

論文要旨

微小共振器を用いた光周波数コムは従来の光周波数コムと比較して省エネルギー省スペース化が可能である点から通信や測距など様々な応用が期待されているが、応用の為には光周波数コムとしての安定性が非常に重要である。誘導ラマン散乱による光周波数コムであるラマンコムは誘導ラマン散乱がラマンアンプなどですでに実用されていることから安定した光周波数コムであることが期待される。実際に、結晶材料を用いた共振器上での位相同期や、シリカ材料において4光波混合と相互位相変調によって安定なラマンコムが生成できることが報告されている。しかし、シリカ材料によるラマンコムの単体での安定性については未だ報告が少なくより詳細な調査が求められる。また、ラマンコムを用いた応用についてもあまり報告はなされておらず、実際に応用が可能なのか実証する必要がある。そこで、本研究ではシリカ材料を用いた微小光共振器におけるラマンコムの安定性を評価し、応用として伝送用光源としての利用が可能か伝送特性を測定した。安定性評価の結果シリカ微小光共振器上においてはラマンコムは4光波混合による光周波数コムの1つである Modulation Instability (MI) コムと比較してより安定していることが確認できた。また、安定したラマンコムの縦モード間隔が等間隔ではないことを測定しラマンコムが4光波混合によらず誘導ラマン散乱のみで安定していることを確認した。さらに、ラマンコムでは同時に複数のモードファミリーが発生し1つの共振モードに複数のラマンコムが発生し得ることがわかった。安定性評価に基づき伝送特性の評価を行い、ラマンコムによる伝送特性がレーザと同等であり伝送応用が実際に可能であることを示した。

Thesis Abstract

Evaluation of stability and transmission characteristics of an optical frequency comb by stimulated Raman scattering in a microresonator

An optical frequency comb with a microresonator has been widely used for applications such as communications and ranging. Recently, phase-locked Raman comb, which is an optical frequency comb using stimulated Raman scattering, has been reported, and it is expected to be a stable optical frequency comb since stimulated Raman scattering has already been used in Raman amplifiers. However, there are still few reports about evaluation for a solely stable Raman comb and their applications. In this study, we first measured the intensity stability of a Raman comb using a silica microresonator. As a result, it was confirmed that the Raman comb was more stable than the Modulation Instability (MI) comb, which is one of the optical frequency combs based on four-wave mixing. Next, to investigate the reason for the stability of the Raman comb, I measured the longitudinal mode spacing, and it was confirmed that the Raman comb is stabilized only by stimulated Raman scattering, not by four-wave mixing. Based on these results, I have evaluated the transmission characteristics of a Raman comb as a light source, and it was shown that a Raman comb can be used for transmission.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	光共振器	1
1.2	ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器	3
1.3	光周波数コム	5
1.4	微小共振器における光周波数コム	6
1.4.1	光 Kerr コム	6
1.4.2	ソリトンコム	7
1.4.3	ラマンコム	8
1.4.3.1	誘導ラマン散乱	8
1.4.3.2	ラマンコム	10
1.5	波長分割多重光通信	12
1.5.1	光周波数コムの波長分割多重通信への応用	13
1.6	目的	13
第 2 章	理論	15
2.1	共振器理論	15
2.1.1	平面鏡共振器 [1]	15
2.1.2	WGM 共振器の Q 値	18
2.2	結合モード方程式	19
2.3	非線形光学効果	22
2.3.1	3 次非線形光学効果	22
2.3.1.1	光 Kerr 効果	23
2.3.1.2	4 光波混合	23
2.3.1.3	誘導ラマン散乱	24
第 3 章	安定性評価	27
3.1	安定性評価	27
3.1.1	実験方法	27
3.1.2	実験結果	27
3.2	縦モード間隔測定	31
3.2.1	実験方法	31
3.2.2	実験結果	32
3.3	結論	35
第 4 章	伝送特性評価	37
4.1	伝送用光源としてのラマンコムの特性評価	37
4.1.1	実験セットアップ	37

4.1.2	ラマンコムのパークごとの伝送特性の比較	39
4.1.3	共振器ごとの伝送特性の比較	39
4.2	伝送系に必要な光パワーの検証	41
4.2.1	実験セットアップ	41
4.2.2	実験結果	41
4.3	共振器形状による影響の考察	42
4.4	結論	43
第5章	結論	45

第 1 章 序論

1.1 光共振器

共振 (resonance) は、ある固有周波数をもつ系に外部から振動を与えると、与えられる振動の周波数が系の固有周波数に近づくにつれて系の振動が増幅する現象である。この現象が確認できる系を共振器 (resonator) と呼び、物体の振動に対する共振器としてメトロノームや電気に対しての共振器として LC 回路が挙げられる。光学における共振器は固有周波数に対応する周波数を持つ光を内部に閉じ込め蓄積する働きをする。

光共振器はその形状によって様々に分類することができる。光共振器で最も単純な例は 2 枚の平面鏡を向かい合う向きに設置した平面鏡共振器である。ファブリペロー・エタロン (Fabry-Perot etalon) としても知られるこの共振器では 2 枚の平面鏡の間で光が交互に反射をする。このとき、理想的には平面鏡共振器の共振条件 (平面鏡間の往復光路長が光の波長の整数倍であること) を満たした光のみが閉じ込められ増幅される。この共振条件を満たす光は無数に存在し、この一連の波長群を縦モード (longitudinal mode) と呼ぶ。隣接する縦モードの周波数間隔は自由スペクトル領域 (free spectral range; FSR) と呼ばれ、共振器の特性を表す。現実的には、光線がわずかに傾いていたり反射鏡が完全に平行でない場合は光線が共振器内部から逃げ出してしまい共振器として動作しないため、それらを十分に無視できる程度に小さい共振器のみで平面鏡共振器は用いられる。また、その単純な構造から光共振器の理論を考えるとときに有用である。光共振器理論については次章に記述する。

平面鏡共振器では実現が難しい大きさの光共振器では、前述の平面鏡共振器の欠点を補うために球面鏡共振器を用いることができる。球面鏡共振器では球面鏡の曲率を適切に設定することで共振器のアライメント誤差に対してあまり敏感にならないように設計が可能である。平面鏡共振器は球面鏡共振器のそれぞれの鏡の曲率が 0 である特別な場合である。また、求められる共振器の性能や特性を得るためにより多くの鏡を用いて共振器を設計することもある。実際には、これらの共振器内部に光を外部から入射させたり増幅した光を取り出す必要があるため、1 つもしくは複数の鏡は光の一部を透過させるハーフミラーとなっている。

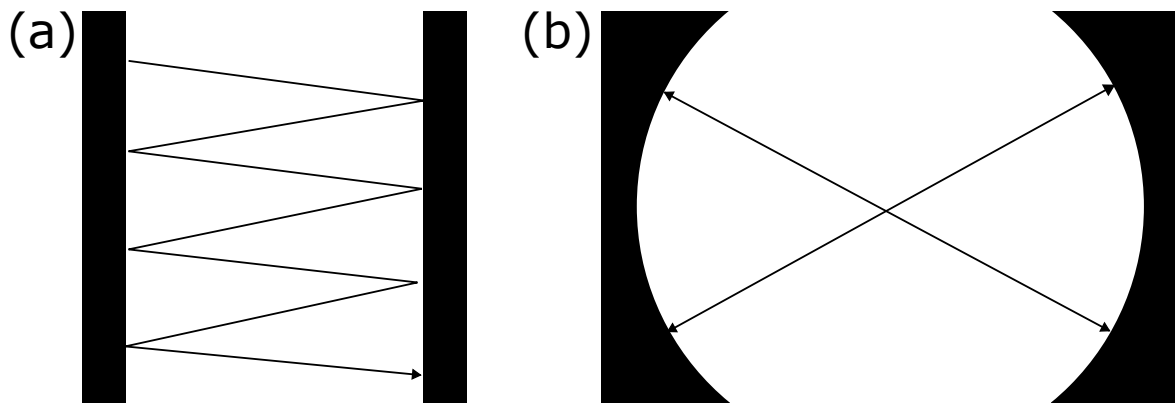


Figure 1.1 (a)Planar-mirror resonator. (b)Spherical-mirror resonator.

ここまでは、鏡を用いた光共振器を紹介したがこれらを用いない光共振器も存在する。代表的な例としてはファイバー共振器が挙げられる。ファイバー共振器はその名の通り光ファイバーをリング状に接続することで共振器を形成している。ファイバー共振器の利点として、上述の空間を用いた共振器とは違い基本的にアラインメントの必要がないことが挙げられる。また、共振器を形成する光ファイバーに添加物を加えることでファイバーの特性を変化させ、求める特性を持つ光共振器を設計することも可能である。

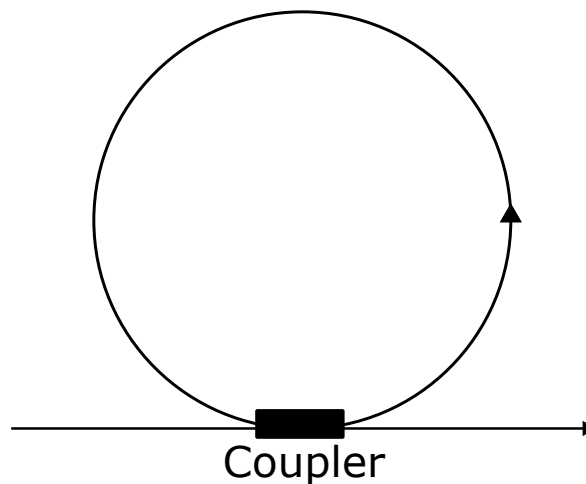


Figure 1.2 Optical-fiber resonator

その他の共振器としてリング型光共振器が挙げられる。このリング型光共振器は共振器部分であるリング型導波路と、そこに光を入出力させるための導波路部分から構成される。リング型共振器の例として、後述するウィスパリングギャラリーモード (whispering gallery mode; WGM) 共振器がある。

1.2 ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器

ウィスパリングギャラリー (ささやきの回廊) は円状の建築物内において、音が壁伝いに伝搬し反対側まで響くような現象およびそのような建物のことである。1912年にイギリスの物理学者 Lord Rayleigh (1843 – 1919) によって発見されたこの現象はセント・ポール大聖堂や神戸国際会館の円形庭園などの建造物で観測することができる。これは、ある部分での音が壁によって反射することを繰り返すことによって発生する。円構造の半径を R とすると、この現象は (1.1) 式で表される波長 λ を満たす音波に生じる。

$$2\pi R = \lambda l \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.1)$$



Figure 1.3 The example of the whispering gallery. "St Paul's Cathedral - The Whispering Gallery" by JackPeasePhotography is licensed under CC BY 2.0.

光でも円形の構造内部での全反射によって同様の現象を確認することができる。このように、ウィスパリングギャラリーモードを用いて光を閉じ込める光共振器をウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器と呼ぶ。WGM 共振器は音波と同じように (1.1) 式を満たす光共振器として動作し、屈折率 n の材料を用いた場合の WGM 共振器の FSR は次の式であらわされる。

$$\text{FSR} = \frac{c}{2\pi R n} \quad (1.2)$$

1.2 ウィスパリングギャラリモード (WGM) 共振器

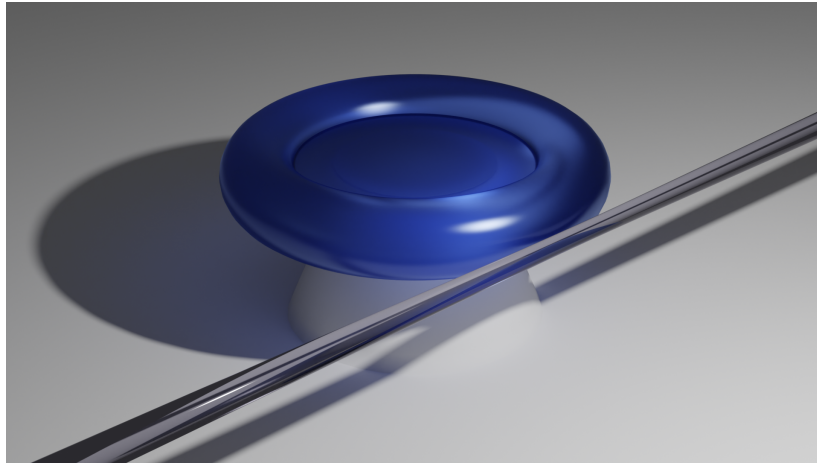


Figure 1.4 WGM microresonator

共振器の重要な特性の 1 つに損失の小ささがあり、この性能を示す指標として Q 値というものがある。WGM 共振器は一般的に高い Q 値を示すことが知られている。さらに、WGM 共振器はサイズを小さくすることが比較的容易である。例えば、既存技術である CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) 互換のプロセスを用いることで半径が $10\mu\text{m}$ 程度の共振器を作成することが可能である。このように比較的サイズの小さい共振器を微小共振器 (microresonator) と呼ばれる。これにより、WGM 微小共振器では共振器内部での光の分布であるモード体積を小さく設計することが可能である。この 2 つの特徴により、WGM 微小共振器では共振器内部のエネルギー密度を高くすることが可能であり、非線形光学効果を観測するのに適している。この性質は様々な応用に研究がなされており、例として周波数コム発生 [2] や光周波数フィルタ [3]、レーザ光源 [4] などに応用されている。WGM 微小共振器を構成する材料は様々なものが用いられているが、非線形光学効果を発生させやすいという利点を生かすために非線形光学媒質が用いられることが多い。2 次の非線形媒質としてリチウムナイオベート (lithium niobate, LiNbO_3) [5] や、アルミニウムガリウムヒ素 (aluminum gallium arsenide, AlGaAs) [6]、3 次の非線形媒質としてシリカ (silica, SiO_2) [2] やフッ化マグネシウム (magnesium fluoride, MgF_2) [7]、フッ化カルシウム (calcium fluoride, CaF_2) [8]、シリコンナイトライド (silicon nitride, Si_3N_4) [9] などが挙げられる。WGM 微小共振器の形状についても様々なものが存在しており、微小球共振器やディスク共振器、トロイド共振器、ロッド共振器、チップ上のリング共振器などが挙げられる。

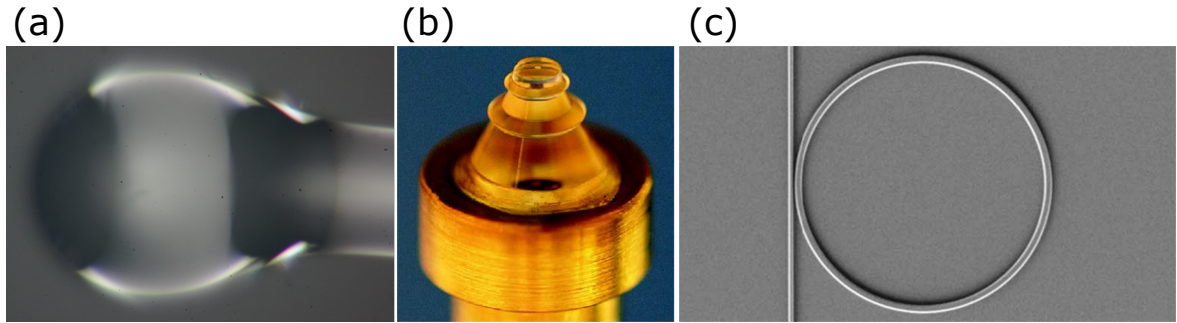


Figure 1.5 Images of various types of microresonators. (a)Silica sphere microresonator. (b) MgF_2 rod microresonator. Material from: ‘T. Herr, *et al.*, Temporal solitons in optical microresonators, Nature Photonics **8**, 145-152, published 2014, © 2023 Springer Nature Limited’[7] (c) Si_3N_4 microresonator. Material from: ‘J. S. Levy, *et al.*, CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects, Nature Photonics **4**, 37-40, published 2010, © 2023 Springer Nature Limited’[9]

1.3 光周波数コム

周波数領域において等間隔に並ぶ櫛 (コム; comb) 状のスペクトルを持つ光をそのスペクトル形状から光周波数コムと呼ぶ。フーリエ変換を考えると、光周波数コムは時間軸上では等間隔のパルス列として観測される。周波数領域でのスペクトルが等間隔であるという特性から、長短パルスレーザー発生方法として知られるモード同期レーザーを用いて発生された光周波数コムが周波数上の「ものさし」として利用できることが1999年に報告されている [10]。光周波数コムの応用範囲は広く、ものさしとしての利用では分校測定 [11] や距離測定 [12]、光源としての利用では波長分割多重 (wavelength division multiplexing: WDM) 通信 [13, 14] などに応用がなされている。

