

電気光学変調器型光周波数コムを用いたデュアルコム分光の開発

先進理工学専攻 中川研究室 渡邊直登

1 研究背景

光周波数コムは高精度な光周波数が一定間隔に櫛(コム)の歯状に並んでいるレーザーであり、任意のレーザー周波数を正確に測定するための道具として開発されてきた。近年、光周波数コムの新たな応用として光周波数コムを直接分光光源に用いる事で、広帯域な吸収スペクトルを高分解能、高精度かつ高感度に測定可能となる方法が注目を浴びている。この方法には、一般的な分光法と同様に分散分光法 [1] とフーリエ分光法がある。我々は、フーリエ分光法の一つであるデュアルコム分光法 (dual-comb spectroscopy) の研究を行った。この方法は 2002 年 S. Schiller によって提案 [2] され、2004 年に Keilmann らによって初めて原理実験 [3] が行われた。しかし、この原理実験では、2 台の光周波数コムの周波数を安定に制御する事が出来ていなかったため、個々のモードを分割する事が出来なかった。そこで、2008 年に I. Coddington らが 2 台の光周波数コムの周波数を高精度に制御することで、個々のモードが分割出来る事 [4] を示した。このデュアルコム分光法は、分子分光 [5]、絶対距離計 [6]、空間イメージング [7] などの応用が提案されている。そしてこの方法は、従来のマイケルソン型フーリエ分光器と異なり、可動鏡を用いないため、より短時間測定が可能である。しかし、この方法でより高感度な測定を行うためにはコヒーレントな積算を行わなければならない。そのためには 2 台の光周波数コムを高精度に位相同期しなければならない。これが、現在デュアルコム分光を複雑にしている一因となっている。この問題を解決するために、位相同期不要なデュアルコム分光法 [8] が提案されているが、この方法では 2 台の独立な CW レーザーが必要となり、装置全体が巨大になるという問題がある。

そこで我々は本研究で、従来のモードロックレーザーに代わって電気光学変調器型光周波数コムを用

いる方法を提案した。この方法を用いると高精度な位相同期が不要となるため、より簡便でかつ実用的なデュアルコム分光法が実現できると考えている。

2 デュアルコム分光法

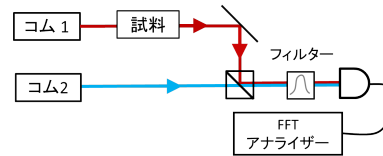


図1 デュアルコム分光法の構成図

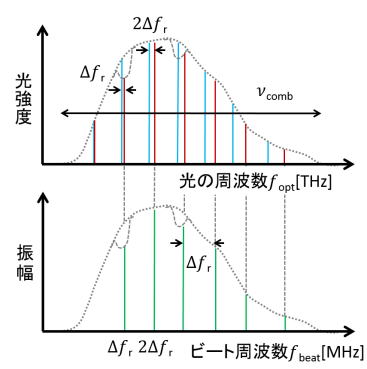


図2 デュアルコム分光のスペクトル

本節では、デュアルコム分光法の原理について簡単に説明を行う。デュアルコム分光法とは 2 台の繰り返し周波数がわずかに異なる光周波数コムを用いてフーリエ分光する方法である (図 1)。ここで、2 台の光周波数コムの $n(m)$ 番目の各モードを

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= f_{0,1} + n f_{r,1} \\ f_{2,m} &= f_{0,2} + m f_{r,2} \end{aligned} \quad (1)$$

とする。2 台の光周波数コムの各モードは図 2 の上図に示したように、ある次数で 2 台のコムのモードが完全に一致したとしても、繰り返し周波数が異なる事から次のモードでは繰り返し周波数差 $\Delta f_r = f_{r,1} - f_{r,2} > 0$ の周波数差を生じる。また、その次のモードでは $2\Delta f_r$ の周波数差を生じ、この周波数差は Δf_r の整数倍で広がっていく。その

