

博士論文

オフセットフリー光周波数コムの開発と
固体精密分光への応用

中村 卓磨

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	本論文の位置づけ	2
1.3	本論文の構成	2
第 2 章	理論	3
2.1	モード同期レーザー	3
2.1.1	モード同期による超短パルス発生	3
2.1.2	モード同期の種類	4
2.1.3	群速度分散	7
2.1.4	分散補償	8
2.2	光周波数コム	10
2.2.1	モード同期レーザーから光周波数コムへ	10
2.2.2	光周波数コムの発展とその応用例	11
2.3	周波数計測と安定化	14
2.3.1	位相雑音	14
2.3.2	周波数カウンタ	16
2.3.3	PLL による位相同期	18
第 3 章	Offset-free 光周波数コム	20
3.1	概要	20
3.1.1	Offset-free である事の重要性	20
3.1.2	Offset-free 光周波数コムの先行研究	21
3.1.3	本研究における Offset-free 光周波数コム	21
3.2	Yb ファイバーモード同期レーザー	22
3.2.1	オシレータ	22
3.2.2	Yb ファイバー増幅器	24
3.2.3	パルス圧縮と SHG-FROG によるパルス幅測定	26
3.2.4	非線形ファイバーによる白色光発生	26

3.3	Offset-free 光周波数コムの開発	28
3.3.1	白色光の差周波発生	28
3.3.2	差周波光の光増幅とパルス圧縮	31
3.3.3	超高安定 CW レーザーへの安定化	33
3.3.4	光ビート検出と位相同期の実現	34
3.4	Offset-free 光周波数コムによる絶対周波数測定	38
3.4.1	原理	38
3.4.2	実験結果	39
3.5	まとめ	43
第 4 章	磁気光学変調器	44
4.1	概要	44
4.1.1	従来のコム制御とその問題点	44
4.1.2	本研究における磁気光学変調器	47
4.2	磁気光学変調器の開発	48
4.2.1	動作原理	48
4.2.2	Spun fiber と変調器の製作	49
4.2.3	MOM による繰り返し周波数変化と光領域での変調量の測定	50
4.2.4	繰り返し周波数の変調と CW レーザーへの位相同期	55
4.2.5	まとめと考察、今後の展望	56
第 5 章	500-kHz PZT の開発	58
5.1	なぜピエゾなのか?	58
5.2	先行研究	60
5.2.1	修士課程在籍中のピエゾマウント開発結果	61
5.3	500 kHz PZT の開発	61
5.3.1	Wedge Damping Structure	61
5.3.2	音響インピーダンスマッチング	64
5.3.3	ピエゾ厚の最適化	66
5.3.4	補正電子回路	68
5.4	PZT によるレーザーの安定化	70
5.4.1	共振器外: Intensity noise cancellation	70
5.4.2	共振器内: GHz-comb stabilization	72
5.4.3	MOM とピエゾ素子の関係	73
5.4.4	まとめ	74
第 6 章	Diamond NV center の絶対周波数測定	75
6.1	研究の背景	75

6.1.1	Diamond NV center	75
6.1.2	NV center の応用例	76
6.2	本研究の目的	77
6.2.1	ダイヤモンド NV center の絶対周波数を測定する事の意義	77
6.3	NV center の絶対周波数測定	80
6.3.1	575 nm CW レーザーの開発	80
6.3.2	1150 nm Offset-free Comb の開発	84
6.3.3	575 nm レーザーと Offset-free Comb の同期	85
6.3.4	NV ⁰ の PLE スペクトルの測定	87
6.3.5	まとめ・将来展望	95
第 7 章	全体のまとめと今後の展望	96
7.1	まとめ	96
7.2	今後の展望	98
参考文献		100
謝辞		111

第 1 章

序論

1.1 研究背景

人は有史以前からモノづくりと共に進化し続けてきた。石器を作り、狩りをする事が可能になった。やがて火を扱えるようになった事で土器を作り、農耕を始め、食料を生産できるようになった。次第に豊かになるにつれ金属を扱いはじめ、ついには蒸気機関という動力を手にし、産業革命が起きた。さらに電気を自在に扱う事が可能になり、動力はさらに豊かになり通信の革命が起こった。近代においては 1960 年におけるレーザー (LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) の誕生が光の革命をもたらした。レーザーの誕生が人にもたらした最大の恩恵の一つはレーザーが自分の目以上に”モノを見るツール”になった事によってもたらされたと考えている。時間領域の話をするれば現在は fs(10^{-15} 秒) オーダーの時間幅をもつパルスレーザーが市販されており、従来では観測不可能であった超高速現象を解明するに至っている。一方でレーザーの特徴の一つである単色性 (狭線幅) を突きつめた CW (Continuous Wave: 連続波) レーザーも開発されており、そのコヒーレンス時間は 1 秒を大きく上回る。原子の超精密な測定が可能になり、量子力学等の発展に寄与している。

そういった 2 面性 (極限的な時間幅・単色性) を突きつめていったレーザー開発であったが、2000 年に一つの新しい革命を迎えた。光周波数コム (Comb) の誕生である。光周波数コムはフェムト秒の時間幅をもつ超短パルスでありながら、これを構成する一つ一つの波長成分は非常に狭線幅 (単色) な CW レーザーであるという特徴をもつ。さらには特に百万本に相当するこの CW レーザーの集まりは全てコヒーレントに紐づけされながら、周波数軸上で極めて等間隔に配列されている。そして、光周波数コム (Comb) の最も重要な性質として、これらのすべての発振周波数が非常に簡潔な式 $f_{comb} = f_0 + n \times f_{rep}$ で表せ、エレクトロニクスで自由自在に制御が出来る事にある。これらの性質から光周波数コムは人類が手にした新しい”光のものさし”として目覚ましい発展を遂げ、2005 年には T.W.Hänsch と J.L.Hall がノーベル物理学賞を受賞した。今日では、光の絶対周波数測定、光原子時計応用、デュアルコムによる超高速分光、天文分野における波長校正、ガス検知または呼吸気診断の医療応用、低雑音マイクロ波発生等、様々な分野で光周波数コムが活躍している (詳しくは 2 章で触れる)。それにも関わらず、光周波数コムによって我々の暮らしが改善されたと実感す

る事は少ない。光周波数コムが実社会にアウトプットとして貢献するためにはもう一つ超えるべきハードルがある様に思える。

1.2 本論文の位置づけ

私は光周波数コムという素晴らしいツールをもっと広い分野に適用すべきであると考えている。そのために本論は「光周波数コムを簡単にすること」を目指した。光周波数コムというツールが複雑である限り、応用対象は理想的かつ単純な系に限られてしまう。それでは実社会への還元は難しい。光周波数コムを単純にしより扱いやすくすることで、現実に応じた複雑な系に適用出来る様になると考えた。

そのための本研究の取り組みとして、Offset-free コムというオフセット周波数をキャンセルしたコムを開発した。この事により、複雑なオフセット検出系や、大量の電子回路系を省略できるようになった。その恩恵に加え、コムの発振周波数は $f_{comb} = n \times f_{rep}$ とより単純で扱いやすい形で表す事が出来る様になる。一方で、残る課題として Offset-free コムには”繰り返し周波数 (レーザーの共振器長) の制御”が残っている。それに関しては磁場を用いた新しい光路長変調デバイス (MOM) を開発した。加えて従来デバイスの piezo 素子を高速動作させせる事に成功した。これらの事によって繰り返し周波数の制御も扱いやすく、またより安定なものにする事ができた。

この様なより扱いやすい光周波数コムの開発に成功したので、より複雑な系へ光周波数コムの適用を試みた。従来、コム分光の応用先として原子、複雑でも分子までを対象とした研究が多々なされてきた。それに対し、本研究ではそれらが複雑に結びついた「固体」の精密分光を Offset-free コムを用いて行った。結果、固体の特徴的な効果である多体の相互相関を強く反映したスペクトルを取得する事が出来た。この構成を用いる事で、固体中の遷移の絶対周波数測定という世界で初の試みが可能であると考えている。この固体の絶対周波数測定という新たな試みは固体周波数標準の実現へと繋がっていく。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

第1章 本章である。

第2章 本研究の理解に必要な理論を述べる。

第3章 Offset-free 光周波数コムの開発と、その高精度化について述べる。

第4章 磁場をもちいた光路長変調器 (MOM: Magneto-Optic Modulator) の開発について述べる。

第5章 機械共振を 500 kHz まで抑えた piezo システムの開発について述べる

第6章 ダイヤモンド NV center の分光について述べる。

第7章 まとめと改善点、今後の展望について述べる。

第 2 章

理論

2.1 モード同期レーザー

2.1.1 モード同期による超短パルス発生

モード同期とは、レーザーにおける代表的なパルスの発生方法の一つである。例えば、Q スイッチ等といった他の光パルス発生方法と比べると $\text{ps}(10^{-12})$ から $\text{fs}(10^{-15})$ といった時間スケールのいわゆる超短パルスが発生が可能である点に特徴がある。以下、原理を説明していく。レーザーを構成する 3 つの不可欠な要素として、光を発生増幅するための「ゲイン媒質 (1)」、ゲイン媒質が光るためエネルギーを注入するための励起源 (2)、誘導放出を起こすために光を閉じ込める「光共振器 (3)」が挙げられる。これらのうち光共振器に着目する。簡単のため 2 枚の合わせ鏡を考えると、これはある共振器長 L を持っており、これを用いると定在波の条件から、閉じ込められる光の周波数 (光の波長=色) はとびとびの値をもつ。したがって、このとびとびの値をもつ光周波数群のみが、このレーザー共振器で発振する可能性をもつ。このことから、この共振器長で決まる閉じ込め可能な光周波数の一つ一つを「縦モード」と呼ぶ。この縦モードの中から、ゲイン媒質特有のゲインスペクトルと光共振器の特性により、複数または一つの発振する縦モードが選ばれる。複数の縦モードが同時に発振している状態をマルチモード発振と呼ぶが、通常この状態はそれぞれのモード間の位相関係はばらばらで相関が弱い。もし複数の縦モードの位相がすべてそろっていると仮定した時間波形が図 2.1 である。このように位相がそろっている縦モードの数が増えれば増えるほど、急激に時間波形がパルス状になっていくのがわかる。この原理を用いると、非常に多数の縦モードの位相をすべて揃った状態 (同期) にする事により、超短パルス発生が実現する事がわかる。同期したモードの個数 (スペクトル幅) が等しい場合、すべての位相が完全に揃った状態が最も短いパルスを発生させることが出来、このパルス幅の事を TL(Transform Limit) という。現実的なモード同期レーザーの出力はモード同期の仕組みや群速度分散 (後述) により、位相がフラットな状態から離れ、ある程度パルス幅が伸びている事が多い。

この過程を数式的に記述すると以下ようになる。まず、マルチモード発振しているレーザー電場から考える。時間波形を $e(z, t)$ モードナンバー m の振幅を E_m 角周波数を ω_m 波数を k_m 位相を

ϕ_m とすると、トータルの電場は

$$e(z, t) = \text{Re} \left(\sum_m E_m e^{i(\omega_m t - k_m z + \phi_m)} \right) \quad (2.1)$$

と表せる。ここで、中心周波数を ω_0 モード間隔を $\Delta\omega$ とすると、

$$\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega = \omega_0 + \frac{2m\pi c}{L} \quad (2.2)$$

また、波数 $k_m = \omega_m/c$ であるので、 k_m の項を消去する事が出来、式 (2.1) は

$$e(z, t) = \text{Re} \left(e^{i\omega_0(t-z/c)} \sum_m E_m e^{i(m\Delta\omega(t-z/c) + \phi_m)} \right) \quad (2.3)$$

と書き直せる。ここで、 ω_0 の項が搬送波を表し、 \sum の項がエンベロープを表す。簡単のため、すべての縦モードの強度は E_0 で等しいとする。さらに N 個の縦モードでモード同期がかかったと仮定して、初期位相がゼロであるとする、式 (2.3) は

$$e(z, t) = \text{Re} \left(E_0 e^{i\omega_0(t-z/c)} \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{i(m\Delta\omega(t-z/c))} \right) \quad (2.4)$$

と表せる。ここで、等比級数の和の公式を用いると、 \sum の項が求まり、さらに式を簡単にすると

$$e(z, t) = \text{Re} \left(E_0 e^{i\omega_0(t-z/c)} \frac{\sin(N\Delta\omega/2)(t-z/c)}{\sin(\Delta\omega/2)(t-z/c)} \right) \quad (2.5)$$

と表せる。したがって、 $Z=0$ でのパルス強度 $I(t)$ は、

$$I(t) \propto \frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)} \quad (2.6)$$

となる。図 2.1 はこの式に則り計算したものである。モードの間隔 $\Delta\omega$ は、式 (2.2) より共振器長から求まり、これがきちんとパルスの繰り返し周波数になっていることがわかる。また、この図からもわかるように、同じ繰り返し周波数ならば、同期したモードの数が多ければ多いほど、短パルスを生成する事が出来る。したがってスペクトルが広いモード同期レーザーは短パルスになりうる。パルスの時間幅 Δt は

$$\Delta t = \frac{1}{N f_{rep}} \quad (2.7)$$

で与えられる。

2.1.2 モード同期の種類

モード同期の種類には大きく分けて、受動モード同期と強制モード同期があるが、強制モード同期は強引な方法で、本論で求めるような高精度、低雑音を目的としたレーザー開発にはそぐわない。本論では割愛し、受動モード同期についてのみ述べる。モード同期とは各縦モード間の位相がそろ

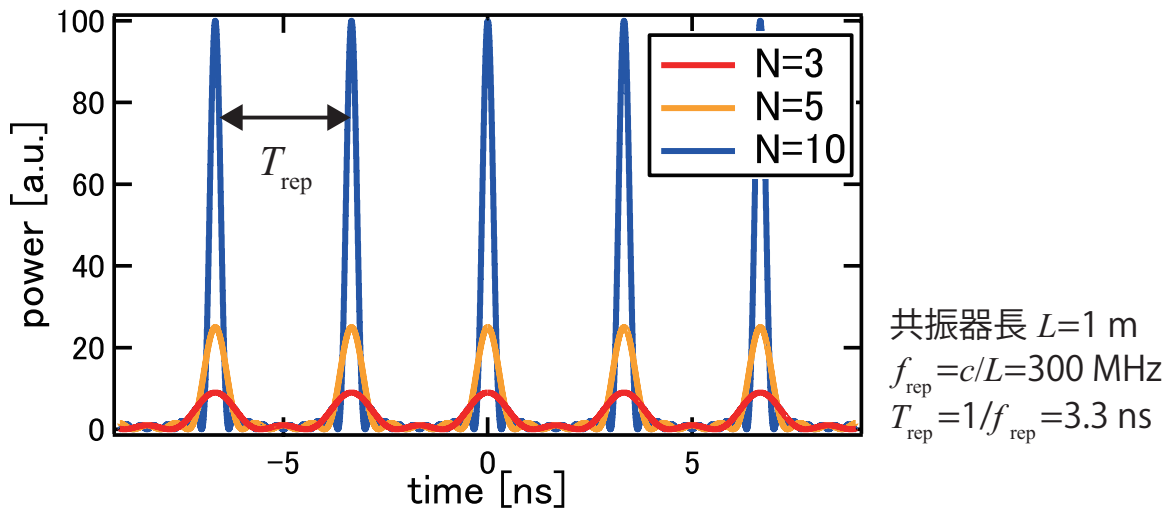


図 2.1 同期した縦モード数の違いによるパルスの変化

う事であるが、これを実現しようと考えると非常に難しい。一方で、モード同期を実現するための仕組みは時間領域で考えると理解がしやすい。モード同期がかかるとパルス発振が起こる。つまりパルスになればモード間の位相が揃うという事である。そのためにレーザー自身がパルスに（尖頭値が高く）なった方が安定になるような状態を実現すれば、勝手に（受動的に）モード間の位相がそろう様な非線形応答が生じる事になり、モード同期が実現出来る。そのためにはレーザー共振器に”仕掛け”を作る必要がある。その仕掛けとは、”パルスになる事で共振器内ロスが減るような構造”である。これにより、パルスになればなるほど状態が安定になるので、受動的にモード同期が実現する。この仕掛けに様々な方式が存在し、それにより光源としての特徴も様々な特性を示す。

- 可飽和吸収体によるモード同期

過飽和吸収体（SA:Saturable Absorber）特に半導体を用いたものが多くそれらは、SESAM（SEmiconductor Saurable Absorber Mirror）と呼ばれる [1]。これは、入射光強度が弱いときに吸収体として働く一方、光強度がある飽和強度に達するにつれて、透明化していき、反射率が高まるものである。長所として容易にモード同期が得られ、安定しやすいという点が挙げられる。短所としては、応答時間の遅さや、対応するスペクトル幅が狭い事が挙げられる。これらの要因から、パルス幅が長めになりがちであり、50 fs を切るのは難しい。また、雑音も大きくなりやすく、光周波数コムとしての性能も最高の物は得られない。SESAM 上での光強度を高めるために集光が必須であり、このため共振器構成も複雑になりがちである。最近では、これらの弱点を克服したカーボンナノチューブを用いた SA も注目されつつある [2]。

- カーレンズモード同期

現状、コムとしても超短パルスレーザーとしても最高の性能が得られている。共振器中の結晶の非線形性（カー効果）により、高強度光に対して屈折率変化が起こる。そのため、共振器

中の空間モードが高強度光と低強度光で異なる状態になる。これを利用し、高強度光の利得が高い状態または、低強度光のロスが多い状態を作る事でモード同期を実現する。現状最も短いパルスが得られる方式であり、スペクトルも非常に広い。代表的なカーレンズモード同期レーザーである Ti:Sapphire レーザーでは自己位相変調の効果も加える事でオクターブ光の直接発生にも成功している [3]。光周波数コムとしての性能も最高の安定度が得られている。欠点は、高いアライメント技術が必要であり、温度変化や音響ノイズなど外乱による影響にも非常に敏感なため、長時間安定動作には不向きな点である。

- 非線形偏波回転同期

NPR: Nonlinear Polarization Rotation と呼ばれる。主にファイバーレーザーで用いられる手法であり本研究でも用いている方式である。これも物質（ファイバー）の非線形性（カー効果）を利用する。カーレンズと異なる点は、空間モードではなく偏光回転の量が光の強度によって異なるという性質を利用する。共振器中に偏光子を入れる事で、高強度の部分のみを抜き出す。図 2.2 にイメージを示す。利点としては、非常に安定で、カーレンズには及ばないが、かなり性質のよいパルスが得られることにある。欠点は、偏光の抜き出しに任意性があり、最高の性能を得るための指針が得られない事にある。そのために、作るたびに性能はバラつき、光周波数コムとしての性能も調整の腕に左右される事が多い。

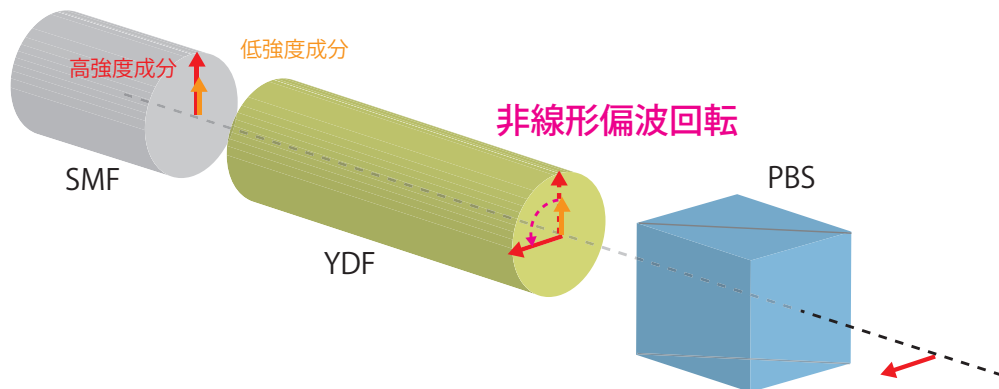


図 2.2 非線形偏波回転のイメージ

- NALM によるモード同期

非線形偏波回転によるモード同期ファイバーレーザーにおいて、温度変化、経年変化、振動等による偏光状態の変化が問題になる。これらを克服するために偏波保持ファイバーを用いたモード同期レーザーが開発されている。しかし、SESAM によるモード同期であったため、光周波数コムとして最高の性能は得られなかった。この欠点を克服したのが NALM(Nonlinear Amplifying Loop Mirror) [4] によるモード同期である [5]。簡単に原理を示す。構成として Figure8 構成と Figure9 構成が考えられる。どちらもビームスプリッタで分岐し、右回りと左回りのパスでそれぞれ非線形位相が付与されることにより、重ね合わさった際の強度が変化する事を利用している。

非線形位相を付与する方法としてはもともと NOLM(Nonlinear-optical loop mirror) と呼

ばれる方法が先に存在した [2]。これは分岐比の非対称なファイバーカプラーによるファイバー loop を用いる事によって、右回りと左回りのピークパワーの差が非線形位相の差となり、重ね合わさった時に強度を変調する手法である。一方で、NALM は 50:50 カプラーを用いる。重要な部分はゲインファイバーが loop の非対称な位置にある事である。そのことにより、ゲインファイバーにより高強度に増幅された後に伝搬するファイバー長が右回りと左回りで異なる。これが非線形な位相差を生み出す。

Figure8 構成の利点は Phase bias が無い状態でロスが最大になるので Phase bias が無くてもモード同期を実現する事が出来る事である。Figure9 構成の利点としては、高繰り返しに出来る事と自由空間に出すことで高速な変調器を適用できるという事である。一方で、Phase bias 無しで最もロスが少なくなるので、モード同期を実現するためには bias を付加しなければならない。

以上が主要な受動モード同期の原理である。

2.1.3 群速度分散

一方、これらの原理だけではモード同期を実現出来なかったり、超短パルスが得られない事が多い。これはレーザー共振器中で群速度分散によりパルス幅が伸びてしまう事に起因している。この効果を考えるために、単位長さあたりの分散が $\beta(\omega)$ をもつ媒質に、スペクトル $E_{in}(\omega)$ のパルス $e_{in}(t)$ が入射する系を考える。長さ L 進んだときのパルス e_{out} は

$$e_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int d\omega E_{in}(\omega) e^{i\omega t} e^{i\beta(\omega)L} \quad (2.8)$$

と表せる。ここで、 β は中心周波数 ω_0 周りで、テイラー展開する事が出来る。

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta\omega_0 + \frac{\partial\beta}{\partial\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \\ &= \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、簡単のため、 $\beta_n = \partial^n \beta / \partial \omega^n$ とした。これを式 (2.8) に代入する。簡単のため、 $\tilde{\omega} = \omega - \omega_0$ とおく。中心周波数 ω_0 の項とそれ以外を分けると、

$$e_{out}(t) = \text{Re} \left(e^{i(\omega_0 t - \beta_0 L)} a_{out}(t) \right) \quad (2.10)$$

となる。ここで、 $a_{out}(t)$ はパルスのエンベロープの関数であり、

$$a_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int d\tilde{\omega} \tilde{E}(\tilde{\omega}) e^{i(\tilde{\omega} t - (\beta_1 \tilde{\omega} + (\beta_2/2)\tilde{\omega}^2 + (\beta_3/6)\tilde{\omega}^3 + \dots)L)} \quad (2.11)$$

である。 ω_0 の項は搬送波を表す。したがって、位相速度は、

$$v_p = \frac{L}{t} = \frac{\omega_0}{\beta_0} \quad (2.12)$$

表せる。したがって、位相速度は、分散の1次以上の項の影響を受けない。また、エンベロープの速度、すなわち群速度は、2次以上の項を無視すると $a_{out}(t)$ が

$$a_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int d\tilde{\omega} \tilde{E}(\tilde{\omega}) e^{i(\tilde{\omega}t - \beta_1 \tilde{\omega}L)} \quad (2.13)$$

と表せるので、

$$v_g = \frac{L}{t} = \frac{1}{\beta_1} = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \bigg|_{\omega=\omega_0} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

となる。したがって、単位長さをエンベロープが進むのにかかる時間 τ は $\tau = 1/v_g$ で表すことができる。したがって、周波数ごとの遅延 $\Delta\tau$ は

$$\begin{aligned} \Delta\tau(\omega) &= \frac{\partial \tau}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) \\ &= \frac{\partial (v_g^{-1})}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) \\ &= \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0) \\ &= \beta_2 (\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (2.15)$$

と求まる。この $\Delta\tau$ がパルスの幅のスケール以上で起こると、エンベロープの形が広がってしまう。したがって、パルス波形は β_2 の値によって広がり、 β_1 の値はよらない (β_1 はエンベロープの形を保ったまま全体を遅延させる。)。この β_2 の項を群速度分散 (2次分散):GVD(Group-Velocity-Dispersion) といい、単位は fs^2/mm をよく用いる。式 (2.13) で2次以上の項を無視したが、これを含めると、 β_3 以上の効果で出力パルス波形が変化する。 β_3 の効果を TOD:Third-Order-Dispersion という。たとえば、波長 1030 nm において、光ファイバーは $\text{GVD}=23 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 、 $\text{TOD}=40 \text{ fs}^3/\text{mm}$ を示す。

2.1.4 分散補償

前節の群速度分散の効果により、ファイバー等の媒質中を超短パルスが伝搬すると、パルス幅が広がってしまう。例えば光周波数コム応用では、非線形効果を利用した1オクターブ光の発生が必要なため、パルス幅は短く保たねばならない。したがって、媒質中で付与される分散を打ち消す事が必要である。これを分散補償と呼ぶ。これには回折格子対や、プリズム対、チャープミラー等が主に用いられる。

例えば、本研究で分散補償に使用している回折格子対であれば図 2.3 のような構成のときに

$$\begin{aligned} \text{GVD} &= -\frac{4\pi^2 c}{\omega_0^3 d^2 \cos^2 \theta_r} \\ \text{TOD} &= \frac{12\pi^2 c}{\omega_0^4 d} \frac{1}{\cos^2 \theta_r} \left[1 + \frac{2\pi c}{\omega_0 d} \frac{\sin \theta_r}{\cos^2 \theta_r} \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる [6, 7]。ここで、GVD, TOD はグレーティング対の間隔を単位長さあたりに換算している。図 2.3 の構成は、空間的に分散している。そのためビームを反射させ同じ光路を再び辿らせること

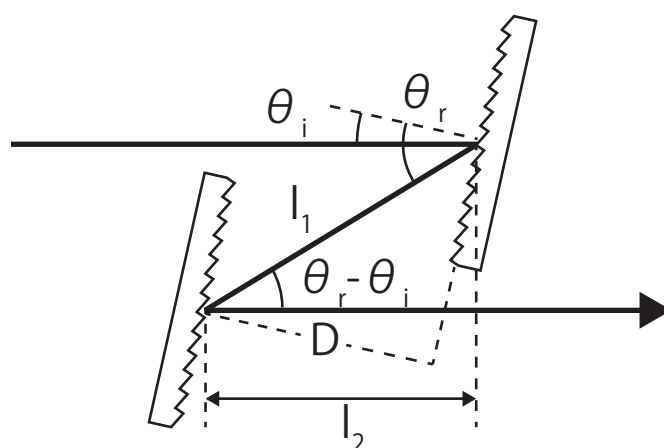


図 2.3 回折格子対

で、空間的な分散をキャンセルしつつ GVD を 2 倍にする。グレーティングの刻線本数 (/mm) の違いによる GVD の値 (ダブルパス) を図 2.3 に記す。このように、刻線本数が多い方が、短いグ

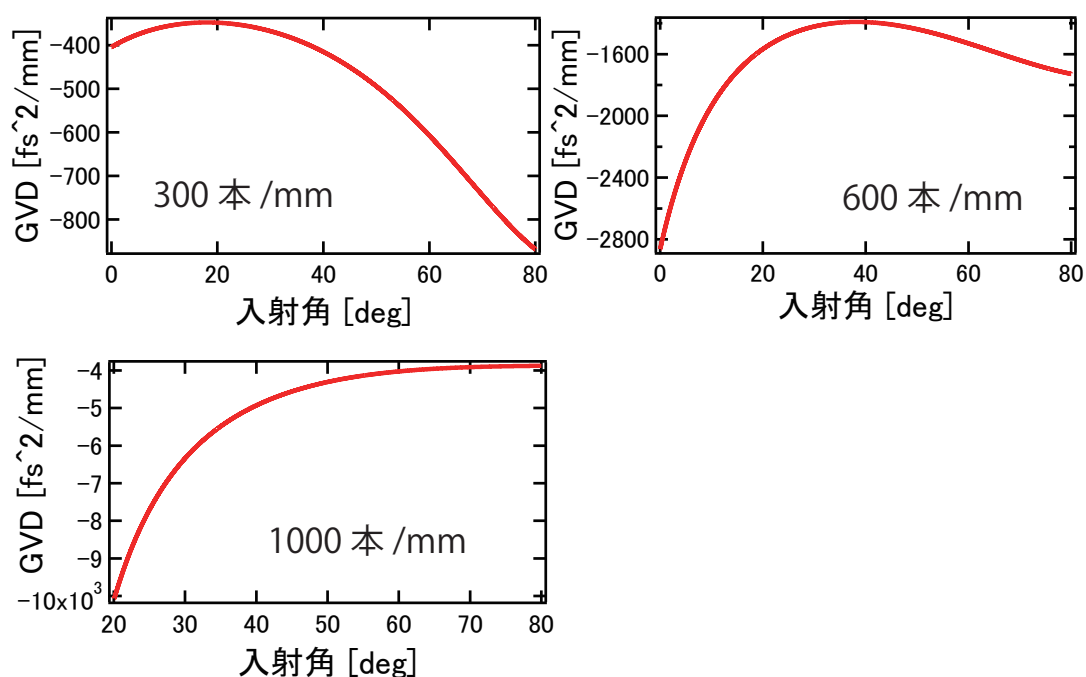


図 2.4 GVD の入射角依存性

レーティング間隔で大きい GVD 補償を行う事が出来る。角度により大きく GVD が異なるが、使用角度は基本的に回折効率が最も高くなる角度にするため、回折格子の仕様で決まるものである。またグレーティング対は TOD が正なので、1 μm 帯 (ファイバーの TOD が正) で使用する際は注意が必要である。例えば、本研究で用いている Yb: fiber モード同期レーザーは 30 fs を切る値が複数報告されているが、これらのパルス圧縮にはすべて TOD まで補償可能なプリズム対を用いてい

る [8–10]。

2.2 光周波数コム

2.2.1 モード同期レーザーから光周波数コムへ

モード同期レーザーは、より短い時間幅を実現を目指して開発されてきた。一方、モード同期レーザーを周波数軸で捉えると、一つ一つの縦モードの線幅は当時 (2000 年以前) の苦労して作る CW レーザーと同等、またはそれ以上に狭線幅である事が知られていた。MPQ(マックスプランク量子光学研究所) のヘンシュ (Theodor W. Hänsch) らはその性質を利用して、モード同期レーザーによる分光応用を行っていた [11]。しかしモード同期レーザーを分光応用に用いる際に、キャリアエンベロープオフセット周波数 (以下、単にオフセット周波数と書く) が問題となっていた。

- キャリアエンベロープオフセット周波数

レーザー共振器の縦モードはゼロ周波数から始まり、等間隔に並んでいるように見えるが、実際は分散の影響で等間隔にはならない。しかし、モード同期レーザーの場合は超短パルスを発生させるという仕組みにより、非線分散の形でこれを補償し、等間隔な縦モード群で発振する。もともと持っていた共振器縦モードとは異なる縦モードで発振するため、この縦モードはゼロ周波数から始まらず、ひずみとしてオフセットが加わる形で

$$f = f_0 + n \times f_{rep} \quad (2.17)$$

と表される。この式における f_0 (f_{CEO} と書く事も多い) がオフセット周波数である。 f_{rep} は周波数領域で縦モード間隔、時間領域でパルスの繰り返し周波数を表すため、単に繰り返し周波数と呼ぶ。時間領域では、各パルス毎のエンベロープとキャリア位相のずれの量に相当し、単にキャリアエンベロープ位相と呼ぶ。

繰り返し周波数 f_{rep} はパルスの繰り返しに相当するので、フォトディテクターでの直接観測が出来、共振器長の制御でのコントロールが可能であった。しかし、一方で、オフセット周波数は直接観測が出来ないため、モード同期レーザーの不定要素になってしまっていた。このことがモード同期レーザーの分光応用を妨げていた。しかし、1999 年の 1 オクターブ光の発生 [12] と、自己参照法により、この問題は解決される事となった。

- 1 オクターブ光発生と自己参照法によるオフセット周波数の観測

PCF(Photonic Crystal Fiber) という特殊なファイバーを用いると自己位相変調や四光波混合等の非線形効果によりスペクトルが広がる。重要な点は photonic crystal 構造にする事で、分散が制御されたコア径の小さいファイバーが作れるようになった事である。この事により非線形効果を効率的に起こすことが出来る。1 オクターブを超えるスペクトルを得る事が出来れば、オフセット周波数を観測する事が出来るようになる。モード同期レーザー長波

長 (低周波側 f_L) と短波長 (高周波側 f_H)、それぞれの発振周波数を整数 n_L, n_H を用いて

$$\begin{aligned} f_L &= f_0 + n_L \times f_{rep} \\ f_H &= f_0 + n_H \times f_{rep} \end{aligned} \quad (2.18)$$

と表す。ここで、長波長の2倍波をとると

$$2f_L = 2f_0 + 2n_L \times f_{rep} \quad (2.19)$$

となる。さらに、1オクターブ、つまり $n_H = 2n_L$ となる関係が成り立つとし、2倍波と短波長の差 (ビート信号) をとると

$$\begin{aligned} 2f_L - f_H &= (2f_0 + 2n_L \times f_{rep}) - (f_0 + n_H \times f_{rep}) \\ &= (2f_0 + 2n_L \times f_{rep}) - (f_0 + 2n_L \times f_{rep}) \\ &= f_0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

となり、 f_0 が測定できる。図を 2.5 に示す。自己参照法には上で説明した $f - 2f$ 干渉計

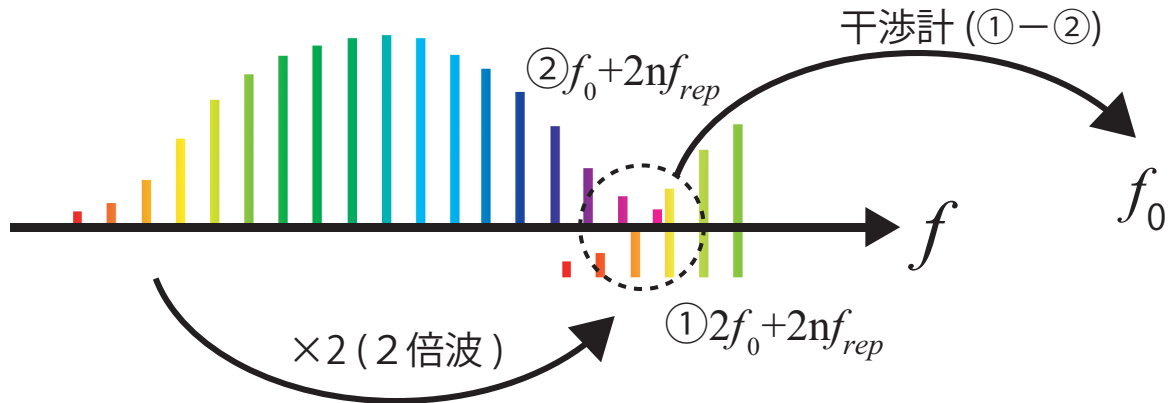


図 2.5 自己参照法のイメージ

を用いるものの他に、 $2f - 3f$ 干渉など似たような方式でオフセットを検出する事も出来る [13]。この事により、オフセット周波数が制御出来るようになった。オフセット周波数が分かると、式 2.17 より、モード同期レーザーのすべての縦モードは既知の値になるため、「光のもののさし」として光の絶対周波数を測定する事が可能になった [14, 15]。この発明により、従来は国家プロジェクト級の実験であった光の絶対周波数測定が、今や1研究室の1学生が気軽に行えるものとなっている。光周波数コムのコムたる所以は式 2.17 にあると言ってもよい。ときには数百万をこえる縦モード群がたった二つのパラメータのみで制御できる。この単純ながらも複雑なコム構造がコムの応用を豊かにしている [16]。

2.2.2 光周波数コムの発展とその応用例

光周波数コムは2000年以降爆発的に進化を遂げてきた。この節ではこれらのうち代表的なものを簡潔に説明する。

2.2.2.1 高精度化

光周波数コムは光のものさしであるので、これをより高精度化しようというのは至極当然の方向性であると言える。これは光原子時計 [17, 18] や、低雑音なマイクロ波発生 [19] の応用に用いられる。しかし、一般的にイメージする”ものさしの高精度化”とはかなり状況が異なってくる。それは、光周波数コム自体は基準にはなれないという事である。光周波数コムのオフセット周波数、繰り返し周波数はコムとは全く別の独立した”参照信号”に安定化される。したがって、コムの高精度化は、参照信号そのものの品質とコムの参照信号への追従能力の二つの要素によって決定される。参照信号に関しては、最も簡単には市販のシグナルジェネレータを用いる。しかし、これは内部の水晶発振器を基準にしたものであり、雑音も大きく正確さも良くない。一般的に1秒積算で7桁程度の値の測定が出来る。もう少し精密に計測するには安価で入手性の良い Rb 原子時計を用いる。これは同じく一秒積算で 11 桁程度の光周波数測定が可能になる。しかし、Rb 原子時計は安定度は高いがバッファガスの封入の影響等で正確ではないため、標準にはなりえない。本研究では GPS 信号に Rb 時計を同期させる事でこの問題を解決している。さらなる高精度を得るに水素メーザーや、Cs 時計が挙げられるが、これは一研究室レベルでは導入の敷居が非常に高く、特定の研究所でのみ用いられる。別の方法として RF (Radio Frequency) をもちいた基準ではなく、光周波数基準を用いる事でより高い安定度を得る事が出来る。これは3章で詳しく述べる。

光周波数コムの高精度化とはつまり、ある光基準に対してどれだけ正確に追従出来るか？という能力を示すものである。つまり位相同期の際の残留雑音の低減を目指している。これに関しては、Ti:Sapphire レーザーによるコムが最も良い値を示し、1秒積算で 2.1×10^{-17} の安定度を達成している [20]。一方で、Ti:Sapphire レーザーは励起光源等の問題で長期安定動作に向かないため、光原子時計等の応用で障害になり得る。そのため、長期動作が可能なファイバーベースのコムの開発が進んでいる。しかし、ファイバーベースのコムは共振器構成がロスが大きく、ゲインが高いという特性等から相対的に雑音が多い事が知られており、それが高精度化に対しての障壁であった。この解決には、ファイバーコムそのものの雑音を低減する取り組みと、高速動作可能な変調器の開発が同時に進んだ。特に変調器に関しては4章、5章で詳しく述べる。結果、ごく最近の結果では Ti:Sapphire と同等レベル (1秒積算 10^{-17} レベル) の安定度に到達しつつある [21, 22]。

2.2.2.2 高繰り返し化

別の光周波数コムの進化の方向性として、高繰り返し化が挙げられる。光周波数コムを往々にして、櫛状のスペクトルを用いて描かれる。これはある意味では正しくない。市販の最高レベルの分光器の分解能は 300 THz の光周波数にたいし 4 GHz 程度である。一方で、光周波数コムの繰り返し周波数は典型的には 50-200 MHz 程度である。つまり、普通の方法では、コム一本一本を分離して観測する事は出来ない。したがって、一般的なコムのスペクトルは白色光源のように見える。このコム分解が容易に出来るようになると非常に多くの応用が広がる。また、縦モード一本当たりのパワーが高いのも利点である。一方で、ピークパワーを高くとる事が難しいので、白色光発生等、非線形効果を積極的に利用したい応用ではデメリットになりうる。ここでは代表的なものを紹介

する。

- Direct frequency comb spectroscopy

コムによる直接分光の利点は広帯域のスペクトルを高速に（同時に）取得できる事にある。従来のCWレーザーをスキャンする方法では、良くて 100 GHz 程度の帯域が限界であり、スキャンに時間も必要になる。このような広帯域分光の応用例としては中赤外領域の分子分光が挙げられる。しかし、コムによる直接分光はコム一本一本を分離する事の難しさから、一般的にはデュアルコム分光法といった複雑な測定系が必要になる。高繰り返しになる事で、コムによる直接分光が非常に簡便になる。吸収分光の場合を考えると、サンプルにコムを当てて透過光を分光器に入れればよい。コムはモード毎に分離されているので、モードパワーの測定の分光器で行い、繰り返し、オフセット周波数は別で測定しておけば、分光器の分解能以上の分光が可能になる。

- 天文応用

天文分野では恒星のドップラーシフトを高精度に測定したいという要望がある。星のドップラーシフトの高精度観測により系外惑星探査であるとか、宇宙の膨張の速度変化を調べる事が出来る。このためには一般的に天文用の分光器を用いる。この校正にコムを用いる [23]。(従来は原子の輝線や、吸収線が用いられていた) これは分光器上にコムが密すぎず、粗すぎず適度に整列する必要があるため、数十 GHz 程度の繰り返し周波数が適当である。また、求められる精度としては、対象に依存するが地球型惑星ならば、10 cm/s の程度の星の動きが見えればよい。これは光速に対しては9桁遅い値であるので、およそ9桁の周波数測定精度があればよい見積もりになる。

2.2.2.3 波長領域の拡大

光周波数コムのソースとなるモード同期レーザーは一般的に 800 nm 付近を中心とする Ti:Sapphire レーザー、1 μm 帯が中心の Yb ファイバーレーザー、Yb 系の固体レーザー、1.5 μm 帯の Er ファイバーレーザー、Er 系固体レーザー、2 μm 帯の Tm ファイバーレーザーが主である。これらから発生する白色光を加味しても 400 nm 以下と 3 μm 以上の波長領域は直接得る事は難しい。ここでは短波長化と長波長化に分けて述べていく。また THz 領域にコムを拡張する研究も行われている。

- 紫外コム

紫外線領域におけるコムの重要な応用は、絶対周波数測定などの分光応用である [24]。なぜなら、紫外領域でCW発振できるレーザーは存在しないからである。光周波数コムはパルスレーザーであるので、高い尖頭値から高調波発生が比較的容易に行えるため、これらの領域にアクセスできる。エンハンスメント共振器によって、10-100 MHz の紫外光として比較的高繰り返し領域でも高効率に高次高調波発生が出来る事が知られており、数例の絶対周波数測定が行われている [25,26]。また、この領域は水素や、ヘリウムなど QED(量子電磁気

学)によって厳密に理論計算ができるとされている対象の遷移があるため、この QED が本当に正しいか?という検証も大きなテーマになっている。また、先に述べた光原子時計においても時計遷移の周波数は高ければ高いほど有利であるため、紫外領域の遷移を用いた光原子時計も将来実現されるかもしれない。それに応じた高精度な紫外光周波数コムが必要になる時代が来るかもしれない。しかし、現状はコムの性質から高調波の次数が高くなるほど、コムの位相雑音が上昇するため、紫外コムの低雑音化は非常に困難である [27]。

● 中赤外コム

中赤外 ($2\ \mu\text{m}\sim 10\ \mu\text{m}$) は分子の振動モード (とそれにカップルした回転モード) の遷移が多々あるため、分子の指紋領域と呼ばれている [28]。この領域でのコムの実現は、高精度なガス検知に用いられる事が期待されている。この応用先として、医療応用、特に呼気診断が有望視されている。呼気診断とは、患者の息を高精度ガス検知する事で、病気かどうかを即時に診断できるというものである [29]。この領域における光源開発は適切な新しいゲイン媒質を見つけて直接中赤外発生させる方法と、従来のコムから出発し、波長変換により発生させる方法の二つに分かれる。

波長変換による中赤外発生は、OPO (Optical parametric Oscillator) によるものと DFG (Difference Frequency Generation: 差周波発生) によるものの二つに分かれる。OPO の利点は 100 mW クラスのハイパワーが得られるという事である。デメリットはアライメントが複雑で難しい事と、別途のオフセット周波数制御が必要になる事である。DFG の利点はオフセット周波数が差周波発生過程で受動的にキャンセルされゼロになる事である。このことにより、繰り返し周波数の制御のみにフォーカスする事が出来る。デメリットは発生効率が悪い事である。DFG に関しては 3 章で詳しく触れる。

2.3 周波数計測と安定化

2.3.1 位相雑音

光周波数コムの計測では、制御状態の指標として位相雑音が用いられる。本論でも度々使用するため、ここで説明する。

振幅が V_0 、発振周波数が f_0 の発振器の信号を V は時刻 t において

$$V(t) = V_0 \sin[2\pi f_0 t] \quad (2.21)$$

と表せる。これは理想的な発振器であり、現実の発振器は振幅と位相に雑音が加わり式 2.21 は

$$V(t) = (V_0 + \Delta V(t)) \sin[2\pi f_0 t + \phi(t)] \quad (2.22)$$

となる。ここで、振幅雑音 $\Delta V(t)$ に関しては標準的な位相雑音の解析において無視される。また殆どの状況において振幅雑音の影響は位相雑音の影響よりずっと小さい。ここでは、位相雑音のみにを扱う。図 2.6 に発振器のスペクトル例を示す。

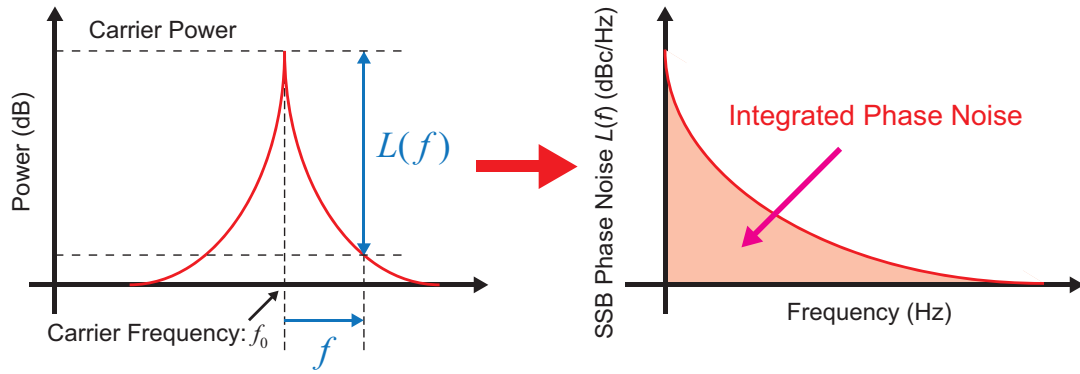


図 2.6 位相雑音のイメージ

このスペクトルは一般的な Spectrum Analyzer で測定できる。注意すべき点として、Spectrum Analyzer の縦軸はパワーであるが、これは RBW(Resolution Bandwidth) によりパワーが変化してしまう。そのため、RBW で規格化されたパワースペクトル密度 (PSD: Power Spectrum Density) で評価していく。この PSD を $S(f)$ とおく (念のため Spectrum Analyzer の信号を PSD に変換するときは窓関数の形状による補正が必要であることを記しておく)。

