

論文要旨

光通信による伝送容量の増大は今後の社会において重要な課題の一つである。この問題を解決するために波長分割多重通信や時分割多重通信等を用いることは必要不可欠であり、多波長かつ高繰り返しの光源が求められている。これを満たす光源として光周波数コムの研究が行われているが、発生させるための装置が大型である。そのため実用性を鑑みると省エネで低コストであることが望ましいことから、従来のCMOS作製技術を使うシリコンフォトニクスで作製した光集積回路での研究が盛んである。しかし、シリコンは通信波長帯にて2光子吸収を持つため多波長かつ高繰り返しの光周波数コムを生成することは難しい。シリコンナイトライドは光周波数コム生成の材料として注目されているが、作成難易度の都合上PN接合を作製できないため、電気光学効果を用いた変調器を集積することはできない。よって単一材料ではシリコン・シリコンナイトライド共に機能的な光デバイスを作製することはできない。しかしそれぞれの屈折率、導波路幅、膜厚が異なるため接合するのみでは効果的な結合は出来ない。そこで本研究ではシリコン・シリコンナイトライド端面のエッジカップラを理論的に検討し、実際にそれぞれのチップの設計を行う。またこれらのチップを実際に接合しずれに対するロバスト性、屈折率整合材料の影響を測定し、計算結果との比較を行う。

第1章では、本研究の背景及び目的、本研究の構成を述べる。

第2章では、本研究の理解に必要な知識の内、光伝搬と導波路同士の結合、およびそれらの計算手法に関する内容を述べる。

第3章では、本研究の目的であるシリコン・シリコンナイトライド集積の最適化計算とそれぞれのチップに載せる光学素子の計算をシミュレーションにて行った。また、これらの結果をもちにチップでの設計について述べる。

第4章では、これらのチップを用いた実験系の詳細と実験結果、またそれぞれのチップについて示す。

第5章では、本論文を総括し、結論及び今後の展望を述べる。

Thesis abstract

Increasing the transmission traffic of optical communications is one of the most important issues in the future society. To solve this problem, it is essential to use wavelength-division multiplexing and time-division multiplexing communications, and a light source with multiple wavelengths and high repetition rate is required. Optical frequency comb light sources have been studied as a light source that satisfies these requirements, but the devices used to generate them are large in size. Therefore, optical integrated circuits fabricated by silicon photonics, which uses conventional CMOS fabrication technology, have been widely studied because energy saving and low cost are desirable for practical use. However, silicon has two-photon absorption in the communication wavelength band, making it difficult to generate an optical frequency comb. Silicon nitride has attracted attention as a material for generating optical frequency comb, but it is not possible to integrate modulators using electro-optic effects because PN junctions cannot be fabricated due to the difficulty of making such junctions. Therefore, functional optical devices cannot be fabricated from either silicon or silicon nitride as a monolithic material. Yet, because of their different refractive indices, waveguide widths, and thicknesses, effective coupling cannot be achieved simply by bonding them together. In this study, we theoretically investigate edge couplers of silicon and silicon nitride end-faces, and actually design each chip. In addition, these chips are actually bonded to each other. Then, We measured their robustness to displacement, and the effect of the refractive index matching material on the edge couplers and compared with the calculation results.

Section 1 describes the background and purpose of this study and the structure of this study are described.

Section 2 describes the knowledge related to optical propagation, waveguide coupling, and the calculation methods.

Section 3 describes simulation calculations for the optimization of silicon-silicon nitride integration, and for the optical elements to be placed on each chip. These results are used to design the chips.

Section 4 describes the details of the experimental system and results are presented for butt-coupling and the chips themselves.

Section 5 describes the conclusions and future prospects of this paper are presented.

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 光通信	2
1.2.1 光多重通信	2
1.2.2 データセンタでの課題	3
1.3 光周波数コム	4
1.4 光集積回路	8
1.4.1 シリコンフォトニクス	9
1.4.2 シリコンナイトライドフォトニクス	12
1.5 異種材料接合	16
1.5.1 マルチレイヤ	17
1.5.2 フォトニックワイヤボンド	20
1.6 本研究の目的	23
第2章 理論	25
2.1 光路伝搬原理	25
2.2 モードオーバーラップ理論	29
2.3 計算手法	31
2.3.1 FDTD 法	31
2.3.2 BPM	33
2.3.3 FEM	34
2.3.4 EME 法	35
2.3.5 計算手法比較	36

第3章 モデルの計算及び設計	36
3.1 結合部モデルの計算	37
3.2 光学素子の計算	46
3.2.1 SiN チップ	46
3.2.2 Si チップ	50
3.3 光学素子の設計	52
3.3.1 SiN チップ	52
3.3.2 Si チップ	54
第4章 実験	55
4.1 結合効率測定	55
4.1.1 実験系の構築	55
4.1.2 接合実験	56
4.2 チップの補正	59
第5章 結論と展望	64

第1章 序論

1.1 はじめに

「光」を利用した通信技術の発展により日常的に Gbit/s 以上の速さで情報伝送が可能になった。これは半導体技術の進歩により微小な面積に大量の電気素子を集積できるようになったのみでなく、光ファイバー及び光増幅器の技術革新によって遠距離に情報を損失を少なく送受信できるようになったことに起因する。特に COVID-19 の影響もあり光通信領域ではデータ量が膨大になったことでデータトラフィックは劇的に増大している。それに伴い半導体チップ上のコア間の電子配線やサーバ・データセンターにおける配線は消費電力量の増大やクロック周波数の鈍化といった問題を引き起こしている。電子集積回路の消費電力は抵抗 R 及び静電容量 C 、電圧 V を用いて $E=V^2/R=CV^2$ として表すことができ、大部分が熱として外部に放射されている。容量 C を低減させることは厳しい上、回路を冷却するための装置にも電力が必要である。そのためこれ以上の抜本的な省エネルギーは困難である。また信号伝送の遅延も RC に比例するため、駆動周波数にも制限がある。

このような問題を解決するために電子素子を光学素子に置き換え集積した光集積回路 (PICs: Photonic Integrated Circuits) の概念が 1969 年に S.E. Miller によって提唱された [1]。信号伝達をすべて光が行うため、エネルギー消費を抑えることができ高速な信号処理が可能である。1986 年になり R.A. Soref らによって従来のマイクロエレクトロニクスに用いられる半導体製造技術を光回路に拡大したシリコンフォトニクスについて報告した [2]。またマイクロエレクトロニクスとフォトニクスを同一基板上に集積できることについて示した。しかし加工難易度もあり 2004 年に Intel 社のグループによって、1GHz を超える変調速度で動作するシリコン変調器が実証されるまでシリコンフォトニクスの研究はほとんど進展しなかった [3]。この研究と同時にシリコンフォトニクスの製造上の課題は払拭され、様々な光学素子をチップ上に実現されていった。しかしすべての光学素子をシリコンのみで実現することは難しく、半導体製造に用いられる III-V 族やシリコン化合物を用いて光学素子を実現されるようになった。これにより現在の研究段階はこれらの異なるチップ上にある光学素子を集積することで一つの光学デバイスを作成する段階に移りつつある。

1.2 光通信

1.2.1 光多重通信

光通信は光ファイバの開発に端を発し、今や世界中で生活に欠かせないインフラとして社会に必要不可欠なものとなっており、社会の発展に伴い様々な改良がおこなわれてきた。光通信による長距離伝送が可能になったことで信号を多数送るために複数の光を合波し、伝送する多重通信が行われるようになった。情報を乗せた信号を「チャンネル」、情報を搬送する媒体を「キャリア」と呼ぶ。著名な2つの例を下記に記すが、これらの例以外にもマルチコアファイバを用いたSDM(Space-Division Multiplexing)や偏波を利用したPDM(Polarization-Division Multiplexing)などがある。

- 波長分割多重通信

波長分割多重通信はWDM(Wavelength-Division Multiplexing)通信とも表記し、光が相互作用しづらいことを用いて1本のファイバに異なる波長の光を伝送させる通信手法である。Fig.1.1はWDM通信の模式図であり、送信側にて多数の波長の異なる光源を用意しそれらを合波・多重化させることで1本のファイバで伝送し受信側で分波させそれぞれの信号を読み取っている。現在の大容量通信に使われている技術の一つであり、波長の数を増やすほど伝送容量が増すという点で優れているが、同時に波長間隔に限度があるためある程度で頭打ちがあること、光源の数を増やすほどそれらを駆動させる消費電力が膨大になってしまう点が問題である。

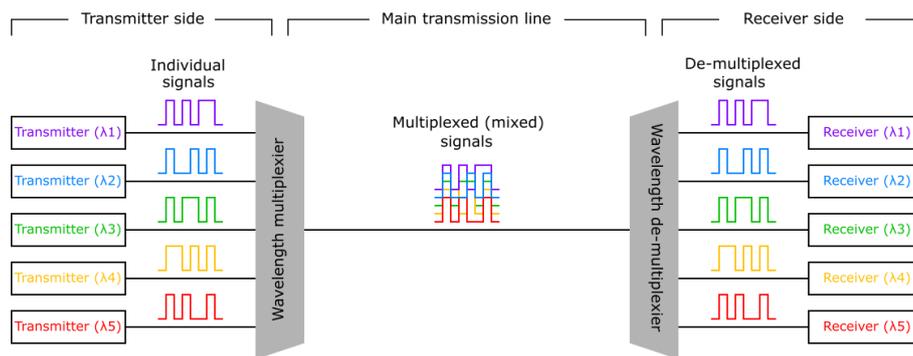


Fig.1.1: Schematic of WDM transmission system. (Cited from: FiberLabs inc., Glossary, “<https://www.fiberlabs.com/glossary/about-wdm/>”)

- 時間分割多重通信

時分割多重通信はTDM(Time-Division Multiplexing)通信とも表記し、複数の信号を一定時間で区切り、順番に伝送することにより伝送させる通信手法である。

TDM 通信は送信側にて複数の光源を用意しそれらを順番に多重化させることで1本のファイバで伝送し受信側で順番に取り出すことでそれぞれの信号を読み取っている。同一波長が伝送されるためそれぞれの信号の間に繋ぐチャンネルを送信側・受信側共に変更せねばならず、系が複雑になりやすい点が問題である。

1.2.2 データセンタでの課題

光多重通信の発展に伴い、データセンタでは様々な問題が起きつつある。このような多重通信を行うためには非常に精密な光源が必要不可欠である。そのため波長分割多重通信を行うためには多数のレーザが必要なことも自明である。このようなレーザーは往々にしてサイズも大きく、消費エネルギーも多いため非常にコスト面で負担となりうる。また、ネットワーク規格の高速化に伴い銅線ではラック内の距離でさえも速度を出すことが難しくなっている。そのためこれら进行处理するプロセッサもより高密度なものが望まれている。このプロセッサも同様に非常にコスト面で問題となっている。データ転送における銅配線と光ファイバの境界は $100 \text{ Gbps} \times m$ にあるとされ、転送速度と転送距離の積で決まる。境界を超えると、光ファイバ伝送が合理的な転送手段となる。そのため 400G の規格に始まり今後の伝送容量増大には確実に光が情報のキャリアとなる割合を多く占めるようになる。

加えて Fig.1.2 より今後データセンタの市場は拡大するとみられている。そのため今後産業界にて望まれる光源として先述した多波長でかつ高繰り返しで低コストな光源が望まれる。

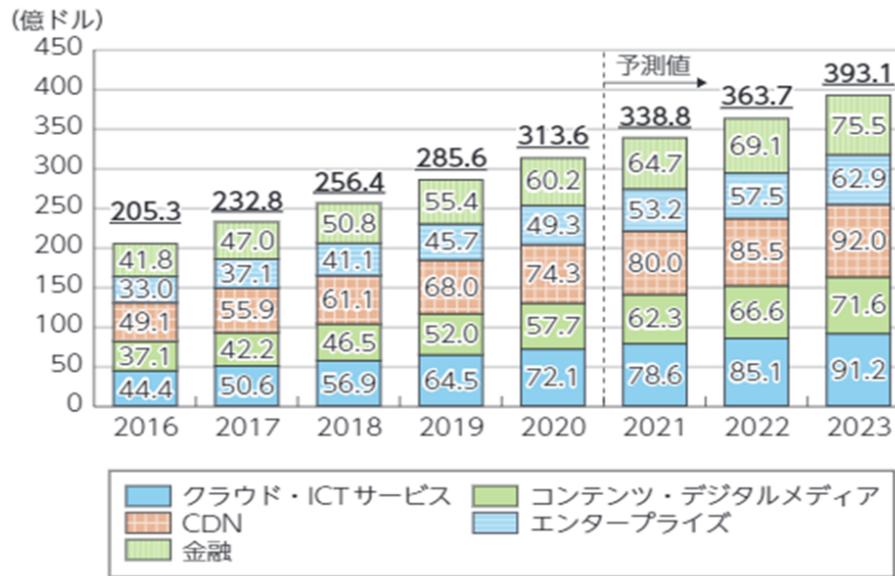


Fig. 1.2: Global Data Center Market Size Trends and Forecasts [出典: 令和3年 情報通信白書 (総務省)]

1.3 光周波数コム

光周波数コムは周波数領域にて等間隔に並ぶ櫛 (コム) 状のスペクトルを持ち、フーリエ変換より時間領域にて光パルス列となる光源である。J. L. Hall と T. W. Hansch はこの技術によりわずか発表から5年である2005年にノーベル物理学賞を受賞しており、それぞれのコム線の間隔が非常に安定していることから2023年現在の日本の長さの定義となっている。

時間領域の光パルスでは分散の影響により群速度と位相速度が異なっているため、パルス1つにつき両者の間の位相差が一定値ずつ遷移する。この位相差をキャリアエンベロープ位相と呼び、これを $\Delta\phi$ と置けば繰り返し周波数 (自由スペクトル領域) $f_{rep} = f_{FSR}$ とキャリアエンベロープオフセット周波数 (carrier-envelope offset) f_0 との間に以下のような関係が成り立つ。キャリアエンベロープオフセット周波数 f_0 は光周波数コム全体のオフセットを表しており、繰り返し周波数より小さな値をとる。

$$f_0 = \frac{\Delta\phi}{2\pi} f_{rep} \quad (1.3.1)$$

光周波数コムにおいて n 番目のモード f_n を表すとき、 f_{rep} と f_0 を用いて下式のように書くことができる。

$$f_n = f_0 + n f_{rep} \quad (1.3.2)$$

この式は光周波数コムが「光のものさし」と形容される意味を定式化したものになっている。そのため、光周波数コムを特徴づける2つの周波数 f_0 と f_{rep} を測定することは重要である。繰り返し周波数の測定は比較的容易に可能だが、キャリアエンベロープオフセット周波数を直接測定するには $f - 2f$ 自己参照法を用いなければならない [4]。これにはスペクトル全体の帯域が1オクターブ以上、つまりある周波数成分 f_n があるとき f_{2n} があればよい。これにより f_n の2次高調波である $2f_n$ と f_{2n} の差周波数を得ることで、キャリアエンベロープオフセット周波数 f_0 を得ることができる。

$$\begin{aligned} 2f_n - f_{2n} &= 2(nf_{rep} + f_0) - (2nf_{rep} + f_0) \\ &= f_0 \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

このように測定した繰り返し周波数とキャリアエンベロープオフセット周波数を電気回路をはじめとした外部周波数でロックすることで光周波数コムを安定化させる。しかし、これらのコム光源は固体レーザーやファイバレーザーにて実現されていたため、実験室外に持ち出すのは厳しかった。

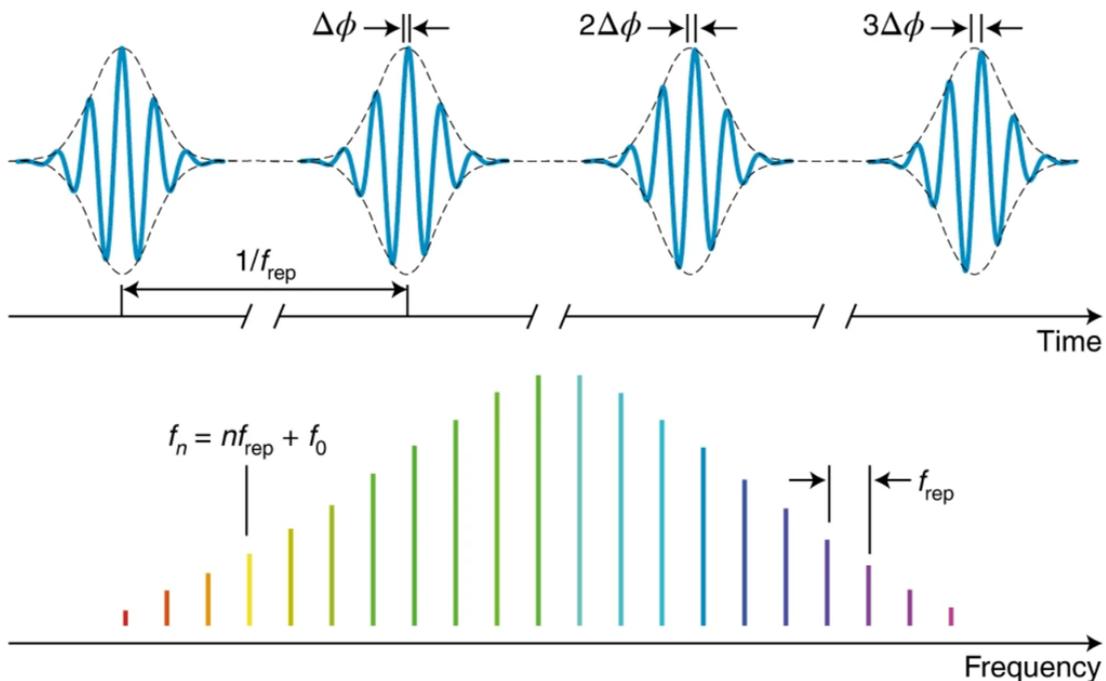


Fig. 1.3: Time-domain representation of the train of ultrashort pulses of period $1/f_{rep}$ at the output of a mode-locked laser and the corresponding spectrum of narrow lines of a frequency comb. The phase shifts $\Delta\phi$ of the carrier of the wave relative to the envelope of the pulses induces a translation $f_0 = f_{rep}\Delta\phi/2\pi$ of all the lines in the spectrum from their harmonic frequencies $n f_{rep}$. (From N. Picque, and T. W. Hansch, "Frequency comb spectroscopy," Nat. Photonics, **13**, 146-157 (2019))

2007年には光周波数コムを微小光共振器で発生させるマイクロコムの研究が発表された [5]. このマイクロコムは従来の光周波数コムの特徴に加えて、共振器の直径が小さいことから繰り返し周波数を狭くすることができる。さらに集積性という面でも従来の大型な装置に比べて優れている。微小光共振器はその高い Q 値によって、内部に高い電界強度を持ち、非線形光学効果を起こすことが比較的容易となった。マイクロコムの発生原理は非線形光学効果の 1 つである 4 光波混合に基づいている。4 光波混合は 2 つの光子がパラメトリック過程を経て別の異なる周波数の 2 光子に変換される現象であり、エネルギー保存則に従っている。マイクロコムの発生・拡大は共振器に入射したポンプ光にて縮退 4 光波混合が起きることで、ポンプ光から FSR の整数倍だけ離れた光がポンプ光の短・長波長側にそれぞれ発生する。その後隣り合う波長がそれぞれ非縮退 4 光波混合によって異なる波長を発生させる。この縮退 4 光波混合をはじめとした非縮退 4 光波混合が連鎖的に起こることでマイクロコムが生成される。

マイクロコムを構成する周波数成分の位相がすべて同期したパルスを送り出すコムと呼ぶ。もしくは光カー効果に基づいていることから散逸性カーソリトンと呼ぶ。ソリトンは伝搬する媒質中での分散と非線形光学効果が釣り合うことで、形状と速度が変化することなく伝搬するパルスであり、ソリトン同士が衝突してもお互いが安定であることから、長距離伝搬において非常に研究されてきた。ソリトンコムは自己位相変調によるパルスの圧縮と異常分散によるパルスの広がりをつり合いのほかに入力光の利得と Q 値による損失のつり合うことで発生する。

一般的にこのような異常分散と自己位相変調によるソリトンコムをブライトソリトンと呼ぶ。それに対して正常分散によるパルスの拡張と自己位相変調によるパルスの収縮によるコムをダークパルスと呼ぶ [6]. ダークパルスは Fig.1.4.(b) の上図のようなスペクトルを持つコム光源である。(a) と比較すると従来のブライトソリトンは共振器内部においてはコムの比率が大きいですが、導波路内になるとダークパルスの方が効率が良い事が分かる。これは有効デチューニングに関係しており、Fig.1.4.(c) と (d) のようにブライトソリトンに比べてダークパルスはデチューニング量が小さいため、共振波長のディップのずれが小さく済むためである。このようにダークパルスは非常に変換効率において優れているが、ブライトソリトンに比べてスペクトルが整っていないため狭線幅なレーザーが必要な応用先ではブライトソリトンの方が優れているといえる。そのため Fig.1.5 のようにマイクロコムによる応用先によって、選択できることが望ましい。

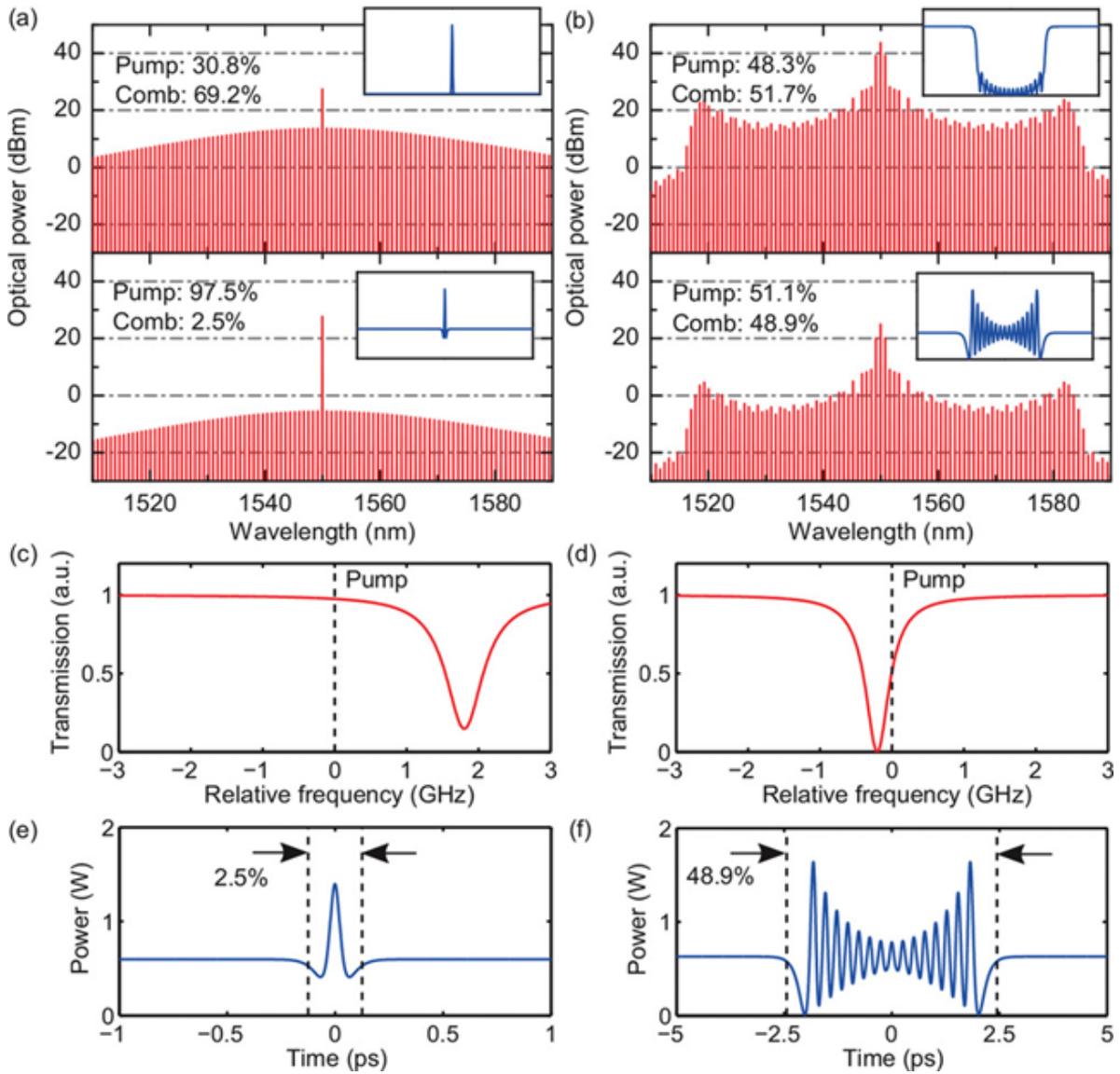


Fig. 1.4: Comparison of comb generation in anomalous (a, c, e) and normal (b, d, f) dispersion regions. (a, b) Comb spectra. Upper: intracavity, lower: in the waveguide. The power ratios of the pump and the other comb lines are listed in the figure. The insets show the time-domain waveforms. (c, d) Effective pumped resonance and effective detuning in comb operation. (e, f) Zoom-in waveforms at the waveguide output, showing the relation between time-domain features and conversion efficiency. (From X. Xue, P.-H. Wang, Y. Xuan, M. Qi, and A. Weiner, "Microresonator Kerr frequency combs with high conversion efficiency," *Laser Photonics Rev.*, **11**, 1, 1600276(2017))

