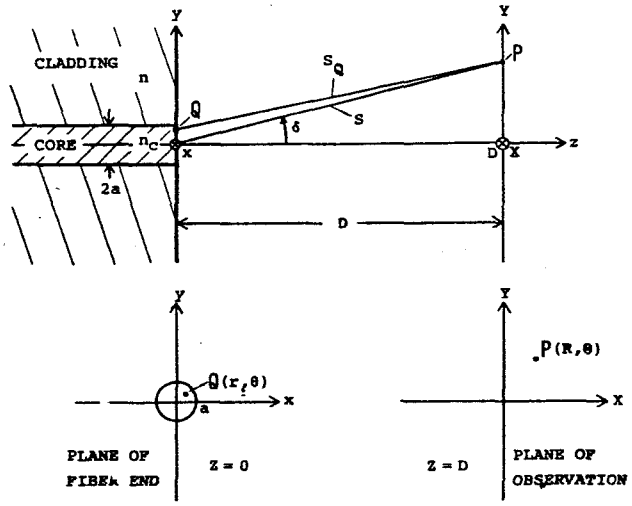


図 2.2　ファイバ端面と観測面の定義

図 2.2 に示すように xy 面（ z＝0 ）にファイバ端面を考え、これから距離 D の位置にある XY 面（ z＝D ）に投射される放射電磁界を求める。ファイバには z ＝－∞において一つの導波モード（ $LP_{\ell m}$ モード ）が励振され、これが z＞0 の半空間内に放射されるとする。ファイバ端面を出射直後（ z ＝＋0 ）の電界は、横方向電界の連続性から式（ 2.2 ）の $\varepsilon_{\ell m}$ で与えられる。導波光が直線偏向であるのでスカラー波回折理論が適用でき、観測面上の点 P（ X , Y ）における電界（ y 成分 ）$E_{\ell m}$ は Rayleigh－Sommerfeld 積分[43] の形で与えられる。

$$E_{\ell m}(X,Y) = -\frac{ik}{2\pi}\iint \frac{e^{iks_Q}}{s_Q}\cos\delta \times \varepsilon_{\ell m}(x,y)\,dxdy \qquad (2.6)$$

ここで s_Q は観測点 P とファイバ端面上の点 Q との間の距離、δ はファイバ端面中心と点 P を結ぶ直線がファイバ軸となす角である。ファイバ内の界の広がりはコア径 2 a と同程度であり、距離 D はコア径 2 a に比べて十分大きいとした。

さてここで観測面の距離 D が

$$D \gg 2a^2/\lambda \qquad (2.7)$$

を満たすと仮定すれば、XY面上の観測点PはFraunhofer領域内にある。条件式（2.7）の右近は通常の光ファイバ（例えば $a=50\mu m$、$\lambda=0.6328\mu m$）の場合、数mmの程度の長さである。この場合 s_Q の展開式

$$s_Q = s - \frac{Xx+Yy}{s} + \text{----} \qquad (2.8)$$

を右辺第2項まで用いれば式（2.6）は

$$E_{\ell m}(X,Y) = -\frac{ik}{2\pi}\cos\delta\,\frac{e^{iks}}{s}\iint \varepsilon_{\ell m}\cdot e^{-ik\left(\frac{X}{s}x+\frac{Y}{s}y\right)}\,dxdy \qquad (2.9)$$

となる。ここでsはファイバ端面の中心から点Pまでの距離である。ファイバ端面および観測面にそれぞれ極度標（r，θ）、（R，Θ）を用いれば上式は

$$E_{\ell m}(R,\Theta) = -\frac{ik\cos\delta}{2\pi}\,\frac{e^{iks}}{s}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\varepsilon_{\ell m}(r,\theta) \times e^{-ik\frac{R}{s}r\cos(\theta-\Theta)}\,rdrd\theta \qquad (2.10)$$

と書き換えられる。式（2.10）に式（2.2）を代入してθに関する積分を実行すると

$$E_{\ell m}(R,\Theta) = -\frac{ikA\cos\delta}{i\ell}\cdot\frac{e^{iks}}{s}\cos\ell\Theta \times\int_0^{\infty} J_\ell\left(k\frac{R}{s}r\right)\frac{J_\ell(ur/a)/J_\ell(u)}{K_\ell(wr/a)/K_\ell(w)}\,rdr \qquad (2.11)$$

が得られる。上式でベッセル関数の積分公式を用いてrに関する積分を実行し、さらに特性方程式（2.3）を用いて整理すれば、遠視野（Fraunhofer領域）での放射電磁界分布の表現として次式が導かれる。

$$E_{\ell m}(R,\Theta)=A_{\ell m}\frac{e^{iks}}{s}\cos\delta\ \Phi_{\ell m}(R,\Theta) \qquad (2.12)$$

$$A_{\ell m}=\frac{Aka^2}{i^{\ell+1}} \qquad (2.13)$$

$$\Phi_{\ell m}(R,\Theta)=\cos\ell\Theta\cdot M_{\ell m}(\Gamma) \qquad (2.14)$$

$$M_{\ell m}(\Gamma)=\left\{\frac{1}{\Gamma^2-u^2}-\frac{1}{\Gamma^2+w^2}\right\}\left\{\Gamma J_{\ell+1}(\Gamma)-J_{\ell}(\Gamma)\frac{uJ_{\ell+1}(u)}{J_{\ell}(u)}\right\} \qquad (2.15)$$

ここで座標Rは規格化され、回折パラメータ

$$\Gamma=kaR/s \qquad (2.16)$$

の形で式（2.15）に含まれている。

2.2.3　遠視野像の性質

前小節で導いた式（2.12）−（2.15）を用いれば、遠視野放射電磁界の一般的性質に関してスカラー波で扱う限りで全ての情報を得ることができる。以下にホログラフィに関連深い項目について順次検討する。

波　面

式（2.12）−（2.15）は遠視野での電界複素振幅が、原点を発散中心とする球面波の複素振幅

$$E_s=\frac{e^{iks}}{s} \qquad (2.17)$$

が $\cos\delta$ および $\Phi_{\ell m}$ で変調されたものであることを示している。因子 $\cos\delta$ は観測点への光出射が光軸に対して傾斜を持っていることによる効果を表している。また関数 $\Phi_{\ell m}$ はファイバ内の導波モード（ℓ, m）の効果を表している。従って $\Phi_{\ell m}$ を遠視野における〝モード関数〟と呼ぶことができよう。式（2.12）で $\cos\delta$ および $\Phi_{\ell m}$ は実数値をとるので、放射電磁界の波面は式（2.17）の与える波面に他ならず、ファイバ端面中心に置かれた点光源から発散する球面波の波面に等しいことが分る。

モード関数

式（2.14）で与えられるモード関数$\Phi_{\ell m}$は、偏角依存性 $\cos \ell\Theta$ と動径依存性$M_{\ell m}(\Gamma)$（モード動径関数）に分解できるが、前者はファイバ内導波モードの偏角依存性 $\cos \ell\theta$ と全く同形である。従って放射電磁界の偏角依存性はファイバ内導波モードのそれをそのまま反映したものであることが分る。一方のモード動径関数$M_{\ell m}(\Gamma)$については、その絶対値2乗は、Kapany等が導出した放射パターンの式[34]と本質的には同形で、$\Gamma = u$の近傍に$\Gamma = 0$から数えてm番目の極値を持ち、この極値が最大値となる。この事実はパラメータuの値が$J_{\ell-1}(u)$と$J_{\ell}(u)$のそれぞれのm番目の零点の中間の値をとることと式（2.15）に含まれるベッセル関数の性質に由来するものである。$\Gamma > u$の領域での$M_{\ell m}(\Gamma)$の振舞はΓの増大とともに

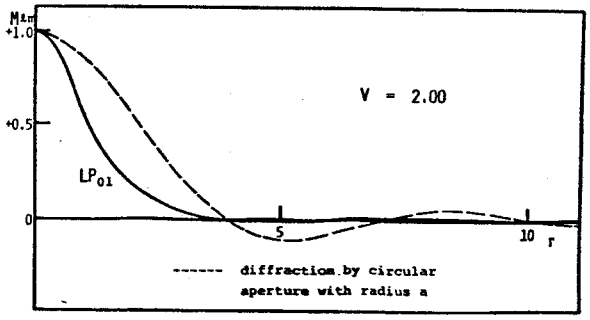


図 2.3　遠視野モード動径関数（単1モードファイバ）

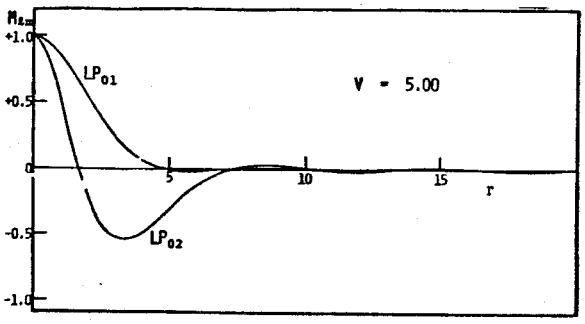


図 2.4　遠視野モード動径関数（多モードファイバ）

$M_{\ell m}$は振動を伴って小さな値となる。以上の傾向は$M_{\ell m}$（Γ）の関数形を計算することにより確認された。図 2.3 − 2.5にそれぞれ v＝2.00 の単一モードファイバ、v＝5.00 の多モードファイバ、v＝27.25 の多モードファイバについての計算結果を示す。この計算に必要なパラメータ u，w の値は Glogeの近似法[41]に従って算出した。またそれぞれの$M_{\ell m}$はその最大値が 1 となるよう規格化している。図 2.6はファイバ内のモードパターンの例を模式的に示したものである。

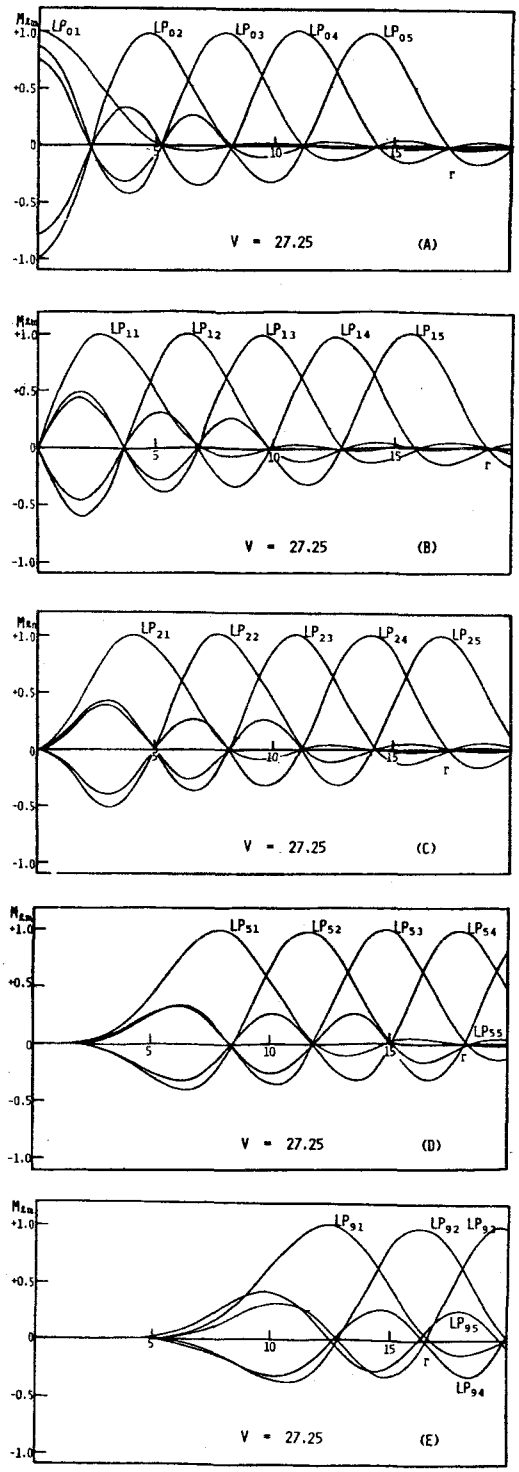


図 2.5　遠視野モード動径関数（多モードファイバ）

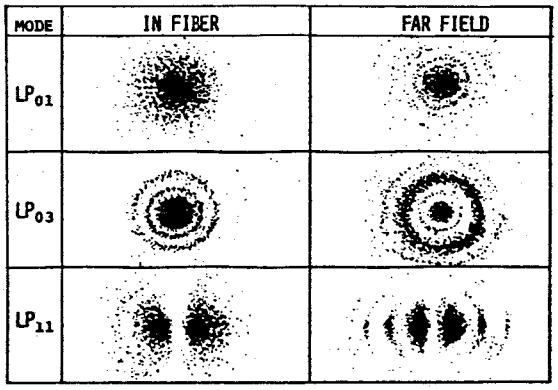


図 2.6　ファイバ内モードと対応する遠視野像

遠視野像の広がり

遠視野像の広がりの大きさは、ファイバ出射光が有効に照明し得るホログラムの面積を規定する。この量を概算するために先ず偏角方向に一様なモード（LP_{0m} モード）について考察する。

式（2.15）で $u \simeq 0$ ，$v \to \infty$ と置いてみれば最低次モード（LP_{01} モード）の動径モード関数は

$$M_{01}(\Gamma) = \frac{J_1(\Gamma)}{\Gamma} \qquad (2.18)$$

となる。$u \to 0$ ，$v \to \infty$ の極限操作はコア内で界が一様な振幅で分布しクラッド内では界振幅が殆ど0である状態、すなわちコアと同径の円形開口からの光出射を考えることになるが、これに対応して式（2.18）の $M_{01}(\Gamma)$ はこのような円形開口からの Fraunhofer 回折像としてよく知られた Airy パターンの表現式に一致している。上式の $M_{01}(\Gamma)$ は比較のため図 2.3 内に破線で示した。この関数の最初の零点は

$$\Gamma = 3.83 \qquad (2.19)$$

にあり、この値と式（2.16）によって遠視野像の実効半径が与えられる。すなわち求める半径Rは

$$R = \frac{3.83\,s}{ka} \simeq 0.61\frac{\lambda}{a}D \qquad (2.20)$$

となる。図 2.3 、2.4 および 2.5 (A) によれば実際の $M_{01}(\Gamma)$ も式 (2.19) で与えられる点の近傍に最初の零点を持つ。この例から明らかなように、上記の極限操作を行わない場合についても式 (2.19)、(2.20) は遠視野像の広がりの概算値として用いることができると考えられる。

一方、最高次モード (LP_{0M} モード) については、遠視野像の広がりを $M_{0M}(\Gamma)$ の最大値 (M番目の極値) の位置 $\Gamma \simeq u$ で表すのが適当である。$\ell = 0$ の最高次モードはカットオフからそれ程遠くなく、従ってこのモードのパラメータ u の値も $u_c^2 < v^2 + 1$ を満たす $J_{\ell-1}(u)$ の最後の零点で与えられるカットオフ時の値 u_c に近い。[41] この事から v が余り小さくない場合 $u \simeq v$ となることが導かれ、遠視野像の広がりを与える式

$$\Gamma = v \qquad (2.21)$$

または

$$R = \frac{vs}{ka} \simeq (n_c^2 - n^2)^{1/2} D \qquad (2.22)$$

を得る。実際式 (2.15) の計算によれば、$v = 27.25$ のファイバにおける最高次モードは LP_{09} モードであり、$M_{09}(\Gamma)$ の最大値は $\Gamma = 26.0\ (\simeq v)$ で実現される。この事は式 (2.21) の妥当性を示している。また式 (2.16)、(2.21) からファイバからの出射角 δ_{max} は

$$\delta_{max} = R/s = v/ak \qquad (2.23)$$

となるが、この式は幾何光学的にメリディオナル光 ($\ell = 0$ のモードに対応) に対するコアークラッド間境界での臨界角から求めた最大出射角

$$\delta_{max} = \sin^{-1}\sqrt{n_c^2 - n^2}\ (\simeq v/ak) \qquad (2.24)$$

と条件式 (2.1) の下では同一の結果を与える。

ところで偏角依存性のあるモード ($\ell \geq 2$) に関しては、式 (2.19)、(2.21) に対応する簡単な表現式を与えることはできない。しかし図 2.5

(B)−(E)によればこれらのモードの$M_{\ell m}(\Gamma)$はm＝1の場合でも$\Gamma=0$に零点を持つので遠視野の中心は暗点であることが分る。また$M_{\ell m}(\Gamma)$はmが同じで$\ell=0$のモードに比較して幾分大きなΓの値で最大値をとることが明らかである。

幾何光学的考察では各モードに固有の出射角が対応づけられ、その結果、遠視野像はモードごとに径の異なる円環になるように思われる。しかしながら図2.3−2.5に見るように、実際の遠視野像は最も明るい部分の位置は確かにモードごとに異っているが、光エネルギーのかなりの部分はサイドローブとして広く分布しており、特に中心付近のローブは明るくなっていることが明らかになった。このように各モードが遠視野において空間的に分離されるのではなく、相当に重なり合っていることには注意を要する。

2.2.4 放射電磁界のモード間直交性

遠視野放射電磁界の重要な性質としてファイバ内の導波電磁界が持つのと同様のモード間直交性が成立する。このことは次のように両電磁界のそれぞれの直交化積分の関連を調べることにより証明される。ファイバ内電磁界はよく知られているように直交性を持ち、この関係は式(2.2)の任意定数Aを規格化定数に等しくとれば次式で表される。

$$\iint \varepsilon^{*}_{\ell' m'}\ \varepsilon_{\ell m}\ dxdy = \delta_{\ell\ell'}\ \delta_{mm'} \qquad (2.25)$$

ここで*は複素共役量を表し、$\delta_{\ell\ell'}$、$\delta_{mm'}$はクロネッカーのデルタである。上式の左辺は式(2.9)、(2.12)の関係を用いれば容易に遠視野モード関数に関する積分に変換される。

$$k^2 \iint \varepsilon^{*}_{\ell' m'}\ \varepsilon_{\ell m}\ dxdy = \iint (A_{\ell' m'}\Phi_{\ell' m'})^{*}(A_{\ell m}\Phi_{\ell m})\, d\xi\, d\eta \qquad (2.26)$$

上の変形ではデルタ関数の積分表示を用い、また

$$\xi = kX/s\ ,\quad \eta = kY/s \qquad (2.27)$$

と置いた。式（2.25）、（2.26）を組合せれば

$$\iint (A_{\ell' m'} \Phi_{\ell' m'})^{*} (A_{\ell m} \Phi_{\ell m}) d\xi d\eta = k^2 \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (2.28)$$

を得、遠視野モード関数は異るモード間で直交することが示された。ところで条件式（2.1）の下では出射光の最大出射角 δ_{max} は小さいので遠視野像の広がり範囲内の観測点P（X，Y）に対して

$$s \simeq D \ , \quad \cos\delta \simeq 1 \quad (2.29)$$

なる近似が成立ち、式（2.27）は

$$\xi = kX/D \ , \ \eta = kY/D \quad (2.30)$$

と書換えてさしつかえない。このとき式（2.28）は遠視野電磁界そのものを用いた更に便利な近似的関係式を次のように与える。

$$\iint E_{\ell' m'}^{*} E_{\ell m} dX dY = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \quad (2.31)$$

式（2.25）の $\varepsilon_{\ell m}$ に関する規格直交性から $E_{\ell m}$ は自動的に規格化が成立している。このことは光エネルギーの保存を意味する当然の帰結である。

2.3　光ファイバ出射光のホログラフィへの応用

2.3.1　ホログラムの記録・再生

光ファイバから出射する光波を参照波としてホログラムを作成することを考える。簡単のためホログラムは参照波の広がりをカバーする十分の面積を

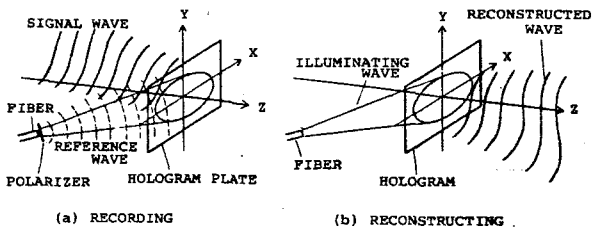


図 2.7　ファイバ出射光を用いるホログラム記録・再生

持つと仮定する。このホログラムを参照波と同一の波で照明すれば図 2.7 のように信号波が再生される。記録時に干渉縞が有効に生じるための条件として、参照波および信号波は電界が y 成分のみを持つように直線偏向しているものとする。実際には直線偏光の参照波はファイバ端面直後に偏光板を挿入すれば得られる。信号波と参照波のホログラム面での複素振幅をそれぞれ S（X，Y）、R（X，Y）とすれば、ホログラムが C（X，Y）なる複素振幅の照明波により照明されたとき再生される直接波は次式で与えられる。

$$E(X,Y)=\alpha S(X,Y)\,R^{*}(X,Y)\,C(X,Y) \qquad (2.32)$$

ここで記録材料は線形特性を持つとした。α は定数である。忠実な波面再生を望むなら上式右辺に含まれる $R^{*}C$ の因子がホログラム面内で速い変化をしないことが必要である。この要求は参照波と照明波が共に同一モードのファイバ出射光である場合（$R=C=E_{\ell m}$）にはモード関数による緩慢な変調を除いて満たされる。このモードが再生像の分解能および回折効率に及ぼす影響については節 2.3.2 、2.3 3 で検討する。

原理的にはファイバが単一モードでも多モードでもこれから出射する光を用いてホログラムを記録し再生することができる。しかしながら多モードファイバを記録時に用いることは実際上やや困難である。参照波は多くのモードの電磁界の重ね合せであり、これらが相互に干渉するばかりでなく、各々のモードの振幅および位相はファイバのわずかな振動にも敏感に変化するので、干渉縞パターンは変動し易い。このような状況の下でホログラムを構成する干渉縞を有効に記録することは困難である。但し空間周波数フィルタ等の方法で特定の 1 モードを励振するならばホログラム記録は可能であり、後述するように多モード性を積極的に利用する応用も考えられる。

ファイバ出射光で再生するためのホログラムをより簡便に作成する別の方法として、記録時に参照波として球面波を用いることが考えられる。この方法が可能なことはファイバ出射光の遠視野での波面は球面波のそれに等しいという前述の事実から明らかである。再生は単一モード、多モードいずれの

ファイバを用いても可能で、その端面中心を参照波として用いられた球面波の中心の位置に置いてホログラムを照明することにより行なわれる。

2.3.2　点像分布関数と再生像の分解能

図2.8に示すフーリエ変換型ホログラムの記録・再生を考える。解析の簡単のため信号波と参照波の光軸がin－lineの系を仮定したが、この仮定は

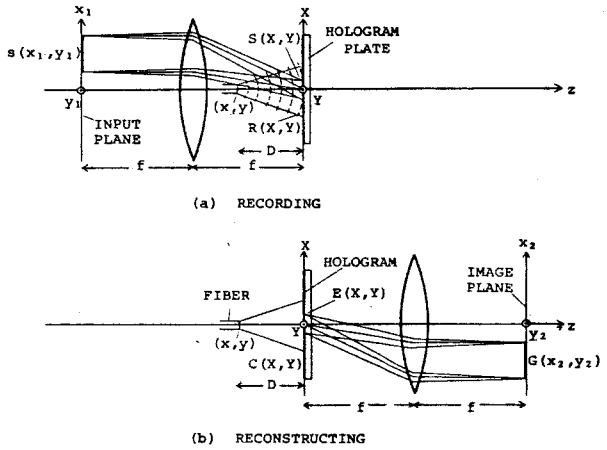


図2.8　フーリエ変換ホログラム光学系

本質的なものではなく、以下に導かれる結果は図2.7に示したoff－axisな系にもそのまま適用できる。入力面での信号波分布を$s(x_1, y_1)$とすればホログラム面でのその複素振幅は次式で与えられる。

$$S(X, Y) = -\frac{i}{\lambda f}\iint s(x_1, y_1)\exp\left\{-i\frac{k}{f}(x_1X+y_1Y)\right\}dx_1dy_1 \tag{2.33}$$

ここでfはフーリエ変換レンズの焦点距離である。信号が$(x_1, y_1)=(p, 0)$に位置する点物体である場合、

$$s(x_1, y_1) = \delta(x_1-p)\,\delta(y_1) \tag{2.34}$$

と書くことができ、式(2.33)は平面波

$$S(X, Y) = -\frac{i}{\lambda f}\exp\left(-i\frac{k}{f}pX\right) \tag{2.35}$$

を与える。

参照波が$LP_{\ell' m'}$ モードのファイバ出射光である場合、ホログラム面での複素振幅は

$$R(X, Y) = E_{\ell' m'}(X, Y) \tag{2.36}$$

と書ける。同様にファイバから出射する$LP_{\ell m}$ モードの照明波は

$$C(X, Y) = E_{\ell m}(X, Y) \tag{2.37}$$

と書ける。これらの式の右辺は式（2.9）で与えられる。式（2.32）に式（2.35）−（2.37）を代入し、式（2.29）の近似の下にフーリエ変換を行えば、再生される点像の複素振幅分布

$$G(x_2, y_2) = \iint \varepsilon^*_{\ell' m'}\left(x + \frac{D}{f}(x_2 + p),\ y + \frac{D}{f} y_2\right) \varepsilon_{\ell m}(x, y)\, dxdy \tag{2.38}$$

が得られる。上式では本質的でない定数因子は省略した。式（2.38）は系のインパルス・レスポンスすなわち振幅点像分布関数[44]を表しているが、これは参照波および照明波の光源分布$\varepsilon_{\ell' m'}$ と$\varepsilon_{\ell m}$（ファイバ端面での分布）の間の correlation の形で与えられることが分る。上式に像点の座標$(x_2, y_2) = (-p, 0)$を代入して直交関係式（2.25）を用いれば

$$G(-p, 0) = \delta_{\ell\ell'}\ \delta_{mm'} \tag{2.39}$$

を得る。上式は参照波と照明波が同一モードの場合（$\ell = \ell'$, $m = m'$）に限り有効な像再生がなされることを示している。照明波が多くのモードの重ね合せである場合には参照波と同モードの成分のみが像再生に寄与する。いま$\ell = \ell'$, $m = m'$ と置けば式（2.38）は autocorrelation

$$G(x_2, y_2) = \iint \varepsilon^*_{\ell m}\left(x + \frac{D}{f}(x_2 + p),\ y + \frac{D}{f} y_2\right) \varepsilon_{\ell m}(x, y)\, dxdy \tag{2.40}$$

となるが、上式のGの $x_2 y_2$ 面での広がりは点物体の像の大きさを表すので、

これを系の分解能の目安として用いることができる。$\varepsilon_{\ell m}$ の xy 面での広がりは簡単にはファイバコア径２ａと同程度とみることができるから分解し得る物点の大きさは式（2.40）と autocorrelation の性質から

$$d = 4af/D \qquad (2.41)$$

の程度、系の分解能は単位長さ当り約 D／4af 本となる。

記録時の参照波が球面波の場合、すなわち

$$R(X, Y) = E_s = \frac{e^{iks}}{s} \qquad (2.42)$$

であり、照明波がファイバ出射光の場合には式（2.40）に代って

$$G(x_2, y_2) = \varepsilon_{\ell m}\left(\frac{D}{f}(x_2+p), \frac{D}{f}y_2\right) \qquad (2.43)$$

が導かれ、振幅点像分布関数は照明波光源の分布 $\varepsilon_{\ell m}$ で与えられる。この事は、前述の場合と異なって全てのモードの照明波が像再生に寄与することを意味している。分解し得る最小の物点の大きさは

$$d = 2af/D \qquad (2.44)$$

の程度である。この結果を式（2.41）と比較すれば、球面波を参照波として用いればファイバ出射光を用いる場合の２倍の分解能が得られることが明らかである。

2.3.3　回折効率の低減係数

ここで再び式（2.32）に戻って参照波、照明波の波面がホログラムの回折効率に及ぼす影響について検討する。そのため信号波はホログラム面で一様な振幅１をもつ（$|S(X, Y)| = 1$）と仮定する。このような信号波の例は、フーリエ変換系における点物体に対応する無変調の平面波

$$S(X, Y) = \exp\left\{-i\left(\frac{k}{f}p\right)X\right\} \qquad (2.45)$$

である。参照波 R(X, Y) は最大値１をもつよう規格化されているとする。このとき式（2.32）の定数 α は信号波、参照波、照明波のいずれにも依存せず、記録材料と露光条件のみで決る。さらに実現し得る α の最大値は記録材

料に固有の量である。

さて直接波に関する回折効率は式（2.32）から

$$\eta = \frac{\iint |\alpha S R^* C|^2 \, dX dY}{\iint |C|^2 \, dX dY} = c\,|\alpha|^2 \qquad (2.46)$$

となる。ここで積分はホログラム全面にわたって行う。また

$$c = \frac{\iint |R^* C|^2 \, dX dY}{\iint |C|^2 \, dX dY} \qquad (2.47)$$

と置いた。このcが

$$0 < c \leq 1 \qquad (2.48)$$

なる範囲の量であることは容易に示すことができる。最大値1は参照波が無変調の平面波であれば実現される。ここで注意すべき事はcの値がRとCのみで決定される事である。従ってcは参照波と照明波の波面による効果を表す回折効率の低減係数であると見做すことができる。以下に各場合のcの計算を行う。

参照波がファイバ出射光の場合

参照波と照明波が共に同モードのファイバ出射光である場合（$R(X,Y) = C(X,Y) = E_{\ell m}$）には低減係数cは

$$c = \varepsilon \frac{\int |A_{\ell m} (1+\rho^2)^{-1} M_{\ell m}(ka\rho/\sqrt{1+\rho^2})|^4 \, \rho d\rho}{\int |A_{\ell m} (1+\rho^2)^{-1} M_{\ell m}(ka\rho/\sqrt{1+\rho^2})|^2 \, \rho d\rho} \qquad (2.49)$$

ここで

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 & (\ell = 0) \\ 3/4 & (\ell \geq 1) \end{cases}$$

と書ける。表2.1に上式を数値積分して求めたcの値を示した。ファイバにはv＝27.25、ka＝496（a＝50μm，λ＝0.6328μm）のものを仮定した。得られたcの値は0.4≦c≦0.7の範囲にあり、これはモード関数で変調された参照波を用いたことによる低減を表している。

表 2.1　回折効率低減係数（$R=C=E_{\ell m}$ の場合）

ℓ＼m	1	2	3	4	5
0	0.528	0.687	0.686	0.676	0.670
1	0.532	0.518	0.508	0.504	0.499
2	0.538	0.513	0.507	0.502	0.496
5	0.540	0.510	0.504	0.499	0.490
9	0.538	0.508	0.500	0.489	0.473
v = 27.25 ,　ka = 496					

参照波が球面波の場合

参照波が球面波で照明波がファイバ出射光である場合（$R(X,Y)$　E_s，$C(X,Y)=E_{\ell m}$）には低減係数 c は

$$c=\frac{\int\left|(1+\rho^2)^{-\frac{3}{2}}M\ell m\ (ka\rho/\ 1+\rho^2)\right|^2\rho d\rho}{\int\left|(1+\rho^2)^{-1}\ M\ell m\ (ka\rho/\ 1+\rho^2)\right|^2\rho d\rho} \qquad (2.50)$$

から計算される。この場合、照明波の広がりで決るホログラムの有効面積内で参照波がほぼ一様な振幅分布をするので、干渉縞はほぼ一様に有効に記録される。これに対応して、実際に計算された c は表 2.2 に示すように 1 に極めて近い値をとる。以上のように回折効率は平面波の参照波、照明波を用いる場合とほぼ同じの値となることが明らかになった。

多モード光ファイバを用いる場合は、通常照明波は多くのモードの重ね合せであるが、前述のように参照波はほぼ一様の分布をするので、低減係数の値はやはり 1 に近い。従って多モードファイバを用いても回折効率の実質的

表 2.2　回折効率低減係数（$R=E_s$，$C=E_{\ell m}$ の場合）

ℓ＼m	1	2	3	4	5
0	1.000	1.000	1.000	1.000	0.999
1	1.000	1.000	1.000	0.999	0.999
2	1.000	1.000	1.000	0.999	0.999
5	1.000	0.999	0.999	0.999	0.998
9	0.999	0.999	0.999	0.998	0.997
v = 27.25 ,　ka = 496					

な低下なく再生が可能である。

2.3.4. 実験結果

前節までの解析結果の妥当性を確かめ、実験的検討を加えるためにフーリエ変換型ホログラムの記録・再生実験を行った。光学系の構成は参照波と信号波の光軸が25°の角をなすoff－axisの配置をとった以外は図2.8に示したと同様である。フーリエ変換レンズは焦点距離f＝100㎜のものを使い、光源にはHe－Neレーザ（λ＝0.6328μm）を用いた。記録時には40×顕微鏡対物レンズの焦点から発散する球面波を参照波として信号波との干渉をホログラフィ乾板（AGFA Sientia 10E75）に露光した。球面波発散中心からホログラムまでの距離はD＝60㎜とした。ホログラムは回折効率を高めるため現像後に漂白処理を行った。再生時に用いた光ファイバはv＝27.25，a＝50μmの多モードファイバで、その端面は破断法により作成した数個から状態の良いものを選んだ。ファイバ内への光励振には10×顕微鏡対物レンズを用いた。従って出射光は多くのモードの重ね合せである。

得られた再生像の例を図2.9に示す。最良の像を得るにはファイバ端面を記録時参照波の発散中心に一致させる必要があった。しかしこの位置決めにはそれ程精度を要せず、ギア式の簡単な微動装置の使用で十分であった。同図の像は実際の大きさが20×27㎟であるが、式（2.44）を用いて理論的

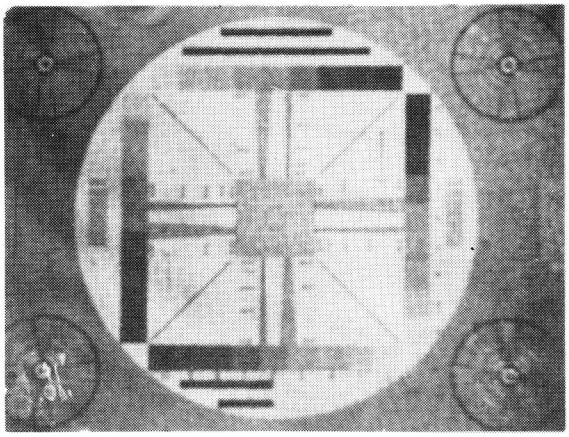


図2.9　ファイバ出射光によるホログラム再生像

に予想される値6 lines／㎜近くまで分解されており、同式が分解能を与える式として妥当であることが確認された。像のコントラストがやや優れないのはファイバクラッド内を伝搬して来た光（クラッドモード）による影響と考えられ、品質改善にはクラッドモードの完全な除去が必要と思われる。