光周波数コムの特性は主に周波数領域でのスペクトル間隔を表す f_{rep} と、スペクトルを f_{rep} 間隔でゼロ周波数に外挿したときの余りを表す f_{ceo} の2つのパラメータで表される。これらを用いることで、低周波数から数えて n 番目の光周波数コムのスペクトル線の周波数 f_n は次のように表すことができる。

$$f_n = n f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}} \quad (1.3)$$

実際には、共振器の分散により時間領域におけるパルスの包絡線の進む速度 (群速度) と搬送波が進む速度 (位相速度) は異なる。これにより、光パルス1つごとに包絡線と搬送波の位相は $\Delta\phi$ ずれる。 $\Delta\phi$ はキャリアエンベロープ位相と呼ばれ、 $f_{\text{rep}}, f_{\text{ceo}}$ に対して以下のような関係をもつ。

$$f_{\text{ceo}} = \frac{\Delta\phi f_{\text{rep}}}{2\pi} \quad (1.4)$$

光の周波数を測定することに対する難しさはその周波数の高さに起因する。光の周波数は THz のオーダーであり、この高さの周波数が現代の技術で測定するのは難しいためである。そこで、光周波数コムを利用することができる。 f_{rep} は高々 GHz オーダーであり、その定義から f_{ceo} は

$f_{\text{ceo}} < f_{\text{rep}}$ となる。さらに、(1.3)式を用いることで THz オーダーである f_n と GHz オーダーである $f_{\text{rep}}, f_{\text{ceo}}$ を結びつけることが可能である。これにより、従来は測定が困難であった THz オーダーのものを GHz オーダーに落とし込んで測定が可能となる。

したがって、重要となるのが f_{rep} や f_{ceo} をどのように測定するかである。 f_{rep} は光周波数コムをフォトディテクタで受け電気スペクトラムアナライザなどでビート信号のスペクトルを確認することで容易に測定が可能である。一方で、 f_{ceo} は直接測定することはできない。そこで用いられる方法が自己参照法である。この方法では、1 オクターブ以上の広さを持つ光周波数コムのスペクトルについて、 $2n$ 番目のモード f_{2n} と、 n 番目のモード f_n の第 2 高調波 $2f_n$ のビートを測定することで f_{ceo} を測定する。これらのビートを f_{beat} とすると、周波数は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} f_{\text{beat}} &= 2f_n - f_{2n} \\ &= 2(nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) - (2nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) \\ &= f_{\text{ceo}} \end{aligned} \quad (1.5)$$

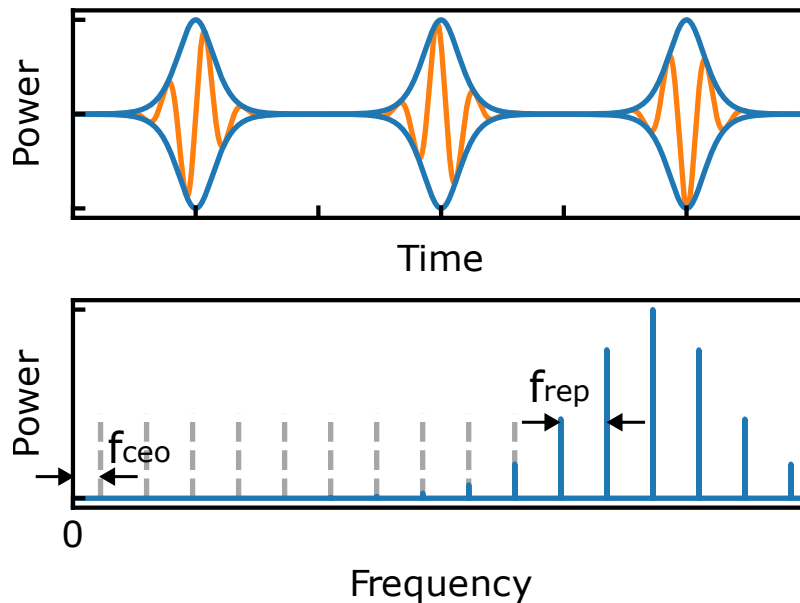


Figure 1.6 Spectrum of the optical frequency comb in time and frequency axis.

1.4 微小共振器における光周波数コム

1.4.1 光 Kerr コム

微小共振器を用いた光周波数コムは Pascal Del’Haye によって 2007 年に初めて報告された [2]. この光周波数コムは、共振器内部で 3 次の非線形光学効果である 4 光波混合 (four wave mixing;

FWM) が起こることによって発生する。この発見によって、効果で大規模になりやすい空間系のパルスレーザなどを用いることなく光周波数コムを発生することが可能となった。初期の光 Kerr コムの研究では主に非線形光学効果が大きいフッ化マグネシウムや加工が容易なシリカが材料に用いられていた。近年では、半導体製造などの微細加工でもちいられる COMS プロセスを用いてチップ基板上に実装できるシリコンナイトライド Si_3N_4 など小型チップ型の光周波数コム発生器として研究がなされている。

微小共振器を用いた光 Kerr コムは従来の光周波数コムと比べて省スペースかつ省電力を実現できることから様々な応用が期待されており、例として、LiDAR[12] や、WDM 通信 [15] の光源として研究がなされている。

Ref[2] において報告された微小共振器における光周波数コムは Modulation Instability (MI) コムと呼ばれている。Modulation Instability は負の分散を持つ非線形媒質中に光を入射するとその光の周りの周波数を持つ部分に利得が発生するという現象であり、MI コムではこの現象によりポンプ光を中心としたパワーの強い光周波数コムを観測することができる。この MI コムの欠点として、モードロックレーザを用いた光周波数コムに比べて安定性が低いことがある。光周波数コムの安定性を示すビートシグナルについて、モードロックレーザに夜光周波数コムでは 0.05 Hz である [16] のに対し、MI コムでは 300 kHz[17] と大きな値となっている。

1.4.2 ソリトンコム

ソリトン (soliton) は非線形方程式の解としてあらわされる孤立波で、安定したパルス状の波動である。初めて報告されたのは 1834 年で、水面上の波として John Scott Russell により発見された。ソリトンである条件として次の 3 つの条件が必要である。

- 形状が一定である
- 空間的に局在している
- ソリトン同士は干渉し合うが、衝突の前後で位相シフトを除いて特性が変化しない

光においてもソリトンは存在しており、光ソリトンと呼ばれている。光ソリトンは 1973 年に長谷川によって光ファイバー中を伝搬する光パルスとして発見された [18]。光ソリトンは非線形シュレディンガー (nonlinear schrödinger) 方程式 ((1.6) 式) の解として表される。

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \kappa |u|^2 u = 0 \quad (1.6)$$

光ソリトンは、光導波路の異常分散によるパルス広がり と 自己位相変調によるパルス圧縮が釣り合うときに現れる。光導波路が正常分散であるときは時間軸上でパルス状のくぼみのような波形が確認できる、ダークソリトンが現れる。光ソリトンは時間領域でパルス状の波形として伝搬していくことから、周波数領域では等間隔なコム状のスペクトルが観測でき、この特徴を強調してソリトンコムとも呼ばれる。

微小共振器によるソリトンコムの発生は 2014 年に Tobias Herr によって報告がなされた [7]。前述した MI コムとの違いとして、ソリトンコムでは周波数コムが位相同期していることが挙げられ

1.4 微小共振器における光周波数コム

る。MI コムでは周波数軸上ではコム上のスペクトルが観測できるが、それぞれの位相がそろっていないカオス状態になっている。これが原因で光周波数コムとしての安定性が損なわれていた。一方で、ソリトンコムは位相のそろった光周波数コムであり時間軸上で見ればパルスとして確認することができる。これにより、ソリトンコムのビートシグナルは 15.31 Hz[19] と MI コムと比較して大幅に安定した光周波数コムとなっている。ソリトンコムの発生手法についても様々なものが開発されている [20, 21, 22, 23].

微小共振器によるソリトンコムの大きな利点として、共振器の小ささによる高繰り返しなパルスの発生が可能である点が挙げられる。従来のモードロックレーザなどではパルス発生系の系が大規模化してしまい繰り返し周波数は MHz オーダー程度に制限されるが、微小共振器を用いることで GHz オーダーのパルスが生成可能である。高いものでは THz オーダーの微小共振器によるソリトンコムも報告されている [9].

応用先については幅広く、WDM 光通信用光源や分校測定、距離測定などが挙げられる。また、その正確性から天文観測用のキャリブレーション用光源となるアストロコムとしても研究がなされている [24].

1.4.3 ラマンコム

1.4.3.1 誘導ラマン散乱

ラマン散乱は 3 次の非線形光学効果の 1 種で、ある物質に入射した光が物質中の光学フォノンと結合することにより発生する。インドの物理学者 Chandrasekhara Venkata Raman (1888 – 1970) により発見されたことからこの名前がつけられている。入射された光が光学フォノンにエネルギーを与える場合は、光のエネルギーが減少し長波長の散乱光が発生する。この散乱光をストークス光と呼ぶ。逆に、入射光が光学フォノンからエネルギーを受け取る場合は、より短波長の散乱光が発生する。これを、反ストークス光またはアンチストークス光と呼ぶ。アンチストークス光が発生するためには物質中に励起された状態の光学フォノンが存在する必要があるため、ストークス光に比べるとアンチストークス光はわずかにしか発生しない。古典的には、入力光の光子と物質中の分子の振動や回転との間でエネルギーのやり取りが発生するためだと説明できる。ストークス光とアンチストークス光それぞれのラマン散乱の光学過程について Figure 1.7 に示す。 $h\nu$ は入射光の光子のエネルギーを、 $h\nu_{\text{vib}}$ 物質の振動基底状態と振動励起状態のエネルギー差をそれぞれ表している。

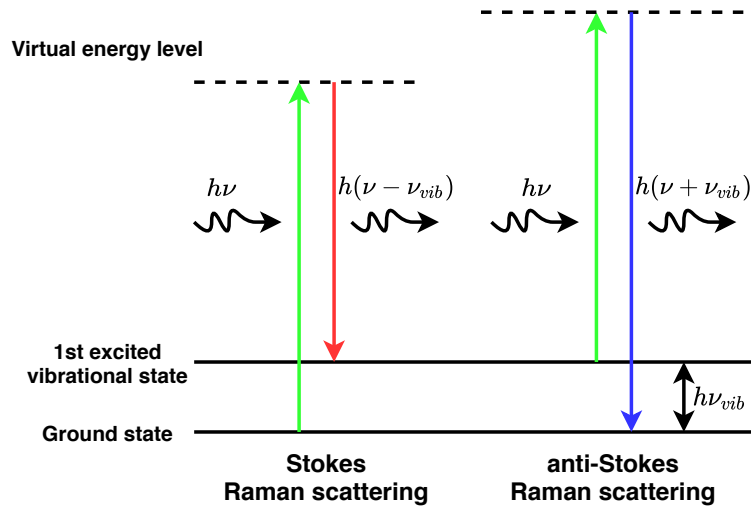


Figure 1.7 The process of a Raman scattering.

ラマン散乱において基本的には物質と相互作用する光子はごくわずかしかなないので発生するストークス光もわずかとなる。しかし，入力光のパワーが強くとークス光子が物質中に残っている場合や，外部からストークス光に対応する光を入射している場合にはポンプ光子はより光速にストークス光子に変換される。ストークス光子がより多ければより速く変換が起こる。この現象を誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering; SRS) と呼ぶ。また，入力光のみで誘導ラマン散乱を発生させるときのポンプ光パワーのしきい値をラマン閾値と呼ぶ。

誘導ラマン散乱のラマン利得は実験的に測定される。結晶材料では分子がそろって存在しているため，光学フォノンのとれる状態も少なくラマン利得は狭帯域になるが，シリカを代表とするアモルファス材料では分子がバラバラの状態で存在するため，ラマン利得は広帯域になる。

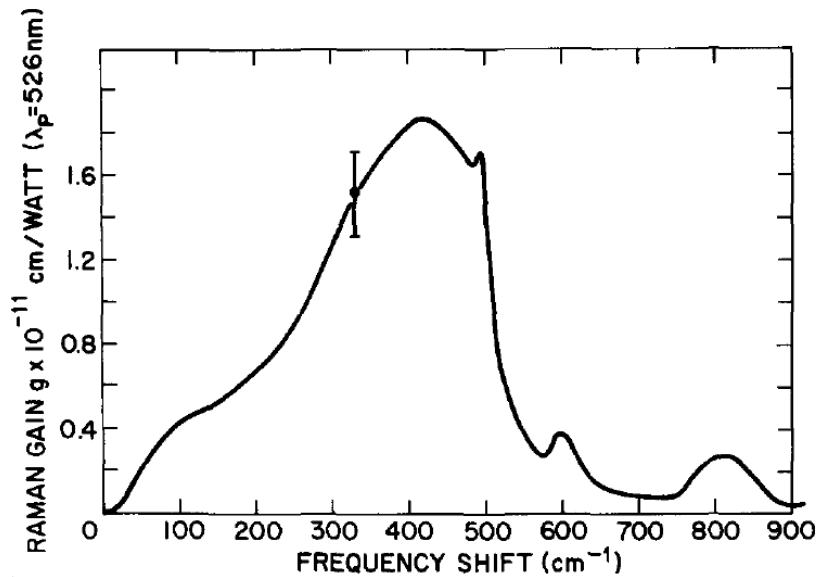


Figure 1.8 Raman gain of fused quartz plotted as a function of frequency shift from an exciting line at 526 nm. The experimental point is the gain measured in the amplifier and the error bar represents a combination of the uncertainties both in the measurement of the gain and the spontaneous cross section. Reproduced from R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 22, 276-278 (1973) <https://doi.org/10.1063/1.1654637>, Figure 2, with the permission of AIP Publishing.[25]

ラマン散乱は多数の分野ですでに実用化されており、ある物質のラマン散乱を測定することで物質のエネルギー準位をもとめたり物質の同定などを行うラマン分光や、長距離通信における中間での光増幅を行うラマン増幅器などがある。とくに増幅器としての応用として、ラマン増幅器は以下のような利点を持っている。

- エルビウム添加光ファイバ増幅器 (erbium-doped fiber amplifier; EDFA) と比較して低ノイズである。
- ポンプ光の波長を変えることで様々な領域の波長を増幅することが可能である。
- 異なる波長の複数のポンプ光を用いることで増幅利得の形状を調整することが可能である。

1.4.3.2 ラマンコム

誘導ラマン散乱を光共振器を用いて発生させると、物質のラマン利得と共振器の共振条件および 4 光波混合の作用によりポンプ光から長波長側にコム状のスペクトルを確認することができる。これを、本論文ではラマンコムと呼ぶ。ポンプ光と離れた位置に発生するというその特徴から、ラマンコムは前述した光ソリトンなどのスペクトルを広げることに用いられている。ラマンコムを発生させるための材料はフッ化カルシウム (CaF₂) やフッ化バリウム (barium fluoride, BaF₂)、シリカ (SiO₂) など様々なものがあるが、本研究では加工のしやすさとラマン利得の広さという利点からシ

リカを材料として選択している。

シリカ材料によるラマンコムの発生については様々な研究がなされている。Ref. [26] はシリカ材料におけるラマンコムの発生過程についてピークの遷移が確認されたと報告している。シリカ材料のラマンゲインは広帯域でありピークが2つあるという特徴があり、それぞれを短波長側からピーク 1、ピーク 2 と呼んでいる。共振器に入射するポンプ光の強度を強くしていくと初めにピーク 1 の部分にラマンコムが発生する。さらに強度を強くするとピーク 2 にもラマンコムが発生し、最終的にはピーク 1 のラマンコムは消えてピーク 2 に完全に推移する。

