

Keio University



2013 年度（平成 25 年度）

アニュアルレポート



慶應義塾大学理工学部電子工学科

田邊フットニック構造研究室

目次

*ごあいさつ	1
*研究室メンバー一覧	2
*研究活動報告	3
『トロイド微小光共振器の Q 値の制限要素の解明 と高 Q 値化に向けた取り組み』	4
『光カーコム発生の理論と実験』	7
『光カーコム安定化とフィードバック機構の構築』	10
『光カー効果によるオンチップ光スイッチの実現』	12
『Add-drop 系構築と光ルーティングスイッチングに関する研究』	15
『高 Q 値微小光共振器への広帯域パルスの伝送の検討』	18
『センシング応用に向けた 780nm レーザの液中測定 of 検討』	21
『結晶成長による WGM 共振器作製とその関連技術開発』	23
『ファブリペロー共振器の光ファイバとの結合の検討』	26
『2 次元フォトニック結晶共振器の Q 値の高速算出手法の提案』	28
『CMOS によるシリコンフォトニクス素子の特性評価 と作製ばらつき評価』	31
『ノイズ耐性に強い NAND ゲートの設計』	33
*資料の部	36
論文・会議発表	37
学位論文題目	40
国際ワークショップ	41

ごあいさつ



皆さまには、慶應義塾大学理工学部電子工学科・田邊フォトリックナノ構造研究室の研究教育活動に、日頃より多大なご支援とご関心をお寄せいただきまして、心より感謝申し上げます。

当研究室は 2013 年度に 3 年目を迎え、2014 年 3 月には第 1 期生として研究室に参加した 4 名の修士 2 年生も無事に修了し、内 2 名を社会へ送り出すこともできました。残りの 2 名は、博士課程教育リーディングプログラムオールラウンド型の RA として、それぞれ副専攻である他研究科に入学しダブル学位を得るために 1 年間勉学に取り組みます。彼らは再来年、再び当研究室に戻り、博士課程をスタートさせる予定となっています。

このように、2013 年度は学部 4 年生から修士 2 年生までの学年が揃い、ようやく研究室らしくなってきた年でした。研究活動においても、3 年目に入り、1 年目に立ち上げた研究が対外発表できるようなレベルに到達しつつあります。結晶成長における微小光共振器の作製に関するオリジナリティのあるテーマにおいても、専門誌における発表や国際会議への投稿などができるようになってきました。

教育に関しては、学生たちは研究室の教育目標である「新しい仕組みを構築する力」を身につけるべく切磋琢磨しており、指導教員としても今後の活躍が楽しみです。

本報告書では、2013 年度に取り組んだこうした具体的な研究成果についていくつかトピックスを絞って報告いたします。私どもの行っている研究にご関心を持たれましたら、ご連絡いただけましたら幸いです。

2014 年 9 月

慶應義塾大学理工学部電子工学科
准教授 田邊孝純

研究室メンバー一覧

准教授

田邊孝純

修士 2 年生:第 1 期生(2011 年度卒業生)

小川陽平	慶應義塾大学大学院修了 就職
加藤拓巳	慶應義塾大学大学院医学研究科 入学 リーディング大学院プログラム RA(2012/4～現在)
工藤寛史	慶應義塾大学大学院修了 就職
吉岐航	慶應義塾大学大学院商学研究科 入学 リーディング大学院プログラム RA(2012/10～現在)

修士 1 年生:第 2 期生(2012 年度卒業生)

齊藤龍介	慶應義塾大学大学院在学 リーディング大学院プログラム RA(2013/4～現在)
鈴木良	慶應義塾大学大学院在学
鐵本智大	慶應義塾大学大学院在学
西村治郎	慶應義塾大学大学院在学
伏見亮大	慶應義塾大学大学院在学

学部 4 年生:第 3 期生(2013 年度卒業生)

小畠知也	慶應義塾大学大学院進学
玉木翔	慶應義塾大学大学院進学
富山将平	慶應義塾大学卒業 米国大学へ編入
陳哲倫	慶應義塾大学大学院進学
中川陽介	慶應義塾大学大学院進学
薬師寺由衣	慶應義塾大学卒業 就職

(プライバシーの観点より就職先企業名の記載は致しません)

研究活動報告

トロイド微小光共振器の Q 値の制限要素の解明と 高 Q 値化に向けた取り組み

玉木 翔(M1) 鐵本 智大(B4) 吉岐 航(M2)

シリカトロイド微小光共振器の Q 値を高める事は様々な非線形光学効果を生じさせる上で必要不可欠な条件である。共振器の Q 値の制限要素は材料による吸収と散乱, 全反射の放射損失, 水分子の付着など様々な要因があるがいずれもその制限は $Q > 10^8$ で影響が出る。本研究では外部環境の影響, 共振器の作製方法, 光学測定手法などの影響を調べ Q 値の制限要素を解明した。またこれらの制限要素を解明し, Q 値 $Q = 2.0 \times 10^6$ から $Q = 6.5 \times 10^7$ まで高める事に成功した。

キーワード: クリーン度, 表面粗さ, 基本モード

1. 概要

トロイド微小光共振器は Si チップ上に作製できることと高 Q 値を示す特徴をもち, 2003 年に発表された。[1] この共振器は Si ウェハを熱酸化させてシリカの膜を形成し, フォトリソグラフィによって円形のパターンを生成する。次にドライエッチングと呼ばれる反応性の高い気体を Si 基板エッチングさせ, 最後に CO_2 レーザを上から照射させて作製される(これをリフローと呼ぶ)。この工程を簡単に示したのが Fig. 1 になる。

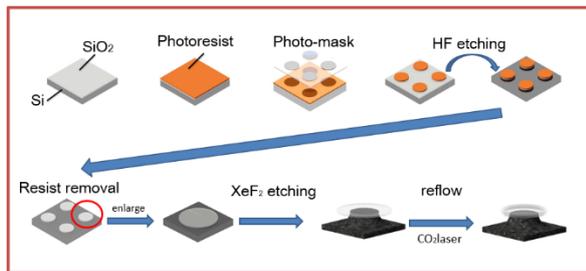


Fig. 1: トロイド微小光共振器の作製方法。

共振器の性能はフォトリソグラフィの段階では制限されない。そこで本研究ではリフロープロセスからの作製段階から Q 値への検討を行った。具体的には外部のクリーン度の変化, リフロープロセスにおける CO_2 レーザのプロファイル波形の変化, 光学測定の手法の変化, 共振器の構造の変化を検討した。

2. リフロープロセスの改善

XeF_2 ドライエッチングの後, Si の支柱に支えられたシリカのディスクを上から CO_2 レーザを照射してトロイド形状の共振器が完成される。この時, Si 熱吸収係数がシリカより高いことからシリカ全体に照射された時, Si 支柱に支えられたシリカには熱が集中せず Si 支柱に熱が流れる。一方外縁部のシリカには熱が集中し融解する。

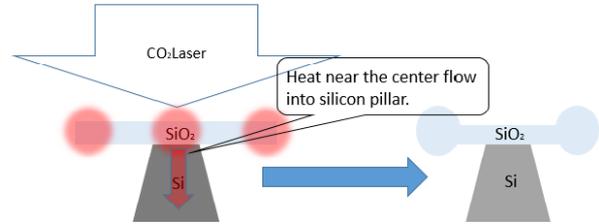


Fig. 2: リフロープロセスの模式図

そこで本研究では CO_2 レーザのプロファイル波形をパルス波形(従来の方法)とランプ波形で同一チップ上の共振器に照射し, 表面粗さの変化を観測し Q 値への影響を観測した。

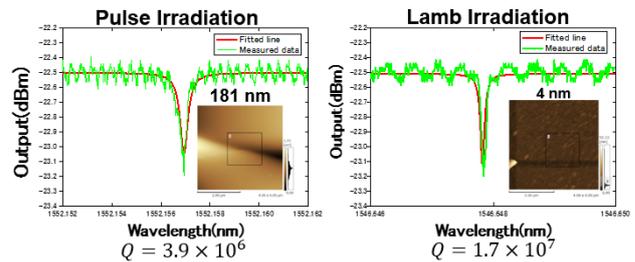


Fig. 3: 波形プロファイルの変化による Q 値と表面粗さ。

Fig. 3 を見れば, パルス波形の時に Q 値 $Q = 3.9 \times 10^6$, 表面の粗さは 181 nm, ランプ波形の時に Q 値 $Q = 1.7 \times 10^7$, 表面の粗さは 4 nm を観測し, Q 値と表面粗さの双方の改善を見ることができた。

3. 光学測定の手法の改善

本研究では良い共振器を作製したとしても測定の方法によって Q 値は著しく変動することを実験的に発見した。Fig. 4 に示すようなモデルを考えた時, 基本モードが励振されるとき次式が成り立つことが分かっている。[2]

$$\approx \left[1 - \left(\frac{a - r_e + a_f}{2R_e} \right) \right] \beta_e(a) \quad (1)$$

β_{taper} : ファイバ中を伝搬する光の伝播定数

β_e : 共振器中を伝搬する光の伝播定数

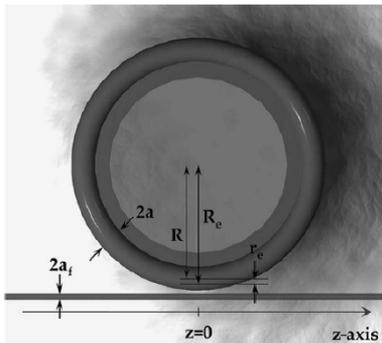


Fig. 4: 光学測定における参考モデル. [B. Min, L. Yang, and K. Vahala, "Perturbative analytic theory of an ultrahigh- Q toroidal microcavity," *Phys. Rev. A*, **76**, 013823, (2007)].[2]

(1)式と Fig. 4. をみると, $a, r_e, R_e, \beta_e(a)$ はすべて共振器によって決定される値であり, テーパーファイバ径 a_f を変化させることによって励振されるモードが異なる事を示している. この実験結果を Fig. 5 に示す.

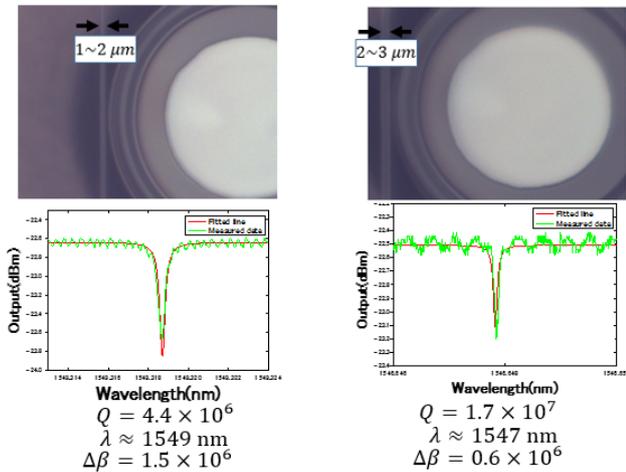


Fig. 5: テーパーファイバ径を変化させた時のモードと Q 値の変化. ($\Delta\beta$ は(1)式における左辺と右辺の差を簡易に計算した値)

Fig. 5.よりテーパーファイバ径を変えることにより励振されるモードが異なり, Q 値を大きく向上することができた. モードが異なると Q 値が著しく変動する理由として Fig. 6 に示すように, 基本モードが励振されれば, 光を面内に閉じ込めているのに対して高次のモードは上下方向にも光を閉じ込める事になるのでより多くの表面の影響を受ける為と考えられる.

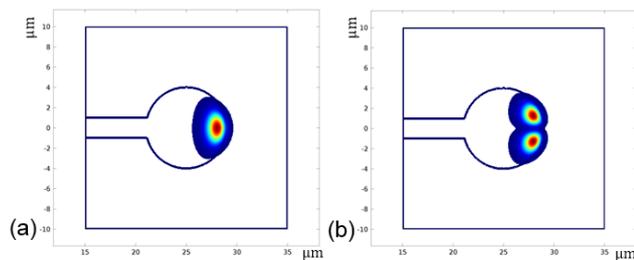


Fig. 6(a): FEMによる基本モードの電界強度分布. (b): FEMによる2次モードの電界強度分布. (b)の時光が上下方向にも全反射する事が分かる.

4. 外部環境の改善

今年度の新たな改善点として共振器を作製し実験する実験室をセミクリーン化した. (クラス 50000 から 5000)これにより共振器の保存状態が改善し, 不純物の付着の影響を軽減することが出来ると考えられる. 本研究ではセミクリーン環境下で $Q > 10^7$ を観測した共振器を外部環境に 48 時間放置し放置する前と後の透過スペクトルを観測した.

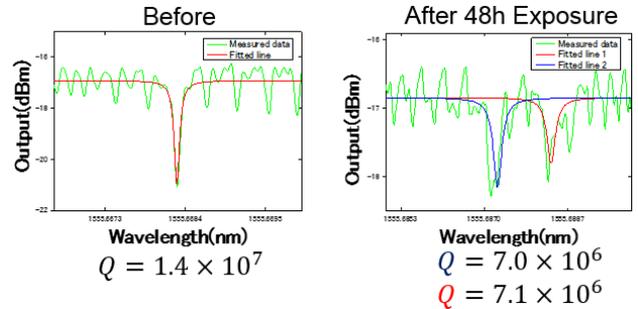


Fig. 7: 左図はリフロー直後に測定した透過スペクトル. 右図は 48 時間外部環境に放置した後の透過スペクトル.

Fig. 7 より外部環境に放置した事により Q 値 $Q = 1.4 \times 10^7 \rightarrow Q = 7.0 \times 10^6$ と Q 値が半減した. これは不純物の付着によって光が表面散乱してしまった為と考えられる. また透過スペクトルもモードがスプリットしたのが分かる. これは光が不純物に着いた時一部は散乱光として, 一部は後方散乱光としてまた共振器内に結合する為であると考えられる. これより従来のクリーン度 50000 が Q 値 $Q < 10^7$ の制限をかけていた事が分かった.

5. 共振器の構造の影響

4 章までで高 Q 値を出す為のリフロー方法, 光学測定手法, 外部環境の影響が明らかになったので, 次に Si 支柱の径を変化させて, Fig. 8.のようにマイナー半径と呼ばれるリフロー後の共振器の外縁部の半径を変化させることによる Q 値への影響を調べた.

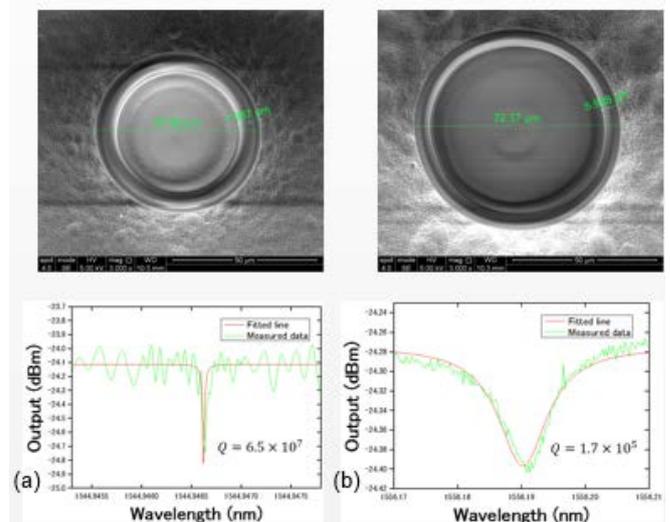


Fig. 8(a),(b): マイナー半径を変化させた時の共振器の SEM 画像と透過スペクトル

Fig. 8(a),(b)を見比べると共振器の構造を変えることによって Q 値が大幅に変わる事が分かる. この理由

を解明するためにFEMによる Fig. 8(a),(b)の構造でシミュレーションを行った. これを Fig. 9(a),(b)に示す.

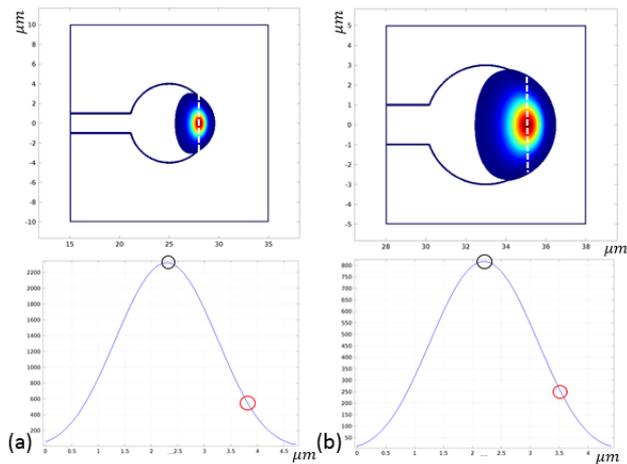


Fig. 9(a),(b): FEM シミュレーションによる Fig. 8(a),(b)の電界強度分布. 下図のグラフは白点線での断面の電界強度分布を示したものである.

Fig. 9(a),(b)より表面での電界強度を共振器内の最大電界強度で割ったもの(Fig. 9の赤線で囲まれた値を黒線で囲まれた値で値)を比較すると, Fig. 9(a)の場合は0.25, Fig. 9(b)の場合は0.32であった. これより Fig.8(b)は Fig. 8(a)より表面の影響を受けやすい構造であるために低い Q 値を示したと考えられる.

6. 結論

共振器のリフロー方法の変化, 光学測定手法の変化, 外部環境の変化, 共振器の構造の変化を検討した. その結果, リフローの従来の方が Q 値 $Q < 10^7$ の制限を, 光学測定手法の変化が Q 値 $Q < 10^7$ の制限を, 外部環境の変化が Q 値 $Q < 10^7$ の制限を, 従来の共振器の構造が Q 値 $Q < 10^6$ の制限をかけていることが分かった. これを表1にまとめる. また Fig. 8(a)に示すように最高 Q 値 $Q = 6.5 \times 10^7$ を記録した.

表1 Q 値の制限と制限事項

制限事項	Q 値の制限
リフロー方法	$Q < 10^7$
光学測定手法の変化	$Q < 10^7$
外部環境の変化	$Q < 10^7$
共振器の構造の変化	$Q < 10^6$

参考文献

- [1] D.K. Armani, T.J. Kippenberg, S.M. Spillane and K.J. Vahala, Nature, vol. **421**, (2003).
- [2] B. Min, L. Yang, and K. Vahala, Phy. Rev. A , **76**, 013823, (2007).

光カーコム発生理論と実験

加藤拓巳(M2) 鈴木良(M1)

本研究では、微小光共振器内で生じる光カーコムの理論を解析し、それを実験的に示すことを目指した。光カーコムは、連続的に四光波混合が起きることによって生じるが、その過程を Lugiato-Lefever モデルをスプリットステップフーリエ法で解析した。また、実験にて光カーコムの発生を確認し、それがどのような状態であるかを調べるために、RF スペクトルを観察した。

キーワード：微小光共振器、四光波混合、光カーコム、スプリットステップフーリエ法

1. はじめに

高 Q 値の微小光共振器は、内部の光密度を非常に高めることができるため、非線形光学効果を利用するのに適している。非線形光学効果の一つである、四光波混合 (Four Wave Mixing: FWM) が連続的に起こることで、周波数軸上に等間隔に光が存在する光カーコムを発生させることができる。光カーコムは、光周波数コムに似たスペクトルを持つ[1]。しかしながら、それはモード同期している場合と、していない場合があることが指摘されており、どのようにしてモード同期を実現するかが研究の対象となっている[2][3]。

光カーコムを数値的に解析するにあたって主に二つの提案がなされている。一つはモード結合方程式を用いるものであり[4]、もう一つはスプリットステップフーリエ法を用いるものである[5]。本研究では、前半ではスプリットステップ法を用いて光カーコムを解析し、モード同期条件を明らかにした。後半では、実際にシリカトロイド共振器を用いて光カーコムの発生を確認した。

2. 光カーコム発生理論計算

2.1 理論計算法

微小光共振器における光カーコムの発生過程をシミュレーションするために、摂動を含んだ非線形シュレーディンガー方程式である Lugiato-Lefever モデルを用いた[6]。

$$t_R \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} = \left(-\frac{\alpha}{2} - \frac{\kappa}{2} - i\delta_0 + \frac{iL\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + iL\gamma|E|^2 \right) E + \sqrt{\kappa}S \quad (1)$$

ここで、 t_R は共振器を1周するのにかかる時間、 r は共振器を回る回数、 α, κ はそれぞれ共振器損失、結合損失の割合、 δ_0 は共振周波数からのデチューニング量、 L は共振器長、 β_2, γ はそれぞれ2次の分散、非線形光学係数、 S はポンプ光を示している。この中でも2次の分散は共振器の構造に依存しているため、有限要素法(Finite Element Method: FEM)を用いて、シリカトロイドの2次分散 β_2 を計算した。非線形光学係数は、 $\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{\text{eff}}}$ であり、 $n_2 = 2.2 \times$

$10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$ である。 A_{eff} は実効モード断面積であり、 β_2 と同様に FEM から求めた。Fig. 1 に FEM の計算結果を示す。材料分散は、セルマイヤー(Sellmeier)方程式から導出している。

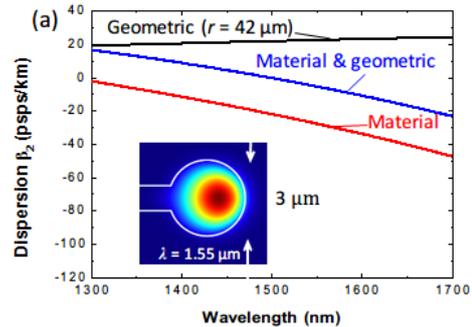


Fig. 1: 2nd order dispersion and a mode profile of a silica toroidal microcavity.

