

論文要旨

単一光子源は、光子を用いた量子計算や量子情報通信などの量子情報技術に不可欠な要素の一つである。実用的な量子光源には、室温動作可能であることや通信波長帯での発光などの条件が求められることから、伝令付き単一光子源の研究が盛んである。しかし、伝令付き単一光子源は非線形光学効果による確率的な光子対生成を利用することから、単一光子の生成確率と忠実度にトレードオフが存在する。そのため、空間多重化や時間多重化という手法を活用することで、決定論的に単一光子を得る光源の開発が進んでいる。特に、バルク光学系における時間多重化光源は、伝令付き単一光子源のトレードオフを超えた性能が実証されている。応用可能性の観点から集積型の光源が求められているが、時間多重化に必要な低損失な可変遅延線が実現されていないため現状の性能は低い。そこで本研究では、光カー効果を用いて微小光共振器の Q 値を動的に制御することで、コヒーレンスを失わずに光子を任意の時間保存する技術を利用した集積型時間多重伝令付き単一光子源の提案し、その理論的検討を行う。また実験では、動的 Q 値制御の要素技術であるエッジトロイド共振器の作製、共振器間の結合、光カー効果による周波数シフト、伝令付き単一光子生成の要素技術である自発的パラメトリック下方変換による相関光子対の生成などの技術開発を行う。

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、光共振器に関する内容を述べる。

第3章では、本研究の理解に必要な知識の内、単一光子源に関する内容を述べる。

第4章では、本研究の目的である結合共振器の動的 Q 値制御を利用した伝令付き単一光子の時間多重化について、その理論的側面から述べる。また、シミュレーションによる性能評価に基づいて課題点を明確化する。

第5章では、実験で使用する共振器の作製方法および素子評価について述べる。

第6章では、動的 Q 値制御の基本要素である光カー効果による周波数シフト及び共振器の結合実験について、また、伝令付き単一光子源の基本要素である相関光子対の生成及び評価について、実験系の詳細と実験結果を示す。

第7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

A single photon source is one of the essential elements for quantum information technology, such as photon-based quantum computation and quantum information communication. Since a practical quantum photon source must be able to operate at room temperature and emit photon in the communication wavelength band, research on heralded single photon sources has been active. However, since the heralded single-photon source utilizes stochastic photon pair generation due to nonlinear optical effects, there is a trade-off between single-photon generation probability and fidelity. Therefore, the development of light sources that obtain single photons deterministically by utilizing spatial multiplexing and time multiplexing techniques is in progress. In particular, time-multiplexed light sources in bulk optical systems have demonstrated performance that exceeds the trade-off of heralded single-photon sources. From the viewpoint of applicability, there is a need for integrated light sources. However, the current performance is low because the low-loss variable delay line required for time multiplexing has not been realized. In this study, I propose an integrated time multiplexed heralded single photon source based on the technique of storing photons for an arbitrary time without losing coherence by dynamically controlling the Q of micro resonators using the optical Kerr effect, and conduct theoretical investigations. In the experiments, I develop the technologies for fabricating edge toroidal resonators, coupling between resonators and frequency shift by the optical Kerr effect, which are elemental technologies for dynamic Q control; and generation of correlated photon pairs by spontaneous parametric down conversion, which is an elemental technology for heralded single photon generation.

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 resonators.

Section 3 describes the knowledge related to single photon sources.

Section 4 describes the time multiplexing of heralded single photons using dynamic Q control of coupled resonators is described from the theoretical aspect.

Section 5 describes the fabrication process of the resonator used in the experiment and the evaluation of the device are described.

Section 6 describes the details of the experimental system and results are presented for dynamic Q control and generation of correlated photon pairs.

Section 7 describes the conclusions and future prospects of this paper are presented.

目次

第1章 序論	1
第2章 光共振器の基礎	7
2.1 光共振器	7
2.1.1 ファブリ・ペロー共振器	8
2.1.2 リング共振器	9
2.2 微小光共振器	9
2.2.1 Q 値	10
2.2.2 モード体積 V	11
2.2.3 Whispering Gallery Mode 共振器	11
2.2.4 マイクロリング共振器	13
2.2.5 フォトニック結晶共振器	14
2.2.6 微小光共振器の応用	17
2.3 結合共振器	18
2.3.1 「遅い光」	18
2.3.2 結合共振器の応用	19
2.4 結合条件	22
2.4.1 結合方法	22
2.4.2 エバネッセント光	23
2.4.3 位相整合	24
2.4.4 テーパファイバ	28
第3章 単一光子源の基礎	30
3.1 単一光子源	30
3.1.1 決定論的光源 (孤立量子エミッタ)	31
3.1.2 確率論的光源 (伝令付き単一光子源)	31
3.1.3 単一光子源のパラメータと性能指標の定義	31

3.1.4	伝令付き単一光子源の限界	33
3.1.5	伝令付き単一光子源の多重化	34
第4章 理論・数値計算		38
4.1	結合モード理論	38
4.1.1	基本方程式	38
4.1.2	共振器と導波路の結合	40
4.1.3	共振器と共振器の結合	44
4.1.4	動的 Q 値制御	48
4.1.5	量子的取り扱い	50
4.2	伝令付き単一光子源	53
4.2.1	確率モデル	53
4.2.2	伝令確率 p_h と単一光子確率 $p_{M=1}$	56
4.2.3	伝令付き忠実度 F_h とブライトネス B	59
第5章 作製		61
5.1	トロイド共振器	61
5.1.1	フォトリソグラフィ	61
5.1.2	エッチング	64
5.1.3	CO ₂ レーザリフロー	65
5.2	エッジトロイド共振器	66
5.2.1	ダイシング	66
5.2.2	Q 値測定	67
5.2.3	高 Q 値化のためのプロセス改善点	68
5.3	テーパファイバ	71
第6章 実験		73
6.1	動的 Q 値制御	73
6.1.1	結合共振器	73

目次	iii
6.1.2 光カースイッチ	77
6.2 伝令付き単一光子	79
6.2.1 自発的パラメトリック下方変換	79
6.2.2 シグナル光の相関測定	80
6.2.3 シグナル・アイトラ光間の相関測定	81
6.2.4 伝令付き単一光子の生成・評価	82
第7章 結論	84
参考文献	86
謝辞	97

第1章 序論

計算速度向上の限界と情報通信処理の光化

2019年は、世界の数多くの国で5G(第5世代移動通信システム)の商用化が始まったことで「5G元年」と呼ばれた。5Gと共に、ビッグデータ、AI、IoT、ブロックチェーン、VR/ARなどのICT産業のキーワードは連日世間を賑わせている。情報化社会の進展に伴って必要とされるデータ量は従来の想定を超えるペースで増大しており、現在の技術のまま全く省エネルギー対策がなされない場合を仮定するならば、2030年には現在の年間使用電力量の倍近い電力をICT関連機器だけで消費する試算がある[1]。さらに2020年には、新型コロナウイルスの感染拡大をきっかけに在宅勤務の普及やオンラインショッピング、動画視聴サービスの利用が増加したことが要因で、感染拡大前に比べてインターネットトラフィックが大幅に増加した[2]。したがって、この情報量の爆発への対策が必要であることは明らかである。これまで、ムーアの法則(半導体集積回路のトランジスタ集積率が18-4ヵ月で2倍になるという経験則)に従い、回路の微細化・集積化が進められ、高性能化・低消費電力化が行われてきた。しかし、半導体製造プロセスの加工寸法は10nmに移行しつつあり、微細化の物理的限界が近いと推定されている。また、加工寸法が15-20nmに達してからは半導体微細化が進んでも、計算量当たりの消費電力は下げ止まりになっている。情報通信システムの巨大化が進む中で、消費電力の増大を抑えながら、ICT機器の通信速度を向上させることは極めて重要な課題である。

現行の情報通信処理は電子回路によって実現されているが、電子回路を使用を続ける限りは電気抵抗によるジュール熱発生によるエネルギー損失を避けることはできない。そこで今後期待されるのは情報通信処理の光化である。電子回路を光回路に置き換えることができれば、処理速度や発熱の問題が解決され、消費電力を大幅に削減することができる。これまで光ファイバ通信など長距離伝送の光化は進んでいるが、信号処理の光化はほとんど進んでいない。これは、伝搬速度が非常に速く、物質との相互作用が弱いという光の性質に起因する。光信号処理を行う上では光メモリや光スイッチなどの機能が必要であり、光を操作するためには非線形光学効果の利用が不可欠である。通常、非線形光学効果は高強度レーザーでしか観測されないが、最近では微小領域に光を閉じ込めることにより光強度を強めることができる微小光共振器の分野が注目を集めている。微小光共振器は光と物質の相互作用を強め、非線形光学効果による光の制御を可能にし、光信号処理の実現可能性を広げている。

光量子計算機への期待と現状

処理速度の高速化の限界という課題に対し、注目されているのが量子計算機である。これは量子力学の原理を利用した計算機であり、従来の計算機とは異なる動作原理で動く。量子計算機はスーパーコンピュータでも解くのに莫大な時間がかかる問題を高速に解くことができるアルゴリズムが開発されている。有名な量子アルゴリズムの例として、ショアの素因数分解アルゴリズムやグローバーの探索アルゴリズム等がある。しかし理論的に速く計算できることが分かっているにもかかわらず、応用するには実際に計算を行うデバイスが必要になる。量子計算機のデバイス作製は企業を含めた世界中のグループが研究しており、様々な物理系で開発が進められている。代表的な量子系に超電導量子ビット、イオントラップ、光子、半導体量子ビット、ダイヤモンド色中心、核磁気共鳴等がある。それらの量子デバイスにおける最も大きな課題の一つがデコヒーレンスである。量子計算機は量子力学的な重ね合わせ状態を維持しながら計算を行う必要がある。重ね合わせ状態を維持できる時間の長さをコヒーレンス時間といい、状態を維持できなくなることをデコヒーレンスという。誤り訂正可能な量子計算機の実現にはデコヒーレンスがある一定の水準を下回っている必要がある。

様々な量子系の中で光子は格段に長いコヒーレンス時間を持ち、量子計算機の物理系としては非常に良い性質を持っている。また光量子計算機は室温・大気中で動作可能であることが特徴である。これは他の物理系にはない大きな利点である(例えば超電導量子ビットは極低温中、イオントラップは真空中でしか動作できない)。また量子通信などの様々な量子技術との親和性が高いことも光子の強みである。一方光子を用いた量子計算機の課題は光子同士の相互作用が弱いことである。古典計算機のように全ての演算を行うことができる万量子計算機には、一つの量子ビットを操作する1量子ビット演算だけでなく、二つの量子ビットを相互作用させる2量子ビット演算を実現する必要がある。1量子ビット演算は波長板などの線形光学素子で容易に実現できる。2量子ビット演算は3次の非線形光学効果を利用することで実現可能であるが、この3次の効果は極めて小さいため事実上困難である。そこで光子同士を相互作用させる方法が研究されており、例えばアンシラと呼ばれる補助光子を与えることにより、線形光学素子と検出器で2量子ビット演算を実現する方法が考案されている。また光子を用いると一般には大きな自由空間(バルク)の光学系が必要となるため、大規模な量子計算を行うのが困難であるという課題がある。この課題に対しては半導体微細加工技術を利用し、光導波路、光スイッチ、光変調器、受光器などの素子をマイクロチップに集積化する研究が行われている。集積光学系は光の強い閉じ込めによる長い相互作用長や、低い必要電圧による高速スイッチングなどが期待され

ている。しかし集積光学系はバルク光学系に比べて損失が多いという課題があり、バルク光学系に匹敵する性能は得られていない。集積光学系は異種素子間の結合損失 (1 dB [3]) や導波路損失 (196 nm に対して 1 dB [4]) が大きく、またフィルタは損失が大きいだけでなく消光比も低い傾向にある (40 dB の消光に対して 2.8 dB の損失 [5])。非古典的な状態は損失に極めて弱くすぐに壊れてしまうため、集積光学素子の低損失化は重要な課題である。

光量子情報技術に必要な量子光源

光量子情報技術には光の量子である光子を発生させる光源が必要となる。量子的な光の状態を発生させる量子光源の代表例に単一光子源と量子もつれ光子対源がある。本研究では単一光子源を扱う。単一光子とは理論的には 1 つの時空間モードに対して光子が 1 個励起されている状態を指す。一見レーザー光 (コヒーレント光) の強度を下げていくと単一光子を発生することが出来るように思えるが、実際には真空状態や多光子状態が重ね合わさった状態が生成される。実際、光子が n 個含まれている無限次元の量子状態ベクトルを $|n\rangle$ と表す (例えば $|0\rangle$ は真空状態、 $|1\rangle$ は単一光子状態を表す) と、振幅 α 、位相 ϕ のコヒーレント光の状態ベクトルは光子数状態の重ね合わせで表現できる。

$$|\alpha e^{i\varphi}\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n e^{in\varphi}}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1.0.1)$$

つまり理想的な単一光子状態の光子列を測定した場合は毎回必ず 1 光子ずつ検出されるのに対し、コヒーレント状態の光子列を測定した場合は光子数にばらつきがある。このことから単一光子状態は古典的なコヒーレント光と全く異なる非古典的な状態であることが分かる。単一光子状態を利用する量子計算として最も有名なものはボソンサンプリングである。ボソンサンプリングは線形光学素子で構築された干渉計に複数の単一光子を入力し、その出力光子数分布をサンプリングことで行われる。そして出力光子数分布から干渉計を記述する行列の部分行列のパーマネント関数を計算することが出来る。ボソンサンプリングは線形光学素子のみを用いたシンプルな構成のため万能量子計算機ではないものの、古典計算では効率的に解くアルゴリズムがまだ見つからない行列のパーマネント関数 (現在知られている最も効率的なアルゴリズムで $O(2^{n-1}n^2)$ の計算量) を計算することが出来るため、量子計算の優位性を実証する有力な候補の一つである。実験的には 60×60 の干渉計に 20 個の単一光子を入力することで 3.7×10^{14} のヒルベルト空間上でのサンプリングが実証されている [6]。ただし量子優位性を示すには光子数が 50 以上必要とされており、光子数やモード数、サンプリング速度をスケールアップしたボソンサンプラーを構築する必要がある。そのためにはより効率的で大規模な単一光子源が必要不可欠となる。

単一光子の発生方法は大きく分けて2種類あり、量子ドットや単一原子などの孤立量子系の電子遷移に伴う発光を用いる方法と、非線形光学効果によって発生させた種々の物理量が互い相関を持った光子対を用いる方法がある。前者は決定論的に単一光子を発生させることが出来るものの、外乱による影響を受けやすいことや極低温に冷却する必要があることから将来的な実用可能性が低いという課題がある。一方後者は室温動作可能であること、通信波長帯での発光が可能であること、集積光学系との親和性が高いこと等から将来的な実用可能性が高く期待されている。この方式はまず非線形光学効果である自発的パラメトリック下方変換によって相関光子対を生成する。光子対が生成されるのは確率的であるため生成されたかどうかは観測するまでは分からないが、光子対の片方(伝令光子)を検出することでその存在が判明し、相関を持つもう片方の光子を単一光子として利用する。この方式による光源をその発生原理から伝令付き単一光子源と呼ぶ。しかし伝令付き単一光子源は確率的な非線形光学効果を利用することから、励起光強度を上げると単一光子の生成確率は上がるが、多光子対生成確率も同時に上がるため光子の単一性は低下する。つまり単一光子状態の生成確率と光子の単一性にトレードオフの関係が存在する。そのためこのトレードオフを克服し、より決定論的に単一光子を得る光源の多重化の研究が進んでいる。多重化方式は空間多重化、時間多重化、周波数多重化の3つの方式が考案されている。そのうちバルク光学系の時間多重化伝令付き単一光子源は非多重化伝令付き単一光子源のトレードオフを超える性能を実証した [7]。時間多重化はまず非線形結晶を周期 τ で繰り返し励起することで異なる N 個の時間ビンで相関光子対の生成を試みる。伝令光子が検出された j 番目の時間ビンの伝令付き単一光子を $(N - j + 1)\tau$ だけ遅延させてから出力する。これにより N 個の時間ビンの少なくとも一つで相関光子対が生成されれば、伝令付き単一光子をより決定論的に生成できることになる。つまり時間多重化には単一光子状態の保存時間が可変の量子メモリが必要となる。単一光子状態の量子メモリの先行研究には原子集団 [8,9]、光学遅延ループ [10]、結合共振器 [11] を用いたもの等がある。上記の例は極低温に冷却する必要性があるものや、バルク光学系で構築されたものであるため大規模化が難しいという課題がある。また集積光学系においては低損失な量子メモリが実現されていないため時間多重化光源の大規模化が難しいという課題がある。

本研究の目的

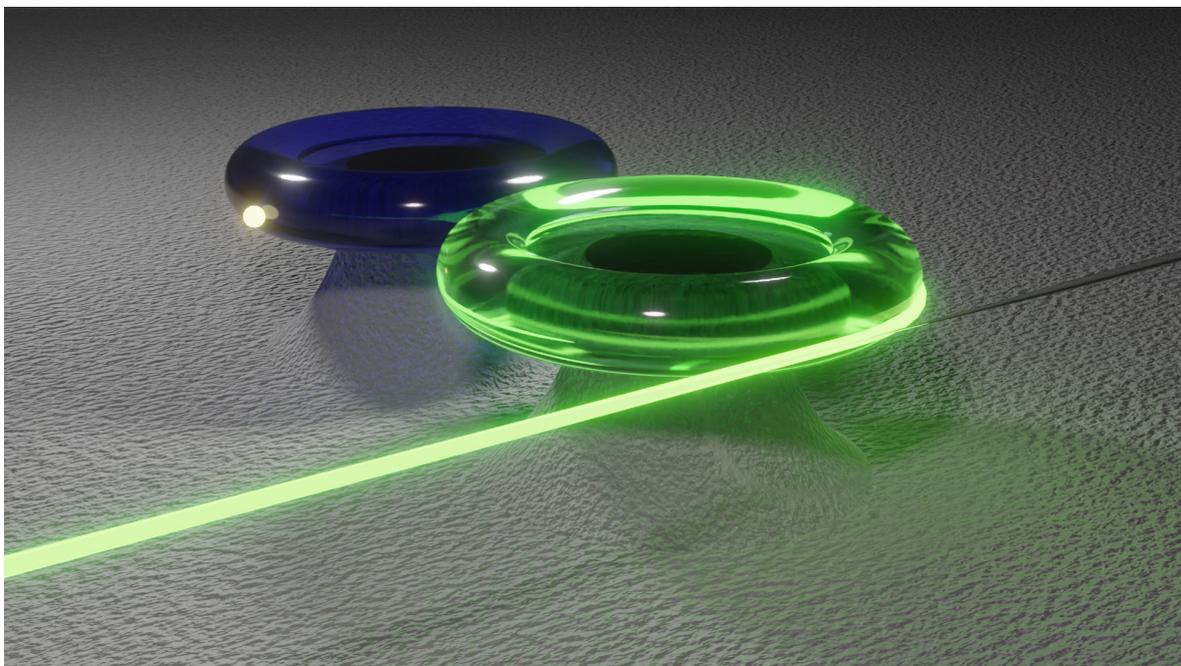


Fig. 1.1: Rendered image showing single-photon state memory by dynamic Q control of a coupled resonator. The frequency of the gate resonator is detuned by the optical Kerr effect due to the input of the control light (green), and the single-photon state is stored in the memory resonator (blue).

そこで本研究では集積性に優れた微小光共振器の結合共振器を利用した量子メモリによる伝令付き単一光子の時間多重化の実現を目指す。この量子メモリの概念図を Fig. 1.1 に示す。結合共振器は二つの微小光共振器が光学的に結合しているもので、それぞれゲート共振器とメモリ共振器として機能する。単一光子を二つの共振器の共振周波数が一致した結合共振器に入力すると、単一光子はゲート共振器を経由してメモリ共振器に閉じ込められる。共振周波数が一致したままだとメモリ共振器内の単一光子は再度ゲート共振器に戻ってきてしまうが、メモリ共振器内に単一光子が閉じ込められている間に単一光子と異なる波長の制御光をゲート共振器に入力し、非線形光学効果である光カー効果によるゲート共振器の共振周波数シフトを引き起こすことが出来る。メモリ共振器とゲート共振器の共振周波数が離れていくと共振器間の結合は弱くなり、単一光子はゲート共振器に戻ることなくメモリ共振器内に留まり続ける。制御光入力が終わると二つの共振器の共振周波数は再度一致し、単一光子はメモリ共振器からゲート共振器を経由して出力される。微小光共振器は単体でも光のメモリとして機能するが、共振器の時間的な光の閉じ込め指標である Q 値に依存した固定の時間でしか保存することが出来ないため、二つの共振器間の結

合 Q 値を動的に制御することで保存時間を可変にすることができる。集積可能な結合共振器の結合 Q 値を動的に制御して光を保存する技術はシリコンマイクロリング共振器、シリカトロイド共振器、フォトニック結晶共振器で先行研究があるが、すべて古典的な光に対してのみであり量子的な光に対して実証した例はない。任意の光の量子状態 $|\psi\rangle$ は光子数基底 $|n\rangle$ を用いて $|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle$ で表される。 c_n は一般に複素数であり、振幅と位相を表す。よって量子的な状態は一般には位相敏感であり、量子メモリは参照する位相を持つ必要がある。しかし単一光子状態は不確定性原理の観点から振幅が確定しているが位相は全く不定の状態であるため参照する位相を持たない量子メモリでも保存することが出来る。

以上をまとめると、本家級では光カー効果を用いて微小光共振器の Q 値を動的に制御することで、コヒーレンスを失わずに光子を任意の時間保存する技術を利用した集積型時間多重伝令付き単一光子源の提案し、その理論的検討を行う。また実験では、動的 Q 値制御の要素技術であるエッジトロイド共振器の作製、共振器間の結合、光カー効果による周波数シフト、伝令付き単一光子生成の要素技術である自発的パラメトリック下方変換による相関光子対の生成などの技術開発を行う。

第2章

光共振器の基礎

本章では本研究の理解に必要な光共振器の基本事項について述べる。

2.1 光共振器

光共振器とは、光を一定時間閉じ込められる素子のことである。例えば、平行に設置した2枚の鏡に光を入射することを考える。反射の際の散乱や媒質による吸収等の損失を考慮しなければ光は永遠に反射し続けるため、この2枚の鏡は光共振器であると捉えることができる。この種の光共振器はファブリ・ペロー共振器と呼ばれ、最も代表的な光共振器である。この他に代表的なものとしてはリング共振器があるが、これは環状・多角形状の光導波路に光を閉じ込める構造である。入射した光は導波路内部で全反射をしながらループし続けるため、光を一定時間閉じ込める光共振器としての機能を持つ。Fig. 2.1 にファブリペロー共振器とリング共振器の概念図を示す。

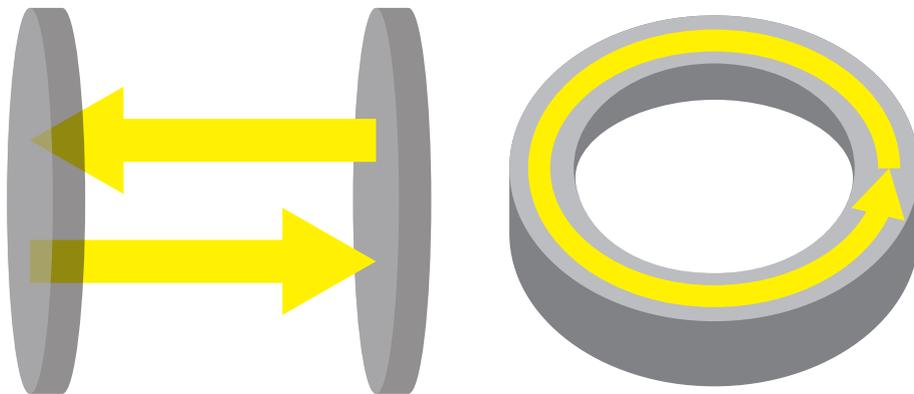


Fig. 2.1: Schematic illustrations of Fabry-Pérot resonator (left) and ring resonator (right).

これらの光共振器は様々なデバイスに応用されており、その代表例にレーザー共振器が挙げられる。レーザー共振器は光共振器・利得媒質・励起源から構成される。励起源は利得媒質にエネルギーを与えて反転分布を形成させ、利得媒質は誘導放出により光を増幅させる機能を持つ。光共振器は誘導放出光を再びレーザー媒質の中に戻すことで光増幅を強化する役割を果たす。

2.1.1 ファブリ・ペロー共振器

2枚のミラー間隔を L 、共振器内の媒質の屈折率を n とすると、以下の関係を満たすような共振波長 λ_r を持つ光波のみが共振器内に定在波を形成し、共振することができる。Fig. 2.2 にファブリペロー共振器内の定在波と共振周波数スペクトルの概念図を示す。

$$n \cdot 2L = m\lambda_r \quad (m = 0, 1, 2 \dots) \quad (2.1.1)$$

(2.1.1) 式より、共振する波長は複数存在することが分かる。このとき、隣り合う共振モードの周波数差を FSR(Free Spectral Range) と呼び、次のように表す。

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2nL} \quad (2.1.2)$$

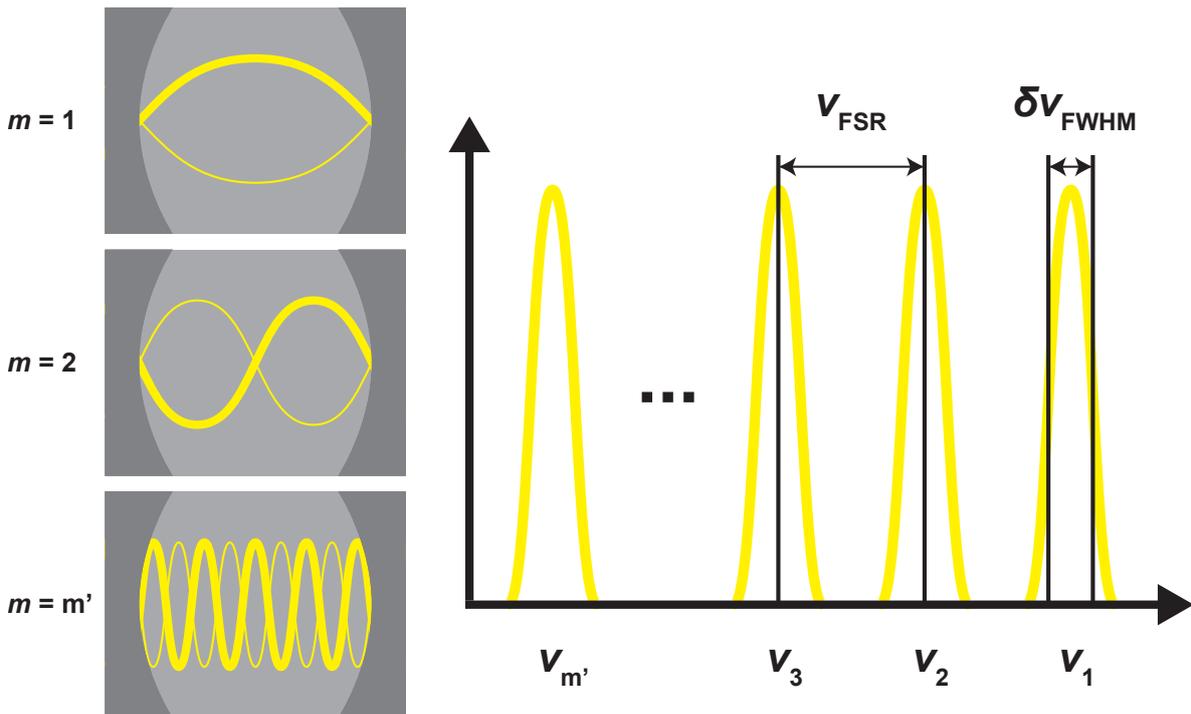


Fig. 2.2: Standing wave modes excited in a Fabry-Pérot cavity, m indicates an integer mode number (left). Schematic illustration of a resonant spectrum of a Fabry-Pérot cavity (right).

ファブリ・ペロー共振器は、ガスレーザー、固体レーザー、半導体レーザー、ファイバレーザー等、レーザー共振器として幅広く用いられる。ファブリ・ペロー半導体レーザーは最も単純な構成の半導体レーザーで、半導体の劈開面が光共振器の反射鏡として使われる。ファブリ・ペロー型ファイバレーザーはファイバの両端にファイバブラッグ回折格子 (FBG: Fiber Bragg Grating) が融着され、光共振器を構成している。

2.1.2 リング共振器

環状の導波路の半径を R 、共振器内の媒質の屈折率を n とすると、以下の関係を満たすような共振波長 λ_r を持つ波長のみが共振することができる。Fig. 2.3 にリング共振器内の定在波の概念図を示す。

$$n \cdot 2\pi R = m\lambda_r \quad (m = 0, 1, 2 \dots) \quad (2.1.3)$$

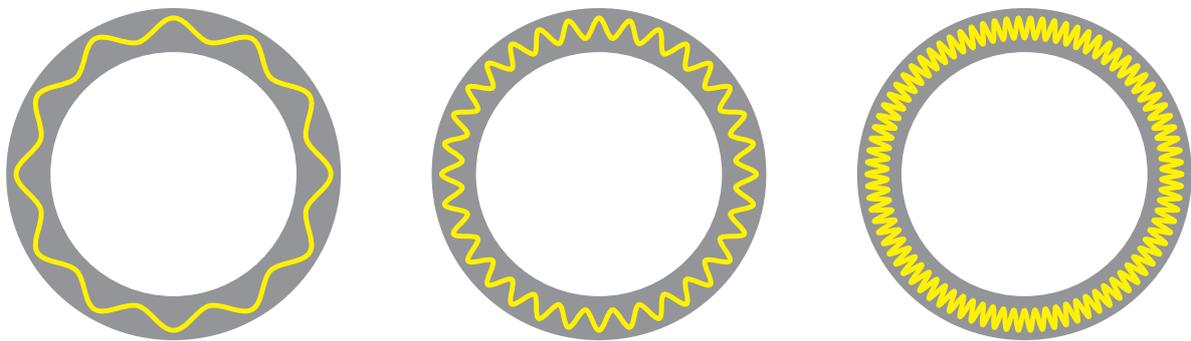


Fig. 2.3: Traveling waves that interfere constructively with itself can resonate.

定在波 (standing wave) を形成して光を閉じ込めるファブリ・ペロー共振器と異なり、進行波 (traveling wave) を形成するのがリング共振器である。リング共振器は、ファイバレーザや後述の微小光共振器で用いられる。リング共振器の特徴の 1 つに、時計回り (CW: clockwise) と反時計回り (CCW: counter clockwise) の 2 つの進行波モードが同時に存在しうることが挙げられる。リングレーザジャイロスコープ、光ファイバジャイロスコープはこの特徴を生かした代表的な応用例であり、いずれもサニャック (Sagnac) 効果を利用し、両周りの光の干渉から角速度を検出する。

2.2 微小光共振器

昨今の微細加工技術の発展により作製が可能になった mm–nm スケールの非常に小さな光共振器を微小光共振器という。微小光共振器は様々な構造が提唱されているため、それらを統一的に評価する無次元の指標が必要となる。微小光共振器は、 Q 値とモード体積 V の 2 つの性能指標で評価される。 Q 値は光の時間的閉じ込め、モード体積 V は光の空間的閉じ込めを特徴付ける指標である。 Q 値は高いほど長時間光を補足し、モード体積 V は小さいほど光を微小な領域に閉じ込めることを意味するため、 Q/V が大きいほど光と物質の相互作用を強める優れた共振器といえる。

2.2.1 Q 値

Q 値は次式で定義される.

$$Q = \omega_0 \times \frac{\text{共振器に蓄えられている電磁界エネルギー [J]}}{\text{単位時間あたりに散逸するエネルギー [J/s]}} \quad (2.2.1)$$

$$= \omega_0 \times \tau_0 [\text{s}] \quad (2.2.2)$$

ここで ω_0 は光の角周波数, τ_0 は共振器内エネルギーが最初の $1/e$ 倍になるまでの時間 (光子寿命) を表す. (2.2.1) 式は Q 値が高いほどエネルギー損失が小さいことを意味する. (2.2.2) 式は Q 値が高いほど光が共振器内に長時間存在することを意味する. フーリエ変換の不確定性原理より, 共振線幅 $\delta\nu_{\text{FWHM}}$ と光子寿命 τ_0 には次の関係がある.

$$\delta\nu_{\text{FWHM}} \cdot \tau_0 = \frac{1}{2\pi} \quad (2.2.3)$$

(2.2.2) 式と (2.2.3) 式より Q 値は次式で表現できる.

$$Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu_{\text{FWHM}}} \quad (2.2.4)$$

(2.2.4) 式は Q 値が高いほど共振線幅が狭いことを意味する. つまり, 共振線幅の広がり は共振器損失から生じる光エネルギーの減衰に支配されていることが分かる.

実際の Q 値は, 放射損失 $Q_{\text{radiation}}^{-1}$, 表面散乱に基づく損失 Q_{surface}^{-1} , 材料吸収に基づく損失 Q_{material}^{-1} , 結合損失 Q_{couple}^{-1} 等の様々な要因に基づいて次のように決定される.

$$\frac{1}{Q_{\text{total}}} = \left(\frac{1}{Q_{\text{radiation}}} + \frac{1}{Q_{\text{surface}}} + \frac{1}{Q_{\text{material}}} \right) + \frac{1}{Q_{\text{couple}}} \quad (2.2.5)$$

材料吸収に基づく損失

材料による吸収の主な原因は, 鉄, クロム, ニッケルといったシリカに微量ながら含まれる金属不純物である. シリカガラスの場合には表面に付着する OH^- 基によって 1550 nm 帯域で吸収が生じ, Q 値が低下することが知られている. 材料の吸収による Q 値は n を材料の屈折率, α を吸収係数として以下の式で求めることができる.

$$Q_{\text{material}} = \frac{2\pi n}{\alpha\lambda} \quad (2.2.6)$$

表面散乱に基づく損失

この損失は、共振器表面に存在する分子サイズの小さな凹凸による光の散乱に起因する。レイリー散乱を考慮したモデルに基づく計算によると、表面の散乱による Q 値は以下の式で求めることができる [12].

$$Q_{\text{surface}} = \frac{\lambda^2 D}{2\pi^2 \sigma^2 B} \quad (2.2.7)$$

ここで σ は表面粗さ、 B は相関長である。通常の実験室環境では、共振器表面に微小な塵や水蒸気の堆積に起因して、 Q 値が 1 時間以内に悪化することが報告されている [13].