位相雑音スペクトル $L(f)$ とは、中心周波数 (キャリア周波数 f_c) に対してある周波数だけ離れた周波数 ($f - f_c$) のおける $f - f_c$ 毎にプロットしたものである。このときの PSD はキャリアのパワーによって規格化されている。つまりキャリアとノイズの比を表しており、単位は dBc/Hz と書かれる。また、基本的に、ノイズスペクトルはキャリアに対して対称であるので、片側のサイドバンドのみで評価するのが一般的である。そのため SSB(Single Side-Band) 位相雑音と呼ばれる。数式で書くと、

$$L(f) = 10 \log[S(f)/S(f_c)] \quad (2.23)$$

のようになる。定量的な発振器の評価はこの値の積分量が用いられる。これは信号の位相が積分時間範囲内で平均的にどれくらい位相を乱れているかを表す。

$$\text{RMS Phase Noise} = \sqrt{2 \int 10^{\frac{L(f)}{10}} df} \quad (2.24)$$

また、位相雑音の他にジッタ J_{RMS} という”キャリア信号の立ち上がりタイミングの時間的なばらつき”を表す値も良く用いられる。これは位相雑音をキャリア周波数で割り算すればよく

$$J_{RMS} = \frac{1}{2\pi f_c} \sqrt{2 \int 10^{\frac{L(f)}{10}} df} \quad (2.25)$$

と表す事が出来る。

2.3.2 周波数カウンタ

発振器の長期安定度の評価のためによく用いられるものが周波数カウンタである。これは、発振器の周波数をある時間ごと（ゲートタイムという）に測定してくれるものである。位相雑音測定評価の苦手なものとして、長期ドリフトやサイクルスリップ（瞬間的に位相同期が落ちる事）がある。これらを周波数カウンタでは容易に測定する事が出来る。もっとも簡単な周波数カウンタの原理を図 2.7 上に示す。図のように 1 秒ゲート測定ならば、1 秒の間に、何周期したかを測定する。（より厳密には、トリガがかかった”回数”を計測する）この方法は非常に単純であるが、その分精度が悪い。例えば、1 MHz の信号を測定したとすると、1 秒で、 10^6 周期するので、1 周期分のカウント誤差（分解能）が 6 桁になるが、1 kHz の信号を測定すると 3 ケタに落ちてしまう。つまり、ゲートタイムの逆数がそのまま周波数分解能になってしまう（この場合は 1 Hz）ため、低周波になればなるほど、測定精度が落ちてしまう。この問題を解決したものが、いわゆる周期測定である（図 2.7

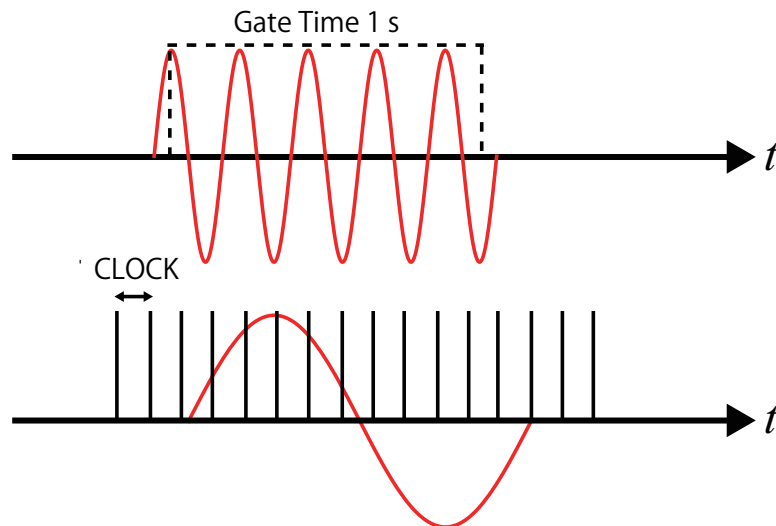


図 2.7 周波数カウンタ基本原理

下)。これは、一周期の間のクロック信号の回数を測定している。例えば、クロックが 10 MHz、ゲートタイムが 1 秒であれば、分解能は測定周波数によらず $0.1 \mu\text{s}$ になる。まとめると測定誤差は

$$\begin{aligned} \text{周期測定誤差} &= \pm \frac{1}{f_{in}} \\ \text{周期測定誤差} &= \pm \frac{T_{clock}}{T_{gate}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

と表される。これを測定周波数に対する誤差にグラフにすると図 2.8 のようになる。このように、クロック周波数以下の測定では、その他の誤差を無視した場合、常に周期測定の方が高精度に測定でき、また精度が測定周波数によらない事がわかる。この性質から、常に周期測定を行い、この逆数を表示させるような周波数カウンタをレシプロカル・カウンタという。また、さらなる測定精度

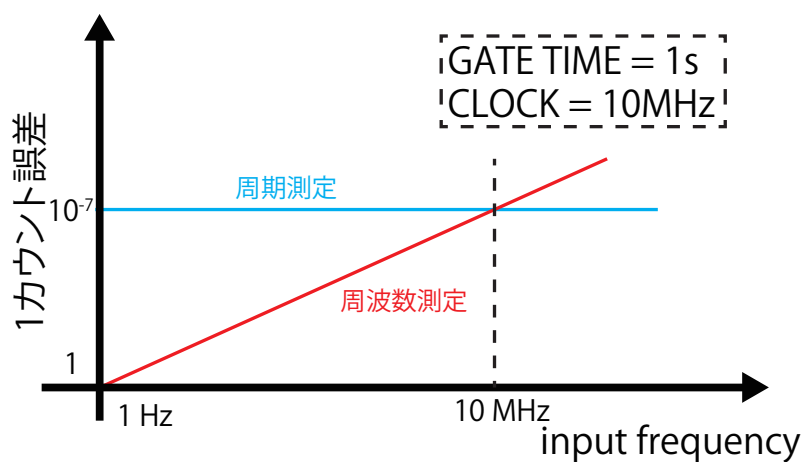


図 2.8 周波数測定と周期測定の比較

の向上のため、アナログ補完法というものが用いられる (図 2.9)。これは、周期ゲートとクロック

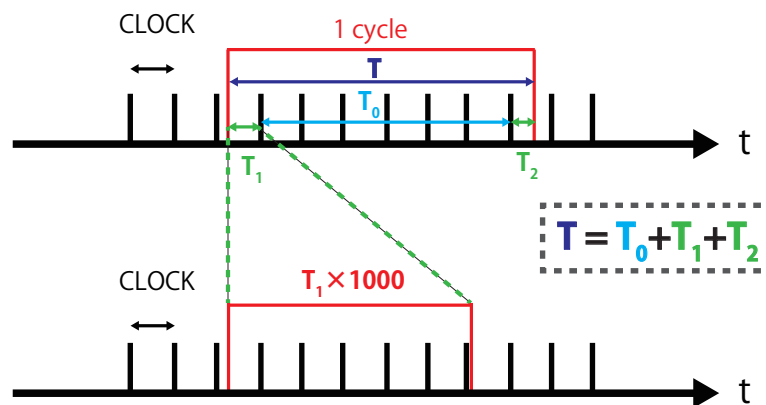


図 2.9 アナログ補間法

間の時間 T_1, T_2 が通常、精度誤差に相当するのだが、このクロック間に定電流でコンデンサを充電し、その 1000 倍の時間で放電させ、それを T_1, T_2 を測定するゲートとして用いる事で、測定精度をおよそ 1000 倍に高めている。原理上どこまでも精度が上がるように思えるが、実際はアナログ回路の精度で制限されてしまう。

2.3.3 PLL による位相同期

光周波数コムを周波数基準に安定化する際に用いられる PLL(Phase Locked Loop) という技術について説明する。

PLL とは、周波数を変化出来る発振器を参照信号に位相レベルで安定化させる技術である。一般的には発振器には VCO(Voltage Controlled Oscillator) が用いられる。本研究ではレーザー(光周波数コム)を発振器として扱い、繰り返し周波数や、オフセット周波数を安定化するのに用いる。図 2.10 に PLL の基本構成を示す。

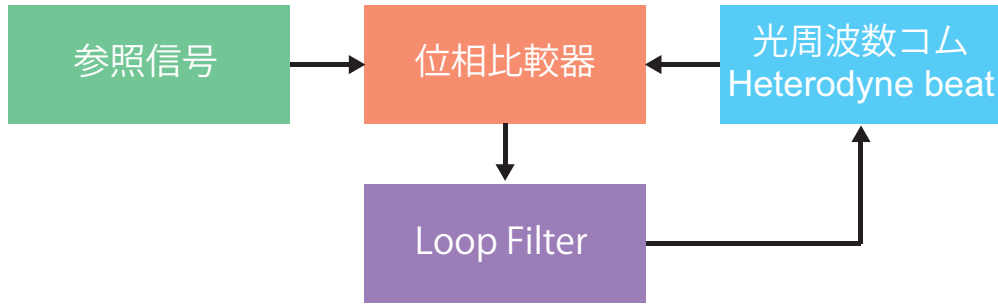


図 2.10 PLL のイメージ

2.3.3.1 位相比較器

位相検出器により、参照信号と安定化したい信号の位相差を検出する。この位相比較器には最も簡単にはアナログミキサーが用いられる。参照信号と安定化したい信号の周波数をそれぞれ f_R 、 f_L とするとこれらの信号をアナログミキサーに書けると出力 V_{out} は

$$\begin{aligned} V_{out} &= \sin(2\pi f_R) \times \sin(2\pi f_L) \\ &= \frac{1}{2} \{ \sin(2\pi(f_R + f_L)) + \sin(2\pi(f_R - f_L)) \} \end{aligned} \quad (2.27)$$

となる。ここで、ローパスフィルタを挿入し低周波のみ抜き出すと

$$V_{out} = \frac{1}{2} \{ \sin(2\pi(f_R - f_L)) \} \quad (2.28)$$

となり、周波数差の成分を抽出する事が出来る。また、周波数が同一で位相差 ϕ であったときは、

$$V_{out} = \frac{1}{2} \sin \phi \quad (2.29)$$

となり、 ϕ が一定であれば DC 成分として現れる。そのため、この信号をゼロにするように動作させると、位相差がゼロになり位相同期が実現する。アナログの位相比較器は余計な雑音を付加しない事や、時間遅延が発生しない事が利点であり、本研究においても大半の用途はこちらを用いている。一方で、周波数引き込み範囲が狭い大きな位相雑音が大きい場合に同期が出来ない等の欠点がある。従って、場合によってはフリップフロップを用いた位相/周波数比較器を用いる事もある。こちらは、アナログの位相比較器と比べると非常に堅牢な位相同期が実現出来る。

2.3.3.2 ループフィルタ

位相同期において最も重要な部分の一つであり、回路設計が難しい部分である。ここを設計する上で、考えるべき事は、安定化する信号のノイズスペクトルと、周波数応答特性である。適切なフィードバックを決定するためにはゲイン余裕と位相余裕を意識しなければならない。図 2.11 にイメージを示す。

ゲイン余裕とは、フィードバックゲインが 0 dB のとき、つまり信号を増幅しないときに位相が -180° に対してどれだけ余裕があるかという値である。位相が -180° という事は、フィードバックが完全に逆極性で応答するという事であるので雑音は逆に増えてしまう。したがって位相応答が -180° に達した際のゲインは 0 dB よりもずっと低く、つまり減衰されなくてはならない。そのゲインの 0 dB からの差を位相

余裕と呼ぶ。安定なフィードバック系のためにはゲイン余裕は 6 dB 以上、位相余裕は 60° 以上は必要である。これらを考えて、実際のレーザー制御を行うわけであるが、ありがちなミスはループフィルタの応答のみでゲイン/位相余裕を考えてしまう事である。本来はフィードバック全体で考慮しなければならない。特に雑音のスペクトルがどのような形状をしているか (例えばホワイトノイズなのか、20 dB/octave で減衰していくのか等) は非常に重要である。

実際のループフィルタは PID(P:比例、I:積分、D:微分) 回路で構成されている事が多い。制御器が十分フラットな位相応答を示す低周波領域ではゲインは挙げられるだけ上げるべきである。従って、低周波ほどゲインが高くなる積分ゲインは必ず用いるべきである。ただし、積分器は比例ゲイン領域の位相を悪化させる事を考慮しておいた方がよい。およそ積分と比例のゲイン量が同等になる周波数から一桁程度上の周波数帯まで位相を悪化させる。一方で、微分ゲインは制御器の周波数応答を改善する働きをもつ。これは、制御器のローパス効果を微分ゲインが保障できるからである。そう言った意味で微分回路は万能に周波数応答を改善し得るが、制御器の応答によっては十分でない事が多い。最高の制御帯域を実現するためには、制御器の逆伝達関数をもつループフィルタを設計する事が求められる。そういった意味で微分回路は不十分な逆伝達関数を適用するとみなす事も出来る。このテクニックは 3 章の位相同期の実現と 5 章の回路設計で適用している。実際は、アナログ回路の実効帯域不足、オープンループゲインの不足、そしてエラー信号の十分高周波における S/N の不足が制御帯域を制限する。上記の内容はかなり高度であるので、一般的には P と I を組み合わせたラグリードフィルタ回路を用いれば大抵の制御は可能である。

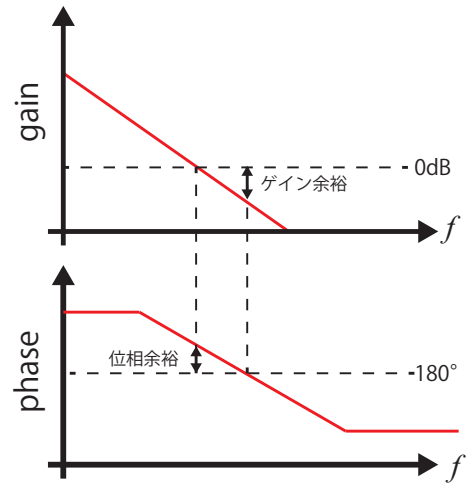


図 2.11 ゲイン余裕/位相余裕

第 3 章

Offset-free 光周波数コム

3.1 概要

3.1.1 Offset-free である事の重要性

光周波数コムを基本構成要素を考える。ファイバーレーザーをベースに用いた場合、(1) モード同期レーザー、(2) ファイバーアンプ、(3) パルス圧縮、(4) 白色光発生、(5) $f - 2f$ 干渉計によるオフセット周波数検出、そして (6) 複雑な電子回路系によるフィードバックの 6 つの要素が必要になる。本研究で開発した Offset-free コムは、(4) までは、一般的なコム開発とほとんど変わらない。(5) の $f - 2f$ 干渉計から先を廃止し、代わりに差周波発生を行う事で、(6) の複雑な制御を必要としないコムを開発する事を目的としている。オフセット周波数の制御は高い S/N を保ち続ける事が必要になるほか、衝撃に弱い為、ロックが瞬間的に外れてしまう事（サイクルスリップ）が起こる事がある。そのようなことは光原子時計応用のような周波数標準応用では決して許されない。一方、差周波コムは Optical な過程でオフセットをキャンセルするので、非常にロバストな系になる事やコムの雑音低減が期待できる。また、繰り返し周波数の制御一つでコムの完全な安定化が実現出来る。さらに従来のコムでは、繰り返し周波数の制御とオフセット周波数の制御が対角化できない。それぞれの制御がお互いに干渉しあい、制御に悪影響を及ぼし、結果として位相雑音に悪影響を与えてしまう。また、高速制御器が一つで済むので、従来のコムのように EOM（電気光学素子）等 [30] の変調器をオシレータの中に組み込み必要もなくなり、シンプルな構成に出来る。これらが本研究における Offset-free コム開発のモチベーションである。以下、下にまとめておく。

1. ロバストなオフセット周波数の安定化である点
2. 制御が一つで済み、クロストークが発生しない点
3. EOM 等の変調器を省略でき、発振器の構成をシンプルに出来る点

3.1.2 Offset-free 光周波数コムの先行研究

Offset-free コムと呼んでいるが、これは従来からある差周波コムであり、それ自身は新しいものではない。図 3.1 にオフセットフリーコムの先行研究を波長領域毎に示す [31–36]。

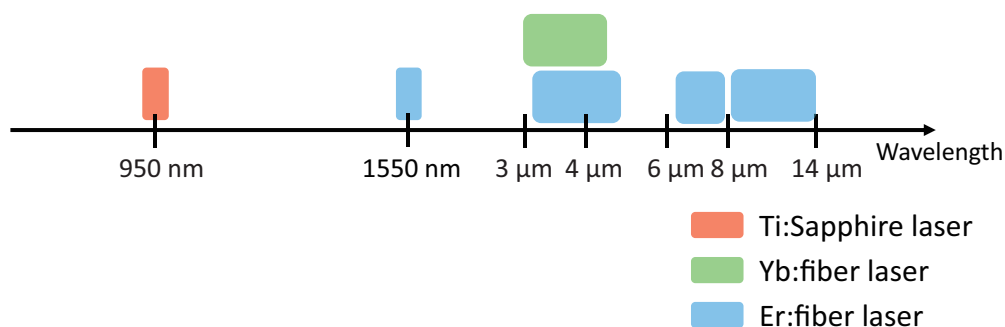


図 3.1 Offset-free コムの先行研究例 [?, 31, 33–36]

この様に多数開発例がある。ただし主たる目的が異なっている事に注意しなければならない。差周波発生とは本来、直接得る事の難しい中赤外領域のコムを作るための手段の一つである。そのため、オフセットがキャンセル事はあくまで副次的な利点であり、それを存分に生かした研究は少ない。差周波によるコムを研究する上で、もっとも重要な研究は MPQ(マックスプランク光量子研究所) のグループによってなされた [31]。この研究は、 $f - 2f$ 干渉計によって得られるオフセットと、差周波コム（ゼロオフセット）と基本波コムの干渉によって得られるオフセット（強引にいうなら $f - 0f$ 干渉計とみなせる）に差があるのかを測定している。結果、 6×10^{-21} のレベルで同一であるとしている。この結果は、差周波コムというのは十分にゼロオフセットであり、普段用いている $f - 2f$ 干渉計と同程度に信用できるとみなせる。

本研究の開始前においてはこの研究のみが特別である。他の差周波コムは $1.5 \mu\text{m}$ より長波長の発生のみになっていて、差周波コムの性質というよりも中赤外発生そのものにフォーカスしている。また差周波コムにとって、光原子時計の領域である 600-1200 nm は未到達領域であると言える。

3.1.3 本研究における Offset-free 光周波数コム

本研究における Offset-free コムは、従来存在しなかった時計波長領域で差周波コムの開発とその完全制御を目的とする。この波長帯での Offset-free コムの発生により、高感度なディテクターを用いる事が出来、中赤外コムよりも Offset-free 性の積極的活用が出来ると考えている。特にロバストさとゼロオフセットである事の利点を生かせる光原子時計分野での応用を目指した。

構想としては、当研究室で得意としている Yb ファイバーレーザー ($1 \mu\text{m}$ 帯) ベースで白色光発生を行う。このとき、従来の $f - 2f$ 干渉計に用いるよりも少しだけスペクトルを広げる。するとおおよそ、610 nm と 1450 nm の差周波で 1060nm 付近の Offset-free コムを発生出来る。つまり $1 \mu\text{m}$ のコムを広げて差周波をとり再度 $1 \mu\text{m}$ を発生させる。一見無駄な行為に見えるが、この事で

オフセットのない $1\ \mu\text{m}$ 光が発生できる。 $1\ \mu\text{m}$ で差周波発生させる事は本研究のアイデアの中心となる部分である。通常差周波コムはパワーが弱く使いにくいものであった。そのことが様々な応用を妨げていた。しかし、本研究では $1\ \mu\text{m}$ で差周波発生させる事で Yb ファイバーアンプを用いる事で、差周波の増幅が可能になる。そのことで、差周波の使い勝手が非常に良くなる。同様の構成が Er 帯でも報告されている [32]。Yb ファイバーアンプで $1\ \text{W}$ レベルまで増幅できたら、再度白色光発生を行う。この事により、差周波のオフセットフリーであるという特徴を持ちながら、光原子時計の波長をすべて網羅する（オクターブに迫る広いスペクトルを持った）Offset-free コムが開発可能となる。以下順に、ここの部位について述べていく。

3.2 Yb ファイバーモード同期レーザー

3.2.1 オシレータ

図 3.2 に本研究で作成した Yb ファイバーモード同期レーザーの構成を示す。

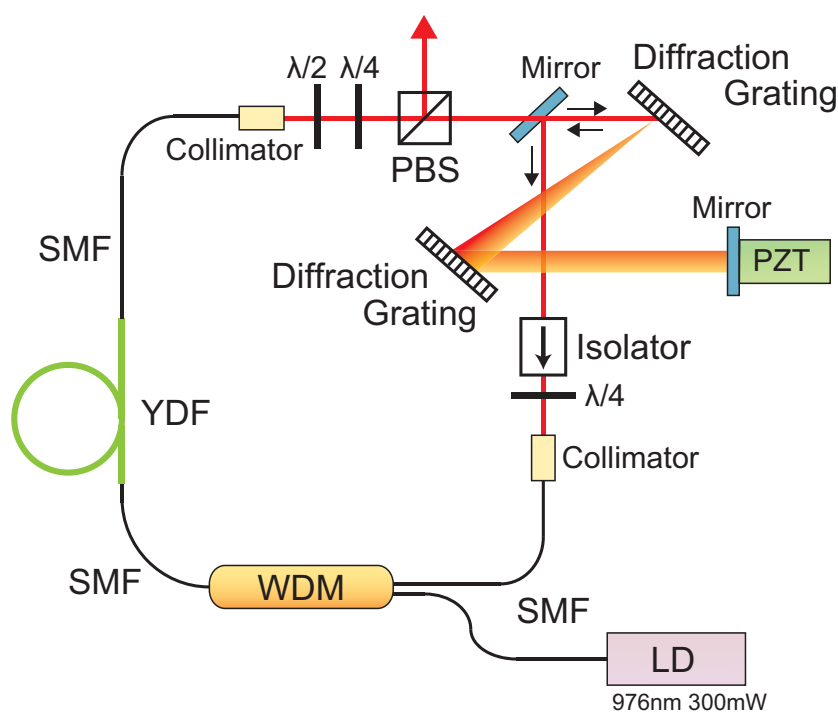


図 3.2 Yb: fiber mode: locked laser

代表的なレーザーパラメータ	
波長	1000-1080 nm
繰り返し周波数	100 MHz
出力の平均パワー	30 mW
励起光	976 nm, 150-300 mW

光周波数コムの基本となる発振器のため、単にオシレータと呼ばれる事が多い。構成としてはリング型の共振器になっており、共振器内のアイソレータで周回方向を指定している。非線形偏波回転によるモード同期レーザーであり、ファイバーにおける偏波の回転を PBS で超短パルス領域を抜き出すような偏光状態を実現している。ファイバー部分での $23 \text{ fs}^2/\text{mm}@1030 \text{ nm}$ の分散を 600 本の回折格子対 (間隔 3.5 cm 程度) で補償している。総分散はゼロに近い状態にしている。ファイバーレーザーベースの光周波数コムの設計においてオシレータの総分散はコムの位相雑音に密接にかかわっているため、非常に重要である [37]。一般的にはゼロ分散 (スペクトル形状から判断) が一番低雑音といわれている。図 3.3 に作成したオシレータのスペクトルの一例を示す。

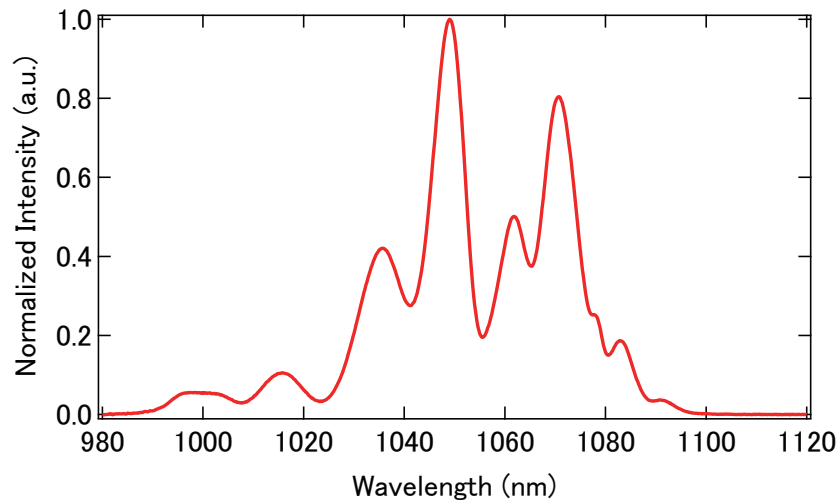


図 3.3 作製した Yb ファイバーレーザーのスペクトル

Yb オシレータの総分散と、オフセット線幅の関係と、オフセット線幅に密接に関連している強度雑音 (RIN: Relative Intensity Noise) の測定した先行研究 [37] がある。低雑音な光周波数コムの実現を目指したオシレータ設計においては、ゼロ分散以外の選択肢はないといってもよい。参考文献のように実験的にオシレータの分散量を測定するのは大変なので、現実的には、光スペクトルが広がるように分散調整するのが一般的である。

Offset-free コムは繰り返し周波数の雑音を制御するため、この雑音を低減は重要課題である。そのために図 3.4 のようなオシレータの箱を独自に設計した。

ペDESTAL を一切使わない非常に堅牢な設計になっている。完全ではないが、低周波の音響外乱を遮断するため、エアタイトに近い状態を実現している。非常に地味な改良であるが、この箱により半年以上の連続モード同期動作を実現した。執筆時点で、停電等の電気的な理由以外でモード同期が落ちたことは未だない。図 3.5 に長時間動作したときの繰り返し周波数の変化を示す。5 時間を超える動作でも共振器長が 1 波長分も変化しないという結果になった。この測定自体はほぼ室温の安定性に左右されるといってよい。さらなる安定性の向上には温調の導入が課題である。また、縦モードそのものの安定性も格段に上がった。この安定性に関しては、次章でももう少し詳しく触

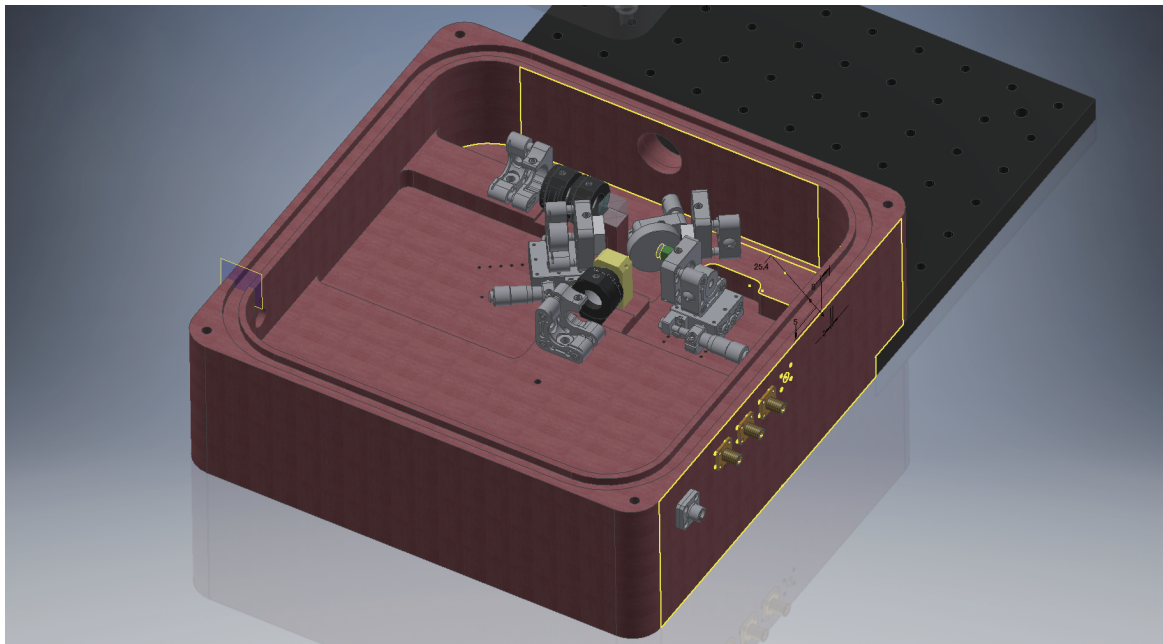


図 3.4 Yb:fiber mode:locked laser

れる。

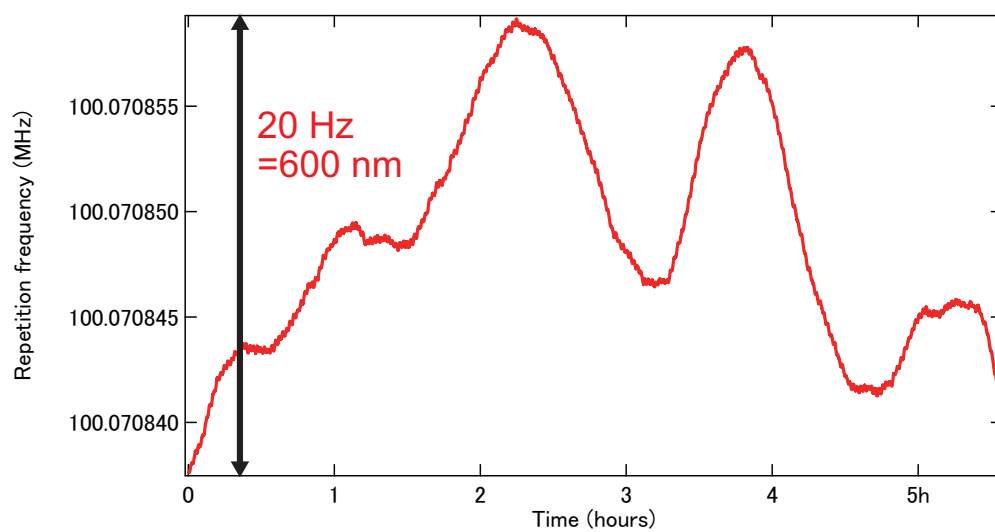


図 3.5 タイト BOX によるオシレータの安定動作：繰り返し周波数の長時間

3.2.2 Yb ファイバー増幅器

図 3.6 に Yb ファイバー増幅器 (YDFA:Yb Doped Fiber Amplifier) の構成を示す。YDFA にはいろいろな種類があるが、これはダブルクラッドファイバーを用いた YDFA である。SMF を用いたファイバーに対しての利点は、励起光に強度の高い MMF(Multi Mode Fiber) カッ

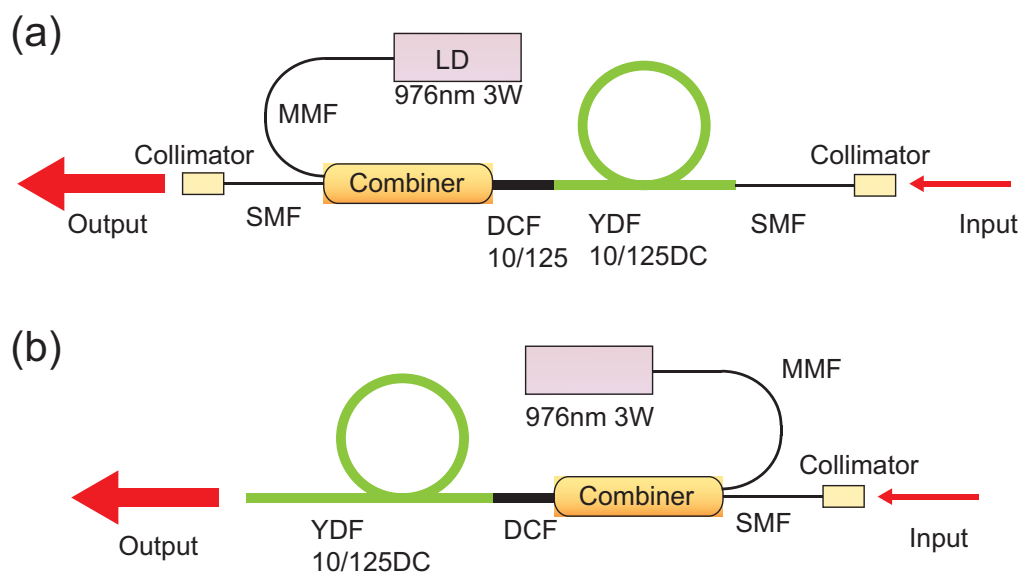


図 3.6 Yb:fiber Amplifier の構成例

プリングのLDが利用可能なことである。この構成はfsレーザーの場合、一般的に2-3Wの出力まで対応可能である。また、コア径がやや大きめになっているため（通常 $6\mu\text{m}$ に対し、 $10\mu\text{m}$ ）ファイバー内での非線形効果を抑える事も期待できる。一方で、デメリットは励起光の吸収効率が悪いので、比較的長いファイバーが必要になる事に加え、融着の難しさが挙げられる。以前は図3.6(a)のようなアンプ構成にしていたが、SMFとDCFのMFD(Mode Field Diameter)ミスマッチングによる融着ロスが問題になりがちであった。また、出力段がSMFであったため、非線形効果の懸念も大きい。従って、私は(b)のような構成に変更する事にした。この事で、融着ロスや、非線形効果を最大限抑える事が期待できる。各ファイバー段のファイバー長の選定などのパラメータも多いので、単純に見える半面、設計は慎重に行うべきである。図3.7に増幅結果を示す。およそ励起光電流3A程度（励起光強度にして2.1W程の励起）で1W超の出力が得られた。

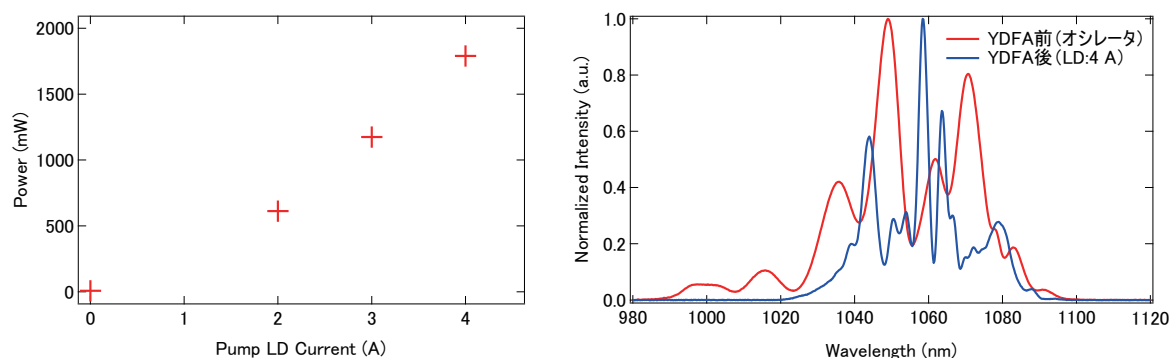


図 3.7 YDFA による増幅結果：左 各励起光強度における増幅器出力 右 増幅前後のスペクトル

3.2.3 パルス圧縮と SHG-FROG によるパルス幅測定

パルス圧縮はプリズムを用いるか回折格子対を用いる方法が一般的である。回折格子対は TOD(Third Order Dispersion) の符号がファイバーと同じく正であることが懸念事項である。一方でコンパクトな構成で高効率を得られるので、本研究を含め大半のレーザーでは回折格子対が用いられる。また、パルス幅測定は最も単純なオートコリレータを初め、数々の方法が存在するが [38, 39]、本研究では SHG-FROG(Frequency Resolved Optical Gating) によりパルス幅の測定を行っている [40]。構成を図 3.8 に示す。ビームを二つに分けて、非線形結晶上で重ねる。二つのビームの時間遅延があった時だけ、和周波が発生し、そのスペクトルを各ディレイごとに測定する。この測定で得られたトレースを回帰的な方法で再構成する事で、パルス幅だけでなく位相の情報も得られる。大切な事は、ビームスプリッターや構成するミラーの分散と非線形結晶の厚さである。※特に結晶が厚いと短いパルス幅を測定する事が出来ない事に注意。Yb ファイバーレー

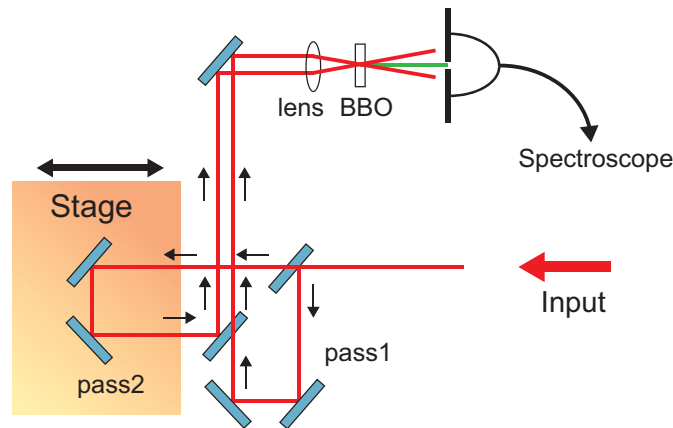


図 3.8 FROG 構成

ザーにおいて、パルス圧縮が上手に出来るかどうかは、オシレータによるところが大きい。図 3.9 に FROG の結果を示す。もともとは図の赤いスペクトルであったが、このときにパルス圧縮を試みても 100 fs を切るような短いパルスにならなかった。おそらくオシレータ内での強い SPM 由来の非線形分散がつき、そのせいで圧縮が出来ないと考えられる。そこで、波長板を調整し、青のようなスペクトルにし、SPM を抑えたところ、図のように半値幅でおよそ 70 fs のパルスを発生させる事が出来た。このパルス幅は YDFA で 1 W 超まで増幅されたあとのパルス圧縮の結果である。

3.2.4 非線形ファイバーによる白色光発生

高非線形ファイバーに高強度パルスを入射するとスペクトル拡大が生じる。この過程には SPM 等の非線形効果によるものである。図 3.10 に白色光発生後のスペクトルを示す。上記のスペク

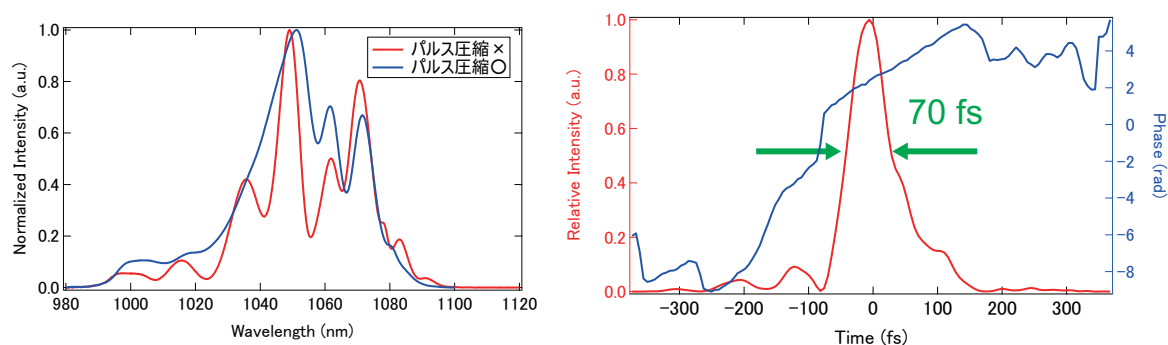


図 3.9 FROG 結果

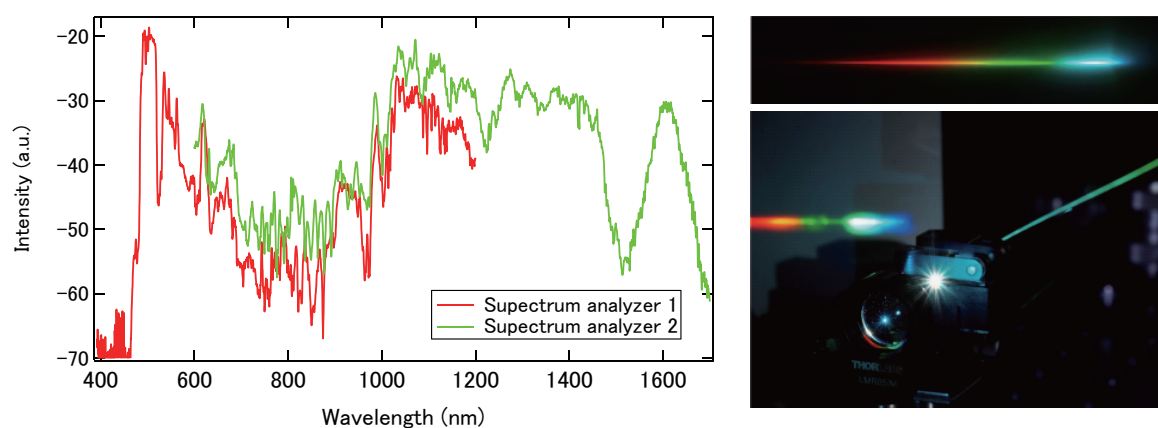


図 3.10 Suspended core fiber による白色光のスペクトル

トルは私が博士課程期間中に試した白色光発生の中で最も広がったのである。これは Suspended Core Fiber という特殊な高非線形ファイバーを用いている [41]。図 3.11 に最終的に用いた一般的な PCF (Photonic Crystal Fiber) を用いた白色光のスペクトルを示す。最終的にこの構成を選んだ理由は“CW レーザーへの安定化”の節で述べる。

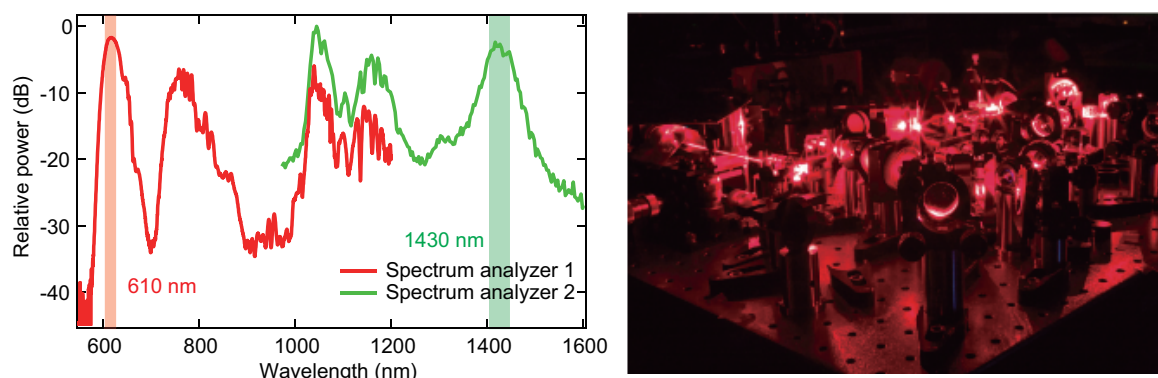


図 3.11 PCF による白色光のスペクトル

この過程で考えるべきなのは、入射レーザーの波長、パルス幅、パルスエネルギー（繰り返しと平

均パワー)、加えて使用する非線形ファイバーの非線形定数、分散、長さ である。特に大切であるのが、パルス幅とゼロ分散波長である [42]。ファイバーのゼロ分散波長は、発生するスペクトルの帯域や、スペクトル形状に大きく寄与する。ゼロ分散が入射光よりも短波長にあるときは、スペクトルは最も良く広がるが、スペクトル形状は非常に不安定になる。逆の状態では、スペクトルはあまり広がらない代わりに平坦なスペクトルが得られるといわれている。また、ピークパワーさえ得られればよいという勘違いをしている人が多い。通常非線形効果と最も異なる部分はここである。例えば ps パルスで、足りないピークパワーを補って白色光発生させても、光周波数コムにする事は出来ない。これは、白色光発生が必ずしも”コヒーレンス”が維持される過程とは限らないからである。このような議論は参考文献 [42] に詳しい。参考文献 [42] にパルス幅とコヒーレンスの関係が示されている。ここでいうコヒーレンスとは、白色光と入射パルスの位相関係との相関があるか? という事である。ピークパワーを一定にしてパルス幅を変えた結果が示されているが、パルス幅が長くなるに従って、時間波形が汚くなりコヒーレンスの指標も急激に低下する。従ってパルス幅の長いレーザー、(私の経験では 200 fs を超えるレーザーで光周波数コムとして白色光を発生させようとした場合)、何らかの方法でパルス幅を縮めてから白色光発生させる必要がある。また、ゼロ分散波長と、入射光の波長も非常に重要なパラメータである。参考文献 [43] のように一度、非線形効果を使いスペクトルを拡大し再度パルス圧縮する事で 290 fs \Rightarrow 100 fs にすることで、高いコヒーレンスをもつ白色の発生に成功している例も存在する。

3.3 Offset-free 光周波数コムの開発

3.3.1 白色光の差周波発生

本研究の目的とする 1 μm 帯の差周波を得るためには、一般的な Yb ファイバーコムに応用される白色光よりも少し広いスペクトルが必要になる(白色光の端と端を利用しなければならない)。位相整合用のデバイスとしては、PPMg:SLT 結晶を用いた。BBO 等の一般的な非線形結晶と異なり、分極反転による擬似位相整合で波長変換を行う。このような結晶は通常の方法では位相整合がとれない d_{33} を用いる事が出来る。PPMg:SLT 結晶で $d_{\text{eff}}=10$ pm/V 近くの値が得られる。(BBO が 2 ppm/V 程度である。) さらに、ウォークオフもないため、結晶長を長くすることができる。そのため、比較的に低い入射光強度においても高い変換効率を得る事が出来る。一方で、結晶長がある程度必要なため、波長変換後もパルス幅を短くしたい用途には向かない。また、フォトリフラクティブ効果によりダメージを受けやすいので、あまり入射光を強く出来ないなどの欠点もある。分極反転をもちいた PP 系の結晶の中では PPLN が最も高い変換効率を示すが、入手性の問題やパワー耐性の問題、加えて Fan-out 構造の作り易さから、PPMg:SLT を使用している。図 3.12 に本研究で使用した PPMg:SLT 結晶の位相整合を示す。

購入した結晶は fan-out 構造になっており、入射光の位置を選ぶことで、分極反転周期を選ぶ事が出来る。図 3.12 の見方が少しややこしいので簡単に説明しておく。横軸は、差