シリカトロイド共振器をモデリングしたこれらの数値を用いて、Lugiato-Lefever モデルを計算する。計算手法には、スプリットステップフーリエ法を用いた。1ステップは共振器一周分の長さとした。

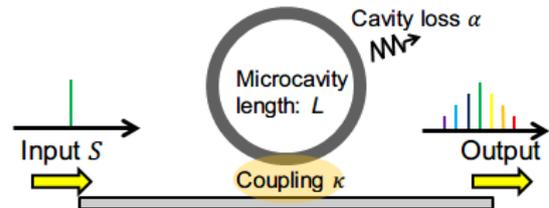


Fig. 2: Schematic image of numerical simulation of optical Kerr comb in a microcavity.

2.2 理論計算結果 - ソリトンの形成

実験と比較するにあたって、共振器損失は Q 値として考えるのが望ましい。各損失と Q 値の関係は次の式で表される。

$$Q = \omega\tau_p = \omega \frac{1}{c\alpha_r} \quad (2)$$

ここで τ_p は光子寿命、 α_r は単位長さあたりの損失を表す。従って共振器一周の損失分は、

$$\alpha = \alpha_r L = \frac{\omega}{cQ} L \quad (3)$$

である。今後損失に関しては Q 値を用いて示す。

パラメータを適当に選び、共振器ソリトンが形成

されるかどうかを確かめる。Fig. 3 は、徐々にソリトンが形成されていく過程を如実に示している。時間軸上ではパルス化されている一方で、周波数軸上ではポンプ波長を中心に 1-FSR ごとに広がっていることが分かる。また、Fig. 4 ではソリトン形成は見られず、乱雑な状態となることが分かった。これは入力パワーが高すぎるためだと考えられた。

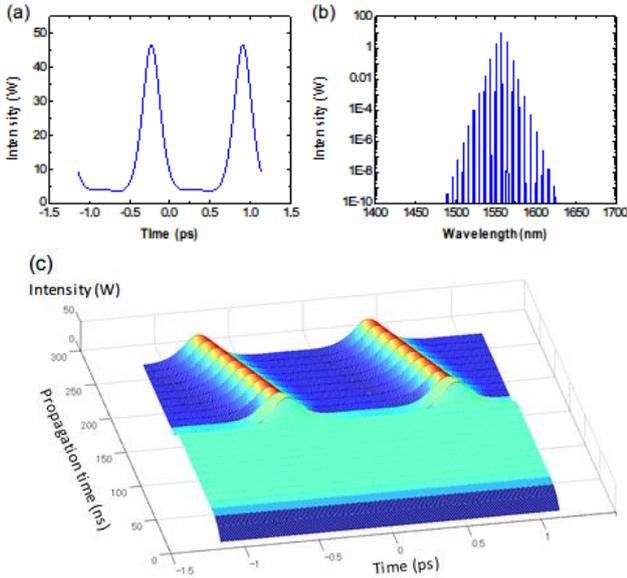


Fig. 3: Kerr comb simulation results. The main parameters are $Q_{\text{int}} = 2.0 \times 10^7$, $Q_{\text{couple}} = 2.0 \times 10^7$, $\delta_0 = 1.2 \times 10^{-4}$, $P_{\text{in}} = 1.5 \text{ mW}$. (a) Temporal region (b) Spectral region (c) Pulse evolution in a microcavity.

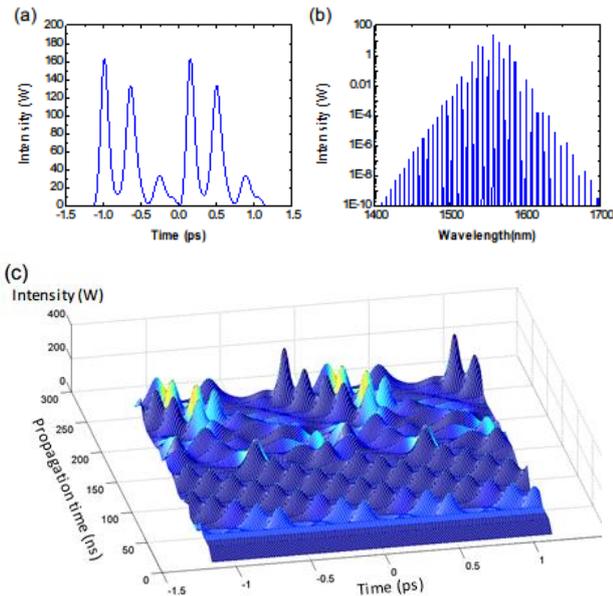


Fig. 4: Kerr comb simulation results. The main parameters are $Q_{\text{int}} = 2.0 \times 10^7$, $Q_{\text{couple}} = 2.0 \times 10^7$, $\delta_0 = 1.2 \times 10^{-4}$, $P_{\text{in}} = 30 \text{ mW}$. (a) Temporal region (b) Spectral region (c) Pulse evolution in a microcavity.

2.3 理論計算結果 – 双安定性との関係

共振器のパラメータ、入力光のデチューニングやパワーによって光カーコムが色々な状態を取り得ることは分かった。その状態というのは、共振器内の光の量に依存していると考え、光カー効果によ

る双安定性というのが重要になってくる。シミュレーションを用いて、双安定性と光カーコムの状態とを解析した。

光双安定とは、同じ入力パワーであったとしても、その履歴によって異なる値を示す挙動のことを指す。具体的には、共振器に入力するパワーを低パワーから高パワーに徐々に変えていった場合と、高パワーから低パワーに徐々に変えていった場合では、共振器が示す挙動は異なる。Fig. 5 に示すように①と⑥は同じ入力パワーであるが、全く異なる値を取る。

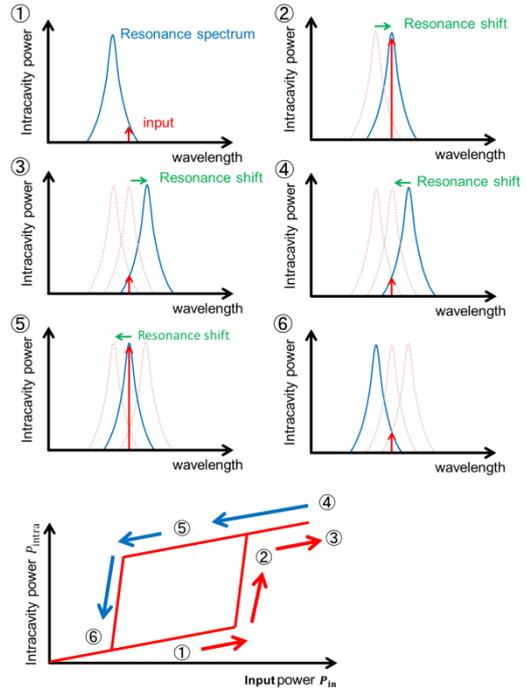


Fig. 5: Bistable behavior in a microcavity due to optical Kerr effect.

双安定性を計算するために、シミュレーションにおいて徐々にパワーを変化させていった。あるパワーを入力してから、定常状態をとるまで計算を続け、その後に入力パワーを少し変更するという操作を繰り返した。目安としては1プロットあたり $t_{\text{cal}} > 75\tau_p$ である。パラメータには多くのパターンがあるが、デチューニング量を規格化すると双安定性が把握しやすい。ここで規格化されたデチューニング量 Δ を導入する。 $\Delta = \frac{2\delta_0}{\alpha + \kappa}$ であり、共振器の損失によって規格化されている。

Fig. 6 は入力パワーを徐々に変化させて行った時の、共振器内の平均パワーを示している。5.5mW に達するまでは、共振器内パワーは低く、四光波混合は生じない。光カー効果によって共振器内パワーが急激に上昇すると、3-FSR の高調波モード同期が生じている。その後、入力を強めていくと乱雑な状態となる。そこから逆に入力を弱めていくと、3-FSR のモードまでは同様であるが、増加させていく場合では取りえなかった 2-FSR の高調波モード同期が生じている。ここから、光カーコムの状態を制御するのに、入力履歴性を考慮する必要があることが理解された。

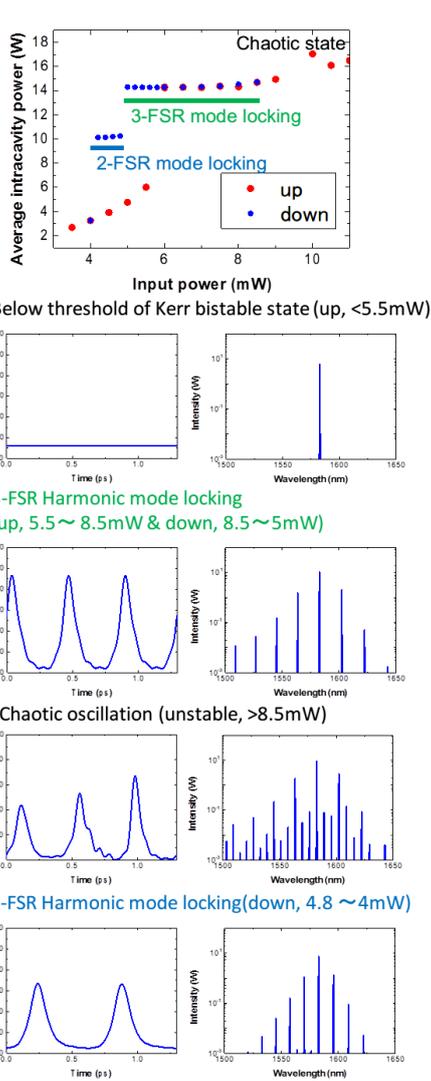


Fig. 6: The Kerr comb transition in a silica toroidal microcavity with a $Q_{\text{int}} = 1.0 \times 10^7$, $Q_{\text{couple}} = 5.0 \times 10^7$, $\Delta = 2.2$. Red dots indicate average intracavity power of the microcavity when input power is increased from zero. Blue dots also indicate average intracavity power when input power is decreased from high.

3. 光カーコムの状態

シミュレーションを通して、光カーコムの状態が共振器固有のパラメータや入力パワーなどによって制御されることが分かった。それらの現象を確認すべく実験をおこなった。光カーコムの状態を測定するには時間波形を観測するのが最適ではあるが、ここではまず光カーコムの RF 波形の観測をおこなった。Herr らの報告によれば、RF 波形によってその状態を推測することができる[7]。実験セットアップは Fig. 7 に示した。光スペクトラムアナライザを用いて光カーコムを観測しつつ、電気スペクトラムアナライザを用いて RF の観測をおこなった。

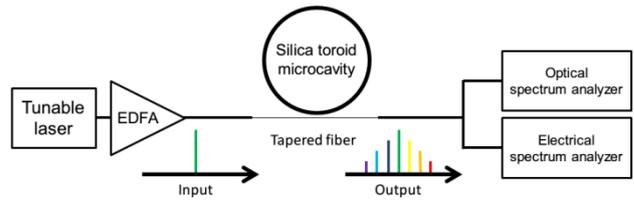


Fig. 7: Experimental setup for measuring radio frequency noise of optical Kerr comb.

参考文献

- [1] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth and T. Kippenberg, Nature **450**, 1214 (2007).
- [2] F. Ferdous, H. Miao, D. Leaird, K. Srinivasan, J. Wang, L. Chen, V. Aksyuk, and A. Weiner, Nat. Photon. **5**, 770 (2011).
- [3] T. Herr, V. Brasch, J. Jost, C. Wang, N. Kondratiev, M. Gorodetsky, and T. Kippenberg, Nat. Photon. **8**, 145 (2014).
- [4] Y. Chembo, D. Strekalov, and N. Yu, Phys. Rev. Lett. **104**, 103902 (2010).
- [5] S. Coen, H. Randle, T. Sylvestre, and M. Erkintalo, Opt. Lett. **38**, 37 (2013).
- [6] L. Lugiato and R. Lefever, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209 (1987).
- [7] T. Herr, K. Hartinger, J. Riemensberger, C. Wang, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. Gorodetsky, and T. Kippenberg, Nat. Photon. **6**, 480 (2012).

光カーコム安定化とフィードバック機構の構築

小島知也(B4) 鈴木 良(M1)

固体レーザーやファイバレーザを用いて発生させる光周波数コムを、微小光共振器により発生させる光カーコムに関する研究が盛んになっている。本研究では、シリカトロイド共振器を用いた四光波混合の発生を確認し、それにより形成される光カーコムを安定化するためにPID制御によるフィードバック機構を構築した。

キーワード：光周波数コム，非線形光学，トロイド共振器，フィードバック制御

1. 背景

光周波数コムとは、周波数領域で広帯域かつ非常に高い精度で等間隔に並ぶ櫛(コム)状のスペクトルのことで、時間領域ではフェムト秒の時間幅を持つ繰り返しパルス列になっている(図1)。この周波数間隔の正確性と高い周波数安定度から“光のものさし”と呼ばれ、光周波数コムを目盛りとして利用することで、これまで困難であった光周波数の測定が容易になった。この周波数測定のほかにも分光学や大容量光通信、光時計、衛星測位システム(GPS)といった応用が期待されている[1]。この光周波数コムの発生には固体レーザ(チタンサファイアレーザ)やファイバレーザが用いられ、精度の高い光源が実現されているが、大型・高価・駆動パワーが大きいといった問題がある。そこで微小光共振器を用いることによって、小型・安価・低駆動パワーかつ高精度な光カーコム光源の実現、または高繰り返しパルス光源としての応用を目指す。本研究では光カーコムの応用に向けて、四光波混合(FWM)の発生確認とPID制御による光結合の安定化を行った。

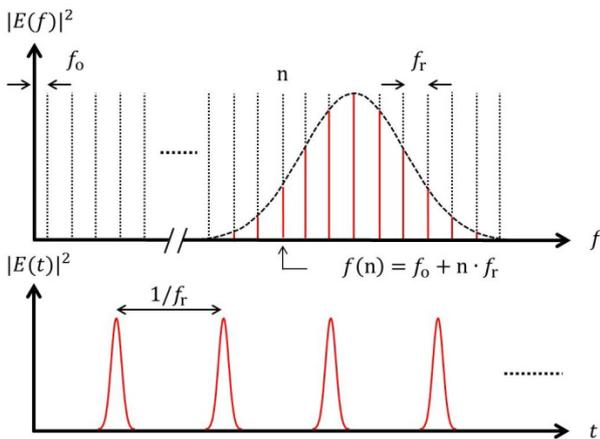


図1：光周波数コムの周波数スペクトルと時間波形。

2. 光カーコムの発生原理

光カーコム発生の実験セットアップは図2(a)に示す通りであり、単一波長のCWレーザを微小光共振器に入力するとその出力が多波長を含む光となる[2]。このようにスペクトルが広がる(多波長となる)のは共振器内部で非線形効果であるFWMが発生しているためである。FWMはエネルギー保存

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3 \quad (1)$$

$$(\text{または, } \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3 + \hbar\omega_4)$$

を満たして生じる現象であり、(1)式から周波数軸で ω_1 を中心に ω_2 と ω_3 は対称な値をとることがわかる。この現象がカスケード的に生じると周波数間隔の等しいコム状のスペクトルが形成される。ただし、このカスケード的にFWMを生じさせるには共振器の分散を考慮する必要がある。共振器の分散がゼロ分散であれば、共振周波数は基本式 $nL = m\lambda$ (n : 屈折率, L : 共振器長, $m = 1, 2, 3, \dots$)より等間隔となるため、図2(b)のようにFWMで生じる周波数と一致する。一方で、分散が大きいと図2(c)のようにFWMより発生する周波数と共振周波数がずれるため光カーコムは形成されない。

次に共振器内部でFWMが発生する条件について説明する。FWMは3次の非線形効果であり、共振器内部の電界密度が閾値を超えた時に発生する。以下にそれに要する共振器への入力パワー閾値を示す[3]。

$$P_{\text{threshold}} \approx \frac{2\pi n^2 V}{\lambda n_2 Q^2} \quad (2)$$

Q は共振器の Q 値、 V はモード体積、 n_2 は非線形屈折率である。つまり、共振器の Q 値が高く、モード体積が小さければ低パワーでの発生が可能となる。

以上より、FWMの発生のためには①共振器の閉じ込め性能が高く、②共振器の分散がゼロ分散の領域に近く、③入力パワーが大きければ良い。

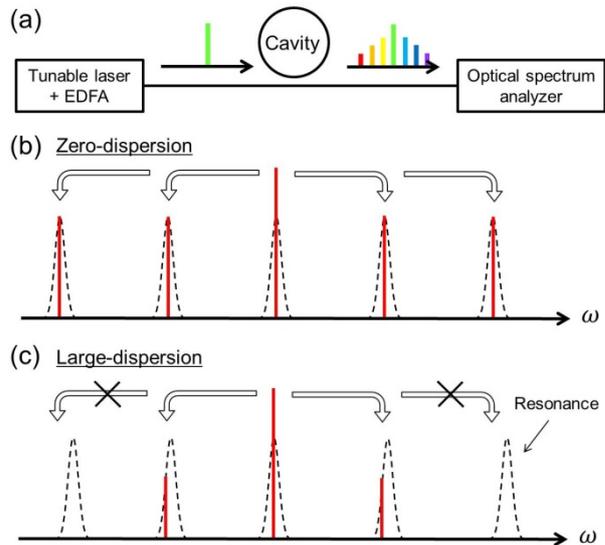


図2：(a) 光カーコム発生の実験セットアップ、(b) (c) ゼロ分散と分散が大きい場合でのFWMの広がり。

3. 光カーコム発生を観測

FWM の発生のために前節で挙げた課題の解決を行った。①本研究ではシリカトロイド微小光共振器を用いた。共振器の作製・測定方法を改善し、 $Q = 10^6$ オーダーであった性能を $Q = 10^7$ オーダーに向上させた。理論的には(2)式より、 $Q = 1 \times 10^6$ では入力パワーが 1 W 程度必要であったが、 $Q = 1 \times 10^7$ にすることで 10 mW までポンプパワー閾値を小さくした。②共振器の分散は材料分散と構造分散の足し合わせにより求められる。前者は材料のシリカにより固定されるため、構造を調整することで分散を制御し $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ において \sim の分散値とした。③高パワーのポンプを共振器に入力すると、内部で熱が発生し構造膨張と熱光学効果によって屈折率(共振波長)が変化する。

$$\Delta\lambda \approx \lambda(\alpha + \xi)\Delta T \quad (3)$$

$\Delta\lambda$ は共振波長のシフト量、 ΔT は共振器の温度変化、 α は熱膨張係数、 ξ は熱光学係数である。これの影響によりポンプ光が効率よく入力されないため、共振波長のシフトを追うように 1 nm/s でポンプレーザの波長を掃引した(EDFA の出力が 1 W であるため高効率の入力を行わなければ FWM が発生しない)。

以上の 3 点について改善を行い、これより得られた光カーコムのスペクトルを図 3 に示す。共振器は $Q = 5 \times 10^6$ 、入力パワーは 200 mW、モード間隔は 850 GHz (= 共振器の FSR) である。200 nm の帯域にわたって FWM が広がっていることが観察された。

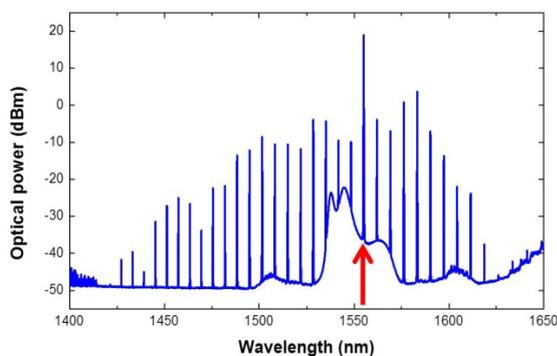


図 3 : 光カーコムのスペクトル。

4. フィードバック機構の構築

シリカトロイド微小光共振器を用いて光カーコムを発生させる際、テーパファイバを共振器に近づけることによって光を結合させた。しかし、実験装置の変形やテーパファイバの振動により共振器とテーパファイバの位置関係が変動するため共振器に入る光のパワーは不安定になり、このとき閾値を下回れば光カーコムは発生しなくなる。実際発生させた光カーコムは短時間で消滅してしまうという問題があった。この問題を解決するために、光カーコムのパワーに対し共振器の位置を制御するフィードバック機構を構築した。

これを用いて光カーコムのパワーが -27.5 dBm となるようにフィードバック制御をかけた場合と、かけなかった場合の光カーコムのパワーの時間変化を図 4 に示す。フィードバック制御をかけなかった場合は時間経過とともに光カーコムのパワーが弱まり数分で消滅したのに対し、フィードバック制御をかけた場合にはパワーが一定となり光カーコムを長時間維持できていることがわかる。さらに、制御の確認のため図 4 の 340 s、540 s 付近で故意に共振器の位置を 100 nm 程度動かしたが、これによるパワーの変動はフィードバック制御により即座に修正されていることがわかる。

このフィードバック機構用に作製した制御プログラムは PID 制御をベースとしており、そのまま他の制御にも使うことが可能である。たとえば入力レーザの周波数やパワー、共振器の温度を制御することで光カーコムの周波数を安定化できるだろう。

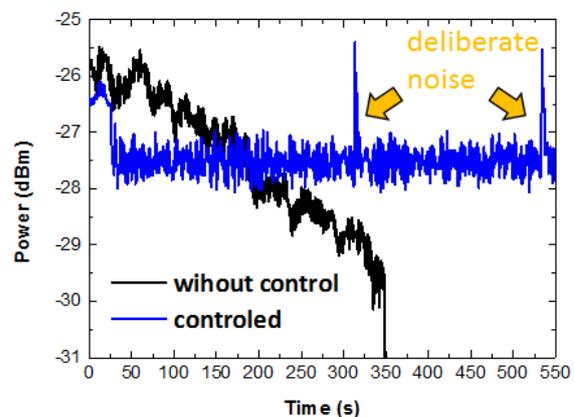


図 4 : フィードバック制御しなかった場合(黒)と制御した場合(青)の光カーコムのパワーの時間変化。

5. 結論

$Q = 10^7$ オーダーのシリカトロイド微小光共振器を作製することで FWM 発生条件をクリアし、モード間隔 850 GHz の光カーコムを 200 nm の帯域で発生させた。さらにフィードバック機構を導入することで光結合、光カーコムの発生を安定化させた。この制御には汎用性があり、更なる研究・応用の足がかりとなるだろう。

参考文献

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [2] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *Nature* **450**, 1214-1217 (2007).
- [3] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala *Phys. Rev. Lett.* **93**, 083904 (2004).