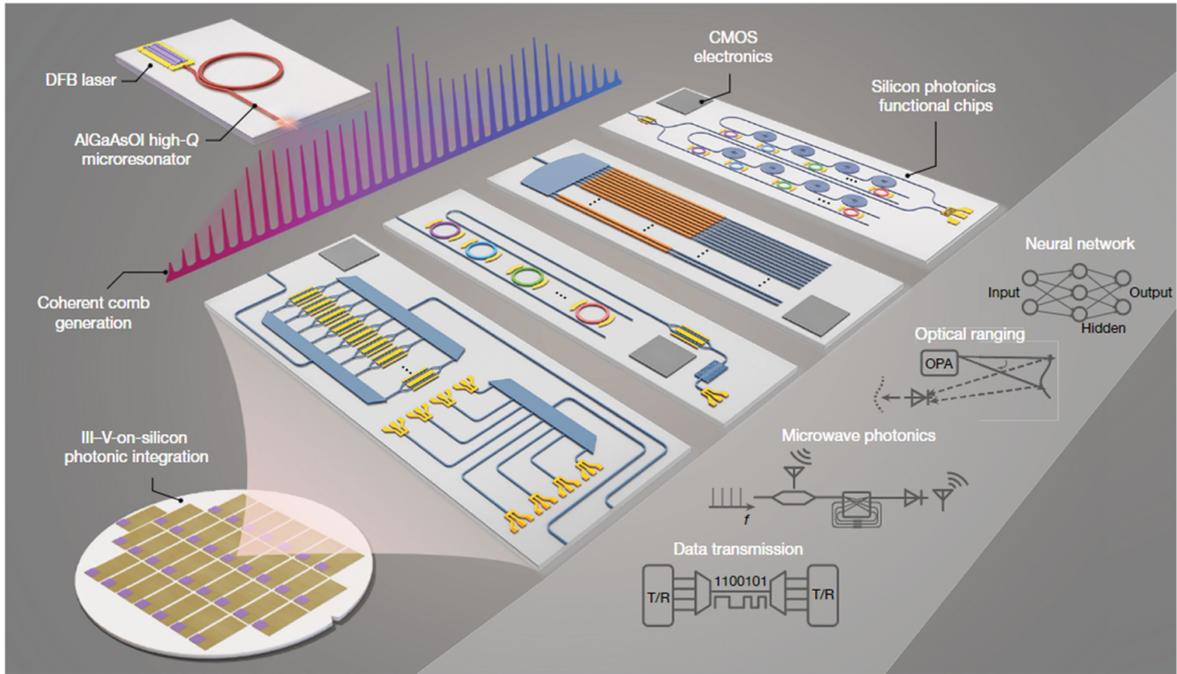


Fig. 1.5: Conceptual drawings for several integrated optoelectronic systems (data transmission, microwave photonic signal processing, optical beam steering and photonic computing) realized by combining a microcomb source with silicon photonic chips. With III - V-on-silicon photonic integration, the chips are expected to contain all the essential functions (for example, laser-microcomb generation, passive and active optical components, and the electronics for supporting signal processing and system control).("Microcomb-based SiPh optoelectronic systems." © H. Shu, L. Chang, Y. Tao, B. Shen, W. Xie, M. Jin, A. Netherton, Z. Tao, X. Zhang, R. Chen, B. Bai, J. Qin, S. Yu, X. Wang, and J. E. Bowers (Licensed under CC BY 4.0) <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

1.4 光集積回路

光集積回路は従来の電気回路で起こる抵抗による放射熱とコンデンサによる損失が生じず省エネであるため将来的なデバイス技術として非常に注目されている。また既存のCMOS(Complementary Metal Oxide Semiconductor) 作製プロセスと互換性を持っており、高歩留まり、低価格で大量生産が可能である。加えて信号を光が伝送するため高速であり、それぞれの光学素子の面積が微小なことからチップ集積した研究が盛んに行われている。光通信、測距 [7]、ニューラルネットワーク、光計算機やセンシングといった様々な応用が期待されている。しかし、伝搬損失や透過帯域等の物性が異なっているためこれらの機能を単一材料のみで実現することは難しい。そのためリチウムナイオベート (LiNbO_3) に代表される強誘電体結晶材料 [8]、シリコンカーバイド (SiC) といったシリ

コン化合物だけでなく、インジウムリン (InP)、ガリウム砒素 (GaAs) といったIII-V族半導体など様々な媒体で研究がされている。

1.4.1 シリコンフォトニクス

光集積回路の研究の基盤となっている技術がシリコンフォトニクスである。シリコンフォトニクスは、シリコン基板やシリコン加工を用いたものにまで範囲が広がっている。シリコンは近赤外波長領域にて屈折率がおおよそ 3.48 と大きく、クラッドとの屈折率差が大きいため光を強く内部に閉じ込める。そのため小さなフットプリントで複雑な回路の集積が可能であり、フォトニック結晶や高効率グレーティングカップラといった屈折率差が小さい材料では困難または不可能な素子の実装が可能である。同時にシングルモード条件を満たすための導波路幅も小さくなるため精密な加工が必要というデメリットも抱えている。しかし、伝搬損失は 0.02 dB/cm と非常に小さく、損失となりうる側壁を保護することを目的としたシリコン導波路とシリコン基板の間にシリカ (SiO_2) 層がある SOI (Silicon on Insulator) 構造にて研究されている [9]。この構造はマイクロエレクトロニクスにも使われているため、将来的な電気回路との集積に適している。それゆえアクティブな機能素子として分波器や変調器といった様々な光学素子を研究されている。

- 変調器

光変調の方法として直接変調方式と外部変調方式の2つに大別される。直接変調方式はレーザーに注入する電流を用いて変調する方式で、外部変調方式はレーザー光を外部の素子で変調する方式である。シリコンフォトニクスでは半導体レーザーの応答速度の問題や波長を安定させるためには比較的大きなフィードバック回路が必要になるため、先述した WDM 通信等の応用例は外部変調方式を用いられることが多い。外部変調方式は様々な素子を組み合わせることでチップスケールでの光デバイスを作ることが想定している集積回路との相性が良い。

シリコンフォトニクスで使われている光変調器の原理は2種類に基づいている。シリコンのキャリア濃度を制御することで屈折率を変えるエレクトロリフラクティブ効果 (Electro-refractive effect) を用いた変調器とシリコンに電界を加えることで吸収率を変化させる電界吸収効果を用いた変調器 (EAM: Electro Absorption Modulator) である。エレクトロリフラクティブ効果を用いた変調器にはマッハツェンダ干渉計を用いた変調器 (MZM: Mach-Zehnder Modulator) [10, 11] とシリコン導波路のリング共振器を用いた MRM (Micro Ring Modulator) [12-14] がある。

MZM は 1.6.(a) のような構造となっており、2 つの MMI(Multi-Mode Interference) カプラと 2 本の pn 接合がある導波路で構成されている。入力された光は MMI で 2 つに分波され、pn 接合にて電圧を印加することで導波路の屈折率を変化させ伝搬している光の位相を変えている。MMI で合波した際に 2 つの光の位相差によって干渉が起こり、光信号の強度を変調している。製造誤差の影響によって 2 つの導波路の光路長はわずかに異なるため、これらを補正するための温度調整用のヒーターを追加した変調器も存在する [15]。特徴として光変調の帯域幅が大きいこと、温度に対してロバスト性を持つこと、高速で動作することが挙げられる。

MRM は 1.6 のような構造となっており、光導波路と円周上に pn 接合を形成されたリング共振器で構成されている。共振器は光路長の整数倍の波長に対して共振条件を持つ。そのため入力された共振波長の光は結合モード理論に基づいて共振器にカップリングされ、共振器内部に閉じ込められるため、出力される強度は著しく小さくなる。加えて pn 接合にて電界を印加することで共振器内部の光路長が変化させ、共振波長をずらすことが可能である。この共振波長の変化によって出力の光信号の強度を変調している。特徴としてフットプリントが小さいこと、MZM に比べて変調時の消費電力が低いこと、波長選択性が狭いことが挙げられる。

EAM は均一なバルク半導体で発生するフランツ-ケルデッシュ効果 (Franz-Keldysh effect) を用いた変調器と量子井戸が存在する構造で発生する量子閉じ込めシュタルク効果を用いた変調器 [16] が存在する。フランツ-ケルデッシュ効果は高電界を加えることでバンドギャップ端を変化させることで吸収率を変化させる。1.6.(c) のようにシリコン導波路上に Ge を集積することで EAM を実現している。Ge 以外にも量子井戸を持つ SiGe を集積することで量子シュタルク効果を用いて EAM を実現している研究もある [17]。量子閉じ込めシュタルク効果は電界の印加によって電子が低エネルギー側、正孔が高エネルギー側にシフトすることで光吸収スペクトルが変化する効果である。EOM に比べて動作電圧が小さいこと、高速変調が可能であること、変調帯域幅が大きいことが利点である。

近年になると上述した原理である磁気光学効果を用いた MO 変調器 [18] や量子ドットを用いた EAM の研究 [19, 20]、全光変調器 (AOM: All Optical Modulator) [21] によって波長範囲、挿入損失、低電力化や変調速度を改善する研究が行われている。

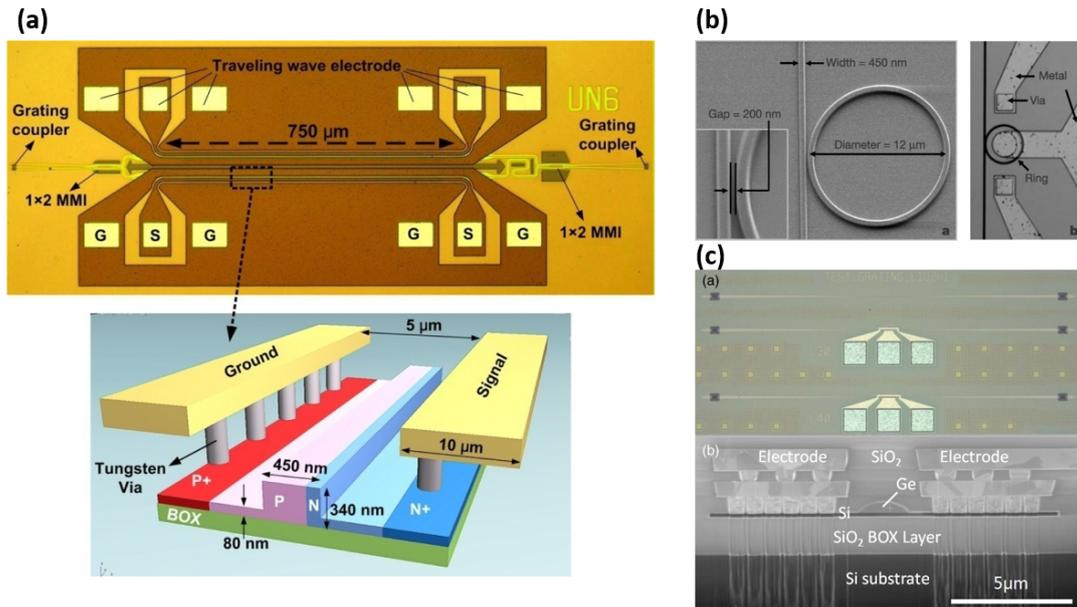


Fig. 1.6: (a). The upper figure is an overall view of the MZM. Light incident at the grating coupler is divided at the MMI coupler, propagated through a waveguide with PN junctions, and then merged at the MMI. The lower figure is a waveguide with pn junctions. Because the waveguide length is relatively short, p-type semiconductors, which are easier to interact with than n-type semiconductors, dominate most of the rib waveguide to enable modulation. (From X. Xiao *et al.*, "High-speed, low-loss silicon Mach-Zehnder modulators with doping optimization," *Opt. Express* **21**, 4116-4125 (2013)) (b). The left figure is the SEM image of the ring coupled to the waveguide with a close-up view of the coupling region. The right figure is the top-view microscope image of the ring resonator after the metal contacts are formed. The metal contact on the central p-doped region of the ring goes over the ring with a 1- μ m-thick silicon dioxide layer between the metal and the ring. (From Q. Xu *et al.*, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator," *Nature* **435**, 325-327 (2005)) (c). The upper figure is top-view optical micrograph of the EAMs, the downer figure is cross-sectional SEM image of the EAM. (From Z. Liu *et al.*, "56 Gbps high-speed Ge electro-absorption modulator," *Photon. Res.* **8**, 1648-1652 (2020))

このようにシリコンを用いた光学素子の研究は進められている。しかし可視光での半導体レーザーが存在しているにも関わらず、通信波長帯での半導体レーザーは未だ存在していない。これはシリコンが接遷移半導体であり、かつ通信波長帯にて2光子吸収があることによって十分な光学的利得が得られないためである。またシリコンは $n_2 = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ と比較的大きい非線形屈折率を持つにも関わらず、3次の非線形光学効果を起こすことが厳しい。2次の非線形光学効果も結晶の対称性により発現しづらい。前述したようにシリコンのみですべての光学素子を構成することは難しく、複数材料を集積することでの研究が進んでいる。

1.4.2 シリコンナイトライドフォトンクス

現在光集積回路の中でシリコンに変わる材料として非常に注目されているのがシリコンナイトライド ($\text{Si}_3\text{N}_4, \text{SiN}$) である。シリコンナイトライドフォトンクスは 1970 年代から注目されていたが、現在とは注目のされ方が異なり CMOS 互換で作れ、かつ 400-2350 nm と透過波長帯域が大きいことからシリコンでは吸収される波長帯でのプラットフォームであった。

1977 年には低圧 CVD 法を用いて当時のプラズマエンハンス CVD 法や大気圧 CVD 法では不可能であった $0.4 \mu\text{m}$ の膜厚にてクラックがない導波路を作製し、 632 nm にて 0.1 dB/cm という低損失での伝搬に成功した [22, 23]。これを機に可視光領域の材料だけでなく低伝搬損失の材料としても注目されるようになった。その後 1987 年には高温アニールでアップクラッドがシリカであるリブ導波路を作製することで通信波長帯 ($1.3\text{-}1.6 \mu\text{m}$) にて伝搬損失 0.25 dB/cm 以下の伝搬が実証された [24]。高温でアニールすることで水素による吸収を低減しているが、シリコンナイトライドの H-N, Si-H 結合とシリカの H-O 結合に起因する吸収ピークによって、 $1.52 \mu\text{m}$ と $1.40 \mu\text{m}$ では損失が $1.2, 2.2 \text{ dB/cm}$ となっている。1990 年代には MZI を用いた可視光領域での高感度の免疫センシングを開発され [25, 26]、現在でも SOI が透過できない可視光、近赤外領域での材料として応用研究が実証されている。

低損失であることを用いた応用研究では 2005 年にはさらにプロセスを最適化することで伝搬損失を 0.108 dB/cm [27]、2011 年には Fig 1.7.(a) 挿入図のような導波路高さ 40 nm の薄膜導波路によって $0.045 \pm 0.04 \text{ dB/m}$ の超低損失を実現している [28, 29]。現在までに集積可能なプラットフォームにおいて 1 dB/m 以下の損失を実証しているのは Si_3N_4 のみである。

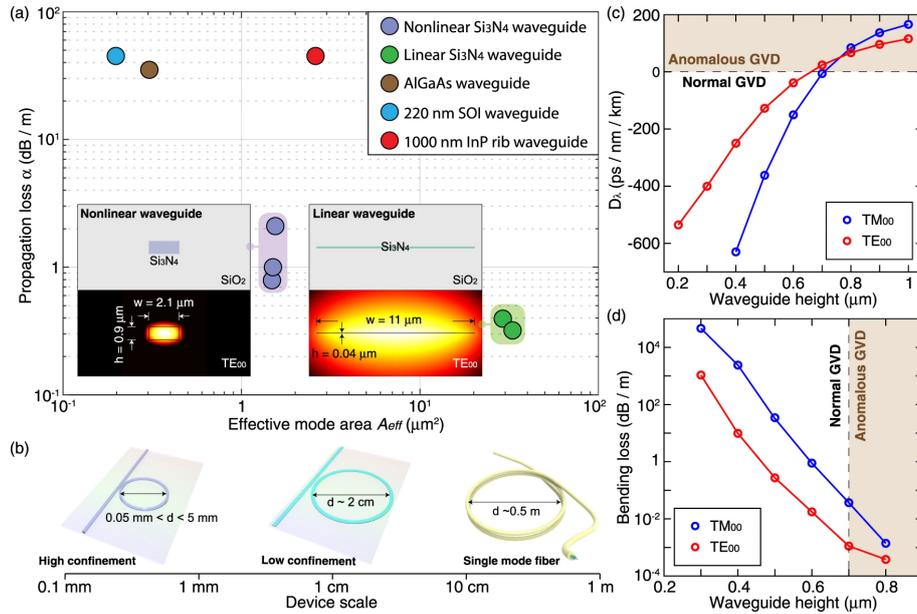


Fig. 1.7: (a). Comparison of optical losses and effective mode areas (in the telecommunication band of 1550 nm) in state-of-the-art, low-loss waveguides, including nonlinear (i.e. thick-core) and linear (i.e. thin-core) Si₃N₄ waveguides, 220 nm silicon-on-insulator (SOI) waveguides, 1000 nm InP rib waveguides, and nonlinear AlGaAs waveguides. The insets show the waveguide geometry and optical mode profile of the Si₃N₄ waveguides. (b). Comparison in device size for linear and nonlinear Si₃N₄ waveguides and single-mode fibers. (c). Simulated GVD parameter D_λ as a function of the waveguide height h , with a fixed waveguide width of $w = 2.1 \mu\text{m}$. (d). Simulated bending loss as a function of the waveguide height h , with a fixed bending radius of $d/2 = 25 \mu\text{m}$ and waveguide width of $w = 2.1 \mu\text{m}$. Anomalous-GVD region is brown-shaded, which is accessed with $h < 700 \text{ nm}$. The wavelength studied here is 1550 nm. (From J. Liu, G. Huang, R. N. Wang, J. He, A. S. Raja, T. Liu, N. J. Engelsen, and T. J. Kippenberg, "High-yield, wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits," Nat. Commun **12**, 2236(2021)) "Comparison of ultralow-loss linear and nonlinear Si₃N₄ platforms with state-of-the-art silicon, InP and AlGaAs platforms." © J. Liu, G. Huang, R. N. Wang, J. He, A. S. Raja, T. Liu, N. J. Engelsen, and T. J. Kippenberg (Licensed under CC BY 4.0) <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

これらの特性に加えて非常に注目されている物性が非線形性である。2000年代シリカ微小球を用いた非線形光学効果の研究が進んでおり、2002年にラマンレーザー [30]、2007年には第3次高調波発生 [31] を低閾値で実証された。これらに加えて2007年にシリカトロイド共振器による通信波長帯での光周波数コムを実現したことによって微小光共振器の非線形周波数変換に適していることが示された [5]。しかし、これらのデバイスは外部の変化に鋭敏であり窒素パーズかつ精密なテーパファイバのカップリングが必要であったため、集積性では適していなかった。そのようなさなか2008年に非線形屈折率がシリカの約10倍である $n_2 = 2.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ であることが明らかになった [32]。加えてバン

ドギャップが大きく、シリコンに見られる通信波長帯にて2光子吸収やそれに伴う自由電子吸収が起きないことから、2009年に膜厚725 nmの厚膜導波路にて光パラメトリック発振を用いた光周波数コム光源が実現された [33]。上述した薄膜導波路の場合、超低損失は達成しているが低実効屈折率、低カー非線形、大モード領域であるため非線形プラットフォームとして適していない。また1.7.(c)のようにソリトンマイクロコムを実現するためには異常分散である必要があり膜厚が700 nm以上積層する技術を開発する必要があった。

しかし、2000年代のプロセス技術をもってしても250 nm以上の膜厚の場合、1.3 GPaの応力がかかりクラックが生まれやすいことから歩留まりが制限された [34-36]。2010年代中盤になるとスーパーコンティニューム光の実証 [37]、マイクロコムを用いた1.44 Tbit/sの伝送実験 [38]もあり、高Q値のリング共振器作製に向けて、Lipsonはクラックの伝播を防止するトレンチを配置し2段階に分けてシリコンナイトライド層を形成することで膜厚910 nmにて固有Q値は 7.0×10^6 の構造を製造した [36]。その後、MESA+Institute for Nanotechnologyは膜厚1200 nmまでの底面の角を丸くした導波路構造を設計し [39, 40]、EPFLのKippenbergは膜厚1350 nmまでのマイクロプロセッサ銅配線用のプロセスを応用したフォトリソグラフィプロセスを開発しQ値は 3.7×10^6 を達成した [41]。これらの研究成果の影響もあり、商業ファウンドリも発展し現状のシリコンナイトライドファウンドリを一部まとめたのが、表1.1である。MPW(Multi-Project Wafer)にてプロセスを回せることもあり、多種多様な特性を持つ素子を作製することができる。可視光での光学素子としての利用が主流であり、非線形材料として利用できるファウンドリは未だ少ない。シリコンナイトライドに加えてシリコンフォトニクスも扱っているファウンドリの中にはこれらを集積するサービスを行っているところも存在する。しかし、シリコンナイトライドの膜厚が薄い(-400 nm)のものに限定されている。これはシリコンナイトライドが膜厚が厚くなるほどウェハが強く反るためであり、LPCVDで7 μm [50]、PECVDで約315-1735 MPa [51]の反りが起きるためである。

このようにシリコンナイトライドフォトニクスとプロセス手法の進化は非常に密接に関係しており、非線形光学素子としてファウンドリにて取り扱われるようになったのは2010年代中盤のことである。そのため、技術として成熟しているとは言い難く、プロセスでの作成難易度が現状のボトルネックの一つとなっている。またレーザーや変調器の基礎となるキャリアの放射再結合や電気光学効果を効率的に行うための直接的なエネルギーバンドギャップがないという欠点があることから、シリコンナイトライドもまた単一材料での機能素子の製造は厳しいと言わざるを得ない。また高Q値のディスク共振器も実現されているが、リング共振器に比べて共振器長が大きく非線形光学効果のための分散計算

に不向きのため、実例は少ない [52].

Table. 1.1: Silicon nitride foundry [39, 42–50]

Foundry	Process	Wavelength	Thickness	Q factor	Propagation Loss	PDK	Features
Lionix	TriPleX	400-700, 850, 1550 nm		$< 7 \times 10^5$	> 0.001 dB/cm	Synopsys, Nazca	Five different waveguide geometries, Capable of hybrid integration (e. g. tunable laser, InP, Packaging), Option for design consultancy
Ligentec	Damascene	Visible-IR	150, 400, 800 nm	$> 2 \times 10^6$	< 0.1 dB/cm	L-edit, Calibre, Synopsys, Luceda	Nonlinear waveguide (anomalous dispersion), Ultra-high Q resonator(2×10^7)
CEA-Leti	twist-and-grow	Visible-IR	800 nm	$< 8.5 \times 10^6$ (intrinsic)	< 0.003 dB/cm	Cadence IC	Nonlinear waveguide (anomalous dispersion), CMOS-compatible Ultra-flat wafer($7 \mu\text{m}$)
Imec	BioPIX	405-2500 nm	150, 300 nm		> 0.002 dB/cm (LPCVD), < 2 dB/cm (PECVD)	Synopsys, Luceda	Selectable between low-loss LPCVD and CMOS-compatible PECVD
IMB-CNM		Visible-mid IR	150, 300 nm			Synopsys	Extensive custom fabrication (e. g. stepper lithography and e-beam, Thermo-optic tuners)
CORNERSTONE		Visible-mid IR	300 nm		> 1 dB/cm	Luceda	No license required, Option for no cladding, Open for design consultancy

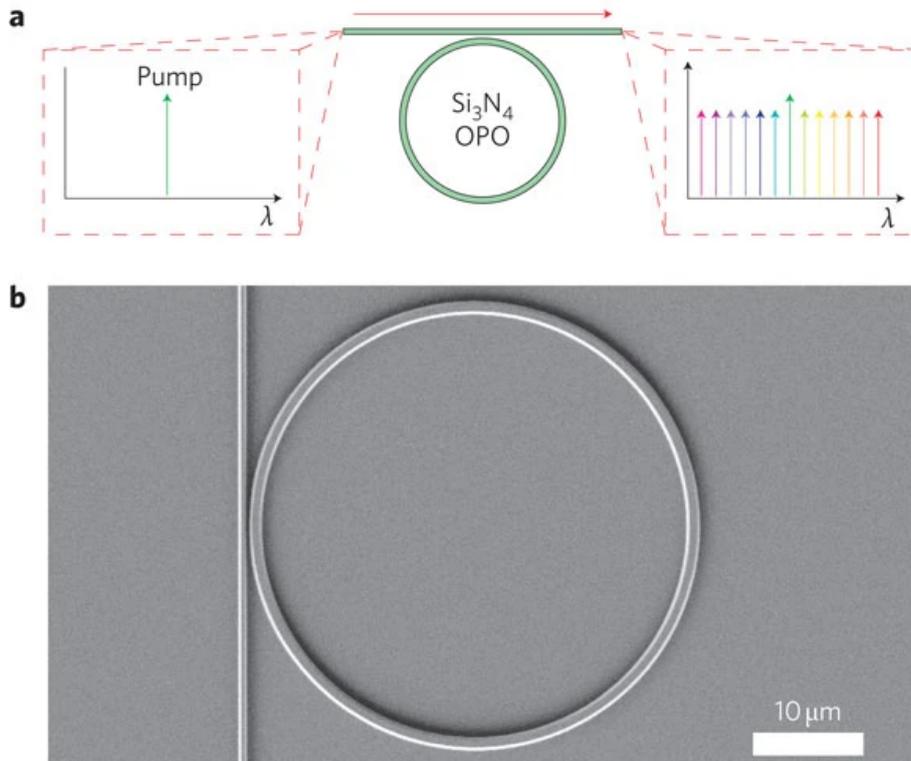


Fig. 1.8: (a). A single pump laser tuned to the resonance of an integrated silicon nitride microring allows the generation of numerous narrow linewidth sources at precisely defined wavelengths. This device can dramatically increase the bandwidth of chip-scale communications by encoding information in parallel on these new wavelength channels. (b). A scanning electron micrograph of a silicon nitride microring resonator coupled to a bus waveguide. (From J. S. Levy *et al.*, "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects," *Nat. Photonics* 4, 37-40 (2010))

1.5 異種材料接合

このように光集積回路に用いられるチップは異なる物性を持っており、単一材料で機能的な光学デバイスを作製することは困難である。それぞれの材料を組み合わせる必要がある。しかし、これらの屈折率は異なるために導波モードとなる膜厚と導波路幅も異なる。単純に導波路を接合するだけでは効率的な接合をすることは難しい。それに加えて光集積回路のチップの結合が、電気回路のチップの結合よりもはるかに難しいという根本的な問題がある。エレクトロニクスでは、チップから別のチップへ電子を導くには単純な導電接続で十分だが、低損失のフォトニック接続では、モードフィールドのサイズを慎重に合わせ、あるチップの出力面から出た光が別のチップの入力面に直接結合されるように光チッ

プを高精度にアライメントする必要がある。特に、SOIのようなモードフィールド径が小さいコアとクラッドの屈折率差が大きい光集積回路のチップではこのような困難が伴う。

このような光集積回路のチップ接合にはファイバ-チップ間接合とチップ-チップ間接合の2種類がある。当初光集積回路の分野ではチップでの従来の光学素子の再現を中心に研究が行われてきた。そのため2000年代まではファイバ-チップ間の結合効率の向上について広く研究がされてきた。ファイバ-チップ間接合はチップのファセットで結合するバットカップリング方式とグレーティングカップラを用いて結合する2方式が現在でも主流である。グレーティングカップでの面内結合方式では典型的に1 dB帯域幅は40-50 nmほどと波長分割多重通信には適していないことから、エッジカップリングが適しているといえる。

Si化合物やIII-V族をはじめとする光集積回路チップの作製技術の成熟に伴いそれぞれの光学素子の作製精度も良くなった。これにより個々の光学素子の研究から、それらを集積し、より高性能かつ多様な物理現象を起こすことが望まれるようになった。しかし、単一材料では実現できる機能に限界があるため、チップ同士ではそのまま集積しても効率的な伝搬は難しい。このような異種材料集積のためのチップ-チップ間の低損失な伝搬を行うための先行研究を2つ紹介する。

1.5.1 マルチレイヤ

マルチレイヤはFig.1.9.(a)のようにレイヤ同士を重ねることで光を伝搬させる方法である。Fig.1.9.(c-e)は、3つのモニター面1, 2, 3におけるモードフィールドをそれぞれ示しており、徐々に上のレイヤに遷移している。2006年のAlGaInAs/Siを集積したレーザーの実現に始まり[53]、光源であるIII-V族とSiNを接合した研究[54-56]やIII-V族とSiを接合した研究[57]等が行われている。これらのマルチレイヤの長所として非常に結合効率が良い事が挙げられます。基本的にチップ間のアライメントによる影響を受けづらい。最小限の損失で効率的な層間遷移を行うためには、2つの導波路層は近接している必要がある。しかしそれぞれのレイヤが近すぎた場合クロストークによる損失が発生する。しかし離れすぎた場合、散乱損失が大きくなる。そのため低損失かつ低クロストークで交差を行うためには、2つの導波路層はある程度離れている必要がある。これに起因して、遷移する間の膜厚によって透過率の良い波長が異なるため、マルチレイヤ集積には波長依存性が存在することが欠点の1つである[58]。

またプロセスに制限が付くこともしばしば問題として指摘されている。チップにはアクティブに制御するアクティブ素子と、その反対のパッシブ素子が存在する。アクティブ素子の制御は一般的に電氣的に行われているため、銅線を付けるための電氣的パッドが必要

不可欠である。しかし、このアクティブ素子がマルチレイヤ集積の下側に存在していた場合、電気制御用のパッドを設置するやアニール温度といったプロセス手法が制限される [59].