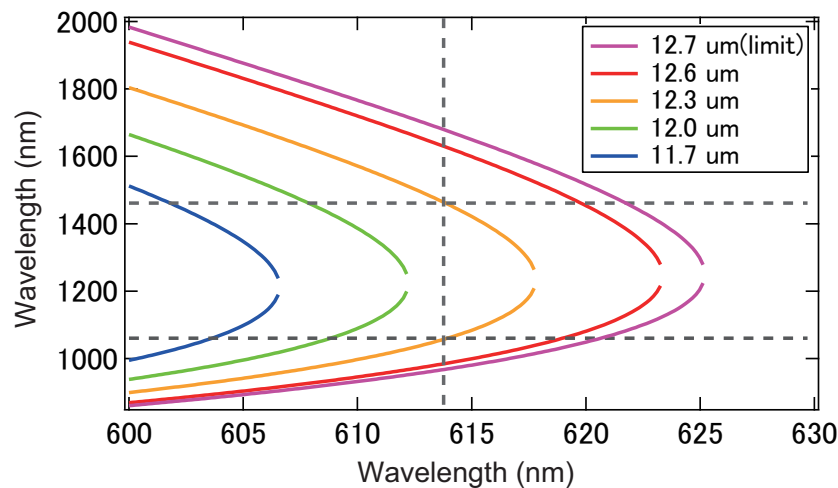


図 3.12 本研究で使した PPMg:SLT 結晶の位相整合条件

周波で用いる短波長側の波長である。例えば、614 nm あたりに着目する。するとオレンジの曲線と 1450 nm と 1050 nm 周辺の波長で交点がある事がわかる。この 3 つの波長が位相整合が取れる波長である。(分極反転周期が $12.36 \mu\text{m}$ の位置で $614 \text{ nm} - 1450 \text{ nm} \Rightarrow 1050 \text{ nm}$ の波長が発生できる事を意味する。) 長波長帯においては白色光のパワーの波長依存が大きく、短波長側では比較的少ない。この事から差周波発生を効率的に行うには、長波長の 1450 nm を固定し、短波長側の波長を変更する事で対応した方が、波長依存の影響が少なくなると思われる。そのため、長波長を固定して、位相整合を見積もっている。

図 3.13 に差周波発生構成を示す。この構成は最も初期に試したものである。差周波に使用する二つの波長をダイクロミックミラーで分けている。これは PCF についた波長ごとの時間遅延を補償するためであり、本研究の構成では短波長側にディレイステージを用いた。この差周波発生で困難な点はオクターブ以上に波長の離れた二つの光で差周波をとる事にある。この部分が中赤外を得るための一般的な差周波発生と比べて困難な点である。強い色収差により 600 nm 付近の光と 1400-1500 nm の光空間モード（ビーム径やダイバージェンス）が異なり発生効率が極端に下がってしまった。初めは nW クラスの光を得る事がやっとであった。

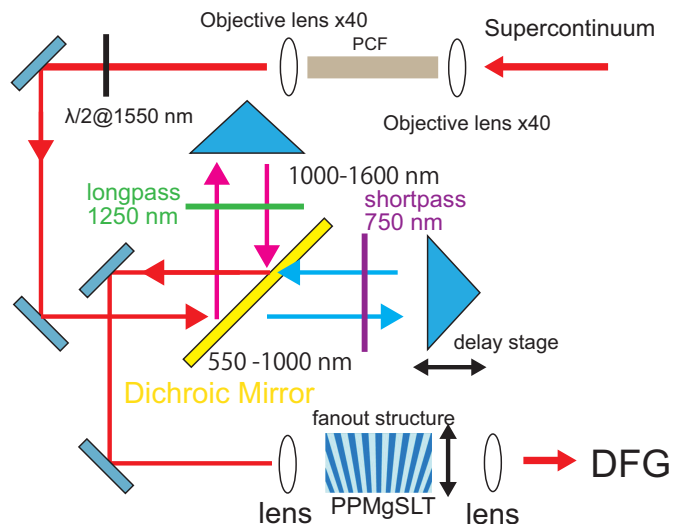


図 3.13 最初期の差周波発生構成

高い効率を得るためには、色収差を抑えなければいけないので、PCF の出射のレンズを工夫する事から始めた。対物レンズでは赤外までの補償が難しかったため、反射型のデバイス（反射型対物レンズや、放物面鏡）を用いたが今度は上手にコリメートする事が出来た。最終的に採用した構成を図 3.14 に示す。

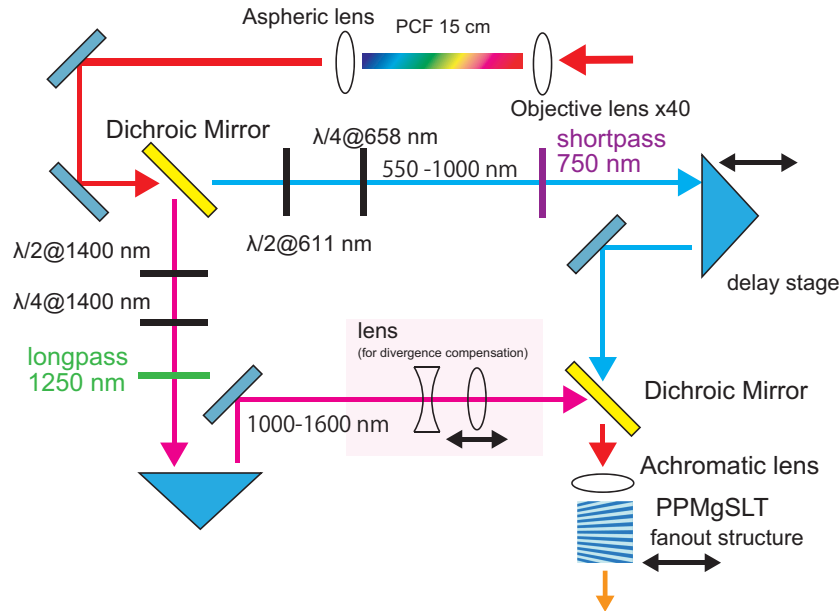


図 3.14 差周波発生構成

結論として、PCF の出射のレンズにはあまりこだわらず、色収差が保証されていないただの非球面レンズを用いた。この構成の要点は、波長を分けた後の長波長側に入っている球面レンズ対である。これが、PCF 出射に用いた非球面レンズによって付与される強烈な色収差を補償する。レンズ対の焦点距離を選ぶことで、ビームの拡大率を選択でき、凹凸レンズ間の距離を調整する事で、短波長側にダイバージェンスも合わせる事が出来る。この構成によって最終的に 0.1 mW を超える 1 μm 帯の差周波を得る事が出来た。この様な波長の離れた差周波発生として、参考文献 [44] がある。これは Ti:Sapphire レーザーによる差周波発生であるが、得られたパワーは 2 μW であると報告されている。この文献と比較しても、本論の構成は高効率を達成できたのではないかと考えている。図 3.15 に代表的な差周波のスペクトルを二つを示す。

当初の想像よりも広いスペクトルが得られた。また、PPMg:SLT の位置（分極反転周期）とディレイを調整する事により、980-1100 nm 辺りまで調整出来た。スペクトル幅は、PPMg:SLT を傾ける事で調整が可能だが、最終的には、色収差の補償出来ている波長範囲と、時間遅延によりスペクトル幅が制限されることがわかった。当初は Yb:fiber のゲイン中心の 1030 nm 中心で差周波発生をしていたが、次節の差周波増幅での問題により 1060 nm 中心またはそれ以上長波長に調整している。

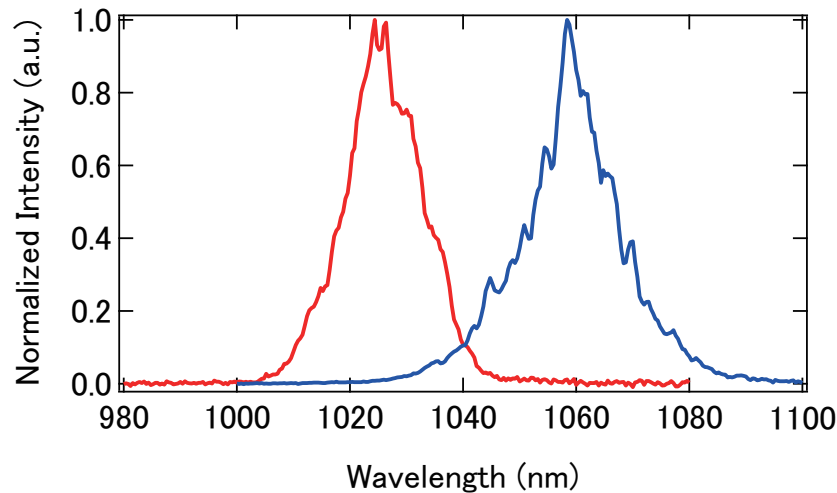


図 3.15 差周波スペクトルの例

3.3.2 差周波光の光増幅とパルス圧縮

先にも述べたが、差周波を $1\ \mu\text{m}$ 帯で出すことの大きな意義の一つは、差周波の光増幅が出来るという点である。しかし、得られた差周波は $0.1\ \text{mW}$ レベルであったため、一般的な YDFA で光増幅は容易ではない。ASE をどのようにして低減するかという部分にフォーカスしていく。YDFA に限らず、増幅器が動作するかどうかは Seed 光の強度が十分にあるかによって決まり、SMF を用いた YDFA の場合は $100\ \mu\text{W} \sim \text{mW}$ 程度のパワーが必要である。図 3.16 に入射光強度が異なる場合の YDFA のシミュレーション結果を示す。シミュレーションには RP Photonics 社の RP fiber power というソフトを用いた。定性的な傾向を確かめるために使用している。

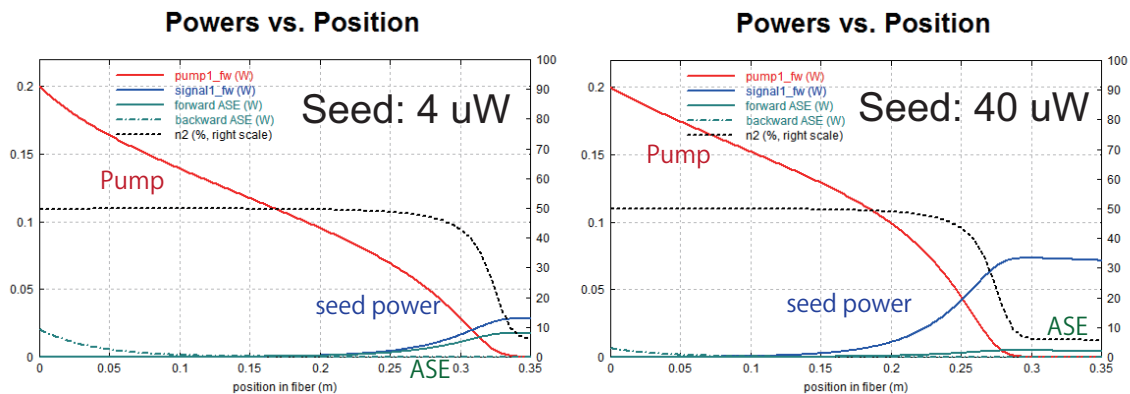


図 3.16 seed 光の違いによる YDFA の動作の違いのイメージ：シミュレーション結果

Seed 光が $4\ \mu\text{W}$ のときは、ASE が大半を示すが、10 倍にする事で、ASE を $1/10$ 程度に低減出来ている。こういった結果を踏まえて、YDFA の作製を行った。図 3.17 に YDFA の構成を示す。初めは中心波長 $1030\ \text{nm}$ の差周波光 (図 3.15 の赤) を用い Single-pass out の出力を用いていた

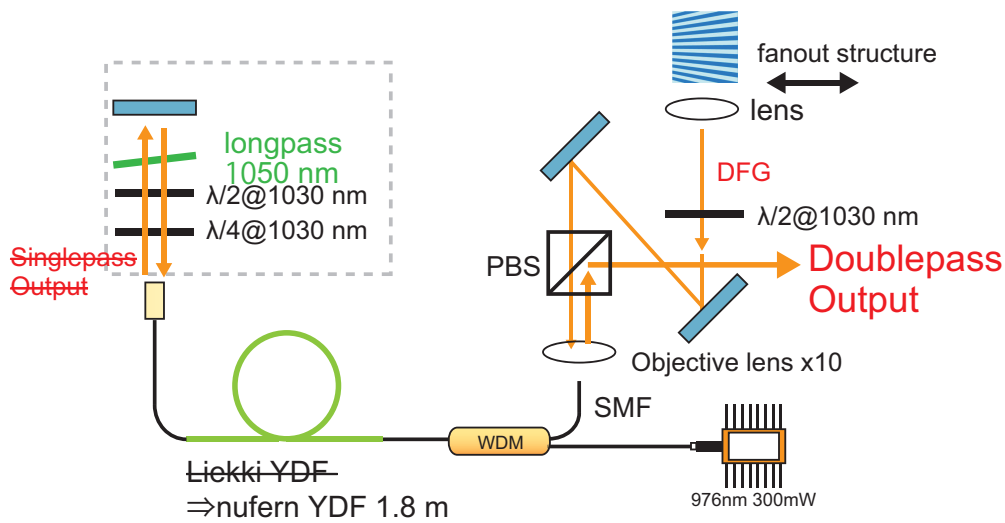


図 3.17 差周波増幅のための YDFA(初段) の構成

が、この場合、YDFA の ASE が 1:1 程度に混ざってしまう事がわかった。そこで、中心波長を 1060 nm にシフトし、図のように短波長 ASE をカットしたのち、再度 YDFA に入り、偏光を変える事で、出力に用いる Double-Pass のアンプを用いた。また、ゲインファイバーは高 Yb ドープ (1200 dB/m) のものから、中くらいの Yb ドープ量のもの 250 dB/m に変更し、ファイバー長も調整した。結果、ASE の低減と出力の向上を同時に実現する事が出来た。図 3.18 に ASE の違いを示す。Double-pass YDFA の後は 1050 nm の Long-pass filter を入れる事で、2nd-pass での

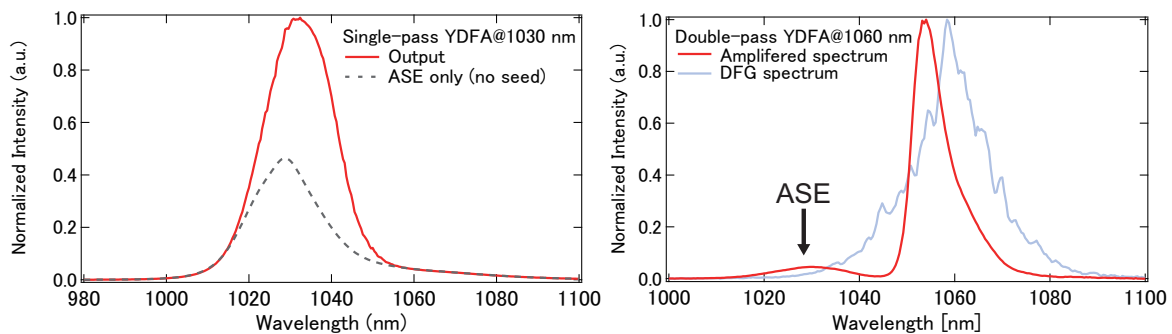


図 3.18 差周波増幅器の構成による ASE の低減

ASE も除去出来ている。ここで数 mW 程度まで増幅出来れば、あとは通常の YDFA で 30 mW クラスまで増幅し、ダブルクラッドファイバーを用いたアンプで W クラスまで増幅出来る。合計 3 段のアンプを用いることになった。結果を図 3.19 にまとめておく。

1 W 超まで増幅出来たので、回折格子対によるパルス圧縮と、PCF による白色光発生を行った。構成は DFG を取る前と同一であるため割愛する。アンプ後の DFG の TL は 100 fs 程度であったが、SHG-FORG の結果、135 fs である事が分かった (図 3.20)。3 段の長いファイバーアンプ群を通った後 (総ファイバー長は 10 m を超える) であり、TOD の影響が懸念であったが、比較的良好

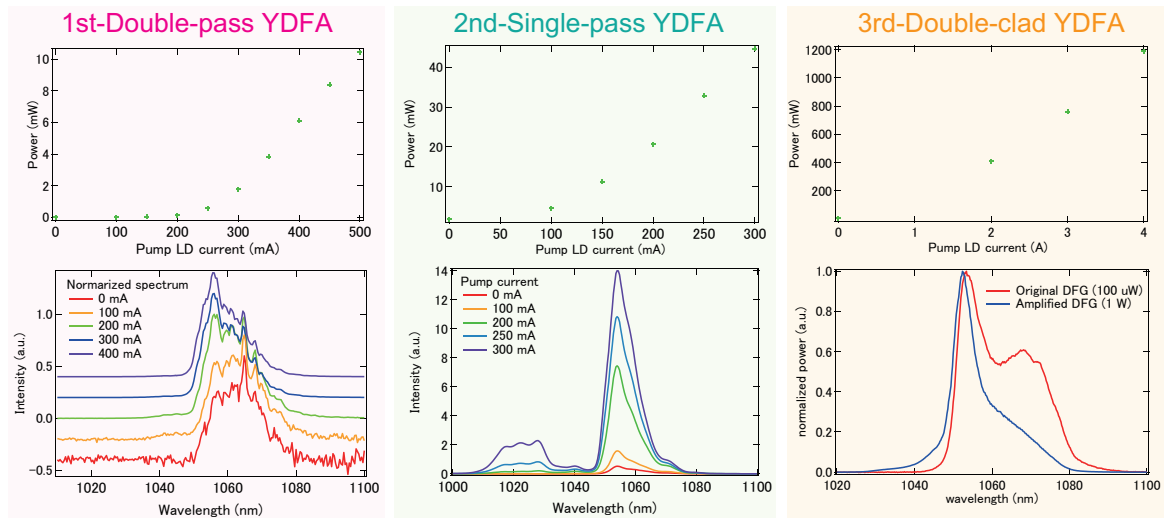


図 3.19 3 stage-YDFAs 結果まとめ

にパルス圧縮出来た。また、白色光発生におけるコヒーレンス保持の観点からも有用なパルス幅であると言える。図 3.21 に差周波の白色光発生の結果を示す。白色光スペクトルは Sr の時計レー

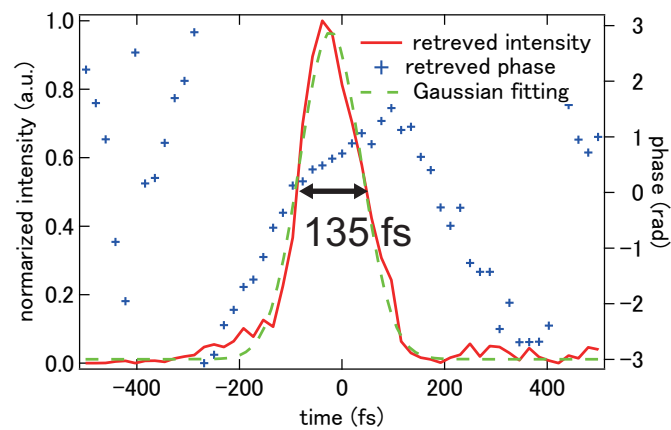


図 3.20 DFG のパルス圧縮

ザーである 698 nm まで届いており、今までに存在し得なかったほぼすべての時計レーザーをカバーする差周波コムの開発に成功した。

3.3.3 超高安定 CW レーザーへの安定化

3.3.3.1 光周波数基準：超高安定光共振器

差周波コムを完全に安定化するには、繰り返し周波数を安定化する必要がある。繰り返し周波数の安定化には、マイクロ波基準を使う方法と光基準を用いる方法の二つがあるが、本研究では、より高い安定性を得られる光基準を採用している。光基準として、ULE(Ultra-Low-Expansion) ガ

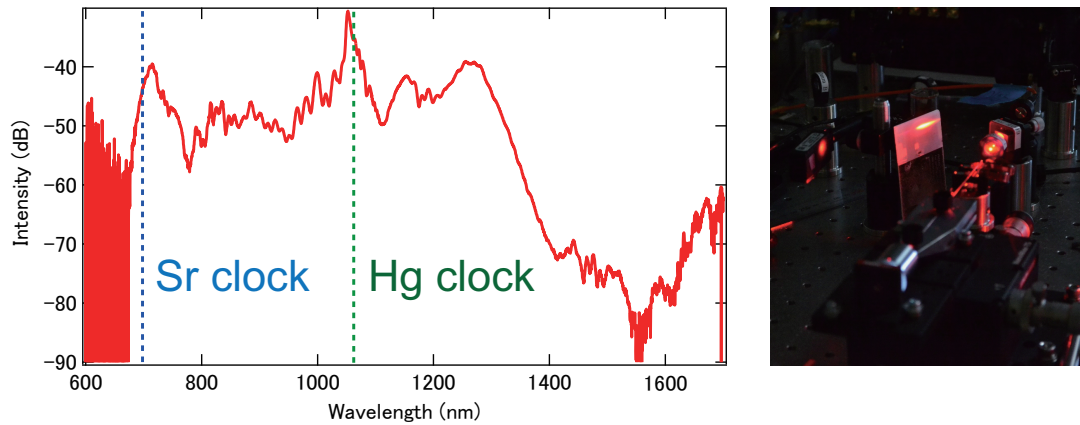


図 3.21 DFG のスペクトル広帯域化

ラスという材質で構成されている光共振器に安定化した CW レーザーを用いた。ULE ガラスは室温付近にゼロ熱膨張温度があるため、温度変化に鈍感になる。この温度に共振器を安定化する事で伸び縮みの極めて小さい光共振器にする事が出来る [45]。現在、この光共振器の高安定化の研究が盛んである。ミラーのブラウン運動を相対的に抑えるための長尺共振器であったり [46]、共振器のアモルファス材料の結晶化による影響を抑えるためのシリコン単結晶共振器 [47] 等が提案されている。最近では 10 mHz といた狭線幅のレーザーが報告されており [48]、1 秒積算で 10^{-17} レベルの安定度を実現しつつある。本研究で用いたすべての光基準の安定度は一秒積算で 10^{-15} 程度であり、他の部屋から 50 m の PM ファイバーを用いて伝送させてきたものである。ファイバーのノイズキャンセルは行っていないため、線幅は相応に悪化していると思われる。しかしながら、本研究全体を通して、実現したい事はコムの開発でありコムの能力を示すものである。故に、CW レーザーの精度はこの程度あれば本質な原理実証として問題はない。

3.3.4 光ビート検出と位相同期の実現

Offset-free コムの安定化のためにコムと光基準の CW とのヘテロダインビート信号を得た。差周波光は 1st-YDFA 後のものを用いている。空間的な重ね合わせは、50:50 のファイバーカプラーを用いた。また、検出器はトランスインピーダンスアンプを用いたバランス検出をする事で、低雑音な検出と強度ノイズの影響を抑える事に成功した。図 3.22 に光ビートの検出結果を示す。実験当初 1 m の PCF を用いていたが、そのときは図のように CW を加えるとシグナルのノイズフロアがただ上がるのみの結果となった。白色光発生過程でコムのコヒーレンスが失われている、つまりコム構造が壊れていると推測される。本実験では、まず白色光をオクターブ以上に広げる事が至上命題であったため、少々長めであるが 1 m の PCF を用いていた。そこで PCF を 15 cm までカットした結果、ほぼ遜色なく同様に DFG が得られた。さらに今まで観測出来なかった CW の光ビートも RBW:100 kHz で 30 dB の S/N を得る事が出来た。このコヒーレンス消失の現象は NIST(アメリカ国立標準技術研究所) で開発された中赤外の差周波コムでも観測されていた [33]。

3 μm 帯の DFG コムと量子カスケードレーザーの光ビートが出ない状態になっている。また、強度ノイズの上昇も見られる。この原因も 1 m 級の PCF を用いている事にあると私は考えている。

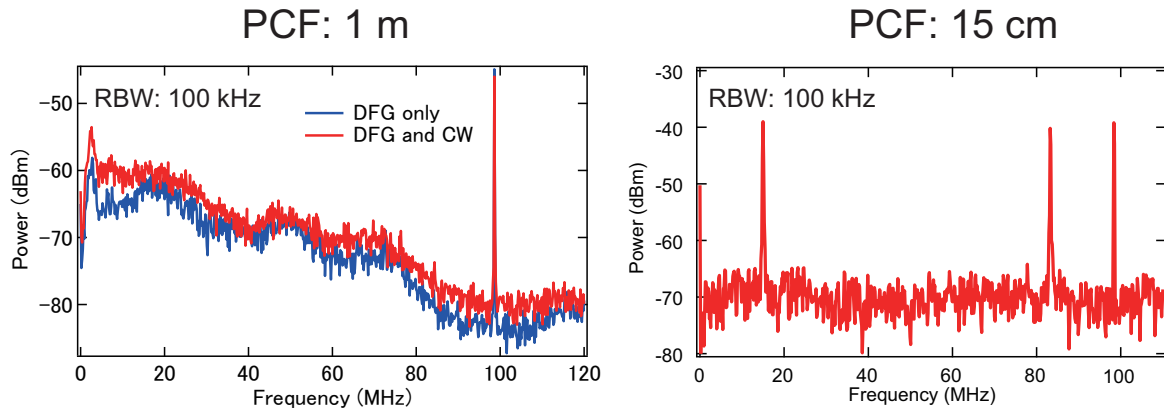


図 3.22 DFG と CW のヘテロダインビート検出

無事光ビートを検出出来たので、位相同期を試みた。エラー信号は、自作のデジタルの位相比較器と市販のループフィルタを用いて行った。繰り返し周波数の制御はドリフトの抑制に PZT、高速制御に EOM がよく用いられるが、今回は DFG コムであるという利点、すなわち”たった一つの変調器で完全制御できるという事”を最大限生かすため、高速制御器として pump LD の電流変調を用いた。一般的に励起光の変調はオフセットの制御に用いられるが、励起光の強度を変える事で繰り返し周波数も制御出来る。大きく動かす事が出来ないのでドリフト成分は PZT で制御している。図 3.23 に結果を示す。比較のため DFG の種光であるオシレータ出力を直接 CW に安定化した場合も併記した。結果にあるように位相同期には何とか成功したものの、非常に劣悪な結果となった。原因の究明のため、フリーランのビートを同様にそれぞれ測定した。結果のように、オシレータのビートは CW の光スペクトルを非常に良く反映し、狭線幅部分とサーボバンプが綺麗に分離して見える。一方、DFG ではそのような構造は現れない。これらスペクトルはお互いのスペクトルの畳み込みで表せるため、DFG はオシレータよりも線幅が劣化してしまっている事がわかった。基本的に、コムはオシレータ領域が一番低雑音になり、白色光発生などで、スペクトル拡大を行うと、波長が外側(オシレータから離れる)ほど雑音が増えてしまう。これは、コムが発振周波数を中心にアコーディオンのように運動している(雑音がのる)からであると言われている。その運動は逆相の信号であるため、白色光の外側同士の差周波ではその効果をさらに高めてしまう [49]。

このように雑音が多く乗ってしまうのは DFG コムの特性上仕方ないことなので、制御帯域を向上させる事で、一般的なコムと同等の安定度を得る事を目指した。Yb 系のレーザーを励起光で制御する場合に問題になるのが、励起状態の寿命によるローパス効果である。励起光の変調は上準位にある Yb の数をコントロールする事で可能になるが、そもそも高速に変調しても Yb が応答してくれないという問題になる。これは Er 系でも同様の問題になる。図 3.24 に LD を変調したときの Yb ファイバーオシレータの強度変調の量を周波数毎に測定した結果を示す。オシレータは一般的に数 kHz 程度にカットオフ周波数をもつ応答を示す。しかしこれは、モード同期の状態によって

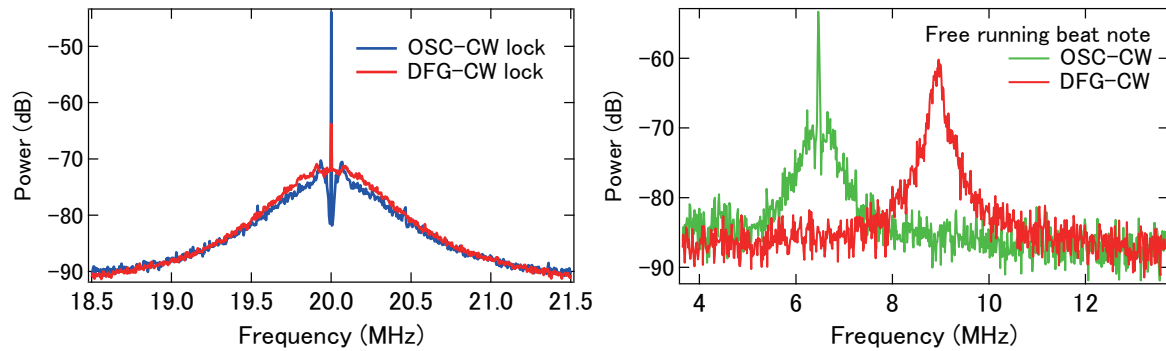


図 3.23 CW への位相同期結果とフリーランビートの比較：Yb オシレータと DFG

もかなり変化するので注意が必要である。Yb の上準位寿命は 1 ms 程度であるので、比較すると高速に変調出来る事がわかる。一方で、YDFA で同じような測定を行うと全く違う結果が得られ、数百 Hz のところにカットオフが現れる。これらの現象の理由は今のところ解明されていない。さて、オシレータの応答に戻るが、このローパスの効果を補償すれば、制御帯域を拡張する事が出来る。自作設計の電子回路でこれをおこなったのが、図のオレンジの結果になる。このような補償を行うには、市販のローパスフィルタでは不可能である。

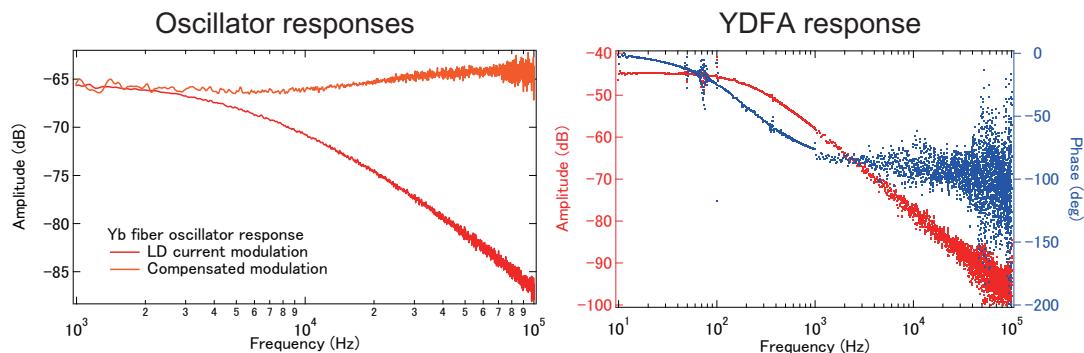


図 3.24 励起光の変調による強度変化の周波数応答：オシレータと YDFA

自作ローパスフィルタによって得られた安定化した DFG-CW のビートを図 3.25 に示す。このように当初 10 dB 程度であったコヒーレントピークが 30 dB 程度まで改善する事が出来た。これは位相雑音に変換しておよそ 0.5 rad 程度の値となっている。通常のコムと比較しても遜色のない短期安定度が得られたといってよい。また、CW に安定化した際に、コムは完全に安定化されるはずであるので、繰り返し周波数が止まるはずである。これを測定したのが右の結果になる。結果から僅かなドリフトが得られ、換算すると、CW レーザーが 1.1 Hz/s しているという結果が得られた。これは光周波数に対して、15 桁目の周波数ドリフトを精度よく測定出来た事に相当する。この結果から、CW を安定化するキャビティのゼロ熱膨張温度の設定が僅かにずれている事がわかり、調整したのちは図の下のように、ドリフトは少なくなり、傾きを計算しても誤差以下（測定限界以下の値）になった。この測定は周波数カウンタのリファレンスである Rb 原子時計の精度と周波数カ

ウンタの測定限界によりリミットされている。このように、一つの自由度を安定化した差周波コムが完全に安定なコムになっている事を初めて証明する事が出来た。

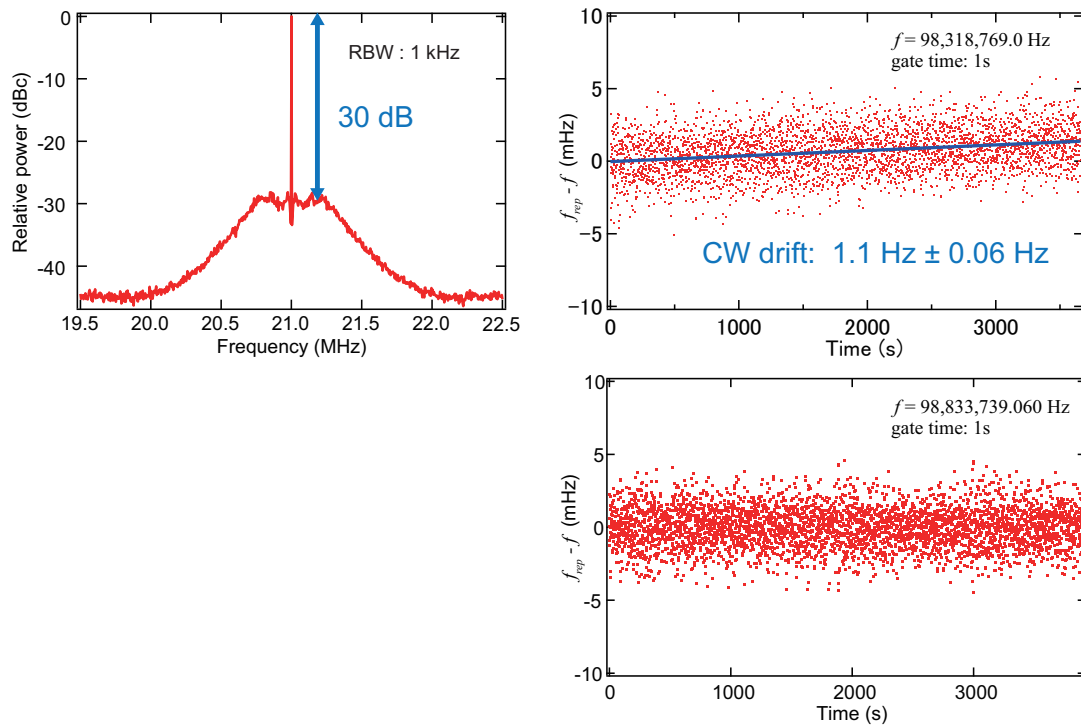


図 3.25 安定化した DFG-CW ビートと繰り返し周波数測定

3.4 Offset-free 光周波数コムによる絶対周波数測定

3.4.1 原理

十分狭線幅で、揺らぎのない CW レーザーの絶対周波数を Offset-free コムで測定する系を考える。CW レーザーの CW レーザーの周波数を f_{cw} 、CW とコムのビート周波数を f_{beat} 、Offset-free コムを $n \times f_{rep}$ とすると

$$f_{cw} = \pm f_{beat} + n \times f_{rep} \quad (3.1)$$

と書ける。 f_{beat} は Signal Generator で自由に設定できる周波数に位相同期する事が出来、 f_{rep} は周波数カウンタで測定できる。また、 f_{rep} の符号は (pump current を変える事等で) f_{rep} を変えたときの f_{beat} の増減をみれば簡単にわかる。したがって、 f_{cw} を求める事は n を決める事に等しい。 n を決めるためには、 f_{beat} を固定して、異なる n の状態で f_{rep} を 2 回測定するか、 n を固定して、異なる f_{beat} の条件で f_{rep} を 2 回測定すればよい。後者の方法は後に説明する f_{rep} の測定精度の条件により GHz を大きく超える量を変化させなければいけないので現実的ではない。本研究では前者の方法にフォーカスする。

2 回の測定で求まる f_{rep} の値を f_{rep1}, f_{rep2} とおき、対応する n をそれぞれ $n, n-i$ とおく。ここで、 i は n の変化量となるので、整数である。 n をただ一つに決めるためには、求まった n の誤差が十分 1 より小さい事が示せばよい。以下、 n の誤差評価を行う。 f_{beat} が等しい事から

$$n = \frac{i \times f_{rep2}}{f_{rep2} - f_{rep1}} \quad (3.2)$$

と書ける。ここで f_{rep1}, f_{rep2} の測定における標準偏差をそれぞれ σ_1, σ_2 とおく、さらに i を既知として、 n の標準偏差を σ_n とし、誤差の伝搬を考えると

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial f_{rep1}}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial f_{rep2}}\right)^2 \sigma_2^2} \quad (3.3)$$

と書ける。これを計算すると

$$\sigma_n = i \sqrt{\left(\frac{-f_{rep2}}{f_{rep2} - f_{rep1}}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{-f_{rep1}}{f_{rep2} - f_{rep1}}\right)^2 \sigma_2^2} \quad (3.4)$$

となる。ここで、 σ_1, σ_2 はそれぞれ繰り返し周波数測定の測定誤差であるため等しい。これを σ_{rep} とおくと

$$\sigma_n = i \frac{\sqrt{f_{rep1}^2 + f_{rep2}^2}}{(f_{rep1} - f_{rep2})^2} \sigma_{rep} \quad (3.5)$$

となる。さらに、 f_{rep1} と f_{rep2} はほぼ同じ値であるため、

$$\sigma_n = i \frac{\sqrt{2} f_{rep1}}{(f_{rep1} - f_{rep2})^2} \sigma_{rep} \quad (3.6)$$

として計算しても問題ない。この σ_n に関する式 3.6 より、 n の誤差が十分 1 より小さくなる i の値を示す事が出来る。

本研究で開発した繰り返し周波数 100 MHz の 1 μm 帯 Offset-free コムを想定する。 f_{rep1} が 100 MHz で n が 3×10^6 となる。また、我々の研究室の測定の場合、Gate time = 1 s、周波数 100 MHz 前後で標準偏差 1.36 mHz 程度の周波数測定が出来る。周波数カウンタでの測定時間を例えば 180 s とすると、得られる f_{rep} の平均値の標準偏差 σ_{rep} は中心極限定理より 100 μHz となる。

さらに、 $f_{rep1} - f_{rep2}$ は $i = 1$ のとき、およそ 33.3 Hz であるので、 $n \gg i$ と見なせる領域では

$$f_{rep1} - f_{rep2} = 33.3 \times i \text{ Hz} \quad (3.7)$$

書ける。したがって我々の研究室の測定では

$$\begin{aligned} \sigma_n &= i \frac{\sqrt{2} \times 100 \text{ MHz}}{(33.3 \times i \text{ Hz})^2} \times 100 \mu\text{Hz} \\ &= \frac{12.8}{i} \end{aligned} \quad (3.8)$$

となる。これを用いると 99.7 % の確かさ (3σ) で一意に n が求まるためには $3\sigma < 0.5$ であればよいので、 $i < 77$ になるように 2 回の測定を行えばよい事が分かる。 i と 3σ の範囲内で n の取りうる値の個数をプロットしたグラフを図 3.26 に示す。

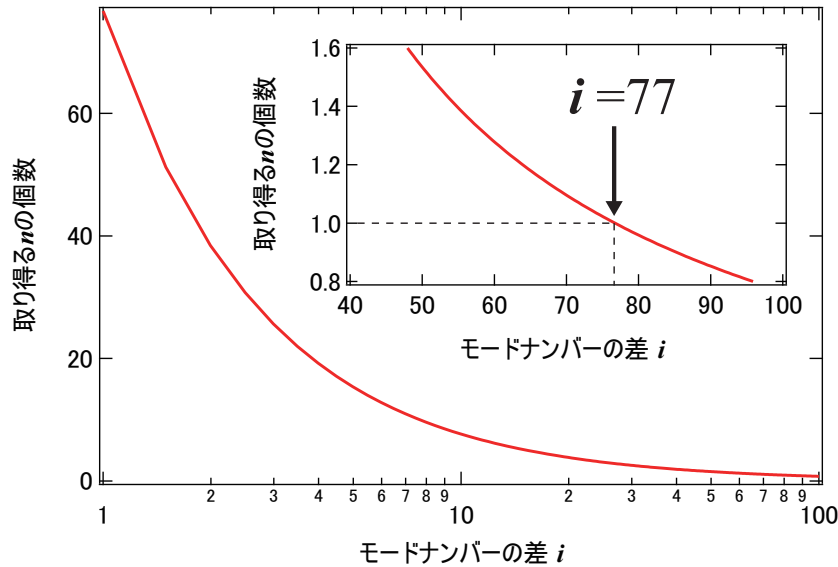


図 3.26 2 回の繰り返し周波数測定の結果

3.4.2 実験結果

開発した Offset-free コムを用いて、研究室で開発している狭線幅 CW レーザーの絶対周波数測定を行った。CW レーザーの波長は 1053 nm でゼロ熱膨張温度に設定してあるセラミック製の高

フィネス共振器に安定化している。周波数カウンタで繰り返し周波数の測定を Gate time 1 s、測定時間 180 s で行った。結果を図 3.27 に示す。図では同時に Gate time 10 s でも同時測定を行っている。

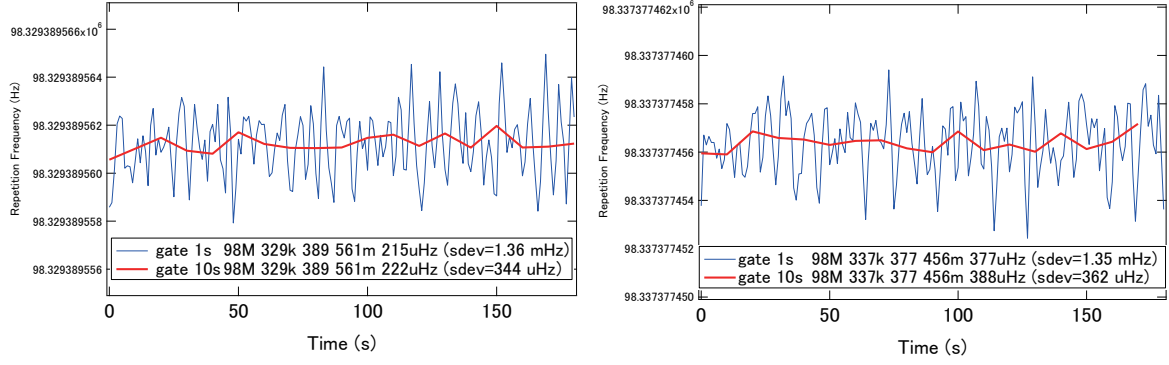


図 3.27 2 回の繰り返し周波数測定の結果

この結果から 2 回の測定の平均値をそれぞれ $\overline{f_{rep1}}$, $\overline{f_{rep2}}$ とすると

$$\begin{aligned}\overline{f_{rep1}} &= 98\,329\,389.561\,215\,\text{Hz} \\ \overline{f_{rep2}} &= 98\,337\,377.456\,388\,\text{Hz}\end{aligned}$$

と求まった。標準偏差はそれぞれ 1.36 mHz、1.37 mHz であった。また、 $f_{beat} = +20\text{MHz}$ に固定してある。前節の議論は i を既知として扱っていた。しかし、 $i > 77$ になるまで i を数えながら f_{rep} を変化させる事は現実的ではないしたがって、 i を求めるプロセスが必要になる。さて、 i を求めるために f_{rep} から n を 1 変えた f_{rep1}' を測定したところ、

$\overline{f_{rep1}} - \overline{f_{rep1}'} = 33.9895\text{Hz}$ となった。($\overline{f_{rep1}'} = 98\,329\,355.571\,715\,\text{Hz}$) ここから

$$i \sim \frac{\overline{f_{rep2}} - \overline{f_{rep1}}}{\overline{f_{rep1}} - \overline{f_{rep1}'}} \quad (3.9)$$

より、 $i = 235.018$ と求まり、 $i=235$ と決定できる。

ちなみに i の標準偏差 σ_i は f_{rep1}' の標準偏差を σ_1' とすると、 σ_n の導出 3.3 と同様にして

$$\sigma_i = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial f_{rep1}}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial f_{rep2}}\right)^2 \sigma_2^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial f_{rep1}'}\right)^2 \sigma_1'^2} \quad (3.10)$$

と求まる。先と同様に $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_1'$ を σ_{rep} とすると、

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{(\overline{f_{rep1}'} - \overline{f_{rep2}})^2 + (\overline{f_{rep1}} - \overline{f_{rep1}'})^2 + (\overline{f_{rep1}} - \overline{f_{rep2}})^2}}{(\overline{f_{rep1}} - \overline{f_{rep1}'})^2} \sigma_{rep} \quad (3.11)$$

となる。これを計算すると

$$\begin{aligned}\sigma_i &= \frac{\sqrt{(7.95 \text{ kHz})^2 + (40.0 \text{ Hz})^2 + (7.99 \text{ kHz})^2}}{(40.0 \text{ Hz})^2} \times 300 \text{ } \mu\text{Hz} \\ &= 0.00211\end{aligned}\quad (3.12)$$

となる。この結果より、この方法で求める i の誤差はただ一つの整数値を決定する際、無視できる程小さい事が分かる。

一方、実験結果では、 $i = 235.018$ と 0.18 も整数値から離れた値が得られ誤差の範囲に整数値が存在しない。これは、この計算の過程で n から 1 だけモードナンバーを変えたときの f_{rep} の変化と $n - i$ から 1 変えたときの f_{rep} の変化を等しいとしているからである。実際は n と $n - 100$ ではモードナンバーを 1 変えたときの変化量はおよそ 0.003 Hz 異なる。これを考慮して再度 i を見積もると $i = 0.003$ となり誤差範囲に整数値が含まれることになる。 $n = 100$ 程度ならば基本的にもっとも近い整数値を採用すればよく、多少オフセットが載った値が出る事を気にする必要はない。

さて、 i が求まったので実験結果より、 n を求めると、 $n = 2893037.93$ と求まった。先の議論により σ_n も 0.163 と求まる。したがって、 99.7% の信頼度で

$$2893037.44 < n < 2893038.42$$

の範囲にあると求まる。これにより、 $n = 2893038$ と一意に決定する事が出来た。この結果は先程求めた i が一意に求まる条件に矛盾しない。

n が求まったので、 f_{cw} は

$$\begin{aligned}f_{cw} &= 20 \text{ MHz} + 2893038 \times 98\,329\,389.561\,215 \text{ Hz} \\ &= 284\,470\,680\,517\,418.6 \text{ Hz}\end{aligned}$$

と求まる。 f_{cw} の標準偏差 σ_{cw} は

$$\begin{aligned}\sigma_{cw} &= n\sigma_{rep} \\ &= 2893038 \times 100 \text{ } \mu\text{Hz} \\ &= 289.3 \text{ Hz}\end{aligned}$$

と求まる。したがって、 99.7% の信頼度で

$$284\,470\,680\,516\,550 \text{ Hz} < f_{cw} < 284\,470\,680\,518\,29 \text{ Hz}$$

