

Keio University



2020 年度（令和 2 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

田邊フォトリック構造研究室

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
『超精密機械加工による高 Q 値結晶共振器の作製』 藤井瞬 -----	4
『フッ化マグネシウム微小光共振器による散逸性カーソリトンの安定化』 和田幸四郎 -----	6
『MgF ₂ 微小光共振器によるソリトンコムを用いた WDM 伝送』 田中脩矢, 田坂駿 -----	8
『Hot-wire CVD 法による厚膜 SiN を用いた低損失リング共振器作製』 半田浩一朗, 曾田昇汰 -----	11
『SiN リング共振器におけるソリトンコム発生とその制御』 木暮 蒼真 -----	13
『シリコンナイトライド微小光共振器を用いたマイクロコムによる WDM 伝送』 大塚民貴 -----	15
『微小共振器を用いたラマンコム伝送の研究』 菅原漱人 -----	17
『高利得 Er 添加マイクロロイドの作製と光学特性』 今村陸 -----	19
『高 Q 値ロッド共振器の作製と新たなリフロー系の構築』 菅原漱人, 今村陸 -----	21
『受動モード同期レーザ開発のための設計と数値解析』 長島圭吾 -----	23
『Er 添加微小光共振器レーザの過渡解析』 中島綾太 -----	25
『可飽和吸収効果によるマルチソリトン化』 中島綾太 -----	27
『集積型時空間多重化伝令付き単一光子光源』 遊部航希 -----	29
『微小光共振器を用いた水素ガスセンサーに関する研究』 間宮涼介 -----	31
『波長変換技術によるフォトニック結晶分光器の低コスト化』 菅野凌, 遊部航希 -----	33
* 資料の部	36
論文・会議発表	37
学位論文題目	40

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ットニク構造研究室の育活動に、日頃より多大なご支援とご関心をお寄せ頂きまして感謝申し上げます。

2020 年度は COVID-19 の世界的な流行に大いに影響を受けた年となりました。我々の研究室でも、ミーティングをオンラインで実施するという新しい取り組みにチャレンジしました。これは将来、オンラインを組み合わせる科学技術を発展させていくことができる新たな手法と考えれば、新しいチャンスが転がっているのかもしれません。実際に、国際会議も世界中からの参加が見込まれ、これまでアウトリーチできなかった方々にも研究成果を届けることができるようになりました。2020 年度は 5 月に開催された CLEO のプログラム委員長を務めました。CLEO は学生の時から最も重要な会議として位置づけていたので、そうした会議のプログラム委員長を拝命することは大変光栄です。今年はオンライン開催とし、聴講無料とした結果、世界中から参加されてとても成功しました。これも新たなチャンスの一例だと考えています。

本報告書では、2020 年度に取り組んだ具体的な研究成果について報告いたします。本レポートは学生が主体となり、報告書を作成しておりますので、極力彼らの原文のままの掲載を心がけております。手作りの報告書となりますが、ぜひともご高覧頂きたく存じます。私どもの活動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に存じます。



2021 年 9 月

慶應義塾大学理工学部電気情報工学科
教授 田邊孝純

研究室メンバー一覧

教授

田邊孝純

特任教授

川西悟基

技術職員

熊崎 基

秘書

小野寺かほる(～2020/7)

新木 亜月(2020/7～)

博士課程

藤井瞬

慶應義塾大学大学院・博士課程修了(2020/9)

日本学術振興会特別研究員(DC1)

修士 2 年生:第 7 期生(2018 年度卒業生)

今村陸

慶應義塾大学大学院博士課程進学

田中脩矢

慶應義塾大学大学院修了

半田浩一朗

慶應義塾大学大学院修了

大塚民貴

慶應義塾大学大学院修了

ホフ, ジョスリン ジャック

慶應義塾大学大学院在学(DD) (2018/9～2020/9)

修士 1 年生:第 8 期生(2019 年度卒業生)

曾田昇汰

慶應義塾大学大学院在学

長島圭吾

慶應義塾大学大学院在学

遊部航希

慶應義塾大学大学院在学

和田幸四郎

慶應義塾大学大学院在学

兒玉拓昌

慶應義塾大学大学院在学

田坂駿

慶應義塾大学大学院在学

張 健偉

慶應義塾大学大学院在学

学部 4 年生:第 9 期生(2020 年度卒業生)

木暮 蒼真
菅野 凌
菅原 湊人
建 柚毅
中島 綾太
間宮 涼介

慶應義塾大学大学院進学
慶應義塾大学大学院進学
慶應義塾大学大学院進学
慶應義塾大学在籍
慶應義塾大学大学院進学
慶應義塾大学卒業

研究活動報告

超精密機械加工による高 Q 値結晶共振器の作製

藤井 瞬 (D3)

超精密機械加工技術を利用した分散制御された超高 Q 値微小光共振器の実現の期待が高まっている。本報告では全精密機械加工による単結晶微小光共振器の作製に関する研究進展について述べる。実験で得られた共振器 Q 値はフッ化マグネシウムおよびフッ化カルシウムを用いて、世界最高値である Q 値 1 億超を達成した。本研究の成果は周波数コムをはじめとする非線形光学応用へ向けた、微小光共振器の分散制御技術の強力な手法となることが期待される。

Key word:微小光共振器, 超精密機械, 分散制御

1. 背景

高 Q 値微小光共振器は線形/非線形光学のみならず量子光学研究の重要なプラットフォームとして広く用いられてきた。様々な材料が共振器材料に応用され、作製技術が発展してきた一方で、とりわけウィスパリングギャラリモード結晶共振器は大きく変わらず研磨加工による作製が一般的である。この手法では微小光共振器の微細構造制御には向かないために、光カーコム発生をはじめとする非線形応用を考えたとき、高度な分散制御が難しいという欠点となるとされてきた。

この制限の解決法のひとつに超精密機械加工の利用が挙げられる。Cut-and-polish とよばれる従来の切削、研磨法では、ダイヤモンド工具による共振器形状の形成のあと、スラリーを用いた手研磨による高 Q 値化が必須とされる。その一方で、精密機械加工では全ての作製工程がコンピュータ制御された系によって完結するために、従来法の欠点を克服することができると期待される。それはすなわち超精密機械加工を利用することで単一モードや分散制御共振器を作製することにつながり、設計通りの共振器構造を得られるという大きな利点となる。

本報告では、超精密機械加工技術を用いた超高 Q 値結晶共振器の作製について述べる[1]。平板切削試験および旋削試験により、最適な切削条件を見出し、数ナノメートルオーダーの非常になめらかな共振器表面を得ることができた。ここで示す結果はフッ化物結晶微小光共振器を作製する際の、一つの重要な指針となることが期待される。

2. 加工条件の最適化と共振器作製

単結晶共振器を作製する際の重要な条件の一つが臨界切り込み深さである。加工モードは臨界切り込み深さを境界条件として延性モードと脆性モードとよばれる二つの加工モードに分類できる。一般的に、クラックフリーで共振器に適した加工表面は延性モード加工によってのみ得られることが知られている。その一方で、脆性モード加工で得られる表面は荒く、クラックの発生が支配的となる。共振器に用いられる単結晶は硬脆材料とよばれ、機械加工で高 Q 値共振器の条件であるなめらかな表面を得るのは容易ではないとされ、共振器応用に最適な加工条件を見出す必要があった。

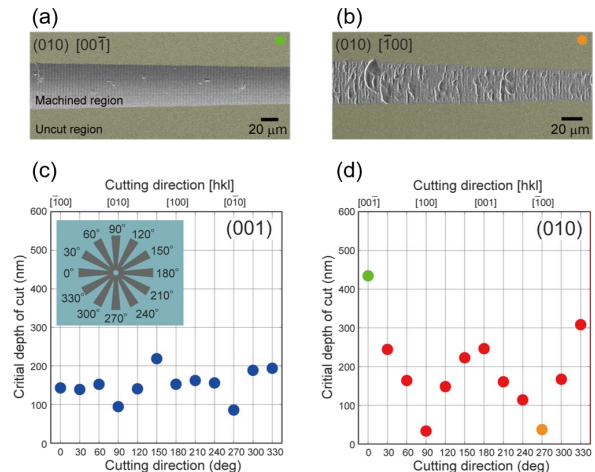


Fig. 1: (a-b) 加工面(001)[001 $\bar{1}$], (010)[1 $\bar{1}$ 00]の電子顕微鏡写真。 (c-d) (001)面および(010)面に対する臨界切り込み深さと切り込み方向の関係。挿入図は切り込み方向の概略を示す。

はじめに、延性モード加工を行うことのできる最小の加工深さを決定するため、異なるフッ化マグネシウム(MgF₂)結晶面に対して臨界切り込み深さを調査した。結晶面として(001)面と(010)面を選び、基準となる 0 度にはそれぞれ[1 $\bar{1}$ 00]と [001 $\bar{1}$]を選定した。図 1(a)および 1(b)に(010)面に対する平板切削試験後の電子顕微鏡写真を示す。切削した結晶方位の違いが、加工後の表面状態に大きな影響を与えていることが分かる。図 1(c)および 1(d)には二つの異なる結晶面において結晶方位に対する臨界切り込み深さを示した。臨界深さの変動は、すべり面とへき開面を決定する結晶異方性に起因するものである。この結果を元に、MgF₂結晶を延性モード加工する場合には、およそ 50 nm 以下の切り込み深さを維持する必要があることが分かった。

次に、旋削切削でなめらかな表面を達成する加工条件を調査した。(001)面を端面とする MgF₂結晶を、超精密マシニングセンタ(ULG-100 E, TOSHIBA MACHINE)を用いて加工を行った[図 2(a) および 2(b)]。結晶共振器作製のための精密機械加工は主に三つの加工パートに大別できる。荒加工と中仕上げ加工で共振器直径を決定した後、仕上げ加工を延性モード加工が可能とされる切り込み深さ 50 nm で行った。その他にも回転速度や送り速度、切削工具といった様々な条件を最適化する必要があるが、表面

荒さには切り込み深さが最も重要な要件と考えられる。旋削加工後、図 2(c)に示すように[100]方向を基準として 15 度ごとに表面荒さを測定した。測定結果を図 2(d)に示す。荒加工では 200 nm をこえる大きな表面荒さが観測されたのに対して、仕上げ加工後では表面荒さは大幅に低減されており、18 点で 2 nm 以下の表面荒さが観測された。ここでみられる 90 度対称の周期性は MgF_2 結晶の異方性によって説明することができる。この点においては加工条件のさらなる最適化により、全面に対して異方性が出現しない加工が可能である。ここで得られた結果を元に共振器の切削加工を行った。異方性による局所的な表面荒さの悪化は Q 値の低下につながるが、この後示すように実験的に得られた Q 値は 10^8 を達成した。

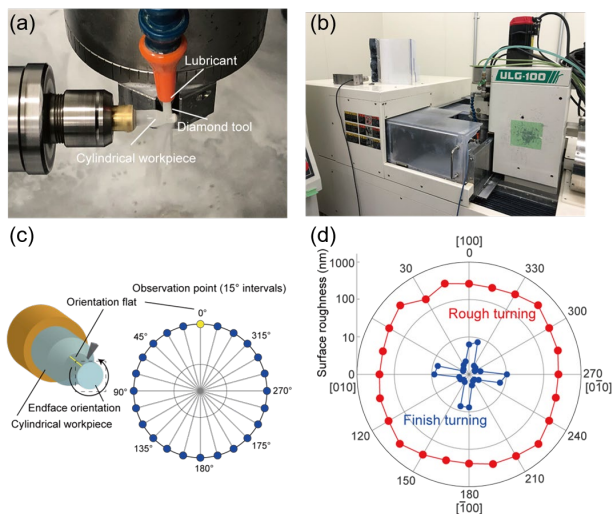


Fig. 2: (a-b) 旋削加工を行うマシニングセンタの写真。 (c) 表面荒さ測定の大略図。 (d) 荒加工(赤)と仕上げ加工(青)後の表面荒さの測定結果。

3. Q 値測定および分散測定結果

作製した共振器の Q 値と分散は、透過スペクトルを測定することで評価される。光結合はテーパ光ファイバを介して行われ、波長計とファイバマッハツェンダ干渉を用いることで、測定精度が保証されている。特に、分散測定においては周波数軸の校正精度が不可欠な技術である。

図 3(a)-3(c)に作製した共振器の電子顕微鏡写真を示す。透過スペクトルのフィッティング結果より、 MgF_2 と CaF_2 のそれぞれに対して Q 値 1.39×10^8 および 1.09×10^8 を得た[図 3(d)-3(e)]。これらの Q 値は切削加工のみによって得られたものとして世界最高値である。共振器分散は微小光共振器の共振周波数の相対的な位置関係として表され、モードナンバー μ に対して、 $D_{\text{int}} = (1/2)D_2\mu^2 + (1/6)D_3\mu^3 + (1/24)D_4\mu^4 + \dots$ と与えられる。ここで D_1 は共振器の自由スペクトル領域(FSR), D_2 は二次分散, D_3 以降は高次分散に対応する[2]。図 3(f)に示すように、実験結果はシミュレーション値と非常によく一致しており、コンピュータ制御による精密機械加工の特徴が十分に発揮さ

れていることが分かる。さらに、より高度な分散制御を実証するために、120 度の頂角を有する CaF_2 微小光共振器を作製した[図 3(b)-3(c)]。ここでも分散測定結果は理論値とよく一致していることが確認できた。しかしながら、 Q 値は 10^7 にとどまっており、複雑な形状を作製する場合にはさらなる切削条件のさらなる検討が必要であることが示唆された。将来的には、このような構造制御した共振器を用いることでマイクロ周波数コムの波長帯域の拡大や、FSR の拡大につながることを期待される。

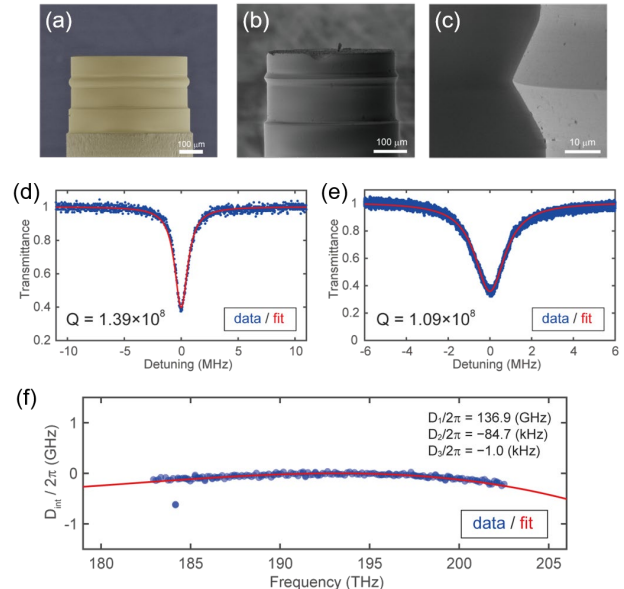


Fig. 3: (a) MgF_2 共振器の電子顕微鏡写真。 (b-c) 120 度の三角形状を有する CaF_2 共振器の電子顕微鏡写真 (d-e) MgF_2 および CaF_2 共振器の透過スペクトル測定結果。 (f) MgF_2 共振器の分散測定結果と計算値。

4. Conclusion

全精密機械加工による超高 Q 値結晶共振器の作製について報告した。測定された Q 値はマイクロ周波数コム発生に十分な値である 1 億超を達成した。ここで示した結果は小型、広帯域、高効率なマイクロ周波数コム発生応用へ向けた大きな進捗となった。

References

- [1] S. Fujii, et al., Optica 7, 694 (2020).
- [2] S. Fujii and T. Tanabe, Nanophotonics 9, 1087 (2020).

フッ化マグネシウム微小光共振器による散逸性カーソリトンの安定化

和田 幸四郎 (M1)

マイクロコムとは、微小光共振器を用いて発生させた、精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光周波数コム光源である。特にその各周波数成分が位相同期したものはソリトンコムと呼ばれる。ソリトンコムの安定化のためには、ポンプレーザの周波数を、共振周波数の低周波数側に存在する特定の領域に固定する必要がある。本研究では、Pound-Drever-Hall (PDH) レーザ周波数安定化法を用いて、自律的には数十 ms 程度しか安定しないソリトンコムを数時間にわたって長期安定化することに成功した。

キーワード: 微小光共振器, マイクロコム, ソリトンコム, 散逸性カーソリトン, PDH 法

1. 序論

光周波数コムとは、精密に等間隔な周波数成分から構成されたレーザ光源である。特に、微小光共振器をプラットフォームに用いて発生させたものはマイクロコムと呼ばれる。微小光共振器とは、超高 Q 値かつ微小なモード体積で特徴付けられる光学素子である。それ故に、共振器に光を入射させると、内部での光エネルギー密度が非常に高まることで、効率的に非線形光学現象を発生させることができる。故に、共振器に単一周波数の連続光を入射する場合、内部で第三次非線形光学効果の一種である四光波混合が連続的に起こり、マイクロコムが発生することになる (Fig. 1 (a)). 特にその各周波数成分が位相同期したものはソリトンコム [1] と呼ばれ、繰り返し周波数が GHz~THz 帯域の超短パルスパルスレーザとして、光通信 [2] 等、様々な分野へと応用が進んでいる。

ソリトンコムの発生には、異常分散特性を有するフッ化マグネシウム結晶から成る微小光共振器を用いた。特定の共振周波数に対して、その高周波側から低周波側にポンプレーザの周波数を掃引した際のコムパワーの波形を Fig. 2(b) に示す。Modulation Instability (MI) コム領域はマイクロコムの各周波数成分が位相同期しておらず、その低周波側に階段状の波形 (通称: ソリトンステップ) で存在するのがソリトンコム領域である。よって、ポンプレーザの周波数掃引をソリトンコム領域で停止させれば安定化しそうである。しかし実際には、MI コムからソリトンコムへの遷移の際の内部パワー減少に由来する熱緩和や、ポンプレーザそれ自体の周波数揺らぎに起因して、ソリトンコムが不安定化してしまう。よって、フィードバックによって、ポンプレーザの周波数をソリトンコム領域に追従させる必要がある。

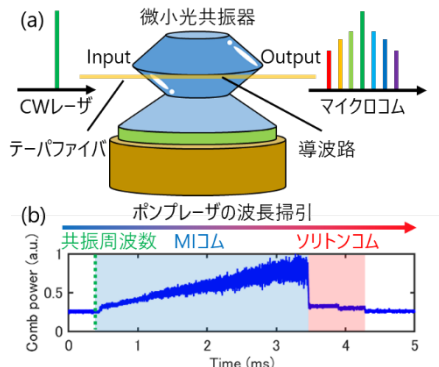


Fig. 1: (a) マイクロコム発生原理. (b) コムパワー波形.

2. PDH レーザ周波数安定化法

本研究では、ソリトンコムの安定化に、Pound-Drever-Hall (PDH) レーザ周波数安定化法を用いた [3]. Fig. 2(a) にソリトンコムの安定化に用いたセットアップを示す。ポンプレーザに対して電気光学変調器 (EOM) を用いてサイドバンドを立て、エルビウム添加ファイバ (EDFA) によって増幅した後、共振器に入射させてマイクロコムを得る。その透過波形についてエラーシグナルを取得し、サーボ回路を介してポンプレーザの周波数変調部分にフィードバックする構成となっている。高周波側のサイドバンドを共振周波数に対してロックすると、ポンプレーザの周波数を共振周波数に対して低周波側に固定することができる。よって、電気光学変調器に対する変調信号を調節して、ソリトンコム領域にエラーシグナルのロックポイントを調節すればよい。Fig. 2(b) に PDH 法を用いた際のコムパワー波形とエラーシグナルを示す。Fig. 3(c) に実際にサーボ回路が駆動してポンプレーザの周波数に対するフィードバックが開始した際の、コムパワー波形、ポンプレーザに対する変調信号、周波数追跡用のマッハツェンダ干渉計 (MZI) の波形を示す。ソリトンコム領域にエラーシグナルのロックポイントを設定しているため、MI コムからソリトンコムへの遷移が発生した後、ポンプレーザの周波数が変調され始め、ソリトンコムのパワーがバックグラウンドに落ちずに継続している。

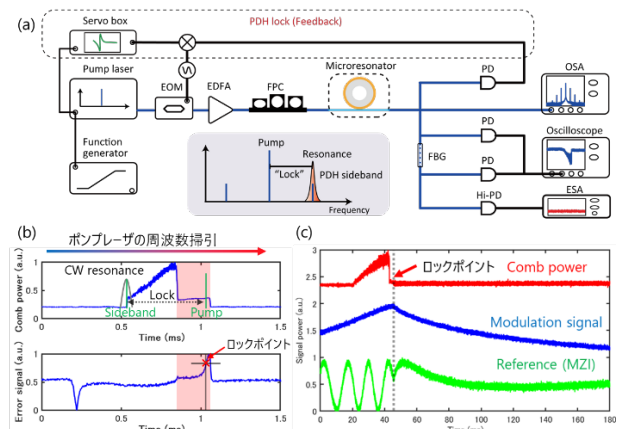


Fig. 2: (a) ソリトンコム安定化のセットアップ. EOM: 電気光学変調器, EDFA: エルビウム添加ファイバ, FPC: 偏光コントローラ. (b) コムパワー波形とエラーシグナル. (c) コムパワー波形とポンプレーザへの変調信号, ポンプレーザの周波数追跡用のマッハツェンダ波形 (周期: 20 MHz)

3. シングルソリトン・マルチソリトンの安定化

ソリトンステップは、共振器内部に存在するパルス数に応じて離散的な値を取る。パルス数が一つの状態はシングルソリトン、パルス数が二つ以上の状態はマルチソリトンと呼ばれ区別される。ソリトンコンムの安定化を狙うモードや、その結合状態によって支配的なパルス数が存在しており、各種パラメータを微調整することで恣意的にシングルソリトンを選択することができる。PDH 法を用いてシングルソリトンを安定化させた際の周波数スペクトルを Fig. 3(a)に、その時間的变化を Fig. 3(b)に示す。また、その際に同時に取得した RF スペクトルを Fig. 3(c)に、その時間的变化を Fig. 3(d)に示す。PDH 法によるフィードバックを切断するまでの一時間にわたってソリトンコンムが安定化していたことが分かる。

また、マルチソリトンについても同様に安定化を行った。得られた 2 ソリトンの周波数スペクトルを Fig. 4(a), Fig. 4(b)に示す。パルス同士の位置関係によって周波数スペクトルの様相が異なり、この位置関係は完全にランダムではなく、他の高次モードとの干渉によるモードカップリングとポンプ周波数の位置関係によって支配的なものが存在する。

また、特殊な場合として、パルスの位置が完全に対向している 2 ソリトンの周波数スペクトルを Fig. 4(c), ポンプ周波数の周辺のズームアップを Fig. 4(d)に示す。この場合、シングルソリトンの二倍の繰り返し周波数かつ一本当たりの強度が四倍となっていることが分かる。このように、パルスが完全に等間隔で存在するものを Perfect soliton crystal(PSC)[4]と呼ぶ。

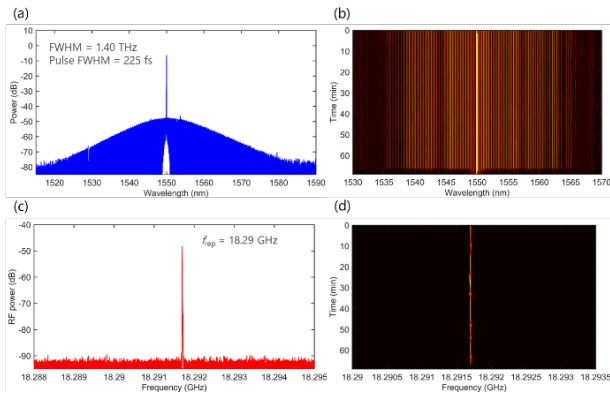


Fig. 3: (a)シングルソリトンの周波数スペクトル. FWHM: 1.40 THz, Pulse FWHM: 225 fs. (b)その時間的变化. (c)シングルソリトンの RF スペクトル. 繰り返し周波数: 18.29 GHz. (d)その時間的变化.