放射損失

放射損失とは、共振器の境界面で全反射条件を満たさない光が共振器外に出ていくことに起因する損失である。この損失は共振器サイズが大きくなると指数関数的に減少し、 D を共振器の直径、 λ を波長とした時に $D/\lambda > 15$ で $Q_{\text{radiation}} > 10^{11}$ になることが知られている [12]. 波長 1550 nm の光に対しては直径 23 μm 以上の共振器であれば放射損失は十分小さく、材料吸収や表面散乱に起因する損失が支配的になる。

2.2.2 モード体積 V

モード体積 V は次式で定義される [14].

$$V = \frac{\iiint \epsilon |\mathbf{E}(x, y, z)|^2 dx dy dz}{\max[\epsilon |\mathbf{E}(x, y, z)|^2]} \quad (2.2.8)$$

ここで ϵ は誘電率を表す。(2.2.8) 式は全空間における電界の総和を電界の最大値で規格化しており、 V が小さいほど光が微小領域に局在すると考えることができる。集積化の観点からもモード体積は小さい方が優れているといえる。

2.2.3 Whispering Gallery Mode 共振器

Whispering Gallery Mode (WGM) 共振器はリング共振器の一種である。“Whispering Gallery” という呼び名は、セントポール大聖堂の円筒の回廊の壁に沿って音響波 (acoustic wave) が伝わる現象にちなむものである。

シリカ微小球

1939 年に光波 (optical wave) における WGM がシリカ微小球によって実証された [17]. シリカ微小球とは、 CO_2 レーザーで光ファイバーの先端を溶融し、凝固させることで作

製される WGM 共振器である。μm スケールの微小空間では、液状物質の表面張力は重力などに比べて圧倒的に強いので、熔融状態の物質は真球度の高い球形になる。1989 年には 10^8 を持つ高 Q 値のシリカ微小球共振器が作製され [18]、WGM 共振器の研究が本格的に始まった。

シリカトロイド共振器

シリカトロイド共振器とは、2003 年に考案された WGM 共振器である [21]。Si 基板の上に円周が丸く膨らんだシリカ (SiO_2) を搭載した構造をしている。シリカディスク共振器 [22] に似た構造であるが、シリカ微小球と同様に CO_2 レーザでシリカを一度熔融させたのち凝固することで作製する。表面張力によって表面散乱が抑えられるため、シリカディスク共振器に比べ Q 値が向上する。本研究ではシリカトロイド共振器を使用する。Fig. 2.4 にシリカトロイド共振器の作製フローと顕微鏡写真を示す。

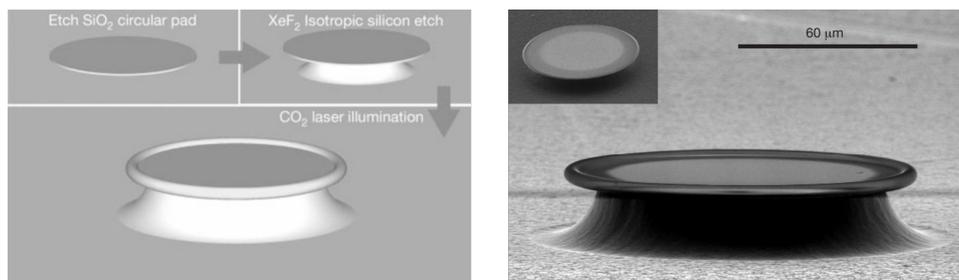


Fig. 2.4: Scanning electron micrograph of a silica microdisk after selective reflow treatment with a CO_2 laser. The inset shows the microdisk prior to laser treatment. This toroidal microresonator had an intrinsic cavity Q of 1.00×10^8 (left). Flow diagram illustrating the process used to fabricate ultra-high- Q planar microcavities (right). Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature, “Ultra-high- Q toroid microcavity on a chip”, D. K. Armani et al, Copyright © 2003, Macmillan Magazines Ltd. (2003)

結晶共振器

共振器材料に CaF_2 や MgF_2 などの結晶材料を用いた WGM 共振器は結晶共振器と呼ばれる。結晶共振器は研磨や切削によって作製される。 CaF_2 は最高の Q 値を達成する可能性のある材料であり [23]、既に 10^{10} オーダーの Q 値が実証されている [24]。トロイド共振器などの材料であるシリカは非晶質であるのに対して、 CaF_2 は結晶性を持つことが高 Q 値を得られる理由の一つである。結晶材料は固く脆いため共振器作製が困難であることや低屈折率のために共振器サイズが大きく集積化が困難である等の短所をもつ。

2.2.4 マイクロリング共振器

マイクロリング共振器とは SOI(Silicon-On-Insulator) 基板上に作製されるリング共振器である。CMOS 互換プロセスで作製されるため、高い設計自由度、低い作製コスト、高い集積性等が特徴である。共振器-導波路一体型のシステムを容易に構築できる点も集積の観点から優れている。通信波長帯におけるシリカの屈折率は $n_{\text{SiO}_2} \approx 1.44$ であるのに対し、シリコンの屈折率は $n_{\text{Si}} \approx 3.48$ と非常に高いため、WGM 共振器のようなシリカを材料とする共振器よりもモード体積 V を小さくすることができる。ただし、表面張力によって表面散乱が抑えられるシリカ WGM 共振器に比べて、半導体プロセスは表面散乱による損失の影響が大きいので Q 値が低いという欠点がある。シリコン材料のマイクロリング共振器は Q 値が 2.0×10^6 のものが報告されている [25]。シリコンは光回路に用いるのに適しているが、バンドギャップが狭いため高強度の光を入れた場合に多光子吸収が起り得る。多光子吸収に起因して Q 値が低下するため、非線形光学効果との相性は悪い。そのため、バンドギャップが大きく多光子吸収が起りにくい窒化ケイ素 (Si_3N_4) のマイクロリング共振器も用いられる。また、 Si_3N_4 は非線形屈折率 n_2 が高いため非線形光学効果との相性が良い。 Si_3N_4 マイクロリング共振器は Q 値が 8.1×10^7 のものが報告されている [26]。Fig. 2.5 に Si_3N_4 マイクロリング共振器の顕微鏡写真を示す。

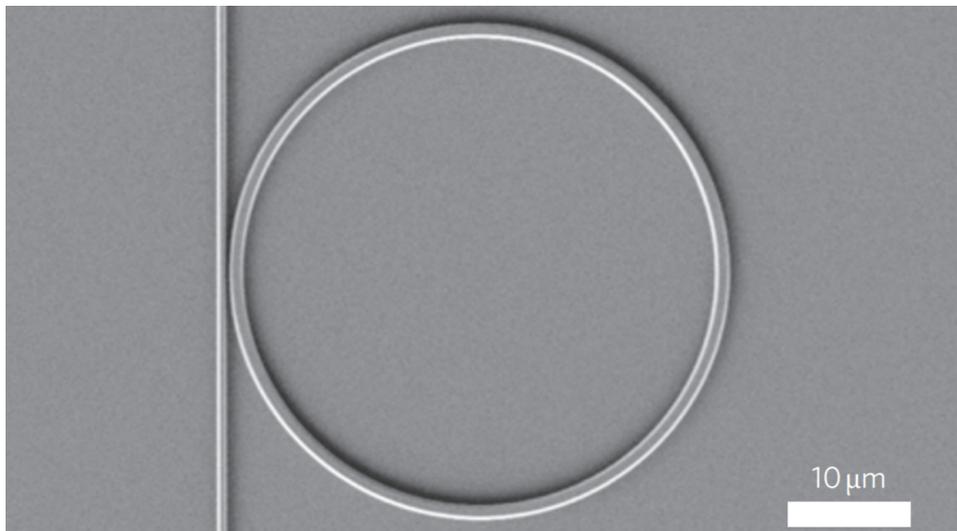


Fig. 2.5: A scanning electron micrograph of a silicon nitride microring resonator coupled to a bus waveguide. Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature Photonics, “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects”, Jacob S. Levy et al, Copyright © 2009, Nature Publishing Group (2009)

2.2.5 フォトニック結晶共振器

フォトニック結晶 (PhC: Photonic Crystal) とは、光の波長スケールで屈折率が周期的に変化する構造をもつ物質である。フォトニック結晶中を伝搬する光はフォトニックバンド構造と呼ばれる分散関係を持つ。これは固体中の電子が周期的なポテンシャルに由来した電子バンド構造を有するのと類似している。フォトニックバンド構造の形状によっては光が伝搬できない周波数領域が存在し、これを光の禁制帯 (photonic band gap) という。昆虫 (タマムシ, モルフォチョウ), 鳥類 (クジャク, カワセミ), 魚類 (ネオンテトラ, グッピー), 鉱物 (オパール) などに見られる発色は構造色 (structural color) と呼ばれ、天然のフォトニック結晶によるものである。人工のフォトニック結晶の基本概念は 1987 年に Eli Yablonovitch, Sajeev John により提唱され [29, 30], 微細加工技術の進展とともに研究が進んだ。

フォトニック結晶はその構造から、1次元フォトニック結晶, 2次元フォトニック結晶, 3次元フォトニック結晶と大きく三つに分類することができる [31]。タマムシの金属光沢は外皮の多層膜構造 (1次元), モルフォチョウの青色は翅の鱗粉 (2次元), オパールの遊色効果は物質内部の結晶構造 (3次元) に由来する。1次元フォトニック結晶は誘電体多層膜として古くから知られ, カメラや望遠鏡などの光学機器に反射防止膜として蒸着されている。一般的には2次元および3次元の屈折率周期構造体をフォトニック結晶と呼ぶ。2次元および3次元フォトニック結晶は, 周期的な構造の中に規則性を崩した部分 (欠陥) を作ることによって光を局在させることで導波路や共振器を構成することができる。2次元フォトニック結晶の作製には nm スケールの非常に高い精度が求められたため, 電子線リソグラフィ (Electron Beam Lithography) が用いられることが多いが, CMOS 互換プロセスで作製する研究も行われ [32], シリコンフォトニクスとの融合も期待されている。3次元のフォトニック結晶は構造が極めて複雑であるため, 最先端の加工技術をもってしても実用的な性能を有するものは未だ作製されていない [33]。しかし, 3次元フォトニック結晶は半導体の電子バンド構造が持つような完全バンドギャップ (全方位の光がブラッグ反射するような周波数領域) を可能にするため, 究極の光制御には必須の技術である。

WGM 共振器やマイクロリング共振器は内部全反射 (Total Internal Reflection) を利用して光を閉じ込めるのに対し, フォトニック結晶共振器はブラッグ反射 (Bragg Reflection) を利用して光を閉じ込める。2次元フォトニック結晶であるが, 平面方向はブラッグ反射を利用し, 垂直方向は内部全反射を利用して光を閉じ込めているため, 擬3次元の光を閉じ込めを可能にしている。

点欠陥フォトニック結晶共振器

Si 基板の周期的な空孔に点欠陥を導入することで共振器を構成できる [34]. 初期の点欠陥共振器は Q 値が 10^2 オーダーと非常に低かったが, 空孔を 3 つ欠陥にする構造の L3 共振器 [35] や, 空孔を埋めずに周期構造に欠陥を導入することで共振器を構成する h0 共振器 [36] など, 高 Q 値の共振器が提案されている. L3 共振器の Q 値は 4.5×10^4 と WGM 共振器やマイクロリング共振器に比べて低いものの, モード体積が $V = 7.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$ と非常に小さいため, 光と物質の相互作用の強さを表す Q/V は非常に高い. これらの共振器はフォトニック結晶のもつ周期的な構造によって光が存在できなくなる領域 (フォトニックバンドギャップ) の中に欠陥構造が持つ共振波長が閉じ込められるため, バンドギャップ共振器と呼ばれる閉じ込め方法に分類される. Fig. 2.6 に L3 共振器の概念図を示す.

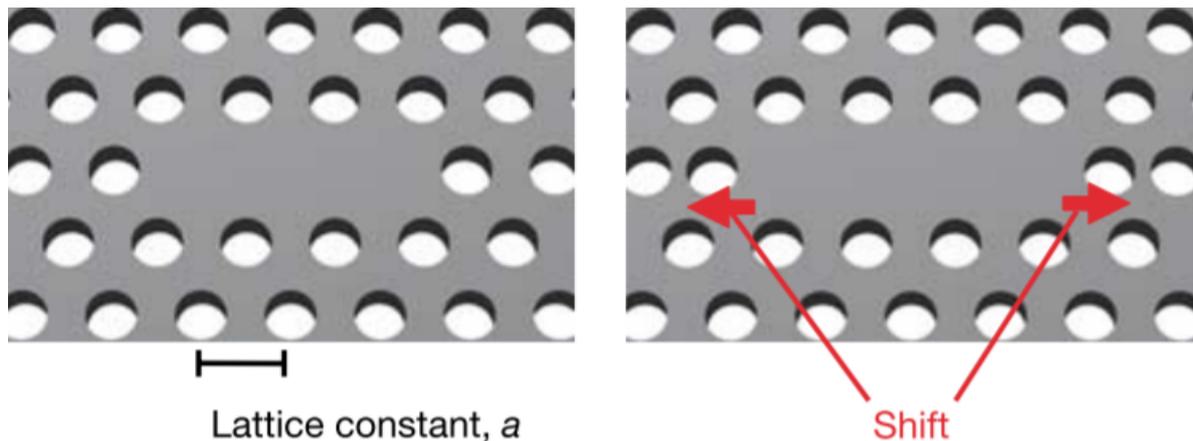


Fig. 2.6: Photonic nanocavities using a 2D photonic-crystal slab. Schematic of the base cavity structure having a triangular lattice of air rods with lattice constant a ($=0.42 \mu\text{m}$). The thickness T of the slab and the radius R of the air rods are $0.6a$ ($0.25 \mu\text{m}$) and $0.29a$ ($0.12 \mu\text{m}$), respectively. Starting cavity structure with three missing air rods in a line (left). Designed cavity structure created by displacing the air rods at both edges to obtain an ultrahigh Q/V value (right). Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature, “High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal”, Copyright © 2003, Macmillan Magazines Ltd.(2003)

線欠陥フォトニック結晶共振器

Si 基板の周期的な空孔に点欠陥を導入することで共振器が実現できるように, 線欠陥を導入することで導波路を実現することができる. モードギャップの位置は, 線欠陥導波路の幅などの幾何学的パラメータによって変化する [37, 38]. 線欠陥導波路の幅を一部変調した幅変調型フォトニック結晶共振器 [39] や空孔の格子定数を一部変調したダブルヘテ

ロ型フォトニック結晶共振器 [40], さらに高 Q 値化が進められたマルチヘテロ型フォトニック結晶共振器 [41] などがある. これらは導波路モードの差を利用して光を閉じ込めており, モードギャップ共振器と呼ばれる閉じ込め方法に分類される. Fig. 2.7 に幅変調型フォトニック結晶共振器の概念図を示す.

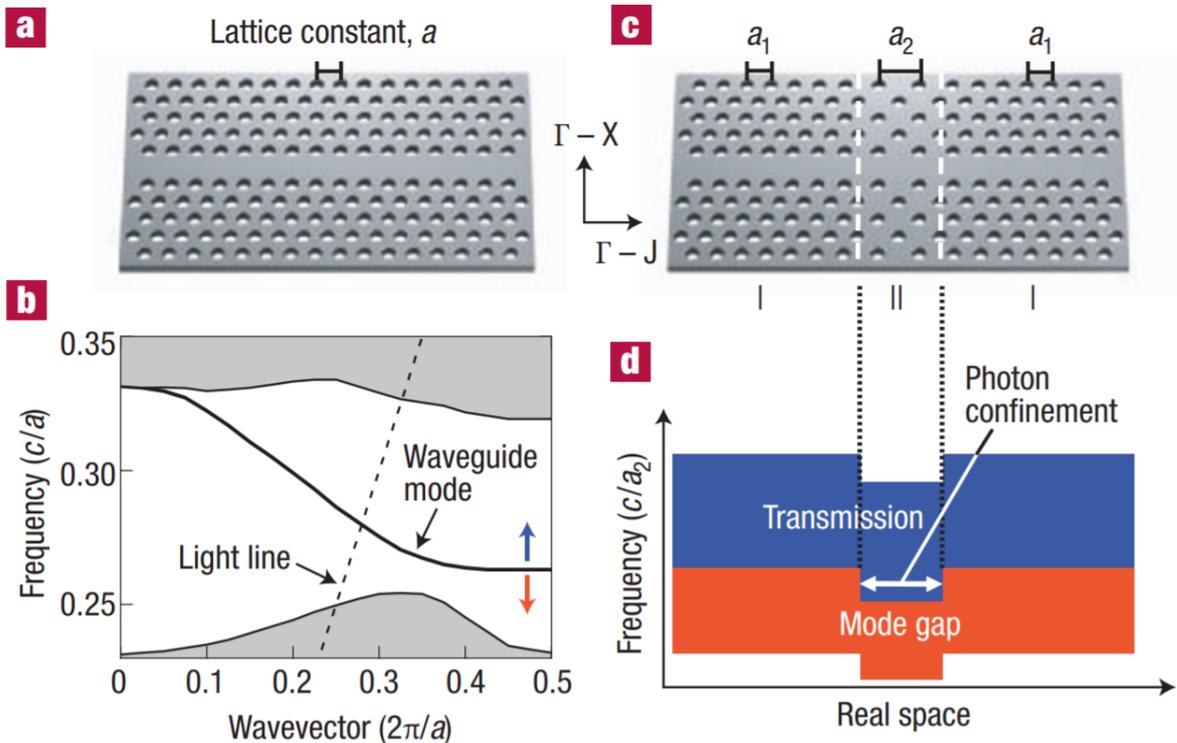


Fig. 2.7: **a**, A 2D photonic-crystal slab of triangular-lattice structure with a line-defect waveguide formed by a missing row of air holes in the Γ -J direction. **b**, The calculated band structure for **a**. The blue arrow indicates the transmission region where the propagation of photons is allowed through the waveguide, and red arrow indicates the mode-gap region in which propagation is inhibited. **c**, Photonic double-heterostructures, constructed by connecting the basic photonic crystal structures I and II. Photonic-crystal I has a triangular-lattice structure with a lattice constant of a_1 . Photonic-crystal II has a deformed triangular-lattice structure with a face-centered rectangular lattice of constant a_2 ($> a_1$) in the waveguide direction; it retains the same constant as photonic-crystal I in the orthogonal direction in order to satisfy the lattice-matching conditions. **d**, Schematic of the band diagram along the waveguide direction. Photons of a specific energy can exist only in the waveguide of photonic-crystal II. Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature Materials, "Ultra-high- Q photonic double-heterostructure nanocavity", Bong-Shik Song et al, Copyright © 2005, Nature Publishing Group (2005)

2.2.6 微小光共振器の応用

微小光共振器の応用は，共振器量子電磁力学 (cQED: cavity Quantum Electrodynamics)，オプトメカニクス，センシング，非線形光学など多岐に亘る．何れも光と物質の相互作用を増強させるという微小光共振器の特徴を利用したものである．ここではセンシングと非線形光学の 1 つである光周波数コムについて述べる．

センシング

センシングとは，センサ (感知器) 等を使用して様々な情報 (光，音，温度，加速度など) を計測・数値化することである．産業の仕組みや人々の暮らしなど社会全体を大きく変える可能性を秘めた概念として注目を浴びている IoT(Internet of Things) の実現に向け，センシング技術の需要は高まっている．センサは被測定量である物理的・化学的現象を最終的に電気的变化に変換して検知する．微小光共振器をセンサとして用いる場合，外的な要因 (温度など) による共振器の共振波長の変化を利用してセンシングする．温度が変化すると媒質固有の熱光学係数に従って屈折率が変化する．屈折率が変化すると (2.1.3) 式より共振波長が変化することが分かる．共振波長シフト量から温度変化を計算することができ，熱光学効果に優れたポリマーである PDMS(Poly DiMethyl Siloxane) をコーティングしたシリカトロイド共振器による高感度温度センサが実証されている [42]．微小光共振器に微粒子が付着する際に屈折率が変化することを利用したアンモニア [43] やエタノール [44] などのガスセンシング，たんぱく質 [45, 46] などのバイオセンシングが実証されている．

光周波数コム

光周波数コムとは周波数軸上に等間隔に並んだスペクトル (櫛 (Comb) 状スペクトル) からなるレーザー光源のことをいう．光周波数コムはその FSR の厳密さから光のものさしと呼ばれる．光周波数コムは周波数 (THz)，コム間隔 (GHz)，オフセット周波数 (MHz) などの幅広い目盛を持つ．2005 年に John Hall と Theodor Hänsch が，「光周波数コム技術を含む，レーザに基づく精密分光法の開発への貢献」によりノーベル物理学賞を受賞した．これは光周波数コムを使った光周波数測定が最初に行われてからわずか 6 年後のことであり，光周波数コムが常識を打ち破る大発明で，幅広い分野に影響を与えたためである．光周波数コムは様々な機構で生成することができるが，微小光共振器を用いたものは光カー効果に起因するパラメトリック効果である四光波混合 (FWM: Four Wave Mixing) を利用することから光カーコムと呼ばれ，2007 年に始めて実証された [47]．最

も一般的なモード同期レーザを用いた光周波数コムに比べて必要とされるパワーが小さく、デバイスが小型で低コストであるという利点がある。光カーコムは元来モード毎の位相関係はバラバラだが、2011年に波形整形器を用いて時間領域でパルス化が可能であることが示され [25], 2014年には光ソリトンが生成できることが理論的・実験的に実証された [48]。これにより一般的な超短パルスレーザが利用できない帯域でのフェムト秒パルス生成の可能性が示された。光カーコムの応用は他にも天体物理分光計の校正, 通信, 光学任意波形生成, 分光法などの様々な可能性が示されている [49]。

2.3 結合共振器

単一の微小光共振器でも様々な光学現象の観測・応用が可能であるが、複数の高 Q 値の微小光共振器を連結した系は共振モード間の干渉効果による現象が観測でき、様々な応用可能性が議論されている。様々な共振器で結合共振器が報告されている [50–53]。

2.3.1 「遅い光」

結合共振器系では、原子系で観測される電磁誘起透明化 (EIT: Electromagnetically Induced Transparency) と類似した現象が、結合した共振器の干渉効果によって現れる。この現象は結合共振器誘起透明化 (CRIT: Coupled Resonator Induced Transparency) と称される。EIT は顕著な「遅い光 (Slow Light)」が初めて観測された現象であり [54], CRIT においても「遅い光」が実証されている [55]。「遅い光」は、光と物質の相互作用を増強するため、光情報処理におけるパルス遅延, メモリー, 非線形光学効果などの応用の関心を集めている [56, 57]。

光は1秒間に地球を約7.5周するほど速いということは一般によく知られている。ただし、これは真空中の光速 c の値であり、屈折率 n の媒質中では光の速度は c/n となる。つまり媒質中では光は減速する。しかし、媒質の屈折率は1~4程度であり、単に媒質を伝搬させるだけでは光を十分遅くすることはできない。この光の速度は位相速度 (Phase Velocity) と呼ばれ、光波が移動する速度を表している。「遅い光」を理解する上で重要な概念が光の群速度 (Group Velocity) である。群速度とは光パルスの速度のことであり、光情報処理では光パルス列で情報の「1」と「0」を表現しているため、位相速度よりも群速度を遅くすることが応用上重要である。フーリエ変換の関係によれば、光パルスは様々な波長の重なりによって構成されており、光波の位相が揃った位置でパルスが形成される。真空中のように分散 (位相速度の波長依存性) がなければ、群速度は位相速度に一致する。しかし、媒質中のように分散があると各々の波長の光波の位相速度が異なるため、

位相の揃う位置がずれていく関係で群速度は低下する．位相速度が c/n で表現されるように，群速度を c/n_g で表現する． n_g は群屈折率と呼ばれ，パルスの減速率を表し，次式で表される．

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.3.1)$$

(2.3.1) 式の第 2 項 $dn/d\lambda$ は分散を表す．通常，分散の項は屈折率 n に比べて非常に小さいが，特別な状況下では非常に大きくなり，顕著な「遅い光」が発生する．前述の EIT や CRIT は共振波長付近で急峻な吸収スペクトルが得られるため，クラマース・クローニヒの関係 (Kramers-Kronig relation) より急峻な屈折率スペクトルが得られる．つまり共振波長付近で巨大な分散が生じ，超低群速度が得られる．

2.3.2 結合共振器の応用

光メモリ・光バッファ

「遅い光」の応用の筆頭が光メモリである．光メモリは光の速度を著しく低下させるか，もしくは停止させて保存する装置である．光の明滅パターンを丸ごと保存する場合は光バッファと呼ばれる．大きな遅延を持たせる方法として，CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide) と呼ばれる共振周波数の揃った共振器を弱い結合状態で直列に配列した導波路が用いられる [58, 59]．

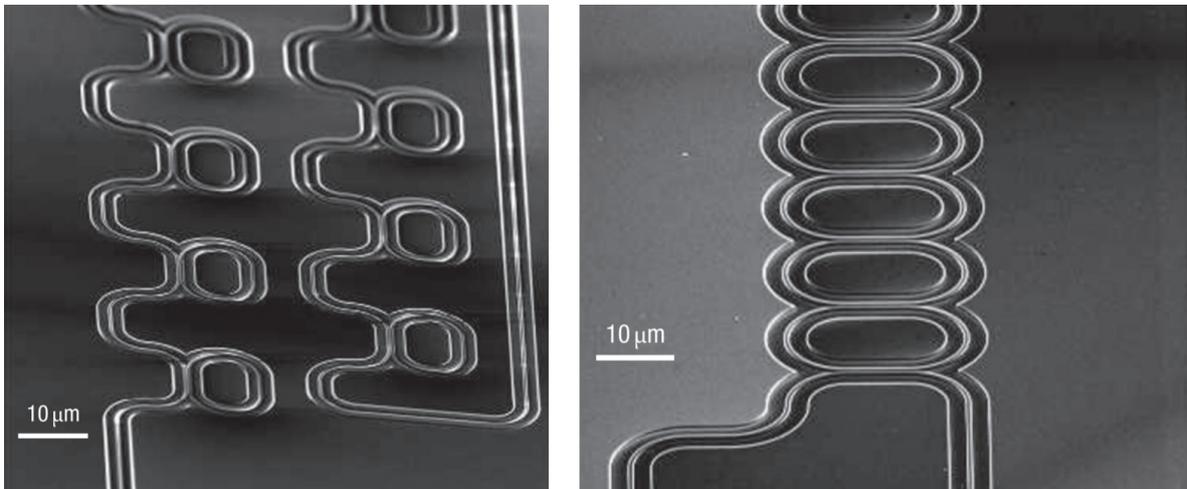


Fig. 2.8: Delay line consisting of several ring resonators in an APF (All Pass Filter) configuration in a cascade. Each ring is side-coupled to a common waveguide bus (left). Delay line composed of several resonators cascaded in a CROW configuration (right). Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature Photonics “Ultra-compact optical buffers on a silicon chip”, Fengnian Xia et al, Copyright © 2006, Nature Publishing Group (2006)

動的制御による光メモリ動作

Q 値の高い共振器は遅延時間は長いが共振スペクトルが狭く、その逆も成り立つ。つまり静的なデバイスでは帯域幅と遅延時間のトレードオフの関係が存在する。しかし動的制御によって帯域幅と遅延時間のトレードオフの関係を打ち破ることが出来る [60]。

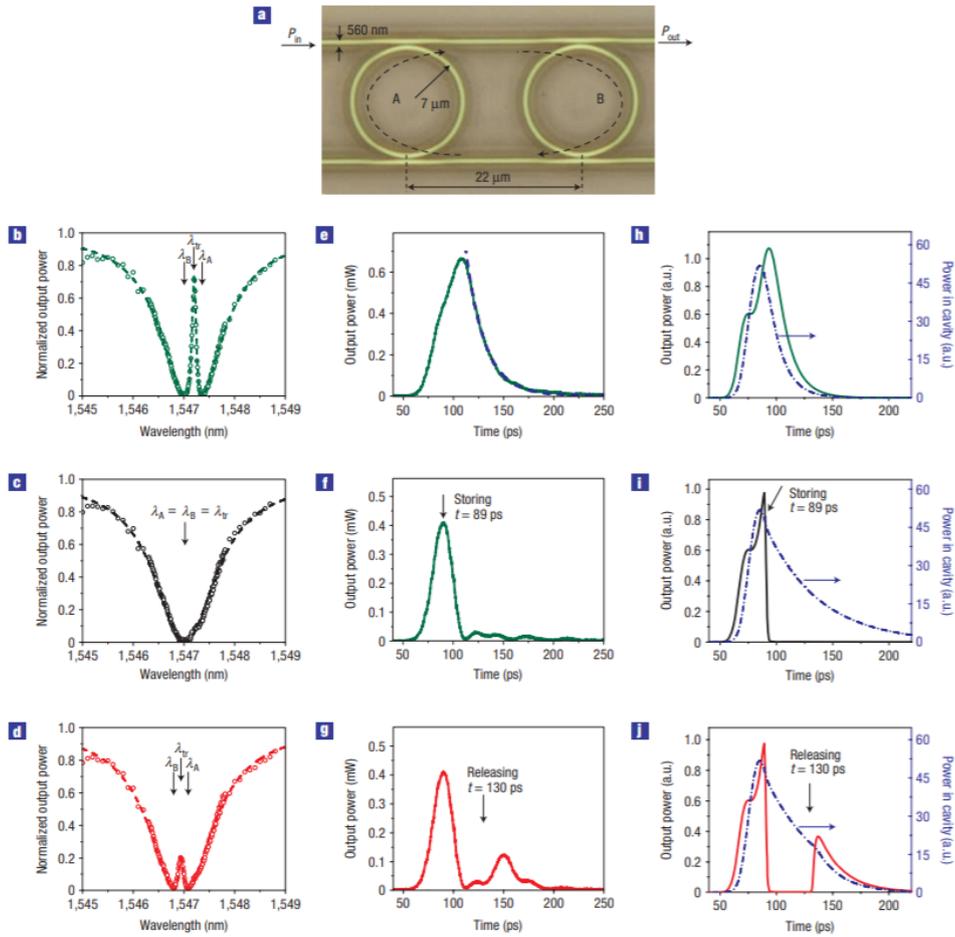


Fig. 2.9: **a**, Top-view microscopic picture of the fabricated device. **b-d**, Transmission spectra for three stages of the storing and releasing operations: spectrum of the open cavity (**b**); the closed cavity (**c**); the reopened cavity (**d**). **e-g**, Measured output waveforms for the three stages of the storing and releasing operations: output waveform without dynamic tuning (**e**), the dashed line is an exponential fit to the tail of the output pulse; output waveform with the first control pulse at 89 ps, which closes the cavity (**f**); with the first control pulse at 89 ps and the second control pulse at 130 ps (**g**). **h-j**, Simulated dynamics of the output optical power and the intracavity optical power: without dynamic tuning (**h**); with the control pulse at 89 ps (**i**); with the first control pulse at 89 ps and the second pulse at 130 ps (**j**). Reprinted by permission from Springer Nature Customer Service Centre GmbH: Springer Nature, Nature Physics, “Breaking the delay-bandwidth limit in a photonic structure”, Qianfan Xu et al, Copyright © 2007, Nature Publishing Group (2007)

Fig. 2.9 に動的 Q 値制御による共振スペクトルと出力光強度波形の変化を示す。動的制御による光メモリ動作原理を以下に述べる。共振波長の異なるマイクロリング共振器を二つ用意する。このとき二つの共振器を跨いで閉じ込められる光は「開いた」状態であるため光が出て行きやすい。そこで光を入射した後、コントロール光を入射して二つの共振器の共振波長を揃えることで二つの共振器を跨いで閉じ込められる光は「閉じた」状態になり、光が出て行きにくくなる。その後、コントロール光を再度入射することにより二つの共振器の共振波長をずらすことで、結合共振器は再度「開いた」状態になり、閉じ込められていた光が出力される。動的制御によって「閉じた」状態を実現することにより、静的デバイスよりも長時間の光バッファリングが可能になっている。

結合共振器の動的制御による光メモリ動作は、上記のマイクロリング共振器だけではなくシリカトロイド共振器 [61] やフォトニック結晶共振器 [62] の結合共振器によって実証されている。シリカトロイド結合共振器は高 Q 値のため 20 ns という長時間全光バッファリングを実現しているが、スイッチ速度は 10 ns と遅い。一方フォトニック結晶結合共振器による全光バッファはモード体積が小さいため 4 ps という応答速度を達成しているが、バッファ時間は 330 ps と短い。

2.4 結合条件

微小光共振器は光を閉じ込めることが可能であるが、まず導波路と共振器を結合することができなければ光を共振器内に導くことはできない。結合共振器の形成においても共振器間でのモード結合が必須となる。本節では共振器に光を結合させる方法・条件について述べる。

2.4.1 結合方法

共振器に光を結合させる方法は共振器ごとに異なる。ファブリ・ペロー共振器のような複数のミラーで構成されている共振器に光を結合させるには、単純に光を直接入射すればよい。しかし微小光共振器では単純に光を入射することは難しく、導波路を用いてその導波路から染み出す光を共振器に結合させる方法が通常用いられる。この光はエバネッセント (evanescent) 光や近接場光と呼ばれ、光が全反射する際に低屈折率側に染み出る特殊な光である。エバネッセント光を用いて光を結合させる方法はいくつか提案されており、プリズムを用いた方法 [13, 63]、断面に角度をつけた光ファイバのペアを用いた方法 [64]、光ファイバを加熱して引き伸ばしたテーパファイバを用いた方法 [65] などがある。テーパファイバは伝搬損失がほとんどなく、理論上は 99.97% の結合効率であるとされており [66]、99.4% という高い結合効率を実証されている [67]。そのため WGM 共振器の結合方法としてテーパファイバはよく用いられる。本研究においてもトロイド共振器の Q 値測定にはテーパファイバを用いている。Fig. 2.10 に微小光共振器への結合方法の概念図を示す。

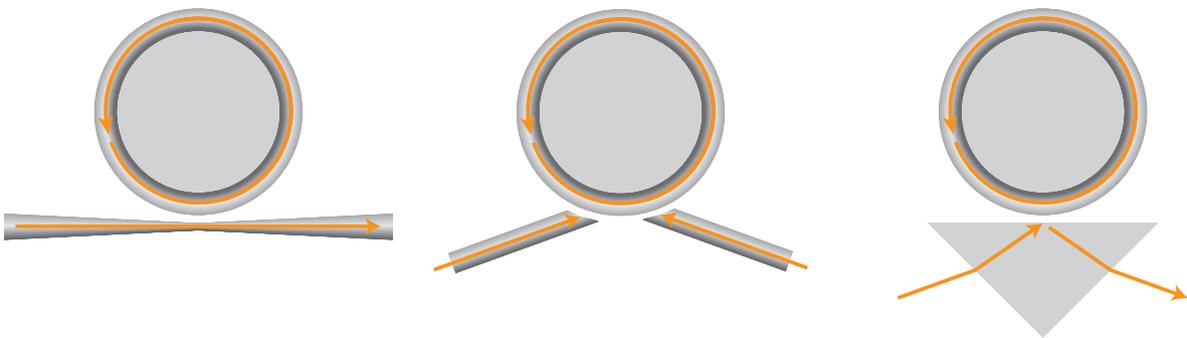


Fig. 2.10: Schematic of illustration of a tapered optical coupling (left), a pigtailed optical fiber coupling (middle), and a prism coupling (right).