であると求める事が出来た。

- $i = 1$ で一意に n を求めるためにはどうしたらよいか？

この測定が、 $i = 1$ で可能になると、 f_{rep} を変化させる量が電気制御で十分可能な領域になり、測定回数も 2 回で済み、計算も簡便になる。つまりコンピュータ制御で自動的に絶対周波数測定するシステムの構築が容易になる。波長系のようにファイバーに光を入れるだけで

絶対周波数を返してくれるシステムが理想である。この実現には測定精度が必須であるが、このためには二つの方法が考えられる。

一つは測定時間を延ばすことである。測定時間以外は実験と同条件とする。 f_{rep} 測定の平均値の標準偏差 σ_{rep} を再度用いて

$$\sigma_n = \frac{1.28 \times 10^5}{1} \times \sigma_{rep} \quad (3.13)$$

となる。測定時間 τ を延ばしていくと

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \frac{1.28 \times 10^5}{1} \times \frac{1.37 \text{ mHz}}{\sqrt{\tau}} \\ &= \frac{175}{\sqrt{\tau}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$3\sigma_n < 0.5$ より

$$\tau > 11025000 \text{ s} \sim 306 \text{ hours} \sim 12.7 \text{ days}$$

となり、耐え難い実験になる事が分かる。そもそも σ_{rep} が満たすための条件は

$$\sigma_{rep} < 1.30 \times 10^{-6}$$

であるので、 f_{rep} 測定の標準偏差と測定時間の関係は図 3.28 のようになる。

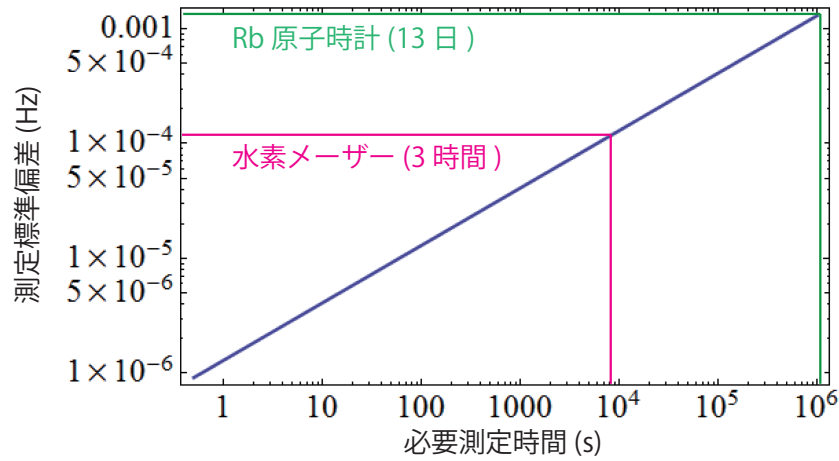


図 3.28 周波数リファレンスと n の決定に必要な時間の関係 ($i = 1$ の場合)

例えば、測定の標準偏差が現在の 1.4 mHz から 3 桁程度改善したとすると、モードナンバーを 1 個変えた f_{rep} 測定を 2 回、積算時間 1 秒で行えば、 n を決定でき、絶対周波数が数 10 Hz の範囲で決定できる。

3.5 まとめ

本章では、1 μm 帯での Offset-free コムを世界で初めて実現し、加えて Offset-free コムの光領域での完全な安定化に初めて成功した。さらに、Offset-free でありながら、YDF での増幅等により 1 W, 135 fs の光源にする事が出来た。その結果、白色光発生に成功し、ほぼすべての光原子時計をカバーするスペクトルを実現する事ができた。これらの成果は論文 [50] として出版されている。加えて、Offset-free コムの特性を生かした応用として、絶対周波数測定を行った。従来のコムに対して、非常に単純なパラメータで合わせる事から簡便に絶対周波数を決定できる事を示した。

第 4 章

磁気光学変調器

4.1 概要

4.1.1 従来のコム制御とその問題点

通常のコム開発の場合、コムの二つの自由度であるオフセット周波数、繰り返し周波数の制御が必要になる。この制御の良し悪しでコムとしての安定度が決定されるので、どのような制御を行うかは非常に大切な要素である。以下表にまとめておく。

オフセット周波数制御の例			
Method	Mechanism	Typical bandwidth	Limit
Pump current modulation	Gain modulation	100 kHz	Gain life time
Acousto-Optic modulators	Frequency shift	300 kHz	Acoustic wave speed
Graphene modulators	Loss modulation	1 MHz	Modulator capacitance
Difference frequency generation	Passively cancelled out	NA	NA

- 励起光の強度変調
最もよく用いられる方法のひとつである。ファイバレーザーの場合は励起 LD の電流を直接変調する事で簡単に実行できる（その他の Ti:Sapphire レーザーなどの DPSSL(Diode-pumped solid-state laser) 励起の場合は AOM 等を用いる）。仕組みを説明すると、励起光強度の変化は、ゲイン媒質中において励起状態と基底状態の電子の割合の変化を引き起こす。これが位相速度と群速度の比の変化を引き起こすため、オフセット周波数が変化する。仕組みから必ず繰り返し周波数の変化も引き起こすが、オフセット周波数の変化の寄与の方

が大きい。制御帯域に関してはLD単体の変調で考えた場合、すくなくとも10 MHzレベルまで振幅と位相ともにフラットな変調が可能である。一方で、これをファイバーレーザーで見た場合、YbやErの上準位寿命によって制限されることが知られている。実際の制御帯域は様々な工夫をした上で100-200 kHz程度である(MHzレベルと主張する研究も存在する)。このGain life timeとその先の議論は参考文献[51]に詳しい。

● AOM

AOMからの回折光は印加した周波数と光との足し算になるので、印加する周波数を変調させる事で、オフセット周波数を変化できる。AOFS(Acousto-Optic Frequency Shifter)とも呼ばれる[52]。長所はオシレータの外で制御できる事とそれに伴い繰り返し周波数を一切変化させない制御が可能なことである。一方で短所としては、周波数シフトできる範囲が広くないためドリフト成分の補償が出来ないこと、印加周波数によってビームの出射角度が異なるため不要な強度変調を引き起こしてしまうことである。この問題はビームを折り返し2回AOMに入射する事で解決できる。AOMの帯域の制限は結晶中の音響波の伝搬速度であり、この効果を低減するためには、AOM内でのビーム径を小さくする必要がある。しかし、ビームを絞ってAOMに入射すると回折効率が落ちるという問題がある。繰り返し周波数を変化させない夢のような変調手段であるが、実際に使用してみると難しい部分が多い。図4.1は筆者が実際に100 MHzのコムのオフセット周波数安定化した例である。ダブルパス使用でのAOMでのロスが大きく、増幅過程でノイズが載ってしまい、オフセットビートのS/Nが30 dB程度しか得られないという結果になった。帯域は先行文献では300 kHz程度といわれている[53]。

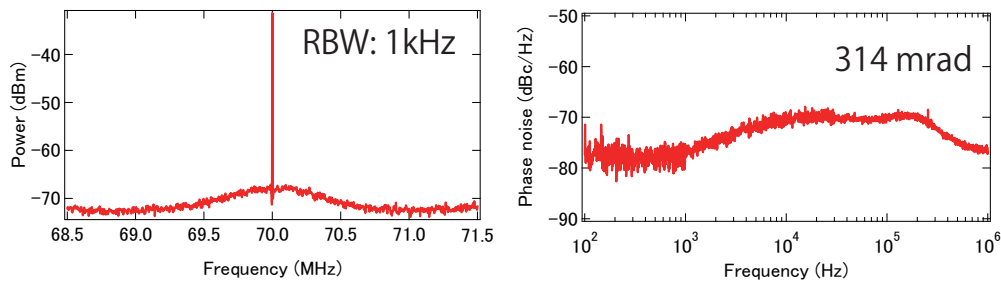


図 4.1 AOM による Yb コムのオフセット周波数の安定化 (RF スペクトル、位相雑音)

● グラフェンモジュレータ

現状もっとも広帯域が得られる変調器である[54]。グラフェンのバンド分散はエネルギーギャップが交差するディラックコーンと呼ばれる構造をもつ特殊な系である。コーンの下側(低エネルギー側)を π バンド、上側(高エネルギー側)を π^* バンドという。赤外光の吸収はこの π π^* バンド間で許容遷移だが、グラフェンのフェルミ面は通常ディラックコーンの頂点にある。このため、特殊な処理を施すことにより、フェルミ面を少し下げて、赤外の吸収がほんのわずかであるが発生するようにしておく。その状態でグラフェンに電圧を印加すると、赤外光の吸収係数が変調できる。これを共振器内に入れる事で、共振器内のロスを制御

する事ができる。共振器内のロスの制御はゲインの変調と異なりゲイン媒質の上準位寿命の影響を受けないため、高速な変調が可能である。図 4.2 は実際に測定したグラフェンモジュレータの周波数応答である。レーザー共振器内ではフラットな応答を示すが、レーザー共振器内 (図の場合は Yb ファイバーレーザー) で変調を測定するとこのような不思議な周波数応答を示す。帯域は 1 MHz クラスの物が報告されている。この帯域は共振器長や、グラフェ

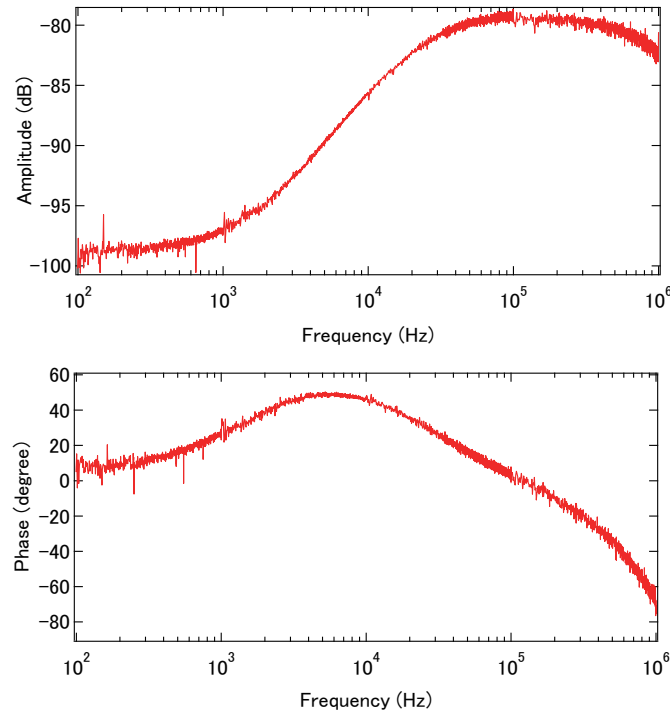


図 4.2 モード同期レーザー内におけるグラフェンモジュレータの振幅位相応答

ンの応答速度によって制限される。現状ではグラフェンの静電容量が主たる制限要因であり、小さいサイズのモジュレータでこれを改善している。デメリットはモジュレータを小さくしなければならないので、光を集光する必要があり、共振器構成が複雑になる事であったり、内部パワーの高い、高フィネスの共振器には適用できない事が挙げられる。また、変調の仕組みから、短波長での変調量が指数関数的に減少してしまう。Tm や Er 等ではよい結果が得られているが、筆者が Yb レーザーで試したところ変調量自体は位相同期に利用可能なレベルを実現出来たが、変調器のリニアリティーが悪く高調波成分が発生してしまうという問題に直面した。大変優れた制御器ではあるが万能とは言えないのが現状である。もともとグラフェンは過飽和吸収体として注目されており、(もともとグラフェンモジュレータも SA を転用して誕生したものである) 過飽和吸収と変調の複合デバイスも開発されている [55]。

それ以外にも過飽和吸収体に外から別の光を当てる事で変調する方法 [56] や、ミラーやプリズムなどの素子を傾けたりする方法など様々な手法が提案されている。

一方で繰り返し周波数の制御は

繰り返し周波数制御の例

Method	Typical bandwidth	Limit
PZT	1 kHz	Mechanical resonances
EOM	300 kHz	Mechanical resonances

表のように基本的に PZT と EOM のふたつの選択肢しかない。(例外的な研究として、発振波長と関係のないゲイン媒質をレーザー中に入れ、それを励起光で変調する事で繰り返し周波数の制御に成功している例もある [57,58].) PZT は特殊な例を除き一般的な制御帯域は kHz オーダーである。一方で、EOM をもちいた方法は 300 kHz 程度の制御帯域が得られており、現在は低雑音のコムを開発しようと思った際には必須になっている。EOM は複屈折をもつ材料 (LN 等) に電圧 (実際は電界) を印加することで、屈折率を変化させる事ができる。光を結晶軸に合わせて入れる事で、共振器長を変化出来る。しかし、この際にピエゾ (圧電) 効果も同時に引き起こしてしまう。これが機械共振を発生させ、制御帯域が制限されていた [30,53]。EOM というマッハツェンダー型等の >10 GHz 以上の帯域の変調器をイメージする人が多いため、無限に帯域が稼げるかと思いきや、実際はこのような理由で制限されてしまう。この帯域をなるべく広くするためには、EO 結晶の形状や固定方法が重要である。

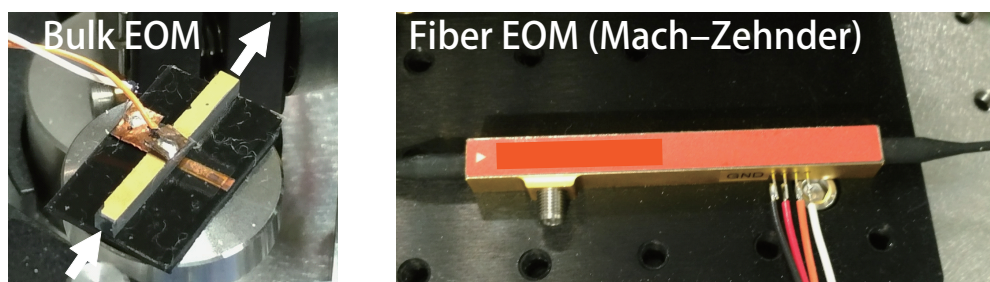


図 4.3 バルク EOM と MachZehnder 型 fiber EOM

4.1.2 本研究における磁気光学変調器

本研究の背景として、前節の通り、オフセット周波数制御には様々な手法が提案させている事に対し、繰り返し周波数制御デバイスが 2005 年の EOM による制御以降進歩していない事が挙げられる。EOM は機械共振器が制限するため、原理的にこれ以上の広帯域が難しい。そこで、本研究では新しい光路長変調器、それも機械共振を伴わないものを開発するという目的で行われた。方法として、従来の EOM, PZT に代表される電場駆動デバイスから、磁場駆動のデバイスへ変換を図った。電場駆動すると、チャージそのものをドライブするので、デバイスの格子構造を直接揺さぶってしまう。一方で、磁場による駆動はチャージの動きに作用するので、機械的な共振を引き起こしにくい (十分係数が小さい)。従って、電気光学効果に代わり、磁気光学効果をもちいたデバイスは機械的共振フリーとなりうる。

4.2 磁気光学変調器の開発

4.2.1 動作原理

図 4.4 に開発した Magneto-Optic Modulator(MOM) の原理を示す。

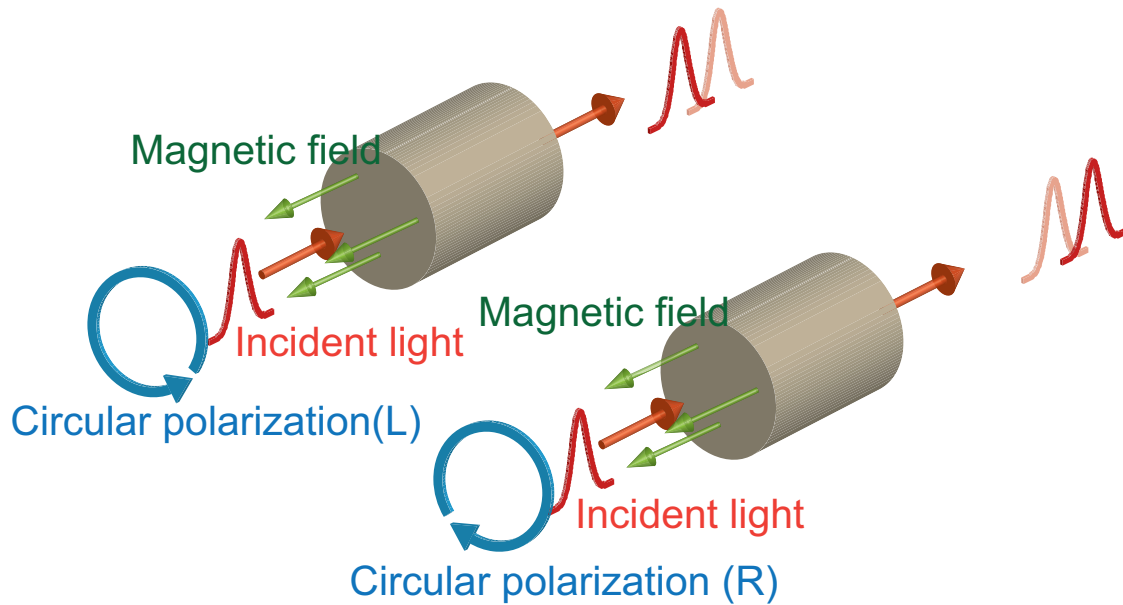


図 4.4 MOM の動作原理

磁場感度があるデバイスに光が伝搬している径を考える。一般的に、光の伝搬方向と平行に磁場を印加すると光の偏光が回転する。これはアイソレータ等の原理で非常に良く知られているファラデー効果である。この効果は直線偏光を回転する事で良く知られている。この効果において、入射が円偏光であった場合を考える。そもそもファラデー効果とは右円偏光と左円偏光における屈折率の差が生じる事を指し、現象は各円偏光状態に対角化されている。円偏光を媒質に入射すると電場により電子も回転する様な力を受ける。従ってローレンツ力により回転の方向により磁場を発生する。その発生する磁場の向きは円偏光の向きに依存し、発生した磁場の向きと印加している磁場の向きの関係で磁気効果の符号が変わる。媒質に磁場を印加するとゼーマン効果により各円偏光状態における吸収スペクトルが分裂し、変化する。このわずかな差が各円偏光状態における屈折率の差を生み出していると捉える事も出来る。

さて、図の 4.4 のように各円偏光状態にあるパルスが伝搬しているとすると、磁場の向きと強度によって群遅延を発生させる事が出来る。この光路長変化を Δl とすると、これは媒質の磁場感度：ベルデ (Verdet) 定数 V , 印加する磁束密度 B , 媒質の長さ l , 入射する光の波長 λ を用いて

$$\Delta l = \frac{1}{2\pi} V B l \lambda \quad (4.1)$$

と書ける。例えば、 $V = 1 \text{ rad/T/m}$, $B = 0.1 \text{ T}$, $\lambda = 1000 \text{ nm}$ とすると、変調器 1 mm あたりの変調量はおよそ 15 pm/mm となる。この値は一般的な共振器長の揺らぎの量に対して非常に小さいため、このままでは使用する事は出来ない。変調量を大きくするためには、印加できる磁場の強さには限界があるため、磁場感度が高いもの材料をなるべく長く用いる必要がある。

4.2.2 Spun fiber と変調器の製作

材料の候補として、ベルデ定数の高く、アイソレータに用いられる TGG や TSAG [59] 等の結晶と、磁場感度を持つ (ベルデ定数 $V = 1 \text{ rad/T/m}$,) スパンファイバーというファイバー [60–63] が候補として挙げられた。このベルデ定数 $V = 1 \text{ rad/T/m}$ はファイバー材料の SiO_2 の物性値によるものである [64]。TASG は非常に高い磁場感度 (50 rad/T/m) を持つが、一方で結晶長を長くしたり (加えて後述の理由で径を小さくする必要がある) する事に向かないという欠点がある。一方でスパンファイバーはベルデ定数は $1/50$ に減少するが、ファイバーであるため非常に長い相互作用長をとれるという事、ファイバーレーザーとの相性の良さから、本研究ではこちらを採用する事にした。しかし、先の議論より、ファイバー内で円偏光を保つという必要性に問題が生じる。これはスパンファイバーの円複屈折性が解決してくれる。スパンファイバーの概念図を図 4.5 に示す。通常の偏波保持ファイバーのようなボウタイ構造が光の伝搬方向へねじられたような形をして

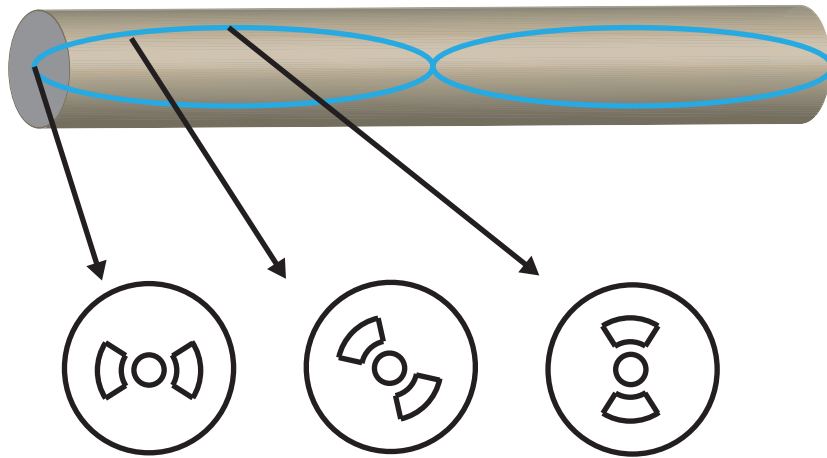


図 4.5 spunfiber 概念図

いる。この構造にこのファイバーは円複屈折をもち、円偏光を保持する事ができる。このファイバーは従来、電気ノイズフリーの光による電流センサーとして用いられていた (電流による磁場を感知している) [65]。このような変調器として用いる発想は本研究が初であると考えている。地味ではあるが特徴として非常に安価に変調器が作れるという事も挙げられる。TGG などの磁場感度をもつ結晶を購入しようとしたら EOM を購入しようとするとうとう 20 万円以上の金額がかかってしまう。一方でこのファイバーは Fiber Core 社が製造しており、Thorlab 等で標準品が非常に短納期で 1 m 当たり 1 万円以下で購入する事が出来る。

このスパンファイバーに磁場を印加するために銅線にてコイルを巻いた。図 4.6 に製作した MOM

の構造を示す。

何度か仕様変更を経たのち、この様な構造に落ち着いた。後述するが制御帯域をなるべく広くとる

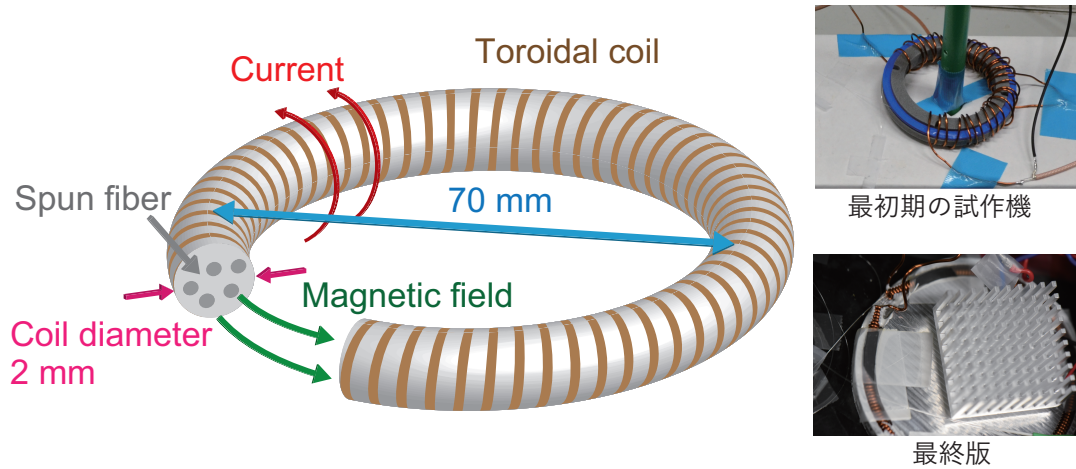


図 4.6 製作した MOM の構造

ためにはコイルの径をなるべく小さくすることが重要である。そのため、コイルの径は自分の手作業で巻ける限界に近い 2 mm にした。また、コイルはトロイダル状にし、ファイバーを何周も巻きつける事で、コイルを短くしたまま相互作用長を長くとする事ができる。本得研究では 1 m のファイバー長に固定してる。トロイダル径は小さいほどコイルを節約できるように思えるが、今回使用したスパンファイバーは巻き径を 60 mm より小さくしていくと急激に磁場感度が落ちる仕様になっている。そのため、トロイダル径は 70 mm とした。この径だと、1 m のファイバーが約 5 周程度巻きつく事になった。

変調のために十分な磁場を発生させるためにコイルに 1 A 程度電流を印加する必要がある。さらに本研究の目的は広帯域を得る事なので、高速に変調出来る必要がある。そこで、図 4.7 のような高速大電流ドライバーを独自に設計、製作した。図のようなデュアル構成にしたことで、安定的に 2 A の電流を供給でき、また帯域は 50 MHz オーバーかつスルーレートも $\text{kV}/\mu\text{s}$ レベルの十分に高速な専用ドライバーを開発する事が出来た。

以上のような構成で、以下の実験を行った。ちなみに本構成で式 4.1 より推測される変調量は $0.25 \text{ nm}/\text{A}$ となった。

4.2.3 MOM による繰り返し周波数変化と光領域での変調量の測定

ここからは実際の Yb ファイバーレーザーに MOM を組み込んで実験を行った。図 4.8 に構成を示す。スパンファイバーとして Thorlab:SHB1250 を用いた。これはシングルモード伝搬のカットオフ周波数が $<1250 \text{ nm}$ のものであるので、 $1 \mu\text{m}$ 帯ではシングルモードではない。しかし、全く問題なくモード同期をかける事が出来た。融着ロスも目立ったロスは測定出来ず、少なくとも 90 % 以上は達成できた。MOM への入射偏光はアイソレータ後の $\lambda/4$ 板で調整した。本来 MOM に

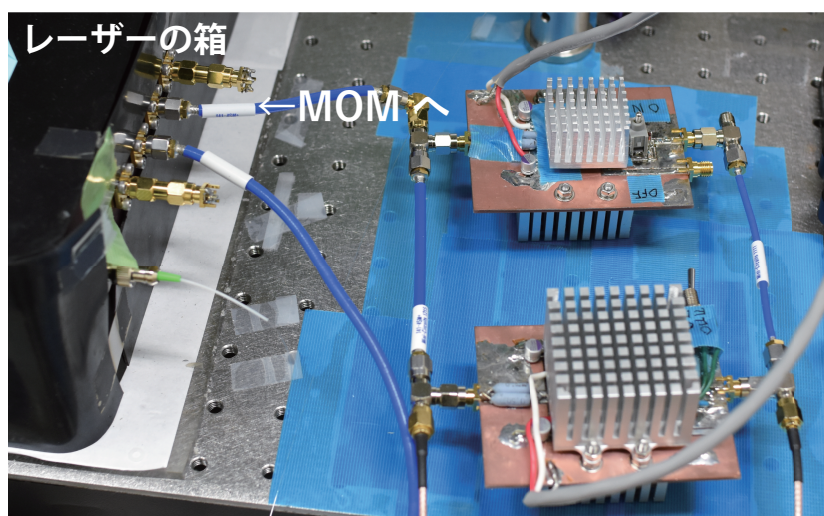


図 4.7 独自に設計製作した MOM ドライバ

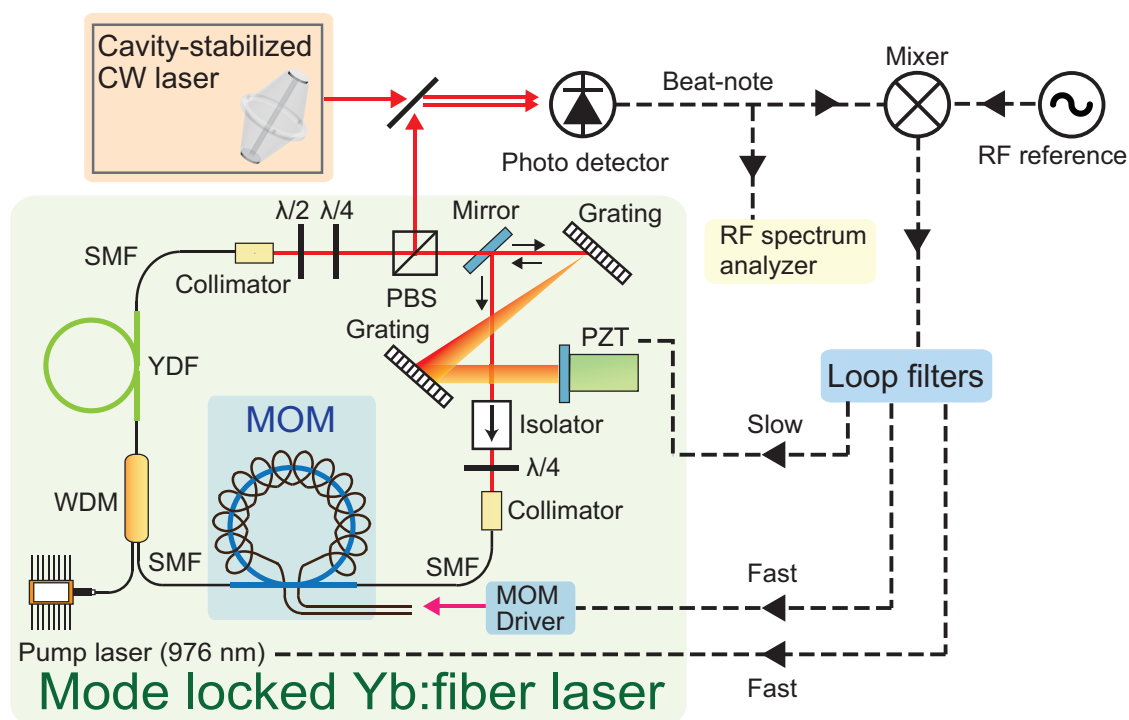


図 4.8 MOM の実験の構成図

は完全な円偏光を入射すべきであるため、 $\lambda/2$ 板も必要であるが、MOM までのファイバーでどのような偏光回転が起こるか不明なため、簡易的にこのような構成になっている。アイソレータの後直接スパンファイバーに入射するのが理想的と考えている。繰り返し周波数はおよそ 68 MHz、総分散はゼロに近い状態にしてある。また、回折格子対の折り返しミラーに PZT が付けてあり、これでも光路長を調整できるようになっている。

MOM に 0.3 Hz, 0.6 A(peak-to-peak) のサイン波を入力したときの繰り返し周波数の変化を図 4.9 に示す。

図中の $\lambda/4$ の角度は MOM 直前の物である。モード同期を実現するために、他の波長板の角度

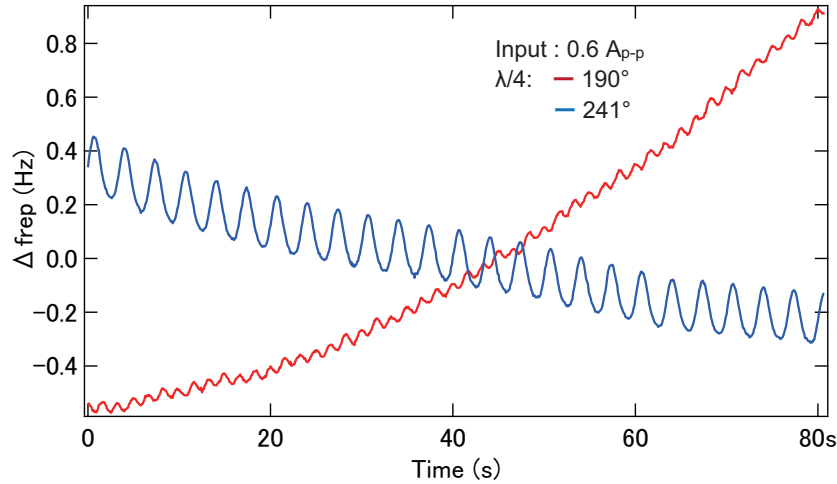


図 4.9 MOM による繰り返し周波数の変動の測定

も変更しているが、他の波長板の角度は MOM の変調に変化を起こさない事は別に確認している。MOM の変調量を繰り返し周波数の変化で表すと、おおよそ 3.8 mHz になる。これはドリフト成分が一切ないと仮定して周波数カウンタで測定できるかギリギリの値である。しかし、このように変化として現れる結果となった。特に $\lambda/4 = 190^\circ$ のときは、入力している周波数の倍の信号が顕著になった。一方 $\lambda/4 = 241^\circ$ のときは 200 mHz 程度の比較的大きな振幅が得られた。

これらの現象は、それぞれ全く別の現象であると推測している。仮に $\lambda/4 = 190^\circ$ のときをモード 1 と呼び、 $\lambda/4 = 241^\circ$ のときをモード 2 と呼ぶ事にする。結論から述べると、MOM の入射偏光がそれぞれ円偏光 (モード 1)、直線偏光 (モード 2) に近い状態であると考えている。

(モード 1) MOM への入射偏光が円偏光のときは、計算値に近いような変調が起こっていると推測できる。しかし一方でコイルにかなりの電流を流しているので、熱の影響でファイバーの温度変化を周期的に引き起こしてしまっている可能性がある。印加電流を $I = I_0 \sin \omega t$ とすると、それによる熱は $I^2 = I_0^2 \sin^2 \omega t = \frac{I_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t)$ となり 2 倍の周波数で振動する。図 4.10 にその証拠となるデータを記した。温度変化は応答速度が遅いので、変調周波数が高くなると効果が急激に下がるはずである。この効果を測定したのが、図 4.10(a),(b) になる。このように周波数が高くなるにつれて急激に量が落ちていく。また、繰り返し周波数と、コイルの温度の相関を取ったのが図 4.10(c) である。変調周波数 10 mHz の信号を印加すると、繰り返し周波数とコイルが 20 mHz の非常に良い相関をもって変化していくのがわかる。このことから倍の周波数信号は温度によるものであると断定できた。

(モード 2) 一方で、直線偏光のときはやや複雑である。直線偏光のときを考えると、MOM で偏光回転が起こる。それは、つまり PBS 上での透過反射効率が変化する事に相当する。つまり先述の

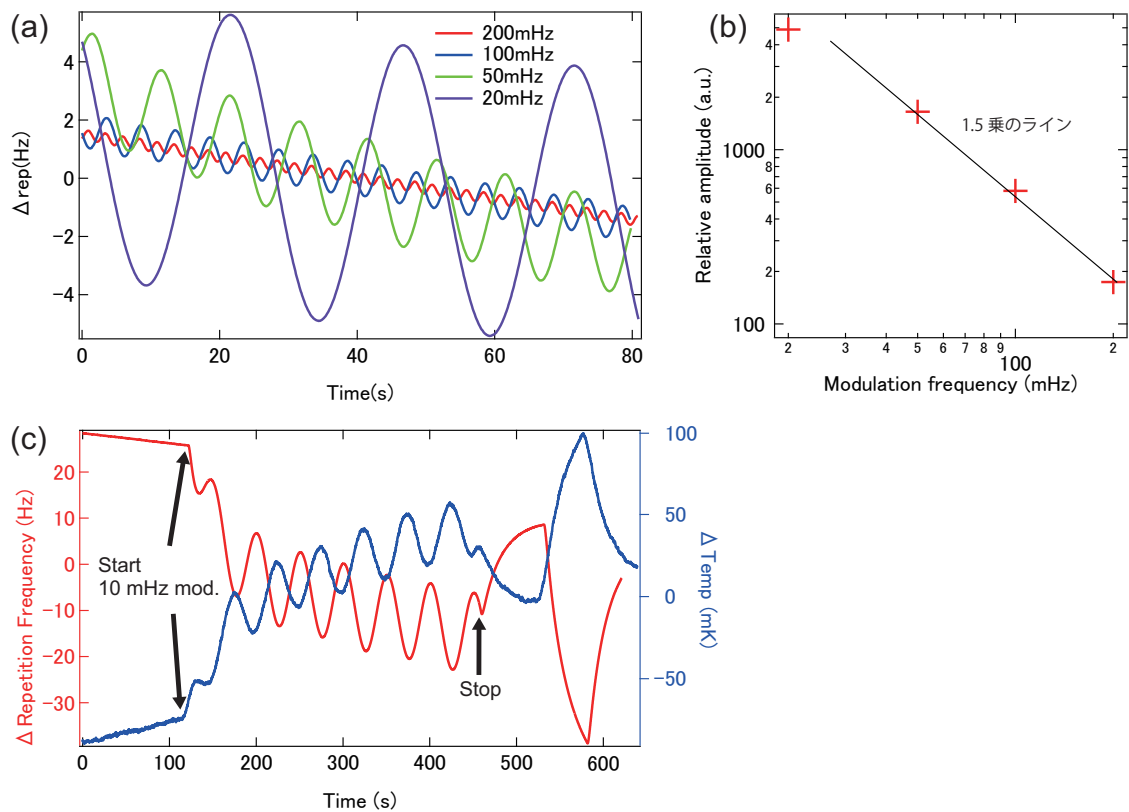
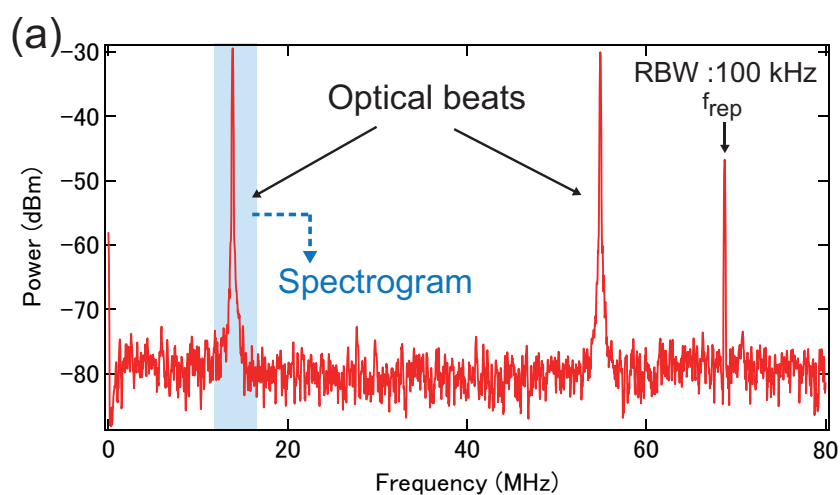
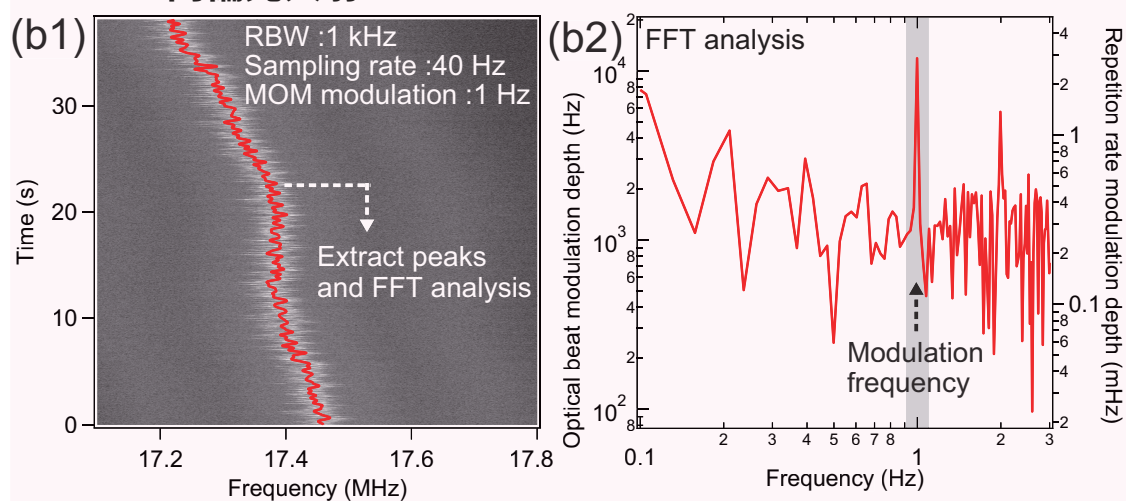


図 4.10 MOM による繰り返し周波数の変動の測定

ロスモジュレーションが起こる事になる。またそれ以外にもファイバー中の複屈折の感じ方が変わるため、実効光路長が変化したり、非線形偏波回転そのものに影響を及ぼす事も考えられる。ロスモジュレーションが起これば、先行研究によれば、オフセットの変化が相対的に大きいはずである。このような複雑な効果を考えるため、繰り返し周波数の変化だけでなく、光領域でどのように変調がかかっているか調べる事にした。具体的には図 4.8 の通り、安定な光基準である CW レーザーとのヘテロダインビートを取り、MOM に変調を加えたときに、光ビートがどのように時間変化するのか調べた。この方法は繰り返し周波数測定よりも高精度な測定が可能になる。原理的にはモード同期レーザーのフリーランの安定性で測定限界が制限される。また、繰り返し周波数と同時測定することで、変調の固定点が求まる。図 4.11 に結果を示す。



Mode1: 円偏光入射



Mode2: 直線偏光入射

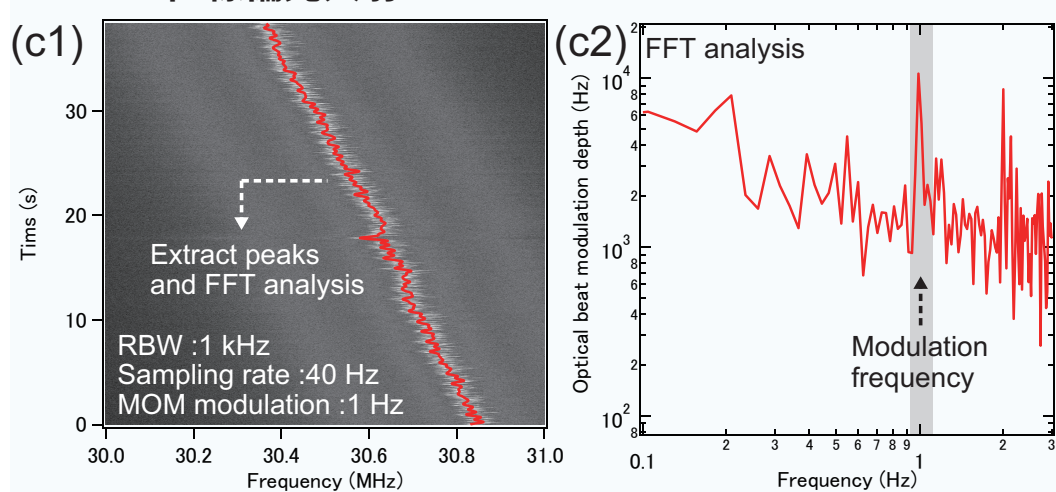


図 4.11 MOM による光領域での変調量の測定

(a) のように高い S/N をもつ光ビートが得られた。この状態で、MOM には 1 Hz の変調信号を印加しておく。この光ビートうちの一本の抜き出し、光ビートのスペクトログラムを取得したのが (b1),(c1) である。ここで、それぞれのタイムスライスのピークを抜き出したのが赤線に相当する。これをフーリエ変換する。その前に今回は議論しないリニアなドリフト成分を差し引いておく。するとフーリエ変換時のアーティファクトを消去する事が出来る。フーリエ変換の結果が (b2),(c2) に相当する。驚くべき事に、どちらの結果もほとんど同じ変調量が得られた。結果を図 4.12 にまとめる。

	推定偏光状態	f_{rep} の変調量	光領域での変調量	f_{rep} 変調量 (計算値)	光領域変調量 (計算値)
モード1	円偏光	N/A	12 kHz/A	3.8 mHz/A	11 kHz
モード2	直線偏光	333 mHz/A	11 kHz/A	N/A	N/A

図 4.12 MOM の偏光状態における変調量まとめ

円偏光状態 (モード 1) での光領域の変調量を繰り返し周波数 f_{rep} の変化のみでオフセット周波数が全く変化しないと仮定すると、11 kHz と概算でき、これは実験結果 (12 kHz) と非常によい一致を示す。このことから、円偏光状態では、計算通り変調できているのではないかと考えている。一方で、直線偏光状態 (モード 2) では繰り返し周波数 f_{rep} の変調量のわりに、光領域での変調量が少ない。これは光領域付近に固定点のあるアコーディオン運動をしていることを示している。光領域から遠い、つまりオフセット周波数が大きく動いていることを意味する。したがって、これはロスモジュレーションが主導的な役割を果たし、オフセット変化を引き起こしているのではないかと推測できる。しかし、この状態では確定的な事を議論出来ない。本研究では、繰り返し周波数の制御にフォーカスした研究を行っているため、これ以上直線偏光の状態は議論しない。

4.2.4 繰り返し周波数の変調と CW レーザーへの位相同期

開発した MOM を用いてファイバーレーザーの一つの縦モードを CW レーザーに安定化する事を試みた。構成は図 4.8 に既に記してある。結果を図 4.13 に示す。

構成がやや複雑なので、順に説明していく。まず、開発した MOM は光領域で、10 kHz レベルの非常に小さな変調幅しかもたない。故に単体で CW レーザーに位相同期するのは不可能である。従って、今回はまず励起光の変調でコムを CW に安定化し、その上で MOM のフィードバックを追加し、変化をみる事で、MOM の効果を観測する手法を採用した。また、ドリフトの影響を抑えるため、レーザー内の PZT を用いてキャンセルしている事も付け加えておく。図 4.13 の青が励起光の変調での安定化の結果で赤が MOM を加えたときの結果に相当する。MOM がきちんと動作し、位相雑音を低減出来ている事が分かった。92 mrad(100 Hz-3 MHz 積算) という値は論文執筆時点で Yb 系のレーザーの値で世界最高の安定度を実現する事が出来た。実効帯域は結果から 200