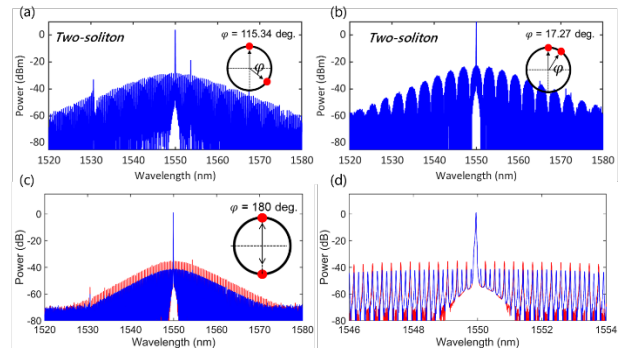


Fig. 4: (a)2-ソリトンの周波数スペクトル. パルス間の角度は 115.34 deg. (b)2-ソリトンの周波数スペクトル. パルス間の角度は 17.27 deg. (c)完全に対向している 2-ソリトンの周波数スペクトル. (d)そのズームアップ.

4. 結論

フッ化マグネシウム微小光共振器によるソリトンコンムの安定化を、PDH 法を用いたフィードバックシステムを構築することにより達成した。ソリトンコンムの安定化自体は新しいものではないが、基盤技術として非常に重要なものである。

参考文献

- [1] T. Herr, *et al*, Nature Photonics **8**, 145-152 (2014)
- [2] P. M. Palomo, *et al*, Nature **546**, 274-279 (2017)
- [3] W. Weng, *et al*, Physical Review Letters **122**, 013902 (2019)
- [4] M. Karpov, *et al*, Nature Physics **15**, 1071-1077(2019)

MgF₂ 微小光共振器によるソリトンコムを用いた WDM 伝送

田中 脩矢 (M2), 田坂 駿 (M1)

微小光共振器による光周波数コムは、ソリトン化を介したモード同期(ソリトンコム)の実証後に多彩な応用研究が成されてきた。特に通信応用はソリトンコムの特長が生かされる為、依然高い関心を集めている。本研究では MgF₂ 製の微小光共振器から発生させたソリトンコムに対して IM-DD 方式の WDM 伝送実験を行い、伝送特性を測定した。

キーワード: 微小光共振器, MgF₂, ソリトンコム, WDM 伝送, IM-DD 通信

1. 背景

共振現象を利用し、特定波長の光を内部に閉じ込める機構は光共振器と呼ばれ、この内 mm から nm のサイズで作製された「微小光共振器」は、小ささ故に強まる光閉じ込め作用から非線形光学効果を容易に発生させることができる。フッ化マグネシウム (MgF₂)、シリカ (SiO₂)、シリコンナイトライド (SiN) が主な材料として挙げられる。一方、周波数軸上で厳密に等間隔に並んだ成分を有する光(フーリエ変換の関係より、時間軸上で光パルス列)を「光周波数コム」と呼ぶ。特に微小光共振器において、非線形光学効果の一種であるカー効果の連鎖発生から得られる光周波数コムを「マイクロコム」という。そのパルス繰り返し周波数は共振器の共振モード間隔と一致し、GHz から THz に達しうる。チタンサファイアレーザ等の既存光源から得る光周波数コムは典型的に数百 MHz の繰り返し周波数を示す為、その差は歴然である。加えて、微小光共振器の高 Q 値と小モード体積故に低パワー駆動や小型化が可能という利点も併せ持つ。2014 年、T. Herr らによってマイクロコムのソリトン化によるモード同期が初めて実証され、この報告を契機とし、多岐に亘る応用への道が開かれた[1]。応用範囲は分光学[2,3]や光周波数カウント[4]、低ノイズ RF 発振[5]、測距(LIDAR)[6]、光シンセサイザ[7]、惑星探査[8]、果ては量子応用[9]にまで至り、枚挙に暇がない。ソリトン化を介してモード同期を施されたマイクロコム(以後「ソリトンコム」と呼称)は、大きなポテンシャルを秘めた超高速パルス光源として注目されている[10]。

このように多彩なソリトンコムの応用研究だが、中でも通信応用は以前から主流であった。すなわち、マイクロコムの周波数(波長)成分のそれぞれを伝送する光キャリアとして見立て、波長分割多重(wavelength division multiplexing; WDM)通信の光源として運用するものである。従来の WDM 通信は波長を多重化する分だけ光源レーザ(およびその制御器)を用意する必要があったが、マイクロコム光源はそれらを 1 つの入力用レーザと微小光共振器に置き換える事になり、大幅な省消費電力を図ることができる。光通信の伝送方式は、簡便な強度変調・直接検波(intensity modulation-direct detection; IM-DD)方式と、大容量伝送の可能なデジタル・コヒーレント方式とに大別される。ソリトンコム実証以前から既に通信の試みは成されており、どちらの方式でも先行研究が

ある[11,12]。ソリトンコムは各成分の位相が揃っており各々の線幅も狭いという長所がある為、専らデジタル・コヒーレント方式の大容量通信に利用される[13]。ダークパルス[14]やソリトン結晶[15]のようなソリトンコムの別形態を伝送する研究や、最新の光通信技術とソリトンコムを組み合わせた研究[16]が報告されている。

先行研究は SiO₂ か SiN 材料の微小光共振器によるソリトンコムを用いてデジタル・コヒーレント通信を行う事例が殆どで、MgF₂ の例は僅か[17]である。MgF₂ の微小光共振器は手研磨で作製する為 SiO₂ や SiN と比べて大きいサイズになるが、それゆえにコム成分の波長間隔を 10 GHz 前後と密にする事が可能である。すなわち、限られた帯域においてより多くのキャリアを確保し、より高い帯域利用率(スペクトル効率)を見込める優位性があると言える。そこで本研究ではこの優位性を示す為、MgF₂ 微小光共振器によるソリトンコムを用いた WDM 通信を行い、伝送特性を評価した。伝送方式は将来的なデータセンタ等における中距離伝送応用を狙い、IM-DD 方式とした。

2. 実験方法

以下に実験の概略図を示す。本来、発生させたソリトンコムはフィードバック制御で安定化させる必要があるが、ここではその系を割愛する。

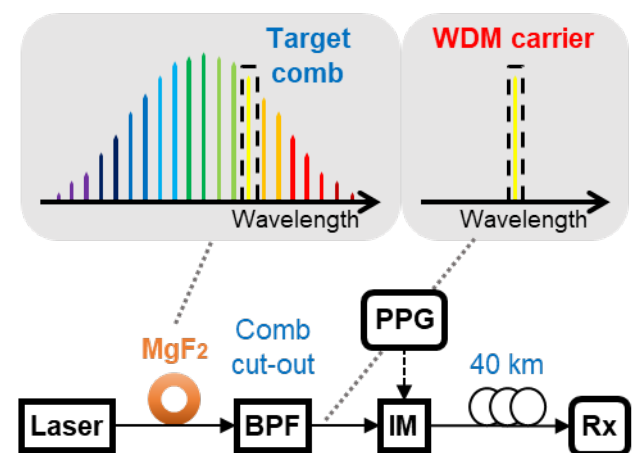


Fig. 1: 実験概略図。ソリトンコムの成分中から 1 本を切り出し、それに強度変調を施して 40 km 伝送させ、受光部で符号誤り率(BER)とアイパターンを得る。BPF: バンドパスフィルタ。PPG: パルスパターン発生器。IM: 強度変調器。Rx: 受光部、トランシーバやエラー検出器が含まれる。

可変バンドパスフィルタの中心波長と帯域幅を調節してソリトンコンの成分の中から 1 本を切り出すと単一波長光を得られる。これを WDM のキャリアとし EDFA(図中省略)で一旦増幅してから強度変調を施し、再び EDFA で増幅した後にファイバを 40 km 伝送させた。変調速度(ビットレート)は 10 Gbps とした。そして伝送後の光をトランシーバで受光し、エラー検出器で符号誤り率(bit error rate; BER)を、サンプリングオシロスコープでアイパターンを取得した。BER の測定では、トランシーバの直前に可変アッテネータを設置して受光パワーを徐々に低くしていき、その都度で受光パワーと BER の値をモニターし、両者の関係を得た。また、BER 値が 10^{-9} 以下となった時をエラーフリー伝送(優れた伝送特性)と見做した。

波長多重化に関しては、可変バンドパスフィルタの中心波長を次々に動かして切り出すコン成分を隣にずらしていき、時間差で伝送させていく方法を取った。波長可変範囲は C バンド(1,530-1,565 nm)とした。

3. 実験結果

実際に MgF_2 微小光共振器から発生させたソリトンコンのスペクトルおよび RF スペクトルを以下に示す。

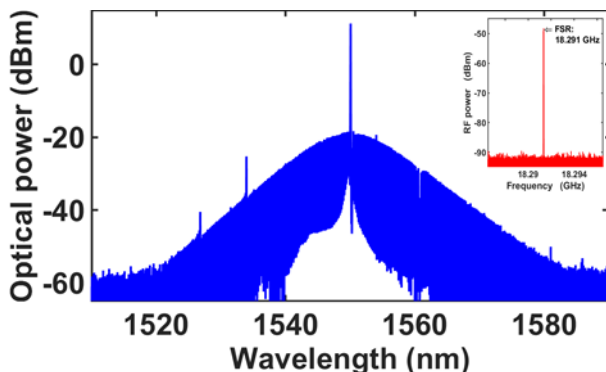


Fig. 2: 発生させたソリトンコン全体の波長スペクトルと RF スペクトル(挿入図). パルス繰り返し周波数が 18.29 GHz であるので、波長成分の間隔はおよそ 0.15 nm であった。

波長 1,550 nm の光をポンプとして、C バンド全体を十分にカバーするソリトンコンが得られた。RF スペクトルの結果より、このソリトンコンのパルス繰り返し周波数はおよそ 18.29 GHz である事が分かり、そこから成分の波長間隔(=WDM キャリアの間隔)がおよそ 0.15 nm であったと計算できる。なお、コン成分を切り出すバンドパスフィルタへこのソリトンコンを入力する前に、ファイバブラッググレーティング(fiber Bragg grating; FBG)を用いてポンプ光のみを除去している。

波長がそれぞれ 1,540 nm, 1,551 nm および 1,554 nm に近い 3 本のコン成分に対して、伝送の結果得られた BER とアイパターンを次に示す。

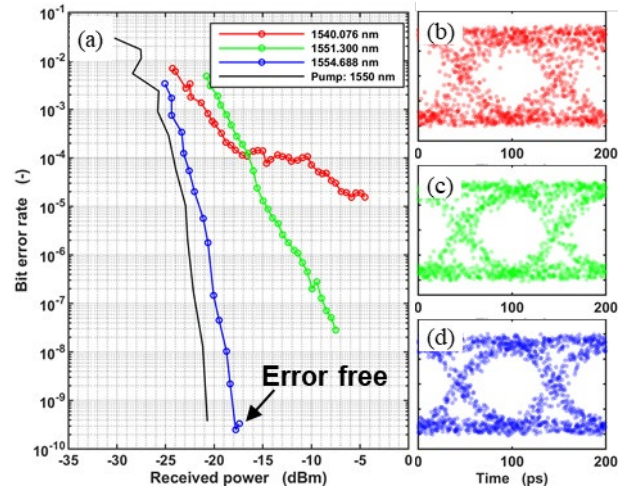


Fig. 3: 波長の異なる 3 本のコン成分を伝送して得られた BER(a)と対応するアイパターン(b-d). 青色で示した波長のコン成分がエラーフリー伝送を達成している。黒線は参照の為ポンプ光に対して Back-to-back(40 km 伝送路を挟まず、変調光を直接受光部に入力する)で測定した BER で、コンの伝送特性がこれより良くなる(低パワー側に位置する)事は無い。

図中青色で示した波長およそ 1,554 nm のコン成分を伝送した結果、エラーフリー伝送を達成する事ができた。逆に、波長 1,540 nm のコン成分(赤色)は BER が 10^{-5} 付近で止まっており、伝送特性が悪い事が分かる。両者のアイパターンにも明確な違いが現れている。これら 3 本の成分に関して、更にそれらの周辺 4 本のコン成分に対しても BER を測定した。ただしアッテネータを用いたパワーモニター測定を行わず、各成分が示した最良の BER 値のみを取得した。その結果が以下の Fig. 4 である。

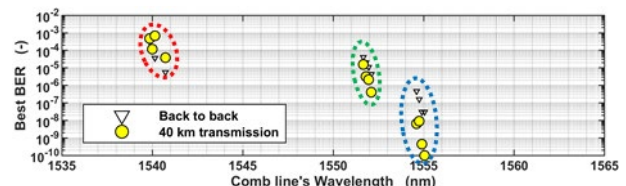


Fig. 4: 波長の異なる 3 本のコン成分と、各々の周辺 4 本のコン成分が示した最良 BER. いずれもまとまって分布している事が分かる。エラーフリー伝送を達成するコン成分は波長 1,555 nm 付近に複数存在する事が予想できる。

基本的にはいずれのコン成分においてもその周辺に分布している様子が見受けられた。また、Fig. 3 中青色のコン成分以外にもその隣り合う成分がエラーフリー伝送を達成しようとの予測が立つ。しかしながら、Fig. 4 で示した結果に留まらず全てのコン成分に対して最良 BER を測定しようとしたものの、恐らく実験系の問題から正しい値を得ることができなかった。コン成分の増幅に偏波保持型 EDFA を用いていたが、シングルモードファイバと混在させた事により偏波が回転して保持軸から逸脱し、利得に波長依存性が生じてしまったと推測している。これにより、具体的に何本のコン成分に対してエラーフリー伝送ができるのかは確定させることができなかった。

最大利用可能成分数の調査および最大スペクトル効率の計算は次の検討課題である。

以上に示された伝送特性の有意な差は、各コム成分が元々有していた光パワー、すなわち S/N 比の差に起因する結果と考えられる。BER はキャリアの S/N 比に対して一意に決まる為、たとえ EDFA で増幅したとしても元々のコム成分の S/N 比によって伝送特性に開きが生じてしまう。実際、Fig. 2 のスペクトルを見ると、波長 1,540 nm と 1,554 nm では約 10 dBm 程のパワー差が確認でき、これが両者の伝送特性を分けたと推測できる。一方、よりパワーが高いはずである波長 1,551 nm のコム成分(Fig. 3, 緑色)はエラーフリー伝送となっていない。これについては、EDFA の増幅時に付随する増幅自然放出光 (amplified spontaneous emission; ASE) 雑音が切り出したコム成分に寄与し、却って S/N 比が劣化してしまった事が原因と考えられる。ソリトンコムのスペクトル包絡線は sech^2 の形状を取り、ポンプ光に近い波長の成分程高いパワーを持つが同時に ASE 雑音も無視できないほど大きくなる。その結果ポンプ光のすぐ近くにあるコム成分に対しては伝送特性が極めて悪化する事が知られている[13]。尤も、上述の実験系の問題が波長 1,551 nm 付近に影響を与えている可能性もあるので、実験系改善後に再度測定を行う必要がある。

4. 結論

MgF₂ 微小光共振器によるソリトンコムは通信応用において波長キャリアを密に利用でき、高いスペクトル効率を得られる可能性がある。

本研究では、MgF₂ 材料の微小光共振器から発生させたソリトンコムに対して IM-DD 方式で WDM 通信実験を行い、伝送特性を測定した。ソリトンコム成分の中から代表して波長 1,540 nm, 1,551 nm, 1,554 nm に近い 3 本を伝送し、波長 1,554 nm のコムを伝送した時にエラーフリー伝送を実証した。また、それぞれ BER とアイパターン伝送特性の違いが生じる事が分かった。波長 1,540 nm と 1,554 nm のコム間の特性差は元々有している光パワー(S/N 比)に起因すると考えられる。波長 1,551 nm と 1,554 nm の間の特性差はポンプ光付近の ASE 雑音が寄与した事でやはり S/N 比に影響が出た為であろう。一方で、偏波に関して実験系に問題があったと推測され、各コム成分の増幅が十分に成されなかった可能性がある。これによりエラーフリー伝送となるコムの本数を確定させる事ができなかったが、MgF₂ 微小光共振器の通信応用可能性を十分に示すことができた。

今後の展望は、上述の実験系における問題を改善し、その上で改めて BER の測定を行って実際にエラーフリー伝送が達成される全コム線を調べる(もしくはその条件を求める)事が目標となる。更にその結果から、最終的にスペクトル効率を計算して、先行研究やその他の通信研究と比較する検討が求められる。

参考文献

- [1] T. Herr *et al.*, Nat. Photon. **8**, 145-152 (2014).
- [2] M.-G. Suh, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, X. Yi, and K. J. Vahala, Science **354**, 600–603 (2016).
- [3] M. Yu, Y. Okawachi, A. G. Griffith, M. Lipson and A. L. Gaeta, Opt. Lett. **42**, 4442-4445 (2017).
- [4] J. D. Cost *et al.*, Optica **2**, 706 (2015).
- [5] W. Liang *et al.*, Nat. Commun. **6**, 7957 (2015).
- [6] P. Trocha *et al.*, Science **359**, 887-891 (2018).
- [7] D. T. Spencer, T. Drake and S. B. Papp, Nature **557**, 81-85 (2018).
- [8] M.-G. Suh *et al.*, Nat. Photon. **13**, 25-30 (2019).
- [9] M. Kues *et al.*, Nature **546**, 622–626 (2017).
- [10] T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson and M. L. Gorodetsky, Science **361**, eaan8083 (2018).
- [11] J. S. Levy, *et al.*, IEEE Photon. Tech. Lett. **24** (16), 1375-1377 (2012).
- [12] J. Pfeifle, *et al.*, Nat. photon. **8**, 375-380 (2014).
- [13] P. Marin-Palomo *et al.*, Nature **546**, 274-279 (2017).
- [14] A. Fülöp, *et al.*, Nat. commun. **9**, 1598 (2018).
- [15] B. Corcoran, *et al.*, Nat. commun. **11**, 2568 (2020).
- [16] K. Zou, *et al.*, Opt. Lett. **45** (7), 1794-1797 (2020).
- [17] J. Pfeifle, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 093902 (2015).

