

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	磁気光学結晶のマイクロトランスファープリンティングを用いた導波路型光アイソレータの研究
Title(English)	
著者(和文)	峰村大輝
Author(English)	Daiki Minemura
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第12701号, 授与年月日:2024年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:庄司 雄哉,植之原 裕行,中川 茂,西山 伸彦,雨宮 智宏,太田 泰友
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第12701号, Conferred date:2024/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

磁気光学結晶の
マイクロトランスファープリンティングを
用いた導波路型光アイソレータの研究

峰村 大輝



東京工業大学

工学院 電気電子系 電気電子コース

博士論文

指導教員: 庄司 雄哉

2024年2月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 光ファイバ通信の歴史	1
1.2 光集積回路	3
1.3 シリコンフォトニクス	5
1.4 非相反デバイスと光アイソレータ	6
1.4.1 非線形光学効果による光アイソレータ	7
1.4.2 時空間変調による光アイソレータ	8
1.4.3 磁気光学効果	10
1.5 磁気光学材料	11
1.6 磁気光学アイソレータ	12
1.6.1 バルク型 磁気光学アイソレータ	12
1.6.2 マイクロリング共振器 (MRR) 型 磁気光学アイソレータ	13
1.6.3 マルチモード干渉 (MMI) 型 磁気光学アイソレータ	14
1.6.4 マッハ・ツェンダー干渉 (MZI) 型 磁気光学アイソレータ	14
1.6.5 ファラデー回転導波路 (FR-WG) 型 磁気光学アイソレータ	15
1.6.6 導波路型磁気光学アイソレータの性能の比較	16
1.7 磁気光学デバイスの応用	16
1.7.1 磁気光学サーキュレータ	16
1.7.2 不揮発に状態保持可能な磁気光学スイッチ	17
1.7.3 その他の磁気光学デバイス	19
1.8 磁気光学材料の集積技術	20
1.8.1 堆積法	21
1.8.1.1 PLD 法	21
1.8.1.2 MOD 法	22
1.8.1.3 スパッタ法	22
1.8.4 堆積法のまとめ	23
1.8.2 ダイレクトボンディング法	23
1.8.2.1 表面活性化処理によるダイレクトボンディング	24
1.8.2.2 親水化処理によるダイレクトボンディング	24
1.8.2.3 ダイレクトボンディング法のまとめと課題	25
1.8.3 μ -トランスファープリンティング法	26
1.8.4 その他の異種材料集積技術	28
1.9 研究目的と本論文の構成	29
参考文献	33

第 2 章 磁気光学アイソレータの理論	44
2.1 はじめに.....	44
2.2 磁気光学材料.....	44
2.2.1 結晶構造.....	44
2.2.2 多結晶磁気光学ガーネットの特性.....	45
2.3 電磁界理論解析.....	46
2.3.1 円偏光とファラデー効果.....	46
2.3.2 誘電率テンソル.....	48
2.3.3 マクスウェル方程式と固有値.....	50
2.3.4 ファラデー効果.....	52
2.4 非相反移相効果の二次元解析.....	54
2.4.1 横カー効果による非相反移相効果.....	54
2.4.1.1 TM モードの場合.....	57
2.4.1.2 TE モードの場合.....	60
2.4.2 極カー効果による非相反移相効果.....	62
2.4.2.1 TM モードの場合.....	63
2.4.2.2 TE モードの場合.....	66
2.4.3 縦カー効果による非相反移相効果.....	68
2.4.3.1 TM モードの場合.....	69
2.4.3.2 TE モードの場合.....	72
2.4.4 非相反移相効果の二次元解析のまとめ.....	73
2.5 非相反移相効果の三次元解析.....	74
2.5.1 摂動理論による導出.....	74
2.5.2 非相反移相器.....	81
2.6 3dB 方向性結合器.....	83
2.6.1 動作原理.....	83
2.6.2 伝達行列.....	89
2.6.3 TE モード遮断.....	93
2.7 MZI 型アイソレータの動作原理.....	94
2.8 偏波回転 MZI 型アイソレータ.....	97
2.8.1 動作原理.....	97
2.8.2 3dB モードコンバータの設計.....	99
2.8.2.1 動作原理.....	99
2.8.2.2 第二テーパの導波路幅の設計.....	101
2.8.2.3 第一テーパの幅と長さの設計.....	102
2.8.2.4 第二テーパの長さの設計.....	104
2.8.2.5 第三テーパの長さ設計.....	105

2.8.2.6 電場モード分布.....	106
2.8.2.7 波長依存性.....	107
2.8.3 偏波無依存 MZI 型アイソレータ.....	107
2.8.4 可変 TE-TM モード変換器としての応用.....	108
2.9 まとめ.....	109
参考文献.....	110

第 3 章 μ -トランスファープリンティング法による Si 基板上への薄膜磁気光学材料の貼り付け..... 111

3.1 はじめに.....	111
3.2 プロセスフロー.....	111
3.3 SGGG/Ce:YIG/SiO ₂ /Si 基板の作製.....	114
3.4 エッチングプロセス.....	116
3.4.1 エッチング手法の検討.....	116
3.4.1.1 Cr マスクの検討.....	117
3.4.1.2 レジストマスクの検討.....	119
3.4.2 全面エッチングによる薄膜化及び深掘りエッチングによるパターンニング.....	122
3.5 犠牲層除去及び超臨界乾燥.....	123
3.5.1 犠牲層除去の条件検討.....	123
3.5.2 超臨界乾燥による犠牲層除去の改善.....	125
3.6 クーポンの持ち上げ.....	127
3.7 Si 基板上への貼り付け.....	128
3.8 クーボンパターンの検討.....	131
3.8.1 クーボンサイズ的设计.....	131
3.8.2 テザー的设计.....	132
3.9 まとめ.....	134
参考文献.....	134

第 4 章 μ -トランスファープリンティング法による MZI 型磁気光学アイソレータの作製..... 135

4.1 はじめに.....	135
4.2 設計.....	135
4.3 デバイス作製.....	136
4.4 光学測定及び断面観察.....	138
4.5 測定結果の考察.....	142

4.6	まとめ	144
	参考文献	145
第5章	超低損失で小型な MZI 型磁気光学アイソレータの設計	146
5.1	はじめに	146
5.2	磁気光学クーポンのパターニングによる低損失化	148
5.2.1	テーパ型 SGGG/Ce:YIG クーポン	149
5.2.2	スロープ型 SGGG/Ce:YIG クーポン	155
5.3	TE 入射とモード変換による低損失化	158
5.4	μ -TP 法による偏波無依存 MZI 型アイソレータ	166
5.5	まとめ	167
	参考文献	169
第6章	結論と今後の課題	171
6.1	結論	171
6.2	今後の課題	172
6.2.1	非相反移相量の向上	172
6.2.2	テザーの設計とクーポンの破損回避	173
6.2.3	クーポンの貼り付け成功率の改善	174
6.2.4	酸素プラズマ親水化処理の最適化	176
6.2.5	別の犠牲層材料の検討	176
6.2.6	SiO ₂ 上部クラッド及び電極や磁石との一体集積	176
6.2.7	薄膜化プロセスの検討	177
	参考文献	177
付録		178
付録 A	クーポン作製プロセス	178
付録 A.1	有機洗浄	178
付録 A.2	露光	178
付録 B	導波路作製プロセス	180
付録 C	ファラデー回転係数の測定	183
付録 D	シミュレーション条件	187
付録 D.1	3dB モードコンバータのシミュレーション条件	187
付録 D.2	μ -TP による MZI 型 MO アイソレータのシミュレーション条件	189
	参考文献	193

謝辞 194

成果物一覽 196

第 1 章

序論

1.1 光ファイバ通信の歴史

現代社会はインターネットやモバイル通信などが生活の基盤となっており、人々の生活の多くは様々な情報に依存している。このような情報化社会は電気通信や光通信などの信号伝送技術によって支えられており、電気通信は低速・短距離の伝送、光通信は高速・長距離の伝送を主に担ってきた。特に数百 Gbps～数 Tbps 以上の情報を低ノイズで伝送するために、光通信は欠かせないものになっている。我が国でも 2000 年代初頭に中継局と各ユーザ間をつなぐ光回線（Fiber To The Home: FTTH）が導入されて以降、光回線の利用世帯は増加傾向にある。図 1.1 に示す総務省が令和 4 年に実施した“通信利用動向調査報告書（世帯編）” [1]によると光回線(FTTH 回線)の割合が 59.4%と最も高くなっており、一般ユーザにとっても光通信技術は身近なものになってきていることが伺える。

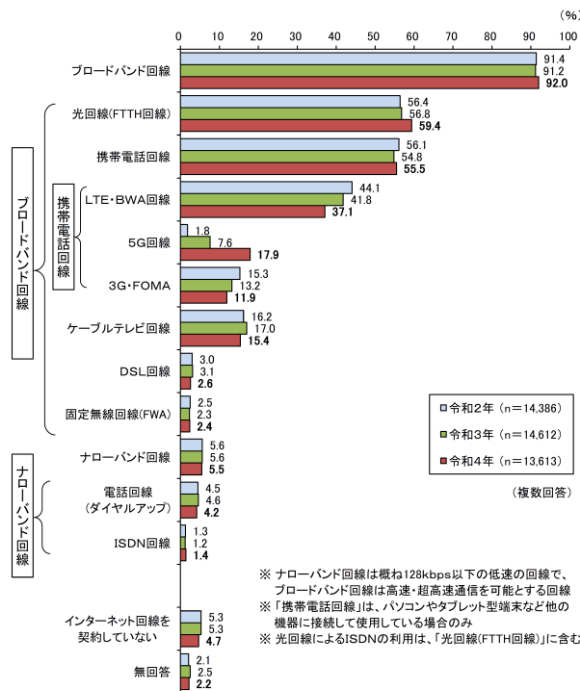


図 1.1 自宅でインターネットを利用する世帯の接続回線の推移[1]

現在の光ファイバ通信の大部分は、1966 年に K. C. Kao らが初めて理論的に提案したガラス繊維を使った光通信が基礎となっており[2]、Kao 氏はこれらの業績が評価され、

2009年にノーベル物理学賞を受賞している。Kao氏の理論の提唱後、ガラスファイバの不純物を下げる研究が活発に行われるようになり、1970年にはF. P. Kapronらによって伝送損失 20 dB/kmの光ファイバが実現された[3]。その後光ファイバの伝送損失は急激に改善されていき、1976年にM. Horiguchiらが伝送損失 0.47 dB/kmの光ファイバを報告[4]、1977年にT. Izawaらが伝送損失は 0.2 dB/kmまで低減可能であることを示し[5]、1979年にT. Miyaらが波長 1550 nmでの伝送損失が 0.20 dB/kmの光ファイバを実現した[6]。1980年代には海底ケーブルは同軸ケーブルから広い伝送帯域で長距離を低損失で伝送可能な光ケーブルに移行した。その後2010年代になるとデジタルコヒーレント技術が海底ケーブルシステムに導入され、住友電気工業株式会社が2017年に1550 nmでの伝送損失が 0.1419 dB/kmの光ファイバを開発[7]、2021年には量産化に成功している。

また光通信の実現には半導体レーザー (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation: LASER) の発展も大きく関わっている。1957年に渡辺 寧らによって半導体レーザーのアイデアの特許が取得された[8]。その後1958年にSchawlowらによってレーザーの可能性を理論的に詳しく論じられて以降[9]、レーザーの研究が熱心に行われるようになった。1960年にMeimanらが3準位系の個体ルビーを用いて、初めてレーザー発振に成功した[10]。1961年にはJavanらによって、He-Neタイプの気体レーザーが発明された[11]。さらに1962年には複数のグループから、GaAs半導体レーザーによる発振が報告された[12–15]が、室温動作が困難であった。その後GaAs以外の化合物半導体でレーザー発振の研究が進み、1970年には、M. B. PanishらとZh. I. Alferoらの2つのグループからGaAlAs/GaAsダブルヘテロ構造レーザーによる室温での連続発振が達成された[16–18]。この功績が評価され、Alfero氏は2000年にノーベル物理学賞を受賞した。これらのGaAlAsレーザーは波長 850nmで発振していたが、光ファイバの技術が進み、損失が最も低い波長が 1550 nmであることが発覚すると、この波長での発振が求められるようになった。様々な方向で研究が進んだ結果、J. J. Hsiehらが1976年に報告したInP基板上のInGaAsP系の材料[19]が注目され、荒井 滋久や末松 安晴らが1979年に波長 1550 nm帯で動作するレーザーの室温連続動作に成功した[20–22]。また、末松 安晴らは1974年に2個の分波反射器 (Distributed Feedback: DFB、Distributed Bragg Reflector: DBR) を定められた間隔で結合すれば単一波長レーザーとなることを発見しており、1983年にはこの原理を用いて 1500 nm帯の位相シフト分布帰還レーザーを実現している[23]。通常の半導体レーザーは、端面からレーザー光を取り出すようになっている。しかし、その他の光素子や電子回路をモノリシックに集積することが困難であるという問題がある。そこで、伊賀健一らが基板と垂直にレーザー光を出射する面発光レーザー (Vertical Cavity Surface Emitting Laser: VCSEL) を1977年に提案、1979年に実装し[24]、1987年には室温及び 6 mAで動作するVCSELを報告している[25]。その後も様々な半導体レーザー技術が開発され、小型・高効率・安価な光源が実現され、その適用先は広がっていった。

このようなファイバ通信の技術が発展し、ネットワークが普及していくとともに、波

長多重（Wavelength Division Multiplexing: WDM）の技術も発展してきた。また、波長多重された光信号を光電変換無しで増幅できるエルビウム添加ファイバアンプ（Erbium Doped Fiber Amplifier: EDFA）や半導体光増幅器（Semiconductor Optical Amplifier: SOA）などの技術の発展もしていき、現在では世界中を光ファイバネットワークが結んでいる。

1.2 光集積回路

近年、スマートフォンや SNS の爆発的な普及により通信トラフィックが急増しており、図 1.2 のようにグローバルモバイルネットワークのデータトラフィックは 2028 年には現在の 2.3 倍近くなると予測されている[26]。そうした情報の多くはデータセンターに集約され、データセンター間やデータセンター内の通信トラフィック量が大幅に増加している。データセンター内ではラック間を光ファイバで接続した光インターコネクタが占めるようになり、通信機器には大容量・高速化ばかりでなく、省スペース・低消費電力・低コスト化など距離や用途に応じた多様な要求が課されるようになっている。通信方式では、デジタル信号処理（DSP）を用いたデジタルコヒーレント技術に基づく多値位相変調（QPSK、QAM）の利用が広がっているなか、短距離用途においては構成が簡易となる直接変調-直接検波（IM-DD）を用いて多値化（PAM）による伝送レートの向上が図られている。光デバイスについては、基幹系ネットワークなどの長距離用途に対しては高品質で長期安定性が高く低損失な性能が望まれる一方、光インターコネクタなどの短距離用途に対しては接続の容易さを含めたコストや量産性、小型化が重要となる。

光集積回路（Photonic Integrated Circuit: PIC）は多数のトランジスタなどの電子部品を集積した集積回路（Integrated Circuit: IC）と同様に、光源・変調器・導波路・光検出器等の光学素子を集積するものであり、1969 年に Stewart E. Miller 氏によって

“Integrated Optics” と題して提案された[27]。誘電体や半導体をコアやクラッド材料とする光導波路を平面上に形成し、様々な機能を持った光学素子を一体集積することにより、高性能な PIC を実現することができる。

光受動素子や光制御素子の多くはガラスや光学結晶などの透明な誘電体で実現できるが、誘電体材料ではレーザや増幅器などは実現できない。これらの実現のためには、前述の半導体レーザで用いられる GaAs や InP などの III-V 族半導体を用いる必要がある。そのため PIC には様々な材料で検討されており、いくつか例を述べる。① III-V 族半導体を基板に用いたモノリシック型 PIC は、半導体レーザと導波路の一体集積が可能という利点がある。しかし技術的困難度が高く、複数種の材料を組み合わせたハイブリッド型 PIC の方が結果的に高性能な PIC が得られることもある[28]。② ニオブ酸リチウム（LiNbO₃: LN）はポッケルス効果（一次の電気光学効果: Electro-Optical Effect: EO 効果、電界印加によって屈折率が変化する現象）を利用した光変調器として

1.2 光集積回路

1970～1990年代に精力的に研究が進められてきた[29, 30]。このLNで導波路を形成するLNデバイスは変調に必要な印加電圧を低減することができるという利点があるが、LNが難加工材料という欠点がある。以前はTi拡散などによる導波路形成が行われていたが[31, 32]、近年ではイオンスライス法によるリッジ導波路を形成した小型かつ高帯域な光変調器が実現され始めている[33, 34]。③ポリマー導波路は、元となるポリマー薄膜がスピコート法により低温・低コストで容易に作成でき、加工性が高いため導波路作製の自由度が高いという特徴がある。以前は熱光学効果（Thermo-Optic Effect: TO効果、熱により屈折率が変化する現象）の観点から注目されていたが、近年はEOポリマーを用いた高速で低消費電力な光変調器が開発されている[35–37]。さらに後述するシリコンフォトニクスとのハイブリット化により、超広帯域光変調器や超高速光スイッチなどの実現が期待されている。④石英系平面光波回路（Plainer Lightwave Circuit: PLC）は光ファイバと同じ石英ガラス（ SiO_2 ）導波路を用いている。そのため光ファイバと低損失な接続が可能だが、コア-クラッド間の屈折率差が小さいため、小型化が難しく高密度集積に適していない。⑤電子集積回路にも用いられるシリコン（Si）を用いて形成した光回路はシリコンフォトニクスと呼ばれる。コアのSiとクラッドの SiO_2 間の屈折率差が40%程度と非常に大きいため、強い光閉じ込めが可能であり、高密度集積に非常に有利である。一方で、許容加工誤差への要求が厳しいという問題点もある。シリコンフォトニクスに関しては後述の1.3節で詳しく述べる。⑥比較的高い集積度と加工誤差耐性の両立に向けて、 SiO_2 とSiの間の屈折率となる窒化シリコン（SiN）導波路が着目されているが、CVD法で製膜されるSiN膜は波長1550 nm帯で光吸収があることが問題となっている。一方で可視光帯では透明であるため、SiNは可視光導波路としても着目されている[38–41]。

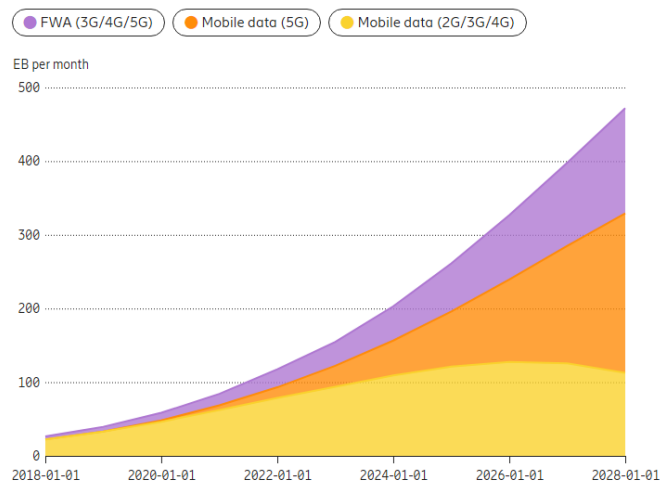


図 1.2 グローバルモバイルネットワークのデータトラフィックの予測[26]

1.3 シリコンフォトニクス

最初のシリコン光集積回路は1985年に R. A. Soref らが報告し、ドーピングされた Si 基板上にエピタキシャル成長した Si 導波路を実証した[42, 43]。R. A. Soref 氏はシリコンフォトニクスの創始者と呼ばれており、その後も様々な報告を行っている。1987年にはシリコンの自由キャリア電気光学効果を報告[44]し、シリコン光変調器への道を切り開き、1991年にはシングルモード伝搬を可能にする Silicon on Insulator (SOI) 上のリブ導波路を発表した[45]。その後、1994年には A. G. Rickman 氏が低損失 SOI 導波路を実証した[46]。

シリコンはバンドギャップが波長 1100 nm にあり、可視光に対しては不透明な材料だが、光通信に用いられる波長 1550 nm 帯の光には透明な材料である。シリコンフォトニクスは主にコアに Si、クラッドに Si の酸化物である SiO₂ を用いている。これらの屈折率は Si が 3.476、SiO₂ が 1.444 であり、コアとクラッドの屈折率差は非常に大きく、強い光閉じ込め効果を得られる[47]。このため、光回路の小型化やより高密度な光信号伝送に対して有効である。光スイッチなどの多くの素子を組み合わせた高機能な光集積回路を形成することができれば、従来は光/電気変換を行っていた伝送処理も、光/電気変換を行わず光信号のまま選択した経路に出力するなどの処理が可能になる。これにより、光/電気変換処理に要する電力消費の削減や電子デバイス・回路の負荷軽減も期待できる[48, 49]。また、Si は電子集積回路でも用いられる材料でもあり、集積回路の一般的な形である Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) で用いられるプロセスを用いることが可能であり、成熟したシリコン加工技術や製造設備を用いることが可能である。加えて、電子集積回路と同一の基板上に光集積回路を実現する光電一体集積に対しても有効である。状況や目的に応じて、SiN、SiON、SiO_x などの Si と SiO₂ の中間の屈折率を持つ材料を用いる場合もあるが、これらもまた CMOS 互換のプロセスによってチップ上に集積することが可能である。

現在シリコンフォトニクスでは様々なデバイスが研究されており、高速シリコン光変調器 (図 1.3(a)) [50]、Ge-On-Si 光検出器 (図 1.3(b)) [51]、シリコン基板上レーザ [52]などが報告されている。こうしてシリコンフォトニクスが発展していくにつれて、光通信に限らず幅広い分野でアプリケーションが登場しており、図 1.4(a)に示すような Light Detection and Ranging (LiDAR) [53, 54]は自動車の自動運転の実現などに向けて研究が盛んに行われている。他にも、バイオセンシング[55, 56]、量子コンピュータ[57]、ニューラルネットワーク (図 1.4(b)) [58]などが例にあげられる。

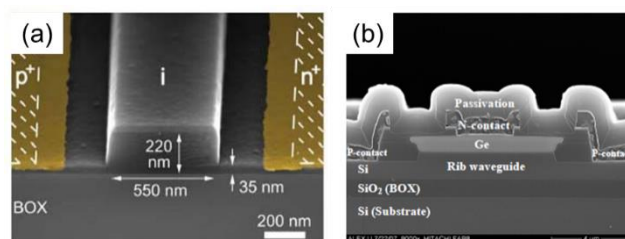


図 1.3 シリコンフォトニクスにおける様々なデバイス例 (a)高速シリコン光変調器[50] (b)Ge-On-Si 光検出器[51]

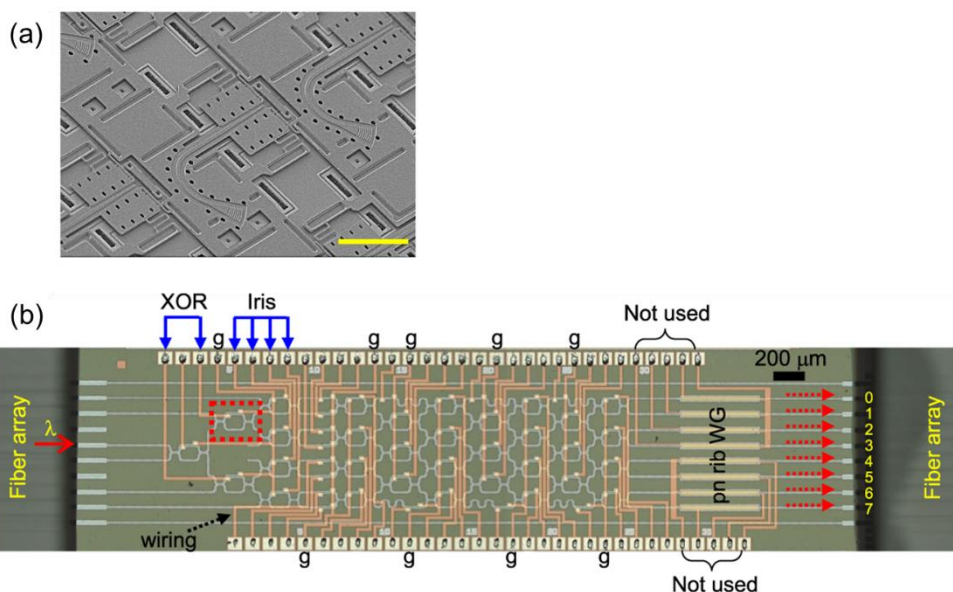


図 1.4 様々なプラットフォーム上で開発されるシリコンフォトニクスの例 (a)LiDAR[54] (b)ニューラルネットワーク[58]

1.4 非相反デバイスと光アイソレータ

光の伝搬に関して時間反転対称性を破る非相反デバイスは、光通信システムにおけるキーデバイスの一つであり、光の伝搬方向によって異なる動作をする。主に光の伝搬方向を一方通行にする光アイソレータや光を循環させる光サーキュレータがその例に挙げられる。図 1.5 にこれらの概念図を示す。

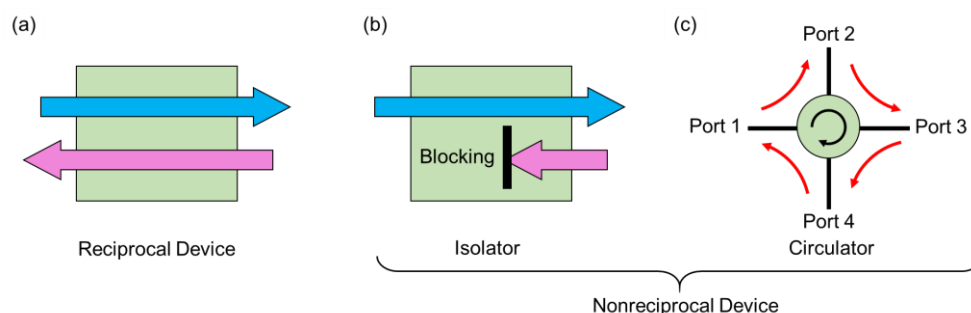


図 1.5 相反デバイスと非相反デバイスの概念図 (a)相反デバイス (b)光アイソレータ (c)光サーキュレータ

光アイソレータは一方向のみの光の伝搬を可能にするデバイスである。レーザでは、反射などにより光が共振器内に帰還すると、通信用光源としては望ましくない発振モードの不安定化や強度雑音、位相雑音が発生する[59–61]。コアネットワークでは、高密度の波長多重伝送においてレーザの高安定動作が必要であり、光ファイバ増幅器による中継や光クロスコネクタによる経路切り替え機器など接続点が多く存在し、反射戻り光を遮断するために光アイソレータが広く利用されている。また、ネットワークの高速化・大容量化することやコアネットワークを拡張することを目指していくと、反射が発生しやすくなったり、反射による悪影響が大きくなったりすると考えられる。そのため、それらを防ぐために今後光アイソレータの需要がますます高まっていくと考えられ、特に短～中距離では集積可能な光アイソレータの需要が高まっていくと考えられる。

現在のデータセンター間の通信では、10 km 前後の通信で磁気光学効果を利用したバルク型光アイソレータが使用されている。このバルク型光アイソレータに関しては1.6.1 節で詳しく述べるが、バルク結晶から構成されるため高密度集積が困難である。そのため、様々な導波路型光アイソレータが研究されている。光アイソレータに代表される非相反デバイスの動作メカニズムには様々なものがあり、1.4.1 節で非線形光学効果、1.4.2 節で時空間変調、1.4.3 節で磁気光学効果について述べる。

1.4.1 非線形光学効果による光アイソレータ

物質に光が入射されると、光の電場によって物質内部に分極が誘起される。弱い光が入射されたとき、分極は電場に比例する項が支配的である。ところが、レーザのように強い光が入射されると、誘起される分極のうち電場の2乗や3乗に比例する成分が無視できなくなる。この際、入射した光の周波数とは異なった周波数の光が媒質より発生する。このように、光と物質の相互作用の非線形性に由来する現象を非線形光学現象という。非線形光学効果は、波長変換や光パルス技術、非線形分光法、量子光

学光源など、光を扱う分野に広く普及している。この非線形光学効果を利用した非相反デバイスである光アイソレータを実装した例があるので紹介する。

Lifan らは Si マイクロリングを用いて実装した[62]。入力パワーが小さい時は相反性しか示さないが、入力パワーが大きくなるとリング内で二光子吸収が発生し、自由キャリア数が増加する。するとキャリアプラズマ効果により屈折率が変化し、リングの共振波長がシフトする。その結果、順方向と逆方向ではパワーが吸収されるリングが変化し、非相反性を示すようになる。

他にも図 1.6 のように、導波路の一部を宙に浮かせた 2 つのカスケードリングに対して、熱光学効果と導波路の変形によって共振波長をシフトさせるものも報告されている[63]。

しかしこれらの非線形光学効果による光アイソレータは連続レーザに非効果的で動作条件に制約がある[64]。例えば、順方向と逆方向の光が同時に入射した場合、順方向の光によって共振波長シフトが発生してしまい、逆方向の光であっても透過してしまうという問題がある。したがって、厳密な定義ではこれらは光アイソレータではない。

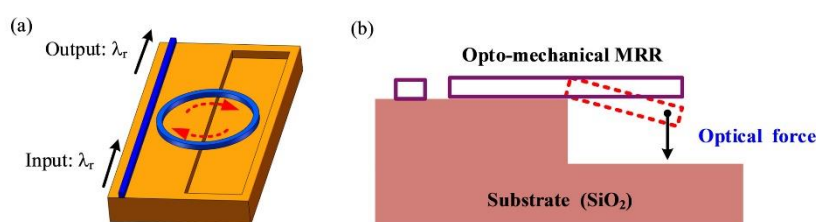


図 1.6 フリーハンギング Si マイクロリングと非線形光学効果による光アイソレータ[63] (a)3D のデバイス構造図 (b)断面図

1.4.2 時空間変調による光アイソレータ

光の時間や空間的な分布を制御することにより光を変化（変調）させることを時間変調あるいは空間変調と呼ぶ。時間と空間のどちらか（あるいは両方）で変調されると、非相反な動作をすることが可能である[65]。時間変調や空間変調による光アイソレータは多数報告されており、ここではいくつか紹介する。

まずは進行波の変調による光アイソレータについて述べる。Z. Yu らは間接フォトニック遷移を誘導することによって光アイソレータを実装した[66]。シリコン導波路構造の一部に高周波の変調をかけ、周期的な屈折率の変化を進行波に与える。光が変調波と同方向に伝搬し位相整合する場合はモード変換が効果的に生じるが、光の進行方向と変調波が逆方向の場合、モード変換が生じない非相反な動作を示す。すなわち、逆方向の光のみが高次のモードに変換される。これとフィルターを組み合わせること

で、一方向のみの伝搬が可能となる。また、H. Lira らはシリコンチップ上で電氣的に駆動される光アイソレータを実証した[67]。25 m dB の電気入力で、最大 3 dB のアイソレーションを達成している。このデバイスの動作原理はここでは詳しく述べないが、バンド間フォトニック遷移を発生させ偶モードから奇モードへ変換している。

続いて、角運動量ベクトルによるバイアスとメタマテリアルを利用した非相反生成する手段[68, 69]について述べる。メタマテリアルとは、波長以下の構造体によって、材料が固有に持つ物性とは異なる物性を示す人工物であり、これらの報告では光波長よりも小さいナノメートルサイズのリング共振器を採用している。図 1.7 に文献[69]の光アイソレータの概要図を示す。このリング共振器に、 $\Delta\varepsilon(\phi, t) = \Delta\varepsilon_m \cos(\omega_m t - L_m \phi)$ で表されるような方位時空間誘電率の変調を導入すると、縮退が解除され時計回りと反時計回りでの変調波長が分離する。ただし、 ω_m は変調各周波数、 L_m は変調軌道角運動量、 ϕ は方位座標である。図 1.7(b) により変調によって、 $|l, \omega_l\rangle$ と $|-l, \omega_l\rangle$ がそれぞれ $|l - L_m, \omega_l - \omega_m\rangle$ と $|-l + L_m, \omega_l + \omega_m\rangle$ になり、非相反を示すようになる。

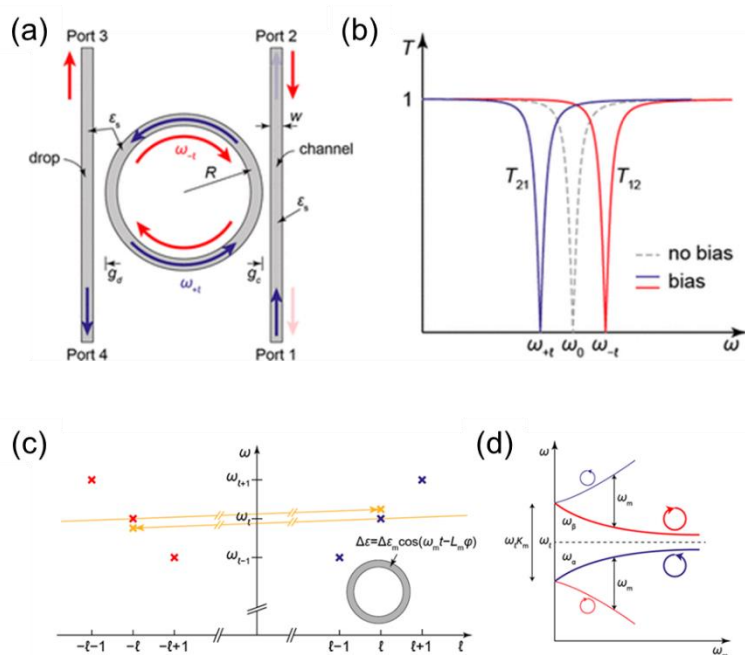


図 1.7 角運動量ベクトルによるバイアスとナノリングに基づく光アイソレータ[69] (a) デバイス構造 (b) 変調の有無による透過率の変化 (c) リング共振器と時空間誘電率変調 (d) 変調が適用された後のリングの周波数図 Reprinted (adapted) with permission from ACS Photonics. Copyright 2014 American Chemical Society

他にも誘導ブリアン散乱によるもの[70, 71]、直接フォトニック遷移によるもの[72, 73]、トポロジカル絶縁体によるもの[74]、音響光学効果によるもの[75]などが報告されている。ここで紹介したもの以外にも時空間変調を利用した光アイソレータは数多くあり、文献[65]が様々なデバイスを解説している。しかし、これらの時空間変調

を利用した光アイソレータは挿入損失が小さいものの、消費電力が大きいことや動作帯域が狭いという問題がある[64]。

1.4.3 磁気光学効果

光と磁気は互いに作用することがあり、物体の光学的特性に磁気が影響を与える「磁気光学効果 (Magneto-Optical effect: MO 効果)」と物質の磁性に光が影響を与える「光磁気効果」がある。前者には後述するファラデー効果や磁気カー効果などがあり、後者には光誘起磁気効果や逆ファラデー効果、熱磁気効果などが含まれる。1980年代後半～1990年代に普及していた光磁気ディスク (MO ディスク) にはデータの書き込みに熱磁気効果が利用されていた。本節では磁気光学効果のうち、ファラデー効果と磁気カー効果について述べる。

磁気光学効果を発現する材料は、磁気光学材料と呼ばれる。磁気光学材料に直線偏光を入射させて、光の進行方向と平行に磁場を印加すると、磁場の強さに応じて透過光の偏光方向の回転 (磁気旋光性) や偏光の楕円化 (磁気円二色性) が発生する。この現象は 1845 年の Michael Faraday によって発見され、ファラデー効果と名付けられた。この発見が MO 効果の始まりであり、その後 1876 年には透過光だけではなく反射光も磁気旋光性や磁気円二色性があることが John Kerr 氏によって発見され、磁気カー効果 (以下単にカー効果と呼ぶ) と名付けられた。カー効果は光の反射面と磁場の向きによって、主に 3 種類に分けられ、反射面と磁場が垂直な「極カー効果」、反射面の射影と磁場が平行な「縦カー効果」、反射面の射影と磁場が垂直な「横カー効果」がある。ファラデー効果とカー効果をまとめると、図 1.8 のようになる。これらの効果は非相反性を示し、光アイソレータなどの非相反デバイスに利用することができる。非対称性をもつ平面導波路において光の進行方向と垂直に磁場が印加されたとき、導波光の伝搬定数が非相反に変化する「非相反移相効果」が得られ、図 1.9 に示すような導波路型光アイソレータが報告されている[76, 77]。MO 効果を用いた非相反デバイスは、パッシブ動作や線形動作、広帯域動作というメリットがある[64]。市販されているバルク型光アイソレータはすべて MO 効果を利用したものとなっている。本節では詳しく述べず、1.5 節で MO 材料について、1.6 節で MO 光アイソレータについて、1.7 節で光アイソレータ以外の MO デバイスについて、2 章で MO 光アイソレータの理論について詳細を説明する。

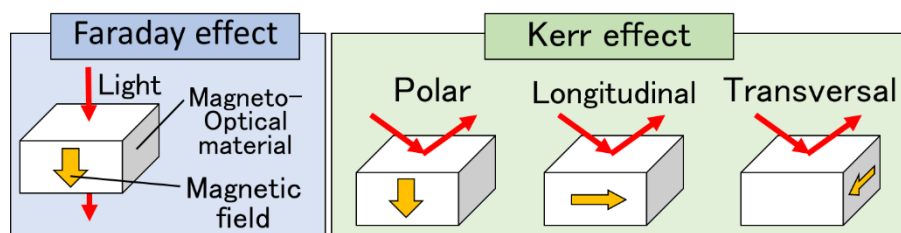


図 1.8 ファラデー効果と磁気カー効果の概念図

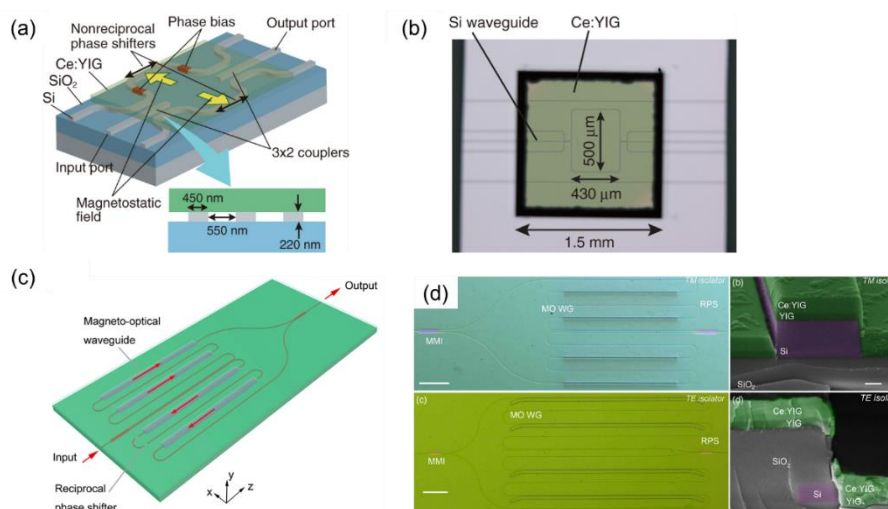


図 1.9 ダイボンディングによる MO 光アイソレータ[76]の(a)概要図 及び (b)顕微鏡写真 堆積法による MO 光アイソレータ[77]の(c)概要図 及び (d)顕微鏡写真

1.5 磁気光学材料

1.4.3 節で述べた通り、磁気光学効果を発現する材料は、磁気光学材料と呼ばれる。代表的な磁気光学材料としては、Fe、Co、Ni などの強磁性金属や、 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) や YIG の Y を Ce や Bi で置換した Ce:YIG や Bi:YIG などのフェリ磁性ガーネット結晶がある。ファラデー効果による光の偏光面の回転を膜厚で除したものをファラデー回転係数とよび、磁気光学材料の性能を判断する指標の一つとして扱われる。さらにこのファラデー回転係数を光の伝搬損失で除したものを性能指数 (Figure of Merit: FoM) として扱う。これらの MO ガーネットは格子パラメータや熱膨張の不整合により、Si 基板上に単結晶成膜することは困難である。そのため $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) や $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$ (Substituted GGG: SGGG) などの他の基板上に成膜した MO ガーネットを、Si 基板上に直接貼りつける方法がある。この方法はダイレクトボンディング法とよばれ、1.8.1 節で詳しく述べる。一方、YIG は単体で結晶化しやすく、YIG をシード層として積層すると MO ガーネットの結晶化を誘導するため、MO ガーネットを Si 基板上で多結晶化させることが可能である。このシード層を用いた堆積法は 1.8.1

1.6 磁気光学アイソレータ

節で詳しく述べる。また Pulsed Laser Deposition (PLD) 法やスパッタ法などの成膜方法も 1.8.1 節で詳しく述べる。ここでは、GGG や Si 基板上に成膜された MO ガーネット膜の報告例を表 1.1 にまとめる。また、 CoFe_2O_4 といったスピネルフェライト膜の報告例も合わせて記す。

表 1.1 GGG や SGGG、Si 基板上に成膜された MO ガーネット膜と MO スピネル膜の性能 (a)スラブ導波路での測定

Magneto-Optical material and substrate	Growth method	Faraday rotation @~1550 nm (deg/cm)	Optical loss @~1550 nm (dB/cm)	FoM @~1550 nm (deg/dB)	Other features	Ref.
Single-YIG /GGG(111)	Sputter	175	(no data)	(no data)	• MO effect is small	[78]
Single-Ce:YIG /SGGG(111)	Sputter	-3,800	14.0 (TE) ^(a) 10.5 (TM) ^(a)	271 (TE) 362 (TM)	• Requires bonding process to Si	[79]
Single-Ce:YIG /GGG(111)	PLD	-5,800	6.15	943	• Requires bonding process to Si	[80]
Poly-Ce:YIG /YIG /Si	PLD	-1,100	29	38	• Requires seed layer	[81]
Poly-Bi:YIG /YIG /Si	PLD	2,000	2.6	769	• Requires seed layer • Low absorption @1300 nm	[82]
Poly-TiG /Si	PLD	5,400±600	17.4	310	• w/o seed layer	[83]
Poly-Bi _{0.03} TiG /Si	PLD	6,200±300	8.6	720	• w/o seed layer	
Poly-Ce _{0.36} TiG /Si	PLD	4,500±100	8.3	540	• w/o seed layer	
Poly-CoFe ₂ O ₄ /MgO /Si	Sputter	25,600	3,400	7.5	• Requires seed layer • Self-magnetization	[84, 85]

1.6 磁気光学アイソレータ

1.4.3 節で述べたように、MO 効果を利用した光アイソレータは、パッシブ動作や線形動作、広帯域動作というメリットがある[64]。本節では、様々なタイプの磁気光学アイソレータについて述べる。

1.6.1 バルク型 磁気光学アイソレータ

現在市販されている光アイソレータは、図 1.10 に示すようなファラデー回転に基づいたバルク型の光アイソレータである。MO 材料には光の進行方向と平行に磁場がかけられており、ファラデー効果によって光の偏光面が 45 度回転するように設計されている。順方向の光はまず入射側の偏光子で直線偏光が取り出される。その後ファラデー効果によって偏光面が 45 度回転するが、出射側の偏光子も 45 度傾いているため、遮断さ

れずに透過する。一方、逆方向の光もまずは直線偏光が取り出されるが、この時の角度は 45 度傾いている。その後ファラデー回転によってさらに偏光面が 45 度傾けられ、合計で 90 度傾いた状態になる。この偏光面は出射側の偏光子と直交しているため、透過せずに遮断される。しかし、このバルク型の光アイソレータはバルク結晶を組み合わせた空間光学系であるため、光導波路との一体集積に適していない。そのため、集積可能な導波路型の磁気光学アイソレータが研究されており、次節以降で述べる。

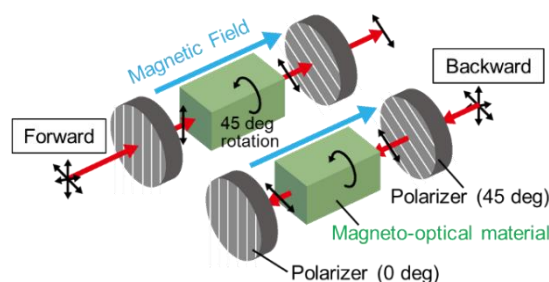


図 1.10 バルク型磁気光学アイソレータ

1.6.2 マイクロリング共振器 (MRR) 型 磁気光学アイソレータ

本節ではマイクロリング共振器 (Micro-ring resonator: MRR) 型の磁気光学アイソレータについて述べる[86–88]。文献[86]はリングの中心から外側或いは外側から内側に磁場をかける構造になっており、文献[87][88]はリングの一部だけに MO ガーネットを隣接させ、一方向磁場をかける構造になっている。このとき非相反移相効果によって順方向と逆方向でリング共振器の共振波長がシフトするため、非相反動作が可能となる。このような MRR 型は小面積や低挿入損失という利点があるが、クリティカルカップリングのために精密な設計が必要であることや動作帯域が狭いという欠点がある。

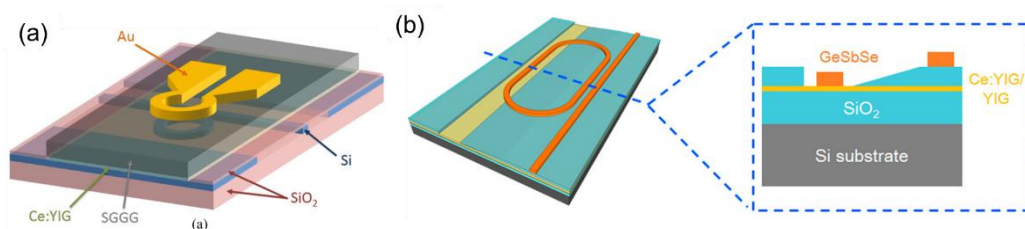


図 1.11 MRR 型磁気光学アイソレータの例 (a)ダイボンディングによる電極動作の光アイソレータ[86] © 2016 IEEE (b)垂直テーパ型光アイソレータ[88] Reprinted (adapted) with permission from ACS Photonics. Copyright 2018 American Chemical Society

1.6.3 マルチモード干渉（MMI）型 磁気光学アイソレータ

図 1.12 にマルチモード干渉型（Multimode interferometer: MMI）の磁気光学アイソレータを示す[89, 90]。MMI 型の光アイソレータは、モード変換を利用して入射光を横磁場（Transverse magnetic: TM）モードと横電場（Transverse electric: TE）モードに 1 : 1 に等分割する。TE モードと TM モードには、伝搬定数の差による相反な位相差と TM モードに働く非相反移相効果による非相反な位相差が与えられる。これらの合計の位相差は順方向で 0、逆方向で π になるように設計されており、光アイソレータとして動作する。一般的なレーザが出射する TE モードで動作するという利点や一方向磁場で動作するという利点がある。さらに TE モードで入射する場合、TM モードで発生する MO ガーネットの界面での大きな接合損失を回避することが可能である。一方、モードごとに伝搬定数の波長依存性や伝搬損失が異なるため、デバイスの波長依存性が大きいことや 1 : 1 の等分割が難しいという欠点がある。

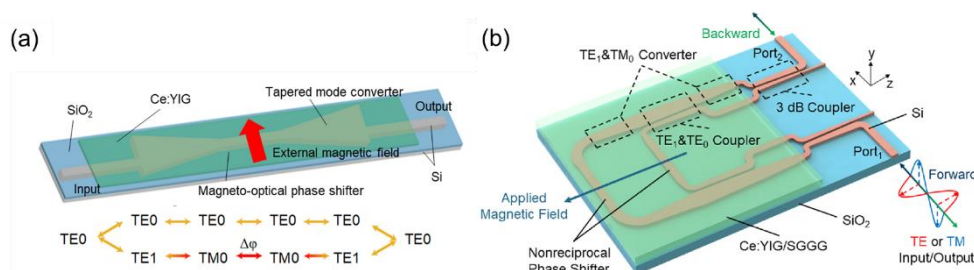


図 1.12 MMI 型磁気光学アイソレータの例 (a)テーパ型の TE-TM モードコンバータによる光アイソレータ [89] (b)偏波無依存型光アイソレータ [90]

1.6.4 マッハ・ツェンダー干渉（MZI）型 磁気光学アイソレータ

図 1.13 にマッハ・ツェンダー干渉型（Mach-Zehnder interferometer: MZI）の磁気光学アイソレータを示す[76, 91]。詳細な動作原理は 2 章で述べるため、ここでは簡単に述べる。MZI 型の光アイソレータは入射光を 1 : 1 に等分割し、2 本のアーム導波路に出射する。2 本のアーム導波路間には、光路長差による相反な位相差と非相反移相効果による非相反な位相差が与えられる。これらの合計の位相差は順方向で 0、逆方向で π になるように設計されており、光アイソレータとして動作する。MZI 型の光アイソレータは、アイソレーション比が大きいことや広帯域動作をするという利点がある。また MMI 型とは異なり、アーム間に伝搬損失の差がないという特徴がある。ただし、アームにはそれぞれ反対方向の磁場を印加する必要があるため、MMI 型よりも非相反移相器長を短くできるにもかかわらず、デバイスサイズが大きくなってしまいうという欠点がある。

Si 導波路ではなく、SiN 導波路による MZI 型の磁気光学アイソレータも報告されている[92]。一般に SiN は Si よりも挿入損失が低いという利点がある。一方で、SiN は Si

よりも屈折率が低いため非相反移相器長が長くなってしまいうという欠点があり、それに伴い伝搬損失も大きくなってしまいう。そのため、現在報告されている SiN による MZI 型の磁気光学アイソレータの挿入損失は 2.3 dB 程度にとどまっている。

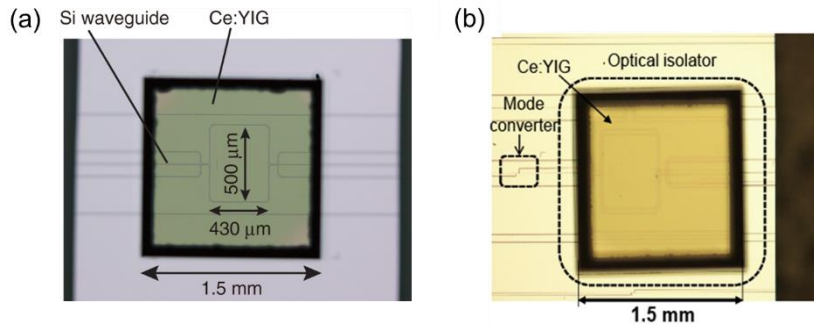


図 1.13 MZI 型光アイソレータの例 (a)高アイソレーション比の光アイソレータ[76] (b)TE-TM モードコンバータを備えた光アイソレータ[91] © 2016 IEEE

1.6.5 ファラデー回転導波路 (FR-WG) 型 磁気光学アイソレータ

図 1.14 にファラデー回転導波路 (Faraday Rotation Waveguide: FR-WG) 型の磁気光学アイソレータを示す[93]。このデバイスはファラデー回転素子とハーフ相反コンバータ (Reciprocal Polarization Converter: RPC) で構成されている。ファラデー回転素子は光の偏波を順方向のときは+45度、逆方向のときは-45度回転させる。また、ハーフ RPC は伝搬方向に関わらず偏波を-45度傾けることと同等のモード変換を与える。したがって、順方向で入射した TE 光は TE 光のまま出射されるが、逆方向で入射した TE 光は TM 光で出射され、光アイソレータとして動作する。平面導波路では TE-TM モード間の位相整合を満たすことが難しいため、高い偏波回転 (TE-TM モード変換) を得ることが難しい。文献[93]では周期的に MO ガーネットを配置することで擬似位相整合による TE-TM モード変換効率の向上を図っている。ファラデー回転導波路型の光アイソレータは、一般的なレーザが出射する TE モードで動作するという利点や一方磁場で動作するという利点があるが、サイズが 4 mm と非常に長いという欠点がある。

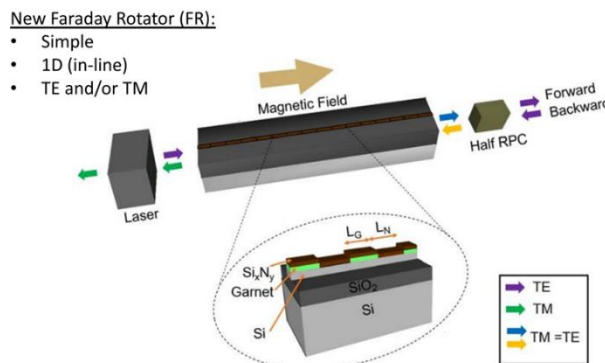


図 1.14 ファラデー回転導波路型磁気光学アイソレータの構成図[93]

1.6.6 導波路型磁気光学アイソレータの性能の比較

表 1.2 に代表的な磁気光学アイソレータの性能をまとめる。ただし、挿入損失 (Insertion loss: IL) の報告値は MO ガーネット無しの導波路と比較する場合と MO ガーネットクラッドの導波路と比較する場合があるので注意する。

表 1.2 代表的な導波路型磁気光学アイソレータ *¹ アイソレーション比 (Isolation ratio) *² 挿入損失 (Insertion loss) (a)磁気光学ガーネット無しの導波路と比較した場合の挿入損失 (b)磁気光学ガーネットクラッドの導波路と比較した場合の挿入損失 (c)Ring : リング導波路のサイズ、Bonding : ボンディングエリアの面積、WG : ボンディングエリアを無視した導波路 (Waveguide: WG) だけの面積

Isolator type	MO material	Fabrication method	Polarization	IR* ¹ (dB)	IL* ² (dB)	Footprint ^(c)	Ref.
MRR	Ce:YIG	Direct bonding	TM	32	Ring: 2.3 ^(a) Total: 10 ^(a)	Ring: 70×70 μm ² Bonding: > mm ²	[86]
MRR	Ce:YIG /YIG	PLD	TM	19.5	18.8 ^(a)	Ring: 290×90 μm ²	[87]
MMI	Ce:YIG	Direct bonding	TE	16	< 1 ^(b)	WG: 2 μm×1 mm Bonding: 1.5×1.5 mm ²	[89]
MMI	Ce:YIG	Direct bonding	TE & TM	20 (TE) 12 (TM)	4.6 ^(a) (TE) 8.2 ^(a) (TM)	WG: 1.8×0.8 mm ² Bonding: 1.5×1.5 mm ²	[90]
MZI	Ce:YIG	Direct bonding	TM	30	13 ^(a) < 3 ^(b)	WG: 0.5×0.5 mm ² Bonding: 1.5×1.5 mm ²	[76]
MZI	Ce:YIG /YIG	PLD	TE	30	9 ^(a)	0.87×0.3 mm ²	[77]
			TM	30	5~6 ^(a)	0.94×0.33 mm ²	
FR-WG	Bi:TIG	Sputter	TE	11	3.8 (Estimation)	1 μm×4 mm	[93]

1.7 磁気光学デバイスの応用

他の主要な磁気光学デバイスには磁気光学サーキュレータがあり、1.7.1 節で述べる。また、磁気光学デバイスの様々な応用について 1.7.2 節及び 1.7.3 節で述べる。

1.7.1 磁気光学サーキュレータ

光サーキュレータは、3 つ以上の入出力ポートを持ち、光波が循環して伝搬するような光学素子であり、図 1.15 のよう MZI 型の導波路型 MO サーキュレータが報告されている[76]。入射した光は 1 : 1 に等分割され、2 本のアーム導波路に出射される。2 本のアーム導波路間には、光路長差による相反な位相差 $+\pi/2$ と非相反移相効果による非相反な位相差 $\pm\pi/2$ が与えられる。非相反な位相差の符号は光の伝搬方向に依存し、ポート 1 やポート 3 から入射した場合は+、ポート 2 やポート 4 から入射した場合は-となる。合計の位相差が 0 の時はクロスポートに、 π の時はバーポートに出射される。その結果、ポート 1→2→3→4→1 のようにサーキュレータとして動作する。

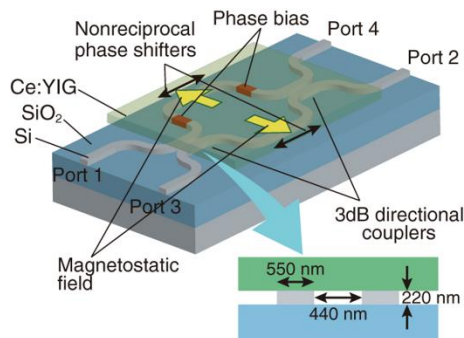


図 1.15 磁気光学サーキュレータの構成図[76]

1.7.2 不揮発に状態保持可能な磁気光学スイッチ

光によるネットワークを構築するうえで、光の経路を選択するスイッチは重要なデバイスである。図 1.16 に Micro-Electronic-Mechanical System (MEMS) 型の光スイッチの例を示す[94]。は、入力ファイバから自由空間に出射された光を、微小反射ミラーで 2 回反射させ、出力ファイバと結合させる構造になっている。MEMS 型は低コスト、低挿入損失、低クロストークで実装できることや二次元アレイ状に一括形成可能であり、空間中を多数の光路が交差できるため大規模化も容易であるという利点がある。一方、機械駆動式であるため長期的安定性の欠如、切り替え速度が遅い、他の光回路素子との集積に適合しないという欠点がある。

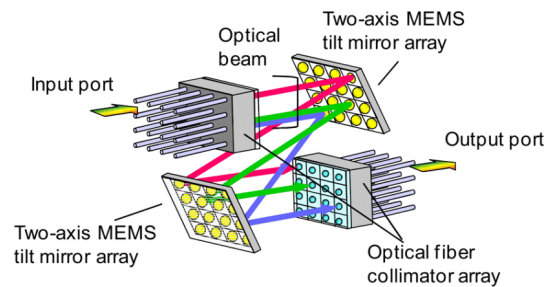


図 1.16 3D-MEMS 光スイッチの構成図[94] © 2009 IEEE

導波路型の光スイッチでは様々な構造のものが報告されている。図 1.17(a)に示すような熱光学 (Thermo-optic: TO) 効果型[95]の光スイッチは、物質の屈折率が温度によって変化する効果を利用したものである。このような TO 型の光スイッチはシンプルな構造だが、消費電力が大きいという問題がある。電気光学 (Electro-optic: EO) 効果型[96]の光スイッチは、物質の屈折率が電場によって変化する効果を利用したものである。このような EO 型の光スイッチは、高速であるため変調器にも使用可能なことや電圧印加のため消費電力が小さいという利点があるが、デバイスサイズが大きいという欠点がある。自由キャリアプラズマ (Free-carrier plasma: FCP) 効果型[97]の光ス

1.7 磁気光学デバイス応用

スイッチは、キャリア密度に応じて物質の材料が変化する効果を利用したものである。FCP型の光スイッチも高速であるため変調器にも使用可能である。しかし、これらのTO型やEO型、FCP型の光スイッチは自己保持が困難であり、スイッチング状態保持のために電力を消費し続けるという欠点がある。

そのため、不揮発にスイッチ状態を保持可能な光スイッチが研究されている。図1.17(b)に示すような相変化材料(Phase-change material: PCM)による光スイッチは、物質をアモルファス相と結晶相とで相変化させることでON/OFFを切り替えることができる[98, 99]。PCM型の光スイッチは不揮発動作が可能だが、吸収損失が大きく、スイッチング回数に制限があり長期動作に安定性がない。そこで、不揮発動作と長期安定動作が可能で図1.17(c)に示すような磁気光学型のスイッチが研究されている[100]。これらのデバイスの特徴を表1.3に示す。

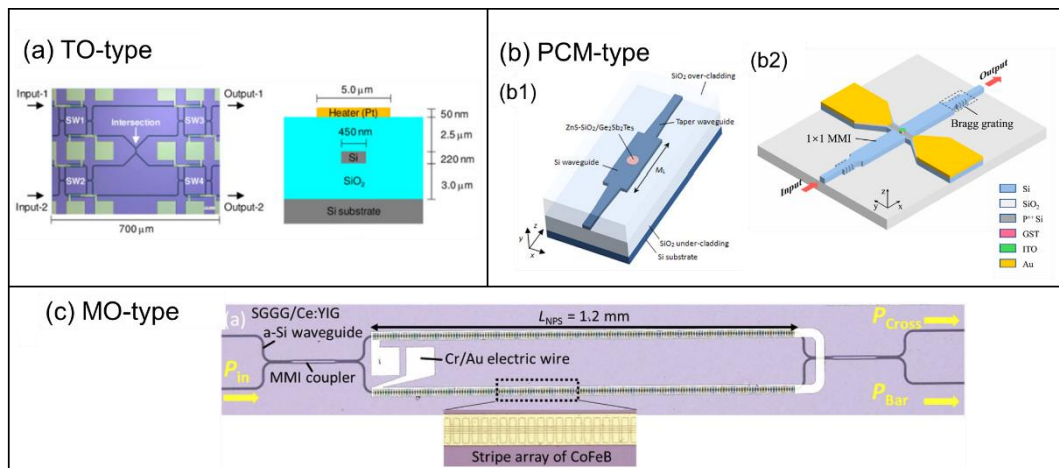


図 1.17 導波路型光スイッチの例 (a)TO 効果型[95] (b1)PCM 型 ON-OFF スイッチ[98] (b2)PCM 型マルチレベルスイッチ[99] (c)MO 効果型[100]

1.7 磁気光学デバイス応用

表 1.3 様々なタイプの光スイッチと磁気光学スイッチの比較 (a)アモルファス化時 (b)結晶化時

Switching-type	Long term operation	Power consumption	Self-holding	Device size	Response time /Bitrate	Insertion loss	Crosstalk (CT) /Extinction ratio (ER)	Ref.
TO-type (Single)	Possible	Large (40 mW)	Impossible	Small (0.2×0.2 mm ²)	Slow (30 μs)	16dB	(CT) Bar: 25 dB Cross: 20dB	[95]
TO-type (2×2 array)		Large (160 mW)		Small (0.5×0.7 mm ²)		20 dB	(CT) Bar: 50 dB Cross: 30dB	
EO-type	Possible	Small (7.4 V)	Impossible	Large (3 mm)	Fast (~ ps, 56~100 Gbps)	2.5 dB	(ER) 5.0~11.8 dB	[96]
FCP-type	Possible	Medium (1 V, 0.56m A)	Impossible	Small (0.5 mm)	Fast (~ ps, 10 Gbps)	< 10 dB	(CT) 5~22 dB (ER) 5~22 dB	[97]
PCM-type	Difficult	Small (160 mW, 40 ns ^(a) /50 mW, 400 ns ^(b))	Possible	Small (2×20 μm ²)	Medium (130 ns ^(a) 400 ns ^(b))	8.4 dB	(ER) 12.6 dB	[98]
MO-type (2×2 Switch)	Possible	Small (100 nJ)	Possible	Large (1.5 mm)	Medium (< μs)	10 dB	(ER) 25 dB	[100]

1.7.3 その他の磁気光学デバイス

磁気光学デバイスは光アイソレータやサーキュレータ、スイッチ以外にも様々な応用が研究されており、図 1.18(a)に示すような磁気センサー[101]、磁気光学トポロジカルに基づく一方向放出レーザー[102]が提案や実証がされている。また、光メモリへの応用へ向けて、図 1.18(b)に示すような光誘起の熱磁気記録が報告されている[103]。さらに、量子領域への応用も研究されており、単一光子用光アイソレータ[104]が提案及び実証されている。

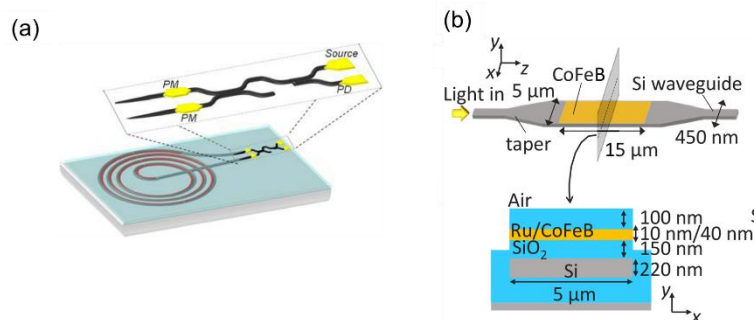


図 1.18 様々な磁気光学デバイスの例 (a)磁気センサー[101] © 2014 IEEE (b)光誘起の熱磁気記録[103]

1.8 磁気光学材料の集積技術

これまで紹介したような MO デバイスをシリコンフォトニクス回路の一部として動作させるためには、Si 導波路上或いは導波路横に高品質な MO ガーネットを集積する技術が重要である。

高い FoM をもつ MO ガーネットである Ce:YIG は Si と格子定数が大きく異なるため、Si 上での結晶成長は困難である[87]。そこで Ce:YIG の結晶化を助けるために、YIG シード層を利用する方法が報告されている[77, 87]。これにより Si 上でも Ce:YIG を多結晶成膜させることが可能になった。また、近年は Si 上でもシード層なしで多結晶成膜が可能な Bi:TIG や Ce:TIG も報告されている[83]。しかし、これらの堆積法では MO ガーネットは多結晶になるため、単結晶のときよりも MO 効果が小さくなってしまふという問題がある（詳しくは 2.2.2 節で詳しく述べる）。さらに堆積時の温度や結晶性向上のためのアニール時の温度が 900°C と高いため、半導体製造プロセスへの導入に制限がある。半導体製造プロセスは、前工程と後工程に大きく分けられる。前工程はさらに成膜やエッチングなどを行う Front end of line (FEOL) と金属配線を行う Back end of line (BEOL) に分けられ、後工程ではダイシングなどパッケージ実装が行われる。BEOL で使用される金属の熱耐性はシリコンと比べて高くなく、例えばアルミニウムの融点は 660°C である。したがって、BEOL 以降での高温プロセスを行うことはできないため、900°C 程度のプロセスが必要な堆積法は BEOL に組み込むことは困難である。

BEOL に組み込める集積方法としてボンディング法がある。ボンディング法はプロセス温度が 200°C 程度と低温であり、さらに単結晶の MO ガーネットを集積可能という利点がある。ボンディング法による磁気光学アイソレータが報告されており、Ce:YIG をあらかじめ SGGG 上に単結晶成長させ、その後 SOI ウェハ上に貼り合わせるという流れで実証されている[76]。ボンディング法には、Si と MO ガーネットの間に接着層として中間層を設ける方法と直接分子レベルで貼り合わせる方法（ダイレクトボンディング法）がある。MO ガーネットに染み出すエバネッセント波の強度が強いほど MO 効果は大きくなるため、MO ガーネットへの染み出し量が減少してしまう中間層を利用する方法よりも、中間層を設けないダイレクトボンディングが望ましい。しかしボンディング法では、SGGG などの MO ガーネットの成長基板のサイズが問題となる。