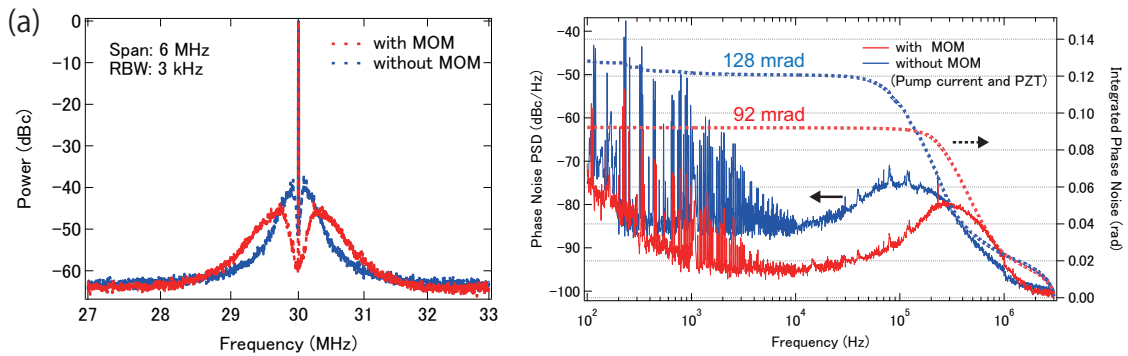


図 4.13 MOM による CW レーザーへの位相同期結果

kHz 前後であると推測できる。この原因としては変調量が不足している事が挙げられる。ただし、後述するが単純な変調量の増加は帯域の減少を引き起こす可能性があるため、慎重に行う必要がある。結果の RF スペクトルや実験全体を通して、EOM で安定化したときに現れるような機械的共振に由来する鋭いスパイク構造は一切現れなかった。このことから当初の目論見通り、機械的な共振フリーの変調器が実現出来た。

4.2.5 まとめと考察、今後の展望

磁場を用いた全く新しい共振器長変調器を作製する事ができた。入射の偏光状態によって現象がかなり異なり、特に直線偏光時は現象の理解が未だ不十分であるといわざるを得ない。しかし、円偏光状態であれば、実験結果は理論計算値と非常によい一致を示した。また、この変調器を用いて、CW レーザーへの安定化を改善する事に成功し、Yb 系としては世界最高の 92 mrad という値を得た。加えて機械共振の無いフィードバックが出来た事を（間接的ではあるが）確認する事ができた。これらの成果は論文として出版されている [66]。

MOM の制御帯域の制限について述べる。一番に問題になるのはコイルのインダクタンスである。インダクタンスが大きいという事は交流信号を流しにくいという事なので、高周波の周波数応答が悪化する。今回使用した直径 2 mm の 200 回巻きコイルのインダクタンスはおよそ $1.4 \mu\text{H}$ と計算、測定共に求まった。これと、私の設計した電流ドライバの出力インピーダンス 10Ω がローパスフィルタを形成するので、カットオフ周波数にしておよそ 1.1 MHz という値が計算からも測定からも求める事が出来た。測定にはネットワークアナライザを用いた。測定結果を図 4.14 に示す。

結果からコイルのインダクタを小さくする事が出来れば、高周波特性が改善する。コイルのインダクタンス L はコイル内に出来る全磁束に比例する ($L = \mu_0 n^2 l S$: n を巻き線密度、 l をコイルの長さ、 S をコイルの断面積とする)。従って、コイル内の光の伝搬する場所以外はずべて無駄な領域という事になる。今回の製作では、自分のスキルの問題で直径 2 mm のコイルを作ったが、ファイバーの径 $250 \mu\text{m}$ なので、まだまだ改善の余地は十分にある。例えば、コイル径が半分の 1 mm になると帯域は 4 倍 (4 MHz) になるはずである。もう一つの方法としては、コイルを短くする (総巻

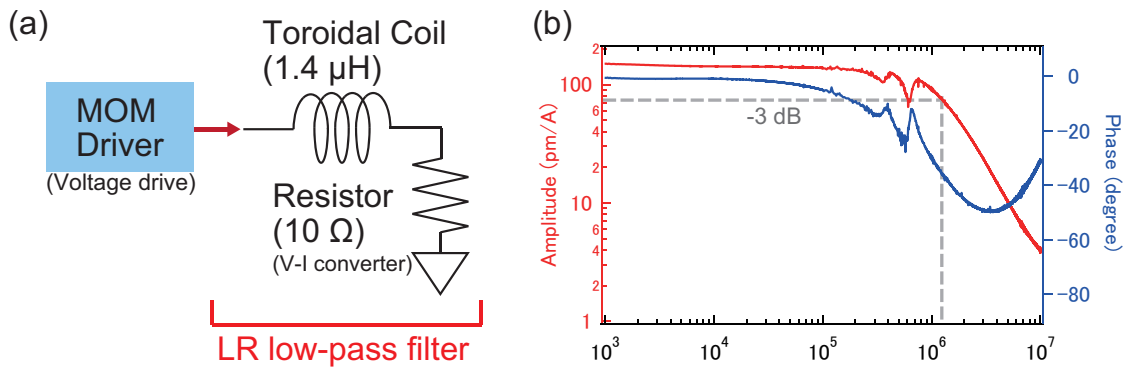


図 4.14 MOM の周波数応答

き数を減らす) という方法もある。これは変調量とトレードオフになる。現状は変調量が足りていないので、長さは目的に合わせて最適値を模索する必要がある。本変調器の重大な問題として、熱によるドリフトの問題がある。実際 MOM の温度自体の変化は 1°C よりずっと小さいが、相互作用長が長いせいで伸び縮み影響がとても大きくなってしまふ。本実験の場合、10 分以上 MOM でロックし続ける事は困難であったため、MOM に簡易的な温調をつける事で、解決した。しかし、根本的な解決になっていない。根本的な解決方法としてはもっと流す電流を減らさないといけない。電流の二乗で熱を発生するので、1 A 流すところを 0.1 A で良くなれば、温度ドリフトは 100 分の 1 になる。これならば十分に安定した稼働が期待できると考えている。そのためには、モジュレータの変調量を増やさなければならない。最終的な工業デザインとしてあり得るのはファイバーに直接銅線を書き込む事である。このことによりインダクタンスは劇的に減少するため、巻き数を増やしてもインダクタンスはそれほど大きい値にならない。巻き数が増やせるので、流す電流が減り温度ドリフトも問題にならなくなる事が期待できる。

もう一つの可能性としては、先に述べた TSAG 結晶を用いた固体ベースの変調器の可能性もある。スパンファイバーの 50 倍の磁場感度があるので、磁束密度が同じと仮定すると今回の 1 m に対して、2 cm の長さがあれば同じ変調量が実現出来る。相互作用長が減るので、熱の問題もリニアに緩和すると考えられる。また、現状のスパンファイバーのベルデ定数は SiO_2 の物性値によるものである。そのため、Tb 等をドーピングして磁場感度を高めたスパンファイバーの実現により高効率化する方向性も考えられる。

今回の実験では、リング共振器で MOM を用いたが、これはリニア共振器でも動作する。磁気効果を打ち消し合ってしまうように見えるが、アイソレータと同じく磁気光学効果は光の向きに対して異なるかかり方をするので、むしろエンハンスする方向に働く。また、その他の仕様用途として、シングルパスの変調器が考えられる。例えば、ファイバー結合型の EOM であれば、使用出力が 1 W を超えるような応用は出来ない。しかし、本研究の MOM であれば、出力の限界はシングルモードファイバーそのものと同値である事が考えられるため、ハイパワーの変調器としての応用も考えられる。

第 5 章

500-kHz PZT の開発

5.1 なぜピエゾなのか？

レーザーの安定化は度量衡や分光等の分野において極めて重要である。これには従来よりピエゾ素子 (圧電素子または PZT) が用いられてきた。最も代表的なレーザーの雑音として振動や音響ノイズが挙げられるが、これらを原理的にキャンセルするのにはピエゾ素子は最も適していると言える。それ以外にも角度やポインティングの制御等にも用いられている。レーザーの共振器長制御デバイスでいうと、前章で開発した MOM は特別として、EOM と PZT しかない。レーザーの雑音をどこまでキャンセルできるかは、フィードバック素子の制御帯域に依存する。その点からいうと、(前章でも触れたが)EOM が圧倒的に勝り 300 kHz を超える帯域を実現している。一方で、ピエゾ素子の制御帯域は一般的に kHz オーダーである。しかし、EOM には透過型のデバイスであるという弱点がある。例えば、ハイパワーの場合、広帯域なスペクトルの場合、余計な分散を付与させたくない場合、高 Q 値 (少しのロスも許容できない) 場合などは EOM は適用できない。従って、従来のピエゾ素子を広帯域化するという事は共振器長安定化という用途に限っても未だに大きな需要がある。

● ピエゾの広帯域化が難しい理由

図 5.1 に典型的なピエゾの周波数応答を示す。

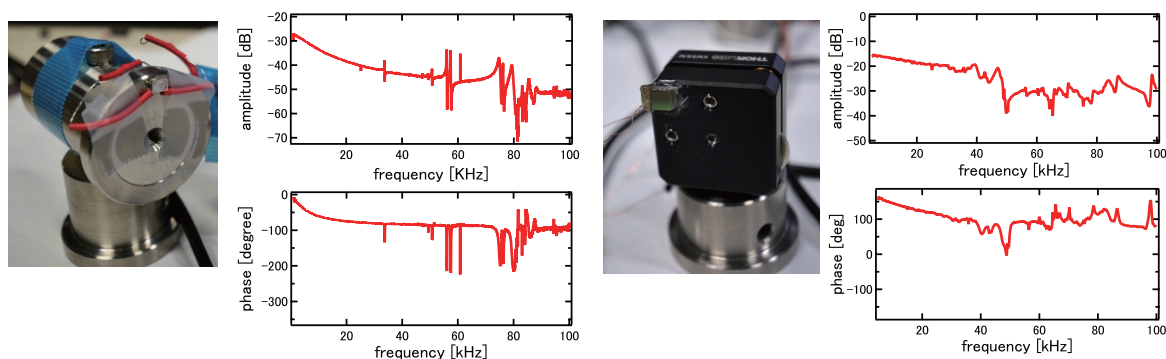


図 5.1 ピエゾ素子の周波数応答例

ピエゾの素子は伸び縮みする素子であるから、原理的に振動を引き起こす。そして、それが故に固定マウント、ピエゾ、ミラーの兼ね合いで、固有振動つまりは共振周波を持ってしまう。図の 20 kHz 以降に大量にみられる周波数構造は基本的に共振によるものである。このような周波数応答を示す領域は当然制御には使えない。また、制御信号に入ってもいけないので、十分なローパスフィルタを入れる事で、20 kHz 以上の制御ゲインを落とす必要がある。そのため、帯域が kHz レベルに制御されてしまう。

- ピエゾ共振の簡単なモデル計算

図 5.2 に一次元で簡単に近似したピエゾの例を示す [67]。この系を考える事で、おおよそ

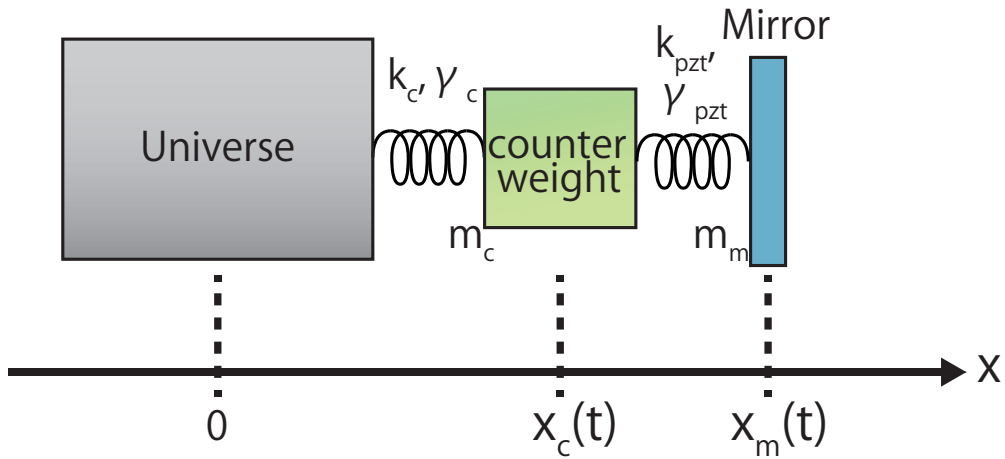


図 5.2 ピエゾ素子の共振現象の運動方程式による理解

の典型的なピエゾの応答を見積もることが出来る。定盤 (Universe)、マウント (counter weight)、ミラーの 3 つの素子が一次元軸上において、ばねと速度と比例した抵抗力で繋がれている。要するに、ピエゾをバネで仮定するという大胆な仮定をしている。この系で運動方程式を立てると

$$F_m(t) = m_m \ddot{x}_m(t) - \gamma_{PZT} \dot{x}_m(t) + k_{PZT}((x_m(t) - x_{m,0}) - (x_c(t) - x_{c,0})) \quad (5.1)$$

$$F_c(t) = m_c \ddot{x}_c(t) - \gamma_c \dot{x}_c(t) - \gamma_{PZT} \dot{x}_c(t) + k_c(x_c(t) - x_{c,0}) - k_{PZT}((x_m(t) - x_{m,0}) - (x_c(t) - x_{c,0})) = 0 \quad (5.2)$$

となる。これをミラーについて解くと

$$x_{F,m}(\omega) = \left[-\omega^2 m_m - i\omega \gamma_{PZT} + k_{PZT} \left(\frac{-\omega^2 m_c - i\omega (\gamma_c + \gamma_{PZT}) + k_c}{-\omega^2 m_c - i\omega (\gamma_c + \gamma_{PZT}) + k_c + k_{PZT}} \right) \right]^{-1} \quad (5.3)$$

と求まる。ここから、ミラーの重さと counter weight(マウント)の重さをそれぞれ変化させたときの振幅と位相の周波数応答が図 5.3 のように求まる。

このようにミラーにより起こる共振とカウンターウェイトによっておこる共振は別の周波数

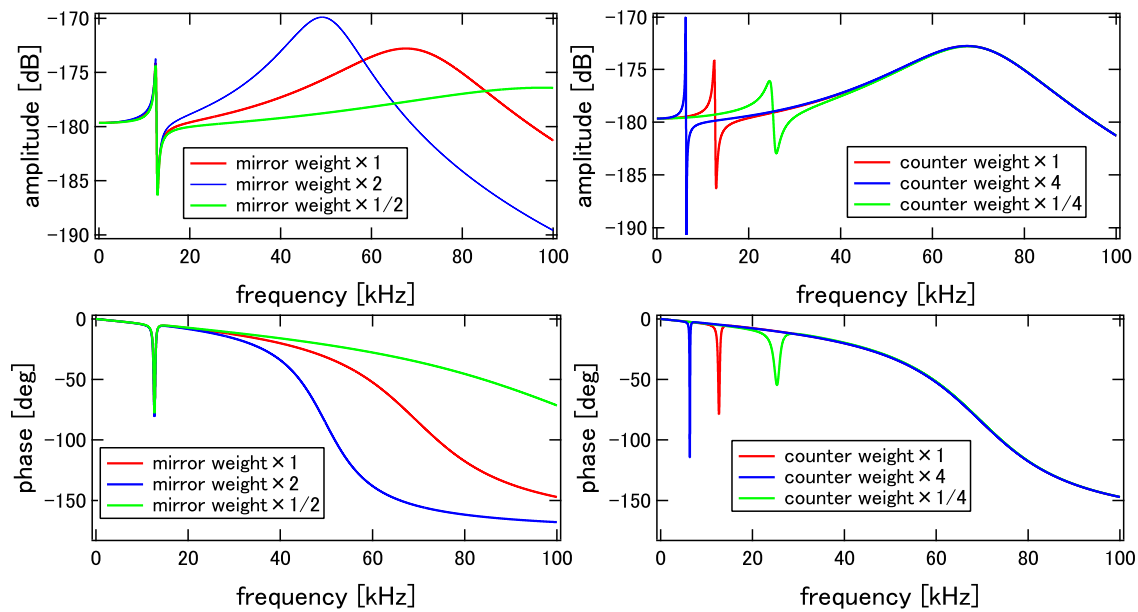


図 5.3 ミラーの効果とカウンターウェイトの効果

応答を示す事が分かる。一方はある程度高い Q 値をもった 2 次のローパスのようになり、他方は分散型の共振になる。基本的に相手にするにはこのカウンタウェイト、すなわちミラーマウントによって引き起こされる分散型の共振で、これをどう抑制するかという事にフォーカスしていく事になる。

5.2 先行研究

こういった共振や、それに伴う制御に関しては光周波数コムでノーベル賞を受賞した J.L.Hall 先生の参考文献 [68] に詳しい。

また、 piezo 素子の制御帯域を広げる事を目的とした研究は少ないながらも継続的に行われている。図 5.4 に代表的な PZT 開発の先行研究を示す。

	Reference	Reference	Reference	This work
Damping structure	Copper shield lead	Side-clamping	Soft material	Wedged damping alloy
The lowest resonant Frequency (approx.)	230 kHz	120 kHz	300 kHz	n/a
Feedback bandwidth (outside the cavity)	180 kHz	n/a	208 kHz	500 kHz
Feedback bandwidth (inside the cavity)	n/a	n/a	n/a	> 200 kHz

図 5.4 ピエゾ素子の開発の先行研究

PZT 素子の高速動作に関して、文献 [69] が素晴らしい成果を発表している。これは、piezoマウ

ントに振動吸収に効果的な鉛を使ったものである。鉛を銅のマウントに流し込み、テーパ形状に作り込まれている。周波数応答は 200 kHz 以下の領域は共振がほぼ完全にダンピングされている。また、レーザー共振器の制御ではないが、 piezo の制御で実効帯域 180 kHz を実現している。この構造の弱点は作るのが非常に手間がかかる事、鉛を使うため危険である事の 2 点である。また、200 kHz 以上の共振成分がまだ残っていることに課題がある。

その他にも、興味深い試みを 2 つ紹介する。一つは、piezo を横から抑えるものである [70]。構想としては、piezo の振動方向に発生する音響波が大きいため、そちらの方向にマウントがなければ、マウントへの振動のカップルを大幅に低減できるというものである。この構造では、特殊な材料や処理をしていないにも関わらず、100 kHz までフラットな応答を得たと論文中では述べている。実際の制御は行っていない。

もうひとつは、Soft material で piezo を包みこむというものである [71]。この構造ではダンピング材として O リングの材質をいろいろ試したようである。リジットではない固定方法なので、長期的なポインティングが心配される（論文中でしっかりと調査されている）。また、斜めからの入射であったり大きさがかなりあるので、使用に制限がかかるのではないと思われる。共振器外ではあるが制御時のゲインを測定し、208 kHz の実効帯域を実現したと主張している。

5.2.1 修士課程在籍中の piezo マウント開発結果

前節のように様々な手法により piezo 素子の広帯域化が研究されてきた。筆者は、参考文献 [69] のような方向性のマウントが、実際の応用に用いる際には良いと考えている。筆者が修士課程在籍中に作成した piezo マウントを図 5.5 に示す。構造は参考文献 [69] を参考にした。材料は M2052 合金という制振性の高い特殊な合金を用いた。対数減衰率という振動の減衰能力の指標があり、制振性の高い鉛で 0.05 のところ、この合金は 0.2 という高い減衰率を誇る。この合金を用いたところ 100 kHz まで共振のない PZT を開発する事が出来、実際に光周波数コム安定化に用いる事が出来た。

しかし、図には載っていないが、100 kHz 以上のところにまだ多数の共振が残っていた。また、鉛よりも制振性能の良い材質を使っているにも関わらず、参考文献 [69] を上回る事が出来ていない等、課題が残っていた。

5.3 500 kHz PZT の開発

本研究で開発した 500-kHz PZT システムのキーポイントは 4 つある。それぞれ順に説明していく

5.3.1 Wedged Damping Structure

ミラーマウントと piezo の間に制振材料を挟み込むことで共振を抑えるという基本方針の下で設計を考えた。この piezo マウントの設計は 2 つに分かれる。材料と構造である。材料は修士課程在籍中に見つけた M2052 合金に加え、振動吸収材料として知られる CFRP (Carbon Fiber

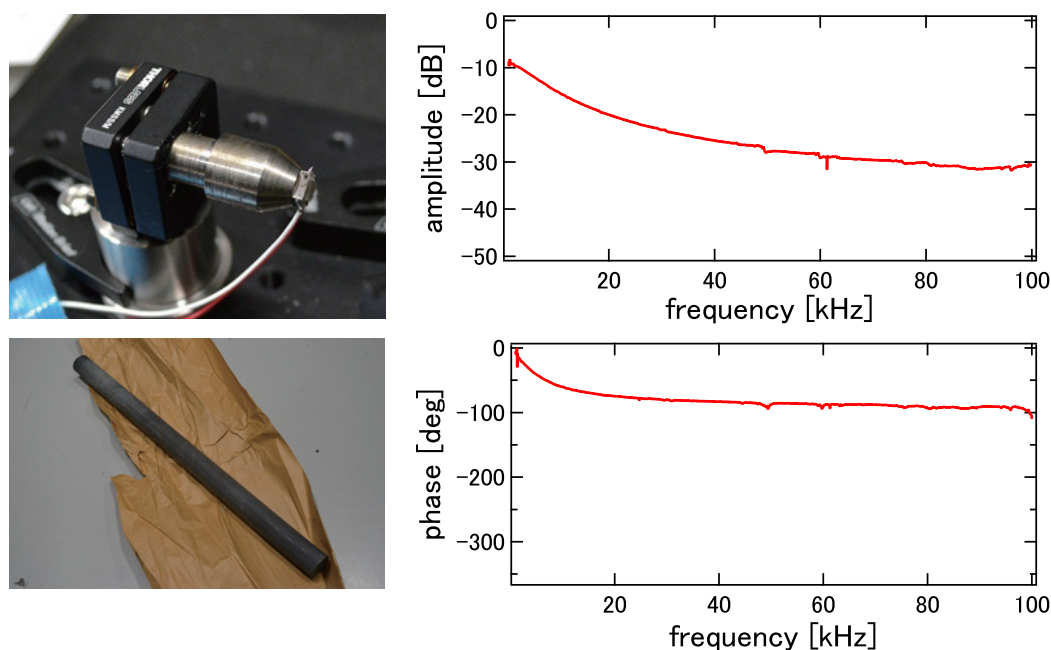


図 5.5 修士課程在籍時に開発したpiezomountの周波数特性

Reinforced Plastics) や、アルミニウムと鉄の合金である Al-Fe 合金に着目した [72]。構造はとりあえずただの板を挟み込み材料としてのポテンシャルを測定した。結果、CFRP は悪い材料ではなかったが期待したような振動吸収性は得られなかった (図 5.6)。

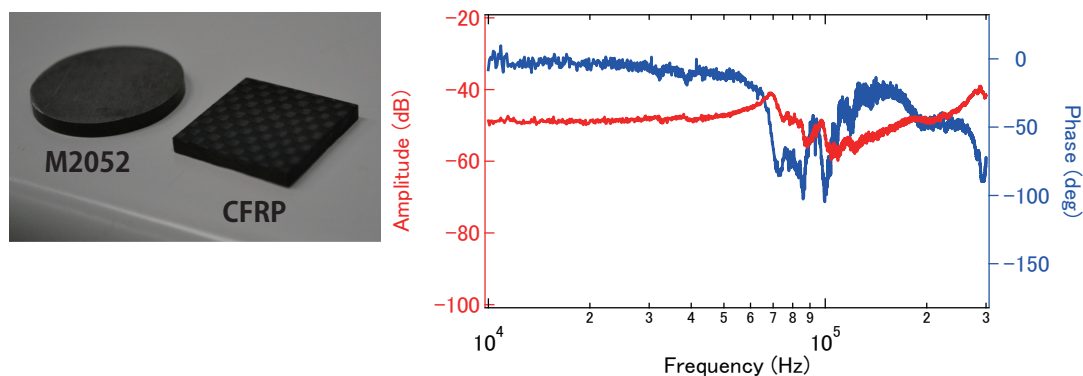


図 5.6 CFRP マウントの周波数特性

一方、Al-Fe 合金は M2052 合金と同等以上の制振性が得られた (図 5.7)。Al-Fe 合金の開発者である大神田博士とディスカッションしたところ、特に Al-Fe 合金は小さな振動ほど、良く吸収するという特性をもつため、今回のpiezoの共振を抑えるような用途には M2052 よりも向いているのではないかというご指摘を頂いた。

しかし依然として、100-300 kHz の領域の周波数特性が不十分であった。これに関しても本論に載せきれないほどの様々な試みを行っている。厚みを変えたり、異種、同種の材料を 2 枚挿入する等

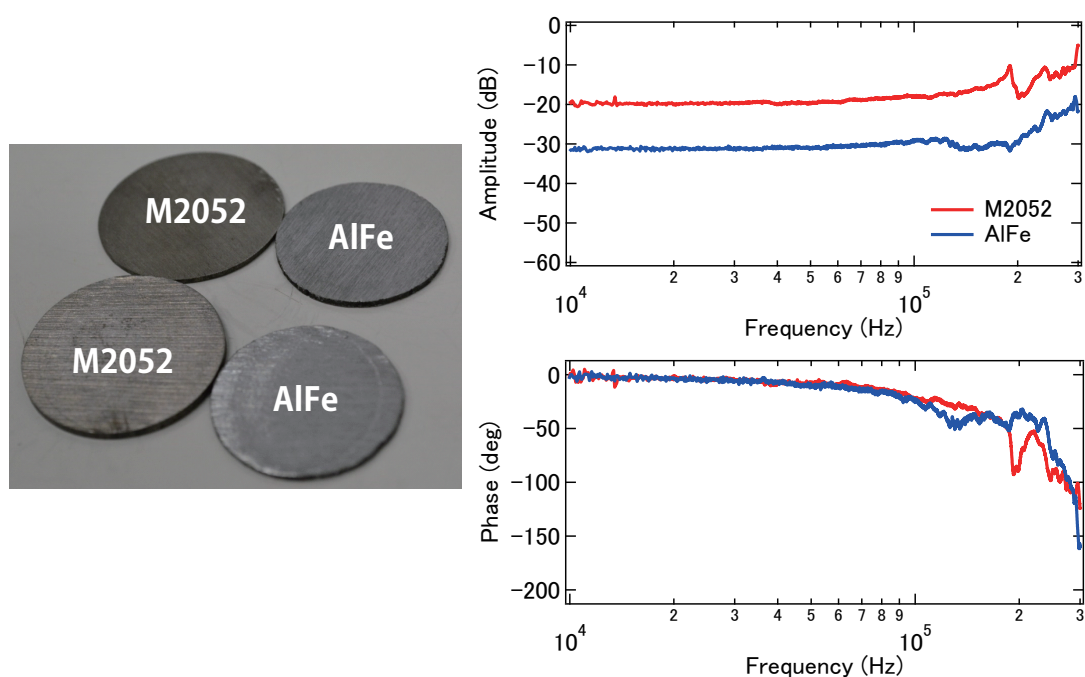


図 5.7 M2052-AlFe 比較

を行った。分かった事は、入れる制振材料は一枚で十分で、かつ厚みは 3 mm 程度が丁度よいバランスである事が分かった。制振合金が厚すぎる (5 -10 mm) と丁度定在波の周波数が 100-300 kHz になってしまい、強い共振を引き起こしてしまいう。一方厚さが薄いとダンピングの効果が薄れ、100 kHz 以下の領域での周波数特性が悪化する傾向にあった。構造に関しても、対称性を減らすとか、ピエゾを張り付ける位置等工夫してみたが、どれもこれといった効果を示さなかった。しかし、一つだけ非常に良い効果を示した構造があった。

本研究において、開発したピエゾマウントの構造を図 5.8 に示す。

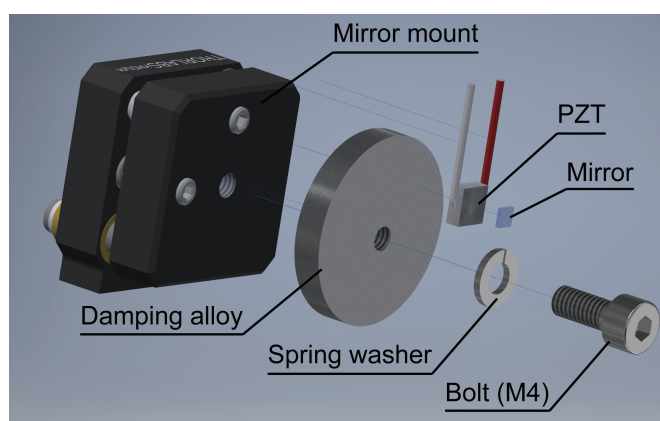


図 5.8 本研究で開発したピエゾマウントの構造

この薄板をわずかに斜めにカットする方法が非常に良い効果を示した。ちなみにつける角度は

1 – 2° で十分であり、それ以上にしても効果は変わらなかった。周波数応答の測定結果を図 5.9 に示す。この後に述べる種々の改良が施されているため、直接以前のデータと比較するのは難しいが、特に減衰が難しかった 100-300 kHz の領域を非常によくダンピングする事が出来た。また、同時に <500 kHz における位相応答も劇的といってもよいレベルで改善した。これは両端面を平行ではなくすることで、音響波の Q 値を下げる効果があると考えている。

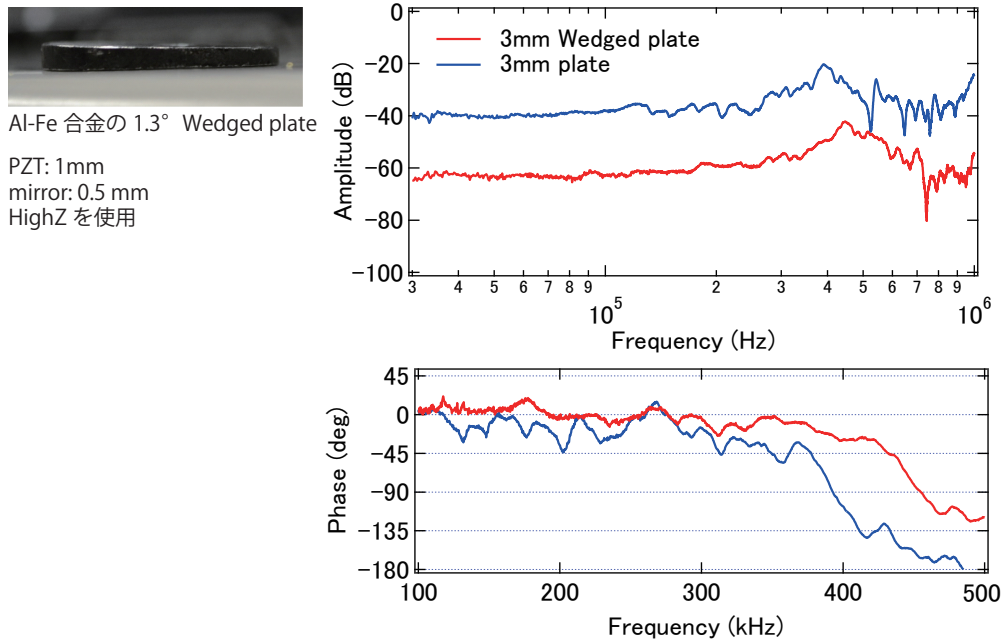


図 5.9 Wedged マウントの効果

5.3.2 音響インピーダンスマッチング

図 5.8 の構造で、もう一つ重要な部分は、Al-Fe 合金とミラーマウントの接合である。修士課程時代の研究からずっと参考文献 [69] を参考に Torr seal という比較的高強度に固まる接着剤を用いていた。そこで私はその部分における音響インピーダンスマッチングが不十分であるため不要な音響波反射が起こり複雑な共振を作りだしている可能性があると考えた。音響インピーダンス Z_1 の物質から Z_2 に入射する音波の反射率は

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (5.4)$$

と求められる。また、音響インピーダンスは音速×密度で簡単に求める事も出来る。

以下に代表的な物質の音響インピーダンスを記す。

図 5.10 に音響インピーダンスマッチングの例として、同じ材料間に別の材料を加えたときの音響波の反射率の周波数依存の計算結果を示す。ここからわかる事は不要な反射を避けるためには接着

物質	音速 [m/s]	密度 [g/cm ³]	音響インピーダンス [kg/m ² s]
PZT(代表値)	4000	7.5	30×10^6
M2052 合金	7000	7.25	50.7×10^6
アルミニウム	6420	2.70	17.3×10^6
銅	1960	8.94	44.6×10^6
ステンレス	5790	7.93	45.9×10^6
真鍮	4700	8.4	39.4×10^6
ガラス	5440	2.4	13.0×10^6
ポリエチレン	1950	0.92~0.95	1.81×10^6
天然ゴム	1500	0.97	1.50×10^6
エポキシ	2600	1.85	4.81×10^6
水	1500	1	1.48×10^6
空気	331	1.29	428

表 5.1 音響インピーダンス一覧

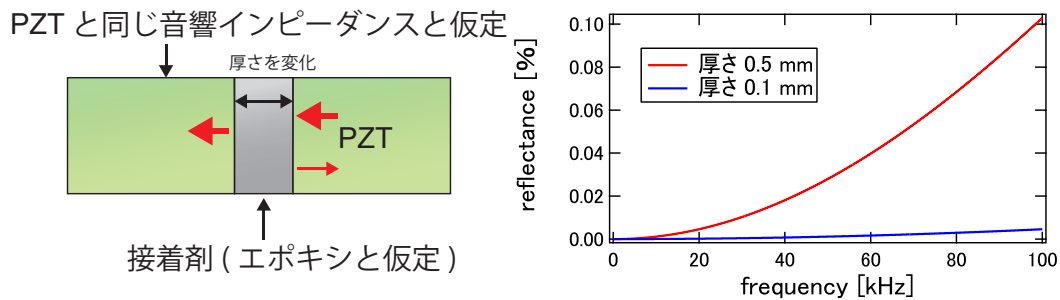


図 5.10 接着剤の厚さによる音響波反射率の周波数依存 (計算)

剤はなるべく薄く、しかも金属に近い音響インピーダンスのものであるのがよい。本研究では、超音波非破壊検査で用いられるカプラント、つまり超音波を物質に伝えるためのインピーダンスマッチングジェルを用いた。HIGH Z と呼ばれる市販品レベルでは最も超音波の伝達の優れているとした製品を試した。残念ながら音響インピーダンスの記載はなかった（音速は 2640 m/s）。しかし、これはジェルであり、接着剤ではないので、ボルトでミラーマウントに締め付ける事にした。ボルトを介して音響波が不要な共振を生み出さないか不安であったが、このボルト締め付けによるデメリットは特に現れることはなかった。このような締め付け構造にする事で、マウントの取り外しや、ミラー位置の微調整が出来るなど、むしろ副次的なメリットの方が大きい。図 5.11 にこのジェルを用いたときの周波数応答を示す。

比較対象が何も間に入れていないとき、つまり空気なのでかなりの差が現れる。他にもエポキシや、トールシールを同じ構造に挿入した事もあったが、この HIGH Z がもっともよい効果を示した。

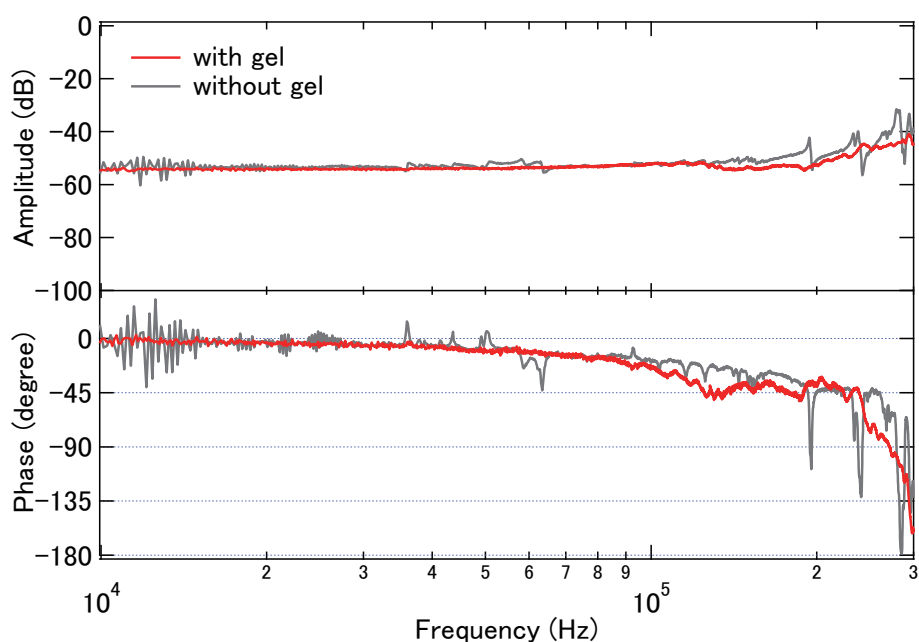


図 5.11 音響インピーダンスマッチングの効果

5.3.3 ピエゾ厚の最適化

今まで掲載したほとんどすべての結果において、300 kHz あたりをピークとしたゆっくりとした振幅の増加が現れた。また、その影響で位相が大きくシフトしてしまっていた。これは、ピエゾの自己共振によるものと考えている。厚さ 2 mm の場合ピエゾ本来の自己共振はおよそ 600 kHz 程度になる。しかし、ピエゾをマウントに張り付けると、張り付けた側の音響波反射条件が自由端反射から固定端反射にかわるため、最低共振モードが半分の 300 kHz になってしまうためであると考えている。この現象はピエゾの材料等によって大きく異なるはずであると考えた。本研究で使用したピエゾの情報を下にまとめておく

	Noliac CMAP10	PL0xx PICMA® Chip Actuators
Stroke	1.9 μm (200 V)	2.2 μm (100 V)
Blocking force	290 N (3mm \times 3mm \times 2mm)	>300 N (3mm \times 3mm \times 2mm)
Mechanical Quality Factor	>1000	80
Capacitance	25 nF (3mm \times 3mm \times 2mm)	85 nF (3mm \times 3mm \times 2mm)

図 5.12 使用した 2 種類のピエゾの比較

このピエゾで大きく異なる部分はピエゾの機械的 Q 値である。これがピエゾの自己共振の Q 値と深くかかわっていると考えた。また、この共振形状が、図 15.3 の計算結果におけるミラー重さによる共振に似ていたので、ミラーのサイズも懸念事項であった。そのため、ピエゾの種類とミラーの大きさを変化させたときの周波数応答を調べた。結果を図 5.13 に示す。

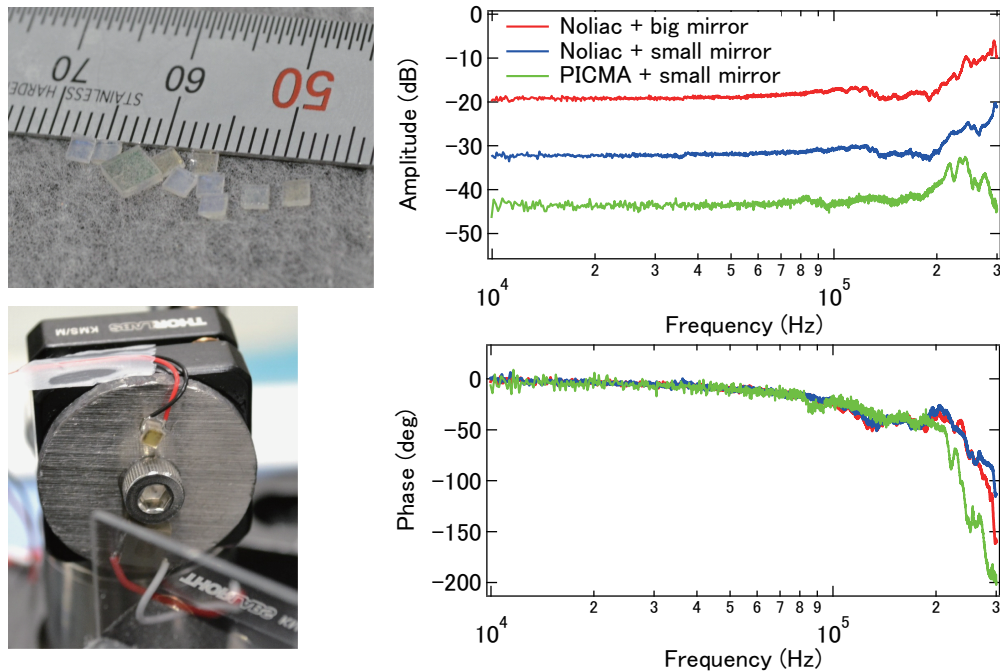


図 5.13 2 種類のピエゾとミラーの大小よるの周波数応答の比較

結果からわかる様に、この共振構造そのものは、ピエゾの機械的 Q 値の違いにはあまり影響を受けていない事が分かった。そこで、次なる手として、ピエゾ厚さを減らしてしまうことを考えた。図 5.14 にピエゾのカットの様子の写真を示す。

マルチレイヤーのピエゾは全ての層に対して並列に電極が繋がれているので、切断しても動作する。(保証対象外なので注意) そこで、ダイヤモンドホイールソーを使いピエゾを切断した。切断した断面は層の違い毎に縞模様が見える。このままでは場所ごとに層数が異なってしまうので、これを補正し、さらに狙った厚みに仕上げるために研磨していく。初めは困難だったが、慣れるとある一層に合わせて綺麗に手作業で研磨出来る様になった。一番困難な作業はリード線の再はんだ付けであった。ピエゾは最終的に 0.5 mm 厚にしたためかなり薄く、はんだが付きにくい。さらに合金に押し付けて張るために、でっぱり等でリード線と合金が接触しショートする事等が問題になり得る。。Noliac のピエゾでは成功したが、PI のピエゾでは電極が付けられる層が非常にまろく、不可能であった。そのため、2 mm より薄い PZT はすべて Noliac によるものである。このピエゾの厚みと周波数応答を測定した結果が図 5.15 である。

このようにピエゾの厚さを薄くしていくに従って、共振周波数を高周波に持ち込み 450 kHz 程度までフラットな位相応答を実現することが出来た。しかし、当初の予想と異なり、厚さを半分にして

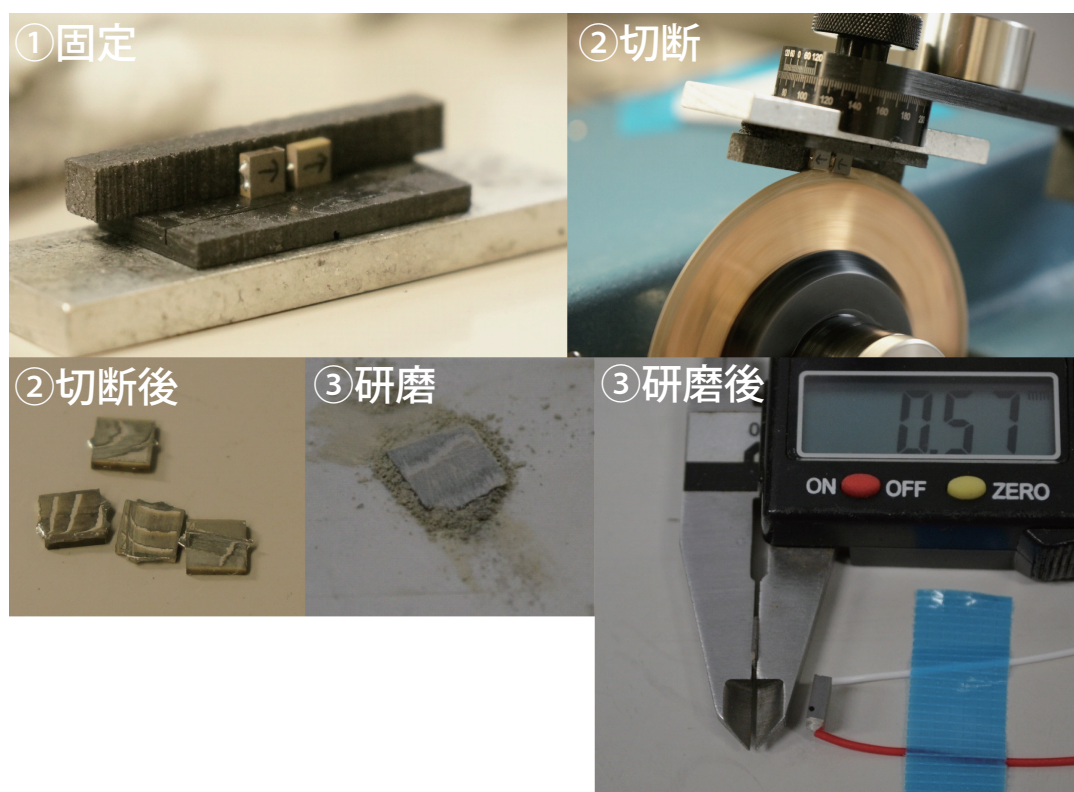


図 5.14 ピエゾの切断・研磨の様子

も共振周波数が倍になる様な劇的な効果は表れなかった。したがって、この共振が piezo の自己共振であったと断定する事は出来ない。未だ不明のメカニズムになっている。

5.3.4 補正電子回路

図 5.15 の時点で、十分に世界一と呼べる周波数応答を実現出来ていた。一方で、残る課題点として、500 kHz 中心の共振現象が残った。位相応答こそ、400 kHz を超える領域でフラットであるが、500 kHz で 20 dB のピークが存在し、しかも位相が 90 度以上回ってしまっているため、現実的にフィードバックを行う際に、500 kHz の共振を避けるために、十分低い周波数のローパスフィルタを挿入する必要性が生じてしまう。この問題は本研究の piezo に限らずすべての PZT のフィードバックにおいて問題となる。したがって、200 kHz レベルの PZT を達成と論文上では書かれているが、実際のレーザーに組み込み綺麗にフィードバックをかけようとすると実行帯域は 1 桁程落ちてしまう事があり得る。このような現実上の問題をさける方法を考える必要がある。

本研究の PZT は 500 kHz の比較的ゆったりとした共振ピークを除いて鋭い機械的共振ピークはすべてダンピングされている。したがって、この 500 kHz 共振ピークを一つをうまく扱えればよい。この共振ピークを調べると、Q 値 10 の 2 次のローパスフィルタと非常に似通った振幅位相応答をしている事がわかった。つまりこの周波数応答の逆伝達関数をもつフィルタを適用すれば、この共

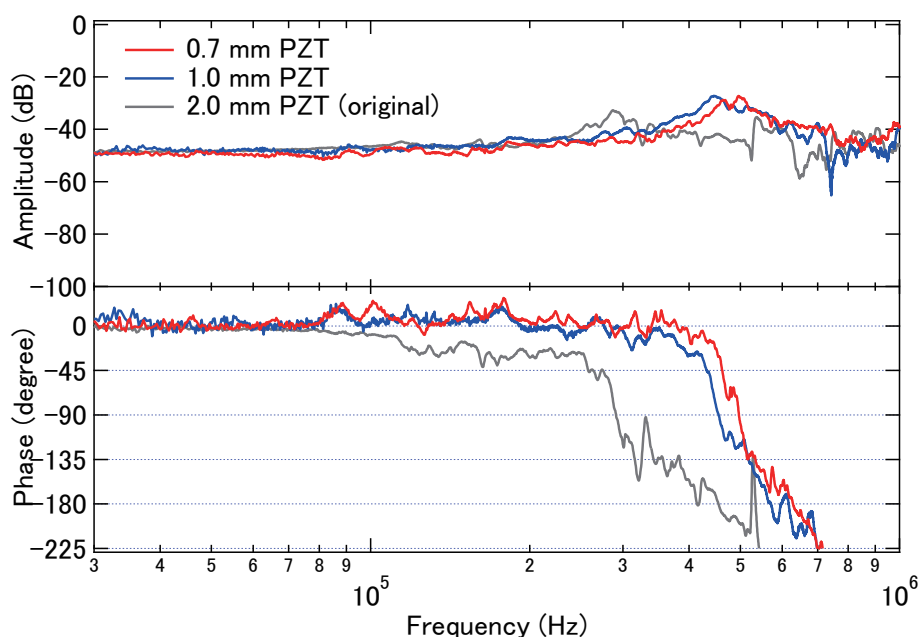


図 5.15 ピエゾの厚さによる周波数応答の変化

振は補償する事が出来る。そのため、完全オリジナル設計の電子回路として、 Q 値 10 の 2 次のハイゲインフィルタを製作した。図 5.16 に設計した回路図を示す。