Hot-wire CVD 法による厚膜 SiN を用いた低損失リング共振器作製

半田 浩一朗(M2) 曾田 昇汰(M1)

低温堆積法である Hot-wire CVD 法により成膜した厚膜 SiN 膜 (750 nm) を用い、CMOS 互換性のあるプロセスによって、光通信波長帯 L バンドにおける FSR ~ 403 GHz, $Q_L \sim 1.96 \times 10^5$ の光リング共振器を作製した。また、高アスペクト比 (~ 8) の入出力テーパ構造を作製し、共振器内部に結合効率 30 % で高パワーのレーザ光を入力し、熱光学効果による 2.4 nm 以上の共振波長の遷移を確認した。

キーワード：微小光共振器、窒化シリコン、低温堆積法

1. 背景

窒化シリコン (SiN) は CMOS コンパチブルな材料かつ可視光から近赤外線波長領域において透明であり、広帯域かつ低損失な光集積デバイスを作製する上で魅力的なプラットフォームである。しかし SiN は光通信波長帯において正常分散を呈するため、異常分散を得るには、SiO₂ をクラッドとして膜厚 $t > 700$ nm が必要となる[1]。SiN の熱膨張係数は基板の母材である Si よりも大きいので、CVD 法などを用いて高温 (~ 750 °C) 堆積した SiN 膜では常温において大きな引っ張り応力がかかり、特に厚膜 (> 500 nm) では加工プロセスの歩留まりを悪化させる原因となってしまう。そのような残留応力の問題や将来的な集積化を考慮すると、SiN 膜堆積には 400 °C 以下が好ましいが、低温堆積した SiN 膜では、膜中に残留する N-H 結合基 (3350 cm^{-1}) や Si-H 結合基 (2160 cm^{-1}) に由来する赤外振動モードの倍音吸収による損失が問題となる[2]。Hot-wire CVD 法は、プラズマ CVD 法に比べ残留水素結合基密度が少ない SiN 膜を低温堆積できる可能性があり[3]、光通信波長帯において低損失分散制御型デバイスの実現が期待される[4]。本報告では Hot-wire CVD 法で成膜した厚膜 SiN 膜 (750 nm) を用いて、CMOS 互換性のあるプロセスによって、光リング共振器を作製し、その光学特性を評価したので報告する。

2. SiN リング共振器の作製方法

熱酸化膜付き Si 基板上に hot-wire-CVD SiN 膜 (膜厚 750nm, 屈折率 2.11(波長 633 nm)) を形成した。堆積条件は SiH₄ : 2.4 sccm, NH₃ : 80 sccm, 圧力 4 Pa, 基板温度 400 度, タングステンワイヤの投入電力 600 W, タングステンワイヤと基板間の距離 15 cm, 堆積速度は 6.3 nm/min であった。ネガ型電子線レジストパターンを作製し、短時間レジストをリフローした後に、ICP ドライエッチング (DE) を用いて導波路構造を形成した。DE は、CHF₃/Ar の短時間 DE を行った後に SF₆/O₂ の DE を行った。SOG (spin on glass) を用いてリングバス導波路間の狭ギャップ部分 (< 400 nm) を埋め込み、上層クラッドとして TEOS-SiO₂ 膜を 2 μm 堆積した後、ダイシングで端面処理を行った。

3. 作製された SiN リング共振器の光学特性

実際に作製された SiN リング共振器の光学特性評価として、透過波の測定を行った。CW (continuous-wave) レーザ光を、レンズドファイバーを介して共振器の片側から入力し、入力レーザ光の波長をスキャンすることで、共振器のもう片側からの出力光をレンズで集光し、透過波の測定を行った。この透過波の半値幅を測定することで Q 値 (光の 1 振動サイクルあたりに散逸されるエネルギーに対する蓄積されるエネルギーの比。Q 値が高いほど、より高いエネルギー密度が光共振器に蓄積できることを表す) の測定を行った。作製されたデバイス特性例として、幅 1.7 μm , リング半径 57 μm のリング共振器の透過スペクトルを図 1 に示す。光通信波長帯 L バンドにおいて FSR ~ 403 GHz, クリティカルカップリング付近における $Q_L \sim 1.96 \times 10^5$ を得た。

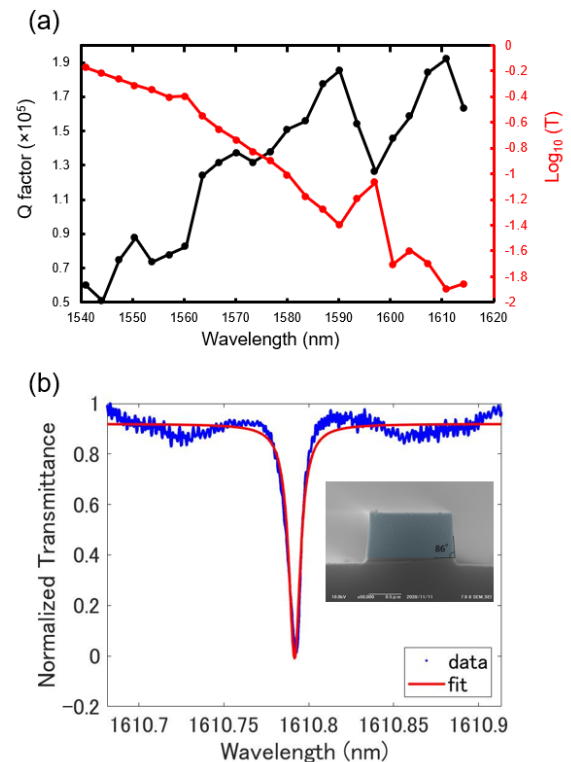


図 1 : (a) 波長ごとの Q 値 (黒線) と透過率 (赤線). (b) L バンドにおける透過スペクトルの一例 ($Q_L \sim 1.96 \times 10^5$). 挿入図は導波路断面図。

4. ハイパワーの光入力

効率よく光を結合させるには、入出力のテーパ構造 (幅150 nm) の作製が重要となる。高アスペクト比 (～8) のテーパ構造を作製するため、テーパの先に図2 (a) に示すような四角いボックス ($2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$) を導入した。その結果、図2 (b) に示される通り、幅157 nm のテーパ構造を作製することに成功した。

このテーパ構造を用いて、実際に幅1.7 μm 、リング半径57 μm のリング共振器に強励起光を入力したときの透過率変化を図2 (c) に示す。なお、図2 (c) に示されたパワー (mW) はSiNリング導波路端における出力パワーを示す。結合効率30 % 以上で、2.4 nm に及ぶ共振波長の熱光学効果によるシフトが確認でき、テーパ構造の有用性が証明された。

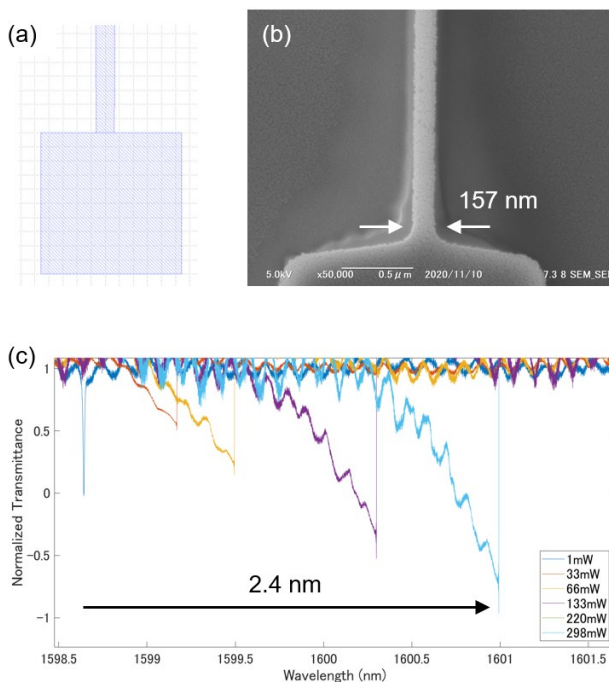


図 2 : (a) テーパ先端部分に導入されたボックス型パターン. (b) 作製されたテーパ構造. (c) 共振周波数のシフト.

5. 結論と今後の展望

Hot-wire CVD 法で成膜した厚膜 SiN 膜 (750 nm) を用いて、CMOS 互換性のあるプロセスによって、光リング共振器を作製した。光通信波長帯 L バンドにおいて FSR ~ 403 GHz、クリティカルカップリング付近における $Q_L \sim 1.96 \times 10^5$ が観測できた。光結合効率の向上のため、入出力テーパ構造を作製し、ハイパワーの光を入力した。結合効率 30 % 以上で、2.4 nm に及ぶ共振波長の熱光学効果によるシフトを確認した。

今後の展望としては、さらなる共振器 Q 値の向上と、入出力テーパ構造の最適化が挙げられる。高 Q 値の実現には、導波路表面状態の最適化が考えられる。SiN 膜表面の損失因子を低減する手法として、表面研磨である化学的機械研磨 (CMP: chemical

mechanical polishing) の導入が考えられる。先行研究 [5] では CMP 研磨の導入によって表面粗さが低減され、Q 値が約 1.73 倍向上したとの報告がある。また、デバイス加工後の高温焼成による膜中の水素結合基の低減も考えられる。先行研究では、同一時間のアニールにおいて、1000 $^{\circ}\text{C}$ 以上のポストアニールによって急激に水素残留濃度が減り、1050 $^{\circ}\text{C}$ 付近で N-H 基の密度が約半分にまで低減されたとする報告が存在する [6]。これによって、波長 1520 nm 付近における N-H 基による吸収が軽減され、通信波長帯 C バンドにおける Q 値の改善が期待できる。テーパ構造による導波路端での結合効率については、Si のテーパ構造を用いた先行研究 [7] において、モードミスマッチによりテーパ幅が最適条件から数 10 nm 短くなっただけでも、モードミスマッチによって最適なテーパ幅と比べて結合効率が最適な場合と比べて 50% 落ちてしまうことも示されている。本研究で用いた SiN リング導波路においても同様に、幅を短くするなどのテーパ構造の最適化によって、結合効率の上昇が見込める。

さらなる高 Q 値化、結合効率の最適化を行うことによって先行研究 [8] で示された低閾値励起パワー (310 mW) での SiN リング共振器 (FSR ~ 403 GHz, $Q_L \sim 5 \times 10^5$) のパラメトリック発振を観測することが今後の課題である。

参考文献

- [1] A. Kordts, M. H. P. Pfeiffer, H. Guo, V. Brasch, and T. J. Kippenberg, *Opt. Lett.* **41**, 452–455 (2016).
- [2] W. A. Lanford, and M. J. Rand, *J. Appl. Phys.* **49**, 2474–2477 (1978).
- [3] H. Matsumura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 3175 (1998).
- [4] 古澤他, 第79回応用物理学会秋季学術講演会, 19p-212A-4 (2018).
- [5] X. Ji, F. A. S. Barbosa, S. P. Roberts, A. Dutt, J. Cardenas, Y. Okawachi, A. Bryant, A. L. Gaeta, and M. Lipson, *Optica* **4**, 619–624 (2017).
- [6] E. San Andrés, A. del Prado, F. L. Martínez, I. Mártil, D. Bravo, and F. J. López, *Journal of Applied Physics* **87**, 1187–1192 (2000).
- [7] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, and M. Lipson, *Opt. Lett.* **28**, 1302–1304 (2003).
- [8] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, *Nat. Photonics* **4**, 37–40 (2010).

SiN リング共振器におけるソリトンコム発生とその制御

木暮 蒼真 (B4)

高い Q 値を持つ微小光共振器に光を閉じ込め効率的な四光波混合を起こし発生させる光周波数コムはマイクロコムと呼ばれる。さらにソリトンコムという状態のマイクロコムはコム線同士の位相同期がなされており、GHz から THz オーダーの非常に高い繰り返し周波数の光パルスを得ることができる。本研究では SiN リング共振器においてソリトンコムの生成を達成した。

キーワード：微小光共振器，マイクロコム，ソリトンコム

1. 序論

光周波数コムとは周波数領域でスペクトルが等間隔に並んでいるような光のことを指し、櫛(comb)のようなスペクトルを持つことからこう呼ばれている。従来の光周波数コムはパルスレーザのスペクトルを非線形光学効果によって拡大するか、電気光学効果によって連続光を変調しサイドバンドを立たせることで実現されていた。しかし、2007 年には微小光共振器内に光を閉じ込め連鎖的に四光波混合を引き起こし発生させるマイクロコムが登場した[1]。微小光共振器というプラットフォームを用いていることから、高 Q 値なため効率的、超小型、高繰り返し周波数(i.e., 縦モード間隔が広い)という特徴を持つため、新たな光源として盛んに研究が行われてきた。しかし、マイクロコムはそのままでは位相同期がなされていないため応用には限界があった。

そこで、2014 年にはコム線同士の位相が同期されたソリトンコムが初めて実現された[2]。マイクロコムの挙動を記述する Lugiato-Lefever Equation (LLE)によってソリトンコムの発生には 2 つの条件が必要となることが分かっている。1 つ目は自由スペクトル領域(Free spectral range; FSR)の波長依存性を示す分散が異常分散であることと、2 つ目はポンプ光の波長がポンプ光よりも長波長側にあることである。なお、ポンプ光と共振波長の差をデチューニング、この時の状態をレッドデチューンと呼ぶ。

これらの条件を満たす代表的な共振器として、 MgF_2 結晶共振器、シリカトロイド共振器、シリコンナイトライド(Silicon Nitride; SiN)リング共振器が挙げられる。SiN は CMOS(Complementary Metal-Oxide-Semiconductor)互換の材料として半導体製造プロセスで多く用いられてきた。異常分散を得るためには導波路の厚さを 700 nm 以上とる必要があるため製造が難しいが、非線形性の高さ、通信波長帯での減衰の小ささ、そして従来の CMOS 技術を用いてチップ集積ができることから、SiN リング共振器はソリトンコムのプラットフォームとして多く用いられている。

本研究では、この SiN リング共振器を用いてソリトンコムを発生させることを目標とする。そのために後述するファストスキャン法と呼ばれる実験手法を用いる[3]。

2. ソリトンコム発生手法

初めてソリトンコムが実現されたプラットフォームは MgF_2 結晶共振器であった。微小光共振器においてレッドデチューンの状態を得るには、内部パワーと発生した熱によって共振波長が長波長側に移動するため、ポンプ光を短波長側から長波長側にスイープをする必要がある。この時、共振器内のパワーは図 1 のようになり、ソリトンコムが発生した瞬間にステップが観測される。この時パワーが大きく変化し、共振波長が移動するためソリトン領域から外れてしまうことがある。これを避けるため、ソリトンコムが発生した瞬間に共振器が熱平衡となるようにスイープ速度を最適化している。

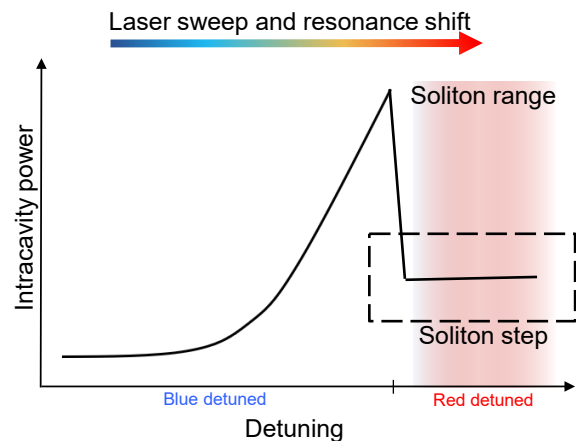


図 1：デチューニングと共振器内パワーの関係。レーザをスキャンしていくとパワーは上がっていき、レッドデチューンになった瞬間にソリトンコムが発生し、ソリトンステップが観測される。

しかし、今回用いた SiN リング共振器の場合、単にスイープしただけではソリトンコムを安定して生成することはできない。熱による屈折率の変化の大きさを示す屈折率で規格化した熱光学効果係数 ($n^{-1}dn/dT$)は MgF_2 では $0.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ であるのに対し、SiN では $30 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ と桁違いに大きい。そのため、ソリトンコムが発生した瞬間の温度の変化により必ずソリトン領域から外れてしまう。これを克服するために、ファストスキャン法を利用した。ファストスキャン法では、SSB 変調器に入力する RF 信号の周波数を極めて速く変化させることで光をスイープすることができる。

簡略化した実験セットアップを図 2 に示す。レーザから出た光の波長は SSB 変調器に入力され、VCO

の出力周波数に応じて変化する．出力周波数は VCO に入力する電圧によって決まるため，FG からランプ波形を発生させることで，最終的に光をスイープすることができる．MgF₂ 結晶共振器ではスイープ速度が 10 kHz/ μ s だったのに対し，ファストスキャン法では 10 GHz/ μ s となる．

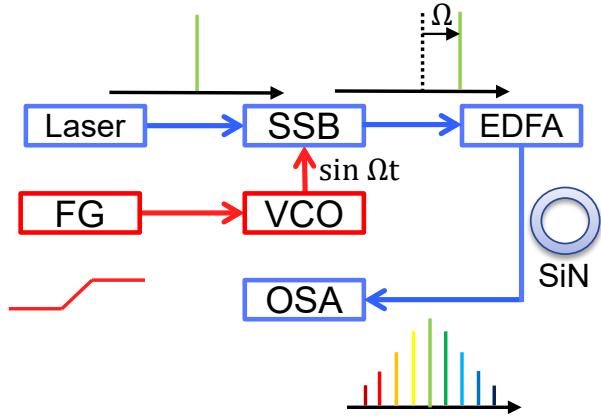


図 2：ファストスキャン法による実験セットアップ．SSB; Single sideband, EDFA; Erbium doped fiber amplifier, OSA; Optical spectrum analyzer, VCO; Voltage controlled oscillator, FG; Function generator

3. 測定結果

実験に用いた共振器は Ligentec 社という外部のファウンダリにプロセスを依頼した．共振器半径は 50 μ m, FSR 400 GHz で，導波路の厚みは 800 nm, 幅は 1.6 μ m である．シミュレーションによって通信波長帯で異常分散となることが確かめられている． Q 値を測定した結果を図 3 に示す．

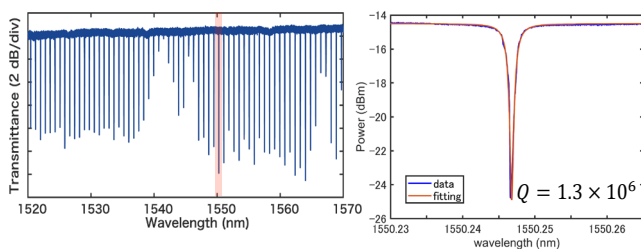


図 3：透過スペクトルとその拡大図．ソリトンコム生成に用いたモードを拡大している．

共振波長 1550.25 nm のモードにおいて Q 値は 1.3×10^6 であった． Q 値が十分高く，通信波長帯の中心に近いこのモードを励起することにした．

ソリトン領域はパワーに比例して広がることから分かっているため，EDFA の出力はおよそ 1 W とし，スイープを始めた．スイープの量が小さい(i.e. VCO に入力するランプ波形の幅が狭い)とレッドデチューンに到達する前にスイープが終わるため，図 4 のようにチューリングパターンコムや MI (Modulation instability) コムが観測された．

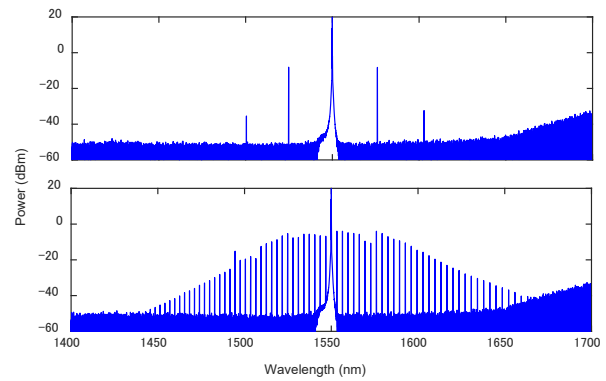


図 4：発生したマイクロコムのスペクトル．(a)チューリングパターンコム．(b)MI コム．

VCO に入力するランプ波形を連続で出力させながら調整していくと，ソリトンステップが見えるようになる．はじめは数百 ns 程度の長さだったが，理想的なスイープ量になると数 ms というオーダーまで伸びてくる．最終的にスイープ量は 1.26 GHz となった．この時，単発でスイープを行うと図 5 のようなスペクトルを持つソリトンコムの発生に成功した．ソリトンコムは 10 分以上安定して存在した．

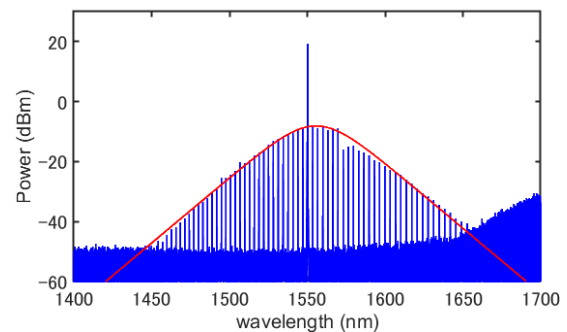


図 5：発生したソリトンコムのスペクトル．赤線は理論的な包絡線である sech^2 を表す．

4. 結論

本研究では FSR400 GHz の SiN リング共振器を用いてソリトンコムの発生を達成した．熱光学効果が非常に大きい材料であるため，SSB 変調器によって極めて速い速度でポンプ光のスイープを行うファストスキャン法を用いた．ソリトンコムの自己安定性によってソリトンコムは 10 分以上持続した．

参考文献

- [1] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. Kippenberg, *Nature*, **450** 1214 (2007).
- [2] T. Herr, V. Brasch, J. Jost, C. Wang, N. Kondratiev, M. Gorodetsky, and T. Kippenberg, *Nat. Phot.* **8** 145 (2014).
- [3] J. R. Stone, T. C. Briles, T. E. Drake, D. T. Spencer, D. R. Carlson, S. A. Diddams, and S. B. Papp, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 063902 (2018).

シリコンナイトライド微小光共振器を用いた マイクロコムによる WDM 伝送

大塚民貴(M2)

マイクロコムは非線形光学効果の一つである四光波混合によって発生し、従来のモードロックレーザを用いた光周波数コムに比べ、高い繰り返し率、集積性、低消費電力といった特徴を持つ。現在、マイクロコムの原理は解明され、マイクロコムの応用が考案・実証されはじめている。本研究では、マイクロコム多波長性について注目し、光通信応用に向け研究を行った。マイクロコムはシリコンナイトライド微小光共振器を用いて生成し、Back-to-Back と 40 km の 2 つの条件で伝送実験を行った。伝送特性はマイクロコムの状態に応じて異なる結果を示すものとなった。

キーワード：微小光共振器，マイクロコム，ソリトンコム，光通信

1. 背景

2007 年に微小光共振器を用いて生成される光周波数コムであるマイクロコムが報告された。報告以来、現在にいたるまでマイクロコムの研究は大きく発展し、様々な応用先が提案されている[1]。本研究はマイクロコムの波長分割多重(Wavelength Division Multiplexing; WDM)光通信応用に向け研究を行った。

WDM 通信は伝送に使用する波長・周波数が国際電気通信連合により規定されている。そのため、従来は規定された波長ごとに DFB レーザを用意する必要があり、通信の大容量化を目指す上で望ましくない。通信用チャネルの増加に従い、必要な DFB レーザが増加し、コストや消費電力が増大するからである。この問題は、マイクロコム光源を用いることにより解決できる。マイクロコムは共振器に CW レーザを入射することで、発生する四光波混合を介し、生成される。CW 光源 1 つから広い波長帯域をカバーすることができるマイクロコム光源はチャネル数増加による問題はなく、従来の WDM 通信方式からの発展が期待される。

2. マイクロコムの生成

マイクロコムはシリコンナイトライド微小光共振器に高強度の光を入射し、波長掃引をおこなうことによって生成される。ここでは、波長可変レーザの光をエルビウム添加光ファイバ増幅器(Erbium Doped Fiber Amplifier; EDFA)を用いて増幅し、微小光共振器に入力することで生成させた。生成したマイクロコムを光スペクトラムアナライザ(Optical spectrum analyzer; OSA)を用いて観測した結果を図 1 に示す。マイクロコムの状態の遷移は、レーザ波長と共振波長の差であるデチューニングを変化させることによって生成される。デチューニングの変化に伴って遷移するマイクロコム状態を、本研究では”Turing pattern”, ”Modulation Instability phase I”, ”Modulation Instability phase II”と呼ぶ。レーザ光が共振に入り、最初に生成されるマイクロコムが”Turing pattern”である。”Turing pattern”生成後、レーザ光を長波長側に波長掃引すると、共振器内部に入るパワーが高まり、四光波混合がさらに発生する。そして生成されるマ

イクロコムが”Modulation Instability phase I”である。さらに波長掃引を行い、生成されるものが”Modulation Instability phase II”であり、その後共振から外れる。

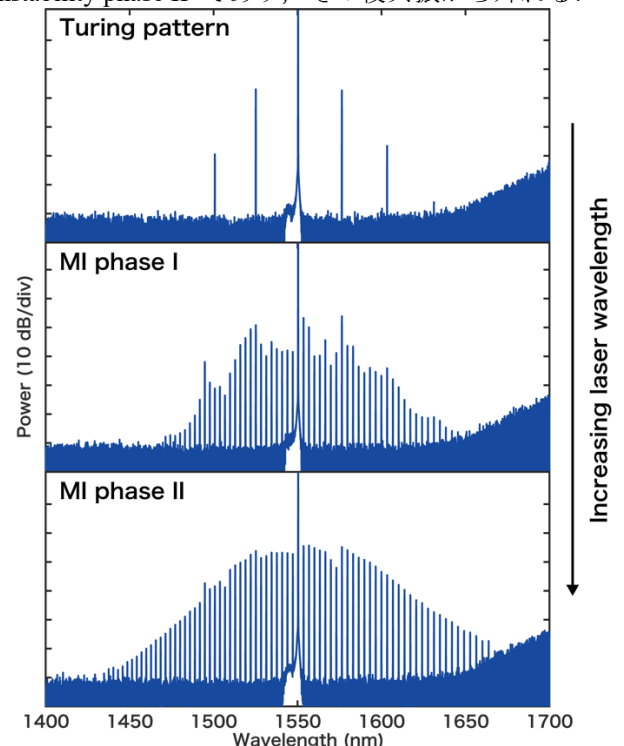


図 1：レーザ光の波長変化に伴うマイクロコム状態の遷移。

2013 年にモードロックされたソリトンコムが報告された[2]。本研究では、ファストスキャンと呼ばれるレーザ波長を高速に掃引する手法を用いることによって生成した。

