

モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コム

三瀧 雅俊

2019 年

Abstract

Optical frequency combs (OFCs) generated from mode-locked lasers have been successfully applied for optical frequency measurement and comparison since the octave-spanning spectra have been realized. The mode frequency of the OFC, $f(n)$ can be described as $f(n) = nf_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}$, where f_{rep} is the pulse repetition frequency, f_{CEO} is the carrier-envelope offset frequency, and n is the mode number. To measure f_{CEO} , the $f - 2f$ self-referencing technique is applied to the OFC spanning over one octave, which is usually realized by using a nonlinear fiber including a photonic-crystal fiber (PCF).

Optical frequency comparison between optical clocks referenced two different transitions is required for evaluation of their reproducibilities because their uncertainties are of the order of 10^{-18} , which is superior to the current microwave frequency standards. The optical frequency comparison between different transitions is also applied to search for a temporal variation of the fine structure constant. The OFC is also applied for the generation of ultra-low noise and stable radiofrequency (RF) or microwave references from optical clocks. A long-term continuous operation in the OFC is essential in the applications raised above.

The octave-spanning OFC and its application to optical frequency measurements have been first realized using mode-locked titanium-doped sapphire (Ti:Sa) lasers. They require high-power pump lasers and a care for heat dissipation. This results in high running costs and instabilities during long-term continuous operation. Recently, octave-spanning OFCs have been realized using laser-diode (LD) pumped mode-locked fiber lasers. These are suitable for long-term continuous operation, as they are pumped directly by LDs and fiber amplifiers increase their output power. In additions, fiber-laser-based systems are easily connected with a nonlinear fiber for spectral broadening. Although early fiber-laser-based OFCs were characterized by relatively high noise, techniques have been developed to construct low-noise OFCs.

In this work, we investigate an OFC based on an ytterbium-doped potassium yttrium tungstate

(Yb:KYW) laser. The Yb:KYW laser can be oscillated by pumping with a relatively low-power LD, which is developed for erbium-doped fiber amplifiers, and has a small quantum defect that results in a small heat generation. Therefore, the OFC based on the Yb:KYW laser has a potential for stable long-term continuous operation with low running costs, as is realized by using mode-locked fiber lasers. In addition, similar methods developed for frequency control of the OFC based on the mode-locked Ti:Sa laser may be applicable.

We realized a soft-aperture Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser pumped by a single LD. We generated a mode-locked output power exceeding 350 mW applying a 750 mW pump-laser power. A high-efficiency mode-locked power enabled us to remove amplifiers for spectral broadening over one octave using a PCF. We detected f_{CEO} and f_{rep} , phase locked them to RF references, and demonstrated optical frequency measurement. Then, we phase locked the OFC to an optical reference and realized optical frequency comparison. In addition, we developed a OFC based on a Yb:KYW laser of high f_{rep} to expand the application of our OFC.

The paper is organized as follows. In Sec. 1, we describe backgrounds and current researches of the OFC. In Sec. 2, we describe the principle and the application of the OFC, and the theories required for building the OFC. In Sec. 3, we show the design of our laser cavity to realize soft-aperture Kerr-kens mode-locking. In Sec. 4, we show the characteristics of the continuous-wave and mode-locked operation. In Sec. 5, we show spectral broadening over one-octave using PCFs. In Sec. 6, we show our methods for improving the signal-to-noise ratio of the f_{CEO} beat and narrowing the line width of f_{CEO} . In Sec. 7, we demonstrate optical frequency measurement. In Sec. 8, we show improvement of our OFC to apply it to optical frequency comparison, *i.e.*, we introduce a piezoelectric transducer (PZT) of wide servo bandwidth to phase lock f_{rep} to an optical reference, and contol the position of the Yb:KYW crystal using a PZT to maintain the phase locking of f_{CEO} for a long priod. In Sec. 9, we demonstrate optical frequency comparison. In Sec. 10, we show the investigation towards realization of a OFC of high f_{rep} . In Sec. 11, we summarize our research and future development.

目次

Abstract	i
第 1 章 導入	1
第 2 章 理論	8
2.1 光周波数コムとその応用	8
2.2 光周波数コムの実現方法と制御	13
第 3 章 共振器設計	24
3.1 Yb:KYW 結晶	24
3.2 共振器設計	25
第 4 章 Yb:KYW レーザー	35
4.1 Yb:KYW レーザーの CW 発振	35
4.2 Yb:KYW レーザーのモード同期発振	37
第 5 章 1 オクターブ以上のスペクトル幅の実現	43
5.1 PCF への入射および出力の光学系	43
5.2 PCF を用いたスペクトル広がり の検討	46
第 6 章 f_{CEO} の検出および制御	48
6.1 f_{CEO} 検出の実験系	48
6.2 PCF 長の最適化	49
6.3 f_{CEO} 線幅の狭窄化	51
6.4 f_{CEO} の位相同期	57
6.5 f_{CEO} 位相同期時のサイクルスリップの観測	61

6.6	f_{rep} の検出および制御	63
第 7 章	光周波数計測	65
7.1	線幅狭窄化レーザーと光周波数コムとのビート検出	65
7.2	線幅狭窄化レーザーの光周波数計測	67
7.3	単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(F=0) - ^2\text{D}_{3/2}(F=2)$ 分光への適用	68
第 8 章	光周波数比計測のための実験系の改良	70
8.1	広帯域 PZT による共振器長の高速制御	70
8.2	結晶 PZT による結晶位置制御	75
第 9 章	光周波数比計測	78
9.1	波長の異なる 2 つの光周波数標準とのビート信号検出	78
9.2	光周波数コムと線幅狭窄化レーザーへの位相同期	80
9.3	波長の異なる 2 つの線幅狭窄化レーザーの光周波数比計測	82
第 10 章	f_{rep} の高周波数化	86
10.1	f_{rep} の高周波数化のための共振器構成の変更	86
10.2	f_{rep} 高周波数化のモード同期発振	88
10.3	PCF によるスペクトル拡大	89
10.4	f_{rep} の高周波数化の今後の課題	91
第 11 章	まとめと今後の展望	95
参考文献	98

第 1 章

導入

モード同期レーザーの出力は時間軸上で周期的なパルス列であり、周波数軸上では一定の周波数間隔で発振する多数のレーザー光の集合体となっている。その周波数軸の形状は、くし (comb) に似ていることから光周波数コムとよばれる。光周波数コムの各モードの周波数は、パルス繰り返し周波数 f_{rep} に等しいモードの周波数間隔、零周波数の部分に残る周波数のずれを示すキャリアエンベロープオフセット周波数 f_{CEO} 、モード番号 m を用いて $f(m) = f_{\text{CEO}} + m f_{\text{rep}}$ と示される。モード同期レーザーで発生した光周波数コムのスペクトル幅を、フォトニック結晶ファイバー (Photonic-Crystal Fiber. 以降、PCF と称する) を含む高非線形ファイバーを用いて 1 オクターブ以上に広げることが可能になり、光領域の周波数計測技術が 2000 年から大きく進展した [1-3]。

光周波数コムによる光周波数計測技術の登場は、光領域にある遷移周波数を基準とした周波数標準、すなわち光周波数標準の利用を可能とした。現在の秒の定義は周波数約 9.2 GHz のセシウム原子のマイクロ波遷移に基づくものである。これを現示するセシウム周波数標準器の不確かさは、最良で 10^{-16} に達する。ここで、周波数ゆらぎの大きさが同じであれば、周波数が高いほど周波数安定度は高くなる。したがって、一般的にマイクロ波領域の遷移を基準とした周波数標準よりも、周波数が数 100 THz の光領域の遷移を基準としたほうが周波数安定度は高くなる。実際に光周波数標準では、セシウム周波数標準器よりも小さい不確かさ 10^{-18} 台が実現されつつあり、現在活発に研究され、秒の再定義の議論が進められている [4-7]。現行の周波数標準であるセシウム周波数標準器より小さい不確かさをもつ、光周波数標準の再現性を評価するためには、異なる遷移を基準とする光周波数標準を相互に比較する必要がある。しかし、異なる遷移を基準とした光周波数標準の比較は、両者の周波数差が大きいため、受光素子によるビート周波数検出では、その応答周波数をはるかに超えており不可能である。このような測定の場合、異なる 2 台の光周波数標準の周波数比を測定する光周波数比計測を行うことで、現行のセシウム周波数標準器の不確かさに制限されない評価が可能となる。光周波数比計測では、まず 1

つの光周波数標準に光周波数コムを位相同期することで、光周波数標準と同じ不確かさをもつレーザー光を光周波数コムの広いスペクトル範囲に拡大する。そして、もう 1 台の光周波数標準と光周波数コムとのビート周波数を測定し、周波数比を求める。ここで、受動型モード同期レーザーを用いた光周波数コムでは、モードの等間隔性が 10^{-19} 台まで確認されており [8]、光周波数標準の評価に十分な性能を有する。

異なる遷移を基準とした光周波数標準の周波数比計測は、微細構造定数 α の時間変化を検出する基礎物理学実験としても注目されている [9–11]。周波数標準は、原子の構造を決める物理法則が時間的・空間的に変化しないことを根本としている。したがって、不確かさ 10^{-18} で周波数標準の時間的・空間的な変化を測定することは、 10^{-18} のオーダーで物理法則の普遍性を検証することになる。物理法則における相互作用の大きさは物理の基本定数で表されており、原子の共鳴周波数では微細構造定数 α が関係する。遷移により α の時間変化に対する感度が異なるため、異なる遷移を基準とした光周波数標準間で周波数の相対的な時間変化を観測することで、 α の時間変化を探索できる。基本定数の時間変化は標準モデルをこえる様々な革新的な物理理論で予想されており、 α の時間変化が検出されれば物理学に大きなインパクトとなる。現在までに得られている上限値は、単一 Al^+ と単一 Hg^+ の遷移を基準とした光周波数標準の比較から得られており、 α の時間変化量を $\dot{\alpha}$ とすれば、暫定値で $\dot{\alpha}/\alpha = (-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}/\text{yr}$ である [4]。今後はこれより小さい、不確かさの 10^{-18} 台の測定が必要である。

また、不確かさの 10^{-18} の光周波数標準を実用的な基準周波数として利用するために、光周波数標準に光周波数コムを位相同期し、その f_{rep} を用いて、ラジオ波 (Radiofrequency。以降、RF と称する) からマイクロ波領域の基準周波数を生成する研究も進められている [12–15]。このような基準周波数発生への応用はもちろんのこと、 10^{-18} 台の光周波数標準の評価においても、光周波数コムには長時間連続運転が必要となる。例として、単一イオンの遷移を基準とした光周波数標準では、不確かさを低減するためには長い積算時間が必要となり、 10^{-18} 台では 10^5 秒程度となる。

光周波数コムとして光周波数計測に応用するためには、光周波数コムの 2 つの自由度である f_{rep} および f_{CEO} を検出し、それぞれを基準周波数に位相同期する。このうち f_{CEO} の検出は、光周波数コムのスペクトル幅が 1 オクターブ以上あると容易となる。1 オクターブ以上のスペクトル幅をもつ光周波数コムによる光周波数計測は、まずモード同期 Ti^{3+} 添加サファイア (以降、Ti:Sa と称する) レーザーを用いて実現された [1–3]。Ti:Sa レーザーは、最大強度から -50 dB で定義したスペクトル広がりとして 560–1150nm の報告があるなど、広いスペクトル帯域をもつという利点が挙げられる [16, 17]。一方 Ti:Sa レーザーは量子欠損が大きい、すなわち励起波長と発振波長が大きく異なる。この大きい量子欠損に起因して数 W という高い出力パワーの励起光源が必要となり、ランニングコストが高い。また、

レーザー発振時の結晶における発熱が大きくなり、水冷を用いるなど放熱設計が重要になる。しかし、大きな放熱を対象とした制御となるため長時間の連続運転に課題がある。

そののち、半導体レーザー (Laser Diode。以降、LD と称する) 励起のモード同期ファイバーレーザーを用いた光周波数コムが実用化された。安価な LD で直接励起が可能で、また放熱に対する要求が少ないことから、長時間の連続運転に適している。加えてファイバー光増幅器との結合が固体レーザーより比較的容易なため、高非線形光ファイバーによる 1 オクターブ以上のスペクトル幅の実現が容易になる [18,19]。しかし、光ファイバー自体がレーザー共振器を構成していること、またモード同期ファイバーレーザーは固体レーザーと比較して比較的高いノイズレベルをもつことから、低ノイズの光周波数コムを実現するためには、固体レーザーとは異なるファイバーレーザー特有の技術が必要とされる [20]。

実用化されている光周波数コムには、先述の Ti:Sa レーザーおよびファイバーレーザーが主として用いられている。仮に、光ファイバー特有の技術が必要としない固体レーザーで、レーザー発振に伴う発熱が小さく、かつ LD で直接励起できれば、両者の長所を併せもつ、低雑音かつ長時間の連続運転が可能な光周波数コムを実現できる。また、固体レーザーを用いた光周波数コムは、宇宙空間で利用するために必要となる耐放射線特性がファイバーレーザーより優れていると報告されている [21]。

LD 励起のモード同期固体レーザーを用いて 1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現し f_{CEO} の制御を行った光周波数コムは、 Yb^{3+} 添加 $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ 結晶 (以降、KYW と称する) レーザー [21–23]、 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 添加ガラスレーザー [24,25]、 Yb^{3+} 添加 CaGdAlO (以降、CALGO と称する) Thin-disk/結晶レーザー [26–28]、 Yb^{3+} 添加 $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (以降、YAG と称する) Thin-disk レーザー [29] および、 Yb^{3+} 添加 CaYAlO (以降、CYA と称する) 結晶レーザーで報告されている [30]。これらの先行研究について考察する。

受動型モード同期の方法に、可飽和吸収鏡 (Semiconductor Saturable-Absorber Mirrors。以降、SESAM と称する) を用いるものと、カーレンズ効果を用いるものがある。前者は一定強度以上の光が入射されたときに吸収率が低下する可飽和吸収体を組み込んだ鏡である SESAM を用いたもので、モード同期の実現は容易になる。しかし、使用する用途にあわせて SESAM の性能を最適化する必要があるが [31]、現状では最適なスペックのものが入手できるとは限らない。また、共振器内に配置した SESAM へ発振光を集光する必要があり、共振器の構成が複雑になる。上記の先行研究のほとんどはモード同期に SESAM を用いている。一方、カーレンズモード同期は、3 次の非線形効果の一であるカー効果により、光が媒質中で集光される効果 (カーレンズ効果) を用いる。カー効果が 3 次の非線形効果であることから、カーレンズ効果を得るための媒質としてレーザー結晶を用いることができ、簡素な共振器構成でモード同期が実現できる。カーレンズ効果を用いたモード同期は、共振器内のビーム径

が変化したとき、共振器内の損失が低くなるようにスリットを挿入するハードアパーチャー型と、励起光と発振光の重なりを大きくし利得を高くするソフトアパーチャー型の2種類がある。上記先行研究の中でハードアパーチャー型のカーレンズモード同期が1例あり、そこでは Yb³⁺ 添加 YAG Thin-disk レーザーを用いて 250 W の励起パワーで 40 W の出力が報告されている [29]。ソフトアパーチャー型の先行研究は、Yb³⁺ 添加 CYA 結晶レーザーを用いて 5.7 W の励起パワーで 250 mW の出力が報告されたものに限られる [30]。しかし、1 W 未満の比較的低パワーの励起光源を用いた固体レーザーでソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を実現し、スペクトル幅を 1 オクターブ以上まで拡大し、 f_{CEO} を位相同期した例は我々の知る限り報告されていない。

本研究では簡素な構成でモード同期を実現できる、ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を、比較的低パワーの励起光源を用いた Yb:KYW レーザーで実現した。Yb:KYW レーザーは、量子欠損が小さいことから比較的低パワーの励起光源を用いることが可能である。また励起波長 981 nm は光通信帯で用いられている Er³⁺ 添加光ファイバー増幅器用の励起光源の波長と近く、比較的安価に光源を入手できるという利点もある。先行研究においても励起光源として出力光パワー 1 W 未満の比較的低パワーのシングルモードファイバー結合の LD を用いたものが報告されている [21–23, 32–36]。加えて量子欠損が小さく、レーザー発振時の発熱が小さいことで、Ti:Sa と比較して温度制御の機構を簡素化し、長時間連続運転を実現できる可能性がある。

本研究では 1 台の 750 mW のシングルモードファイバー結合の LD を励起光源として用いて、350 mW をこえるモード同期出力を実現した。この高い励起パワー対出力パワー変換効率の理由は、Ti:Sa を含めて通常のカーレンズモード同期で用いる連続発振の安定領域の端ではなく [37]、安定領域の中央付近 [38]、すなわちパワー低下が少ない条件下でモード同期を実現したためと考えられる。この高い励起パワー対出力パワー変換効率のモード同期発振が得られたことで、出力光を直接 PCF に入射し 1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現した。光ファイバー増幅器を用いないため、光ファイバー増幅器の前段または後段で必要となる群遅延分散補償系が不要になり、実験系を簡素化できた。加えて、光パワー増幅で付加される自然放出光によるノイズ [20] を考慮する必要がなくなった。そののち、光ファイバー増幅器を含まない構成で f_{CEO} を検出した。

Yb:KYW レーザーを用いることによる欠点は、Ti:Sa レーザーと比較して上準位の緩和寿命が長いこと、 f_{CEO} の位相同期で広く用いられている励起パワー制御では [3]、制御帯域が狭くなることである。Yb:KYW レーザーの場合、励起パワー制御の帯域は 45 kHz 以下と報告されている [22]。そこで我々は非制御時の f_{CEO} 線幅を狭窄化する方法を検討し、最も狭い線幅として 15 kHz を実現した。この結果から、励起パワー制御による f_{CEO} の位相同期を実現した。なお、上準位の寿命に関係なく f_{CEO} の制御帯域を広げる方法として、共振器内に高速に損失を変調可能な素子を導入する [29, 39–42]、

または共振器外に高速の変調器を導入する方法が報告されている [43]。しかし制御時の f_{CEO} 線幅はどのような制御方法をとっても非制御時の線幅の影響を受けるため、非制御時の線幅を狭くする方法を確立することは本質的に重要なことであると考えられる。

Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コム周波数計測器としての性能評価のため、光周波数コムは 2 つの自由度である f_{CEO} および f_{rep} を Global Positioning System (以降、GPS と称する) 時計をリファレンスとして用いた RF 標準に位相同期し、光周波数計測を実施した。被測定対象のレーザーとして、高フィネス共振器の共鳴を用いて線幅狭窄化した波長 871 nm レーザー [44] を用いた。単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 遷移分光 [45] のために、我々の研究室内で立ち上げ中のレーザーの 1 つである。光周波数計測と同時に単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 遷移スペクトルの測定を行い、高フィネス共振器が起因と考えられる周波数の線形ドリフトの評価を行った。光周波数コムを用いた光周波数計測で、波長 871 nm レーザーの線形ドリフト量を $-33(2)$ Hz/s と計測し、このドリフト補正によりドリフト測定中に 7 測定した単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の遷移スペクトルが一致した。以上から、少なくとも GPS 時計の不確かさで周波数を計測できるシステムが構築できた。

光周波数計測では f_{CEO} および f_{rep} を RF 標準に位相同期するが、光周波数比計測では f_{rep} をレーザーに位相同期する。レーザーに対する f_{rep} の位相同期は、Ti:Sa レーザーで初めて実現された。これは共振器長を圧電素子 (Piezoelectric Transducer, 以降、PZT と称する) で制御して行われた。光周波数計測で f_{rep} を RF 標準に位相同期する場合と同じである [46, 47]。しかし、レーザーに位相同期する場合、残留位相雑音を低減するには、RF 標準に位相同期する場合より広帯域の制御が必要となる。ファイバーレーザーを用いた光周波数コムでは、電気光学変調器 (Electro-optic modulator, 以降、EOM と称する) を共振器内に導入したものが開発されている [48, 49]。近年では、LD 励起の固体レーザーでも、EOM を導入したものが報告された [25]。しかし共振器内に EOM を導入した場合、光損傷や追加される分散を考慮する必要がある。PZT 制御の広帯域化は共振器内部に変更を加える必要が無いため有用である。我々は、先行研究 [50] を参考にし、研究室で構築した Ti:Sa に適用し実績のある [51] 鉛を充填した砲弾型マウントを用いることで広帯域の制御帯域をもつ PZT (以降、広帯域 PZT と称する) を導入した。広帯域 PZT の制御器を自作および調整した結果、制御帯域 200 kHz を実現し、波長 871 nm レーザーに対して光周波数コム位相同期を実現した。このとき波長 871 nm レーザーと光周波数コムビート信号のドリフトをおさえるために、光周波数計測で f_{rep} の制御に用いた PZT (以降、遅い PZT と称する) を併用する構成とした。あわせて、 f_{CEO} の位相同期をより長時間維持するために、光周波数計測で用いていた励起パワー制御に加えて、電氣的に結晶位置を制御するための PZT (以降、結晶 PZT と称する) を導入した。

広帯域 PZT および結晶 PZT を導入したのち光周波数比計測、すなわち波長の異なる光周波数標

準の評価を行った。被測定対象のレーザーとして、光周波数計測に用いた波長 871 nm レーザーに加えて、同じ高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化した波長 822 nm レーザーを用いた。波長 822 nm レーザーは単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の別の時計遷移 $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{D}_{5/2}$ の分光に用いるために、我々の研究室で立ち上げ中のレーザーの 1 つである。広帯域 PZT および遅い PZT を用いて波長 871 nm レーザーと光周波数コムとのビート RF 標準へ位相同期し、励起パワーおよび結晶 PZT を用いて f_{CEO} を RF 標準へ位相同期することで、波長 871 nm レーザーに位相同期した光周波数コムを実現した。 f_{CEO} 、 f_{rep} および光周波数コムと波長 871 nm レーザー、波長 822 nm レーザーそれぞれのビート周波数を周波数カウンターで測定し、3 時間の連続測定を行った。この結果は、光周波数比計測に必要な測定を Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムにより達成したことを示す。

上記までの研究で、Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムによる、光周波数測定および光周波数比測定を可能とした。その上で、光周波数計測器としての汎用性を高めるためには f_{rep} の高周波数化が必要となる。 f_{rep} を高周波数化すると、1 パルスあたりのエネルギーが低下するため、モード同期の実現と、そののちの PCF を用いたスペクトル幅拡大が困難になる。LD 励起の固体レーザーを用いた光周波数コムで、1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現し f_{CEO} の位相同期まで行ったシステムは、 f_{rep} が 1 GHz のものが 1 例報告されている [28]。しかし、励起レーザーとして最大パワー 7.7 W のマルチモードファイバー結合の LD を用いている。1 W 以下のシングルモードファイバー結合の LD を励起レーザーとして用いた固体レーザーでは、1 GHz 以上の f_{rep} は実現されているものの [36]、PCF によるスペクトル拡大は我々が知る限り報告されていない。本研究では新たに共振器を構築し、 f_{rep} を約 90 MHz から約 380 MHz まで高周波数化したソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期レーザーを実現した。しかし f_{rep} の高周波数化で 1 パルスあたりのエネルギーが低下し、このままでは f_{CEO} 検出に必要な PCF の 1 オクターブ以上のスペクトル幅の実現は難しいと想定された。そこで励起した Yb:KYW 結晶を 1 回通過する光増幅器を導入し、約 1.4 倍の光パワー増幅を行った。その上で PCF を用いて 0.9 オクターブまでのスペクトル幅を実現した。

本論文では、Yb:KYW レーザーのソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期、PCF によるスペクトル拡大、 f_{CEO} の検出および位相同期、光周波数コム実現に必要な実験結果について述べる。その上で、構築した Yb:KYW レーザーの光周波数計測器としての性能評価のため、高フィネス共振器の共鳴を用いて線幅狭窄化したレーザーの周波数測定および、同一の高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化した波長の離れた 2 つのレーザーの周波数同時測定について述べる。最後に本研究で開発した Yb:KYW レーザーの光周波数計測器としての汎用性を高めるために行った、 f_{rep} の高周波数化について述べる。本論文の各段階の内容は、学会、投稿論文などで発表を行った [52–62]。

本論文は以下のように構成されている。

1 章では本研究の背景、関連研究、そして構成について述べる。

2 章では光周波数コムおよび、それを実現するにあたり必要な理論を述べる。

3 章では共振器の設計からはじめ、長時間連続運転を実現するために必要と判断した共振器全体のパッケージ化について述べる。

4 章では Yb:KYW レーザーの連続発振からモード同期発振までの検討内容および結果について述べる。

5 章では PCF を用いた 1 オクターブ以上のスペクトル幅拡大について述べる。

6 章では f_{CEO} の検出、信号対雑音比の改善、線幅狭窄化について説明したのち、光周波数コムとして用いるために必要な RF 標準への位相同期の実現について述べ、その結果を評価する。

7 章では光周波数測定への適用として、単一イオン分光に用いられる高フィネス共振器の共鳴を用いて線幅狭窄化したレーザーの光周波数測定結果について述べる。

8 章では光周波数コムをレーザーに位相同期するために導入した広帯域 PZT および、より長時間の連続運転を可能とするために導入した結晶 PZT について述べる。

9 章では光周波数比計測への適用を実証するために行った、同一の高フィネス共振器の別の共鳴に線幅狭窄化した、波長の異なる 2 つのレーザーの周波数測定の結果について述べる。

10 章では光周波数計測器としての汎用性を高めるために行った、 f_{rep} の高周波数化について述べる。

11 章では本研究のまとめと今後の展望について述べる。

第 2 章

理論

本章では光周波数コムおよび光周波数コムを用いた光周波数評価について述べる。また、光周波数コムを実現するために必要な理論について述べる。

2.1 光周波数コムとその応用

本節では光周波数コムの周波数軸上の構造、光周波数計測に必要となる f_{CEO} の検出、そして光周波数計測および光周波数比計測について述べる。

2.1.1 光周波数コムのモード周波数

光周波数コムは周波数軸上で図 2.1 に示すような構造をもち、それぞれの 1 周波数成分は、モードとよばれる。光周波数コムの各モードの周波数は、何番目のモードかを示すパラメータであるモード番号 m 、一定の周波数間隔を示すパルス繰り返し周波数 f_{rep} 、零周波数の部分に残る周波数のずれを示すキャリアエンベロープオフセット周波数 f_{CEO} を用いて式 (2.1) と示される。

$$f(m) = f_{\text{CEO}} + mf_{\text{rep}} \quad (2.1)$$

時間軸上のパラメータと、周波数軸上のパラメータの関係を図 2.2 に示す。フーリエ変換の性質から、 f_{rep} は時間軸上のパルスの繰り返し周期 ΔT の逆数の関係にあるため、式 (2.2) と示される。

$$f_{\text{rep}} = 1/\Delta T \quad (2.2)$$

時間軸上の 1 パルスに注目したとき、キャリア成分の振幅ピークと包絡線ピークの位相差はキャリアエンベロープオフセット位相 φ_{CEO} とよばれる。連続する 2 つのパルスにおいて、 φ_{CEO} の変化量を

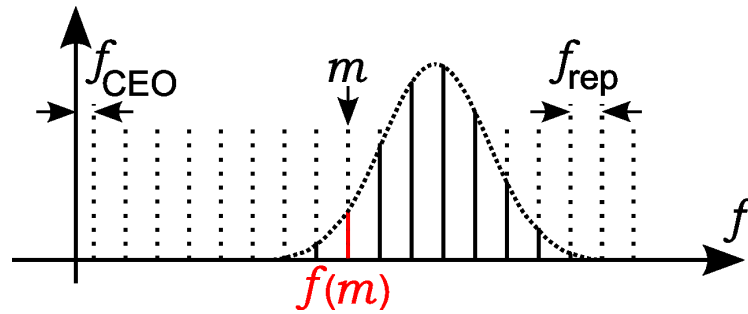


図 2.1 周波数軸上の光周波数コムの構造および、光周波数コムを示すためのパラメータ。

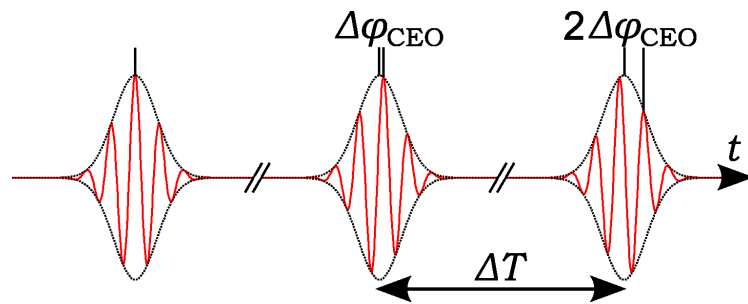


図 2.2 時間軸上の周期的なパルス列および、パルス列を示すためのパラメータ。

$\Delta\varphi_{\text{CEO}}$ とすると、 f_{CEO} は式 (2.3) と示される。

$$f_{\text{CEO}} = f_{\text{rep}} \frac{\Delta\varphi_{\text{CEO}}}{2\pi} \quad (2.3)$$

この位相変化 $\Delta\varphi_{\text{CEO}}$ はレーザー共振器内の位相速度と群速度の差から生じる。時間軸において $\Delta\varphi_{\text{CEO}}$ が 2π の整数倍変化しても、パルスの波形は変化しない。周波数軸においては f_{CEO} が f_{rep} の整数倍変化しても、スペクトル形状は変化しない。したがって $0 \leq f_{\text{CEO}} \leq f_{\text{rep}}$ である。

2.1.2 f_{CEO} の検出

モード同期で得られた光周波数コムのモード周波数を定めるためには、 f_{rep} および f_{CEO} を測定する必要がある。なお 2.1.3 項で述べるように、 m は波長計などであらかじめ決定する。 f_{rep} は光周波数コムの波長帯域に感度をもつ受光素子でビート信号として検出可能であり、かつ等間隔なモード列すべてのビート信号の和として検出されるため、高い信号対雑音比を容易に得ることができる。しかし、 f_{CEO} は図 2.1 に示すように、零周波数の部分に残る周波数のずれであり光周波数コムのスペクトルから直接検出することができない。そこで、自己参照法を用いる [2]。

光周波数コムが 1 オクターブ以上のスペクトル幅、すなわち光周波数コムのスペクトル内に、周波数 f の成分とその倍周波数 $2f$ の成分を含む場合を仮定する。この場合、第 2 高調波発生 (Second

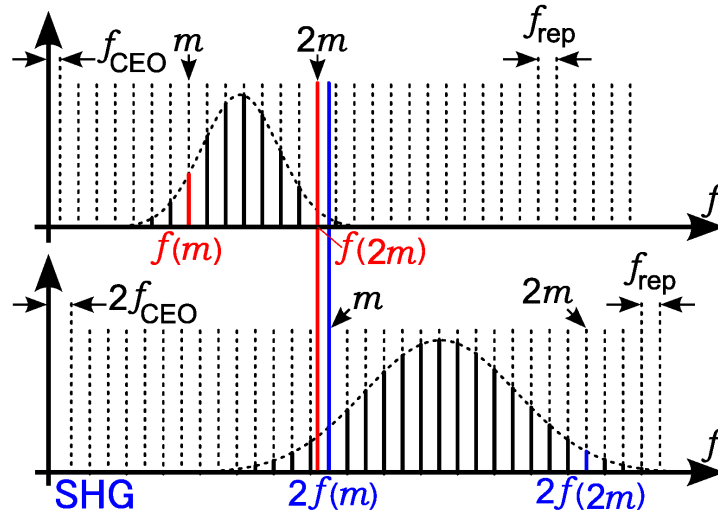


図 2.3 $f - 2f$ 干渉を用いた f_{CEO} の検出。

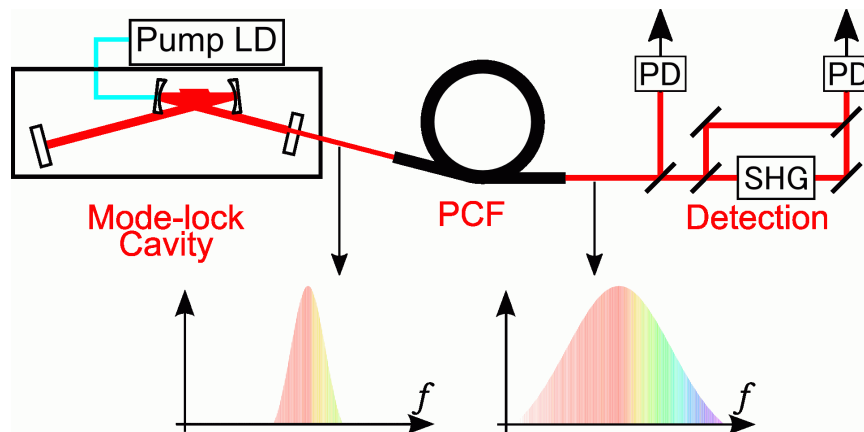


図 2.4 PCF を用いて 1 オクターブ以上のスペクトル幅としたのち、 $f - 2f$ 干渉で f_{CEO} 検出を行う実験系の構成。

Harmonic Generation。以降、SHG と称する) を行うと、図 2.3 に示すように基本波の高周波端と SHG で生成された周波数成分の低周波数数端が重なる。基本波の $2m$ 次のモードおよび、SHG で生成された m 次のモードに着目すると式 (2.4) から、ビート信号の形で f_{CEO} を検出できる。この方法は $f - 2f$ 干渉とよばれる。

$$2f_m - f_{2m} = [2(mf_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}})] - (2mf_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}) = f_{\text{CEO}} \quad (2.4)$$

$f - 2f$ 干渉では 1 オクターブ以上のスペクトル幅を仮定したが、パルスレーザー単体で 1 オクターブ以上のスペクトル幅を得ることは難しい。我々の知る限りパルスレーザー単体としては Ti:Sa レーザーで最大強度から -50 dB で定義したスペクトル広がりとして 560-1150nm の報告が最も広いが、1 オク

$$f_{\text{laser}} = 300,000,000,000,000 \text{ Hz}$$

Measured by wavemeter Measured by comb

図 2.5 光周波数コムを用いた周波数計測の方法。周波数が未知のレーザー周波数を決定するには波長計で測定可能な最小分解能と、光周波数コムの f_{rep} が重複している必要がある。

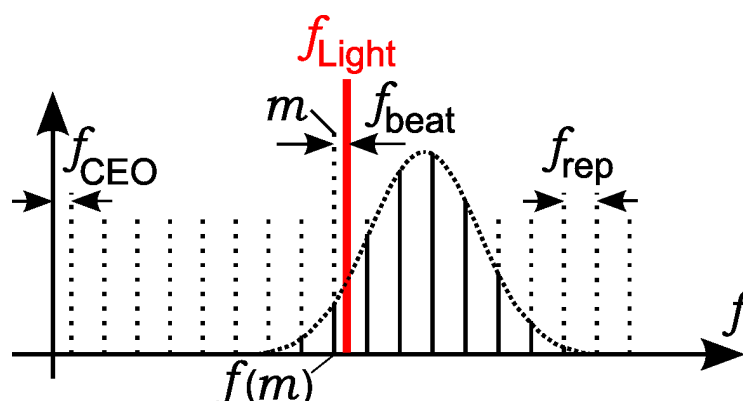


図 2.6 光周波数コムを用いた光周波数計測。

ターブに届いていない [16,17]。また、 Er^{3+} や Yb^{3+} をドーピングした結晶では、 Er^{3+} や Yb^{3+} がもつ利得帯域幅が、ドーピングを行う結晶で差異はあっても数 10 nm であるため、1 オクターブ以上のスペクトル幅とならない。多くの場合、図 2.4 に構成を示すように、パルスレーザーの出力を 2.2.3 項で述べる PCF に結合させ、PCF の高い非線形光学効果で 1 オクターブ以上のスペクトル幅としたのち、 $f - 2f$ 干渉を行う。なお、1 オクターブ以上のスペクトル幅に届かない場合、第 2 次高調波生成と第 3 次高調波生成を重ね合わせる $2f - 3f$ 干渉で f_{CEO} を検出する方法も開発されている [16,17,63]。

式 (2.4) ではスペクトル成分のみを考慮したが、実際に f_{CEO} を検出する場合は、時間軸上のパルス同士の重ね合わせ、空間的な重ね合わせ、加えて信号に寄与しないスペクトル成分の除去が必要となる。これらの実験的な内容については 6.1 節で述べる。

2.1.3 光周波数計測および光周波数比計測

本項では光周波数コムを用いた、光周波数計測および光周波数比計測について述べる。光周波数コムを用いて任意のレーザーの周波数を測定するためには、測定対象のレーザーの周波数をあらかじめ波長計などで測定し、その結果から光周波数コムの中で最も近いモードのモード番号 m を決定する必要がある。例として、 $f_{\text{rep}}=100 \text{ MHz}$ の光周波数コムを用いて光周波数計測を行う場合を図 2.5 に示す。波長計で測定可能な最小分解能と、光周波数コムの f_{rep} の重複が必要である。本項では上記重複の条件が満たされているとして説明を行う。

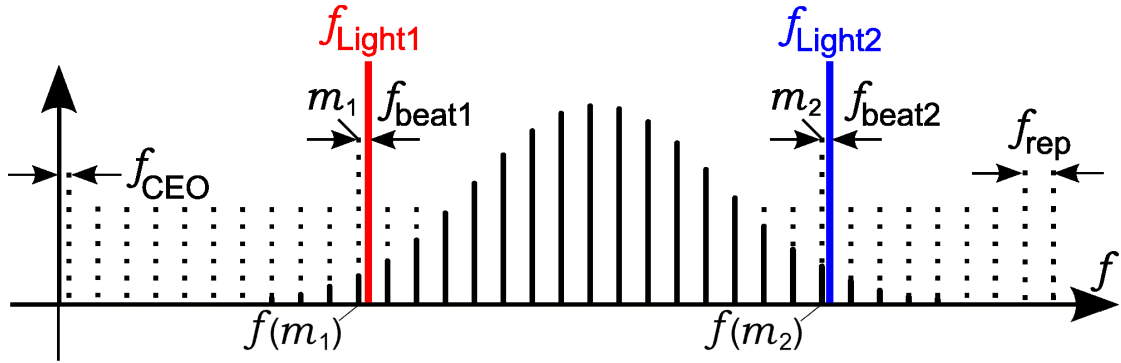


図 2.7 光周波数コムを用いた光周波数比計測。

光周波数コムを用いた光周波数の計測では、 f_{rep} と f_{CEO} の値が既知の光周波数コムを用いて、任意のレーザーの周波数を測定する (図 2.6 参照)。任意のレーザーの周波数を f_{Light} とし、光周波数コムの中で f_{Light} に最も近いモードのモード番号を m 、その周波数を $f(m)$ とする。 f_{Light} と $f(m)$ のビート周波数を f_{beat} とすると、レーザーの周波数は式 (2.5) と示される。

$$f_{\text{Light}} = f_{\text{CEO}} + mf_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat}} \quad (2.5)$$

式 (2.5) の右辺に含まれる符号 \pm は f_{Light} と $f(m)$ の大小関係で決まる。図 2.6 から、 $0 \leq f_{\text{beat}} \leq f_{\text{rep}}/2$ である。 f_{rep} 、 f_{CEO} 、 f_{beat} はすべて RF 領域の周波数である。したがって、モード番号が決定していれば RF 領域の周波数の測定から光周波数を決定することができる。

ただし、光周波数計測の分解能や不確かさは、RF 標準に制限される。これは f_{rep} 、 f_{CEO} の位相同期に用いる周波数シンセサイザー、また f_{rep} 、 f_{CEO} 、 f_{beat} の周波数カウンターによる測定で、RF 標準を基準として用いるためである。周波数シンセサイザーおよび周波数カウンターは、基準とする RF 周波数 f_r に、任意の係数 p_* をかけて周波数を決定している。例えば f_{rep} を周波数カウンターで測定した場合、内部では $f_{\text{rep}} = p_{\text{rep}}f_r$ のように測定が行われている。 f_r を用いて式 (2.5) を記述した場合、式 (2.6) と示される。

$$f_{\text{Light}} = (p_{\text{CEO}} + mp_{\text{rep}} \pm p_{\text{beat1}})f_r \sim mp_{\text{rep}}f_r \quad (2.6)$$

光周波数計測の安定度および不確かさは、 f_r の安定度と不確かさに制限される。したがって 1 章で述べたように、現行のセシウム周波数標準器を用いた場合、その不確かさ 10^{-16} に制限されるため、光周波数標準のきわめて小さい不確かさ 10^{-18} を評価できない。

光周波数標準のきわめて小さい不確かさ 10^{-18} を評価するためには光周波数比計測を用いる。光周波数比計測では、光周波数コムを用いて任意の異なる 2 つのレーザーの周波数比を計測する (図 2.7 参

照)。2つのレーザーの周波数をそれぞれ f_{Light1} 、 f_{Light2} 、光周波数コムの中で最も近いモードのモード番号をそれぞれ m_1 、 m_2 、また最も近いモードとのビート周波数をそれぞれ f_{beat1} 、 f_{beat2} とすると、式 (2.7)、式 (2.8) と示される。

$$f_{\text{Light1}} = f_{\text{CEO}} + m_1 f_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat1}} \quad (2.7)$$

$$f_{\text{Light2}} = f_{\text{CEO}} + m_2 f_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat2}} \quad (2.8)$$

光周波数比計測においては、式 (2.9) と示されるように比の形とする。

$$\frac{f_{\text{Light2}}}{f_{\text{Light1}}} = \frac{f_{\text{CEO}} + m_2 f_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat2}}}{f_{\text{CEO}} + m_1 f_{\text{rep}} \pm f_{\text{beat1}}} = \frac{m_2}{m_1} \frac{1 + \frac{1}{m_2} \frac{f_{\text{CEO}}}{f_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_2} \frac{f_{\text{beat2}}}{f_{\text{rep}}}}{1 + \frac{1}{m_1} \frac{f_{\text{CEO}}}{f_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_1} \frac{f_{\text{beat1}}}{f_{\text{rep}}}} \quad (2.9)$$