光カー効果によるオンチップ光スイッチの実現

吉岐航 (M2)

本研究では、光カー効果によって駆動するオンチップ光スイッチを実現した。シリカトロイド共振器の持つ高 Q 値を利用することにより、 $830 \mu\text{W}$ の入力パワーで駆動する光カースイッチをチップ上に実現することに成功した。また、 $Q > 2 \times 10^7$ を持つモードを用いることにより、入力駆動パワーを世界最小値である $36 \mu\text{W}$ まで低減できることを示した。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器、光カー効果、光スイッチ、非線形光学効果

1. 研究背景

光ネットワーク上に存在する非効率な光電気光 (OEO) 変換を代替するため、現在に至るまで多くの微小光共振器を用いた光スイッチが研究されてきた。多くの微小光共振器を用いた光スイッチはキャリアを生成することによって共振器内部の屈折率を変調している。しかしながら、これらのスイッチの応答時間はキャリアの有限な拡散時間によって制限される。また、自由キャリア吸収 (Free carrier absorption: FCA) に起因する損失も存在する。

このような背景から、フォトニック結晶共振器 [1] やマイクロリング共振器 [2] を用いた、キャリアを介さずにスイッチを行うことができる光カー効果を用いたスイッチが近年報告されている。しかしながら、これらの共振器は Q 値が低い ($< 10^5$) ためにスイッチを行うのに 100 mW 以上のパワーを必要とする。この問題を解決するために超高 Q 値を持つウィスパーリングギャラリーモード (Whispering gallery mode: WGM) 共振器を用いた光カースイッチも実現されているが [3,4]、これらにはチップ上への作製が困難であるという欠点がある。

そこで本研究では、高 Q 値 ($> 10^6$) なシリカトロイド共振器 [5] を用いることにより、入力パワー $830 \mu\text{W}$ で駆動する光カースイッチをチップ上に作製することに成功した。また、より高 Q 値 ($> 2 \times 10^7$) な共振器を用いることにより、スイッチに要するパワーを $36 \mu\text{W}$ まで低減することが可能であるということを示した。これは現在までに報告されている全ての光カースイッチの中で最小の値である。

2. 実験セットアップ

本研究で用いるシリカトロイド共振器は (1) フォトリソグラフィ、(2) SiO_2 エッチング、(3) XeF_2 エッチング、(4) レーザリフロープロセスを経て作製される。まず、 $2 \mu\text{m}$ の酸化膜厚を持つ Si 基板を用意する。次に (1) フォトリソグラフィプロセス及び (2) SiO_2 エッチングを施すことにより、 SiO_2 のディスク状の構造が Si 基板上に作製される。この構造に (3) XeF_2 エッチングを行うと SiO_2 ディスク下の Si が選択的に削り取られ、 Si の柱に SiO_2 のディスクが乗った構造が作製される。最後に、このディスク状構造にレーザリフローを施すことにより、 SiO_2 ディスクがドーナツ状に

丸まり、シリカトロイド共振器が作製される。なお、作製した共振器のメジャー直径及びマイナー直径は $70 \mu\text{m}$ 及び $4.5 \mu\text{m}$ であった。この共振器に光を結合させるために、我々はテーパ光ファイバを用いた。テーパ光ファイバは市販のシングルモード光ファイバを熱しながら延伸することにより作製できる。作製したテーパ光ファイバの直径は $1 \mu\text{m}$ 程度であり、 90% を超える高い透過率を示す。共振器とテーパ間の位置関係は 10 nm の分解能を持つ自動xyzステージで制御するので、結合状態を高精度に調整することができる。

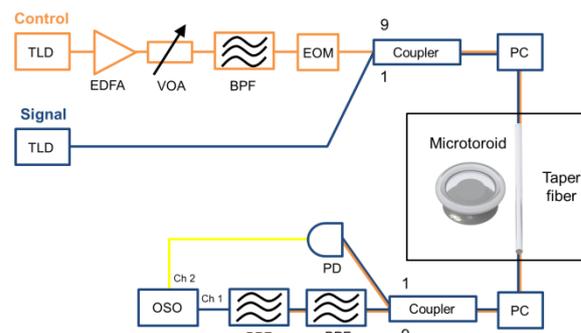


Fig. 1 光スイッチ実験のためのセットアップ

光スイッチ実験に用いたセットアップを Fig. 1 に示した。光スイッチ実験には信号 (Signal) 光と制御 (Control) 光と呼ばれる 2 つの光を用いる。これらの光は異なる波長可変レーザ (Tunable laser diode: TLTD) によって生成され、その波長は 1550 nm 周辺の異なる WGM の共振波長に合わせる。制御光はエルビウムドープファイバ増幅器 (Erbium-doped fiber amplifier: EDFA) によって増幅された後、電気光学変調器 (Electro-optical modulator: EOM) により矩形形状に変調される。その後、制御光と信号光はカップラによって合波され共振器へと入射される。信号光は共振器内において制御光によって生じた屈折率変化によって変調される。出力においては 2 つ連続されたバンドパスフィルタ (Band pass filter: BPF) により、制御光を取り除いた後信号光のみ光サンプリングオシロスコープ (Optical sampling oscilloscope: OSO) によって検出する。なお、高速受光器 (Photo detector: PD) と OSO の電気チャネルを用いて制御光も同時にモニタする。これは制御光の波形を確認することによって、制御光が適切に共振器に結合しているかどうかを確認する

ためである．さらに入力光を WGM の偏光に正確に一致させるため，テーパ光ファイバの前後に偏光コントローラ(Polarization controller: PC)が挿入されている．

3. 光カー効果を用いた光スイッチ動作

シリカトロイド共振器中においては，シリカの大きなバンドギャップ($\lambda = 140 \text{ nm}$)によりキャリアの生成はほとんど抑制される．さらにシリカの吸収係数は極めて小さいため($Q = 2 \times 10^{11}$ に対応)，熱の発生も極めて小さい．これらの特徴はカー効果と競合するキャリアプラズマ効果や熱光学効果(Thermo-optic: TO)効果の発生を抑えるので，カー効果を利用しやすくなると考えられる．しかしながら実際には，シリカトロイド共振器の吸収係数は材料吸収よりも遥かに大きくなるということがよく知られている[6]．これはシリカトロイド共振器中においても大きなTO効果が発生することを意味するので，光カー効果をスイッチに用いるためには，実験的に光カー効果とTO効果を分離する必要がある．そこで我々はカー効果とTO効果の応答時間が大きく異なるという点に着目した．カー効果の応答速度は約数十ns(共振器の光子寿命によって制限される)と極めて速いのに対し，TO効果のそれは極めて遅く，シリカトロイド共振器の中では μs を超える[7]．このことから，TO効果が応答できないほど速い制御パルスを入力してやればカー効果のみを選択的に誘起出来ると考えられる．制御光パルス時間幅 T_{cont} がTO効果の応答時間よりも遥かに短い時にはカー効果のみが顕在化するので，信号光出力は高速な応答のみを見せるはずである．その一方で， T_{cont} がTO効果が追従できるほどに長い場合には，カー効果とTO効果の双方がスイッチングに寄与するものと考えられる．したがってこの状況下では，信号光出力にはカー効果に起因する速い応答とTO効果に起因する遅い応答の双方を観察することができるはずである．従って，時間幅の異なる制御光パルスを入力した際の制御光出力を観察すれば，それがカー効果によるものなのか，もしくはTO効果も含まれたものなのか，判断することが可能である．

時間幅 $T_{\text{cont}} = 128 \text{ ns}$ 及び $T_{\text{cont}} = 512 \text{ ns}$ を持つ制御光を入力した時の結果をFig. 2(a)及び(b)に示す．なおこの時の制御光モード並びに信号光モードの Q 値(Q_{cont} , Q_{sig})はそれぞれ 3.3×10^6 及び 5.1×10^6 ，制御光のピークパワー $P_{\text{in}}^{\text{cont}}$ は 3.32 mW である．Fig. 2(a)を見ると制御光を入力した時のみ，信号光出力がONになっていることがわかる．さらに，制御光の入力を切ると信号出力がOFFに戻っている．従って，シリカトロイド微小光共振器において光スイッチ動作が得られたということが分かる．また，Fig. 2(a)における信号光出力の立下り時間は約 30 ns と， μs オーダーである熱の緩和時間と比較して極めて速いので，このスイッチ動作は光Kerr効果によって実現していると考えられる．その一方で，Fig. 2(b)に示す通り， 512 ns の時間幅をもつ制御光を入力した際には，立下り時に2つの速度の異なる立下りの振る舞いを観察することができる．

この2つの立下りは，速い方がカー効果，遅い方がTO効果に対応している．従って，このスイッチ動作はカー効果とTO効果のハイブリッドな効果によって引き起こされているということがわかる．この結果より，熱緩和時間よりも十分に短い制御光パルスを入力すれば，シリカトロイド微小光共振器中において光カースイッチを実現可能であるということがわかる．

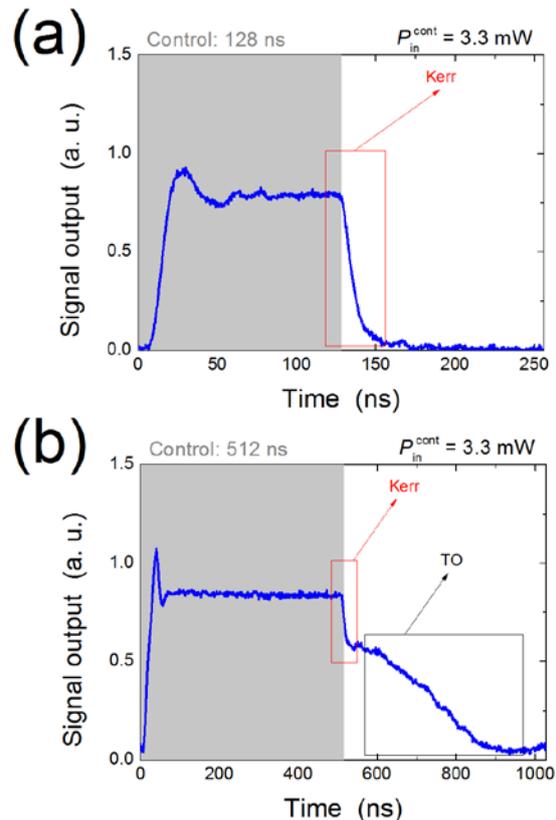


Fig. 2 時間幅(a)512 ns及び(b)128 nsを持った制御光パルスを入力した時の信号光出力．青実線は信号光出力，灰色の領域は制御光パルスが入力されていることを示している．

4. スイッチ動作に要するパワー

最後に，本スイッチを駆動させるのに要するパワーについて議論する．異なるピークパワーを持つ時間幅 $T_{\text{cont}} = 64 \text{ ns}$ の制御光パルスを入力した時に得られたスイッチングコントラストをFig. 3に示す．なお，スイッチングコントラストはスイッチによる信号光出力の変化を，非共振器時の信号光出力で割ったものである(従って，1が最高値)．図中の青点及び黒実線はそれぞれ実験データ及び理論曲線である．理論曲線はRef. [7]に記載されている式を参考に作成した．図を見ると理論曲線と実験データが良く一致していることが分かる．なお，理論曲線はTO効果を無視し，カー効果のみを考慮した式により描かれているので，この一致により，定量的にも本スイッチが光カー効果によって駆動していることを確かめることができた．

また，Fig. 3をさらに良く見ると，制御光ピークパワー $P_{\text{in}}^{\text{cont}}$ が 5.3 mW の時に，84%のスイッチングコン

トラストを得られているということが分かる(挿入図下). その一方で制御光パワーを $P_{in}^{cont}=830 \mu\text{W}$ まで減らした時にも依然としてスイッチ動作を確認することができる(挿入図上). これまでに発表されているフォトニック結晶[1]及びマイクロリング共振器[2]で作製された光カースイッチはそれぞれ 200 mW 及び 1.1 W の制御光パワーをスイッチに必要とするので, 本研究が 1 mW を下回るパワーでオンチップの光カースイッチを実現した初めての例である.

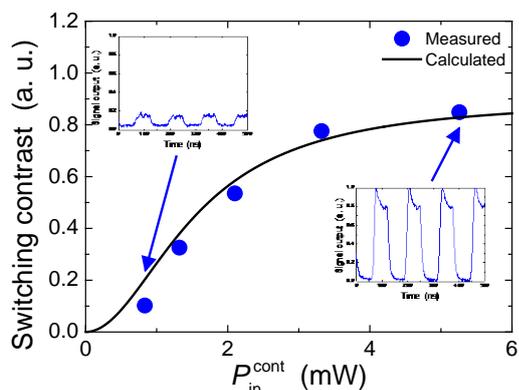


Fig. 3 異なる制御光パワーに対するスイッチングコントラスト. 青点ならびに黒実線はそれぞれ実験データ及び理論曲線を表している. 上下の挿入図はそれぞれ P_{in}^{cont} が 830 μW および 5.3 mW の時の信号光出力波形を示している.

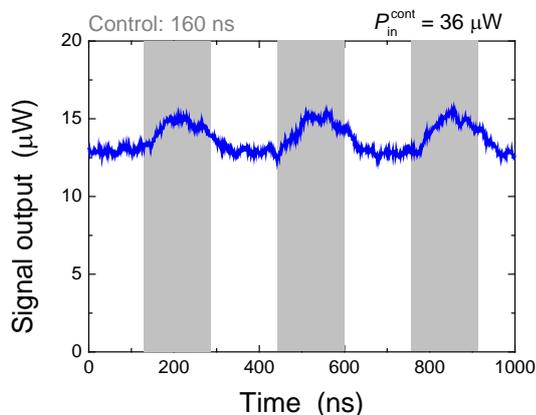


Fig. 4 超高 Q 値なモードを用いた時のスイッチ動作

なお, 本研究において極めて低パワーでスイッチを実現することが出来たのは, 高 Q 値 ($Q > 10^6$) なモードを使用することができたためである. 従ってさらに高 Q 値なモードを使用すれば, スイッチに要するパワーの更なる低減が可能である. この点を踏まえ, 10^7 を超える Q を持つ共振器においても実験を行ってみることにした. $Q_{cont} = 4 \times 10^7$ 及び $Q_{sig} = 2 \times 10^7$ の Q を持つモードを用いて実験を行った結果を Fig. 4 に示す. この図より, 入力制御パワー 36 μW において光スイッチ動作を得られていることが分かる. この値は超高 Q 値を持つシリカボトル共振器を用いた光カースイッチにおいて記録されたスイッチパワー 50 μW [3] をも下回る値である. 従って, 全てのカースイッチの中において最低のパワーで駆動させるこ

とができるオンチップ光カースイッチを実現することが出来たということが分かる.

4. 結論

本稿ではシリカトロイド微小光共振器中における光リカー効果を用いた光スイッチ実験の結果を示した. TO 効果の応答時間よりも短い時間幅を持った制御光パルスを入力することにより, 光カー効果のみを選択的に誘起出来るということが分かった. さらに, 本スイッチが 830 μW という低パワーで動作すること, さらに, より高い Q を持つモードを用いることによってスイッチパワーを 36 μW まで低減させることができることを示した. この値は全てのカー効果光スイッチの中で最低である.

参考文献

- [1] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combri`e, G. Lehoucq, and A. D. Rossi, *Opt. Express* **20**, 8524–8534 (2012).
- [2] J. S. Pelc, K. Rivoire, S. Vo, C. Santori, D. A. Fattal, and R. G. Beausoleil, *Opt. Express* **22**, 3797–3810 (2014).
- [3] M. Pöllinger and A. Rauschenbeutel, *Opt. Express* **18**, 17764–17775 (2010).
- [4] I. Razzdolskiy, S. Berneschi, G. N. Conti, S. Pelli, T. V. Murzina, G. C. Righini, and S. Soria, *Opt. Express* **19**, 9523–9528 (2011).
- [5] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, and K. Vahala, *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [6] M. Gorodetsky, A. Savchenkov, and V. Ilchenko, *Opt. Lett.* **21**, 453–455 (1996).
- [7] W. Yoshiki and T. Tanabe, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 3335–3343 (2012).

Add-drop 系構築と光ルーティングスイッチングに関する研究

吉岐航(M2) 薬師寺由衣(B4)

本研究ではシリカトロイド共振器を用いた Add-drop 系を構築した。Bus 及び Drop の 2 本のテーパファイバをそれぞれ異なるステージ系で保持することにより、結合状態を自由に調整できることを確認した。これは透過率及び Q 値を自由に調整するのに有用である。また、Add-drop 系の応用として、光 Kerr 効果による光ルーティングスイッチを実現した。

キーワード：シリカトロイド共振器, Add-drop 系, モード間結合, 光ルーティングスイッチ

1. はじめに

微小光共振器は、光を小さな領域に高い密度で長時間閉じ込めることが可能な素子である。その性能は Q 値によって表現されるので、超高 Q 値を持つウィスパーリングギャラリーモード(Whispering Gallery Mode: WGM)共振器は高い注目を集めてきた [1]。現在までに様々な形状や材料をもつ WGM 共振器が報告されているが、近年特に注目されているのが、シリカトロイド共振器である [2]。多くの WGM 共振器が結晶材料やシリカファイバから作製されるのに対し、シリカトロイド共振器はシリコン基板上に作製可能なため、集積性に優れるという特長がある。

シリカトロイド微小光共振器には様々な応用があるが、我々はそのうちの一つである Add-drop フィルタに着目した。シリカトロイド共振器は超高 Q 値を持っているため、非常に狭帯域(\approx MHz)なフィルタとして用いることができる。また、シリカトロイド共振器は入出力に用いられるテーパ光ファイバと高効率($> 99\%$)に結合できるため、極めて低損失なフィルタを実現できる [3]。シリカトロイド共振器を用いた Add-drop フィルタは、H. Rokhsari *et al.* [4]と

F. Monifi *et al.* [5]が既に実現しているが、いずれも共振器とファイバが接触しているためテーパ-共振器間結合を調整することができないという難点がある。フィルタの透過率と帯域幅(Q 値)は結合を介してトレードオフの関係にあるため、アプリケーションに合わせて自由にフィルタの特性を変えるためには、結合を任意の値に調整できる必要がある。

そこで本研究では、Bus 及び Drop の 2 本のテーパ光ファイバをそれぞれ別のステージ系で保持することにより、結合を自由に調整可能な Add-drop 系を実現することを目指す。またその応用として光 Kerr 効果による光ルーティングスイッチを実現する。なお、光ルーティングスイッチのようなアクティブな動作を、シリカトロイド共振器を用いた Add-drop 系において実現した例はない。

2. Add-drop 系の構築

シリカトロイド共振器を用いた Add-drop 系を実現するためには、2 本のテーパファイバの間隔をシリカトロイド共振器の直径程度にまで近づける必要がある。我々の研究室には直線的に固定した 1 本のテーパファイバの位置を高精度に制御するステージ系が既にあったが、同様の方法で 2 本目のテーパファイ

バもトロイドに近接させようとする、2 本のファイバを固定しているファイバホルダ同士が接触する恐れがある。そこで我々はこの問題を Drop 側のテーパファイバを曲げることによって解決することにした。曲げテーパ光ファイバの画像を図 1(a)に示す。曲げテーパファイバは、直線テーパファイバを手で曲げた後、プレパラート上に両面テープ及び UV 硬化剤を用いて固定することによって作製する。プレパラートに固定した直後にはテーパ部に”たるみ”が残っているので、プレパラート間の間隔(d)を広げることにより、曲げテーパに張力を与えてたるみを除去する。なお、間隔を広げすぎると、張力の増加に伴う伝搬損失が生じるので(図 1(b))、 $d = 20$ mm の条件でプレパラートの間隔を 3 枚目のプレパラートにより固定する(図 1(a))。

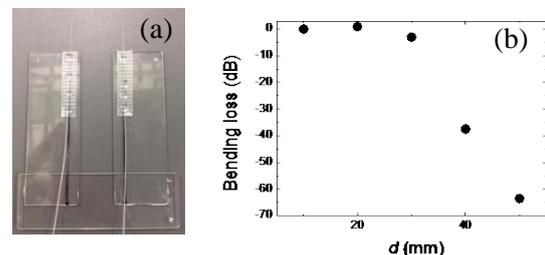


図 1 : (a) 作製した曲げテーパの写真。 (b) プレパラート間間隔 d を変えた時に生じる損失。

作製した曲げテーパは新たに構築したステージ系へと装着した。このステージ系にはピエゾ駆動の XYZ ステージが組み込まれており、高精度に曲げテーパファイバの位置を制御することが可能である。また、その他に手動のゴニオステージ及び回転ステージも組み込まれているので、水平方向ならび垂直方向の曲げテーパファイバの傾きをも調整することができる。Bus ファイバ及び Drop ファイバ(曲げテーパ光ファイバ)の位置をそれぞれステージで制御することにより、任意の結合状態を得られることが期待できる。

3. Add-drop 系の性能評価

次に、実際に構築した Add-drop 系を用いて、図 2 のように配線し光学測定を行った。波長可変レーザ (Tunable laser diode: TLD)から出力された光を、その偏波を偏波コントローラ(Polarization controller: PC)にて調整した後、Bus ファイバの Port1 に入力した。そ

の後 Bus ファイバの Port2 及び Drop ファイバの Port3 から出力されてきた信号をパワーメータ(Power meter: PWM)で検出した。

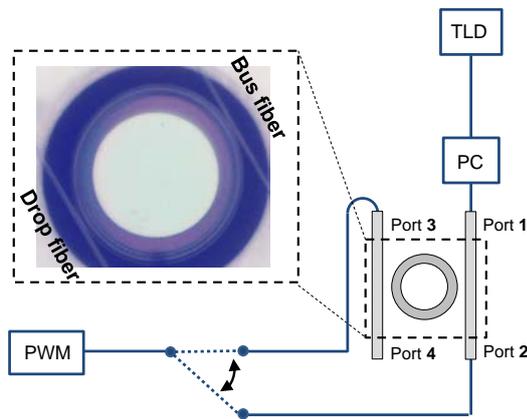


図 2 : 実験セットアップ. 左上の挿入図は実験中に実際に撮影したトロイド共振器並びに Bus/Drop テーパ光ファイバの写真.