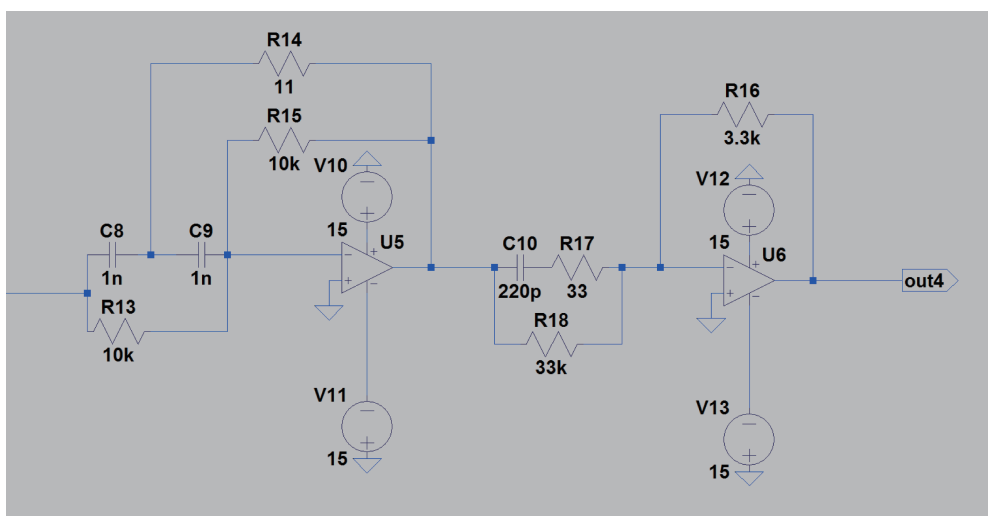


図 5.16 ピエゾ周波数応答補正回路

構成としては、初段のオペアンプが多重帰還回路を形成しており、2 次の $Q=10$ になるように設計した。ちなみに抵抗の細かい値は、共振周波数を合わせる過程で微調整している。図 5.17 に実際に作製した回路の周波数応答の測定結果を示す。(比較のため補正先の Piezo の周波数応答の結果も記載しておく)

このように、綺麗に対称な周波数応答を実現できた。この回路を適用した Piezo の周波数応答を図

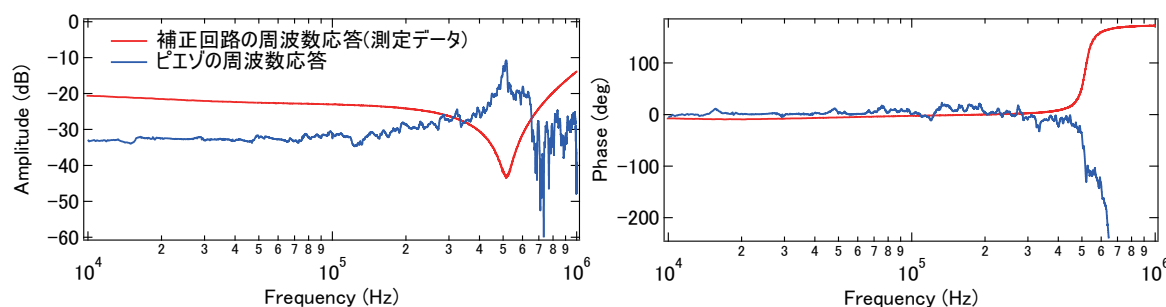


図 5.17 ピエゾの補正回路の周波数応答

5.18 に示す。

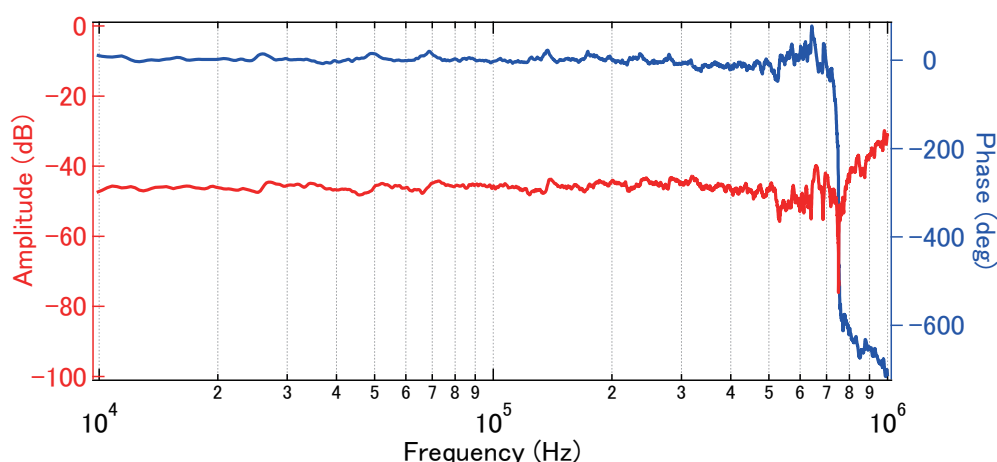


図 5.18 最終的なピエゾシステム全体の周波数応答

このように、位相振幅共に 500 kHz 以上にフラットな周波数応答を得る事に成功した。このような電子回路による補正が実現できた背景は、ピエゾ自己共振以外の機械共振をほぼ完全にダンピングでき、シンプルな周波数応答を持つところまで追い込めた事が大きい。本論では、ピエゾの開発はここまでとし、次節から実際の制御におけるパフォーマンスについて述べていく。ピエゾ開発そのものの、次なる課題は 750 kHz における位相ジャンプである。この要因を克服する事ができれば、PZT が 1 MHz の壁を突破する事が可能であると考えている。

5.4 PZT によるレーザーの安定化

5.4.1 共振器外：Intensity noise cancellation

この開発した図 5.18 のような周波数応答をもつピエゾ素子を用いて、実際のレーザーのフィードバック制御を試みた。試みとして、レーザー共振器内での制御とレーザー共振器外での制御の 2 通りを別々の実験として行った。後者の実験はレーザー共振器内で起こる効果に影響されないピエゾ

素子単体でのパフォーマンスがどこまで行くのか という事と、他のピエゾ研究との比較 (他の論文の制御例はすべてレーザー共振器外での実験であるため) という二つの意味がある。

さて、レーザー共振器外での実験として、本研究では Yb: fiber レーザーの強度ノイズキャンセレーションを行った。図 5.19 に実験構成と結果を示す。レーザーには私が製作した Yb: fiber のモード

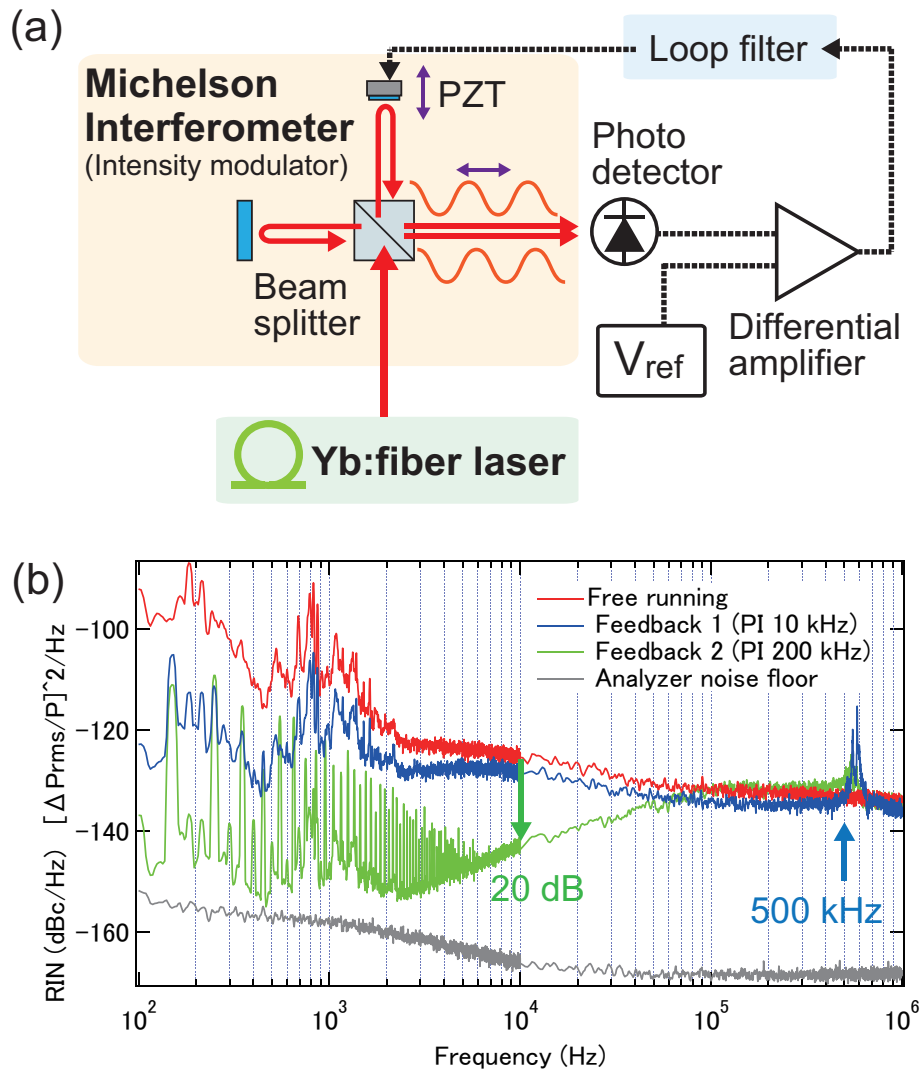


図 5.19 共振器外での PZT フィードバック性能の評価 : Intensity Noise Cancellation

同期レーザーを使用した。その出力をマイケルソン干渉計に入力し、出力の一つをフォトダイオードで検出している。このとき、干渉計の両腕が相対的にとまっていれば、検出される信号はレーザーの強度雑音そのものになる。一方で、干渉計が揺れていると、揺れの結果の干渉の雑音が強度ノイズに混じる。従って、PZT を用いて、干渉する相対位相をコントロールできるので、レーザーの強度変調を起こす事が出来る。この原理を用いて、Yb: fiber モード同期レーザーの強度雑音のフィードバックを行った。結果は、ほぼ比例ゲインのみの状態の制御を行った結果、500 kHz の実効帯域を実現した (図中青線 : PI コーナー (比例 P と積分 I のゲインが釣り合う周波数) を 20 kHz

に設定)。この制御では、最高の制御帯域を実現するために、高周波 (300-500 kHz 付近) における位相が最高の状態になる様に、積分のゲインは低く設定している。一方で、積分ゲインを大きくし PI コーナーを 200 kHz くらいに設定する事で 100 kHz 以下の領域で、少ないサーボバンプを保ちながら非常にゲインの高いフィードバックを達成する事が出来た。例えば、参考文献 [69] の結果では 10 kHz において 10 dB 程度のゲインを得ているが、本結果は 20 dB と 10 倍のゲインを得る事に成功している。この 10 dB の実効ゲインの差は高周波における周波数応答の改善によりもたらされたものである。以上の結果から、実効帯域 500 kHz、または 10 kHz において 20 dB のゲインという従来の PZT では到底なし得ないレベルの制御が実現できた。実効帯域 500 kHz という値はピエゾの制御として世界最高値である。

5.4.2 共振器内 : GHz-comb stabilization

前節の結果はデモンストレーションであり、実際のピエゾの使われ方ではない。そこで実際の応用上で想定される PZT の制御を行った。対象として選んだのが、繰り返し周波数が 1 GHz を超えるいわゆる GHz コムの CW レーザーへの位相同期である。

GHz コムは高い繰り返し周波数を実現するために共振器長が短く、さらに低い尖頭値を補うために共振器内の内部パワーが高い傾向にある。また、モード同期を安定して実現するために、分散設計がシビアである。このような要請から GHz コムには EOM は適用できない。実際に筆者が知る限り適用した論文はない (ごく最近 500 MHz コムで実現されてはいる [73])。したがって、GHz 以上の繰り返しのコムというのは必然的に PZT の制御に頼らざるを得ない。その結果、光原子時計等、高いレベルのコム制御を必要とする分野に GHz コムを適用する事は出来なかった。一方で、GHz コムはモード一本当たりのエネルギーが高いため、原理的に CW レーザーとの光ビートで高い S/N を得る事が出来る。従って、原理的な安定度の限界が 100 MHz コムよりずっと高い。一方で、100 MHz コムは光ビートの S/N により安定度が制限されつつあり、今後、業界的に GHz コムにシフトしていくと考えられる。そのため本研究の PZT を試す先として、最も適当であると考えた。

GHz コムとして Yb:Y₂O₃ ceramic を用いたカーレンズモード同期レーザーを作製した (詳しい構成は参考文献 [74–76] を参照)。本研究で作製したピエゾ素子を用いても安定的にカーレンズモード同期をかける事が出来た。カーレンズモード同期は原理的にビームモードや波面の状態に敏感であるため、もしピエゾの製造過程で、ミラーがダメージを受けていたり、歪んだりするとカーレンズモード同期に悪影響を及ぼしてしまう。つまり本研究で開発したピエゾ素子はそういった歪みの影響などは十分少ないという事が言える。この GHz コムの出力を高フィネス共振器に安定化した CW レーザー (波長を 1075 nm) と光ビートを取り、RF の参照信号に位相同期を行った。なお、制御には本研究で開発したピエゾのみを用いている。結果、100 Hz-3 MHz までの積算で残留位相雑音が 183 mrad という結果を得た。これは GHz を超える値の Yb 系のレーザーとしては非常に低い値 (おそらく世界最高) であるといえる。例えば、光時計応用に向けて開発された Yb: fiber コム [53] と同等レベルの安定化を GHz コムで達成する事が出来た。なお実行帯域は 200-300 kHz 程度であると推測される。

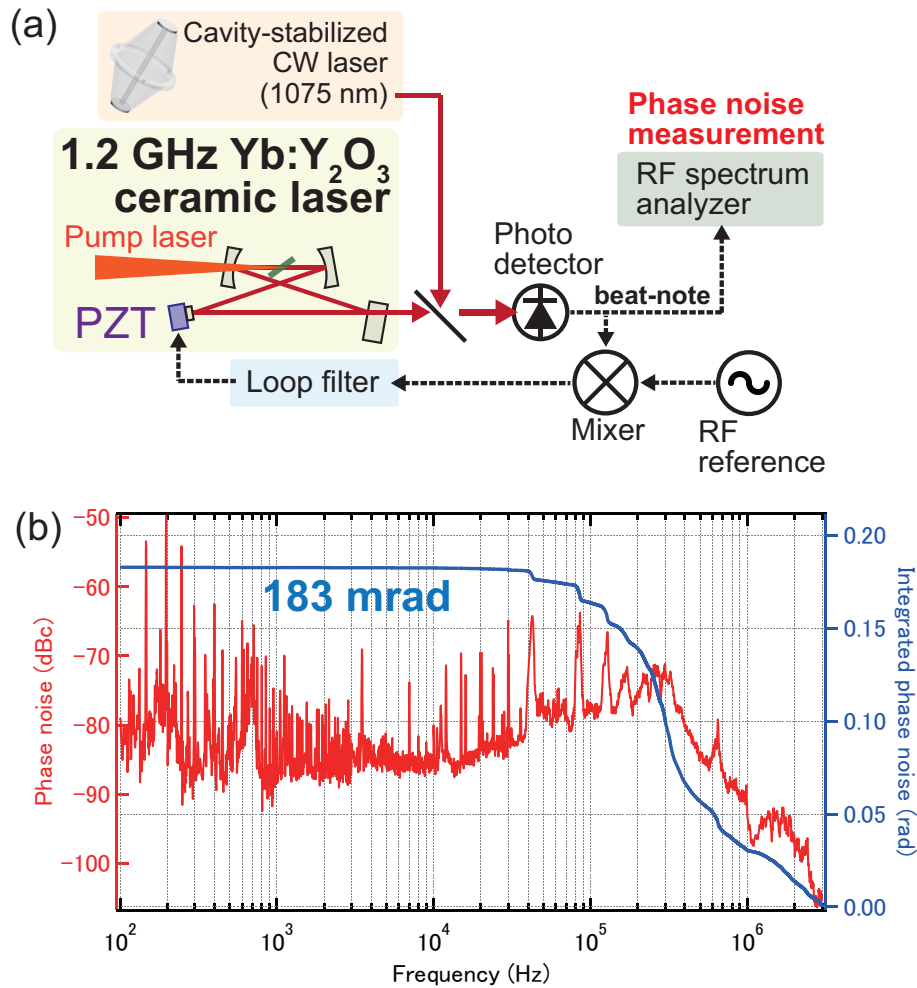


図 5.20 共振器内での PZT フィードバック性能の評価：GHz-Comb stabilization

5.4.3 MOM とピエゾ素子の関係

4 章と本章で示した通り、本研究では MOM とピエゾ素子の二つの光路長変調器を開発した。これらは互いに長所短所がある。MOM は MHz を超える帯域を意図して開発したものであるが、ストロークは 0.1 nm レベルであった。一方、本章で開発したピエゾ素子は制御帯域こそ MOM に及ばないものの、(2 μ /200 V のストロークのものをカットしているため) およそ 0.5 μ /200 V 程度のストロークをもつ。200 V の電圧を印加することは試していないので、動作可能であるか不明であるが、少なくとも実験では ± 5 V で用いており、全く問題はなかった。そこから推察するに数十 nm レベルのストロークは十分確保できる。これはピエゾ素子を用いる大きなメリットであるといえる。最終的な共振器長制御は MOM(>200 kHz 程度) とピエゾ素子 (DC-200 kHz 程度) の組み合わせがベストであると考えている。本研究で開発したピエゾ素子は、制御帯域が広いため高周波まで雑音をキャンセルできる。一般的に共振器長の雑音は高周波程小さくなるため、組み合わせた

際に MOM に必要なストロークは小さくて済む。従って MOM のストロークをより犠牲にして帯域の向上にフォーカスする事が出来るようになる。つまり piezo の広帯域化はつまるところ MOM の広帯域化にも寄与できる。4 章の実験において piezo、励起 LD の電流、MOM の 3 つで制御を行ったが、これは piezo の帯域不足が原因であった。本章の piezo をもちいれば piezo と MOM のみで制御が可能になるはずである。

5.4.4 まとめ

piezo マウントの改良を行い、電子回路による補正込みで、500 kHz までフラットな振幅位相応答を実現した。また piezo の性能を最大限発揮させるようにレーザー共振器外でのフィードバックを行ったところ、500 kHz の制御帯域を実現した。低周波ゲインにおいては従来の 10 倍のゲインを実現している。また、実際の応用例として、GHz コムにこの piezo システムを導入し、CW レーザーと 183 mrad の残留雑音で同期する事ができた。この際の帯域は 200 kHz 程度であると見積もれる。これらの結果は piezo の制御としては世界最高帯域である。

第 6 章

Diamond NV center の絶対周波数測定

6.1 研究の背景

6.1.1 Diamond NV center

ダイヤモンドは誰もが知っている通り炭素、すなわち C の単体であり、正四面体の構造がいくつも重なりあった構造をしている。その一つの C が窒素 N に置き換わった場合をイメージすると、N は 3 つしか共有結合の腕を持たないので、炭素があった場所は空 (Vacancy) になる (図 6.1)。図では 2 次的に描いているが、実際はダイヤモンドは正四面体の構造である。

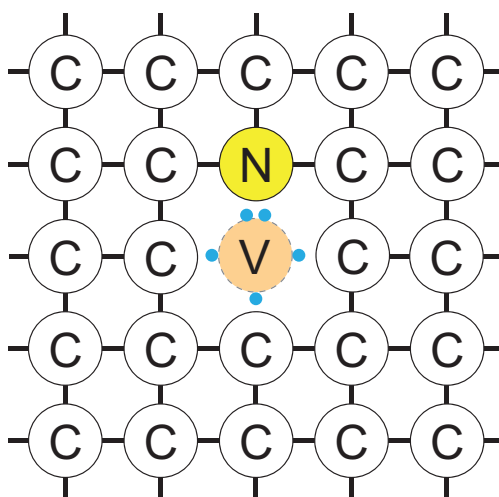


図 6.1 NV center

この窒素 N と空孔 V のペアの事を NV center(窒素-空孔中心) という。このような格子欠陥はイオン結晶中にもよく見られる。この場合、空孔の周りの電荷状態により格子中に電子、または正孔がトラップされる。この局所的にトラップされた電子がその中で電子準位を作り、その光吸収が可視域であると透明な物質に色がついて見える。このため「色中心」と呼ばれる。ダイヤモンドの NV

center も可視域に光吸収をもつ色中心の一種である。参考文献 [77] に電子の波動関数が計算されており、イメージしやすい。NV center は5個または6個の電子によって構成される。2つは窒素の非共有電子対から、残りの3個は空孔と隣り合っている3つの炭素から一つずつ供給される。参考文献 [77] の図の通り、電気陰性度が高い窒素 N に電子が集まり易い。また、同様の理由で NV center は負に帯電しやすく、もう一つ電子を捉えて NV^- となる事も多い (図 6.1 は NV^- である)。 NV^+ という状態も存在する様であるが、現実的には NV^- と中性の NV (混同を避けるため NV^0 と書かれることが多い) の二つの状態のみを考えるのが普通である。

図 6.2 に NV center (NV^- と NV^0) のエネルギー準位を示す。

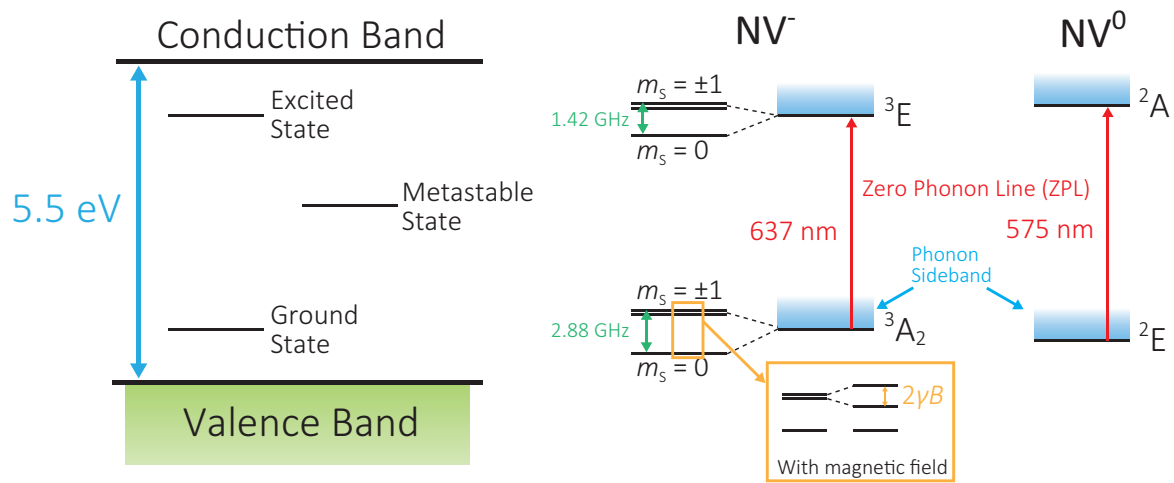


図 6.2 NV center のエネルギー準位図

NV center に局在している電子は局在している以上、自由電子的ではないので伝導帯より下のエネルギーになる。基底状態と励起状態の他の準安定状態が存在するが、本研究ではあまり扱わないため省略する。図の右側に NV^- と NV^0 の準位を示している。実際の応用上では9割以上が NV^- を対象としているものであり、単に NV center, NV 中心と書いてある場合、ほとんど NV^- の事を指している。なぜ、こんなにも NV^- に注目が集まっているかというと、基底状態が3重項であり総スピン角運動量 m_s が±1を取り得る事に起因している。NV center の応用例は次の節で取り上げる (一方で、 NV^0 は基底状態励起状態ともにスピン2重項である)。これら各準位は振動モードとカップルし、フォノンサイドバンドと呼ばれるブロードな準位を形成する。特に基底状態と励起状態の最低エネルギーの準位間の遷移を ZPL (Zero Phonon Line) と呼ぶ。低温に冷却した際に ZPL の線幅が特に狭くなる事が知られており、本研究の関心も ZPL にある。

6.1.2 NV center の応用例

- 量子情報応用

量子暗号通信を行う際は単一の光子源を用い、これを操作する事が必要である。これに従来

は量子ドット等が用いられてきたが [78]、極低温でのみの動作に限定されていた。一方ダイヤモンド NV center は強固なダイヤモンド格子に守られているため、室温でも ms レベルの非常に長いコヒーレンス時間を保つことが知られている [79]。加えて、ダイヤモンドは基底状態がスピン三重項であるため、スピン状態を制御する事が可能である。ダイヤモンド NV center は現在において室温で動作する単一光子のスピンを制御可能な唯一の物質である [80]。

- 生体応用

もうひとつの重要な応用は生体応用である。ダイヤモンドの NV center は生体マーカー用の蛍光体として用いる事が出来る。この場合のダイヤモンドはナノダイヤモンドと呼ばれる微小な粒である。従来用いられている量子ドットや生体色素と比較して、安定性が良いことや、毒性が低い事が知られている。参考文献 [81] にまとめられている。

加えて、ダイヤモンドが生体センサーとして優秀な点は、磁気感度を持つ点にある。この特徴も NV^- の基底状態がスピン三重項であるため、ゼーマン分裂を起こすことに由来する。従来の生体磁気イメージングは空間分解能が悪かったが、ナノダイヤモンドという非常に小さなダイヤモンド粒子を用いる事で、400 nm という細胞サイズ以下の分解を実現している [82]。また、NV center の方位は4方位に決まっており、磁場とNVの方位の関係により ODMR (Optically Detected Magnetic Resonance) スペクトルに変化が生じる [83]。そのため、特定の方位の NV center のみの情報を抽出したり [84]、生体内での回転を測定する事が出来るとされている。

6.2 本研究の目的

6.2.1 ダイヤモンド NV center の絶対周波数を測定する事の意義

本研究では、ダイヤモンド NV center の ZPL の絶対周波数、加えてスペクトル形状まで加味した絶対値スペクトルを測定する事を目的としている。一方で、ダイヤモンドのような”固体”の絶対周波数を測定、議論した例は私の知る限り存在していない。これにはいくつかの要因があると思われる。

6.2.1.1 NV center の線幅とその他の固体の線幅

まず、第一に絶対周波数を議論できるほど狭線幅の遷移が狭くなくてはならない。ダイヤモンド NV center の ZPL に関しては、液体ヘリウム温度まで冷却する事で 16 MHz という値が報告されている [85, 86]。この温度依存の影響は大きく、 T^5 のオーダーで作用する事がわかっており、例えば液体窒素温度になると数十 GHz レベルになってしまう。

固体の線幅という観点ではダイヤモンド NV center の ZPL は、非常に強固なダイヤモンド格子に守られていることにより外乱から守られているため、非常に狭線幅になっている。しかし狭線幅な遷移はダイヤモンドに限ったものではない。特に結晶にドーピングされた希土類イオンの遷移などは非

常に狭線幅で 1~100 kHz 程度の線幅である。これは、希土類イオンにおける 4f-4f 遷移が最外殻である 5s によって外乱から遮蔽されていることと、4f-4f 遷移が禁制遷移であるため (実際は結晶場により許容される) 寿命が長いことによる。しかし、これらの物質は欠陥や不純物の影響で不均一幅が 1~10 GHz 程度の広がりをもつ。この影響を除去し、均一幅の情報を引き出すために、スペクトルホールバーニングや、フォトンエコー等の方法が研究されている [87]。しかし、これらの方法は不均一幅に埋もれたサブレベルの解明や、均一幅そのものの測定が主であり、絶対値を議論するものではない。以下、ダイヤモンドの絶対周波数を議論する意味があるのかを一つずつ検証していく

● 不純物による影響

絶対値を議論する事には不均一幅が十分小さくなるほど固体の純度や構造の均一性を確保できなければならない。そういった観点から見ると、ダイヤモンドは非常に優れている。ダイヤモンドは人工物の中でも最高レベルに純度が高いものが作製できる事が知られており、日進月歩で盛んに研究が行われている。基本的なダイヤモンドの分類を図 6.3 に示す [88]。

ダイヤモンドの種類	Ia	Ib	IIa	IIb
窒素不純物	~1000 ppm	10~100 ppm	1 ppm 以下	
ホウ素不純物	-	-	1 ppm 以下	~100 ppm
天然産出量	98 %	0.1 %	1~2 %	
人工合成	-	通常	高純度	
色	なし	黄色	無色	青

図 6.3 ダイヤモンドの分類と不純物参考文献 [88] の内容を参考に再構成

タイプ I とタイプ II は窒素の不純物量で決まる。窒素はダイヤモンドにおけるメインの不純物の一つである (他の不純物で光学的に性質をもちうる不純物は窒素の他に、ホウ素、シリコン、リン、水素、ニッケル、コバルトに限られており、入り易いのは窒素とホウ素である [89])。Ia と Ib は窒素の分布が局在している (Ia)、または均一に分布している (Ib) の違いによる分類であり、着色が異なる。IIa と IIb はどちらも窒素不純物が少ないが、IIb はホウ素の不純物を一定量含むという違いがある。

これらのダイヤモンドは人工的に合成できる。特に近年の人工合成の目覚ましい進歩により、不純物が少ないダイヤモンドとしてホウ素が 1 ppb 以下、窒素が 5 ppb 以下という値が保証されている製品が容易に購入可能となっている。特に NV center に関しては 0.03 ppb という値まで低減されており、これは炭素 3×10^{11} 個に一つという非常に少ない値まで、純度をコントロールするに至っている。このため、世の中の固体の中で最高レベルに綺麗なものが得られ、固体の絶対周波数測定としては、最適なものの一つであると考えている。

- 歪みの影響

不純物の他に結晶の歪みも遷移の絶対周波数を乱す可能性がある。参考文献 [90] のダイヤモンドの歪みマッピングの測定例がある。この実験は多結晶ダイヤモンドを使用しており、結晶中の歪によるスペクトルのシフトを場所ごとに測定している。基底準位に MHz オーダーのシフトを与えるには 10 GPa オーダーの圧力が必要だと述べられており、本研究では単結晶ダイヤモンドを使用していることから、この影響も深刻にはならないのではないかと考えている。

- 理論計算

NV center の理論計算に関しては何件か報告されている。電子準位に関しては NV center を構成する 6 つの電子のスピンまで含めたエネルギー準位が第一原理計算によって求められており、2 桁程度エネルギー準位が与えられている [77]。これ以上の精度を理論計算で求めるには現状は困難であると思われる。また、同じく第一原理計算で外乱による効果も計算されており、例えば、Strak shift が計算されている [91]。参考文献のグラフから推察するに MV/m レベルの電場を印加して GHz レベルのエネルギーシフトを起こす。このことから、外部電場による効果は無視できるレベルだと想定できる。

- 磁場の影響

一方、磁場の影響は深刻である。NV⁻ はそもそも極小領域の磁場センサーとして用いられている。図 6.2 に示した通り、NV⁻ の基底状態の $m_s = \pm 1$ の状態は磁場により $2\gamma B_z$ の大きさのゼーマン分裂を起こす。ここで、 B_z は印加磁場の NV に平行な成分、比例定数 γ は $\gamma = 2\pi \times 28 \text{ GHz/T}$ と表せる。例えば、地磁気 (50 μT) でおよそ、9 MHz 程の分裂を起こす。これは本研究を進める上で問題になり得ると思われる。そのため、本研究では一般的によく用いられる NV⁻ ではなく中性の NV である NV⁰ を対象にした。NV⁰ は基底状態と励起状態が共にスピン 2 重項であり、電子準位が NV⁻ より単純である。理由は明確になっていないもののこのゼーマン分裂は観測されていない [92]。少なくとも磁場にかなり鈍感であるため、絶対周波数測定の対象としては適しているのではないかと考えた。

- NV center の相互相関

ダイヤモンドがもし歪みの無い完全な格子を持ち、その中にたった一つの NV center がある場合を考えると、絶対周波数は一意に定まる様に思われる。一方で、NV center が複数あるときに固体を測定する事ならではの面白さが生まれると考えている。それは、NV center 間の相互作用の測定である。NV center 間の距離はダイヤモンドの格子で離散化され、さらに向きも 4 種類に限られる。離散化された相互作用 (本研究ではスペクトルシフトを期待) の測定が固体絶対周波数測定ならではの効果であると期待される。多体相互作用の測定の先行研究として、量子井戸の中に局在した励起子のカップリングの効果を測定している [93]。この場合は μm オーダーの距離に至るまでの相互作用が確認されている。このような相互作用の効果の解明や、高精度の測定は NV center の高精度に秩序立てられた配列を可能にすると考えている。

ダイヤモンドは最もきれいな人工物の一つであり、NV center は以上のような特性から固体の中の原子と見なす事もできる。様々な外乱要因があるが、相互相関、相互作用の効果以外は深刻な問題ではないと考えている。NV center の絶対周波数測定に期待する事の一つとして相互相関からダイヤモンドの NV center 間の距離や配列情報を原子一個レベルのスケールで抜き出せるかもしれないという事である。この実現によりにダイヤモンドの中の NV を原子一個レベルで物質的に操作するための新しい指針を与える事ができる。加えて、相互作用の測定は、量子情報応用における NV 間のエンタングルメント [94] や、固体周波数標準への応用が考えられる。特に時計応用は従来原子で行われている光格子時計の光格子を実際のダイヤモンドの格子に置き換えるイメージであり興味深い。従来のシングル NV center の測定が単一イオン時計的であるのに対し、秩序立てられた配列における NV center 群は不均一広がりを抑えつつ、非常に高い S/N を原理的に得られる可能性があり、固体光周波数標準として可能性があると考えている。本研究の目指す最終的なターゲットはそういった未来の応用領域につながっている。現状は人類が最高レベルに操作できる固体の一つであるダイヤモンドがどこまで到達出来ているのかという事を測定できるという意味という意味があり、そういった指針としても本測定は有用であると考えている。

6.3 NV center の絶対周波数測定

6.3.1 575 nm CW レーザーの開発

前節までで述べた通り、NV⁰ の ZPL は 575 nm であるので、これを分光するためのレーザーが必要になる。別の方法として、575 nm のコムを作製し、直接分光する手法も考えられるが、本研究のように未知の遷移を探すには CW を用いる方がよい。出力としてはさほど高出力は必要なく mW レベル、少なくとも 10 μ W 程度あれば十分実験可能である。さて、575 nm の発生手段であるが、直接 575 nm で発振可能なレーザー媒質がほとんどないという問題がある。特に半導体レーザーで発振できない領域であるため、ECDL 等の縦シングルモードかつ波長掃引可能な光源を作る事が難しい。この波長帯は色素レーザーで可能であるが、現在において色素レーザーは時代遅れであり、また大がかりなセットアップが必要なため、現実的ではない。今回はさほど出力も必要ないことから 1150 nm 光からの倍波発生という手法をとる事にした。1150 nm であれば半導体レーザーでの発振が可能である。図 6.4 に作製した ECDL(External Cavity Diode Laser) の写真と光スペクトルを示す。ECDL の作製は参考文献 [95] を参考にした。Littrow 配置の一般的な構成になっている。LD は Toptica 社の LD-1180-100-AR-1 を用いた。回折格子はホログラフィックの 1200 本/mm のものを回折効率が悪い偏光方向で用いた。このことにより発振しきい値は高くなってしまうが、出力はシリンダカルレンズ対とアイソレータ 2 個を通し、ファイバーカップルした後で 50 mW 程度と ECDL としては高強度が得られた。アイソレータは当初 1 個であったが、コムと光ビートをとって縦モード安定性をみた結果、戻り光により不安定になっている事がわかったので、2 つ挿入し改善した。

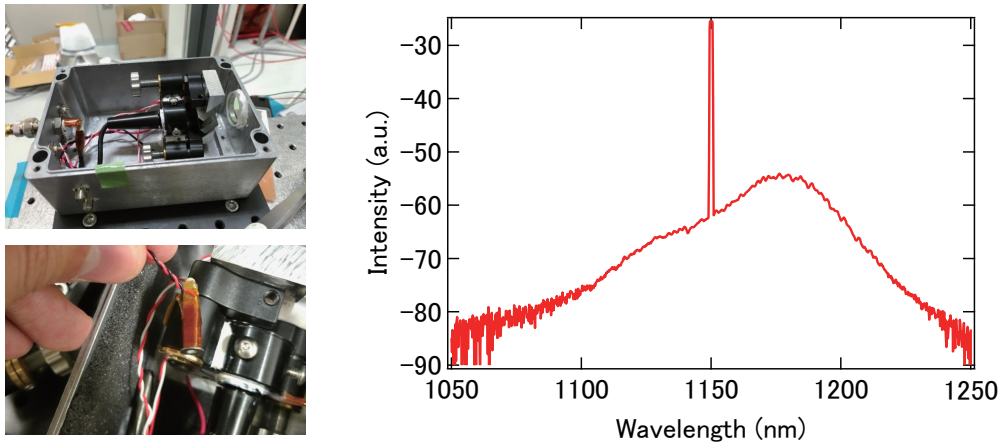


図 6.4 作製した ECDL とその発振スペクトル

2 倍波発生においては、CW レーザーの低い光強度を補うために共振器内 2 倍波発生がよく用いられる。しかし、システムが複雑になりロバストさが失われる事や求めているパワーが 10 μW レベルである事から、今回は採用せずシングルパスでの 2 倍波発生を目指した。そのためには 1150 nm 光の増幅が必要であるが、この波長帯はレーザーガイドスター応用 (1178 nm) や [96]、Yb lattice Clock(1156 nm) に用いられる [97,98] 波長であるため様々な手法が研究されている。以下まとめておく。

- テーパーアンプによる増幅

半導体ベースの光増幅器の一種である。高出力による損傷をさけるため、ゲイン層が出射方向に行くにしたがって大きく（テーパー型）になっているため、テーパーアンプと呼ばれる。市販のもので 1 W クラスまで増幅出来るが、空間モードの問題や、価格と納期の都合で今回は採用していない。最も簡便に増幅が出来る。

- Yb doped photonic bandgap fiber を用いる方法

Yb:fiber のゲインは 1200 nm 辺りまで裾を引いている事が知られている。しかし、そこでの光増幅はメインの蛍光帯である 1030 nm 帯における ASE 埋もれてしまい実用的ではない。このファイバーは特定の波長領域に意図的なロスを作る事ができる。つまり 1030 nm 帯に対してリーキーなモードにしつつ、1150 nm を伝播させる事が可能になる [99]。そのことにより、ASE を劇的に低減出来、結果長波長の光増幅に用いる事が出来る。参考文献 [99] では 1150 nm より長波長の領域で、30 W 以上の出力を達成している。基本的には、レーザーガイドスター等の高出力向けである。

- Bi:fiber を用いる方法

Bi(ビスマス) をドーピングしたファイバーも 1150 nm 周辺にゲインを持たせる事が出来る。設計により 1300-1400 nm にもゲインを持たせる事が出来るようである [100–102]。しかし、問題点として、ファイバーそのもののロスが大きく、加えてゲインそのものが非常に小さいという問題点があり、50 m クラスの非常に長いファイバーが必要になる事等、技術的に未成

熱の部分も多い。また励起光による蛍光スペクトルの変化が大きい事も特徴の一つである。

最終的に本研究では通常の Yb: fiber を用いる事にした。まずは図 6.5 の単純な構成の Yb ダブルクラッドファイバーによる増幅を試みた。しかし、その場合強烈に ASE が発生する事になり、安定的な増幅は困難であった。図 6.5 に加えて、シミュレーション結果 (RP: Photonics RP Fiber Power) と、戻り方向に発生する ASE を測定した結果を示す。ソフトの関係で、Seed 光が 1130 nm になっているが定性的な傾向に大きな違いはない。

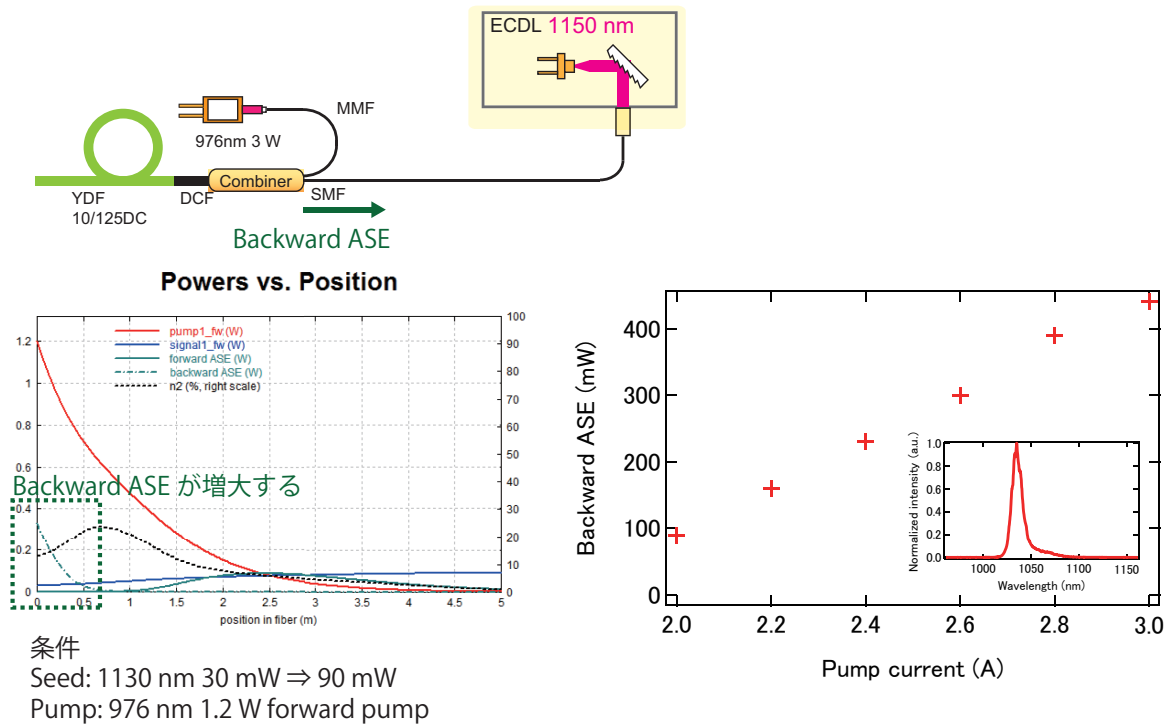


図 6.5 YDFA の 1130 nm の増幅シミュレーションと ASE 測定結果

この原因は 1030 nm 近傍における ASE である。これを低減するために私が考えたのは、1030 nm で YDFA を励起するというテクニックである。このことにより、1030 nm 付近の ASE が劇的に低減できる。1030 nm で励起する事で YDFA ゲインの短波長側が抑えられ、相対的に長波長までフラットなゲインプロファイルになり、結果長波長側のゲインが取れるようになる。一方で、1030 nm は 976 nm と比較して非常に励起効率が悪い。つまり YDFA を光りにくくした半面、長波長までフラットに近いゲインが得られるという方法である。シミュレーションでは、50 m クラスの Yb: fiber (DC10/125) を容易すれば 1 W 超まで増幅可能との結果を得る事が出来た。しかし、コストとリスクの関係でもう少し別の方法を探る事にした。別の新しい方法の構成を図 6.6 に示す。この方法は、先程の通常の YDFA 構成で発生してしまう邪魔な ASE を逆に有効活用している。初段に追加された YDF はシングルモードファイバーの高濃度のもの (1200 dB/m @976 nm) であるが、これの励起 LD を省略した。代わりに、2 段目で発生する ASE で初段を励起する方針にした。このことにより、初段で先程の述べた机上の構想と同じく長波長まで相対的にゲインが延ばしたア

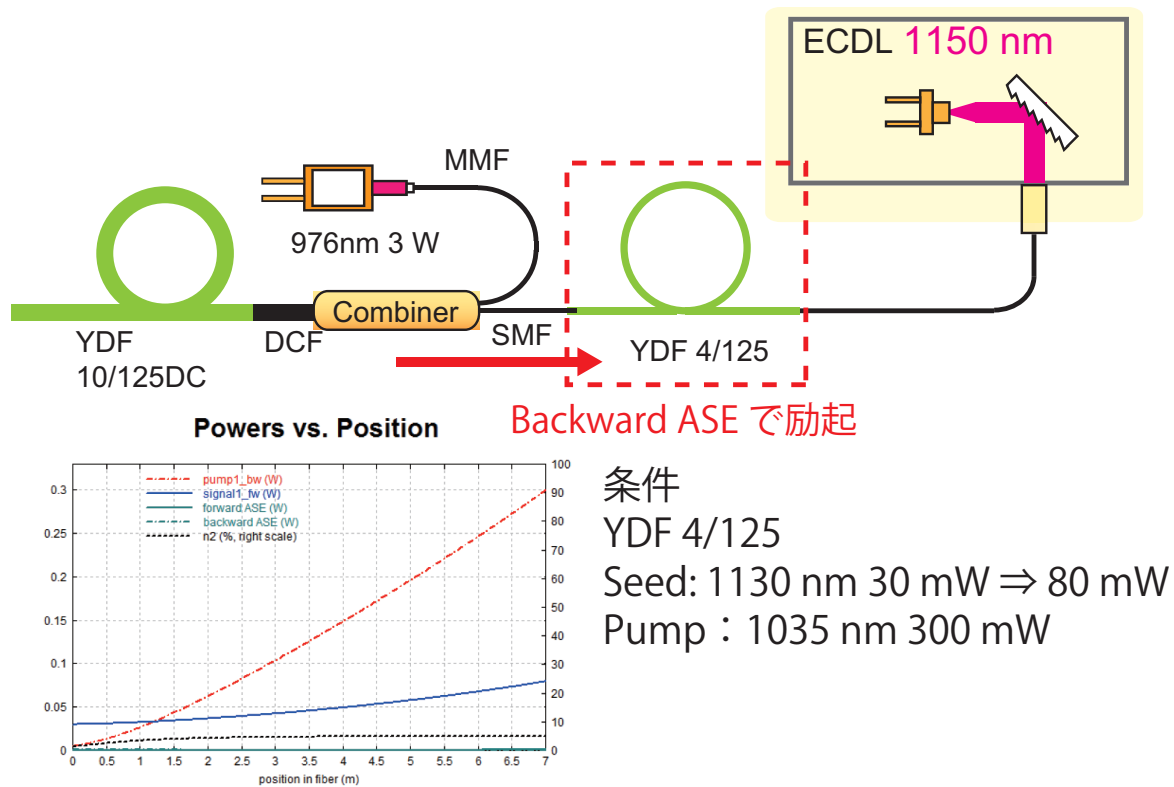


図 6.6 1150 nm の増幅系

ンプを構成する事が出来る。高濃度かつ励起光吸収効率がよいシングルモード YDFA を用いる事で長さを 5 m 程度に抑える事が出来、現実的なコストで実現出来る様になった。このような構成にした結果、単純な YDFA では 80 mW で頭打ちであった増幅後のパワーを 120 mW まで高める事が出来た。