ここで、光周波数計測と同様に基準とする RF 周波数 f_r を用いて表すと式 (2.10) となる。

$$\frac{f_{\text{Light2}}}{f_{\text{Light1}}} = \frac{m_2}{m_1} \frac{1 + \frac{1}{m_2} \frac{f_r p_{\text{CEO}}}{f_r p_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_2} \frac{f_r p_{\text{beat2}}}{f_r p_{\text{rep}}}}{1 + \frac{1}{m_1} \frac{f_r p_{\text{CEO}}}{f_r p_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_1} \frac{f_r p_{\text{beat1}}}{f_r p_{\text{rep}}}} = \frac{m_2}{m_1} \frac{1 + \frac{1}{m_2} \frac{p_{\text{CEO}}}{p_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_2} \frac{p_{\text{beat2}}}{p_{\text{rep}}}}{1 + \frac{1}{m_1} \frac{p_{\text{CEO}}}{p_{\text{rep}}} \pm \frac{1}{m_1} \frac{p_{\text{beat1}}}{p_{\text{rep}}}} \quad (2.10)$$

比の形とした場合 f_r の値自体は約分されるので、 f_r の不確かさが周波数比の不確かさに直接影響しない。周波数シンセサイザの出力に位相同期を行う、あるいは周波数カウンターで測定する値 f_{rep} 、 f_{CEO} 、 f_{beat1} 、 f_{beat2} は $0 \leq f_{\text{CEO}} \leq f_{\text{rep}}$ 、 $0 \leq f_{\text{beat1}} \leq f_{\text{rep}}/2$ 、 $0 \leq f_{\text{beat2}} \leq f_{\text{rep}}/2$ のため、それぞれのオーダーは 1 である。そして、それぞれモード番号で除算されている。RF 標準の周波数安定度は f_{rep} 、 f_{CEO} 、 f_{beat1} 、 f_{beat2} の値あるいは測定分解能、すなわち p_{rep} 、 p_{CEO} 、 p_{beat1} 、 p_{beat2} の桁数を制限するものの、 10^7 オーダーのモード番号で除算されているため、測定値への影響はモード番号分小さくなる。仮に RF 標準に $f_r=10$ MHz、1 秒の積算時間で 10^{-11} 程度の安定度と不確かさをもつ GPS 時計を用いた場合でも、 $p_{\text{CEO}}/p_{\text{rep}}$ の不確かさは 10^{-11} 、 $1 + \frac{1}{m} \frac{p_{\text{CEO}}}{p_{\text{rep}}}$ の不確かさは 10^{-18} と見積もることができる。以上から、光周波数比計測においては RF 標準の不確かさに影響されることなく、光周波数標準のきわめて小さい不確かさを評価できる。

2.2 光周波数コムの実現方法と制御

本節では光周波数コムを実現するために必要となる、モード同期発振、群遅延分散およびその補償、PCF によるスペクトル幅拡大、そして位相同期の理論について述べる。

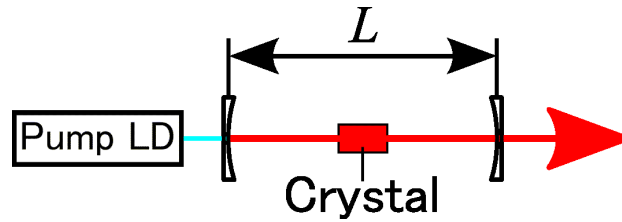
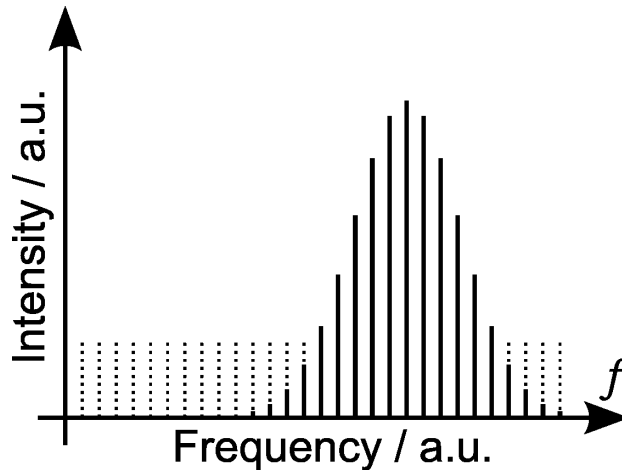


図 2.8 一般的な光励起の固体レーザーの共振器構成。

図 2.9 図 2.10 および図 2.12 の計算に用いたスペクトル。縦軸は規格化強度、横軸は規格化周波数。 $f_{\text{CEO}} = 0$ 、かつ周波数上で等間隔な 19 モードを仮定した。

2.2.1 モード同期の原理と実現方法

1 章で述べたように、光周波数コムは時間軸上で周期的なパルス列である。本項では周期的なパルス列を実現するために必要な、モード同期の原理について説明する。

図 2.8 に示すような、共振器長 L の光励起のレーザーを仮定する。光速を c とすると、位相条件から周波数軸上で $c/2L$ ずつ離れたモードが生じる (図 2.9 参照)。レーザー結晶のもつ利得帯域、かつ位相条件を満たす複数のモードが同時に発振するが、通常各モード間の相対位相はランダムであり相関はない。この状態はマルチモード発振とよばれ、図 2.10 に示すように、時間軸上でランダムにゆらぐ出力が得られる。

モード同期レーザーではモード間の相対位相を揃えるために、図 2.11 に示すように共振器内部に変調素子などを導入する。モード間の相対位相が揃った場合、モード間隔の逆数の周期で互いに光強度を強めるように干渉し、図 2.12 に示すような一定周期 $\Delta T = 2L/c$ のパルス列が出力される。このような周期的なパルス列を得る方法をモード同期という。

1 章で述べたソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を含めて、モード同期は以下のように大

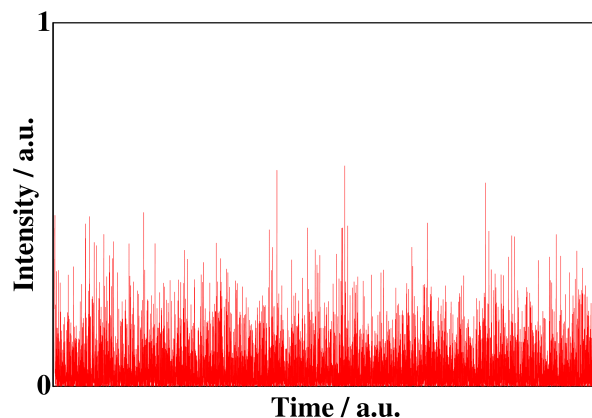


図 2.10 マルチモード発振の時間波形。縦軸は規格化強度、横軸は規格化時間。図 2.9 において 19 モードの位相変化が時間軸上でランダムに変化した場合を仮定した。

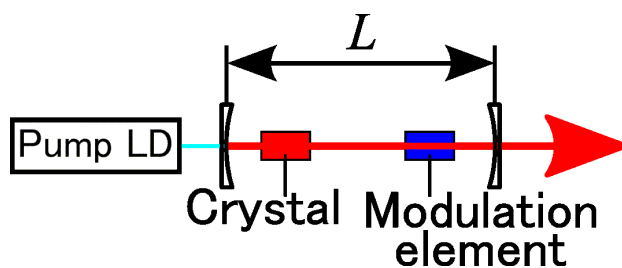


図 2.11 モード同期発振のため、変調素子を加えた光励起固体レーザーの共振器構成。

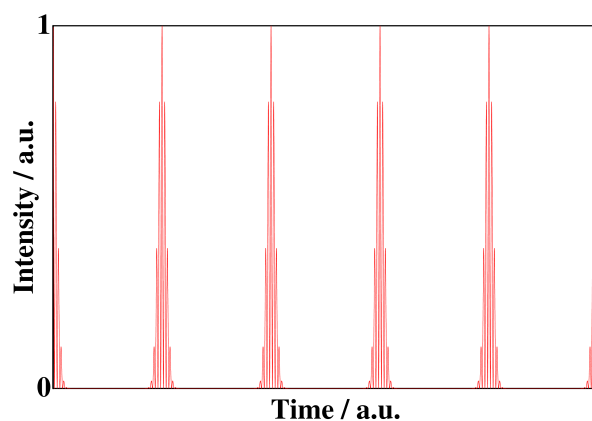


図 2.12 モード同期発振の時間出力波形。縦軸は規格化強度、横軸は規格化時間。図 2.9 において 19 モードの初期位相を 0 rad 、かつすべてのモードの位相が一定と仮定した。

別される。

- 能動型：共振器内に音響光学変調器や電気光学変調器を導入し、外部から変調信号を入力することでモード間の位相を揃えモード同期を実現する。モード同期の特性、例えばスペクトル幅など

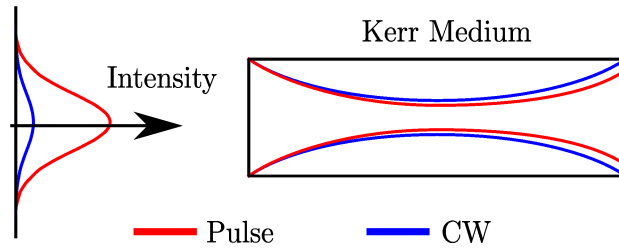


図 2.13 カーレンズ効果による媒質中の集光作用。平均パワーが同一であっても、パルス発振の光では尖頭値が高くなるためカー効果が高くなり、CW 発振の光が通過する場合と比較して媒質中でより強く集光される。

が入力する変調信号の影響を受けるが、変調信号で共振器内の状態を電氣的に制御することが可能である。

- 受動型：共振器内の非線形効果でモード同期を実現する。モード同期発振を実現するための共振器構成に制限が多いが、受動的に変調を得るため、外乱の影響を受けてもモード同期の特性が変化にくい。
 - SESAM 型：一定強度以上の光が入射された場合に透過率が高くなる性質をもつ、SESAM を用いる。用途にしたがって SESAM の最適化が必要であり、また現状では用途ごとに最適な SESAM が入手できるとは限らない。
 - カーレンズ型：3 次の非線形光学効果であるカー効果を用いる。レーザー結晶自体を非線形媒質として用いることが可能であり、簡素な共振器構成でモード同期を実現できる。

本研究では 1 章で述べたようにランニングコストが低く、長時間連続運転が可能で不確かさの小さい光周波数コムを開発するという目的から受動型で、カーレンズ型のモード同期を用いた。カーレンズ効果は 3 次の非線形作用の 1 つであるカー効果を用いる。カー効果は式 (2.11) のように入射する光の強度に比例して媒質の屈折率が変化する。

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.11)$$

ここで、 n は媒質の屈折率、 n_0 は線形の分極による屈折率、 n_2 は 3 次の非線形分極による非線形屈折率、 I は光強度である。カー効果は 3 次の非線形作用のため、特殊な結晶構造を持たない媒質、例えばレーザー結晶でも得ることができる。そのため、レーザー結晶を変調素子として使用すれば簡素な共振器構成でモード同期を実現できる。

図 2.13 に示すように、カー効果をもつ媒質に光が入射したとする。入射光のビーム形状がガウス型と仮定すると中央のほうが光強度が高いため、カー効果の影響が強くなり、屈折率も高くなる。これは

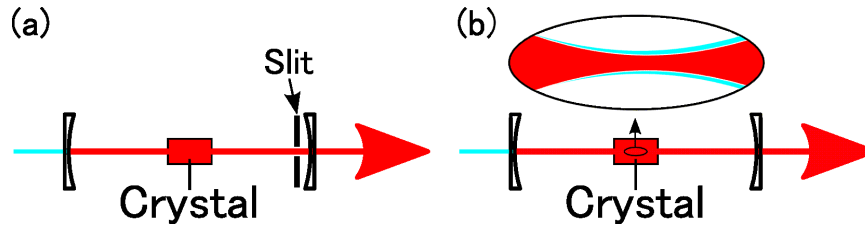


図 2.14 (a) ハードアパーチャー型のカーレンズモード同期の構成。結晶のカーレンズ効果による集光作用がある状態で、パルス通過時のほうがビーム径が狭くなる場所にスリットを挿入する。(b) ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期の構成。結晶のカーレンズ効果による集光作用がある状態で、パルス通過時のほうが励起光との空間的な重なりが大きくなるように共振器を調整する。

凸型の屈折率分布レンズと類似の状態となるため、レーザー光が自己収束する。光強度の分布から媒質内で光が自己収束する作用をカーレンズ効果という。

ここで、同じ平均パワーをもつ連続 (Continuous Wave。以降、CW と称する) 発振およびパルス発振の光が入射した状況を考える。このとき、平均パワーが同じであっても、パルス発振では尖頭値の光強度が高いため、CW 発振よりカーレンズ効果の作用が強くなる。カーレンズモード同期では CW 発振とパルス発振のカーレンズ効果の差を用いて、モード同期を実現する。

カーレンズ効果を用いたモード同期の実現方法には図 2.14 に示す 2 種類がある。(a) はハードアパーチャー型のカーレンズモード同期とよばれる。パルス通過でカーレンズ効果の集光作用が強くなったとき、共振器内でビーム径が狭くなる部分にスリットを挿入する。CW 発振よりもパルス発振のほうが共振器内の損失が低い状態となるため、パルスが維持される。(b) はソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期とよばれる。パルス通過でカーレンズ効果の集光作用が強くなったとき、励起光との空間的な重なりが大きくなるように共振器を調整する。CW 発振よりもパルス発振のほうが共振器内の利得が高い状態となるため、パルスが維持される。本研究では簡素な共振器構成のモード同期発振を行うことを目的としてソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を用いた。

2.2.2 群遅延分散と分散補償

本研究では時間的に周期的なパルス列、その中でもパルス幅が 100 fs^2 前後の超短パルスを扱う。フーリエ変換の関係から時間軸で狭いレーザーは広いスペクトル幅をもつ。本項では超短パルスがもつ広いスペクトル幅を扱うために必要な群遅延分散について説明する。

透明媒質の屈折率は非線形な周波数依存性を持ち、ここでは $n(f)$ と示す。透明媒質の長さを l とすれば、光路長は $n(f)l$ である。超短パルスのようにスペクトル幅をもつ光が透明媒質を通過すると、含

まれる周波数成分ごとに異なる光路長を通過する。一般的に周波数が数 100 THz の光領域では、周波数が高いほど媒質の屈折率が高くなり、また周波数が高くなるにつれて 周波数変化に対する屈折率変化は大きくなる。したがって広いスペクトル幅をもつ超短パルスが透明媒質を通過すると、時間軸上で見たときにパルスの前方に低周波成分が、パルスの後方に高周波成分がシフトする。これによりパルス前方から後方にかけて周波数成分が高くなる状態を正チャープという。反対に前方から後方にかけて周波数が低くなる状態を負チャープという。正チャープ、負チャープともに、チャープが無いパルスと比較して、パルス幅は広くなる。モード同期発振は図 2.8 に示すように共振器の中に透明媒質であるレーザー結晶を含む構成となる。そのため、パルスが共振器内に生成されたとしても、繰り返し結晶を通過することで大きなチャープが導入される。大きなチャープによりパルス幅が広がり、尖頭値が低下し、カーレンズ効果が低下するため、生成されたパルスは維持されない。したがって、モード同期では共振器内に正チャープを補償する素子が必要となる。

チャープを定量的に扱うために 群速度分散 (Group Velocity Dispersion。以降、GVD と称する) および群遅延分散 (Group Delay Dispersion。以降、GDD と称する) について説明する [64–66]。説明のため、光速 c 、波長 λ 、角周波数 $\omega = 2\pi f$ 、波数 $k(\omega) = 2\pi n(\omega)/\lambda$ を用いる。媒質通過時の $k(\omega)$ をパルスの中心周波数 ω_0 でテイラー展開すると、式 (2.12) と示される。

$$k(\omega) = k_0(\omega_0) + k_1(\omega_0)(\omega - \omega_0) + k_2(\omega_0)\frac{1}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + k_3(\omega_0)\frac{1}{3!}(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (2.12)$$

ただし、右辺各項に含まれる k_i は式 (2.13) と示される。

$$k_j(\omega_0) = \left. \frac{d^j k(\omega)}{d^j \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (j = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.13)$$

0 次の項 $k_0(\omega_0)$ から、中心周波数成分の伝搬速度を示す位相速度 $v_p(\omega_0)$ が式 (2.14) と示される。

$$v_p(\omega_0) = \frac{k_0(\omega_0)}{\omega_0} \quad (2.14)$$

1 次の項 $k_1(\omega_0)$ は、パルスの伝搬速度を示す群速度 $v_g(\omega_0)$ の逆数である。 $v_g(\omega_0)$ は屈折率から式 (2.15) と示される。ただし λ_0 は ω_0 の波長である。群速度は媒質中のパルスの伝搬速度に影響するが、パルスの形状には影響しない。

$$v_g(\omega_0) = \frac{1}{k_1(\omega_0)} = \frac{c}{n(\lambda_0) - \lambda_0 \left. \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}} \quad (2.15)$$

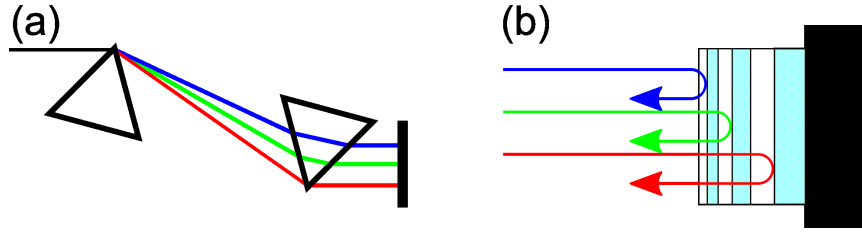


図 2.15 共振器内で負の GDD を実現する素子。(a) プリズム対。プリズムの空間分散を用いる。(b) チャープミラー。波長ごとに反射する深さが異なるよう設計された誘電体多層膜を用いる。

2 次の項 $k_2(\omega_0)$ が GVD であり、チャープを示す。 $k_2(\omega_0)$ は屈折率から式 (2.16) と示される。

$$k_2(\omega_0) = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda=\lambda_0} \right) \quad (2.16)$$

GVD は特に光ファイバーの分散を表記するとき、分散パラメータ D で表記される場合が多い。 k_2 と式 (2.17) の関係をもつ。

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k_2 \quad (2.17)$$

GVD は単位長さあたりの分散を示すが、一定距離の素子通過による合計の分散を評価するためには GDD を用いる。GDD を $\ddot{\phi}$ と定義すれば、 $\ddot{\phi} = k_2 l$ となる。本研究では主として GDD を用いて議論を進める。

3 次以降の項は高次分散とよばれる。通常の媒質通過において、およその目安としてパルス幅が 10 fs 以上、スペクトル幅にすれば数 10 nm 以下の場合には高次分散は無視し、GDD から媒質通過前後のパルス幅を見積もることができる。波形が理想的なガウス型の、パルス幅 τ_{in} のパルスを仮定した場合、媒質通過後のパルス幅 τ_{out} は式 (2.18) と示される。

$$\tau_{\text{out}} = \tau_{\text{in}} \sqrt{1 + \frac{16 (\ln 2)^2 \ddot{\phi}^2}{\tau_{\text{in}}^4}} \quad (2.18)$$

$\ddot{\phi} \neq 0$ では $\tau_{\text{out}} > \tau_{\text{in}}$ であるため、媒質通過でパルス幅が広がる。共振器内にはレーザー結晶による正の GDD があるため、モード同期発振では共振器内に負の GDD をもつ素子を挿入する。負の GDD を実現する素子としては、図 2.15 に示されるプリズム対とチャープミラーが用いられる。プリズム対を用いる場合は、(a) に示す空間的な分散を用いて負の GDD を実現する。プリズム間の距離に比例して負の GDD 量が大きくなるため連続的に GDD 量を調整できる。しかし大きな負の GDD を得るた

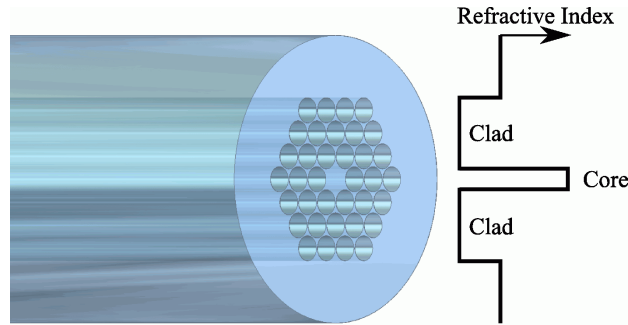


図 2.16 PCF の断面構造。コアの周りを中空のクラッド層で囲んだ構造をもつ。

めにはプリズム対を離す必要がある。例として、波長 $1\mu\text{m}$ 帯で SF10 ガラス製のプリズム対を用いて -1000 fs^2 の負の GDD を得るためにはプリズム対を約 20 cm 離す必要があり、共振器構成が制限される。チャープミラーは (b) に示すように誘電多層膜の構造を利用して、周波数ごとに反射する深さが異なるように設計し所定の GDD を実現する。多層構造の設計で 1 反射で -1000 fs^2 をこえる比較的大きな負の GDD をもつチャープミラーも入手可能である。共振器を構成する鏡をチャープミラーに置き換えることで負の GDD を導入することができるが、1 反射あたりの GDD が決まっているため、GDD の調整も離散的になる。上記負の GDD を持つ素子により、正の GDD を補償する方法を分散補償とよぶ。本研究は共振器をコンパクトにまとめるためチャープミラーを用いた。

2.2.3 PCF によるスペクトル幅拡大

2.1.2 項で述べたように $f-2f$ 干渉による f_{CEO} 検出のためには、1 オクターブ以上のスペクトル幅が必要である。本項ではスペクトル幅の拡大に用いられる PCF について述べる。PCF は図 2.16 に示すように、コアの周りを中空構造のクラッド層で囲んだ構造をもつ。中空構造のため通常の光ファイバーよりクラッド層の屈折率が低く、コアとクラッドの屈折率差が大きいため、コアに光がより強く閉じ込められる。PCF も通常の光ファイバーと同じく SiO_2 を用いており、材料としての非線形光学係数は低いですが、コアに強く光を閉じ込めることで高い非線形効果を得る。加えて、コアと中空構造の大きさや比率をもちいて分散を設計できることや、空間的に光が広がることなくファイバー内を伝播するため高い非線形効果を長い距離に渡って得ることができるという利点をもつ。

PCF 中のパルス伝搬は式 (2.19)、式 (2.20)、式 (2.21) と示される [67,68]。

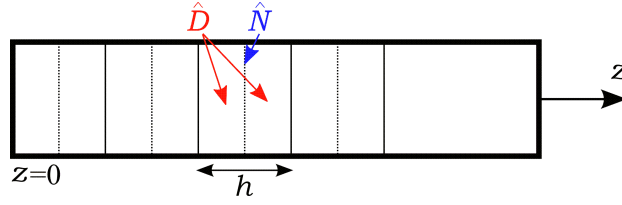


図 2.17 対称化 SSFM の数値計算モデル。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2.19)$$

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} + \sum_{j \geq 2} \frac{i^{j+1}}{j!} k_j \frac{\partial^j}{\partial T^j} \quad (2.20)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \quad (2.21)$$

ここで、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $T = t - z/v_g$ はパルス伝搬の座標系上の時間、 ω は角周波数、 A はパルスの包絡線形状、 z は PCF の伝搬距離、 α は PCF の損失係数、 γ は PCF の非線形係数、 T_R は PCF に用いられている SiO₂ のラマン係数を示す。式 (2.20) の左辺に示す \hat{D} は損失および分散の効果を示す微分演算子であり、右辺第 1 項は PCF の損失を、右辺第 2 項は PCF の分散を示す。式 (2.21) の左辺に示す \hat{N} は非線形の効果を示す微分演算子である。右辺第 1 項目は自己位相変調とよばれ、PCF 伝搬にともないパルスに正のチャープが導入される。右辺第 2 項は Self Steepening とよばれ、PCF 伝搬で時間軸上のパルスの包絡線のピークが前側にシフトする。右辺第 3 項目は Stimulated Raman Scattering とよばれ、PCF 伝搬でパルスを構成するキャリア周波数成分が長波長側にシフトする。

式 (2.19) の解を求めることで出力されるパルスの時間軸上の包絡線形状、そのフーリエ変換からスペクトル形状を求めることが可能だが、 \hat{D} と \hat{N} が同時に影響するため、解析的には解を求めることができない。本研究では数値的に式 (2.19) の解を求める方法として Split-Step-Fourier-Method(以降、SSFM と称する) を用いた。

2.2.4 Split-Step-Fourier-Method

SSFM は図 2.17 に示すように、ファイバーを十分に短い距離 h に区切り、その範囲では \hat{D} および \hat{N} が独立に作用すると仮定する。すなわち損失および分散効果は $\hat{N} = 0$ として計算し、非線形効果は $\hat{D} = 0$ として計算する。上記計算から、所定の PCF 長を伝搬したのちのパルスの包絡線形状を得る方法を SSFM とよばれる。ここで、ファイバーの損失は無いと仮定し $\alpha = 0$ とすると、式 (2.19) は式 (2.22) および式 (2.23) の 2 つに分離することが可能となる。

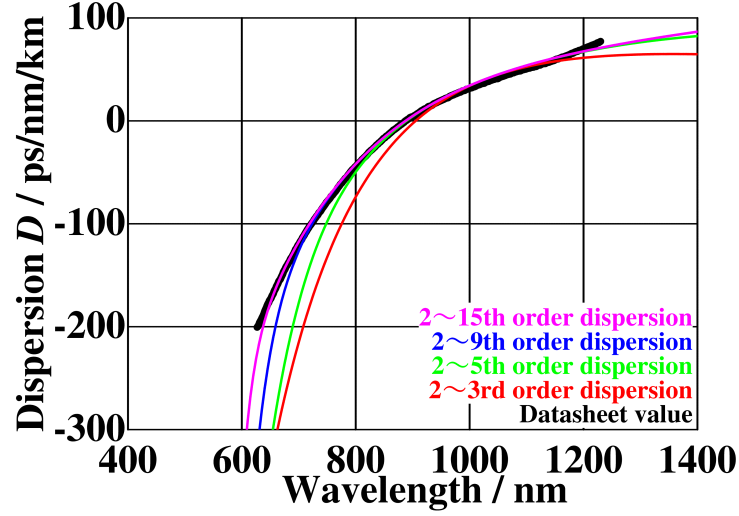


図 2.18 2 次から k_j 次の高次分散を用いたとき、SSFM に反映される PCF の分散特性を試算した結果。試算はコア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF を用いた。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\sum_{j \geq 2} \frac{i^{j+1}}{j!} k_j \frac{\partial^j}{\partial T^j} \right) A \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma \left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) A \quad (2.23)$$

式 (2.22) は線形成分のみを含むため、 A をフーリエ変換で周波数形式とすることで計算可能である。式 (2.23) は非線形成分を含むため、時間形式のまま数値計算する。計算精度を上げるため、図 2.17 に示す対称化が行われる。一連の流れとして、式 (2.22) に示す分散を距離 $h/2$ 分計算 $\rightarrow A$ を逆フーリエ変換 \rightarrow 式 (2.23) に示す非線形効果を距離 h 分計算 $\rightarrow A$ をフーリエ変換 \rightarrow 式 (2.22) に示す分散を距離 $h/2$ 分計算、を繰り返す。

式 (2.22) と示すように分散は式 (2.13) に示した k_j の形で与える。 $f - 2f$ 干渉による f_{CEO} 検出のために 1 オクターブ以上のスペクトル幅、すなわち波長にして数 100 nm の範囲を扱う必要がある。このような広帯域のスペクトルを扱うためには k_2 よりも次数の高い、高次分散を用いる必要がある。しかし、任意のスペクトル幅、または PCF の分散特性が与えられたとき、何次の高次分散まで用いる必要があるかの指標は我々の知る限り明確にはされていない。そこで本研究で用いる PCF およびスペクトル範囲、具体的には 600 nm から 1300 nm の範囲において、何次の高次分散まで必要かの検討を行った。その結果、本研究で用いる 600 nm から 1300 nm の範囲で PCF のスペック値を式 (2.22) に反映するためには、15 次までの高次分散を用いる必要があった (図 2.18 参照)。

2.2.5 位相同期

本項では光周波数コムの周波数制御で用いた、フィードバック制御による位相同期について述べる [69–71]。

基準信号の電圧波形を $v_R(t)$ 、被制御信号の電圧波形を $v_T(t)$ とし、それぞれ式 (2.24) および式 (2.25) と定義する。

$$v_R(t) = V_R \cos(\omega_R t + \theta_R) \quad (2.24)$$

$$v_T(t) = V_T \cos(\omega_T t + \theta_T) \quad (2.25)$$

ここで V_R および V_T は電圧振幅、 ω_R および ω_T は角周波数、 θ_R および θ_T は位相を示す。フィードバック制御では基準信号と被制御信号の位相差検出のため、ダブルバランスドミキサー (Double-Balanced Mixer。以降、DBM と称する) などを用いて 2 つの信号の積を取る。 $v_R(t)$ と $v_T(t)$ の積を取ると式 (2.26) と示される信号が生成される。

$$v_R(t)v_T(t) = \frac{V_R V_T}{2} [\cos\{(\omega_R + \omega_T)t + (\theta_R + \theta_T)\} + \cos\{(\omega_R - \omega_T)t + (\theta_R - \theta_T)\}] \quad (2.26)$$

式 (2.26) のうち、左辺第 2 項目は基準信号と被制御信号の角周波数差および位相差情報を含んでいる。そこでローパスフィルター (Low-Pass Filter。以降、LPF と称する) で第 2 項のみ抜き出すと、式 (2.27) と示される信号 $v_o(t)$ が出力される。ただし、 $\Delta\theta = \theta_R - \theta_T$ とする。

$$v_o(t) = \frac{V_R V_T}{2} \cos\{(\omega_R - \omega_T)t + \Delta\theta\} \quad (2.27)$$

ここで $\omega_R = \omega_T$ かつ、 $\Delta\theta \sim \pi/2$ であれば、 $\Delta\theta' = \Delta\theta - \pi/2$ として $v_o(t)$ は式 (2.28) と近似できる。

$$v_o(t) \sim \frac{V_R V_T}{2} \Delta\theta' \quad (2.28)$$

このように、基準信号と被制御信号の位相差 $\Delta\theta'$ に比例した電圧が得られ、これを $\Delta\theta' = 0$ となるようにフィードバック制御することを位相同期という。

ここで、 $|\Delta\theta'| \leq \pi/2$ の範囲を外れた場合、誤差信号の符号が逆転するため位相同期を実現できない。位相同期を実現できる位相差 $\Delta\theta'$ の範囲をロッキングレンジとよぶ。

第 3 章

共振器設計

3.1 Yb:KYW 結晶

本節では研究に用いた Yb:KYW 結晶の特徴を説明する。Yb:KYW 結晶は Yb³⁺ 添加 KY(WO₄)₂ 結晶の略称である。3 準位レーザーの 1 種であり、ドーピングされた Yb³⁺ の準位構造は基底準位 (²F_{7/2}) に対して 1 つの励起準位 (²F_{5/2}) のみ存在する。そのためアップコンバージョンなど、励起準位が複数存在することで生じる吸収過程が生じない [72–74]。また、励起波長が約 980 nm、発振波長が約 1030 nm であるため、1 光子の吸収放出サイクルあたりのエネルギー損失を示す量子欠損は約 5% となる。Ti:Sa レーザーの場合、励起波長を 500 nm、発振波長を約 800 nm [75] とすれば量子欠損は約 40% のため、比較すると Yb³⁺ の量子欠損はきわめて小さいと考えられる。この量子欠損はレーザー発振時に結晶の発熱をもたらす可能性がある。Yb³⁺ を用いたレーザーでは Ti:Sa レーザーと比較して結晶の発熱は小さくなると考えられ、Ti:Sa レーザーと比較して結晶の冷却を簡素化できる可能性がある。また、励起波長の約 980 nm は Er³⁺ 光ファイバー増幅器の励起波長と近いため、信頼性の高い LD を励起光源として安価に入手できるという利点をもつ。そして、固体レーザーであるため、モード同期 Ti:Sa レーザーで開発された光周波数コムや周波数制御などの技術が応用できる可能性がある。ただし 3 準位レーザーは発振光の吸収も生じるため、単純に長い結晶や高い Yb ドーピング濃度の結晶を用いればよいわけではなく、励起光の吸収とあわせてそれらには最適な条件が存在すると考えられる。

本研究を始めた 2009 年ごろ、入手が容易であった Yb³⁺ 添加結晶としては本研究で用いた KYW 結晶または KGW 結晶 (KGd(WO₄)₂) の 2 種類であった。Yb:KYW のほうがよく使われていたことや、特に高濃度ドーピングについては Yb:KYW 結晶のほうがメーカーとして結晶を作成しやすいという理由から Yb:KYW 結晶を用いることとした。Yb:KYW には 3 つの結晶軸が存在するが、その中で最も大きな吸収断面積をもつ N_m 軸を用いた。 N_m 軸は波長 981.2 nm で吸収断面積約 $1.33 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 、波長 1025 nm で誘導放出断面積約 $0.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ と報告されている [72]。また Ti:Sa より狭いが、発

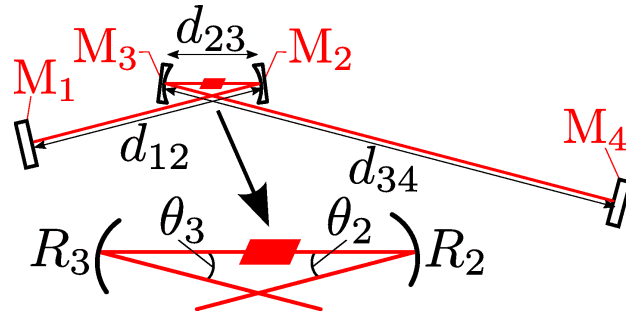


図 3.1 4 枚鏡で構成された共振器および、各部のパラメータ。

振波長の帯域が約 16 nm あり、100 fs 以下の超短パルス生成が可能である。

Yb:KYW レーザーを用いる場合の課題は、 f_{CEO} の位相同期のために広く用いられている励起パワー制御において、Ti:Sa レーザーと比較して上準位の緩和寿命が長いため、制御帯域が狭くなる点である。先行研究では Yb:KYW レーザーの制御帯域は 45 kHz と報告されている [22]。

3.2 共振器設計

本節ではモード同期発振を行うための共振器設計について述べる。共振器の構成は、モード同期 Ti:Sa レーザーで通常利用される共振器の安定領域端のカーレンズ型モード同期 [37] を目指して非対称の bow-tie 型を採用した。上記 bow-tie 型の ABCD 行列を用いた光線伝搬の計算、結晶の収差補正および共振器全体のパッケージ化について述べる。

3.2.1 ABCD 行列を用いた計算

本研究では Ti:Sa のカーレンズ型モード同期実現に用いられており、かつ研究室内の Ti:Sa レーザーで実績のある図 3.1 に示すような、4 枚の鏡で構成された非対称の bow-tie 型の共振器を用いた [37, 51, 76]。この共振器は結晶への集光のための球面鏡 M_2 、 M_3 および、共振器端で光路を折り返すための 2 枚の平面鏡 M_1 、 M_4 で構成される。 M_1 と M_2 の距離を d_{12} 、 M_3 と M_4 の間隔を d_{34} とする。また球面鏡 M_2 、 M_3 の曲率をそれぞれ R_2 および R_3 とし、2 枚の球面鏡間隔を $d_{23} = R_2/2 + R_3/2 + \delta$ と定義する。鏡の反射や空間伝搬を表す ABCD 行列は式 (3.1) と示される [64, 65]。ただし ABCD 行列の計算で図 3.1 に示している結晶は除いている。

$$M_{d_{12}} = \begin{bmatrix} 1 & d_{12} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{d_{23}} = \begin{bmatrix} 1 & R_2/2 + R_3/2 + \delta \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{d_{34}} = \begin{bmatrix} 1 & d_{34} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$M_{M2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{M3} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_3 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

これらを用いて共振器 1 周の伝搬を示す ABCD 行列 M_{roop} は、式 (3.2) と示される。ただし平面鏡 M_1 および M_4 の反射は単位行列のため、表記していない。

$$M_{\text{roop}} = M_{d12} M_{M2} M_{d23} M_{M3} M_{d34} M_{d34} M_{M3} M_{d23} M_{M2} M_{d12} \quad (3.2)$$

共振器内のビーム形状を最低次のガウシアン形状とし、球面鏡間隔 δ が変化するとき共振器内に光が安定に閉じ込められる条件を式 (3.2) から計算する。式 (3.3) に示す δ_1 、 δ_2 を用いると、 δ は式 (3.4) に示される範囲に制限される。

$$\delta_1 = \left(\frac{R_3}{2}\right)^2 \frac{1}{d_{34} - R_3/2}, \quad \delta_2 = \left(\frac{R_2}{2}\right)^2 \frac{1}{d_{12} - R_2/2} \quad (3.3)$$

$$0 < \delta < \delta_1, \quad \delta_2 < \delta < \delta_1 + \delta_2 \quad (3.4)$$

式 (3.3) から、 $R_2 \neq R_3$ または $d_{12} \neq d_{34}$ と非対称の共振器の場合は、 $\delta_1 \neq \delta_2$ となる。これは、光が安定に閉じ込められる領域、すなわち安定領域が 2 つに分かれることを示す。

式 (3.2) から短腕側出力鏡 M_1 上、長腕側出力鏡 M_4 上および、 M_2 - M_3 間の最小ビーム径の計算結果を図 3.2 に示す。計算は、3.2.3 項に示す実際の構成を仮定し、 $R_1 = R_2 = 50 \text{ mm}$ 、 $d_{12} = 60 \text{ cm}$ 、 $d_{34} = 100 \text{ cm}$ とした。球面鏡間隔 δ を変化させた場合、安定領域が 2 つに分かれる (図 3.2 参照)。このうち球面鏡間隔が短い領域 ($0 < \delta < \delta_1$) は High Misalignment Sensitivity (以降、HMS と称する)、長い領域 ($\delta_2 < \delta < \delta_1 + \delta_2$) は Low Misalignment Sensitivity (以降、LMS と称する) とよばれる [77, 78]。

ソフトアパーチャー型のカーレンズ型モード同期は、LMS の不安定領域に近い端付近で得られることが知られている [37]。しかし 4.2 節で述べるが、本研究では上記の不安定領域の端付近ではなく、LMS の中央付近でモード同期を実現した。

3.2.2 結晶周辺の光路および部品

共振器内にレーザー結晶を配置する場合、励起光の吸収量を増やすため、また発振光に対する損失を減らすために結晶の表面反射を低減させる必要がある。結晶表面に反射防止膜をつける方法と、結晶端

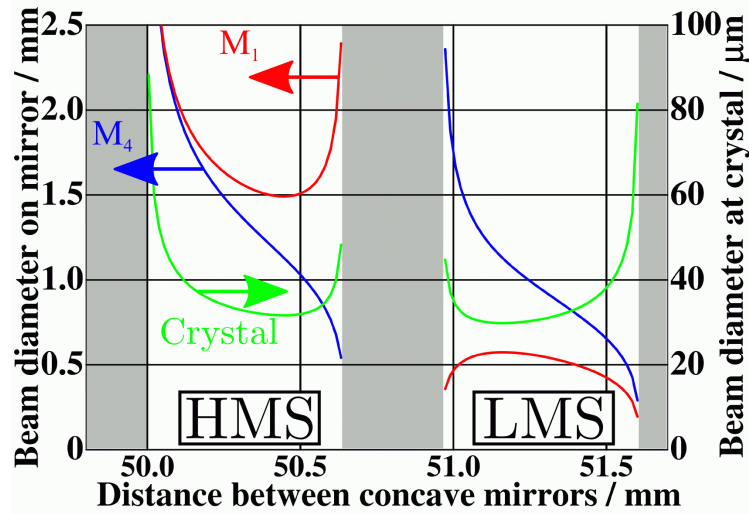


図 3.2 式 (3.2) から計算を行った共振器内各位置の発振光のビーム径。灰色で示した部分は解が得られない領域を示す。 $R_1 = R_2 = 50 \text{ mm}$ 、 $d_{12} = 60 \text{ cm}$ 、 $d_{34} = 100 \text{ cm}$ とした。赤: M_1 上のビーム径、青: M_4 上のビーム径、緑: M_2 - M_3 間の最小ビーム径を示す。

面をブリュースター条件を満たす角度としたブリュースターカットの結晶を用いる方法がある。前者は反射防止膜で導入される GDD を考慮する必要がある。後者はブリュースターカットの結晶と球面鏡の反射角で非点収差を補償する方法が報告されている。Ti:Sa の先行研究で後者の方法を用い、球面鏡の反射角を調整することでモード同期を実現しやすくなるとの報告があるため [37]、本研究でも後者の方法を用いた。

図 3.1 の結晶配置において結晶を通過するとき、紙面に平行な方向と、紙面に垂直な方向で非点収差が生じる。この非点収差は図 3.1 の構成においては、結晶をはさむ球面鏡の反射角 θ を式 (3.5) とすることで補正できると報告されている [79]。

$$R \sin \frac{\theta}{2} \tan \frac{\theta}{2} = \frac{l_{\text{crystal}}(n^2 - 1)\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (3.5)$$

ここで、 l_{crystal} は結晶の長さ、 n は結晶の屈折率、また $R = R_2 = R_3$ としている。Ti:Sa レーザーの先行研究において、モード同期を得やすくする方法として、共振器長を $d_{12}/d_{34} \sim 2/3$ と非対称にすること、また結晶をはさむ左右の球面鏡の反射角はハードアパーチャー型では式 (3.5) から計算される θ から $\theta_2/\theta_3 \sim 2/3$ と異なる角度とすることが必要で、ソフトアパーチャー型でも有効に作用することが報告されている [37]。

本研究においても、異なる長さの Yb:KYW 結晶についてそれぞれ式 (3.5) から非点収差が補正される角度 θ を求め、その角度を基準として $\theta_2/\theta_3 \sim 2/3$ となるようシフトさせた。表 3.1 に用いた

表 3.1 結晶長と θ の計算値および θ_2 、 θ_3 の設計値。 $R_1 = R_2 = 50$ mm、 $d_{12} = 60$ cm、 $d_{34} = 100$ cm とした。

