

平成27年度 修士論文

InGaAlAs/InAlAs 多重量子井戸を用いた  
モノリシック集積可能な  
偏波制御器の設計と作製

Design and fabrication of monolithic polarization  
controller with InGaAlAs/InAlAs multiple-quantum wells

2016年2月4日提出

指導教員                      種村 拓夫    准教授

東京大学大学院 工学系研究科  
電気系工学専攻

37-146453    鈴木 健太郎



## 概要

近年 InP 光集積回路の技術の発達によりファウンドリサービスの提供が始まる中、光集積回路中での光の偏波状態を制御する偏波制御素子はその形状の複雑さから作製トレランスが低く、他素子との集積にまだ課題を抱えている状況である。本研究グループでは比較的シンプルな構造で他素子との集積が容易なハーフリッジ型偏波変換器を提案・実証し、この偏波変換器と偏波依存性のある位相変調器を集積した任意の偏波状態を出力可能な偏波制御器の原理検証を行っていた。しかし、任意の偏波状態を出力するためには位相変調器の偏波依存性の向上、偏波依存損失の低減が課題となっていた。

そこで、本研究では位相変調器における変調効率と偏波依存損失の改善を目指し、導波路のコア層に歪み多重量子井戸構造を用いた偏波制御器の設計と作製を行った。

偏波制御器の構成については先行研究で原理検証が行われたものと同様とし、固有モード計算による偏波変換器の最適構造の設計と、バンド構造計算による位相変調効率の見積もりを逆バイアス印加によるポッケルス効果と QCSE、順バイアス印加によるキャリア注入に対して行った。さらにこれらの計算をふまえ、偏波制御器を作製する前に変調特性を予備測定により確認した。この結果、電流注入による位相変調特性は多重量子井戸に圧縮歪みを加えた影響もあり位相変調の偏波依存性が大きく、偏波依存損失も小さいことが確認されたため、偏波制御器の位相変調器として十分な特性が得られることが確認できた。

この結果を受けて電流注入による偏波状態の制御に適した構造の偏波制御器を作製し、偏波制御特性の評価を行った。TE あるいは TM モードの入力光を注入電流によって制御することには成功したが、出力可能な偏波状態に限られており、任意の偏波状態への変換は達成されなかった。この原因を追求した結果、多重量子井戸構造がもつ複屈折性が原因で偏波変換器が設計通りに機能しなかったためであることが分かった。しかし、先行研究で課題となっていた偏波依存位相変調器の変調効率の向上と偏波依存損失の低減を歪み多重量子井戸の導入とバンドフィリング効果を用いることにより改善可能であることを示した。この結果から、アクティブパッシブ集積により偏波変換器の導波路コアをバルク材料により作製することによって高効率で任意の偏波状態の出力が可能な偏波制御器の作製が可能であることが示されたといえる。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 研究の背景 —InP 系光集積回路とファウンドリの出現—	1
1.2 偏波制御器の応用例	2
1.2.1 ストークスベクトル変調方式	3
1.2.2 受信器における偏波状態の整列	3
1.3 偏波状態制御デバイス —先行研究—	4
1.3.1 偏波変換器	4
1.3.2 Si フォトニクス偏波制御器	5
1.3.3 InP 系光集積回路における偏波制御器	5
1.4 本研究の目的	6
1.5 本論文の構成	6
<b>第 2 章 偏波制御器の原理</b>	<b>7</b>
2.1 光導波路中の光の伝播解析	7
2.1.1 光線光学に基づく光の導波原理	7
2.1.2 マクスウェル方程式と波動方程式	9
2.1.3 光線理論と波動論との対応	14
2.2 量子井戸構造と歪みによるバンドエンジニアリング	15
2.2.1 量子井戸構造	15
2.2.2 歪み量子井戸構造	17
2.3 位相変調原理	18
2.3.1 クラマースクローニツヒの関係	19
2.3.2 ポッケルス効果	20
2.3.3 量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE)	21
2.3.4 キャリア注入による位相変調	22
2.4 偏波状態の表現方法	23
2.4.1 ジョーンズベクトル表現	23
2.4.2 ストークスパラメータ	24
2.4.3 ポアンカレ球	25
2.5 偏波制御器の構成と動作原理	30
2.5.1 偏波変換器 (Polarization Converter:PC)	30
2.5.2 偏波依存位相シフタ (Polarization-dependent phase shifter:PD-PS)	31
2.5.3 偏波制御器の動作原理	31



<b>第 3 章 半導体プロセス技術</b>	<b>33</b>
3.1 プロセス前処理	33
3.2 リソグラフィ	33
3.2.1 フォトリソグラフィ	33
3.2.2 電子線リソグラフィ	34
3.3 エッチング技術	38
3.3.1 ウェットエッチング	39
3.3.2 ドライエッチング	40
3.4 薄膜形成技術	47
3.4.1 電子ビーム蒸着	47
3.4.2 プラズマ援用化学気相成長法	48
3.5 平坦化プロセス	48
<b>第 4 章 数値計算による設計と変調特性の検討</b>	<b>52</b>
4.1 偏波変換器部の設計	52
4.2 逆バイアス印加による位相変調効率の数値計算	54
4.3 電流注入による位相変調の数値計算	58
<b>第 5 章 偏波依存位相変調器の予備特性評価</b>	<b>63</b>
5.1 素子作製プロセス	63
5.2 電流電圧特性の測定	64
5.3 逆バイアス印加による位相変調特性の評価	64
5.4 電流注入による位相変調特性の評価	68
5.5 まとめ	71
<b>第 6 章 偏波制御器の作製と評価</b>	<b>72</b>
6.1 偏波制御器の作製プロセス	72
6.2 作製した偏波制御器の観察結果	77
6.3 電気特性評価	78
6.3.1 位相変調器部の電流電圧特性	78
6.3.2 $p^+$ キャップ層の電気特性への影響	79
6.4 偏波制御特性評価	80
6.4.1 偏波制御器による偏波制御特性の評価	80
6.4.2 偏波変換器の評価	83
6.5 まとめ	89
<b>第 7 章 結論と今後の展望</b>	<b>91</b>

## 第 1 章 序論

### 1.1 研究の背景 —InP 系光集積回路とファウンドリの出現—

インターネットの普及や大容量データ伝送の需要などを背景に、光通信は大容量化が進んでいる。これを支えているのはコヒーレント光通信システムであり、コヒーレント光送受信機の性能向上によって通信の大容量化が進んできた。半導体レーザや光合分波器などの多数の光素子をモノリシックに集積した光集積回路 (photonic integrated circuit:PIC) は、この送受信機の小型化や低コスト化、省電力化などを実現する技術であり、その集積度は年々上昇を続け、電子デバイスにおける集積度の発展になぞらえて「光のムーア則」と呼ばれている [1]。

さらに近年では InP 系光集積回路の技術の発展により、レーザや変調器、増幅器などの集積可能な基本構成素子 (basic building block) は汎用化が進み、InP 系ファウンドリサービスの提供が欧州を中心として開始されている。このファウンドリサービスの開始が与える影響は大きく、標準化されたプロセスや異なるユーザーの複数のデバイスをひとつのウェハで同時に作製する Multi-Project Wafer(MPW) などによって、低価格で素子の作製が可能になり、InP 系フォトリソの研究開発の参入コスト障壁が劇的に減少する。加えてファウンドリ利用者は自身でクリーンルームやプロセス装置の管理・運用をする必要がなくなるため、いままでプロセスの研究開発や素子作製にかかっていた時間が大幅に短縮されるという利点もある。これらの理由から、今後光集積回路のアプリケーションがさらに多様な領域において急速に拡大していくと期待されている [2]。欧州の複数のファウンドリー間の連携推進やプラットフォームの整備を行っている JePPIX(Joint European Platform for Photonic Integration of Components and Circuit) のロードマップには 2018 年までにさらなる歩留まりや素子寿命の向上、各基本構成素子の低損失化や高効率化などを目指し、2020 年までに研究開発段階での MPW にはドライバー回路や制御回路を持つ CMOS チップとのウェハスケール集積が求められるなどといった具体的な内容が述べられている [3]。Fig. 1.1 には JePPIX が 2015 年に報告した、ファウンドリを利用して作製される ASPIC(Application specific PIC) の数の推移である。これは 2011 年に JePPIX が予想したものに、2012 年から 2014 年の間に実際に作製された数を更新したもの (図中の”Update 2015”の項目) であるが、ここから 2011 年時の予想を大きく上回る数の ASPIC が作製されていることがわかる。また、2015 年には米国においてもこのような光集積回路の標準化プラットフォームの進展を目指して 55 の企業や 20 の大学等が参加するプロジェクト (IP-IMI) が発足し、5 年で総額 6 億 1000 万 US ドルという大規模な予算が投入されることが決まっている [4]。このような動向をふまえると、InP 系光集積回路の技術は一定のレベルまで成熟し、現在では幅広いユーザーを見据えた産業化にむけて大きな転換点を迎えているといえる。

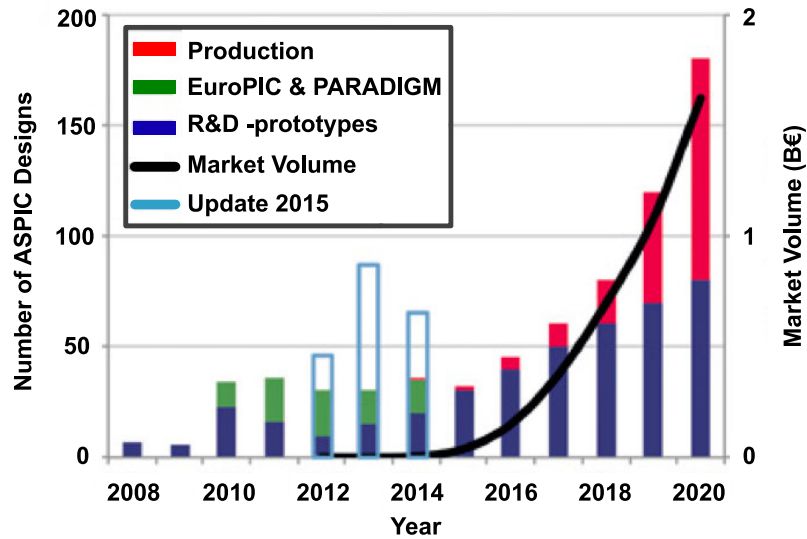


Fig. 1.1 : Development of the application market enabled by ASPICs [3].

光集積回路に用いられる多くの基本構成素子が汎用化されている中で、光の偏波状態 (state of polarization:SOP) を制御する偏波制御器はいまだ集積が難しい素子のひとつである。偏波状態の単一な変換を行う偏波変換器は以前より多くの研究がなされており、具体例については 1.3.1 項で述べる。しかし、いずれも複雑な構造や精密な位置合わせといったプロセス精度が必要であったり、他素子との結合が困難であるなどの問題が存在しており、他素子に比べて汎用化には至っていない状態である。さらに、動的な偏波制御器に関する研究報告数はより一層少なく、レーザー光源や増幅器、受光器などのアクティブ光デバイスと集積可能な高速偏波制御器への期待が高まっている。

## 1.2 偏波制御器の応用例

近年、光通信や RF フォトニクス [5]、光イメージング/センシング [6] など非常に広範な分野において、光の偏波状態が積極的に利用されている。光通信分野を例を挙げると、ふたつの直交する偏波状態を用いた偏波多重方式 (dual polarization:DP) は実用レベルに達しており、ふたつの偏波状態の切り替えと QPSK(quadrature phase shift keying) を組み合わせた 4 次元信号変調方式である PS-QPSK (polarization switched-QPSK) はパワー効率のよい変調方式として提案されている [7]。

以下ではより具体的に光の偏波状態を利用した応用例について説明する。

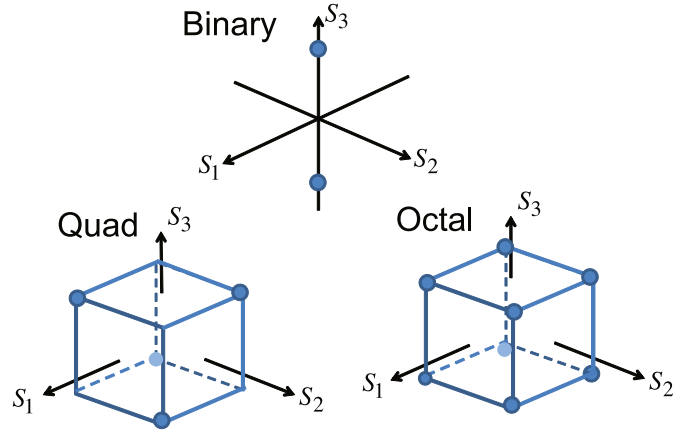


Fig. 1.2 : Constellation maps of binary, quad and octal modulation in the Stokes space [8].

### 1.2.1 ストークスベクトル変調方式

100 Gbit/s 超級の中短距離用の低コスト伝送技術として偏波状態の多値化と強度変調を組み合わせたストークスベクトル変調方式 (Stokes vector modulation : SVM) が提案されている [8]. この変調方式では光の偏波状態を表すストークスパラメーター  $S_1, S_2, S_3$  からなるストークスベクトル  $\mathbf{S} = [S_1, S_2, S_3]^T$  で構成される 3 次元ベクトル空間 (ストークス空間) に信号点を配置する. ストークス空間におけるコンスタレーションマップの例を Fig.1.2 に示す. 原点からの距離が光の強度に対応しているため, 8 相偏波変調と 2 相強度変調を組み合わせることにより 16 値, 4 相強度変調だと 32 値の多値変調が可能である. ストークスベクトル変調方式は位相不感応型である. これは搬送波の絶対位相を使用しないため, コヒーレント光通信で必要な局発光源や複雑なデジタル信号処理 (Digital Signal Processing : DSP) が不要であり, 安価な直接検波受信器の構成が可能である. ストークスベクトルは 2 乗検波によって得られるので適応等化が困難であるが, 100 km 程度の中短距離伝送には有効な技術であると考えられる.

### 1.2.2 受信器における偏波状態の整列

光通信分野において送信器側と受信器側では偏波状態の取り扱いが大きく異なる. 送信機側ではレーザー光源を用いる場合, 多くの場合 TE モードで発振し, 対称構造を持つ各素子中を伝搬していく. このとき TE 偏波は各素子中の伝播によってその偏波状態が変化することはない. このため意図的に偏波状態を変化させないかぎり, 偏波状態は固定される. 一方で受信器側では光ファイバを伝搬してきた光が入力光となるため, その偏波状態は伝送路条件によって異なり, 不安定である. しかし受光器など受信器側の光集積回路に含まれる多くのデバイスは偏波依存性があるため, 不安定な偏波状態は受信器の特性に大きく影響を与え

てしまう。

このような理由から光集積回路内での偏波状態は非常に大きな問題であり、これを上手く取り扱う必要がある。これに対し、各デバイスの偏波無依存化、偏波スプリッタと偏波回転子から構成される偏波ダイバーシティ回路、そして本研究で作製を目指す偏波制御器を用いた偏波状態の動的制御による固定といった方法が考えられる。偏波制御器を偏波固定素子として受信器に集積することにより、入力光の任意の偏波状態を動的に一意的な偏波状態へ揃える事が可能となり、受光器等の素子の偏波依存性の影響を減らすことが可能となる。

### 1.3 偏波状態制御デバイス —先行研究—

ここでは光集積回路に集積可能な偏波変換器と偏波制御器の先行研究を紹介する。ただし、本論文では偏波状態の単一な変換を行うパッシブ素子を偏波変換器、偏波状態を動的に制御することが可能なアクティブ素子を偏波制御器と呼ぶこととする。

#### 1.3.1 偏波変換器

現在までに、光集積回路中で偏波モードを変換する構造は多数提案されている。例えば周期的な構造を用いるものは最も古くに実証された集積可能なモード変換器のひとつである [9, 10]。リブ型導波路の上部のクラッドのうち左側あるいは右側のみを削った構造を周期的に並べることで固有モード軸が傾き、伝播によってモードの変換が起こるというものである。あるいはリッジ導波路に 230 nm 幅の溝を 45° 斜めエッチングにより 650 nm 周期で並べることで 2  $\mu$ m 以下という小サイズで偏波変換が実現できるとしたものなどがある [11]。その他にも、曲げ導波路を用いるもの [12]、Br ベースの等方的ウェットエッチングや斜めドライエッチングなどにより作製した台形状のコア構造を用いるもの [13, 14]、トレンチ構造を用いた非対称構造によるもの [15]、Si 系材料などのコアクラッド間屈折率差の大きなものを用いたテーパー構造などによるモード展開に基づいたもの [16] など、これまでに提案された構造は多岐にわたる。しかし、前述のとおり作製トレランスの問題や素子サイズ、他素子との結合が難しいなどの理由から、現在も汎用化には至っておらず、モノリシック集積可能な偏波変換器はいまだ研究段階にあるといえる。

これに対し、本研究グループではハーフリッジ型偏波変換器の提案・実証を行っている [17]。この構造はリッジ型導波路の片側のみをエッチングすることで、片側のみがハイメサ状の非対称な構造であるため、他素子との集積が容易であり、精密な位置合わせが不要なセルフアラインプロセスによって作製可能なため比較的作製トレランスが高いといった特徴を持つ。この構造を用いて作製した偏波変換器は 180  $\mu$ m の素子長で TE-TM 変換効率が 97 % 以上が実現可能だと示されている [18]。

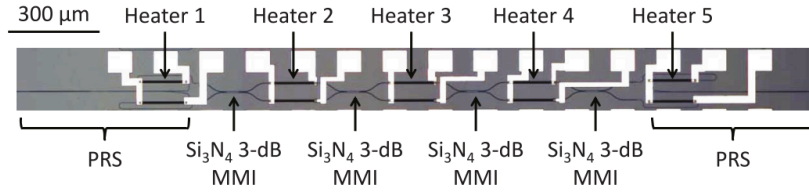


Fig. 1.3 : Thermo-optic polarization controller on Si platform [19].

### 1.3.2 Si フォトニクス偏波制御器

シリコンフォトニクスでは動的偏波制御が可能な偏波制御器の提案・実証が既になされている [19]. この偏波制御器の概形は Fig.1.3 に示すとおりであり, 2 層のテーパ構造によって TM0 モードを TE1 モードに変換可能なモード展開型のモード変換器と, 断熱構造カプラ, 熱光学位相変調器などにより構成されており, 偏波制御器の全長は 3mm 程度である. 複数のヒーターでの熱光学効果による位相変調によって, 入射した TE 光を任意の偏波状態へ変換可能であることが実証されている. また, ヒーターによる位相変調効率は約  $40 \text{ mW}/\pi$  である.

現在報告されている範囲では熱光学効果を用いた位相変調による偏波制御であるため, 消費電力と動作速度の点で特に改善が望まれる.

### 1.3.3 InP 系光集積回路における偏波制御器

1.3.1 項で述べたように, 単一な偏波状態の変換を行う偏波変換器の研究は古くからなされていたが, 初めての InP ベースのモノリシック集積可能な動的な偏波制御器の提案は Hutching らによって行われた. これによると偏波変換器と, 固有モード間に位相差を与える位相変調器の組を 2 組直列に並べることで実現可能であると示されている [20]. この研究グループではファブリペロ型レーザと偏波制御器の集積に成功している [21]. しかし, 実際に作製した偏波制御素子は偏波変換器と位相変調器を 1 組並べたものであり, 出力可能な偏波状態は限られていた.

一方, 本研究グループでは前述のハーフリッジ型偏波変換器を用いた偏波制御器を作製して原理検証を行い, モノリシック集積可能な高速偏波制御器の実現可能性を示した [22]. この偏波制御器の構造は Hutching らが示したものと同様, 偏波変換器と偏波依存位相変調器を 2 組直列に接続したものであり, 光合分波器などを含まない非常に省スペースでシンプルな構成となっている. この偏波制御器の詳しい動作原理は 2.5 節において述べるが, 原理検証においては導波路コアにバルクの InGaAsP を用いているため, 偏波依存位相変調原理はポッケルス効果とフランツケルディッシュ効果であった. これらの原理では低い偏波依存位相変調効率や高い偏波依存損失 (PDL:Polarization dependent loss) が問題となって任意の

偏波状態の出力には至っていない。しかし、この研究によりハーフリッジ型偏波変換器と、より偏波依存位相変調効率の高い変調方法を用いた位相変調器の組み合わせで任意の偏波状態が出力可能な偏波制御器の実現可能性が示されたといえる。

## 1.4 本研究の目的

以上の背景を踏まえ、本研究はモノリシック集積可能な偏波制御器の設計を行い、効率のよい偏波制御器の作製を目指すものである。特に、先行研究で明らかとなった課題である偏波依存性の大きな位相変調器の実証は本研究で最も重要な位置を占める。

以上の目的に対して、コア層に歪み量子井戸層を導入することにより位相変調効率の偏波依存性を高めることを目指した。この歪み量子井戸層の導入により得られる位相変調効率を計算により見積もり、用いる基板の層構造を決定した。さらに、この基板を用いて位相変調器の予備測定を行い、効率のよい偏波依存位相変調が得られることを確認したうえで、この結果を元に偏波制御器の設計を行った。そして実際に作製した偏波制御器を測定して得られた結果を考察し、明らかになった改善点等について検討を行った。

## 1.5 本論文の構成

本論文は全7章で構成される。初めに第1章において本研究に関わる背景として、InP系光集積回路の展望や、光集積回路中における偏波状態制御の現状などの背景について述べた。続く第2章では光集積回路や偏波制御器の基本原則、第3章では作製に必要なプロセス技術と実際にプロセスを行った得た知見についてまとめる。第4章では数値計算による設計と変調特性の見積もりを行った結果についてまとめ、第5章で偏波依存位相変調器の予備測定によって得られた結果を述べる。そして、ここまでに述べた内容を踏まえて作製した偏波制御器の作製プロセスと測定結果について第6章で詳しく述べる。最後に、第7章では本論文で述べた内容をまとめ、今後の展望について述べることとする。

## 第 2 章 偏波制御器の原理

本章ではまず 2.1 節において電磁波である光の伝搬の基礎について、マクスウェル方程式から導かれる波動方程式や、光導波路の導波原理と解析方法を中心に述べる。次に 2.3 節では偏波変調に必要な位相変調の原理とそれに関わるバンド理論などについて説明する。そして 2.4 節では偏波状態の代表的な表現方法であるジョーンズベクトルやストークスベクトル、ポアンカレ球について詳しく述べたあと、本研究で実際に用いる偏波制御器の構成とその 2 つの構成要素である偏波変換器と偏波依存位相シフトについて説明を加える。

### 2.1 光導波路中の光の伝播解析

#### 2.1.1 光線光学に基づく光の導波原理

本項では光の導波原理をマクスウェル方程式を使用せずに、より理解が容易な光線光学に基づいて説明を行う [23]。

まず、光の導波原理を考える際に理解すべき基本的な「光は屈折率の高い部分に集中する」という性質について簡単に説明する。電磁波である光のとある非磁性媒質中の伝搬を考えると、光の電界成分は媒質中で振動双極子モーメント（巨視的には分極）を誘起し、この双極子モーメントが光を放射することで光は伝搬していく。電界と分極が線形な関係であるとする、電束密度  $\mathbf{D}$  と分極  $\mathbf{P}$  は電界  $\mathbf{E}$  によって

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad \varepsilon \equiv 1 + \chi_E, \quad \mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_E \mathbf{E} \quad (2.1)$$

と表される。ただし、 $\chi_E$  は電気感受率、 $\varepsilon_0$  は真空中の誘電率、 $\varepsilon_r$  は誘電体の比誘電率である。また、比誘電率は屈折率  $n$  と

$$\varepsilon = n^2 \quad (2.2)$$

という関係である。(2.1) 式と (2.2) 式より、屈折率が高い物質とは分極が大きい物質であり、これは光が入射した際により光を誘起する性質があるということが理解できる。その結果、光は屈折率の高い部分に集中することになるのである。また、屈折率には周波数依存性が存在しているために同じ媒質中を伝搬していても光波の周波数によって伝搬速度が異なってしまう。これは周波数分散と呼ばれ、光デバイスの動作に大きく関わる非常に重要な性質である。

この性質をふまえたうえで光導波路中の光の導波を考える。最も基本的で簡単な考え方は、屈折率の低い材料で覆われた屈折率の高い材料によって光の道を作るというものであ



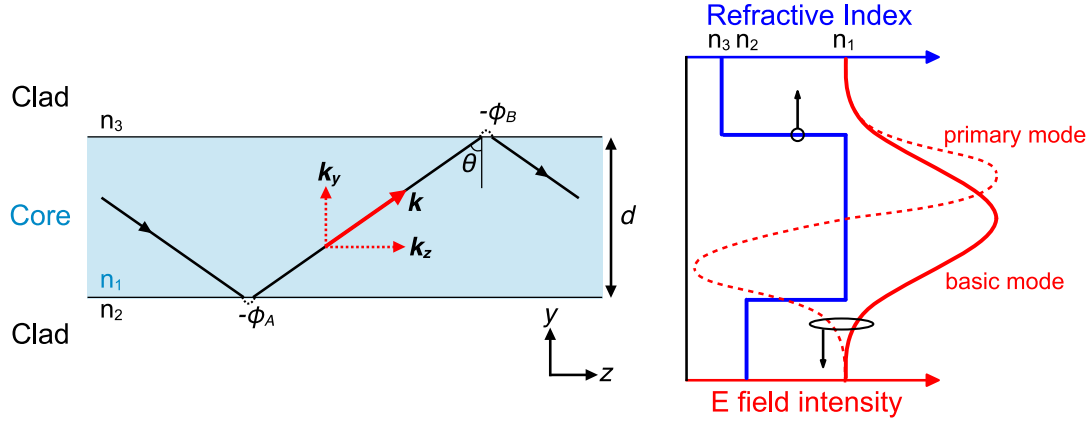


Fig. 2.1 : Trajectory of light in a slab waveguide.

る．このような構造によって光は高屈折率材料中に閉じこもったままその道に従って進むことが可能となる．この高屈折率材料からなる光の通り道は一般にコアと呼ばれ，コアの外側にある低屈折率材料からなる箇所はクラッドと呼ばれる．ここで考える光導波路の構造を Fig. 2.1 に示す．

Fig. 2.1 に示しているとおり，光は屈折率の高い部分を全反射によって伝搬している．このとき伝搬方向の不変量として伝搬定数がよく用いられる．平面波の  $z$  方向への伝搬定数成分を  $\beta(=k_z)$ ， $y$  方向への伝搬定数成分を  $k_y$  とすると，Fig. 2.1 から分かるとおり

$$k_z \equiv \beta = k_0 n_1 \sin \theta \quad (2.3)$$

$$k_y = k_0 n_1 \cos \theta \quad (2.4)$$

となる．このような光導波路内で  $y$  方向に定在波ができる条件は，光が  $y$  方向へ 1 往復する間に， $y$  方向の位相変化量が  $2\pi$  の整数倍になることである．ただし，コアとクラッドの界面で全反射が起こるときにはエバネッセント光が発生し，それに伴ってグースヘンシェンシフトと呼ばれる位相シフト (Fig. 2.1 中  $\phi_A, \phi_B$ ) が発生する．グースヘンシェンシフト量は偏光に依存し，光波の進行方向に電場成分を持たない (入射面に垂直な電界成分を持つ) s 偏光 (senkrecht) と，光波の進行方向に磁界成分を持たない (入射面に垂直な磁界成分を持つ)

つ) p 偏光 (parallel) に対してそれぞれ

$$\phi_s = 2 \tan^{-1} \left[ \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta} \right] \quad (2.5)$$

$$\phi_p = 2 \tan^{-1} \left[ \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \theta} \right] \quad (2.6)$$

となる。これも考慮にいれると、光導波路内で y 方向に定在波を形成する条件はコア層の厚さを  $d$  として

$$2dk_0n_1 \cos \theta - \phi_A - \phi_B = 2N\pi \quad (N = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.7)$$

を満たすときとなる。ただし、 $\phi_A$  と  $\phi_B$  をそれぞれ 2 つのコアクラッド境界でのグースヘンシェンシフトとする。このように、定在波を形成するときにはある離散的な全反射角  $\theta$  しか許容されない。これはすなわち、y 方向の電界強度はある特定の分布しか許容されないということである。光は y 方向にこのような定在波を形成して z 方向に伝搬していく。このような特定の電界強度分布を持つ光の伝搬様式を（離散）モードといい、(2.7) 式は光線理論に基づく固有値方程式である。例として Fig. 2.1 には、0 次モードと 1 次モードの電界強度分布を示している。また、伝搬定数  $\beta$  の代わりに

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.8)$$

で与えられる有効屈折率も導波路の伝搬特性を議論する際には広く用いられる。

### 2.1.2 マクスウェル方程式と波動方程式

本項では 2.1.1 項にて述べた光の導波原理を、電磁界の古典的振る舞いを記述する基礎方程式であるマクスウェル方程式をもとに説明する [24]。光は電磁波であり、電磁波の伝搬の様子はマクスウェル方程式により記述される。電界を  $\mathbf{E}$ 、磁界を  $\mathbf{H}$  とすると、マクスウェ

ル方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \mathbf{E}) = \rho \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.12)$$

で記述される．ただし  $\mu_0$  は真空中の透磁率である．光導波路においては媒質中に電流と電荷が存在しないと考えることができるため， $\mathbf{J} = \rho = 0$  とすることができる．また，通常の光学材料は非磁性なので比透磁率  $\mu = 1$  としている．それぞれ (2.9) 式はファラデーの電磁誘導則，(2.10) 式はアンペールの法則，(2.11)(2.12) 式はガウスの法則を表している．

Fig. 2.1 のようなコアとクラッドの屈折率分布が伝搬方向に一樣な光導波路において，光周波数  $\omega$ ，伝搬定数  $\beta$  の光波が伝搬する場合を考えると，その光波の電磁界  $\tilde{e}, \tilde{h}$  は

$$\tilde{e} = \mathbf{E}(x, y) \exp\{i(\omega t - \beta z)\} \quad (2.13)$$

$$\tilde{h} = \mathbf{H}(x, y) \exp\{i(\omega t - \beta z)\} \quad (2.14)$$

と表すことができる．これをマクスウェル方程式 (2.9) 式に代入すると以下の式が得られる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y &= -i\omega\mu_0 H_x \\ -i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -i\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -i\omega\mu_0 H_z \end{aligned} \quad (2.15)$$

同様に (2.10) 式からは

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_x \\ -i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \end{aligned} \quad (2.16)$$

が得られる．ここで考えている導波路は  $x$  方向に一樣であるので， $\partial/\partial x = 0$  と置ける．こ

れにより (2.15) 式, (2.16) 式は

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2.17)$$

$$-i\beta E_x = -i\omega\mu_0 H_y \quad (2.18)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\varepsilon_0 n^2 E_x \quad (2.20)$$

$$-i\beta H_x = i\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \quad (2.21)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \quad (2.22)$$

となる。これらの関係式は,  $[E_x, H_y, H_z]$  の電磁界成分からなる (2.18), (2.19), (2.20) 式と,  $[H_x, E_y, E_z]$  の電磁界成分からなる (2.17), (2.21), (2.22) 式とに分けられる。これらはそれぞれ独立な波動を表しており, 進行方向に電界成分を持たない  $[E_x, H_y, H_z]$  の電磁界成分からなる波動を TE モード (Transversal Electric mode), 進行方向に磁界成分を持たない  $[H_x, E_y, E_z]$  の電磁界成分からなる波動を TM モード (Transversal Magnetic mode) と呼ぶ。

さらに TE モードを表す (2.19) 式, TM モードを表す (2.22) 式に対して  $\partial/\partial y$  を作用させて微分次数を上げ, 他の式を代入するすることで, これらの式をひとつの変数に対する微分方程式にまとめると

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)E_x = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_x = 0 \quad (2.24)$$

という波動方程式が得られる。

### 三層対称スラブ導波路における基本特性

まず, Fig. 2.1 に示すような光導波路において最も基本的な構造である原点をコア中心とした三層対称スラブ導波路構造における TE モードの基本特性を考える。さらにここでは簡単のため両側のクラッドの屈折率が等しいと仮定する ( $n_2 = n_3$ )。二階線形常微分方程式である (2.23) 式の一般解は, 物理的な意味を考えるとコア部分で有限な値を取り, クラッド部

分ではコア中心から離れるに連れて減衰していく解が自然である。よって

$$E_x = \begin{cases} A_{1e} \cos(\kappa_1 y) + A_{1o} \sin(\kappa_1 y) & : |y| \leq d/2 \quad (\text{Core}) \\ C \exp(\gamma_2 y) & : y \leq -d/2 \quad (\text{Clad}) \\ D \exp(-\gamma_2 y) & : y \geq d/2 \quad (\text{Clad}) \end{cases} \quad (2.25)$$

$$\kappa_1 \equiv \{(n_1 k_0)^2 - \beta^2\}^{1/2} \quad (2.26)$$

$$\gamma_2 \equiv \{\beta^2 - (n_2 k_0)^2\}^{1/2} \quad (2.27)$$

と仮定することができる。ここで、 $A_{1e} \sim D$  は電界振幅係数であり、これらは境界条件から決定される。境界条件とは電磁界の境界面に対する接線成分が連続であり、電束密度と磁束密度の境界面に対する法線成分が連続であるということである。TE モードにおいては実質的に  $E_x$  と  $H_z$  の  $y = \pm d/2$  における連続条件より

$$A_{1e} \cos \frac{\kappa_1 d}{2} - A_{1o} \sin \frac{\kappa_1 d}{2} = C \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.28)$$

$$A_{1e} \cos \frac{\kappa_1 d}{2} + A_{1o} \sin \frac{\kappa_1 d}{2} = D \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.29)$$

$$A_{1e} \kappa_1 \sin \frac{\kappa_1 d}{2} + A_{1o} \kappa_1 \cos \frac{\kappa_1 d}{2} = C \gamma_2 \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.30)$$

$$-A_{1e} \kappa_1 \sin \frac{\kappa_1 d}{2} + A_{1o} \kappa_1 \cos \frac{\kappa_1 d}{2} = -D \gamma_2 \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.31)$$