BEOL に組み込めるような低温プロセスかつ高密度集積が可能な MO デバイスはいまだ実現されていない。本研究では、これを実現するために μ -トランスファープリンティング (μ -TP) 法に注目した。 μ -TP 法はこれまで、III-V 族半導体を中心に研究されてきた技術である。しかし MO ガーネットの μ -TP による Si 上への貼り付けは報告されておらず、本研究が世界で初めてこれに挑戦する。

本節では、主にこれまで報告されてきた MO ガーネットの集積方法について述べる。1.8.1 節では堆積法について、1.8.2 節ではダイレクトボンディング法について、1.8.3 節では μ -TP 法について、1.8.4 節ではその他の異種材料集積方法について述べ、1.8.5 節でこれらを比較する。

1.8.1 堆積法

堆積法は成長基板上への単結晶成長とは異なり、多結晶分子を直接堆積または堆積後に多結晶化させる手法で、高密度集積が可能であり、MO 材料のパターン化が期待される。前述の通り、Si 上での Ce:YIG の結晶成長は困難である。これは Si の格子定数は 5.40 \AA であるのに対して、Ce:YIG の格子定数は 12.5 \AA 程度[105]であり、格子定数が大きく異なるためである。そこで Ce:YIG の結晶化を助ける YIG シード層を挟んで多結晶 Ce:YIG を堆積させた報告がある[77, 87]。文献[77]によると、パルスレーザ堆積(Pulsed Laser Deposition: PLD) 法を用いて YIG 層を 450°C で 50 nm 堆積し、 900°C で 5 分間急速熱アニール処理した後、Ce:YIG を同じく PLD 法によって 650°C で 100 nm 堆積し、多結晶 Ce:YIG を形成している。一般に多結晶の場合、単結晶と比較すると得られる磁気光学材料のファラデー回転係数が小さくなり、報告では Ce:YIG のファラデー回転係数は -2960 deg/cm (SGGG 上の単結晶 C:YIG では -4500 deg/cm) まで減少している。このような特性の悪化はデバイス長の長大化や挿入損失の増大を引き起こす。堆積法的手段としては、PLD 法や金属有機化合物分解 (Metal organic decomposition: MOD) 法、スパッタ法などがあり、本節ではそれらについて述べる。

1.8.1.1 PLD 法

PLD 法とは、真空チャンバー内の薄膜の材料となるターゲットにパルス状のレーザ出力光を照射することで、ターゲット材を蒸発・プラズマ化させ原子や分子の引き剥がしを行い、ターゲットと対向する基板に薄膜を形成する成膜方法である。PLD 法の概略図を図 1.19 に示す。PLD 法ではパルスレーザにより瞬間的にターゲットをプラズマ化させることが可能なため、複数のターゲットに順番にパルス照射することで任意の組成比の薄膜を形成することができることや、パルス数を変えることで膜厚を制御することができる等のメリットがある。一方、ターゲットから発生したプラズマの正面とそれ以外の部分での堆積速度に大きな差があるため、薄膜を大面積に均一に形成することは難しい。PLD 法による Si 上への MO 材料の堆積法の報告例は文献[77], [81], [82], [83], [87]などがある。

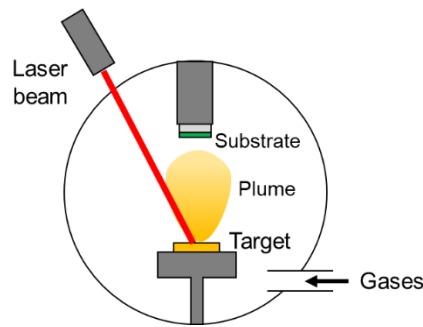


図 1.19 PLD 法の概略図

1.8.1.2 MOD 法

MOD 法とは、有機金属化合物の溶液(MOD 塗布型材料)を基板に塗布したのち、熱処理で不要な有機物を分解させて目的の材料の薄膜を得る手法である。図 1.20 に概略図を示す。この方法の特徴として、初期コストが比較的少ないこと、シンプルな方法なため導入が簡単なことなどがあげられる。一方、溶液をスピコートで塗布するため大面積に均一な膜を形成することに不向きであり、膜厚を増やすためにはプロセスを複数回繰り返す必要があることや高温である焼成過程を複数回必要とすること、スピコートでは薄膜化に限界があることが欠点となる。また、MOD 塗布型材料の成分比を変更することで組成比を変更することができるが、材料比を微細に変更することは困難である。MOD 法による MO 材料の堆積法の報告例は文献[106]がある。

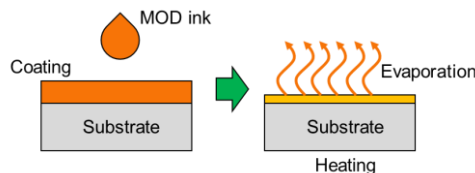


図 1.20 MOD 法の概略図

1.8.1.3 スパッタ法

スパッタ法とは、真空チャンバー内に薄膜の材料となるターゲットを設置し、高電圧をかけてイオン化したアルゴンガスなどを衝突させる。その衝撃でターゲット表面の原子や分子がはじかれ、ターゲットと対向する基板に薄膜を形成する方法である。スパッタ法の概略図を図 1.21 に示す。この方法の特徴として、ターゲット材と同じ組成比の膜が形成されやすいこと、膜厚が時間だけで高精度に制御可能なこと、大面積でも均一に成膜ができることなどがあげられる。一方、成膜速度は遅いという欠点がある。スパッタ法による Si 上への MO 材料の堆積法の報告例は文献[84], [85], [107]などがある。

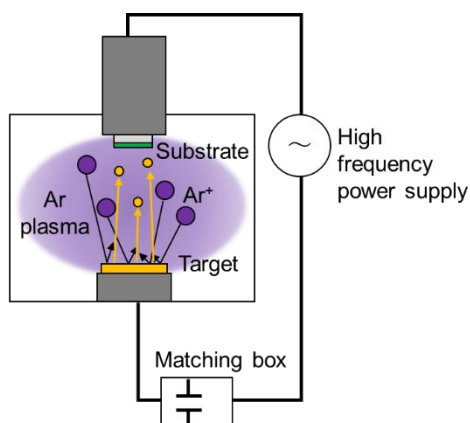


図 1.21 スパッタ法の概略図

1.8.4 堆積法のまとめ

表 1.4 にこれまで述べた堆積法の比較を示す。これらの方法で Si 上に MO ガーネットを堆積することは可能だが、1.8 節冒頭で述べたように、多結晶による MO 効果の低下や高温プロセスが問題となる。特に高温プロセスが原因で、半導体製造プロセスにおける BEOL に組み込むことは困難である。

表 1.4 堆積法の比較

	PLD method	MOD method	Sputter method
Advantage	<ul style="list-style-type: none"> Any composition ratio is possible Easy to control film thickness 	<ul style="list-style-type: none"> Low initial cost Easy to implement 	<ul style="list-style-type: none"> Easy to obtain the same composition ratio as the target Easy to control film thickness Easy to deposit uniformly over a large area
Disadvantage	<ul style="list-style-type: none"> Difficult to deposit uniformly over a large area 	<ul style="list-style-type: none"> Difficult to deposit uniformly over a large area Difficult to thin film Thick films require multiple repetitions of the process There is a limit to the composition ratio of MOD solution 	<ul style="list-style-type: none"> Slow deposition rate There is a limit to the composition ratio of the target

1.8.2 ダイレクトボンディング法

1.8 節冒頭で述べたように、BEOL に組み込めることが可能な低温プロセスで、MO 材料を単結晶で集積可能な方法としてとしてボンディング法がある。特に中間層を用いることなく、直接分子レベルで貼り合わせるダイレクトボンディング法は有用である。ダイレクトボンディングには、大きく分けて表面活性化処理と親水化処理による接合による接合の 2 種類があり、本節ではそれらについて述べる。

1.8.2.1 表面活性化処理によるダイレクトボンディング

表面活性化処理によるダイレクトボンディングとは、RF プラズマ等を用いてそれぞれの基板表面を活性化し、加熱・加圧処理を行うことにより接合面の原子同士を直接接合させて接合する手法であり[108]、図 1.22 にその概略図を示す。まず基板表面を Ar や N₂、O₂ などのプラズマを照射することによって、表面の酸化物や有機物、不純物の除去を行い、ダングリングボンドの露出や元素基の終端で表面を活性化させる。その後 10⁻⁴ Pa 程度の高真空状態でサンプルの表面同士を接触させ、加熱・加圧処理を行うことで接合を実現している。これは RF プラズマを照射することによって不安定な状態である表面同士がお互いにその原子間力により結びつくためであるが、接合界面には非晶質または元素基との混合生成物からなる薄い (10 nm 程度) 中間層が形成されることが知られている。強力な接合を 200°C 程度の低温で実現することが可能であるため、金属同士やシリコンと化合物、シリコンと LiNbO₃ など、様々な異種材料の接合で利用され、研究されている[109–111]。ダイレクトボンディング法によって、Si 導波路上に単結晶 Ce:YIG の接合を実現したという報告例は文献[76], [89], [90]などがある。

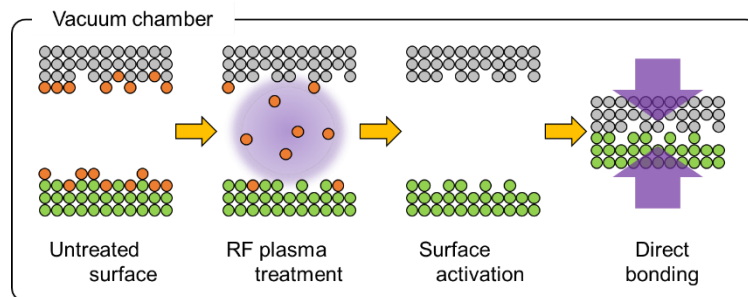


図 1.22 表面活性化処理によるダイレクトボンディングの概略図

1.8.2.2 親水化処理によるダイレクトボンディング

親水化処理によるダイレクトボンディングとは、接合面に親水化処理を施し OH 基を付着させ、水素結合を得て、加熱による脱水をすることによりダイレクトボンディングの実現を図る方法であり、図 1.23 にその概略図を示す。まずそれぞれの接合面に表面親水化処理を施し、OH 基を吸着させる。この親水化処理には硫酸や過酸化水素、水酸化アンモニウム水溶液など OH 基を含む液中に浸すことによる化学的方法と、酸素プラズマ照射後に純水に浸したり大気に曝したりする方法がある。いずれの方法においても、OH 基を吸着させた表面同士を室温で貼り合わせることで水素結合が生じる。その後、水素雰囲気中などで加熱することで脱水縮合が起き、酸素原子を介したダングリングボンドが形成される。ただし、高温で加熱した際に発生した水素が界面から抜けることができないと接合時の欠陥となるという問題がある[112]。また、脱水プロセスの温度は結合強度に関係するが、水酸化アンモニウム水溶液などに

よる化学的な親水化処理では 1000 °C 以上の高温での脱水処理が必要となる場合があり [113]、熱膨張係数の相違から冷却時に接合する材料に熱応力が生じ、接合の剥離やクラックの発生が問題となる。さらに、MO ガーネットの一種である $(\text{LuNdBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ は高温の水素雰囲気中で熱処理を行うと、磁性ガーネットを構成する Fe^{3+} イオンが Fe^{2+} イオンや Fe に還元され、光吸収損失が著しく増加することが分かっており [114]、この問題は Ce:YIG でも発生すると考えられる。これらの問題は酸素プラズマによる親水化処理で解決することが可能である。プラズマ活性化によって、酸化物表面に欠陥や OH 基の吸着サイトを多数導入することで接合時の温度を低下させることができ、水素の拡散経路を増すことでボイドを減らす効果がある [115]。

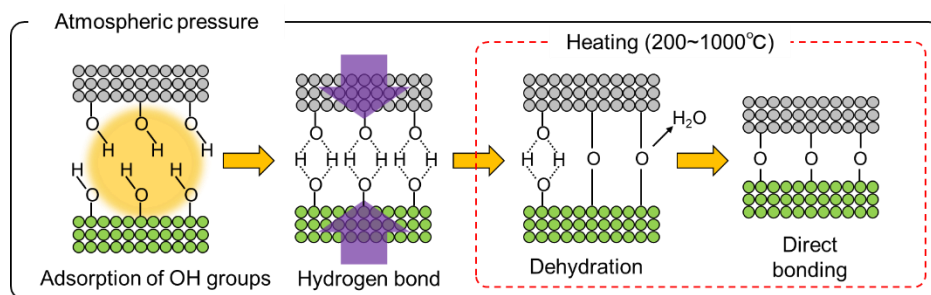


図 1.23 親水化処理によるダイレクトボンディングの概略図

1.8.2.3 ダイレクトボンディング法のまとめと課題

これらダイレクトボンディング法によって、Si 上への 200 °C 程度の低温プロセスである点や単結晶の MO ガーネットを接着層の介在なく接合できる点から、大きな非相移相効果を得られるという利点や様々な光回路に MO ガーネットを集積できるという利点がある。一方、非常に平坦で不純物の少ない接合表面が必要になるため歩留まりが悪くなるという欠点がある。さらに、現在報告されているダイレクトボンディング法による MO アイソレータは、数 mm 角の MO 材料を貼り付けるダイ (Die) ボンディングが行われている [76, 89, 90]。しかし、ダイボンディングでは回路上に MO ガーネットの成長基板である厚く大きい SGGG などが残ってしまうことが問題となる。例えば、Si 回路自体の大きさが 0.3 mm² 程度であったとしても、SGGG の大きさは 1.5 × 1.5 mm² と数倍も大きい。また、 Ce:YIG の厚さが 500 nm であるのに対し、SGGG の厚さは 300 μm と数倍も分厚い [76]。この大きい基板が原因で、ダイボンディングによる MO デバイスは「高密度集積が困難」「構造に制約がある」「薄膜磁石との一体集積が困難」などの問題が生じる。

ダイボンディング後に SGGG を研磨して薄膜化する方法も報告されている [67]。しかし、この方法による薄膜化では厚さ 5 μm 程度が限界である。また、貼り付け後に研磨を行うことはウエハプロセスにおいて他の素子への影響が懸念されるため適切とは

言えない。さらに、この方法では薄膜化ができて小面積化は達成することができないという問題がある。

1.8.3 μ -トランスファープリンティング法

これまで MO ガーネットの集積の手段としてはこれまで述べた堆積法やダイボンディングが主に用いられてきた。しかし、堆積法では高温のプロセス温度が BEOL や後工程プロセス導入へ障害になっており、ダイボンディングではサイズが高密度集積の障害となっている。したがって、低温プロセスで高密度集積が可能な MO ガーネットの集積方法が必要となる。そこで、本研究ではこれまで III-V 族半導体を中心に研究されてきた μ -TP 法に注目した。本節では μ -TP 法による III-V 族半導体の集積手段について詳しく述べる。

トランスファープリンティングは薄膜化した材料を別の基板の上に転写する技術である。最も簡単な方法はウェハスケールでのアプローチであり、薄膜が形成された基板を異種基板に接合後、不要な基板のみを除去することで異種基板の上に薄膜を残す方法である。この方法は接合される異なるウェハ間の熱膨張係数の違いにより、使用できる温度プロセスが制限される。また、異なるウェハはサイズが異なることが多く、粗さの度合いや曲がり異なるため、接合プロセスが特定の条件に限定される[116]。それにもかかわらずウェハスケールでの貼り付けは幅広く実装されており、サファイア基板上 GaN ベースレーザの異種基板上への貼り付け[117]や GaAs 基板上太陽光発電デバイスの異種基板上への貼り付け[118]が行われている。

一方、基板の上に結晶成長させた薄膜材料をあらかじめ小型化しておき、スタンプによって持ち上げ、別の基板の上に高精度に転写をする技術が μ -TP であり、J. A. Rogers のグループによって最初に報告された[119–121]。図 1.24 に一般的な μ -TP のプロセスを示す。図 1.25 のようにスタンプの剥離速度が遅いときは薄膜材料も一緒に持ち上げるピックアップ動作となり、剥離速度が速いときは薄膜材料を基板上に残すプリンティング動作となる。



図 1.24 μ -TP 法の一般的なプロセス

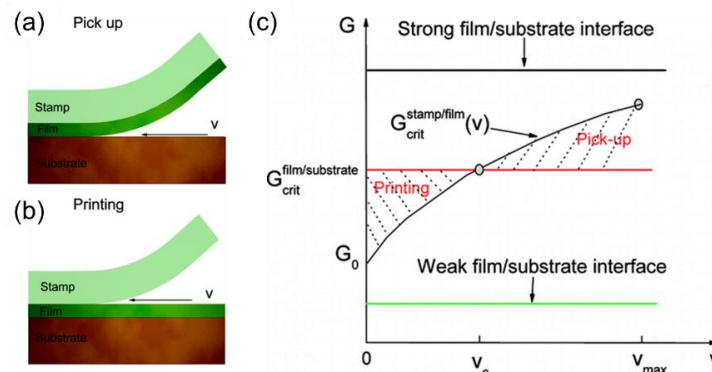


図 1.25 μ -TP 時のスタンプの剥離速度と界面エネルギー[121] Reprinted (adapted) with permission from Langmuir. Copyright 2007 American Chemical Society

光デバイス分野では主に図 1.26 に示すような Si フォトニックプラットフォーム上への III-V 族半導体デバイスの異種材料集積のために研究されている[122–125]。また、図 1.24 に示す犠牲層除去時のクーポンの支え方にも様々な方法があり、主に図 1.27(a) のようにフォトリソなどを用いてクーポンを支える方法[123]と図 1.27(b)のようにクーポンを吊り下げる方法がある[126]。

1.8 磁気光学材料の集積技術

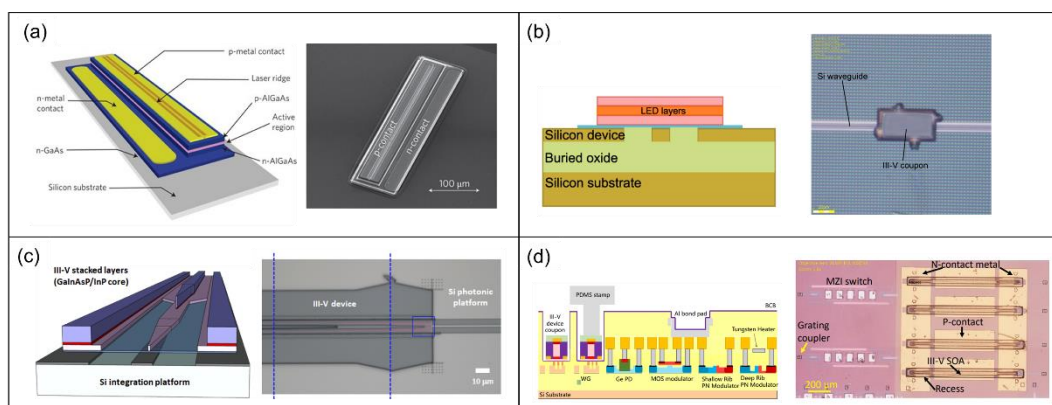


図 1.26 III-V 族半導体デバイスの μ -TP の例 (a)シングルモード導波路結合 III-V 族ブロードバンド発光素子[123] (b)III-V/Si 導波路における層間光遷移[124] (c)III-V 族半導体付きの MZI 型光スイッチ[125] © 2022 IEEE

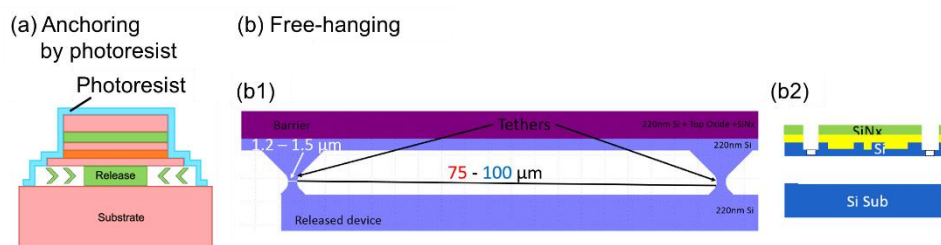


図 1.27 クーポンの支え方の例 (a)フォトリソによる固定方法[123] (b)宙づり方法[126] (b1)上面図 (b2)断面図

一般的にウェハウェハボンディングやウェハダイボンディングは、材料間の熱膨張の不一致による損傷や応力を引き起こす[127]。一方、 μ -TP の場合は小さい面積と薄い厚さによって、これらの問題を軽減することができる。このように μ -TP 技術は材料のサイズを最小限に抑えることができるため、Si 上への III-V 族半導体デバイスの貼り付けに限らず様々な異種材料集積の手段として注目されている。例えば、プラスチック基板上への無機 LED の貼り付け[128]やプラスチック基板上への n ドープ単結晶 Si ナノメンブレンの貼り付け[129]が報告されている。

1.8.4 その他の異種材料集積技術

これまで述べた方法以外の異種材料集積技術としては、グラフェンによるリモートエピタキシー[130]やナノシートの拡散剥離 (図 1.28) [131]がある。リモートエピタキシー法とは、基板上にグラフェンを介して薄膜をエピタキシャル成長させる方法で、基板から容易に薄膜を剥離可能であり、所望の基板上へ転写できる。ナノシートの拡散剥離とは、中間層やリフトオフ前の追加の処理ステップを必要としないナノシート

の剥離を行う方法で、クリープと呼ばれる変形の現象を利用している。高温かつ低応力のとき、材料間には応力が発生する。このとき圧縮下の領域から張力下の領域へ原子が拡散され、その反対方向に空孔が拡散され、クリープ破壊が促される。剥離されたナノシートをテープによって持ち上げることが可能である。これらの方法は μ -TP と似ているが、結晶品質や形状、小面積化にはいまだ改善の余地がある。

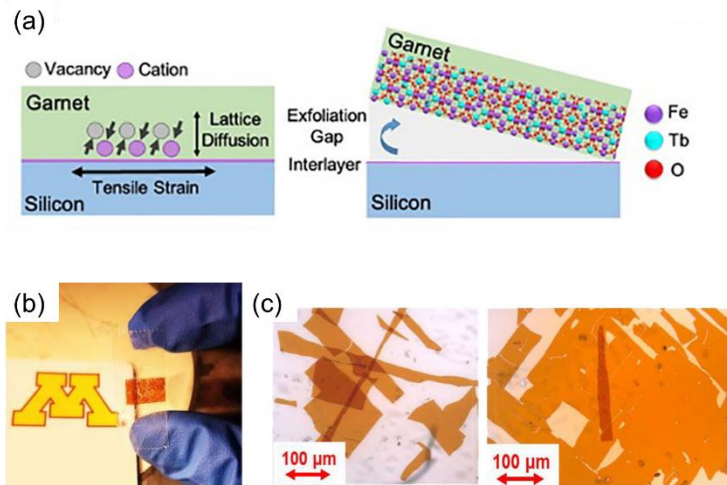


図 1.28 Si 基板から拡散剥離される Ce:TIG 薄膜[131] (a)プロセス概略図 (b)粘着テープで剥離された Ce:TIG (c)Ce:TIG ナノシートの光学顕微鏡画像

1.9 研究目的と本論文の構成

ここまで述べた研究背景を簡単にまとめる。近年増加する通信トラフィックに対応するために、様々な光デバイスが研究されており、特にシリコンフォトニクスは、高密度集積に有利であることや低消費電力動作が可能であること、安価に大量生産が可能であることから、短～中距離向けの小型集積光デバイスにおいて非常に注目されている。非相反デバイスは光通信システムにおけるキーデバイスの一つであり、特に光アイソレータは中～長距離光通信で反射光などによるレーザーの不安定動作や損傷などを防ぐために必須のデバイスとなっており、現在使用されているバルク型を集積可能な導波路型に置き換えることで短～中距離向けの小型集積光デバイスの高性能化が期待されている。様々な導波路型光アイソレータの中でも磁気光学アイソレータは、パッシブ動作や線形動作、広帯域動作という利点がある。これまで実現されてきた磁気光学アイソレータは主に堆積法とダイボンディング法によるものがある。しかし、堆積法は 900°C 程度の高温プロセスが原因で BEOL プロセスに組み込むことが困難という問題がある。また、ダイボンディング法では SGGG などの厚く大きい基板が回路上に残ってしまい、高密度集積が困難という問題がある。そこで、本研究では Si 上に小型で薄膜な SGGG/Ce:YIG を 200°C 以下の低温プロセスで高密度に集積する方法として μ -TP 法を

提案し、プロセスの確立及びこの手法による小型な MZI 型磁気光学アイソレータを実現することを研究目的とする。 μ -TP 法による磁気光学ガーネットの Si 上への貼り付けはこれまでに報告されておらず、本研究が世界で初めての試みである。これが実現できれば磁気光学アイソレータに限らず、磁気光学サーキュレータや不揮発磁気光学スイッチ、磁気光学メモリなどの様々な磁気光学デバイスの高密度集積が可能になり、大きな技術革新となる。この研究は産業技術総合研究所（産総研）の高 磊氏、須藤 吉克氏、村井 俊哉氏、山田 浩治氏との共同で行う。表 1.5 に μ -TP 法による MZI 型磁気光学アイソレータの最終目標と本研究での目標を示す。まずは最終的な目標値について述べる。サイズは MZI 型の Si 導波路として小型化が可能な値として 0.1 mm^2 以下とし、アイソレーション比は現在表 1.2 に示した現在報告されている磁気光学アイソレータと同程度の 20~30 dB、20 dB 以上のアイソレーション比が得られる動作帯域は C バンド帯をカバーすることを考えて 35 nm 以上とする。また、挿入損失の比較として図 1.29 にバルク型の光アイソレータと導波路型の光アイソレータを集積した場合を示す。図 1.29(a) のような構成は文献[132]が報告しているが、この場合はバルク型アイソレータの挿入損失だけではなく、グレーティングカップラの挿入損失やアライメントによる損失も考慮する必要がある。市販されている光ファイバアイソレータの挿入損失は 0.5 dB 程度であり、グレーティングカップラの結合効率は -1.5~2 dB 程度であり[133]、レンズやミラーによる損失を仮に 0.5 dB あるとすると、全体の挿入損失は 2.5~3 dB 程度になる。したがって、最終的な導波路型アイソレータの挿入損失はバルク型アイソレータと同程度の 3 dB 以下を目標値とする。ただし、本研究では μ -TP 法の確立とその実証が目的であるため、第 4 章で作製するアイソレータにおいて帯域幅と挿入損失を追及しないこととする。また、デバイスサイズもダイボンディング以下のサイズとして 1 mm^2 を目標値とする。

表 1.5 μ -TP 法による MZI 型磁気光学アイソレータの最終目標と本研究での目標 (*は任意の数値)

	Final goal	Target for the isolator fabricated in this study
Footprint	$< 0.1 \text{ mm}^2$	$< 1 \text{ mm}^2$
Temperature	$< 200^\circ\text{C}$	$< 200^\circ\text{C}$
Isolation ratio	$> 20\sim 30 \text{ dB}$	20 dB
$> 20 \text{ dB IR}$ Bandwidth	$> 35 \text{ nm}$	*
Insertion loss	$< 3 \text{ dB}$	*

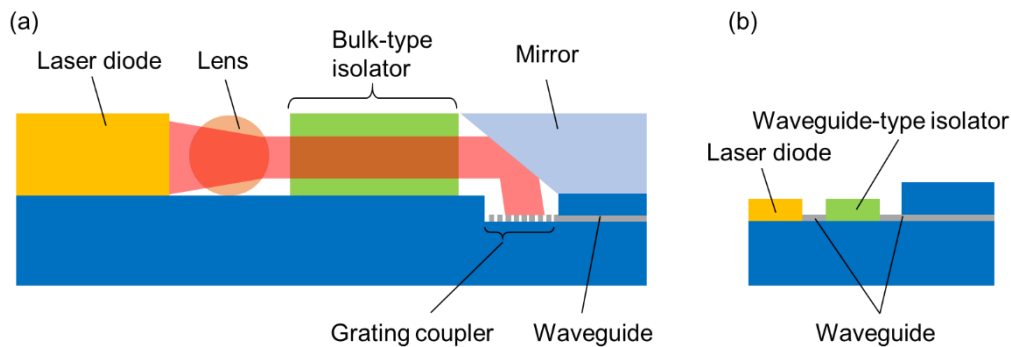


図 1.29 磁気光学アイソレータの集積例 (a)バルク型の場合 (b)導波路型の場合

続いて、本論文の構成を図 1.30 に示す。

第 1 章では、まず光通信と光集積回路の発展とシリコンフォトニクス技術による光集積回路が実現可能になってきていることを述べた。その後、非相反デバイスの製造方法と磁気光学デバイスの利点について述べ、様々なタイプの磁気光学アイソレータを紹介した。さらに磁気光学ガーネットの集積方法について述べ、現在の集積方法の問題点について述べた。そして、本研究では、Si 上に小型で薄膜な磁気光学ガーネットを 200°C 以下の低温プロセスで高密度に集積する方法として、 μ -TP 法の確立及びこの手法による小型な導波路型磁気光学アイソレータの実現が研究目的であることを述べた。

第 2 章では、磁気光学アイソレータの実現に向けてデバイス設計を行うために必要な理論を展開し、磁気光学材料および磁気光学効果、非相反移相効果の理論について述べる。その後、MZI 型光アイソレータと偏波回転型光アイソレータの動作原理について述べる。

第 3 章では、磁気光学ガーネットの μ -TP 法による Si 上への貼り付けの実現へ向け、プロセスの流れについて検討し、各プロセスの条件を決定した結果について述べる。

第 4 章では、確立した磁気光学ガーネットの μ -TP 法による Si 上への貼り付けを利用し、MZI 型磁気光学アイソレータの製作を行い、光学特性を測定した結果について述べる。

第 5 章では、低損失で小型な MZI 型光アイソレータの実現に向けて、 μ -TP 法により可能になる低損失なデバイス構造の提案及び設計を行う。

第 6 章では、本研究において得られた成果をまとめて述べ、残された課題をまとめる。

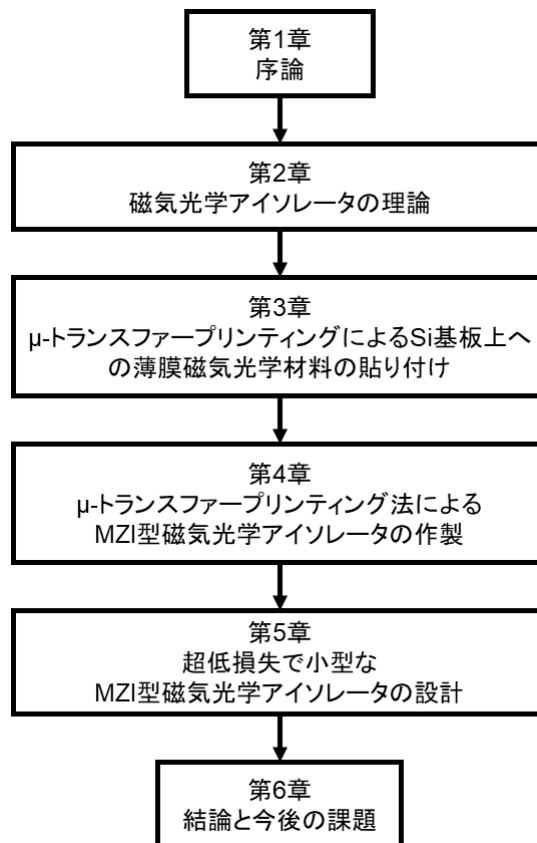


図 1.30 論文の構成

参考文献

1. 総務省, “令和 4 年通信利用動向調査報告書 (世帯編),” pp. 13, 2020. URL: https://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/statistics/pdf/HR202200_001.pdf (参照 2023/11/27)
2. K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proc. IEE*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966. DOI: 10.1049/piee.1966.0189
3. F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation Losses in Glass Optical Waveguides,” *Appl. Phys. Lett.* vol. 17, no. 10, pp. 423–425, 1970. DOI: 10.1063/1.1653255
4. M. Horiguchi and H. Osanai, “Spectral Losses of Low-OH-content Optical Fibers,” *Electron. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 310–312, 1976. DOI: 10.1049/el:19760239
5. T. Izawa, N. Shibata, and A. Takeda, “Optical attenuation in pure and doped fused silica in the ir wavelength region,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp. 33–35, 1977. DOI: 10.1063/1.89468
6. T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, “Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ,” *Electron. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 106–108, 1979. DOI: 10.1049/el:19790077
7. Y. Tamura, H. Sakuma, K. Morita, M. Suzuki, Y. Yamamoto, K. Shimada, Y. Honma, K. Sohma, T. Fujii, and T. Hasegawa, “The First 0.14-dB/km Loss Optical Fiber and its Impact on Submarine Transmission,” *J. Light. Technol.*, vol. 36, no. 1, pp. 44–49, 2018. DOI: 10.1109/JLT.2018.2796647
8. 渡辺寧, 西澤潤一, “半導体レーザー,” 特公昭 35-13787, 1960.
9. A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and Optical Masers,” *Phys. Rev.*, vol. 112, no. 6, pp. 1940–1949, 1958. DOI: 10.1103/PhysRev.112.1940
10. T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960. DOI: 10.1038/187493a0
11. A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott, “Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 106–110, 1961. DOI: 10.1103/physrevlett.6.106
12. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent Light Emission From GaAs Junctions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 366–368, 1962. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.366
13. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, “Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 3, pp. 62–64, 1962. DOI: 10.1063/1.1777371
14. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler, “Semiconductor master of GaAs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 4, pp. 91–92, 1962. DOI: 10.1063/1.1753710
15. N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, “Coherent (visible) light emission from Ga(As_{1-x}P_x) junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 4, pp. 82–83, 1962. DOI: 10.1063/1.1753706
16. M. B. Panish, I. Hayashi, and S. Sumski, “Double-heterostructure injection lasers with room-temperature thresholds as low as 2300 A/cm²,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 326–327, 1970.

- DOI: 10.1063/1.1653213
17. I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, 1970. DOI: 10.1063/1.1653326
 18. Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold," *Sov. Phys. Semicond.*, vol. 3, no. 9, pp. 1107–1110, 1970.
 19. J. J. Hsieh, J. A. Rossi, and J. P. Donnelly, "Room-temperature cw operation of GaInAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1 μm ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 709–711, 1976. DOI: 10.1063/1.88645
 20. S. Arai, Y. Itaya, Y. Suematsu, and K. Kishino, "1.5-1.6 μm wavelength (100) GaInAsP/InP DH lasers," 1979 International Conference on Solid State Devices, Tokyo, 1979. B-3-4. DOI: 10.7567/SSDM.1979.B-3-4
 21. S. Arai, M. Asada, Y. Suematsu, and Y. Itaya, "Room Temperature CW Operation of GaInAsP/InP DH Laser Emitting at 1.51 μm ," *Japan. J. Appl. Phys.*, vol. 18, no. 12, pp. 2333–2334, 1979. DOI: 10.1143/JJAP.18.2333
 22. S. Arai, Y. Suematsu, and Y. Itaya, "1.11-1.67 μm (100) GaInAsP/InP Injection Lasers Prepared by Liquid Phase Epitaxy," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, no. 2, pp. 197–205, 1980. DOI: 10.1109/JQE.1980.1070434
 23. K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama, and T. Tanbun-Ek, "1.5 μm Phase-Shifted DFB Lasers for Single-Mode Operation," *Electron. Lett.*, vol. 20, no. 2, pp. 80–81, 1984. DOI: 10.1049/el:19840055
 24. Soda H., K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, no. 12, pp. 2329–2330, 1979. DOI: 10.1143/JJAP.18.2329
 25. K. Iga, S. Kinoshita, and F. Koyama, "Microcavity GaInAs/GaAs surface-emitting laser with $I_{\text{th}} = 6$ mA," *Electron. Lett.*, vol. 23, no. 3, pp. 134–136, 1987. DOI: 10.1049/el:19870095
 26. Ericsson, "Mobile data traffic outlook," URL: <https://www.ericsson.com/en/reports-and-papers/mobility-report/dataforecasts/mobile-traffic-forecast> (参照 2023/11/27)
 27. S. E. Miller, "Integrated optics: an introduction," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, no. 7, pp. 2059–2069, 1969. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01165.x
 28. 栖原 敏明, "光波工学," コロナ社, 2013, pp. 226–229.
 29. J. Noda, N. Uchida, and T. Saku, "Electro - optic diffraction modulator using out - diffused waveguiding layer in LiNbO₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 131–133, 1974. DOI: 10.1063/1.1655409
 30. M. Izutsu, Y. Yamane, and T. Sueta, "Broad-band traveling-wave modulator using a LiNbO₃ optical waveguide," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-13, no. 4, pp. 287–290, 1977. DOI: 10.1109/JQE.1977.1069310
 31. R. V. Schmidt and I. P. Kaminov, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃," *Appl. Phys. Lett.*,

- vol. 25, no. 8, pp. 458–460, 1974. DOI: 10.1063/1.1655547
32. 宮沢 信太郎, 野田 寿一, “Ti 拡散 LiNbO₃ 光導波路作製における問題点,” 応用物理, vol. 48, no. 9, pp. 867–874, 1979. DOI: 10.11470/oubutsu1932.48.867
 33. L. Chen, J. Chen, J. Nagy, and R. M. Reano, “Highly linear ring modulator from hybrid silicon and lithium niobate,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 10, pp. 13255–13264, 2015. DOI: 10.1364/OE.23.013255
 34. V. E. Stenger, J. Toney, A. Pollich, D. Brown, B. Griffin, R. Nelson, and S. Sriram, “Low Loss and Low V_π Thin Film Lithium Niobate on Quartz Electro-optic Modulators,” 2017 European Conference on Optical Communication (ECOC), Gothenburg, Sweden, 2017, pp. 1–3. DOI: 10.1109/ECOC.2017.8346144
 35. Y. Shi, W. Lin, D. J. Olson, J. H. Bechtel, H. Zhang, W. H. Steier, C. Zhang, and L. R. Dalton, “Electro-optic polymer modulators with 0.8 V half-wave voltage,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 1, pp. 1–3, 2000. DOI: 10.1063/1.126857
 36. Y. Enami, A. Seki, S. Masuda, T. Joichi, J. Luo and A. K-Y. Jen, “Bandwidth Optimization for Mach-Zehnder Polymer/Sol-Gel Modulators,” *J. Light. Technol.*, vol. 36, no. 18, pp. 4181–4189, 2018. DOI: 10.1109/JLT.2018.2860924
 37. S. Kamada, R. Ueda, C. Yamada, K. Tanaka, T. Yamada, and A. Otomo, “Superiorly low half-wave voltage electro-optic polymer modulator for visible photonics,” *Opt. Express*, vol. 30, no. 11, pp. 19771–19780, 2022. DOI: 10.1364/OE.456271
 38. A. Z. Subramanian, P. Neutens, A. Dhakal, R. Jansen, T. Claes, X. Rottenberg, F. Peyskens, S. Selvaraja, P. Helin, B. D. Bois, K. Leyssens, S. Severi, P. Deshpande, R. Baets, and P. V. Dorpe, “Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line,” *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 6, art. no. 2202809, 2013. DOI: 10.1109/JPHOT.2013.2292698
 39. S. Romero-García, F. Merget, F. Zhong, H. Finkelstein, and J. Witzens, “Silicon nitride CMOS-compatible platform for integrated photonics applications at visible wavelengths,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14036–14046, 2013. DOI: 10.1364/OE.21.014036
 40. C. V. Poulton, M. J. Byrd, M. Raval, Z. Su, N. Li, E. Timurdogan, D. Coolbaugh, D. Vermeulen, and M. R. Watts, “Large-scale silicon nitride nanophotonic phased arrays at infrared and visible wavelengths,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no.1, pp. 21–24, 2017. DOI: 10.1364/OL.42.000021
 41. W. D. Sacher, X. Luo, Y. Yang, F.-D. Chen, Th. Lordello, J. C. C. Mak, X. Liu, T. Hu, T. Xue, P. G.-Q. Lo, M. L. Roukes, and J. K. S. Poon, “Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 26, pp. 37400–37418, 2019. DOI: 10.1364/OE.27.037400
 42. R. A. Soref, and J. P. Lorenzo, “Single-crystal silicon: a new material for 1.3 and 1.6 μm integrated-optical components,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 21, pp. 953–954, 1985. DOI: 10.1049/el:19850673
 43. R. Soref, and J. Larenzo, “All-silicon active and passive guided-wave components for λ = 1.3 and 1.6 μm,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 6, pp. 873–879, 1986. DOI: 10.1109/JQE.1986.1073057

44. R. A. Soref and B. R. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 1, pp. 123–129, 1987. DOI: 10.1109/JQE.1987.1073206
45. R. A. Soref, J. Schmidtchen, and K. Petermann, "Large Single-Mode Rib Waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 8, pp. 1971–1974, 1991. DOI: 10.1109/3.83406
46. A. G. Rickman, G. T. Reed, and F. Namavar, "Silicon-on-Insulator Optical Rib Waveguide Loss and Mode Characteristics," *J. Light. Technol.*, vol. 12, no. 10, pp. 1771–1776, 1994. DOI: 10.1109/50.337489
47. T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, and S. Itabashi, "Microphotronics devices based on silicon microfabrication technology," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 1, pp. 232–240, 2005. DOI: 10.1109/JSTQE.2004.841479
48. R. S. Tucker, "The Role of Optics and Electronics in High-Capacity Routers," *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4655–4673, 2006. DOI: 10.1109/JLT.2006.885774
49. R. H. Neranjith, Y. Shoji, and T. Mizumoto, "4-Bit All-Optical Serial-to-Parallel Converter With Sub-dB/cm Delay Lines Based on Rib Waveguides," *J. Light. Technol.* vol. 39, no. 20, pp. 6524–6530, 2021. DOI: 10.1109/JLT.2021.3104530
50. W. M. Green, M. J. Rooks, L. Sekaric, and Y. A. Vlasov, "Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator," *Opt. Express*, vol. 15, no. 25, pp. 17106–17113, 2007. DOI: 10.1364/OE.15.017106
51. T. Yin, R. Cohen, M. M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin, and M. J. Paniccia, "31 GHz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate," *Opt. Express*, vol. 15, no. 21, pp. 13965–13971, 2007. DOI: 10.1364/OE.15.013965
52. D. Liang and J. E. Bowers, "Recent progress in lasers on silicon," *Nat. Photonics*, vol. 4, pp. 511–517, 2010. DOI: 10.1038/nphoton.2010.167
53. C. Rogers, A. Y. Piggott, D. J. Thomson, R. F. Wisser, I. E. Opris, S. A. Fortune, A. J. Compston, A. Gondarenko, F. Meng, X. Chen, G. T. Reed, and R. Nicolaescu, "A universal 3D imaging sensor on a silicon photonics platform," *Nature*, vol. 590, pp. 256–261, 2021. DOI: 10.1038/s41586-021-03259-y
54. X. Zhang, K. Kwon, J. Henriksson, J. Luo, and M. C. Wu, "A large-scale microelectromechanical-systems-based silicon photonics LiDAR," *Nature*, vol. 603, pp. 253–258, 2022. DOI: 10.1038/s41586-022-04415-8
55. C. Ciminelli, F. Dell'Olio, D. Conteduca, and M. N. Armenise, "Silicon photonic biosensors," 2018 European Conference on Integrated Optics (ECIO 2018), vol. 13, no. 2, 2019, pp. 48–54. DOI: 10.1049/iet-opt.2018.5082
56. J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, J. Leuermann, D.-X. Xu, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, R. Halir, and Í. Molina-Fernández, "Subwavelength structures for silicon photonics biosensing," *Opt. Laser Technol.*, vol. 109, pp. 437–448, 2019. DOI:

- 10.1016/j.optlastec.2018.07.071
57. J. Wang, S. Paesani, Y. Ding, R. Santagati, P. Skrzypczyk, A. Salavrakos, J. Tura, R. Augusiak, L. Mančinska, D. Bacco, D. Bonneau, J. W. Silverstone, Q. Gong, A. Acín, K. Rottwitt, L. K. Oxenløwe, J. L. O'Brien, A. Laing, and M. G. Thompson, "Multidimensional quantum entanglement with large-scale integrated optics," *Science*, vol. 360, no. 6386, pp. 285–291, 2018. DOI: 10.1126/science.aar7053
 58. G. Cong, N. Yamamoto, T. Inoue, Y. Maegami, M. Ohno, S. Kita, S. Namiki, and K. Yamada, "On-chip bacterial foraging training in silicon photonic circuits for projection-enabled nonlinear classification," *Nat. Commun.*, vol. 13, art. no. 3261, 2022. DOI: 10.1038/s41467-022-30906-3
 59. K. Stubkjaer and M. Small, "Noise properties of semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 5, pp. 472–478, 1984. DOI: 10.1109/JQE.1984.1072428
 60. O. Hirota and Y. Suematsu, "Noise properties of injection lasers due to reflected waves," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 3, pp. 142–149, 1979. DOI: 10.1109/JQE.1979.1069975
 61. R. Tkach and A. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5- μm distributed feedback lasers," *J. Light. Technol.*, vol. 4, no. 11, pp. 1655–1661, 1986. DOI: 10.1109/JLT.1986.1074666
 62. L. Fan, J. Wang, L. T. Varghese, H. Shen, B. Niu, Y. Xuan, A. M. Weiner, and M. Qi, "An all-silicon passive optical diode," *Science*, vol. 335, no. 6067, pp. 447–450, 2011. DOI: 10.1126/science.1214383
 63. L. Liu, J. Yue, X. Fan, and W. Xue, "On-chip passive optical diode with low-power consumption," *Opt. Express*, vol. 26, no. 25, pp. 33463–33472, 2018. DOI: 10.1364/OE.26.033463
 64. W. Yan, Y. Yang, W. Yang, J. Qin, L. Deng, and L. Bi, "On-Chip Nonreciprocal Photonic Devices Based on Hybrid Integration of Magneto-Optical Garnet Thin Films on Silicon," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 3, art. no. 6100515, 2022. DOI: 10.1109/JSTQE.2021.3133445
 65. D. L. Sounas and A. Alù, "Non-reciprocal photonics based on time modulation," *Nat. Photonics*, vol. 11, pp. 774–783, 2017. DOI: 10.1038/s41566-017-0051-x
 66. Z. Yu, and S. Fan, "Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions," *Nat. Photonics*, vol. 3, pp. 91–94, 2009. DOI: 10.1038/nphoton.2008.273
 67. H. Lira, Z. Yu, S. Fan, and M. Lipson, "Electrically Driven Nonreciprocity Induced by Interband Photonic Transition on a Silicon Chip," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 3, art. no. 033901, 2012. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.033901
 68. D. L. Sounas, C. Caloz, and A. Alù, "Giant non-reciprocity at the subwavelength scale using angular momentum-biased metamaterials," *Nat. Commun.*, vol. 4, art. no. 2407, 2013. DOI: 10.1038/ncomms3407
 69. D. L. Sounas and A. Alù, "Angular-Momentum-Biased Nanorings To Realize Magnetic-Free Integrated Optical Isolation," *ACS Photonics*, vol. 1, no. 3, pp. 198–204, 2014. DOI: 10.1021/ph400058y
 70. C. G. Poulton, R. Pant, A. Byrnes, S. Fan, M. J. Steel, and B. J. Eggleton, "Design for broadband on-chip isolator using stimulated Brillouin scattering in dispersion-engineered chalcogenide waveguides,"

- Opt. Express, vol. 20, no. 19, pp. 21235–21246, 2012. DOI: 10.1364/OE.20.021235
71. E. A. Kittlaus, N. T. Otterstrom, P. Kharel, S. Gertler, and P. T. Rakich, “Non-reciprocal interband Brillouin modulation,” *Nat. Photonics*, vol. 12, pp. 613–619, 2018. DOI: 10.1038/s41566-018-0254-9
 72. K. Fang, Z. Yu, and S. Fan, “Photonic Aharonov-Bohm Effect Based on Dynamic Modulation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 15, art. no. 153901, 2012. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.153901
 73. C. R. Doerr, L. Chen, and D. Vermeulen, “Silicon photonics broadband modulation-based isolator,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 4, pp. 4493–4498, 2014. DOI: 10.1364/OE.22.004493
 74. R. Fleury, A. B. Khanikaev, and A. Alù, “Floquet topological insulators for sound,” *Nat. Commun.*, vol. 7, art. no. 11744, 2016. DOI: 10.1038/ncomms11744
 75. D. B. Sohn, S. Kim, and G. Bahl, “Time-reversal symmetry breaking with acoustic pumping of nanophotonic circuits,” *Nat. Photonics*, vol. 12, pp. 91–97, 2018. DOI: 10.1038/s41566-017-0075-2
 76. Y. Shoji and T. Mizumoto, “Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, art. no. 014602, 2014. DOI: 10.1088/1468-6996/15/1/014602
 77. Y. Zhang, Q. Du, C. Wang, T. Fakhrlul, S. Liu, L. Deng, D. Huang, P. Pintus, J. Bowers, C. A. Ross, J. Hu, and L. Bi, “Monolithic integration of broadband optical isolators for polarization-diverse silicon photonics,” *Optica*, vol. 6, no. 4, pp. 473–478, 2019. DOI: 10.1364/OPTICA.6.000473
 78. T. Boudiar, B. Payet-Gervy, M.-F. Blanc-Mignon, J.-J. Rousseau, M. Le Berre, and H. Joisten, “Magneto-optical properties of yttrium iron garnet (YIG) thin films elaborated by radio frequency sputtering,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 284, pp. 77–85, 2004. DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.06.046
 79. T. Shintaku, A. Tate, and S. Mino, “Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ garnet substrates by sputter epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 12, pp. 1640–1642, 1997. DOI: 10.1063/1.120003
 80. M. C. Onbasli, L. Beran, M. Zahradník, M. Kučera, R. Antoš, J. Mistrík, G. F. Dionne, M. Veis, and C. A. Ross, “Optical and magneto-optical behavior of Cerium Yttrium Iron Garnet thin films at wavelengths of 200–1770 nm,” *Sci. Rep.*, vol. 6, art. no. 23640, 2016. DOI: 10.1038/srep23640
 81. T. Goto, M. C. Onbaşlı, and C. A. Ross, “Magneto-optical properties of cerium substituted yttrium iron garnet films with reduced thermal budget for monolithic photonic integrated circuits,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 27, pp. 28507–28517, 2012. DOI: 10.1364/OE.20.028507
 82. T. Fakhrlul, S. Tazlaru, L. Beran, Y. Zhang, M. Veis, and C. A. Ross, “Magneto-Optical Bi:YIG Films with High Figure of Merit for Nonreciprocal Photonics,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 7, no. 13, art. no. 1900056, 2019. DOI: 10.1002/adom.201900056
 83. T. Fakhrlul, S. Tazlaru, B. Khurana, L. Beran, J. Bauer, M. Vančík, A. Marchese, E. Tsotsos, M. Kučera, Y. Zhang, M. Veis, and C. A. Ross, “High Figure of Merit Magneto-Optical Ce- and Bi-Substituted Terbium Iron Garnet Films Integrated on Si,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 9, no. 16, art. no. 2100512, 2021. DOI: 10.1002/adom.202100512
 84. M. A. Serrano-Núñez, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Giant Faraday rotation of cobalt ferrite thin films

- deposited on silicon substrates for silicon photonic nonreciprocal device applications,” *Appl. Phys. Express*, vol. 13, art. no. 062002, 2020. DOI: 10.35848/1882-0786/ab8b52
85. M. A. Serrano-Núñez, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Small magnetless integrated optical isolator using a magnetized cobalt ferrite film”, *IEICE Electronics Express*, vol. 19, no. 2, pp. 20210500, 2022. DOI: 10.1587/elex.18.20210500
86. D. Huang, P. Pintus, C. Zhang, Y. Shoji, T. Mizumoto, and J. E. Bowers, “Electrically Driven and Thermally Tunable Integrated Optical Isolators for Silicon Photonics,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 6, pp. 271–278, art. no. 4403408, 2016. DOI: 10.1109/JSTQE.2016.2588778
87. L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, G. F. Dionne, L. C. Kimerling, and C. A. Ross, “On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators,” *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 12, pp. 758–762, 2011. DOI: 10.1038/nphoton.2011.270
88. Q. Du, C. Wang, Y. Zhang, Y. Zhang, T. Fakhrol, W. Zhang, C. Gonçalves, C. Blanco, K. Richardson, L. Deng, C. A. Ross, L. Bi, and J. Hu, “Monolithic On-chip Magneto-optical Isolator with 3 dB Insertion Loss and 40 dB Isolation Ratio,” *ACS Photonics*, vol. 5, no. 12, pp. 5010–5016, 2018. DOI: 10.1021/acsp Photonics.8b01257
89. R. Yamaguchi, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Low-loss waveguide optical isolator with tapered mode converter and magneto-optical phase shifter for TE mode input,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 16, pp. 21271–21278, 2018. DOI: 10.1364/OE.26.021271
90. S. Liu, D. Minemura, and Y. Shoji, “Silicon-based integrated polarization-independent magneto-optical isolator,” *Optica*, vol. 10, no. 3, pp. 373–378, 2023. DOI: 10.1364/OPTICA.483017
91. Y. Shoji, A. Fujie and T. Mizumoto, “Silicon Waveguide Optical Isolator Operating for TE Mode Input Light,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 6, pp. 264–270, art. no. 4403307, 2016. DOI: 10.1109/JSTQE.2016.2574678
92. W. Yan, Y. Yang, S. Liu, Y. Zhang, S. Xia, T. Kang, W. Yang, J. Qin, L. Deng, and L. Bi, “Waveguide-integrated high-performance magneto-optical isolators and circulators on silicon nitride platforms,” *Optica*, vol. 7, no. 11, pp. 1555–1562, 2020. DOI: 10.1364/OPTICA.408458
93. C. Zhang, P. Dulal, B. J. H. Stadler, and D. C. Hutchings, “Monolithically-Integrated TE-mode 1D Silicon-on-Insulator Isolators using Seedlayer-Free Garnet,” *Sci. Rep.*, vol. 7, art. no. 5820, 2017. DOI: 10.1038/s41598-017-06043-z
94. M. Mizukami, J. Yamaguchi, N. Nemoto, Y. Kawajiri, H. Hirata, S. Uchiyama, M. Makihara, T. Sakata, N. Shimoyama, H. Ishii, and F. Shimokawa “128×128 3D-MEMS optical switch module with simultaneous optical paths connection for optical cross-connect systems,” 2009 International Conference on Photonics in Switching, Pisa, Italy, 2009, pp. 1–2. DOI: 10.1109/PS.2009.5307744
95. Y. Shoji, K. Kintaka, S. Suda, H. Kawashima, T. Hasama, and H. Ishikawa, “Low-crosstalk 2×2 thermo-optic switch with silicon wire waveguides,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9071–9075, 2010. DOI: 10.1364/OE.18.009071
96. M. He, M. Xu, Y. Ren, J. Jian, Z. Ruan, Y. Xu, S. Gao, S. Sun, X. Wen, L. Zhou, L. Liu, C. Guo, H.

- Chen, S. Yu, L. Liu, and Xinlun Cai, “High-performance hybrid silicon and lithium niobate Mach–Zehnder modulators for 100 Gbit s⁻¹ and beyond,” *Nat. Photonics*, vol. 13, pp. 359–364, 2019. DOI: 10.1038/s41566-019-0378-6
97. S. Akiyama¹, T. Kurahashi¹, T. Baba¹, N. Hatori¹, T. Usuki¹, and T. Yamamoto, “A 1 V Peak-to-Peak Driven 10-Gbps Slow-Light Silicon Mach–Zehnder Modulator Using Cascaded Ring Resonators,” *Appl. Phys. Express*, vol. 3, no. 7, art. no. 072202, 2010. DOI: 10.1143/APEX.3.072202
98. D. Tanaka, Y. Shoji, M. Kuwahara, X. Wang, K. Kintaka, H. Kawashima, T. Toyosaki, Y. Ikuma, and H. Tsuda, “Ultra-small, self-holding, optical gate switch using Ge₂Sb₂Te₅ with a multi-mode Si waveguide,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 9, pp. 10283–10294, 2012. DOI: 10.1364/OE.20.010283
99. D. Wu, X. Yang, N. Wang, L. Lu, J. Chen, L. Zhou, and B. M. A. Rahman, “Resonant multilevel optical switching with phase change material GST,” *Nanophotonics*, vol. 11, no. 15, pp. 3437–3446, 2022. DOI: 10.1515/nanoph-2022-0276
100. T. Murai, Y. Shoji, N. Nishiyama, and T. Mizumoto, “Nonvolatile magneto-optical switches integrated with a magnet stripe array,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 21, pp. 31675–31685, 2020. DOI: 10.1364/OE.403129
101. S. Srinivasan and J. E. Bowers, “Integrated High Sensitivity Hybrid Silicon Magnetometer,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 13, pp. 1321–1324, 2014. DOI: 10.1109/LPT.2014.2322576
102. B. Bahari, A. Ndao, F. Vallini, A. El Amili, Y. Fainman, and B. Kanté, “Nonreciprocal lasing in topological cavities of arbitrary geometries,” *Science*, vol. 358, no. 6363 pp. 636–640, 2017. DOI: 10.1126/science.aao4551
103. T. Murai, Y. shoji, and T. Mizumoto, “Light-induced thermomagnetic recording of thin-film magnet CoFeB on silicon waveguide for on-chip magneto-optical memory,” *Opt. Express*, vol. 30, no. 11, pp. 18054–18065, 2022. DOI: 10.1364/OE.448460
104. S.-Y. Ren, W. Yan, L.-T. Feng, Y. Chen, Y.-K. Wu, X.-Z. Qi, X.-J. Liu, Y.-Ji. Cheng, B.-Y. Xu, L.-J. Deng, G.-C. Guo, L. Bi, and X.-F. Ren, “Single-Photon Nonreciprocity with an Integrated Magneto-Optical Isolator,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 16, no. 5, art. no. 2100595, 2022. DOI: 10.1002/lpor.202100595
105. S. Mino¹, A. Tate, T. Uno, T. Shintaku, and A. Shibukawa, “Structure and Lattice Deformation of Ce-Substituted Yttrium Iron Garnet Film Prepared by RF Sputtering,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 7R, pp. 3154–3159, 1993. DOI: 10.1143/JJAP.32.3154
106. T. Ishibashi, A. Mizusawa, M. Nagai, S. Shimizu, K. Sato, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, H. Sano, and K. Kuriyama, “Characterization of epitaxial (Y, Bi)₃(Fe, Ge)₅O₁₂ thin films grown by metal-organic decomposition method,” *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 1, art. no. 013516, 2005. DOI: 10.1063/1.1827339
107. P. Dulal, T. E. Gage, A. D. Block, E. Cofell, D. C. Hutchings, and B. J. H. Stadler, “Sputter-deposited seedlayer-free cerium-doped terbium iron garnets for SOI waveguide isolators,” 2016 IEEE Photonics Conference (IPC), Waikoloa, HI, USA, 2016, pp. 773–774. DOI: 10.1109/IPCon.2016.7831308

108. S. H. Christiansen, R. Singh and U. Gosele, “Wafer Direct Bonding: From Advanced Substrate Engineering to Future Applications in Micro/Nanoelectronics,” *Proc. IEEE*, vol. 94, no. 12, pp. 2060–2106, 2006. DOI: 10.1109/JPROC.2006.886026
109. T. Suga, “Feasibility of surface activated bonding for ultra-fine pitch interconnection—a new concept of bump-less direct bonding for system level packaging,” 50th Electronic Components and Technology Conference (Cat. No.00CH37070), 2000. DOI: 10.1109/ECTC.2000.853235
110. T. Akatsu, N. Hosoda, T. Suga, and M. Rühle, “Atomic structure of Al/Al interface formed by surface activated bonding,” *J. Mater. Sci.*, vol. 34, pp. 4133–4139, 1999. DOI: 10.1023/A:1004661610307
111. H. Takagi, R. Maeda, and T. Suga, “Room-temperature wafer bonding of Si to LiNbO₃, LiTaO₃ and Gd₃Ga₅O₁₂ by Ar-beam surface activation,” *J. Micromech. Microeng.*, vol. 11, no. 4, 2001. DOI: 10.1088/0960-1317/11/4/311
112. 須賀 唯知, “無機・有機材料の接合技術の展望,” *J. Vac. Soc. Jpn.*, vol. 55, no. 11, pp. 487–492, 2012. DOI: 10.3131/jvsj2.55.487
113. W. P. Maszara, G. Goetz, A. Caviglia, and J. B. McKitterick, “Bonding of silicon wafers for silicon-on-insulator,” *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 15, pp. 4943–4950, 1988. DOI: 10.1063/1.342443
114. H. Yokoi, T. Mizumoto, K. Maru, and Y. Naito, “Improved Heat Treatment for Wafer Direct Bonding between Semiconductors and Magnetic Garnets,” *Jap. J. Appl. Phys.* vol. 36, pp. 2784–2787, 1997. DOI: 10.1143/JJAP.36.2784
115. T. Suni, K. Henttinen, I. Suni, and J. Mäkinen, “Effects of Plasma Activation on Hydrophilic Bonding of Si and SiO₂,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 149, no. 6, pp. G348–G351, 2002. DOI: 10.1149/1.1477209
116. B. Corbett, R. Loi, W. Zhou, D. Liu, and Z. Ma, “Transfer print techniques for heterogeneous integration of photonic components,” *Prog. Quantum. Electron.*, vol. 52, pp. 1–17, 2017. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2017.01.001
117. R. Delmdahl, R. Pätzl, J. Brune, R. Senczuk, C. Goßler, R. Moser, M. Kunzer, and U. T. Schwarz, “Line beam processing for laser lift-off of GaN from sapphire,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 209, no. 12, pp. 2653–2658, 2012. DOI: 10.1002/pssa.201228430
118. B. M. Kayes, H. Nie, R. Twist, S. G. Spruytte, F. Reinhardt, I. C. Kizilyalli, and G. S. Higashi, “27.6% Conversion efficiency, a new record for single-junction solar cells under 1 sun illumination,” 2011 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Seattle, WA, USA, 2011. DOI: 10.1109/PVSC.2011.6185831
119. E. Menard, K. J. Lee, D.-Y. Khang, R. G. Nuzzo, and J. A. Rogers, “A printable form of silicon for high performance thin film transistors on plastic substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 26, pp. 5398–5400, 2004. DOI: 10.1063/1.1767591
120. M. A. Meitl, Z.-T. Zhu, V. Kumar, K. J. Lee, X. Feng, Y. Y. Huang, I. Adesida, R. G. Nuzzo, and John A. Rogers, “Transfer printing by kinetic control of adhesion to an elastomeric stamp,” *Nat. Mater.* vol. 5, pp. 33–38, 2006. DOI: 10.1038/nmat1532
121. X. Feng, M. A. Meitl, A. M. Bowen, Y. Huang, R. G. Nuzzo, and J. A. Rogers, “Competing Fracture

- in Kinetically Controlled Transfer Printing,” *Langmuir*, vol. 23, no. 25, pp. 12555–12560, 2007. DOI: 10.1021/la701555n
122. J. Justice, C. Bower, M. Meitl, M. B. Mooney, M. A. Gubbins, and B. Corbett, “Wafer-scale integration of group III–V lasers on silicon using transfer printing of epitaxial layers,” *Nat. Photonics*, vol. 6, pp. 610–614, 2012. DOI: 10.1038/nphoton.2012.204
123. A. D. Groote, P. Cardile, A. Z. Subramanian, A. M. Fecioru, C. Bower, D. Delbeke, R. Baets, and G. Roelkens, “Transfer-printing-based integration of single-mode waveguide-coupled III-V-on-silicon broadband light emitters,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 13, pp. 13754–13762, 2016. DOI: 10.1364/OE.24.013754
124. R. Kou, T. Hiratani, H. Yagi, H. Kuwatsuka, T.-H. Yen, M. Okano, M. Ohno, H. Kawashima, K. Suzuki, N. Fujiwara, H. Shoji, and K. Yamada, “Inter-layer light transition in hybrid III-V/Si waveguides integrated by μ -transfer printing,” *Opt. Express*, vol. 28, no.13, pp. 19772–19782, 2020. DOI: 10.1364/OE.394492
125. J. Zhang, C. J. Krüchel, B. Haq, B. Matuskova, J. Rimböck, S. Ertl, A. Gocalinska, E. Pelucchi, B. Corbett, J. V. Campenhout, G. Lepage, P. Verheyen, D. V. Thourhout, R. Baets, and G. Roelkens, “Lossless High-speed Silicon Photonic MZI switch with a Micro-Transfer-Printed III-V amplifier,” in *2022 IEEE 72nd Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, San Diego, CA, USA, 2022, pp. 441–445. DOI: 10.1109/ECTC51906.2022.00077
126. N. Ye, G. Muliuk, A. J. Trindade, C. Bower, J. Zhang, S. Uvin, D. V. Thourhout, G. Roelkens, “High-alignment-accuracy transfer printing of passive silicon waveguide structures,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 2, pp. 2023–2032, 2018. DOI: 10.1364/OE.26.002023
127. D. Liang, G. Roelkens, R. Baets, and J. E. Bowers, “Hybrid Integrated Platforms for Silicon Photonics,” *Materials*, vol. 3, no.3, pp. 1782–1802, 2010. DOI: 10.3390/ma3031782
128. S.-I. Park, Y. Xiong, R.-H. Kim, P. Elvikis, M. Meitl, D.-H. Kim, J. Wu, J. Yoon, C.-J. Yu, Z. Liu, Y. Huang, K.-C. Hwang, P. Ferreira, X. Li, K. Choquette, and J. A. Rogers, “Printed Assemblies of Inorganic Light-Emitting Diodes for Deformable and Semitransparent Displays,” *Science*, vol. 325, no. 5943, pp. 977–981, 2009. DOI: 10.1126/science.1175690
129. J.-H. Seo, T.-Y. Oh, J. Park, W. Zhou, B.-K. Ju, and Z. Ma, “A Multifunction Heterojunction Formed Between Pentacene and a Single-Crystal Silicon Nanomembran,” *Adv. Funct. Mater.*, vol. 23, no. 27, pp. 3398–3403, 2013. DOI: 10.1002/adfm.201203309
130. Y. Kim, S. S. Cruz, K. Lee, B. O. Alawode, C. Choi, Y. Song, J. M. Johnson, C. Heidelberger, W. Kong, S. Choi, K. Qiao, I. Almansouri, E. A. Fitzgerald, J. Kong, A. M. Kolpak, J. Hwang, and J. Kim, “Remote epitaxy through graphene enables two-dimensional material-based layer transfer,” *Nature* vol. 544, pp. 340–34, 2017. DOI: 10.1038/nature22053
131. K. Srinivasan, A. Schwarz, J. C. Myers, N. C. A. Seaton, and B. J. H. Stadler, “Diffusion-Driven Exfoliation of Magneto-Optical Garnet Nanosheets: Implications for Low Thermal Budget Integration in Si Photonics,” *ACS Appl. Nano Mater.* vol. 4, no. 11, pp. 11888–11894, 2021. DOI:

10.1021/acsanm.1c02459

132. T. Pinguet, S. Denton, S. Gloeckner, M. Mack, G. Masini, A. Mekis, S. Pang, M. Peterson, S. Sahni, and P. D. Dobbelaere, “High-Volume Manufacturing Platform for Silicon Photonics,” in *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2281–2290, 2018. DOI: 10.1109/JPROC.2018.2859198
133. L. Cheng, S. Mao, Z. Li, Y. Han, and H. Y. Fu, “Grating Couplers on Silicon Photonics: Design Principles, Emerging Trends and Practical Issues,” *Micromachines*, vol. 11, no. 7, art. no. 666, 2020. DOI: 10.3390/mi11070666

第 2 章

磁気光学アイソレータの理論

2.1 はじめに

本章では磁気光学効果の基本的な理論について述べる[1,2]。その後、本研究の導波路型光アイソレータで用いる非相反移相効果とその導波路型光アイソレータを構成する 3dB 方向性結合器の基礎理論を述べる。最後に、マッハ・ツェンダー干渉計を用いた導波路型光アイソレータの動作原理と設計方向を述べる。

2.2 磁気光学材料

光は真空中では静磁場の影響を受けないことが知られている。しかし物質中を透過したり、物質で反射されたりした光は、磁場（正確には物質中の磁束）の影響を受ける。これを磁気光学効果と呼び、特に光の進行方向と磁界が同一方向であるときに、磁界の強さに比例して光の偏光面が回転する効果をファラデー効果と呼び、光の回転角をファラデー回転角と呼ぶ。また、ファラデー回転角を透過した物質の厚さで割った値をファラデー回転係数と呼び、ファラデー回転係数を単位長さ当たりの光の損失で割った値は性能指数（Figure of Merit: FOM）と呼ばれる。これらの値は物質固有の値となる。一般にファラデー回転係数などの磁気光学係数の大きい材料を磁気光学材料と呼ぶ。ここでは磁気光学材料のひとつである磁性ガーネットについて述べる[3-5]。

2.2.1 結晶構造

ガーネット結晶は一般に $C_3A_2D_3O_{12}$ という分子式で表される立方晶の材料であり、空間群 $Ia\bar{3}d$ (No. 230) に属する。これが 8 個組み合わせられることで単位格子となり、単位格子の中には C イオンが 24 個、A イオンが 16 個、D イオンが 24 個、酸素イオンが 96 個存在する。C、A、D は陽イオンであり、C イオンは 24c サイトに位置し十二面体で囲まれており、A イオンは 16a サイトに位置し八面体で囲まれており、D イオンは 24d サイトに位置し四面体で囲まれている。また、C イオンは 3 価希土類や Y^{3+} 、 Bi^{3+} 、 Lu^{3+} 等のイオン、A 及び D イオンは Fe^{3+} 、 Ga^{3+} 、 Al^{3+} 等のイオンが入る。C イオンを Y^{3+} 、A 及び D イオンを Fe^{3+} としたものが $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) となり、この結晶構造を図 2.1 に示す。

a サイト上の Fe^{3+} イオンと d サイト上の Fe^{3+} イオンは互いにと半強磁性的に強く結合している。a サイトには 2 個、d サイトには 3 個の Fe^{3+} イオンが入るため、差し引き 1

個の Fe^{3+} の磁気モーメントが残り、YIG はフェリ磁性を示す。[3]

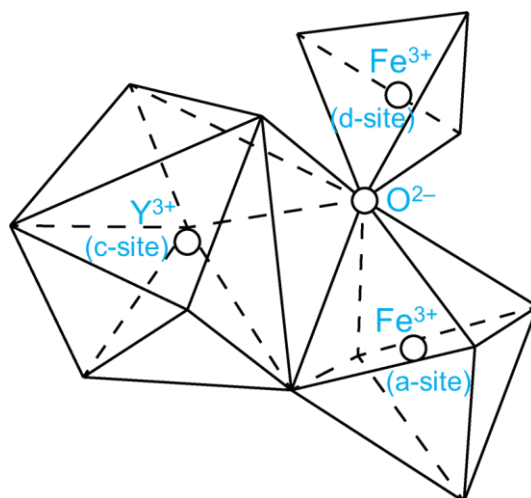


図 2.1 YIG の結晶構造

さらに Y^{3+} イオンを軽希土類イオンで置換すると、ファラデー回転係数が大きく増強されることが知られている。これは軽希土類イオンの電子が、4f 軌道から大きな振動子強度とスピン軌道パラメータを持つ励起された 5d 軌道へと遷移することによる。ただしこの遷移は紫外領域で起こるため、さらに低エネルギー側での遷移が起これば、可視や近赤外領域で強い磁気光学効果が期待できる。3 価の軽希土類イオンの中でも、 Ce^{3+} は 5d 軌道のエネルギー準位が最も小さいため、 Ce^{3+} で置換された YIG は、その他のイオンで置換したものより近赤外領域で大きな磁気光学効果が期待できる[6]。 Y^{3+} を Ce^{3+} で置換した $\text{Ce}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Ce:YIG) (x は Ce の置換量) について、 x が増加するに従ってファラデー回転係数が増大する反面、光吸収も増大する。特に、赤外領域における光吸収は置換イオン自身による吸収以外にも、 $\text{Ce}^{3+}\text{-Fe}^{3+}$ から $\text{Ce}^{4+}\text{-Fe}^{2+}$ のイオン価数変化によるものも生じると、近赤外領域における Fe^{2+} の大きな吸収の影響を受ける。よってドープ量は最適な値にする必要があるが、本研究では $x=1$ の $\text{Ce:Y:Fe:O}=1:2:5:12$ の Ce:YIG を用いる。

2.2.2 多結晶磁気光学ガーネットの特性

1.8.1 節で述べたように Si 上での Ce:YIG の結晶成長は困難であるが、YIG シード層を利用することで Ce:YIG を多結晶の状態では Si 上に堆積させることができる。このような多結晶では、粒界などで価数ずれが生じやすい。例えば、MO 効果に大きく寄与している Ce^{3+} は、より安定で MO 効果に影響のない Ce^{4+} となり、 CeO_2 を生成する[6,7]。また、 Fe^{3+} も MO 効果に寄与しているが、過剰酸素や酸素欠損による価数ずれが生じ、MO 効果に影響のない Fe^{2+} や Fe^{4+} が生じる[8]。このように多結晶では価数ずれなどによっ

て、MO 効果に影響のないイオンが生成されてしまうことにより、単結晶と比較して MO 効果が小さくなってしまいます。そのため、本研究では MO 効果が大きい単結晶 Ce:YIG を用いる。

2.3 電磁界理論解析

2.3.1 円偏光とファラデー効果

直線偏光 (Linear Polarized: LP) は、右回り円偏光 (Right Circular Polarized Light: RCP) と左回り円偏光 (Left Circular Polarized Light: LCP) の重ね合わせとみなすこともできる。ここで、直線偏光単位ベクトル、右円偏光単位ベクトル、左円偏光単位ベクトルを次のように定義する。

$$\mathbf{A}_{\text{LP}} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.3.1)$$

$$\mathbf{A}_{\text{RCP}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix} \quad (2.3.2)$$

$$\mathbf{A}_{\text{LCP}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (2.3.3)$$

よって、直線偏光の入射光は次のように表せる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{in}} &= E_0 \exp(j\omega t) \mathbf{A}_{\text{LP}} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp(j\omega t) (\mathbf{A}_{\text{RCP}} + \mathbf{A}_{\text{LCP}}) \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

ここで物質中の複素屈折率を右円偏光に対しては $\hat{N}_+ = n_+ + j\kappa_+$ 、左円偏光に対しては $\hat{N}_- = n_- + j\kappa_-$ とする。物質中を l だけ進んだ時、光の位相は $\omega \hat{N}_\pm l / c$ だけ進むので、出射光は次のようになる。

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp(j\omega t) \left\{ \exp\left(-j\omega \frac{\hat{N}_+ l}{c}\right) \mathbf{A}_{\text{RCP}} + \exp\left(-j\omega \frac{\hat{N}_- l}{c}\right) \mathbf{A}_{\text{LCP}} \right\} \quad (2.3.5)$$

さらに $\hat{N}_+ + \hat{N}_- = 2\hat{N}$ 、 $\hat{N}_+ - \hat{N}_- = \Delta\hat{N}$ とすると、 $\hat{N}_+ = \hat{N} + \Delta\hat{N}/2$ 、 $\hat{N}_- = \hat{N} - \Delta\hat{N}/2$ なので、式(2.3.5)は

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{out}} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left\{j\omega\left(t - \frac{\hat{N}l}{c}\right)\right\} \left\{ \exp\left(-j\omega\frac{\Delta\hat{N}}{2c}l\right) \mathbf{A}_{\text{RCP}} + \exp\left(+j\omega\frac{\Delta\hat{N}}{2c}l\right) \mathbf{A}_{\text{LCP}} \right\} \\
 &= E_0 \exp\left\{j\omega\left(t - \frac{\hat{N}l}{c}\right)\right\} \begin{bmatrix} \cos\left(\omega\frac{\Delta\hat{N}}{2c}l\right) \\ \sin\left(\omega\frac{\Delta\hat{N}}{2c}l\right) \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.3.6}$$

となる。

よって、右円偏光と左円偏光に差がある ($\Delta\hat{N} \neq 0$) と、出射光は元の直線偏光から傾いたり、楕円になったりする。これを旋光性や円二色性と呼ぶ。ここで複素ファラデー回転角 Φ_F を次のように定義する。

$$\Phi_F = \theta_F - j\eta_F \tag{2.3.7}$$

ここで、 θ_F はファラデー回転角、 η_F は楕円率とよばれ、次の式で表される。

$$\theta_F = \omega \frac{\Delta n}{2c} l \tag{2.3.8.a}$$

$$\begin{aligned}
 \eta_F &= \frac{\exp(-\omega\kappa_+l/c) - \exp(-\omega\kappa_-l/c)}{\exp(-\omega\kappa_+l/c) + \exp(-\omega\kappa_-l/c)} \\
 &= \frac{\exp(-\omega\Delta\kappa l/c) - 1}{\exp(-\omega\Delta\kappa l/c) + 1} \\
 &= \frac{\left\{1 - (\omega\Delta\kappa l/c) + \frac{1}{2}(\omega\Delta\kappa l/c)^2 - \frac{1}{3}(\omega\Delta\kappa l/c)^3 + \dots\right\} - 1}{\left\{1 - (\omega\Delta\kappa l/c) + \frac{1}{2}(\omega\Delta\kappa l/c)^2 - \frac{1}{3}(\omega\Delta\kappa l/c)^3 + \dots\right\} + 1} \\
 &\approx -\omega \frac{\Delta\kappa}{2c} l
 \end{aligned} \tag{2.3.8.b}$$

ただし、 Δn と $\Delta\kappa$ はそれぞれ右円偏光と左円偏光の屈折率と消光比の差である。

これを式(2.3.7)に代入すると、

$$\Phi_F = \omega \frac{\Delta n}{2c} l + j\omega \frac{\Delta\kappa}{2c} l = \omega \frac{\Delta n + j\Delta\kappa}{2c} l = \omega \frac{\Delta\hat{N}}{2c} l \tag{2.3.9}$$

となる。すると、式(2.3.6)は

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = E_0 \exp\left\{j\omega\left(t - \frac{\hat{N}l}{c}\right)\right\} \begin{bmatrix} \cos\Phi_F \\ \sin\Phi_F \end{bmatrix} \tag{2.3.10}$$

と表される。

2.3.2 誘電率テンソル

比誘電率は以下のように表される

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.3.11)$$

ここで図 2.2 のように、この材料が x 軸方向に磁化 M をもったとする。このとき、x 軸が異方軸となる一軸異方性が生じる。

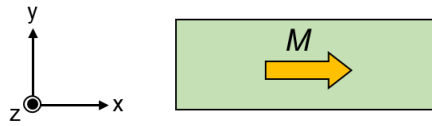


図 2.2 座標軸と磁化の向き

ここで $\tilde{\epsilon}$ は x 軸の周りの任意の方向に対して不変であるから、例えば 90° の回転 C を施すと、

$$\mathbf{C}^{-1} \tilde{\epsilon} \mathbf{C} = \tilde{\epsilon} \quad (2.3.12)$$

という関係が成り立つ。

ここで x 軸周りの角度 θ の回転は

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.3.13)$$

と表せるので、 $\theta = 90^\circ$ のときを C 、 $\theta = -90^\circ$ のときを C^{-1} とすると、

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{C}^{-1} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

となるので、式(2.3.12)の左辺に代入すると、

$$\begin{aligned} &\mathbf{C}^{-1} \tilde{\epsilon} \mathbf{C} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

$$\begin{aligned}
 &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{zx} & -\varepsilon_{zy} & -\varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xz} & \varepsilon_{xy} \\ -\varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zz} & -\varepsilon_{zy} \\ \varepsilon_{yx} & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

となり、これを式(2.3.12)の右辺と比較すると、

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xz} & \varepsilon_{xy} \\ -\varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zz} & -\varepsilon_{zy} \\ \varepsilon_{yx} & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.3.16)$$

となり、

$$\varepsilon_{zy} = -\varepsilon_{yz} \quad (2.3.17.a)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{yy} \quad (2.3.17.b)$$

の関係が導ける。

また、 $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{xz}$ 及び $\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{xy}$ より、 $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{xy}$ となるので、

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = 0 \quad (2.3.17.c)$$

となる。同様に、 $\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{zx}$ 及び $\varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yx}$ より、 $\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{yx}$ となるので、

$$\varepsilon_{yx} = \varepsilon_{zx} = 0 \quad (2.3.17.d)$$

も成り立つ。

したがって、x 軸方向に磁化された材料の比誘電率テンソルは

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ 0 & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix} \quad (2.3.18)$$

となる。

2.3.3 マクスウェル方程式と固有値

マクスウェル方程式は次式で表される。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \end{cases} \quad (2.3.19)$$

簡単化のため、 $\mathbf{J} = 0$ とおく。また、光は高周波のため、巨視的な磁化はほとんど磁界に追従できなくなるため、比透磁率を1として扱ってよい。そのため、次式が成り立つ。

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \\ \mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \end{cases} \quad (2.3.20)$$

また、波数ベクトル \mathbf{k} を用いて次式を考える。

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{j\omega t} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \end{cases} \quad (2.3.21)$$

ただし、 \mathbf{E}_0 や \mathbf{H}_0 は時間や距離に依存しない定数ベクトルである。式(2.3.20)(2.3.21)を式(2.3.19)の第一式の右辺に代入すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \mathbf{H}) \\ &= -\mu_0 \mathbf{H}_0 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial t} (e^{j\omega t}) \\ &= -j\omega \times \mu_0 \mathbf{H}_0 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{j\omega t} \\ &= -j\omega \mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \quad (2.3.22)$$

また、式(2.3.19)の第一式の左辺は、 \hat{x} 、 \hat{y} 、 \hat{z} を単位ベクトルとすると次のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} \quad (2.3.23)$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} E_y &= \frac{\partial}{\partial x} E_{0y} e^{j\omega t} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\
 &= E_{0y} e^{j\omega t} \frac{\partial}{\partial x} e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \\
 &= -jk_x \times E_{0y} e^{j\omega t} e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \\
 &= -jk_x E_y
 \end{aligned} \tag{2.3.24}$$

となる。すなわち式(2.3.23)において、 $\frac{\partial}{\partial x} = -jk_x$ 、 $\frac{\partial}{\partial y} = -jk_y$ 、 $\frac{\partial}{\partial z} = -jk_z$ となるので、

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{E} &= \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ -jk_x & -jk_y & -jk_z \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} \\
 &= -j\mathbf{k} \times \mathbf{E}
 \end{aligned} \tag{2.3.25}$$

となる。これを式(2.3.22)の左辺に代入すると、

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega\mu_0 \mathbf{H} \tag{2.3.26}$$

が導出できる。

同様に式(2.3.19)の第2式も整理すると、マクスウェル方程式は次のように表せる。

$$\begin{cases} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega\mu_0 \mathbf{H} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega\tilde{\epsilon}\epsilon_0 \mathbf{E} \end{cases} \tag{2.3.27}$$

この式の第一式の両辺に $\mathbf{k} \times$ をかけ、 $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$ を利用すると、

$$\begin{aligned}
 \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) &= \omega\mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{H} \\
 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{k})\mathbf{k} - |\mathbf{k}|^2 \mathbf{E} &= \omega\mu_0 \times (-\omega\tilde{\epsilon}\epsilon_0 \mathbf{E}) \\
 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{k})\mathbf{k} - |\mathbf{k}|^2 \mathbf{E} &= -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \tilde{\epsilon} \mathbf{E} \\
 |\mathbf{k}|^2 \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{k})\mathbf{k} - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \tilde{\epsilon} \mathbf{E} &= 0
 \end{aligned} \tag{2.3.28}$$

となる。ここで複素屈折率ベクトル $\hat{\mathbf{N}}$ を考える。物質中の光の速さは $c' = c/|\hat{\mathbf{N}}|$ と表せるので、 $|\mathbf{k}|$ は次のように表せる。

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c'} = \frac{\omega|\hat{\mathbf{N}}|}{c} \tag{2.3.29}$$

さらに、波数ベクトルの向きと複素屈折率ベクトルが並行であるとすると、 $\mathbf{k} = \omega\hat{\mathbf{N}}/c$ と表せるので、固有方程式は

$$|\hat{\mathbf{N}}|^2 \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{N}}) \hat{\mathbf{N}} - \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (2.3.30)$$

となる。

2.3.4 ファラデー効果

図 2.3 のような磁化の向きが光の伝搬方向と平行なファラデー配置において生じる磁気光学効果であるファラデー効果について考える。光の伝搬方向は x 方向とする。

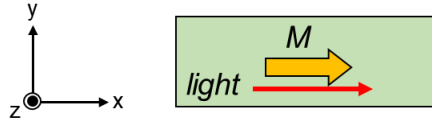


図 2.3 ファラデー配置

このとき $\hat{\mathbf{N}}$ は x 成分のみを持ち、その値を \hat{N} とすると

$$(\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{N}}) \hat{\mathbf{N}} = E_x \hat{\mathbf{N}}^* \begin{pmatrix} \hat{N} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\hat{N}|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{E} \quad (2.3.31)$$

となる。これを式(2.3.30)に代入すると、固有方程式は次の式であらわされる。

$$\begin{aligned} & |\hat{N}|^2 \mathbf{E} - \begin{pmatrix} |\hat{N}|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{E} - \varepsilon \mathbf{E} = 0 \\ & \begin{pmatrix} |\hat{N}|^2 & 0 & 0 \\ 0 & |\hat{N}|^2 & 0 \\ 0 & 0 & |\hat{N}|^2 \end{pmatrix} \mathbf{E} - \begin{pmatrix} |\hat{N}|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{E} - \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ 0 & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix} \mathbf{E} = 0 \quad (2.3.32) \\ & \begin{vmatrix} -\varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & |\hat{N}|^2 - \varepsilon_{yy} & -\varepsilon_{yz} \\ 0 & \varepsilon_{yz} & |\hat{N}|^2 - \varepsilon_{yy} \end{vmatrix} = 0 \end{aligned}$$

この固有方程式を解くと、

$$|\hat{N}_{\pm}|^2 = \varepsilon_{yy} \pm j\varepsilon_{yz} \quad (2.3.33)$$

となる。ここで、 \hat{N}_+ と \hat{N}_- はそれぞれ右円偏光と左円偏光に対する複素屈折率をあらわす。また、 $|\hat{N}_{\pm}|^2$ は実数になるので、 ε_{yz} は虚数だと分かる。

ここで、右円偏光と左円偏光の差 $\Delta\hat{N}$ は、

$$\begin{aligned}\Delta\hat{N} &= \hat{N}_+ - \hat{N}_- \\ &= \sqrt{\varepsilon_{yy} + j\varepsilon_{yz}} - \sqrt{\varepsilon_{yy} - j\varepsilon_{yz}} \\ &= \sqrt{\varepsilon_{yy}} \left(\sqrt{1 + j\frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{yy}}} - \sqrt{1 - j\frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{yy}}} \right)\end{aligned}\quad (2.3.34)$$

となる。ここで、 $|x| < 1$ となる複素数 x と任意の複素数 α に対して、

$$(1+x)^\alpha = 1 + \alpha x + \frac{\alpha(\alpha-1)}{2!}x^2 + \dots \approx 1 + \alpha x \quad (2.3.35)$$

という二項定理の近似が成り立つ。 $\varepsilon_{yy} > \varepsilon_{yz}$ として、これを式(2.3.34)に適用すると、

$$\begin{aligned}\Delta\hat{N} &= \sqrt{\varepsilon_{yy}} \left(\sqrt{1 + j\frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{yy}}} - \sqrt{1 - j\frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{yy}}} \right) \\ &\approx \sqrt{\varepsilon_{yy}} \left\{ \left(1 + j\frac{\varepsilon_{yz}}{2\varepsilon_{yy}} \right) - \left(1 - j\frac{\varepsilon_{yz}}{2\varepsilon_{yy}} \right) \right\} \\ &\approx j\frac{\varepsilon_{yz}}{\sqrt{\varepsilon_{yy}}}\end{aligned}\quad (2.3.36)$$

と近似できる。

ここで式(2.3.36)を式(2.3.9)に代入すると

$$\Phi_F = \omega \frac{\Delta\hat{N}}{2c} l = j \frac{\omega l}{2c} \frac{\varepsilon_{yz}}{\sqrt{\varepsilon_{yy}}} \quad (2.3.37)$$

となり、複素ファラデー回転角は比誘電率の比対角成分 ε_{yz} に比例し、対角成分 ε_{yy} の平方根に反比例することが分かる。

また、 $\varepsilon_{yz} = 0$ のとき式(2.3.33)より、 $|\hat{N}| = \sqrt{\varepsilon_{yy}}$ となる。これを式(2.3.37)に代入すると、

$$\Phi_F = j \frac{\omega l}{2c} \frac{\varepsilon_{yz}}{\hat{N}} \quad (2.3.38)$$

となる。さらに、損失が非常に小さいものとして無視できる場合、 $\Phi_F \cong \theta_F$ 、 $\hat{N} \cong n$ とできるので、

$$\begin{aligned}
\theta_F &= j \frac{\omega l \varepsilon_{yz}}{2c n} \\
\theta_F/l &= j \frac{\omega \varepsilon_{yz}}{2c n} \\
\theta_F &= j \frac{\omega \varepsilon_{yz}}{2c n}
\end{aligned} \tag{2.3.39}$$

となる。ただし、 $\theta_F = \theta_F/l$ とした。これをファラデー回転係数と呼び、単位長さ当たりのファラデー回転角を表す。

また、 ε_{yz} は虚数であったので、 $\varepsilon_{yz} = -j\gamma$ と置き換えると、

$$\theta_F = \frac{\omega \gamma}{2c n} \tag{2.3.40}$$

となる。この式を変形すると、

$$\gamma = \frac{2cn\theta_F}{\omega} \tag{2.3.41}$$

となる。また、誘電率テンソルは式(2.3.18)に $\varepsilon_{yz} = -j\gamma$ を代入すると

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & -j\gamma \\ 0 & j\gamma & \varepsilon_{yy} \end{pmatrix} \tag{2.3.42}$$

となる。これが磁気光学材料の比誘電率テンソルとなる[9]。

2.4 非相反移相効果の二次元解析

本節では、磁気光学効果の一つである磁気カー効果を利用して、2本の導波路間に伝搬方向によって異なる（非相反な）位相差を与え非相反移相効果（NRPS: Nonreciprocal Phase Shift）[9, 10]を得る方法について述べる。磁気光学材料が μ -TP法によって導波路上部に配置された構造を想定し、横カー効果によって生じる非相反移相効果について二次元解析を行う。また、磁場が導波路に対して垂直に印加された場合に生じる極カー効果や縦カー効果では非相反移相効果が生じないことも述べる。

2.4.1 横カー効果による非相反移相効果

図2.4のようなx方向に無限に広い構造を持ち、上部クラッドは磁気光学材料、中央は光が伝搬するコア層を持つスラブ導波路を考える。光はz方向に進み、磁気光学材料はx方向に磁化しているとする。このような領域の界面では、TMモードの光波が反射

するとき、磁化方向に依存した反射率変化を与える。この磁気光学効果を横磁気光学カー効果 (Transversal magneto-optical Kerr effect) という。導波路構造の場合、導波路内部を伝搬する光波は全反射により伝搬するが、反射時のコアからクラッドへの電界の染み出しによって位相変化 (グース-ヘンシェンシフト) が起こる[1]。

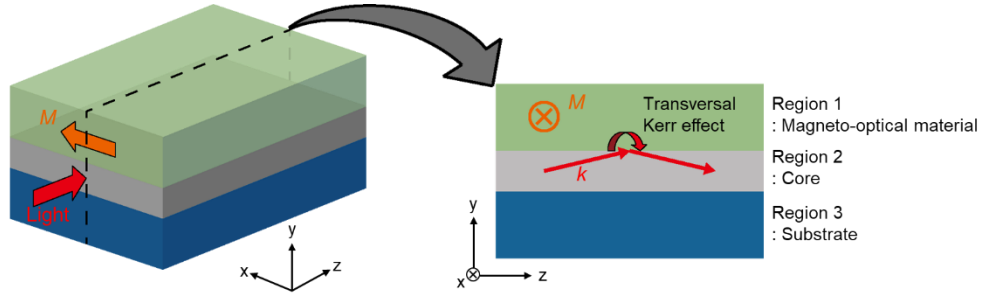


図 2.4 スラブ導波路と横カー効果の概略図

ここで x 軸方向に磁化された材料の比誘電率テンソルの対角成分に対して等方性があるとすると、各領域 ($i=1, 2, 3$) において、式(2.3.42)より、

$$\tilde{\epsilon}_i = \begin{pmatrix} \epsilon_i & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_i & -j\gamma_i \\ 0 & j\gamma_i & \epsilon_i \end{pmatrix} \quad (2.4.1)$$

となる。ただし、等方性物質を使用すると $\gamma_i = 0$ となる。したがって、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ 及び $\gamma_1 \neq 0$ である。

次に z 方向に伝搬する光波を考えると、マクスウェル方程式は次のように表せる。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \tilde{\epsilon}_i \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.4.2)$$

ここで、 $E_x(x, y, z, t) = E_x(x)E_x(y)E_x(z)E_x(t)$ と変数分離できるとする。さらに、 $E_x(t) = \exp(j\omega t)$ とすると、 $\frac{\partial}{\partial t} E_x(x, y, z, t) = j\omega E_x(x, y, z, t)$ とできる。同様に $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ とすると、マクスウェル方程式のそれぞれの成分は

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_y - j\gamma_i E_z) \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_z + j\gamma_i E_y) \end{cases} \quad (2.4.4)$$

となる。ただし、各成分の (x, y, z, t) は省略した。続いて TM モードと TE モードに分けて、 β が満たすべき特性方程式の解析を行う。

2.4.1.1 TM モードの場合

図 2.5 に TM モードが入射した際の電磁界について示す。

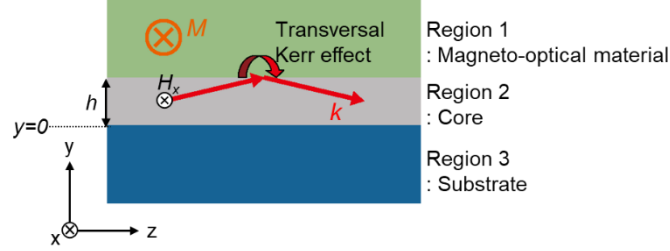


図 2.5 TM モード光と横カー効果

この図より、TM モードでは $H_y = H_z = 0$ である。そのため、式(2.4.3)及び式(2.4.4)は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.4.5)$$

$$\begin{cases} 0 = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_y - j\gamma_i E_z) \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_z + j\gamma_i E_y) \end{cases} \quad (2.4.6)$$

式(2.4.5)の第 1 式及び式(2.4.6)の第 2・3 式を整理すると

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \varepsilon_i \frac{\partial H_x}{\partial z} - j\gamma_i \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2) E_y \\ j\gamma_i \frac{\partial H_x}{\partial z} + \varepsilon_i \frac{\partial H_x}{\partial y} = -j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2) E_z \end{cases} \quad (2.4.7)$$

となる。さらに、第 2・3 式を第 1 式に代入すると、次のように表せる。

$$\begin{aligned}
 -j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)\frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\omega^2\varepsilon_0\mu_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x \\
 j\gamma_i\frac{\partial^2 H_x}{\partial y\partial z} + \varepsilon_i\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \varepsilon_i\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - j\gamma_i\frac{\partial^2 H_x}{\partial z\partial y} &= -\omega^2\varepsilon_0\mu_0(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x \\
 \varepsilon_i\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)H_x &= -k_0^2(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x
 \end{aligned} \tag{2.4.8}$$

電磁界が z 方向に伝搬定数 β で伝搬するので、 $H_z(z) = \exp(-j\beta z)$ とすると、 $\frac{\partial}{\partial z}H_z(x, y, z, t) = -j\beta H_z(x, y, z, t)$ となるので、 $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ とできる。よって、式(2.4.8)は

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_i\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^2\right)H_x(x, y, z, t) &= -k_0^2(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x(x, y, z, t) \\
 \varepsilon_i\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^2\right)H_x(y)H_x(x, z, t) &= -k_0^2(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x(y)H_x(x, z, t) \\
 \varepsilon_i\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^2\right)H_x(y) &= -k_0^2(\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2)H_x(y)
 \end{aligned} \tag{2.4.9}$$

となる。ここで、 $\varepsilon'_i = \frac{\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2}{\varepsilon_i}$ とおくと、

$$\frac{\partial^2 H_x(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon'_i - \beta^2)H_x(y) = 0 \tag{2.4.10}$$

となる。この式を $y \rightarrow \pm\infty$ で、 $H_x \rightarrow 0$ であることに注意して解くと、

$$H_x(y) = \begin{cases} A_1 \exp\{-\eta_1(y - h)\} & (y \geq h) \\ A_2 \cos k_y y + B_2 \sin k_y y & (0 \leq y < h) \\ A_3 \exp\{\eta_3 y\} & (y < 0) \end{cases} \tag{2.4.11}$$

となる。ただし、

$$k_0^2 \varepsilon'_i - \beta^2 = \begin{cases} -\eta_i^2 & (i = 1, 3) \\ k_y^2 & (i = 2) \end{cases} \tag{2.4.12}$$

とした。また、各領域境界で等しくなるので、

$$\begin{cases} A_1 = A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h \\ A_2 = A_3 \end{cases} \tag{2.4.13}$$

となる。ここで、式(2.4.7)の第3式に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ 、 $\varepsilon'_i = \frac{\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2}{\varepsilon_i}$ を適用すると、

$$\begin{aligned}
 E_z(x, y, z, t) &= -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_i\varepsilon_i} \left(\gamma_i\beta + \varepsilon_i \frac{\partial}{\partial y} \right) H_x(x, y, z, t) \\
 E_z(y) &= -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_i\varepsilon_i} \left(\gamma_i\beta + \varepsilon_i \frac{\partial}{\partial y} \right) H_x(y)
 \end{aligned} \tag{2.4.14}$$

となる。 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ に注意して、式(2.4.11)を代入すると、 E_z は次のようになる

$$E_z(y) = \begin{cases} -\frac{(\gamma_1\beta - \varepsilon_1\eta_1)A_1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_1\varepsilon_1} \exp\{-\eta_1(y-h)\} & (y \geq h) \\ \frac{k_y(A_2 \sin k_y y - B_2 \cos k_y y)}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_2} & (0 \leq y < h) \\ -\frac{\eta_3 A_3}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_3} \exp(\eta_3 y) & (y < 0) \end{cases} \tag{2.4.15}$$

さらに、各領域境界での連続条件を考慮すると、次の式が成り立つ。

$$\begin{cases} -\frac{(\gamma_1\beta - \varepsilon_1\eta_1)A_1}{\varepsilon'_1\varepsilon_1} = \frac{k_y(A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon'_2} \\ \frac{k_y B_2}{\varepsilon'_2} = \frac{\eta_3 A_3}{\varepsilon'_3} \end{cases} \tag{2.4.16}$$

式(2.4.13)と(2.4.16)から、 β が満たすべき特性方程式が次のように導出できる。

$$\begin{aligned}
 &-\frac{(\gamma_1\beta - \varepsilon_1\eta_1)(A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h)}{\varepsilon'_1\varepsilon_1} = \frac{k_y(A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon'_2} \\
 &-\frac{(\gamma_1\beta - \varepsilon_1\eta_1) \left(A_3 \cos k_y h + \frac{\eta_3\varepsilon'_2}{k_y\varepsilon'_3} A_3 \sin k_y h \right)}{\varepsilon'_1\varepsilon_1} = \frac{k_y \left(A_3 \sin k_y h - \frac{\eta_3\varepsilon'_2}{k_y\varepsilon'_3} A_3 \cos k_y h \right)}{\varepsilon'_2} \\
 &\frac{(-\gamma_1\beta + \varepsilon_1\eta_1)}{\varepsilon'_1\varepsilon_1} \left(\cos k_y h + \frac{\eta_3\varepsilon'_2}{k_y\varepsilon'_3} \sin k_y h \right) = \frac{k_y}{\varepsilon'_2} \left(\sin k_y h - \frac{\eta_3\varepsilon'_2}{k_y\varepsilon'_3} \cos k_y h \right) \\
 &\varepsilon'_2(-\gamma_1\beta + \varepsilon_1\eta_1)(k_y\varepsilon'_3 + \eta_3\varepsilon'_2 \tan k_y h) = \varepsilon'_1\varepsilon_1 k_y (k_y\varepsilon'_3 \tan k_y h - \eta_3\varepsilon'_2) \\
 &(-\gamma_1\varepsilon'^2_2\eta_3\beta + \varepsilon_1\varepsilon'^2_2\eta_1\eta_3 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\varepsilon'_3 k_y^2) \tan k_y h = \varepsilon'_2 k_y (\gamma_1\varepsilon'_3\beta - \varepsilon_1\varepsilon'_3\eta_1 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\eta_3) \\
 &\tan k_y h = \frac{\varepsilon'_2 k_y (\gamma_1\varepsilon'_3\beta - \varepsilon_1\varepsilon'_3\eta_1 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\eta_3)}{-\gamma_1\varepsilon'^2_2\eta_3\beta + \varepsilon_1\varepsilon'^2_2\eta_1\eta_3 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\varepsilon'_3 k_y^2}
 \end{aligned} \tag{2.4.17}$$

となる。

ここで、式(2.4.17)で示した β が満たすべき特性方程式が、磁化を反転させたときにどのような変化をするかを考える。磁化反転は $\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$ とすればよく、式(2.4.17)は次のようになる。

$$\tan k_y h = \frac{\varepsilon'_2 k_y (-\gamma_1\varepsilon'_3\beta - \varepsilon_1\varepsilon'_3\eta_1 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\eta_3)}{\gamma_1\varepsilon'^2_2\eta_3\beta + \varepsilon_1\varepsilon'^2_2\eta_1\eta_3 - \varepsilon_1\varepsilon'_1\varepsilon'_3 k_y^2} \tag{2.4.18}$$

となる。このとき $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3$ は、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ であることに注意すると、

$$\begin{cases} \varepsilon'_1 = \frac{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}{\varepsilon_1} \\ \varepsilon'_2 = \frac{\varepsilon_2^2 - \gamma_2^2}{\varepsilon_2} = \varepsilon_2 \\ \varepsilon'_3 = \frac{\varepsilon_3^2 - \gamma_3^2}{\varepsilon_3} = \varepsilon_3 \end{cases} \quad (2.4.19)$$

となる。また、 k_y, η_1, η_3 は式(2.4.13)と式(2.4.20)より次のように導出できる。

$$\begin{cases} \eta_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon'_1} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \frac{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}{\varepsilon_1}} \\ k_y = \sqrt{k_0^2 \varepsilon'_2 - \beta^2} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2} \\ \eta_3 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon'_3} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.4.20)$$

したがって、 $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3, k_y, \eta_1, \eta_3$ の値は磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても変化しない。これらをまとめると、式(2.4.17)と式(2.4.18)では右辺の値が異なることが分かり、方程式の解となる β の値が異なることが分かる。すなわち、TMモードはNRPSを起こすことが分かる。

2.4.1.2 TEモードの場合

図 2.6 に TE モードが入射した際の電磁界について示す。

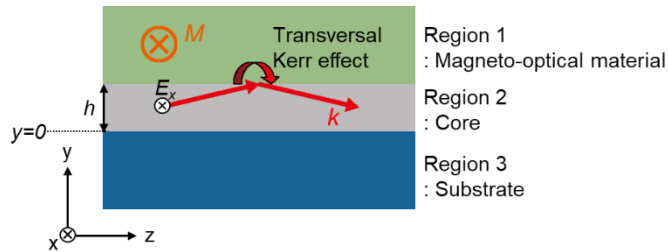


図 2.6 TEモード光と横カー効果

この図より、TEモードでの磁界は $E_y = E_z = 0$ である。そのため、式(2.4.3)及び式(2.4.4)は次のようになる。

$$\begin{cases} 0 & = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} & = -j\omega\mu_0 H_y \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} & = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.21)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.4.22)$$

これらをまとめると、

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} & = -j\omega\mu_0 H_y \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} & = -j\omega\mu_0 H_z \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} & = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \end{cases} \quad (2.4.23)$$

となる。さらに第1・2式を第3式に代入すると、次のように表せる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= -\omega^2 \varepsilon_i \varepsilon_0 \mu_0 E_x \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_x &= -k_0^2 \varepsilon_i E_x \end{aligned} \quad (2.4.24)$$

これまでと同様に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ を用いると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x(x, y, z, t)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2) E_x(x, y, z, t) &= 0 \\ \frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2) E_x(y) &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.25)$$

となる。この方程式の解の $E_x(y)$ を式(2.4.23)の第2式に代入すると、 $H_z(y)$ に関する方程式が導出できる。これらの式の連続条件を考慮した連立方程式を立てると、2.4.1.1 節と同様に β が満たすべき特性方程式が次のように導出できる。しかし、これらの式には γ_i が含まれないため、磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても方程式の解 β の値は変化しない。つまり、NRPS は生じないことがわかる。

2.4.2 極カー効果による非相反移相効果

図 2.7 のような x 方向に無限に広い構造を持ち、上部クラッドは磁気光学材料、中央は光が伝搬するコア層を持つスラブ導波路を考える。光は z 方向に進み、磁気光学材料は y 方向に磁化しているとする。

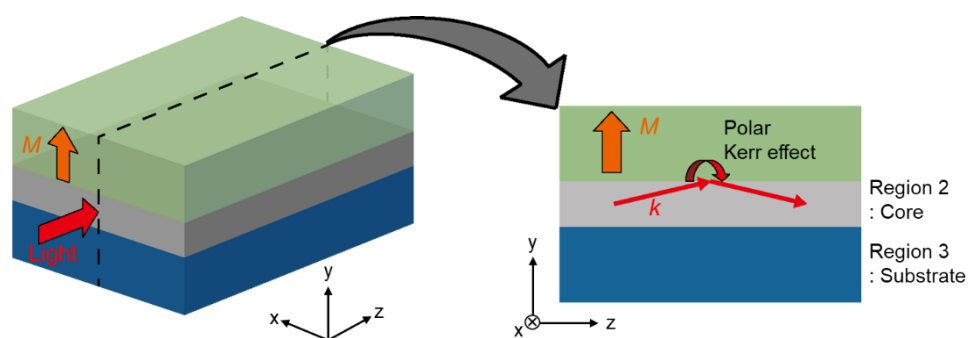


図 2.7 スラブ導波路と極カー効果の概略図

ここで y 軸方向に磁化された材料の比誘電率テンソルの対角成分に対して等方性があるとすると、各領域($i=1, 2, 3$)において、式(2.3.42)より、

$$\tilde{\epsilon}_i = \begin{pmatrix} \epsilon_i & 0 & -j\gamma_i \\ 0 & \epsilon_i & 0 \\ j\gamma_i & 0 & \epsilon_i \end{pmatrix} \quad (2.4.26)$$

となる。ただし、等方性物質を使用すると $\gamma_i = 0$ となる。したがって、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ 及び $\gamma_1 \neq 0$ である。

次に z 方向に伝搬する光波を考えると、マクスウェル方程式は次のように表せる。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \tilde{\epsilon}_i \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.4.27)$$

ここで $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ とすると、それぞれの成分は

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.28)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_x - j\gamma_i E_z) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_z + j\gamma_i E_x) \end{cases} \quad (2.4.29)$$

となる。続いて TM モードと TE モードに分けて、 β が満たすべき特性方程式の解析を行う。

2.4.2.1 TM モードの場合

図 2.8 に TM モードが入射した際の電磁界について示す。

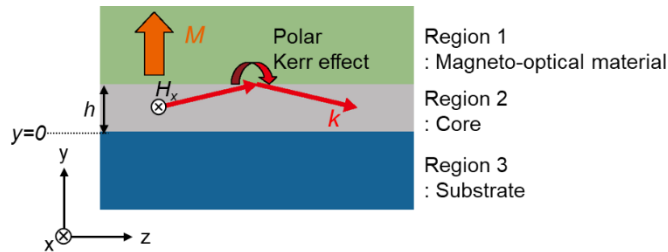


図 2.8 TM モード光と極カー効果

この図より、TM モードでは $H_y = H_z = 0$ である。そのため、式(2.4.28)及び式(2.4.29)は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.4.30)$$

$$\begin{cases} 0 & = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_x - j\gamma_i E_z) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} & = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_y \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} & = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_z + j\gamma_i E_x) \end{cases} \quad (2.4.31)$$

ここで式(2.4.31)の第1式より、 $E_x = \frac{j\gamma_i}{\varepsilon_i} E_z$ が導出できる。これを用いると式(2.4.31)の第3式は次のようになる。

$$\begin{aligned} -\frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2}{\varepsilon_i} \right) E_z \\ E_z(x, y, z, t) &= -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i'} \frac{\partial H_x(x, y, z, t)}{\partial y} \\ E_z(y) &= -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i'} \frac{\partial H_x(y)}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.4.32)$$

ただし、 $\varepsilon_i' = \frac{\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2}{\varepsilon_i}$ とおいた。式(2.4.31)の第2式と式(2.4.32)を式(2.4.30)第1式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega\mu_0 H_x \\ -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i'} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} &= -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{1}{\varepsilon_i'} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{1}{\varepsilon_i} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} &= -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 H_x \\ \left(\varepsilon_i \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \varepsilon_i' \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_x &= -k_0^2 \varepsilon_i \varepsilon_i' H_x \end{aligned} \quad (2.4.33)$$

これまでと同様に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ を用いると、

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon_i \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \varepsilon_i' \beta^2 \right) H_x(x, y, z, t) &= -k_0^2 \varepsilon_i \varepsilon_i' H_x(x, y, z, t) \\ \frac{\partial^2 H_x(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2}{\varepsilon_i} \varepsilon_i' H_x(x, y, z, t) &= 0 \\ \frac{\partial^2 H_x(y)}{\partial y^2} + \frac{k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2}{\varepsilon_i} \varepsilon_i' H_x(y) &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.34)$$

となる。この式を $y \rightarrow \pm\infty$ で、 $H_x \rightarrow 0$ であることを注意して解くと、

$$H_x(y) = \begin{cases} A_1 \exp\{-\eta_1(y-h)\} & (y \geq h) \\ A_2 \cos k_y y + B_2 \sin k_y y & (0 \leq y < h) \\ A_3 \exp\{\eta_3 y\} & (y < 0) \end{cases} \quad (2.4.35)$$

となる。ただし、

$$\frac{k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2}{\varepsilon_i} \varepsilon'_i = \begin{cases} -\eta_i^2 & (i = 1, 3) \\ k_y^2 & (i = 2) \end{cases} \quad (2.4.36)$$

とした。また、各領域境界で等しくなるので、

$$\begin{cases} A_1 = A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h \\ A_2 = A_3 \end{cases} \quad (2.4.37)$$

となる。ここで、式(2.4.32)に式(2.4.35)を代入すると、

$$E_z(y) = \begin{cases} \frac{\eta_1 A_1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_1} \exp\{-\eta_1(y-h)\} & (y \geq h) \\ \frac{k_y (A_2 \sin k_y y - B_2 \cos k_y y)}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_2} & (0 \leq y < h) \\ -\frac{\eta_3 A_3}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon'_3} \exp\{\eta_3 y\} & (y < 0) \end{cases} \quad (2.4.38)$$

となる。さらに、各領域境界での連続条件を考慮すると、次の式が成り立つ。

$$\begin{cases} \frac{\eta_1 A_1}{\varepsilon'_1} = \frac{k_y (A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon'_2} \\ \frac{k_y B_2}{\varepsilon'_2} = \frac{\eta_3 A_3}{\varepsilon'_3} \end{cases} \quad (2.4.39)$$

式(2.4.37)と(2.4.39)から、次の式が導出できる。

$$\begin{aligned} \frac{\eta_1 (A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h)}{\varepsilon'_1} &= \frac{k_y (A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon'_2} \\ \eta_1 \left(A_3 \cos k_y h + \frac{\eta_3 \varepsilon'_2}{k_y \varepsilon'_3} A_3 \sin k_y h \right) &= \frac{k_y \left(A_3 \sin k_y h - \frac{\eta_3 \varepsilon'_2}{k_y \varepsilon'_3} A_3 \cos k_y h \right)}{\varepsilon'_2} \\ \eta_1 \varepsilon'_2 (k_y \varepsilon'_3 \cos k_y h + \eta_3 \varepsilon'_2 \sin k_y h) &= k_y \varepsilon'_1 (k_y \varepsilon'_3 \sin k_y h - \eta_3 \varepsilon'_2 \cos k_y h) \\ \eta_1 \varepsilon'_2 (k_y \varepsilon'_3 + \eta_3 \varepsilon'_2 \tan k_y h) &= k_y \varepsilon'_1 (k_y \varepsilon'_3 \tan k_y h - \eta_3 \varepsilon'_2) \\ (k_y^2 \varepsilon'_1 \varepsilon'_3 - \eta_1 \eta_3 \varepsilon_2'^2) \tan k_y h &= k_y \eta_3 \varepsilon'_1 \varepsilon'_2 + k_y \eta_1 \varepsilon'_2 \varepsilon'_3 \\ \tan k_y h &= \frac{k_y \eta_3 \varepsilon'_1 \varepsilon'_2 + k_y \eta_1 \varepsilon'_2 \varepsilon'_3}{k_y^2 \varepsilon'_1 \varepsilon'_3 - \eta_1 \eta_3 \varepsilon_2'^2} \end{aligned} \quad (2.4.40)$$

となる。 k_y, η_1, η_3 は β の関数なので、式(2.4.40)は β が満たすべき特性方程式である。こ

ここで、この式が磁化を反転させたときにどのような変化をするかを考える。このとき $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3$ は、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ であることに注意すると、

$$\begin{cases} \varepsilon'_1 = \frac{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}{\varepsilon_1} \\ \varepsilon'_2 = \frac{\varepsilon_2^2 - \gamma_2^2}{\varepsilon_2} = \varepsilon_2 \\ \varepsilon'_3 = \frac{\varepsilon_3^2 - \gamma_3^2}{\varepsilon_3} = \varepsilon_3 \end{cases} \quad (2.4.41)$$

となる。また、 k_y, η_1, η_3 は式(2.4.36)と式(2.4.41)より次のように導出できる。

$$\begin{cases} \eta_1 = \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1}{\varepsilon_1}} \varepsilon'_1 = \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1}{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}{\varepsilon_1}} \\ k_y = \sqrt{\frac{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2}{\varepsilon_2}} \varepsilon'_2 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2} \\ \eta_3 = \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3}{\varepsilon_3}} \varepsilon'_3 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.4.42)$$

したがって、 $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3, k_y, \eta_1, \eta_3$ の値は磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても変化しない。すなわち、式(2.4.40)は磁化が反転しても右辺は変化しないので、方程式の解 β の値は変化しない。つまり、NRPS は生じないことがわかる。

2.4.2.2 TE モードの場合

図 2.9 に TE モードが入射した際の電磁界について示す。

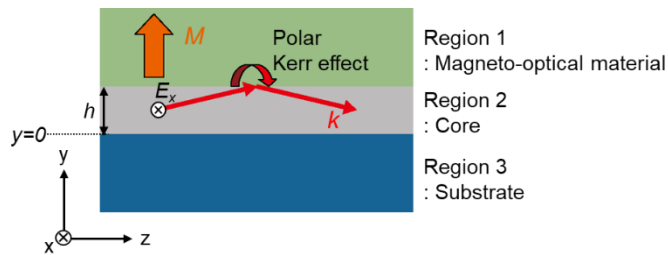


図 2.9 TE モード光と極カー効果

この図より、TE モードでの磁界は $E_y = E_z = 0$ である。そのため、式(2.4.28)及び式(2.4.29)は次のようになる

$$\begin{cases} 0 & = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} & = -j\omega\mu_0 H_y \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} & = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.43)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -\omega\varepsilon_0\gamma_i E_x \end{cases} \quad (2.4.44)$$

式(2.4.43)の第2・3式を式(2.4.44)の第1式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} - j\omega\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial z} &= -\omega^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= -k_0^2\varepsilon_i E_x \end{aligned} \quad (2.4.45)$$

となる。これまでと同様に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ を用いると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^2 \right) E_x &= -k_0^2\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial^2 E_x(x, y, z, t)}{\partial y^2} + (k_0^2\varepsilon_i - \beta^2) E_x(x, y, z, t) &= 0 \\ \frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial y^2} + (k_0^2\varepsilon_i - \beta^2) E_x(y) &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.46)$$

となる。この方程式の解を式(2.4.43)の第3式に代入すると、 $H_z(y)$ に関する方程式が導出できる。これらの式の連続条件を考慮した連立方程式を立てると、2.4.1.1節と同様に β が満たすべき特性方程式が次のように導出できる。しかし、これらの式には γ_i が含まれないため、磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても方程式の解 β の値は変化しない。つまり、NRPS は生じないことがわかる。

2.4.3 縦カー効果による非相反移相効果

図 2.10 のような x 方向に無限に広い構造を持ち、上部クラッドは磁気光学材料、中央は光が伝搬するコア層を持つスラブ導波路を考える。光は z 方向に進み、磁気光学材料は y 方向に磁化しているとする。

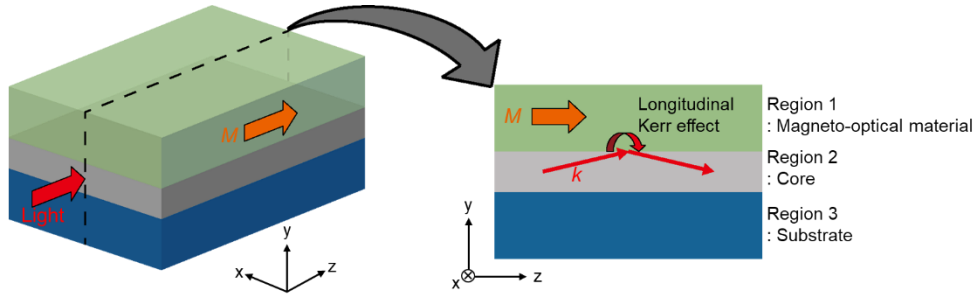


図 2.10 スラブ導波路と極カー効果の概略図

ここで z 軸方向に磁化された材料の比誘電率テンソルの対角成分に対して等方性があるとすると、各領域($i=1, 2, 3$)において、式(2.3.42)より、

$$\tilde{\epsilon}_i = \begin{pmatrix} \epsilon_i & -j\gamma_i & 0 \\ j\gamma_i & \epsilon_i & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_i \end{pmatrix} \quad (2.4.47)$$

となる。ただし、等方性物質を使用すると $\gamma_i = 0$ となる。したがって、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ 及び $\gamma_1 \neq 0$ である。

次に z 方向に伝搬する光波を考えると、マクスウェル方程式は次のように表せる。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \tilde{\epsilon}_i \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.4.48)$$

ここで $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ とすると、それぞれの成分は

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.49)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_x - j\gamma_i E_y) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_y + j\gamma_i E_x) \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_z \end{cases} \quad (2.4.50)$$

となる。続いて TM モードと TE モードに分けて、 β が満たすべき特性方程式の解析を行う。

2.4.3.1 TM モードの場合

図 2.11 に TM モードが入射した際の電磁界について示す。

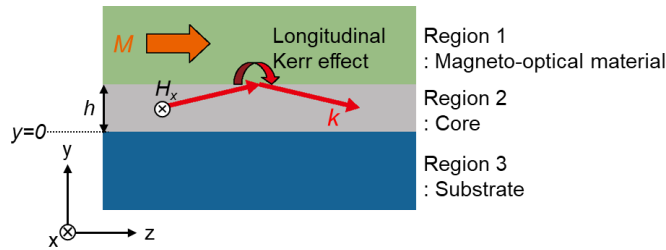


図 2.11 TM モード光と極カー効果

この図より、TM モードでは $H_y = H_z = 0$ である。そのため、式(2.4.49)及び式(2.4.50)は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.4.51)$$

$$\begin{cases} 0 = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_x - j\gamma_i E_y) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_i E_y + j\gamma_i E_x) \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_z \end{cases} \quad (2.4.52)$$

ここで式(2.4.52)の第 1 式より、 $E_x = \frac{j\gamma_i}{\varepsilon_i} E_y$ が導出できる。また、これまでと同様に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ を用いると、式(2.4.52)の第 2 式は

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial H_x}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_i^2 - \gamma_i^2}{\varepsilon_i} \right) E_y \\
 -j\beta H_x &= j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i' E_y \\
 E_y &= -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i'} H_x
 \end{aligned} \tag{2.4.53}$$

となる。この式と式(2.4.52)の第3式を、式(2.4.51)の第1式に代入すると、

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i'} \frac{\partial H_x}{\partial z} &= -j\omega\mu_0 H_x \\
 -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{j\beta^2}{\omega\varepsilon_0 \varepsilon_i'} H_x &= -j\omega\mu_0 H_x \\
 \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\beta^2 \varepsilon_i}{\varepsilon_i'} H_x &= -\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_i H_x \\
 \frac{\partial^2 H_x(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{k_0^2 \varepsilon_i' - \beta^2}{\varepsilon_i'} \varepsilon_i H_x(x, y, z, t) &= 0 \\
 \frac{\partial^2 H_x(y)}{\partial y^2} + \frac{k_0^2 \varepsilon_i' - \beta^2}{\varepsilon_i'} \varepsilon_i H_x(y) &= 0
 \end{aligned} \tag{2.4.54}$$

となる。この式を $y \rightarrow \pm\infty$ で、 $H_x \rightarrow 0$ であることに注意して解くと、

$$H_x(y) = \begin{cases} A_1 \exp\{-\eta_1(y-h)\} & (y \geq h) \\ A_2 \cos k_y y + B_2 \sin k_y y & (0 \leq y < h) \\ A_3 \exp\{\eta_3 y\} & (y < 0) \end{cases} \tag{2.4.55}$$

となる。ただし、

$$\frac{k_0^2 \varepsilon_i' - \beta^2}{\varepsilon_i'} \varepsilon_i = \begin{cases} -\eta_i^2 & (i = 1, 3) \\ k_y^2 & (i = 2) \end{cases} \tag{2.4.56}$$

とした。また、各領域境界で等しくなるので、

$$\begin{cases} A_1 = A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h \\ A_2 = A_3 \end{cases} \tag{2.4.57}$$

となる。ここで、式(2.4.52)の第3式に式(2.4.55)を代入すると、

$$E_z(y) = \begin{cases} \frac{\eta_1 A_1}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_1} \exp\{-\eta_1(y-h)\} & (y \geq h) \\ \frac{k_y (A_2 \sin k_y y - B_2 \cos k_y y)}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_2} & (0 \leq y < h) \\ -\frac{\eta_3 A_3}{j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_3} \exp(\eta_3 y) & (y < 0) \end{cases} \tag{2.4.58}$$

となる。さらに、各領域境界での連続条件を考慮すると、次の式が成り立つ。

$$\begin{cases} \frac{\eta_1 A_1}{\varepsilon_1} = \frac{k_y (A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon_2} \\ \frac{k_y B_2}{\varepsilon_2} = \frac{\eta_3 A_3}{\varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.4.59)$$

式(2.4.57)と(2.4.59)から、次の式が導出できる。

$$\begin{aligned} \frac{\eta_1 (A_2 \cos k_y h + B_2 \sin k_y h)}{\varepsilon_1} &= \frac{k_y (A_2 \sin k_y h - B_2 \cos k_y h)}{\varepsilon_2} \\ \frac{\eta_1 \left(A_3 \cos k_y h + \frac{\eta_3 \varepsilon_2}{k_y \varepsilon_3} A_3 \sin k_y h \right)}{\varepsilon_1} &= \frac{k_y \left(A_3 \sin k_y h - \frac{\eta_3 \varepsilon_2}{k_y \varepsilon_3} A_3 \cos k_y h \right)}{\varepsilon_2} \\ \eta_1 \varepsilon_2 (k_y \varepsilon_3 \cos k_y h + \eta_3 \varepsilon_2 \sin k_y h) &= k_y \varepsilon_1 (k_y \varepsilon_3 \sin k_y h - \eta_3 \varepsilon_2 \cos k_y h) \\ k_y \eta_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 + \eta_1 \eta_3 \varepsilon_2^2 \tan k_y h &= k_y^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \tan k_y h - k_y \eta_3 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \\ (k_y^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 - \eta_1 \eta_3 \varepsilon_2^2) \tan k_y h &= k_y \eta_3 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + k_y \eta_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 \\ \tan k_y h &= \frac{k_y \eta_3 \varepsilon_1 \varepsilon_2 + k_y \eta_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3}{k_y^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 - \eta_1 \eta_3 \varepsilon_2^2} \end{aligned} \quad (2.4.60)$$

となる。 k_y, η_1, η_3 は β の関数なので、式(2.4.60)は β が満たすべき特性方程式である。ここで、この式が磁化を反転させたときにどのような変化をするかを考える。このとき $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3$ は、 $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ であることに注意すると、

$$\begin{cases} \varepsilon'_1 = \frac{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}{\varepsilon_1} \\ \varepsilon'_2 = \frac{\varepsilon_2^2 - \gamma_2^2}{\varepsilon_2} = \varepsilon_2 \\ \varepsilon'_3 = \frac{\varepsilon_3^2 - \gamma_3^2}{\varepsilon_3} = \varepsilon_3 \end{cases} \quad (2.4.61)$$

となる。また、 k_y, η_1, η_3 は式(2.4.56)と式(2.4.61)より次のように導出できる。

$$\begin{cases} \eta_1 = \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon'_1}{\varepsilon'_1}} \varepsilon_1 = \sqrt{\frac{\beta^2 \varepsilon_1 - k_0^2 (\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2)}{\varepsilon_1^2 - \gamma_1^2}} \varepsilon_1 \\ k_y = \sqrt{\frac{k_0^2 \varepsilon'_2 - \beta^2}{\varepsilon'_2}} \varepsilon_2 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2} \\ \eta_3 = \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon'_3}{\varepsilon'_3}} \varepsilon_3 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.4.62)$$

したがって、 $\varepsilon'_1, \varepsilon'_2, \varepsilon'_3, k_y, \eta_1, \eta_3$ の値は磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても変化しない。すな

わち、式(2.4.60)は磁化が反転しても右辺は変化しないので、方程式の解 β の値は変化しない。つまり、NRPS は生じないことがわかる。

2.4.3.2 TE モードの場合

図 2.12 に TE モードが入射した際の電磁界について示す。

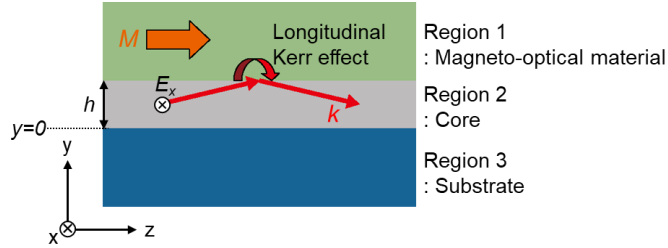


図 2.12 TE モード光と縦カー効果

この図より、TE モードでの磁界は $E_y = E_z = 0$ である。そのため、式(2.4.49)及び式(2.4.50)は次のようになる

$$\begin{cases} 0 & = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} & = -j\omega\mu_0 H_y \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} & = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \quad (2.4.63)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\omega\varepsilon_0\gamma_i E_x \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.4.64)$$

式(2.4.63)の第 2・3 式を式(2.4.64)の第 1 式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i E_x \\ j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} - j\omega\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial z} &= -\omega^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= -k_0^2\varepsilon_i E_x \end{aligned} \quad (2.4.65)$$

となる。これまでと同様に $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ を用いると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^2\right)E_x &= -k_0^2 \varepsilon_i E_x \\ \frac{\partial^2 E_x(x, y, z, t)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2)E_x(x, y, z, t) &= 0 \\ \frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2)E_x(y) &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.66)$$

となる。この方程式の解を式(2.4.63)の第3式に代入すると、 $H_z(y)$ に関する方程式が導出できる。これらの式の連続条件を考慮した連立方程式を立てると、2.4.1.1節と同様に β が満たすべき特性方程式が次のように導出できる。しかし、これらの式には γ_i が含まれないため、磁化が反転 ($\gamma_i \rightarrow -\gamma_i$) しても方程式の解 β の値は変化しない。つまり、NRPS は生じないことがわかる。

2.4.4 非相反移相効果の二次元解析のまとめ

導波路上部に MO 材料が配置された構造のとき、TM モード光による横カー効果のときのみ NRPS が発生し、極カー効果や縦カー効果、TE モード光による横カー効果では NRPS が発生しないことが分かった。

2.5 非相反移相効果の三次元解析

本節では、摂動理論を用いた非相反移相効果の三次元解析を行う。

2.5.1 摂動理論による導出

ある時間における光波の単位断面積あたりのパワーフローを表すポインティングベクトル \mathbf{S} を考える。ポインティングベクトルは次の式で定義される。

$$\mathbf{S} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (2.5.1)$$

また、複素ポインティングベクトル \mathbf{S}_p は次の式で表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_p &= \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, t) \\ &= \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \times \mathbf{H}_0^* e^{-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \\ &= \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

ポインティングベクトルの時間平均 $\langle \mathbf{S} \rangle$ は、次のように導出できる。

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T \{ \text{Re}[\mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}] \times \text{Re}[\mathbf{H}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}] \} dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} \{ \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \mathbf{E}_0^* e^{-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \} \times \frac{1}{2} \{ \mathbf{H}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \mathbf{H}_0^* e^{-j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \} dt \\ &= \frac{1}{4T} \int_0^T \{ \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 e^{j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \mathbf{E}_0^* \times \mathbf{H}_0^* e^{-j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* + \mathbf{E}_0^* \times \mathbf{H}_0 \} dt \\ &= \frac{1}{4T} \int_0^T \{ \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 e^{j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 e^{j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})})^* + \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* + (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*)^* \} dt \\ &= \frac{1}{4T} \int_0^T \{ 2\text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 e^{j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}] + 2\text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*] \} dt \\ &= \frac{1}{2T} \int_0^T \{ \text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 e^{j2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}] + \text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*] \} dt \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

ここで、第一項は積分すると0になり、第二項は時間に無関係なので、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{S}_p] \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

となる。

次にパワーの時間平均 P は、 $\langle \mathbf{S} \rangle$ を伝搬方向に垂直な断面積で積分すればよく、光波の伝搬が z 方向だとすると、

$$\begin{aligned} P &= \iint \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \mathbf{e}_z dx dy \\ &= \frac{1}{2} \iint \text{Re}[\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^*]_z dx dy \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

となる。さらに、次のようにも書ける。

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \iint \text{Re}[\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^*]_z dx dy \\ &= \frac{1}{4} \iint [\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^* + (\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^*)^*]_z dx dy \\ &= \frac{1}{4} \iint [\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^* + \mathbf{E}_n^* \times \mathbf{H}_m]_z dx dy \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

積分部分は $n = m$ 以外だと0になり、モード電磁界を $P = 1 \text{ W}$ となるように規格化すると、

$$P = \frac{1}{4} \iint [\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^* + \mathbf{E}_n^* \times \mathbf{H}_m]_z dx dy = \begin{cases} \pm 1 & (n = m) \\ 0 & (n \neq m) \end{cases} \quad (2.5.7)$$

となる。

図 2.13 に導波路構造を示す。

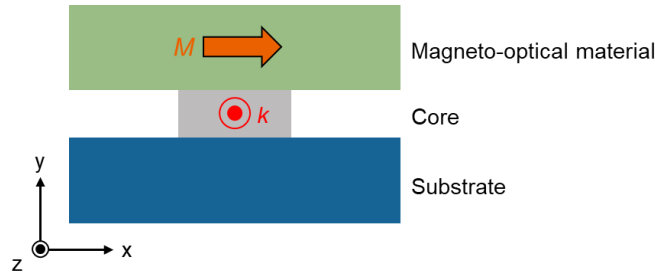


図 2.13 導波路構造

このような導波路構造では、伝搬する電磁界を求める決定方程式を解析的に導出することはできないため、有限要素法などのモード解析を用いて伝搬する電磁界を求め、摂動理論から非相反移相効果を見積もる[1, 11]。誘電率テンソルの非対角成分は対角成分よりも非常に小さいため、磁気光学効果による非対角成分を磁化のない基準系に対する摂動と考えられる。基準系での伝搬定数を β_0 とすると、磁気光学効果を用いた移相器における伝搬定数は次のように表せる。

$$\beta_{\pm} = \beta_0 \pm \Delta\beta \quad (2.5.8)$$

基準系における光波の電界と磁界をそれぞれ E 及び H として、 z 方向へのパワーフロー P で規格化した電界と磁界をそれぞれ E' 及び H' とすると次のように表せる。

$$\begin{cases} E' = \frac{E}{\sqrt{P}} \\ H' = \frac{H}{\sqrt{P}} \end{cases} \quad (2.5.9)$$