回折効率について調べるために無変調の平面波を擬似信号波として救面波の参照波との間でホログラムを作成し測定を行った。照明波として球面波を用いた場合およびファイバ出射光を用いた場合のそれぞれの回折効率を比較した結果、前者に対する後者の比として0.72の値を得た。実際の光ファイバ端面は完全に平面ではなく、そのため出射光の波面は乱れこれが回折効率を余分に低減させる。この事を考えに入れれば、上記の結果により照明波に多モードファイバ出射光を用いて殆ど回折効率の低下なしにホログラム再生が可能であるという2.3.3での結論が実験誤差の範囲内で確認されたと考えられる。

2.4. メモリ装置構成の検討

ページ単位の情報を記録したホログラムを多数集積化し、選択再生が可能なホログラムメモリ装置を構成する方法について検討する。照明波を光ファイバを用いて供給する場合、大別して次の3方法が考えられる。

(1) ホログラム面の分割による方法

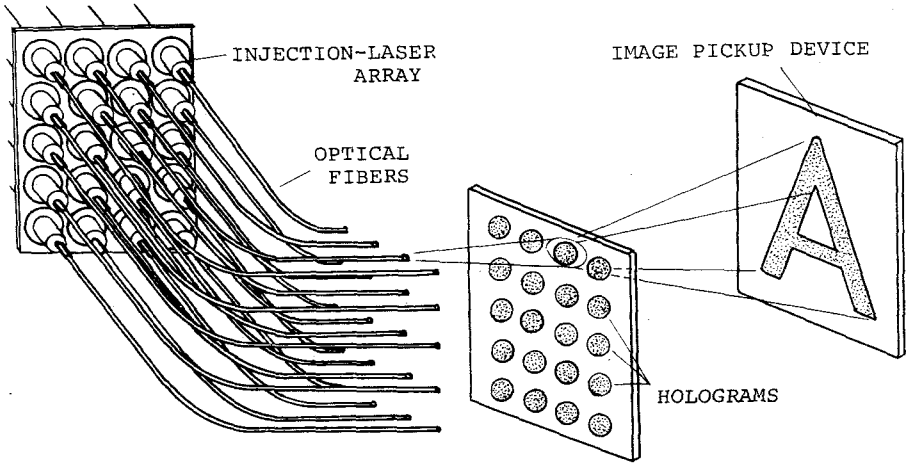
(2) 空間周波数分割による方法

(3) モード選択性を利用する方法

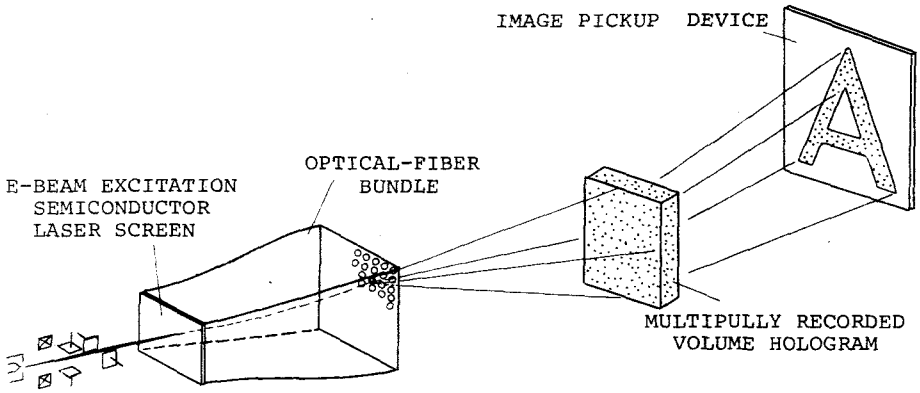
ここで(1)は微小な単位ホログラムをホログラム面に配列し、所望の情報を含むホログラムのみを照明する方法である。通常の画像情報の記録に必要なホログラム面積は1㎟の程度である[17]から、これを有効に照明しかつ隣接する単位ホログラムの読出を生じないようにするには、式（2.22）で与えられる照明波広がりがホログラム面積と一致するようにファイバ端面－ホログラム間距離を選べばよい。例えば光波長が$\lambda=0.6328\ \mu m$で$v=27.25$，$a=50\ \mu m$

のファイバを用いる場合D～20㎜の距離となるが、これは系全体の幾何学的つり合いからみても適当なものである。(2)は体積ホログラムの角度選択性を利用する方法で、各ページの情報はホログラム面全体に記録される。厚さTの体積ホログラムの角度選択性による照明波の分離角は2d／T（d：干渉縞間隔）の程度であり[45]、例えばT＝1㎜，d＝1μmに対して0.002 rad.となる。光ファイバはその端面をホログラム面からD＝100㎜程度の距離に置くとき、この角を十分に分離しかつ高密度に配列された照明波を精度良く供給できると考えられる。なお(1)、(2)とも記録時の参照波は球面波とするのが適当であろう。(3)はファイバを用いることにより初めて可能となる特徴的な方法で、その可能性は2.3.2.で示された。情報ごとに異なるモードのファイバ出射光を参照波として多重記録されたホログラムは、特定のモードのファイバ出射光で照明されたとき対応する情報のみを再生する。特定モードの励振方法など現技術では容易でない問題を含んでいるが、光通信や画像伝送の領域でのモード分散補償のための分離検出の手段としての応用も期待できよう。

(3)の場合を除いて、再生される情報のページはファイバ端の位置と対応している。これを選択する最も簡便な方法は1本のファイバの出射端を機械的に走査する方法であり、図形入力装置[30]等の人手が介入する場合や他の可動部分との連動が可能な場合に適している。機械的要素をなくして更に信頼性を高め高速アクセスを可能にするには、位置決めされたファイバ束の利用が考えられる。この場合、照明波を送り込むべきファイバの選択は再生光源にどのようなレーザを用いるかに関連した問題となる。従来の装置のようにガスレーザを光源とするならば、スイッチング可能なファイバ光分配器あるいは多段接続した光ファイバスイッチを要するであろう。電気的に制御可能な高効率なデバイスの開発が進展すれば、本方式は実用性の高いものになると思われる。一方、注入形半導体レーザの使用はそのコンパクトさと経済性のため多光源の装置構成を可能にし、切換の容易さとともにファイバ利用の長所を生したメモリ装置を実現するものと考えられる。上記(1)の方法による構成の概念図を図2.10（A）



（A）



（B）

図 2.10　メモリ装置の構成例

に示す。また画像発振が可能なレーザとして注目されている電子ビーム励起の半導体レーザスクリーン[46]はそれ自体走査機能を備えているので、いまの目的の要求に応え得るものである。(2)の方法による構成の概念図を図 2.10（B）に示す。アクセスは電子ビームの走査により行う。以上のように半導体レーザ

の利用はファイバを用いたホログラムメモリに適合したものとして期待されるが、現時点ではホログラム用光源として完成されたものではないので、この目的に合せた研究開発の必要性が指摘できる。

2.5. 結　言

本章では光導波路のうち低損失で可撓（とう）性を特徴とする光ファイバをとり上げ、ホログラムメモリへの応用について検討した。

先ずファイバ出射光を解析し、そのホログラフィへの応用に適したスカラー表示の表現式を導いた。これから明らかになったファイバ出射光遠視野像の性質は次のように要約される。

(1)　波面はファイバ端面中心を発散中心とする球面波のそれに等しい。

(2)　最高次モードで規定される広がりはコアークラッド間境界での臨界角で決る広がりと同程度である。

(3)　異なるモードの遠視野像は空間的に完全に分離されるのではなく、相当に重なり合っている。

(4)　モード間直交性をもつ。

以上の結果は参照波または照明波にファイバ出射光を利用するホログラムメモリの検討に用いられた。再生時のレスポンスおよび分解能は点像分布関数を用いて解析した。回折効率に関しては、低減係数の概念を導入し、これを計算することにより波面の影響を検討した。その結果、参照波と照明波が共にファイバ出射光の場合には、これらが同一モードのときに限り有効な像再生が行われることが明らかになった。これは新しい多重記録方式の可能性を示唆するものである。また参照波として球面波を用いれば、記録が容易になるばかりでなく、再生時にも分解能が改善され、単一モード、多モードいずれのファイバを用いても回折効率の実質的低減を生じないことを示した。この方式の可能性は実験によっても確認され、分解能および回折効率に関する解析結果を裏付けることができた。以上により本方式の波面再生特性は定量的に解明され、メモリ装置構成のための基礎が確立された。

第3章　導波路ホログラムの提案と動作解析 (47, 48)

3.1.　緒　言

本章では集積化の目的に適合した新しいホログラム記録・再生方式として

(1)　薄膜光導波路の両側に浸み出した導波路光のエバネッセント波部分

または

(2)　薄膜状のホログラム内を導波される導波路光

を記録時の参照波および再生時の照明波の両方または一方として用いることを提案する。"導波路ホログラム"は光導波路とホログラムを一体化した構造をもつ本方式のホログラムに与えた名称である。

以下の各節では、先ず導波路ホログラムの動作原理に関して理論的解析を行う。解析モデルは上記(1)の方式による場合を仮定したが、得られた結果はほとんどすべて(2)の場合に対しても有効なものである。続いて記録時と再生時で異なる波長の光を用いる場合をも考慮に入れて波面再生特性の詳細を検討し、最適設計の条件を明らかにする。

3.2.　導波路ホログラムの動作原理の解析

3.2.1.　解析モデル

図3.1のような非対称誘電体薄膜導波路にホログラム記録材料層を重ねた構造を考え、記録材料層内での

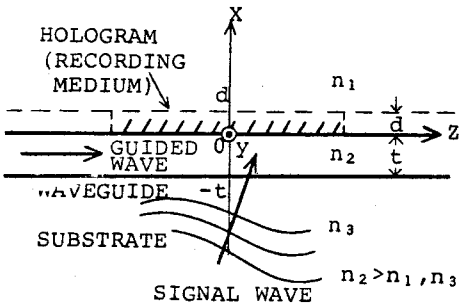


図3.1　導波路ホログラムの構造

(i)　導波路光に伴うエバネッセント波部分と信号波の干渉または

(ii)　外部から入射する平面波と信号波の干渉

を記録することによりホログラムを作成し、これを導波路光のエバネッセント波により再生することを考える。同図で t ，d はそれぞれ導波路と記録材料の膜厚、n_1 ，n_2 ，n_3 はそれぞれ記録材料、導波路、基板の屈折率を表す。導波路ホログラムからの信号波再生の様子は図 3.2 に模式的に示した。

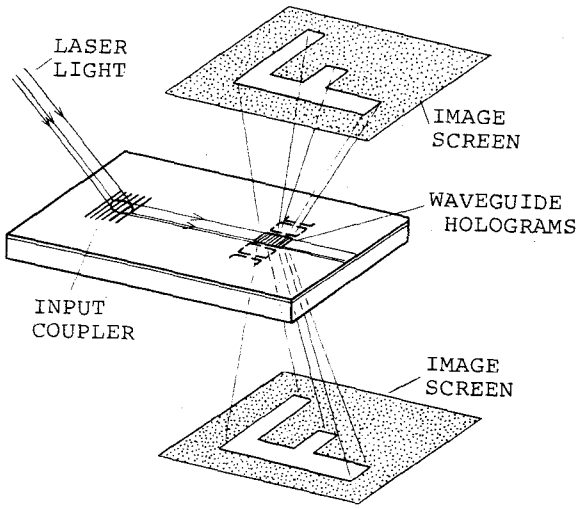


図 3.2　導波路ホログラムからの信号波再生

解析の簡単化のために次のような仮定をする。電磁界は電界ベクトルが y 方向成分のみしかないと考える。従って電磁界はスカラー波で表され、導波モードはTEモードを考えることになる。記録されたホログラムは位相形とし、記録材料内の屈折率変化は微小なもので、これにより導波路内の伝搬モードは乱されないとする。本質的でない境界面の生じることを避けるためにホログラム上部の媒質の屈折率は記録材料の未露光時の屈折率 n_1 に等しいとする。記録時の信号波（ $x > d$ から入射する場合 ）、参照波（外部からの平面波の場合 ）および再生時の回折波は、導波路の境界（ $x = 0$ ，$-t$ ）により反射波を生じる。この反射の効果は、再生時に関しては波面再生特性、

回折効率に影響を与える要因となり得るので厳密に考慮に入れるが、記録時に関しては無視する。これらの仮定は、解析結果に何ら本質的な制限を加えるものではない。

次に解析の準備として参照波および信号波を数式的に表現しておく。電磁界の時間依存性は $\exp(-i\omega t)$ であるとし、この因子は全て省略する。参照波は、上記(i)では導波路光のエバネッセント波部分であり、その電界 y ー成分 E_r は記録材料層内では

$$E_r(x, z) = A_r \exp(-q_r x + i\beta_r z) \quad (x>0) \qquad (3.1)$$

$$q_r = \sqrt{\beta_r^2 - k_1^2}$$

$$k_1 = n_1 k \ , \ k = 2\pi/\lambda$$

で与えられる。[49] ここで k は真空中の波数、β_r は導波路光の伝搬定数である。B_r は境界条件から決定され、k_1 と k_2 ($= n_2 k$) の間の値をとる。又、(ii)では x 軸に対して θ_r の角度で進む平面波であり、その電界 y ー成分 E_r は記録材料層内では

$$E_r(x, z) = A_r \exp i(\gamma_r x + \beta_r z) \quad (x>0) \qquad (3.2)$$

$$\gamma_r = k_1 \cos\theta_r \ , \ \beta_r = k_1 \sin\theta_r$$

で与えられる。

一方、任意の信号波は、$x>0$ において、z 方向の空間周波数スペクトルに分解してフーリエ積分で表すことができる。信号波が $x<-t$ の領域（基板側）から入射するとすれば、その電界 y ー成分 E_s は記録材料層内では

$$E_s(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} e_s(\beta) \exp i\{\xi_1(\beta)x + \beta z\} d\beta \qquad (3.3)$$

$$\xi_1(\beta) = \sqrt{k_1^2 - \beta^2}$$

で表される。ここに $e_s(\beta)$ は信号波 E_s の $x=0$ における空間周波数スペクトルである。上式では信号は z 方向のみに情報をもち y 方向には一様であるとしたが、後に行うように２次元情報の場合に容易に拡張できる。特に信

号波が、$x \geq 0$ で x 軸に対して θ_S なる角度の方向に進行する平面波でその振幅が A_S であるとき、E_S および e_S は次式となる。

$$E_S(x, z) = A_S \exp i(xk_1 \cos\theta_S + zk_1 \sin\theta_S) \qquad (3.4)$$

$$e_S(\beta) = A_S\, \delta(\beta - \beta_S), \quad \beta_S = k_1 \sin\theta_S \qquad (3.5)$$

3.2.2. 導波路ホログラム内の波動方程式

記録材料層内で信号波 E_S と参照波 E_r が干渉してできる光強度分布 I は

$$I = \frac{1}{2}\{|E_S|^2 + |E_r|^2 + E_S E_r^* + E_S^* E_r\} \qquad (3.6)$$

である。記録材料が線形特性をもつ場合 I に比例した屈折率変化を生じるが、ホログラムを構成するのは空間的に速く振動する $E_S E_r^*$, $E_S E_r^*$ に比例する屈折率変化であるので、これのみを考え、$|E_S|^2$, $|E_r|^2$ に比例する屈折率変化は無視する。いま記録材料の感度を

$$\varkappa = dn / dI \qquad (3.7)$$

とすれば、記録材料内の屈折率の2乗の変化量は

$$\delta n^2 = 2 n_1 \delta n = 2 n_1 \varkappa \frac{1}{2}(E_S E_r^* + E_S^* E_r)$$

$$= \delta \dot{n}^2 + (\delta \dot{n}^2)^* \qquad (3.8)$$

と書ける。ここに $\delta \dot{n}^2$ は

$$\delta \dot{n}^2 = n_1 \varkappa E_S E_r^* \qquad (3.9)$$

なる複素量である。上式の E_S に式（3.3）を、E_r に式（3.1）または（3.2）を用いれば、$\delta \dot{n}^2$ は $0 < x < d$（d は記録材料層の膜厚）において、

$$\delta \dot{n}^2 = n_1 \varkappa A_r^* \int_{-\infty}^{\infty} e_S(\beta)$$

$$\cdot \exp i\{(\xi_1(\beta) - \gamma_r)x + (\beta - \beta_r)z\} d\beta \qquad (3.10)$$

となる。ここに γ_r は

$$\gamma_r = \begin{cases} \pm\sqrt{k_1^2 - \beta_r^2} \quad ; \\ \quad \text{平面波の参照波の場合} \\ \quad \text{（複号は}\pm x\text{方向に進む波を示す）} \\ -i\sqrt{\beta_r^2 - k_1^2} = -iq_r \quad ; \\ \quad \text{エバネッセント波の参照波の場合} \end{cases} \qquad (3.11)$$

である。

さて、式（3.8）、（3.10）で表される屈折率分布を記録したホログラムの、導波路光エバネッセント波による再生を考える。系における電界Eは波動方程式

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2\right] E(x, z) = 0$$
$$n^2 = n_j^2 + \delta n^2 \quad (j = 1, 2, 3) \qquad (3.12)$$

を満足しなければならない。ここでjはxの$0 < x$，$-t < x < 0$，$x < -t$の領域に対してそれぞれ1, 2, 3をとる。またδn^2は記録材料内（$0 < x < d$）では式（3.8），（3.10）で表され、記録材料外では0である。いま式（3.12）の解Eを、入射波である照明波Eiと回折波E_dに分解して

$$E(x, z) = E_i(x, z) + E_d(x, z) \qquad (3.13)$$

とおく。照明波E_iは導波路光であるとし、$\delta n^2 = 0$とおいたときの波動方程式（3.12）を満たすものとする。すなわち次式が成立つ。

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n_j^2\right] E_i(x, z) = 0 \qquad (3.14)$$

式（3.13）を式（3.12）に代入して式（3.14）を用い、回折波E_dと屈折率変化δn^2の相互作用による2次の微小項を無視すれば、

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n_j^2\right] E_d(x, z) = -k^2 \delta n^2 E_i(x, z) \qquad (3.15)$$

が得られる。これより回折波E_dを求めるために

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2 n_j^2\right] G(x, x'; z, z') = -\delta(x-x')\delta(z-z') \quad (3.16)$$

を満たすようなグリーン関数G(x, x′; z, z′)を定義すれば、$E_d(x, z)$は

$$E_d(x, z) = k^2 \int_{x'=0}^{d} \int_{z'=-L}^{+L} \delta n^2(x', z') \cdot E_i(x', z') G(x, x'; z, z') dx' dz' \quad (3.17)$$

により計算される。ここでホログラムは$-L \leq z \leq L$の領域に記録されているとした。グリーン関数G(x, x′; z, z′)は付録で求めた。そこではGはz方向のフーリエ積分で表されている。付録の式(A2)で与えられるGのZ方向フーリエ変換$\tilde{G}(x, x'; \eta)$を用いれば上式は次のように書換えられる。

$$E_d(x, z) = k^2 \int_{x'=0}^{d} dx' \int_{z'=-L}^{+L} dz' \int_{\eta=-\infty}^{+\infty} \cdot \delta n^2(x', z') E_i(x', z') \tilde{G}(x, x'; \eta) \cdot \exp i\eta(z-z') d\eta \quad (3.18)$$

式(3.17)、(3.18)に用いるδn^2は式(3.8)、(3.10)で与えられる。又照明波E_iは導波路光エバネッセント波部分であるので、式(3.1)と同様に

$$E_i(x, z) = A_i \exp(-q_i x + i\beta_i z) \quad (x>0) \quad (3.19)$$

$$q_i = \sqrt{\beta_i^2 - k_i^2}$$

で与えられる。ここにβ_iは照明波の伝搬定数である。

3.2.3. 回折波

ここで式(3.18)に式(3.8)、(3.10)、(3.19)、(A7)を代入して積分を実行し回折波E_dを求める。簡単のためホログラムのz方向の大き

さは十分に大きいとして$L\to\infty$とおく。式（3.8）によりδn^2は$\delta \dot{n}^2$と$(\delta \dot{n})^*$の和であるが、式（3.18）に$\delta \dot{n}^2$を代入して得られる波は直接波、$(\delta \dot{n}^2)^*$を代入して得られる波は共役波であるので、これらをそれぞれE_d^p E_d^cとして表示する。

x > d に現れる回折波

式（3.18）に式（3.10）、（3.19）、（A7）（$x'<x$）を代入し、x'、z'の積分を実行すれば

$$E_d^p(x,z)=-\frac{k^2\varkappa n_1 A_r^* A_i}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)}$$

$$\cdot\exp i\{\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)x+(\beta+\beta_i-\beta_r)z\}$$

$$\cdot\left[\frac{1}{iq_i-\gamma_r+\xi_1(\beta)-\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)}\right.$$

$$\left.+\frac{R(\beta+\beta_i-\beta_r)}{iq_i-\gamma_r+\xi_1(\beta)+\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)}\right]d\beta \quad (3.20)$$

が得られる。ここで記録材料の膜厚dは導波路光エバネッセント波部分の浸出し深さより十分に厚いとして$dq_i \gg 1$とした。$R(\eta)$は空間周波数ηの平面波に対する導波路構造の反射係数であり、式（A6）で与えられる。上式と同様に式（3.10）の代りに式（3.10）の複素共役を代入すれば、

$$E_d^c(x,z)=-\frac{k^2\varkappa n_1 A_r^* A_i}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e_s^*(\beta)}{\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)}$$

$$\cdot\exp i\{\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)x-(\beta-\beta_i-\beta_r)z\}$$

$$\cdot\left[\frac{1}{iq_i+i(i\gamma_r)^*-\xi_1(\beta)-\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)}\right.$$

$$\left.+\frac{R(\beta-\beta_i-\beta_r)}{iq_i+i(i\gamma_r)^*-\xi_1(\beta)+\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)}\right]d\beta$$

$$(3.21)$$

が得られる。

式（3.20）で回折波の伝搬は exp i｛ ｝の因子で表されるが、これを式（3.3）の信号波の exp i｛ ｝の因子と比較することによって、信号波の空間周波数スペクトル範囲がそのまま保存されて直接波として再生されるのは

$$\beta_i = \beta_r \tag{3.22}$$

すなわち参照波と照明波の z 方向伝搬定数が等しいときに限られることが分かる。

次に特に式（3.22）が成立する場合を考えると、式（3.20）、（3.21）はそれぞれ、

$$E_d^p(x, z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta)} \cdot \left[\frac{1}{i q_i - \gamma_r} + \frac{R(\beta)}{i q_i - \gamma_r + 2\xi_1(\beta)} \right] \cdot \exp i \{ \xi_1(\beta) x + \beta z \} d\beta \tag{3.23}$$

$$E_d^c(x, z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r A_i^*}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s^*(\beta)}{\xi_1(\beta - 2\beta_r)} \cdot \left[\frac{1}{i q_i + i(i\gamma_r)^* - \xi_1(\beta) - \xi_1(\beta - 2\beta_r)} + \frac{R(\beta - 2\beta_r)}{i q_i + i(i\gamma_r)^* - \xi_1(\beta) + \xi_1(\beta - 2\beta_r)} \right] \cdot \exp i \{ \xi_1(\beta - 2\beta_r) x - (\beta - 2\beta_r) z \} d\beta \tag{3.24}$$

となる。式（3.24）で、$\beta < k_1 < \beta_r$ であることから

$$|\beta - 2\beta_r| > k_1 \tag{3.25}$$

が成立するので、$\xi_1(\beta - 2\beta_r)$ は虚数となり共役回折波 E_d^c はエバネッセント波であることが分かる。従って共役波は外部からは観測されない。

<u>x ＜－ t に現れる回折波</u>

式（3.18）に式（3.10）、（3.19）、（A.7）（x＜－t）を代入し、dq_i

$\gg 1$ の条件の下で x', z' の積分を実行すれば

$$E_d^p(x, z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)}$$

$$\cdot \exp i\{-\xi_3(\beta+\beta_i-\beta_r)x+(\beta+\beta_i-\beta_r)z\}$$

$$\cdot \frac{T(\beta+\beta_i-B_r)}{iq_i-\gamma_r+\xi_1(\beta)+\xi_1(\beta+\beta_i-\beta_r)} d\beta \qquad (3.26)$$

を得る。

$$\xi_3(\beta) = \sqrt{k_3^2-\beta^2}, \quad k_3 = n_3 k \qquad (3.27)$$

であり、$T(\eta)$ は空間周波数 η の平面波に対する導波路構造の透過係数であり式（A.6）で与えられる。上式と同様に式（3.10）の代りに式（3.10）の複素共役を代入すれば、

$$E_d^c(x, z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s^*(\beta)}{\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)}$$

$$\cdot \exp i\{-\xi_3(\beta-\beta_i-\beta_r)x-(\beta-\beta_i-\beta_r)z\}$$

$$\cdot \frac{T(\beta-\beta_i-\beta_r)}{iq_i+i(i\gamma_r)^*-\xi_1(\beta)+\xi_1(\beta-\beta_i-\beta_r)} d\beta \qquad (3.28)$$

が得られる。式（3.26）、（3.28）で表される直接波、共役波は、共に、式（3.20）、（3.21）で表される波とは x 方向に関して逆方向に進行する。式（3.26）で信号波の空間周波数範囲がそのまま保存されて再生されるのは、先の場合と同様、式（3.22）が成立するときに限られる。

特に式（3.22）が成立する場合には、式（3.26）、（3.28）はそれぞれ、

$$E_d^p(x, z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta)} \cdot \frac{T(\beta)}{iq_i-\gamma_r+2\xi_1(\beta)}$$

$$\cdot \exp i\{-\xi_3(\beta)x+\beta z\} d\beta \qquad (3.29)$$

$$E_d^c(x,z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r A_i^*}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s^*(\beta)}{\xi_1(\beta - 2\beta_r)}$$

$$\cdot \frac{T(\beta - 2\beta_r)}{iq_i + i(i\gamma_r)^* - \xi_1(\beta) + \xi_1(\beta - 2\beta_r)}$$

$$\cdot \exp i\{-\xi_3(\beta - 2\beta_r)x - (\beta - 2\beta_r)z\} d\beta \qquad (3.30)$$

となる。式（3.30）で与えられる共役波は、式（3.24）の波と同様にエバネッセント波であり、従って外部からは観測されない。

以上では記録時の信号波の入射方向については、式（3.3）が示すように $x < -t$ の領域から入射するとしたが、$x > 0$ の領域から入射する場合については式（3.10）の $\delta\dot{n}^2$ に含まれる x に関する位相項を複素共役なものに書き換えれば同様に計算できる。この場合の式（3.23）、（3.29）に対応する結果はそれぞれ

$$E_d^p(x,z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta)}$$

$$\cdot \left[\frac{1}{iq_i - \gamma_r - 2\xi_1(\beta)} + \frac{R(\beta)}{iq_r - \gamma_r} \right]$$

$$\cdot \exp i\{\xi_1(\beta)x + \beta z\} d\beta \ ; \ x > d \qquad (3.31)$$

$$E_d^p(x,z) = -\frac{k^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e_s(\beta)}{\xi_1(\beta)} \cdot \frac{T(\beta)}{iq_i - \gamma_r}$$

$$\cdot \exp i\{-\xi_3(\beta)x + \beta z\} d\beta \ ; \ x < -t \qquad (3.32)$$

である。

<u>照明波伝搬方向の回折波への影響</u>

今までは再生時の照明波は記録時の参照波と同方向に進行するもの（$\beta_i B_r$ は同符号正）としたが、ここで参照波とは逆方向に進行する照明波で再生する場合を考えてみる。この場合、式（3.20）、（3.21）、（3.26）、

（3.28）で$\beta_i = -\beta_r$と置くことにより、直接波はエバネッセント波となり外部から観測されることはなく、代って共役波が外部に現れることが分かる。すなわち信号波の空間周波数範囲がそのまま保存されて再生されるための条件は

$$|\beta_i| = |\beta_r| \qquad (3.33)$$

であり、

$\beta_i = \beta_r$ の場合 ⟶

互いに鏡像関係にある2つの直接波（虚像）

$\beta_i = -\beta_r$ の場合 ⟶

互いに鏡像関係にある2つの共役波（実像）

が得られることになる。式（3.33）を満足させることを以後、参照波と照明波の伝搬定数整合と呼ぶことにする。この条件が満たされたときほぼ忠実な波面再生がなされることは3.2.5および節3.3で示す。記録時の信号波の入射方向と回折波の進行方向の関係については、図3.3に模式的に示した。導波路ホログラムの以上のような波面再生特性は、誘電体鏡界面での平面波全反射に伴うエバネッセント波を参照波として記録したホログラム[19－21]の特性に類似している。

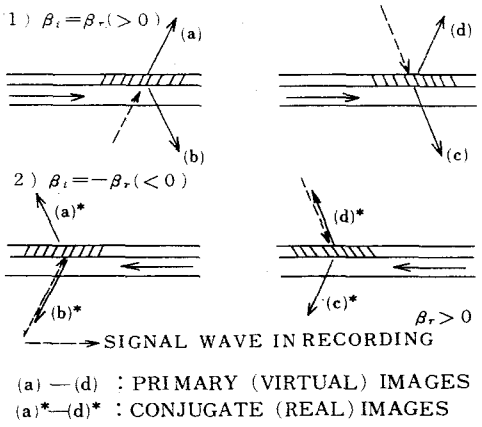


図3.3　信号波の入射方向と回折波の伝搬方向の関係

3.2.4. 空間周波数スペクトルを用いた説明

前小節では回折波を計算することにより定量的な解析を行ったが、ここでは物理的意味の把握がより容易な空間周波数スペクトルの観点からながめてみよう。[50]

信号波の空間周波数（z方向）スペクトル $e_s(\beta)$ が $-\Delta\beta < \beta < \Delta\beta$ の範囲の広がりを持つと考える。信号波は記録材料内を伝搬できる波でなければならないから $\Delta\beta$ は

$$\Delta\beta < k_1 \ , \quad k_1 = n_1 k \tag{3.34}$$

を満足する。このとき $e_s(\beta)$ は

$$e_s(\beta) \begin{cases} \neq 0 \ ; & |\beta| < \Delta\beta \\ = 0 \ ; & |\beta| > \Delta\beta \end{cases} \tag{3.35}$$

と書くことができる。一方参照波は $\beta = \beta_r$ の線スペクトルを持ち、これが導波路光である場合には β_r は

$$k_1 < \beta_r < k_2 \quad (k_2 = n_2 k) \tag{3.36}$$

の範囲にある。これから信号波、参照波のスペクトルを図示すれば図 3.4（a）のようになる。この2波の干渉が記録されたとき、干渉縞のスペクトルは記録材料の自乗特性により信号波と参照波の差の空間周波数範囲を持ち図 3.4（b）のようになる。さらに再生時に伝搬定数 β_i の照明波（導波路光）が入射したときには、β_i は

$$k_1 < |\beta_i| < k_2 \tag{3.37}$$

の範囲にあり、回折波は β_i に干渉縞の空間周波数を加えた空間周波数に現れるので、そのスペクトルは照明波が参照波と同方向に進行する場合（$\beta_i > 0$）および逆方向に進行する場合（$\beta_i < 0$）に対してそれぞれ図 3.4（c）、（c′）のようになる。

ここで図 3.4（c）の回折波のスペクトルに注目する。e_s は直接波、e_s^* は共役波を表している。波面再生が忠実に行われるためには回折波が信号波

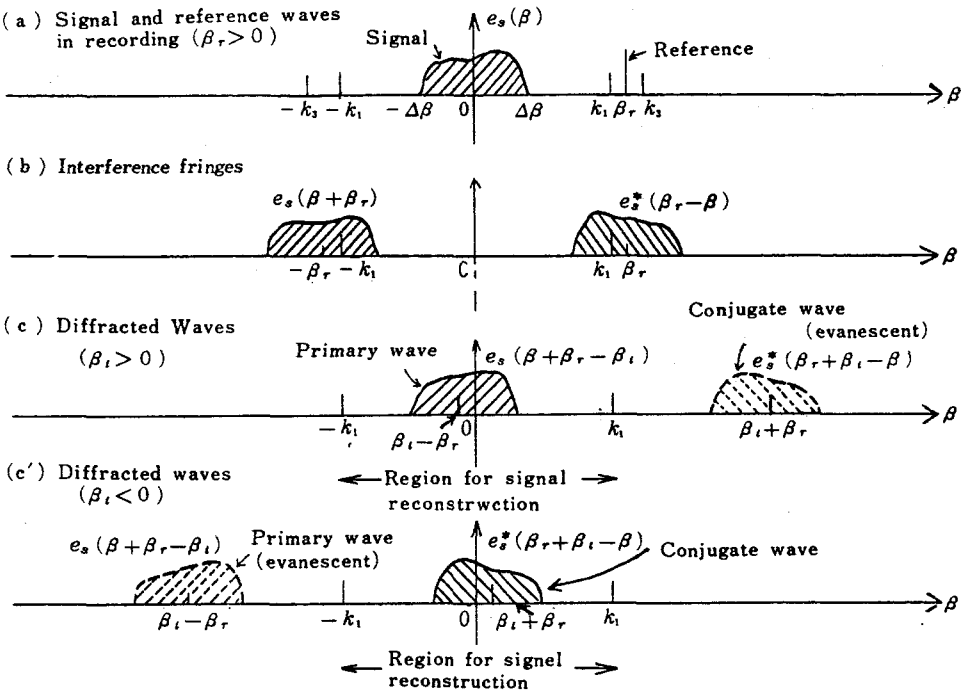


図 3.4　波面再生の空間周波数スペクトル図

と同じ空間周波数スペクトル範囲を持つ必要があるが、同図からこの条件が満たされるのは $\beta_i = \beta_r$ のときに限られることが分かる。空間周波数 β の波が屈折率 n の媒質内を伝搬できるか否かは、$|\beta|$ が $|\beta| \leq nk$（nkは媒質中の波数）を満すか否かで判定できる。$\beta_i = \beta_r$ のとき直接波はその空間周波数範囲が $|\beta| < k_1$ の領域内にあるので空気側および基板側の両方向に伝搬でき、これらは導波路面に関して互いに鏡像の関係にある。一方共役波については、$2\beta_r - \Delta\beta > k_1$ の関係からその空間周波数範囲は $|\beta| > k_1$ の領域にあるので伝搬することはできず、エバネッセント波となる。従って共役波は外部からは観測されない。