この構成を用いてシングルパスでの 2 倍波発生を行った。非線形結晶として長さ 10 mm の PPMg:SLT(分極反転周期 10.1 μm 程度、fanout 構造で調整可能)を用いた。結果、およそ 10-20 μW の安定的な 2 倍波を得る事が出来た。1150 nm はフィルターで切り分け、575 nm はファイバーにカップルしどこでも実験に用いる事が出来る様にした(図 6.7)。写真を撮ると何をやっても緑色になってしまうが、実際はとても綺麗な黄色である。

この光源がどの程度波長スキャンできるのか測定した。CW の波長スキャンの方法は参考文献 [103] を参考にした。この方法では、回折格子の角度を変化させる PZT と励起電流を同時に変調している。丁度よいバランスを見つけると広帯域にモードホップフリーな掃引が実現出来る。回折格子の角度を変更するピエゾ素子は 18 $\mu\text{m}/75\text{ V}$ 変化する比較的高ストロークのものを用いた。波長計をもちいて波長掃引した結果を図 6.8 に示す。

図のように回折格子の角度のみを掃引すると、多数のモードホップが起こってしまう。一方、電流の変調も同時に行うと、任意の波長帯において 15 GHz の波長掃引が出来た。図では 3 つの領域でそれぞれ掃引できることを示している。これをもって、CW 光源は完成とした。

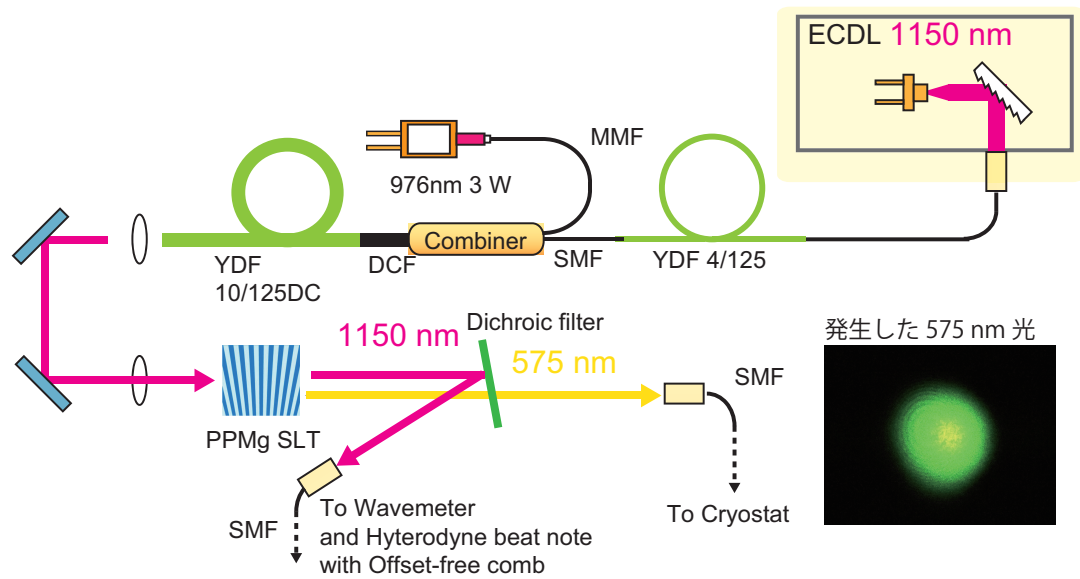


図 6.7 575 nm 光発生

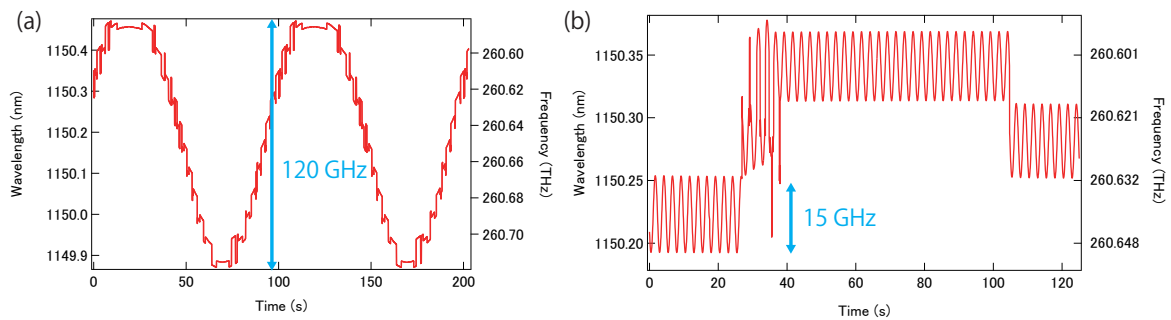


図 6.8 ECDL の波長掃引 (a) 回折格子のみ (b) 励起光も同時に変調

6.3.2 1150 nm Offset-free Comb の開発

開発した CW レーザーの絶対周波数を測るために、1150 nm の Offset-free コムを開発する必要がある。先の章で開発した SC(Supercontinuum) 光を用いる手もあるが、1150 nm 領域は比較的 SC 光の出方が不安定な領域であるため、今回は Offset-free コムの発生そのものを 1150 nm に再調整した(図 6.9)。およそ、641 nm と 1450 nm の差周波とる事で 1150 nm 中心の差周波を実現出来る。セットアップとしては、前章の構成から PPMg:SLT を入れ替えるだけでよい。位相整合としてはおよそ $13.7 \mu\text{m}$ の分極反転周期のときに最適となった。

発生した 1150 nm 光の出力はおよそ、0.15 mW であった。この差周波光を SOA(Semiconductor Optical Amplifier: Innolume 社製 SOA-1290-40-YY-25dB) で増幅を試みた。結果、パルス光であったため、増幅が飽和しており、全く Seed 光が増幅されない結果となった。したがって、CW とビートをとる波長を回折格子で抜き出し増幅をする事で、必要なモードのみの光増幅を実現し

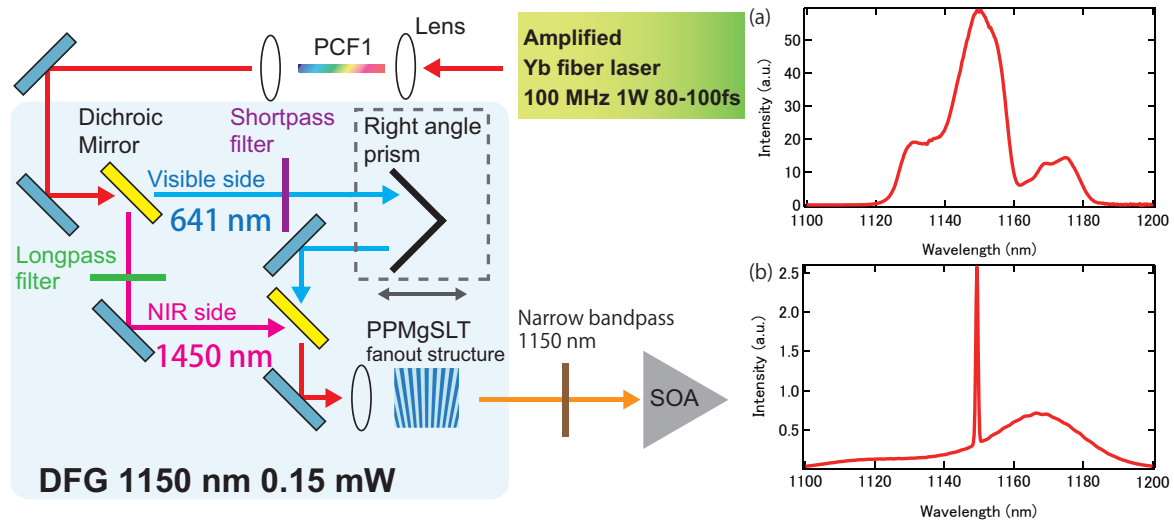


図 6.9 1150 nm Offset-free コムの発生 (a) 差周波のスペクトル (b) スペクトル狭窄化と光増幅後のスペクトル

た。結果が図 6.9 の (b) である。このことにより、1150 nm における Offset-free コムの準備も完了した。

6.3.3 575 nm レーザーと Offset-free Comb の同期

ダイヤモンド NV center の絶対周波数を測定するにあたって、絶対周波数がコムによって担保された CW レーザーで周波数掃引するのがよいと考えている。そのため、CW レーザーと Offset-free コムの同期の行った。

本研究の前に先行研究をいくつか紹介する。コムと CW レーザーの同期ないし、波長掃引は光シンセサイザーとして光周波数コムの黎明期から研究がなされていた [104–108]。方法としては、オフセット周波数を安定化したコムに CW レーザーを同期させ、その状態を保ちながら繰り返し周波数をスキャンする方法や、オフセット周波数、繰り返し周波数を安定化させたうえで、コムと CW の光ビートの周波数を掃引する方法がある。前者はオフセット周波数を安定化しながら、繰り返し周波数を大きく変化させるため、オフセット周波数安定化を見張り続けなければならない。また、後者は非常に複雑な制御が必要になる。

本研究では、オフセット周波数が常にゼロに担保されているという Offset-free コムの特徴があるため、制御の簡略化と信頼性向上が見込める。図 6.10 に本研究の構成を示す。

まず ECDL と Offset-free コムの位相同期を行う。ヘテロダインビートの S/N は RBW:100 kHz で 20 dB 程と非常に劣悪であったが、図 6.10 のように位相同期を実現する事が出来た。フィードバックとしては、ECDL の電流をメインにピエゾがドリフトをキャンセルする形になっている。従って、コムの発振周波数に ECDL が完全に追従する。その状態で、Offset-free コムの繰り返し周波数を SG(Signal Generator) に位相同期する。これはコムのオシレータ内のピエゾにフィー

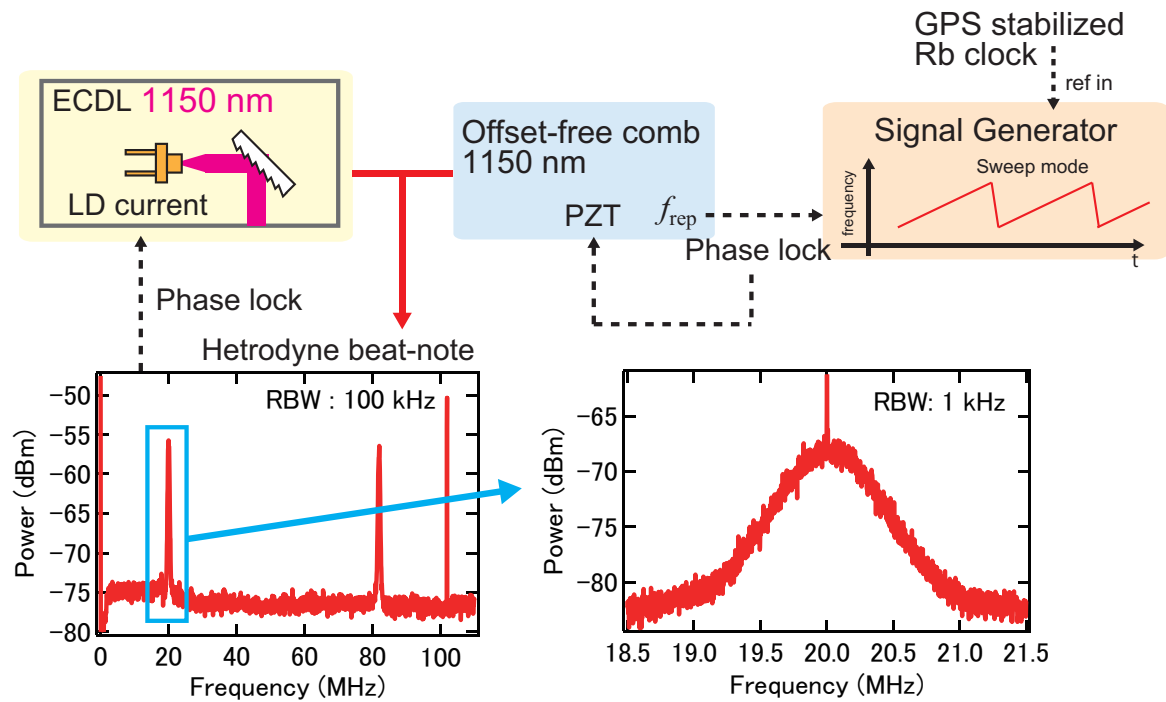


図 6.10 本研究の Offset-free

ドバックする。その上で、SG の発振周波数を Sweep すると繰り返し周波数が Sweep に追従し、ひいては ECDL の発振周波数も SG で一意に決まる値担保されながら変化する。

図 6.11 に Offset-free コムをスイープした際の繰り返し周波数と、コムに同期されている ECDL の発振波長 (波長計による測定) を同時に測定した結果を示す。この結果では ECDL とコムは常に位相同期された状態である。初めはコムはフリーラン状態であるが、途中で SG に位相同期され、繰り返し周波数が僅かに変化している。それに伴い ECDL の発振波長も追従している。さらに SG を Sweep し始めると、図の黄色のエリアのように、完全に相関した形で、繰り返し周波数と ECDL の発振波長が変化していく。繰り返し周波数の変化量は 200 Hz である。これはおよそ $6 \mu\text{m}$ の光路長変化に相当し、対応する ECDL の周波数変化はおよそ 0.6 GHz となる。このように絶対周波数が完全に担保された CW レーザーで分光を行う実験系を構築する事が出来た。つまり絶対周波数スペクトルを取得する準備が出来たといえる。掃引範囲に関しては、繰り返し周波数の変化量の限界値 (PZT のストローク) で制限されると考えていたが、実際は CW レーザーのピエゾ単体で周波数掃引した際のモードホップフリーレンジで制限される事が分かった。2GHz 程度が掃引範囲の限界であったが、図 6.12 のように 1.4 GHz 程度までコムに同期しながら掃引する事が出来た。これ以上、大きく掃引しようとするモードホップが起こってしまう可能性が高い。位相同期の制御において、低周波の成分をピエゾで制御している事に由来する。これ以上の掃引を実現するためには、15GHz 掃引しているときと同じように低周波成分の制御も電流と PZT を絶妙なバランスで混ぜて制御する必要があると思われる。

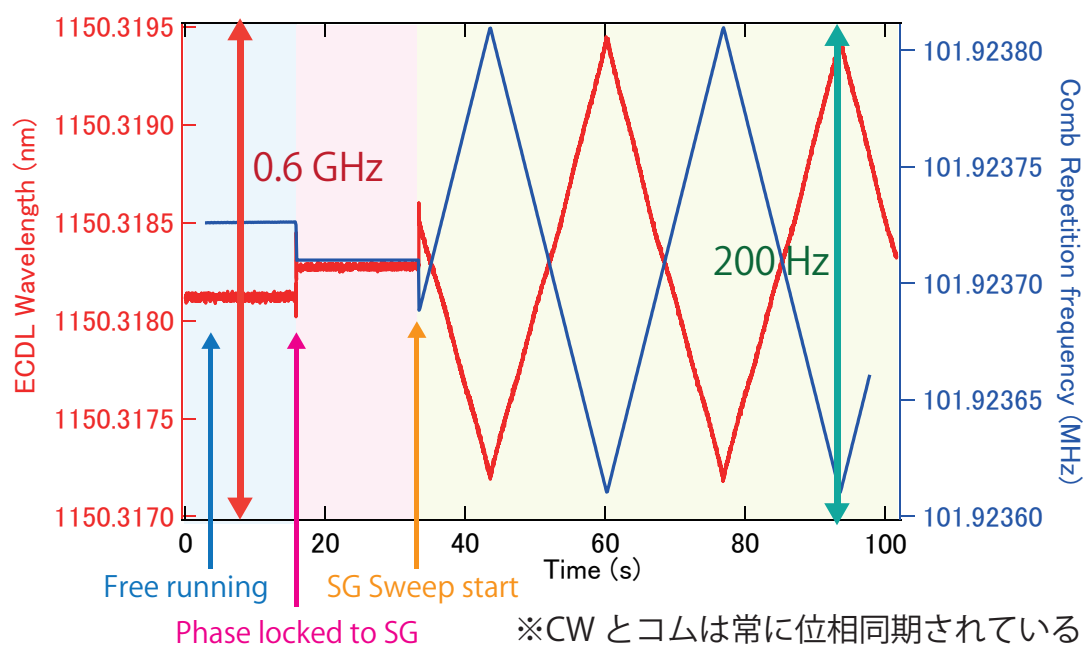


図 6.11 コムに同期した ECDL の波長掃引

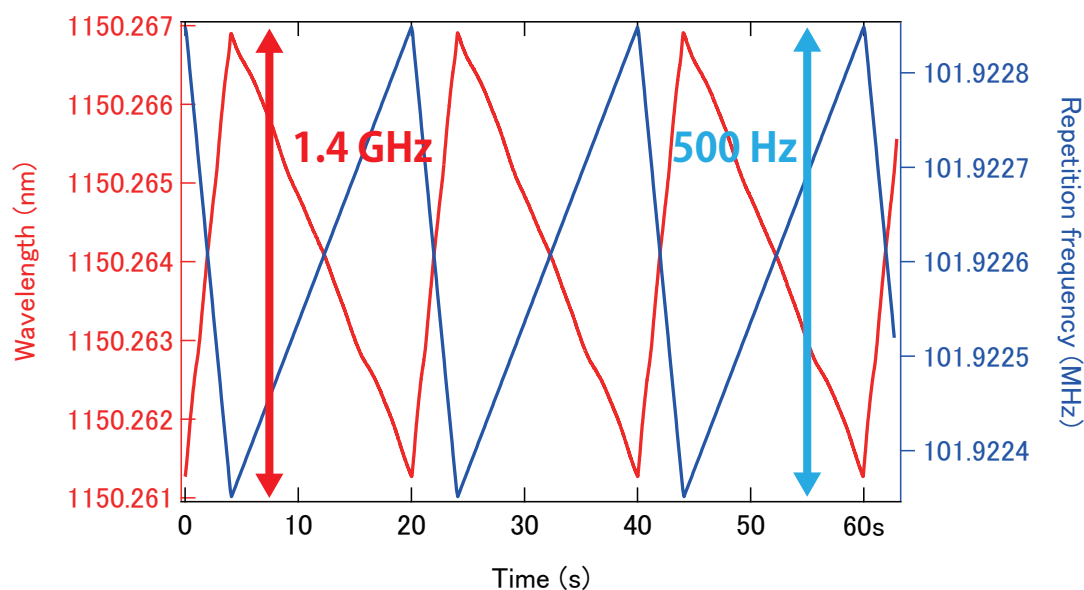


図 6.12 コムに同期した ECDL の波長掃引：ストローク拡大後

6.3.4 NV⁰ の PLE スペクトルの測定

6.3.4.1 準備：液体窒素による冷却と蛍光スペクトルの測定

本格的な測定には、液体ヘリウム温度までダイヤモンドを冷却する必要がある。液体ヘリウムクライオスタットの導入は敷居が高いため、まずは液体窒素用のクライオスタット (Oxford 社

Optistat DN2) での実験を行った。構成を図 6.13 に示す。

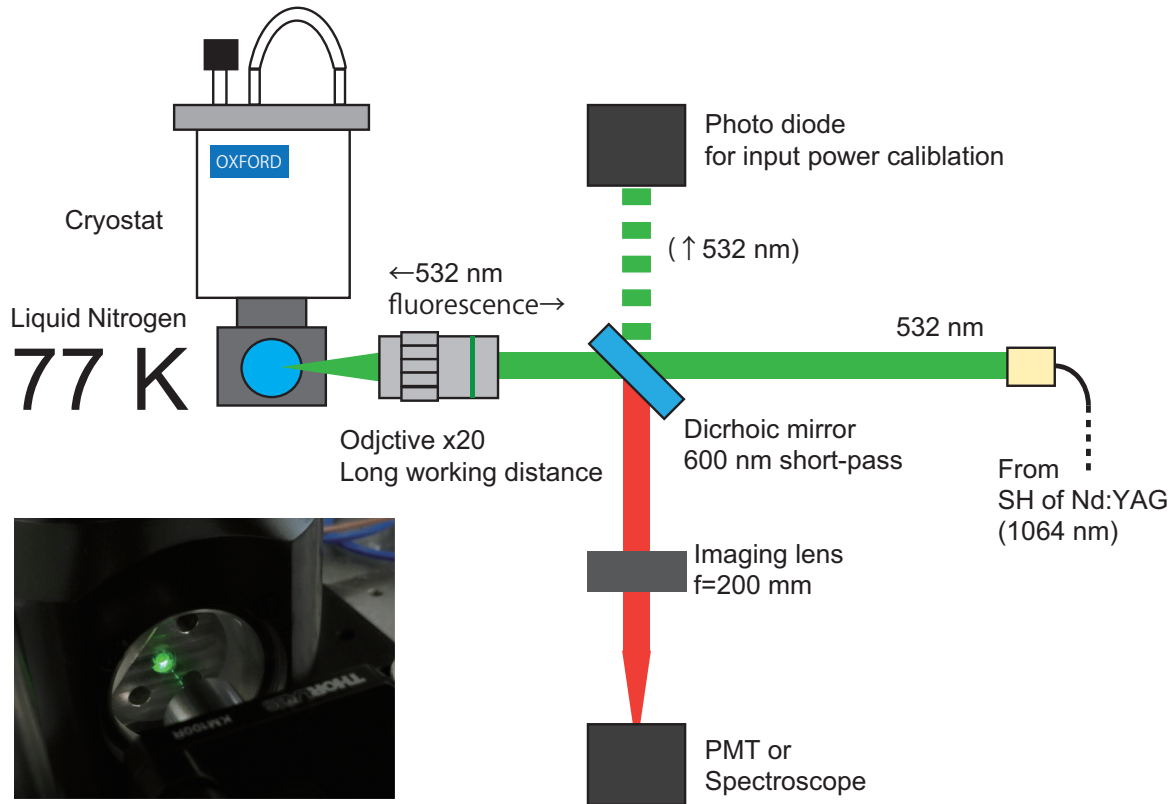


図 6.13 液体窒素クライオスタットによるダイヤモンド蛍光スペクトル測定の構成

励起光源として、自作の Nd:YAG レーザーの 2 倍波 532 nm の光源を用いた。ダイヤモンド NV center に対しては非共鳴であるが、NV center の準位はフォノンとカップルし、広帯域に広がっているため（フォノンサイドバンド）、効率は悪いものの非共鳴で上準位に励起する事が出来る。励起パワーとしては 3 mW 程度とした。それを長動作距離の対物レンズ（ミツトヨ 無限補正対物レンズ M-PLAN APO 20X、NA=0.42）によりダイヤモンドに集光している。蛍光も同じ対物レンズを用い、ダイクロイックミラー（550 nm または 600 nm より長波長を反射）により分光器またはフォトマルに入射する構成になっている。サンプルのダイヤモンドはエレメントシックス社の General grade のダイヤモンド (SC Plate CVD 3.0×3.0 mm, 0.30 mm thick, < 100 >, P2) を用いた。このサンプルは Boron Concentration : < 0.05 ppm, Nitrogen Concentration: < 1 ppm である。窒素のうちおよそ 1/200 が NV center を構成する。サンプルの固定には専用のアルミマウントの固定治具を自作して、なるべく入射光窓ギリギリに設定する事で、NA の大きい対物レンズを使えるようにした。マウントとサンプルの固定には、ドータイト（D-550）と呼ばれる銀ペーストのようなものを用いた。

分光器を用いて測定した蛍光スペクトルを図 6.14 に示す。温度依存の測定は 77 k からクライオスタット内臓のヒーターを用いて、少しずつ温度を温めていった。

NV⁰ (575 nm), NV⁻ (637 nm) それぞれの ZPL による蛍光を観測する事ができた。低温になるに

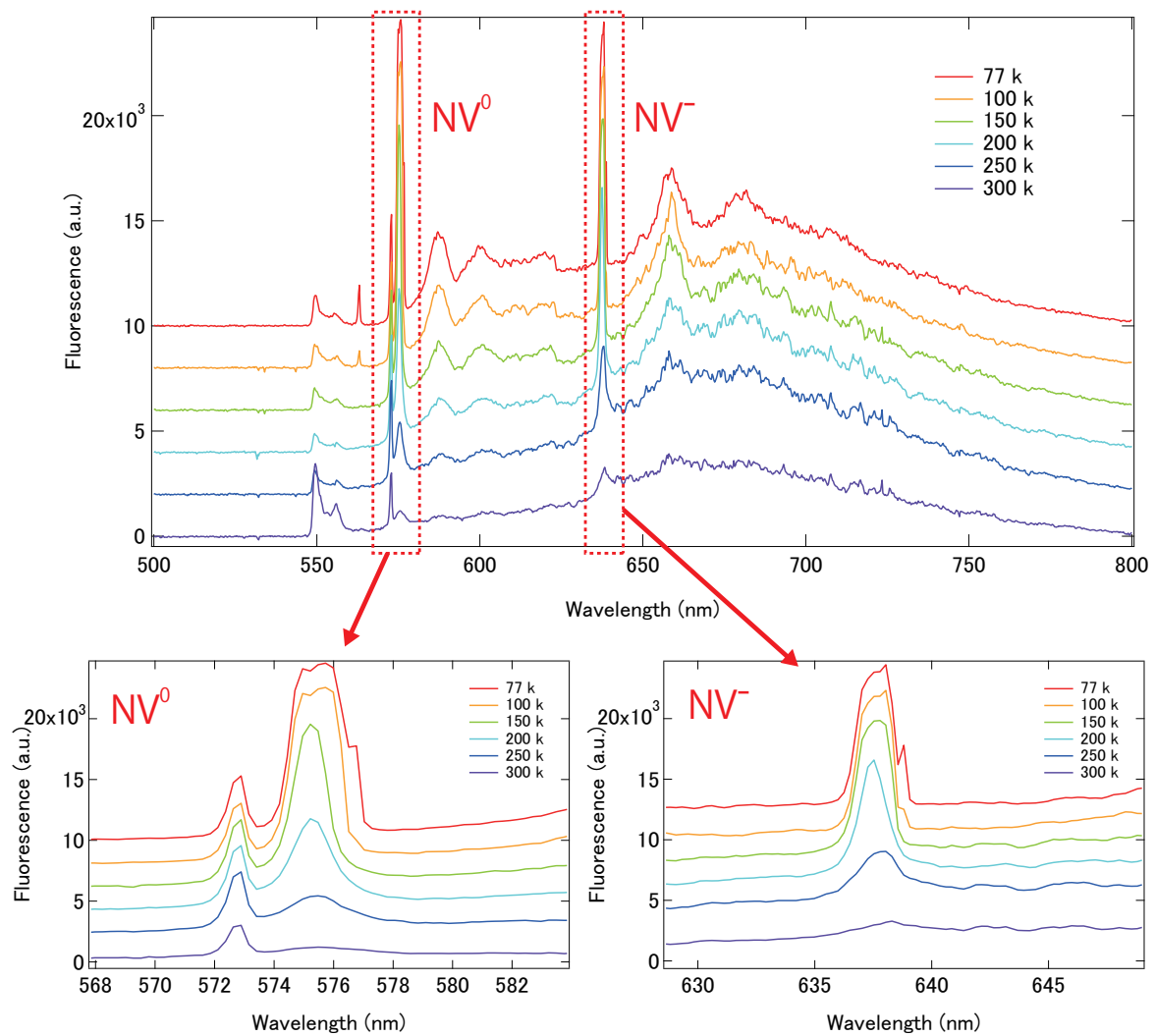


図 6.14 ダイヤモンド蛍光スペクトルの温度依存

したがって、蛍光強度が上がり線幅の狭くなっていく様子も見られる。しかし、この結果では、77 k, 100 k においては線幅が広がり構造を持っているようにも見える（分光器の分解能は 1 nm 程度なので、この結果から線幅の議論は出来ない）。また、全体のなだらかな蛍光はフォノンサイドバンドによるものである。573 nm 付近のラインは励起光のダイヤモンドのラマン (1332 cm^{-1}) のストークス光である。ダイヤモンドのラマンは他に 2500 cm^{-1} の弱いピークがある事も知られている [89]。300 k での蛍光が極端に弱いのは温度によりダイヤモンドが固定が僅かにずれ、分光器へのアライメントがずれてしまった事が考えられる。

次に励起光を 532 nm から作製した 575 nm に変更し、 NV^0 の ZPL の PLE (PhotoLuminescence Emission) スペクトルの取得を行った。PLE とは、励起光の波長を変化させながら、蛍光強度をプロットする事で、共鳴遷移のスペクトルを測定する手法である。励起光強度は $10\text{ }\mu\text{W}$ 程度、取得を分光器からフォトマル (浜松ホトニクス: H10721-01) またはフォトンカウンティングヘッド (浜

松ホトニクス : H8259-02) に変更した。励起光の波長変化は、ECDL の回折格子を角度を手動で調整し波長計で測定している。また、励起光強度を波長毎に測定して蛍光強度のキャリブレーションを行っている。結果を図 6.15 に示す。

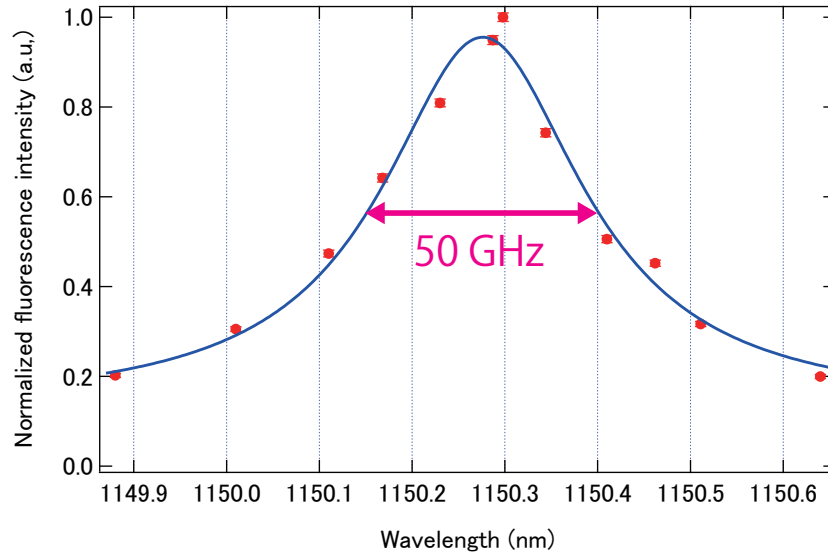


図 6.15 液体窒素 77k 温度におけるダイヤモンド NV^0 の PLE スペクトル

赤の点が測定点であり、青線がローレンチアンで Fitting した結果である。 NV^0 と NV^- の違いはあるが、温度依存の線幅を測定した参考文献 [86] の結果と近い 50 GHz という線幅が得られた。この温度での線幅への寄与は不均一幅よりも均一幅の方が主従的であるため、ローレンチアンでよい Fitting が得られると考えている。※参考文献 [86] では、単一 NV の線幅と多数の NV アンサンブルの線幅の測定を行っているが、液体窒素温度では線幅に顕著な違いが見られない。

6.3.4.2 液体ヘリウムクライオスタットの導入と PLE スペクトルの測定

液体窒素による PLE 測定で大まかなスペクトルが得られた。次は、液体ヘリウムを用いてさらなる冷却と PLE スペクトルの取得を行った。液体ヘリウムクライオスタットの導入は物性研究所秋山研究室の秋山教授と伊藤博士、低温液化室の皆様にご協力を頂き、無事冷却する事ができた。クライオスタッドは Oxford 社の製品に秋山研独自のカスタマイズが施されたものである。構成を図 6.16 に示す。その他の構成の違いとして、ダイヤモンドの固定治具をアルミから銅に変更した。図 6.16 中にあるように丸棒から削りだして自作した。さらにウィンドウ直近で測定出来る様に改良してある。

最も本質的に大きな変更点は、直径 100 μm のピンホールを使用する事で、共焦点光学系を構成している事である。この事により焦点付近の蛍光の情報のみを引き出せるため、対象とする NV の数を大幅に減らす事が出来る。今回の構成の場合、対象となる NV の数は対物レンズの NA: 0.4 と NV の濃度で決まり、おおよそ 3000 個の NV のアンサンブルを測定していると見積もる事が出来た。この構成を用いて PLE スペクトルの取得を行った。結果を図 6.17 に示す。先程とは異なり、

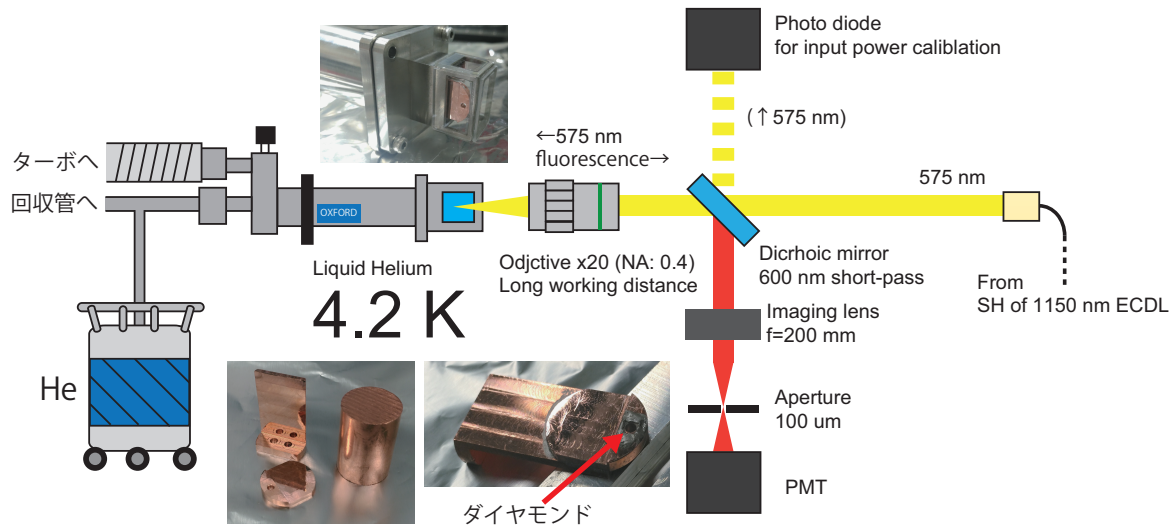


図 6.16 液体ヘリウムクライオスタットによるダイヤモンド蛍光スペクトル測定の構成

波長の変化には ECDL のピエゾを用いて連続的に 15 GHz 掃引した。なお励起光強度は図 6.16 のフォトダイオードで相対強度をスキャンと同時に測定し、強度変化の影響が減る様にキャリブレーションを行っている。また、スキャンとデータ測定の同時性を保つために、ピエゾに送っている変調信号（のこぎり波）と、フォトマルの信号をオシロスコープで同時に測定した。フォトンカウンティングヘッドを用いているときは周波数カウンタで測定しているため、同時性は損なわれている（フォトンカウンティングを行う場合、何らかの同期を加える必要がある）。その上で、波長計の測定結果両端の波長をピエゾ変調信号の両端の波長と見なし、横軸を設定している。つまり、ピエゾ信号に送った信号と、ECDL の波長変化が線形で一定であると仮定している。実際はピエゾの動作のノンリニアリティー、ヒステリシスなどがあるため、波長の値は目安程度である。また、測定中の ECDL の波長ドリフトも問題になり得る。長時間波長掃引し続けた結果も図 6.17 の inset に示すが、この様にスイープ量に対してドリフト量は無視できる程小さいため、今回は考慮していない。ECDL の音調制御が不十分であると、ここは問題になり得る。この図ではスイープを何回も繰り返しているが、実際の測定は 1 スキャンで行った。

結果のようなスペクトル形状が現れた。当初この形状が 3000 個の NV の相互作用を表していると考えていた。追加実験の結果、測定毎にスペクトルが変化しており、これはクライオスタットの不良により温度が不安定になっていた事が原因である事がわかった。そのため、クライオスタットの交換を行った。図 6.18 にクライオスタット交換後（改善後）と交換前の周波数スイープ信号と蛍光強度の測定結果を示す。

灰色線のノコギリ波が励起光の周波数変調信号に相当し、赤、青線が蛍光強度をプロットしたものである。このようにスキャン毎にばらついていた蛍光がクライオスタットの交換により安定する様になった。この状態で図 6.17 の実験もやり直すと、図 6.19 の様な結果が得られた。

測定は、クライオスタット改善前はただのフォトマルを用い、改善後は S/N をさらに向上させるためにフォトンカウンティングを行っている。このように 2 回のスキャンでの PLE スペクトルの

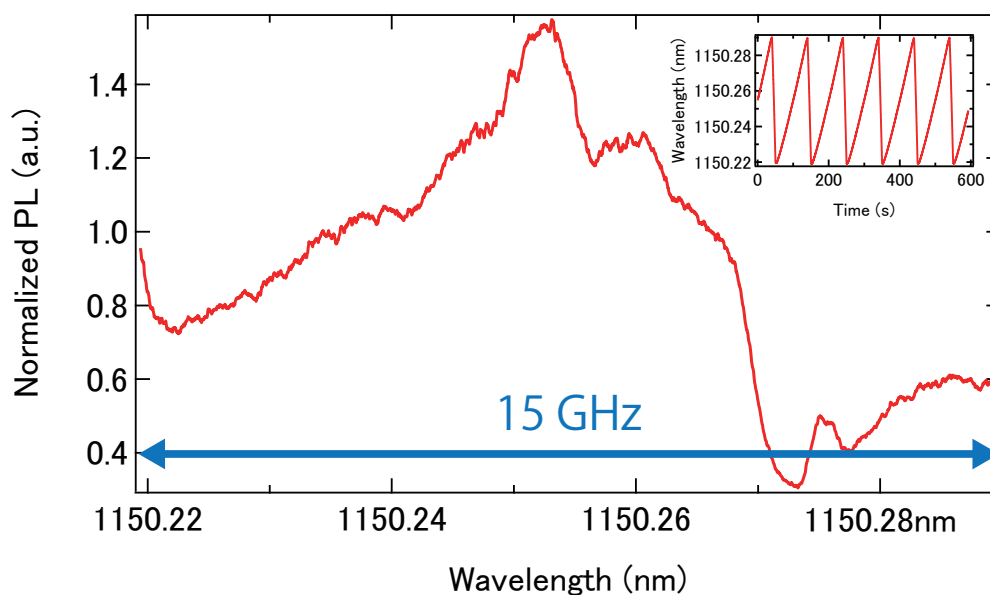
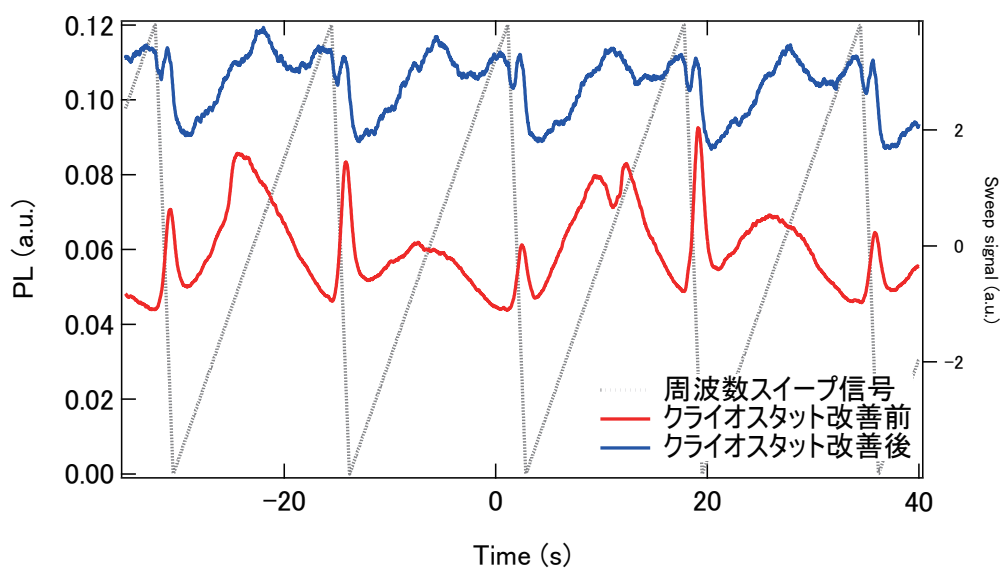
図 6.17 4.2 k におけるダイヤモンド NV⁰ の PLE スペクトルの測定

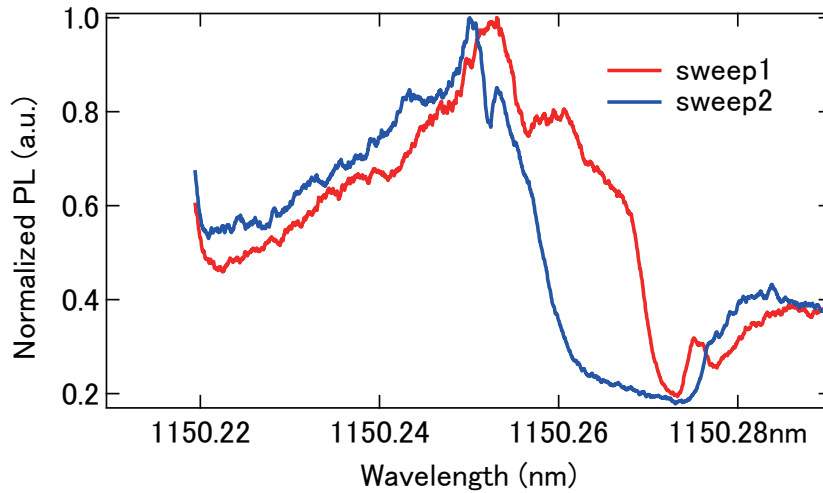
図 6.18 温度安定性の向上による蛍光スペクトルの信頼性の向上 1

安定性が劇的に向上した。

波長分解能はスキャン速度とフォトマルの増幅器のローパスフィルタまたはフォトンカウンティングのゲートタイムで決まっており、本測定の場合 15 GHz を 100 秒でスキャンしているため (のこぎり波を戻す時間があるため実効的にはもう少し短い)、それぞれおよそ 0.5 GHz、0.2 GHz 程度の分解能であると考えられる。

最後に同様の測定を開発した Offset-free コムを用いて波長安定化した CW レーザーで行った。Offset-free コムと ECDL の同期できる幅はおよそ 1.4 GHz であるため、図 6.19 のスペクトル (改

クライオスタット改善前



クライオスタット改善後

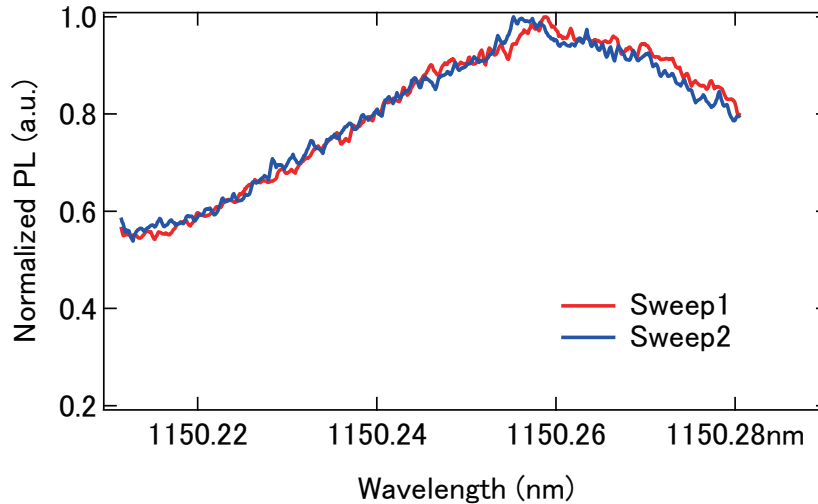
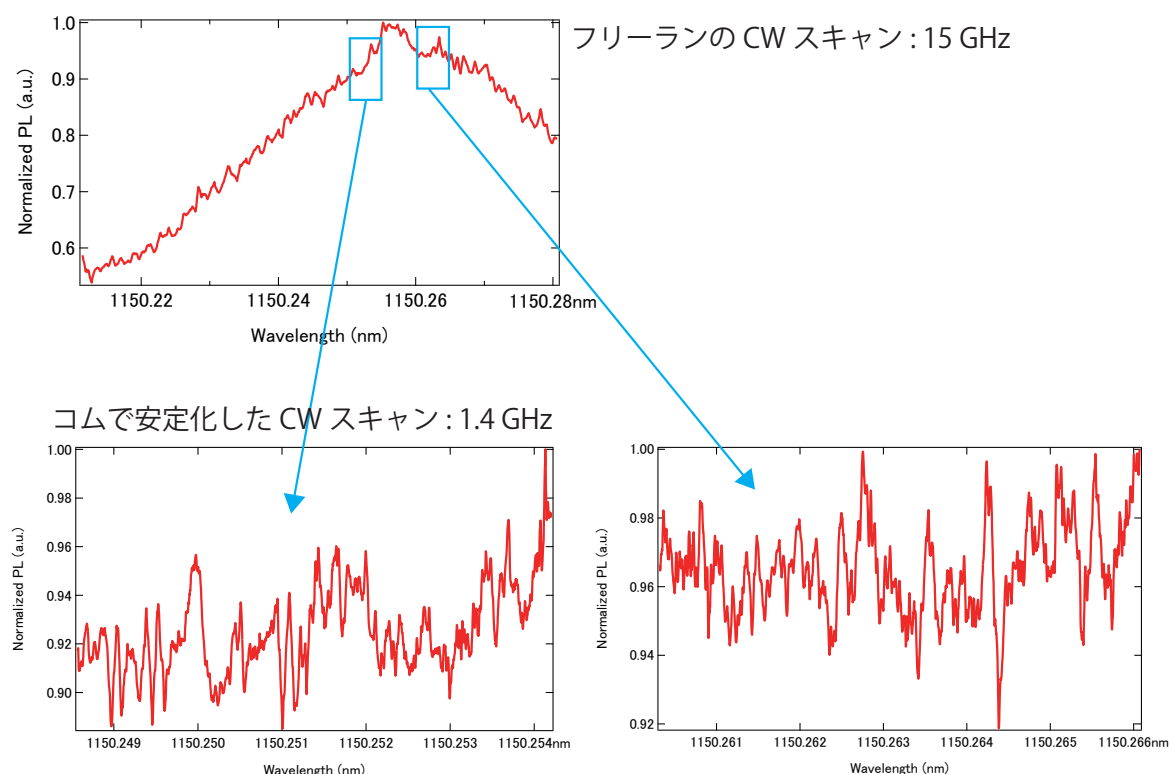