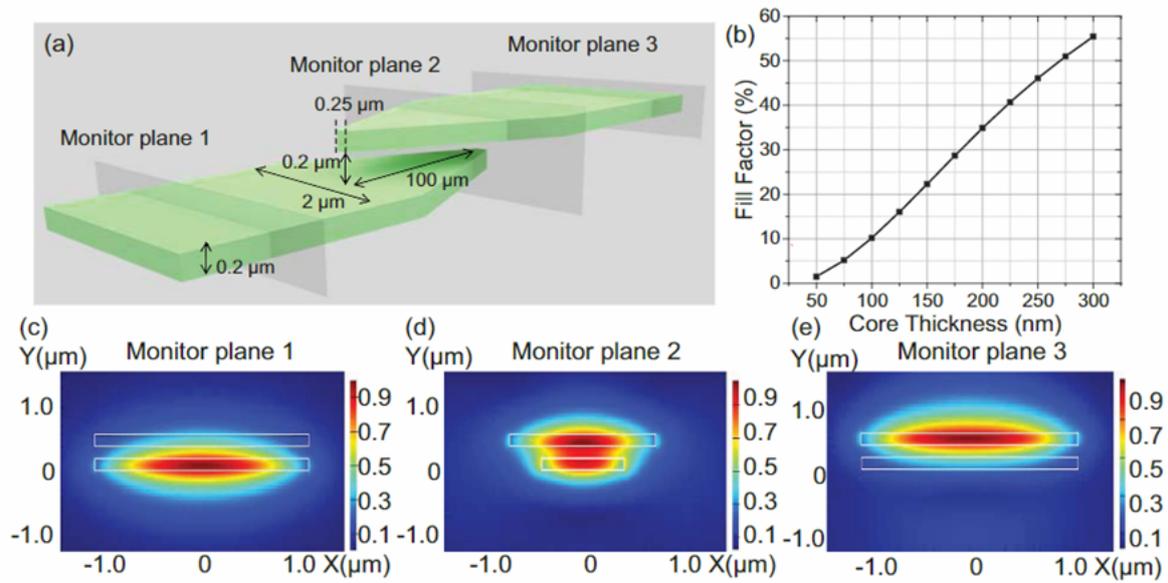


Fig. 1.9: (a) Schematic of multilayer tapered vertical coupler. (b) confinement simulation of 2 m wide Si₃N₄ waveguide with SiO₂ cladding; (c-e) optical mode distribution simulation at (c) monitor plane 1, (d) monitor plane 2, and (e) monitor plane 3 in (a). (From K. Shang, *et al.*, “Ultra-Low Loss Vertical Optical Couplers for 3D Photonic Integrated Circuits,” OFC 2015, Th1F.6)

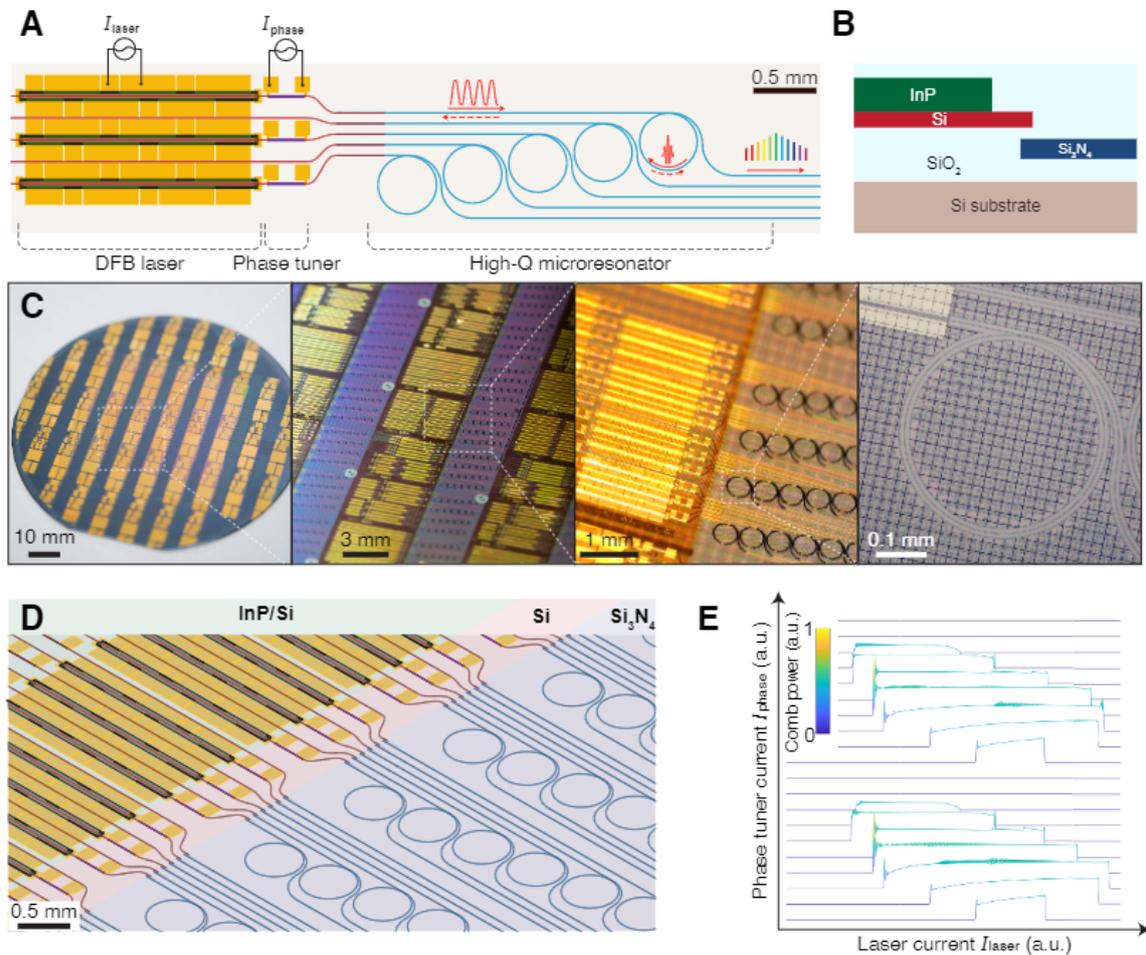


Fig. 1.10: (A). Design layout of a laser soliton microcomb device consisting of DFB lasers, phase tuners and high-Q microresonators on a common substrate. A continuous-wave (CW) signal (solid red line) emitted from the laser is partially back-scattered in the microresonator. The back-scattered signal (dashed red line) is sent back to the laser, triggering self-injection locking that assists the formation of soliton pulse stream inside the microresonator. The optimization of laser self-injection locking is realized by controlling the laser current I_{laser} and phase tuner current I_{phase} . (B). Simplified device cross-section schematics. The laser is based on InP/Si. The microresonator is based on Si₃N₄. Silicon layer is used to deliver light from the InP/Si layer to the Si₃N₄ layer. (C). Photographs showing the completed 100-mm-diameter wafer, zoom-in of multiple laser soliton microcomb dies, and a microscopic image showing a Si₃N₄ microring resonator with Si/Si₃N₄ interface. (D). Bird-view schematic illustration of the large-scale integrated laser soliton microcomb devices enabled by multilayer heterogeneous integration. The lasers, phase tuners and high-Q microresonators are built on InP/Si layer, Si layer and Si₃N₄ layer, respectively. (E). Schematic illustration of the microcomb generation with sweeping laser current I_{laser} and varying phase tuner current I_{phase} (thus to vary the optical phase difference between the forward and backward signals), in the case of laser self-injection locking. This waterfall plot is based on a full nonlinear simulation shown in the Supplementary Information. (From C. Xiang *et al.*, "Laser soliton microcombs on silicon," arXiv:2103.02725v1)

マルチレイヤを用いた SiN と Si の集積を行った研究についてふれる。Fig1.10 は InP, SiN, Si を集積したレーザである。ほかにも様々な SiN と Si の集積の論文は存在するが、光周波数コム生成を用いたマルチレイヤ集積の論文は存在しなかった。これは SiN の膜厚に起因する。先述したように SiN はその膜厚によって使われる用途が変化する。非線形光学効果を用いる場合、膜厚は 700 nm 以上必要であり、Fig1.10 での SiN の膜厚は 780 nm である。このとき SiN はアニーリング時、基板の Si との熱膨張係数の違いによってひずみが生じる。これによりマルチレイヤ集積するのは困難であった。本研究ではこれを改善しており、SiN-Si の計算での結合効率は 90% となっている。しかし、量産性という点が未だボトルネックとなっており産業化には難しいのが実情だ。

1.5.2 フォトニックワイヤボンダ

PWB(Photonic Wire Bonding) はチップ同士をエレクトロニクスの銅による配線と同様にワイヤ接合する技術です。材料としてはエポキシ樹脂であるネガティブフォトリソトである SU-8 を配線に用いている。Fig.1.11.(a) のようにチップ間に樹脂によるボンドを付けることで接合を行っている。製法としてはチップを設置後、感光性のレジストに埋め込み、パルスレーザーによる 2 光子重合によってレジスト内で PWB 構造を形成している。その後レジストを除去した後、クラッド剤を充填させることで光の伝搬を行っている。このとき結合する構造を 100 nm 以下の精度で行っている。Fig.1.11.(d) のようにフォトニックワイヤボンダの形状を実際の導波路ファセットの位置に合わせるため、光デバイスの高精度なアライメントが不要であることが長所である。1つの接合にあたり 30 秒 (界面検出と軌道配線に 15 秒, レジストの露光に 15 秒) ほどと未だ量産性という点で大きな問題があるが、マルチレイヤ集積に比べて秀でている [60]。マルチレイヤ集積と同様に Fig.1.11.(b) のように導波路側の構造を逆テーパ構造にし、(c) より効果的な遷移を行っている。しかし PWB そのものの損失が比較的大きい (Insertion Loss: 0.73 ± 0.07 dB) という短所がある [61]。Fig.1.11.(e) のようにマルチコアファイバのようなファイバチップ間の接合に適している。このようなファイバに接合する際は 2 段階に分けて形成しており、まず階段状に螺旋構造を作製後し中心部を作製後、外部の円周を平滑になるよう作製している [62]。

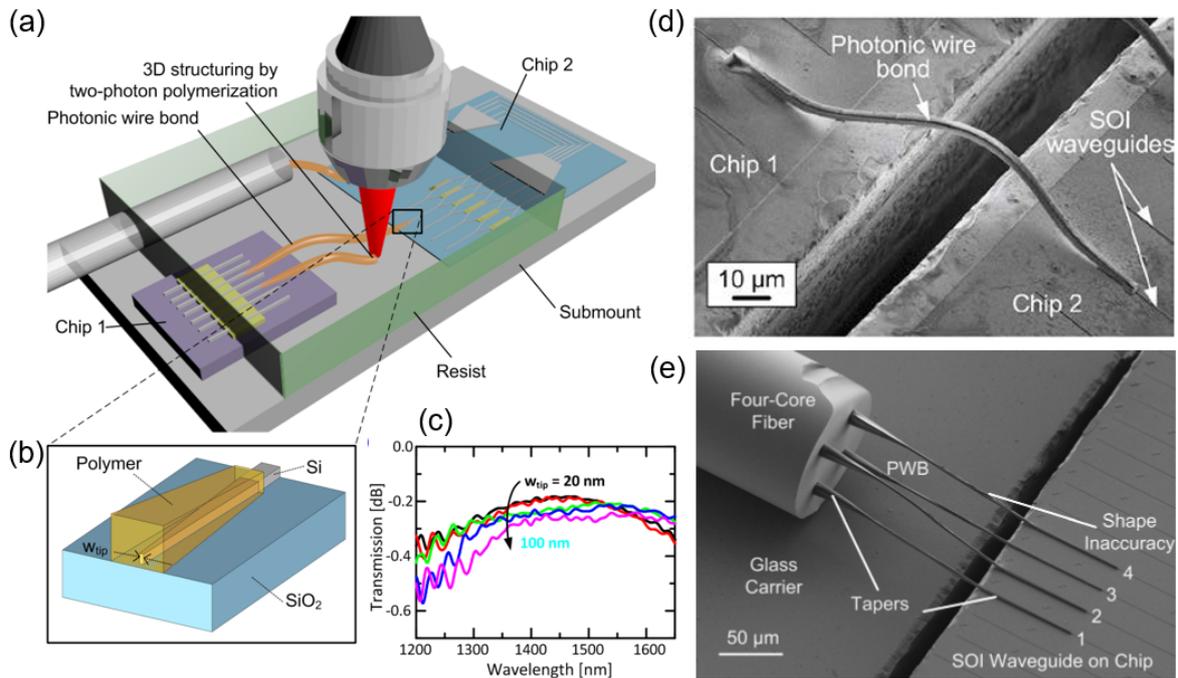


Fig. 1.11: (a) Artist impression of a photonic multi-chip system based on photonic wire bonding. (b) Inverse-taper transition between an SOI nanowire waveguide and a polymer PWB interconnect. The SOI waveguide is typically 500 nm wide and 220 nm high, and it is tapered down over a length of 32 μm to a tip width w_{tip} between 20 nm and 100 nm. (c) Simulated transition loss spectrum for different tip widths. (d) PWB chip-to-chip interconnect. (From N. Lindenmann, *et al.*, "Photonic wire bonding: a novel concept for chip-scale interconnects," *Opt. Express* **20**, 17667-17677 (2012)) (e) Fabricated sample: Photonic wire bonds (PWB) connect the individual cores of a four-core fiber to different on-chip SOI waveguides. The PWB are up-tapered both on the MCF and on the SOI WG side to match the mode diameter to that of the fiber core and of the SOI WG, respectively. The PWB consist of a negative-tone photo-resist. (From N. Lindenmann *et al.*, "Connexing Silicon Photonic Circuits to Multicore Fiber by Photonic Wire Bonding," *J. Light. Technol.* **33**, 755-760 (2015)) © 2015 IEEE

この PWB を用いた伝送実験も行われており、赤色で示したのが 3D プリントされた PWB で構成される 8 チャンネル送信機の図である。InP レーザーを 8 つ並べ Si チップ上の MZM で変調を行っており、IM-DD 方式にて 448 Gbit/s の伝送に成功している。またコヒレント通信も行っておりモジュール全体で 784 Gbit/s を達成している。技術的に適切な環境条件下での構造の信頼性を証明するために、PWB を -40 °C と 85 °C の間を 3K/min で 225 サイクル後でも性能は劣化しなかった。また、クラッド材の剥離など、劣化の兆候もないという点では安定性で優れている。また、PWB は、光チップを並べて配置することができるため、サブマウントとその下のヒートシンクとの熱的接続が効率よく行われ、光源が熱伝導率の低い厚い基板の上に実装される場合など、スタックチップアセ

ンブリで生じる熱ボトルネックの防止の利点がある [62]. しかし以前よりは改善しつつあるが、ハイパワーに対する脆弱性は不明瞭である.

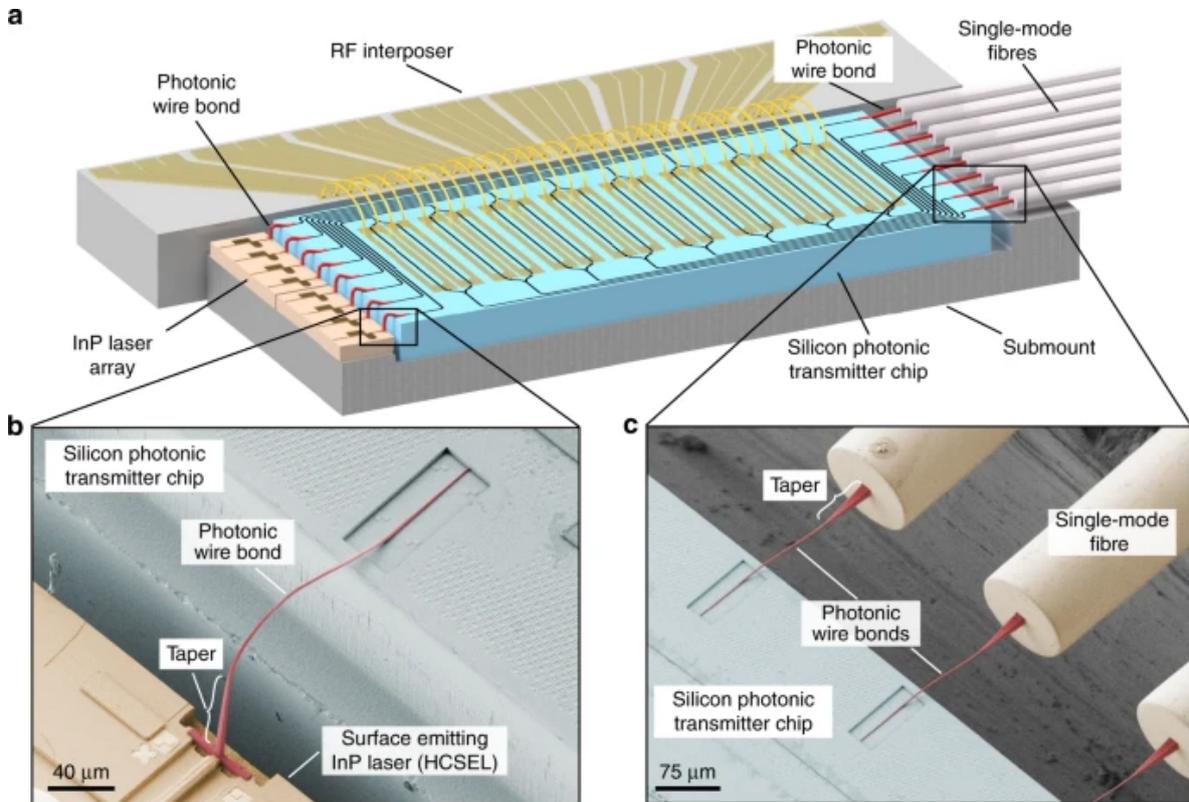


Fig. 1.12: (a) Illustration of an eight-channel transmitter, realized as a hybrid multi chip module comprising 3D-printed PWBs shown in red. The illustrated transmitter combines efficient InP lasers with electro-optic modulators on a silicon photonic chip. The modulator array is electrically driven via an RF fan-in and connected to an array of single-mode fibers. (b) Interface between an InP laser chip and the silicon photonic transmitter chip. The light source is realized as a horizontal cavity surface emitting laser (HCSEL), consisting of a waveguide-based optical cavity in the substrate plane and an etched 45° mirror that redirects the light towards the substrate-normal direction. (c) Fiber-to-chip interface. For efficient coupling to the large mode-field of the SMF, the PWBs are designed to have a larger cross section towards the fiber facet. ("Hybrid multi-chip assembly of optical communication engines by in situ 3D nano-lithography" © M. Blaicher, M. R. Billah, J. Kemal, T. Hoose, P. Marin-Palomo, A. Hofmann, Y. Kutuvantavida, C. Kieninger, P.-I. Dietrich, M. Lauermann, S. Wolf, U. Troppenz, M. Moehrle, F. Merget, S. Skacel, J. Witzens, S. Randel, W. Freude, and C. Koos (Licensed under CC BY 4.0) <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

1.6 本研究の目的

Si は様々な光学素子が研究されていたこともあり，光の分派，変調が可能である．SiN チップを用いた光周波数コム生成は集積性という点で非常に優れており，拡張性の高い光学素子である．これらの材料はそれぞれ相補的關係にあり，マルチレイヤは比較的 low loss という長所だが，プロセスが制限され，作製できる膜厚には限界がある．そのため光周波数コムを用いた大容量通信のための光集積回路には適していません．PWB はアライメントがほぼ不要であり産業的には非常に進んだ集積手法ではあるが，結合効率が比較的悪くハイパワーの伝搬に対して不明瞭という欠点がある．このように従来手法を用いた SiN と Si の集積は光周波数コム生成もしくは伝搬に向かない。

そのため本研究では SiN と Si の接合部の結合効率を計算にて明らかにし，実際に設計し特性評価を行う．このとき接合部はエッジカップラを用いて Fig.1.13 のように行う．SiN にて光周波コムを生成し，Si にて分波，変調を行う．この研究を達成することで省電力で高速かつ大容量通信が可能な小型の送信機を作ることが可能となる．エッジカップラを用いたバットカップリングでは 2 つのチップのアライメントが必要だがそれぞれのチップの製造プロセス最適化が独立して行えるという利点がある．

第 2 章では光導波路の伝搬原理，異種材料集積での接合，シミュレーションで用いた計算手法を示す．

第 3 章では結合部モデルの計算，SiN チップ，Si チップでの光学素子の計算と設計に関する結果を示す．

第 4 章では第 3 章で作製したチップを用いた結合効率測定，SiN チップの補正に関する結果を示す．

第 5 章では実験結果のまとめと展望を示す．

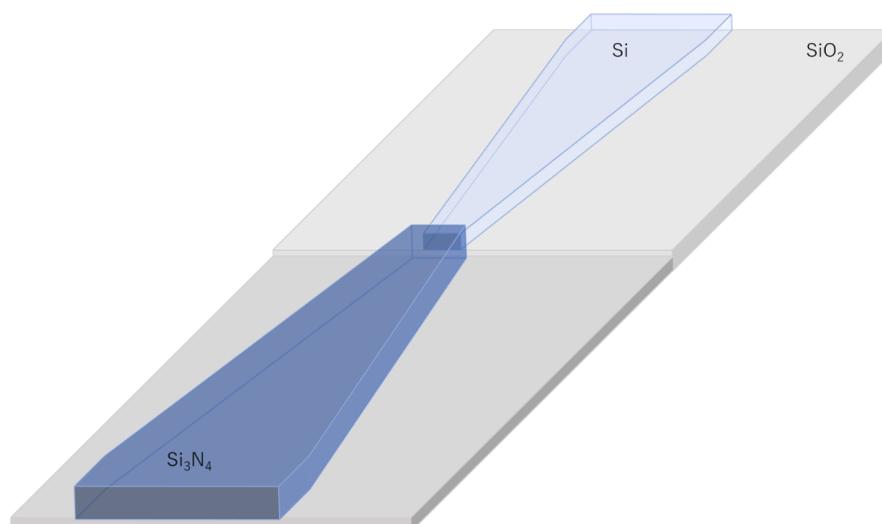


Fig. 1.13: Concept model of joint part

第2章 理論

2.1 光路伝搬原理

この節では光導波路における伝搬に関する理論について触れる．導波路内部の光の挙動は全て電磁波の伝搬を記述するマクスウェル方程式にて構成されており， \mathbf{E} は電場， \mathbf{H} は磁場である．無損失，線形，等方性媒質に対するマクスウェル方程式は下式で表される．

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.1.2)$$

ここで ε は媒質の誘電率， μ は媒質の透磁率である．真空の誘電率を $\varepsilon_0 (= 8.854 \times 10^{-12} \text{F/m})$ ，真空の透磁率を $\mu_0 (= 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m})$ とすると，誘電体光導波路の場合は

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2 \quad (2.1.3)$$

$$\mu = \mu_0 \quad (2.1.4)$$

とおくことができる．ここで n は屈折率である．電場と磁場の振る舞いを得るために，(2.1.1) 式と (2.1.2) 式から以下のような関係式が得られる．

$$\frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial y} = \mu \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial t} \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial z} = \mu \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial t} \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} = \mu \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial t} \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial t} \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} \quad (2.1.10)$$

