

# 博士論文

Multi-GHz 光周波数コムによる精密分光研究

遠藤 護

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	研究背景   光周波数コム . . . . .	1
1.2	本論文の位置づけ . . . . .	2
1.3	本論文の構成 . . . . .	3
<b>第 2 章</b>	<b>理論・実験技法</b>	<b>4</b>
2.1	モード同期レーザー . . . . .	4
2.1.1	モード同期によるパルス生成 . . . . .	4
2.1.2	モード同期の手法 . . . . .	6
2.2	光周波数コム . . . . .	11
2.2.1	コムの光周波数安定化 . . . . .	11
2.2.2	光周波数の制御方法 . . . . .	13
2.3	Multi-GHz 光周波数コム . . . . .	14
2.3.1	Multi-GHz コムの利点 . . . . .	14
2.3.2	Multi-GHz コムの応用例 . . . . .	19
2.3.3	Multi-GHz コムの実現方法 . . . . .	20
2.4	Yb 添加媒質のレーザー . . . . .	24
2.4.1	Yb 系レーザー媒質の性質 . . . . .	25
2.4.2	レーザー発振波長 . . . . .	27
2.5	分光器 . . . . .	28
2.5.1	グレーティング型分光器 . . . . .	28
2.5.2	マルチパス分光器 . . . . .	29
2.5.3	分光器の分解能 . . . . .	31
2.5.4	実際のグレーティング型分光器 . . . . .	37
<b>第 3 章</b>	<b>4 GHz 光周波数コムと高分解能分光器～天文用分光器の波長校正光源にむけて</b>	<b>39</b>
3.1	天文用の分光器の波長校正の重要性 . . . . .	39
3.1.1	波長校正の課題 . . . . .	40
3.1.2	課題解決に向けて . . . . .	42

---

3.2	4-GHz 光周波数コムの開発	42
3.2.1	4-GHz, Yb : Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> セラミックレーザー	43
3.2.2	光周波数の安定化	46
3.3	sub-GHz 分解能分光器の開発	54
3.3.1	各部分の説明	54
3.3.2	分光器のアライメント	58
3.3.3	性能評価	59
3.4	まとめと展望	63
3.4.1	まとめ	63
3.4.2	今後の展望	64
<b>第 4 章</b>	<b>15 GHz モード同期レーザーと光周波数コムの開発</b>	<b>65</b>
4.1	15 GHz モード同期レーザー	65
4.1.1	共振器構成	65
4.1.2	15 GHz レーザーのアライメント	67
4.1.3	レーザーの特性評価	67
4.2	15 GHz 光周波数コムの開発	74
4.2.1	光周波数コムの詳細	74
4.2.2	特性評価	78
4.3	まとめと展望	78
4.3.1	まとめ	78
4.3.2	展望	79
<b>第 5 章</b>	<b>line-by-line 任意波形光パルス生成</b>	<b>81</b>
5.1	line-by-line OAWG の理論	81
5.1.1	一般の OAWG	83
5.1.2	line-by-line OAWG	83
5.1.3	一般的な OAWG との比較	84
5.1.4	line-by-line OAWG の例	85
5.2	line-by-line OAWG の実験	86
5.2.1	固定マスクによるモードの抜き出しと評価	86
5.2.2	空間光変調器を用いた line-by-line 任意波形生成のアライメント	90
5.2.3	波形生成の結果	96
5.2.4	縦モード間位相測定法による波形測定	97
5.3	まとめと展望	102
5.3.1	まとめ	102
5.3.2	展望	102

<b>第 6 章</b>	<b>シリカファイバー中の音響フォノン励起</b>	103
6.1	誘導 Brillouin 散乱について . . . . .	103
6.1.1	電歪効果 . . . . .	104
6.1.2	CW レーザーで励起した時の SBS の定性的な説明と定式化 . . . . .	105
6.1.3	複数のモードでの誘導 Brillouin 散乱 . . . . .	109
6.2	繰り返し周波数によるフォノン制御 . . . . .	110
6.2.1	音響フォノンの周波数測定 . . . . .	110
6.2.2	モード同期レーザーによる音響フォノン励起実験 . . . . .	112
6.3	ダブルパルスによるフォノン制御実験 . . . . .	115
6.3.1	実験のセットアップ . . . . .	115
6.3.2	実験結果と考察 . . . . .	116
6.4	まとめと今後の展望 . . . . .	123
6.4.1	まとめ . . . . .	123
6.4.2	今後の展望 . . . . .	124
<b>第 7 章</b>	<b>全体のまとめと今後の展望</b>	126
7.1	まとめ . . . . .	126
7.2	今後の展望 . . . . .	127
<b>付録 A</b>	<b>ガウシアンビーム光学</b>	129
A.1	ガウシアンビーム . . . . .	129
A.1.1	ガウシアンビームの表式 . . . . .	129
A.1.2	ビームパラメータ . . . . .	130
A.2	ABCD 行列法 . . . . .	130
A.2.1	特殊な光学系の ABCD 行列 . . . . .	130
A.2.2	ABCD 行列法による光線追跡 . . . . .	134
A.3	共振器 . . . . .	135
A.3.1	共振器の設計 . . . . .	135
A.3.2	非点収差の補正 . . . . .	136
	<b>参考文献</b>	140
	<b>謝辞</b>	149

# 第 1 章

## 序論

本論文では、現在の精密分光に欠かすことのできない光周波数コムを、multi-GHz 領域で応用に展開することを目的とした。はじめに研究背景として光周波数コムの概要を述べ、次に本論文の位置づけを述べる。

### 1.1 研究背景 | 光周波数コム

20 世紀中旬にレーザーが初めて発振して以来 [1]、その発展はめざましいものがある。特に、時間領域では、モード同期レーザーの出現によりパルス幅 fs オーダーの超短パルスが使われるようになり [2–4]、物質内の電子の動きがフェムト秒レーザーによる時間分解分光によって解明されてきた。また、高いピークパワーを生かした非線形光学の研究にも大きな貢献を果たしている。対して周波数領域では、原子やイオンの遷移に光周波数を合わせた超狭線幅レーザーを用いたレーザー冷却などの分野が発達してきた。時間・周波数領域はフーリエ変換によって結ばれるため、たとえば時間領域で超短パルス化をはかろうとすると、周波数領域ではスペクトルの広帯域化を引き起こし周波数分解能の低下を招く。また、逆に、狭線幅レーザーを目指そうとすると、時間領域での時間分解能が低下してしまう。このように、二つの領域は互いに相反するものとして独立に発展を遂げてきたが、1990 年代後半の光周波数コムの出現が、大きな転換となった。フェムト秒モード同期レーザーの出力は超短パルスであるが、繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  のパルスのもつ繰り返し構造のため、スペクトルにも繰り返し構造、すなわち間隔が  $f_{\text{rep}}$  の縦モードが並んだコム構造が生まれる。従って、 $n$  番目の縦モードの光周波数  $f_n$  は、繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  と、キャリアエンベロープオフセット周波数  $f_{\text{CEO}}$  をもちいて、 $f_n = f_{\text{CEO}} + n f_{\text{rep}}$  という非常に簡単な式で表すことができる。つまり、100 THz から数 PHz の光周波数領域にあり、直接の測定や制御が困難である  $f_n$  を、DC から数百 GHz の RF (radio frequency) 領域にあり電氣的な測定技術が成熟している  $f_{\text{rep}}, f_{\text{CEO}}$  によって表現できるため、光周波数領域と RF 領域がフェムト秒モード同期レーザーによってリンクされることになる。ここで、たとえば  $f_{\text{rep}}, f_{\text{CEO}}$  をある周波数標準に安定化することができれば、必然的にモード同期レーザーに含まれるすべての縦モードの光周波数  $f_n$  が確定することになり、このように光周波数を制御されたモード同期レーザーのことを光周波数コムと呼んでいる [5–12]。縦モード

の線幅を Hz 以下に制御することも可能であり、これは超短パルスレーザーでありながら超狭線幅レーザーでもあるという、一見すると相反するような光源である。光周波数コムは、時間領域で見ると繰り返し周波数とキャリアエンベロープオフセット周波数が制御されたフェムト秒レーザーであり、周波数領域で見ると光周波数が確定し互いに位相同期した多数の狭線幅連続波 (continuous wave: CW) レーザーの集合、すなわち光周波数の物差しとして表現される。時間・周波数領域で独自に発展してきた技術は、光周波数コムを介して互いに発展をとげてきた。時間領域ではキャリアエンベロープオフセット位相を高精度制御した高次高調波発生により、パルス幅・時間分解能は fs から as の領域へ到達した [13,14]。周波数領域では、セシウム原子時計に取って代わる次世代の秒の標準として研究開発が進む光時計にも、光周波数領域と RF 領域との架け橋として大きな貢献をしている [15,16]。

## 1.2 本論文の位置づけ

光周波数コムが誕生してから現在に至るまで、その性能の向上はめざましい。光周波数コムを特徴付けるパラメータは、発振波長領域・スペクトル幅・平均パワー・位相雑音特性など様々なものがあり、世界各国の研究機関・企業で日夜研究が続けられている。本研究ではこうしたパラメータの中から、特にモード間隔 (繰り返し周波数) の拡大に着目したものである。光周波数コムを説明する際、「コム状のスペクトル構造を持つ」と表現されることが多いが、コム構造を観測し、コム縦モードを直接利用するという事は困難を伴う。それは一般的なコム縦モード間隔が 1 GHz 以下であるのに対し、分光器などの分散素子の分解能は数 GHz よりも悪いため、分光器でコムを見てもコム構造ではなく連続的なスペクトル構造となってしまう。モード間隔が十分に広いコムがあれば、「互いに位相同期した狭線幅 CW レーザーの集合」としての性質を存分に発揮することができる。また、スペクトル幅と平均パワーが同じコムを比較したとき、モード間隔が広いコムの方がモードパワーが強くなるため、高 SNR 分光が可能となる。また、室温における原子分子のドップラー広がり GHz 程度あるため (水素原子の場合、3.7 GHz)、これよりもモード間隔の広いコムを用いることで、pump-probe 分光やレーザー冷却などが容易になるという利点もある。こうした条件から必要とされるコム縦モード間隔は、応用にもよるが 12 GHz 以上であることが多い。しかしながら、コム縦モードとなるフェムト秒レーザーでこのような高い繰り返し周波数を実現することは容易なことではない。それは繰り返し周波数が高くなるにつれてパルスのピークパワーが減るため、カーレンズモード同期などの受動モード同期に必要な非線形光学効果が小さくなるためである。解決策として、励起光強度を上げたカーレンズモード同期レーザーや [17]、半導体可飽和吸収鏡 (SESAM) を組み込んだレーザー [18]、基本繰り返しではなく、その高調波を利用したレーザー [19,20] などがある。また、CW レーザーを元にサイドバンドを作り四光波混合でスペクトルを広げるという手法も考案されている [21,22]。本論文では、レーザー共振器のフィネスをあげることで励起パワーを補うという手法をとった。この結果、繰り返し周波数が 4 から 15 GHz というフェムト秒レーザーを開発することに成功した [23-25]。特に 15 GHz という繰り返し周波数のフェムト秒レーザーは、カーレンズモード同期レーザーとしては現時点で世界最高の繰り返し周波

数を記録している。

開発したこれらのレーザーは、コム分解分光を容易に可能にし [24]、さらなる応用が期待されるが、現時点では multi-GHz コムを用いたアプリケーションはまだ未開拓なところが多い。本論文では multi-GHz コムの応用として、天文用分光器の波長校正光源 [26] や line-by-line 任意波形生成の技術を確立した。これらは全く新しい技術ではないが、これまでは元となる multi-GHz コムの制御が困難であったためごく一部のグループでしか行うことができなかった。そこで我々の開発した multi-GHz コムによって実現が容易となった。また、全く新しい応用分野としてシリカファイバー内の音響フォノンの周波数と、レーザーのキャリア周波数および繰り返し周波数をあわせることで、フォノンを効率的に励起するという実験も行った。キャリア周波数、繰り返し周波数をコヒーレントに組み合わせによる励起手法は、これまでになかった物理を解明する手法として非常に有益であるに違いない。

### 1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

**第1章** 本章である。

**第2章** 本研究の理解に必要な理論を述べる。

**第3章** 天文用分光器波長校正用 4-GHz 光周波数コムについて述べる。

**第4章** 15-GHz, Kerr-lens モード同期レーザー、およびそれを用いた光周波数コムの開発について述べる。

**第5章** 任意の光パルス波形生成実験について述べる。

**第6章** シリカ光ファイバー中の音響フォノン励起実験について述べる。

**第7章** まとめと改善点、今後の展望について述べる。

Appendix 本文では省略した内容を載せる。

## 第 2 章

# 理論・実験技法

本章では、本研究に必要な理論および実験技法について述べる。

### 2.1 モード同期レーザー

#### 2.1.1 モード同期によるパルス生成

モード同期とは、多モード発振しているレーザー共振器において、発振している縦モード間の位相関係が固定されている状態をいう。多モード発振しているレーザー共振器内の屈折率を  $n = 1$  と仮定すると、多モード発振しているモードの光周波数間隔  $F$  は

$$F \equiv f_i - f_{i-1} = \frac{2\pi c}{l} \quad (2.1)$$

となる。ここで  $c$  は真空中の光速、 $l$  は共振器長であり、添字の  $i$  はモードナンバーを表す整数である。ミラー表面での電場  $E(t)$  を考えると、ある縦モードの周波数  $f_0$  を用いて

$$E(t) = \sum_m C_m \exp[j(2\pi(f_0 + mF)t + \phi_m(t))] \quad (2.2)$$

と書ける。ここで  $C_m, \phi_m(t)$  は各縦モードの振幅および位相である。位相  $\phi_m(t)$  が時間変化しないと仮定し  $\phi_m(t) = \phi_m$  とおくと、共振器を一周した後の電場  $E(t + \tau)$ ,  $\tau \equiv 2l/c = 1/F$  は

$$E(t + \tau) = \sum_m C_m \exp[j(2\pi(f_0 + mF)(t + \tau) + \phi_m)] \quad (2.3)$$

$$= \sum_m C_m \exp[j(2\pi(f_0 + mF)t + \phi_m)] \exp[j(2\pi(f_0 + mF)\tau)] \quad (2.4)$$

$$= E(t) e^{j(2\pi f_0/F)} \quad (2.5)$$

となり、 $E(t)$  は周期関数となる。しかし、一般的に  $\phi_m$  は時間変化するため、多モード発振時の出力は不安定になる。この問題に対処する方法として、以下の二種類が挙げられる。

1. 共振器長  $l$  を十分小さくすることで、発振が許されるモードをただひとつに制限する。
2. 各縦モードの位相関係を一定に保つ。



この中で、二番目の手法をモード同期と呼ぶ。式(2.5)において全ての  $m$  に対し位相を  $\phi_m = 0$  と固定できたとする。すべての振幅  $C_m$  が 1 に等しいと仮定すると

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N \exp[j(2\pi(f_0 + F)t)] \quad (2.6)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{N}} e^{1\pi j f_0 t} \sum_{m=1}^N (e^{2\pi j F t})^m \quad (2.7)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{N}} \exp[j(2\pi(f_0 + (N+1)F/2))t] \times \frac{\sin(2\pi N F t/2)}{\sin(2\pi F t/2)} \quad (2.8)$$

となる。ここで、 $N$  は発振モードの数である。したがって電場強度  $I(t)$  は

$$I(t) = |E(t)|^2 \propto \frac{1}{N} \left( \frac{\sin(2\pi N F t/2)}{\sin(2\pi F t/2)} \right)^2 \quad (2.9)$$

と書ける。

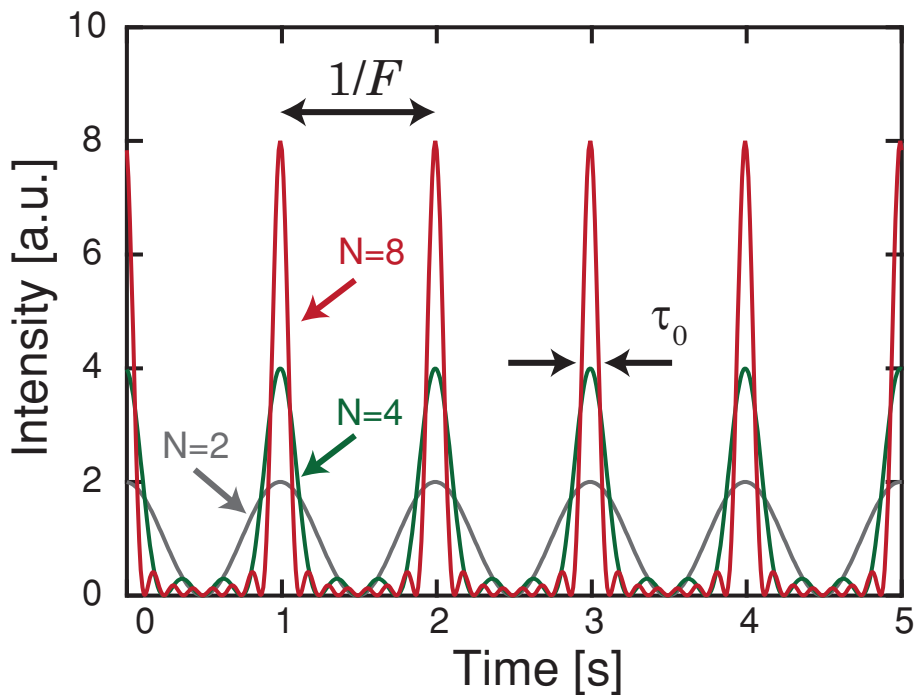


図 2.1  $N = 2, 4, 8$  のときのパルス形状。繰り返し周波数は  $F = 1$  Hz とした。

これを図示すると図 2.1 のようになり、以下のことがわかる。

1. 繰り返し周波数  $f_{\text{rep}} = F$  のパルス列。
2. パルス幅は  $\tau_0 = \tau/N = 1/\Delta\nu$ 。ここで  $\Delta\tau$  は利得帯域。

したがって、多モード発振しているレーザーに対し、何らかの方法によりモード同期することでパルス列が形成される。発振しているモードの数が増えれば増えるほど、すなわち発振スペクトルが