という 4 式が得られる。そして、(2.28), (2.29) 式の和と差, (2.30), (2.31) 式の和と差から以下の 4 式が得られる。

$$2A_{1e} \cos \frac{\kappa_1 d}{2} = (C + D) \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.32)$$

$$2A_{1e} \kappa_1 \sin \frac{\kappa_1 d}{2} = (C + D) \gamma_2 \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.33)$$

$$2A_{1o} \sin \frac{\kappa_1 d}{2} = -(C - D) \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.34)$$

$$2A_{1o} \kappa_1 \cos \frac{\kappa_1 d}{2} = (C - D) \gamma_2 \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \quad (2.35)$$

以下、これらの式が常に成り立つ条件を探す。 $A_{1o} = 0$  かつ  $D = C$  のとき, (2.34), (2.35) 式は常に成り立ち、他の 2 式は以下の行列形式のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \cos \frac{\kappa_1 d}{2} & -\exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \\ \kappa_1 \sin \frac{\kappa_1 d}{2} & -\gamma_2 \exp \frac{-\gamma_2 d}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{1e} \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

ただし上式で  $A_{1e} = C = 0$  のとき  $\kappa_1$  と  $\gamma_2$  はつねに任意の値を取ることができるので、この場合を除いて考える。このとき (2.36) 式より行列式  $= 0$  であるので

$$w = u \tan u \quad : \text{TE 偶対称モード} \quad (2.37)$$

という固有値方程式が得られる。ただし、

$$u \equiv \frac{\kappa_1 d}{2} = \{(n_1 k_0)^2 - \beta^2\}^{\frac{1}{2}} \frac{d}{2} \quad (2.38)$$

$$w \equiv \frac{\gamma_2 d}{2} = \{\beta^2 - (n_2 k_0)^2\}^{\frac{1}{2}} \frac{d}{2} \quad (2.39)$$

であり、これらはそれぞれコアとクラッドにおける光波の進行方向の規格化伝搬定数である。また、(2.36) 式の第 1 式から電界振幅係数の比が

$$\frac{D}{A_{1e}} = \frac{C}{A_{1e}} = \exp(w) \cos u \quad : \text{TE 偶対称モード} \quad (2.40)$$

となる。(2.40) 式を (2.25) 式に代入すると得られる電界分布の様子が原点に対して対称であるため TE 偶対称モードと呼ばれる。

$A_{1e} = 0$  かつ  $D = -C$  のとき、上記の TE 偶対称モードのときと同様にして

$$w = -u \cot u \quad : \text{TE 奇対称モード} \quad (2.41)$$

$$\frac{D}{A_{1o}} = \frac{-C}{A_{1o}} = \exp(w) \sin u \quad : \text{TE 奇対称モード} \quad (2.42)$$

となる。こちらは原点に対して反対称な電界分布を持つモードであるため、TE 奇対称モードと呼ばれる。

(2.24) 式に対して上記の TE モード特性と同様の式変形を行うことにより、固有値方程式と磁界振幅係数の比が

$$w = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 u \tan u \quad : \text{TM 偶対称モード} \quad (2.43)$$

$$\frac{D}{A_{1e}} = \frac{C}{A_{1e}} = \exp(w) \cos u \quad : \text{TM 偶対称モード} \quad (2.44)$$

$$w = -\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 u \cot u \quad : \text{TM 奇対称モード} \quad (2.45)$$

$$\frac{D}{A_{1o}} = \frac{-C}{A_{1o}} = \exp(w) \sin u \quad : \text{TM 偶対称モード} \quad (2.46)$$

となることが導かれる。

### 2.1.3 光線理論と波動論との対応

2.1.1 項と 2.1.2 項でそれぞれ光線理論と波動論に基づく光導波路伝搬特性について述べてきたが、本項ではこれら 2 つの理論から求められた固有値方程式 (2.37) 式と (2.7) 式が一致することを説明する。2.1.2 項から引き続き、簡単のためクラッド層の屈折率は両側ともに  $n_2$  とする。

(2.3), (2.4) 式を参考にして (2.38), (2.39) 式は光線近似のパラメータを用いて以下のように表現できる。

$$u = n_1 k_0 \frac{d}{2} \cos \theta \quad (2.47)$$

$$w = n_1 k_0 \frac{d}{2} \left\{ \sin^2 \theta - \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.48)$$

これを TE 偶対象モードに対する固有値方程式である (2.37) 式に代入すると

$$\tan u = \frac{w}{u} = \frac{\left\{ \sin^2 \theta - \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \quad (2.49)$$

となる。よって  $u$  は

$$u = N' \pi + \tan^{-1} \frac{\left[ \sin^2 \theta - \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \quad (2.50)$$

$$= N' \pi + \frac{\phi_s}{2} \quad (2.51)$$

となる。ただしここでは TE モードは進行方向に電界成分を持たないので、s 偏光のグースヘンシェンシフトの式である (2.5) 式を用いている。(2.47) 式と比較すると以下の式が得られる。

$$2n_1 k_0 d \cos \theta = 4N' \pi + 2\phi_s \quad (2.52)$$

$N$  が偶数であるとして  $N = 2N'$  とすると、光線理論から導かれた固有値方程式 (2.7) 式において  $\phi_A = \phi_B = \phi_s$  としたとき、これらの式が一致していることが理解できる。これにより光線理論と波動論の固有値方程式が一致することが示された。ここでは TE 偶対象モードのみについて示したが、他のモードに対しても同様に一致することが確認できる。

## 2.2 量子井戸構造と歪みによるバンドエンジニアリング

半導体の厚さを電子の波長程度のサイズまで小さくすると、バルクとは異なる性質である量子効果が発現する。光デバイスの分野ではこの量子効果を用いるために、バンドギャップの小さな薄膜をバンドギャップの大きな薄膜で挟んだ量子井戸 (quantum well:QW) 構造、これを多層重ねた多重量子井戸 (multiple quantum well:MQW) 構造が多く利用されている。量子井戸構造は電気的にはキャリアを井戸層に集中させ、光学的には多重量子井戸構造にすることでコアへの光の閉じ込めを増大させることが可能であることなどから、レーザーや変調器など多くの光デバイスの特性向上に大きく寄与している。本節ではこの量子井戸構造の持つ特徴の中でも特に本研究に関係する特徴について述べる。2.2.1 項では量子井戸のバンド構造と偏波依存性について説明し、2.2.2 項で格子定数の異なる井戸層を用いることで起こる歪みが与える影響について述べる。

### 2.2.1 量子井戸構造

本項では量子井戸構造の特徴についてバンド構造と偏波依存性を中心に述べる。まずバルク構造におけるバンド構造はスピン軌道相互作用を含めた摂動法により Fig. 2.2 のように計算される。実際にはもっと複雑な形をしているが、一般にバンド端付近 ( $k = 0$  付近) を考える場合はこのような形を考えれば十分である。もともとエネルギーバンドは孤立原子が持つ離散的なエネルギー準位に由来しており、原子が規則的に並んだ結晶において無数の原子が相互に影響を与え合うことでバンドが形成される。この点をふまえると、伝導帯 (conduction band:CB) は原子軌道の  $s$  軌道、価電子帯 (valence band:VB) は原子軌道の  $p$  軌道に由来しており、3つの価電子帯は3つの  $p$  軌道  $p_x, p_y, p_z$  の存在を反映したものであると理解できる。

一方、量子井戸構造におけるエネルギーバンド図と価電子帯の概要は Fig. 2.3 のとおりである。価電子帯に注目するとバルク構造では  $k = 0$  において重い正孔 (heavy hole:HH) と軽い正孔 (light hole:LH) が縮退しているが、量子井戸構造ではこの縮退が解けている。これは量子井戸が導入されることで積層方向へのポテンシャルの対称性が崩れることに起因している。また、量子井戸構造では積層方向には量子効果により離散的なエネルギー (波数) しか許容されないが、面内方向は量子化されていないのでエネルギーは離散的ではなく連続した値となることに注意が必要である。

続いて量子井戸構造の持つ偏波依存性について述べる。前述したとおり、バルク構造の価



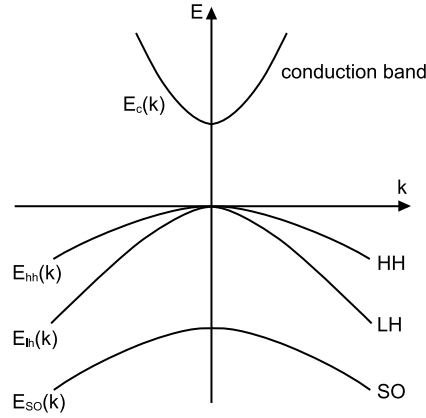


Fig. 2.2 : Energy band of bulk structure.

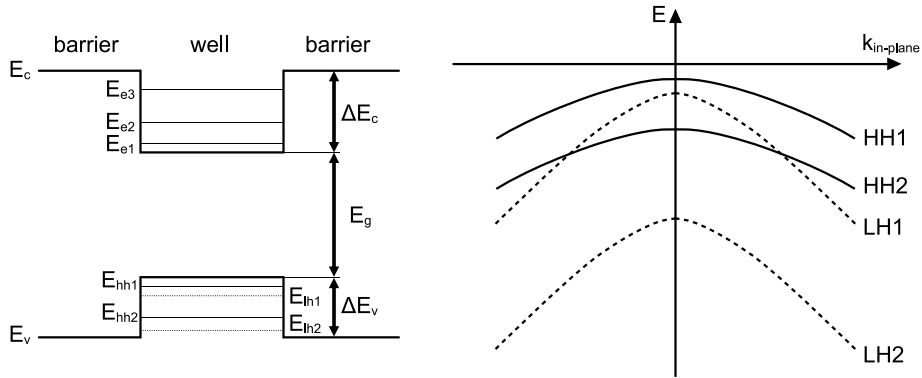


Fig. 2.3 : Energy band of QW structure.

電子帯では  $k = 0$  において HH バンドと LH バンドが縮退していたが、量子井戸構造ではこの縮退が解ける。さらに、量子井戸でのサブバンド端付近における LH と HH の基底関数を模式的に表すと Fig.2.4 のようであり、LH バンドは量子化軸方向 ( $z$  方向) に大きく広がりを持つのにに対し、HH バンドは量子井戸面内方向 ( $x, y$  方向) にのみ広がりを持っていることが分かる。一方で伝導帯は原子軌道の  $s$  軌道が由来であるため等方的である。伝導帯-価電子帯間の遷移強度はフェルミの黄金律から

$$M = \langle \psi_e | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | \psi_h \rangle \quad (2.53)$$

に比例する。ただし、 $|\psi_e\rangle, |\psi_h\rangle$  はそれぞれ伝導帯電子と価電子帯正孔の波動関数、 $\mathbf{e}$  は光の電界方向を表す単位ベクトル、 $\mathbf{p}$  は運動量ベクトルであり、 $M$  は光学遷移行行列と呼ばれる。これについては 4.2 節で詳しく述べる。つまり伝導帯-価電子帯間の遷移には光の電界に平行な電子の運動量成分のみが寄与するため、LH と HH の軌道が大きく異なっているこ

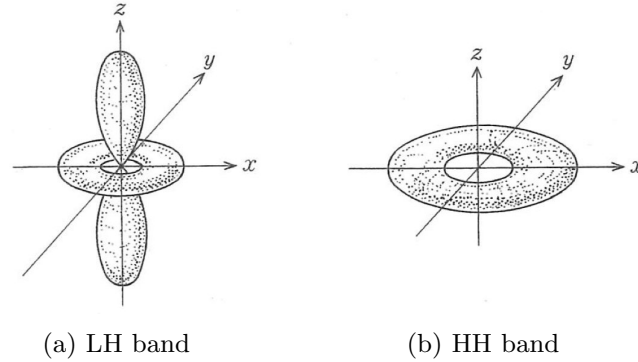


Fig. 2.4 : Schematic of base functions of (a) LH and (b) HH. (x,y:in-plane, z:quantization axis)[24]

とが光学遷移に偏波依存性を生む原因であると分かる。より具体的に言えば、LH の軌道が量子化軸方向に大きく広がっているため、CB-LH 間では主に同方向に電界を持つ TM モードの光によって遷移する一方で、HH は面内方向にのみ広がりを持つため同方向に電界を持つ TE モードの光によってのみ CB-HH 間遷移が起こる。

以上のように、バンド端における LH と HH の縮退が解けることと、CB-LH 間遷移と CB-HH 間遷移の強度が TE/TM モード間で異なることから、量子井戸構造における光学利得（光吸収）には偏波依存性が存在することが理解できる。

### 2.2.2 歪み量子井戸構造

歪み量子井戸とは格子定数の異なる結晶を成長した際に弾力的な力によって擬格子整合状態になった層を用いた量子井戸のことである。ただし臨界膜厚と呼ばれる厚さを越えて成長すると層中に転位が入り、結晶品質が落ちるため、臨界膜厚以下で歪み層を成長する必要がある。成長層の本来の格子定数が基板の格子定数よりも大きいときは圧縮歪み (compressive strain, Fig. 2.5 (a)), 基板の格子定数よりも小さいときは引っ張り歪み (tensile strain, Fig. 2.5 (c)) と呼ばれる。

この歪みを量子井戸層に導入すると、結晶内のポテンシャルの対称性が崩れるために、バンド構造が変化する。伝導帯は対称な原子軌道である s 軌道が由来であるため歪みによる影響は小さいが、価電子帯の各バンドは歪みによって大きく変化する。このように歪みの導入によってエネルギーバンド構造を人工的に制御することはバンドエンジニアリングと呼ばれ、半導体レーザーではこの手法によって格子整合系では実現できない波長での発振や、低い値発振や異方性利得などの性能向上が実現されている。圧縮歪みと引っ張り歪みを導入した時のバンド構造の変化を格子整合時と比べた様子を Fig. 2.5 に示す。ただしこの図は量子井戸構造ではなくバルク構造における歪みを示していることに注意が必要である。この図を見ると、圧縮歪みでは成長層は面内方向に圧縮されることで擬格子整合状態となってお

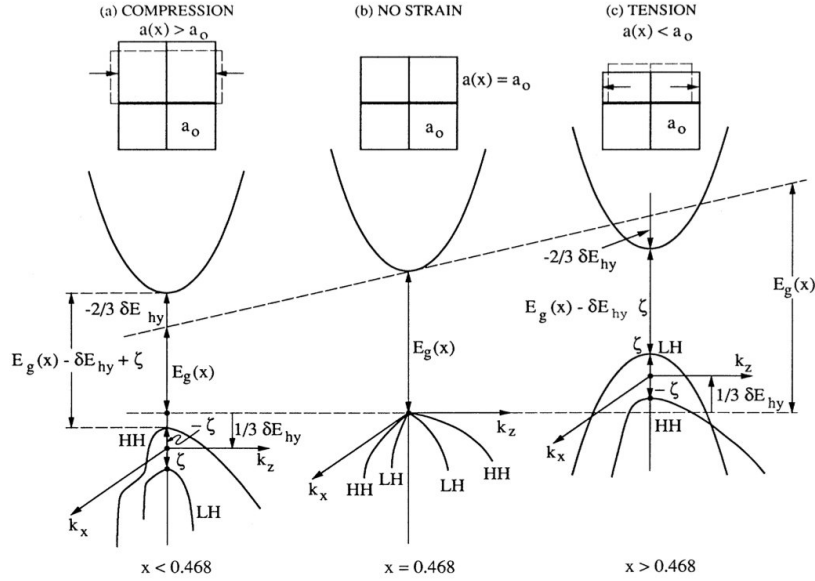


Fig. 2.5 : Energy band structure under (a) compressive strain, (b) no strain and (c) tensile strain.[25]

り、これによって LH バンドのエネルギーは減少している。一方で引っ張り歪みでは成長層は面内方向に引っ張られており、LH バンドのエネルギーが増加していることが分かる。

Fig. 2.6 には 1.9 % の引っ張り歪みの状態、格子整合状態、1.4 % の圧縮歪みの状態に対して計算によって求められたエネルギーバンドとキャリア密度を  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  としたときの TE/TM 光の利得が示されている。前述したように歪みによって価電子帯中のバンドが変化していることに加えて、LH バンドのエネルギーが増加する引っ張り歪みでは TM 光による CB-LH 間遷移が増加し、反対に圧縮歪みでは LH バンドのエネルギーが減少しており、TE 光による CB-HH 間遷移が支配的になる様子が確認できる。このように光学利得（吸収）特性の偏光依存性は歪みの導入によって調整可能であることが分かる。

## 2.3 位相変調原理

光デバイスでは電界の印加や電流の注入によって起こる屈折率の変化を利用した位相変調器によって多くの機能が実現されている。この屈折率の変化が起こる原理は多岐にわたり、複数の原理の組み合わせが利用されていることもある。本節では位相変調器に用いられる主な位相変調原理について述べる。

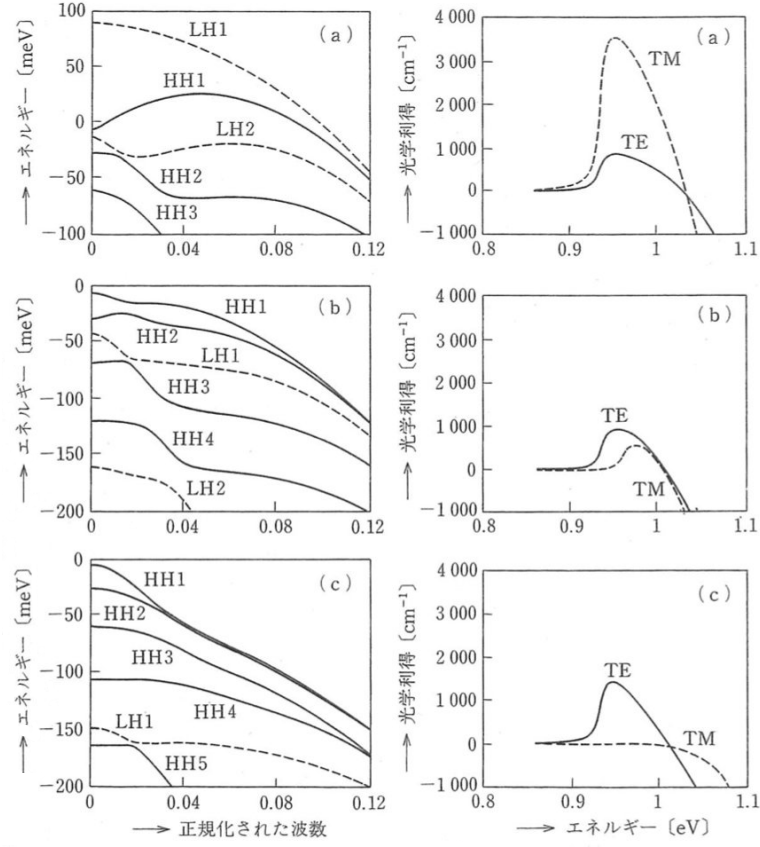


Fig. 2.6 : Calculated valence band structures and gains of TE and TM modes with (a) 1.9 % tensile strain, (b) no strain and (c) 1.4 % compressive strain.[24, 26]

### 2.3.1 クラマースクローニツヒの関係

クラマースクローニツヒの関係 (Kramers-Kronig Relation:KKR) は任意の線形応答系において定義される周波数応答関数の実部と虚部を互いに関係付ける関係式である. これは, 入力がない状態では系が応答をすることはないという因果律から導かれる関係式であり, 光半導体の分野では複素屈折率の実部と虚部を関係付ける式として広く知られている. 一般にある線形系の周波数応答関数が  $H(\omega) = R(\omega) + iX(\omega)$  のとき, この応答関数の実部と虚部である  $R(\omega)$  と  $X(\omega)$  は

$$R(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2.54)$$

$$X(\omega) = -\frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2.55)$$

という関係が成り立つ。ただし  $\mathcal{P}$  は Cauchy の主値を表しており、分母が 0 になる部分の積分を除くものである。

実験的には全波長領域でエネルギー反射率を測定することにより任意の波長における位相変化が計算でき、屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  の光学定数を求めることができるため、広く用いられている。

ここでは屈折率と消衰係数の関係に焦点を当てるため、誘電体に電界  $Ee^{i\omega t}$  を加えた時を考える。このとき、誘電体の電気感受率  $\chi(\omega)$  が入力である電界と、その入力によって起こる分極の関係を与える周波数応答関数に相当すると考えられる。その関係は

$$Pe^{i\omega t} = \varepsilon_0 \chi(\omega) Ee^{i\omega t} \quad (2.56)$$

の関係となり、この電気感受率  $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$  の実部と虚部が KKR によって関係付けられる。ここで誘電体の複素屈折率と電気感受率の関係は

$$n - i\kappa = \sqrt{1 + \chi} \quad (2.57)$$

であるので、 $\chi$  の実部と虚部は 2.57 からそれぞれ屈折率と消衰係数に対応することがわかる。また、吸収係数  $\alpha$  は  $\alpha = 2\kappa\omega/c$  であるので、これらの関係から屈折率の変化  $\Delta n$  と吸収係数の変化量  $\Delta\alpha$  は

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.58)$$

であることが導かれる。

つまりこれは全波長（周波数）域の吸収係数が得られたとき、クラマースクローニッヒの関係によって全ての波長における屈折率の変化が得られるということである。

### 2.3.2 ポッケルス効果

ポッケルス効果は 1 次の電気光学効果として広く知られているが、これは電界の印加によって物質の屈折率が変化するというものである。この効果は中心対称性のない物質に限って起こる現象であり、例えば InP や GaAs, LiNbO<sub>3</sub> などが代表的である。

ここでは簡単のため例として InP に対して  $z$  方向  $[001]$  の電界を印加した場合を考える。このとき閃亜鉛鉱である InP（立方晶  $\bar{4}3m$ ）の対称性から  $[1\bar{1}0]$ ,  $[110]$  のそれぞれを  $x'$ ,  $y'$

軸とすると,  $x'$ ,  $y'$ ,  $z$  軸方向の屈折率はそれぞれ

$$n_{x'} = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{41} \mathcal{E}_z ([1\bar{1}0] \text{ 方向}) \quad (2.59)$$

$$n_{y'} = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{41} \mathcal{E}_z ([110] \text{ 方向}) \quad (2.60)$$

$$n_z = n_0 \quad (2.61)$$

のように変化する. ただし  $n_0$  は電界を印加する以前の物質の屈折率,  $r_{41}$  は電気光学定数である. 上式に示されているとおり, 結晶方位に依存した屈折率の変化が得られる. このように電界を印加することにより, 方向によって異なる屈折率の変化が得られるという点ポッケルス効果の大きな特徴のひとつである.

ポッケルス効果は印加した電界によって物質の誘電率が変化することによる変化であり, その変化は非常に早いため, 高速な変調が可能である. また, 原理的に波長への依存性がないため, 広帯域で使用できる. しかし十分大きな屈折率変化を得るためには大きな電圧の印加が必要であり, 先程述べたように屈折率が方向によって異なるので偏波依存性が非常に大きいという点も特徴である.

### 2.3.3 量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE)

量子閉じ込めシュタルク効果 (Quantum Confined Stark Effect: QCSE) は量子井戸構造に電界を印加した時に起こるバンドの曲がり方が原因で吸収スペクトルが変化する現象である. 量子井戸層に電界を加えることにより量子井戸内の電子と正孔の波動関数はそれぞれよりエネルギーの低い方へ分布が偏り, それぞれの基底準位がバンドギャップを小さくする方向に変化し, 吸収スペクトルにおいて長波長側への吸収端波長のシフトが起こる. この吸収スペクトルの変化と同時に屈折率の変化が起こる. このため QCSE は位相変調としてだけでなく吸収変調としても広く利用されており, 目的の動作によって動作波長と吸収端波長を適切に選択する必要がある. 位相変調器として使用する場合は動作波長と吸収端波長間で約 100~150 nm 程度の detuning をとることが多い. この QCSE の効果を模式的に表したものが Fig. 2.7 である.

これに対し, 量子井戸層に引っ張り歪みを加えて価電子帯のバンド構造を変化させることでこの QCSE による位相変調の偏波依存性を低減させることを目指した研究が多くなされてきた [28]. これは 2.2.2 項で説明した原理のとおりであり, 量子井戸層に導入した歪みによって HH と LH の基底準位を調整することで実現されている. 吸収特性の偏波無依存化は適切な量の引っ張り歪みの導入によって実現可能であり, 逆に圧縮歪みを加える事で偏波依存性を高めることが可能であると理解できる.

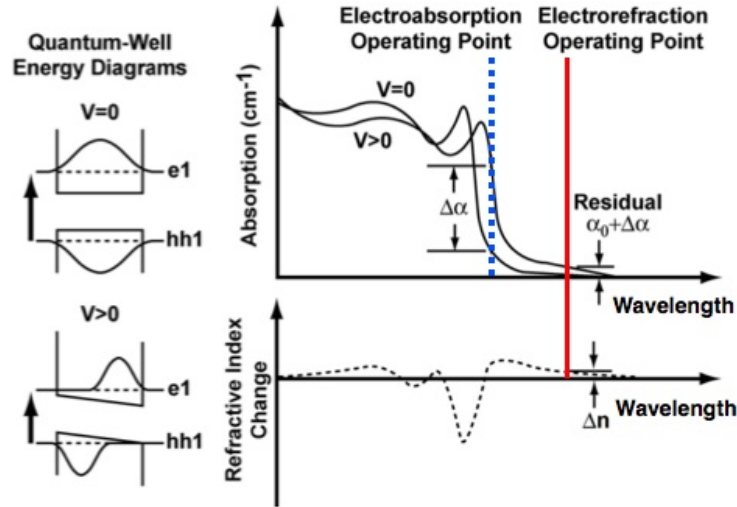


Fig. 2.7 : Schematic of band structure and wave functions. Absorption spectrum and refractive index change by QCSE[27].

#### 2.3.4 キャリア注入による位相変調

ここまで述べてきた位相変調原理はどちらも逆バイアス印加による位相変調である。本項ではこれらとは異なり、順方向バイアスの印加によって活性層に注入されるキャリアによって起こる位相変調について述べる。

キャリアが活性層に注入されることによって起こる屈折率変化の主な原理にはキャリアプラズマ効果、バンドフィリング効果、バンドシュリンケージ効果などがあるが、キャリアプラズマ効果による屈折率変調は他に比べて小さく、バンドシュリンケージ効果は高キャリア濃度時に顕著に現れるため、ここでは本研究で主に用いているバンドフィリング効果についてのみ簡単に説明を行う。

伝導帯に多くのキャリアが存在している場合を考える。この電子は伝導帯の低い準位から徐々に埋まっていき、低いエネルギーの準位を専有するため、その他の電子はこの準位に遷移する確率は大きく低下する。つまりこれは実効的なバンドギャップが大きくなった状態であると考えられ、価電子帯から伝導帯に遷移するために必要なエネルギーは増加する。これがバンドフィリング効果である。これを模式的に示したのが Fig. 2.8 である。図にも示されているが、価電子帯頂上付近に存在する正孔によってもバンドギャップは実効的に大きくなる。

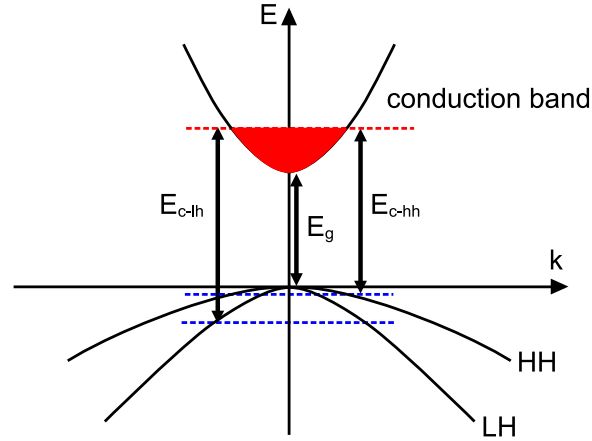


Fig. 2.8 : Schematic of band filling effect.

## 2.4 偏波状態の表現方法

### 2.4.1 ジョーンズベクトル表現

ジョーンズベクトルは平面波の偏波状態を記述する方法の 1 つであり，偏波状態を扱うときには非常によく用いられる表現方法である。

まず単色平面波の伝搬光の電界ベクトル  $\mathbf{E}$  を

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \quad (2.62)$$

と表すとする，光の伝搬方向を  $z$  軸方向とすると電界ベクトルの 2 成分は，

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (2.63)$$

と表すことができる。







このときジョーンズベクトルは 2 次元複素ベクトル表現で

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} A_x e^{i\delta_x} \\ A_y e^{i\delta_y} \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

と定義される。このジョーンズベクトルから各電界ベクトルの振幅と相対位相が決まるため，偏波状態はただひとつに規定される。特に偏波状態にのみ注目する場合にはこれを規格化したものが用いられる。Table 2.1 には複数の偏波状態のジョーンズベクトル表現を示す。



Table 2.1 : Expression of State of Polarization by Jones vector and Stokes vector.

SOP	LHP(TE)	LVP(TM)	L+45P	L-45P	RCP	LCP
Jones Vector	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$
Electric field						
Stokes Vector	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

さらに伝搬損失や複屈折性を持つ各種の線形光学素子を、2行2列の複素行列であるジョーンズ行列で表現可能である。これにより任意の入力光の複屈折伝送路による偏波状態の変化を記述できる。数式で表すと

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

となる。この関係は線形であり、 $(A_x, A_y)$  は入射光のジョーンズベクトル、 $(A'_x, A'_y)$  は出射光のジョーンズベクトルである。ただし、光の振幅や位相を直接測定することは困難であり、直感的にこの表現を用いて偏波状態を理解するのは難しい。

#### 2.4.2 ストークスパラメータ

一方、ストークスベクトルは光強度の単位を持ち、観測可能な6つの光強度 ( $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $-45^\circ$  の4つの直線偏光と右円偏光, 左円偏光の2つ) から求められる4つの実数のパラメータで表現される。4つのパラメータは以下の式

$$\begin{aligned} S_0 &= I_0 + I_{90} = |A_x|^2 + |A_y|^2 \\ S_1 &= I_0 - I_{90} = |A_x|^2 - |A_y|^2 \\ S_2 &= I_{45} - I_{-45} = 2\text{Re}(A_x^* A_y) = 2|A_x||A_y| \cos \delta \\ S_3 &= I_R - I_L = 2\text{Im}(A_x^* A_y) = 2|A_x||A_y| \sin \delta \end{aligned} \quad (2.66)$$

で定義される。ただし、 $\delta$  は  $\mathbf{A}_x$  と  $\mathbf{A}_y$  間の相対位相差である。これらの4つのパラメータには

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.67)$$

の関係が成り立つ．等号は完全に偏波した光の場合に成り立つ．この関係から，偏光度 (Degree of Polarization:DOP)  $\gamma$  は

$$\gamma = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.68)$$

と定義され， $\gamma = 1$  のとき完全偏光， $\gamma = 0$  のとき完全無偏光を表す．また，これらのパラメータを  $S_0$  で規格化して用いることも多い．(2.66) 式から容易に理解できるが， $S_0$  は光強度， $S_1$  は水平方向偏波 ( $0^\circ$ ) 成分と垂直方向偏波 ( $90^\circ$ ) 成分の強度の差， $S_2$  は  $45^\circ$  直線偏光と  $-45^\circ$  直線偏光の強度の差， $S_3$  は右円偏波と左円偏波の強度の差を表している．

また，ジョーンズベクトル表現において複屈折伝送路による入射偏光状態と出射偏光状態は  $2 \times 2$  のジョーンズ行列によって関係づけられていたが，ストークスベクトル表現においても同様の行列が存在する．この行列は 4 行 4 列のミュラー行列と呼ばれ，行列成分が全て実数からなる実行列である． $(S_0, S_1, S_2, S_3)$  と  $(S'_0, S'_1, S'_2, S'_3)$  をそれぞれ入射偏光状態と出射光偏光状態を表すストークスベクトルとすると，ミュラー行列  $\mathbf{M}$  を用いて，

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

と表される．これはジョーンズベクトルにおける (2.65) 式と同様の関係である．Table 2.1 には複数の偏波状態とストークスベクトルの関係を示している．ただし以下では完全偏光状態，つまり  $S_0 = 1$  が常に成り立つ場合のみを取り扱うこととし， $S_0$  を除いた 3 行 1 列のベクトルをストークスベクトルとして扱う．

### 2.4.3 ポアンカレ球

ポアンカレ球はストークス空間と呼ばれる  $S_1, S_2, S_3$  から成る 3 次元空間における， $S_0 = 1$  となる単位球のことである．この球上の各点が任意の偏波状態に 1 対 1 で対応しており，全ての楕円偏波がこの球上に表される．これにより偏波状態を可視化した直感的な理解が可能となる．これを図示したものが Fig. 2.9 である [29]．また，ポアンカレ球上の 6 つの極は楕円偏波の中でも特徴的な状態である  $0^\circ$  直線偏波， $90^\circ$  直線偏波， $\pm 45^\circ$  直線偏波，右円偏波，左円偏波に対応している．これを Fig. 2.10 に示す．

ポアンカレ球上では複屈折伝送路伝搬による偏波状態遷移を可視的に表現可能であり，これは偏波状態をポアンカレ球上で表現する利点の 1 つである．具体的にはポアンカレ球上での回転によって表現されることが知られている．以下ではこの原理について数式を用いて説明を行う．

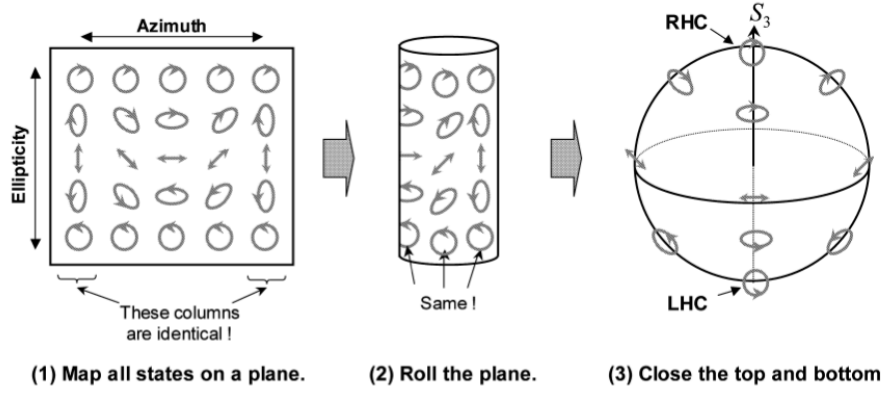


Fig. 2.9 : All SOP mapped on the Poincaré Sphere [29].