図 6.19 温度安定性の向上による蛍光スペクトルの信頼性の向上 2

善後) から二つの領域を選択し、測定を行った。結果を図 6.20 に示す。

掃引範囲はおよそ 1.4 GHz、スキャン時間は同様に 100 秒で、ゲート時間 1 秒の光子カウンティングによる PLE 測定であるので、分解能はおよそ 15 MHz 程度と見積もれる。この測定と先程の図 6.19 の結果との本質的な違いは、CW レーザーのスイープの絶対周波数が常に担保されているという事である。つまり何度やっても完全に同一のスイープが実現出来る。コムとの繰り返し周波数は SG に完全に同期しており、SG の Sweep 信号とフォトマルの信号を同時にオシロスコープで測定する事により測定の同時性を確保している。ピエゾの非線形性等も寄与しないので、測定の間周波数も完全にリニアに補完できる。ただし、本測定の結果は CW レーザーの絶対周波数は一意であるが、コムとの光ビートのモードナンバーの特定が出来ていないため、真の意味での絶対周

図 6.20 Offset-free コムで絶対周波数が担保された CW レーザーによる NV^0 の PLE スペクトル

波数測定は達成できていない。

これらの得られた結果は先行研究で報告されているような 10 MHz 級の狭線幅なスペクトルではない。この理由は、用意したサンプルの NV center の濃度が高すぎる事に起因していると考えている。これには二つの可能性がある。一つ目はそれぞれの NV center は狭線幅なスペクトルを持つが中心値が NV 間相互作用でシフトしてしまい、そのシフト量がばらついてしまっている可能性、別の可能性は一つ一つの NV center のスペクトル幅が相互作用でブロードになっている事が考えられる。これはより高い NA を持つ対物レンズでより少ない個数の NV を測定する事で現象を特定できる。また、相互作用そのものを減らす必要があるのでより NV center の濃度の低いサンプルを用意する必要がある。どちらにせよ今後の方針としては測定対象とする NV center の個数を減らす方向になる。これは同時に測定 S/N が悪化する原因になる。これは測定時間を長くすることで低減できる。通常の PLE 測定の場合 CW レーザー周波数安定度、ドリフト等の影響で長時間測定（ゆっくりとスイープする）事には限界がある。一方で、光周波数コムを用いたスイープの特徴として、どんなゆっくりとしたスイープも実現出来るという利点がある。実際に 1.4 GHz を 500 秒かけてスキャンするスイープも可能であった。このような特徴から、従来のフリーランの CW レーザーによる測定よりも高 S/N な測定も期待できる。

6.3.5 まとめ・将来展望

ダイヤモンド NV center 絶対周波数測定に向けて、Offset-free コムに完全に同期された中心波長 575 nm の CW レーザーシステムを開発する事が出来た。掃引範囲は 1.4 GHz 程度まで達成している。また、この光源を用いて液体ヘリウム温度の NV center(NV^0) の PLE スペクトル測定に成功し、多体の相互作用が現れているスペクトルを得る事が出来た。本研究は、世界初の固体絶対周波数測定に繋がるものであり、固体中における色中心の相互作用を定量的に評価できる事が期待される。また、この事は最終的に固体の光周波数標準、つまりはダイヤモンド格子による光時計の実現に繋がっている。人類がどこまで固体の物質を操作できるようになっているかという事を原子レベルで探究出来るツールという事も出来ると考えている。

課題点としては、絶対周波数が担保された CW 光源を決まった周波数領域において掃引できるものの、モードナンバーが不確定であり、絶対周波数の測定には至っていない事である。これは、対象とする NV の数が多すぎる事に由来する NV 間の相互作用が強く出てしまっている事が挙げられる。これはより NV の濃度が少ないサンプルを用いる事で改善する事が出来ると考えている。

第 7 章

全体のまとめと今後の展望

本論文での成果・今後の展望を以下にまとめる。

7.1 まとめ

本論文では、光周波数コムを単純化する事で従来より複雑な応用に適用できる事を目指した。光周波数コムの応用において最も手間がかかるオフセット周波数の安定化を受動的に可能にした Offset-free コムを開発した。そして残るパラメータである繰り返し周波数の制御においても新たに磁気光学変調器：MOM やピエゾ素子の制御帯域向上の取り組みにより改善した。この光源の最適な応用先として絶対周波数測定が挙げられ、従来のコムよりも単純に行えることを示した。さらに複雑な系である固体 (ダイヤモンド NV center) の絶対周波数測定を目指し、波長 575 nm において 0.6 GHz 絶対周波数が担保された CW レーザーで PLE スペクトルを取得できるシステムを構築する事が出来た。ダイヤモンドから得られたスペクトルは NVcenter 間の複雑な相互作用を反映している。以上のことから単純化した光周波数コムを用いた固体の絶対周波数測定に向けて大きな進展が得られた。

Offset-free コムの開発

繰り返し周波数 100 MHz, 中心波長 1060 nm の Offset-free コムを Yb ファイバーベースのシステムで開発した。得られた出力はおよそ 0.1 mW であった。この波長帯の特徴を生かし、YDFA での光増幅、パルス圧縮を行った結果、Offset-free でありながら 1 W, 135 fs の出力を得る事が出来た。さらにそこから白色光発生に成功し、Offset-free かつおよそ 680-1320 nm 程度の広帯域なスペクトルを得る事に成功した。これらのスペクトルの中に主要な光原子時計の大半の波長が含まれている。また、Hz レベルに安定化された CW レーザーを光基準とし、それに対して Offset-free コムの安定化を行った。結果およそ残留位相雑音 0.5 rad 程で安定化する事ができた。1 μ m 帯の Offset-free コムの発生も、その光領域での安定化も世界で初めて成功する事が出来た。また、作製したコムを用いて光基準の絶対周波数測定を行い、従来方法よりも簡便に測定、誤差評価が可能である事を示した。

磁気光学変調器：MOM の開発

従来の光路長変調器として EOM が挙げられるが、これは機械的な共振で制御帯域が制限されるものであった。この問題に対し、駆動を電場から磁場に切り替える事でこの機械的共振の起こらない光路長制御器が出来ると考えた。実際に磁場感度をもつスパンファイバーというファイバーそのものを変調器として用い、それに手巻きのコイルで磁場を印加する事で自作の変調器を作成した。これを Yb ファイバーレーザーのシステムに組み込み、MOM がコム安定化の助けになるかを検証した。結果、光基準への位相同期を改善する事が出来、92 mrad という残留位相雑音を達成する事が出来た。今回の制御帯域としては 300 kHz 程度と見積もれる。これは EOM と同等程度の結果である。制御において機械的共振は現れず当初の目論見が達成できた。一方、MOM の制御帯域はコイルのインダクタンスによって制限されており、コイルの構造等の工夫により MHz を超える帯域を達成する事が期待される。

500 kHz ピエゾシステムの開発

光路長変調器として、EOM はハイパワーの場合、ロスが許されない場合、分散を気にする場合など様々な状況において使用が制限される。そういったレーザーの安定度は従来から用いられているピエゾ素子の性能によって制限されている。従来は鉛を用いたピエゾマウントを用いる等で 200 kHz までの帯域を実現していた。本研究では以下4つの新しいアイデアで改善を図った。1. Wedge 状に加工した Al-Fe 合金という振動吸収材料の使用 2. インピーダンスマッチングジェルを用いる事による端面での音響反射の低減 3. ピエゾを薄くカットする事による自己共振周波数の向上 4. 自己共振付近での振幅位相特性の電子回路による補正 これらの取り組みにより、500 kHz に至るまでフラットな振幅位相特性を実現した。これを用いて、システムそのものの能力を調べるためにレーザー共振器外で Yb ファイバーレーザーの強度雑音の安定化をマイケルソン干渉計を用いて行った。結果実効帯域 500 kHz を実現した。これはピエゾ素子による制御帯域として世界一の結果である。加えてループフィルタを調整する事で、制御帯域こそ 100 kHz であるものの 10 kHz おいて 20 dB という極めて高いゲインを実現する事が出来た。また、実際の応用例として、EOM の適用が難しい GHz コムにこのピエゾシステムを適用し、光基準への安定化を行った。結果残留位相雑音 183 mrad を実現した。これは雑音が大きくなりがちな GHz コムにおいて非常に良い値であり Yb: fiber レーザー並みであると言える。この場合の実効帯域は 200 kHz 程度と見積もれる。

ダイヤモンド NVcenter の分光測定

ダイヤモンドの NVcenter は量子キュービットや生体への応用が盛んに研究されている。一方でダイヤモンドは非常に高純度なものが作れることや、冷却すると MHz レベルの線幅が得られるという性質を持つ。これらのことから、本研究で作製した Offset-free コムを用いてダイヤモンド NV center の絶対周波数測定を試みた。プローブ光源として 1150 nm の ECDL の倍波 (575 nm) を用いた。コムは構成を少し修正して 1150 nm で発生する事が出来た。固体の相互作用を反映した複雑なスペクトル形状を議論するために、コムに同期し、絶対周波数が担保された CW レーザーを 1.4 GHz 掃引するシステムを構築した。このシス

テムを用いて液体ヘリウム温度に冷却されたダイヤモンドの分光を行った。結果ダイヤモンド NV center 間の複雑な相互作用を反映したスペクトルを得る事が出来た。絶対周波数そのものを得る事は出来なかったものの、掃引は絶対周波数が担保されているため、何度でも同じ掃引が実現出来る。

7.2 今後の展望

レーザー部分測定系におけるもっとも改善すべき点は長期安定性である。本研究では Offset-free コムに CW レーザーを同期させ掃引し続ける状態を 1 時間程度動作させる事は出来た。これ以上の長時間動作は試していないため不明であるが、おそらく PCF へのカップリングがずれる（白色光が出なくなり差周波が弱まる）のが問題である。オシレータそのものは半年以上連続動作し続ける事が出来ている。これには Er ファイバーコムのように系をオールファイバー化するのがよいと思われる。PCF と SMF の癒着の取り組みも継続して行っており良い結果が得られつつある。次に挙げられるのは Offset-free コムの短期安定度である。光原子時計等に Offset-free コムを適用しようとした際に問題になりうる。これはコムの元となるモード同期レーザーの発振波長から離れるほど、非コモンモードの縦モード雑音が増えていく現象により、差周波を取った際に雑音を増強してしまう効果に由来する。この効果の理由と、効率的に低減する方法は現状よくわかっていない。これらのメカニズムの解明により差周波コムのより高安定化が実現出来ると考えている。こういったコムの縦モードのダイナミクスの複雑さもコム研究の非常に面白い部分であると考えている。

MOM に関しては本研究で原理実証として十分であると考えている。弱点であるストロークの小ささとコイルの熱によるドリフトは工業的なデザインや材料開発の力で十分改善可能な範囲であり、実用レベルに達する事が出来ると考えている。考案者として今後の発展に期待する。

PZT に関しては 1 MHz の実効帯域まであと一歩のところまで到達できた。改善すべきポイントはピエゾそのものの共振 Q 値を下げる事であると考えている。つまりはピエゾそのもののデザインの改善が必要であると考えている。どんなに技術が進化してもこういった基礎的な技術がレーザー技術の根本を支えているというのがピエゾの魅力であり、私の発想の原動力になっている。必ず 1 MHz の壁は超えられると信じている。

ダイヤモンドに関しては本論でやり切れなかった部分が非常に多い。多体系の相互作用を身に行く前に、まずは単体、いわゆるシングル NV をきちんと絶対周波数測定するステップが極めて重要である。しかし現状の所持しているサンプルではダイヤモンド NVcenter があまりに局在しすぎているため、3 次元的に対物レンズの集光のベストな位置にとらえる事が出来なかった。また、単一光子源からの発光であるため、測定 S/N を高める必要がある。受光素子というよりも集光素子、対物レンズの NA を上げる必要があると思われる。また、3 次元的な任意の位置に集光点をもってくるシステムの開発も重要である。もう一つの問題点として、励起レーザーの集光と蛍光の観測を同じ対物レンズで行っているため、お互いの焦点がずれてしまっている可能性がある（入射光が完全

にコリメートされていないとずれてしまう)。この問題と、3次元的にNV center を捉えるという問題を解決できれば、シングルNVでの測定が可能になると考えている。

この測定は固体の絶対周波数を測るという大きな意義がある。絶対周波数というもののさしを固体に適用する事で、人類がどれくらい人工物を扱えるようになったかを測れるからである。近い将来人類が固体を原子レベルで正確に扱えるようになり、固体光周波数標準の実現が夢ではなくなるかもしれない。

参考文献

- [1] Ursula Keller, Kurt J. Weingarten, Franz X. Kärtner, Daniel Kopf, Bernd Braun, Isabella D. Jung, Regula Fluck, Clemens Hünninger, Nicolai Matuschek, and Juerg Aus Der Au. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, No. 3, pp. 435–451, 1996.
- [2] N J Doran and D Wood. Nonlinear-optical loop mirror. *Optics letters*, Vol. 13, No. 1, pp. 56–58, 1988.
- [3] TM Fortier, David J Jones, and Steven T Cundiff. Phase stabilization of an octave-spanning ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 28, No. 22, pp. 2198–2200, 2003.
- [4] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter. Nonlinear amplifying loop mirror. *Optics Letters*, Vol. 15, No. 13, p. 752, 1990.
- [5] N. Kuse, J. Jiang, C.-C. Lee, T. R. Schibli, and M.E. Fermann. All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror. *Optics Express*, Vol. 24, No. 3, pp. 3095–3102, 2016.
- [6] S D Brorson and H A Haus. Diffraction gratings and geometrical optics. *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 5, No. 2, pp. 247–248, 1988.
- [7] Govind P Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [8] Xiangyu Zhou, Dai Yoshitomi, Yohei Kobayashi, and Kenji Torizuka. Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator. *Optics Express*, Vol. 16, No. 10, pp. 7055–7059, 2008.
- [9] Takashi Kurita, Hidetsugu Yoshida, Toshiyuki Kawashima, and Noriaki Miyanaga. Generation of sub-7-cycle optical pulses from a mode-locked ytterbium-doped single-mode fiber oscillator pumped by polarization-combined 915-nm laser diodes. *Optics Letters*, Vol. 37, No. 19, pp. 3972–3974, 2012.
- [10] Yang Lan, Youjian Song, Minglie Hu, Bowen Liu, Lu Chai, and Chingyue Wang. Enhanced spectral breathing for sub-25 fs pulse generation in a Yb-fiber laser. *Optics letters*, Vol. 38, No. 8, pp. 1292–4, 2013.
- [11] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, and T. W. Hänsch. High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 40, pp. 847–850, Mar 1978.

- [12] J K Ranka, R S Windeler, and a J Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics letters*, Vol. 25, No. 1, pp. 25–27, 2000.
- [13] U. Morgner, R. Ell, G. Metzler, T. R. Schibli, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Nonlinear optics with phase-controlled pulses in the sub-two-cycle regime. *Technical Digest - Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference, QELS 2001*, Vol. 2, No. 2, pp. 260–261, 2001.
- [14] Scott A Diddams, David Jones, Jun Ye, Steven Cundiff, John Hall, Jinendra Ranka, Robert Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and T. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb, 2000.
- [15] Jones, Diddams, Ranka, Stentz, Windeler, Hall, and Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 288, No. 5466, pp. 635–40, 2000.
- [16] Scott A Diddams. The evolving optical frequency comb [Invited]. *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 27, No. 11, pp. B51–B62, nov 2010.
- [17] S A Diddams, T Udem, J C Bergquist, E A Curtis, R E Drullinger, L Hollberg, W M Itano, W D Lee, C W Oates, K R Vogel, and D J Wineland. An optical clock based on a single trapped $^{199}\text{Hg}^+$ ion. *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 293, No. 2001, pp. 825–828, 2001.
- [18] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, and Hidetoshi Katori. An optical lattice clock. *Nature*, Vol. 435, No. May, pp. 321–324, 2005.
- [19] T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, A. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates, and S. a. Diddams. Generation of ultra-stable microwaves via optical frequency division. *Nature Photonics*, Vol. 5, No. 7, pp. 425–429, jun 2011.
- [20] Long-Sheng Ma, Zhiyi Bi, Albrecht Bartels, Lennart Robertsson, Massimo Zucco, Robert S Windeler, Guido Wilpers, Chris Oates, Leo Hollberg, and Scott a Diddams. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level. *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 303, pp. 1843–1845, 2004.
- [21] Holly Leopardi, Josue Davila-Rodriguez, Franklyn Quinlan, Judith Olson, Scott Diddams, and Tara Fortier. Single-branch Er: fiber frequency comb for optical synthesis at the 10^{-18} level. nov 2016.
- [22] Noriaki Ohmae, Naoya Kuse, Martin E Fermann, and Hidetoshi Katori. All-polarization-maintaining, single-port Er: fiber comb for high-stability comparison of optical lattice clocks. *Applied Physics Express*, Vol. 10, No. 6, p. 062503, jun 2017.
- [23] Tilo Steinmetz, Tobias Wilken, Constanza Araujo-Hauck, Ronald Holzwarth, Theodor W Hänsch, Luca Pasquini, Antonio Manescau, Sandro D’Odorico, Michael T Murphy,

- Thomas Kentischer, Wolfgang Schmidt, and Thomas Udem. Laser frequency combs for astronomical observations. *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 321, No. 5894, pp. 1335–1337, sep 2008.
- [24] Christian G. Parthey, Arthur Matveev, Janis Alnis, Birgitta Bernhardt, Axel Beyer, Ronald Holzwarth, Aliaksei Maistrou, Randolph Pohl, Katharina Predehl, Thomas Udem, Tobias Wilken, Nikolai Kolachevsky, Michel Abgrall, Daniele Rovera, Christophe Salomon, Philippe Laurent, and Theodor W. Hänsch. Improved measurement of the hydrogen $1s\text{--}2s$ transition frequency. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 203001, Nov 2011.
- [25] Arman Cingöz, Dylan C Yost, Thomas K Allison, Axel Ruehl, Martin E Fermann, Ingmar Hartl, and Jun Ye. Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet. *Nature*, Vol. 482, No. 7383, pp. 68–71, feb 2012.
- [26] Akira Ozawa and Yohei Kobayashi. vuv frequency-comb spectroscopy of atomic xenon. *Physical Review A*, Vol. 87, No. 2, p. 022507, feb 2013.
- [27] Craig Benko, Thomas K. Allison, Arman Cingöz, Linqiang Hua, François Labaye, Dylan C. Yost, and Jun Ye. Extreme ultraviolet radiation with coherence time greater than 1 s. *Nature Photonics*, Vol. 8, No. June, jun 2014.
- [28] Albert Schliesser, Nathalie Picqué, and Theodor W. Hänsch. Mid-infrared frequency combs. *Nature Photonics*, Vol. 6, No. 7, pp. 440–449, 2012.
- [29] Michael J Thorpe, David Balslev-Clausen, Matthew S Kirchner, and Jun Ye. Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis. *Optics express*, Vol. 16, No. 4, pp. 2387–2397, jun 2008.
- [30] Darren D Hudson, Kevin W Holman, R. Jason Jones, Steven T Cundiff, Jun Ye, and David J Jones. Mode-locked fiber laser frequency-controlled with an intracavity electro-optic modulator. *Optics Letters*, Vol. 30, No. 21, pp. 2948–2950, nov 2005.
- [31] Marcus Zimmermann, Christoph Gohle, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and Theodor W Hänsch. Optical clockwork with an offset-free difference-frequency comb: accuracy of sum- and difference-frequency generation. *Optics letters*, Vol. 29, No. 3, pp. 310–312, mar 2004.
- [32] Günther Krauss, David Fehrenbacher, Daniele Brida, Claudius Riek, Alexander Sell, Rupert Huber, and Alfred Leitenstorfer. All-passive phase locking of a compact Er: fiber laser system. *Optics letters*, Vol. 36, No. 4, pp. 540–542, 2011.
- [33] Tyler W Neely, Todd A Johnson, and Scott A Diddams. High-power broadband laser source tunable from 30 μm to 44 μm based on a femtosecond Yb: fiber oscillator. *Optics Letters*, Vol. 36, No. 20, p. 4020, oct 2011.
- [34] C Erny, K Moutzouris, J Biegert, D Kühlke, F Adler, A Leitenstorfer, and U Keller. Mid-infrared difference-frequency generation of ultrashort pulses tunable between 3.2 and 4.8 microm from a compact fiber source. *Optics letters*, Vol. 32, No. 9, pp. 1138–1140, 2007.

- [35] D Sánchez, M Hemmer, M Baudisch, K Zawilski, and P Schunemann. Broadband mid-IR frequency comb with CdSiP₂ and AgGaS₂ from an Er, Tm : Ho fiber laser. *Optics letters*, Vol. 39, No. 24, pp. 6883–6886, 2014.
- [36] Alessio Gambetta, Nicola Coluccelli, Marco Cassinerio, Davide Gatti, Paolo Laporta, Gianluca Galzerano, and Marco Marangoni. Milliwatt-level frequency combs in the 8-14 μm range via difference frequency generation from an Er: fiber oscillator. *Optics letters*, Vol. 38, No. 7, pp. 1155–7, 2013.
- [37] Lora Nugent-Glandorf, Todd A Johnson, Yohei Kobayashi, and Scott A Diddams. Impact of dispersion on amplitude and frequency noise in a Yb-fiber laser comb. *Optics letters*, Vol. 36, No. 9, pp. 1578–1580, 2011.
- [38] H. P. Weber. Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase-locked lasers using nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, Vol. 38, No. 5, pp. 2231–2234, 1967.
- [39] Jean-Claude M. Diels, Joel J. Fontaine, Ian C. McMichael, and Francesco Simoni. Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy. *Applied Optics*, Vol. 24, No. 9, p. 1270, 1985.
- [40] Rick Trebino, Kenneth W. DeLong, David N. Fittinghoff, John N. Sweetser, Marco A. Krumbügel, Bruce A. Richman, and Daniel J. Kane. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 68, No. 9, pp. 3277–3295, sep 1997.
- [41] Liang Dong, Brian K Thomas, and Libin Fu. Highly nonlinear silica suspended core fibers. *Optics express*, Vol. 16, No. 21, pp. 16423–30, oct 2008.
- [42] John M. Dudley, Goëry Genty, and Stéphane Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 78, No. 4, pp. 1135–1184, oct 2006.
- [43] Selina Pekarek, Thomas Südmeyer, Steve Lecomte, Stefan Kundermann, John M Dudley, and Ursula Keller. Self-referenceable frequency comb from a gigahertz diode-pumped solid-state laser. *Optics express*, Vol. 19, No. 17, pp. 16491–7, aug 2011.
- [44] Takao Fuji, Alexander Apolonski, and Ferenc Krausz. Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation. *Optics letters*, Vol. 29, No. 6, pp. 632–634, mar 2004.
- [45] Kenji Numata, Amy Kemery, and Jordan Camp. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities. *Physical Review Letters*, Vol. 93, No. 25, pp. 1–4, 2004.
- [46] Sebastian Häfner, Stephan Falke, Christian Grebing, Stefan Vogt, Thomas Legero, Mikko Merimaa, Christian Lisdat, and Uwe Sterr. 8×10^{17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity. *Optics Letters*, Vol. 40, No. 9, p. 2112, may

- 2015.
- [47] T Kessler, C Hagemann, C Grebing, T Legero, U Sterr, F Riehle, M J Martin, L Chen, and J Ye. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity. *Nature Photonics*, Vol. 6, No. 10, pp. 687–692, sep 2012.
 - [48] D. G. Matei, T. Legero, S. Häfner, C. Grebing, R. Weyrich, W. Zhang, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, J. Ye, F. Riehle, and U. Sterr. 1.5 μm lasers with sub 10 mHz linewidth. pp. 12–13, feb 2017.
 - [49] D Fehrenbacher, P Sulzer, A Liehl, T Kälberer, C Riek, D V Seletskiy, and A Leitenstorfer. Free-running performance and full control of a passively phase-stable Er:fiber frequency comb. *Optica*, Vol. 2, No. 10, pp. 917–923, oct 2015.
 - [50] Takuma Nakamura, Isao Ito, and Yohei Kobayashi. Offset-free broadband Yb:fiber optical frequency comb for optical clocks. *Optics Express*, Vol. 23, No. 15, pp. 19376–19381, 2015.
 - [51] C.-C. Lee and T. R. Schibli. Intrinsic Power Oscillations Generated by the Backaction of Continuum on Solitons and its Implications on the Transfer Functions of a Mode-Locked Laser. *Physical Review Letters*, Vol. 112, No. 22, p. 223903, jun 2014.
 - [52] Sebastian Koke, Christian Grebing, Harald Frei, Alexandria Anderson, Andreas Assion, and Günter Steinmeyer. Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise, 2010.
 - [53] C Benko, A Ruehl, M J Martin, K S E Eikema, M E Fermann, I Hartl, and J Ye. Full phase stabilization of a Yb:fiber femtosecond frequency comb via high-bandwidth transducers, jun 2012.
 - [54] C-C Lee, C Mohr, J Bethge, S Suzuki, M E Fermann, I Hartl, and T R Schibli. Frequency comb stabilization with bandwidth beyond the limit of gain lifetime by an intracavity graphene electro-optic modulator, aug 2012.
 - [55] C.-C. Lee, Y Hayashi, K L Silverman, A Feldman, T Harvey, R P Mirin, and T R Schibli. Monolithic device for modelocking and stabilization of frequency combs. *Optics Express*, Vol. 23, No. 26, p. 33038, dec 2015.
 - [56] Martin Hoffmann, Stéphane Schilt, and Thomas Südmeyer. CEO stabilization of a femtosecond laser using a SESAM as fast opto-optical modulator. *Optics Express*, Vol. 21, No. 24, p. 30054, 2013.
 - [57] Tim Hellwig, Steffen Rieger, and Carsten Fallnich. Toward an all-optically stabilized frequency comb based on a mode-locked fiber laser. *Optics letters*, Vol. 39, No. 3, pp. 525–7, 2014.
 - [58] Sho Okubo, Kenta Gunji, Atsushi Onae, Malte Schramm, Keisuke Nakamura, Feng-Lei Hong, Toshiaki Hattori, Kazumoto Hosaka, and Hajime Inaba. All-optically stabilized frequency comb. *Applied Physics Express*, Vol. 8, No. 12, p. 122701, 2015.

- [59] Aleksey Starobor, Ryo Yasyhara, Ilya Snetkov, Evgeniy Mironov, and Oleg Palashov. TSAG-based cryogenic Faraday isolator. *Optical Materials*, Vol. 47, pp. 112–117, 2015.
- [60] R Ulrich and a Simon. Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Applied optics*, Vol. 18, No. 13, pp. 2241–2251, 1979.
- [61] AJ Barlow and DN Payne. Polarisation maintenance in circularly birefringent fibres, 1981.
- [62] AJ Barlow and DN Payne. Polarisation maintenance in circularly birefringent fibres. *Electronics Letters*, Vol. 17, p. 388, 1981.
- [63] Hung-chia Huang. Practical circular-polarization-maintaining optical fiber. *Applied Optics*, Vol. 36, No. 27, p. 6968, sep 1997.
- [64] J. Noda, T. Hosaka, and Y. Sasaki. Dispersion of verdet constant in stress-birefringent silica fibre. *Electronics letters*, Vol. 20, No. 22, pp. 20–22, 1984.
- [65] Richard I. Laming and David N. Payne. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, No. 12, pp. 2084–2094, 1989.
- [66] Takuma Nakamura, Shuntaro Tani, Isao Ito, and Yohei Kobayashi. Magneto-optic modulator for high bandwidth cavity length stabilization. *Optics Express*, Vol. 25, No. 5, p. 4994, mar 2017.
- [67] Warwick Paul Bowen. Experiments towards a Quantum Information Network with Squeezed Light and Entanglement. *PhD Thesis*, pp. 1–257, 2003.
- [68] Matthew S Taubman John L. Hall and Jun Ye. Laser Stabilization. *OSA Handbook*, 1999.
- [69] Travis C Briles, Dylan C Yost, Arman Cingöz, Jun Ye, and Thomas R Schibli. Simple piezoelectric-actuated mirror with 180 kHz servo bandwidth. *Optics Express*, Vol. 18, No. 10, pp. 9739–9746, may 2010.
- [70] A. Chadi, G. Méjean, R. Grilli, and D. Romanini. Note: Simple and compact piezoelectric mirror actuator with 100 kHz bandwidth, using standard components. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 84, No. 5, p. 056112, may 2013.
- [71] David Goldovsky, Valery Jouravsky, and Avi Pe’er. Simple and robust phase-locking of optical cavities with > 200 KHz servo-bandwidth using a piezo-actuated mirror mounted in soft materials. *Optics Express*, Vol. 24, No. 25, p. 28239, dec 2016.
- [72] Y. Okanda. Novel fe-al alloy and method for producing the same, May 7 2009. US Patent App. 11/815,946.
- [73] Nicolas Torcheboeuf, Gilles Buchs, Stefan Kundermann, Erwin Portuondo-Campa, Jonathan Bennès, and Steve Lecomte. Repetition rate stabilization of an optical frequency comb based on solid-state laser technology with an intra-cavity electro-optic modulator. *Optics Express*, Vol. 25, No. 3, p. 2215, feb 2017.

- [74] Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi. Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 4.6-GHz repetition rate. *Optics Express*, Vol. 20, No. 11, pp. 12191–12197, 2012.
- [75] Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi. 6-GHz, Kerr-lens mode-locked Yb:Lu₂O₃ ceramic laser for comb-resolved broadband spectroscopy. *Optics letters*, Vol. 38, No. 21, pp. 4502–5, 2013.
- [76] Mamoru Endo, Isao Ito, and Yohei Kobayashi. Direct 15-GHz mode-spacing optical frequency comb with a Kerr-lens mode-locked Yb:Y₂O₃ ceramic laser. *Optics Express*, Vol. 23, No. 2, pp. 1276–1282, 2015.
- [77] Adam Gali, Maria Fyta, and Efthimios Kaxiras. Ab initio supercell calculations on nitrogen-vacancy center in diamond: Electronic structure and hyperfine tensors. *Physical Review B*, Vol. 77, No. 15, p. 155206, apr 2008.
- [78] Zhiliang Yuan, Beata E Kardynal, R Mark Stevenson, Andrew J Shields, Charlene J Lobo, Ken Cooper, Neil S Beattie, David A Ritchie, and Michael Pepper. Electrically driven single-photon source. *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 295, No. 5552, pp. 102–5, jan 2002.
- [79] N Bar-Gill, L M Pham, A Jarmola, D Budker, and R L Walsworth. Solid-state electronic spin coherence time approaching one second. *Nature communications*, Vol. 4, p. 1743, 2013.
- [80] 水落憲和. ダイヤモンド中の nv 中心を用いた単一光子発生と量子情報素子への応用. 2014.
- [81] Romana Schirhagl, Kevin Chang, Michael Loretz, and Christian L Degen. Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond: Nanoscale Sensors for Physics and Biology. *Annual Review of Physical Chemistry*, Vol. 65, No. 1, pp. 83–105, 2014.
- [82] D Le Sage, K Arai, D R Glenn, S J DeVience, L M Pham, L Rahn-Lee, M D Lukin, A Yacoby, A Komeili, and R L Walsworth. Optical magnetic imaging of living cells. *Nature*, Vol. 496, No. 7446, pp. 486–489, 2014.
- [83] Yohsuke Yoshinari, Ziya Kalay, and Yoshie Harada. Observing the rotational diffusion of nanodiamonds with arbitrary nitrogen vacancy center configurations. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Vol. 88, No. 23, 2013.
- [84] Ryuji Igarashi, Yohsuke Yoshinari, Hiroaki Yokota, Takuma Sugi, Fuminori Sugihara, Kazuhiro Ikeda, Hitoshi Sumiya, Shigenori Tsuji, Ikue Mori, Hidehito Tochio, Yoshie Harada, and Masahiro Shirakawa. Real-time background-free selective imaging of fluorescent nanodiamonds in vivo. *Nano Letters*, Vol. 12, No. 11, pp. 5726–5732, 2012.
- [85] Yumin Shen, Timothy M. Sweeney, and Hailin Wang. Zero-phonon linewidth of single nitrogen vacancy centers in diamond nanocrystals. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Vol. 77, No. 3, pp. 2007–2009, 2008.
- [86] Kai Mei C Fu, Charles Santori, Paul E. Barclay, Lachlan J. Rogers, Neil B. Manson, and Raymond G. Beausoleil. Observation of the dynamic Jahn-Teller effect in the excited

- states of nitrogen-vacancy centers in diamond. *Physical Review Letters*, Vol. 103, No. 25, pp. 1–4, 2009.
- [87] 暁馬場. 超高分解能分光法とその応用：スペクトルホールバーニングとフォトンエコー, (社) 電子情報通信学会 (編), 鈴木博之, 光永正治 (共著):.
- [88] 周一佐藤. 合成ダイヤモンドヒートシンクの開発. 住友電気, No. 129, pp. p99–106, sep 1986.
- [89] 直治藤森, 真一鹿田. ダイヤモンドエレクトロニクスの最前線. CMC テクニカルライブラリー, 505 . エレクトロニクスシリーズ——エレクトロニクス シリーズ. シーエムシー出版, 普及版, 2014.
- [90] Matthew E Trusheim and Dirk Englund. Wide-field strain imaging with preferentially aligned nitrogen-vacancy centers in polycrystalline diamond. *New Journal of Physics*, Vol. 18, No. 12, p. 123023, dec 2016.
- [91] J. R. Maze, A. Gali, E. Togan, Y. Chu, A. Trifonov, E. Kaxiras, and M. D. Lukin. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach. *New Journal of Physics*, Vol. 13, No. 2, p. 025025, feb 2011.
- [92] S. Felton, A. M. Edmonds, M. E. Newton, P. M. Martineau, D. Fisher, and D. J. Twitchen. Electron paramagnetic resonance studies of the neutral nitrogen vacancy in diamond. *Physical Review B*, Vol. 77, No. 8, p. 081201, feb 2008.
- [93] J. Kasprzak, B. Patton, V. Savona, and W. Langbein. Coherent coupling between distant excitons revealed by two-dimensional nonlinear hyperspectral imaging. *Nature Photonics*, Vol. 5, No. 1, pp. 57–63, 2011.
- [94] F. Dolde, I. Jakobi, B. Naydenov, N. Zhao, S. Pezzagna, C. Trautmann, J. Meijer, P. Neumann, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Room-temperature entanglement between single defect spins in diamond. *Nature Physics*, Vol. 9, No. 3, pp. 139–143, feb 2013.
- [95] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, and R. E. Scholten. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 72, No. 12, pp. 4477–4479, 2001.
- [96] R. Q. Fugate, D. L. Fried, G. A. Ameer, B. R. Boeke, S. L. Browne, P. H. Roberts, R. E. Ruane, G. A. Tyler, and L. M. Wopat. Measurement of atmospheric wavefront distortion using scattered light from a laser guide-star. *Nature*, Vol. 353, No. 6340, pp. 144–146, 1991.
- [97] Takuya Kohno, Masami Yasuda, Kazumoto Hosaka, Hajime Inaba, Yoshiaki Nakajima, and Feng Lei Hong. One-dimensional optical lattice clock with a fermionic ^{171}Yb isotope. *Applied Physics Express*, Vol. 2, No. 7, 2009.
- [98] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, and C. W. Oates. Spin-1/2 optical lattice clock. *Physical Review Letters*, Vol. 103, No. 6, pp. 10–13, 2009.
- [99] A Shirakawa, H Maruyama, K Ueda, C B Olausson, J K Lyngsø, and J Broeng. High-

- power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm. *Optics express*, Vol. 17, No. 2, pp. 447–454, 2009.
- [100] Igor A Bufetov, Sergey V Firstov, Vladimir F Khopin, Oleg I Medvedkov, Alexey N Guryanov, and Evgeny M Dianov. Bi-doped fiber lasers and amplifiers for a spectral region of 1300–1470 nm. *Opt. Lett.*, Vol. 33, No. 19, pp. 2227–2229, 2008.
- [101] A B Rulkov, A A Ferin, S V Popov, J R Taylor, I Razdobreev, L Bigot, and G Bouwmans. laser with 6 . 4W output for direct frequency doubling. *Optics Express*, Vol. 15, No. 9, pp. 5473–5476, 2007.
- [102] I. A. Bufetov and E. M. Dianov. Bi-doped fiber lasers. *Laser Physics Letters*, Vol. 6, No. 7, pp. 487–504, 2009.
- [103] C. Petridis, I. D. Lindsay, D. J M Stothard, and M. Ebrahimzadeh. Mode-hop-free tuning over 80 GHz of an extended cavity diode laser without antireflection coating. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 72, No. 10, pp. 3811–3815, 2001.
- [104] John Jost, John Hall, and Jun Ye. Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator. *Optics Express*, Vol. 10, No. 12, p. 515, jun 2002.
- [105] Brian Washburn, R Fox, N Newbury, J Nicholson, K Feder, P Westbrook, and C Jørgensen. Fiber-laser-based frequency comb with a tunable repetition rate. *Optics express*, Vol. 12, No. 20, pp. 4999–5004, 2004.
- [106] T R Schibli, K Minoshima, F.-L. Hong, H Inaba, Y Bitou, A Onae, and H Matsumoto. Phase-locked widely tunable optical single-frequency generator based on a femtosecond comb. *Optics Letters*, Vol. 30, No. 17, p. 2323, sep 2005.
- [107] Arthur K Mills, Yi-fei Chen, Kirk W Madison, and David J Jones. Widely tunable, single-mode optical frequency synthesizer with a 100 kHz uncertainty. *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 26, No. 7, p. 1276, jul 2009.
- [108] Jie Jiang, Atsushi Onae, Hirokazu Matsumoto, and Feng-lei Hong. Frequency measurement of acetylene-stabilized lasers using a femtosecond optical comb without carrier-envelope offset frequency control. *Optics Express*, Vol. 13, No. 6, pp. 45–50, 2005.

研究発表リスト

論文

1. T. Nakamura, S. Tani, I. Ito, and Y. Kobayashi, "Magneto-optic modulator for high bandwidth cavity length stabilization," Opt. Express 25, 4994-5000 (2017).
2. T. Nakamura, I. Ito, and Y. Kobayashi, "Offset-free broadband Yb: fiber optical frequency comb for optical clocks," Opt. Express 23, 19376-19381 (2015).

国際会議

1. T. Nakamura, S. Tani, I. Ito and Y. Kobayashi, "Beyond 500-kHz bandwidth piezoelectric transducers for GHz-comb applications" CLEO/Europe-EQEC Conference June 25-29, 2017, ED-P.4, Munich, Germany
2. T. Nakamura, S. Tani, I. Ito and Y. Kobayashi, "Magneto-optical modulator for precise cavity length control" CLEO: 2016, SM3H.6, San Jose, CA, USA (2016. 6)
3. T. Nakamura, I. Ito, A. Silva, S. Tani and Y. Kobayashi, "Offset-free supercontinuum frequency comb for optical clocks," CLEO: 2015, STh1N.2, San Jose, CA, USA (2015. 5)
4. T. Nakamura, A. Ozawa, I. Ito, N. Kuse, M. Endo, M. Takamoto, N. Ohmae, H. Katori, and Y. Kobayashi, "Improvement of the phase coherence of Yb-fiber laser by reduction of the pump intensity noise for optical clock comparison," Ultrafast Optics 2013, Davos, Switzerland (2013.3)

国内会議・研究会

1. (Invited) 中村卓磨、谷峻太郎、伊藤功、小林洋平, "MOM(磁気光学変調器)によるファイバーコム的高速制御" 平成 28 年度ファイバーレーザー技術研究会 名古屋大学 (2016.12/26)
2. (Invited) 中村 卓磨, 小林 洋平, "オフセットフリー Yb ファイバーコムと光周波数測定への応用," 第 2 回 超高速光エレクトロニクス研究会 東京農工大学 (2015.11/25)

3. 中村卓磨、谷峻太郎、伊藤功、小林洋平, ”超低雑音光周波数コムの実現に向けた磁気光学変調器,” 第 77 回応用物理学会秋季学術講演会 朱鷺メッセ (2016.9)
4. 中村 卓磨、伊藤 功、谷 峻太郎、小林 洋平, ”オフセットフリー光周波数コムによる絶対周波数測定とスペクトルの広帯域化” 第 76 回 応用物理学会春季学術講演会 名古屋国際会議場 (2015.9)
5. 中村卓磨、伊藤功、小林洋平 ”差周波発生を用いたオフセットフリー光周波数コムの開発,” 第 75 回応用物理学会学術講演会 北海道大学 (2014.9)
6. 中村卓磨、伊藤功、久世直也、小澤陽、小林洋平, ”Yb ファイバーレーザーによる光周波コムの高精度制御” 第 73 回応用物理学会学術講演会, 松山大学 (2012.9)
7. 中村卓磨、久世直也、小澤陽、小林洋平, ”Yb ファイバー光周波数コムの開発,” 第 59 回応用物理学関係連合講演会 早稲田大学 (2012.3)

受賞

1. 第 41 回レーザー学会 奨励賞
2. 平成 28 年度ファイバーレーザー技術研究会 優秀口頭発表賞

謝辞

本論文は東京大学工学系研究科物理工学専攻博士課程において東京大学物性研究所小林研究室で行った研究をまとめたものです。本研究にあたり、非常に多くの方のご指導とご協力を頂きました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

指導教官である小林洋平准教授には修士2年、一年空いて3年半(技術補佐員半年、博士課程3年)もの間、大変お世話になりました。会社を辞めて、博士課程に戻りたいという私の勝手な願望を快く受け入れてくださいました。そして何よりも小林研究室という素晴らしい研究環境が本論の基礎となっております。非常に感謝しております。小林先生から学んだことはレーザーそのものだけではなく、一種の哲学のようなものです。修士の時に「EOM なんてかっこ悪い、ピエゾを高速で動かすんだ」といわれてから早5年。長い時間がかかりましたが、先生の哲学を受け継いだ結果、世界最高の結果を得る事が出来ました。また自由な環境であったからこそ MOM という発想を実現する事ができました。先生の研究室に所属出来た事は私にとって幸運以外の何物でもありません。先生の言葉の中で最も印象的なものは「頭のいい奴は出来ない理由ばかり考える」というものです。そうじゃないんだ、出来るんだ。という強い気持ちを持ってこれからも研究を続けていきたいと思っています。ありがとうございました。

助教の谷峻太郎氏には博士課程の2年半お世話になりました。歩く物理教科書のような氏の深い物理の理解にはただ感服するのみでした。計算と感覚のどちらでも物理を説明できる氏の姿はお手本そのものです。特に最後のダイヤモンドの実験は氏のご指導なしには成り立たないものでした。氏の物理に対する知識はものすごいものでしたが、私が最も感銘を受けたのは氏の知識というよりむしろ、物理的なものの考え方でした。物性エキスパートなこともあり、私にとって非常に新鮮で思考のアプローチの幅を広げるきっかけになりました。今後に生かしていきたいと思っています。ありがとうございました。

技術職員の伊藤功氏には大変感謝しております。本研究で、度々登場した光基準は氏の研究によるものです。氏による365日24時間の安定したCWレーザーの供給なしには、本論はなし得ませんでした。ありがとうございました。

物性研究所秋山研究室の秋山英文教授、特任研究員の伊藤隆氏には大変お世話になりました。ダイヤモンドの実験では、ヘリウムクライオスタッドによる冷却が必要不可欠なものでした。実現できたのは、快く相談にのってくださった秋山先生と丁寧にご指導くださった伊藤隆氏のおかげです。ありがとうございました。

Colorado 大学の Thomas R. Schibli 先生とは夏の1か月という短い期間でしたが、一緒に実験さ

せて頂きました。先生の PZT 研究を超えるんだという強い想いがここまで PZT を突きつめる原動力の一つになりました。ありがとうございました。研究室の OB である小澤陽氏 (現 MPQ)、久世直也氏 (現 IMRA AMERICA)、平山望氏 (現三菱電機)、遠藤護氏 (現コロラド大)、Alissa Silva 氏 (現 NPL)、Hongwen Xuan 氏 (現 DESY)、五十嵐裕紀氏 (現ギガフォトン) には大変お世話になりました。特に元同期の遠藤護氏には研究面から数えきれない程のくだらない案件に至るまで大変お世話になりました。氏抜きには私の研究生活は語れません。Alissa Silva 氏には日頃から英語の指導をして頂きました。氏の添削のおかげで論文や、学会発表が多数アクセプトされました。ありがとうございました。

研究室メンバーの伊藤紳二氏、Zhigang ZHAO 氏、吉富大氏、小菅 淳氏、後輩の乙津聡夫氏、大久保弘樹氏、田口将大氏、青柳弓槻氏、木村祥太氏、高橋孝氏、場本圭一氏、杉山慶氏とは、日ごろ楽しく研究生生活を過ごさせて頂きました。特に、木村氏は一緒にいる時間が長かったので、遠藤氏の後を受け継いで大変お世話になりました。ありがとうございました。名前を全員挙げられないのが心苦しいですが、物性研究所板谷研のメンバー、LASOR の方々にも大変お世話になりました。物性研という恵まれた環境で育つことが出来、大変光栄に思います。

研究面以外では事務面で、前半は五十嵐朋子さん、後半は柴田亜矢子さんには大変お世話になりました。特に柴田さんには窮地を救って頂いたり、日頃助けて頂いてばかりで頭があがりません。ありがとうございました。

三尾典克特任教授、吉岡孝高准教授、井手口拓朗講師、洪鋒雷教授には本論文の審査委員を務めて頂きました。本論文をまとめる上で大変貴重なご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。最後になりましたが、これまでずっと私を支えて下さった家族に感謝致します。