ため、FFT を用いて各ビート信号を測定すると図 2 の下図のようなラジオ周波数領域でのスペクトルが得られる。ここで得られた各ビート信号は、コム 1 の個々のモードと一対一の関係で結び付いている。従って、この方法を用いる事でコム 1 の光の周波数スペクトル (周波数が早すぎて直接測定することが出来ない領域) をラジオ周波数領域 (測定可能な低周波数領域) にマッピングまたは圧縮する事が可能となる。次式に測定される各ビート信号を示した。

$$f_{\text{beat},p} = f_{1,n} - f_{2,m} = \Delta f_0 + p\Delta f_r \quad (2)$$

ただし、 $\Delta f_0 = f_{0,1} - f_{0,2} \geq 0$ 、 $p = n = m$ とし、 $n \neq m$ の項は無視した。この方法で光周波数コムの個々のモードを各ビート信号と一対一の関係で結び付けるためにはラジオ周波数領域での折り返し信号 (エイリアシング) を観測しないようにしなければならない。そのため図 1 では、光検出器の前に光のフィルターを設置し、測定できる光周波数コムのスペクトル幅 $\nu_{\text{comb}} < f_{r,1}f_{r,2}/2\Delta f_r$ をサンプリング周波数に制限している。

3 電気光学変調器型光周波数コムを用いたデュアルコム分光

3.1 電気光学変調器型光周波数コム

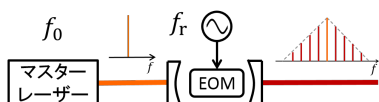


図 3 電気光学変調器型光周波数コム

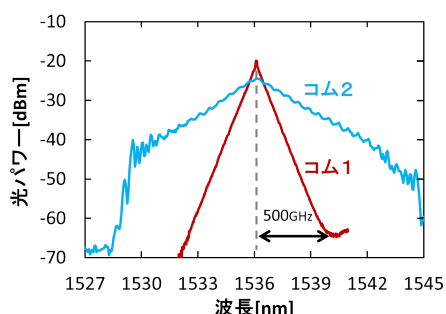


図 4 電気光学変調器型光周波数コムのスペクトル

本研究の原理について説明する前に、本研究で用い

た光源である電気光学変調器 (Electro-Optic Modulator:EOM) 型光周波数コム (又は光周波数コム発生器) について簡単に説明を行う。EOM 型光周波数コムは、ファブリー・ペロー共振器内に EOM を挿入して構成される (図 3)。そのため、共振器内に入射されたマスターレーザー (CW レーザー) 光は共振器内の変調器を複数回通過する事になり、深い変調がかかる。その結果、出力される光には複数のサイドバンドが含まれ、マスターレーザー周波数に対して対称なスペクトルが得られる。また、ここで得られるサイドバンドパワーは次数とともに指数関数的に減少していく。ただし、このサイドバンドはマスターレーザー周波数が共振器の共振周波数に一致し、変調周波数が FSR の整数倍に一致した時に最も広がる。そのため、EOM 型光周波数コムはマスターレーザー周波数と共振器の共振周波数が一致するように共振器長を制御している。しかし、この制御は光位相同期のような高精度な制御は必要無い。図 4 に、本研究で用いた 2 台の光周波数コムのスペクトルを示した。ここで、コム 1 はコム 2 に比べてスペクトルが広がっていないが、これは EOM 型光周波数コムの導波路部分の調整が完全でないため、発振器からのマイクロ波のカップリングの効率が低下しているためである。

3.2 電気光学変調器型光周波数コムを用いたデュアルコム分光の原理

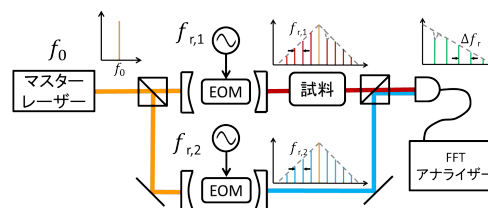


図 5 電気光学変調器型光周波数コムを用いたデュアルコム分光

次に、我々が研究を行った電気光学変調器型光周波数コムを用いたデュアルコム分光の原理について説明を行う。この方法では、図 5 に示したようにマスターレーザーが共通であるため、それぞれのコムから出力される各モードのオフセット周波数が共通に

なる。

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= f_0 + n f_{r,1} \\ f_{2,m} &= f_0 + m f_{r,2} \end{aligned} \quad (3)$$

そのため、測定されるビート信号は

$$\begin{aligned} f_{\text{beat},p} &= f_{1,n} - f_{2,m} \\ &= p \Delta f_r \end{aligned} \quad (4)$$

