

平成 27 年度 修士論文

InP 光導波路と結合した  
金属クラッド共振器構造の設計と作製

Design and Fabrication of Metallic Cavity  
Integrated on InP-based Waveguide

2016 年 2 月 4 日 提出

指導教官 中野義昭 教授

東京大学大学院 工学系研究科  
電気系工学専攻

37-146461 千枝 航



# Abstract

LSI の縮小化が進むに従って配線遅延, エネルギーロスの発生等電気配線の問題が顕在化してきた. これに伴い, 光で電気配線の代替をする光インターコネクトは解決手段として期待されている. 光インターコネクトの実現にはアクティブ光デバイス(光源, 光変調器, 受光器)の小型化が不可欠であり, 現在精力的に研究されている.

金属キャビティレーザはその光源デバイスとして期待できるデバイスである. このレーザは常温, 電流注入による連続発振を達成し, そのサイズは, 金属で光を閉じ込めることでおよそ  $2 \times 1 \mu\text{m}^2$  と非常に小さなエリアで作製することが可能である. 応用に向けては金属キャビティと導波路の結合構造による光の取り出しが求められる. そこで本研究では, この結合構造について設計, 作製手法の確立を行い, 透過特性によってその結合効率の特性を計測することを目的とした.

本研究でははじめに, 光導波路と金属キャビティの集積にあたり, 光のカップリングが重要になることからその間のレイヤーの厚みをパラメータとし, Q 値 240, 結合効率 50%(3dB)を評価指標として2次元FDTDシミュレーションによる設計を行った. その結果, 厚み 400nm にて Q 値 480, 結合効率 65%という値が得られた. しかし, 3次元では Q 値 180, 結合効率 25%と目標値を達成できず, 幅方向に対する最適化の必要性が感じられた.

続いて共振器構造を導波路上に作製するプロセスの模索, 比較検討を行った. 金属キャビティ単体でのプロセス手法は先行研究であったが, この2段階構造については本研究室でも行われておらず, 文献も見当たらなかったため, これを確立した. 結果として, 共振器構造と導波路構造を段階的にエッチングする手法がアライメント精度, 異方性に優れていたため, 採用した.

計測では pGal システムを使い, ファイバからレーザをデバイスの導波路に結合させ, 導波路のもう一端から出射する透過光を計測し, 透過特性の測定を試みた. しかし, 導波路の Fabry-Perrot 共振の影響が共振器の共振の影響よりも強く, 計測することはできなかった. これは共振器の損失が大きかったことに起因すると考えられ, 損失を減らすための方法について提案した.

本研究では結合の評価のため, 透過特性を計測したが, 実際の応用ではレーザとして用いることからアクティブデバイスとしての作製手法の確立, 特性の計測を行う必要がある. このとき, 共振器構造の幅方向における最適化の他, 電極形成のプロセス, 電気特性の高効率化, デバイスからの基板方向へ発射した光と, 導波路と結合した光から結合効率の計測等が将来的に求められるであろう.

# 目次

Abstract.....	iii
目次 .....	iv
第1章 序論 .....	1
1.1. 研究の背景 .....	1
1.1.1. 電気配線 .....	1
1.1.2. 光インターコネクトの意義 .....	2
1.2. 光インターコネクトに向けた研究分野 .....	3
1.2.1. シリコンフォトンクス .....	4
1.2.2. プラズモニックデバイス .....	5
1.2.3. フォトニック結晶 .....	6
1.2.4. III-V族フォトンクス .....	7
1.3. 金属キャビティレーザ .....	8
1.3.1. プラズモニック金属キャビティレーザ .....	9
1.3.2. ダイエレクトリック金属キャビティレーザ .....	10
1.3.3. 導波路結合構造 .....	12
1.4. 本研究の目的 .....	12
1.5. 本論文の構成 .....	13
第2章 金属クラッド共振器における原理 .....	14
2.1. 導波路と結合した金属クラッド共振器の原理 .....	14
2.1.1. 光導波路の原理と解析方法 .....	14
2.1.2. FDTD 法 .....	18
2.1.3. プラズモニックモード .....	18
2.2. 光共振器構造 .....	22
2.2.1. Fabry-Perrot エタロン .....	22
2.2.2. マイクロリング共振器 .....	23
2.3. 物質の屈折率, 吸収係数の変調 .....	26
2.3.1. クラマース・クローニヒの関係 .....	26
2.3.2. キャリア注入による屈折率変化 .....	26
第3章 金属共振器と導波路の結合 .....	30
3.1. FDTD による基本的な透過特性 .....	30

3.1.1. 計算する構造 .....	30
3.1.2. 透過特性と共振特性 .....	31
3.1.3. Q 値とカップリング .....	32
3.1.4. 3D における計算例 .....	39
3.2. 各波長における光分布とスペクトルの変化 .....	40
3.2.1. 異なる波長での光の分布 .....	41
3.2.2. キャリア注入における変化 .....	42
第4章 デバイスの作製 .....	44
4.1.1. プロセスの内容 .....	44
4.1.2. 作製プロセス .....	52
4.1.3. アクティブデバイスとするには .....	60
第5章 透過特性の測定 .....	61
5.1. 測定系 .....	61
5.2. 測定結果 .....	62
5.3. 透過特性についての考察 .....	65
第6章 結論 .....	66
参考文献 .....	67
本研究に関連する発表等 .....	70
謝辞 .....	71

# 第 1 章 序論

光による情報処理技術ははじめ、長距離通信の高速化、低消費電力化を期待され、実用化された。しかし、情報処理速度の上昇、情報トラフィックの増大につれ、次第にボード間、チップ間、オンチップといったコンピュータ内部レベルの近距離においても光はその役割を期待される様になっている。本章ではなぜ光通信、光-電気通信が LSI 内という極めて小さな領域で必要とされ始めたのか説明し、本研究のテーマである金属キャビティについて述べる。

## 1.1. 研究の背景

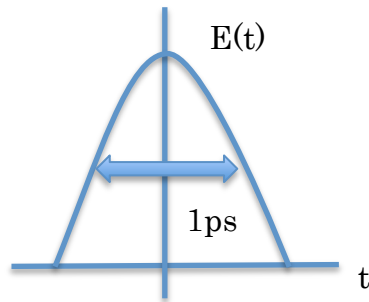
### 1.1.1. 電気配線

現在、km スケールといった長距離の情報通信では光ファイバが主に用いられており、光による通信を行われている。光ではなく、電気を用いる場合、長距離電気通信では配線の抵抗による信号強度の減衰や、信号の分散が無視できなくなった。電気信号は図 1.1 の様に高速変調を行うと極めて広い周波数を含むことになるため、距離が大きくなると波長ごとの速度の差が顕在化される。電気においては上述の問題があったが、光はその伝送路に基本的に吸収、散乱が無く、もともと高い周波数を持つので伝送中の分散も抑えられるという特徴があった。光の場合、1ps のパルスを送るとすると電気では図 1.1(b)の様に 0 から 1THz 程度まで周波数を占めることになるが 500THz ( $\lambda=600\text{nm}$ )の光では 2THz ほどの広がり(599~601nm)を持つが搬送波 500THz と比較すると 0.4%ほどに波長の広がりを抑えられている。このように光通信には多くの利点があったため、電気による通信から光通信へと置き換えられた[1]。

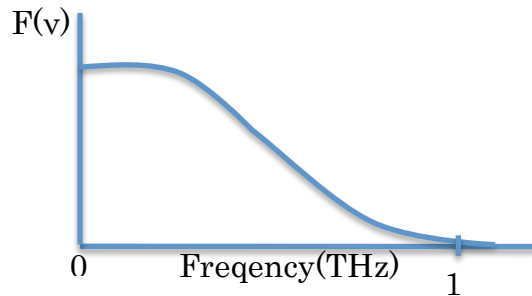
一方、コンピュータチップでは MOS のスケーリングや、マルチコアプロセッサといった技術が計算速度の高速化を担って来た。しかし、ビットレートの高速化に従い、相対的な消費電力の増大、遅延といった配線による問題が現れ始めている[2]。配線に用いられる金属は非常に低いながらも抵抗(実際に用いられている金属 Al の抵抗率は  $2.66 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$ )を持ち、配線間容量もある。つまり、1bit 通信するごとに金属配線容量に電荷をチャージ、ディスチャージする必要があり、CR 時定数程度の遅延が起こってしまう。MOS トランジスタはスケーリング則に従い、速度、消費電力がより効率良くなって行くが、配線による遅延や消費電力はスケーリングによる高速化、高効率化は起こらない[3]。そのため、全体の速度や消費電力の性能が頭打ちとなってしまう。電気配線に起こる問題を抑える研究として Al 配線を抵抗が低い Cu 配線( $1.67 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$ )で代替する、配線間に Low-k 材料を詰め、容量を低くする[4]、カーボンナノチューブを使用する等があるが、根本的

な解決にはならない.

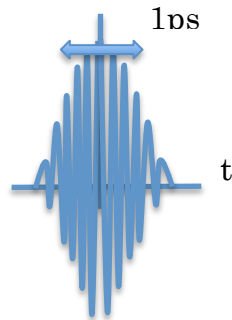
そこで, オンチップ光インターコネクがこの解決策として注目され始めた.



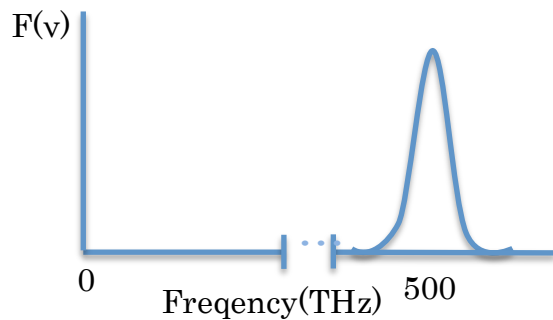
(a) 1ps 電気パルスの電界波形



(b) 電界の周波数スペクトル



(c) 1ps 光パルスの電界波形(500THz)



(d) 電界の周波数スペクトル

図 1.1 電気, 光によるパルス形状とその周波数分布

### 1.1.2. 光インターコネクの意義

オンチップ光インターコネクには電子によるインターコネクと違い, いくつかの利点がある. ここではエネルギー消費量, 通信帯域, 密度に根拠を求めたい[1,5].

第 1 に電気配線では 1.1.1 節で述べた様に 1bit 通信する際, 配線を電子でチャージ/ディスチャージしながら行わなければならないが, 光通信においては受光器における光電子変換のみ考えれば良い. 量子効率を 1 として光子ひとつから電子ひとつが生み出されるとすると受光器で生じる電圧は式(1.1)の様になり, 単位時間あたり 1eV の光子を 1fF のキャパシタ成分を持つ受光器に入射すると 1fJ の光エネルギーで 1V 生成することができる. ただし, ここで  $\Delta V$  は生じる電圧[V],  $\Delta Q$  は光によって励起される電荷[C],  $C$  は受光器のキャパシタンス[F],  $P$  は入射光パワー[J],  $h$  はプランク定数[J/s],  $\nu$  は光の周波数[1/s],  $q$  は素電荷量[C]である. 金属配線は 1cm あたりおよそ数 pF の容量を持つので, 同じ容量に 1V の電気信号を 1cm 伝送する場合, 1000 倍のエネルギーが必要となる.

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C} = \frac{1}{C} \frac{P}{q} \quad (1.1.)$$

第2に電気配線では通信帯域はRC時定数による遅延を受ける。一方で光においては配線による遅延はないが、受光器の変換速度による制限を受ける。しかし、受光器のスケールが小さくなれば電子が電極へ到達する速度が速くなり、非常に小さな受光器を用いれば100GHzの帯域幅が期待できる。

最後に電気配線は帯域制限によって現在の様に大量の情報を処理するには多くの情報機器が必要となり、多くの面積を占める。光は帯域が大きく、また波長分割多重などを用いることでより多くの情報を単位面積あたりで処理できるため、より小さなエリアにまとめられることが期待される。

この様に光インターコネクトは電気配線と比べていくつかの利点があるが、現行光デバイスのサイズは電子デバイスと比べ大きいので既存の電子デバイスと置き換わる価値を持つには、光インターコネクトでは集積化のために、光源、変調器、受光器等の光デバイス縮小の研究が不可欠であり、CMOSと集積することが望まれる。その手法は様々で、シリコンフォトニクス、プラズモニクス、フォトニック結晶を利用した研究が多い。

## 1.2. 光インターコネクトに向けた研究分野

上述した様に光インターコネクトは電気配線と比べてエネルギーや処理速度の利点を持つので近年盛んに研究されており、図1.2に示す”光のムーア則”と呼ばれる様にチップあたりに含まれるデバイス数は年々指数的に増大を続けている[6]。この”光のムーア則”というのは研究が盛んに行われていることを示してはいるが、スケーリング則といった物理的根拠によって突き進められているものではない。電子デバイスではスケーリングによって小さくなればなるほど消費電力や速度、集積度が上昇するというあらゆる特性が保証されていたが、光デバイスでは全てが良くなることは無い。例えばレーザにおいて、デバイスサイズが小さくなると光が利得を得られる領域は小さくなるが、端面における反射率が変化する訳ではないのでそれを補償するために必要な電流注入密度は増大する。光デバイスの小型化に向けた動きはデバイスの性能改善というよりはシステムの要件のためであり、その意味で”光のムーア則”は電子デバイスにおけるそれと少々異なる。



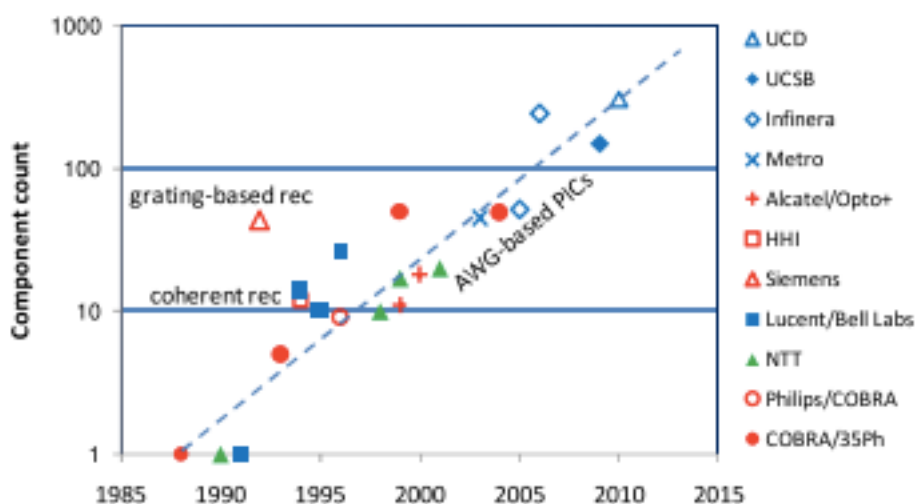


図 1.2 光デバイスのチップあたりの集積数の発展

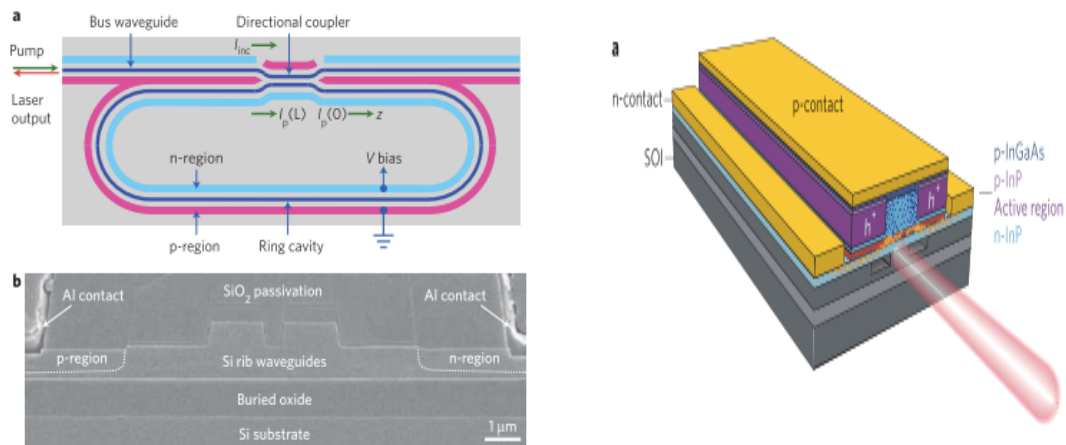
前述した様に集積フォトニクスのため、多くの研究がなされている。この節では光インターコネクト実現に向け取り組まれている、シリコンフォトニクス、プラズモニックデバイス、フォトニック結晶、Ⅲ-V族フォトニクスの諸分野について簡単に紹介する。

### 1.2.1. シリコンフォトニクス

シリコンフォトニクスとは Si をプラットフォームとしたフォトニクスである。Si 基板上で光源、変調器、受光器を Si-CMOS と共に集積することを目的としている。

利点として Si に関する微細加工プロセスは MOS での技術の蓄積で豊富に情報があり、安価で高品質なウェハが得られるというコスト面と、さらには Si の酸化物である SiO<sub>2</sub> で容易にコア、クラッドの屈折率の差が大きい導波路が作成できる事を強みとしている。

一方では、Si は間接遷移半導体であるため、光との相互作用が弱いという弱点もある。キャリア数の増減やエネルギーバンドの傾きによる屈折率、吸収率の変動が小さく、発光再結合も起こりにくい。そのため、アクティブ光デバイスの作成に難を抱えており、デバイスサイズも大きくなりやすい。それを解決するために Si 導波路と接合したⅢ-V族光源[7]や SiGe 変調器[8], 歪み Ge 受光器[9]や図 1.3 のⅢ-V族発光デバイスと Si 導波路のハイブリッドな結合[10]がされた研究が多くされている。これらの他の半導体との接合もこの分野に含まれる。



(a) Si ラマンレーザ[7]

(b) ハイブリッド Si-DFB レーザ[7]

図 1.3 Si 基板上のレーザ

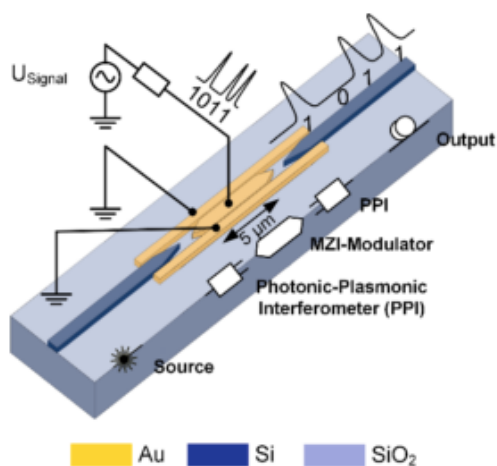
### 1.2.2. プラズモニックデバイス

プラズモニックデバイスは金属を導波路とした際現れるプラズモニックモードを利用し、光を回折限界より小さな領域で導波させるデバイスである[11]。プラズモニクスは集積フォトニクスに限らず、多くの分野で研究されているが、ここでは集積フォトニクスのための導波路型プラズモニックデバイスについて述べる。

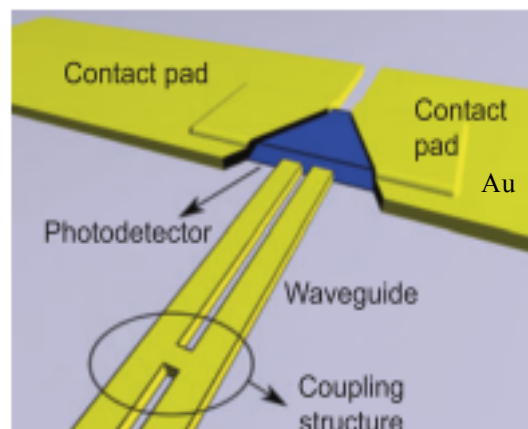
プラズモニックデバイスの利点は光の回折限界を超えて光を導波できるという点である。金属は誘電率が負のため、金属-コア境界面にピークを持つモードの導波が可能となり、コア径が光の半波長より小さくとも光を散逸させずに閉じ込めることができる。

しかし、負の誘電率は多数の自由電子の存在によるものであるが、この自由電子吸収による光の減衰も大きい。つまり、全導波路をプラズモニック導波路とすることは現実的ではない。さらにアクティブデバイスとの融合も困難であり、導波路型のプラズモニックレーザはまだ作られておらず、変調デバイス[12]、受光デバイス[13,14]の研究例も多くない。

プラズモニックデバイスは光が減衰されるという性質上、光源や変調に上手く活かすのは難しい。しかし、受光器は小さくなるとキャパシタ成分が小さくなり、少ない電荷で高い電圧を生み出すことができるようになるため、ディテクタ分野においてプラズモニックデバイスは有効と思われる。



(a) プラズモニック MZI[12]



(b) プラズモニック受光器[14]

図 1.4 プラズモニックデバイス

### 1.2.3. フォトニック結晶

フォトニック結晶は図 1.5 の様に屈折率の分布を周期的にすることで結晶内に光の禁制帯を作り、結晶の欠陥中(空孔が無いエリア)に光を極めて強く閉じ込めるデバイスである。

フォトニック結晶は 90 度といった急峻に曲がる導波路でも光を殆ど散逸させずに導波させることができる。また、光を強く閉じ込められるので非常に高い Q 値を持ち、モード体積の小さな共振器を作ることができる。

もう一つの特徴としてはナノスケールレベルでの結晶の形成が必要であり、また、3次元結晶構造の作製が難しいことや、空孔の周期構造が必要となるので全体で見ればデバイスに必要な領域が広いことが挙げられる。図 1.5 のレーザは光の閉じ込め領域は直径数百 nm 以内という非常に小さな値だが、エッチングされたメサの直径は 50 $\mu$ m 程度となっている。

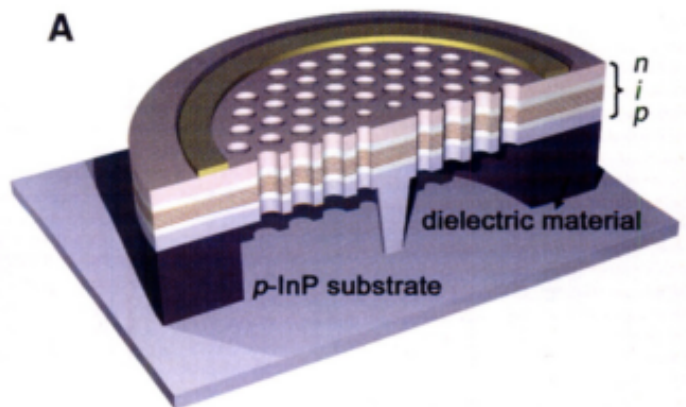


図 1.5 フォトニック結晶によるレーザ[15]

#### 1.2.4. III-V 族フォトニクス

III-V 族フォトニクスは直接遷移半導体である InP 系基板を用いて集積を目指す分野である[16].

長所としては III-V 族は直接遷移半導体であるので光との相互作用が強いことが第一に挙げられる. また InGaAsP といった 4 元物質の構成比によって基板との格子定数を保ったままバンドギャップ, 屈折率を変動させることができ, レーザや, 逆に受光するディテクタをモノリシックに集積できるという長所がある. こういった利点から図 1.6 の様に光集積フォトニクスという概念が出たあたりから研究が行われている.

短所としては InP のウェハは高価で, 3 元, 4 元の III-V 族は結晶成長で作製することからコストがかかることが挙げられる. また, クラッドに用いられる InP とコアとなる InGaAsP(Q1.25)の屈折率差が小さいのでモードの形状がクラッドに広がる形となり, 光のコアへの閉じ込めが比較的弱いこと, 現行の CMOS が Si であるので Si と集積することが求められるといった難点もある.