次に図 3.4（c′）について同様に考えれば、$\beta_i = -\beta_r$ のときに共役波が外部に現れ、直接波はエバネッセント波となり外部からは観測されないことがわかる。

以上のように導波路ホログラムの波面再生の基礎特性は空間周波数スペクトルを用いて説明できた。ここでの議論は、照明波が導波路光である限り有効で、そのエバネッセント波部分が用いられるか非エバネッセント波部分が用いられるかによって変るものではない。従って3.2.3および3.2.4で明らかになった基礎特性は、節3.1での分類の（1），（2）両方に対して有効である。

式（3.33）の参照波と照明波の伝搬定数整合条件は、忠実な波面再生のための必要条件であるが、正確に成立しなければ再生像が全く得られないわけではない。$|\beta_r|$と$|\beta_i|$の差が十分小さければ、再生像の位置が僅かずれるだけで実際上十分な波面再生ができる。信号波の空間周波数範囲全域が直接波または共役波として外部に現れるための条件は、図3.4（c）または（c′）から

$$\left| |\beta_i| - |\beta_r| \right| < k_1 - \Delta\beta \qquad (3.38)$$

であることが読み取れる。上式は波面再生のための最低限満されるべき条件をを与える。

3.2.5. 波面再生の伝達関数および回折効率

波面再生の伝達関数

3.2.3で信号波の空間周波数スペクトルがそのまま保存されて直接波として再生されるためには$\beta_i = \beta_r$でなければならないことが明らかになった。しかし、式（3.23）、（3.29）、（3.31）、（3.32）で表される$\beta_i = \beta_r$の場合の直接回折波は、記録時の信号波と同じ空間周波数域を持つが、完全に忠実な信号波の再生ではない。なぜならば、これらの波の空間周波数スペクトルは信号波の空間周波数スペクトル$e_s(\beta)$に完全に等しくはないからである。その違いは波面再生の伝達関数（Optical transter function）$H(\beta)$を、再生波と信号波の空間周波数スペクトルの比で定義して、これによって表現できる。$H(\beta)$は係数を調整して無次元の量になるようにすれ

ば、（3.23）、（3.29）、（3.31）、（3.32）の各式からそれぞれ次のようになる。

信号波が $x<-t$ から入射する場合

（a） $x>d$ に現れる再生波

$$H(\beta)=\frac{k^2}{\xi_1(\beta)}\left[\frac{1}{iq_i-\gamma_r}+\frac{R(\beta)}{iq_i-\gamma_r+2\xi_1(\beta)}\right] \qquad (3.39)$$

（b） $x<-t$ に現れる再生波

$$H(\beta)=\frac{k^2}{\xi_1(\beta)}\cdot\frac{T(\beta)}{iq_i-\gamma_r+2\xi_1(\beta)} \qquad (3.40)$$

（c） $x<-t$ に現れる再生波

$$H(\beta)=\frac{k^2}{\xi_1(\beta)}\cdot\frac{T(\beta)}{iq_i-\gamma_r}\propto\frac{k}{\xi_1(\beta)}T(\beta) \qquad (3.41)$$

（d） $x>d$ に現れる再生波

$$H(\beta)=\frac{k^2}{\xi_1(\beta)}\left[\frac{1}{iq_i-\gamma_r-2\xi_1(\beta)}+\frac{R(\beta)}{iq_i-\gamma_r}\right] \qquad (3.42)$$

ここで再生波の伝搬方向（a）−（d）は図 3.3 に示した。

これらの式による伝達関数の絶対値 2 乗 $|H(\beta)|^2$ の計算例を図 3.5 に示す。

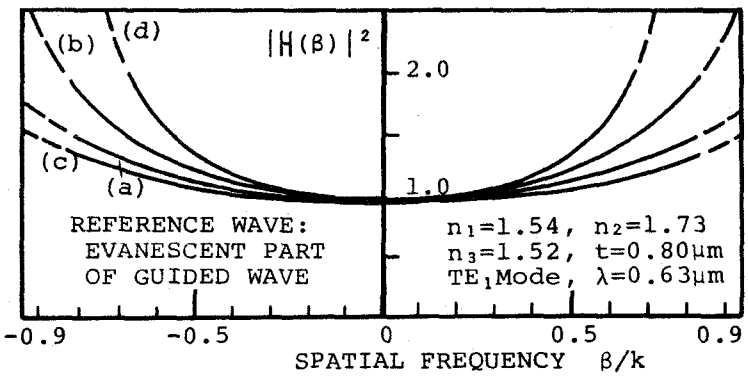


図 3.5　波面再生の伝達関数

同図より、$|H(\beta)|^2$ は空間周波数の広い範囲（$|\beta|<0.6k$）内でほぼ一定値をとるので、この範囲内でほぼ忠実な波面再生が可能なことが分かる。$|\beta|$ の大きな部分で $|H(\beta)|$ が増大する傾向にあるのは、導波路構造内では導波路面に沿う方向に近い方向に進む回折波を生じ易いことを反映したものと考えられる。また $|H(\beta)|$ の平坦さは、（a）、（c）すなわち記録時の信号波と同方向に進む再生波に関して特に優れている。この理由は、干渉縞の傾きが図 3.4 に見るようにこれらの再生波に関してはブラッグ回折条件を満たすような方向となっているからである。但しホログラムの実効厚さはエバネッセント波浸出し深さで決り非常に薄いので、回折はブラッグ回折ではなく、干渉縞の傾きの効果は顕著なものではない。図 3.4 に示す共役波については（b）*、（d）* に関して $|H(\beta)|$ の平坦さが優れることが類推できる。

なお伝達関数の偏角 $\arg\{H(\beta)\}$ は速い変化はせず、従って位相特性が波面再生の帯域を制限することはない。

単位長さ当りの回折効率

導波路ホログラムの回折効率は、記録材料内の屈折率変調が微小で照明波の回折によって受ける減衰が無視できる場合には、ホログラムの長さ（z 方向）に比例する。z 方向の単位長さ当りの回折効率を求めるために、信号波が式（3.4）、（3.5）で与えられる平面波である場合を考える。このときホログラム内の屈折率変化 δ_n は空間的に正弦的分布となるが、その振幅 $|\delta_n|$ は

$$|\delta_n| = \varkappa \, |A_r^* A_s| \qquad (3.43)$$

である。又、照明波 E_i の振幅 A_i を

$$A_i = 2h_i \left[\frac{\omega\mu}{\beta_i t_i (h_i^2 + q_i^2)}\right]^{1/2} \qquad (3.44)$$

とおけば照明波のパワーフローは y 方向単位幅当り 1 となるよう規格化され

る[49] ここに

$$\left.\begin{aligned} t_i &= t + \frac{1}{p_i} + \frac{1}{q_i} \quad \text{：等価膜厚} \\ p_i &= \sqrt{\beta_i^2 - k_3^2}\ ,\quad q_i = \sqrt{\beta_i^2 - k_1^2}\ , \\ h_i &= \sqrt{k_2^2 - \beta_i^2}\ ,\quad (k_j = n_j k) \end{aligned}\right\} \qquad (3.45)$$

である。一方、回折波の単位幅、単位長さ（ z方向 ）当りのパワーフロー S_d は

$$S_d = \frac{1}{2\omega\mu} |E_d|^2 \, |R_e\{\xi_j\}|, \quad (j = 1, 3) \qquad (3.46)$$

であり、上のように E_i が規格化されている場合にはこれが z 方向単位長さ当りの回折効率 η を与える。そこで式（ 3.46 ）に式（ 3.23 ）または（ 3.29 ）および式（ 3.43 ）、（ 3.44 ）を代入して、直接波に対する回折効率

$$\eta^p = \begin{cases} \dfrac{|\delta n|^2 n_1^2 h_i^2}{2\beta_i t_i (h_i^2 + q_i^2)} \cdot \dfrac{k^4}{|\xi_1(\beta_s)|} \\ \cdot \left| \dfrac{1}{iq_i - \gamma_r} + \dfrac{R(\beta_s)}{iq_i - \gamma_r + 2\xi_1(\beta_s)} \right|^2 \quad ; x > d & (3.47a) \\ \dfrac{|\delta n|^2 n_1^2 h_i^2}{2\beta_i t_i (h_i^2 + q_i^2)} \cdot \dfrac{k^4 |\xi_3(\beta_s)|}{|\xi_1(\beta_s)|^2} \\ \cdot \left| \dfrac{R(\beta_s)}{iq_i - \gamma_r + 2\xi_1(\beta_s)} \right|^2 \quad ; x < -t & (3.47b) \end{cases}$$

が得られる。又、式（ 3.24 ）、（ 3.30 ）の共役波に関しては式（ 3.46 ）の ξ_j は虚数であるので、その回折効率は

$$\eta^c = 0 \quad ; \quad x < d, \quad x < -d \qquad (3.48)$$

となる。

表 3.1 には信号波が＋ x 方向に進む平面波である場合（ $\theta_s = 0$ ）の図 3.3

表 3.1　回折効率の計算例

	I	II		
n_1	1.54	1.54 (8E75)		
n_2	1.73	2.49 (As_2S_3)		
n_3	1.52	1.46 (SiO_2)		
t (μm)	0.80	1.20		
Mode	TE_1	TE_1	TE_4	TE_7
$\frac{\eta}{\lvert\delta_n\rvert^2}$	0.845 $\times 10^3$	0.386 $\times 10^0$	0.931 $\times 10^1$	0.867 $\times 10^3$
η : Efficiency／5000λ (～3mm)				
$\lvert\delta_n\rvert$: Refractive index change				

（a）の回折波の回折効率の計算例を示した。そこでは、z方向に5000λ（λ＝6328A）に対して約3㎜）の長さ当りの回折効率ηを、屈折率変化の振幅｜δn｜の2乗で規格化して表わした。Iはスパッタガラス薄膜導波路、IIはアモルファス半導体As_2S_3の多モード薄膜導波路を仮定したもので、記録材料はI、IIとも写真乳剤（Agfa Scientia 8E75）とした。例えばIで屈折率変化が｜δn｜＝10^{-2}であるとすれば、z方向に約3㎜の長さのホログラムで0.85％程度の回折効率となる。又、IIに関する計算結果から、照明波に高次モードの導波路光を用いる方が低次モードの導波路光を用いるより回折効率の値は大きくなることが分かる。この傾向は、高次モードの電磁界ほど記録材料内へのエバネッセント波の浸出しが大きく、そのため入射波と回折波の結合が強くなることを反映したものである。

3.2.6　従来の方式のホログラムとの比較

導波路ホログラムの波面再生は、通常のoff－axisホログラムのそれと比較してみればより理解が容易になる。透過形のoff－axisホログラムは図3.6（a）のように平面波E_iの照明によって直接波Oおよび共役波O^*を再生する。多くの場合E_iはホログラム面に対して垂直に近い方向から入射させるが、大きな入射角の照明波で再生できるようにすることを考える。入射角が90°になる極限では、実際にはE_iはホログラム内に入射しないので

再生はできない。そこで図 3.6（b）のように導波路を用いてE_iがホログラム内およびその近傍に集中して伝搬できるようにしたものが導波路ホログラムであると見ることができる。（a）から（b）への推移を考えれば、導波路ホログラムでは直接波または共役波のいずれか一方は回折角が大きすぎるため自由空間に現れることができずエバネッセント波となり外部から観察する限り消滅することが容易に理解できる。又、off－axisホログラムでは図 3.6（a）のE_iとホログラム面に関して対称な照明波（裏側からの照明）によって同図のO，O^*とはホログラム面に関して対称な直接波、共役波を生じる。この2通りの照明波はその入射角が90°になる極限では互いに重なり合い、導波路ホログラムの照明波に対応する。従って導波路ホログラムでは消滅しなかった同種の再生像が上下対になって生じ、これらが3.2.3で明らかになった互いに鏡像関係にある2つの像に他ならない。更にこの比較から導波路ホログラムでの参照波と照明波の伝搬定数整合は、off－axisホログラムで参照波と同じ入射角で照明波を入射させることに対応していることが分かる。

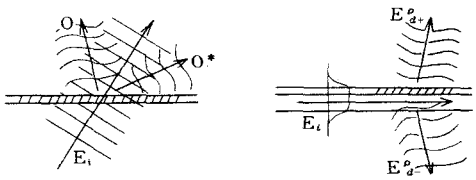


図 3.6　off－axisホログラムと導波路ホログラムの比較

図 3.6（a）にみられるようにoff－axisホログラムでは照明波E_i、回折波O、O^*は部分的に重なり合い、これが再生像の視野を制限する。一方導波路ホログラムでは、図 3.6（b）または図 3.3に示したように、一度には直接波または共役波のいずれか一方のみしか外部に現れず、また回折されない波（O次波）は導波路内をそのまま伝搬するので、必要な像の再生が他

の不要な波によって妨げられることは全くない。従って原理的に極めて広視野の波面再生が可能である。3.2.5前半での結果は、波面再生の伝達関数の観点からみても導波路ホログラムが広視野の波面再生に有利なものであることを示すものである。

3.3. 画像情報の再生特性

3.3.1. 3次元モデルの回折波

2次元画像情報を記録した導波路ホログラムの波面再生特性について考えるために、解析モデルを3次元に拡張する。2次元モデルでは、式(3.3)の信号波に対して、$\beta_i = \beta_r$ の場合に得られる直接回折波のうち信号波と同方向に進行するものは式(3.23)で与えられた。この両式を拡張すれば、3次元モデルでは信号波

$$E_s(x, y, z) = \iint e_s(\rho_y, \beta_z) \exp i\{\xi_1(\beta)x + \beta_y y + \beta_z z\} d\beta_y d\beta_z \tag{3.49}$$

に対して、$\beta_i = \beta_r$ の場合の直接回折波は

$$\begin{aligned} E_d^p(x, y, z) = & \frac{ik^2 \varkappa n_1 A_r^* A_i}{8\pi^2} \iiiint \frac{e_s(\beta_y, \beta_z)}{\xi_1(\eta)} \\ & \cdot \exp i\{\xi_1(\eta)x + \eta_y y + \eta_z z\} d\eta_y d\eta_z d\beta_y d\beta_z \\ & \times \int_0^d \exp\{i(iq_i - \gamma_r + \xi_1(\beta)x')\} \\ & [\exp\{-i\xi_1(\eta)x'\} + R(\eta)\exp i\xi_1(\eta)x'] dx' \\ & \times \iint F(y', z') \exp i\{(-\eta + \beta_z)z' + (-\eta_y + \beta_y)y'\} dy' dz' \end{aligned} \tag{3.50}$$

となる。ここで β_y, β_z はそれぞれy方向、z方向の空間周波数 e_s は $x=0$(ホログラム面)での信号波空間周波数スペクトルである。また η、β は

$$\eta^2 = \eta_y^2 + \eta_z^2 \quad 、\quad \beta^2 = \beta_y^2 + \beta_z^2 \qquad (3.51)$$

である。F（y，z）はホログラムの開口面積および照明波の分布の効果を表す瞳関数（illuminating aperture function）であり、ホログラムの開口面積外では0、内部では照明波の振幅分布を表しホログラムの中心で最大値F（0，0）＝1を取るとする。

ここで信号波の光軸はx軸に一致するとして、近軸条件（$\beta, \eta \ll k_1$）が成立する場合を考える。このとき式（3.50）に含まれる$\xi_1(\eta)$はほぼ一定値をとる。また同式のx′に関する積分は主として回折効率を決定する因子であるが、これも3.2.5での伝達関数の計算から明らかなようにηの値にほとんど依存せずほぼ一定の値をとる。従って本質的でない比例定数を省略すれば、直接回折波は次式のように書ける。

$$E_d^p(x, y, z) = \iiiint e_s(\beta_y, \beta_z) F(y', z') \cdot \exp i\{\xi_1(\eta)x + (y-y')\eta_y + (z-z')\eta_z\} \cdot \exp i(\beta_y y' + \beta_z z') d\eta_y d\eta_z d\beta_y d\beta_z dy' dz' \qquad (3.52)$$

特にホログラム面ではx＝0とおいてη_y，η_zに関する積分を実行すれば

$$E_d^p(0, y, z) = \iint e_s(\beta_y, \beta_z) F(y, z) \exp i(\beta_y y + \beta_z z) d\beta_y d\beta_z = F(y, z) E_s(0, y, z) \qquad (3.53)$$

となる。これから導波路ホログラムの直接回折波は、上記の近似の下では、通常の平面ホログラムの場合と同様に信号波に比例した波であり、瞳関数Fの効果もホログラム面で信号波をF倍した回折波が生じることとして表される。以上のように導波路ホログラムを平面ホログラム的に取扱えることが明らかになった。但しこれは信号波、回折波の自由空間を伝搬する波に関する部分に限られ、参照波および照明波については導波路光としての性質に注意

すべきであることは言うまでもない。

3.3.2. 結像特性

前小節で導波路ホログラムの平面ホログラム的取扱いが可能なことが分かったので、結像特性をMeier の方法[33] を用いて解析する。平面ホログラム的にみた導波路ホログラムを図 3.7 に示す。ホログラムは原点を中心として y z 面内に置かれ、再生時の照明波（導波路光）は z 方向に進行するとす

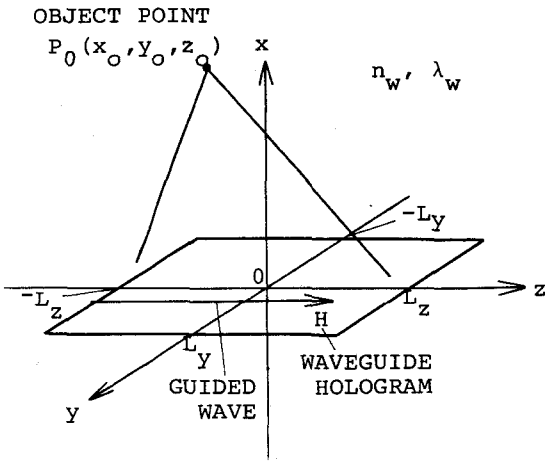


図 3.7　導波路ホログラムの平面ホログラム的取扱い

る。ここでは記録時と再生時で異なる波長の光を用いる場合も考慮に入れて検討するために；記録は波長 λ_w の光、再生は波長 λ の光を用いて行うとし、この波長比を

$$\mu = \lambda / \lambda_w \qquad (3.54)$$

とする。またホログラムの周囲の空間は、記録時は n_w、再生時は n の屈折率の媒質で満たされるとし、この屈折率比を

$$\nu = n / n_w \qquad (3.55)$$

とする。

回折波の波面

記録時の信号面内に物点P_0（x_0，y_0，z_0）をとる。P_0から出た光波は発散球面波として進行する。そのホログラム面内での位相φ_0は原点での位相を基準にとれば

$$\varphi_0 = \frac{2\pi n_W}{\lambda_W}\left[\{x_0^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2\}^{1/2}-\{x_0^2+y_0^2+z_0^2\}^{1/2}\right] \tag{3.56}$$

となる。一方参照波の位相φ_rは

$$\varphi_r = \beta_r z \tag{3.57}$$

と書ける。β_rは参照波の伝搬定数で、参照波として導波路光を用いる場合には導波モードの伝搬定数であり、x軸に対してθ_rの角度で入射する平面波を用いる場合には

$$\beta_r = \frac{2\pi n_W}{\lambda_W}\sin\theta_r \tag{3.58}$$

で与えられる。また再生時に照明波として用いる導波路光のホログラム面内の位相φ_iはその伝搬定数β_iを用いて

$$\varphi_i = \beta_i z \tag{3.59}$$

と書ける。

導波路ホログラムでは、既に明らかにしたように、β_iがβ_rと同符号のときは直接波のみ、異符号のときには共役波のみが外部に現れる。直接波は、ホログラム内に記録された屈折率変調のうち$E_s E_r^*$に比例する項により生じるので、そのホログラム面内での位相φ_pは

$$\varphi_p = \varphi_i + \varphi_s - \varphi_r \tag{3.60}$$

となり、共役波は、$E_s^* E_r$に比例する項により生じるので、そのホログラム面内での位相φ_cは

$$\varphi_c = \varphi_i - \varphi_s + \varphi_r \tag{3.61}$$

となる。以上のように回折波の波面は式（3.60）、（3.61）に式（3.56）、（3.57）、（3.59）を代入してホログラム面内の位相の形で表現される。

像点位置および倍率

像点の（X，Y，Z）は式（3.60）、（3.61）の位相を点（X，Y，Z）を中心とする再生光波長の球面波のホログラム面内の位相

$$\varphi = \pm \frac{2\pi n}{\lambda}\left[\{X^2+(y-Y)^2+(z-Z)^2\}^{1/2}-\{X^2+Y^2+Z^2\}^{1/2}\right] \tag{3.62}$$

と各々の $x_0 \gg y_0$，z_0，$X \gg Y$，Zの下での展開式の1次の展開項に関して比較することにより決定できる。式（3.62）の複号は＋が発散球面波、－が収束球面波を表す。

式（3.60）と式（3.62）の展開式を比較すれば、直接像が発散球面波により生じる虚像であることが分かり、その像点の座標は

$$\left.\begin{aligned} X_p &= \pm(\nu/\mu)x_0, \quad Y_p = y_0 \\ Z_p &= z_0 - \frac{\lambda_w |x_0|}{2\pi n_w}(\beta_i - \beta_r) \end{aligned}\right\} \tag{3.63}$$

となる。X_p の複号は像がホログラムの両側に現れることを示している。同様に式（3.61）と式（3.62）の展開式を比較すれば、共役像が発散球面波により生じる実像であることが分かり、その像点の座標は

$$\left.\begin{aligned} X_c &= \pm(\nu/\mu)x_c, \quad Y_c = y_0 \\ Z_c &= z_0 + \frac{\lambda_w |x_0|}{2\pi n_w}(\beta_i + \beta_r) \end{aligned}\right\} \tag{3.64}$$

となる。

上の2式は直接像、共役像共にホログラムからの距離が記録時の ν/μ 倍の位置に等倍の像として得られることを示している。すなわち x，y，z 方向の倍率はそれぞれ

$$M_x = \nu / \mu, \quad M_y = M_z = 1 \qquad (3.65)$$

である。また $|\beta_i| = |\beta_r|$ なる伝搬定数整合条件は正位置に再生像を得るための条件であることが分かる。この条件が正確に満たされない場合、再生像の位置は z 方向に

$$\Delta Z = \mp \frac{\lambda_w |x_0|}{2\pi n_w} (\beta_i \mp \beta_r) \qquad (3.66)$$

だけずれることになる。

伝搬定数整合条件

ここで記録時と再生時の波長の違いをも考慮した伝搬定数整合条件について考えておく。この条件

$$|\beta_i| = |\beta_r| \qquad (3.33)$$

は参照波と照明波が同波長、同モードの導波路光の場合には自動的に成立する。ところが記録時に参照波として平面波を用いる場合には、記録時と再生時で媒質の入れ換えをしない（$n_w = n$）とすれば、書込光と読出光が同波長である限り上式を満たすことはできない。なぜならば β_r は式（3.58）から

$$|\beta_r| < k_w, \quad k_w = 2\pi n / \lambda_w \qquad (3.67)$$

なる範囲にあり、β_i は導波路光の性質上

$$|\beta_i| > k, \quad k = 2\pi n / \lambda \qquad (3.68)$$

を満たす値であるからである。しかし読出光より短波長の光で記録を行うなら、参照波の入射角 θ_r を

$$\theta_r = \pm \sin^{-1} (\beta_i / k_w) \qquad (3.69)$$

と選ぶことにより式（3.33）を成立させることができる。このような波長の違いを利用した整合法は平面波の参照波の使用を可能にし、記録を容易にする。

収　差

再生像の収差は、回折波の位相と像点を中心とする球面波の位相の違い

$$\Delta\varphi = \varphi_{\substack{p\\c}} - \varphi \qquad (3.70)$$

によって表される。収差の主要なものは上式を展開したときに $1/|x_0|$ の3次の項で表されるザイデル（Seidels）の収差である。式（3.60）、（3.61）および式（3.62）に式（3.63）、（3.64）を代入したものを上式の右辺を用いて展開し、$1/|x_0|$ の3次項のみをとり、さらにy，zの代りに極座標を導入して

$$y = \rho\cos\delta, \quad z = \rho\sin\delta \qquad (3.71)$$

とおけば、

$$\Delta\varphi = \mp\frac{2\pi n}{\lambda}\Big[-\frac{1}{8}\rho^4 S + \frac{1}{2}\rho^3(C_y\cos\delta + C_z\sin\delta)$$

$$-\frac{1}{2}\rho^2(A_y\cos^2\delta + A_z\sin^2\delta + 2A_{yz}\cos\delta\sin\delta) - \frac{1}{4}\rho^2 F$$

$$+\frac{1}{2}\rho(D_y\cos\delta + D_z\sin\delta)\Big] \qquad (3.72)$$

と書ける。ここでS，C，A，F，Dはそれぞれ、球面（spherical）、コマ（coma）、非点（astigmatism）、像面彎曲（fifld curvature）、歪曲（distortion）の各収差の係数で

$$S = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left(\frac{\mu^2}{\nu^2} - 1\right)$$

$$C_y = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left(\frac{\mu^2}{\nu^2} - 1\right)y_0$$

$$C_z = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left\{\left(\frac{\mu^2}{\nu^2} - 1\right)z_0 + \frac{\mu^2}{\nu^2}\Delta z\right\}$$

$$A_y = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left(\frac{\mu^2}{\nu^2} - 1\right)y_0^2$$

$$A_z = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left\{\left(\frac{\mu^2}{\nu^2}-1\right)z_0^2+\frac{\mu^2}{\nu^2}\left(2z_0\Delta z+\Delta z^2\right)\right\}$$

$$A_{yz} = \frac{\mu y_0}{\nu|x_0|^3}\left\{\left(\frac{\mu^2}{\nu^2}-1\right)z_0+\frac{\mu^2}{\nu^2}\Delta z\right\}$$

$$F = A_y + A_z$$

$$D_y = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left\{\left(\frac{\mu^2}{\nu^2}-1\right)\left(y_0^3+y_0z_0^2\right)+\frac{\mu^2}{\nu^2}y_0\left(z_0\Delta z+\Delta z^2\right)\right\}$$

$$D_z = \frac{\mu}{\nu|x_0|^3}\left\{\left(\frac{\mu^2}{\nu^2}-1\right)\left(z_0^3+y_0^2z_0\right)+\right.$$

$$\left.\frac{\mu^2}{\nu^2}\left(y_0^2\Delta z+3z_0\Delta z+3z_0\Delta z+\Delta z^3\right)\right\}$$

(3.73)

と計算される。

式(3.73)で、μ, νが既に与えられている場合を考えると、$\Delta z=0$のときに球面収差以外の収差は最小になることが分かる。Δzは式(3.66)で与えられ$|\beta_i|=|\beta_r|$のとき0となるから、伝搬定数整合条件は像を正位置に得るための条件であるだけでなく、収差を最小にするための必要条件でもあることが示された。また式(3.73)から、$\mu=\nu$の場合には伝搬定数が整合されたとき全ての収差係数が0となることが分かる。従って導波路ホログラムを書込光波長より長波長の光で再生しようとする場合($\mu>1$)には、記録の際は自由空間内($n_w=1$)で行い、再生は$n=\mu$の媒質内で行えば3次の収差は全く生じない。

3.3.3. 再生像の分解能

一般にホログラムが出力面に再生する波は原情報波と記録・再生系の点像分布関数(point spread function)との間のconvolutionで与えら

れる。以下に点像分布関数を計算し、その広がりから再生像の分解能を決定する。従来のホログラムと同様に、導波路ホログラムにおいても信号波に対して種々の光学系を用いることができるが、ここでは焦点距離 f のレンズによるフーリエ変換系を用いる場合を考える。この場合点像分布関数は照明波の瞳関数 F (y , z) のフーリエ変換で与えられる。[1)]

導波路ホログラムを再生する導波路光の、ホログラム領域での振幅分布 F (y , z) は、記録時の信号波が非拡散的な波の場合には、信号波の空間周波数スペクトルの分布に依存して複雑な関数となる。しかし情報板を拡散板を通して照明するときのように信号波が拡散的な波の場合には、導波路ホログラムの全面で一様な強度で回折が起るので、F (y , z) は簡単な関数で表される。この場合、導波路光（照明波）の振幅は、その進行方向には一様な減衰に起因する指数関数的分布をし、横方向には入射ビームのプロフィールを反映したガウス分布をする。すなわち、

$$F(y,z)=\mathrm{rect}\left(\frac{y}{L_y}\right)\cdot\mathrm{rect}\left(\frac{z}{L_z}\right)\cdot\exp\left\{-\left(\frac{y}{w}\right)^2\right\}\cdot\exp\left(-\frac{z}{v}\right) \tag{3.74}$$

である。これに対して点像分布関数 G (Y , Z) は定数因子を除いて

$$\begin{aligned} G(Y,Z) &= \iint F(y,z)\exp\left\{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(yY+zZ)\right\}dydz \\ &= \int_{-L_y}^{L_y}\exp\left\{-\left(\frac{y}{w}\right)^2\right\}\exp\left\{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda f}\right)yY\right\}dy \\ &\quad\cdot\int_{-L_z}^{L_z}\exp\left(-\frac{z}{v}\right)\exp\left\{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda f}\right)zZ\right\}dz \end{aligned} \tag{3.75}$$

となる。ここで (Y , Z) は像面の座標、$2L_y$, $2L_z$ はそれぞれホログラムの y 方向、z 方向の大きさである。また w, v はそれぞれ導波路光の幅および減衰速さを表すパラメータである。上式の積分を行い、G (0 , 0) = 1

となるよう規格化すれば

$$G(Y, Z) = G(Y)\,G(Z)$$

$$G(Y) = \begin{cases} \mathrm{sinc}\ \dfrac{2\pi L_y}{\lambda f} Y & ;\ L_y \ll w \\ \exp\left\{-\left(\dfrac{Y}{\lambda f/\pi w}\right)^2\right\} & ;\ w \ll L_y \end{cases}$$

$$G(Z) = \begin{cases} \mathrm{sinc}\ \dfrac{2\pi L_z}{\lambda f} Z & ;\ L_z \ll v \\ \dfrac{\exp(-i\,2\pi L_z Z/\lambda f)}{1 - iZ/(\lambda f/2\pi v)} & ;\ v \ll L_z \end{cases} \qquad (3.76)$$

となる。ここで$L_y \ll w$，$w \ll L_y$はそれぞれy方向の分解能がホログラムサイズで決る場合、導波路光の幅で決る場合を表し、また$L_z \ll v$，$v \ll L_z$はそれぞれz方向の分解能がホログラムサイズで決る場合、導波路光の減衰速さで決る場合を表している。上式から明らかになった導波路ホログラムの分解可能な最小点像のy，z方向の大きさΔ_y，Δ_zをまとめる表3.2のようになる。

表3・2　再生像の分解能(＊：第1零点間距離の½，＊＊：$1/e$ 全幅，＊＊＊：½　全幅の2倍)

G(Y) / G(Z)	$w \ll L_y$	$w \gg L_y$
$v \ll L_z$	$\Delta_y = 2\lambda f/\pi w$ ＊＊ $\Delta_z = 2\lambda f/\pi v$ ＊＊＊	$\Delta_y = \lambda f/2L_y$ ＊ $\Delta_z = 2\lambda f/\pi v$ ＊＊＊
$v \gg L_z$	$\Delta_y = 2\lambda f/\pi w$ ＊＊ $\Delta_z = \lambda f/2L_z$ ＊	$\Delta_y = \lambda f/2L_y$ ＊ $\Delta_z = \lambda f/2L_z$ ＊

以上のように導波路ホログラムの分解能は、ホログラム面積と導波路光の有効照明面積のうち小さな方で決る。従って所望の分解能を得るためには、これら両方の面積を適当に設計する必要がある。導波路光のy方向の広がりは入射ビームの巾で決り、ホログラム自体には依存しない。一方z方向の広がりは、導波路光が回折されて外に出てゆくことによって受ける減衰の程度で決る。このため回折が非常に強い場合にはホログラムのz方向有効長さは短縮されることになる。このように分解能がy，z方向で異なること、および回折効率を大きくするとz方向の分解能が制限されることは、導波路ホログラム特有の性質である。なお本小節ではフーリエ変換形導波路ホログラムを考えたが、フラウンホーファ形導波路ホログラムについてもほぼ同様である。

3.4. 緒　言

本章では光集積回路への組込みに適した新しい方式のホログラムとして導波路ホログラムを提案し、グリーン関数的手法によりその理論解析を行った。得られた結果は次のように要約される。

(1) 忠実な波面再生のためには、再生時照明波の伝搬定数 β_i の大きさが記録時参照波の伝搬定数 β_r の大きさに等しいことが必要である。（$|\beta_i|=|\beta_r|$）

(2) 参照波と同方向に進む照明波を用いる場合（$\beta_i=\beta_r$）には、ホログラムの両側にそれぞれ1個の直接像が得られ、これらは互に鏡像の関係にある。このとき共役波はエバネッセント波となり外部から観測されることはない。

(3) 参照波と逆方向に進む照明波を用いる場合（$\beta_i=-\beta_r$）には2個の共役像が得られる。このとき直接波はエバネッセント波となる。

(4) 波面再生の伝達関数は広い空間周波数範囲内でほぼ一定値をとる。又、必要な像の再生が他の不要な波によって妨げられることは全くない。従って極めて広視野の波面再生が可能である。

(5) 多モード導波路を用いる場合には、高次モードの導波路光を用いる方が

高い回折効率が得られる。

(1)～(4)は空間周波数スペクトルの観点からも物理的に説明することができた。

更に画像情報の再生特性について詳細に解析し、(1)の伝搬定数整合条件は、正位置に再生像を得るための条件であるだけでなく、収差を最小にする条件でもあることを示した。又、読出光より短波長の光で記録を行えば、平面波の参照波を用いる場合でも伝搬定数整合条件を満たすことができ、記録が容易になることを指摘した。再生像の分解能については、回折効率を大きくすると導波路光進行方向の分解能が制限されること等の特異性を指摘した。

以上で導波路ホログラムの波面再生特性は全て解明され、設計のための基礎が確立された。なお回折効率については、種々の構造の導波路ホログラムについて第5章で更に詳細に検討する。

第4章　導波路ホログラム構成材料としてのアモルファス半導体膜

4.1　緒　言

本章では、導波路ホログラム構成に最も適した材料としてカルコゲナイド系アモルファス半導体膜を取上げ、その基礎的特性について検討する。この材料の導波路ホログラム構成に適した特徴について