結晶長	式 (3.5) から計算される θ	θ_2	θ_3
3 mm	18.2°	14.6°	21.8°
2 mm	14.8°	11.8°	17.8°
1.5 mm	12.8°	10.2°	15.4°
1 mm	10.4°	8.3°	12.5°

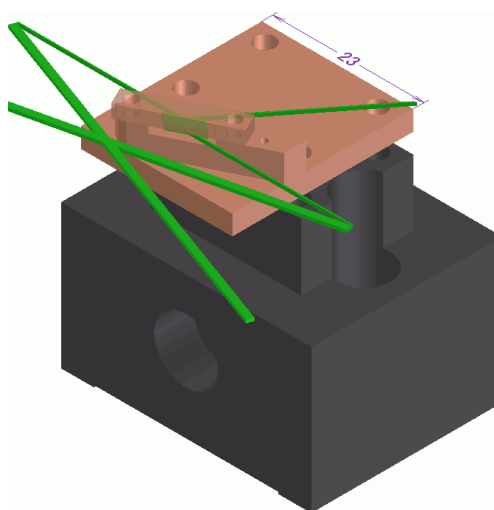


図 3.3 結晶長 3 mm 用の結晶マウント。図中の数字は mm 表示。緑色は発振光の光路を示す。黒色のパーツはアルミ製のヒートシンクであり、側面中央にある穴を用いて水冷を行う。

Yb:KYW 結晶の長さ、 θ の計算値および θ_2 、 θ_3 の設計値を示す。

3 mm 結晶の場合は表 3.1 のように球面鏡の反射角が大きいので、可能な限りレーザー発振時の放熱を高くすることを目的として図 3.3 に示す結晶マウントを設計した。結晶を置く下側の部品と、結晶を固定する上側の 2 つ部品は銅製とした。上側部品と下側部品の接触面積を広くとり、レーザー発振に伴う発熱が上側の部品に移動したとしても、高い放熱効果を得ることを目的とした。なお図 3.3 に記載していないが、レーザー結晶とマウントとの接触を良くするため、結晶の上下側ともインジウム箔をはさみ固定した。下側部品の下には 10 mm 角のペルチェ素子を設置し、レーザー発振に伴う発熱を下側のアルミ製ヒートシンクに放熱させ、アルミ製ヒートシンクを水冷することを想定したためである。

しかし、表 3.1 に示すように、結晶長が短くなるほど球面鏡の反射角がより鋭角になる。4.1 節で述べるように連続発振時の出力パワーが最大となる結晶長は 1 mm であり、結晶の直近を発振光が通過する (図 3.4 参照)。このため、図 3.3 の構成では、レーザー結晶近くの下側部品で発振光のケラレが生じ、出力パワーの低下が生じると想定された。したがって長さの短い結晶を固定するため、レーザー結

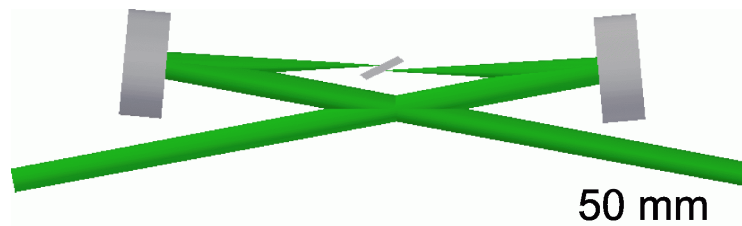


図 3.4 曲率 50 mm の球面鏡、長さ 1 mm の結晶を用いた場合の、発振光と結晶および球面鏡の位置関係。中央の灰色平行四辺形は Yb:KYW 結晶、両側の灰色四角形は球面鏡、緑色は式 (3.2) から計算したビーム径を示す。

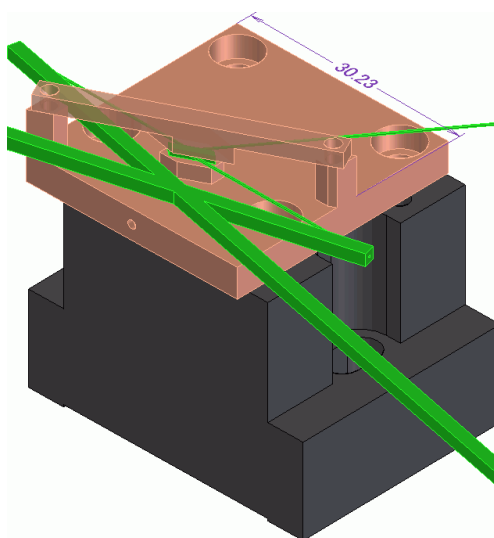


図 3.5 短い結晶に対応するために再設計を行った結晶マウント。数字は mm 表示。緑色は発振光の光路を示す。3 mm 結晶の検討から水冷は不要と判断したため、黒色のアルミ製ヒートシンクは水冷用の穴を設けていない。

晶の直近を発振光が通過してもケラレが生じない構造が必要と考えた。しかし、3 mm 結晶より上側部品と下側部品との接触位置が離れる、または接触面積が狭くなることで、十分に放熱できなくなる懸念があった。この点については、実験当初の段階で、出力パワー 450 mW の励起パワーおよび長さ 3 mm の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振を行い、レーザー発振に伴う発熱の検証を行った。下側部品の設定温度を 25 度として、水冷を止めた状態においてもペルチェ素子の動作電流は約 40 mA で連続運転が可能という結果が得られており、Yb:KYW レーザーの発振に伴う発熱は小さいと判断した。そこで、図 3.4 に示す結晶マウントを作成した。水冷を用いないため、ペルチェ素子の放熱側のアルミ製ヒートシンクも水冷用の穴は設けなかった。最終的には 3.2.3 項で述べるように、励起パワーは 750 mW とより高パワーのものへ変更したが、10 mm 角のペルチェ素子だけで設定温度 25 度を維持できた。3.2.4 項に述べる共振器パッケージ化において、1 枚のベースプレートにすべての光学素子を固定し、かつ全

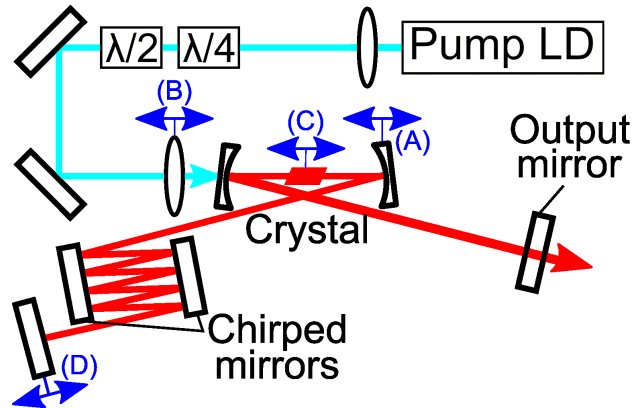


図 3.6 励起レーザーを含む共振器全体の構成。青矢印で示した部分は微動台で調整可能とした。
 (A) 右側球面鏡、(B) 励起レーザー集光レンズ、(C) Yb:KYW 結晶位置、(D) 長腕端の反射鏡。なお (D) はチャープミラーを除く任意の平面鏡としてもよい。

体をパッケージ化する構造を検討する中で、レーザー発振に伴う放熱はペルチェ素子だけでよく、水冷に関わる部品やチューブの配置を考慮する必要が無かったことは、設計上大きなメリットであった。

3.2.3 実際の共振器構成

本研究においては、光周波数計測を行うための光周波数コムを実現することが重要であるため、研究室内の Ti:Sa による光周波数コムで実績のある共振器長に近い、共振器長 L を約 1.7 m で設計を行った。繰り返し周波数は $f_{\text{rep}} = c/2L$ の関係から約 90 MHz となる。ここで c は光速である。3.2.2 項で述べたように $d_{12}/d_{34} \sim 2/3$ の非対称共振器とするため、短腕側は約 60 cm、長腕側は約 100 cm とした。共振器の構成を図 3.6 に示す。

共振器内の鏡はすべて誘電体多層膜の反射鏡を用いた。発振光を Yb:KYW 結晶へ集光するために用いる、結晶の両側に配置する球面鏡を曲率 50 mm とした。両側の球面鏡は発振光約 1030 nm の光は反射し、励起光約 980 nm の光は透過する、かつ 1 反射あたりの GDD が約 200 fs^2 のダイクロイック鏡を用いた。短腕側の端には出力鏡として 1 反射あたりの GDD が $\pm 20 \text{ fs}^2$ 未満の、透過率 90.0%、92.5%、95.0%、97.5%、99% の平面鏡を用いた。反射率を変えた条件の CW 発振への影響は 4.1 節、モード同期発振への影響は 4.2.2 項で述べる。長腕側には 2.2.2 項で述べた分散補償のため、負の GDD をもつチャープミラーを挿入した。長腕側の端は反射率 99.98% 以上かつ 1 反射あたりの GDD が $\pm 20 \text{ fs}^2$ 未満の平面鏡を用いた。なお図 3.6 には記載されていないが、共振器全体のサイズを小さくするために各所に長腕側の端に設置したのと同じ平面鏡を挿入し、共振器を折りたたみ小型化を図った (図 3.8、図 3.10 参照)。ここまでで説明したすべての誘電体多層膜鏡は市販されている超短パルスレーザー用コーティングから選定した。

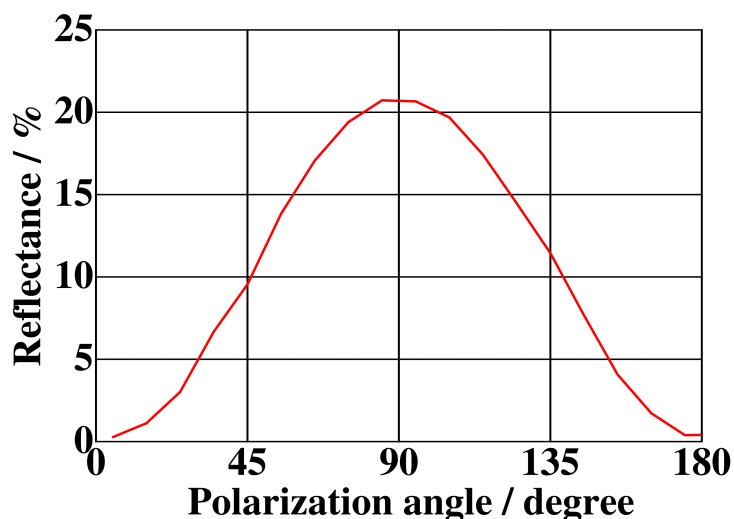


図 3.7 励起レーザーの光路に挿入した $\lambda/2$ 板の回転角と、Yb:KYW 結晶からの反射強度。反射強度が最小となる角度を $x=0$ とした。

3.2.1 項で述べた、2 つに別れた安定領域の LMS 側とするため、球面鏡間隔を約 50 mm 程度で調整できることが望ましい。そのため、(A) のように右側の球面鏡を微動台上に設置した。詳細は 4.2.1 節で述べるが、完全なカーレンズ型モード同期への調整のため、励起レーザーの集光位置 (B)、結晶位置 (C) の調整が必要となるため、これらも微動台で調整が可能な構造とした。また 6.6 節で述べるが、 f_{rep} 制御のために共振器長制御が必要なため、長腕側の端の鏡 (D) も微動台の上に設置し、PZT で微動台を電氣的に制御が可能な構造とした。

励起レーザーとして出力パワー 750 mW、中心波長 981 nm の偏光面保持シングルモードファイバー結合の LD を用いた。1/4 波長板 (以降、 $\lambda/4$ 板と称する) はファイバーからの出力光を、Yb:KYW 結晶に完全な直線偏光で入射するために用いた。また、1/2 波長板 (以降、 $\lambda/2$ 板と称する) はブリュースター条件を満たすため、同時に Yb:KYW 結晶の吸収軸に合わせるために用いた。結晶に入射する直線偏光の角度と、結晶の入射面の反射率の測定結果を図 3.7 に示す。結晶に入射する偏光が 90 度回転した条件ではブリュースター条件が満たされないことで、励起光の 20% 以上が反射されることが分かる。加えて、3.1 節で述べた、Yb:KYW 結晶において吸収断面積および誘導放出断面積が高い N_m 軸とは異なる結晶軸の励起となるため、連続発振パワーは励起光の反射によるパワー低下より低くなることが想定される。

レーザーの出力パワーを増加させるためには Yb:KYW 結晶内の励起光と発振光のビームの重なりを最大とする必要がある。図 3.2 に示したように安定領域は 2 つに分かれるが、どちらも安定領域中央付近では発振光の最小ビーム径は約 30 μm と試算される。そこでファイバーからの出力光を平行光とするコリメートレンズと、Yb:KYW レーザーに集光するフォーカスレンズの焦点距離を組み合わせ、

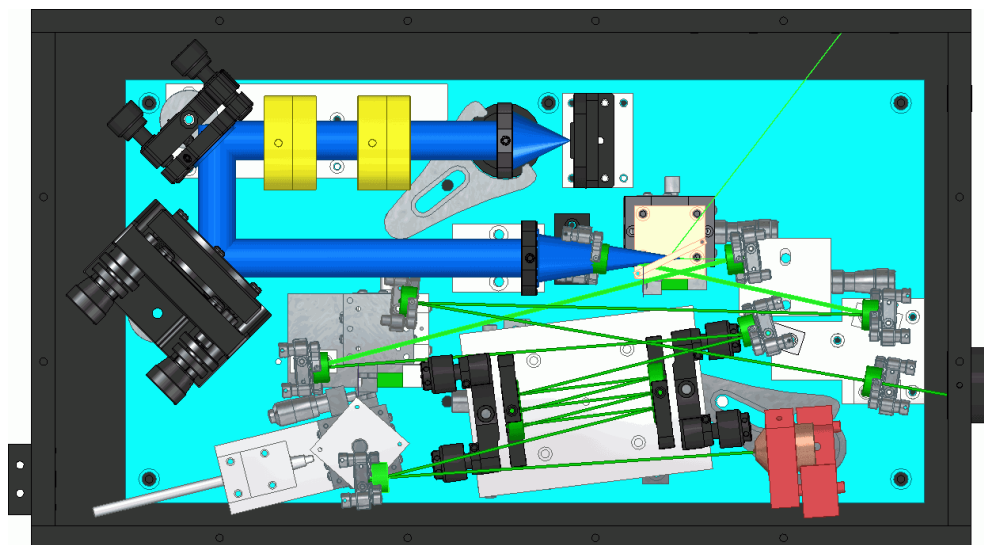


図 3.8 3D-CAD で設計した共振器構成を上方から見た図。励起光の光路は青色、発振の光路は緑色で示す。すべての素子は水色で示すベースプレート上に固定した。8 章で述べる広帯域 PZT および結晶 PZT も含む。

集光位置の最小ビーム径を測定した。その結果、 $f = 25 \text{ mm}$ のコリメートレンズおよび、 $f = 60 \text{ mm}$ のフォーカスレンズの組み合わせで得られた、最小ビーム径 $31.2 \mu\text{m}$ が試算結果に最も近かったため、この組み合わせを用いた。なお、実験的にも上記組み合わせで最大の出力パワーが得られることを確認している。

上記をもとに共振器を構築したが、1 章で述べた光周波数コムは長時間の連続運転が必要という観点から、共振器は外乱の影響を受けにくい構造とする必要がある。そこで、本研究では共振器全体をパッケージ化した。

3.2.4 共振器のパッケージ化

共振器のパッケージ化にあたり以下 2 つの構造が必要と考えた。第 1 に、周囲の空気の流れの影響を受けないよう、完全に共振器全体を密閉できるようにする。第 2 に、周囲の温度変化の影響を受けないよう、温調されたベースプレートの上に励起レーザーの光学系を含めてすべての素子を配置できるようにする。

これらを実現するために図 3.8 および図 3.9 に示すような共振器とパッケージを設計した。なお 6.3.4 項で述べるチャープミラー対の回転微動、8.1 節で述べる広帯域 PZT、8.2 節で述べる結晶 PZT も実装している。共振器およびパッケージの設計概要を以下にあげる。

- 外乱の影響を受けにくくすることを目的として、ベースプレート上の光路の高さを、可能な限

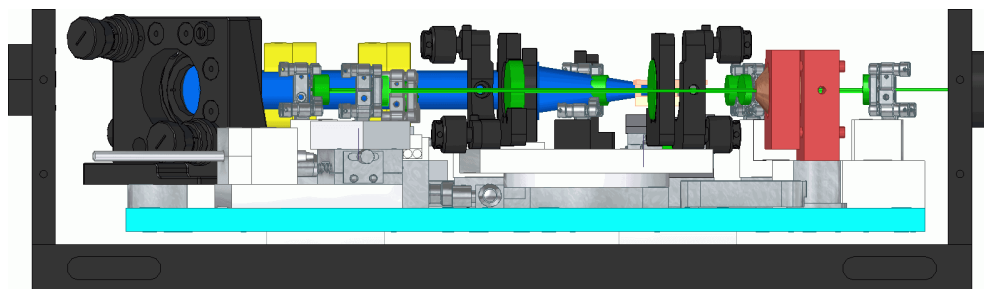


図 3.9 3D-CAD で設計した共振器構成を横から見た図。励起光の光路は青色、発振光の光路は緑色で示す。すべての素子は水色で示すベースプレート上に固定した。8 章で述べる広帯域 PZT および結晶 PZT も含む。

り低くし 45 mm とした。

- 励起レーザーの出力から共振器を構成するすべての素子を厚さ 10 mm、大きさ 180 mm×340 mm のジュラルミン板上に固定した。このジュラルミン板をベースプレートとして用いた。図 3.8 および図 3.9 で水色のパーツで示している。
- ベースプレートを含めて共振器を構成するすべての素子は、底面は厚さ 20 mm のジュラルミン板、4 つの側面は厚さ 10 mm のジュラルミン板、上面は厚さ 10 mm のアクリル板で密閉する構造とした。上側をアクリル板としたのは、共振器を開けることなく内部の状態を観察するためである。
- ベースプレートは 50 mm 角の 4 個のペルチェ素子で一定温度に制御した。底面の厚さ 20 mm のジュラルミン板はペルチェ素子の放熱板の役割も果たしている。
- 共振器から発振光を取り出す部分には窓を設置し、密閉する構造とした。励起レーザーを共振器内に導入するための光ファイバーを通すための部分は小さな穴が空いている。
- CW 発振からモード同期発振へ移行させるためには外乱を与える必要があるが、本研究では共振内の平面鏡を水平移動させた。パッケージを密閉したまま外部から水平移動を行うため、図 3.8 の左下に配置した平面鏡を直線微動の上に配置し、カメラ用のワイヤーレリーズで可動できる構造とした。

最終的に構築した実験系を図 3.10 に示す。図 3.8 に示した設計との相違点として、共振器部分に 2 重目のパッケージ化を行っている。これは共振器のアライメントを行うために上面のアクリル板を外して密閉を開放する場合でも、共振器を構成する素子は周囲の影響を受けにくくすることを目的としている。そのため、2 重目のパッケージには共振器のアライメントに必要な部分のみ穴が開いた構造とした。2 重目のパッケージを導入することで、アライメントを行い上面のアクリル板を戻して密封したのちに、共振器内部の状態が一定になるまでの時間が短縮された。具体的には、アライメントを行い上面の

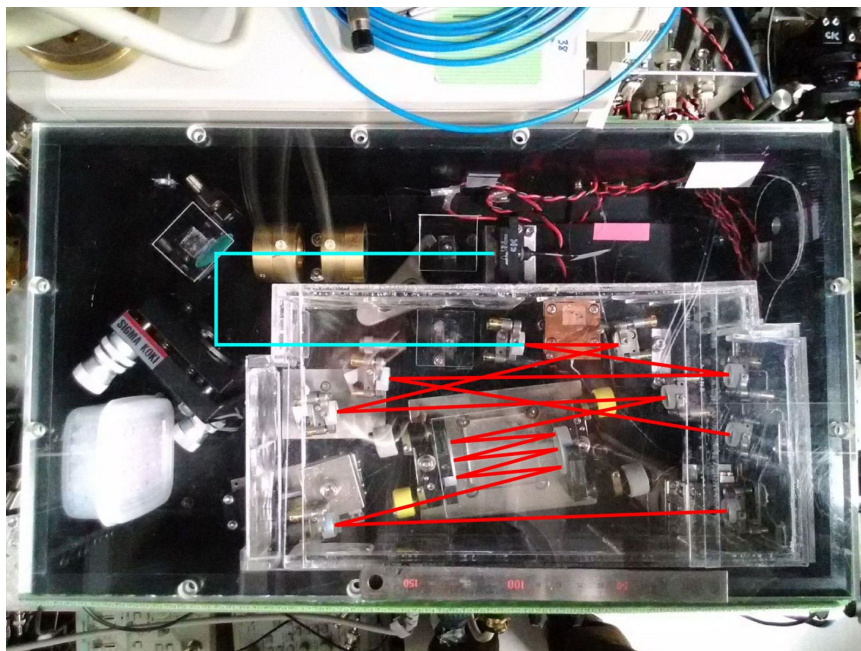


図 3.10 パッケージ化を行った共振器の写真。水色は励起光の光路、赤色は発振光の光路を示す。
図 3.8 および図 3.9 に示した 3D-CAD の構成に加えて 2 重目のパッケージを行った。

アクリル板で密閉したのちは f_{CEO} 中心周波数が大きくドリフトするため、6.4 節で述べる f_{CEO} の位相同期が長時間維持できなくなる。2 重目のパッケージ導入前ではおよそ丸 1 日の間上記の状態が続いたが、導入後は数時間で再開できた。

第4章

Yb:KYW レーザー

本章では Yb:KYW レーザーの CW 発振および出力パワー最大となる Yb:KYW 結晶および出力鏡の検討について述べる。そのうち、ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期発振、そしてモード同期発振のための共振器調整について述べる。

4.1 Yb:KYW レーザーの CW 発振

3.1 節で述べたように、Yb:KYW 結晶のレーザーは 3 準位レーザーの 1 種である。励起光の吸収による利得に加え、発振光の吸収による損失があるため、用いる Yb:KYW 結晶には最適な条件があると考えられる。我々は異なる Yb:KYW 結晶の長さ及び Yb ドーピング濃度の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振を行い、出力パワーが最大となる条件を調べた。

まず、Yb のドーピング濃度を 3% に固定し、長さ 3、2、1.5、1 mm の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振の出力パワーを測定した。出力鏡の反射率を 98.5%、励起パワーを 750 mW とした。なおこの段階では CW 発振で出力パワーが最大となる条件を調べることが目的のため、モード同期発振で必要となる GDD の調整は不要であり行っていない。各結晶長の出力パワーを図 4.1 に示す。結晶長を短くするほど出力パワーおよびスロープ効率が高くなり、かつレーザー発振の閾値も低くなる結果が得られた。上記に加え、結晶長が短いほど結晶通過で導入される GDD が小さいという利点もあるため、これ以降の実験は長さ 1 mm の結晶を用いた。

次に結晶長を 1 mm に固定し、異なる Yb ドーピング濃度の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振の出力パワーを測定した。結果を図 4.2 に示す。Yb ドーピング濃度 5% の結晶を用いたときに最も高い出力パワーが得られており、Yb ドーピング濃度を 10% に高めても出力パワーはほとんど変化しなかった。これは励起光の吸収が増えることによる利得の増加と、発振光の吸収が増えることによる損失の増加のつりあいによるものと考えられる。以降の実験は、結晶長 1 mm、Yb ドーピング濃度 5% の

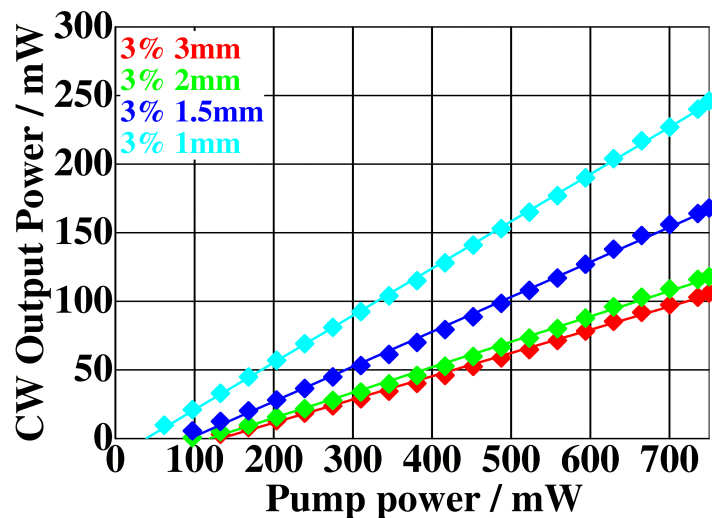


図 4.1 長さ 3 mm、2 mm、1.5 mm、1 mm の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振を行った場合の、励起パワーに対する出力パワー。Yb:KYW 結晶の Yb ドーピングは濃度 3%、出力鏡は反射率 98.5%。

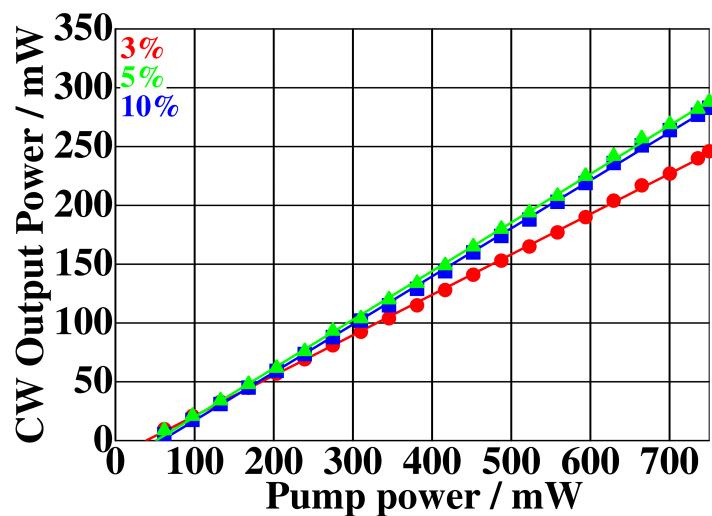


図 4.2 Yb ドーピング濃度 3%、5%、10% の Yb:KYW 結晶を用いて CW 発振を行った場合の、励起パワーに対する出力パワー。結晶長は 1 mm、出力鏡は反射率 98.5%。

Yb:KYW 結晶を用いた。

次に CW 発振パワーに影響する項目として、共振器の出力鏡の反射率を最適化した。異なる反射率の出力鏡を用いたときの CW 発振の出力パワーを図 4.3 に示す。出力鏡の反射率を下げるほど高い出力パワーが得られ、かつレーザー発振の閾値はほぼ変化しなかった。反射率 90% の出力鏡を用いた場合において、出力パワー 429 mW およびスロープ効率 64% が得られた。出力 1 W 未満のシングルモードファイバー結合の LD を励起光源に用いた Yb:KYW レーザーの先行研究と比較すると、3 枚の

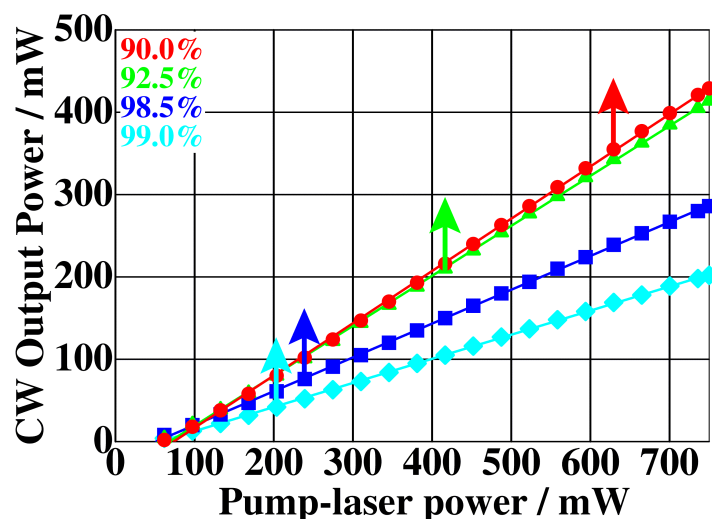


図 4.3 反射率 90.0%、92.5%、98.5%、99.0% の出力鏡を用いて CW 発振を行った場合の、励起パワーに対する出力パワー。結晶の長さは 1 mm、Yb ドーピング濃度は 5%。矢印はそれぞれの出力鏡におけるモード同期の閾値を示す。

鏡で共振器を構成した先行研究でスロープ効率 80% が得られた [33]。本研究で得られた結果はより低い値となったが、それ以外の多くの反射鏡を用いて共振器を構成した先行研究 [34] と同等の値が得られた。

4.2 Yb:KYW レーザーのモード同期発振

本研究では Ti:Sa で通常用いられている方式でソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期の実現をねらって、非対称の bow-tie 型の共振器を設計した。3.2.1 項で述べたように、結晶をはさむ球面鏡間の距離を変えたとき安定領域が HMS と LMS の 2 つに分かれる。図 4.4 に長さ 3 mm 結晶において、式 (3.2) を用いてビーム径を計算した値と、測定値の比較を示す。安定領域が 2 つに分かれること、ABCD 行列を用いた計算とほぼ一致するビーム径が得られた。同様の結果は結晶長 2 mm を用いた場合でも得られた。

しかし、CW 発振の結果で最も大きな出力パワーが得られた結晶長 1 mm では、理由は不明だが図 4.5 に示すように、1 つの発振領域のみが得られた。3.2.1 項で述べたように、ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期は LMS で中央の不安定領域に近い端付近で得られると報告がある [34, 37]。したがって、図 4.5 に示した安定領域が LMS と HMS のどちらであるかを判断する必要があるが、以下 2 点から球面鏡間隔が大きい LMS であると判断した。第 1 に、図 4.4 に示すように、結晶長 3 mm および 2 mm において HMS と LMS の 2 つの発振領域が得られたが、LMS において中央の不安定領域

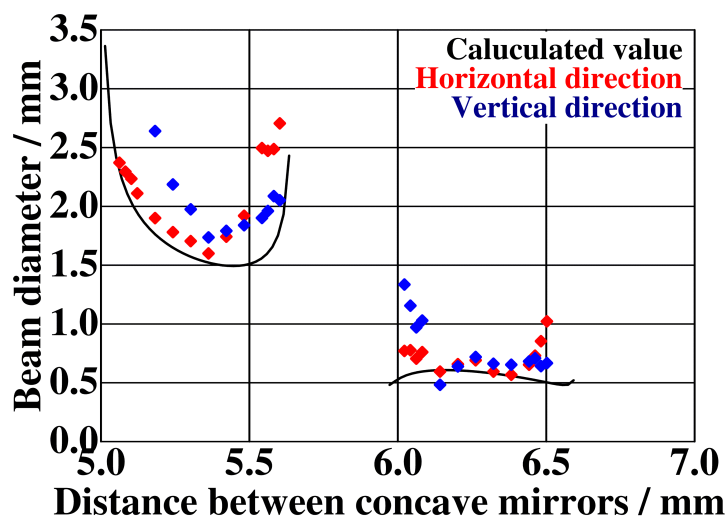


図 4.4 球面鏡間隔を変えたときの出力ビーム径。横軸は式 (3.2) の計算に用いた球面鏡間隔を示す。黒線は式 (3.2) の計算結果、赤点はレーザー共振器と水平方向のビーム径、青点は垂直方向のビーム径を示す。測定は 3 mm 結晶を用いた。

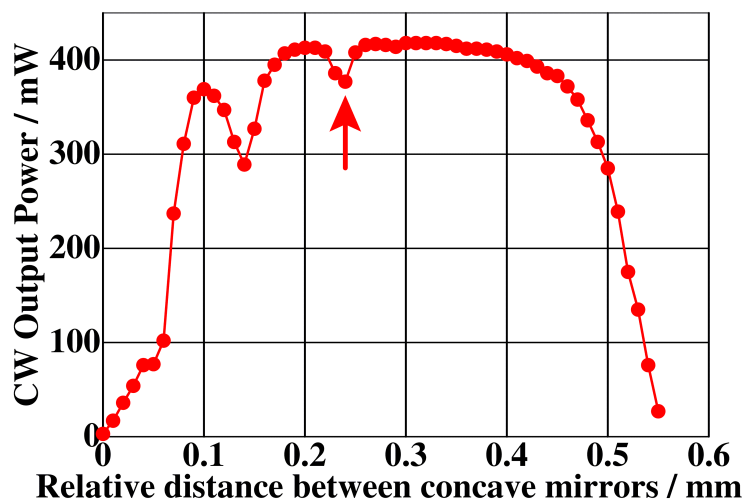


図 4.5 球面鏡間隔を変えたときの CW 発振の出力パワー。横軸は CW 発振が得られた最も狭い球面鏡間隔を $x=0$ とした。結晶は長さ 1 mm、Yb ドーピング濃度 5%、出力鏡の反射率は 92.5%。中心付近の矢印は 4.2.2 項で述べるモード同期が得られる球面鏡間隔を示す。

に近い端では縦方向のビーム径が、横方向のビーム径に比べて大きく変化する。図 4.5 に示した結晶長 1 mm を用いた CW 発振のビーム径の変化は結晶長 3 mm および 2 mm の LMS で得られた傾向と同じであった。第 2 に、図 4.5 で安定領域の中央に設定した状態で球面鏡間隔が、図 4.4 の LMS 側に相当する距離であった。そこで先行研究 [34,37] に従い、図 4.5 における $x=0$ 付近でソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期の実現を目指したが、我々の実験系ではモード同期は実現できなかった。

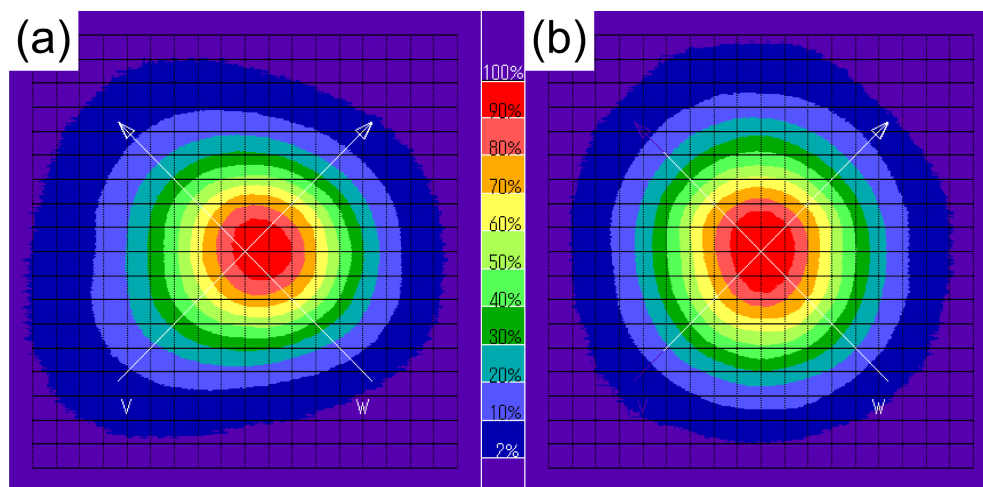


図 4.6 図 4.5 のディップにおける、(a)CW 発振時および (b) モード同期発振時のビーム形状。中央の数字は最大強度を 100% で規格化した相対強度を示す。

しかし、図 4.5 中の赤矢印部分 (以降、ディップと称する) で示す、安定領域の中央付近にある出力パワーが低下する球面鏡間隔の位置でモード同期が実現できることを見出した。このディップの CW 発振およびモード同期のビーム形状をビームプロファイラを用いて測定した。(図 4.6 参照)。CW 発振時でも、安定領域のディップ以外のビーム形状は TEM00 モードと推測される円形であった。ディップにおいては (a) に示すような 3 角形状に変化した。球面鏡間隔をこのディップ近傍にした状態で外乱を加えるとモード同期へ移行し、ビーム形状は (b) に示すように TEM00 モードと推測される円形状へ変化した。本研究で得られたモード同期に伴うビーム形状の変化は以下のように解釈できる。(a) に示したディップの 3 角形状へのビーム形状の変化は、出力パワーの低下とともに見られる現象である。よってディップは共振器構成により、安定領域中に生じた、部分的に不安定な領域に入ったものと考えられる。CW 発振からモード同期へ移行すると、結晶のカーレンズ効果が強くなることで、結晶の集光作用が強くなる。この変化で共振器の状態が不安定な領域から安定な領域に移行し、TEM00 モードと推測される円形状になると考えられる。

のちに調べたところ、類似の方法でモード同期を実現した例が Ti:Sa レーザー [38] および Yb:KYW レーザー [34] で報告されている。そこではディップは空間モード縮退による発振の競合でパワーが低下するものと説明されている。

4.2.1 モード同期発振を実現する共振器の調整

4.2 節において、安定領域の中央付近にあるディップでモード同期発振が実現されると述べた。しかし CW 発振において出力パワーが最大となるよう調整した状態からモード同期へ移行すると、多くの

場合不完全なモード同期となった。不完全なモード同期は以下 2 種類の状態のことを示す。第 1 に、完全にモード同期に移行せず、CW 発振が残る状態である。この場合、出力光を光受光素子で受光し、RF スペアナでスペクトルを観測すると、 f_{rep} 近傍に弱いピークが現れる。第 2 に、共振器内を 2 周または 3 周して安定となるパルスが混在する状態である。この場合、RF スペアナのスペクトルには繰り返し周波数の分数調波成分 $f_{\text{rep}}/2$ 、 $f_{\text{rep}}/3$ のどちらか、または両方が現れる。モード同期発振状態で共振器の調整を進めた結果、励起光の集光位置、Yb:KYW 結晶の位置および球面鏡の間隔の調整で、完全なモード同期を得る方法を確立した。

最初に、励起光の集光位置を CW 発振において出力パワー最大となる点から励起光側 (図 3.6 において左側) に約 $100\ \mu\text{m}$ 移動した。次に、Yb:KYW 結晶の位置を励起光の集光位置の調整と同方向、すなわち励起光側に約 $100\ \mu\text{m}$ 移動した。最後に、球面鏡間隔を図 4.5 のディップ周辺の $10\ \mu\text{m}$ 以下の範囲に調整することで完全なモード同期が得られた。上に示した調整を行っても不完全なモード同期となる場合もあるが、最初に行った励起光の集光位置を追加で数 $10\ \mu\text{m}$ 左右に動かした上で、再度結晶位置と球面鏡間隔を調整することで完全なモード同期が得られた。

完全なモード同期が実現できる許容範囲は球面鏡間隔がおおよそ $10\ \mu\text{m}$ 以下、励起光の集光位置も数 $10\ \mu\text{m}$ 、そして 6.3 節で述べるが f_{CEO} 線幅の狭窄化のため、結晶位置も約 $10\ \mu\text{m}$ である。本研究ではこれらの調整に直線微動台を用いたが、その最小目盛りは $20\ \mu\text{m}$ であり、本研究で見出したディップのモード同期を実現するための許容範囲は狭いと考えられる。しかし、3.2.4 項に述べた共振器のパッケージ化およびベースプレートの温調で、共振器の調整を行うことなくモード同期を 1 ヶ月以上維持することを可能とした。

4.2.2 モード同期発振の閾値

カーレンズ効果は 3 次の非線形作用であり、その大きさは発振光の強度に依存するため、モード同期発振には閾値があると考えられる。そこで異なる反射率の出力鏡を用い、ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期に必要な励起パワーの閾値を求めた。結果を図 4.3 の各矢印で示す。出力鏡の反射率ごとに 4 つの結果が得られたが、これらは共振器の内部パワーで統一して説明できる。各出力鏡の閾値の出力パワーと出力鏡の反射率から共振器内部パワーを計算すると、4 つの結果ともにおおよそ $4\ \text{W}$ であった。したがって、本研究においてソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を得るために必要な共振器の内部パワーは $4\ \text{W}$ 以上であった。

図 4.3 に示すように、モード同期の最大出力パワーは反射率 90.0% の出力鏡を用いた場合に得られたが、以下の理由からこれ以降の実験では反射率 92.5% の出力鏡を用いた。第 1 に、反射率 90.0% の出力鏡を用いた場合、出力パワー最大条件付近でしかモード同期が得られないため、外乱の影響でアラ

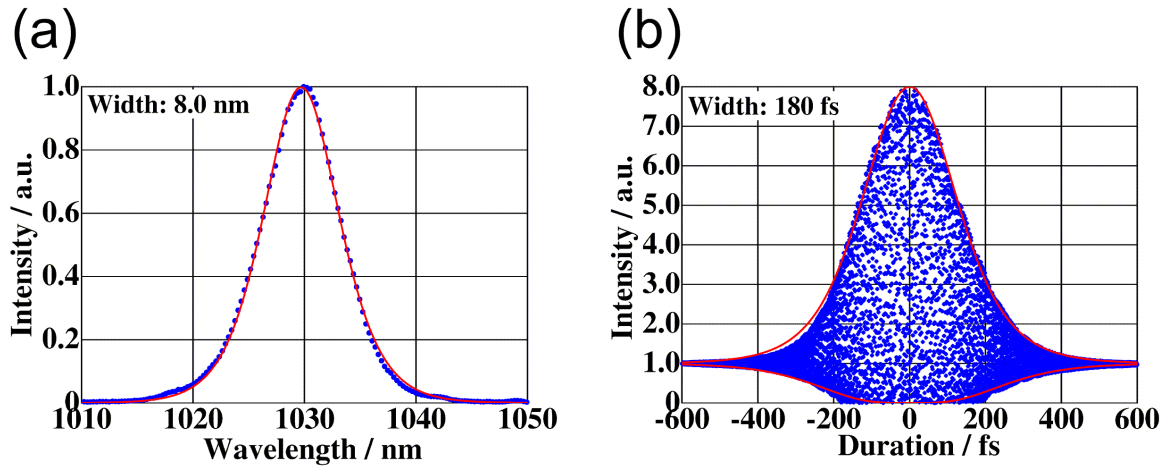


図 4.7 モード同期発振時の Yb:KYW レーザーの (a) スペクトルおよび (b) 自己相関波形。青点は測定データ、赤線は sech^2 関数によるフィッティングを示す。結晶は長さ 1 mm、Yb ドーピング濃度 5%、出力鏡の反射率は 92.5%。共振器 1 周の GDD は 6.3.1 項で述べる f_{CEO} 線幅の狭窄化のために -7200 fs^2 とした。