後述するシミュレーションでの計算手法ではこれらの関係式を用いて計算を行っている。

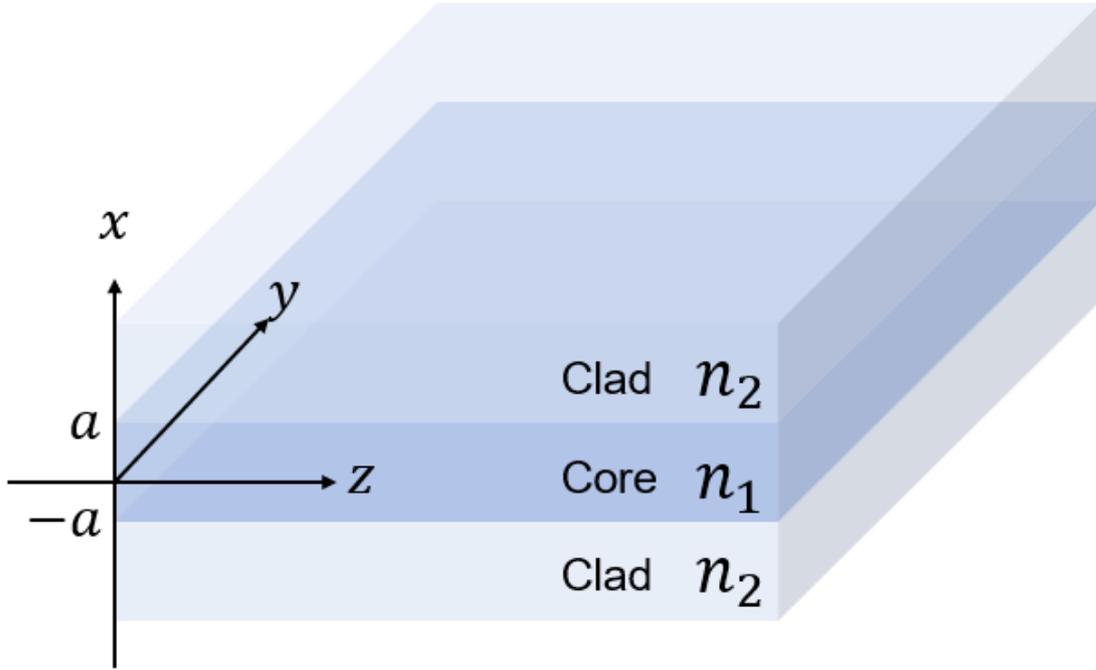


Fig. 2.1: Three-layer slab structure

このような3層スラブ構造での光の伝搬について考える。誘電体は yz 平面で無限に広がっているとし、屈折率は $n_1 > n_2$ となっている。このような導波路をスラブ導波路 (slab waveguide), もしくはプレーナ導波路 (planar waveguide) と呼び、光が閉じ込められる層をコア、それを両側から閉じ込める層をクラッドと呼び、基本的に光は全反射の要領で伝搬する。ここでこの構造での平面波の伝搬を考える。電場と磁場はそれぞれ下式のように記述できる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y) \exp(i(\omega t - \beta z)) \quad (2.1.11)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(x, y) \exp(i(\omega t - \beta z)) \quad (2.1.12)$$

このとき β は伝搬定数である。これらの式を用いて波動方程式で記述でき、

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.13)$$

と書ける。このとき β の値によって光の振る舞いに変化する。

$n_1 k_0 > \beta > n_2 k_0$ のとき波動方程式の解はコアにて正弦波的ふるまいで、クラッド

にて指数関数的減衰となるため、光がコアに閉じ込められる。このようなモードを導波モード (guided mode) と呼ぶ。反対に $n_1 k_0 > n_2 k_0 > \beta$ のとき波動方程式の解 (モード) がコア・クラッドともに正弦波のような振動解となるため、光はコアに閉じ込められずエネルギーが放射される。このようなモードを放射モード (radiation mode) と呼ぶ。 $\beta > n_1 k_0 > n_2 k_0$ では無限大にて発散する解しか得られない。

平面波であるため、(2.1.5)-(2.1.10) 式に (2.1.10) 式と (2.1.11) 式を代入し、かつスラブ導波路の場合電場と磁場の y 軸依存性はないことから、 $\partial \mathbf{E} / \partial y = 0$, $\partial \mathbf{H} / \partial y = 0$ となり、上式は下の様書き直せる。

$$i\beta \mathbf{E}_y = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_x \quad (2.1.14)$$

$$-i\beta \mathbf{E}_x - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_y \quad (2.1.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_z \quad (2.1.16)$$

$$i\beta \mathbf{H}_y = i\omega\varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}_x \quad (2.1.17)$$

$$-i\beta \mathbf{H}_x - \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} = i\omega\varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}_y \quad (2.1.18)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} = i\omega\varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}_z \quad (2.1.19)$$

これらの式は \mathbf{E}_y , \mathbf{H}_x , \mathbf{H}_z のみの電場が横方向成分のみをもつ TE モード (transverse-electric mode) と, \mathbf{E}_x , \mathbf{E}_z , \mathbf{H}_y のみの磁場が横方向成分のみをもつ TM モード (transverse-magnetic mode) の 2 つに分離できる。

例として TE モードのふるまいについて調べる。(2.1.14) 式と (2.1.16) 式より \mathbf{E}_y から \mathbf{H}_x , \mathbf{H}_z を求めることができる。導波路は $x = 0$ に対して対称であり、電磁界がコア及びその近傍に閉じ込められることを考慮すると \mathbf{E}_y の解は下のようになる。偶数モードのとき

$$\mathbf{E}_y = \begin{cases} A \exp(-q(x-a)) & x \geq a \\ B \cos(px) & a \geq x \geq -a \\ A \exp(q(x+a)) & -a \geq x \end{cases} \quad (2.1.20)$$

とおけ、係数 p , q は波動方程式を満たすことから

$$\beta^2 - p^2 = n_2^2 k_0^2 \quad (2.1.21)$$

$$\beta^2 + q^2 = n_1^2 k_0^2 \quad (2.1.22)$$

となる．また (2.1.16) 式から H_z の解は下のようになる．

$$\mathbf{H}_z = \begin{cases} -qA \exp(-q(x-a)) & x \geq a \\ -pB \sin(px) & a \geq x \geq -a \\ qA \exp(q(x+a)) & -a \geq x \end{cases} \quad (2.1.23)$$

これらは $x = \pm a$ にて電場と磁場が連続でなければならぬため，

$$B \cos(pa) = A \quad (2.1.24)$$

$$-pB \sin(pa) = -qA \quad (2.1.25)$$

となる．よって偶 TE モードに対する固有値方程式

$$\tan(pa) = \frac{q}{p} \quad (2.1.26)$$

が得られる．ここで，クラッドに漏れ出たエバネッセント波とコアにある光の屈折率比を表す実効屈折率を

$$n_{eff} \equiv \frac{\beta}{k_0} \quad (2.1.27)$$

と表す．この実効屈折率 n_{eff} を (2.1.26) 式に (2.1.21) 式，(2.1.22) 式と共に代入すると

$$\tan\left(ak_0\sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}\right) = \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{eff}^2}} \quad (2.1.28)$$

つまり

$$\frac{2a}{\lambda} = \frac{1}{\pi\sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}} \left[\tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{eff}^2}}\right) + 2m\frac{\pi}{2} \right] \quad (2.1.29)$$

が得られる (m は整数)．同様に奇モードも計算でき

$$\frac{2a}{\lambda} = \frac{1}{\pi\sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}} \left[\tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{eff}^2}}\right) + (2m+1)\frac{\pi}{2} \right] \quad (2.1.30)$$

となる．すべての TE モードに対しての固有値方程式は

$$\frac{2a}{\lambda} = \frac{1}{\pi\sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}} \left[\tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{eff}^2}}\right) + m\frac{\pi}{2} \right] \quad (2.1.31)$$

となる．これを同様に TM モードも計算できる．単一モードのみが伝搬する条件であるカットオフの膜厚 $2a_{cutoff}$ は TE モード，TM モードともに計算できる．

$$\frac{2a_{cutoff}}{\lambda} = \frac{m}{2\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (2.1.32)$$

2.2 モードオーバーラップ理論

光は導波路内を上記のような振る舞いで伝搬している。今回のような異種材料を集積する場合重要となるのがモード同士の重なりである。本項ではある界面に入射する光の電場と磁場を $\mathbf{E}_{in}, \mathbf{H}_{in}$, 出射する光の電場と磁場を $\mathbf{E}_{out}, \mathbf{H}_{out}$ とする。このとき入出力パワーは

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\int \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{S} \right] \quad (2.2.1)$$

で与えられる。これらはいかなる場合も直交モードの基底に分解できる。

$$\mathbf{E} = \sum_i a_i \mathbf{e}_i \quad (2.2.2)$$

$$\mathbf{H} = \sum_i b_i \mathbf{h}_i \quad (2.2.3)$$

基底モードは直交しており下式で表せる。

$$\sigma_{ij} = \frac{\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j^* \cdot d\mathbf{S}}{\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S}} \quad (2.2.4)$$

であり、導波モードは $\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S}$ が実数である。界面では電場と磁場の接戦成分は連続的になることから

$$\mathbf{E}_{in}^\perp + \mathbf{E}_{refl}^\perp = \mathbf{E}_{out}^\perp \quad (2.2.5)$$

$$\mathbf{H}_{in}^\perp - \mathbf{H}_{refl}^\perp = \mathbf{H}_{out}^\perp \quad (2.2.6)$$

となる。 $a_i \approx b_i$ のとき屈折率差が小さいため反射する電場と磁場が小さくなる。そのため入力と出力の電場と磁場を基底状態に分解することができる。

$$\mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_{out} = \sum_i a_i \mathbf{e}_i \quad (2.2.7)$$

$$\mathbf{H}_{in} = \mathbf{H}_{out} = \sum_i b_i \mathbf{h}_i \quad (2.2.8)$$

このとき a_i と b_i は下式で定義され

$$a_i = \frac{\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S}}{\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S}} \quad (2.2.9)$$

$$b_i^* = \frac{\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S}}{\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S}} \quad (2.2.10)$$

よって出射する総パワーは

$$\begin{aligned} P_{out} &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[\int \mathbf{E}_{out} \times \mathbf{H}_{out}^* \cdot d\mathbf{S} \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[\int \left(\sum_i a_i \mathbf{e}_i \right) \times \left(\sum_j b_j \mathbf{h}_j \right) \cdot d\mathbf{S} \right] \\ &= \frac{1}{2} \sum_i \text{Re} \left[a_i b_i^* \int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S} \right] \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

となる。全入射パワーに対する第 i 番目のモードの結合効率

$$\begin{aligned} \frac{P_i}{P_{in}} &= \frac{\text{Re} \left[a_i b_i^* \int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S} \right]}{\text{Re} \left[\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S} \right]} \\ &= \text{Re} \left[\frac{(\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S})(\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S})}{(\int \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_i^* \cdot d\mathbf{S})} \right] \frac{1}{\text{Re}(\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S})} \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

と求められる。しかし上記の式は屈折率差による反射の影響を無視している。実際は反射の影響により a_i と b_i が変化する。これは電場と磁場の相対振幅を透過する前方に伝搬するモードのみに分解できないため反射が起きていることを表している。そのため界面での結合効率を求めるのであれば、屈折率を考慮しないモード間のオーバーラップを求め、屈折率の影響を補正する必要がある。

平面波が界面に入射する場合を考える。このとき E_{in} の a_i と b_i はそれぞれ入射側と出射側の屈折率に相当する。そのため垂直入射した場合フレネル反射率は

$$R = \left(\frac{a_i - b_i}{a_i + b_i} \right)^2 \quad (2.2.13)$$

となり、フレネル透過率 T も計算できる。また屈折率を考慮しないモードフィールド間のオーバーラップは

$$\text{Overlap} = \text{Re} \left[\frac{(\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{H}_{out}^* \cdot d\mathbf{S})(\int \mathbf{E}_{out} \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S})}{(\int \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{H}_{in}^* \cdot d\mathbf{S})} \right] \frac{1}{\text{Re}(\int \mathbf{E}_{out} \times \mathbf{H}_{out}^* \cdot d\mathbf{S})} \quad (2.2.14)$$

となり、結合効率はモードオーバーラップとフレネル透過率 T の積にて計算できる。

$$\eta = T \cdot \text{Overlap} \quad (2.2.15)$$

結合効率の導出のためには入力側と出力側のモードフィールドおよび実効屈折率を計算する必要がある。

2.3 計算手法

2.3.1 FDTD 法

FDTD(Finite-Difference Time-Domain) 法は時間領域にてマクスウェル方程式を解くために使用される。この計算手法は空間的にも時間的にも離散的なグリッドを用いられ、電界と磁界もともに空間的かつ時間的に離散的に計算される。2.1にて紹介したマクスウェル方程式にて計算を行う。(2.1.5)-(2.1.10)の6つの式を差分化することで計算を行う。前述した空間グリッドには様々な手法があるが今回は後述する計算の際に用いたYee格子について説明する。Yee格子はのように電場と磁場を空間的に半セルずつずらして配置することで、空間微分を正しく計算できる。

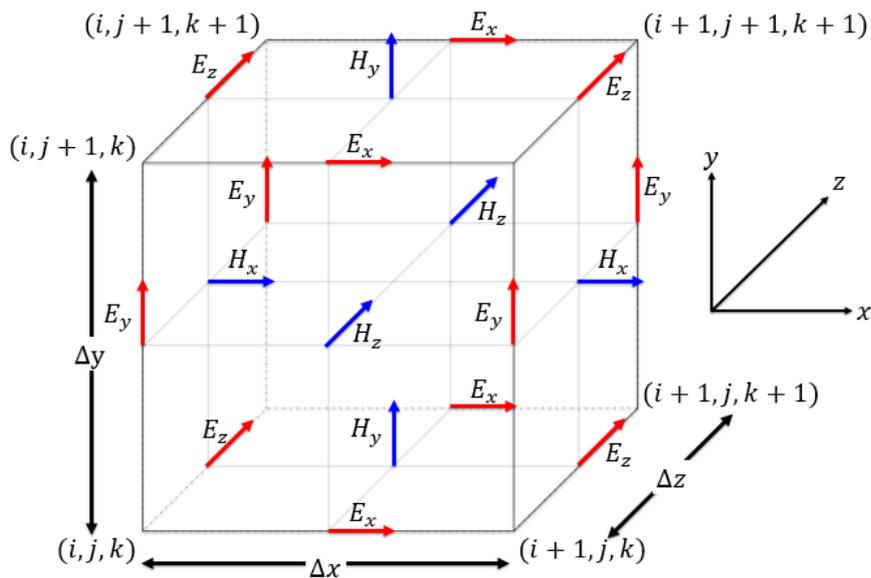


Fig. 2.2

このときそれぞれの電界の位置は

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_x &: \left[i + \frac{1}{2}, j, k \right] \\
 \mathbf{E}_y &: \left[i, j + \frac{1}{2}, k \right] \\
 \mathbf{E}_z &: \left[i, j, k + \frac{1}{2} \right]
 \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

磁界の位置は

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_x &: \left[i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right] \\ \mathbf{H}_y &: \left[i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right] \\ \mathbf{H}_z &: \left[i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right]\end{aligned}\quad (2.3.2)$$

となる．このように電界と磁界が空間的に半セルずつずれており，離散間隔として Δx , Δy , Δz ，絶対座標は $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ となる．ここで i, j, k は整数である．同時に時間も離散化する必要があり間隔を Δt ，時間としては $t = m\Delta t$ と表す．電場と磁場も同様に時間配置され，電場と磁場も時間的に半セルずつずれる．また Δt は下記の Courant の安定化条件を満たす必要がある．

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (2.3.3)$$

次に差分化について述べる．差分化方法は FDTD 法にてよく用いられる中心差分について述べる．(2.1.5) 式を差分化すると左辺第 1 項は

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{y,i,j+1/2,k+1/2}^m}{\partial y} \approx \frac{\mathbf{E}_{y,i,j+1/2,k+1}^m - \mathbf{E}_{y,i,j+1/2,k}^m}{\Delta z} \quad (2.3.4)$$

左辺第 2 項は

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{z,i,j+1/2,k+1/2}^m}{\partial y} \approx \frac{\mathbf{E}_{z,i,j+1/2,k+1}^m - \mathbf{E}_{z,i,j+1/2,k}^m}{\Delta y} \quad (2.3.5)$$

となる．磁場は時間的に電場から半セルずれているため右辺第 1 項は

$$\frac{\partial \mathbf{H}_{x,i,j+1/2,k+1/2}^m}{\partial t} \approx \frac{\mathbf{H}_{x,i,j+1/2,k+1/2}^{m+1/2} - \mathbf{H}_{x,i,j+1/2,k+1/2}^{m-1/2}}{\Delta t} \quad (2.3.6)$$

よって (2.1.5) 式は下式のように書き換えられる．

$$\begin{aligned}\frac{\Delta t \left(\mathbf{E}_{y,i,j+1/2,k+1}^m - \mathbf{E}_{y,i,j+1/2,k}^m \right)}{\mu \Delta z} - \frac{\Delta t \left(\mathbf{E}_{z,i,j+1/2,k+1}^m - \mathbf{E}_{z,i,j+1/2,k}^m \right)}{\mu \Delta y} \\ = \mathbf{H}_{x,i,j+1/2,k+1/2}^{m+1/2} - \mathbf{H}_{x,i,j+1/2,k+1/2}^{m-1/2}\end{aligned}\quad (2.3.7)$$

こちらの式が得るべき差分式となっており，同様に (2.1.6)-(2.1.10) 式も行う．時間 m , $m - 1/2$ は光源として初期値となっており，(2.4.6) 式より $m + 1/2$ での \mathbf{H}_x が決まり，磁場の 2 成分も同様に計算できる．電場に関しても時間 m での電場と差分式から導出し

た $m + 1/2$ での磁場を用いて, $m + 1$ の電場を求められる. 以上のことを繰り返すことで $m\Delta t$ での電場と磁場を計算するアルゴリズムである. 空間分解能を細かく設定することで非常に精度よく計算することが可能であるが, 計算コストが高いことがデメリットである.

FDTD 法にて正しい結果を精度よく得るためには適切な吸収境界条件や媒質の境界の計算手法が重要である. 吸収境界条件は計算領域外との境界での処理に関わっており, PEC(Perfect Electric Conductor) と呼ばれる境界を金属などの完全導体に見立て境界面の電場の接戦成分を 0 にする手法や, PML(Perfectly Matched Layer) と呼ばれる反射波が解析領域に戻らないよう複数の層で吸収する手法が存在する. 今回は当研究にて用いた PML の理論について述べる. 誘電率 ε , 透磁率 μ の媒質での波動インピーダンスは

$$Z_o = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (2.3.8)$$

となっている. このとき PML 層を下記条件を満たす誘電率 ε_p , 透磁率 μ_p とする.

$$\varepsilon_p = \varepsilon - j\frac{\sigma_p}{\omega} \quad (2.3.9)$$

$$\mu_p = \mu - j\frac{\sigma_p^*}{\omega} \quad (2.3.10)$$

$$\frac{\sigma_p}{\varepsilon} = \frac{\sigma_p^*}{\mu} \quad (2.3.11)$$

σ_p は導電率, σ_p^* は導磁率である. このとき PML の波動インピーダンスは

$$Z_p = \sqrt{\frac{\mu_p}{\varepsilon_p}} = \sqrt{\frac{\mu - j\frac{\sigma_p^*}{\omega}}{\varepsilon - j\frac{\sigma_p}{\omega}}} \quad (2.3.12)$$

となる. (2.3.11) 式を代入することで, 誘電率 ε , 透磁率 μ の媒質での波動インピーダンスと一致する. これによってフレネル反射が起きないため, 計算時にコストがかかるが非常に精度よく計算できる.

2.3.2 BPM

BPM(Beam Propagation Method) は「光の伝搬方向がほぼ変わらない」, 「反射波が無視できるぐらい小さい」という仮定の下成り立つ数値計算手法である. 後述する FDTD 法に比べて計算手法が圧倒的に速い. BPM は導波路解析だけでなく光ソリトンをはじめ

とした短光パルスの解析にも応用できる数値解析法である。3次元のスカラー波動方程式を下式とおく。

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 n^2(x, y, z)E = 0 \quad (2.3.13)$$

このとき電場 E は光の伝搬方向である z 軸に対して下式の様に緩やかに変化する項 $\phi(x, y, z)$ と急激に変化する項 $\exp(-jkn_0z)$ に分けることができる。

$$E(x, y, z) = \phi(x, y, z) \exp(jkn_0z) \quad (2.3.14)$$

(2.3.14) 式を (2.3.13) 式に代入すると

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + j2kn_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2(n^2 - n_0^2)\phi = 0 \quad (2.3.15)$$

となる。このとき ϕ の z に対する変化は十分に遅いため上記の第1項を無視できる。この近似を包絡線近似と呼ぶ。この仮定により下式の様に書き換えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{j}{2kn_0} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2(n^2 - n_0^2)\phi \right) \quad (2.3.16)$$

これが3次元での基本的な式である。これにより反復や固有値解析が必要な二次の境界値問題から、上式を伝搬方向に沿って単純に積分するのみで解ける一次の初期値問題にまで問題を縮小できる。これは計算コストの削減に寄与しているが、同時に反射を考慮できなくなっている。FT-BPM(Fourier-Transform-BPM)とFD-BPM(Finite-Difference-BPM)に大別され、RsoftはFD-BPMでの陰解法にて計算されている。

2.3.3 FEM

FEM(Finite Element Method)は有限要素法とも呼ばれ、領域を要素と呼ばれる部分領域に分割し1つ1つの要素内で単純な近似式を用いまとめた後、境界条件を適合させることで近似解を得ている。そのため分解能を向上させることで計算精度の劣化を補っている。従来の手法では全体を単一と捉え領域に対する境界値問題を直接解くため、領域の形を複雑に定義できず汎用性に欠けていた。しかし有限要素法は最終的に全領域の値を連立1次方程式にするため、領域の形を自由に設定できるため、多岐にわたって応用することができる。例として光導波路の波動方程式に関する解析や光デバイスの応力問題に関する解析が挙げられる。

2.3.4 EME 法

EME(Eigenmode-Expansion) 法は周波数領域にて界面にて双方向のマックスウェル方程式を解く厳密な解析法である [63]. 光の伝搬方向に沿って、離散的に界面を設定することでそれぞれの界面での入出力を表現する散乱行列を導出することで非常に効率よく双方向の計算を可能であり、MMI カップラやテーパ構造等で使用されている. 光の伝搬方向を z 方向にする. マックスウェル方程式において順方向及び逆方向の導波モードの重ね合わせも同様に解になることから、電場と磁場は下の様に表記できる.

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \left(c_m \exp(i\beta_m z) + d_m \exp(-i\beta_m z) \right) \mathbf{E}_m(x, y) \quad (2.3.17)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \left(c_m \exp(i\beta_m z) - d_m \exp(-i\beta_m z) \right) \mathbf{H}_m(x, y) \quad (2.3.18)$$

このとき光を単一波長のみが伝搬すると仮定し、時間に関する項 $\exp(i\omega t)$ を分離している. (1.2.4) 式のように導波路内を伝播する少数の導波モードとエネルギーを放射する放射モードを合わせて完全な基底モードとなる. そのため本来はすべてのモードを考慮する必要があるが、ほぼすべての問題は少数の有限なモードのみで計算できるため、EME 法は近似を行っている. この近似が完全な解でない要因である. 界面の両側において接戦成分の電場は等しくなることから、下式のような境界条件となる.

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M \left(c_m^{(+)} \exp(i\beta_m z) - c_m^{(-)} \exp(i\beta_m z) \right) \mathbf{E}_{m,t}^{(c)}(x, y) = \\ \sum_{m=1}^M \left(d_m^{(+)} \exp(i\beta_m z) - d_m^{(-)} \exp(i\beta_m z) \right) \mathbf{E}_{m,t}^{(d)}(x, y) \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

上記のマックスウェル方程式の境界条件とモードの直交性より下式のような係数の関係を推測できる.

$$\begin{pmatrix} c_J^{(-)} \\ d_J^{(+)} \end{pmatrix} = \mathbf{S}_J \begin{pmatrix} c_J^{(+)} \\ d_J^{(-)} \end{pmatrix} \quad (2.3.20)$$

ここで \mathbf{S}_J は J 番目の界面での散乱行列である. 界面に対する入射光を用いて透過波の導出でき、散乱行列を掛け合わせることで任意の番目の界面での透過波を求められる. 全体

の散乱行列 S_{WG} は下式で表現でき、固有モードを容易に計算できる。

$$\begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 z) & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \exp(i\beta_2 z) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \exp(i\beta_3 z) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.3.21)$$

このように EME 法は散乱行列を利用するため、パラメータを一部変更するのみで再計算できる点や反射を考慮した計算ができ、比較的、全長が大きいモデルでも計算可能である。また FDTD 法と比較して非常に短時間で計算できる点が長所である。反対に導波モードが大量に存在する大面積の場合、EME は非常に計算に時間がかかり分析も難解になること、非線形な媒質では使えないという点が短所である。

2.3.5 計算手法比較

このように電磁界解析手法には様々な手法があり、大別すると定常状態を計算する FEM と伝搬を計算する FDTD, BPM, EME に分けることができる。伝搬計算手法の特徴をまとめたのが、下の Tab.2.1 である。

Table. 2.1: The Comparison of calculation method

Aspect	FDTD	BPM	EME
Speed and Accuracy	Depends on the space to be calculated, but requires a certain resolution to obtain accurate values, inferior to the two methods	Extremely fast but inaccurate	Basically fast but accuracy depends on cross section and number of modes
NA	Basically no problem	Best for envelope approximation, but unsuitable for large angle	Possible but requires some work
Reflections	Yes	No	Yes
Dispersive	Time-domain calculations make it difficult to accurately fit dispersion spectrum over a wide range of wavelengths	Easy because of frequency-domain calculations	Easy because of frequency-domain calculations
Non-linearity	Relatively easy to do	Possible	Basically difficult

第3章

モデルの計算及び設計

3.1 結合部モデルの計算

SiN と Si 間の効率的伝搬のためには結合部の最適化が必要である。そのため逆テーパ構造を用いた結合モデルの検討を行った。逆テーパ構造は導波路幅は小さくなることで光が導波路に閉じ込められなくなり、光がクラッドに漏れ出るため実効屈折率とモードフィールドが広がる特徴がある。そのため SiN と Si を共に逆テーパ構造にすることで、フレネル反射が少なくある程度ずれに対するロバスト性を持つ構造になることが期待できる。ほかの異種材料集積法と異なり、間にクラッドや樹脂を挟まないため結合効率が高くなることが予想される。また比較的単純な構造であるため製造誤差が小さいことも利点である。

まず Fig.3.1.(a) のパラメータの構造にて Rsoft の BeamPROP(BPM) を用いて、結合効率の概算を行った。屈折率は (3.1.1) 式のセルマイヤー方程式に従い、それぞれの係数は Table.3.1 にした [64, 65]。光は z 方向に伝搬し、光源は Fig.3.1.(b) に示されている Rsoft の FemSIM(FEM) にて得た基本 TE モードの電場 E_x を用いた。また分解能は $\Delta x = 0.02 \mu\text{m}$, $\Delta y = \Delta z = 0.01 \mu\text{m}$ とした。これにより総パワーは Fig.3.1.(c) となった。

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - B_i^2} \quad (3.1.1)$$

Table. 3.1: Coefficient of sellmeier equation

	A1	A2	A3	B1	B2	B3
Si ₃ N ₄	3.0249	40314		0.1353406	1239.842	
Si	10.6684293	0.0030434748	1.54133408	0.301516485	1.13475115	1104
SiO ₂	0.6961663	0.4079426	0.8974794	0.0684043	0.1162414	9.896161

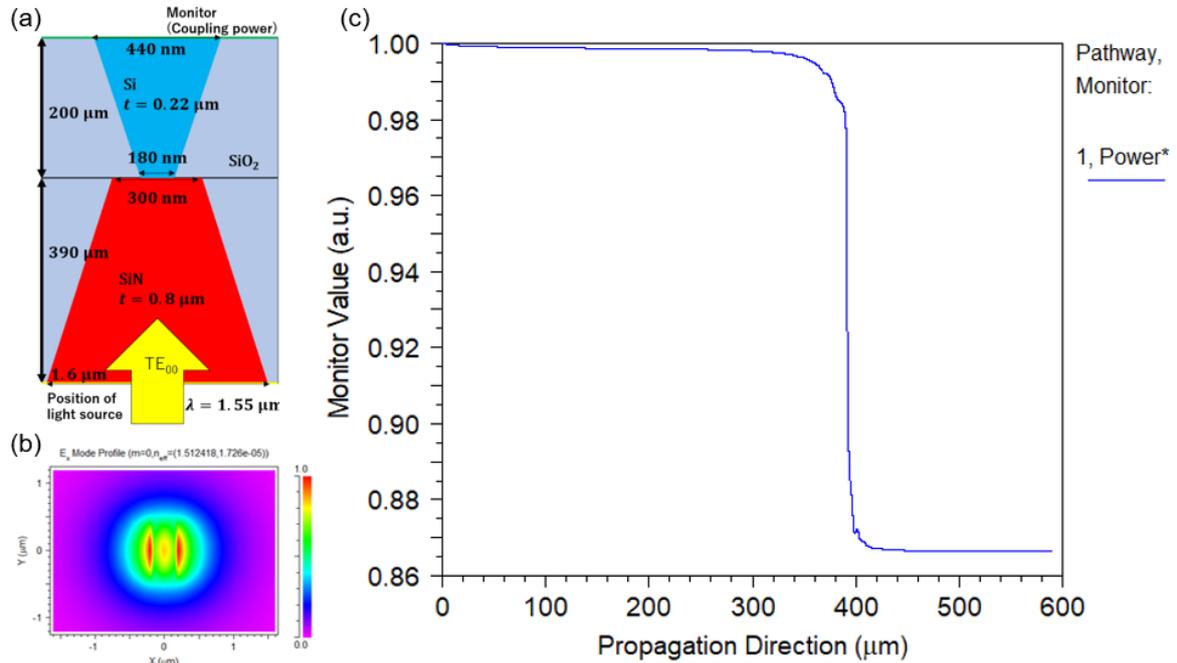


Fig. 3.1: (a) Model of a joint part in BPM, where t is the thickness. (b) Total power along the propagation direction. (c) Electric field E_x of incident light.