(1)　大きな屈折率変化を利用して高効率の位相ホログラムを記録できること。

(2)　光導波路の構成材料としても適した特性をもつ[51]こと。

(3)　任意の基板上に、任意の面積、膜厚の試料を容易に作成できること。

(4)　現像処理が不要であること

(5)　エッチングを行えばレリーフ形ホログラムにすることができるなど種々のタイプのホログラム記録が可能なこと

などが挙げられる。

アモルファス半導体膜に光を照射したときに生じる光学的定数の変化およびその可逆性については、物性的な立場から測定が行われ、変化の機構を解明するための研究が活発に行われている。[38, 39] しかしながらホログラム記録材料としてみたときの記録・再生特性についての一貫した研究はまだみあたらない。回折効率を高くするため屈折率変化のダイナミックレンジを広くとろうとすると変化の飽和による非線形性が生じ、像の質を劣化させる。この非線形性については従来の位相ホログラムに関しても定量的な解析は行われていないように思われる。又、書込光は膜内で屈折率変化を起すのに消費されて減衰するので、体積ホログラム的な記録は膜厚方向に不均一となり、この不均一性は記録されたホログラムの特性に決定的な影響を与える。このようにアモルファス半導体膜のホログラム記録特性には他の従来からの記録材料と著しく異った点があり、これを明らかにすることは種々の記録材料の中でモルファス半導体膜を位置づける意味でも有用である。

本章では、導波路ホログラムの実験に先立って、アモルファス半導体膜に記

録されたホログラムの特性を明かにし最適な記録条件を求めることを目的として、平面波の干渉を記録したホログラム格子をモデルに用いて現象論的な解析を行う。又、実験的に記録特性を測定し、理論解析との比較検討を行う。続いて、導波路ホログラムを記録するためのアモルファス半導体膜を用いた導波路構造の設計について述べる。又、著者らによってこの材料に新たに見出された電子ビーム照射による屈折率変化について、その特性を明らかにし、この現象の導波路ホログラム周辺素子作成への応用について述べる。

4.2. ホログラム記録特性[52]

4.2.1. アモルファス半導体膜の屈折率変化

アモルファス半導体膜へのホログラム記録は、吸収端波長より短波長の書込光を用いて、光黒化（photodarkening）現象に伴う吸収定数と屈折率の両者の変化を生じさせることにより行われる。しかし再生の際には、導波路ホログラムの場合を含めて通常は吸収端波長より長波長の読出光が用いられ、高回折効率を期待できる位相形ホログラムとして再生されるので屈折率変化のみが重要となる。

アモルファス半導体の屈折率変化の機構は材料によって異なり、屈折率変化量と露光量の関係はすべての材料で共通の傾向を持つとは思われない。しかしいずれの材料でも変化に飽和の現象が認められるので、露光量Eが与えられた部分の屈折率変化量ΔnはΔn_mを変化の飽和値として次式で表されると仮定して解析を進めることにする。

$$\Delta n = \Delta n_m (1 - e^{-\xi E}) \qquad (4.1)$$

ここでξは材料の感度を表す定数である。式（4.1）は、Δnに飽和値が存在し、単位時間の屈折率変化量$d\Delta n/dt$は光強度と屈折率の未変化量$\Delta n_m - \Delta n$の積に比例すると考えたときに導かれる関係で、As−Se−S−Ge系の材料に関してはその成立が確認されている。[53]

いま、VisibilityがVの干渉縞が平均露光量E_0で記録される場合を考えると、式（4.1）で

$$E = E_0 (1 + V \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{x}) \qquad (4.2)$$

とおくことができる。ここで$\mathbf{K}$は格子ベクトルであり、$\mathbf{x}$はホログラム格子内の位置を表す。このときΔnは図4.1に示したように空間的に非正弦的な

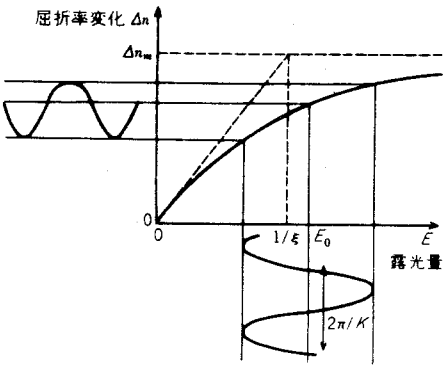


図4.1　露光量・・・屈折率変化の特性曲線

分布をし、非線形効果の生じることが明らかである。式（4.2）を式（4.1）に代入してフーリエ展開を行えば、

$$\Delta n = \sum_{\nu=0}^{\infty} \Delta n_\nu \cos \nu \mathbf{K} \cdot \mathbf{x} \qquad (4.3)$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta n_0 &= \Delta n_m \{1 - e^{-\xi E_0} I_0(\xi E_0 V)\} \\ \Delta n_0 &= 2\Delta n_m e^{-\xi E_0} (-1)^{\nu+1} I_\nu(\xi E_0 V) \end{aligned}\right\} \qquad (4.4)$$

I_ν：ν次の第1種変形ベッセル関数

を得る。特にΔnの直流成分および基本波成分の振幅は、$\xi E_0 \ll 1$の場合には線形近似を行うことにより、

$$\left.\begin{aligned}\Delta n_0 &\simeq \Delta n_m (1-e^{-\xi E_0}) \simeq \Delta n_m \xi E_0 \\ \Delta n_1 &= 2\Delta n_m e^{-\xi E_0} I_1(\xi E_0 V) \simeq \Delta n_m \xi E_0 V\end{aligned}\right\} \quad (4.5)$$

と書くことができる。

4.2.2. 非線形効果の影響

ここで非線形特性についての解析を行う。簡単のため、ホログラムはその厚さTが十分小さくて平面ホログラムとみなせるものとする。

式（4.3）、（4.4）で表される屈折率分布をもつ平面ホログラム格子からの回折波には多くの次数のものが含まれるが、屈折率変化Δnの基本波成分Δn_1はν'（＝1, 2, ・・・）次の回折波を生じさせ、その回折効率$\eta_{1\nu'}$は

$$\begin{aligned}\eta_{1\nu'} &= \{J_{\nu'}(\phi_1)\}^2 \\ \phi_1 &= k\Delta n_1 T, \quad k = 2\pi/\lambda\end{aligned} \quad (4.6)$$

であり[54]、又、Δnの第ν高調波成分Δn_νは$\nu \times \nu'$（$\nu' = 1, 2, \cdots$）次の回折波を生じさせ、回折効率$\eta_{\nu\nu'}$は

$$\begin{aligned}\eta_{\nu\nu'} &= \{J_0(\phi_1) J_{\nu'}(\phi_\nu)\}^2 \\ \phi_\nu &= k\Delta n_\nu T\end{aligned} \quad (4.7)$$

である。ここでT、λはそれぞれ膜厚、読出光波長であり、$J_{\nu'}$はν'次のベッセル関数である。

特に、線形な再生信号である1次回折波はΔn_1のみによって生じるが、薄い試料では$\phi_1 \ll 1$であるので、回折効率η_{11}は式（4.6）から

$$\eta_{11} = \{J_1(\phi_1)\}^2 \simeq (\pi\Delta n_1 T/\lambda)^2 \quad (4.8)$$

となる。ここでΔn_1は式（4.4）で与えられ、干渉縞Visibility V又は平均露光量E_0の関数とみれば、それぞれ図4.2、4.3に示した変化をする。

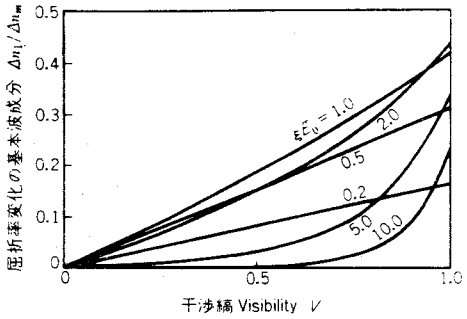


図 4.2　屈折率変化の基本波成分と干渉縞 Visibility の関係

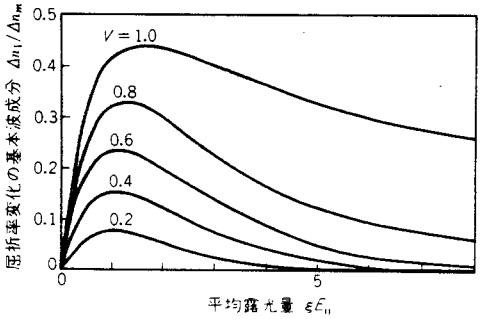


図 4.3　屈折率変化の基本波成分と平均露光量の関係

線形な記録のためにはΔn_1 がVに比例することが必要であるが、図 4.2 によれば、$\xi E_0 < 1$ではこの条件はほぼ満たされるが、$\xi E_0 > 1$の場合には非線形性が著しくなることが明らかである。又、図 4.3 は、Δn_1の最大値は飽和屈折率変化量Δn_m の約 4 4 %に制限されること、及び、$\xi E_0 > 1.5$の領域は露光量を増加させるとΔn_1 が減少する過露光の状態を意味することを示している。このような非線形性はアモルファス半導体のもつ飽和特性に基づくものであり、これを避けるには露光量を$\xi E_0 < 1$となるように選ぶ必要があることが明らかになった。

4.2.3. 体積ホログラム的特性

ホログラムの厚さTが光波長に比べて無視できない場合には、解析は体積

ホログラム的取扱いを必要とする。しかし体積ホログラム性と非線形性を同時に解析することは非常に困難であるので、ここでは屈折率変化量に対して式（4.5）の線形近似が可能であると考え、Δn_1 の上限は $p\Delta n_m$（$0<p<1$）であるとして透過形位相ホログラムの解析を行う。

アモルファス半導体膜における体積ホログラム記録・再生の解析には書込光が膜内で減衰するので書込まれたホログラムは厚さ方向に一様ではなく、格子の変調度は厚さ方向に減衰を伴うことに注意する必要がある。図4.4に示したように、対称な方向から入射する2平面波の干渉を記録して得られる

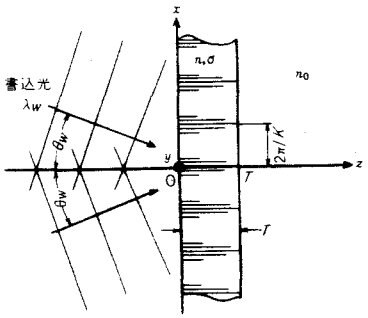


図 4.4　体積ホログラム格子の記録

ホログラム格子を考えると、この格子内の屈折率分布 $n(\mathbf{x})$ は式（4.2）の E_0 がZ方向に減衰すると考えて、

$$n(\mathbf{x}) = n_0 + \Delta n_{1S}\, e^{-\alpha_g z} \cos(Kx) \qquad (4.8)$$

$$\alpha_g = 2\alpha_W / \cos\theta_W, \quad K = (4\pi n_0/\lambda_W)\sin\theta_W \qquad (4.9)$$

で表される。ここに Δn_{1S} はホログラム表面における屈折率変化の基本波成分振幅、λ_W，θ_W はそれぞれ書込光の真空中波長と入射角、α_W は書込光に対する減衰定数である。簡単のためホログラムの周囲の空間は屈折率 n_0 の媒質で満たされているとした。

さて、この格子に波長 λ の読出光がブラッグ角 θ_B

$$\theta_B = \sin^{-1}(K/2n_0k) \qquad (4.10)$$

で入射したときの回折効率について考える。ホログラム格子の体積ホログラム性の強さは、パラメータ

$$Q = K^2 T / n_0 k \qquad (4.11)$$

の値の大小により特徴づけられるが、$Q \lesssim 0.3$ と、$Q \gtrsim 10$ にそれぞれ対応するラマン－ナス回折とブラッグ回折で取扱いが異るので両者に場合を分けることにする。Qが $0.3 \lesssim Q \lesssim 10$ の領域では両者の中間的な性質の回折となり、以下の式は精度が十分でなくなるが、回折効率の大まかな傾向を知るのに用いることができる。なお読出光に対する減衰定数を α とし、読出光の電界ベクトルはy方向に平行であるとする。

(i) ラマン－ナス回折の場合（$Q \lesssim 0.3$）

回折効率 η は格子内の波動方程式をラマン－ナス近似の下に解くことにより、

$$\eta = e^{-\frac{2\alpha T}{\cos\theta_B}} \left\{ J_1\left(\frac{kT\Delta n_{1s}}{\cos\theta_B} \cdot \frac{1-e^{-\alpha_g T}}{\alpha_g T}\right)\right\}^2 \qquad (4.12)$$

であることが導かれる。[55] 上式は特に $\alpha = 0$，$\alpha_g T \simeq 0$　$\cos\theta_B \simeq 1$ のとき平面ホログラムに対する式（4.6）（$\nu' = 1$）に一致する。Δn_1 が表面では Δn_{1s} であり膜厚方向に減衰定数 α_g で減衰することは

$$\Delta n_{1eff} = \{(1-e^{-\alpha_g T})/\alpha_g T\}\Delta n_{1s} \qquad (4.13)$$

で与えられる実効的な屈折率変化が膜厚方向に一様に存在することと等価である。

式（4.12）の（　）内は、α_g，Δn_{1s} の実際の値および $Q \lesssim 0.3$ となるTの値に対しては1より小さいので、η は Δn_{1s} が大きい程大となる。従って露光量を変えたときの最高回折効率 η_{max} は，$\Delta n_{1s} = p\Delta n_m$ とおいて、

$$\eta_{max} = e^{-\frac{2\alpha T}{\cos\theta_B}} \left\{ J_1 \left(\frac{kTp\Delta n_m}{\cos\theta_B} \cdot \frac{1-e^{-\alpha_g T}}{\alpha_g T} \right) \right\}^2 \qquad (4.14)$$

となり、αが十分に小さい場合、η_{max}はTがQ≲ 0.3 を満たす範囲内で大きい程大となる。

(ii) ブラッグ回折の場合（Q≳１０）

回折効率ηは結合波論を用いたUchida[56]の解析結果を適用することにより

$$\eta = e^{-\frac{2\alpha T}{\cos\theta_B}} \sin^2 \left\{ \frac{kT\Delta n_{1s}}{2\cos\theta_B} \cdot \frac{1-e^{-\alpha_g T}}{\alpha_g T} \right\} \qquad (4.15)$$

となり、式（4.13）の実効屈折率変化量の考え方が当てはまる。上式および式（4.12）は、非線形性が顕著には現れないホログラム書込みの前半（$\Delta n_{1s} < p\Delta n_m$の領域）における特性を表現している。pの値は4.2.2.の図4.3のV＝1の曲線が示すところにより、p＝0.44とするか、又は屈折率変化は表面で飽和に達しても内部では更に変化できることを考慮して、これより幾らか大きな値とするのが妥当と考えられる。

さて、式（4.15）で与えられる回折効率の最大値を考える。露光条件を変えることにより、Δn_{1s}は$p\Delta n_m$を越えない適当な値とすることができるので、

$$a = \alpha / \cos\theta_B, \quad b_p = kp\Delta n_m / 2\cos\theta_B \qquad (4.16)$$

とおけば、最高回折効率η_{max}は

（A） $b_p > \pi\alpha_g / 2$のとき

（飽和屈折率変化量が十分に大きいとき）

$$\eta_{max} = \begin{cases} e^{-2aT} \sin^2 \left\{ \frac{b_p}{\alpha_g} \left(1 - e^{-\alpha_g T}\right) \right\} ; \\ \qquad \alpha_g T \leq -\ln(1-\pi\alpha_g/2b_p) & (4.17a) \\ e^{-2aT} ; \ \alpha_g T \geq -\ln(1-\pi\alpha_g/2b_p) & (4.17b) \end{cases}$$

(B)　$b_p \leq \pi\alpha_g / 2$ のとき

（格子変調度の減衰が著しいとき）

$$\eta_{max} = e^{-2aT} \sin^2 \{ \frac{b_p}{\alpha_g} (1 - e^{-\alpha_g T}) \} \qquad (4.18)$$

となる。上式によれば、材料が与えられて α_g，a，b_p が決定されたとき、η_{max} の値を最大にするようなTの値が存在することが明らかである。この最適膜厚を T_{opt} とすれば、T_{opt} は式（4.17a）又は式（4.18）の η_{max} に対し、$\partial\eta_{max} / \partial T = 0$、すなわち

$$\tan \{ \frac{b_p}{\alpha_g} (1 - e^{-\alpha_g T}) \} = \frac{b_p}{a} e^{-\alpha_g T} \qquad (4.19)$$

から決定される。上式は、回折波の生成の強さと読出光の減衰の大きさの間にバランスが成立したとき T_{opt} が実現することを示している。特に読出光の減衰が小さくて $a \simeq 0$ の場合には、上式から直ちに

$$T_{opt} = \frac{1}{\alpha_g} \ln (1 - \frac{\pi\alpha_g}{2b_p}) \qquad (4.20)$$

となる。又aが余り小さくない場合には、T_{opt} は図4.5を用いてグラフの交点の位置から求めることができる。

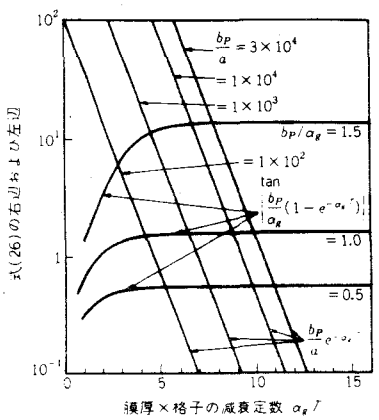


図4.5　最適膜厚を求めるためのグラフ

4.2.4. 記録特性の測定

記録特性の測定は、4成分系の$As_{40}Se_{25}S_{25}Ge_{10}$と$As_{40}Se_{10}S_{40}Ge_{10}$[37]及び2成分系の$As_2S_3$[36]について行った。試料は約50°Cに加熱したガラス基板上にタンタルボートを用いて50−200Å/sec程度の速度で真空蒸着して得たものである。得られた試料の膜厚および光学定数の測定値を表4.1に示す。屈折率およびその変化量は、薄膜に垂直に入射する光の膜内での多重干渉を利用し、干渉縞本数および変位を測定することにより求めた。4成分系の膜は比較的薄いのでほとんど平面的な記録となるが、As_2S_3膜の厚いものはブラッグ回折をする体重ホログラムの記録が可能である。

表4.1 作成した試料の膜厚と光学的定数の測定値

材料	$As_{40}Se_{25}S_{25}Ge_{10}$ (annealed)	$As_{40}Se_{10}S_{40}Ge_{10}$ (annealed)	As_2S_3 (as-deposited)
膜厚T(μm)	< 4.5	< 2.8	< 18
減衰定数α (μm^{-1})	2.8 a) 1.5 b)	1.0 a) 0.4 b)	0.25 a) 4.7×10^{-2} b) 4.9×10^{-5} d)*
屈折率n_0	2.46 d)		2.49 d)
飽和屈折率変化 $\Delta n_m/n_0$	0.02 d)		0.044 c)

a) λ=4880Å, b) λ=5145Å, c) λ=5461Å,
d) λ=6328Å, * バルク試料で測定

露光特性を調べるために図4.6の構成でホログラム格子の書込み、読出しを実時間で行った。書込光はAr^+レーザ光(λw=4880A, 5145A)、読出光はHe−Neレーザ光である。得られた露光時間tと回折効率ηの関係の

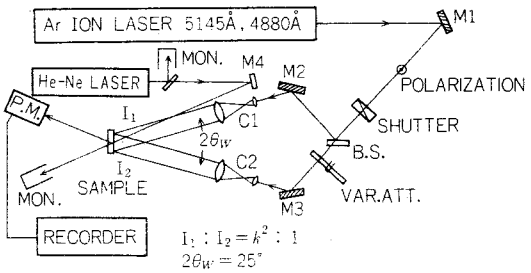


図4.6 記録特性測定のための実験装置

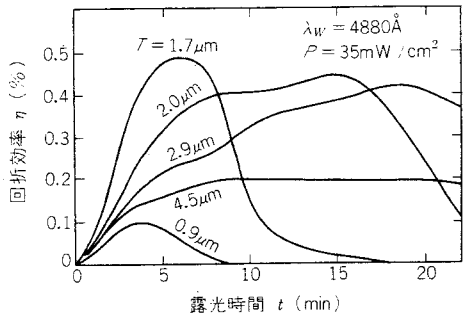


図 4.7　回折効率の時間的変化（ $As_{40}Se_{25}S_{25}Ge_{10}$，V＝1 ）

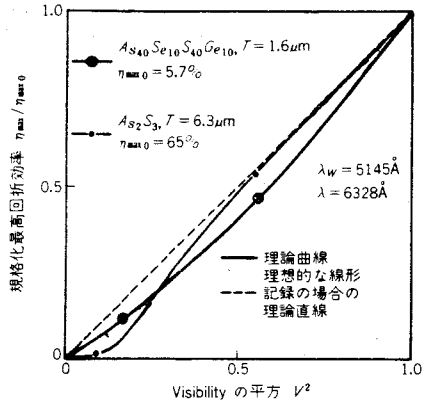


図 4.8　干渉縞 Visibility と最高回折効率の関係

例を図 4.7 に示す。

非線形性の効果を調べるために、2 光束の強度比 k^2 をパラメータとして書込を行った。図 4.8 は干渉縞の Visibility $V=2k/(1+k^2)$ と最高回折効率 η_{max} の関係を示す。η_{max} は V＝1 のときの値 η_{max_0} で規格化している。同図で理論曲線とあるのは η　$(\Delta n_1/\Delta n_m)^2$ と考えて、図 4.3 の各曲線の $\Delta n_1/\Delta n_m$ の最大値を用いて計算した V と η_{max} の関係である。$As_{40}Se_{10}S_{40}Ge_{10}$ の試料に対する実験値は、理論値によく一致しており、V が劣化したとき η_{max} が極端に低下することはない。一方、As_2S_3 の試料に対する実験値は、理論値とは異る傾向を示していて、$V^2<0.2$ となっ

たときη_{max}は著しく低下する。従ってAs_2S_3膜は$V^2 \gtrsim 0.2$すなわち$k^2 \lesssim 15$の範囲で用いることが望ましい。理論値との違いが生じるのは、この材料の屈折率変化には加速度が伴う（tの小さいとき$\Delta n \propto t^{\rho}(\rho > 1)$なる変化をする）[52]ので、式（4.1）から導かれた図4.3が当てはまらないことが原因と考えられる。

次に膜厚の効果を調べるために、V＝1とし、各膜厚の試料に対し最高回折効率η_{max}を求めた。As_2S_3膜で得られた結果を図4.9に示す。同図に

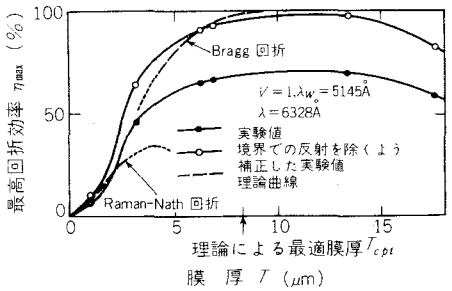


図4.9　膜厚と最高回折効率の関係（As_2S_3）

は生の回折効率（測定値）を示すと共に、これを基板－膜－空気間の3境界でのフレネル反射の効果が入らないよう補正した回折効率も示した。後者の最大値は98％に達し、理論限界に非常に近い。又、同図には、式（4.14）、（4.18）に表4.1の数値を代入して得られる理論曲線を示した。ここでpの値は4.2.3で述べた理由により、p＝0.5とおいている。理論と実験の与える曲線は傾向としてはよく一致しており、又最適膜厚T_{opt}も両者でよく一致している。従って比較的厚い膜に関して4.2.3.の解析が有効なことを確認できた。

4.2.5.　ホログラム記録の実際例

前小節の結果を基礎データとしてフラウンホーファホログラムの記録を行った。書込光波長λ_w＝5145Å、及び読出光波長λ＝6328Åが用いられ

た。非線形効果の影響を避けるには、信号波をホログラム面で拡散させ、露光量を平均化する必要がある。図4.10はこのためにディフューザを用いて記録した例である。この場合の動作点はホログラムの全面で図4.3の$\xi E_0=1$の近傍に選ばれているので、回折効率は高く、且つ非線形効果は現れていない。但しディフューザを用いたことによるスペックルノイズが現れている。

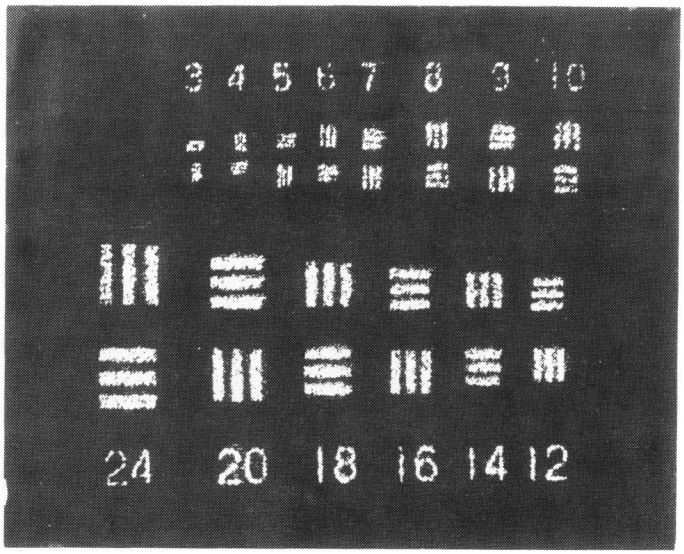


図4.10　ホログラム再生像（As_2S_3，T=1.3μm，4㎜ϕ）

なお図4.10の記録において、ホログラム面の空間周波数は850 cycles／㎜であるが、材料の分解能はこれより高く、その影響は再生像に現れていない。

As－S系の材料とAs－Se－S－Ge系の材料を比較すると、高回折効率を得るには前者が著しく有利である。なぜならば、前者は、比較的厚い膜を得ることが容易で、飽和屈折率変化量が大きく、且つ書込光読出光に対する減衰定数が小さいからである。しかし線形性では後者が優れており、特に露光量を小さくした場合には良好な線形記録が可能であった。

アモルファス半導体膜のホログラム記録感度は材料、膜厚、書込光波長によるが、概して低く、図4.7からも読取れるように最高回折効率を得るには

１０Ｊ／cm^2程度の露光量を要する。場合によってはこの低感度の欠点が記録を困難にすることがある。しかしアモルファス半導体膜はホログラム複製材料としても適当な材料であることを著者は既に明らかにした[57]。ホログラム複製技術[58]は、アモルファス半導体膜への間接記録の方法として、導波路ホログラム作成にも援用され得る。

4.3. アモルファス半導体を用いた光導波路

4.3.1. 単層薄膜導波路

アモルファス半導体は高屈折率を有するので、ガラス基板上に作成された適当な厚さの薄膜は、透過域の光に対しては導波路として働く。その断面を図4.11に示す。この導波路内に光透起屈折率変化によりホログラムを記録

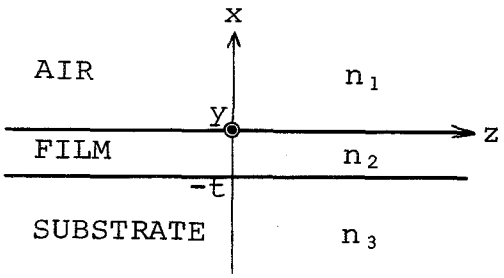


図4.11　単層薄膜導波路

すれば導波路ホログラムを構成することができる。但し屈折率変化を起し得る書込光は吸収のためこの構造内を導波モードとして伝搬し得ないので、記録時の参照波は外部から入射する平面波を用いなければならない。

この単層薄膜導波路のモード分散特性は電磁界境界条件から得られる特性方程式を解くことにより明らかになる。その計算はよく知られたものである[26]のでここでは結果のみを図4.12に示す。導波層には透過域が可視光域に及んでいるAs_2S_3を仮定し、基板は石英ガラスとしてこれらに対する屈折率を用いた。導波路光波長はAs_2S_3が特に低損失となる赤外域の$\lambda=1.153$

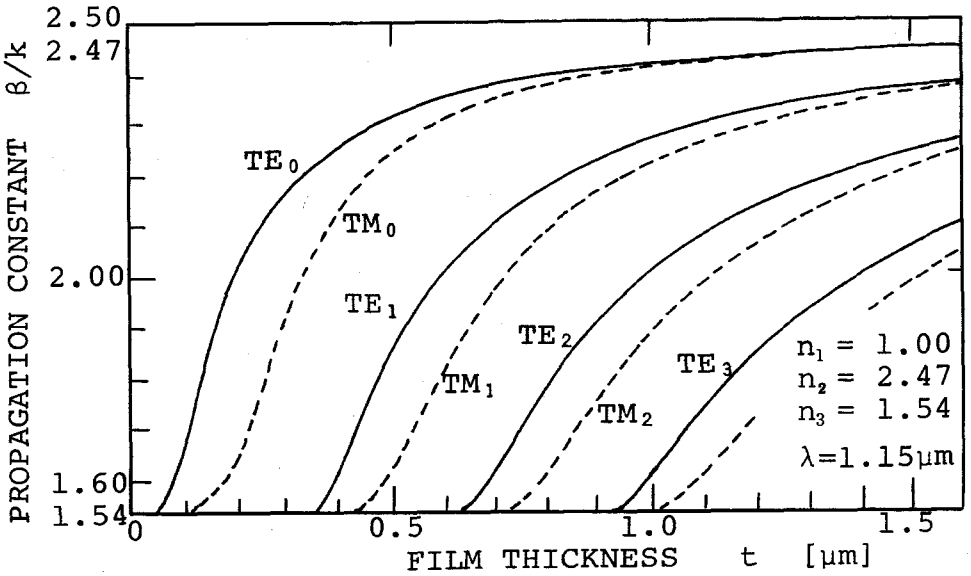


図 4.12　単層薄膜導波路のモード分散曲線

μmとしたが、同図は横軸（膜厚）のスケールが光波長比で変更することを考慮すれば、他の光波長に対しても用いられる。等価屈折率で表した各モードの伝搬定数 β/k は、カットオフ近傍のモードを除き、導波層の屈折率を反映した大きな値となる。

導波路ホログラムの記録を平面波の参照波を用いて行う場合に、読出光より短波長の光を用いて記録を行えば伝搬定数整合が可能なことを 3.3.2 で示した。式（3.69）から明らかなように、この整合法のためには

$$\beta_i / k_w = (\beta / k)(\lambda_w / \lambda) < 1 \qquad (4.21)$$

でなければならない。アモルファス半導体の感光域は $\lambda_w = 5000$ Åの近傍であり、カットオフ近傍のモードを除き β/k は2以上であるので本構造は赤外光再生を行う導波路ホログラムに適している。

4.3.2.　複合型薄膜導波路

可視光域で再生可能な導波路ホログラムを作成するには可視光に対し低損

失で、かつ伝搬定数が大き過ぎない導波構造を設計する必要がある。このような特性は、アモルファス半導体膜を低損失、低屈折率の薄膜導波路に重ねた複合型導波路で実現できる。図4.13にその断面を示す。ここでd、tは

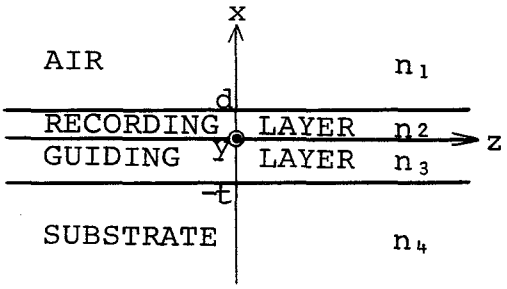


図4.13　複合薄膜導波路

それぞれ記録材料層、低損失導波層の膜厚を表す。この構造は既に弾性表面波を使った光偏光素子への応用が検討されている。[59]

この構造内を伝搬する導波モードの電磁界は伝搬定数が $n_4 < \beta / k < n_2$ の範囲内にあるが、特に $k_4 < \beta / k < n_3$ であるものについて考える。この場合電磁界は記録材料層、導波層の両方内で非エバネッセントな分布をする。TEモードについては電界のy－成分は

$$E(x) = \begin{cases} F\ e^{-\gamma(x-d)} & ; \quad x > d \\ A^{+} e^{i\nu x} + A^{-} e^{-i\nu x} & ; \quad 0 < x < d \\ G^{+} e^{i\delta x} + G^{-} e^{-i\delta x} & ; \quad -t < x < 0 \\ H\ e^{\varepsilon(x+t)} & ; \quad x < -t \end{cases} \tag{4.22}$$

ここに

$$\begin{aligned} &\gamma^2 = \beta^2 - k_1^2, \quad \nu^2 = k_2^2 - \beta^2, \quad \delta^2 = k_3^2 - \beta^2, \\ &\varepsilon^2 = \beta^2 - k_4^2, \quad k_j = n_j k \ (k = 2\pi/\lambda) \end{aligned} \tag{4.23}$$

と書ける。電界の時間および伝搬方向依存性 $e^{i(\beta z-\omega t)}$ は省略した。F，$A^{\pm}$，$G^{\pm}$，H は境界条件から決定される定数である。x＝d，0，－t なる境界での電界およびその微係数の連続性を用いてこれらの定数を消去すれば特性方程式

$$\nu \tan(\nu d+\phi_{21})+\delta \tan(\delta t+\phi_{34}) \qquad (4.24)$$

が得られる。ここに

$$\phi_{21}=-\mathrm{Tan}^{-1}(\gamma/\nu), \quad \phi_{34}=-\mathrm{Tan}^{-1}(\varepsilon/\delta) \qquad (4.25)$$

とおいた。式（4.24）を変形すれば

$$\nu d+\phi_{21}=-\mathrm{Tan}^{-1}\frac{\delta}{\nu}\tan(\delta t+\phi_{34})+m\pi \qquad (4.26)$$

または

$$\delta t+\phi_{34}=-\mathrm{Tan}^{-1}\frac{\nu}{\delta}\tan(\nu d+\phi_{21})+n\pi \qquad (4.27)$$

を得る。ここでmおよびnはそれぞれ記録材料層内、導波路層内でのモード次数であり 0, 1, 2, … の整数値をとる。式（4.26）はさらに

$$d=-\frac{\phi_{21}}{\nu}-\frac{1}{\nu}\mathrm{Tan}^{-1}\frac{\delta}{\nu}\tan(\delta t+\phi_{34})+\frac{m\pi}{\nu} \qquad (4.28)$$