イメントがずれ、出力パワーが低下した場合にモード同期が維持できない。第 2 に、反射率 90.0% と 92.5% の出力鏡を用いた場合の出力パワーに大きな差が無かった。第 3 に、6.4 節で述べるように、励起パワー制御で f_{CEO} を位同期するため、励起パワーにマージンが必要である。

反射率 92.5% の出力鏡を用い、励起パワー 750 mW で平均出力パワー 360 mW のモード同期出力が得られた。CW 発振の最大出力パワーに対してモード同期の出力パワーは約 90% とわずかであるが低下した。これはディップの CW 発振のパワー低下が、モード同期発振においても現れたものと考えられる。また励起パワー対出力パワーの変換効率は約 48% であり、これは 3 枚の鏡のみで構成された共振器で得られた先行研究の最高値 53% [33] とほぼ同等の結果である。

4.2.3 モード同期発振の特性

反射率 92.5% 出力鏡を用いたモード同期発振の、スペクトルおよび自己相関波形を図 4.7 に示す。GDD については 6.3.1 項で詳細を述べるが、 f_{CEO} 線幅の狭窄化の目的で最適化し、共振器 1 周で -7200 fs^2 とした。(a) に示すスペクトルから、中心波長 1030 nm、スペクトル幅 8.0 nm が得られた。(b) に示す自己相関波形からパルス幅を計算し、180 fs が得られた。スペクトル幅および自己相関波形はともに sech^2 関数を仮定してフィッティングを行い決定した。上記結果から時間帯域幅積 (Time-bandwidth product. 以降、TBP と称する) は 0.4 となった。これは理想的な sech^2 型パルスの $\text{TBP}=0.315$ より大きいが、ガウス型パルスの $\text{TBP}=0.44$ より小さい値である。 sech^2 関数のフィッティングがよく一致したこと、ガウス型パルスの $\text{TBP}=0.44$ より小さい値となったことから、

本研究では理想的な sech^2 型パルスに近いモード同期を実現した。

第 5 章

1 オクターブ以上のスペクトル幅の実現

Yb:KYW レーザーのモード同期時のスペクトル幅は 4.2.3 項の図 4.7(a) で示したように 8.0 nm である。2.1.2 項で述べた $f - 2f$ 干渉を用いた f_{CEO} 検出に必要な、1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現するため、2.2.3 節で述べた PCF を用いた。本節ではスペックの異なる複数の PCF を用いてスペクトル拡大を行った結果について述べる。

5.1 PCF への入射および出力の光学系

本節では Yb:KYW レーザーから PCF までの光学系および、PCF からの出力光をコリメートするために用いた反射型のレンズ系について説明する。

5.1.1 PCF への入射光学系

Yb:KYW レーザーの出力から PCF までの実験系を図 5.1 に示す。PCF 端面からの反射がモード同期レーザー共振器に戻ることを防ぐため、広帯域かつ高透過率の偏光ビームスプリッタ (Polarized beam splitter。以降、PBS と称する) 2 個および、 45° のファラデーローテータで構成された光アイソレータを用いた。次に PCF の偏光特性に合わせるため、 $\lambda/2$ 板でモード同期出力の偏光方向を回転した。その後、焦点距離 6.24 mm の非球面レンズを用いて PCF へ入射した。透過型レンズであるため、色収差の影響を受けると考えられるが、Yb:KYW レーザーのスペクトル幅は 8.0 nm と狭く色収差は無視できるものと判断した。

PBS、ファラデーローテータ、 $\lambda/2$ 板、非球面レンズはすべて透過型素子であり正の GDD をもつため、2.2.2 節で述べたようにパルス幅が広がる。しかしファラデーローテータは内部に用いられている結晶の材質および長さなどの詳細が不明であるため、Yb:KYW レーザー出力から PCF までの合計 GDD 値を見積もることができない。そこで図 5.1 には記載されていないが、モード同期出力から PCF

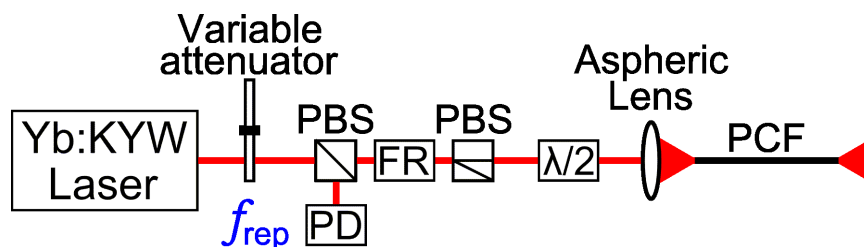


図 5.1 モード同期 Yb:KYW レーザーの出力から PCF までの実験系。図中には記載が無いが、実験系を小さくまとめるため、反射率 99.98% 以上かつ 1 反射あたりの GDD が $\pm 20 \text{ fs}^2$ 未満の平面鏡を各部に挿入した。また、6.6 節で述べるが f_{rep} は Yb:KYW レーザー出力後 1 つめの PBS の反射光を PD で受光し検出した。以下図中の略称、PBS:Polarized beam splitter、FR:Faraday Rotator、PD:Photo Diode、PCF:Photonic-Crystal Fiber。

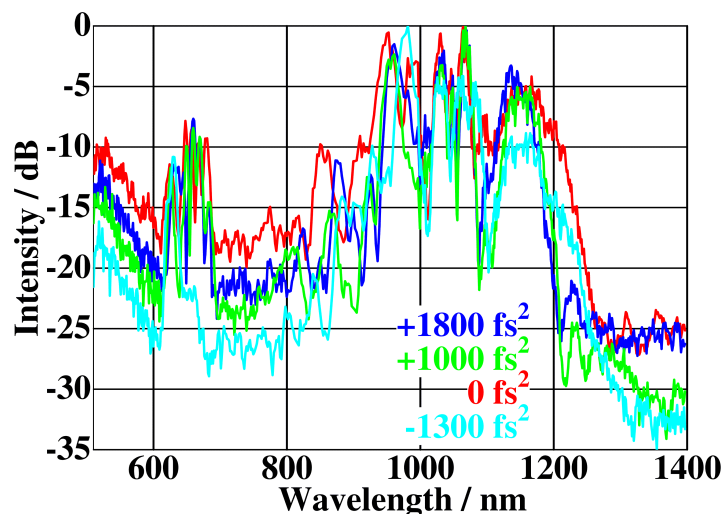


図 5.2 Yb:KYW レーザー出力から PCF までの間に GDD の異なるチャープミラーを用いた場合の PCF 出力のスペクトル。PCF のコア直径は $3.3 \mu\text{m}$ 。

までの光路の中で用いている、GDD が $\pm 20 \text{ fs}^2$ 未満の平面鏡の一部を $+1800 \text{ fs}^2$ 、 $+1000 \text{ fs}^2$ 、 -1300 fs^2 のチャープミラーに変更し、PCF の出力スペクトルを測定した。結果を図 5.2 に示す。この結果から、チャープミラーを用いない条件で最も広いスペクトルが得られており、モード同期レーザー出力から PCF までの光学系に用いた素子で導入される GDD は、ファラデーローテータを含めて元のパルス幅に対して無視できるものと判断した。

上記光学系が Yb:KYW レーザーの出力光を PCF へ入射するために必要な最小構成であるが、我々は途中で透過量可変型の光パワー減衰器 (Variable Attenuator。以降、可変光減衰器と称する) を挿入した。PCF のコア直径は約 $3 \mu\text{m}$ のため、高い結合効率を得るためには Yb:KYW レーザーの出力光を同程度に集光する必要がある。PCF へ光を導入するとき、何らかの理由でアライメントがずれた

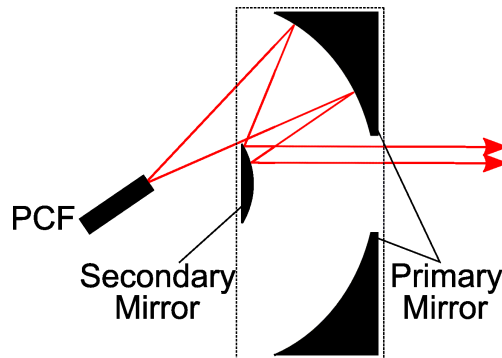


図 5.3 反射型対物レンズを用いて PCF 出力光をコリメートする場合の構成図。黒色点線部分が反射型対物レンズ。主鏡 (Primary Mirror)、副鏡 (Secondary Mirror) とともに金コートのものを用いた。

場合、コアではなく中空構造をもつクラッド部に光が集光され、構造を破壊する懸念があった。そのため、PCF へ光を導入するときには可変光減衰器で光パワーを十分に弱めた状態でアライメントの確認を行い、そののち投入パワーを上げて実験を行った。可変光減衰器の透過率を最大にしたとき、Yb:KYW レーザー出力から PCF までの光パワーの損失は約 10% であった。一般に、可変光減衰器の透過量を変えることで PCF の出力スペクトルを変化することが可能である。しかし、本研究では可変光減衰器の透過率を最大にしたときに 1 オクターブ以上のスペクトル幅が実現しているので、この方法は利用できなかった。

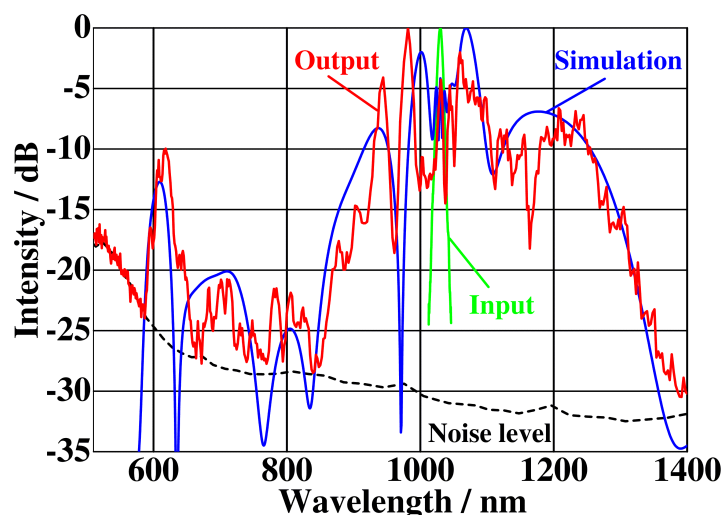
5.1.2 PCF 出射光のコリメート

PCF の出力光は $f-2f$ 干渉を用いた f_{CEO} 検出のためにコリメート光とする必要があるが、1 オクターブ以上のスペクトル幅であるため、色収差の影響を受けない光学系を用いることが望ましい。そこで本研究では反射型対物レンズを用いた。波長帯については、Yb:KYW レーザーの中心波長 1030 nm を PCF で拡大したスペクトルを対象とするため、近赤外領域で高い反射率をもつ金コートを用いた。開口数は、今回用いた PCF の中で最もコア直径の小さい $2.8 \mu\text{m}$ の開口数 0.38 に対応するため、開口数 0.5 のものを用いた。

反射型対物レンズは図 5.3 に示すように主鏡 (Primary Mirror)、副鏡 (Secondary Mirror) の 2 枚の球面鏡で反射する構造となっている。副鏡によるケラレを避けるために PCF の出力を傾けて反射型対物レンズに入射した。反射型対物レンズ通過後のパワーは PCF 出力の約 70% となった。この理由として 2 つ考えられる。第 1 に、反射鏡の反射率である。金の反射率は $1 \mu\text{m}$ 付近では 0.98 と高いが、 600 nm 付近では 0.91 に低下する。反射型対物レンズでは 2 回反射するため、 600 nm 付近の出力パワーは 2 回反射で 0.8 に低下する。第 2 に、副鏡によるケラレである。図 5.3 に示すように副鏡のケラ

表 5.1 1 オクターブ以上のスペクトル幅かつ f_{CEO} ビートが得られた PCF。

コア直径/ μm	ゼロ分散波長/ nm	非線形定数/ $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$	型番
3.3	890	39	NL-3.3-890-02
2.8	850	47	NL-2.8-850-02

図 5.4 コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF の出力スペクトル。PCF のスペックは表 5.1 参照。PCF 長は $50\ \text{mm}$ 。

レを避けるように反射型対物レンズは角度を付けて用いた。しかしコリメートされた光のビーム形状を見ると、角度を付けて用いたことから完全な円形では無いことは想定されるが、それでも一部は副鏡でケラレた形状となっており、パワー低下に起因しているものと考えられる。

5.2 PCF を用いたスペクトル広がり の検討

我々は 1 オクターブ以上のスペクトル幅を得るために、10 種類の PCF を試した。その中で 1 オクターブ以上のスペクトル幅が得られ、かつ f_{CEO} が検出ができたのは、コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ 、 $2.8\ \mu\text{m}$ の 2 種類のみであった。これら 2 種類の PCF のスペックを表 5.1、出力スペクトルをそれぞれ図 5.4、図 5.5 に示す。PCF 出力直後で測定したパワーは、コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF では $200\ \text{mW}$ 、コア直径 $2.8\ \mu\text{m}$ の PCF では $150\ \text{mW}$ であった。PCF 直前と直後のパワーの比を結合効率とすると、それぞれ 60% および 40% であった。

図 5.4 および図 5.5 には、SSFM による数値シミュレーションの結果もあわせて記載した。SSFM による数値シミュレーションの設定は以下のように行った。入力パルスは中心波長 $1030\ \text{nm}$ 、時間幅 $180\ \text{fs}$ の sech^2 型とした。PCF のパラメータは表 5.1 に加えて、分散特性が必要である。2.2.3 項で

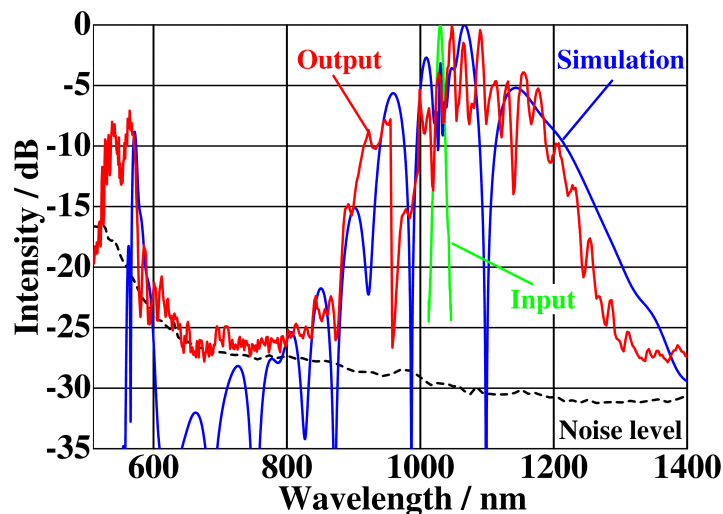


図 5.5 コア直径 $2.8\ \mu\text{m}$ の PCF の出力スペクトル。PCF のスペックは表 5.1 参照。PCF 長は $25\ \text{mm}$ 。

述べたよう 1 オクターブ以上のスペクトルを扱うために、15 次の高次分散まで計算に用いた。シミュレーションの自由度としては入力パワーを用い、実験結果と近いスペクトル形状が得られるように調整した。コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF では $195\ \text{mW}$ 、コア直径 $2.8\ \mu\text{m}$ の PCF では $145\ \text{mW}$ としたとき、実験に最も近いスペクトル形状が得られた。

2 種類の PCF のスペクトルを比較すると、コア直径 $2.8\ \mu\text{m}$ の PCF ではより広いスペクトル幅が得られたものの、図 5.5 に示すように $600\ \text{nm}$ から $900\ \text{nm}$ の強度が弱い。本研究では 7 章および 9 章で述べるように、波長 $822\ \text{nm}$ および波長 $871\ \text{nm}$ の線幅狭窄化レーザーを測定対象として用いる。コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF のほうが、両波長ともにスペクトル強度が高いため、これ以降の実験ではコア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF を用いた。

第6章

f_{CEO} の検出および制御

本章では f_{CEO} 検出のための $f - 2f$ 干渉について述べる。そののち信号対雑音比 (Signal-to-noise Ratio, 以降、SNR と称する) の改善、 f_{CEO} 線幅の狭窄化について説明したのち、 f_{CEO} の位相同期および周波数カウンターによる測定について述べる。あわせて、光周波数コムのもう一つの自由度である f_{rep} の検出および制御についても説明する。

6.1 f_{CEO} 検出の実験系

$f - 2f$ 干渉による f_{CEO} 検出のため、図 6.1 に示す系を構築した。反射型対物レンズでコリメートされた PCF 出力光は、カットオフ波長 900 nm の LPF で波長の異なる 2 つの光路に分ける。長波長側は $f = 50$ mm のレンズを用いて長さ 1 mm の $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (以降、BBO と称する) 結晶に集光し、1200 nm 周辺の成分に対して SHG 波を発生したのち、 $f = 50$ mm のレンズを用いてコリメートした。短波長側には遅延素子として、 45° 傾けた 4 枚の平面鏡を直線微動上に設置し、直線微動の調整により長波長側と短波長側の光路長を一致させた。そののち、両者を 600 nm 成分に対して 50% の透過率をもつビームスプリッター (Beam Splitter, 以降、BS と称する) を用いて空間的に重ね合わせた。重ね合わせた光は f_{CEO} より広い帯域をもつフォトダイオード (Photo Diode, 以降、PD と称する) で受光した。PCF を用いて 1 オクターブ以上のスペクトル幅としたため、スペクトルの 1200 nm の SHG 波と、基本波に含まれる 600 nm の成分で $f - 2f$ 干渉が成り立ち、 f_{CEO} が検出される。

上記構成のみで f_{CEO} は検出可能だが、それだけでは PD への入射パワーが高すぎ、PD が飽和して SNR が低下するという問題がある。SNR 改善のために以下 2 点の追加を行った。第 1 に、 f_{CEO} に寄与しない成分を PD に入射しないようにするため、フィルター類を追加した。長波長側は SHG 波を発生したのち、先述したものと同一 900 nm の LPF を用いて 1200 nm 付近の成分を含む長波長成分を除去した。加えて PD 直前に 600 nm 付近の成分のみを通すバンドパスフィルター (Band Pass Filter,

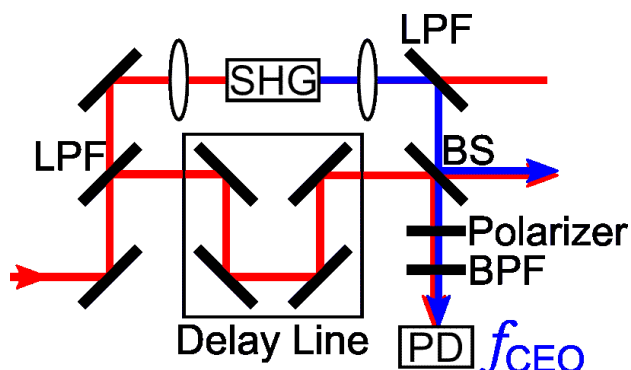


図 6.1 $f - 2f$ 干渉で f_{CEO} の検出を行うための実験系。以下図中の略称、LPF:Low Pass Filter、SHG:Second Harmonic Generation、PD:Photo Diode、BS:Beam Splitter、BPF:Band Pass Filter、PD:Photo Diode。

以降、BPF と称する) を挿入した。第 2 に、基本波に含まれる 600 nm 付近の成分だけでも PD が飽和するため、偏光を利用して f_{CEO} に寄与しない基本波成分を除去した。SHG を行う BBO 結晶の位相整合はタイプ I を用い、入射光と SHG 光の偏光が 90° 異なるようにした。そして PD の前に偏光板を挿入し、SHG 波の透過が最大となるようアライメントを行った。基本波の偏光は直線偏光に近い楕円偏光であるため、上記アライメントで f_{CEO} ビート検出に必要な SHG 波と同じ偏光の基本波成分のみ透過する。しかし偏光板を透過する基本波成分だけでも PD が飽和したため、図 6.1 には記載していないが、基本波の光路の中で 1 つめの LPF から BS の間に可変光減衰器を挿入し、 f_{CEO} ビートの SNR が最大となるように透過パワーを調整した。

6.2 PCF 長の最適化

研究当初に得られた f_{CEO} のスペクトルを図 6.2 に示す。このときの、SNR は分解能帯域幅 (Resolution Bandwidth。以降、RBW と称する) 300 kHz で約 10 dB と低かった。また、 $f - 2f$ 干渉系の短波長側と長波長側の距離がずれた状態と比較して、バックグラウンドのノイズレベルが約 20 dB 上昇した。共振器内のアライメントによるバックグラウンドのノイズレベル変化を確認したが、有意な変化は見られなかったため、これは PCF に起因すると考えた。しかし、5.1.1 節で述べたように、1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現するため、PCF への投入パワーを最大とする必要があり投入パワーは大きく変えることはできない。そこで PCF 長を変えて f_{CEO} ビートの検出を行った。PCF 長を 10、25、50、100 cm と変えたときの、 f_{CEO} の SNR およびバックグラウンドのノイズレベル上昇を図 6.3 に示す。PCF 長 10 cm ではバックグラウンドのノイズレベルの増加がほぼ無く、同時に SNR が改善した。そののち、1 オクターブ以上のスペクトル幅が実現でき、 f_{CEO} が検出できる範囲でより

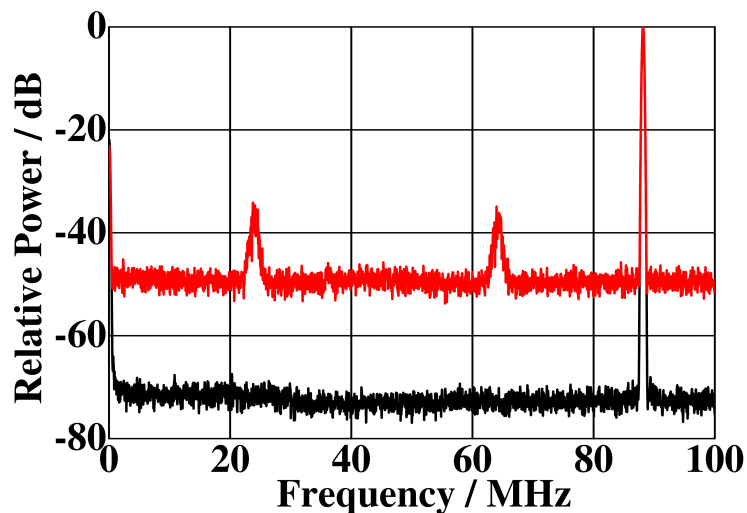


図 6.2 研究当初 $f - 2f$ 干渉で得られた f_{CEO} スペクトル。赤線は f_{CEO} 検出時スペクトル。黒線は $f - 2f$ 干渉系の短波長側と長波長側の光路長がずれた条件のスペクトル。PCF 長は 100 cm。RBW=300 kHz、VBW = 10 kHz。

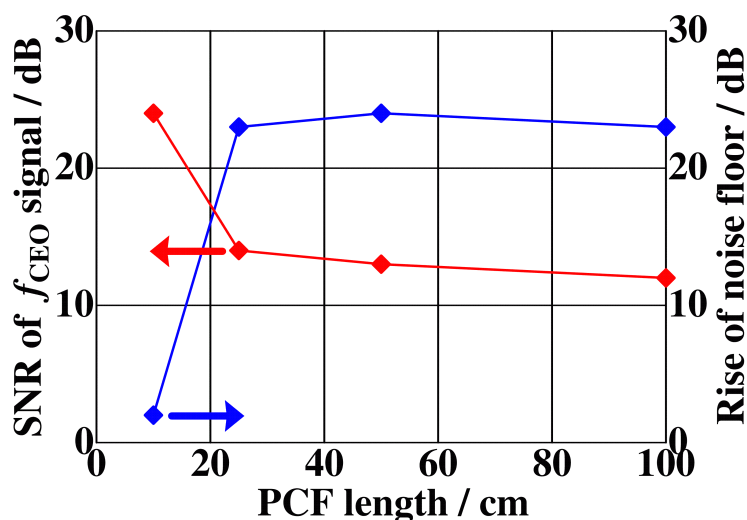


図 6.3 PCF 長と f_{CEO} の SNR およびバックグラウンドのノイズレベル上昇の関係。青点はノイズレベルの上昇量、赤点は f_{CEO} の SNR を示す。バックグラウンドのノイズレベル上昇量は、 f_{CEO} の SNR が最大となるように遅延を合わせたとき、 f_{CEO} が検出できなくなるまで遅延をずらしたときの差分を示す。本結果は f_{CEO} 線幅狭窄化を行う前に測定した結果であり、線幅狭窄後の使用可能なファイバー長を必ずしも示すものではない。

PCF 長を短くし、最終的に PCF 長を 5 cm とした。PCF 長 5 cm で得られた f_{CEO} スペクトルを図 6.4 に示す。なおこのときの、PCF 出力光のスペクトルは図 5.4 に示したものと同じである。

図 6.4 の結果から、 f_{CEO} のスペクトル幅は RBW=300 kHz 以上となった。以降、スペクトル幅の

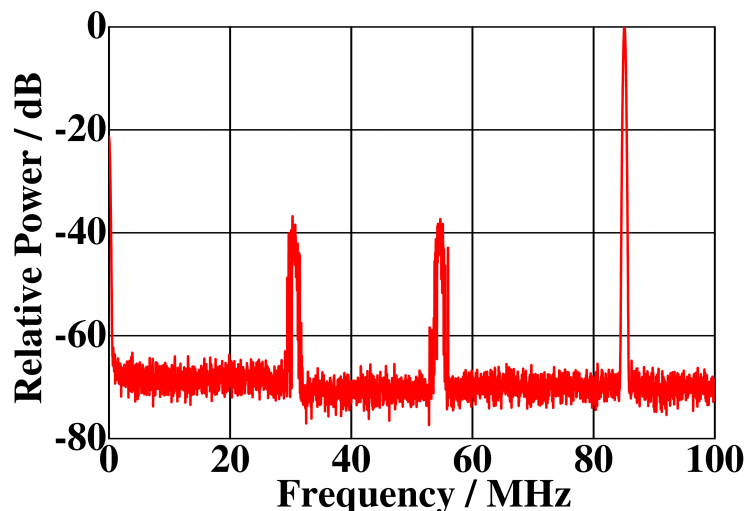


図 6.4 PCF 長 5 cm で得られた f_{CEO} 線幅狭窄化前のスペクトル。RBW=300 kHz、VBW=30 kHz。

定量的な議論を行うが、本研究において線幅はガウス関数でフィッティングした結果の半値全幅を用いた。図 6.4 の結果では、 f_{CEO} 線幅は 1 MHz 以上であった。その形状は矩形的ではなくガウス関数に近いことから、 f_{CEO} のスペクトル広がりには機械振動や温度変化などの低周波で変調指数 1 以上に深く変調されたものではなく、連続した高い周波数成分で変調されたものと判断した。

なお、6.3 節で述べる f_{CEO} 線幅の狭窄化で、スペクトル幅の狭い状態で測定すれば、PCF の長さを 5 cm より長くしても高い SNR が得られる可能性がある。

6.3 f_{CEO} 線幅の狭窄化

f_{CEO} を位相同期するにあたり、Yb:KYW 結晶では f_{CEO} の励起パワー制御の帯域は 45 kHz と報告されている [23]。我々の実験系においても、制御帯域の確認のため、励起パワーに対する f_{CEO} の伝達関数を振幅応答のみであるが測定した。

f_{CEO} の伝達関数を測定する前の段階として、注入電流に対する励起パワーの伝達関数を測定した (図 6.5 参照)。励起パワーの応答については 1 MHz までほぼフラットな周波数依存性を示しており、45 kHz 付近と想定される励起パワーに対する f_{CEO} の伝達関数の評価には問題ない。

注入電流で励起パワーを変調し、 f_{CEO} 線幅の周波数依存性を測定した。その結果を図 6.6 に示す。先行研究 [23] と同様に、およそ 45 kHz で応答が制限されることを確認した。

f_{CEO} 線幅が励起パワー変化による制御帯域より広い場合、分周で制御範囲を広げたいうえで f_{CEO} の低周波成分だけを制御し、 f_{CEO} の中心周波数を安定化することが可能な場合がある。中心周波数を測定、あるいは比較するだけであれば上記で対応可能な場合があるが、光周波数標準の不確かさ 10^{-18} を

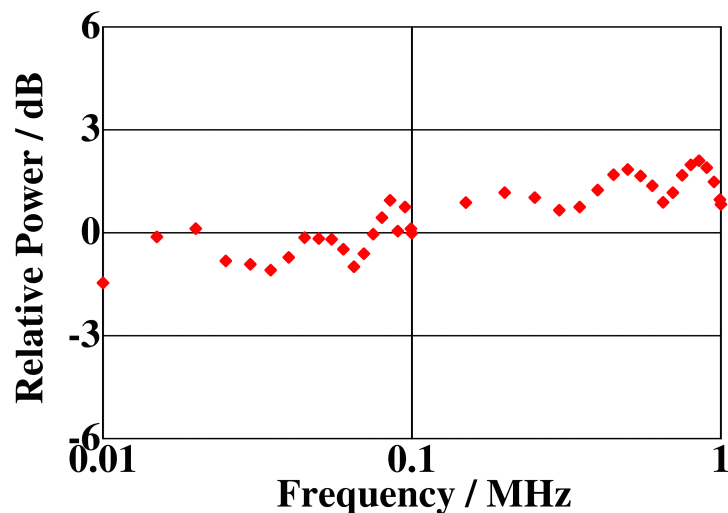


図 6.5 注入電流に対する、励起パワーの周波数応答。注入電流を振幅 2.5 mA の正弦波で変調し、そのときの出力パワー変化を測定した。縦軸は 0.1 MHz の励起パワー変化で規格化を行った。

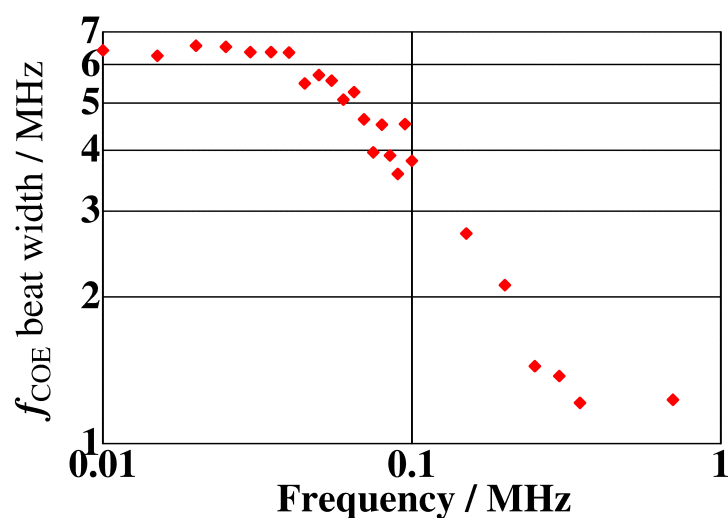


図 6.6 励起パワーに対する f_{CEO} 線幅の周波数応答。励起パワーを振幅約 1 mW の正弦波で変調し、そのときの f_{CEO} 線幅を測定した。励起パワーは注入電流で変調したが、図 6.5 から少なくとも 1 MHz までは平坦な応答を示す。

いかすには、 f_{CEO} の位相同期することが必要となる。近年では励起パワー制御より制御帯域の広い方法を導入することで位相同期する方法 [29, 39–42] が報告されている。しかし、最終的なスペクトル幅はどのような制御方法を取ろうとも、非制御時のスペクトル幅に依存する。そこで、本研究では f_{CEO} 線幅自体を制御帯域より狭窄化する検討を進めた。その結果、共振器 1 周の GDD、Yb:KYW 結晶の位置および、励起パワーが f_{CEO} 線幅に影響することを新たに見出した。

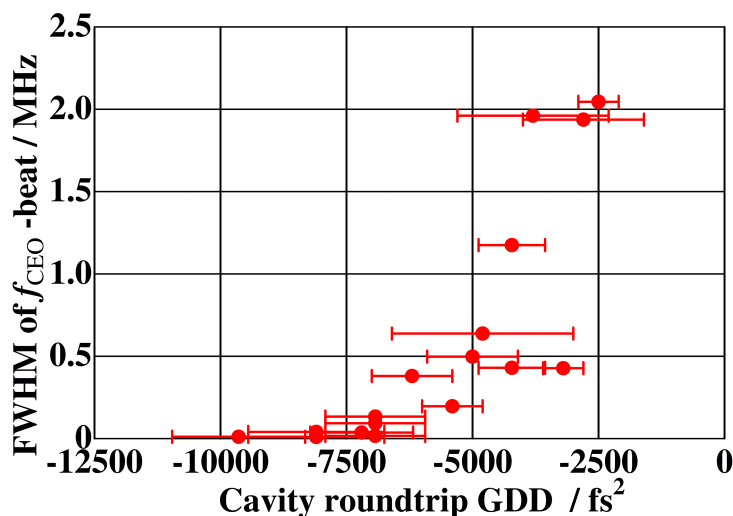


図 6.7 共振器 1 周の GDD と f_{CEO} の関係。各点の横軸方向に示される誤差はチャープミラーのスペック値による。それぞれの測定では、結晶位置を f_{CEO} 線幅が最小となるよう調整し、かつ励起パワーはすべて 750 mW とした。

6.3.1 共振器 1 周の GDD と f_{CEO} 線幅の関係

f_{CEO} 線幅の狭窄化を行うため、本研究ではまず共振器 1 周の GDD が f_{CEO} 線幅に与える影響を測定した。共振器内には Yb:KYW 結晶通過で約 $+200 \text{ fs}^2$ 、結晶をはさむ 2 枚の球面鏡それぞれ 1 反射ごとに約 $+200 \text{ fs}^2$ 、合計すると 1 周あたり約 $+1200 \text{ fs}^2$ の正の GDD が存在する。これらの正の GDD は、異なる負の GDD 値をもつチャープミラーの組み合わせと反射回数を変えることで補償し、共振器 1 周の GDD を調整した。共振器 1 周の GDD を変えたときの f_{CEO} 線幅を図 6.7 に示す。共振器 1 周の GDD 値が負の方向に大きくなるに従い f_{CEO} 線幅が狭くなった。ただし、共振器 1 周の GDD が -8000 fs^2 をこえるとモード同期はかかるものの長時間維持できなかった。そのため、 f_{CEO} 線幅が十分に狭く、かつモード同期が長時間維持される、共振器 1 周の GDD を -7200 fs^2 とした。このような、共振器 1 周の GDD 値を大きな負の値としたとき f_{CEO} 線幅が狭くなることを報告した例は、我々が知る限りほかに無い。

6.3.2 Yb:KYW 結晶位置と f_{CEO} の関係

次に、結晶位置を変えたときの f_{CEO} 変化を測定した。Yb:KYW 結晶を励起光の進行方向、図 3.6 で右方向を正として変えたときの f_{CEO} 線幅および中心周波数の測定結果を図 6.8 に示す。最も狭い f_{CEO} 線幅として、15 kHz を達成した。これは図 6.6 で測定した f_{CEO} の励起パワー変化による制御帯

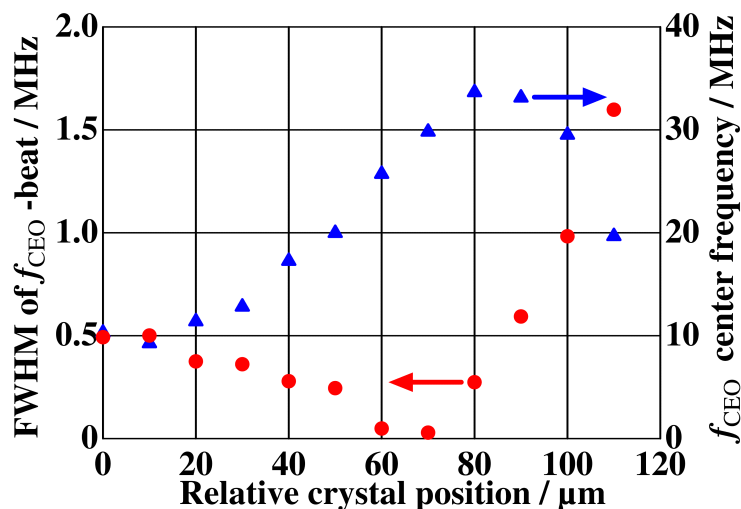


図 6.8 Yb:KYW 結晶位置と f_{CEO} の関係。赤点は f_{CEO} 線幅、青点は f_{CEO} 中心周波数を示す。共振器 1 周の GDD は -7200 fs^2 とし、励起パワーはすべて 750 mW とした。

域約 45 kHz に対して十分に狭い。図 6.8 から f_{CEO} 線幅を励起パワー制御の帯域 45 kHz より狭くするため、結晶位置を約 $10 \mu\text{m}$ の範囲に調整する必要がある。

我々は過去にソフトアパーチャ型カーレンズモード同期 Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムにおいて、 f_{CEO} 中心周波数が結晶位置で変化することを報告している [76]。しかし、ソフトアパーチャ型のカーレンズモード同期において f_{CEO} 線幅が結晶位置で変化することは、我々が知る限り報告されていない。ハードアパーチャ型カーレンズモード同期ではカーレンズ効果を得るために共振器内に導入した媒質の位置による f_{CEO} 線幅およびスペクトル形状の変化が、Yb:YAG の Thin-disk レーザーを用いた光周波数コムで報告されている [29]。本研究で得られた結果と類似した現象と考えられる。

6.3.3 励起パワーと f_{CEO} の関係

図 6.9 に、励起パワーを変えたときの f_{CEO} 線幅および中心周波数の変化を示す。測定結果から、 f_{CEO} 線幅を 45 kHz 以下とするために励起パワーは約 18 mW の範囲で用いる必要がある。励起 LD の注入電流とすると約 48 mA の範囲となるが、LD ドライバの電流値は 0.1 mA の桁で変更可能なため、調整は比較的容易である。しかし、図 6.9 から励起パワーを変化したときに、 f_{CEO} 線幅が 45 kHz 以下となる f_{CEO} 中心周波数の範囲を試算すると約 800 kHz となる。励起パワーを用いて f_{CEO} を位相同期する場合、この範囲をこえた f_{CEO} 中心周波数のドリフトが生じると、 f_{CEO} 線幅が 45 kHz より太くなり位相同期が実現できなくなる。この課題の解決方法は 8.2 節で述べる。

結晶位置による f_{CEO} の変化を示した図 6.8 および、励起パワーの変更による f_{CEO} の変化を示した

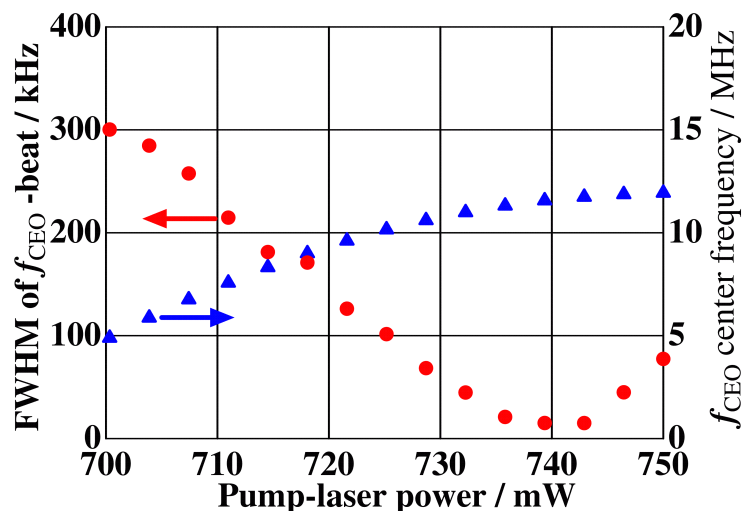


図 6.9 励起パワーと f_{CEO} の関係。赤点は f_{CEO} 線幅、青点は f_{CEO} 中心周波数を示す。共振器 1 周の GDD は -7200 fs^2 とし、結晶位置は f_{CEO} 線幅が最小となるよう調整した。

図 6.9 の結果から、変化量は異なるがどちらも f_{CEO} 線幅および中心周波数に影響する。したがって f_{CEO} 線幅および中心周波数の調整という観点では、結晶位置と励起パワーどちらを用いることもできる。しかし、どちらも単体で 45 kHz より狭い f_{CEO} 線幅を得るために結晶位置は約 $10 \mu\text{m}$ の範囲に調整が必要、励起パワーは f_{CEO} 中心周波数の可変範囲が約 800 kHz と、それぞれに困難な点がある。そこで、 f_{CEO} の調整を行う場合には、結晶位置を粗動、励起パワーを微動として用い、確実に 45 kHz 以下の f_{CEO} 線幅を実現した。

6.3.4 f_{CEO} 線幅に対する考察

図 6.10 および図 6.11 に f_{CEO} 線幅が約 15 kHz のときの f_{CEO} スペクトルを示す。RBW= 300 kHz の条件で SNR 約 40 dB が得られており、これは先行研究 [21, 23] と比較して 3 dB 程度高い。

6.3.1 項、6.3.2 項、6.3.3 項で f_{CEO} 線幅の狭窄化について述べてきたが、図 6.8 および図 6.9 の結果が示すように、 f_{CEO} 線幅と f_{CEO} 中心周波数は同時に変化した。したがって、 f_{CEO} 線幅を狭窄化した場合、 f_{CEO} 中心周波数は従属的に決まり、任意の値に設定できない。 f_{CEO} 中心周波数のみを変化させるため、我々は Ti:Sa レーザーで過去に採用した、共振器内のチャープミラー対の回転を導入した [76]。本実験系においては、 f_{CEO} の中心周波数はチャープミラー対の回転 1° 度あたり 24 MHz 変化し、かつ f_{CEO} 線幅に影響を与えることなく約 3.5° 可変であることを確認した。周波数の可変範囲としては約 85 MHz となり、 f_{CEO} 中心周波数はおよそ $1f_{\text{rep}}$ 可変という結果が得られた。