まず典型的な Bus 及び Drop ファイバ透過スペクトルを図 3 に示す. この図を見ると, 共振時 ($\lambda \approx 1548.79 \text{ nm}$)において Bus 側(黒実線)は 0 を, Drop 側(赤実線)は約 1 を取っていることが分かる. これは即ち, 共振器の共振周波数に一致する光のみが Drop 側へフィルタされているということを示している. 従って, 図 3 より, 構築した系が Add-drop フィルタとして動作しているということが分かった.

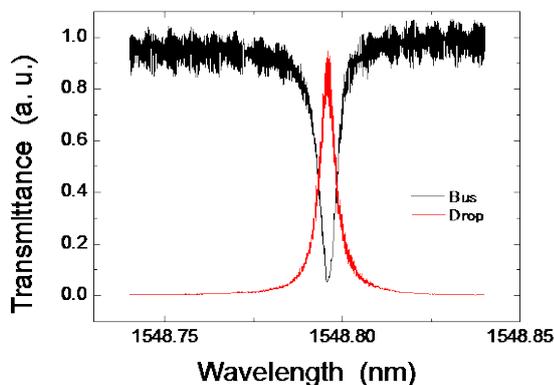


図 3 : 典型的な透過スペクトル. 黒実線及び赤実線はそれぞれ Bus 及び Drop テーパ光ファイバからの出力を示している. なお, 図中のグラフは, 非共振時の Port2 からの出力パワーで正規化されている.

次に, 1 章にて述べたような結合の調整が可能なかどうか確認した. 図 4 に共振器-Bus ファイバ間距離を固定し, 共振器-Drop ファイバ間距離を変化させた時の透過率と Q 値を示す. この図を見ると, Drop ファイバ側の距離を小さくすると透過率が上がる代わりに Q 値が下がり, 大きくすると Q 値が上がる代わりに透過率が下がるということが分かる. 従って, 透過率 T と Q 値がトレードオフの関係にあることが確認できた. また, 結合を変化させることで透過率

と Q 値を制御できるということも分かった. この結合を介したトレードオフは, 高透過率を得るためには Bus/Drop 双方の結合を強くする(共振器-テーパファイバ間距離を小さくする)必要がある一方で, 強い結合は Q 値の低下を引き起こすということに起因する振る舞いである. なお図 4 に示すように透過率は最大で $>90\%$ を得られているが, これは H. Rokhsari *et al.* [4]にて得られている 93% に比肩する値である.

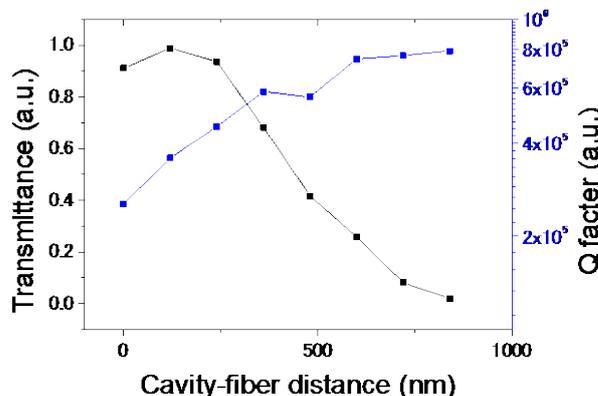


図 4 : 共振器-Drop ファイバ間距離に対する Drop 側ファイバの透過率及び Q 値. 黒実線が透過率, 青実線が Q 値を表している. ただし, 共振器と Bus ファイバの間隔は 400 nm に固定されている.

4. 光ルーティングスイッチ

本章では, Add-drop 系の応用の 1 つとして行った, 光ルーティングスイッチングの結果を示す. まず, 光ルーティングスイッチの動作原理について簡単に説明する. 図 3 に示すように, Add-drop 系への入力波長が共振波長に一致している時には入力パワーの大部分は Drop ファイバより出力される. しかしながら, ある瞬間に共振がシフトしたとすると, 入力波長と共振波長との間にずれが生じるので, 入力光の大部分が Bus ファイバから出力されることになる. 従って, もし共振波長を時間的にシフトさせることができれば, 出力ポートを Bus と Drop で切り替えることができる. 共振器の共振波長はその屈折率に比例することがよく知られているので, 今回我々は光 Kerr 効果と呼ばれる屈折率変化を引き起こす 3 次の非線形光学効果を用いることにより, 光ルーティングスイッチを実現する.

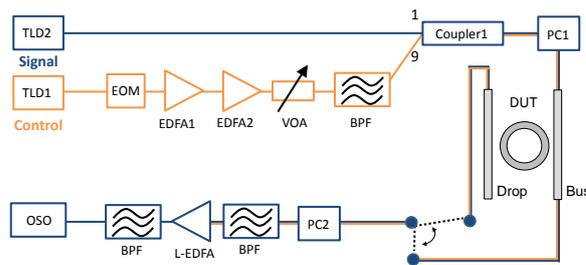


図 5 : 光ルーティングスイッチ動作のための実験セットアップ.

参考文献

- [1] K. Vahala, *Nature* **424**, 839-846 (2003).
 [2] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane and K. Vahala, *Nature* **421**, 925-928 (2003).
 [3] S. Spillane, T. Kippenberg, O. Painter and K. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 043902 (2003).
 [4] H. Rokhsari and K. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253905, (2004).
 [5] F. Monifi, J. Friedlein, S. K. Ozdemir, and L. Yang, *J. Light. Technol.* **30**, 3306-3315 (2012).

図5に実線セットアップを示す。シリカトロイド共振器において光スイッチを実現するためには、弱い信号(Signal)光と強い制御(Control)光を入力する必要がある。制御光は共振器中において光 Kerr 効果を引き起こすことによって信号光の出力を変調するのに用いられる。TLD より出力された CW の制御光は電気光学変調器(Electro-optic modulator: EOM)により矩形状に変調された後、光 Kerr 効果を誘起するのに十分なパワーまで Er 添加ファイバ増幅器(Er-doped fiber amplifier: EDFA)によって増幅される。その後、信号光と制御光はカップラで合波された後、Bus ファイバへと入力される。Bus 及び Drop ファイバから出力された制御光はバンドパスフィルタ(Band-pass filter: BPF)によってカットされるので、信号光のみが L 帯(L-band)EDFA によって増幅された後、光サンプリングオシロスコープ(Optical sampling oscilloscope: OSO)によって検出される。

図6に Bus 及び Drop ファイバから出力された信号光を示す。制御光及び信号光は $Q \approx 3 \times 10^6$ の Q を持つ異なる WGM に入力される。また、入力した制御光パワー P_{in}^{cont} は 63 mW、パルス時間幅 T_{cont} は 32 ns であった。図6に示すように、Bus ファイバ出力(黒実線)及び Drop ファイバ出力(赤実線)は反転している。また、それぞれの出力の ON と OFF は制御光が入力されると(灰色の領域)反転している。これら2点から、構築した Add-drop 系を用いることにより、光ルーティングスイッチ動作を実現可能であることを確認できた。

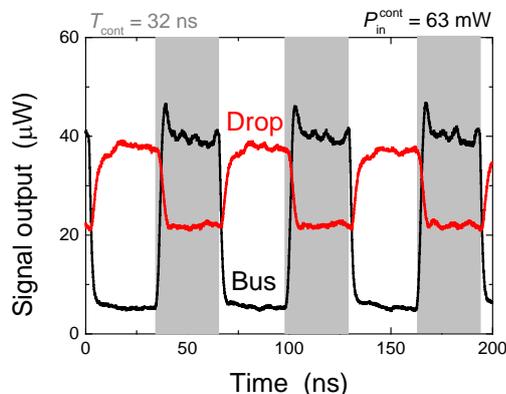


図6 : Bus ファイバ(黒実線)および Drop ファイバ(赤実線)からの信号光出力。灰色の領域は制御光が入力されているということを示している。

5. 結論

本研究では、シリカトロイド微小光共振器を用いた Add-drop 系を構築した。また、我々の Add-drop 系では、結合を自由に調整できるということを確認した。この特性は、任意の透過率及び Q 値を得る際に有用である。また、Add-drop 系の応用の1つである光ルーティングスイッチの実現にも成功した。これは、シリカトロイド微小光共振器を用いた Add-drop 系においてアクティブな動作を実現した初めての例である。

高 Q 値微小光共振器への広帯域パルスの伝送の検討

陳哲倫(B4) 伏見亮大(M1) 吉岐航(M2)

微小光共振器内に光を格納すると Kerr 効果により共振スペクトルは低周波数側にシフトする。数値解析を行い、我々はシフトする共振周波数に追従するような瞬時周波数を持つチャープパルス光を入射することで広帯域なパルス光を共振器内へ伝送することができることを数値解析によって示し、断熱的波長変換の影響を明らかにした。

キーワード：微小光共振器, チャープパルス光, Kerr 効果, 断熱的波長変換

1. 背景

微小光共振器を用いた全光スイッチの研究は数多くなされている[1]。しかし高 Q 値共振器の共振スペクトル幅が狭く、超短パルス光のスペクトル幅は広いので、Q 値と信号処理速度はトレードオフの関係が課題となっている。この問題を解決するため共振器に外部からのポンプ光を入れることで動的に Q 値を変化させる動的 Q 値の研究[2-3]があるが、外部からのアクティブな操作や複雑な構造が求められることが課題であった。

そこで本研究はシンプルな構造で外部からのアクティブな操作を必要とせず短パルス光、すなわち広帯域なスペクトルをもつパルス光を高 Q 値共振器へ格納することを目指した。

2. Kerr 効果を用いた広帯域パルス光の伝送

広帯域のパルス光を高 Q 値共振器に格納しようとすると、通常は狭幅な共振スペクトル内の成分しか格納できない。そこで本研究では Kerr 効果と呼ばれる非線形光学効果を利用することとした。

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1)$$

Kerr 効果は電界強度密度 I と非線形光学効果係数 n_2 に比例して屈折率 n が増加する現象である。

図 1 に示すように Kerr 効果により共振器内部の電界強度密度に比例して屈折率は増加するため、共振スペクトルは低周波数側へシフトする。これを利用し、入力するパルス光の瞬時周波数を共振スペクトルのシフトに追従するよう最適設定すれば、結果的に共振スペクトルより広い帯域のパルス光を格納できると考えられる。

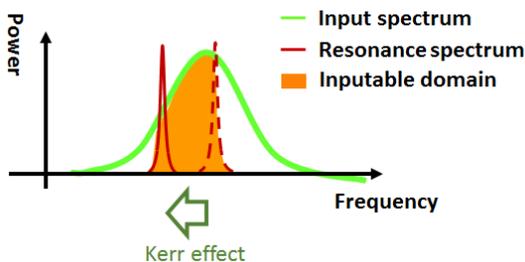


図 1 : Kerr 効果により共振スペクトルは低周波数側へシフトする。シフトするスペクトルに追従するように入力光の瞬時周波数を調整すれば図のように共振スペクトルより広帯域なスペクトル領域を格納できる。

2. チャープパルス光を用いた効果的な格納

Kerr 効果により共振周波数は低周波数側へシフトするので、共振器への入力光の瞬時周波数が一定のフーリエ限界パルスの場合、共振器へ効率的に光を格納することができない。そこで私たちはスペクトル位相に注目した。入力瞬時周波数が共振周波数に一致するように変化するスペクトル位相を持つチャープパルス光を設計することで効率よく光を共振器内部に格納することを目指した。

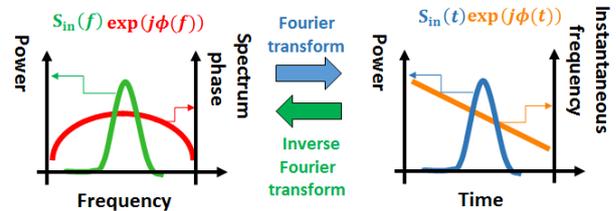


図 2 : ガウス型のスペクトル絶対値を持ち、スペクトル位相は二次関数の場合、フーリエ変換の関係により時間波形はガウス型、瞬時周波数は線形に変化する。

3. 結合モード理論を用いた Add-drop 系の解析

上記の原理を用いた広帯域パルス光の格納法を検証するため、本研究では結合モード理論(CMT)(式(2))を用いた Add-drop 系の数値解析を行った。

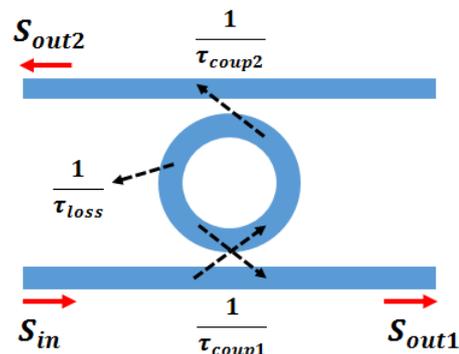


図 3 : Add-drop 系の略図。 S_{in} は入力、 S_{out1} は透過光、 S_{out2} はドロップ側の出力と呼称する。 τ_{coup1} 、 τ_{coup2} はそれぞれ導波路との結合に対応する光子寿命で、 τ_{loss} は材料吸収や共振器から導波路外に漏れ出る光の損失に対応する光子寿命である。

本研究では図 3 に示す Add-drop 系の S_{in} にチャープパルス光を入れ、式(2)に示す結合モード理論式でドロップ側の出力 S_{out2} を解析した。

$$\frac{da(t)}{dt} = \left(\frac{j2\pi c}{\lambda_{\text{cavity}}(t)} - \frac{1}{2\tau} \right) a(t) + \sqrt{\frac{1}{\tau_{\text{coup1}}}} e^{j\theta} s_{\text{in}}(t) \quad (2)$$

式(2)の $a(t)$ は共振器内部の電界で、 $\lambda_{\text{cavity}}(t)$ は Kerr 効果を考慮した共振波長、 τ は共振器の光子寿命であり、 $\tau_{\text{coup1}}^{-1} + \tau_{\text{coup2}}^{-1} + \tau_{\text{loss}}^{-1}$ として表され、導波路との結合に対応する光子寿命である。また $s_{\text{in}}(t)$ は入力電界である。 θ は $a(t)$ と $s_{\text{in}}(t)$ の位相差である。

4. スペクトル領域変調による最適パルス設計

ガウス型のスペクトルを持つパルス光の場合を考えた。前述のように、効果的に広帯域パルス光を格納するためにはスペクトル位相を持つ必要がある。本研究では二次のスペクトル位相のみを持つパルス光を考えた。スペクトルの絶対値は同じだが、2次のスペクトル位相を様々な値に変え、更に入力の中心周波数と共振周波数のデチューニング量も変化させ、その時のドロップ側の出力 S_{out2} を解析した(図4)。

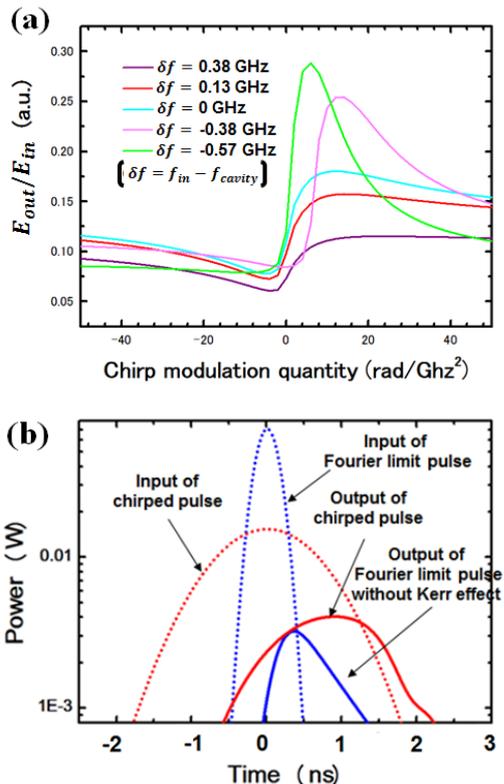


図4：(a)スペクトルの絶対値は同じだが、二次のスペクトル位相とデチューニング量(δf)を変えた時の入力 S_{in} とドロップ側の出力 S_{out2} のエネルギー比。入力パルス光のエネルギーは 28.4 pJ、スペクトルの半値全幅は 1.2 GHz、Add-drop 系で用いた共振器の共振周波数は 194 THz、Q 値は 7.5×10^5 である。また、 $\tau_{\text{coup1}} = 1.23$ ns、 $\tau_{\text{coup2}} = \tau_{\text{loss}} = 2.46$ nsとした。Kerr 効果がない時の共振周波数と入力の中心周波数の差 $\delta f = -0.57$ GHzで、二次のスペクトル位相が 4.5 rad/GHz²の時出力のエネルギーは最大となった(入力の 28.4%がドロップ側に出力された)。(b) $\delta f = -0.57$ GHzで、入力がスペクトル位相が 4.5 rad/GHz²のチャープパルスの時とフーリエ限界パルスの時の入出力時間波形を示す。

図4(a)より最適な2次のスペクトル位相量とデチューニング量が分かった。また図4(b)よりフーリエ限界パルスでは半値全幅が 500 ps のパルスでもチャープを掛けることにより、入力の 28.4%が Q 値が 7.5×10^5 の共振器に透過したことが分かった。この最適時のスペクトルと入力瞬間周波数と Kerr 効果による共振周波数シフトのグラフを次に示す。またスペクトルも同様に示す。

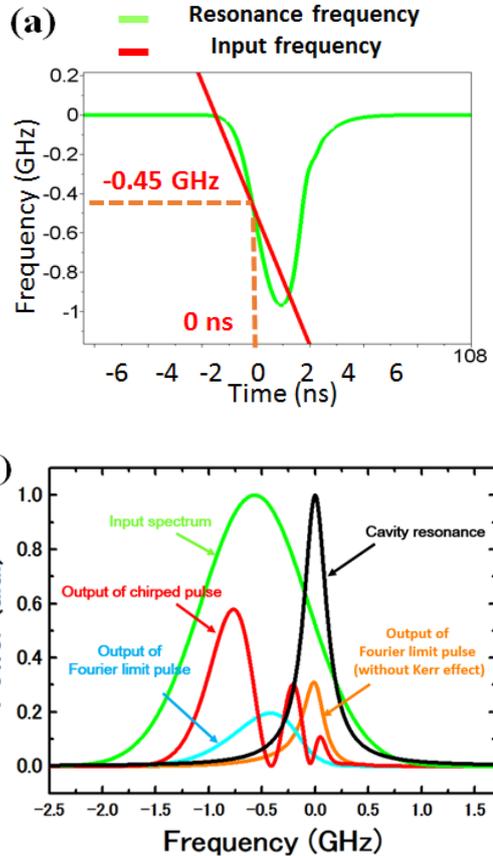


図5：(a)図4(a)の出力エネルギーが最も大きくなる $\delta f = -0.57$ GHzで、スペクトル位相が 4.5 rad/GHz²の時の入力瞬間周波数と共振周波数の時間変化。0 nsの時、Kerr 効果による共振周波数シフトが -0.45 GHzとなり、入力瞬間周波数と共振周波数は一致する。(b) S_{out2} が最大となる δf とスペクトル位相を持つときのスペクトルを示す。なお共振スペクトルの中心を 0 GHz とした。

二次のスペクトル位相を持つので、パルス光の瞬間周波数は図5(a)のように線形に変化する。また図5(b)では S_{in} と各場合の S_{out2} のスペクトル、及び共振スペクトルを示した。Kerr 効果を考慮せずに S_{in} にフーリエ限界パルスを入れた S_{out2} (橙線)、Kerr 効果を考慮して S_{in} にチャープパルス光を入れた場合の S_{out2} (青線) に比べ、Kerr 効果を考慮し S_{in} にチャープパルス光を入れた場合の S_{out2} (赤線) は広帯域であることが分かる。また共振スペクトル(黒線)よりも明らかに広帯域であることが分かる。

なおチャープパルス光の出力 S_{out2} (図4(b)赤実線) に分散補償を掛けた場合、時間波形の半値全幅は 500 ps 前後までなることが分かった。

以上のことから広帯域なガウス型のスペクトル絶対値の適切なスペクトル位相を設計した。

5. 断熱的波長変換の影響

定常状態において本研究で設定した Add-drop 系の透過率は約 50 %であった。しかし図 5(b)のチャープパルス光を入れた時のドロップ側の出力 S_{out2} のスペクトル(赤線)を見ると、-0.75 GHz で入力スペクトル(緑線)に対して透過率が 62 %となるが分かった。これは断熱的波長変換の影響であると思われる。

共振器内に光が閉じ込められている時、光が漏れだす前に非線形光学効果により共振周波数が変化すると、共振器内の光の周波数も変化する。これが断熱的波長変換である。

図 5(a)を見ると、-0.45 GHz で入力瞬間周波数と共振周波数は一致しており、共振周波数が最も大きく時間変化していることが分かった。また図 5(b)を見ると、-0.45 GHz においてチャープパルス光の出力スペクトルのパワーが 0 W を示している。以上のことから-0.45 GHz の光を共振器に入れた直後に Kerr 効果による断熱的波長変換が生じ、共振器に閉じ込められている光が漏れだすよりも前に共振周波数が変化した。そのため共振器から出た光の周波数は-0.45 GHz より低周波数側にシフトした。結果、出力スペクトルは-0.45 GHz ではパワーで 0 W を示し、シフトした分のパワーは-0.75 GHz の地点に上乘せされたため、透過率はこの地点で 60 %を超えたと考えられる。