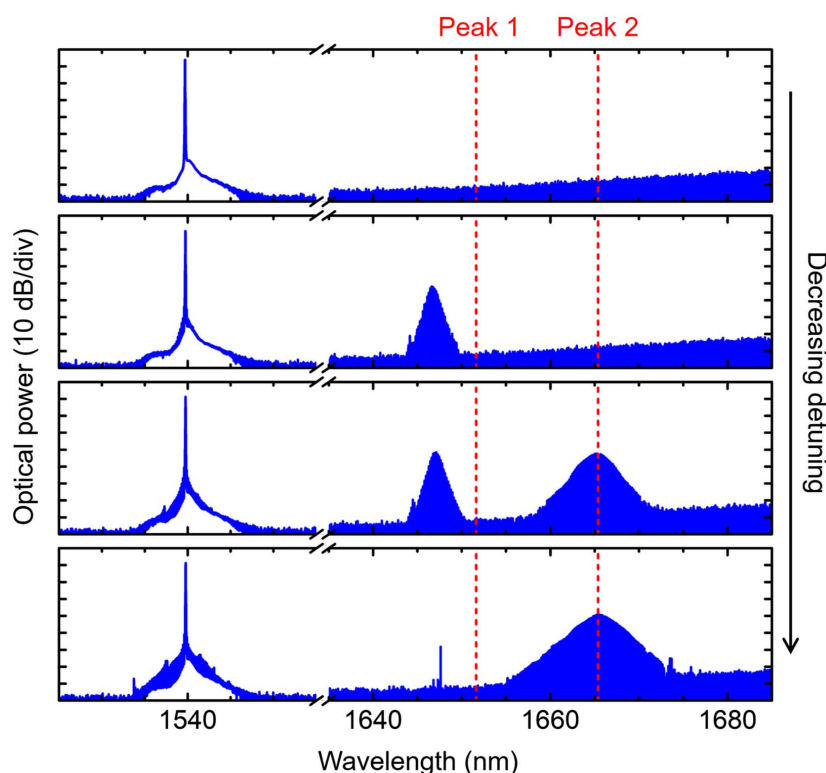


Figure 1.9 Raman comb formation while decreasing the detuning between pump and resonance frequencies. The Raman offset transitioned from Peak 1 to Peak 2. The pump wavelength and input power were 1540 nm and 80 mW, respectively. ([27])

このピークの遷移は ref. [28] で理論的に説明されている。Ref. [26] でも確認できるようにラマンコムの発生段階は 4 つのパートに分けられる。1 段階目では共振器内のポンプ光強度が十分ではなく誘導ラマン散乱のしきい値に達していないためラマンコムは発生しない。共振器内部のポンプ光強度を強くしていくとシリカのラマン利得の微妙な違いからピーク 1 に初めラマンコムが発生する。このときピーク 2 にはポンプ光とピーク 1 のラマンコムからの 2 つのプロセスでエネルギーが供給されている。しかし、ポンプ光のエネルギーは大部分はピーク 1 でのラマンコム発生に使われるためピーク 2 に対するポンプ光は誘導ラマン散乱のしきい値以下となりピーク 2 ではラマンコムは発生しない。さらにポンプ光を強くしていくとピーク 1 でのラマンコムのパワーは飽和し、ピーク 2 でのラマンコム発生にポンプ光が使われ始める。ピーク 2 の強度に比例してピーク 1 での損失

は増えていくのでこの段階でポンプ光を強くしていくとピーク 2 が成長しピーク 1 が減衰する。最終的にはピーク 1 は完全に消滅しピーク 2 のみが残る。

また、ラマンコムを光周波数コム光源として用いる場合にはその安定性は重要となる。結晶材料を用いたラマンコムについてはラマンコム単体で位相同期をすることが報告されている [8]。また、シリカを用いたラマンコムについても、相互位相変調 (cross-phase modulation; XPM) によりラマンコムを安定化することが可能である [29]。しかし、シリカを用いたラマンコムにおいてラマンコム単体での安定性を評価したものは無く、未だに研究の余地がある。

1.5 波長分割多重光通信

光通信は光に情報をのせることで情報を伝送する通信方式の一つである。光通信の利点としては、レーザを利用すれば高速かつ長距離の伝送が可能である点がある。さらに、後述するように多重化によって伝送容量を増大することも可能である。光通信では、光に情報をのせるために光を変調する。変調方式としては強度変調や周波数変調、位相変調が挙げられる。用いられる光の波長帯は使用する光ファイバによって異なるが、現在広く使われている波長は光ファイバでの損失が最小となる 1550 nm 付近の波長である。

光通信に用いられる波長は国際電気通信連合の電気通信標準化部門 (International Telecommunication Union Telecommunication Standardization Sector; ITU-T) によって下記のように分類される。

Table 1.1 WDM spectral bands defined by ITU-T

Band	Descriptor	Range (nm)
O-band	Original	1260 to 1360
E-band	Extended	1360 to 1460
S-band	Short Wavelength	1460 to 1530
C-band	Conventional	1530 to 1565
L-band	Long Wavelength	1565 to 1625
U-band	Ultra-long Wavelength	1625 to 1675

光通信の利点として一本の光ファイバで複数の光信号を伝送する多重化が行える点がある。多重化の方法の一つに波長分割多重 (wavelength division multiplex; WDM) がある。これは波長の異なる複数の光を用いて多重化するものである。波長分割多重は波長間隔によって大きく 2 つに分けられ、波長間隔が 20 nm のものを粗波長分割多重 (coarse WDM; CWDM)、波長間隔がより狭いものを高密度波長分割多重と呼ぶ (dense WDM; DWDM)。

1.5.1 光周波数コム波長の分割多重通信への応用

現在用いられている波長分割多重通信では波長の異なる複数のレーザを同時に用いてそれぞれの光に信号を乗せている。この方式では送信側で多重化の分だけレーザが必要となるため必要な場所が多重化度にしたがって増大するという問題点がある。さらに、多数のレーザを駆動することによって消費エネルギーも増大する。そのため、光周波数コムを光源として用いることが研究されている [13, 14]。光周波数コムを光源として用いれば必要なレーザはポンプ用の 1 つになるため、直接レーザを使う方法に比べて必要な面積や消費エネルギーを抑えることが可能である。さらなる小型化をするためには光周波数コムの発生系を小さくすることが必要である。そこで、微小光共振器による光周波数コムが波長分割多重の光源として研究されている [15]。伝送に用いられる微小光共振器による光周波数コムはノイズの小ささからソリトンコムがもっぱら用いられる。一方で、ラマンコムは安定化が報告されているものの伝送への応用は未だ報告されていない。ラマンコムを用いて伝送ができればソリトンコムと同時に用いることでさらに多くの多重化をした微小共振器を用いた波長分割多重通信が実現できる。

1.6 目的

微小共振器による光周波数コムを用いた波長分割多重通信は省エネルギー、省スペースが可能であるという利点から現在実用化に向けて研究が行われている分野である。その中では主にソリトンコムが用いられているが、さらにラマンコムを用いることでより大規模な多重化をして伝送できることが期待される。

本研究ではラマンコムを用いて伝送を行うことを最終目標としている。ラマンコムを伝送用光源として用いるためにまずその安定性を評価する。安定性について評価を行った後、ラマンコムの伝送用光源としての特性を評価しラマンコムが伝送に応用が可能であるか確認する。

第 2 章 理論

2.1 共振器理論

2.1.1 平面鏡共振器 [1]

序論で述べたように、共振器理論を考える際には初めに平面鏡共振器を考えると都合がよい。ここでは、距離 d だけ離れた 2 枚の平面鏡からなる共振器のモードを考える。周波数 ν の単色波の複素振幅は $U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \exp(j2\pi\nu t)$ で表される。また、電場の横方向成分を表す波動関数は複素振幅の実数部であるから $u(\mathbf{r}, t) = \Re[U(\mathbf{r}) \exp(j2\pi\nu t)]$ と表せる。複素振幅を波動方程式 $\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0$ に代入して整理すると以下の式を得る。

$$(\nabla^2 U + k^2) U(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.1)$$

$k = \frac{2\pi\nu}{c}$ は波数、 c は媒質中での光の速度を表す。この形の式はヘルムホルツ方程式と呼ばれている。平面鏡共振器におけるこの方程式を考える。

はじめに、定在波としての共振器モードを考える。平面鏡共振器では、電場の横方向成分は反射鏡の表面でゼロであるから以下の条件を満たす。

$$U(\mathbf{r})|_{z=0} = U(\mathbf{r})|_{z=d} = 0 \quad (2.2)$$

A を定数として、定在波

$$U(\mathbf{r}) = A \sin kz \quad (2.3)$$

がヘルムホルツ方程式と (2.2) 式を満たすとき波数 k は以下の値に制限される。

$$k_q = \frac{q\pi}{d} \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4)$$

q はモード番号を表す自然数である。 q の値について、負の値は $\sin k_{-q}z = -\sin k_qz$ となり独立したモードを構成しないこと、 $q = 0$ は $\sin k_0z = 0$ でありエネルギーを運ばないことから正の整数になっている。共振条件から共振周波数および共振波長は離散的な値となる。

$$\nu_q = q \frac{c}{2d} \quad (2.5)$$

$$\lambda_q = \frac{2d}{q} \quad (2.6)$$

隣り合うモードの共振周波数の間隔は

$$\nu_{FSR} = |\nu_{q+1} - \nu_q| = \frac{c}{2d} \quad (2.7)$$

となる。この間隔は自由スペクトル領域 (free spectral range; FSR) と呼ばれる。

次に、進行波としての共振器モードを考える。このとき、共振器モードは2つの反射鏡の間を前後に進む波動を考えることで求められる。モードは自己再生性、すなわち1往復の後に自身を再生成する波動のことであるから、2回の鏡面反射で付与される位相の変化は0または 2π である。したがって、1往復の伝搬における位相の変化 $\phi = k2d = \frac{4\pi\nu d}{c}$ は必ず 2π の倍数であり、

$$\phi = k2d = q2\pi \quad (q = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.8)$$

となる。この式から、定在波として考えた時と同様の条件 $k = \frac{q\pi}{d}$ が課されることがわかる。

(2.5)式や(2.6)式を見るとわかるように、この場合共振器中に存在することが許される光波の周波数や波長には厳格な条件が課される。この条件は共振器に損失があるときには緩和される。ここから、損失のある共振器について考える。初めに往復する光波の複素振幅が U_0 として、次に往復する光波の複素振幅を U_1, U_2, \dots とすると共振器中の波動全体の複素振幅は以下の無限級数で表せる。

$$U = \sum_i U_i \quad (2.9)$$

それぞれの往復の複素振幅を位相子と呼ぶ。連続する位相子の大きさの比は r で表され、平面鏡共振器の場合反射鏡による損失や媒質による損失によって導入される。強度の減衰比は r^2 である。さらに位相変化 ϕ を考えると連続する位相子の関係は以下のように表される。

$$U_{i+1} = re^{-j\phi}U_i \quad (2.10)$$

したがって、(2.9)式は以下のようになる。

$$U = \frac{U_0}{1 - re^{-j\phi}} \quad (2.11)$$

初めの強度が I_0 の光が共振器中を1往復したときの電場振幅の損失係数を r 、位相変化を $\phi = k \cdot 2d$ とすると、光の強度は

$$\begin{aligned} I &= |U|^2 \\ &= \left| \frac{U_0^2}{1 - re^{-j\phi}} \right|^2 \\ &= \frac{I_0}{1 + r^2 - 2r \cos(\phi)} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$= \frac{I_0}{(1 - r)^2 + 4r \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (2.13)$$

と表される。この時の光の最大強度を

$$I_{\max} = \frac{I_0}{(1 - r)^2} \quad (2.14)$$

とおくと (2.13) 式は次のように変形できる.

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (2.15)$$

ここで,

$$\mathcal{F} = \frac{\pi r^{1/2}}{1-r} \quad (2.16)$$

はフィネス (finesse) と呼ばれるパラメータであり, 共振器の損失の小ささを表す. $\frac{\phi}{2}$ が十分に小さいとき (2.15) 式は次のように近似できる.

$$\frac{I}{I_{\max}} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\phi}{2}\right)^2} \quad (2.17)$$

このとき, 共振スペクトルの半値全幅 (full width at half maximum; FWHM) $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{c(1-r)}{2\pi d r^{1/2}} \quad (2.18)$$

となる. (2.18) 式より, 損失が大きくなる (r が小さくなる) と共振スペクトルの幅が広がることとがわかる.

共振器を 1 往復する場合の損失 $\alpha (= 1 - r^2)$ は指数関数を用いて次のように表される.

$$\alpha = \exp(-\alpha_r \cdot 2d) \quad (2.19)$$

α_r は単位長さあたりの損失を表し, $\alpha_r c$ は単位時間あたりの損失を表す. 共振器に光が閉じ込められる時間である光子寿命 τ は

$$\tau = \frac{1}{c\alpha_r} \quad (2.20)$$

と表すことができる. これを用いると共振器内のエネルギーは $\exp(-\frac{t}{\tau})$ で減衰することがわかる. また, 損失が十分に小さい時 (2.18) 式は

$$\Delta\nu \approx \frac{c\alpha_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.21)$$

と表される.

共振器の性能を表す指標としてフィネスの他に Q 値 (quality factor) がある. Q 値は

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{共振器に蓄えられるエネルギー}}{\text{波の 1 サイクルあたりの損失エネルギー}} \quad (2.22)$$

と定義される. 光共振器において, 蓄積されたエネルギーに対して単位時間あたりに失われるエネルギーは $c\alpha_r$ であり, 光波の 1 サイクルごとでは $c\alpha_r/\nu_0$ であるから

$$Q = 2\pi \times \frac{1}{c\alpha_r/\nu_0} \quad (2.23)$$

となる. (2.21) 式より

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (2.24)$$

と書き換えられる.

2.1.2 WGM 共振器の Q 値

ここまでで平面鏡共振器での Q 値を考えたが、ここからは WGM 共振器の Q 値について考える。WGM 共振器では Q 値は様々な要因によって制限され、共振器中の光子寿命 τ は次のようになる [30].

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{scattering}}^{-1} + \tau_{\text{radiation}}^{-1} + \tau_{\text{material}}^{-1} + \tau_{\text{coupling}}^{-1} \quad (2.25)$$

$\tau_{\text{scattering}}^{-1}$, $\tau_{\text{radiation}}^{-1}$, $\tau_{\text{material}}^{-1}$, $\tau_{\text{coupling}}^{-1}$ はそれぞれ共振器固有の散乱による損失, WGM の放射損失, 材料の吸収による損失, 導波路との結合による損失を表す. 測定により得られる Q 値はこれら全ての影響を含んだ Q 値であり, この時の Q 値を Q_{load} と呼ぶ. 結合損失を除いた共振器固有の Q 値は Q_{unload} もしくは Q_0 と呼ばれ, 結合による Q 値を Q_{coupling} もしくは Q_{ext} と呼ぶ. 減衰率 (decay rate) $\gamma = \omega/Q$ という関係式を用いると, (2.25) 式は次のように書き換えられる.

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= Q_{\text{scattering}}^{-1} + Q_{\text{radiation}}^{-1} + Q_{\text{material}}^{-1} + Q_{\text{coupling}}^{-1} \\ &= Q_0^{-1} + Q_{\text{ext}}^{-1} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Q_0 は共振器を作成した時点で決定され, 後から変化させることはできない. 一方で, Q_{ext} は共振器と導波路の結合距離や導波路の太さによって変化させることができる.

初めに Q_0 について考える. $Q_{\text{scattering}}^{-1}$ は散乱による損失で, 散乱損失と呼ばれる. WGM 共振器における散乱は大きく二つで, 共振器表面の粗さによる散乱とレイリー散乱による散乱である. レイリー散乱は数 μm の材料中の密度変化や欠陥によって生じる. レイリー散乱による損失は λ^4 に反比例し, 短波長になるほど大きくなる. このため, 長波長では材料吸収による損失が支配的となる. シリカ材料では, 光が波長 1550 nm のときに材料吸収が最小となり, レイリー散乱と同程度の影響となる. この時, 材料損失とレイリー散乱による損失係数は次の式で与えられる [31, 32, 33, 34, 35].

$$\alpha \approx [0.7 \mu\text{m}^4/\lambda^4 + 1.1 \times 10^{-3} \exp(4.6 \mu\text{m}/\lambda) + 4 \times 10^{12} \exp(-56 \mu\text{m}/\lambda)] \text{dB/km} \quad (2.27)$$

ここで λ は波長を表す. レイリー散乱のモデルに基づいて $Q_{\text{scattering}}^{-1}$ を計算すると以下のようになる.

$$Q_{\text{scattering}}^{-1} = \frac{\lambda^2 D}{2\pi^2 \sigma^2 B} \quad (2.28)$$

ここで, D は共振器の直径, σ, B はそれぞれ表面粗さの大きさ (rms) と相関長さである. シリカ表面では $\sigma = 0.3 \text{ nm}$, $B = 3 \text{ nm}$ であるから, 散乱損失は $Q_{\text{scattering}}^{-1} \ll 1 \times 10^{10}$ となる [30].