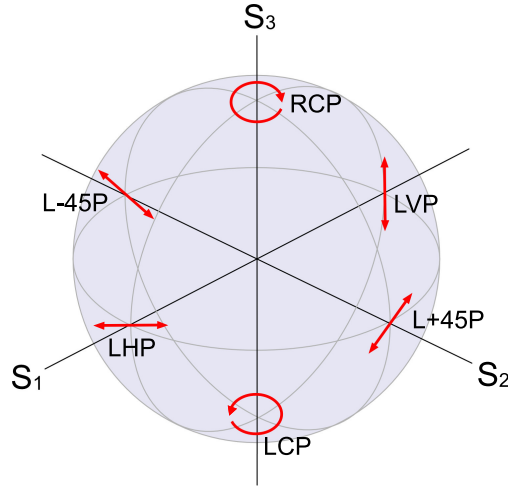
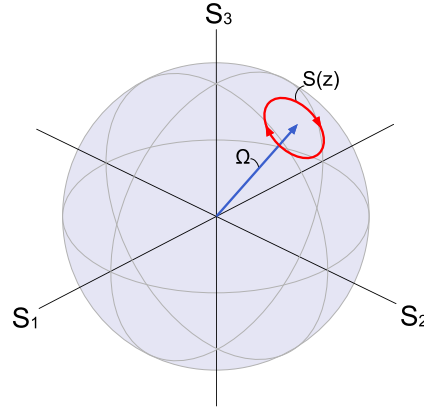


Fig. 2.10 : Poincaré sphere and specific states of polarization.

まず，一般に導波路の伝搬による光の振幅と位相の変化は次の結合モード方程式に従う．

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = i\mathbf{K} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{K} \equiv \begin{pmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

$\mathbf{K}$  は伝搬行列と呼ばれ， $\kappa_{11}$ ， $\kappa_{22}$  はそれぞれ 2 つのモードの伝搬定数に相当し， $\kappa_{12}$ ， $\kappa_{21}$  はモード結合定数と呼ばれる．導波路が決まれば伝搬行列が決まり，その導波路中を伝搬する光の振幅や位相の変化はこの方程式に従う．無損失導波路の場合， $\kappa_{11}$ ， $\kappa_{22}$  は実数であり， $\kappa_{12} = \kappa_{21}^*$  という関係が成り立つ．これはエネルギー保存を表す式


 Fig. 2.11 : Trajectory of Stoke vector rotating around birefringence vector  $\Omega$ .

$$|A_x|^2 + |A_y|^2 = \text{const.} \quad (2.71)$$

の両辺を微分して得られる式が，位置  $z$  によらずに成り立つという条件から簡単に導かれる．このとき伝搬行列  $\mathbf{K}$  はエルミート行列となる．

次に，(2.66) 式の両辺を光の伝搬方向である  $z$  で微分し，(2.70) 式を用いると以下の式が得られる．

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = \mathbf{S} \times \Omega, \quad \Omega = \begin{pmatrix} \kappa_{11} - \kappa_{22} \\ 2\text{Re}(\kappa_{12}) \\ -2\text{Im}(\kappa_{12}) \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

複屈折ベクトル  $\Omega$  を (2.72) 式のとおり定義すると，ストークスベクトル  $\mathbf{S}$  はストークス空間上のポアンカレ球上でベクトル  $\Omega$  の周りを角速度  $|\Omega|$  で回転することが分かる [30, 31]．図 2.11 にはポアンカレ球上を複屈折ベクトル  $\Omega$  を中心として回転するストークスベクトルの様子を図示した．つまり，導波路の条件から伝搬行列が分かれば，伝搬行列の各行列要素から複屈折ベクトル  $\Omega$  が得られ，その導波路中を伝搬することによってストークスベクトルがどのように変化するかをポアンカレ球上で容易に理解できる．また，導波路形状のキラリティや外部磁場がある場合を除き，円複屈折性を表す複屈折ベクトル  $\Omega$  の  $S_3$  成分は  $S_3 = 0$  となる．本研究で扱う半導体導波路は非キラル導波路であるので，Fig. 2.12 に示した状態を考えれば十分である．以下では Fig. 2.12 について詳しく説明を加える．

#### 固有モード軸方向が基準方向に揃っている場合 (Fig. 2.12(a))

複屈折導波路の 2 つの固有モードの軸方向（速軸と遅軸）が基準方向（ $0^\circ$ ,  $90^\circ$  方向）に

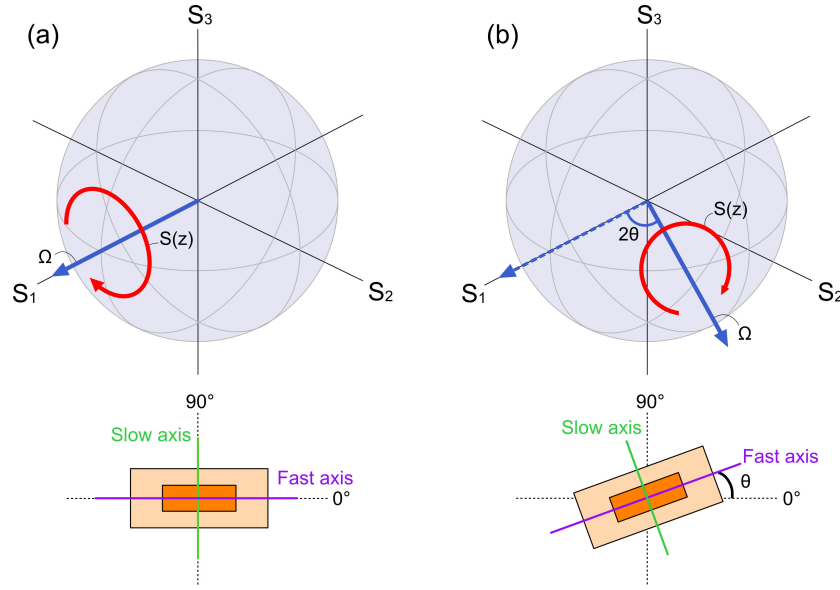


Fig. 2.12 : Evolution of Stokes vector while propagating through (a) untitled waveguide (b)  $\theta$ -tilted waveguide and schematics of both waveguides.

揃っている場合を考える。このとき2つの固有モード間では結合が起きないため、モード結合定数は零となり伝搬行列  $\mathbf{K}$  と複屈折ベクトル  $\mathbf{\Omega}$  はそれぞれ各固有モードの伝搬定数を  $\beta_{0^\circ}, \beta_{90^\circ}$  とすると

$$\mathbf{K} \equiv \begin{pmatrix} \beta_{0^\circ} & 0 \\ 0 & \beta_{90^\circ} \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

$$\mathbf{\Omega} = \begin{pmatrix} \beta_{0^\circ} - \beta_{90^\circ} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

となる。このとき複屈折ベクトルは  $S_1$  軸方向となるため、このような複屈折導波路を伝搬することで起こる光の偏波状態の変化は  $S_1$  軸を中心とした回転となることが理解できる (Fig. 2.12(a))。また、(2.72) 式より長さ  $L$  の導波路を伝搬した時の  $S_1$  軸周りの回転量は  $(\beta_{0^\circ} - \beta_{90^\circ})L$  となる。

#### 固有モード軸が基準方向に対して任意の角度で傾いている場合 (Fig. 2.12(b))

一方、複屈折導波路の2つの固有モードの軸方向が基準方向に対してある傾きを持った状態では、導波路の伝搬によってモード間で結合が起こる。損失がない導波路を仮定すると、

基準方向の固有導波モード成分は直交性を保ちながら傾きをもつ導波路中の固有導波モードへと線形な結合により変換されるので、傾きをもつ導波路の固有導波モードの複素振幅  $(B_1, B_2)^T$  は基準方向の複素振幅  $(A_x, A_y)^T$  とユニタリ行列  $\mathbf{U}$  により

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

と表現される。ただし、 $\mathbf{U}^\dagger \mathbf{U} = 1$  であり、ここでは絶対位相成分は任意で相対位相成分のみを考えているので、 $\mathbf{U}$  は 2 つの実変数  $\theta, \phi$  を用いて

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \cos \theta & e^{i\phi} \sin \theta \\ \sin \theta & -e^{i\phi} \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

と書くことができる。このとき、傾きをもつ導波路中の 2 つの固有モードの伝搬定数を  $\beta_1, \beta_2$  とすると

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \beta_1 & 0 \\ 0 & \beta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad (2.77)$$

であり、(2.75) 式、(2.76) 式を (2.77) 式に代入することで得られる伝搬行列  $\mathbf{K}$  は

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \beta_1 \cos^2 \theta + \beta_2 \sin^2 \theta & (\beta_1 - \beta_2) e^{i\phi} \sin \theta \cos \theta \\ (\beta_1 - \beta_2) e^{-i\phi} \sin \theta \cos \theta & \beta_1 \sin^2 \theta + \beta_2 \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

となる。よって基準方向に対して傾いた固有モードをもつ導波路における複屈折ベクトル  $\mathbf{\Omega}$  は (2.72) 式とから

$$\mathbf{\Omega} = (\beta_1 - \beta_2) \begin{pmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \cos \phi \\ -\sin 2\theta \sin \phi \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

となることが理解できる。前述したように、本研究で用いる導波路は非キラル導波路であり、外部磁場のない状況を考えているので、円複屈折性を示す  $S_3$  成分は常に零であるとして良い ( $\sin \phi = 0$ )。このとき

$$\mathbf{\Omega} = (\beta_1 - \beta_2) \begin{pmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.80)$$

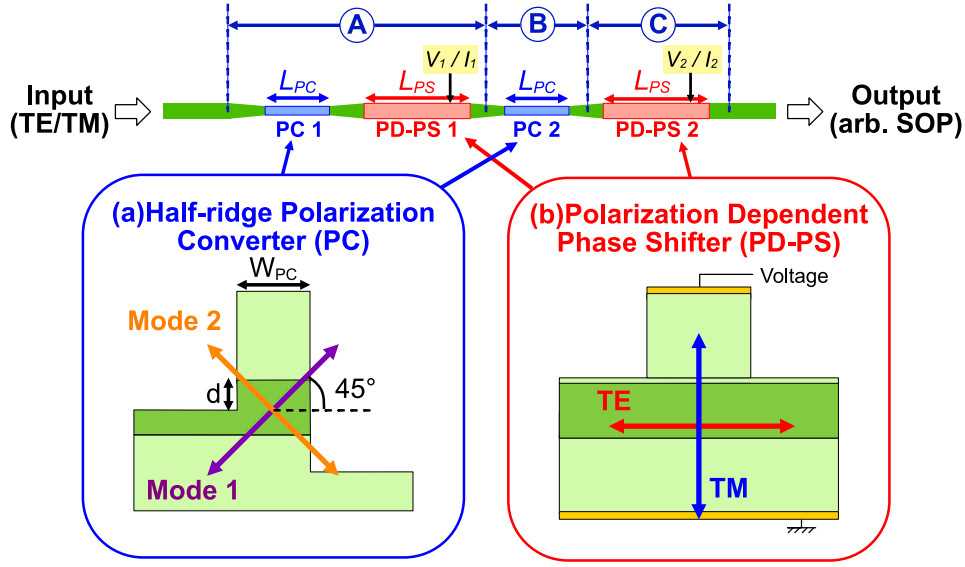


Fig. 2.13 : Configuration of polarization controller and cross-sectional schematic of PC and PD-PS section.

となり、 $\Omega$  は  $S_1 - S_2$  平面上のベクトルであることが分かる。Fig.2.12(b) にはここまで説明してきた固有モードが基準方向から傾いた導波路の模式図と、その導波路を伝搬した時のストークスベクトルのポアンカレ球上での移動を示す。

## 2.5 偏波制御器の構成と動作原理

本節では提案する偏波制御器の全体像をまず示し、これを構成する要素デバイスである偏波変換器 (Polarization Converter:以下 PC) と偏波依存位相変調器 (Polarization dependent phase shifter:以下 PD-PS) について、それぞれ 2.5.1 項と 2.5.2 項において解説したのち、偏波制御器の構成について述べる。最後に、2.5.3 項では偏波制御器の動作原理について詳しく述べる。

本研究で提案する偏波制御器の構成とその構成要素であるふたつのデバイスの断面図を Fig. 2.13 に示す。この構成は入力された TE あるいは TM モード光を 2 組の偏波変換器と偏波依存位相変調器によって任意の偏波状態を出力可能なデバイスである。

### 2.5.1 偏波変換器 (Polarization Converter:PC)

本項では 1.3.1 項にて既に述べた本研究グループで提案・実証している非対称ハーフリッジ型偏波変換器について説明を行う。この非対称ハーフリッジ構造偏波変換器の断面図は Fig. 2.13 (a) に示されたとおりである。これは InP 系光集積回路に集積可能な構造であり、この非対称構造が持つ固有モードは基板方向から  $45^\circ$  だけ傾いている。この固有モード間の

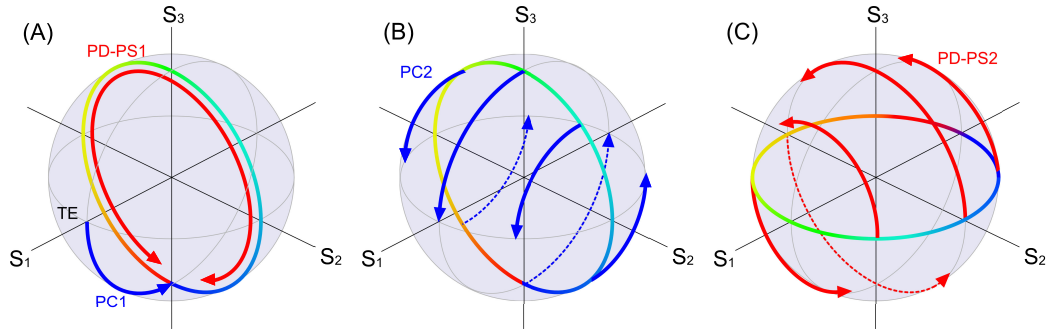


Fig. 2.14 : Evolution of SOP while propagating through a polarization controller.

位相差が  $\pi/2$  となる長さは  $1/4$  ビート長 (Quarter Beat Length:QBL) と呼ばれ、受動素子の長さを  $1/4$  ビート長にすると、この受動素子は基板方向に対して  $45^\circ$  だけ軸方向を回転した  $\lambda/4$  波長板と同様の働きをする。なぜなら固有モードの傾きが基板方向から  $45^\circ$  傾いている導波路を伝搬する光の偏波状態は、2.4.3 項で述べた原理をふまえると  $S_2$  軸の周りを回転するので、その長さが  $1/4$  ビート長であれば回転量が  $\pi/2$  となるためである。

### 2.5.2 偏波依存位相シフタ (Polarization-dependent phase shifter:PD-PS)

偏波依存位相シフタとは偏波依存性の大きな位相シフタのことであり、TE と TM の偏波間に位相差を与えることのできる変調器のことを意味する。偏波の制御には偏波間に位相差を発生させる必要があるので、偏波依存性の大きな位相変調器を用いることが望ましい。偏波依存位相シフタの断面図は Fig. 2.13 (b) に示されたとおりである。対称な構造の能動素子であり、電界の印加や電流の注入によって位相変調を行う。偏波制御器の変換効率を高めるためにはこの位相シフタの偏波依存性が高くなるように設計をする必要がある。

### 2.5.3 偏波制御器の動作原理

先に示したように、偏波制御器は 2 組の偏波変換器と偏波依存位相シフタによって構成される。以下では入力光がこの偏波制御器によってどのように任意の偏波状態に変換されるかを説明する。

まず Fig. 2.13 に示した偏波制御器の入力部分から順を追って偏波状態の変化を示したものが Fig. 2.14 である。偏波制御器に入射された TE あるいは TM 光は 1 つ目の偏波変換器部で円偏波に変換される。続いて 1 つ目の偏波依存位相シフタ部では、光の TE/TM 間の位相差を外部的な電界や電流によって  $0 \sim 2\pi$  の範囲で制御する。これにより、伝搬光の偏波状態はポアンカレ球上の  $S_2 - S_3$  平面上の任意の点に移動させることが可能である (Fig. 2.14-A)。その後、2 つ目の PC 部において全ての偏波状態は直線偏波に変換される (Fig. 2.14-B)。最後に、2 つ目の PD-PS 部で同様に TE/TM 間の位相差を  $0 \sim \pi$  の範囲で制御することでポアンカレ球全面を覆うことができる。つまり 2 つの外部入力信号によっ



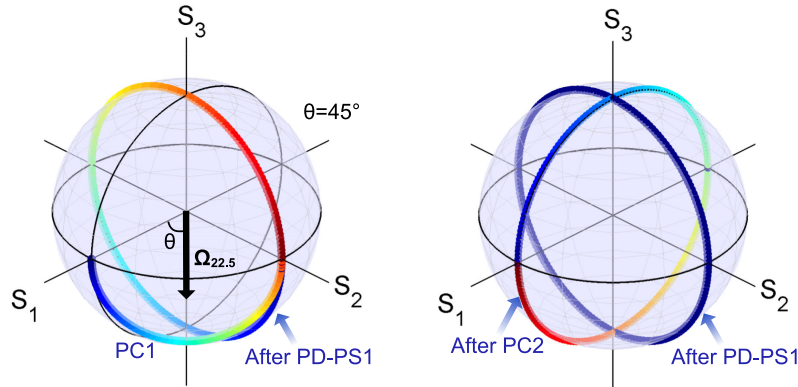


Fig. 2.15 : Evolution of SOP while propagating through a polarization controller whose polarization converter has 22.5 degree-tilted principal axis with respect to a substrate.

て、入力 TE/TM 光から任意の偏波状態を得ることが可能となる (Fig. 2.14-C).

ここで偏波変換器の必要条件について考える。上記の説明においては固有モードが基板方向から  $45^\circ$  だけ傾いた構造を用いたが、基板方向から  $22.5^\circ$  の傾きをもつ構造でも偏波変換器として機能する。このときの偏波状態の変化を Fig. 2.15 に示す。入力された TE 光は  $S_1$  軸を  $S_1$ - $S_2$  平面上で  $45^\circ$  だけ回転した直線 (Fig. 2.15 中の  $\Omega_{22.5}$ ) を中心に回転する。素子の長さを  $1/2$  ビート長 (Half Beat Length:HBL) とすると、TE モードあるいは TM モードは  $45^\circ$  直線偏波状態へと変換され、 $S_2$ - $S_3$  平面上に移る。その後偏波依存位相変調器によって  $S_1 = 0$  の円周上に変換される。2 つ目の偏波変換器によって先程と同様に複屈折ベクトル  $\Omega_{22.5}$  を中心として  $\pi$  だけ回転し、偏波状態は  $S_2 = 0$  の円周上に移される。その後、2 つ目の偏波依存位相変調器によって  $S_1$  軸を中心として回転させることができるため、任意の偏波状態の出力が可能となる。

デバイス長は  $45^\circ$  の傾きをもつデバイスのほうが短く済むが、 $22.5^\circ$  のものを使うとデバイス長の作製トレランスの向上が見込める利点がある。本研究では、はじめに説明した  $45^\circ$  の傾きとなるように設計、作製を行った。

## 第3章 半導体プロセス技術

本節では本研究で行った各プロセスについてその原理と、実際にプロセスを行って得られた知見について述べる。

### 3.1 プロセス前処理

プロセスを行う前に、前処理として基板の切り出し、洗浄を行う。基板の切り出しには劈開による方法とダイシング装置を用いる方法などがあるが、結晶方位によって容易に劈開が生じる InP 基板にはダイシング法による切り出しは適していないため、本研究では劈開によって基板の切り出しを行った。基板の洗浄についてだが、各プロセスを行う前に適切な方法で行うことが望ましい。常に基板表面を清浄に保つことは歩留まりの向上や各種プロセス装置の汚染を防ぐために非常に重要である。以下では基板の洗浄について述べる。

一般的に基板の洗浄には複数の薬剤を使って行う。アセトンや2-プロパノール (isopropyl alcohol:IPA)、エタノールなどの有機溶媒に基板を入れて超音波洗浄を行うことで油分を含んだ汚れを落とす。続いて酸やアルカリを用いて、有機洗浄では落とすことのできない金属などの吸着物を除去する。その後純水によるリンスを行い、窒素によるブローや乾燥炉によって水分の除去を行う。このようにして洗浄した基板は、乾燥剤の入った容器や湿度を管理したデシケータなどで保管することが望ましい。

本研究では有機洗浄と純水洗浄を可能な範囲で行った。超音波洗浄は基板上メサ構造の破壊、堆積膜の剥離などが起きるため、最低限の使用にとどめた。ほこりや劈開時に付着した微粒子等をより多く除去するため、超音波洗浄の代わりにスポイトで基板表面に水流を当てて基板の洗浄を行った。

### 3.2 リソグラフィ

半導体基板上にさまざまなパターンを形成する技術をリソグラフィ技術という。本節では本研究で用いた2つのリソグラフィ技術、フォトリソグラフィと電子線リソグラフィについて説明を加える。

#### 3.2.1 フォトリソグラフィ

フォトリソグラフィではパターンを転写したマスクをレジストを塗布した半導体基板上に設置し、その上から基板全面に紫外線を照射し、現像作業をすることで、レジスト上にパターンが転写される。

フォトリソグラフィにおける解像度  $R$  は一般に以下の式で与えられる。

$$R = k_1 \cdot \frac{\lambda}{\text{NA}} \quad (3.1)$$

ここで  $\lambda$  は露光波長、 $\text{NA}$  は光学系の開口数、 $k_1$  は用いるレジストの性能や解像度向上技術の有無などさまざまな要因によって決まる比例定数である。これより解像度を向上するには波長の短い光を用いると良いことが分かる。本研究ではマスクとしてガラス板上に Cr をパターニングしたものを用い、水銀ランプによって露光を行った。本研究ではフォトマスクと基板を密着させて露光を行うため、レジストが付着するなどのマスクの汚れが避けられない。マスクの汚れは露光時に基板に転写される可能性があるため、歩留まりを上げるためにはマスクを清浄に保つことは重要である。本研究ではフォトリソグラフィを行うたびにアセトンとイソプロパノールにマスクを浸して超音波洗浄を行い、マスクの汚れを極力避けるように努めた。

Table 3.1 には本研究でフォトリソグラフィに用いたレジストの一覧を示す。特に AZ5214E を用いたリフトオフは本研究においてよく用いている。Fig. 3.1 には AZ5214E を用いてフォトリソグラフィを行ったあと、 $\text{SiO}_2$  を電子ビーム蒸着によって積層した様子を表した SEM 像である。この図からわかるように、堆積膜よりも厚く、現像後アンダーカットができるレジストはリフトオフプロセスに適している。

Table 3.1 : List of etchants and etched materials.

Resist	Type	Use
S1805	Positive	Mask for wet etching
TSMR8900	Positive	Mask for wet etching
AZ5200NJ	Negative	Lift off
AZ5214E	Negative	Lift off

### 3.2.2 電子線リソグラフィ

電子線リソグラフィは計算機上に用意されたパターン情報をもとに細く絞った電子線を走査してパターンを描画する方法である。これはフォトリソグラフィのようにパターンを転写したマスクを用意する必要はなく、さらにフォトリソグラフィで用いられる紫外光などに比べて加速された電子の波長は非常に短いため、より微細なパターンの形成が可能である。本研究では Raith 社製 eLINE Plus を用いて電子線リソグラフィを行った。以下では電子線描画を行う際に知っておくべき事項について説明する。

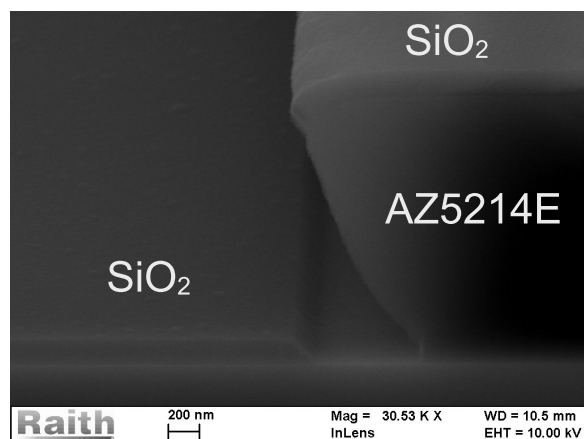


Fig. 3.1 : SiO<sub>2</sub> deposited on a substrate with patterned AZ5214E for lift-off process.

### 電子の散乱とドーズ量

電子線リソグラフィは半導体基板上に塗布したレジストに電子線を当てて、電子のエネルギーが堆積することでレジストを感光させてパターンを形成する。この堆積されたエネルギーの分布が電子線描画の解像度を決める。しかし、レジストや基板内に侵入した電子は原子と衝突、散乱をしながら様々な方向に広がっていくため、入射した電子のレジストと基板内での振る舞いを考えることは非常に重要である。以下では電子の散乱現象とこの散乱によって起こる問題点について述べる。

まずレジスト内や基板内で起こる散乱には前方散乱と後方散乱が存在する。前方散乱は入射電子とほとんど同じ方向に進行するものであるが、一方で後方散乱は入射方向に対して横方向や入射方向に戻っていくような散乱である。加速電圧が小さい場合は前方散乱が大きく、後方散乱は小さい。加速電圧が大きい場合は前方散乱は小さいが、後方散乱が大きいためエネルギー堆積分布は広がる。これを模式的に表したものが Fig. 3.2 であり、モンテカルロ法を用いて加速電圧による電子の散乱をシミュレーションした結果が Fig. 3.3 である。これらの図から明らかなように、加速電圧を上げると分解能は上昇するが、基板内での後方散乱が増加するために入射点から離れた位置にも散乱電子が広がるといった問題が起こる。これにより、高密度の疎密パターン部分においてエネルギー堆積分布が Fig. 3.4 のようになり、描画部分以外も感光してしまうことがある。これは近接効果と呼ばれ、設計した描画パターンと実際に得られる描画パターンの間に差を生じる原因のひとつである。

電子線リソグラフィで重要なパラメータにドーズがある。ドーズとは単位面積あたりに照射する電子の数を意味し、レジストを感光させるのに十分なドーズ量を設定する必要がある。

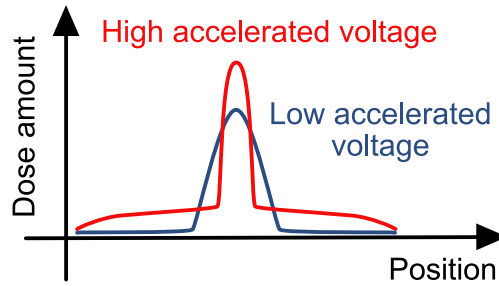


Fig. 3.2 : Energy distribution for high and low accelerated voltages.

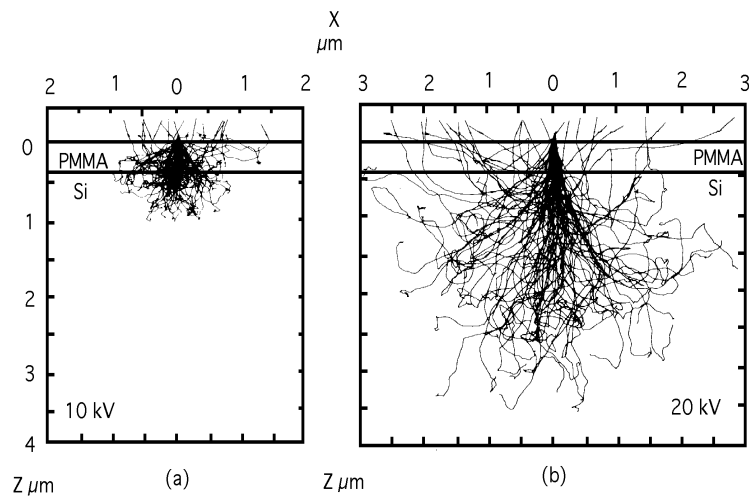


Fig. 3.3 : Scattering of electrons by Monte Carlo simulation[33].

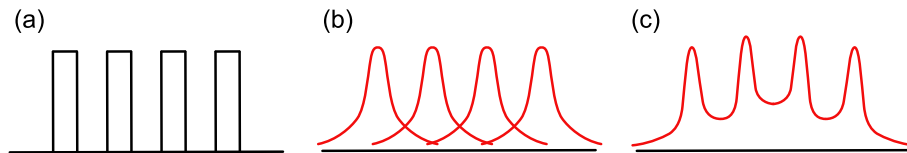


Fig. 3.4 : Approximity effect. (a)Dose setting. (b)Exposure power distribution for each pattern. (c)Integrated energy distribution.

る。このドーズは以下の式によって計算される。

$$\text{Dose } [\mu\text{C}/\text{cm}^2] = \frac{I_{\text{beam}} \times T_{\text{dwell}}}{s^2} \quad (3.2)$$

ただし、 $I_{\text{beam}}$  は電子ビーム電流、 $T_{\text{dwell}}$  は描画する 1 スポットあたりのビームの滞在時間を表すドウェルタイム、 $s$  はステップサイズであり、これは描画するスポット間の距離を意

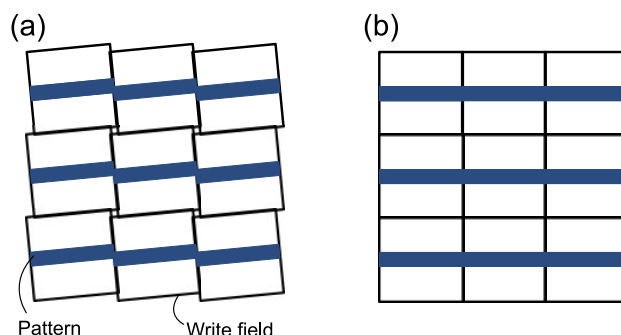


Fig. 3.5 : Stitching error between write fields (a) before write field alignment (b) after write field alignment.

味する。加速電圧が大きくなると Fig. 3.3 を見ても分かるように、レジスト内でエネルギーを失う電子の数が減少して基板内部まで進入する電子が増えるため、ドーズ量の設定を増加させてより長い時間電子を照射する必要がある。

また、ドウェルタイムがある程度以上に短くなると、ビームの偏向速度が上昇するためにパターンの形状が設計したものから大きくかけ離れてしまう可能性がある。そのような場合には、アパーチャーサイズを小さくして電子ビーム電流を減少させるなどしてビーム偏向速度を遅くする必要がある。

本研究で用いた電子線リソグラフィの条件はレジスト ZEP520A に対して、加速電圧 10kV、ドーズ量  $35 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  である。

#### 描画フィールド整合と各種描画モードについて

電子線描画装置では、全パターンを複数の描画フィールドに分割して描画を行う。ポイントビーム型の描画装置では、各描画フィールド内では電子ビームの偏向によって描画を行い、サンプルを乗せたステージの移動によって次の描画フィールドへ移動する。このとき描画フィールド間でのパターンのずれが発生すると、導波路損失の増加など、光デバイス特性に大きな影響を与えてしまう。このため、パターンのずれを抑制するために描画フィールド整合 (Write Field Alignment) を行う必要がある。このような描画フィールド間でのずれはスティッチングエラーと呼ばれる。Fig. 3.5 は直線導波路を描画する際に描画フィールド間でパターンのずれが起こった様子と描画フィールド整合によってスティッチングエラーを補正した様子を模式的に示している。本研究では描画フィールドを  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  として描画を行った。

#### 導波路パターンの幅の補正について

描画を行った際に、導波路の幅が設計した値からずれてしまうという問題があった。そこで複数の幅のパターンを描画して、設計値とのずれを測定することにより補正を行った。ただし、パターンを描画後、ZEDN50 により現像を行い、Cr を蒸着したのちにリフトオフに

よって作製した Cr の導波路パターンに対して SEM 観察によって幅の測定を行った。これは現像後のレジストパターンを SEM で観察すると、電子線とレジストが反応して導波路幅が変化することを避けるためである。レジストは ZEP520A を用いている。

実際に描画したパターンは、細めのパターンとして 0.45, 0.7, 0.95  $\mu\text{m}$ 、太めのパターンとして 2.0, 2.25, 2.5  $\mu\text{m}$  の幅を持つ導波路パターンである。この結果、Cr パターンのエッジの不明瞭さにより多少の差はあるが、設計した導波路の幅によらず 200~250 nm ほどパターンが膨らんでいることが分かった。そのため、本研究では電子線描画用の導波路パターンは所望の幅からすべて 250 nm 小さい値に設定して描画を行った。

### 3.3 エッチング技術

本節ではエッチング技術に関わる基本的な用語や原理などを簡単に述べ、それぞれの特徴と実際にプロセスを行って発生した問題点などを挙げながら説明する。

エッチングとは化学反応や物理的な衝突を利用して特定の材料や特定の領域を選択的に削りとり、所望の構造を半導体基板上に作製するプロセスである。エッチングに酸やアルカリなどの溶液を用いて行うものをウェットエッチング、反応性ガスや電離して電界により加速したイオンなどを用いて行うものをドライエッチングという。

エッチングにおいて最も重要な点はエッチングレートや選択比、エッチング形状などが挙げられる。この他にも重要な点は複数あるが、ここではより重要でかつ理解すべき点として上記の 3 つを取り上げることとする。

#### エッチングレート

エッチングレートはエッチングの進行する速度のことであり、大量生産の観点では高いことが望ましい。しかし、エッチングレートが高いと微細な加工やエッチング深さの正確な制御が困難になるといった問題点もある。

#### 選択比

エッチングを行う際にはエッチング耐性のあるマスクを用いることで選択的なエッチングが可能となる。このときマスクの耐エッチング性の指標を選択比と呼ぶ。これは被エッチング材料とマスク材料のエッチングレートの比であり、選択比が高いマスクを選択することで深掘りが可能になる。後述するが、エッチング中にマスクの形状が変化することをマスクエロージョンと言い、エッチングの進行に伴ってマスクが消失した箇所がエッチングされてしまうため、デバイス作製に深刻な影響を与える。

#### エッチング形状-エッチングの等方性、異方性-

まずエッチング形状はエッチングが進行した結果、得られる形状のことである。所望の形状を得るためには、ウェットエッチングの場合は溶液の濃度、複数薬品の混合比や温度など

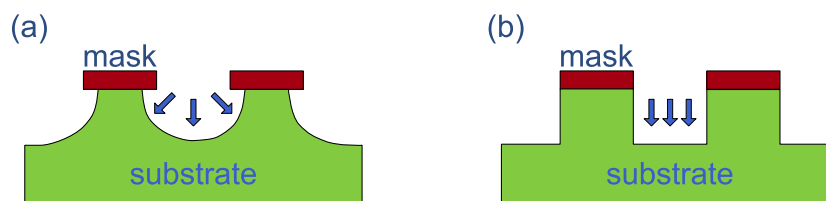


Fig. 3.6 : Schematic of (a)isotropic etching (b)anisotropic etching.