2.4.2 エバネッセント光

屈折率が離散的に異なる媒質境界面においては、光は反射光 (reflected wave) と透過光 (transmitted light) の二つの波に分離する。しかし高屈折率媒質 (n_1) から低屈折率媒質 (n_2) へ向けて光が伝搬する場合、必ずしも二つの波に分離するわけではない。波動の屈折現象はスネルの法則 (Snell's law) に従う。入射角 θ_1 、屈折角 θ_2 とするとスネルの法則は

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad (2.4.1)$$

となる。ここで $n_1 > n_2$ とすると、 $\theta_2 > \theta_1$ である。この場合、 $\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \geq 1$ となる θ_1 が存在し、 $\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 = 1$ を満たす θ_1 を臨界角 θ_c と呼ぶ。 θ_1 が θ_c より大きいとき、 θ_2 は実数でなくなる。

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \geq 1 \quad (2.4.2)$$

$$\therefore \cos^2 \theta_2 = 1 - \sin^2 \theta_2 < 0 \quad (2.4.3)$$

よって $\cos \theta_2$ は純虚数になる。

$$\cos \theta_2 = \pm i \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \quad (2.4.4)$$

また、フレネルの式 (Fresnel equations) より s 偏光と p 偏光の高屈折率側から低屈折側への反射係数は

$$|r_{12}^s| = \left| \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right| = 1 \quad (2.4.5)$$

$$|r_{12}^p| = \left| \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \right| = 1 \quad (2.4.6)$$

であり、両偏光の反射係数が 1 であるから、これは全反射 (Total Reflection) を意味する。しかし、このとき両偏光の透過係数を求めると不思議なことに 0 ではない。

$$|t_{12}^s| = \left| \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right| \neq 0 \quad (2.4.7)$$

$$|t_{12}^p| = \left| \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \right| \neq 0 \quad (2.4.8)$$

この全反射時の透過波がエバネッセント光である。エバネッセント光の電界振幅は、

$$\begin{aligned}
 E &= E_t \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \\
 &= E_t \exp\{i(k_2 \sin \theta_2 x + k_2 \cos \theta_2 z - \omega t)\} \\
 &= E_t \exp\left\{i\left(-\omega t k_2 x \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right)\right\} \exp\left\{\mp k_2 z \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}\right\} \quad (2.4.9)
 \end{aligned}$$

正号は z 方向に増加するので物理的意味にそぐわないため、負号をとる。指数部第1項は時間的変動を、第2項はこの光波が x 方向のみに伝搬することを意味する。つまりエバネッセント光は一般の光波と同様に時空間において振動するが、 z 方向に伝搬せず全反射境界面沿いに伝搬する。指数部第3項は空間的強度分布を与えており、 z 方向に対して指数的に急峻に振幅が減衰することを意味する。振幅が $1/e$ になる長さを染み出し長 l で表し、その長さは光の波長程度である。Fig. 2.11 にスネルの法則とエバネッセント波の概念図を示す。

$$l = \frac{1}{k_2 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}} \approx \lambda_2 \quad (2.4.10)$$

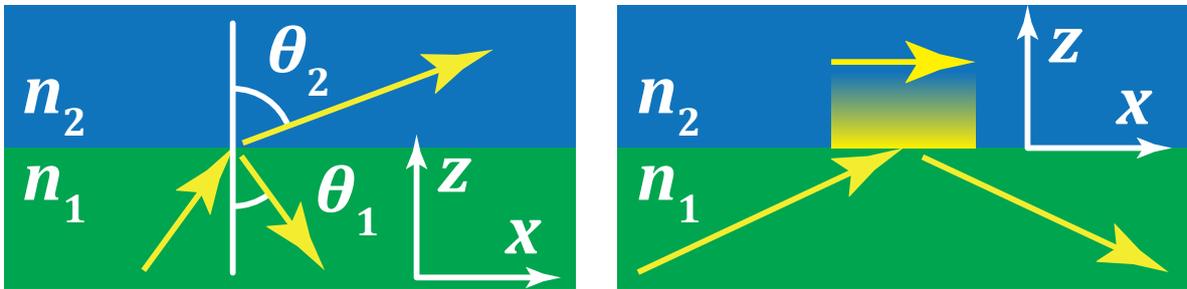


Fig. 2.11: Schematic of illustration of total reflection and evanescent wave.

2.4.3 位相整合

空間における光の伝搬は、異なる領域においてマクスウェル方程式を設定し、境界条件を用いて全系のモードを決定することで解析することができるが、解析的に解ける場合は少なく専ら数値解析によって行う。電磁解析手法には有限差分時間領域法 (FDTD: Finite-Difference Time-Domain method) や有限要素法 (FEM: Finite Element Method), ビーム伝搬法 (BPM: Beam Propagation Method) などがある。複数のモードが強く結合している場合、それぞれのモードが孤立している時のモードとは異なり、正確な解析は数値解析に頼らざるを得ない。しかし、弱い結合に対しては結合モード理論 (CMT: Coupled

Mode Theory) として知られる近似理論で対応することができる. 4.1 節で扱う時間に関する CMT に対し, 本節で扱う CMT は空間に関するものである.

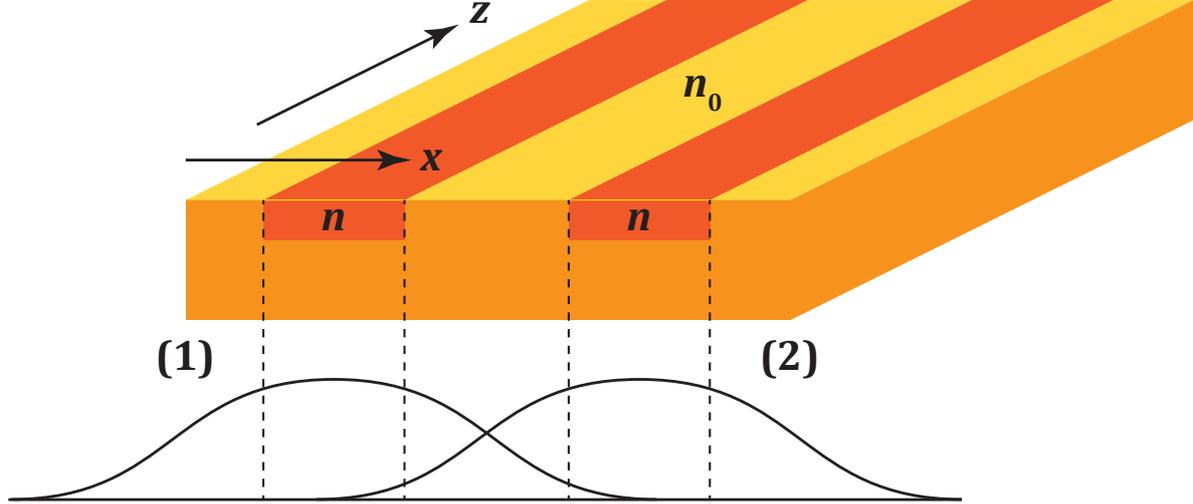


Fig. 2.12: Cross-sectional view of index profile forming two optical waveguides.

はじめに, 導波路間の結合から空間におけるモードの結合条件を導く. Fig. 2.12 に想定する導波路の概念図を示す. CMT では各導波路のモードが他方の導波路がないときにはほぼ同じまま, 例えば $u_1(x) \exp(-j\beta_1 z)$ と $u_2(x) \exp(-j\beta_2 z)$ であると仮定され, さらに結合によってモードの横方向空間分布あるいは伝搬定数が影響を受けることなく, 振幅が変調されると仮定される. 導波路 1 と導波路 2 のモード振幅を $a_1(z)$, $a_2(z)$ とし, それらの伝搬定数を β_1 , β_2 とすると, 結合がない場合, 2つの波動は以下の方程式に従う.

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta_1 a_1 \quad (2.4.11)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta_2 a_2 \quad (2.4.12)$$

次に, 2つの波が弱結合していると仮定すると, a_1 は a_2 に影響され, a_2 は a_1 に影響を受ける. すると結合モード方程式は

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta_1 a_1 + \kappa_{12} a_2 \quad (2.4.13)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta_2 a_2 + \kappa_{21} a_1 \quad (2.4.14)$$

となる. ここで, κ_{12} , κ_{21} はそれぞれの導波路から見た結合係数である.

全光電力の保存が満たされるならば, κ_{12} と κ_{21} には制限が課される. 光パワーは逆方向に流れる可能性があるため符号関数 $p_{1,2} = \pm 1$ で z 方向の正と負の方向へのパワーの流れを区別する. 全光電力 P は

$$P = p_1 |a_1|^2 + p_2 |a_2|^2 \quad (2.4.15)$$

で表され、全光電力の保存条件は、光パワーが z 方向に依存しないことを要求する。

$$\frac{dP}{dz} = p_1 \frac{d|a_1|^2}{dz} + p_2 \frac{d|a_2|^2}{dz} = 0 \quad (2.4.16)$$

(2.4.13) 式と (2.4.14) 式を用いると

$$p_1 \kappa_{12} + p_2 \kappa_{21}^* = 0 \quad (2.4.17)$$

を得る。モード振幅が $\exp(-j\beta z)$ に依存すると仮定すると、(2.4.13) 式と (2.4.14) 式より 2 次方程式を得る。

$$(\beta - \beta_1)(\beta - \beta_2) + \kappa_{12}\kappa_{21} = 0 \quad (2.4.18)$$

解の公式より、

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2 - \kappa_{12}\kappa_{21}} \quad (2.4.19)$$

光パワーが同方向に伝搬する時 ($p_1 p_2 = +1$), $\kappa_{12}\kappa_{21} = -|\kappa_{12}|^2$ であるから、 β は常に実数である。光パワーが逆方向に伝搬する時 ($p_1 p_2 = -1$), $\kappa_{12}\kappa_{21} = |\kappa_{12}|^2$ であるから、 β は

$$\left| \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right| < |\kappa_{12}| \quad (2.4.20)$$

を満たすとき複素数となる。光パワーが逆方向に伝搬するのは、分布帰還型 (DFB: Distributed FeedBack) と呼ばれる回折格子のような周期構造を持つ場合で今回は考えない。

同方向伝搬で $p_1 = p_2 = +1$ の場合を考える。この時 (2.4.19) 式は

$$\beta_0 = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \pm \psi \quad (2.4.21)$$

で与えられる。ここで

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (2.4.22)$$

$$\psi = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + |\kappa_{12}|^2} \quad (2.4.23)$$

$\Delta\beta$ は単位長さ当たりの位相不整合である。(2.4.13) 式と (2.4.14) 式より解は任意定数を含んだ形で求めることができ、 a_1 と a_2 の比で次のように与えられる。

$$\frac{a_1(z)}{a_2(z)} = \frac{\kappa_{12}}{\beta_0 - \beta_1} = \frac{\beta_0 - \beta_2}{\kappa_{21}} \quad (2.4.24)$$

この式に (2.4.21) 式を代入して

$$\frac{a_1^+}{a_2^+} = \frac{\kappa_{12}}{\psi - \Delta\beta/2} = \frac{\psi + \Delta\beta/2}{\kappa_{21}} > 0 \quad (2.4.25)$$

$$\frac{a_1^-}{a_2^-} = \frac{\kappa_{12}}{-\psi - \Delta\beta/2} = \frac{-\psi + \Delta\beta/2}{\kappa_{21}} < 0 \quad (2.4.26)$$

のように特解を求めることができる。このとき、 β_0^+ で伝搬するモードは振幅 a_1^+ と a_2^+ は同相モードであり、逆に β_0^- で伝搬するモードは逆相モードである。特解を求めることができれば、それらの線形結合で一般解を求めることができる。初期条件 $a_1(0)$, $a_2(0)$ を与えると

$$a_1(z) = \left[a_1(0) \left(\cos \psi z + j \frac{\Delta\beta}{2\psi} \sin \psi z \right) + \frac{\kappa_{12}}{\psi} a_2(0) \sin \psi z \right] \cdot e^{-j \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} z} \quad (2.4.27)$$

$$a_2(z) = \left[\frac{\kappa_{21}}{\psi} a_1(0) \sin \psi z + a_2(0) \left(\cos \psi z + j \frac{\Delta\beta}{2\psi} \sin \psi z \right) \right] \cdot e^{-j \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} z} \quad (2.4.28)$$

となる。この系において導波路 1 にのみ規格化電力 P_0 が入射することを考えると、境界条件は $|a_1(0)|^2 = P_0$, $|a_2(0)|^2 = 0$ となる。この境界条件の下でそれぞれの導波路を伝搬する光電力は次式で表される。

$$P_1(z) = P_0(1 - F \sin^2 \psi z) \quad (2.4.29)$$

$$P_2(z) = P_0 F \sin^2 \psi z \quad (2.4.30)$$

ここで、パラメータ F は以下で定義される。

$$F = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2|\kappa_{12}|} \right)^2} \leq 1 \quad (2.4.31)$$

F パラメータの定義 (2.4.31) 式より、2つの導波路の伝搬モードの伝搬定数が等しいとき ($\Delta\beta = 0$)、これを位相整合といい、導波路間でのパワー交換は完全なものになる。移行距離 $z = L_0 = \pi/2\kappa_{12}$ で光パワーは完全に移行する。位相不整合のとき ($\Delta\beta \neq 0$)、光電力の移行は完全に行われない。よって、共振器に光を閉じ込めたい場合、共振器内の伝搬モードと導波路の伝搬モード間で位相整合が取れなければならない。また、結合共振器形成のためには共振器間で位相整合を満たす必要がある。

2.4.4 テーパーファイバ

次にテーパーファイバの特性を理解するため、屈折率階段型光ファイバの電磁界分布について求めてゆく。光ファイバ内の光の伝搬方向を z 軸とすると、 z 方向の電磁界は円筒座標系において次のように表される。

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + (k^2 - \beta^2) \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.4.32)$$

E_z, H_z について r 成分と ϕ 成分に変数分離を行うことができ、

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \Psi(r) \exp(\pm jl\phi) \quad (2.4.33)$$

ここで (2.4.33) 式は (2.4.32) 式に代入すると

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \left(k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \Psi = 0 \quad (2.4.34)$$

となる。(2.4.34) 式はベッセルの微分方程式と呼ばれ、 $h^2 = k^2 - \beta^2$ の符号により解が異なる。 $h^2 > 0$ (コア) の場合、その一般解は第一種ベッセル関数 $J_l(hr)$ と第二種ベッセル関数 $Y_l(hr)$ の線形結合によって表される。

$$\Psi(r) = c_1 J_l(hr) + c_2 Y_l(hr) \quad (2.4.35)$$

一方 $h^2 > 0$ (クラッド) の場合、その一般解は変形第一種ベッセル関数 $I_l(qr)$ と変形第二種ベッセル関数 $K_l(qr)$ の線形結合によって表される。ただし、 $q^2 = -h^2$ としている。

$$\Psi(r) = c_1 I_l(qr) + c_2 K_l(qr) \quad (2.4.36)$$

コア内では振動解、クラッド内では減衰解になる。電磁界に関する境界条件を与えると次のように表せる。

$$r < a \quad \begin{cases} E_z(r, t) = A J_l(hr) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)] \\ H_z(r, t) = B J_l(hr) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)] \end{cases} \quad (2.4.37)$$

$$r > a \quad \begin{cases} E_z(r, t) = C K_l(qr) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)] \\ H_z(r, t) = D K_l(qr) \exp[i(\omega t + l\phi - \beta z)] \end{cases} \quad (2.4.38)$$

ここで a はコアの半径で、 A, B, C, D は任意定数である。円筒座標系におけるマクスウェル方程式より、 E_r, E_ϕ, H_r, H_ϕ を E_z, H_z を用いて表すことができる。

$$\begin{cases} E_r = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\varepsilon - \beta^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} H_z \right) \\ H_r = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\varepsilon - \beta^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} H_z - \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} E_z \right) \end{cases} \quad (2.4.39)$$

$$\begin{cases} E_\phi = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\varepsilon - \beta^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} E_z - \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} H_z \right) \\ H_\phi = \frac{-j\beta}{\omega^2\mu\varepsilon - \beta^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} H_z + \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} E_z \right) \end{cases} \quad (2.4.40)$$

(2.4.37) 式と (2.4.38) 式を (2.4.39) 式と (2.4.40) 式に代入することで、コアとクラッド部分の E_r, E_ϕ を求めることができる。 $r = a$ における境界条件を考えると次式を得る。

$$\left(\frac{J'_l(ha)}{ha j_l(ha)} + \frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} \right) \left(\frac{n_l^2 J'_l(ha)}{ha J_l(ha)} + \frac{n_1^2 K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} \right) = l^2 \left[\left(\frac{1}{qa} \right)^2 + \left(\frac{1}{ha} \right)^2 \right]^2 \left(\frac{\beta}{k_0} \right)^2 \quad (2.4.41)$$

この方程式を用いることにより伝搬定数 β を決定することができる。通常光ファイバは弱導波性 (コアとクラッドの屈折率差が小さい) であるため近軸光線のみが導波され、導波波動はほぼ横電磁 (TEM) 波であると仮定できるため、近似解を求めることができる。しかしテーパファイバの場合は通常の光ファイバより細く、ファイバがコアで空気がクラッドの役割に置換するためコアとクラッドの屈折率差が大きくなり、弱導波近似による解は厳密解と乖離する。数値計算によって Fig. 2.13 に示すようにテーパファイバの実効屈折率とテーパファイバの半径の関係を得ることができる。テーパファイバの導波モードは $TE_{lm}, TM_{lm}, EH_{lm}, HE_{lm}$ の4つに分類できる。 l, m はそれぞれ ϕ 方向と r 方向に沿った強度の分布を表している。

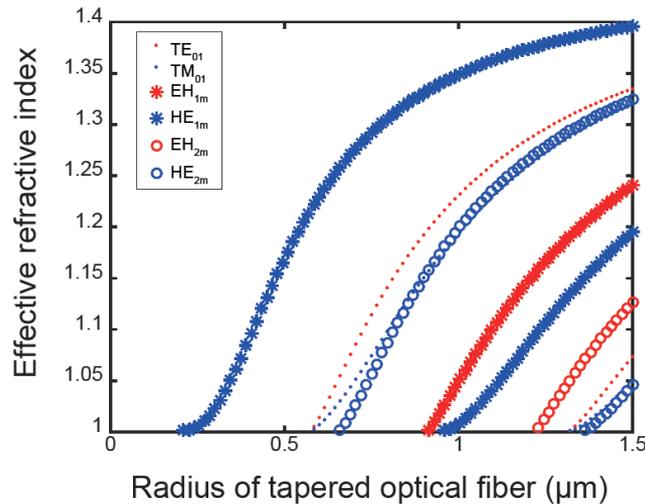


Fig. 2.13: The calculated effective refractive index for the different radius of the tapered optical fiber (left) [69].

第3章

単一光子源の基礎

本章では本研究の理解に必要な単一光子源の基本事項について述べる。

3.1 単一光子源

近年，従来の情報処理・通信技術とは異なる量子力学の原理を取り入れた情報通信技術が注目を集めている．特に光子を用いた量子情報処理・量子暗号通信において，光子を一度に1個のみ発生させる単一光子源は不可欠な基本デバイスである．単一光子の応用は，量子計測 [71]，量子計算 [72]，量子イメージング [73, 74]，量子通信 [75]，乱数生成 [76] など多岐に亘る．

理想的な単一光子源は，必要とされるたびに既知の単一モードで単一光子を発生させるものであり，これをオンデマンドの単一光子源という．このような理想的な光源を実現するために，より良い近似の光源を作る努力が続けられてきた．単一光子源の構築には主に二つの基本的なアプローチがある．Fig. 3.1 に2種類の単一光子源の概念図を示す．一つ目は決定論的光源と呼ばれ，一度に1個の光子しか放出しない単一の孤立量子系を利用する光源であり，二つ目は確率論的光源と呼ばれ，1個目の光子の検出が2個目の光子の存在を予告するような光子対を放出する光源である．決定論的光源とオンデマンド光源の違いは，前者は決まった時刻に光子を生成するのに対し，後者は任意の時刻に光子を生成できることである．また，決定論的光源と確率的な光源は明確に異なるものではなく，むしろその境界線は連続的である．決定論的光源は光ファイバなどその他のシステムへの抽出効率や結合効率が低下するとより確率的になり，確率的な光源は後述する多重化によってより決定論的にすることができる．

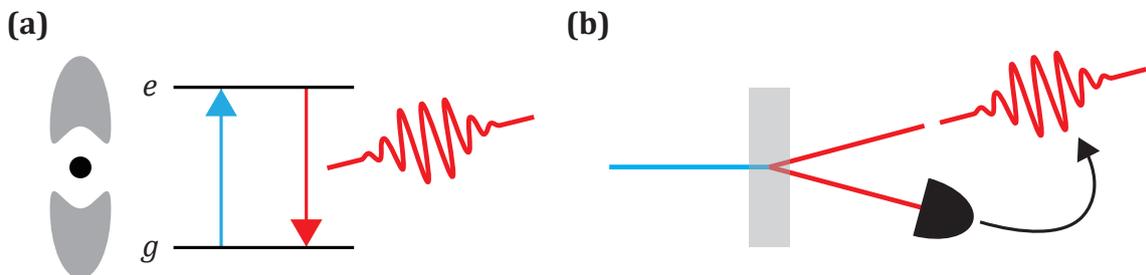


Fig. 3.1: Types of single-photon sources; (a) isolated quantum two-level system. (b) heralded single photon sources from correlated photon pairs.

3.1.1 決定論的光源 (孤立量子エミッタ)

決定論的光源は単一の孤立量子系における電子遷移に伴う発光を利用する。同時刻・同状態に複数の光子が発生しないのは、単一量子系の電子のフェルミオン性に基いている。この方法による単一光子状態の生成は、単一原子の共鳴発光 [77]、単一イオンの共鳴発光 [78]、単一分子の発光 [79]、固体中の単一不純物準位からの発光 [80]、半導体中の単一量子ドットからの発光 [81] などを実証されている。量子ドットを用いたものは局所環境の電荷揺らぎのために識別性と忠実度が低いという問題がある。また、極低温に冷却する必要があるため、実験室環境では用いることができるが、将来的な応用可能性が低いという課題がある。

3.1.2 確率論的光源 (伝令付き単一光子源)

確率的光源は時間的・空間的に相関を持ってほぼ同時に発生する 2 個の光子 (光子対) の片方を伝令として、もう片方を実効的な単一光子として利用する。この実効的な単一光子を伝令付き単一光子といい、その発生原理から確率的光源は伝令付き単一光子源 (heralded single-photon sources: HSPSSs) と呼ばれる。光子対状態の生成は主に自発的パラメトリック下方変換 (spontaneous parametric down-conversion: SPDC) [82–84] もしくは自発的四光波混合 (spontaneous four wave mixing: SFWM) [85, 86] などの非線形光学過程を用いて発生させる。伝令付き単一光子源は非線形光学効果によって光子を発生させるため、室温動作可能である。また、シリコンフォトニクスなどの技術による集積化が可能のため将来的な応用可能性が高い。しかし非線形光学過程は確率的であるため、光子対が生成されるタイミングは片方の光子を検出するまでは分からない。

3.1.3 単一光子源のパラメータと性能指標の定義

単一光子源に関する様々な論文において、性能結果が不完全であったり、定義が不明確な場合が多い。分野の状況を正しく判断し、研究するためにパラメータと性能指標の定義と測定方法を明確化しておく必要がある。本論文において使用する定義は単一光子源のレビュー論文 [87] に準拠する。

伝令確率 p_h

光子対源からの伝令検出を測定する (出力クロックあたりの) 確率を表す。

条件付光子確率 $p_{(n|h)}$

伝令信号が発生した場合に、光子対源で n 個の光子が発生する確率を表す。

ブライトネス B

シングルモードファイバにおいてあるクロック時刻に、伝令検出信号の有無にかかわらず正確に 1 個の光子が発生する確率をブライトネスという。ファイバ結合効率を η_{fiber} とすると

$$B = p_h p_{(1|h)} \eta_{\text{fiber}} \quad (3.1.1)$$

で表される。

伝令付き忠実度 F_h

伝令付き単一光子源の場合、単一光子の伝令検出を条件とした出力状態の重なりを表す。

$$F_h = \langle 1 | \rho | 1 \rangle \quad (3.1.2)$$

ただし、 ρ は伝令後の量子状態。理想的には単一モードであることが望ましい。

2 次相関関数 $g^2(0)$, 伝令付き 2 次相関関数 $g_h^2(0)$

光子の時間的な単一性は 2 次の強度相関関数で次式で定量的に表される。

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle^2} \quad (3.1.3)$$

ここで、 $\hat{a}^\dagger(t)$ および $\hat{a}(t)$ は各々時刻 t における光子の生成、消滅演算子である。 $\tau > 0$ に対して $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$ となる状態を光子のアンチバンチングという。多光子成分が少ない場合、 $g^{(2)}(0)$ は次のように測定できる。単一光子源の出力モードを 50:50 ビームスプリッタで分割し、それぞれの出力に単一光子検出器を置き、それぞれの検出器でのシングルス (1 チャンネルでの 1 回の検出) S_1 および S_2 とコインシデンス (チャンネル 1 と 2 間の同時計数) C_{12} を記録すると

$$g^{(2)}(0) \approx \frac{S_1 S_2}{C} \quad (3.1.4)$$

で近似できる。相関光子対を用いる伝令付き単一光子源の場合、アイドラ光の伝令チャンネルでのシングルス S_h およびシグナル光を 50:50 ビームスプリッタで分割して検出した伝令付きシングルス $S_{h,1}$, $S_{h,2}$ および伝令付きコインシデンス $C_{h,1,2}$ を用いて、伝令付き 2 次相関関数 $g_h^{(2)}(0)$ は次式で表される。

$$g_h^{(2)}(0) = \frac{S_h \times C_{h,1,2}}{S_{h,1} S_{h,2}} \quad (3.1.5)$$

結合効率 η_{coupl} , 検出効率 η_{det} , 伝令効率 η_{h}

実験において, 様々な効率が単一光子確率を決定する. 孤立量子エミッタの場合, 励起効率, 励起状態にある場合の光子放出の量子効率, 非放射減衰による損失, エミッタからファイバへの結合効率などが単一光子確率を大きく左右する. 伝令付き単一光子源の場合, 励起光子が光子対に変換される効率, シングルモードファイバへのアイドラ光子とシグナル光子の結合効率 η_{coupl} と光子検出効率 η_{det} が重要である. 最終的に光子が伝令される確率 η_{h} は次式で表される.

$$\eta_{\text{h}} = \eta_{\text{coupl}}\eta_{\text{det}} \quad (3.1.6)$$

光源繰り返し率 R_{src}

光源から単一光子を取り出そうとするレートを表す. 空間多重化の場合, 一般に励起レーザーの繰り返し周波数と同じである. 時間多重化の場合, 光源繰り返し率は励起レーザーの繰り返し周波数よりはるかに低いことが多い.

スクイーミング強度 λ

スクイーミング相互作用やパラメトリック下方変換の全体的な強さを表す. 励起光強度, 非線形性, 結晶, 位相整合に依存する. スクイーミングパラメータ r を用いて次式で表される.

$$r = \tanh \lambda \quad (3.1.7)$$

3.1.4 伝令付き単一光子源の限界

理論 [88] と実験 [89] により, 単一の理想的な伝令付き単一光子源は, $p_{\text{h}} = 25\%$ 以上の伝令確率で単一光子状態 $|1\rangle$ への忠実度 $F_{\text{h}} = 1$ の単一光子を伝令することはできないことが示されている. 理想的な伝令付き単一光子源とは, 伝令検出器の量子効率が 100% で光子数分解能を持つ場合である. また光子数分解能を持たない検出器の場合 (単に一つ以上の光子の存在を検出する検出器) については, 忠実度 F_{h} と伝令確率 p_{h} は

$$F_{\text{h}} + p_{\text{h}} = 1 \quad (3.1.8)$$

という限界があることが知られている. (3.1.8) 式は, 生成できる単一光子の量に関する指標である伝令確率 p_{h} と, 生成された光子の単一性に関する指標である忠実度 F_{h} の間にトレードオフの関係があることを示している. これは非線形光学過程である SPDC が確率的であることに起因する. SPDC による光子対の生成確率を上げるために励起光強

度を上げると、単一光子対生成確率が増加すると同時に多光子対生成確率も同時に増加するため忠実度が低下する。逆に、励起光強度を下げると多光子対生成確率は下がるため忠実度は増加するが、光子対の生成確率が下がるため伝令確率が低下する。このトレードオフを破ることができる方法として 3.1.5 節で述べる多重化が考案されている。

3.1.5 伝令付き単一光子源の多重化

光源の多重化とは、弱励起の伝令付き単一光子源により高い忠実度を維持しながら、採用した光源数に対して線形的にブライトネスを増加させることができる手法である。多重化光源の基本的な構造を示す。複数の光子対源が同時に励起され、それぞれに伝令検出器がある。ある一つの伝令検出器が動作すると、対応するモードが出力に選択される。複数の検出器が動作した場合は、最も損失の少ないパスを通るモード一つのみが出力に選択される。出力に選択されなかった他のモードは除去される。真の出力モード以外のモードが混入すると忠実度が低下するため不必要なモードの除去は重要である。多重化する物理量の自由度は空間、時間、周波数の三つが考案されている。Fig. 3.2 に伝令付き単一光子源の多重化の先行研究の性能比較を示す。左図は横軸がブライトネス、縦軸が伝令付き忠実度を表す。右図は横軸が伝令確率、縦軸が伝令付き横軸が伝令付きの単一黒線で表されるのは (3.1.8) 式で表されるトレードオフである。これまでのところ、量子ドット光源とバルク光学系における時間多重化方式のみが、非多重化伝令付き単一光子源の限界を上回っている。

伝令付き単一光子源のプラットフォームは大きく分けてバルク光学系と集積光学系の二つがある。バルク光学系はレンズ、プリズム、ミラー、フィルタ、回折格子などの光学素子で構築した自由空間光学系であり、損失が非常に低いことが特徴である。しかし系が大きくなるため実験室外環境での応用可能性が低いという課題がある。一方集積光学系は半導体微細加工技術を用いてシリコン基板上に光学素子を集積した光学系であり、光の強い閉じ込めと長い相互作用長による高ブライトネス、低必要電圧による高速スイッチングが特徴である。小型で堅牢であり、電子回路との集積性にも優れているため、将来的な応用が期待されている。しかしこれまでのところ、チップから外部検出器への結合損失やノイズフィルタリングの問題は十分に解決されておらず、検出を除いてバルク光学系に匹敵する性能は得られていない。これらの理由から Fig. 3.2 において集積型の伝令付き単一光子源のブライトネスや伝令確率はバルク型に比べて低くなっている。

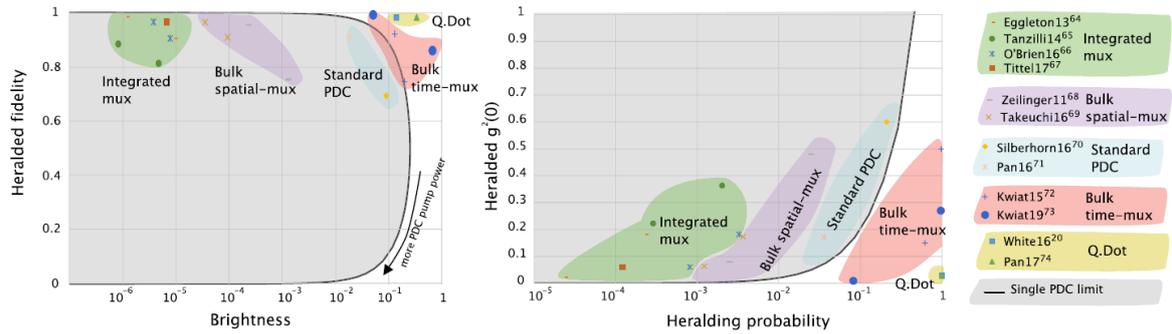


Fig. 3.2: Experimental source multiplexing (MUX) performance for state-of-the-art single-photon parametric down-conversion (PDC) sources. For comparison, quantum dot performance is also shown. Left: the heralded fidelity to a single photon vs the brightness (i.e. the probability of finding just one photon per pump laser pulse). Single-source PDC brightness is bounded by the black line and limited to the gray region. Optimal sources are toward the upper right, and PDC source multiplexing has outperformed the best quantum dots in brightness. Right: the heralded $g^2(0)$ ($=0$ for ideal single photons) vs the heralding probability. For standard PDC, $g^2(0)$ is bounded by the black line and limited to the gray region. Currently only bulk time multiplexing and quantum dots have achieved $g^2(0)$ better than this limit. Reprinted from Evan Meyer-Scott, Christine Silberhorn, and Alan Migdall, “Single-photon sources: Approaching the ideal through multiplexing”, *Review of Scientific Instruments* 91, 041101, with the permission of AIP Publishing.

空間多重化光源

空間多重化では、複数の光源を同時に励起し、異なる空間モードでパラメトリック下方変換が生じさせる。各々に検出器を配置し、検出器が動作するとそれに対応するシグナル光子が出力に切り替わる。空間多重化は2002年に理論的に提案され [90]、2011年に初めて実証された [91]。空間多重化は異なる空間モードを出力に導波させるスイッチの損失が大きく、伝令付き単一光子源の限界には近づいていない。集積量子光学の分野ではスイッチの低損失化に期待が高まっている。

時間多重化光源

時間多重化では、繰り返し励起することで異なる時間ビンでパラメトリック下方変換が生じる。生成された光子はメモリループの往復時間の整数倍だけ保存され、選択された時間に放出される。時間多重化も2002年に提案され、実証された [92]。時間多重化方式は、空間多重化方式に比べて低い繰り返し周波数で動作させなければならないという欠点がある。これは、光子を生成するために異なる時間ビンを使用するためという基本的な理由と、スイッチング速度が遅いという実用的な制限があるからである。空間多重化の場合のスイッチも光子が生成される速度よりも遅い速度で動作するが、時間多重化の場合、各光子に対して少なくとも1回は切り替える必要があるからである。時間多重化方式は大き

く分けて二つに分けることができ、最初に提案されたメモリループに基づくものと、遅延線のネットワークに基づくものである。遅延線のネットワークは、固定長の相対遅延線を光スイッチで多段接続したものをを用いて発生した光子を出力クロックに整合させる。一方ループに基づくものは1つの経路を任意の回数周回させてのち出力する。時間多重化で最も性能が高いものは自由空間リングキャビティを用いたループに基づくもので出力単一光子確率は最大66.7%であり、 $F_h + p_h = 1.83$ と伝令付き単一光子源の限界を唯一上回っている [93]。遅延線のネットワークに基づくものはファイバや集積型のものが実装されているが、損失の大きさから性能は高くない。ループ型の時間多重化光源は集積型での実装は未だ報告がなく、実装することが出来れば、集積型光源の実用化に一步近づくと考えられる。Fig. 3.3 に時間多重化の先行研究の実験セットアップの概念図を示す [7]。

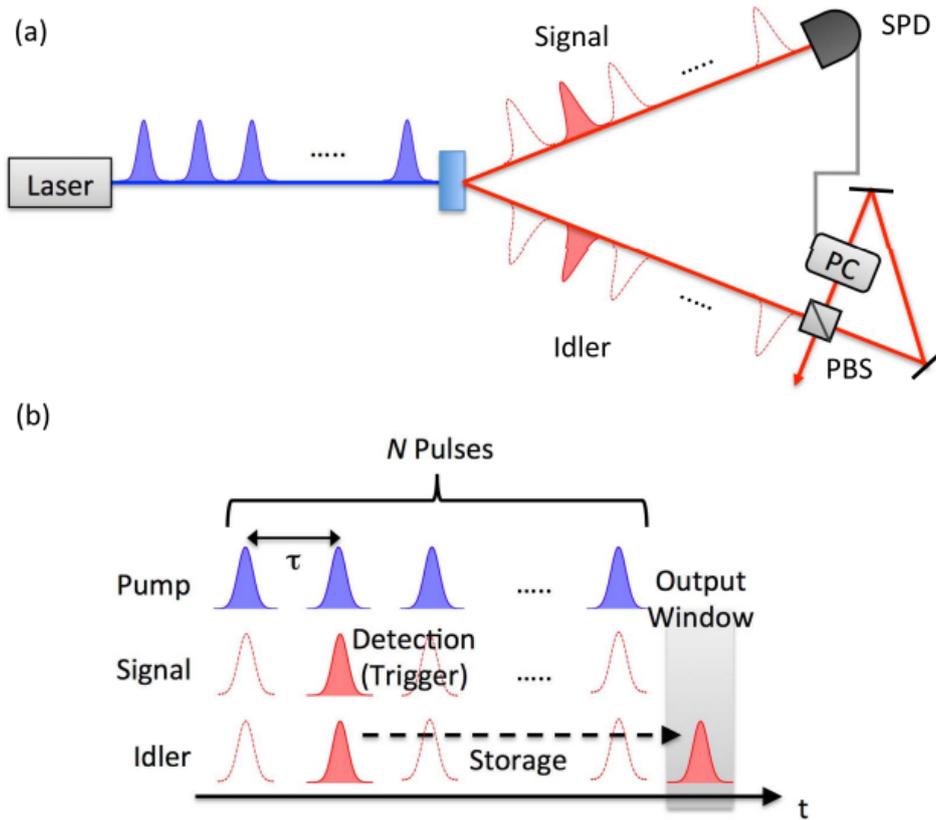


Fig. 3.3: Schematic diagram of experimental setup. PBS1, Brewster-angled polarizing beam splitter; PBS2, cube polarizing beam splitter; NPBS nonpolarizing beam splitter; SPD, single-photon detector; PC, Pockels cell; IF, interference filter ($\Delta\lambda = 20$ nm); HWP, half-wave plate; QWP, quarter-wave plate; FPGA field-programmable gate array. Dashed red line shows the optical path when the optical delay is shortened to $\Delta t_{DL} \approx 200$ ns. © 2015 Optical Society of America. Users may use, reuse, and build upon the article, or use the article for text or data mining, so long as such uses are for non-commercial purposes and appropriate attribution is maintained. All other rights are reserved.