と変形でき、右辺は t が与えられたとき β のみの関数となるので、これを計算することにより容易に β と d の関係が知ることができる。このとき次数 n は式（4.27）から得られる不等式

$$(n-\tfrac{1}{2})\pi \leq \delta t+\phi_{34} \leq (n+\tfrac{1}{2})\pi \qquad (4.29)$$

に当てはめることにより決定できる。又、式（4.26）の変形

$$\nu d+\phi_{21}+\mathrm{Tan}^{-1}\frac{\delta}{\nu}\tan(\delta t+\phi_{34})-m\pi=0 \qquad (4.30)$$

の左辺および式（4.29）の中辺をそれぞれβの関数とみればこれらは共に単調減少関数であることが容易に示される。そこでtおよびdが与えられたときのTE_{mn}モードの伝搬定数を求めるには、式（4.29）の左および右の等号を成立させるβの値β_{m-}およびβ_{m+}を先ず決定し、次に区間$\beta_{m+} \leq \beta \leq \beta_{m-}$内で式（4.30）の左辺の零点を求めればよい。

記録材料層と導波路層にそれぞれAs_2S_3、スパッタガラス薄膜（Corning #7059）を仮定し、t＝1.55μmとしたとき、式（4.28）から計算されたdとβの関係を図4.14に示す。モード記号の第1の添字はm，第2の添

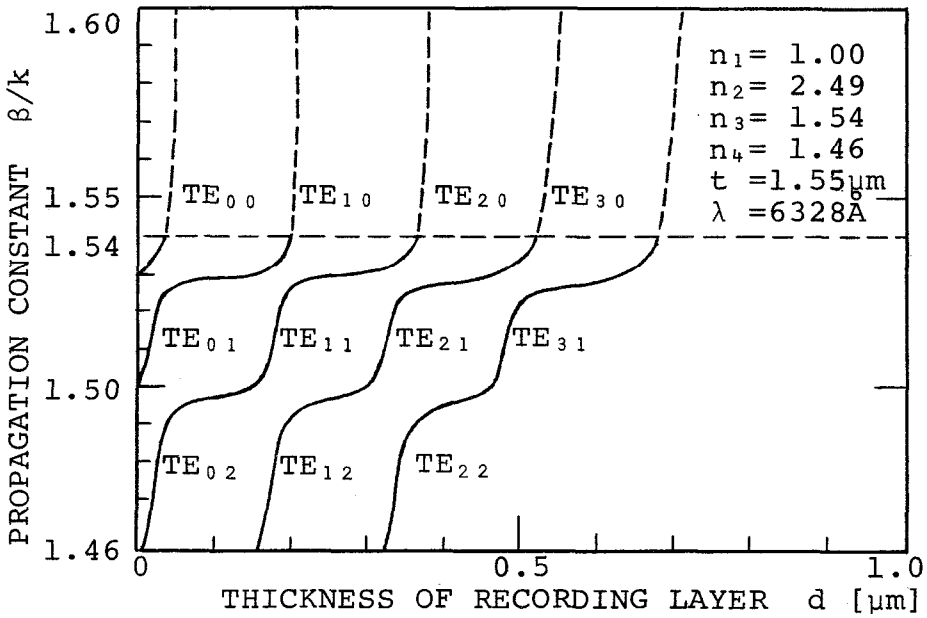


図4.14　複合薄膜導波路のモード分散曲線

字はnを表す。ここで問題にした$n_4 < \beta/k < n_3$のモードの分散曲線は実線で示した。$n_3 < \beta/k < n_2$のモードについては、屈折率n_3の層内で電磁界はエバネッセントな分布となり、このため分散特性は前小節で扱った単層導波路のそれに類似したものとなる。この部分は図4.14では破線で示した。実線部分が示すように、この構造ではスパッタガラス薄膜の屈折率を反映し

た1.50前後の等価屈折率のモードが伝搬できることが明らかになった。このようなモードはdの値の大小にかかわらず存在する。しかし導波路ホログラムの照明波としては散乱やモード変換を生じ難い低次モードの波の利用が好ましいので、記録材料層の厚さdは余りに大きくできない。一方、回折効率の点からは、dをある程度大きくして導波路光と回折光の結合を強くする必要がある。このことを考え合せると記録材料の厚さdはTE_{11}, TE_{12}の2モードが伝搬できる2000−3000Åの範囲に選ぶのが適当である。

4.3.3. 電子ビーム照射効果 (60)

アモルファス半導体膜に電子ビームを照射したとき光照射時と類似の屈折率変化が生じることが新たに見出された。実験に用いた試料はガラス基板上のNESA又はAlの電極上に真空蒸着して得た厚さ約5.8 μmのAs_2S_3薄膜である。電極は電子ビーム照射時の帯電を防ぐのに用いられた。

電子ビーム照射後の屈折率変化量の測定は繰返し干渉計を用いて行った。試料薄膜を繰返し干渉計で観察すると膜両面からの反射光の干渉による干渉縞が見られるが、電子ビーム照射部分では光路差の変化を示す干渉縞の移動が認められた。一方干渉顕微鏡による膜表面の観察では電子ビーム照射部の膜厚の変化は認められなかった。従って干渉縞の移動量を測定すれば屈折率変化量の全膜厚にわたっての平均値が得られる。

波長5461Åの光で測定された平均屈折率変化量$\langle \Delta n/n \rangle$ ($n=2.8$)と電子ビーム加速電圧E、および照射電荷量Qとの関係をそれぞれ図4.15、4.16に示す。図4.15によれば屈折率変化量はビーム電圧の1.6乗に比例しているが、この傾向は屈折率変化は試料の表面層だけで生じており、その厚さdは電子ビームの飛程Rで決り、又、表面層内の屈折率変化量$\Delta n/n$はビーム電圧Eに依存しないと考えれば矛盾なく説明できる。電子ビーム飛程Rに関して、飛程Rと物質の密度ρの積が物質の種類によらないという法測が適用できるとしてAl膜での測定データ(61)とAs_2S_3の密度$\rho = 3.2$

g/cm^3 を用いれば

$$<\Delta n/n> = \Delta n/n \times d/W,\ W：膜厚$$

$$d \sim R = 0.021 \times E^{1.6}\ 〔\mu m〕\ (3 \leq E〔KV〕 \leq 20) \qquad (4.31)$$

なる関係が成立し、上式のEの指数1.6は図4.15の直線の勾配によく一致する。またこのときの表面での屈折率変化量は$\Delta n/n = +3.5\%$と算定される。

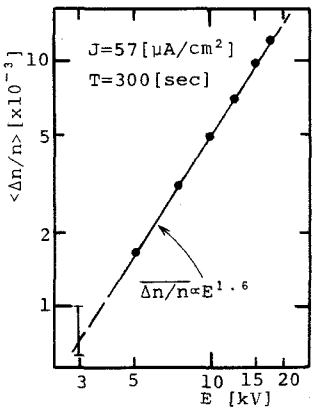


図4.15　平均屈折率変化量と電子ビーム電圧の関係

次に図4.16によれば、屈折率変化の大きさは電流密度J、照射時間Tに独立には依存せず、これらの積である照射電荷量$Q = J \times T$のみに依存することが明らかで、$Q = 1 \times 10^{-3}\ C/cm^2$の照射で表面では2－3％の屈折率変化が生じている。

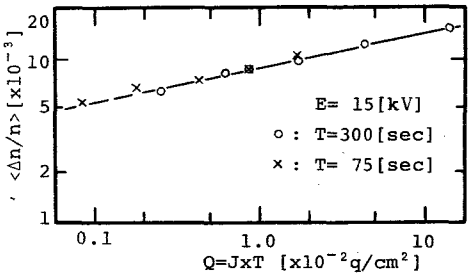


図4.16　平均屈折率変化量と照射電荷量の関係

以上に述べた屈折率変化現象の詳しい機構は現在のところ明らかではないが、その過程は光照射による屈折率変化の現象と類似の点が多いと思われる。電子ビーム照射後の状態と、光照射後の状態には定性的には何ら差異が認められない。光照射による屈折率変化も約200°Cの熱処理により容易に消

去される。屈折率変化の飽和値は電子ビーム照射時と光照射時で同程度である。さらに屈折率変化部分の境界が極めて鮮明であることや、電子ビームを断続的に照射した場合も連続的に照射した場合と同じ効果を生じることから、この現象は熱によるものではないと推察される。又、電子ビーム照射によっても結晶化の生じていないことがX線回折により確認された。なおAs－Se－S－Ge系の材料についても同様の現象が認められた。

ここで述べた屈折率変化現象は熱処理を行わない限り非可逆な現象であるが、これに加えて、電子ビーム照射中、透過域の光に対する吸収係数が一時的に増加する現象が見出された。[62] この現象はアモルファス半導体薄膜中を伝搬する導波路光の透過を電子ビームにより制御することを可能にするので、光スイッチや信号入力素子としての応用が考えられる。

4.3.4.　3次元導波路の電子ビーム書込[63]

4.3.3の屈折率変化現象は光集積回路素子の作成技術として有効に利用され得ることを3次元導波路書込の実験により確認した。

光学研磨された石英基板上にAs_2S_3を真空蒸着し、厚さ1.52μmの薄膜を得て、これに幅150μmの曲りスリットをもつAℓマスクを通して電子ビームを照射した。電子ビーム電圧、照射電荷量はそれぞれ15kV，3×10^{-2} C/cm^{2}である。このとき電子ビーム飛程Rは膜厚と同程度で、照射部

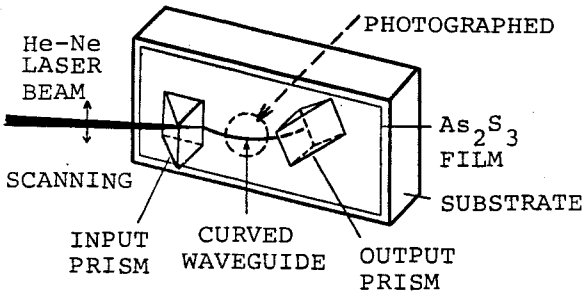


図4.17　導波路光の励振

の屈折率増加量は図4.16のデータから$\Delta n/n \sim 4\%$と推定される。

導波路光（He－Neレーザ光、$\lambda = 6328$ Å）の励振は図4.17に示すようにGaPプリズムを用いて行った。この曲り導波路の導波性は、図4.17のように入射ビーム位置を移動させたときの出力光の現れ方、導波路光のストリーク、および薄膜（2次元）導波路部との伝搬定数の違いにより確認された。図4.18に、曲り導波路に沿ってガイドされ進行する光のストリークを示す。

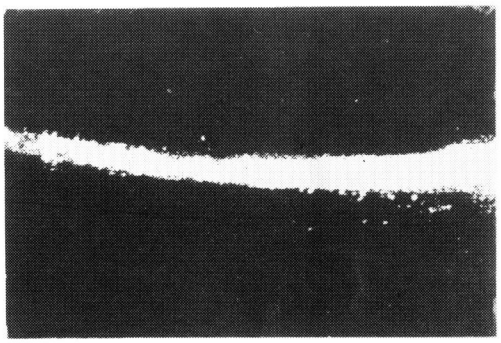


図4.18　3次元曲り導波路に沿って導波される光

ここではマスクを用いた導波路パターン書込について述べたが、細く収束した電子ビームを走査する方法によれば窮極的には光波長程度以下に微細な屈折率変化のパターンを精密に書込むことができると考えられる。既に著者らは光集積回路用グレイティングを走査電子顕微鏡を用いて直接書込むことに成功している。[64] このグレィティングは入力結合器、出力結合器、光路変換器、モード変換器等として用いることができる。

4.4. 結　言

導波路ホログラム構成材料としてのアモルファス半導体膜の基礎特性を検討した。

ホログラムの記録過程および記録されたホログラムの特性に関して、現象論的な解析およびそれを裏付けるための実験を行い、次の結果を得た。

(1) 非線形性の影響を避け、高回折効率を得るには、動作点（平均露光量）を最適にする必要がある。このとき、ホログラム形成に寄与する屈折率変化の基本波成分振幅は、材料の飽和屈折率変化量の約44％となる。

(2) 体積ホログラムの記録においては、書込光の減衰により格子の変調度が膜厚方向に減衰する効果が顕著に現れる。有効に書込める厚さは限定されるので膜厚には最適値が存在する。

(3) 解析結果の妥当性を実験的に確認し、最適条件下では、理論限界に近い高回折効率のホログラム格子を得ることができた。

以上により、アモルファス半導体膜をホログラム記録に用いるときの設計要因および得られるホログラムの諸特性を知るための手法が確立された。

光導波路構成に関する検討の結果

(4) 単層薄膜導波路は赤外光再生用の導波路ホログラム作成に適している。

(5) 複合薄膜導波路で各部の膜厚を適当にすれば可視光再生用の導波路ホログラム作成に適した特性が実現できる。

(6) 新たに見出された電子ビーム誘起屈折率変化現象を利用して、3次元導波路、グレイティング等の光集積回路素子を電子ビーム書込により作成できる。

ことが明らかになった。(6)の電子ビーム書込法は、導波路ホログラムを中心とする光集積回路を構成する際に、照明波の伝送路、光路変換器、導波路間結合器などの周辺素子の作成技術として重要なものである。

本章で得られた結果は、導波路ホログラム設計に必要な基礎データとして、後続の各章で用いられる。

第5章　導波路ホログラムの記録・再生実験

5.1.　緒　言

本章では第4章でその基礎特性を明らかにしたアモルファス半導体膜を構成材料としてプロトタイプの導波路ホログラムを作成して再生特性を調べ、第3章の解析の妥当性を確認するとともに、再生像の品質について実験的検討を加える。以下5.2.では記録時に参照波として外部からの平面波を用いる場合、5.3では導波路光を参照波とする場合について述べる。

5.2.　平面波を参照波とした記録[47, 48]

5.2.1.　試料の作成

図5.1.に作成した導波路ホログラムの断面図を示す。(a)は再生時の導波路光励振にプリズム結合器を用いるタイプ、(b)はグレティング結合器を用いるタイプである。記録・再生を共に可視光域で行うために4.3.2.で述べた複合型導波路構造を採用し、低損失低屈折率導波層はスパッタガラス薄膜とし、記録材料層には屈折率変化が大きく可視光域でも低損失なアモルファスAs_2S_3蒸着膜を選んだ。各層の膜厚は4.3.2の解析結果からそれぞれ、$d = 0.25\ \mu m$，$t = 1.55\ \mu m$とした。

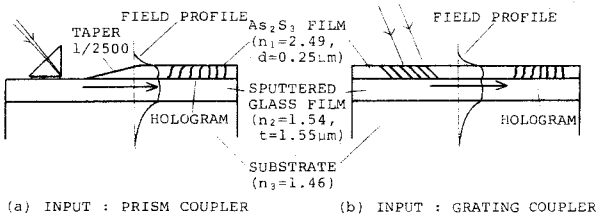


図5.1　作成した導波路ホログラムの構造

スパッタガラス薄膜は光学研磨した石英ガラス基板上に高周波高速スパッタ装置（日電バリアン、SPS－211）を用いてCorning #7059 ガラスを埋積することにより得た。スパッタ条件を表5.1に示す。膜厚の制御はスパッタ時間を調節することにより行った。記録材料a－As_2S_3層はタンタルボー

表 5.1　スパッタガラス薄膜導波路の作成条件

ATMOSPHERE	Ar, 5×10^{-2}Torr
TARGET-SUBSTRATE DISTANCE	35 mm
RF POWER	100 W
SUBSTRATE TEMPERATURE	30°C
SPUTTERING RATE	1.39 Å/sec

トを用いて通常の真空蒸着法により作成した。蒸着中、図5.2のように試料にほぼ垂直にHe－Ne レーザ光（波長6328Å）入射させその反射光強度変化をレコーダに描かせることにより膜厚を監視し、設計値の膜厚に達した時シャッタを閉じた。反射光強度は a－As_2S_3 膜内での多重干渉効果により膜厚の増加に伴い周期的変化をし、その1周期は膜内波長の1／2（約1270Å）の膜厚増加に対応する。この方法で200Å程度の精度の膜厚制御が可能であった。図5.1(a)のテーパ部の作成のため、a－As_2S_3 蒸着の際に試料から離して固定されたステンレスマスクを用いた。テーパ部はボートの射影として形成されるので、その勾配は試料－マスク間距離を調節することにより設定された。

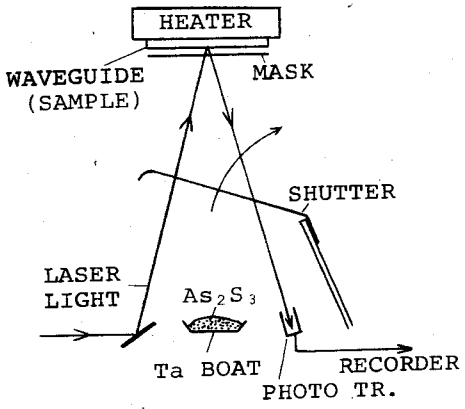


図5.2　記録材料の蒸着

図5.1(b)のタイプに必要なグレイティング結合器はAr^+ レーザ光（波長5145Å）を用い2平面波の干渉を記録することによりホログラフィックに

作成された。グレイティングの周期は $\Lambda = 0.40\ \mu m$、波長 $\lambda = 6328$ Å に対する波数で規格化されたグレティングベクトル長さは $K/k = 1.58$ ($k = 2\pi/\lambda$) である。

作成された導波路構造の伝搬定数は各モードを励振するためのグレイティング結合器への入射角を測定することにより決定した。波長 $\lambda = 6328$ Åの He－Ne レーザ光に対する実測値は

$$\beta i/k = \begin{cases} 1.51 & TE_{11},\ TM_{11}\ モード \\ 1.46 & TE_{12},\ TM_{12}\ モード \end{cases} \qquad (5.1)$$

である。

5.2.2. 記録条件

導波路ホログラムを再生する光は導波路光として伝搬できる透過域の波長でなければならないが、記録材料は吸収端波長より短波長の光のみに対して感度をもつ。従って書込は読出より短波長の光で行なわなくてはならない。この関係は3.2.2で述べたように、参照波として外部平面波を用い、照明波との間で伝搬定数整合条件を成立させるためにも必要である。この点を考慮して、再生には波長 $\lambda = 6328$ Åの He－Ne レーザ光を用いることとし、記録光には Ar^+ レーザの発振線から波長 $\lambda w = 4579$ Åの光を選んだ。

記録時の実験構成を図5.3に示す。試料は回転ステージの上に固定し、参照波の入射角 $\theta r = 70°$ とした。この参照波の伝搬定数 βr を再生時の光の波数 k で規格化すれば

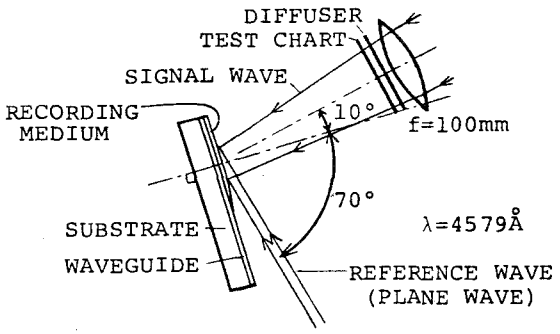


図5.3　記録のための光学系

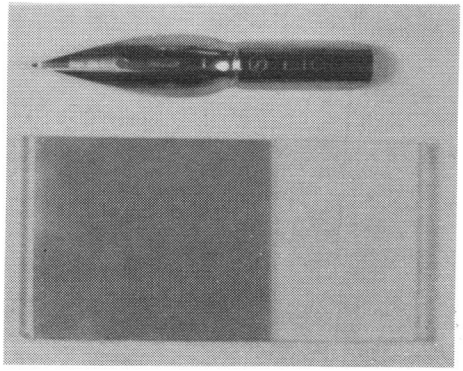
$$\beta r / k = (\lambda / \lambda w) \sin \theta r$$
$$= (6328 Å / 4579 Å) \times \sin 70°$$
$$= 1.30 \qquad (5.2)$$

となり、式（5.1）及び式（5.2）の値により近似的にではあるが伝搬定数整合条件式（3.33）が満たされる。又、信号波がその空間周波数範囲全域にわたって再生されるための条件式（3.38）が成立っている。

信号波はテストチャートを裏面からレンズと拡散板を通して照明することにより得た。拡散板はホログラム面での信号波強度を一様にするためのもので、＃2000研磨で作成した擦りガラスに鉱物油を塗布したものを用い、拡散の程度は油層の厚さで調節した。図5.3のように信号波はホログラムにほぼ垂直に入射するので、記録時と再生時で異なる波長の光を用いることによって生じる再生像の歪は小さい。信号波の参照波に対する強度比は、表面反射率の違いを考慮に入れて、記録材料内で約1／10となるように設定した。

露光量を最適にするため、記録中に信号波の入射を瞬間的に遮り、このとき通常のホログラムとして再生される回折波を監視して、その強度が最高となった時に露光を停止した。この最適露光にはレーザ発振出力100mwに対して約45secの記録時間を要した。

記録済の試料を図5.4に示す。この試料内に図5.1(a), (b)のタイプがそれぞ



WAVEGUIDE HOLOGRAM

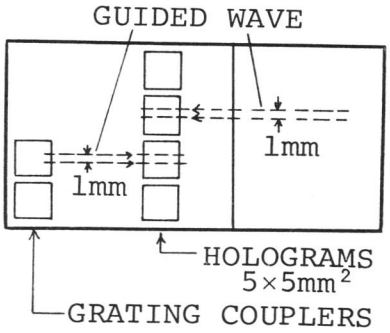


図5.4　記録済の導波路ホログラム試料

れ２組作成された。記録材料層は左 2／3 の部分にあり、導波路光の伝搬方向は同図横方向である。各々のホログラムは５×５㎟の面積をもち、中央部に４個縦配列している。

5.2.3. 再生特性

図5.1 (a) の導波路ホログラムの再生時の実験構成を図5.5に示す。試料は微動回転ステージ上に固定されている。照明波として He－Ne レーザ光（λ＝６３２８Å）を円柱レンズで集光しプリズム結合器（Ta FD－１６ガラス製、屈折率2.009）を用いて約１㎜の幅をもつ導波路光を励振した。モード次数の選択は試料ステージを回転して入射角を変えることにより行い、ＴＥモードとＴＭモードの選択には偏光板を用いた。

図5.5の実験で導波路ホログラムの両側に直接像が得られ、これらは互に鏡像の関係にあることが確認された。図5.6にその再生像を示す。このときの有効ホログラムサイズは導波路光幅と試料面に置いたアパーチャの開口で決り、幅１㎜、長さ２

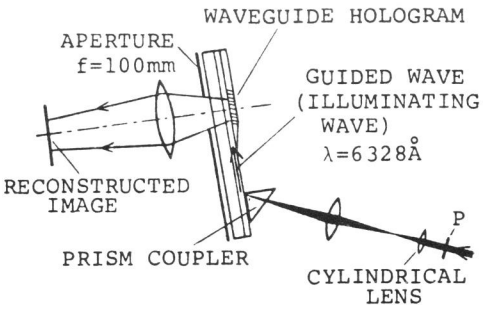
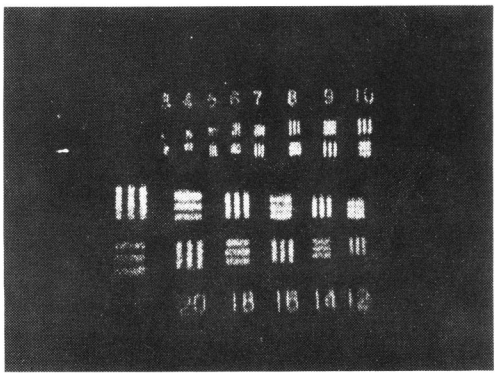
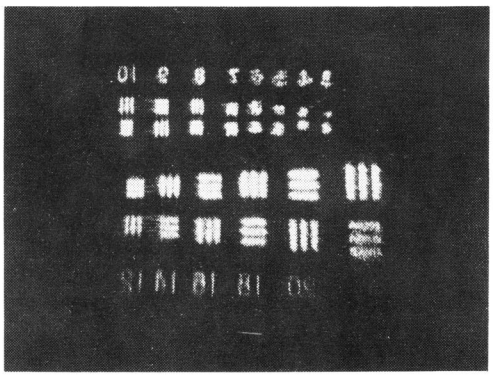


図5.5　再生（直接波）のための光学系



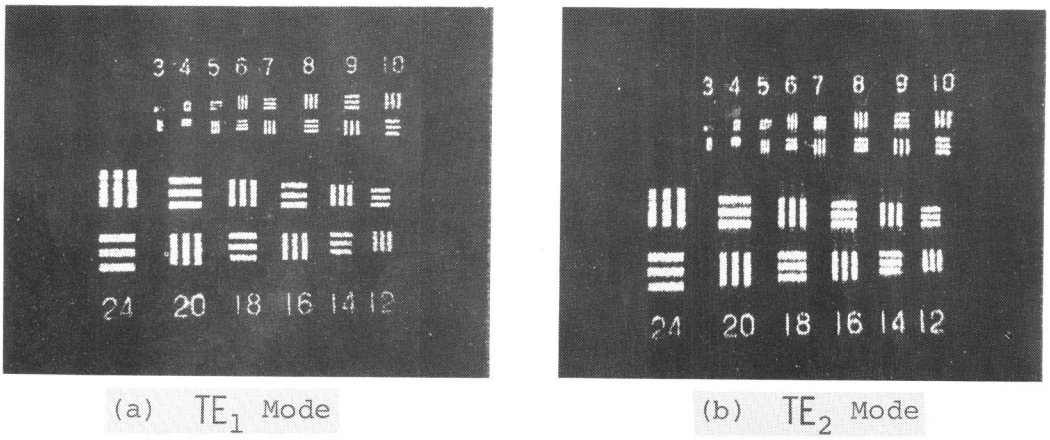
(a)



(b)

図5.6　導波路ホログラム(a)の再生像（直接像）

mmである。図5.7はTEとTMの導波モードの違いによる再生像の影響を示す



(a) TE_1 Mode　　(b) TE_2 Mode

図5.7　TEモードとTMモードによる再生像の比較

ものである。同図から、TEモードの場合の方が再生像の縦方向（像波路光の進行に対し垂直な方向）の分解能の劣化が著しいことがわかる。この理由は、TMモードの導波路光の方が導波路表面の傷や汚れの影響を受け易く、照明波の進行方向に近い方向に進む散乱波を生じ易いからであると考えられる。これより導波路ホログラム再生にはTE導波モードが適していることが明らかになった。横方向の分解能に比較して縦方向の分解能が優れないという傾向は、図5.7(b)ほど顕著ではないが図5.7(a)の再生像にも認められる。この実験結果は3.3.3.の解析のように回折限界で分解能が決定されると考えて理論的に計算される分解能と定量的には一致せず、導波路ホログラムにおいては導波路光の散乱が導波路光進行方向と垂直な方向の再生像分解能を決定する第1の要因となる場合があることを示している。

次に照明波である導波路光の伝搬方向を逆転することにより、一組の共役回折波が生じ、図3.2に示したようにレンズなしで実像が得られることが確認された。この再生像を図5.8に示す。再生像のS/Nを知るために、像面をコア

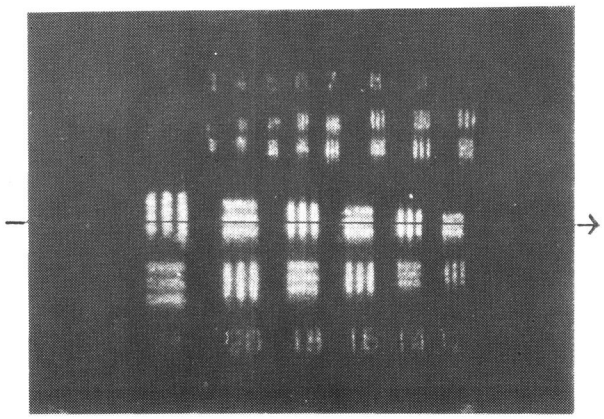


図5.8　導波路ホログラム(a)の再生像（共役像）
矢印はファイバプローブの走査方向

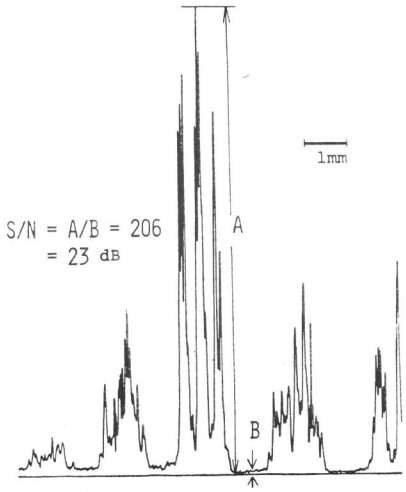


図5.9　再生像面の光強度分布

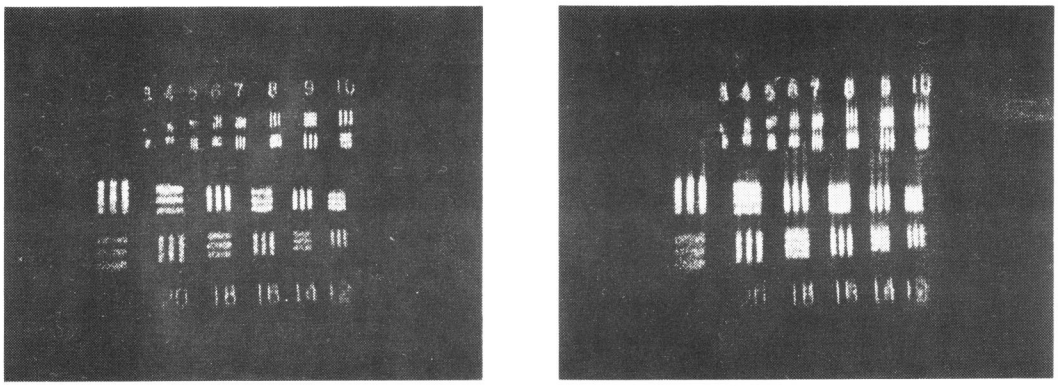
径50 μm の光ファイバを用いたファイバプローブで走査して強度分布を測定した。その結果を図5.9に示す。再生像中のバーの明るさとバックグラウンドの明るさの比で定義した S/N として、図5.9で像面に最も焦点の良く合った部分での比をとり

$$S/N = A/B = 206 = 23\ \mathrm{dB} \qquad (5.3)$$

の値が得られた。

図5.10 は図5.1(b)のグレイティング入力結合器付の導波路ホログラムの再生像を示す。この実験で高次モード（TE_{12} モード）を用いる方が低次モード（TE_{11} モード）を用いる場合より明るい再生像の得られることが確認された。しかし同図から再生像の分解能に関しては低次のモードの方が優れていることが分る。図5.1(b)の導波路ホログラムの再生像品質は全般的に(a)のそれに比べ

優れている。この理由は、(b)のタイプは導波路構造にテーパ部をもたないのでその部分から生じる散乱波の影響を受けないこと、および幅をもつ導波路光を一様に励振する点でグレイティング結合器がプリズム結合器に比べて優れていることにあると思われる。図5.10 (a)の再生像は、原情報と等倍の約9×11 ㎟



(a) TE_1 Mode　　(b) TM_1 Mode

図5.10　導波路ホログラム(b)の再生像(共役像)

の大きさであるが、像面で10 lines/㎜ 程度まで分解されている。3.3.3の解析結果からは30 lines/㎜ 程度の値を得るが、記録時に拡散板を用いたことによって生じるスペックル雑音が分解能を見かけ上劣化させる要因となることを考え合せれば、同図の再生像は有効面積1×2㎟のホログラムの再生像としては従来の方式によるホログラムの再生像と比較して遜色のない良質のものであるといえる。

5.2.4. 導波路光のエバネッセント波を用いる場合と非エバネッセント波を用いる場合の比較

前小節までで述べた導波路ホログラムは記録材料層の屈折率が導波路層の屈折率より大きいので導波路光は記録材料内で非エバネッセントな分布をし、従

って3.1での分類の(2)のタイプに属するものであった。(1)のタイプのエバネッセント波を利用する導波路ホログラムの可能性は、記録材料として重クロム酸ゼラチン膜（屈折率η_1 ＝ 1.53）を用いた実験で確認された。[65] その実験法は露光量を除いて前小節までで述べたものと同じである。得られた共役再生像を図5.11に示す。

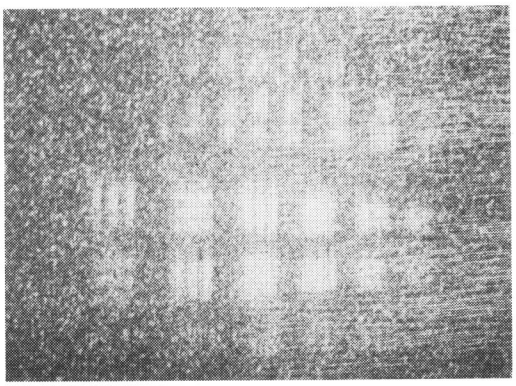


図5.11　重クロム酸ゼラチン膜を記録材料とした導波路ホログラムの再生像

(2)のタイプでは(1)のタイプに比較して回折効率の明らかに高い導波路ホログラムが得られた。これは(2)のタイプでは記録材料層内で導波路光は非エバネッセント波であるのでその振幅は大きく、従って導波路光と回折波の結合が大いことに起因するものである。再生像の分解能およびS/Nに関しても、図5.11を図5.6，5.7，5.8，5.10.と比較してみれば明らかなように、(1)のタイプでは(2)のタイプに及ぶ特性は得られなかった。このことには低回折効率であることも無関係ではないが、最大の原因は記録材料として用いた重クロム酸ゼラチン膜が、アモルファス半導体膜ほど良好な導波特性を有しないことにあると考えられる。

以上により(2)のタイプの(1)のタイプに対する優位性が明らかにされた。この結果はまたアモルファス半導体膜が導波路ホログラム構成材料として適したものであることを実証するものである。

5.3.　導波路光を参照波とした記録

5.3.1.　参照波に導波路光を用いる事の意義と問題点

前節の平面波を参照波として導波路ホログラムを記録する際に、伝搬定数整合の条件を満たすために再生時に用いる光の波長より短波長の光を用いて記録

を行う必要があった。また、この波長差により、記録材料が感度をもつ波長で記録し、感度をもたず低損失となる波長で再生することができた。

しかしながら、導波路ホログラムを集積化し、小型高信頼性のメモリ装置を構成するためには、再生時のみでなく、記録時にも導波録光を用いることが望ましい。参照波および照明波の両方に導波路光を用いれば、記録・再生を同一の波長の光で、従って同一の光源、光学系を用いて行うことができるばかりでなく、3.2.5の解析が示すように極めて広視野の再生像を歪なく再生することができる。さらに導波路ホログラムの波面変換機能を利用して導波路と他の光回路部品との結合器[66]を作成する際にも、導波路光による記録が必要となる場合がある。