放射損失 $Q_{\text{radiation}}^{-1}$ は光が共振器の外へ放射されてしまう事による損失である. WGM 共振器において, 理想的には光が共振器内部で全反射をしながら閉じ込められるが, 実際には, 共振器の曲率により全反射せずに共振器から外部に逃げてしまう光が存在する. 共振器が円形であるとするとき直径を大きくすることによって放射損失を小さくすることができる. $D/\lambda \geq 15$ であれば放射損失による Q 値は $Q_{\text{radiation}} > 1 \times 10^{11}$ となる [30].

共振器の材料によって決定される材料損失による Q_{material}^{-1} は材料の吸収によって起こる損失による。材料損失の主な原因は、共振器内部に鉄やクロム、ニッケルなどの金属不純物が混ざり込み、それが内部の光を吸収してしまうことである。また、シリカガラスの場合は 1000-1500nm の光が吸収される OH 基の影響も考慮される。 Q_{material}^{-1} は以下の式であらわされる。

$$Q_{\text{material}}^{-1} = \frac{2\pi n}{\alpha\lambda} \quad (2.29)$$

ここで、 n は屈折率、 α は損失、を表す。シリカガラスにおける Q_{material}^{-1} は 633 nm の光に対して 0.9×10^{10} と計算できる [30]。シリカガラスにおいては、材料損失は散乱損失や放射損失と比較して大きく全体としての Q_0 を制限するのは材料損失である。よって、シリカガラスを用いた共振器の Q 値の限界はおおよそ 0.9×10^{10} だと言える。

導波路との結合損失である Q_{ext} について考えるには導波路と WGM 共振器の結合について考える必要がある。そのために必要な結合モード方程式について次節で述べ、 Q_{ext} について考える。

2.2 結合モード方程式

結合モード理論は光の伝搬を記述する理論である [36, 37, 38]。前述の通りここでは、微小共振器と導波路との結合について考える。

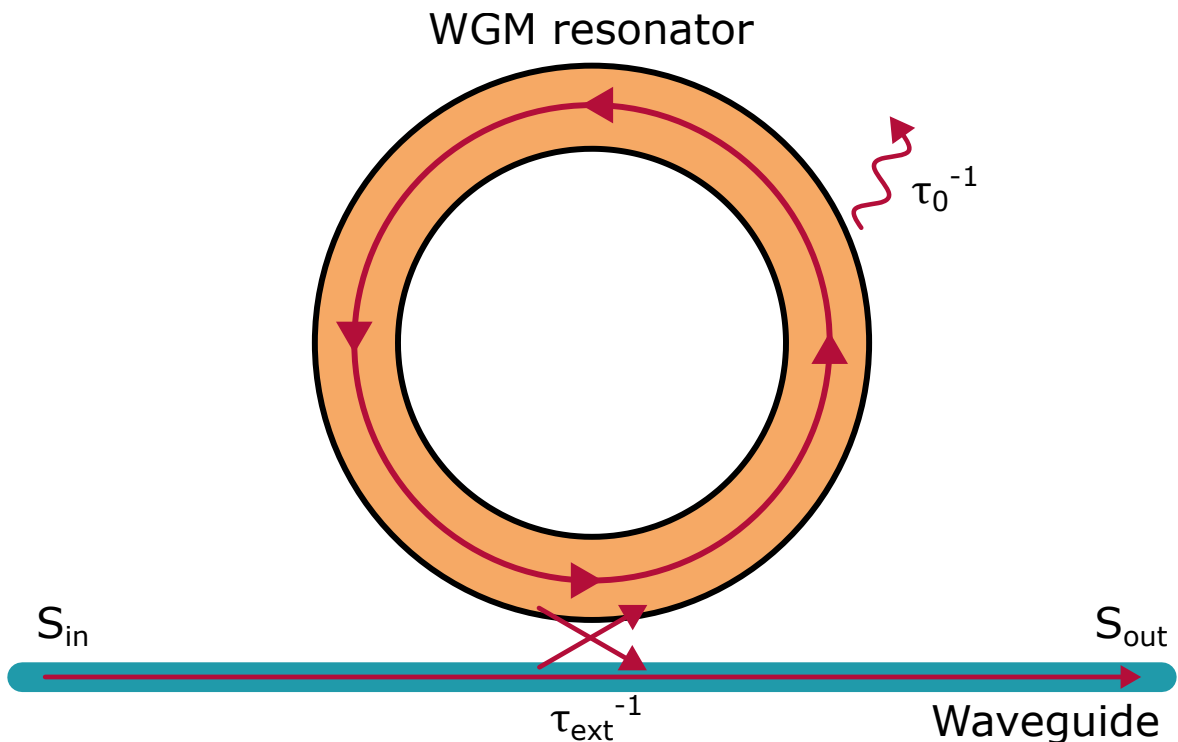


Figure 2.1 Schematic illustration of coupled mode theory model with a side-coupled microresonator.

導波路と共振器が結合している場合の共振器内のモード振幅 \tilde{A} は次の式を満たす [38].

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} = -j\omega_0\tilde{A} - \frac{1}{2\tau}\tilde{A} + \sqrt{\kappa}s_{\text{in}} \exp(-j\omega_p t) \quad (2.30)$$

右辺第 1 項は共振器内部で伝搬する光の周波数を表し, ω_0 は共振角周波数である. 第 2 項は共振器における損失を表しており, 前述の通り $\tau^{-1} (= \tau_0^{-1} + \tau_{\text{ext}}^{-1})$ は共振器特有の損失と結合損失とに依存している. 第 3 項は導波路との結合を表し, $\kappa (= \tau_{\text{ext}}^{-1})$ は入力光の結合度合いを表す係数, s_{in} は入射光の振幅, ω_p は入射光の角周波数である.

$A = \tilde{A} \exp(-j\omega_p t)$ という位相変換をすると, (2.30) 式は次のように表される.

$$\frac{dA}{dt} = - \left[j(\omega_0 - \omega_p) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \right) \right] A + \sqrt{\kappa}s_{\text{in}} \quad (2.31)$$

定常状態 ($\frac{dA}{dt} = 0$) を仮定すると, (2.31) 式よりモード振幅は

$$A = \frac{\sqrt{\kappa}}{j(\omega_0 - \omega_p) + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \right) \right]} s_{\text{in}} \quad (2.32)$$

$$|A|^2 = \frac{\kappa}{(\omega_0 - \omega_p)^2 + \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \right)^2 \right]} s_{\text{in}} \quad (2.33)$$

となる. また, 共振器からの出力を考えると, 出力光 s_{out} は以下のようなになる.

$$s_{\text{out}} = \sqrt{\kappa}A - s_{\text{in}} \quad (2.34)$$

この式と (2.32) 式から共振器の強度透過率 T は

$$T = \left| \frac{s_{\text{out}}}{s_{\text{in}}} \right|^2 = \left| \frac{(1/\tau_{\text{ext}} - 1/\tau_0)/2 - j(\omega_0 - \omega_p)}{(1/\tau_{\text{ext}} + 1/\tau_0)/2 + j(\omega_0 - \omega_p)} \right|^2 \quad (2.35)$$

$$= \frac{(1/\tau_{\text{ext}} - 1/\tau_0)^2/4 + (\omega_0 - \omega_p)^2}{(1/\tau_{\text{ext}} + 1/\tau_0)^2/4 + (\omega_0 - \omega_p)^2} \quad (2.36)$$

と表すことができる. 入射波と共振周波数が一致する場合 ($\omega = \omega_0$) は Q 値を用いて次のように書ける.

$$T = \left(\frac{Q_0 - Q_{\text{ext}}}{Q_0 + Q_{\text{ext}}} \right)^2 \quad (2.37)$$

共振器固有の Q 値と結合 Q 値の比 Q_{ext}/Q_0 と透過率 T の関係を Figure 2.2 に示す.

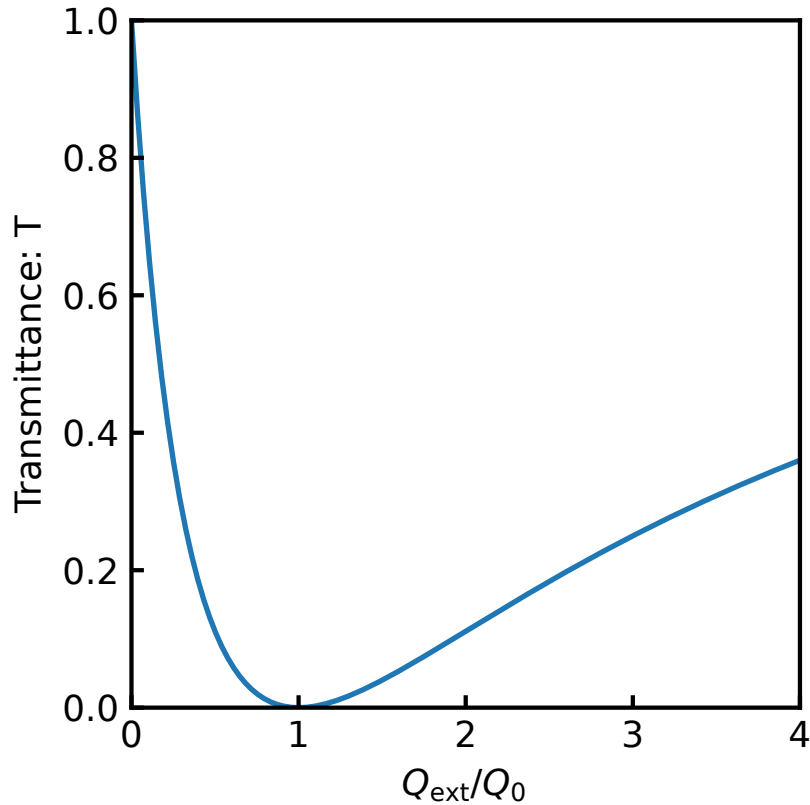


Figure 2.2 The relationship between the ratio of internal Q factor and coupling Q factor (Q_{ext}/Q_0) and transmittance(T).

この式と (2.26) 式 から次の関係が求まる.

$$Q_{\text{load}} = \frac{1 \pm \sqrt{T}}{2} Q_0 \quad (2.38)$$

この式の + と - はそれぞれ under coupling, over coupling を表している. これらは, 共振器と外部導波路との結合状態を表すもので, 以下のような対応となる.

$$\begin{cases} Q_0 < Q_{\text{ext}} & (\text{under coupling}) \\ Q_0 = Q_{\text{ext}} & (\text{critical coupling}) \\ Q_0 > Q_{\text{ext}} & (\text{over coupling}) \end{cases} \quad (2.39)$$

under coupling は共振器の Q 値が結合による Q 値よりも低い場合である. これは, 共振器内部で起こる損失が結合損失よりも大きいことを意味している. このとき, 外部導波路を通して透過する光の方が, 共振器に結合し入っていく光よりも大きい. 共振器と外部導波路の距離を大きくすることで under coupling を実現できる.

over coupling は共振器の Q 値が結合による Q 値よりも大きい場合である. これは, 共振器内部で起こる損失が結合損失よりも小さいことを意味する. このとき, 入射波はほとんど共振器に結合

しており、外部導波路から透過する光より共振器から結合して出てくる成分の方が大きい。共振器と外部導波路の距離を小さくすることで over coupling を実現できる。

critical coupling は共振器の Q 値と結合による Q 値が等しくなる場合である。このとき、共振器内部の損失と結合による損失が等しくなる。また、強度透過率 T は 0 となり、入射波による光パワーは全て共振器に閉じ込められる。

実験的に得ることのできるパラメータは Q_{load} と \sqrt{T} のみである。測定したこれらの値を (2.38) 式に代入することで Q_{unload} を、(2.26) 式から Q_{ext} を求めることができる。

2.3 非線形光学効果

非線形光学効果は主に非線形媒質中で発生する、光を媒質に入れた際に媒質の非線形係数にしたがって発生する様々な効果を指す。これは、電磁波である光によって発生する分極が光の電場に対して線形に応答しないために発生する。非線形媒質中での分極 P は電場 E に対して以下のように表される。

$$P = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} E^1 + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right) \quad (2.40)$$

ここで、 ϵ_0 は真空中での誘電率を、 $\chi^{(1)}, \chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ はそれぞれ線形、2 次の非線形、3 次の非線形電気感受率を表す。一般的に高次の電気感受率は小さいため高次の非線形感受率は無視することができ、媒質は光に対して線形の応答をする。しかし、高次の電気感受率が大きい媒質（非線形媒質）を用いる場合や強度の強い光（超短パルスレーザーなど）を入射する場合には高次の非線形感受率の寄与が大きくなる。非線形媒質の例を Table 2.1 に示す。

Table 2.1 Example of nonlinear materials.

	n	$n_2 [\times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}]$
Fused silica (SiO_2)[39]	1.44	2.2
MgF_2 [40]	1.37	0.9
CaF_2 [40]	1.43	1.9
Si_3N_4 [41]	1.98	25
LiNbO_3 [42]	2.21	18
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ [6]	3.28	2600

2.3.1 3 次非線形光学効果

シリカガラスや Si_3N_4 などの材料は光学特性がその方向に依存しない。このような性質を等方性と呼ぶ。等方性のある物質では偶数次の非線形感受率は 0 となる。よって、等方性のある物質において最も低次の非線形電気感受率は 3 次のもの ($\chi^{(3)}$) となる。より高次の非線形電気感受率は非

常に小さく無視できることから，非線形分極 P_{NL} は以下のように表すことができる．

$$P_{\text{NL}} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad (2.41)$$

2.3.1.1 光 Kerr 効果

光 Kerr 効果はある光が自身の電場もしくは他の光の電場によって位相を変化させられる現象である．非線形媒質中では内部の光の強度によって媒質の屈折率が変化するため，位相が変化する．自身の電場によって位相が変化する現象を自己位相変調 (self-phase modulation; SPM)，他の光の電場によって位相が変化する現象を相互位相変調 (cross-phase modulation; XPM) と呼ぶ．媒質の屈折率の変化 Δn は以下の式であらわされる．

$$\Delta n = n_2 I_s + 2n_2 I_x \quad (2.42)$$

ここで， n_2 は以下の式であらわされる非線形屈折率 (nonlinear refractive index) である．

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (2.43)$$

また， I_s, I_x はそれぞれ自己位相変調，相互位相変調に寄与する光の強度である．(2.42) 式で示されるように同じ光の強度に対して相互位相変調では自己位相変調の 2 倍の屈折率変化が起こる．

2.3.1.2 4 光波混合

4 光波混合 (four-wave mixing; FWM) はある周波数を持つ 2 つの光子が消滅し別の周波数を持つ 2 つの光子が発生する現象である．もともとの 2 つの光子の周波数が等しいとき縮退 4 光波混合 (degenerate FWM)，周波数が異なるとき非縮退 4 光波混合 (non-degenerate FWM) と呼ぶ．4 光波混合ではそれぞれの光子の周波数が以下に示すようなエネルギー保存条件と位相整合条件を同時に満たしている必要がある．

$$2\omega_1 = \omega_s + \omega_i \quad (\text{Energy conservation, Degenerate}) \quad (2.44)$$

$$2k_1 = k_s + k_i \quad (\text{Phase-matching, Degenerate}) \quad (2.45)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_i \quad (\text{Energy conservation, Non-degenerate}) \quad (2.46)$$

$$k_1 + k_2 = k_s + k_i \quad (\text{Phase-matching, Non-degenerate}) \quad (2.47)$$

縮退 4 光波混合のためのポンプ光のパワーのしきい値は以下の式であらわされる．

$$P_{\text{th,FWM}} = \frac{\gamma n^2 V_{\text{eff}}}{8\eta\omega_0 c n_2} \quad (2.48)$$