周波数多重化光源

周波数多重化は最も新しい多重化方式である。スペクトル的に相関のある光子対と伝令光子のスペクトル分解検出を利用するものである。この方式では伝令光子の周波数シフトを行い、モード間の光子の切り替えを行う [94]。周波数多重化は位相傾斜と呼ばれる方法と四光波混合による方法があるが、前者には位相変調器の帯域幅の制限、後者には周波数ビン毎に異なる励起レーザーが必要となるという技術的な課題がある。

第4章

理論・数値計算

本節では本研究の目標である微小光共振器の結合共振器の動的 Q 値制御を用いた集積型の時間多重化伝令付き単一光子源の理論的解析を行う。4.1 では結合共振器の動的 Q 値制御による単一光子の量子メモリ，4.2 ではその量子メモリを使用した場合の時間多重化伝令付き単一光子源の理論的解析を行う。またより一般的な時空間多重化した光源についても考察する。

4.1 結合モード理論

結合モード理論 (CMT: Coupled Mode Theory) [95] とは，共振器系の内部の光エネルギーの時間的変化を記述するのに用いられる手法である。共振器-導波路系内における光電界分布の振る舞いは非常に複雑であるが，CMT を用いることで極めて簡潔な形で表現できる。CMT は電気回路理論の共振現象との類似から理解できる。

4.1.1 基本方程式

CMT を電気回路理論の類似から理解するために Fig. 4.1 に示すような LC 共振回路を考える。

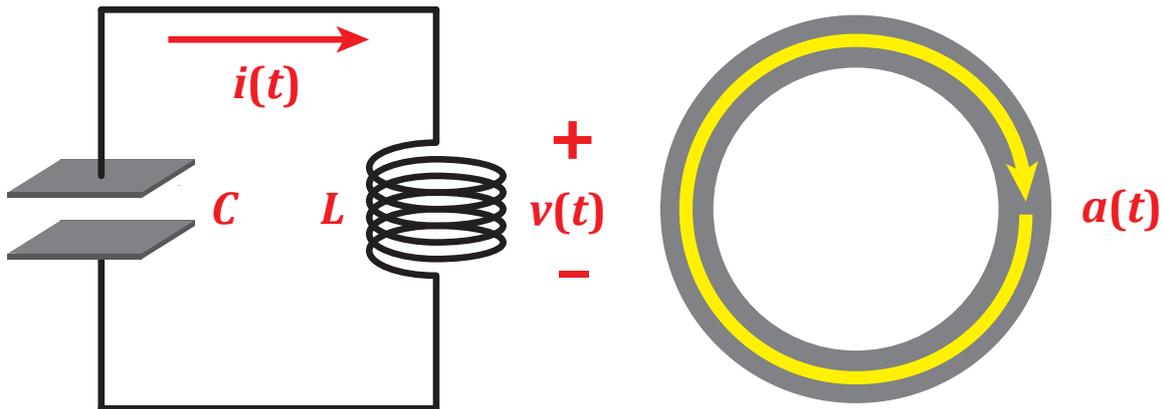


Fig. 4.1: Similarity between LC circuit and optical resonator.

電圧 v と電流 i との間には以下の関係式が成り立つ。

$$v = L \frac{di}{dt} \quad (4.1.1)$$

$$i = -C \frac{dv}{dt} \quad (4.1.2)$$

ただし, L, C はそれぞれ Fig. 4.1 中のインダクタンス及びキャパシタンスである. (4.1.1) 式と (4.1.2) 式より微分方程式を得る.

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \omega_0^2 v = 0, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (4.1.3)$$

ω_0 は回路の共振角周波数である.

ここで以下の複素変数

$$a_{\pm} = \sqrt{\frac{C}{2}} \left(v \pm j \sqrt{\frac{L}{C}} i \right) \quad (4.1.4)$$

を定義すると (4.1.5) 式の 2 階微分方程式を,

$$\frac{da_{\pm}}{dt} = \pm j \omega_0 a_{\pm} \quad (4.1.5)$$

のような 1 階微分方程式に書き直すことができる. この a_{\pm} の物理的意味を明確にするため, (4.1.3) 式を解いて v, i の具体的な式形を求める.

$$v(t) = |V| \cos(\omega_0 t + \phi) \quad (4.1.6)$$

$$i(t) = \sqrt{\frac{C}{V}} |V| \sin(\omega_0 t + \phi) \quad (4.1.7)$$

ただし, ϕ は位相成分である. (4.1.6) 式と (4.1.7) 式に代入すると

$$a_+ = \sqrt{\frac{C}{2}} |V| e^{j\omega_0 t} \quad (4.1.8)$$

となり, a_+ は ω_0 の角周波数で振動するということが分かる. さらに, a_+ の絶対値の 2 乗を求めると

$$|a_+|^2 = \frac{C}{2} |V|^2 = W \quad (4.1.9)$$

となる. W は回路中のエネルギーを表すので, a_+ は回路内のモード振幅であるということが分かる.

電気回路理論との類似から光共振器内のモード振幅を $a(t)$ で表すこと出来る. (4.1.5) 式の解は正弦的に振動する関数であるが, 実際の光共振器内ではエネルギー損失が存在す

るためモード振幅 a は減衰振動するはずである．この損失を考慮すると (4.1.5) 式を書き換えることができ、

$$\frac{da_+}{dt} = j\omega_0 a_+ - \frac{1}{2\tau_0} a_+ \quad (4.1.10)$$

となる． τ_0 は共振器の固有損失に対応する光子寿命であり，分母に 2 が掛けているのはこの光子寿命 τ_0 をモード振幅 a ではなく，光エネルギー $W = |a|^2$ を基準に定義したからである．モード振幅基準で光子寿命を定義すれば，損失項は $1/\tau_0$ となる．また，この損失項は電気回路におけるレジスタンスに相当する．(4.1.10) 式より，エネルギーの時間的变化は

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{\tau_0} W \quad (4.1.11)$$

となり，直観と一致する結果となる．

4.1.2 共振器と導波路の結合

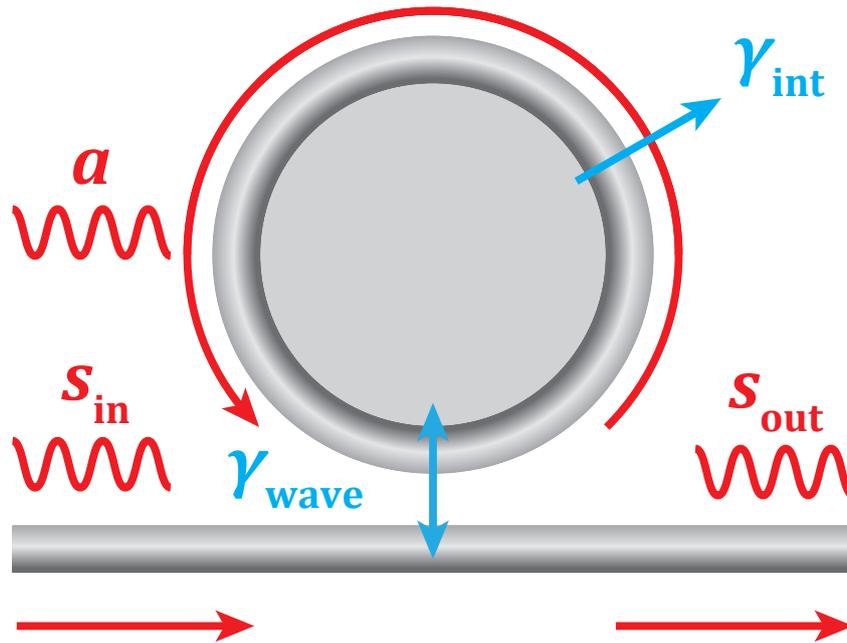


Fig. 4.2: Schematic illustration of CMT model with a side-coupled ring cavity.

Fig. 4.2 に示すような光共振器と導波路間の結合は CMT を用いて以下のように記述できる．

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left(\frac{1}{2\tau_{\text{int}}} + \frac{1}{2\tau_{\text{wave}}} \right) a \quad (4.1.12)$$

導波路と結合した場合、固有損失 γ_{int} に加え、導波路との結合損失 γ_{wave} の項が増える。ここで、減衰率 γ と光子寿命 τ は逆数の関係にある。

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (4.1.13)$$

次に導波路から光を入力する場合を考える。入力波 s_{in} を用いると結合モード方程式は

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left(\frac{\gamma_{\text{int}}}{2} + \frac{\gamma_{\text{wave}}}{2} \right) a + \sqrt{\gamma_{\text{wave}}} e^{j\theta} s_{\text{in}} \quad (4.1.14)$$

と表せる。ここで $e^{j\theta}$ は a と s_{in} の相対位相を表す。また、 a と s_{in} の係数で次数が異なるのは、モード振幅 a と入力波 s_{in} の単位の違いに由来する。

$|a|^2$: 共振器内のエネルギー (J)

$|s|^2$: 入力波のパワー (W)

出力波 s_{out} は入力波 s_{in} とモード振幅 a を用いて次式で表される。

$$s_{\text{out}} = s_{\text{in}} - \sqrt{\gamma_{\text{wave}}} e^{-j\theta} a \quad (4.1.15)$$

定常状態 ($a, s_{\text{in}}, s_{\text{out}} \propto \exp(j\omega t)$) を仮定すると、 a と s_{in} の関係は

$$a = \frac{\sqrt{\gamma_{\text{wave}}} e^{j\theta}}{j(\omega - \omega_0) + (\gamma_{\text{int}} + \gamma_{\text{wave}})/2} s_{\text{in}} \quad (4.1.16)$$

で表すことができ、(4.1.16) 式を (4.1.15) 式に代入して

$$s_{\text{out}} = \left[\frac{j(\omega - \omega_0) + (\gamma_{\text{int}} - \gamma_{\text{wave}})/2}{j(\omega - \omega_0) + (\gamma_{\text{int}} + \gamma_{\text{wave}})/2} \right] s_{\text{in}} \quad (4.1.17)$$

s_{in} と s_{out} の関係式を得る。透過率 T は入力波強度と出力波強度の比 $P_{\text{out}}/P_{\text{in}} = |s_{\text{out}}/s_{\text{in}}|^2$ で表される。

$$T = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{\text{int}} - \gamma_{\text{wave}})^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{\text{int}} + \gamma_{\text{wave}})^2/4} \quad (4.1.18)$$

Fig. 4.3 に横軸が共振周波数からの離調の場合と、共振器の固有損失と結合損失の比の場合の透過率をプロットしたものを示す。

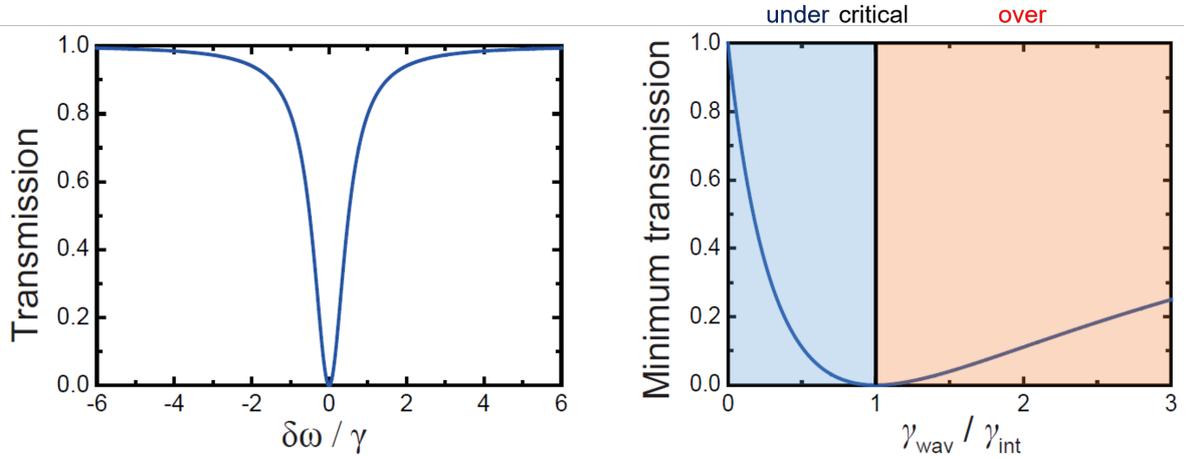


Fig. 4.3: Typical calculated results of CMT. Transmission spectrum of a side-coupled cavity. Note that critical coupling condition is assumed (left). Minimum transmittance for different K values (right).

入力波の周波数が共振器の共振周波数に一致したとき ($\omega - \omega_0 = 0$), 透過率 T は

$$T = \left(\frac{1 - K}{1 + K} \right)^2, \quad \left(K \equiv \frac{\gamma_{\text{wave}}}{\gamma_{\text{int}}} \right) \quad (4.1.19)$$

と表される. ここで定義したパラメータ K は固有損失 γ_{int} と結合損失 γ_{wave} の比であり, 共振器と導波路の結合状態を表している.

$$\begin{cases} K < 1 : \text{アンダーカップリング} & (1 \geq T > 0) \\ K = 1 : \text{クリティカルカップリング} & (T = 0) \\ K > 1 : \text{オーバーカップリング} & (0 < T < 1) \end{cases}$$

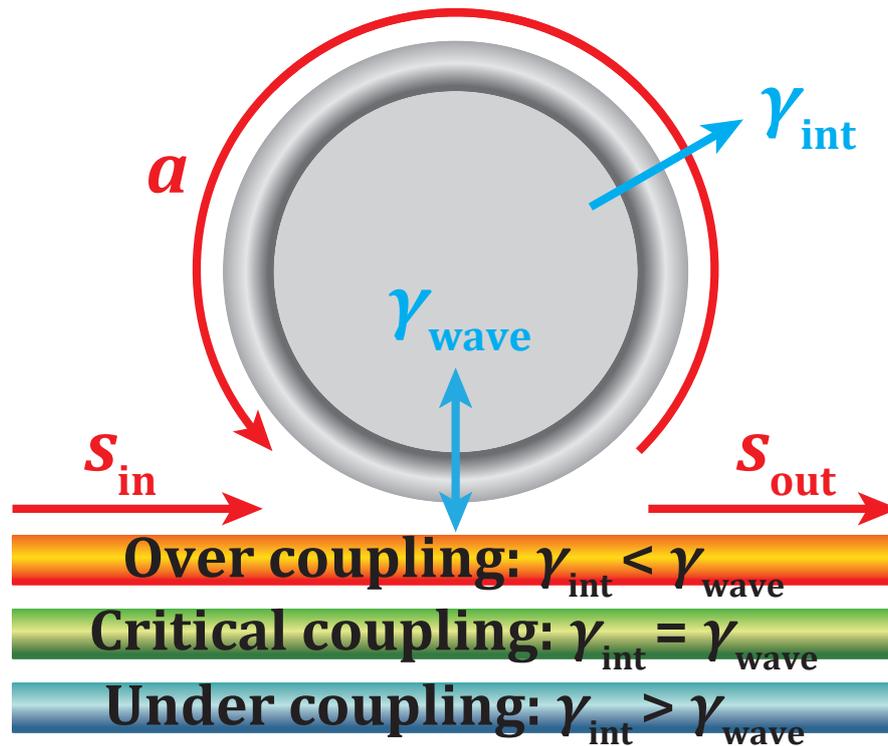


Fig. 4.4: The distance between a cavity and a waveguide and the relationship of decay rate in the coupling categories.

実験的には共振器と導波路の距離を狭めることが K の値を大きくすることに対応する。共振器の固有損失 (γ_{int}) と導波路との結合損失 (γ_{wave}) が等しい場合、透過率 $T = 0$ となる。つまり入力波はすべて共振器内に入ることを意味し、最もエネルギー効率が良い状態である。共振条件 ($\omega = \omega_0$) では、共振器内を巡った光は位相が π ずれて入力波と打ち消しあって出力波成分が無くなると理解される。

アドドロップ

アドドロップ (add/drop) とは、一つの共振器に二つの導波路が結合している系のことである。アドドロップ系は光フィルタやカップラとして用いられる [96]。導波路との結合損失 γ_{wave} はアドドロップ系では bus 導波路と drop 導波路の 2 つ存在するため γ_{bus} , γ_{drop} に書き換えられる。

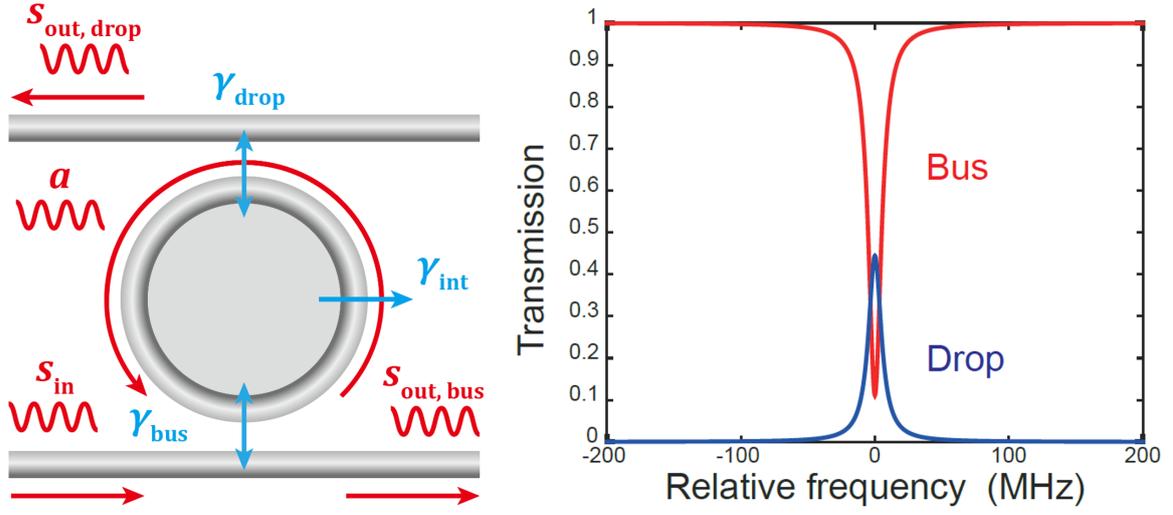


Fig. 4.5: The Schematic illustration of CMT model for an add-drop configuration (left). Transmittance of bus and drop waveguides when $Q_{int} = Q_{bus} = Q_{drop} = 5 \times 10^7$. The red and blue solid lines represent transmittance from bus and drop waveguides, respectively (right) [69].

CMT に従ってアドドロップ系の結合方程式は以下のようになる。

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{\gamma}{2} \right) a + \sqrt{\gamma_{bus}} e^{j\theta} s_{in} \quad (4.1.20)$$

ただし, $\gamma = \gamma_{int} + \gamma_{bus} + \gamma_{drop}$ である。

$$s_{out, drop} = \sqrt{\gamma_{drop}} e^{j\theta} a \quad (4.1.21)$$

drop 導波路では bus 導波路からの出力とは異なり, 共振器から結合された波に干渉する波はないため共振器のモード振幅 a のみを用いて $s_{out, drop}$ をモデル化できる. a と $s_{bus, drop}$ は (4.1.14) 式と (4.1.15) 式と同形であるため, bus と drop 導波路の出力 T_{bus} , T_{drop} が得られる.

$$T_{bus} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{int} - \gamma_{bus})^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (4.1.22)$$

$$T_{drop} = \frac{\gamma_{bus}\gamma_{drop}}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (4.1.23)$$

4.1.3 共振器と共振器の結合

次に, 二つの共振器をモード結合させた結合共振器について考える. 共振器一つを原子 1 つとして見ると結合共振器は分子としてみることができ, “Photonic Molecules” と呼ばれることもある. 水素原子が結合して水素分子になると, 結合前は一つの準位だったものが結合性軌道と反結合性軌道の二つの準位に分裂する. 同様に, 結合共振器において同

じ周波数のモードが近づくと対象モードと反対称モードの2つに分裂する．CMT によって導波路結合との場合と同様に結合共振器をモデル化できる．

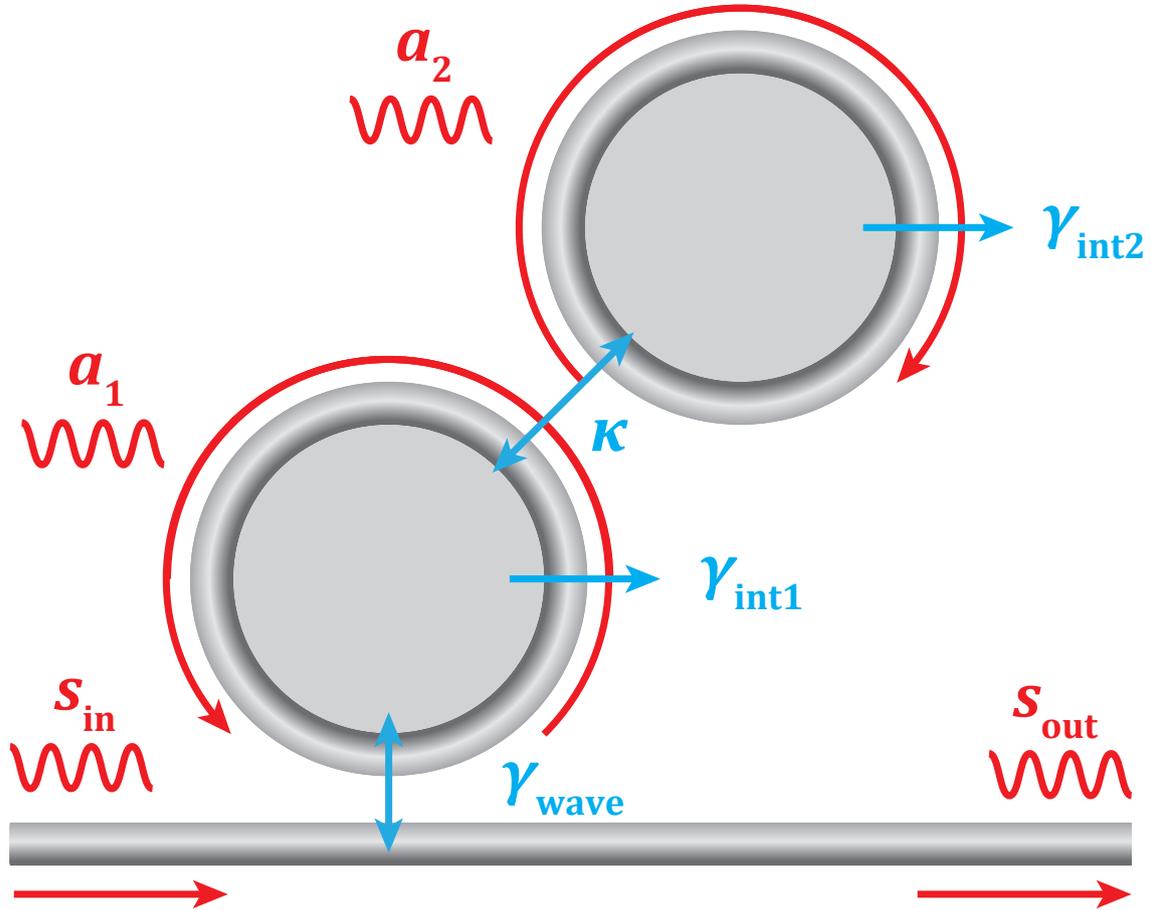


Fig. 4.6: The schematic illustration of CMT model with a coupled resonator.

共振器内のモード振幅を a_1 , a_2 , 入力・出力波のモード振幅を s_{in} , s_{out} , 共振器の固有損失を γ_{int1} , γ_{int2} , 導波路との結合損失を γ_{wave} , 共振器間の結合強度を κ_{12} , κ_{21} とする． κ_{12} (κ_{21}) はそれぞれ, a_1 (a_2) から a_2 (a_1) からへの結合強度である．二つの共振器は同じ共振角周波数 ω_0 を持つとする．

まず, 無損失の場合の結合共振器を考える．このとき, CMT を用いて

$$\frac{da_1}{dt} = j\omega_0 a_1 + \kappa_{12} a_2 \quad (4.1.24)$$

$$\frac{da_2}{dt} = j\omega_0 a_2 + \kappa_{21} a_1 \quad (4.1.25)$$

とこの系の光エネルギーの時間的変化を記述できる．無損失の系ではエネルギー保存則が

満たされるため、系内の全光エネルギーは時間的に変化しない。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (|a_1|^2 + |a_2|^2) &= \frac{da_1}{dt} a_1^* + \frac{da_1^*}{dt} a_1 + \frac{da_2}{dt} a_2^* + \frac{da_2^*}{dt} a_2 \\ &= \kappa_{12} a_1^* a_2 + \kappa_{12}^* a_1 a_2^* + \kappa_{21} a_1 a_2^* + \kappa_{21}^* a_1^* a_2 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (4.1.26)$$

エネルギー保存則 (4.1.26) 式を満たすために κ_{12} と κ_{21} は以下の関係式を満たす。

$$\kappa_{12} + \kappa_{21}^* = 0 \quad (4.1.27)$$

(4.1.27) 式から κ_{12} と κ_{21} の一般解が導かれる。

$$\kappa_{12} = |\kappa| \exp(j\theta) \quad (4.1.28)$$

$$\kappa_{21} = |\kappa| \exp(j(\pi - \theta)) \quad (4.1.29)$$

ここで θ は位相成分である。 θ は任意のため $\theta = \pi/2$ を選べば、 κ_{12} と κ_{21} は同じ値をとることができる。以降、結合強度は $\kappa_{12} = \kappa_{21} = j(\kappa/2)$ を用いる。

次に、損失を考慮した結合共振器系を考える。CMT より以下の3式を導くことができる。

$$\frac{da_1}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{wave}}}{2} \right) a_1 + j\frac{\kappa}{2} a_2 + \sqrt{\gamma_{\text{wave}}} e^{j\theta} s_{\text{in}} \quad (4.1.30)$$

$$\frac{da_2}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{\gamma_{\text{int2}}}{2} \right) a_2 + j\frac{\kappa}{2} a_1 \quad (4.1.31)$$

$$s_{\text{out}} = s_{\text{in}} - \sqrt{\gamma_{\text{wave}}} e^{-j\theta} a_1 \quad (4.1.32)$$

結合共振器における透過率も同様に定常状態を仮定すると、 a_1 と s_{in} の関係は

$$a_1 = \frac{j(\omega - \omega_0) + \frac{\gamma_{\text{int2}}}{2}}{-(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{int2}} + \gamma_{\text{wave}}}{2} j(\omega - \omega_0) + \frac{\gamma_{\text{int2}}(\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{wave}}) + \kappa^2}{4}} \quad (4.1.33)$$

と表すことで、(4.1.33) 式を (4.1.32) に代入して

$$\frac{s_{\text{out}}}{s_{\text{in}}} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 - \frac{\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{int2}} - \gamma_{\text{wave}}}{2} j(\omega - \omega_0) - \frac{\gamma_{\text{int2}}(\gamma_{\text{int1}} - \gamma_{\text{wave}}) + \kappa^2}{4}}{(\omega - \omega_0)^2 - \frac{\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{int2}} + \gamma_{\text{wave}}}{2} j(\omega - \omega_0) - \frac{\gamma_{\text{int2}}(\gamma_{\text{int1}} + \gamma_{\text{wave}}) + \kappa^2}{4}} \quad (4.1.34)$$

s_{in} と s_{out} の関係式を得る．透過率 T は以下で表される．

$$T = \frac{(\omega - \omega_0)^4 + \frac{(\gamma_{int1} - \gamma_{wave})^2 + \gamma_{int2}^2 - 2\kappa^2}{4}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{[\gamma_{int2}(\gamma_{int1} - \gamma_{wave}) + \kappa^2]^2}{16}}{(\omega - \omega_0)^4 + \frac{(\gamma_{int1} + \gamma_{wave})^2 + \gamma_{int2}^2 - 2\kappa^2}{4}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{[\gamma_{int2}(\gamma_{int1} + \gamma_{wave}) + \kappa^2]^2}{16}} \quad (4.1.35)$$

入力波の周波数が共振器の共振周波数に一致した時 ($\omega - \omega_0 = 0$)，透過率 T が 0 になるための条件は

$$\gamma_{wave} = \gamma_{int1} + \frac{\kappa^2}{\gamma_{int2}} \quad (4.1.36)$$

である．(4.1.19) 式より，単一の共振器の場合，結合強度 γ_{wave} と共振器の固有損失 γ_{int1} が等しい場合がクリティカルカップリングの条件であった．しかし結合共振器の場合，二つ目の共振器が結合強度 κ で一つ目の共振器と結合すると，導波路からみて一つ目の共振器の損失が κ^2/γ_{int2} だけ増加したように見える．つまり実験の際に一つ目の共振器を導波路とクリティカルカップリングした後二つ目の共振器と一つ目の共振器を結合させると導波路とはアンダーカップリングになってしまう．

結合強度が弱い場合は，一つの共振器が導波路と結合した場合のスペクトルに一致する．結合強度を強くするにつれ共振波長のディップが二つに分裂することが分かる．このスプリット幅は $\kappa/2\pi$ で表され，結合強度 κ が大きくなるにつれスプリット幅は大きくなる (Fig. 4.7 左図)．また片方の共振器の共振波長を大きく変化させた場合であっても，二つのディップが重ならないことが分かる．この現象はアンチクロッシングと呼ばれ，結合共振器に見られる物理現象の 1 つである．従って，(4.1.30)-(4.1.32) でモデル化したシステムは結合共振器をもモデル化できていることが分かる．

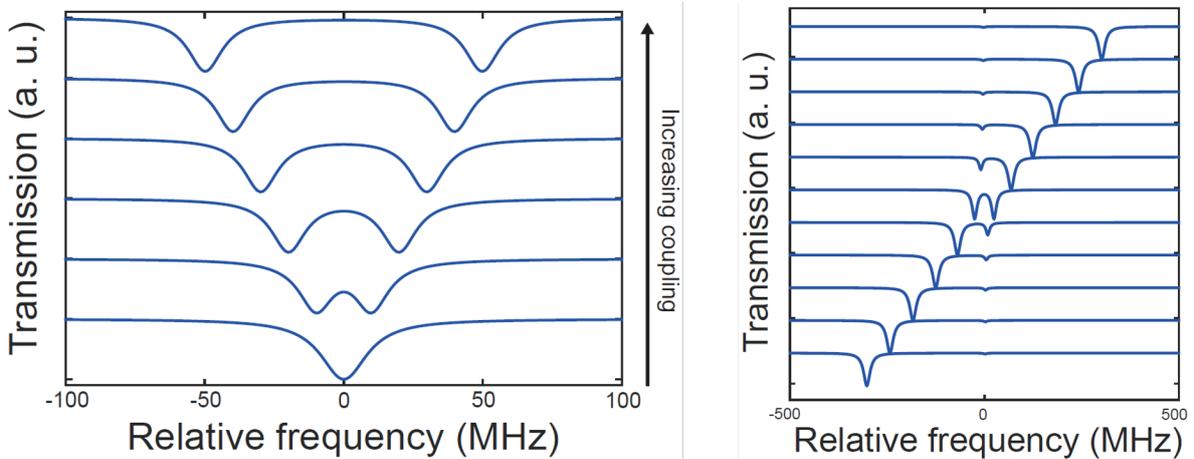


Fig. 4.7: Calculated transmission spectra of the coupled cavities (left). Calculated transmission spectra of the coupled cavities for different detuning (right) [69].

4.1.4 動的 Q 値制御

4.1.3 項で示した結合共振器系に対し、制御光を入力して光カー効果による周波数シフトを利用することで結合 Q 値を動的に制御することが出来る。マスター方程式は次のように与えられる。

$$\frac{da_1}{dt} = \left[j(\omega_{1,0} + \Delta\omega_1) - \frac{\gamma_{\text{int}1} + \gamma_{\text{wave}1}}{2} \right] a_1 + j\frac{\kappa}{2}a_2 + \sqrt{\gamma_{\text{wave}}}e^{j\theta_1}s_{\text{in},s} \quad (4.1.37)$$

$$\frac{da_2}{dt} = \left(j\omega_{2,0} - \frac{\gamma_{\text{int}2}}{2} \right) a_2 + j\frac{\kappa}{2}a_1 \quad (4.1.38)$$

$$\frac{da_3}{dt} = \left[j(\omega_{3,0} + \Delta\omega_3) - \frac{\gamma_{\text{int}3} + \gamma_{\text{wave}3}}{2} \right] a_3 + \sqrt{\gamma_{\text{wave}}}e^{j\theta_3}s_{\text{in},c} \quad (4.1.39)$$

$$s_{\text{out},s} = s_{\text{in},s} - \sqrt{\gamma_{\text{wave}1}}e^{-j\theta_1}a_1 \quad (4.1.40)$$

$$s_{\text{out},c} = s_{\text{in},c} - \sqrt{\gamma_{\text{wave}3}}e^{-j\theta_3}a_3 \quad (4.1.41)$$

上記の方程式で使用する変数とパラメータの定義を Tab. 4.1 に示す。また、結合モード理論の動的 Q 値制御モデルの概念図を Fig. 4.8 に示す。ゲート用共振器の共振モード 2 つ (M1, M3) とメモリ用共振器の共振モード 1 つ (M2) を使用する。信号光は M1 と M3 を用い、M1 と M3 は結合強度 κ で結合している。一方制御光は M2 を用いる。M2 は他のモードと結合していないが、光カー効果による周波数シフトを引き起こし、M1 と M2 の結合強度を変化させることで役割を持つ。光カー効果による周波数シフトは制御光強度のみによって引き起こされると考える。なぜなら、信号光強度は弱く、全光バッファリングに必要な共振周波数シフトを引き起こすことはできないからである。

Table. 4.1: The definitions of the variables and parameters that appears in Eqs.(4.1.37)-(4.1.41).

Name	Definition
a_1, a_2 and a_3	The mode amplitudes of M1, M2 and M3.
$s_{\text{in},s}$ and $s_{\text{in},c}$	The input mode amplitudes of the signal and control lights.
$s_{\text{out},s}$ and $s_{\text{out},c}$	The output mode amplitudes of the signal and control lights.
$\omega_{1,0}, \omega_{2,0}$ and $\omega_{3,0}$	The initial resonant angular frequencies of M1, M2 and M3.
$\Delta\omega_1$ and $\Delta\omega_3$	The shift of the resonat angular frequency of M1 and M3.
$\gamma_{\text{int}1}, \gamma_{\text{int}2}$ and $\gamma_{\text{int}3}$	The intrinsic cavity decay rate of M1, M2 and M3.
$\gamma_{\text{wave}1}$ and $\gamma_{\text{wave}3}$	The coupling rate to the waveguide of M1 and M3.
κ	The couling rate between M1 and M2.