また、図 2.13 のように x 軸方向に磁界を印加することで磁気光学ガーネットの磁化を配向すると、誘電率テンソルの摂動 $\Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}$ は式(2.3.13)より、次の式で表される。

$$\Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\gamma_i \\ 0 & -j\gamma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (2.5.10)$$

基本構造の電磁界を $\mathbf{E}^{(0)}$ 、 $\mathbf{H}^{(0)}$ とすると、これらは次のマクスウェル方程式を満たす。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E}^{(0)} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)} \\ \nabla \times \mathbf{H}^{(0)} = j\omega\varepsilon_0\boldsymbol{\varepsilon}_r\mathbf{E}^{(0)} \end{cases} \quad (2.5.11)$$

次に摂動構造の電磁界を $\bar{\mathbf{E}}$ 、 $\bar{\mathbf{H}}$ 、比誘電率を $\boldsymbol{\varepsilon}_r + \Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}$ で表すと、これらは次のマクスウェル方程式を満たす。

$$\begin{cases} \nabla \times \bar{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_0\bar{\mathbf{H}} \\ \nabla \times \bar{\mathbf{H}} = j\omega\varepsilon_0(\boldsymbol{\varepsilon}_r + \Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}})\bar{\mathbf{E}} \end{cases} \quad (2.5.12)$$

$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}})$ に対して、 $\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})$ 及び式(2.6.11)と式(2.6.12)を利用し、ベクトル内積には転置行列を用いて $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{a}^T \mathbf{b}$ を利用すると、

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}) \\ &= \mathbf{H}^{(0)*} \cdot (\nabla \times \bar{\mathbf{E}}) - \bar{\mathbf{E}} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}^{(0)*}) + \bar{\mathbf{H}} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}^{(0)*}) - \mathbf{E}^{(0)*} \cdot (\nabla \times \bar{\mathbf{H}}) \\ &= \mathbf{H}^{(0)*} \cdot (-j\omega\mu_0\bar{\mathbf{H}}) - \bar{\mathbf{E}} \cdot (-j\omega\varepsilon_0\boldsymbol{\varepsilon}_r^*\mathbf{E}^{(0)*}) \\ & \quad + \bar{\mathbf{H}} \cdot (j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*}) - \mathbf{E}^{(0)*} \cdot (j\omega\varepsilon_0(\boldsymbol{\varepsilon}_r + \Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}})\bar{\mathbf{E}}) \\ &= -j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} + j\omega\varepsilon_0\bar{\mathbf{E}}^T\boldsymbol{\varepsilon}_r^*\mathbf{E}^{(0)*} \\ & \quad + j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} - j\omega\varepsilon_0(\boldsymbol{\varepsilon}_r\bar{\mathbf{E}})^T\mathbf{E}^{(0)*} - j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}^{(0)*T}\Delta\tilde{\boldsymbol{\epsilon}}\bar{\mathbf{E}} \end{aligned} \quad (2.5.13a)$$

となる。ここで、 $(\boldsymbol{\varepsilon}_r\bar{\mathbf{E}})^T\mathbf{E}^{(0)*} = \bar{\mathbf{E}}^T\boldsymbol{\varepsilon}_r^T\mathbf{E}^{(0)*}$ となる。また、比誘電率テンソルの非対角成分を 0 とすると、 $\boldsymbol{\varepsilon}_r^T = \boldsymbol{\varepsilon}_r$ となる。さらに虚部も無視できるとすると、 $\boldsymbol{\varepsilon}_r^* = \boldsymbol{\varepsilon}_r$ とできるので、

$$\begin{aligned}
 & -j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} + j\omega\varepsilon_0\bar{\mathbf{E}}^T\boldsymbol{\varepsilon}_r^*\mathbf{E}^{(0)*} \\
 & \quad + j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} - j\omega\varepsilon_0(\boldsymbol{\varepsilon}_r\bar{\mathbf{E}})^T\mathbf{E}^{(0)*} - j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}^{(0)*T}\Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}\bar{\mathbf{E}} \\
 & = -j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} + j\omega\varepsilon_0\bar{\mathbf{E}}^T\boldsymbol{\varepsilon}_r\mathbf{E}^{(0)*} \\
 & \quad + j\omega\mu_0\mathbf{H}^{(0)*T}\bar{\mathbf{H}} - j\omega\varepsilon_0\bar{\mathbf{E}}^T\boldsymbol{\varepsilon}_r\mathbf{E}^{(0)*} - j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}^{(0)*T}\Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}\bar{\mathbf{E}} \\
 & = -j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}^{(0)*T}\Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}\bar{\mathbf{E}}
 \end{aligned} \tag{2.5.13b}$$

となる。この式を整理すると、

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}) = -j\omega\varepsilon_0\mathbf{E}^{(0)*T}\Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}\bar{\mathbf{E}} \tag{2.5.14}$$

となる。両辺を xy 平面に並行で厚さが dz の薄い領域で体積分すると、

$$\iiint \nabla \cdot (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}) dx dy dz = -j\omega\varepsilon_0 \iiint \mathbf{E}^{(0)*T} \Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \bar{\mathbf{E}} dx dy dz \tag{2.5.15}$$

となる。左辺にガウスの発散定理を使うと、

$$\begin{aligned}
 \iint (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}) \cdot \mathbf{e}_z dx dy & = -j\omega\varepsilon_0 \iiint \mathbf{E}^{(0)*T} \Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \bar{\mathbf{E}} dx dy dz \\
 \iint [\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}]_z dx dy & = -j\omega\varepsilon_0 \iiint \mathbf{E}^{(0)*T} \Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \bar{\mathbf{E}} dx dy dz
 \end{aligned} \tag{2.5.16}$$

となる。さらに両辺を dz で微分をすると、

$$\iint \frac{\partial}{\partial z} [\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}]_z dx dy = -j\omega\varepsilon_0 \iint \mathbf{E}^{(0)*T} \Delta\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \bar{\mathbf{E}} dx dy \tag{2.5.17}$$

となる。

ここで、基本構造のモード m を選び、

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{E}_m(x, y) \exp(-j\beta_m z) \\ \mathbf{H}^{(0)} = \mathbf{H}_m(x, y) \exp(-j\beta_m z) \end{cases} \tag{2.5.18}$$

とおく。また、摂動構造内はモード n を選び、

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{E}} = \sum_n c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \\ \bar{\mathbf{H}} = \sum_n c_n(z) \mathbf{H}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \end{cases} \tag{2.5.19}$$

とおく。

ここで、

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*}) \\
 &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\sum_n c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \times \mathbf{H}_m^*(x, y) \exp(j\beta_m z) \right] \\
 &= \sum_n \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \times \mathbf{E}_n(x, y) \times \mathbf{H}_m^*(x, y) \right]
 \end{aligned} \tag{2.5.20a}$$

となる。同様に、

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}) \\
 &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\mathbf{E}_m^*(x, y) \exp(j\beta_m z) \times \sum_n c_n(z) \mathbf{H}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \right] \\
 &= \sum_n \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \times \mathbf{E}_m^*(x, y) \times \mathbf{H}_n(x, y) \right]
 \end{aligned} \tag{2.5.20b}$$

となる。

したがって、式(2.5.17)の左辺は、

$$\begin{aligned}
 & \iint \frac{\partial}{\partial z} [\bar{\mathbf{E}} \times \mathbf{H}^{(0)*} + \mathbf{E}^{(0)*} \times \bar{\mathbf{H}}]_z dx dy \\
 &= \iint \sum_n \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \times \mathbf{E}_n(x, y) \times \mathbf{H}_m^*(x, y) \right. \\
 & \quad \left. + \left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \times \mathbf{E}_m^*(x, y) \times \mathbf{H}_n(x, y) \right]_z dx dy \\
 &= \sum_n \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \right. \\
 & \quad \left. \times \iint [\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^* + \mathbf{E}_m^* \times \mathbf{H}_n]_z dx dy \right]
 \end{aligned} \tag{2.5.21.a}$$

となる。さらに積分部分は式(2.5.7)より、 $n \neq m$ では0、 $n = m$ では ± 4 となるので、

$$\begin{aligned}
 &= \sum_n \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial z} c_n(z) - j(\beta_n - \beta_m) c_n(z) \right\} \exp(-j(\beta_n - \beta_m)z) \right. \\
 & \quad \left. \times \iint [\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_m^* + \mathbf{E}_m^* \times \mathbf{H}_n]_z dx dy \right] \\
 &= \pm 4 \frac{dc_m}{dz}
 \end{aligned} \tag{2.5.21.b}$$

となる。

また、式(2.5.17)の右辺は

$$\begin{aligned}
 & -j\omega\varepsilon_0 \iint \mathbf{E}^{(0)*T} \Delta \tilde{\mathbf{E}} \bar{\mathbf{E}} dx dy \\
 & = -j\omega\varepsilon_0 \iint \left\{ \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \exp(j\beta_m z) \Delta \tilde{\mathbf{E}} \times \sum_n c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \right\} dx dy \quad (2.5.22) \\
 & = -j\omega\varepsilon_0 \sum_n \left\{ c_n(z) \exp[-j(\beta_n - \beta_m)z] \times \iint \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \Delta \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{E}_n(x, y) dx dy \right\}
 \end{aligned}$$

したがって、式(2.5.17)は次のように表せる。

$$\begin{aligned}
 \pm 4 \frac{dc_m}{dz} & = -j\omega\varepsilon_0 \sum_n \left\{ c_n(z) \exp[-j(\beta_n - \beta_m)z] \times \iint \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \Delta \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{E}_n(x, y) dx dy \right\} \\
 \pm \frac{dc_m}{dz} & = -\frac{j\omega\varepsilon_0}{4} \sum_n \left\{ c_n(z) \exp[-j(\beta_n - \beta_m)z] \times \iint \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \Delta \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{E}_n(x, y) dx dy \right\} \quad (2.5.23)
 \end{aligned}$$

ここで、結合係数 χ_{mn} は次の式で表される。

$$\chi_{mn} = \frac{\omega\varepsilon_0}{4} \iint \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \Delta \tilde{\mathbf{E}} \mathbf{E}_n(x, y) dx dy \quad (2.5.24)$$

したがって、式(2.5.23)は次のようあらわされる。

$$\pm \frac{dc_m}{dz} = -j \sum_n \chi_{mn} c_n(z) \exp[-j(\beta_n - \beta_m)z] \quad (2.5.25)$$

このモード結合方程式はすべてのモードに対して成立する方程式であるが、全モードを考えることは無限次元の方程式群を解くことになり、現実的ではない。そこで有効な結合が起こるモードを考える。 $\beta_n \approx \beta_m$ が近似的に満たされるモードの組み合わせ (n, m) で結合が起こる。逆にこれ以外のモードの組み合わせは z に関して早い振動をするので有効な結合は生じず、このような項は無視できる。 $n = m$ は自己結合項とよばれ、簡略化のためこのモードの組み合わせのみを考えると、次のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 \pm \frac{dc_m}{dz} & = -j\chi_{mm} c_m(z) \\
 c_m & = A \exp(\mp j\chi_{mm} z) \quad (2.5.26)
 \end{aligned}$$

ここで、 A は任意定数である。

したがって、摂動構造の電界は式(2.5.19)に代入すると、次のようになる。

$$\begin{aligned}
 \bar{\mathbf{E}} &= \sum_n c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \\
 &= c_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) \exp(-j\beta_m z) + \sum_{n \neq m} c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z) \quad (2.5.27) \\
 &= A \mathbf{E}_m(x, y) \exp\{-j(\beta_m \pm \chi_{mm})z\} + \sum_{n \neq m} c_n(z) \mathbf{E}_n(x, y) \exp(-j\beta_n z)
 \end{aligned}$$

第 1 項を見ると、 χ_{mm} が基本構造の伝搬定数 β_m に対する変化を表していることがわかる。したがって、伝搬定数の変化 $\Delta\beta$ は

$$\Delta\beta = \chi_{mm} = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \iint \mathbf{E}_m^{*T}(x, y) \Delta\tilde{\epsilon} \mathbf{E}_m(x, y) dx dy \quad (2.5.28)$$

と表せる。

さらに、TM 的モード及び TE 的モードにおける、パワーフローで規格化した電磁界分布は次のように表せる。

$$\begin{cases} \mathbf{E}'_{\text{TM-like}} = (0, E'_y, E'_z) \exp\{j(\omega t - \beta z)\} \\ \mathbf{H}'_{\text{TM-like}} = (H'_x, 0, H'_z) \exp\{j(\omega t - \beta z)\} \end{cases} \quad (2.5.29.a)$$

$$\begin{cases} \mathbf{E}'_{\text{TE-like}} = (E'_x, 0, E'_z) \exp\{j(\omega t - \beta z)\} \\ \mathbf{H}'_{\text{TE-like}} = (0, H'_y, H'_z) \exp\{j(\omega t - \beta z)\} \end{cases} \quad (2.5.29.b)$$

したがって、式(2.5.28)は次のように表せる。

$$\begin{aligned}
 &\Delta\beta_{\text{TM-like}} \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{4} \iint (0 \quad E_y^{*'} \quad E_z^{*'}) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\gamma \\ 0 & -j\gamma & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix} dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{4} \iint \{E_y^{*'} j\gamma E_z' - E_y' j\gamma E_z^{*'}\} dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{4} \iint \{E_y^{*'} j\gamma E_z' + E_y' (j\gamma E_z')^*\} dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{4} \iint 2\text{Re}(E_y^{*'} j\gamma E_z') dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint \text{Re}(E_y^{*'} j\gamma E_z') dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint \text{Re}\left(j\gamma \frac{E_y^*}{\sqrt{P}} \frac{E_z}{\sqrt{P}}\right) dx dy \\
 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \frac{\iint \text{Re}(j\gamma E_y^* E_z) dx dy}{P} \quad (2.5.30.a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \Delta\beta_{\text{TE-like}} \\
 &= \frac{\omega\varepsilon_0}{4} \iint (E_x'^* \quad 0 \quad E_z'^*) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\gamma \\ 0 & -j\gamma & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x' \\ 0 \\ E_z' \end{pmatrix} dx dy \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{2.5.30.b}$$

このことから図 2.13 のようなチャンネル導波路においては、TM 的モードのみに非相反移相効果が生じることがわかる。これは、2.4 節の二次元解析の結果とも一致する。

2.5.2 非相反移相器

次にマッハ・ツェンダー干渉型の光非相反デバイスに用いられる非相反移相器について述べる。非相反移相器は、図 2.14 のような 2 本の導波路上の MO 材料に反平行な磁化を与えることによって実現される。

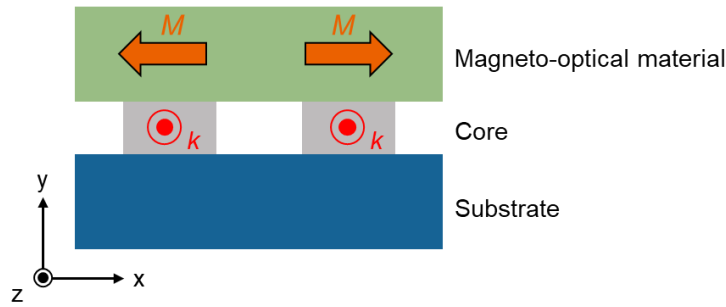


図 2.14 MZI 型非相反移相器の断面図

この時の TM モードの磁気光学効果は γ の符号が右側と左側の導波路でそれぞれ異なり、式(2.5.30a)より

$$\Delta\beta_{\text{TM-right}} = \frac{\omega\varepsilon_0}{2} \frac{\iint \text{Re}(j\gamma E_y^* E_z) dx dy}{P} \tag{2.5.31.a}$$

$$\begin{aligned}
 \Delta\beta_{\text{TM-left}} &= \frac{\omega\varepsilon_0}{2} \frac{\iint \text{Re}(-j\gamma E_y^* E_z) dx dy}{P} \\
 &= -\Delta\beta_{\text{TM-right}}
 \end{aligned} \tag{2.5.31.b}$$

となる。

よって、2本の導波路間のNRPSは、式(2.3.41)の $\gamma = \frac{2cn\theta_F}{\omega}$ を代入すると

$$\begin{aligned}
 \Delta\beta_{\text{NRPS}} &= \Delta\beta_{\text{TM-right}} - \Delta\beta_{\text{TM-left}} \\
 &= 2\Delta\beta_{\text{TM-right}} \\
 &= \omega\varepsilon_0 \frac{\iint \text{Re}(j\gamma E_y^* E_z) dx dy}{P} \\
 &= \omega\varepsilon_0 \frac{\iint \text{Re}(j2cn(x,y)\theta_F(x,y)E_y^* E_z) dx dy}{\omega P} \\
 &= \frac{2c\varepsilon_0}{P} \iint \text{Re}(jn(x,y)\theta_F(x,y)E_y^* E_z) dx dy
 \end{aligned} \tag{2.5.32}$$

本研究では基本モードのみを考慮し、 $\theta_F(x,y)$ はMO材料中でのみ値をもつので、

$$\Delta\beta_{\text{NRPS}} = \frac{2c\varepsilon_0 n \theta_F}{P} \iint_{\text{MO}} \text{Re}(jE_y^{0*} E_z^0) dx dy \tag{2.5.33}$$

となる。ただし、 E_y^{0*} や E_z^0 は基本モードの電界強度を表している。

よって、伝搬距離 L の2本の導波路間で生じる位相差 $\Delta\varphi$ は

$$\Delta\varphi = \Delta\beta_{\text{NRPS}} \cdot L \tag{2.5.34}$$

となる。

2.6 3dB 方向性結合器

2.6.1 動作原理

光波の合波および分波を行う図 2.15 のような 3dB 方向性結合器の動作原理について述べる。

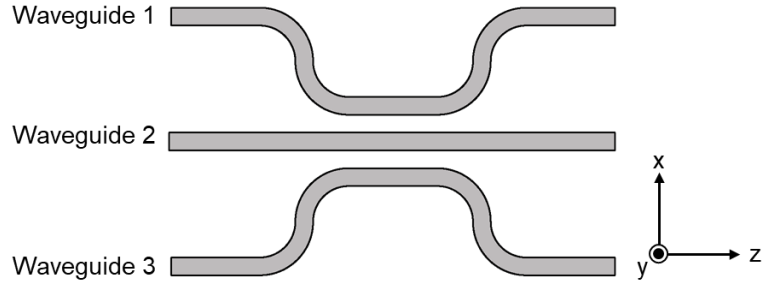


図 2.15 3dB 方向性結合器の概略図

まず 3 本の並行導波路を考える。基準構造の 3 モードの z 方向の伝搬定数を β_a 、 β_b 、 β_c とすると、各導波路において基準構造は次の式で表せる。

$$\begin{cases} \mathbf{E}_a(x, y) \exp(-j\beta_a z) & (\text{Waveguide 1}) \\ \mathbf{E}_b(x, y) \exp(-j\beta_b z) & (\text{Waveguide 2}) \\ \mathbf{E}_c(x, y) \exp(-j\beta_c z) & (\text{Waveguide 3}) \end{cases} \quad (2.6.1)$$

これらの一次結合は次の式で表されると仮定する。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= a(z)\mathbf{E}_a(x, y) \exp(-j\beta_a z) \\ &\quad + b(z)\mathbf{E}_b(x, y) \exp(-j\beta_b z) \\ &\quad + c(z)\mathbf{E}_c(x, y) \exp(-j\beta_c z) \\ &= A(z)\mathbf{E}_a(x, y) + B(z)\mathbf{E}_b(x, y) + C(z)\mathbf{E}_c(x, y) \end{aligned} \quad (2.6.2)$$

この結合は次の結合方程式で記述される。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A(z) \\ B(z) \\ C(z) \end{pmatrix} = -j \begin{pmatrix} \beta_a & \chi_{ab} & \chi_{ac} \\ \chi_{ba} & \beta_b & \chi_{bc} \\ \chi_{ca} & \chi_{cb} & \beta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(z) \\ B(z) \\ C(z) \end{pmatrix} \quad (2.6.3)$$

さらにこの式は次のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} a(z) \exp(-j\beta_a z) \\ b(z) \exp(-j\beta_b z) \\ c(z) \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} &= -j \begin{pmatrix} \beta_a & \chi_{ab} & \chi_{ac} \\ \chi_{ba} & \beta_b & \chi_{bc} \\ \chi_{ca} & \chi_{cb} & \beta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(z) \exp(-j\beta_a z) \\ b(z) \exp(-j\beta_b z) \\ c(z) \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \frac{da(z)}{dz} \exp(-j\beta_a z) \\ \frac{db(z)}{dz} \exp(-j\beta_b z) \\ \frac{dc(z)}{dz} \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} &= -j \begin{pmatrix} \beta_a a(z) \exp(-j\beta_a z) \\ \beta_b b(z) \exp(-j\beta_b z) \\ \beta_c c(z) \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} \\
 &= -j \begin{pmatrix} \beta_a & \chi_{ab} & \chi_{ac} \\ \chi_{ba} & \beta_b & \chi_{bc} \\ \chi_{ca} & \chi_{cb} & \beta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(z) \exp(-j\beta_a z) \\ b(z) \exp(-j\beta_b z) \\ c(z) \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \frac{da(z)}{dz} \exp(-j\beta_a z) \\ \frac{db(z)}{dz} \exp(-j\beta_b z) \\ \frac{dc(z)}{dz} \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix} &= -j \begin{pmatrix} 0 & \chi_{ab} & \chi_{ac} \\ \chi_{ba} & 0 & \chi_{bc} \\ \chi_{ca} & \chi_{cb} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(z) \exp(-j\beta_a z) \\ b(z) \exp(-j\beta_b z) \\ c(z) \exp(-j\beta_c z) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.6.4}$$

$$\begin{cases} \frac{da(z)}{dz} \exp(-j\beta_a z) = -j\chi_{ab}b(z) \exp(-j\beta_b z) - j\chi_{ac}c(z) \exp(-j\beta_c z) \\ \frac{db(z)}{dz} \exp(-j\beta_b z) = -j\chi_{ba}a(z) \exp(-j\beta_a z) - j\chi_{bc}c(z) \exp(-j\beta_c z) \\ \frac{dc(z)}{dz} \exp(-j\beta_c z) = -j\chi_{ca}a(z) \exp(-j\beta_a z) - j\chi_{cb}b(z) \exp(-j\beta_b z) \end{cases} \\
 \begin{cases} \frac{da(z)}{dz} = -j\chi_{ab}b(z) \exp\{-j(\beta_b - \beta_a)z\} - j\chi_{ac}c(z) \exp\{-j(\beta_c - \beta_a)z\} \\ \frac{db(z)}{dz} = -j\chi_{ba}a(z) \exp\{-j(\beta_a - \beta_b)z\} - j\chi_{bc}c(z) \exp\{-j(\beta_c - \beta_b)z\} \\ \frac{dc(z)}{dz} = -j\chi_{ca}a(z) \exp\{-j(\beta_a - \beta_c)z\} - j\chi_{cb}b(z) \exp\{-j(\beta_b - \beta_c)z\} \end{cases} \\
 \begin{cases} \frac{da(z)}{dz} = -j\chi_{ab}b(z) \exp\{+j2\Delta_{ab}z\} - j\chi_{ac}c(z) \exp\{-j2\Delta_{ca}z\} \\ \frac{db(z)}{dz} = -j\chi_{bc}c(z) \exp\{+j2\Delta_{bc}z\} - j\chi_{ba}a(z) \exp\{-j2\Delta_{ab}z\} \\ \frac{dc(z)}{dz} = -j\chi_{ca}a(z) \exp\{+j2\Delta_{ca}z\} - j\chi_{cb}b(z) \exp\{-j2\Delta_{bc}z\} \end{cases}$$

ただし、 $\beta_a - \beta_b = 2\Delta_{ab}$ 、 $\beta_b - \beta_c = 2\Delta_{bc}$ 、 $\beta_c - \beta_a = 2\Delta_{ca}$ とおいた。

ここで $\chi_{ab} = \chi_{ba}^*$ 、 $\chi_{cb} = \chi_{bc}^*$ であるが、簡単のために正の実数として $\chi_{ab} = \chi_{ba} = \chi_{cb} = \chi_{bc} = \chi$ とする。さらに、導波路 1 と導波路 3 は離れており、結合が起きないと考えられるので、 $\chi_{ac} = \chi_{ca} = 0$ とする。また、 $\beta_a = \beta_b = \beta_c$ とすると次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{da(z)}{dz} = -j\chi b(z) \\ \frac{db(z)}{dz} = -j\chi a(z) - j\chi c(z) \\ \frac{dc(z)}{dz} = -j\chi b(z) \end{cases} \quad (2.6.5)$$

さらに $a(z)$ 、 $b(z)$ 、 $c(z)$ を次のようにおく。

$$\begin{cases} a(z) = p_a \exp(-j\gamma z) \\ b(z) = p_b \exp(-j\gamma z) \\ c(z) = p_c \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (2.6.6)$$

これを式(2.6.5)に代入すると、

$$\begin{cases} -j\gamma p_a \exp(-j\gamma z) = -j\chi p_b \exp(-j\gamma z) \\ -j\gamma p_b \exp(-j\gamma z) = -j\chi p_a \exp(-j\gamma z) - j\chi p_c \exp(-j\gamma z) \\ -j\gamma p_c \exp(-j\gamma z) = -j\chi p_b \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (2.6.7)$$

$$\rightarrow \begin{cases} \gamma p_a = \chi p_b \\ \gamma p_b = \chi p_a + \chi p_c \\ \gamma p_c = \chi p_b \end{cases}$$

となる。この式が $p_a = p_b = p_c = 0$ 以外の解を持つためには、

$$\gamma_{\pm} = \pm\sqrt{2}\chi \quad (2.6.8)$$

となればよい。したがって、

$$p_{a\pm} = p_{c\pm} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} p_b \quad (2.6.9)$$

となる。

ここで、 $a(z)$ 、 $b(z)$ 、 $c(z)$ を次のように置き直す。

$$\begin{cases} a(z) = p_{a+} \exp(-j\gamma_+ z) + p_{a-} \exp(-j\gamma_- z) \\ b(z) = p_{b+} \exp(-j\gamma_+ z) + p_{b-} \exp(-j\gamma_- z) \\ c(z) = p_{c+} \exp(-j\gamma_+ z) + p_{c-} \exp(-j\gamma_- z) \end{cases} \quad (2.6.10)$$

さらに、 $p_{b\pm} = p_{\pm}$ とする。式(2.6.8)と(2.6.9)の複号は同順なので、

$$\begin{cases} a(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}p_+ \exp(-j\sqrt{2}\chi z) - \frac{1}{\sqrt{2}}p_- \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \\ b(z) = p_+ \exp(-j\sqrt{2}\chi z) + p_- \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \\ c(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}p_+ \exp(-j\sqrt{2}\chi z) - \frac{1}{\sqrt{2}}p_- \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \end{cases} \quad (2.6.11)$$

となる。

したがって、導波路 1、2、3 での電界は次の式で表せる。

$$\begin{aligned} & a(z)\mathbf{E}_a(x, y) \exp(-j\beta z) \\ &= \mathbf{E}_a(x, y) \left[\frac{p_+}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} - \frac{p_-}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\} \right] \end{aligned} \quad (2.6.12.a)$$

$$\begin{aligned} & b(z)\mathbf{E}_b(x, y) \exp(-j\beta z) \\ &= \mathbf{E}_b(x, y) [p_+ \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} + p_- \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\}] \end{aligned} \quad (2.6.12.b)$$

$$\begin{aligned} & c(z)\mathbf{E}_c(x, y) \exp(-j\beta z) \\ &= \mathbf{E}_c(x, y) \left[\frac{p_+}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} - \frac{p_-}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\} \right] \end{aligned} \quad (2.6.12.c)$$

このとき第 1 項同士、第 2 項同士の和は図 2.16 に示されるような 0 次偶モード、1 次偶モードを表している。このときの伝搬定数をそれぞれ β_{e0} 、 β_{e1} とすると次の式で表せる。

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_a(x, y) \frac{p_+}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} \\ &+ \mathbf{E}_b(x, y) p_+ \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} \\ &+ \mathbf{E}_c(x, y) \frac{p_+}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta + \sqrt{2}\chi)z\} \\ &= p_+ \left[\frac{\mathbf{E}_a(x, y)}{\sqrt{2}} + \mathbf{E}_b(x, y) + \frac{\mathbf{E}_c(x, y)}{\sqrt{2}} \right] \exp\{-j\beta_{e0}z\} \end{aligned} \quad (2.6.13.a)$$

$$\begin{aligned}
 & -\mathbf{E}_a(x, y) \frac{p_-}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\} \\
 & +\mathbf{E}_b(x, y) p_- \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\} \\
 & -\mathbf{E}_c(x, y) \frac{p_-}{\sqrt{2}} \exp\{-j(\beta - \sqrt{2}\chi)z\} \\
 & = p_- \left[-\frac{\mathbf{E}_a(x, y)}{\sqrt{2}} + \mathbf{E}_b(x, y) - \frac{\mathbf{E}_c(x, y)}{\sqrt{2}} \right] \exp\{-j\beta_{e1}z\}
 \end{aligned} \tag{2.6.13.b}$$

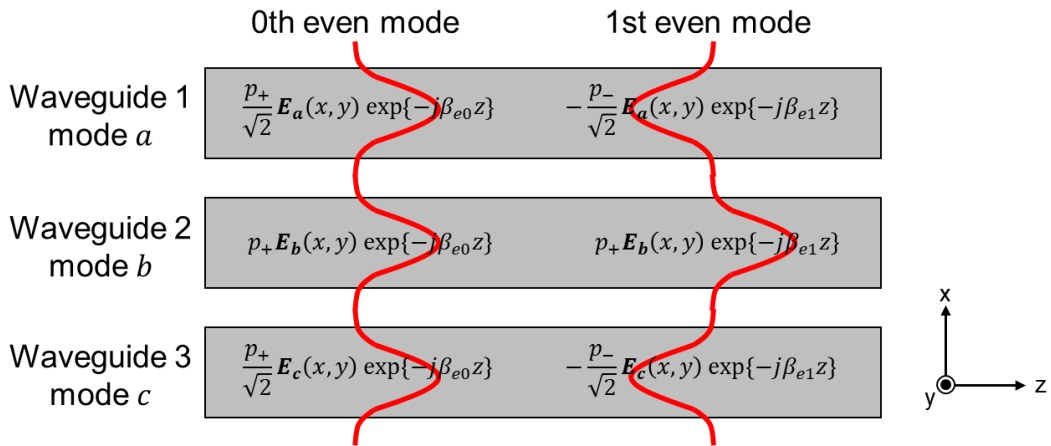


図 2.16 0 次偶モードと 1 次偶モード

ここで、 $\beta_{e0} = \beta + \sqrt{2}\chi$ 、 $\beta_{e1} = \beta - \sqrt{2}\chi$ なので、次の式が成り立つ

$$2\sqrt{2}\chi = \beta_{e0} - \beta_{e1} \tag{2.6.14}$$

次に $z = 0$ で導波路 2 の光波だけが入力された場合を考えると、

$$\begin{cases} a(0) = 0 \\ b(0) = 1 \\ c(0) = 0 \end{cases} \tag{2.6.15}$$

で表されるので、式(2.6.11)より初期条件は

$$p_+ = p_- = \frac{1}{2} \tag{2.6.16}$$

となる。

したがって、それぞれのモードの z でのパワーフローは次の式で表される。

$$\begin{cases} |a(z)|^2 = \left| \frac{1}{2\sqrt{2}} \exp(-j\sqrt{2}\chi z) - \frac{1}{2\sqrt{2}} \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \right|^2 \\ |b(z)|^2 = \left| \frac{1}{2} \exp(-j\sqrt{2}\chi z) + \frac{1}{2} \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \right|^2 \\ |a(z)|^2 = \left| \frac{1}{2\sqrt{2}} \exp(-j\sqrt{2}\chi z) - \frac{1}{2\sqrt{2}} \exp(+j\sqrt{2}\chi z) \right|^2 \end{cases} \quad (2.6.17)$$

$$\rightarrow \begin{cases} |a(z)|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 \sqrt{2}\chi z \\ |b(z)|^2 = \cos^2 \sqrt{2}\chi z \\ |c(z)|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 \sqrt{2}\chi z \end{cases}$$

ここで 3dB 方向性結合器として機能するためには、導波路 2 から入力された光波が、完全に導波路 1 と 3 に等分に結合する必要がある、 $z = L_{DC}$ で次の式が成り立つ必要がある。

$$\begin{cases} |a(L_{DC})|^2 = \frac{1}{2} \\ |b(L_{DC})|^2 = 0 \\ |c(L_{DC})|^2 = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.6.18)$$

この式が成り立つ条件は次の式で表されるときである。

$$\sqrt{2}\chi L_{DC} = \frac{\pi}{2} \quad (2.6.19)$$

したがって、式(2.6.14)を用いると方向性結合器長 L_{DC} は次の式で表される。

$$L_{DC} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}\chi} = \frac{\pi}{\beta_{e0} - \beta_{e1}} \quad (2.6.20)$$

2.6.2 伝達行列

2.6.1 節より導波路 1、2、3 において $\mathbf{E}_a(x, y) = \mathbf{E}_b(x, y) = \mathbf{E}_c(x, y) = f(x)$ とすると各電界分布は 0 次偶モードと 1 次偶モードの和で表されるので、式(2.6.12)より

$$\begin{aligned}
 & \begin{cases} E_1(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) [p_{e0} \exp(-j\beta_{e0}z) - p_{e1} \exp(-j\beta_{e1}z)] \\ E_2(x, z) = f(x) [p_{e0} \exp(-j\beta_{e0}z) + p_{e1} \exp(-j\beta_{e1}z)] \\ E_3(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) [p_{e0} \exp(-j\beta_{e0}z) - p_{e1} \exp(-j\beta_{e1}z)] \end{cases} \\
 & \rightarrow \begin{cases} E_1(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[p_{e0} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) - p_{e1} \exp\left(+j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \\ E_2(x, z) = f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[p_{e0} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) + p_{e1} \exp\left(+j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \\ E_3(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[p_{e0} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) - p_{e1} \exp\left(+j\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \end{cases} \quad (2.6.21) \\
 & \rightarrow \begin{cases} E_1(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[(p_{e0} - p_{e1}) \cos\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) - j(p_{e0} + p_{e1}) \sin\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \\ E_2(x, z) = f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[(p_{e0} + p_{e1}) \cos\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) - j(p_{e0} - p_{e1}) \sin\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \\ E_3(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}z\right) \\ \quad \times \left[(p_{e0} - p_{e1}) \cos\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) - j(p_{e0} + p_{e1}) \sin\left(\frac{\beta_{e0} - \beta_{e1}}{2}z\right) \right] \end{cases}
 \end{aligned}$$

となる。

さらに $z = L_{DC} = \frac{\pi}{\beta_{e0} - \beta_{e1}}$ のとき、

$$\begin{cases} E_1(x, L_{DC}) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) [0 - j(p_{e0} + p_{e1})] \\ E_2(x, L_{DC}) = f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) [0 - j(p_{e0} - p_{e1})] \\ E_3(x, L_{DC}) = \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) [0 - j(p_{e0} + p_{e1})] \end{cases} \quad (2.6.22)$$

$$\rightarrow \begin{cases} E_1(x, L_{DC}) = -j \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) (p_{e0} + p_{e1}) \\ E_2(x, L_{DC}) = -j f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) (p_{e0} - p_{e1}) \\ E_3(x, L_{DC}) = -j \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) (p_{e0} + p_{e1}) \end{cases}$$

となる。

方向性結合器の入力位置 $z = 0$ における電界分布を、伝搬位置 $z = L_{DC}$ における電界分布と関連付ける行列 T_{DC} を次のように定義する。

$$\begin{pmatrix} E_1(x, L_{DC}) \\ E_2(x, L_{DC}) \\ E_3(x, L_{DC}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(x, 0) \\ E_2(x, 0) \\ E_3(x, 0) \end{pmatrix} \quad (2.6.23)$$

導波路 2 のみの入力を考え、 $E_2(x, 0) = f(x)$ 、 $E_1(x, 0) = E_3(x, 0) = 0$ とすると、 $p_{e0} = p_{e1} = 1/2$ となるので、

$$\begin{pmatrix} -j \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) \\ 0 \\ -j \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ f(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.6.24)$$

したがって、次のようになる。

$$\begin{cases} T_{12} = T_{32} = -j \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-j \frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) \\ T_{22} = 0 \end{cases} \quad (2.6.25)$$

次に導波路 1 と 3 のみの入力を考え、 $E_2(x, 0) = 0$ 、 $E_1(x, 0) = E_3(x, 0) = f(x)/\sqrt{2}$ とすると、 $p_{e0} = -p_{e1} = 1/2$ となるので、

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -jf(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}L_{DC}\right) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f(x)/\sqrt{2} \\ 0 \\ f(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.6.26)$$

となる。したがって、

$$\begin{cases} T_{11} = -T_{13} \\ -T_{31} = T_{33} \\ T_{21} + T_{23} = -j\sqrt{2} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}L_{DC}\right) \end{cases} \quad (2.6.27)$$

となる。

ここで対称性より $T_{11} = T_{33} = T' \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}L_{DC}\right)$ 、 $T_{21} = T_{23} = T''$ とすると、

$$T'' = -\frac{j}{\sqrt{2}} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}L_{DC}\right) \quad (2.6.28)$$

となる。したがって、伝達行列は

$$T_{DC} = \begin{pmatrix} T' & -\frac{j}{\sqrt{2}} & -T' \\ -\frac{j}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{j}{\sqrt{2}} \\ -T' & -\frac{j}{\sqrt{2}} & T' \end{pmatrix} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2}L_{DC}\right) \quad (2.6.29)$$

となる。

さらにここで、導波路 1 と 3 に入射する光に位相差 ϕ があるときを考える。このときの出力は

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} E_1(x, L_{DC}) \\ E_2(x, L_{DC}) \\ E_3(x, L_{DC}) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} T' & -\frac{j}{\sqrt{2}} & -T' \\ -\frac{j}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{j}{\sqrt{2}} \\ -T' & -\frac{j}{\sqrt{2}} & T' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{f(x)}{\sqrt{2}} \\ 0 \\ \frac{f(x)}{\sqrt{2}} \exp(-j\phi) \end{pmatrix} \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right) \\
 &= \begin{pmatrix} \frac{T'}{\sqrt{2}} [1 - \exp(-j\phi)] \\ -\frac{j}{2} [1 + \exp(-j\phi)] \\ -\frac{T'}{\sqrt{2}} [1 - \exp(-j\phi)] \end{pmatrix} f(x) \exp\left(-j\frac{\beta_{e0} + \beta_{e1}}{2} L_{DC}\right)
 \end{aligned} \tag{2.6.30}$$

となる。したがって、そのパワーフローは次の式に比例する。

$$\begin{aligned}
 |E_1(x, L_{DC})|^2 &\propto [1 - \exp(-j\phi)][1 - \exp(+j\phi)] \\
 &\propto 1 - \exp(-j\phi) - \exp(+j\phi) + 1 \\
 &\propto 2[1 - \cos \phi] \\
 &\propto 4 \sin^2 \frac{\phi}{2}
 \end{aligned} \tag{2.6.31.a}$$

$$\begin{aligned}
 |E_2(x, L_{DC})|^2 &\propto [1 + \exp(-j\phi)][1 + \exp(+j\phi)] \\
 &\propto 1 + \exp(-j\phi) + \exp(+j\phi) + 1 \\
 &\propto 2[1 + \cos \phi] \\
 &\propto 4 \cos^2 \frac{\phi}{2}
 \end{aligned} \tag{2.6.31.b}$$

$$|E_3(x, L_{DC})|^2 \propto 4 \sin^2 \frac{\phi}{2} \tag{2.6.31.c}$$

したがって、導波路 1 と 3 の位相差が 0 のとき、出射は E_2 のみとなる。また、導波路 1 と 3 の位相差が π のとき、出射は E_1 と E_3 のみとなる。

2.6.3 TE モード遮断

非相反移相効果は TM モードのみで発現する。そのため、TE モードが入射した場合、非相反移相器が機能せずにそのまま光アイソレータを透過してしまうため、その伝達を阻止する必要がある。

一般に縦方向よりも横方向が広い導波路では、TM モードよりも TE モードの方が実効屈折率及び伝搬定数が大きくなる。コア部分の実効屈折率が大きいほど光の閉じ込めは強くなるので、TM モードよりも TE モードの方が光の閉じ込めが強い。つまり、TM モードの方が光の染み出しが大きくなり、隣接した導波路との結合が強くなる。

したがって、導波路間隔を含む導波路構造の設計により、TM モードのみ結合し TE モードは結合しない方向性結合器が実現可能となる。図 2.17 に TM モードと TE モードの伝搬のシミュレーション結果を示す。

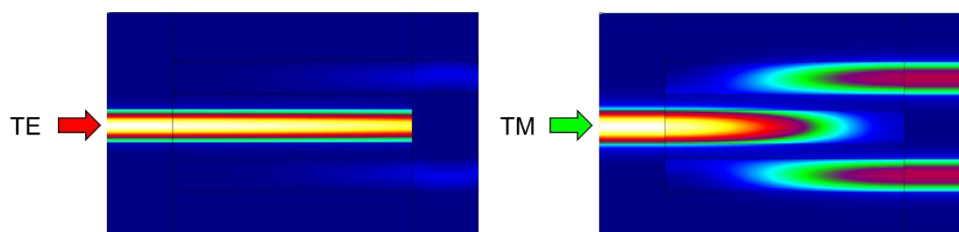


図 2.17 TE モード遮断 3dB 方向性結合器における伝搬の様子

2.7 MZI 型アイソレータの動作原理

MZI 型アイソレータは、相反移相器と非相反移相器及び 3dB 方向性結合器により構成される。相反移相器とは、2本の導波路間に光路長差 L_{RPS} を与え、伝搬方向によらず一定の位相差を与える移相器であり、その位相差 θ_{RPS} は次の式で表される。

$$\theta_{RPS} = \beta L_{RPS} = kn_{\text{eff}}L_{RPS} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}L_{RPS} \quad (2.7.1)$$

ただし、 n_{eff} は実効屈折率である。

また、非相反移相器による位相差 θ_{NRPS} は式(2.5.33)と式(2.5.34)より、非相反移相器長 L_{NRPS} とすると、次の式で表される。

$$\begin{aligned} \theta_{NRPS} &= \frac{2c\varepsilon_0 n \theta_F}{P} \iint_{MO} \text{Re}(jE_y^{0*} E_z^0) dx dy \cdot L_{NRPS} \\ &= \Delta\beta_{NRPS} \cdot L_{NRPS} \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

MZI 型アイソレータの概略図を図 2.18 に示す。

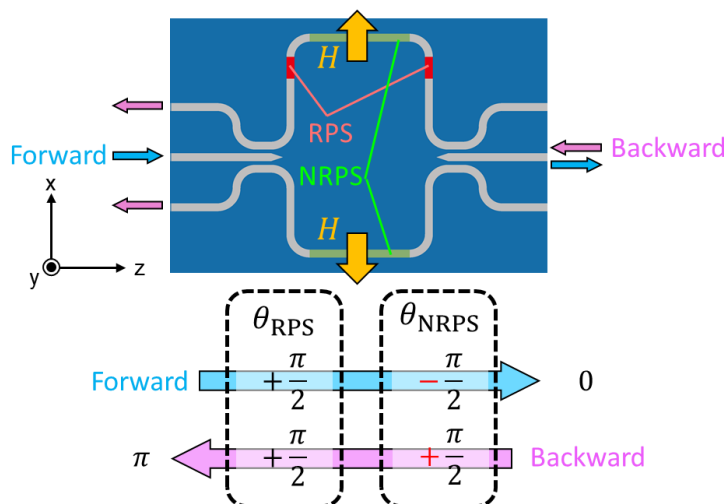


図 2.18 MZI 型アイソレータ

入射した光は、3dB 方向性結合器によって 2本の導波路に等分岐される。2本の導波路は RPS で示された領域だけ上側導波路が長くなっており、 $\theta_{RPS} = +\pi/2$ の位相差が与えられる。また、2本の導波路には反対向きの磁場が印加されており、磁気光学効果によって $\theta_{NRPS} = \pm\pi/2$ の位相差が与えられる。 θ_{NRPS} の符号は、順方向の時は負、逆方向の時は正となる。したがって、順方向の光の合計の位相差は0となり、逆方向の光の合

計の位相差は π となる。このとき、2.6.2 節より順方向の光は中央のポート、逆方向の光はサイドの導波路から出射される。これにより順方向に入射した光波はそのまま出射されるが、逆方向から入射した光波がサイドのポートから出射されることにより、順方向側に接続されたデバイスを反射光などから保護することができる。

波長 $1.55 \mu\text{m}$ で、任意の整数 m を用いて $\theta_{\text{RPS}} = \pi/2 + 2m\pi$ が成り立つような相反移相器長 L_{RPS} は、式(2.7.1)より次のように求められる。

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\lambda_c} n_{\text{eff}} L_{\text{RPS}} &= \frac{\pi}{2} + 2m\pi \\ L_{\text{RPS}} &= \left(\frac{1}{2} + 2m\right) \frac{\lambda_c}{2n_{\text{eff}}} \\ L_{\text{RPS}} &= \frac{\left(m + \frac{1}{4}\right) \lambda_c}{n_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (2.7.3)$$

ただし、動作中心波長 $\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$ である。

また、波長 $1.55 \mu\text{m}$ で $\theta_{\text{NRPS}} = \pi/2$ が成り立つような非相反移相器長 L_{NRPS} は次のように求められる。

$$L_{\text{NRPS}} = \frac{1}{\Delta\beta_{\text{NRPS}_c}} \frac{\pi}{2} \quad (2.7.4)$$

ただし、 $\Delta\beta_{\text{NRPS}_c}$ は動作中心波長 $1.55 \mu\text{m}$ での $\Delta\beta_{\text{NRPS}}$ である。

次に射出光の強度を考える。上下のアームでの電界を E_1 、 E_2 とすると、

$$\begin{cases} E_1 = A_1 \exp\{-j(\omega t - \theta_1)\} \\ E_2 = A_2 \exp\{-j(\omega t - \theta_2)\} \end{cases} \quad (2.7.5)$$

となる。したがって、強度 I は次の式で表される。

$$\begin{aligned} I &= |E|^2 \\ &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= [A_1 \exp\{-j(\omega t - \theta_1)\} + A_2 \exp\{-j(\omega t - \theta_2)\}] \\ &\quad \times [A_1 \exp\{+j(\omega t - \theta_1)\} + A_2 \exp\{+j(\omega t - \theta_2)\}] \\ &= A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \exp\{-j(\theta_1 - \theta_2)\} + A_1 A_2 \exp\{+j(\theta_1 - \theta_2)\} \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \end{aligned} \quad (2.7.6.a)$$

ここで 3dB 方向性結合器では、 $A_1 = A_2 = A/2$ となるので、

$$\begin{aligned}
 I &= \left(\frac{A}{2}\right)^2 \times 2 \times \{1 + \cos(\theta_{\pm})\} \\
 &= A^2 \cos^2 \frac{\theta_{\pm}}{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.7.6.b}$$

となる。ただし、 $\theta_{\pm} = \theta_1 - \theta_2$ とした。

ここで、

$$\theta_{\pm} = \theta_{\text{RPS}} \pm \theta_{\text{NRPS}} \tag{2.7.7}$$

となる。ただし、符号は順方向の時は負、逆方向の時は正となる。

さらに、入射と出射の強度比は次の式で表される。

$$\frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = \frac{A^2 \cos^2 \frac{\theta_{\pm}}{2}}{A^2} = \cos^2 \frac{\theta_{\pm}}{2} \tag{2.7.8}$$

図 2.19 に理想的な MZI 型アイソレータの透過率を示す。ただし、 $n_{\text{eff}} = 2.2$ 、 $\theta_{\text{NRPS}_c} = \pm\pi/2$ とした。(2.7.1)と(2.7.2)より θ_{RPS} と θ_{NRPS} は波長に対して変化することから、 θ_{\pm} も波長依存性をもつ。この図より、順方向と逆方向で山と谷が反転していることが分かる。また、 L_{RPS} を決定する m が小さいほど共振周波数間隔 (Free spectral range: FSR) が大きくなることが分かる。

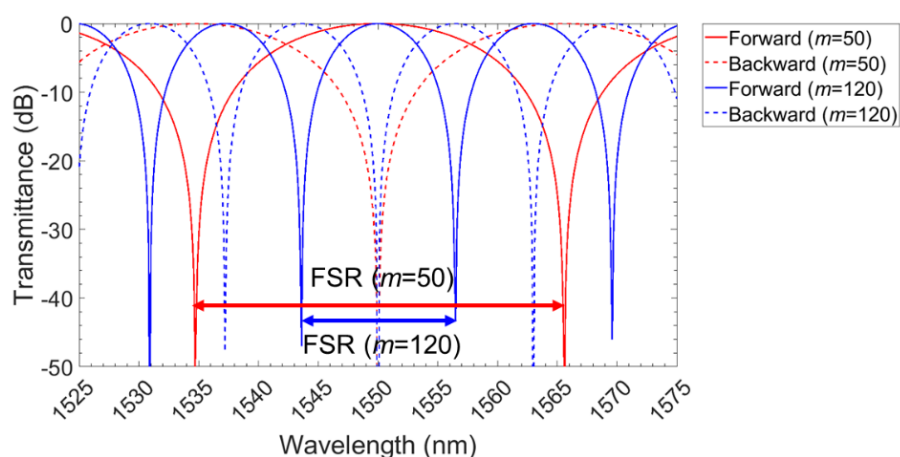


図 2.19 理想的な MZI 型アイソレータの透過率

2.8 偏波回転 MZI 型アイソレータ

偏波回転 MZI 型アイソレータは、本研究で新たに提案する導波路型光アイソレータである。2.8.1 節及び 2.8.2 節で述べる内容は文献[12]で公開されている。

2.8.1 動作原理

偏波回転 MZI 型アイソレータは通常の MZI 型光アイソレータと異なり、3dB モードコンバータにより合分波を行うことで MZI の位相によって出力光が TE モードと TM モードの間で変化するため、偏光子と組み合わせることで光アイソレータとして動作する。本研究では、SiO₂ 層上の Si 導波路コアと MO 材料である Ce:YIG の上部クラッドで設計した。図 2.20 のように、3dB モードコンバータと相反移相器及び非相反移相器より構成される。3dB モードコンバータは、TE モードを逆位相の TM モード (Out-of-phase TM mode: TM_{OP}) に、TM モードを同位相の TM モード (In-phase TM mode: TM_{IP}) に変換する。一方、MZI の合波では逆位相の二光波は TE モードに、同位相の二光波は TM モードに結合する。

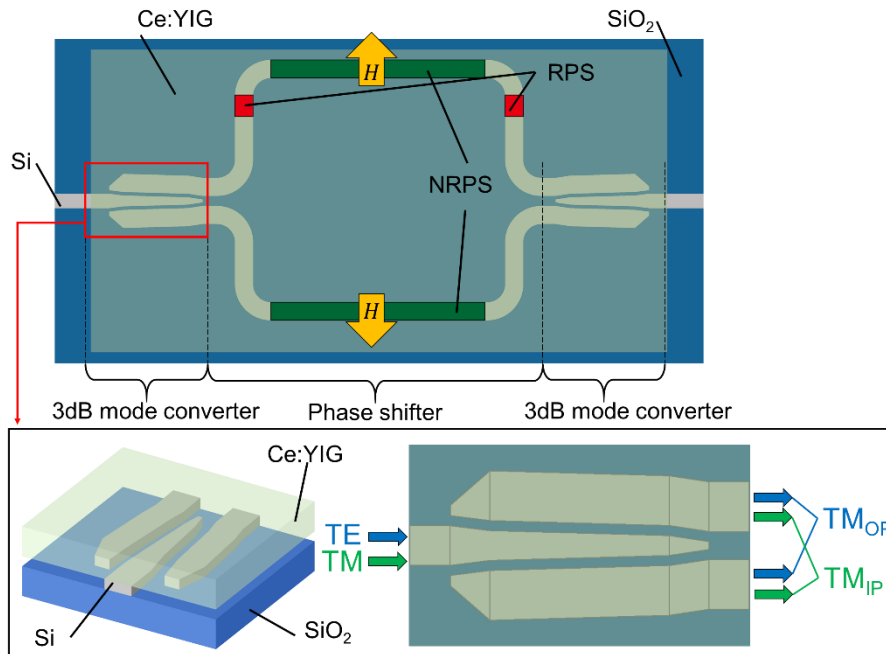


図 2.20 偏波回転型アイソレータの構造図

相反移相器及び非相反移相器は 2.7 節の MZI 型アイソレータと同様に、 $\theta_{RPS} = +\pi/2$ 及び $\theta_{NRPS} = \pm\pi/2$ になるように設計されている。順方向の光は 2 本の導波路間の位相差が 0 となるため、TE モードで入射した光は TE モードで出射され、TM モードで入射した光は TM モードで出射される。一方、逆方向の光は 2 本の導波路間の位相差が π と

なるため、TE モードで入射した光は TM モードで出射され、TE モードで入射した光は TM モードで出射される。この時の動作を図 2.21(a)に示す。

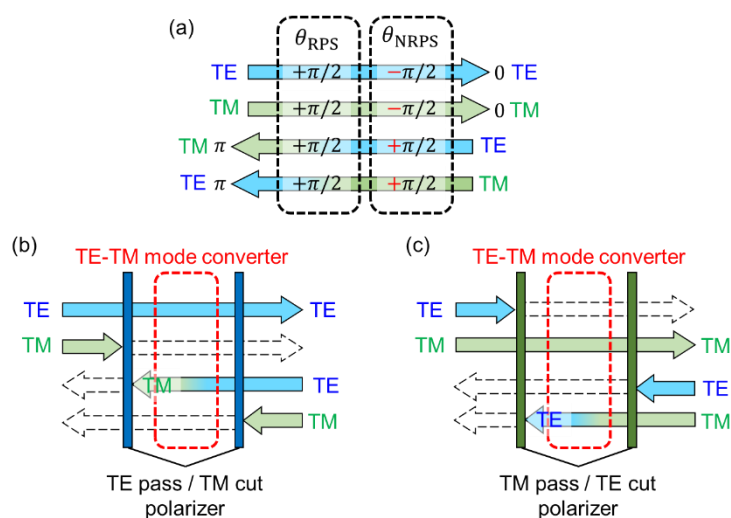


図 2.21 (a)TE-TM モード変換器の動作 (b)TE パスの偏波回転型アイソレータの動作 (c)TM パスの偏波回転型アイソレータの動作

この非相反な MZI の入出力側に偏光子を導入することで、アイソレータとして動作できる。例えば、図 2.21(b)のように TE パス/TM カットの偏光子を追加することで順方向の TE モードのみを透過する動作が、図 2.21(c)のように TM パス/TE カットの偏光子を追加することで順方向の TM モードのみを透過する動作が可能になる。これは 1.6.1 節のバルク型アイソレータに似た動作となる。

導波路型偏光子の例としては、図 2.22 のような方向性結合器が考えられる。2.6.3 節で述べたように、TM モードよりも TE モードの方が光の閉じ込めが強いため、TM モードのみ結合し TE モードは結合しない方向性結合器が実現可能となる。そのため、入射した光が TE モードの場合は結合しないため、バーポートに出射され、入射した光が TM モードの場合は結合が発生し、クロスポートに出射される。

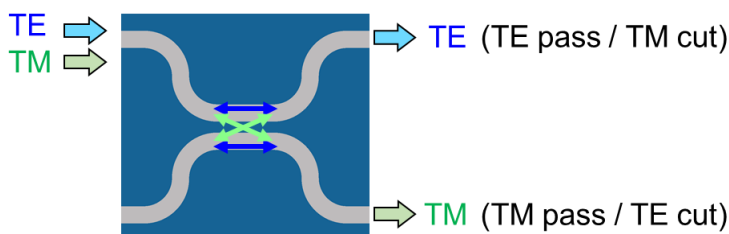


図 2.22 導波路型偏光子の例

2.8.2 3dB モードコンバータの設計

2.8.2.1 動作原理

3dB モードコンバータは前述の通り、TE モードを逆位相の TM モード（Out-of-phase TM mode: TM_{OP} ）に、TM モードを同位相の TM モード（In-phase TM mode: TM_{IP} ）に変換する機能がある。図 2.23 にモード変換及び分波が起きる様子を示す。ここで、下付き文字の c は主に中央の導波路に光が閉じ込められているモードを示しており、 s は主にサイドの導波路に光が閉じ込められているモードを示しており、 $c-s$ は 3 本の導波路に同程度に光が閉じ込められているモードを示している。また、下付き文字の IP はサイド導波路内の光が同位相であることを、 OP は逆位相であることを示している。

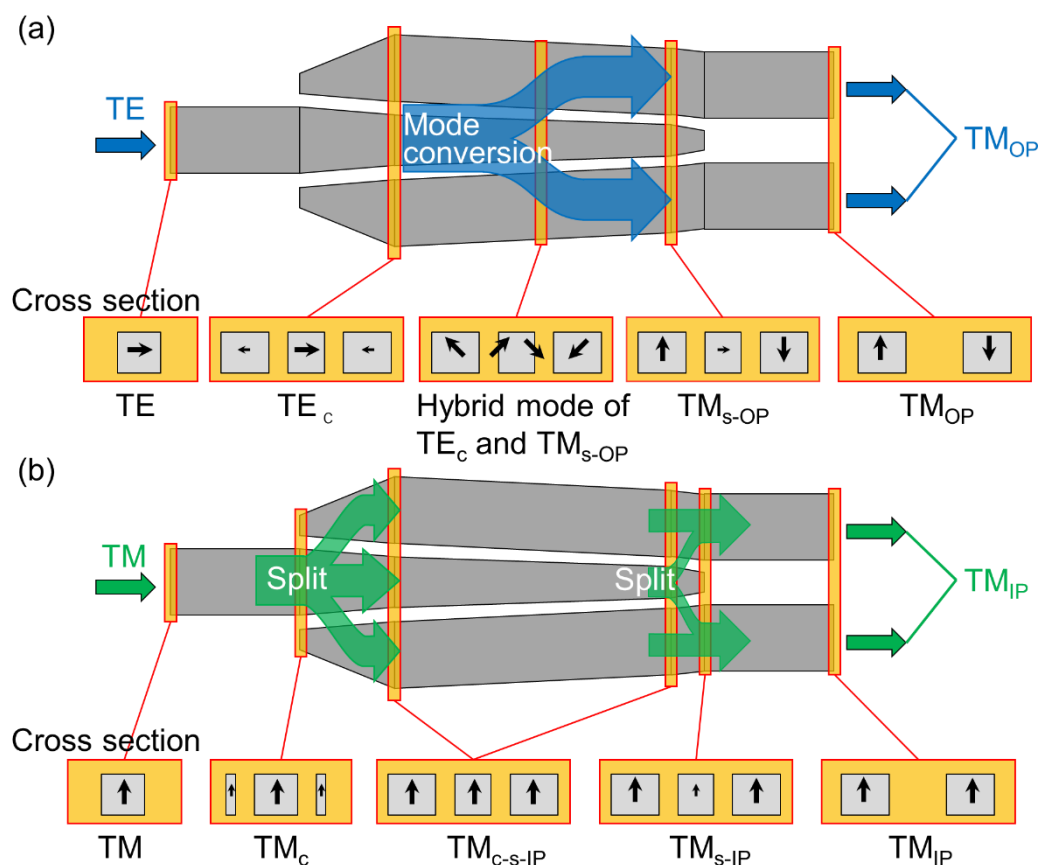


図 2.23 3dB モードコンバータの動作 (a)TE 入射の場合 (b)TM 入射の場合

3dB モードコンバータは、三段のテーパで構成されている。このデバイスは上下のクラッドに非対称な構造をもつため、図 2.23(a)に示すような非対称なハイブリッドモードが存在し得る。そのため、導波路幅を適切に設計することで TE モードから TM モードへのモード変換が可能である。本デバイスでは、このモード変換が第二テーパで発生するように設計する。また、第一テーパと第三テーパでは、TM モードの段階的な分波

が発生するように設計する。

設計には Synopsis 社の RSoft FemSIM を用いた有限要素法 (Finite element method: FEM) によるモード解析シミュレーション及び Photon Design 社の Fimmwave を用いた有限差分モードソルバー (Finite difference method: FDM) を備えた固有モード展開法 (Eigenmode expansion : EME) による伝搬解析シミュレーションを用いた。各材料の屈折率は波長 1550 nm で、 $n_{\text{Si}} = 3.476$ 、 $n_{\text{Ce:YIG}} = 2.2$ 、 $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$ とした。さらに導波路高さは 220 nm、導波路ギャップ幅は 200 nm とし、図 2.24 に断面構造を示す。また、波長は 1550 nm とした。その他のシミュレーション条件は付録 D に示す。

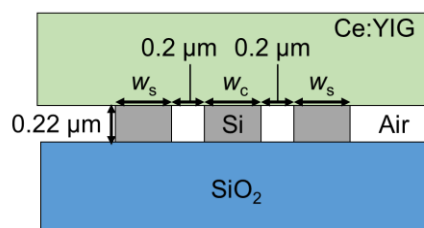


図 2.24 3dB モードコンバータの断面図

2.8.2.2 第二テーパの導波路幅の設計

まず、サイド導波路幅 (w_s) を $0.5 \mu\text{m}$ で固定し中央導波路の幅 (w_c) を変化させたときの実効屈折率の変化をシミュレーションした。その結果を図 2.25 に示す。

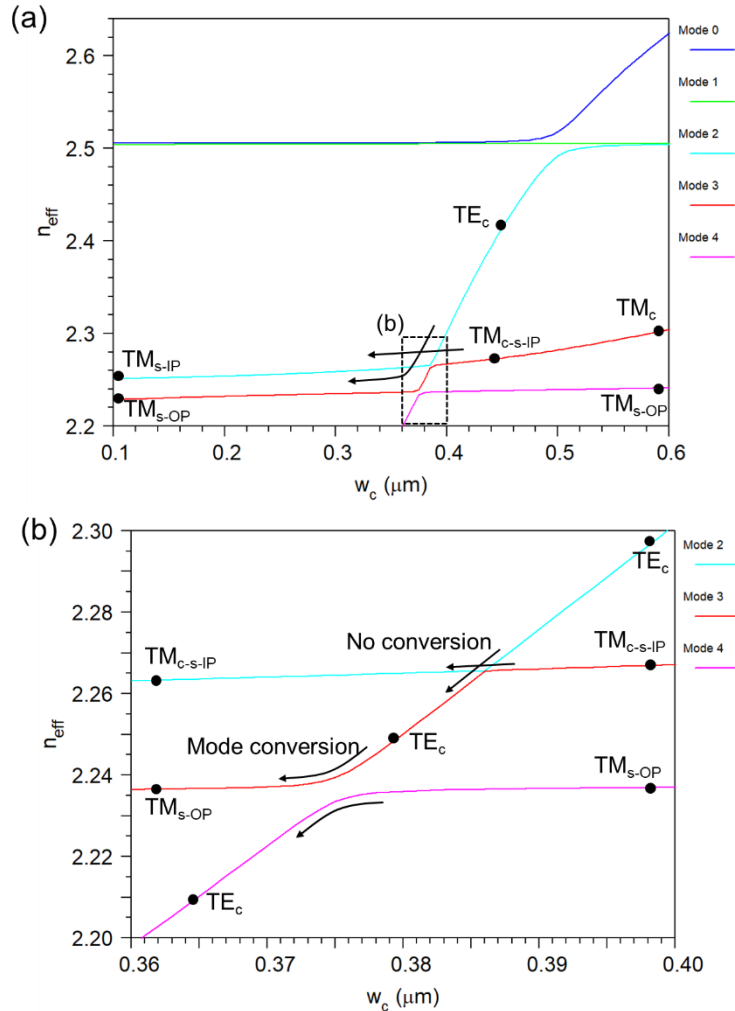


図 2.25 $w_s = 0.5 \mu\text{m}$ のときの w_c に対する実効屈折率のシミュレーション結果

w_c が狭くなっていくと TE_c モードも TM_c モードも実効屈折率が小さくなっていき、 TM_c モードは TM_{c-s-IP} モードになっていく。 TE_c モードと TM_{c-s-IP} モードの実効屈折率は、 $w_c = 0.385 \mu\text{m}$ 付近で交差するが、電場は直交しており、電場分布の対称性によりハイブリットモードを形成できないため、モード変換は発生しない。一方、 $w_c = 0.375 \mu\text{m}$ 付近では TE_c モードと TM_{s-OP} モード間でのモード変換が発生する。これは、電場分布が非対称かつ導波路が上下に非対称である場合、図 2.23(a) に示すようにジグザグ方向の斜め電場のハイブリットモードが形成されるためである。このモード変換を発生させるために、第二テーパの中央導波路幅の始端を $0.38 \mu\text{m}$ 、終端を $0.37 \mu\text{m}$ とした。また、第一テーパの中央導波路の始端は一般的な導波路幅であり TE_c モードを励起できる $0.45 \mu\text{m}$ とした。第三テーパは中央導波路からサイド導波路への分波を促進するため、 w_c を

さらに $0.2 \mu\text{m}$ まで狭めた。これらの設計値をまとめたものを図 2.26 に示す。第一テーパのサイド導波路の始端 ($w_{s\text{-initial}}$) 及び各テーパの長さ (L_1, L_2, L_3) は次節以降で設計する