があり，ドライエッチングの場合はチャンバー内圧力やガスの流量，ガスの混合比，バイアスパワーなどの適切な条件を見つけることが重要であり，条件出しの作業が必要となる．ここで，エッチングの等方性と異方性について Fig. ??を用いて説明を加える．

Fig. 3.6 (a) は等方性エッチングと呼ばれ，エッチングに方向依存性がないため，方向によらず一様にエッチングが進行する．一方，Fig. 3.6 (b) は異方性エッチングと呼ばれ，エッチングに大きな方向依存性があるため一方方向にのみエッチングが進行する．光集積半導体デバイスの分野では多くの場合エッチングによって垂直性の大きい形状をミラーとして利用する場合が多く，異方性が大きく側面が平滑になるエッチングプロセスを確立することは特性の良いデバイスを作製するために非常に重要である．

### 3.3.1 ウェットエッチング

ウェットエッチングとは半導体基板を溶液中に浸し，溶液との化学反応によって特定の材料部分を選択的にエッチングする手法である．ウェットエッチングに用いられる溶液をエッチャントと呼ぶ．被エッチング材料の種類とエッチレート，その他の材料との反応性等をふまえて適切なエッチャントを選択し，溶液に浸す時間を適切に制御してエッチング量を調整することで，半導体基板上に所望の構造を作製する．ウェットエッチングによりパターンニングを行うときには化学反応性の乏しいフォトリソグ等をマスクとして用いる．また，エッチャントと反応しない材料をエッチストップ層として基板中に用意することで，エッチング量の正確な制御が可能である．ウェットエッチングは非常に広く用いられる半導体プロセスであり，被エッチング材料とエッチャントの組み合わせは多くの報告がなされているので，自身の目的に適切なエッチャントを選択することが重要である．ここでは Table 3.2 に本研究で用いたエッチャントと被エッチング材料についてのみ示す．

以下ではウェットエッチングにおいて注意すべき点を述べる．ウェットエッチングではエッチングが等方的に進行するため，マスクの下部へもエッチングが行われてアンダーカットが入るなど，エッチング後の形状制御が困難な場合があり，微細加工には適していない．また面方位依存性が大きいため，基板上のパターンの向きによってエッチングによって得られる形状が異なる点も大きな特徴である．また，化学反応によってエッチングが進行すると



Table 3.2 : List of etchants and etched materials.

Target material	Etchant	Etching rate
InP	HCl + 3H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub>	300 nm/min
InGaAs	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> + 5H <sub>2</sub> O (5 °C)	750~ nm/min
SiO <sub>2</sub>	BHF	500 nm/min

溶液の濃度（pH 濃度など）が変化してエッチングレートが変動する可能性がある。このようにエッチングの進行にともなって発生するエッチャントの変化には十分に気をつける必要がある。

### 3.3.2 ドライエッチング

本研究のデバイスの作製プロセスにおいて、SiO<sub>2</sub> と InP 系材料に対してドライエッチングでパターニングを行った。本項ではまず本研究で用いた反応性イオンエッチング（RIE:Reactive Ion Etching）について説明したのち、本研究で行った SiO<sub>2</sub> と InP のエッチングについて詳しく述べる。

#### エッチング方式と RIE におけるエッチング機構

ドライエッチングには複数の方式があるが、ほとんどのものが低圧ガス中でのプラズマを用いている。電離したイオンと電子はそれぞれが電界の影響を受けて加速されながら運動を続けるが、イオンに比べて電子は軽いのでより加速される。この加速された電子の衝突により新たに電離が起こってイオンが発生したり、中性ラジカル種が多く生成される。このように発生するイオンやラジカルがエッチングに大きく寄与するエッチャントである。チャンバ内の圧力が低いと電子が気体分子と衝突を起こしにくいため、衝突までの平均自由行程が長くなり、プラズマの生成効率が悪くなる。より高真空中でエッチングを行うためには電子をより局在させて、電子の密度を高める必要があり、磁場を用いるマグネトロン RIE 方式や ECR（Electron Cycrotron Resonance）方式、プラズマ生成用の RF（高周波）電力と基板へのイオンの引き込みのための RF 電力を独立に供給することで制御性を高めた ICP（Inductively Coupled Plasma）方式等がある。このようにドライエッチングの方式は複数あるが、ここでは最も標準的であり、本研究でも用いた平行平板型 RIE を例にとって説明する。

平行平板型 RIE 装置の概念図は Fig. 3.7 に示すとおりである。まず高周波放電により形成されたプラズマの内部では電離したイオンと電子が存在するが、電子がイオンよりも先に移動し、アノードへの電子電流とイオン電流が釣り合うように自己整合的にプラズマポテンシャル（ $V_p$ ）と呼ばれる正の電位となり、これが維持される。続いてカソード側を考える。高周波電源によりカソードと接続された側のブロッキングキャパシタが正になったとき、電

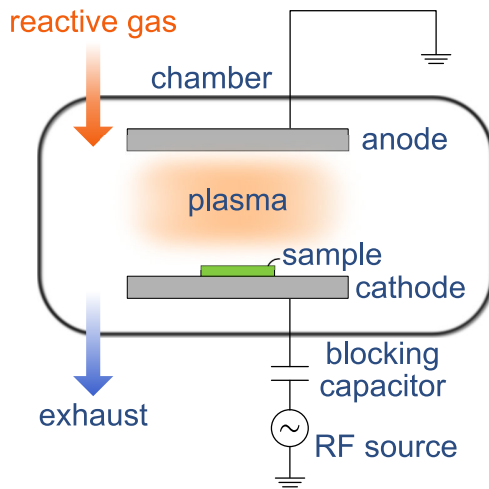


Fig. 3.7 : Schematic of RIE system.

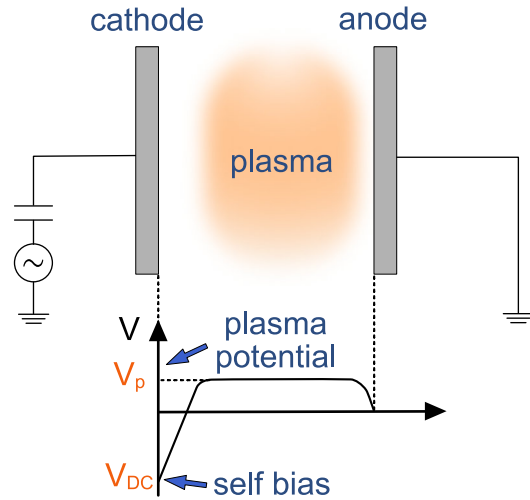


Fig. 3.8 : Potential between parallel plates.

子が大量にカソードに流れ込み、キャパシタによって電子が蓄積されるのでこの部分は負に帯電する。次に高周波電源が負に振れたときには+の電荷を持つイオンがカソードに向かって加速されるが、イオンの移動度は低いために、高周波電源の半周期の間にカソードの負帯電を打ち消すほどのイオン電流は発生しない。そしてまた次の半周期では電子がカソード側に引き込まれるためさらに負に帯電していき、負の帯電量が増加するに連れて電子の流れ込みが起きにくくなるため、自己整合的にカソードには直流成分の電位が発生する。この直流成分を自己バイアス電圧 ( $V_{DC}$ ) と呼ぶ。以上の原理により、カソードとプラズマの間には直流成分の電位差  $V_{DC} + V_p$  が生じる。この電位差を陰極降下電圧と呼ぶ。これによりイオンが加速されてカソード上に設置された基板表面に衝突することでエッチングが進行する。Fig. 3.8 には上述したチャンバ内部平行平板間における電位の様子を表している。以上の説明により、被エッチング基板に衝突するイオンの速度は陰極降下電圧によって変化することが理解できる。

### マクロローディング効果

ドライエッチング中、基板の位置によって到達するイオンやラジカルの密度が異なることにより、エッチングレートが位置によって異なるという問題がマクロローディング効果である。最も一般的なものには基板の中心部のエッチングレートが基板周辺部のそれに比べて遅くなってしまうというブルズアイ効果がある。

### マイクロローディング効果

マイクロローディング効果とは基板上のパターンの粗密によってエッチングレートに差が生まれる現象である。パターンが密集している箇所では、小さな開口部へのイオンやラジカ

Table 3.3 : SiO<sub>2</sub> dry etching condition.

	CHF <sub>3</sub>	Ar	Bias Power	Pressure	Etching rate
SiO <sub>2</sub> etching	20 sccm	10 sccm	80 W	2 Pa	20 nm/min

ルの侵入が困難であるためにエッチングレートが低下する。また同様の理由でエッチングによって発生した生成物が小さな開口部から出て行くことが困難であり、これもまたエッチングレートの低下に寄与する。また、エッチングが進行していくと、エッチングが進行する被エッチング材料の最下部に到達するイオンは基板により垂直に入射するものに限られていくことも原因のひとつであるとされる。

マイクロローディング効果はエッチャントとエッチングによる生成物が小さな開口部にも入りこみやすくかつ抜け出しやすい状態であれば抑制することができるため、真空度を高くすることである程度の改善が見られる。しかし、当然真空度を高くするとプラズマが発生しにくくなり、エッチングレートが減少するなどの問題も起きうるため、マイクロローディング効果を完全に抑制する適切な条件を見つけるのは難しい。

### SiO<sub>2</sub> のドライエッチング

SiO<sub>2</sub> はかつて集積回路で素子と配線、配線間などで絶縁層として広く用いられていたため、ドライエッチングの研究が多くなされており、非常に確立されたプロセスのひとつである。主に使用されるガスはフッ素系の CF<sub>4</sub> や CHF<sub>3</sub> であり、これらから発生する CH<sub>3</sub><sup>+</sup> イオンが SiO<sub>2</sub> の反応種である。CH<sub>3</sub><sup>+</sup> イオンは平行平板電極間の電界により加速され、SiO<sub>2</sub> 表面に衝突し、吸着される。これによって SiO<sub>2</sub> 表面では解離した F が揮発性生成物 SiF<sub>4</sub> を、C が CO や CO<sub>2</sub> を形成することでエッチングが進行していく。本研究では反応ガスとして CHF<sub>3</sub>/Ar を用いた。Ar のような不活性ガスは印加される電界により電離され、電離した電子が平行平板コンデンサの一方の電極に蓄積することで生まれる自己バイアス電位によって Ar イオンは加速されて被エッチング材料表面に衝突する。これは化学反応によるエッチングとは異なり、スパッタエッチングなどと呼ばれる。これにより、SiO<sub>2</sub> 表面に吸着されている反応生成物の脱離が起りやすくなるため、CHF<sub>3</sub> や CF<sub>4</sub> のみによるエッチングに比べてエッチングレートが大きくなり、高速なエッチングが可能となる。

### InP 系材料のドライエッチング

次に InP 系材料のドライエッチングについて述べる。InP ベースの材料を垂直性良く、微細な構造をエッチングするためにはドライエッチングがよく用いられる。特によく用いられるエッチングガスは塩素 (Cl<sub>2</sub>) 系と炭化水素系 (CH<sub>4</sub>・C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> など) の 2 種類が挙げられる。近年では後者の炭化水素系の中でも CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> によってエッチングを行っている研究が多く報告されている。これは有毒性や腐蝕性が高い塩素系のガスを使用しなくて済む点や、

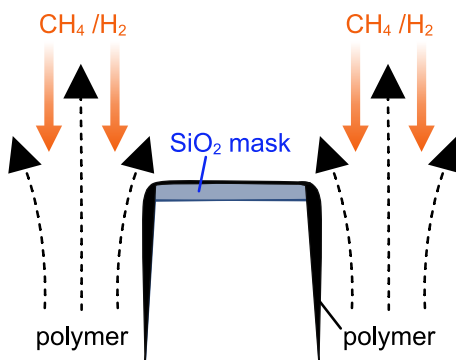


Fig. 3.9 : Schematic of by-product covering sidewalls and oxide mask.

塩素系ガスによって発生する In のハロゲン化物の沸点が高く、高温下でエッチングを行わなければならないのに対し、 $\text{CH}_4$  によるエッチングで発生する有機金属  $\text{TMIn}$  ( $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ : Trimethylindium) の蒸気圧が高いため低温下でエッチングが可能である点、さらにエッチレートが塩素系に比べて遅く、エッチング深さのより正確な制御が容易である点などが挙げられる。また、Al を含む化合物は InP や InGaAsP に比べてエッチングレートが大きく減少する。Al の含有量とエッチングレートの関係はよく調べられており、このエッチングレートの差を利用したデバイスの作製法も提案されている [34, 35]。

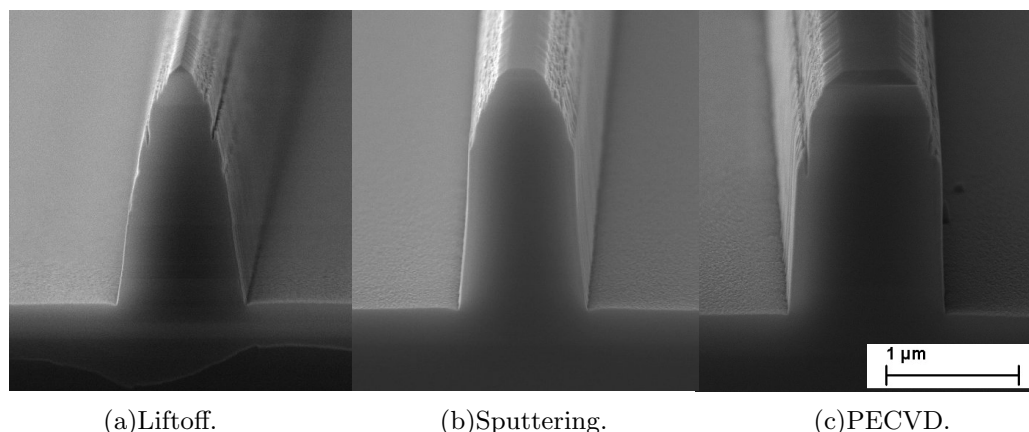
また、 $\text{CH}_4/\text{H}_2$  による InP 系材料のエッチングではエッチングの進行に伴い、ポリマーが生成され、側壁やマスクに付着する。この様子を Fig. 3.9 に示す。側面やマスクに付着するポリマーは側壁やマスクの保護層として働き、エッチングの異方性を高め、マスクのエロージョンを防ぐなどの役割を果たす一方、エッチング表面に付着したポリマーを適切に取り除かなければエッチングの進行が妨げられてしまう。そのため、 $\text{CH}_4/\text{H}_2$  による InP 系材料のドライエッチングでは定期的に  $\text{O}_2$  によるポリマーのアッシングを行う必要がある。さらにエッチング終了時には側壁やマスクに付着した不要なポリマーを除去するために、エッチング中のものに比べて長めの  $\text{O}_2$  アッシングを行う。このステップのことをここでは  $\text{O}_2$  フラッシングと呼ぶ。

$\text{CH}_4/\text{H}_2$  による InP 系材料のエッチングでは、 $\text{SiO}_2$  や  $\text{SiN}_x$  などがマスクとして使用される。本研究では  $\text{SiO}_2$  を使用したが、 $\text{SiO}_2$  マスクはエロージョンが発生することが知られている [36, 37]。マスクエロージョンとはドライエッチングの進行にともなって、マスクの幅が減少することである。

マスクエロージョンの発生を防ぐために最適な条件を特定するため、 $\text{SiO}_2$  マスクの成膜法、InP エッチング条件を変えてエッチングを行った結果について述べる。

#### **$\text{SiO}_2$ マスク成膜方法によるエッチングへの影響**

まず 3 通りの  $\text{SiO}_2$  マスクの成膜、パターニング方法に対してエッチングを試みた結果を

Fig. 3.10 : Etching result for different SiO<sub>2</sub> mask.

示す．1つめの方法は電子線描画によって ZEP520A をパターンニングした後，SiO<sub>2</sub> を電子線ビーム蒸着法によって成膜し，ZD-MAC でリフトオフすることによって SiO<sub>2</sub> マスクを作製する方法である．ZEP520A は 300～400 nm 程度の膜厚であるため，リフトオフを確実にを行うために SiO<sub>2</sub> の膜厚は 150 nm とした．2つ目の方法は基板上に SiO<sub>2</sub> をスパッタリング法によって成膜し，スピコートした ZEP520A に電子線描画を行ったのちに電子ビーム蒸着により Cr を成膜，ZD-MAC でリフトオフを行い，Cr をマスクとして SiO<sub>2</sub> を CHF<sub>3</sub>/Ar でエッチングして SiO<sub>2</sub> マスクパターンを作製する方法，3つ目の方法は2つ目の方法において SiO<sub>2</sub> の成膜法をプラズマ援化学気相法（PECVD）によって行ったものである．これらはともに 200 nm 程度の SiO<sub>2</sub> を成膜している．

これらの結果をまとめたものが Fig. 3.10 である．エッチングは全て同じ基板に対して同条件で行っている．基板は Fig. 5.1 に示すものであり，エッチング時に用いた条件は Table 3.4 に示すとおりであり，実際の素子作製を模して 2 回エッチングを行った結果を示している．

Fig 3.10(c) だけ SiO<sub>2</sub> パターン幅が 100 nm 太いものであることに注意してほしいが，リフトオフによって作製した SiO<sub>2</sub> マスクだとマスクエロージョンが一番顕著に現れ，導波路幅が著しく減少している様子が確認できる．また，リフトオフと PECVD のものでは特にメサ構造側面にトレンチが発生している．このエッチング条件においては複数回のエッチングを行うことによってこのような切れ込みが入ることがくり返し確認されていた．

以上の結果から，リフトオフによる SiO<sub>2</sub> マスクの作製は他の 2 つの方法に比べてエッチングの垂直性を悪化させる原因となることが確認された．スパッタリングと PECVD による SiO<sub>2</sub> マスクにおいてもエッチングの進行にともなってマスク幅の減少が発生している．そこで，これを防ぐために InP エッチング条件を変更して変化を観察することとした．

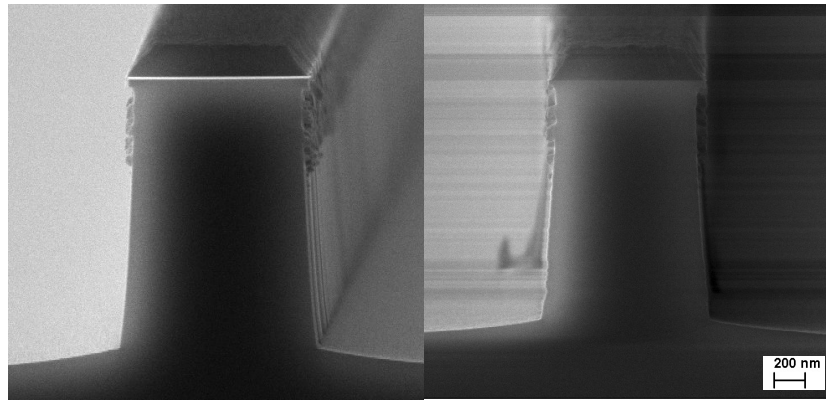
#### InP エッチング条件変更によるエッチング結果への影響

Table 3.4 : InP dry etching conditions for SiO<sub>2</sub> mask test.

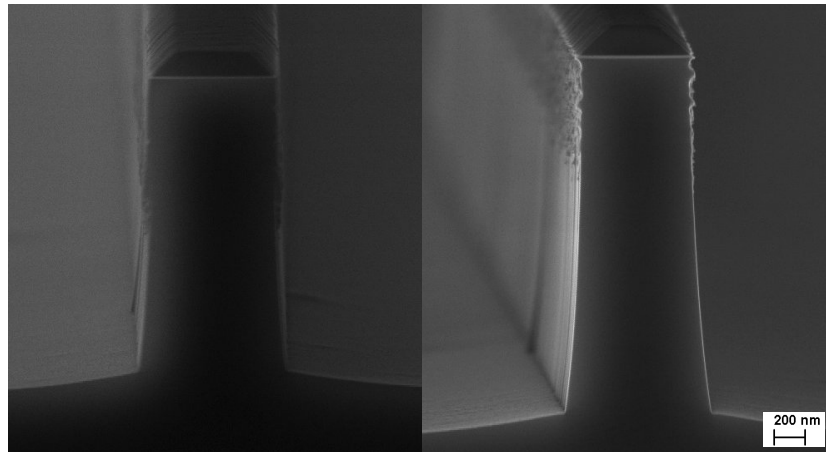
	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> (sccm)	Bias Power	Pressure	Time
InP etching	7 sccm	48 sccm	-	80 W	15 mTorr	5 min
O <sub>2</sub> ashing	-	-	50 sccm	40 W	75 mTorr	20 sec
O <sub>2</sub> flashing	-	-	50 sccm	40 W	75 mTorr	5 min
1st etching	Etching:26 cycle + 2 cycle(4 min) → O <sub>2</sub> flashing					
2nd etching	Etching:14 cycle + 1 cycle(2 min10 sec) → O <sub>2</sub> flashing					

前述のとおり，エッチングによって発生するポリマーはエッチングの異方性やマスクエロージョンを抑制する働きがあるため，良好なエッチングプロファイルを得るためにはポリマーを発生するステップである CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> によるエッチング時の圧力，各ガスの流量，エッチング時間，バイアスパワーなどの条件と，ポリマーを除去するステップである O<sub>2</sub> アッシング時の条件（特にアッシング時間）の綿密な条件出しを行うことでマスクエロージョンを防ぐことが期待できる．マスクを保護するポリマーが不足していると，前述したマスクエロージョンが発生する．このような場合には (1)O<sub>2</sub> アッシングの時間を短くする (2)InP エッチングの1サイクルの時間を長くする (3) ポリマー発生の源となる CH<sub>4</sub> の流量を増やすなどといった方法により改善が期待されるため，実際にこれらの条件に対してエッチングを行った．その結果を Fig. 3.11 に示す．ここでは InP dummy 基板を用いており，SiO<sub>2</sub> マスクは PECVD により 220 nm 程度成膜している．また，すべての条件で InP etching の合計時間が等しくなるように InP etching のサイクル数を調整している．

Fig. 3.11(a), (b), (d) の条件では，程度に差はあるがマスク下部にアンダーカットが生じている．最も垂直性がよい結果となったのは (c) の条件である．また，(c) と (d) の条件は他の条件に比べてエッチングレートが高いことも確認できる．これらの結果を踏まえ，最終的に本研究で用いた CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> による InP ドライエッチング時の条件は Table 3.5 のとおりである．この条件における InP のエッチングレートはおおよそ 85 nm/cycle，InGaAlAs/InAlAs MQW はおおよそ 20 nm/cycle であった．この条件を用いて先ほどの SiO<sub>2</sub> の成膜方法を変えてエッチングしたときに用いたものと同じ基板に対してエッチングを行った結果が Fig 3.12 である．ただし，先程と同様に 2 回エッチングを行い，ほぼ同程度の深さをエッチングしているが，SiO<sub>2</sub> マスクは PECVD によって 400 nm 程度の厚さとしている．マスクのエロージョンはマスク上部の角から進行し，やがてメサ構造上部が露出し，エッチングされてしまっていたため，SiO<sub>2</sub> マスクの膜厚を増加することでメサ構造表面の露出が避けられると考えたためである．Fig. 3.12 を見ると，SiO<sub>2</sub> マスク上部の角が丸みを帯びており，エッチングされていることが分かるが，Fig. 3.10 に比べメサ構造の幅の減少や側壁の荒れなどが抑制されていることが確認できる．



(a) O<sub>2</sub> ashing time (20 to 10 sec)      (b) InP etching time (5 to 7 min)



(c) CH<sub>4</sub> flow rate (7 to 9 sccm), O<sub>2</sub> ashing time (20 to 22 sec)      (d) InP etching pressure (15 to 18 mTorr)

Fig. 3.11 : Etching result for different etching condition.

Table 3.5 : InP dry etching conditions.

	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> (sccm)	Bias Power	Pressure	Time
InP etching	9 sccm	48 sccm	-	80 W	15 mTorr	5 min
O <sub>2</sub> ashing	-	-	50 sccm	40 W	75 mTorr	22 sec
O <sub>2</sub> flashing	-	-	50 sccm	40 W	75 mTorr	5 min

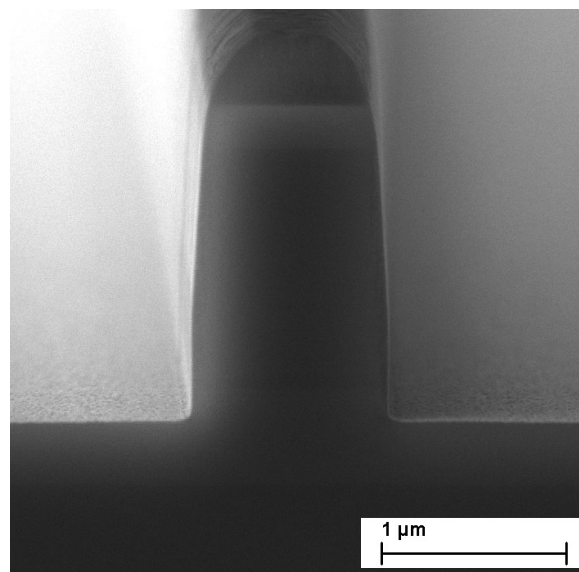


Fig. 3.12 : Etching result using the new recipe shown in Table 3.5.

### 3.4 薄膜形成技術

光半導体デバイスの作製にあたってはエッチングマスクや絶縁層などとして用いる薄膜を形成するプロセスが多く使用される。そこで本節では本研究で用いた薄膜形成技術について簡単に紹介する。

#### 3.4.1 電子ビーム蒸着

電子ビーム蒸着は高真空チャンバ内に形成したい薄膜の材料と薄膜を形成する基板を入れて、加速した電子線による加熱で蒸発させた材料が基板に付着することで薄膜が形成されるという仕組みである。電子ビームによる加熱によって、高融点材料の蒸着が可能であり、金属薄膜だけでなく酸化膜の成膜も可能である。電子ビーム蒸着法の最大の特徴として成膜に方向性があるという点が挙げられる。例えば、Fig. 3.13(a) に示したようにメサ構造の真上方向から蒸着を行うとメサの側壁には薄膜が形成されず、基板の上面のみに薄膜が形成される。あるいは Fig. 3.13(b) のようにメサ構造の斜め上方向から蒸着を行った場合には、メサ構造の影になる部分には成膜されないなどといった特徴があげられる。これにより他の成膜方法に比べてリフトオフや斜め蒸着による非対称な成膜などが容易に可能となる。ただし、全面に成膜を行いたい時には複数の方向から蒸着を行う必要がある。本研究では電子ビーム蒸着により、Cr, Ti, Au, SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の成膜を行った。



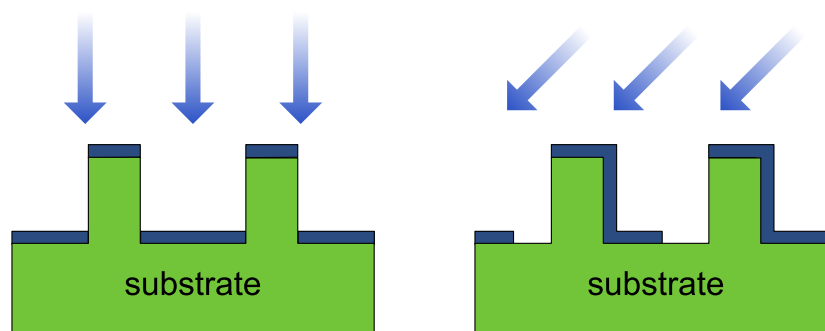
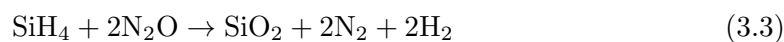


Fig. 3.13 : Schematic of vertical and angled deposition by EB evaporation.

### 3.4.2 プラズマ援用化学気相成長法

プラズマ援用化学気相成長法 (Plasma enhanced chemical vapor deposition:以下 PECVD) は真空チャンバ内に成膜材料ガスを流し，チャンバ内にプラズマを発生させて化学反応をもとに成膜をする方法である．プラズマとは電離したイオンと電子が入り混じった状態であり，チャンバ内の低圧ガス中に高周波電源により電界を加える事で電離を起こして形成させている．このプラズマ中で高速電子との衝突によって生成されたフリーラジカルのうち，基板まで拡散してきたものが成膜に寄与する．本研究では PECVD によって  $\text{SiO}_2$  の成膜を行った．原料として用いたガスは  $\text{SiH}_4$  と  $\text{N}_2\text{O}$  であり，



という反応によって  $\text{SiO}_2$  が成膜される．

本研究では Oxford 社製 Plasmalab 80 plus を用いて， $\text{SiO}_2$  の PECVD による成膜を行った．用いた条件は Table 3.6 に示すとおりである．

Table 3.6 : Condition of  $\text{SiO}_2$  deposition by PECVD.

Gas (unit:sccm)	Power	Pressure	Deposition rate	Temperature
$\text{SiH}_4$ :150, $\text{N}_2\text{O}$ :700	30 W	131 Pa	80~85 nm/min	160°C

## 3.5 平坦化プロセス

アクティブ光集積デバイスを作製する際にはコンタクト層に電極をつける必要があるが，そのとき素子間の絶縁を取ることや，基板表面に作製した構造による電極の断線を避けることが重要である．そこで基板表面に作製した導波路などによる凹凸を絶縁性のポリマーによ

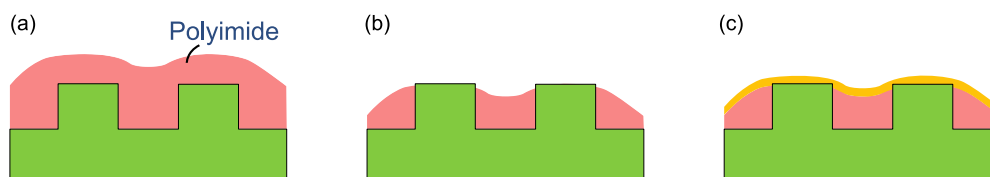


Fig. 3.14 : Schematic of (a) polyimide coating, (b) polyimide planarization and (c) electrode deposition process.

り埋めることで平坦化し、その上に電極を形成して断線を防ぐといったプロセスが必要となる。本研究ではポリイミドを用いてこの平坦化を行うことを試みた。

一般にポリイミドは耐薬品性や絶縁性、耐熱性などに優れたポリマーであり、半導体プロセスでは素子の表面保護膜として使用されたり、多層配線時の絶縁層として広く使用されるものである。本研究では東レ Photoneece PW-1230 を用いた。これはポリマー中に芳香族を含むポリイミドで、ポジ型の感光性をもち、露光とアルカリ性溶液によって現像が可能である。ただし本研究では露光によるポリイミドのパターニングは行っていない。

Fig. 3.14 にはポリイミドによる平坦化のプロセスの概要を示す。まずポリイミド層を積層したい基板の上にポリイミド前駆体を含む溶液を塗布する。このときスピンの条件によってポリイミド層の膜厚を調整することができる。平坦化のためには基板上に作製したメサ構造の高さよりも厚くなるように条件を設定する。塗布後、加熱することで塗布膜に含まれる有機溶媒を蒸発させ、アニール炉を用いて高温でキュアする (Fig. 3.14 (a)) 次に、電極をつけるコンタクト層が露出するまでアッシングを行う (Fig. 3.14 (b))。コンタクト層が露出したかどうかは顕微鏡や段差計によって判断する。そして最後に蒸着等により金属を積層する (Fig. 3.14 (c))。

ここで、ポリイミドを扱う上で直面した問題点について述べる。本研究室ではポリイミドをアッシングすると繊維上の構造がエッチングされずに残渣となる現象が確認されており、平坦化が困難であるという問題があった。この現象の原因を探るため、まずキュアなしのサンプルと 280°C、320°C、360°C の3つの条件でキュアを行ったサンプルに対して十分な時間の O<sub>2</sub> アッシングを行った。この結果を Fig. 3.15 に示す。この図から分かるように、キュアの有無、キュアの温度によらず、O<sub>2</sub> アッシングによって繊維上の残渣が発生していることが確認できる。このような状態のポリイミドに電極 (ここでは Ti/Au を用いた) を蒸着すると Fig. 3.16 のように繊維状の残渣の上にのみ金属が堆積するため、断線が避けられない状態となってしまう。

そこで、ポリイミドのキュア条件を固定し、アッシングの条件を変えることを試みた。これまで本研究室ではポリイミドのアッシングに O<sub>2</sub> ガスのみを使用していたのだが、O<sub>2</sub> に加えてフッ素系ガスである CHF<sub>3</sub> を少量導入してアッシングを行った。これは O<sub>2</sub> に加え

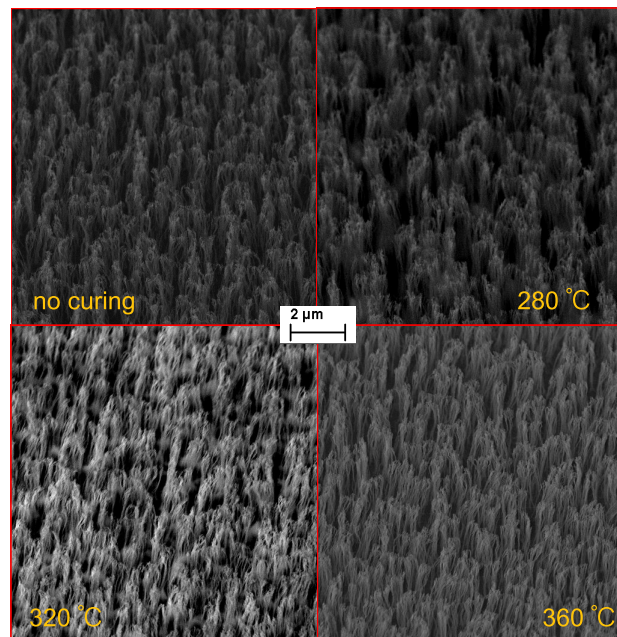


Fig. 3.15 : Fibrous residue under various curing conditions.