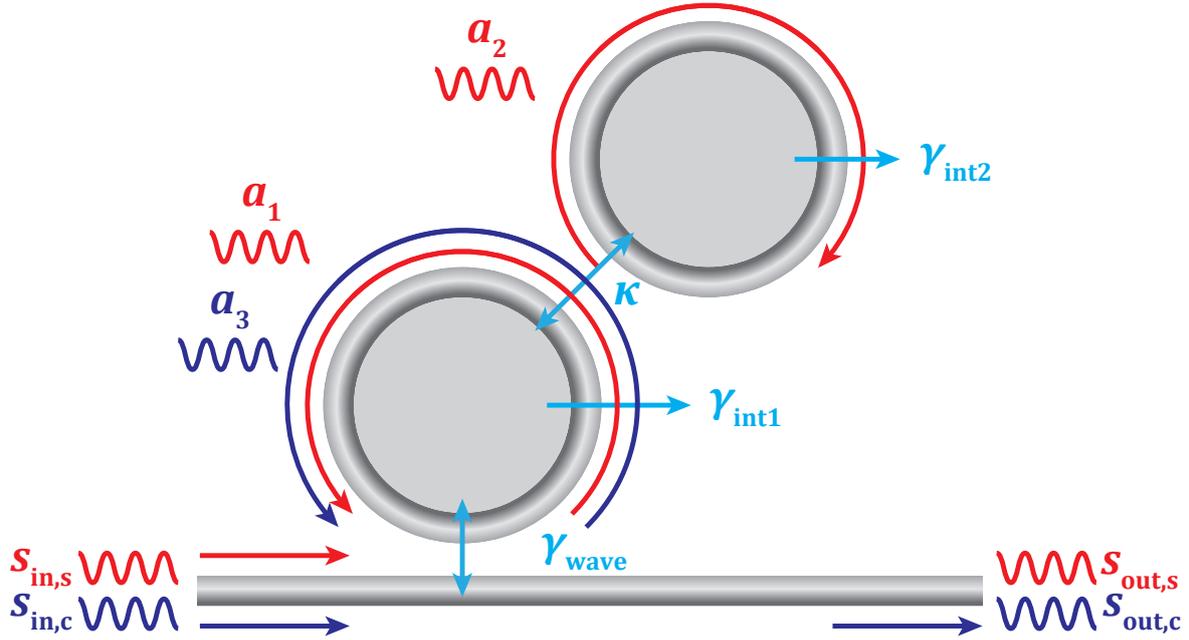


Fig. 4.8: CMT model for the dynamic Q modulation of the coupled resonator.

(4.1.37) 式から (4.1.41) 式を用いて数値的に解析した結果を Fig. 4.9 に示す。まず、バッファリング動作原理を確認する。Fig. 4.9 は入力信号光 ($|s_{s,in}|^2$), 出力信号光 ($|s_{s,out}|^2$), メモリ共振器モード M2 ($|a_2|^2$), ゲート共振器モード M1 ($|a_1|^2$) の光エネルギーの様子を示す。また灰色の領域は制御光を入力する期間を示す。信号光はまず M1 に結合し、その後 M2 にエネルギーが移行する。制御光の入力がない場合、信号光は M2 での光エネルギーが最大になった後、再度 M1 へ戻り始める。信号光は M2 での光エネルギーが最大になった時点で、制御光を入力して M1 の共振周波数シフトを引き起こすと M2 と M1 の結合が弱くなり、信号光は M1 に留まり続ける。 Q 値の低いゲート共振器を介することで、高速な応答を可能にしながら高い Q 値を持つゲート共振器での長時間の光保存が可能になる。制御光入力が終わると M1 と M2 の共振周波数が再度一致し、M2 内の信号光は M1 を介して導波路に出力される。制御光入力時間を変えることで任意の時間信号光を M2 に閉じ込めることができる。ただし、M2 の固有損失 γ_{int2} による減衰が伴うため、最大バッファリング時間は M2 の Q 値で制限される。また制御光による共振周波数シフトが小さい場合、M2 に閉じ込められた光は M1 に漏れ出てしまう。つまりバッファリング時間の最大化のためには、高 Q 値共振器の作製と周波数シフト量の最大化が重要な課題となる。

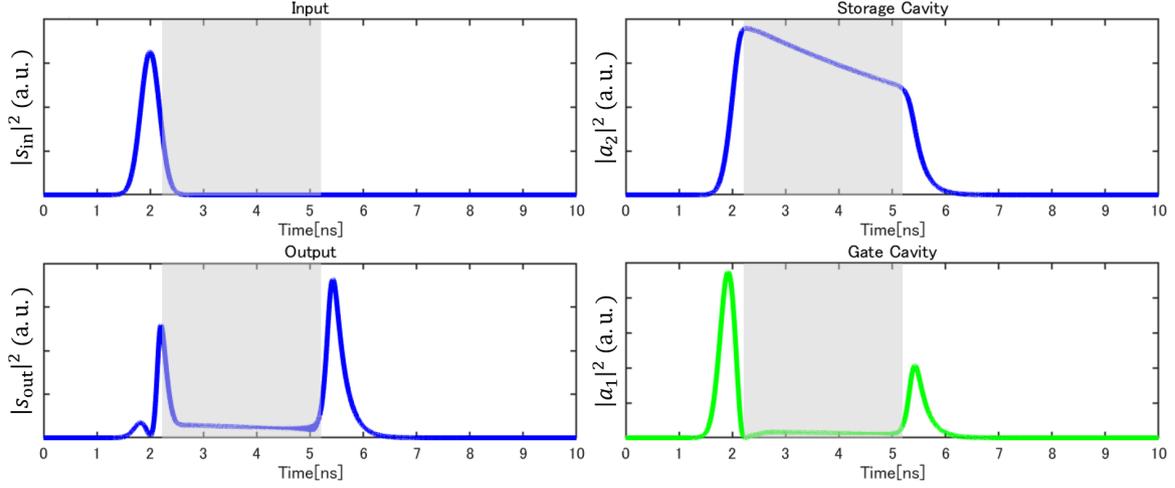


Fig. 4.9: Calculated light energies in the inputted signal light ($|s_{in,s}|^2$) (upper left), the outputted signal light ($|s_{out,s}|^2$) (lower left), the M2 ($|a_2|^2$) (upper right) and M1 ($|a_1|^2$) (lower right). The control light is being inputted during the gray region.

4.1.5 量子的取り扱い

結合モード理論は古典的な近似方程式であり，単一光子状態の入力に対する解析としては不十分である．結合共振器内外の光子の生成消滅演算子の時間発展を追う量子モデルによって，単一光子状態に対する結合共振器の動的 Q 値制御の働きをみる．Fig. 4.10 に結合共振器の動的 Q 値制御の量子モデルを示す．各共振器は損失及び熱浴としての外界と相互作用を持つとする．全系のハミルトニアン H_{tot} は次のように表される．

$$H_{tot} = H_{sys} + H_{bath} + H_{loss} + H_{couple} + H_{NL} \quad (4.1.42)$$

$$H_{sys} = \sum_{n=s,c} \hbar\omega_{0x,n} x_n^\dagger x_n + \hbar\omega_{0y,s} y_s^\dagger y_s \quad (4.1.43)$$

$$H_{bath} = \int d\omega \hbar\omega \sum_{n=s,c} a_n^\dagger(\omega) a_n(\omega) \quad (4.1.44)$$

$$H_{loss} = \int d\omega \hbar\omega \sum_{n=s,c} b_n^\dagger(\omega) b_n(\omega) \quad (4.1.45)$$

H_{sys} はシステムのハミルトニアン， H_{bath} は導波路のハミルトニアン， H_{loss} は損失チャネルのハミルトニアンを示す．

結合ハミルトニアンは次のように表される。

$$H_{\text{couple}} = H_{\text{couple}}^{\text{internal}} + H_{\text{couple}}^{\text{bath}} + H_{\text{couple}}^{\text{loss}} \quad (4.1.46)$$

$$H_{\text{couple}}^{\text{internal}} = i\hbar g_s x_s^\dagger y_s + h.c. \quad (4.1.47)$$

$$H_{\text{couple}}^{\text{bath}} = \frac{i\hbar}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \sum_{n=s,c} \sqrt{\kappa_n} x_n^\dagger a_n(\omega) + h.c. \quad (4.1.48)$$

$$H_{\text{couple}}^{\text{loss}} = \frac{i\hbar}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \sum_{n=x,y} \sum_{m=s,c} \sqrt{\mu_m} m_n^\dagger b_n(\omega) + h.c. \quad (4.1.49)$$

$H_{\text{couple}}^{\text{internal}}$ は共振器同士の結合ハミルトニアン, $H_{\text{couple}}^{\text{bath}}$ は共振器と導波路の結合ハミルトニアン, $H_{\text{couple}}^{\text{loss}}$ は共振器と損失チャネルの結合ハミルトニアンを示す. 結合ハミルトニアンは次のように表される.

非線形ハミルトニアンは次のように表される.

$$H_{\text{NL}} = H_{\text{XPM}} + H_{\text{SPM}} (+H_{\text{SFWM}} + \dots) \quad (4.1.50)$$

$$H_{\text{XPM}} = \hbar\zeta x_s^\dagger x_c^\dagger x_s x_c \quad (4.1.51)$$

H_{XPM} は相互位相変調 (XPM: Cross Phase Modulation) ハミルトニアンを表す.

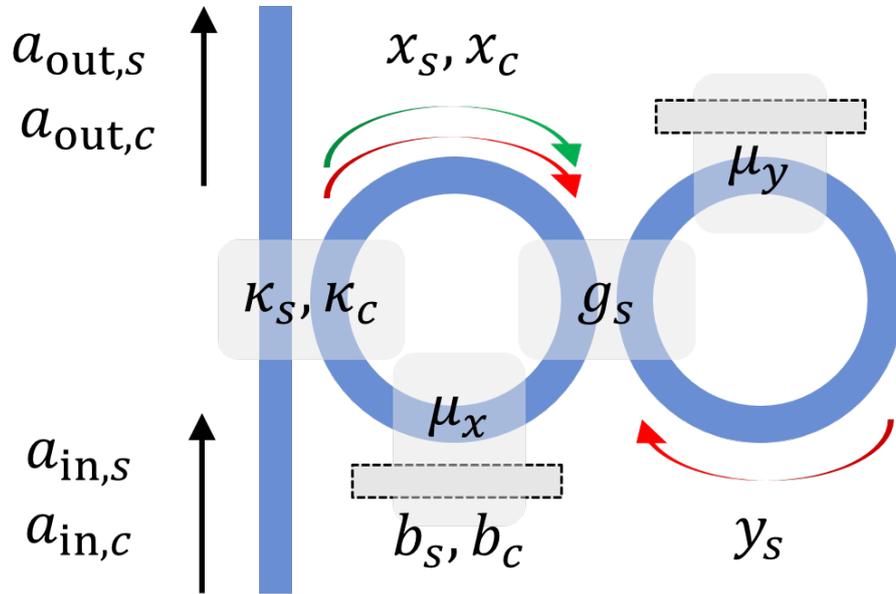


Fig. 4.10: Quantum model for the dynamic Q modulation of the coupled resonator.

系と外場の消滅演算子に対してハイゼンベルグの運動方程式を適用すると, 以下の式を

得る.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{0x,s} + \frac{\kappa_s}{2} + \frac{\mu_s}{2} + i\zeta x_c^\dagger x_c \right] x_s - g_s y_s = \sqrt{\kappa_s} a_{\text{in},s} \quad (4.1.52)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{0x,c} + \frac{\kappa_c}{2} + \frac{\mu_c}{2} + i\zeta x_s^\dagger x_s \right] x_c = \sqrt{\kappa_c} a_{\text{in},c} \quad (4.1.53)$$

$$\left[\partial_t + i\omega_{0y,s} + \frac{\mu_s}{2} \right] y_s + g_s x_x = 0 \quad (4.1.54)$$

$$a_{\text{in},s} - a_{\text{out},s} = \sqrt{\kappa_s} x_s \quad (4.1.55)$$

$$a_{\text{in},c} - a_{\text{out},c} = \sqrt{\kappa_c} x_c \quad (4.1.56)$$

上記の方程式で使用する変数とパラメータの定義を Tab. 4.2 に示す.

Table.4.2: The definitions of the operator and parameters that appears in Eqs.(4.1.52)-(4.1.56).

Name	Definition
s and c	The signal and control light.
x and y	The annihilation operator for mode in gate and memory cavity.
a_{in} and a_{out}	The annihilation operator for mode in input and output.
ω_0	The initial resonant angular frequency.
ζ	The nonlinear coefficient.
μ	The coupling rate between cavities and loss channel.
g	The coupling rate between gate and memory cavity.
κ	The coupling rate between M1 and M2.

入力する状態は n 光子状態を $|n\rangle$, n 光子状態がされる確率を p_n としして密度行列 ρ_{in} で表される.

$$\rho_{\text{in}} = \sum_{n=0}^{\infty} p_n |n\rangle \langle n| \quad (4.1.57)$$

例えば単一光子状態 $|1\rangle$ は次式で表される. ここで $\xi_{\text{in}}(t)$ は光子の存在確率を表すパルス波形である.

$$|1\rangle = \int_0^T dt \xi_{\text{in}}(t) \hat{a}^\dagger(t) |0\rangle \quad (4.1.58)$$

(4.1.52) 式-(4.1.56) 式の計算モデルを用いて解析すると, 4.1.4 節にて結合モード理論を用いて解析した古典的な結果である Fig. 4.9 の電界強度を光子の存在確率としたものと同様の結果が得ることが出来るため, 動的 Q 値制御による光メモリは古典的な光パルスのみならず量子的な状態である単一光子状態においても機能する.

4.2 伝令付き単一光子源

現状の集積型の伝令付き単一光子源を構成する素子のボトルネックとなる部分を明確化し、動的 Q 値制御を用いた時間多重化伝令付き単一光子源の性能を評価する。実用可能な性能を持つ光源に達するための時空間多重モデルを構築した。

4.2.1 確率モデル

時空間多重化伝令付き単一光子源の確率モデルの概念図を Fig. 4.11 に示す。伝令付き単一光子源の時空間多重化モデルの動作原理を確認する。まず、周期 τ で確率 $G(k)$ で自発的パラメトリック下方変換 (SPDC) による k 個の光子対が生成される。空間多重化する場合、並行して S 個の光源で光子対生成を行う。生成された光子対はフィルタによりシグナル光とアイドラ光に分離され、アイドラ光は光子数分解能を持つ検出器で検出される。アイドラ光子が一つだけ検出された場合にのみ、確率 $D(1|k)$ で時間多重化のトリガ信号を発生させる。トリガ信号に従って、シグナル光子は結合共振器の動的 Q 値制御によって時間多重化される。 N 個の時間ビンを多重化し、 j 番目の時間ビンでトリガ信号を検出した場合、 $(N - j + 1)\tau$ だけ遅延させてから出力する。この時シグナル光子は出力されるまでに透過確率 $T(M|j, k)$ を経験する。これらの確率を導出し、最終的に出力される単一光子状態の放出確率と忠実度を計算することで光源の性能を評価する。本モデルで使用するパラメータを Tab. 4.3 に示す。

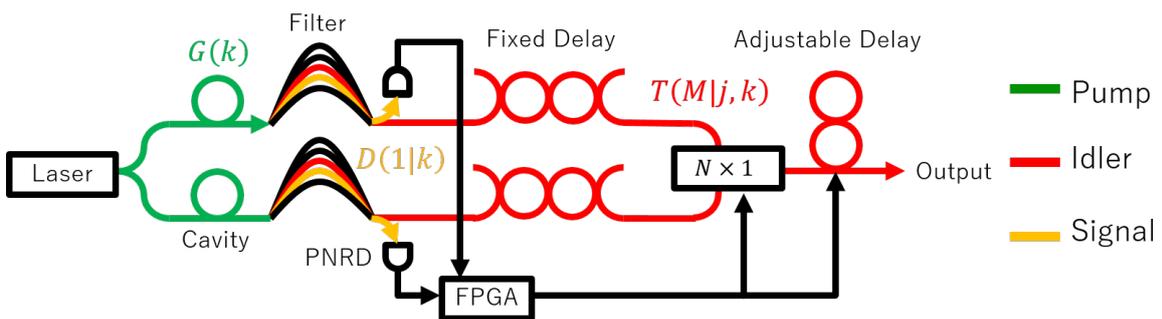


Fig. 4.11: The Schematic illustration of the stochastic model of the heralded single photon source with spatiotemporal multiplexing.

Table. 4.3: The definitions of the parameters that appears in the stochastic model of the spatiotemporal heralded single photon source.

Name	Definition
μ	The mean photon number.
k	The number of generated photon pairs.
d	The photon resolving number.
η_t	The transmission probability from SPDC source to SSPD.
t_i	The loss of the fixed delay line.
t_{DL}	The loss to delay τ on the adjustable delay line .
N	The time multiplexing number.
S	The spatial multiplexing number.
j	The time bin number.
i	The light source number.
M	The number of outputted photons.

光子対生成確率 $G(k)$

ポンプ光を振幅 α のコヒーレント光とし、シグナルおよびアイドラのモードには真空状態を入力すると、SPDC により生成される量子状態 $|\Psi\rangle$ は次式で表される。

$$|\Psi\rangle = c_0 |0\rangle_s |0\rangle_i + c_1 |1\rangle_s |1\rangle_i + c_2 |2\rangle_s |2\rangle_i + \dots \quad (4.2.1)$$

$$c_n = \frac{(\tanh \theta)^n}{\cosh \theta} \quad (4.2.2)$$

ここで、 $|n\rangle_s, i$ はシグナル及びアイドラモードの光子数状態を表し、 θ は α に比例する定数である。 n 光子対生成確率は $\tanh^2 \theta = \zeta$ と置くことで、

$$|c_n|^2 = \frac{(\tanh \theta)^{2n}}{\cosh^2 \theta} = (1 - \zeta)\zeta^n \quad (4.2.3)$$

と表され、密度演算子は

$$\hat{\rho} = \sum_n c_n |n\rangle \langle n| = (1 - \zeta) \sum_n \zeta^n |n\rangle \langle n| \quad (4.2.4)$$

と表される。この光子数状態の確率分布は、熱放射による光子状態の分布と同じであるため熱放射状態とも呼ばれる。熱放射状態に対する光子数の期待値、すなわち平均光子数 μ は

$$\mu = \text{Tr}(\hat{n}\hat{\rho}) = \sum_n n w_n = (1 - \zeta) \sum_n n \zeta^n = \frac{\zeta}{1 - \zeta} \quad (4.2.5)$$

したがって、 k 光子対生成確率 $G(k)$ は平均光子数 μ を用いて

$$G(k) = \frac{\mu^k}{(1 + \mu)(k + 1)} \quad (4.2.6)$$

と表される。

トリガ検出確率

本確率モデルで仮定する検出器は、真に光子数分解能を持つ検出器ではなく、光子数分解能を持たない単一光子検出器をカスケード接続することによって疑似的に光子数分解能をもつ検出器である。光子数分解能を持つ検出器 (PNRD: Photon Number Resolving Detector) には超電導転移端センサ (TES: Transition Edge Sensor) などがある。光子数分解能を持たない検出器にはアバランシェフォトダイオード (APD: Avalanche Photo Diode) や超伝導ナノワイヤ単一光子検出器 (SSPD: Superconducting nanowire Single Photon Detector) がある。近年、本来光子数分解能を持たないとされていた SSPD においても光子数分解可能であることが示されている [97]。光子数分解能を持たない検出器であっても、検出器を空間多重化もしくは時間多重化することで確率的に光子数分解能を持たせることができる。本確率モデルでは、光源からの光をビームスプリッタで半々に分けた後 SSPD で検出することで、確率的に光子数分解ができるものである。ビームスプリッタで光を分ける回数を増やすことで光子数分解能を上げることが出来る。このカスケード接続した検出器に k 個の光子が入射してきた場合、光子 1 個を検出する確率 (正確には検出器 1 つのみが動作する確率) $D(1|k)$ は次式で表される。

$$D(1|k) = \sum_{l=1}^k \eta_t^l (1 - \eta_t)^{(k-l)} \binom{k}{l} \left(\frac{1}{d}\right)^{l-1} \quad (4.2.7)$$

ここで、 η_t は SSPD に光子が検出器に到達するまでの透過確率である。 $d \rightarrow \infty$ のとき、検出器は完全な光子数分解能を持ち、トリガー検出確率は $D(1|k) \rightarrow k\eta_t(1 - \eta_t)^{k-1}$ となる。

透過確率

N 個の励起パルスを時間多重化するためには、 j 番目のパルスで光子対が生成された場合 $(N - j + 1)\tau$ だけ遅延させてから放出する必要がある。共振器内でパルス間隔 τ だけ遅延させるときの損失を t_{DL} とし、固定遅延線での損失を t_i とする。固定遅延時間はトリガ信号検出から FPGA が起動して動的 Q 値制御のための制御光を放出するまでにかかる電気システムの応答速度によって決まる。 j 番目の時間ビンで k 個の光子が結合共振器に到

達し、最終的に M 個の光子が透過する確率 $T(M|j, k)$ は

$$T(M|j, k) = (t_i t_{DL}^{N-j+1})^M (1 - t_i t_{DL}^{N-j+1})^{k-M} \binom{k}{M} \quad (4.2.8)$$

と表される.

4.2.2 伝令確率 p_h と単一光子確率 $p_{M=1}$

時空間多重化した場合の伝令付き単一光子源の伝令確率 p_h は、空間的に並列した S 個の光源および時間的に並列した N 個の励起パルスの内少なくとも一つの光子対が生成され、検出された時の確率であるため次式で表される.

$$p_h = 1 - 1 \left[1 - \sum_{k_1=1}^{\infty} G(k_1) D(1|k_1) \right]^{NS} \quad (4.2.9)$$

時間多重化では N 個多重化された時間ビンのうち、最も新しい光子対が使用される. つまり、 j 番目の時間ビンで生成された光子対が使用されるのは $j+1$ 番目から N 番目の時間ビンで光子対が生成されなかった場合である. このとき、時空間多重化した場合の M 光子確率 p_M は次式で表される. $M=1$ のとき単一光子確率 $p_{M=1}$ を表す.

$$p_M = \sum_{j=1}^N \left[\left(1 - \sum_{k_1=1}^{\infty} G(k_1) D(1|k_1) \right)^{(N-j) \cdot S} \sum_{i=1}^S \left(1 - \sum_{k_1=1}^{\infty} G(k_1) D(1|k_1) \right) \sum_{k_2=1}^{\infty} G(k_2) D(1|k_2) T(M|j, k_2) \right] \quad (4.2.10)$$

時空間多重化された伝令付き単一光子源の研究は少なく、時空間多重における単一光子確率を一般化した式の先行研究はない. この式は $S=1$ のとき時間多重化された伝令付き単一光子源のモデルと一致するため時間多重化を拡張した式になっていることが確認できる. より決定論的な光子の発生には複数の多重化方式をハイブリッドした方式の研究も進めていく必要があるが先行研究は未だ少ないが、例えば時間多重化と周波数多重化のハイブリッド方式の先行研究 [98] がある.

理想的なパラメータの場合、現状の集積型の素子のパラメータの場合、および我々が提案するスキームである可変遅延線に動的 Q 値制御のパラメータを用い、その他はバルク光学系の素子のパラメータを用いた場合の 3 パターンで計算を行う. 3 パターンにおける種々のパラメータを Tab. 4.4 に示す. それぞれのパターンについて伝令確率と単一光子確率をプロットしたものを Fig. 4.12 に示す. 横軸は時間多重度を表し、縦軸は伝令確率 (上段) と単一光子確率 (下段) を表す. 破線は非空間多重の場合であり、実線は空間多

重 $S = 2$ の場合を表す．赤色は平均光子数 $\mu = 0.004$ ，緑色は平均光子数 $\mu = 0.05$ ，赤色は平均光子数 $\mu = 0.18$ の場合である．伝令確率はどのパラメータを用いても時間多重度を増加させることで 100% に近い値を達成することが出来る．しかし，単一光子確率については，理想的なパラメータの場合では $\mu = 0.05$ の場合にはほぼ 100% に達するが， $\mu = 0.018$ や $\mu = 0.004$ の場合には達しない． $\mu = 0.018$ の場合は平均光子数が多すぎて，多光子対生成確率が上がってしまっており，単一光子確率は 100% に達しない． $\mu = 0.004$ の場合は，励起光強度が弱く光子対生成確率が低いいため，100% に達するには膨大な多重化をしなければならない．

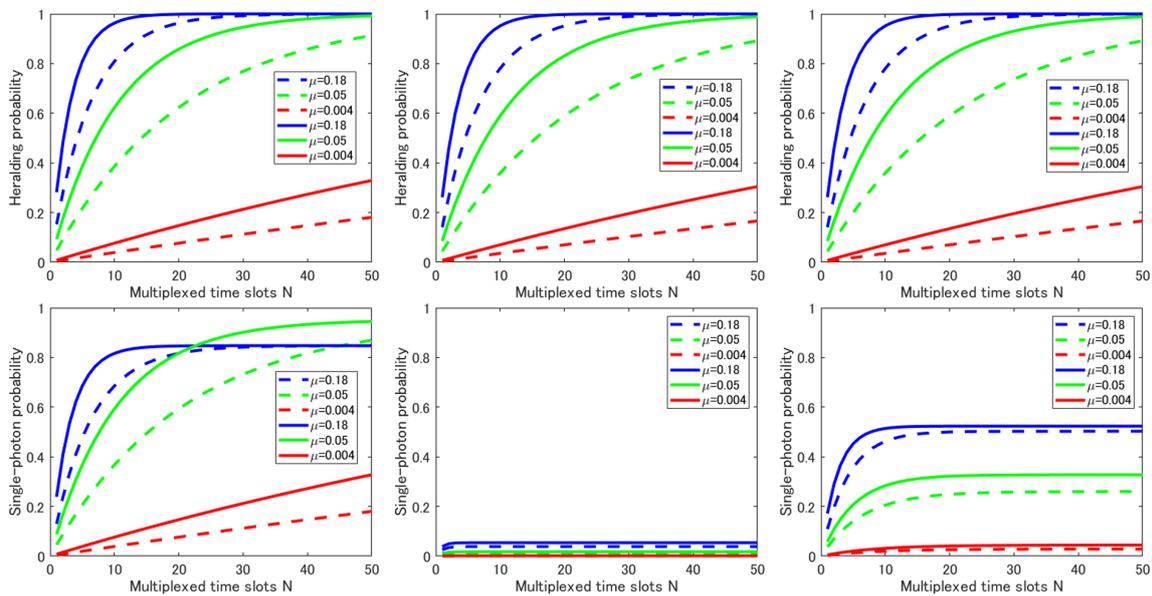


Fig. 4.12: Calculated heralded probability using ideal (upper left), integrated component (upper middle) and experimental (upper right) parameter and calculated single photon probability using ideal (lower left), integrated component (lower middle) and experimental (lower right) parameter.

Table. 4.4: Values of the parameters in ideal, integrated and our schemes.

	Ideal	Integrated	Our scheme
η_t	1	0.80	0.80
t_{DL}	1	0.380	0.891
t_i	1	0.426	0.996

集積型の素子のパラメータを用いた場合，多重化を用いることで伝令確率は 100% に達するが，実際に単一光子が放出される確率は 10% 以下と非常に低い．これは現状の集積型の素子の損失が大きいことに起因する．特に固定遅延線での損失が最も大きい．空

間系で実験を行う場合、固定遅延線は光ファイバーを用いる。光ファイバの伝搬損失は $0.1419 \text{ dB km}^{-1}$ であるのに対し、集積型の固定遅延線は最も低損失なものでも伝搬損失が 0.037 dB m^{-1} である [99]。伝令信号を検出して動的 Q 値制御の制御光を放出するまでにかかる電気系統の時間は 500 ns 程度であり、集積型の場合合計でおよそ 3.96 dB 程度の損失を受ける。そのため伝令確率に対して単一光子確率が低くなる。実験的には伝令付き単一光子源の全ての素子を集積型で実装することは不可能であるため、可変遅延線部分のみを結合共振器の動的 Q 値制御によって集積化し、その他はバルク光学系の素子を用いる。その場合のパラメータを用いた場合、単一光子確率は大幅に改善し、多重度を増やすことで伝令確率 100% 、単一光子確率 50% 超えを達成することが出来る。

単一光子を使った量子情報処理などの実験では多数の単一光子の干渉などを利用する。したがって、多重化光源を複数用意した場合に L 個の単一光子を同時に生成する確率と機会が多い方がよい。これを同時生成レート C_L と呼び、次式で表される。

$$C_L = P_{M=1}^L R \quad (4.2.11)$$

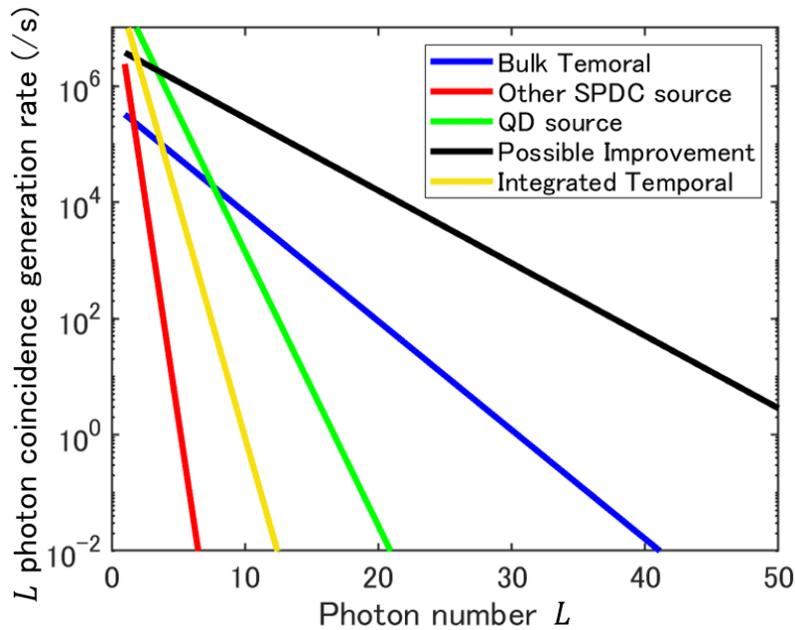


Fig. 4.13: The rate at which L single-photons are emitted simultaneously when L sources are prepared.

ここで、 R は励起パルスの繰り返し周波数である。同時生成レートを他の先行研究と本研究の値をプロットしたものを Fig. 4.13 に示す。(4.2.11) 式より、単一光子確率が高いほど C_L は高くなるが、同時に励起パルスレーザの繰り返し周波数を高くしても C_L は高くなる。集積型光源の単一光子確率が空間型光源を下回っていたとしても、高速変調による繰り返し周波数を高くすることができれば C_L を上回ることができる。Fig. 4.13 を見

ると、光子数 4 以下では動的 Q 値制御による集積型時間多重化光源の性能は空間型の時間多重化光源を上回る可能性がある。ただし、10 個以上の光子の同時生成は単一光子確率が高い空間型の光源の方が依然として高い性能を誇る。

4.2.3 伝令付き忠実度 F_h とブライトネス B

伝令確率や単一光子確率は生成される光子の量に関する性能指標であった。単一光子源の性能としては放出される光子の単一性、つまり単一光子の質の高さも重要である。光子の単一性の指標には伝令付き忠実度 F_h (3.1.2) 式を用いる。また単一光子の量の指標としてブライトネス (3.1.1) 式を用いる。ブライトネスは生成された光子がファイバに結合されるまでの単一光子確率であり、本研究では結合後に時間多重化を行うため、 $\eta_{\text{fiber}} = 1$ として、 $B = P_{M=1}$ として考える。伝令付き忠実度とブライトネスを同時に評価することで生成される光子の量と質を同時に評価することができる。

光子数分解能 d

4 通りのアイトラ光子の検出器の光子数分解能 d で、平均光子数を変化させながら $B - F_h$ 曲線をプロットしたものを Fig. 4.14 に示す。3 つあるグラフは理想的なパラメータの場合、現状の集積型の素子のパラメータの場合、および可変遅延線を動的 Q 値制御のパラメータを用い、その他はバルク光学系の素子のパラメータを用いた場合の 3 パターンである。分解能を持たないときは 2 つ以上の光子が生成されても検出器ではトリガ信号が発生してしまうため、多光子対の混入によって単一光子状態が汚染されている。しかし光子数分解能が上がると多光子検出の際にはトリガ信号は発生しなくなるため、放出する光子の単一性が向上するため伝令付き忠実度が向上する。非多重化伝令付き単一光子源の限界 $p_h + F_h = 1$ は、バケット検出器 (光子数分解能を持たない) の場合であり、光子数分解能を持つ場合、多重化せずともこのトレードオフを超えることが出来る。

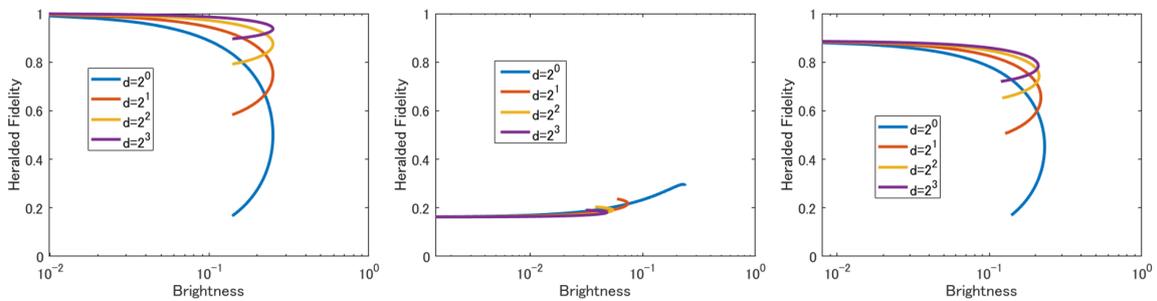


Fig. 4.14: Relation between photon number resolution and $B - F_h$ curve using ideal (left), integrated component (middle) and experimental (right) parameter.

時空間多重度 N, S

さまざまな時間多重度 N と空間多重度 S の組み合わせで、平均光子数を変化させながら $B - F_h$ 曲線をプロットしたものを Fig. 4.15 に示す。使用したパラメータは可変遅延線を動的 Q 値制御のパラメータを用い、その他はバルク光学系の素子のパラメータを用いた場合である。黒線は非多重化伝令付き単一光子源の限界を示しており、この黒線より右側にある物は多重化による伝令確率と忠実度のトレードオフを克服可能であることを示す。特に空間多重を用いずに、 $N = 2, 4$ といった実現可能な時間多重度でこのトレードオフを超える性能が出る可能性があることを示している。空間多重を用いると、光スイッチの損失によって忠実度が低下してしまうが、空間多重度の大小による忠実度の低下なしにブライトネスを向上させることができる。一方時間多重を用いた場合、多重度の増加によって真空状態の混入による忠実度の低下が見られるが、ブライトネスを向上させることができる。

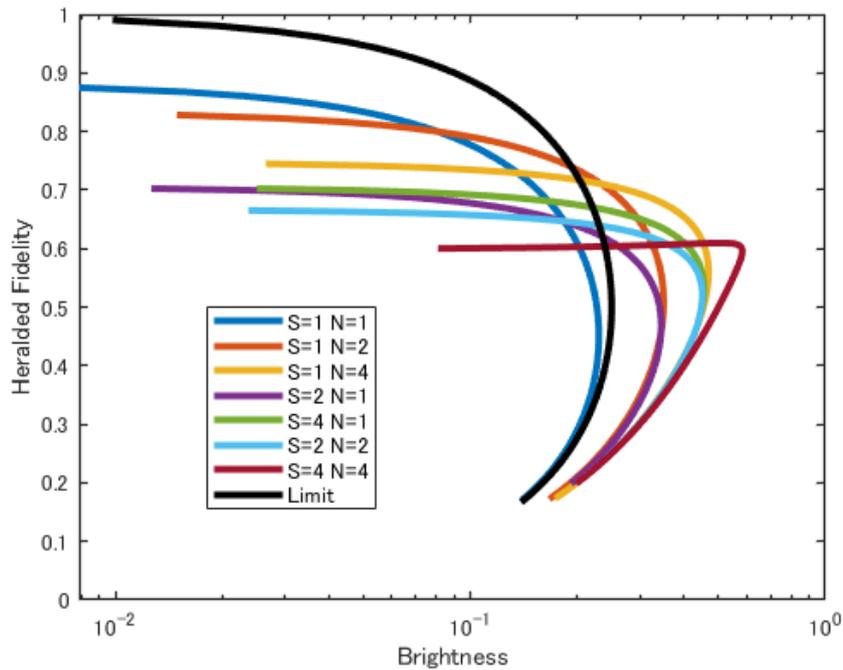


Fig. 4.15: $B - F_h$ curves for various combinations of temporal multiplicity N and spatial multiplicity S . The black line represents the limit of non multiplexed heralded single photon sources.