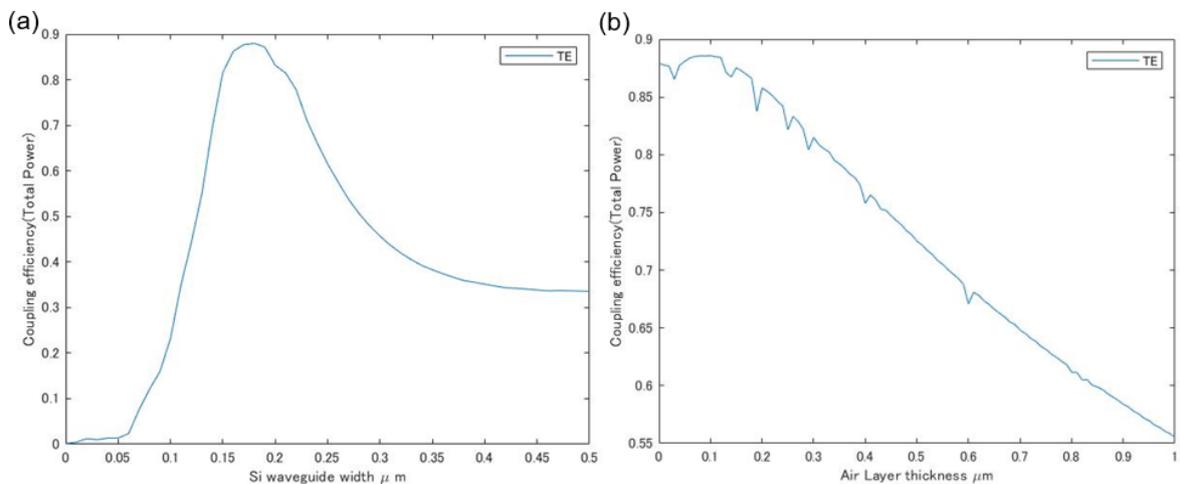


Fig. 3.2: (a) The relationship between Si waveguide width and Coupling efficiency. (b) The relationship between air layer thickness and Coupling efficiency.

SiN の製造誤差の影響を考慮して SiN テーパー幅を $0.3 \mu\text{m}$ とした。同様の条件で Si の導波路幅のみを変更したときの結合効率を測定したのが、Fig.3.2.(a) である。実効屈折率の違いにより結合効率が変わっているのが分かる。Si 導波路幅が $0.18 \mu\text{m}$ のとき最大結合効率は 87.3% となった。また SiN と Si の間に空気の層を作製し、その時の結合効率が Fig.3.2.(b) である。チップ間に隙間が空くほど単調減少に結合効率が低下している。こ

これらの結果は BPM で計算しているため、その分解能に反して計算コストは数分と非常に小さい。しかし反射を考慮していないため、実際の結果とは乖離していることが予想される。Fig.3.1.(c) よりチップ断面から 10 m にて非常に値が変化することが分かった。

また光源は FEM で導出したが、伝搬モードは BPM に準ずる。そのため実効屈折率やモードフィールドは正確な形ではない。そのため FEM で断面での SiN と Si の基本 TE モードの実効屈折率とモードフィールドを導出した。モードオーバーラップは数値誤差の関係で 1 を超えてしまうため、別のオーバーラップの式を用いた [66,67]。OI は overlap integral を表し、2 乗することでパワーオーバーラップ η となる。

$$OI = \frac{\int \mathbf{E}_1 \times \mathbf{E}_2^* dA}{\int \mathbf{E}_1 dA \int \mathbf{E}_2 dA} \quad (3.1.2)$$

$$\eta = OI^2 \quad (3.1.3)$$

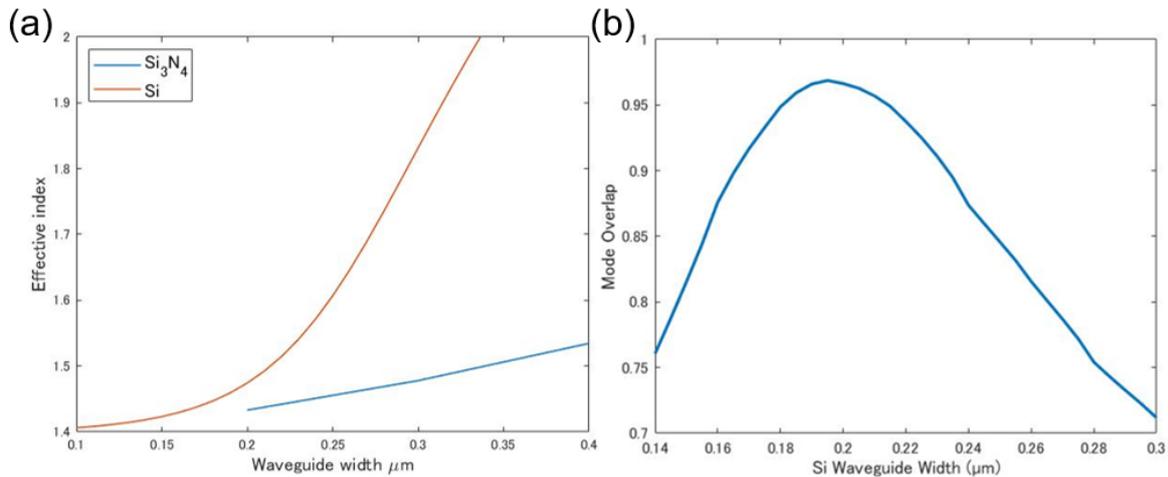


Fig. 3.3: (a) Effective refractive index per waveguide width. (b) Mode overlap per Si waveguide width fixed by SiN waveguide width 0.3 m

Fig.3.3.(a) より SiN 導波路幅が 0.3 μm のとき実効屈折率は 1.489 となり、Si 導波路幅が 0.207 μm のとき最も差がなくなる。また Fig.3.3.(b) よりオーバーラップは Si テーパー幅が 0.195 μm のとき最大値 96.8% となった。このときパワーオーバーラップ η は 93.7% となった。この値は SiN/Si 界面での透過率を表している。しかし、BPM 同様に実効屈折率差によるフレネル反射の影響を考慮しておらず、テーパー長も考慮していない。

そのため反射を考慮した大まかな値を得るために Rsoft の FullWave(FDTD) を用いて計算を行った。BPM の結果から境界の前後 10 μm にて大幅な変化があることが分かった。計算時間を考慮して、計算範囲はこれらの範囲とし分解能は $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02$

μm とした。光源は Fig.3.4.(a)とした。また境界条件は PML(Perfectly Matched Layer)を用いた。これにより屈折率が一定のまま境界での反射を誘発することなくエネルギーを吸収することができる。このとき伝搬の様子は Fig.3.4.(b)となっており、点線は SiN と Si の境界を表しており、Si 側にて主にクラッド部を伝搬していることが分かる。Fig.3.5 は BPM と同様に Si 導波路幅と Si 導波路幅を BPM にて結合効率が最大となった $0.18 \mu\text{m}$ にしたときの x 軸, y 軸, 空気層を変更したときの結合効率を表している。Fig.3.5.(a)にて Si 導波路幅が $0.20 \mu\text{m}$ は最大結合効率 96.8% となった。BPM の結果に比べて実効屈折率差が大きくなる Si 導波路幅が反射波がさらに反射されることで緩和されている。これは Fig.3.5.(b) の空気層 (隙間) にて $0.7\text{-}0.8 \mu\text{m}$ にて結合効率が上昇していることから観測できる。

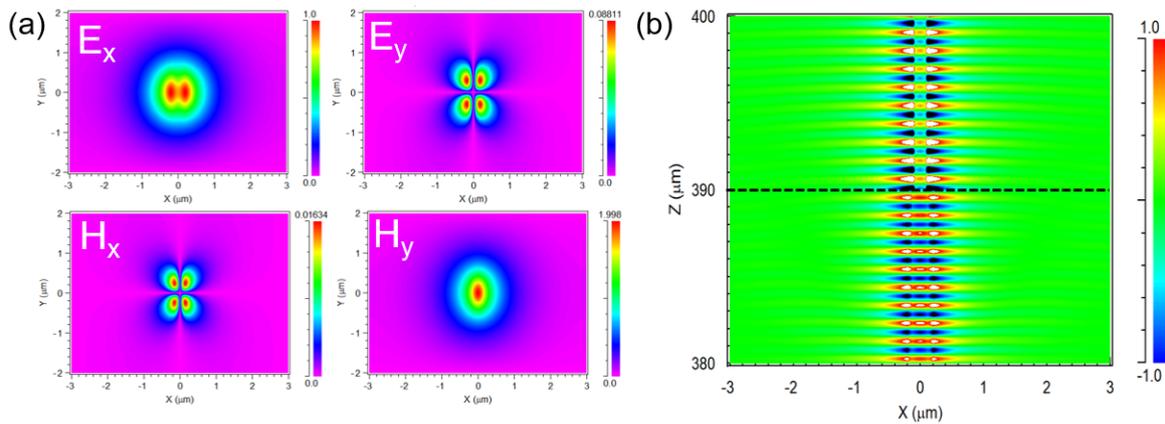


Fig. 3.4: (a) Light source for incident light. (b) Propagating electric field at $10 \mu\text{m}$ before and after the cross section.

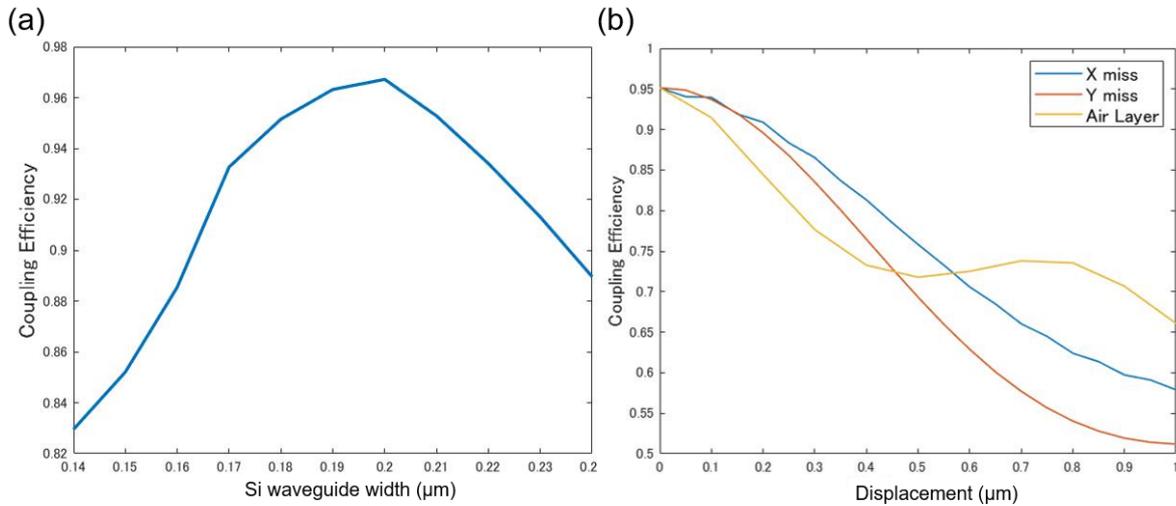


Fig. 3.5: (a) The relationship between Si waveguide width and Coupling efficiency in the FDTD method. (b) The relationship between displacement and Coupling efficiency in the FDTD method.

Fig. 3.5にて結合効率を導出したが、テーパ後にシングルモードとして伝搬しているかは疑問が残る。しかし全長 $590 \mu\text{m}$ を FDTD 法のみで行うのは計算コストという面で非効率である。そのため Lumerical の基本的に EME 法で計算を行い、一部計算のみ FDTD 法を用いた。この際 SiO_2 , Si モデルの屈折率をより精密な屈折率に変更した [68]。また分解能を $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.05 \mu\text{m}$ とし、光源は SiN 導波路幅 $1.6 \mu\text{m}$ のときの基本 TE モードとした。EME 法は後述した例を除いて計算速度と正確性を両立できる計算手法である。そのため確認を兼ねて Fig. 3.6 のようにシリコンナイトライド導波路を左から変化なし ($W_{\text{SiN}} = 1.6 \mu\text{m}$)、逆テーパ構造 ($W_{\text{SiN}} = 0.3 \mu\text{m}$)、順テーパ構造 ($W_{\text{SiN}} = 2.5 \mu\text{m}$) としたときにシリコン導波路幅を変えたときの実効屈折率、モードオーバーラップ、結合効率を比較した図である。変化なしと順テーパ構造のとき実効屈折率差が 0、もしくはモードオーバーラップが最大となるシリコン導波路幅を示す点線が離れている。それぞれ反射率が 0、結合するパワーが最大となるシリコン導波路幅のため、これらの差が小さいほど結合効率が期待できる。逆テーパ構造ではシリコン導波路幅 $W_{\text{Si}} = 0.21 \mu\text{m}$ のとき結合効率が最大となり 96.3% となった。

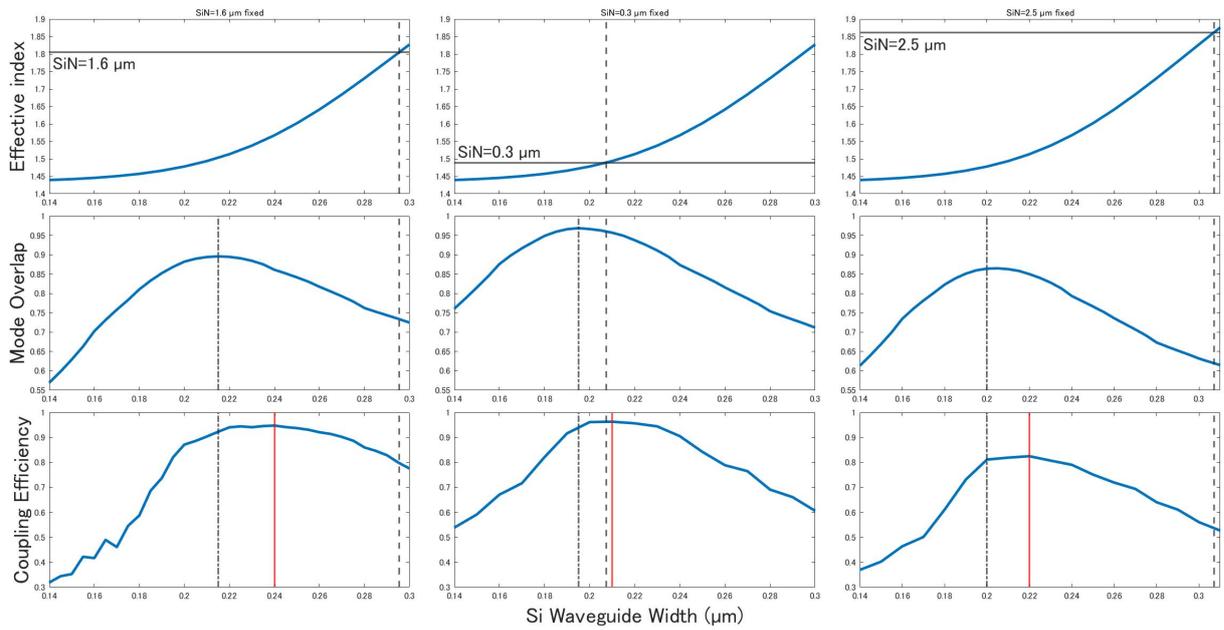


Fig. 3.6: Comparison of effective refractive index, mode overlap, and coupling efficiency for different Si waveguide width when SiN waveguide is fixed to single-mode waveguide(left), inverted tapered structure(center), tapered structure(right)

上記の結果はシリコンの膜厚をプロセスに合わせて 220 nm としている。Fig.3.7 は Si の導波路幅と膜厚を変更したときの結合効率である。膜厚に関わらず最大結合効率は 95% を超えており、シリコン・シリコンナイトライド集積においてはシリコンの膜厚はさほど考慮する必要がないといえる。

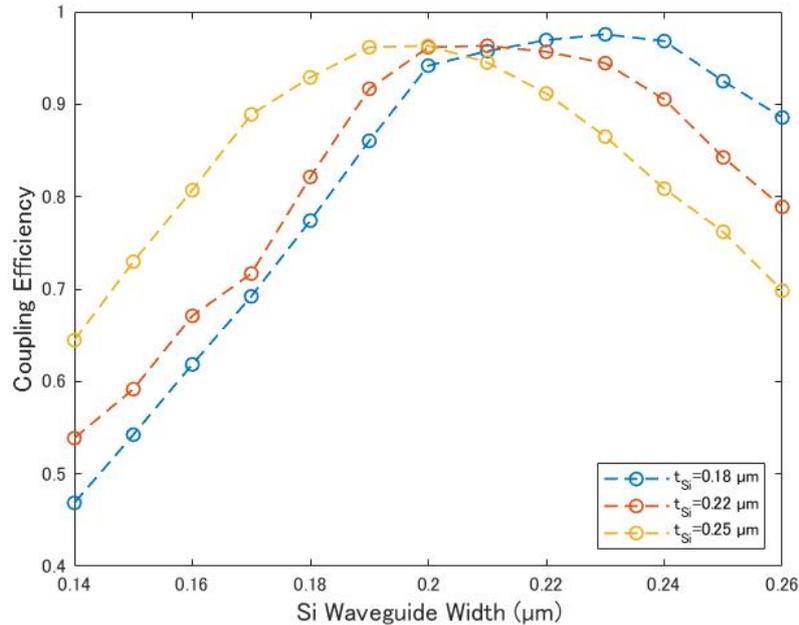


Fig. 3.7: The relationship between Si waveguide width, thickness and Coupling efficiency in the FDTD method.

Fig.3.8 はずれに対するロバスト性を表しており、 $1 \mu m$ ずれれば X 軸と Y 軸での変化はほとんどないことが分かる。EME 法にしたことで数分で計算を終わることが可能であるが、境界条件をもとに界面での導波モードを計算するためチップ間の隙間のような計算領域内に境界条件が存在しない場合、マックスウェル方程式の解を正しく出せない。そのため Fig.3.9 のようにチップ間に単一の材料が充填される場合は FDTD 法で解析解を求める必要がある。Fig.3.9.(a) より隙間に空気が充填しているときは結合効率 57.9% となったが、間に屈折率整合材料をいれることで結合効率の低下を緩和できる。直感的には実効屈折率 1.489 に近いほど結合効率が良くなるように感じるが、屈折率 1.7, 2.0 の材料をいれたの方が結合効率が優れている。これは光路長が短くなったことに起因している。また屈折率 2.0 のとき隙間の大きさによっては最大結合効率となっており、隙間が空気のとときと比較すると整数倍で結合効率が増加している。Fig.3.9.(b) は隙間に媒質を充填しているときの戻り光の透過率を表している。空気もしくは屈折率 2.0 のとき戻り光のパワーが増大しており、Fig.3.9.(a) の減少している隙間と交互になっていることから、ファブリペロ構造になっているといえる。このように屈折率整合材料を充填させることで光の進行方向に対しては結合効率の改善が可能である。しかし、X,Y 軸方向のずれに対しては改善することができないため、今後はこれら 2 方向のずれに対するロバスト性が強い構造の研究を行う必要がある。

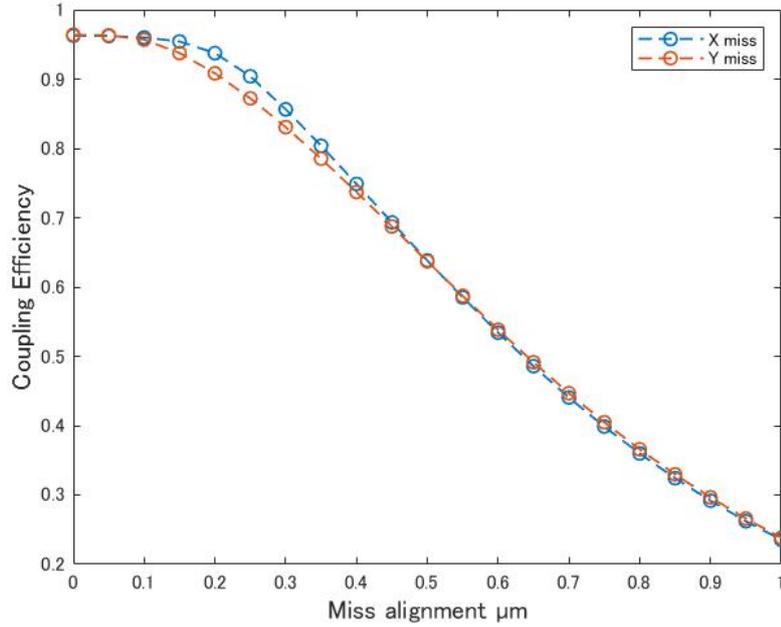


Fig. 3.8: The relationship between x-axis, y-axis displacement and Coupling efficiency in the FDTD method.

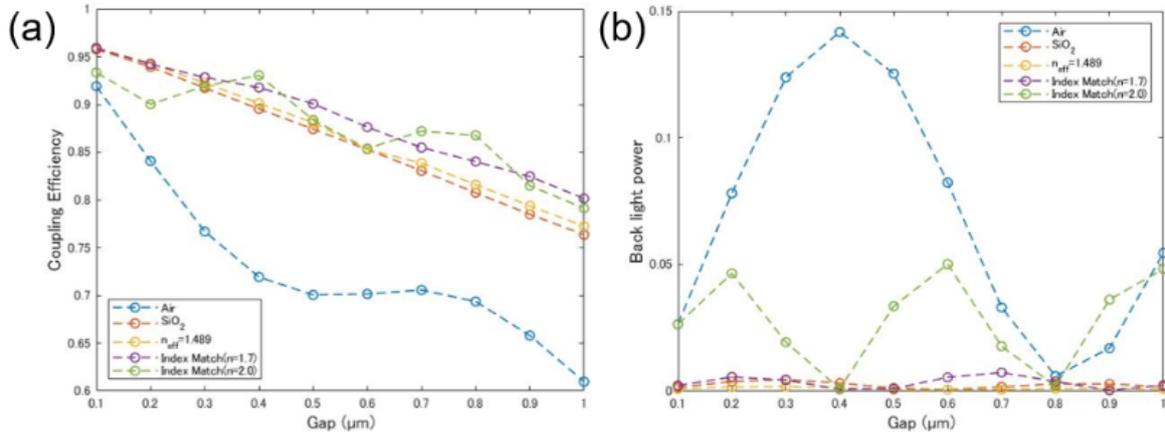


Fig. 3.9: The relationship between gap and (a) coupling efficiency, (b) back light power in the FDTD method.

加えてエッジプラでのバットカップリングの優位性を確認するため、最大結合効率となるシリコンナイトライド・シリコン導波路幅のパラメータを維持したままマルチレイヤ集積の検討を行った。計算は EME 法にて行い、それぞれのレイヤが重なっている長さとし、レイヤ間の距離をパラメータとした。Fig.3.10 はエッジプラとマルチレイヤの波長依存性を表しており、レイヤが重なっている長さが $50\ \mu\text{m}$ (上段), $100\ \mu\text{m}$ (中段), $150\ \mu\text{m}$ (下

段)である。青色のEC(Edge Coupler)は全波長域にて透過率は低下しないが、マルチレイヤはレイヤ間の差によって非常に透過率が変化していることが分かる。またレイヤが重なっている長さが50, 100 μm のときレイヤ間距離が500 nmの方が結合効率が優れている要因としてクロストーク損失が考えられる。これらのマルチレイヤの結果よりレイヤが重なっている長さが50 μm かつレイヤ間距離が500 nm のとき最大結合効率となっている。これらのパラメータをさらに最適化することでさらなる改善が予想されるが、実現するにはレイヤ間の SiO_2 層の表面粗さ等が問題となる。

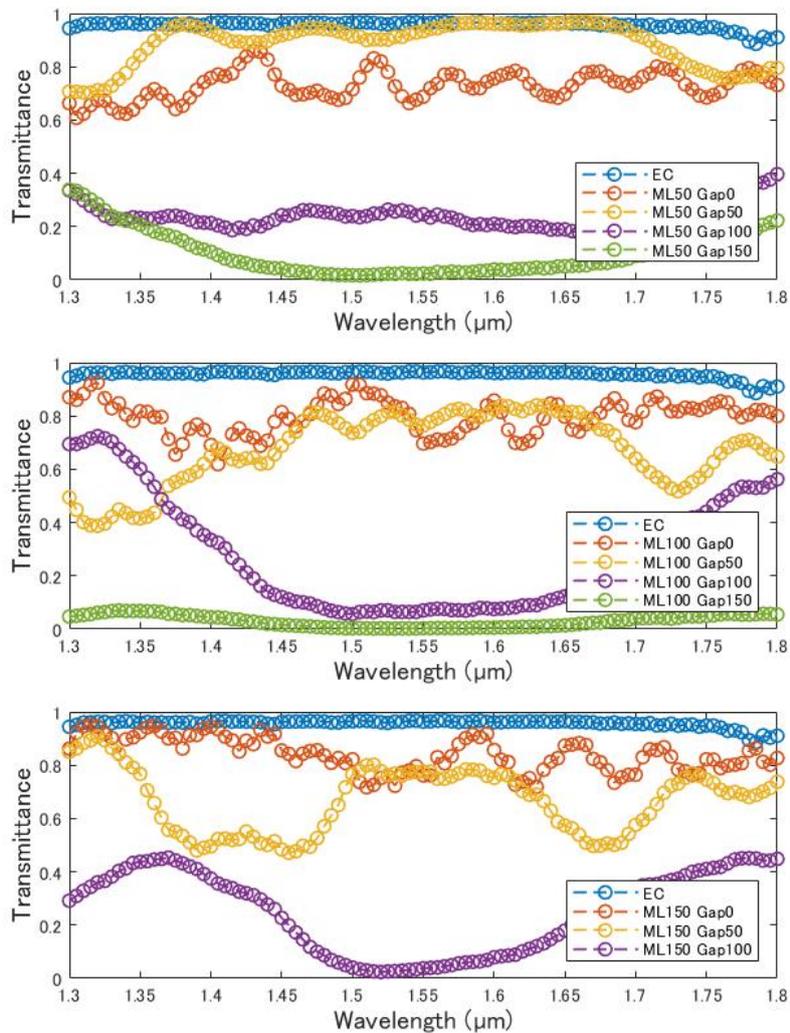


Fig. 3.10: Wavelength Dependence of Edge Couplers and Multilayers. Layer overlap lengths are 50 μm (upper panel), 100 μm (middle panel) and 150 μm (lower panel).