6. 時間領域変調による最適パルス設計

前述のようにスペクトル絶対値がガウス型の最適なスペクトル位相を設計した。本研究では更に時間波形がガウス型のパルス光を考えた。

最適なガウス型のパルス光を設計する際、パルス光の瞬間周波数(瞬間波長)に注目した。入力光の瞬間波長が共振波長に一致するようにすれば、前述の通り広帯域なスペクトルを高 Q 値共振器内に格納できる。そこで、本研究ではまず初めにパルス光の時間波形をガウス型に決め、その最適な瞬間波長を次に示すアルゴリズムで求めた(図 8)。図 6, 7 にその数値解析結果を示す。なお用いた Add-drop 系のパラメータは前述の図 4 の時と同じである。

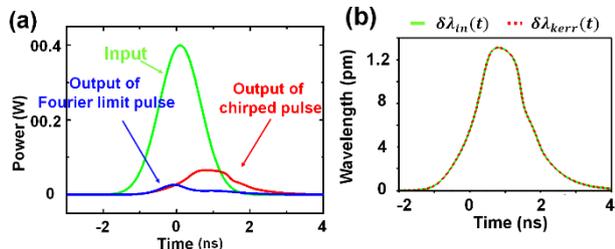


図 6 : (a)入力パルス光の $s_{in}(t)$ の時間波形 $S_{in}(t)$ (緑線)と波長が一定の $s_{in}(t)$ を入力した時の S_{out2} の時間波形(青線), そして最適アルゴリズム(図 8)により求めた $s_{in}(t)$ を入力した S_{out2} の時間波形(赤線). (b)図 6(a)の緑線が入力パルス $s_{in}(t)$ の時、最適アルゴリズム(図 8)により求めた $s_{in}(t)$ の最適瞬間波長変化 $\delta\lambda_{in}(t)$ (緑線)と共振波長シフト $\delta\lambda_{Kerr}(t)$ (赤点線). 二つの値は完全に一致していることが分かる。

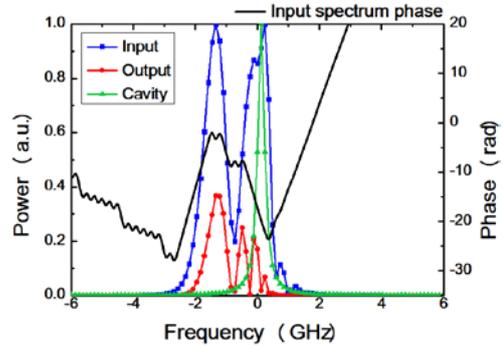


図 7 : $S_{in}(t)$ が図 6(a)の緑線の時、図 8 のアルゴリズムにより最適な瞬間波長を持つ時の $s_{in}(t)$ のスペクトル(青線)と、ドロップ側出力 S_{out2} のスペクトル(赤線)及び共振スペクトル(緑線)を示す。黒線は $s_{in}(t)$ のスペクトルのスペクトル位相である。

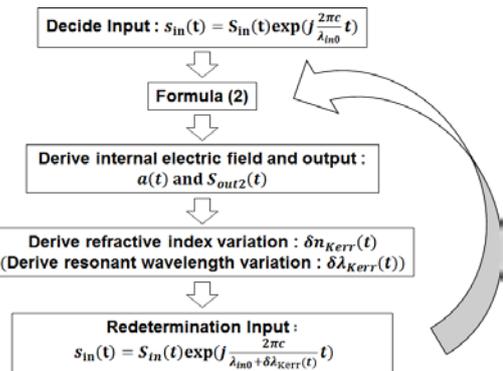


図 8 : 時間領域変調における最適パルス設計アルゴリズム。アルゴリズムは図 3 の Add-drop 系を対象にした。初めに入力パルス光 $s_{in}(t)$ の振幅 $S_{in}(t)$ と中心波長 λ_{in0} を決定し、式 (2) に代入する。なお λ_{in0} は Kerr 効果がない時の共振波長と同じ値である。これより共振器内の電界 $a(t)$ とドロップ側出力 $S_{out2}(t)$ を求める。次に $a(t)$ より共振器内の Kerr 効果による屈折率変化 $\delta n_{Kerr}(t)$ を求め、共振波長シフト $\delta \lambda_{Kerr}(t)$ を導出する。得られた $\delta \lambda_{Kerr}(t)$ と同じように瞬間波長が変化するように入力パルス光 $s_{in}(t)$ を再設計し、再度式 (2) に再設計した $s_{in}(t)$ を入力する。この操作を繰り返すことにより、最終的には入力パルスの瞬間波長と共振波長は常に一致するようになる。

図 8 のアルゴリズムにより共振波長と常に一致する入力の瞬間波長を求めることができた(図 6(b))。この結果、入力エネルギーの 21.5 % がドロップ側に透過できた。これは同じ時間波形のフーリエ限界パルスを入力した場合の 3 倍の値である。また図 7 を見ると、共振スペクトルより広帯域のパルスを入れたドロップ側に透過できたことが分かった。

また図 6(a)のチャープパルス光の出力 S_{out2} (赤線)に分散補償を掛けた場合、時間波形の半値全幅は 300 ps となることが分かった。

以上のことから、時間波形がガウス型のパルス光の時、最適パルス設計により広帯域パルスを高 Q 値共振器に格納した。

参考文献

[1] K. Nozaki, et al., Nature Photon. **4**, 477 (2010).
 [2] Q. Xu, et al., Nature Phys. **3**, 406 (2007).
 [3] Y. Tanala, et al., Nature Materials. **6**, 862 (2007)

センシング応用に向けた 780nm レーザの液中測定 の検討

齊藤龍介(M2) 西村治郎(M2)

シリカ微小光共振器を用いた応用の一つとしてケミカルセンシングやバイオセンシングが挙げられるが、そのどちらにおいても液中で光学測定出来ることが必須の条件となっている。本レポートでは液中測定の実験結果について述べる。

キーワード：液中光学測定、センシング、微小光共振器

1. はじめに

微小光共振器は光を高密度に集約することが出来るため、光と物質の相互作用の効果を高めることでセンシングに応用することが出来る。特に液中でのセンシング応用は、化学物質を検知するケミカルセンシングやウイルスや細胞を解析するバイオセンシングなどにおいて非常に重要な技術である。我々はセンシング研究を進めていく上で非常に重要な液中測定実験系を立ち上げ、そのデモンストレーションを行った。

2. 光ファイバの検討

空気中でのファイバの条件と液中でのファイバの条件は若干異なるので、まずは液中測定に適当なファイバの条件を考察する必要がある。条件に使用する液体を純粋として計算する。

階段屈折率円筒光ファイバを伝搬する光のシングルモード条件は、 V パラメータを用いて

$$V = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta} < 2.405 \quad (1)$$

と表される。

ここで、光ファイバのクラッドの屈折率 n_1 と純粋の屈折率 n_2 はそれぞれ

$$\begin{aligned} n_1 &= 1.44 \\ n_2 &= 1.33 \end{aligned} \quad (2)$$

であり、この条件では弱導波近似が使えない。よって

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

を用いて

$k_0 = 2\pi/\lambda, n_1 = 1.44, n_2 = 1.33, \lambda = 780 \text{ nm}$ を代入して計算すると、

$$a < 0.54 \times 10^{-6} \text{ mm} \quad (3)$$

となる。

したがって水中でのファイバ直径 $2a$ の Single mode 条件は

$$2a < 1.08 \times 10^{-6} \text{ mm} \quad (4)$$

となる。

本実験では一番細いファイバと共振器のカップリング部分を(4)になるようにテーパファイバーを作製した。

3. 液中透過スペクトル測定

液中測定には 1550 nm 帯域のレーザを用いると、水の吸収係数が大きいために水中での透過パワーの低下が著しく測定に向かない。したがって 780 nm 帯域のレーザとファイバを用いる。以下に益虫祖億亭でのために作製し使用したプールと、空気中と純粋中で測定した共振器の透過スペクトル図を載せる。

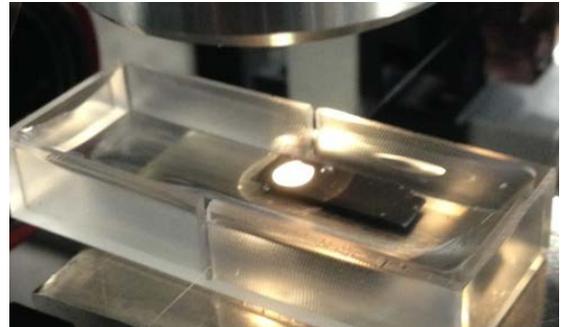


図 1 液中測定で使用するプール

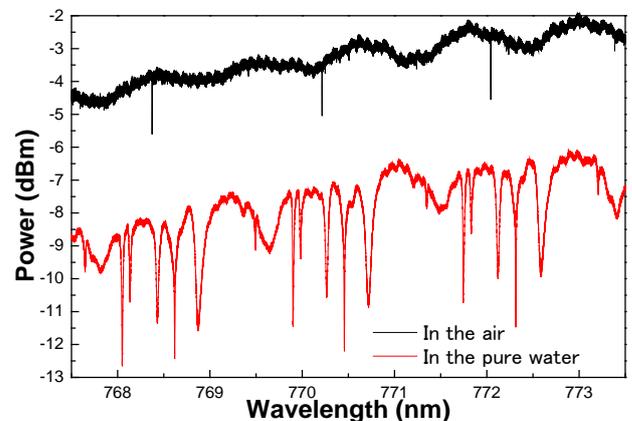


図 2 空気、純粋中のトロイドの透過スペクトル

図 2 から分かるように水中では 4~5 dBm ほどパワーが下がってしまっている。さらに、空気中において中心波長 772.043 nm のモードの Q 値は

$$Q = 1.0 \times 10^6$$

であるのに対し、純粋中における Q 値は 10^4 程度と大幅に下がっている上に多モードになってしまっているゆえに同じモードを追うことが出来ない。

水の吸収によって Q 値が下がることは予想が出来たが多モードになることについての理由は未だ検討中である。

4. 培地による屈折率変化の測定

液中測定の一つの目的は液中においてウィルスや細胞などを検出・解析するバイオセンシング応用である。特に細胞などを解析する場合、培地中で測定することが必要である。

本実験では細胞培養で用いる培地を純粋に少しずつ足していき、屈折率変化、すなわち共振波長の変化を追っていく。液中測定においてファイバを水面から引き上げるとその表面張力によってファイバが切れてしまうので、それを防ぐためにファイバは水中に留めておきつつ、培地を少しずつ滴下することで共振波長シフトを測定した。

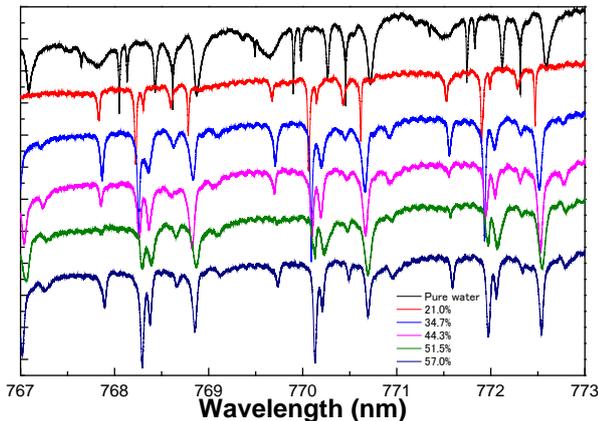


図3 共振波長のシフト

これらの透過スペクトルを一つにまとめた図が以下のグラフである。

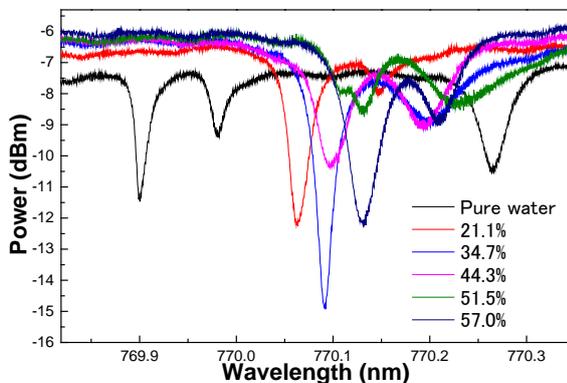


図4 共振波長シフト

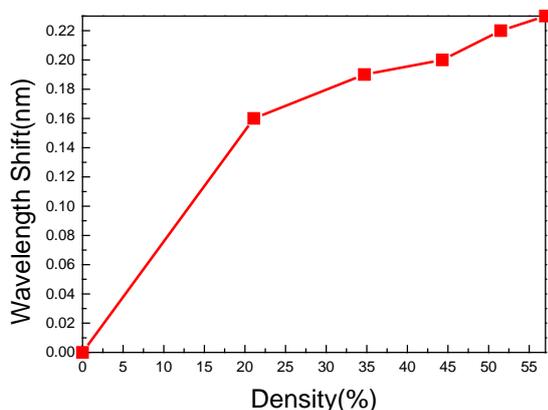


図5 培地濃度と波長シフト量の関係

図3により同じモードを追っていることがわかる。図4は培地の濃度によって少しずつ共振波長が長波長側にシフトしていることがわかる。これは培地の方が純粋よりも屈折率が高いことに由来する。

純粋に比べ、培地を滴下した時の透過スペクトル方が、モードが少なくなっている。空気中でモードが一番少なく、次いで培地、純粋の順だ。したがってファイバの周りの媒質の屈折率による影響とは考えにくい。センシング応用においてモードの形は重要であるのでこれから議論する余地があるだろう。そして、先行研究によるとシリカ共振器の純粋中のQ値は実験結果で 5×10^5 程度出ており、これはほとんど理論的限界である。我々の実験結果では性能が10分の1ほどであるがQ値があまり出ない理由の解明、改善も今後の課題の一つである。

図5を見ると培地濃度と共振波長のシフト量はほぼ線形に比例している。これにより液中での透過スペクトル測定のデモンストレーションが正しく行われていることがわかる。

参考文献

- [1] F. Vollmer and S. Arnold, Nature Method **5**, 591 (2008).
- [2] F. Vollmer, S. Arnold and D Keng, Proceeding of the National Academy of Sciences **105**,20701 (2008).
- [3] 國分泰雄 “光波工学” 協立出版株式会社 (1999).

結晶成長による WGM 共振器作製とその関連技術開発

中川陽介(B4) 工藤寛史(M2)

結晶成長を用いた共振器作製では、結晶性の影響によって断面形状が多角形となる。昨年度、一度熱を加えることでその形状を円形にできた。ただ、この方法では定量的に円形を作製できていない。今回、結晶性を考慮し円形形状作製理論を解明した。そしてその理論を元に結晶成長させる種結晶の角度を変え、円形状の共振器の作製した。また作製した共振器の表面は粗いのでエッチングによる表面粗さ改善を試みた。

キーワード：結晶成長、ウィスパリングギャラリーモード、形状制御、エッチング

1. 概要

レーザ溶融ペダスタル法(LHPG 法)とはチョコラールスキー法を応用した結晶成長技術であり、ファイバレーザを作製する目的で開発された。[1] そのため、従来は結晶を細く、均一に成長させることが可能であるがこの技術のポイントであった。我々の研究室ではあえて局所的に上下軸の速度比を変えることによって膨らみ部分を作り、共振器とする研究で成果を残してきた。[2] 昨年度の研究において共振器は共振部分の断面形状が多角形に比べ円形がより高い Q 値になることがわかった。[3] しかし結晶成長方法による共振器作製では結晶材料の結晶性から断面形状が多角形になる。今回用いたサファイアはその結晶性から断面形状は六角形になる。昨年度、一度種結晶を熱することによって断面形状が円形の共振器を作製したが、円形になる理由が明らかにならなかった。ここでは、断面形状の制御に関して理論的に説明し、その理論をもとに定量的な作製を報告する。

2. 円形作製理論

結晶成長において断面形状は安定な形状になるため、最もエネルギーが低い形状となる。この形状は Eq. 2 のウルフの法則から結晶の結晶面がもつ表面エネルギーを利用して求めることができる。結晶面とは結晶を構成する原子が規則的な周期で配列されていることから巨視的に見える面のことであり、結晶には様々な結晶面がある。ウルフの法則において結晶面がもつ表面エネルギーと結晶の中心からの距離に関係があり、Eq. 1 から表面エネルギーが小さい結晶面ほど結晶の中心に近いことがわかる。ウルフの法則から結晶面が Fig. 1 のように配置され、結晶の中心に近い結晶面で多角形ができる。この多角形を結晶の平衡形と呼び、この形状が最もエネルギーが低い形状となる。つまり結晶の平衡形が結晶成長における結晶の断面形状となる。また結晶には 3 次的に様々な結晶面があり、平衡形は結晶をどの角度から捉えるかによって異なる。実際に結晶成長をさせたサファイアとその角度における平衡形を比較すると Fig. 2 のようになっており、結晶の断面形状と平衡形は相関がある。

$$\frac{\sigma_{001}}{h_{001}} = \frac{\sigma_{101}}{h_{101}} = \frac{\sigma_{100}}{h_{100}} = const \quad (1)$$

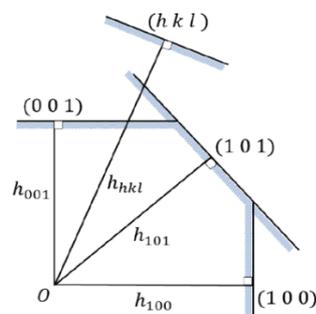


Fig. 1 ウルフの法則による平衡形の求め方。表面エネルギーが小さいほど結晶面の中心からの距離が小さくなり平衡形に影響を与える。

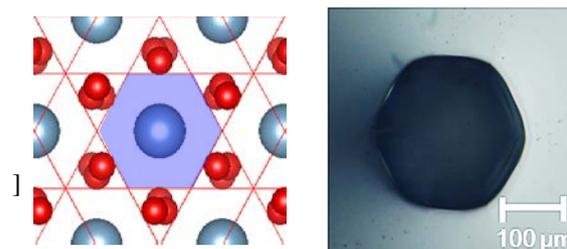


Fig. 2 c 軸方向から見たサファイアの平衡形と断面形状。赤線は(110)の結晶面を示しており、結晶が対称構造になっていることから、平衡形は水色の六角形となる。

サファイアの結晶構造は Fig. 3 となっている。また、サファイアの主要な結晶面は 38 種類あり、ミラー指数を用いると表すと Tab. 1 となる。Tab. 1 にある結晶面は実際にサファイアを X 線解析法によって得られた結晶面の一例である。[4]. Tab. 1 における α , β は Fig. 4 に示すようにそれぞれ結晶面が直線となるように見たときの a 軸に対する角度と結晶面の c 軸に対する角度を示す。

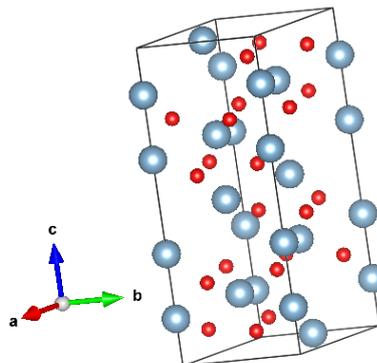


Fig. 3 サファイアの結晶構造(コランダム構造)。赤色の点が酸素、灰色の点がアルミニウムを示している。

Tab. 1 サファイアの結晶面とそれぞれの結晶面の a 軸, c 軸に対する角度.

h	k	i	α (°)	β (°)	h	k	i	α (°)	β (°)
1	1	0	60	0	1	2	5	71	31
2	2	0	60	0	0	1	2	90	32
4	1	0	40.9	0	0	2	4	90	32
3	0	0	30	0	0	3	6	90	32
3	2	1	53.4	4.16	3	1	8	44	35
1	3	1	76.1	5.03	2	2	9	60	39
2	1	1	49.1	6.84	1	2	8	71	44
0	4	2	90	9.01	1	1	6	60	48
3	1	2	43.9	9.98	2	1	10	49	50
1	2	2	70.9	13.5	1	0	4	30	52
2	2	3	60	15.4	2	0	8	30	52
3	2	4	53.4	16.2	1	2	11	30	53
2	0	2	30	17.6	0	2	10	30	58
4	0	4	30	17.6	1	1	9	30	59
1	3	4	76.1	19.4	1	1	12	30	66
2	3	5	66.6	20	0	1	8	30	68
2	1	4	49.1	25.6	1	0	10	30	73
1	1	3	60	28.8	0	0	6	30	90
2	2	6	60	28.8	0	0	12	30	90

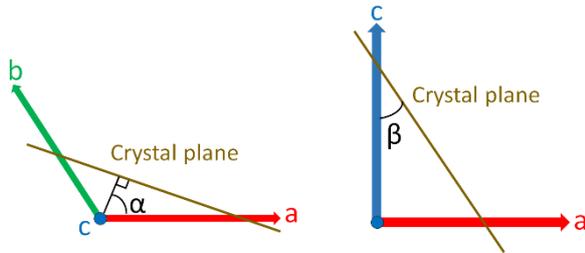


Fig. 4 結晶面の a 軸, c 軸に対する角度. ここでの a 軸, b 軸, c 軸は Fig. 3 の各軸に対応している.

円形の断面形状を作製するためには平衡形が円形であれば良い. ただ平衡形が結晶面の組み合わせによって決まるため, 円形の平衡形は存在しない. そのため最も円形に近い平衡形は角数の多い正多角形となる.

角数を多くするには平衡形に影響する結晶面を多くすれば良い. 結晶面の c 軸に対する角度 β と種結晶を傾ける角度が近いと平衡形に影響を与える. Fig. 3 から c 軸に対する角度 β が 30° 付近において結晶面の数が多いことがわかる.

また, 平衡形が正多角形に近づくためには Fig. 5 のように平衡形に影響を与える結晶面の a 軸に対する角度に広がりが必要になる.