したがって最終的な目標は全光学素子を集積化した伝令付き単一光子源であるが、集積化に向けた第一歩として可変遅延線のみを微小光共振器の結合共振器で実装し、光子対生成や固定遅延線についてはバルク光学系の素子を用いることにする。この構成で非多重化伝令付き単一光子源の限界性能を超えるための要素技術開発に着手する。

第5章 作製

5.1 トロイド共振器

トロイド共振器の作製プロセス大きく分けて4つの工程からなる。ここでは、それぞれの工程について具体的な手順を示す。使用したシリカ基板はシリコン基板上に $2\mu\text{m}$ のシリカ熱酸化膜を形成したものである。

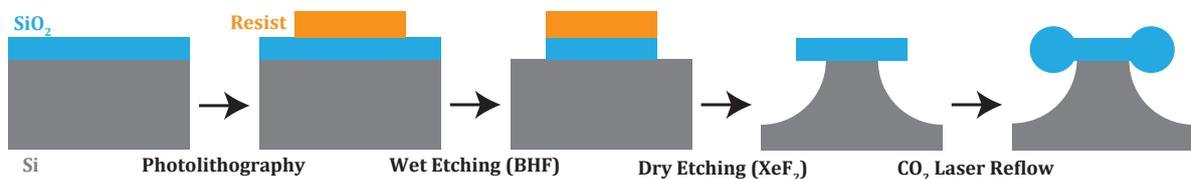


Fig. 5.1: Fabrication flow of silica toroid microresonators.

1. フォトリソグラフィ (photolithography) : パターン画定
2. ウェットエッチング (wet etching) : パターン形成
3. ドライエッチング (dry etching) : ディスク共振器化
4. CO_2 レーザリフロー (CO_2 laser reflow) : トロイド共振器化

5.1.1 フォトリソグラフィ

最初の工程は、シリカ基板上にトロイド共振器のパターンを画定するフォトリソグラフィ (photolithography) である。フォトリソグラフィとは、フォトマスクの表面の遮光膜パターン状に露光することで、感光物質 (フォトレジスト) を塗布した半導体基板上にパターンを転写する技術である。フォトリソグラフィの具体的プロセスを以下に述べる。

基板洗浄

フォトリソグラフィに入る前工程として基板表面に付着した不純物を洗浄する。まず、肉眼で確認できる程度の塵や埃をエタノールと N_2 ブローガンを用いて取り除く。次に、基板に形成された有機物を除去するために O_2 プラズマアッシングを行う。プラズマアッシングとは高エネルギー状態の酸素ラジカルを照射し、炭素と結合させ、 CO_2 として気化・分解 (灰化:アッシング) させる方法である。

HMDS 処理

フォトレジストを塗布する前にヘキサメチルジシロキサン (HMDS) 処理をスピコート法により行う。この処理は SiO_2 基板表面を疎水性にする効果がある。基板表面の SiO_2 は空気中や基板に付着した水分に含まれる OH^- 基と結合して親水性になっている。基板表面が親水性の場合、フォトレジストを現像液に浸すと基板表面の OH^- 基に反応してレジストと基板の間に現像液が入り込む可能性がある。この場合、フォトリソグラフィによって作製されたパターンが流されてしまう可能性が高い。HMDS をスピコーティングした後、HMDS 分子を基板上に固定させるため、 130°C の定温乾燥機で 1 分 30 秒乾燥させる。

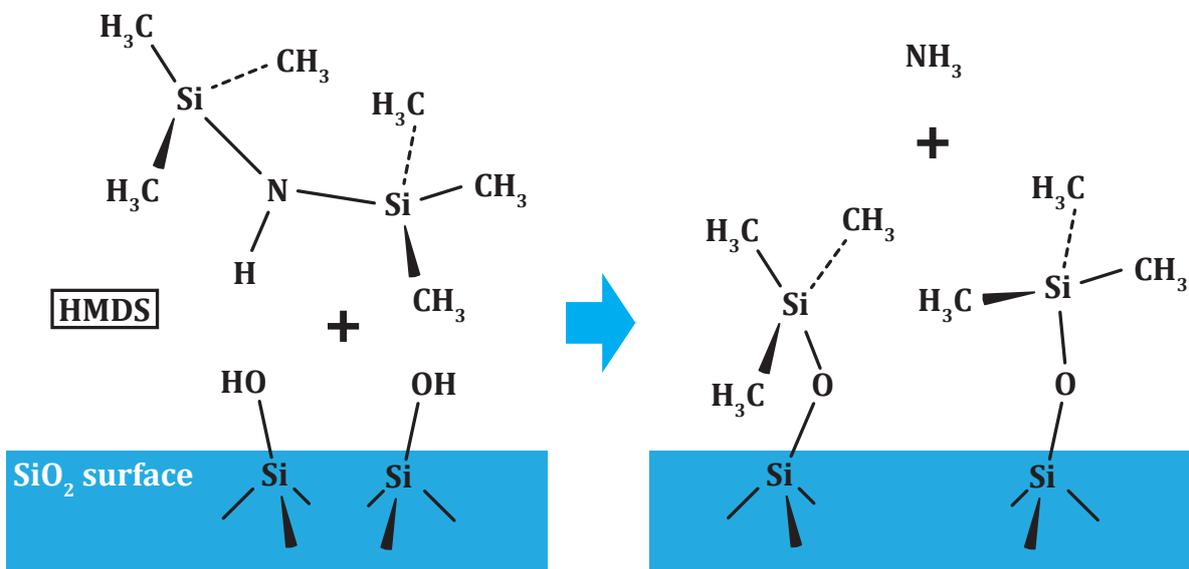


Fig. 5.2: Silica surface treatment by HMDS.

フォトレジストの塗布

レジストにはポジ型とネガ型がある。ポジ型では露光した部分が現像液に対する溶解性が増大し、現像後に露光部が除去される。ネガ型では露光した部分が現像液に対する溶解性が低下し、現像後に露光部が残る。微細パターンを転写する際には通常ポジ型が使用されるため、本研究でもポジ型レジストを使用する。ポジ型レジストを基板にスピコーティングし、 110°C の定温乾燥機で 1 分 30 秒間のプリベークを行う。プリベークによってレジスト中の溶媒を揮発させ、レジストと基板の密着性を高めることができる。

露光

露光とは、フォトレジストに光を照射して化学反応を起こし、現像液に対する溶解性を変化させる工程である。露光装置はかつてはマスクと基板を密着させて露光する等倍露光であったが、微細パターンにおいてはマスク作製が困難なため、実際のパターンサイズより大きいパターンをフォトマスクに作製し、レンズを用いて縮小投影露光する手法がとられる。本研究では直径 $100\ \mu\text{m}$ の円形遮光パターンに対してマスクアライナーを用いて10秒間露光した。

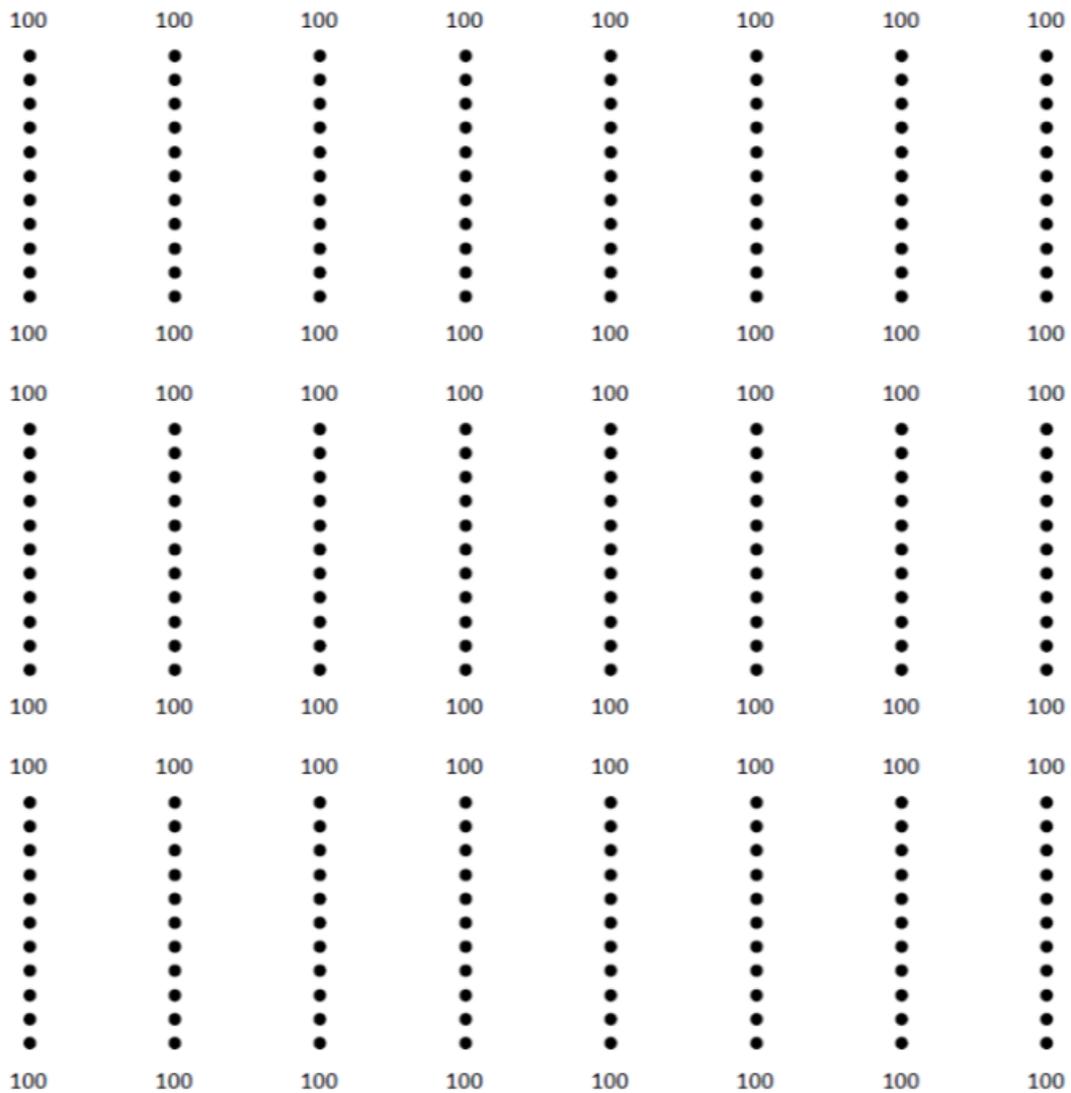


Fig. 5.3: The designed photo mask. The right region is the pattern of a toroid resonator with a diameter of $100\ \mu\text{m}$, and the left region is the pattern for a photonic crystal.

現像

現像とは、露光によって現像液への溶解性が低下した部分のフォトレジストを除去する工程である。本研究ではポジ型レジストを用いるため非露光部が溶解する。現像後リンス液（純水）を使用し数回濯ぎ、不要な部分を除去する。



Fig. 5.4: Microscope images of a silica film (left) and a photoresist pattern transferred by photolithography.

5.1.2 エッチング

エッチングとは、フォトリソグラフィで基板に転写されたフォトレジストをマスクとして基板を削る工程である。液体の薬品を用いるものをウェットエッチング、反応性気体やプラズマ化したガスを用いるものをドライエッチングという。

ウェットエッチング

ウェットエッチングとは、エッチング溶液を満たした容器に基板を浸けるため、一度に大量の基盤を処理することが可能である。エッチング速度の結晶面方位依存性から等方性エッチングと異方性エッチングに分けられる。等方性の場合、マスクであるレジスト下部にもエッチングが行われるアンダーカットという現象が見られる。シリカトロイドの作製においてはエッチング溶液としてバッファドフッ酸 (BHF: Buffered HydroFluoric acid) を使用した。室温において $2\ \mu\text{m}$ の SiO_2 層をエッチングするのに必要なエッチング時間は、エッチング速度が温度依存性を持つことから変動する。そのため、恒温槽でエッチング溶液の温度を一定に保ちエッチング速度からエッチング時間を計算した。

レジスト洗浄

ウェットエッチング後、マスクとして残ったフォトリソを除去するために基板を純水で洗浄した後、アセトンによる5分間の超音波洗浄を行う。

ドライエッチング

Si をエッチングする反応性気体として XeF_2 ガスを用いた。主に化学反応によりエッチング進行するが、同時にイオンが衝突することによる物理的エッチングも起きている。反応後の生成物は気体であるためエッチング後の基板洗浄の必要はない。 XeF_2 ガスのエッチング速度は被エッチング対象 (SiO_2) とエッチング対象 (Si) に対して $\text{Si} : \text{SiO}_2 = 1000 : 1$ という高い選択比を持つため、シリカ下部のシリコン層がアンダーカットされる。これによりシリコンの柱の上にシリカの円盤が乗ったシリカディスク共振器が形成される。シリカディスク共振器はドライエッチングの表面粗さ (100 nm) が残るため、 Q 値が比較的低い。

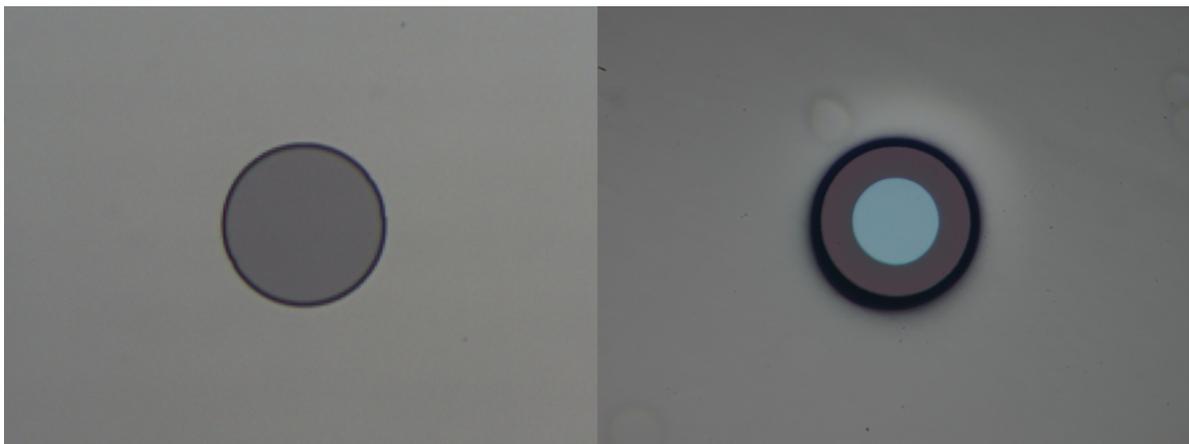


Fig. 5.5: Microscope images of a silica pattern after wet etching (left) and a silicon substrate after dry etching (right).

5.1.3 CO_2 レーザリフロー

シリカディスク共振器に対して上部から CO_2 レーザを照射することによって、シリカディスク外縁部を溶融・再凝固させることで、表面張力による滑らかな表面を得ることができる。シリカは CO_2 レーザの波長帯域 (10.6 μm) における吸収係数がシリコンよりも非常に大きいため、シリカのみが熱を蓄積する。シリコンはシリカよりも熱伝導性が高いため、シリコンピラーに接しているシリカディスク内縁部はシリコン側に排熱することができる。その結果シリカ外縁部のみが溶融し、シリカトロイド共振器が完成する。



Fig. 5.6: Microscope images of a disk resonator (left) and a toroid resonator (right).

5.2 エッジトロイド共振器

本研究では共振器同士を結合する都合上，トロイド共振器を基板の端に作製する必要がある．そのため通常のトロイド共振器作製の工程に加えて，ウェットエッチング後に基板を切断するダイシングという工程が追加される．

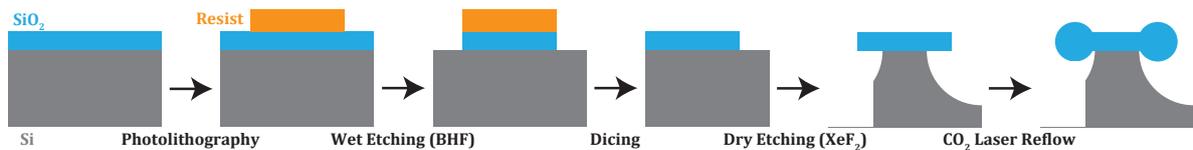


Fig. 5.7: Fabrication flow of silica edge toroid microresonators.

5.2.1 ダイシング

ダイシングとは，半導体基板をダイシングソーで切断してチップ化する工程である．純水を用いて切断の際に発生する摩擦熱・切削屑の冷却・洗い流しを行いながら，ダイヤモンド製の円形回転刃を高速回転させて切削する．エッジトロイド共振器作製のためには，ウェットエッチングで形成された円形シリカパターンの近傍を切断する．



Fig. 5.8: Microscope images of a silica substrate after dicing (left), dry etching (middle), and CO₂ laser reflow (right).

5.2.2 Q 値測定

時間的な光の閉じ込め性能指標である Q 値を測定し、エッジトロイド共振器を評価する。(2.2.4) 式より Q 値は共振器の透過スペクトルを測定し、その共振線幅から求めることができる。波長可変レーザにより 1550 nm 帯の光をテーパファイバを用いてエッジトロイド共振器に導波する。1550 nm 付近で波長を掃引すると共振波長の光のみが共振器に結合し、出力強度が低下するためパワーメータ上では透過率ディップとして観測される。このディップの共振線幅から Q 値を算出することができる。

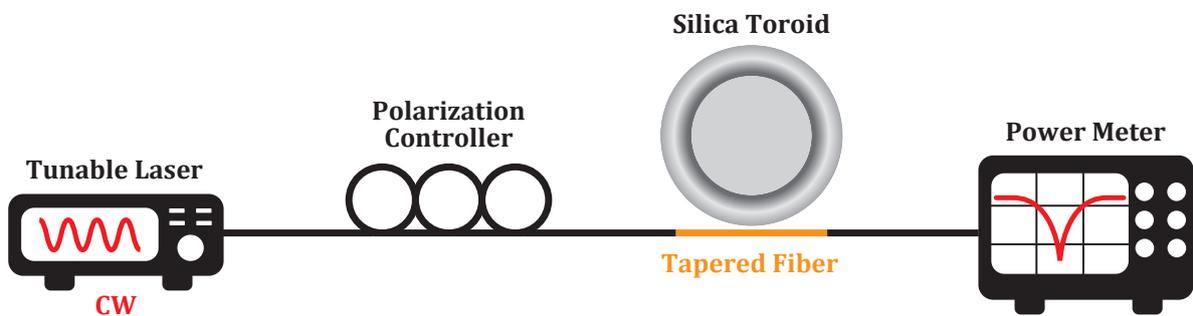


Fig. 5.9: Schematic illustration of Q measurement setup.

(2.2.5) 式より測定される Q 値はテーパファイバとエッジトロイド共振器の結合強度に依存して変化する。共振器固有の Q_{int} を測定するためには Q_{couple} をできるだけ小さくする必要がある。つまり、under coupling 条件で Q 値を測定する必要がある。作製したエッジトロイド共振器の Q 値を測定すると 10^4 – 10^5 程度であった。この値は通常のトロイド共振器の達成できる Q 値が 10^8 程度であることに比べると低い。

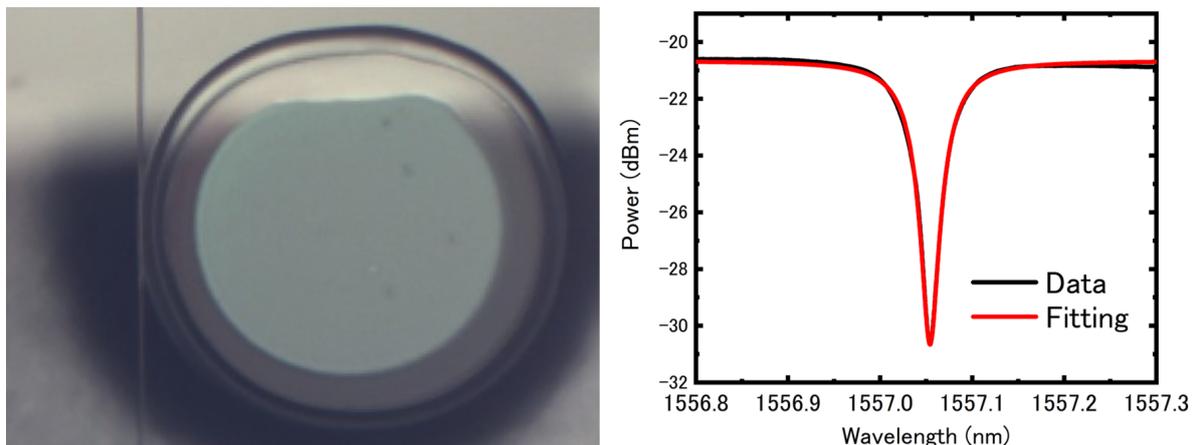


Fig. 5.10: Top view of a deformed edge toroid resonator coupled to a tapered fiber (left). Resonance dip in the transmission spectrum with $Q = 3.2 \times 10^4$ (right).

5.2.3 高 Q 値化のためのプロセス改善点

ダイシング

Fig. 5.8 に示すように、ダイシング後のチップには切断の際に発生する切削屑がシリカパターンに付着する。また本研究で使用したダイサーは切削水が純水ではなく水道水であるため、水垢のようなもの付着する。これらを防ぐためにダイシング前に保護膜としてフォトレジストをスピニングする必要がある。Fig. 5.11 に示すようにウェットエッチング後の円形シリカパターンが形成されたチップに対して、スピニングによりフォトレジストを塗布する。その後ダイシングを行い、フォトレジストや切削屑などをアセトンによる超音波洗浄で取り除く。このような工程により、不純物の付着に起因する Q 値低下の要因を抑制できる。

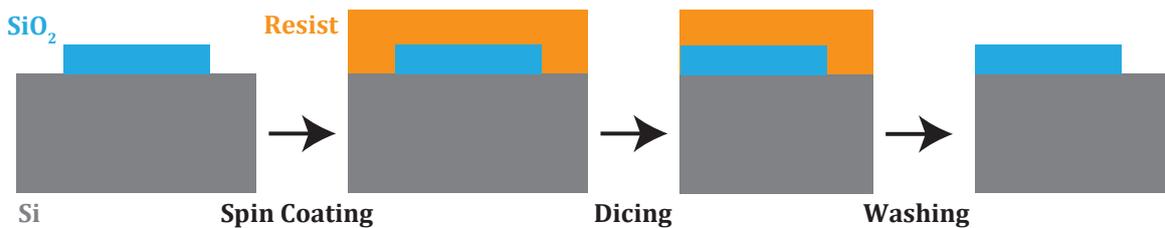


Fig. 5.11: Dicing process flow

XeF₂ エッチング

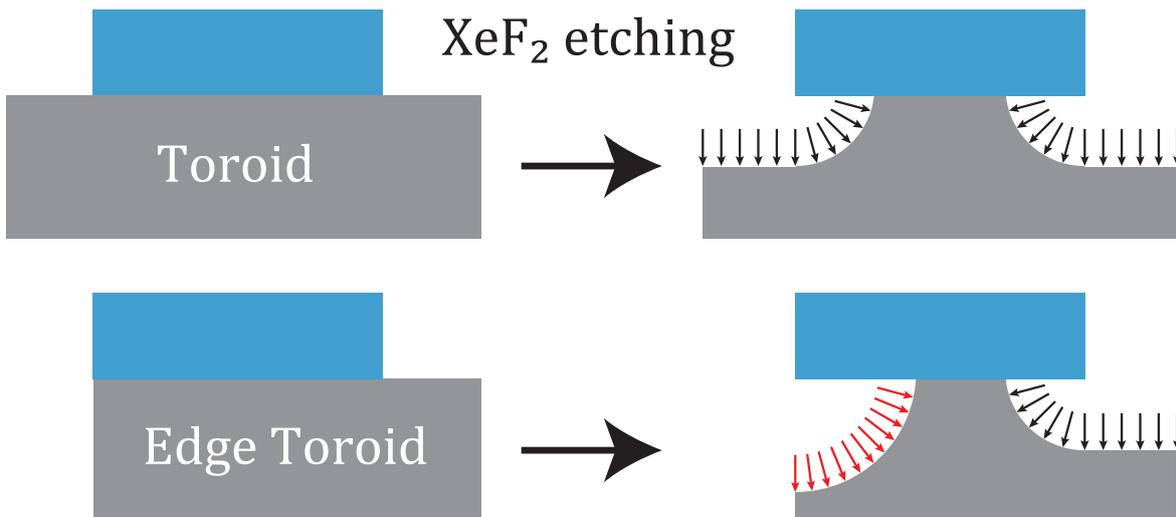


Fig. 5.12: Schematic illustration of etching for toroid resonator (top) and edge toroid resonator (bottom).

エッジトロイド共振器の低 Q 値の原因は、ダイシングの工程によりシリカの円形パターンがチップ端に位置しているため、エッジ側とバルク側で XeF_2 によるエッチングが非対称になるからであると考えられる。Fig. 5.12に示すように通常のトロイド共振器ではシリコンが等方的にエッチングされ、同心円状のシリコンポストが形成される。一方エッジトロイド共振器の場合、エッジ側はバルク側に比べてシリカの量が少いため、余った XeF_2 による過剰なエッチングが生じ、非対称なシリコンポストが形成される。非対称なシリコンポストのディスク共振器に対して CO_2 レーザーフローを行うとFig. 5.8のように非対称なエッジトロイド共振器が形成される。非対称なトロイド形状は曲率半径の小さい部分で全反射条件を満たさない光が共振器から漏れ出すため放射損失が増加し、 Q 値の低下を引き起こす。

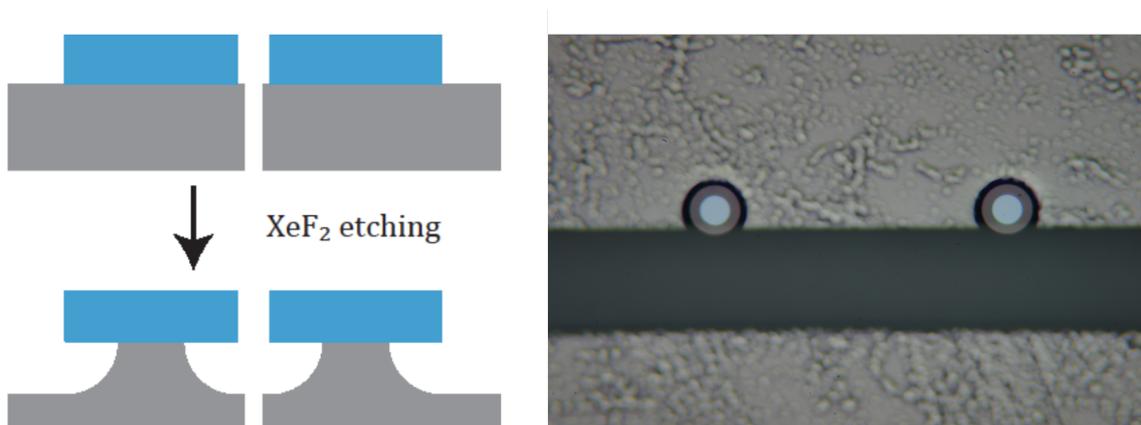


Fig. 5.13: Schematic illustration of the method to suppress excessive etching on the edge side (left). Excessive etching on the edge side is suppressed by placing chips next to each other (right).

非対称なエッチングを抑制するための方法をFig. 5.13に示す。エッジ側に余剰の XeF_2 が生じないようにシリコン基板を隣接させることでエッジ側の過剰なエッチングを抑制できると考えられる。Fig. 5.14にプロセス改善前と後のエッジディスク共振器を示す。

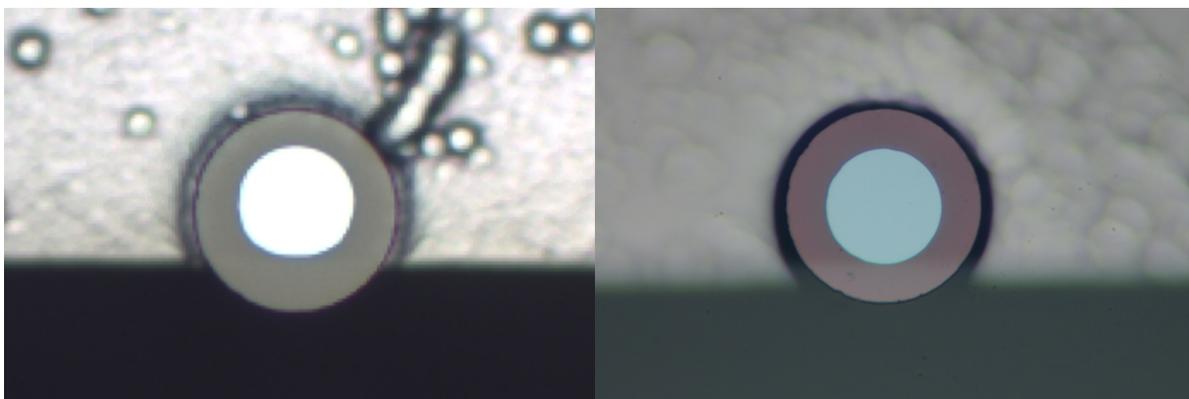


Fig. 5.14: Microscope images of an edge disk resonator before (left) and after (right) process improvement.

Q 値測定

プロセス改善後のエッジトロイド共振器の Q 値の測定結果を Fig. 5.15 に示す。プロセス改善後の Q 値はプロセス改善前に比べて 10^2 – 10^3 程度 Q 値が向上した。 2.0×10^7 という値は、励起パルスの繰り返し周波数が 100 MHz の伝令付き単一光子に対して、時間多重 $N = 2$ が可能な光子寿命を持つ共振器である。

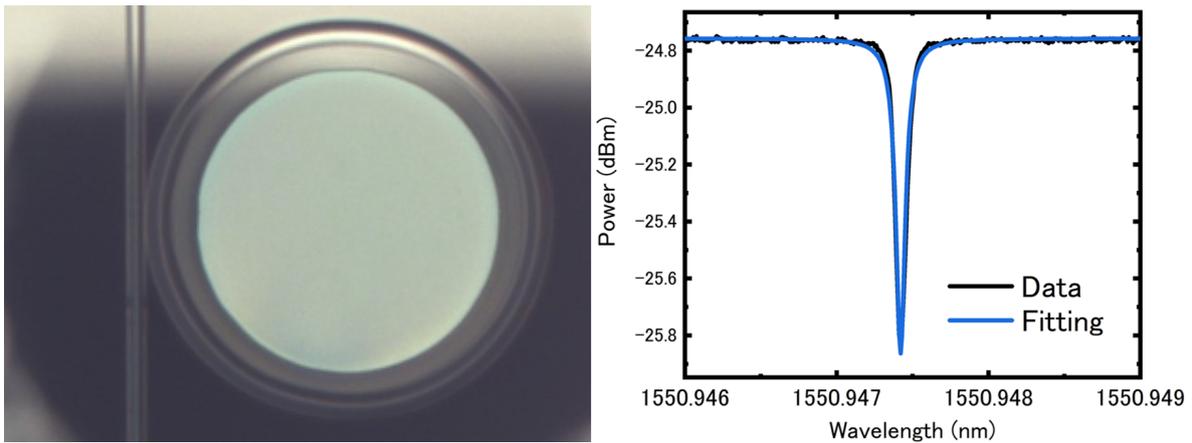


Fig. 5.15: Top view of an edge toroid resonator after process improvement coupled to a tapered fiber (left). Resonance dip in the transmission spectrum with $Q = 2.0 \times 10^7$ (right).

しかし、通常のトロイド共振器が達成可能な Q 値は 10^8 程度であるため、あと一桁程度の改善の余地がある。今後の改善点はシリコンポストサイズの最適化と CO_2 レーザリフロの最適化である。シリコンポストサイズによって最終的なシリカトロイドの主半径と副半径の大きさがおおよそ決定する。シリコンポストサイズは XeF_2 のエッチング時間を最適化すればよい。同一チップ状の円形シリカパターンごとにエッチング時間を変えながら CO_2 レーザリフロを行い、それぞれの Q 値を測定することで、最適なシリコンポストサイズを探索することができる。 CO_2 レーザリフロの改善点はアラインメントとレーザー強度の最適化である。レーザーの入射がディスク共振器に対して垂直でない場合、シリカトロイド形状の主半径や副半径が角度によって変化し、放射損失が増大する原因となる。またレーザー強度に関して強度が高すぎる場合、シリカでの発熱量がシリコンへの熱の放熱よりも大きくなってしまい、シリカ外縁部が溶融・再凝固するのではなく全体が蒸発してしまう。蒸発するに至らなくてもシリカ外縁部だけではなくシリカ内縁部の溶融・再凝固によるトロイド形状の歪みが生じる。

5.3 テーパーファイバ

テーパーファイバの作製

本研究ではトロイド共振器に光を導波させる際にテーパーファイバを用いた。直径 $125\ \mu\text{m}$ の光ファイバをセラミックヒータで熱しながら両方向に引っ張ることで中心太さが約 $1\ \mu\text{m}$ のテーパーファイバを作製することができる。ファイバ径が小さくなるとエバネッセント波の染み出しが大きくなり、共振器に近づくことで光を結合させることが出来る。テーパーファイバは細くすることで実効屈折率をトロイド共振器の実効屈折率に近づける必要があると同時にシングルモードにする必要がある。Fig. 2.13 よりシングルモード条件はテーパーファイバはファイバの直径が約 $1.1\ \mu\text{m}$ 以下であればよい。

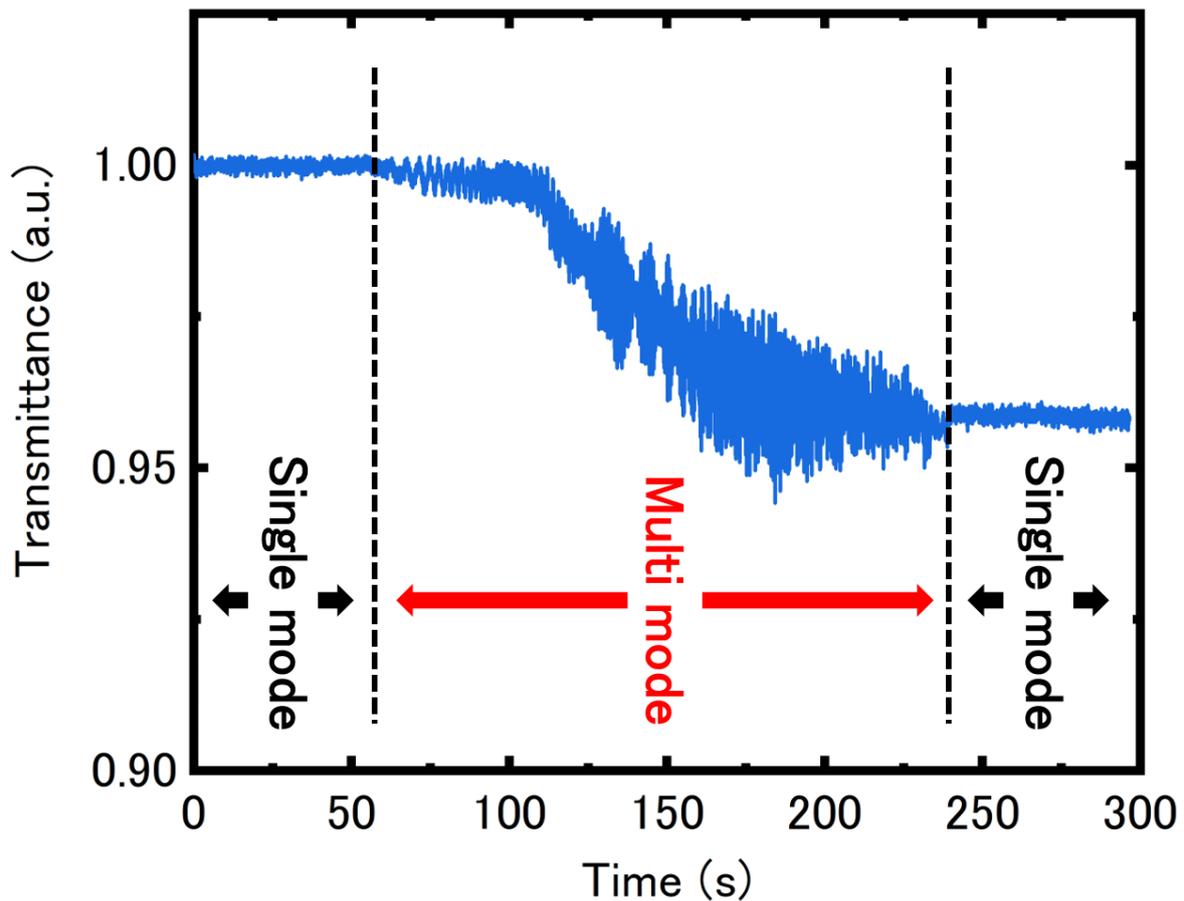


Fig. 5.16: Change in transmittance while tapering a fiber.