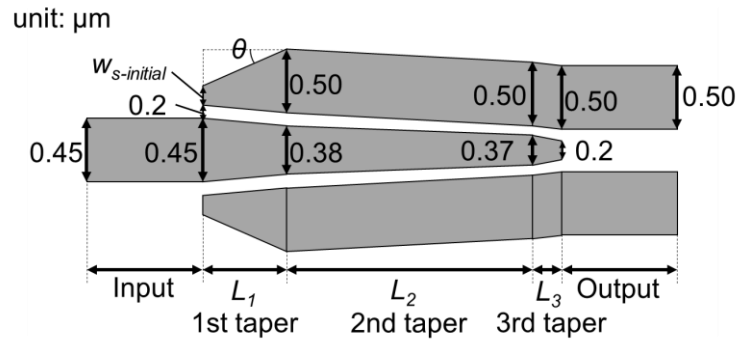


図 2.26 3dB モードコンバータの上面図と導波路幅

2.8.2.3 第一テーパの幅と長さの設計

まずは $w_{s\text{-initial}}$ を最適化した。作製精度を考慮し、 $w_{s\text{-initial}} > 0.05 \mu\text{m}$ とする。続いて、 $w_{s\text{-initial}}$ による透過率の変化をシミュレーションした。ただし、初期のテーパ長さとして $L_1 = 10 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 200 \mu\text{m}$ 、 $L_3 = 10 \mu\text{m}$ とした。シミュレーション結果を図 2.27(a) に示す。TM から TM_{IP} への透過率は、 $w_{s\text{-initial}}$ が広いほど小さくなる。これは急激な変化による過剰損失が発生するためである。TE から TM_{OP} への透過率は V 字型の傾向を示す。この理由を $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}, 0.35 \mu\text{m}, 0.45 \mu\text{m}$ の場合に分けて述べる。これらの実効屈折率の変化をシミュレーションした結果を図 2.27(a)(b)(c) に示す。 $w_{s\text{-initial}} = 0.35 \mu\text{m}$ の場合、余計な TE から $\text{TE}_{s\text{-IP}}$ へのモード変換が発生してしまい、透過率が減少してしまう。 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ でも同様にモード変換が発生してしまう可能性があるが、テーパの傾きが急であるためモード変換が発生しにくくなり、 $w_{s\text{-initial}} = 0.35 \mu\text{m}$ の時と比べて透過率が大きくなる。 $w_{s\text{-initial}} = 0.45 \mu\text{m}$ の場合、このモード変換が発生しないため、透過率が大きくなる。また、いずれの場合も TM_c や $\text{TM}_{c\text{-s-IP}}$ の屈折率は他のモードの屈折率と交差するが、これらはハイブリットモードを形成しないためモード変換は発生しない。

したがって、TE から $\text{TE}_{s\text{-IP}}$ へのモード変換を発生させないためにはモード変換が発生しないように $w_{s\text{-initial}}$ を大きくするか、 $w_{s\text{-initial}}$ が小さくてもテーパの傾きを急峻にすることでモード変換を防ぐ必要がある。TE から TM_{OP} への透過率と TM から TM_{IP} への透過率のどちらも大きくなるように、 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ を採用した。

2.8 偏波回転 MZI 型アイソレータ

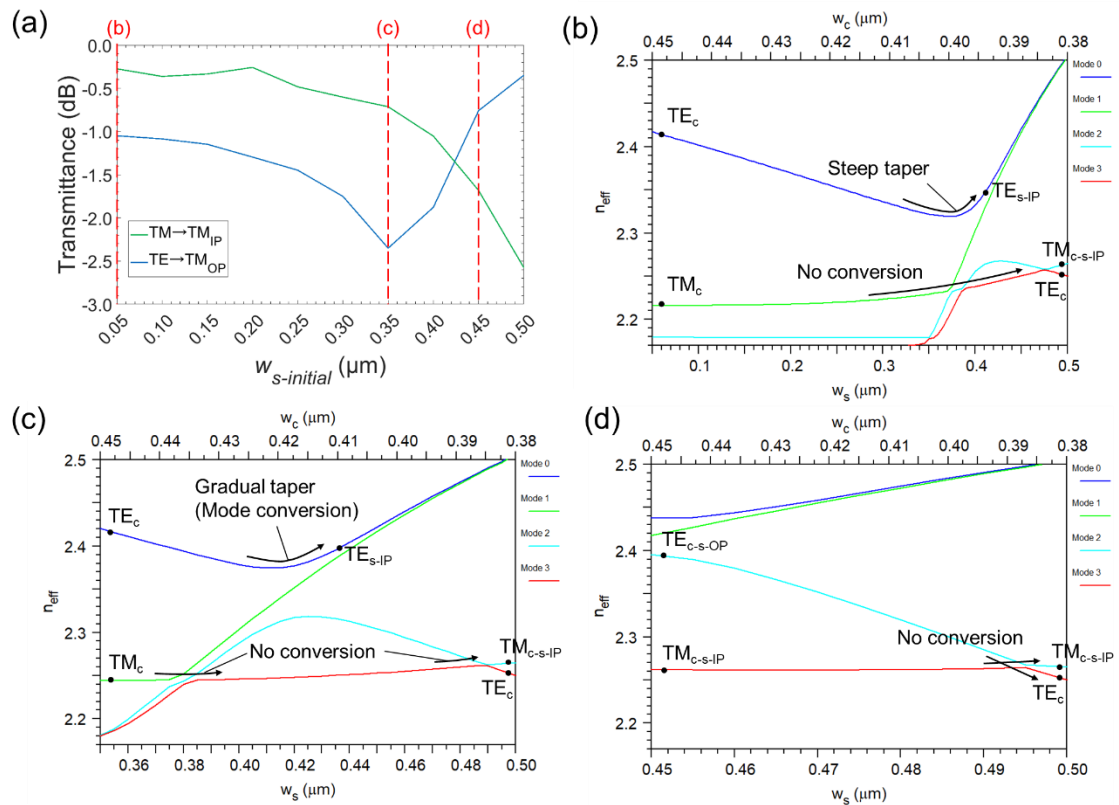


図 2.27 (a) $L_1 = 10 \mu\text{m}$, $L_2 = 200 \mu\text{m}$, $L_3 = 10 \mu\text{m}$ のときの $w_{s-initial}$ に対する透過率のシミュレーション結果 (b) $w_{s-initial} = 0.05 \mu\text{m}$ (c) $w_{s-initial} = 0.35 \mu\text{m}$ (d) $w_{s-initial} = 0.45 \mu\text{m}$ のときの実効屈折率のシミュレーション結果

次に $w_{s-initial} = 0.05 \mu\text{m}$ のときの第一テーパの長さ L_1 をシミュレーションした。その結果を図 2.28 に示す。ここで、 θ は図 2.26 に示すように第一テーパの傾きである。 L_1 が長くなると TE から TM_{OP} への透過率が減少しているが、これはテーパが緩やかな場合 TE_{s-IP} が励起されてしまうからである。一方、テーパが急峻であればこのモード変換は発生しにくくなる。ただし、急峻な導波路だと予期せぬ反射が発生しやすくなってしまふ。そこで TE から TM_{OP} への透過率が大きい、角度が急になりすぎないように $L_1 = 3 \mu\text{m}$ を採用した。

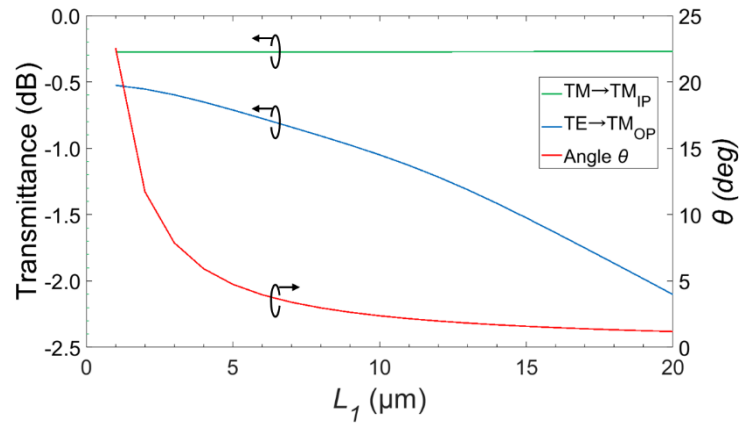


図 2.28 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 200 \mu\text{m}$ 、 $L_3 = 10 \mu\text{m}$ のときの L_1 に対する透過率と θ のシミュレーション結果

2.8.2.4 第二テーパの長さの設計

次に、TE から TM_{OP} へのモード変換で最も重要な第二テーパの長さ L_2 をシミュレーションした。その結果を図 2.29 に示す。TE から TM_{OP} へのモード変換は L_2 が長いほど透過率は高くなる。ただし、 $L_2 = 320 \mu\text{m}$ 付近で透過率が減少しているのは、モード変換された光が中央導波路に再結合してしまうためである。したがって、最初のピークである $L_2 = 188 \mu\text{m}$ を採用した。

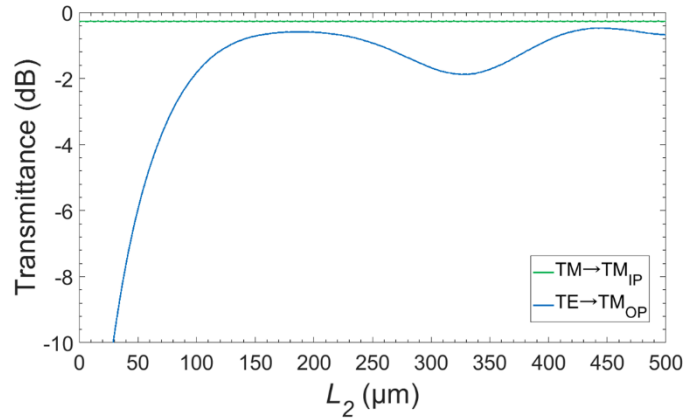


図 2.29 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $L_1 = 3 \mu\text{m}$ 、 $L_3 = 10 \mu\text{m}$ のときの L_2 に対する透過率のシミュレーション結果

2.8.2.5 第三テーパの長さ設計

最後に第三段テーパの長さ L_3 をシミュレーションした。その結果を図 2.30 に示す。TM から TM_{IP} への透過率よりも TE から TM_{OP} への透過率の方が損失が大きい。そのため、TE から TM_{OP} への透過率の損失が少ない $L_3 = 3 \mu\text{m}$ を採用した。

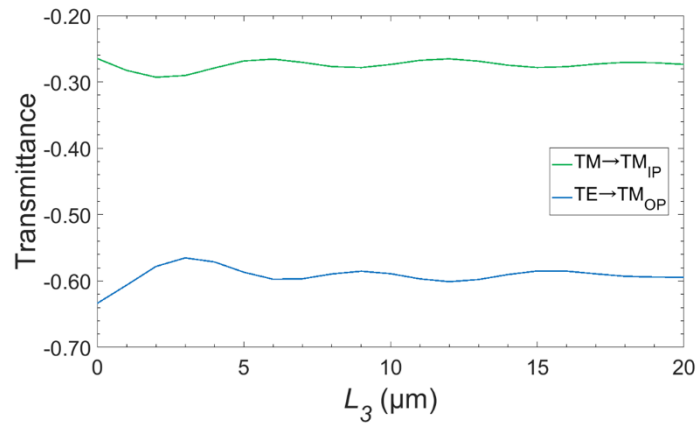


図 2.30 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $L_1 = 3 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 188 \mu\text{m}$ のときの L_3 に対する透過率のシミュレーション結果

2.8.2.6 電場モード分布

これまでの設計値をまとめると、 $w_{s\text{-initial}} = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $L_1 = 3 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 188 \mu\text{m}$ 、 $L_3 = 3 \mu\text{m}$ となる。シミュレーションの結果、TM から TM_{IP} への分波の損失は 0.290 dB、TE から TM_{OP} へのモード変換の損失は 0.565 dB となった。この時の電場のモード分布の様子を図 2.31 に示す。2.8.2.1 節の動作原理で述べたように、TE モード光が入射したときは第二テーパでモード変換が発生し、逆位相の TM モードで出射される。また、TM モード光が入射したときは第一テーパと第三テーパで段階的に分波が発生し、同位相の TM モードで出射される。

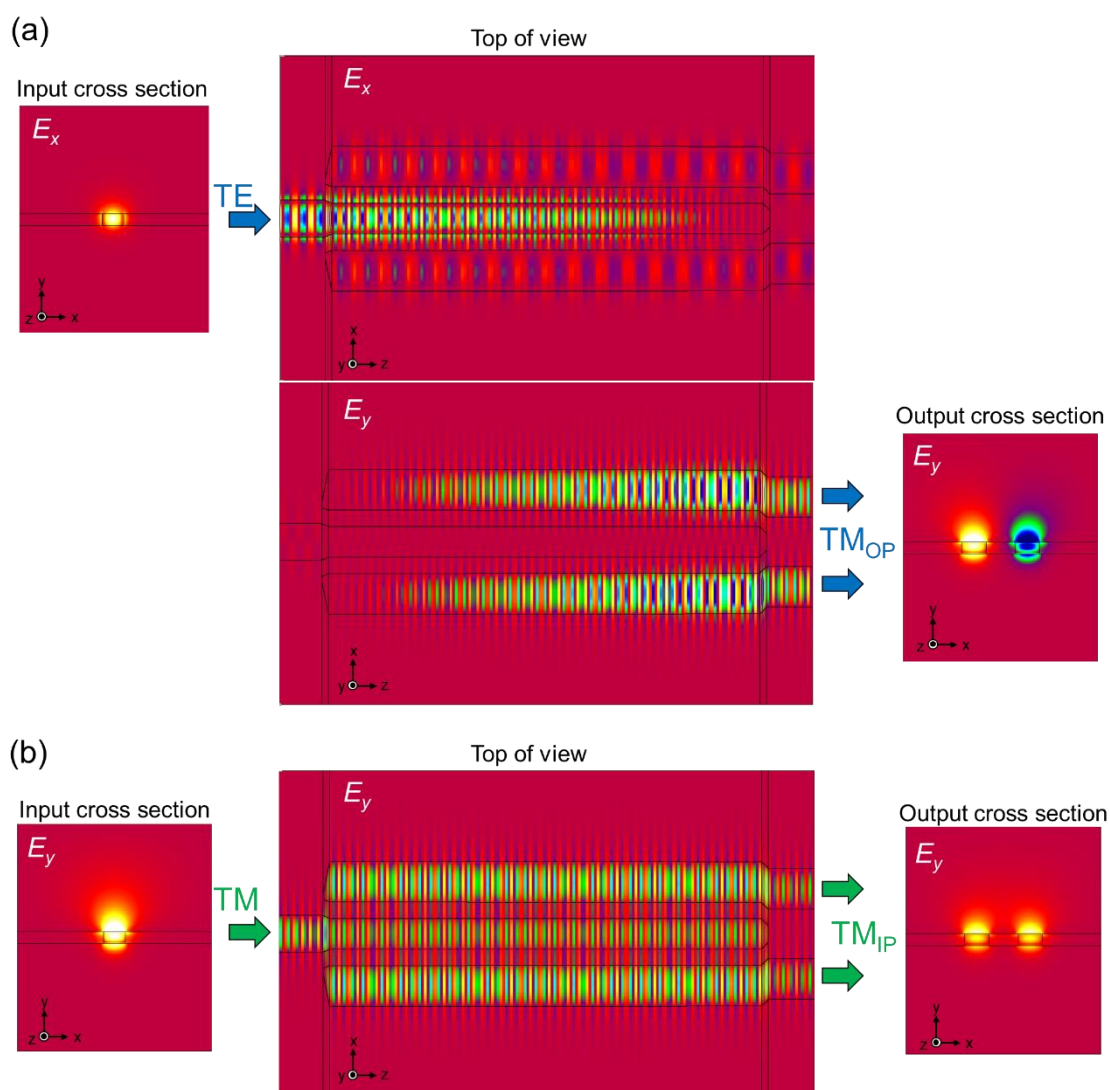


図 2.31 3dB モードコンバータの電場のモード分布の様子 (a)TE モードが入射したとき (b)TM モードが入射したとき

2.8.2.7 波長依存性

図 2.32(b)に波長依存性のシミュレーション結果を示す。モード変換を伴わない TM から TM_{IP} への分波の波長依存性は低い。しかし、2.8.2.4 節で決定した $L_2 = 188 \mu\text{m}$ ではモード変換を伴う TE から TM_{OP} への変換は波長依存性が大きいことが分かる。この波長依存性は、 L_2 を調整することで小さくすることができる。図 2.32(a)に波長 1550 nm のときと 1540 nm の時の L_2 による透過率の変化を示す。TE から TM_{OP} の透過率が交差するときの L_2 は $237 \mu\text{m}$ であり、このときの波長依存性は $L_2 = 188 \mu\text{m}$ のときと比べて、最大の透過率は小さくなっているが、波長依存性は小さくなっていることが分かる。

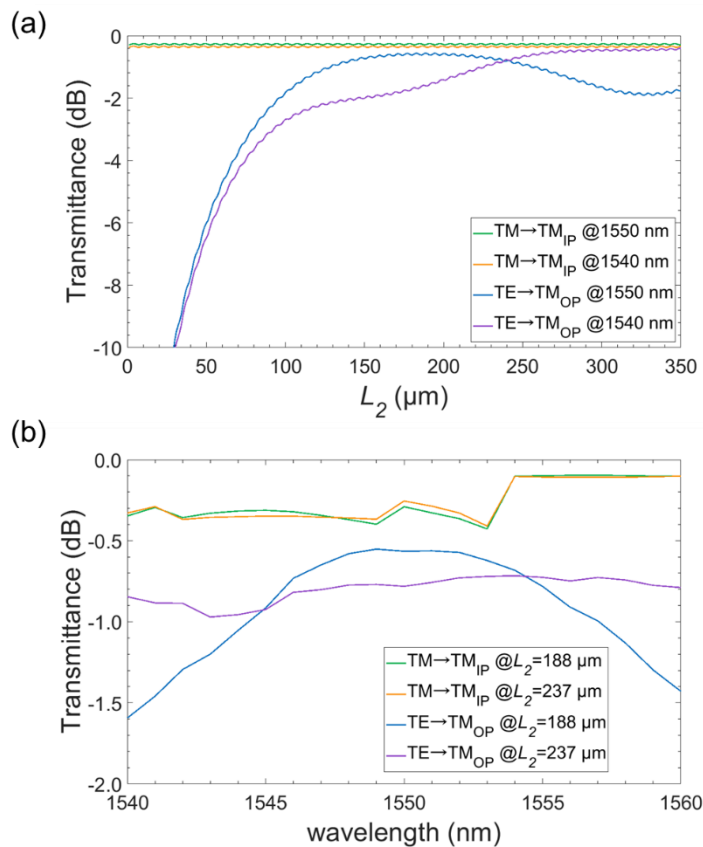


図 2.32 (a)波長 1550 nm 及び 1540 nm のときの L_2 に対する透過率の変化 (b) $L_2 = 188 \mu\text{m}$ 及び $237 \mu\text{m}$ のときの 3dB モードコンバータの波長依存性

2.8.3 偏波無依存 MZI 型アイソレータ

図 2.20 のような構成の 2 つの偏波回転 MZI 型アイソレータと 2 つの偏波分波器を組み合わせることで、偏波無依存の MZI アイソレータとして動作させることができる。ただし磁場の向きを考慮して、上側の偏波回転型アイソレータは外向きの磁場で、下側の偏波回転型アイソレータは内向きの磁場で動作するように配置する。TE モード光はバーポート側の偏波回転型アイソレータに入射し、TM モード光はクロスポート側

の偏波回転型アイソレータに入射する。順方向伝搬では偏波変化は発生しないため、ポート A から入射した光は TE モードであっても TM モードであっても、ポート C から出射される。一方、ポート C から入射した逆方向の光は、TE モード光は TM モード光に、TM モード光は TE モード光に変化するためポート B から出射される。

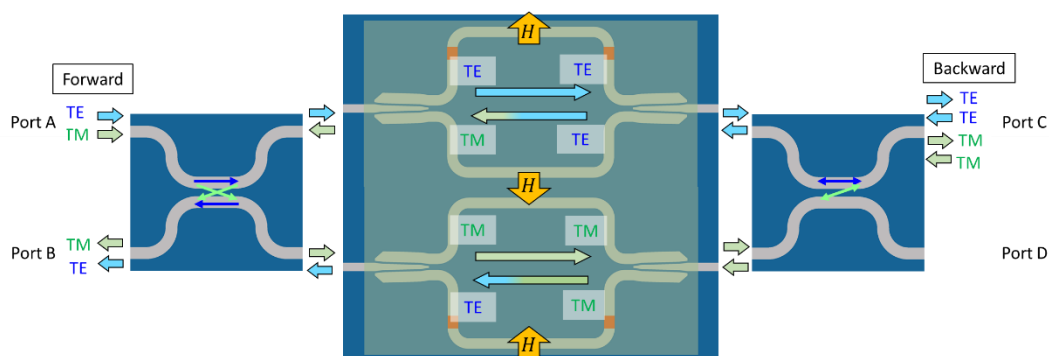


図 2.33 偏波無依存 MZI 型磁気光学アイソレータ

2.8.4 可変 TE-TM モード変換器としての応用

図 2.20 のような構成の MZI は、2 本の導波路間の位相差によって出射される TE モードと TM モードの比率が変化するため、光アイソレータだけでなく可変 TE-TM モード変換器としても応用可能である。図 2.34 に 2 本の導波路間の位相差による透過率の変化と出力光の TM モードの比率を示す。この 2 本の導波路間の位相差は磁場によって制御可能であり、表 2.1 のような応答になる。

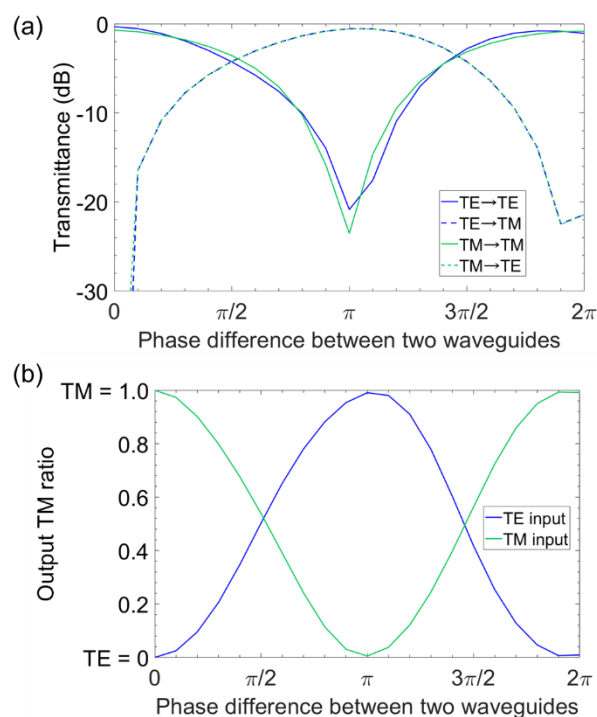


図 2.34 2本の導波路間の位相差による(a)透過率の変化 (b)出力光の TM モードの比率

表 2.1 位相差と偏波スイッチの出力

	Magnetic field : Outward Phase difference:0	Magnetic field : Nothing Phase difference: $\pi/2$	Magnetic field : Inward Phase difference: π
[Input] TE $\rightarrow E$	[Output] TE : TM = 1 : 0 $\rightarrow E$	[Output] TE : TM = 0.5 : 0.5 $\nearrow E$	[Output] TE : TM = 0 : 1 $\uparrow E$
[Input] TM $\uparrow E$	[Output] TE : TM = 0 : 1 $\uparrow E$	[Output] TE : TM = 0.5 : 0.5 $\nearrow E$	[Output] TE : TM = 1 : 0 $\rightarrow E$

2.9 まとめ

磁気光学効果について議論するうえで必要となる諸理論についてまとめた。まず磁気光学ガーネットについて結晶学的な知見について述べ、次に非相反移相効果の理論解析を行った。その後、MZI型アイソレータの動作原理について説明した。最後に、偏波回転 MZI型アイソレータの動作原理とその設計について述べた。

参考文献

1. 栖原 敏明, “光波工学,” コロナ社, 2013.
2. 佐藤 勝昭, “光と磁気[改訂版],” 朝倉書店, 2001.
3. S. C. Parida, S. K. Rakshit, and Ziley Singh, “Heat capacities, order–disorder transitions, and thermodynamic properties of rare-earth orthoferrites and rare-earth iron garnets,” *J. Solid State Chem.*, vol. 181, no. 1, pp. 101–121, 2008. DOI: 10.1016/j.jssc.2007.11.003
4. 中塚 晃彦, “ガーネット構造における近接陽イオン間斥力の重要性,” vol. 31, no. 1, pp. 25–36, 2002. DOI: 10.2465/gkk.31.25
5. M. A. Gilleo and S. Geller, “Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet, $3\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot x\text{M}_2\text{O}_3 \cdot (5-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$,” *Phys. Rev.*, vol. 110, no. 1, pp. 73–78, 1958. DOI: 10.1103/PhysRev.110.73
6. M. Gomi, H. Furuyama, and M. Abe, “Strong magneto - optical enhancement in highly Ce - substituted iron garnet films prepared by sputtering,” *J. Appl. Phys.*, vol. 70, no. 11, pp. 7065–7067, 1991. DOI: 10.1063/1.349786
7. M.-B Park and N.-H Cho, “Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce:YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques,” *J. Magn. Mater.*, vol. 231, no. 2–3, pp. 253–264, 2001. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00068-3
8. Q.-H. Yang, H.-W. Zhang, Q.-Y. Wen, and Y.-L. Liu, “Effects of off-stoichiometry and density on the magnetic and magneto-optical properties of yttrium iron garnet films by magnetron sputtering method,” *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 7, art. no. 073901, 2010. DOI: 10.1063/1.3489947
9. S. Ghosh, S. Keyvavinia, W. Van Roy, T. Mizumoto, G. Roelkens, and R. Baets, “Ce:YIG/Silicon-on-Insulator waveguide optical isolator realized by adhesive bonding,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 2, pp. 1839–1848, 2012. DOI: 10.1364/OE.20.001839
10. Y. Shoji and T. Mizumoto, “Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, art. no. 014602, 2014. DOI: 10.1088/1468-6996/15/1/014602
11. S. Yamamoto and T. Makimono, “Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 2, pp. 882–888, 1974. DOI: 10.1063/1.1663332
12. D. Minemura, S. Liu, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Polarization coupler for polarization-rotating Mach-Zehnder interferometer,” *IEICE Electronics Express*, vol. 18, no. 10, art. no. 20210176, 2021. DOI: 10.1587/elex.18.20210176

第3章

μ -トランスファープリンティング法による Si 基板上への薄膜磁気光学材料の貼り付け

3.1 はじめに

本章では、Si 基板上への磁気光学材料 Ce:YIG 薄膜の貼り付けを μ -TP 法により実現するためのプロセス条件の検討を行った結果を述べる。特に SGGG は非常に安定した材料で細かい加工を行った研究例はほとんどなく、本研究で目指す Ce:YIG/SGGG クーポンの作製にはいくつかのプロセス開拓が必要であった。これらの実験は産総研と共同で進めており、東工大による実験と産総研による実験で分かれている。また、一部のプロセスは D-process 社に委託している。なお、東工大以外の実験の条件の一部は伏せる。本章ではまず全体のプロセスを説明した後、各プロセスの条件及びこのプロセスで μ -TP 法による Si 基板上への Ce:YIG 薄膜の貼り付けを検討した結果を述べる。なお、本章と第4章で述べる内容は文献[1]で公開されている。

3.2 プロセスフロー

μ -TP 法は 1.8 節で述べたようにこれまでは主に III-V 族半導体の集積に用いられてきた技術である。III-V 族半導体の場合は、図 1.24 で示したように犠牲層上に結晶成長させた結晶層を、犠牲層を選択的に除去することで薄膜化し、持ち上げと貼り付けを行う。しかし、Ce:YIG の場合はそうした選択的に除去可能な犠牲層上に単結晶成長させることが困難である。したがって、SGGG 基板上に Ce:YIG 上に単結晶成長させた後に、犠牲層となる SiO₂ 層を介して Si 支持基板上に貼り付け、SGGG を薄膜化する手法を採用した。ただし、SiO₂ 犠牲層を選択的に除去する際のウェット処理の濃度や条件によって Ce:YIG 表面への悪影響があることが本研究で明らかになっており（詳細は後述する）、犠牲層除去プロセスの短縮やより Ce:YIG 表面に影響の少ない犠牲層材料の選択などが望まれることを先に述べておく。

これをふまえた Ce:YIG の μ -TP のプロセスを図 3.1 に示す。プロセスは大まかに、① Si 導波路の作製（図 3.1(I)–(III)）、② Ce:YIG/SGGG クーポンの作製及び持ち上げ（図 3.1(a)–(i)）、③ Ce:YIG/SGGG クーポンの貼り付け（図 3.1(IV, j)）に分かれる。3 章では Si 基板上への貼り付けと各プロセスの条件検討結果について述べ、Si 導波路上への貼り付け及びデバイス作製や測定については 4 章で述べる。本節では、簡単なプロセスフ

ローの説明を述べ、詳細を次節以降で述べる。なお、プロセス開拓に向けて実験条件の探索に取り組んだ検討箇所には下線を付ける。

① Si 導波路の作製

- (I) 220 nm 厚の Si と 3 μm 厚の熱酸化膜 (Buried Oxide: BOX) を持つ SOI 基板を用いる。
- (II) まず、プラズマ化学気相成長 (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition: P-CVD) を用いて 200 nm 程度の SiO_2 層を堆積する。続いてポジティブ電子線レジスト ZEP-520A を SOI 基板上に塗布し、電子線リソグラフィ (Electron Beam Lithography: EBL) による露光でパターンを形成する。
- (III) CF_4 及び SF_6 を用いた反応性イオンエッチング (Reactive Ion Etching: RIE) によって、Si 導波路を作製する。

② SGGG/Ce:YIG クーポンの作製及び持ち上げ

- (a) スパッタ法によって、625 μm 厚の SGGG ウェハ上に Ce:YIG を 500 nm 程度単結晶成長させる。
- (b) Ce:YIG/SGGG 上に PE-CVD 法で犠牲層となる SiO_2 を 3 μm 程度堆積する。
- (c) SiO_2 /Ce:YIG/SGGG と厚さ 300 nm の熱酸化膜を有した Si 支持基板を、それぞれの SiO_2 層を介してボンディングする。(D-process 社)
- (d) 機械研磨と化学機械研磨 (Chemical Mechanical Polishing: CMP) によって、SGGG を 2~3 μm 程度まで薄くする。(D-process 社)
- (e) 10 mm 角程度のチップにダイシングする。
- (f) ドライエッチングによって、SGGG 全面を 1 μm 程度まで薄くする。ここでは、SGGG のエッチング手法と条件を検討する。
- (g) SiO_2 層に到達する深掘りエッチングによって、0.1 mm^2 以下の小型パターンを作製する。中央の小型のパーツをクーポンと呼び、クーポンを支えるパーツをテザーと呼ぶ。ここでは、SGGG のエッチング条件を検討する。
- (h) フッ化水素酸 (Hydrofluoric acid: HF) を用いて、クーポン下の SiO_2 犠牲層のウェットエッチングを行う。この時クーポンはテザーによって支えられており、中空に浮いた状態で保持される。ここでは、ウェットエッチング条件を検討する。
- (i) スタンプとなるポリジメチルシロキサン (Polydimethylsiloxane: PDMS) を用いて、クーポンの持ち上げを行う。この時、クーポンを支えていたテザーが壊れることで、基板から分離できる。(産総研)

③ SGGG/Ce:YIG クーポンの貼り付け

- (IV, j) Si 基板や①で作製した Si 導波路に、②で作製した Ce:YIG/SGGG クーポンを酸素プラズマ親水化処理接合法で貼り付ける。ここでは、貼り付け条件を検討

する。(産総研)

【その他検討条項】 クーポン及びテザーの形状について検討をする。

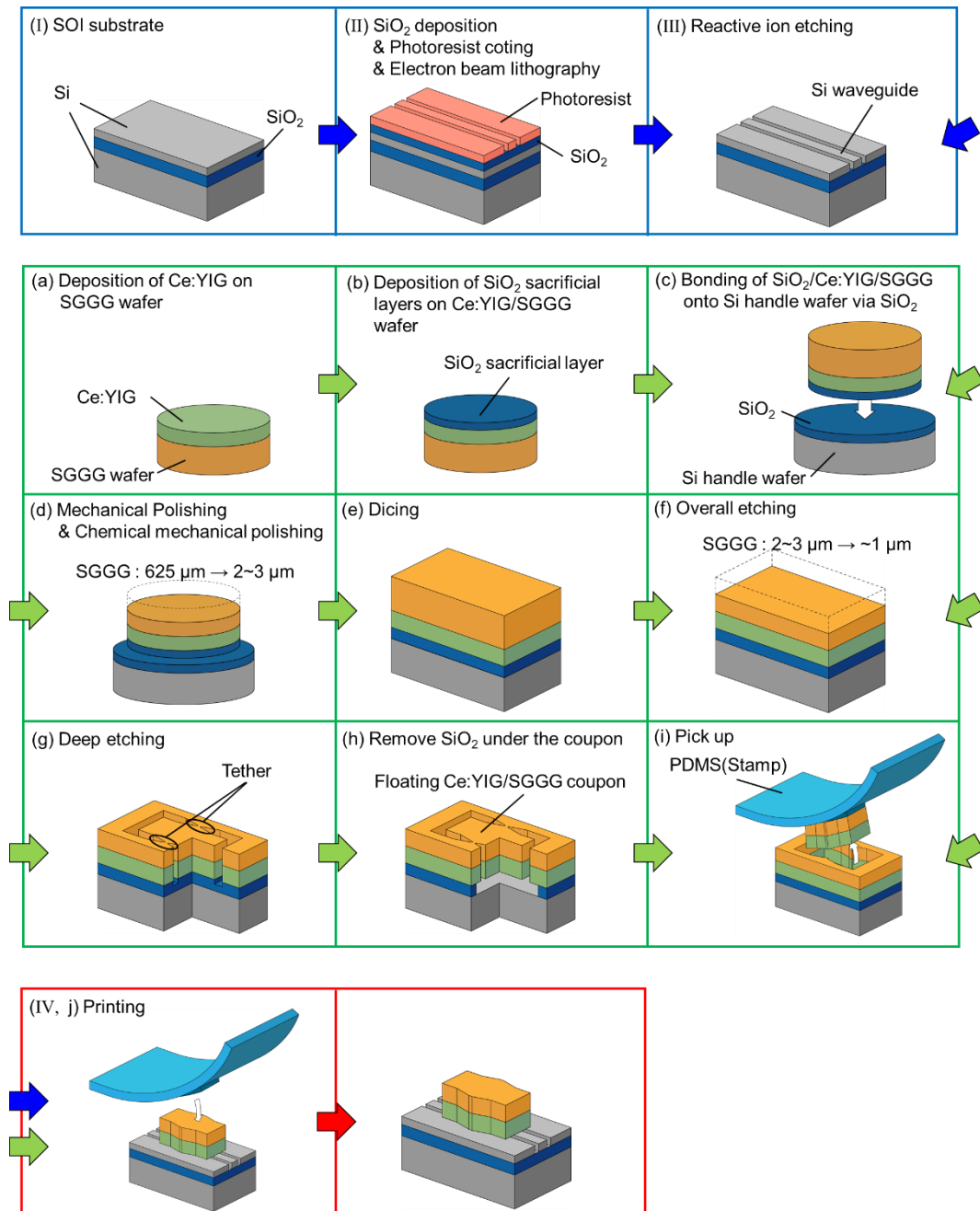


図 3.1 μ-TP 法による Ce:YIG の Si 上への貼り付けプロセス

3.3 SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si 基板の作製

本研究では 2.2 節で述べた Ce₁Y₂Fe₃O₁₂ の Ce:YIG を磁気光学材料として採用した。また Ce:YIG の成長基板としては、(111)配向で厚さ 625 μm の置換型ガドリニウムガリウムガーネット ((GdCa)₃(GaMgZr)₅O₁₂, Substituted Gadolinium Gallium Garnet: SGGG) 3 インチウェハ (Saint-Gobain 社製) を用いた。本節では図 3.1(a)–(e)のプロセスについて詳細に述べる。

まずはこの SGGG ウェハ上に Ce:YIG を高周波スパッタ (Radio Frequency Sputtering: RF スパッタ) 法によって単結晶成長させた。RF スパッタ装置は Sputter Lab. 社製の SP-1130 を用いた。実験条件を表 3.1 に示す。

表 3.1 Ce:YIG の RF スパッタ条件

Vacuum degree	~10 ⁻⁵ Pa
Ar flow	2.0 sccm
ArO ₂ flow	2.4 sccm
Temperature	750°C
Gas pressure	1.8 Pa
RF power	180 W
Pre-sputtering time	5 min
Deposition time	2 h 24 min
Thickness	500 nm

続いて、作製された Ce:YIG/SGGG ウェハ上に犠牲層を形成する。犠牲層として使用できる材料にはいくつかの条件がある。まずは後述する支持基板へのボンディングを常温でできることである。ボンディング時に加熱する必要がある場合、SGGG と支持基板の熱膨張係数の違いから、ウェハに反りができてしまい研磨が困難になる。他にも、CMP 時の応力に対する耐性があること、溶液によって選択的に除去が可能であること、その溶液が Ce:YIG に悪影響を及ぼさないことが条件に挙げられる。そこで本研究ではこれらの条件を満たす材料として、SiO₂を採用する。

作製された Ce:YIG/SGGG ウェハ上に PE-CVD 法で 3 μm 厚の SiO₂層を成膜する。装置はサムコ製 PD-240 を用いた。実験条件を表 3.2 に示す。

3.3 SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si 基板の作製

表 3.2 Ce:YIG/SGGG 上 SiO₂ 堆積時の PE-CVD 条件

TEOS flow	4 sccm
O ₂ flow	300 sccm
Temperature	300°C
Pressure	120 Pa
RF power	250 W
Deposition time	~1 h

続いて、SiO₂/Ce:YIG/SGGG ウェハを 300 nm 厚の熱酸化膜 SiO₂ が上部に形成された 4 インチ Si ウェハ上に SiO₂ 層を介して直接接合した。この実験は D-process 社によって行われた。

その後、SGGG/Ce:YIG/SiO₂(PE-CVD)/SiO₂(Thermal oxide)/Si ウェハ（以下単に SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si とする）の SGGG 側を機械研磨と CMP による研磨を行った。CMP による研磨は D-process 社に委託し、SGGG の残厚が 2~3 μm 程度になるまで研磨を行った。図 3.2(a)に研磨後のウェハの画像を示す。一部、図 3.2(b)のように SGGG/Ce:YIG が剥がれた箇所ができてしまった。また、図 3.2(a)の干渉縞は SGGG の残厚の違いによって生まれている

最後にこのウェハをダイシングして 10 mm 角程度の SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si 基板を作製した。そして、この基板の断面を走査電子顕微鏡（Scanning Electron Microscope: SEM）を用いて観察した。観察結果を図 3.2(c)に示す。SGGG/Ce:YIG の残厚は 1.5 μm 程度であり、機械研磨と CMP によって SGGG を 2 μm 程度まで研磨できていることを示している。

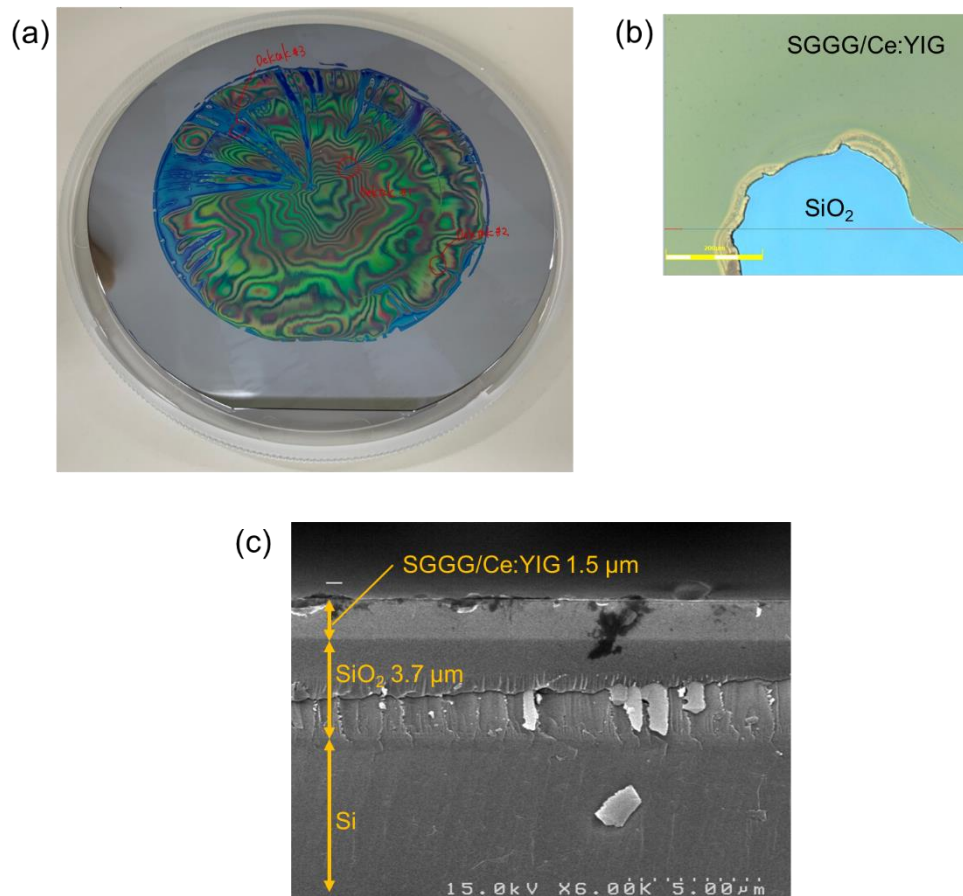


図 3.2 (a)CMP 後の SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si ウェハ (b)①の領域のレーザー顕微鏡画像 (c)断面の SEM 観察結果

3.4 エッチングプロセス

3.4.1 エッチング手法の検討

本研究では薄膜化や深掘りパターンニングの形成において SGGG のエッチングが必要である。一般にエッチングは、液体や気体の化学的な反応を利用する方法が幅広く使用される。しかし、SGGG はそうした化学的な反応が困難な材料であるため、本研究では Ar イオンの衝突による物理的なエッチングを採用した。

また、エッチングにおいてマスクの選択は目的の形状を得るために非常に重要であり、エッチング選択比 (=被エッチング膜のエッチングレート/マスクのエッチングレート) が大きい材料が選ばれる。本節ではエッチング手法とマスクの条件を検討した結果を述べる。

3.4.1.1 Cr マスクの検討

Ar イオンに対して耐性が大きく、大きな選択比を得やすい材料としてはCrがあるため、まずはCrマスクを検討した。SGGGのエッチングレート算出のために、SGGG基板上にCrマスクパターンを作製し、Arイオンによるエッチングを行った。Crマスクの作製プロセスを図3.3に示す。

- (a) SGGG基板を付録A.1に記載の方法で洗浄を行った後、付録A.2に記載の方法で露光を行い、幅10 μm 直線型パターンを10 μm 間隔で配置したフォトレジストパターンを作製する。
- (b) 表3.3の条件で、抵抗加熱型の真空蒸着装置によってCrを900nm程度堆積する。なお、真空蒸着にはアルバック機工社製のVTR-350M/ERHを用いた。
- (c) 表3.4の条件で、リフトオフを行いCrマスクのパターンを作製する。
- (d) 表3.5の条件で、Arスパッタによるドライエッチングを行う。なお、エッチングには日電アネルバ社製のスパッタ装置SPF-210Aを用いた。

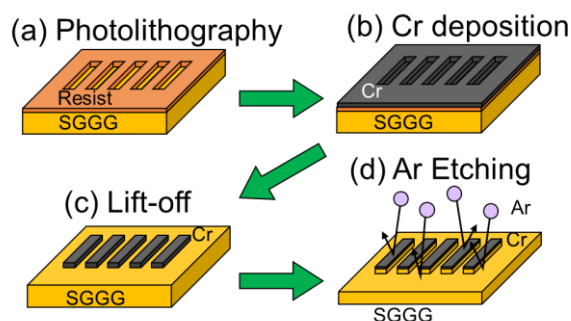


図3.3 Crマスクの作製プロセス

表3.3 抵抗加熱型真空蒸着によるCr堆積条件 *電流値と堆積レートはCrの量などによって変動する

Vacuum degree	$\sim 10^{-4}$ Pa
Current	63~65 A
Deposition rate	0.3~0.8 nm/s

表3.4 リフトオフ条件

AZ Remover	Heat treatment	80°C	10 min
	Ultrasonic cleaning	100 kHz Room temperature	5 min
Ultra-pure water	Rinse	Room temperature	20 sec

3.4 エッチングプロセス

表 3.5 スパッタ装置によるエッチング条件

Vacuum degree	$\sim 10^{-4}$ Pa
Ar flow	5 sccm
Gas pressure	5.0 Pa
RF power	100 W
Etching time	2 h

エッチング前後の断面を SEM によって観察した。エッチング前の SEM 断面画像を図 3.3(a)(b)に示す。真空蒸着によって 950 nm 厚の Cr マスクが形成されていることが分かる。Ar スパッタによるエッチングを 2 時間行った後の SEM 断面画像を図 3.3(c)(d)に示す。SGGG を 1.1 μm 程度エッチングすることができており、Cr マスク厚は 420 nm 減少していることが分かる。したがって、スパッタ装置による SGGG のエッチングレートは 550 nm/h となり、Cr マスクの SGGG に対する選択比は 2.62 となった。

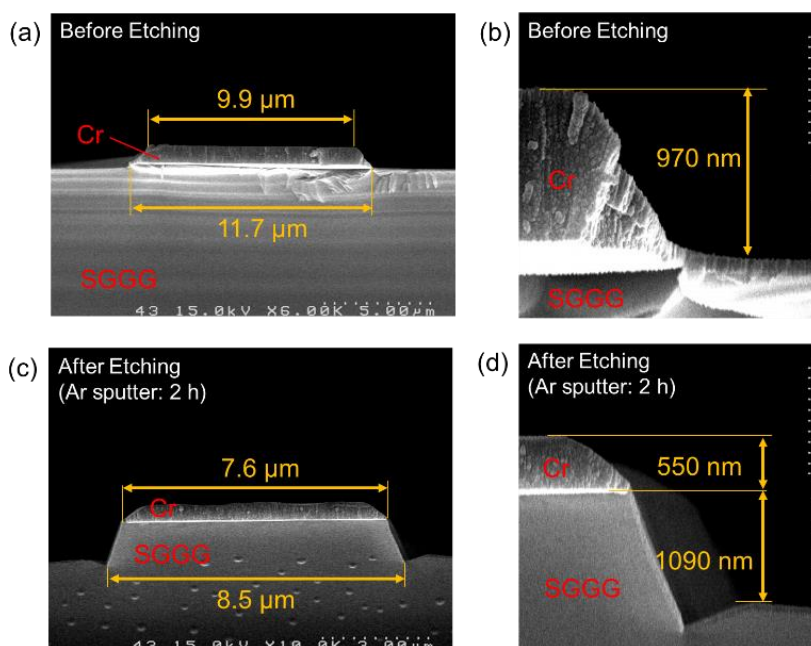


図 3.3 (a)(b)エッチング前の Cr マスクが形成された SGGG の SEM 画像 (c)(d)スパッタによるエッチングを 2 時間行った後の SEM 画像

続いて、直線型のパターンではなく 100 μm 角のクーポンのパターンを Cr マスクで形成した。直線型と同じ条件で、厚さ 200 nm の Cr マスクを形成した。しかし、図 3.4 に示すように Cr マスクを広範囲に成膜しようとする、冷却時の収縮応力で Cr が大きく剥がれてしまう問題が生じた。これは、真空蒸着は加熱によって材料を蒸発させる仕組みであるため蒸発粒子のエネルギーが低く、高い密着性が得られないことが原因だと考えられる。図 3.3 のような 10 μm 幅であれば収縮応力が小さく、密着性が低くても Cr

剥離は発生しにくいですが、図 3.4 のような $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ 以上の広範囲の場合は収縮応力が強くなることで Cr 剥離が発生しやすくなったと考えられる。Cr の蒸着レートを 0.05 nm/s まで低下させることで、剥離が発生する面積を多少削減できたものの、それでも 600 nm 以上の Cr を厚積みしようとする、同様に Cr 剥離が発生した。深掘りエッチングによるパターンニングでは $1 \sim 1.5 \mu\text{m}$ 程度の深掘りが必要であり、Cr マスクの厚さは 600 nm 程度必要であるが、この Cr 剥離によって Cr マスクによるパターン形成は困難であるといえる。

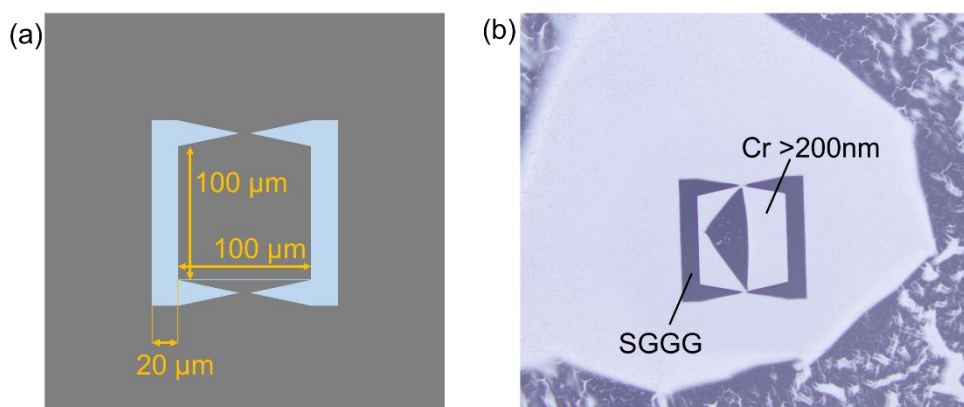


図 3.4 (a)Cr マスクの設計図 (b)SGGG 基板上に 200 nm 厚の Cr を蒸着した後の顕微鏡画像

3.4.1.2 レジストマスクの検討

Cr 以外のマスクの材料としてフォトリジスト (AZ-5218E) を利用することを考えた。レジストはスピコートのみで容易に数 μm の厚膜が形成可能である。しかし、レジストは熱耐性が低く、高温にさらされるとレジストが焦げてしまい、エッチング後のレジストの除去が困難になってしまう。スパッタ装置によるエッチングでは試料が高温に晒されてしまうため、レジストマスクの使用は困難である。そこで、レジストマスクでも使用可能な Ar エッチングの方法として、Ar イオンミリング装置を使用することにした。この装置は図 3.5 のような構成をしており、熱電子と Ar 分子の衝突によって発生した Ar イオンを加速器によって加速させ、形成されたイオンビームを試料に当てて加工を行う。イオン源と試料が別の部屋にあるため、試料への熱ダメージを抑えることができる。

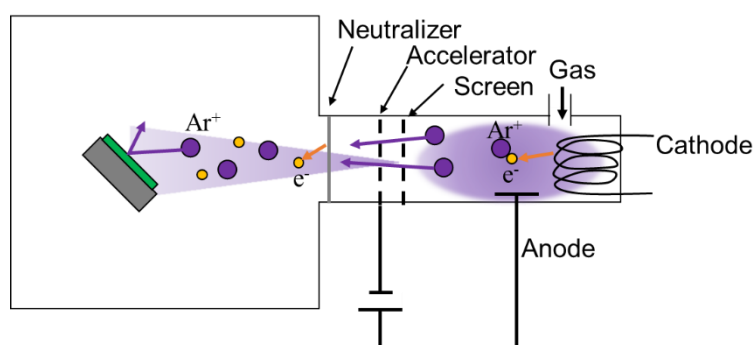


図 3.5 Ar イオンミリング装置の概略図

レジストマスク及び Ar イオンミリングを利用した SGGG のエッチングについて検討を行った。まずは SGGG のエッチングレート算出のために、SGGG のみの基板に幅 $100\ \mu\text{m}$ の直線型のパターンを $20\ \mu\text{m}$ 間隔で配置したフォトリソマスクを作製し、断面を SEM で観察した。その結果を図 3.6(a)(b) に示す。この結果より、 $2\ \mu\text{m}$ と厚膜のレジストマスクが形成できていることが分かる。なお、レジストパターンの作製プロセスは付録 A.2 に示す。

続いて、Ar イオンミリングによるエッチングを 50 分行い、断面を SEM で観察した。エッチング条件は表 3.6 に示す。なお、Ar イオンミリング装置は伯東社製の IBE-KDC75 を用いた。その結果を図 3.6(c)(d) に示す。この結果より SGGG の $1\ \mu\text{m}$ の深掘りエッチングを達成し、エッチングレートは $20\ \text{nm}/\text{min}$ と算出できた。ただし、エッチング面は 37 度の傾斜ができており、ライン間隔も $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 広がっている。これらはレジスト側面にも Ar イオンが衝突したことで横方向にもエッチングされ、レジスト側壁が後退したことが原因であると考えられる。また、レジストマスクの厚さは $0.9\ \mu\text{m}$ 程度減少しており、エッチング選択比は 1 程度であると測定できた。さらにエッチング後に付録 A.1 の方法でアセトンによる洗浄を行ったところ、問題なくフォトリソマスクを除去することができた。

レジストマスクでも Ar イオンミリングによってエッチングできることが確認できたので、続いてクーポンパターンをレジストマスクで作製した。その結果を図 3.7 に示す。この結果より、レジストマスクは Cr マスクとは異なり広範囲でも問題なく成膜で来ていることが分かる。また、深掘りエッチングによるパターンニングでは $1\sim 1.5\ \mu\text{m}$ 程度の深掘りが必要であり、レジストマスクの厚さは $1\ \mu\text{m}$ 以上程度必要であるが、図 3.6(b) よりレジスト厚は $2\ \mu\text{m}$ 程度あるため厚さの要件も満たしている。したがって、レジストマスクは Cr マスクとは異なりクーポンパターンでも $1\sim 1.5\ \mu\text{m}$ 程度の深掘りエッチングが可能である。そのため、以降の実験ではレジストマスクと Ar イオンミリングを用いたエッチングを行うことにする。

3.4 エッチングプロセス

表 3.6 SGGG の Ar イオンミリングによるエッチング条件

Vacuum degree	$\sim 10^{-4}$ Pa
Ar flow	4.5 sccm
Pressure	$\sim 10^{-2}$ Pa
Cathode ampere	11.0 A
Discharge voltage	40.0 V
Discharge ampere	1.40 A
Beam voltage	502 V
Beam ampere	80 mA
Accelerator voltage	200 V
Accelerator ampere	20 mA
Emission ampere	90 mA
Neutralizer ampere	10.0 A

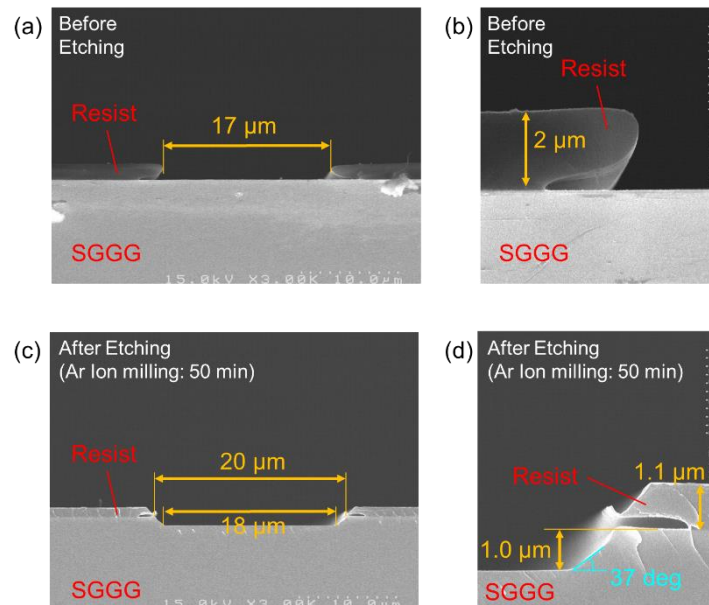


図 3.6 (a)(b)エッチング前のレジストマスクが形成された SGGG 断面の SEM 断面画像 (c)(d)Ar イオンミリングによる 50 分のエッチングを行った後の SEM 断面画像

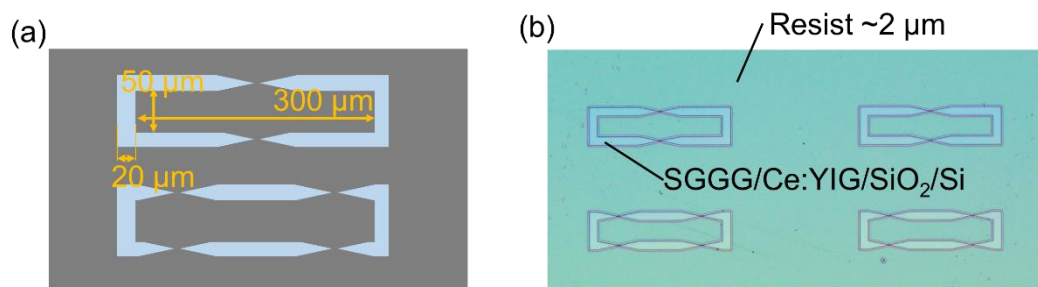


図 3.7 (a)レジストマスクの設計図 (b)SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si 基板上に 2 μm 厚のレジストを形成した後の顕微鏡画像

3.4.2 全面エッチングによる薄膜化及び深掘りエッチングによるパターンニング

3.4.1 節で検討した結果に従い、全面エッチングによる薄膜化と深掘りエッチングによるパターンニングを行う。本プロセスの流れを図 3.8 に示す。まず CMP で研磨された SGGG/Ce:YIG/SiO₂/Si 基板の SGGG 層を全面エッチングによってさらに薄膜化する (図 3.8(b))。続いてレジストパターンを形成 (図 3.8(c)) した後、SiO₂ 層に到達するまで深掘りエッチングを行う (図 3.8(d))。

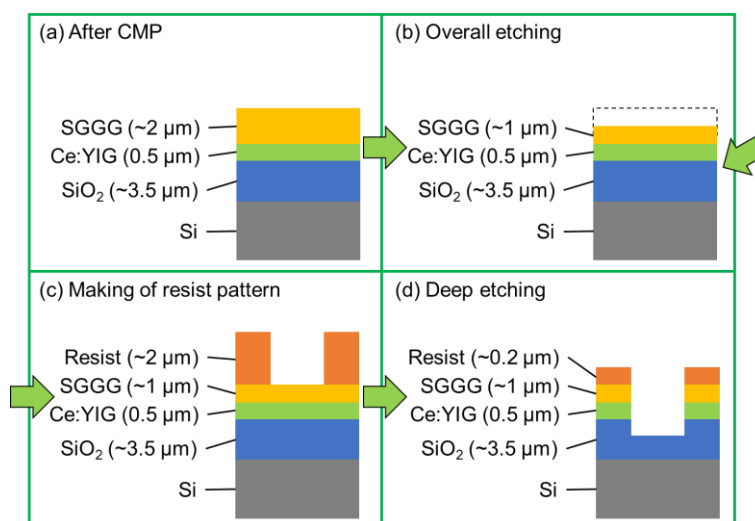


図 3.8 全面エッチング及び深掘りエッチングプロセス (a)CMP 後のチップの状態 (b)全面エッチングによる薄膜化 (c)レジストパターンの形成 (d)深掘りエッチング

Ar イオンミリングによる全面エッチングと 25 分と深掘りエッチングを 90 分行った。ただし、Ar イオンミリング装置は長時間使用していると内部圧力が上昇しエラー落ちしてしまうため、深掘りエッチングは 30 分ごとに 30 分のクールタイムを挟んだ。

エッチングを行った結果を図 3.9 に示す。ただし、ここでは幅 $100\ \mu\text{m}$ の直線型のパターンを $20\ \mu\text{m}$ 間隔で配置したパターンを使用した。全面エッチングによる SGGG/Ce:YIG を $0.56\ \mu\text{m}$ まで薄膜化すること及び深掘りエッチングによって SiO_2 層に到達する深掘りを達成した。図 3.2 の結果から予測される SGGG/Ce:YIG 厚さは $1\ \mu\text{m}$ 程度であるが、図 3.9 から測定される SGGG/Ce:YIG 厚さはそれよりも薄くなった。これは、CMP 研磨における厚さムラによって全面エッチング前の SGGG/Ce:YIG 厚さが異なっていたことが原因である。

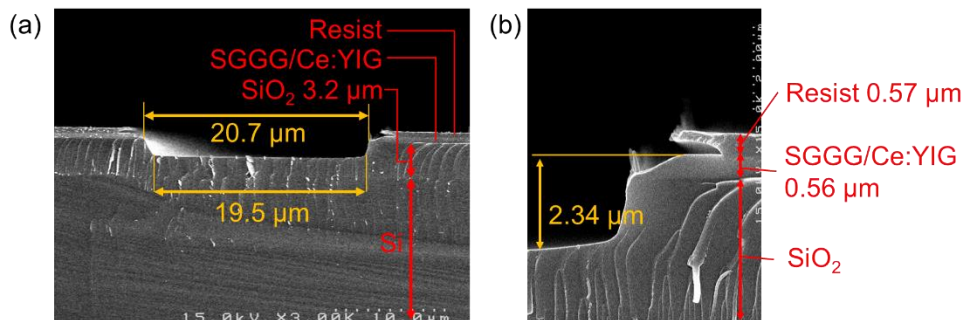


図 3.9 全面エッチング 25 分による薄膜化と深掘りエッチング 90 分後の断面 SEM 画像

3.5 犠牲層除去及び超臨界乾燥

3.5.1 犠牲層除去の条件検討

続いて SiO_2 犠牲層除去を行った。本プロセスの流れを図 3.10 に示す。深掘りエッチング後にレジストマスクの除去を付録 A.1 の方法で行った後、46%濃度のフッ酸を超純水 (Ultra-pure Water: UPW) で希釈したフッ酸 (Diluted hydrofluoric acid: DHF) によって SiO_2 のみを選択的にウェットエッチングした。なお、以降は $46\% \text{HF}:\text{UPW}=a:b$ の DHF を $a:b\text{DHF}$ と表記する。

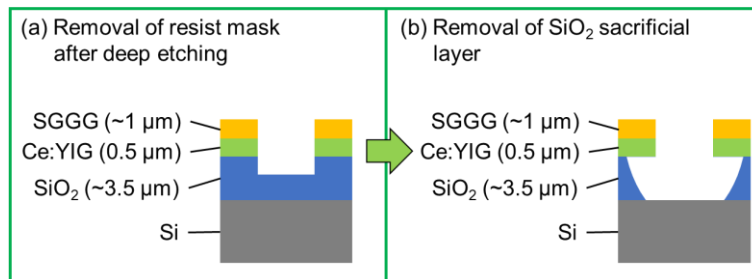


図 3.10 犠牲層除去プロセス (a)深掘りエッチング後のレジストマスクの除去 (b)1:19DHF による SiO_2 犠牲層の除去

まずは SiO_2 犠牲層のみが除去できていることを確認するために、幅 $100\ \mu\text{m}$ の直線型

3.5 犠牲層除去及び超臨界乾燥

のパターンを 20 μm 間隔で配置したパターンを用いて、1:19DHF による犠牲層除去を 40 分行った。その断面を SEM で観察した結果を図 3.11 に示す。DHF により SiO_2 犠牲層のみを選択的にエッチングできており、エッチングレートは 3.75 $\mu\text{m}/\text{h}$ となった。図 3.9 と SGGG/Ce:YIG 厚が異なるのは、3.4.2 節と同様に CMP 研磨における厚さムラによって全面エッチング前の SGGG/Ce:YIG 厚さが異なったことが原因である。

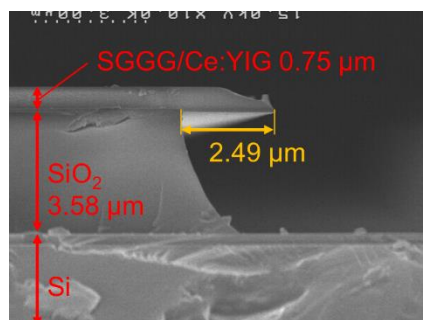


図 3.11 直線型パターンの 1:19DHF による 40 分犠牲層除去後の断面 SEM 画像

続いて、犠牲層除去によるクーポンの中空保持ができることを確認するために、図 3.12(a)に示すクーポンパターンを作製し、DHF による犠牲層除去を行った。ただし、エッチングレートを向上させる目的で DHF 濃度を濃くしており、1:7DHF を用いて行った。

図 3.12(b)は 60 分経過後、図 3.12(c)は 120 分経過後の光学顕微鏡による観察画像である。色が薄くなっている領域は犠牲層が除去され、SGGG/Ce:YIG のみになっている領域である。120 分経過後はクーポン下の犠牲層がほぼ完全に除去されており、中空に浮いたクーポンがテザーによって支えられていることが観測できる。また、240 分の犠牲層除去によって幅 50 μm や長さ 800 μm のクーポンの中空保持も達成した。なお、テザー幅の設計に関しては 3.8.2 節で詳しく述べる。

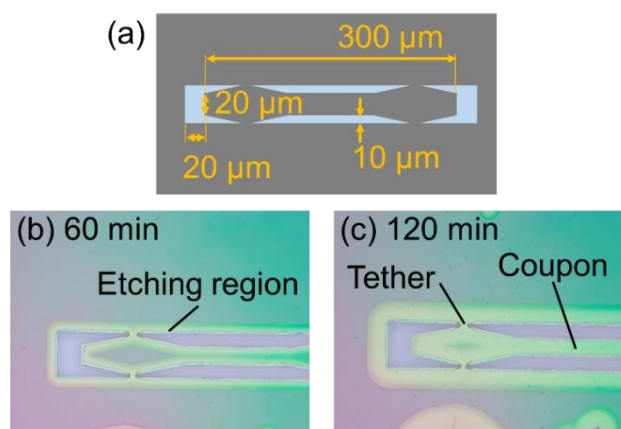


図 3.12(a)クーポンの設計値 (b)(c)1:7DHF による SiO_2 犠牲層除去を(b)60 分及び(c)120 分行った後の光学顕微鏡画像

3.5.2 超臨界乾燥による犠牲層除去の改善

中空構造となったクーポンを持ち上げるためには、図 3.13(a)のようにクーポンが水平に保持されている必要がある。しかし、DHF によるウェットエッチング後に試料を空気中に出す際、表面張力がクーポンに加わってしまうため、図 3.13(b)のようにクーポンの端が落下してしまう。実際に作製したクーポンを SEM で観察したところ、クーポンの端が落下していること確認できる (図 3.13(c))。