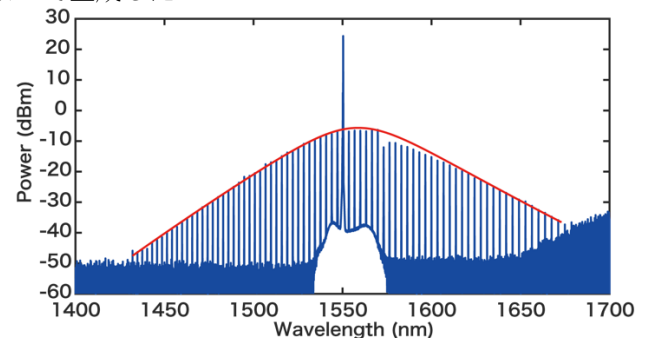


図 2：ファストスキャンを用いて生成させたソリトンコム

3. マイクロコム伝送

マイクロコム 4 種類を用いて伝送実験を行った。"Turing pattern", "Modulation Instability phase I", "Modulation Instability phase II" の 3 種類のマイクロコムは 1525.2 nm, 1550.3 nm, 1576.5 nm の 3 本のコム線を使用した。ソリトンコムは 1525.2 nm とポンプ光から長波長側に 9 本のコム線を使用した。それぞれの伝送特性結果を図 3,4 に示す。

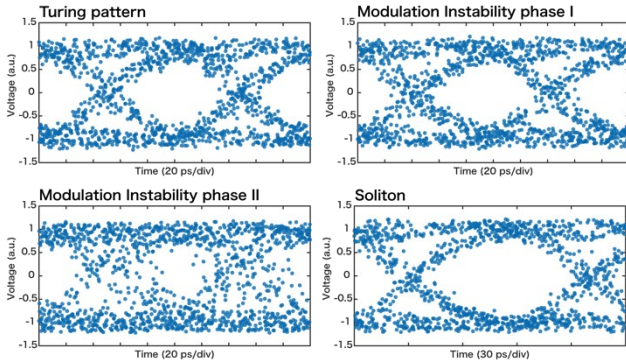


図 3 : 4 種類のマイクロコム伝送特性結果(アイパターン)

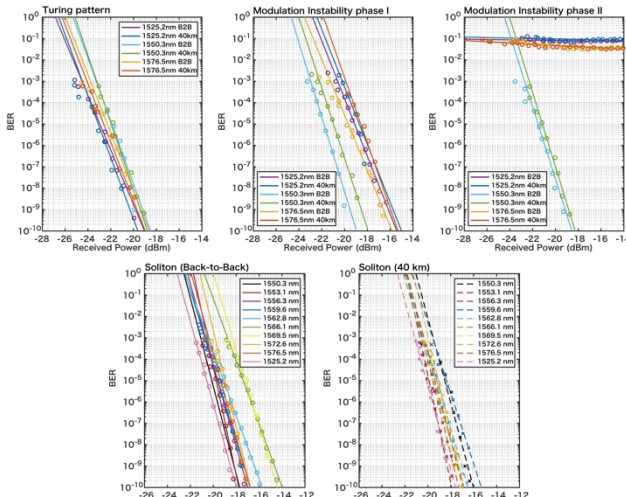


図 4 : 4 種類のマイクロコム伝送特性結果(ビットエラーレート)

伝送特性はマイクロコム状態に応じて異なる結果を示した。"Turing pattern" から "Modulation Instability phase II" へ遷移するに従って、伝送特性が劣化しているソリトンコムはすべてのコム線がビットエラーレート 10^{-10} を観測することができ、非常に良好な伝送特性となった。他のマイクロコム状態も 10^{-10} を観測することができているが、使用可能なコム線が少なく、マイクロコム光通信応用には、ソリトンコムが最も適していると考えられる。

4. マイクロコムノイズ

マイクロコム状態に応じて伝送特性が異なる原因の調査として、マイクロコムノイズ、相対強度ノイズを測定した。それぞれの結果を図 5,6 に示す。

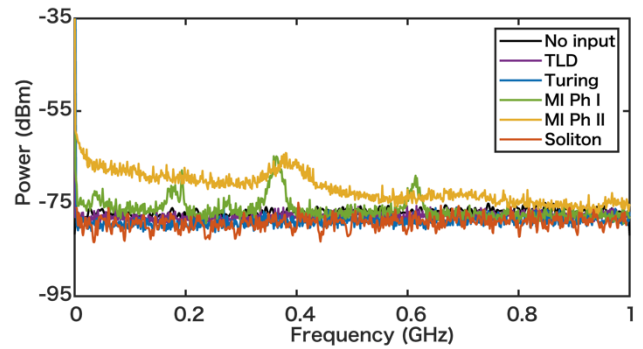


図 5 : 4 種類のマイクロコムノイズ

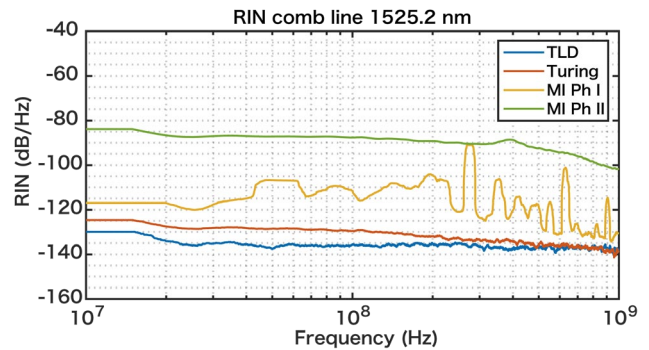


図 6 : マイクロコム相対強度ノイズ

それぞれのマイクロコムノイズは状態に応じて異なるものとなった。"Modulation Instability phase II" は非常に劣悪なノイズ特性となっている。このようなノイズによって伝送特性が変化していると考えられる。以上の結果から、マイクロコムを光通信に応用する場合、適するマイクロコムを選定する必要があると考えられる。

5. 結論

シリコンナイトライド微小光共振器を用いたマイクロコムによる伝送実験を行った。得られた伝送特性はマイクロコム状態に応じて異なる特性を示した。"Turing pattern" から "Modulation Instability phase II" へ遷移していくにあたって、伝送特性が非常に劣悪に変化した。マイクロコムノイズを測定した結果、ノイズ特性も劣悪となっている。以上の結果から、マイクロコムを光通信応用する場合、適する状態を選定する必要がある。本研究で用いた 4 種類のマイクロコムでは、ソリトンコムが最も光通信応用に適するマイクロコムであると考えられる。

参考文献

- [1] T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson, and M. L. Gorodetsky. "Dissipative Kerr soliton in optical microresonators" Science, **361**, eaan8083 (2018)
- [2] 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**, 145 (2014)

微小共振器を用いたラマンコム伝送の研究

菅原 湊人(B4)

シリカ微小共振器を用いて、ラマンコムを用いた伝送を行った。ラマンコムを 1 本用いた伝送によりビットエラーレート(bit error rate; BER)は $BER = 10^4$ を達成することができた。本研究では S バンドでの連続光を励起に用いることで 1570 nm にラマンコムを発生させ、従来の伝送機器を用いて伝送を行うことができた。

キーワード：微小光共振器，シリカ，ラマンコム

1. 背景

光周波数コムは精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光であり、周波数スペクトルが楕状に見えることがその名の由来となっている。光周波数コムには応用先が非常に広く、代表的なものとして周波数軸上におけるものさしとして用いる[1]ことや通信用光源として用いること[2]などが挙げられる。

光周波数コムを発生させる方法の一つに微小共振器を用いるものがある[3]。微小共振器は光を閉じ込める性能を示す Q 値が比較的大きいこと、光が閉じ込められる部分であるモード体積が小さいことの 2 つの要因により非線形光学効果を観測しやすく、近年注目されている。微小共振器を用いて発生させた光周波数コムはマイクロコムとも呼ばれる。マイクロコムは、従来の超短パルスモードロックレーザを用いた光周波数コムに比べて小型、低コスト、省エネルギーなシステムで発生させられることが期待されている。

従来のマイクロコムは 3 次の非線形効果である光カー効果の 1 種の 4 光波混合により発生し光カーコムとも呼ばれる。光カーコムにはいくつかの種類があるがそのどれもがノイズの大きさや発生手順の複雑さなどの欠点がある。光カー効果以外のマイクロコムに誘導ラマン散乱を用いて発生するラマンコムがある。しかし、ラマンコムはまだ研究が進んでおらずわからないことが多い。

本報ではラマンコムを用いて伝送実験を行ったことを報告する。伝送におけるラマンコムの性能を確認し、ラマンコムの伝送への応用の可能性について確認した。

2. シリカ微小球共振器

本実験では共振器としてシリカ微小球共振器を用いた。シリカは誘導ラマン散乱の特性関数が周波数軸上で比較的広く分布しており広い帯域を持つラマンコムを発生させることができる。また、微小球共振器は高い Q 値と小さいモード体積を両立することができ、非線形光学効果を観測するのに適している。使用したシリカ微小球共振器について図 1 に示す。図 1(a)は用いた共振器について顕微鏡を通して撮影したものである。図 1(b)は Q 値の測定結果である。本実験で用いた共振器の Q 値は $Q=4.37 \times 10^7$ であった。

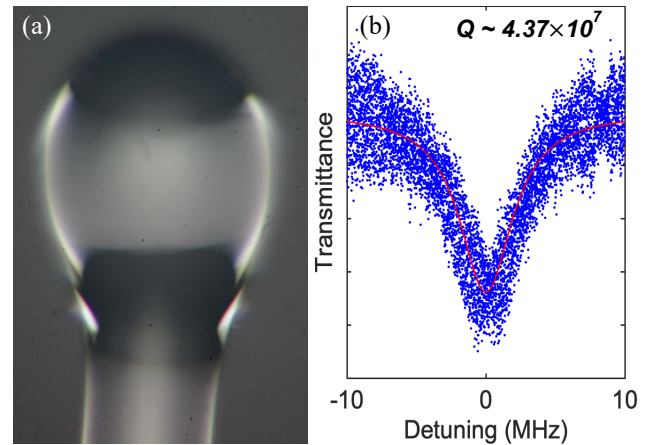


図 1: (a)本実験で用いたシリカ微小球共振器。 (b)シリカ微小球共振器の Q 値測定結果。フィッティングの結果 $Q = 4.37 \times 10^7$ と計算された。

3. ラマンコムを用いた伝送実験

上記のシリカ微小球共振器を用いてラマンコムを発生させ伝送実験を行なった。実験セットアップを図 2(a)に示す。本実験では送信機に強度変調器を用いて強度変調方式で伝送を行なった。強度変調器にはパルスパターンジェネレータで矩形波を入力した。データレートは 10 GHz とした。また伝送路について、送信側と受信側を直接つなげるバックトゥバック(back to back; B2B)と 40 km をスイッチで変えることができる。ラマンコムを発生させたあとのスペクトルを図 2(b)に示す。S バンドアンプにより増幅された強度 13 dBm で周波数 1480.6 nm の連続光をポンプとして共振器に入射しラマンコムを発生させた。ポンプ光の付近に見える台座のようなスペクトルは S バンドアンプによる ASE ノイズである。ポンプ光の付近にもコムが発生しているが、これは 4 光波混合により発生した光カーコムである。ラマンコムは 1550 nm から 1610 nm の帯域に発生した。発生したラマンコムの中で最も強度の大きかった 1570.9 nm のコムを伝送用光源として選択しバンドパスフィルターを用いて切り出した。

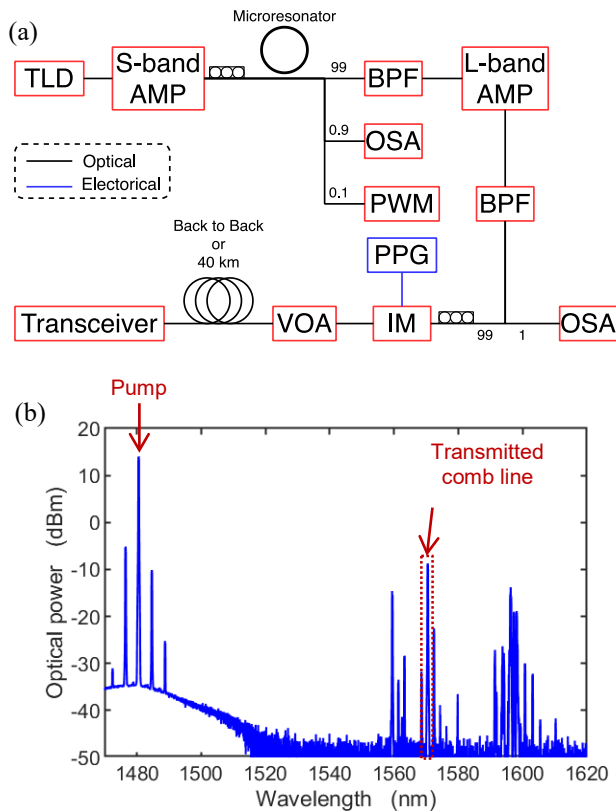


図 2: (a)伝送実験の実験セットアップ. (b)ポンプ光および発生したラマンコムのスペクトル.

切り出したコムを伝送した結果を図 3 に示す. 図 3(a)は測定された BER を表している. 緑三角は B2B の, 赤丸は 40 km 伝送の結果である. B2B の結果を確認すると BER が 10^{-4} の付近にフロアがありそれ以上は下がっていない. 一方, 40 km 伝送では最小で 10^{-6} 程度の BER が確認できるがブレが非常に大きくなっている. しかし, 受光パワーが -15 dBm 以上では BER は最大で 10^{-3} 程度に抑えられている. 図 3(b), (c)はそれぞれ B2B および 40 km 伝送でのアイパターンを示している. どちらもアイが開いていることが確認できるが, 線が太くなっておりノイズが大きいことが確認できた. 特に図 3(c)についてはアイの中心にも点がありノイズが大きいことがわかる.

4. 結論

シリカ微小球共振器によるラマンコムを用いた伝送を行うことができた. ラマンコムの伝送特性について BER は 10^{-4} にフロアが存在することがわかった. このフロアの原因はラマンコム特有のノイズにあると考えられるがはっきりとした理由はわかっていない. そのため, 今後の課題としてはラマンコム特有のノイズを評価し BER のフロアを下げる事が挙げられる.

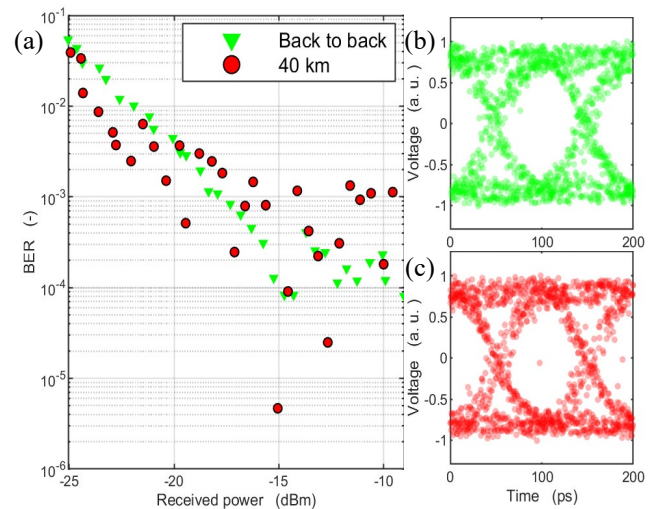


図 3: ラマンコム伝送の結果. (a)B2B および 40 km 伝送の BER. (b), (c)それぞれ B2B, 40 km 伝送のアイパターン.

参考文献

- [1] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **82** 3568 (1999).
- [2] J. Pfeifle, et al., Nat. Photonics **8** 375 (2014).
- [3] P. Del'Haye, et al., Nature **450** 1216 (2007)

高利得 Er 添加マイクロロイドの作製と光学特性

今村 陸 (M2)

微小光共振器は光を微小領域に閉じ込めることができ、共振器内では光と物質の相互作用を極限まで高めることができる。本研究では通信波長帯域で動作し、かつ小型なモード同期レーザの開発に向けて、エルビウムを添加した微小光共振器の作製を行った。また新たな作製手法を提案し、作製した共振器において、1 周当たりの利得や共振器分散といった光学特性を評価した。

キーワード: 微小光共振器, エルビウム添加デバイス, モード同期レーザ

1. 背景

モード同期レーザには Ti:サファイアレーザなどの固体レーザや、近年高い性能を示すことが報告された MIXSEL などの半導体レーザなどが存在し様々な応用先が知られている。ここで特に通信応用を考えると、通信波長帯域である 1550 nm 付近で動作し、それ自体が光ファイバで構成されている点からファイバレーザによるモード同期が優れている。しかしファイバレーザによるモード同期レーザの欠点として繰り返し周波数が数 100 MHz 程度と低いことが挙げられる。ファイバレーザが低繰り返しである理由は繰り返し周波数が共振器長に制限されるからである。この点から着想を得たのが本研究であり、より共振器長の短い ($\mu\text{m} \sim \text{mm}$ 程度) 微小光共振器を用い、ファイバリング系を再現することで、通信波長帯で動作する高繰り返しなモード同期レーザを実現できるのではないかと考えた (Fig. 1)。

通信波長帯域でパルス光を得るためには、利得媒質としての Er イオンと、安定したモード同期素子である CNT を共振器へ付与しなければならない。当研究室では以前 CNT を CVD 法によってトロイド共振器へ付与することで、微小光共振器での可飽和吸収特性を確認した^[1]。そこで本研究では利得媒質である Er イオンを添加したトロイド共振器を、ゾルゲル法という化学的な手法を用いることで作製した。また数値解析によるとモード同期達成には、通常の WGM 共振器によるソリトン発生と同様に、共振器の分散が重要になることが判明した。したがって分散を制御する、つまり共振器の直径を変化させる必要がある。しかし従来の Er 添加トロイドの作製手法では直径の変化が困難となってしまうため、本研究では新たな作製手法を用いて、共振器直径を拡大した Er 添加トロイド共振器の作製を行った。

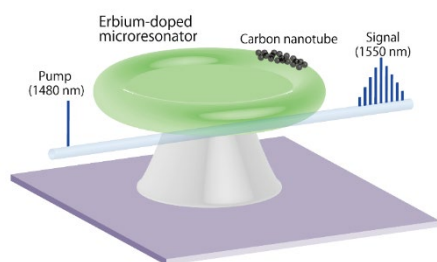


Fig. 1. エルビウム添加微小光共振器と CNT によるモード同期レーザの概略図。

2. 新たな手法を用いた Er 添加マイクロロイドの作製

従来の Er 添加マイクロロイド共振器の作製手法は、はじめにシリコン基板上へ Er 添加ゾルゲルシリカ膜を成膜した後、一般的なシリカトロイドと同様の作製方法で共振器を作製する^[2]。しかしこの手法では共振器直径を拡大することが困難である。その理由としては作製上の問題が最も大きく、共振器直径の拡大によってディスク部分が歪んでしまうという問題が生じるからである。これはシリカ部分とシリコン部分の熱膨張係数の違いからシリカディスク部分が歪んでしまう現象 (buckling) として知られており^[3]、共振器の Q 値を減少させる要因となってしまう。したがってゾルゲル法で製膜できる膜厚が 2 μm 程度であるため、これまで用いられてきた手法では直径約 100 μm に制限されてしまう。

歪みの問題はシリカ膜の厚みが重要となっており、目標としている直径が 500 $\mu\text{m} \sim 1 \text{ mm}$ の共振器を作製するには、シリカ膜の厚みが 8 μm 程度が必要になる。そこで、Fig. 2 のようにゾルゲル法を用いる場面を変更することにした。共振器直径が大きくても歪まない膜厚 (8 μm) を持った熱酸化シリカ膜から、サポート材としてのディスク共振器を作製し、そこにコーティングを施すことで歪みのない Er 添加トロイドを作製する手法を用いた。ディスク共振器へゾルゲル溶液をスピンのコーティングしリフローを行うという手法は今まで行われていない新たな手法である。

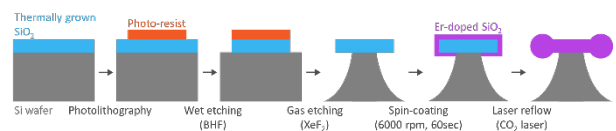


Fig. 2. コーティング法を用いた Er 添加トロイド共振器の作製フロー。シリカディスク共振器に対してゾルゲル溶液をコーティングすることで Er イオンを添加する。

この作製手法を用いることで直径 600 μm のディスク共振器に対して、Er 添加膜厚 300 nm のコーティングを施し (Fig. 3(b))、リフロー後には直径 450 μm の Er 添加トロイド共振器の作製を行った (Fig. 3(c))。またスピンのコーティング時に、スピンのコーター内の雰囲気、ゾルゲル溶液の溶媒であるエタノール雰囲気にすることで欠陥のないコーティングを行うことができた (Fig. 3(a))。

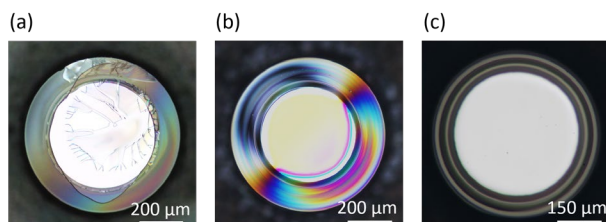


Fig. 3. (a) 直径 600 μm のディスク共振器へスピンコーティングを行った結果の顕微鏡画像。ゾルゲル膜の不均一さによる欠陥が見られる。(b) エタノール雰囲気下でスピンコーティングを行った場合。(c) 直径 450 μm の Er 添加トロイド共振器。

3. 光学特性

コーティング法を使用し共振器直径を拡大した Er 添加トロイド共振器の光学特性について述べる。顕微鏡および FSR 間隔から求めた直径は 450 μm で、これまで報告されてきた Er 添加トロイド共振器の中では最も大きい直径を持つ。1480 nm 帯の励起モードにおける Q 値は 3.5×10^6 であり、1550 nm 付近でシングル/マルチモードでのレーザ発振を確認した(Fig. 4(a)). 発振しきい値は 350 ~ 400 μW で、発振効率は 1.5% であった。ここでコーティング法を用いた場合の問題点は Er 添加濃度の見積もりが困難であるという点である。コーティング法では Fig. 4(b)のように、熱酸化シリカと Er 添加ゾルゲルシリカが CO_2 レーザリフロー時に混合してしまうためである。したがって本研究では、発振効率から添加濃度を求めた。さらに添加濃度から共振器の持つ 1 周当たりの利得を算出した。