シングルモードファイバを引き伸ばすにつれ、ファイバ部分がコア、空気がクラッドの役割を果たすマルチモードファイバになり、さらに引き延ばしてゆくとシングルモードのテーパーファイバになる。パワーメータで透過率を測定し、シングルモードになるまで延伸

する。共振器の種類に応じて最適なテーパーファイバの直径が決まっているため、延伸時間の調整が必要である。また、ファイバの延伸速度を変化させることでテーパー部分の長さを調節することが可能である。

テーパーファイバ固定用フォークの作製

作製したテーパーファイバは直径が約 $1\mu\text{m}$ と細く、ファイバを固定していないとすぐに切れてしまう。エッジトロイド共振器との結合には、調芯系までテーパーファイバを移動させ固定させる治具が必要となる。Fig. 5.17 にテーパーファイバ固定用フォークの設計図を示す。初期の設計ではフォークの部分にテーパーファイバを UV 硬化剤で固定していたが、テーパーファイバが緩んだ状態で固定するとテーパーファイバが揺れてしまう。テーパーファイバと共振器の結合強度は、距離によって変化するためテーパーファイバの揺れに敏感である。そこで小型の 1 軸ステージを搭載してフォーク部分を可動にする機構に変更した。テーパーファイバを固定した後引き伸ばすことで緩みを解消することで結合強度を安定化できる。

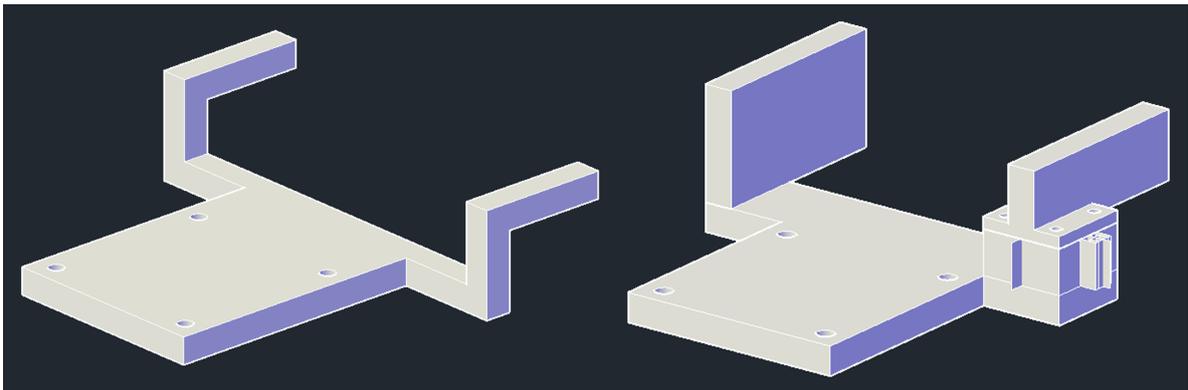


Fig. 5.17: Blueprints for fixed (left) and adjustable (right) tapered fiber fork.

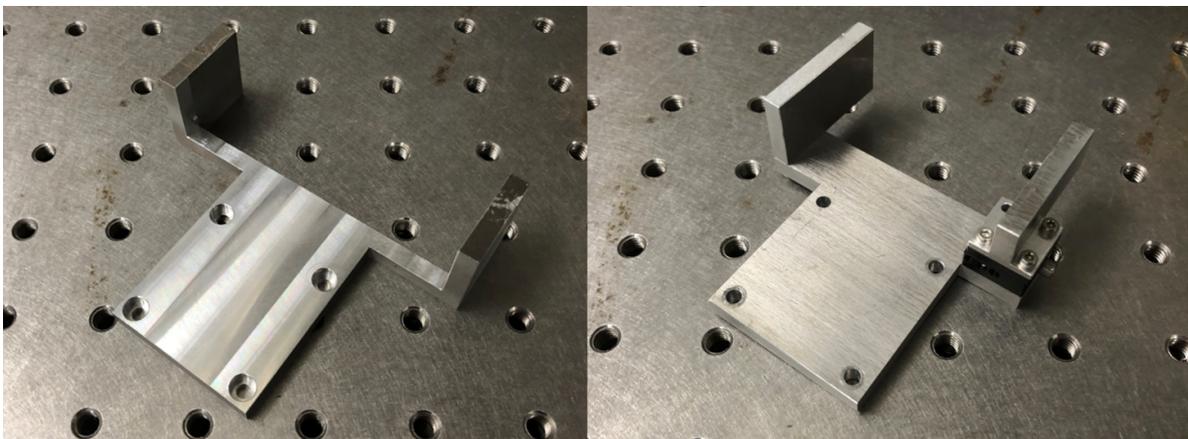


Fig. 5.18: Images of the fixed (left) and adjustable (right) tapered fiber fork.

第6章 実験

6.1 動的 Q 値制御

結合共振器の結合 Q 値を動的に制御するための基本技術として、光カースイッチと結合共振器の形成がある。それぞれの実験系の詳細と実験結果を示す。

6.1.1 結合共振器

調芯系の構築

テーパファイバと2つの共振器の結合のための調芯系の全体図を Fig. 6.1 に示す。導波路や共振器の結合には相対的な高さや距離の調節が重要である。テーパファイバとトロイド共振器の高さが一致していない場合、テーパファイバがトロイド共振器の高次の横モードと結合する可能性がある。最も Q 値が高いのは基本横モードであり、トロイド外縁部に分布している。共振器同士の結合の際も同様にエッジトロイド共振器の外縁部の高さが一致した状態で距離を変化させることにより結合強度を調整する必要がある。高さの調節は横カメラ、距離の調節は上カメラの映像を参照しながら、粗動および微動の手動コントローラ及びピエゾコントローラを用いて3軸ステージを調節することで行う。

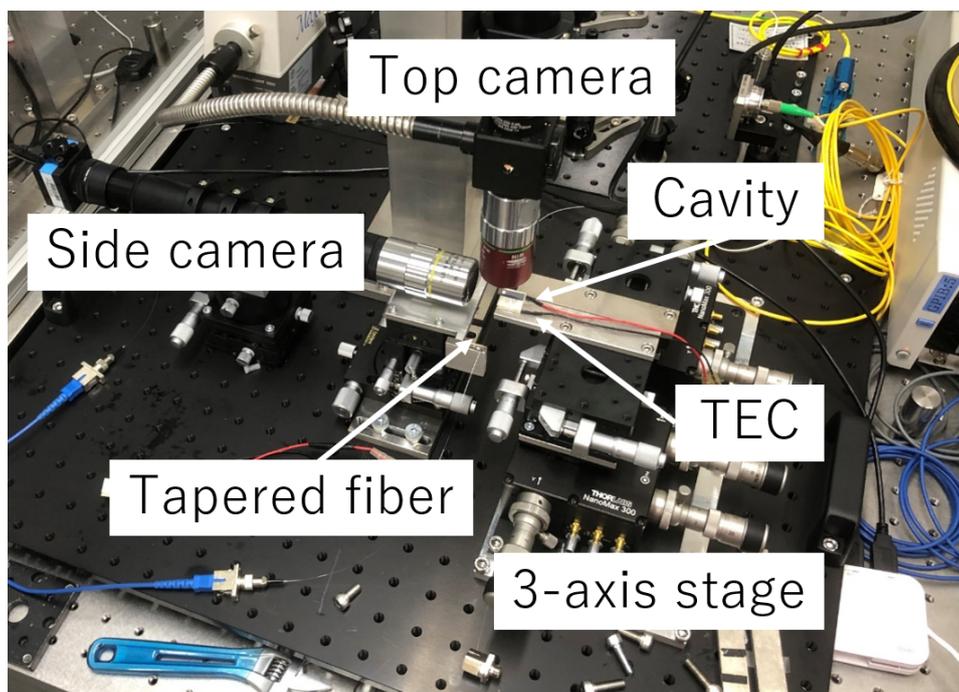


Fig. 6.1: Overall view of the alignment system for coupling a tapered fiber and two resonators.

温度変調による共振周波数の制御

共振器同士の結合の場合，相対的な高さ，距離を調節するだけでなく，共振周波数を一致させる必要がある．(2.1.3) 式より共振器の形状や屈折率に依存して共振周波数および FSR は決まる．エッジトロイド共振器はレーザリフローの工程によりそれぞれ形状が異なるため元から共振周波数が一致している共振器を見つけることは難しい．また高 Q 値の共振器ほど共振線幅は狭くなるため，共振周波数を一致させる機構が必要である．エッジトロイド共振器形状を変化させることはできないため，(2.1.3) 式より屈折率を変化させることで共振周波数をシフトさせることが出来る．屈折率変化の方法は，電気光学 (Electro-Optic: EO) 効果，熱光学効果 (Thermo-Optic: TO)，キャリアプラズマ効果，光カー効果などがあるが，エッジトロイド共振器の場合共振周波数を一致させる目的には TO 効果を採用した．TO 効果は熱緩和時間が数 μs から ms とその他の効果に比べて遅いため動的な制御には向かないが，周波数シフト量は比較的大きいことと実装が簡単であるため共振周波数を一致させるには十分である．熱光学効果による屈折率変化 Δn_{TO} は，

$$\Delta n_{\text{TO}} = n_0 \xi \Delta T \quad (6.1.1)$$

と表される [100]．ここで， n_0 は共振器媒質の屈折率， $\xi = (1/n_0)(\partial n/\partial T)$ は熱光学 (TO) 係数， ΔT は温度変化である． SiO_2 の TO 係数は $\xi = 5.2 \times 10^{-6}/\text{K}$ である．屈折率変化による共振波長シフトは次式で表される．

$$\Delta \lambda_{\text{TO}} = \lambda_0 \frac{\Delta n_{\text{TO}}}{n_0} = \lambda_0 \xi \Delta T \quad (6.1.2)$$

ここで， λ_0 は温度変化による屈折率変化前の共振波長である．

実験では Fig. 6.1 に示すように，3 軸ステージのアーム上に TEC (Thermo Electric Cooler) を搭載し，温度を変調できる機構にする．TEC 上にエッジトロイド共振器を搭載すれば，屈折率を変化させ共振周波数を変化させることができる．実際に温度変調による共振周波数シフトを測定した結果を Fig. 6.2 に示す．温度ごとにディップの深さが異なるのは，エッジトロイド共振器とテーパファイバの結合強度が変化したからである．これは温度制御の問題ではなく，テーパファイバの揺れや光学定盤上の装置の振動が原因である．

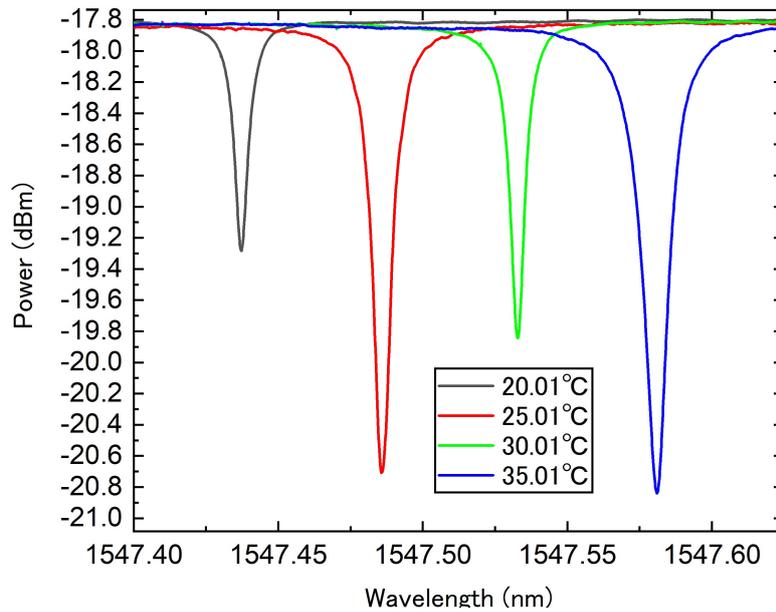


Fig. 6.2: Resonance frequency shift of an edge toroid resonator by temperature modulation.

エッジトロイド共振器の結合

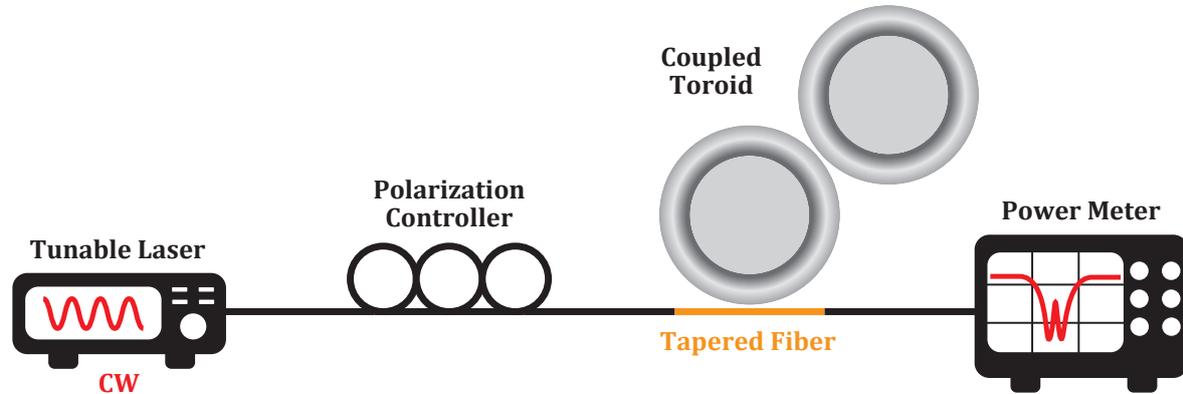


Fig. 6.3: Experimental setup for transmission spectrum measurement of an edge toroid coupled resonator.

Fig. 6.3 エッジトロイド共振器同士を結合し，結合共振スペクトルの測定を行った．Fig. 6.4 に共振器同士の結合の俯瞰図と結合共振器の透過スペクトルを示す．黒線は共振器 R1 のみがテーパファイバと結合している場合の透過スペクトルであり，赤および緑線は共振器 R2 を共振器 R1 に近づけていった場合の透過スペクトルである．1557.0 nm 付近では共振器 R1 の透過スペクトルは対称なローレンツ型の共振スペクトルを示しているが，共振器 R2 を近づけるにつれ電磁誘導透過 (Electromagnetic Induced Transparency: EIT) 型のモードスプリットが観測され，1557.7 nm 付近ではファノ干渉型の非対称な共振モードが観測される．ファノ干渉は背景散乱と共鳴散乱の干渉効果であり，共振周波数

がと Q 値が異なる共振モードの結合で見られる共振モードである。

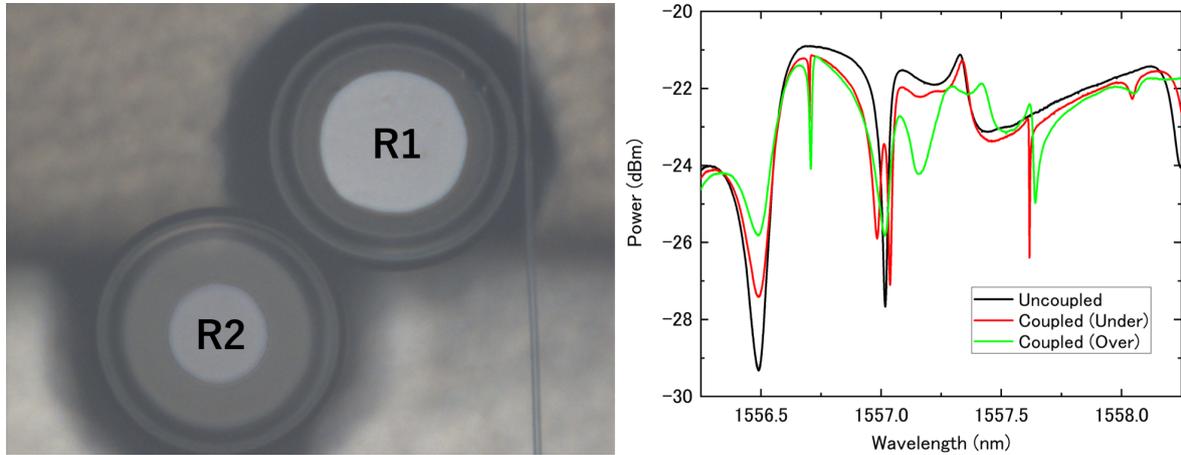


Fig. 6.4: The microscope image of coupling between tapered fiber and a coupled edge toroid resonator (left). Transmission spectra of uncoupled and coupled resonance modes (right).

結合共振スペクトルの確認

前項で観測した結合共振スペクトルが共振器間の結合に由来するものであることを確認するため、各エッジトロイド共振器をテーパファイバに結合した場合の透過スペクトルを測定した。Fig. 6.5 に結合系の構成と透過スペクトルを示す。黒線は共振器 R1 のみをテーパファイバに結合した場合で、赤線は共振器 R1 と共振器 R2 をそれぞれテーパファイバに結合した場合の透過スペクトルである。Fig. 6.5 を見ると、Fig. 6.4 では非対称なファノ干渉型の共振モードが観測された 1557.7 nm 付近で、対称なローレンツ型の共振スペクトルが観測された。これは、共振器同士は結合していないことを示しており、Fig. 6.4 の透過スペクトルは共振器同士が結合していることが確かめられた。

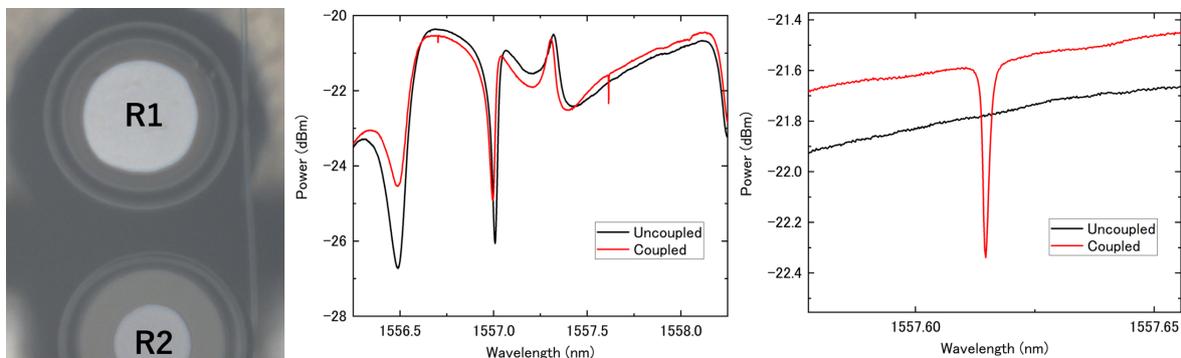


Fig. 6.5: The microscope image of coupling between tapered fiber and edge toroid resonators (left). Transmission spectrum of two edge toroid resonators coupled to a tapered fiber respectively (middle). Enlarged image of the transmission spectrum near 1557.7 nm (right).

6.1.2 光カースイッチ

共振器内の光カー効果による屈折率変化を利用して共振器周波数を変化させることが出来る。まず矩形波を共振器に入力し、リングダウン波形を測定する。その後入力強度を徐々に増加させ、光カー効果による周波数シフトを引き起こす。出力波形の変化をシミュレーションによる結果とフィッティングさせることによりその共振周波数シフト量を測定することが出来る。

リングダウン測定

共振器リングダウン測定は光子寿命の直接測定が可能である。これは、テーパファイバと critical coupling しているモードと共振するようにレーザを繰り返し入力することで行う。実験セットアップを Fig. 6.6 に示す。波長可変の連続 (CW:Continuous Wave) 光を強度変調器で矩形波にし、共振器に入力する。矩形波が入力されていない時刻の光出力は共振器内に蓄えられた光によるものであり、その指数減衰をフィッティングすることで共振器光子寿命を直接することができる。実際に測定した共振器リングダウンの指数減衰フィッティングと共振線幅から算出した Q 値と共振器光子寿命を Fig. 6.7 に示す。リングダウン測定から算出した Q 値と共振線幅から算出した Q 値はほぼ一致しており、どちらの方法でも Q 値が測定できることが確かめられた。

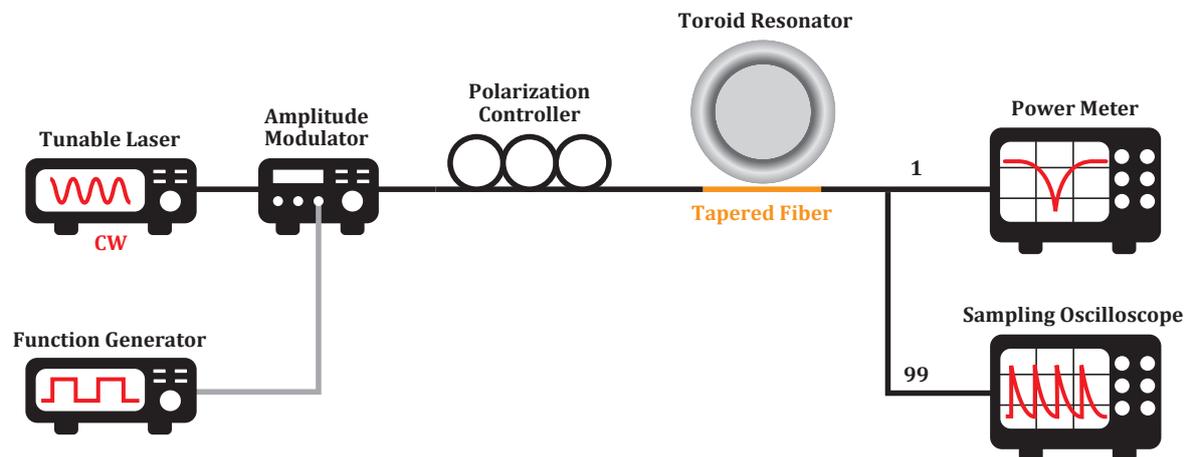


Fig. 6.6: Experimental setup for ringdown measurement of a toroid resonator.

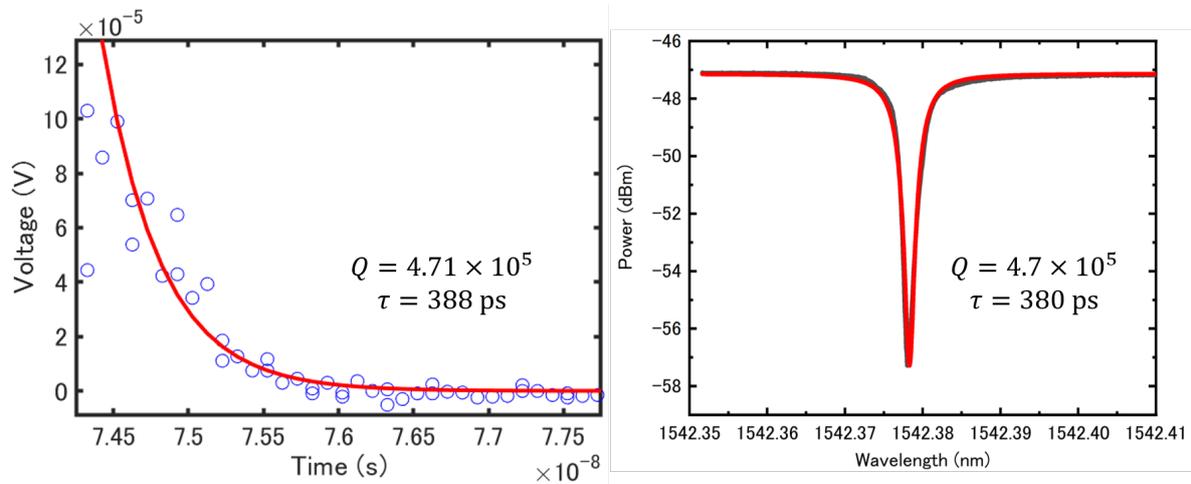


Fig. 6.7: Q and photon lifetime of the resonator calculated from the measured ring-down waveform (left). Q and photon lifetime calculated from the resonant linewidth of the resonator used in the ringdown measurement (right).

光カー効果による共振周波数シフト

共振器リングダウンを測定することにより共振器への光の入力が確認できた。矩形波入力の光強度を EDFA(Erbium Doped Fiber Amplifier) で増幅し, ASE(Amplified Spontaneous Emission:自然放射増幅) ノイズを切り取るためにバンドパスフィルタを通してから共振器に光を入力する。実験セットアップを Fig. 6.8 に示す。挿入図は入力光強度の増加に伴う光カー効果による周波数シフトによって出力波形の強度が変化することを表す。共振器を透過した光は 1:99 のビームスプリッタで分岐させ, パワーメータで共振周波数を確認した後, 入力周波数を共振周波数に合わせこみ出力波形をオシロスコープで確認する。

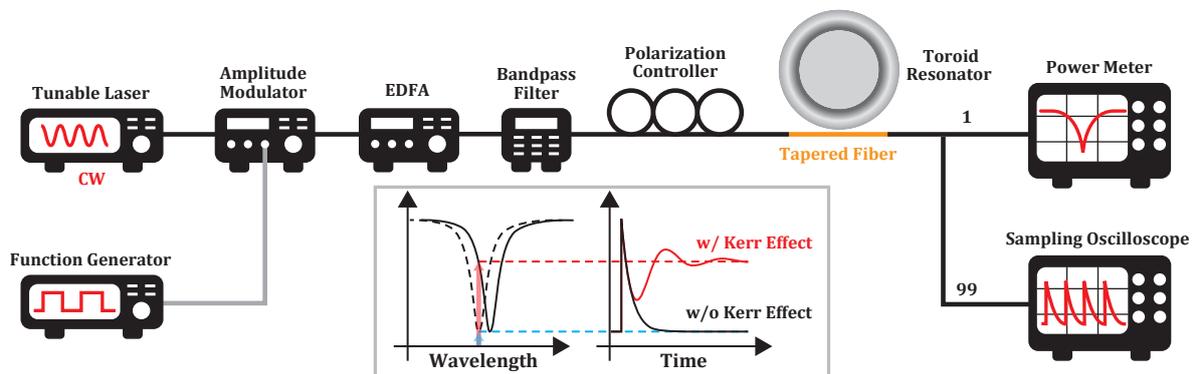


Fig. 6.8: Experimental setup for the frequency shift due to the optical Kerr effect. The inset shows the conceptual diagram of the output intensity change due to the frequency shift. EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier.

Fig. 6.9 に実験結果および結合モード理論を用いた数値計算の結果を示す。これによ

り，光カー効果による周波数シフト量を算出することが出来る。

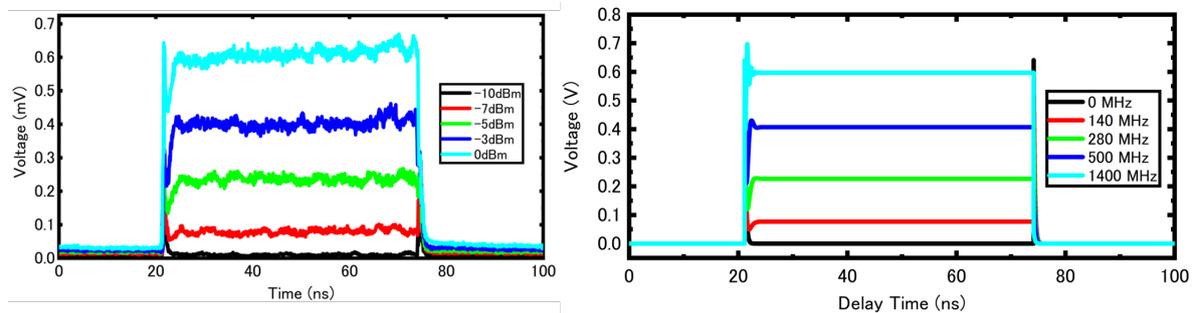


Fig. 6.9: Variation of the output waveform of the square wave with input intensity. The input optical frequency is adjusted to achieve critical coupling at the resonance frequency with the weakest optical input (left). Frequency shift calculated by fitting the output waveform by simulation (right).

6.2 伝令付き単一光子

伝令付き単一光子の生成は自発的パラメトリック下方変換 (SPDC) によって生成される量子相関をもつ光子対を利用する。相関光子対を生成し，強度相関を測定することで評価する。

6.2.1 自発的パラメトリック下方変換

本研究では SPDC を発生させる非線形結晶に Type-II の PPKTP (Periodically Poled KTiOPO_4) を用いた。したがって，生成される光子対は直交する二つの偏光が生成される。励起光波長は 780 nm であり，生成される光子対の波長は 1560 nm である。使用した PPKTP の構造と導波路端面の顕微鏡写真および温度位相整合のための TEC (Thermo Electric Cooler) の設計図を Fig. 6.10 に示す。使用した結晶の長さは 11 mm，反転分極周期は 96.154 μm である。実際には導波路ごとに幅や反転分極周期は微妙に異なる。図中の黒矢印で示された導波路の導波路幅は約 $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ である。また，KTP 導波路の屈折率は約 1.84 であることから，この導波路に結合するためには $NA \approx 0.2$ のレンズで励起光を集光する必要がある。温度位相整合のための TEC は 10 mm の台座が付いており，結晶を配置することができる。サーミスタの抵抗は 10 k Ω であり，対応した TEC コントローラを使用する必要がある。

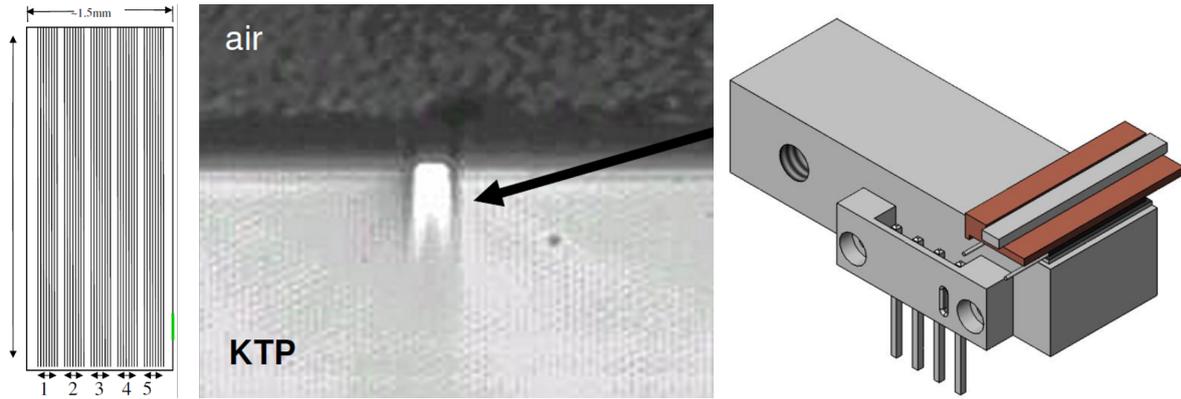


Fig. 6.10: Design of the PPKTP waveguide chip (left). Micrograph of waveguide end facet (middle). Design of the TEC arm for temperature phase matching.

生成した光子対は偏光ビームスプリッタで分岐した後、時間相関単一光子計数 (TCPSC: Time Correlated Single Photon Counting) モジュールを用いて相関測定を行う。

6.2.2 シグナル光の相関測定

シグナル光の相関測定は Hanbury-Brown-Twiss の方法で行われる。光源からの光をビームスプリッタで 50:50 に分岐してから検出し、同時計数を測定する。光源が理想的な単一光子源の場合、ビームスプリッタで分岐させると常にどちらか片方の検出器のみが動作するため、二つの検出器間の検出時刻差 0 での同時計数は 0 になる。実験セットアップを Fig. 6.11 に示す。励起光のパルスレーザ (Mira-HP) は繰り返し周波数 76 MHz である。Type-II の PPKTP に V 偏光の励起パルスを入射すると、H 偏光と V 偏光の光子が対となって生成される。偏光ビームスプリッタは V 偏光を反射し、H 偏光を透過する。シグナル光のみをファイバに結合し、3dB カプラで半々に分けた後、超電導ナノワイヤ単一光子検出器 (SSPD: Superconducting Single Photon Detector) で検出する。各々の光子検出器は、光子を検出した際の出力信号として電気パルスを発する。光子検出器から出力信号が生じた時間 t_1 と t_2 に対し、時間差 $\tau = t_1 - t_2$ を時間相関測定器を用いて、 τ に対する頻度分布を測定する。

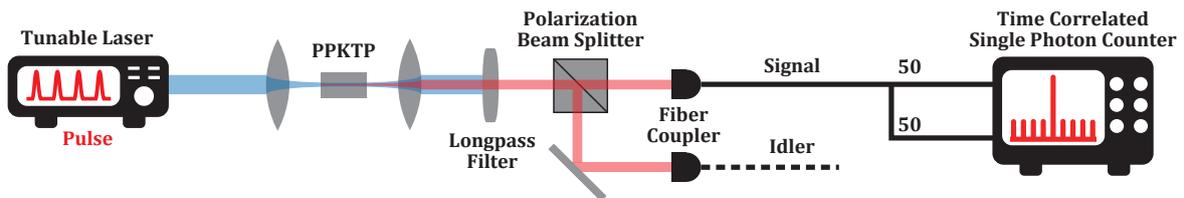


Fig. 6.11: Experimental setup for intensity correlation measurement of signal photons.