6.3.3 項で述べた、励起パワーを変えたときの f_{CEO} 変化は Ti:Sa を用いた光周波数コム [80] および

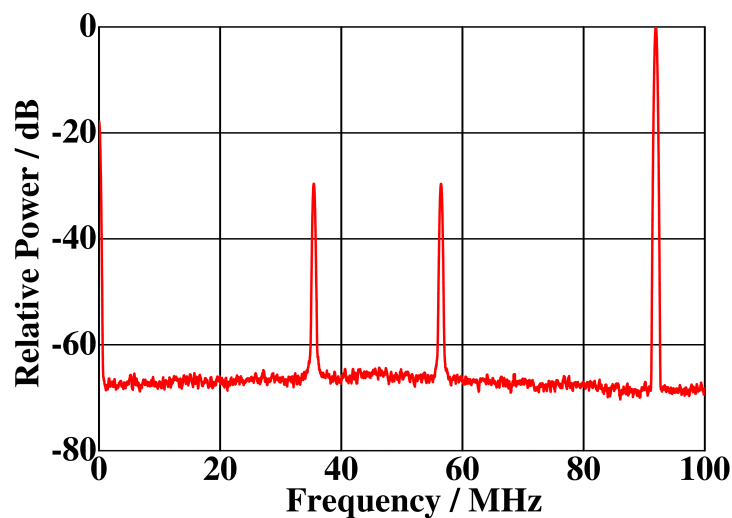


図 6.10 f_{CEO} 線幅が約 15 kHz のときの f_{CEO} スペクトル。Span=100 MHz、RBW=300 kHz、VBW=3 kHz。

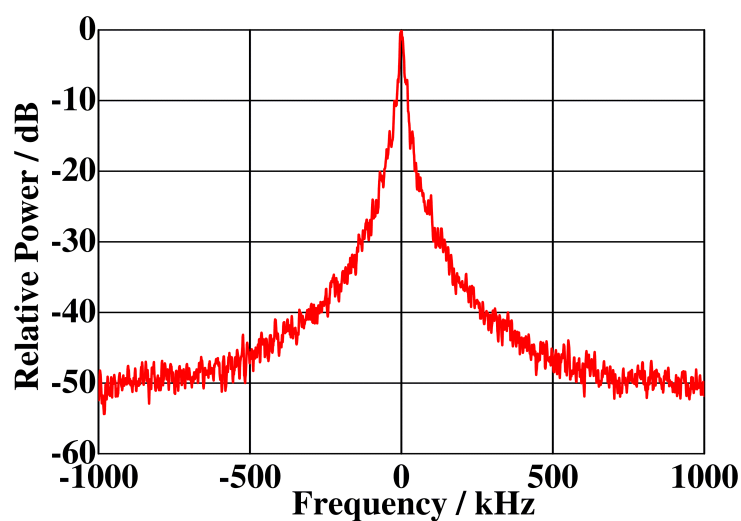


図 6.11 f_{CEO} 線幅が約 15 kHz のときの f_{CEO} スペクトル。図 6.10 の Span を狭くしたもの。Span=2 MHz、RBW=3 kHz、VBW=3 kHz。

Er:Yb:glass レーザーを用いた光波数コム [81] で報告されている。しかしながら、我々の結果と比較して Ti:Sa では f_{CEO} 中心周波数の変動が 1 桁程度大きい、Er:Yb:glass レーザーでは f_{CEO} 線幅が変化しないという違いがある。これらの相違はモード同期条件の違いに由来していると考えられ、 f_{CEO} の制御に最適な条件が、光周波数コムに用いるモード同期レーザーで異なることを示唆している。

次に f_{CEO} 線幅について、得られた最も狭いスペクトル幅について考察を行う。レーザー結晶は異なるが、Er:Yb:glass レーザーを用いた光周波数コムでは 3.6 kHz [82]、Yb:CTA レーザーを用いた光周

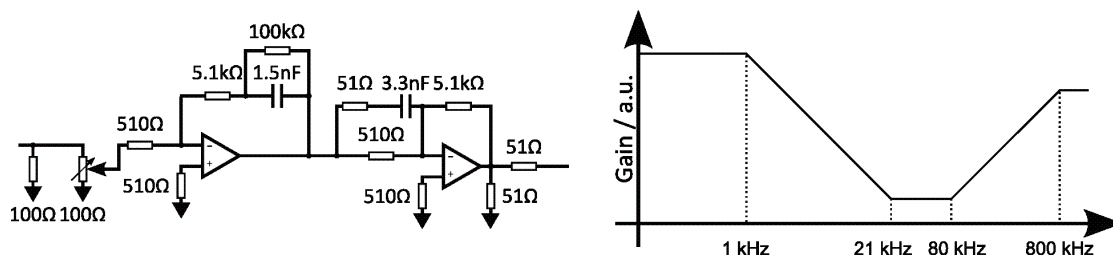


図 6.12 励起 LD の注入電流を用いて f_{CEO} を位相同期するために用いる PID 制御回路およびゲインのボード線図。Yb:KYW レーザーの制御帯域 45 kHz に合わせて、限界感度法をもとに I 制御から P 制御に変わる周波数を 21 kHz、P 制御から D 制御へ変わる周波数を 80 kHz とした。

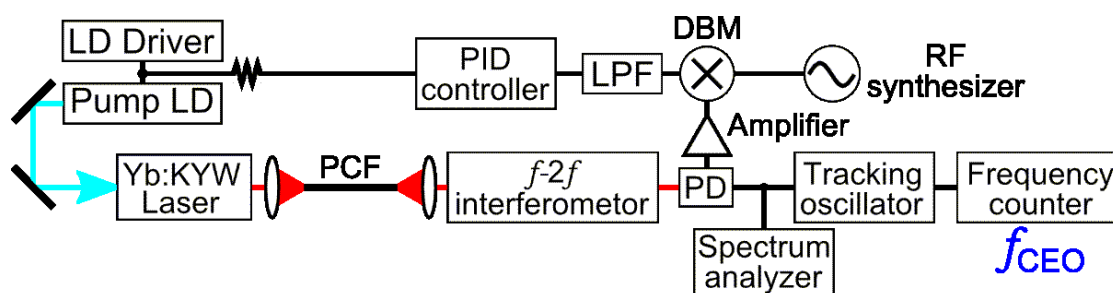


図 6.13 励起 LD の注入電流変化を用いて f_{CEO} を位相同期するための構成。以下図中の略称、LD:Laser Diode、PCF:Photonic Crystal Fiber、PD:Photo Diode、DBM:Double Balanced Mixer、LFP:Low Pass Filter、RF:Radio Frequency。

波数コムでは 9.6 kHz [30]、Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムでは約 30 kHz [76, 80] と報告されている。本研究で得られた最小の f_{CEO} 線幅は 15 kHz であり、固体レーザーを用いた光周波数コムとしては同じオーダーの線幅を実現した。

6.4 f_{CEO} の位相同期

f_{CEO} 線幅の狭窄化ののち、我々は f_{CEO} を RF 標準に対して位相同期した。位相同期の参照周波数として GPS 時計をリファレンスとした RF シンセサイザーを用いた。この GPS 時計の仕様は、相対不確かさが 1 s の積算時間で 1×10^{-11} 、1 日の積算時間で 2×10^{-12} である。

f_{CEO} は PD で検出し増幅したのち、 f_{CEO} 中心周波数と同じ周波数の RF シンセサイザー出力と、DBM で合波し、LPF を通して誤差信号を生成した。そしてアナログの Proportional-Integral-Derivative(以降、PID と称する) 制御で位相同期した。制御信号を生成するために作成した PID 制御器の回路図を図 6.12 に示す。PID 制御器の出力は図 6.13 に示すように、励起 LD に並列に挿入した 1 k Ω の抵抗を介して、LD ドライバーからの電流に加算し、励起パワー変化を用いてフィードバック制御を行った。図 6.6 に示した我々の測定結果から、励起パワーを用いた f_{CEO} の制御帯域は約 45 kHz

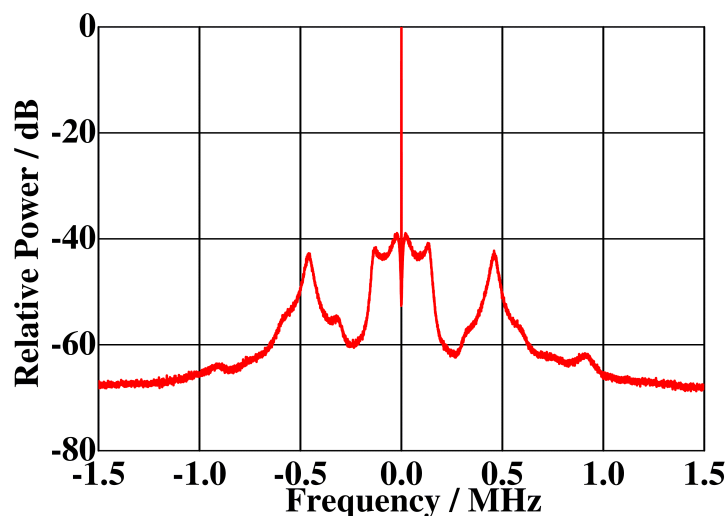


図 6.14 RF シンセサイザの基準周波数に対して位相同期した状態の f_{CEO} のスペクトル。
Span=3 MHz、RBW=300 Hz、VBW=1 Hz。

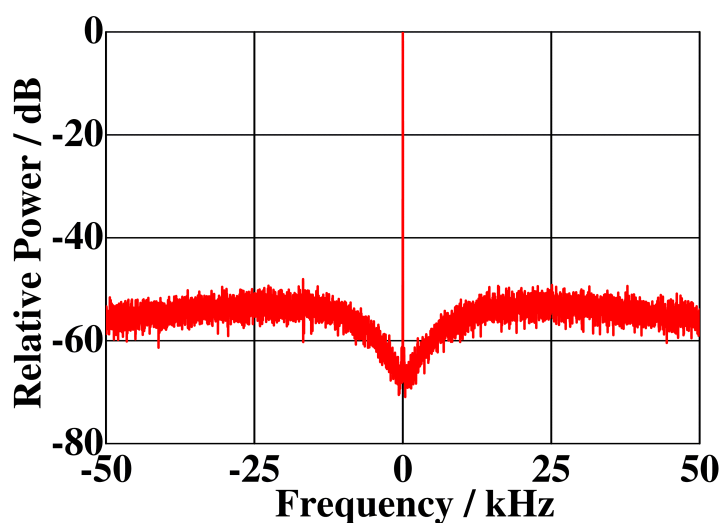


図 6.15 RF シンセサイザの基準周波数に対して位相同期した状態の f_{CEO} のスペクトル。図
6.14 の Span を狭くしたもの。Span=100 kHz、RBW=300 Hz、VBW=1 Hz。

であると考えられるため、PID 制御の時定数はこの 45 kHz を用いて限界感度法をもとに調整を行った。その結果、I 制御から P 制御に変わる周波数を 21 kHz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 80 kHz とした。全体の利得を上げたときの制御系の発振周波数、すなわち制御帯域として 75 kHz が得られた。これは D 制御による高周波成分の位相補償を導入したことで、図 6.6 で測定した約 45 kHz よりも、制御帯域が広がったためと考えられる。

RF シンセサイザの基準周波数に対して位相同期した状態の f_{CEO} スペクトルを図 6.14 および図

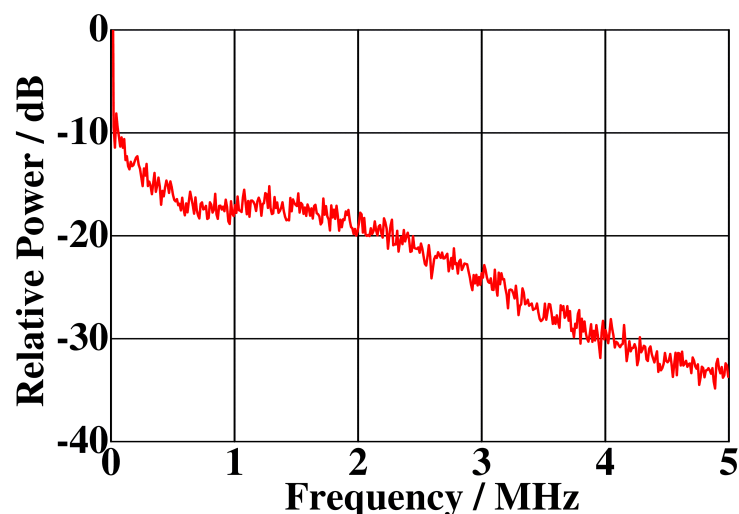


図 6.16 励起光のノイズスペクトル。約 2 MHz までほぼフラットなノイズを持ち、より周波数が高くなるにつれてノイズ強度が低下した。

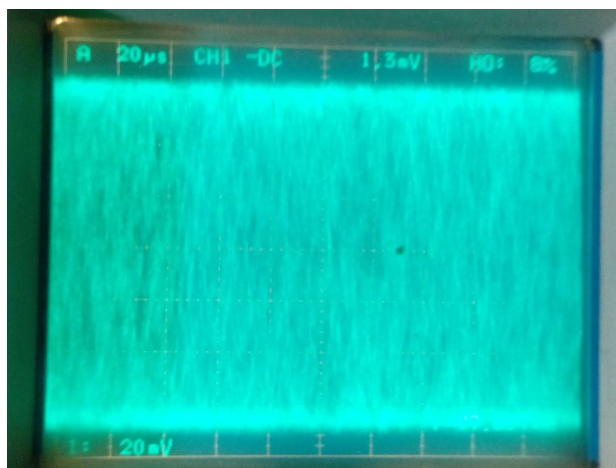


図 6.17 f_{CEO} を位相同期していない状態の誤差信号。測定はアナログオシロスコープで行った。誤差信号の peak-to-peak 値 130 mV は位相差 $\pm\pi/2$ に相当する。

6.15 に示す。図 6.14 において、中心周波数から 75 kHz 離れた周波数に見られるピークが位相同期の系の発振周波数に相当する。中心周波数から 500 kHz 離れた付近にも相対強度のピークが見られるが、現状では発生理由はわかっていない。注入電流に対する応答周波数よりはるかに高いため、位相同期のために導入した、PID 制御器を含む制御回路に起因するものではないと考えている。ほかの発生源として励起光自身のノイズが現れていることが考えられるが、用いた励起光のノイズレベルは図 6.16 となり、制御を行っていない場合約 2 MHz まではほぼ平坦なホワイトノイズ状で、より高周波になるにつれて低下していくことを確認しており、500 kHz にピークは無い。

図 6.14 の結果から、3 MHz の範囲で測定したキャリアへのパワー集中度は 92% であった。より

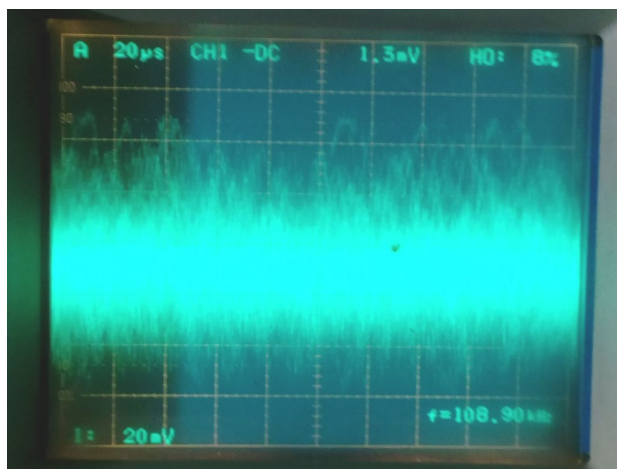


図 6.18 図 6.17 直後に、 f_{CEO} を位相同期した状態の誤差信号。位相のゆらぎが誤差信号でおよそ 40% まで低下した。

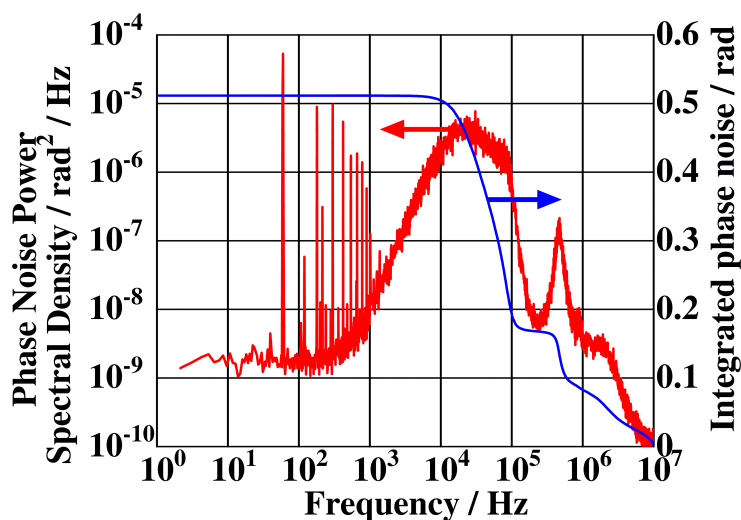


図 6.19 RF 標準に対して f_{CEO} を位相同期した状態の誤差信号を FFT アナライザで解析して得られた残留位相ノイズ (赤線) および、残留位相ノイズを 1 Hz から 10 MHz の範囲で積分した積算位相ノイズ (青線)。

詳細に位相同期の評価を行うため、 f_{CEO} を位相同期した状態の誤差信号から残留位相ノイズの評価を行った。誤差信号は電圧ゆらぎのスペクトルとして測定されるので、これを位相ゆらぎに変換する。位相同期していない状態のオシロスコープ上の誤差信号を図 6.17 に示す。位相同期していない状態で誤差信号は $\pm\pi/2$ 以上に変動しているため、オシロスコープ上の電圧の peak-to-peak 値が位相 $\pm\pi/2$ rad に相当する。その直後に位相同期した状態のオシロスコープ上の誤差信号を図 6.18 に示す。peak-to-peak 値が約 40% に減少したことから、残留位相ノイズは約 0.6 rad であると概算した。次に位相同期した状態の誤差信号を FFT アナライザに接続し、誤差信号のパワースペクトル密度を測定し

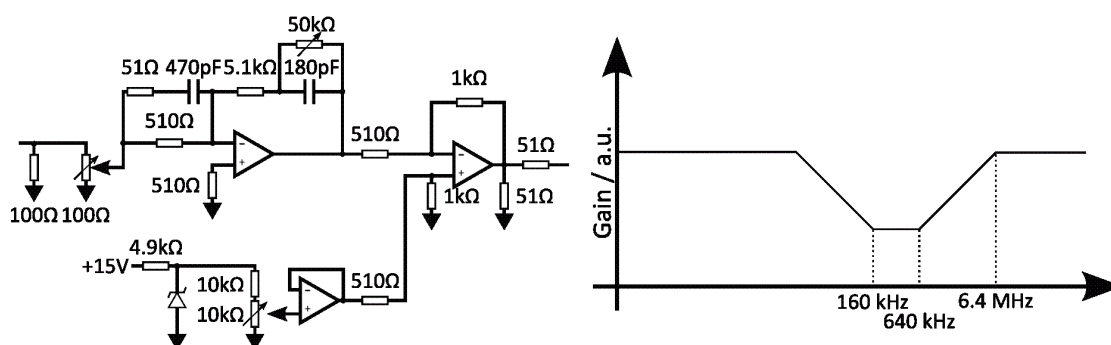


図 6.20 トラッキングオシレーターの回路図およびゲインのボード線図。電圧制御発振器の制御帯域 500 kHz にあわせて限界感度法をもとに、I 制御から P 制御に変わる周波数を 160 kHz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 640 kHz とした。

た。図 6.17 の結果を用いたが、電圧から位相への換算は線形とした。正確には正弦波を用いて換算すべきだが、図 6.18 から残留位相ノイズは概算で約 0.6 rad であり、この範囲であれば正弦波と線形近似のずれは最大で 2% となるため、無視してよいと判断した。測定結果を図 6.19 に示す。残留位相ノイズスペクトルを 1 Hz から 10 MHz まで積分することで計算した積算位相ノイズは 0.51 rad となった。この積算位相ノイズは Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムにおいて、0.1 Hz から 1 MHz の範囲で積分して得られた先行研究の値 0.3 rad [23] とほぼ同等である。

Er:Yb:glass レーザーをベースにした光周波数コム [80] では、位相同期が実現できない励起パワーの範囲があると報告されている。しかし、本研究では f_{CEO} 線幅が制御帯域幅 45 kHz よりも狭い条件であれば励起パワーに関わらず位相同期が実現できた。

6.5 f_{CEO} 位相同期時のサイクルスリップの観測

光周波数コムを用いて周波数計測を行う場合には、測定対象のレーザーと光周波数コムの 1 モードとのビート周波数 f_{beat} に加えて、光周波数コムの 2 つのパラメータ f_{CEO} および f_{rep} の周波数値が必要となる。位相同期中の f_{CEO} の値については、図 6.14 に示すように、RBW=300 Hz で、SNR が約 40dB あり、BPF と増幅器を用いることで、周波数カウンターで周波数を直接測定が可能であることを確認した。しかし、PCF や $f-2f$ 干渉計のアライメントのずれが原因と推測される、時間経過に伴う f_{CEO} 信号強度の低下が見られた。その状況では、位相同期は維持されるものの周波数カウンターでは周波数値を正しく測定できないため、トラッキングオシレーターを用いた。トラッキングオシレーターとは、入力信号に対して電圧制御発振器を PID 制御器を用いて位相同期したものである。入力信号と電圧可変周波数発振器の位相同期が維持される限りは、入力信号強度が減少してもトラッキングオシレーターの出力信号の強度は変化しないため、 f_{CEO} の時間経過に伴う信号強度の低下の影響を除去で

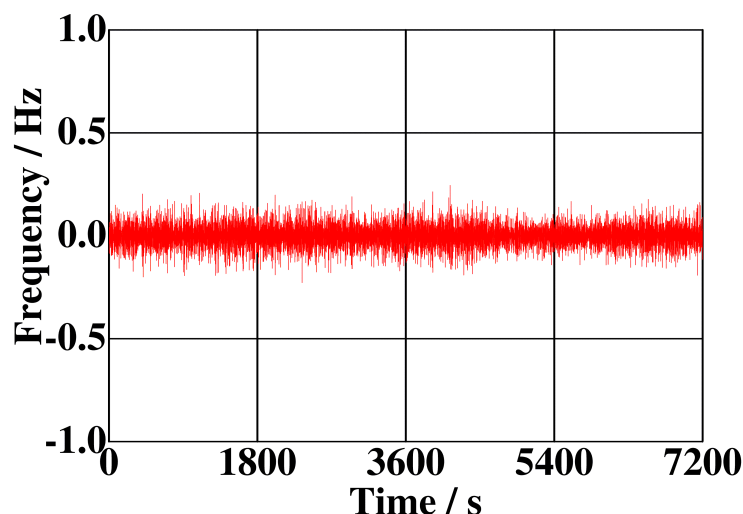


図 6.21 RF シンセサイザの基準周波数に対して位相同期した f_{CEO} の周波数値を、周波数カウンターで測定した結果。測定時のゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1\text{ s}$ のため、周波数変動 $1/\tau_{\text{gate}}=1\text{ Hz}$ 未満であればサイクルスリップが無いと判断できる。測定結果から 2 時間の間にサイクルスリップが無いことを確認した。

きる。また、電圧制御発振器の制御帯域で決まる BPF の役割ももつ。

今回用いた電圧制御発振器の制御帯域は 500 kHz である。そこで PID 制御器は図 6.20 に示す回路とした。I 制御から P 制御に変わる周波数を 160 kHz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 640 kHz とした。

周波数計測では、光周波数コムを基準周波数に対して位相同期する間にサイクルスリップがあった場合、そのときの測定値を無効とする必要がある。そのために、位相同期中の f_{CEO} の値を周波数カウンターで測定し、サイクルスリップの有無を判定する。位相同期した f_{CEO} 信号をトラッキングオシレーターに通したのち、ゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1\text{ s}$ で周波数カウンターで測定した結果を図 6.21 に示す。周波数値の変動が $1/\tau_{\text{gate}}=1\text{ Hz}$ 未満であればサイクルスリップはなかったと判断できる [76,83]。 f_{CEO} のみ位相同期した場合に、図 6.21 に示すように、2 時間位相同期が維持され、またその間サイクルスリップが無いことを確認した。

本測定においては 7200 s 以降、励起パワー制御による制御可能範囲をこえたため、位相同期が維持されなかった。これは f_{CEO} 中心周波数のドリフトによるものと考えている。今回作成した PID 制御器では出力パワーを最大で $\pm 6.3\text{ mW}$ 可変できる。これを図 6.9 から換算すると、 f_{CEO} 中心周波数が $\pm 150\text{ kHz}$ 以上ドリフトした場合、PID 制御器の制御範囲をこえる。上記理由から励起パワー制御のみで f_{CEO} の位相制御を行った場合では、位相同期の継続時間が f_{CEO} 中心周波数ドリフトで制限される。この課題の解決については 8.2 節で述べる。

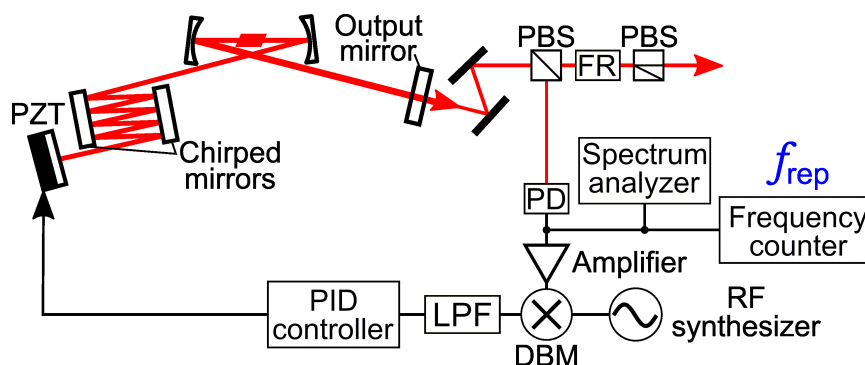


図 6.22 共振器長制御で f_{rep} を位相同期するための構成。共振器構成では図 3.6、PCF への結合では図 5.1 と重複する部分は一部省略した。以下図中の略称、LD:Laser Diode、PBS:Polarized Beam Splitter、FR:Faraday Rotator、PD:Photo Diode、DBM:Double Balanced Mixer、LFP:Low Pass Filter、RF:Radio Frequency、PZT:Piezoelectric Transducer。

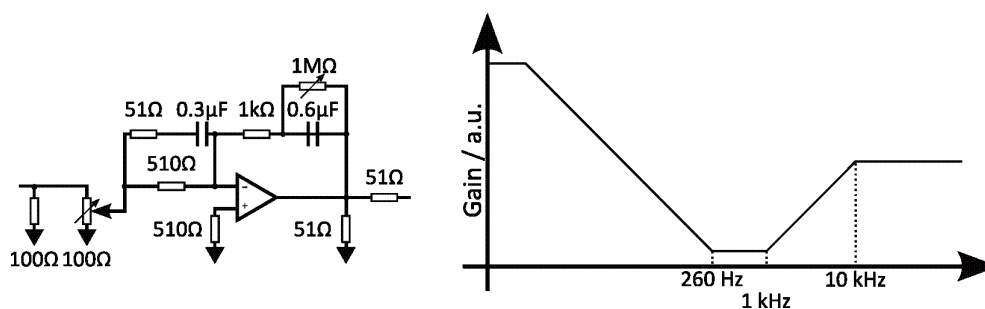


図 6.23 f_{rep} を位相同期するために用いた PID 制御器の回路図およびゲインのボード線図。出力される制御信号は PZT コントローラを介して PZT ヘフィードバックし、共振器内の平面鏡の位置を制御した。制御の発振周波数 700 Hz にあわせて限界感度法をもとに、I 制御から P 制御に変わる周波数を 260 Hz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 1 kHz とした。

6.6 f_{rep} の検出および制御

Yb:KYW レーザーによる光周波数コムを用いて光周波数測定を行うため、 f_{CEO} と同時に f_{rep} を検出し位相同期する必要がある。 f_{rep} 信号は図 6.22 に示すように PCF からの戻り光を防ぐために用いる、アイソレータの入口側の PBS からの反射光を、 f_{rep} 以上の帯域をもつ PD で検出し、任意の強度が得られるよう増幅した。 f_{rep} を位相同期するため、 f_{CEO} の位相同期に用いたものとは別の RF シンセサイザーから f_{rep} と同じ周波数を出した。こちらの RF シンセサイザーも GPS 時計をリファレンスとした。RF シンセサイザーからの出力と f_{rep} は DBM で合波し、LFP を通過することで誤差信号を生成した。

f_{rep} の位相同期は共振器長の制御で実現する。そのために共振器内の鏡の 1 つを PZT を組み込んだ

直線微動上に設置した。温度変化による共振器長ドリフトの影響を打ち消すことが主たる目的のため、PZT は伸び量が大きいものを利用した。具体的には 100 V の印加で伸び量が約 6 μm である。制御時の発振周波数は約 700 Hz であり、この周波数を元に限界感度法を用いて図 6.23 に示す PID 制御回路を作成した。I 制御から P 制御に変わる周波数を 260 Hz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 1 kHz とした。制御信号を市販の PZT コントローラを介して圧電素子に印加することで、共振器長を制御した。

周波数カウンターによる測定については、 f_{rep} 信号は RBW=300 kHz で 70 dB 以上の SNR があるため、トラッキングオシレーターを用いる必要は無い。

第7章

光周波数計測

本章では Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コム周波数計測器としての性能評価のために行った、RF 標準として GPS 時計を用いた光周波数計測について述べる。単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F}=0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F}=2)$ 遷移分光 [45] のため、我々の研究室内で立ち上げ中の波長 871 nm レーザー [44] の周波数計測を行った。波長 871 nm レーザーは、温度安定化された超低熱膨張率 (Ultra Low Expansion。以降、ULE と称する) ガラス製の高フィネス共振器の共鳴に対して線幅狭窄化を行った。波長 871 nm レーザーの光周波数計測と同時に単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F}=0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F}=2)$ 遷移の分光スペクトル測定を行い、高フィネス共振器の周波数ドリフトを光周波数計測で評価できるかを調べた。

7.1 線幅狭窄化レーザーと光周波数コムとのビート検出

Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムによる波長 871 nm レーザーの周波数計測の実験系を図 7.1 に示す。 $f - 2f$ 干渉系最後の BS のうち f_{CEO} の検出に用いていない側の光路を、光周波数コムからの出力として用いた。光周波数コムからの出力は波長 871 nm レーザーと、前記とは別の BS を用いて空間的に重ね合わせた。2.1.3 項で述べたが、光周波数計測では光周波数コムのうち、測定対象のレーザーに最も近い 1 モードのみビート信号に寄与する。そこで波長 871 nm レーザーと重ね合わせたのち、回折格子を用いて空間的にスペクトルを分け、その中で波長 871 nm 付近の成分のみ $f = 100$ mm のレンズを用いてアバランシェフォトダイオード (Avalanche Photodiode。以降、APD と称する) の受光面に集光した。過去研究室内で Ti:Sa で行った光周波数計測において、PD より APD を用いた場合のほうが高い SNR が得られているため、本研究においても APD を用いた。

検出した光周波数コムと波長 871 nm レーザーのビートスペクトル f_{beat871} を図 7.2 に示す。 f_{beat871} 信号は RBW=10 kHz で約 25 dB の SNR が得られた。RBW で制限されたものと考えられる狭いス

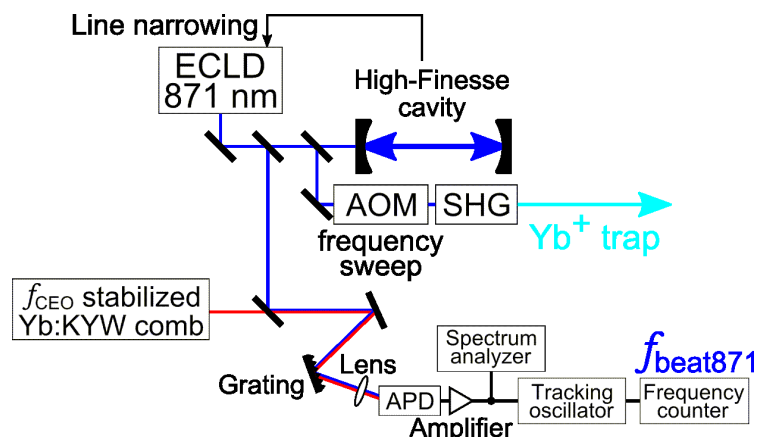


図 7.1 Yb:KYW レーザーによる光周波数コムを用いた、高フィネス共振器の共鳴を用いて線幅狭窄化を行った波長 871 nm レーザーの周波数計測を行うための実験系構成。以下図中の略称、ECLD:External Cavity Laser Diode、AOM:Acousto Optical Modulator、SHG:Second Harmonic Generation、APD:Avalanche Photo Diode。

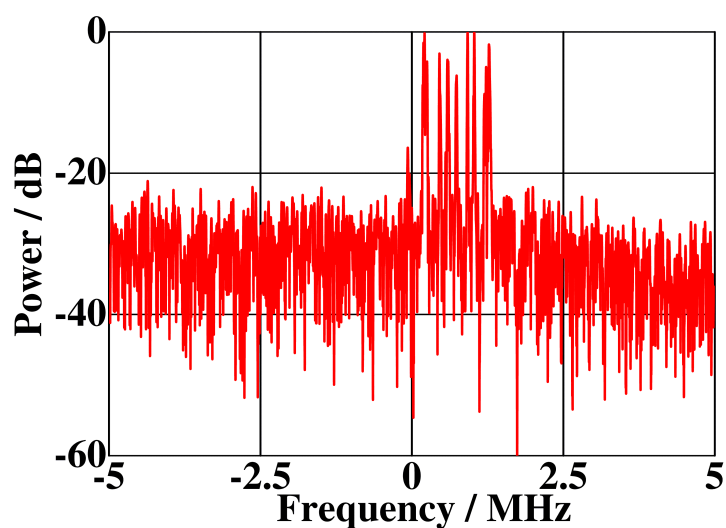


図 7.2 Yb:KYW レーザーによる光周波数コムと波長 871 nm レーザーとのビート $f_{\text{beat}871}$ のスペクトル。RBW=10 kHz、VBW=30 kHz、測定時の掃引時間は 57 ms。

ペクトルが、約 2 MHz の範囲に渡って複数本同時に得られた。掃引時間 57 ms から 7 ms と短くした場合、図 7.3 に示すように狭いスペクトル 1 本のみが得られた。図 7.2 に示すスペクトル全体としては矩形状をしていること、掃引時間を短くすると 1 本のスペクトルとなったことから、7 ms の掃引時間では検出できない 2 MHz より十分に低い周波数成分、特に Yb:KYW レーザーの共振器が受ける音響ノイズで深い変調を受けていると考えられる。

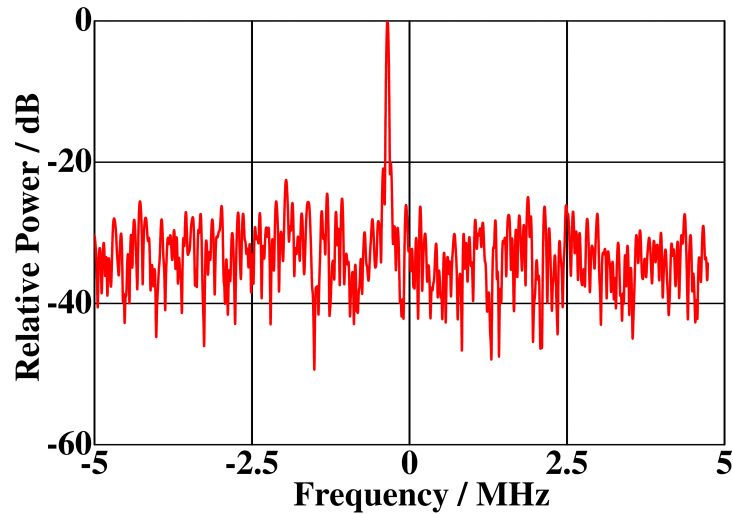


図 7.3 Yb:KYW レーザーによる光周波数コムと波長 871 nm レーザーとのビート $f_{\text{beat}871}$ のスペクトル。RBW=30 kHz、VBW=30 kHz、測定時の掃引時間は 7 ms。

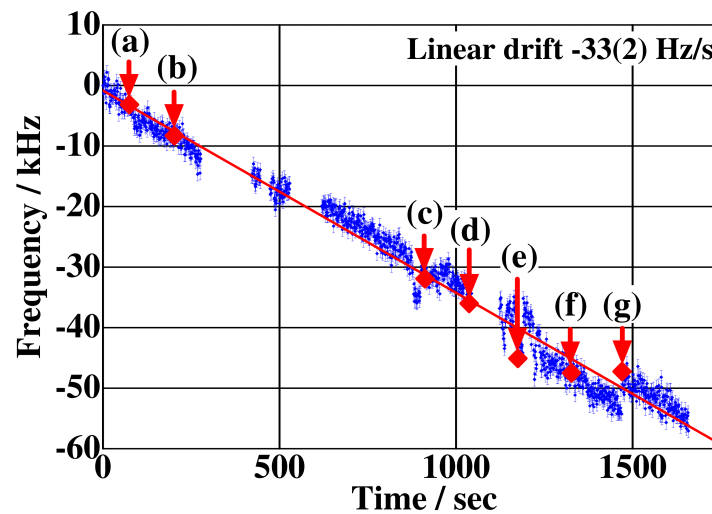


図 7.4 Yb:KYW を用いた光周波数コムで計測した、単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の分光に用いる波長 871 nm レーザーの周波数変動。 f_{rep} および f_{CEO} は GPS 時計をリファレンスとして用いた RF シンセサイザーに位相同期した。各点の測定はゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1\text{ s}$ で行った。縦軸は測定開始時間の波長 871 nm レーザーの周波数からの差とした。Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムとのビート周波数 $f_{\text{beat}871}$ に線形な周波数ドリフトが計測された。矢印が示す (a)-(g) は図 7.5、図 7.6 において単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の分光スペクトル測定を行った時間を示す。

7.2 線幅狭窄化レーザーの光周波数計測

検出した $f_{\text{beat}871}$ 信号は、 f_{CEO} と同様にトラッキングオシレーターによる増幅および周波数フィルタを行ったのち周波数カウンターで測定した。 f_{CEO} の位相同期については 6.4 節、 f_{rep} の位相

同期については 6.6 節で述べた通りである。 $f_{\text{beat}871}$ の測定では、 f_{CEO} 、 f_{rep} それぞれ異なる RF シンセサイザーで生成した基準周波数に対して位相同期したが、どちらも同じ GPS 時計をリファレンスとして用いた。また周波数カウンターによる f_{CEO} 、 f_{rep} 、 $f_{\text{beat}871}$ の測定は、同じトリガーおよび同じゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1\text{s}$ で測定した。線幅狭窄化 871nm レーザーの周波数 f_{871} は式 (7.1) と示される。ただし n_{871} は光周波数コムモードの中で、線幅狭窄化 871nm レーザーに最も近いモードのモード番号を示す。本測定においては n_{871} は先行研究 [45] で報告されている単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 遷移分光の周波数から計算した。

$$f_{871} = n_{871}f_{\text{rep}} \pm f_{\text{CEO}} \pm f_{\text{beat}871} \sim n_{871}f_{\text{rep}} \quad (7.1)$$

周波数カウンターによる f_{871} の測定結果を図 7.4 に示す。波長 871 nm レーザーの線形周波数ドリフト量を $-33(2)\text{ Hz/s}$ と計測した。この周波数ドリフトは、線幅狭窄化に用いた高フィネス共振器の共鳴周波数のドリフトに起因していると考えられる。高フィネス共振器を構成する ULE ガラスには温度変化に対して膨張係数が零となる温度があるが、波長 871 nm レーザーは立ち上げ途中であるため、この温度で用いていない。したがって、外部の温度変化の影響を受けて ULE ガラスが膨張または収縮し、それに伴って高フィネス共振器の共振器長が変化して共鳴周波数が変化したものと考えられる。

図 7.4 で得られた数 kHz の測定ごとのゆらぎは、 f_{rep} を位相同期するために用いた RF シンセサイザーの基準信号、すなわち GPS 時計の周波数変動が見えたものと考えている。また数 kHz のステップ状の周波数変動は、過去に研究室内で行った周波数計測においても現れており、用いた GPS 時計が受信した GPS からのリファレンス信号に対して制御を行うときの仕様によるものと考えられる [51, 76]。

以上の結果から、我々の構築した Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムで、波長 871 nm レーザーの光周波数計測が可能であることが示された。RF 標準として用いた GPS 時計の安定度で、光周波数を測定することが可能である。

7.3 単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 分光への適用

Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムで波長 871 nm レーザーの周波数ドリフトを測定できたことを検証するため、レーザーの周波数測定と同時に単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 遷移の分光スペクトルを測定し、周波数を比較した。 $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 遷移の分光を行うため、波長 871 nm レーザーの外部に AOM を設置し、その回折光を用いて周波数を掃引した。AOM の駆動周波数を掃引することで、レーザーの周波数が掃引される。7.2 節で述べた波長 871 nm レーザーの周波数ドリフトのため、時間を開けて $^{171}\text{Yb}^+$ 遷移の分光を行うと、図 7.5 に示すように、異なった AOM 駆動周波数で分光スペクトルが検出された。本測定では、光周波数コムで測定した波長

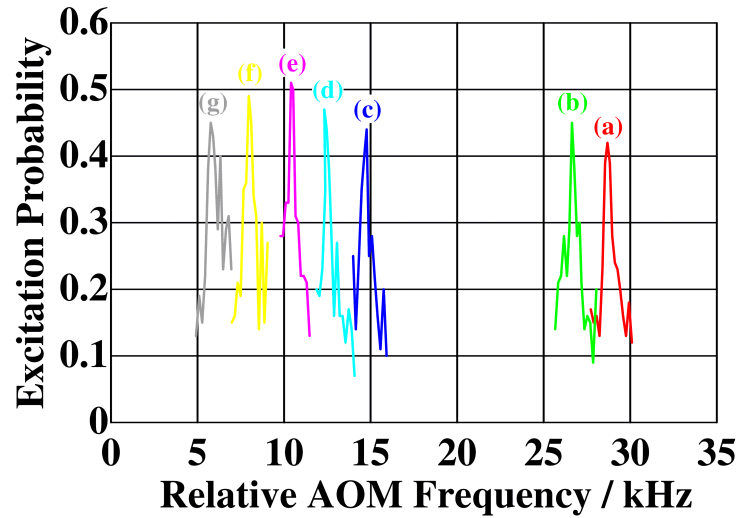


図 7.5 時間を開けて測定した 7 回の単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 分光スペクトル。測定は図 7.4 中の赤矢印で示した時間で実施した。