となり、繰り返し周波数のみに依存する事になる。従って、この方法ではオフセット周波数の制御が不要となる。また、繰り返し周波数は EOM 型光周波数コムに入力される発振器からのマイクロ波に依存するので、繰り返し周波数差は 2 台の発振器を制御すればよい。そのため、この方法ではモードロックレーザーを用いた方法と異なり、高精度な周波数の制御が不要となり、装置全体が簡便になると考えている。しかし、この方法はモードロックレーザーと比較して次の 3 つの問題点が考えられる。1 つ目は、平均パワーが約数百 μW と低い事である。そのため、信号に対する検出器の雑音が大きくなり、感度を高くする事が難しくなる。また、各モードのパワーは次数の増加と共に指数関数的に減少するのでダイナミックレンジも問題となる。2 つ目は、EOM 型光周波数コムのスペクトル幅が数 THz 程度なので広帯域の吸収スペクトルを測定する事が困難である事である。この 2 つの問題点は、光増幅器を用いる事で改善出来る [9]。3 つ目の問題点としては繰り返し周波数が高い (数 GHz) 事が挙げられる。そのため、吸収線が縦モードの間に存在する事があり、測定出来ない領域が存在する。しかしこの問題は、マスターレーザー周波数を掃引し、縦モードの間のスペクトルを測定する事で解決できる。

4 実験結果

4.1 ビート信号の時間的振幅揺らぎ

まず初めに、図 5 と同様な構成で試料を用いないで測定を行った。スペクトルの測定はスペクトルアナライザーを用いて行った。ここで、マスターレーザー周波数を 195 THz (波長: 1.54 μm) 付近に設定

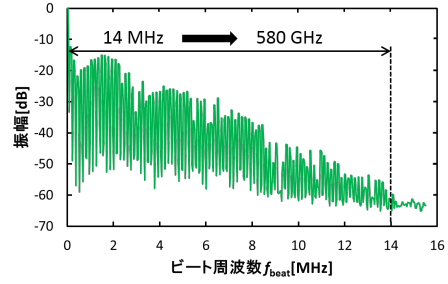


図 6 ビート信号のスペクトル

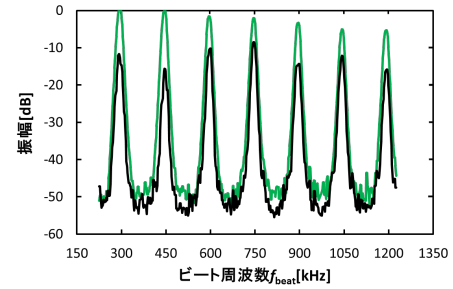


図 7 ビート信号の時間的振幅揺らぎ

し、繰り返し周波数を 6.25 GHz、繰り返し周波数差を 150 kHz にした。その結果、図 6 に示したようなビート信号が観測された。この結果で、測定できたビート信号のスペクトル幅は約 14 MHz である。このビート周波数を光の周波数に変換すると 580 GHz になる。従って、図 4 に示したコム 1 の全てのスペクトルを測定する事が出来た。

しかし、ここで測定されたビート信号は図 7 に示したように時間的に振幅が変化していた。ここで、緑と黒の実線はビート信号の時間変化を示している。この振幅変化は、数秒間で約 20 dB 変化していた。そこで、この問題を解決するために次のような考察を行った。この問題は、図 5 の光学系がマッハツェンダー干渉計と同様な光学系であるために生じたと考えられる。

$$\begin{aligned} E_1(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp[j\{(\omega_0 + n\omega_{r,1})t + \Delta\varphi_0\}] \\ E_2(t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \exp[j(\omega_0 + m\omega_{r,2})t] \end{aligned} \quad (5)$$

上式は、2 台の EOM 型光周波数コムの電場にマスターレーザー周波数に依存する 2 つの光路差の位相

項 $\Delta\varphi_0$ を含めて考えた式である。ここで、測定されるビート信号の電圧 V_{beat} は

$$\begin{aligned}
 V_{\text{beat}}(t) &= 2 \sum_{p=0}^{\infty} |C_p|^2 \cos(p\Delta\omega_r t + \Delta\varphi_0) \\
 &\quad + |C_{-p}|^2 \cos(p\Delta\omega_r t - \Delta\varphi_0) \\
 &= 4 \sum_{p=0}^{\infty} |C_p|^2 \cos(\Delta\varphi_0) \cos(p\Delta\omega_r t) \quad (6)
 \end{aligned}$$