3.2 光学素子の計算

3.2.1 SiN チップ

当研究室では現在まで異常分散のリング共振器を用いた光周波数コムについて実験を行ってきた。これまでの研究にて光周波数コム生成のための共振器設計において重要なパラメータが2つわかった。1つ目は導波路幅である。導波路幅は構造分散に関係しているため、ソリトンコム伝搬において非常に重要である。2つ目は導波路間のギャップである。ギャップによって結合定数 κ が変化する。 κ は単位時間あたりの結合であり、 $\kappa = 2\pi f_{FSR}P$ で表現できる。このとき P は1回あたりの結合するパワーを表している。基本的にクリティカルカップリングであることが望ましいため、事前に計算する必要がある。

まず導波路幅について検討した。従来のブライツソリトンは異常分散である必要がある。確かに狭線幅のパルスを得る点においてはブライツソリトンで問題ないが、光送信機を用いた通信においては正常分散でのダークパルスを用いた方が変換効率という点で秀でている。そのため、正常分散になる導波路幅について検討を行った。先行研究も含めて波長分散を Rosft の FemSIM(FEM) を用いて計算した [69–71]。分解能 $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ とした。

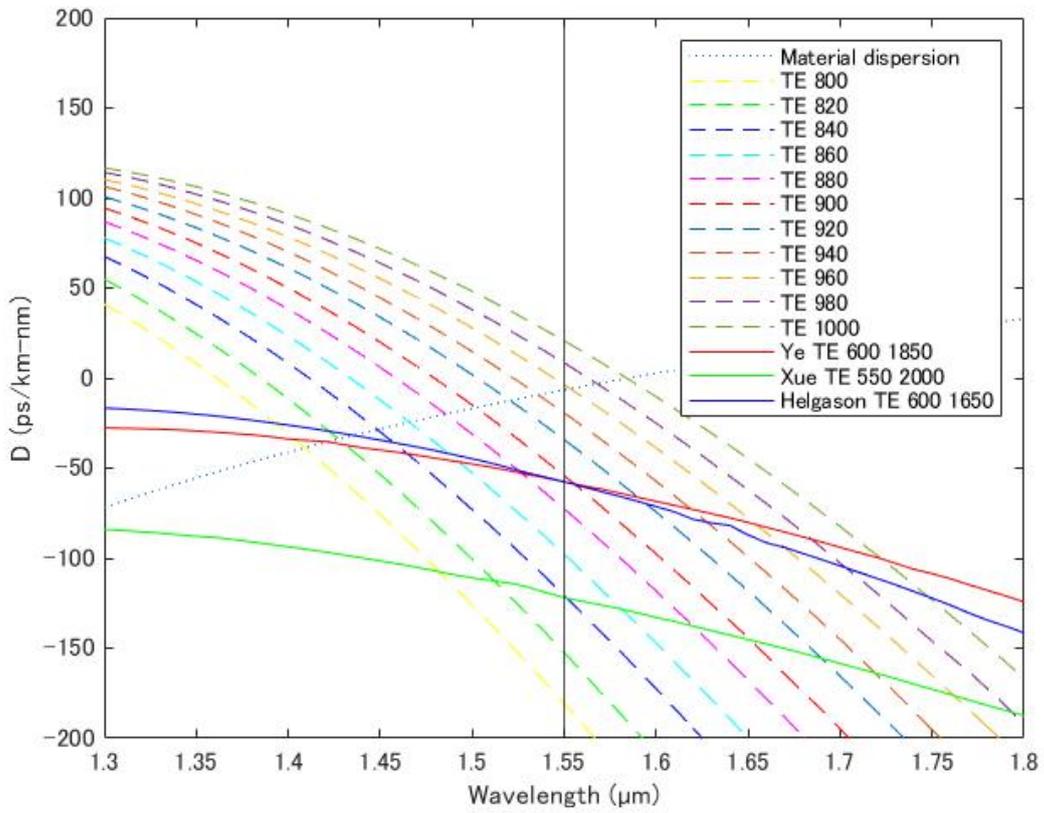


Fig. 3.11: Wavelength dispersion at fundamental TE mode and the SiN thickness of 800 nm

Fig.3.11 より SiN の膜厚が 800 nm となるとき、正常分散となる導波路幅が 800-920 nm であることが分かった。

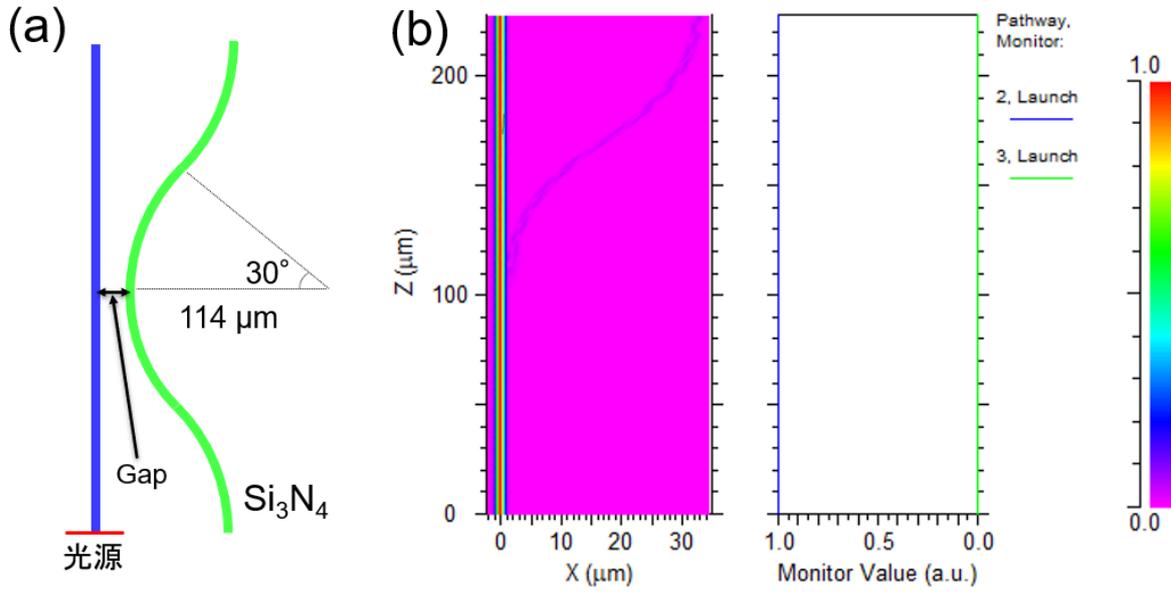


Fig. 3.12: Relationship between Gap and Transmittance comparing experiment and calculation

ギャップに関しては製造誤差の影響が強くなる上に、共振器の Q 値を表す固有 Q 値 (intrinsic quality factor) に関しては計算で求めると側壁の粗さの関係上非常に実験結果と値が乖離する上、チップによって個体差が大きいため設計時は経験則的にパラメータを振り、チップ到着後再検討としてギャップについて計算にて検証を行った。まず Fig.3.12.(a) ようなモデルを作製した。、水色と黄緑色は SiN 導波路であり、Fig.3.12.(b) に対応している。FSR=200 GHz かつリング導波路とバス導波路の導波路幅が 1.6 μm とした。群屈折率を 2.1 とし、下式より FSR=200 GHz のとき共振器直径 R は 228 μm となった。 f_{FSR} は共振器の FSR (free spectral range) である。

$$f_{FSR} = \frac{c}{n_g L} = \frac{c}{\pi n_g R} \quad (3.2.1)$$

Fig.3.12.(b) 左図は Rsoft の BeamPROP (BPM) にて計算したパワーのカラーマップであり、右側はパスウェイモニタである。パスウェイモニタはそれぞれの導波路に沿ってパワーを計測するモニタである。赤色は光源で基本 TE モードであり、Rsoft の FemSIM (FEM) で作製したものである。FemSIM で作製した光源は BPM 付属のモードソルバ BP Mode Solver に比べて非常に精度がよい。分解能 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ は 0.05 μm、周りはシリカクラッドとした。Fig.3.12.(b) 左図より結合導波路に光が結合していることが確認できる。バス導波路から結合した 1 回あたりのパワー P を計算した。これによりカップリング Q 値を計算した。

$$Q_c = \frac{\omega}{\kappa} = \frac{2\pi c}{\kappa \lambda} = \frac{c}{f_{FSR} \lambda P} \quad (3.2.2)$$

固有 Q 値に関しては 2021/12 に作成したチップ (2021/12-1) を測定した Q 値と透過率を用いて計算した [72].

$$Q_{int} = \begin{cases} \frac{2}{1+\sqrt{T}} Q_{total} & (\text{Under Coupling}) \\ \frac{2}{1-\sqrt{T}} Q_{total} & (\text{Over Coupling}) \end{cases} \quad (3.2.3)$$

それぞれのチップを A1,A2,B1,B2,C1,C2,D1 と割り振り, 計算モデルと同様の数値の共振器を用いた. チップごとの平均した固有 Q 値とギャップと Q 値の関係をまとめたのが Table.3.2 である. チップごとの固有 Q 値はウェハでの位置に依存しており, 中心部程に近いほど固有 Q 値が大きくなっている. 中心部程 SiN 層ほど膜厚が小さいことから側壁の粗さの影響が大きいことが分かる. また Q 値については Fig.3.13 より実験値においてはギャップが 0.5 μm のときに, 計算値においては 0.45 μm のときにクリティカルカップリングに近くなる. 更にパラメータを細分化して振ることによって実験値と計算値の差を改善できると考えられる. 今後ギャップとカップリング Q 値の関係を精度よく解析できれば Add-drop 型共振器設計などが容易になる.

Table. 3.2: Averaged intrinsic quality factor($\times 10^6$) and relationship gap and quality factor($\times 10^6$) per chip

		実験値	計算値	実験値	計算値	実験値	計算値	実験値	計算値	実験値	計算値	実験値	計算値	実験値	計算値
チップ名		A1		A2		B1		B2		C1		C2		D1	
Averaged Q_{int}		2.9558		2.3725		2.8977		2.8915		3.198		3.072		3.334	
Gap(μm)	0.4	0.855	1.072	0.743	0.984	0.832	1.064	0.818	1.064	0.864	1.103	0.806	1.087	0.845	1.118
	0.45	1.159	1.423	1.046	1.273	1.113	1.41	1.151	1.408	1.091	1.477	1.172	1.450	1.193	1.506
	0.50	1.475	1.780	1.392	1.550	1.436	1.759	1.413	1.756	1.393	1.865	1.517	1.821	1.426	1.910
	0.55	1.790	2.102	1.633	1.789	1.637	2.073	1.651	2.069	1.697	2.222	1.700	2.160	1.779	2.287
	0.60	2.002	2.365	1.838	1.976			1.940	2.324	1.983	2.518	1.983	2.439	1.920	2.601

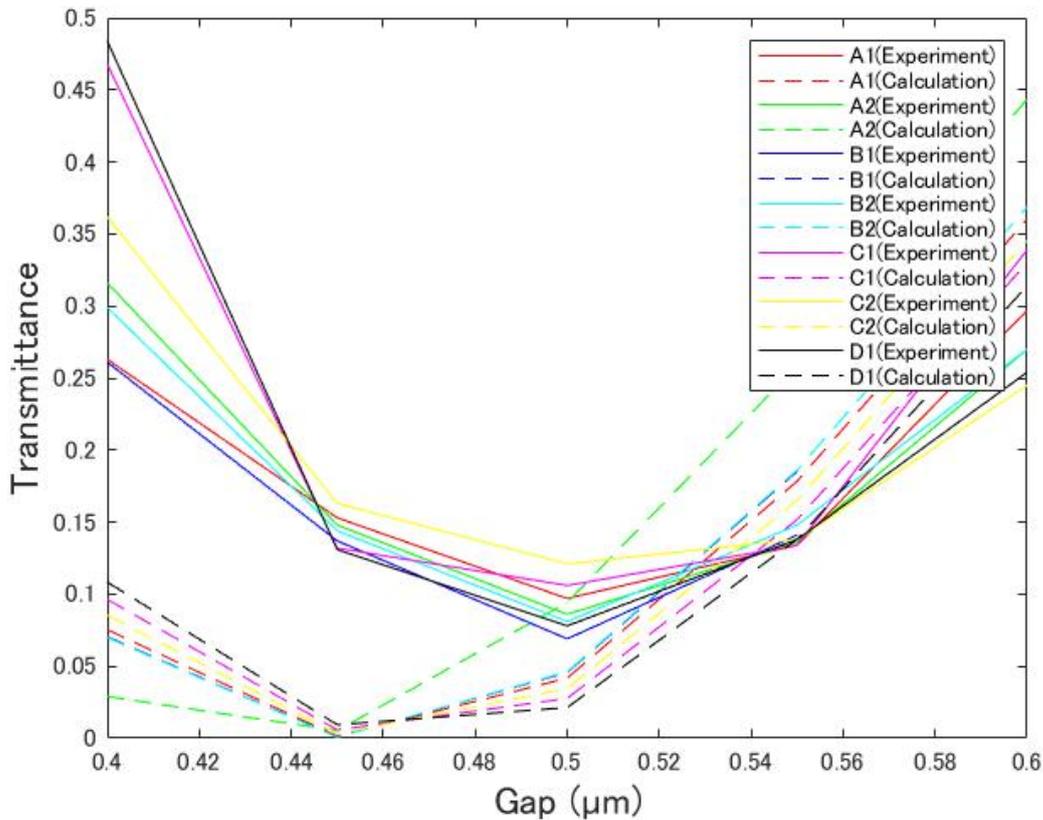


Fig. 3.13: Relationship between Gap and Transmittance comparing experiment and calculation

3.2.2 Si チップ

Si チップでは分波器と変調器設計のための計算を行った。基本的に SiN チップ同様の手法で設計を行う。SiN ではすでに群屈折率が既定であったが、今回作製する Si チップでは電気を用いて制御を行うためチャンネル導波路でなく、リブ導波路を用いるため実効屈折率を導出する必要がある。Fig.3.14.(a) はリブ導波路の断面図であり、(b) はそれぞれのパラメータである。光の導波を考慮して t_{Rib} を 90 nm とした。それぞれの波長とリブ導波路幅 W_{Rib} での実効屈折率をまとめたのが Fig.3.14.(c) である。分波器のみの設計はリング共振器を熱で制御して行う。まず FSR を設定する。当研究室では FSR 260, 300 GHz の光周波数コムを中心に生成していたため、Si リング共振器の FSR はそれぞれ 250 270, 300 320 GHz を 5 GHz ずつにした。また取り出す波長は光周波数コムのポンプ波長の隣である 1540 nm とした。これらの条件をもとに (3.2.1) 式を用いて共振器の直径を計算した。

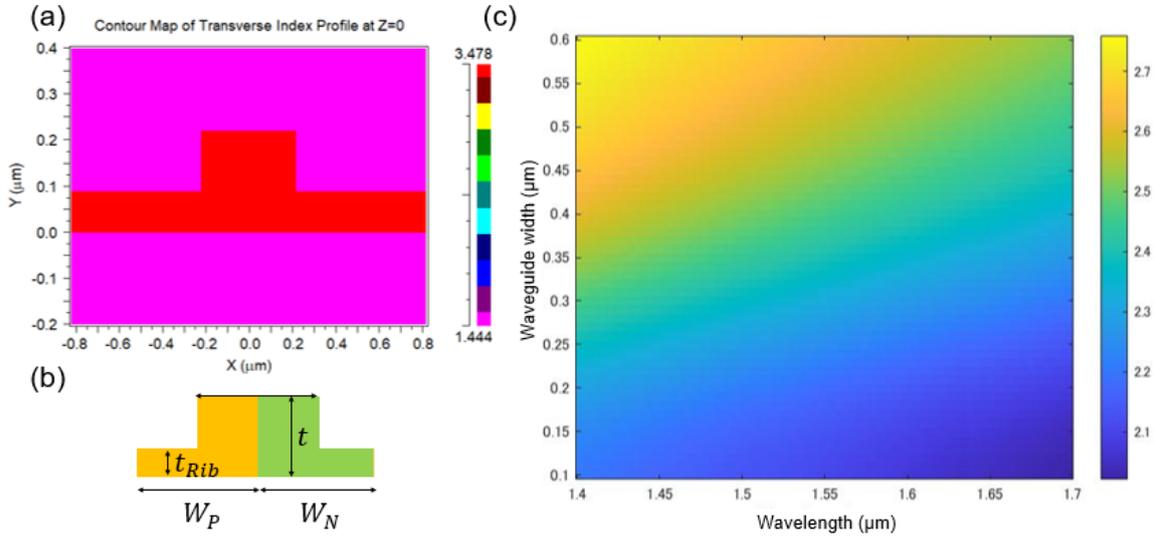


Fig.3.14: (a) the cross-section of Si rib waveguide. (b) The color map of effective index for different wavelength and waveguide widths.

次に上記の SiN チップを用いた BPM の試算によりカップリング Q 値に関して試算できることが分かった。そのため、Si チップでも同様に計算にてギャップの試算を行った。この時 Q 値と透過率は製造する AIST から与えられた値を用いて計算する。(3.2.3) 式を用いて計算すると、固有 Q 値は $3.17\text{-}5.403 \times 10^4$ となった。クリティカルカップリングと仮定すると $Q_c = Q_{int}$ であるから (3.2.2) 式を用いて結合パワー P は 0.09-0.15 となった。この値となるように Fig.3.15.(a) を作製した。このとき導波路はすべてリブ導波路であり、バス導波路とリング導波路は等しく変化する。このモデルをもとに導波路幅とギャップを変化させたときの結合パワー P をまとめたのが Fig.3.15.(b) である。これにより上記の導出した条件を満たすのは導波路幅が 0.44-0.55 μm かつギャップが 0.2, 0.25 μm のときである。実際は pn 接合により屈折率が変化するため、考慮したうえで設計に反映させる必要がある。

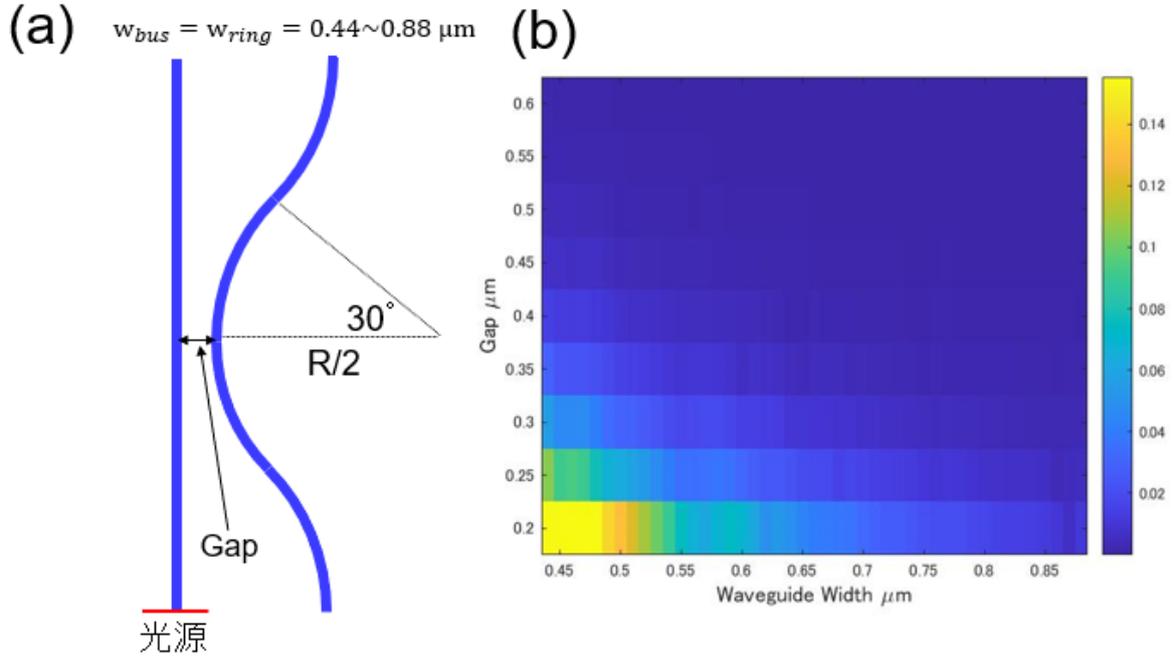


Fig. 3.15: (a) BPM model of Si rib waveguide. (b) The parameter of rib waveguide. (c) The color map of Coupling power for different waveguide width and gap.

3.3 光学素子の設計

3.3.1 SiN チップ

Table.1.1 より非線形光学効果を利用可能な膜厚かつ Q 値が高い共振器を作製可能なファウンドリである Ligentec にて SiN チップ製作を依頼した。また Ligentec の PDK(Process Design Kit) がある IPKISS を用いて設計を行った。また従来のブライトソリトンを生成する共振器についても設計を行った。この時チップの膜厚方向は Fig.3.17.(a) の様になっており SiN と SiO₂ の屈折率は下の式に従う。

$$n_{Si_3N_4}(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{2.938 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.13372^2} - 0.02573 \cdot \lambda^2}$$

$$n_{SiO_2}(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{1.09877 \cdot 10^6 \cdot \lambda^2}{10^6 \cdot \lambda^2 - 92.4317^2}}$$

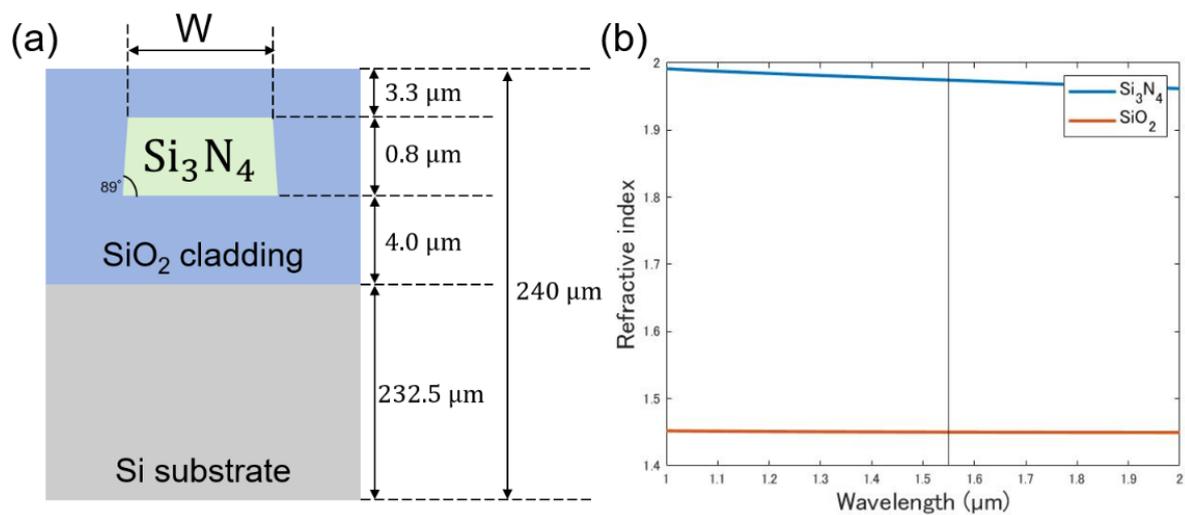


Fig. 3.16: (a) Layerstack of Si_3N_4 chip (b) Refractive index of Si_3N_4 and SiO_2 .