4 光波混合がカスケード的に発生することで光周波数コムを発生させることができる．Figure 2.3 に示す MI コムは 4 光波混合により発生する光周波数コムの一例である．

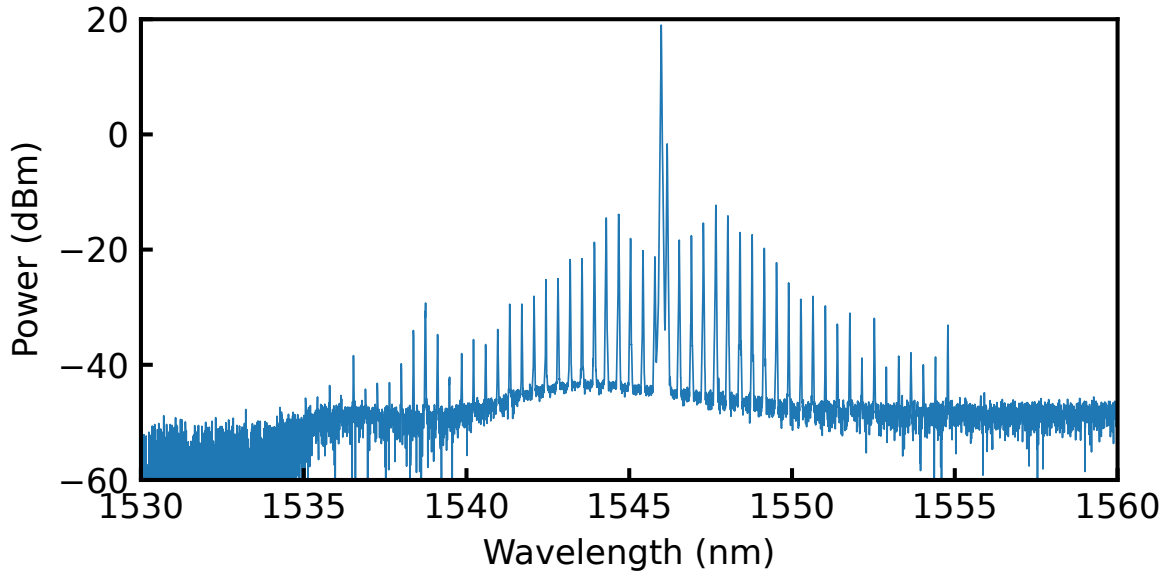


Figure 2.3 Spectrum of the MI comb that is the comb generated by four-wave mixing.

2.3.1.3 誘導ラマン散乱

序論で述べたように誘導ラマン散乱は非線形媒質中の光学フォノンと入射光の光子が非弾性衝突する過程として表される．光と光の効果である光 Kerr 効果とは異なり，誘導ラマン散乱は光と物質が作用することによって発生する．入射光と物質の光学フォノン，誘導ラマン散乱によって発生するストークス光子の周波数をそれぞれ $\omega_s, \Omega_R, \omega_p$ とすると，これらの関係は以下の式であらわされる．

$$\omega_s = \omega_p - \Omega_R \quad (2.49)$$

誘導ラマン散乱によって入射光から Ω_R だけ周波数の小さいストークス光が発生する．この， Ω_R をラマンシフトまたはストークスシフトと呼ぶ．ラマンシフトは物質によって固有の値であり，結晶中では狭線幅でアモルファス材料では広線幅となる．誘導ラマン散乱は 4 光波混合などと異なり光パラメトリック過程 (optical parametric process) ではないため指向性が存在しない (位相整合条件がない)．そのため，ラマン散乱は散乱という名の通り様々な方向にストークス光を発生し得る．WGM 共振器中であればストークス光は時計回りと反時計回りの光両方が観測される．

WGM 共振器中での誘導ラマン散乱のしきい値は次の式であらわされる [43]．

$$P_{\text{th,Raman}} = \frac{\pi^2 n^2}{\lambda_P \lambda_R} \frac{V_{\text{eff}}}{\Gamma B g} Q_e^P \left(\frac{1}{Q_T^P} \right)^2 \frac{1}{Q_T^R} \quad (2.50)$$

ここで， n は屈折率， V_{eff} はポンプモードの実行モード体積， λ_P, λ_R はそれぞれポンプ光とラマン光の波長 Γ はポンプモードとラマンモードの空間的なモードの重なりを表す値 ($\Gamma \approx 1$)， g は非線形ラマン利得係数 ($0.5 < g < 1$)， B は共振器内部の後方散乱による共振パワーの補正係数， Q_T^P は

ポンプ光の全体の Q 値であり，内部 Q 値 Q_o^P と結合 Q 値 Q_e^P によって決まる値である．ラマンコムは，共振器中で誘導ラマン散乱が起こることによって共振器の共振条件に従ってコム状のスペクトルとなった光のことである Figure 2.4.

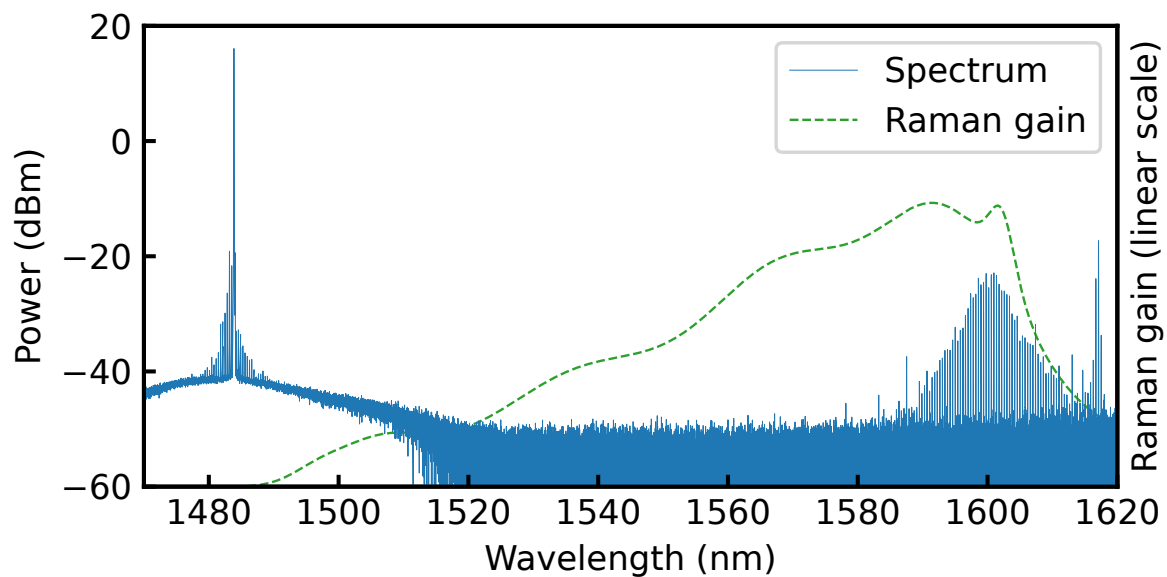


Figure 2.4 Spectrum of the Raman comb that is the comb generated by stimulated Raman scattering.

第 3 章 安定性評価

本章ではシリカロッド微小共振器によるラマンコム of 安定性の評価について実験結果を述べる。また、ラマンコム of 安定性の要因について検討を行う。

3.1 安定性評価

3.1.1 実験方法

本実験では、ラマンコム of スペクトルを 30 秒ごとに 1 時間測定するという方法でラマンコム of 長期安定性を評価した。実験セットアップを Figure 3.1 に示す。また、使用機器リストを Table 3.1 に示す。ポンプ光を共振器に入射させ、発生したラマンコムを含むスペクトルを光スペクトラムアナライザによって測定をした。ポンプ光の波長は 1480 nm でパワーは 21.6 dBm である。

比較の為、同様の実験を MI コムに対しても行った。MI コム of 実験の際には、ポンプ光の波長は 1546 nm で C-Band 増幅器を用いて増幅した後のパワーを 100 dBm になるようにした。今回作成したシリカロッド微小共振器では主にラマンコムが発生しやすく、MI コムが発生する条件を満たすようにポンプ光の強度をアッテネータを通して調節した後に共振器に入射させている。

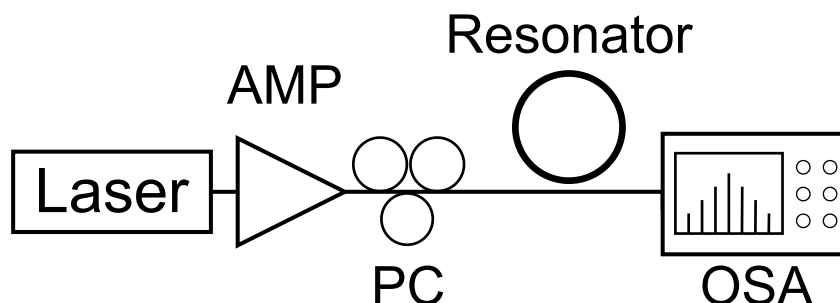


Figure 3.1 Schematic diagram of the experimental setup for the measurement for the power stability of a optical frequency comb with a silica rod microresonator. AMP: amplifier, PC: polarization controller, OSA: optical spectrum analyzer.

3.1.2 実験結果

ラマンコム of 実験結果を Figure 3.2 に示す。上部の図は測定したラマンコム of スペクトルの時間変化を 2 次元プロットしたもので、下部の図は測定開始時点でのスペクトルを表している。下部の図について、青線とオレンジ線はそれぞれ測定したスペクトルとポンプ光の波長に対応するシリカのラマンゲインを示している。Figure 3.2(a) より、1480 nm のポンプ光に対して

Table 3.1 List of the devices used in the experiment

	Model	Manufacturer
Laser	TSL-710	Santec
S-band amplifier	AMP-FL8211-SB-20	FiberLabs
C-band amplifier	PMFA-30	PriTel
OSA	AG6370D	Yokogawa

1580–1610 nm の範囲にラマンコムが発生していることが確認できる。これは Figure 3.2 に示されるシリカのラマン利得に対応している。Figure 3.2(b) は Figure 3.2(a) についてラマンコムの発生している部分を拡大したものである。今回の測定ではラマンコムが大きく 3 つの山に分かれている事が確認できる。便宜上ここではそれぞれの山を a, b, c と呼ぶ。a, b の山はラマン利得のピーク 1 に対応する波長に、c の山はピーク 2 に対応する波長にそれぞれ発生している事が確認できる。

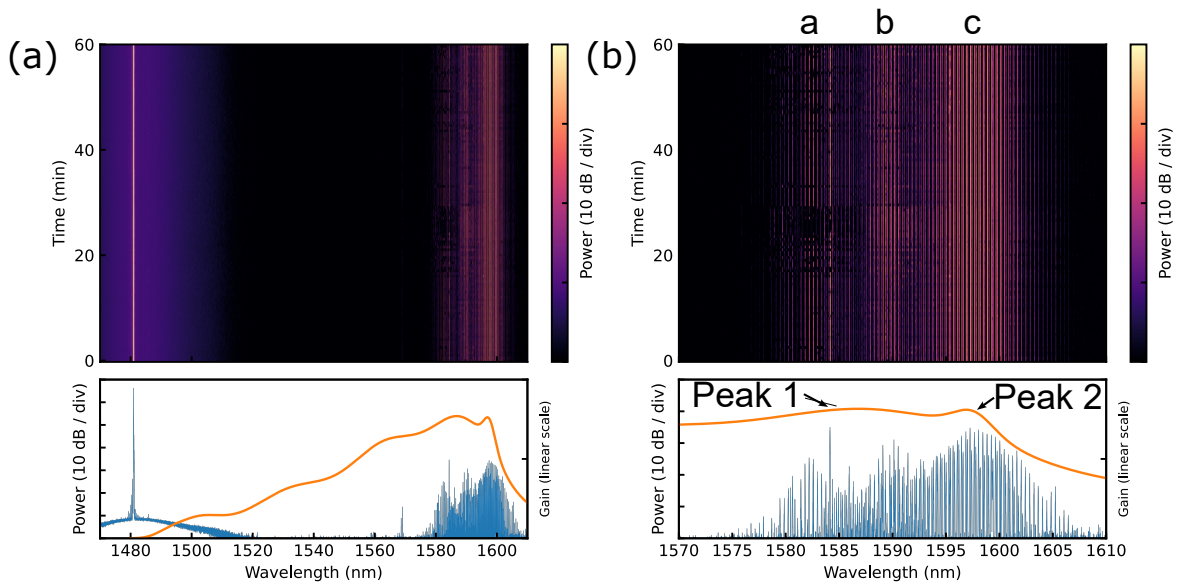


Figure 3.2 (a) Upper figure shows The 2D map of time variation of the spectrum of a Raman comb. Lower figure shows the spectrum of a Raman comb at the beginning of the measurement. Blue line shows the measured spectrum and orange line shows the Raman gain of the silica. (b) Enlarged view of (a).

それぞれのラマンコムの山の挙動の違いを確認するため、2次元プロットを山ごとに切り出したものを Figure 3.3 に示す。ラマン利得のピーク 1 に属している a と b の山は非常に不安定で、特に a の山については測定開始から 25 分経過したあたりで一度消えていることが確認できる。一方で、ピーク 2 に属している c の山は他の 2 つの山と比較して非常に安定していることがわかる。測定中でのパワーの最大値と最小値の差は 3.2 dB であった。

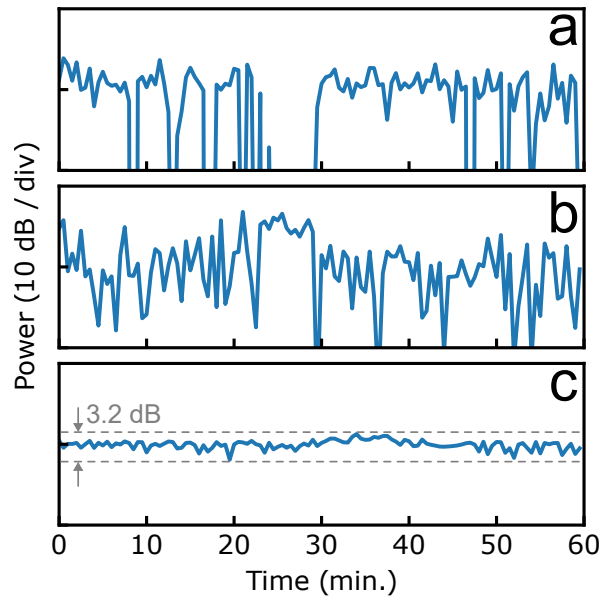


Figure 3.3 The time variation of the spectrum of a Raman comb for each wavelength. Peak c, corresponds to Peak 2 of the Raman gain of silica, is stable while peak a and b, correspond to Peak 1 of the Raman gain of silica, are unstable

次に MI コムについての実験結果を Figure 3.4に示す。また、MI コムについてもラマンコムと同様に 3 つの波長を取り出したものを Figure 3.5に示す。MI コムでも消えるほどの不安定さはないもののラマンコムと同様に比較的不安定なコムと安定なコムが確認できた。比較的安定であった Figure 3.5の中段の結果について測定中でのパワーの最大値と最小値の差は 7.4 dB であった。つまり、今回の共振器を用いた比較ではラマンコムは MI コムよりも強度の安定性が高いことが言える。

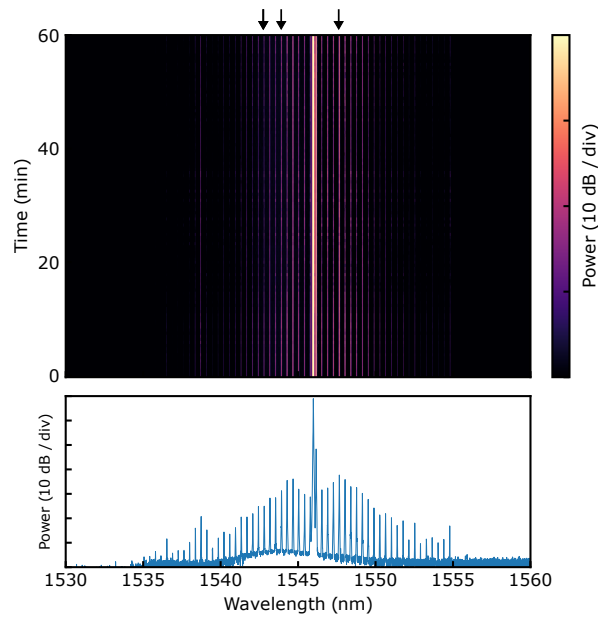


Figure 3.4 Upper figure shows The 2D map of time variation of the spectrum of a MI comb. Lower figure shows the spectrum of a MI comb at the beginning of the measurement. Blue line shows the measured spectrum.