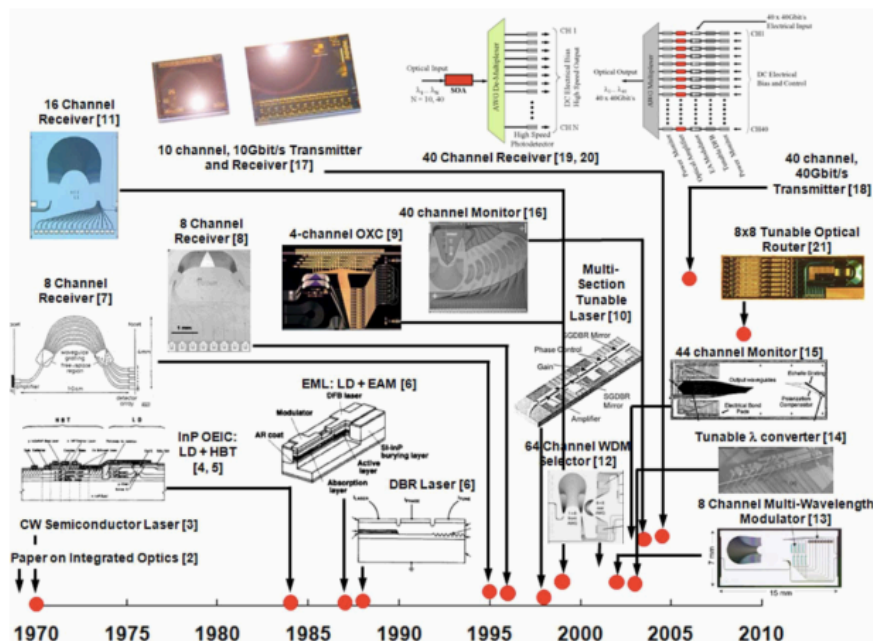


図 1.6 InP モノリシック集積の歴史[16]

以上，光インターコネクトで行われている様々な研究分野について述べて来た．現時点ではどれも長短あり，作製上の課題もあるが，最終的な光デバイスとしては何が用いられ，何が使われないのか，またはそれぞれの分野が融合して低消費電力，広帯域，高密度な光インターコネクトを達成するのかはまだ見通しが無い．だが，光と電子の相互作用が強いⅢ-V族は発光，変調，受光デバイスに有利であることや，現行のCMOSとの集積が重要であることを考えると，私はⅢ-V族光デバイスのSi-CMOS基板への集積が有力であると考え

### 1.3. 金属キャビティレーザ

光インターコネクトにおける光源と見込まれるレーザはひとつの鍵となるデバイスである．一般的に集積において重要となるのは主に1bitあたりの消費電力，変調速度，フットプリント，挿入損失，駆動電圧，波長帯域，消光比であり，これらがデバイス評価基準となる[17]．既存の金属配線以上の性能を上回るには10Gbps以上の高速変調，1pJ以下の低消費電力，プロセッサに集積できる程度の微細化を満たさなければならない[18]．現在，ナノスケールのレーザはフォトリソニック結晶，金属キャビティレーザの2種類あり，それぞれ盛んに研究がなされている．

フォトリソニック結晶では非常に小さな損失で光を数百ナノのスケールに閉じ込められるが，デバイス全体の大きさが数十 $\mu\text{m}^2$ オーダーとなる．一方で金属キャビティでは金属で反射

をさせるため、損失は大きくなるがそのフットプリントは数  $\mu\text{m}^2$  に抑えられるという特徴をもつ。本研究ではフットプリントの小さなレーザとして金属キャビティに着目した。

金属キャビティレーザは金属を用いて微小化したレーザの総称であり、金属の負の誘電率によるプラズモニックモードを利用したものと、金属の鏡として用い、高い反射率を利用したダイエレクトリックレーザ(Fabry-Perrot レーザ)の2種類がある。これらの効果は同時に起こる物なので、どちらを主に用いているかで名称が分けられている。発振手法には光励起と電流注入の2種類あるが、電流注入による発振の方が難しく、また応用に向いているため、以下では電流注入で発振を実現したそれぞれのデバイス例を順次紹介していく。

### 1.3.1. プラズモニック金属キャビティレーザ

プラズモニックレーザは金属表面で起こる表面プラズモンを利用し、光を回折限界以下に閉じ込めるレーザである。2007年にM.T.Hillらが低温下(10~77K)ではあるが、電流注入で連続発振を実現した[19]。このレーザは図1.7の様な直径260nmの円柱状の構造をしており、ハイドープしたIII-V族を金で覆っている。閾値電流7 $\mu\text{A}$ 、波長1435nmにおいて温度77Kの下、Q値140の連続発振を達成した。このレーザは低温ではあるが、電流注入で発振した最小のレーザであり、初めて報告された金属キャビティレーザでもある。

プラズモニック金属キャビティレーザの電流注入による発振例はもうひとつあり、同じくM.T.Hillらによって2009年に実現された[20]。これは前述のピラー構造ではなく図1.8の様な幅が狭く、奥行きが長い直方体構造をしている。幅130nm、奥行き3 $\mu\text{m}$ と幅90nm、奥行き6 $\mu\text{m}$ のサンプルがあるが、幅90nmの方で閾値電流75 $\mu\text{A}$ 、10Kで電流注入によるQ値170の連続発振を実現している。

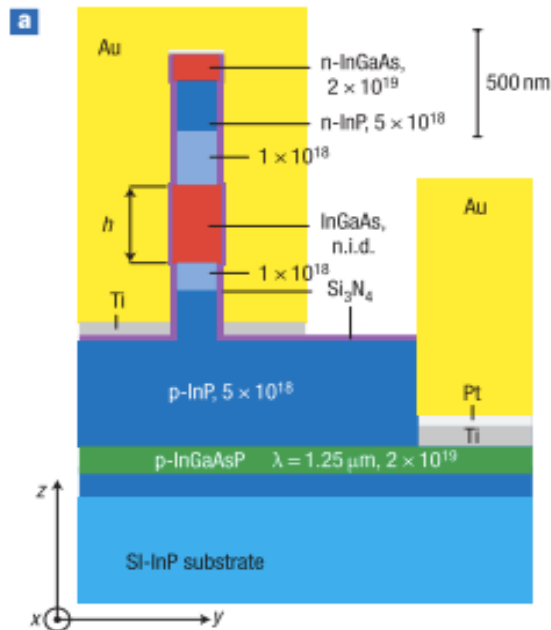


図 1.7 プラズモニックレーザ(円柱)[19]

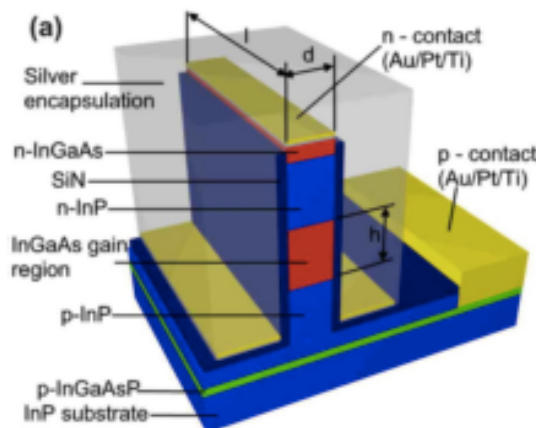


図 1.8 プラズモニックレーザ(直方体)[20]

プラズモニクスを利用したレーザ自体は他にもあるが、金属で半導体を覆った構造で電流注入による発振を実現したのは上記の 2 例しかない。だが、これら電流注入に成功した例を見ても常温での発振は達成できていない。

### 1.3.2. ダイエレクトリック金属キャビティレーザ

ダイエレクトリック金属キャビティレーザは金属を反射率の高いミラーとして利用した Fabry-Perrot レーザ, もしくは金属による閉じ込めを利用して円状に回る whispering gallery mode で発振するレーザがある。プラズモニックによるロスを軽減するため、全体の構造

はプラズモニックレーザよりも大きいですが、この構造で初めて室温での連続発振が確認されている。ここでは電流注入で発振が確認された例を2つ紹介する。

J.H.Leeらは2011年に低温下、ピラー構造での電流注入による連続発振を観測した[21]。この構造の特徴は図1.9の様にInGaAsコア層とInPクラッド層で幅が異なることである。この幅の違いはコア層へのより強い光の閉じ込めを狙いとしている。これはコア部分の直径が $1.5\mu\text{m}$ であり、77Kで線幅0.9nmを実現した。このデバイスでは室温では光吸収の増大により発振は観測されなかった。

室温下、電流注入で初めて連続発振が確認されたのがK.Dingらによるレーザである[22]。これは図1.10に示す通り、直方体型のIII-V族半導体を銀で覆った構造をしている。これは室温下で閾値電流1mA、線幅4nmでの発振を達成している。

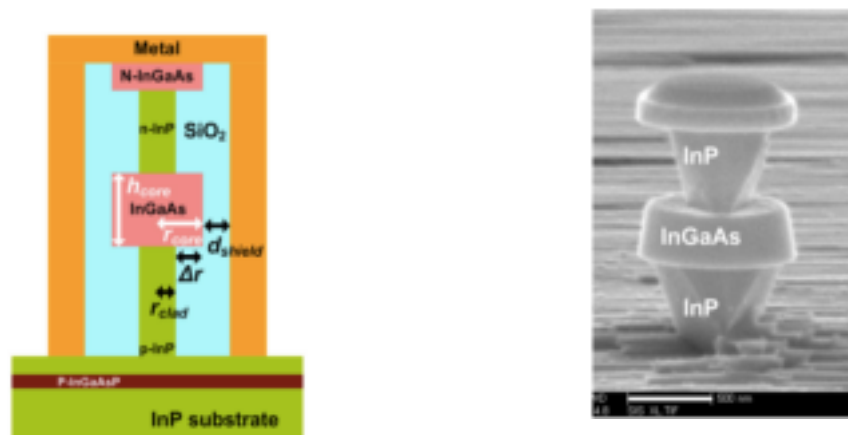


図 1.9 pedestal レーザ[21]

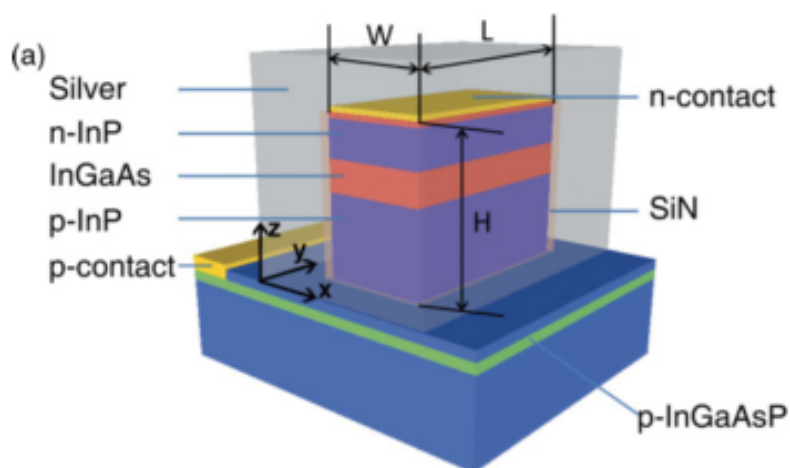


図 1.10 室温下、電流注入で連続発振したレーザの微小構造[22]

金属キャビティレーザは上述の様に様々な種類があるが、金属で覆われているという性



質上、基板方向にのみ光を放射する．金属キャビティはそのスケールの小さいために光の放射も回折によって広がってしまい、効率よく光を取り出すことが要求されている[23]．

### 1.3.3. 導波路結合構造

基板方向への放射を解決するひとつの解が導波路との結合である．金属キャビティを導波路上に作製し、光を導波路へカップリングさせることで光を取り出す．シミュレーションによる研究において、金属キャビティから基板へ放射される光のうち、78%の光が導波路と結合したと報告された[24]．このシミュレーションでは図 1.11 の様な 250nm の厚さのコアを持つ SOI 導波路上にⅢ-V 族の金属キャビティが積層されている構造であり、作製するにはⅢ-V 族と SOI 基板の接合をしてエッチングをするといったプロセスが必要となる．

導波路と結合した金属キャビティ構造は実際に作製したという報告はまだ無く、検証が求められる．

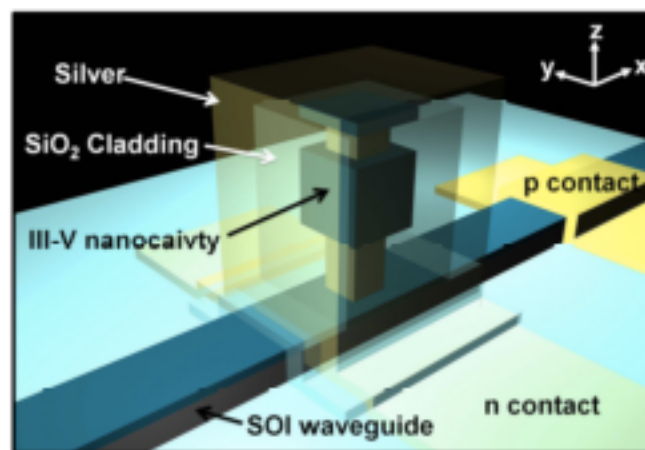


図 1.12 金属キャビティと導波路結合構造[24]

## 1.4. 本研究の目的

金属キャビティはフットプリント数  $\mu\text{m}^2$  というサイズで室温下、電流注入による集積可能なレーザを実現した点で注目すべき構造であるが、導波路と結合することでより光インターコネクトの実現へ前進することができる．

本研究の目的は金属キャビティを導波路と結合させ、評価を行うことである．行う内容としては室温で電流注入による発振をした金属キャビティ構造を元に設計し、導波路との結合を評価する．その後、金属キャビティと結合した導波路構造を作製し、実際に導波特性を測定、デバイスの評価を行い、考察を行う．

設計指針としては、Q 値 240 程度[23]，カップリング効率 50%(=結合損:3dB)を目標値として定め、これに見合った構造を模索する．

## 1.5．本論文の構成

本論文は本章である序章で研究背景，関連研究について述べ，第2章で原理，第3章でFDTDシミュレーションによる数値解析に基づく共振器構造の評価，第4章でリソグラフィ，エッチングといったプロセス技術の原理と手順，第5章で測定結果について述べ，第6章で本研究についてのまとめとして結論を述べる．

## 第2章 金属クラッド共振器における原理

本章では，基本的な光導波路や共振器，Ⅲ-V族半導体における屈折率変調の原理について述べる．2.1節では光の解析方法やプラズモニックモードといった原理について述べ，2.2節では共振器について，2.3節では屈折率，吸収係数の変調手法として考えられるキャリア注入，QCSEについて述べる．

### 2.1. 導波路と結合した金属クラッド共振器の原理

本節では金属クラッド共振器と導波路の結合に置ける原理について解説を行う．光導波路の基本的な原理について説明し[2]，その後 FDTD 法や金属におけるモード，共振器について解説する．

#### 2.1.1. 光導波路の原理と解析方法

光導波路とは屈折率分布によって光の導波方向を制御するデバイス構造である．はじめに誘電体による導波路の原理、解析方法について説明し，その後金属を用いた導波路について述べる．

光線光学に基づくと，高い屈折率を持つコアとそれより低い屈折率を持つクラッドからなる光導波路において光はコア・クラッド間で全反射を繰り返すことで導波する．しかし，光は本質的に波であり，導波路中で光の成分や強度分布を表すには波動として扱う必要がある．光を波として扱う時，あらゆる媒質中における光波の振る舞いはマクスウェル方程式に基づく．マクスウェル方程式は以下の四つの式からなる．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.4.)$$

ただし， $\mathbf{E}$ :電界[V/m]， $\mathbf{H}$ :磁界[A/m]， $\mathbf{D}$ :電束密度[C/m<sup>2</sup>]， $\mathbf{B}$ :磁束密度[T]， $\mathbf{j}$ :電流密度[A/m<sup>2</sup>]， $\rho$ :電荷密度[C/m<sup>3</sup>]となっている．ただし，通常は誘電体導波路で電荷がなく，電流が流れていない場合がほとんどなので， $\rho=0$ ， $\mathbf{j}=0$ とする．

これを図 2.1 に示すようなコア屈折率  $n_1$ ，クラッドの屈折率  $n_2$  が伝搬方向  $z$  に一様に分布している光導波路において，各周波数  $\omega$ ，伝搬定数  $\beta$  の光波が伝搬する場合，電磁界は式(2.5)，(2.6)の様に表される． $\mathbf{r}$  は各座標を表す．この(2.5)，(2.6)を(2.1)に代入すると式(2.7)~(2.9)，(2.2)から式(2.10)~(2.12)が得られる．これら(2.7)~(2.12)の6つの式からスラブ方形光導波路の基本方程式が得られることとなる．ここではマクスウェル方程式(2.1)，(2.2)

しか用いていないが，これは式(2.3)，(2.4)は式(2.1)，(2.2)の両辺の発散をとったものに電荷保存の法則，初期条件を代入することで得られる式であり，この4つの式が独立に存在しているわけではない．

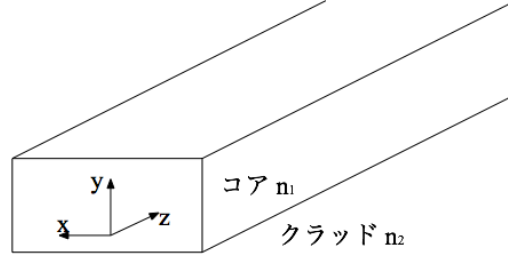


図 2.1 方形光導波路

$$\tilde{e}(r, t) = E(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.5.)$$

$$\tilde{h}(r, t) = H(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.6.)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.7.)$$

$$-j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.8.)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.9.)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.10.)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (2.11.)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2.12.)$$

ではこれらの式(2.5)~(2.12)を用いて図 2.2 に示す様な二次元スラブ導波路のモード解析を行ってみよう．スラブ導波路とは無限の平面による層構造をもつ導波路であり，縦の閉じ込めはあるが，横の閉じ込めは無い構造で最も基本的な導波路である．すなわち，x 方向，z 方向は一様な誘電体で y 方向に異なる誘電体が積層している構造を指す．このとき，x 方向は一様であるので x 方向の変化は無く，x 方向の微分は 0 と見なせる．これを式(2.7)~(2.12)

に適用すると，電磁界 $[E_x, H_y, H_z]$ と $[H_x, E_y, E_z]$ でそれぞれ構成された方程式群が表れる．前者を TE モード(Transverse Electric mode), 後者を TM モード(Transverse Magnetic mode)と呼ぶ．

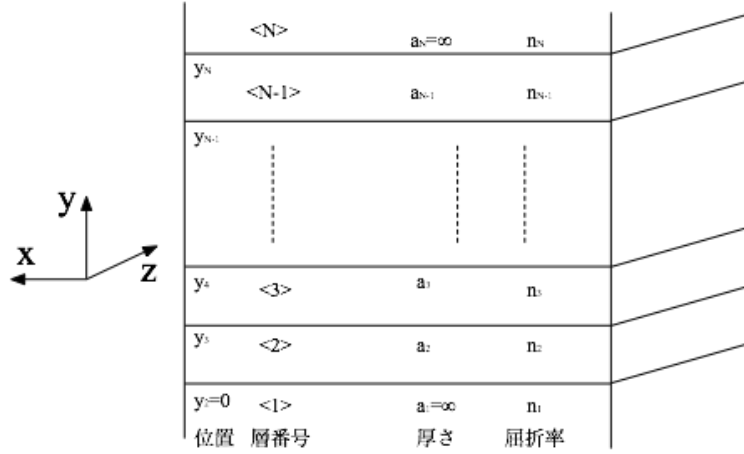


図 2.2 スラブ導波路

ここで  $x$  方向の微分が 0 として式(2.9)に  $y$  方向に偏微分を作用させると，式(2.8)，(2.10)の関係を用いることで式(2.13)~(2.15)で表される TE 波の波動方程式が得られる．

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)E_x = 0 \quad (2.13.)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_x \quad (2.14.)$$

$$H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.15.)$$

また，TM 波についても同様に式(2.16)~(2.18)の波動方程式で表される．

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_x = 0 \quad (2.16.)$$

$$E_y = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} H_x \quad (2.17.)$$

$$E_z = \frac{j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.18.)$$

図 2.2 に示すようなスラブ導波路について考える．誘電体の全層数を  $N$  をし， $\langle i \rangle$  層目の

屈折率を  $n_i$ ,  $a_i(i=1, 2, \dots, N)$ と置く．ここで第1層と第  $N$  層目の厚さは $\infty$ と設定し，第  $i-1$  層と第  $i$  層の境界面の  $y$  座標を  $y_i$  と表す( $y_2=0$  とする)．ここで TE 波( $E_x$ ), TM 波( $H_x$ )について式(2.13), (2.16)の一般解で表すと，

$$\begin{Bmatrix} E_{xi} \\ H_{xi} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} A_i \exp[-jk_{yi}(y - y_i)] + B_i \exp[jk_{yi}(y - y_i)] \end{Bmatrix} \quad (2.19.)$$

と式(2.19)の様に表される．また  $k_{yi}$  は，

$$k_{yi} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta^2} & (\beta < k_i) \\ j\sqrt{\beta^2 - k_i^2} & (\beta > k_i) \end{cases} \quad (2.20.)$$

と定義される(ただし， $k_i=k_0n_i$ )．境界条件として導波光の界分布が収束することから  $B_1=A_N=0$  となる．また電磁気の基本法則より，誘電体界面における電磁界の平行成分は等しい．これにより，第  $i$  層と第  $i-1$  層の式(2.19)で表される電磁界  $E_x$ ,  $H_x$  が等しいことがわかるので TE 波, TM 波の界分布の振幅  $A_i, B_i$  を求めることができる．これを行列で表すと，

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (2.21.)$$

$$C_{i1} = \frac{k_{yi} + k_{y_{i-1}} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{y_{i-1}} a_{i-1})$$

$$C_{i2} = \frac{k_{yi} - k_{y_{i-1}} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{y_{i-1}} a_{i-1})$$

$$C_{i3} = \frac{k_{yi} - k_{y_{i-1}} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(-jk_{y_{i-1}} a_{i-1})$$

$$C_{i4} = \frac{k_{yi} + k_{y_{i-1}} m_i^2}{2k_{yi}} \exp(jk_{y_{i-1}} a_{i-1})$$

$$m_i = \begin{cases} 1 & (TE) \\ \frac{n_i}{n_{i-1}} & (TM) \end{cases}$$

と式(2.21)のようになる．この行列と条件  $B_1=A_N=0$  を用いることで伝搬定数  $\beta$  (または実効屈折率  $n_{\text{eff}} := \beta/k_0$ ) が得られ，モードの振幅強度分布がわかる．これによって1次元，すなわち層構造における幅が一様に広がっていると仮定されたとき， $y$  方向に対するモードの強度分布が得られる．一方で2次元導波路，すなわち  $x$  方向に置いて層構造がある場合で用いられる解析手法としてコアを中心に5つの領域に分け，それ以外の領域の電磁界を0と見なして波動方程式を解く Marcatili の方法と  $x$  方向,  $y$  方向それぞれに等価屈折率を適用して導波モードを求める方法がある．

以上スラブ導波路におけるモードを解析する手法とそれを2次元に拡張する手法につい

て述べた。

### 2.1.2. FDTD 法

2.1.1 節で述べた解析手法は閉じ込めの弱い状況や反射，共振がある場合の導波特性を求めることは困難であるため，代わりに FDTD 法と呼ばれる数値電磁解析[26]が用いられる。FDTD 法とはマクスウェル方程式(2.1)，(2.2)を差分化し，時間領域で解く方法である。この手法は最適値を探す等，設計においては見通しが悪いが，与えられた構造の正確な光波の応答が得られる。計算領域の削減や安定性のため，完全導体，完全吸収体といった境界条件の仮定はあるが，マクスウェル方程式そのものを逐次解くので反射や誘電率が負という特殊な状況でも用いることができ，共振器やプラズモニックデバイス，アンテナなどで良く用いられる。

### 2.1.3. プラズモニックモード

金属を一部分でも導波路に用いているとプラズモニックモードは発生する。金属中では自由電子によって誘電率が負となり，それによって境界面に急峻なピークを持つモードが可能となるからである。ではなぜ金属は誘電率が負と見なされるのか，ここでは Drude モデルを用いて説明していく[27]。

物質に固有の比誘電率とは何かについて逆をたどって考えることにする。比誘電率  $\epsilon_r$  は分極の向きとその大きさを表す値であり，式(2.22)の様に表される。

$$\epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.22.)$$

すなわち，物質の誘電率は分極，外部電場の印加によって”物質内”で起こる電場の勾配が由来である。この勾配を生み出すのは物質内の電荷を持つキャリアの偏りである。例えば，図 2.3 に示される，原子内での電子の偏り，原子の位置の定常状態からのずれ，双極子の応答といった電荷の新置が誘電率の変化をもたらしている[28]。そしてこれら分極を表す古典的モデルとしてよく用いられるのが図 2.4 の様なバネで束縛された電荷のモデルである。

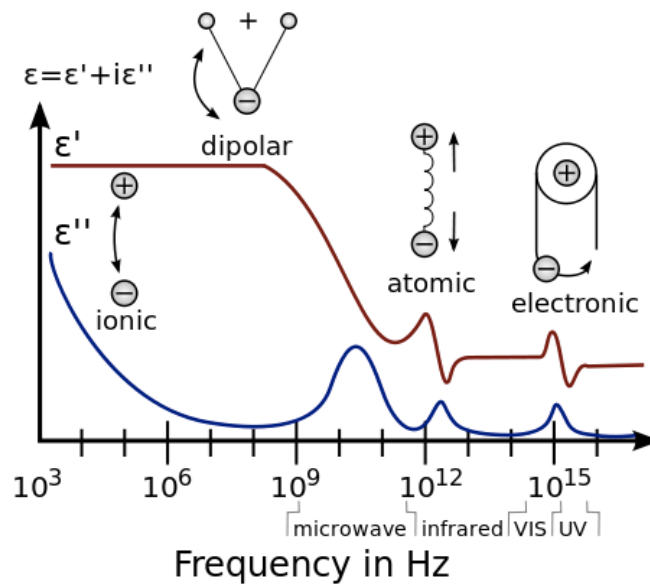


図 2.3 比誘電率の代表的周波数応答[28]

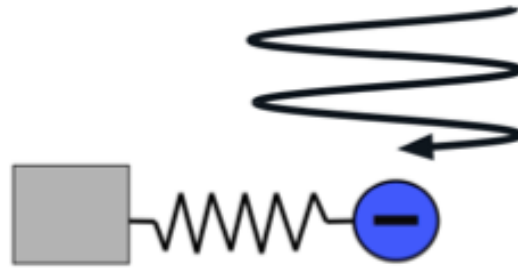


図 2.4 束縛された電子モデル

このモデルは外力として外部電場がかかっており，式(2.23)で表される慣性項，摩擦項，束縛項から成る．

$$m^* \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{d\mathbf{u}}{dt} + m^* \omega_0^2 \mathbf{u} = -e\mathbf{E}(\omega, t) \quad (2.23.)$$