導波路光を参照波として導波路ホログラムを記録し、これを同波長の導波光で再生しようとする場合、次の3条件が満足されなければならない。

(1) 記録時に書込光が導波路－記録材料内を大なき損失を受けることなく伝搬すること。

(2) 記録材料は書込光に対して感度をもつこと。

(3) 再生時に照明波によってホログラムが記録破壊されないこと。

このうち(1), (2)は互に相反する要求であり、通常のホログラム記録材料のほとんどはこれらを同時に満たすことができない。しかし本研究でとり上げているアモルファス半導体膜 As_2S_3 を用いれば、Photodoping 効果[67]を利用することにより、上記の条件を満足させて導波路ホログラムを記録できる可能性がある。この Photodoping 効果は As_2S_3 薄膜上に蒸着された薄い Ag 膜が、光照射することにより As_2S_3 膜内に拡散される現象である。Ag が拡散された部分は光学的定数（α および η）が変化するので、Ag－As_2S_3 構造をホログラム記録媒体として利用することができる。この現象は緑より短波長の光に関して顕著に表れる現象であるが、長波長域で感度が急激に低下するものでないことが指摘されており、実際著者の予備実験で、赤色の He－Ne レーザ光（λ＝6328 Å）の場合にも生じることが明らかになった。記録後

に、拡散されずに表面に残留しているAg を薬品で除去すればホログラムは定着されるので、上記(3)の条件も満たされる。

5.3.2. 記録条件

図5.12 に作成した導波録ホログラムの記録前の構造を示す。スパッタガラ

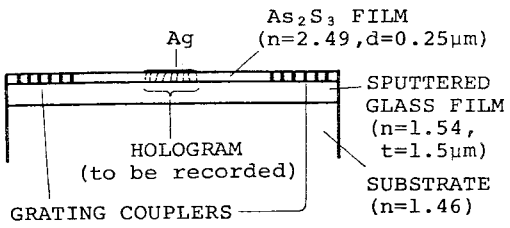


図5.12 作成した導波路ホログラムの構造

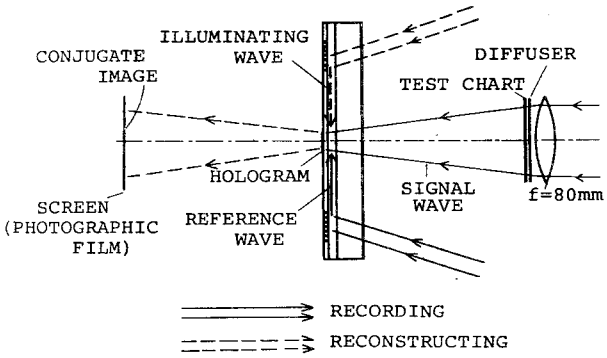


図5.13 導波路ホログラムの記録・再生

ス膜と As_2S_3 膜は2層構造の低損失な薄膜導波路を構成している。その伝搬定数実測値は波長 $\lambda = 6328$ Åに対して

$$\beta / k = \begin{cases} 1.53 & TE_{11} \text{ モード} \\ 1.50 & TE_{12} \text{ モード} \end{cases} \qquad (5.4)$$

であった。両端部の As_2S_3 膜内には、参照波および照明波として用いる導波路光を励振するためのグレイティング結合器を作成した。また中央のホログラム記録を行おうとする部分にはAg膜を約200Åの厚さに真空蒸着して波長 $\lambda = 6328$ Åの書込光に対して感度をもたせている。

記録・再生は図5.13 の構成によりHe－Ne レーザ（$\lambda = 6328$ Å）を用いて行った。同図で実験矢印は記録時の光路、破線矢印は再生時の光路を示

す。導波路光として約1㎜の幅をもつ TE_{11} モードの波を励振した。

記録には、レーザ発振出力15mWに対して4～5minの露光を要した。これはPhrotodoping効果の感度がHe－Neレーザ光に対して低いからであるが、グレイティング結合器の効率を改善すれば露光時間を短縮することができると考えられる。露光後、残留Ag膜を $Fe(NO_3)_3$ 水溶液で除去することにより定着処理を行った。記録済の導波路ホログラムを図5.14に示す。ホログラムは左から1／4の位置に4個縦配列している。

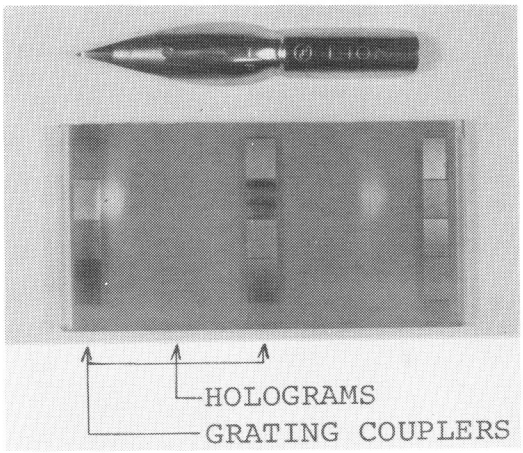


図5.14　記録済の導波路ホログラム試料

5.3.3.　再生特性

記録時と再生時で同波長、同モードの導波路光を用いたことにより、参路波と照明波の伝搬定数整合条件が自動的に満たされ、正位置に等倍の再生像が歪なく再生されることが確認された。図5.13のスクリーンに得られた共役再生像を図5.15に示す。この場合のホログラムの有効サイズは幅約1㎜、長さ約3㎜であり、再生像の大きさは7.5×10㎟である。同図の再生像は、横方向（導波路光の進行方向）の分解能が著しく劣化している。この原因としては、記録時にAg膜のために導波路光が記録部で減衰を受け、このためホログラム

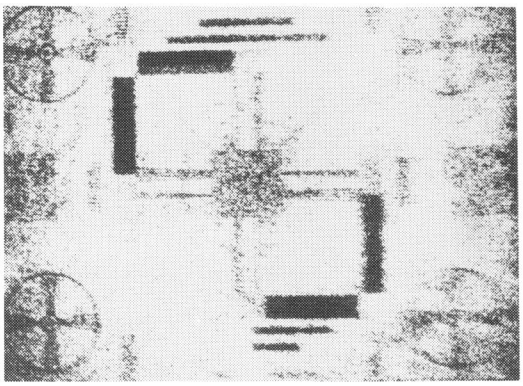


図5.15　共役再生像

の長さ方向の有効サイズが実効的に小さくなったこと、およびホログラム部付近での非均質性によるモード変換のため、複数個の導波モードが記録・再生に寄与していることが考えられる。

以上の実験で導波路光を用いたホログラム記録・再生の可能性が確認された。しかし現在のところ再生像は分解能、S/N ともに十分ではない。この品質劣化の問題点は、大部分記録材料にあると考えられる。そこで今後、5.3.1で示した条件を十分に満たす新たなホログラム記録材料を開発し、導波路ホログラム構成を検討する必要のあることが指摘される。

5.4. 結　言

アモルファス半導体を構成材料としてプロトタイプの導波路ホログラムを作成し、その記録・再生特性を明らかにした。その結果、第3章での著者の提案および理論的解析の結果が実験的に裏付けられた。

節5.2の平面波を用いた記録の実験で、理論的に予想された導波路ホログラムの波面再生特性を確認するとともに、新たに

(1) 導波路光の散乱が導波路光進行方向と垂直な方向の再生像分解能を決定する第1の要因となる場合がある。

(2) TE 低次モードの導波路光を用いる方が高い分解能で再生像を得られる。

ことなど、導波路ホログラムに特有の波面再生特性を明らかにした。また導波路光のエバネッセント波部分を用いる場合と非エバネッセント波部分を用いる場合を比較検討し、後者の優位性を指摘した。この結果、従来の方式のホログラムの再生像と比較して遜色のない良質の再生像を得ることができた。

節5.3では導波路光を参照波として導波路ホログラムの記録を行う方式の可能性を確認した。又、再生像の品質を改善するには、必要な条件を十分に満す記録材料の開発が望まれることを指摘した。

本章で得た結果は、著者が提案した導波路ホログラムが、集積化されたホログラムメモリ装置の構成に適した特性を持つことを最初に実証したものとして重要な意味をもつと考える。

第6章　導波路ホログラムの高効率化

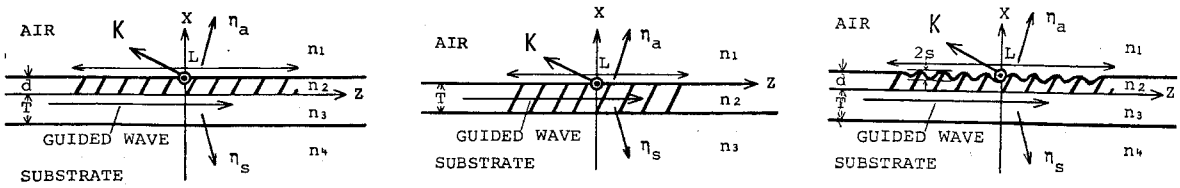
6.1.　緒　言

本章では高効率化の問題について理論および実験の両面から検討を行う。先ず高効率が期待できる種々のタイプの導波路ホログラムを考え、その効率に関して数値的手法により解析を行い設計指針を明らかにする。[68] 続いてこの結果に基づいて作成したレリーフ型導波路ホログラムの実験について述べる。[69] 又、高効率導波路ホログラムで特に問題となる雑音と分解能劣化の要因について考察する。

6.2.　高効率化のための構造

導波路ホログラムの回折効率は、ホログラム長を一定とすれば、記録材料内の屈折率変調の大きさと照明波の記録材料層内への集中の程度で決る。屈折率変調の大きさは、記録材料固有の屈折率変化量と記録時の露光条件で決るので、大きな屈折率変化を利用できる材料を用い、露光条件を最適に選ぶ必要があることは従来の方式のホログラムの場合と同様である。一方導波路ホログラムの構造としては、照明波が記録材料層内で大きな振幅を持つようにするか、あるいは屈折率変調が等価的に拡大されるような構造とする必要がある。

高回折効率を期待できる導波路ホログラムの構造を図6.1に示す。いずれも



(a) 複合導波路型　　(b) 埋込型　　(c) レリーフ型

図6.1　高効率導波路ホログラムの構造

記録材料にアモルファス半導体を用いるものである。 (a)は複合導波路型で、記録材料の屈折率は導波路層の屈折率より大きいので導波路光は記録材料層内で非エバネッセントな分布をし、その振幅は大きい。この構造の導波路ホログラムは既に第5章で実験を行ったが、高効率化の立場から記録材料層の膜厚を最適化すれば、効率改善が可能と考えられる。 (b)はホログラムと光導波路が同一材料で構成された埋込型である。屈折率変調は導波路全体に存在するため、ホログラムへの照明波の集中度が高い。この構造は、4.3.1で述べたように赤外光 再生用の導波路ホログラムに限って用いることができる。 (c)はレリーフ型で、複合導波路型を記録後にエッチングすることにより作成される。再生時には屈折率変調と表面のCorrugationの両方が回折に寄与する。特に表面Corrugationは、実効的にはこの部分に空気と記録材料の屈折率差に対応する大きな屈折率変調があることと等価であるので、高効率化に極めて有利である。

次に次節での解析のために、図6.1の各種導波路ホログラムをモデル化し、数式的に表現しておく。数値的手法の解析では、情報を記録したホログラムを一般的に扱うことはできないので、平面波を擬似信号波として記録した導波路ホログラムをモデルに用いる。このとき導波路ホログラムは導波路光進向方向（z方向）に関して完全な周期構造となる。

図6.1(a)の複合導波路型導波路ホログラムは、屈折率自乗の分布

$$n^2(x)=\begin{cases} n_1^2 & ;\quad d<x \quad (6.1a) \\ n_2^2(x)=n_{20}^2+2n_{20}n_{21}\cos(Kx) & ;\quad o<x<d \quad (6.1b) \\ n_3^2 & ;\ -T<x<o \quad (6.1c) \\ n_4^2 & ;\quad x<-T \quad (6.1d) \end{cases}$$

で表現できる。ここでd，Tはそれぞれ記録材料層、導波路層の膜厚である。

記録材料は平均屈折率がn_{20}で、振幅n_{21}の正弦的屈折率変調をもち、屈折率変調振幅は平均屈折率に比べて十分小さい（$n_{21} << n_{20}$）とした。n_1，n_3，n_4はそれぞれ空気、導波路層、基板の屈折率である。これらは

$$n_1 < n_4 < n_3 < n_{20} \tag{6.2}$$

なる関係を満たす。　式（6.1）で

$$K = \xi i_x + \eta i_z \tag{6.3}$$

は格子ベクトルを表す。　また

$$x = x i_x + z i_z \tag{6.4}$$

は構造内の座標を表す位置ベクトルである。

(b)の埋込型導波路ホログラムは構造上、(a)から低屈折率の導波路層を取り去ったものに他ならない。従って(a)の特殊な場合として解析することができる。その際、(a)の解析に$T \to O$，$d \to T$，$n_4 \to n_3$　の置換えを行えばよい。

(c)のレリーフ型導波路ホログラムでは、(a)の場合に表面のCorrugationが加わるため、その表現はやや複雑になる。表面Corrugationが振幅sの正弦型で、その位相は屈折率変調の位相に一致しているとすれば記録材料の表面は

$$\begin{aligned} x &= f(z) = d + s \cos \eta (z - p) \\ p &= -(\xi/\eta) d \end{aligned} \tag{6.5}$$

で表わされ、屈折率自乗の分布はこの境界の上部では式（6.1 a）で、下部では式（6.1 b，c，d）で与えられる。レリーフ型導波路ホログラムでは、表面のCorrugationと屈折率変調の両者が回折に寄与するが、特に前者の寄与が大きく、回折効率は主にCorrugationによって決ると考えられるので、簡単のため屈折率変調を無視すれば、屈折率自乗の分布は次式となる。

$$n^2(x) = \begin{cases} n_1^2 & ; \quad d+s < x & (6.6\,a) \\ n_c^2(x) & ; \quad d-s < x < d+s & (6.6\,b) \\ n_2^2 & ; \quad 0 < x < d-s & (6.6\,c) \\ n_3^2 & ; \quad -T < x < 0 & (6.6\,d) \\ n_4^2 & ; \quad x < -T & (6.6\,e) \end{cases}$$

ここで$n_c^2(x)$は表面 Corrugation を屈折率分布の形で表したもので

$$n_c^2(x)=\begin{cases} n_1^2 & ;\ x > f(z) \quad (6.7a) \\ n_2^2 & ;\ x < f(z) \quad (6.7b) \end{cases}$$

なる関数である。このようにCorrugationを屈折率分布で表せば、その分布はもはや正弦的ではない。そこで上式をフーリエ展開すれば

$$n_c^2(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} \kappa_n(x)\ \exp in\eta z \qquad (6.8)$$

と書ける。ここで$\kappa_n(x)$はn次のフーリエ系数であり、式(6.5)(6.7)から

$$\kappa_n(x)=\frac{\eta}{2\pi}\int_0^{2\pi/\eta} n_c^2(x)\ \exp(-in\eta z)\,dz$$

$$=\begin{cases} n_2^2\frac{1}{\pi}\cos^{-1}\left(\frac{x-t}{s}\right)+n_1^2\left\{1-\frac{1}{\pi}\cos^{-1}\left(\frac{x-t}{s}\right)\right\}; & n=0 \\ (n_2^2-n_1^2)\frac{1}{n\pi}\sin\left\{n\cos^{-1}\left(\frac{x-t}{s}\right)\right\}; & n=\pm1,\pm2\cdots \end{cases} \qquad (6.9)$$

と計算される。屈折率変調を無視した場合には Corrugation の位相を任意に選んでも一般性を失わないので、上の計算では式(6.5)を用いるとき、p＝0とおいた。

6.3　回折効率の計算[68]

6.3.1.　導波路ホログラムの回折効率と伝搬定数

既に述べたように導波路ホログラムの回折効率は多くのパラメータに依存する。これらのパラメータは、伝搬定数整合条件や再生像分解能にも関係する量

であるので、高効率化の立場のみで任意に選ぶことはできない。従って高効率導波路ホログラムの設計のためには、各パラメータが回折効率に与える影響をそれぞれ分離して把握しておく必要がある。

導波路ホログラムの再生時には、照明波はホログラム領域内をleaky な導波モードとして伝搬する。これに対応して伝搬定数βは厳密には複素数値をとり、虚数部 $\mathrm{Im}\{\beta\}$ は回折のため導波路光が徐々に外部に出てゆくことによって受ける減衰の程度を表す。いま長さLの導波路ホログラムを考え、空気側および基板側の回折効率をそれぞれ η_a η_s とする。総合回折効率

$$\eta_{tot} = \eta_a + \eta_s \qquad (6.10)$$

は、光波のエネルギー保存則から

$$\eta_{tot} = 1 - \exp\left[-2L \cdot \mathrm{Im}\{\beta\}\right] \qquad (6.11)$$

で与えられる。

式（6.11）から、Lが一定の場合にはη_{tot}は $\mathrm{Im}\{\beta\}$ が大きければ大きい程大となる。従って高効率化のためには $\mathrm{Im}\{\beta\}$ を大きくする必要がある。しかし一方情報の記録・再生を行う面から考えれば $\mathrm{Im}\{\beta\}$ は過度に大きくすることはできない。なぜならば、$\mathrm{Im}\{\beta\}$ が大きな場合、ホログラムの実効長さ Leff は、有効に照明される長さ

$$L_{eff} = \left[\mathrm{Im}\{\beta\}\right]^{-1} \qquad (6.12)$$

の程度に短縮され、3.3.3.の解析からも明らかなように回折限界で決る再生像分解能が著しく劣化して必要な情報再生が十分に行なわれなくなるからである。又、有効面積の縮小に伴って、再生像にスペックル雑音が顕著に現れ、分解能が見かけ上制限されることにも注意を払う必要がある。この両方の要因を考慮すれば、通常の画像情報を記録・再生するためには、実効ホログラム長さL_{eff}は最低限1㎜程度とする必要がある[17]。

以上のように高効率導波路ホログラムの設計上最も基本的なパラメータはホログラム部での複素伝搬定数の虚数部 $\mathrm{Im}\{\beta\}$ であり、高効率を実現し、かつ再生像の品質を損わないためにはこの量を最適にする必要があることが明ら

かになった。 $\mathrm{Im}\{\beta\}$ を用いれば、諸パラメータが回折効率に与える影響をホログラム長Lの効果から分離して捕えることができる。また、与えられた長さの導波路ホログラムの総合回折効率は式（6.11）から直ちに算出できる。以下では6.2.のモデルに対して数値解析の手法で $\mathrm{Im}\{\beta\}$ を計算し、設計指針を明らかにする。

6.3.2. 電磁界分布の展開

モデル化された導波路ホログラムは、z方向に完全な周期性をもつので、この中を伝搬する leaky な導波モードの電磁界分布は Froquet－Bloch の定理により空間高調波を重ね合せた級数展開により表すことができる。[70]

図6.1 (a) の複合導波路型では、電磁界分布は

$$E=\begin{cases}\sum_n F_n \exp i\gamma_n(x-d)\exp i(\beta+n\eta)z \quad ; \quad d<x & (6.13a)\\ \sum_n A_n(x)\exp in\xi x \exp i(\beta+n\eta)z \quad ; \quad o<x<d & (6.13b)\\ \sum_n \{G_n^+ \exp i\delta_n x+G_n^- \exp(-i\delta_n x)\}\exp i(\beta+n\eta)z \quad ; \quad -T<x<0 & (6.13c)\\ \sum_n H_n \exp\{-i\varepsilon_n(x+T)\}\exp i(\beta+n\eta)z \quad ; \quad x<-T & (6.13d)\end{cases}$$

$$\begin{aligned}&(\beta+n\eta)^2+\gamma_n^2=k^2 n_1^2,\ (\beta+n\eta)^2+\delta_n^2=k^2 n_3^2\\ &(\beta+n\eta)^2+\varepsilon_n^2=k^2 n_4^2,\quad k=2\pi/\lambda\end{aligned} \qquad (6.14)$$

と書ける。ここで導波モードはTEモードを仮定した。Eは電界y－成分である。β は複素伝搬定数を表す。 $\sum_n$ は $n=0,\pm1,\pm2,\cdots$ で和をとることことを示す。nは空間高調波の次数であり、$n=0$ の成分は入射する導波路光を表し、$n=-1$ の成分は波面再生を行う回折波を表している。式（6.13）の

電界は、記録材料層以外の各媒質内で、波動方程式を既に満している。F_n，$G_n^{\pm}$，H_n は境界条件から決定される定数である。記録材料層内の展開式（6.13 b）に含まれる $A_n(x)$ は未知関数であり、波動方程式と境界条件を満足するように決定されなければならない。

図6.1（c）のレリーフ型では電磁界分布は

$$
E=\begin{cases}
\sum_n F_n \exp i\gamma_n (x-d-s) \exp i(\beta+n\eta) z \ ; \ d+s<x & (6.15\,a) \\
\sum_n A_n(x) \exp i(\beta+n\eta) z \ ; \ d-s<x<d+s & (6.15\,b) \\
\sum_n \{C_n^{+} \exp i\mu_n x + C_n^{-} \exp(-i\mu_n x)\} \exp i(\beta+n\eta) z \ ; \ o<x<d-s & (6.15\,c) \\
\sum_n \{G_n^{+} \exp i\delta_n x + G_n^{-} \exp(-i\delta_n x)\} \exp i(\beta+n\eta) z \ ; \ -T<x<o & (6.15\,d) \\
\sum_n H_n \exp\{-i\varepsilon_n (x+T)\} \exp i(\beta+n\eta) z \ ; \ x<-T & (6.15\,e) \\
(\beta+n\eta)^2+\gamma_n^2 = k^2 n_1^2, \quad (\beta+n\eta)^2+\mu_n^2 = k^2 n_2^2 & \\
(\beta+n\eta)^2+\delta_n^2 = k^2 n_3^2, \quad (\beta+n\eta)^2+\varepsilon_n^2 = k^2 n_4^2 & (6.16)
\end{cases}
$$

と書ける。ここで F_n，$C_n^{\pm}$，$G_n^{\pm}$，H_n は定数、$A_n(x)$ は未知関数である。

6.3.3. 波動方程式と境界条件

複合導波路型に対する記録材料層内の電磁界分布の展開式（6.13 b）は波動方程式

$$
\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 n_2^2(x)\right] E = 0 \qquad (6.17)
$$

を満たさなければならない。上式に式（6.1 b），（6.13 b）を代入すれば未知関数A_n（x）が満たすべき方程式

$$\sum_n e^{inK\cdot x}\left[\left\{\frac{d^2}{dx^2}+2in\xi\frac{d}{dx}+n_{20}^2k^2-(\beta+n\eta)^2-(n\xi)^2\right\}A_n(x)\right.$$

$$\left.+k^2\kappa\left\{A_{n-1}(x)+A_{n+1}(x)\right\}\right]=0 \qquad (6.18)$$

を得る。ここで

$$\kappa = n_{20}\ n_{21} \qquad (6.19)$$

は導波路光と回折波の結合強さを表す結合係数である。式（6.18）で exp in K・x は異なるnで直交系をなすことを考慮すれば、この式が成立するためには

$$\left[\frac{d^2}{dx^2}+2in\xi\frac{d}{dx}+n_{20}^2k^2-(\beta+n\eta)^2-(n\xi)^2\right]A_n(x)$$

$$+k^2\kappa\left[A_{n-1}(x)+A_{n-1}(x)\right]=0 \qquad (6.20)$$

でなければならないことが導かれる。式（6.20）は全ての整数nについて成立する必要があり、従ってA_n（x）も全ての整数nに対して考える必要があるが、ここで数値計算のためにnを $-N\leq n\leq N$ の範囲に Truncate する。マトリクスを用いた表現のために

$$\left[A(x)\right]=\left[A_{-N}(x),\ \cdots,\ A_0(x),\ \cdots\ A_N(x)\right]^t \qquad (6.21)$$

とおけば、式（6.20）はマトリクス表現の波動方程式

$$\frac{d^2}{dx^2}\left[A(x)\right]=\left[P\right]\frac{d}{dx}\left[A(x)\right]+\left[Q\right]\left[A(x)\right] \qquad (6.22)$$

に書き換えられる。ここでマトリクスP，Qの成分はそれぞれ

$$P_{nm} = \begin{cases} -2i\ n\xi & ;\ n = m \\ 0 & ;\ n \neq m \end{cases} \tag{6.23}$$

$$Q_{nm} = \begin{cases} (\beta + n\eta)^2 + (n\xi)^2 - n_{20}^2\ k^2 & ;\ n = m \\ -k^2\ \kappa & ;\ n = m \pm 1 \\ 0 & ;\ \text{otherwise} \end{cases} \tag{6.24}$$

である。さらに

$$[\ B(x)\ ] = \frac{d}{dx}\ [\ A(x)\ ] \tag{6.25}$$

とおいて式（6.22），（6.25）をまとめれば

$$\frac{d}{dx}\begin{bmatrix} A(x) \\ B(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} O & 1 \\ Q & P \end{bmatrix}\begin{bmatrix} A(x) \\ B(x) \end{bmatrix} \tag{6.26}$$

を得る。以上で記録材料層内での波動方程式はマトリクス型式の1階微分方程式に書き換えられた。

次に境界条件について考える。式（6.13）の電界およびそのx方向微係数は各境界で連続でなければならない。$x = d$ の境界条件を用いて F_n を消去すれば、$x = d$ での $A_n(x)$ とその微係数の関係式が得られ、上記のマトリクス表示を用いれば

$$[\ B(d)\ ] = [\ \Gamma\ ][\ A(d)\ ] \tag{6.27}$$

$$\Gamma_{nm} = \begin{cases} i\ (\gamma_n - n\xi) & ;\ n = m \\ 0 & ;\ n \neq m \end{cases} \tag{6.28}$$

と書ける。また $x=0$，$-T$ の境界条件を用いて $G_n^{\pm}$，H_n を消去すれば、$x=0$ での $A_n(x)$ とその微係数の関係式

$$[\,B(o)\,] = [\,\Delta\,][\,A(o)\,] \tag{6.29}$$

$$\Delta_{nm}\begin{cases} -\dfrac{i\,[(1+\varepsilon_n/\delta_n)(\delta_n+n\xi)-(1-\varepsilon_n/\delta_n)(\delta-n\xi)\exp(2i\delta_n T)}{(1+\varepsilon_n/\delta_n)+(1-\varepsilon_n/\delta_n)\exp(2i\delta_n T)} & n=m \\ 0 & ;\ n\neq m \end{cases} \tag{6.30}$$

を得る。

レリーフ型の場合についても、式（6.17）で $n_2^2(x)$ の代りに式（6.8）の $n_c^2(x)$ を用い、式（6.15b）を代入することにより式（6.26）と全く同形の微分方程式が導かれる。この場合P，Qは

$$P_{nm} = 0 \tag{6.31}$$

$$Q_{nm} = \begin{cases} (\beta+n\eta)^2 - k^2\,\kappa_o(x) & ;\ n=m \\ -k^2\,\kappa_{n-m}(x) & ;\ n\neq m \end{cases} \tag{6.32}$$

で与えられる。式（6.32）の右辺に現れる $\kappa_n(x)$ は式（6.9）で与えた。また境界条件からも式（6.27）－（6.3）と同様の関係式

$$[\,B(d+s)\,] = [\,\Gamma\,][\,A(d+s)\,] \tag{6.33}$$

$$\Gamma_{nm} = \begin{cases} i\gamma_n & ;\ n=m \\ O & ;\ n\neq m \end{cases} \tag{6.34}$$

および

$$[\,B(d-s)\,] = [\,\Delta\,][\,A(d-s)\,] \tag{6.35}$$

$$\Delta_{nm} = \begin{cases} -i\mu_n \dfrac{(1+U_n)+(1-U_n)\exp\{2i\mu_n(d-s)\}}{(1+U_n)-(1-U_n)\exp\{2i\mu_n(d-s)\}} & ; \quad n=m \\ 0 & ; \quad n \neq m \end{cases} \tag{6.36}$$

$$U_n = \frac{\mu_n}{\delta_n}\ \frac{V_n+1}{V_n-1}, \qquad V_n = \frac{\delta_n+\varepsilon_n}{\delta_n-\varepsilon_n}\exp(-2i\,\delta_n T)$$

が得られる。

6.3.4. 特性方程式

波動方程式と境界条件式から未知関数$A_n(x)$を消去して特性方程式を導き、これから複素伝搬定数 β を求める。

式（6.26）は線形微分方程式であるので、その解は初期値に対して線形な関係をもつ。複合導波路型では A(x), B(x)は $0 \leq x \leq d$ の区間で定義されるので $x=0$ における値を初期値と考えて

$$\begin{bmatrix} A(x) \\ B(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}(x), & S_{12}(x) \\ S_{21}(x), & S_{21}(x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix} \tag{6.37}$$

と書ける。上式で $x=d$ とおけば

$$\begin{bmatrix} A(d) \\ B(d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}, & S_{12} \\ S_{21}, & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix} \tag{6.38}$$

となる。ここで $S_{ij} = S_{ij}(d)$ （$i, j = 1, 2$）と略記した。
式（6.38）の右辺に式（6.29）を代入し、これをさらに式（6.27）に代入すれば A(d), B(d), B(0)は消去され、

$$\{([S_{21}]+[S_{22}][\Delta])-[\Gamma]([S_{11}]+[S_{12}][\Delta]\}[A(0)] \tag{6.39}$$

を得る。これが〔A(0)〕＝〔0〕以外の解をもつためには、係数行列

$$〔R〕=(〔S_{21}〕+〔S_{22}〕〔\Delta〕)-〔\Gamma〕(〔S_{11}〕+〔S_{12}〕〔\Delta〕 \tag{6.40}$$

の行列式が0でなければならない。このことから特性方程式

$$\det〔R〕=0 \tag{6.42}$$

が導かれた。レリーフ型の場合についても全く同様にして式(6.40)(6.41)が導かれる。

複素伝搬定数 β を求めるには(6.42)を解けばよい。この計算は大型電子計算機を用いて行った。先ず、屈折率変調や表面Corrugationのない場合のβを4.3.2.で述べた方法で求め、これを0次近似としてMuller法による逐次近似でdet〔R〕の零点を求めた。det〔R〕を計算する際に必要となる〔S_{ij}〕の要素を求めるためには、A(x)の初期値として種々の単位初期値を与えたときの最終値を計算する方法[71]を用い、その計算には波動方程式(6.26)に対してRunge－Kutta法を適用した。空間高調波は±3次のものまでを考慮に入れた。Runge－Kutta法の実行に際して未知関数A(x), B(x)が定義される区間を50等分することにより必要な計算精度が得られた。

6.3.5. 数値計算結果

6.2.で述べた3種の導波路ホログラムについて、複素伝搬定数を計算した。その結果伝搬定数の実数部Re{β}は、ホログラム記録を行う前の導波路構造の伝搬定数とほとんど変らないことが確認された。以下では伝搬定数虚数部Im{β}と、空気側および基板側の回折効率比の計算結果を述べ検討を行う。回折効率比は、伝搬定数を求めた後、これを境界条件式に入れて1次回折波の振幅比(F_1とH_1の比)を求め、回折波の出射角の違いを考慮に入れて強度比に換算することにより得た。

複合導波路型導波路ホログラム

伝搬定数虚数部と回折効率比の計算結果をそれぞれ、図6.2，6.3に示す。

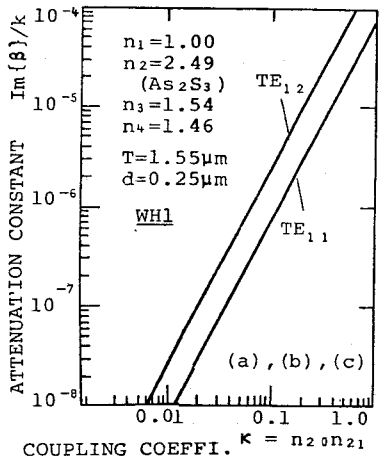


図6.2　伝搬定数虚数部と結合係数の関係

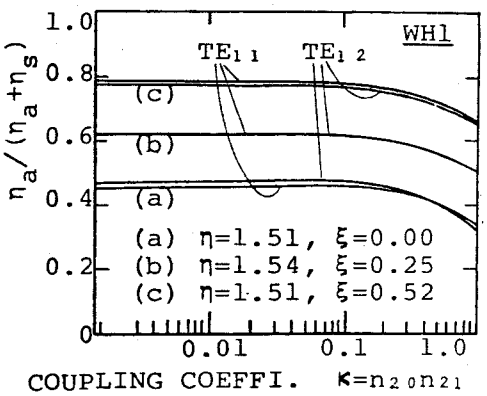


図6.3　回折効率比と結合係数の関係

各層の膜厚は前章の実験の試料と同じ値とした。Im{β}の値は η，ξ の値すなわち格子の空間周波数と格子面の傾きにほとんど依存しない。図6.2からIm{β}は結合係数 κ のほぼ2乗に比例して変化することがわかる。この事は、通常のoff−axisホログラムで回折効率が屈折率変調振幅の2乗にほぼ比例することに対応する。アモルファス半導体の飽和屈折率変化量と4.2.での非線形性の影響の解析結果から考えて K は $0 \leq K \leq 0.12$ の範囲の値をとり得る。一例として $\kappa = 0.1$ とすれば

$$\mathrm{Im}\{\beta\}/k = \begin{cases} 8.1\times10^{-7} & ;\ \mathrm{TE}_{11}\ \mathrm{mode} \\ 2.4\times10^{-6} & ;\ \mathrm{TF}_{12}\ \mathrm{mode} \end{cases} \qquad (6.43)$$

となり、総合回折効率 η_{tot} は $L = 2\,mm$　$\lambda = 6328$ Å に対して

$$\eta_{tot} = \begin{cases} 2.0\% & ; \quad TE_{11} \text{ mode} \\ 9.1\% & ; \quad TE_{12} \text{ mode} \end{cases} \qquad (6.44)$$

と算出される。

一方回折効率比は格子面の傾きに依存し、図6.3からわかるように $\eta_a/(\eta_a+\eta_s)$ は0.3－0.8の範囲の値をとる。この値の κ への依存性は小さい。回折効率比が格子面の傾きに依存することは、記録時の条件を適当にすることにより、再生時の基板側、空気側の回折波のうち希望の方の効率を高めることがある程度可能なことを示している。