で表される。ただし、 $\Delta\omega_r = \omega_{r,1} - \omega_{r,2}$ 、 $C_n \simeq C_m$ とした。式 (6) からわかるようにビート信号の振幅は光路長差の位相項 $\Delta\varphi_0$ を含んでいる。従って、図 7 のビート信号の時間的振幅揺らぎは、正の次数のサイドバンドのビート信号 (式 (6) の第 1 項) と負の次数のサイドバンドのビート信号 (式 (6) の第 2 項) 同士が干渉する事で生じる。この様子を周波数スペクトル上で示したものが図 8 である。この考察から、ビート信号の時間的振幅揺らぎを抑える方法として次の 2 つの方法を考えた。1 つ目は、遅延ファイバーを用いる方法である。ビート信号の振幅揺らぎは 2 つのビート信号同士の干渉で生じているので、コヒーレント長より長い遅延を与えれば干渉が起きない。よって、揺らぎを抑える事が可能である。この方法は、式 (6) の余弦項 (光路長差の位相項) を積分する事に対応する。2 つ目は、光バンドパスフィルターを用いる方法である。この方法は、干渉が生じないようにビート信号の片方の成分 (式 (6) の第 1 項、第 2 項) を光バンドパスフィルターで取り除く方法である。従って、この方法でも揺らぎを抑える事が出来る。図 9 にそれぞれの方法を用いた時のビート信号の時間的振幅変化を示した。ただしこの実

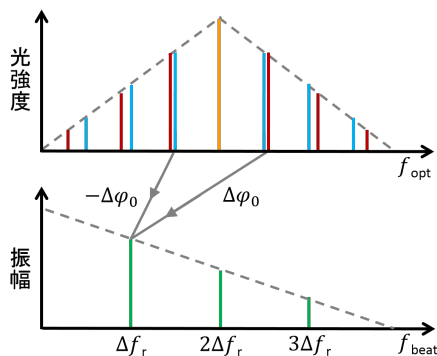
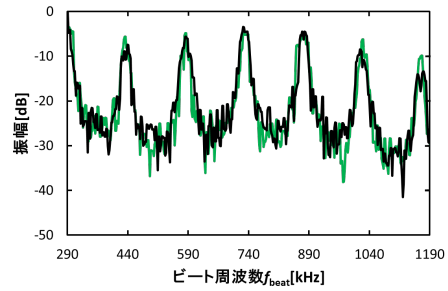
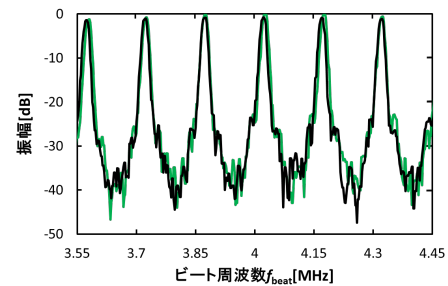


図 8 2 つのビート信号間の干渉



(a) 遅延ファイバー



(b) 光バンドパスフィルター

図 9 振幅揺らぎを低減した時のビート信号

験では、遅延ファイバーに約 1 km のシングルモードファイバーを用い、光のバンドパスフィルターに回折格子を用いた。その結果、どちらの方法でもビート信号の時間的振幅揺らぎを抑える事が出来た。しかし、遅延ファイバーを用いた方法は光バンドパスフィルターを用いた方法と比較して SN 比が悪くなった (周波数分解能はどちらも 10 kHz)。これは、遅延ファイバーを用いた事により距離に依存する揺らぎの影響が増えたためである。この結果から、次節で行うアセチレン分子の吸収スペクトルの測定は、光バンドパスフィルターを用いた方法を採用した。