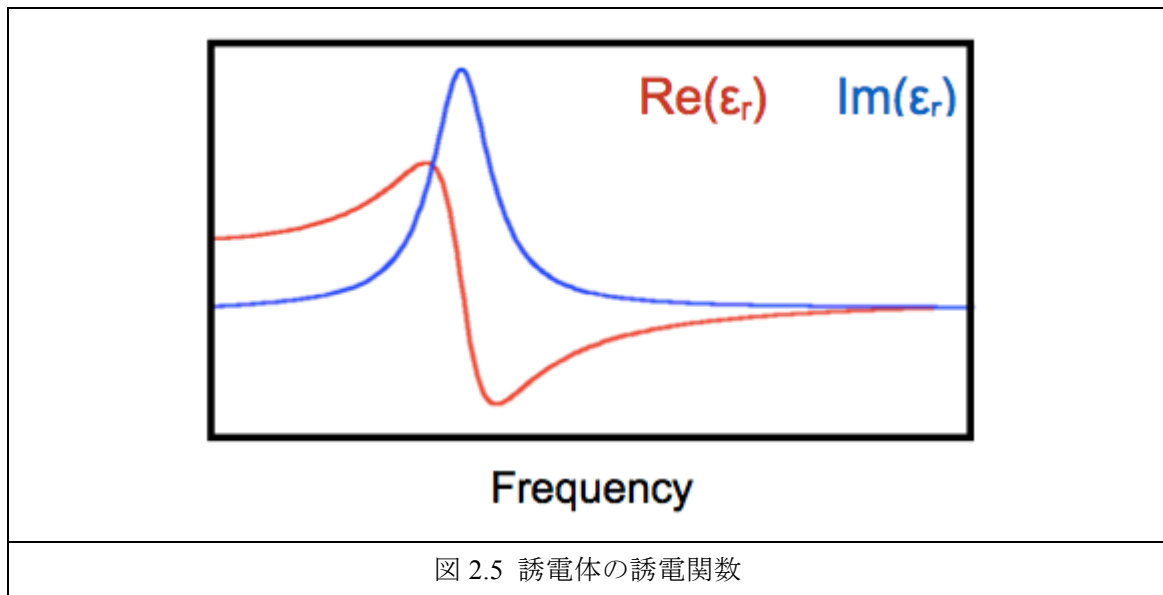
$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{\tau}} \quad (2.24.)$$

$\mathbf{u}$  は電荷の定常状態からの位置の差， $m$  は電子の質量， $\tau$  は緩和時間， $\omega_0$  は固有角周波数， $e$  は電荷素量， $\mathbf{E}$  は電界である．また  $\omega_p^2$  は  $n$  を電子密度として  $ne^2/m\epsilon_0$  で表されるプラズマ周波数と呼ばれる値である．この値については後ほど説明する．分極とは外部電界  $\mathbf{E}$  の時からの電荷の偏りであるので式(2.23)から比誘電率の式(2.24)が導かれる． $\epsilon_\infty$  はバックグラウンド分極における比誘電率である．冒頭で述べた様に分極は様々な物理的構造によって起こるので誘電率はそれぞれの分極の足し合わせになる．しかし，それぞれの共振周波



数は大きく異なるのである特定の領域について考える際は  $\epsilon_{\infty}$  という定数とみなす．それぞれの共振機構の共振周波数が大きく異なるために他の影響を定数に押し込め，単純バネモデルとして考えられるのである．

さて，式(2.24)の共振周波数付近での比誘電率  $\epsilon_r$  の応答をグラフ化すると図 2.5 で表される．誘電率の虚数部は吸収を表すので共振する周波数に置いて電場のエネルギーは誘電体に吸収される周波数でもある．



ここで一般の誘電体の場合から金属に置ける誘電関数について考えよう．誘電体内では電荷の束縛から誘電率が負になることはない．一方，金属には自由電子が多数存在するという特徴を持つ．これら自由電子はポテンシャルによる束縛を受けないので式(2.23)から束縛項を除いた式(2.24)が成り立ち，図 2.6 にグラフで表す．バネモデルで考えた際，固有周波数はバネの引っ張る強さで決まる．例えば，弦においては強く張った状態では高い音，すなわち高い周波数の音が鳴り，逆に張力が弱い場合には低い音，低い周波数の音が鳴る．自由電子では極めて小さな束縛であるのでその固有周波数は 0 とみなせ，図 2.6 の様に周波数 0 のところにピークがあり，誘電率の実部が負の値を持つ形となる．また，プラズマ周波数はバックグラウンド分極を無視し，摩擦項も無いと仮定した際誘電率の実部が 0 となる値である．つまり，電子群が電場の振幅についてこられなくなる周波数である．

$$m^* \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (2.25.)$$

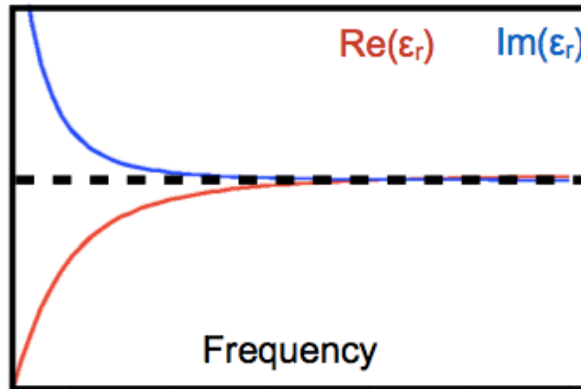


図 2.6 金属の誘電関数

では誘電率が負であると導波路中の光のモードはどうなるのか見てみよう。

図の 2.7 の様な  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  の誘電率分布を持つ導波路について考える。ただし、それぞれの虚数部は無視し、 $z$  方向に進行する、 $E_x$  偏光の光波について考える。このとき、 $\epsilon_i = n_i^2$  と表せられる。3 層スラブでの一般解は(2.19)であり、 $\epsilon_1$  の領域 1 では式(2.20)から  $\beta$  は正数であり、 $\epsilon_2$  の領域 2 では  $\beta$  は虚数となる。ここで  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  とともに正であるとする、物理的に意味を持つ解となるには、領域 1 では  $\sin$  関数、領域 2 ではコアから離れるにつれ減衰する  $\exp$  関数とならなければならない。ゆえにコアの幅が半波長より短いと領域 2 に広がる分布となってしまう、光が散逸してしまう。回折限界が半波長である意味とは  $\sin$  関数の山がひとつ以上できる幅ということを示す。

TM モード( $H_y$ ,  $E_x$ ,  $E_z$ )に注目する。式(2.18)と境界面に平行な電場成分は連続であることから式(2.26)が成り立つ。ここで領域 2 の誘電率  $\epsilon_2$  が負の時、 $H_y$  の傾きは逆になることがわかる。モードを持つには図 2.7 青い実線の様な界面にピークを持つ必要があり、また、金属中には電磁波は数十 nm 程度しかしみ込まないのでピークは急峻となる。これが回折限界を超えて導波するプラズモニックモードとなる。一方で TE モード( $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ )ではプラズモニックモードは発生しない。

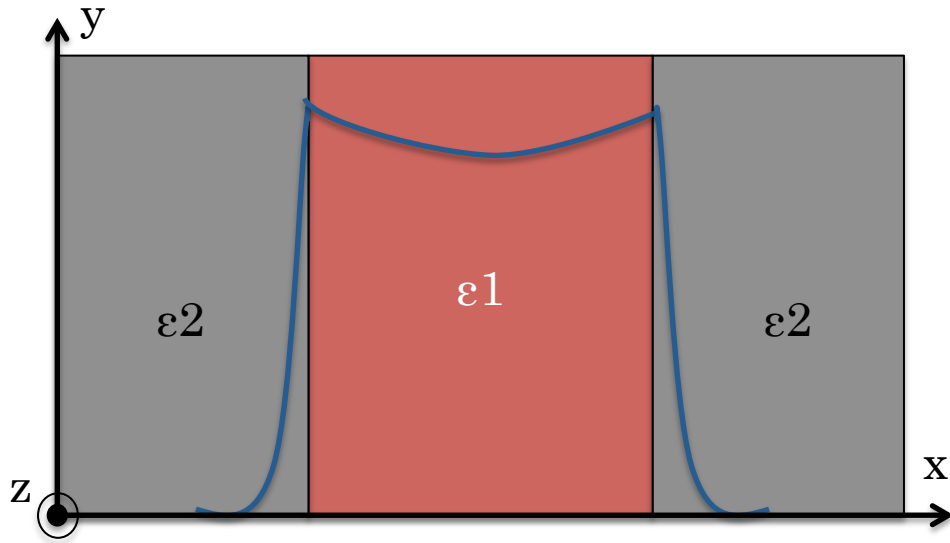


図 2.7 金属に囲まれた導波路とその時できる光のプラズモニックモード

$$\left. \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right|_{x=Boundary} = \left. \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right|_{x=Boundary} \quad (2.26.)$$

## 2.2. 光共振器構造

導波路が光の幅や高さといった方向を閉じ込める構造なら，光共振器は光の進行方向を閉じ込める構造といえる．レーザでは導波路構造は光を活性層(利得がある層)に閉じ込め，共振器構造が光を活性層へ帰還させる働きを持つ[29]．光共振器にはミラーを組み合わせたものと DFB，DBR といった回折格子を形成したものに大別できる．

本節ではミラー型に分類される光共振器の中で代表的な Fabry-Perrot エタロンとマイクロリング共振器について解説する．

### 2.2.1. Fabry-Perrot エタロン

Fabry-Perrot 共振器は図 2.8 の様な鏡を対に設置した共振器である．一般にⅢ-V族半導体レーザでは劈開面が原子層オーダーでそろっていてミラーの役割を果たしている．光は内部で反射率  $R_1$ ,  $R_2$  に従い反射を繰り返すとともに，毎回の反射ごとに一部の光が透過率  $T_1$ ,  $T_2$  に沿って出て行く．

これから Fabry-Perrot 共振器の透過特性を調べていく．ミラーのパワー反射率  $R_i$ ，透過率  $T_i$  としている( $i=1,2$ )．入射電界  $E_0$  が透過して  $L$  だけ離れたもうひとつのミラーへ入射する際の光電界  $E_i$  は式 2.27 の様になる．このとき， $n_{rt}$  は媒質の複素屈折率の実部， $\omega$ ， $c$  は光の周波数と速度， $g_e$  は振幅利得係数である．

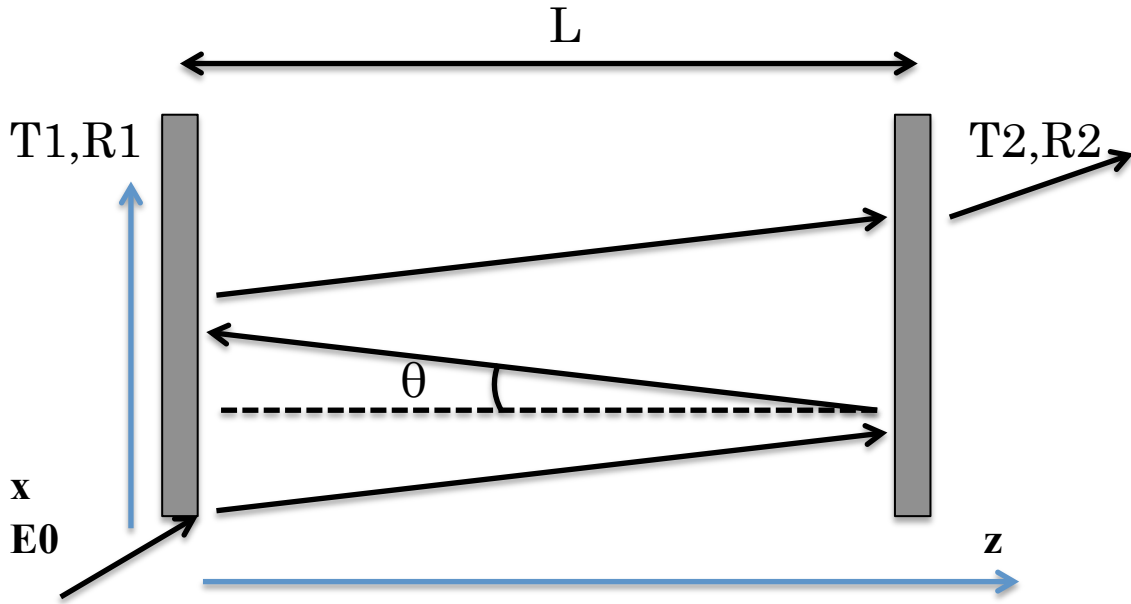


図 2.8 Fabry-Perrot エタロンの解析モデル

$$E_i = \sqrt{T_1 T_2} E_0 \exp\left[\frac{in_{rt}\omega}{c}(x\sin\theta + z\cos\theta)\right] \times \exp[g_E(x\sin\theta + z\cos\theta)] \quad (2.27)$$

透過光はこれらの総和であるので無限等比級数となり，その強度  $I_t$  は入射光強度  $I_0$  を用いて以下の様に表せられる．

$$I_t = \frac{T_1 T_2 G_s}{1 + R_1 R_2 G_s^2 - 2\sqrt{R_1 R_2} G_s \exp\delta} I_0 \quad (2.28)$$

$$\dots \delta = \frac{2n_{rt}\omega L \cos\theta}{c}$$

$$\dots G_s = \exp\left[\frac{2g_E L}{\cos\theta}\right]$$

この時， $n_{rt}\cos\theta$  は，光線の実効屈折率の定義から，透過屈折率  $n_{\text{eff}}$  と置ける．また，基本モードでは入射角  $\theta_0$  が小さいので  $\theta \approx 0$  とでき， $\cos\theta \approx 1$  とみなせる．

### 2.2.2. マイクロリング共振器

マイクロリング共振器は導波路と平行に配置された円状の共振器である[30-32]．光はこの円状導波路に閉じ込められ，円周に対応する波長が周回することで共振が起こる．このリング共振器は，導波路と平行して作製されやすい共振器であり，直感的に理解しやすいので，透過光の特性や，リング共振器と導波路間のカップリングによる損失と共振器内の損失  $\alpha$  の絶対値が一致すると起こるクリティカルカップリング[32]と呼ばれる基本的な特性等を説明するモデルとされやすい．

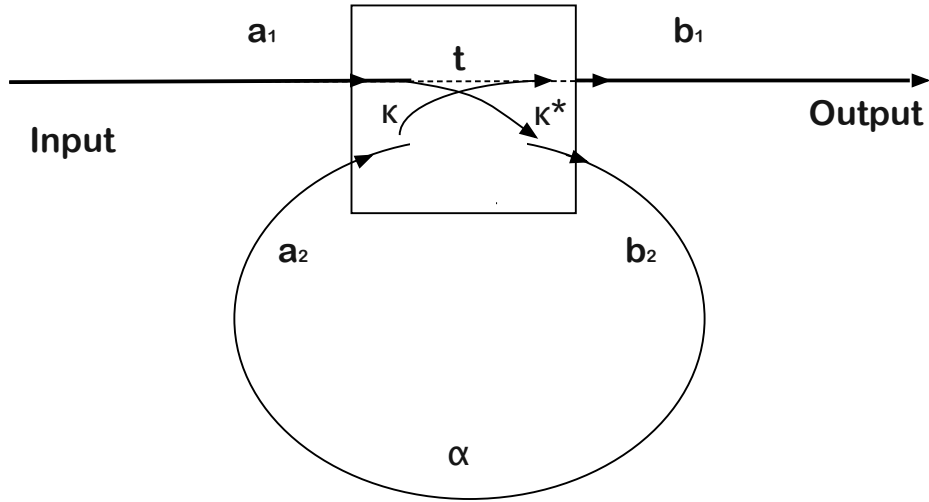


図 2.9 リング共振器[30]

前節では無限等比級数で透過光の式を求めたが，散乱行列等を用いても求められる．今回はこれらを用いて透過光を表す式を求めたい．

まず入力を図 2.9 の通り  $a_1$ ,  $a_2$ ，出力を  $b_1$ ,  $b_2$  とする．また，透過率  $t$ ，カップリング率  $\kappa$  とすると式 2.29 の様に表せられる．

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.29.)$$

これに透過時の位相のずれ  $\phi_t$ ，カップリング時の損失が無く，リング共振器内の損失と位相のずれを  $\alpha \exp(i\theta)$  として，さらに以下の関係式を加える．

$$|\kappa|^2 + |t|^2 = 1 \quad (2.30.)$$

$$a_2 = \alpha e^{i\theta} b_2 \quad (2.31.)$$

$$t = |t| e^{i\phi_t} \quad (2.32.)$$

すると  $a_1=1$  で規格化した際，得られる透過光  $b_1$  は以下の様になる．この式は  $b_1$  と  $a_1$  のみの式にする様，式 2.30~2.32 を式 2.29 に代入すると得られる．

$$|b_1|^2 = \frac{\alpha^2 + |t|^2 - 2\alpha |t| \cos(\theta + \phi_t)}{1 + \alpha^2 |t|^2 - 2\alpha |t| \cos(\theta + \phi_t)} \quad (2.33.)$$

式 2.33 をみてわかる様に  $\alpha=|t|$  の時，透過光  $b_1$  の値は 0 となる波長  $(\theta)$  が存在することがわかる．これがクリティカルカップリングである．定性的には共振器で半位相ずれ，同じ振幅を持つ光が導波路の光と結合したため，ちょうど打ち消し合うことを意味する．または共振器から失われるエネルギー分導波路から供給されると言うこともできる．透過率が高く，損失も等しい場合，透過スペクトルにおいて高い  $Q$  値，消光比を持つ波長フィ

ルタが実現される．図 2.10，図 2.11 を比べると，図 2.10 ではクリティカルカップリング時は急峻なピークを持つことが確認される．一方のカップリングレートが高い図 2.11 では消光比が下がってピークの裾野が広がったような形となり，全体のオフセットも減少していることがわかる．大まかな特性としてはピークの鋭さは  $t$ ， $\alpha$  が高ければ鋭く，消光比は  $t$  と  $\alpha$  の値が近ければ大きくなる．

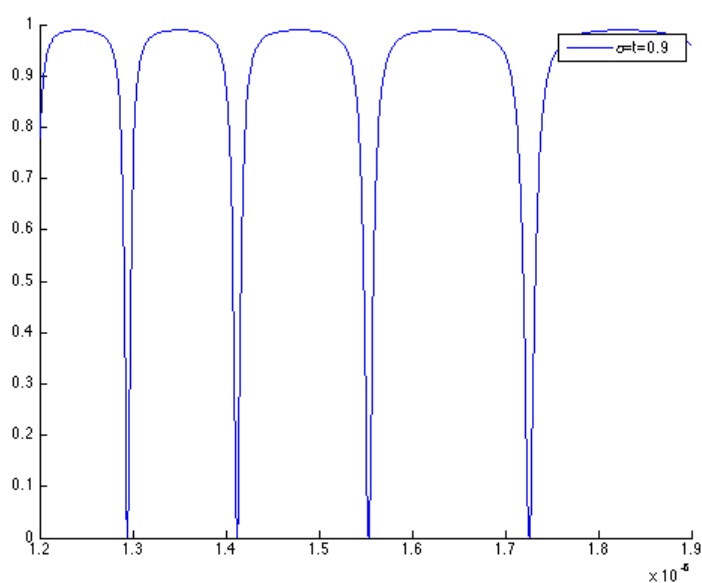


図 2.10 クリティカルカップリング時の透過スペクトル

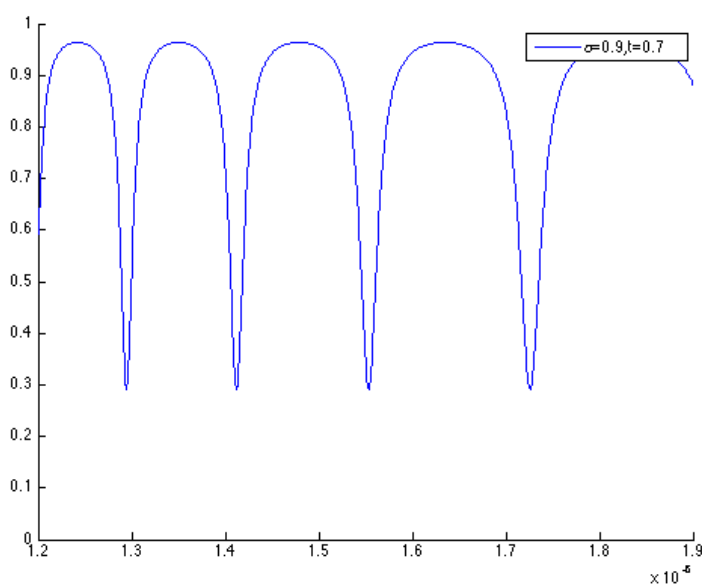


図 2.11 カップリングレートが少し高い時の透過スペクトル

ここで図 2.10，図 2.11 では一つの屈折率で広い範囲のスペクトルで計算しているが，実

際には屈折率は波長ごとに異なり、特にバンドギャップ付近では大きく変化する。しかし、FDTD における共振器の実効的長さや目的の波長における実効屈折率の値を知ることができるので此の様に広い範囲のスペクトルを載せている。以後もこの様な広い波長帯域のグラフを掲載するが、基本的に 1.55 $\mu\text{m}$  帯に着目し、その他の波長における情報は補助的な存在であることに留意する必要がある。

## 2.3. 物質の屈折率，吸収係数の変調

### 2.3.1. クラマース・クローニヒの関係

屈折率と消光係数は 1 対 1 に対応しており、屈折率が変動すると消光係数も変化する。これをクラマース・クローニヒの関係と呼ぶ。クラマース・クローニヒの関係自体は数学的關係で特殊な物理を表すものではなく、線形に応答する系において成り立つものであるが、ここでは屈折率と消光係数の関係について指す。

$$n(E) = 1 + \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\alpha(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (2.34.)$$

一般的に直接屈折率を計算するのは難しいため、吸収の変化から屈折率の変化を見積もるため、式 2.34 の様な吸収から屈折率を求める式を用いる[33]。ここで  $\alpha$  は吸収係数、 $E$  は光のエネルギー、 $\hbar$  はプランク定数( $2\pi$  で除算)、 $c$  は光速である。吸収の変化はバンド構造の変化や不純物順位の出現等を量子力学で入れこんで計算しやすいため求めやすい。

屈折率の変化は大きく分けると電界による変化(電気光学効果)と磁界による変化(磁気光学効果)、または不純物、キャリア注入による変化の 3 種類ある。磁気光学効果は強磁性の物質で起こるので III-V 族や Si フォトニクス、有機半導体では電気光学効果とキャリア注入が用いられる。

### 2.3.2. キャリア注入による屈折率変化

III-V 族のキャリア注入時の屈折率変化には Bennet らの論文[33]が良く用いられており、本項においても参照した。ただし、この論文の Table 1 と式中にある定数の次元が間違っている所以需要である。そのため、計算を再現したい場合は過去の論文を参照すると良い[34]。

このキャリア注入において以下の 3 つの効果が考慮される。

- ・ バンドフィリング効果
- ・ バンドギャップ収縮効果
- ・ 自由電子吸収
- ・

## バンドフィリング

バンドフィリング効果とは図 2.12 に示す様に、キャリアの注入により伝導帯底に電子、価電子帯上部にホールが多数存在する様になり、実効的なバンドギャップが広がる効果である。バンドギャップが大きくなるのでバンドギャップに対応する光子における吸収が低下し、屈折率が変わる。

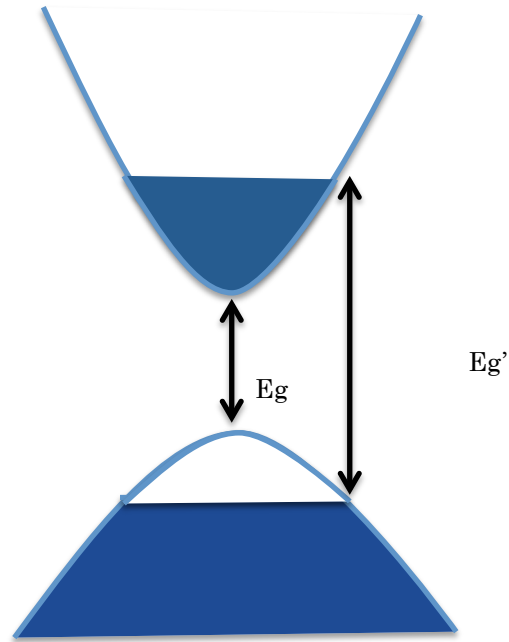


図 2.12 バンドフィリング効果の模式図

パラボリックなバンド構造を仮定すると、バンドギャップ付近での吸収係数の値は以下式 2.35 の様に与えられる。

$$\alpha_0(E) = \frac{C}{E} \sqrt{E - E_g} \dots E > E_g \quad (2.35.)$$

$$\alpha_0(E) = 0 \dots E < E_g$$

$E$  は光子エネルギー、 $E_g$  はバンドギャップエネルギーである。 $C$  は物質によって定まる定数となる。 $C$  は軽い正孔、重い正孔による効果を分けるとすると  $C = C_{lh} + C_{hh}$  と書き換えられる。 $C_{lh}$  は軽いホール、 $C_{hh}$  は重いホールに対応する。

$$\alpha(N, P, E) = \alpha_0 [f_v(E_a) - f_c(E_b)] \quad (2.36.)$$

$N$ ,  $P$  は電子、ホール密度  $\alpha_0$  はキャリア非注入時の吸収、 $f_c(E_b)$  は伝導帯バンドのエネルギー  $E_b$  を占める電子の割合、 $f_v(E_a)$  は価電子帯バンドのエネルギー  $E_a$  の電子の占める割合である。 $E_b$ ,  $E_a$  は光子エネルギーごとに決まるエネルギー準位であり、図 2.13 に示す様に価電子帯の重い正孔、軽い正孔でそれぞれ決まる。 $f_v(E)$ ,  $f_c(E)$  はフェルミディラックの分布関数であるが、キャリア注入時という非平衡状態であるので擬フェルミエネルギーで定



義される.