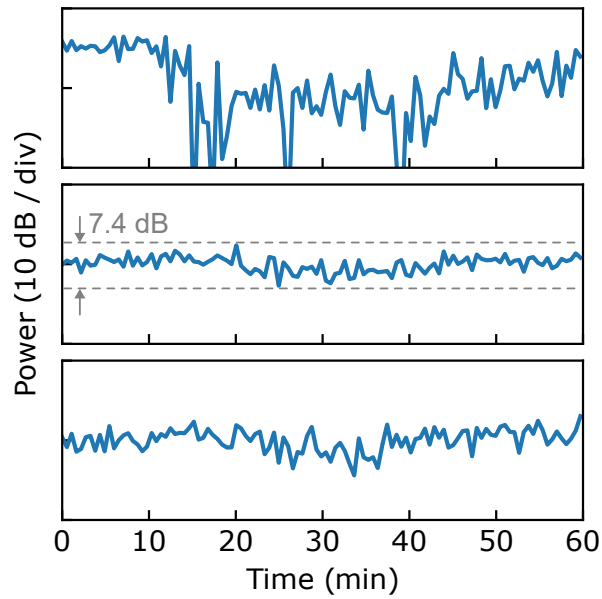


Figure 3.5 The time variation of the spectrum of a MI comb for each wavelength.

3.2 縦モード間隔測定

3.2.1 実験方法

ラマンコムの一安定性測定として、ラマンコムの一縦モード間隔の測定を行った。実験セットアップについては、異なる部分のスペクトルを実験ごとに測定したので結果とともに示す。共振器で発生したラマンコムをバンドパスフィルタを用いて波長ごとに光スペクトルとビート信号を測定している。バンドパスフィルタにより切り出したコムの一数が少ないとビート信号が弱く測定が難しいため、今回の実験ではバンドパスフィルタの一バンド幅を 2 nm にして 4 もしくは 5 本のコムを切り出しフォトディテクタに入射している。今回実験に用いたシリカロッド微小共振器は共振器の直径が 1.4 mm で FSR は 46.5 GHz となっており、この共振器で発生する光周波数コムの一ビート信号を直接測定するのは難しい。そこで強度変調器を用いてコムに一サイドバンドを発生させ、サイドバンド同士の一ビート信号を測定することでラマンコムの一縦モード間隔を間接的に測定した (Figure 3.6)。すべての実験においてポンプ光の強度は 21.6 dBm で波長は 1480 nm である。また、L-Band 増幅器および強度変調器が偏波保持であることから、それぞれ偏波コントローラを使用している。L-Band 増幅器は pre amplifier, main amplifier ともに最大の 597 mA の電流を流している。使用機器を Table 3.2 に示す。

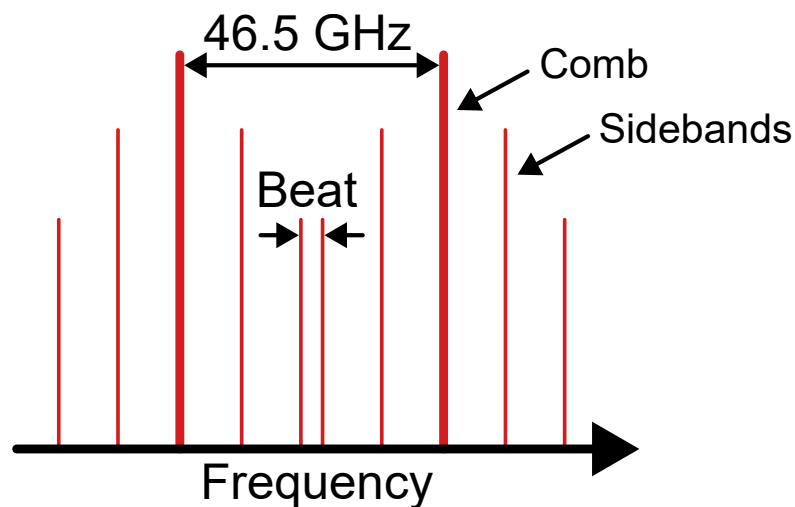


Figure 3.6 Image of the spectrum of a comb and sidebands in a beat measurement.

Table 3.2 List of the devices used in the experiment

	Model	Manufacturer
Laser	TSL-710	Santec
S-band amplifier	AMP-FL8211-SB-20	FiberLabs
L-band amplifier	LNHP-PMFA-18-L	PriTel
BPF	CVF-300CL	Alnair Labs
IM	EODC-1550	PriTel
SG	N5173B	Keysight
PD	DET08CFC	Thorlabs
ESA	SSA3032X-R	Siglent
OSA	AG6370D	Yokogawa

3.2.2 実験結果

実験セットアップおよび結果を Figure 3.7 に示す。この実験では信号発生器の周波数を 7.83 GHz, パワーを 18 dBm としている。電気スペクトラムアナライザの分解能 (resolution bandwidth; RBW) は 300 Hz である。Figure 3.7(b,c) はそれぞれ測定されたラマンコムのスペクトルとビート信号を表している。それぞれの色は対応しており、例えば 1600 nm の青色で示されたスペクトルのビート信号は同様に青色で示されている。まず、測定されたビート信号の線幅は 300 Hz であった。興味深いことに、ラマンコムの縦モード間隔は波長依存性があることが確認できる。ラマンコムの安定化を実現している ref. [29] や 結晶中での位相同期したラマンコムを達成している ref. [44] では 4 光波混合による光周波数コムを用いてラマンコムを安定させているこの場合、4 光波混合による光周波数コムの縦モード間隔が等間隔であるという特性がラマンコムにも転写されラマンコムの縦モード間隔も一定になる。一方で本実験ではラマンコムの縦モード間隔に波長依存性があることから、シリカロッド微小共振器におけるラマンコムは 4 光波混合による影響を受けていないことがわかる。よって、強度安定性についても 4 光波混合からの寄与はなく、ラマンコム単体で安定していると言える。

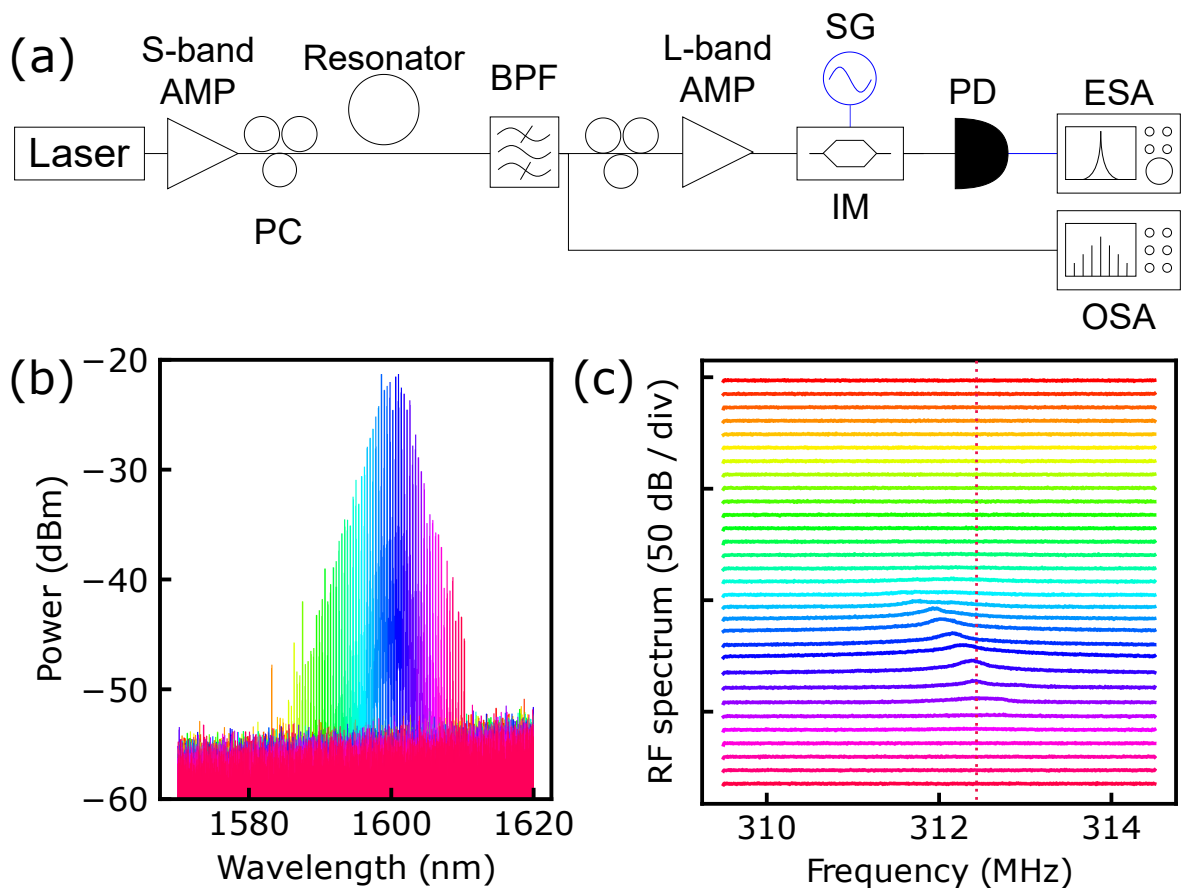


Figure 3.7 (a) Schematic diagram of the experimental setup for the measurement of the power longitudinal mode spacing of a Raman comb with a silica rod microresonator. AMP: amplifier, PC: polarization controller, BPF: band-pass filter, SG: signal generator, IM: intensity modulator, PD: photodiode, ESA: electrical spectrum analyzer, OSA: optical spectrum analyzer. (b), (c) The spectrum of the Raman comb and the beat signal, respectively. The color of the beat signal correspond to the save color of the spectrum. You can see that the beat signal has the dependency to the wavelength and the Raman comb in the silica rod microresonator is not from the four-wave mixing process.

次に、共振器と導波路のカップリングを変化させて同様の実験を行った。実験セットアップおよび結果を Figure 3.8 に示す。この実験では信号発生器の周波数を 10.5 GHz、パワーを 18 dBm としている。電気スペクトラムアナライザの RBW は 30 kHz である。先ほどの実験と同様にラマンコムの縦モード間隔には依存性があり、4 光波混合によるプロセスを経ていないことが確認できる。さらに今回の実験ではビート信号に 2 つのピークが確認できる。Figure 3.9 は Figure 3.8 を拡大したものである。Figure 3.8(b) と Figure 3.9 から、このラマンコムは単一のモードファミリーではなく複数のモードファミリーが発生していることがわかる。今回用いたシリカロッド微小共振器は共振器中のモード面積が大きく横モードが基本モードだけではなくより高次のものも存在する構造となっている。そのため、共振器中でのモード結合によってポンプ光のモードとは異なるモードが

励起され複数のモードファミリーでラマンコムが発生したと考えられる。

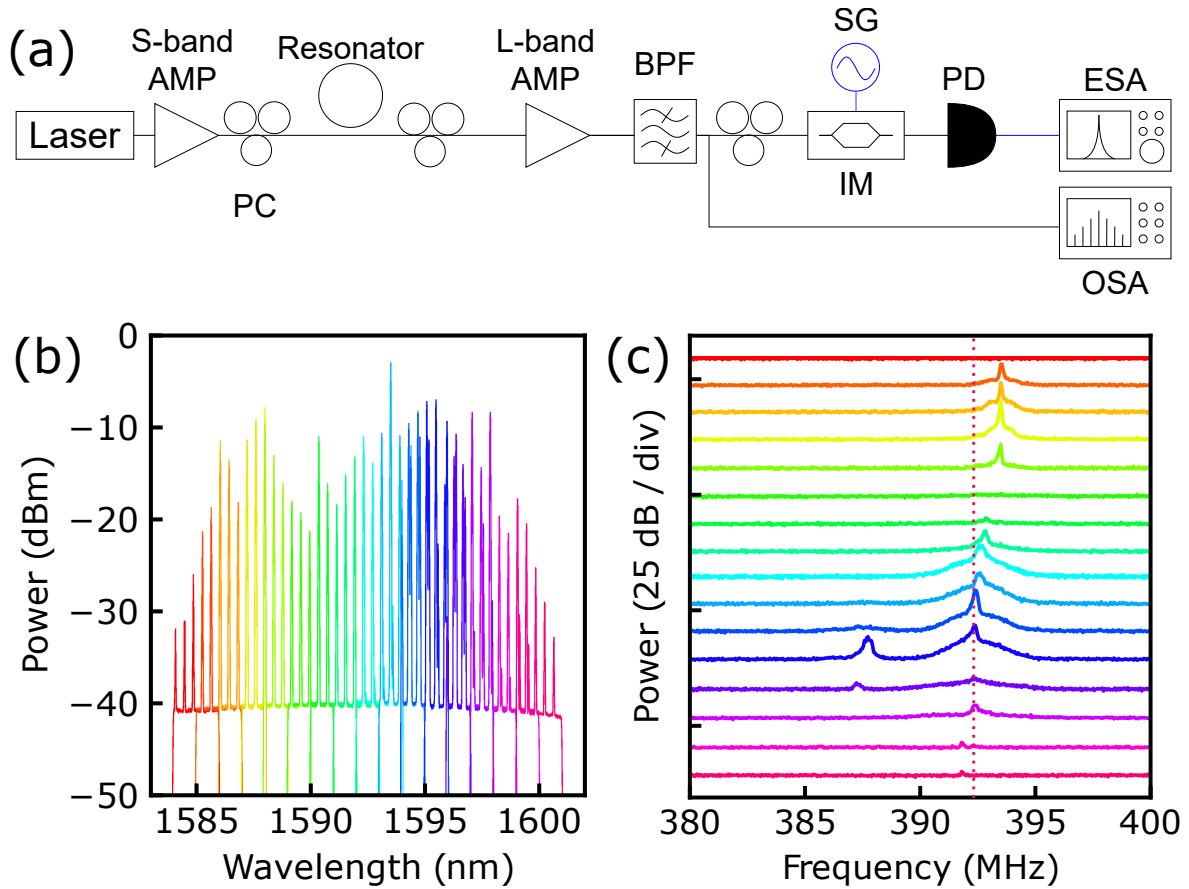


Figure 3.8 (a) Schematic diagram of the experimental setup for the measurement of the power longitudinal mode spacing of a Raman comb with a silica rod microresonator. AMP: amplifier, PC: polarization controller, BPF: band-pass filter, SG: signal generator, IM: intensity modulator, PD: photodiode, ESA: electrical spectrum analyzer, OSA: optical spectrum analyzer. (b), (c) The spectrum of the Raman comb and the beat signal, respectively. The color of the beat signal correspond to the save color of the spectrum.

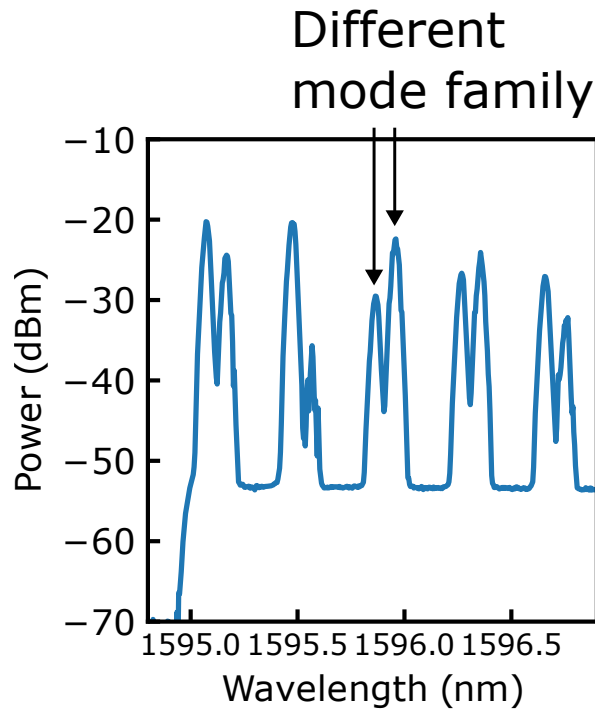


Figure 3.9 The enlarged view of Figure 3.8(b).