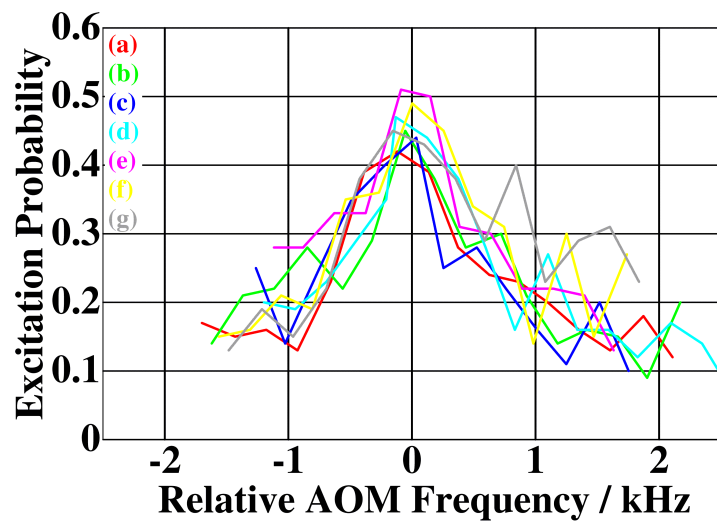


図 7.6 時間を開けて測定した 7 回の単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 分光スペクトルを、Yb:KYW レーザーによる光周波数コムで測定した波長 871 nm レーザーの線形ドリフト量を補正し、重ね合わせた結果。測定は図 7.4 中の赤矢印で示した時間で実施した。

871 nm レーザーの周波数ドリフトを補正し、図 7.4 の矢印の時間に行った合計 7 回の単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(\text{F} = 0) - ^2\text{D}_{3/2}(\text{F} = 2)$ 分光のスペクトルが一致するかを確認した。線形ドリフトを補正し、図 7.5 の 7 回の分光スペクトルを重ね合わせた結果、図 7.6 に示すように分光スペクトルはほぼ一致した。以上の結果から、開発した光周波数コムは RF 標準として用いた GPS 時計の不確かさおよび安定度の範囲において波長 871 nm レーザーの時間変動を測定しており、少なくとも GPS 時計の不確かさおよび安定度で測定できる光周波数測定器を開発したと結論付ける。

第 8 章

光周波数比計測のための実験系の改良

7章において述べた、Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムによる光周波数測定では、光周波数コムの2つの自由度である f_{CEO} 、 f_{rep} どちらも RF 標準に対して位相同期した。しかし 2.1.3 項で述べた光周波数比計測を行うため、2つの自由度のどちらかをレーザーに対して位相同期し、他方を RF 標準に対して位相同期する必要がある。7.2 節で述べたように、 f_{rep} を RF 標準に対して位相同期する場合は、モード次数 m が非常に大きい値となるため、各モードの周波数安定度および不確かさは RF 標準で制限される。したがって f_{rep} はレーザーに対して位相同期する。

本研究においては 7.1 節で述べたように、光周波数コムとレーザーとのビート信号のゆらぎは、音響ノイズが主原因と考えられる。 f_{rep} の制御、すなわち共振器長の制御には制御帯域幅 700 Hz の PZT を用いたため、音響ノイズをおさえるには制御帯域が不足する。そこで共振器長を広帯域で制御可能な素子を導入した。先行研究 [50] を参考にし、研究室内で構築した Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムに適用し実績のある [51]、広帯域 PZT を導入した。

また、1章で述べたように光周波数コムには長時間連続運転が求められるが、6.5 節で述べたように、励起パワー制御のみを用いて f_{CEO} を位相同期する場合の継続時間は 2 時間が上限であった。 f_{CEO} の位相同期の持続時間を伸ばすために行った、結晶 PZT の導入についても述べる。

8.1 広帯域 PZT による共振器長の高速制御

本研究で用いた広帯域 PZT の実物の写真を図 8.1 に示す。砲弾型の PZT マウントは内部に鉛が充填されている。比重が高く柔らかい金属である鉛を充填することで、PZT の機械的共振をおさえている。PZT は広い制御帯域を実現する目的で、縦と横の長さ 5 mm、厚さ 2 mm、共振周波数 600 kHz のものを用いた。15 V 印加による PZT 厚さ方向への伸び量は約 0.2 μm であった。砲弾型マウントおよび PZT は Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コム [51] と同じものを用いた。先端部は反射率 99.98% 以

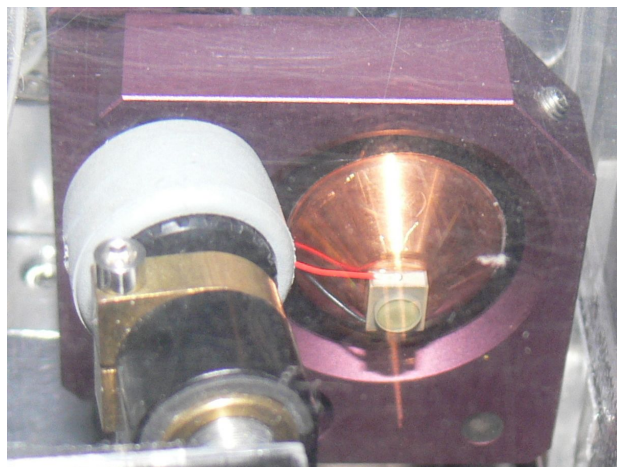


図 8.1 広帯域 PZT を反射鏡正面側から見た写真。

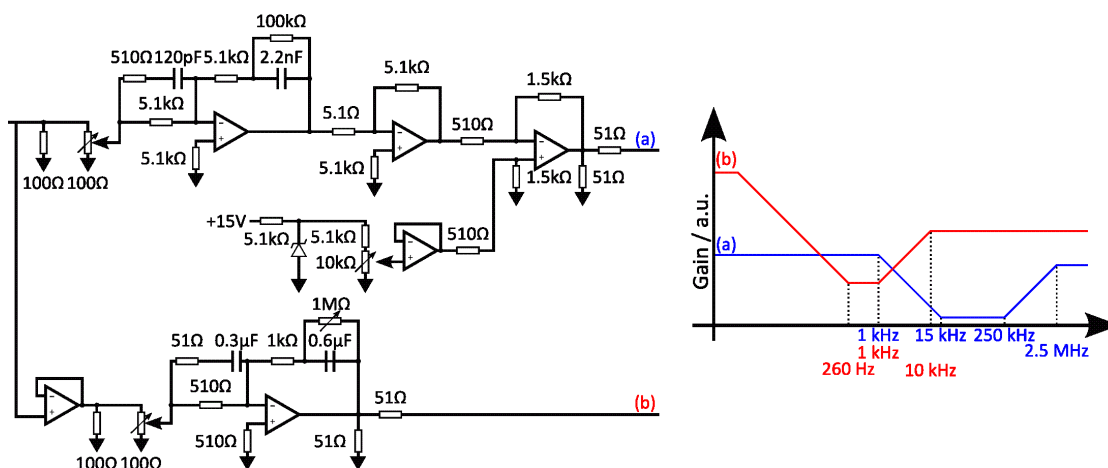


図 8.2 レーザーに対して光周波数コムを位相同期するために用いた制御器の回路図およびゲインのボード線図。AD817 は上段最後のオペアンプに用いた。(a) の出力は広帯域 PZT の PID 制御に用いた。広帯域 PZT では部分的に位相が回る周波数領域があったため、パラメータを最適化し I 制御から P 制御に変わる周波数を 15 kHz、P 制御から D 制御に変わる周波数を 250 kHz とした。(b) の出力は遅い PZT の制御に用いた。回路構成は図 6.23 と同一である。

上の直径 4 mm の誘電体多層膜鏡を用いたが、厚さは Ti:Sa レーザーで用いた 3 mm より薄い 1 mm とした。また、砲弾型マウントと PZT の接着および PZT と鏡の接着は Ti:Sa とは異なり、荷重をかけた。これは鏡の厚さが薄く、接着時に荷重をかけることで鏡が割れる懸念があったためである。

図 8.2 に広帯域 PZT を用いて、レーザーに対して光周波数コムを位相同期するために用いた制御器の回路図を示す。端子 (a) の出力電圧で広帯域 PZT を駆動した。出力段のオペアンプには容量性負荷の駆動に適し、Ti:Sa レーザーで実績のあるオペアンプ AD817 を用いた [51]。広帯域 PZT の PID 制御の時定数の設定について説明する。作成した広帯域 PZT は位相が 2π は回っていないものの、部分

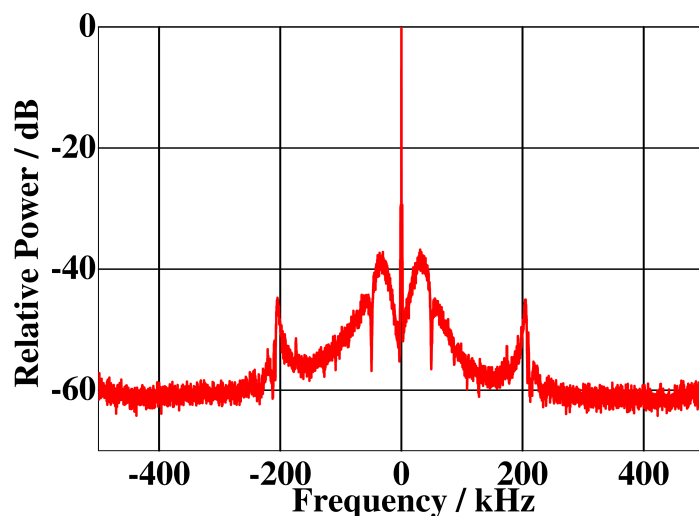


図 8.3 広帯域 PZT を用いて、線幅狭窄化波長 871 nm レーザーと光周波数コムとのビート周波数 f_{beat871} を RF 標準に対して位相同期した状態の f_{beat871} のスペクトル。

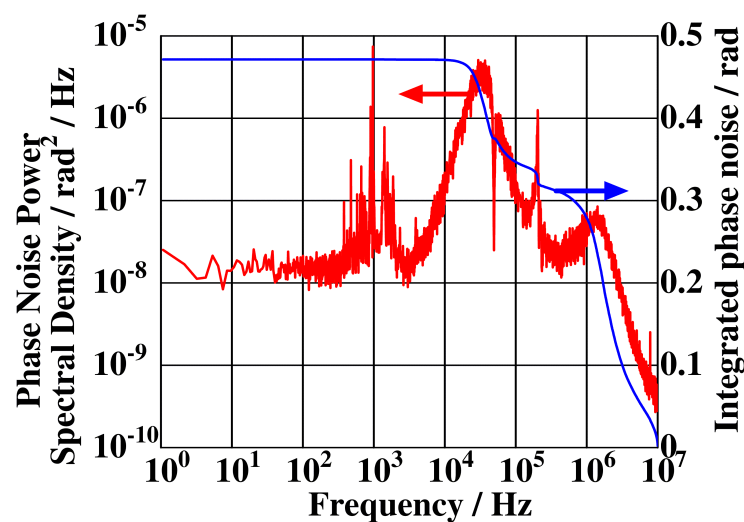


図 8.4 広帯域 PZT を用いて f_{beat871} を位相同期した状態の f_{beat871} の誤差信号のパワースペクトル密度および積分位相ノイズ。

的に位相が回っていると考えられる周波数が約 45 kHz にあり、単純な限界感度法で PID 制御の時定数を設定できなかった。そのため、様々なパラメータを検討し、最終的に I 制御から P 制御に変わる周波数は上記の部分的に位相が回っている周波数を避ける形で 15 kHz、P 制御から D 制御に変わる周波数は可能な限り広帯域が得られるよう 250 kHz とした。利得を上げたときの発振周波数、すなわち制御帯域は 200 kHz と、Ti:Sa を用いたシステムで得られた 80 kHz [51] より広い制御帯域が得られた。

広帯域 PZT を用いた光周波数コムへのレーザーへの位相同期は、7.1 節で述べた波長 871nm レーザー

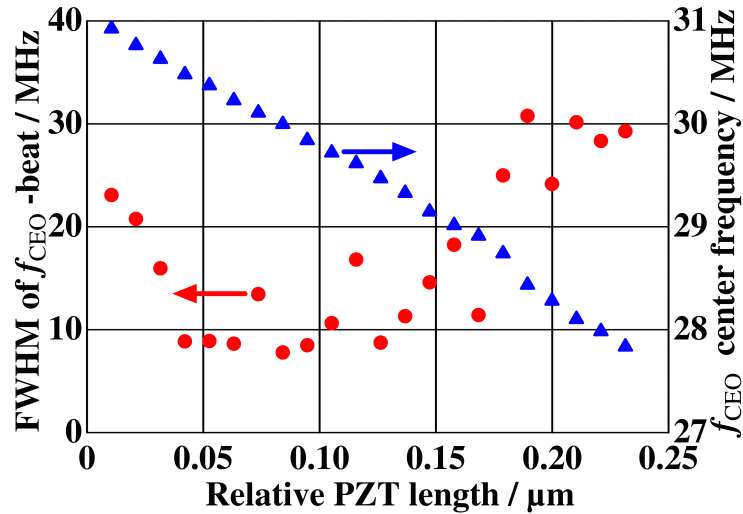


図 8.5 広帯域 PZT の伸びによる f_{CEO} 線幅および中心周波数の変化。

とのビートである f_{beat871} を用いて行った。 f_{beat871} を RF 標準に位相同期した状態の f_{beat871} の RF スペクトルを図 8.3 に示す。キャリアから約 45 kHz はなれた周波数に位相が部分的に回っている領域、約 200 kHz はなれた周波数に広帯域 PZT 制御ループの発振を示すピークが確認できた。6.4 節と同様の方法で、図 8.3 の結果から計算した、1 MHz の範囲で測定したキャリアへのパワー集中度は 91% となった。この値は先行研究 [23] より高い。また、位相同期中の誤差信号から 6.4 節と同様の方法で残留位相ノイズのパワースペクトル密度および積算位相ノイズを求めた結果を図 8.4 に示す。残留位相ノイズスペクトル密度を 1 Hz から 10 MHz まで積算し、位相同期中の f_{beat871} の積算位相ノイズは 0.47 rad となった。

広帯域 PZT を用いて f_{beat871} の位相同期を実現したが、位相同期中に f_{CEO} ビートを RF スペクトルアナライザで観測すると、図 7.2 と同様に線幅は保ったまま、中心周波数が数 100 kHz で変調されることが分かった。原因を調べるため、 f_{beat871} の位相同期ループは外し、広帯域 PZT のその伸びと、 f_{CEO} 線幅および中心周波数の関係を測定し、図 8.5 の結果を得た。この結果から、広帯域 PZT を用いて位相同期するために PZT の長さが変化することで、 f_{CEO} が変調され、結果として f_{beat871} のゆらぎが f_{CEO} に移るものと考えられる。

f_{beat871} のゆらぎの原因 7.1 節で述べたように低周波の外乱、特に Yb:KYW 共振器が受ける音響ノイズによるものと考えられる。本研究においては 6.4 節で述べたように、励起パワー制御による f_{CEO} の制御帯域は 75 kHz であるため、 f_{CEO} にゆらぎが移されたとしても制御帯域内にあり、PID 制御器に修正を加えることなく位相同期を実現できた。しかし、励起パワー制御による f_{CEO} 中心周波数のドリフト制御可能範囲が 6.5 節で述べたように 300 kHz である点が問題となる。広帯域 PZT を用いて

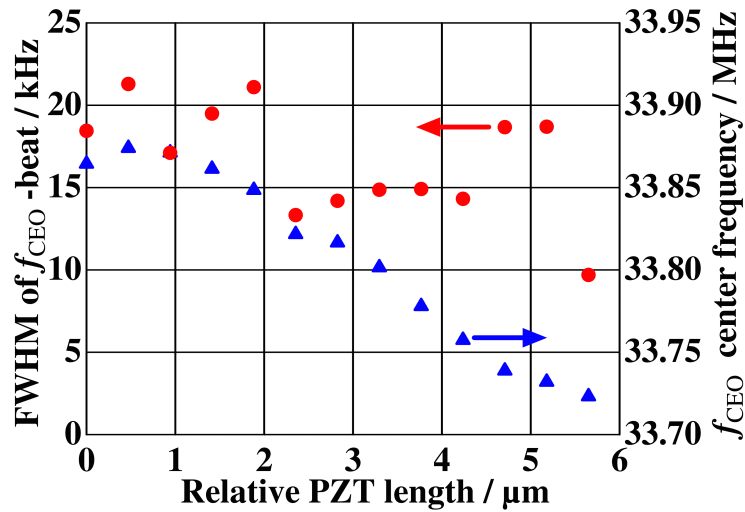


図 8.6 遅い PZT の伸びによる f_{CEO} 線幅および中心周波数の関係。線幅、中心周波数ともにほぼ影響無いことが確認できる。

レーザーに位相同期した状態では f_{beat871} のドリフトが、 f_{CEO} 中心周波数のドリフトへ付加され、そのドリフト量が 300 kHz 以上となると f_{CEO} の位相同期が実現できなくなる。実際に f_{beat871} を位相同期し、 f_{CEO} がゆらいでいる状態から、励起パワー制御により f_{CEO} を位相同期しても、 f_{CEO} の位相同期は数分程度しか維持されなかった。

f_{CEO} の位相同期を長時間維持するため、広帯域 PZT の伸びをおさえる必要がある。そこで、6.6 節で述べた f_{rep} 制御に用いた、伸び量が約 6 μm の PZT (以降、遅い PZT と称する) を併用した。遅い PZT を用いて共振器長を変えたときの、 f_{CEO} 線幅および中心周波数測定の変化を測定したところ、図 8.6 の結果を得たためである。遅い PZT の伸びにより f_{CEO} 線幅および中心周波数共はほとんど変化しなかった。そこで、 f_{beat871} の位相同期では、ゆらぎの原因となる音響ノイズ成分は広帯域 PZT で制御を行い、ドリフトは遅い PZT で制御を行うことで、 f_{CEO} 中心周波数のドリフトには影響しない構成とした。図 8.2 の端子 (b) の制御電圧を市販の PZT ドライバーを介して遅い PZT に印加した。遅い PZT の制御器の時定数については、低周波数成分の制御利得を高めるために自己放電開始周波数を 0.1 Hz とした。位相同期の結果については、9.2 節で述べる。なお、遅い PZT は広帯域 PZT の伸び量が約 0.2 μm と小さいため、 f_{beat871} のドリフトをおさえる目的で併用する予定としていた。どちらもドリフトをおさえることが目的であり、両立する。

ここまで広帯域 PZT の制御にともなう f_{CEO} の変調およびその対策について述べたが、 f_{CEO} が変調される原因はよく分かっていない。可能性として、厚さ 1 mm と薄い鏡を用いたことが原因と考えている。PZT はまっすぐ伸び縮みするだけでなく、横方向にも変形する。薄い鏡を用いたため、鏡の裏面側で生じた PZT の横方向の変形の影響が鏡の表面側まで現れた可能性がある。また、鉛を充填した

砲弾型マウントと PZT の接着および PZT と鏡の接着時に荷重をかけていないため、接着剤に不要な厚さが残った可能性がある。上記どちらが原因であっても、広帯域 PZT への印加電圧を高くするほど表側の反射面に角度がつくことが想定される。共振器端に設置した鏡の反射角が変化することで共振器内のパワーが低下すれば、6.3.3 項で述べた励起パワー依存性と同様に、 f_{CEO} 線幅および中心周波数が変化する。共振器内のパワーが低下しない場合でも、アライメントの変化が生じれば 6.3.2 項で述べた、結晶位置による f_{CEO} 線幅および中心周波数の変化と類似の現象が生じることが想定される。鏡の厚さを 1 mm から厚くすることで f_{CEO} に与える影響を低減できる可能性があるが、鏡の厚さ 3 mm を用いた Ti:Sa レーザーを用いたシステム [51] では制御帯域が狭くなっている。広帯域 PZT の鏡の厚さを変えたときの、 f_{CEO} への影響と制御帯域はトレードオフの関係になるため、この仮説が正しい場合でも、その最適点を見つけることは今後の課題である。

8.2 結晶 PZT による結晶位置制御

6.5 節で述べたように、励起パワー制御だけでは PID 制御器の出力電圧範囲から、 f_{CEO} 中心周波数の制御可能な範囲は全幅で 300 kHz に制限される。 f_{CEO} の位相同期の持続時間を伸ばすため、励起パワー制御の範囲を広げる、あるいは別の方法で f_{CEO} 中心周波数のドリフトをおさえる機構を追加する方法が考えられる。前者は位相同期に用いる PID 制御器の出力電圧範囲をより広くすることで実現できるが、6.3.3 項で述べたように f_{CEO} 線幅 45 kHz 以下を満たすため、励起パワーの可変範囲には制限がある。また、モード同期出力パワーが低下するという点も問題となる。そこで、我々は後者の方法として 6.3.2 項で述べた、Yb:KYW 結晶位置が f_{CEO} に与える影響に着目した [53]。 f_{CEO} 線幅 45 kHz 以下を満たして、結晶位置による f_{CEO} 中心周波数の可変できる範囲は、図 6.8 の結果は 10 μm 間隔の測定であるが約 5 MHz と見積もられる。これは LD の注入電流で制御可能な範囲に対して 1 桁程度大きい。

そこで、結晶位置を電氣的に制御できるように、3.2.2 項で述べた Yb:KYW 結晶のマウントのうち、アルミ製ヒートシンクの設計を変更した。4.2.1 項で述べた完全なモード同期を得るため、また 6.3 節で述べた f_{CEO} 線幅の狭窄化のアライメントを行うため、手動の直線微動は残す必要がある。そこで手動の直線微動の上に別の直線微動を追加し、結晶位置を PZT で制御できる図 8.7 に示す構成とした。上記構造を結晶 PZT と称する。

結晶 PZT はドリフトをおさえることが目的のため、応答速度より素子長の変化量が大きいものを選択した。具体的には f_{rep} の遅い制御に用いたものと同じ 100 V の印加の伸び量が約 6 μm のものを用いた。手動で直線微動を調整し f_{CEO} 線幅最小の条件付近に Yb:KYW 結晶位置を設定した上で、結晶 PZT による Yb:KYW 結晶の移動量に対する f_{CEO} 線幅と中心周波数を測定した結果を図 8.8 に示す。

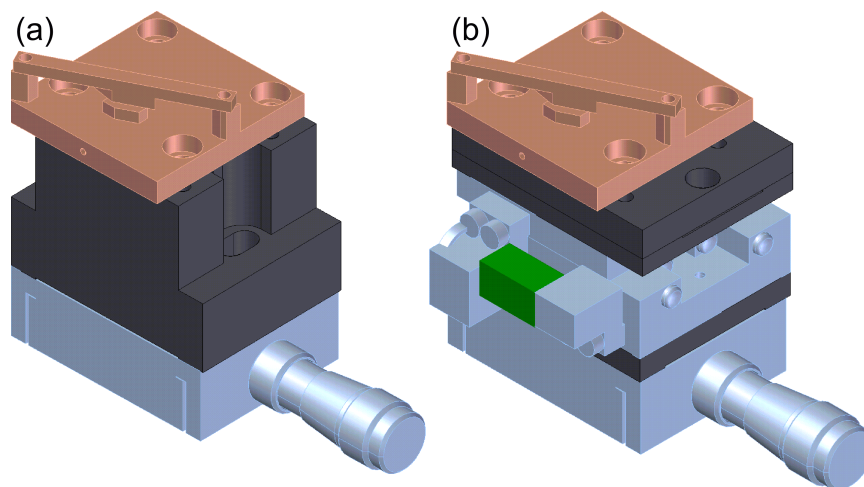


図 8.7 結晶位置制御のために再設計した Yb:KYW 結晶固定部の構成。(a) に示す旧構成では光軸方向へ移動する手動の直線微動 (銀色の部品) を 1 つ用いた。(b) に示す新構成では手動の直線微動の上に、PZT (緑色の部品) で移動量を制御できる直線微動を追加した。共振器内の光路の高さは変更できないため、(a)(b) で Yb:KYW 結晶が固定される高さは変更していない。

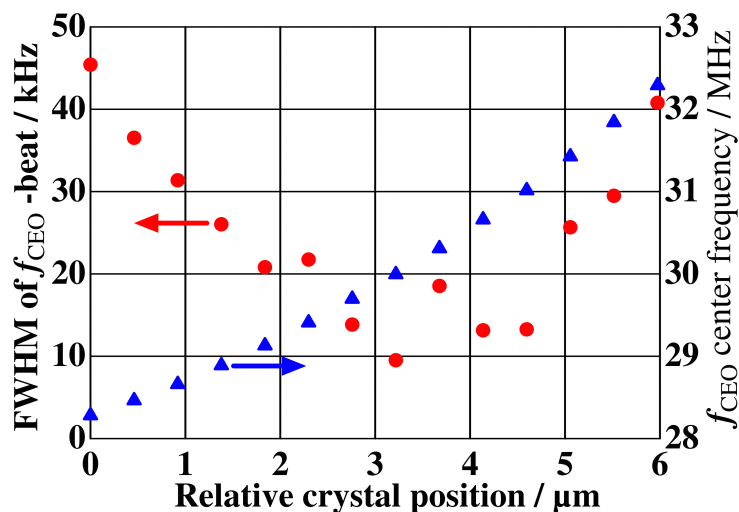


図 8.8 結晶 PZT の移動量に対する f_{CEO} 線幅及び中心周波数の変化。 f_{CEO} 線幅を 45 kHz 以下に保つ条件で、 f_{CEO} 中心周波数は約 4 MHz 可変である。

結晶位置の移動であるため、図 6.8 に示したように f_{CEO} 中心周波数だけでなく、線幅も同時に変化するが、線幅 45 kHz 以下を満たす条件で、試算どおり f_{CEO} 中心周波数は約 4 MHz 可変できることを確認した。

そこで、励起パワー制御で f_{CEO} を位相同期し、 f_{CEO} 中心周波数ドリフトを結晶 PZT でおさえることとした。これを実現するため、6.4 節で示した PID 制御を、図 8.9 の回路に変更した。結晶 PZT の制御信号を生成するにあたり、既に最適化した励起パワー制御による f_{CEO} 位相同期の回路に影響

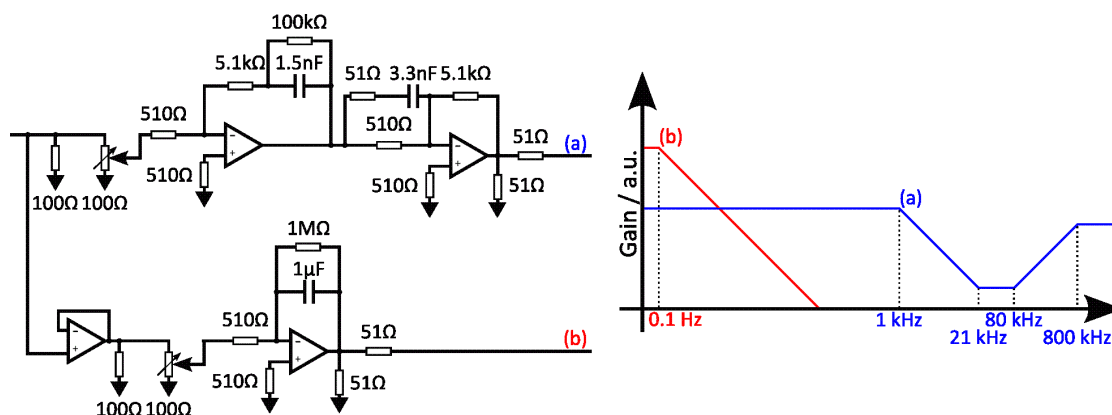


図 8.9 結晶 PZT を併用して長時間 f_{CEO} の位相同期を実現するために再設計した PID 制御器の回路図およびゲインのボード線図。(a) の出力は励起 LD の注入電流の制御に使い、回路は図 6.12 と同一である。(b) の出力は結晶 PZT の制御に用いた。結晶 PZT は自己放電型積分回路であるが、低周波数成分の制御を主とするため、自己放電開始を 0.1 Hz とした。

を与えないことを目的として、入力信号をボルテージフォロア回路で取り出す構成とした。結晶 PZT は f_{CEO} 中心周波数のドリフト制御、すなわち遅い制御が必要であるため、自己放電開始の周波数を 0.1 Hz とした。端子 (b) の出力は市販の PZT コントローラを介して結晶 PZT に印加した。

第 9 章

光周波数比計測

本章では Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムと光周波数比計測器への応用として行った、波長の異なるレーザー周波数の比較について述べる。測定対象は 7 章に示した測定で用いた、単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}(F=2)$ 遷移分光 [45] に用いるための波長 871 nm レーザー [44] と、単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の別の時計遷移 $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$ の分光に用いるための波長 822 nm レーザーを用いた。波長 871 nm レーザーおよび波長 822 nm レーザーは同じ ULE ガラス製の高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化を行った。よって、図 7.4 で測定された共鳴周波数のドリフトが、光周波数比計測時に大きく低減される。

光周波数比計測は、一方のレーザーに対して光周波数コムを位相同期し、他方のレーザーとのビート周波数を測定する。本研究では 8.1 節で述べたように、波長 871 nm レーザーと光周波数コムとのビート周波数 $f_{\text{beat}871}$ を広帯域 PZT および遅い PZT を用いて RF 標準に位相同期した。 f_{CEO} は 8.2 節で述べたように、励起パワー制御と、結晶 PZT を併用して RF 標準に位相同期した。その上で波長 822 nm レーザーの光周波数コムとのビート周波数を検出し、光周波数比計測を行った。

9.1 波長の異なる 2 つの光周波数標準とのビート信号検出

波長 871 nm レーザーとのビート検出は 7.1 節、Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムへの位相同期は 8.1 節で述べた。位相同期まで構築した波長 871 nm レーザーとのビート検出系に大きな変更を加えないことを目的として、波長 822 nm レーザーは図 9.1 に示すようにビームスプリッターを用いて波長 871 nm レーザーに重ねる構成とした。そののち回折格子に入射したが、波長が異なるため波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーは異なる角度で回折する。回折角の差が十分に大きいため、既に構築した波長 871 nm レーザー用の光学系の組み換えを行うことなく、波長 822 nm レーザーの付近の成分のみ別の $f = 100$ mm レンズを用いて、別の APD の受光面に集光し、ビート周波数 $f_{\text{beat}822}$

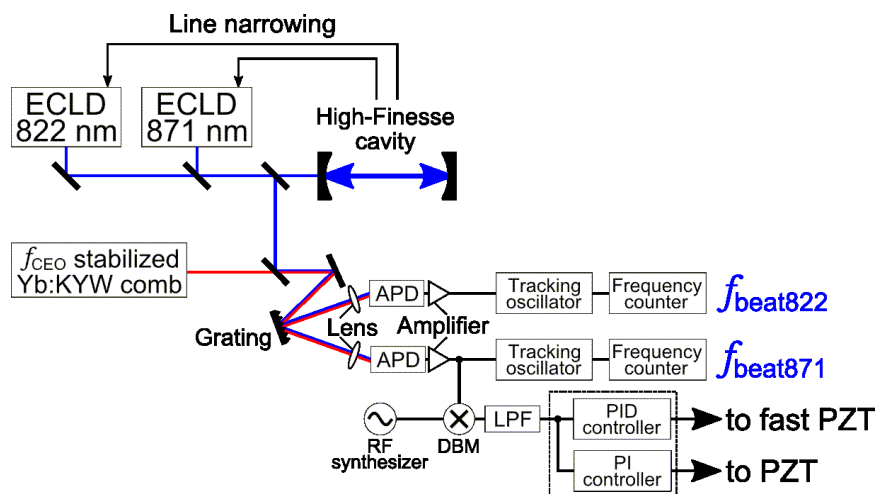


図 9.1 同一の高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化を行った波長 871 nm レーザーおよび波長 822 nm レーザーと、Yb:KYW レーザーによる光周波数コムとのビート検出の系。黒点線部は図 8.9 に示した 1 つの回路で構成した。以下図中の略称、ECLD:External-Cavity Laser Diode, APD:Avalanche Photo Diode, DBM:Double Balanced Mixer, LPF:Low Pass Filter, RF:Radio Frequency。

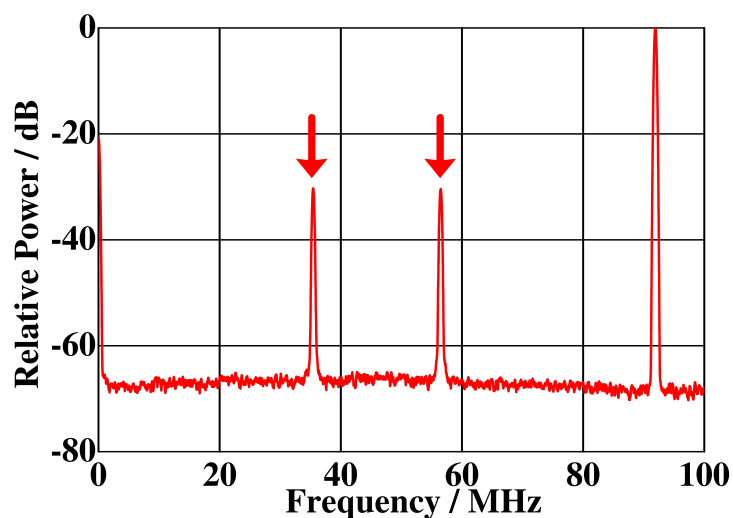


図 9.2 f_{CEO} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} を同時に検出し、3つのビートの SNR を両立したときの、 f_{CEO} スペクトル。RBW=300 kHz、VBW=30 kHz。

を検出した。

f_{CEO} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} の 3つのビート信号を検出したのち、すべての SNR が十分高くなるように調整を行った。調整には PCF 入射前に導入した $\lambda/2$ 板の回転角を用いた。 $\lambda/2$ 板の角度を変えても、最長波長成分、最短波長成分のスペクトル強度は変化しないが、800 nm 付近のスペクトル強度が変化するを見出した。図 9.2、図 9.3、図 9.4 に示すように、 f_{CEO} ビートを SNR 約 35 dB、 f_{beat871}

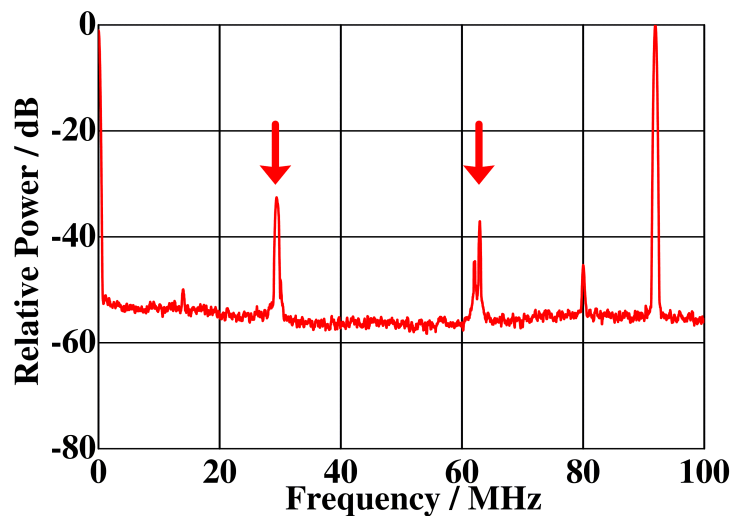


図 9.3 f_{CEO} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} を同時に検出し、3 つのビートの SNR を両立したときの、 f_{871} スペクトル。RBW=300 kHz、VBW=30 kHz。

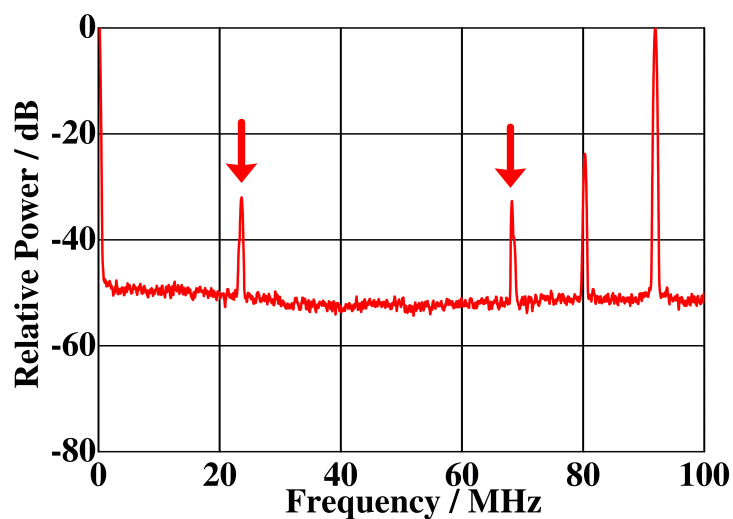


図 9.4 f_{CEO} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} を同時に検出し、3 つのビートの SNR を両立したときの、 f_{822} スペクトル。RBW=300 kHz、VBW=30 kHz。

ビートを SNR 約 25 dB、 f_{beat822} ビートを SNR 約 20 dB で、それぞれ RBW=300 kHz において同時に検出した。

9.2 光周波数コムの線幅狭窄化レーザーへの位相同期

図 9.2、図 9.3、に示したビート信号を用いて、 f_{beat871} および f_{CEO} を位相同期した。 f_{beat871} については 8.1 節で述べたように、広帯域 PZT を用いた位相同期に加えて遅い PZT によるドリフト制御

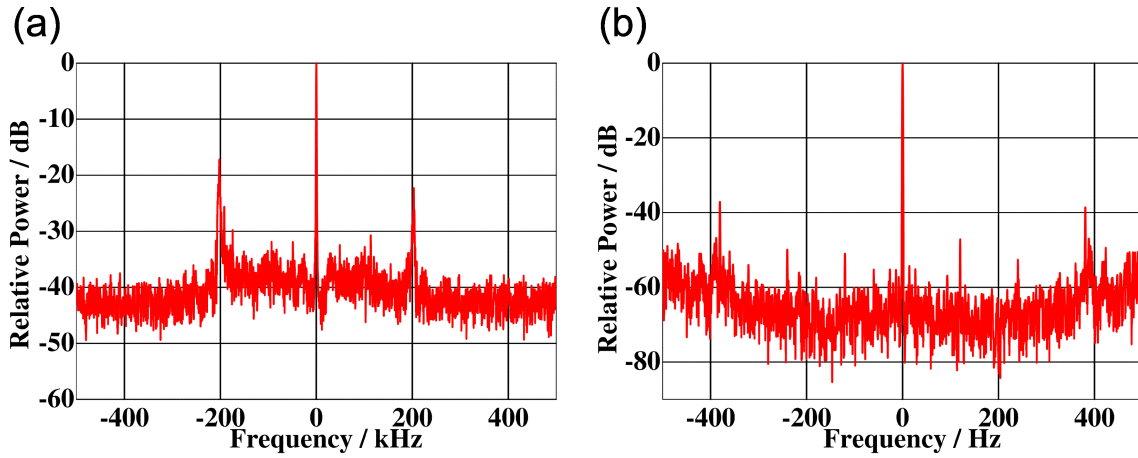


図 9.5 RF シンセサイザからの基準信号に対して f_{beat871} を位相同期した状態のスペクトル。
 (a)Span=1 MHz、RBW=1 kHz、VBW=100 Hz。(b)Span=1 kHz、RBW=1 Hz、VBW=1 Hz。

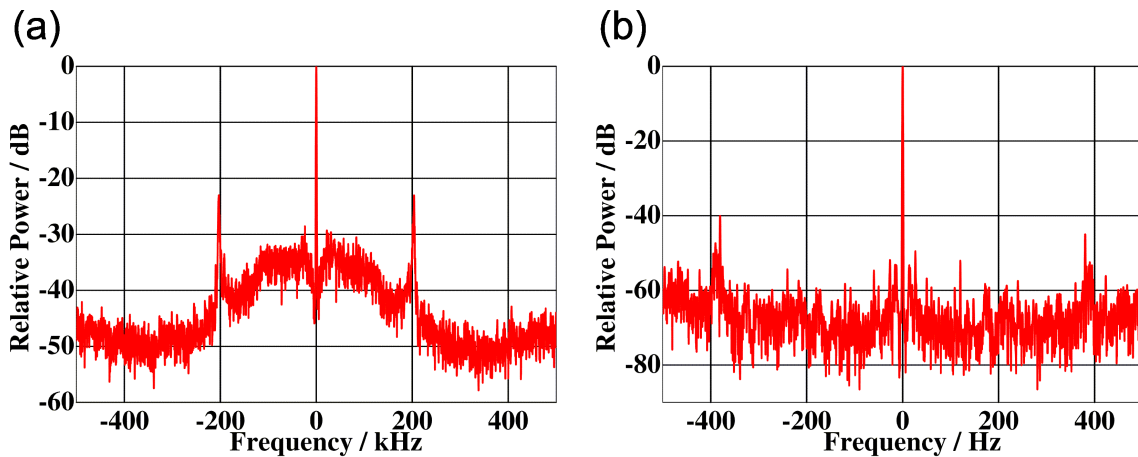


図 9.6 RF シンセサイザからの基準信号に対して f_{CEO} を位相同期した状態のスペクトル。
 (a)Span=1 MHz、RBW=1 kHz、VBW=100 Hz。(b)Span=1 kHz、RBW=1 Hz、VBW=1 Hz。