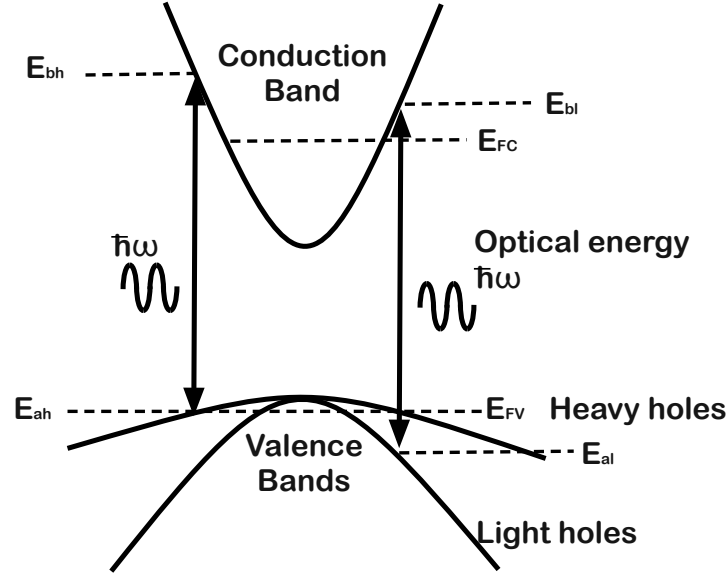


図 2.14 バンドフィリング下の光子の振る舞い[33]

キャリア注入時と非注入時の差は式 2.37 で表され、式 2.35, 2.36 を代入すると式 2.38 となる.

$$\Delta\alpha(N, P, E) = \alpha(N, P, E) - \alpha_0(E) \quad (2.37.)$$

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(N, P, E) = & \frac{C_{hh}}{E} \sqrt{E - E_g} [f_v(E_{ah}) - f_c(E_{bh}) - 1] \\ & + \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - E_g} [f_v(E_{al}) - f_c(E_{bl}) - 1] \end{aligned} \quad (2.38.)$$

これを式 2.34 のクラマース・クロニヒの関係を用いると,

$$\Delta n(N, P, E) = \frac{2c\hbar}{e^2} P \int_{\infty}^{\infty} \frac{\Delta\alpha(N, P, E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (2.39.)$$

とキャリア注入時の屈折率の変化量が求まる.

以上で様々な式を展開して来たが、バンドフィリングではバンド構造の変化や新たなエネルギー準位の出現といったことはなく、単にフェルミディラックの分布が、キャリア注入分、平衡状態から変化した吸収の変化を屈折率の変化に取り入れているだけである. キャリアによって変化する式中の値は擬フェルミエネルギーのみで、式 2.38 は擬フェルミエネルギーの変動によってある波長の光の吸収量が変わることを示している.

### バンドギャップ収縮

半導体に、十分高密度なキャリアを注入した際、クーロン力によって反発し合った電子が伝導帯以下に新たな準位を形成することをバンドギャップ収縮効果(Bandgap shrinkage)という。バンドフィリングと異なり、バンドギャップ付近の波長の屈折率は上昇し、低いキャリア密度では起こらない。

バンドギャップ収縮でできたバンドギャップの変化量  $\Delta E_g$  は以下の式 2.40 で表せられる。

$$\Delta E_g = -\frac{e}{2\pi\epsilon_s\epsilon_0}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3}\chi^{1/3} \quad (2.40.)$$

ここで

$\chi$ :電子, ホール注入密度

$\epsilon_s$ :物質の比誘電率

である。

冒頭で述べた様にこの効果は十分高いキャリア密度でないと起こらため、閾値を設定することがある。

バンドギャップ収縮を考慮した場合の吸収係数の変化は式 2.41 の様になる。あとはバンドフィリングと同様に屈折率変化も計算できる。

$$\Delta\alpha(\chi, E) = \frac{C}{E}\sqrt{E - E_g - \Delta E_g(\chi)} - \frac{C}{E}\sqrt{E - E_g} \quad (2.41.)$$

### 自由電子吸収

これまで2つの効果はバンド間の遷移についての吸収の変化だったが、自由電子吸収はバンド内における吸収を意味する。ドルーデモデルによって自由電子による吸収、屈折率の変化は直接得ることができ、その屈折率の変化は式 2.42 で与えられる。

$$\Delta n = -\left(\frac{e^2\lambda^2}{8\pi^2c^2\epsilon_0n}\right)\left(\frac{N}{m_e} + \frac{P}{m_h}\right) \quad (2.42.)$$

最終的に得られる屈折率の変化はこれらの効果を独立と見なし、3つの効果の単純な和としている。

## 第 3 章 金属共振器と導波路の結合

本章では金属クラッド共振器と InP 系導波路を結合における設計結果を述べる. 始めに基本的透過特性について説明し, その後バルクコアにおけるキャリア注入による変調による共振波長のシフトについて調べた結果を記す.

### 3.1. FDTD による基本的な透過特性

#### 3.1.1. 計算する構造

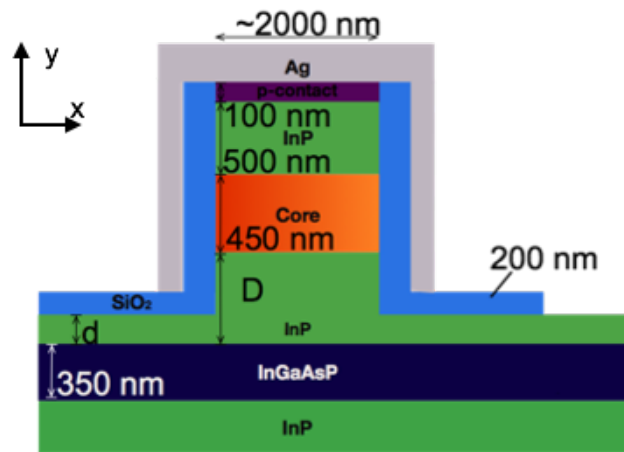


図 3.1 計算する構造

金属共振器と導波路の結合率, それに伴う  $Q$  値の変化をみる目的から, 図 3.1 の様に共振器コアと導波路コアの間の InP 層の厚みとその比率( $D:d$ )が重要なパラメータとなる. そのため, 今回はその厚みを  $D(\text{nm})$  と, 導波路のクラッドの厚さ  $d$  をパラメータとして 2 次元 FDTD シミュレーションを行った.

具体的な層構造を表 3.1 に示す. ここで導波路コアである Q1.25 はシングルモードと鳴る様に 350nm とし, 共振器のコアの厚みは 450nm, 共振器上部のクラッド層の厚さは 500nm, コンタクト層の厚さは 100nm, 絶縁層の厚さは 200nm としている. 共振器のコア, クラッド層の厚さについては, コアへの閉じ込めが十分となる様厚くしている.

FDTD シミュレーションでは図 3.1 の構造に対し, 導波路からモードを入射してその透過スペクトルと共振器コア内部におけるスペクトルのデータを得ている. 入射するモードについては, 2 次元はスラブモード解析を用いて得た解を FDTD の離散した座標に合わせる様に入射し, 3 次元では目的の導波路を長距離伝搬させて得た光分布を用い, どちらも

基本モードを入射する様にしている.

### 3.1.2. 透過特性と共振特性

FDTD 法を用いて得られた透過スペクトルの一例を図 3.2 に示す. この時, 導波路コアと共振器コア間は  $D=500\text{nm}$  だけ離れており, 各導波路クラッド層の厚さ  $d$  に対応したスペクトルが描かれている. 図 3.3 を見るとまず  $1550\text{nm}$  付近に鋭いピークの外にもうひとつ比較的なだらかなピークが立っていることがわかる. 図 3.3, 図 3.4 にこの各波長における磁界  $H_y$  の振幅分布を載せる.

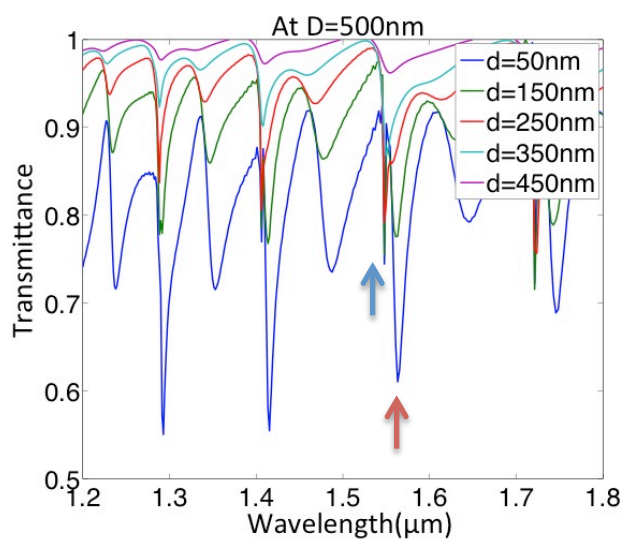
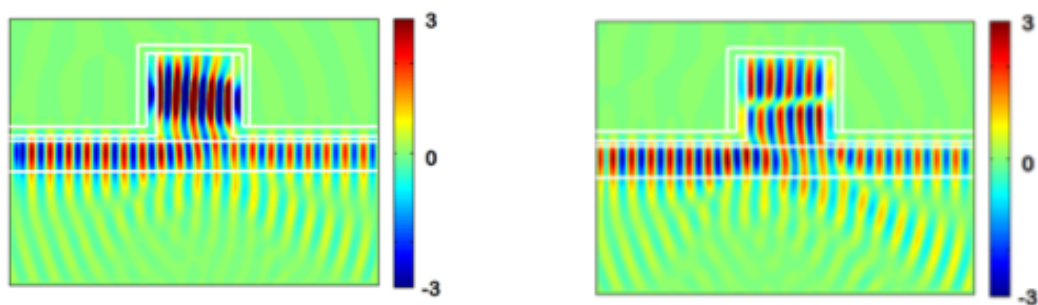


図 3.2  $D=500\text{nm}$  における各  $d$  での透過特性



(a)波長  $1548\text{nm}$ (図 3.2 中青矢印)での磁界  $H_y$  (b)波長  $1563\text{nm}$ (図 3.2 中赤矢印)での磁界  $H_y$

図 3.3 各波長における磁界の分布

図 3.3 をみると鋭いピークを持つ波長では共振器コア内に閉じこもり, なだらかなピークを持つ波長ではコア外のクラッド層に高次モードが分布していることがわかる. ここで共振器コア内の電界強度スペクトルをみると図 3.4 の要になる.

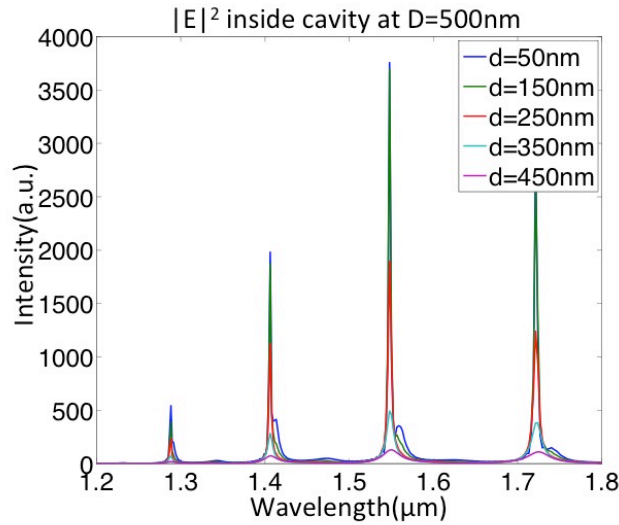


図 3.4 強新規コア内の電界強度スペクトル

図 3.4 から透過スペクトルで見られる 1563nm のピークは，図 3.3(b)の磁界分布の通り，コアに閉じこもっているものではないことが裏付けられる．レーザとして考えた際，このことから透過スペクトルで見られる高次モードのピークは発振に影響を及ぼさず，コア内に閉じこもる 1548nm 波長だけ発振が起こると考えられる．なぜなら共振器のコア層が利得媒質となるのでコア層ではなく，クラッド層にある光は利得が得られないからである．以下ではこの高次モードではなく，共振器のコアに分布するモードについて着目する．

### 3.1.3. Q 値とカップリング

導波路と結合した共振器において大事になるのが Q 値とカップリング効率である．以下ではまず Q 値，カップリングについてそれぞれ概況を述べる．

#### ・ Q 値

Q 値は周波数領域では共振周波数とその半値幅から定義されるが，時間領域でみれば共振波長の電磁波がどれだけ減衰，散逸せずに共振器に留まるかという光子寿命の長さで言い換えられる．式 3.1 において，共振周波数を  $\omega_0$ ，共振器内に閉じ込められるエネルギーを  $E$ ，共振器から散逸するパワーを  $P_{out}$  で表しており，どれくらい長い時間共振器に光が留まるかを表した式である．式 3.2 は  $E/P_{out}$  を光子寿命  $\tau$  と置き換えている．

$$Q = \omega_0 \frac{E}{P_{out}} \quad (3.1)$$

$$Q = \omega_0 \tau \quad (3.2)$$

共振器の Q 値は全ての散逸機構を含んだ値で評価されるが，散逸する原因をわかりやすく

するために機構ごとにわけた表現をする場合もある．例えば，共振器に閉じ込められる光のエネルギーが失われる原因として金属による吸収と共振器から放射される光があるとなると，以下の式 3.3 の様に表せられる[24].

$$\frac{1}{Q_{total}} = \frac{1}{Q_{abs}} + \frac{1}{Q_{rad}} \quad (3.3.)$$

この時， $Q_{total}$  は共振器で実際に観測される  $Q$  値で， $Q_{abs}$  は金属の吸収のみを考えた時の  $Q$  値， $Q_{rad}$  は金属の吸収がなく，共振器から光が散逸することのみを考えた場合の  $Q$  値である．これは式 3.1 を当てはめることで簡単に理解できる．単位時間あたり共振器から失われるエネルギーを  $P_{ut}$  とし，同様に単位時間あたり金属で失われるエネルギーを  $P_{abs}$ ，散逸で失われるエネルギーを  $P_{rad}$  とすると式 3.3 は以下の式 3.4 で書き換えられる．すなわち式 3.3 は共振器で起こりうるエネルギーの損失はそれぞれの散逸機構の和で表せられるという当然のことを示している．

$$P_{out} = P_{abs} + P_{rad} \quad (3.4.)$$

導波路と結合した共振器構造の場合，共振器からの散逸に加え，導波路へのカップリングによって失われるエネルギーも考慮する必要がある．一般に  $Q$  値は高い方が良く，結合係数(カップリング係数:  $\kappa$ )も高い方が良いが，結合係数が高いと  $Q$  値は低くなり，逆にカップリング係数が低い状態では  $Q$  値は高くなるというトレードオフの関係になることがこれらの式からわかる．本研究でもシミュレーションを行うことで  $Q$  値と結合係数，カップリング効率を見て設計を行う．

設計の目安量として  $Q$  値は 240[23]，結合効率(カップリング効率)は 78%[24]に設定する．ここでカップリング効率とは全散逸エネルギー中導波路にカップリングした値であり，共振器内に閉じ込められる全電磁界からどれくらい導波路にカップリングしたかを表す結合係数  $\kappa$  では無いことに注意が必要である．

図 3.4 の様に各 D において共振器コアに閉じ込められる共振ピークの判値全幅から  $Q$  値を求めた結果，図 3.5 に示されるグラフが得られた．

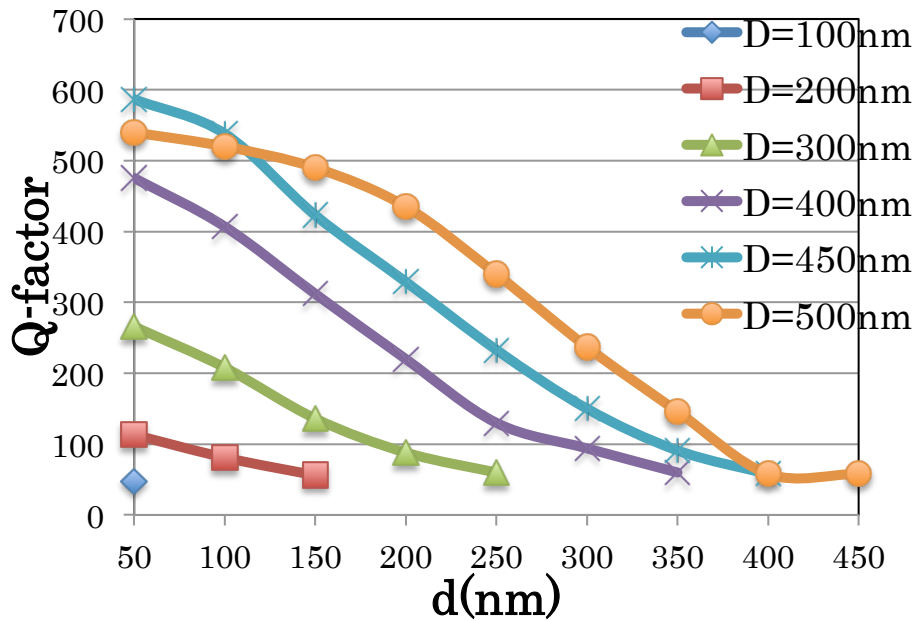


図 3.5 各コア間距離  $D$  における  $Q$  値

どの  $D$  においても導波路クラッド層の厚さが増すと  $Q$  値が減少し、かつ  $D=450\text{nm}$  において  $Q$  値の最大値が計測され、全体的には  $D$  が大きいほど  $Q$  値が上昇することが示唆された。これについては次項でまとめて考察する。

#### ・カップリング効率

今回カップリングの評価を行うために図 3.6 のモデルを用いた。導波路の光電界振幅がカップリング係数  $\kappa$  で共振器に結合し、共振器 1 周期中に起こる減衰(吸収, 散逸等)を  $\alpha$ , 位相のずれを  $\theta$  としている。また、簡単のため、共振器から導波路への結合係数も同様に  $\kappa$  で表している。非対称導波路においてはこれら結合係数の値は異なるが、いずれの場合もそれぞれの結合係数の根の掛け合わせである平均結合係数という値が定義でき、今回はそれを用いたものとする。

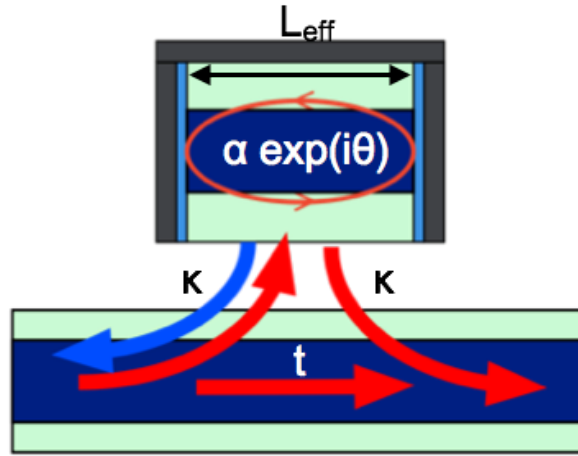


図 3.6 共振器・導波路結合モデル

図 3.6 のモデルに従った際，原理 2.2.2 で述べたのと同じ様に透過率  $T$  を定式化すると以下の式 3.5 で表せられる．

$$T = \frac{|t|^2 + \alpha^2 |t|^2 - 2\alpha |t|^2 \cos(\theta)}{1 + |t|^4 \alpha^2 - 2\alpha |t|^2 \cos(\theta)} \quad (3.5.)$$

この式中の透過係数  $t$ ，損失  $\alpha$  をパラメータとして，FDTD で得られた透過スペクトルと式 3.5 で得られるグラフの重ね合わせを図 3.7 の様に行った．

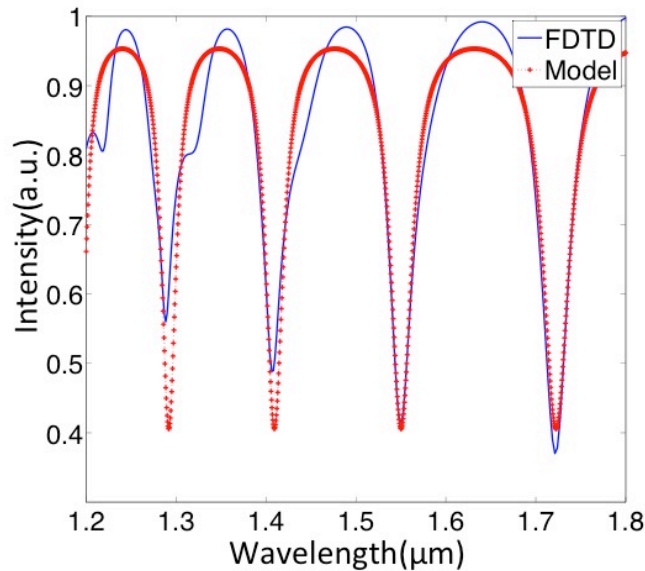


図 3.7 FDTD と理論式の重ね合わせ

このとき，FDTD では波長によって透過率のピーク値と共振波長が理論式とずれていることがみてとれる．FDTD では離散化を行うため，実際の共振器で反射が起こる位置や共振波長のずれが生じることが原因である[35]．FDTD におけるセルサイズは一定であるが，波長



ごとに実効的な距離は異なるのでそれにより，計算式と FDTD で得られたスペクトルの違いが表れる．今回は  $1.55\mu\text{m}$  付近の共振ピークにおいて理論式と FDTD が一致する様パラメータの調整を行った．

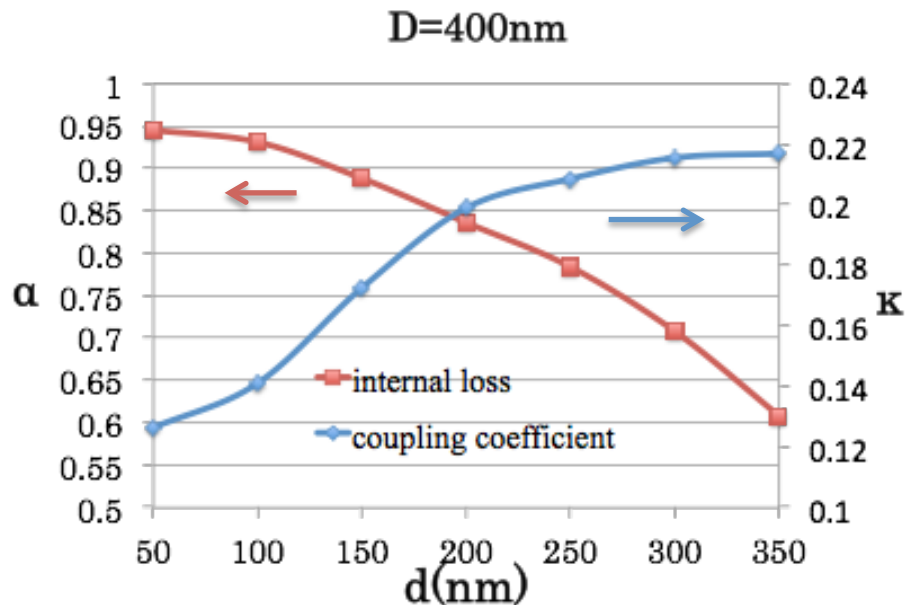


図 3.8  $D=400\text{nm}$  における各  $d$  での共振器内損失  $\alpha$  と結合係数  $\kappa$

これによって得られた  $\alpha$ ， $\kappa$  を図 3.8 に載せる．全ての  $D$  をひとつのグラフで表すのは煩雑であるので，まず図 3.8 では， $D=400\text{nm}$  における各  $\alpha$ ， $\kappa$  の値を示している． $D$  一定のもと，導波路クラッドの厚さ  $d$  が厚くなるに従って損失が増加し，カップリング係数の値が増加していることがわかる．このことについて共振モードの導波路層へのしみ出しに着目して考察する．

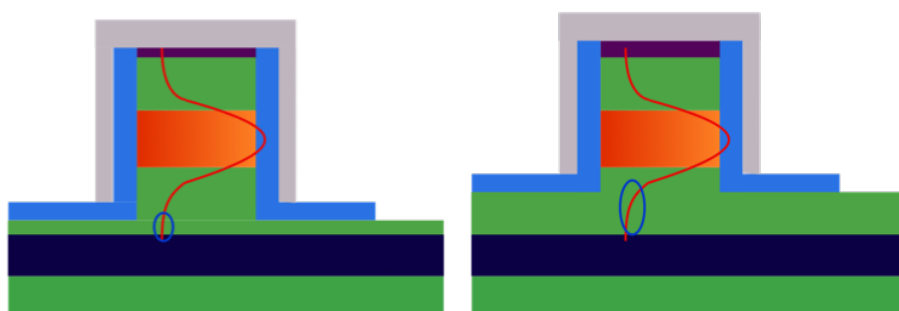


図 3.9 一定の  $D$  における各  $d$  での光のしみ出しの違い

図 3.9 は各  $d$  における共振モードの導波路層へのしみ出しに着目した模式図である．層構造自体は不変であるのでモードの形状は大きく変わることはない．しかし，導波路クラッド層

が厚くなると図 3.9 右図の様に共振器から光がしみ出す割合が大きくなる． $D=400\text{nm}$  では  $d=50\text{nm}$  の時と  $d=350\text{nm}$  の時で導波路層へのしみ出す割合は 30%ほどの違いがある．一方で導波路のコアへ結合する割合も増加するため， $d$  が大きい方が結合係数  $\kappa$  の値が大きくなっている．図 3.5 の  $Q$  値の減少も同様に共振器内部から散逸，カップリングする光が増加したためと考えられる．

共振器から出て行く全エネルギーから導波路にカップリングする割合を式 3.6 によって計算した．

$$\eta = \frac{(2\kappa)^2}{(2\kappa + (1 - \alpha))^2} \quad (3.6.)$$

このとき得られた  $\eta$  をカップリング効率とし， $D=400\text{nm}$  のときにおける  $\eta$  を図 3.10 に載せた．

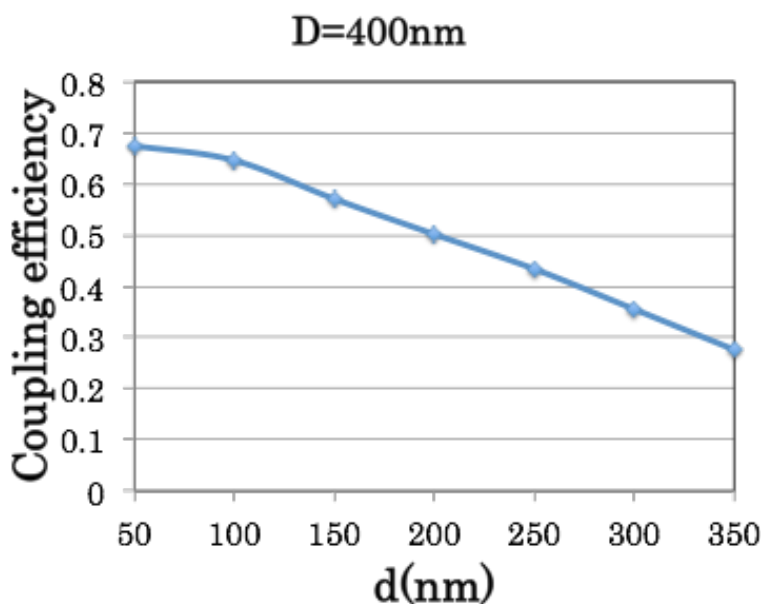


図 3.10  $D=400\text{nm}$  におけるカップリング効率

これをみると， $d$  が小さいほどカップリング効率が良くなることが示されている．図 3.8 では結合係数が  $d$  に従って大きくなっているが， $\alpha$  も減少しているため，結合係数以上に基板への放射や共振器と導波路の角で散逸される光が多くなったと考えられる． $d$  に従って結合以上に損失が増える原因としては，図 3.9 の様にモードの分布で  $d$  が小さな場合より光の強度が強い部分が共振器の角などで散逸しているためと考えられる．

様々な  $D$  における結合効率を図 3.11 に載せる．みてわかる様にどの  $D$  においても損失の影響が強く，導波路クラッド層の厚さ  $d$  の値が小さい方が，結合効率が良いという結果と

なった.