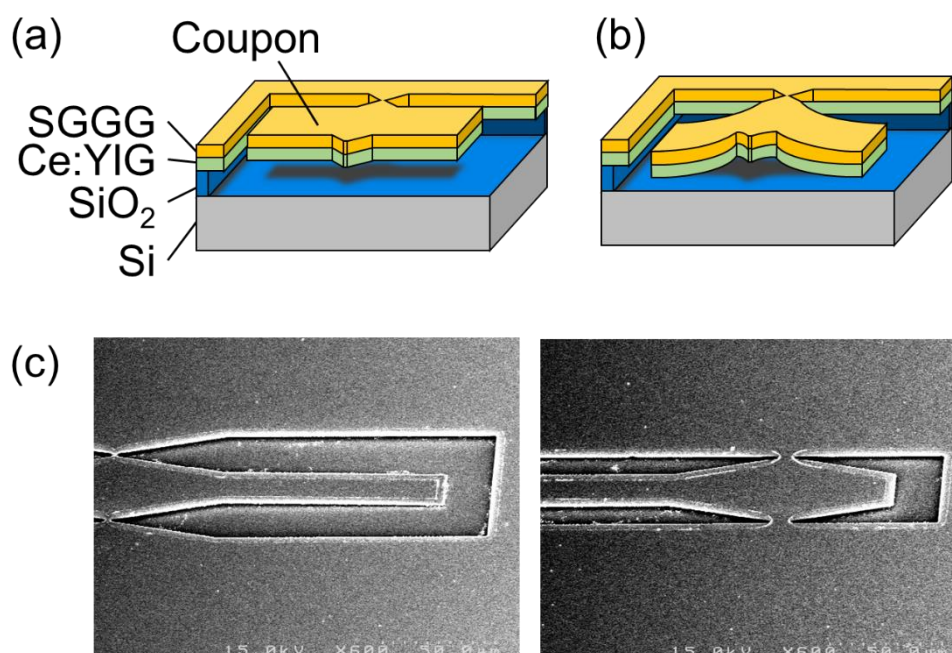


図 3.13 (a)理想的な乾燥 (b)表面張力によるクーポンの落下 (c)クーポンの端の SEM 観察画像

そこで、中空構造を水平に保ったまま乾燥を達成するために本研究では超臨界乾燥を採用する。超臨界乾燥とは、図 3.14 に示すように気-液相間の相転移が起こりうる温度および圧力の上限である臨界点を以上の状態である超臨界流体を経由した乾燥方法である。超臨界流体は気体の性質 (高拡散性) と液体の性質 (物質の溶解力) を持ち合わせており、気体と液体の状態を連続的に変化させることが可能である。物質が相平衡状態にある時、二相の境界面が存在することによる表面張力が発生する。特に液相と気相間の表面張力は大きい。しかし、超臨界流体は気液相分離が生じないため、表面張力が極めて小さい。したがって、超臨界流体を経由した乾燥は表面張力を働かせずに乾燥させることが可能である。超臨界流体としては水や二酸化炭素がよく用いられており、どちらの物質も毒性や燃焼性が無く、自然界に大量に存在している。特に二酸化炭素は、臨界圧力が 7.4 MPa 及び臨界温度が 31°C であり、温度が室温に近いので、圧力のみで容易に超臨界流体に変化させることが可能である。

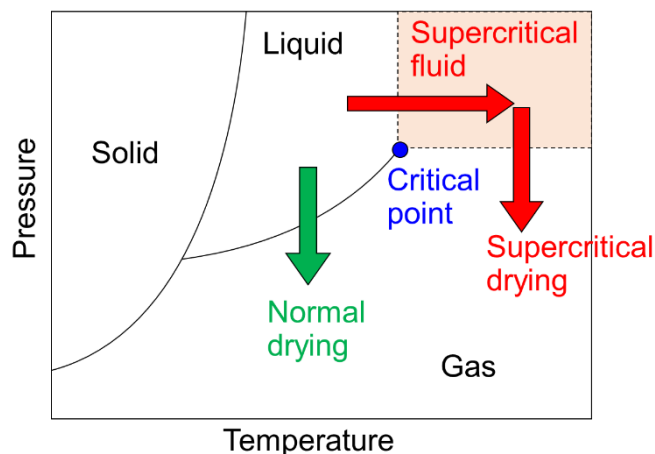


図 3.14 超臨界流体と超臨界乾燥の概要図

超臨界乾燥のプロセスを以下に示す。

- (a) DHF を IPA に置き換える
- (b) IPA を液化二酸化炭素に置き換える
- (c) 圧力と温度を上げ、二酸化炭素を超臨界流体にする
- (d) 圧力と温度を下げ、二酸化炭素を気体状態にする

超臨界乾燥は産総研によって行われた。さらに、DHF を IPA によって置き換えるというプロセスが必要であるため、3.5.1 節で説明した DHF による犠牲層除去も表 3.7 の条件で超臨界乾燥の直前に産総研で行われた。

表 3.7 改善された犠牲層除去の条件

Concentration of DHF	1:3
Etching time	80 min

犠牲層除去後に超臨界乾燥したクーポンの SEM 観察画像を図 3.15 に示す。クーポンが全体的に水平に保持されていることが確認できる。また、クーポン下に黒い影ができていることから、クーポンが中空状態で保持されていることも同時に確認できる。

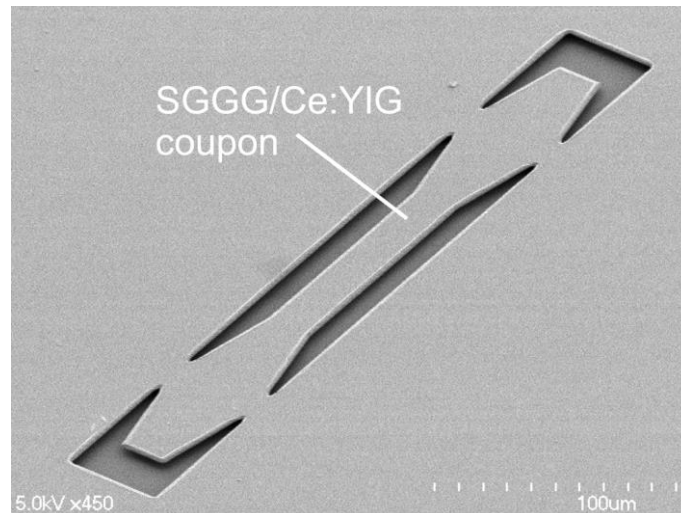


図 3.15 超臨界乾燥によって浮遊状態で保持された SGGG/Ce:YIG クーポン

3.6 クーポンの持ち上げ

クーポンは PDMS を用いて持ち上げを行う。PDMS とは、シリコンエラストマーの一種であり、柔軟かつ弾力性のある性質を持っている。そのため、金型で容易に成形することが可能である。また、透明な材料であるため、上部からの観察によって位置の微調整することが可能である。PDMS は事前にクーポンサイズに合わせて、図 3.16(a)のように長方形の凸型に成形されており、これを用いて図 3.16(b)のようにクーポンの持ち上げを行う。この持ち上げの際にこれまでクーポンを支えていたテザーが壊れることで、クーポンと基板の分離が可能なる。テザー幅の太さに関しては、3.8.2 節で詳しく述べる。なお、この実験は産総研によって行われた。

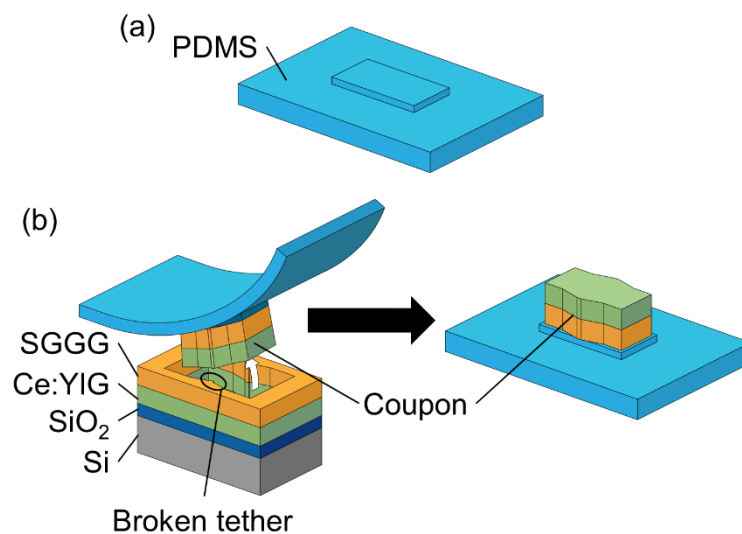


図 3.16 (a)PDMS の概略図 (b)クーポンの持ち上げプロセス

3.7 Si 基板上への貼り付け

図 3.17 に PDMS によって持ち上げたクーポンの顕微鏡画像を示す。PDMS が SGGG/Ce:YIG クーポンに貼りつくこと及びテザーの付け根部分が壊れることで、持ち上げに成功している様子が確認できる。

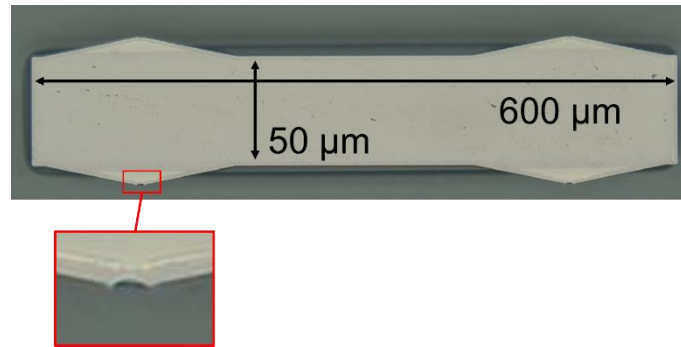


図 3.17 PDMS によるクーポンに持ち上げ後の顕微鏡画像

3.7 Si 基板上への貼り付け

続いて、持ち上げクーポンを Si 上に貼りつける。貼り付けには大気中での酸素プラズマ親水化処理接合を用いた。プロセスを図 3.18 に示す。SGGG/Ce:YIG クーポンと Si の表面に酸素プラズマを照射した後に大気中に暴露すると、大気中の水分等が OH 基となってそれぞれの表面に吸着する (図 3.18(b))。これらの表面同士を接合すると、水素結合が促され、クーポンと Si が貼りつく (図 3.18(a))。最後に 100~200°C 程度で加熱すると脱水が起こり、酸素原子を介したダングリングボンドが形成されるため、強力な貼り付けを実現できる (図 3.18(c))。また、貼り付けは図 3.19 の装置で行った。(A)の領域にクーポンを、(B)の領域に Si 基板や SOI 基板をセットし、上から観察しながら貼り付ける。なお、これらの実験は産総研によって、表 3.8 の条件で行われた

3.7 Si 基板上への貼り付け

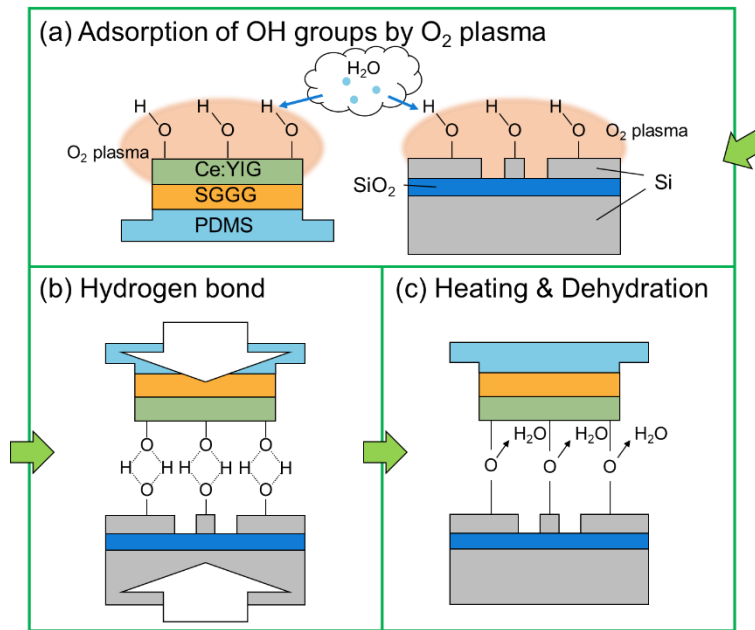


図 3.18 大気中での酸素プラズマ親水化処理による SGGG/Ce:YIG クーボンと Si の接合プロセス

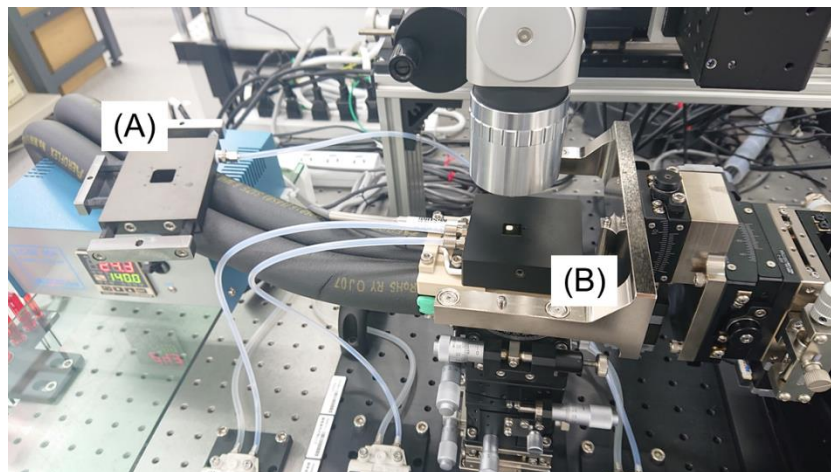


図 3.19 μ -TP の貼り付け装置

表 3.8 クーボンの持ち上げ及び貼り付け条件

Concentration of PDMS	Main agent : Hardening agent = 5 : 1	
O ₂ plasma	Power	200 W
	Time	5 min
Printing	Temperature	60~140 °C
	Time	1~5 min

3.7 Si 基板上への貼り付け

Si 導波路上への貼り付けは 4 章で述べ、本節では Si 基板上への貼り付けをテストした結果を述べる。図 3.20 に示す通り、140°C で 5 分間加熱したところ、クーポンと Si 基板が強力に貼りついたため、PDMS を剥がしてもクーポンは PDMS ではなく Si 基板に貼りついた状態を保持した。これにより 200°C 以下での磁気光学ガーネットの Si 基板への貼り付けを達成した。なお、PDMS は加熱を開始すると軟化していき、図 3.20 のようにクーポンの周囲の PDMS は Si 基板に付着し始める。しかし、Ce:YIG/Si の接合強度よりも PDMS/Si の付着強度が弱くなるように、PDMS の粘度を調整することで PDMS のみを Si 及び SGGG/Ce:YIG から容易に剥離することができる。ただし、加熱しすぎると PDMS が軟化しすぎてしまい、引き剥がしの時に上方向の力がうまく加わらずに、クーポンに余計な横方向の力が加わることでクーポンが破損してしまう。そのため、クーポンが加熱しすぎないようにする必要がある。

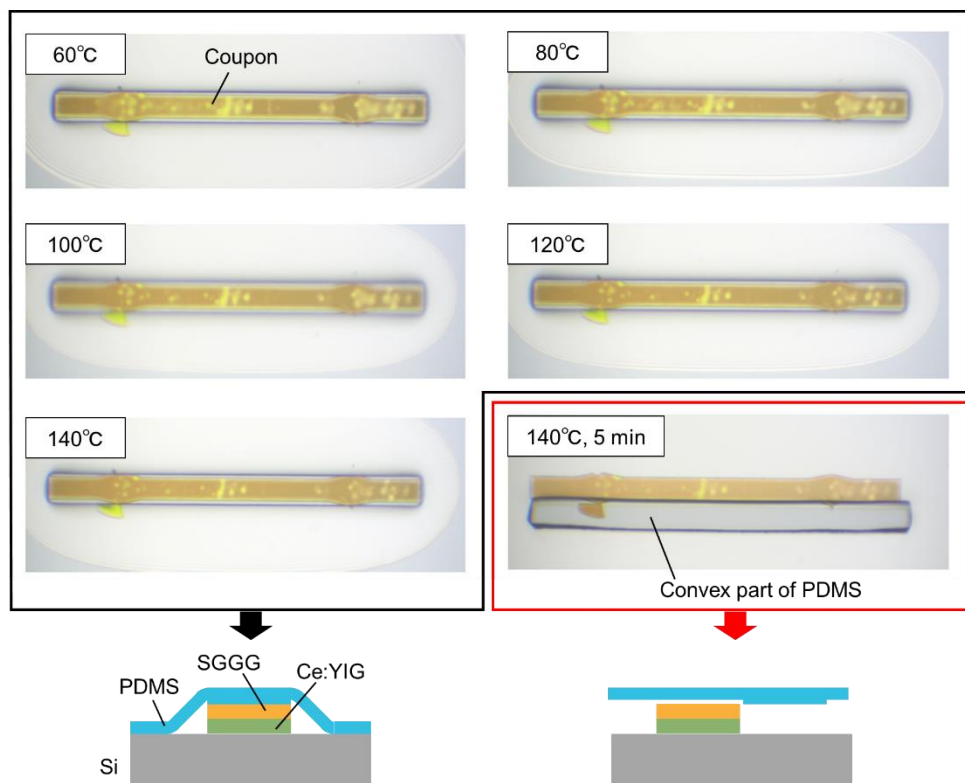


図 3.20 加熱による SGGG/Ce:YIG クーポンの Si 基板上への貼り付け

3.8 クーポンパターンの検討

クーポンの設計は主にクーポンのサイズとテザーの設計の2つ分けられる。クーポンのサイズに関しては3.8.1節で、テザーの設計に関しては3.8.2節で述べる。

3.8.1 クーポンサイズ of 設計

図3.21のクーポンサイズ of 設計値を示す。長さは300, 600, 800 μm とした。長さが長いほどクーポンが垂れやすくなるが、大きなNRPS長を得ることができる。幅は20, 30, 50, 100 μm とした。幅の広さに比例して犠牲層除去の時間が長くなってしまふため、幅が100 μm のときは犠牲層除去の時間を短縮するために、クーポンに直径10 μm の穴を開けた。図(a)–(d)に通常 of 乾燥方法で作製した幅100 μm の穴空きクーポンの結果を示す。図(a)は犠牲層除去 of 途中 of 画像であり、穴からもDHFが浸食し、クーポン of 中央からも犠牲層除去がされている様子を確認できる。しかし、このような構造では穴の数だけクーポンが脆くなり、穴から亀裂が入り、壊れやすくなってしまうという問題が生じる。また、面積が大きくなった分だけ重さが増すため、テザーや穴の周囲にかかる負荷も上昇する。そのため、図3.22(b)のように成功することもあるが、図3.22(c)のようにクーポンが破損してしまうことも多い。ただし、図3.22(e)のように超臨界乾燥であればこうした破損 of 発生を大きく抑えることができ、図3.22(d)に示した通常乾燥よりも多くのクーポンを破損なく作製できた。また、クーポンの幅は広いほど犠牲層除去 of 時間が増加するが、Siとの接触面積が向上するため、強力な貼り付けのためにはある程度 of 幅が必要となる。

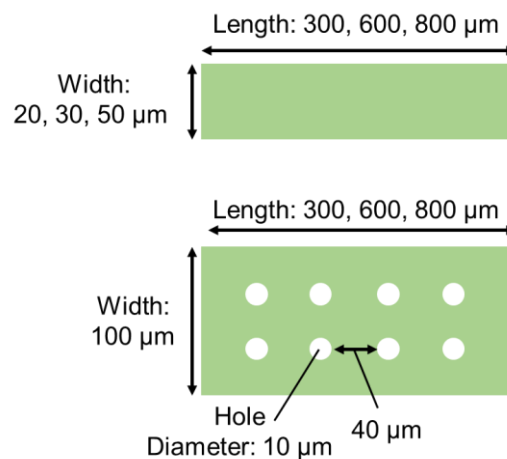


図3.21 クーポンサイズ of 設計値

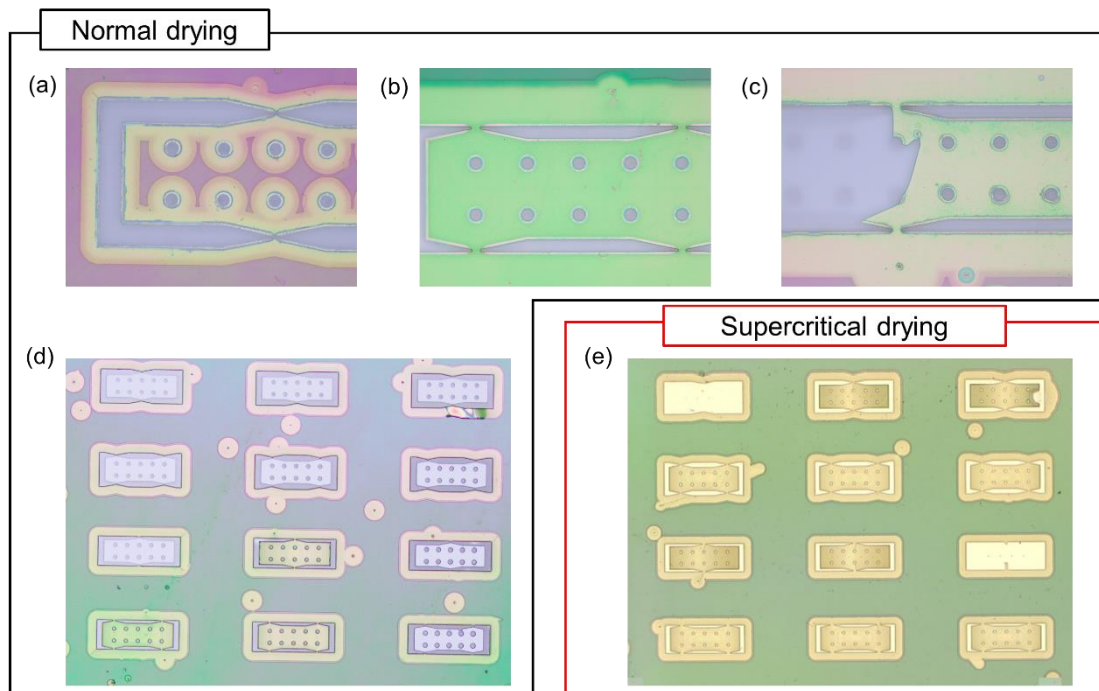


図 3.22 穴空き幅 $100\ \mu\text{m}$ クーポンの犠牲層除去 (a)犠牲層除去の途中の様子 (b)–(d)犠牲層除去後に通常の乾燥で乾燥した場合 (e)犠牲層除去後に超臨界乾燥で乾燥した場合

3.8.2 テザーの設計

テザーの設計には幅、数、形状を考慮する必要がある。それぞれについて述べる。

テザーの幅には主に二つの要求がある。一つ目の要求は、中空状態のクーポンを水平に保持するための太さである。テザーが細すぎると、クーポンを支えきれずに落下してしまう。二つ目の要求は、持ち上げ時に破損し、クーポンと基板の分離を達成することである。テザーが太すぎると、クーポンが持ち上がらないという問題やクーポンが破損してしまうという問題が生じる。したがって、テザーは細すぎても太すぎても問題であり、最適な幅が存在する。本研究では、テザー幅を $0.3\sim 2.1\ \mu\text{m}$ で設計し、その結果を比較した。

テザーの数も重要である。クーポンが長くなるほど、それを支えるテザーの数も必要になるが、増やしすぎるとクーポンが基板に固定され、持ち上がらない。本研究では、長さが $300\ \mu\text{m}$ の場合はテザー数を 2 個または 4 個、長さが $600, 800\ \mu\text{m}$ の場合はテザー数を 4 個または 6 個とした。

テザーの形状は、図 3.23 に示す三角形一つだけのパターンと三角形を二つ組み合わせたパターンの二つのパターンを試した。

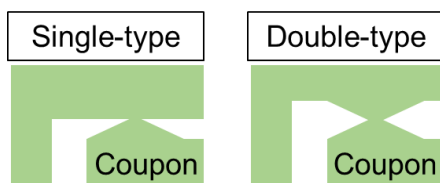
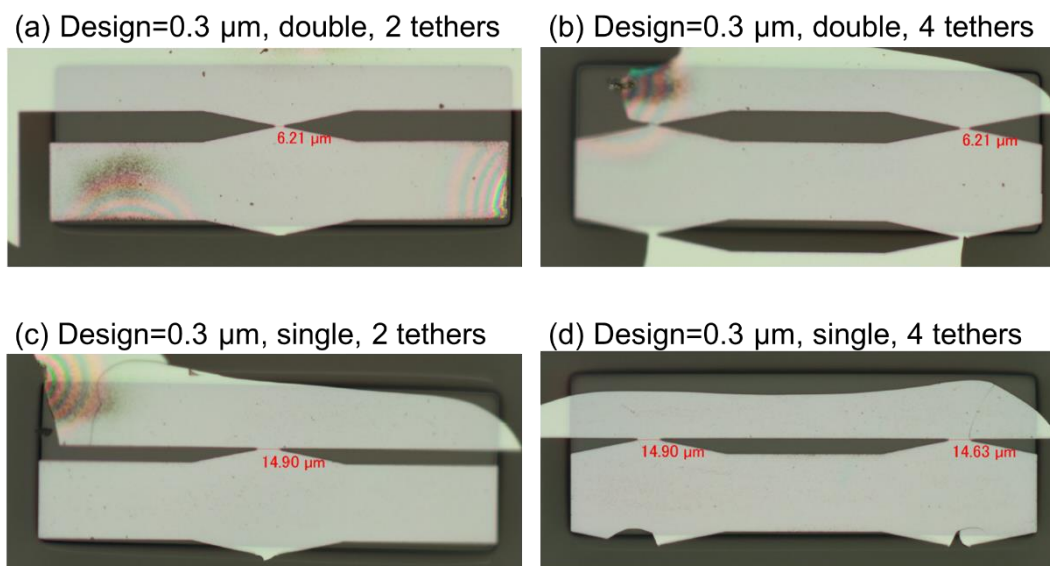






図 3.23 テザーの種類

続いて $50\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ のクーポンを用いて、テザーの設計による持ち上げの違いを比較した。テザーの設計幅は $0.3\sim 2.1\ \mu\text{m}$ 、テザーの数は 2 個または 4 個、テザーの種類は Single タイプと Double タイプで作製した。なおこの実験に限り、PDMS はクーポンよりも大きい $100\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ を用いた。テザー幅の設計値が $0.3\ \mu\text{m}$ の時の結果を図 3.24 に示す。テザー幅の設計値は $0.3\ \mu\text{m}$ であったが、測定されたテザー幅は $6\ \mu\text{m}$ や $15\ \mu\text{m}$ と大幅に広くなった。これは露光の解像度が原因だと考えられる。同様の結果が他のテザー幅の設計値でも得られ、表 3.9 に作製したクーポンのテザー幅を測定した結果を示す。テザー幅が $6\ \mu\text{m}$ や $15\ \mu\text{m}$ であっても、図 3.24(a)や(c)のように持ち上げによる破損がない場合もあった。しかし、図 3.24(b)のようにテザーが壊れずに周囲構造と分離ができない事象や図 3.24(d)のようにテザーから亀裂が入りクーポンが破損する事象が発生する場合があった。このようにテザー幅が数 μm 程度あると、クーポンの破損が発生する場合がある。次章の光アイソレータの作製では破損なく持ち上げられたクーポンを用いて実験を行った。テザー幅の改善方法は 6.2.2 節で述べる。

図 3.24 テザー設計幅 $0.3\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ クーポンの持ち上げにテザータイプによる比較

3.9 まとめ

表 3.9 50 μm \times 100 μm クーポンのテザー測定値 (μm)

Design value of tether width (μm)	Double 2 tethers	Double 4 tethers	Single 2 tethers	Single 4 tethers
				
0.3	6.21	6.21	14.9	14.77
0.7	7.18	6.97	16.15	16.22
0.9	7.04	7.04	15.46	15.73
1.1	7.04	7.18	14.56	14.74
2.1	–	7.56	–	15.36

3.9 まとめ

薄膜 SGGG/Ce:YIG クーポンの作製プロセスの検討結果と、 μ -TP 法による持ち上げおよび Si 基板上への貼り付け結果を述べた。まずプロセスの全体の流れを示し、その後各プロセスの実験結果を述べた。エッチングプロセスでは、全面エッチングによる SGGG の薄膜化と深掘りエッチングによるパターンニングを達成した。続いて、希釈フッ酸による SiO_2 犠牲層除去と超臨界乾燥により、SGGG/Ce:YIG クーポンを中空状態で水平に保持することに成功した。その後、PDMS を用いた SGGG/Ce:YIG クーポンの持ち上げを行った。最後に、酸素プラズマ親水化処理と 140°C の加熱によって、SGGG/Ce:YIG クーポンを Si 基板上に貼りつけた。

参考文献

1. D. Minemura, R. Kou, Y. Sutoh, T. Murai, K. Yamada, and Y. Shoji, “Compact magneto-optical isolator by μ -transfer printing of magneto-optical single-crystal film on silicon waveguides,” Opt. Express, vol. 31, no. 17, pp. 27821–27829, 2023. DOI: 10.1364/OE.497731

第 4 章

μ -トランスファープリンティング法による MZI 型磁気光学アイソレータの作製

4.1 はじめに

本章では、3 章で示した μ -TP 法のプロセスを用いて MZI 型 MO アイソレータを作製及び測定した結果について述べる。

4.2 設計

2.7 節で述べたように MZI 型光アイソレータは 2 本の導波路間に逆方向の磁場が必要であるため、回路面積が大きくなってしまふ。そこで、一方向磁場で動作できるように図 4.1 のようなデバイス设计了。各パラメータを表 4.1 に示す。SGGG/Ce:YIG クーポンの幅は貼り付けが強力になるように $50\ \mu\text{m}$ とした。また、Ce:YIG のファラデー回転係数を $-4,500\ \text{deg/cm}$ [1] を想定し、十分な NRPS が得られるように NRPS 長は $400\ \mu\text{m}$ とした。1 枚のクーポンを上下のアーム導波路にまたがるように貼り付けるため、クーポンの長さは $800\ \mu\text{m}$ とした。3dB カップラには半径 $40\ \mu\text{m}$ の曲がり導波路で伝搬方向を変えて接続するため、上下合わせて $20\ \mu\text{m}$ 程度は NRPS が作用しない領域がある。波長範囲内でいくつかの共振ピークが見られるように RPS 長は $30\ \mu\text{m}$ と長めに設計した。

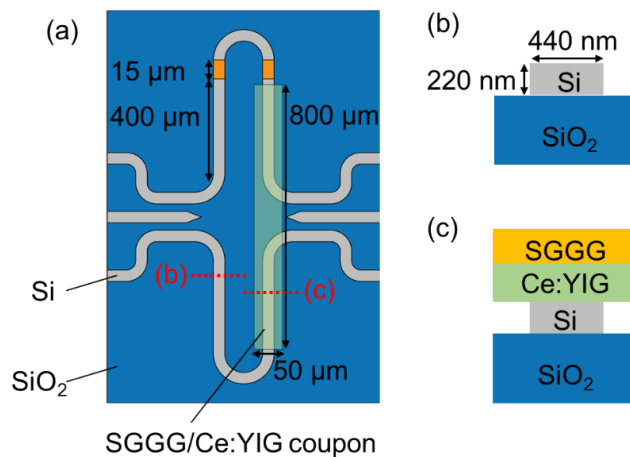


図 4.1 (a) μ -TP 法による MZI 型光アイソレータの上面図 (b)空気クラッドの Si 導波路の断面図 (c)SGG/Ce:YIG クラッドの Si 導波路の断面図

4.3 デバイス作製

表 4.1 μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータの設計図

Si height	220 nm
Si waveguide width	440 nm
Side cladding width	2.5 μm
Bending radius	40 μm
3dB coupler gap	360 nm
3dB coupler length	5 μm
Straight length of lower arm waveguide	400 μm ×2 = 800 μm
Length RPS	15 μm ×2 = 30 μm
Coupon width	50 μm
Coupon width	800 μm

4.3 デバイス作製

3 章で検討した結果に従い、 μ -TP 法により MZI 型 MO アイソレータを作製した。プロセスと条件は 3 章で詳細に述べているので、本節では簡単にプロセスの流れと実験条件を述べる。

① Si 導波路の作製

MZI 型 MO アイソレータを構成する Si 導波路を作製した。導波路作製プロセスは付録 B に示す。(B.(6)は産総研)

② SGGG/Ce:YIG クーポンの作製及び持ち上げ

- 表 3.1 に示した条件によるスパッタ法によって、単結晶 Ce:YIG を 625 μm 厚の SGGG ウェハ上に成長する
- 表 3.2 に示した条件による PE-CVD 法によって、Ce:YIG/SGGG 上に犠牲層となる SiO_2 を 3 μm 堆積する。
- SiO_2 /Ce:YIG/SGGG と厚さ 300 nm の熱酸化膜を有した Si 支持基板を SiO_2 を介してボンディングする。(D-process 社)
- 化学機械研磨 (Chemical Mechanical Polishing: CMP) によって、SGGG を 2~3 μm 程度まで薄くする。(D-process 社)
- 1 mm 角のチップにダイシングする。
- 表 3.6 に示した Ar イオンミリングによる全面エッチングを 25 分行って、SGGG を 1 μm 程度まで薄くする。
- 付録 A.2 に示した方法によってレジストマスクを形成した後、表 3.6 に示した Ar イオンミリングによるパターンエッチングを 90 分行い、50 μm × 800 μm のクーポ

ンパターンを作製する。

その後レジストマスクの除去を、付録 A.1 に示した洗浄と酸素プラズマアッシング（産総研）によって行った。

(h) 表 3.7 に示した DHF によるウェットエッチングを行った後、IPA と二酸化炭素を利用した超臨界乾燥を行うことで、クーポン下の SiO_2 犠牲層を除去することでクーポンを水平な状態で中空保持させる。（産総研）

(i) PDMS（主剤：硬化剤 = 5：1）を用いて、クーポンの持ち上げを行う。（産総研）

③ SGGG/Ce:YIG クーポンの貼り付け

(IV, j) ①で作製した Si 導波路上に②で作製した Ce:YIG/SGGG クーポンを酸素プラズマ親水化処理接合法で貼り付ける。酸素プラズマは 200W で 5 分照射し、貼り付けは 140 °C 及び 5 分で行った。（産総研）

これらのプロセスにより作製した μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータを図 4.3 に示す。800 μm 長のクーポン全体に渡って接合できていることがわかる。また、ボンディング法による MZI 型 MO アイソレータの回路面積は 2.25 mm^2 程度であった[1]が、作製した μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータの回路面積は 0.25 mm^2 程度とボンディング法の約 10 分の 1 を達成した。

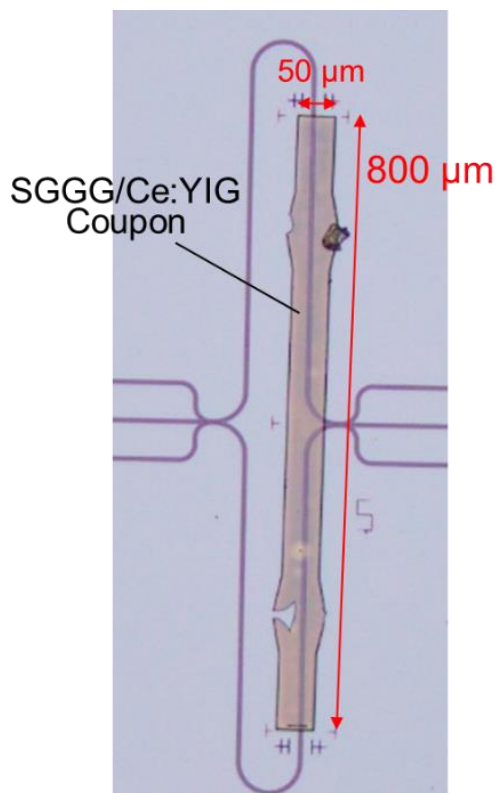


図 4.3 μ -TP 法によって作成した MZI 型 MO アイソレータ

4.4 光学測定及び断面観察

続いて 4.3 節で作製した MZI 型 MO アイソレータの光学特性の測定を行った。この測定は図 4.4 に示す測定系で行った。増幅自然放出 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) 光源 (Fiberpro 社 CLS-561) から出力された光は、偏光子一体型の集光レンズモジュールによって測定対象のデバイスの導波路へ端面結合により直線偏光で入力される。同様にデバイスからの出力光は偏光子一体型の集光レンズモジュールによって集光され、特定の偏光成分のみが透過され、その出力パワーを測定する。なお、入出力の偏光状態は TM モードに調整し、それぞれの中央ポートに位置調整をする。パワーメーター (アンリツ社 ML9001A) を利用して導波路への結合が最大になるように調整した後、光スペクトラムアナライザ (ADVANTEST 社 Q8384) を用いてデバイスの波長特性を測定する。別途、ASE 光源と光スイッチをファイバで直接接続しデバイスを経路しない参照経路の波長特性を測定し、それをデバイスの実測値から差し引いたデータをファイバ-デバイス-ファイバの透過率として扱う。さらに、外部磁場を印加して測定を行う。外部磁場には、図 4.5 のように N-S の 2 極を持った小型の永久磁石を Ce:YIG 上に接近させ、Ce:YIG を(A)または(B)の向きに磁化させる。

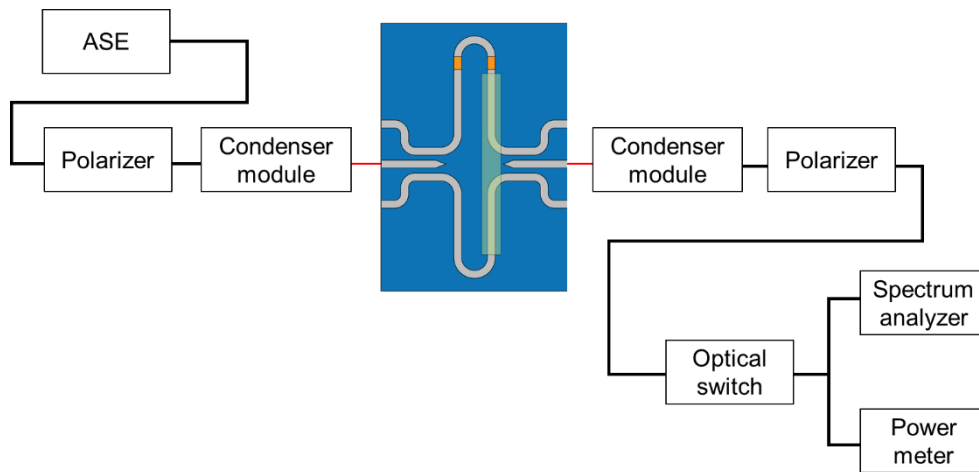


図 4.4 光学測定系の概要図

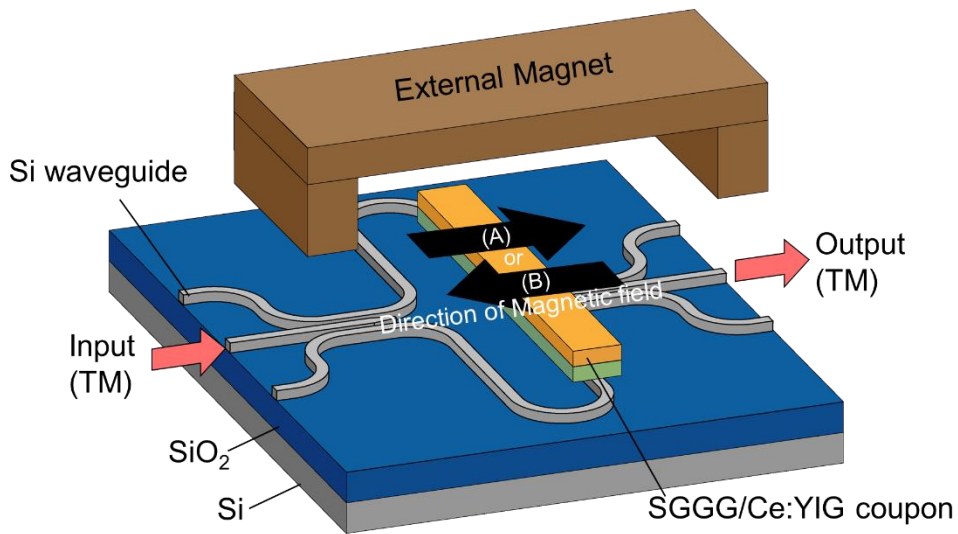


図 4.5 外部磁場の印加と外部磁石の印加の向き

図 4.6 に測定結果を示す。SGGG/Ce:YIG クーポンを貼り付けない MZI パターン（青色）と μ -TP 法によって貼り付けた光アイソレータ（灰色、橙色、緑色）についてそれぞれ光学測定を行った結果を重ねて示している。さらに SGGG/Ce:YIG クーポンを貼り付けたデバイスは、外部磁場を加えない場合（灰色）、図 4.5 の A 方向に磁場を加えた場合（橙色）、B 方向に磁場を加えた場合（緑色）を示している。磁場の方向は順方向動作と逆方向動作に対応する。

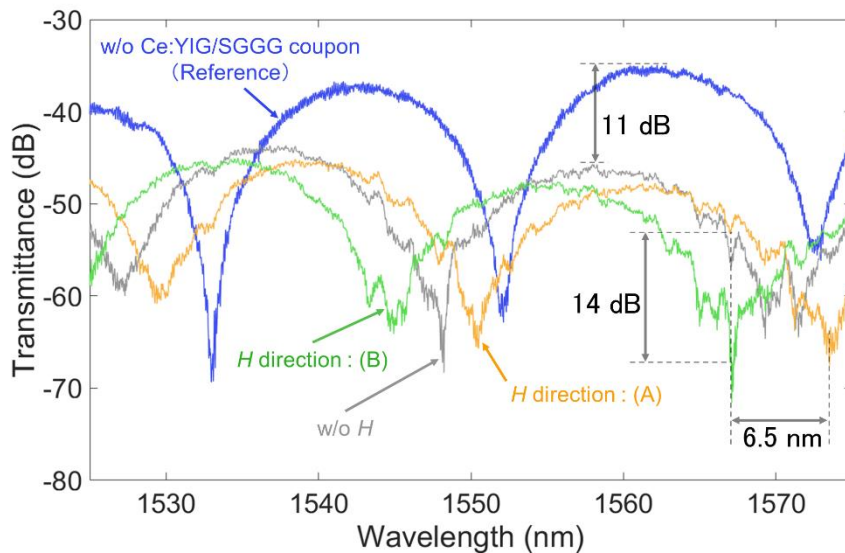


図 4.6 μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータのファイバ-デバイス-ファイバ間の波長特性 SGGG/Ce:YIG クーポンを貼り付けていないデバイスの測定結果（青色） SGGG/Ce:YIG クーポンを貼り付けたデバイスに磁場を加えなかった場合（灰色）、図 4.5 の A 方向に磁場を加えた場合（橙色）、B 方向に磁場を加えた場合（緑色）の測定結果

MZI パターンのみの透過率（青色）より、20～30dB の高い消光比の干渉特性が観測でき、3dB カップラは良好に動作していることがわかる。光アイソレータの動作特性では、橙色と緑色の比較より、磁場の反転によって透過率が変化していることが分かる。磁場の向きの反転は光の伝搬方向の反転と同義となるため、光アイソレータの動作を実証できたと言える。波長 1567.1 nm で 14 dB のアイソレーション比を得られた。クーポン無し of MZI の干渉と比較して光アイソレータの干渉による山谷の消光比が小さくなっていることから、アーム間のパワーバランスに若干の劣化が生じていることが伺える。これは図 4.3 の写真に観られる下側アームの一部に付着したゴミによる影響が考えられる。また、非相反移相効果による波長シフトは 6.5 nm を得られた。順方向の山と逆方向の谷が一致するときが π シフトであるため、6.5 nm の波長シフトは π シフトの 56.5% に相当する。非相反移相量が想定より小さくなってしまった要因は 4.5 節で考察する。SGGG/Ce:YIG クーポンの μ -TP によって引き起こされた追加の損失は、無磁場条件下での SGGG/Ce:YIG クーポン無し（青色）と有り（灰色）の比較から得ることができ、波長 1560 nm 付近では 11 dB となった。この損失の主な原因は、空気クラッドと Ce:YIG クラッド間のモードミスマッチと Ce:YIG の伝搬損失であると考えられ、詳しくは 4.5 節で述べる。

続いて、集束イオンビーム（Focused Ion Beam: FIB）装置を用いて SGGG/Ce:YIG クーポンが貼りつけられた箇所を切断し、その断面を走査透過型電子顕微鏡（Scanning Transmission Electron Microscope: STEM）装置で観察し、エネルギー分散型 X 線分光分析器（Energy Dispersive X-ray Spectroscopy: EDX）装置で元素分析を行った。その結果を図 4.7 に示す。なお、切断によってクーポンが落下するのを防ぐために、樹脂を流し込みクーポンの支えとした。なお、この実験は産総研によって行われた。

4.4 光学測定及び断面観察

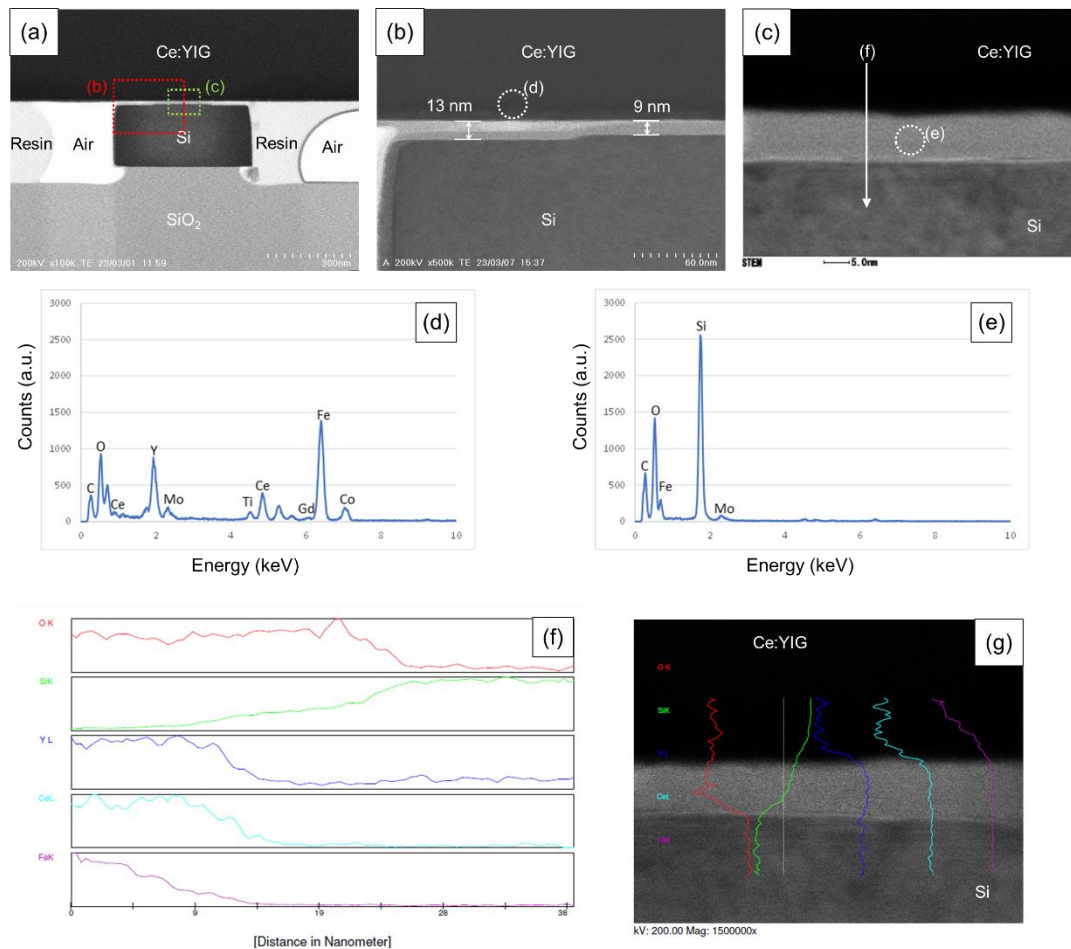


図 4.7 μ -TP 法によって SGGG/Ce:YIG クーボンが貼り付けられた Si 導波路の断面分析結果 (a-c)STEM による断面観察結果 (d)上部クラッド及び(e)中間層の EDX による元素分析結果 (f)Ce:YIG から Si 導波路の向きにしたがった EDX による元素分析結果 (g)元素分析スペクトラムと断面 STEM 画像を重ねた画像

断面を観察すると Si と Ce:YIG の間に薄い中間層があることが分かる (図 4.7(b))。この中間層の厚さは約 10 nm であった。Ce:YIG と中間層の元素分析を EDX によって行った。上部クラッドの元素分析の結果を図 4.7(d)に示す。Ce、Y、Fe、O のピークが大きいことから上部クラッドは想定通り Ce:YIG であり、 μ -TP 法によって Ce:YIG が Si 導波路上に形成することができている。中間層の元素分析の結果を図 4.7(e)に示す。Si と O のピークが大きいことから、この中間層は SiO_2 であると分かった。また、Ce:YIG から Si 導波路の向きにしたがって元素分析をした結果を図 4.9(f)及び(g)に示す。この結果も中間層は SiO_2 であることを示している。この SiO_2 中間層は酸素プラズマ親水化処理の際にできたものだと考えられる[2]。

4.5 測定結果の考察

本節では μ -TP によって追加で発生した 11 dB の損失の内訳と非相反移相量が π シフトの 56.5% となった原因を考察する。

追加損失は主に空気クラッドと Ce:YIG クラッド間のモードミスマッチと Ce:YIG の伝搬損失であると考えられる。Fimmwave を用いたシミュレーションを行ったところ、3.7 dB/interface と推定される。空気クラッドと Ce:YIG クラッド界面は 1 つのアーム導波路につき 2 界面あるので、モードミスマッチによる合計損失は 7.4 dB と推定される。また、Ce:YIG の消衰係数を 1.22×10^{-4} [3] とすると、Ce:YIG の伝搬損失は 29 dB/cm とシミュレーションされた。各アームの Ce:YIG クラッドの導波路長は約 400 μm であるので、合計の Ce:YIG の伝搬損失は 1.2 dB と推定される。また、作製した光アイソレータの出射側に持ち上げに失敗したクーポンが落下しており (図 4.8)、損失に寄与していると考えられる。他にも、Ce:YIG や SiO₂ 中間層の表面粗さによる散乱も損失になったと考えられる。

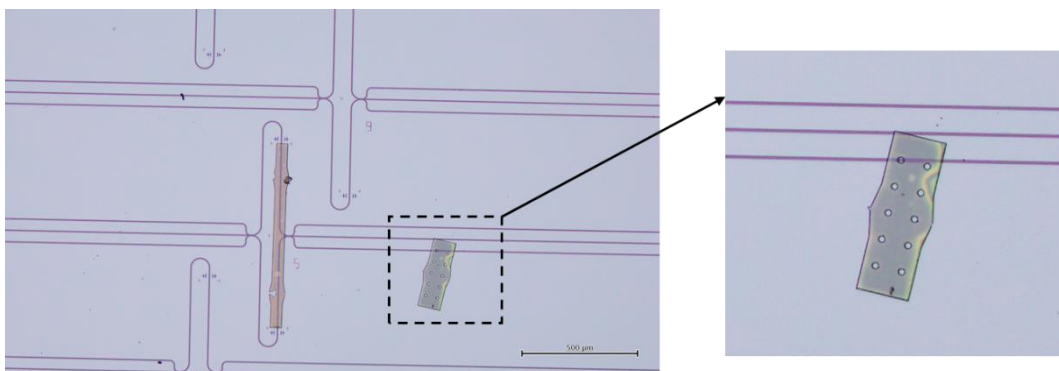


図 4.8 作製した光アイソレータ上の出射側導波路上に落下した SGGG/Ce:YIG クーポン

非相反移相量の減少の要因は、中間層の影響と Ce:YIG のファラデー回転係数が考えられる。中間層の屈折率による NRPS の減少を、FemSIM を用いてシミュレーションした。その結果を図 4.9 に示す。中間層は SiO₂ であったのでその屈折率は 1.444 であり、10 nm 厚の中間層によって NRPS は 23 % 減少するとシミュレーションされた。

また、Ce:YIG のファラデー回転係数が小さかった可能性も考えられる。先行研究では Ce:YIG のファラデー回転係数は -4,500 deg/cm を得られていた[1]。本研究でも先行研究と同様の条件で SGGG 上に Ce:YIG 堆積し、ファラデー回転係数を測定した結果を図 4.10 に示す。これらは同一ウェハ内の 2 か所を測定した結果であるが、ファラデー回転係数 -3,400 deg/cm と -4,100 deg/cm と差が出ている。また、どちらも -4,500 deg/cm には到達していない。このように Ce:YIG のファラデー回転係数にはバラツキがあり、仮にファラデー回転係数が -3,400 deg/cm だとすると -4,500 deg/cm と比べて 25.6% 減少

4.5 測定結果の考察

することになる。なお、ファラデー回転係数の測定方法は付録 C に示す。

さらに下側アームの一部には白くなっている箇所があり (図 4.3)、これは貼り付け不十分な領域だと考えられ、NRPS が減少する要因となる。他には Ce:YIG の表面散乱も考えられ、これに関しては 6.2.3 節で詳しく述べる。

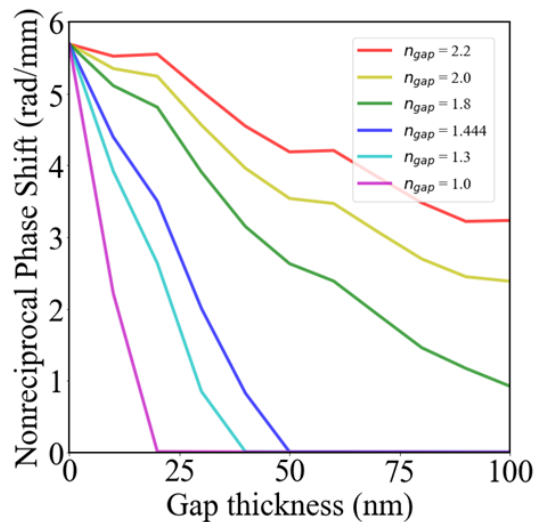


図 4.9 中間層による NRPS の減少

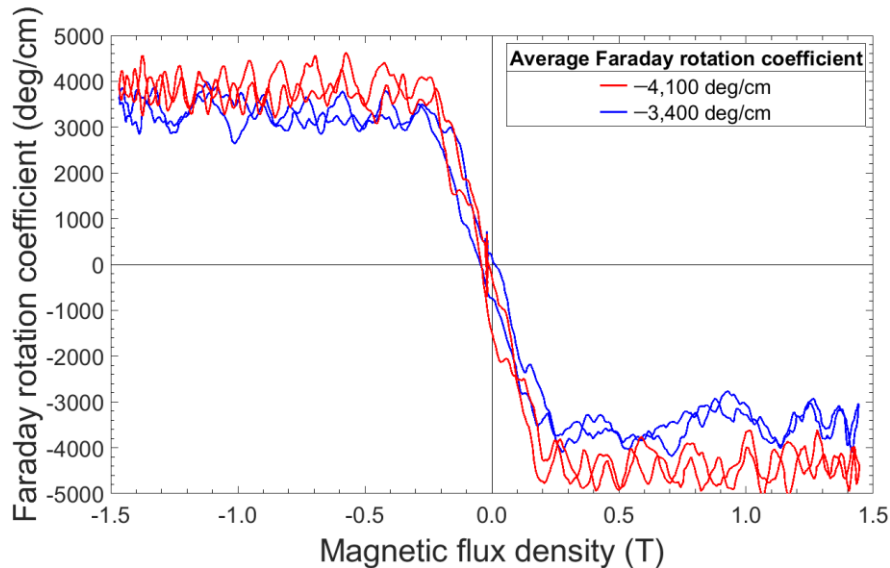


図 4.10 SGGG 上 Ce:YIG のファラデー回転係数の同一ウェハ内での比較

4.6 まとめ

本章では、薄膜 SGGG/Ce:YIG クーポンの μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータの実証を行った。表 4.2 に目標値と結果を示す。クーポンサイズは $50 \times 800 \mu\text{m}^2$ と小型かつ厚さは約 $1 \mu\text{m}$ と薄膜であり、デバイスの回路面積は 0.25mm^2 程度とボンディング法の約 10 分の 1 を達成した。さらに、アーム導波路を折りたたむことでさらなる小面積化が可能であり、詳しくは 5 章で述べる。また、従来のボンディング法では逆方向の磁場が必要であったが、この MO アイソレータは一方向磁場で動作する。アイソレーション比は波長 1567.1nm で 14dB と目標値を達成できなかった。しかし、これは非相反移相効果による波長シフトが小さかったことが原因であり、これを改善することで 20dB 程度を達成することができる。この非相反移相量は 6.5nm であり、順方向と逆方向間の π シフトの 56.5% に相当する。非相反移相量が想定より小さくなってしまった要因は、酸素プラズマによってできた SiO_2 中間層による影響と Ce:YIG のファラデー回転係数の減少などが考えられる。また、本デバイスは波長範囲内でいくつかの共振ピークが見られるように RPS 長は $30 \mu\text{m}$ と長めに設計したが、最短の RPS 長を採用することで広帯域化が可能である。 μ -TP によって発生した追加の損失は 11dB となった。この損失の主な要因は、空気-Ce:YIG クラッド界面でのモードミスマッチと Ce:YIG の伝搬損失であると考えられる。挿入損失はクーポンのパターンニングや SiO_2 上部クラッドによって低減することができ、詳しくは 5 章で述べる。

表 4.2 μ -TP 法による MZI 型磁気光学アイソレータの最終目標と本研究での目標、作製結果 (*は任意の数値, N/A はデータ無し)

	Final goal	Target for the isolator fabricated in this study	Result
Footprint	$< 0.1 \text{mm}^2$	$< 1 \text{mm}^2$	0.25mm^2
Temperature	$< 200^\circ\text{C}$	$< 200^\circ\text{C}$	140°C
Isolation ratio	$> 20\sim 30 \text{dB}$	20dB	14dB
$> 20 \text{dB}$ IR Bandwidth	$> 35 \text{nm}$	*	N/A
Insertion loss	$< 3 \text{dB}$	*	11dB

参考文献

1. Y. Shoji and T. Mizumoto, “Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, art. no. 014602, 2014. DOI: 10.1088/1468-6996/15/1/014602
2. D. Pasquariello and K. Hjort, “Plasma-assisted InP-to-Si low temperature wafer bonding,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, no. 1, pp. 118–131, 2002. DOI: 10.1109/2944.991407
3. T. Murai, Y. Shoji, N. Nishiyama, and T. Mizumoto, “Nonvolatile magneto-optical switches integrated with a magnet stripe array,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 21, pp. 31675–31685, 2020. DOI: 10.1364/OE.403129

第5章

超低損失で小型な MZI 型磁気光学アイソレータ の設計

5.1 はじめに

高密度集積可能な導波路型光アイソレータのためには、デバイスの小型化は重要である。4章で報告した MZI 型 MO アイソレータのサイズは 0.25 mm^2 であったが、アーム導波路を折りたたみ、交差導波路を導入することでさらなる小面積化が可能である。また、低損失動作は実用上で最も重要な要素である。しかし、1.6.6 節で述べた現在報告されている MO アイソレータの挿入損失 (MO ガーネット無しの導波路と比較した場合) は 3 dB 以上となっている。これらの損失な主な要因は 2 つある

1 つ目の損失の要因は MO ガーネットの材料吸収に由来する伝搬損失である。Si 導波路上に MO ガーネットを形成した場合は TM モードの伝搬損失が、Si 導波路横に MO ガーネットを形成した場合は TE モードの伝搬損失が大きな挿入損失の原因となる。ボンディング法による MO アイソレータは NRPS に寄与しない MO 導波路が過剰な伝搬損失を生み出し[1]、堆積法による MO アイソレータは多結晶 MO ガーネットのファラデー回転係数が小さいために MO 導波路長が長くなり、大きな伝搬損失を生み出す[2]。一方、本研究で報告している μ -TP 法による MO アイソレータは、ボンディング法とは異なり NRPS に寄与しない MO 導波路は存在せず、堆積法とは異なり MO ガーネットが単結晶なので MO 導波路が長くなりすぎない。したがって、 μ -TP 法による MO アイソレータはこれまで報告されている MO アイソレータと比較し、MO ガーネットの伝搬損失を低減させることが可能である。

2 つ目の損失の要因は MO ガーネット境界でのモードミスマッチによる接合損失である。これは MO ガーネットの屈折率が 2.2 程度と高く、MO ガーネットを上部クラッド層にもつ導波路の TM モード光は MO ガーネット方向への大きな電界分布を持つためである。堆積法によって導波路側壁に MO ガーネットを堆積した構造では、導波路構造を緩やかに変化させることでモードミスマッチを抑制できるが[2]、ボンディング法による MO アイソレータでは空気-MO ガーネットの界面の急峻なモードミスマッチによる接合損失が発生する。図 5.1(a)のような構造の空気-Ce:YIG 界面での TM モードの接合損失は 3.7 dB となる。この接合は最低でも 2 か所あるので合計の接合損失は 7.4 dB にもなる。堆積法や μ -TP 法による MO アイソレータであれば、上部クラッドを空気ではなく SiO_2 で形成可能であるので、この接合損失は低減させることができる。しかし

それでも、図 5.1(a)のような構造は SiO_2 -Ce:YIG 界面での TM モードの接合損失は 0.82 dB となる。ボンディング法と同様に接合は最低でも 2 か所あるので合計の接合損失は 1.64 dB となる。

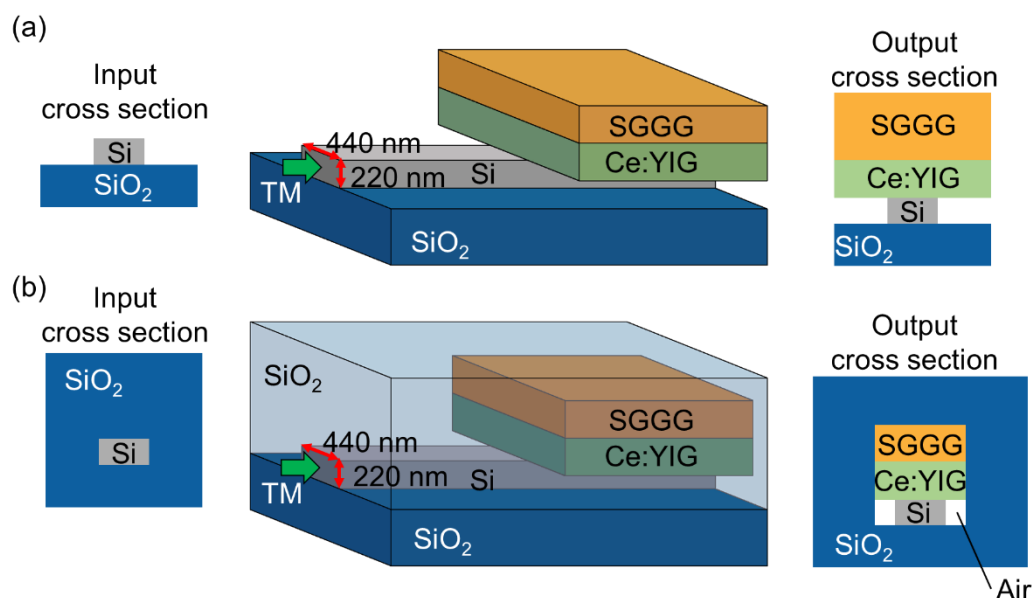


図 5.1 (a)空気-Ce:YIG 上部クラッドの磁気光学導波路 (b) SiO_2 -Ce:YIG 上部クラッドの磁気光学導波路

したがって、超低損失な MO アイソレータを実現するためには接合損失をさらに低減させることが重要である。これを達成する方法は主に 2 つある。1 つ目は MO ガーネットをテーパやスロープ状に加工し、接合損失を低減させる方法である。これは MO ガーネットのパターニングが可能な堆積法及び μ -TP 法で実現することが可能である。2 つ目は、接合面は損失が低い TE モードの光で通過し、その後に NRPS が得られる TM モードの光にモード変換する方法である。例えば MO ガーネットが上部クラッドの際は、接合損失が小さい TE モードで接合面を通過し、その後 NRPS が得られる TM モードにモード変換を行う。

ここまで述べたことをまとめると表 5.1 のようになり、 μ -TP 法はダイボンディング法や堆積法と比較して、低損失な MO アイソレータを実現可能である。また、 μ -TP 法により接合領域を限定できる利点を活かし、アーム導波路を折りたたみ、交差導波路を導入することで MZI 型としては小型の MO アイソレータを実現可能である。これらの低損失化と小面積化は同時に達成可能であり、本章では μ -TP 法により実現可能となる挿入損失が 2 dB 以下でサイズが 0.1 mm^2 以下の MZI 型 MO アイソレータのデバイス案を 2 種類提案し、シミュレーションによる設計を行う。5.2 節では 1 つ目は MO クーポンのパターニングによる低損失化について述べ、5.3 節では TE 入射とモード変換による低損失化について述べる。設計には、Synopsys 社の RSoft FemSIM を用いた FEM によるモード解析シミュレーション、Photon Design 社の Fimmwave を用いた FDM を備えた