4.2 アセチレン分子の吸収スペクトルの測定

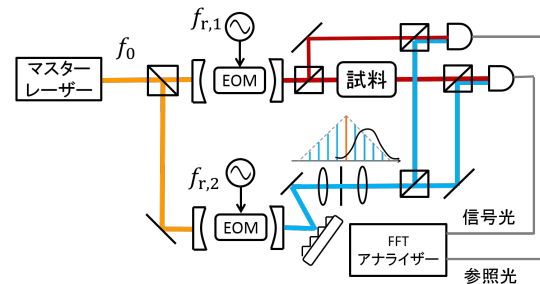


図 10 アセチレン分子の吸収スペクトル測定の構成図

図 10 のような構成でアセチレン分子 ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ 、ガラスセルの長さ:20 cm、圧力:10 Torr) の吸収スペクトル測定を行った。測定は、光バンドパスフィルターのスペクトルを取り除くために試料を通過した信号光と試料を通過しない参照光の 2 つを同時測定した。ただし、繰り返し周波数差 Δf_r は 100 kHz に設定した。図 11 に個々のモードを分割するのに必要最低限での時間 ($1/\Delta f_r$) の結果を示した。ここで、それぞれの黒矢印はアセチレン分子の吸収線の位置を示している。図 11 の (a) では、信号光と参照光で同じような包絡線が現れているが、これは光バンドパスフィルターのスペクトルである。この光バンドパスフィルターのスペクトルを取り除くために、信号光と参照光の比を取ったものが図 11 の (b) である。その結果、P17 の吸収線を測定する事は出来たが、P16、P18 の吸収線は揺らぎが大きく測定出来なかった。次に、より感度 (標準偏差/平均値) の良い測定を行うために積算を行った。図 12 に積算時間を変化させた時の感度の変化を示した。その結果、測定時間 0.01 ms で約 9×10^{-2} の感度から、12 ms の積算で約 5×10^{-3} の感度に向上する事が出来た。

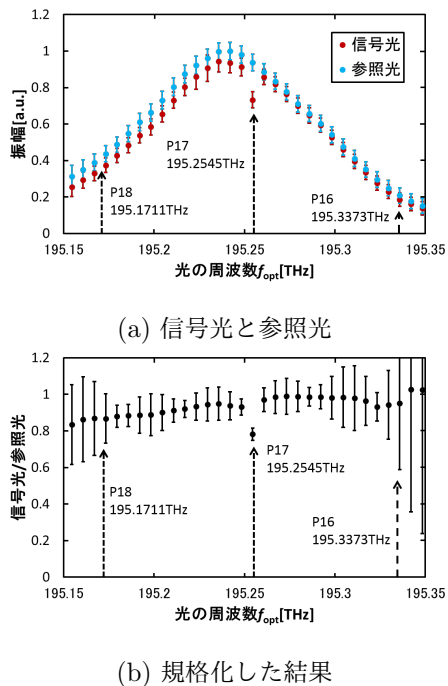
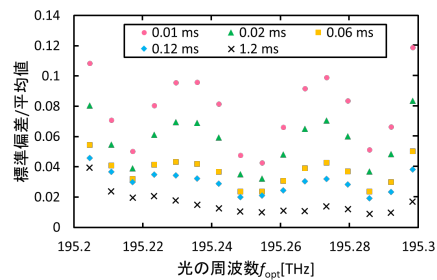
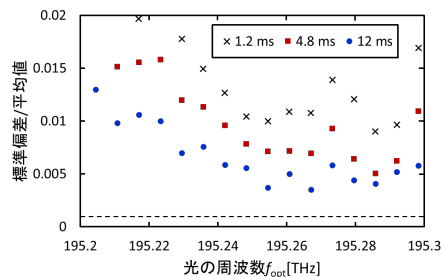


図 11 測定時間 0.01 ms でのアセチレン分子の吸収スペクトル



(a) 0.01 ms から 1.2ms まで



(b) 1.2 ms から 12 ms まで

図 12 積算時間増加時の標準偏差/平均値の変化

ここで、図 11 の (b) の点線は光周波数コムのパワー (光検出器に入射しているパワーはコム 1:14 μW 、コム 2:300 μW である) から見積もられる雑音レベル (ショット雑音と熱雑音を含めた) を示している。この結果より、12 ms の積算ではまだ雑音レベルの限界に到達していない。図 13 に 12 ms 間積算を行った時のアセチレン分子の吸収スペクトルを示した。その結果、図 11 の (b) では揺らぎが大きく測定する事が出来なかった P16 の吸収線を図 13 では測定する事が出来た。しかし、P18 の吸収線は測定出来なかった。これは、吸収線が光周波数コムの縦モードの間に存在するためである。