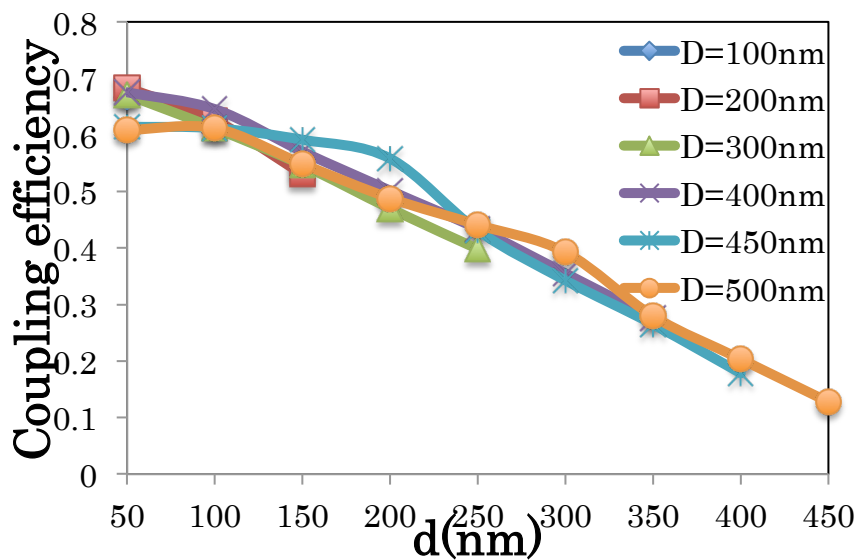


図 3.11 各 D における結合効率

これを踏まえて  $d=50\text{nm}$  で固定し、それを各 D で計算した結合効率と Q 値のグラフを図 3.12 に載せる.

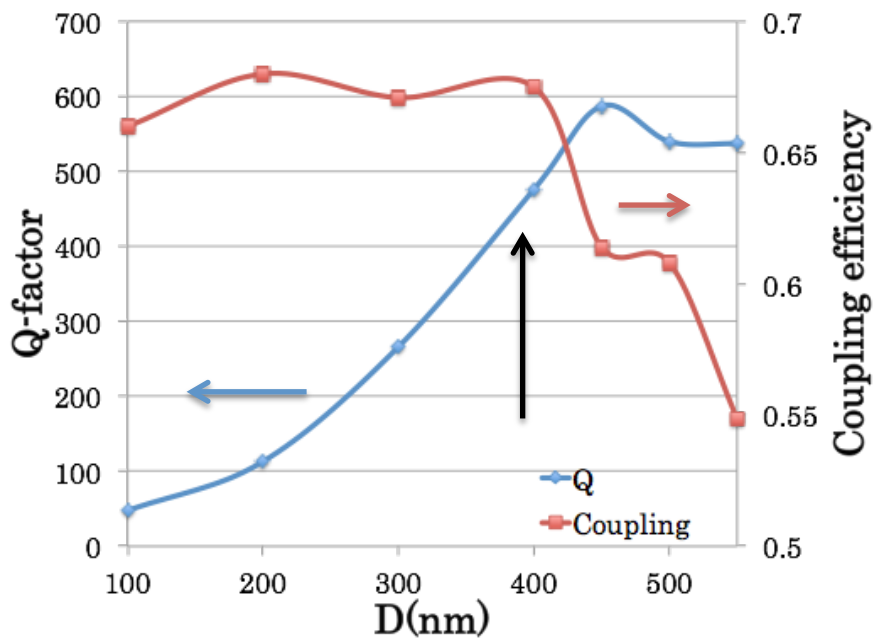


図 3.12  $d=50\text{nm}$  での Q 値と結合効率

図 3.12 をみると導波路のコアと共振器のコア間の距離  $D=400\text{nm}$  の時、結合効率が減少し、Q 値も飽和に近づき始めている。本研究では結合効率に注目し、導波路コア・共振器コア間は  $400\text{nm}$  とする。

#### 3.1.4. 3D における計算例

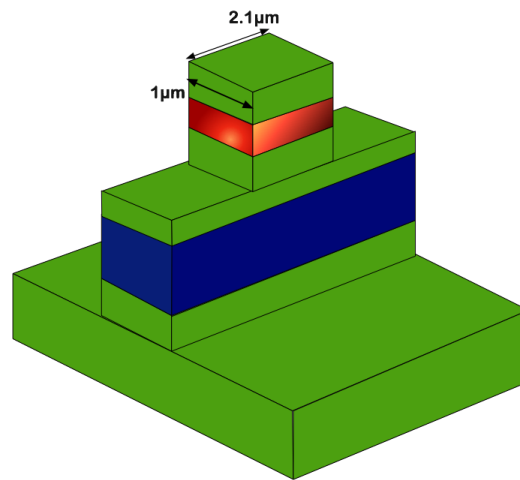


図 3.13 計算した構造

3D における計算は図 3.13.に示す構造で行なった．この時に得られた各スペクトルは図 3.14 の通りになる．これらから計算した Q 値，結合効率はそれぞれ 178，0.26 となった．これらの値は 2 次元の値である Q 値 480, 結合効率 0.68 と比較してどちらも減少しており，始めに述べた目安値である値 Q 値 240，結合効率 0.5 も達成できていない．層構造は 2 次元の計算で最適値に近づけたが，幅の方向ができたことで共振器内部，基板方向への散逸，金属の吸収が増加したためと考えられる．そのため，幅方向での最適化が求められることとなるが，これらの改善については後ほど本論文で述べることとする．

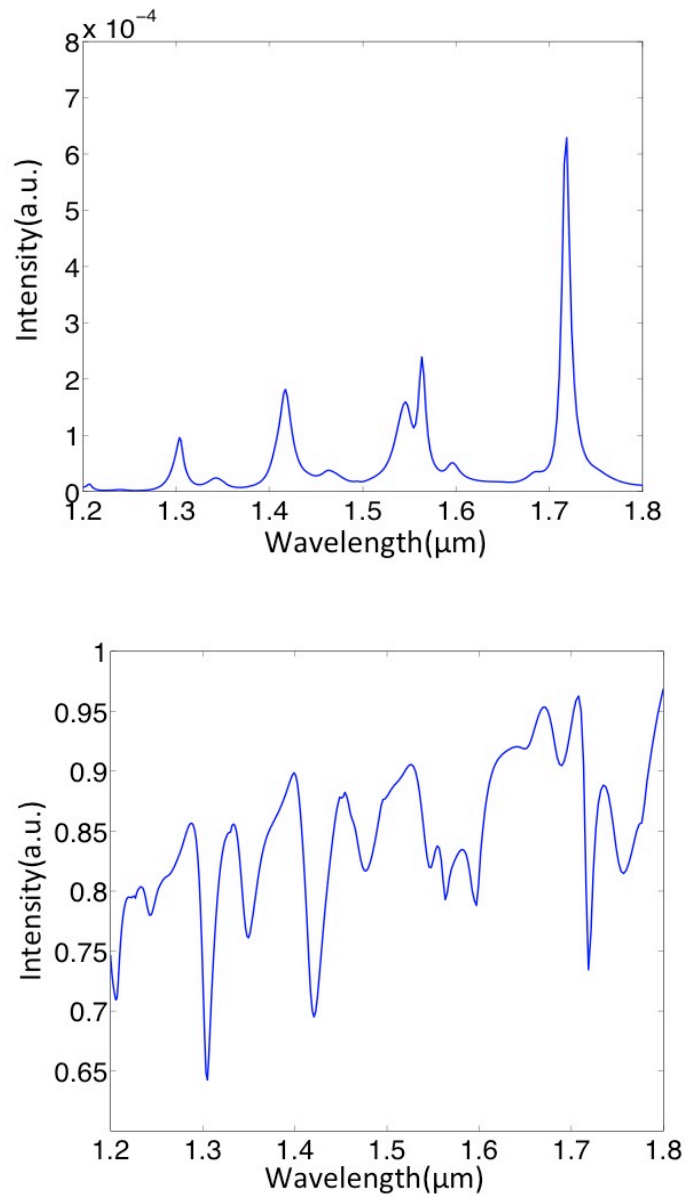


図 3.14 閉じこもる電界強度(上図)と透過率(下図)のスペクトル

### 3.2. 各波長における光分布とスペクトルの変化

レーザを発振させる際、キャリアを電氣的に励起させ、反転分布を引き起こす必要がある。この時、キャリアの濃度は高まり、屈折率と利得が変化する可能性がある。この節では屈折率変化時の透過スペクトルとそのときの磁界分布をみる。

### 3.2.1. 異なる波長での光の分布

図 3.15 は透過スペクトルのピーク波長とベースバンドの波長における磁界  $H_y$  分布である図を見てわかる通り、透過スペクトルの共振波長  $1512\text{nm}$  では磁界がコア内に閉じこもり、遠くはなれた  $1567\text{nm}$  では共振器をほとんど透過していることがわかる。

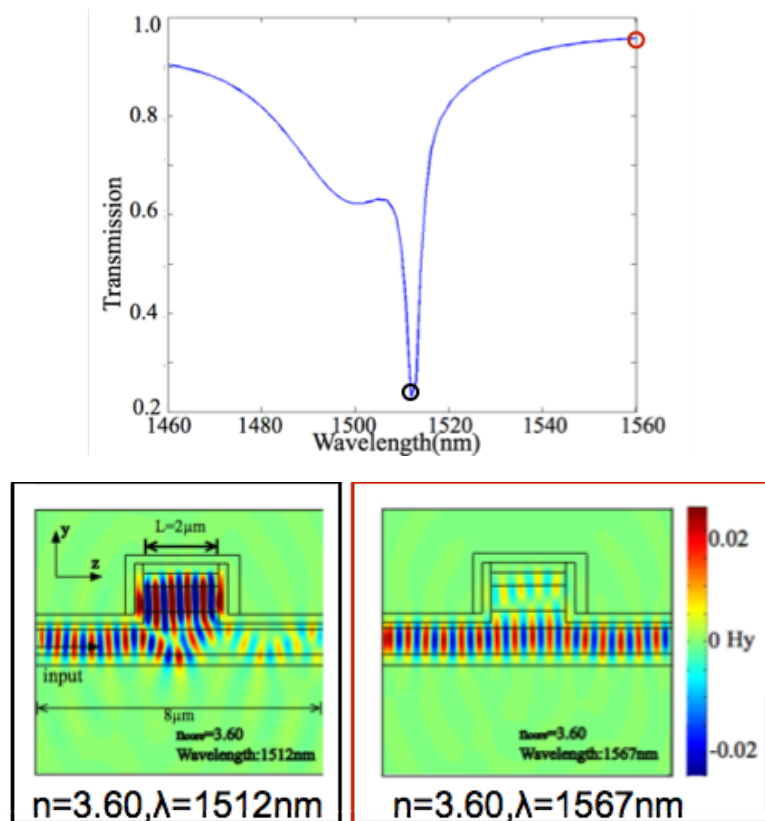


図 3.15 各波長における磁界  $H_y$  分布

何かしらの手法で屈折率を変化させた時を考える。図 3.16 はコアの屈折率を 0.01 ほど変化させた際の透過スペクトルの遷移と同一波長での磁界分布である。磁界分布を描画した波長は屈折率 3.60 の時のピーク波長  $1512\text{nm}$  である。屈折率がずれることで共振波長が本来の共振波長である  $1512\text{nm}$  からずれたことがスペクトル、磁界分布両方からわかる。

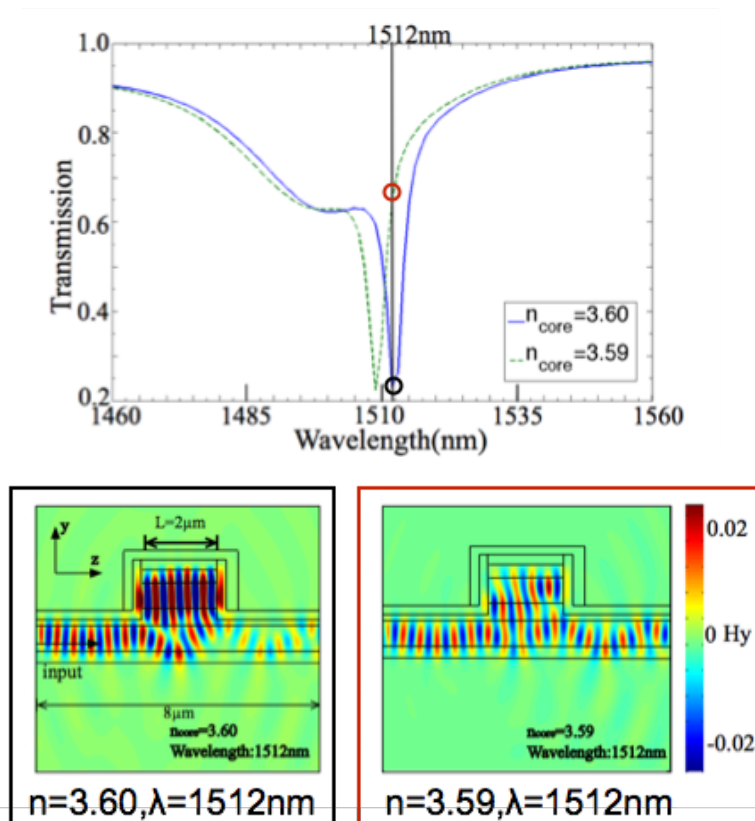


図 3.16 屈折率変化時の透過スペクトルと同一波長の磁界分布

### 3.2.2. キャリア注入における変化

バンドギャップ 0.8eV の半導体にキャリア  $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$  注入した時、見込まれる屈折率変化と吸収係数変化を図 3.17 に示す. このとき屈折率は 0.05 ほど変化することが見込まれる. また, そのときの透過光のスペクトルを図 3.18 に示す. これをみると共振波長がおよそ 13nm ほどシフトしていることがわかる. 金属キャビティで精度の高く目的の波長を発振させるにはこのようなキャリアによる屈折率の変化も考慮する必要がある.

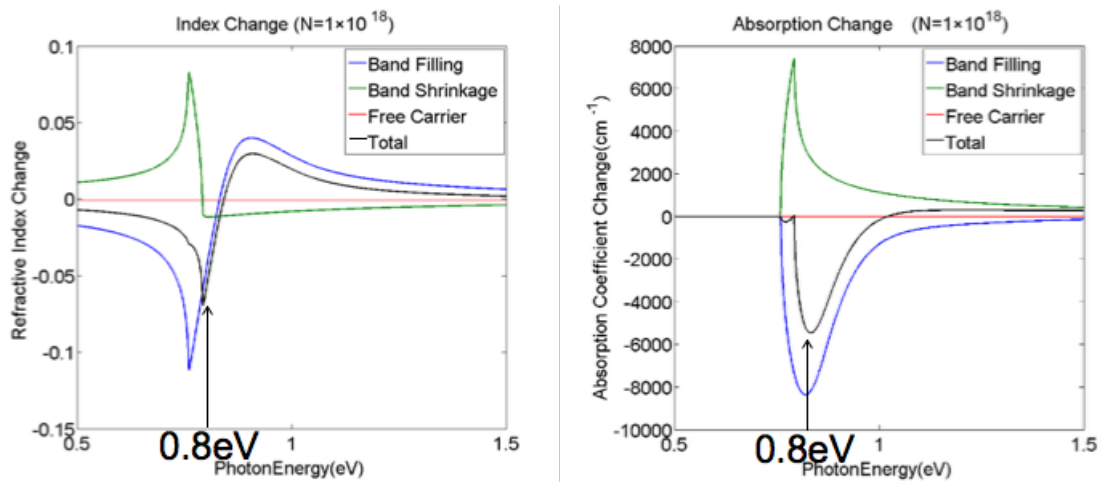


図 3.17 キャリア注入による屈折率，吸収係数の変化

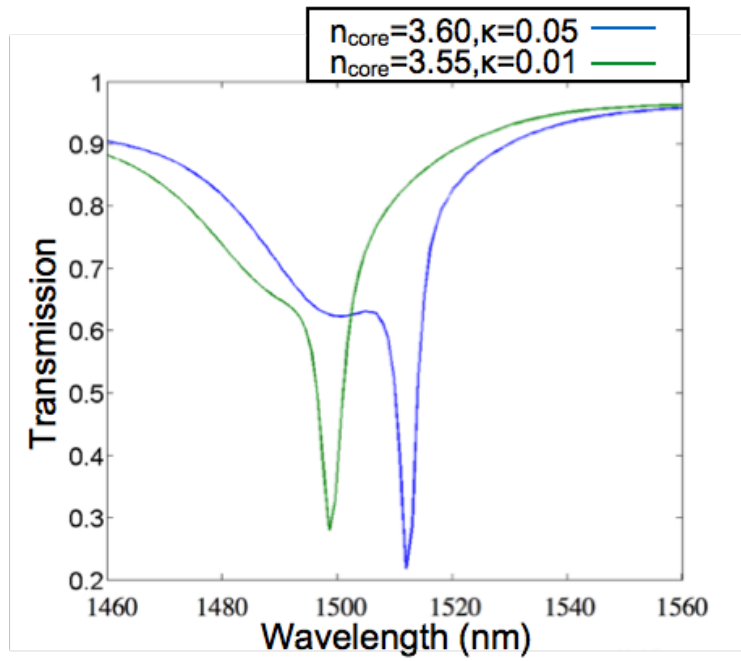


図 3.18 透過スペクトルの遷移



## 第 4 章 デバイスの作製

第 3 章からコア間のパラメータが 400nm と求まった．用いた InP 基板の各パラメータを表 4.1 に記す．

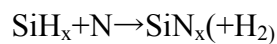
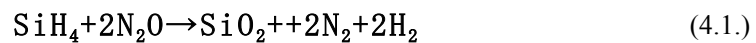
表 4.1 具体的な層構造				
No	Material	Thickness (nm)	Definition	Doping (cm <sup>-3</sup> )
0	N-InP		Substrate	$>5 \times 10^{18}$ N
1	N-InP	50	Buffer	$>5 \times 10^{18}$ N
2	N-InGaAsP Q1.25	100	Etch stop (flip chip)	$5 \times 10^{18}$ N
3	N-InP	250	Lower cladding	$5 \times 10^{18}$ N
4	N-InAlAs (lattice matched)	10	Etch stop (dry)	$5 \times 10^{17}$ N
5	N-InP	200	Lower cladding	$5 \times 10^{17}$ N
6	N-InGaAsP Q1.25 (lattice matched)	350	Lower core	$5 \times 10^{17}$ N
7	N-InP	400	Middle cladding	$5 \times 10^{17}$ N
8	U-InGaAs (lattice matched)	450	Upper core	-
9	U-InP	20	Upper buffer	-
10	U-InGaAsP Q1.25 (lattice matched)	8	Etch stop	-
11	P-InP	480	Upper cladding	$5 \times 10^{17}$ P
12	P-InGaAs (lattice matched)	100	P-contact	$>1 \times 10^{19}$ P

以下では始めに用いたプロセス原理について述べた後，検討した 2 つのプロセスについて説明する．

### 4.1.1. プロセスの内容

#### ・ PECVD

PECVD 法(Plasma enhanced chemical vapor deposition:化学気相堆積法)はプラズマによって化学反応を起こし，目的の基板に薄膜を形成，成長させる方法である．SiO<sub>2</sub>，SiN<sub>x</sub>の積層は下記の化学反応で表せられる[37]．



本研究では InP エッチングの際のハードマスクとして使用しており，シングルマスクプロセスではおよそ 250nm ほど堆積させた．用いた条件は以下の表 4.2 に表す．

表 4.2 PECVD で用いたレシピ								
Material	SiH <sub>4</sub>	N <sub>2</sub> O	NH <sub>3</sub>	N <sub>2</sub>	Pressure	RF	Temp.	Rate

	(sccm)	(sccm)	(sccm)	(sccm)	(Pa)	(W)	(°C)	(nm/min)
SiO <sub>2</sub>	170	710	0	0	133.3	20	350	70
SiN <sub>x</sub>	440	0	20	600	133.3	20	350	15.13

PECVD 法は絶縁膜の形成を極めて短い時間ででき、気体による反応であるので側面にも均質に堆積するという利点がある。しかし、短い時間で堆積するため、表面に数十 nm 程度だが、凹凸が生じやすい可能性がある。図 4.1 に PECVD で成膜した SiO<sub>2</sub> の表面図を載せる。これを見ると基板表面の SiO<sub>2</sub> が小さな粒状となっていることがわかる。これがデバイスの性能にどの程度影響を及ぼすのか、精査が必要である。

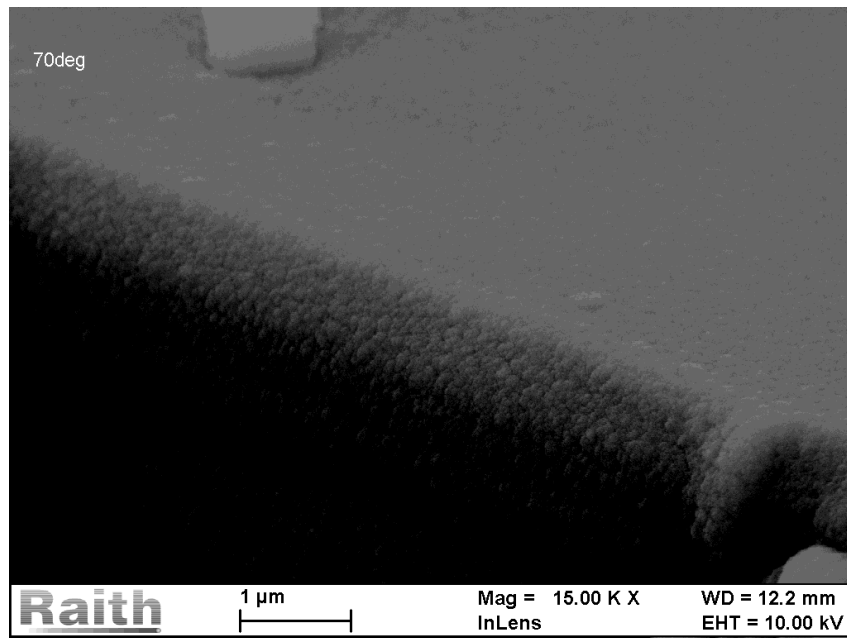
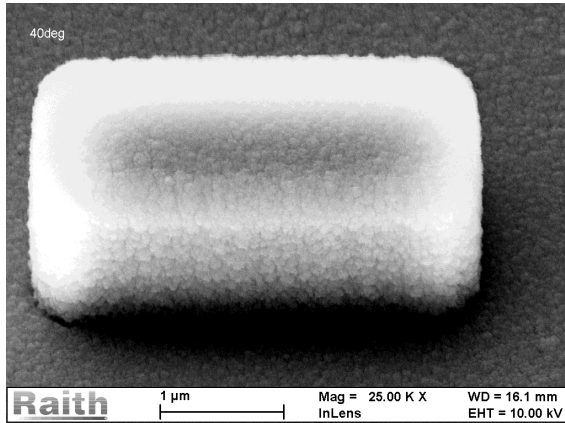