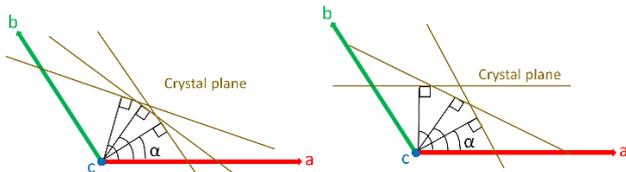


Fig. 5 サファイアの結晶面の a 軸に対する角度.

この2つの「角数の多い」「正多角形」の条件を元に最も円形に近い平衡形を計算したところ 30° 付近で最も円形に近くなることがわかった.

3. 断面形状の制御

結晶の平衡形が結晶を捉える角度によって変わることから Fig. 6 のように種結晶を様々な角度で傾け結晶成長させた. 実際に傾けて作製した共振器をそのときの種結晶の傾きごとにまとめると Fig. 7 になった.

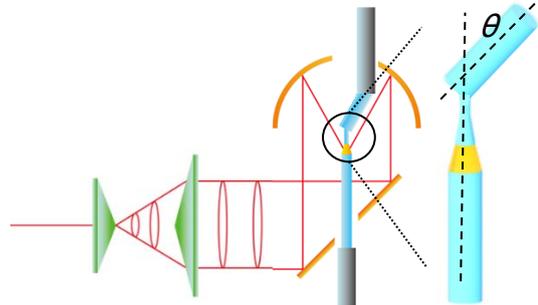


Fig. 6 角度を変えた結晶成長の実験図.

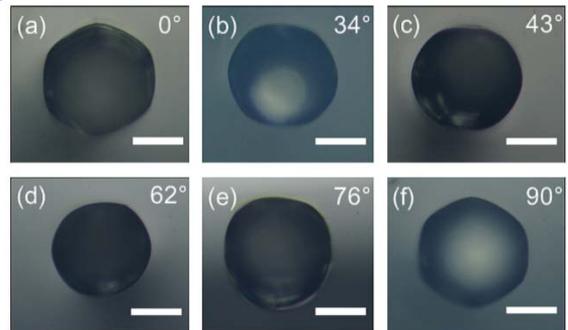


Fig. 7 角度を変え結晶成長させた共振器. 白線の長さを $100 \mu\text{m}$ とする. (a) 0° (b) 34° (c) 43° (d) 62° (e) 76° (f) 90°

4. X 線解析結果

実際に作製した共振器が理論通りの結晶面で構成されているか確認するため, 薄膜 XRD による解析を行った. 種結晶の傾き通りに結晶面が検出される割合は半分程度で 40° 以上ずれているものもあったので作製方法自体には改善が求められる. また, 最も円形に近かった X 線開設の解析結果は Fig. 6 のようになった.

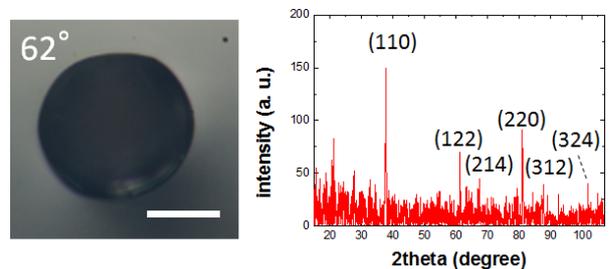


Fig. 8 62° 種結晶を傾けて作製した共振器の断面図とその共振器の X 線解析結果. (110), (220), (312), (122), (214), (324) 面は c 軸に対してそれぞれ 0° , 0° , 10° , 13° , 16° , 25° 傾いている.

Fig. 8 のように 62° で種結晶を傾けた共振器からは 0° から 25° で傾いた結晶面が検出された. このことから 30° 付近の結晶面で平衡形が円形に近い場合は断面形状が円形になることが実験的にも示せた.

5. エッチングによる表面粗さの改善

Q 値は表面粗さに強く依存しており、表面粗さの改善が Q 値向上につながる。[5] 結晶成長によって作製された共振器の表面は表面粗さを表す指標 RMS が $0.35 \mu\text{m}$ と粗く、その改善が求められる。ここでは、エッチングによる表面粗さ改善を試みた。エッチングでは結晶性が影響することから断面形状が多角形になってしまうが、我々は種結晶を傾けて作製し結晶性の影響を受けて円形の形状を達成していることから、エッチングしても円形の形状を保ったまま表面粗さを低減できると考えた。

エッチングにはサファイア基盤に用いられる硫酸とリン酸が 3 対 1 で混ぜた混酸を使用し、反応に適した 260° で 3 時間行った。レーザー顕微鏡で観察したエッチング前後の共振器の表面を Fig. 9 に示す。

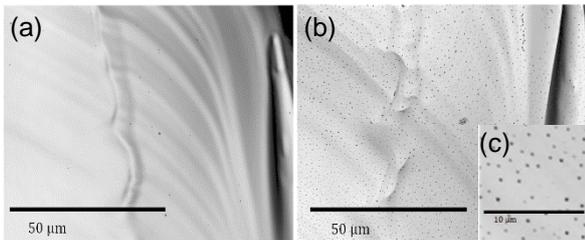


Fig. 9 共振器の表面. (a)エッチング前 RMS= $0.35 \mu\text{m}$ (b) エッチング後 RMS= $1.88 \mu\text{m}$ (c)エッチング後(b)の拡大図

結果的にエッチングにより表面粗さは悪化した。これはエッチングによって表面が滑らかであったのが角ばっている状態になったことに影響している。これは、エッチングによって結晶性が現れたことが原因であると考えられる。また、エッチング後の共振器の表面を拡大すると Fig. 9 (c) のようになる。

Fig. 9 (c) から表面に穴が開いていることがわかる。リン酸のエッチングにおいて結晶構造に欠陥が存在するとこのような穴ができることから、結晶成長の際に何らかの影響を受け結晶構造に欠陥ができてしまう可能性がある。そして、この欠陥が表面粗さとして低 Q 値の要因になると考えられる。

6. 結論

レーザー溶融ペダスタル法を応用し、結晶成長の際に種結晶の角度を傾けることで共振器の断面形状を制御できることを理論・実験の両面で示した。共振器作製時には、成長させる際に傾けた種結晶の角度と実際に成長した結晶面の角度が異なっているものが確認された。その後、さらなる値向上を目指し、表面粗さの低減をエッチングによって試みた。結晶成長によって作製した共振器の結晶構造に欠陥を確認した。今後は欠陥構造の少ない結晶成長方法を行うことで、より高い Q 値の向上を目指す。

参考文献

- [1] A. Yokoo, S. Tomaru, I. Yokohama, H. Itoh, T. Kaino, J. Cryst. Growth **156** 279 (1995).
- [2] H. Kudo, Y. Ogawa, T. Kato, A. Yokoo, and T. Tanabe, Appl. Phys. Lett., **102**, 211105 (2013).
- [3] H. Kudo, R. Suzuki and T. Tanabe, Phys. Rev. **88**, 023807 (2013).
- [4] Elena R. Dobrovinskaya, *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications*, (Springer, 2009).
- [5] I. S. Grudin, A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, Optics Communication **265**, 33 (2006).

ファブリペロー共振器の光ファイバとの結合の検討

小川陽平(M2)

自由空間での光と物質の相互作用を調べるため、光ファイバの端面を加工してファブリペロー共振器として用いる、ファイバファブリペロー共振器(FFPC)が 2010 年に提案された。光ファイバとの結合がよいとされているが、近似式から導出されるパワー結合率と報告された実験値の間に大きな差が生じている。これを調べるため、本研究では FFPC 構造を FDTD 法を用いて電磁界解析を行い、ブラッグミラーにより生じる損失が大きな原因となることを示し、またミラーの工夫により改善できる可能性を提示した。

キーワード：微小光共振器, ファブリペロー共振器, Cavity QED, ブラッグミラー, FDTD 計算

1. はじめに

近年、光と原子の相互作用を調べる Cavity QED が非常に活発に研究されている。光共振器の中に 2 準位を持つ物質、例えば原子を入れて光を入射すると、光が原子と結合して励起し、一定時間後に自然緩和により光を放出する。しかし放出された光は光共振器の内部に留められ、原子と再度結合することが可能である。原子と光の結合度を g 、原子から外部への緩和を γ 、共振器から外部への緩和を κ とするとき、 $g < \gamma, \kappa$ の状態を弱結合、 $g > \gamma, \kappa$ の状態を強結合と呼ぶ。Cavity QED では強結合状態における量子通信等の応用を目指している。

これまでの Cavity QED 研究において用いられる微小光共振器は固体中に電界が集中するものが主であった。そのため光と原子の結合が弱く、また光の存在領域に原子を任意に配置できないという問題を抱えていた。一方で、空気中に光を閉じ込めるファブリペロー共振器は共振器体積が大きく、小さくするためには高いコストがかかるために Cavity QED 分野ではあまり用いられてこなかった。

そこで 2010 年に D. Hunger らにより、光ファイバの端面を CO₂ レーザで加工し、表面にミラーを形成して突き合わせてファブリペロー共振器として用いるファイバファブリペロー共振器(FFPC)が提案された [1]。従来は必ず必要であった光の入出力導波路が不要であり、また共振器体積を非常に小さくできるという利点を持つとされている。しかし、光ファイバとのパワー結合率は理論的には 97 % とされているが、実験では 85 % となったと報告されている。この差の原因を調べるため、本研究では世界で初めて FFPC の FDTD 法による解析を行い、原因が単一波長に合わせて設計したブラッグミラーにあることを突き止めた。

2. FFPC 設計

FFPC の模式図を図 1(a) に示す。FFPC で特に重要なパラメータは端面の凹面の曲率 R と共振器距離 L で、それらにより決まる、共振器中心でのスポットサイズ w_0 と鏡面でのスポットサイズ w_1 は式(1)のように表される。

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \left(L \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)^{\frac{1}{4}}} \quad (1)$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{2L}{k} \frac{1}{\sqrt{\left(2 - \frac{L}{R}\right) \frac{L}{R}}}} \quad (2)$$

式(2)を基に ω_1 と L の関係を図 1(b) に示した。本研究では光ファイバのモード径を想定して $\omega_1 = 10 \mu\text{m}$ となるように $R = 100 \mu\text{m}$, $L = 40 \mu\text{m}$ とした。これはファブリペロー共振器の安定条件を満たしている。

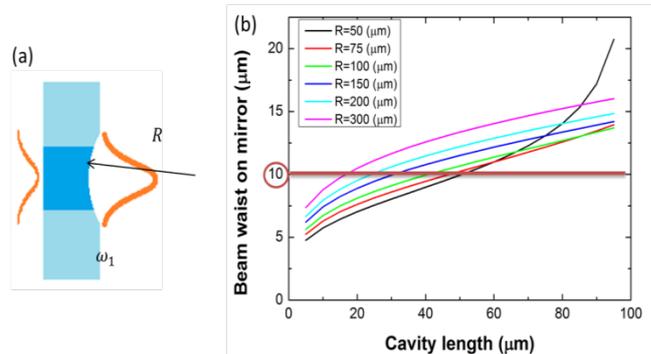


図 1 : FFPC パラメータ設定. (a) FFPC の端面模式図. 曲率 R とビーム径 ω_1 が示されている. (b) R を変化させたときの ω_1 と L の関係.

3. FDTD 法による計算

2. で決めた R と L を基に、FDTD 法による電磁界解析を行った。FDTD 計算には Meep 1.2.1 を利用した。シミュレーションを行った構造を図 2 に示す。曲面の深さは $0.5 \mu\text{m}$ 、ミラーは片側を SiO₂/TiO₂ ブラッグミラー ($n_{\text{SiO}_2} = 1.44, n_{\text{TiO}_2} = 2.5, d = \frac{n\lambda}{4}$)、もう片側を完全反射ミラー ($n_{\text{metal}} = \infty$) とした。光源は $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (規格化周波数 $f = 0.645$) とした。

計算結果を図 3 に、スペクトルを図 4 に示す。Q 値は $Q = 9.7 \times 10^4$ であった。鏡面付近を拡大すると、鏡面に対し斜め方向の成分を持つ光が透過してしまっていることが分かった。漏れ出しのパワーはコアへの結合に比べて明らかに強く、共振器の主損失と

なっている。

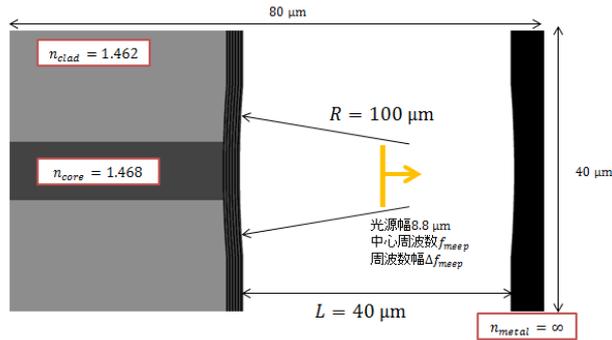


図 2：計算に用いた FFPC 構造。

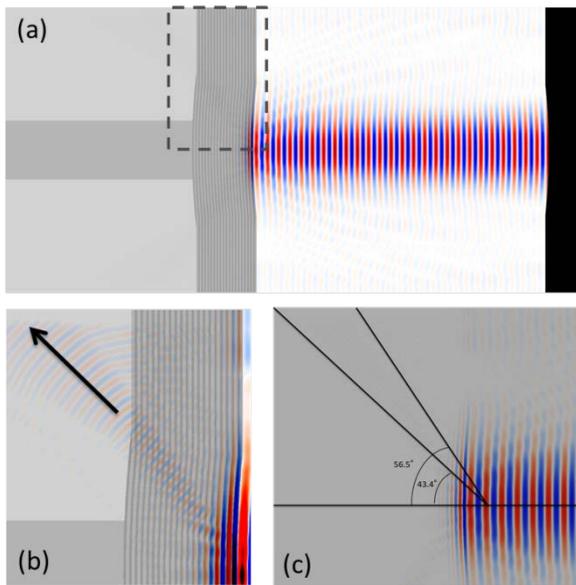


図 3：FDTD 法の計算結果。(a) 共振器全体の電磁界分布。(b) ブラッグミラー付近の拡大部。閉じ込め方向とは関係ない方向へと漏れ出していることが分かる。(c) 光の漏れ出し方向の確認。漏れ出し範囲は $43.4^\circ \sim 56.5^\circ$ であった。

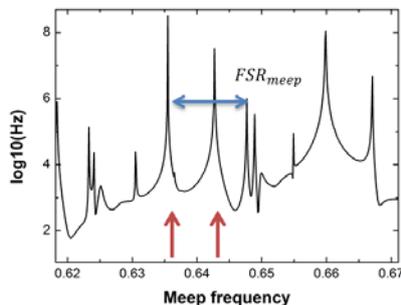


図 4：図 3(a)のスペクトル。赤矢印の左が 1 次モード，右が 3 次モードを示す。FSR は 0.0125 (3.75 THz) であった。

4. 漏れ出し原因の解析

3.で示した漏れ出しの原因を調べるため，図 3(a)の共振器部分を空間フーリエ変換した。結果を図 5 に示す。共振器内部にも斜めの k ベクトルを持つ光が存在していることが分かる。これは共振器の微小

化に伴い回折の影響が大きくなり，ブラッグの反射条件を満たさなくなったためであると考えられる。

今回の計算で用いたブラッグミラーの反射条件の検討を行った。平面 2 次元のブラッグミラーを考え，フォトニックバンドギャップの大きさとバンドギャップのズレから計算すると，空気中から 54.1° 以上の角度ではブラッグの反射条件を満たさなくなることが分かった。図 3(c)より漏れ出し角度がおおよそ一致するため，ブラッグ条件を満たせずに漏れ出してしまっていると考えられる。

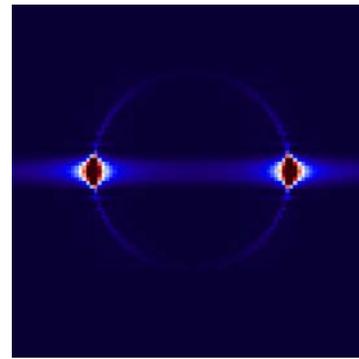


図 5：図 3(a)の共振器部分を空間フーリエ変換したもの。強いパワーが見えるのが共振器内に閉じ込められている主成分で，中心から等距離で円状にパワーが見えているのが斜め方向への成分を持つ光である。

5. まとめ

本研究では，ファイバファブリペロー共振器を FDTD 法を用いて解析し，これまで考えられていなかったブラッグミラー条件を満たさないことに依る漏れ出しが存在することを示した。これは微小化に伴う本質的な問題である。解決策としては，フォトニック結晶で考えられているような，ミラーの膜厚制御によるモードプロファイル設計を行うことが考えられる。

参考文献

- [1] D. Hunger *et al*, *New J. Phys.* **12**, 065038 (2010)
- [2] 田邊孝純，他，*レーザー研究*, **45** 575 (2012).

2次元フォトニック結晶共振器の Q 値の高速算出手法の提案

伏見亮大(M1)

フォトニック結晶微小光共振器の Q 値は電磁界シミュレーションによって求められるが、精度よく求めるには3次元総エネルギー計算を毎ステップごとに行う必要があり、計算資源を大量に消費する。本研究ではフォトニック結晶のスラブ中心の2次元モード分布のみから Q 値を算出する、計算時間の短縮に貢献する手法を提案する。

キーワード：フォトニック結晶微小光共振器、電磁界シミュレーション、アルゴリズム

1. はじめに

昨今、電子デバイスの限界がさげばれており、光デバイスはその限界を突破しようとして注目されている。特にフォトニック結晶(PhC)微小光共振器[1,2]は光を閉じ込めて制御するデバイスとして有望視されている。

PhC 微小光共振器を設計するにあたって、3次元時間領域差分(3D-FDTD: 3D-finite difference time domain method)法による電磁界シミュレーションが用いられている。この手法によって、共振器の共振波長や Q 値など重要なパラメータが得られる。しかしながら、3D-FDTD 法は計算資源を大量に消費してしまう。さらに、 Q 値を精度よく求めるには3次元の計算領域の総エネルギーを毎ステップごとに計算する必要がある。

本研究では、PhC のスラブ中心の2Dモード分布のみから Q 値を算出する手法を提案する。光源を励振し終わってすぐのデータでも精度よく値をだすことができ、計算領域を小さくしても十分計算領域が大きいときの Q 値を得ることができるため、計算時間を大幅に短縮することができる。

2. アルゴリズム

2D-PhC 微小光共振器はスラブに対して垂直方向への光の閉じ込めは全反射によっている。そのため全反射条件を満たさない光は共振器外へ透過してしまい、共振器の損失となる。2D-PhC 微小光共振器の損失の要因には他に材料吸収や水平方向への漏れもあるが、垂直方向への漏れが損失要因の大部分を占め、 Q 値も制限してしまう。

スラブ中のモード分布をフーリエ変換することによって、波数の水平成分 k_{\parallel} が得られる。ここで屈折率 n のスラブ中での光の波数は、波数の垂直成分を k_{\perp} とおくと、

$$k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 = \left(\frac{n\omega_0}{c}\right)^2 \quad (1)$$

となる。ただし、 c は真空中での光の速度、 ω は角周波数を表す。スラブ境界面への入射角 φ_1 は

$$\varphi_1 = \tan^{-1}\left(\frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}}\right) \quad (2)$$

となる。このとき、波数の水平成分が

$$k_{\parallel} < \frac{\omega_0}{c} = k_0 \quad (3)$$

のときは全反射条件を満たさない。この波数領域を

ライトコーン(LC: light cone)という[3]。以前から LC 内の成分を減らすという設計方針のもと Q 値を格段と向上させてきたが[4,5]、 Q 値と LC との定量的評価はいままでなされてこなかった。

我々が今回提案する手法は、ライトコーン内の成分に適切に重みづけを行うことで Q 値を算出するものである。はじめに、透過角 φ_2 は以下のように求めることができる。

$$\varphi_2 = \sin^{-1}(n \sin \varphi_1) \quad (4)$$

ただし、スラブのまわりは真空とした。通常、PhC 共振器には TE モードの光を結合させるので、振幅透過率は以下ようになる。

$$t_s = \frac{2n \cos \varphi_1}{n \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2} \quad (5)$$

このとき、電力透過率は以下ようになる。

$$T_s = \frac{\cos \varphi_2}{n \cos \varphi_1} |t_s|^2 \quad (6)$$

入射角によってスラブ中での単位時間当たりの反射回数 N は異なり、スラブ厚を d とすると、

$$N = \frac{c}{nd} \cos \varphi_1 \quad (7)$$

となる。ここで、共振器中のエネルギー U は TE モードの E_x, E_z, H_y 各成分のエネルギーの和に等しいので、

$$U = U_{E_x} + U_{E_z} + U_{H_y} \quad (8)$$

となる。 Q 値の定義は、

$$Q = \omega_0 \frac{U}{\left|\frac{dU}{dt}\right|} \quad (9)$$

である。我々のアルゴリズムは電界のみにエネルギーが集中している時点、すなわち

$$U_{E_x} + U_{E_z} = U, \quad U_{H_y} = 0 \quad (10)$$

となる時点での E_x, E_z のモード分布を用いて Q 値を算出する。それぞれ LC 内の成分に透過率や反射回数を重みづけして、成分ごとの損失レート L_{E_x}, L_{E_z} を得る。これらより、 Q 値は以下のように表すことができる。

$$Q = \omega_0 \frac{U_{E_x} + U_{E_z}}{U_{E_x} L_{E_x} + U_{E_z} L_{E_z}} \quad (11)$$

損失レートは式 6, 7 より

$$L = \iint_{LC} |E(k)|^2 \cdot T_s \cdot N dk \quad (12)$$

と表せる. ここで, 屈折率 n は各成分の等価屈折率 n_{eff} を算出して使用している. 算出式は以下の通りである.

$$n_{\text{eff}} = \frac{\iint_{\text{all}} k \cdot |E(k)|^2 dk}{k_0 \cdot \iint_{\text{all}} |E(k)|^2 dk} \quad (13)$$

ところで, 本アルゴリズムでは各成分のエネルギー U_{E_x}, U_{E_z} は以下のように近似した.

$$U_E = \iint_{\text{all}} |E(k)|^2 dk \quad (14)$$

Eq. 14 は波数領域での総和計算のため, 実空間での誘電率は考慮されていない. しかしながら, ロスレートを算出する際に用いた等価屈折率によって等価的に実空間での誘電率を考慮することができている.