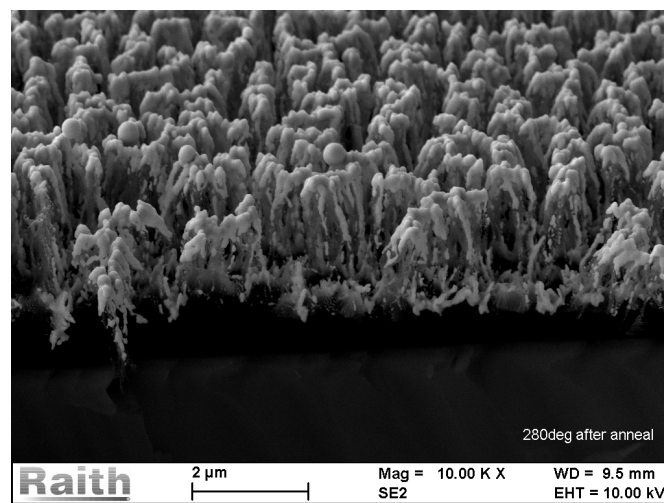


Fig. 3.16 : SEM image of annealed Ti/Au which is deposited on fibrous residue.

てフッ素系ガスである  $\text{CF}_4$  を導入することで残渣のないアッシングが可能であるという報告がなされていたため、ガスの選択や導入量はこの報告に近い条件となるように選択した [38]. その結果、繊維上の残渣は発生しなくなり、平坦化と十分な時間のアッシングによってポリイミドの完全な除去を容易に行うことが可能となった。ただし、 $\text{SiO}_2$  などが露出している場合、ポリイミドに比べてエッチングレートは低いものの、 $\text{CHF}_3$  を加えたことによって同時にエッチングされてしまうため注意が必要である。Fig. 3.17 には  $\text{O}_2/\text{CHF}_3$  混

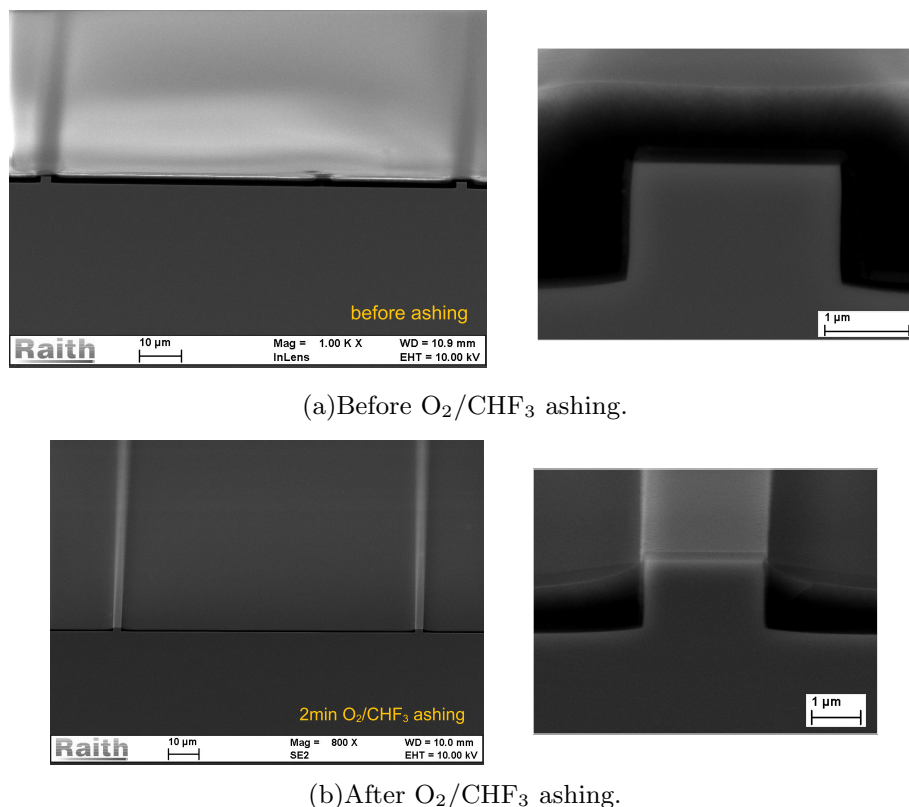


Fig. 3.17 : SEM images before and after  $O_2/CHF_3$  ashing.

Table 3.7 : Polyimide (Toray Photoneece PW-1230) conditions.

Process	Conditions
Spin coating	700 rpm/10 sec → 4000 rpm/30 sec (Primer & PW-1230)
Pre-bake	120 °C/3 min (Hot plate)
Curing	140 °C/30 min (rate:4 °C/min) → 320 °C/60 min (rate:3 °C/min)
Ashing	$O_2/CHF_3$ (20 sccm/2 sccm), 100 W, 30 Pa (Etch rate:600 nm/min)

合ガスによるアッシング前後の SEM 像を示している。この SEM 像では Fig.3.15 のような残渣が発生していないことに加え、メサ構造から離れた領域でもポリイミドは十分な厚さを保っており、アッシングによってコンタクトオープンを行った時でも十分な平坦性が得られていることが確認できる。最終的に本研究で用いた条件は Table 3.7 に示したとおりである。

## 第4章 数値計算による設計と変調特性の検討

本章では実際に偏波制御器を作製するにあたって必要な設計について述べる。前述したとおり、本研究で提案している偏波制御器は2つの構成要素、偏波変換器部と偏波依存位相変調器部から成っているため、それぞれに対して必要な計算を行った。4.1節では偏波変換器部において基板方向に対して45°傾いた固有モードをもつ非対称構造を固有モード解析により計算した。4.2節と4.3節ではそれぞれ逆バイアス印加時のQCSE、順バイアスの印加時のバンドフィリング効果による位相変調特性とその偏波依存性を見積もるために、バンド構造を計算し、吸収特性、位相変調特性を求めた。

### 4.1 偏波変換器部の設計

偏波変換器部の非対称構造を決定する重要なパラメータには導波路幅とMQWコア層のエッチング深さ（それぞれFig. 2.13 (a)中 $W_{PC}$ ,  $d$ ）の2つが挙げられる。これらの最適値を検討するために、2次元有限要素法(2D-FEM)によって非対称導波路の固有モード解析を行った。この結果をFig. 4.1に示す。Rotation Parameter:  $R$ は、以下の(4.1)式で表され、固有モードの $x$ ,  $y$ 磁界成分の強度の比を表す[17]。

$$R = \frac{\iint |H_x|^2 dx dy}{\iint |H_y|^2 dx dy} \simeq \cot^2 \theta \quad (4.1)$$

ただし $\theta$ は固有モードの基板方向に対する傾きである。この計算ではMQW層の厚さを400 nmに固定し、MQW層の上下にはコア層への光閉じ込め量を増加させるための分離閉じ込めヘテロ (Separated confined heterojunction: 以下SCH) 層として50 nmのInGaAsP層を含めている。ここで(4.1)式から $R \sim 1$ のときコア中の磁界強度の $x$ ,  $y$ 方向成分が同じ強度になり、固有モードの傾きが実効的に45°となることが理解できる。Fig. 4.1より、 $R \sim 1$ を達成するためには、 $W_{PC} < 1 \mu\text{m}$ ,  $d \sim 150 \text{ nm}$ とする必要があると分かる。

Fig. 4.2には $W_{PC}=0.9 \mu\text{m}$ ,  $d=155 \text{ nm}$ としたときの磁界強度分布を2つの固有モードについて示している。この2次元断面解析によって得られた2つのモードの等価屈折率と以下の式を用いることによって1/4ビート長 $L_{\frac{\pi}{2}}$ は

$$L_{\frac{\pi}{2}} = \frac{\pi/2}{\beta_1 - \beta_2} \simeq 78.2 (\mu\text{m}) \quad (4.2)$$

と求められる。ただし、 $\beta = n_{eff}k$ である。

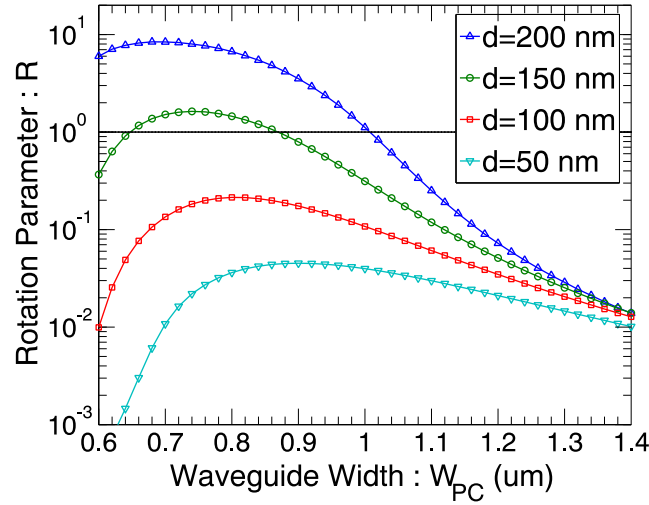


Fig. 4.1 : Numerical calculation result of the rotation parameter for Polarization Converter part.

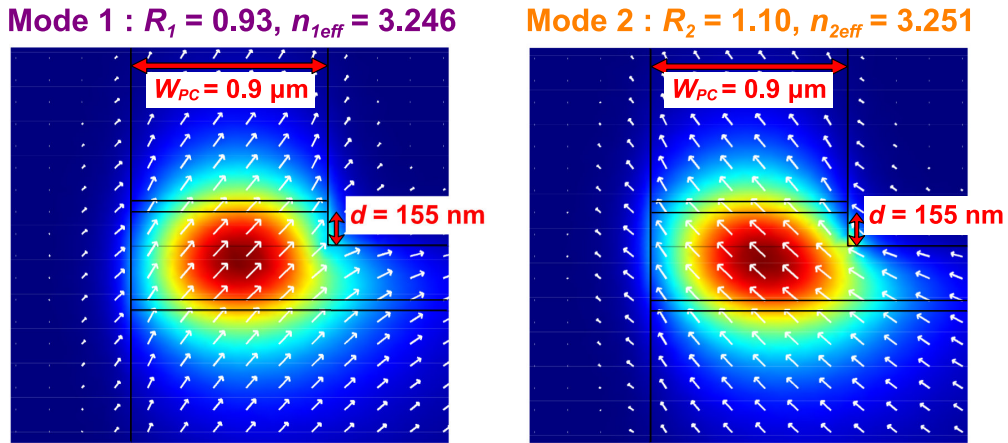
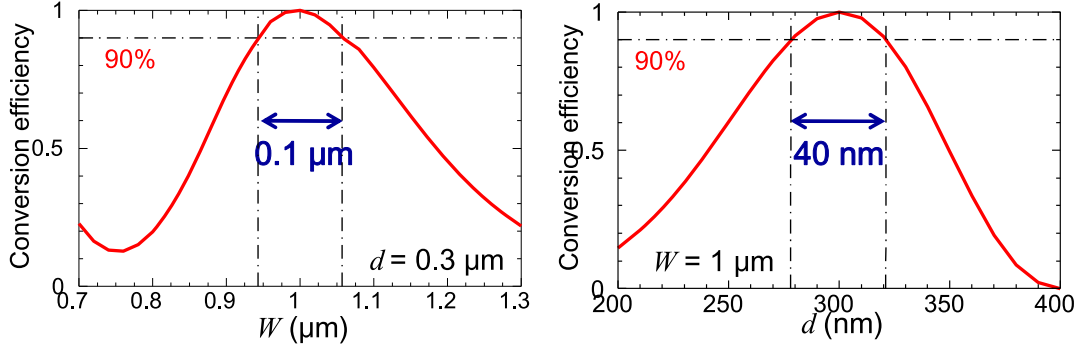


Fig. 4.2 : Magnetic field distribution at an asymmetric part calculated by 2D FEM.

これらの計算から、偏波変換器部の導波路幅  $W_{PC}$  を  $0.9 \mu\text{m}$ 、コアのエッチング量  $d$  を  $150 \text{ nm}$ 、素子長  $L_{PC}$  を  $78 \mu\text{m}$  とすることで、偏波状態を  $S_2$  軸の周りに  $\pi/2$  回転させる偏波変換器が得られると求められた。以降本研究における偏波変換器の作製においては、全てこの設計値を用いている。

ここで偏波変換器の作製トレランスについて先行研究の結果を引用する。バルク In-GaAsP をコアに用いた偏波変換器に対して、導波路幅  $W_{PC}$  とコア厚  $d$  に対する偏波変換効率率は Fig. 4.3 のとおりである [39]。ここでは変換器長を半ビート長の  $215 \mu\text{m}$  に固定したときの変換効率を示しており、変換効率 90 % 以上を達成するために許容される作製誤差は




 Fig. 4.3 : Conversion efficiency as a function of  $W$  and  $d$ [39].

導波路幅に関して  $0.1 \mu\text{m}$ , エッチング深さに関して  $40 \text{ nm}$  であることが示されている。特にエッチング深さの許容範囲は広くないため、エッチング深さの正確な制御は高い歩留まりを実現する上で重要である。しかし、本研究では InGaAlAs/InAlAs 多重量子井戸構造をコアに用いているため、3.3.2 項にて述べたとおりエッチング深さの制御はバルク InGaAsP を用いた時に比べて容易である。

## 4.2 逆バイアス印加による位相変調効率の数値計算

本節では InGaAlAs/InAlAs MQW 層を導入した QCSE 型偏波依存位相変調器部における複屈折変調効率について数値解析を行った結果を述べる。ここでは 1 次元量子井戸構造を仮定し、これに対して有効質量近似を用いてバンド間吸収による吸収係数  $\alpha_B$  を求め、変分法により励起子による吸収係数  $\alpha_{ex}$  を求めた。これらを足し合わせることで量子井戸の光吸収スペクトルとし、クラマース・クロニッヒの関係を用いて屈折率の変化量を計算することで位相変調効率を求めた [40]。計算の詳細を以下に述べる。

まずバンド間遷移について述べる。量子井戸の積層方向を  $z$  とすると、電子の波動関数は

$$\psi_e = \frac{d^{jk_t \cdot \rho}}{\sqrt{\Omega}} f(z) |S\eta\rangle \quad (4.3)$$

と表される。ただし、 $k_t$  は井戸面内方向の波数ベクトル、 $\rho$  は面内方向の座標ベクトル、 $\Omega$  は量子井戸の面積、 $|S\eta\rangle$  はスピンまで考慮したブロッホ関数のうちの格子の周期性を持つ部分である。また、これは s 軌道の対称性を持つ。そして  $f(z)$  は  $z$  方向の包絡線関数であり、以下のシュレーディンガー方程式に従う。

$$-\left[ \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m_e(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_e(z)} + V_e(z) \right] f(z) = E_e f(z) \quad (4.4)$$

ここで  $V_e$  は量子井戸のポテンシャルであり、バイアスの影響はこの項に含まれる。量子井戸構造であるため  $z$  方向の波数は離散的であるが、 $x, y$  方向は量子化されていないためエネルギーと波数の関係を放物線近似によって記述している。

価電子帯についても、同様のシュレーディンガー方程式に対して波動関数が

$$\psi_h = \frac{e^{jk_t \cdot \rho}}{\sqrt{\Omega}} g(z) \left| \frac{3}{2}, \nu \right\rangle \quad \left( \nu = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right) \quad (4.5)$$

と表され、ブロッホ関数がそれぞれ

$$\left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| (X + iY) \uparrow \right\rangle \quad (4.6)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| (X - iY) \downarrow \right\rangle \quad (4.7)$$

$$\left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \left| (X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow \right\rangle \quad (4.8)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \left| (X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow \right\rangle \quad (4.9)$$

と表される。 $X, Y, Z$  はそれぞれ  $p_x, p_y, p_z$  軌道の対称性を持つ周期関数である。これらのブロッホ関数は  $\nu = \pm \frac{3}{2}$  が重い正孔、 $\nu = \pm \frac{1}{2}$  が軽い正孔に対応している。

これらによって求められる  $f(z)$ ,  $g(z)$  とサブバンドエネルギーを、フェルミの黄金律をもとにして得られる吸収係数の式

$$\alpha(\omega, E) = \frac{\pi e^2 |M|^2}{\varepsilon_0 n_r c m_0^2 \omega \Omega L_z} \delta(\hbar\omega - E) \quad (4.10)$$

に代入することでバンド間吸収による吸収スペクトル  $\alpha_B$  が求まる。ただし、 $\varepsilon_0$  は真空の誘電率、 $n_r$  は MQW の屈折率、 $c$  は光速、 $m_0$  は電子の質量である。また、光学遷移行列要素  $M$  は

$$M = \langle \psi_e | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | \psi_h \rangle \quad (4.11)$$

$$= \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \nu \right\rangle \int_{-\infty}^{\infty} f_n(z)^* g_m(z) dz \quad (4.12)$$

と表される。ただし、 $\mathbf{e}$  を入射光の偏光方向の単位ベクトル、 $\mathbf{p}$  を運動量ベクトルとする。このとき対称性から  $\left| \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \nu \right\rangle \right|^2$  は各偏光に対して以下のように求められる。TE 偏



光では

$$\left| \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{2} |\langle S | p_x | X \rangle|^2 \quad (4.13)$$

$$\left| \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{1}{6} |\langle S | p_x | X \rangle|^2 \quad (4.14)$$

TM 偏光では

$$\left| \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = 0 \quad (4.15)$$

$$\left| \left\langle S\eta \left| \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \right| \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \right|^2 = \frac{2}{3} |\langle S | p_x | X \rangle|^2 \quad (4.16)$$

となる．(4.13)～(4.16) 式に含まれている  $|\langle S | p_x | X \rangle|^2$  は二元の材料に対して知られている値を用いて、内挿により三元あるいは四元の材料の値として算出している．

(4.15) 式は TM モードの光によって重い正孔から伝導帯への電子の遷移が起こらないことを意味する．これは重い正孔の軌道にいる電子は井戸層垂直方向に運動量成分を持たないため、井戸層垂直方向に電界を持つ TM モードの光と相互作用しないためである．つまり、量子井戸において TM モードの光は軽い正孔の軌道にいる電子しか伝導帯に励起することはできないということである．以上の方法により、バンド間遷移による吸収スペクトル  $\alpha_B(\omega)$  を求めた．

これに対し励起子ハミルトニアン固有状態は厳密に求めることができないため、波動関数の形を以下のように仮定して変分法により波動関数を計算した．

$$\Psi = f_n(z_e)g_m(z_h)\phi(\rho) \quad (4.17)$$

励起子のハミルトニアンは、サブバンド間のカップリングがないと仮定した場合

$$H = E_e^{(n)} - E_h^{(m)} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}} \quad (4.18)$$

のように表される．ここで励起子の波動関数として仮定した (4.17) 式において、 $\phi(\rho)$  の形が未知のままでは計算ができないため、ここでは

$$\phi(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{\rho}{\lambda}\right) \quad (4.19)$$

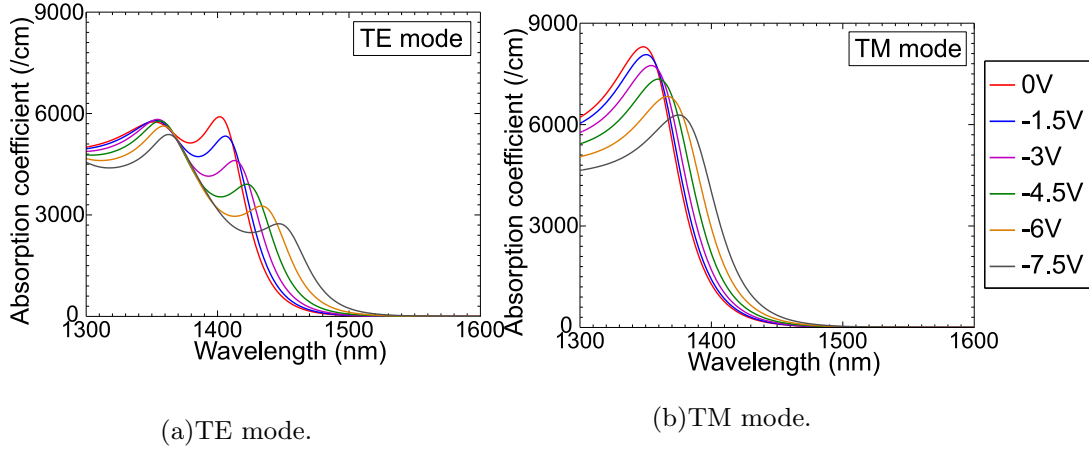


Fig. 4.4 : Calculated absorption spectrum for TE and TM mode light.

という形を仮定した。(4.19) 式の  $\lambda$  を変分パラメータとして、励起子のハミルトニアン の期待値を計算し、得られた励起子準位と波動関数から  $\alpha_{ex}(\omega)$  を求めた。

これらの計算によって求められたバンド間遷移と励起子吸収の吸収スペクトル ( $\alpha_B(\lambda)$ ,  $\alpha_{ex}(\lambda)$ ) を足し合わせることで量子井戸の吸収スペクトル  $\alpha_{total}(\lambda)$  とした。そして、さまざまな大きさの電界に対応する摂動に対して  $\alpha_{total}(\lambda)$  を求めているため、電界の印加によって起こる吸収係数の変化  $\Delta\alpha$  が得られ、これを用いて屈折率変化  $\Delta n$  はクラマースクローニツヒの関係式

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda' \quad (4.20)$$

により求められる。

InGaAlAs/InAlAs の量子井戸において、井戸層 InGaAlAs を 7.9 nm、障壁層 InAlAs を 5 nm としたときの TE, TM 光の吸収スペクトルは Fig. 4.4 のとおりである。電圧を印加していないときに  $\lambda=1400$  nm 付近に存在しているピークが価電子帯の重い正孔と伝導帯間における励起子吸収によるピークである。これが逆バイアスが大きくなるにつれて長波長側にシフトしていることが確認できる。 $\lambda=1550$  nm においてバイアスを -7.5 V とすると、吸収係数  $\alpha \simeq 10 \text{ cm}^{-1}$  である。一般に井戸層が厚いと電圧を印加した際に起こるエネルギー準位のシフト量が大きくなり、吸収スペクトルでは吸収端が大きくレッドシフトするため、動作波長での吸収が大きくなる。また、障壁層は電子正孔を十分に閉じ込められる範囲で薄くすることが望ましいとされる。その理由は障壁層が厚いと逆バイアスを印加した時に i 層にかかる電界の大きさが減少してしまうためである。今回の計算では i 層にかかる電界は一樣であるとし、i 層の厚さは 600 nm とした。

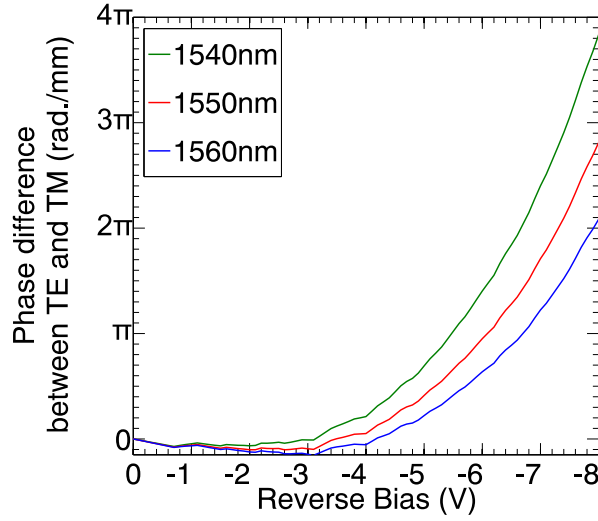


Fig. 4.5 : Calculated phase difference between TE and TM for 1540, 1550 and 1560 nm wavelength.

Fig. 4.5 には Fig. 4.4 の吸収スペクトルからクラマースクロニッヒの関係式によって求められる屈折率変化に加えてポッケルス効果の影響も含めて計算された TE, TM モードの位相差  $\phi_{TE} - \phi_{TM}$  を 1540 nm, 1550nm, 1560 nm の 3 つの波長について示している.  $\lambda=1550$  nm においてバイアス電圧を -5.1 V としたとき,  $V_{\pi}L=0.22$  V·cm と求まった. ただし, ここで  $V_{\pi}$  は TE-TM 間に位相差  $\pi$  を与えるために必要な電圧を意味する. これは先行研究 ( $L=5$  mm,  $V_{pp}=4.3$  V) に比べて変調効率の向上を期待できる可能性を示している [22]. 今回の計算では考慮していないが, 2.2.2 項で述べたように, 量子井戸に歪みを加える事でより一層の偏波依存性の増加, 変調効率改善が期待できる.

今回, 量子井戸層における吸収特性, 位相変調特性を数値計算により求めたが, 十分な精度の計算結果が得られているかは確かでない. 特に, 多重量子井戸構造を用いた時は価電子帯バンド間の相互作用によりバンド端付近であってもバンド構造が放物線近似から大きく離れてしまう. このため, 計算の精度を上げ, 歪みの影響を考慮するためには, Luttinger-Kohn ハミルトニアンを用いた  $k \cdot p$  摂動法により価電子帯バンド構造を正確に計算する方法を用いることが望ましい.

### 4.3 電流注入による位相変調の数値計算

前節では逆バイアス印加時の QCSE とポッケルス効果による位相変調について計算により見積もりを行った. これに対し本節では順方向バイアスの印加によるキャリア注入の位相変調効率を見積もるために計算を行った結果について述べる. キャリアの注入によって起こ

る位相変調については2.3.4項でも述べたとおり、キャリアプラズマ効果、バンドフィリング効果、バンドシュリンケージ効果などがあるが、ここでは最も支配的な効果であるバンドフィリング効果のみを考慮して数値計算を行った。ただし、キャリアの注入量が大きくなるとシュリンケージ効果の影響が大きくなり、バンドフィリングによる屈折率変化を打ち消す方向に作用するため、このような場合にはシュリンケージ効果の影響を含めた計算を行うとより精度の高い計算となる。

この計算ではまずキャリアが存在しない状態の吸収スペクトルを求め、キャリアが存在するときの吸収スペクトルとの差からクラマースクロニツヒの関係式により屈折率の変化を求めている。

先ほどの逆バイアス印加時の計算時には intrinsic 層が完全に空乏しておりキャリアの存在はないものとして計算したが、ここでは伝導帯や価電子帯における注入されたキャリアの状態を考える必要がある。伝導帯と価電子帯における電子の存在確率を表すフェルミ分布関数  $f_v$ ,  $f_c$  はそれぞれのエネルギー準位を  $E_v$ ,  $E_c$  としたとき

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_c - E_{fc}}{kT}\right)}, \quad f_v = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_v - E_{fv}}{kT}\right)} \quad (4.21)$$

となる。ただし  $E_{fc}$ ,  $E_{fv}$  はそれぞれ伝導帯と価電子帯の擬フェルミ準位である。電流注入時は熱非平衡状態であるため擬フェルミエネルギーを用いる必要があるが、これらの擬フェルミエネルギーはニルソン近似と呼ばれる

$$E_{fc} = \left\{ \ln\left(\frac{N}{N_c}\right) + \frac{N}{N_c} \left[ 64 + 0.05524 \frac{N}{N_c} \left( 64 + \sqrt{\frac{N}{N_c}} \right) \right]^{\frac{-1}{4}} \right\} kT \quad (4.22)$$

$$E_{fv} = \left\{ -\ln\left(\frac{P}{N_c}\right) - \frac{P}{N_c} \left[ 64 + 0.05524 \frac{P}{N_c} \left( 64 + \sqrt{\frac{P}{N_c}} \right) \right]^{\frac{-1}{4}} - E_g \right\} kT \quad (4.23)$$

という式によって近似した [41]。ただし

$$N_c = 2 \left( \frac{m_{e||} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.24)$$

$$N_v = 2 \left( \frac{m_{dh||} kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.25)$$

$$m_{dh||} = (m_{hh||}^{\frac{3}{2}} + m_{lh||}^{\frac{3}{2}})^{\frac{2}{3}} \quad (4.26)$$

である。

このフェルミ分布関数を用いて電子の遷移確率を考える。価電子帯の電子が伝導帯に遷移される確率は  $f_v(1 - f_c)$ 、伝導帯の電子が価電子帯に遷移する確率は  $(1 - f_v)f_c$  にそれぞれ比例する。これらをふまえると、実質的に電子が価電子帯から伝導帯に移る確率はこれらの差を取って

$$f_v(1 - f_c) - (1 - f_v)f_c = f_v - f_c \quad (4.27)$$

と表わされ、キャリアが存在している場合の吸収係数は、キャリアが存在していない場合の吸収係数に  $f_v - f_c$  を乗じたものとなる [42]。

このとき伝導帯と価電子帯のエネルギー準位は

$$E_U = E_e^{(n)} + \frac{m_{h||}}{m_{e||} + m_{h||}} \left( E - E_e^{(n)} + E_h^{(m)} \right) \quad (4.28)$$

$$E_L = E_h^{(m)} - \frac{m_{e||}}{m_{e||} + m_{h||}} \left( E - E_e^{(n)} + E_h^{(m)} \right) \quad (4.29)$$

と表される。ただし、 $E$  は波数  $k_t$  における伝導帯と価電子帯のエネルギー差を表す。ここで伝導帯と価電子帯のある状態間の遷移を考えると、2つの状態の波数ベクトル  $\mathbf{k}$  が等しくなければならない。これは光の波数が電子のそれに比べて非常に小さいことによるものである。このような条件を満たす状態の組の密度、言い換えれば、遷移エネルギーが  $E$  から  $E+dE$  までの範囲に入るような波数ベクトル  $k_t$  の単位エネルギーあたりの個数を表す結合状態密度 (Joint State Density)  $g_{eh}(E)$  は2次元電子に対して

$$g_{eh}(E) = \frac{\mu\Omega}{\pi\hbar^2} \times u(E - E_e^{(n)} + E_h^{(m)}) \quad (4.30)$$

と表される。ただし  $u(E)$  はヘビサイド関数である。これを用いると価電子帯の  $m$  番目のサブバンドから伝導帯の  $n$  番目のサブバンドへの遷移による吸収スペクトルは

$$\alpha_{nm}(\omega) = \int_0^\infty \alpha(\omega, E) g_{eh}(E) (f_v - f_c) dE \quad (4.31)$$

となる。全ての  $n$  と  $m$  のペアに対してこれを求め、和をとることでバンド間遷移の吸収スペクトルを

$$\alpha(\omega) = \sum_{n,m} \alpha_{nm}(\omega) \quad (4.32)$$

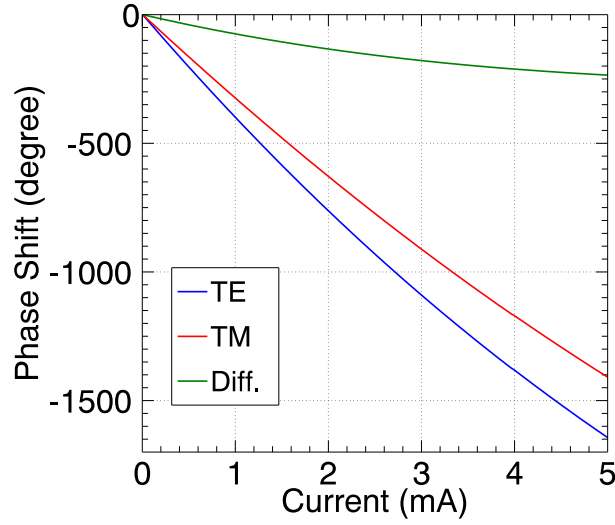


Fig. 4.6 : Calculated phase shift for TE and TM by injection current at  $\lambda = 1550$  nm. (Device length: 1 mm, width:  $2.5 \mu\text{m}$ )

として求めた。ただし、 $\mu$  は電子と正孔の面内方向の換算質量であり

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{hh(th)}} \quad (4.33)$$

である。

この計算によって得られた電流注入による位相変調特性は Fig. 4.6 である。ここで  $d/dt$  の定常状態を考えると、シートキャリア濃度  $N$  と電流  $I$  の関係は  $\tau$  をキャリアの緩和時間、 $q$  を電荷素量、 $S$  を電流注入領域の面積として

$$N = \frac{I\tau}{qS} \quad (4.34)$$

となる。ここで、キャリア緩和時間は  $\tau = 1.0$  ps、電流注入領域の面積は幅  $2.5 \mu\text{m}$ 、長さ  $1$  mm の変調器サイズを仮定して  $S = 2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$  として求めている。

この計算結果から、電流注入によって得られる位相変調量が QCSE に比べて非常に大きいことが分かり、TE-TM 間に位相差  $\pi$  与えるためには、 $1$  mm の変調器に  $3.0$  mA の注入電流が必要という結果となった。ただし、歪みの導入により位相変調量の偏波依存性はさらに高めることが可能であると予想される。

また、このキャリアによる位相変調の数値計算についても 4.2 節で述べたバンド計算の方法によるところが大きいため、 $k \cdot p$  法などによるバンド構造の計算によって、より正確な位

相変調特性の見積もりが可能となると考えられる.