図 4.1 PECVD で成膜した SiO<sub>2</sub> 表面

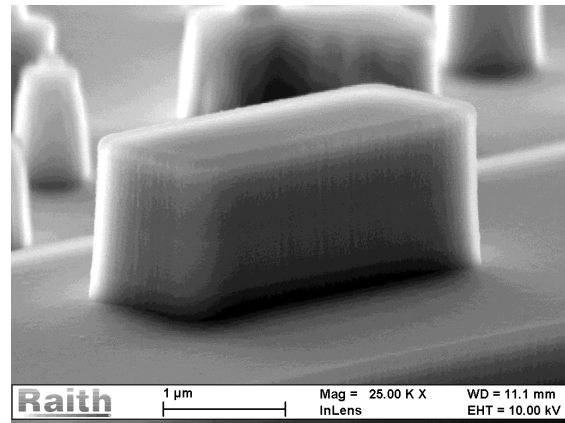
#### ・ スパッタ法

スパッタ法は金属や酸化物といった物質に高エネルギーの不活性ガス(典型的には Ar 粒子)を衝突させ、その物質の粒子をたたき出し、基板に堆積させる方法である。金属も堆積させられる点で PECVD と比べ拡張性に優れているが、時間がかかるという欠点を持つ。

図 4.2 に PECVD 法で成膜した SiO<sub>2</sub> とスパッタ法で成膜した SiO<sub>2</sub> を載せる。これをみるとスパッタ法の方が、表面の凹凸が少ないため、共振器の絶縁膜の作製には(本研究室においては)スパッタの方が向いていると私は考える。しかし、長い間プラズマにさらすと基板にダメージを与えるという報告もあり[38]、長時間の使用は避けた方が良い。



(a)PECVD 法による SiO<sub>2</sub>(~240nm)



(b)スパッタ法による SiO<sub>2</sub>(~150nm)

図 4.2 SiO<sub>2</sub> 膜の表面

#### ・ スピンコート

スピンコート法は溶液を塗布した基板を高速回転させて遠心力で均一な厚さの膜を形成する手法である。高速回転させた後、膜の定着のためにサンプルをホットプレート等で熱する。本研究においてはプライマー、EB レジストの ZEP520A、フォトリジストの AZ5200NJ、犠牲層の LOR7B に対し行った。表 4.3, 4.4 はそれぞれ EB リソグラフィ、フォトリソグラフィ前に行うスピンコート条件である。

表 4.3 EB レジストのスピンコート条件					
Resist	Step1	Step2	Step3	Step4	Bake
①Primer	Slope, 5s	500rpm, 5s	Slope, 5s	4000rpm, 60s	180℃ ,1min
②ZEP520A	Slope, 5s	500rpm, 5s	Slope, 5s	4000rpm, 60s	180℃ ,3min

表 4.4 フォトリジストのスピンコート条件					
Resist	Step1	Step2	Step3	Step4	Bake
①Primer	Slope, 5s	500rpm, 5s	Slope, 5s	3000rpm, 60s	180℃, 1min
②LOR7B	Slope, 5s	500rpm, 5s	Slope, 5s	3000rpm, 60s	180℃, 1min
③AZ5200NJ	Slopw5s	500rpm, 5s	Slope, 5s	3000rmp, 60s	90℃, 1min

#### ・ 電子線リソグラフィ

電子線リソグラフィは微細加工性とパターン発生機能を持つつリソグラフィ装置で

ある[39]. フォトリソグラフィでは光でレジストを変質させるが、電子線リソグラフィでは電子線でレジストを変質させる.

レジストは電子線が単位面積あたりに当たる電荷量(ドーズ量)に従って変質するか否か決まる. このドーズ量は以下の式で表せられる.

$$Q_{dose} = \frac{I_{beam} t_{dose}}{(L_{field}/N_{step})^2} \quad (4.3.)$$

$Q_{dose}$ : 単位面積あたりのドーズ量[C/m<sup>2</sup>]

$I_{beam}$ : ビーム電流[A]

$t_{dose}$ : ドーズタイム[sec]

$L_{field}$ : フィールドサイズ[m]

$N_{step}$ : ステップ数

レジストの変質にはこのドーズ量をレジストごとに閾値に設定しなければならないが、各パラメータをどう設定するかで描画の特性が変わってくる. 電子線の電流量が上がると短い時間で描画できるが、ビーム径が大きくなるため精密な描画の際には  $I_{beam}$  を小さく設定しなければならない.

本研究に用いた EB 描画装置である Raith eLine plus はセッティングの都合上電流量 200pA でしか用いられないため、ドーズ時間を調整して閾値のドーズ量としている. 電子の散乱により実効的なドーズ量が減少しているので、小さいパターン(ex:  $\sim 2 \times 1 \mu\text{m}^2$ )では大きいパターン(ex:  $2 \times 100 \mu\text{m}^2$ )と比べてやや長い時間描画する必要がある. 今回導波路パターンは  $30 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , キャビティパターンは  $40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  で描画を行った.

#### ・ EB 蒸着

蒸着とは高真空中で金属や酸化物を蒸発させ、基板に薄膜を形成する手法である. PECVD やスパッタとの違いは蒸着には方向性があり、基板が水平のとき、側壁に蒸着源の物質が付きにくいことが挙げられる. EB 蒸着は電子線でターゲットを加熱し、蒸発させることを意味し、他の蒸着法には熱蒸着という単純に周囲の温度を上昇させて熱で蒸発させる方法もある. 加熱され蒸発した物質は比較的低温な基板上で冷やされ、堆積する. 本研究では EB 蒸着装置を用いて Cr, Ag, Au を積層した.

蒸着法では、蒸着源が蒸発する方向と垂直な面に物質が積層されるので、図 4.3 の通り基板ホルダを傾けることで側壁を中心に堆積させることもできる. エッチングのマスクとして用いる際はホルダは水平とするが、側壁に薄膜を形成したい場合、図 4.7(b)の蒸着を行う

ためホルダを傾ける必要がある。

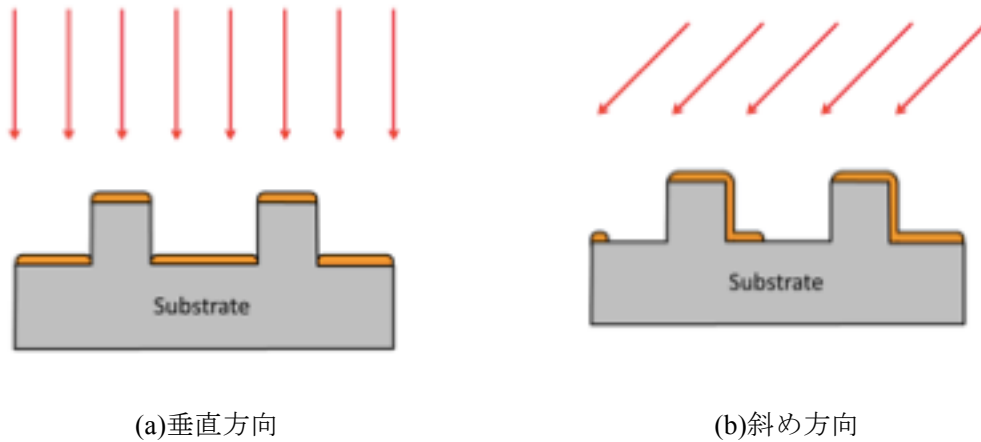


図 4.3 基板の傾きによる蒸着の様子[44]

蒸着によってできた薄膜は密着性が悪く、特に銀といった貴金属は図 4.4 に示す様に非常にはがれやすい[40]。密着性を上げる手段として、蒸着後アニールをすること、目的の物質を蒸着する前に密着性の高い Cr, Ti や Ge といった物質の中間層を導入すること[41,42], イオン照射による表面処理を行う[43]といった手段がある。これらを行う場合、最終的にデバイスにプラズモニックスやショットキー接合の形成、表面処理による欠陥の増大といったことで問題が起こらないか調査する必要がある。また、Ti, Ag といった酸化されやすい物質は  $10^{-5}$  Pa 以下の高真空中で蒸着を行うことが望ましいと言われている。

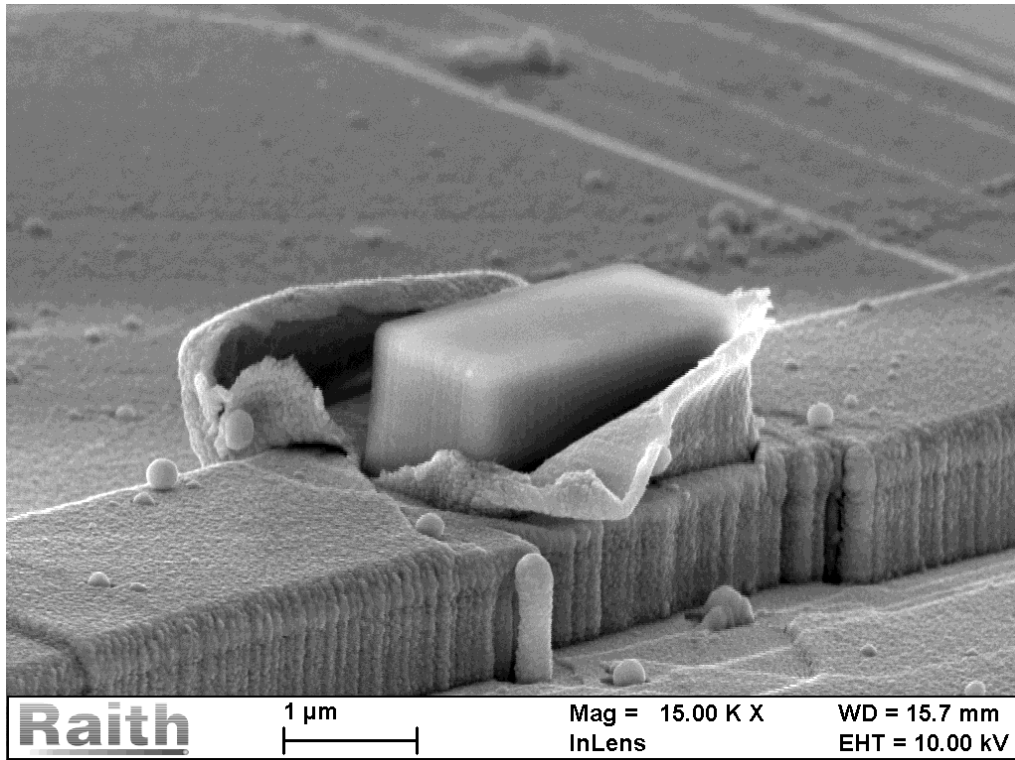


図 4.4 メサからはがれた銀

#### ・ リフトオフ

リフトオフは電極，マスクの作製に用いられるレジストを溶解するプロセスである．本研究では Cr や Ag, Au 蒸着後に，70℃に暖めた ZDMAC にサンプルを浸け，その後アセトン, IPA で洗浄するという方法を行っている．図 4.5 にリフトオフプロセスの流れを載せる．リソグラフィしたサンプルに真空蒸着を行い，その後レジストを溶解するリフトオフをすることでリソグラフィしたパターンに蒸着した物質をパターンニングできる．図 4.9 で自明な様に，蒸着する物質の高さはレジスト膜厚以下に制限され，その高さはレジストの 1/2 以下が望ましいとされる．

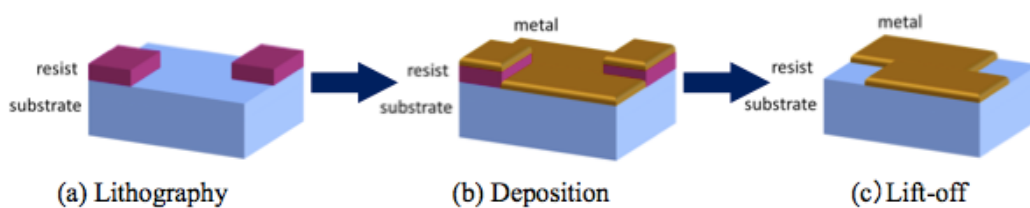
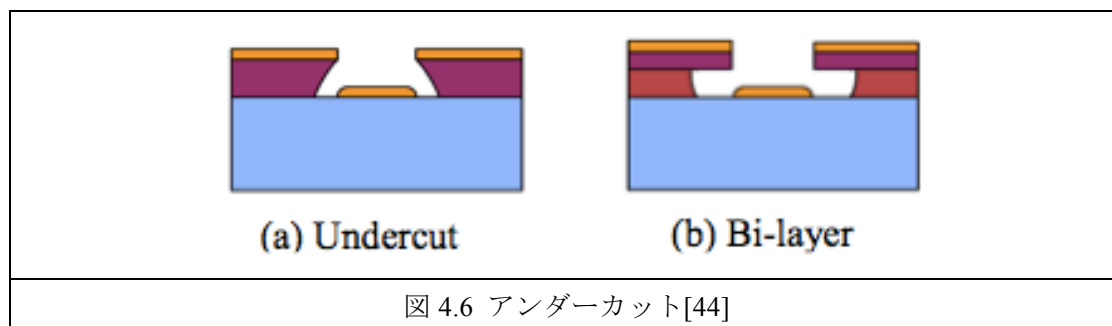


図 4.5 リフトオフプロセス[44]

リフトオフする際に重要なのが図 4.10 の様にレジストにアンダーカットが入っているか

否かである．このアンダーカットはリソグラフィの条件のほか，図 4.6(b)に示すバイレイヤーによるオーバーハング構造を作製することでもできる．バイレイヤーはレジストを 2 種類用いるので全体の膜厚が大きくでき，アンダーカットを作製することも容易である．本研究では EB リソグラフィでは(a)を，フォトリソグラフィでは(b)を用いている．



リフトオフをする際には軽く攪拌しながらレジストを ZDMAC に浸けなければならない．図 4.7 はリフトオフ時に動かさずにレジストを溶解したサンプルの表面 SEM 像である．図からわかる様に Cr がリソグラフィパターン周辺に堆積している．この Cr は一度堆積すると溶液に浸けても取れず，超音波洗浄を用いる必要がでてくる．これを防ぐにはサンプルに Cr が堆積しない様動かしながら ZDMAC に浸ける必要がある．

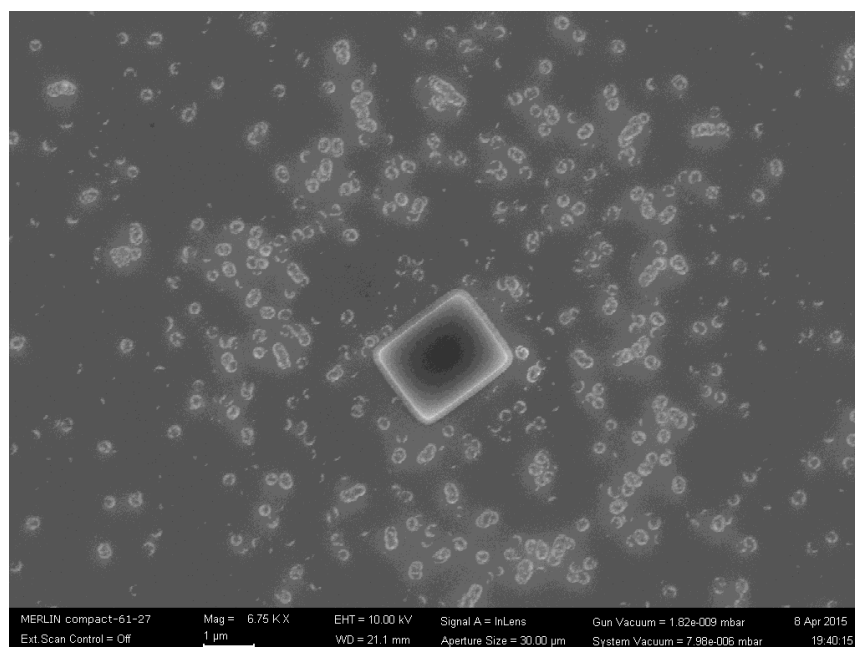


図 4.7 攪拌しなかったリフトオフ時の SEM 像

- ・ ドライエッチング(RIE)

ドライエッチングはガスをプラズマ化して基板を削るエッチング方式である。化学反応を利用する化学的エッチングと物理的エッチングを同時に使用できる。化学エッチングは等方的であるが表面の凹凸が生じず、物理エッチングは異方的であるが表面に凹凸が生じやすい。本研究では  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  による反応性イオンエッチング(RIE: Reactive Ion Etching)を行った。RIE は化学エッチングと物理エッチングをうまく組み合わせることで高い異方性と選択性を実現したエッチングである。メタン水素によるエッチングではその過程でポリマーが生成され、側壁につくことで側壁が保護される。そのため、垂直性の強いエッチングが可能となる。

表 4.5, 4.6 にドライエッチングの条件を記載する。InP のエッチングではエッチングを進めるとポリマーが発生し InP エッチングを阻害するのである程度 InP エッチングを進めた後、 $\text{O}_2$  によるクリーニングを行うサイクルとなっている。

表 4.5 $\text{SiO}_2$ ドライエッチング条件					
Samco RIE					
Target	RF	$\text{CHF}_3$	$\text{H}_2$	Pressure	Rate
$\text{SiO}_2$	80 W	20 sccm	10 sccm	2 Pa	22.5nm/min

表 4.6 InP ドライエッチング条件							
Oxford RIE							
Target	RIE	$\text{CH}_4$	$\text{H}_2$	$\text{O}_2$	Pressure	Temp	Time
InP	80 W	48 sccm	7 sccm	0 sccm	15 mTorr	60°C	5min
Cleaning	40 W	0 sccm	0 sccm	50 sccm	75mTorr	60°C	20sec

#### ・ フォトリソグラフィ

フォトリソグラフィは光でレジストを変質させる装置である。デザインを一気に描画できるため大量生産には向いている特徴があるが、事前にフォトマスクが必要である。本研究で用いたフォトレジストである AZ5200NJ は一度紫外線を照射した後、120°C で 2 分熱することでパターンを反転させることができる。フォトレジストは基板の角に瘤を作りやすいため、リソグラフィ時にマスクと基板が十分に密着しないことや、角にかかる圧力で基板が割れることがあるため、事前に基板の周辺のレジストを ZDMAC 等に浸けた綿棒で取り除く必要がある。

反転リソグラフィを行った AZ5200NJ、犠牲層の LOR7B は NMD3 で溶解される。本研究



では 70 秒ほど浸けてレジストを溶解し、図 4.8 のアンダーカット構造を作った。顕微鏡像で濃い黄色がフォトリソレジスト、犠牲層とともに溶解した部分で薄い黄色の部分が犠牲層のみ溶けた部分である。

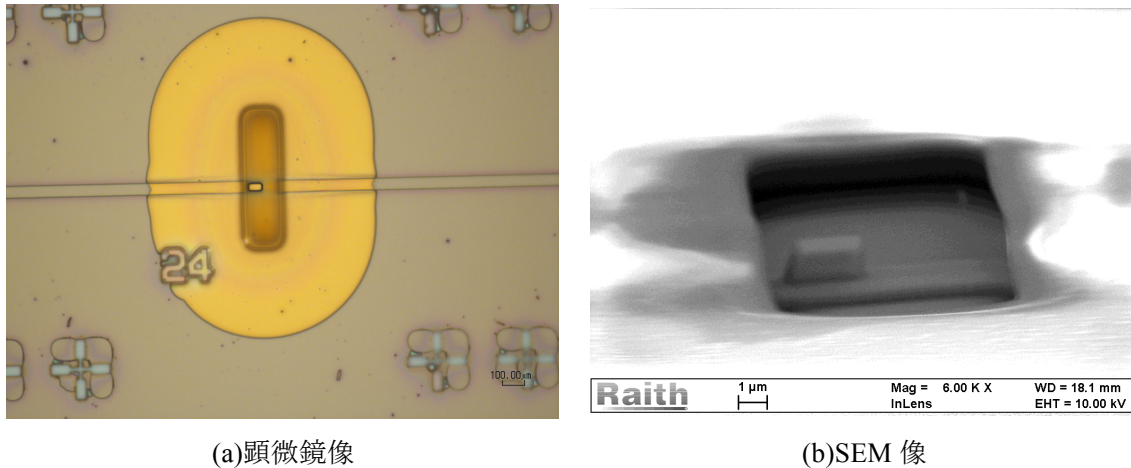


図 4.8 バレイヤーリソグラフィ

#### 4.1.2. 作製プロセス

今回、目的の構造を作る際に重要な評価指標は

- ・アライメントの正確さ
- ・異方性(垂直性)

の 2 つである。本研究で対象となるのは 2 段階構造である。2 段階構造はキャビティのためのマスクと導波路のためのマスクで 2 種類必要となる。ひとつの構造は共振器であり、共振器構造においては特に異方性が重要になると考えられる。アライメントは光との結合を考える際重要となる。

作製では 2 つのプロセス(ダブルマスクプロセス、シングルマスクプロセス)を検討した。始めに述べておくと最終的にはシングルマスクの方を採用した。以下に 2 つのプロセスの詳細を述べるが、ダブルマスクの内容とシングルマスクの内容を混同しない様、注意を促しておく。

##### ・ダブルマスクプロセス

エッチングマスクとして  $\text{SiO}_2$  と  $\text{SiN}_x$  を用いるのがダブルマスクプロセスである。これは  $\text{SiO}_2$  と  $\text{SiN}_x$  の BHF に浸けた際のエッチングレートの差を利用している[36]。典型的なエッチングレートは  $\text{SiO}_2$  は 500nm/min,  $\text{SiN}_x$  は 50nm/min 以下であり、選択比は 0.1 以下となっている。これら二つのマスクを用いたプロセスフローを図 4.9 に示す。このプロセス

では始めに PECVD を用いて SiNx を 100nm ほど積層させ、その上に ZEP520A をスピンコートしている。EB リソグラフィでキャビティのマスクを描画し、ZEDN50 で現像した後に EB 蒸着で Cr を堆積、ZDMAC でリフトオフを行った。そして SiNx を CHF<sub>3</sub>&Ar のドライエッチングで削り、SiNx の共振器用マスクができる。その次はすぐに InP 系を削らずに SiO<sub>2</sub> を 150nm ほど積層し、先ほどと同様に今度は導波路のマスクを形成する。その後、InP 系を削るため、CH<sub>4</sub>&H<sub>2</sub> のドライエッチングをする。適当なところで取り出し、BHF で 30sec ほど浸け、SiO<sub>2</sub> を取り除く。残った SiNx マスクでさらに InP 系をドライエッチングし、目的の構造が形成されたら SiNx を取り除くために BHF に長時間浸ける(>10min)。

このプロセスは下記の様ないくつかの問題点がある。

- EB のオートマチックアライメント精度が悪い
- 2 段階目のエッチングで導波路がマスクで覆われない
- 1 段階目のエッチングをどこでやめるかといったチューニングが必要になる
- SiNx も少しずつ溶けるため、マスクとしての信頼性への疑問

特にアライメントには問題がある。EB でのアライメントでは目視でデザインの座標と現実のサンプルの座標を合わせるアライメントの他に、図 4.2 に示す様な自動アライメント機能がある。このアライメントではライトフィールド単位でアライメントマークから位置合わせを行うので正確にリソグラフィとサンプルのパターンとの重ね合わせができる。このアライメントは図 4.10 上段に表す様、電子ビームをあらかじめ設定した部分に照射し、その時観測される電子の強度が急峻な傾きを生じた際、その中点が現実のサンプルにおけるひとつの座標としてデザイン上の座標と対応づけている。このプロセスでは SiN マスクに対し、これを行うが、マスクの高さは高々 200nm と低く、観測される電子強度に差が生じにくい。そのため、図 4.10 下段の様にパーティクルといったものの影響を受けやすく、実際のパターンとは異なる位置にマーカーがあると認識してしまう。この観測される電子の強度は表面の凹凸の他、材料にも起因していると思われるが、SiN や SiO<sub>2</sub> といった絶縁体はもともと強度の差も生じにくいいため、正確なアライメントのためには高さが必要となる。