各層の膜厚が回折効率に与える影響を知るために記録材料層の厚さdを変数として計算した $Im\{\beta\}$ の値を図6.4に示す。同図から $Im\{\beta\}$ のdへの依存性は単調ではなく、d＝2000Å近傍で $Im\{\beta\}$ は極大値をとることが分る。この傾向は、dの変化とともに導波路ホログラム内の導波光界分布が変化することに由来している。d＝2000Åとしたとき、記録材料層内で電磁界振幅が特に大きくなることが計算により確認された。記録材料層の厚さを最適膜厚d＝2000Åに選んだときの総合回折効率は、κ＝0.05，L＝2㎜に対して

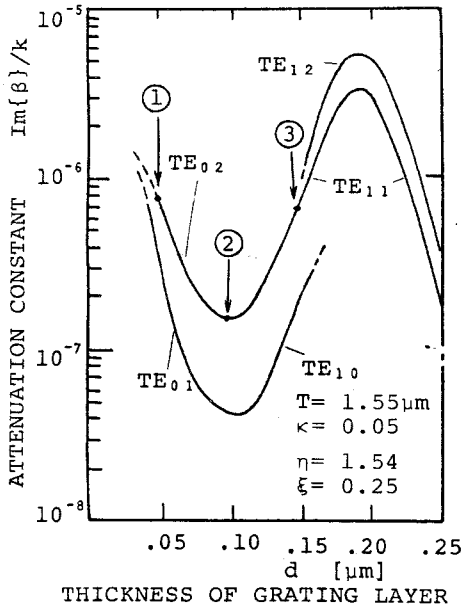


図6.4　伝搬定数虚数部の記録材料層膜厚への依存性

$$\eta_{tot} = \begin{cases} 11.9\% & ; \quad TE_{11} \text{ mode} \\ 19.0\% & ; \quad TE_{12} \text{ mode} \end{cases} \qquad (6.45)$$

となる。このようにdを最適化すれば、プロトタイプ導波路ホログラムの効率は改善されると考えられる。

図6.2、6.4から明らかなように、$0 \leq \kappa \leq 0.12$の範囲では$L_{eff} = [\mathrm{Im}\{\beta\}]^{-1}$の値は、6.3.1.で述べた最小限界値1㎜より常に大きい。従って複合導波路型は、記録条件によらず常に良質の再生像を得るうえで有利である。前章の実験結果はこのことを実証している。

埋込型導波路ホログラム

伝搬定数虚数部と回折効率比の計算結果をそれぞれ図6.5、6.6に示す。

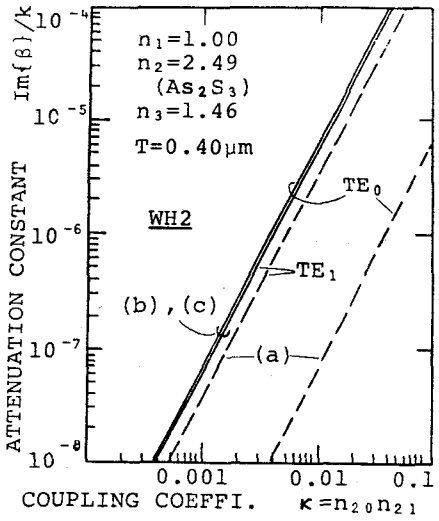


図6.5　伝搬定数虚数部と結合係数の関係

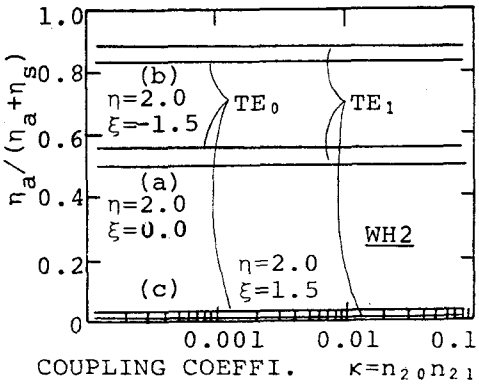


図6.6　回折効率比と結合係数の関係

$\mathrm{Im}\{\beta\}$の値はη，ξの値には顕著に依存せず、Kのほぼ2乗に比例することは複合導波路型の場合と同様である。しかし図6.5を図6.2と比較すれば明らかなように、同じκの値に対する$\mathrm{Im}\{\beta\}$の値は埋込型の方が約1桁大きい。これに対応して回折効率も大きな値となり、例えば(b)の場合、$\kappa = 0.03$，

$L = 2\,mm$,　$\lambda = 1.15\,\mu m$ に対して、

$$\eta_{tot} = \begin{cases} 74\ \% & ;\ TE_0\ \text{mode} \\ 70\ \% & ;\ TE_1\ \text{mode} \end{cases} \qquad (6.46)$$

と算出される。

回折効率比の格子面の傾きへの依存性は、図6.6から明らかなように非常に顕著である。このことは通常の off－oxis ホログラムで、体積ホログラムは顕著な角度選択性をもつことに対応している。従って記録条件を適当にして、基板側又は空気側の回折波のうち所望の一方に対して Bragg 条件が成立するよう格子面傾斜を調整すれば、回折波はほとんど所望の側のみに集中させることができる。

埋込型導波路ホログラムでは高回折効率を実現できる一方、実効ホログラム長 $L_{eff} = [\,Im\{\beta\}\,]^{-1}$ が小さくなり過ぎるおそれがある。図6.5から、L_{eff} を6.3.1.で述べた最小限界値以上とするには、$\kappa \leq 0.05$ の範囲で記録を行う必要のあることが読取れる。

レリーフ型導波路ホログラム

伝搬定数虚数部の計算結果を図6.7に示す。$Im\{\beta\}$ は Corrugation 振幅 s のほぼ2乗に比例して変化するが、記録材料層平均膜厚 d の変化とともに電磁界分布も変化することを反映して、d への依存性は単調ではない。回折効率比は d，s にほとんど依存せず、$\eta_a / \eta_s = 0.25$ であることが算出された。

アモルファス半導体膜の光照射部と非照射部のエッチング速度差はそれ程大きくはなく、また線形な記録を行なえるように露光条件を選ぶ必要があることから s／d の大きさは容易に大きくすることはできない。また s／d は各々のホログラムで一定ではなく情報により変調された量である。このことを考えると s／d の広範囲の値に対して常に $Im\{\beta\}$ の大きな値が実現できるように d

を選ぶ必要がある。図6.7によれば最適膜厚はd＝２０００Åであると考えられる。この時の総合回折効率とCorrugation 振幅の関係を図6.8に示す。

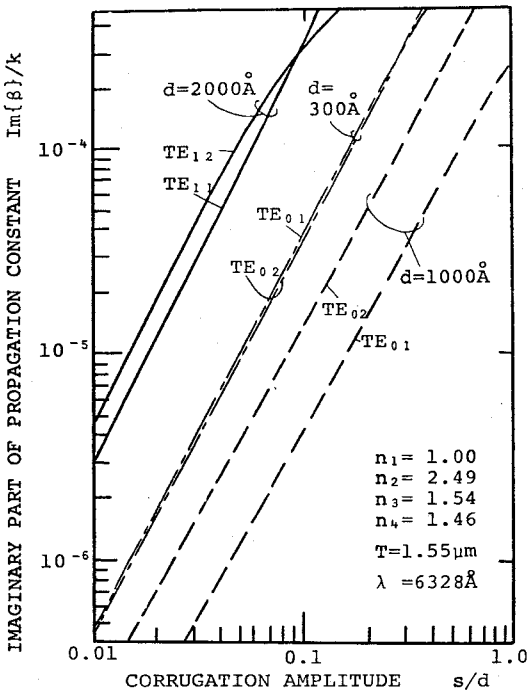


図6.7　伝搬定数虚数部とCorrugation振幅の関係

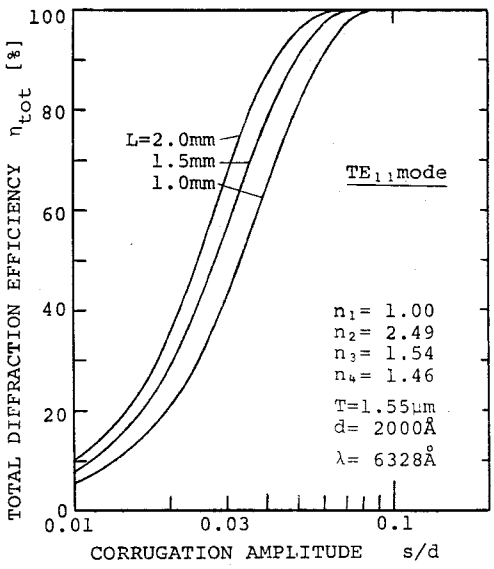


図6.8　回折効率とCorrugation振幅の関係

記録材料層膜厚を上のように最適化すれば Im{β}は大きな値となるので、実効ホログラム長 $L_{eff}=[\mathrm{Im}\{\beta\}]^{-1}$ を最小限界値に留める必要がある。L_{eff} ＝１㎜（λ＝６３２８Åに対して Im{β}／k ＝ 1.0×10^{-4}）は、s／d ＝ 0.05のとき実現されることが図6.7から読取れる。このときL＝１㎜の小面積のホログラムで η_{tot} ＝８６％の高効率が得られることが式（6.11）または図6.8から明らかである。

6.4.　レリーフ型導波路ホログラムの実験[69]

6.4.1.　化学エッチングによる作成

厚さT＝1.55 μmのスパッタガラス薄膜導波路を用いてレリーフ型導波路ホログラムを作成した。記録材料層にはAs_2S_3のスパッタ薄膜を用いた。予備実験の結果、As_2S_3スパッタ膜のNaOH水溶液による化学エッチングの速度は、光照射部では非照射部より大きく、その速度比は最大1.79であることが明らかになった。エッチング後のCorrugation振幅はエッチング速度比と記録時の露光条件で決る。スパッタ膜の膜厚は、前節で求めた最適条件d＝2000Å，s／d＝0.05が実現されるように、3000－8000Åの範囲の適当な値に選んだ。スパッタの際にTaマスクを用いてホログラム記録部だけにAs_2S_3を埋積し、その後、熱処理を行った。

記録のための光学系を図6.9に示す。波長λ_W＝5145ÅのAr$^+$レーザ

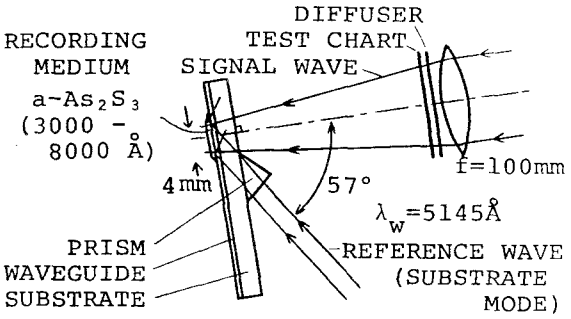


図6.9　記録のための光学系

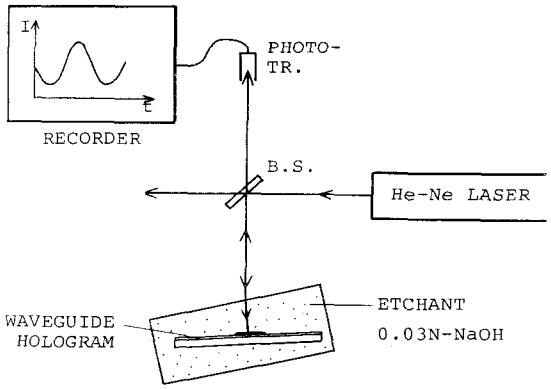


図6.10　記録材料層の化学エッチング

光を使用し、参照波としては基板モードの波を用いて露光を行った。参照波の入射角は、伝搬定数整合条件が満足されるように選んだ。参照波と信号波の強度比は記録材料内で10：1になるように設定した。露光後、試料は0.03N－NaOH水溶液中でエッチングを行った。その際、図6.10のようにエッチ

ング液中の記録材料層にHe－Neレーザ光を照射し、その反射光強度が多重干渉のためエッチングの進行と共に周期的変化をすることを利用して膜厚をモニターし、最適平均膜厚d＝２０００Åとなったときエッチングを停止した。

6.4.2. 回折効率の測定

再生は、波長λ＝６３２８ÅのHe－Neレーザ光を用いて行った。照明波として幅約１㎜の導波路光をグレイティング結合器により励振した。図6.１１(a), (b)は照明波がそれぞれ、TE_{11}モード、TM_{11}モードの場合のホログラム面での回折光強度分布を写真撮影したものである。同図(a)からTE_{11}モードの場合、導波路光はホログラム部を約１㎜進行する間にほとんど外部にとり出されることがわかる。

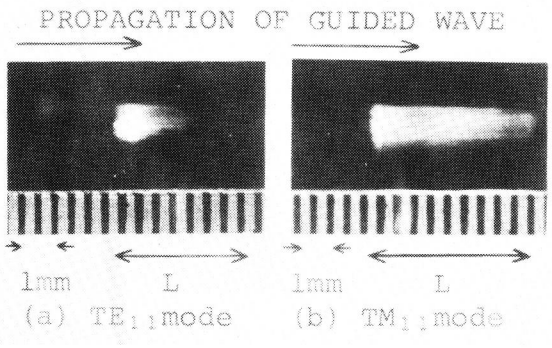


図6.11　ホログラム面での回折光強度の分布

導波路ホログラムの回折効率を直接測定することは、ホログラム領域内の照明波強度は容易に決定できないので、非常に困難である。そこで図6.１１の回折波強度分布から回折効率を推定した。導波路光進行方向のホログラム面での回折波強度分布をファイバプローブを用いて測定した結果を図6.１２に示す。同図から回折光強度は導波路光の進行に対して指数関数的に減少していることがわかる。これはホログラム面での回折が一様であることを意味し、式（6.１１）を適用できることを示している。図6.１２のグラフの傾きから、伝搬定数虚数部の大きさは

$$[\mathrm{Im}\{\beta\}]^{-1} = \begin{cases} 0.80\ \text{㎜} & TE_{11}\ \text{mode} \\ 3.3\ \text{㎜} & TM_{11}\ \text{mode} \end{cases} \qquad (6.47)$$

と決定された。また回折された光波エネルギーはほとんど全て像再生に寄与していることを確認した。これからホログラム長L＝1㎜に対する回折効率は式（6.11）を使って

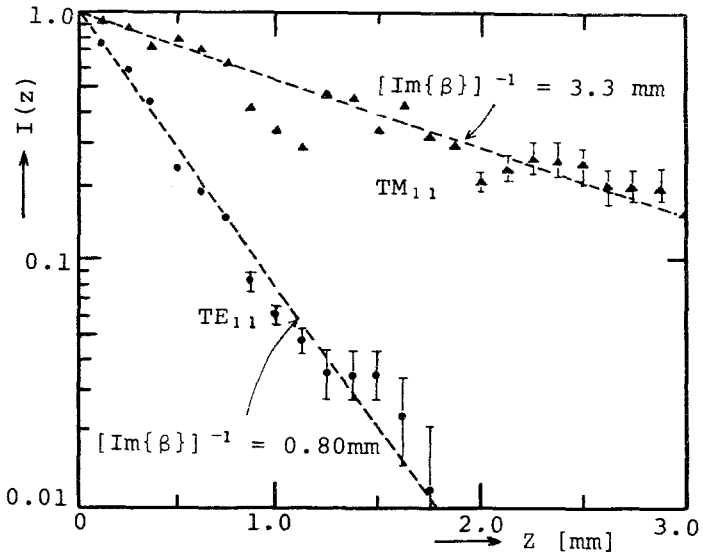


図6.12　回折光強度分布の測定結果

$$\eta_{tot} = \begin{cases} 92\% & ; \ TE_{11} \ \text{mode} \\ 45\% & ; \ TM_{11} \ \text{mode} \end{cases} \qquad (6.48)$$

と決定された。この結果は理論的予想に近い結果であり、設計指針の妥当性を裏づけるものである。特に TE_{11} モードの場合の効率92％は情報を記録したホログラムの回折効率としては、従来の方式では得ることのできなかった著しく高い値である。

この高効率化で、再生像明るさはエッチングを行わない導波路ホログラムの場合に比較して約1桁改善された。このため0.1mW程度の低入力レーザパワーで再生像を容易に写真撮影またはTVカメラで撮像することが可能となった。再生像の1例を図6.13に示す。エッチングを行わない場合と同様に、再生像品質はTEモードの照明波を用いる方がTMモードの照明波を用いるより優れていることが確認された。図6.13の再生像は9×11㎟の大きさをもち、有効ホログラム面積は1㎟である。ホログラム部端のテーパ部での光散乱によるわずかな雑音が認められるが、エッチングを行ったことによる再生像の品質劣

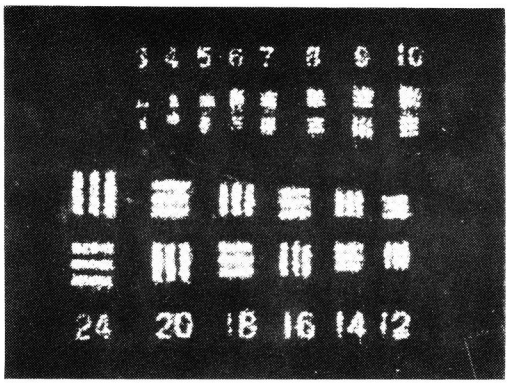


図6.13　レリーフ型導波路ホログラムの共役再生像

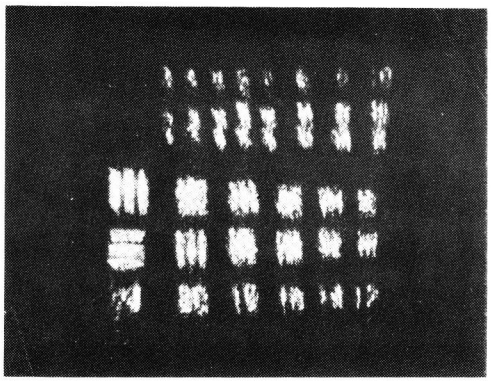


図6.14　赤外再生像

化はほとんど認められない。再生像のS／Nは、テーパ部の作成をより注意すれば、さらに改善できると思われる。

以上でレリーフ型導波路ホログラムでの高効率化が実現された。この高効率導波路ホログラムは、情報の蓄積以外に、薄膜導波路一光ファイバ結合器や薄膜導波路一半導体レーザ結合器など波面変換器能を備えたホログラフィックな光回路結合器[66]としても利用可能であると考えられる。

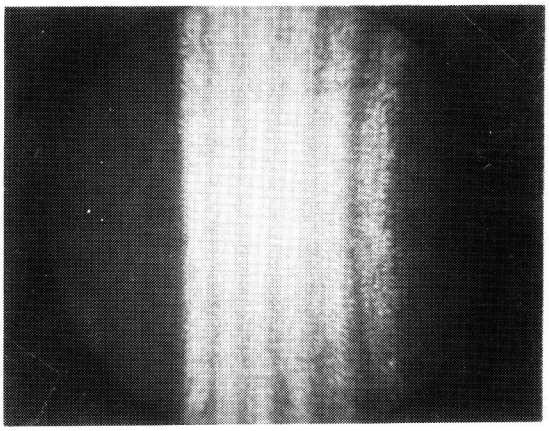


図6.15　埋込型導波路ホログラムの再生像

6.4.3. 赤外光再生特性

光集積回路内にホログラムを集積化する場合に、光源として小型半導体レーザを用いて像再生を行なえることが望まれる。半導体レーザは赤外光（$\lambda = 0.8 - 1.2\ \mu m$）を発振するので、導波路ホログラムの赤外光再生特性を明らかにしておく必要がある。

赤外光再生用レリーフ型導波路ホログラムを6.3で述べた設計法により設計、作成した。記録には波長$\lambda_W = 5145$ ÅのAr^+レーザ光を用い、参照波として外部から入射する平面波を用いて再生時照明波との伝搬定数整合を行うとともに、信号波はホログラム面に垂直に入射させた。このとき3.3.2.の解析から明らかなように再生像は記録時の原情報板－ホログラム間距離の波長比（λ_W / λ）倍の位置に等倍の像が得られ、また波長の違いによる像の歪も最小になる。

再生時にはHe－Neレーザの近赤外発振線のうち、波長$\lambda = 1.153\ \mu m$の発振線のみをグレイティングにより取り出して使用した。赤外－可視イメージコンバータを通して観察した再生像を図6.14に示す。有効ホログラム面積は$1 \times 2\ mm^2$である。対角方向の歪が認められるがこれはほとんどイメージコンバータの収差によるものである。縦方向の分解能が余り優れないのはホログラム端部での光散乱が原因と考えられ、この部分の作成を注意すれば再生像品質の改善が可能と思われる。

回折効率は、6.4.2.で述べた方法で測定した結果、$\eta_{tot} = 30 - 50\%$の値が得られた。以上の実験によりレリーフ型導波路ホログラムは赤外光再生用としても良好な特性をもつものであることが明らかになった。

6.5. 導波路ホログラムの雑音と分解能劣化の要因

レリーフ型導波路ホログラムでは高回折効率を実現し、かつ良質の再生像を得ることができたが、埋込型導波路ホログラムでは回折効率を高めようとすると再生像品質が著しく劣化する問題点のあることが実験により明らかになった。

埋込型導波路ホログラムの赤外光再生像を図6.15に示す。回折効率は約50%、有効ホログラム面積は1×2㎟である。原情報は図6.14と同じテストチャートである。再生像は横方向に6個のブロックが識別できるが、縦方向には分解されず、劣化が著しい。この顕著な分解能劣化は、その原因を全面的に導波路の不完全さによる光散乱に帰することはできず、他により本質的な要因が存在すると考えられる。

図6.16は再生像品質劣化の原因を説明するために関連する光波の伝搬ベクトル図を描いたものである。(A)はxz面への投影図であり、基本的にはグレイテ

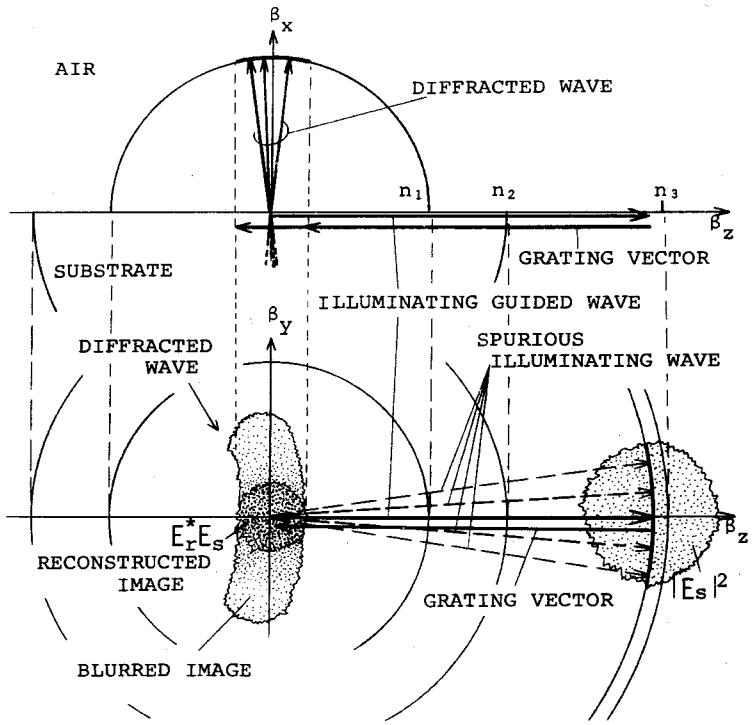


図6.16　再生像の品質劣化を説明する空間周波数スペクトル図

ィング出力結合器のベクトル図と変るものではない。照明波である導波路光の伝搬ベクトルにグレイティングベクトルを加えたベクトルと同じ z 座標に空気側および基板側の回折波の伝搬ベクトルが形成される。ところで導波路ホログラム内には、信号波 E_s と参照波 E_r が干渉してできる光強度分布に比例した分布をもつ屈折率変調

$$\delta n \propto |E_r|^2 + E_r E_s^* + E_r^* E_s + |E_s|^2 \qquad (6.49)$$

が記録されている。グレイティングベルトルは上式の干渉項 $E_r E_s^*$, $E_r^* E_s$ に比例する屈折率変調の空間周波数スペクトルをベクトル表示したものに他ならない。このグレイティングベクトルを導波路光伝搬ベクトルの終点を起点として(B)の y z 面への投影図内に表せば、その終点は β_y β_z 座標原点周辺の密な打点を施した領域内に分布する。この領域は正常な波面再生に寄与する回折波の伝搬ベクトル終点の分布をも表している。式（6.49）の他の2項 $|E_r|^2$, $|E_s|^2$ のうち、前者は参照波が無変調の平面波または導波路光であることから定数となるので、光波の回折には全く寄与せず、問題はない。一方後者は信号波が空間的に変調された波であることから、比較的低空間周波数域に分布したスペクトルをもつ。これを(B)図内に表せば右の疎な打点を施した領域に分布する。この屈折率変調は、導波路ホログラム外部に直接に回折波を生じさせるものではないが、導波路内での回折を生じさせ、その結果(B)図内で破線の伝搬ベクトルをもつスプリアスな照明波を生じることになる。スプリアスな照明波は入射する照明波の周辺に分布するので、このことは式（6.49）の右辺第4項により照明波が擾乱を受けると考えることができる。この擾乱された照明波がグレイティングベクトルにより外部に回折されたとき、回折波のスペクトルは正常な回折波の周辺に疎な打点を施して示した縦長眉形の分布をする。これが図6.15の縦方向に著しい分解能劣化を伴う波面再生に対応する。

埋込形導波路ホログラムでは、導波路光はその非エバネッセント波部分全体

にわたって式（6.49）の屈折率変調と相互作用を行う。従って回折効率を高めるため屈折率変調を大きくした場合には特に再生像の品質が劣化する。従って高効率埋込型導波路ホログラムは情報記録には不利であると言わざるを得ない。しかしながら信号波の波面が単純なものである場合には、上の議論から明らかなように波面再生機能の劣化は軽減されるので、高効率なことを利用して波面変換機能を備えた光回路結合器として有効に利用できると考えられる。

レリーフ型導波路ホログラムでも表面Corrgationの振幅は式（6.49）の右辺に比列する。6.4での実験結果のように上で説明した機構による分解能劣化が問題とならなかったのは、この導波路ホログラムは記録材料層と導波路層が分離された構造をもつからであると考えられる。即ち、レリーフ型導波路ホログラムは導波路ホログラム特有の雑音、分解能劣化の観点からも優れたタイプであると言うことができる。しかしながらここで述べた要因に本質的に無関係であるわけではないので、良好な再生像品質を得るために、記録時の信号波対参照波の強度比を小さくして式（6.49）右辺第4項の影響を小さくする必要のあることが指摘できる。

6.6. 結　言

導波路ホログラムの高効率化の問題に関して理論および実験の両面から検討を行った。高効率導波路ホログラムの設計の基本は、ホログラム部での導波路光の複素伝搬定数の虚数部に着目し、この値を再生像分解能を損なわない範囲内で大きくするように諸パラメータの値を調整することである。数値解析の結果を用いて設計の具体例を示した。また高効率を実現しようとする際に特に問題となる導波路ホログラム特有の雑音と分解能劣化の要因が存在することを明らかにし、この点に注意を払った設計が必要なことを指摘した。

高効率化の観点からみた各種のタイプの導波路ホログラムの特徴は次のように要約される。

(1) 複合導波路型は、記録条件によらず常に良質の再生像を得るうえで有利

である。各層の膜厚を最適化すれば通常の目的には十分な効率を実現しうる。

(2) 埋込型は単純な波面の再生に適している。高回折効率が実現可能なだけでなく、空気側又は基板側のいずれか一方に集中して回折波をとり出すことができる。従って波面変換機能を備えた光回路結合器としての利用が期待できる。

(3) レリーフ型は、諸パラメータを最適化すれば、極めて高い効率を実現できる。また高効率化を行っても雑音や分解能劣化はほとんど問題とならない。

レリーフ型導波路ホログラムの実験では、情報を記録したホログラムとしては従来の方式では得られなかった著しく高い効率を達成して設計法の妥当性を確認するとともに、良質の再生像を得ることに成功した。またこの導波路ホログラムは赤外光再生用としても良好な特性をもつものであることが確認された。

第3章、第5章および本章を通じて導波路ホログラムの特性は全て解明された。これらの章で得た知見により、集積化のため要求される特性を備えた導波路ホログラムの設計技術が完成された。

第7章　導波路ホログラムの集積化および選択再生

7.1.　緒　言

本章では、導波路ホログラムを同一基板上に多数集積化し、ページ単位で必要な情報をアクセスできる導波路ホログラム再生システムを光源をも含めた光集積回路[26]として構成する方法について検討する。

メモリ装置全体の小型化のためには、光源として注入形半導体レーザの使用が有利である。しかし現状では半導体レーザはガスレーザのようにホログラフィ用として最適な条件を備えたものではない。そこで7.2では再生光源に要求される条件を明らかにして半導体レーザ使用の適合性について考察する。続いて7.3、7.4では集積化されたホログラムを個別にアクセスするための選択再生の方法を提案し、これに関して重要な問題となる異種導波路間の結合法について理論的に検討する。さらに7.5では本システム構成上の問題点および将来の展望について述べる。

7.2.　再生光源に要求される条件

7.2.1.　波　面

再生用光波は、入力結合器部での導波路光の励振およびホログラム部での波面再生に適した波面形状をもつ必要がある。効率よく導波路光を励振するには入射波面全面で位相整合の条件が満されなければならない。通常のプリズム結合器またはグレイティング結合器を用いる場合には平面波的な波面が要求される。励振された導波路光は、導波路面に垂直な方向には導波モードで規定される直線的な波面をもつ。しかし導波路面に沿う方向に関しては、入射波面形状をほとんどそのまま反映した波面となり、これが曲率をもてばホログラム再生像に収差を生じる。すなわち、再生用光波はほとんど平面波とみなせる波面をもたなければならない。

注入型半導体レーザの活性領域は薄い接合部であるので、これから得られる

光波は回折による広がりをもつ。その波面は活性層に垂直な方向と平行な方向で異なる曲率を有し、特に垂直な方向の曲率は大きい。この波面をレンズ等で平面波に整形するのは困難である。従って通常の入力結合器を用いる限り半導体レーザを導波路ホログラム再生に使用することはできない。

半導体レーザの使用を可能にするには、波面変換機能を備えた入力結合器が必要である。著者らは以前からホログラフィの原理による光回路結合器を提案してきた[66]。 その特殊例として、半導体レーザ光波面の擬似波と平面波の干渉を記録した高効率導波路ホログラムは、今の要求に応える半導体レーザー薄膜導波路間結合器として作動すると考えられる。

7.2.2. スペクトル分布

注入型半導体レーザの発振波長は近赤外域にある。メモリ装置では撮像デバイスを使用して情報を読出すから不可視光であることは問題にはならない。導波路ホログラムが赤外光再生用としても良好な特性をもつことは既に6.4.3.の実験で確認された。波長に関連して問題となるのは半導体レーザ光のスペクトル分布の広がりである。

光源のスペクトル分布広がりが再生像に及ぼす影響を考察するために、中心波長 λ_0 に対して伝搬定数整合条件式（3.33）が成立するように作成した導波路ホログラムを考える。3.3.2の解析結果から明らかなように、照明波に波長シフトがあると、再生像は導波路光進行方向に平行移動し、結像面のホログラムからの距離が変化する。このうち再生像品質に重要な影響を与えるのは前者であり、照明波の波長シフトを $\Delta\lambda$ とすれば再生像の平行移動量は式(3.66)から

$$\Delta Z = \pm \left| X \right| \frac{\beta_i}{k} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \qquad (7.1)$$

となる。ここにXは再生像面のホログラムからの距離、$\beta i / k$ は照明波の規

格化伝搬定数である。照明波のスペクトルが$\Delta\lambda$の広がりをもてば再生像は上式ΔZで表されるぼやけを生じる。この量は分解を必要とする線像幅の 1／2 以下でなければならない。上式から、例えば｜X｜＝100㎜，$\beta i/k=1.5$ λ_0＝9000 Å の場合に 10 lines／㎜ まで分解するためには

$$\Delta\lambda < 3\ \text{Å} \qquad (7.2)$$

であることが必要なことがわかる。

縦モードの制御を行わない半導体レーザは 20 Å 程度のスペクトル幅をもつので使用することはできない。一方単1縦モード発振の半導体レーザでは式（7.2）の条件を満すことができる。特に最近その実用化見通しがついた分布帰環型（DFB）半導体レーザは、スペクトル幅が 1 Å以下で式（7.2）を十分に満すうえ、光導波路と一体化するのに適した利点をもつので導波路ホログラム再生用として最適である。

7.3. 選択再生の方法

導波路ホログラムの配列法および選択再生法には種々の方式が考えられるが、ここでは集積化の目的に最も適合していると思われる多層薄導波路構造と分布結合型光スイッチを用いる方式を提案する。

図7.1にその概念図を示す。第3，5，6章で述べた導波路ホログラムの下

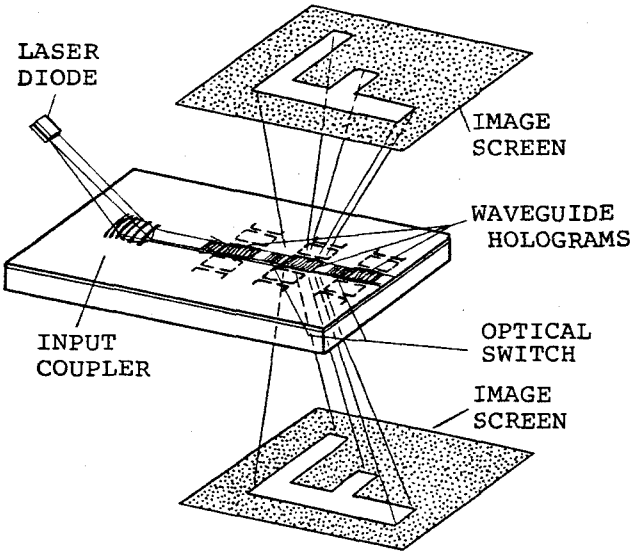


図7.1
集積化された導波路ホログラム再生システム

部に低屈折率層を挟んで更にもう一層の薄膜導波路を設け、この導波路を照明波の伝送用に用いる。導波路ホログラムは導波路光進行方向一行に複数個配列し、各々のホログラム間には電気的に制御可能な分布結合器を設ける。結合器を非結合状態にしておけば照明波は伝送用導波路内を直進し、全てのホログラムの下部を通るが像再生は行わない。あるホログラムに記録された情報を読出そうとするときには、スイッチングによりそのホログラム直前の結合器のみを結合状態にすれば、照明波は上層のホログラム内に送り込まれ像再生が行われる。図7.1では1行のみの配列を示したが、同様の行を光源とともに複数行配列することにより2次元配列が可能なことは言うまでもない。この場合、行方向の選択は光スイッチで行われ、列方向の選択は発光させる光源の切換によって行われる。