## 第 5 章 偏波依存位相変調器の予備特性評価

本節では偏波依存位相変調器の設計に向け、予備測定用の素子を作製し、基本的な特性の評価を行った結果を示す。まず 5.1 節では素子作製に用いた半導体基板と素子作製プロセスについて詳しく述べる。5.3 節では、4.2 節で計算した QCSE による位相変化量の電界依存性を実際に測定して得られた結果について示す。最後に、5.4 節では作製した素子に順方向バイアスを印加し、電流を注入することで得られる位相変調について、TE/TM の両入力偏波光に対して測定した結果を示す。また、素子に 45° 直線偏波を入射したときに注入電流によって発生する偏波依存位相変調の結果として得られる偏波状態の変化についても述べる。

### 5.1 素子作製プロセス

使用した基板のプロファイルは Fig. 5.1 に示すとおりである。これは有機金属気相成長法 (Metal organic chemical vapor deposition: MOCVD) によって作製したものであり、この基盤を用いて素子作製を行った。MQW 層の上下にある i-InGaAsP 層はコア部の閉じ込め効率を増加するための SCH 層である。上部 SCH 層の上にある 100 nm の i-InP 層は p 層に進入する光の割合を減らすために導入している。これは p 層における光の吸収が n 層や undoped 層に比べて非常に大きいためである [43]。また、MQW 層中の well 層である InGaAlAs には 0.1% の圧縮歪みを加えている。これは 2.2 節で述べたように、量子井戸に圧縮歪みを加える事によって位相変調の偏波依存性が増加するためである。

Fig. 5.2 にはプロセスフローを示している。まず導波路パターンの作製のためにフォトリソグロフィを行ったのち、このレジストをマスクとして  $\text{H}_2\text{SO}_4$  と  $\text{H}_2\text{O}_2$  により  $\text{p}^+$ -InGaAs 層のエッチングを行った。その後、 $\text{HCl}$  と  $\text{H}_3\text{PO}_4$  に

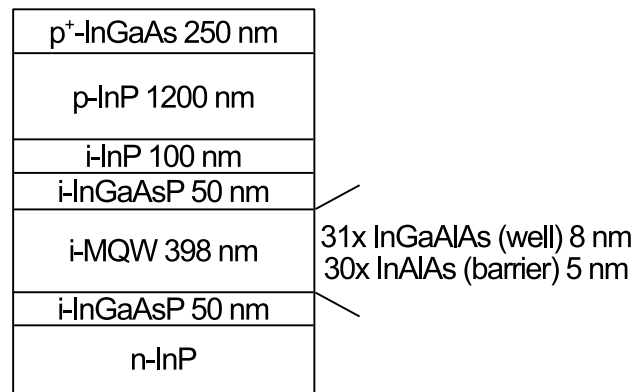


Fig. 5.1 : Profile of the used epi-wafer.



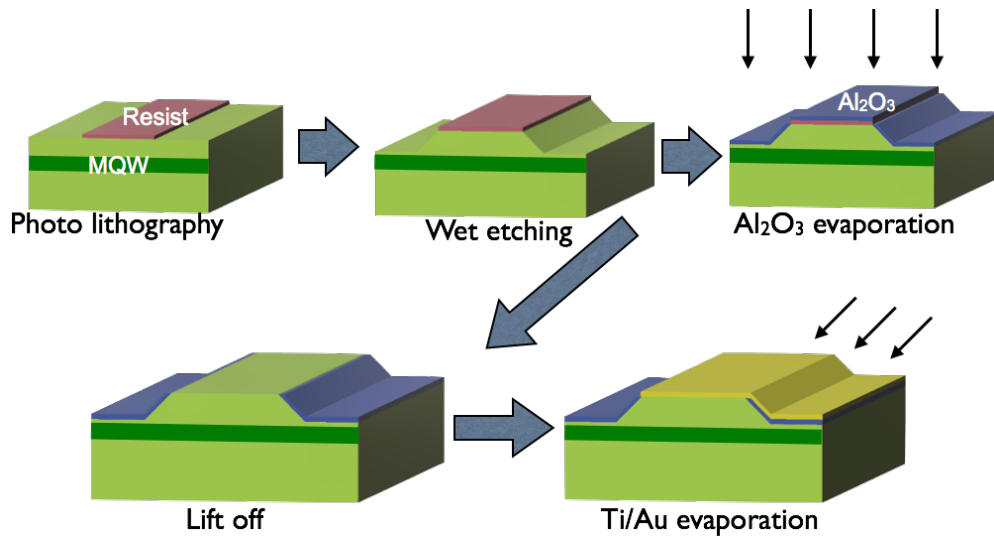


Fig. 5.2 : Process flow.

よって p-InP クラッドをエッチングして導波路構造を作製した。これに電子ビーム蒸着によって Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> を絶縁膜として成膜した後、アセトンによって Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> が堆積したレジストを溶解して導波路上のコンタクト層を露出させる。最後に、+60° 方向から Ti/Au を電子ビーム蒸着により堆積させることで、複数の素子間の分離と電極の形成を同時に行った。

実際に作製した素子の SEM 像が Fig. 5.3 である。観察を行った導波路の幅は 2 μm である。この SEM 像では Fig. 5.1 に示した層構造のうちコンタクト層である p<sup>+</sup>-InGaAs 層やコア層となる MQW 層部が確認できる。また、[110] 方向に導波路を作製したため、ウェットエッチングにより逆メサ構造となっている。また電極を斜め蒸着により積層しているため、導波路の左側には Ti/Au が蒸着されておらず、隣のデバイス間と断線できていることも確認できる。

## 5.2 電流電圧特性の測定

作製したデバイスのうち、幅 2.5 μm の 7 本の導波路に対して IV 特性の測定を行った結果を Fig. 5.4 に示す。全ての導波路においてダイオード特性が確認できる。その中でも #4 ~ #7 の導波路は全て同様の特性を示している。以降の測定では #4 の導波路に対して行った測定結果を示す。

## 5.3 逆バイアス印加による位相変調特性の評価

本節と次節ではそれぞれ作製したデバイスの逆バイアス印加時と順方向バイアス印加時の位相変調特性を調べた結果を示す。

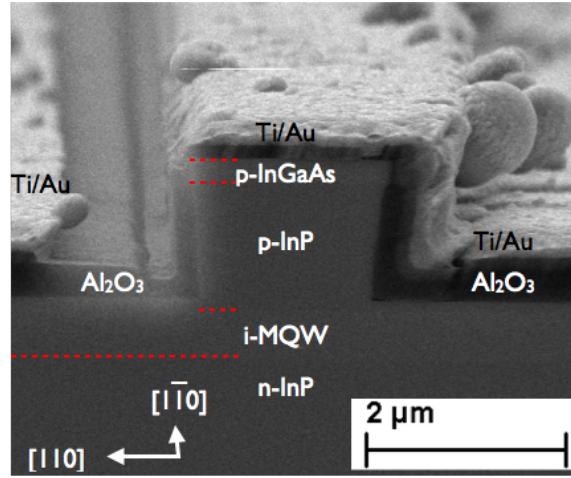


Fig. 5.3 : SEM image of fabricated waveguide device.

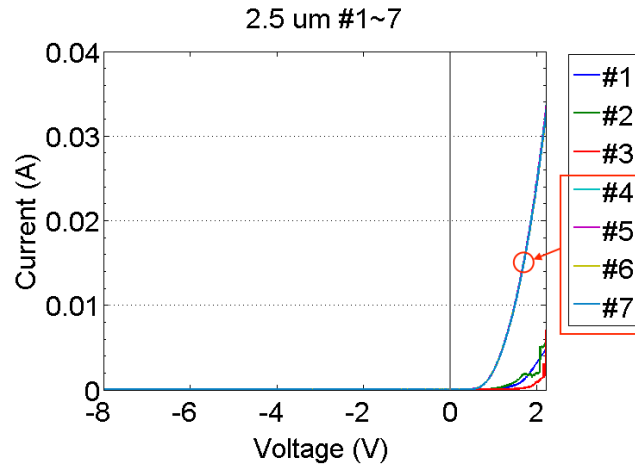


Fig. 5.4 : IV characteristics.

位相変調特性の評価にはファブリペロー法を用いた。ファブリペロー法では導波路に光を入射した際の透過光強度スペクトルを測定し、得られるファブリペロー振動のピーク波長の変化から屈折率の変化量，ピーク強度比からその導波路の伝搬損失が求まる。電圧の印加や電流の注入，熱効果などにより共振波長  $\lambda$  におけるデバイスの屈折率が  $\Delta n$  だけ変化し，ファブリペロー振動のピーク波長が  $\lambda + \Delta\lambda$  に移動したとすると， $\Delta n$  は

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (5.1)$$

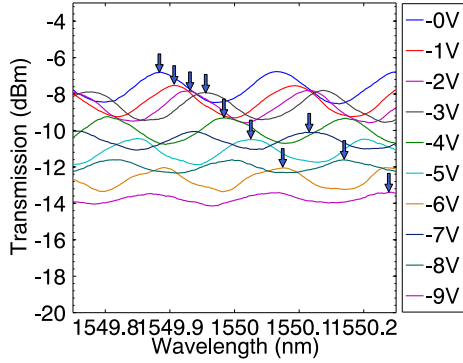


Fig. 5.5 : Measured Fabry-Perot spectra of the fabricated device for TE mode input light under reverse bias from 0 to -9 V.

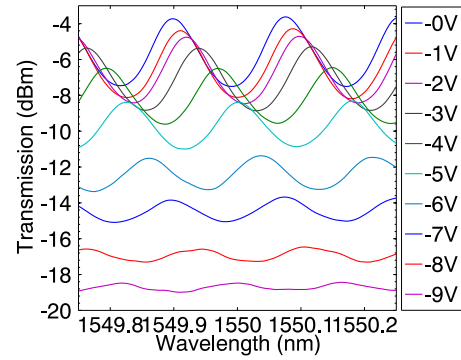


Fig. 5.6 : Measured Fabry-Perot spectra of the fabricated device for TE mode input light under reverse bias from 0 to -9 V.

によって求められる。ただし屈折率  $n$  は、ファブリペロー振動の共振波長間隔  $\Delta\lambda$  を用いて

$$n = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda L} \quad (5.2)$$

により求められる。ここで  $L$  はデバイス長である。この測定法による屈折率変化量の評価は、屈折率の変化量だけでなく、その符号まで知ることができるという点で優れている。

測定は波長可変レーザーを光源とし、偏波コントローラを用いてデバイスに入射する光が TE あるいは TM 光になるように偏波状態を調整した後、ファイバレンズを用いてデバイスの導波路に入射光を結合させた。そして透過光をファイバレンズを用いて受光器に入力し、その強度を測定した。Fig. 5.5 に TE 光入射時、Fig. 5.6 に TM 光入射時の透過光強度の測定結果を示す。Fig. 5.5 のグラフは Fig. 5.6 のグラフに比べて煩雑であったため、逆バイアスによって移動したピーク波長の位置を矢印で示している。どちらもファブリペロー振動が観測できており、印加電圧によりピーク波長が長波長側に移動していることがわかり、これは逆バイアスにより屈折率が正の方向に変化していることを意味している。

このファブリペロー振動におけるピーク波長の移動量から求めた各入力偏波に対する位相変化量と、4.2 節で求めた位相変化量を比較した結果は Fig. 5.7 に示すとおりである。また、Fig. 5.8 にはファブリペロー振動から求まる伝搬損失を示している。ただし、ここで示しているものは全て波長 1550 nm に対しての結果である。今回測定によって得られた位相変化量は計算によるものに比べて非常に小さく、-8V において TETM 間に  $46^\circ/\text{mm}$  の位相差しか与えられておらず、位相差を  $\pi$  与えるためには 3.9 mm のデバイス長が必要となる。しかし、このときの偏波依存損失は 1.71 dB/mm であるため、3.9 m のデバイス長に

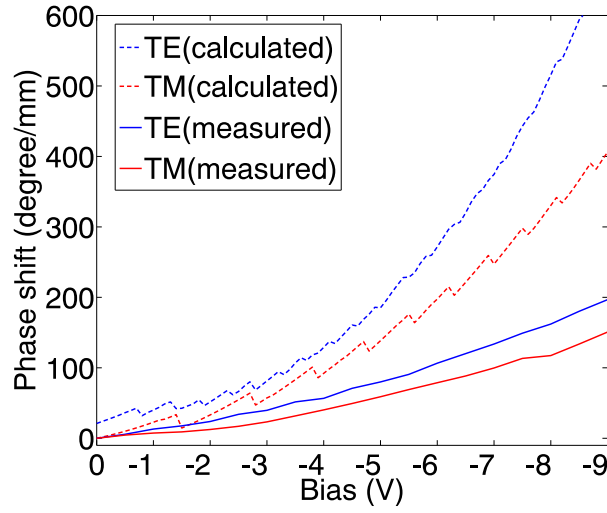


Fig. 5.7 : Calculated and measured phase shifts for TE and TM light.

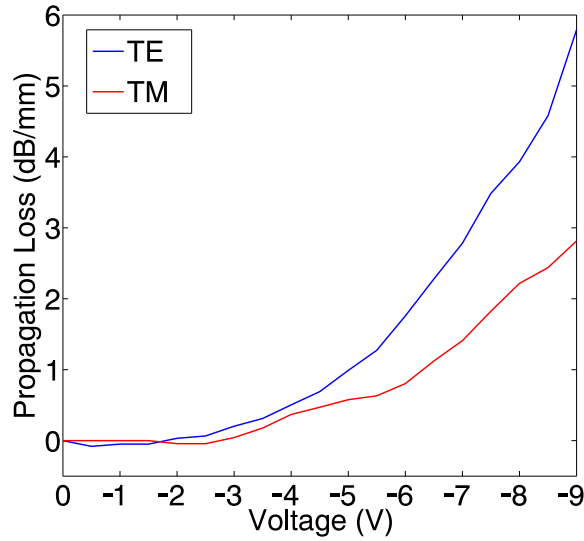


Fig. 5.8 : Measured propagation loss for TE and TM light.

すると偏波依存損失が 6.67 dB となってしまう偏波依存位相変調器として使用するのはいはしい。QCSE による位相変調効率は波長依存性が大きいため、位相変調効率の波長依存性を測定するとより効率のよい変調が可能な波長が存在する可能性はある。しかし、原理的に高い位相変調効率になるのは短波長側であると考えられ、同時に損失も大きくなることが予想される。そのため今回用いた基板では QCSE による高効率な偏波依存位相変調は難しいと考えられる。ただし、今回用いた素子は Fig.5.3 に示しているとおりリッジ導波路であり、横

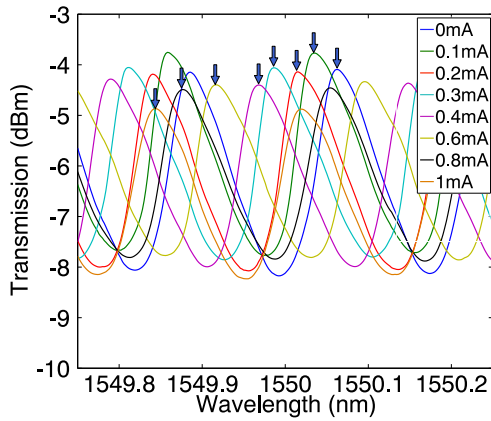


Fig. 5.9 : Measured Fabry-Perot spectra of the fabricated device for TE mode input light under injection current from 0 to 1 mA.

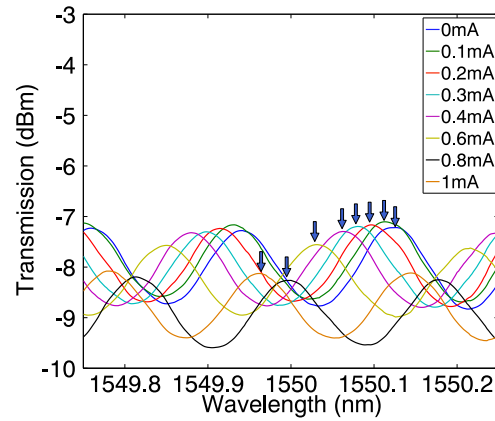


Fig. 5.10 : Measured Fabry-Perot spectra of the fabricated device for TM mode input light under injection current from 0 to 1 mA.

方向の閉じ込めが弱い場合、ハイメサ状の導波路にすることで変調効率改善が見込める。

## 5.4 電流注入による位相変調特性の評価

本節では電流注入による位相変調の特性を評価した結果について述べる。使用した素子は5.3節で用いたものと同じである。まず Fig. 5.9, Fig. 5.10 には TE, TM モードの入力光に対する注入電流によるファブリペロー測定の結果を示す。

この結果から電流注入による位相変調は屈折率が減少する方向であることが分かる。これはバンドフィリング効果の原理をふまえると妥当である。バンドフィリング効果による位相変調は空乏層中のキャリア濃度によって決まるが、逆バイアス印加による屈折率の変化に比べてキャリアによる変化が大きいことが分かる。

このファブリペロー振動のピーク移動量から求めた位相変化量の結果と、4.3節で述べた方法においてデバイス長を用いた素子の長さである 1.8 mm として数値計算を行った結果を比較したものが Fig. 5.11 である。注入電流が 1 mA 以下の時は数値計算による位相変調量と測定による位相変調量が特に TE モードにおいてよく一致していることが分かる。また、この数値計算には量子井戸に加えた歪みの影響が考慮されていないため、TM モードの結果において数値計算によるものに比べてやや測定値が小さくなっていることは歪みの影響によるものではないかと考えられる。圧縮歪みを導入しているため、位相変調の偏波依存性は増加すると考えられ、ここでは実際に計算値よりも測定値のほうが偏波間の位相変調量の差が大きくなっていることが確認できる。また、注入電流量が 1 mA を超えたあたりから、計算値に比べて測定値が小さくなっており、電流値に対して位相変調量が線形に変化していない

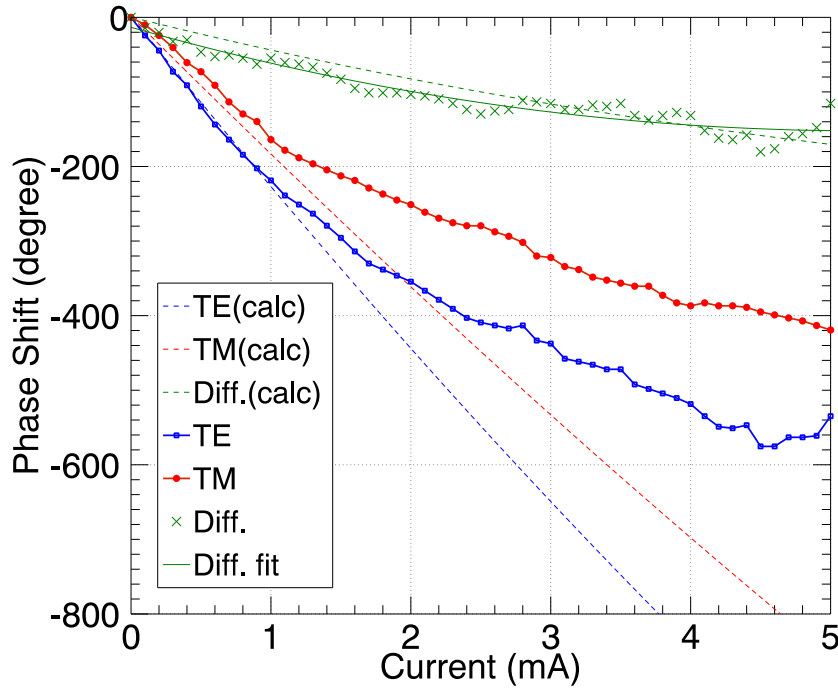


Fig. 5.11 : Comparison of calculated and measured optical phase shift by the injection current for both the TE and TM states.

ことが分かる。これは電流の増加に伴い素子内部で発熱が起こり、熱光学効果の影響が現れたためであると考えられる。なぜなら熱光学効果による屈折率変化は正の方向に働くことが知られており、バンドフィリング効果による屈折率の変化を打ち消す方向に働くためである [44]。測定の結果から、注入電流が 4.5 mA のとき、TE/TM 間で位相差  $\pi$  が得られ、このとき必要な電圧は 1.2 V であった。ここから TETM 間に位相差を  $\pi$  与えるために必要な直流消費電力は 5.4 mW となる。

Fig. 5.12 には両入力偏波の注入電流による強度変化を測定した結果を示している。注入電流が 0 mA から 4.5 mA の範囲において、偏波依存損失が 0.3 dB 以下に抑えられることが確認できた。これは偏波制御器のパワーペナルティを 1 dB 以下に抑えるために求められる偏波依存損失 1 dB/ $\pi$  を下回っており、偏波依存位相変調器として十分な値である [45]。

さらに、ファブリペロー法による位相変調効率の測定に加え、電流注入による偏波状態の変化を偏波アナライザを用いて測定した。以下ではこの測定について説明を行う。Fig. 5.13 には本測定で用いた測定系を示す。まずこの測定では光源にレーザー光ではなく、EDFA(Erbium-doped fiber amplifier) の自然放光のうち AWG(Arrayed waveguide grating) により波長 1550 nm 付近の成分を取り出したものを利用している。これは素子内部でのファブリペロー共振の影響を減らし、素子からの出力光の偏波状態を安定化させる

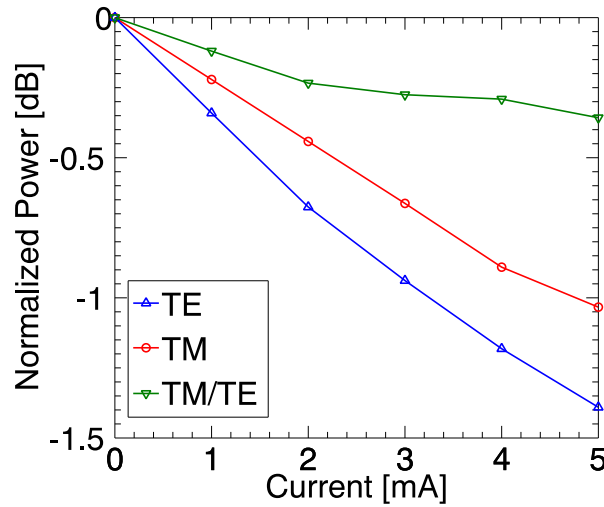


Fig. 5.12 : Intensity change by the injection current for both the TE and TM states.

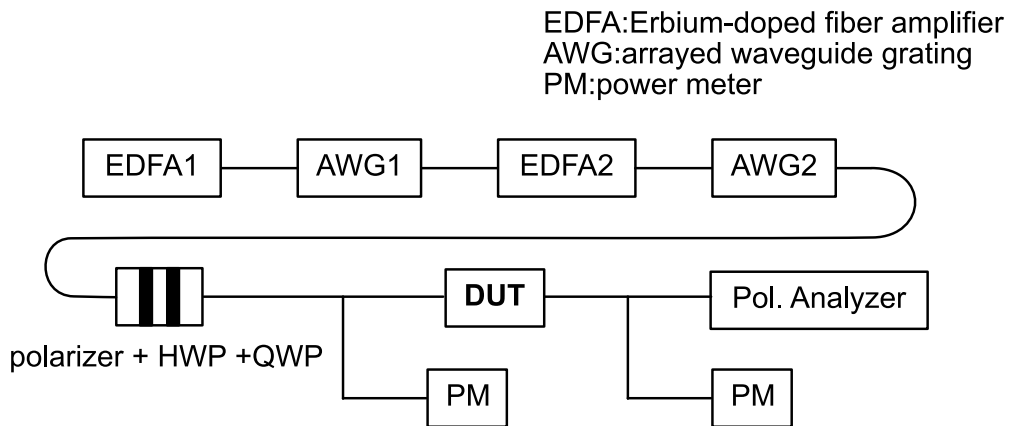


Fig. 5.13 : Measurement setup using a polarization analyzer.

ためである。そして偏光子と波長板により  $45^\circ$  直線偏光を素子に入力し、出力光の偏波状態を偏波アナライザによって測定している。このとき、素子には 0 mA から 5 mA の電流を 0.5 mA ずつ変化させて注入した。注入電流値に対する出力偏波状態の変化をポアンカレ球上にプロットした結果は Fig. 5.14 のとおりである。

この結果から注入した電流によって TE-TM 間に位相差が発生しており、偏波状態が変化していることが確認できる。ここで、偏波状態がポアンカレ球上を半周することは、TE-TM 間に位相差が  $\pi$  発生していることに対応する。そのため先ほどのファブリペロー法による位相変調特性の測定結果と同様に、4.5 mA 程度の電流で位相差  $\pi$  が発生していることがこの測定によっても確かめられた。また、Fig. 5.11 では 4.5 mA 以上の電流注入時に TE 光の



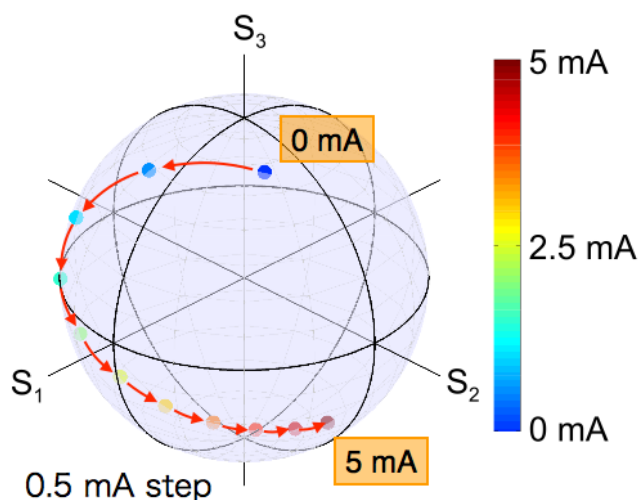


Fig. 5.14 : Evolution of SOP of transmitted light under injection current from 0 to 5 mA with 0.5 mA step.

位相変化量が減少しているが，Fig. 5.14 では電流の増加によって偏波状態が一定の方向に回転を続けており，電流の増加によって Fig. 5.11 のように TE 光の位相変調量が減少していないことを示している。

## 5.5 まとめ

本章では偏波依存位相変調器の特性評価のため，対称リッジ構造を作製して逆バイアスと順バイアスによる位相変調効率と偏波依存損失の測定を行った。この結果，今回作製したデバイスにおいては逆バイアスの印加によって得られる位相変調量は計算によって見積もられたものよりも小さく，偏波依存損失も大きいという結果となった。一方，順方向バイアス印加時の電流中による位相変調は非常に効率がよく，偏波依存性も大きいため，十分な偏波状態制御が可能であることが示された。

本研究ではこの結果を踏まえ，電流注入に適した構造を用いて偏波制御器の作製を行うこととした。



---

## 第 6 章 偏波制御器の作製と評価

本章では第 4 章と第 5 章で述べた事前検討と予備実験の結果を踏まえて行った偏波制御器の作製プロセスと、作製した偏波制御器に対して測定を行って得られた特性について述べる。

### 6.1 偏波制御器の作製プロセス

本研究では Fig. 6.2 に示したプロセスフローで偏波制御器の作成を行った。本節ではこの偏波制御器の作製プロセスについて詳しく述べる。ここで用いた基板は Fig. 5.1 に示したものと同一である。

#### ① PECVD による $\text{SiO}_2$ 成膜

まず PECVD により基板表面に  $\text{SiO}_2$  を成膜した。この  $\text{SiO}_2$  は InP のドライエッチング時にマスクとして働くものである。 $\text{CH}_4/\text{H}_2$  による InP のドライエッチングにおいて深刻なマスクエロージョン現象が確認されていたため、 $\text{SiO}_2$  を先行研究に比べて厚めの 400 nm 程度積層した。

#### ② 電子線リソグラフィ

次に、電子製リソグラフィによって導波路構造のパターニングを行った。まず基板にプライマーと ZEP520A をスピンコートしたのちに  $180^\circ\text{C}$  で 3 分間ベークした。この基板に対して電子線描画装置で導波路パターンを描画し、ZED-N50 によって現像を行った。ZEP520A はポジ型レジストなので、電子線描画された領域のみレジストが溶けて  $\text{SiO}_2$  表面が露出する。現像時間は 2 分とした。

#### ③ $\text{SiO}_2$ 電子ビーム蒸着とリフトオフ

導波路パターン部分のみが露出している基板に対し、電子ビーム蒸着によって真上方向から 20 nm 程度の Cr の蒸着を行った。この Cr は  $\text{SiO}_2$  のドライエッチング時のマスクである。その後、 $60^\circ\text{C}$  の ZD-MAC によりリフトオフを行い、導波路パターン部分にのみ Cr が残る状態にした。このとき、レジスト上に堆積していた Cr は細かな粒子状になって ZD-MAC の液中を浮遊するため、これが基板上に残らないように気をつける必要がある。基板上に残った Cr 粒子は次手順の  $\text{SiO}_2$  エッチング時にマイクロマスクとなって、 $\text{SiO}_2$  ピラーが基板上にできる原因となってしまう。

#### ④ $\text{SiO}_2$ エッチング

続いて RIE 装置によって  $\text{SiO}_2$  のエッチングを行った。これにより導波路パターン部以外の領域の  $\text{SiO}_2$  がエッチングされ、基板表面が露出される。

⑤ InP ドライエッチング (1st etching)

SiO<sub>2</sub> のエッチングで用いたものとは別の RIE 装置を用いて、CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> により InP のクラッド部のエッチングを行った。ここでのエッチングはコア上部 (SCH 層) から約 100 nm 程度のところで止めるように調整している。これは電流注入による位相変調を用いるときにコア層をエッチングすると、表面再結合などの再結合中心がコア中に多くできることによって変調効率が著しく落ちるとされているためである。

⑥ フォトリソグラフィ

AZ5214E を用いて偏波変換器部のみにレジストが残るようにフォトリソグラフィを行った。AZ5214E をスピコートする際は必ずプライマーの塗布と 120°C/120 秒のベークを行った後に AZ5214E を塗布してベークを行っている。また、AZ5214E をネガ型レジストとして用いるため 2 回照射を行う必要がある。1 度目の照射後に 120°C/120 秒の反転ベークを行い、その後反転照射を行った。この反転処理を行った後に、NMD-3 を用いて 1 分間の現像を行った。他のレジストに比べて AZ5214E は現像時間によるパターン形状の変化が起きやすいため注意が必要である。

⑦ SiO<sub>2</sub> 電子ビーム蒸着

変調器部のコアのエッチングを避けるためのマスクとなる SiO<sub>2</sub> を真上方向から電子ビーム蒸着により積層した。

⑧ リフトオフと MQW コアドライエッチング (2nd etching)

アセトンを用いて AZ5214E のリフトオフを行った。これにより偏波変換器部の導波路横のみが露出するため、この状態の基板に対して 2 回目の CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> によるドライエッチングを行い、4.1 節で設計した構造となるように MQW の上部を 150 nm だけ削ったところでエッチングが止まるように調整した。

⑨ SiO<sub>2</sub> 斜め電子ビーム蒸着

エッチング後、電子ビーム蒸着によって斜め 60° の角度から SiO<sub>2</sub> の蒸着を行った。こうすることでメサ構造の影になる部分は SiO<sub>2</sub> が蒸着されない。

⑩ フォトリソグラフィと SiO<sub>2</sub> 斜め電子ビーム蒸着

Fig. 6.2-⑥ で用いたのと同じレジスト AZ5214E と同じマスクを用いてもう一度フォトリソグラフィを行った。その後、前工程の Fig. 6.2 とは反対の -60° 方向から SiO<sub>2</sub> の斜め蒸着を行うことで変調器部分が側壁を含めて完全に保護される。

⑪ リフトオフ

再びアセトンを用いて AZ5214E のリフトオフを行い、偏波変換器部分のメサの片側のみを露出させた。本研究で用いたこの斜め蒸着による非対称構造の作製方法は自己整合により行われるため、精度の高いアラインメントは不要である。

**⑫ MQW コアと下部クラッドエッチング (3rd etching)**

露出された非対称構造の片側部分のみを 3 回目の  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  によるドライエッチングによって行った。この手順によって偏波変換器の非対称構造が完成する。

**⑬ BHF による  $\text{SiO}_2$  除去**

ここまでのプロセスにより場所によって異なる厚さの  $\text{SiO}_2$  が堆積しており、このままではコンタクトオープンができないので、ここで一度すべての  $\text{SiO}_2$  をバッファードフッ酸 (BHF) によるウェットエッチングで除去した。BHF による  $\text{SiO}_2$  のエッチングは非常に早く、40 秒から 1 分程度で全ての  $\text{SiO}_2$  がエッチングされる。エッチングが完了したかどうかは顕微鏡による観察で行った。また、このエッチング後に基板上に粒子状のゴミが残ることがあるがこれはアセトン等による有機洗浄を行うことで完全に除去可能である。

**⑭  $\text{SiO}_2$  電子ビーム蒸着**

電子ビーム蒸着により  $0^\circ, \pm 45^\circ$  方向から  $\text{SiO}_2$  を蒸着した。これにより基板表面は全て  $\text{SiO}_2$  によって覆われた状況となった。

**⑮ 平坦化とコンタクトオープン**

ポリイミドをスピコートし、バーク、キュアを行うことで基板上に絶縁層を成膜して表面の平坦化を行った。その後、RIE 装置を用いて  $\text{O}_2/\text{CHF}_3$  により導波路上面が露出するまでアッシングを行った。続いて導波路上の  $\text{SiO}_2$  を除去するために BHF によるエッチングを行ったのだが、前述のとおり BHF による  $\text{SiO}_2$  のエッチングはレートが高いため、エッチング時間に気をつけなければならない。これはエッチング時間が長すぎると側壁に堆積した  $\text{SiO}_2$  までエッチングされてしまうためである。

**⑯ キャップ層除去**

用いている半導体基板の最上部には、電極と半導体間でオーミックコンタクトを取るために高ドープの  $\text{p}^+\text{-InGaAs}$  層があるが、変調器部分以外には不要であるため、これを除去するのが望ましい。そこで、TSMR8900 を用いて電極パターン部分のみを覆い、 $5^\circ\text{C}$  の  $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  溶液に 20 sec 浸して  $\text{InGaAs}$  層をエッチングした。このキャップ層の除去による電気特性への影響については後述する。

**⑰ フォトリソグラフィと電子ビーム蒸着による電極形成**

AZ5214E を用いて変調器部分のみが露出するようにフォトリソグラフィを行った。その後、電子ビーム蒸着により  $\text{Ti}/\text{Au}$  をそれぞれ 30 nm, 500 nm 程度蒸着し、アセトンによってリフトオフをすることで変調器部のみに電極を形成した。裏面には  $\text{Ti}/\text{Au}$  をそれぞれ 20 nm, 300 nm 程度蒸着した。

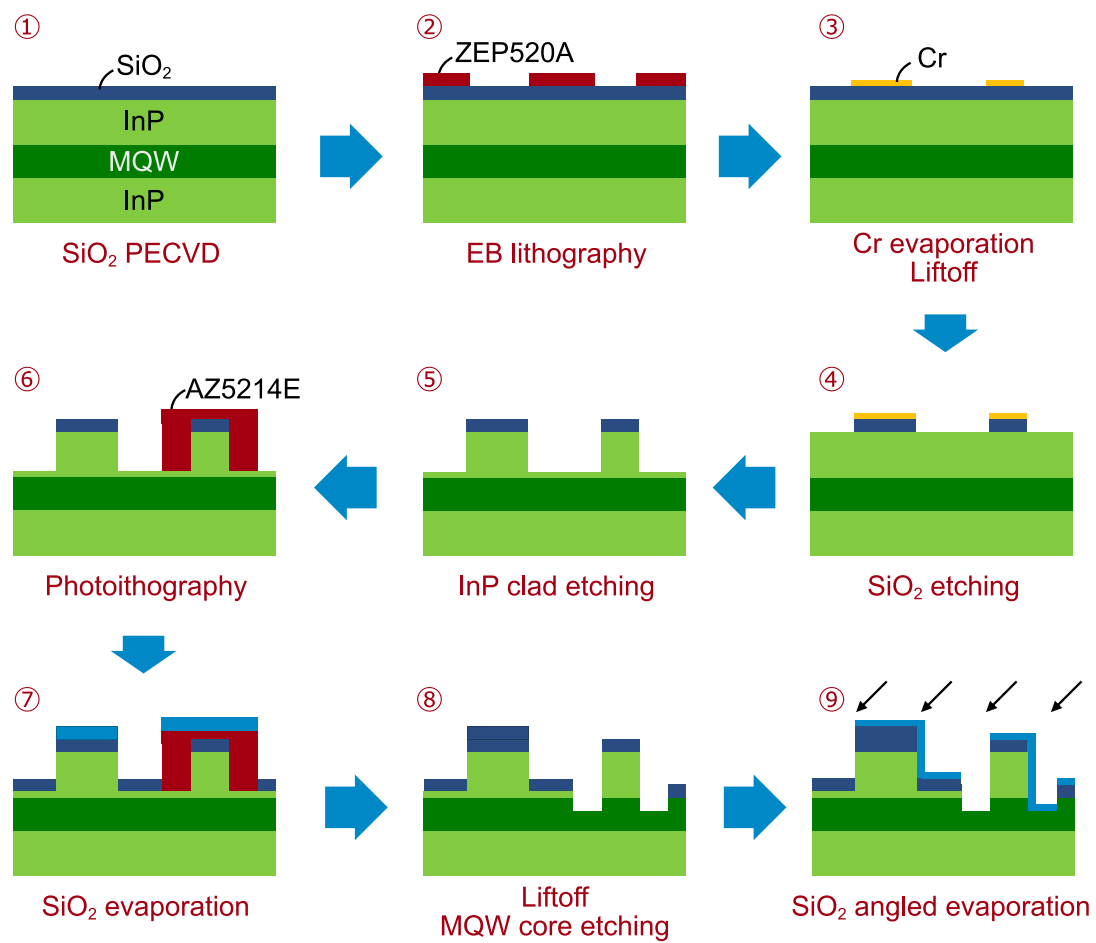


Fig. 6.1 : Process chart for the proposed polarization controller (page 1 of 2).