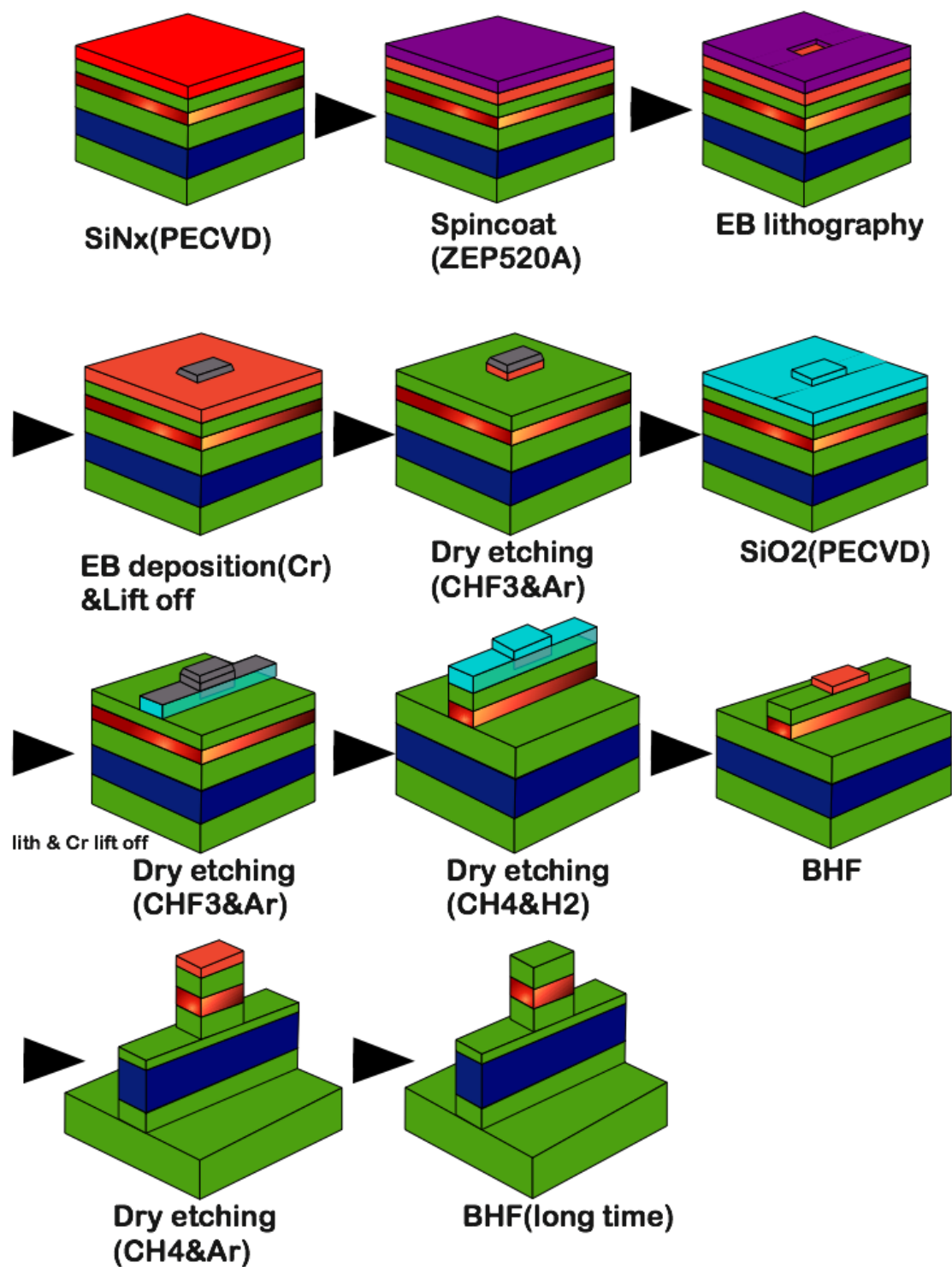


図 4.9 ダブルマスクプロセスフロー

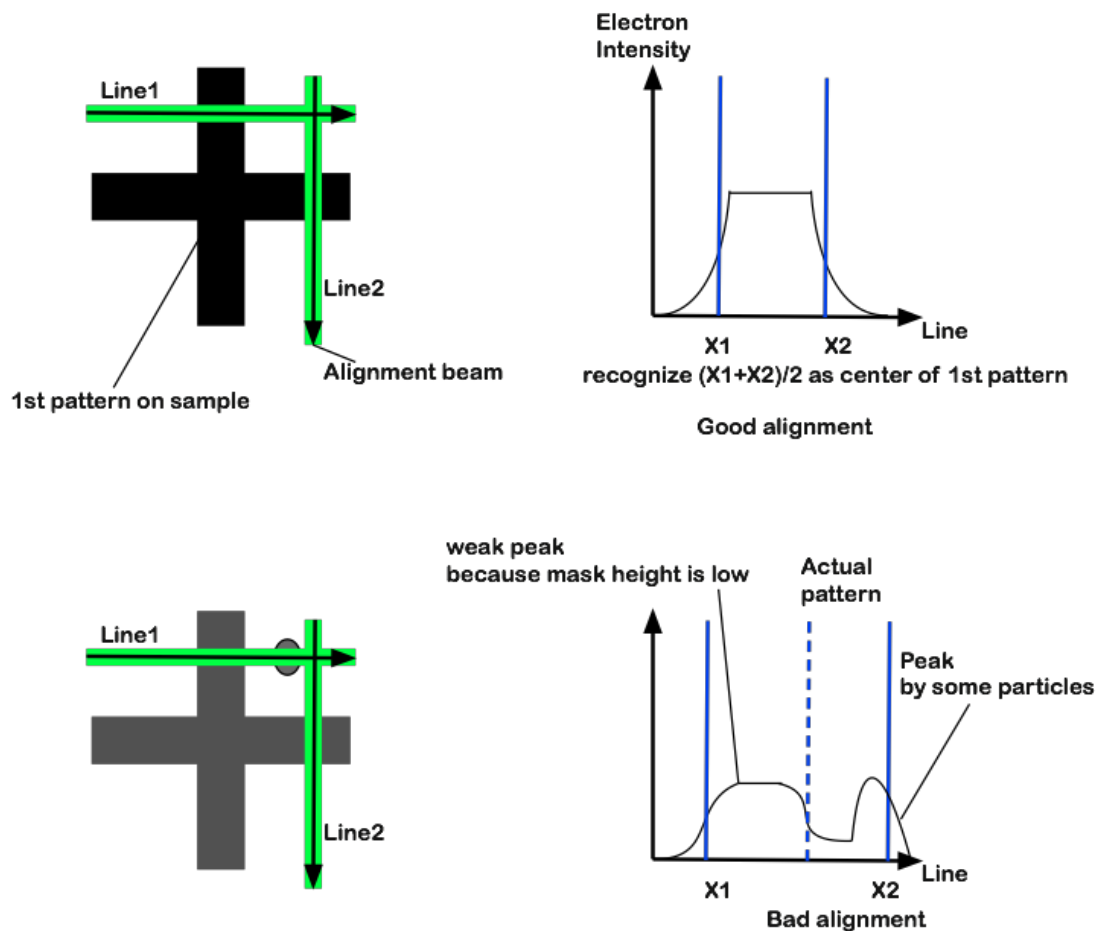


図 4.10 EB の Automatic アライメント

図 4.11 はこのプロセスで実際に作製したサンプルの SEM 像と顕微鏡でみた像である。図 4.11(a)では共振器構造が破壊されており、マスクへの信頼性の問題が示唆される。また、導波路も角がとれて曲がっている。これは 2 段階目のマスクが無いことが起因している。図 4.11(b)ではアライメントのずれから導波路にスティッチングエラーが起こっており、共振器も導波路パターンからはみ出している。

これらから、いずれのエッチング段階でも導波路、共振器ともにマスクで保護され、2 段階目のリソグラフィが上手く行く様にサンプルのパターンに高さがあることが求められる。

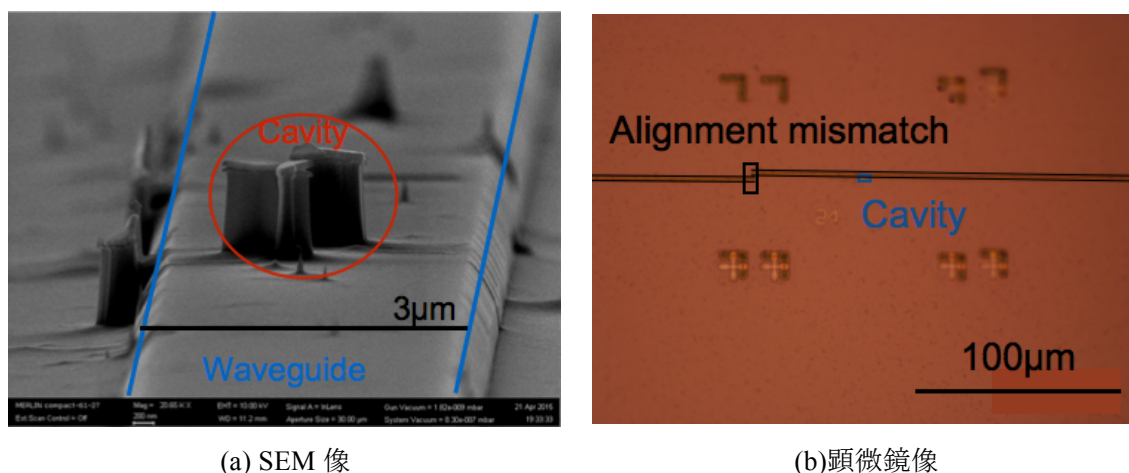


図 4.11 ダブルマスクプロセスで作製したサンプル

### ・シングルマスクプロセス

シングルマスクプロセスは先の手法と違い、あらかじめマスクを作るのではなく、1段階目と2段階目でそれぞれマスクを1から作る方式である。図 4.12 にそのフローチャート載せる。アライメントを行う時、1段階目のエッチングですでに  $1\mu\text{m}$  ほど削っているの観測される電子にパターン内部とその前後で大きな差が生じ、アライメント精度は良くなる。しかし、すべてのパターンが完全に一致する訳ではなく、一部導波路にずれが生じることもある。このエラーが起こる割合は描画するデザイン全体のスケールにも依存すると思われる。

このシングルマスクで得られたサンプル像を図 4.13 に掲載する。アライメントについては 4.13(b)に見られる様にほとんどのキャビティが導波路パターンに覆われた。一方、4.13(a)の通り、エッチングの角度が鈍化し、垂直性が悪化した。この垂直性の悪化はメタン水素による InP 系エッチング中に  $\text{SiO}_2$  マスクの端が削られ、縮小[45]してしまったことに起因する。この現象は図 4.14 の様に起こるが、 $\text{SiO}_2$  マスクを厚くすることでその縮小を防ぐことが可能である。図 4.13 で得られたサンプルの  $\text{SiO}_2$  マスクの厚さはおよそ  $150\text{nm}$  であったがこれを  $250\text{nm}$  としたところ、図 4.15 の構造が得られた。この構造では良い垂直構造を得ることができ、このことからマスクの縮小を抑えることができたと考えられる。ただし、図 4.16 に見られる様な導波路、キャビティの側壁に  $\text{O}_2$  アッシング、BHF で取れないポリマーが付着することや、側壁のラフネスができる等いくつかの改善の余地があり、表面処理の条件を求める必要がある。

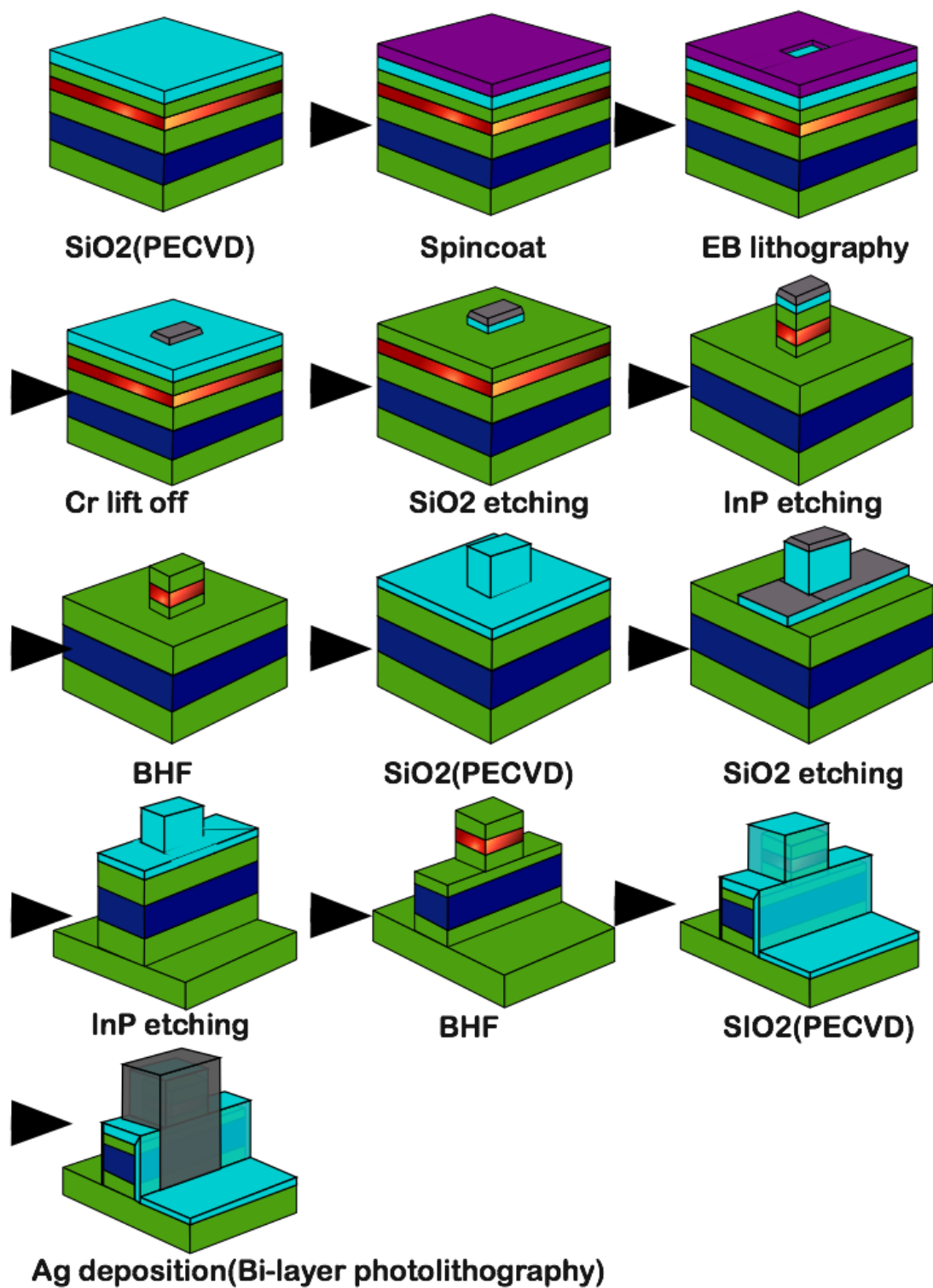
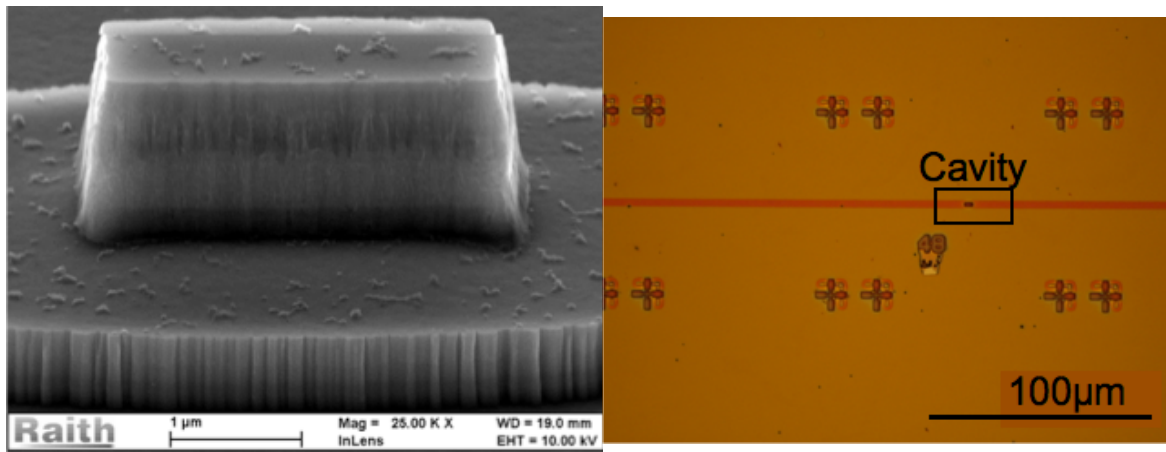


図 4.12 シングルマスクプロセスフロー



(a)SEM 像

(b)顕微鏡像

図 4.13 シングルマスクによるサンプル

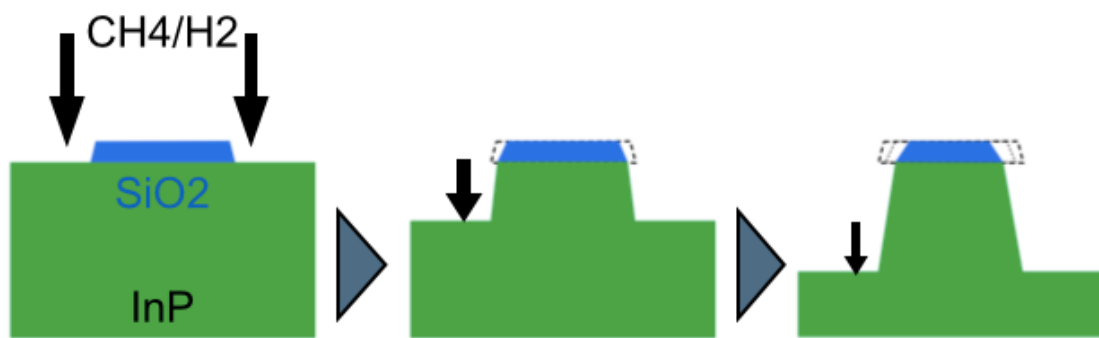


図 4.14 mask erosion 効果



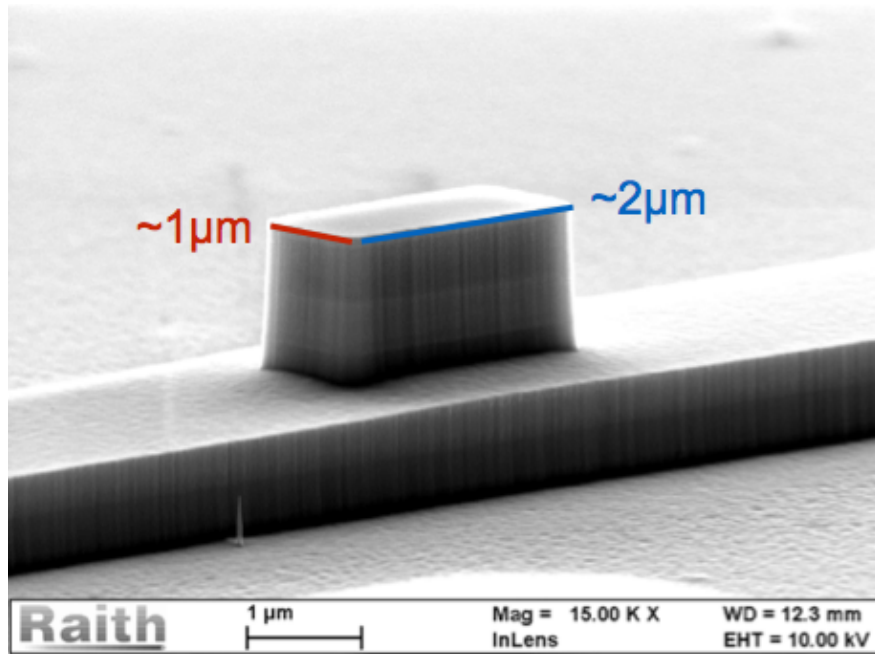


図 4.15 マスクを厚くした場合のデバイス SEM 像

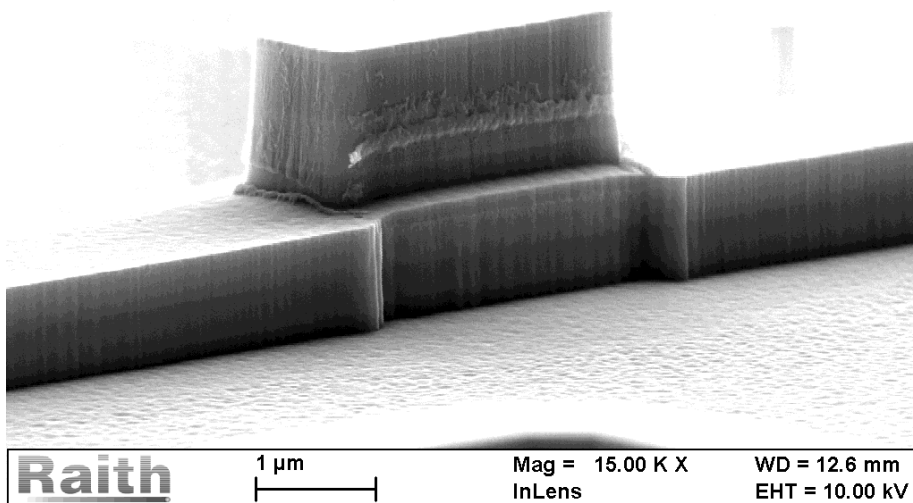


図 4.16 ポリマーが付いたデバイス



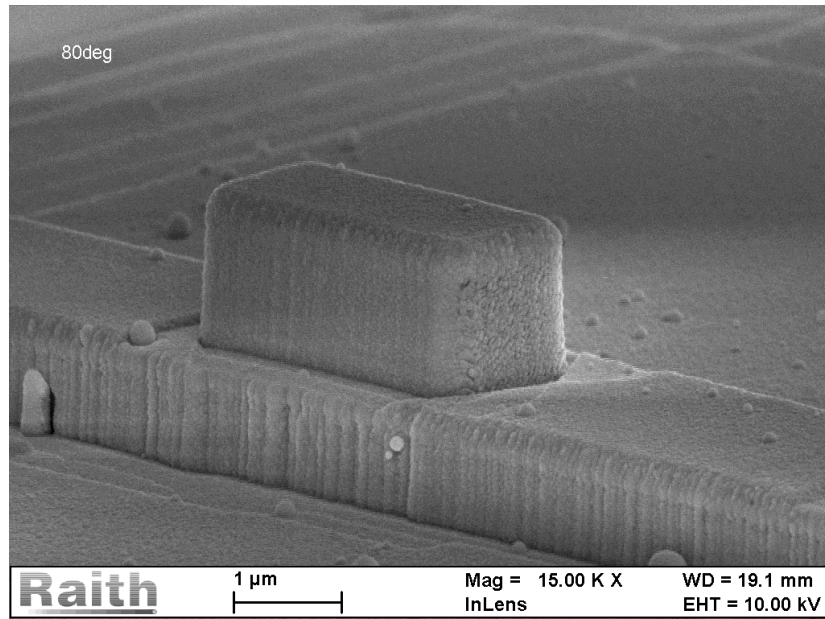


図 4.17 銀を堆積させたデバイス

図 4.17 が銀を蒸着し，最終的に得られたデバイスサンプルである．銀の除着は先行研究 [46]を参考にし，各方向に対して 45 度に傾けて行った．図 4.17 ではアニールは行っておらず，より銀の密着性を良くするためにはアニールの条件を求める必要がある．

#### 4.1.3. アクティブデバイスとするには

本研究では導波路とキャビティのカップリングに焦点を当て，透過特性を得ようと試みのため電極はつけていない．しかし，今後レーザとして用いるには電極は不可欠である．そのためには銀の蒸着前にキャビティ上部の絶縁層をエッチングする頭出しが必要であり，さらに共振器上部のコンタクト層とオーミック接合を形成する材料の成膜，アニールが求められる．同様に導波路側の電極も構成する必要があるが，導波路コアをドーピングすると吸収が大きくなり，集積デバイスとして不利となる．そのため，導波路と共振器の間に薄いコンタクト層を形成し，そこから電極を取るといった導波路コアまでドーピングしないための工夫が求められる．

## 第 5 章 透過特性の測定

第 4 章で作製したデバイスの測定を行った。以下ではどのように測定したかを示す測定系の構成と、その測定系から得られた透過特性の結果と考察を述べる。

### 5.1. 測定系

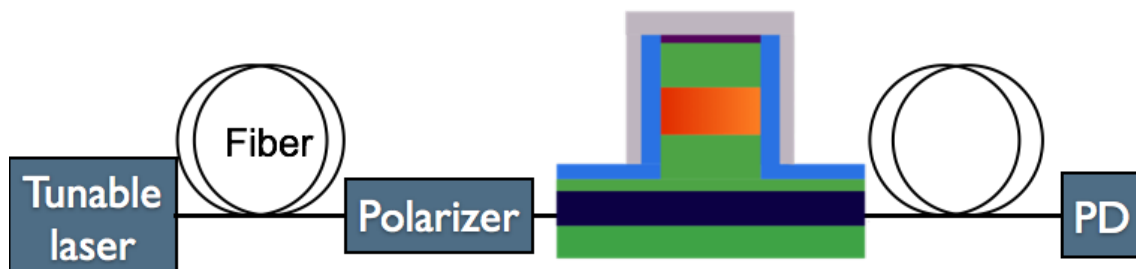


図 5.1 測定系模式図

測定は図 5.1 に示す模式図で表される系で行った。光源には 1477nm から 1563nm までの波長可変レーザを用いた。レーザは単一モードファイバを通り、偏光板を介して任意の偏波となる。偏光板を通った光は作製したデバイスの導波路端に入射し、キャビティ構造を通る。光はデバイスのもう一方の導波路端でファイバと再びカップリングし、最後にフォトディテクターによってその光スペクトルの強度を計測した。デバイスは計測のため適当に劈開して銅板に貼付けており、ひとつあたりの長さはおおよそ 1mm となっている。