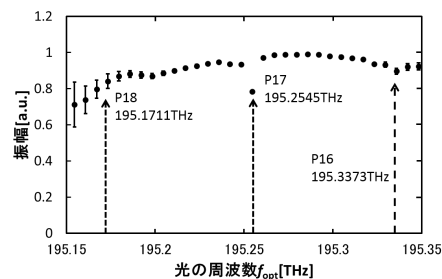


図 13 積算時間 12 ms のアセチレン分子の吸収スペクトル

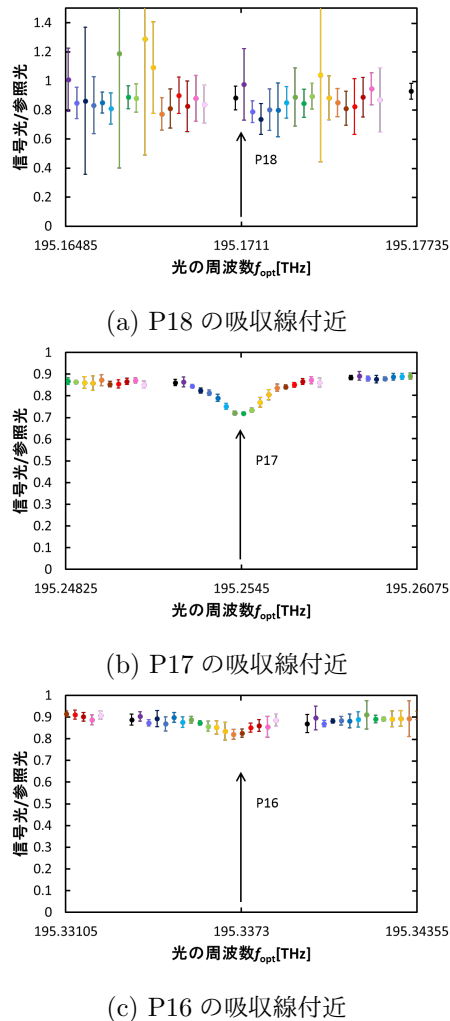


図 14 マスターレーザー掃引時の吸収スペクトル (積算時間 12 ms)

次に、マスターレーザー周波数を 195.1271 THz (波長:1536.396 nm) から 0.3 GHz 毎に 195.1323 THz(波長:1536.355 nm) まで掃引した結果を図 14 に示した。ここで、色が等しい点は 1 回の測定 (積算時間: 12 ms) でのそれぞれのコムの縦モードを示している。その結果、マスターレーザーを掃引する事で 3 本の吸収線 ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ の $\nu_1 + \nu_3$ 帯の P16,P17,P18 の回転線) を測定する事が出来た。ここで図 14 の (a) は、他の吸収線付近と比較してエラーバー (標準偏差) が大きい。これは、ビート信号同士の干渉の効果を光バンドパスフィルターで抑え切れていない影響である。

5 まとめと今後の予定

本研究では、従来のモードロックレーザーの代わりに電気光学変調器 (EOM) 型光周波数コムを用いてデュアルコム分光する方法を提案した。この方法を用いると、従来の方法と異なり高精度な位相同期が不要となり、より簡便で実用的なコム分光計を実現出来る。我々は、波長 1.54 μm 帯の EOM 型光周波数コムを用いてデュアルコム分光を行った。その結果、EOM 型光周波数コムの全てのスペクトル (500 GHz) をビート信号で測定する事が出来た。しかし、この時測定されたビート信号は時間的に振幅が揺らぐ問題があった。この原因は、正負のサイドバンドのビート信号同士の干渉であった。そして、この問題は 2 つの方法を用いる事で改善する事が出来た。次に、アセチレン分子の吸収スペクトル測定 (中心波長: 1535 nm、測定帯域: 200 GHz) を行った。その結果、アセチレン分子の 3 本の吸収線 ($^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ の $\nu_1 + \nu_3$ 帯の P16,P17,P18 の回転線) を測定する事が出来た。また、より感度の良い測定を行うために積算も行った。その結果、積算前 ($\Delta I/I = 9 \times 10^{-2}$) よりも感度の良い測定 (5×10^{-3}) を行う事が出来た。今後は、光周波数コムのパワーの増幅や積算時間の増加などを行い、さらなる感度の向上を目指す予定である。

参考文献

- [1] S. A. Diddams *et al.*, Nature **445**, 627 (2007).
- [2] S. Schiller, Opt. Lett. **27**, 1542 (2002).
- [3] F. Keilmann *et al.*, Opt. Lett. **29**, 1542 (2004).
- [4] I. Coddington *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 013902 (2008).
- [5] A. M. Zolot *et al.*, Opt. Lett. **37**, 638 (2012).
- [6] I. Coddington *et al.*, Nature Photon. **3**, 351 (2009).
- [7] T. Ideguchi *et al.*, Nature **502**, 355 (2013).
- [8] T. Ideguchi *et al.*, Opt. Lett. **37**, 4847 (2012).
- [9] K. Imai *et al.*, IEEE J. Quantum Electron. **34**, 54 (1998).