3.3 結論

本節ではラマンコムの変動性について議論を行った。1つ目の実験ではシリカ材料を用いた共振器においてラマンコムの変動性を測定した。その結果、シリカ材料のラマン利得における2つのピークについてそれぞれピーク1,2としたときに、ピーク1では測定中にラマンコムが消滅したり生成されたりなど非常に不安定であることが確認できた。一方でピーク2では実験中にラマンコムは安定しており、1時間の測定の中で3.2dBmのみの変化であった。MIコムでの同様の実験における結果では7.4dBmの変化が確認できたことから、ラマンコムの変動性についてはMIコムよりも変動性が高いことが確認された。

2つ目の実験では1つ目の実験で測定されたラマンコムの変動性についてより詳細に調査するため、コムの変動モード間隔の測定を行った。測定の結果、結晶材料とは異なりシリカ材料でのラマンコムは変動モード間隔が周波数に依存性があり4光波混合によらずラマンコム単体で発生していることが確認できた。すなわち、1つ目の実験で確認されたラマンコムの変動性2での変動性はラマンコムそのものによる変動性により、結晶材料でのラマンコムの変動性である4光波混合からの寄与はシリカ材料では存在しないということである。また、今回用いた共振器においては周波数が同じラマンコムの変動部分に2つの異なる変動モード間隔が確認された。これは、ラマンコムが1つのモードファミリーのみならずFSRの異なる複数のモードファミリーで同時に発生しているということを示している。作成したシリカロッド微小共振器はモード面積が大きい構造をしているため高次の横

3.3 結論

モードが多数存在する．これによって，ポンプ光の横モードとはことなる別の横モードがモード結合により励起され得るため，複数のモードファミリーでラマンコムが発生していると考えられる．モードファミリーを少なくする為には共振器の形状をよりとがったものにし共振器中の横モードを少なくするという事が考えられる．

第 4 章 伝送特性評価

安定性評価においてシリカ微小共振器におけるラマンコムが安定していることが確認できたことから伝送用光源としての応用が可能であると考えられる。そこで、本章ではラマンコムの光源としての伝送特性を評価する。

4.1 伝送用光源としてのラマンコムの特性評価

4.1.1 実験セットアップ

ラマンコムの伝送特性を評価するために使用した実験セットアップを Figure 4.1 に示す。ラマンコムを発生させるためのポンプ光は波長 1480 nm で光パワー 21.6 dBm とした。発生したラマンコムはパワーが小さくそのままでは伝送特性を評価できないため、L-Band 増幅器を用いてパワーを増幅している。今回用いた L-Band 増幅器は pre amplifier と main amplifier を分けて使用可能なモデルを用いて可能な限りノイズを低減するためにそれぞれの増幅器の後にバンドパスフィルタを入れて自然放射増幅光 (amplified spontaneous emission; ASE) ノイズを除去している。バンドパスフィルタの中心波長と波長幅を調整して、ASE ノイズの除去と同時にラマンコムを一本切り出したものを伝送特性評価に用いた。Pre amplifier のダイオードへの電流は最大の 597 mA とし、main amplifier は増幅後のラマンコムが 0 dBm となるように調節した。バンドパスフィルタの波長幅は 0.2 nm とし、発生したラマンコムに合わせて中心波長を変更した。増幅されたラマンコムは強度変調器によって振幅変調信号を乗せられ、可変光アッテネータ (variable optical attenuator; VOA) によってパワーを調整したのちにフォトディテクタに入射される。フォトディテクタの信号はエラーディテクタとサンプリングオシロスコープによって測定され、エラー率を表すビットエラーレート (bit error rate; BER) と信号の品質を表すアイパターン (eye pattern) がそれぞれ記録される。つまり、本実験は強度変調直接検波 (intensity modulation and direct detection: IMDD) 方式に対する光源の伝送特性を測定している。また、共振器についてはシリカロッド微小共振器、シリカ微小球共振器、シリカトロイド微小共振器の 3 種類の共振器を用い比較を行った。それぞれの共振器の大きさと FSR を Table 4.2 に示す。

4.1 伝送用光源としてのラマンコムの特性評価

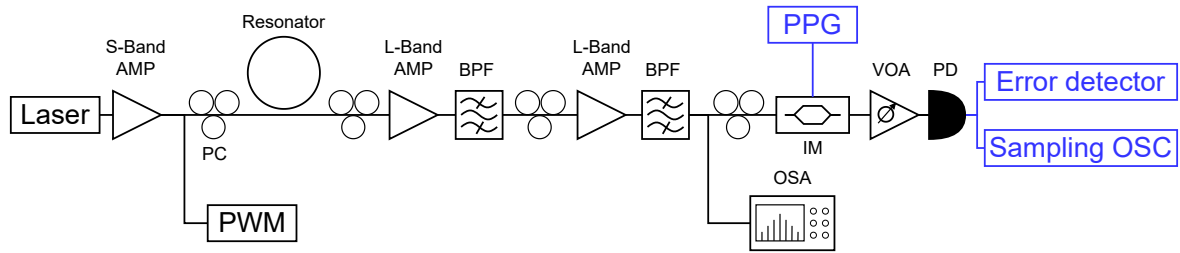


Figure 4.1 Schematic diagram of the experimental setup for the measurement of the property of a Raman comb with a silica microresonator for transmission. AMP: amplifier, PC: polarization controller, BPF: band-pass filter, PPG: pulse pattern generator, IM: intensity modulator, VOA: variable optical attenuator, PD: photodiode, OSC: oscilloscope, PWM: power meter, OSA: optical spectrum analyzer.

Table 4.1 List of the devices used in the experiment

	Model	Manufacturer
Laser	TSL-710	Santec
S-band amplifier	AMP-FL8211-SB-20	FiberLabs
L-band amplifier	LNHP-PMFA-18-L	PriTel
BPF	CVF-300CL	Alnair Labs
IM	EODC-1550	PriTel
PPG	MP1761C	Anritsu
VOA	DA-100	OZ Optics
PD	HTG-SFP-SMA	HiTech Global
Error detector	MP1762C	Anritsu
Sampling OSC	86100A	Agilent
PWM	81634B	Agilent
OSA	AG6370D	Yokogawa

Table 4.2 Comparison of the size and FSR of the resonators

Resonator	Diameter	FSR
Rod resonator	1.4 mm	46.5 GHz
Sphere resonator	186 μm	320 GHz
Toroid resonator	80 μm	820 GHz

4.1.2 ラマンコムのパークごとの伝送特性の比較

初めに、ラマンコムのパーク1とパーク2との伝送特性の比較を行った。使用した共振器はシリカトロイド微小共振器である。結果を Figure 4.2に示す。赤いラインと点はラマン利得のパーク1に発生したラマンコムの結果を表し、緑のラインと点はラマン利得のパーク2に発生したラマンコムの結果を表す。また、灰色の点はリファレンス用に用いたレーザ光源の結果を示している。ここでは、ラマン利得のパーク1とパーク2に発生したラマンコムをそれぞれラマン1、ラマン2と呼んでいる。ラマン1,2それぞれについてラマンコムは1593 nm, 1603 nm に発生している。

まずラマン1とラマン2の比較だが、ラマン1のビットエラーレートが 10^{-8} までしか達していないうえに変動が激しい一方で、ラマン2は 10^{-10} まで達している。安定性評価の章で述べたシリカ共振器においてはラマン1は不安定でラマン2は安定であるという結果と合致しており、伝送特性からもラマン2が安定していることが確認できた。さらに、ラマン2はリファレンスであるレーザとも遜色のないビットエラーレートであり、ラマン2のみを考えればラマンコムは伝送応用も可能である事がわかる。

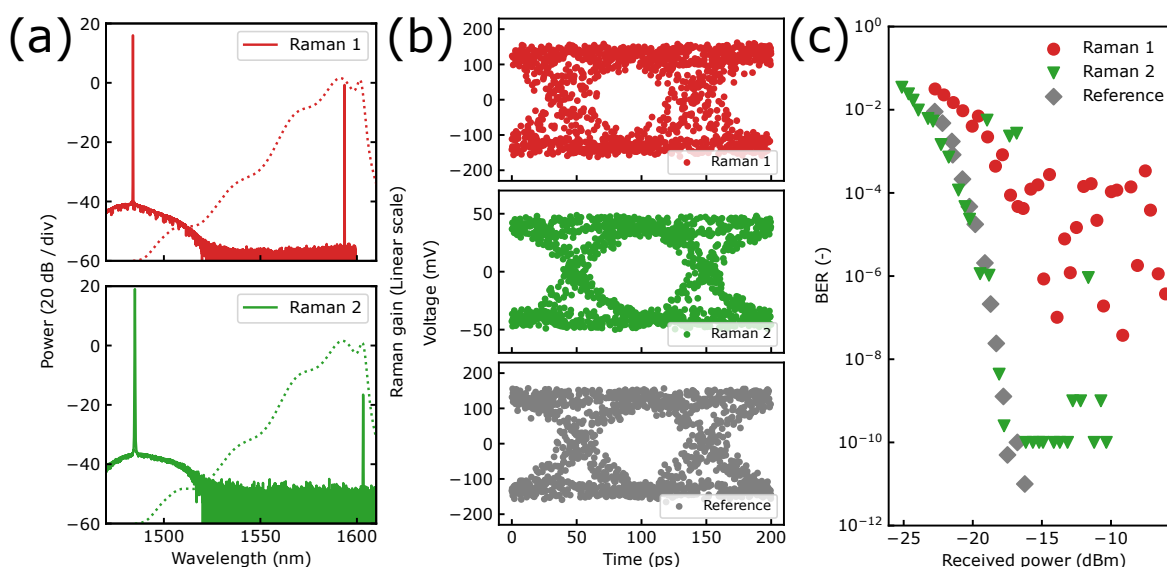


Figure 4.2 (a)The spectrum of the Raman comb and pump light. (b)The eye patterns of the Raman comb and the laser as a reference. (c)The bit error rate of the Raman comb and the reference. For each figures, red line or dots show the Raman comb in the peak 1 of the Raman gain of the silica and green line or dots show the Raman comb in the peak2. In this figure, I name the Raman comb in the peak 1 and peak 2 Raman 1 and Raman 2, respectively.

4.1.3 共振器ごとの伝送特性の比較

Figure 4.3 シリカロッド微小共振器, シリカ微小球共振器, シリカトロイド微小共振器それぞれを用いたラマンコム伝送特性を Figure 4.3 に示す。Figure 4.3(a-c) は使用した共振器を、

4.1 伝送用光源としてのラマンコムの特性評価

Figure 4.3(d-f) は測定したスペクトルを, Figure 4.3(g-i) は測定したアイパターンを Figure 4.3(j) は測定したビットエラーレートをそれぞれ示している. また, 共振器, スペクトル, アイパターンについては上から順にシリカロッド微小共振器, シリカ微小球共振器, シリカトロイド共振器のものとなっている.

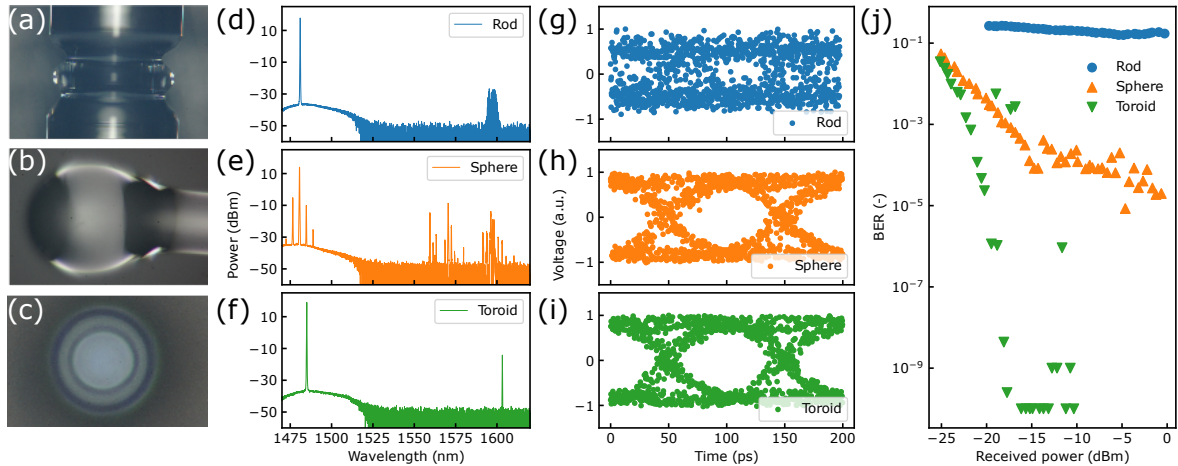


Figure 4.3 (a, b, c) Image of the resonators. (d, e, f) The spectrums of the Raman comb and pump light. (g, h, i) The eye patterns of the Raman comb. For each graph, the data for a rod resonator, a sphere resonator and a toroid resonator are shown from the top to bottom. (j) The bit error rate of the Raman comb. Blue dots, orange dots and green dots show about a rod resonator, a sphere resonator and a toroid resonator, respectively.

シリカトロイド微小共振器について伝送特性を見ると, ビットエラーレートは 10×10^{-10} まで達している. これは, 今回の実験でのビットエラーレートの最小にあたる. IM-DD 方式での伝送におけるエラーフリー伝送に必要なビットエラーレートは 10×10^{-9} であるから, この伝送特性からラマンコムは十分に伝送に応用が可能であることが言える. アイパターンについても大きく開いている事が確認でき, ラマンコムに信号が適切に乗っていることが確認できる.

一方で, シリカロッド微小共振器によるラマンコムの伝送特性はビットエラーレートが 10×10^{-1} にも達しておらず, アイパターンも辛うじてアイが確認できる程度にしか開いていない. つまり, まったく伝送に適していないということである.

シリカ微小球共振器ではシリカトロイド微小共振器とシリカロッド微小共振器の間のような特性となっており, アイパターンは良く開いているもののビットエラーレートは 10×10^{-5} 程度でエラー訂正無しでの伝送は難しいと言える.

ラマンコムを伝送に応用するためにはこれらの特性の違いの原因を考えることが重要である. 考えられる原因としてまず考えられるのがコムパワーの違いである. 伝送に用いたコムのパワーは増幅前の時点で Table 4.3 のようになった. このように, シリカロッド微小共振器では特にコムパワーが小さくコム発生時点でのノイズレシオが伝送に影響を与えている可能性が考えられる.

Table 4.3 Comparison of the comb power of a Raman comb with different resonators.

Resonator	Comb power (dBm)
Rod resonator	-28
Sphere resonator	-12
Toroid resonator	-13

4.2 伝送系で必要な光パワーの検証

4.2.1 実験セットアップ

コムパワーの違いが伝送特性に与える影響を調べるため、Figure 4.4に示すセットアップで入力光のパワーに対する伝送特性を測定した。ラマンコム代わりにレーザの強度を変化させてパワーに対する伝送特性の変化を調べた。そのため、L-Band 増幅器以降のセットアップは伝送特性を調べた際のセットアップと同一である。光強度について、レーザのパワーを直接変化させた場合の特性の変化があり得るので可変光アッテネータを用いて強度を調整した。

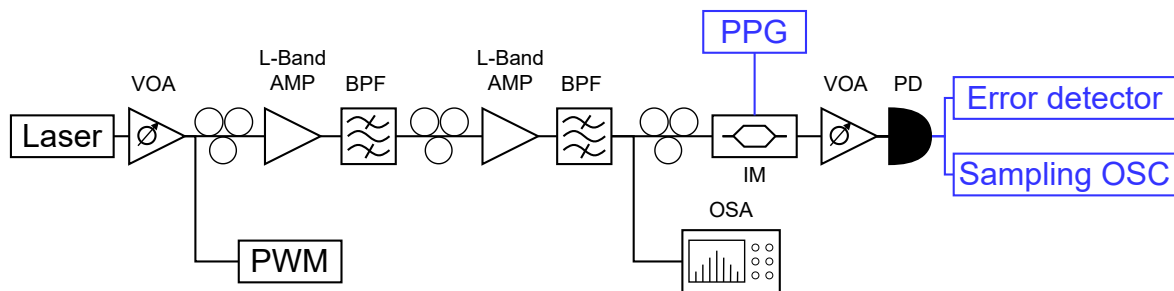


Figure 4.4 Schematic diagram of the experimental setup to investigate an affection to transmission property from comb power.