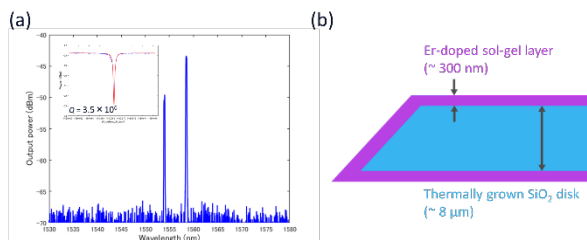


Fig. 4. (a) コーティング法を用いた Er 添加トロイド共振器の、1550 nm 付近におけるレーザ発振のスペクトル。挿入図は 1480 nm 帯の透過スペクトル。(b) スピンコーティング後の共振器部分の断面図。

実験的に測定した発振効率から Er 添加濃度を求める点については、B. Min らによる先行研究で明らかになっている^[4]。結合モード方程式、レート方程式、イオンの吸収と放出の関係を用いることで計算を行うことができる。発振効率と Er 添加濃度の関係を、結合係数 κ によって表したグラフが Fig. 5(a)である。これにより、発振効率と実験条件から Er 添加濃度を算出することができ、作製した共振器の添加濃度は $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ と求められた。そしてレート方程式を定常解析することにより Fig. 5(b)のように、共振器 1 周当たりの利得と Er 添加濃度との関係を求めることができ、 3.0×10^{-3} と定量的な値を明らかにすることができた。

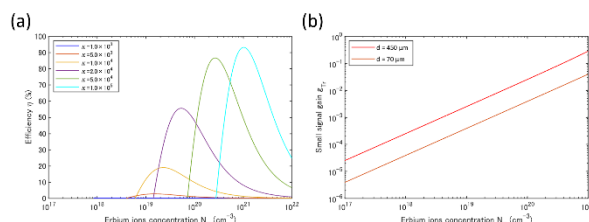


Fig. 5. (a) 結合係数による、Er 添加濃度と発振効率の関係。(b) 共振器直径による、Er 添加濃度と共振器 1 周当たりの利得の関係。

また Er 添加トロイド共振器における分散測定を Fig. 6 に示す。Fig. 6(a)は 1545 nm ~ 1565 nm における透過率で、赤色の円が基本モードであるため、このモードに対して分散を求めた。その結果が Fig. 6(b)で、青色のドットが測定値で、赤色の実線は 3 次分散まで考慮した基本モードの分散曲線である。そして赤色の破線は、Er 添加されておらず、かつ等しい構造を仮定したシリカトロイド共振器の分散の理論値である。測定の結果、Er 添加を行うと異常分散側へシフトすることが判明した。

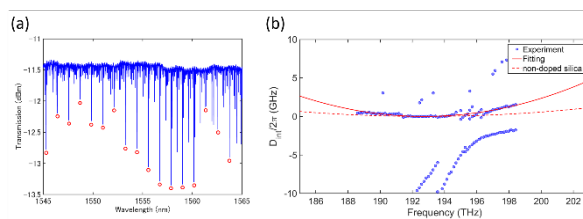


Fig. 6. (a) 直径 450 μm の Er 添加トロイド共振器の透過スペクトル。赤い円は基本モードを表しており、このモードに対して分散測定を行った。(b) 分散測定結果。青い円は測定した分散曲線で、赤い実線は測定結果にフィッティングを行った曲線、赤い破線は同じ構造を仮定した場合のシリカトロイド共振器の理論的な分散曲線。

以上、Er 添加トロイド共振器の作製と光学特性について述べた。特にコーティング法を用いた Er イオンの添加方法は新たな手法であり、従来の手法と比較して短時間かつ容易に作製することができる。また光学特性については発振効率から添加濃度と 1 周当たりの利得を評価することができた。

今後の展望として、数値解析を元に Er 添加トロイド共振器の分散制御を行い、また別レポートで述べるように高 Q 値化を達成することで、パルス発振を目指す。

参考文献

- [1] T. Kumagai, *et. al.*, J. Appl. Phys. **123**, 233104 (2018).
- [2] L. Yang, *et. al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 091114 (2005).
- [3] T. Chen, *et. al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 031113 (2013).
- [4] B. Min, *et. al.*, Phys. Rev. A **70**, 033803 (2004).

高 Q 値ロッド共振器の作製と新たなリフロー系の構築

菅原漱人(B4), 今村陸(M2)

微小光共振器は光と物質の相互作用を極限まで高めることが可能である。本研究では 10^7 を超える高 Q 値を持つシリカロッド共振器を安定的に作製する手法と、新たに導入した CO_2 レーザを用いてトロイド共振器用のリフロー系を構築した。また作製条件の改善について今後の展望を述べる。

キーワード：微小光共振器，ロッド共振器，トロイド共振器， CO_2 レーザ

1. シリカロッド共振器作製法

シリカロッド共振器の作製手順は大きく分けて、

1. 作製系のアライメント
2. シリカロッドの軸取り
3. 共振器作成

の 3 つの手順で行われる。

初めに、作製系のアライメントについて説明する。まず、シリカロッドに垂直に光軸が通るように決め、光軸上に 2 枚のアイリスを設置する。この際光軸の高さはシリカロッドの中心から少しずれた位置にする。シリカロッドと ZnSe レンズを取り除きミラーの角度や位置を調整してアイリスの中心にアライメント用レーザが通るようにする。最後にレンズを設置しレンズおよびアイリスの中心をレーザが通るように位置を調整する。

次に、シリカロッドの軸取りについて説明する。シリカロッドはスピンドルに取り付けられて回転させられる。しかし、取り付けの際に斜めになってしまうなどでシリカロッドの軸が回転軸とズレることがある。これを解消するためにシリカロッドを回転させつつ回転軸に沿って動かしながら CO_2 レーザを照射する。これによりシリカロッドの中心軸と回転軸を合わせることができる。

最後にシリカロッドに共振器を作製する。これはシリカロッドに 2 本の溝を掘ることで行われる。溝はシリカロッドを回転させながら CO_2 レーザを照射することで掘られる。 ZnSe レンズとシリカロッドの位置、 CO_2 レーザのパワーや照射時間などによって共振器の形状や特性を変化させることができる。

作製後の注意点として、作製直後は作製中に発生した粉塵が表面に付着しているのでそのままテープファイバーと結合させると Q 値が小さくなる上にテープファイバーが汚れてしまう。そこで、作製した後は窒素を表面に吹き付けるなどして粉塵を取り除いておく必要がある。

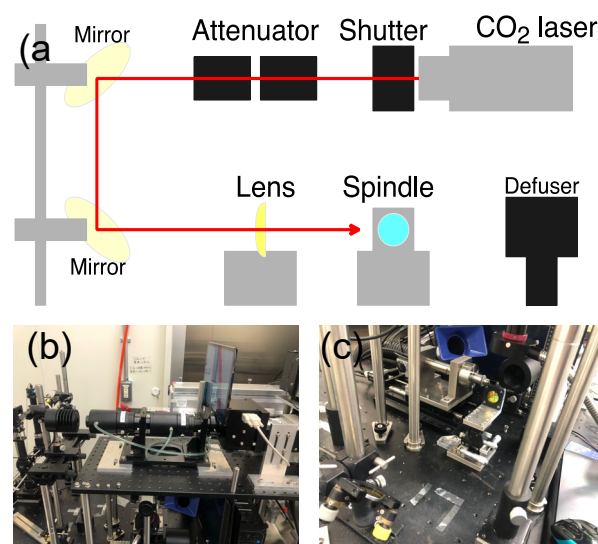


Fig. 1. (a) シリカロッド作製系の模式図. (b) シリカロッド作成に使用した CO_2 レーザ. (c) レーザ照射部.

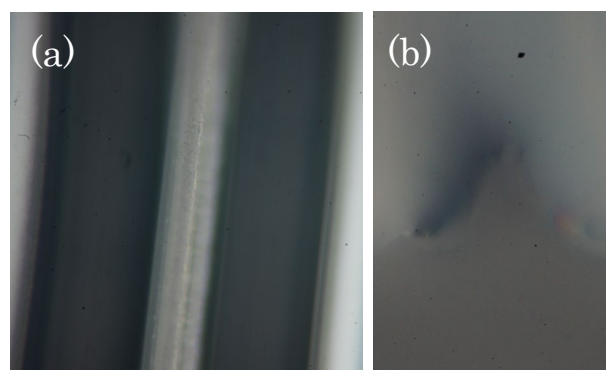


Fig. 2. シリカロッド作製の失敗例. (a) 表面が荒く光が結合しない. (b) 溝間の距離が近過ぎて共振器が潰れている.

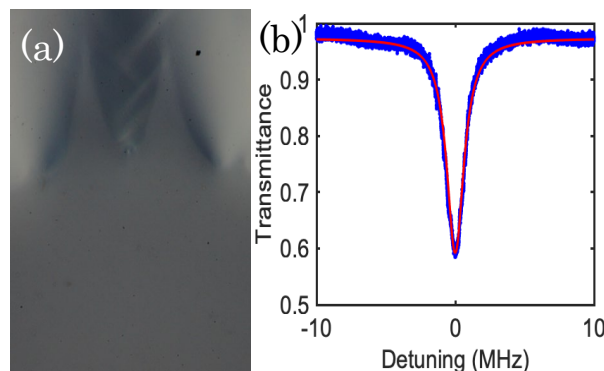


Fig. 3. (a) 作製したシリカロッド共振器. (b) シリカロッド共振器の Q 値測定結果. $Q = 1.32 \times 10^8$.

2. 新たな CO₂ レーザの導入

昨年まではトロイド共振器のリフローとロッド共振器のリフローは同じ CO₂ レーザを用いて、それぞれの共振器を作製していた。それに伴う問題点として、作製する共振器ごとに光学系を切り替えなければならない点が挙げられた。いずれの共振器においても作製条件が毎度変わってしまうため、使用するたびに調整が必要となっていた。

そこで 新たな CO₂ レーザを導入することでトロイド共振器とロッド共振器のリフロー系を分割した。従来の CO₂ レーザ (Coherent Diamond C-70L) は最大照射パワーが 70 W であるため、より高い照射パワーが必要とされるロッド共振器用に設置し直し、新たなレーザはトロイド共振器用とした。購入したレーザは Access Laser 社の AL30 で、選定理由としてビームプロファイルが円形であること、M² パラメータが 1.1 と非常に小さいことが挙げられる。これまでの Coherent 社のレーザはビームプロファイルが楕円形であったため、トロイド共振器のリム部分がわずかに歪んでしまい、結果的に Q 値の低下を引き起こしていたと考えられる。

新旧のレーザはいずれも水冷式であるため、同一のチラーを使用できることから、チラーに対し 2 台を並列に接続した。概要図を Fig. 4 に示す。Access Laser 社のレーザはスポットサイズが直径約 400 μm となるように光路長を設定した。

ある。リフロー前のプロセスは全てクリーンルームで作業を行うため、リフロー時もクリーン度を保ちながら作製するべきである。以上のことからトロイド共振器のリフロー系を風防で囲み、窒素ガスでパージを行う。大きな工事などが必要ないため手軽に取り組むことができる。トロイド共振器の Q 値は、Coherent 社のレーザでは 10^6 後半で、Access Laser 社のものに変更すると 10^7 前半から中盤程度に向上した。しかしながら他研究グループの Q 値を参考にすると 10^8 程度であるため^[1,2]、クリーンな環境でプロセスを行うことで Q 値の引き上げを狙う。

参考文献

- [1] D. K. Armani, *et. al.*, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip," *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [2] X. Zhang, *et. al.*, "Ultimate quality factor of silica microtoroid resonant cavities," *Appl. Phys. Lett.* **96**, 153304 (2010).

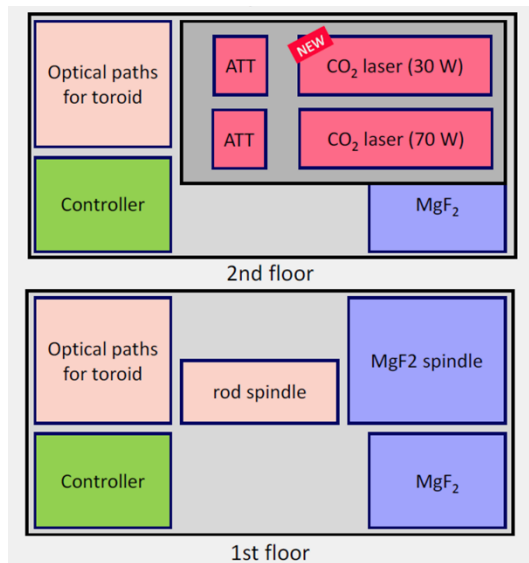


Fig. 4. 2 台の CO₂ レーザを組み込んだリフロー系の概要図。

3. 今後の展望

今後の展望としてはロッド共振器でも問題となっていたように、トロイド共振器においても細かなごみの問題を解決する必要がある。比較的直径が大きいロッド共振器とは異なり、トロイド共振器は微細構造であるため壊れやすい。したがって共振器構造形成後のクリーニングが不可能であり、全てのプロセスにおいてクリーン度を保つ必要が

受動モード同期レーザ開発のための設計と数値解析

長島 圭吾(M1)

本研究では、微小光共振器に Er を添加することで自励発振を可能にし、CNT の可飽和吸収特性を用いてパルス化することにより、モード同期レーザの開発を目指す。そこで実験的に求められた Er 添加共振器の利得と CNT の変調深さを踏まえ、非線形シュレディンガー方程式を用いて数値解析を行い、モード同期条件を明らかにする。

キーワード：微小光共振器、モード同期レーザ、可飽和吸収、Er 添加デバイス

1. 背景

モード同期レーザは多くの応用先が考えられており、光通信や分光、センシングや LiDAR など多岐にわたる。モード同期を実現させる方法にはいくつかの手法が存在し、これまでに固体レーザである Ti-sapphire を用いたもの[1]や、ファイバーレーザを用いたもの[2]が存在する。しかし、これらのモード同期レーザの欠点として、繰り返し周波数が数 100 MHz 程度と低いことが挙げられる。繰り返し周波数は共振器サイズに反比例することから、光を微小領域に閉じ込めることのできる微小光共振器を用いた受動モード同期レーザを開発することで、100 GHz を超えるような非常に高い繰り返し周波数を得られるのではないかと考えた。

そこで本研究では利得媒質に Er を添加し、1480 nm のポンプ光によって 1550 nm での自励発振を可能にし、カーボンナノチューブ(CNT)の強度の強い光を透過し、強度の低い光は吸収するという可飽和吸収特性によって受動的なモード同期を達成することが目標である(Fig.1)。本研究では、実際に Er を添加した共振器に 1480 nm のポンプ光を入れることで、1550 nm 付近での発振を観測している。また、CNT を PDMS に混合しトロイド共振器にコーティングすることで CNT の可飽和吸収特性も観測できている。しかし、実際にそれらを合わせてモード同期を確認するには至っていない。そこで各パラメータに対して適切な値を見つけることが必要であり、実験的に得られた Er の利得と、CNT の変調深さを踏まえた上での数値解析を行った。

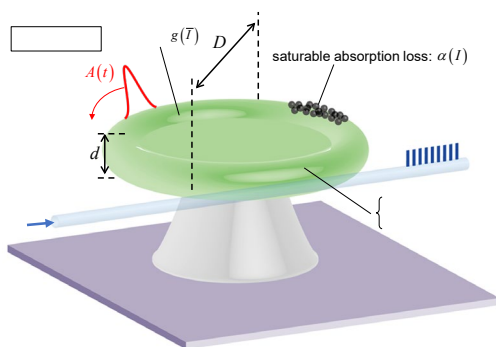


Fig.1 Er 添加微小光共振器と CNT による受動モード同期レーザのイメージ図。

2. Er 添加共振器の利得

本研究では、Er 添加シリカ膜をゾルゲル法によって作製し、そのシリカ膜にフォトリソグラフィ、BHF エッチング、XeF₂ エッチング、レーザリフローをすることでトロイド共振器の作製を行った。作製した Er 添加トロイド共振器に 1480 nm のポンプ光を入れることで、1550 nm 付近での発振を観測した。その結果を Fig.2 に示す。赤で示したものが出発溶液の段階での Er 濃度が $1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であり、青で示したものは濃度が $0.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の結果である。共振器の直径はどちらも 70 μm 程度であり、発振効率はそれぞれ 1% と 0.6% となった。また、発振閾値はどちらも 5 μW 程度となっている。この共振器に対して、モードのオーバーラップが 100% と仮定した時の実効的な Er 濃度を知るために Fig.3 を用いる。このグラフの横軸は単位体積当たりの Er 濃度を、縦軸は発振効率を表し、結合モード理論と Er のレート方程式から導かれている[3]。ここで、 κ は共振器とテーパーファイバの結合効率を表し、Er の濃度が大きく、結合効率が高いほど発振効率が高いことが分かる。発振効率から Er の濃度を見積もることによって、シリカ膜全体に Er が添加されている場合に対しても、共振器の表面に Er がコーティングされている場合に対しても同様の議論が行える。

実際に Fig.2 の発振効率 1% とアンダーカップリングでの測定条件を考慮すると、Er 濃度は $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度であることが分かり、出発溶液からの濃度が 3 倍程度大きくなっていることが分かった。

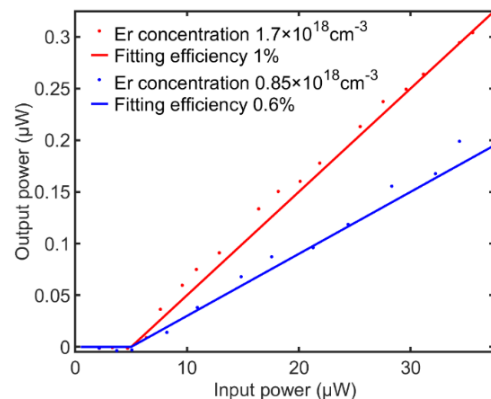


Fig.2 Er 添加微共振器の発振効率。

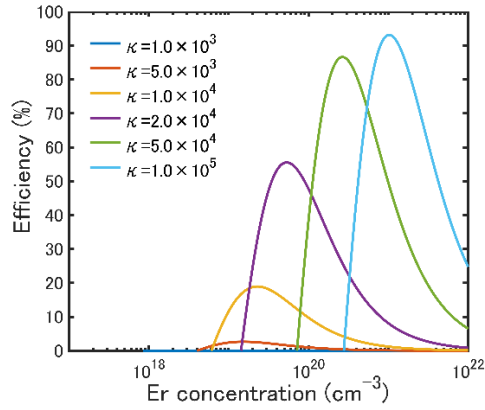


Fig.3 単位体積当たりの Er 濃度と発振効率の関係。

3. CNTの変調深さ

本研究室では Er 添加共振器とは別に、熱酸化によって作製されたシリカを使ったトロイド共振器に CNT と PDMS の混合物をコーティングすることで可飽和吸収特性の測定を行った。第一に、CNT と PDMS の混合物の作製手法を示す。初めにイソプロパノール(IPA)に CNT を加え超音波により CNT の凝集を解く。次に所定の CNT の濃度にするためにさらに IPA を加えて希釈する。最後に IPA と CNT の混合物にシリコンオイル、PDMS を加えてホットプレートで加熱することで IPA を揮発させ、CNT と PDMS の混合物を作製した。

次に、作製した CNT と PDMS の混合物をトロイド共振器にコーティングした。コーティング手法は、テーパファイバに CNT と PDMS の混合物を付けた後、トロイド共振器を近づけることでコーティングを行った。コーティング後は 48 時間室温で放置し、PDMS を硬化させた。このコーティング手法による膜厚は、 Q 値の変化から推察すると 100 nm 程度である。

最後に CNT の変調深さの測定をおこなった。実験は CNT をコーティングしたトロイド共振器にポンプ光をいれ、0.03 Hz のゆっくりとしたスピードでスキャンする。同時にプローブ光を 2 Hz とポンプ光と比較して速いスピードでスキャンし Q 値の変化を測定した。そして Q 値の変化を吸収係数の変化に換算することで、飽和強度が 15 MW cm⁻²、変調深さが 3.2×10^{-3} という結果が得られた。

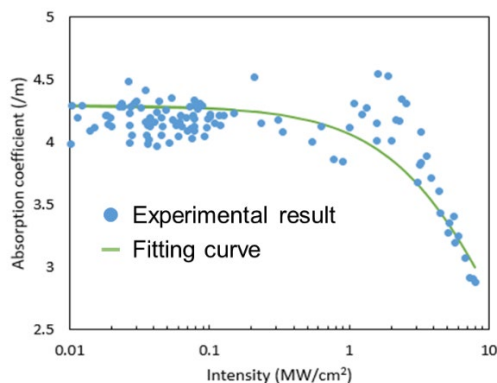


Fig.4 CNT の可飽和吸収特性の測定結果。

4. モード同期条件の数値解析

実験的に Er 添加共振器の利得と CNT の変調深さが分かったため、それらの値を基に、微小光共振器における数値解析モデルを構築し、モード同期に必要な条件を明らかにした[4].

$$\frac{\partial}{\partial t} A(t, T) = \left(-D \frac{\partial}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 \right) A(t, T) + (g - (l + \alpha(t, T))) A(t, T) \quad (1)$$

ここで右辺の第 1 項目から順に共振器の群速度分散、非線形光学効果であるカー効果、共振器に添加した利得、共振器に固有の損失、可飽和吸収による吸収を表している。(1)式をスプリットステップフーリエ法を用いて解析した結果が、Fig.4 である。この解析は共振器の直径を 300 μm、 Q 値を 1×10^7 とした時の結果である。カラーマップは縦軸に共振器一周当たりの Er の利得を、横軸に CNT の変調深さを表し、カラーバーは共振器内部の平均パワーとパルスのピークパワーの比を表している。実験的に測定した Er の濃度 5×10^{18} cm⁻³ は、共振器一周当たりの利得に換算すると 1×10^{-3} に相当し、カラーマップの赤線に位置する。

数値解析の結果を基に考えると現状の利得ではモード同期を達成するのは難しいが、現状から利得を 3 倍程度向上させ、CNT の変調深さを最適化することでモード同期を達成することは可能であることが分かった。また、共振器の Q 値を向上させるとモード同期に必要な利得が下がることも数値解析からわかっており、結論として、1.共振器の Q 値の向上、2.Er の利得の向上、3.CNT の変調深さの最適化がモード同期レーザー開発に必要であると分かった。

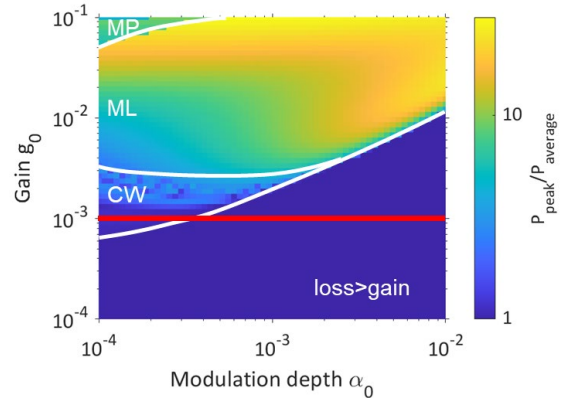


Fig.5 モード同期条件の解析結果

参考文献

- [1] U. Keller, G. W. 'tHooft, W. H. Knox, and J. E. Cunningham, Opt. Lett. **16**, 1022–1024 (1991).
- [2] F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, Nature Nanotechnology **3**, 738–742 (2008).
- [3] B. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang, K. J. Vahala, J. Kalkman, and A. Polman, Phys. Rev. A **70**, 033803 (2004).
- [4] F. X. Kurtner, J. A. der Au, and U. Keller, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **4**, 159–168 (1998).