広ければ広いほど、パルス幅は細くなる。

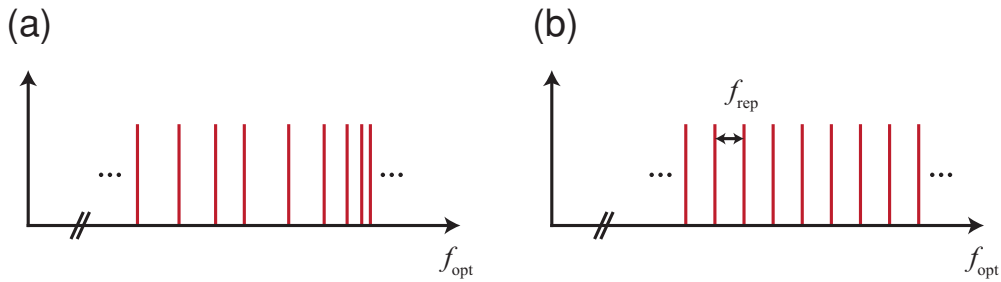


図 2.2 多モード発振時とモード同期時のスペクトルの違い。

実際のレーザー共振器の内部には分散を持つ媒質が存在するため、光周波数により屈折率が異なる。したがって多モード発振しているレーザーの場合、図 2.2(a) のようにその縦モード間隔は不均一となる。しかしモード同期が起こること、共振器内の分散によらず、図 2.2(b) のように縦モードは強制的に繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  の間隔で整列する。この性質を巧みに利用することで、後に紹介する光周波数コムが生まれた [27]。

### 2.1.2 モード同期の手法

モード同期とは、多モード発振しているレーザーの各縦モードの位相関係を固定すること、と述べた。モード同期を取る手法はいくつかあるが、まずは定性的な説明を行う。図 2.3 のように

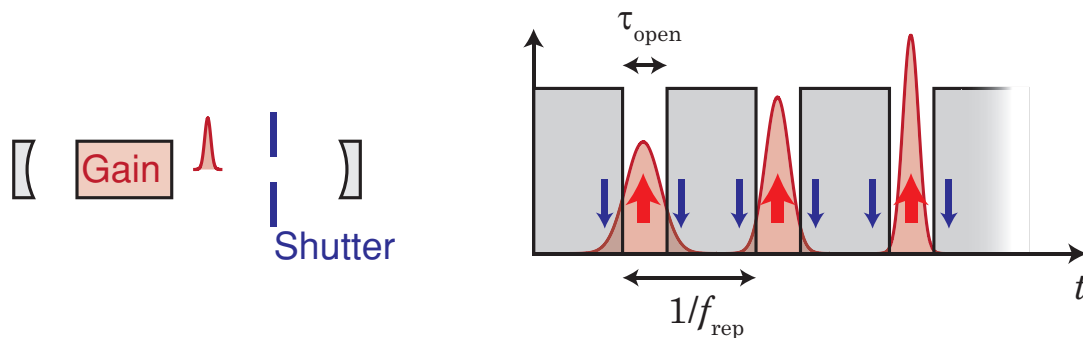


図 2.3 モード同期の定性的な説明

レーザー共振器内にシャッターを挿入する。このシャッターは繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  と同じ周波数で ON と OFF を繰り返す。このときシャッターが開いている時間  $\tau_{\text{open}}$  は十分短く、この間には単一モード発振や位相の揃っていない（モード同期していない）多モード発振は抑制されると仮定する。偶然位相関係が固定された多モード発振が生じると、式 (2.9) から分かる通りパルス列が発生する。元となるパルスのパルス幅が長い場合でも、図 2.3 右のように、シャッターの閉じている間はロスとなり、開いている間はゲインを得るので、その結果パルスは圧搾していく。このパルスの時間幅  $\tau_0$  が  $\tau_{\text{open}}$  より十分短くなると、このパルスはシャッターの影響を受けることなく共振

器内を周回することができる。この結果、モード同期している多モード発振のみが選択的に生き残り、各縦モードの位相関係が固定され、モード同期が起こる。このシャッター機構の違いにより、様々なモード同期が存在する。

モード同期には、外部から  $f_{\text{rep}}$  に等しい振幅変調や位相変調をかける強制モード同期と、共振器内に可飽和吸収体などを挿入し受動的に位相関係を固定する受動モード同期の二種類がある。前者の強制モード同期は GHz を超える高繰り返し化が容易に実現できる。しかし、本研究のような分光用途に用いるためにはパルス幅（スペクトル幅）や位相雑音の面で十分な性能を持っているとはいえない。後者の受動モード同期では Ti:sapphire レーザーなどでパルス幅が 5 fs といった超短パルスの生成が可能になっている他 [28]、サブピコ秒のパルス幅であれば 160 GHz といった高繰り返しレーザーも実現している [29]。今回は後者の受動モード同期についての説明をおこなう。

1970 年代から 1990 年代初頭にかけて、色素レーザーに可飽和吸収体を挿入したレーザーにより超短パルスが生成されてきた。可飽和吸収体とは、光の電場強度が低い時は光を吸収し、強度が強くなると吸収が少なくなるような媒質のことである。すなわち、レーザー共振器内に可飽和吸収体が存在すると、位相関係が固定されパルス状となった多モード発振に対してはロスが少なく、単一モード発振やモード同期していない多モード発振に対しては大きなロスを持つようになる。したがって、位相関係が固定されたもののみが選択的に生き残りモード同期が実現する。受動モード同期には可飽和吸収体を用いるもの以外にも、固体レーザーで用いられているカーレンズモード同期（後述）や、ファイバーレーザーで使用されている非線形偏波回転によるモード同期などがある。これらは媒質の持つ非線形効果を利用したモード同期となっており、可飽和吸収体とは異なるが原理的には同等であるため、まず可飽和吸収体でのモード同期について述べる。

### 可飽和吸収体による受動モード同期

可飽和吸収体とは、飽和強度以上の光を入射すると吸収が弱まる物質である。先ほど紹介した色素からなるものや半導体を使用したもの、最近ではカーボンナノチューブを使用したものも存在する。共振器内に可飽和吸収体を挿入すると、多モード発振時に偶然位相が揃い、飽和強度を超えた強度を持つパルスが生じた場合、そのパルスに対しての共振器内のロスが小さくなる。したがって、可飽和吸収体がシャッターの役割を果たしモード同期が成立する。



図 2.4 可飽和吸収体のモデル

可飽和吸収体を図 2.4 のような四準位系でモデル化する。準位密度を  $N_i, i = 1, 2, 3, 4$  とする。レーザーを吸収すると、その強度  $|a(t)|^2$  と  $N_2 - N_1$  の積に比例して  $1 \rightarrow 2$  への遷移が起こる。 $2 \rightarrow 3$  への緩和は即座に起こり、 $3 \rightarrow 4$  へは、緩和時間  $\tau_A$  経た後に起きる。 $4 \rightarrow 1$  への緩和も十分速いとする。このとき、レート方程式より以下の式が成り立つ。

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{N_3}{\tau_A} - \frac{\sigma_A |a(t)|^2}{\hbar\omega_0 A_A} (N_1 - N_2) \quad (2.10)$$

ここで  $2 \rightarrow 3$  および  $4 \rightarrow 1$  の緩和は十分速いので  $N_2 \sim N_4 \sim 0$  とした。また、 $\sigma_A$  は遷移  $1 \rightarrow 2$  の吸収断面積、 $\hbar\omega_0$  は光子のエネルギーである。 $N_1 + N_3 = N_A$  とすると

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{N_A - N_1}{\tau_A} - \frac{|a(t)|^2 N_1}{P_A \tau_A} \quad (2.11)$$

$$P_A = \frac{\hbar\omega_0 A_A}{\sigma_A \tau_A} \quad (2.12)$$

と書ける。ここで、 $P_A$  を飽和吸収パワーと呼ぶ。可飽和吸収体による共振器一周でのロス  $l(t)$  は、 $\sigma_1$ 、 $N_1$  と可飽和吸収体の  $l_a$  に比例するため

$$l(t) = \frac{\sigma_A}{2} N_1(t) l_a \quad (2.13)$$

と書ける。

パルス幅  $\tau_0$  と緩和時間  $\tau_A$  の大小関係により、可飽和吸収体は Fast Saturable Absorber ( $\tau_0 \gg \tau_A$ ) と Slow Saturable Absorber ( $\tau_0 \ll \tau_A$ ) の 2 種類に分けられる。

カーレンズモード同期では Fast Saturable Absorber とみなすことができるので、こちらについてのみ説明する。Slow Saturable Absorber に関しては文献 [30]などを参照されたい。

パルス幅に対して緩和時間が十分速いとみなせるとき、レーザーにより上準位に遷移してもすぐに基底準位に戻ってくるとみなすことができる。したがって  $N_1$  は時間変化しないとみなせるので、微分方程式 (2.11) は簡単に解くことができ

$$N_1(t) = \frac{N_A}{1 + |a(t)|^2 / P_A} \quad (2.14)$$

と書ける。式 (2.13)(2.14) および図 2.5 を見ると、パルスのピーク位置でのロスが一番小さくなり、パルスの裾 (図における青枠の部分) ほどロスが大きくなることがわかる。したがって、共振器を周回するたびにパルスは圧搾され、レーザー媒質の利得幅などで制限される限界パルス幅まで短くなる。

### カーレンズ効果を用いたモード同期 (カーレンズモード同期)

Ti:sapphire レーザーなどでよく使われているのはカーレンズモード同期であり、きわめて短いパルスを生成することができる。屈折率には、光強度  $I$  に依存しない項  $n_0$  と依存する項  $n_2$  があり、

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.15)$$

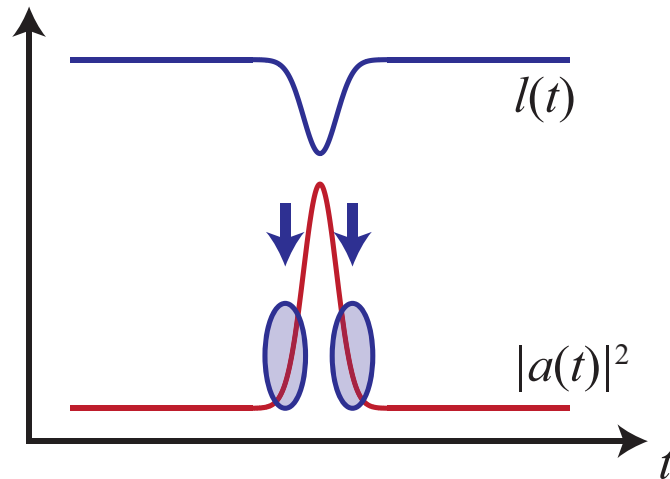


図 2.5 光パルス  $|a(t)|^2$  と Fast Saturable Absorber で生じるロス  $l(t)$

とかける。ここで  $n_2$  を非線形屈折率と呼ぶ。

媒質にガウシアンビームを入射した場合、その強度分布  $I(r)$  は

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega^2} \exp\left[2\left(\frac{r}{\omega}\right)^2\right] \quad (2.16)$$

と書ける。ここで  $P$  はビームの平均パワー、 $\omega$  はビーム半径である。

ガウシアンビームを中心付近で二次式で近似すると、屈折率  $n(r)$  はビーム中心からの距離  $r$  の関数として

$$n(r) = n' \left(1 - \frac{\gamma^2 r^2}{2}\right) \quad (2.17)$$

$$n' = n_0 + n_2 \frac{2P}{\pi\omega^2} \quad (2.18)$$

$$\gamma = \frac{1}{\omega^2} \sqrt{\frac{8n_2^2 P}{n' \pi}} \quad (2.19)$$

と書け、高強度の光に対して二乗屈折率を持つ媒質のように振る舞う。媒質の厚さが  $t$  のときの ABCD 行列  $M_K$  は

$$M_K = \begin{pmatrix} \cos \gamma t & \sin \gamma t / (n' \gamma) \\ -n' \gamma \sin \gamma t & \cos \gamma t \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

と書ける。こうした二乗屈折率分布を持つ物質は GRIN レンズと呼ばれるように、レンズの役割をはたす。このレンズの「焦点距離」は高強度の光、すなわちモード同期によりパルス化した光ほど短くなる\*1。この現象をカーレンズ効果と呼ぶ。カーレンズ効果を用いたモード同期法をカーレンズモード同期 (KLM) と呼ぶ。

\*1 実際には非線形屈折率  $n_2$  の符号や媒質の長さによって異なる振る舞いを見せる。

カーレンズモード同期には Hard-aperture KLM と Soft-aperture KLM の二種類がある。図 2.6 に両者の違いを示す。

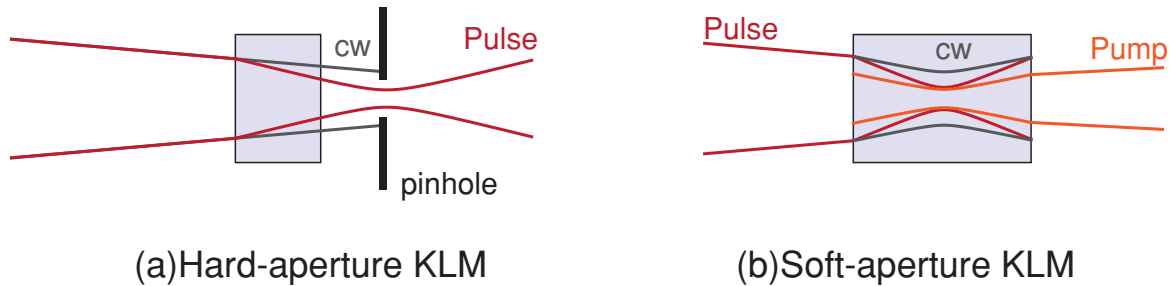


図 2.6 カーレンズモード同期

**Hard-aperture KLM** カーレンズ効果によって集光された光（パルス状の光）はカー媒質の外部で焦点を結ぶ。しかし、CW 発振している光に対しては屈折率が  $n$  の通常の媒質として働くためパルス光とは別の位置で焦点を結ぶ。そこで、図 2.6(a) のようにパルス光が焦点を結ぶ位置にピンホールなどを置くことで、CW 光に対してロスが多く、パルス光に対してロスが少ない働きをする。すると高速の可飽和吸収体と同様の働きをするため超短パルス生成が可能となる。Hard-aperture KLM では、レーザー媒質の他にカー媒質を組み込んであることもある。

**Soft-aperture KLM** Hard-aperture KLM のようなピンホールは存在しない。励起光とレーザー光とのモードマッチの違いからくるゲインの差によりモード同期を行うのが Soft-aperture KLM である。レーザーのレート方程式から、レーザー光の光子密度  $N(r)$  と励起光の光子密度  $N_P(r)$  が求まる。レーザーのゲイン  $g$  は  $N(r) \times N_P(r)$  に比例するため、レーザー光と励起光が同じ位置で焦点を持ち、位置によるビームサイズの変化を無視すると

$$\begin{aligned}
 g &\sim \int_0^\infty N(r) \times N_P(r) r dr \\
 &\sim \int_0^\infty \frac{2P_P}{\pi\omega_P^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_P^2}\right] \frac{2P_L}{\pi\omega_L^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right] \\
 &\sim \frac{1}{A_P + A_L}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

となる。ここで  $A_i \equiv \pi\omega_i^2$ ,  $i = P, L$  である。この結果より、励起光のビームサイズが一定の時にはレーザー光のビームサイズが小さいほどゲインが高くなる。したがって図 2.6(b) のように励起光を CW 発振で最適化した時よりもきつく集光することで、パルス光に対してゲインを高めることができる。Soft-aperture KLM ではレーザー媒質自体がモードロッカーとなるため、構造が極めてシンプルかつ小型化が可能となる。

Soft-aperture KLM では励起光とのマッチングによりモード同期をとるため、共振器モードと励起光の空間モードが  $TEM_{00}$  である必要がある。したがって、Soft-aperture KLM の場合は励起光の空間モードが重要なファクターとなっている [31]。

カーレンズ効果の応答速度は fs 程度のため、この効果をうまく利用することで超短パルスの生成が可能となる。高繰り返しレーザーの場合、カーレンズモード同期に必要なパルスエネルギーを得ることが難しいため、GHz を超えた繰り返し周波数を持つレーザーでは SESAM などの可飽和吸収体を共振器内に組み込み、SESAM で生成されたパルスをカーレンズ効果により更に圧搾する、SESAM-assisted モード同期などが用いられることが多い [29, 32–35]。

カーレンズモード同期はピークパワーが強くなるように、すなわちパルス幅が短くなるようなフィードバックがかかりパルスを生成する。これによりゲイン媒質の帯域の限界までスペクトル幅を広げ、それらの縦モードがすべて位相同期するようになる。

## 2.2 光周波数コム

前節で説明したモード同期により、モード同期レーザーの縦モードは等間隔性が保証され、その周期は繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  となる。この縦モード間隔は共振器内部の分散によらず、繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  に厳密に等しいため、モード同期レーザーの  $n$  番目の縦モードの光周波数  $f_n$  は、繰り返し周波数ともう一つの自由度であるキャリアエンベロープオフセット周波数（単にオフセット周波数とも言う） $f_{\text{CEO}}$  を用いて

$$f_n = f_{\text{CEO}} + n \times f_{\text{rep}} \quad (2.22)$$

と書くことができる [36]。このとき、時間領域と周波数領域の構造を図 2.7 に載せる。モード同期レーザーに何も制御をしない場合、これらはミラーの振動や励起光の強度変化、部屋の温度や気圧変化など、様々な要因によって変化するため、モード同期レーザーの縦モードは揺らいだり、その線幅が大きくなる。何らかの制御によって縦モードの光周波数を安定化したモード同期レーザーの出力を光周波数コム (Optical Frequency Comb、OFC、光コム、コムなど) と呼び、様々な精密分光応用に利用されている [5–12]\*2。

### 2.2.1 コムの光周波数安定化

コムの縦モードの光周波数  $f_n$  は繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  とオフセット周波数  $f_{\text{CEO}}$  で表現されるが、光周波数を安定化するために、必ずしもこの二つで制御する必要はなく、 $f_n, f_{\text{rep}}, f_{\text{CEO}}$  のうち二つを制御すればよい。一般的には以下のような手法がある (図 2.8)。

#### $f_{\text{rep}}$ と $f_{\text{CEO}}$

一番わかりやすい手法であり、 $f_{\text{rep}}$  と  $f_{\text{CEO}}$  を RF 標準に位相同期する手法。

\*2 コムと呼ぶための厳密な定義はない。縦モードを周波数標準に位相同期したものしかコムと呼ばない場合 (狭義のコム) もあれば、単なるモード同期レーザーの出力をコムと呼ぶこともある (広義のコム)。f-2f 干渉計によってキャリアエンベロープオフセット周波数がロックされ、コムという言葉が誕生した当初は、前者のみをコムと表現していたが、現在ではより広義な意味でコムという言葉を使用している。つまり、コムを使用するアプリケーションに要求される精度以上に光周波数が安定化され、線幅が細ければコムと呼ばれる。本論文でも実験によって要求される精度が異なるため、位相同期していないものでもコムと呼ぶことがある。