4.2.2 実験結果

測定されたアイパターンとビットエラーレートを Figure 4.5に示す。図中に記載のパワーは増幅前の光パワーを示しており、コムパワーに対応する。光パワーの変化と伝送特性の変化を見ると、光パワーが -10 dBm から -30 dBm までは伝送特性に変化は見られないが、-35 dBm を下回ったところから急激に伝送特性が悪化していることが確認できた。よって、この系で伝送特性を劣化させないためのコムパワーのしきい値は -30 dBm であると言える。シリカロッド微小共振器を用いたラマンコムのコムパワーは -28 dBm であるからしきい値よりは大きなコムパワーであるもの

の、かなりしきい値に近いパワーであるため本実験のように使用した実験機器が多いような場合にはそれぞれのロスなどにより影響を与えている事が考えられる。

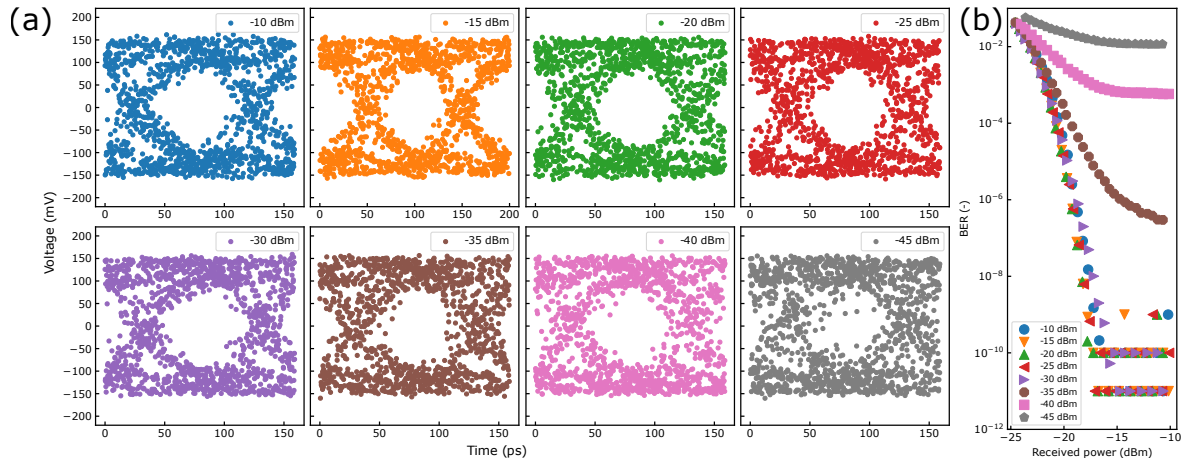


Figure 4.5 (a, b) The eye patterns and the bit error rate for each power before amplification, respectively.

4.3 共振器形状による影響の考察

前述の実験により、コムパワーの小ささが伝送特性に影響を与えている可能性が考えられた。しかし、シリカ微小球共振器を用いたラマンコム光のパワーは -12 dBm でありしきい値の -30 dBm よりも十分にも大きい。さらに言えばシリカ微小球共振器の -13 dBm よりも大きいにもかかわらず伝送特性はトロイド微小共振器を用いた場合よりも悪い。つまり、コムパワー以外にも伝送特性を悪化させる要因があると考えられる。この要因として考えられるのが共振器形状の違いによるラマンコムスペクトルの違いである。今回実験に用いたシリカロッド微小共振器やシリカ微小球共振器は共振器中をとおる光のモード断面積がシリカトロイド微小共振器と比較して大きく、1次や2次の横モードだけでなくより高次の横モードが共振器内で発生する。このことが確認できるのが第 3.2 章での Figure 3.9 である。これらの異なるモードファミリーは高次の横モードが発生していることにより確認できる。Figure 3.9 ではそれぞれのモードファミリーが光スペクトラムアナライザの分解能である波長幅 0.02 nm (波長 1600 nm において周波数幅 2.34 GHz に対応) よりも離れた位置で発生しておりスペクトル上で確認できた。しかし、これよりも小さい波長差で複数のモードファミリーが発生していれば光スペクトラムアナライザの測定では確認することができない。つまり、光スペクトラムアナライザで分解できないような近いモードファミリーが伝送特性評価時に混入してしまい伝送特性に影響を与えた事が考えられる。

4.4 結論

本節ではラマンコムの伝送用光源としての特性評価を行った。初めにラマンコムのピーク 1 とピーク 2 との比較ではラマンコムのピーク 1 が $BER = 10^{-8}$ までしか到達せず，加えて BER の変動が激しいのに対して，ピーク 2 では今回の実験での限界である $BER = 10^{-10}$ を達成した。さらに，ピーク 2 の伝送特性はリファレンスとして用いたポンプ用レーザの伝送特性とほぼ遜色なく，ラマンコムのピーク 2 を用いることによる伝送特性の劣化は確認されなかった。

次にロッド形状，球形状，トロイド形状の 3 つの形状のシリカ微小共振器を用いて発生したラマンコムのピーク 2 について伝送特性を比較した。ピークごとの比較で用いたトロイド形状のシリカ微小共振器では上述のとおり $BER = 10^{-10}$ を達成しており良い伝送特性を確認することができた。しかし，球形状では BER は 10^{-5} 程度までしか確認できず，アイパターンにもノイズが確認できた。さらに，ロッド形状ではアイパターンはほとんど開いておらず，BER も 10^{-1} にすら満たない程度の伝送特性でありまったく伝送ができないという結果になった。

原因としてまず考えられるのが発生したラマンコムのコムパワーの違いである。特にロッド形状ではコムパワーが小さく -28 dBm しかないため，コムの時点でシグナルノイズ比が伝送に十分ではない可能性があった。そこで，まずラマンコムのコムパワーの違いの影響を調べるためにレーザをコムに見立てて伝送特性を測定した。その結果，コムパワーは -30 dBm あれば十分であるという結果が得られた。ロッド形状の共振器によるラマンコムのコムパワーはこの値に近く，使用機器の多い伝送特性評価実験では微妙なセットアップの違いによってロスが発生し伝送特性を悪化させている事も考えられる。しかし，球形状の共振器でのラマンコムのコムパワーは -12 dBm でありコムパワーだけでは伝送特性の悪化は説明できない。他に原因として考えられるのが共振器形状である。安定性評価の節で説明したようにロッド形状では高次の横モードが発生し得るが，球形状でも同様にモード面積は広く高次の横モードが発生する。これにより，複数のモードファミリーが発生し伝送用に切り出した部分に複数のコムが混在することによって伝送特性が悪化したという理由が考えられる。トロイド形状はモード面積が他の 2 種類の形状に比べて小さく高次のモードは発生しにくいいため，単一のコムでの伝送ができ伝送特性も良いものが得られたと考えられる。

第 5 章 結論

本研究ではシリカ材料を用いた微小共振器によるラマンコムの安定性評価と伝送特性の評価を行った。

まず安定性評価についてシリカ材料の共振器におけるラマンコムのピーク 1 とピーク 2 において強度安定性が異なることが確認できた。ピーク 1 ではラマンコムは消滅と生成を繰り返し不安定である一方でピーク 2 については安定していた。この結果は ref. [28] の理論とよく一致している。また、MI コムの安定性との比較では MI コムが測定中に 7.4 dBm の変動をしていたのに対し、ラマンコムのピーク 2 では 3.2 dBm の変動であり、より安定していることが確認できた。ラマンコムの縦モード間隔の測定では縦モード間隔に周波数依存性があることが確認された。これは、ラマンコムが 4 光波混合によらずに発生していることを示しており、前述の強度安定性はラマンコム単体で達成していることがわかった。

安定性評価によりラマンコムのピーク 2 は伝送に応用が可能であると予想できるため、ラマンコムの伝送特性を測定した。実際にラマンコムのピーク 2 では BER が 10^{-10} まで到達し、レーザを用いた場合とほぼ変わらない伝送特性を維持していることが確認できた。ピーク 1 の伝送特性は BER = 10^{-8} までしか到達せず、安定性評価の結果と一致するピーク 1 は不安定であるという結果が得られた。次に、共振器形状がラマンコムの伝送特性に与える影響を調べた。その結果、共振器形状によって伝送特性が悪化することが確認された。考えられる原因の 1 つのコムパワーの問題については影響がある可能性が示されたが、ラマンコムのコムパワーは十分な強度で発生しているため今回の実験においては伝送特性の悪化の主な原因ではないと言える。もう一つの原因として、共振器形状による別のモードファミリーの混入が考えられる。実際に縦モード間隔測定の際にモードファミリーの異なるラマンコムが複数発生していることが確認されており、ロッド形状や球形状の共振器を用いた際には別々のモードファミリーが混入して伝送特性を悪化させた可能性が高い。これについては共振器の形状を設計しモード面積を小さくすることで対応が可能である。

結論として、共振器形状によっては 1 本のコムのみを切り出すことが困難であり伝送特性が悪化することがあるためラマンコムを伝送応用する際には適切に共振器を設計することが必要であるが、ラマンコムは伝送応用が可能な程度十分に安定しているといえる。

参考文献

- [1] Saleh, B. E. A., Teich, M. C., 尾崎義治 & 朝倉利光. **基本光工学**. 1 (森北出版, Tōkyō, 2006).
- [2] Del’Haye, P. *et al.* Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature* **450**, 1214–1217 (2007).
- [3] Chu, S. T. *et al.* Eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid. *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 691–693 (1999).
- [4] Kippenberg, T. J., Kalkman, J., Polman, A. & Vahala, K. J. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **74**, 72–75 (2006).
- [5] Guarino, A., Poberaj, G., Rezzonico, D., Degl’Innocenti, R. & Günter, P. Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate. *Nature Photonics* **1**, 407–410 (2007).
- [6] Chang, L. *et al.* Ultra-efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator microresonators. *Nature Communications* **11**, 1331 (2020).
- [7] Herr, T. *et al.* Temporal solitons in optical microresonators. *Nature Photonics* **8**, 145–152 (2014).
- [8] Liang, W. *et al.* Passively Mode-Locked Raman Laser. *Physical Review Letters* **105**, 143903 (2010).
- [9] Levy, J. S. *et al.* CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics* **4**, 37–40 (2010).
- [10] Udem, T., Reichert, J., Holzwarth, R. & Hänsch, T. W. Absolute optical frequency measurement of the cesium D1 line with a mode-locked laser. *Physical Review Letters* **82**, 3568–3571 (1999).
- [11] Holzwarth, R. *et al.* Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Physical Review Letters* **85**, 2264–2267 (2000).
- [12] Trocha, P. *et al.* Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs. *Science* **359**, 887–891 (2018).
- [13] Nakasyotani, T., Toda, H., Kuri, T. & Kitayama, K. Wavelength-division-multiplexed Millimeter-waveband radio-on-fiber system using a supercontinuum light source. *Journal of Lightwave Technology* **24**, 404–410 (2006).
- [14] Yiran Ma, Qi Yang, Yan Tang, Simin Chen & Shieh, W. 1-Tb/s Single-Channel Coherent Optical OFDM Transmission With Orthogonal-Band Multiplexing and Subwavelength Bandwidth Access. *Journal of Lightwave Technology* **28**, 308–315 (2010).
- [15] Marin-Palomo, P. *et al.* Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications. *Nature* **546**, 274–279 (2017).
- [16] Ye, J. *et al.* Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network. *Journal of the Optical Society of America B* **20**, 1459 (2003).

- [17] Herr, T. *et al.* Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators. *Nature Photonics* **6**, 480–487 (2012).
- [18] Hasegawa, A. & Tappert, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion. *Applied Physics Letters* **23**, 171–172 (1973).
- [19] Stone, J. R. *et al.* Thermal and Nonlinear Dissipative-Soliton Dynamics in Kerr-Microresonator Frequency Combs. *Physical Review Letters* **121**, 063902 (2018).
- [20] Guo, H. *et al.* Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators. *Nature Physics* **13**, 94–102 (2017).
- [21] Yi, X., Yang, Q.-F., Youl Yang, K. & Vahala, K. Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators. *Optics Letters* **41**, 2037 (2016).
- [22] Zhang, S. *et al.* Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser. *Optica* **6**, 206 (2019).
- [23] Kim, B. Y. *et al.* Turn-key, high-efficiency kerr comb source. *Optics InfoBase Conference Papers Part F183-*, 2–5 (2020).
- [24] Suh, M.-G. *et al.* Searching for exoplanets using a microresonator astrocomb. *Nature Photonics* **13**, 25–30 (2019).
- [25] Stolen, R. H. & Ippen, E. P. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters* **22**, 276–278 (1973).
- [26] Suzuki, R., Kubota, A., Hori, A., Fujii, S. & Tanabe, T. Broadband gain induced Raman comb formation in a silica microresonator. *Journal of the Optical Society of America B* **35**, 933 (2018).
- [27] Suzuki, R. *Investigation into the effects of optical nonlinearities on microresonator frequency combs*. PhD Thesis, Keio University (2019).
- [28] Kasumie, S. *et al.* Raman Laser Switching Induced by Cascaded Light Scattering. *Laser & Photonics Reviews* **13**, 1900138 (2019).
- [29] Yang, Q.-F., Yi, X., Yang, K. Y. & Vahala, K. Stokes solitons in optical microcavities. *Nature Physics* **13**, 53–57 (2017).
- [30] Gorodetsky, M. L., Savchenkov, A. A. & Ilchenko, V. S. Ultimate Q of optical microsphere resonators. *Optics Letters* **21**, 453 (1996).
- [31] Gorodetsky, M. L., Pryamikov, A. D. & Ilchenko, V. S. Rayleigh scattering in high-Q microspheres. *Journal of the Optical Society of America B* **17**, 1051 (2000).
- [32] Vernooy, D. W., Ilchenko, V. S., Mabuchi, H., Streed, E. W. & Kimble, H. J. High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared. *Optics Letters* **23**, 247 (1998).
- [33] Lines, M. E. Scattering losses in optic fiber materials. I. A new parametrization. *Journal of Applied Physics* **55**, 4052–4057 (1984).
- [34] Lines, M. E. Scattering losses in optic fiber materials. II. Numerical estimates. *Journal of Applied Physics* **55**, 4058–4063 (1984).
- [35] Tosco, F. & CSELT (eds.) *Fiber optic communications handbook* (TAB Professional and Refer-

参考文献

- ence Books, Blue Ridge Summit, PA, 1990), 2nd ed edn.
- [36] Yariv, A. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **9**, 919–933 (1973).
 - [37] Snyder, A. W. Coupled-Mode Theory for Optical Fibers. *Journal of the Optical Society of America* **62**, 1267 (1972).
 - [38] Haus, H. & Huang, W. Coupled-mode theory. *Proceedings of the IEEE* **79**, 1505–1518 (1991).
 - [39] Kippenberg, T. J., Spillane, S. M. & Vahala, K. J. Kerr-Nonlinearity Optical Parametric Oscillation in an Ultrahigh- Q Toroid Microcavity. *Physical Review Letters* **93**, 083904 (2004).
 - [40] Milam, D., Weber, M. J. & Glass, A. J. Nonlinear refractive index of fluoride crystals. *Applied Physics Letters* **31**, 822–825 (1977).
 - [41] Ji, X. *et al.* Ultra-low-loss on-chip resonators with sub-milliwatt parametric oscillation threshold. *Optica* **4**, 619 (2017).
 - [42] He, Y. *et al.* Self-starting bi-chromatic LiNbO₃ soliton microcomb. *Optica* **6**, 1138 (2019).
 - [43] Spillane, S. M., Kippenberg, T. J. & Vahala, K. J. Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity. *Nature* **415**, 621–623 (2002).
 - [44] Lin, G. & Chembo, Y. K. Phase-locking transition in Raman combs generated with whispering gallery mode resonators. *Optics Letters* **41**, 3718 (2016).