を行い、図 9.5 に示す位相同期を達成した。 f_{CEO} については 8.2 節で述べたように、励起パワーを用いた位相同期に加えて結晶 PZT によるドリフト制御を行い、図 9.6 に示す位相同期を達成した。同時に 4 つの制御を行うこととなるが、それぞれの利得を調整することで f_{beat871} および f_{CEO} の位相同期を両立した。

f_{CEO} を位相同期した図 9.6(a) において、キャリアから 200 kHz はなれた周波数に、 f_{CEO} のみ位相同期した図 6.14 では見られなかったスパイク状の位相ノイズが追加された。これは図 9.5(a) でキャリアから 200 kHz 離れた周波数に見られる広帯域 PZT の発振が、8.1 節で述べた広帯域 PZT の伸びにより f_{CEO} 中心周波数が変化する影響で転写されたものと考えられる。以上から、波長 871 nm レーザーに対して位相同期した Yb:KYW レーザーによる光周波数コムを実現した。

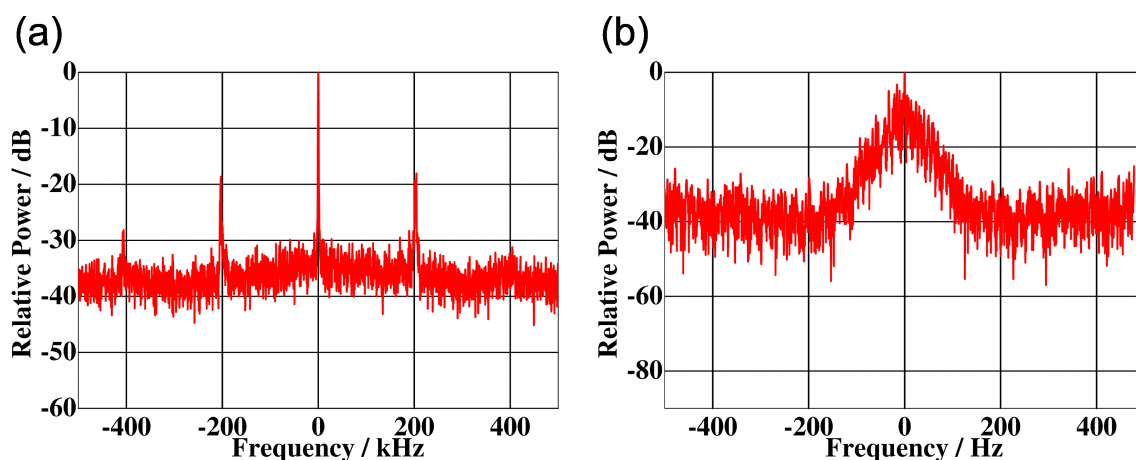


図 9.7 RF シンセサイザからの基準信号に対して f_{CEO} および $f_{beat871}$ を位相同期した状態の $f_{beat822}$ スペクトル。(a)Span=1 MHz、RBW=1 kHz、VBW=100 Hz。(b)Span=1 kHz、RBW=1 Hz、VBW=1 Hz。

f_{CEO} および $f_{beat871}$ を位相同期した状態の $f_{beat822}$ のスペクトルを図 9.7 に示す。図 9.5(a) において、キャリアから 200 kHz 離れた周波数に見られる広帯域 PZT の発振が、 $f_{beat822}$ のスペクトルである図 9.7(a) においても見られた。

波長 822 nm レーザーと光周波数コムとのビートである $f_{beat822}$ は制御ループ外の信号であるために一定の線幅を持ち、波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーの相対的な線幅の評価になる。 $f_{beat822}$ のキャリア部分を拡大した図 9.7(b) から、ビートのスペクトル幅は数 10 Hz であった。今回は波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーは同一の高フィネス共振器を用いて線幅狭窄化を行ったため、共振器の振動やドリフトは大きく取り除かれる。したがってこのスペクトル幅は、Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムに起因するものではなく、波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーの線幅狭窄化を行う制御回路が不十分で高フィネス共振器の共鳴に対してなお数 10 Hz のスペクトル幅が残った、または 2 つのレーザーを伝搬するために用いたファイバーで発生したノイズによるものと考えられる。同様の結果は研究室内で過去に行われた Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムの測定 [51] でも確認されている。

9.3 波長の異なる 2 つの線幅狭窄化レーザーの光周波数比計測

光周波数比計測のため、位相同期した f_{CEO} および $f_{beat871}$ 、 $f_{beat822}$ に加えて f_{rep} の 4 つの周波数値を周波数カウンターで測定する必要がある。 f_{CEO} および $f_{beat871}$ については、それぞれ 6.5 節および 7.2 節で述べた通り、トラッキングオシレーターによる増幅および周波数のフィルタリングを行った上で周波数カウンターで測定した。加えて $f_{beat822}$ についても、別のトラッキングオシレーターを介

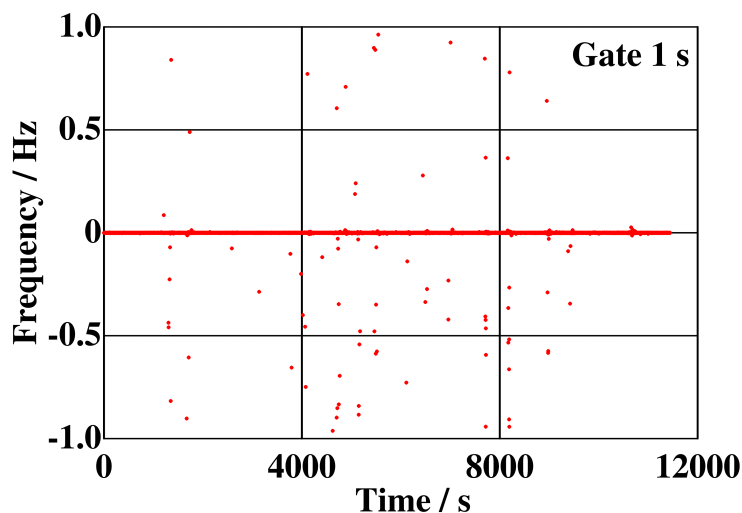


図 9.8 f_{CEO} および f_{beat871} を RF 標準に対して位相同期した状態で、 f_{CEO} を周波数カウンターで測定した結果。ゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1$ s。 f_{CEO} ビートにトラッキングオシレーターを位相同期した状態で周波数を測定した。約 3 時間の連続測定中、サイクルスリップは 99 回であった。

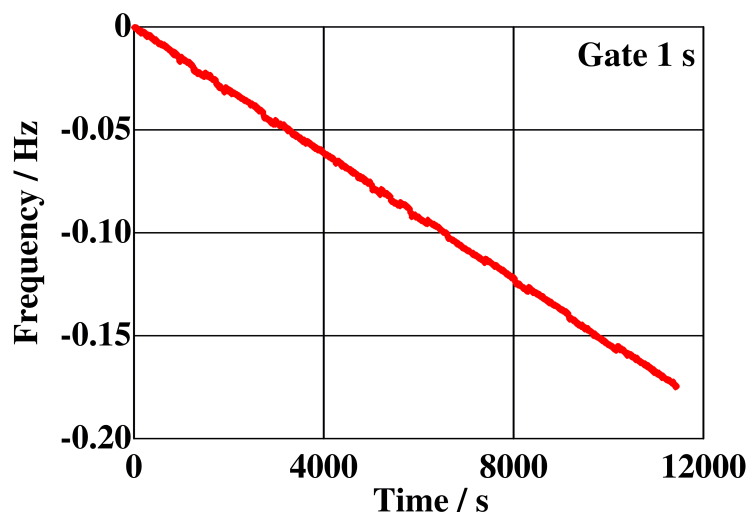


図 9.9 f_{CEO} および f_{beat871} を RF 標準に対して位相同期した状態で、 f_{rep} を周波数カウンターで測定した結果。ゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1$ s。

して、周波数の値を測定した。 f_{rep} については 6.6 節で示したように、十分な SNR が得られたため、直接周波数カウンターで測定した。 f_{CEO} および f_{beat871} を位相同期するために用いる 2 台の RF シンセサイザー、そして f_{rep} 、 f_{CEO} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} の周波数値を測定する 4 台の周波数カウンターはすべて同じ GPS 時計をリファレンスに用いた。また、4 台の周波数カウンターは同じトリガー、同じゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1$ s で測定を実施した。これらは、位相同期した f_{beat871} および f_{CEO} のサイクルスリップ検出のためである。

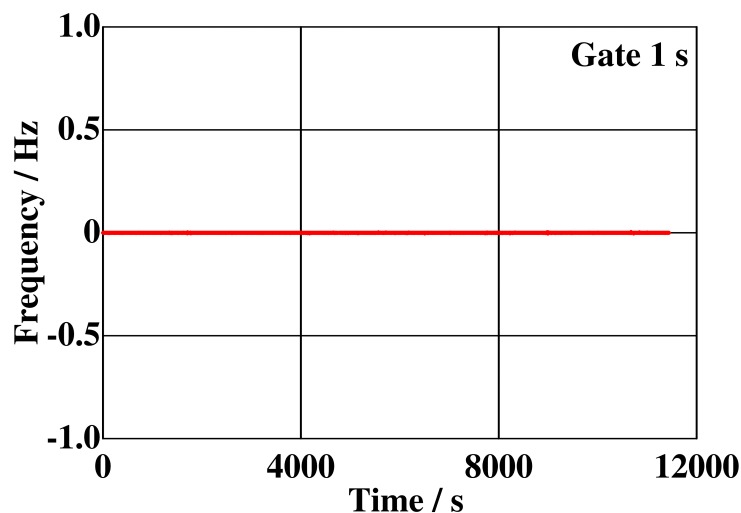


図 9.10 f_{CEO} および f_{beat871} を RF 標準に対して位相同期した状態で、 f_{beat871} を周波数カウンターで測定した結果。ゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1$ s。 f_{beat871} ビートにトラッキングオシレーターを位相同期した状態で周波数を測定した。約 3 時間の連続測定中、サイクルスリップは 25 回であった。

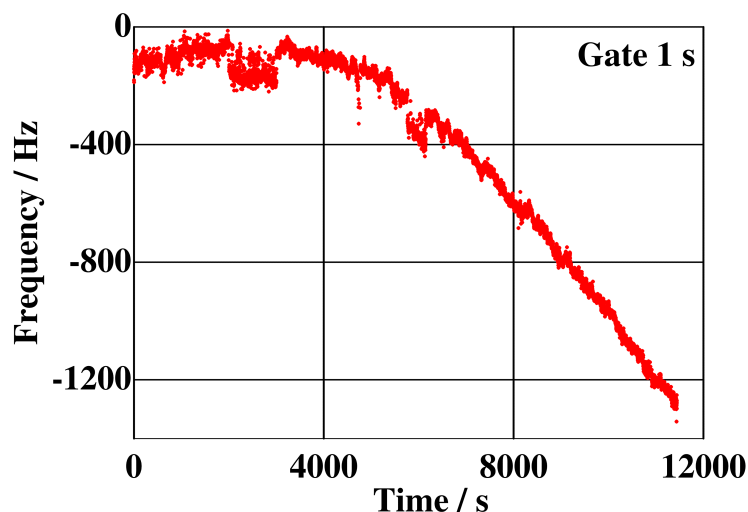


図 9.11 f_{CEO} および f_{beat871} を RF 標準に対して位相同期した状態で、 f_{beat822} を周波数カウンターで測定した結果。ゲート時間 $\tau_{\text{gate}}=1$ s。 f_{beat822} ビートにトラッキングオシレーターを位相同期した状態で周波数を測定した。

図 9.8、図 9.9、図 9.10、図 9.11 に f_{CEO} 、 f_{rep} 、 f_{beat871} 、 f_{beat822} の周波数値を 3 時間連続で測定した結果を示す。なお 3 時間は Yb:KYW レーザーによる光周波数コム位同期による制限ではなく、波長 871 nm レーザーおよび波長 822 nm レーザーの高フィネス共振器を用いた線幅狭窄化が維持されなかったことによる制限である。 f_{CEO} 、 f_{beat871} の制御信号から判断すると、Yb:KYW レーザーによる光周波数コムは 3 時間経過の時点でも制御範囲の上限に達していないため、より長時間の連続運転が

可能であると考えられる。6.5 節で述べたように、励起パワー制御のみで f_{CEO} を位相同期した場合には中心周波数のドリフトで連続 2 時間に制限されていたが、結晶 PZT によるドリフト抑制で位相同期の連続時間が長くなったものと考えられる。今回は数時間の連続動作であったため、図 8.9 に示したように結晶 PZT による結晶位置の制御には自己放電型積分回路を用いた。しかし、より長時間の連続運転を想定すれば積分回路に変更することが望ましい。制御回路のさらなる改善は今後の課題である。

位相制御を行った f_{CEO} および f_{beat871} 、そして制御ループ外の信号である f_{rep} および f_{beat822} の周波数変化について考察を行う。約 3 時間の間に f_{CEO} は 99 回、 f_{beat871} は 25 回のサイクルスリップが検出された。これらはそれぞれ、全測定回数の 0.9%、0.2% にすぎない。このときの f_{rep} および f_{beat822} の結果はサイクルスリップのあったデータとして無効とした。 f_{rep} の周波数値は波長 871 nm レーザーの周波数ドリフト、すなわち高フィネス共振器の共鳴周波数のドリフトを測定した。図 9.9 から高フィネス共振器の線形ドリフト量は $-14(2)$ Hz/s となった。7.2 節で示したドリフト量 $-33(2)$ Hz/s とは異なる結果だが、高フィネス共振器に用いられている ULE ガラスが、温度変化に対して膨張係数が零となる温度に制御されていないため、測定時の周囲の温度変化の差が測定結果に現れたと考えられる。また本測定では波長 871 nm レーザーおよび波長 822 nm レーザーの 2 波長のレーザーを共振器に導入して、線幅狭窄化を行ったためとも推測される。

f_{beat822} の結果について考察を行う。波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーは同じ共振器を用いて線幅狭窄化を行い、かつ f_{beat871} を用いて光周波数コムを位相同期した。したがって高フィネス共振器の共振器長のドリフトで波長 871 nm レーザーの周波数がドリフトしても、波長 822 nm レーザーの周波数も同様にドリフトするため、変動は観察されないはずである。しかし、およそ 5000 s までは一定の周波数であるが、それ以降線形的に波長 822 nm レーザーの周波数が変化した。同様の結果は Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムによる測定 [51] においても現れている。そこでは、線幅狭窄化を行った高フィネス共振器のモード間隔の等間隔性、レーザーを高フィネス共振器を用いて線幅狭窄化を行うために用いた制御回路の電気的なオフセットのドリフト、波長 871 nm レーザーおよび波長 822 nm レーザーを光周波数コムを設置した光学定盤へ伝搬させるために用いる光ファイバーのドップラーシフトについて考察を行っている。高フィネス共振器を含めて、波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーの構成は [51] から変更していないため、同様の理由によるものと推測されるが、これらの原因究明は今後の課題である。

第 10 章

f_{rep} の高周波数化

9 章までで、Yb:KYW レーザーによる光周波数コムを用いた光周波数計測および光周波数比計測について述べた。しかし、今回実現した光周波数コムの繰り返し周波数 f_{rep} が約 90 MHz という点に課題がある。光周波数計測、光周波数比計測を行うときには、光周波数コムの測定と合わせてモード番号を決定する必要がある。しかし汎用の波長計の不確かさは 10^{-6} 台であるため、波長 $1 \mu\text{m}$ を対象とする場合には、周波数分解能は約 600 MHz しかなく、モード番号を決定することができない。7.3 節で述べた、遷移分光用レーザーのような、先行研究で絶対周波数が既知のレーザーを測定対象とするときはモード番号を決定することができるが、周波数値が知られていないレーザーの周波数は決定できない。

上記を解決するため、 f_{rep} の高周波数化を行った。しかし、 f_{rep} 高周波数化で、1 パルスあたりのエネルギーが低くなるため、得られる非線形効果も低下する。したがって、ソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期の実現が困難となる、加えて PCF のスペクトル拡大が狭くなる。本章では上記課題の解決に向けて行った取り組みについて述べる。

10.1 f_{rep} の高周波数化のための共振器構成の変更

f_{rep} の高周波数化にともない 1 パルスあたりのエネルギーが低下するが、モード同期を実現するためにレーザー結晶中の光強度を低下しないようにする必要がある。簡単な方法としては、共振器の出力鏡の反射率を高めることが有用である。しかし、この方法では出力パワーが低下するため、PCF のスペクトル拡大には f_{rep} の高周波数化に加えてより不利になる。そこで、結晶中の発振光のビーム径がより狭く集光されるようにレーザー共振器を変更した。

3.2.3 項で述べたように、 f_{rep} を高周波数化していない構成では、結晶をはさむ球面鏡の曲率は 50 mm としたが、これを 25 mm に変更した。上記に伴い球面鏡間隔を約 25 mm となるため、図 10.1 に示すように 1 mm の Yb:KYW 結晶を固定するためのマウントを再設計した。

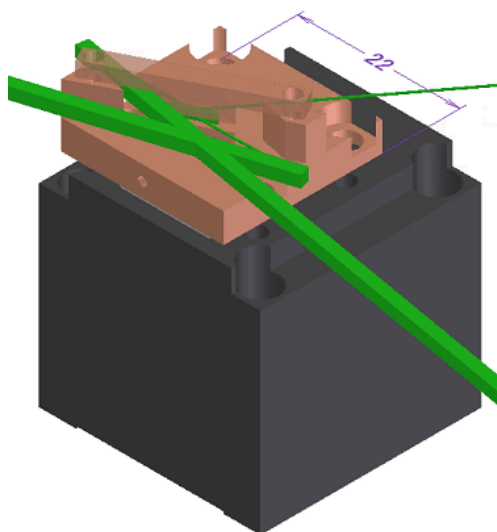


図 10.1 結晶をはさむ球面鏡の曲率を 25 mm としたときの、結晶長 1 mm 用の結晶マウント。緑色は発振光の光路を示す。

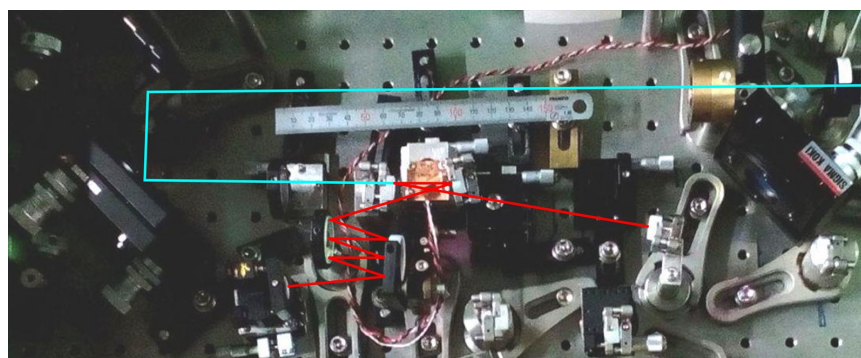


図 10.2 f_{rep} を約 380 MHz に高周波数化した実験系の写真。水色は励起光の光路、赤色は発振光の光路を示す。 f_{rep} 高周波数化の光学系はブレッドボード上に構築した。

発振光のビーム径が狭くなることにあわせ、励起レーザーの光学系も f_{rep} 約 90 MHz の構成から変更を行った。励起レーザー出力のコリメーターレンズの焦点距離を $f = 19 \text{ mm}$ から 25 mm に、結晶への集光レンズの焦点距離を $f = 60 \text{ mm}$ から 50 mm とした。

チャープミラーや出力鏡を含む光学素子は f_{rep} 約 90 MHz の構成から変更していない。 f_{rep} の高周波数化のためには共振器長を短くする必要があるが、3.2.3 項で述べたように、長腕側と短腕側の長さを 3:2 とするため、短腕側を約 16 cm、長腕側を約 25 cm とし、共振器長を約 40 cm とした。これは f_{rep} 約 380 MHz に相当する。 f_{rep} の高周波数化を行った実験系の写真を図 10.2 に示す。

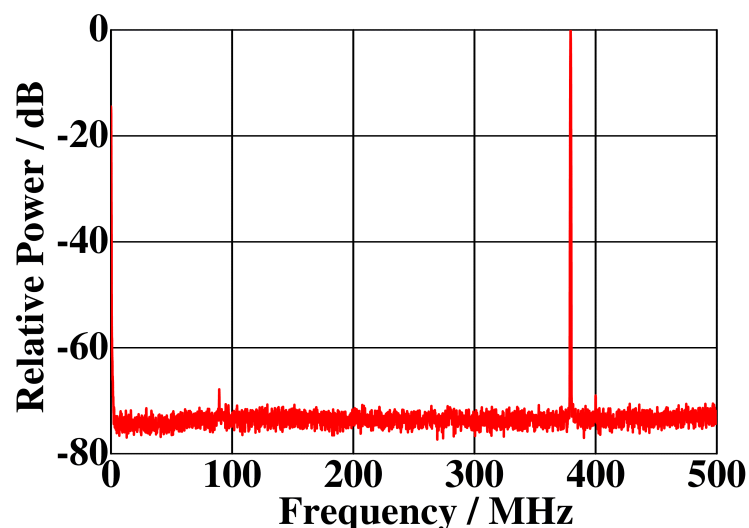


図 10.3 f_{rep} が約 380 MHz のモード同期発振を行った状態の f_{rep} の RF スペクトル。RBW=300 kHz、VBW=10 kHz。

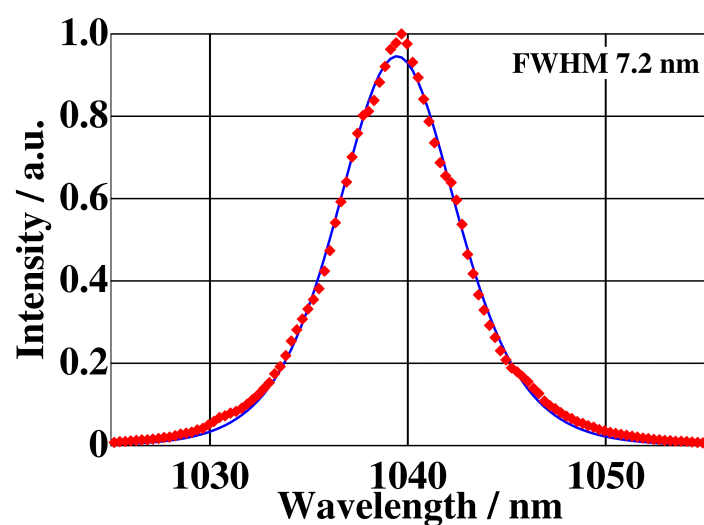


図 10.4 f_{rep} 約 380 MHz のモード同期発振を行った状態の光スペクトル。スペクトル幅は 7.2 nm。

10.2 f_{rep} 高周波数化のモード同期発振

モード同期を行うにあたり、当初は f_{rep} 約 90 MHz と同じ反射率 92.5% の出力鏡を用いたが、モード同期を実現することができなかった。まずはモード同期発振を実現することが重要であるため、出力パワーは低下するが出力鏡の反射率を 98.5% と高くして、共振器内の 1 パルスあたりのエネルギーを高めることとした。出力鏡の反射率を高めた条件において、4.2 節で述べた方法のモード同期、4.2.1 項で述べた方法で完全なモード同期を実現した。モード同期時の RF スペクトルを図 10.3、光スペクト

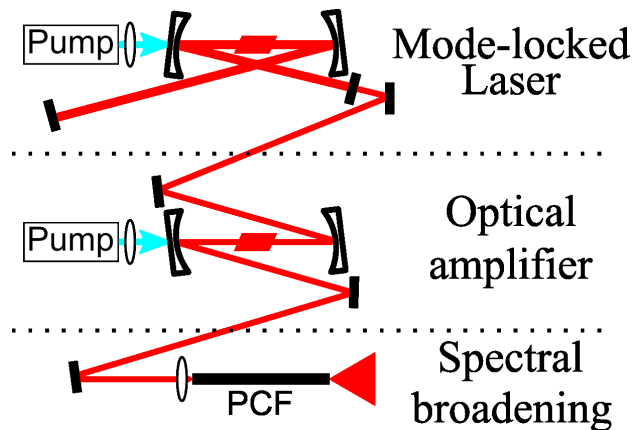


図 10.5 Yb:KYW 結晶を用いた結晶アンプを追加した PCF までの構成。ただし励起レーザーの光路に入れた $\lambda/2$ 板や、PCF 結合前に用いたアイソレーターなどは一部省略している。

ルを図 10.4 に示す。励起パワー 750 mW において、モード同期の出力パワーは 210 mW、スペクトル幅は 7.2 nm が得られた。

10.3 PCF によるスペクトル拡大

4.2.2 項で述べた f_{rep} 約 90 MHz の結果と比較して、高周波数化で f_{rep} は約 4 倍となった一方で、出力パワーは約 60% に低下した。したがって、共振器出力の 1 パルスあたりのエネルギーは約 15% に低下した。5.1.1 項で述べたように f_{rep} 約 90 MHz の条件で PCF を用いて 1 オクターブ以上のスペクトル幅を得るためには、Yb:KYW 共振器からの出力パワーは PCF 結合のために必要な素子の導入による約 10% の損失を除いてすべて PCF へ結合する必要がある。高周波数化で 1 パルスあたりのエネルギーが低下している状況では、 f_{rep} 約 90 MHz と同じ構成では 1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現できないと想定される。そこで、共振器出力後に光パワー増幅が必要であると判断した。

一般的に光パワーの増幅を行う場合、光ファイバー増幅器が用いられる。しかし、装置内に用いられている長い光ファイバーの通過で大きな GDD が導入されるため、分散補償用の光学系の追加が必要になる。加えて、光ファイバー増幅器を用いる場合は、ASE (Amplified Spontaneous Emission) が追加されることを考慮する必要がある。

そこで、本研究では図 10.5 に示すように、Yb:KYW 結晶を用いた 1 回通過の光増幅器 (以降、結晶アンプと称する) を通過したのち、PCF へ入射する構成とした。光増幅に用いる励起レーザー、励起レーザーの光学系および、Yb:KYW 結晶は 3.2.3 項で説明した、 f_{rep} 約 90 MHz の共振器に用いたものと同じ構成とした。この構成で導入される GDD は、長さ 1 mm の Yb:KYW を 1 回通過することによる $+200 \text{ fs}^2$ 、球面鏡を 2 回反射することによる $+400 \text{ fs}^2$ 、合計で 600 fs^2 であり、5.1.1 項の検討

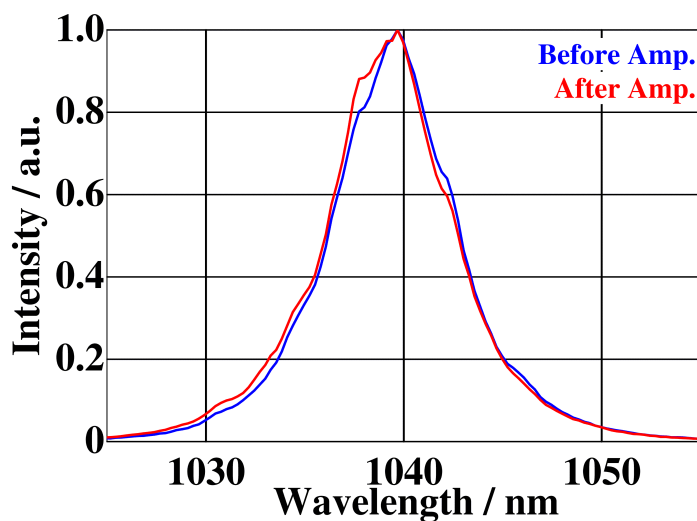


図 10.6 結晶アンプ通過前後のスペクトル変化。通過前後で有意な変化が見られなかった。

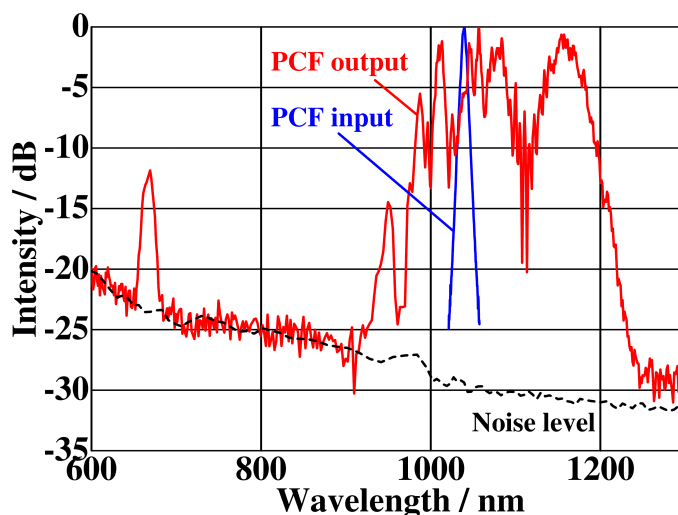


図 10.7 結晶アンプによる光パワー増幅ののち長さ 30 cm、コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ の PCF でスペクトル拡大を行った結果。約 0.9 オクターブまでのスペクトル幅を得た。

結果からパルス幅への影響は無視できる。

結晶アンプ通過で、光パワーは $210\ \text{mW}$ から $290\ \text{mW}$ と約 1.4 倍に増幅された。スペクトルは図 10.6 に示すように増幅前後で有意な変化は見られなかった。結晶アンプで平均パワー $290\ \text{mW}$ が得られたが、 f_{rep} 約 $90\ \text{MHz}$ の構成と比較すると、1 パルスあたりのエネルギーはまだ低い状態である。6.2 節の結果から、長い PCF を用いると $f - 2f$ 干渉で得られる f_{rep} ビート信号の SNR の低下が想定されるが、まずは 1 オクターブ以上のスペクトル拡大を実現することを優先し、PCF 長を長くした。PCF は f_{rep} 約 $90\ \text{MHz}$ の構成で用いたものと同じ、コア直径 $3.3\ \mu\text{m}$ のものを用いたが、PCF 長を

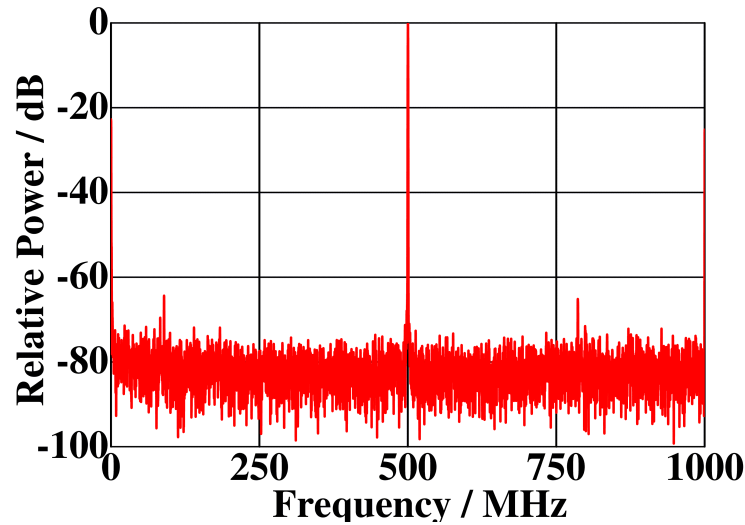


図 10.8 f_{rep} が約 500 MHz のモード同期発振を行った状態の RF スペクトル。RBW=300 kHz、VBW=300 kHz。

30 cm とした。結晶アンプから PCF までの光学系は、5.1.1 項と同じ構成とした。PCF からの出力スペクトルを図 10.7 に示す。1 オクターブには到達していないが、約 0.9 オクターブまでのスペクトル幅が得られた。

10.4 f_{rep} の高周波数化の今後の課題

f_{rep} 高周波数化で得られた結果は、 f_{rep} 約 380 MHz のモード同期発振、結晶アンプによる 1.4 倍の光増幅、PCF 長を 30 cm と長くすることで得られた 0.9 オクターブのスペクトル幅である。それぞれの結果に対して、目標である f_{rep} 600 MHz 以上、1 オクターブ以上のスペクトル幅をもつ光周波数コムを実現するための検討事項をまとめる。

10.4.1 f_{rep} のさらなる高周波数化

f_{rep} 高周波数化の目標は 600 MHz である。モード同期の実現という点では図 10.8 に示すように、最高で約 500 MHz までの高周波数化は実現した。しかし、 f_{rep} を高周波数化するほど光スペクトル幅が狭くなる傾向が見られており、約 500 MHz のモード同期では図 10.9 に示すようにスペクトル幅は 3.2 nm となった。これは、 f_{rep} 約 90 MHz の 8.0 nm および f_{rep} 約 380 MHz の 7.2 nm と比べて狭い。PCF への入射光スペクトル幅が狭い場合、時間軸上のパルス幅が広がるため、PCF によるスペクトル拡大はより狭くなるのが想定される。したがって、スペクトル幅の観点から f_{rep} 約 500 MHz の系でその先の実験は行っていない。なお f_{rep} 高周波数化では共振器長が短くなり、共振器を構成する素子

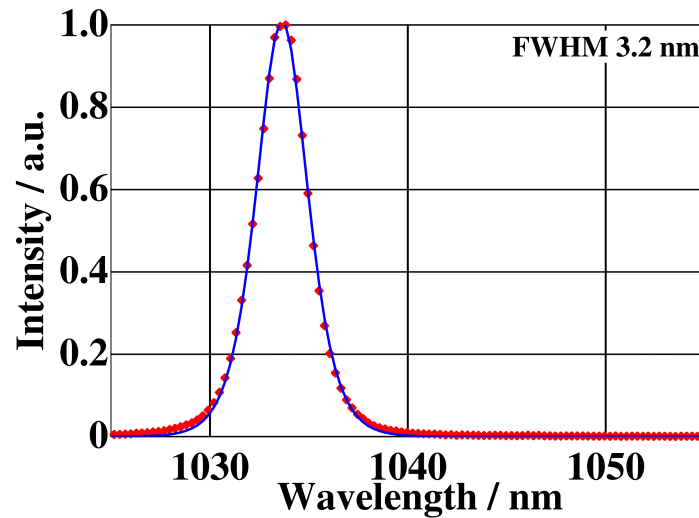


図 10.9 f_{rep} が約 500 MHz のモード同期発振を行った状態の光スペクトル。スペクトル幅は 3.2 nm。

の密集度が高まるため、本研究においては f_{rep} 約 500 MHz が現状のブレッドボード上で実現可能な最も高い周波数であった。この点については 3.2.4 項で述べたようなベースプレート上にすべての素子を固定する設計を行うことで、 f_{rep} が 600 MHz をこえる共振器が実現可能と考えている。

10.4.2 共振器出力の 1 パルスあたりのエネルギー増加

PCF 長を 30 cm と長くしても 1 オクターブ以上のスペクトル幅が実現されておらず、PCF 前の 1 パルスあたりのエネルギーの増加は必須である。方法としては、励起パワーを高くして共振器出力パワーを向上することが考えられる。

入手可能なシングルモードファイバー結合の LD では、3.2.3 項で述べた出力パワー 750 mW のものが最も出力パワーが高い。マルチモードファイバー結合の LD であればより高い出力パワーのものも存在するが、励起光と発振光のビームの重なりを用いるソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期では、モード同期が実現できない可能性が高い。

他に、複数のシングルモードファイバー結合の LD を用いて励起する方法が考えられる。2 個のシングルモードファイバー結合の LD を用いて励起を行う場合、PBS で 2 本の励起レーザーを重ねたのち結晶の片側から導入する方法、あるいは結晶の両側から励起レーザーを導入する方法が考えられる。前者は 3.2.3 項の検討結果から、結晶軸に対して 90 度異なる偏光成分は発振パワーにほとんど寄与しないと考えられる。後者は本研究の開始当初、450 mW のシングルモード結合の LD しか入手できなかったとき、 f_{rep} 約 90 MHz の条件であるが実験を行った。結晶の両側から励起を行ったときに得られたモード同期のスペクトルを図 10.10 に示す。CW 成分が残っていることを示すスパイク状の成分

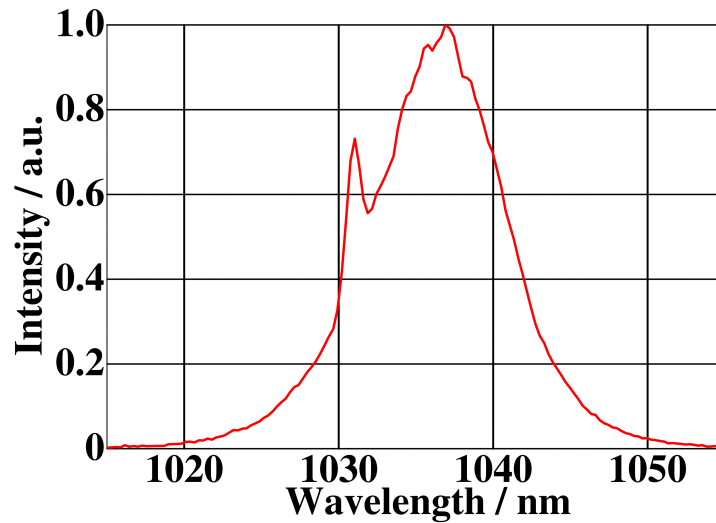


図 10.10 結晶の両側から励起レーザーを導入し、モード同期を実現したときのスペクトル。CW 成分が残っていることを示すスパイク状のスペクトルが存在する。

が生じるが、共振器のアライメントや、パラメータを変更しても消すことはできなかった。CW 発振とモード同期発振が同時に存在している状態では、両者で利得の競合が起こるため、長時間の安定度の問題が生じると想定される。

以上から、より高い出力パワーのシングルモードファイバー結合の LD が入手できない限りは、共振器出力の 1 パルスあたりのエネルギーを増加することは困難と考えられる。

10.4.3 光増幅器を用いた 1 パルスあたりのエネルギー増加

本項では光増幅器を用いた 1 パルスあたりのエネルギー増加について検討する。結晶アンプの光学系はモード同期レーザーと同一の構成を用いた。しかし、光増幅器は共振器とは異なる構成であるため、高出力のマルチモードファイバー結合の LD や、2 台のシングルモードファイバー結合の LD を用いた対向励起も可能と考えられる。

実際に結晶アンプの増幅率を高くすることを目的とし、シングルモードファイバー結合の LD による対向励起の実験を行った。しかし、片側から励起レーザーを導入した場合と比較して増幅率が増加しないどころか、逆に低下するという結果となった。実験は 5% ドープの長さ 1 mm 結晶で行ったが、これは共振器で CW 発振を行うために最適化した条件であるため、対向励起では異なるドープ濃度、または異なる長さの Yb:KYW 結晶を用いることで高い増幅率が得られる可能性があり、検討の余地があると考えている。

共振器出力後にパワー増幅を行う方法として、他に以下 3 つの案を考えている。第 1 に、出力パワー

の高いマルチモードファイバー結合の LD を用いることである。光増幅ではソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期に必要な、励起光と発振光のビームの重なりに強い制限が無いいため、集光ビーム径が広いとしてもマルチモード結合の LD は使用可能である。第 2 に、結晶の通過回数を増やすことである。現在 1 回通過のみの増幅としたが、他の固体レーザー光増幅器で 4 回や 8 回などのマルチパス構成が一般的に用いられている。加えて 4 回や 8 回と反射回数を増やしても、導入される GDD は無視できると考えられる。第 3 に、結晶アンプの段数を増やすことである。1 段で 1.4 倍であるので、もう 1 段同じ構成を用いることで約 2 倍まで 1 パルスあたりのエネルギーの増加が期待できる。

10.4.4 異なる PCF を用いることによる 1 オクターブ以上へのスペクトル幅の実現

図 10.7 では $3.3\ \mu\text{m}$ コアの PCF を用いたが、他の PCF を用いることで 1 オクターブ以上のスペクトル幅が実現できる可能性がある。しかし、 f_{rep} 約 90 MHz の構成でより広いスペクトル幅が実現できた、コア直径 $2.8\ \mu\text{m}$ の PCF は既に実験を行い、ほとんどスペクトル拡大が見られなかった。したがって、PCF ではこれ以上検討できる要素は無く、10.4.2 項で述べた共振器出力のパルスあたりのエネルギー増加、10.4.3 項で述べた光増幅器を用いたパルスあたりのエネルギー増加を検討することが有用であると考えている。

第 11 章

まとめと今後の展望

以上、Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムに関する研究について述べてきた。

共振器設計では、レーザー発振に必要な条件の ABCD 行列を用いた計算、レーザー発振時の放熱を検討した上の結晶マウントの設計、すべての光学素子を 1 枚のベースプレート上に設置し温調を行った上で、全体をパッケージ化する設計を行った。本研究ではモード同期の調整のために球面鏡間隔を $10\ \mu\text{m}$ 以下、励起光の集光位置を数 $10\ \mu\text{m}$ 、そして f_{CEO} 線幅を狭窄化するために結晶位置を約 $10\ \mu\text{m}$ の範囲に調整する必要があった。調整に用いた微動台の最小目盛が $20\ \mu\text{m}$ であることから、上記は厳しい条件であると考えられるが、共振器全体をパッケージ化したことでモード同期を 1 ヶ月以上維持した。

CW 発振では結晶の長さおよび、Yb ドーピング濃度を変えて出力パワーの測定を行い、結晶長 $1\ \text{mm}$ 、Yb ドーピング濃度 5% で、最も大きな出力パワーが得られた。上記条件で、反射率 90% の出力鏡を用いたとき、励起パワー $750\ \text{mW}$ で出力パワー $429\ \text{mW}$ 、スロープ効率 64% を達成した。スロープ効率は 3 枚の鏡のみで共振器を構成した先行研究より低い値であるが、それ以外の多くの鏡を用いた先行研究と同等の値を得た。CW 発振時の発熱は、 $10\ \text{mm}$ 角のペルチェ素子のみを用いて制御可能で、空冷で長時間連続運転可能であること確認した。

モード同期発振は Ti:Sa で用いられているソフトアパーチャー型のカーレンズモード同期を目指したが、通常利用される CW 発振の安定領域端のモード同期は実現できなかった。しかし、CW 発振の安定領域中央付近にあるパワーがわずかに減少する狭い領域でモード同期を実現できることを見出した。励起パワー制御による f_{CEO} の位相同期のマージンを得るために、出力鏡の反射率を 90% から 92.5% へ高くしたが、励起パワー $750\ \text{mW}$ で、平均出力パワー $360\ \text{mW}$ 、スペクトル幅 $8.0\ \text{nm}$ 、時間幅 $180\ \text{fs}$ を実現した。励起パワー対出力パワー変換効率は約 48% となり、3 枚の鏡のみで共振器を構成した先行研究で得られた最高値 53% とほぼ同等の結果となった。