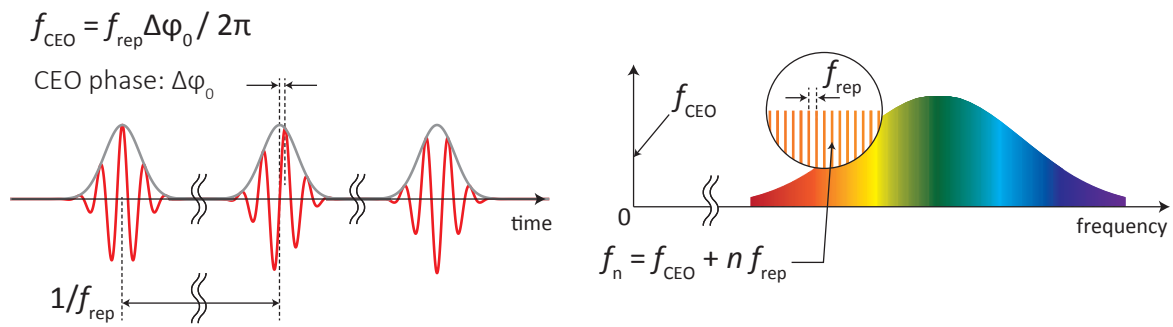


図 2.7 光周波数コム。左が時間領域、右が周波数領域。

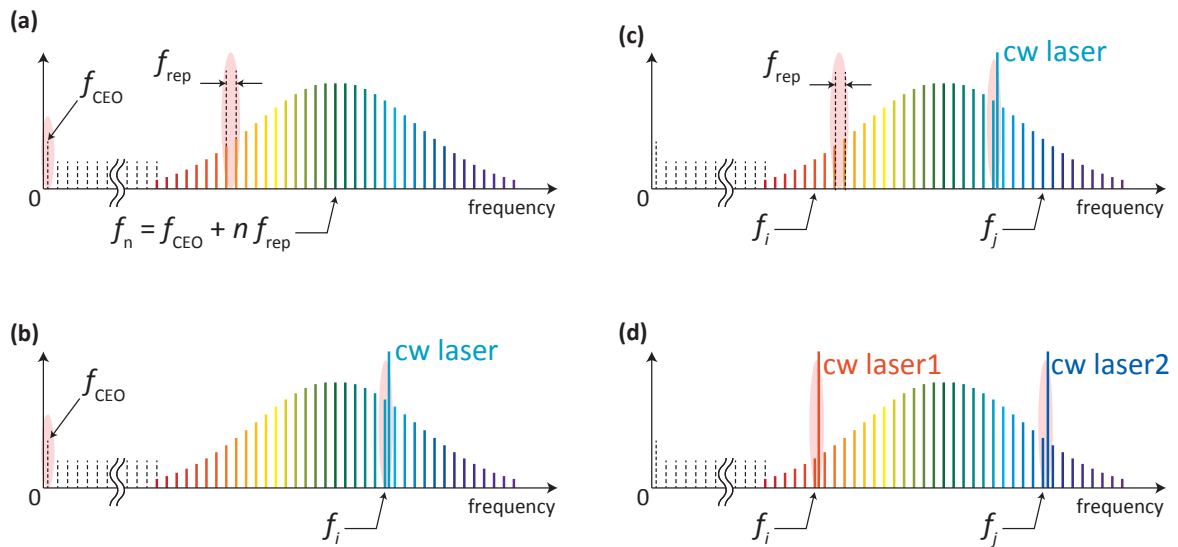


図 2.8 光周波数コムの安定化方法。(a)  $f_{\text{rep}}$  と  $f_{\text{CEO}}$ 、(c)  $f_i$  と  $f_{\text{rep}}$ 、(b)  $f_i$  と  $f_{\text{CEO}}$ 、(d)  $f_i$  と  $f_j$ 。

### $f_i$ と $f_{\text{CEO}}$

縦モードのうちの一つ  $f_i$  を光周波数標準に位相同期し、 $f_{\text{CEO}}$  を光周波数標準（原子やイオンの光周波数領域の遷移）に位相同期する手法。一般には光周波数標準に位相同期した狭線幅 CW レーザーと、コムの縦モード一つとのビートを RF 標準に位相同期することが多い。これは実質的に光周波数標準によって  $f_{\text{rep}}$  を制御しているともいえる。

### $f_i$ と $f_{\text{rep}}$

縦モードのうちの一つ  $f_i$  を光周波数標準に位相同期し、繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  を RF 標準に位相同期する。

### $f_i$ と $f_j$

異なる光周波数の光周波数標準に対して、コムの二本の縦モード  $f_i, f_j$  を位相同期する。上記と同様、狭線幅レーザーを介して位相同期を行う。



$f_{\text{rep}}$  の検出と制御は容易であるが、光時計応用などのコム線の線幅を追求するような用途の場合、 $f_{\text{rep}}$  の揺らぎがモードナンバー（ $10^4$  オーダー）分増大するため不向きである。たとえば繰り返し周波数が周波数カウンタで測定した時に1秒で12桁の精度で位相同期していたとしても、光周波数領域では8桁の精度に落ちてしまうということである。従って、一般に  $f_{\text{rep}}$  を検出し制御するよりも、 $f_{\text{CEO}}$  や  $f_i$  を検出し制御した方が線幅の面で有利であるが、実験系が複雑化するなどの欠点もあるため、アプリケーションに応じて検出・制御方法を選択する。

## 2.2.2 光周波数の制御方法

繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  とオフセット周波数  $f_{\text{CEO}}$  は、共振器内部の平均的な群速度・位相速度  $v_g, v_p$  および中心周波数  $f_c$  と、共振器長  $l_c$  を用いて次のように書ける [11]。

$$f_{\text{rep}} = \frac{v_g}{l_c} \quad (2.23)$$

$$f_{\text{CEO}} = f_c \left( 1 - \frac{v_g}{v_p} \right). \quad (2.24)$$

すなわち、繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  は共振器長に対応し、レーザーの共振器長  $l_c$  によって制御することができる。対して、オフセット周波数  $f_{\text{CEO}}$  は、共振器内の群速度  $v_g$  と位相速度  $v_p$  との比に対応しており、一般には励起光の強度  $I_{\text{pump}}$  によって制御することができる。共振器長  $l_c$  や励起光強度  $I_{\text{pump}}$  を変化させたとき、縦モード全体がどのように動くかという問題は、コムを制御するために重要なことである。ここでは詳細に入らないが、繰り返し周波数は数 THz、オフセット周波数は中心周波数付近数百 THz であることが理論、実験から測定されている [37]。

### $f_{\text{rep}}$ の制御方法

繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  は、モード同期レーザーからの出力パルスを高速のフォトディテクタで検出することで可能である。また、光周波数標準を用いる場合、光周波数標準  $f_{\text{opt}}$  に位相同期させた CW レーザーとコム縦モードの一つ  $f_i$  とのビート信号  $f_{\text{beat}} = |f_i - f_{\text{opt}}|$  から得られる。これらの信号と、RF 標準からの信号とを位相比較器 (Phase comparator: PC) や乗算器 (Mixer) によって位相検波し、ローパスフィルタやサーボアンプなどからなる位相同期 (Phase locked loop: PLL) 回路によってエラーシグナルをつくり、共振器長にフィードバックする。共振器長の制御は、共振器ミラーに取り付けたピエゾアクチュエータ (PZT) や、電気光変調器 (EOM) などによって行う。

### $f_{\text{CEO}}$ の制御方法

オフセット周波数を検出するためには、コム低周波数側の成分 ( $f_{\text{CEO}} + if_{\text{rep}}$ ) の2倍波  $2f_i = 2(f_{\text{CEO}} + if_{\text{rep}})$  と、コム高周波数側の成分  $f_j = f_{\text{CEO}} + jf_{\text{rep}}$  とのビートをとる。ビートの周波数  $f_{\text{beat}}$  は

$$f_{\text{beat}} = 2f_i - f_j \quad (2.25)$$

$$= 2(f_{\text{CEO}} + if_{\text{rep}}) - (f_{\text{CEO}} + jf_{\text{rep}}) \quad (2.26)$$

$$= f_{\text{CEO}} + (2i - j)f_{\text{rep}} \quad (2.27)$$

のように書ける。したがって  $2i - j = 0$  をみたす  $i, j$  の組のビートから、オフセット周波数  $f_{\text{CEO}}$  の信号が得られることがわかる。

この手法を  $f-2f$  干渉計とよび、 $f_{\text{CEO}}$  の制御、つまりはコムにとって非常に重要な技術である。ただこの欠点として、 $2i = j$  という関係式を満たすような縦モードのペアが必要である。つまり、1 オクターブ以上の広帯域なスペクトルが必要となり、直接オクターブのスペクトルが得られる Ti:sapphire レーザーを除いては、フォトニッククリスタルファイバー (Photonic crystal fiber: PCF) や高非線形ファイバー (Highly-nonlinear fiber: HNLF) などによってスペクトルを広帯域する必要がある\*3。

## 2.3 Multi-GHz 光周波数コム

序論でも述べたとおり、本研究では光周波数コムの中でも特に繰り返し周波数が multi-GHz のものに着目した。本節では multi-GHz コムの利点、応用例、実現方法についての詳細を述べる。

### 2.3.1 Multi-GHz コムの利点

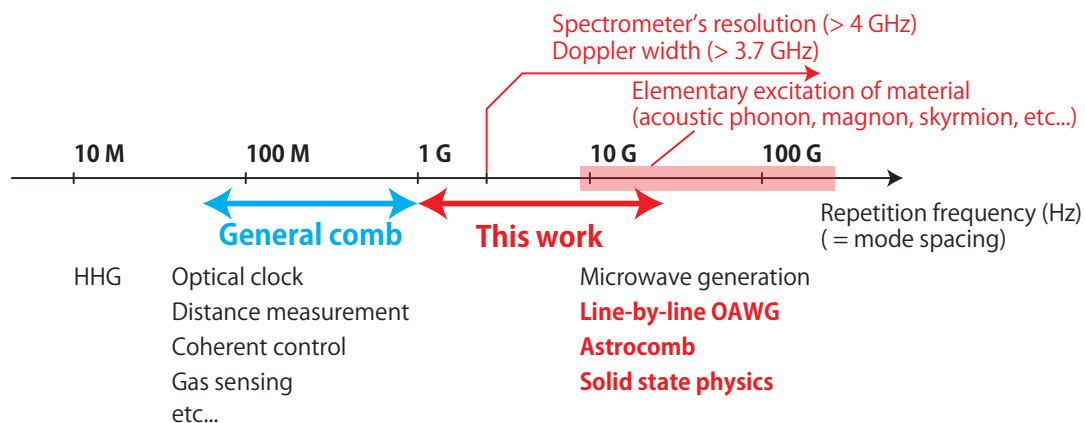


図 2.9 光周波数コムの繰り返し周波数と応用例。

光周波数コムの繰り返し周波数と、それを用いた応用例をまとめたものを図 2.9 に載せる。一般的な光周波数コムの繰り返し周波数は数十 MHz から 1 GHz の間であり、ほぼすべての応用がこの領域のコムを用いて行われている。対して、本研究で着目した multi-GHz の領域では、一般的に以下の様な利点があると言われている。

- 縦モード分解が容易

\*3  $f-2f$  干渉計の場合は、高周波側の縦モードと低周波側の縦モードの 2 倍波とのビートをとったが、これは関係式 (2.25) で  $f_{\text{CEO}}$  が残るような  $i, j$  の組み合わせであれば何でも良い。たとえば  $2f-3f$  干渉計の場合、1 オクターブではなく  $2/3$  オクターブのスペクトルがあれば  $f_{\text{CEO}}$  の検出が可能である。

- モードパワーの向上
- 原子・分子のドップラー広がりの影響を受けない分光

また、本研究では multi-GHz コムの新たな可能性として

- 固体物理の分野へのコムの応用

を提唱した。

以下、これら4点について説明する。

### モード分解の容易さ

これまでに説明した通り、コムは光周波数の制御された多数の縦モードを持つため、周波数軸上では、「互いに位相同期し、光周波数の確定した多数の CW レーザーの集合」と表現され、光周波数の物差しとも呼ばれる。しかし、実際に縦モードを抜き出して精密な CW レーザーとして使用することは困難である。それは一般的なコムのモード間隔 (100 MHz から 1 GHz) に対して、分光器側の分解能 (数 GHz 以上) が足りないため、そもそも縦モードを分解することができないからである。また、分光器の分解能は分散素子の大きさ (グレーティング型分光器の場合はグレーティングのサイズ、FTIR の場合はディレイラインの長さ) によって決まり、波長  $1 \mu\text{m}$  の光の場合、1 GHz の分解能を得るためには 30 cm の大きさの分散素子が必要となる。このような大型の分光器を用意することは容易なことではないため、モード間隔の広いコムを作る必要がある。図 2.10 にモード間隔と分解能との間のギャップを説明する図を載せる。商用のフェムト秒レーザーでは 1 GHz の Ti:sapphire レーザーが利用可能であるが、商用の分光器の最高分解能は 4 GHz であるため、ここにギャップがある。モード分解に必要なモード間隔の具体的な値としては、4 GHz (商用の分光器の最高分解能) や、その 3 倍の 12 GHz (ビジビリティー 99% 以上でモード分解が可能) がある。図 2.11 では、分解能 4 GHz の分光器で、異なる繰り返し周波数 ( $f_{\text{rep}} = 4, 12, 15 \text{ GHz}$ ) のコムを分光した時のシミュレーションである。図 2.11(a) は分光器で見た時の様子、図 2.11(b) は縦モードの明瞭度である。これを見ると、分解能と同じモード間隔では、かろうじて縦モードが分解できてはいるが、ビジビリティーは 5.8% しか得られない。しかし、その 3 倍の 12 GHz であれば、99% 以上のビジビリティーで分解可能である。また (b) のプロットを見てもわかる通り、15 GHz 以降はほぼ 100% のビジビリティーが得られる。

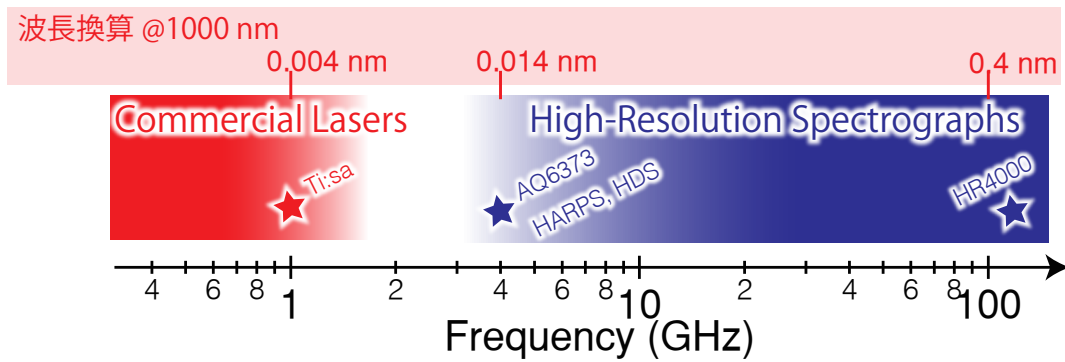


図 2.10 商用のフェムト秒レーザーの繰り返し周波数と、商用の分光器の分解能との間のギャップ。

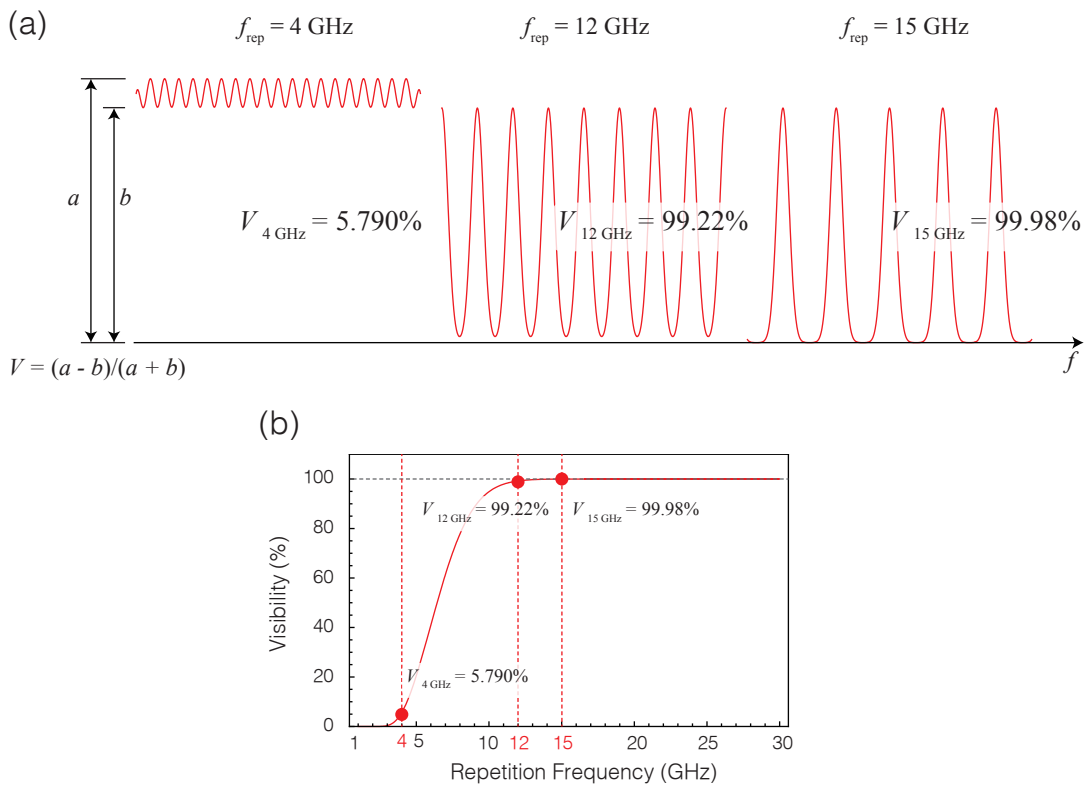


図 2.11 分解能 4 GHz の分光器を使用した時、異なる繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  で縦モード分解した時の様子 (a) と、そのビジビリティ (b)。