2つの SSPD での同時検出計数を行った結果と検出遅延時間差が 0 付近での同時計数の拡大図を Fig. 6.12 に示す。

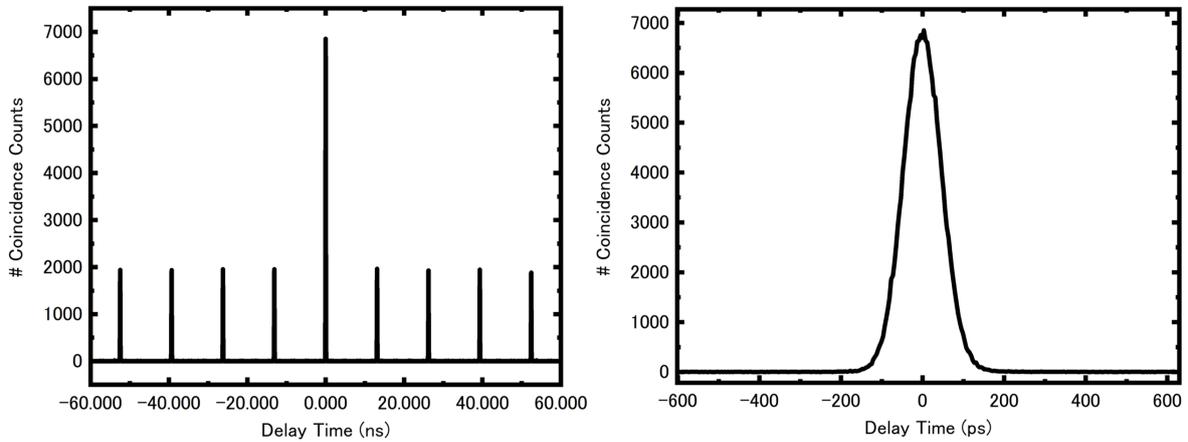


Fig. 6.12: Coincidence counts of the signal photons measured by the Hanbury-Brown-Twiss method (left). Enlarged image of the coincidence counts near the delay time 0.

6.2.3 シグナル・アイドラ光間の相関測定

SPDC は光子を対で生成するため、シグナル光子とアイドラ光子間で強度相関を持つ。実験セットアップを Fig. 6.13 に示す。また測定した同時計数の結果を Fig. 6.14 に示す。シグナルのみの強度相関測定に比べるとバンチングが弱くなっていることが分かるが、原因はアイドラ側の光子カウントが少ないことにあると考えられる。同時計数測定時のシグナル側 SSPD のカウントは 10^5 cps 程度であるのに対し、アイドラ側 SSPD のカウントは 10^4 cps 程度であった。この非対称性の原因として考えられるのはアラインメントと偏光である。アラインメントが不十分であると空間で発生させた光子をファイバに結合する際に損失が生じる。また、偏光が傾いていると偏光ビームスプリッタでシグナル光子とアイドラ光子を完全に分離することができなくなる。

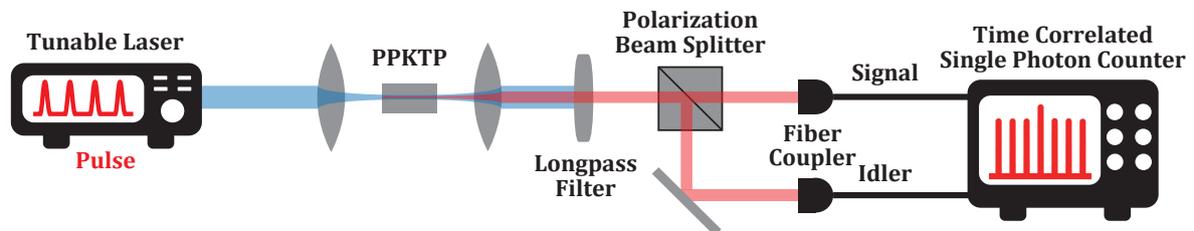


Fig. 6.13: Experimental setup for intensity correlation measurement between signal photons and idler photons.

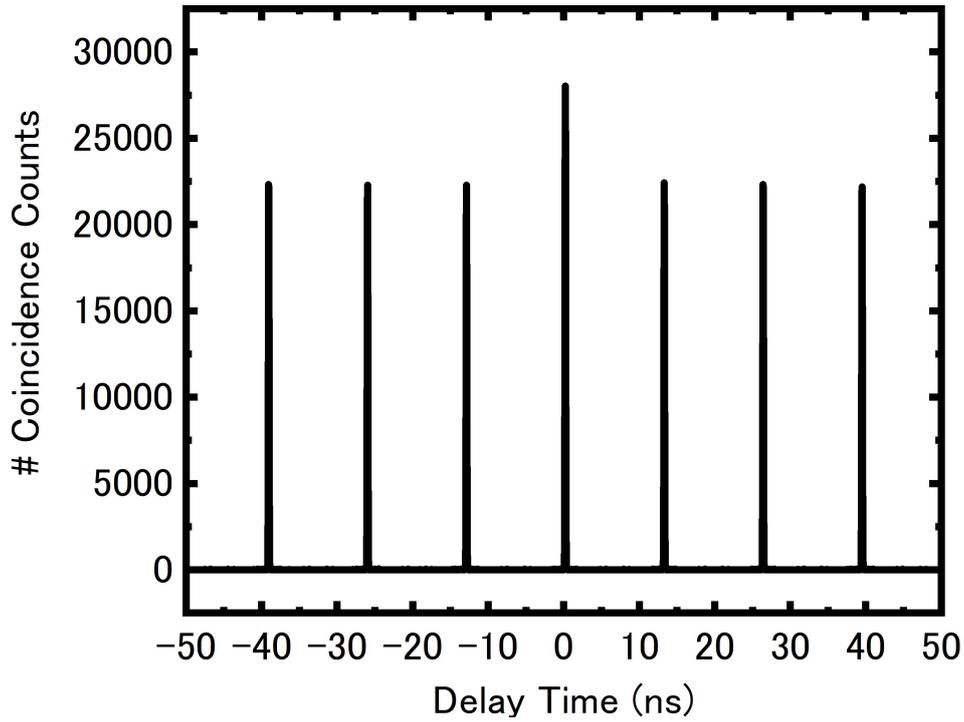


Fig. 6.14: Coincidence counts between the signal photons and idler photons measured by the Hanbury-Brown-Twiss method.

6.2.4 伝令付き単一光子の生成・評価

最後に伝令付き単一光子源の生成及び評価の実験セットアップを Fig. 6.15 を示す．伝令付き単一光子源の測定には 3 チャンルの TCPSC が必要である．アイドラ光子用の 1 チャンネルと 50:50 に分けたシグナル光子用に 2 チャンネル必要である．アイドラ光子のチャンネルとシグナル光子のチャンネルでの同時計数を取ることで光源の伝令付き二次相関関数 $g_h^{(2)}(0)$ が測定可能である．光源が真に光子対のみを出力する場合は，アイドラ光子の伝令チャンネルとシグナルチャンネル 1，または伝令チャンネルとシグナルチャンネル 2 の間での同時計数 ($C_{h,1}, C_{h,2}$) が観測される．また，伝令チャンネル，シグナルチャンネル 1，シグナルチャンネル 2 の 3 つのチャンネル間での同時計数 ($C_{h,1,2}$) が生じることはない．実験的には以下の式で $g_h^{(2)}(0)$ を算出できる．

$$g_h^{(2)}(0) = \frac{S_h \times C_{h,1,2}}{C_{h,1} \times C_{h,2}} \quad (6.2.1)$$

ここで， S_h は伝令レートであり，1 秒あたりに伝令チャンネルで光子を検出する回数である．

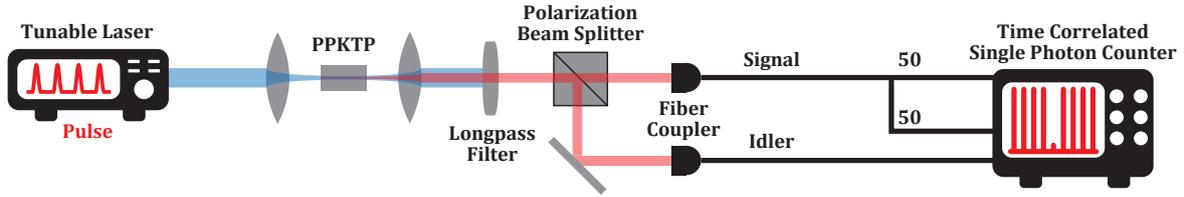


Fig. 6.15: Experimental setup for second correlation function $g^{(2)}(0)$ measurement of heralded single photons.

実験で使用している TCPSC は 2 チャンネルしかないため、伝令付き単一の生成・評価は行えなかった。伝令付き単一光子の評価には 3 チャンネル TCPSC を使用するか、2 チャンネル TCPSC を使用する場合は、Fig. 6.16 に示す方法で測定することができると考えられる。TCPSC の TTTR (Time-Tagged Time-Resolved) モードで測定すると、全光子の到達時間を記録することができる。光子の到達時間からどちらの経路を通ったシグナル光子が分かるため、1 つのチャンネルで 2 つの経路の光子を検出することが出来るようになる。ただし検出器には不感時間があり、実験で使用する SSPD の不感時間は約 10 ns であるため、2 つに分けた経路のうち、長い経路の方は 10 ns 以上の遅延をかける必要がある。

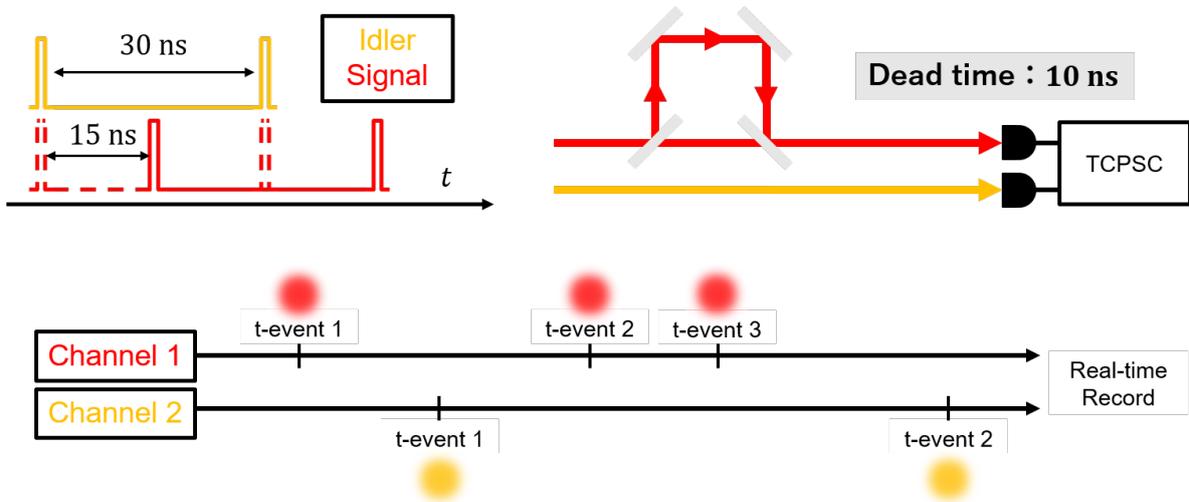


Fig. 6.16: The signal photon is bifurcated and one path is delayed for longer than the dead time of SSPD to detect the photon of two paths in one channel (upper left). $g_h^{(2)}(0)$ measurement setup with 2-channel TCPSC (upper right). Conceptual diagram of the Time-Tagged Time-Resolved mode (bottom).

第7章

結論

本研究では、エッジトロイド結合共振器の動的 Q 値制御による単一光子状態の量子メモリを利用した時間多重化による伝令付き単一光子源の実証に向けた計算と実験を進めた。

動的 Q 値制御の計算では、結合モード理論による古典的モデルと量子ランジュヴァン方程式による量子的モデルによるシミュレーションを行った。古典的なモデルでは光パルスのバッファリングが可能であることが示されたが、量子的なモデルを用いると量子的な状態である単一光子状態においても量子メモリとして機能することが理論的に可能であることが確認できた。しかし導波路からゲート共振器に結合した光の全てがメモリ共振器に結合するのではなく、一部が導波路に漏れ出てしまうという課題がある。理論的には導波路と共振器間の結合強度を動的に制御することができればこの課題は解決するが、実験的に可能な方法を考案する必要がある。

伝令付き単一光子源の計算では、時空間多重化モデルの確率モデルを構築し、先行研究にはない単一光子確率を一般化した式を定式化した。集積型の伝令付き単一光子源が実用性能に達するのに改善が必要なパラメータの明確化と現状の集積型伝令付き単一光子源の限界を示した。また実験室環境に近いパラメータ、つまり可変遅延線を結合共振器の動的 Q 値制御による量子メモリに置き換え、その他はバルク光学系の素子のパラメータを用いて解析を行った。その結果時空間多重度 $S = 2, N = 2$ といった比較的实现可能な値で、非多重化伝令付き単一光子源の限界 ($p_h + F_h = 1$) を超える性能 ($p_h + F_h = 1.2$) を示す可能性があることが示された。今後の展望としては時間多重化と空間多重化だけではなく、周波数多重化も使用した場合のモデルの構築および性能評価が考えられる。

作製では、エッジトロイド共振器の高 Q 値化に取り組んだ。エッジトロイド共振器はダイシングの工程によってエッチングが非対称になってしまい、その結果 Q 値が低下するという課題があった。XeF₂ によるエッチングの際に、2枚のチップを隣接させた状態でエッチングを行うと、エッジ端の影響が小さくなり、対称なシリコンポスト形状を持つ共振器を作製することができた。これにより二桁程度の Q 値の改善が見られ、 10^7 程度の Q 値を持つエッジトロイド共振器を作製した。しかし通常のトロイド共振器が達成できる Q 値が 10^8 程度であるため、プロセス改善の余地が残されている。特に、XeF₂ エッチング時間の最適化とレーザーフロのアラインメントおよび入力光強度の最適化が Q 値に与える影響が大きいと考えられる。

動的 Q 値制御の実験では、基本技術となる結合共振器の形成および光カー効果による周波数シフトに取り組んだ。共振器の結合のためには、調芯系の構築やテーパファイバの振

動の抑制のための治具作成など、結合の安定化に注力した。光カー効果による周波数シフトは、入力光強度を変化させながら共振器リングダウン波形の変化を測定し、シミュレーションによる結果でフィッティングすることで共振周波数シフト量を算出した。これにより、結合共振器の動的 Q 値制御に十分な周波数シフトが可能であることを確認できた。

伝令付き単一光子源の実験では、基本技術となる相関光子対の生成および評価に取り組んだ。SPDC による光子対の生成のために、アラインメントおよび非線形光学結晶の温度最適化による位相整合を行った。強度相関測定をすることで相関光子対の生成を確認できた。しかし使用可能な TCSPC が 2 チャンネルのものしかなかったため、伝令付き単一光子の生成には至っていない。今後の展望としては、3 チャンネル TCSPC で $g^2(0)$ 測定することによる伝令付き単一光子の生成・評価および相関光子対を共振器に結合させるモード整合が必要となる。特に、モード整合を解決すれば微小光共振器を用いた量子的な状態の光の実験が可能になり、伝令付き単一光子源の時間多重化達成に繋がると考える。

参考文献

- [1] 国立研究開発法人科学技術振興機構低炭素社会戦略センター, “情報化社会の進展がエネルギー消費に与える影響 (Vol.1) – IT 機器の消費電力の現状と将来予測–,” (2021). URL <https://www.jst.go.jp/lcs/pdf/fy2018-pp-15.pdf>.
- [2] 総務省総合通信基盤局電気通信事業部データ通信課, “我が国のインターネットにおけるトラヒックの集計結果 (2021年5月分),” (2021). URL https://www.soumu.go.jp/main_content/000761096.pdf.
- [3] N. Montaut, L. Sansoni, E. Meyer-Scott, R. Ricken, V. Quiring, H. Herrmann, and C. Silberhorn, “High-Efficiency Plug-and-Play Source of Heralded Single Photons,” *PRAPPLIED* **8**(2), 024,021 (2017). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.8.024021>.
- [4] M. J. Collins, C. Xiong, I. H. Rey, T. D. Vo, J. He, S. Shahnian, C. Reardon, T. F. Krauss, M. J. Steel, A. S. Clark, and B. J. Eggleton, “Integrated spatial multiplexing of heralded single-photon sources,” *Nature Communications* **4**(1), 2582 (2013). URL <https://doi.org/10.1038/ncomms3582>.
- [5] R. J. A. Francis-Jones, R. A. Hoggarth, and P. J. Mosley, “All-fiber multiplexed source of high-purity single photons,” *Optica* **3**(11), 1270–1273 (2016). URL <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-3-11-1270>.
- [6] H. Wang, J. Qin, X. Ding, M.-C. Chen, S. Chen, X. You, Y.-M. He, X. Jiang, L. You, Z. Wang, C. Schneider, J. J. Renema, S. Höfling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, “Boson Sampling with 20 Input Photons and a 60-Mode Interferometer in a 10^{14} -Dimensional Hilbert Space,” *PRL* **123**(25), 250,503 (2019). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.250503>.
- [7] F. Kaneda, B. G. Christensen, J. J. Wong, H. S. Park, K. T. McCusker, and P. G. Kwiat, “Time-multiplexed heralded single-photon source,” *Optica* **2**(12), 1010–1013 (2015). URL <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-2-12-1010>.
- [8] J. J. L. Morton, A. M. Tyryshkin, R. M. Brown, S. Shankar, B. W. Lovett, A. Ardavan, T. Schenkel, E. E. Haller, J. W. Ager, and S. A. Lyon, “Solid-state quantum memory using the ^{31}P nuclear spin,” *Nature* **455**(7216), 1085–1088 (2008). URL <https://doi.org/10.1038/nature07295>.
- [9] E. Bimbard, R. Boddeda, N. Vitrant, A. Grankin, V. Parigi, J. Stanojevic, A. Ourjoumtsev, and P. Grangier, “Homodyne Tomography of a Sin-

- gle Photon Retrieved on Demand from a Cavity-Enhanced Cold Atom Memory,” PRL **112**(3), 033,601 (2014). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.033601>.
- [10] F. Kaneda, F. Xu, J. Chapman, and P. G. Kwiat, “Quantum-memory-assisted multi-photon generation for efficient quantum information processing,” *Optica* **4**(9), 1034–1037 (2017). URL <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-4-9-1034>.
- [11] J.-i. Yoshikawa, K. Makino, S. Kurata, P. van Loock, and A. Furusawa, “Creation, Storage, and On-Demand Release of Optical Quantum States with a Negative Wigner Function,” PRX **3**(4), 041,028 (2013). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.3.041028>.
- [12] M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, “Ultimate Q of optical microsphere resonators,” *Opt. Lett.* **21**(7), 453–455 (1996). URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-21-7-453>.
- [13] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, “Very High-Q Whispering-Gallery Mode Resonances Observed on Fused Silica Microspheres,” *Europhysics Letters (EPL)* **23**(5), 327–334 (1993). URL <https://doi.org/10.1209%2F0295-5075%2F23%2F5%2F005>.
- [14] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Demonstration of ultrahigh-Q small mode volume toroid microcavities on a chip,” *Applied Physics Letters* **85**(25), 6113–6115 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1833556>, URL <https://doi.org/10.1063/1.1833556>.
- [15] “St Paul’s Cathedral Interior Dome 2 crop, London, UK - Diliff - St Paul’s Cathedral - Wikipedia,” URL https://en.wikipedia.org/wiki/St_Paul%27s_Cathedral#/media/File:St_Paul%27s_Cathedral_Interior_Dome_2_crop,_London,_UK_-_Diliff.jpg.
- [16] M. R. Foreman, J. D. Swaim, and F. Vollmer, “Whispering gallery mode sensors,” *Adv. Opt. Photon.* **7**(2), 168–240 (2015). URL <http://aop.osa.org/abstract.cfm?URI=aop-7-2-168>.
- [17] R. D. Richtmyer, “Dielectric Resonators,” *Journal of Applied Physics* **10**(6), 391–398 (1939). URL <https://doi.org/10.1063/1.1707320>.
- [18] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, “Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes - ScienceDirect,” (1989). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/>

- pii/0375960189909122?via%3Dihub.
- [19] I. Kandas, B. Zhang, C. Daengngam, I. Ashry, C.-Y. Jao, B. Peng, S. K. Ozdemir, H. D. Robinson, J. R. Heflin, L. Yang, and Y. Xu, “High quality factor silica microspheres functionalized with self-assembled nanomaterials,” *Opt. Express* **21**(18), 20,601–20,610 (2013). URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-18-20601>.
- [20] D. S. A. S. Andrey Matsuko, Vladimir Ilchenko and L. Maleki, “Delaying Trains of Short Light Pulses in WGM Resonators,” (2008). URL <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20080048146.pdf>.
- [21] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature* **421**(6926), 925–928 (2003). URL <https://doi.org/10.1038/nature01371>.
- [22] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan, “Whispering - gallery mode microdisk lasers,” *Applied Physics Letters* **60**(3), 289–291 (1992). URL <https://doi.org/10.1063/1.106688>.
- [23] A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, A. B. Matsko, and L. Maleki, “Kilohertz optical resonances in dielectric crystal cavities,” *Phys. Rev. A* **70**, 051,804 (2004). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.051804>.
- [24] I. S. Grudinin, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, “Ultrahigh optical Q factors of crystalline resonators in the linear regime,” *Phys. Rev. A* **74**, 063,806 (2006). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.063806>.
- [25] F. Ferdous, H. Miao, D. E. Leaird, K. Srinivasan, J. Wang, L. Chen, L. T. Varghese, and A. M. Weiner, “Spectral line-by-line pulse shaping of on-chip microresonator frequency combs,” *Nature Photonics* **5**(12), 770–776 (2011). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.255>.
- [26] D. T. Spencer, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, and J. E. Bowers, “Integrated waveguide coupled Si₃N₄ resonators in the ultrahigh-Q regime,” *Optica* **1**(3), 153–157 (2014). URL <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-1-3-153>.
- [27] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, M. A. Foster, D. G. Ouzounov, and A. L. Gaeta, “All-optical switching on a silicon chip,” *Opt. Lett.* **29**(24), 2867–2869 (2004). URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-29-24-2867>.
- [28] 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,” *Nature Photonics* **4**(1), 37–40 (2010). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.259>.
- [29] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059–2062 (1987). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.2059>.
- [30] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486–2489 (1987). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.2486>.
- [31] J. N. W. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson and R. D. Meade, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light - Second Edition,” (2008). URL <http://ab-initio.mit.edu/book/photonic-crystals-book.pdf>.
- [32] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform,” *Scientific Reports* **5**(1), 11,312 (2015). URL <https://doi.org/10.1038/srep11312>.
- [33] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, “Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths,” *Science* **289**(5479), 604–606 (2000). URL <https://science.sciencemag.org/content/289/5479/604>.
- [34] O. Painter, J. Vučković, and A. Scherer, “Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab,” *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(2), 275–285 (1999). URL <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-16-2-275>.
- [35] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, “High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Nature* **425**(6961), 944–947 (2003). URL <https://doi.org/10.1038/nature02063>.
- [36] U. P. Dharanipathy, M. Minkov, M. Tonin, V. Savona, and R. Houdré, “High-Q silicon photonic crystal cavity for enhanced optical nonlinearities,” *Applied Physics Letters* **105**(10), 101,101 (2014). URL <https://doi.org/10.1063/1.4894441>.
- [37] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, “Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, 253,902 (2001). URL

- <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.253902>.
- [38] M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, “Structural tuning of guiding modes of line-defect waveguides of silicon-on-insulator photonic crystal slabs,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(7), 736–742 (2002).
- [39] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, “Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect,” *Applied Physics Letters* **88**(4), 041,112 (2006). URL <https://doi.org/10.1063/1.2167801>.
- [40] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials* **4**(3), 207–210 (2005). URL <https://doi.org/10.1038/nmat1320>.
- [41] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, “Design of Photonic Crystal Nanocavity With Q-Factor of 10^9 ,” *J. Lightwave Technol.* **26**(11), 1532–1539 (2008). URL <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-26-11-1532>.
- [42] B.-B. Li, Q.-Y. Wang, Y.-F. Xiao, X.-F. Jiang, Y. Li, L. Xiao, and Q. Gong, “On chip, high-sensitivity thermal sensor based on high-Q polydimethylsiloxane-coated microresonator,” *Applied Physics Letters* **96**(25), 251,109 (2010). URL <https://doi.org/10.1063/1.3457444>.
- [43] V. M. N. Passaro, F. Dell’Olio, and F. De Leonardis, “Ammonia Optical Sensing by Microring Resonators,” *Sensors (Basel, Switzerland)* **7**(28903258), 2741–2749 (2007). URL <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3965219/>.
- [44] F. Pang, X. Han, F. Chu, J. Geng, H. Cai, R. Qu, and Z. Fang, “Sensitivity to alcohols of a planar waveguide ring resonator fabricated by a sol-gel method,” *Sensors and Actuators B: Chemical* **120**(2), 610 – 614 (2007). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925400506002073>.
- [45] F. Vollmer and S. Arnold, “Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules,” *Nature Methods* **5**(7), 591–596 (2008). URL <https://doi.org/10.1038/nmeth.1221>.
- [46] F. Vollmer, S. Arnold, and D. Keng, “Single virus detection from the reactive shift of a whispering-gallery mode,” *Proceedings of the National Academy of Sciences* **105**(52), 20,701–20,704 (2008). URL <https://www.pnas.org/content/105/52/20701>.
- [47] 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**(7173), 1214–1217 (2007). URL <https://doi.org/10.1038/nature06401>.
- [48] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nature Photonics* **8**(2), 145–152 (2014). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.343>.
- [49] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, “Microresonator-Based Optical Frequency Combs,” *Science* **332**(6029), 555–559 (2011). URL <https://science.sciencemag.org/content/332/6029/555>.
- [50] M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin, and V. D. Kulakovskii, “Optical Modes in Photonic Molecules,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2582–2585 (1998). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.2582>.
- [51] S. Ishii and T. Baba, “Bistable lasing in twin microdisk photonic molecules,” *Applied Physics Letters* **87**(18), 181,102 (2005). URL <https://doi.org/10.1063/1.2120906>.
- [52] K. A. Atlasov, K. F. Karlsson, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon, “Wavelength and loss splitting in directly coupled photonic-crystal defect microcavities,” *Opt. Express* **16**(20), 16,255–16,264 (2008). URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-20-16255>.
- [53] F. Bo, Şahin Kaya Özdemir, B. Peng, J. Wang, G. Zhang, J. Xu, and L. Yang, “Vertically coupled microresonators and oscillatory mode splitting in photonic molecules,” *Opt. Express* **23**(24), 30,793–30,800 (2015). URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-23-24-30793>.
- [54] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas,” *Nature* **397**(6720), 594–598 (1999). URL <https://doi.org/10.1038/17561>.
- [55] D. D. Smith, H. Chang, K. A. Fuller, A. T. Rosenberger, and R. W. Boyd, “Coupled-resonator-induced transparency,” *Phys. Rev. A* **69**, 063,804 (2004). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.69.063804>.
- [56] “Taking things slow,” *Nature Photonics* **2**(8), 447–447 (2008). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.137>.
- [57] R. W. Boyd, L. Hau, H. Wang, G. Eisenstein, S. Noda, and J. Moerk, “Slow

- Light and Its Applications,” *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(12), SL1–SL1 (2008). URL <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-25-12-SL1>.
- [58] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, “Ultracompact optical buffers on a silicon chip,” *Nature Photonics* **1**(1), 65–71 (2007). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2006.42>.
- [59] M. Notomi, E. Kuramochi, and T. Tanabe, “Large-scale arrays of ultrahigh-Q coupled nanocavities,” *Nature Photonics* **2**(12), 741–747 (2008). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.226>.
- [60] Q. Xu, P. Dong, and M. Lipson, “Breaking the delay-bandwidth limit in a photonic structure,” *Nature Physics* **3**(6), 406–410 (2007). URL <https://doi.org/10.1038/nphys600>.
- [61] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “All-optical tunable buffering with coupled ultra-high Q whispering gallery mode microcavities,” *Scientific Reports* **7**(1), 10,688 (2017). URL <https://doi.org/10.1038/s41598-017-10035-4>.
- [62] J. Upham, Y. Fujita, Y. Kawamoto, Y. Tanaka, B. S. Song, T. Asano, and S. Noda, “The capture, hold and forward release of an optical pulse from a dynamic photonic crystal nanocavity,” *Opt. Express* **21**(3), 3809–3817 (2013). URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-3-3809>.
- [63] V. Ilchenko, M. Gorodetsky, and S. Vyatchanin, “Coupling and tunability of optical whispering-gallery modes: a basis for coordinate meter,” *Optics Communications* **107**(1), 41 – 48 (1994). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401894901007>.
- [64] V. S. Ilchenko, X. S. Yao, and L. Maleki, “Pigtailed high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes,” *Opt. Lett.* **24**(11), 723–725 (1999). URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-24-11-723>.
- [65] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, “Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper,” *Opt. Lett.* **22**(15), 1129–1131 (1997). URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-22-15-1129>.
- [66] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala, “Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics,” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 043,902 (2003). URL

- <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.043902>.
- [67] T. Aoki, “Fabrication of Ultralow-Loss Tapered Optical Fibers and Microtoroidal Resonators,” *Japanese Journal of Applied Physics* **49**(11), 118,001 (2010). URL <https://doi.org/10.1143%2Fjjap.49.118001>.
- [68] M. C. T. Bahaa E. A. Saleh, *基本光工学*, 第 1 卷 (森北出版, 2006).
- [69] W. Yoshiki, “Dynamic control of ultra-high Q silica toroid optical microcavities,” (2016).
- [70] X. Jiang, L. Shao, S.-X. Zhang, X. Yi, J. Wiersig, L. Wang, Q. Gong, M. Lončar, L. Yang, and Y.-F. Xiao, “Chaos-assisted broadband momentum transformation in optical microresonators,” *Science* **358**(6361), 344–347 (2017). URL <https://science.sciencemag.org/content/358/6361/344>.
- [71] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, “Advances in quantum metrology,” *Nature Photonics* **5**(4), 222–229 (2011). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.35>.
- [72] J. L. O’Brien, “Optical Quantum Computing,” *Science* **318**(5856), 1567–1570 (2007). URL <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1142892>, URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1142892>.
- [73] L. A. Lugiato, A. Gatti, and E. Brambilla, “Quantum imaging,” *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **4**(3), S176–S183 (2002). URL <http://dx.doi.org/10.1088/1464-4266/4/3/372>.
- [74] L. Seth, “Enhanced Sensitivity of Photodetection via Quantum Illumination,” *Science* **321**(5895), 1463–1465 (2021). URL <https://doi.org/10.1126/science.1160627>.
- [75] N. Gisin and R. Thew, “Quantum communication,” *Nature Photonics* **1**(3), 165–171 (2007). URL <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.22>.
- [76] M. Herrero-Collantes and J. C. Garcia-Escartin, “Quantum random number generators,” *RMP* **89**(1), 015,004 (2017). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.89.015004>.
- [77] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, “Photon Antibunching in Resonance Fluorescence,” *PRL* **39**(11), 691–695 (1977). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.691>.
- [78] F. Diedrich and H. Walther, “Nonclassical radiation of a single stored ion,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203–206 (1987). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.203>.

- [79] T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit, and H. Talon, “Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid,” *PRL* **69**(10), 1516–1519 (1992). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.1516>.
- [80] R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat, and P. Grangier, “Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond,” *Opt. Lett.* **25**(17), 1294–1296 (2000). URL <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-25-17-1294>.
- [81] P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, and S. K. Buratto, “Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature,” *Nature* **406**(6799), 968–970 (2000). URL <https://doi.org/10.1038/35023100>.
- [82] E. Pomarico, B. Sanguinetti, T. Guerreiro, R. Thew, and H. Zbinden, “MHz rate and efficient synchronous heralding of single photons at telecom wavelengths,” *Opt. Express* **20**(21), 23,846–23,855 (2012). URL <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-20-21-23846>.
- [83] A. Eckstein, A. Christ, P. J. Mosley, and C. Silberhorn, “Highly Efficient Single-Pass Source of Pulsed Single-Mode Twin Beams of Light,” *Phys. Rev. Lett.* **106**, 013,603 (2011). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.013603>.
- [84] T. Gerrits, M. J. Stevens, B. Baek, B. Calkins, A. Lita, S. Glancy, E. Knill, S. W. Nam, R. P. Mirin, R. H. Hadfield, R. S. Bennink, W. P. Grice, S. Dorenbos, T. Zijlstra, T. Klapwijk, and V. Zwiller, “Generation of degenerate, factorizable, pulsed squeezed light at telecom wavelengths,” *Opt. Express* **19**(24), 24,434–24,447 (2011). URL <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-19-24-24434>.
- [85] Z. Vernon, M. Menotti, C. C. Tison, J. A. Steidle, M. L. Fanto, P. M. Thomas, S. F. Preble, A. M. Smith, P. M. Alsing, M. Liscidini, and J. E. Sipe, “Truly unentangled photon pairs without spectral filtering,” *Opt. Lett.* **42**(18), 3638–3641 (2017). URL <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-42-18-3638>.
- [86] Y. Hashimoto, A. Goban, Y. Hirabayashi, Y. Kobayashi, T. Araki, and T. Aoki, “On-chip photon-pair generation in a silica microtoroidal cavity,” *Opt. Express* **29**(3), 3533–3542 (2021). URL <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-29-3-3533>.

- [87] E. Meyer-Scott, C. Silberhorn, and A. Migdall, “Single-photon sources: Approaching the ideal through multiplexing,” *Review of Scientific Instruments* **91**(4), 041,101 (2022). URL <https://doi.org/10.1063/5.0003320>.
- [88] A. Christ and C. Silberhorn, “Limits on the deterministic creation of pure single-photon states using parametric down-conversion,” *PRA* **85**(2), 023,829 (2012). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.023829>.
- [89] J. Tiedau, T. J. Bartley, G. Harder, A. E. Lita, S. W. Nam, T. Gerrits, and C. Silberhorn, “Scalability of parametric down-conversion for generating higher-order Fock states,” *PRA* **100**(4), 041,802 (2019). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.041802>.
- [90] A. L. Migdall, D. Branning, and S. Castelletto, “Tailoring single-photon and multiphoton probabilities of a single-photon on-demand source,” *Phys. Rev. A* **66**, 053,805 (2002). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.053805>.
- [91] X.-s. Ma, S. Zotter, J. Kofler, T. Jennewein, and A. Zeilinger, “Experimental generation of single photons via active multiplexing,” *PRA* **83**(4), 043,814 (2011). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.043814>.
- [92] T. B. Pittman, B. C. Jacobs, and J. D. Franson, “Single photons on pseudo-demand from stored parametric down-conversion,” *PRA* **66**(4), 042,303 (2002). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.042303>.
- [93] F. Kaneda and P. G. Kwiat, “High-efficiency single-photon generation via large-scale active time multiplexing,” *Science Advances* **5**(10) (2019). <https://advances.sciencemag.org/content/5/10/eaaw8586.full.pdf>, URL <https://advances.sciencemag.org/content/5/10/eaaw8586>.
- [94] M. Grimau Puigibert, G. H. Aguilar, Q. Zhou, F. Marsili, M. D. Shaw, V. B. Verma, S. W. Nam, D. Oblak, and W. Tittel, “Heralded Single Photons Based on Spectral Multiplexing and Feed-Forward Control,” *Phys. Rev. Lett.* **119**, 083,601 (2017). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.083601>.
- [95] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs NJ, 1984).
- [96] H. Rokhsari and K. J. Vahala, “Ultralow Loss, High Q , Four Port Resonant Couplers for Quantum Optics and Photonics,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253,905 (2004). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.253905>.

-
- [97] D. Zhu, M. Colangelo, C. Chen, B. A. Korzh, F. N. C. Wong, M. D. Shaw, and K. K. Berggren, “Resolving Photon Numbers Using a Superconducting Nanowire with Impedance-Matching Taper,” *Nano Lett.* **20**(5), 3858–3863 (2020). URL <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c00985>.
- [98] M. Heuck, M. Pant, and D. R. Englund, “Temporally and spectrally multiplexed single photon source using quantum feedback control for scalable photonic quantum technologies,” *New Journal of Physics* (2018).
- [99] H. Lee, T. Chen, J. Li, O. Painter, and K. J. Vahala, “Ultra-low-loss optical delay line on a silicon chip,” *Nature Communications* **3**(1), 867 (2012). URL <https://doi.org/10.1038/ncomms1876>.
- [100] W. Yoshiki and T. Tanabe, “Analysis of bistable memory in silica toroid microcavity,” *J. Opt. Soc. Am. B* **29**(12), 3335–3343 (2012). URL <http://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-29-12-3335>.