Er 添加微小光共振器レーザの過渡解析

中島綾太(B4)

本研究は高繰り返しモード同期レーザの実現を目指し、利得媒質と可飽和吸収体を付与した微小光共振器におけるモード同期条件を計算した。その際の利得はレート方程式を厳密に解くことにより計算したが、この場合レート方程式で定常状態を仮定する方法では見られなかったパルスの振動現象が生じる場合があることを明らかにした。そして安定したモード同期パルスの生成には Q 値が 5×10^7 以上、変調深さが 5×10^{-5} 以下が必要であることが分かった。

キーワード：微小光共振器，モード同期レーザ，レート方程式，過渡解析

1. 序論

微小光共振器は微小領域に光を閉じ込めるため、物質と光の相互作用を強めることができる。このような微小光共振器に利得媒質として Er を添加し、さらにモード同期を促す可飽和吸収体としてカーボンナノチューブ(CNT)を付与することにより、モード同期レーザが実現できると期待されている。このレーザは共振器長が数 mm 程度であるため 10 GHz を超える高繰り返し周波数となるだけでなく、バックグラウンド光なしで動作することが可能であるなど様々な利点がある。

本研究はその実現に向けて、共振器の Q 値と可飽和吸収体の変調深さ α_0 に着目し、モード同期に必要な条件を明らかにする。特にモード同期レーザの研究において、モード同期に至るまでの過程は近年注目を集めている[1]。そのため、本研究ではレート方程式を用いて上準位と下準位に存在する原子数の変化を計算することにより、シミュレーションを行った。

2. 計算モデル

微小光共振器における光の伝搬は非線形シュレディンガー方程式で表される。

$$T_r \frac{d}{dT} A(t, T) = \left(-\frac{iL}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + iL\gamma |A(t, T)|^2 + g_{Tr}(T) \times f - (l + a(t, T)) \right) A(t, T) \quad (1)$$

ここで、 T_r は光が共振器を一周するのにかかる時間、 L は共振器長、 β_2 は分散、 γ は非線形光学定数、 $g_{Tr}(T)$ は利得、 f は周波数依存性を示すフィルタ、 l は共振器の損失、 $a(t, T)$ は可飽和吸収体の損失である。

Er を二準位であると近似すると、レート方程式は

$$\frac{\partial N_2}{\partial T} = -\frac{N_2}{\tau} - \frac{1}{A_{\text{eff}}} \left(\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{\partial P_s}{\partial z} \right) \quad (2)$$

となる。ただし、 N_2 は上準位原子数、 τ は光子寿命、 A_{eff} はモード断面積、 P_p はポンプ光の単位時間当たりの光子の数、 P_s はシグナル光の単位時間当たりの光子の数を表しており、

$$\frac{\partial P_p}{\partial T} = (\sigma_p^e N_2 - \sigma_p^a N_1) P_p \quad (3)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial T} = (\sigma_s^e N_2 - \sigma_s^a N_1) P_s \quad (4)$$

という関係がある。(3),(4)式を(2)式に代入することにより N_2 に関する一次の微分方程式が得られるため、これにより微小時間経過後の N_2 、そして Er 原子数は常に一定であることから、下準位原子数 N_1 を計算することができ、利得は

$$g_{Tr} = (\sigma_s^e N_2 - \sigma_s^a N_1) L \quad (5)$$

と求められる。つまり、共振器を 1 周する毎に利得を(2)-(5)式から求め、新たに得られた $g_{Tr}(T)$ を(1)式に代入することを繰り返すことにより計算するのであるが、別の方法として(2)式において左辺を 0 とする定常状態をすることにより、

$$g_{Tr} = \frac{g_0}{1 + P_{\text{ave}}/P_{\text{sat}}} \quad (6)$$

と利得を計算できる。ただし g_0 は小信号利得、 P_{sat} は飽和パワーである。

3. シミュレーション結果

直径が 600 μm (FSR が 110 GHz)であるシリカのトロイド共振器を考え、分散が $-17.7 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、モード面積が 29.74 μm^2 とし、最終的に生成されるパルスの最大パワー P_{peak} と共振器内の平均パワー P_{ave} の比を計算した。共振器の Q 値と可飽和吸収体の変調深さを変化させた場合、 $P_{\text{peak}}/P_{\text{ave}}$ の値をカラーマップに示す。

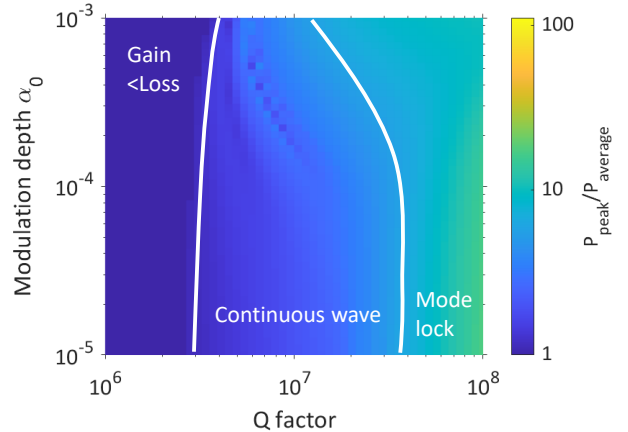


図1 レート方程式で定常状態を仮定した場合におけるモード同期条件

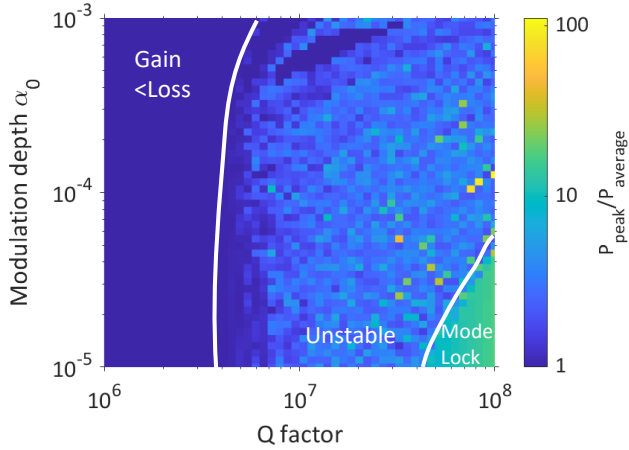


図2 レート方程式を毎周解いた場合におけるモード同期条件

図1ではレート方程式の定常状態を仮定し、(6)式より利得の計算をしたが、図2は(5)式から計算を行った。過渡解析をした図2では、モード同期に必要な条件として Q 値が 5×10^7 以上であり、変調深さ α_0 が 5×10^{-5} 以下であると得られ、図1と比較してモード同期となるパラメータの領域が減少していることが分かる、これは $P_{\text{peak}}/P_{\text{ave}}$ の値が一定の値とならず不安定な波形となったことが原因であり、その場合の特徴的な時間推移の様子を図3にまとめる。

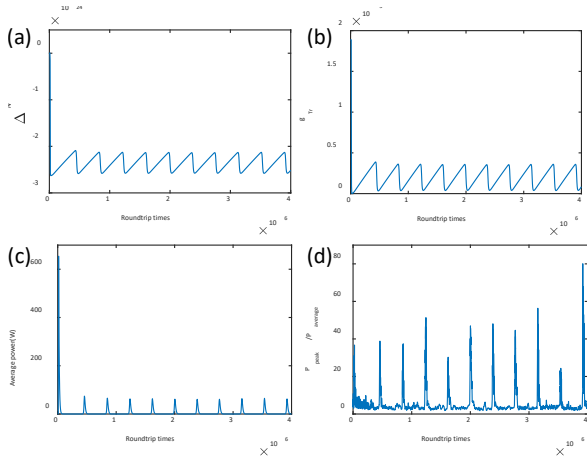


図3 $Q=10^8$, $\alpha_0=10^{-4}$ とした場合のシミュレーション結果。(a) 原子数差. (b) 利得. (c) 共振器内平均パワー. (d) $P_{\text{peak}}/P_{\text{ave}}$ の値.

4. 考察

図1と図2の結果より、レーザ発振が生じる領域のうち、 Q 値が大きく α_0 が小さい領域では結果が一致するが、 Q 値が小さく α_0 が大きい領域では異なる結果となることが分かった。これは、損失が比較的多い場合、計算の仕方の違いが結果に影響を与えることを意味する。損失が大きい場合、それに打ち勝つように利得も大きくなる必要があるが、損失が大きい時間をかけて下準位から上準位への遷移が起きる。そして上準位原子数の増加に伴い大きな利得となるが、急激な内部パワーの上昇が生じるため利得

が一気に低下し、また下準位から上準位への遷移が始まる。これにより上準位と下準位の原子数が周期的に増減するため、レート方程式で定常状態を仮定する方法とは異なる結果が生じていると考えられる。

損失が大きい場合、得られる結果が異なるためより厳密な過渡解析による計算方法を用いる必要があるが、損失が小さくモード同期となるパラメータを用いシミュレーションをする場合、定常状態を仮定する方法で十分である。そこでモード同期が実現できるファイバーレーザの系において同様のシミュレーションをする場合、過渡解析の必要性に関して考察する。

典型的なファイバーレーザのパラメータとして、リングの長さが32 m, 可飽和吸収体の変調深さが0.1, ファイバーでの損失が0.2 dB/km, 出力とのカップリング係数が0.9であるファイバーレーザを考える[2]。まず、線形損失としてファイバーでの損失 L_f と出力とのカップリングで生じる損失 L_c があるが、 $L_f \ll L_c$ であるため、 L_c のみの計算で十分である。出力とのカップリングが生じる箇所を光が通過するたびにファイバー内を伝搬し続ける光は90%となるため、1周当たりの損失から1秒当たりの損失が求められるため Q 値を計算すると、 $Q=1.87 \times 10^9$ となる。また変調深さも、微小光共振器1周分に変換することにより $\alpha_0=5.8 \times 10^{-6}$ が得られる。これらの値は図1や図2で表示される範囲よりもさらに右下の領域に相当し、損失が小さいことを表す。そのため、これらのパラメータを用いた計算では、どちらの計算方法を用いた場合においても結果が一致すると予想され、このファイバーレーザでの最終的な波形を求めたい場合には、レート方程式を毎周解く必要はなく、定常状態を仮定する方法で十分であると言える。

5. 結論

本研究は、Erによる利得とCNTによる可飽和吸収により微小光共振器でのモード同期パルス生成に向けた数値解析を行った。損失が比較的大きくなる Q 値や変調深さ α_0 を用いて計算する場合、レート方程式を解いて過渡解析することにより振動現象が生じることを明らかにした。その結果、レート方程式で定常状態を仮定する方法で計算した場合よりもモード同期条件が厳しくなり、 Q 値が 5×10^7 以上、変調深さ α_0 が 5×10^{-5} 以下が必要であるという結果が得られた。

参考文献

- [1] P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J.-M. Merolla, G. Genty, and J. M. Dudley, Nat. Photonics, **12** 221 (2018)
- [2] I. Yarutkina, O. Shtyrina, M. Fedoruk, and S. Turitsyn, Opt. Express **21** 12942 (2013)

可飽和吸収効果によるマルチソリトン化

中島綾太(B4)

散逸性カーソリトンとは、カオスな過程を経て生成するため発生するソリトン数がランダムとなり、場合によってはソリトンが形成されないこともある。この問題を解決するため、本研究はソリトン化を促進する目的で可飽和吸収体を付与することを提案し、その効果によってソリトン数の多いマルチソリトン状態に至ることを数値解析により明らかにした。

キーワード：散逸性カーソリトン，可飽和吸収体，マルチソリトン

1. 背景

散逸性カーソリトンとは、四光波混合により発生する光カーソムの縦モードの位相が揃っている状態であり、利得と損失、分散と非線形性のつり合いにより安定したパルスである。その応用例は通信をはじめ LiDAR、分光、さらには原子時計など多岐に渡っている。

その発生は微小光共振器へ入射するポンプ光の波長を短波長側から長波長側へ掃引することで実現できる[1]。しかしその場合、共振器内部パワーが激しく変動するカオス状態を経て生成する。そのため発生するソリトン数には不確定性がある。ソリトンの数が一定とならずランダムとなることは応用する際に望ましくないため、それを制御するための研究が注目を集めている[2]。

そこで、散逸性カーソリトンを発生させる際、微小光共振器に可飽和吸収体を付与し、それが与える影響について研究した。ソリトン発生時の問題点として、ソリトン数がランダムとなる性質により、ソリトンを生成したい場合においても 1 つもソリトンが生成されない場合があることが挙げられる。しかし可飽和吸収体は強い光に対して弱い吸収を示し、弱い光に対しては強い吸収を示すため、微小光共振器中を光が伝搬しその効果を何度も受けることによりパルス化が促進され、確実にソリトンが形成されるのではないかと考えた。そこで本研究は微小光共振器に可飽和吸収体を付与した場合と付与しない場合におけるシミュレーションをそれぞれ行い、可飽和吸収特性による効果を明らかにした。

2. 計算モデル

今回のシミュレーションでは直径 600 μm (FSR が 110 GHz)であるシリカのトロイド型共振器を仮定し、 Q 値が 10^8 、分散が $-17.7 \text{ ps}^2/\text{km}$ であるとした。そこに 100 mW の連続波を入射することを考える。

計算モデルは非線形シュレディンガー方程式にデチューニング項と外部からの入力光を加えた Lugiato-Lefever 方程式で与えられる。

$$T_r \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = \left(-\frac{\alpha_{\text{tot}}}{2} - q - i\delta_0 - \frac{iL\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + iL\gamma|E|^2 \right) E + \sqrt{\theta} E_{\text{in}} \quad (1)$$

右辺は第一項から順に、共振器の損失、可飽和吸

収体の損失、デチューニング、分散、非線形光学効果、外部入力光を表している。この(1)式をスプリットステップフーリエ法により計算した。

可飽和吸収体による損失は、光の強度に応じて吸収量に変化し、その損失は

$$q = \frac{\alpha_{\text{SA}}}{1 + \frac{|E(t, \tau)|^2}{P_{\text{sat}}}} \quad (2)$$

と表される。可飽和吸収体を付与しない場合の計算では $q=0$ としたが、可飽和吸収体を付与する場合では(2)式を用いて計算し、その際の変調深さ α_{SA} と飽和パワー P_{sat} はそれぞれ 4×10^{-3} と 4.46 W であるとした。

3. シミュレーション結果

可飽和吸収体を付与した場合と付与しない場合のシミュレーション実行例を図 1 と図 2 に示す。デチューニング δ_0 は共振周波数とポンプ光周波数の差であるが、

$$\delta = 2\delta_0/\alpha_{\text{tot}} \quad (3)$$

と規格化したデチューニング量を用いた。これらの図より、外部からの入力光によって新たな周波数成分が生じ、ある地点からパルスが生じることが分かる。そしてその後はソリトン解から外れてソリトンが消滅するまで、パルスのパワーが増加しスペクトルも広がった。

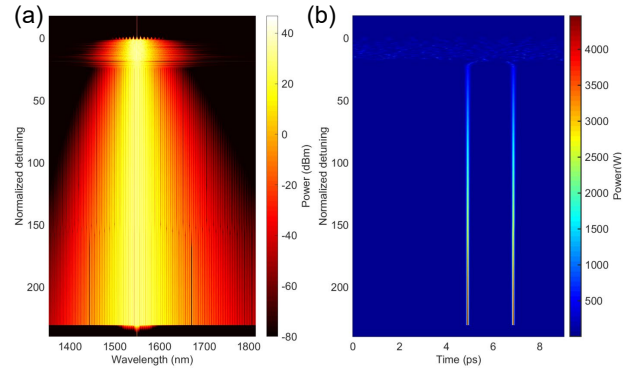


図 1 可飽和吸収体を付与しない場合における (a)スペクトルの変化. (b)時間波形の変化.

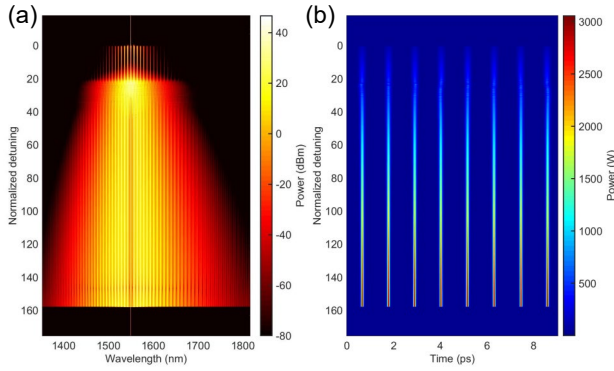


図 2 可飽和吸収体を付与した場合における (a)スペクトルの変化. (b)時間波形の変化.

カオス領域を経由することにより、ソリトン形成に至る過程や最終的なソリトン数がランダムとなるため、同じシミュレーション条件で計算をする場合でも異なる結果が得られる。図 1 および図 2 でのソリトン数はそれぞれ 2 個と 8 個であるが、毎回この限りではない。そのため同じシミュレーションを繰り返し行い、可飽和吸収効果がある場合とない場合での特徴を調べた。

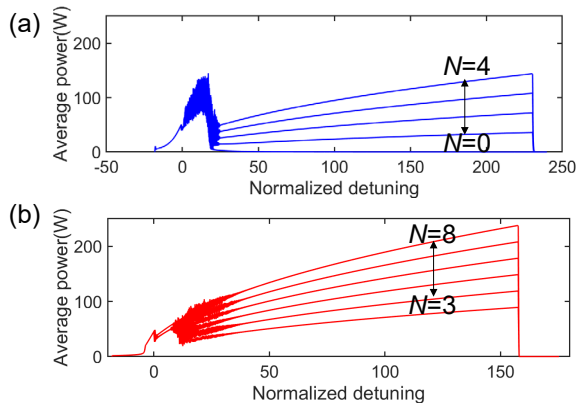


図 3 内部パワーの変化. (a)可飽和吸収体を付与しない場合. (b) 可飽和吸収体を付与する場合.

図 3 は、内部パワーの変化である。ソリトンが発生し消滅するまでのシミュレーションを合計 100 回行い、内部パワーの変化の結果を同じグラフに重ねて描いた。四光波混合が始まりチューリングパターンと呼ばれる周期的な波形となる最初の領域では次第に内部パワーは増加するが、カオス領域では内部パワーは激しく変動する。しかし、ポンプ光波長が共振波長を追い越すとソリトンが形成され、共振器内部パワーは安定した値となった。

図 3(a)は可飽和吸収体を付与していない場合であり、カーコム発生シミュレーションで一般的に用いられる Lugiato-Lefever 方程式を解いた結果であるが、図 3(b)の計算では可飽和吸収効果を考慮した。その違いが、図 3(b)では図 3(a)より、カオスな領域での内部パワーの変動が小さいことや、ソリトンに至る直前での内部パワーの減少量が少ないことに現れている。

内部パワーが直線的に増加している箇所ではソリ

トンが形成されている。ソリトン 1 つあたりのパワーはほとんど一定であるため、ソリトン数に応じた離散的な内部パワーとなる。そのためソリトン数は内部パワーの変化から読み取ることが可能であり、図 3(a)では 0 個から 4 個のソリトンが形成されたに対し、図 3(b)では 3 個から 8 個のソリトンが形成されたことが分かる。より詳細なソリトン数の分布を図 4 にまとめる。

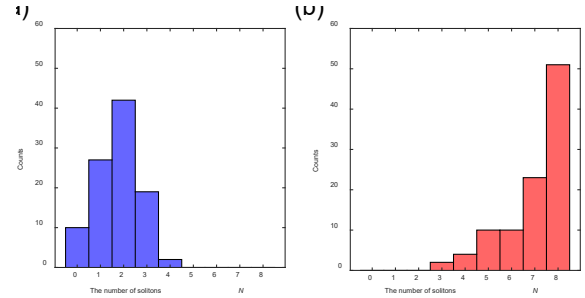


図 4 発生したソリトンの数. (a)可飽和吸収体を付与しない場合. (b) 可飽和吸収体を付与する場合.

図 4 より可飽和吸収体を付与した場合の方が発生するソリトンの数が平均して多いことが分かる。図 4(a)ではソリトン数が 0 個になる場合があるのに対し、図 4(b)では最もソリトン数が少ない場合でも 3 個のソリトンが形成されており、ソリトンが毎回確実に形成されていることが分かる。また、図 4(b)より 100 回シミュレーションしたうちの半分以上の場合においてソリトン数が 8 個となっているが、図 3 よりこの時の平均パワーは可飽和吸収体を付与しない場合には達成できない高いパワーを示す。このことから可飽和吸収体を付与する利点として、ソリトンの確実な形成だけではなく、高いコムのパワーおよび高い変換効率になることも挙げられる。

4. 結論

本研究は、可飽和吸収体を付与した微小光共振器での散逸性カーソリトン発生についての研究であり、Lugiato-Lefever 方程式に可飽和吸収特性を組み込むことによりシミュレーションを行った。その結果、弱い光をより吸収するという可飽和吸収体の効果によって、形成されるソリトンの数が増加することを明らかにした。この多くのソリトンが発生するマルチソリトン状態は、コムのハイパワー化や高効率化、さらにソリトンの位置を制御することにより高繰り返しレーザへの応用も期待できる。

参考文献

- [1] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, Nat. Photonics **8** 145 (2014).
- [2] Z. Xiao, K. Wu, T. Li, and J. Chen, Opt. Express **28**, 14,933 (2020).