### モードパワーの向上

コムを分光器応用する際、モードパワーが高いほど SNR の高い測定が可能である。また、レーザー冷却や pump-probe 分光など、コム縦モードを励起光源として用いるような応用では、モードパワーの強さが重要である。スペクトル幅と平均パワーが同じで、モード間隔が異なる 2 台のコムを考える。平均したモードパワーは、平均パワーを縦モード数で割って得られるため、例えば

100 MHzのコムと10 GHzのコムとでは、後者の方がモードパワーが100倍高いということになる。たとえば、波長1  $\mu\text{m}$  帯の場合、Yb添加ファイバー増幅器のシード光には数十  $\mu\text{W}$  程度が必要であるため、縦モードあたりのパワーが強い multi-GHz コムは有用である。

### 原子・分子のドップラー広がりの影響を受けない分光

原子・分子は、それらの遷移に固有の線幅（自然幅）のみならず、熱運動によって引き起こされる GHz オーダー以下のドップラー広がりを持つ。コムを用いて原子・分子の精密分光を行うに当たり、コムの間隔がドップラー広がりよりも狭いと、各々の遷移にコム縦モードが複数本含まれることになる。これは単なる吸収分光においては問題にならないが、飽和吸収分光やレーザー冷却を行うに当たり、実験の解析を困難にする。例えば飽和吸収分光を考える。飽和吸収分光とはドップラー広がりを持つ原子・分子から、その影響を排除するための分光手法であり、励起光とそれに対向する検出光を用いる。励起光と検出光の周波数が等しく設定して\*4周波数を掃引すると、遷移周波数の位置でドップラー幅によらない飽和吸収が起こる。しかし、これをモード間隔の狭いコムで行うと、図 2.12 のようにコム縦モードが遷移周波数に対して対称の位置に来た時にも飽和吸収が起こるため、複数のピークが生じ結果の解析が困難になる。水素原子の室温におけるドップラー広がり、波長1  $\mu\text{m}$  帯で3.7 GHzであるため、そのほかの原子、分子はこれよりも狭いドップラー広がりを持つ。したがって、3.7 GHz より広いモード間隔のコムがあれば良い。

---

\*4 一般には励起光をミラーで打ち返す。

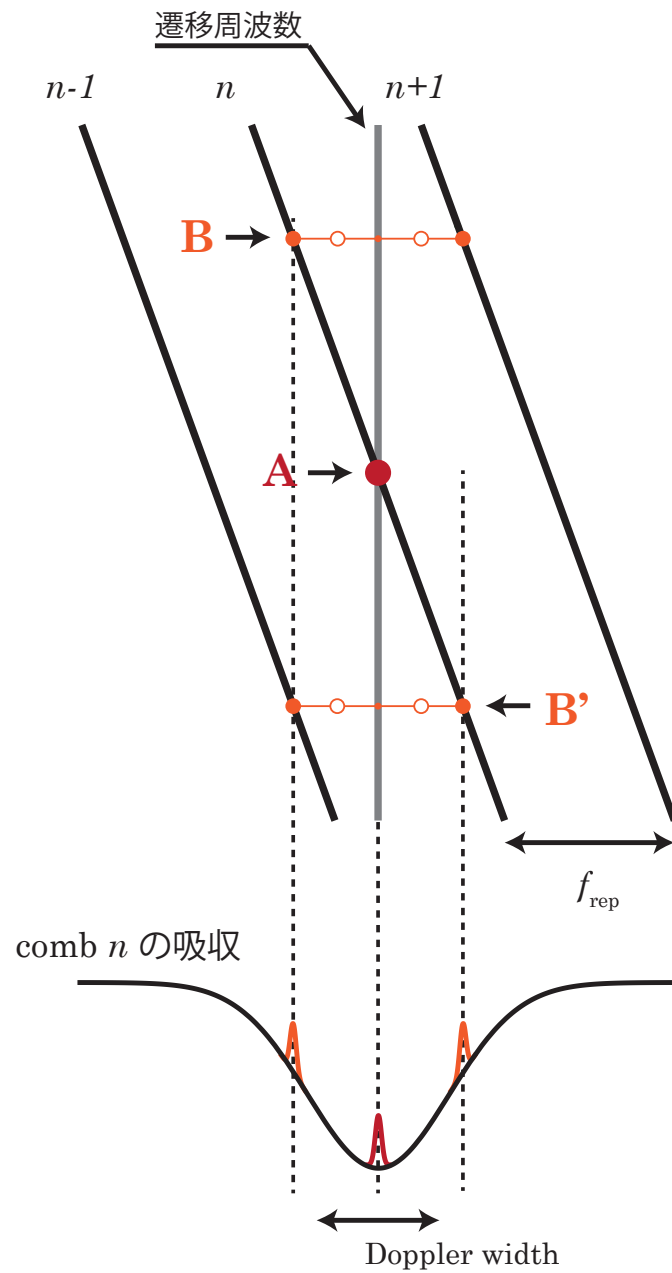


図 2.12 コムで飽和吸収分光を行った時の説明。吸収の幅がコムの間隔よりも広いと、遷移周波数の位置 (A) だけではなく、その対称となる位置 (B, B') でもディップが生じる。

### 固体物理の分野へのコム応用

数 GHz から数百 GHz のエネルギー領域は、物質の素励起が集中している。例を挙げると、光励起可能な音響フォノン、マグノン、スカルミオンなどである。これらの周波数に繰り返し周波数を合わせたコムを用いて、素励起を制御できる可能性がある。これが成功すれば、コムを固体物理の分野に適応するという、全く新しく、独創的な研究が可能となるであろう。

### 2.3.2 Multi-GHz コムの応用例

ここでは multi-GHz コムの応用例としてよく取り上げられるものについて説明する。

#### 天文用分光器の波長校正光源

詳細は後の第3章で説明するので、ここでは簡単に紹介するにとどめる。天文用の分光器の波長校正には従来ヨウ素セルや Th-Ar ランプと言った吸収線や輝線が用いられてきた。しかしこれらの遷移は限られた波長でしか使うことができず、またその間隔も不等間隔であるため、精度の良い波長校正は困難であった。また、絶対周波数や経年変化の問題もあった。そこで、これら従来の校正光源の代わりに、光周波数を原子時計に対して位相同期することのできる光周波数コムを用いる研究が進められている [38–42]。このとき、使用する光周波数コムは、分光器で十分に縦モードが分解できるという条件と、分解できず、できるだけ密に詰まっている必要があるという条件 [43] から、十数 GHz から数十 GHz の間の光周波数コムが使用されている。

#### line-by-line 任意波形光パルス生成

こちらについても詳細は後の第5章に譲る。フェムト秒レーザーの出力スペクトルに空間光変調器 (Spatial light modulator: SLM) などにより位相・強度マスクを施すと、入力パルス波形と異なる出力パルス波形が得られる。この技術は超短パルス生成や、分子のコヒーレント制御などの分野で使われている。このとき、マスク周波数分解能は 100 GHz 以上であることが多く、またレーザーの繰り返し周波数も 100 MHz 程度であるため、スペクトルのある領域ごとのマスクとなる。これを縦モード一つ一つに対してマスクを施すというのが、line-by-line 任意波形光パルス生成 (line-by-line optical arbitrary waveform generation: line-by-line OAWG) である。これにより、たとえばパルスの duty 比が 100% という、時間領域をすべて埋め尽くすようなパルス波形も実現可能である。

#### 直接コム分光

光時計を始めとしたコムを用いた精密分光を行う場合、一般的には CW レーザーを介して分光を行う。しかし、広帯域を高速に分光するような応用が難しいということや、広帯域を安定して波長掃引できる CW レーザーを用意しなければならないため、実験装置が煩雑化するという課題が挙げられる。そこでコムの縦モードを分離できるような GHz コムや分光器を用意することで、これらの課題を解決できる。

特に広いスペクトルを高速に取得できるという利点は大きく、呼吸診断や環境ガスの測定などに応用が期待される。例えば Diddams らの成果 [44] では、3 GHz コムを VIPA (virtually-imaged phased array) と呼ばれる高分散素子を利用した高分解能分光器で二次元状にコム分解し、474 THz の可視領域で 6 THz のバンド幅に渡って高速な精密分光 (取得時間 5 ms で、絶対周波数を 20 kHz の精度で測定) に成功している。

### 2.3.3 Multi-GHz コムの実現方法

Multi-GHz コムを実現するための手法は大きく分けて2つある。一つは、一般的なコムを作ると同じようにフェムト秒モード同期レーザーの光周波数を周波数標準に位相同期する方法で、繰り返し周波数が multi-GHz のモード同期レーザーを用いる。もう一つは挟線幅 CW レーザーをベースとしたもので、光変調器を用いて CW レーザーに GHz の変調を与えてサイドバンドを立て、四光波混合によってスペクトルを広げたり、マイクロレゾネーターと呼ばれる高 Q 共振器に CW レーザーを入れ、同じく四光波混合によってコム状のスペクトルを得る手法である [45–48]。前者の手法は広帯域スペクトル（超短パルス）かつ低位相雑音が得られるという利点を持つが、GHz の領域ではフェムト秒モード同期レーザーの開発が困難である。そこで近年では後者の手法がよく研究されている。しかし、特に固体物性への応用を考えた時、超短パルスを得られることが肝要であるため、本研究では前者のモード同期レーザーをベースにした手法を採用している。

前者の手法では、十分にパルス幅の短いモード同期レーザーを、multi-GHz という高い繰り返し周波数で実現できるかどうか重要である。以下では、multi-GHz コムに使用できるモード同期レーザーについて紹介していく。

#### モード同期レーザーベースの multi-GHz コム

Multi-GHz コムに適したモード同期レーザーの候補は以下のとおりである。

1. 小型共振器とハイパワー励起レーザー、もしくは高フィネス共振器を組み合わせたカーレンズモード同期レーザー
2. SESAM によるモード同期レーザー
3. 光励起半導体レーザー
4. 高調波モード同期
5. 低繰り返しのコムとフィルター共振器

一つ目の手法は共振器を小型化し、ピークパワーを補うために励起光強度を上げたり、高フィネス共振器を用いる手法である。カーレンズモード同期レーザーを単純に小型化した構造であるため、シンプルで超短パルスが簡単に得られるという利点を持つ。Ti:sapphire レーザーでは全長 3 cm の小型共振器と 10 W 出力の励起レーザーによって繰り返し周波数 10 GHz でパルス幅 42 fs の実現に成功している [17]。またこの出力を PCF と f-2f 干渉計を用いてオフセット周波数をロックし、コムを作ることに成功している [49]。このレーザーの出現によってコム分解分光が広く知られるようになったと言っても過言ではないが、Ti:sapphire レーザーは励起レーザーが複雑であったり、出力を増幅するために大がかりなマルチパス増幅器が必要であるなどの欠点を持つ。私たちが着目したのは励起パワーを上げるのではなく共振器のフィネスを高め、内部パワーを高めるという手法である。また、レーザー媒質にも Ti:sapphire ではなく、Yb 添加媒質を用いているため、発振波長も 1  $\mu\text{m}$  帯であり成熟した技術である Yb 添加ファイバー増幅器 (Yb-doped fiber



amplifire: YDFA) によって W レベル以上に増幅可能であるという利点もある。こうした手法は、共振器構成がシンプルで、カーレンズモード同期という超短パルスが得られやすいモード同期手法をとっているため、コムとしての潜在能力は高い反面、そのアライメントの困難さから限られた研究機関でしか開発が進んでいない。

Multi-GHz レーザーでよく使われる手法は半導体可飽和吸収鏡 (semiconductor saturable absorber mirror: SESAM) を用いる手法である。SESAM を用いたレーザーには、典型的に 1 ps 以上ある SESAM の緩和時間を用いたレーザーと、カーレンズ効果などを補助するために SESAM を使用する、SESAM-assisted レーザーがある。前者ではパルス幅が SESAM の緩和時間で制限されるため、1 ps を切るパルスを作ることは難しい。対して後者の方式であれば、カーレンズモード同期に必要な初期パルスを SESAM でつくり、そのあとはカーレンズモード同期によりパルスを圧縮することで、100 fs クラスの超短パルスも作られている。SESAM を用いることでモード同期が容易に得られ、繰り返し周波数が GHz の SESAM モード同期レーザーの出力を広帯域化し、f-2f 干渉計によるオフセット周波数ロックにも成功している [18]。しかし、カーレンズモード同期と比べるとどうしてもパルス幅が長くなるという欠点もある。また、長期的な動作で SESAM にダメージが入ることもある。

SESAM を用いたレーザーと似ているが、光励起半導体レーザーでも高繰り返しで超短パルスの発信が実現している。光励起型 VECSEL (vertical external cavity surface emitting laser) の外部に SESAM を配置したものが主であるが、最近では一つの利得チップに SESAM の構造も組み合わせることでより小型な光励起半導体レーザーも開発されており、MIXSEL (mode-locked integrated external-cavity surface emitting laser) と呼ばれている。上記の SESAM レーザーでは、SESAM と利得媒質、ミラーを別途用意する必要があったが、MIXSEL では非常にコンパクトな共振器が実現できる。この結果、パルス幅 570 fs、繰り返し周波数 100 GHz というレーザーも実現されている [50]。

基本の繰り返し周波数ではなく、その高調波でモード同期をかけるという手法もあり、高調波モード同期と呼ばれる。たとえば 100 MHz のファイバーレーザーを基本繰り返しの 100 次でモード同期をかけ 10 GHz のパルスを作り出すことにも成功している [19]。ただし、高調波モード同期を安定に維持することは困難であり、コム応用としてはあまり利用されていない。

これまでに開発されてきたレーザーを図 2.13 と表 2.2 にまとめる。表において、 $\lambda$  は波長、 $\tau_p$  はパルス幅、 $P_{ave}$  は平均パワー、 $E_p$  はパルスエネルギーである。また、表において煩雑を割けるため半導体ベースのレーザー (VECSEL, MIXSEL) は省略した。図においては、繰り返し周波数が 1 GHz 以上、パルス幅が 1 ps 以下のフェムト秒モード同期レーザーを、横軸繰り返し周波数、縦軸パルス幅でプロットした。

また、特に天文分野で採用されている手法であるが、数百 MHz のコム出力に FSR の高い複数段のフィルター共振器をおき、縦モードを間引くことで実効的なモード間隔を上げるといった方法もある。

表 2.1 代表的な GHz レーザー

Material	Mode locking	$\lambda$ (nm)	$f_{\text{rep}}$ (GHz)	$\tau_P$ (fs)	$P_{\text{ave}}$ (mW)	$E_P$ (nJ)	ref.
Ti:sapphire	KLM	788	10	42	1060	0.11	[51]
Ti:sapphire	KLM	798	5	24	1150	0.23	[52]
Ti:sapphire	KLM	782	2	23	300	0.15	[53]
Ti:sapphire	KLM	782	2	30	600	0.3	[54]
Ti:sapphire	KLM	782	1	6	960	0.96	[55]
Yb:fiber	SESAM	1029	1	200	100	0.1	[56]
Yb:fiber	SESAM	1026	3	206	53	0.018	[57]
Er:fiber	SESAM	1560	1	360	10	0.01	[58]
Er:fiber	CNTSA	1560	4.2	680	0.63	$1.5 \times 10^{-4}$	[59]
Er:fiber	SWNT	1565	5.2	680	0.17	$3.3 \times 10^{-5}$	[60]
Er:fiber	GSA	1565	9.7	865	1.58	$1.6 \times 10^{-4}$	[61]
Er:fiber	CNTSA	1560	9.6	940	2.5	$2.6 \times 10^{-4}$	[59]
Er:fiber	CNTSA	1560	19.5	790	6.3	$3.2 \times 10^{-4}$	[59]
Yb:CALGO	SESAM	1060	1.8	59	3500	1.9	[18]
Yb:CALGO	SESAM	1052	3.5	78	3200	0.91	[62]
Yb:CALGO	SESAM	1054	5.1	96	4100	0.80	[63]
Yb:KYW	KLM	1047	1	200	115	0.12	[64]
Yb:KYW	SESAM	1042	1	278	770	0.77	[65]
Yb:KGW	SESAM	1041	1	281	1100	1.1	[66]
Yb:KGW	SESAM	1042	1	290	2200	2.2	[67]
Yb:KGW	SESAM	1046	1.1	125	3430	3.1	[68]
Yb:KGW	SESAM	1042	2.4	293	2300	0.96	[69]
Yb:KYW	SESAM	1045	2.8	162	680	0.24	[35]
Yb:KYW	KLM	1046	4.6	105	14.6	$3.2 \times 10^{-3}$	[23]
Yb:KGW	SESAM	1043	4.8	396	1900	0.40	[32]
Yb : Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	KLM	1076	6	148	10	$1.7 \times 10^{-3}$	[24]
Yb : Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	KLM	1080	15	152	60	$4 \times 10^{-3}$	[25]
Cr:LiSAF	SESAM	865	1	55	110	0.11	[34]