図7.1のシステム構成上最も重要な要素はスイッチング可能な分布結合部である。次節ではそのモデルとして受動的な結合器を考え、薄膜分布結合器の設計の基礎を明らかにする。

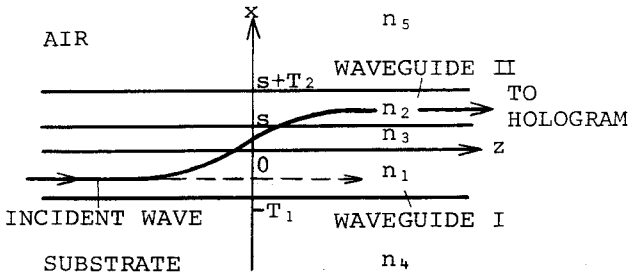
7.4. 導波路間の結合部の設計

7.4.1. 導波路の伝搬定数を一致させる結合法

伝送用導波路層と導波路ホログラム層の屈折率が比較的接近している場合には、片方の層の膜厚を調整して2導波路の伝搬定数を一致させることができる。例えば伝送用として$LiNbO_3$単結晶表面に作成した導波路を用いる場合にはその伝搬定数は約2.2となるが、ホログラム記録用のアモルファス半導体薄膜導波路の伝搬定数をこの値に一致させることが可能なことは図4.12から明らかである。このとき2導波路は分布結合器を形成し、図7.2に示すように光波を下層から上層に移行させることができる。

図7.2で導波路 I II 内を伝搬する導波路光の規格化振幅をそれぞれ$A_1(z)$ $A_2(z)$とし、$z=0$で導波路Iのみに光波が入射する場合（$A_1(0)=1$, $A_2(0)=0$）を考える。モード結合理論[49]によれば$Z>0$でのA_1, A_2

図 7.2
伝搬定数一致による
結合部



の変化は次式に従う。

$$|A_1(z)|^2 = 1 - F \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{z}{L} \qquad (7.3a)$$

$$|A_2(z)|^2 = F \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{z}{L} \qquad (7.3b)$$

$$F = 1/(1 + \Delta^2/4\kappa^2) \qquad (7.4)$$

$$L = \pi/(4\kappa^2 + \Delta^2)^{\frac{1}{2}} \qquad (7.5)$$

ここで κ は結合係数，

$$\Delta = \beta_2 - \beta_1 \qquad (7.6)$$

は導波路Ⅰ，Ⅱの伝搬定数のずれである。式（7.3）で表わされる導波路光結合の挙動は、図7.2の2導波路系を伝搬できる互いに接近した伝搬定数をもつ対称モードと反対称モードの電磁界の干渉効果と考えることができる。弱結合の仮定の下にこれらのモードの伝搬定数を求めることにより、その差から結合係数 κ を与える式

$$\kappa = \frac{2\ p_3\ h_1\ h_2}{\beta\ \sqrt{T_{1e}\ T_{2e}\ (p_3^2 + h_1^2)(p_3^2 + h_2^2)}} e^{-p_3 s} \qquad (7.7)$$

$$T_{1e} = T_1 + 1/p_3 + 1/p_4 , \quad T_{2e} = T_2 + 1/p_3 + 1/p_5$$

$$h_i = \sqrt{k^2 n_i^2 - \beta^2} \qquad i = 1,\ 2 \qquad (7.8)$$

$$p_j = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_j^2} \qquad j = 3,\ 4,\ 5$$

が導出される。ここでTE導波モードを仮定した。式(7.3)から$\Delta = 0$の場合には

$$z = L_c = \pi / 2\kappa \qquad (7.9)$$

の位置で光波は完全に導波路Ⅱに移行することがわかる。$LiNbO_3$ 導波路とアモルファス半導体導波路の組合せの場合の完全結合長 L_c と低屈折率層厚さ s の関係の計算例を図7.3に示す。導波路Ⅰ内の導波モードは TE_0 モードとした。図中のmは導波路Ⅱ内でのモード次数を表す。導波路Ⅱの膜厚はこれらのモードの伝搬定数が一致するそれぞれの値とした。

光波の完全な導波路Ⅱへのとり出しを行うためには結合部の長さを完全結合長 L_c とすればよい。この値は低屈折率層の厚さ s を適当な値にすることにより比較的任意に設計できる。図7.3のm＝0を例にとると s＝2000Å とすれば L_c ＝ 1.7 mm とすることができる。一方式(7.4)

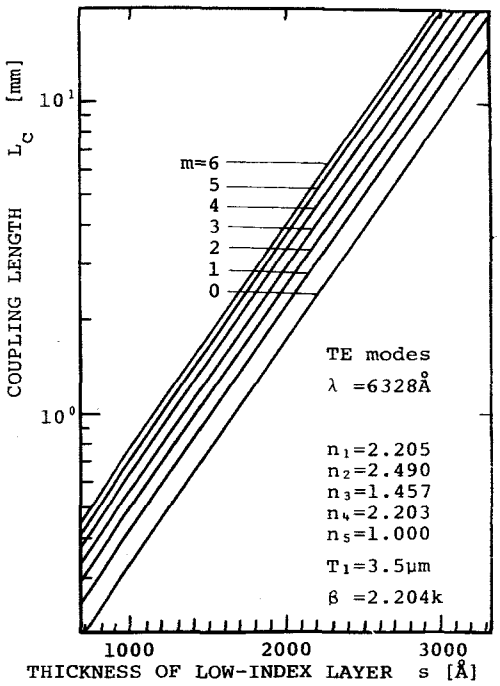


図7.3　完全結合長の計算結果

で与えられる最大パワー移行率Fは伝搬定数ずれΔにより影響を受ける。上の数値例は $\kappa/k = 9.3\times10^{-5}$ に対応するのでF＞0.5とするにはずれを $\Delta/k < 1.9\times10^{-4}$ に押える必要がある。このためには膜厚 T_2 を極めて精密に制御する必要がある。制御の不完全さはアモルファス半導体の光誘起屈折率変化を利用して伝搬定数を微調することにより補正することが考えられる。

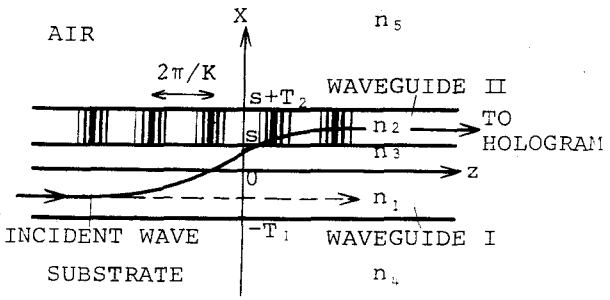
上の例が示すように本結合器は作成上の困難さがあるが、一方それは結合部での光波スイッチングの可能性を示唆するものでもある。すなわちこの結合部に電界を加え、電気光学効果により導波路Ｉの伝搬定数をわずかに変化させれば同期条件が外れ、非結合状態に切換えることができると考えられる。

7.4.2. グレイティングを用いる結合法

２導波層の屈折率が大きく異なる場合には7.4.1.の方法では伝搬定数を一致させることが極めて困難である。また導波路ホログラム作成上の制約から導波路Ⅱの膜厚を任意に調整できない場合には同方法は適用できない。このようなときには周期構造を用いて伝搬定数の整合をとる方法を用いなければならない。

導波路ホログラム層にアモルファス半導体を用いるときには図7.4のように

図7.4
クレイティングを
用いる結合部



膜内にグレイティングを作成することができる。導波路Ⅱの屈折率は

$$n_2(z) = n_{20} + n_{21}\cos Kz \qquad (7.10)$$

で表される。格子ベクトルの大きさは2導波路の伝搬定数β_1，β_2 を整合するために

$$K = |\beta_2 - \beta_1| \qquad (7.11)$$

とする。導波モード結合の挙動はこの場合も式（7.3）－（7.5）に従う。Δは整合の不完全さ

$$\Delta = K - |\beta_2 - \beta_1| \qquad (7.12)$$

である。また結合係数Kは相互作用積分を含む式

$$\kappa = \frac{\omega \varepsilon_0 n_{20} n_{21}}{2} \int_s^{s+T_2} f_1(x) f_2(x) dx \qquad (7.13)$$

で表される。[46] ここに f_1，f_2 はそれぞれ、ほとんど導波録Ｉを伝搬するモード、ほとんど導波路IIを伝搬するモードの規格化された電界分布を表す。式（7.9），（7.13）から計算される完全結合長 L_c と低屈折率層の厚さ s の関係の例を図7.5に示す。図中 n は導波路Ｉのモード次数、m は導波路IIのモード次数を表す。格子ベクトルの大きさKは n，m の組合せに対して式（7.11）が成立するそれぞれの値とした。

設計法は7.4.1.の場合と同様である。完全結合長L_c はモードの組合せにもよるが0.1－10㎜の範囲の値とすることができる。この場合にも光波スイッチングの可能性、格子ベクトルの大きさの制御の不完全さを光誘起屈折率変化

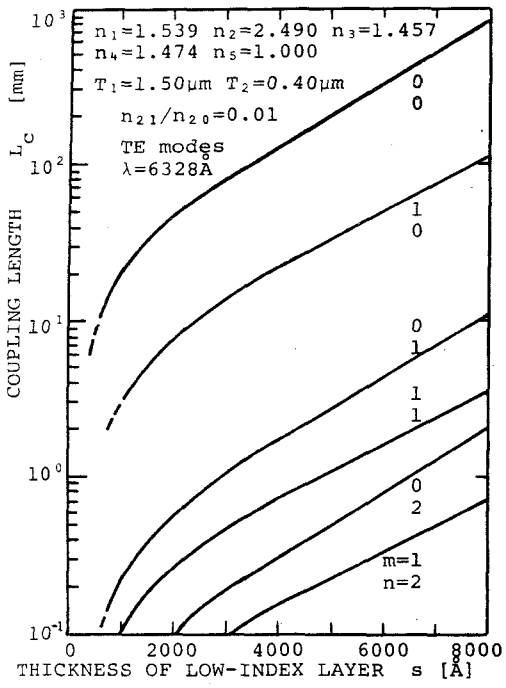


図7.5　完全結合長の計算結果

で補正することの可能性が指摘できる。本結合部の作成には、4.3.で述べた電子ビーム書込法が有力な作成技術として活用できる。

7.5. 結　言

本章ではメモリ装置構成のため必要な周辺素子の検討を行うことにより、導波路ホログラム集積化の一つの方向を示した。7.3.で提案したシステムは、ホログラムメモリの装置全体の体積に比しての情報記録容量と信頼性を飛躍的に改善するものであるが、選択再生のための電気光学効果結晶導波路との機能的な接続部の作成の困難さなど、解決しなければならない多くの問題をも同時に抱えている。しかし導波路ホログラムの集積化はホログラフィと光導波エレクトロニクスに関連する新分野の問題であり、発展の可能性は大きい。ホログラムメモリへの応用を意識し、これに適した光集積回路素子の開発の基礎研究を行うとともに、システム構成法の研究をさらに続ける必要があると思われる。

第8章　結　　論

光導波路を用いたホログラム集積化に関して、基礎理論を展開し、またその実証のための実験を行い、数多くの重要な成果をあげることができた。本研究において得られた結果を以下に改めて要約して述べ、今後の課題や問題点を指摘して本論文の結論とする。

第2章では光導波路のうち低損失、可撓（とう）性を特徴とする光ファイバをとり上げ、これを利用したホログラムメモリについて検討した。

(1)　光ファイバ端面から出射する光波の放射電磁界の表示式を導出し、これから遠視野像の波面、モードパターン、直交関係等の諸性質を明らかにした。

(2)　ファイバ出射光を再生時の照明波として用いるホログラム記録・再生法を提案し、記録を容易にするための方法として参照波に球面波を用いることができることを示した。

(3)　再生像を得るための照明波、参照波モードの条件を明らにし、再生像の分解能および回折効率の低減を理論的に評価した。

(4)　実験により解析結果の妥当性を確かめ、理論的予想に近い良質の再生像を得ることができた。

(5)　本方式によりページ単位の情報を記録したホログラムを集積化してメモリ装置を構成する方法を提示した。

第3章では集積化の目的に適合した新しい方式のホログラムとして薄膜光導波路とホログラムを一体化した構造をもつ導波路ホログラムを提案し、その動作解析を行った。

(1)　基本特性の解明のためグリーン関数的手法による解析を行い、忠実な波面再生のためには再生時照明波の伝搬定数の大きさが記録時参照波の伝搬定数の大きさに等しいことが必要条件であることを示した。

(2)　波面再生の伝達関数の計算により極めて広視野の波面再生が可能なことを示した。又、回折効率と照明波モード次数の関係を明らかにした。

(3) 上の結果を空間周波数スペクトルの観点から物理的に説明し、合せて従来の方式のホログラムとの比較を行い、導波路ホログラムのもつ特有の性格を明らかにした。

(4) 画像情報の再生特性について詳細に解析し、収差および分解能を明らかにした。又、読出光より短波長の書込光を用いれば記録が容易になることを指摘した。

第4章では導波路ホログラムの構成材料としてアモルファス半導体をとり上げ、ホログラム記録特性および光導波路構造の構成について各々検討した。

(1) ホログラム記録過程に関して現象論的な解析を行い、非線形性の影響と体積ホログラム的特性を明らかにした。

(2) 実験的に記録特性を測定し、解析結果の妥当性を検証した。又、理論限界に近い高効率のホログラム格子を得た。

(3) アモルファス半導体膜と低屈折率ガラス薄膜を組合せた複合型導波路は導波路ホログラム記録に適した特性を実現することを示した。

(4) 電子ビーム照射による屈折率変化現象を新たに見出した。これを利用した導波路ホログラム周辺素子作成の可能性を3次元導波路書込の実験で確認した。

第5章では導波路ホログラムの実験結果について述べ、第3章で展開した理論との比較検討を行った。

(1) 平面波の参照波を用いる方式で導波路ホログラムを作成し、理論的解析の結果を裏付けるとともに、分解能、S/N共に従来の方式と比較して遜色のない良質の再生像を得ることに成功した。

(2) 導波路光の散乱が導波路光進行方向と垂直な方向の再生像分解能を決定する第1の要因となる場合があることを明らかにした。

(3) 参照波として導波路光を用いる記録方法の可能性を実験的に確認した。

第6章では導波路ホログラムの高効率化の問題について理論および実験の両面から検討を行った。

(1) 高効率導波路ホログラムの設計上最も基本的なパラメータはホログラム部での伝搬定数虚数部であり、高効率を実現しかつ再生像分解能を損わないためにはこの量を最適にする必要があることを指摘した。

(2) 高効率を得るための種々のタイプを考え、数値解析により回折効率を理論的に求め、設計の指針を与えた。

(3) レリーフ型導波路ホログラムの実験を行い、９０％以上の高効率を達成するとともに、良質の可視および赤外再生像を得ることに成功した。

(4) 高効率導波路ホログラムには特有の雑音と分解能劣化の要因があることを明らかにし、これに注意を払った設計が必要なことを指摘した。

第７章では導波路ホログラム再生システムを光源をも含めた光集積回路として構成する方法について述べた。

(1) 再生光源に要求される条件を考察し、単１モード発振の注入型半導体レーザは導波路との結合に波面変換機能を備えた結合器を用いるなら必要な条件を満たし得ることを明らかにした。

(2) ホログラムを個別にアクセスするための選択再生の方法として多層導波路構造と導波路間の機能的結合による光スイッチを用いる方式を提案し、結合部の設計に関する検討を行って、導波路ホログラム集積化の１つの方向を示した。

第２章で述べた光ファイバを用いる方式と第３章以下で述べた薄膜導波路を用いる方式を比較すれば、自由空間中の光波を全く用いず、光源から周辺素子ホログラムまでを完全に一体化して集積化できる点で後者が優位に立つ。しかし前者はシステム構成の容易さと大きな自由度を備えている。従って構成しようとするシステムの目的、用途に応じて両者を選択し、各々の特長を活用することができる。

以上の成果は、ホログラフィとの融合により光導波エレクトロニクスにメモリへの新しい応用分野を開いた研究として有意義なものと思われる。

本論文の内容は集積化のための新しいホログラム記録・再生方式の提案とそ

の可能性の実証およびこれに伴う基礎的諸問題の解明である。ここで方向づけた集積化ホログラムメモリ装置を実現するには、さらに広範囲の研究が要求されるであろう。今後に残された課題としては次の事項が挙げられる。

(1) 集積要素としての個々のホログラムの情報記録密度および再生像品質の改善を行う。

(2) 集積化された多数の微小導波路ホログラムの機能的選択法の検討とそれに必要な周辺素子の開発研究を行い、メモリ装置構成の基礎を確立する。

(3) 情報検索機能や情報変換機能など、ホログラムのもつ高度な情報処理機能を、集積化されたシステムにおいて活用する事の可能性を追求する。

付録　導波路構造におけるグリーン関数

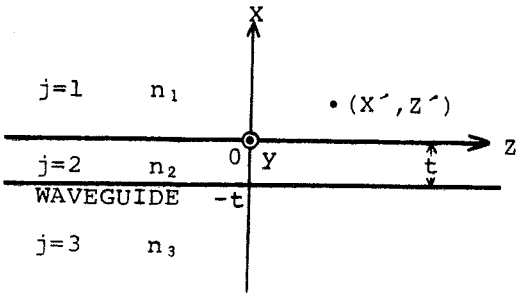
図A１の導波路構造内での非斉次なヘルムホルツの波動方程式

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k_j^2\right]G(x,x';z,z')$$

$$=-\delta(x-x')\delta(z-z'),$$

$$k_j=n_jk\ (j=1,2,3),$$

$$k=2\pi/\lambda \qquad (A1)$$



図A1　導波路構造

を満たすグリーン関数G（z,x′，z，z′）を求める。Gをz方向に関してフーリエ変換して

$$G(x,x',z,z')=\int\widetilde{G}(x,x',\eta)e^{i\eta(z-z')}d\eta \qquad (A2)$$

とおき、$\delta(z-z')=(1/2\pi)\int e^{i\eta(z-z')}d\eta$ であることを用いれば、波動方程式（A１）は

$$\left[\frac{d^2}{dx^2}+(k_j^2-\eta^2)\right]\widetilde{G}(x,x',\eta)=-\frac{1}{2\pi}\delta(x-x') \qquad (A3)$$

となる。本文の解析では $x'>0$ の場合のGのみが必要であるので、以下の計算はこの場合に限って行なう。式（A３）の解は、$x\neq x'$ においては、右辺＝0と置いたときの解となり、

$$\widetilde{G}_1=\begin{cases}A\exp i\xi_1x & ;\ x'<x\\ B^+\exp i\xi_1x+B^-\exp(-i\xi_1x) & ;\ 0<x<x'\end{cases}$$

$$\widetilde{G}_2 = C^+ \exp i\xi_2 x + C^- \exp(-i\xi_2 x) \; ; \; -t < x < 0$$

$$\widetilde{G}_3 = D \exp(-i\xi_3 x) \; ; \; x < -t \qquad (A4)$$

ここで

$$\xi_j = \begin{cases} \sqrt{k_j^2 - \eta^2} & ; \; |k_j| > |\eta| \\ i\sqrt{\eta^2 - k_j^2} & ; \; |k_j| < |\eta| \end{cases} \qquad (A5)$$

と書くことができる。上式でA，$B^{\pm}$，$C^{\pm}$，Dは境界条件より決定される。$x=0$および$x=-t$での境界条件はGおよび $\frac{d}{dx}$ Gの連続性を用い、また$x=x'$での境界条件はGの連続性と式（A3）の両辺の$x'-\varepsilon \leq x \leq x'+\varepsilon$（$\varepsilon \to +o$）での積分を用いることにより、

$$A = \frac{i}{4\pi\xi_1}\{R\exp i\xi_1 x' + \exp(-i\xi_1 x')\},$$

$$B^{\pm} = \frac{i}{4\pi\xi_1} R\exp i\xi_1 x', \qquad B^- = \frac{i}{4\pi\xi_1}\exp i\xi_1 x',$$

$$C^{\pm} = \frac{i}{4\pi\xi_1} F^+ \exp i\xi_1 x', \qquad C^- = \frac{i}{4\pi\xi_1} F^- \exp i\xi_1 x',$$

$$D = \frac{i}{4\pi\xi_1} T\exp i\xi_1 x'$$

が得られる。ここにR，$F^{\pm}$，Tはそれぞれ、

$$R = \frac{(\xi_1-\xi_3)\xi_2 \cos\xi_2 t - i(\xi_1\xi_3-\xi_2^2)\sin\xi_2 t}{(\xi_1+\xi_3)\xi_2 \cos\xi_2 t - i(\xi_1\xi_3+\xi_2^2)\sin\xi_2 t},$$

$$F^{+}=\frac{(R-1)\xi_1+(R+1)\xi_2}{2\xi_2},\quad F^{-}=\frac{(-R+1)\xi_1+(R+1)\xi_2}{2\xi_2},$$

$$T=F^{+}\exp\{-i(\xi_2+\xi_3)t\}+F^{-}\exp i(\xi_2-\xi_3)t \tag{A6}$$

である。上の係数を式（A4）に代入すれば、$x'>0$の場合のグリーン関数Gのz方向フーリエ変換$\widetilde{G}$は

$$G(x,x',\eta)=\frac{i}{4\pi\xi_1}\times$$

$$\begin{cases} \exp i\xi_1(x-x')+R\exp i\xi_1(x+x') & ;\quad x'<x \\ R\exp i\xi_1(x+x')+\exp\{-i(x-x')\} & ;\quad 0<x<x' \\ F^{+}\exp i(\xi_2x+\xi_1x')+F^{-}\exp\{-i(\xi_2x-\xi_1x')\} & ; \\ & ;\quad -t<x<0 \\ T\exp\{-i(\xi_3x-\xi_1x')\} & ;\quad x<-t \end{cases} \tag{A7}$$

となり、グリーン関数$G(x,x';z,z')$は式（A7）を式（A2）に代入して得られる。式（A7）は$x=x'$で生じた波動が導波路構造内の境界により多重反射を受けて生じる各種の波動を表現したものとなっている。なお、ξ_j，R，$F^{\pm}$，Tは全てηの関数であるので、本文では$\xi_j(\eta)$，$R(\eta)$，$F^{\pm}(\eta)$，$T(\eta)$と記した。特に$R(\eta)$，$T(\eta)$は、それぞれ、空間周波数がηの平面波の導波路構造内での多重反射を考慮した反射係数および透過係数である。

謝　　辞

本研究を行うに際し、終始懇切な御指導、御鞭撻を賜った大阪大学工学部小山次郎教授、終始一貫して直接御指導頂いた西原浩助教授に深甚なる感謝の意を表します。

論文作成にあたり、懇篤なる御指導を頂くとともに種々の御高配を賜った大阪大学工学部裏克巳教授、大阪大学産業科学研究所松尾幸人教授に深謝の意を表します。

さらに、著者が大阪大学に在学中、御指導と御教示を賜った大阪大学工学部喜田村善一名誉教授、尾崎弘教授、中井順吉教授、塙輝雄教授、児玉慎三教授、寺田浩詔教授、および大阪大学産業科学研究所中村勝吾教授、角所収教授に深謝の意を表します。

本研究に関して有意義な討論、御助言を頂いた大阪大学基礎工学部末田正教授、東京大学工学部大越孝敬教授、ならびに電々公社武蔵野電気通信研究所岩崎裕博士はじめ基礎第6研究室の諸氏に心から感謝の意を表します。

本研究に関して実験面で御援助を頂いた三菱電機中央研究所中山高博士はじめ光ＩＣグループの諸氏に感謝の意を表します。

また、本研究を行うにあたって終始有益なる御助言、種々の御援助を頂いた小山研究室増田正光博士に心から感謝します。各過程において直接実験に協力を得た猪原静夫、宮川敏夫、小林道生、半田祐一、作間俊哉の諸君に感謝します。

参　考　文　献

1) H. M. Smith: "Principles of holography," John-Willy(1969).
2) R. J. Collier, C. B. Burckhardt and L. H. Lin: "Optical holography," Academic Press (1971).
3) D. Gabor: Nature, **208**, p.422 (1965).
4) H. Akahori and K. Sakurai: Appl. Opt., **11**, p.413 (1972).
5) S. S. Hsiao: J. Opt. Soc. Amer., **63**, p.1108 (1973).
6) H. Nomura and T. Okoshi: Appl. Opt., **15**, p.550 (1976).
7) E. N. Leith and J. Upatonieks: J. Opt. Soc. Amer., **54**, p.1295 (1964).
8) A. A. Freisem and J. L. Walker: Appl. Opt., 9, p.201 (1970).
9) Y. Takeda, Y. Oshida and Y. Miyamura: Appl. Opt., **11**, p.818 (1972).
10) 大上進吾：信学誌， **56**, p. 547 (1973).
11) 森川滝太郎，山中英夫：信学誌，**56**, p. 554 (1973).
12) F. M. Smith and L. E. Gallaher: Bell Syst. Tech. J., **46** p.1267 (1967).
13) K. K. Sutherlin: Appl. Opt., **13**, p.1345 (1974).
14) R. Bartolini, W. Hannan, D. Karlsons and M. Lurie: Appl. Opt., **9**, p.2283 (1970).
15) K. Tsukamoto, A. Ishii, A. Ishida, M. Sumi and N. Uchida: Appl. Opt., **13**, p.869 (1974).
16) Y. Tsunoda, K. Tatsuno, K. Kataoka and Y. Takeda: Appl. Opt., **15**, p.1398 (1976).
17) Y. Takeda: Japan. J. appl. Phys., **11**, p.656 (1972).
18) R. L. Mattson: Appl. Opt., **13**, p.755 (1974).
19) H. Nassenstein: Phys. Letters **28**A, p.249 (1968)
20) O. Bryngdahl: J. Opt. Soc. Amer., **59**, p.1645 (1969).

21) A. Wüthrich and W. Lukosz: Optik, **42**, p.315 (1975).
22) L. H. Lin: J. Opt. Soc. Amer., **60**, p.714 (1970).
23) N. S. Kapany: "Fiber optics," Academic Press (1967).
24) 末松安晴，伊賀健一，古屋一仁：信学誌，**59**, p. 705 (1976).
25) S. E. Miller: Bell Syst. Tech. J., **48**, p.2059 (1969).
26) T. Tamir: "Integrated Optics," Springer Verlag (1975).
27) H. Kogelnik and T. P. Sosnowski: Bell Syst. Tech. J., **49**, p.1602 (1970).
28) R. Shubert and J. H. Harris: IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-16**, p.1048 (1968).
29) 伊賀健一，末松安晴：画像技術，p. 29 (1974).
30) N. Nishida, M. Sakaguchi and F. Saito: Appl. Opt., **12**, p.1663 (1973).
31) M. P. Lisitsa, L. I. Berezhinskii and M. Y. Valakh: "Fiber optics," Israel Program for Scientific Translations (1972).
32) N. S. Kapany, J. J. Burke and K. Frame: Appl. Opt., **4**, p.1532 (1965).
33) R. W. Mayer: J. Opt. Soc. Amer., **55**, p.987 (1965).
34) W. H. Lee: J. Opt. Soc. Amer., **65**, p.518 (1975).
35) Yu. A. Bykovskii, A. V. Makovkin and V. L. Smirnov: Sov. J. Quant. Electron., **4**, p.129 (1974).
36) S. A. Keneman: Appl. Phys. Lett., **19**, p.105 (1971).
37) S. Zembutsu, Y. Toyoshima, T. Igo and H. Nagai: Appl. Opt., **14**, p.3073 (1975).
38) T. Igo and Y. Toyoshima: Proc. 5-th Conf. Solid State Devices (Tokyo 1973), J. Japan Soc. Appl. Phys., **43**, Suppl. p.106 (1974).
39) J. P. DeNeufille, S. C. Moss and S. R. Ovshinsky: J. Non-Cryst. Solids, **13**, p.191 (1973/1974).
40) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: Trans. of IECE of

Japan E, **E60**, p.533 (1977).
41) D. Gloge: Appl. Opt., **10**, p.2252 (1971).
42) M. Born and E. Wolf: "Principles of optics," p.387, Pergamon Press (1972).
43) A. Sommerfeld: "Optics," p.199, Academic Press (1967).
44) Ref. (2) p.133.
45) Ref. (2) p.464.
46) B. I. Vasilef, V. I. Kozlovskii, A. S. Nasibov and A. N. Pechenov: Sov. J. Quant. Electron., **4**, p.44 (1974).
47) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: Opt. Comm., **19**, p.353 (1976).
48) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：信学論，(C), **60—C**, p.197 (1977).
49) A. Yariv: IEEE J. of Quantum. Electron, **QE—9**, p.919 (1973).
50) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：レーザ研究，**4**, p.234 (1976).
51) R. K. Watts, M. deWit and W. C. Holton: Appl. Opt., **13**, p.2329 (1974).
52) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：信学論 (C), **59—C**, p.435 (1976).
53) 大越孝敬，正村達郎：信学論 (C), **58—C**, p.139 (1975).
54) Ref. (2) p.225.
55) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：信学研資 **OQE 75—28** (1975).
56) N. Uchida: J. Opt. Soc. Amer., **63**, p.280 (1974).
57) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：信学論 (C), **59—C**, p.443 (1976).
58) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: Opt. Comm., **14**, p.35 (1975).
59) 野村良徳，布下正宏：昭50秋応物講演会, **22p—R—6** (1975).
60) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: Japan. J. appl. Phys., **14**, p.1079 (1975).
61) E. J. Kobetich and R. Katz: Phys. Rev., **170**, p.391 (1968).
62) T. Suhara, Y. Handa, H. Nishihara and J. Koyama: Japan J. appl. Phys., **16**, p.1877 (1977).
63) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：昭50秋応物講演会, **22a—R—12** (1975)

64) 半田祐一，栖原敏明，西原　浩，小山次郎：信学技報,OQE77—10,(1977).
65) 栖原敏明，小林道生，西原　浩，小山次郎：昭51春応物講演会27a—P—5(1976).
66) H. Nishihara, S. Inohara, T. Suhara and J. Koyama: IEEE J. Quantum Electron.,QE—11, p.794 (1975).
67) A. Matsuda and M. Kikuchi: Proc. 4-th Conf. Solid State Devices, p.239 (1972).
68) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：昭51信学光・電波全大 327 (1976).
69) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, B4—3 (1977).
70) M. Neviere, R. Petit and M. Cadilhac: Opt. Comm., 8, p.113 (1973).
71) G. C. Maori, R. Petit and M. Cadilhac: C. R. Acad. Sc. Paris, 268, p.1060 (1969).
72) 栖原敏明，西原　浩，小山次郎：昭52秋応物講演会15a—D—8(1977)

関 連 発 表 論 文

(1) Papers

1) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama; "The modulation transfer function in the hologram copying process", Opt. Comm., **14**, 1 pp.35-38 (May 1975).

2) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："アモルファス半導体膜におけるホログラム記録"，信学会論文誌 (C). **J59**—C，7，pp. 435—442(昭51—07).

3) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："密着法によるホログラム複製の最適条件"，信学会論文誌 (C)，**J59**—C，7，pp. 443—450(昭51—07).

4) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama : "Waveguide holograms: a new approach to hologram integration," Opt. Comm., **19**, 3 pp.353-358 (December 1976).

5) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："導波路ホログラム"，信学会論文誌 (C)，**J60**—C，pp. 197—204(昭52—04).

6) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama : "Far radiation field emitted from an optical fiber and its application to holography," Trans. of IECE of Japan E, **E60**, 10, pp.533-540 (Oct. 1977).

7) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama : "High-efficiency relief-type waveguide hologram," Trans. of IECE of Japan E, to be published.

(2) Letters, Short notes

1) H. Nishihara, S. Inohara, T. Suhara and J. Koyama : "Holocoupler: a novel coupler for optical circuits," IEEE J. of Quantum Electron.,**QE—11**, 9, pp.794-796 (Sep. 1975).

2) T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama : "Electron-beam-induced refractive-index change of amorphous semiconductors", Japan. J. appl. Phys., **14**, 7, pp.1079-1080 (July 1975).

3) T. Suhara, Y. Handa, H. Nishihara and J. Koyama : "Temporary absorption of guided light in As-S films by electron beam irradiation," Japan. J. appl. Phys., **16**, 10 pp.1877-1878 (Oct. 1977).

(3) 研　究　会

1) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："複製ホログラムのコピー光入射角と再生像視野"，信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料，OQE**74－22**（昭49－06）.

2) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："ホログラム再生のためのファイバ出射光の解析"，輻射科学研究会資料　（昭49－12）.

3) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："アモルファス半導体膜におけるホログラム記録"，信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料，OQE**75－28**（昭50－06）.

4) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："導波路ホログラム（Waveguide Hologram）の提案およびその基礎的検討"，輻射科学研究会資料（昭51－04）.

5) 栖原敏明，西原浩，小山次郎："導波路ホログラム"，信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料，　OQE **76－22**（昭51－06）.

6) 西原浩，栖原敏明，半田祐一，小山次郎："アモルファス半導体の電子ビーム照射効果とＳＥＭ微細加工"，応用物理学会応用電子物性分科会研究報告　№**370**　pp. 9－12　（昭52－05）.

7) 半田祐一，栖原敏明，西原浩，小山次郎："光集積回路用グレイティングの走査電子顕微鏡による直接書込"，信学技報　OQE**77－10**，（昭52－05）.

(4) 国 際 会 議

T. Suhara, H. Nishihara and J. Koyama: "Design of high-efficiency waveguide holograms," International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, B4—3, Tokyo (July 1977).

(5) 解 説 記 事

1) 栖原敏明, 西原浩, 小山次郎: "アモルファス半導体における電子ビーム照射効果", 真空, 19, 1, pp.20—22 (昭51—01).

2) 栖原敏明, 西原浩, 小山次郎: "導波路ホログラム——ホログラム集積化のための新しい試み", レーザ研究, 4, 3, pp234—241 (Dec.1976).