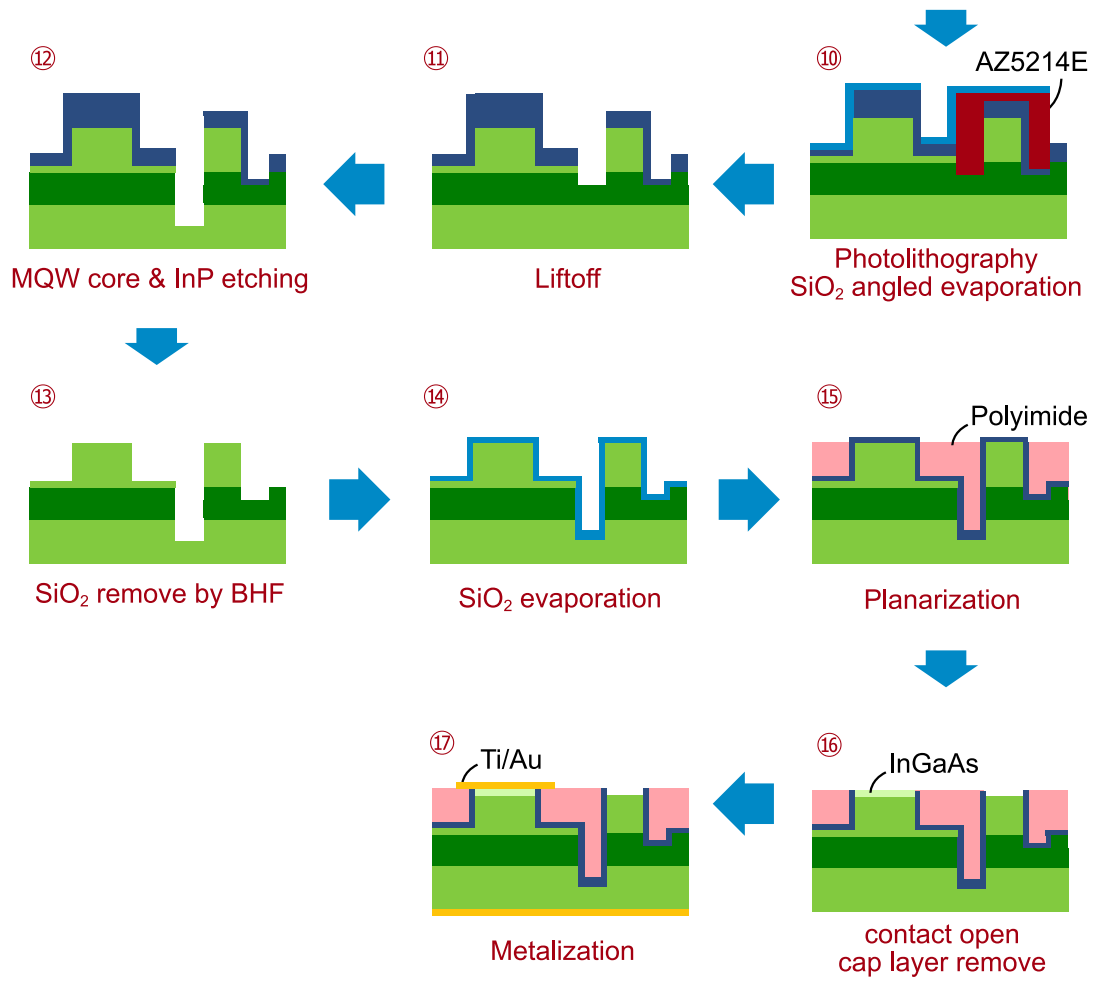


Fig. 6.2 : Process chart for the proposed polarization controller (page 2 of 2).

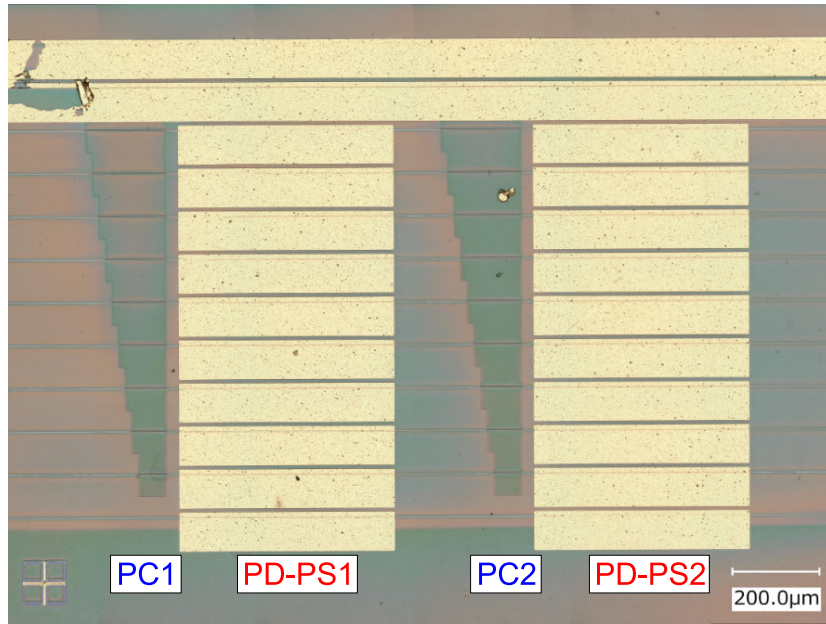


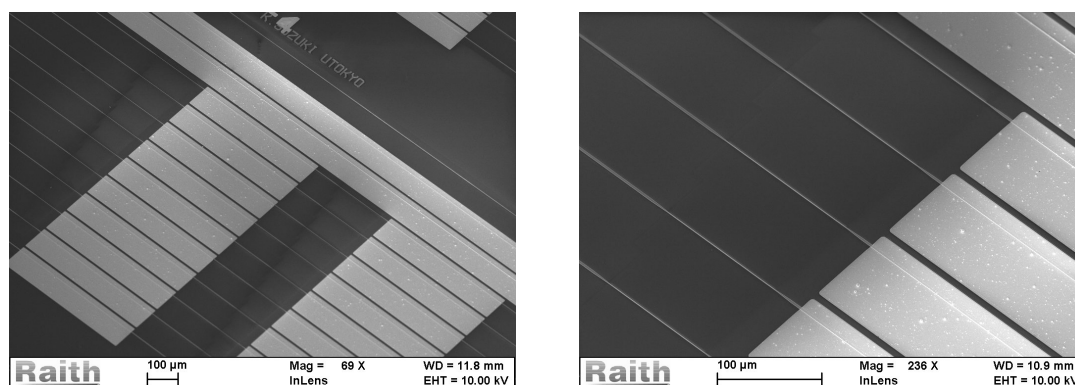
Fig. 6.3 : Microscope image of the fabricated device.

## 6.2 作製した偏波制御器の観察結果

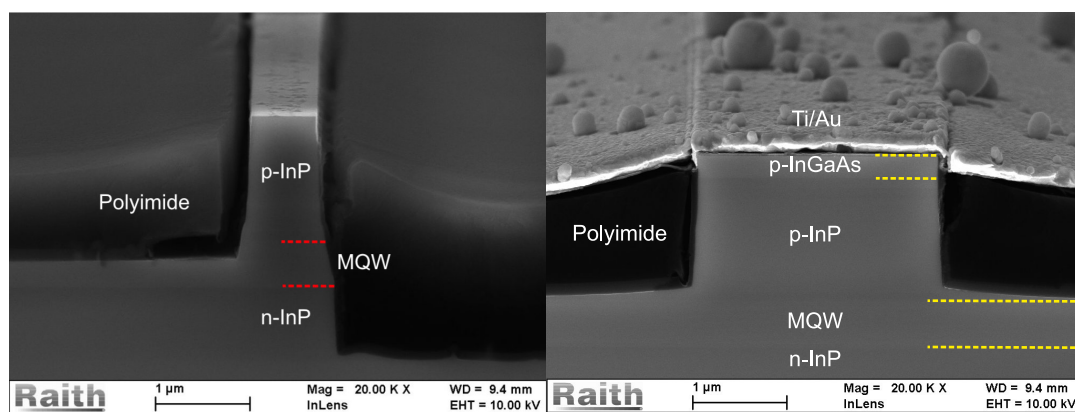
本項では作製したデバイスを光学顕微鏡や SEM を用いて観察した結果を示す。

作製したデバイスの光学顕微鏡像は Fig. 6.3, SEM 像は Fig. 6.4 に示すとおりである。複数の偏波制御器が並んでいるが、これらは全て長さの異なる偏波変換器を持っており、その長さは  $65\sim 185\mu\text{m}$  の範囲で  $15\mu\text{m}$  ずつ異なる。

Fig. 6.4(b) には偏波変換器部分, Fig. 6.4(c) には偏波依存位相変調器部分の側面図を示している。偏波変換器部分は非対称ハーフリッジ構造であり, p-InP 上部の p-InGaAs 層がエッチングされている。p-InP クラッド部分に比べて, 2 回目のエッチングで導波路幅が増加していること, MQW 層のエッチングプロファイルが垂直ではないことなどが確認できる。このため偏波変換器部の構造が 4.1 節で仮定したものと異なっている。この影響については 6.4.2 項において述べることとする。一方, 位相変調器部分はエッチングがコア上部で止まっており, 対称リッジ構造となっていることが確認できる。電極表面の粒子状の物質は電子ビーム蒸着による Au の蒸着で発生する Au 粒子である。



(a) Top view.



(b) Cross-sectional view of PC part.

(c) Cross-sectional view of PD-PS part.

Fig. 6.4 : SEM images of the fabricated device.

## 6.3 電気特性評価

本節では作製した偏波制御器の電気的特性を測定した結果について述べる。6.3.1 項では位相変調器部の電流電圧特性について述べ、6.3.2 項では位相変調器部分以外の  $p^+-\text{InGaAs}$  cap layer 除去による影響について述べる。

### 6.3.1 位相変調器部の電流電圧特性

作製した偏波制御素子の偏波依存位相変調器に対して行った電流電圧特性の結果を Fig. 6.5 に示す。測定には 0.5 mm の位相変調器を持つ 10 個の偏波制御器を用いており、これらの 1 段目と 2 段目の位相変調器に対して測定を行った。この図からどの位相変調器においても同様の整流特性が得られており、順方向バイアスの印加によって pn 接合部分に電流

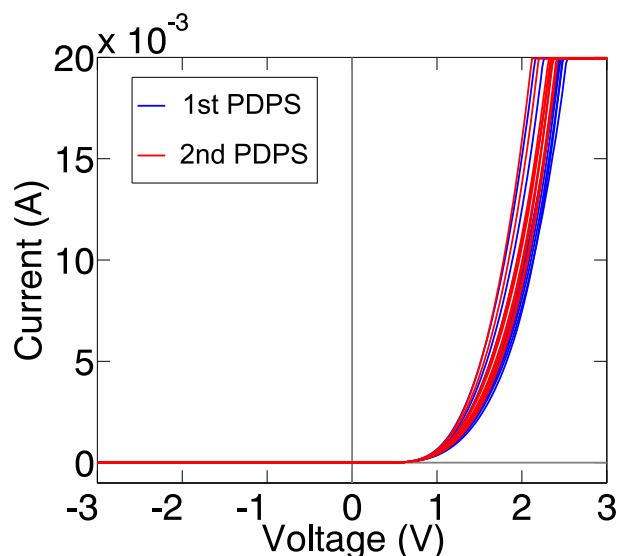


Fig. 6.5 : IV characteristics for 0.5 mm-long PDPS.

が流れていることが分かる。

### 6.3.2 $p^+$ キャップ層の電気特性への影響

本研究で用いた基板は Fig. 5.1 にも示したとおり，位相変調器部で電極とのオーミックコンタクトをとるために高ドープの  $p^+$ -InGaAs キャップ層が最上部に成長されている．このキャップ層は位相変調器部には必要であるが，その他の領域には不要である．キャップ層が位相変調器部以外の領域に存在していると起こりうる問題として，吸収損失の増加，リーク電流の増加などが考えられる．本項では位相変調器部以外の領域のキャップ層を取り除いた場合とそうでない場合の電気特性を比較した結果を示す．

まず Fig. 6.6 には偏波制御器の構成と測定の概要，そして偏波制御器の等価回路を示す．位相変調器部分以外の InGaAs 層を除去したものとそうでないものを用意し，2 段目の位相変調器を 0 V に固定して 1 段目の変調器に印加する電圧を -3 V ~ 3 V まで掃引して電流電圧特性を測定した結果が Fig. 6.7 である．この図からは，ふたつの位相変調器に印加する電圧に差がある場合にどれだけリーク電流が発生するかが確認できる．キャップ層を除去した場合に比べて，除去しなかった場合には位相変調器間の抵抗が小さいために電流が多く流れている．この結果からキャップ層を除去した場合の位相変調器間の抵抗値は 240 k $\Omega$ ，除去しなかった場合は 67 k $\Omega$  であり，InGaAs 層のエッチングによって約 3.6 倍程度抵抗値が上昇していることが確認できた．ただし実際にはリーク電流が流れるのはふたつの位相変調器間だけではないため，キャップ層の存在によって発生するリーク電流はここで測定された電流値よりも大きいと考えられる．



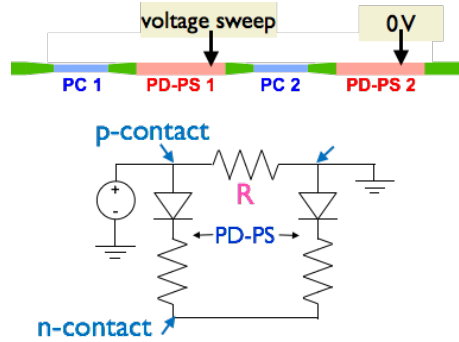


Fig. 6.6 : Schematic of a polarization controller and assumed equivalent circuit.

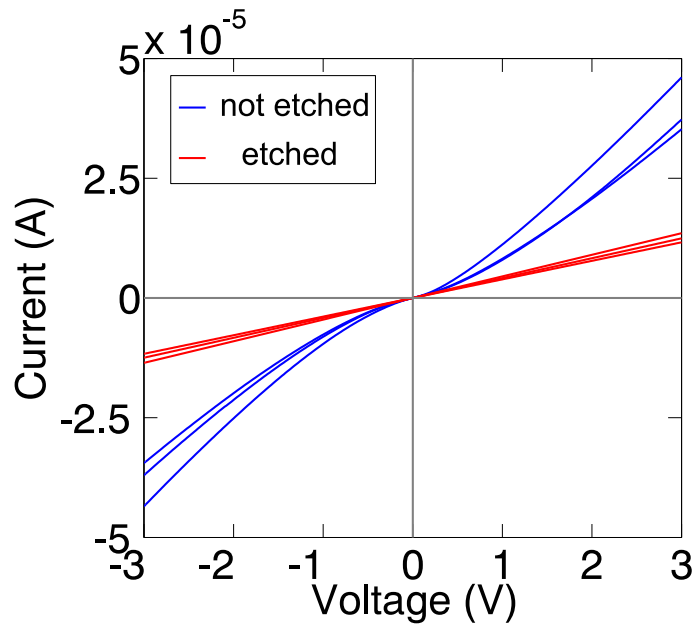


Fig. 6.7 : Measured IV curve between 1st and 2nd PD-PS.

以上の結果から、電流注入によって位相変調を行う場合には変調器部分へ電流を集中させる必要があり、リーク電流を抑える必要があるが、このためにはキャップ層の除去は有効な手段であり、除去すべきだといえる。

## 6.4 偏波制御特性評価

### 6.4.1 偏波制御器による偏波制御特性の評価

作製した偏波制御器の偏波制御特性を評価するために、TE 光を入射して 2 つの偏波依存位相変調器に電流を注入して偏波状態の変化を測定した。測定系は予備測定で用いた Fig. 5.13 と同様であり、測定は温度コントローラを用いて全て 10°C で行った。

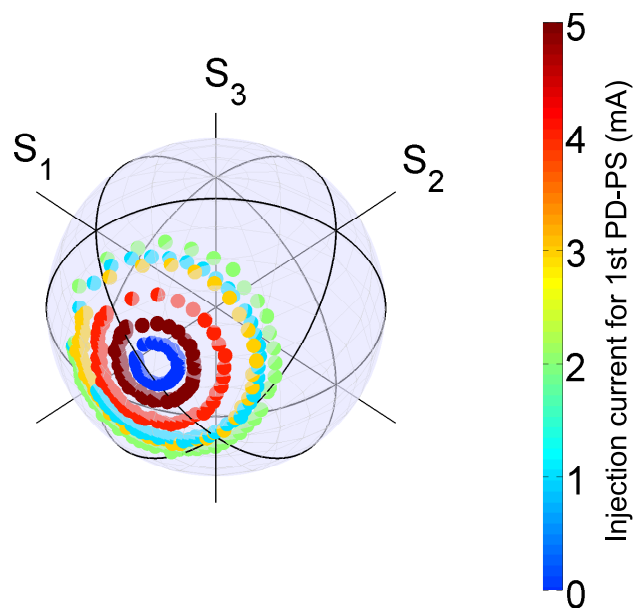


Fig. 6.8 : Measured SOP with current sweep for 2nd PD-PS from 0 mA to 5 mA (0.1 mA step) with constant current for 1st PD-PS from 0 mA to 5 mA (1 mA step). (Input light:TM)

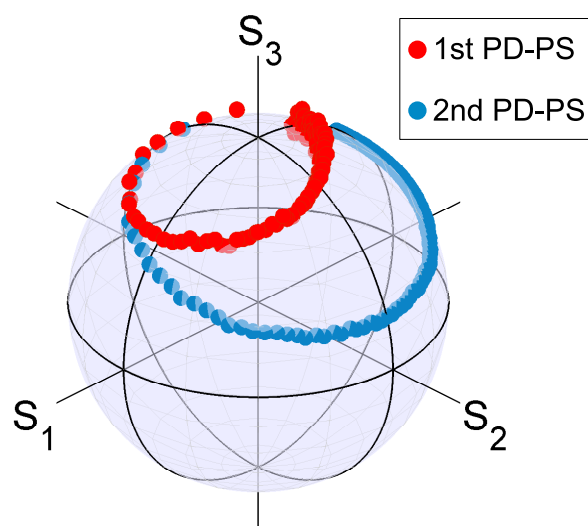


Fig. 6.9 : Measured SOP with current sweep from 0 mA to 30 mA for each PD-PS. (Input light:TE)

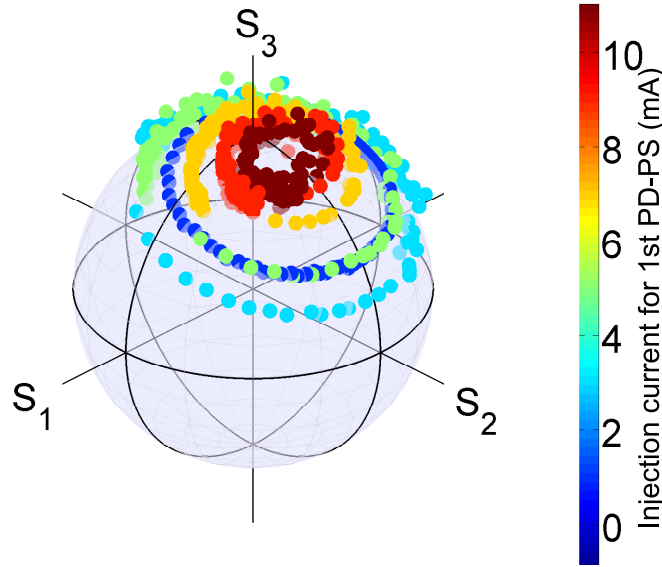


Fig. 6.10 : Measured SOP with current sweep for 2nd PD-PS from 0 mA to 30 mA (0.2 mA step) with constant current for 1st PD-PS from 0 mA to 10 mA (2 mA step). (Input light:TE)

Fig. 6.8 には  $W_{PC} = 0.95 \mu\text{m}$ ,  $L_{PC} = 95 \mu\text{m}$ ,  $L_{PDPS} = 1 \text{ mm}$  の偏波制御器に対して TM 光を入射し、2つの位相変調器に電流を注入した時の偏波状態の変化の様子を示す。このとき、1 段目の位相変調器には 0 mA～5 mA の範囲で 1 mA 刻みで定電流を流し、2 段目の変調器に流す電流を 0 mA～5 mA の範囲で 0.1 mA ずつ変化させた時の出力光の偏波状態の変化を測定したものである。2 段目に流す電流によってポアンカレ球上に SOP の軌跡によって円が描かれ、1 段目に流す電流の値によってこの円が変化することが確認できる。また、2 段目に流す 5 mA の電流によって SOP はとある軸を中心として 1 回転していることから、この偏波依存位相変調器においては 5 mA の電流によって TE-TM 間に位相差が  $2\pi$  発生していることが分かる。このときの電圧は 2.64 V であった。

位相変化量の TE-TM 間の差は電流値に対して線形に変化せず、電流の増加に伴いその変化量が小さくなっている。TE-TM 間の位相差が  $\pi$  となったのは電圧 1.95 V、注入電流 1.8 mA の時であり、この時消費電力は  $3.51 \text{ mW}/\pi$  である。これは先行研究の Si フォトニクスにおける熱光学効果を用いた偏波制御器の  $40 \text{ mW}/\pi$  に比べ非常に小さい値である [19]。ここから、TE-TM 間の位相差を  $2\pi$  与えるために 1 mm の位相変調器を 2 段並べて計 3 つの変調器を用いることで、偏波制御器全体の消費電力は  $3.51 \text{ mW} \times 3 = 10.5 \text{ mW}$  と見積もられる。これは 5.4 節で予備実験に用いた  $L_{PDPS} = 1.8 \text{ mm}$  の変調器による値  $5.4 \text{ mW}/\pi$ 、 $L_{PDPS} = 0.5 \text{ mm}$  の変調器による値  $12.2 \text{ mW}/\pi$  よりも低く、本研究で作製し

たものの中では 1 mm の偏波依存位相変調器が最も変調効率が良いことが分かった。

しかし、この結果を見れば TM モードの入力光を限られた偏波状態にしか変換できていないことは明らかである。そこで、以下に原因を見つけるために行った測定について述べることとする。

Fig. 6.9 にはの  $W_{PC} = 0.95 \mu\text{m}$ ,  $L_{PC} = 155 \mu\text{m}$ ,  $L_{PDPS} = 0.5 \text{ mm}$  の偏波制御器の持つ 2 つの位相変調器のうちの 1 つに電流を 0 mA から 30 mA まで 0.2 mA ずつ増加した時の偏波状態の変化の様子を示している。入力光は TE 光である。どちらの変調器に対しても注入電流の増加によって偏波状態がとある軸を中心としてポアンカレ球上を回転していることが確認できる。しかし、偏波変換器によって TE 光が円偏光に変換されている場合、それぞれの変調器へ注入する電流をスイープしてできる 2 つの円は直交しているはずである。この 2 つの円の中心軸が直交しておらず、2 つの軸が成す角度が小さいということは、偏波変換器による偏波状態の変換が適切に行われていないことを意味している。このような状態の偏波制御器では限られた領域の偏波状態しか出力できない。これは Fig. 6.8 から明らかである。また、Fig. 6.10 は Fig. 6.9 の測定に用いた偏波制御器の 2 つの変調器に電流を注入したときの偏波状態を示している。測定は 1 段目の変調器に流す電流を固定した状態で、2 段目の変調器への電流をスイープしている。ただし、1 段目の変調器には 0 mA から 10 mA まで 2 mA ずつ変化させ、2 段目の変調器には 0 mA から 30 mA まで 0.2 mA ずつ増加させている。また、 $L_{PDPS} = 1 \text{ mm}$  のものに比べて変調効率が悪いために位相差  $2\pi$  を与えるためには電流を多く流す必要があり、制御器に注入する総電流量が大きくなるにつれ、出力される偏波状態が不安定となっていることも Fig. 6.8 と Fig. 6.10 を比較すると確認できる。

以上の結果から、今回作製した偏波制御器ではポアンカレ球上でおよそ 1/4 の範囲の限られた偏波状態しか出力できない事がわかった。しかし、上述したとおり偏波依存損失の小さい偏波依存位相変調が達成されていることは確認できた。しかし、偏波変換器が設計とおりに働いていないために、任意の偏波制御ができていないと考えられる。そこで作製した偏波変換器のみを特性を評価し、設計通りに働いていない原因を考察することとした。

#### 6.4.2 偏波変換器の評価

今回作製した偏波変換器によって偏波状態がどのように変換されているかを確認するために、1 つの偏波変換器のみを持つ導波路の伝搬によって起こる偏波状態の変化を測定し、偏波変換器の評価を行った。測定は 5 つの異なる幅  $W_{PC}$  を持つ偏波変換器に対し、偏波変換器長  $L_{PC}$  が  $65 \mu\text{m}$  から  $185 \mu\text{m}$  まで  $15 \mu\text{m}$  ずつ異なるものに TE 光を入射して出力光の偏波状態を測定した。この測定結果を Fig. 6.11 に示す。ただしここで示している  $W_{PC}$  は MQW コア中心部の幅である。

この結果、前項で予想したとおり、今回作製した偏波変換器では偏波状態が  $S_2$  軸を中心として回転していないことが分かる。また、傾向として変換器幅  $W_{PC}$  が太くなるに連れて

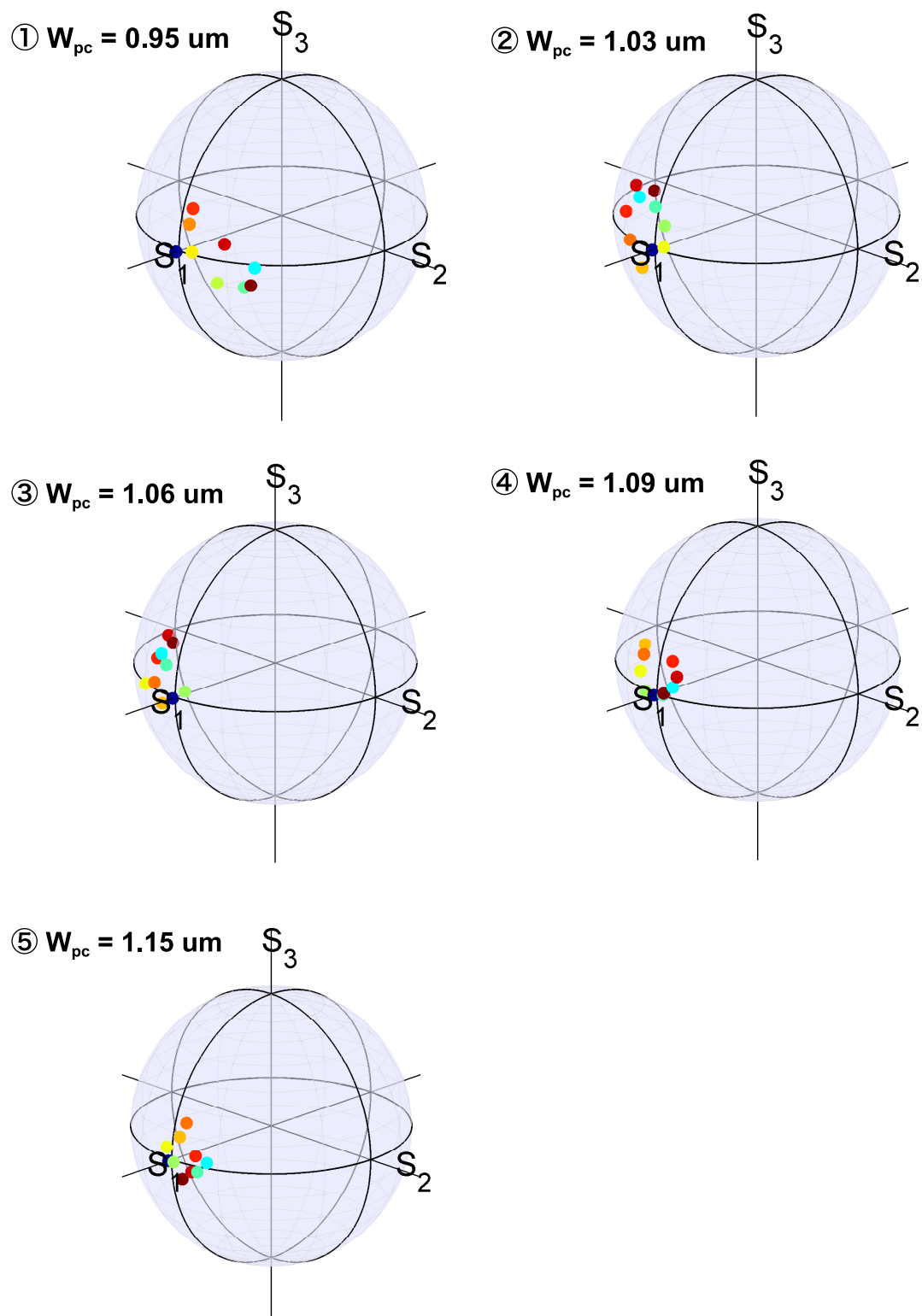
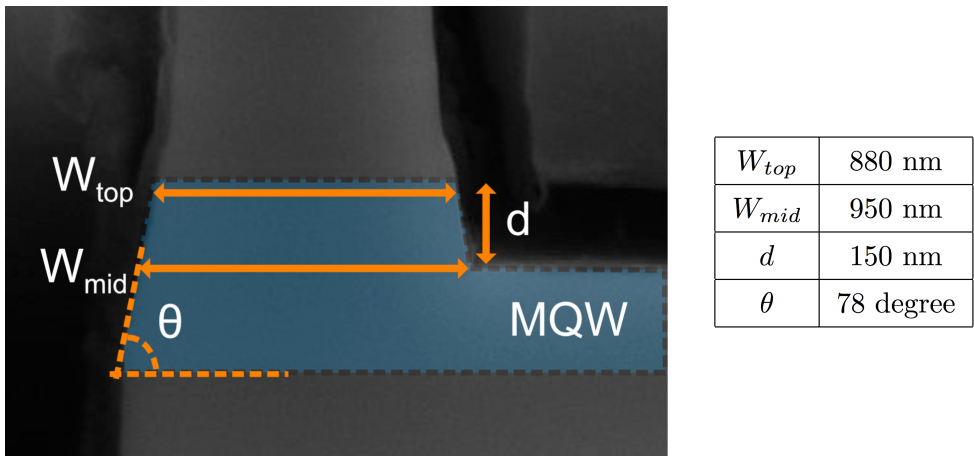


Fig. 6.11 : SOP shift by different length polarization converter for different polarization converter width.



(a)Fabricated PC structure.