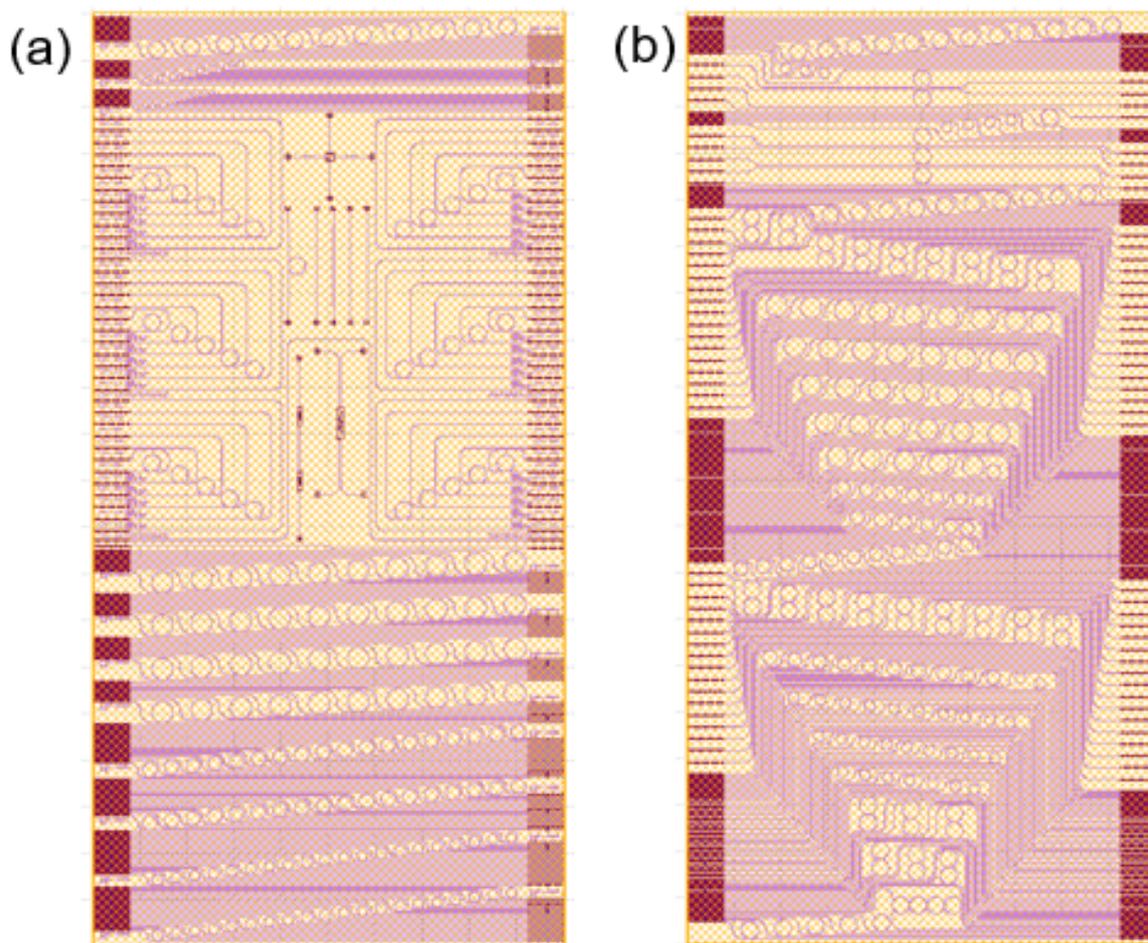


Fig. 3.17: Design of Si_3N_4 chip named by (a) 2021/12-1 and (b) 2021/12-2.

Fig.3.17 は設計した SiN チップのデザインである。Fig.3.17.(a) はバス導波路幅を $1.6\ \mu\text{m}$ とし、リング共振器の導波路幅, FSR, ギャップを変数としている。また特性評価用の GC(Grating Coupler), 1 入力 2 出力の MMI(Multi-Mode Interference), 2 入力 2 出力の MMI を配置している。またこれ以外の光学素子として結合効率測定用の共振器がない導波路についても集積している。Fig.3.17.(b) はファイバアレイ接続を想定して、チップから端面の EC を $127\ \mu\text{m}$ 間隔で配置した。共振器のパラメータは (a) と同様であり、ノッチフィルタ型の共振器だけでなく add-drop 型の共振器, CROW(Coupled-Resonator Optical Waveguide) を集積させた。

3.3.2 Si チップ

Si チップも SiN チップと同様に IPKISS を用いて設計を行った。設計したそれぞれの光学素子をまとめたのが、Fig.3.18 である。Fig.3.18.(a) は設計した分波器である。TiN を用いたヒータにて熱による共振波長の制御を行う。ノッチフィルタ型以外に add-drop 型の設計も行っている。AIST のリブ導波路の標準設計より導波路幅は $0.51\ \mu\text{m}$ とした。また FSR は計算と同じ値を用い、共振器の直径 R は $113\text{-}121, 135\text{-}145\ \mu\text{m}$, ギャップは $0.2\text{-}0.3\ \mu\text{m}$ ($0.02\ \mu\text{m}$ 刻み), $0.30, 0.35, 0.40, 0.50\ \mu\text{m}$ とした。Fig.3.18.(b) は設計したエッジカップラである。3.1 節での計算結果をもとにエッジカップラのテーパ幅とテーパ長を変更した導波路を作製しており、テーパ幅は $0.14\text{-}0.26\ \mu\text{m}$ でテーパ長が $50, 100, 150\ \mu\text{m}$ のとした。Fig.3.18.(c) はマッハツェンダ変調器である。こちらは AIST の標準設計を用いており、電気にて信号を変調し細かい調整は熱で行う構造になっている。パラメータとしては位相シフト部の長さが $2\ \text{mm}$ であり、Fig.3.15.(b) より pn 領域をそれぞれ $1.15\ \mu\text{m}$ とした。これにより性能は挿入損失が $-6\ \text{dB}$, V_{pL} は $2.2\ \text{Vcm}$, EO 帯域は $30\ \text{GHz}$ である。Fig.3.18.(d) はリング変調器であり、分波機能を有している。基本的なパラメータはリング分波器と同じである。屈折率によってリブ導波路内でのモードフィールドが変化するため、パラメータをそのままに pn 領域をそれぞれ $1.00, 1.15, 1.4\ \mu\text{m}$ とした構造を設計した。

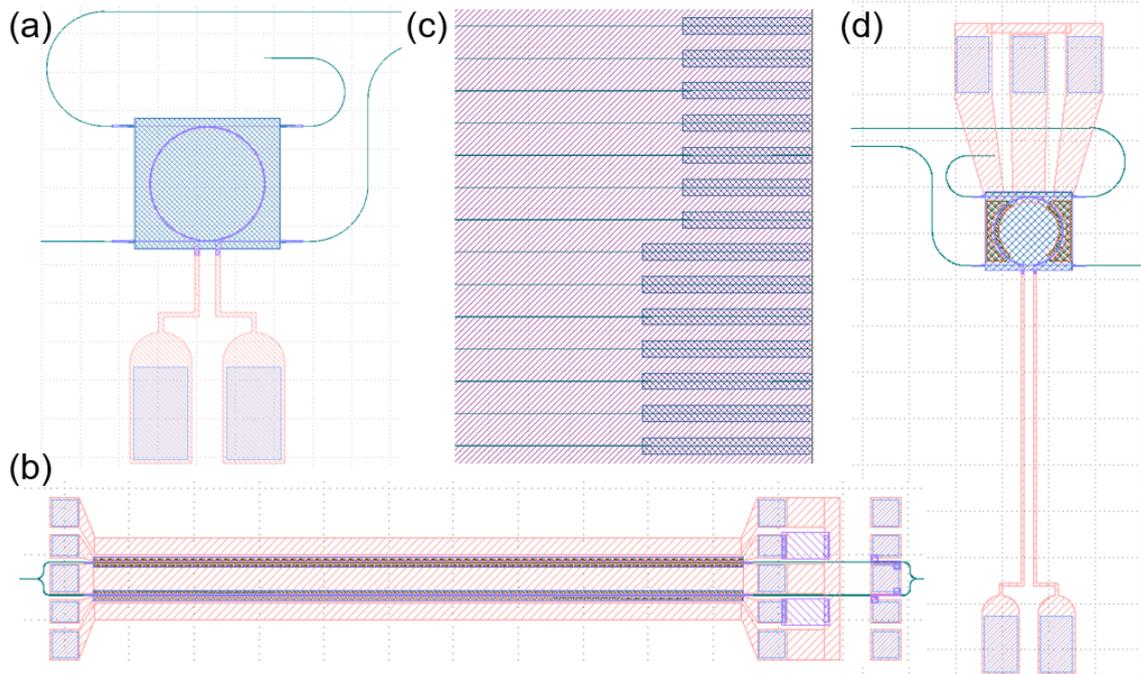


Fig. 3.18: (a) Demultiplexer. (b) Edge Coupler. (c) Mach-Zehnder Modulator. (d) Ring Modulator.

第4章 実験

4.1 結合効率測定

4.1.1 実験系の構築

集光モジュールと2つのチップを結合させる実験系の全体図を Fig.4.1 に示す。この系はチップ2枚を結合させるため片方の系は自動3軸ステージ FS-1050PXY, FS-1005PZ 上に配置されており、もう一方のチップは動かない系としている。治具の設計は Fushion 360 にて行った。それぞれの系には手動3軸ステージ MBT616D を載せており、これらで集光モジュールの位置を調整している。集光モジュールの集光径は $\phi 2.8 \mu\text{m}$ 、集光位置は $200 \mu\text{m}$ であり、 $\phi 3.0 \mu\text{m}$ のシングルモードファイバを用いた。また動かない系にはチップ用の台座を回転ステージ上に配置しており、これにより片方のチップ台座を回転させて集光モジュールの光軸上から取り除くことができる。この機構を用いてチップ2枚だけでなく、チップ1枚でのアライメント調整も可能である。また、これらの系を上方向からカメラにて撮影している。

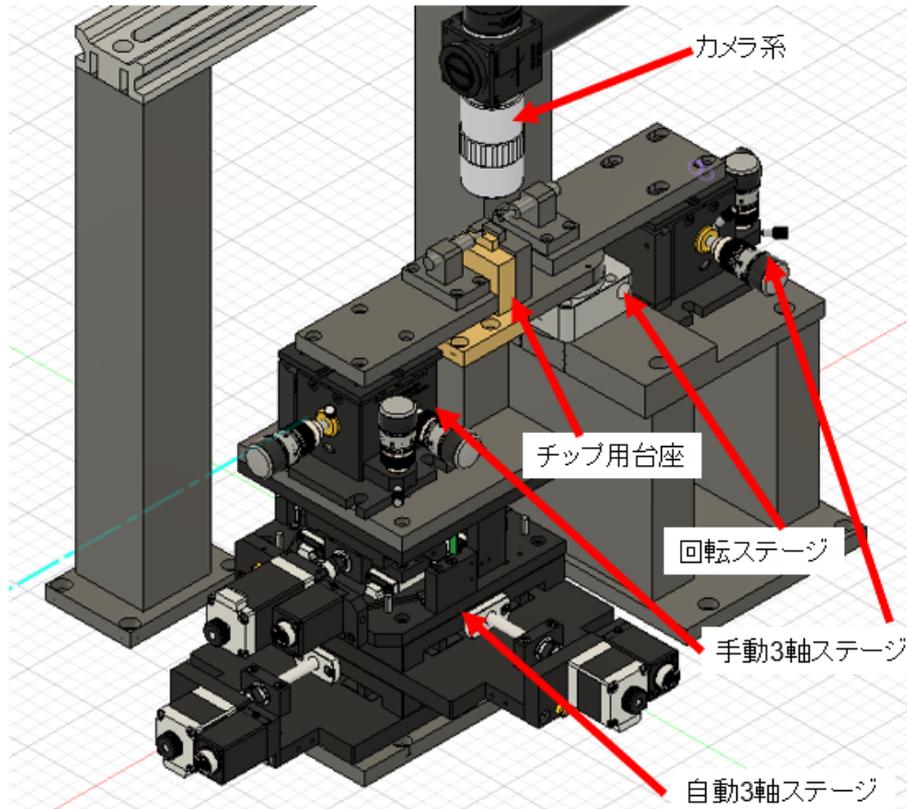


Fig. 4.1: Experiment system.

4.1.2 接合実験

実験系を構築したため、実際に SiN チップと Si チップを用いて接合実験を行った。SiN チップは上記の設計した 2021/12-1 のものを用いた。Si チップは設計したものは届いていないため、前回設計された AIST のチップを使用した。このとき Reference 用の導波路を用いた。Fig.4.2.(a) はチップ 2 枚を実際においたものである。Fig.4.2.(b) はチップ 2 枚をとり合わせたときの CAD データである。SiN チップは $5 \times 10 \text{ mm}^2$ 、Si チップは $2.2 \times 14 \text{ mm}^2$ と面積が異なっており、かつ Fig.4.3.(a) の赤線に囲まれているそれぞれの Reference 導波路をつなぐために自動 3 軸ステージを用いてずらして配置した。Fig.4.3.(b), (c), (d) はそれぞれ結合部の CAD データと写真、そしてその拡大写真である。

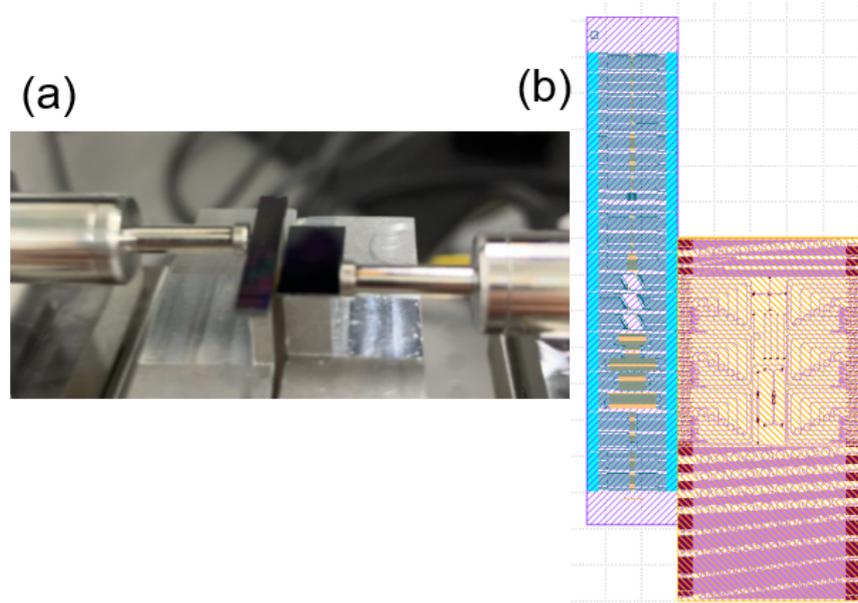


Fig. 4.2: (a)Overall view of SiN-Si chip. (b)CAD data of SiN-Si chip.

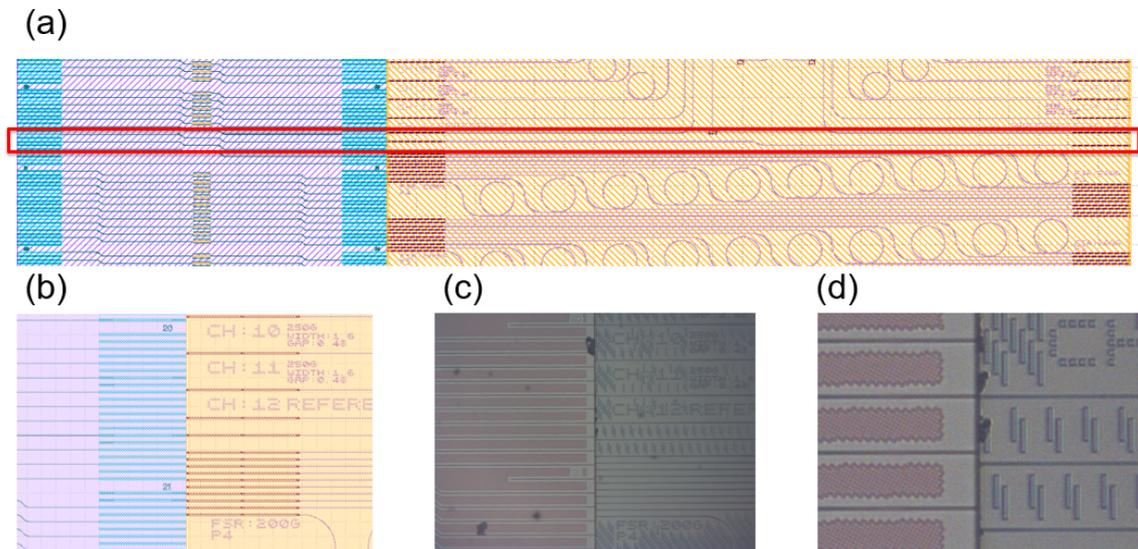


Fig. 4.3: (a)Overall CAD data of reference waveguide of SiN-Si chip. (b)CAD data of junction part of SiN-Si chip. (c)Photograph of junction part of SiN-Si chip. (d)Gap of SiN-Si chip.

実験手法としてはまずチップを置く台座がない状態で集光モジュール同士を最適にアライメントした。1550 nm の光を 0 dBm で入れたところ挿入損失は Fig.4.4 より-0.7 dB となった。台座を付けチップを 2 枚とも載せ、自動 3 軸ステージを用いてチップ間のギャップと位置を調整する。このときそれぞれの導波路の高さが合うように可視光を集光

モジュールから入れて確認した。その後自動 3 軸ステージを下げ，回転ステージで SiN チップを一旦除く。Si チップのアライメントを調整する。このとき結合効率は Fig.4.4 より-5.8 dB となった。この後自動ステージを後退させ，回転ステージを戻すことで再び SiN チップのアライメントを行い，挿入損失を測定したところ-34.1 dB となった。この後 SiN チップの挿入損失を測定したところ-3.8 dB となった。よって SiN-Si 結合部の挿入損失は-25.2 dB となった。これは結合効率 0.3% に相当する。

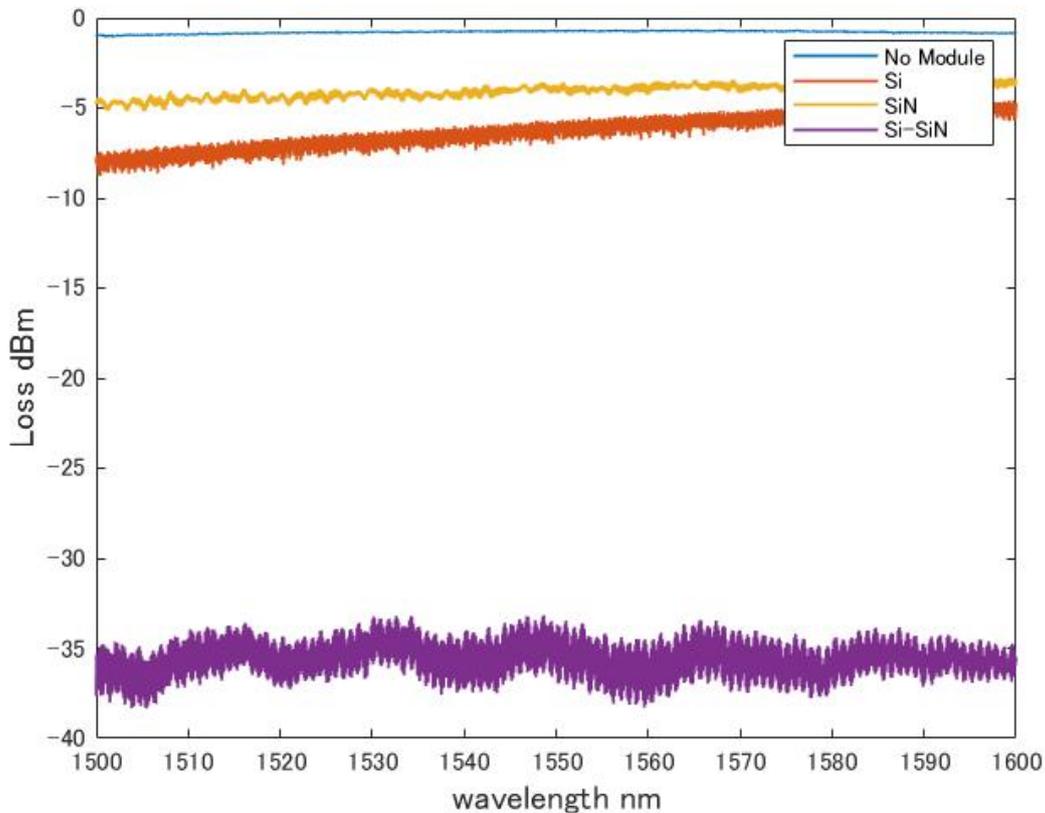


Fig. 4.4: Insertion loss of no module(blue), Si chip(red), SiN chip(yellow), and Si-SiN chip(purple)

SiN チップ上の文字サイズからチップ間のギャップを 10 μm と推定し，Si チップの SSC を実際の構造に即したモデルを作成し，結合効率を計算したところ 12.7% となった。計算結果と実験結果の差は自動ステージを移動させる際に SiN チップと Si チップが衝突することでそれぞれのチップがずれることに起因する。そのため台座をバキュームがついているデバイスホルダ F272-2 に変更し再度行った。このとき SiN-Si 結合効率は 5.6% となり，チップ間の隙間は 7.8 μm であった。同様に隙間が 7.8 μm のときの結合効率について計算すると 15.6% となり，未だ差は大きい。これらの差は表面での散乱やチップ同

士の軸および角度のずれに起因すると考えられる。計算は FDTD 法で計算するため、非常に計算に時間がかかる。そのため簡易的手法であるが、XYZ 軸に対するずれたときの結合効率を測定し、その対称性で評価する。このときそれぞれの軸ずれに対するロバスト性を表したのが Fig.4.5 である。隙間の影響があるが、X 軸方向のずれに対する影響が Y 軸のものに比べて大きいことが分かる。基本的に対称であるため、チップ間の軸ずれは無視できる範囲だと考えられる。また Z 軸に関しては単調に減少している。これは空気による減衰がファブリペロ構造の共振による増幅の影響よりも支配的なためだと考えられる。そのため隙間に屈折率整合材料 G608N3 をマイクロシリンジ HAMILTON 80300 を用いて充填させ、同様にずれに対するロバスト性を測定した。屈折率整合材料の屈折率は

$$n = 1.4338 + 10520/\lambda^2 \quad (4.1.1)$$

である。屈折率は $n(1550) = 1.4382$ となり、Fig.4.5 より隙間が空気のとときに比べて結合効率がおおよそ 2 倍となっている。この屈折率整合材料による影響は計算結果とほとんど一致している。

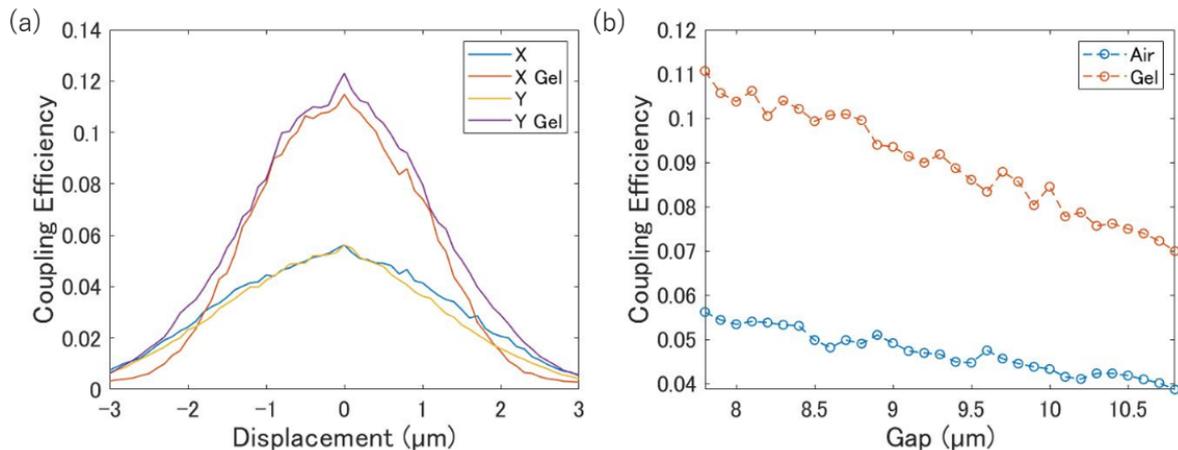


Fig. 4.5: Comparison of robustness to (a). X-, Y- and (b). Z-axis displacement with refractive index matching gels

これらのことから台座を変更し、チップを固定することで実験結果と計算結果の差は小さくなった。この結果の改善は隙間が小さくなった影響が大きいと考えられる。そのため今後チップ間の隙間を無くすことを目標に研究を行う。

4.2 チップの補正

隙間がある要因としてダイシング時の切り方が考えられる。そのため SiN チップと Si チップそれぞれの断面を Inspect F50(FE-SEM-F) を用いて観察を行った。

SEM(Scanning Electron Microscope) は試料に電子線を撃ち込み表面を観察する上、底面にカーボンテープを貼ることから試料が汚れるため過去の MPW で作製した SiN チップを用いた。Fig.4.6 は SiN チップと Si チップの断面である。共に 2 段階ダイシングによる階段状の断面にはなっておらず、断面の影響でチップ間に隙間ができるわけではないことが分かる。しかし、Si チップは SiN チップに比べてチップ全体の膜厚が大きいため、微量の角度のずれが数 μm の差となっていることがありうる。これを無くするためには化学研磨を行う必要があり、影響等調べる必要がある。

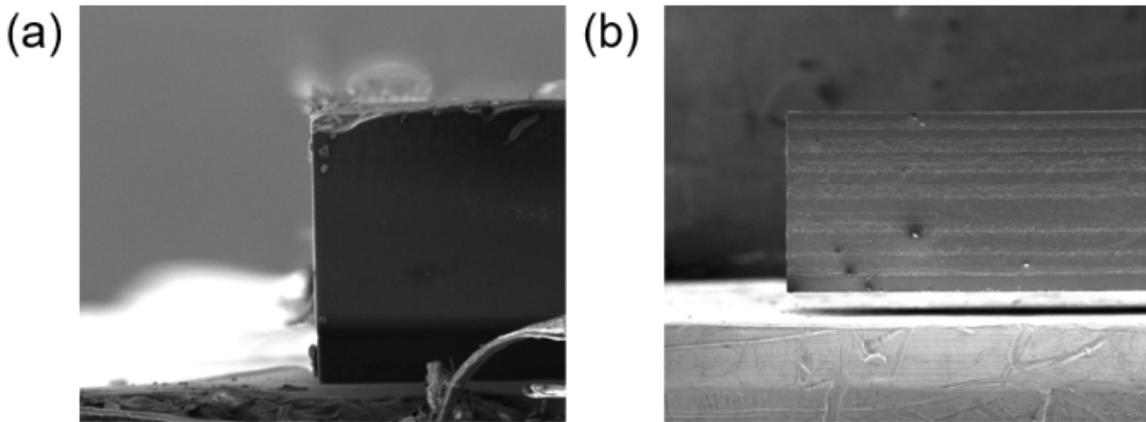


Fig. 4.6: SEM image of Cross-section of (a) Si_3N_4 chip and (b) Si chip

デバイスホルダの都合上、チップの端を吸引するためチップ自体が重さによって垂れていることが予想される。これによりチップの配置がねじれの位置となっていることが考えられる。加えて SiN チップは基板の Si との熱膨張係数の違いによりひずみが発生する。そのため公表されている膜厚と違うことが考えられる。まず膜厚の測定を行った。Fig.3.17 と異なりオーバークラッドのシリカ層の膜厚が $2.7 \mu\text{m}$ となっている。オーバークラッドに関しては表面が平坦でないため、公表された値とずれが生じている。また SiN 層は表面にでていないため Si 基板との間のシリカ層に埋まっており、Fig.4.7.(a) 中央の白い盛り上がりとなっていると考えられ、おおよそ公表値と値が一致している。