## Repetition Frequency vs. Pulse Duration 2015/10/28

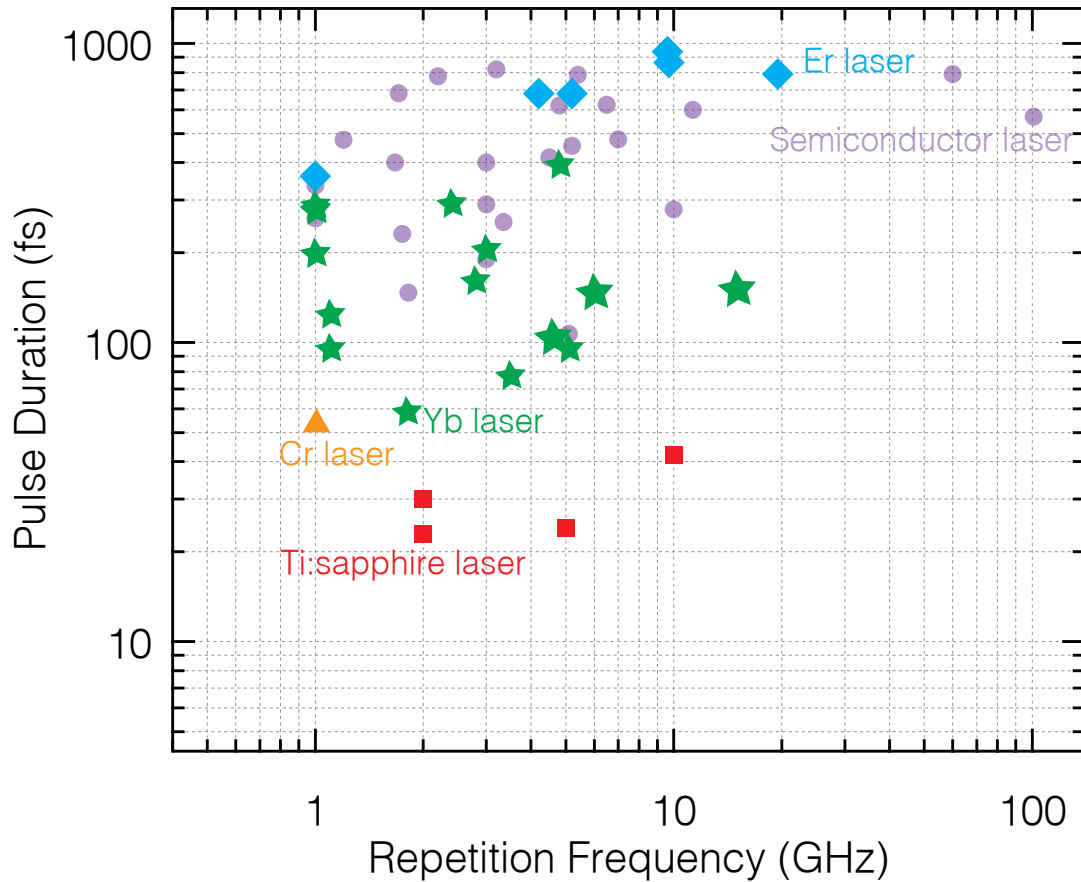


図 2.13 代表的な GHz レーザー。

### Multi-GHz カーレンズモード同期レーザーの実現法

本研究では multi-GHz コムの光源として、カーレンズモード同期レーザーを採用した。ここではその高繰り返し化をどのように行っていったかについて述べる。モード同期レーザーの繰り返し周波数を上げるためには単純に共振器長を短くすればよいわけではない。非線形光学効果を利用した受動モード同期では、繰り返し周波数を上げると共振器内部のピークパワーが減少し、カー効果を始めた非線形光学効果が生じにくくなるため、モード同期が困難となるためである。もちろん、励起光のパワーを上げることができればピークパワーを稼ぐことは可能であるが、励起光源にも制限があるため、根本的な解決に向けてはレーザー共振器側で対処する必要がある。

モード同期の実現のしやすさを定量的に表現することは難しいが、本研究で採用したカーレンズモード同期の場合、変調深度が一つの目安となる。カーレンズモード同期、特に soft-appature 型の場合、CW 発振時とパルス発振時で、発振したレーザー光と励起光とのモードマッチが異なるた

め、両者で利得（ロス）が変調され、高速の可飽和吸収体のような働きをすることでモード同期が実現できる。そこで、CW 発振時とパルス発振時の利得（ロス）の変化率（変調深度） $\delta\Gamma/\Gamma_0$  とすると、

$$\delta\Gamma/\Gamma_0 = w_a^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 n_2 I_{\text{peak}} \quad (2.28)$$

とかける [70]。ここで  $w_a$  は励起光の集光半径、 $\lambda$  は発振波長、 $n_2$  はレーザー媒質の非線形屈折率、 $I_{\text{peak}}$  はレーザー媒質内でのピーク強度である。したがって、変調深度は  $n_2, I_{\text{peak}}$  に比例することがわかる\*5。したがって、方針としてはこれら2つのパラメータが大きくなるようにレーザー共振器の設計を行えば良い。具体的には、非線形屈折率についてはレーザー媒質の選定、レーザー媒質内でのピーク強度については、共振器内部パワーと集光点でのビームサイズに着目する。

表 2.3 に multi-GHz カーレンズモード同期レーザーの例と、上記パラメータを載せる。表において、 $P_{\text{ave}}$  はレーザーの平均パワー、 $\tau_p$  はパルス幅、 $T_{\text{OC}}$  はアウトプットカプラの透過率、ROC は radius of concave の略で、共振器における球面ミラーの曲率半径、 $I_{\text{peak}}$  はレーザー媒質位置におけるピーク強度である。また、\*で示す数値は文献からの推定値、\*\*で示す数値はスペクトル幅から求めたパルス幅である。

一番上の Ti:sapphire レーザーは高繰り返しレーザーの代表とも言えるレーザーで、10 W 近い励起レーザーによって、10 GHz という高い繰り返し周波数においても 4% という高い変調深度を実現している。対して、本研究で着目した Yb 添加媒質を用いたレーザーの場合、励起パワーは 1 W 程度に制限されてしまうため、上記 Ti:sapphire レーザーのような手法を取ることはできない。ふたつ目のレーザーは私が参考文献 [64] を参考しにて作成した Yb:KYW レーザーである。このレーザーでは共振器長には余裕があるにもかかわらず、繰り返し周波数 3 GHz 以上でモード同期を実現することはできなかつた。この時の変調深度を計算すると 0.9% であり、このことから、安定したカーレンズモード同期の実現には約 1% 以上の変調深度が必要だと考えられた。そこで、非線形屈折率  $n_2$  とレーザー媒質におけるピーク強度を稼ぐことによって開発したのがその下にある 3 つのレーザーである。これらのレーザーにおける変調深度は 1% を超えていることから、さらなる高繰り返し化を望むことができると考えられるが、共振器の物理的な大きさによって上限となる繰り返し周波数が制限されている\*6。そこで、これ以上の高繰り返し化を行うためには、より小さい曲率半径の球面ミラーを用いた共振器を設計する必要がある。

## 2.4 Yb 添加媒質のレーザー

希土類イオン ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ) が添加された媒質を用いた固体レーザーは、Ti:sapphire レーザーに比べて発振スペクトルは狭いが、低い発振しきい値・高効率・系がコンパクトになるといった点で優れている [71]。一般的に Ti:sapphire レーザーの励起にはアルゴンイオ

\*5 波長  $\lambda$  や励起光の集光半径  $w_a$  を変更することは実験的に困難である。

\*6 例えば 15 GHz レーザーの場合、4 枚のミラーがほぼ触れ合うよう状況であり、これ以上共振器長を小さくすることは困難である。

表 2.3 Multi-GHz カーレンズモード同期レーザーの変調深度

Gain material	$f_{\text{rep}}$ (GHz)	$P_{\text{ave}}$ (mW)	$\tau_p$ (fs)	$T_{\text{OC}}$ (%)	ROC (mm)	$I_{\text{peak}}$ ( $\times 10^{10}$ W/cm <sup>2</sup> )	$n_2$ ( $\times 10^{-20}$ m <sup>2</sup> /W)	$\delta\Gamma/\Gamma_0$ (%)	ref.
Ti:sa	10	650	42	1	8	4.6*	3.2	4.1*	[17]
Yb:KYW	3	50	150**	0.4	30	0.83	8.7	0.9	
Yb:KYW	4.6	14.6	150	0.1	20	1.4	8.7	1.5	[23]
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	6	10	176	0.04	15	2.2	8.6	2.4	[24]
Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	15	60	152	0.04	5	2.9	13	6.9	[25]

ンレーザーや Nd:YVO<sub>4</sub> の第二高調波である 532 nm の光を用いることが多いが、これらの励起レーザーは大型で高価であり、長期安定性に優れているとはいえない\*7。また、光アンプによるハイパワー化にも、励起レーザーのパワーからくる上限があるため、そのような用途にも適しているとは言えない。

希土類イオンの中でも Yb<sup>3+</sup> が添加された媒質を用いたレーザーの開発は、InGaAs をベースにした 976 nm 付近の高効率の励起用 LD の発展もあり、近年盛んに行われている。小型の 14pin バタフライパッケージで、ファイバーブラックグレーティング (FBG) により波長安定化され、シングルモードファイバ (SMF) 出力のものでも、最高 1 W 程度のものまで市販されている。出力が SMF であるためビーム形状は理想的な TEM<sub>00</sub> モードに近く、励起光のビーム形状が重要なカーレンズモード同期にも適している。35 fs の Yb:YCOB レーザー [72] や光効率が 50% のレーザー [73] も実現されている。また、数百 W を超える平均パワーを持つフェムト秒レーザーは Yb 添加媒質を使用したチャープパルス増幅器 (CPA) やスラブ増幅器を用いないと得ることが難しく [74, 75]、Ti:sapphire レーザーでは困難な応用の例である。

### 2.4.1 Yb 系レーザー媒質の性質

Yb 系固体レーザーに使用される媒質としてよく用いられているものとして KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> (それぞれ KYW, KGW と呼ぶ) などがある。また、最近では希土類酸化物のセラミックを使用したレーザーも研究が進んでいる。ここでは、初めに Yb 添加結晶について説明した後、Yb 添加希土類酸化物セラミックについて述べる。

#### Yb 添加結晶

Yb イオンのエネルギー準位を図 2.14 に示す。基底準位である  $^2F_{7/2}$  と励起準位である  $^2F_{5/2}$  の 2 準位構造をとっており、それぞれの準位はシュタルク効果により分裂している。レーザー発振に使用する際には準 3 準位構造として考える。また、上準位寿命は代表的な媒質である Yb:KYW 結晶の場合で 600  $\mu$ s である [76]。吸収断面積と誘導放出断面積のピークは媒質によって異なるが、

\*7 青色半導体レーザーの高出力化に伴い、半導体レーザー励起のモード同期 Ti:sapphire レーザーも開発されており、非常に魅力的である。

本研究で使用した Yb:KYW と Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックでは図 2.15 のようなピークを持つ。吸収断面積のピークは Yb:KYW の場合 981 nm、Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックの場合 976 nm となっている。このピークは 1 nm 以下の比較的細い線幅を持つので、励起レーザーの波長が不安定だとレーザーの出力も不安定となる。したがってある程度波長の安定化されたレーザーを用いることが重要である。

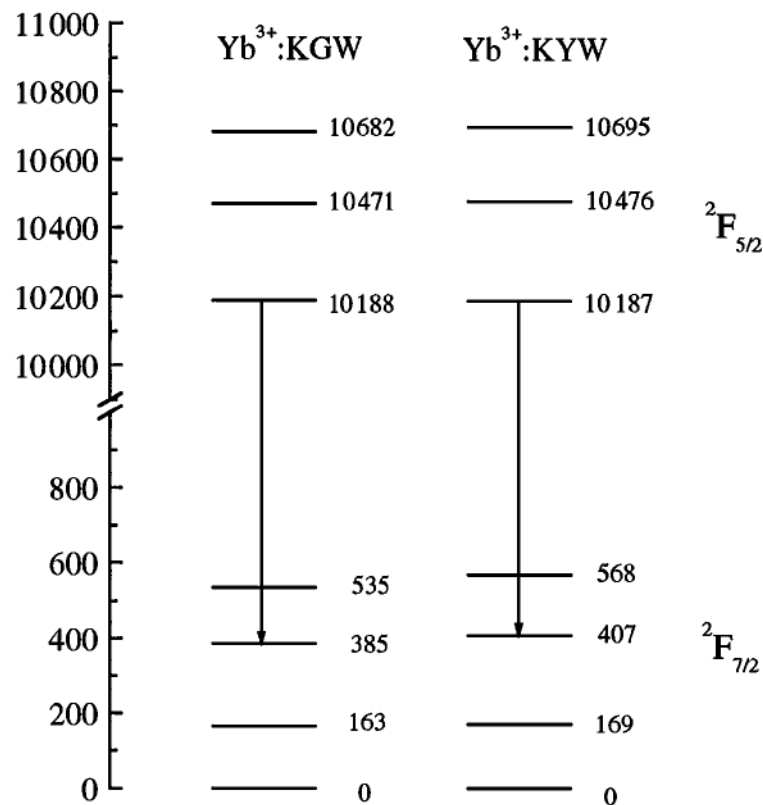


図 2.14 Yb:KYW、Yb:KGW のエネルギー準位 (Kuleshov らの論文より [76])

### Yb 添加セラミック

希土類酸化物 (R<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, R = Y, Sc, Lu) の結晶に Yb イオンを添加した媒質は、熱伝導率がその他の結晶に比べて高いため、ハイパワーのフェムト秒レーザー媒質として有力視されている。例えば Yb イオンの添加率がどちらも 2.7 % の Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 結晶と Yb:YAG 結晶では、熱伝導率の値が前者で 11 W/mK、後者で 6.8 W/mK となっている。Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の結晶を用いた thin-disk レーザーでは 24 W, 532 fs といったレーザーなども開発されており [77]、平均パワーが 1 W で 71 fs のレーザーなどもある [78]。しかし、希土類酸化物の融点は 2400 °C と極めて高いため、大型で高品質な結晶を形成することは困難である。そこで結晶成長ではなく、希土類酸化物の高品質な透明セラミックを作成する技術が発展してきた [79]。それに伴い、セラミックを媒質としたハイパワーの超短パルスレーザーの開発も進み、160 W のフェムト秒レーザーも開発されている [80]。

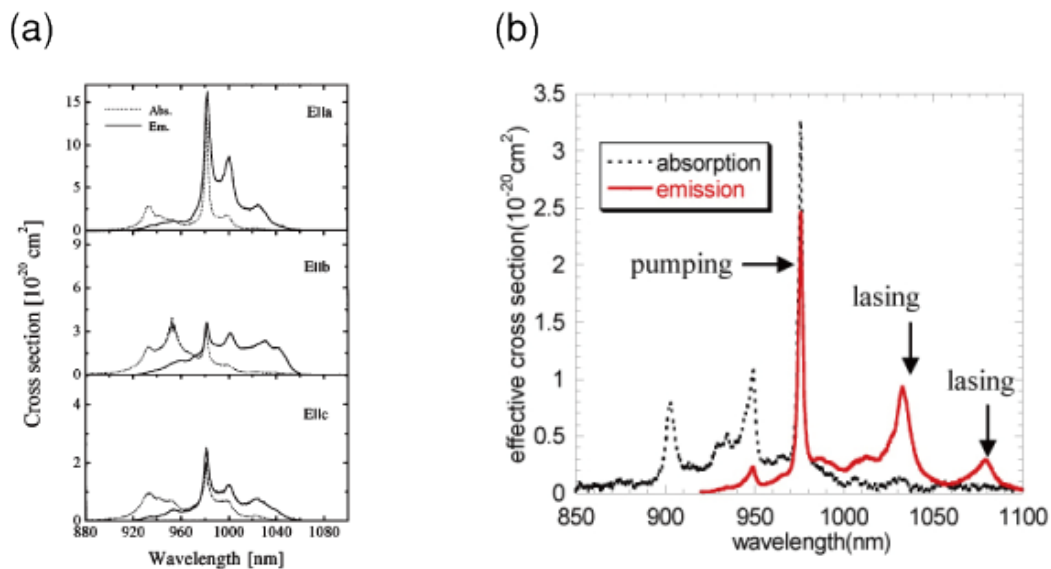


図 2.15 (a)Yb : KYW と (b)Yb : Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックの吸収断面積と誘導放出断面積（それぞれ Kuleshov らの論文、Tokurakawa らの論文より）

セラミックの利点は、熱伝導率が高くハイパワー用途に向いているだけではない。セラミックは結晶に比べて電子・フォノン相互作用が強いため、誘導放出断面積が広がる。また、非線形屈折率  $n_2$  の値も大きく、自己位相変調によるスペクトルの拡大や、カーレンズ効果による超短パルス化が見込まれる [81]。例えば Yb : Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックと Yb : YAG 結晶の非線形屈折率  $n_2$  は、それぞれ  $(3.96 \pm 1.77) \times 10^{-13}$  esu,  $(2.51 \pm 0.71) \times 10^{-13}$  esu となっている [82]。フェムト秒モード同期レーザーでは、65 fs の Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー、92 fs の Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーなどが開発されている [83, 84]。

## 2.4.2 レーザー発振波長

図 2.15 を見ると、Yb を添加した媒質によって誘導放出断面積の波長依存性は異なる。一般に Yb 系レーザーの発振中心波長は 1030 ~ 1050 nm が有名であるが、例えば Yb : Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックなどのセラミックでは、Yb : KYW などの結晶にはみられない 1080 nm 近傍の長波長側にもピークが観測される。このピークはセラミックの構造上生じるものであると考えられる [85]。Yb 系媒質は大きな再吸収を持つため、レーザーのゲインプロファイルは、アウトプットカプラの反射率・レーザー共振器と励起光とのモードマッチ・媒質の温度・共振器内部パワーなどの影響を受け、大きく変化する。例えば、セラミックレーザーに関する文献の多くでは発振波長が 1040 nm 付近であるが、本研究で開発したレーザーを始めアウトプットカプラの反射率の高いレーザーでは 1080 nm 近傍で発振することが確認できる [86]。図 2.16 に、Kong らの行ったアウトプットカプラの反射率とそれぞれの波長の発振しきい値に関するシミュレーションの結果を載せる [86]。このプロットから分かる通り、反射率の低い場合では長波長側の発振しきい値が短波長側のそれよりも

高くなっているが、反射率を高くするにつれ、発振しきい値の逆転が見られる。

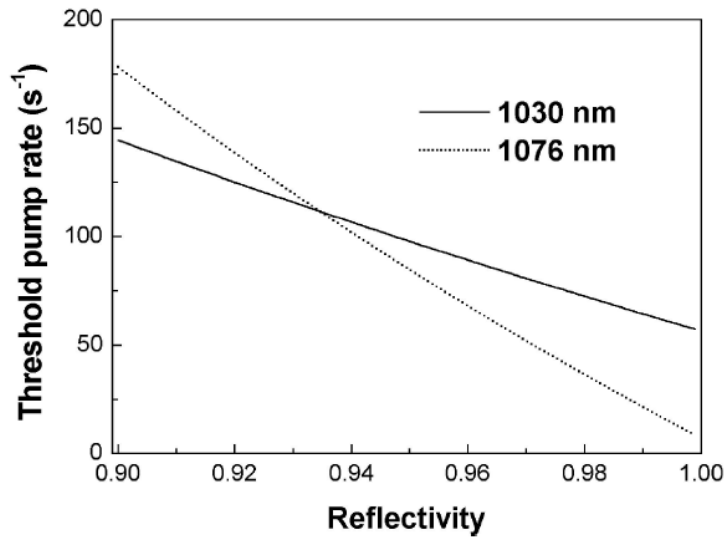


図 2.16 アウトプットカプラの反射率と発振しきい値 (Kong らの論文より [86])。

## 2.5 分光器

分光器を設計するにあたって、重要なパラメータは「感度」、「波長スパン」と「分解能」である。今回の実験では数 GHz の繰り返し周波数（縦モード間隔）をもつモード同期レーザーの縦モードを分解することが目的であるため、特に分解能について詳細に述べる。