EME による伝搬解析シミュレーション、Ansys の社 Lumerical を用いた有限差分時間領域 (Finite-difference time-domain: FDTD) 法によるシミュレーションを用いた。デバイスは図 5.1(b)のように SiO₂によって覆われており、Si 導波路高さは 220 nm、Ce:YIG 厚さは 500 nm、SGGG 厚さは 500 nm とした。波長は 1550 nm とし、各材料の屈折率は $n_{\text{Si}} = 3.476$ 、 $n_{\text{Ce:YIG}} = 2.2$ 、 $n_{\text{SGGG}} = 1.94$ 、 $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$ とした。また、Ce:YIG の吸収係数は 1.22×10^{-4} とした[3]。その他のシミュレーション条件は付録 D に示す。なお、5.2 節及び 5.3 節で述べる内容は文献[4]で公開されている。

表 5.1 磁気光学材料の集積方法と低損失の可能性

	Deposition method	Direct bonding method	μ -TP method
MO waveguide w/o NRPS	Nothing	Long	Nothing
MO waveguide w/ NRPS	Long	Short	Short
Junction loss	Small (SiO ₂ -MO)	Large (Air-MO)	Small (SiO ₂ -MO)
Patterning of MO garnet	Possible	Difficult	Possible
Mode conversion in MO region	Possible	Possible	Possible

5.2 磁気光学クーポンのパターニングによる低損失化

テーパ型 MO クーポンを利用することで、TM モードの入射のままでも接合損失を低減させることができる。MO ガーネットのパターニングは、ダイボンディング法では困難である。堆積法は MO ガーネットのパターニングは可能であるが、NRPS 長が長いいため低損失の実現が困難である。一方、 μ -TP 法は MO ガーネットのパターニングと短い NRPS 長を両立することができる。

本節では、パターニングされた SGGG/Ce:YIG クーポンを μ -TP 法によって貼り付けた低損失な MZI 型 MO アイソレータについて述べる。クーポンパターンは図 5.2 に示すようにテーパ型とスロープ型で設計する。テーパ型の方が低損失な接合が可能だが、厳密な位置合わせ精度が求められる。一方、スロープ型はテーパ型よりも損失は発生してしまうが、厳密な位置合わせ精度は求められない。5.2.1 節でテーパ型について、5.2.2 節でスロープ型について述べる。

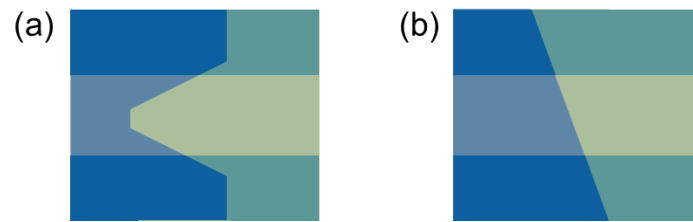


図 5.2 磁気光学ガーネットのパターニング (a)テーパー型 (b)スロープ型

5.2.1 テーパー型 SGGG/Ce:YIG クーポン

テーパー型 SGGG/Ce:YIG クーポンを利用した MZI 型 MO アイソレータのデバイス構造を図 5.3 に示す。基本の動作は 2.7 節で述べた MZI 型 MO アイソレータと同様であり、3dB カプラによって等分岐された光が RPS と NRPS によって位相差を与えられる構造になっている。RPS は上側のアーム導波路を長くすることで実現でき、NRPS は MO 効果で実現できる。また、交差導波路によって MO ガーネットクラッド下の 2 本のアーム導波路の伝搬方向が反転するため、NRPS を一方向磁場で得ることができる。これによりアーム導波路の面積を大幅に小型化できる。本節では、テーパー型 μ -TP 法クーポン及び TM モード用の 3dB カプラ、TM モード用の交差導波路、非相反移相器の設計を行う。

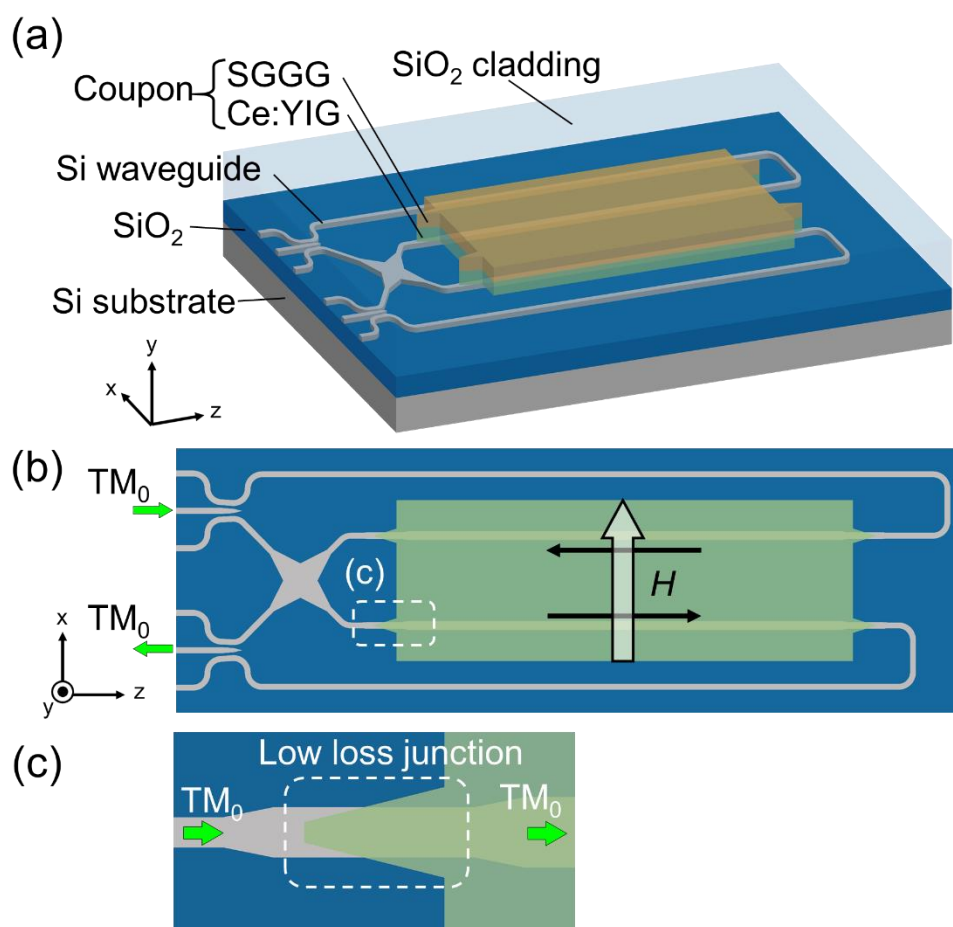


図 5.3 テーパー型クーポンによる低損失な MZI 型 MO アイソレータ (a)3D 図 (b)上面図 (c)テーパー型クーポンの上面図

(1) テーパー型クーポンの設計

図 5.4(a)にテーパー型クーポンの構造を示す。入力側の Si 導波路幅は後に述べる交差導波路に合わせて $0.50 \mu\text{m}$ に設計されており、出力側の Si 導波路幅は TM_0 モードで得られる NRPS が最大となる $0.77 \mu\text{m}$ [5]に設計されている。さらに、低損失な接合のために Si 導波路はテーパー型になっている。またクーポンもテーパー型になっており、最小幅は作製難易度も考慮し $0.1 \mu\text{m}$ とし、幅 $1 \mu\text{m}$ まで広がるように設計する。なお、テーパー型クーポンの長さ ($L_{\text{CY-taper}}$) 以外の各導波路長は $1 \mu\text{m}$ とする。図 5.4(b)にテーパー型クーポン下の Si 導波路幅 ($w_{\text{Si-taper}}$) と $L_{\text{CY-taper}}$ による透過率のシミュレーション結果を示す。透過率は $w_{\text{Si-taper}} = 0.62 \mu\text{m}$ 、 $L_{\text{CY-taper}} = 7 \mu\text{m}$ のときに最大となり、このとき接合損失は 0.137 dB となった。ただし、実際のデバイス作製では位置ずれが発生する。産総研の $\mu\text{-TP}$ 装置における位置合わせ精度は既に評価されており、 $\pm 410 \text{ nm}$ (3σ)である[6]。図 5.4(c)に位置合わせ誤差による透過率のシミュレーション結果を示す。 400 nm の誤差が発生すると、接合損失は 1.302 dB まで増加する。

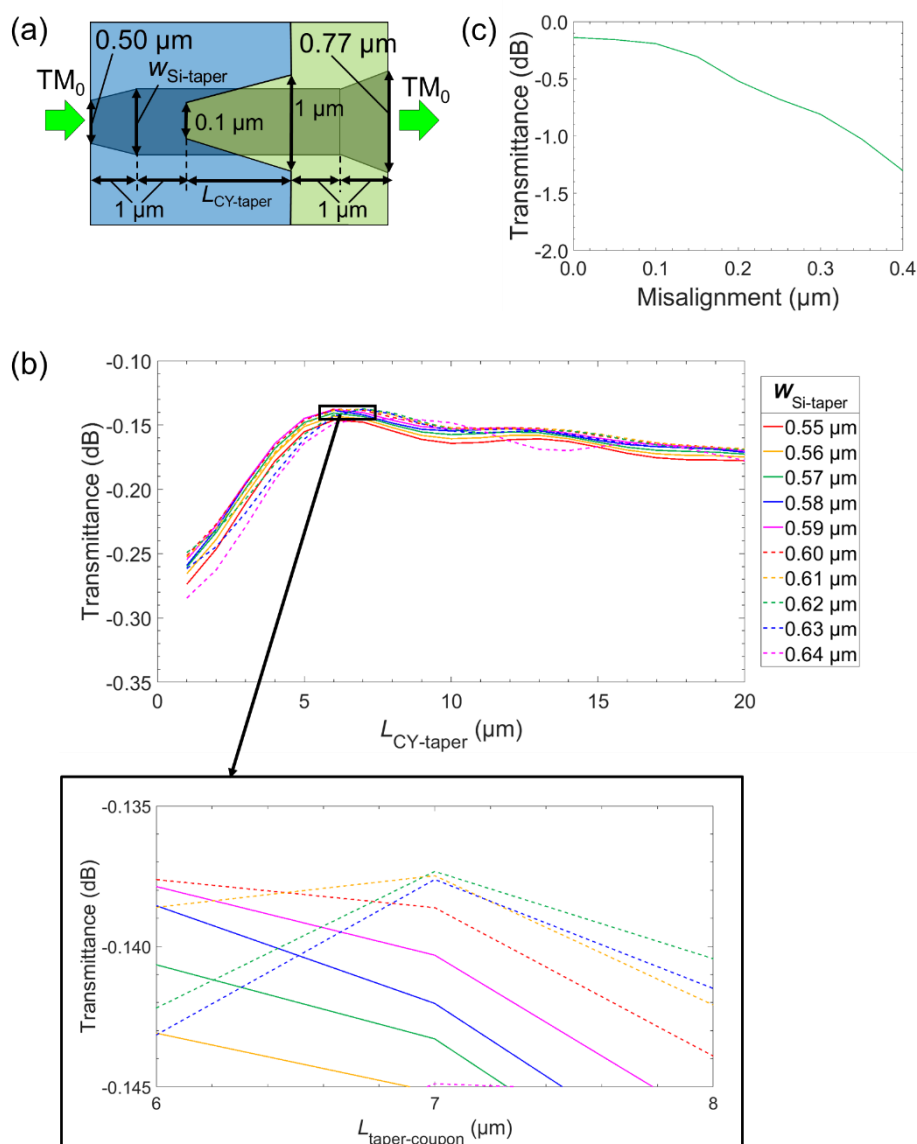


図 5.4 (a)テーパ型クーポン導波路の構造図 (b) $w_{Si-taper}$ と $L_{CY-taper}$ に対するテーパ型クーポン導波路の透過率のシミュレーション結果 (c)ミスアライメントによる透過率のシミュレーション結果

(2) TM モード用 3dB カプラの設計

図 5.5(a)に TM モード用 3dB カプラの構造を示す。中央の Si 導波路はテーパ構造になっており、一般的な導波路幅である $0.44 \mu m$ から w_{TM-3dB} まで狭められる。一方、サイドの Si 導波路は逆テーパ構造になっており、 w_{TM-3dB} から $0.44 \mu m$ まで広げられる。なお、中央導波路は残った光を放射するために最終的に $0.2 \mu m$ まで狭められる。また、カプラ領域の導波路間隔は $0.2 \mu m$ に固定し、入力側及び出力側の導波路間隔は少し広く設計しそれぞれ $0.4 \mu m$ 及び $0.5 \mu m$ とする。また、入力側と出力側の導波路長は $3 \mu m$ とする。

TM モードの場合はモード変換を伴わない分波によって光が等分岐される。図 5.5(b)に w_{TM-3dB} とカプラ長 (L_{TM-3dB}) による透過率をシミュレーションした結果を示す。

2.6.3 節で述べたように、カプラ長を短くすることで、TE モード遮断し、TM モードのみをサイド導波路に結合することができる。そのため、カプラ長が短くなるように $w_{\text{TM-3dB}} = 0.30 \mu\text{m}$ 、 $L_{\text{TM-3dB}} = 3.9 \mu\text{m}$ に設計し、その際の損失は 0.116 dB となった。

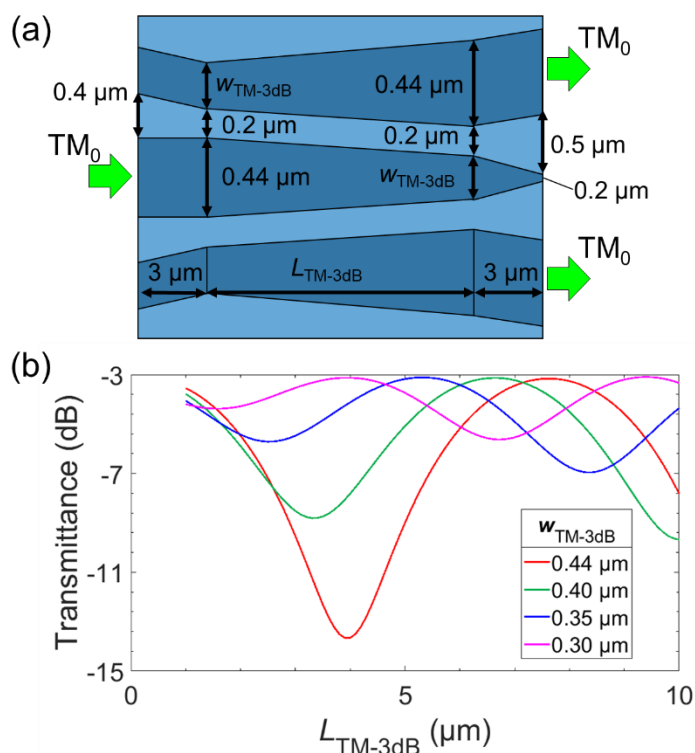


図 5.5 (a)TM モード用 3dB カプラの構造図 (b) $w_{\text{TM-3dB}}$ と $L_{\text{TM-3dB}}$ による 3dB カプラの透過率のシミュレーション結果

(3) TM モード用交差導波路の設計

交差導波路は NRPS 領域の導波路の光の伝搬方向を反転させるために必要である。TE モード用の交差導波路はすでに Y. Ma らによって報告されており [7]、図 5.6 のような 12 段のテーパで、表 5.2 の設計値で構成されている。ただし、各テーパの長さ $L_{\text{each-taper}}$ とした。

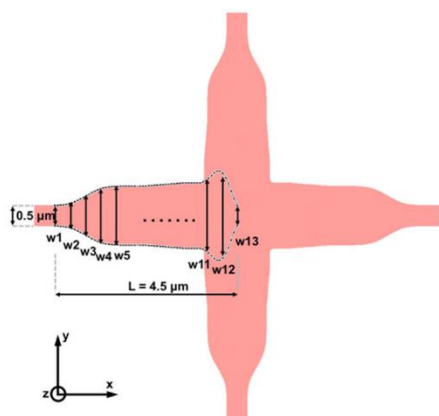


図 5.6 交差導波路[7]

表 5.2 TE モード表交差導波路の設計値 (μm) [7]

$L_{\text{each-taper}}$	w1	w2	w3	w4	w5	w6
0.375	0.5	0.6	0.95	1.32	1.44	1.46
w7	w8	w9	w10	w11	w12	w13
1.466	1.52	1.58	1.62	1.76	2.15	0.5

この交差導波路を TM モード用に調整するために $w_3 \sim w_{12}$ に係数 x を掛けた。この係数 x と $L_{\text{each-taper}}$ による透過率のシミュレーション結果を図 5.7 に示す。透過率は $x = 1.1$ 、 $L_{\text{each-taper}} = 0.425 \mu\text{m}$ のときに最大になり、 0.197 dB となった。また、このときの設計値を表 5.3 に示す。

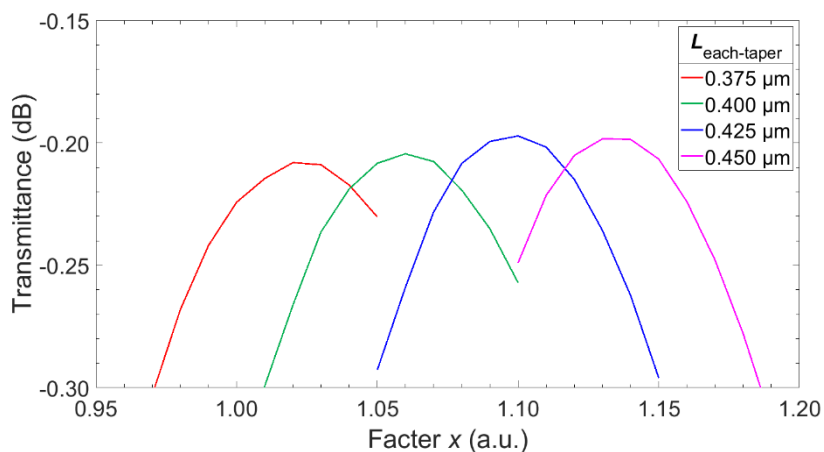
図 5.7 係数 x と $L_{\text{each-taper}}$ に対する交差導波路の透過率のシミュレーション結果

表 5.3 TM モード表交差導波路の設計値 (μm)

$L_{\text{each-taper}}$	w1	w2	w3	w4	w5	w6
0.425	0.5	0.6	1.045	1.452	1.584	1.606
	w7	w8	w9	w10	w11	w12
	1.6126	1.672	1.738	1.782	1.936	2.365
						w13
						0.5

(4) 非相反移相器の設計

最後に非相反移相器の設計を行った。(1)で述べたように、Si 導波路幅は TM_0 モードで得られる NRPS が最大となる $0.77 \mu\text{m}$ [5]に設計する。また、Ce:YIG のファラデー回転係数を $-4,500 \text{ deg/cm}$ としてシミュレーションを行うと NRPS 長は $247.1 \mu\text{m}$ となる。この時の Ce:YIG 層の吸収による伝搬損失をシミュレーションすると、 0.654 dB となった。

(5) 合計損失

TM_0 モードを入射したときの損失を表 5.4 にまとめる。テーパ型クーポンの位置ずれが無い場合の合計損失は 1.36 dB を達成した。しかし、 $0.4 \mu\text{m}$ の位置ずれが発生した場合の合計損失は 3.69 dB と大幅に増加した。なお、 TE_0 モードが入射したとき光アイソレータ動作は得られないが挿入損失は 11 dB 程度となる。また、デバイスのサイズは約 $70 \times 350 \mu\text{m}^2$ となり、1.6.6 節で述べたこれまでに報告されている MZI 型の MO アイソレータと比較して、大幅な小面積化を達成した。なお、接合界面で逆方向の伝搬モードに結合する反射率は、位置ずれが無い場合、TM モードでは -37.8 dB 、TE モードでは -48.0 dB である。また、 $0.4 \mu\text{m}$ の位置ずれが発生した場合 TM モードの反射率は -42.3 dB であり、TE モードの反射率は -54.1 dB である。いずれの場合も大きな反射は発生しない。

表 5.4 テーパ型クーボンによる低損失 MZI 型 MO アイソレータの損失のシミュレーション結果

Input	Loss of 3dB coupler	Junction loss	Propagation loss of NRPS region	Loss of crossing waveguide	Total loss
TM_0 (Misalignment = $0 \mu\text{m}$)	$0.116 \text{ dB} \times 2$	$0.137 \text{ dB} \times 2$	0.654 dB	0.197 dB	1.36 dB
TM_0 (Misalignment = $0.4 \mu\text{m}$)		$1.302 \text{ dB} \times 2$			3.69 dB

(6) 周波数特性

Ce:YIG のファラデー回転係数には波長依存性があり、文献[8]によると波長 1550 nm 付近では Ce:YIG のファラデー回転係数は波長に対して一次関数的に増加することが分

かる。先行研究によると、この傾きは 10 deg/cm/nm となる[9]。波長 1550 nm では Ce:YIG のファラデー回転係数は-4,500 deg/cm となるので、以下の式で表される。

$$\theta_F(\text{deg/cm}) = \frac{d\theta_F}{dT} \{T(^{\circ}\text{C}) - 25\} + 10 \cdot \lambda(\text{nm}) - 20,000 \quad (5.1)$$

ただし、 T は温度でありシミュレーションでは 25°C とする。

また、RPS 導波路幅 0.44 μm 、 TM_0 モード、式(2.7.3)において $m = 0$ とし、波長 1.55 μm で $\theta_{\text{RPS}} = \pi/2$ となるように RPS 長は 0.225 μm に設計する。これらを踏まえて、位置ずれが無い場合の損失の周波数特性のシミュレーション及びこの損失を考慮したアイソレータの透過率のシミュレーションを行った。その結果を図 5.8 に示す。挿入損失は波長 1525~1575 nm の広帯域に渡って 1.5 dB 以下を達成しており、位置ずれ無く貼り付けた場合のテーパ型クーポンは低損失化に非常に効果的であることを示している。また、波長 1537~1564 nm で 30 dB 以上のアイソレーション比を達成した。

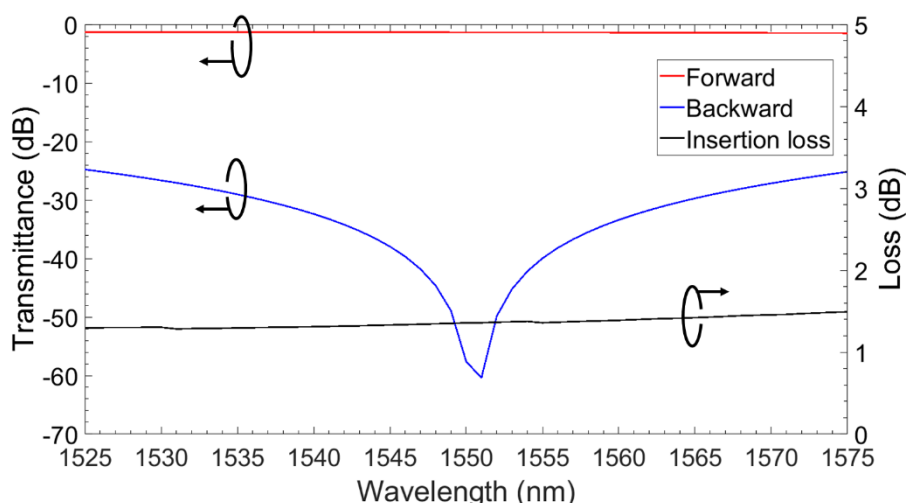


図 5.8 テーパ型クーポンによる低損失 MZI 型 MO アイソレータの透過率と損失の周波数特性

5.2.2 スロープ型 SGGG/Ce:YIG クーポン

テーパ型 SGGG/Ce:YIG クーポンは位置ずれによる損失の増加が激しい。そこで位置ずれによる影響が少ないスロープ型 SGGG/Ce:YIG クーポンを利用した MZI 型 MO アイソレータのデバイス構造を提案する。デバイス構造を図 5.9 に示す。スロープ型クーポン以外の設計は 5.2.1 節のテーパ型クーポンと同じであるため、ここではスロープ型クーポンの設計を行った。

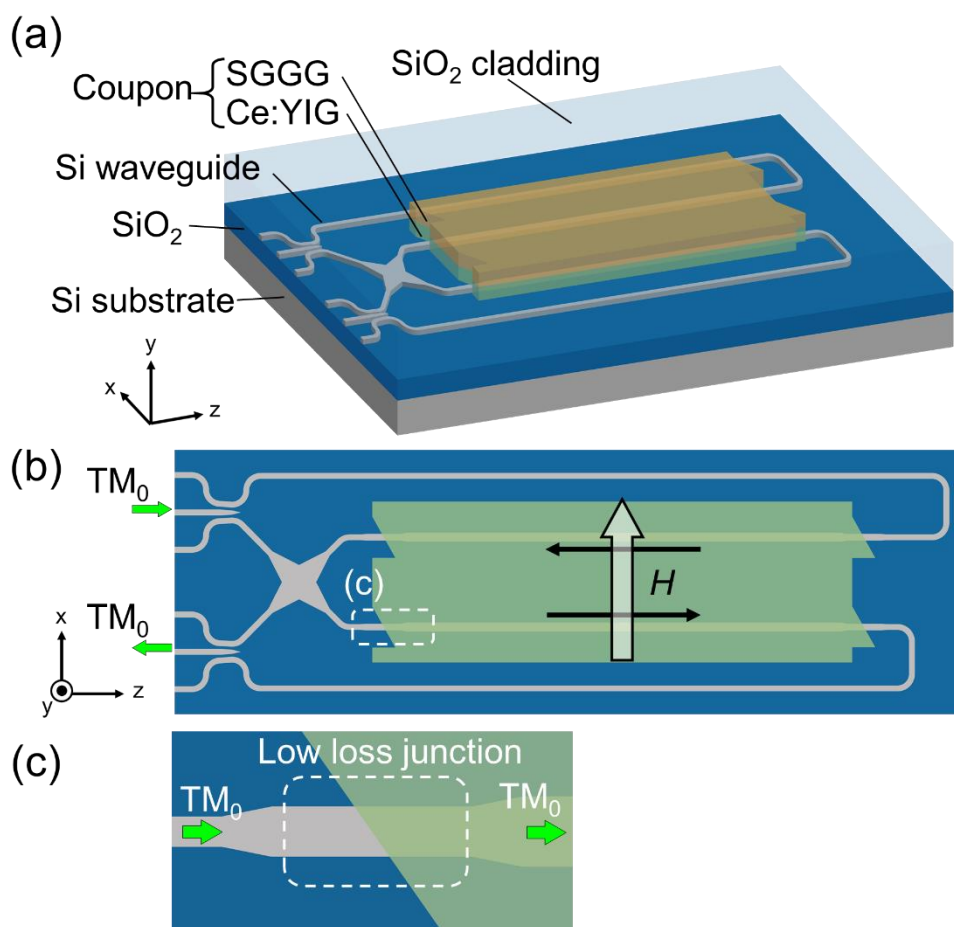


図 5.9 スロープ型クーポンによる低損失な MZI 型 MO アイソレータ (a)3D 図 (b)上面図 (c)スロープ型クーポンの上面図

(1) スロープ型クーポンの設計

図 5.10(a)にスロープ型クーポンの構造を示す。5.2.1 節と同様に入力側の Si 導波路幅は $0.50 \mu\text{m}$ 、出力側の Si 導波路幅は $0.77 \mu\text{m}$ に設計されている。また、 $w_{\text{Si-slope}} = w_{\text{Si-taper}} = 0.62 \mu\text{m}$ とした。なお、スロープ以外の導波路長は $1 \mu\text{m}$ とする。スロープ角度 ($\theta_{\text{CY-slope}}$) による透過率のシミュレーション結果を図 5.10(b)に示す。透過率は $\theta_{\text{CY-slope}} = 68 \text{ deg}$ のときに最大となり、その際の損失は 0.206 dB となった。

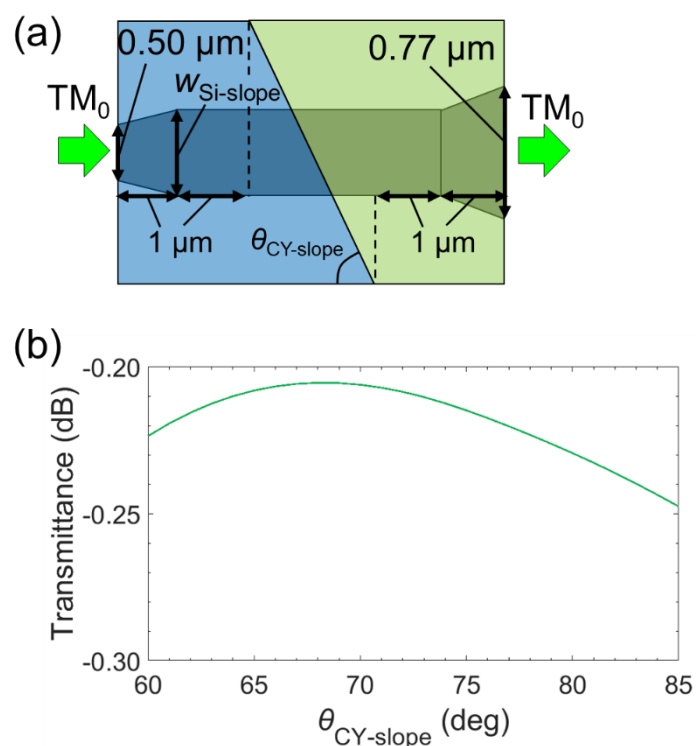


図 5.10 (a)スロープ型クーボン導波路の構造図 (b) $\theta_{\text{CY-slope}}$ によるスロープ型クーボン導波路の透過率のシミュレーション結果

(2) 合計損失

TM_0 モードを入射したときの損失を表 5.5 にまとめる。合計損失は 1.50 dB となった。テーパ型と比較して損失は多少増加したが、それでも 1.5 dB 以下を達成した。なお、 TE_0 モードが入射したときの損失は約 11 dB となった。また、デバイスのサイズは約 $70 \times 350 \mu\text{m}^2$ となり、1.6.6 節で述べたこれまでに報告されている MZI 型の MO アイソレータと比較して、大幅な小面積化を達成した。なお、接合界面での TM モードの反射率は -31.5 dB、TE モードの反射率は -43.6 dB であり、大きな反射は発生していない。

表 5.5 スロープ型クーボンによる低損失 MZI 型 MO アイソレータの損失のシミュレーション結果

Input	Loss of 3dB coupler	Junction loss	Propagation loss of NRPS region	Loss of crossing waveguide	Total loss
TM_0	0.116 dB \times 2	0.206 dB \times 2	0.654 dB	0.197 dB	1.50 dB

(3) 周波数特性

続いて、損失の周波数特性のシミュレーション及びこの損失を考慮したアイソレータの透過率のシミュレーションを行った。ただし、Ce:YIG のファラデー回転係数や RPS 導波路は 5.2.1 節のテーパ型クーボンと同じ設計値を用いる。その結果を図 5.11 に示す。

挿入損失は波長 1525~1555 nm の広帯域に渡って 1.5 dB 以下を達成しており、スロープ型クーポンは低損失化に効果的であることを示している。また、波長 1537~1564 nm で 30 dB 以上のアイソレーション比を達成した。

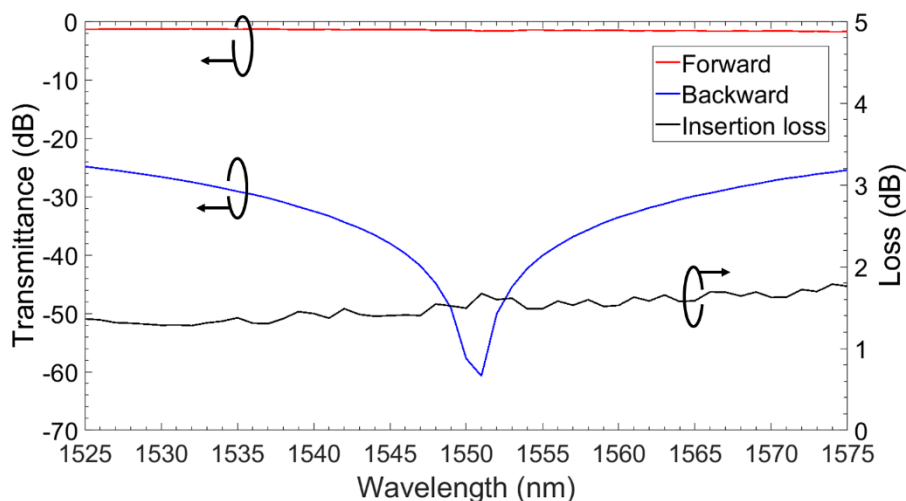


図 5.11 スロープ型クーポンによる低損失 MZI 型 MO アイソレータの透過率と損失の周波数特性

5.3 TE 入射とモード変換による低損失化

MO ガーネットのパターニング以外の方法で接合損失を低減させる方法には、接合面は損失が低い TE モードの光で通過し、その後に NRPS が得られる TM モードの光にモード変換する方法がある。この方法は μ -TP 法だけでなくダイボンディング法や堆積法でも可能だが、表 5.1 に示したようにこれらの方法よりも μ -TP 法の方が低損失化に有利である。 μ -TP 法は Si 導波路上に MO ガーネットを貼り付けることになるので、NRPS は TM モードで取得でき、接合損失の低いモードの光は TE モードとなる。また、多くのレーザは TE モードの光を生成するため、TE 入射で動作する低損失なアイソレータは大きな利点がある。そのため、本節ではされた μ -TP 法による MZI 型 MO アイソレータを TE 入射とモード変換によって低損失化する方法の提案及び設計を行う。

デバイス構造を図 5.12 に示す。図 5.12(c)に示すモード変換器以外の動作原理は 5.2 節で述べた原理と同じであるので、ここではモード変換器の動作について述べる。TE₀ モードで入射した光は TM モードよりも小さい接合損失でクーポン界面を通過する。その後、TE₁ モードを経由して TM₀ モードに変換され、NRPS 領域に出射される。本節では、TE₁-TM₀ 変換器、TE₀-TE₁ 変換器、TE モード用の 3dB カプラ、低損失接合、TE モード用の交差導波路、非相反移相器の設計を行う。

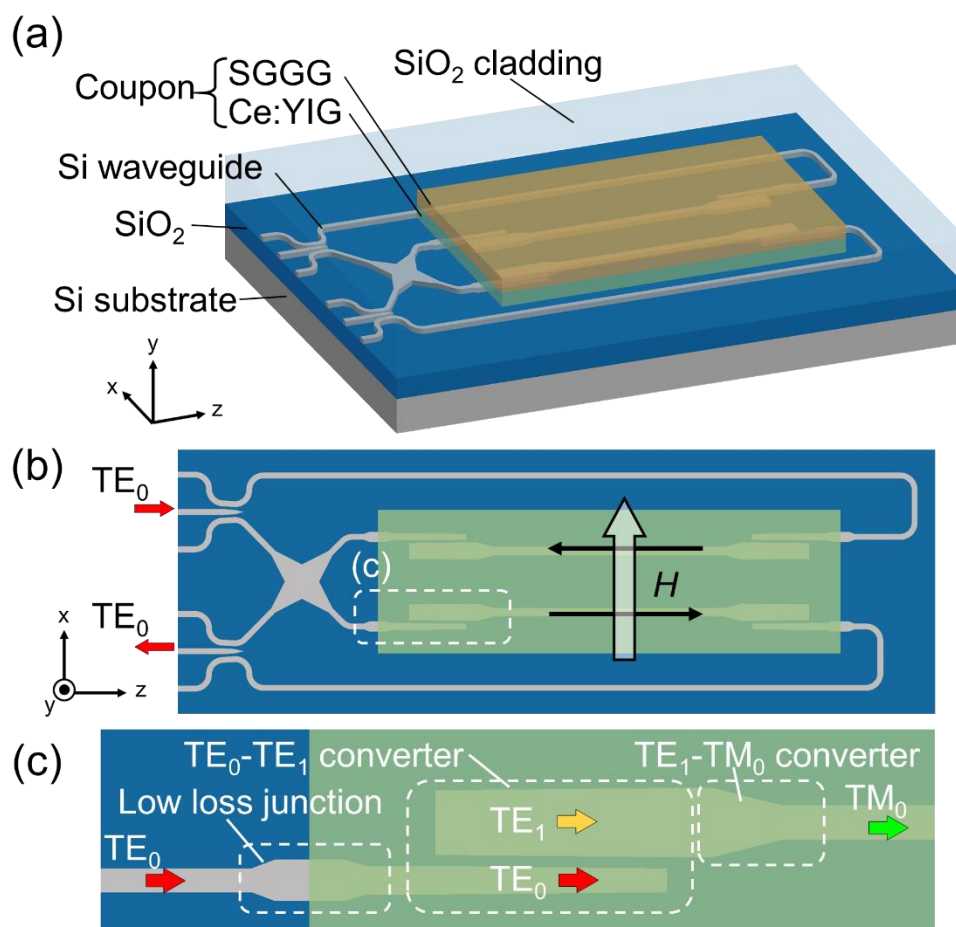


図 5.12 TE 入射とモード変換による低損失な MZI 型 MO アイソレータ (a)3D 図 (b)上面図 (c)テーパ型クーポンの上面図

(1) TE_1 - TM_0 変換器

図 5.13(a)に TE_1 - TM_0 変換器の構造を示す。3 段の逆テーパ構造になっており、2 段目の逆テーパでモード変換が発生する。1 段目の逆テーパにはモード変換が起きないように導波路幅よりも導波路幅を広げる役割があり、3 段目の逆テーパはこれまでと同様に TM_0 モードで得られる NRPS が最大となる $0.77 \mu\text{m}$ [5]まで導波路幅を狭める役割を持っている。図 5.13(b)に SGGG/Ce:YIG クーポン下の Si 導波路幅に対する実効屈折率をシミュレーションした結果を示す。この結果より、Si 導波路幅 $0.85 \mu\text{m}$ と $0.90 \mu\text{m}$ の間で、 TE_1 - TM_0 変換が発生することが分かる。そのため、 $w_{TE_1-cvt} = 0.90 \mu\text{m}$ 、 $w_{TM_0-cvt} = 0.85 \mu\text{m}$ に設計する。また、 w_{TE_1-in} は w_{TE_1-cvt} よりも広くするために、 $w_{TE_1-in} = 0.95 \mu\text{m}$ に設計する。

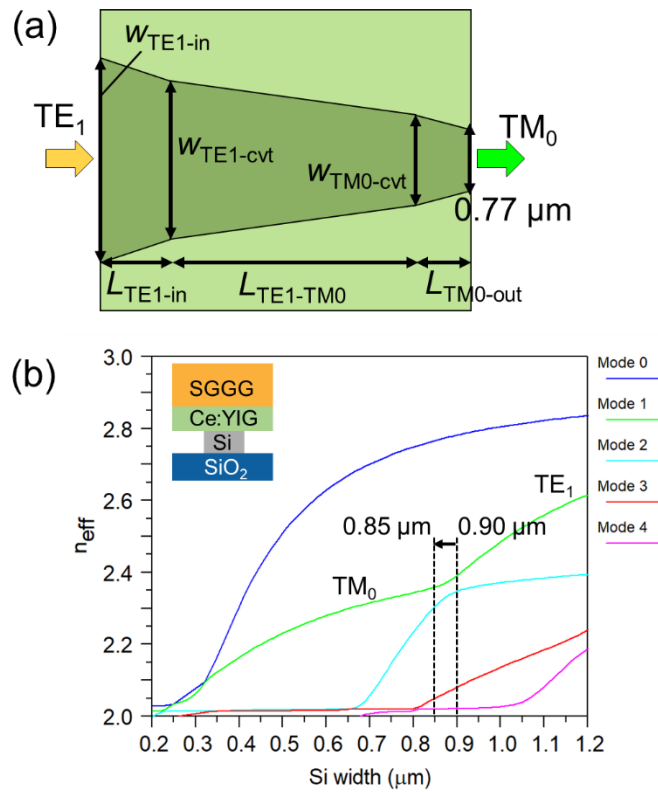


図 5.13 (a)TE₁-TM₀変換器の構造 (b)SGGG/Ce:YIG クーポン下の Si 導波路幅に対する実効屈折率のシミュレーション結果

続いて、モード変換の最適な長さを設計するために 2 段目の逆テーパのみを取り出し、 $L_{\text{TE1-TM0}}$ によるモード変換効率をシミュレーションした結果を図 5.14(a)に示す。この結果より、最大の変換効率を得られる $L_{\text{TE1-TM0}} = 40 \mu\text{m}$ に設計する。続いて、1 段目と 3 段目の逆テーパを追加し、仮の値として $L_{\text{TM0-out}} = 5 \mu\text{m}$ に固定し、 $L_{\text{TE1-in}}$ によるモード変換効率をシミュレーションした結果を図 5.14(b)に示す。この結果より、最大の変換効率を得られる $L_{\text{TE1-in}} = 16 \mu\text{m}$ に設計する。最後に、 $L_{\text{TM0-out}}$ によるモード変換効率をシミュレーションした結果を図 5.14(c)に示す。この結果より、最大の変換効率を得られる $L_{\text{TM0-out}} = 13 \mu\text{m}$ に設計する。これらの設計値のときのモード変換損失は 0.127 dB となった。

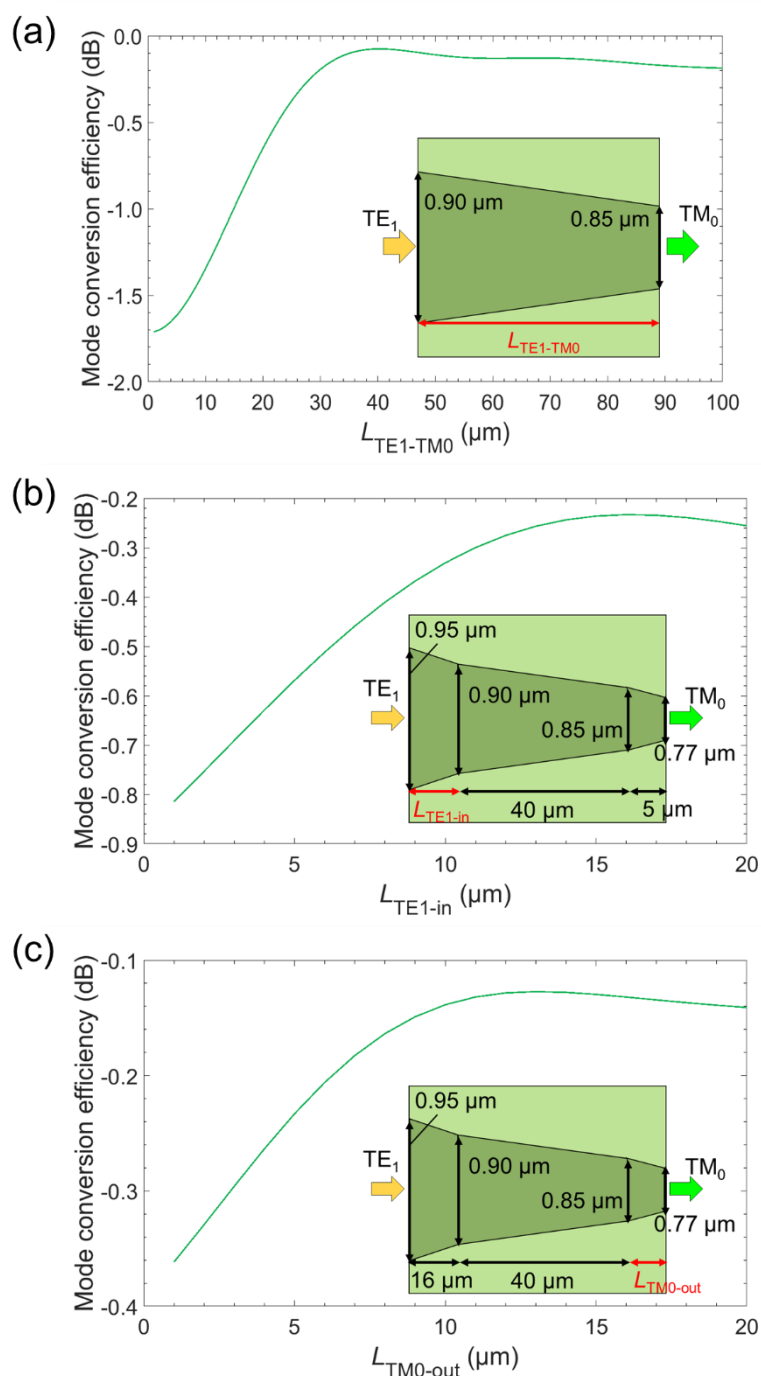


図 5.14 (a)2 段目逆テーパのみの場合の $L_{TE1-TM0}$ に対するモード変換効率のシミュレーション結果 (b)3 段目逆テーパの場合の L_{TE1-in} に対するモード変換効率のシミュレーション結果 (c)3 段目逆テーパの場合の $L_{TM0-out}$ に対するモード変換効率のシミュレーション結果

(2) TE₀-TE₁ 変換器

図 5.15(a)に TE₀-TE₁ 変換器の構造を示す。TE₀ 導波路と TE₁ 導波路の実効屈折率が同程度の時、モード変換が発生する。このモード変換をより効率的に起こすために、TE₀ 導波路は逆テーパ構造に、TE₁ 導波路はテーパ構造に設計する。また、(1)の設計値と一

貫性を保つために、 $w_{\text{TE1-wide}} = w_{\text{TE1-in}} = 0.95 \mu\text{m}$ に設計する。また、モード変換器長 ($L_{\text{TE0-TE1}}$) 以外の導波路長は $5 \mu\text{m}$ とする。続いて、図 5.15(b)に SGGG/Ce:YIG クーポン下の Si 導波路幅に対する実効屈折率をシミュレーションした結果を示す。 $w_{\text{TE1-wide}} = 0.95 \mu\text{m}$ であることに注意しながら、TE₀モードと TE₁モードの実効屈折率が同程度になる条件を探すと、TE₀導波路幅が約 $0.45 \mu\text{m}$ 、TE₁導波路幅が約 $0.94 \mu\text{m}$ の時に TE₀-TE₁変換が発生することが分かる。したがって、 $w_{\text{TE0-wide}} = 0.46 \mu\text{m}$ 、 $w_{\text{TE0-narrow}} = 0.44 \mu\text{m}$ 、 $w_{\text{TE1-narrow}} = 0.93 \mu\text{m}$ に設計する。最後に、 $L_{\text{TE0-TE1}}$ によるモード変換効率をシミュレーションした結果を図 5.15(c)に示す。モード変換効率は $L_{\text{TE0-TE1}} = 89 \mu\text{m}$ のときに最大となり、その際の損失は 0.101 dB となった。

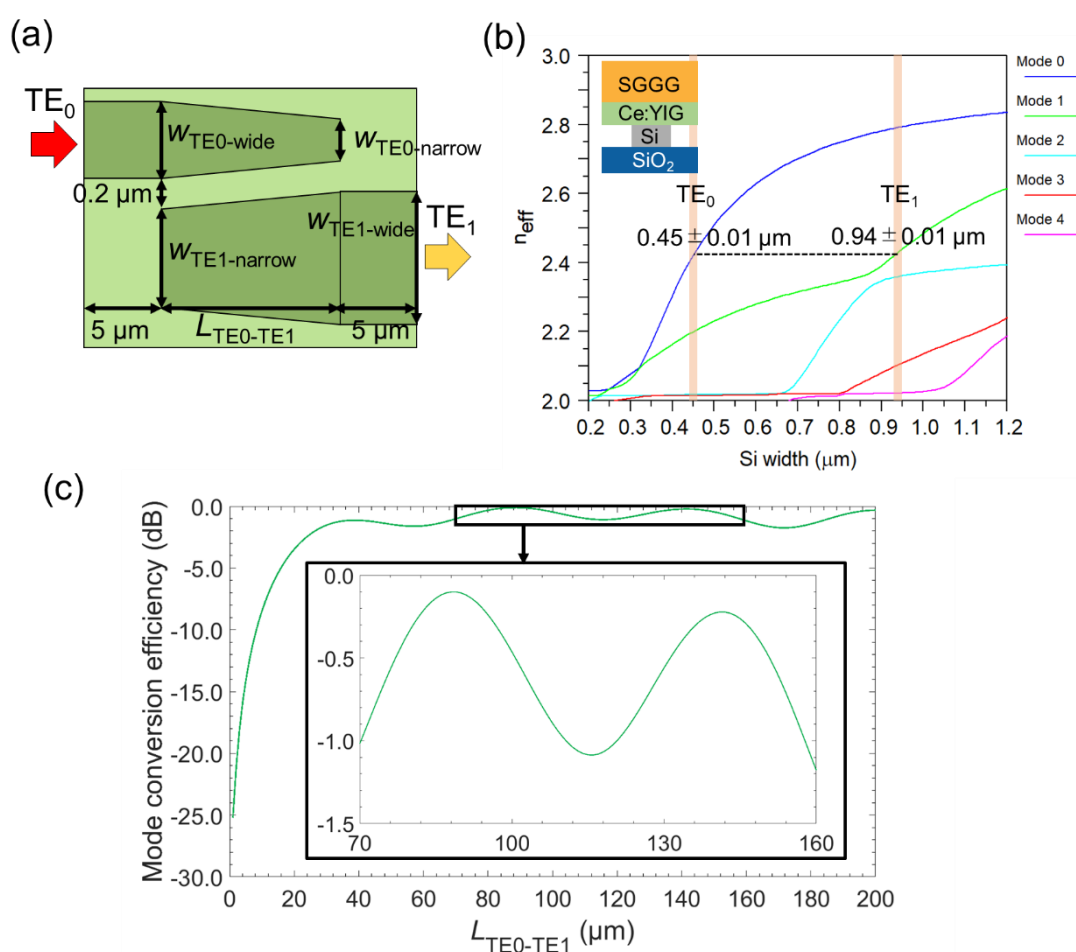


図 5.15 (a)TE₀-TE₁変換器の構造図 (b)SGGG/Ce:YIG クーポン下の Si 導波路幅による実効屈折率のシミュレーション結果 (c) $L_{\text{TE0-TE1}}$ によるモード変換効率のシミュレーション結果

(3) TE モード用 3dB カプラの設計

図 5.16(a)に TE モード用 3dB カプラの構造を示す。中央の Si 導波路はテーパ構造になっており、一般的な導波路幅である $0.44\ \mu\text{m}$ から $w_{\text{TE-3dB}}$ まで狭められる。一方、サイドの Si 導波路は逆テーパ構造になっており、 $w_{\text{TE-3dB}}$ から $0.44\ \mu\text{m}$ まで広げられる。なお、中央導波路は残った光を放射するために最終的に $0.2\ \mu\text{m}$ まで狭められる。また、カプラ領域の導波路間隔は $0.2\ \mu\text{m}$ に固定し、入力側及び出力側の導波路間隔は少し広く設計しそれぞれ $0.4\ \mu\text{m}$ 及び $0.5\ \mu\text{m}$ とする。また、入力側と出力側の導波路長は $3\ \mu\text{m}$ とする。

TE モードの場合はモード変換を伴う分波によって光が等分岐される。図 5.16(b)に中央導波路幅とサイド導波路幅の和を $0.86\ \mu\text{m}$ としたときの、Si 導波路幅による実効屈折率をシミュレーションした結果を示す。この結果より、 $w_{\text{TE-3dB}} = 0.42\ \mu\text{m}$ とすれば中央導波路幅に閉じ込められていた TE_0 モードが、サイド導波路に遷移する。図 5.16(c)にカプラ長 ($L_{\text{TE-3dB}}$) による透過率をシミュレーションした結果を示す。透過率は $L_{\text{TE-3dB}} = 35\ \mu\text{m}$ のときに最大となり、その際の損失は $0.007\ \text{dB}$ となった。

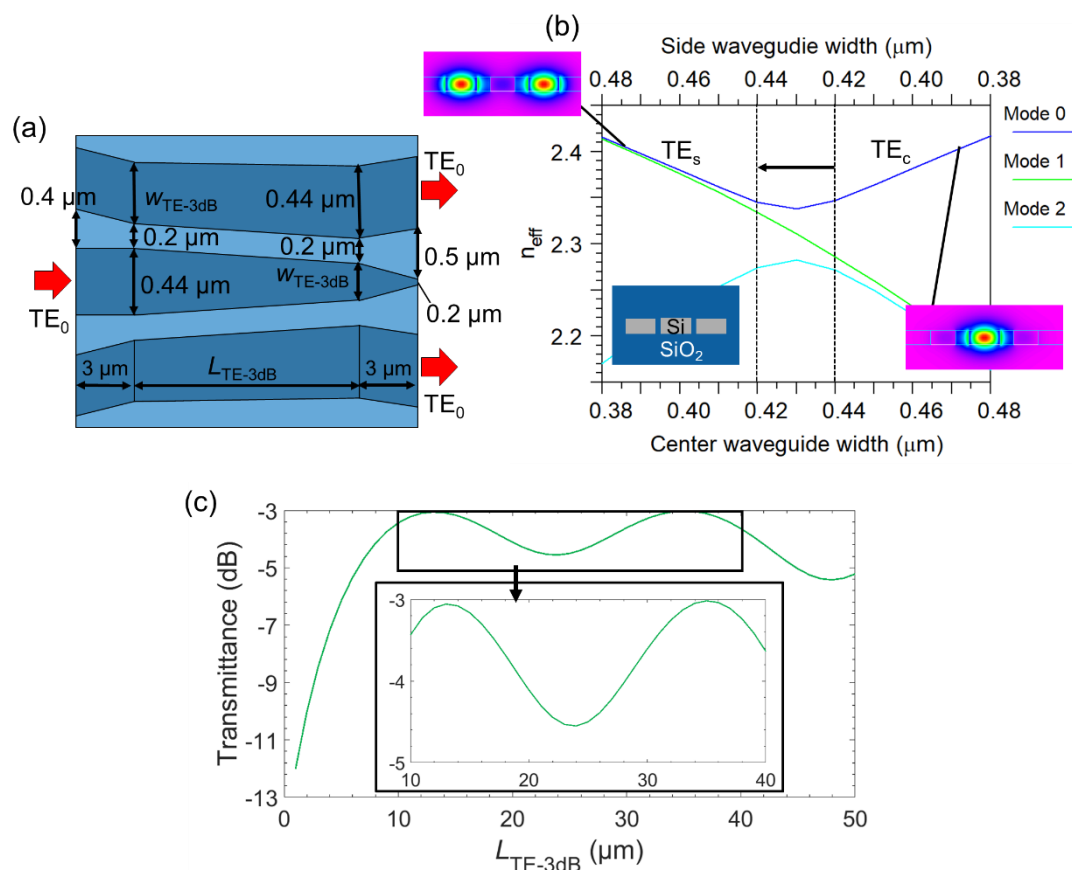


図 5.16 (a)TE モード用 3dB カプラの構造図 (b)中央導波路幅とサイド導波路幅の和を $0.86\ \mu\text{m}$ としたときの、Si 導波路幅による実効屈折率のシミュレーション結果 (c) $L_{\text{TE-3dB}}$ による 3dB カプラの透過率のシミュレーション結果

(4) TE モード用低損失接合

図 5.17(a)に TE モード用の低損失接合の構造を示す。Si 導波路幅を一時的に拡大することで、電場の閉じ込めが強くなるので接合損失をさらに低減させることができる。なお、入射側導波路幅は(3)の設計値と一貫性があるように $0.44\ \mu\text{m}$ とし、出力導波路幅は(2)の設計値と一貫性があるように $0.46\ \mu\text{m}$ とする。また、厳密な位置合わせが必要ないように接合部分の導波路長さは合計で $4\ \mu\text{m}$ とする。また、入力側と出力側の導波路長は $2\ \mu\text{m}$ とする。図 5.17(b)に w_{junction} による透過率のシミュレーション結果を示す。透過率は $w_{\text{junction}} = 0.81\ \mu\text{m}$ のときに最大となり、その際の損失は $0.058\ \text{dB}$ となった。

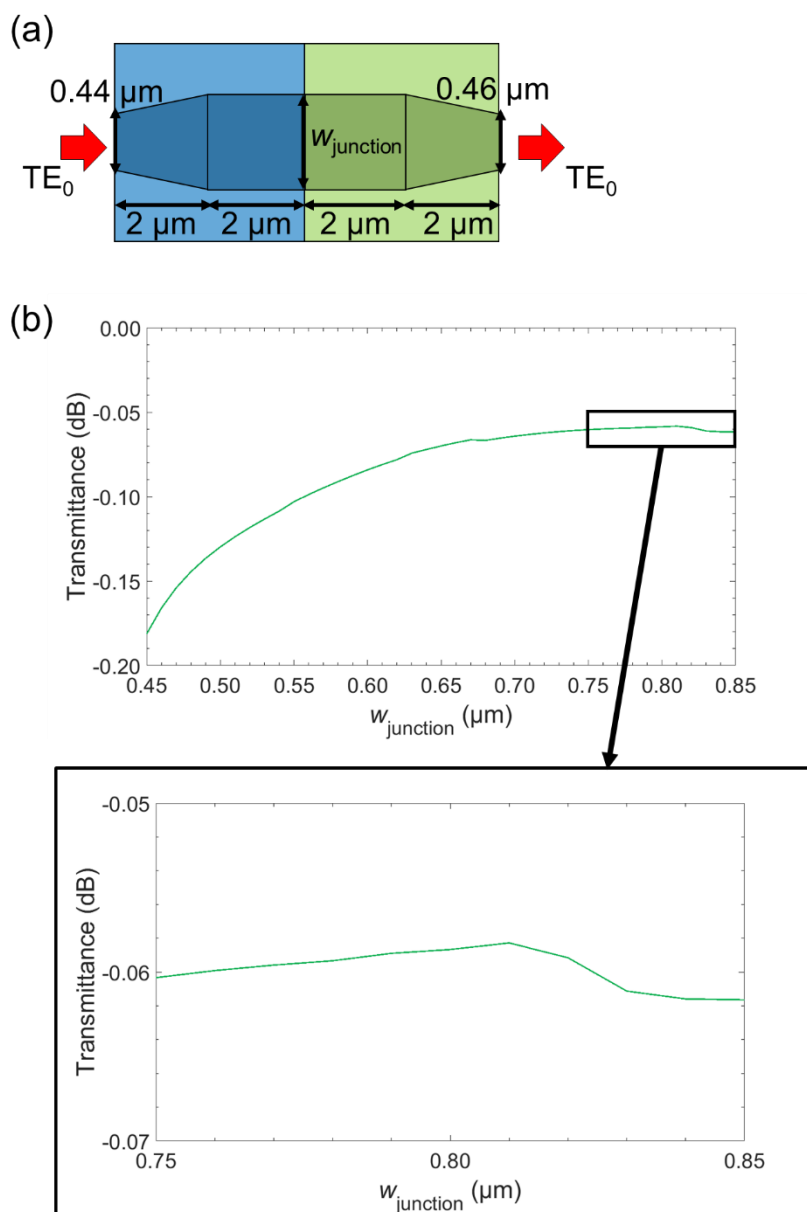


図 5.17 (a)TE モード用の低損失接合の構造 (b) w_{junction} に対する透過率のシミュレーション結果

(5) TE モード用交差導波路の設計

交差導波路は NRPS 領域の導波路の光の伝搬方向を反転させるために必要である。5.2.1 節でも述べたように、TE モード用の交差導波路はすでに Y. Ma らによって報告されている[7]。したがって、表 5.2 の設計値をそのまま用いた。シミュレーションを行ったところ、損失は 0.032 dB となった。

(6) 非相反移相器の設計

5.2.1 節で述べたように、Si 導波路幅は TM_0 モードで得られる NRPS が最大となる $0.77 \mu\text{m}$ [5]に設計し、NRPS 長は $247.1 \mu\text{m}$ とする。この時の Ce:YIG 層の吸収による伝搬損失をシミュレーションすると、0.654 dB となった。

(7) 合計損失

TE_0 モードを入射したときの損失を表 5.6 にまとめる。合計損失は 1.27 dB を達成した。なお、 TM_0 モードが入射したときは光アイソレータ動作が得られないが挿入損失は 27 dB 程度となる。また、デバイスのサイズは約 $70 \times 750 \mu\text{m}^2$ となり、1.6.6 節で述べたこれまでに報告されている MZI 型の MO アイソレータと比較して小面積だが、5.2 節で述べた光アイソレータよりも大きくなった。これは、モード変換器長が合計で $170 \mu\text{m}$ 程度あるためである。このモード変換器は MO 導波路であるため、Ce:YIG による伝搬損失は 5.2 節で述べた光アイソレータよりも大きくなるが、本節で述べた光アイソレータの方が接合損失は小さいため、合計の損失は小さくなった。なお、接合界面での TE モードの反射率は -41.3 dB 、TM モードの反射率は -25.7 dB である。TE モードでの反射は小さいが、TM モードはテーパ型やスロープ型と比べて少し反射が大きい。

表 5.6 TE 入射及びモード変換器による低損失 MZI 型 MO アイソレータの損失のシミュレーション結果

Input	Loss of 3dB coupler	Junction loss	TE_0 - TE_1 converter	TE_1 - TM_0 converter
TE_0	$0.007 \text{ dB} \times 2$	$0.058 \text{ dB} \times 2$	$0.101 \text{ dB} \times 2$	$0.127 \text{ dB} \times 2$

Input	Propagation loss of NRPS region	Loss of crossing waveguide	Total loss
TE_0	0.654 dB	0.032 dB	1.27 dB

(8) 周波数特性

続いて、損失の周波数特性のシミュレーション及びこの損失を考慮したアイソレータの透過率のシミュレーションを行った。その結果を図 5.18 に示す。ただし、Ce:YIG のファラデー回転係数は 5.2 節のテーパ型やスロープ型のクーポン MO アイソレータと同じ式を用いた。また、RPS 導波路幅 $0.44 \mu\text{m}$ 、 TE_0 モード、式(2.7.3)において $m = 0$ とし、波長 $1.55 \mu\text{m}$ で $\theta_{\text{RPS}} = \pi/2$ となるように RPS 長は $0.166 \mu\text{m}$ に設計する。その結果を図

5.18 に示す。波長 1537~1560 nm で 1.5 dB 以下の損失を達成した。挿入損失は 3dB カプラの波長依存の影響が最も大きい。これは TE モード用の 3dB カプラはモード用変換器を利用しているためである。例えば、波長 1575 nm での 3dB カプラ 1 つでの損失は波長 1550 nm と比較して 0.358 dB 増加する。したがって、3dB カプラの波長依存性が小さくなるような設計にすることで、より広帯域で 1.5 dB 以下の損失を達成できると考えられる。また、波長 1535~1564 nm で 30 dB 以上のアイソレーション比を達成した。

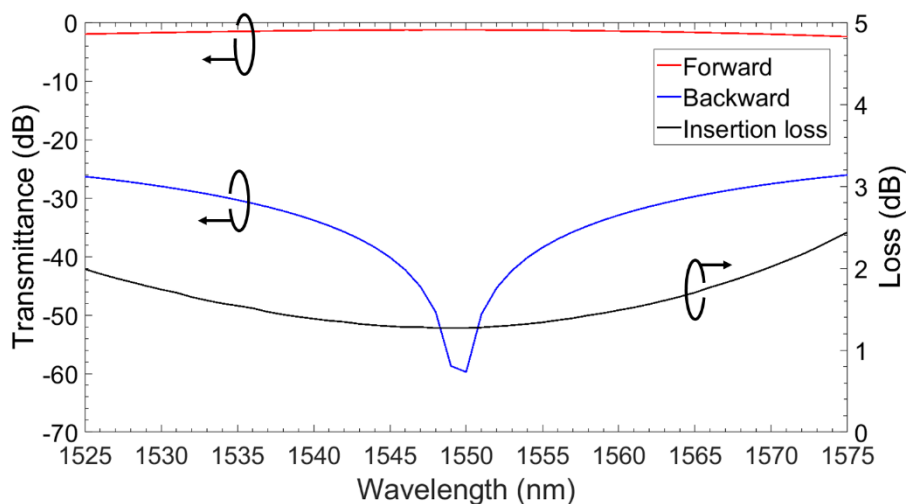


図 5.18 TE 入射及びモード変換器による低損失 MZI 型 MO アイソレータの透過率及び損失の周波数特性

5.4 μ -TP 法による偏波無依存 MZI 型アイソレータ

2.8.3 節で述べた偏波無依存 MZI 型アイソレータも折りたたみのアーム導波路と交差導波路を採用し、2 枚のクーポンを貼り付けることで図 5.19 のように小型化させることが可能である。ただし、3dB モードコンバータの動作には上下非対称構造が必要である。また、図 5.19 では省略しているが、クーポンの接合箇所は 5.2 節や 5.3 節で述べたテーパ型やスロープ型、TE 入射型などを用いることで挿入損失を低減できる。仮に 3dB モードコンバータも磁気光学クーポンによって上下非対称構造を形成したとし、さらにすべてのクーポンの接合がテーパ型であるとしたときの挿入損失を表 5.7 に示す。入射光の偏波や順方向か逆方向かで合計の損失は変わるが、いずれの場合も 3 dB 程度となる。ただし、偏光子となる方向性結合器 (Directional coupler: DC) の導波路幅を 440 nm、ギャップを 200 nm、結合器長を 1.5 μ m とした。

このような構造では複数枚のクーポンを貼り付ける必要があるが、現在はクーポンの貼り付け成功率が低いという問題がある。この問題に関しては 6.2.3 節で詳しく述べる。