集積型時空間多重化伝令付き単一光子光源

遊部航希 (M1)

伝令付き単一光子光源は単一光子の忠実度と生成確率にトレードオフの関係がある．時間多重化という手法を用いるとトレードオフを克服できることが知られているが，集積型ではこの手法に必要となる可変遅延線が実現されていない．本研究では，微小光共振器を用いた光子の可変遅延線による時間多重化単一光子光源の性能について検討した．

キーワード：伝令付き単一光子光源，時間多重化，結合共振器，動的 Q 値変調

1. 背景

単一光子光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必要な要素である．実用的な量子光源には室温動作可能・通信波長帯での発光などの条件が求められており，これらを満たす可能性のある伝令付き単一光子光源という方式の研究が盛んである．伝令付き単一光子光源は四光波混合 (FWM) や自発的パラメトリック下方変換 (SPDC) などの非線形光学効果により量子もつれ状態にある光子対を生成し，片方を検出，もう片方を単一光子として放出する方式である．しかし，非線形光学効果に基づく光子対の生成は確率的であるため，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．時間多重化という手法を用いるとこのトレードオフを克服できることがバルク光学系で実証されている [1]．応用可能性の観点から光源の集積化が求められているが，集積型では低損失な可変遅延線が実現されていないため，時間多重化が適用されていない．

本研究では，微小光共振器の結合共振器の動的 Q 値変調 [2] を利用した低損失な可変遅延線を用いて，集積型の伝令付き単一光子光源の時間多重化を実現することを目的とする．

2. 結合共振器による可変遅延線

本研究では，光子の可変遅延線として機能する 2 つのリング型光共振器の結合系のモデル化に結合モード理論 (CMT: Coupled Mode Theory) を用いた．図 1 は，シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合系の概略図である．この系のモデル式は CMT を用いると以下で与えられる．

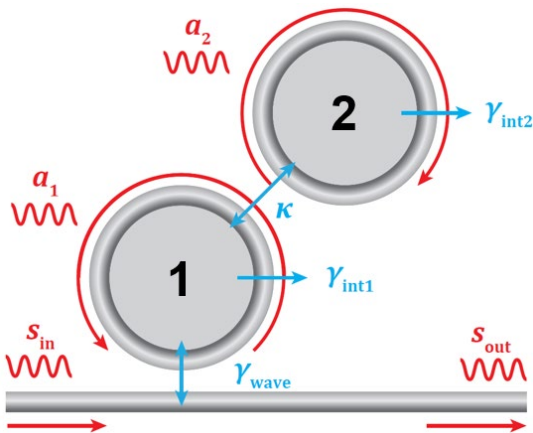


図 1: リング型光共振器の結合系の CMT モデルの概略図及びパラメータ．

$$\frac{da_1}{dt} = \left(j\omega_{a_1} - \frac{\gamma_{int1} + \gamma_{wave}}{2} \right) a_1 + j\frac{\kappa}{2} a_2 + \sqrt{\gamma_{wave}} s_{in} \quad (1)$$

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

$$s_{out} = s_{in} - \sqrt{\gamma_{wave}} a_1 \quad (3)$$

ただし， a_1 (a_2); ゲート (ストレージ) 共振器内のモード振幅． ω_1 (ω_2); 共振角周波数． γ_{int1} (γ_{int2}); 固有損失． s_{in} (s_{out}); 入力 (出力) 導波路内のモード振幅． γ_{wave} ; ゲート共振器と導波路間の結合損失． κ ; ゲート共振器とストレージ共振器間の結合強度．

図 2(a)-(d) は，上式 (1) ~ (3) から求めた光パワーおよび光エネルギーである．ゲート共振器とストレージ共振器の共振波長を一致させた状態で光子を入力する (I)．光がゲート共振器を通り，ストレージ共振器に入った段階で，ゲート共振器の共振波長をシフトさせることでストレージ共振器に光を閉じ込める (II)．共振波長のシフトは光カー効果やキャリアプラズマ効果により制御する．任意の時間で共振波長を再度一致させ，ストレージ共振器に保存された光子を放出する (III)．各共振器の Q 値は， $Q_1 = 1.0 \times 10^6$, $Q_2 = 1.0 \times 10^8$ とした．シミュレーションの結果より効率は 64% であり，集積型の光スイッチ (効率 31%) に比べて低損失な可変遅延が可能である．しかし，共振器の帯域幅の影響により，入力漏れによる光の分岐が生じてしまうことが課題となっている．

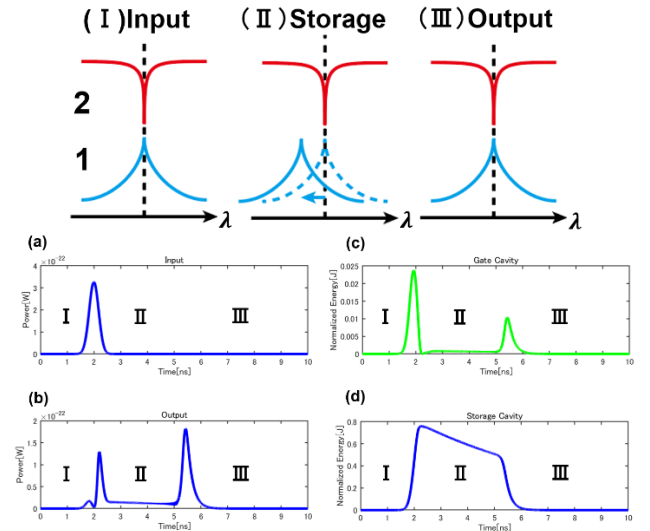


図 2: (上) ゲート共振器とストレージ共振器の共振波長．(下) 結合共振器系の可変遅延シミュレーション．(a)(b); 入力及び出力光パワー．(c)(d); ゲート及びストレージ共振器内光エネルギー．

3. 時空間多重化伝令付き単一光子光源

図 3 に伝令付き単一光子光源の時空間多重化および空間多重化を併用した確率計算モデルを示す。まず、SPDC による k 個の量子もつれ光子対が確率 $G(k)$ で生成する。次に、 k 個の内 1 個の光子のみが検出された場合（確率 $D(1|k)$ ）のみ単一光子として使用する。 k 個の光子は遅延線の透過確率 $T(M|j, k)$ を経験して、そのうち M 個の光子が放出される。

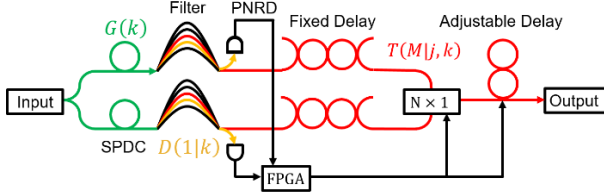


図 3：時空間多重化光源の確率計算モデル。

$$G(k) = \frac{\mu^k}{(1 + \mu)^{k+1}} \quad (4)$$

$$D(1|k) = \sum_{l=1}^k \eta_t^l (1 - \eta_t)^{k-l} \binom{k}{l} \left(\frac{1}{d}\right)^{l-1} \quad (5)$$

$$T(M|j, k) = (t_i t_{DL}^{N-j+1}) (1 - t_i t_{DL}^{N-j+1})^{k-M} \binom{k}{M} \quad (6)$$

ただし、 μ は平均光子数、 k は生成光子対数、 d は光子数分解能、 η_t は検出効率、 t_i は固定遅延損失、 t_{DL} は可変遅延 1 周当たりの損失、 j は時間ビン番号、 M は出力光子数。

時間多重化は周期的な N 個の光パルスのうち光子対が生成されたパルスを選択的に抽出して放出する方式である。 j 番目の時間ビンで光子対が生成した場合、 $N - j + 1$ 回だけ遅延をかけてから光子を放出する可変遅延線が必要となる。空間多重化は並列した S 個の光源のうち光子対が生成された光源を選択的に抽出して放出する方式である。光源を切り替えるための光スイッチが必要となる。上式(4)-(6)を用いて求めた時空間多重化による光子の予告確率および単一光子放出確率を図 4 に示す。

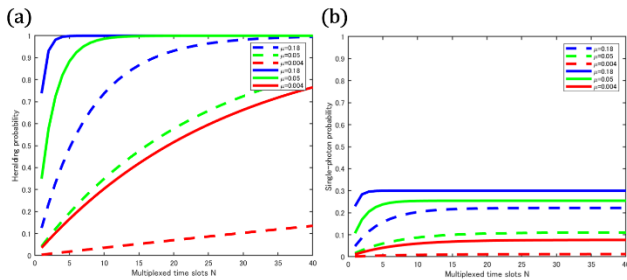


図 4：破線；時間多重化($N = 1 \sim 40$)。実線；時空間多重化($S = 10$)。青；($\mu = 0.18$) 緑；($\mu = 0.05$) 赤；($\mu = 0.004$) (a); 光子の予告確率。 (b); 単一光子放出確率。

時間多重度が増加するにつれて、予告確率はほぼ 1 に漸近するが、単一光子放出確率は遅延線の損失による上限が存在する。これは主に生成した光子対の片方を検出し、信号に基づいて制御するまでの時間を稼ぐ固定遅延線の損失によるものである。集積型の固定遅延線は最も低損失なもので 0.037dB/m であり[3]、光ファイバの約 2600 倍の損失である。

4. 単一光子の品質評価

単一光子光源はただ単一光子の放出確率を上げるだけではなく、同時に多光子の放出確率を抑制する必要がある。単一光子の品質評価として忠実度 F_h と規格化二次相関関数 $g^2(0)$ を指標として用いた。

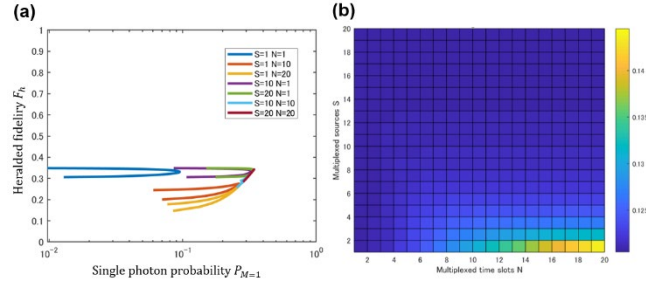


図 5：(a) 時空間多重度の変化による忠実度と単一光子放出確率の変化 (b) 時空間多重度の変化による規格化二次相関関数 $g^2(0)$ の変化。

$$F_h = \frac{P_{M=1}}{P_H} \left(\begin{array}{l} P_{M=1}: \text{単一光子放出確率} \\ P_H: \text{予告確率} \end{array} \right) \quad (7)$$

$$g^{(2)} = \frac{\langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = \frac{\sum_{M=0}^{\infty} P_M M(M-1)}{\sum_{M=0}^{\infty} P_M M} \quad (8)$$

図 5(a) より、空間多重化は忠実度を下げることなく、単一光子放出確率を上げることが出来るのに対し、時間多重化は忠実度が低下することが分かる。図 5(b) より、 $g^2(0)$ が低いことから多光子放出の抑制が来ていることが分かる。2つの指標を総合して考えると、忠実度と $g^2(0)$ のどちらも低いことから、放出される光子の状態は単一光子状態 $|1\rangle$ と真空状態 $|0\rangle$ の割合が多いことが分かる。固定遅延線の損失が大きいため、真空状態が生成される確率が高くなってしまっている。この忠実度の低さは非古典的光源ではない微弱コヒーレント光でも達成できてしまう値であり、固定遅延線の低損失化が望まれる。

5. 結論及び今後の展望

結合共振器系の結合 Q 値を動的に変調することで、低損失な集積型の光子の可変遅延線として用いることが出来ることをシミュレーションで実証した。時空間多重化した伝令付き単一光子光源の確率計算モデルを構築し、可変遅延線のシミュレーションで得られた値を用いることで、集積型の伝令付き単一光子光源で達成できる性能を評価した。

今後の展望として、実験的に単一光子状態の可変遅延線動作の実証を目指す。この可変遅延線は非古典の状態の量子メモリとして応用でき、光子を用いた量子情報技術に重要な要素になると考えられる。

参考文献

- [1] F. Kaneda, P. G. Kwiat, Sci. Adv. **5**, eaaw8586 (2019)
- [2] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, Sci Rep **7** 10688 (2017).
- [3] H. Lee, T. Chen, J. Li, O. Painter and K. J. Vahala, Nat. Commun. **3**, 867 (2012)

微小光共振器を用いた 水素ガスセンサーに関する研究

間宮涼介(B4)

水素ガスは、最も有望な洗浄エネルギー源の1つであり、水素センサーの需要が高まっている。本研究では、微小光共振器を用いた熱伝導率水素センサーの開発のために、5つのモデルの熱解析を行い、性能を比較した。計算によって、シリコン 1DPhC 共振器が最も感度が高く、高濃度 (~100%) で最低 8.23%、低濃度(0%~)では最高 2.36% の濃度変化を検出できることが分かった。

キーワード：微小光共振器、水素ガスセンサー

1. 背景

水素ガスは、燃焼効率が強く環境を汚染しないため、最も有望な洗浄エネルギー源の1つである。水素は無色、無臭で、濃度が大気中の4%を超えると爆発する危険性があるため、実用的な応用には危険性が高い。そのため、高感度水素センサーの実現が急務となっている。

これまで、様々な水素ガスセンサー [1]や、微小光共振器を用いたセンサー [2]の研究が行われてきた。微小光共振器を用いた温度センサー [3]は実用化されているが、微小共振器を用いたガスセンサーは実用化には至っていない。

本研究では、温度センサーの原理によって、微小光共振器を用いた水素ガスセンサーの実用化を目指す。そのために5つの微小光共振器（シリカトロイド共振器、シリコン 1DPhC 共振器、シリコン 2DPhC 共振器、シリカ 1DPhC 共振器、ポリスチレン微小球共振器）のモデルを作成し、熱解析を行うことで水素ガスセンサーに最も適したものを示した。また、最も適したセンサーの感度を概算した。

2. 原理

本研究では、空気に対する水素ガスの熱伝導率の高さを利用してセンシングする。光共振器が共振した際の光吸収による発熱が共振器の温度上昇を引き起こす。この時、共振波長がシフトする。水素ガス濃度が高ければ、熱は共振器から周囲のガスに放散し、共振器の温度上昇および共振波長シフトが小さくなる。この共振波長シフトの大小で水素濃度をセンシングする。

シリカの光吸収による発熱は以下の式で表される。

$$q_{in} = I\eta \frac{Q}{Q_{abs}} = \frac{\alpha_{abs}\lambda}{2\pi n} P_{in}\eta Q \quad (1)$$

η は結合効率、 α_{abs} は吸収係数、 λ は共振波長、 P_{in} は入射パワーである。シリコンの発熱は二光子吸収によっておこり、以下の式で表される。

$$E_g \frac{N}{\tau_c} = \left(-\frac{\pi}{Q\lambda} \sqrt{\frac{nV_{eff}}{\beta}} + \sqrt{\frac{\pi^2 nV_{eff}}{Q^2 \lambda^2 \beta} + P_{in}} \right)^2 \quad (2)$$

V_{eff} は共振器の体積、 β は二光子吸収係数である。

発熱量を計算したのち、COMSOL を用いて共振器の温度変化をシミュレーションした。

温度変化による共振波長シフトは以下の式で表される。

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \Delta T(t) \quad (1)$$

$\frac{dn}{dT}$ は TO 係数である。

共振波長の線幅に対してどれだけ共振波長がシフトしたのかによって感度が決まるため、(3)式を線幅 $\delta\lambda$ で割った値を用いてセンサー感度を概算した。

$$\Delta\lambda' = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (4)$$

3. シミュレーション

光共振器の熱解析のシミュレーションを、COMSOL Multiphysics を用いて行った。まず、それぞれの材料で微小光共振器モデルを作成した(図 1)。次にこれらのモデルの周囲に 300K、空気と水素の混合気体を設定し、水素濃度を 0~100%まで変更し、一定の熱を与えた時の温度変化を観測した(図 2)。

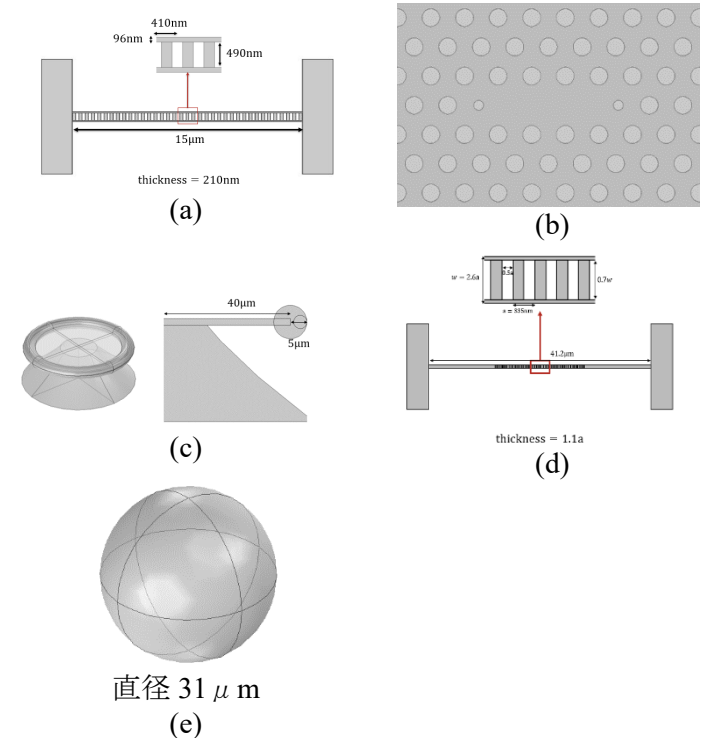


図 1. 各モデル(a) シリコン 1DPhC 共振器, (b) シリコン 2DPhC 共振器, (c) シリカトロイド共振器, (d)シリカ 1DPhC 共振器, (e)ポリスチレン微小球共振器

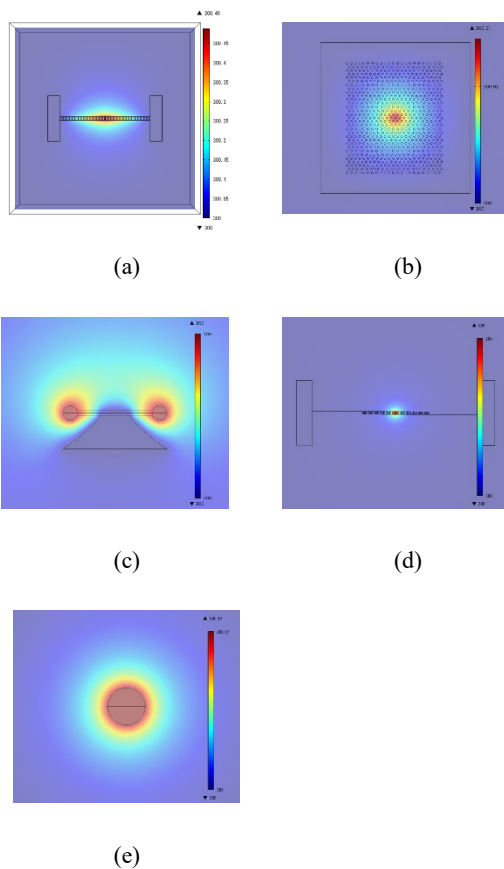


図2.熱を与えた時のモデルの温度分布(空気 100%)(a) シリコン 1DPhC 共振器, (b) シリコン 2DPhC 共振器, (c) シリカトロイド共振器, (d)シリカ 1DPhC 共振器, (e)ポリスチレン微小球共振器

4. 結果

シミュレーションによって得られた、水素濃度に対する、線幅で規格化したモデル毎の共振波長シフトを図3(a)に示す。グラフからわかるように、1次元シリコンPhC共振器が他のモデルと比較して10倍以上大きなセンサー感度を持つ。これは、共振器体積が小さいこと、シリコンの発熱量が大きいこと、TO係数が大きいことなどが要因であると考えられる。

次に、最もセンサー感度が高かった1次元シリコンPhC共振器の感度を概算するために、水素濃度に対する線幅で規格化した共振波長シフトを図3(b)に示す。グラフを見ると、低濃度の時が最も傾きが大きく（感度が高く）、高濃度になるにつれ傾きが小さく（感度が低く）なっていることが分かる。半値半幅（半値全幅の1/2）の波長シフトを検出可能と仮定 [4]すると、100%付近で8.23%の感度を示し、低濃度では0%付近で2.36%の感度を示す。低濃度での水素の爆発限界(空気中で4%)を考慮すると低濃度下で使用するのは困難であると考えられる。高濃度でも一定の検出が可能であるため、水素燃料電池など水素を用いたシステムのある程度限られた範囲の水素濃度の監視や制御に使用することが考えられる。

センサー感度は共振器のQ値や波長シフトの検出精度の向上によってよりよくなるため、光共振器制作技術が向上すれば感度がさらに上がることが考え

られる。

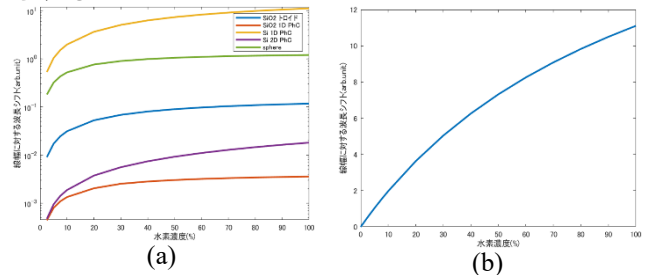


図3.(a)水素濃度に対する、線幅で規格化した共振波長シフト量の比較 (方対数グラフ) (b)1次元シリコンPhC共振器の、水素濃度に対する線幅で規格化した共振波長シフト

5. まとめ

微小光共振器を用いた熱伝導率水素センサーの開発のために、シリカトロイド共振器、シリカ 1DPhC 共振器、シリコン 1DPhC 共振器、シリコン 2DPhC 共振器、ポリスチレン微小球共振器の5つのモデルの熱解析を行い、性能を比較した。

計算によって、シリコン 1DPhC 共振器が最も感度が高く、高濃度で最低 8.23%、低濃度では最高 2.36%の濃度変化を検出できることが分かった。

シリコン 1DPhC 共振器は爆発危険性が無く、酸素が無くても作動することができ、検出範囲が広いという長所を持ち、感度が最高 2.36%とあまり高いことから、爆発濃度(〜4%)での使用ではなく、水素燃料電池などの水素濃度が高い水素システム内での使用に適していると考えられる。

また、実用化に向けて、微小光共振器はその感度の高さ故様々なノイズの影響を受けやすいという課題があるが、それらを解決することができれば、小型、安価、省エネルギーな水素センサーを作ることができると考える。

引用文献

- [1] L. B.-B. B. T. Hübert, "Hydrogen sensors – A review," Elsevier, 2011.
- [2] J. D. S. a. F. V. Matthew R. Foreman, "Whispering gallery mode sensors," Advances in Optics and Photonics Vol. 7, Issue 2, pp. 168-240, 2015.
- [3] W. C. G. Z. Y. L. C. L. & L. Y. Xiangyi Xu, "Wireless whispering-gallery-mode sensor for thermal sensing and aerial mapping," Light: Science & Applications volume 7, Article number: 62, 2018.
- [4] P. L. Z. H. a. R. B. Nebiyu A. Yebo, "An integrated optic ethanol vapor sensor based on a silicon-on-insulator microring resonator coated with a porous ZnO film," Optics Express Vol. 18, Issue 11, pp. 11859-11866, 2010.