3. アルゴリズムの適用結果

L3 共振器[4]を対象にこのアルゴリズムを適用した. 構造は図 1 に示す. 空孔間隔は $a = 420 \text{ nm}$, 空孔半径は $r = 115.5 \text{ nm}$, スラブ厚は $d = 210 \text{ nm}$ で, 共振器脇の空孔は 32 nm だけ外側にシフトさせ, 空孔半径は $r = 63 \text{ nm}$ とした. 共振器中央を通る xy 面は対称面になっている.

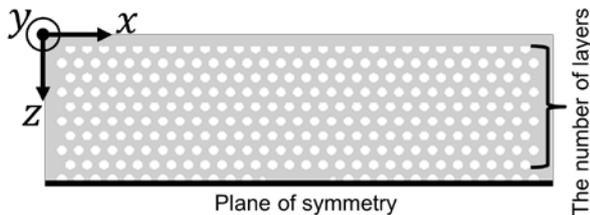


図 1 : L3 共振器の構造.

この構造での共振波長は 1572 nm であった. 光源には $\text{FWHM} \cong 3 \text{ nm}$ のものを用いた. このときの実空間と波数空間での分布は図 2 のようになった. 計算領域中のエネルギーの減衰から求める従来の方法による Q 値と本アルゴリズムによる Q 値は図 3 のようになった. ただし, 本アルゴリズムを適用した時点は光源終了直後と終了から 250 fs 後, そして終了から 1 ps 後である. 層数は共振器部と計算領域との間にある空孔列の数を指す.

通常, 層数が小さくなると, 水平方向への漏れが大きくなり, エネルギーが計算領域外へ流出し, ロスレートは増大し, そのため従来の算出法では Q 値は小さく見積もられる. しかし, 本アルゴリズムはモード分布が大きく変形さえしなければ, 層数が無限大のときの, すなわち孤立共振器の Q 値を得ることができる. 図 3 から減衰時間から求めた decay のグラフが計算領域を拡大した場合に本アルゴリズムで得られた値に漸近することがわかる. この特徴

は, Q 値算出時に計算領域を小さくして計算時間の短縮を図ることができるという利点につながる. また, 今回 3 種類の時点を利用して Q 値を算出したが, どの時点を用いても, 得られた値に大きな差異は認められなかった. これは, 光源の波長や波長幅, 位置さえ正しく設定し, 単一モードのみを励振できれば, 光源終了直後のデータのみで, ほとんど正確に Q 値を得られるとができることがわかる. 従来の方法では光源終了後に $1 \sim$ 数 ps 程度の計算を必要としていたが, 本アルゴリズムはそれを全く必要とせず, さらなる計算時間の短縮が見込まれる.

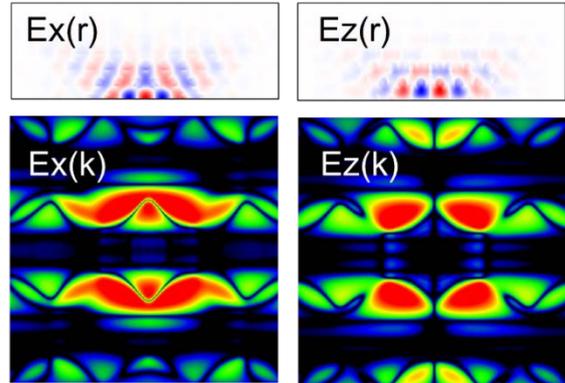


図 2 : L3 共振器のモード. 上部は実空間, 下部は波数空間での分布を表している.

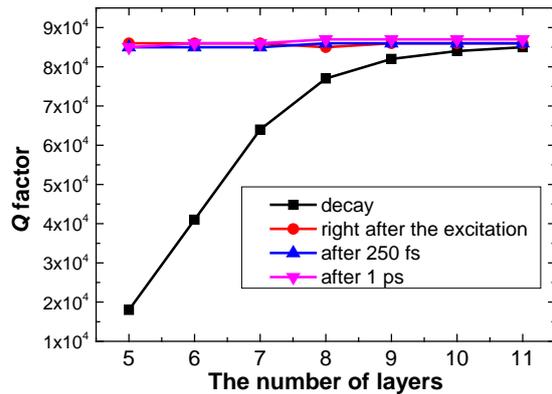


図 3 : L3 共振器における層数に対する算出された Q 値.

次に高 Q 値が得られることで知られる幅変化型共振器[6]に本アルゴリズムを適用させる. 構造は図 4 に示す. 空孔間隔は $a = 420 \text{ nm}$, 空孔半径は $r = 108 \text{ nm}$, スラブ厚は $d = 205 \text{ nm}$ で, 共振器部のシフト量は参考文献のように $9-6-3 \text{ nm}$ のシフトを与え, 導波路部の幅は $W = 0.98 \times \sqrt{3}a$ とした. 共振器中央を通る xy 面は対称面になっている. この構造での共振波長は 1568 nm であった. 光源には $\text{FWHM} \cong 0.8 \text{ nm}$ のものを用いた. このときの実空間と波数空間での分布は図 5 のようになった. 計算領域中のエネルギーの減衰から求める従来の方法による Q 値と本アルゴリズムによる Q 値は図 6 のようになった. 11 層のときの 2 つの方法での値はかい離しているように見えるが, Decay のグラフが本アルゴリズムで得られた値に漸近していつていることがわかり, より層数を大きくすれば, 本アルゴリズムで得られた値に近づくと予

想される。

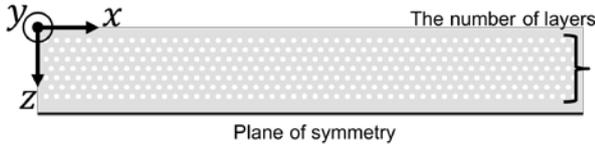


図 4：幅変化型共振器の構造。

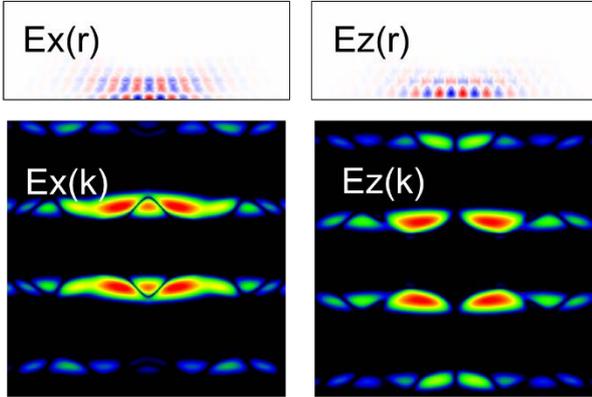


図 5：幅変化型共振器のモード。上部は実空間，下部は波数空間での分布を表している。

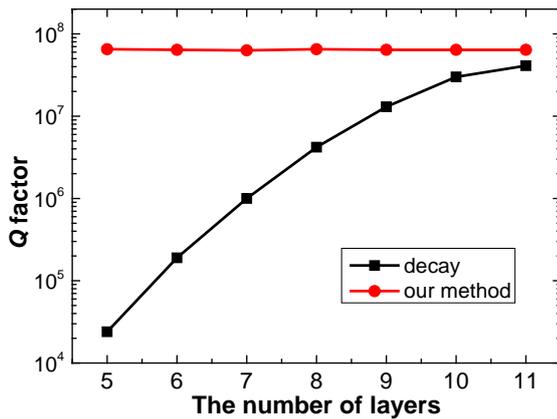


図 6：幅変化型共振器における層数に対する算出された Q 値。

4. 計算時間

最後に、どれだけ計算時間の短縮につながったかを示す。比較対象は L3 共振器と幅変化型共振器で、層数が 11 のときにエネルギー計算をした場合にかかった時間を従来の方法に要する時間、層数が 5 のときにエネルギー計算をせずに光源直後までにかかった時間を我々が開発した方法に要する時間と定義すると、結果は図 7 のようになった。ただし、この時間は(実際にかかった時間) \times (ノード数)で計算している。L3 共振器では 4.2 分の 1、幅変化型共振器にいたっては 5.2 分の 1 まで計算時間を短縮することができた。

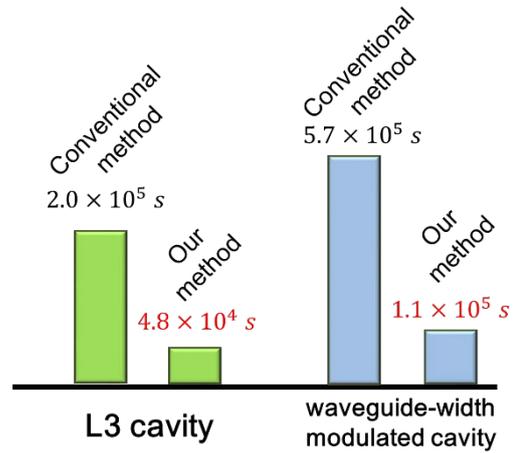


図 7：計算時間の比較。

7. 結論

我々は、2DPhC共振器の理論 Q 値を算出するシミュレーションにおいて、ある時点のみのスラブ中心での 2Dモード分布のみを用いて、波数空間でのLC内の成分を重みづけすることで、従来法より計算時間を短縮できる、 $Q > 10^7$ の高 Q 値な共振器でも適用可能な、高速かつ高精度な手法を開発した。この手法によって、計算リソースのより有効利用ができるとともに、最適化アルゴリズムと組み合わせて、より高 Q 値な共振器の探索も行うことができると期待される。

参考文献

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 20, 2059-2062 (1987).
- [2] K. Nozaki, *et al.*, Opt. Express **21**, 10, 11877-11888 (2013).
- [3] K. Srinivasan and O. Painter, Opt. Express **10**, 15, 670-684 (2002).
- [4] Y. Akahane, *et al.*, Nature **425**, 944-947 (2003).
- [5] Q. Quan and M. Loncar, Opt. Express **19**, 19, 18529-18542 (2011).
- [6] Kuramochi, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 041112 (2006).

CMOS によるシリコンフォトニクス素子の特性評価と 作製ばらつき評価

富山将平(B4) 伏見亮大(M1)

本研究ではシリコンフォトニクス素子を集積したチップを IME (Institute of Microelectronics) で製造し、シリコンマイクロリング共振器と幅変調型フォトニック結晶共振器の共振波長と Q 値を 24 個ずつ測定した上で、作製ばらつきを先行研究と比較検討した。また、幅変調型フォトニック結晶共振器で $Q = 1.6 \times 10^5$ を記録した。これは現在 CMOS プロセスで作製した幅変調型フォトニック結晶共振器として世界最高の値である。

キーワード：シリコンフォトニクス, 光集積回路, CMOS プロセス, 幅変調型フォトニック結晶共振器, シリコンマイクロリング共振器

1. はじめに

21 世紀に入りシリコンフォトニクスは急速に発展を遂げてきている。近年、シリコンフォトニクスデバイスを CMOS プロセスで開発するための環境が整ってきた。これまで主だった研究機関では高精度な電子線描画を製造に用いており、規模の小さい研究室では開発を行うことが難しかった。しかしシンガポールの IME(Institute of Microelectronics)などの一般向け CMOS ファウンダリが登場したことで、低コストで大規模システムの開発が多くの研究者にもとって可能になった [1]。そこで本研究ではシリコンフォトニクス素子を集積したチップを設計し、IME にて製造した。

本研究室で行われた先行研究によると、シリコンマイクロリング共振器で全光論理ゲート(NOR 回路)を構築し、正しく動作させるためには、作製により生じる共振波長のばらつきをシリコンマイクロリング共振器の透過スペクトルの線幅より小さくする必要がありますことがわかっている[2]。

本研究ではシリコンマイクロリング共振器と幅変調型フォトニック結晶共振器の Q 値と共振波長をチップ 24 枚について測定した上で、シリコンマイクロリング共振器の共振波長の作製ばらつきを先行研究と比較した。

2. 測定系の構築

本研究では、図 1 に示す測定装置の構築をした。微小な構造に光を入射させるためには高精度に制御できる安定した台が必要なため、精度 $1 \mu\text{m}$ 、最大ストローク各方向 4 mm のピエゾステージに集光モジュールを取り付けた調芯装置を構築し、さらにチップを固定するステージは奥行き方向と上下方向に微調整を行える仕様にした。

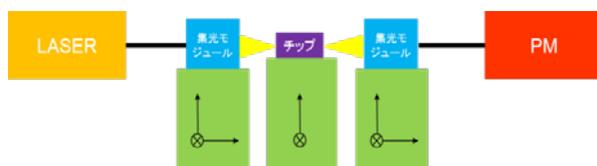


図 1 : 測定系図

さらにチップを上から観察するための IR カメラ、可視カメラを設置した。チップと集光モジュールの位置合わせを行う際、大まかな位置関係を確認するために可視カメラを利用し、IR カメラは入力光を導波路へ正確に入射させる微調整の際の観察に利用するためである。

チップの寸法は $8 \times 2 \text{ mm}$ で、デバイスのあるシリコン層は厚さ $0.21 \mu\text{m}$ である。SOI 基盤に露光プロセスで加工を施した後シリカでオーバクラッドを被せた四層構造になっている。デバイスはチップを左右に貫くシリコン細線導波路を $50 \mu\text{m}$ おきに 150 行、それらの両端にスポットサイズコンバータを配置した。導波路の中央には光共振器を配置している。図 2 に測定に用いた光共振器の写真を示す。シリコンマイクロリングのパラメータは、直径 $10 \mu\text{m}$ 、導波路幅 400 nm 、導波路共振器間距離 200 nm で、幅変調型フォトニック結晶共振器のパラメータは、空孔直径 $d = 210 \text{ nm}$ 、空孔間距離 $a = 420 \text{ nm}$ 、導波路幅 $\sqrt{3}a$ 、幅変調量 3, 6, 9 nm, バリアー数 15 である。

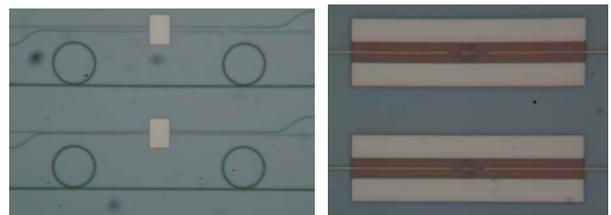


図 2 : CMOS プロセスで作製したシリコンマイクロリング共振器 (左) と幅変調型フォトニック結晶共振器 (右)

3. 透過スペクトルの測定

本研究では 24 枚のチップについて幅変調型フォトニック結晶共振器とシリコンマイクロリング共振器の透過スペクトルの測定を行った。入力パワーは -15 dBm 、波長掃引は $1500 \sim 1630 \text{ nm}$ で行った。予備実験の結果、シリコン細線導波路の損失は -7 dB/cm 以下で、スポットサイズコンバータでの損失は片側 -1.5 dB 以下であった。

測定した透過スペクトルの一つを図 3 に示す。シリコンマイクロリング共振器では共振波長と Q 値の算出に赤い矢印で示された共振スペクトルを用いた。写真は共振の瞬間を IR カメラで撮影したものである。

幅変調型フォトニック結晶共振器での共振の写真をみるとわかるように、幅変調型フォトニック結晶共振器における損失要因は、フォトニック結晶導波路の光の入り口部分と出口部分での面外放出が大きな要因である。

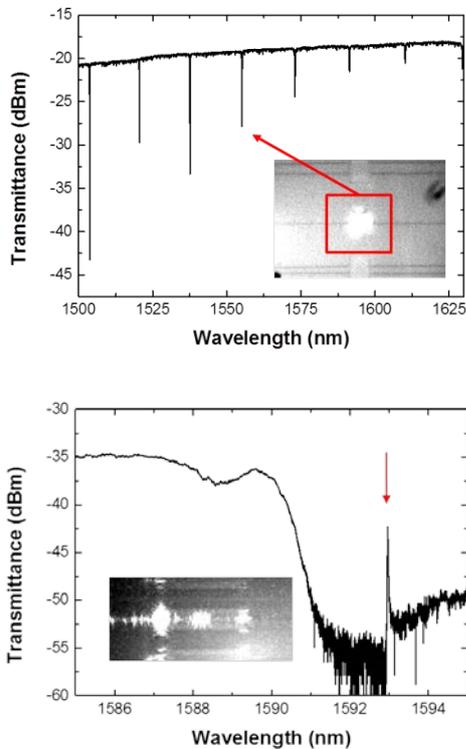


図3：上：解析に利用したマイクロリングの共振モードと IR カメラによる共振の様子の写真 下：幅変調型フォトニック結晶共振器の共振モードと IR カメラによる共振の様子写真

測定の結果、シリコンマイクロリング共振器の最高 Q 値は 2.0×10^4 、幅変調型フォトニック結晶共振器の最高 Q 値は 1.6×10^5 であった。幅変調型フォトニック結晶共振器の最高 Q 値は CMOS プロセスによる幅変調型フォトニック結晶共振器の Q 値として世界最高値である。よって CMOS プロセスによるものと従来の電子線直接描画によるものの最高 Q 値との作製精度差は Q 値一桁分である。

4. 作製ばらつきの評価

各共振器の共振波長と Q 値の平均値と標準偏差を表 1 にまとめた。またそれらのヒストグラムを図 4 に示す。

表 1 シリコンマイクロリング共振器と幅変調型フォトニック結晶共振器の共振波長及び Q 値の平均値とばらつき

マイクロリング共振器	共振波長(nm)	Q 値
平均値	1550.9	1.3×10^4
標準偏差	4.9	0.3×10^4
幅変調型 PC 共振器	共振波長(nm)	Q 値
平均値	1587.6	8.1×10^4
標準偏差	7.6	3.8×10^4

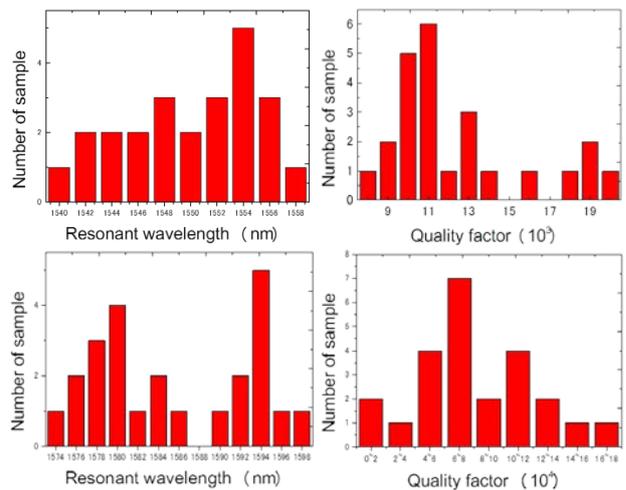


図4：上段：シリコンマイクロリング共振器の共振波長(左)及び Q 値(右)のヒストグラム 下段：幅変調型フォトニック結晶共振器の共振波長(左)及び Q 値(右)のヒストグラム

前述の先行研究によれば、シリコンマイクロリングによる全光論理ゲートは、共振波長のばらつきが共振スペクトルの幅程度までなら正しく動作する。共振スペクトルの幅は測定した Q 値から求めることができる。比較した結果、共振波長のばらつきを数十分の一程度以下にしなければ論理ゲートは誤りなく動作しないことがわかった。

幅変調型フォトニック結晶共振器のばらつきは共振波長、 Q 値共にシリコンマイクロリングより大きい結果となったのは、フォトニック結晶はマイクロリングに比べて微細で複雑な構造であるために作製によるばらつきが大きくなってしまふからだと考えられる。

5. 結論

CMOS プロセスで作製したシリコンマイクロリング及び幅変調型フォトニック結晶共振器の共振波長および Q 値をチップ 24 枚分測定した。その結果から、シリコンマイクロリングの作製ばらつきを今回の結果の数十分の一程度以下に抑えることができれば、全光論理ゲートを構築し誤りなく動作させることができることが分かった。また、CMOS による幅変調型フォトニック結晶共振器の Q 値として世界最高となる $Q = 1.6 \times 10^5$ という値を得た。

参考文献

- [1] 馬場俊彦, 電子情報通信学会誌, **94**, No.12 1037-1040 (2011).
- [2] A.Fushimi and T.Tanabe, Opt.Exp. **22**, 4466-4479 (2014).