(a) 3 dB mode converter *Requires vertically asymmetric structure

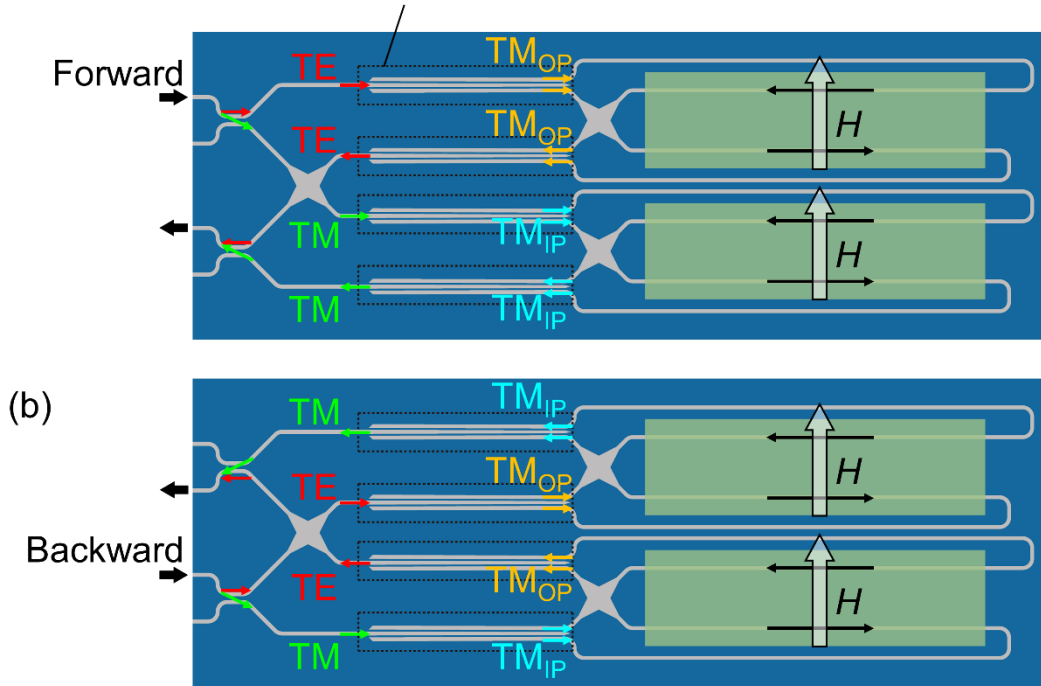


図 5.19 μ -TP 法による偏波無依存 MZI 型磁気光学アイソレータ (a)順方向伝搬 (b)逆方向伝搬

表 5.7 偏波無依存 MZI 型磁気光学アイソレータの損失のシミュレーション結果

		Forward		Backward		
		TE input	TM input	TE input	TM input	
Loss	DC (Input)	[TE] 0.295 dB	[TM] 0.270 dB	[TE] 0.295 dB	[TM] 0.270 dB	
	DC (Output)	[TE] 0.295 dB	[TM] 0.270 dB	[TM] 0.270 dB	[TE] 0.295 dB	
	Crossing waveguide (for TM)	[TE]	0.061 dB	[TM] 0.197 dB	[TE]	0.061 dB
		[TM]	0.197 dB	[TM] 0.197 dB	[TM]	0.197 dB
	3 dB mode converter (Input)	[TE→TM _{OP}] 0.565 dB	[TM→TM _{IP}] 0.290 dB	[TE→TM _{OP}] 0.565 dB	[TM→TM _{IP}] 0.290 dB	
	3 dB mode converter (Output)	[TM _{OP} →TE] 0.565 dB	[TM _{IP} →TM] 0.290 dB	[TM _{IP} →TM] 0.290 dB	[TM _{OP} →TE] 0.565 dB	
	Propagation of NRPS region	0.654 dB	0.654 dB	0.654 dB	0.654 dB	
	Junction (Taper-type)	TE	0.006 dB × 2	/	0.006 dB × 1	0.006 dB × 1
		TM	0.137 dB × 4		0.137 dB × 6	0.137 dB × 5
	Total		3.19 dB	2.99 dB	3.02 dB	3.02 dB

5.5 まとめ

μ -TP 法はダイボンディング法や堆積法と比較して、低損失な MO アイソレータを実現可能である。また、アーム導波路を折りたたみ、交差導波路を導入することでサイズが 0.1 mm^2 以下の MZI 型 MO アイソレータを実現可能である。本章では低挿入損失で

小型の MZI 型 MO アイソレータを実現する方法として「MO クーポンのパターニング」と「TE 入射とモード変換」の 2 種類を提案し、シミュレーションによる設計を行った。テーパ型クーポンを利用した MZI 型 MO アイソレータの位置ずれがない場合の挿入損失は 1.36 dB、サイズは約 $70 \times 350 \mu\text{m}^2$ となった。位置ずれによる影響が少ないスロープ型クーポンを利用した MZI 型 MO アイソレータの挿入損失は 1.50 dB、サイズは約 $70 \times 350 \mu\text{m}^2$ となった。TE 入射とモード変換による低損失な MZI 型 MO アイソレータの挿入損失は 1.27 dB、サイズは約 $70 \times 750 \mu\text{m}^2$ となった。いずれの設計でも、波長 1550 nm において 1.5 dB 以下の超低損失を達成した。また、デバイスサイズもこれまでに報告されている MZI 型の MO アイソレータと比較して小面積である。

実際の深掘りエッチングでは、図 3.9 や図 3.11 のように SGGG/Ce:YIG に 40 度程度の傾斜ができる。そのため、これを考慮したシミュレーションも行った。図 5.20(a) のような垂直な場合の TM モードの接合損失は 0.83 dB であったが、40 度の傾斜がある場合の TM モードの接合損失は 0.64 dB と減少した。また、TE モードの接合損失も 0.20 dB から 0.07 dB と減少した。したがって、5.2 節や 5.3 節で述べた構造もより接合損失が小さくなることが考えられる。より緩やかな傾斜構造の作製と接合プロセスが確立できれば、さらなる接合損失の低減も期待される。

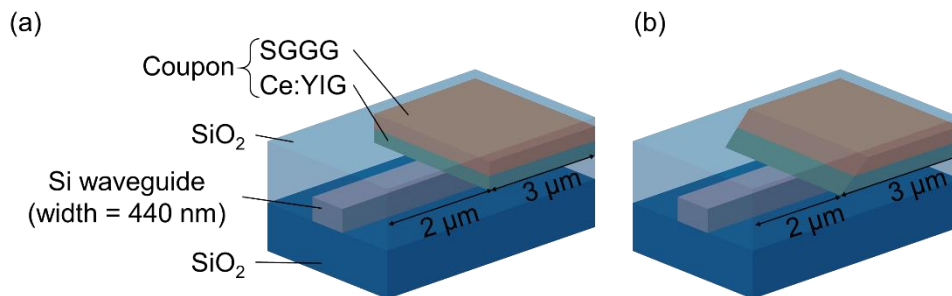


図 5.20 クーポンの接合界面 (a)傾斜がない場合 (b)傾斜がある場合

テーパ型、スロープ型、TE 入射型を比較したものを表 5.8 に示す。スロープ型は構造が単純かつ小面積であり、作製難易度が低い。しかし、他の構造と比べて挿入損失がわずかに大きい。一方、TE 入射型は挿入損失が最も小さいが、サイズが他の構造と比べて 2 倍近く大きい。また、モード変換が必要であるため構造が複雑である。テーパ型は低損失と小面積の両方を達成できるため、最も適切な構造といえる。しかし、テーパ部分の作製や貼り付けの難易度が高いことが問題であり、貼り付け位置がずれるほど接合損失が大きくなっていく。スロープ型よりも低損失を達成するためには、図 5.4(c)より $< 100 \text{ nm}$ の貼り付け精度が求められる。しかし、現在の貼り付け精度 ($\pm 410 \text{ nm}$ (3σ)[6]) ではこれを達成できる可能性は約 55%程度であり、貼り付け難易度は高い。さらに本章で提案した構造はテーパの個数が 4 個あり、クーポンの作製誤差も考慮すると作製難易度はさらに高くなる。これらを考慮すると、作製の難易度はスロープ型 $<$ TE 変換型 $<$

テーパ型となる。

表 5.8 超低損失で小型な MZI 型 MO アイソレータのシミュレーション結果

	Slope type	TE input & mode conversion type	Taper type (Misalignment = 0 μm)
Footprint	$\sim 70 \times 350 \mu\text{m}^2$	$\sim 70 \times 750 \mu\text{m}^2$	$\sim 70 \times 350 \mu\text{m}^2$
Insertion loss @1550 nm	1.50 dB	1.27 dB	1.25 dB
Structure	Simple	Complex	Simple
Printing accuracy	Not required	Not required	Required (<100 nm)
Fabrication difficulty	Low	Medium	High

参考文献

1. Y. Shoji and T. Mizumoto, "Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics," *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, art. no. 014602, 2014. DOI: 10.1088/1468-6996/15/1/014602
2. Y. Zhang, Q. Du, C. Wang, T. Fakhrul, S. Liu, L. Deng, D. Huang, P. Pintus, J. Bowers, C. A. Ross, J. Hu, and L. Bi, "Monolithic integration of broadband optical isolators for polarization-diverse silicon photonics," *Optica*, vol. 6, no. 4, pp. 473–478, 2019. DOI: 10.1364/OPTICA.6.000473
3. T. Murai, Y. Shoji, N. Nishiyama, and T. Mizumoto, "Nonvolatile magneto-optical switches integrated with a magnet stripe array," *Opt. Express*, vol. 28, no. 21, pp. 31675–31685, 2020. DOI: 10.1364/OE.403129
4. D. Minemura and Y. Shoji, "Design of ultra-low-loss magneto-optical isolator fabricated by μ -transfer printing," *IEICE Electronics Express*, vol. 21, no. 1, art. no. 20230521, 2024. DOI: 10.1587/elex.20.20230521
5. R. Yamaguchi, Y. Shoji, and T. Mizumoto, "Low-loss waveguide optical isolator with tapered mode converter and magneto-optical phase shifter for TE mode input," *Opt. Express*, vol. 26, no. 16, pp. 21271–21278, 2018. DOI: 10.1364/OE.26.021271
6. R. Kou, T. Hiratani, H. Yagi, H. Kuwatsuka, T.-H. Yen, M. Okano, M. Ohno, H. Kawashima, K. Suzuki, N. Fujiwara, H. Shoji, and K. Yamada, "Inter-layer light transition in hybrid III-V/Si waveguides integrated by μ -transfer printing," *Opt. Express*, vol. 28, no. 13, pp. 19772–19782, 2020. DOI: 10.1364/OE.394492
7. Y. Ma, Y. Zhang, S. Yang, A. Novack, R. Ding, A. E.-J. Lim, G.-Q. Lo, T. B.-Jones, and M. Hochberg, "Ultralow loss single layer submicron silicon waveguide crossing for SOI optical interconnect," *Opt.*

- Express, vol. 21, no. 24, pp. 29374–29382, 2013. DOI: 10.1364/OE.21.029374
8. T. Shintaku, A. Tate, and S. Mino, “Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ garnet substrates by sputter epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 12, pp. 1640–1642, 1997. DOI: 10.1063/1.120003
 9. K. Furuya, T. Nemoto, K. Kato, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Athermal operation of a waveguide optical isolator based on canceling phase deviations in a Mach–Zehnder interferometer,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 34, no. 8, pp. 1699–1705, 2016. DOI: 10.1109/JLT.2015.2505538

第 6 章

結論と今後の課題

6.1 結論

本研究では、200° C 以下の低温プロセスで Si 導波路上に薄膜の SGGG/Ce:YIG を小面積に集積する方法として μ -TP 法を提案し、プロセスの確立及び μ -TP 法による小型な MZI 型 MO アイソレータを実現した。また、 μ -TP 法による 2 dB 以下の超低損失な MZI 型 MO アイソレータの構造を提案し設計値を明らかにした。

第 2 章では、磁気光学効果について議論するうえで必要となる諸理論についてまとめた。まず磁気光学ガーネットについて結晶学的な知見について述べ、次に非相反移相効果の理論解析を行った。その後、MZI 型 MO アイソレータの動作原理について説明した。最後に、偏波回転 MZI 型 MO アイソレータの動作原理とその設計について述べた。

第 3 章では、SGGG/Ce:YIG の μ -TP プロセスについて述べ、その後各プロセスの実験結果を述べた。SGGG/Ce:YIG のエッチング手法や条件を明らかにし、SiO₂ を犠牲層とした中空構造を得るプロセスを確立した。 μ -TP 法によって、貼り付け温度 140°C で薄膜 SGGG/Ce:YIG の Si 基板上への貼り付けを達成した。

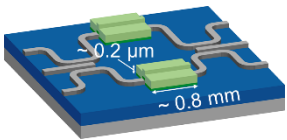
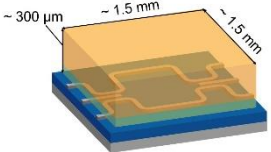
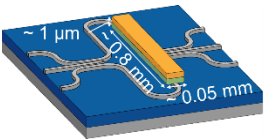
第 4 章では、 μ -TP 法によって 50 μ m \times 800 μ m の SGGG/Ce:YIG クーポンを貼り付けた MZI 型 MO アイソレータを作製及び測定した。その結果、波長 1567.1 nm で 14 dB のアイソレーション比と 6.5 nm の波長シフトを達成した。デバイスサイズは 0.25 mm² となり、ボンディング法による MZI 型 MO アイソレータの 10 分の 1 を達成した。

第 5 章では、 μ -TP 法により作製可能となる低挿入損失の MZI 型 MO アイソレータのデバイスを「MO クーポンのパターニング」と「TE 入射とモード変換」によって低損失化する 2 種類の方法を提案した。さらに MO クーポンパターンはテーパ型とスロープ型の 2 種類を提案した。いずれの設計でも、1.5 dB 以下の超低損失を達成した。また、デバイスサイズもこれまでに報告されている MZI 型の MO アイソレータと比較して小面積である。

1.8 節で述べた磁気光学ガーネットの集積方法と本研究で報告した μ -TP 法の比較を表 6.1 に示す。 μ -TP 法では低温プロセスで貼り付け可能であるため、堆積法とは異なり BEOL に導入可能である。また、堆積法とは異なり Ce:YIG が単結晶であるため、伝搬損失を最小限に抑えることができ、小面積化も達成可能である。ダイボンディング法で問題になっていた厚く大きい SGGG を、 μ -TP 法では薄膜化及び小型化させることで小面積化を達成した。これにより「高密度集積が困難」「構造に制約がある」「薄膜磁石と

の一体集積が困難」などの問題を解決することが可能である。

表 6.1 磁気光学材料の集積方法の比較

	Deposition Method	Direct Bonding	
		Die Bonding Method	μ -Transfer Printing Method
Device example ■ SGGG ■ Ce:YIG ■ YIG ■ Si ■ SiO ₂			
SGGG thickness	Nothing	Thick (~300 μ m)	Thin (~1 μ m)
Footprint	Small (< 0.35 μ m ²)	Large (> 2 mm ²)	Small (< 0.25 μ m ²)
High-density integration	Possible	Difficult	Possible
Process temperature	High (~900°C)	Low (~200°C)	Low (~200°C)
MO effect	Small	Large	Large

6.2 今後の課題

本論文を通して大きな進捗が見られ、 μ -TP 法による小型な MZI 型 MO アイソレータを実現したが、将来の研究として取り組まなければならない課題はまだ多くある。本節では現在の課題について述べる。

6.2.1 非相反移相量の向上

4.5 節で述べた通り、非相反移相量の減少の要因は SiO₂ 中間層の影響と Ce:YIG のファラデー回転係数が小さかった影響が考えられる。4.4 節で述べたように、SiO₂ 中間層は酸素プラズマ親水処理の際に出きたものだと考えられる。本研究では Ce:YIG と Si の接合を確実に達成するために、酸素プラズマを 5 分と長めに照射したことが、SiO₂ 中間層が厚くなってしまった原因だと考えられる。この酸素プラズマ照射時間は短くすることができ、これにより SiO₂ 中間層の厚さを減少させることができると考えられる。

また、Ce:YIG のファラデー回転係数は同一ウェハ内でもバラツキが出てしまう。そのため、貼り付け前に Ce:YIG のファラデー回転係数を測定することで、適切な性能を持つ Ce:YIG を用いてクーポンを作製することが可能である。他にも非相反移相量の減少はいくつかの要因が考えられ、例えば CMP プロセスで Ce:YIG に悪影響を及ぼした可能性も否定はできない。しかし、現在の実験結果だけでは全ての要因を特定することは困難である。したがって、今後は非相反移相量の減少の要因を特定することが重要で

ある。

6.2.2 テザーの設計とクーポンの破損回避

3.7.3 で述べた通り、テザー幅の設計値を $0.3\sim 2.1\ \mu\text{m}$ としても、作製されたテザー幅は $6\sim 16\ \mu\text{m}$ と大幅に広がった。これは図 6.1(a)(b) のような三角形の場合、マスクレス露光器やレジストの解像度の影響が大きくなるからだと考えられる。テザー幅が広がると、クーポンの破損や持ち上げの失敗が発生しやすくなる。実際に 4 章で作製した MZI 型 MO アイソレータ上のクーポンも、動作には影響しないものの少しクーポンが破損している。そこで、テザー幅が太くなりすぎないように図 6.1(c)(d) のような台形型を提案する。

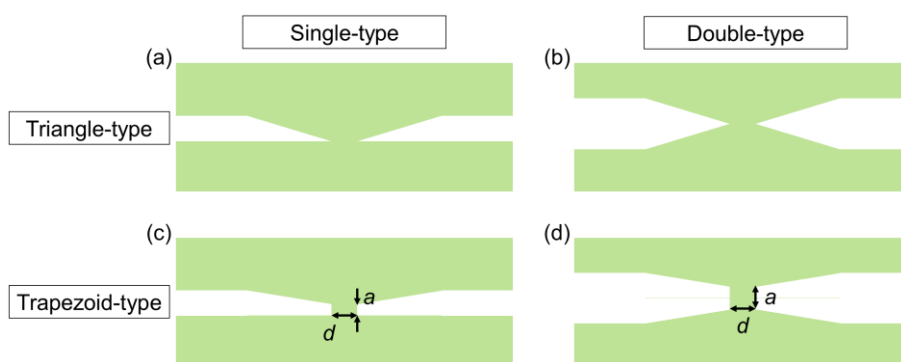


図 6.1 テザー幅の設計 (a)三角形-シングル型 (b)三角形-ダブル型 (c)台形-シングル型 (d)台形-ダブル型

このような台形型レジストパターンを作製を SGGG 基板上で行い、テザー幅の測定を行った。その結果を表 6.1 に示す。また、結果の一例を図 6.2 に示す。三角形型ではテザー幅の測定値は $6\sim 16\ \mu\text{m}$ となっていたが、台形型にすることで $0.5\sim 2\ \mu\text{m}$ 程度までテザー幅を狭めることができた。このような台形型のテザーパターンにすることで、クーポンのひびや破損の発生率を低減させることができると考えられる。ただし、中空で保持できる力は弱くなるため、適切なテザー幅の設計が必要である。

表 6.1 台形型レジストパターンのテザー幅の測定値 (μm)

		Single-type a (μm)					Double-type a (μm)				
		0	0.5	1.0	1.5	2.0	0	1.0	2.0	3.0	4.0
d (μm)	0.3	11.28	7.04	2.03	0.70	0.47	7.66	1.58	0.58	0.56	0.71
	0.5	-	-	-	1.03	1.04	-	-	1.09	1.20	1.31
	1.1	-	-	3.66	1.86	1.74	-	2.77	1.87	1.98	2.12

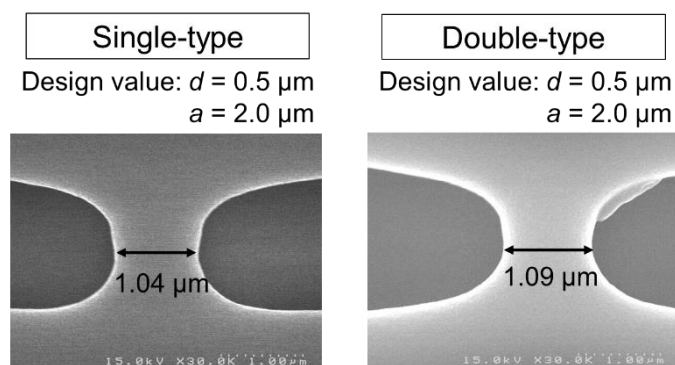


図 6.2 台形型レジストパターンの作製結果の例

またクーポンのクラック防止策として、図 6.3 のようにテザー付近に穴を開けクラックの波及を阻止するクラックバリアの方法もある[1]。しかし、クラックの波及しやすさは材料により異なり、現在はテザーの設計を台形型にすることでクラックは概ね防止できると考えている。

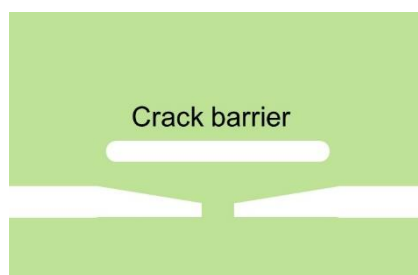


図 6.3 クラックバリアの例

6.2.3 クーポンの貼り付け成功率の改善

現在 μ -TP 法による SGGG/Ce:YIG クーポンの貼り付けの成功率は低い。したがって、歩留まりの向上は最も大きな課題である。この問題は Ce:YIG 表面の荒れ具合に起因しており、これには様々な要因が考えられる。その要因の一つに、DHF による犠牲層除去時の Ce:YIG 表面荒れが挙げられる。

DHF による犠牲層除去の際、DHF の暴露時間が長いと Ce:YIG がダメージを受ける。Ce:YIG/SGGG 基板を DHF に暴露させ、Ce:YIG 表面の影響を SEM で観察した結果を図 6.4 に示す。DHF の濃度が濃くなったり、暴露時間が長くなったりすると Ce:YIG の表面の荒れ具合が大きくなっていることが分かる。ただし、実際の μ -TP プロセスでは中空構造にするために必要最小限のウェットエッチング時間でプロセスを行い、Ce:YIG 全面が直接 DHF に長時間暴露されるわけではない。そのため、第 3 章や第 4 章で述べたクーポンの表面は大きくは荒れていなかったと考えられる。しかし、DHF による犠

犠牲層除去時間を短くすることは重要であるといえる。クーポン幅を狭くすることや3.8.1節のようにクーポンに穴を開けることで犠牲層除去時間を短縮できる。

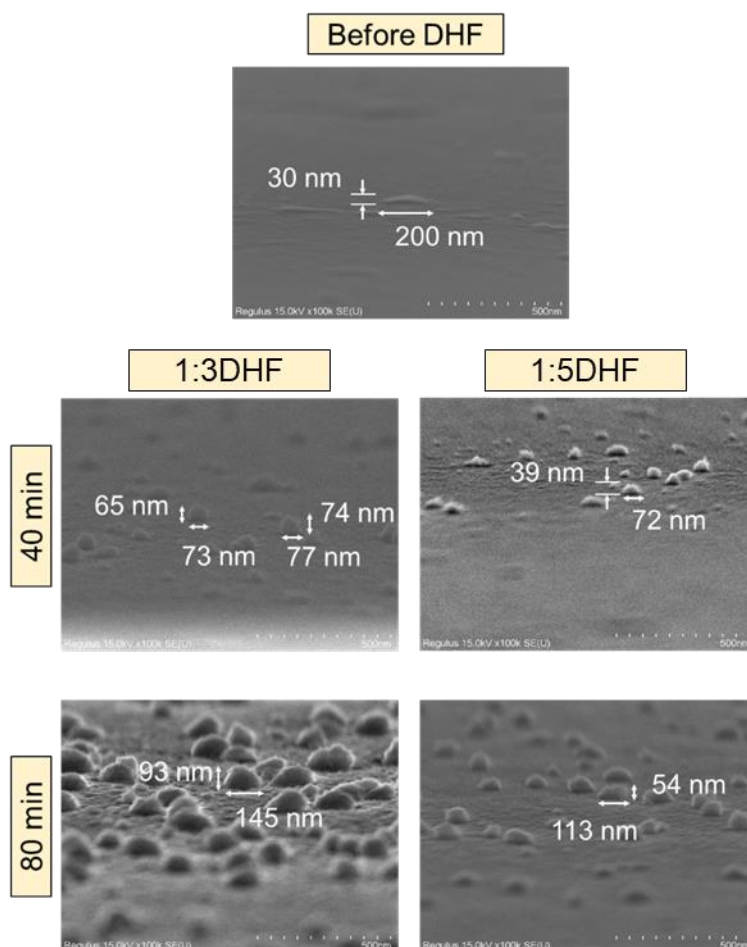


図 6.4 DHF による Ce:YIG 表面への影響

この方法以外にも 犠牲層となる SiO_2 の粒子密度を悪化させることで犠牲層除去時間を短縮できると考えられる。第 3 章や第 4 章で作製したクーポンは、サムコ製の PD-240 を用いて Ce:YIG 上へ SiO_2 を堆積した。この時の 50 μm 幅クーポンの犠牲層除去時間は、1:3DHF で 80 分であった。その後に作製したクーポンは、サムコ製の PD-240 が故障したため、サムコ製の PD-100ST を用いて Ce:YIG 上へ SiO_2 を堆積した。この時の 50 μm 幅クーポンの犠牲層除去時間は、3:1DHF で 180 分と、第 3 章や第 4 章で作製したクーポンよりも犠牲層除去時間が大幅に増加した。経験則だが、後者のサムコ製の PD-100ST は前者のサムコ製の PD-240 よりも結晶密度の高い SiO_2 膜が成膜され、結晶密度が向上したことで犠牲層除去時間が増加したと考えられる。したがって、結晶密度の低い SiO_2 膜を犠牲層にすることで、犠牲層除去時間を短縮することができると考えられる。

また、熱リン酸などをも用いて Ce:YIG の平坦化を行う方法も考えられる。ダイボンドングの際に熱リン酸での表面処理を行った例は既に報告されており[2]、犠牲層除去後（超臨界乾燥前）に Ce:YIG の表面を処理する方法が考えられる。他にも Ce:YIG の表面荒れにはいくつかの要因が考えられ、例えば SiO₂ 堆積時にパーティクルが混入した可能性も否定はできない。したがって、今後は Ce:YIG の表面荒れの要因を特定することが重要である。

6.2.4 酸素プラズマ親水化処理の最適化

貼り付け時の酸素プラズマによって発生した Si 上の SiO₂ 層が NRPS の減少に寄与していることを 4.5 節で述べた。酸素プラズマの条件は 3.7 節で述べたように、200 W、5 分で行った。このプラズマ照射時間を減少させることで、SiO₂ の膜厚を薄くすることができる。ただし、照射時間が短すぎると十分な親水化処理ができない可能性もあるため、最適な時間を検討する必要がある。

6.2.5 別の犠牲層材料の検討

これまで述べた課題が 6.2.1~6.2.4 節の方法で解決しない場合は、 μ -TP プロセスを再検討することが必要である。例えば、犠牲層を SiO₂ 以外の材料にすることが考えられる。ただし、犠牲層の材料としては「反りを避けるために常温接合できること」「CMP 時の応力への耐性」「溶液で選択的に除去可能であること」「犠牲層除去の際の溶液が Ce:YIG へ悪影響を与えないこと」などの条件を満たす必要がある。他にも犠牲層と Ce:YIG の間に別の材料による保護膜を形成する方法も考えられる。犠牲層除去時は Ce:YIG の表面を保護膜が守り、その後保護膜を除去することで Ce:YIG 表面を露出させることができる。ただし、この保護膜も先ほどの犠牲層と同様の条件を満たす必要がある。

6.2.6 SiO₂ 上部クラッド及び電極や磁石との一体集積

4 章で報告した μ -TP 法による MO アイソレータは SiO₂ 上部クラッドを使用していなかったが、5 章で述べたような低損失な MO アイソレータの実現には SiO₂ 上部クラッドは必須である。したがって、今後は μ -TP のプロセス後に SiO₂ 上部クラッドを施した MO アイソレータの実現を目指すことが求められる。さらに、この上に電極や磁石も集積することで、外部磁石を用いない MO アイソレータを実現できる。

μ -TP 法によって貼り付けられた MO クーポンは薄膜及び小型であるため、これらの実現は現実的であるといえる。これらが実現できればレーザとの一体集積も可能になるため、より導波路型 MO アイソレータの実用化が近づくといえる。

6.2.7 薄膜化プロセスの検討

本研究では機械研磨と CMP による SGGG の薄膜化を行った。しかし、機械研磨では μm オーダーの研磨ムラが残り、その後の CMP でも均一な膜厚を形成できないという問題がある。そのため、大量生産に向けて大面積に均一に薄膜化する手法が求められる。

機械研磨以外の薄膜化方法としてはスマートカット（またはイオンスライス）が挙げられる。スマートカットにより $10\ \mu\text{m}$ 程度まで SGGG を薄膜剥離した上で CMP を行えば、より均一な膜厚を実現できる。しかしスマートカットの場合、SGGG ハイオン注入後に Ce:YIG を堆積することは堆積温度の関係で困難であるため、図 6.5 のように Ce:YIG/SGGG の Ce:YIG 側からイオンを注入する必要がある。このイオン注入による Ce:YIG への影響が未知であることや SGGG をどこまで薄膜化できるかも不透明であることから検討すべき項目は多い。

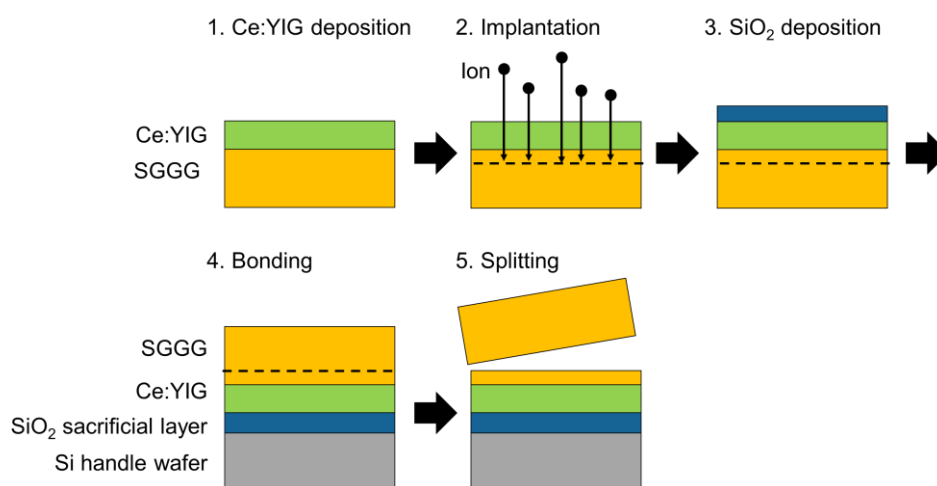


図 6.5 スマートカット（またはイオンスライス）のプロセス例

参考文献

1. Vandekerckhove, T. Vanackere, J. De Witte, S. Cuyvers, L. Reis, M. Billet, G. Roelkens, S. Clemmen, and B. Kuyken, “Reliable micro-transfer printing method for heterogeneous integration of lithium niobate and semiconductor thin films”, *Opt. Mater. Express*, vol. 13, no. 7, pp. 1984–1993, 2023. DOI: 10.1364/OME.494038
2. R. Takei, K. Yoshida, and T. Mizumoto, “Effects of Wafer Pre-cleaning and Plasma Irradiation to Wafer Surfaces on Plasma-Assisted Surface-Activated Direct Bonding,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 49, art. no. 086204, 2010. DOI: 10.1143/JJAP.49.086204

付録

付録 A クーポン作製プロセス

付録 A.1 有機洗浄

次の条件で基板の有機洗浄及び保護レジストやレジストマスクの除去を行う。

Acetone	Heat treatment	80°C	10~15 min
	Ultrasonic cleaning	100 kHz Room temperature	5 min
IPA	Rinse	Room temperature	20 sec

付録 A.2 露光

クーポンパターン形成は以下の手順で行った。

(1) A.1 記載の方法で基板の洗浄を行う。

(2) マスクレス露光用のフォトレジストとして、AZ-5218E を塗布する。

Dehydrated baking	200°C	1 min
Spin coating	1000 rpm	3 sec
	5000 rpm	120 sec
	slope	3 sec
Pre-baking	100°C	1.5 min

(3) マスクレス露光によって所望のパターンを露光する。なお、マスクレス露光装置には大日本科研社製の MX-1204 を用いた。

Exposure amount	15 mJ/cm ²
Exposure speed	3.6 mm/sec

(4) リバーサルベイクによって露光された領域の不溶化を行う。

Reversal baking	120°C	2 min
-----------------	-------	-------

(5) 全露光によって、未露光領域の可溶化を行う。なお、全露光には SUSS Micro Tec 社製の MA8/BA8 を用いた。

Wavelength	405 nm
Exposure amount	250 mJ/cm ²

- (6) 最後に AZ300MIF を用いて現像を行う。現像時間は Cr マスク作製のレジストパターンを作製する (3.4.1.1 節) 際は 80 秒、Ar イオンミリングによるエッチング用のレジストマスクを作製する (3.4.1.2 節) は 90 秒で行った。

AZ300MIF	80 sec or 90 sec
Pure water rinse	20 sec

付録 B 導波路作製プロセス

本研究における導波路を形成するためのプロセスについて述べる。プロセスの流れを図 B1 に示す。

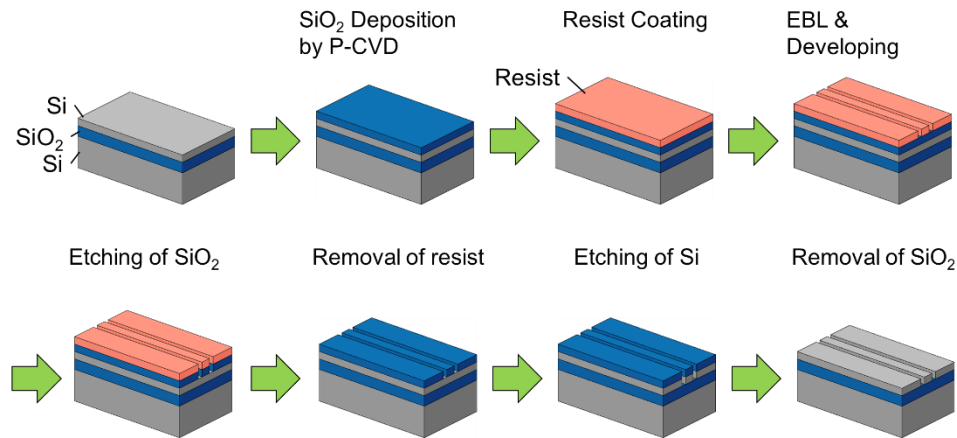


図 B.1 導波路作製プロセス

(1) 有機洗浄

まずは付録 A.1 の方法で基板の有機洗浄を行う。

(2) SiO₂ 堆積

次にシリコンのエッチングマスクとして、厚さ 200 nm 程度の SiO₂ を PE-CVD 法によって堆積する。装置にはサムコ社製の PD-100ST を用いた。

TEOS flow	3 sccm
O ₂ flow	233 sccm
Temperature	280°C
Pressure	30 Pa
RF power	70 W
Deposition time	~4 min

(3) レジスト塗布

EBL 用のフォトレジストとして、ZEP520A（日本ゼオン）を塗布する。

Spin coating	300 rpm	3 sec
	6000 rpm	120 sec
	slope	3 sec
Oven	180°C	15 min

(4) 露光、現像

日本電子社製のJBX-6300UAを用いたEBLとZED-N50を用いた現像を行う。

EBL	Current	100 pA
	Exposure amount	130 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Developing	ZED-N50	~1 min
	IPA rinse	30 sec

(5) RIE

サムコ社製のRIE-200Lを用いて、次の手順でRIEを行う。

(a) SiO₂のエッチング

Etching gas	CF ₄
Gas flow	50 sccm
Gas pressure	0.9 Pa
RF power	20 W
Etching time	30 min

(b) レジストの除去

Etching gas	O ₂
Gas flow	50 sccm
Gas pressure	10 Pa
RF power	20 W
Etching time	5 min

(b) レジストの除去

Etching gas	O ₂
Gas flow	50 sccm
Gas pressure	10 Pa
RF power	20 W
Etching time	5 min

(c) Siのエッチング

Etching gas	SF ₆ , O ₂
Gas flow	SF ₆ : 11 sccm O ₂ : 4 sccm
Gas pressure	0.8 Pa
RF power	40 W
Etching time	6 min

(d) (c)で生成される化合物の除去

Etching gas	O ₂
Gas flow	50 sccm
Gas pressure	10 Pa
RF power	20 W
Etching time	15 min

(6) レジスト除去

導波路形成後に基板にわずかに残るレジストを除去する

N,N-Dimethylacetamide	80°C	10 min
IPA rinse	Room temperature	30 sec

(7) SiO₂層の除去の後

Si上に残ったSiO₂層を完全に除去する。本研究で用いた基板には、136~140 nmのSiO₂層が残っていた。

BHF	200 sec
-----	---------

付録 C ファラデー回転係数の測定

まず最も単純な直交偏光子法について述べる[1]。直交偏光子法の測定系の概略図を図 C.1 に示す。電磁石には光を通す用の穴が開いている。また、2つの偏光子は磁場が0のときに出力が最小になるように調整しておく（クロスニコル状態）。クロスニコル状態のときの入力側の偏光子の方位角を θ_P 、出力側の偏光子（検光子）の方位角を θ_A とすると、 $\theta_P - \theta_A = \pi/2$ となる。磁場が印加されるとファラデー効果によって偏波面が回転するため、出力が変化する。ファラデー回転角を θ_F とすると、この時の出力 I は

$$\begin{aligned} I &= I_0 \cos^2(\theta_P + \theta_F - \theta_A) \\ &= I_0 \sin^2 \theta_F \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

となる。さらに、 θ_F が十分小さいとき出力は

$$I \approx I_0 \theta_F^2 \quad (\text{C.2})$$

と近似できる。

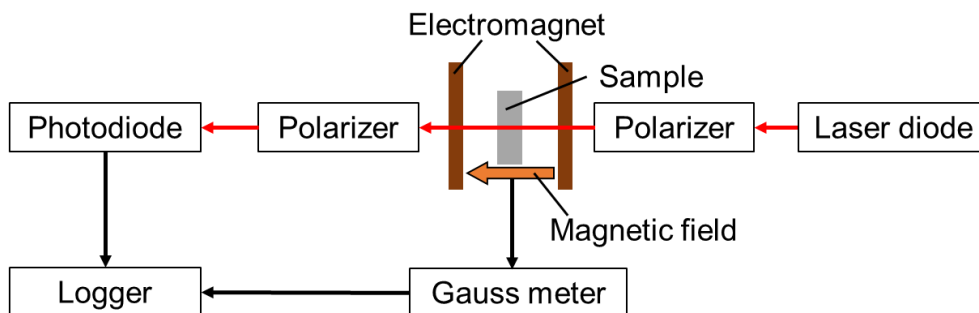


図 C.1 直交偏光子法の測定系の概略図

実際にこの方法で薄膜状の試料に対して測定を行うと、 θ_F が小さいため雑音が大きく、正確に回転角を測定することが困難である。そのため、本研究では偏波面変調法による測定を行った。この測定系の概略図を図 C.2 に示す。この方法では、試料を通過した光を交流で変調し、この変調成分のみをロックイン検出することで試料を通過しない雑音成分を除去し、測定の精度を向上させることができる。2つの偏光子はクロスニコル状態にしておく。常磁性体に試料を通過した光の伝搬方向と平行に交流の磁場を印加することによって、常磁性体のファラデー回転によって通過する光波の偏波面が変調される。

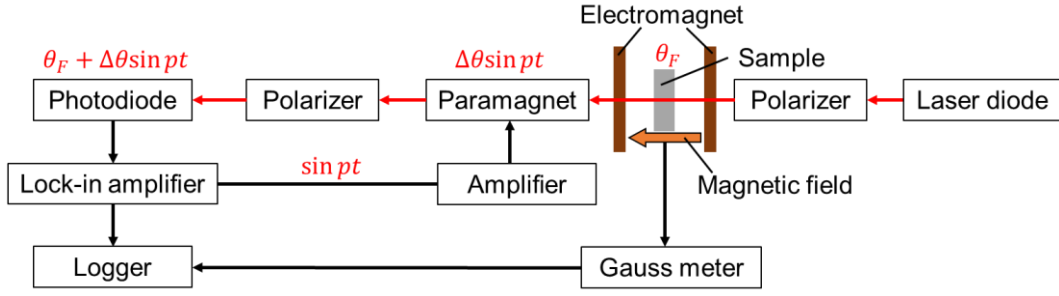


図 C.2 偏波面変調法の測定系の概略図

変調される常磁性体のファラデー回転の振幅を $\Delta\theta$ 、角周波数を p とすると、フォトダイオードで取得できる出力 I は

$$\begin{aligned}
 I &= I_0 \sin^2(\theta_F + \Delta\theta \sin pt) \\
 &= \frac{I_0}{2} \{1 - \cos 2(\theta_F + \Delta\theta \sin pt)\} \\
 &= \frac{I_0}{2} \{1 - \cos(2\theta_F) \cos(2\Delta\theta \sin pt) + \sin(2\theta_F) \sin(2\Delta\theta \sin pt)\}
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

となる。ここで n 位の Bessel 関数を $J_n(x)$ とすると、

$$\begin{aligned}
 \cos(x \cos \theta) &= J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(x) \cos(2n\theta) \\
 \sin(x \cos \theta) &= -2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(x) \cos\{(2n-1)\theta\} \\
 \cos(x \sin \theta) &= J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\theta) \\
 \sin(x \sin \theta) &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin\{(2n-1)\theta\}
 \end{aligned} \tag{C.4}$$

が成り立つ (Jacobi Anger expansion)。したがって、式(C.3)は

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{I_0}{2} \{1 - \cos(2\theta_F) \cos(2\Delta\theta \sin pt) + \sin(2\theta_F) \sin(2\Delta\theta \sin pt)\} \\
 &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 - \cos(2\theta_F) J_0(2\Delta\theta) + 2 \cos(2\theta_F) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(2\Delta\theta) \cos(2npt) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \sin(2\theta_F) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(2\Delta\theta) \sin\{(2n-1)pt\} \right\}
 \end{aligned} \tag{C.5}$$

となる。角周波数 p の成分のみを取り出した出力 $I_{\omega=p}$ は、

$$I_{\omega=p} = I_0 J_1(2\Delta\theta) \sin(2\theta_F) \sin(pt) \quad (C.6)$$

となる。

続いてロックインアンプについて述べる。入力信号 I に、参照信号 $\sin(pt)$ を掛け合わせる、

$$\begin{aligned} I \times \sin(pt) &= (I_{\omega=p} + I_{\omega \neq p}) \times \sin(pt) \\ &= I_{\omega=p} \times \sin(pt) + I_{\omega \neq p} \times \sin(pt) \\ &= I_0 J_1(2\Delta\theta) \sin(2\theta_F) \sin^2(pt) + I_{\omega \neq p} \times \sin(pt) \\ &= \frac{I_0}{2} J_1(2\Delta\theta) \sin(2\theta_F) (1 - \cos 2pt) + I_{\omega \neq p} \times \sin(pt) \end{aligned} \quad (C.7)$$

となる。ただし、 I のうち角周波数 p を持たない成分を $I_{\omega \neq p}$ とした。

この信号をローパスフィルタに通すと、 $\cos 2pt$ の信号及び $I_{\omega \neq p} \times \sin(pt)$ の信号を除去できるので、ロックインアンプの出力 I_{LIA} は、

$$I_{LIA} = \frac{I_0}{2} J_1(2\Delta\theta) \sin(2\theta_F) \quad (C.8)$$

となる。さらに、 θ_F が十分小さいとき出力は $\sin(2\theta_F) \approx 2\theta_F$ とできるので、

$$I_{LIA} = I_0 J_1(2\Delta\theta) \theta_F \propto \theta_F \quad (C.9)$$

となり、ロックインアンプの出力 I_{LIA} がファラデー回転角 θ_F に比例すると考えることができる。事前に出力と回転角の関係を測定しておくことで、ロックインアンプの出力を測定することでファラデー回転角を測定できる。

本研究ではこの偏波面変調法を用いて、Ce:YIG/SGGGのファラデー回転角を測定した。SGGGは常磁性体であるため、図C.3(a)のような磁束密度に比例した回転角を与える。一方、Ce:YIGは図C.3(b)のような回転角を与える。ただし、磁化困難軸方向に沿った測定であるため、矩形のヒステリシスループは観測されない。そして、飽和値がCe:YIGのファラデー回転角となる。また、試料はCe:YIG/SGGGを用いているので、実際の測定では図C.2(c)のような2つの材料の特性の和が観測される。したがって、この測定結果とSGGGの特性の差をとることで図C.3(b)のようなCe:YIGの特性を得ることができる。この方法で取得したファラデー回転角を膜厚で割ることでファラデー回転係数を得ることができる。

本研究では波長1550 nmにおけるファラデー回転係数を測定した。光源にはNEL社のレーザダイオードを、電磁石にはGMW Associates社製の3480型ダイポール電磁石を、電磁石用のバイポーラ電源にはKEPCO社製のBOP 50-20MGを、ロックインアン

プには NF 社製の LI5645 を、変調用信号の増幅器には ONKYO 社製の Integra A-755nII/100 を、ガウスメーターには F.W.BELL 社製の 5180 Gauss/Tesla Meter を、データロガーには GRAPHTEC 社製の GL900 を用いた

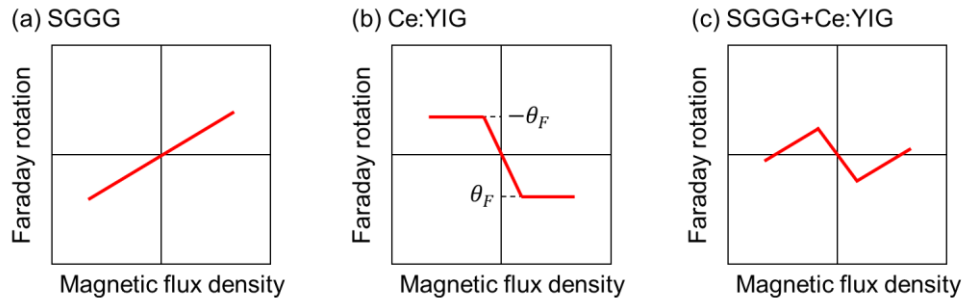


図 C.3 磁気光学特性の模式図

付録 D シミュレーション条件

付録 D.1 3dB モードコンバータのシミュレーション条件

ここでは2.8.2節で設計した3dBモードコンバータのシミュレーション条件について述べる。

(1) FemSIM のシミュレーション条件

FemSIM を用いて実効屈折率のシミュレーションを行った。図 D.1 に断面図を、表 D.1 にシミュレーション条件を示す。ただし、Ce:YIG の厚さはシミュレーションを簡略化するために厚くした。

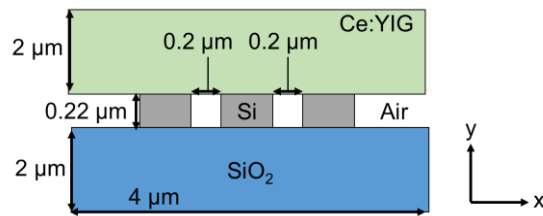


図 D.1 3dB モードコンバータの FemSIM によるシミュレーション断面図

表 D.1 3dB モードコンバータの FemSIM によるシミュレーション条件

Ce:YIG thickness	2 μm
Si thickness	0.22 μm
SiO ₂ thickness	2 μm
Si width	Variable
Gap width	0.2 μm
Ce:YIG & SiO ₂ width	4 μm
Simulation region (x)	4 μm
Simulation region (y)	4.22 μm
Refractive index of Ce:YIG	2.2
Refractive index of Si	3.476
Refractive index of SiO ₂	1.444
Wavelength	1.55 μm
Mesh option: Grid bulk size (x, y)	0.05 μm
Mesh option: Grid edge size (x, y)	0.01 μm
Mesh option: Grid grating (x, y)	Yes
Mesh option: Grating ratio (x, y)	1.414213562
Mode option: number of find modes	5
Mode option: Neff tolerance	1e-07
Mode option: max iterations	500

(2) Fimmwave のシミュレーション条件

Fimmwave を用いて伝搬解析のシミュレーションを行った。表 D.2 に主なシミュレーション条件を示す。ただし、Ce:YIG の厚さはシミュレーションを簡略化するために厚くした。また、 λ は光波の波長（単位: μm ）である。

表 D.2 3dB モードコンバータの Fimmwave によるシミュレーション条件

Ce:YIG thickness	2 μm
Si thickness	0.22 μm
SiO ₂ thickness	2 μm
Si width	Variable
Gap width	0.2 μm
Length of waveguide	Variable
Ce:YIG & SiO ₂ width	4 μm
Simulation region (x)	4 μm
Simulation region (y)	4.22 μm
Refractive index of Ce:YIG	$2.2122709 - 0.0079167 \times \lambda$
Refractive index of Si	$3.8152773 - 0.349117169 \times \lambda$ $+ 0.0856833763 \times \lambda^2$
Refractive index of SiO ₂	$1.45116 - 0.00787891 \times \lambda$ $+ 0.0021029619 \times \lambda^2$
Material attenuation (alpha) of Ce:YIG	9.89 /cm
Material attenuation (alpha) of Si and SiO ₂	0 /cm
MOLAB options: solver	FDM (real)
MOLAB options: coordinate system	Gen WG
MOLAB options: number of find modes	6
MOLAB options: mode profile resolution	x: 240, y: 180
Solver parameters: solver type: Type	Vectorial
Dimension	3D
Solver parameters: small-feature oversampling: SFoeverSample	16
RixTolerance	0.0001
Solver parameters: mesh type	Uniform
Device options: lambda	1.55 μm
Device options: temperature	25°C
Device options: boundary conditions (-x, +x)	Electric wall
Device options: boundary conditions (-y, +y)	Magnetic wall
Device options: propagation algorithm: minStepsizeFrac	0.01
tolerance	0.01
Device options: joint algorithm: overlapmethod	Special complete
powerNormalize	off

付録 D.2 μ -TP による MZI 型 MO アイソレータのシミュレーション条件

ここでは第 5 章で設計した超低損失な MZI 型 MO アイソレータのシミュレーション条件について述べる。

(1) FemSIM のシミュレーション条件

FemSIM を用いて SiO_2 クラッドでの実効屈折率のシミュレーションを行い、TE モード用 3dB カプラの設計を行った。また、SGGG/Ce:YIG クーポン下の実効屈折率のシミュレーションを行い、 TE_1 - TM_0 変換器や TE_0 - TE_1 変換器の設計と NRPS の計算を行った。これらの断面図を図 D.2 に、シミュレーション条件を表 D.3 に示す。ただし、 λ は光波の波長（単位: μm ）である。

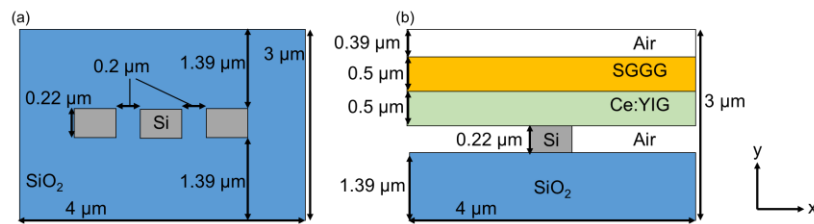


図 D.2 μ -TP による MZI 型 MO アイソレータの FemSIM によるシミュレーション断面図 (a)3dB カプラの断面図 (b)クーポン領域の断面図

表 D.3 μ -TP による MZI 型 MO アイソレータの FemSIM によるシミュレーション条件

3dB coupler: SiO_2 upper cladding thickness	1.39 μm
3dB coupler: Si thickness	0.22 μm
3dB coupler: SiO_2 under cladding thickness	1.39 μm
Coupon region: SGGG thickness	0.5 μm
Coupon region: Ce:YIG thickness	0.5 μm
Coupon region: Si thickness	0.22 μm
Coupon region: SiO_2 thickness	1.39 μm
Si width	Variable
Gap width	0.2 μm
SGGG, Ce:YIG, SiO_2 width	4 μm
Simulation region (x)	4 μm
Simulation region (y)	3 μm
Refractive index of SGGG	1.94
Refractive index of Ce:YIG	$2.2122709 - 0.0079167 \times \lambda$

Refractive index of Si	$3.8152773 - 0.349117169 \times \lambda$ $+0.0856833763 \times \lambda^2$
Refractive index of SiO ₂	$1.45116 - 0.00787891 \times \lambda$ $+0.0021029619 \times \lambda^2$
Wavelength	Variable
Mesh option: Grid bulk size (x, y)	0.05 μm
Mesh option: Grid edge size (x)	0.005 μm
Mesh option: Grid edge size (y)	0.001 μm
Mesh option: Grid grating (x, y)	Yes
Mesh option: Grating ratio (x, y)	1.414213562
Mode option: number of find modes	4 or 5
Mode option: Neff tolerance	1e-07
Mode option: max iterations	500

(2) Fimmwave のシミュレーション条件

Fimmwave を用いて伝搬解析のシミュレーションを行った。これらの断面図を図 D.3 に、表 D.4 に主なシミュレーション条件を示す。ただし、 λ は光波の波長（単位: μm ）である。

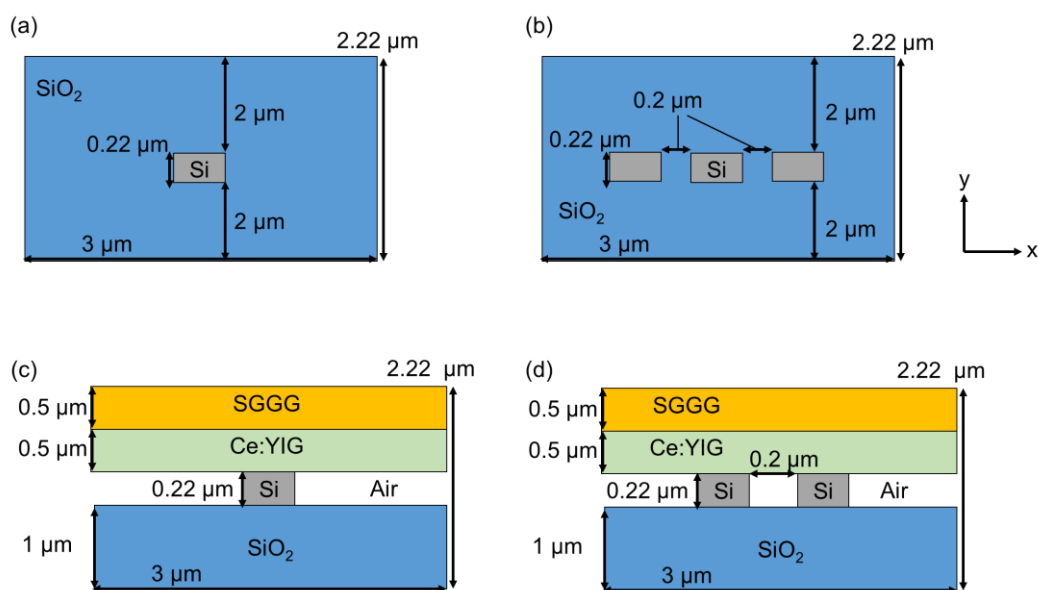


図 D.3 μ -TP による MZI 型 MO アイソレータの Fimmwave によるシミュレーション断面図 (a)(b)SiO₂ クラッドの導波路断面図 (c)(d)クーポン領域の断面図

付録 D シミュレーション条件

表 D.4 μ -TP による MZI 型 MO アイソレータの Fimmwave によるシミュレーション条件

3dB coupler: SiO ₂ upper cladding thickness	1 μ m
3dB coupler: Si thickness	0.22 μ m
3dB coupler: SiO ₂ under cladding thickness	1 μ m
Coupon region: SGGG thickness	0.5 μ m
Coupon region: Ce:YIG thickness	0.5 μ m
Coupon region: Si thickness	0.22 μ m
Coupon region: SiO ₂ thickness	1 μ m
Si width	Variable
Gap width	0.2 μ m
Length of waveguide	Variable
Simulation region (x)	3 μ m
Simulation region (y)	2.22 μ m
Refractive index of SGGG	$1.9661938 - 0.0270747 \times \lambda + 0.00656483 \times \lambda^2$
Refractive index of Ce:YIG	$2.2122709 - 0.0079167 \times \lambda$
Refractive index of Si	$3.8152773 - 0.349117169 \times \lambda + 0.0856833763 \times \lambda^2$
Refractive index of SiO ₂	$1.45116 - 0.00787891 \times \lambda + 0.0021029619 \times \lambda^2$
Material attenuation (alpha) of Ce:YIG	9.89 /cm
Material attenuation (alpha) of Si, SiO ₂ and SGGG	0 /cm
MOLAB options: solver	FDM (complex)
MOLAB options: coordinate system	Gen WG
MOLAB options: Mode profile resolution	x: 400 y: 240
MOLAB options: number of find modes	Taper type junction: 3 modes Slope type junction: 8 modes Junction for TE input: 4 modes 3dB coupler for TM: 6 modes 3dB coupler for TE: 6 modes TE ₁ -TM ₀ converter: 6 modes TE ₀ -TE ₁ converter: 6 modes NRPS waveguide: 6 modes 40 deg tilt structure: 12 modes
Solver parameters: solver type: Type	Vectorial
Dimension	3D
Solver parameters: small-feature oversampling: SFoverSample	16
RixTolerance	0.0001

付録 D シミュレーション条件

Solver parameters: mesh type	Non-uniform
min Nx, min Ny	200
min Dx, min Dy	0.0001 μm
edgeRefineCoef x, y	5
Device options: lambda	Design: 1.55 μm
Device options: temperature	Wavelength dependence: 1.25~1.75 μm
Device options: boundary conditions (-x, +x)	25°C
Device options: boundary conditions (-y, +y)	Electric wall
Device options: propagation algorithm:	Magnetic wall
minStepsizeFrac	0.001
tolerance	0.01
Device options: joint algorithm: overlapmethod	Special complete
powerNormalize	off

(3) Lumerical のシミュレーション条件

Lumerical を用いて伝搬解析のシミュレーションを行った。これらの断面図及び上面を図 D.4 に、表 D.5 に主なシミュレーション条件を示す。

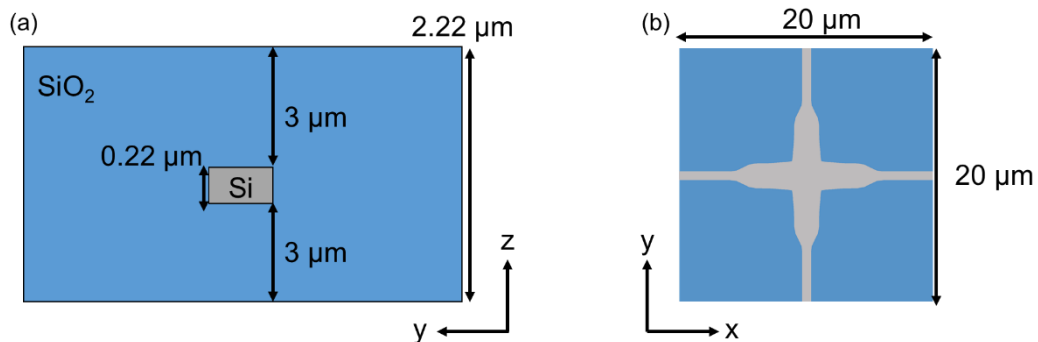


図 D.4 交差導波路の Lumerical によるシミュレーション図 (a)断面図 (b)上面図

表 D.5 交差導波路の Lumerical によるシミュレーション条件

SiO ₂ upper cladding thickness	3 μm
Si thickness	0.22 μm
SiO ₂ under cladding thickness	3 μm
Si width	Variable
Length of waveguide	Variable
Si database	Palik
SiO ₂ database	Palik
FDTD setting: dimension	3D
FDTD setting: simulation time	1000 fs
FDTD setting: simulation temperature	300 K
FDTD setting: mesh accuracy	3
FDTD setting: boundary condition	PML
FDTD setting: region for TM: x span	18 μm
y span	18 μm
z span	2 μm
FDTD setting: region for TE: x span	16 μm
y span	16 μm
z span	2 μm

参考文献

1. 佐藤 勝昭, “光と磁気[改訂版]”, 朝倉書店, 2001, pp. 90–99.

謝辞

本研究は様々な方々の助け無しには、成しえることはできませんでした。皆様に深く感謝致します

研究全般において理論から実験まで細部にわたるご指導をしていただき、また研究の進め方に関してご多忙の中快くご相談にのってくださりご助言をしてくださった庄司 雄哉准教授に深く感謝致します。

共同研究者として、様々な面で研究に協力してくださった高 磊氏、須藤 吉克、村井 俊哉氏、山田 浩治氏に深く感謝いたします。

輪講や合同輪講等において、豊富な知識からご指導してくださった小川 憲介特任教授、荒井 滋久名誉教授、小山 二三夫名誉教授、西山 伸彦教授、植之原 裕行教授、中川 茂教授、雨宮 智宏准教授に深く感謝致します。

研究室に初めて所属された際に、研究の進め方や基本的な理論を直接ご指導してくださった野口 道臣氏に感謝致します。

同じ研究室の博士課程に在籍し、様々な視点から研究についてのアドバイスや研究に協力してくださった Liu Shuyuan 氏、Liang Zhu 氏、矢島 駿氏、Ni Yisheng 氏に感謝致します。

薄膜 Ce:YIG に関する堆積実験を一緒に進めてくださった森下 理史氏、武松 駿也氏に感謝いたします。

μ -TP の研究を一緒に進めてくださった中西 航輔氏に感謝いたします。

研究についてのアドバイスや実験装置の使い方について様々なご指導をくださった研究室の卒業生の Mario Alberto Serrano Núñez 氏、Ranepura Hewage Neranjith 氏、松本 響介氏、村岡 憲司氏、當間 拓矢氏、Khalid Bin Walid 氏、Ruian Tian 氏、Lin Yuhsuan 氏、近藤 優一郎氏、三浦 慶大氏、狩野 大輝氏、谷本 幸駿氏、板垣 光祐氏、服部 ゆい氏、林 雨萱氏、Gianni Masaki Tanaka Portela 氏に感謝いたします。

研究室の元同期として様々なことを相談し合い共に学び、研究に関する様々な協力をしてくださった中島 雪暢氏、横井 亮太氏に感謝いたします。

研究についての議論を深める質問をいただき、研究に関する様々な協力をしてくださった研究室の卒業生及び現メンバーの Wen-Hsien Su 氏、三浦 圭介氏、原 雄基氏、王 建平氏、Tong Huan 氏、谷口 翔平氏、丹下 湧斗氏、佐藤 孝太郎氏、下津 裕生氏、千原 啓太氏、土屋 直彰氏、新保 祐人氏、高木 岳氏、荒井 浩希氏、Nguyen Thanh Binh 氏、吉田 航琉氏、田川 慎也氏、津田 泰裕氏に感謝いたします。

普段の関わり合いの中で様々な議論を通じて新たな知見をくださった大磯 義孝特任教授、高橋 直樹氏、岡田 祥氏に感謝致します。

様々な点におきまして手助け頂いた、西山研究室、雨宮研究室、中川 茂研究室、宮

謝辞

本 恭幸研究室、鈴木 左文研究室の先生方及び卒業生、現メンバーの皆さんに感謝致します。

本研究は東京工業大学超高速エレクトロニクス研究棟にて行われました。素晴らしい実験環境の整備・管理を行い、本研究を行う機会を与えてくださった本学の先生方をはじめとして、関係者の皆様に感謝いたします。

日本学術振興会に感謝致します。本研究の一部は日本学術振興会特別研究員による助成を受けました。

最後に、私が学ぶ環境を整えてくださり、愛を注いで育ててくださいました両親、家族に心より感謝申し上げます。

成果物一覧

学術雑誌

1. **D. Minemura**, S. Liu, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Polarization coupler for polarization-rotating Mach-Zehnder interferometer,” *IEICE Electronics Express*, vol. 18, no. 10, art. no. 20210176, 2021. DOI: 10.1587/elex.18.20210176
2. S. Liu, **D. Minemura**, and Y. Shoji, “Silicon-based integrated polarization-independent magneto-optical isolator,” *Optica*, vol. 10, no. 3, pp. 373–378, 2023. DOI: 10.1364/OPTICA.483017
3. **D. Minemura**, R. Kou, Y. Sutoh, T. Murai, K. Yamada, and Y. Shoji, “Compact magneto-optical isolator by μ -transfer printing of magneto-optical single-crystal film on silicon waveguides,” *Opt. Express*, vol. 31, no. 17, pp. 27821–27829, 2023. DOI: 10.1364/OE.497731
4. **D. Minemura** and Y. Shoji, “Design of ultra-low-loss magneto-optical isolator fabricated by μ -transfer printing,” *IEICE Electronics Express*, vol. 21, no. 1, art. no. 20230521, 2024. DOI: 10.1587/elex.20.20230521

国際発表

1. **D. Minemura**, R. Kou, Y. Shoji, K. Yamada, and T. Mizumoto, “Silicon Waveguide Magneto-Optical Devices Fabricated by μ -Transfer Printing,” 10th International Symposium on Photonics and Electronics Convergence (ISPEC), no. S-02, Online, Nov., 2020.
2. **D. Minemura**, S. Liu, Y. Shoji, and T. Mizumoto, “Tunable mode converter based on Mach-Zehnder interferometer,” The Twenty-sixth Microoptics Conference MOC2021, no. PO-38, Online, Sep., 2021. DOI: 10.23919/MOC52031.2021.9598090

国内発表

1. **峰村 大輝**, 庄司雄哉, 水本 哲弥, “Si 基板上 Ce:YIG 堆積を用いた磁気光学デバイスに関する研究,” 電子情報通信学会 光エレクトロニクス (OPE) 研究会, no. P1-6, 群馬, Apr., 2019.
2. **峰村 大輝**, Liu Shuyuan, 庄司 雄哉, 水本 哲弥, “マッハ・ツェンダー干渉型可変 TE-TM モード変換器の設計,” 2021 年第 82 回応用物理学会秋季学術講演会, no. 13p-N103-3, オンライン, Sep., 2021.
3. **峰村 大輝**, Liu Shuyuan, 庄司 雄哉, 水本 哲弥, “マッハ・ツェンダー干渉型可変

- モードコンバータの提案と設計,” Photonics Device Workshop 2021, no. C-2, オンライン, Nov., 2021.
4. **峰村 大輝**, 高 磊, 須藤 吉克, 村井 俊哉, 山田 浩治, 庄司 雄哉, “薄膜 Ce:YIG/SGGG の Si 導波路上への μ -トランスファープリンティングを用いた導波路型光アイソレータの製作,” 2023 年第 70 回応用物理学会春季学術講演会, no. 15p-A502-18, 東京, Mar., 2023.
 5. **峰村 大輝**, 高 磊, 須藤 吉克, 村井 俊哉, 山田 浩治, 庄司 雄哉, “単結晶磁気光学薄膜の μ -トランスファープリンティングによる小型な導波路型磁気光学アイソレータ,” 電子情報通信学会 光通信システム (OCS) 研究会, no. 10, 高知, Oct. 2023.