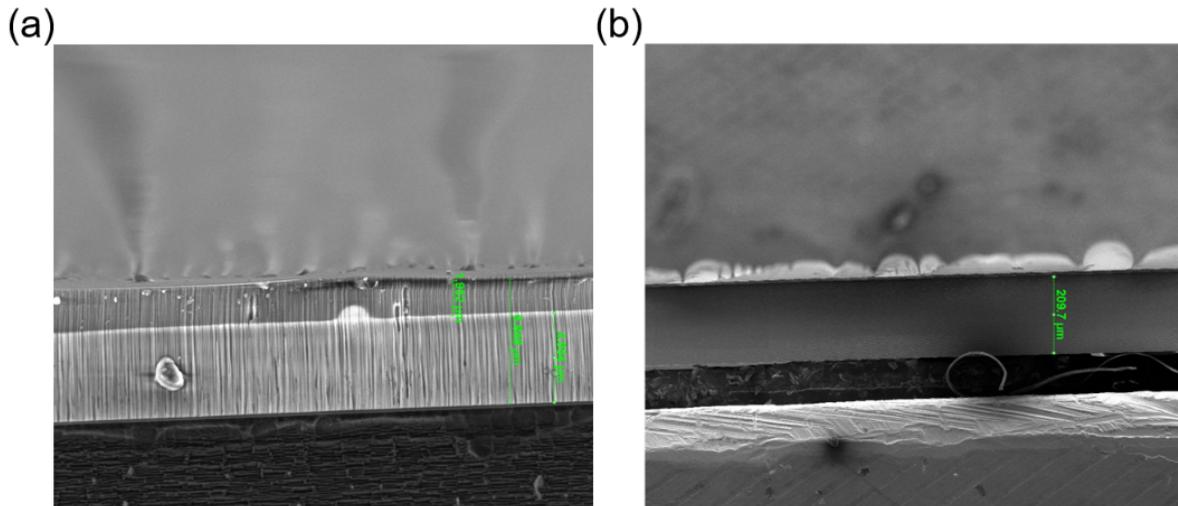


Fig. 4.7: SEM image of (a) SiO_2 and Si_3N_4 thickness and (b) Si substrate thickness

SEM からでは SiN チップのひずみを確認できなかったため、触針式段差計 Dektak XT を用いてオーバークラッドの膜厚について測定した。まずチップの長辺側 (10 mm) で膜厚の測定を行った。このときそれぞれのチップにて 3 回ずつ測定を行い、触針の故障を防ぐため測定はチップ中心部の 9 mm で測定を行った。Fig.4.8 よりおおよそ $15 \mu\text{m}$ ほどひずみがあることが分かる。また Fig.4.8.(a) よりオーバークラッド層にクラック防止用の楔が飛び出ているが、Fig.4.8.(b) では改善されなくなっている。Fig.4.8.(c) はそれぞれの膜厚を平均化したものである。クラックが出ている 2019/10 以外の 2 つを比較すると膜厚が改善していることが分かる。しかし、未だ複数の導波路を同時にバットカップリングする集積方法は難しい値である。またこの手法では長辺側のみ測定しているため、総合的なひずみを Fig.4.9 にて測定した。最大で $20 \mu\text{m}$ のひずみが発生しており、今後の集積を考えると、この対策が必要である。

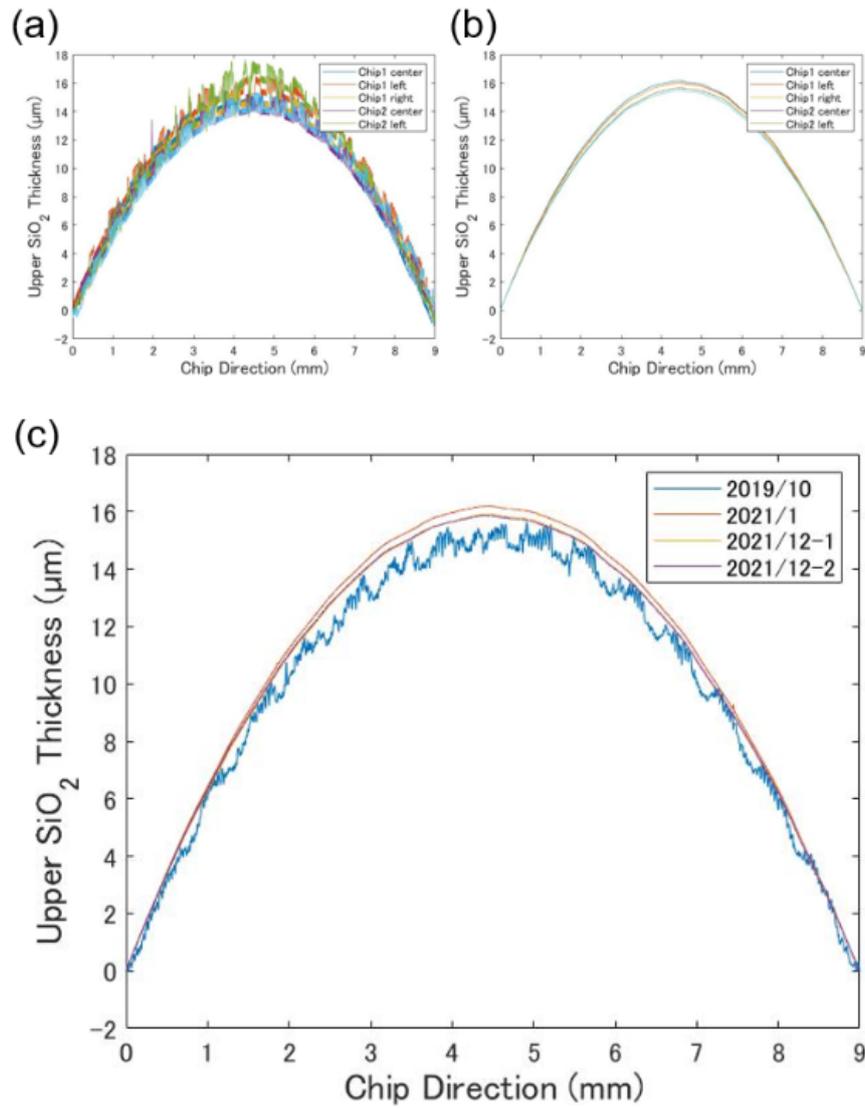


Fig. 4.8: Upper SiO_2 thickness of (a) 2019/10 (b) 2021/12-1 and (c) each is averaged

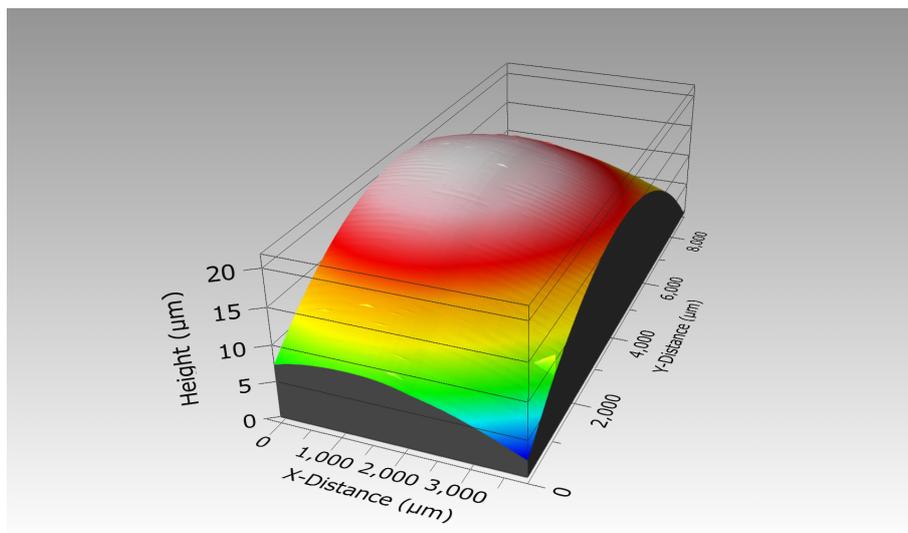


Fig. 4.9: Upper SiO_2 thickness of 2021/12-1 in 3 dimensions

第5章

結論と展望

本研究はシリコンナイトライドとシリコンの接合とそれぞれの素子の設計を行った。3DEME 法の計算結果により最大結合効率は 96.3% となり、1 μm の空気の間隙があるとき結合効率は 57.9% となるが、間に屈折率整合材料をいれることで改善が可能だ。また SiN、Si チップの設計に伴い FEM を用いて導波路幅、BPM 法を用いてリング共振器にてクリティカルカップリングになるギャップを計算した。そしてこれらの値を用いて設計に反映させた。その後チップの結合効率を測定するための実験系を作製し、SiN チップと Si チップでの結合効率は 5.6% となった。屈折率整合材料を使った結合効率の測定を行い、結合効率が改善できることを実証する。そのためそれぞれの光学素子を効率よく結合する手段は急務であり、実験を繰り返し精度良いデータを得る必要がある。また SiN チップにて非常に反りがあることが確認されたため、集積のためには改善が必要である。結合効率の改善に並行して設計した Si チップが届くまでの間、過去の Si チップにて電気変調を行い、届き次第速やかに特性評価を行える必要がある。結合効率の改善ができ次第、SiN 側で光周波数コムを立たせた後、Si チップで変調する一連の実験を行う。

参考文献

- [1] S. E. Miller, "Integrated Optics: An Introduction," *Bell Syst. tech. j.* **48**, 2059-2069 (1969)
- [2] R. Soref, and J. Lorenzo, "All silicon active and passive guided-wave components for $\lambda = 1.3$ and $1.6 \mu\text{ m}$," *IEEE J Quantum Electron* **22**, 6, 873-879 (1986)
- [3] A. Liu, R. Jones, L. Liao, D. Samara-Rubio, D. Rubin, O. Cohen, R. Nicolaescu and M. Paniccia, "A high-speed silicon optical modulator based on a metal-oxide-semiconductor capacitor," *Nature* **427**, 615-618 (2004)
- [4] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, "Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis," *Science* **288**, 635-639 (2000)
- [5] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," *Nature* **450**, 1214-1217 (2007)
- [6] Y. S. Kivshar, "Dark solitons in nonlinear optics," *IEEE J Quantum Electron* **29**, 250-264 (1993)
- [7] J. Riemensberger, A. Lukashchuk, M. Karpov, W. Weng, E. Lucas, J. Liu, and T. J. Kippenberg, "Massively parallel coherent laser ranging using a soliton microcomb", *Nature* **581**, 164-170 (2020)
- [8] G. Chen, K. Chen, J. Zhang, R. Gan, L. Qi, X. Fan, Z. Ruan, Z. Lin, J. Liu, C. Lu, A. P. T. Lau, D. Dai, C. Guo, and L. Liu, "Compact 100GBaud driverless thin-film lithium niobate modulator on a silicon substrate," *Opt. Express* **30**, 25308-25317 (2022)
- [9] Y. Ma, Y. Zhang, S. Yang, A. Novack, R. Ding, A. E. Lim, G. Lo, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, "Ultralow loss single layer submicron silicon waveguide crossing for SOI optical interconnect," *Opt. Express* **21**, 29374-29382 (2013)
- [10] W. M. J. Green, M. J. Rooks, L. Sekaric, and Y. A. Vlasov, "Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator," *Opt. Express* **15**, 17106-17113 (2007)
- [11] L. Liao, D. Samara-Rubio, M. Morse, A. Liu, D. Hodge, D. Rubin, U. D. Keil, and T. Franck, "High speed silicon Mach-Zehnder modulator," *Opt. Express* **13**, 3129-3135 (2005)

-
- [12] F.Y. Gardes, A. Brimont, P. Sanchis, G. Rasigade, D. Marris-Morini, L. O’Faolain, F. Dong, J. M. Fedeli, P. Dumon, L. Vivien, T. F. Krauss, G. T. Reed, and J. Martí, "High-speed modulation of a compact silicon ring resonator based on a reverse-biased pn diode," *Opt. Express* **17**, 21986-21991 (2009)
- [13] X. Xiao, H. Xu, X. Li, Y. Hu, K. Xiong, Z. Li, T. Chu, Y. Yu, and J. Yu, "25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions," *Opt. Express* **20**, 2507-2515 (2012)
- [14] P. Dong, S. Liao, D. Feng, H. Liang, D. Zheng, R. Shafiha, C. K., W. Qian, G. Li, X. Zheng, A. V. Krishnamoorthy, and M. Asghari, "Low Vpp, ultralow-energy, compact, high-speed silicon electro-optic modulator," *Opt. Express* **17**, 22484-22490 (2009)
- [15] G. Cong, M. Ohno, Y. Maegami, M. Okano, and K. Yamada, "Silicon traveling-wave Mach – Zehnder modulator under distributed-bias driving," *Opt. Lett.* **43**, 403-406 (2018)
- [16] Y. Rong, Y. Ge, Y. Huo, M. Fiorentino, M. R. T. Tan, T. I. Kamins, T. J. Ochal-ski, and J. S. Harris Jr "Quantum-Confined Stark Effect in Ge/SiGe Quantum Wells on Si," *IEEE J Sel Top Quantum Electron* **16**, 85-92 (2010)
- [17] Y. Kuo, Y. K. Lee, Y. Ge, S. Ren, J. E. Roth, T. I. Kamins, D. A. B. Miller and J. S. Harris, "Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon," *Nature.* **437**, 1334-1336 (2005).
- [18] P. Pintus, L. Ranzani, S. Pinna, D. Huang, M. V. Gustafsson, F. Karinou, G. A. Casula, Y. Shoji, Y. Takamura, T. Mizumoto, M. Soltani, and J. E. Bowers, "An integrated magneto-optic modulator for cryogenic applications," *Nat Electron* **5**, 604-610 (2022).
- [19] D. Pacifici, H. J. Lezec, and H. A. Atwater, "All-optical modulation by plasmonic excitation of CdSe quantum dots," *Nat. Photonics* **1**, 402 – 406 (2007)
- [20] X. Xiao, H. Xu, X. Li, Y. Hu, K. Xiong, Z. Li, T. Chu, Y. Yu, and J. Yu, "High-speed and high-contrast two-channel all-optical modulator based on solution-proceed CdSe/ZnS quantum dots," *Sci. Rep.* **12**, 12778 (2022)
- [21] H. Takeda "All-optical modulation and amplification resulting from population inversion in two-level systems using a photonic-crystal cavity," *Phys. Rev A* **86**, 013803 (2012)
- [22] W. Stutius and W. Streifer, "Silicon nitride films on silicon for optical waveguides," *Appl. Opt.* **16**, 3218-3222 (1977)

- [23] J. T. Boyd and C. S. Kuo, "Composite prism – grating coupler for coupling light into high refractive index thin-film waveguides," *Appl. Opt.* **15**, 1681-1683 (1976)
- [24] C. H. Henry, R. F. Kazarinov, H. J. Lee, K. J. Orlowsky, and L. E. Katz, "Low loss Si₃N₄ – SiO₂ optical waveguides on Si," *Appl. Opt.* **26**, 2621-2624 (1987)
- [25] R. G. Heideman, R. P. H. Kooyman and J. Greve, "Performance of a highly sensitive optical waveguide Mach-Zehnder interferometer immunosensor," *Sens. Actuators B Chem.* **10**, 3, 209-217 (1993)
- [26] E. F. Schipper, A. M. Brugman, C. Dominguez, L. M. Lechuga, R. P. H. Kooyman and J. Greve, "The realization of an integrated Mach-Zehnder waveguide immunosensor in silicon technology," *Sens. Actuators B Chem.* **40**, 2-3, 147-153 (1997)
- [27] M. J. Shaw, J. Guo, G. A. Vawter, S. Habermehi and C. T. Sullivan, "Fabrication techniques for low-loss silicon nitride waveguides," *Proc. of SPIE* **5720**, 109-118 (2005)
- [28] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. John, D. Dai, M. Tien, J. S. Barton, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si₃N₄ waveguides," *Opt. Express* **19**, 3163-3174 (2011)
- [29] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, J. S. Barton, C. M. Bruinink, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with Wafer Bonding," *Opt. Express* **19**, 24090-24101 (2011)
- [30] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, "Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity," *Nature* **415**, 621-623 (2002)
- [31] T. Carmon, and K. J. Vahala, "Visible continuous emission from a silica microphotonic device by third-harmonic generation," *Nat. Phys.* **3**, 430-435 (2007)
- [32] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, and Y. Fainman, "Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides," *Opt. Express* **16**, 12987-12994 (2008)
- [33] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta and M. Lipson, "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects," *Nat. Photon.* **4**, 37-40 (2010)
- [34] N. Daldosso, M. Melchiorri, F. Riboli, M. Girardini, G. Pucker, M. Crivellari, P. Bellutti, A. Lui, and L. Pavesi, "Comparison Among Various Si₃N₄ Waveg-

- uide Geometries Grown Within a CMOS Fabrication Pilot Line,” *J. Lightwave Technol.* **22**, 1734- (2004)
- [35] M. Melchiorri, N. Daldosso, F. Sbrana, and L. Pavesi, ”Propagation losses of silicon nitride waveguides in the near-infrared range,” *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121111 (2005)
- [36] K. Luke, A. Dutt, C. B. Poitras, and M. Lipson, ”Overcoming Si₃N₄ film stress limitations for high quality factor ring resonators,” *Opt. Express* **21**, 22829-22833 (2013)
- [37] R. Halir, Y. Okawachi, J. S. Levy, M. A. Foster, M. Lipson, and A. L. Gaeta, ”Ultrabroadband supercontinuum generation in a CMOS-compatible platform,” *Opt. Lett.* **37**, 1685-1687 (2012)
- [38] J. Pfeifle, V. Brasch, M. Lauer mann, Y. Yu, D. Wegner, T. Herr, K. Hartinger, P. Schindler, J. Li, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, C. Weimann, R. Holzwarth, W. Freude, J. Leuthold, T. J. Kippenberg, and C. Koos, ”Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs,” *Nat. Commun.* **8**, 375-380 (2014)
- [39] J. P. Epping, M. Hoekman, R. Mateman, A. Leinse, R. G. Heideman, A. van Rees, P. J.M. van der Slot, C. J. Lee, and K.-J. Boller, ”High confinement, high yield Si₃N₄ waveguides for nonlinear optical applications,” *Opt. Express* **23**, 642-648 (2015)
- [40] J. P. Epping, T. Hellwig, M. Hoekman, R. Mateman, A. Leinse, R. G. Heideman, A. van Rees, P. J.M. van der Slot, C. J. Lee, C. Fallnich, and K.-J. Boller, ”On-chip visible-to-infrared supercontinuum generation with more than 495 THz spectral bandwidth,” *Opt. Express* **23**, 19596-19604 (2015)
- [41] M. H. P. Pfeiffer, A. Kordts, V. Brasch, M. Zervas, M. Geiselmann, J. D. Jost, and T. J. Kippenberg, ”Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics,” *Optica* **3**, 20-25 (2016)
- [42] J. Mu, (2019). Active Passive Monolithic Platforms in Si₃N₄ Technology. University of Twente. <https://doi.org/10.3990/1.9789036547826>
- [43] EURO PRACTICE, ”MPW FABRICATION”. <https://europractice.com/services/fabrication/>, (2022 年 10 月 23 日参照)
- [44] C. G. H. Roeloffzen, M. Hoekman, E. J. Klein, L. S. Wevers, R. B. Timens, D. Marchenko, D. Geskus, R. Dekker, A. Alippi, R. Grootjans, A. van Rees, R. M. Oldenbeuving, J. P. Epping, R. G. Heideman, K. Worhoff, A. Leinse, D.

- Geuzebroek, E. Schreuder, P. W. L. van Dijk, I. Visscher, C. Taddei, Y. Fan, C. Taballione, Y. Liu, D. Marpaung, L. Zhuang, M. Benelajla, and K.-J. Boller, "Low-Loss Si₃N₄ TriPleX Optical Waveguides: Technology and Applications Overview," *IEEE J Sel Top Quantum Electron* **24**, 4, 1-21 (2014)
- [45] LIONIX INTERNATIONAL, 2022 年 10 月 27 日更新 "SILICON NITRIDE WAVEGUIDE TECHNOLOGY: TRIPLEX[®]". <https://www.lionix-international.com/photronics/pic-technology/triplex-waveguide-technology/>, (2022 年 10 月 27 日参照)
- [46] LIGENTEC, 2022 年 10 月 27 日更新 "LIGENTEC: All-Nitride Core Technology". <https://www.ligentec.com/technology/siliconnitride/>, (2022 年 10 月 27 日参照)
- [47] imec, 2022 年 10 月 21 日更新 "Silicon nitride-based photonics". <https://www.imec-int.com/en/what-we-offer/development/system-development-technologies/Integrated-photonics/silicon-nitride-based-photonics/>, (2022 年 10 月 23 日参照)
- [48] IBM-CNM, 2022 年 10 月 21 日更新 "Silicon Nitride Photonic Integration Platform". <https://www.imb-cnm.csic.es/en/micro-and-nanofabrication-clean-room/silicon-nitride-photonic-integration-platform/>, (2022 年 10 月 23 日参照)
- [49] CORNERSTONE, 2022 年 10 月 20 日更新 "SIN MPW 4TH CALL". <https://www.cornerstone.sotonfab.co.uk/mpw-design-rules/253-sin-mpw-4th-call/>, (2022 年 10 月 23 日参照)
- [50] H. E. Dirani, L. Youssef, C. P.-Etienne, S. Kerdiles, P. Grosse, C. Monat, E. Pargon, and C. Sciancalepore, "Ultralow-loss tightly confining Si₃N₄ waveguides and high-Q microresonators," *Opt. Express* **27**, 30726-30740 (2019)
- [51] G. Kissinger, D. Kot, I. Costina, and M. Lisker, "On the impact of strained PECVD nitride layers on oxide precipitate nucleation in silicon," *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **8**, 9, N125 – N133 (2019)
- [52] E. S. Hosseini, S. Yegnanarayanan, A. H. Atabaki, M. Soltani, and A. Adibi, "High Quality Planar Silicon Nitride Microdisk Resonators for Integrated Photonics in the Visible Wavelength Range," *Opt. Express* **17**, 14543-14551 (2009)
- [53] A. W. Fang, Hyundai Park, Oded Cohen, Richard Jones, Mario J. Paniccia, and John E. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser," *Opt. Express* **14**, 9203-9210 (2006)
- [54] B. Stern, X. Ji, A. Dutt, and M. Lipson, "Compact narrow-linewidth integrated laser based on a low-loss silicon nitride ring resonator," *Opt. Lett.* **42**, 4541-4544

- (2017)
- [55] M. A. Tran, C. Zhang, T. J. Morin, L. Chang, S. Barik, Z. Yuan, W. Lee, G. Kim, A. Malik, Z. Zhang, J. Guo, H. Wang, B. Shen, L. Wu, K. J. Vahala, J. E. Bowers, H. Park, and T. Komljenovic, "Extending the spectrum of fully integrated photonics to submicrometre wavelengths," *Nature* **610**, 54-60 (2022)
- [56] W. Jin, Q. Yang, L. Chang, B. Shen, H. Wang, M. A. Leal, L. Wu, M. Gao, A. Feshali, M. Paniccia, K. J. Vahala, and J. E. Bowers, "Hertz-linewidth semiconductor lasers using CMOS-ready ultra-high-Q microresonators," *Nat. Photonics* **15**, 346-353 (2021)
- [57] D. Huang, M. A. Tran, J. Guo, J. Peters, T. Komljenovic, A. Malik, P. A. Morton, and J. E. Bowers, "High-power sub-kHz linewidth lasers fully integrated on silicon," *Optica* **6**, 745-752 (2019)
- [58] W. D. Sacher, Ying Huang, Guo-Qiang Lo, and Joyce K. S. Poon, "Multilayer Silicon Nitride-on-Silicon Integrated Photonic Platforms and Devices," *J. Lightwave Technol.* **33**, 901-910 (2015)
- [59] Y. Huang, J. Song, X. Luo, T.-Y. Liow, and G.-Q. Lo, "CMOS compatible monolithic multi-layer Si₃N₄-on-SOI platform for low-loss high performance silicon photonics dense integration," *Opt. Express* **22**, 21859-21865 (2014)
- [60] N. Lindenmann, G. Balthasar, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, M. Jordan, J. Leuthold, W. Freude, and C. Koos, "Photonic wire bonding: a novel concept for chip-scale interconnects," *Opt. Express* **20**, 17667-17677 (2012)
- [61] M. Blaicher, M. R. Billah, J. Kemal, T. Hoose, P. Marin-Palomo, A. Hofmann, Y. Kutuvantavida, C. Kieninger, P.-I. Dietrich, M. Lauermann, S. Wolf, U. Tropenz, M. Moehrle, F. Merget, S. Skacel, J. Witzens, S. Randel, W. Freude, and C. Koos, "Hybrid multi-chip assembly of optical communication engines by in situ 3D nano-lithography," *Light Sci. Appl.* **9**, 71 (2020)
- [62] N. Lindenmann, S. Dottermusch, M. L. Goedecke, T. Hoose, M. R. Billah, T. P. Onanuga, A. Hofmann, W. Freude, and C. Koos, "Connecting Silicon Photonic Circuits to Multicore Fibers by Photonic Wire Bonding," *J. Light. Technol.* **33**, 755-760 (2015)
- [63] D. F. G. Gallagher, and T. P. Felie, "Eigenmode Expansion Methods for Simulation of Optical Propagation in Photonics - Pros and Cons," *Proc. of SPIE* **4987**, 69-82 (2003)
- [64] M. J. Weber, *Handbook of optical materials*, (CRC press, 2002).

-
- [65] B. Tatian, "Fitting refractive-index data with the Sellmeier dispersion formula," *Appl. Opt.* **23**, 4477-4485 (1984)
- [66] G. T. Reed, and A. P. Knights, *Silicon photonics: An introduction.*, (Wiley 2004)
- [67] M. J. Deen, and P. K. Basu, *Silicon photonics: Fundamentals and devices.*, (Wiley 2012)
- [68] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, (Academic Press, Boston 1985)
- [69] Z. Ye, K. Twayana, P. A. Andrekson, and V. Torres-Company, "High-Q Si₃N₄ microresonators based on a subtractive processing for Kerr nonlinear optics," *Opt. Express* **27**, 35719-35727 (2019)
- [70] X. Xue, Y. Xian, Y. Liu, P.-H. Wang, S. Chen, J. Wang, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner, "Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators," *Nat. Photonics* **9**, 594-600 (2015)
- [71] O. Helgason, F. R. Arteaga-Sierra, Z. Ye, K Twayana, P. A. Anderson, M. Karlsson, J. Schroder, and V. Torres-Company, "Dissipative solitons in photonic molecules," *Nat. Photonics* **15**, 305-310 (2021)
- [72] A. Takano, "ソリトンコム発生用 SiN リング共振器の設計と光学評価," (Keio University), Bachelor thesis (2021)