ノイズ耐性に強い NAND ゲートの設計

伏見亮大(M1)

本研究ではマイクロリング共振器を用いた全光 NAND ゲートを紹介する。入出力の波長は同一で、すべての共振器の設計も共通している。さらに共振波長のずれや導波路との距離の揺らぎといった構造誤差への耐性を評価している。

キーワード：マイクロリング共振器，光スイッチ，全光論理ゲート，結合モード理論

1. はじめに

光デバイスは低消費電力や信号の多重化等のメリットから、電子デバイスに置き換わると期待され、特に、微小光共振器を用いた論理ゲートなどの全光デバイスは、効率や集積性から注目されている。しかしながら研究されてきた多くの全光論理ゲートは入力信号と出力信号の波長が一致していないという欠点があった [1]。本研究では入出力の波長が一致しており、さらにすべての共振器の持つ共振波長が共通であるなどの実際にシステムを構築する上で理想的な全光論理ゲートを構築し、結合モード理論(CMT)を用いて動作を解析した。

2. 光カースイッチの動作原理

共振器のモデルには、材質がSiNのマイクロリング[2]とした。共振周波数は1550 nmと1580 nmにあるとし、どちらの共振周波数でもQ値は 1.0×10^6 とした。光源は $\lambda_1 = 1550.01$ nmと $\lambda_2 = 1580.02$ nmの2種類を用いた。図1のようなadd-drop系のマイクロリング共振器を例に動作を説明する。光が入力されていないときの共振器波長を破線で表示している。 λ_1 は光が入力しないときの共振器波長とはずれているが、入力をONにしたときには共振器の共振波長は光カー効果により λ_1 波長側にシフトする。その結果、共振波長が λ_1 と一致して入力 λ_1 光はdrop側に出力される(図1(左))。 λ_2 のみがONのときでは共振周波数と離れすぎているため共振器中に光が入らずそのまま透過してしまう(図1 中央)。しかし、 λ_1 と λ_2 とがともにONのときには、最初は共振周波数が λ_1 と一致するが、 λ_2 の光も共振器中に入るようになるために共振周波数がさらにずれて λ_2 と一致する。このとき λ_1 の光はそのまま透過し、 λ_2 の光はdropされる。これらの動作を組み合わせることで、全光論理ゲートを構築することができる。

図1：Kerr スwitchの動作原理。

3. NAND ゲートの設計

NANDゲートのCMT解析 [3] の結果を示す。共振器は全て同一設計としており、論理ゲートを構築するための設計パラメータは共振器の組み合わせ方と共振器導波路間の結合である。共振器と導波路の結合は結合寿命 τ_{coup} で定式化できる。

NANDゲートは5つの共振器で構成されており、C1~C5の結合寿命はそれぞれ $\tau_{\text{coup}} = 1.5 \times 10^{-10}$, 1.0×10^{-10} , 2.5×10^{-10} , 2.5×10^{-10} , 1.0×10^{-10} である。構成は図2(a)に示す。また、光源のエネルギーはInput 1,2とDrive λ_1 は250 mWとし、Drive λ_2 のみ360mWとした。C1はInput1がONのときはDriveの λ_2 がdropされるが、Input1がOFFのときは λ_2 は透過する。C2は λ_2 をdropさせるフィルタである。C3もC1と同じ動作をする。C4は後段までの λ_2 がC4までくるとDrive λ_1 は透過するが、それ以外の場合は λ_1 はdropする。C5はFilterとして機能する。

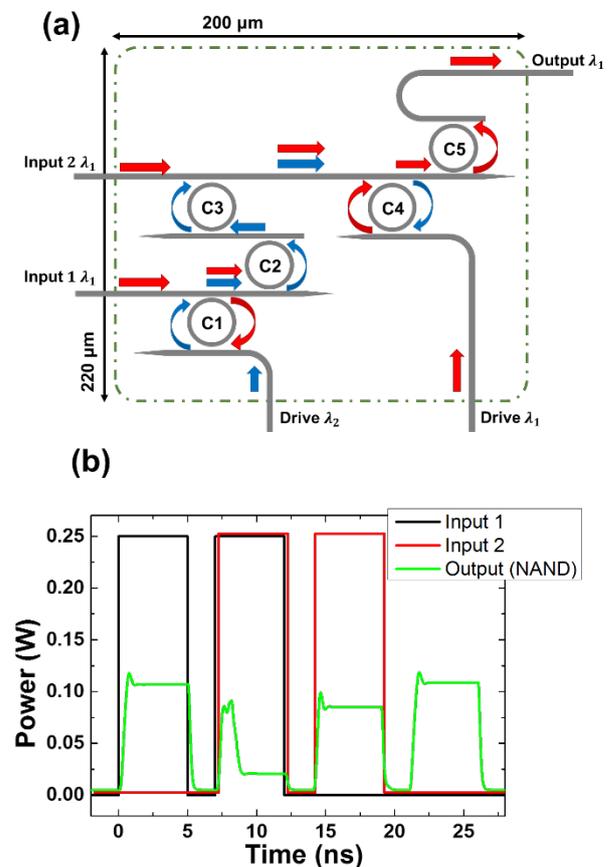


図2：(a) NAND ゲートの回路図。(b) CMT で解析した入出力波形。

入力と出力の関係は図 2(b)のようになった。黒線は Input1 を、赤線は Input2 を、緑線は Output を表している。ドライブ光は周期が 5 ns でデューティ比が 60 % であり、Input1 は 0 ns から 3 ns の間と 5 ns から 8 ns の間が ON の状態となり、Input2 は 5 ns から 8 ns の間と 10 ns から 13 ns の間が ON の状態となる。出力は 5 ns から 8 ns の、Input1, Input2 ともに ON の状態となるときのみ Output が OFF の状態となりそれ以外では ON の状態になっていることがわかり、NAND ゲートとして動作していることが確認できる。他の OR, NOR, AND ゲートに関しても同様に設計を行い、CMT 解析で動作を確認した。

4. 入出力特性

入力を変化させたときの出力を示す。Drive 光のパワーは一定として、Input 光のパワーを変えていく。図 3 は各ゲートの入力の変動に対する出力を表している。i. 黒い四角は Input1 と Input2 をともに変化させたときの出力を、ii. 赤丸は Input2 を 250mW に固定して Input1 を変化させたときの出力を、iii. 青三角は Input1 を 250mW に固定して Input2 を変化させたときの出力の変化を表す。

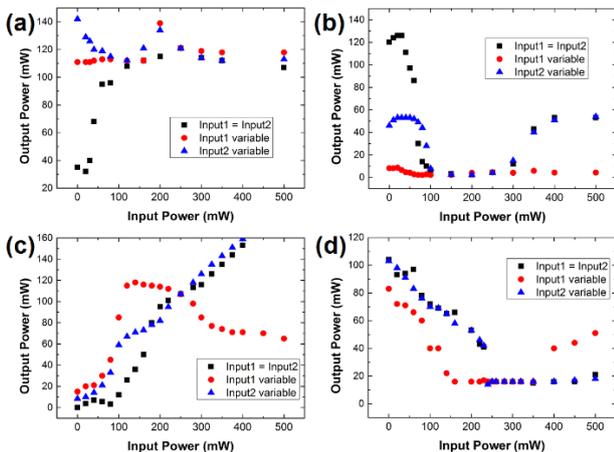


図 3 : 各ゲートの入力の変動に対する出力の変化。(a)OR ゲート、(b)NOR ゲート、(c)AND ゲート、(d)NAND ゲート。黒い四角は Input1 と Input2 をともに変化させたときの出力を、赤丸は Input2 を 250mW に固定して Input1 を変化させたときの出力を、青三角は Input1 を 250mW に固定して Input2 を変化させたときの出力の変化を表す。

OR ゲートは i では入力パワーを上げると OFF から ON に変化し、ii と iii はつねに ON 状態になるのが理想であるが、図 3(a)から理想の出力特性が得られていることがわかる。

NOR ゲートは OR ゲートとは逆に i では入力パワーを上げると ON から OFF に変化し、ii と iii はつねに OFF 状態になるのが理想であるが、図 3 (b)をみると、OFF/ON のしきい値を 60mW 程度とすれば理想の出力特性といえる。ただし、入力パワーが 60mW から 100mW の間は不安定な挙動をした。

AND ゲートは i, ii, iii ともに入力パワーを上げると OFF から ON に変化するのが理想であるが、図 3 (c)をみると ii において入力パワーが 250mW を超え

たところから出力が低下していくことがわかる。

NAND ゲートは i, ii, iii ともに入力パワーを上げると ON から OFF に変化するのが理想であるが、図 3 (d)から ii のパワーが i, iii と比べて小さいことがわかる。また入力パワーが 60mW から 200mW の間では出力が不安定になってしまった。

OFF/ON のしきい値を 60mW 程度とするのであれば、OFF の信号の上限は OR ゲートによって制限されて 40mW 程度になる。また、ON の信号の下限は NAND ゲートによって制限されて 200mW 程度となる。

5. 共振波長の変動への耐性

共振器を用いたシステムにおいて、共振波長のばらつきが最も動作に対して影響が大きい。そのため、本章では共振波長の変動に対する本論理ゲートの耐性を確認していく。各論理ゲートは共振器を 4, 5 個使用しており、各共振器は 2 つの共振波長をもっている。それら 8 つか 10 つの共振波長に対し、それぞれ正規分布に従う誤差を与えた。正規分布の幅を表す標準偏差 σ を変化させたときに、20 回中 10 回以上出力の論理値が間違えた標準偏差の 2 倍を限界値 $2\sigma_{lim}$ とする。ただし、出力が定常状態にならない時も論理値の間違えとしてカウントした。

各論理ゲートにおける共振スペクトル幅の上下限 S_{max}, S_{min} と限界値 $2\sigma_{lim}$ は表 1 のようになった。ただし、ここでの共振スペクトル幅は半値全幅の値である。共振器自体の共振スペクトル幅は 1.6 pm であるが、導波路との結合によって共振スペクトル幅は広がっている。 $2\sigma_{lim}$ の値はどの論理ゲートにおいても S_{min} より小さくなった。これは入力のない初期状態のときでも入力光の波長が共振スペクトル中に含まれないと動作しない本論理ゲートの限界である。

表 1 : 各論理ゲートにおける共振スペクトル幅の上下限 S_{max}, S_{min} と限界値 $2\sigma_{lim}$

	OR	NOR	AND	NAND
S_{max}	17.0 pm	17.0 pm	17.0 pm	26.0 pm
S_{min}	8.2 pm	10.0 pm	10.0 pm	10.0 pm
$2\sigma_{lim}$	6.0 pm	4.0 pm	7.0 pm	3.0 pm

6. 共振器と導波路との距離の変動への耐性

共振器との導波路との結合寿命 τ_{coup} はギャップ s に依存する。共振器部と導波路の幅は同じとし、 w とおく。また簡易化のため、屈折率 n や伝搬定数等 β も共振器部と導波路とで同じとする。導波路内の伝搬定数 k_x とコア外への伝搬定数 α は以下のようにあらわされる。

$$k_x = \sqrt{n^2 k^2 - \beta^2} \quad (1)$$

$$\alpha = \sqrt{\beta^2 - n^2 k^2} \quad (2)$$

ただし、 k は真空中での波数である。式(1),(2)よりモードのパワー P は以下のようになる。

$$P = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \left(w + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (3)$$

ω は角周波数を、 μ_0 は真空の透磁率を表している。これらより、結合強度 κ は

$$\begin{aligned} \kappa = & \frac{\omega\epsilon_0 \cos\left(\frac{k_x w}{2}\right)}{2P(k_x^2 + \alpha^2)} (n^2 - n_0^2) \\ & \times \sqrt{\frac{\pi R}{\alpha}} \exp(\alpha s) \\ & \times \left[\alpha \cos\left(\frac{k_x w}{2}\right) \sinh\left(\frac{\alpha w}{2}\right) \right. \\ & \left. + k_x \sin\left(\frac{k_x w}{2}\right) \cosh\left(\frac{\alpha w}{2}\right) \right] \quad (4) \end{aligned}$$

となる。 ϵ_0 は真空の誘電率である。結合寿命 τ_{coup} は次のように近似できる。

$$\tau_{coup} = \frac{Q}{\omega} = \frac{\pi R n_e}{c \kappa^2} \quad (5)$$

式(5)を用いると、我々の論理ゲートに用いられている結合寿命 $\tau_{coup} = 1.0 \times 10^{-10}, 1.5 \times 10^{-10}, 2.0 \times 10^{-10}, 2.5 \times 10^{-10}, 3.0 \times 10^{-10}$ のときのギャップはそれぞれ $s = 556 \text{ nm}, 588 \text{ nm}, 612 \text{ nm}, 630 \text{ nm}, 644 \text{ nm}$ となった。我々は前章と同じようにギャップに正規分布の広がり方をもつランダム性を与えた。正規分布の幅を表す標準偏差 σ を変化させたときに、20回中10回以上出力の論理値が間違えた標準偏差を限界値 σ'_{lim} とする。

各論理ゲートにおける限界値 σ'_{lim} は表2のようになった。NANDゲートが最も小さく $\sigma'_{lim} = 12 \text{ nm}$ となったが、フォトニック結晶などのシリコンフォトニクス of 昨今の加工精度を考慮すると、十分実現可能な精度の要求であることがわかる。

表2：各論理ゲートにおける限界値 σ'_{lim}

	OR	NOR	AND	NAND
σ'_{lim}	22 nm	25 nm	40 nm	12 nm

7. 結論

私たちは非線形効果のKerr効果を取り入れたCMTを用いて入出力波長が一致するなどの利点をもった4種類の論理ゲートの解析をおこなった。また、入力変動に対する耐性を調べたところ、OFFの信号の上限は40mW程度に、ONの信号の下限は200mW程度となり、多少の入力変動にかかわらず正常に動作することがわかった。また、共振波長の変動に対しては最大でも $2\sigma_{lim} = 7.0 \text{ pm}$ しかなく、実際の作成を考えると十分ではない。しかしながら、共振器と導波路とのギャップの要求精度は12nmと十分実現可能

であることわかった。が今後はキャリアプラズマ効果を非線形効果に加えて、より共振波長の変動に対する耐性がある論理ゲートの構築をしていきたい。

参考文献

- [1] P. Andalib and N. Granpayeh, J. Opt. Soc. Amer. B **26**, 1097 (2009).
- [2] J. S. Levy, *et al.*, Nat. Photonics **4**, 37 (2010).
- [3] W. Yoshiki and T. Tanabe, J. Opt. Soc. Amer. B **29**, 12, 3335 (2012).

資料の部

論文・会議発表

(2013 年 4 月~2014 年 3 月)

【論文発表】

- [1] H. Kudo, Y. Ogawa, T. Kato, A. Yokoo, and T. Tanabe, "Fabrication of whispering gallery mode cavity using crystal growth," Appl. Phys. Lett., Vol. 102, 211105 (pp. 4) (2013).
- [2] H.Kudo, R. Suzuki and T. Tanabe, "Whispering gallery modes in hexagonal microcavities," Phys. Rev. A, Vol. 88, 023807 (pp. 7) (2013).

【国際会議発表】

- [1] W. Yoshiki, K. Ishikawa, and T. Tanabe, "Demonstration of wavelength tuning of silica toroid microcavity via additional laser reflow," The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO®/Europe-IQEC), CK-P.7, Muenchen, May 12-16 (2013).
- [2] J. Nishimura and T. Tanabe, "Study on Detection of contamination of pure water using silica microsphere," The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO®/Europe-IQEC), CH-3.3, Muenchen, May 12-16 (2013).
- [3] H. Kudo, R. Suzuki, A. Yokoo and T. Tanabe, "High-Q sapphire WGM cavities fabricated by crystal growth," The Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO),CF2I.7, San Jose, June 9-14 (2013).
- [4] R. Suzuki, T. Kato and T. Tanabe, "Octagonal toroid microcavity for mechanically robust coupling with optical fiber", The Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), JTU4A.44, San Jose, June 9-14 (2013).
- [5] H. Kudo, R. Suzuki, T. Kato, A. Yokoo and T. Tanabe, "Analysis and experimental measurement of the Q factor of hexagonal microcavities fabricated with crystal growth," The 10th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR & OECC/PS), WI1-4, Kyoto, June 30-July 4 (2013).
- [6] T. Kato, R. Suzuki, and T. Tanabe, "Analysis of Various Whispering Gallery Modes in an Octagonal Silica Toroidal Microcavity," The 10th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR & OECC/PS), TuPM-12, Kyoto, June 30-July 4 (2013).
- [7] W. Yoshiki and T. Tanabe, "Revealing conditions required for achieving Kerr bistable memory based on whispering gallery mode cavity," 2013 Frontiers in Optics/Laser Science XXIX meeting (FiO/LS), FTu3A.5, Orland, October 6-10 (2013).

- [8] A. Fushimi and T. Tanabe, "Exploring high-Q/V mode using optimization algorithm," 2013 Frontiers in Optics/Laser Science XXIX meeting (FiO/LS), FW4E.6, Orland, October 6-10 (2013).
- [9] A. Fushimi and T. Tanabe, "Investigating the robustness of all-optical NAND gates composed by microring cavities," The 3rd International Symposium on Photonics and Electronics Convergence (ISPEC2013), E-5, Tokyo, November 18-10 (2013).
- [10] T. Tetsumoto and T. Tanabe, "Optomechanical waveguide system for switching telecom light," APS March Meeting 2014, H1.00113, Denver, March 3-7 (2014).

【国内会議発表】

- [1] 西村治郎, 田邊孝純「WGM 微小共振器を用いた水中イオン含有率評価」第 74 回応用物理学秋季学術講演会, 17p-C13-11, 同志社大学田辺キャンパス, 平成 25 年 9 月 16 日～20 日.
- [2] 伏見亮大, 田邊孝純「入力と出力信号の波長が同一な全光論理ゲート」日本光学会年次学術講演会 (OPJ2014), G029 14pP6, 奈良県新公会堂, 平成 25 年 11 月 12 日～14 日.
- [3] 田邊孝純, 角倉久史, 倉持栄一, 谷山秀昭, 納富雅也, 「p-i-n 接合フォトニック結晶微小光共振器による全シリコンフォトディテクタ」レーザー学会創立 40 周年記念学術講演会 第 34 回年次大会, 20pI-5, 北九州国際会議場, 平成 26 年 1 月 20 日～22 日. (招待講演)
- [4] 加藤拓巳, 鈴木 良, 小島知也, 田邊孝純, 「微小光共振器光カーコム-超高繰返し光パルス列の繰返し周波数の能動制御」レーザー学会創立 40 周年記念学術講演会 第 34 回年次大会, 21aVII-2, 北九州国際会議場, 平成 26 年 1 月 20 日～22 日.
- [5] 中川陽介, 工藤寛史, 田邊孝純, 「結晶材料による WGM 共振器の高 Q 値化を目的とした形状制御と表面プロセス」レーザー学会創立 40 周年記念学術講演会 第 34 回年次大会, 22pVII-4, 北九州国際会議場, 平成 26 年 1 月 20 日～22 日.
- [6] 伏見亮大, 谷山秀昭, 倉持栄一, 納富雅也, 田邊孝純, 「2 次元フォトニック結晶共振器のモード分布を用いた理論 Q 値の算出」電子情報通信学会 LQE 研究会, LQE2013-181, 同志社大学(烏丸キャンパス), 平成 26 年 1 月 23 日～24 日. (信学技報, vol. 113, no. 395, LQE2013-181, pp. 299-302, 2014 年 1 月.)
- [7] 小川陽平, 田邊孝純, 「光ファイバへの結合を最適化したファイバファブリペロー共振器の設計」第 14 回レーザー学会東京支部研究会, 東海大学高輪キャンパス, 平成 26 年 3 月 5 日.
- [8] 伏見亮大, 谷山秀昭, 倉持栄一, 納富雅也, 田邊孝純, 「放射損失計算による 2 次元フォトニック結晶共振器の高速な Q 値算出」第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 17a-PA1-4, 青山学院大学相模原キャンパス, 平成 26 年 3 月 17 日～20 日.
- [9] 鐵本智大, 田邊孝純, 「シリカ zipper 型共振器を用いた光駆動 MEMS スイッチの検討」第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 17p-E16-4, 青山学院大学相模原キャンパス, 平

成 26 年 3 月 17 日～20 日.

- [10]陳哲倫, 吉岐航, 田邊孝純, 「チャープパルスを用いた狭線幅共振器への広帯域パルス伝送」第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 17p-E16-15, 青山学院大学相模原キャンパス, 平成 26 年 3 月 17 日～20 日.
- [11]鈴木良, 小島知也, 加藤拓巳, 田邊孝純, 「シリカトロイド共振器を用いたパラメトリック発振の RF ノイズ評価」第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 17p-F7-12, 青山学院大学相模原キャンパス, 平成 26 年 3 月 17 日～20 日.

学位論文題目

修士論文

小川陽平 「光ファイバへの結合を最適化したファイバファブリペロー共振器の設計」

加藤拓巳 「微小光共振器における高調波モード同期の発生過程に関する研究」

工藤寛史 「Whispering gallery mode microcavities fabricated by crystal growth」

吉岐航 「Study on an optical switch in a silica toroid microcavity using Kerr effect」

卒業論文

玉木翔 「シリカトロイド微小光共振器の損失機構の解明と高 Q 値化への取り組み」

薬師寺由衣 「ウィスパーリングギャラリーモード共振器への多ポート入力とその応用」

小嶋知也 「微小光共振器における光カーコムが発生安定化のためのフィードバック制御」

中川陽介 「結晶材料を用いた微小光共振器の高 Q 値化を目的とした形状制御と表面プロセスに関する研究」

富山将平 「CMOS プロセスで作製したシリコンフォトニックデバイスの作製揺らぎの評価」

陳哲倫 「チャープ光パルスを用いた高 Q 値共振器への広帯域光パルス格納に関する研究」



2014年2月27～28日にかけて、慶應義塾大学日吉キャンパス来往舎にて、表記の国際ワークショップを開催いたしました(<http://www.phot.elec.keio.ac.jp/conference/>). 国内外より12名の招待講演者を招へいし、最新研究成果について発表され活発な議論がなされました。

Dr. Toshihiko Baba (Yokohama National University, Japan)

Dr. Eric Chiou (University of California, Los Angeles, USA)

Dr. Tobias Herr (École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland)

Dr. Andreas Klink (Werkzeugmaschinenlabor der RWTH Aachen, Germany)

Dr. Xichun Luo (The University of Strathclyde, UK)

Dr. Lute Maleki (OEwaves Inc., USA)

Dr. Sangkee Min (Lawrence Berkeley National Laboratory, USA)

Dr. Collin Sones (University of Southampton, UK)

Dr. Tatsuya Shoji (Hokkaido University, Japan)

Dr. Frank Vollmer (Max Plank Institute, Germany)

Dr. Andrew Weiner (Purdue University, USA)

Dr. Jiwang Yan (Keio University, Japan)

本会議は慶應義塾大学次世代研究プロジェクト推進プログラム (研究代表者：田邊孝純)の主催によるものであり、レーザー学会及び精密工学会の協賛を得て実施いたしました。