図 5.2 は光源に用いたレーザ自身のスペクトルである。波長ごとに出力パワーが異なり、おおよそ 0.5dBm の振幅があり、包絡線で見ると最小値と最大値で 1.5dBm の差があることが見て取れる。この図では -3~-4dBm で表記されているが、これはカプラで分けられた片方の光のパワーであり、実際の入力光のパワーは 3~4dBm ほどである。計測における分解能は 0.03nm として行った。

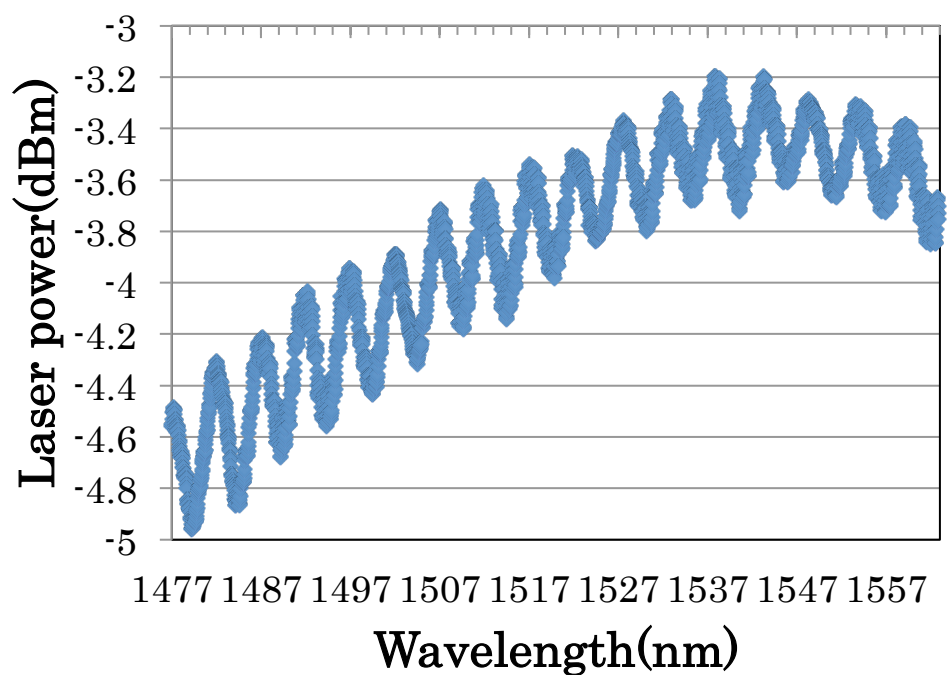


図 5.2 光源のみによるスペクトル

## 5.2. 測定結果

実際にデバイスの透過スペクトルを計測したところ、図 5.3 の透過光スペクトルが得られた。図 5.3 では 4nm 間隔でピークを持つが、これは図 5.2 に見られる元の光源の振幅であり、今回の金属キャビティに起因する共振は見られなかった。また、レーザによる振幅により周期の短い Fabry-Perrot 振動が重なることで図 5.3 の潰れたようなスペクトルが得られている。

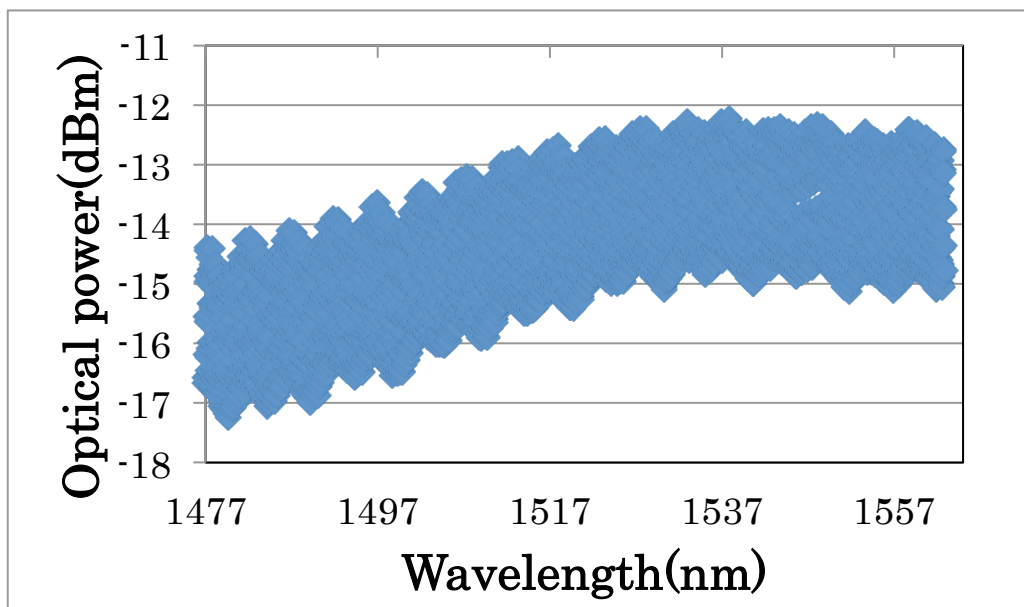


図 5.3 デバイスの透過光スペクトル

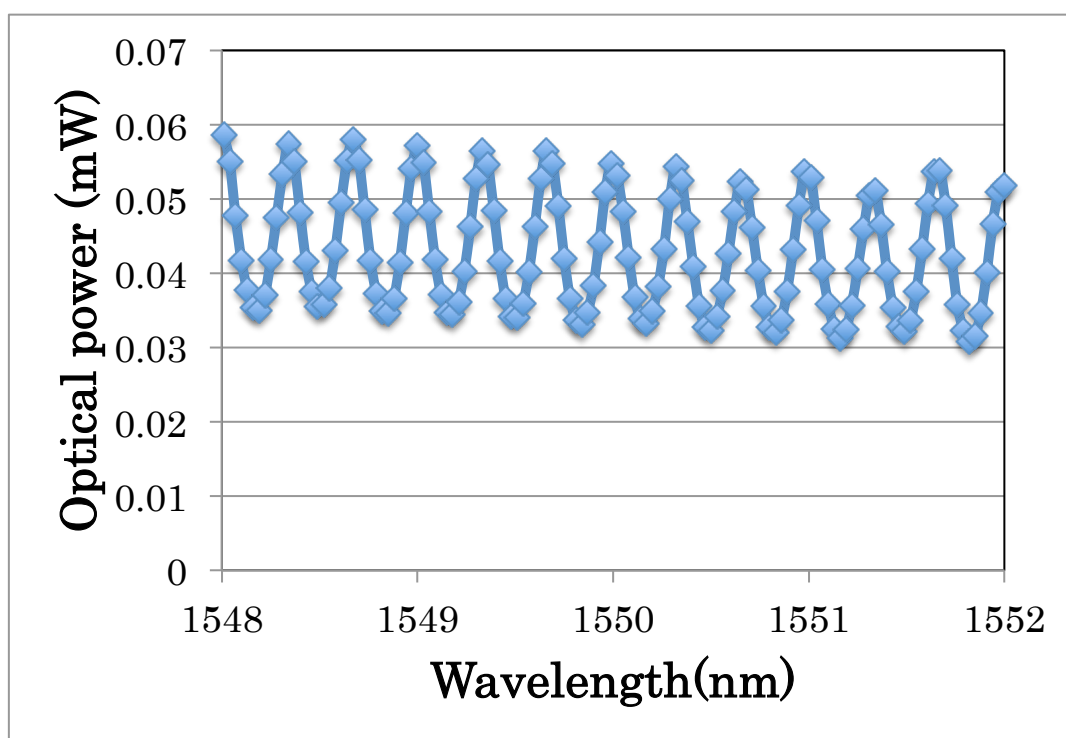


図 5.4 Fabry-Perrot 共振

図 5.3 の透過光スペクトルのうち、一部を拡大し、線形に直した透過光スペクトルが図 5.4 である。この図をみると周期  $0.33\text{nm}$  で振動している。導波路は空気との端面において反射率  $0.35$  で反射するため、導波路自体が Fabry-Perrot 共振器となる。この時、透過率のスペクトルは式 5.1 で表せられ、そのときの位相は式 5.2 で表せられる[25].

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{T^2 e^{-\alpha l} \eta_1 \eta_2}{(1 - R e^{-\alpha l})^2 + 4 R e^{-\alpha l} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (5.1.)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2l \quad (5.2.)$$

ただし,

I<sub>i</sub>:入射光パワー

I<sub>t</sub>:透過光パワー

T:導波路端面に置けるパワー透過率

R:導波路端面におけるパワー反射率

$\alpha$ :パワー損失係数

$\eta_1, \eta_2$ :入射側端面, 出射側端面における結合効率

l:導波路の長さ

$\lambda$ :光の導波路内波長

今,  $\sin$  関数の 2 乗でスペクトルの強度が決まることから, 隣接するピークの波長の位相差は  $\pi$  であることが言える. 図 5.4 中では周期の異なる山が見えないことからシングルモードで伝搬していることがわかる. そこからスラブモード解析から得た実効屈折率 3.26 を代入して計算すると導波路の長さはおおよそ 1.1mm となり, 実際のデバイス長さに一致する.

この透過スペクトルで最大値と最小値の商を H で表すと式 5.3 で表せられ, 最大, 最小の比から式 5.4 の様に, ファイバとのカップリング率考慮すること無く, パワー損失係数が求められる. この計算から 1550nm 帯において伝搬パワー損失はおおよそ 5.5dB/mm と求められた. この損失はハイメサ構造による側面での散逸と導波路コアのドーピングによる吸収が影響していると考えられる.

$$H = \frac{|I_t/I_i|_{max}}{|I_t/I_i|_{min}} = \frac{(1 + R e^{-\alpha l})^2}{(1 - R e^{-\alpha l})^2} \quad (5.3.)$$

$$\alpha = -\frac{1}{l} \ln \left( \frac{1}{R} \frac{\sqrt{H} - 1}{\sqrt{H} + 1} \right) \quad (5.4.)$$

### 5.3. 透過特性についての考察

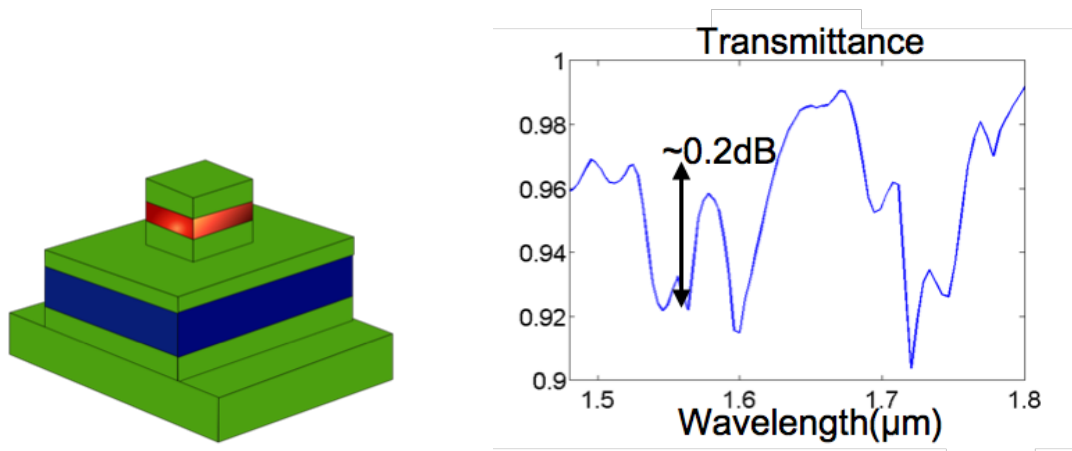


図 5.5 幅の広い導波路とその透過率

この節ではなぜ共振器のレゾナンスが得られなかったか、原因とその改善について議論する。作製の都合上、導波路はシミュレーションで行った構造と異なり、幅の広い導波路で作製された。図 5.5 左図で示すような実際の構造に基づき、その透過特性を計測したところ、図 5.5 右図のスペクトルが得られた。このスペクトルを見ると、0.2dB のピークとなっており、透過特性の計測で共振ピークが得られなかった原因であると思われる。透過スペクトルの消光比の小ささは共振器内部のロスが 2 次元での計算よりも大きくなったことに加え、共振器のモードと導波路のモードの大きさが異なるためにミスマッチが生じたためと思われる。

改善案としては以下が考えられる

- ・テーパ構造を導入し、最適化を行う( $\kappa$ )
- ・共振器幅を広くし、共振モードの閉じ込めを上昇させる( $\alpha$ )
- ・共振器を覆う絶縁層の厚さを薄くし、金属に覆われる領域を広げる( $\alpha$ )
- ・裏面に絶縁層を追加し、基板への放射を抑えてカップリング効率を上げる( $\kappa$ )
- ・共振器をカプセル構造にし、金属による損失を抑える( $\alpha$ )

なお、各項目末尾にある記号は改善が見込まれる主なパラメータを示している。

## 第 6 章 結論

本研究では光デバイスの集積化のため、金属キャビティと導波路の結合の設計、作製、評価を行った。

設計ではモデル化を行うことで現象を簡便化し、そこから求めた結合率と、 $Q$  値から導波路、キャビティ中間層の厚みを決定した。この時  $Q$  値、結合率は導波路・キャビティ間の結合係数以上に共振器内部の損失(結合を除く)に影響を受けていることがわかった。適切な層の厚みは 400nm であったが、共振器幅、導波路幅といった幅の方向については最適化の余地があった。

作製では 2 段階構造のという精密なアライメントが必要とされたため、EB リソグラフィにおける適当なアライメント条件を発見した。また、エッチング時に起こるマスクの収縮がメタン水素によるものとわかり、 $\text{SiO}_2$  マスクを厚くすることで解決した。ただし、一部のキャビティにはポリマーと思われる物質が付着していることや側面の凹凸もあり、表面処理のプロセスが求められる。

計測では導波路端面間による Fabry-Perrot 共振の影響が強く、また、導波路幅がシミュレーションでの値より大きかったこともあり、金属キャビティによる共振は見られなかった。これはつきつめれば共振器内の損失が大きいことにつながるため、最後に損失の低減について提案した。

本研究における、透過特性による共振器特性の評価は計測なく終わったが、将来的に金属キャビティはレーザとしての働きが期待されているため、今後は電極の形成とキャビティを発光させ、導波路と結合の評価が行われることが望まれる。そのためには、幅方向の最適化に加え、電気的特性の最適化、電極のプロセス、基板放射光と導波路伝搬光の評価が必要であり、今後の課題となると思われる。

## 参考文献

- [1] 日本学術振興会. 光エレクトロニクスとその応用. オーム社. (2011).
- [2] Miller, D. a. B. Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips. *Proc. IEEE* **88**, 728–749 (2000).
- [3] Saraswat, K. C. & Mohammadi, F. Effect of Scaling of Interconnections on the Time Delay of VLSI Circuits. *IEEE J. Solid-State Circuits* **17**, 275–280 (1982).
- [4] Ho, R. O. N., Mai, K. W., Member, S. & Horowitz, M. A. The Future of Wires. **89**, (2001).
- [5] Miller, D. a. B. Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips. *Proc. IEEE* **88**, 728–749 (2000).
- [6] Smit, M. K., Eindhoven, C. T. U., Box, P. O. & Eindhoven, M. B. Moore ’ s law in photonics. (2005).
- [7] Liang, D. & Bowers, J. E. Recent progress in lasers on silicon. *Nat. Photonics* **4**, 511–517 (2010).
- [8] Reed, G. T., Mashanovich, G., Gardes, F. Y. & Thomson, D. J. Silicon optical modulators. *Nat. Photonics* **4**, 518–526 (2010).
- [9] Park, H. *et al.* A hybrid AlGaInAs-silicon evanescent waveguide photodetector. *Opt. Express* **15**, 6044 (2007).
- [10] Ahn, D. *et al.* High performance , waveguide integrated Ge photodetectors. **15**, 3916–3921 (2007).
- [11] Gramotnev, D. K. & Bozhevolnyi, S. I. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nat. Photonics* **4**, 83–91 (2010).
- [12] Haffner, C. *et al.* High-Speed Plasmonic Mach-Zehnder Modulator in a Waveguide. 2–4 (2014).
- [13] Berini, P., Olivieri, A. & Chen, C. Thin Au surface plasmon waveguide Schottky detectors on p-Si. *Nanotechnology* **23**, 444011 (2012).
- [14] Ly-Gagnon, D.-S. *et al.* Routing and photodetection in subwavelength plasmonic slot waveguides. *Nanophotonics* **1**, 9–16 (2012).
- [15] Park, H.-G. *et al.* Electrically driven single-cell photonic crystal laser. *Science* **305**, 1444–7 (2004).
- [16] Nagarajan, R. *et al.* InP Photonic Integrated Circuits. **16**, 1113–1125 (2010).
- [17] Reed, G. T., Mashanovich, G., Gardes, F. Y. & Thomson, D. J. Silicon optical modulators. *Nat. Photonics* **4**, 518–526 (2010).



- [18] Miller, D. A. B. Optical Interconnects –Why we need them and How we will make them.
- [19] Hill, M. T. *et al.* Lasing in metallic-coated nanocavities. *Nat. Photonics* **1**, 589–594 (2007).
- [20] Hill, M. T. *et al.* Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides. **17**, 496–500 (2009).
- [21] Lee, J. H. *et al.* Electrically pumped sub-wavelength metallo-dielectric pedestal pillar lasers. *Opt. Express* **19**, 21524–31 (2011).
- [22] Ding, K. *et al.* Room-temperature continuous wave lasing in deep-subwavelength metallic cavities under electrical injection. *Phys. Rev. B* **85**, 041301 (2012).
- [23] Ding, K. & Ning, C. Z. Metallic subwavelength-cavity semiconductor nanolasers. *Light. Appl.* **1**, e20 (2012).
- [24] Kim, M.-K., Lakhani, A. M. & Wu, M. C. Efficient waveguide-coupling of metal-clad nanolaser cavities. *Opt. Express* **19**, 23504–23512 (2011).
- [25] 池上徹彦. 半導体フォトニクス工学. コロナ社. (1995).
- [26] 宇野亭, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析. コロナ社. (1998)
- [27] 岡本隆之, 他. プラズモニクス-基礎と応用-. 講談社. (2010)
- [28] K.A.Mauritz, <http://www.usm.edu/polymer>
- [29] 沼井貴陽. 半導体レーザー工学の基礎. 丸善株式会社. (1996)
- [30] Yariv.A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides. *Electron. Lett.* **36**, 321-322 (2000)
- [31] Bozhevolnyi, S. I., Volkov, V. S., Devaux, E., Laluet, J.-Y. & Ebbesen, T. W. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature* **440**, 508–11 (2006).
- [32] Cai, M., Painter, O. & Vahala, K. Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 74–7 (2000).
- [33] Bennett, B. R., Soref, R. A., Member, S. & Alamo, J. A. D. E. L. Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP , GaAs , and InGaAsP. **26**, (1990).
- [34] Bennett,B.R.,Soref,R.A., Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs, and InSb, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 2159-2166 (1987)
- [35] Little, B. E., Chu, S. T., Haus, H. a., Foresi, J. & Laine, J.-P. Microring resonator channel dropping filters. *J. Light. Technol.* **15**, 998–1005 (1997).
- [36] M.Zaitzu “Polarization Control inside Photonic Integrated Circuits Using InP Half-Ridge Polarization Converters” , Doctor thesis U. Tokyo(2013)
- [37] Levy,R.A. Microelectronic Materials and Processes.(1989)

- [38] 斧高一, 2. ドライエッチングのモデルとその実験検証(<小特集>ドライエッチングの化学と技術の新局面), プラズマ・核融合学会誌 85, 165-176(2009)
- [39] 横山 浩, 電子線リソグラフィ教本, オーム社, (2007)
- [40] Society, T. R., Society, R. & Sciences, P. Downloaded from <http://rspa.royalsocietypublishing.org/> on January 20 , 2016.
- [41] Ghorbanpour, M. & Falamaki, C. A novel method for the production of highly adherent Au layers on glass substrates used in surface plasmon resonance analysis: substitution of Cr or Ti intermediate layers with Ag layer followed by an optimal annealing treatment. *J. Nanostructure Chem.* **3**, 66 (2013).
- [42] Shen, L. *et al.* Low-optical-loss, low-resistance Ag/Ge based ohmic contacts to n-type InP for membrane based waveguide devices. *Opt. Mater. Express* **5**, 393 (2015).
- [43] Kikuchi, A. Baba, S. & Kinbra, A. MEASUREMENT OF THE ADHESION OF SILVER FILMS TO GLASS. *Thin Solid Films* **124**, 343–349 (1985).
- [44] 沖本拓也 “金属キャビティ構造を用いた InP 系多重量子井戸レーザの研究” 修士論文 東京大学(2015)
- [45] Lee, B.-T., Hayes, T. R., Thomas, P. M., Pawelek, R. & Sciortino, P. F. SiO<sub>2</sub> mask erosion and sidewall composition during CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> reactive ion etching of InGaAsP/InP. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3170 (1993).
- [46] Zhang, B. “Capsule-shaped metallic InGaAs/InP cavity laser for photonic integrated circuits – proposal, simulation and demonstration” Doctoral Dissertation U.Tokyo (2015)

## 本研究に関連する発表等

- [1] 千枝 航, 張 柏富, 沖本 拓也, 種村 拓夫, 中野 義昭, “InP 光導波路に結合した金属クラッド共振器構造の設計”, 電子情報通信学会 光エレクトロニクス研究会 2015 年度 4 月研究会
- [2] Koh Chieda, Baifu Zhang, Takuya Okimoto, Takuo Tanemura, Yoshiaki Nakano, ”Numerical Investigation on Compact Metallic-Cavity Optical Modulator Integrated on InP-Based Waveguide”, International Nano-Optoelectronics Workshop , August 2015
- [3] 千枝 航, 張 柏富, 沖本 拓也, 種村 拓夫, 中野 義昭, ”InP 光導波路に結合した金属クラッド共振器型光変調器の設計”, 第 76 回応用物理学会秋季学術講演会 16a-2E-4, 2015 年 9 月
- [4] Baifu Zhang, Koh Chieda, Takuya Okimoto, Takuo Tanemura, Yoshiaki Nakano, ”Experimental confirmation of Q-factor enhancement by capsule-shaped cavity for sub-wavelength metallic laser”, International Nano-Optoelectronics Workshop, August 2015.
- [5] Baifu Zhang, Koh Chieda, Takuya Okimoto, Takuo Tanemura, Yoshiaki Nakano, “InP-Based Capsule-Shaped Cavities for Sub-Wavelength Metallic Lasers”, 電子情報通信学会, 2015 年 9 月
- [6] Zhang, B., Chieda, K., Okimoto, T., Tanemura, T. & Nakano, Y. “Q factor improvement by capsule-shaped metallic cavity structure for subwavelength lasers.” *Phys. Status Solidi* **5**, n/a–n/a (2015).
- [7] 虞 伝慶, 張 柏富, 千枝 航, 種村 拓夫, 中野 義昭, “電流注入型金属キャビティレーザの数値解析”, 第 応用物理学会春季学術講演会 2016 年 3 月(発表予定)

# 謝辞

本研究を進めるにあたり，多くの方々にご協力頂きましたことをこの場を借りて感謝いたします。

中野義昭教授には研究室会議で数多くのアドバイスや，素晴らしい研究環境を提供して頂きました。中野研究室の自由な風土，自ら考える習慣を通して2年間自由に研究を行うことができました。種村拓夫准教授には研究の姿勢や進め方，学問の基礎から研究発表の手法に至るまで非常に幅広く指導をしてくださいました。杉山正和准教授には研究室会議で本質に関わる鋭い指摘と助言を多く頂き，自らの議論を深めることができました。渡辺健太郎講師からは装置の管理や作製プロセスの助言といった形で助けを頂きました。

沖本拓也氏からは本研究を行なう上で，実験装置の使い方から基礎となる物理，作製プロセスという根幹部分を非常に丁寧に教えてくださいました。張柏富氏には数値計算のやり方や，構造設計について教わりました。また，同じ研究グループとして沖本氏，張氏両名から多くの協力を賜りました。綾田雅文氏につきましてもプロセス手法やシミュレーション方法についての助言を数多く頂きました。同期である川端裕斗氏，鈴木健太郎氏，鈴木道洋氏，セン ブンケイ氏，福田将治氏，山下大之氏らとは研究室2年間互いに助け合い，励まし合いながら楽しく研究生活を送ることができました。小松憲人氏からは研究における議論や研究を進めるにあたっての力添えをして頂きました。また，ここに記せなかった中野・杉山・種村研究室の皆様にも様々な面でお世話になりました。

最後に私の学生生活，研究生活を温かく支えてくださった両親に深く感謝いたします。

2016年2月4日 千枝 航