### 2.5.1 グレーティング型分光器

グレーティングとは様々な波長の光が混ざった光を波長ごとに分ける分散素子である。単純な透過型グレーティングの場合、間隔  $g$  で複数のスリットからなる。入射角  $\alpha$  で入射した波長  $\lambda$  の光は出射角  $\beta$  で出射する。このとき、これらの値には以下の関係がある。

$$m\lambda = g(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.29)$$

ここで  $m$  は回折の次数である。ここでは  $m = 1$  に限定して話を進める。式 (2.29) より異なる波長の光は異なる角度で出射することがわかる。このときの角度分散を計算する。

グレーティングで得られる角度分散  $d\lambda/d\beta$  は式 (2.29) の両辺を  $\beta$  微分することで得られ

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = g \cos \beta \quad (2.30)$$



となる。したがって焦点距離  $F$  の光学系で集光すると、焦点面での分散  $d\lambda/dx$  は

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{1}{F} \quad (2.31)$$

$$= \frac{g}{F} \cos \beta \quad (2.32)$$

である。

光速を  $c$  とすると、波長と光周波数の間には

$$f_{\text{opt}} = \frac{c}{\lambda} \quad (2.33)$$

の関係がある。式 (2.33) の両辺を  $\lambda$  で微分することにより

$$\frac{df_{\text{opt}}}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} \quad (2.34)$$

を得る。これと式 (2.30) より

$$\frac{df_{\text{opt}}}{dx} = -\frac{c}{\lambda^2} \frac{g \cos \beta}{F} \quad (2.35)$$

を得る。

## 2.5.2 マルチパス分光器

一枚のグレーティングで付加される角度分散量には限界がある。そこで同じグレーティングを複数回通過させることで角度分散を稼ぎ、分解能を向上させる手法を取り入れた分光器をマルチパス分光器と呼ぶ\*<sup>8</sup> [87]。具体的には、グレーティングを  $N_g$  回通過させることで、角度分散量は  $N_g$  倍となる。以下ではこの角度分散量を  $N_g = 2$  のときについて算出する。なお、ここでの議論は文献 [87] を参考とした。

図 2.17 のような透過型グレーティングに、波長  $\lambda$  の光（緑線）が入射角  $\alpha$  で入射し、 $\beta$  で出射している状況を考える。このとき、入射光の角度は変化させずに波長を  $\Delta\lambda$  だけ変化させ  $\lambda + \Delta\lambda$  とする（赤線）\*<sup>9</sup>。

このとき

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = g(\sin \alpha + \sin(\beta + \Delta\beta)) \quad (2.36)$$

$$= g(\sin \alpha + \sin \beta \cos \Delta\beta + \cos \beta \sin \Delta\beta) \quad (2.37)$$

$$\sim g(\sin \alpha + \sin \beta) + g\Delta\beta \cos \beta \quad (2.38)$$

より、波長分散  $D_1 \equiv d\beta/d\lambda$  は

$$D_1 = \frac{m}{g \cos \beta} \quad (2.39)$$

\*<sup>8</sup> モノクロメーターの中には二枚のグレーティング用いているものが存在する。これは角度分散量を稼ぐためではなく、主に迷光を防ぐ目的で使用されている。

\*<sup>9</sup> 以下の議論は式 (2.30) を求めたときと本質的には変わらない。しかし、 $\Delta\lambda, \Delta\beta$  などを用いて記述したほうがわかりやすいため、このようにした。

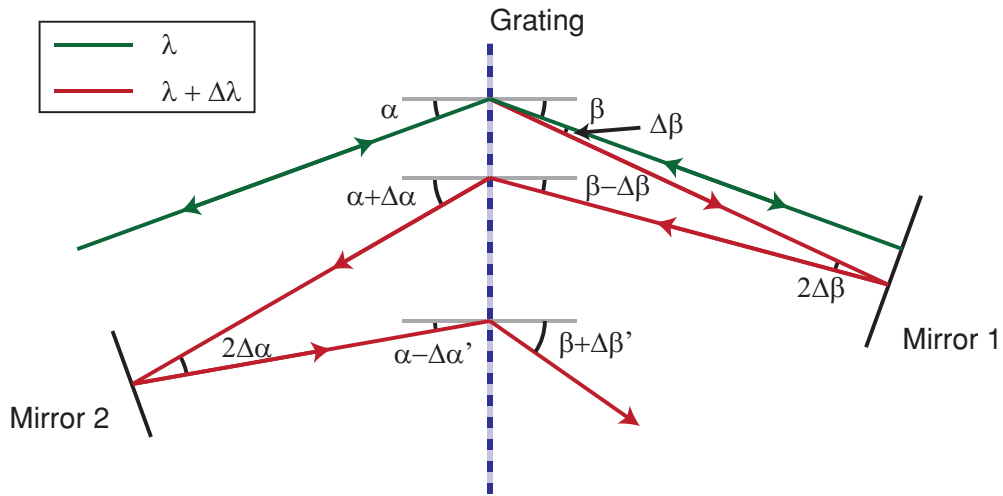


図 2.17 マルチパス分光器における角度分散量

である。この光を波長  $\lambda$  の出射光に対して垂直に置かれた平面ミラーで打ち返すと、図からもわかるように波長  $\lambda + \Delta\lambda$  の光は入射角  $\beta - \Delta\beta$  でグレーティングに入射する。この角度で入射してきた光の出射角を  $\alpha + \Delta\alpha$  とすると

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = g(\sin(\beta - \Delta\beta) + \sin(\alpha + \Delta\alpha)) \quad (2.40)$$

$$= g(\sin\alpha + \sin\beta) + g(\Delta\alpha \cos\alpha - \Delta\beta \cos\beta) \quad (2.41)$$

$$(2.42)$$

したがって式 (2.29) を用いると

$$m\Delta\lambda = g(\Delta\alpha \cos\alpha - \Delta\beta \cos\beta) \quad (2.43)$$

$$= g\Delta\alpha \cos\alpha - m\Delta\lambda \quad (2.44)$$

したがって、波長分散  $D_2 \equiv d\alpha/d\lambda$  は

$$D_2 = \frac{2m}{g \cos\alpha} = 2D_1 \quad (2.45)$$

となり、グレーティングを一回通したものよりも二回通したもののほうが二倍の角度分散がついていることがわかる。三回以降も上記と同じ考えで計算することで、 $N_g$  回グレーティングを通すことにより角度分散量は  $N_g$  倍になることがわかる。

したがって角度分散は

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = gN_g \cos\beta \quad (2.46)$$

となる。また、光周波数  $f_{\text{opt}}$  を用いて書きなおすと

$$\frac{df_{\text{opt}}}{d\beta} = -\frac{f^2}{c} gN_g \cos\theta \quad (2.47)$$

と書ける。

### 2.5.3 分光器の分解能

グレーティング型分光器の分解能を制限するのは、主に以下の四点である。なお、今回は「モード同期レーザーの縦モード間隔  $f_{\text{rep}}$  を分離する」ことが目的であるため、分解能を主に周波数で考える。

1. 回折の理論による限界  $\Delta f_{\text{grating}}$
2. 入射スリット・出射スリットサイズまたは CCD ピクセルサイズによる限界  $\Delta f_{\text{slit}}$
3. 光学系の収差などによる限界  $\Delta f_{\text{abberation}}$
4. グレーティングの歪みによる限界  $\Delta f_{\text{strain}}$

実際の分解能はこれらを全て考慮した際の分光器の装置関数の半値全幅 (FWHM) で定義される。ここで、分光器の装置関数とは

無限に細い線幅を持つ光を入射したときの CCD 上でのプロファイル

とする。すなわち、無限に細い線幅を持つ光であっても現実の分光器ではある線幅をもって観測されるが、「どの程度広がって見えるか」を表すのが装置関数である。一般に、装置全体の装置関数を求めるには、各部分の装置関数を畳み込むことによって得られる<sup>\*10</sup>が、今回は簡単のため分解能を求める際、これらのうちで一番大きいものを分光器の分解能とした。すなわち、分光器の分解能  $\Delta f_{\text{total}}$  は

$$\Delta f_{\text{total}} = \max(\Delta f_{\text{grating}}, \Delta f_{\text{slit}}, \Delta f_{\text{abberation}}, \Delta f_{\text{strain}}) \quad (2.48)$$

と書ける。

#### 回折の理論による限界

グレーティング型分光器によって得られる波長 (周波数) 分解能  $R = \lambda/\Delta\lambda (= f/\Delta f)$  の限界は以下の式で与えられる。

$$R = mN. \quad (2.49)$$

ここで  $N$  : 平行光束に含まれるグレーティングの溝の数、 $m$  は回折次数である。以下、この式が分解能を与えることを示す。溝間隔  $g$  の透過型回折格子に波長  $\lambda_i$  (角周波数  $\omega_i$ 、波数  $k_i$ ) の平行光が入射角  $\alpha$  で入射し出射角  $\beta$  で出射した後、十分離れたスクリーンに投影される状況を考える。このとき  $n$  番目の溝を投下した光のスクリーン上での電場  $E_{n,i}$  は

$$E_{n,i} = E_{n,i}^0 \exp(j\omega_i t - jk_i r - j\phi_{n,i}) \quad (2.50)$$

<sup>\*10</sup> 今回の場合、「回折の理論による限界」～「グレーティングの歪みによる限界」の各部分での装置関数を求め、それらを畳み込むことで分光器全体の装置関数を求めることができる。

と書ける。ここで  $E_{n,i}^0$  は相対的な電場振幅、 $\phi_{n,i}$  は1番目の光との位相差であり、光路差  $\Delta$  を用いて以下の式で表される。

$$\phi_{n,i} = \phi_{n,i}(g, \alpha, \beta) = k_i n \Delta(g, \alpha, \beta) \quad (2.51)$$

である。ここで光路差  $\Delta$  は

$$\Delta = g(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.52)$$

である。スクリーン上での電場  $E_i$  は  $n = 1 \dots N$  の重ね合わせであるため

$$E_i = \sum_{n=1}^N E_{n,i} = \exp(j\omega_i t - jk_i r) \sum_{n=1}^N E_{n,i}^0 \exp(-j\phi_{n,i}). \quad (2.53)$$

上式の右辺の  $\sum$  以降を  $E_i^0$  とすると、

$$E_i^0 = E_i^0(\Delta) \sum_{n=1}^N E_{n,i}^0 \exp(-j\phi_{n,i}) = \sum_{n=1}^N E_{n,i}^0 \exp(-jk_i n \Delta) \quad (2.54)$$

となる。ここで簡単のため  $E_{n,i}^0$  は一定値1を取ると仮定すると

$$E_i^0(\Delta) = \sum_{n=1}^N \exp(-jk_i n \Delta) \quad (2.55)$$

$$= \frac{1}{A} \frac{1 - A^N}{1 - A} \quad (2.56)$$

$$= \frac{1}{A} \frac{A^{N/2} (A^{N/2} - A^{-N/2})}{A^{1/2} (A^{1/2} - A^{-1/2})} \quad (2.57)$$

$$\propto \frac{\sin(Nk_i \Delta/2)}{\sin(k_i \Delta/2)} \quad (2.58)$$

である。したがってスクリーン上で観測される強度分布  $I_i$  は

$$I_i \propto |E_i^0|^2 = \left( \frac{\sin(Nk_i \Delta/2)}{\sin(k_i \Delta/2)} \right)^2 \quad (2.59)$$

となる。この式より、光が当たるグレーティングの溝の数が多いほど、シャープな回折像が得られることがわかる。

分解能の定義にはいくつかあるが、ここでは Rayleigh の解像限界の定義を用いる。Rayleigh は「2つの点像を近づけたとき一方の回折像の最初の極小と他方の主極大が一致するときまでを2点が分離する」と定義した。

異なる波数  $k_1, k_2$  をもつ光が作る干渉を考える。それぞれの光の主極大において

$$\frac{1}{2} k_{1,2} \Delta_{1,2} = m\pi \quad (2.60)$$

と書ける。ここで  $m$  は回折光の次数である。また、最初の極小においては

$$\frac{m}{2} d_{1,2} \Delta_{2,1} = Nm\pi \pm \pi \quad (2.61)$$

また、 $k_1 = k, k_2 = k + \Delta k$  と書き換えると、Rayleigh の解像限界は

$$Nm \frac{k + \Delta k}{k} = Nm + 1 \quad (2.62)$$

$$\frac{k}{\Delta k} = Nm \quad (2.63)$$

波長、周波数分解能も同様にして求めることができ

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = Nm \quad (2.64)$$

$$\frac{f}{\Delta f} = Nm \quad (2.65)$$

となる。

これより周波数分解能  $\Delta f_{\text{grating}}$  は、光周波数を  $f_{\text{opt}}$  として

$$\Delta f_{\text{grating}} = \frac{f_{\text{opt}}}{Nm} \quad (2.66)$$

である。たとえば、波長 1000 nm 近傍（光周波数  $f_{\text{opt}} \sim 300$  THz）の光に対して、周波数分解能 1 GHz を得るためには、 $Nm = 3 \times 10^{14} / 10^9 = 300000$  程度必要となる。グレーティングの溝間隔が 1  $\mu\text{m}$  のとき、30 cm 以上のグレーティングおよびビームサイズが必要となることがわかる。大型のグレーティングの製作にはコストや精度の面で困難が生じるため、一般に入手できる（購入できる）分光器の周波数分解能は 4 GHz 程度に制限されている。

また、マルチパスの効果を考慮すると

$$\Delta f_{\text{grating}} = \frac{f_{\text{opt}}}{N_g Nm} \quad (2.67)$$

となる。

### 入射スリット・出射スリットサイズまたは CCD ピクセルサイズによる限界

分光器では入射スリットの像を出射スリットもしくは CCD 上に結像しているため、コリメータ・結像光学系の焦点距離がどちらも  $f$  に等しいとき、入射スリットサイズ以下に結像することはできない。また、出射スリットサイズもしくは CCD ピクセルサイズが必要以上に大きいと、広い領域の光を取り込んでしまうため分解能は向上しない\*11。

入射スリットと出射スリット（CCD のピクセルサイズ）のうち、大きい方を  $\Delta x_{\text{slit}}$  とすると、

\*11 ただし、天体など微弱光を分光する際は高い S/N を得るために大きな出射スリット・ピクセルサイズの大きな CCD を用いる。

スリットサイズによる分解能  $\Delta f_{\text{slit}}$  は

$$\Delta f_{\text{slit}} = \left| \frac{df}{dx} \right| \times \Delta f_{\text{slit}} \quad (2.68)$$

$$= \frac{c}{\lambda^2} \frac{g \cos \beta}{FN_g} \quad (2.69)$$

$$= \frac{f_{\text{opt}}^2}{c} \frac{g \cos \beta}{FN_g} \quad (2.70)$$

と書ける。

### 光学系の収差による限界

これまでに、分光器の分解能を向上させるための方法として大型のグレーティングを用いるのが良い、と述べた。しかし、大きなグレーティングを無駄なく使用するためには大きなビームサイズが必要となる。一般にスリットから出射した光をコリメートしたのち集光する場合、コリメートサイズが大きければ大きいほど、またスリットサイズが小さければ小さいほど収差に敏感になる。例えば、波長が 1060 nm の点光源を焦点距離  $F = 500 \text{ mm}$  の球面レンズでコリメートし、1000 mm 離れた位置に焦点距離が等しい球面レンズを置いて集光する。この時の焦点面でのスポットを図 2.18 に示す。

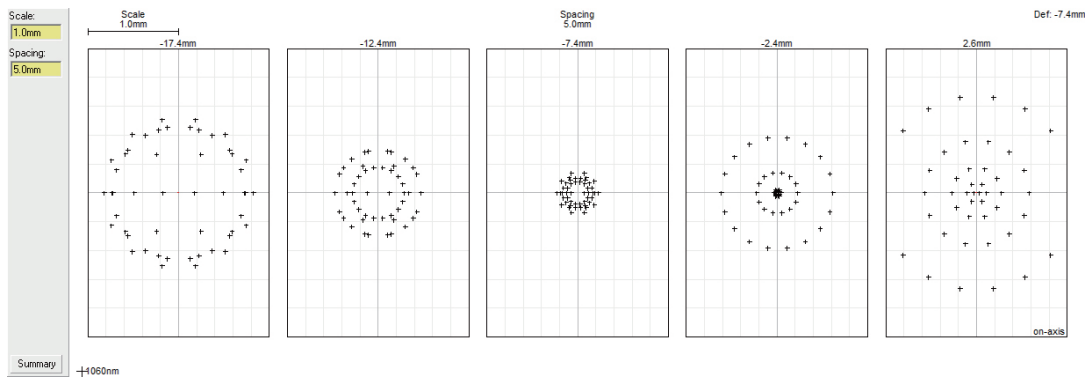


図 2.18 球面レンズの収差の例。

このように極めて単純な光学系であっても、後述の収差を受け回折限界 (Airy Disk) よりもはるかに大きいスポットにしか集光することができない。したがって、いくら大型のグレーティングを用いても収差により望まれるような高い分解能を得ることはできない。ここではこうした収差について、また収差を解消する手法について述べる。

レンズやミラーによるコリメート・集光時に考慮しなければならない収差は主に以下の収差である。

1. 色収差 (レンズのみ)
2. 球面収差・非点収差・コマ収差・像面湾曲収差・歪曲収差 (ザイデルの 5 収差)

まずレンズ特有の色収差である。レンズに使用される光学ガラス (BK-7 等) は波長分散を持っているため焦点距離が同じレンズであっても波長により焦点が異なる。分光器に関して言えば波長ごとに焦点距離が異なると、結像面においてある波長領域では分解能が高いが、それ以外の領域では分解能が低下する現象が生じる。色収差を抑えるためには、分散特性の異なる二枚のレンズで構成されたアクロマートレンズや、三枚以上のレンズや異常分散をもつ媒質でレンズを設計したアポクロマートレンズなどが使用される。なお、ミラーを用いた場合には、色収差の影響は全くない。

次にザイデルの 5 収差である。これは主に球面で構成されたレンズ、ミラーで生じる現象である。詳しくは述べないが、この収差を抑えるためには、放物面鏡といった非球面で構成された光学系やアクロマートレンズやアポクロマートレンズが有効となる<sup>\*12</sup>。

これらの収差による出射スリット上もしくは CCD 上でのスポット直径を  $D_{\text{out}}$  とすると、収差による分解能  $\Delta f_{\text{abberation}}$  は

$$\Delta f_{\text{abberation}} = \left| \frac{df}{dx} \right| \times D_{\text{out}} \quad (2.71)$$

$$= \frac{f_{\text{opt}}^2}{c} \frac{g \cos \beta}{FN_g} \times D_{\text{out}} \quad (2.72)$$