波長変換技術によるフォトニック結晶分光器の低コスト化

菅野凌(B4) 遊部航希(M1)

チャープ構造になっているフォトニック結晶導波路は波長によって透過率が異なるため、漏れ出た局在光を検出することで分光器として用いることが可能だ。通信波長帯の光を IR カメラにて撮影することは高コストになり産業化での問題点となることが予想される。本研究では、通信波長帯の光をアップコンバージョンを用いて可視光に変換することで検出器の低コスト化を目標に行った。

キーワード：フォトニック結晶、分光器、アップコンバージョン

1. 背景

フォトニック結晶を用いた分光器は従来の回折格子やプリズム[1]を用いた分光器に比べて、小型で高分解能の両立が可能であるため優れている。フォトニック結晶を用いた分光器の先行研究[2][3]も多数あるが、その中でも導波路中で導波路幅が変化するチャープ構造の導波路はナノ構造体の問題である製造誤差に強く非常に実用的である。実用化の際には通信に用いられている 1550 nm 付近の近赤外光を分光する必要がある。しかし近赤外光を検出できる IR カメラは非常に高価という問題点がある。

本研究では波長変換技術のアップコンバージョンを用いて、通信波長帯の光を可視光に変換することで低コスト化を実現する。アップコンバージョンを行うことができる素子は複数候補が存在するが、どれも変換効率が悪い。そのため、フォトニック結晶を保護している上部のシリカクラッド層を剥がして直接塗り、スローライト効果と光の局在による物質と光の相互作用を強めることで、変換効率の向上を図った。またチャープ導波路ではアップコンバージョンによる可視光を検出できなかったため、導波路幅が変化しない 1 セクション導波路にも観測を行った。

2. 原理

本研究は入射する光によって異なる部分から局在光が漏れ出ることによって分光機構となっているフォトニック結晶のチャープ導波路とその漏れ出た光を可視光に変換するアップコンバージョンの 2 つによって構成されている。

まずチャープ構造を用いた分光構造について説明する。チャープ構造とは図 1(a)のように導波路構造内で導波路幅が周期的に小さくなる構造である。導波路幅が小さくなることで、バンドギャップが短波長側にシフトする。長波長の光はバンドギャップを越えるエネルギーをほとんど持たないため、透過できなくなる。よって図 1(b)のように導波路幅が小さくなるほど短波長側にモードギャップの位置が変化し、長波長の光は透過できなくなっている。透過出来なくなった光はスラブ導波路の上下層から漏れ出てくる。チャープ構造は導波路内で導波路幅が変化するため、光の漏れ出てくる位置で光の波長を同定することが可能である。

続いてアップコンバージョンについて説明する。アップコンバージョンはエネルギー準位の低い長波長の光をエネルギー準位の高い短波長に変換する技術で、太陽光発電の効率化や生体イメージングの分野にて活躍している。発生するメカニズムが異なっているため高次高調波発生とは異なっている。

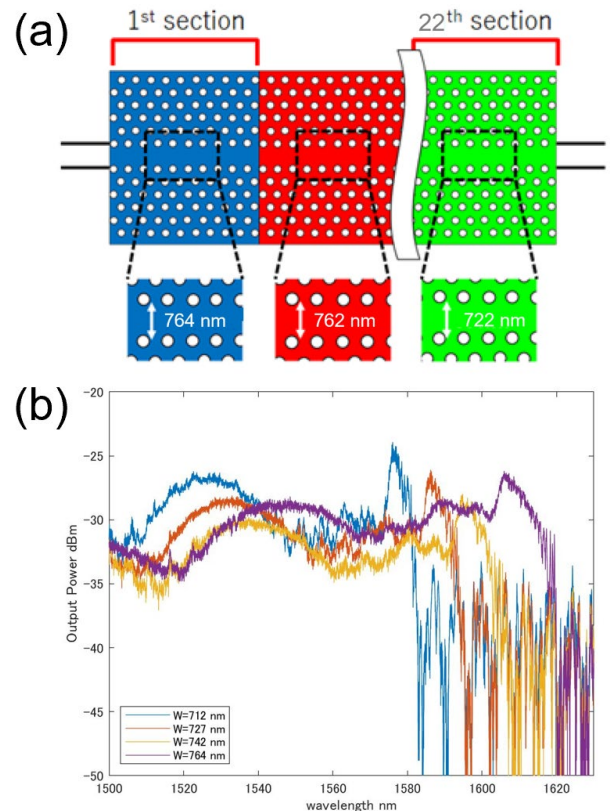


図 1 (a) : チャープ導波路の概要図。セクションごとに周期的に導波路幅が変化しており、右側ほど導波路幅が小さくなっている。なお光は左側から入射し導波路を透過する。(b): 上層にシリカクラッド層がある場合の 1 セクション導波路での導波路幅ごとの出力パワー。

3. アップコンバージョン素子のコーティング

近赤外光の分光を行うにあたり高価な IR カメラを用いることは高コストである。本研究ではアップコンバージョンによる波長変換を行う手法として、Er を用いて近赤外光を可視光に変換する方法を行った。しかし前述したようにアップコンバージョンは変換効率が良くないという短所が存在するため、補う方法としてフォトニック結晶のあるシリコン層を保護

しているシリカクラッド層を剥ぎエアブリッジ構造にした後 Er を入れたシリカクラッド層をゾルゲル法にて作成した。

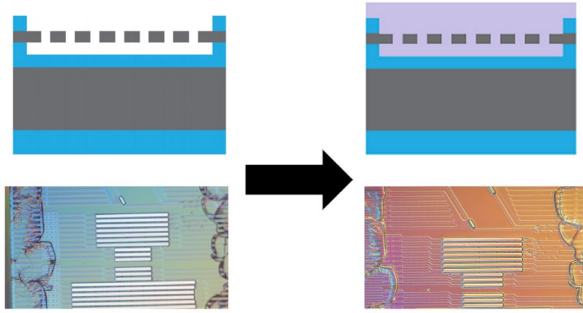


図 2: エアブリッジ構造のフォトニック結晶チップにゾルゲル法にてアップコンバージョン素子のコーティングを行った断面の模式図(上図)と顕微鏡画像(下図)。

シリカクラッド層を抜く際にチップの側面にある入射する光を集光するスポットサイズコンバータを保護するため、フォトレジストをスピコート後露光し、エッチングすることでフォトニック結晶があるシリコン層だけ残すエアブリッジ構造を制作した。エアブリッジ構造にしたフォトニック結晶チップに Er を添加して作製したゾルゲル溶液をエタノール雰囲気下でスピコートを 6000 rpm の速さにて行った。その後拡散炉にて 500℃ で乾燥させた。

4. コーティング後の導波路から漏れ出た局在光

Er によってチャープ構造のフォトニック結晶導波路から漏れ出た局在光を IR カメラ及び CMOS カメラを用いて写真を撮影した。CMOS カメラはアップコンバージョンされた可視光を撮影するために用いた。

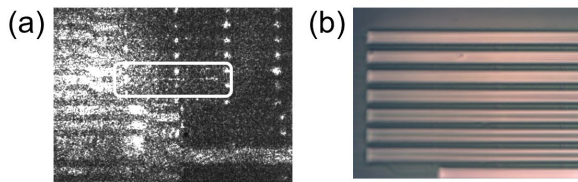


図 3(a): IR カメラで撮影したチャープ導波路の画像。(b):同様の構図で CMOS カメラを用いて光をアンプで増幅した画像。

図 3(a)より白枠にて囲まれている内部にて直線状に光が漏れ出ていることから導波路内にきちんと光が入射していることが確認できる。しかし(b)より CMOS カメラにて光は確認できていない。背景光を消したが観測できなかった。このようにチャープ構造では IR カメラにて局在光の観測を行えたが、可視光の観測は行えなかった。これはチャープ構造の場合異なる場所から局在光が漏れ出るため、一つのセクションあたりから漏れ出る光量が小さいことが推察できる。そのため可視光の観測ができなかったと考えられる。

よってチャープ構造ではない 1 セクションのみの導波路にて再度アップコンバージョン光の撮影を試みた。波長はスローライト効果が最も顕著になるモードギャップ付近の 1591.1 nm の光を用いて画像を

得た。図 4(a)より近赤外光の局在光は確認できた。しかし図 4(b)よりチャープ導波路と同様に可視光の観測は行えなかった。

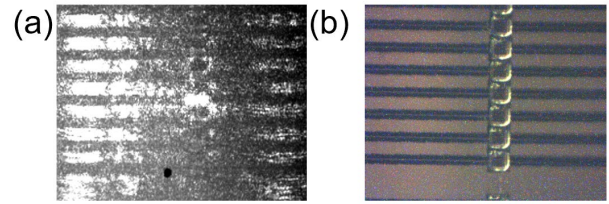


図 4 (a): IR カメラを用いて得た 0 dBm の光を入れた際の画像。(b):CMOS カメラを用いて得たアンプで増幅した 30 dBm の光を入れた際の画像。

5. 検証

可視光の局在光が観測できなかったことから、シリカクラッド層がきちんと形成されているか確かめる必要がある。そのため図 5(a)のようにシリカクラッド層を剥ぐ前後とコーティング後のモードギャップ位置の比較を行った。コーティング後のモードギャップの位置がシリカクラッド層の前と後の間にあることから Er 入りのシリカクラッド層がきちんとコーティングできていることが分かる。また Er 入りのシリカクラッド層の膜厚を求めるため、シミュレーションにて図 5(b)のようなモデルを作成し、図 5(c)のようなバンドギャップ図を作成した。シリカクラッド層の膜厚は 100~300 nm であることがシミュレーション結果から予想できた。これは本研究室にて得ている経験値と一致している。これによりフォトニック結晶導波路の上に十分な Er があったことが推察できる。

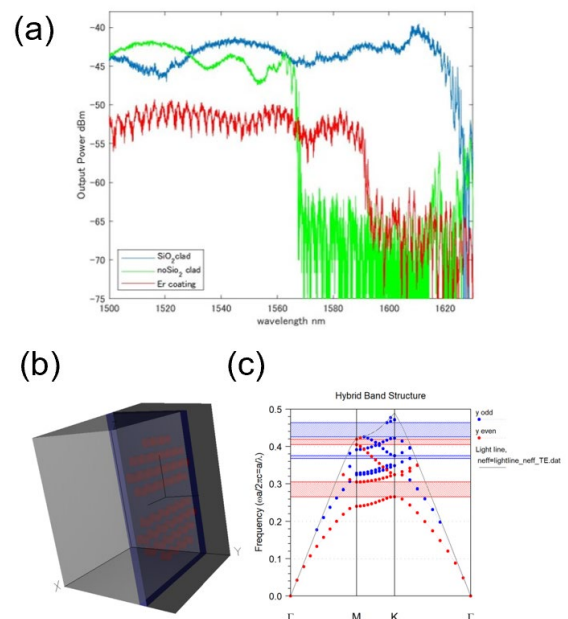


図 5 (a):シリカクラッド層を剥ぐ前後とコーティング後の出力パワー。(b):シミュレーションにてバンドギャップを求めるために作製したフォトニック結晶チップのモデル。青色がシリコン層で、赤色が円孔、黒色がシリカクラッド層である。(c):(b)のバンドギャップ図

6. まとめ

エアブリッジ構造にした後に Er を添加したシリカクラッド層を作成することで、光の検出を可視光に行う低コスト化を目標に研究を行った。通信波長帯の局在光は確認できたが、可視光は観測できなかったことからシリカクラッド層の膜厚を求める検証を行ったが、十分な膜厚があることが分かった。よって膜厚の問題とは考えづらいことからアップコンバージョン素子の再考が必要である。

参考文献

- [1] C. Behrens, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, H. Loos, and J. Loos, *DIPAC* **38** 386 (2011).
- [2] J. Upham, B. Gao, L. O’Faolain, Z. Shi, S. Schulz, and R. Boyd, *Opt. Lett* **43** 4981-4984 (2018)
- [3] Z. Wang, S. Yi, A. Chen, M. Zhou, T. Luk, *et al.* *Nature Communication* **10** 1020 (2019)

資料の部

論文・会議発表

(2020 年 4 月~2021 年 3 月)

【論文発表】

- [1] 田邊孝純, 「微小光共振器を用いた光周波数光源開発」, フォトニクスニュース, Vol. 6, No. 3, pp. 76-80 (2020). (解説記事)
- [2] 田邊孝純, 藤井瞬, 和田幸四郎, 柿沼康弘, 「微小光共振器を用いた光周波数コム」電子情報通信学会誌, Vol. 103, No. 11, pp. 1105-1112 (2020). (解説記事)
- [3] S. Fujii and T. Tanabe, “Dispersion engineering and measurement of whispering gallery mode microresonator for Kerr frequency comb generation,” Nanophotonics, Vol. 9, No. 5, pp. 1087-1104 (2020). (review paper).
- [4] S. Fujii, Y. Hayama, K. Imamura, H. Kumazaki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “All-precision-machining fabrication of ultrahigh-Q crystalline optical microresonators,” Optica, Vol. 7, No. 6, pp. 694-701 (2020). [arXiv:2004.09026v1 (2020)].
- [5] K. Kato, T. Takagi, T. Tanabe, S. Moriyama, Y. Morita, and H. Maki, “Manipulation of phase slips in carbon-nanotube-templated niobium-nitride superconducting nanowires under microwave radiation,” Sci. Rep., Vol. 10, 14278 (2020).

【国際会議発表】

- [1] K. Wada, S. Fujii, H. Kumazaki, T. Ohtsuka, S. Sota, S. Kawanishi, Y. Hashimoto, Y. Kobayashi, T. Araki, and T. Tanabe, “Kerr frequency comb aligned with ITU-T grid for DWDM telecom applications in crystalline microresonators,” The 9th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS2020), ALPSp-27, online, Apr. 20-23 (2020).
- [2] K. Nagashima, R. Ishida, R. Imamura, S. Fujii, S. Y. Set, S. Yamashita, and T. Tanabe, “Saturable absorption of CNT/PDMS coated high-Q microcavity,” The 9th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS2020), ALPS9-03, online, Apr. 20-23 (2020).
- [3] S. Sota, S. Fujii, H. Kumazaki, T. Ohtsuka, R. Suzuki, and T. Tanabe, “Study on broadband Raman comb generation in silica rod microresonators,” The 9th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS2020), ALPS1-02, online, Apr. 20-23 (2020).
- [4] J. Hofs, T. Kodama, S. Jin, and T. Tanabe, “Breaking the Fabrication Determined Resolution Limit of Photonic Crystal Wavemeter by Machine Learning,” CLEO:2020, SF1J.4, online, May 10-15 (2020).
- [5] T. Ohtsuka, S. Fujii, H. Kumazaki, K. Wada, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Generation of Kerr frequency comb aligned with ITU-T DWDM grid for telecom applications,” JTh2A.163, online, May 10-15 (2020) (e-poster presentation).
- [6] K. Wada, S. Fujii, H. Kumazaki, T. Ohtsuka, S. Sota, S. Kawanishi, and T. Tanabe, “Efficient Kerr comb

generation aligned with ITU-T grid for DWDM telecom applications,” CLEO:2020, JW2A.159, online, May 10-15 (2020) (e-poster presentation).

- [7] T. Kodama, J. Hofs, S. Jin, and T. Tanabe, “High-resolution Spectrometer with Random Photonic Crystals,” CLEO:2020, FM2R.4, San Jose, May 10-15 (2020).
- [8] K. Yube, H. Kumazaki, Y. Zhuang, S. Fujii, R. Imamura, R. Ishida, and T. Tanabe, “Coupling of Whispering Gallery Mode with Silicon Photonic Crystal,” CLEO:2020, SM1J.4, online, May 10-15 (2020).
- [9] S. Fujii, Y. Hayama, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Dispersion controlled crystalline high-Q microresonator for broad bandwidth optical parametric oscillation and soliton generation,” Optics & Photonics Japan 2021 (OPJ2021) OSJ-OSA-OSK Joint Symposia on Optics, 15aBJ1, online, Nov 14-15 (2020).
- [10] S. Fujii, K. Wada, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Fabrication of dispersion engineered ultrahigh-Q crystalline optical microresonator for broad-bandwidth optical parametric oscillation,” SPIE Photonics West 2021, 11672-6, Online, Feb 6-11 (2021). (invited)

【国内会議発表】

- [1] 田邊孝純, 「マイクロ共振器周波数コム」 第 3 回超高速光エレクトロニクス研究会(UFO), オンライン開催, 令和 2 年 9 月 3 日. (招待講演)
- [2] 大塚民貴, 藤井瞬, 熊崎基, 和田幸四郎, 古澤健太郎, 関根徳彦, 田邊孝純, 「光通信用光源としての ITU-DWDM に合わせたマイクロコムの生成」 第 81 回応用物理学会秋季学術講演会, 9p-Z19-2, オンライン開催, 令和 2 年 9 月 8 日~11 日.
- [3] 藤井瞬, 田中脩矢, 葉山優花, 柿沼康弘, 田邊 孝純, 「高 Q 値単結晶微小光共振器を用いた広帯域光パラメトリック発振の観測」 第 81 回応用物理学会秋季学術講演会, 10p-Z19-3, オンライン開催, 令和 2 年 9 月 8 日~11 日.
- [4] 藤井瞬, 葉山優花, 熊崎基, 和田幸四郎, 柿沼康弘, 田邊 孝純, 「超精密機械加工による高 Q 値単結晶微小光共振器の作製」 第 81 回応用物理学会秋季学術講演会, 10p-Z19-2, オンライン開催, 令和 2 年 9 月 8 日~11 日. (注目講演)
- [5] T. Tanabe, S. Fujii, and Y. Kakinuma “Dispersion engineering for microresonator frequency comb generation,” 第 81 回応用物理学会秋季学術講演会(JSAP-OSA Joint Symposia 2020), Sep 8-11 (2020). (invited).
- [6] 田邊孝純, 「多波長光源に向けた微小光共振器による光周波数コム」 第 156 回微小光学研究会, オンライン開催, 令和 2 年 10 月 14 日. (招待講演)
- [7] 和田 幸四郎, 藤井瞬, 熊崎基, 大塚民貴, 木暮蒼真, 曾田昇汰, 川西悟基, 橋本洋輔, 小林雄太, 荒木智宏, 田邊孝純, 「フッ化マグネシウム微小光共振器を用いた散逸性カーソリトンの安定化」 レーザー学会学術講演会第 41 会年次大会, E02-18p-V-04, オンライン開催, 令和 3 年 1 月 18 日~20 日.
- [8] 中島綾太, 長島圭吾, 藤井瞬, 今村陸, 田邊孝純, 「レート方程式を用いた Er 添加微小光共振器の過渡解析」 レーザー学会学術講演会第 41 会年次大会, E03-20a-VI-03, オンライン開催, 令和 3 年 1 月 18 日~20 日.
- [9] 半田浩一郎, 曾田昇汰, 古澤健太郎, 青木画奈, 関根徳彦, 柳澤亮人, 石田悟己, 野村政宏, 岩本敏, 田邊孝純, 「Hot-wire CVD 法による厚膜 SiN を用いた低損失リング共振器作製」 第 68 回応用物理学

会春季学術講演会, 19a-Z05-8, オンライン開催, 令和 3 年 3 月 16 日～19 日.

- [10] 木暮蒼真, 大塚民貴, 藤井瞬, 熊崎基, 和田幸四郎, 橋本洋輔, 小林雄太, 荒木智宏, 古澤健太郎, 関根徳彦, 田邊孝純, 「光伝送応用へ向けたマイクロコムの雑音特性の評価」第 68 回応用物理学会春季学術講演会, 16p-Z10-16, オンライン開催, 令和 3 年 3 月 16 日～19 日.
- [11] 今村陸, 長島圭吾, 藤井瞬, 熊崎基, 田邊孝純, 「コーティング法による Er 添加トロイド微小光共振器の作製」第 68 回応用物理学会春季学術講演会, 19p-Z06-7, オンライン開催, 令和 3 年 3 月 16 日～19 日.
- [12] 中島綾太, 藤井瞬, 今村陸, 長島圭吾, 田邊孝純, 「可飽和吸収体を用いたマルチソリトン生成に関する数値解析」第 68 回応用物理学会春季学術講演会, 19p-Z06-6, オンライン開催, 令和 3 年 3 月 16 日～19 日.
- [13] 藤井瞬, 葉山優花, 熊崎基, 和田幸四郎, 柿沼康弘, 田邊孝純, 「マイクロ周波数コム応用へ向けた超精密機械加工技術の展開」第 68 回応用物理学会春季学術講演会, 19p-Z06-1, オンライン開催, 令和 3 年 3 月 16 日～19 日. (講演奨励賞受賞記念講演)

【受賞など】

- [1] 2020 年 4 月 The 9th Advanced Laser and Photon Sources, The Best Student Oral Paper Award, Keigo Nagashima
- [2] 2020 年 4 月 The 9th Advanced Laser and Photon Sources, The Best Student Oral Paper Award, Shota Sota
- [3] 2020 年 5 月 レーザー学会東京支部研究会 ポスター発表最優秀賞 半田浩一郎
- [4] 2020 年 11 月 第 49 回応用物理学会講演奨励賞 藤井 瞬
- [5] 2020 年 11 月 第 11 回(令和 2(2020)年度)日本学術振興会育志賞 藤井 瞬

学位論文題目

博士論文

Shun Fujii, Dispersion engineering of high- Q optical microresonators for frequency comb generation

修士論文

Jocelyn Jacques Hofs L., “Light Frequency Detection in a Chirped Photonic Crystal Waveguide Spectrometer Using Deep Learning” (2020 September)

今村陸「高利得 Er 添加微小光共振器の作製と光学特性」

大塚 民貴「シリコンナイトライド微小光共振器を用いたマイクロコムが発生と伝送応用に向けた取り組み」

半田 浩一郎

「低温条件下で堆積させた窒化シリコンを用いた低損失微小光共振器の作製に向けた研究」

卒業論文

間宮涼介「微小光共振器を用いた水素ガスセンサーに関する研究」

菅原漱人「ラマンコムを用いた伝送の研究」

菅野凌「可視光検出器を用いた通信波長帯」

中島綾太「可飽和吸収を有する微小光共振器でのソリトンパルス形成に関する研究」

小暮蒼真「SiN リング共振器におけるソリトンコム発生とその制御」