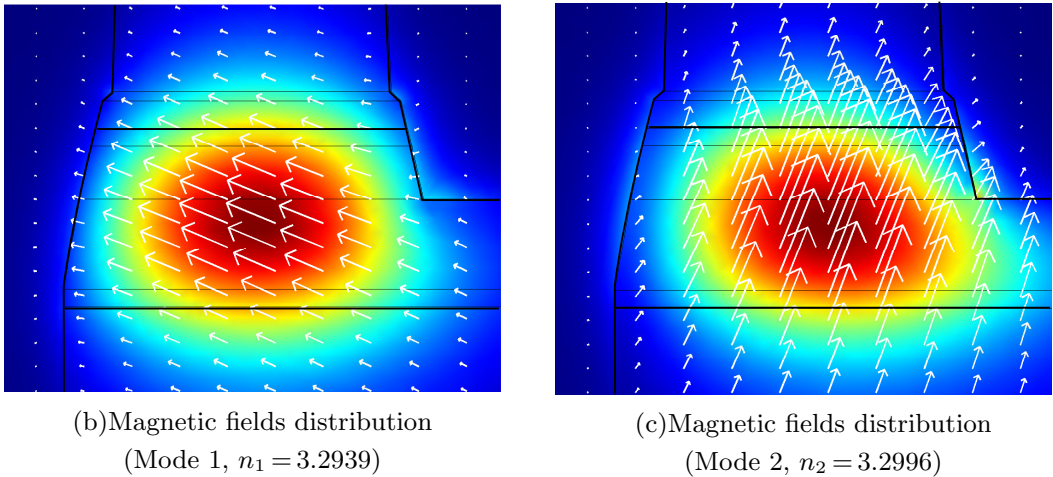


Fig. 6.12 : Recalculated mode analysis result for the fabricated PC structure.

偏波状態の変化が小さくなっているといえる。

**作製した偏波変換器構造のモード解析**

4.1 節において偏波変換器部分の設計を行ったが、実際に作製して得られた構造は Fig. 6.4(b) に示されているとおりであり、これは計算時に用いた構造とは異なっている。ここではこの構造の違いによる影響について考察を行う。

作製した偏波変換器のコア部分を拡大した SEM 像と、4.1 節と同様にして作製した偏波変換器の構造に対して固有モード解析を行った結果を Fig. 6.12 に示す。この偏波変換器の構造は Fig. 6.11 のに示したものをを用いている。

この計算によって得られた 2 つの固有モードの有効屈折率はそれぞれ  $n_1 = 3.2996$ ,  $n_2 = 3.2939$  である。また、 $R = 6.017$  となり、これは角度にすると  $\theta = 22.2^\circ$  である。こ

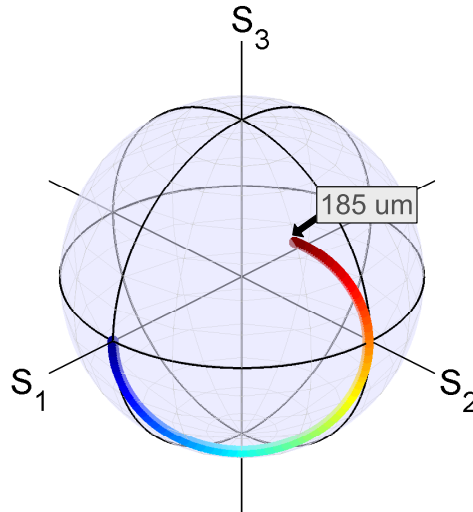


Fig. 6.13 : Calculated SOP propagating through the fabricated asymmetric structure from 0 to 185  $\mu\text{m}$ .

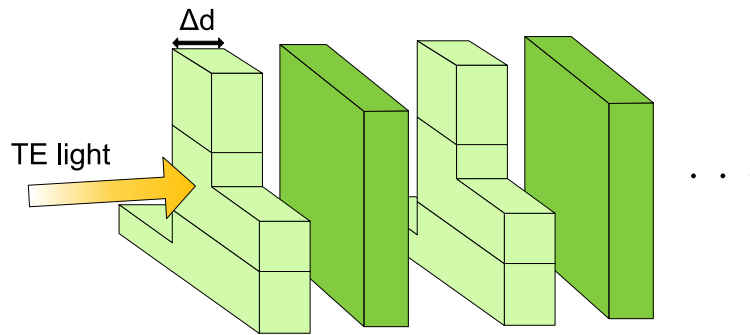


Fig. 6.14 : Schematic of consecutive thin layers assumption for calculating SOP change including MQW birefringence.

のような固有モードの傾き，有効屈折率を持つ導波路中を  $0\mu\text{m}\sim 185\mu\text{m}$  だけ伝搬すると，TE 光は Fig. 6.13 のように回転する．Fig. 6.11-① の結果と比べると，回転の中心軸，回転量ともに大きく異なっていることが分かる．つまり，今回作製した偏波変換器の特性を説明するためにはさらなる原因を考える必要がある．

#### 多重量子井戸がもつ複屈折性による影響

そこで，いままで考慮に入れてこなかった多重量子井戸構造がもつ複屈折性について考察を行うこととした．多重量子井戸構造は積層方向の対称性が崩れているために面内方向と積層方向に複屈折性が存在している．このため，偏波変換器のコアに多重量子井戸構造を用いる場合には，非対称構造による複屈折性 (Fig. 6.12 の  $n_1$  と  $n_2$  の差) に加え，量子井戸面内方向 (TE モード， $n_{TE}$ ) と積層方向 (TM モード， $n_{TM}$ ) の差の影響も考慮する必要がある．

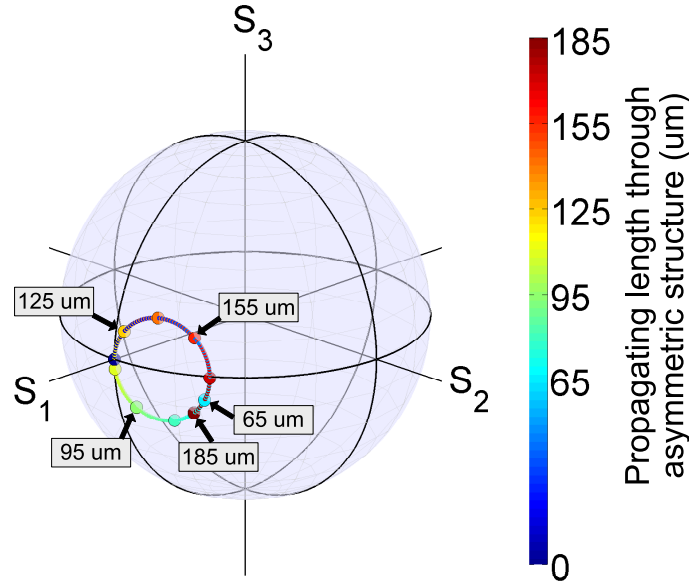


Fig. 6.15 : Calculated SOP change propagating through fabricated asymmetric structure including MQW birefringence ( $\Delta n_{MQW} = 0.009$ ).

この量子井戸構造がもつ複屈折と非対称構造による複屈折を考慮に入れた偏波状態の変化を計算するために以下の仮定を用いた。Fig. 6.14 に示すように、複屈折を持たない材料からなる非対称構造の薄膜と複屈折をもつ材料からなる薄膜が交互に並んでいる状況を仮定し、これら両方の影響を含めた偏波状態変化の記述を試みた。ここで伝搬長は  $0\ \mu\text{m} \sim 185\ \mu\text{m}$  とする。また、非対称構造の固有モードの傾きと有効屈折率の値は上述の計算により得られた値を用い、量子井戸構造がもつ複屈折 ( $\Delta n_{MQW} = |n_{TE} - n_{TM}|$ ) の値は文献を参考にして  $\Delta n_{bir} = 0.009$  という値を用いた [46]。この仮定のもとで得られた偏波状態の変化が Fig. 6.15 である。

Fig. 6.13 に比べ、Fig. 6.15 の結果は回転中心軸の位置と回転量の両方の点で Fig. 6.11-①に近い結果となっていることがわかる。この結果は以下のように理解することができる。

2つの複屈折ベクトル  $\Omega_{MQW}$  と  $\Omega_{asy}$  はそれぞれ多重量子井戸構造と非対称構造による複屈折ベクトルであり、その絶対値は Fig. 6.16 に示したとおり、 $|\Omega_{MQW}| : |\Omega_{asy}| = \Delta n_{MQW} : \Delta n_{asy}$  という関係である。このような複屈折をもつ導波路中を伝搬する光はこれらの複屈折ベクトルの和  $\Omega_{total}$  を中心軸としてポアンカレ球上を回転すると考えられる。Fig. 6.16 にこの様子を示している。

ここで、このような複屈折をもつ多重量子井戸層を用いて所望の偏波変換器の作製可能性について検討を行った。 $\Delta n_{MQW} = 0.009$  であるとき、非対称構造のもつ固有モード軸の傾きを  $0 \sim 180^\circ$  の範囲で変化した時の SOP の遷移を表したものが Fig. 6.17 である。この結



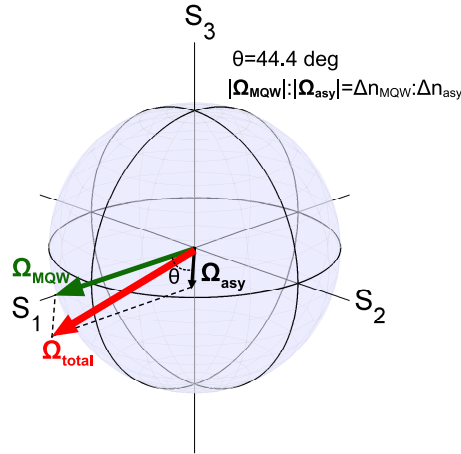


Fig. 6.16 : Schematic of birefringence vectors for the fabricated MQW-embedded polarization converter.

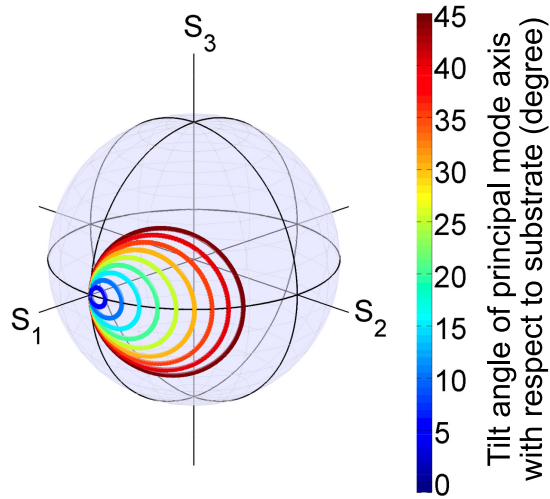


Fig. 6.17 : Trajectory of SOP for various tilt angle of principal modes with respect to a substrate including MQW's birefringence.

果から非対称構造の固有モードの傾きが最大の  $45^\circ$  であっても  $S_1 = 0$  平面上に SOP が到達することはないことが分かる。つまり、MQW の複屈折が非対称構造の複屈折性に比べて同程度以上であるならば、偏波変換器のコアに多重量子井戸を用いることは不可能ということになる。

偏波変換器に関してはバルク InGaAsP を用いて既に動作が実証されており、これを用いれば本研究で示した高効率かつ低偏波存損失の位相変調器を集積することによって、任意偏波制御が可能な偏波制御器が作製可能である。

## 6.5 まとめ

本節では偏波変換器と位相変調器の組を 2 つ直列に並べた偏波制御器を作製し、評価を行った。この結果、位相変調器は予備実験で得られたように高い偏波依存位相変調効率と低い偏波依存損失といった特性を示したため、先行研究で課題となっていた位相変調器の課題が解決されたといえる。一方、偏波変換器は設計通りの特性を示していないことが確認され、その原因は多重量子井戸構造自体が持つ複屈折性のためであることが確認された。

この結果を受けて、高効率偏波制御器の作製には、既に実証されているバルク InGaAsP コアによる偏波変換器と、本研究で用いた歪み多重量子井戸構造を持つ位相変調器とを集積することが必要であると考えられる。このようなアクティブ素子とパッシブ素子の集積は多機能な光集積回路の作製には必須であり、Fig. 6.18 に示すように複数の手法が存在している。例えば、再成長により異なる材料によるコアを接続可能であり、現在最もよく用いられている Butt-joint 法、マスク形状によって成長レートを制御することによって膜厚やバンドギャップを制御可能な選択領域成長 (Selective Area Growth:SAG)、コア上部に量子井戸構造を積層するオフセット量子井戸、基板表面から欠陥などを拡散させて量子井戸構造のバンドギャップを変化させる Quantum Well Intermixing 法などが主なアクティブパッシブ集積の方法である。Fig. 6.19 には Butt-joint 法による偏波変換器と偏波依存位相変調器の集積のイメージ図を示している。これらの方法により偏波制御器の実現が期待される。

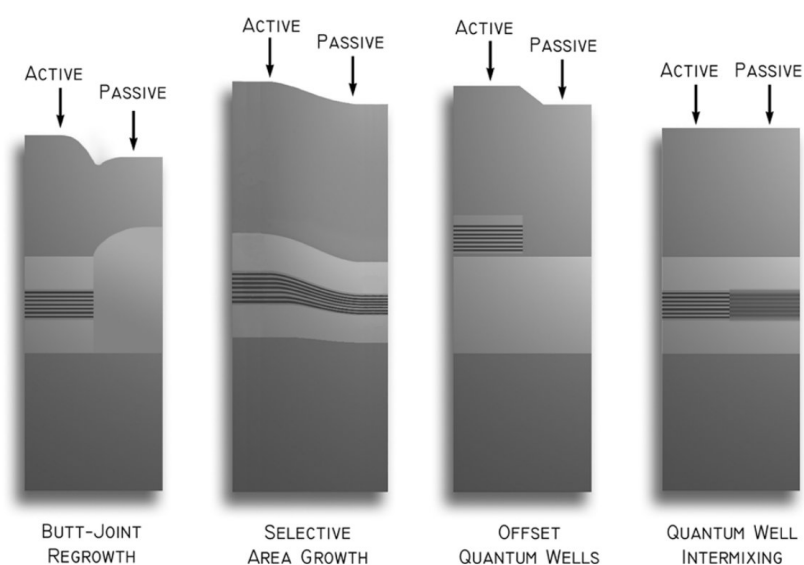


Fig. 6.18 : Schematics of various techniques for achieving active and passive integration orthogonal to the growth direction[47].

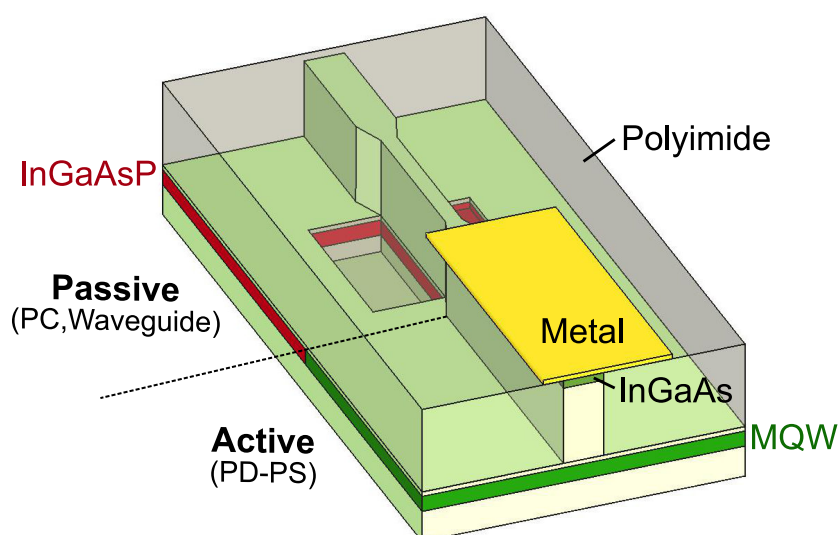


Fig. 6.19 : Schematic of integration of bulk core polarization converter and MQW-embedded polarization-dependent phase shifter by butt-joint.

## 第 7 章 結論と今後の展望

本研究では先行研究において課題となっていた偏波依存位相変調器における変調効率の改善を目指し、導波路のコア層に歪み多重量子井戸構造を用いた偏波制御器の設計と作製を行った。

偏波制御器の構成については先行研究で既に表示されていたハーフリッジ型偏波変換器と偏波依存位相変調器を組み合わせたものを用い、固有モード計算による偏波変換器の最適構造の設計とバンド構造計算による位相変調効率の見積もりを逆バイアス印加によるポッケルス効果と QCSE、順バイアス印加によるキャリア注入に対して行った。この計算からは逆バイアス印加による位相変調は  $V_{\pi}L = 0.22 \text{ V}\cdot\text{cm}$  と求まり、先行研究の  $V_{\pi}L = 2.15 \text{ V}\cdot\text{cm}$  に比べて低減可能性が示された。さらに、電流注入による位相変調では変調器長 1 mm で 6.4 mA の電流によって TE-TM 間に位相差  $\pi$  を与えられると見積もられた。これらの計算には量子井戸に加える歪みの影響を含めておらず、さらに放物線近似によってバンド構造を記述しているため、計算の正確性には欠けるが、これは  $k \cdot p$  法を用いた計算によって改善される。

さらにこれらの計算をふまえ、偏波制御器を作製する前に変調特性を予備測定により確認した。この結果、逆バイアスの印加によって得られる位相変調効率が計算したものに比べ非常に小さく、損失も大きいという結果となった。一方、電流注入による位相変調特性は計算したものに比べると小さいが、歪みの影響もあり偏波依存性が大きい結果となった。また偏波依存損失も小さく、偏波制御器の位相変調器として十分な特性が得られることが確認できた。

この結果を受けて電流注入による偏波状態の制御に適した構造の偏波制御器を作製し、偏波制御特性の評価を行った。TE あるいは TM モードの入力光を注入電流によって制御することには成功したが、出力可能な偏波状態が限られており、任意の偏波状態への変換は達成されなかった。この原因を追求した結果、多重量子井戸構造がもつ複屈折性が原因で偏波変換器が設計通りに機能しなかったためであることが分かった。しかし、先行研究で課題となっていた偏波依存位相変調器の変調効率の向上と偏波依存損失の低減を歪み多重量子井戸の導入とバンドフィリング効果を用いることにより改善可能であることを示した。第 6 章でも述べたとおり、既にバルク InGaAsP コアを用いた偏波変換器は実証されているため、本研究で示した歪み多重量子井戸構造を用いた高効率かつ低偏波依存損失の位相変調器と集積することによって高速動作任意偏波制御器の作製が期待される。

現在、光集積回路は研究開発が一定の成熟期をむかえており、必要な基本素子の汎用化が進んだため、誰でも目的に応じて設計・作製ができる環境が整いつつある。しかし偏波制御素子は他の素子に比べ汎用化が進んでおらず、集積が容易な構造の研究がなされている段階

---

である。光の偏波状態を利用した応用デバイスは現在でも多く研究されており、今後多様な応用が期待される中でますます光集積回路中での偏波状態制御素子の重要性は高まると予想される。そのような状況において、ハーフリッジ型偏波変換器を用いた偏波制御器はシンプルな構造で他の素子との集積が容易である点、動的に所望の偏波状態を出力可能である点などから今後の光集積回路中で重要な役割を果たすことが期待される。

## 参考文献

- [1] M. Smit, J. van der Tol, and M. Hill, “Moore’ s law in photonics,” *Laser Photon. Rev.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–13, Jan. 2012.
- [2] M. Smit, X. Leijtens, H. Ambrosius, E. Bente, J. van der Tol, B. Smalbrugge, T. de Vries, E.-J. Geluk, J. Bolk, R. van Veldhoven, L. Augustin, P. Thijs, D. D’ Agostino, H. Rabbani, K. Lawniczuk, S. Stopinski, S. Tahvili, A. Corradi, E. Kleijn, D. Dzibrou, M. Felicetti, E. Bitincka, V. Moskalenko, J. Zhao, R. Santos, G. Gilardi, W. Yao, K. Williams, P. Stabile, P. Kuindersma, J. Pello, S. Bhat, Y. Jiao, D. Heiss, G. Roelkens, M. Wale, P. Firth, F. Soares, N. Grote, M. Schell, H. Debregeas, M. Achouche, J.-L. Gentner, A. Bakker, T. Korthorst, D. Gallagher, A. Dabbs, A. Melloni, F. Morichetti, D. Melati, A. Wonfor, R. Pentty, R. Broeke, B. Musk, and D. Robbins, “An introduction to InP-based generic integration technology,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 8, p. 083001, 2014.
- [3] <http://www.jeppix.eu/>
- [4] <https://www.whitehouse.gov/the-press-office/2015/07/27/fact-sheet-vice-president-biden-announces-new-integrated-photonics>
- [5] J. Capmany, J. Mora, I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret, and S. Sales, “Microwave Photonic Signal Processing,” *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 4, pp. 571–586, 2013.
- [6] M. Pircher, C. K. Hitzenberger, and U. Schmidt-Erfurth, “Polarization sensitive optical coherence tomography in the human eye,” *Prog. Retin. Eye Res.*, vol. 30, no. 6, pp. 431–451, 2011.
- [7] M. Karlsson and E. Agrell, “Which is the most power-efficient modulation format in optical links?,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 13, pp. 10814–10819, 2009.
- [8] K. Kikuchi and S. Kawakami, “Multi-level signaling in the Stokes space and its application to large-capacity optical communications,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 7, pp. 7374–7387, 2014.
- [9] Y. Shani, R. Alferness, T. Koch, U. Koren, M. Oron, B. I. Miller, and M. G. Young, “Polarization rotation in asymmetric periodic loaded rib waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 11, p. 1278, 1991.
- [10] J. J. G. M. van der Tol, J. W. Pedersen, E. G. Metaal, F. Hakimzadeh, Y. S. Oei, F. H. Groen, and I. Moerman, “Realization of a short integrated optic passive polarization converter,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 7, no. 8, pp. 893–895, 1995.

- 
- [11] M. V. Kotlyar, L. Bolla, M. Midrio, L. O' Faolain, and T. F. Krauss, "Compact polarization converter in InP-based material," *Opt. Express*, vol. 13, no. 13, p. 5040, 2005.
  - [12] C. van Dam, L. H. Spiekman, F. P. G. M. van Ham, F. H. Groen, J. J. G. M. van der Tol, I. Moerman, W. W. Pascher, M. Hamacher, H. Heidrich, C. M. Weinert, and M. K. Smit, "Novel compact polarization converters based on ultra short bends," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 8, no. 10, pp. 1346–1348, 1996.
  - [13] D. O. Dzibrou, J. J. G. M. van der Tol, and M. K. Smit, "Tolerant polarization converter for InGaAsP-InP photonic integrated circuits," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 18, p. 3482, 2013.
  - [14] V. P. Tzolov and M. Fontaine, "A passive polarization converter free of longitudinally-periodic structure," *Opt. Commun.*, vol. 127, no. 1–3, pp. 7–13, 1996.
  - [15] B. M. Holmes and D. C. Hutchings, "Realization of novel low-loss monolithically integrated passive waveguide mode converters," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 1, pp. 43–45, 2006.
  - [16] W. D. Sacher, Y. Huang, D. Liang, T. Barwicz, J. C. Mikkelsen, B. J. Taylor, P. G.-Q. Lo, and J. Poon, "Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-on-SOI Polarization Rotator-Splitter Based on TM<sub>0</sub>-TE<sub>1</sub> Mode Conversion," *Optical Fiber Communication Conference*, 2014, vol. 22, no. 9, p. Th1A.3.
  - [17] T. Tanemura, T. Amemiya, K. Takeda, a. Higo, and Y. Nakano, "Simple and compact inp polarization converter for polarization-multiplexed photonic integrated circuits," *2009 IEEE LEOS Annu. Meet. Conf. Proc.*, vol. 2, pp. 436–437, Oct. 2009.
  - [18] M. Zaitzu, T. Tanemura, A. Higo, and Y. Nakano, "Experimental demonstration of self-aligned InP/InGaAsP polarization converter for polarization multiplexed photonic integrated circuits," *Opt. Express*, vol. 21, no. 6, pp. 1346–1348, 2013.
  - [19] W. D. Sacher, Y. Huang, L. Ding, T. Barwicz, J. C. Mikkelsen, B. J. F. Taylor, G.-Q. Lo, and J. K. S. Poon, "Polarization rotator-splitters and controllers in a Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-on-SOI integrated photonics platform," *Opt. Express*, vol. 22, no. 9, p. 11167, 2014.
  - [20] D. C. Hutchings and B. M. Holmes, "A Waveguide Polarization Toolset Design Based on Mode Beating," *IEEE Photonics J.*, vol. 3, no. 3, pp. 450–461, Jun. 2011.
  - [21] M. a. Naeem, M. Haji, B. M. Holmes, D. C. Hutchings, J. H. Marsh, and A. E. Kelly,

- “Generation of High Speed Polarization Modulated Data Using a Monolithically Integrated Device,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 4, pp. 1–5, 2015.
- [22] Y. Kawabata, M. Zaitzu, T. Tanemura, and Y. Nakano, “Proposal and experimental demonstration of monolithic InP/InGaAsP polarization modulator,” *2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC)*, vol. 2, pp. 1–3, 2014.
- [23] 左貝潤一, 「導波光学」, 共立出版, 2004.
- [24] 池上徹彦, 「半導体フォトニクス工学」, コロナ社, 1995.
- [25] S. L. Chuang, “Efficient band-structure calculations of strained quantum wells,” *Phys. Rev. B*, vol. 43, no. 12, pp. 9649–9661, 1991.
- [26] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, Y. Yoshikuni, and K. Yokoyama, “Theoretical analysis of pure effects of strain and quantum confinement on differential gain in InGaAsP/InP strained-layer quantum-well lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 500–510, 1994.
- [27] P. W. Juodawlkis, F. J. O’Donnell, R. J. Bailey, J. J. Plant, K. G. Ray, D. C. Oakley, A. Napoleone, M. R. Watts, and G. E. Betts, “InGaAsP/InP quantum-well electrorefractive modulators with sub-volt  $V_{pi}$ ,” *Proc. SPIE*, vol. 5435, pp. 53–63, 2004.
- [28] T. Aizawa, K. Ravikumar, S. Suzuki, T. Watanabe, and R. Yamauchi, “Polarization-independent quantum-confined Stark effect in an InGaAs/InP tensile-strained quantum well,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 585–592, 1994.
- [29] 種村拓夫, “円複屈折光ファイバ中の三次非線形効果 —全光信号処理への応用—,” 博士論文, 東京大学, 2005.
- [30] R. Ulrich, “Representation of codirectional coupled waves,” *Opt. Lett.*, vol. 1, no. 3, pp. 109–111, 1977.
- [31] B. Daino, G. Gregori, and S. Wabnitz, “New all-optical devices based on third-order nonlinearity of birefringent fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 1, p. 42, 1986.
- [32] 横山浩, 「電子線リソグラフィ教本」, オーム社, 2007.
- [33] D. F. Kyser, “Monte Carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography,” *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 6, p. 1305, 1975.
- [34] H. E. G. Arnot, R. W. Glew, G. Schiavini, L. J. Rigby, and A. Piccirillo, “Selective etching of InP and InGaAsP over AlInAs using  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  reactive ion etching,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 24, p. 3189, 1993.
- [35] K. Shinoda, K. Nakahara, and H. Uchiyama, “InGaAlAs/InP ridge-waveguide



- lasers fabricated by highly selective dry etching in  $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{O}_2$  plasma,” *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pp. 550–553, 2003.
- [36] B.-T. Lee, T. R. Hayes, P. M. Thomas, R. Pawelek, and P. F. Sciortino, “ $\text{SiO}_2$  mask erosion and sidewall composition during  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  reactive ion etching of InGaAsP/InP,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 23, p. 3170, 1993.
- [37] R. Grover, J. V. Hryniewicz, O. S. King, and V. Van, “Process development of methane–hydrogen–argon-based deep dry etching of InP for high aspect-ratio structures with vertical facet-quality sidewalls,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 19, no. 5, p. 1694, 2001.
- [38] B. Mimoun, H. T. M. Pham, V. Henneken, and R. Dekker, “Residue-free plasma etching of polyimide coatings for small pitch vias with improved step coverage,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 31, no. 2, p. 021201, 2013.
- [39] 種村拓夫, 中野義昭, “InP モノリシック集積偏波制御回路,” 電子情報通信学会論文誌 C, 2016 年, 掲載予定.
- [40] H. Ohe, “MOVPE 成長した InGaAlAs 多重量子井戸における逆バイアス時の位相変調特性の測定とキャリア空乏効果の解析”, 修士論文, 東京大学, 2007.
- [41] B. Bennett, R. A. Soref, and J. A. Del Alamo, “Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 1, pp. 113–122, 1990.
- [42] A. Yariv, 「光エレクトロニクス」, 第 6 版, 丸善, 2010.
- [43] J. D. Robert and E. Kapon, “Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 3, pp. 626–640, 1991.
- [44] F. G. Della Corte, G. Cocorullo, M. Iodice, and I. Rendina, “Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of InP, GaAs, and SiC from room temperature to 600 K at the wavelength of 1.5  $\mu\text{m}$ ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 11, p. 1614, 2000.
- [45] M. Zaitsev, “Polarization Control inside Photonic Integrated Circuits Using InP Half-Ridge Polarization Converters,” PhD thesis, The university of Tokyo, 2013.
- [46] M. Kumar, J. T. Boyd, H. E. Jackson, and B. L. Weiss, “Birefringent properties of GaAlAs multiple quantum well planar optical waveguides,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 7, pp. 1678–1688, 1992.
- [47] E. J. Skogen, J. W. Raring, G. B. Morrison, C. S. Wang, V. Lal, M. L. Masanovic, and L. A. Coldren, “Monolithically integrated active components: a quantum-well

intermixing approach,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 2, pp. 343–355, 2005.

## 本研究に関する発表

- [1] 鈴木健太郎, 川端祐斗, 種村拓夫, 中野義昭, ”量子閉じ込めシュタルク効果を用いた InP 系ストークスベクトル変調器の検討”, 光エレクトロニクス研究会 (OPE), 静岡, 2015 年 4 月.
- [2] K. Suzuki, Y. Kawabata, T. Tanemura and Y. Nakano, ”Design of Monolithic InP Stokes Vector Modulator Using Quantum Confined Stark Effect”, international Nano Optoelectronics Workshop 2015 (iNOW2015), TuP19, Aug. 2015.
- [3] M. Kazi, Y. Kawabata, H. Sodabanlu, Y. Wang, K. Suzuki, M. Zaitzu, T. Tanemura and Y. Nakano, ”Fabrication of Polarization-Converter-Integrated In-GaAsP/InP MQW Photodetector”, international Nano Optoelectronics Workshop 2015 (iNOW2015), TuP33, Tokyo, Aug. 2015.
- [4] 鈴木健太郎, 川端祐斗, 種村拓夫, 中野義昭, ”InGaAlAs/InAlAs 多重量子井戸を用いたキャリア注入型偏波制御器の設計と予備検討”, 2015 年電子情報通信学会 ソサイエティ大会, C-3-4, 仙台, 2015 年 9 月.
- [5] K. Suzuki, Y. Kawabata, T. Tanemura and Y. Nakano, ”Design and Experimental Investigation of Monolithic Polarization Controller with InGaAlAs/InAlAs Multiple Quantum Wells”, Photonics in Switching 2015 (PS2015), ThI2-6, Florence, Sep. 2015.
- [6] 鈴木健太郎, 川端祐斗, 種村拓夫, 中野義昭, ”InGaAlAs/InAlAs 多重量子井戸キャリア注入型偏波制御器の設計と試作”, 第 3 回 IPDA 研究会, 静岡, 2016 年 3 月. (発表予定)

## 受賞歴

2015 年度光エレクトロニクス研究会 ポスター優秀賞

## 謝辞

本研究を行うにあたり、沢山の方々のご協力とお力添えを頂きました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

種村拓夫准教授には指導教官として研究の道筋を示していただくとともに、日々の研究活動において多くの場面で懇切丁寧な指導を賜りました。学生との会話の機会を非常に積極的に設けてくださり、研究にかぎらずさまざまな相談に忌憚のない意見・提案をいただきました。さらに国内外の学会発表の機会を多く与えてくださり、様々な発表を聞くことや学外の方との交流などの貴重な経験を積むことができました。研究や仕事に対する姿勢、取り組み方など多くのことを学ばせていただき、心から感謝しております。杉山正和准教授には主に研究室会議において研究に対する姿勢を示していただいたと思っております。活発な意見交換を行い、理解を深めるまで徹底的に議論を深めようとする姿を見るたびに、自分の考えの甘さを痛感しました。中野義昭教授には広い視野で物事を見る大切さを教えて頂きました。多くの異文化交流の機会を与えてくださったため、様々な文化に触れることで視野を広げることができました。また、充実した研究環境を提供してくださり、快適な研究生活を送ることができました。大変感謝しております。渡辺健太郎講師は同郷ということもあり親しく接してくださったとともに、研究をすすめる上で不可欠な装置の管理を行って頂きました。ソダーバナル・ハッサネット助教、ゴッシュ・サミール氏には研究について意見を交わすなど協力を頂きました。加藤豪作技術補佐員には装置の管理や条件出しなど快適な研究環境の構築に尽力していただきました。皆様に感謝しております。

綾田雅文氏、沖本拓也氏には研究を行う上で必要な装置の使用法や数値計算の基本など多くのことを身近な先輩として教えていただきました。中村亮裕氏、井上智之氏、渡辺冬馬氏、トープラサートポン・カシディット氏には様々な助言を頂きました。カズイ・モヒュディン・アタルディン氏、川端祐斗氏には同期でありながら多くのことを教えて頂き、困ったときには何度も頼りにさせていただきました。研究を行う上で大変大きな手助けをしてくださいました。感謝しています。また、同期の鈴木道洋氏、セン・ブンケイ氏、千枝航氏、福田将治氏、山下大之氏とは一番身近な相談相手としてお互い支えあい、普段の何気ない会話によって多くの時間を楽しく過ごすことができました。本当に感謝しています。小林竜馬氏、小松憲人氏とは多くの時間を共に過ごし、様々な知識を共有させていただくとともに、刺激を受けながら修士生活を過ごすことができました。

その他にも個々に名前を挙げるのでできなかった中野・種村・杉山研究室のメンバー全員に感謝しております。2年間の修士課程を成長の場とし、楽しく過ごせたのは他でもない皆様のおかげです。本当にありがとうございました。

最後に、遠く離れた北海道から私を支えてくれた家族に感謝します。

2016年2月4日

鈴木 健太郎