と書ける。

### グレーティングの歪み等による限界

グレーティングの歪み等、光がグレーティングを通過する際に考慮しなければならない収差による限界について述べる。これは正確には上記の「光学系の収差による限界」の一部であるが、ここでは分けて説明する。

グレーティングの歪みについて考察する。図 2.19 のように大きさ  $L$  のグレーティングが両端で  $\Delta x_{\text{grating}}$  だけ歪んでいるとする。このときグレーティングの中心部と両端部で入射角が  $\Delta \theta_{\text{grating}} = 2L / \Delta x_{\text{grating}}$  だけ傾いていると考えられる。したがってグレーティングの歪みはグレーティングの角度変化として考えることができるため、以降ではグレーティングの角度変化を考察する。

図 2.19 のように入射角  $\alpha$  で入射し、 $\beta$  で出射する波長  $\lambda$  の光を考える。入射の方向を基準としたグレーティングの角度を  $\theta_{\text{grating}}$ 、出射角を  $\theta_{\text{out}}$  とすると

$$\theta_{\text{out}} = 180^\circ - (90^\circ - \beta) - \theta_{\text{grating}} \quad (2.73)$$

$$= 90^\circ + \beta - \theta_{\text{grating}} \quad (2.74)$$

となる。簡単のため一回折光のみを考えた場合、グレーティングの式 (2.29) より

$$\beta = \text{Arcsin} \frac{\lambda - g \sin \alpha}{g} \quad (2.75)$$

<sup>\*12</sup> アクロマートレンズやアポクロマートレンズは色収差を抑えるためだけでなく、ザイデルの 5 収差も抑えることができる。

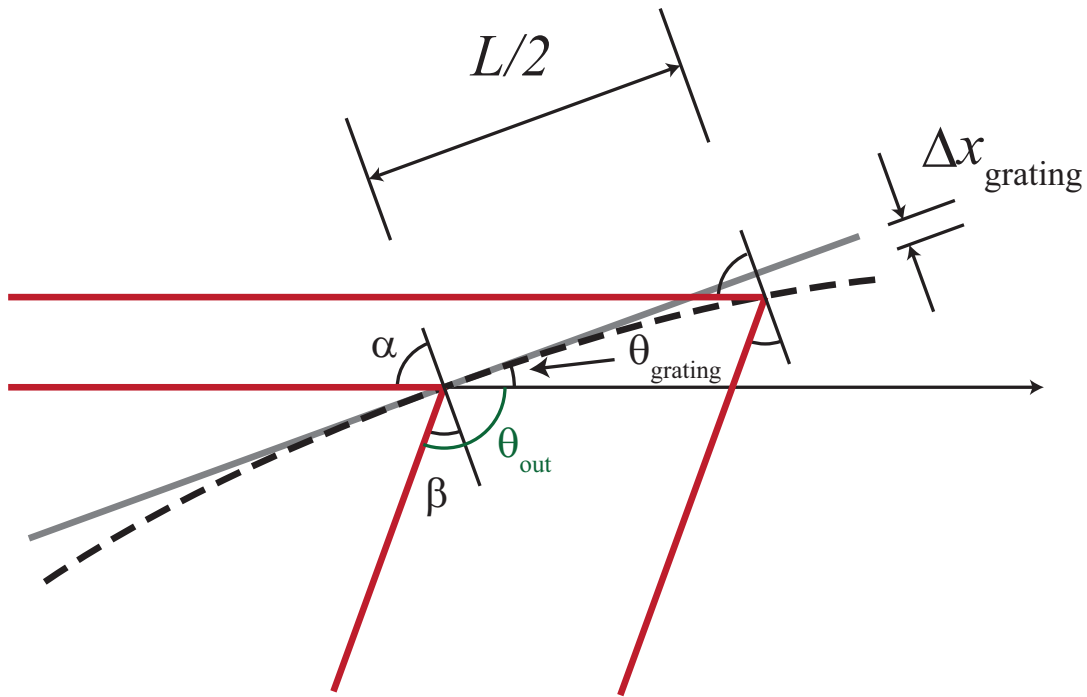


図 2.19 グレーティングの歪みによる入射角の変化

であるので、最終的に入射方向を基準とした出射角  $\theta_{\text{out}}$  は、グレーティングの角度  $\theta_{\text{grating}}$  の関数となり

$$\theta_{\text{out}} = 90^\circ - \theta_{\text{grating}} + \text{Arcsin} \frac{\lambda - g \sin \alpha}{g} \quad (2.76)$$

となる。両辺を  $\theta_{\text{grating}}$  で微分することで、グレーティングの角度変化による出射角の変化は

$$\frac{d\theta_{\text{out}}}{d\theta_{\text{grating}}} = -1 + \frac{\sin \theta_{\text{grating}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda - g \cos \theta_{\text{grating}}}{g}\right)^2}} \quad (2.77)$$

を得る。Littrow 配置の時、すなわち中心波長  $\lambda$  で  $\alpha = \beta$  となるようにグレーティングを配置した時

$$\theta_{\text{grating}} = 90^\circ - \text{Arcsin} \frac{\lambda}{2g} \quad (2.78)$$

より

$$\left. \frac{d\theta_{\text{out}}}{d\theta_{\text{grating}}} \right|_{\theta_{\text{grating}}} = 90^\circ - \text{Arcsin} \frac{\lambda}{2g} \quad (2.79)$$

$$= -1 + \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2g}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda - \lambda/2}{g}\right)^2}} \quad (2.80)$$

$$= 0 \quad (2.81)$$



である\*13。したがって Littrow 配置にグレーティングを配置すればグレーティングの歪みを無視することができる。溝間隔  $g = 1/1740$  mm のグレーティングに波長 1080 nm を入射する場合、Littrow 配置となる角度は約  $70^\circ$  である。グレーティングの幅が 180 mm で両端が  $10 \mu\text{m}$  歪んでいるとき、この歪みが分解能に与える影響は

$$\Delta f_{\text{strain}} = 8.5 \text{ MHz} \quad (2.82)$$

であり、問題にならないことがわかる。なお、ここではレンズの焦点距離を  $F = 250$  mm とした。

### まとめ

以上の議論をまとめると、各部分での分解能は表 2.4 の通りとなる。

表 2.4 分光器の分解能

部分	分解能 ( $\Delta f_{\text{resolution}}$ )
回折	$\Delta f_{\text{grating}} = \frac{f_{\text{opt}}}{NN_g}$
スリット	$\Delta f_{\text{slit}} = \frac{f_{\text{opt}}^2}{c} \frac{g \cos \alpha}{FN_g} \Delta x_{\text{slit}}$
光学系の収差	$\Delta f_{\text{abberation}} = \frac{f_{\text{opt}}^2}{c} \frac{g \cos \beta}{FN_g} D_{\text{out}}$
グレーティングの歪み	$\Delta f_{\text{strain}} = 0$

### 2.5.4 実際のグレーティング型分光器

高分解能のグレーティング型分光器（スペクトログラフ）は主に大型の望遠鏡などで使用されており、ドップラーシフトによる天体の速度変化を観測するためなどに使用されている。グレーティングを用いたモノクロメーターやフーリエ分光器などの分光器では、スペクトログラフに比べて非常に高い波長分解能を得ることが可能であるが、本研究の目的には使えないため、ここでは扱わない。表 2.5 に天体の分光用分光器の一部を挙げる。ここに挙げた分光器はどれも echelle 型と呼ばれる分光器であり、溝本数の低いグレーティングで高い次数の回折光を用いることで、広いスペンを高い分解能で分光することができる。HARPS ではこの分光器を用いて天体のドップラーシフト量を測定し、Thorium-Argon ランプを校正に使用した場合、天体の視線速度を 60 cm/s の精度で測定することが可能である\*14。こうした分光器は非常に高感度で高精度である一方、非常にサイズが大きく据え置きとしてしか用いることはできない。たとえばすばる望遠鏡に設置されている分光器である HDS の場合、サイズが  $6 \times 6 \times 3$  m で重さが 6 t もある。

また、我々が実験室で使用できるような（購入可能な）グレーティング型分光器で最も波長分解能が高いものの分解能は 4 GHz となっている。

\*13 すなわち、2.77 は  $\alpha = \beta$  で極値を取る。

\*14 先に述べたが、Thorium-Argon ランプの代わりに周波数コムを校正に使用すると精度は飛躍的に向上する。

表 2.5 天体分光用分光器の一例

名称	HDS	HARPS	HIRES
波長 $\lambda$	300 ~ 2000 nm	380 ~ 690 nm	300 ~ 1100 nm
分解能 $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$	100000	115000	67000
分解能 $\Delta f$ $\lambda = 1000 \text{ nm}$	3 GHz	2.6 GHz	4.5 GHz
detector	CCD 4096 × 4100, 13.5 $\mu\text{m}$	CCD×2 2048 × 4102, 15 $\mu\text{m}$	CCD 2048 × 2048, 24 $\mu\text{m}$

したがって、一般的にグレーティングで分解可能なのは光周波数にして 4 GHz 程度の周波数差であるといえる。周波数コムを繰り返す周波数がこうした値を超えると、グレーティングで縦モードを分解できるため、非常に細い線幅を持つコム一本を利用した応用が可能となる。

## 第 3 章

# 4 GHz 光周波数コムと高分解能分光器 ～天文用分光器の波長校正光源にむ けて

この章では天文用の分光器の波長校正光源などとしての応用が期待される、4 GHz 光周波数コムと高分解能分光器を組み合わせたシステムについて説明する。はじめに、天文用分光器の波長校正の重要性について述べ、光周波数コムおよび分光器の開発について述べる。

### 3.1 天文用の分光器の波長校正の重要性

multi-GHz 光周波数コムの応用例の一つとして、縦モードを光周波数の目盛りとして用いる天文用分光器の波長校正がある [38–42]。特に精密な波長校正を必要とする系外惑星探査や宇宙の膨張の様子を測定する分野では、恒星からの光のドップラーシフトを広帯域に渡って m/s 以下の精度で測定する必要がある。とくに系外惑星探査で興味深いのは、恒星の habitable zone と呼ばれる領域にある、地球型惑星である。habitable zone とは液体の水が存在できる温度が実現できる軌道の範囲を表し、この領域に地球に似た惑星があれば、そこには生命の存在する確率が高い。表 3.1 に太陽系の場合の視線速度変化および光周波数シフトをまとめるが、見てわかるとおり地球型惑星を見つけるには 10 cm/s 以下という非常に高い精度で遷移の周波数を測定する必要がある。

このとき波長校正の精度を決めているのは波長校正光源である。従来の波長校正光源であるヨウ素セルや Ar-Th ランプでは、校正に用いる遷移が不等間隔であり、長期的な動作が不安定、また光周波数が環境によって変動する可能性を排除できないといった欠点がある。また、従来の測定対象は可視領域にスペクトル中心を持つ恒星であったため、可視領域に遷移のあるヨウ素セルや Ar-Th ランプが使用できたが、近年ではこれらの校正光源が使用できない波長 1  $\mu\text{m}$  以上の近赤外領域に注目が集まっている。波長 900 nm から 1800 nm の近赤外領域に発光スペクトルのピークがある M 型赤色矮星 (M-dwarf stars) は比較的小さく、habitable zone が中心の恒星に近い。したがってこの軌道上にある惑星の重力の影響を受けやすいため、視線速度変化が大きくなる、という利点

表 3.1 太陽系惑星の視線速度振幅

惑星	× 地球質量	公転周期 (day)	速度振幅 (m/s)	周波数振幅*1 (MHz)
木星	318	4333	12.5	12.5
土星	95	10760	2.8	2.8
海王星	17	60189	0.28	0.28
地球	1	365	0.09	0.09
51 Peg b*2	130	4	50.2	50.2

がある。また、もう一つの利点として、太陽系から 10 パーセクの間にある恒星のうち、60% 以上が M 型赤色矮星であるため、観測対象が多いという点もある [88]。近赤外領域で有効な波長校正光源は Th-U ランプなどの開発が進んでいるが [89]、まだ本格的な実用化はされておらず、またヨウ素セルや Th-Ar ランプと同じ欠点もある。

そこで、これら従来の校正光源の欠点を補うために、光周波数コムを波長校正光源として使用することが提案された。光周波数コムは、広帯域なスペクトルをカバーし、また周波数領域で等間隔な縦モードを持つ。さらに、その縦モードの光周波数は Rb、Cs 原子時計などの RF 標準にたいして位相同期することができるため、信頼性が高いのみならず長期的な周波数ドリフトもなく、世界各地の分光器の間で比較することも可能である。

実際には光周波数コムを星からのスペクトルとファイバーによって合波し、分光器上に重ね描く。すると図 3.2 のようにコムの縦モードを基準にスペクトルのシフトを観測することができる。また、等間隔で広帯域に渡るスペクトルは分光器のゆがみ（結像光学系の取差や CCD のゆがみなど）までも補正することができる。このとき、コムのモード間隔は分光器で十分に分解できるほど広い必要があるが、あまりに広すぎると、目盛りが荒すぎて校正の精度が落ちてしまう。したがって分光器の性能にもよるが一般的には分光器の分解能の三倍程度、すなわち 12 GHz から 20 GHz 程度のモード間隔をもつコムが必要であるとされている [43]。

可視領域ではファイバーレーザーベースの光周波数コムによって cm/s 程度の視線速度変化を測定することにも成功している [90]。また近赤外領域では Yb ファイバーコムによる光源も開発されている [88]。

### 3.1.1 波長校正の課題

前述のように波長校正光源としてのコムは天文の分野に大きな貢献をできる可能性があるが、(近赤外のみならず可視領域についても) 波長校正光源には技術的な問題点や改善すべき点が多く、予算の十分にあるごく一部の天文台でしか光周波数コムを元にした校正光源を導入することはできていない。特に、系外惑星探査を行う際は数ヶ月から数年にわたる観測が必要であるため、観測に割り当てられる時間の限られる大型の天文台では長期にわたるマシンタイムを確保することが難し

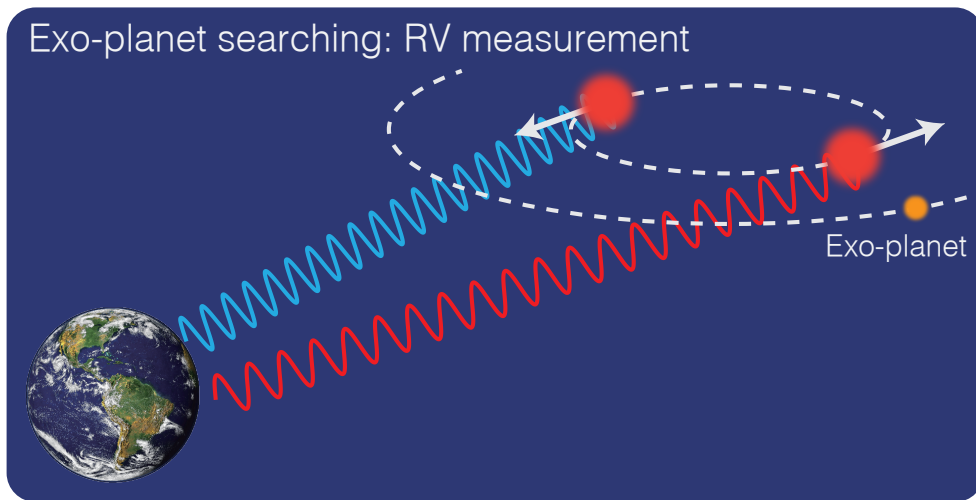


図 3.1 視線速度法の説明。恒星の周りを公転する惑星の重力の影響を受け、恒星自体もわずかにふらつく。このときのふらつきを恒星のスペクトルのドップラーシフトから見積もることができる。

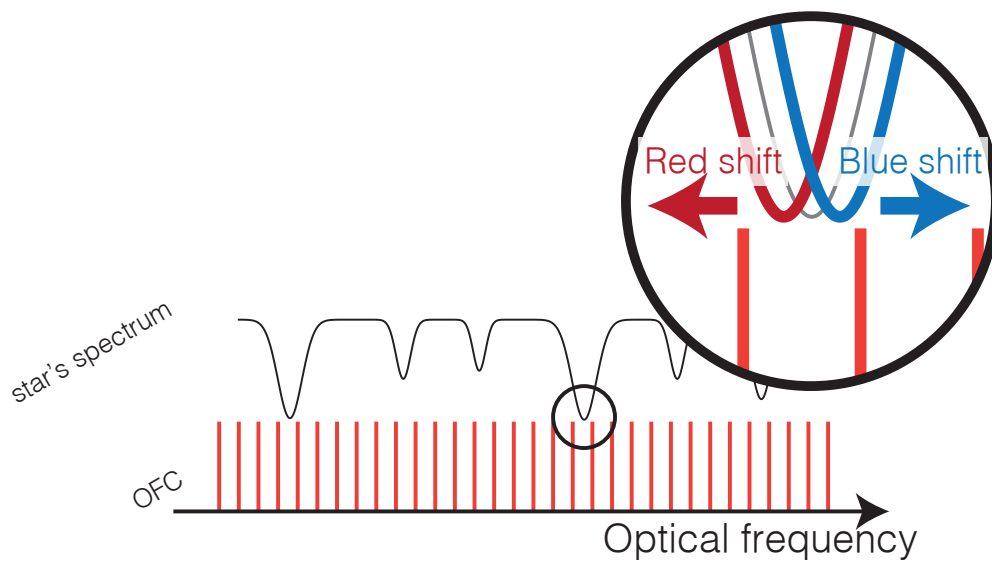


図 3.2 コムを用いた視線速度の測定。コムの縦モードを光り周波数の目盛りとして使い、恒星のスペクトルを精密に測定する。

い\*<sup>3</sup>。従って、系外惑星探査には、小中規模の複数の天文台が連携して行う方が適している。しかしながら、光周波数コムによる波長校正システムは、小中規模の天文台に導入する際にいくつかの困難がある。それは大きく分けて光周波数コム側の問題と、分光器側の問題に分けることができる。

\*<sup>3</sup> また、系外惑星探査の対象となる恒星は比較的明るい。本来、口径の大きな望遠鏡はより暗い天体を探査するために使われることが重視されてしまう、という点もある。