本研究では $f - 2f$ 干渉による f_{CEO} 検出を行うため、PCF を用いて 1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現する必要がある。高い励起パワー対出力パワー変換効率で、モード同期出力として平均出力パワー 360 mW を達成したため、光増幅器を用いることなく 1 オクターブ以上のスペクトル幅を実現し、 f_{CEO} の検出を可能とした。当初検出した f_{CEO} 信号の SNR は RBW=300 kHz で約 10 dB と低かったが、PCF 長が短いほど SNR が向上することを見出し、最終的な条件として長さ 5 cm の PCF で 30 dB 以上の SNR が得られることを確認した。しかし、当初得られた非制御時の f_{CEO} 線幅は約 1 MHz だった。Yb:KYW レーザーで f_{CEO} を位相同期するには、 f_{CEO} のスペクトル幅を励起パワー変化で制御可能な帯域 45 kHz より狭くする必要がある。本研究では共振器 1 周の GDD、結晶位置、励起レーザーパワーで非制御時の f_{CEO} 線幅を狭窄化できることを新たに見出し、最小線幅として 15 kHz を達成した。 f_{CEO} 線幅狭窄化ののち、励起パワー制御で GPS 時計をリファレンスとした RF 標準に対して位相同期した。オフセット ± 1.5 MHz まで測定したキャリアへのパワー集中率は 92%、誤差信号に含まれるの残留位相ノイズを 1 Hz から 10 MHz まで積算することで得た積算位相ノイズは 0.51 rad となり、先行研究とほぼ同等の値を実現した。光周波数コムのもう一つの自由度である f_{rep} についても GPS 時計をリファレンスとした RF 標準に対して位相同期した。

RF 標準に位相同期した光周波数コムを用いて光周波数計測を行った。対象として単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{D}_{3/2}$ 遷移分光のために研究室内で開発中の、高フィネス共振器の共鳴を用いて線幅狭窄化を行った波長 871 nm レーザーを用いた。高フィネス共振器の共振周波数ドリフトが原因と考えられる波長 871 nm レーザーの線形ドリフトを光周波数コムで計測した。光周波数計測中にあわせて行った単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の遷移分光で得られたスペクトルが、計測した線形ドリフトを補正することでほぼ一致することを確認した。この結果から、本研究で構築した Yb:KYW レーザーを用いた光周波数コムによる光周波数計測システムの開発を達成した。

次に、異なる 2 つの光周波数標準の周波数値の比較を行う、光周波数比計測のための実験系の改良を行った。光周波数計測では光周波数コムを 1 モードをレーザーに位相同期する必要があるため、共振器を 200 kHz の帯域で制御が可能な広帯域 PZT を追加し、光周波数計測で f_{rep} の制御に用いた遅い PZT と併用して共振器長を制御する構成とした。あわせて f_{CEO} 中心周波数のドリフトで位相同期の時間が制限されることを避けるため、結晶 PZT を導入することでより長時間の連続運転を目指した。 f_{CEO} は励起パワーと結晶 PZT を併用する構成とした。

光周波数比計測に用いるレーザーには、先述の単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{D}_{3/2}$ 遷移分光のための波長 871 nm レーザー、そして同じ高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化を行った、単一 $^{171}\text{Yb}^+$ の別の時計遷移、 $^2\text{S}_{1/2} - ^2\text{D}_{5/2}$ の分光に用いるための波長 822 nm レーザーを用いた。波長 871 nm レーザーと光周波数コムとのモードとのビートは、広帯域 PZT と遅い PZT を同時に制御し、GPS 時計

をリファレンスとした RF 標準に対して位相同期した。オフセット ± 500 kHz までで測定したキャリアへのパワー集中率は 92%、誤差信号の残留位相ノイズを 1 Hz から 10 MHz まで積算することで得た積算位相ノイズは 0.47 rad となった。 f_{CEO} は励起パワーと結晶 PZT を同時に制御して、GPS 時計をリファレンスとした RF 標準に対して位相同期した。広帯域 PZT、遅い PZT、励起パワー、結晶 PZT を用いた、光周波数コム位相同期は約 3 時間連続して維持することを確認した。この 3 時間は高フィネス共振器の共鳴を用いたレーザーの線幅狭窄化の継続時間で制限されたものであり、その時点の光周波数コム制御を行った誤差信号から判断すると、より長時間の連続運転が可能と考えられる。位相同期中の f_{rep} 、 f_{CEO} 、波長 871 nm レーザーとのビート、波長 822 nm レーザーとのビートを、それぞれ独立した周波数カウンターで測定した。波長 871 nm レーザーと波長 822 nm レーザーは同じ高フィネス共振器の別の共鳴を用いて線幅狭窄化を行い、波長 871 nm レーザーとのビートは光周波数コムに位相同期したため、仮に波長 871 nm レーザーの周波数がドリフトしても、波長 822 nm レーザーとのビート周波数には変動が見られないはずである。しかし、波長 822 nm レーザーとのビート周波数に変動が観察された。これは同様の測定を過去に Ti:Sa レーザーによる光周波数コムで行ったときにも見られており、原因の究明は今後の課題である。

上記までの結果で、光周波数測定および光周波数比計測が可能なシステムを構築できたと判断できる。一方、現状の f_{rep} が約 90 MHz のシステムでは不確かさ 10^{-6} 台の汎用の波長計では最小分解能が 600 MHz のため、光周波数コムモード次数が決定できず、周波数値が全く知られていないレーザーの光周波数測定には適用できない。そこで f_{rep} の高周波数化に取り組んだ。 f_{rep} の高周波数化では 1 パルスあたりのエネルギーが低くなることで得られる非線形効果が低下するため、モード同期発振が困難になる、PCF のスペクトル拡大が狭くなる。前者はレーザー結晶をはさむ球面鏡の曲率をより小さいものに変更し発振光の集光径を狭くした上で、出力鏡をより反射率の高いものに交換した。後者は Yb:KYW 結晶を用いた 1 回通過の光増幅器を追加し、長い PCF を用いる構成とした。ソフトウェア型カーレンズモード同期は、 f_{rep} 約 380 MHz、平均出力パワー 210 mW、スペクトル幅 7.2 nm を実現した。そのうち、1 回通過の光増幅器で 1.4 倍の 290 mW の平均出力パワーとし、長さ 30 cm の PCF を用いることで 0.9 オクターブのスペクトル幅を実現した。 f_{rep} の高周波数化で、 $f - 2f$ 干渉による f_{CEO} 検出に必要な 1 オクターブ以上のスペクトル幅の実現と、 f_{rep} 600 MHz 以上の高周波数化を同時に実現することが課題と考えている。

参考文献

- [1] Scott A. Diddams, David J. Jones, Jun Ye, Steven T. Cundiff, John L. Hall, Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and T. W. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 84, pp. 5102–5105, 2000.
- [2] David J. Jones, Scott A. Diddams, Jinendra K. Ranka, Andrew Stentz, Robert S. Windeler, John L. Hall, and Steven T. Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, Vol. 288, pp. 635–639, 2000.
- [3] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 85, pp. 2264–2267, 2000.
- [4] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, p. 070802, 2008.
- [5] Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, Manoj Das, Takuya Ohkubo, and Hidetoshi Katori. Cryogenic optical lattice clocks. *Nature photonics*, Vol. 9, pp. 185–189, 2015.
- [6] T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, B. J. Bloom, R. L. McNally, W. Zhang, M. D. Barrett, M. S. Safronova, G. F. Strouse, W. L. Tew, and J. Ye. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty. *Nature Communications*, Vol. 6, p. 6896, 2015.
- [7] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm, and E. Peik. Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, p. 063001, 2016.
- [8] 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*.

-
- [9] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Bruschi, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place. *Science*, Vol. 319, pp. 1808–1812, 2008.
- [10] R. M. Godun, P. B. R. Nisbet-Jones, J. M. Jones, S. A. King, L. A. M. Johnson, H. S. Margolis, K. Szymaniec, S. N. Lea, K. Bongs, and P. Gill. Frequency ratio of two optical clock transitions in $^{171}\text{Yb}^+$ and constraints on the time variation of fundamental constants. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 113, p. 210801, 2014.
- [11] N. Huntemann, B. Lipphardt, Chr. Tamm, V. Gerginov, S. Weyers, and E. Peik. Improved limit on a temporal variation of m_p/m_e from comparisons of Yb^+ and cs atomic clocks. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 113, p. 210802, 2014.
- [12] 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 ultrastable microwaves via optical frequency division. *Nature Photonics*, Vol. 5, pp. 425–429, 2011.
- [13] Xiaopeng Xie, Romain Bouchand, Daniele Nicolodi, Michele Giunta, Wolfgang Hänsel, Matthias Lezius, Abhay Joshi, Shubhashish Datta, Christophe Alexandre, Michel Lours, Pierre-Alain Tremblin, Giorgio Santarelli, Ronald Holzwarth, and Yann Le Coq. Photonic microwave signals with zeptosecond-level absolute timing noise. *Nature Photonics*, Vol. 11, pp. 44–47, 2017.
- [14] Jun Ye, Long Sheng Ma, and John L. Hall. Molecular iodine clock. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, p. 270801, 2001.
- [15] Toru Hirayama, Masato Yoshida, Masataka Nakazawa, Ken Hagimoto, and Takeshi Ikegami. Mode-locked laser-type optical atomic clock with an optically pumped Cs gas cell. *Opt. Lett.*, Vol. 32, pp. 1241–1243, 2007.
- [16] T. M. Ramond, S. A. Diddams, L. Hollberg, and A. Bartels. Phase-coherent link from optical to microwave frequencies by means of the broadband continuum from a 1-GHz Ti:sapphire femtosecond oscillator. *Opt. Lett.*, Vol. 27, pp. 1842–1844, 2002.
- [17] L. Ma, Z. Bi, A. Bartels, K. Kim, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams. Frequency uncertainty for optically referenced femtosecond laser frequency combs. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, pp. 139–146, 2007.

-
- [18] Florian Adler, Konstantinos Moutzouris, Alfred Leitenstorfer, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, Gesine Grosche, and Florian Tauser. Phase-locked two-branch erbium-doped fiber laser system for long-term precision measurements of optical frequencies. *Opt. Express*, Vol. 12, pp. 5872–5880, 2004.
- [19] Hajime Inaba, Yuta Daimon, Feng-Lei Hong, Atsushi Onae, Kaoru Minoshima, Thomas R. Schibli, Hirokazu Matsumoto, Masaaki Hirano, Toshiaki Okuno, Masashi Onishi, and Masataka Nakazawa. Long-term measurement of optical frequencies using a simple, robust and low-noise fiber based frequency comb. *Opt. Express*, Vol. 14, pp. 5223–5231, 2006.
- [20] 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. *Opt. Lett.*, Vol. 37, pp. 2196–2198, 2012.
- [21] Gilles Buchs, Stefan Kundermann, Erwin Portuondo-Campa, and Steve Lecomte. Radiation hard mode-locked laser suitable as a spaceborne frequency comb. *Opt. Express*, Vol. 23, pp. 9890–9900, 2015.
- [22] S. A. Meyer, J. A. Squier, and S. A. Diddams. Diode-pumped Yb:KYW femtosecond laser frequency comb with stabilized carrier-envelope offset frequency. *Eur. Phys. J. D.*, Vol. 48, pp. 19–26, 2008.
- [23] S. A. Meyer, T. M. Fortier, S. Lecomte, and S. A. Diddams. A frequency-stabilized Yb:KYW femtosecond laser frequency comb and its application to low-phase-noise microwave generation. *Appl. Phys. B*, Vol. 112, pp. 565–570, 2013.
- [24] Stephane Schilt, Nikola Bucalovic, Vladimir Dolgovskiy, Christian Schori, Max C. Stumpf, Gianni Di Domenico, Selina Pekarek, Andreas E. H. Oehler, Thomas Südmeyer, Ursula Keller, and Pierre Thomann. Fully stabilized optical frequency comb with sub-radian CEO phase noise from a SESAM-modelocked 1.5- μm solid-state laser. *Opt. Express*, Vol. 19, pp. 24171–24181, 2011.
- [25] 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. *Opt. Express*, Vol. 25, pp. 2215–2220, 2017.
- [26] Alexander Klenner, Florian Emaury, Cinia Schriber, Andreas Diebold, Clara J. Saraceno, Stéphane Schilt, Ursula Keller, and Thomas Südmeyer. Phase-stabilization of the carrier-

- envelope-offset frequency of a SESAM modelocked thin disk laser. *Opt. Express*, Vol. 21, pp. 24770–24780, 2013.
- [27] Alexander Klenner, Stéphane Schilt, Thomas Südmeyer, and Ursula Keller. Gigahertz frequency comb from a diode-pumped solid-state laser. *Opt. Express*, Vol. 22, pp. 31008–31019, 2014.
- [28] Sargis Hakobyan, Valentin J. Wittwer, Pierre Brochard, Kutan Gürel, Stéphane Schilt, Aline S. Mayer, Ursula Keller, and Thomas Südmeyer. Full stabilization and characterization of an optical frequency comb from a diode-pumped solid-state laser with GHz repetition rate. *Opt. Express*, Vol. 25, pp. 20437–20453, 2017.
- [29] O. Pronin, M. Seidel, F. Lüicking, J. Brons, E. Fedulova, M. Trubetskov, V. Pervak, A. Apolonski, Th Udem, and F. Krausz. High-power multi-megahertz source of waveform-stabilized few-cycle light. *Nature Communications*, Vol. 6, p. 6988, 2015.
- [30] Zijiao Yu, Hainian Han, Yang Xie, Yingnan Peng, Xiaodong Xu, and Zhiyi Wei. CEO stabilized frequency comb from a 1 μ m Kerr-lens mode-locked bulk Yb:CYA laser. *Opt. Express*, Vol. 24, pp. 3103–3111, 2016.
- [31] D. J. H. C. Maas, B. Rudin, A.-R. Bellancourt, D. Iwaniuk, S. V. Marchese, T. Südmeyer, and U. Keller. High precision optical characterization of semiconductor saturable absorber mirrors. *Opt. Express*, Vol. 18, pp. 7571–7579, 2008.
- [32] A.A. Lagatsky, E.U. Rafailov, C.G. Leburn, C.T.A. Brown, N. Xiang, O.G. Okhotnikov, and W. Sibbett. Highly efficient femtosecond Yb:KYW laser pumped by single narrow-stripe laser diode. *Electronics Letters*, Vol. 39, pp. 1108–1110, 2003.
- [33] A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, and W. Sibbett. Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser. *Opt. Express*, Vol. 12, pp. 3928–3933, 2004.
- [34] P. Wasylczyk and C. Radzewicz. Design and alignment criteria for a simple, robust, diode-pumped femtosecond Yb:KYW oscillator. *Laser Physics*, Vol. 19, pp. 129–133, 2009.
- [35] P. Wasylczyk, P. Wnuk, and C. Radzewicz. Passively modelocked, diode-pumped Yb:KYW femtosecond oscillator with 1 GHz repetition rate. *Opt. Express*, pp. 5630–5636, 2009.
- [36] Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi. Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 4.6-GHz repetition rate. *Opt. Express*, pp. 12191–12197, 2012.
- [37] L. Xu, G. Tempea, A. Poppe, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl, and K. Ferencz. High-power sub-10-fs Ti:sapphire oscillators. *App. Phys. B*, Vol. 65, pp. 151–159, 1997.

-
- [38] Ja-Hon Lin, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh, and Hsiao-Hua Wu. Cavity configurations for soft-aperture kerr-lens mode locking and multiple-period bifurcations in Ti:sapphire lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, pp. 1069–1075, 2001.
- [39] 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. *Opt. Lett.*, Vol. 37, pp. 3084–3086, 2012.
- [40] Martin Hoffmann, Stéphane Schilt, and Thomas Südmeyer. CEO stabilization of a femtosecond laser using a SESAM as fast opto-optical modulator. *Opt. Express*, Vol. 21, pp. 30054–30064, 2013.
- [41] Lauriane Karlen, Gilles Buchs, Erwin Portuondo-Campa, and Steve Lecomte. Efficient carrier-envelope offset frequency stabilization through gain modulation via stimulated emission. *Opt. Lett.*, Vol. 41, pp. 376–379, 2016.
- [42] Sargis Hakobyan, Valentin J. Wittwer, Kutan Gürel, Aline S. Mayer, Stéphane Schilt, and Thomas Südmeyer. Carrier-envelope offset stabilization of a GHz repetition rate femtosecond laser using opto-optical modulation of a SESAM. *Opt. Lett.*, Vol. 42, pp. 4651–4654, 2017.
- [43] 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. *Nature Photonics*, Vol. 4, pp. 462–465, 2010.
- [44] Yasutaka Imai, Tatsuya Nishi, Masatoshi Nishizaki, Sho Kawajiri, Yuto Muroki, Rikizo Ikuta, Kai Matsumoto, Masao Kitano, and Kazuhiko Sugiyama. Single-ion spectroscopy system for the $^2S_{1/2}(F = 0) - ^2D_{3/2}(F = 2)$ transition in $^{171}\text{Yb}^+$. *Radio Science*, Vol. 51, No. 8, pp. 1385–1395, 2016.
- [45] C. Tamm, N. Huntemann, B. Lipphardt, V. Gerginov, N. Nemitz, M. Kazda, S. Weyers, and E. Peik. Cs-based optical frequency measurement using cross-linked optical and microwave oscillators. *Phys. Rev. A*, Vol. 89, p. 023820, 2014.
- [46] S. A. Diddams, A. Bartels, T. M. Ramond, C. W. Oates, S. Bize, E. A. Curtis, J. C. Bergquist, and L. Hollberg. Design and control of femtosecond lasers for optical clocks and the synthesis of low-noise optical and microwave signals. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 1072–1080, 2003.
- [47] A. Bartels, C. W. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams. Stabilization of femtosecond laser frequency combs with subhertz residual linewidths. *Opt. Lett.*, Vol. 29, pp. 1081–1083, 2004.

-
- [48] Michael J. Martin, Seth M. Foreman, T. R. Schibli, and Jun Ye. Testing ultrafast mode-locking at microhertz relative optical linewidth. *Opt. Express*, Vol. 17, pp. 558–568, 2009.
- [49] 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. *Opt. Lett.*, Vol. 30, pp. 2948–2950, 2005.
- [50] Travis C. Briles, Dylan C. Yost, Arman Cingöz, Jun Ye, and Thomas R. Schibli. Simple piezoelectric-actuated mirror with 180 kHz servo bandwidth. *Opt. Express*, Vol. 18, pp. 9739–9746, 2010.
- [51] Shuhei Hatanaka, Kazuhiko Sugiyama, Masatoshi Mitaki, Masatoshi Misono, Sergey N. Slyusarev, and Masao Kitano. Phase locking of a mode-locked titanium-sapphire laser-based optical frequency comb to a reference laser using a fast piezoelectric actuator. *Opt. Express*, Vol. 56, pp. 3615–3621, 2017.
- [52] Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, and Masao Kitano. Octave-spanning optical frequency comb based on a laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for optical frequency measurement. *Appl. Opt.*, Vol. 57, pp. 5150–5160, 2018.
- [53] Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, and Masao Kitano. Frequency stabilization of optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for long-term continuous operation. In *Advanced Solid State Lasers*, AM5A.27, 2014.
- [54] Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, and Masao Kitano. Application of optical frequency comb based on laser-diode pumped kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser to optical frequency measurement and phase locking to optical reference frequency. In *Advanced Solid State Lasers*, JTu2A.26, 2016.
- [55] Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, and Masao Kitano. Optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for optical frequency measurement and comparison. In *ERATO International Workshop*, Poster-14, 2016.
- [56] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄. 半導体レーザー励起 Kerr レンズモード同期 Yb:KYW レーザーによる 1 オクターブ光周波数コム. 日本物理学会 第 67 回年次大会, 27pSA-6, 2012 年 3 月.
- [57] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄. モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムの周波数制御. 日本物理学会 第 68 回年次大会, 26pEE-9, 2013 年 3 月.
- [58] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄. モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムの周波数制御. 日本物理学会 2013 年秋季大会, 28aBA-1, 2013 年 9 月.

- [59] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄. モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムの周波数制御. 日本物理学会 2014 年秋季大会, 10pAW-4, 2014 年 9 月.
- [60] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 今井康貴, 北野正雄. モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムによる周波数計測. 日本物理学会 第 71 回年次大会, 22pBK-6, 2016 年 3 月.
- [61] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 今井康貴, 北野正雄. Yb:KYW レーザーによる 1 オクターブ光周波数コムの線幅狭窄化レーザーへの位同期. 日本物理学会 2016 年秋季大会, 16aKJ-10, 2016 年 9 月.
- [62] 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄. 光周波数コムのためのモード同期 Yb:KYW レーザーの高繰り返し周波数化. 日本物理学会 第 72 回年次大会, 20aH31-1, 2017 年 3 月.
- [63] Feng-Lei Hong, Kaoru Minoshima, Atsushi Onae, Hajime Inaba, Hideyuki Takada, Akiko Hirai, Hirokazu Matsumoto, Toshiharu Sugiura, and Makoto Yoshida. Broad-spectrum frequency comb generation and carrier-envelope offset frequency measurement by second-harmonic generation of a mode-locked fiber laser. *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 1516–1518, 2003.
- [64] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience, 2007.
- [65] Amnon Yariv, 石川卓哉, 多田邦雄, 武志神谷. ヤリウ光エレクトロニクス 基礎編. 丸善, 2000.
- [66] Claude Rulliere. *Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments*. Springer-Verlag New York, 2005.
- [67] Govind P. Agrawal. Pulse propagation in fibers. In *Nonlinear fiber optics*, chapter 2. Academic Press, 4 edition, 2007.
- [68] Dudley, Genty John M., Goëry, and E. Coen, Stéphane. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 79, pp. 1135–1184, 2006.
- [69] 井伊谷鋼一, 堀田和之. プロセス制御の基礎. 朝倉書店, 1967.
- [70] 藤井隆雄. 制御理論. オーム社, 2002.
- [71] 北野正雄. 電子回路の基礎. 培風館, 2000.
- [72] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, and G. Huber. Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂. *Opt. Lett.*, Vol. 22, pp. 1317–1319, 1997.
- [73] L. D. DeLoach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke. Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, pp. 1179–1191, 1993.
- [74] William F. Krukpe. New laser materials for diode pumped solid state lasers. *Current Opinion*

- in Solid State and Materials Science*, Vol. 4, pp. 197–201, 1999.
- [75] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 3, pp. 125–133, 1986.
- [76] Kazuhiko Sugiyama, Feng-Lei Hong, Jun Ishikawa, Atsushi Onae, Takeshi Ikegami, Sergey N. Slyusarev, Kaoru Minoshima, Hirokazu Matsumoto, Hajime Inaba, Jonathan C. Knight, William J. Wadsworth, and Phillip St. J. Russell. Optical frequency measurement using chirped-mirror-dispersion-controlled mode-locked Ti:Al₂O₃ laser. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 6R, pp. 5051–5062, 2006.
- [77] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, and L. Pallaro. Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers. *Opt. Lett.*, Vol. 19, pp. 807–809, 1994.
- [78] Ondřej Haderka. Influence of diffraction on hard-aperture kerr-lens mode locking. *Opt. Lett.*, Vol. 20, pp. 240–242, 1995.
- [79] M. H. Dunn and A. I. Ferguson. Coma compensation in off-axis laser resonators. *Optics Communications*, Vol. 20, pp. 214–219, 1976.
- [80] K.W. Holman, R.J. Jones, A. Marian, S.T. Cundiff, and Jun Ye. Detailed studies and control of intensity-related dynamics of femtosecond frequency combs from mode-locked Ti:sapphire lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 1018–1024, 2003.
- [81] N. Bucalovic, V. Dolgovskiy, M. C. Stumpf, C. Schori, G. Di Domenico, U. Keller, S. Schilt, and T. Südmeyer. Effect of the carrier-envelope-offset dynamics on the stabilization of a diode-pumped solid-state frequency comb. *Opt. Lett.*, Vol. 37, pp. 4428–4430, 2012.
- [82] M C. Stumpf, S Pekarek, Andreas Oehler, T Südmeyer, J M. Dudley, and U Keller. Self-referencable frequency comb from a 170-fs, 1.5- μ m solid-state laser oscillator. *Appl. Phys. B*, Vol. 99, pp. 401–408, 2010.
- [83] Th Udem, SA Diddams, K R Vogel, C W Oates, Anne Curtis, W D Lee, Wayne Itano, R E Drullinger, J C Bergquist, and L Hollberg. Absolute frequency measurements of the Hg⁺ and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser. *Physical review letters*, Vol. 86, pp. 4996–9, 2001.

謝辞

本研究は、在学中の先生方々、会社の方々、家族、そして妻など多くの方々の支えがあったことで成し遂げることができました。ここに感謝の意を評します。

本研究は、京都大学大学院工学研究科電子工学専攻量子電磁工学分野の北野正雄教授のご指導の元に推敲いたしました。北野正雄教授には、博士前期課程から京都大学で研究が行えるよう推薦を頂き、大変有り難い機会を与えて頂きました。在学中も研究会などの場で、その時々課題となっている点に的確な様々なアドバイスを頂き研究を前進させることができました。一からの実験系の立ち上げ、かつ必要なデータがなかなか取得できない状況になったため、在学期間の延長が必要になり、悩むことが度々ありましたが適宜アドバイス頂いたことで諦めずに続けることができました。研究指導認定退学ののち、公聴会に進める段階においても叱咤激励頂き、課程博士取得のための最後の踏ん張りを決心するきっかけを頂きました。北野教授のお言葉があったからこそここまで前進することができたと信じており、感謝の意を申し上げます。

北野正雄教授が2018年3月で退官されるため、そののちは京都大学大学院工学研究科電子工学専攻応用量子物性工学分野の竹内繁樹教授に主査を引き継いで頂き、研究を継続することができました。博士前期課程2年間、博士後期過程6年間の結果を1つの博士論文としてまとめる、しかし会社に勤めている中で行う必要があり、進め方などかなり難しい状況にいました。そのような状況ですが仕事との両立をご考慮頂きながらも、厳しくも具体的なスケジュール管理、まとめ方のアドバイスを頂きました。博士論文の形に仕上げることができたのは、竹内繁樹教授のご指導があったからこそだと信じております。深く感謝しております。

副指導教員をご担当いただいた、京都大学大学院工学研究科電子工学専攻光材料物性工学分野の川上養一教授、京都大学大学院工学研究科電気工学専攻自動制御工学分野の蛭原義雄准教授には、定期的に研究状況のご報告をさせて頂き、その度に貴重なご意見を頂きました。川上養一教授にはレーザーについて私とは異なる視点からの見方をアドバイス頂き、蛭原義雄准教授には制御について私の理解が不十分な部分へのアドバイスを頂くことができました。深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電子工学専攻量子電磁工学分野の杉山和彦准教授には、直接の指導員とし

て Ti:Sa レーザーを用いた光周波数コムを構築された、豊富な知識や経験をベースにしたアドバイスを数多く頂きました。本研究で用いた Yb:KYW レーザーでは、Ti:Sa レーザーとは異なる挙動を示すことが本当に多くあったため、手数で押し切るような部分も多くありましたが、それらのサポートを頂いただけでなく、必要な場合には軌道修正も行って頂いたからこそ、一步步結果を積み上げて来ることができました。光学設計に限らず、部品設計、機械加工、回路設計、回路作成、シミュレーション作成など幅広い経験をさせて頂いたこと、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電子工学専攻量子電磁工学分野の中西俊博助教には、私とは異なる研究テーマを進められている視点から、研究会などで多くのアドバイスを頂きました。中西俊博助教グループで行われていたファイバーレーザーの実験系立ち上げの結果は、私の研究内容と重複する部分も多くあったため、とても参考になりました。深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科マイクロエンジニアリング専攻ナノ物性工学分野の鈴木基史教授および川上養一教授には、研究指導認定退学で大学から離れたのち、研究成果をまとめる段階で非常に大きなサポートを頂きました。お二方のサポートがあったからこそ、大学から離れたことを強く感じることなく、研究結果のまとめを進めることができました。深く感謝いたします。

北野研究室、杉山和彦准教授のもとで博士後期課程に在籍されていた先輩の小野田有吾氏、上原知幸氏には毎週行っていたグループミーティングで様々な議論をさせて頂いただけでなく、博士課程の心構えに関する貴重なアドバイスを頂きました。心から感謝いたします。

北野研究室、北野正雄教授および中西俊博助教のもとで博士後期過程に在籍されていた、小林弘和氏、玉手修平氏、中田陽介氏、小川和久氏、浦出芳郎氏は、研究室内の研究会や学内のセミナー道場および G-COE セミナーなどで様々な議論をさせて頂きました。心から感謝いたします。

北野研究室、杉山和彦准教授のもとで同じ学年で研究を進めた今井康貴氏は、本研究で立ち上げた光周波数コム of 的被測定対象のレーザーの制御で多くの時間を割いて頂きました。1 報目論文で光周波数コムを用いた光周波数計測と同時に、単一イオン分光を行って頂き、貴重なデータを取得頂いたこと深く感謝しております。私は光周波数コム、今井康貴氏はイオントラップが主テーマであったため、研究内容が完全に重複していたわけではありませんでしたが、同じ杉山和彦准教授グループに属し、かつ同学年であったため、普段から多くの議論を交わしました。在学期間の延長についても同じ立場で話し合うことができ、非常に心強い存在でした、心から感謝いたします。

北野研究室、杉山和彦准教授のもとで博士後期課程に在籍されていた後輩の藤崎広豊氏も、イオントラップが主テーマであったため、研究内容が完全に重複していたわけではありませんが、普段から多くの議論を交わしました。また、私の立ち上げた光周波数コムをイオントラップ実験へ適用、物理学会で発表を行って頂き、より広く適用できることを確認頂きました。深く感謝しております。

北野研究室、杉山和彦准教授のもとで Ti:Sa を用いた光周波数コムの研究を行っていた修士課程の畑中修平氏は、同じ光周波数コムを扱う目線から杉山和彦准教授と共に多く議論を行いました。畑中修平氏が Ti:Sa で立ち上げた広帯域 PZT の結果があったからこそ、Yb:KYW レーザーへ広帯域 PZT の導入ができ、光周波数比計測への応用が可能となりました。深く感謝しております。

北野研究室、杉山和彦准教授のもとで私の研究テーマを引き継いで頂いた、学士過程の畠将也氏には光周波数コムのみ維持だけでなく、光周波数コムを用いて周波数計測を行うことができるスペクトル範囲を増やす研究を進めて頂きました。同じテーマを扱う中で様々な議論を進めるだけでなく、同じ実験系を用いることで初めて分かる点が多ありました。深く感謝しております。

北野研究室秘書の山田圭子さん、中西玲子さんには、事務手続きなど研究をサポート頂いただけでなく、研究室運営に関係無い内容も含めて様々な話をさせて頂きました。心から感謝しております。

日本オクラロ株式会社 (現 : Lumentum) の方々には、業務と論文執筆の両立についてご理解頂き、その上で様々なアドバイスを頂いただけでなく、ときには業務の調整も行って頂きました。深く感謝しております。

紙面の都合上でご芳名を乗せることはできませんでしたが、私が博士前期課程および博士後期過程に在学中共に過ごした方々、また本研究分野の関係者の方々、学会などで議論させて頂いた方々のお力添えがあったからこそ、ここまで研究結果をまとめ上げることができました。心から御礼申し上げます。

また生活面で私を支えて頂いただけではなく、博士後期課程を延長するとなったときにも、後押ししてくれた家族には深い感謝の意を感じております。最後に、精神的に私を支え、就職後に結婚するという約束を博士過程延長の期間も待って頂いた、妻の三瀧愛実に深い心からの感謝の意を表しつつ、本論文の締めくくりとさせて頂きます。

研究業績

査読付き原著論文

1. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, "Octave-spanning optical frequency comb based on a laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for optical frequency measurement", *Appl. Opt.* **57**, 5150-5160 (2018).

プロシーディング

1. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, "Frequency control of optical frequency comb generated from a laser-diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser", *Proceedings of 7th International Workshop on Fundamental Physics Using Atoms 2014*, 116-118 (2015).

関連論文および関連プロシーディング

1. Shuhei Hatanaka, Kazuhiko Sugiyama, Masatoshi Mitaki, Masatoshi Misono, Sergey N. Slyusarev, Masao Kitano, "Phase locking of a mode-locked titanium-sapphire laser-based optical frequency comb to a reference laser using a fast piezoelectric actuator", *Opt. Express* **56**, 3615-3621 (2017).
2. Kazuhiko Sugiyama, Yasutaka Imai, Masatoshi Mitaki, Tomoya Momiyama, Yoshikazu Ideta, Shohei Higashitani, Hiroto Fujisaki, Shuhei Hatanaka, Masao Kitano, "Development of single ytterbium- and barium-ion optical clocks towards search for the temporal variation of fine structure constant", *Proceedings of 7th International Workshop on Fundamental Physics Using Atoms 2014*, 45-51 (2015).
3. Shuhei Hatanaka, Kazuhiko Sugiyama, Masatoshi Mitaki, Yasutaka Imai, Masao Kitano, "Frequency-ratio measurement system for single ytterbium-ion clocks using

octave-spanning optical frequency comb”, *Proceedings of 7th International Workshop on Fundamental Physics Using Atoms 2014*, 127-129 (2015).

国際会議

ポスター発表

1. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Frequency stabilization of optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for long-term continuous operation”, *Advance Solid State Laser*, AM5A.27, Shanghai, China, 27 October - 1 November 2014.
2. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Application of optical frequency comb based on laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser to optical frequency measurement and phase locking to optical reference frequency”, *Advance Solid State Laser*, JTU2A.26, Boston, MA, USA, 30 October - 3 November, 2016.
3. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser for optical frequency measurement and comparison”, *ERATO International Workshop*, Poster-14, Tokyo-University, 25-27 January 2016.
4. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Optical frequency comb generated from a laser-diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser”, *Fundamental Physics Using Atoms*, Poster-11, Tohoku University, 28-30 September 2012.
5. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Frequency control of optical frequency comb generated from a laser-diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser”, *Fundamental Physics Using Atoms*, Poster-22, Miraikan, 14-16 March 2014
6. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Phase locking of optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser to RF reference”, *Fundamental Physics Using Atoms*, Poster-14, Riken, 30 November - 1 December 2015.
7. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, ”Optical frequency comparison system using optical frequency comb based on laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser”, *Fundamental Physics Using Atoms*, Poster-9, Kyoto-University, 9-10 January 2017.

8. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, "Optical frequency comb generated from a laser-diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Poster, Kyoto-University, 9 March 2012.
9. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, "Phase locking of optical frequency comb generated from a mode-locked Yb:KYW laser", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Poster, Kyoto-University, 11 March 2013.
10. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Yasutaka Imai, Masao Kitano, "Phase locking of optical frequency comb generated from a mode-locked Yb:KYW laser", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Poster, Kyoto-University, 9 March 2015.
11. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Masao Kitano, "Phase locking of optical frequency comb using laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser to RF reference for optical frequency measurement", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Poster, Kyoto-University, 11 March 2016.
12. Masatoshi Mitaki, Kazuhiko Sugiyama, Yasutaka Imai, Masao Kitano, "Demonstration of optical frequency comparison by using optical frequency comb based on laser-diode pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Poster, Kyoto-University, 3 March 2017.

関連発表

1. Hiroto Fujisaki, Yasutaka Imai, Masatoshi Mitaki, Keisuke Nishida, Masao Kitano, Kazuhiko Sugiyama, "Detection of motional sidebands of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ clock transition in single $^{138}\text{Ba}^+$ ions", ERATO International Workshop, Poster-16, Tokyo-University, 25-27 January 2016.
2. Yasutaka Imai, Masatoshi Mitaki, Tomoyuki Uehara, Tatsuya Nishi, Yoshihiro Hara, Tomoya Momiyama, Yoshikazu Ideta, Hiroto Fujisaki, Shohei Higashitani, Masao Kitano, Kazuhiko Sugiyama, "Progress Report on Development of Yb^+ and Ba^+ Optical Clocks for Search for Temporal Variation of the Fine Structure Constant", NICT Workshop on the Optical Frequency Standards, Poster-14, NICT, 7-8 February 2013.
3. Hiroto Fujisaki, Yasutaka Imai, Keisuke Nishida, Masatoshi Mitaki, Masao Kitano,

- Kazuhiko Sugiyama, "Single-ion spectroscopy of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ transition in $^{138}\text{Ba}^+$ and laser cooling of odd-isotope Ba^+ ", European Conference on Trapped Ions, Poster-16, Arosa, Switzerland, 29 August - 2 September 2016.
4. Shuhei Hatanaka, Kazuhiko Sugiyama, Masatoshi Mitaki, Yasutaka Imai, Masao Kitano, "Frequency-ratio measurement system for single ytterbium-ion clocks using octave-spanning optical frequency comb", Fundamental Physics Using Atoms, Poster-25, Miraikan, 14-16 March 2014.
 5. Hiroto Fujisaki, Yasutaka Imai, Keisuke Nishida, Masatoshi Mitaki, Masao Kitano, Kazuhiko Sugiyama, "Single-ion spectroscopy of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ clock transition in $^{138}\text{Ba}^+$ and laser cooling of $^{137}\text{Ba}^+$ ", Fundamental Physics Using Atoms, Poster-10, Kyoto-University, 9-10 January 2017.
 6. Hiroto Fujisaki, Kazuhiko Sugiyama, Yasutaka Imai, Masatoshi Mitaki, Masao Kitano, "Clear out of the $^2D_{5/2}$ state using optical frequency comb for fast detection of the $^2D_{1/2} - ^2D_{5/2}$ transition in Ba^+ ", Fundamental Physics Using Atoms, Poster, Nagoya-University, 8-9 January 2018.
 7. Kazuhiko Sugiyama, Yasutaka Imai, Masatoshi Mitaki, Tatsuya Nishi, Yoshihiro Hara, Tomoya Momiyama, Yoshikazu Ideta, Hiroto Fujisaki, S. Higashitani, Masao Kitano, "Development status of Yb^+ and Ba^+ optical clocks for search for temporal variation of the fine structure constant", International Symposium on Photonics and Electronics Science and Engineering, Oral Presentation, Kyoto-University, March 2013.

国内会議

口頭発表

1. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄, "半導体レーザー励起 Kerr レンズモード同期 Yb:KYW レーザーによる 1 オクターブ光周波数コム", 日本物理学会 第 67 回年次大会, 関西学院大学, 27pSA-6, 2012 年 3 月 24 日-27 日.
2. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄, "モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムの周波数制御", 日本物理学会 第 68 回年次大会, 広島大学, 26pEE-9, 2013 年 3 月 26 日-29 日.
3. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄, "モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波

- 数コムの周波数制御”, 日本物理学会 2013 年秋季大会, 徳島大学, 28aBA-1, 2013 年 9 月 25 日-28 日.
4. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄, ”モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムの周波数制御”, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 中部大学, 10pAW-4, 2014 年 9 月 7 日-9 日.
 5. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 今井康貴, 北野正雄, ”モード同期 Yb:KYW レーザーを用いた 1 オクターブ光周波数コムによる周波数計測”, 日本物理学会 第 71 回年次大会, 東北学院大学, 22pBK-6, 2016 年 3 月 19 日-22 日.
 6. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 今井康貴, 北野正雄, ”Yb:KYW レーザーによる 1 オクターブ光周波数コムの線幅狭窄化レーザーへの位相同期”, 日本物理学会 2016 年秋季大会, 金沢大学, 16aKJ-10, 2016 年 9 月 13 日-16 日.
 7. 三瀧雅俊, 杉山和彦, 北野正雄, ”光周波数コムのためのモード同期 Yb:KYW レーザーの高繰り返し周波数化”, 日本物理学会 第 72 回年次大会, 大阪大学, 20aH31-1, 2017 年 3 月 17 日-20 日.

関連発表

1. 畑中修平, 杉山和彦, 三瀧雅俊, 今井康貴, 北野正雄, ”1 オクターブ光周波数コムによる Yb⁺ 時計遷移の光周波数比計測システム”, 日本物理学会 第 69 回年次大会, 中部大学, 30aCF-10, 2014 年 3 月 27 日-30 日.
2. 畑中修平, 杉山和彦, 三瀧雅俊, 今井康貴, 北野正雄, ”1 オクターブ光周波数コムによる Yb⁺ 時計遷移の光周波数比計測システム II”, 日本物理学会 2014 年秋季大会, 中部大学, 10pAW-5, 2014 年 9 月 7 日-9 日.
3. 藤崎広豊, 今井康貴, 杉山和彦, 三瀧雅俊, 西田圭佑, 北野正雄, ”Ba⁺ ²S_{1/2} - ²D_{5/2} 時計遷移の単一イオン分光”, 日本物理学会 第 71 回年次大会, 東北学院大学, 22pBK-2, 2016 年 3 月 19 日-22 日.
4. 友松駿介, 杉山和彦, 今井康貴, 入江連, 三瀧雅俊, 北野正雄, ”Yb⁺²S_{1/2}-²F_{7/2} 時計遷移励起用レーザーシステムの開発 II”, 日本物理学会 第 72 回年次大会, 大阪大学, 20aH31-2, 2017 年 3 月 17 日-20 日.
5. 藤崎広豊, 杉山和彦, 今井康貴, 三瀧雅俊, 北野正雄, ”光周波数コムを用いた 2D_{5/2} 準位の脱励起による Ba⁺ ²S_{1/2} - ²D_{5/2} 時計遷移分光の高速化”, 日本物理学会第 73 回年次大会, 東京理科大学, 23pK101-9, 2018 年 3 月 22 日-25 日.

受賞歴

1. GCOE 博士助成成果報告-英語コンテスト 2015 年度 優秀賞, "Yb:KYW 結晶を用いたモード同期レーザと光幅器により実現する高繰返し光周波数コム", 京都大学, 2016 年 3 月 28 日