### 光周波数コム側の課題

光周波数コム側の問題としては、通常の光周波数コムに比べて 100 倍程度モード間隔の広いコムの実現方法にある。一般的に、10 GHz という繰り返し周波数を直接モード同期レーザーから作ることは非常に困難であり、十分なスペクトル幅を持つものだとこれまでに数例しか報告がない [25, 49]。したがって、主な手法は数百 MHz の光周波数コム出力にフィルター共振器を数段配置し、縦モードを間引くと言われている。このフィルター共振器群の制御が困難であるため、ターンキーかつメンテナンスフリーで使える波長校正光源としてのコムとするのは難しい\*4。また、間引きによって低下した出力パワーを補うためにファイバー増幅器が使用されるが、その際に間引ききれなかった縦モードも増幅してしまい、最終的に SNR の低下につながる。

### 分光器側の課題

また、分光器側の課題は、一般に望遠鏡とともに使用される分光器は、分解能よりも SNR を重視する。具体的には、入射スリットや入射ファイバー径を大きなものにするため、分解能は上がらない。大型の望遠鏡では暗い天体を観測するために最適化されているためであるが、系外惑星探査で観測する恒星は十分な明るさを持っている。小中規模の望遠鏡で高分解能の分光器を組み合わせることができれば、装置の小型軽量化にもつながる。

本研究ではこれらの課題を解決するために、コム側だけでなく、分光器側も改善することで波長校正光源システムの開発を行った。

### 3.1.2 課題解決に向けて

一般的な天文台では、分光器は備え付けのものを利用するため、その仕様（波長域、分解能など）を変更することは困難であるため、コム側を改良する必要がある。そのため、10 GHz を超えるようなモード間隔のコムを開発する必要がある。本研究では、分光器側の分解能を向上させることにより、一般的に必要なとされる 15 GHz 程度のモード間隔よりも狭い、4 GHz のコムでも使用に耐えうるシステムの構築を目指した。

## 3.2 4-GHz 光周波数コムの開発

この節では 4-GHz 光周波数コムについて説明する。開発した光周波数コム全体図は図の通りである。まず、元となるのは繰り返し周波数 4 GHz の Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーである。このレーザーの光周波数を問う研究室で保有している 250-MHz の Yb ファイバー光周波数コムに安定化することで 4 GHz のコムを実現する。4 GHz レーザーの出力の一部はファイバーケーブルにて分岐され高速のフォトディテクタで繰り返し周波数の検出を行い、サーボアンプを介してレーザーの繰り返し周波数をロックするために用いる。残りの光は音響光学素子 (AOM) を用いた光周波

\*4 天文台にレーザーの技術者が常時ついている、というのは現実的ではない。

数シフタによって光周波数をシフトさせ、ファイバーカップラによって 250-MHz の Yb ファイバーコムとのビート信号をとる。この際、AOM でのロスを補うために YDFA を一段いれ、光を増幅している。ビート信号をデジタル PLL の回路を用いてエラーシグナルを作り、AOM 駆動用の VCO にフィードバックすることで、4-GHz レーザーの光周波数を安定化させている。以下で各部分の詳細について述べる。

### 3.2.1 4-GHz, Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー

本レーザーについては、私の修士論文に詳細を載せている Yb:KYW レーザー、Yb : Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー、および発表済みの論文 [23,24] で報告したものと基本的な構成は同じであるが、レーザー媒質として Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックを用いているという点で異なる。今回 Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックをレーザー媒質として選んだ大きな理由は、Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックの持つ大きな非線形屈折率である。非線形屈折率の大きさは、カーレンズモード同期の起こりやすさに直接つながるため、繰り返し周波数が高いカーレンズモード同期レーザーにはうってつけの媒質である。

#### 共振器構成

開発したレーザーの共振器構成は図 3.4 である。レーザー共振器は一般的な 4 枚ミラーの ring 共振器である。二枚の球面ミラー (DM1, DM2) は曲率半径が  $R = 15 \text{ mm}$  で、残りは二枚の平面ミラー (HR, CM) である。DM1, DM2 は波長 980 nm の励起光に対しては高透過率 (HT)、1000 nm 帯のレーザー発振波長に対しては高反射率 (HR) コートが施されている。CM はレーザー発振波長の 1080 nm 付近において GVD が  $-550 \text{ fs}^2$  のチャープミラーであり、レーザー媒質やそのほかのミラーで生じる分散を補償している。また、CM の透過率は 0.04% であり、ここからの抜け光をレーザーのアウトプットとして使用する。HR は高反射率ミラーであり、共振器長を制御するための piezo 素子にエポキシで接着してある。レーザー媒質は神島化学工業製の厚さ 1 mm、3at.%<sup>\*5</sup> 添加の Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックである。このセラミックは銅製のマウントに Brewster 角で配置している。また、銅製マウントはパルチェ素子により 25 °C に温度が安定化されている。励起用レーザーダイオード (LD) として、ファイバーブラックグレーティング (FBG) により波長 976 nm に安定化されたシングルモードファイバー出力のレーザーダイオードを使用した。シングルモードファイバー出射のため、出射モードは理想的な TEM<sub>00</sub> にきわめて近い。このため、励起光源にきれいなビームプロファイルが必要とされるカーレンズモード同期に理想的な光源であるといえる。このレーザーの電流と出力パワーは図 3.3 の通りであり、電流が 1300 mA のときの最大出力は 900 mW である。しかし、電流値が 1200 mA 付近で出力パワーが線形からずれていることが確認できる。これは kink とよばれ、これが起こる以上の電流値で長期的な動作を行うと、最悪レーザーダイオードを破壊する可能性があるという値である。したがって、ここでは 1000 mA で電流を制限して使用した。シングルモードファイバーからの出力は単レンズ二枚 (焦点距離はそれぞれ 25, 40 mm) によってレーザー媒質に集光されている。また、励起光は半波長板 (HWP) に

\*5 "at.%" は原子百分率 (atomic percent) である。

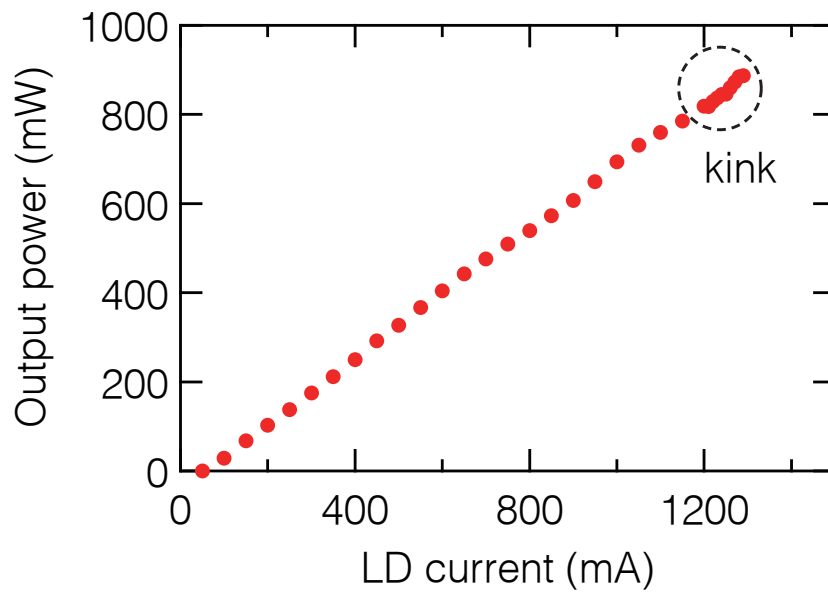


図 3.3 4 GHz Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーに用いたレーザーダイオードの出力。

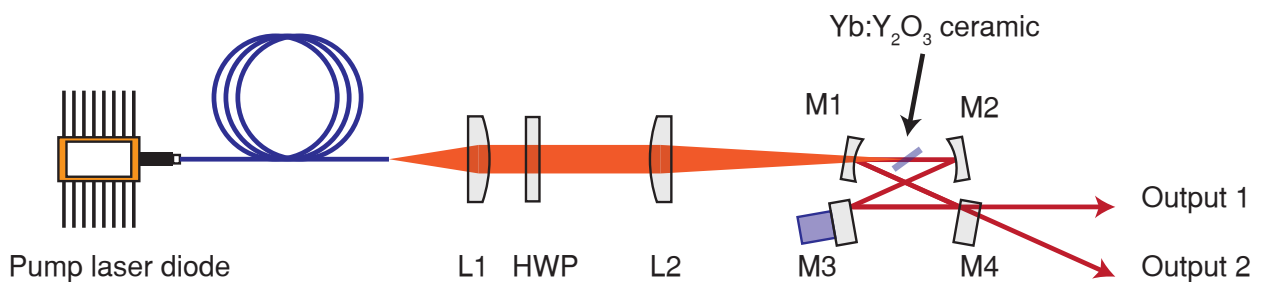


図 3.4 4 GHz Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー L1, 2: f= 25, 40 mm のアクロマートレンズ, HWP: 半波長板, M1, 2: 球面ダイクロイックミラー (曲率半径 15 mm、HT@1080 nm, HR@976 nm) , M3: HR ミラー, M4: チャープミラー (-550 fs<sup>2</sup>)

より励起光を P 偏光にしている。集光点での励起光のビームサイズは 20  $\mu\text{m}$  であるのに対し、共振器を周回する光のビームサイズは 32  $\mu\text{m}$  である。これは Soft-aperture カーレンズモード同期に適した条件である。

### アライメントの方法

共振器のアライメントは次のように行った。

1. 励起 LD のファイバーからの出射光を L1, L2、および二枚の HR ミラーにより結晶を置くべきところに集光する。後ほど球面ミラー (M1) を挿入すると焦点の位置はズれるのでおおまかなところで構わない。また、光学定盤に平行にビームを飛ばすために、アイリスを用いてアライメントした。



2. 銅製のマウントに固定された結晶、二枚の球面ミラー (M1, M2) を置く。このとき励起光の焦点の位置に結晶が来るようにし、二枚の球面ミラーの間隔を約 30 mm にする。球面ミラーに角度をつけて入射すると非点収差が生じるが、今回は Brewster 角に置かれたレーザー媒質によって、その影響を最小限にしている。詳細は appendix を参照されたい。
3. レーザー媒質が Brewster 角になるよう、分度器を用いて表面反射光の角度を調節する。
4. レーザー媒質での吸収が最も大きくなるよう (P 偏光になるように) に HWP を回転させる。このとき、レーザー媒質の表面反射が最も弱くなる
5. 結晶からの自然放射増幅光 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) が M1 により反射されるので、アイリスを用いて水平になるように高さを調節する。また M2 からは吸収されずに透過してくる励起光が反射されるので、こちらも同様にアイリスを用いて調節する。
6. 励起 LD の電流を 300 mA 程度に設定し、ASE と励起光とが重なるように残りの二枚の平面ミラーを置く。
7. ビームがきちんと水平にアライメントされていれば、上記までの手順で CW 発振が開始する。発振が起らない場合は水平度や ASE と励起光の重なりを再度調整する。
8. 平面ミラーのマウントについている微動ネジを回し CW 発振のしきい値をなるべく下げる。
9. しきい値が 78 mA 以下になったら\*6、励起光強度を 900 mW 程度まで高める。M2 についている微動ステージを動かし、出力を分光器などで観測しながらモード同期が開始する (スペクトルが広がる) 位置を探る。
10. モード同期が起りやすい場所ではスペクトルが不連続に変化したり、ビーム形状が特徴的な形となる [64]。また、出力をディテクターで受け RF スペクトラムアナライザで観測すると、基本波以外の高調波成分のピークが立つようになる。これらの現象を目安にする。

CW 発振の際、球面ミラー間の距離の制限は厳しくなく、目測でミラーを置いて CW 発振させることは容易であり、発振しきい値を下げることもそれほど難しくない。しかし、モード同期をかけようとした場合そのアライメントは困難である。今回のようにカーレンズモード同期では、CW 発振にアライメントを最適化するのではなく、パルス発振に対して最適化しなければならない。しかし、パルス発振の際にどのような共振器モードが最適か、という問題があるため、一般的には「球面ミラーを適当な位置に固定し、CW 発振のしきい値を下げ、球面ミラーを動かしながらモード同期する場所を見つける。かかる気配がない場合は球面ミラーを少しずらしたところで再度 CW 発振のしきい値を下げる」という作業を繰り返し行うことになる。私が何度か試みたところ、「球面ミラーの初期位置をどこにセットすればモード同期がかかりやすいか」という問いに対する答えとして、「共振器モードが安定から不安定になる境界の位置」にミラーの初期位置をセットすることで、モード同期が容易にかかるようになった。

Bow-tie 共振器を用いたレーザーの場合、CW 発振の際は 2 つの方向に出力が現れる。モード同期がかかると、理想的にはどちらか一方からのみモード同期したパルス列が出力される。このとき、どちらの向きでモード同期がかかるかはランダムであり、必要に応じてモード同期をかけ直す

---

\*6 このしきい値はレーザー媒質によって異なる。

必要がある\*7。しかし、アライメントが理想からずれている場合に両方向にモード同期する場合がある。この時、パルスのエネルギーは理想的な場合、すなわち片方向にモード同期している場合と比べて半分になっているため、カーレンズ効果が弱くモード同期が不安定になりやすい。CW成分が多い時も完全に片方の出射が消えないことがある。パルスのエネルギーがCWに奪われているため、この場合も安定したモード同期とはいえない。モード同期に最適なアライメントを見つけ出すことは難しいが、ひとつの目安として、「片方の出射が完全に消えるか」ということを確認するのが良い。

また、必要以上に励起パワーが強いとCW成分が現れてしまうため、モード同期をかけた後はモード同期が落ちる限界まで励起パワーを下げるのが望ましい。このようにすることでモード同期は安定し、共振器を外乱から防ぐための箱などで覆うことで、長時間のモード同期を実現できる\*8。さらなる安定化のためにはレーザー共振器自体を温度調節するといったことも必要である。

### レーザーの性能

開発したレーザーの性能を表3.2にまとめる。図3.5には光スペクトラムアナライザによって取得したレーザーの光スペクトルを載せる。中心波長1076 nmでスペクトル幅は約8 nmである。1110 nm付近のピークはレーザー媒質内のラマンシフトであると考えられる。スペクトルの形状、特にスペクトル幅はレーザー共振器のアライメントによってある程度変化する。

表3.2 4-GHz レーザーの性能

pump source	PMF-coupled, 900-mW LD (976 nm)
gain material	2-mm, 3at.% Yb : Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ceramic
wavelength (nm)	1076 (FWHM: 8 nm)
repetition rate (GHz)	≤ 6.8
output power (mW)	30
pulse duration (fs)	176

### 3.2.2 光周波数の安定化

光周波数の安定化として、ここでは当研究室で保有している250 MHzのYbファイバー光周波数コムを用いた。はじめに制御方法について触れた後、実際のセットアップ、結果について述べる。

\*7 実際には共振器ミラーを軽く叩いたり、定盤に刺激を与えることでモード同期の方向が変わる。

\*8 今回のレーザーの場合、数日はモード同期は継続する。

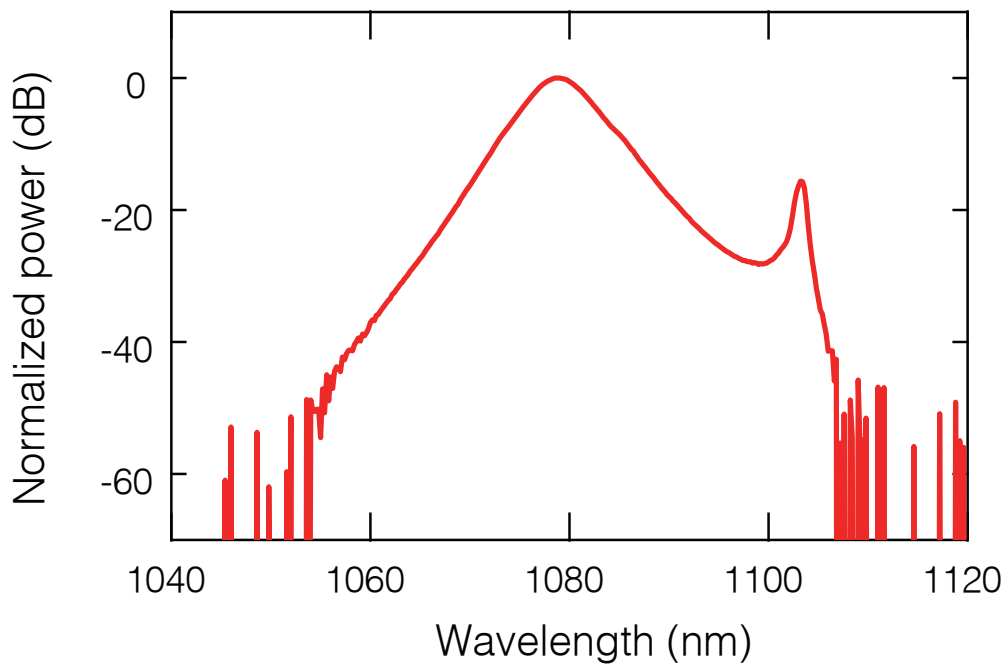


図 3.5 4 GHz Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーの光スペクトル。

### 制御方法について

一般にコムの光周波数を安定化するためには、 $f$ - $2f$  干渉計によりオフセット周波数を検出し、制御する必要がある\*<sup>9</sup>。しかし  $f$ - $2f$  干渉計ではオクターブ以上の広帯域スペクトルが必要となり、レーザーの出力をフォトニッククリスタルファイバー PCF などで広帯域化することが必須となる。この広帯域化にはおおよそ nJ 以上のパルスエネルギーが必要であるが、これを GHz のレーザーで達成するためには数 W 以上の平均パワーとなる。1000 nm 帯の場合、YDFA によって増幅することはたやすいが、PCF へ入射する際に、PCF の端面にダメージが入る恐れがあり、長期的な動作に不安が残る。したがって、本論文では 250 MHz の Yb ファイバーコムを光周波数標準として使用し、4 GHz の光周波数コムを作成した。

繰り返し周波数が  $f_{\text{rep1}}$ ,  $f_{\text{rep2}}$  の二つのレーザーを 50:50 カプラで合波すると、ヘテロダインビートが生じるが、 $N$  を整数として  $f_{\text{rep1}} = N f_{\text{rep2}}$  のように両者の繰り返し周波数を設定した時、ビート信号は両者のオフセット周波数の差となる (図 3.6 参照)。したがって、250 MHz のコムと 4 GHz のコムとの繰り返し周波数を正確に  $N = 16$  と設定してビートをとることで、絶対周波数既知の Yb ファイバーコムとのオフセット周波数の差が検出でき、それを 4 GHz レーザーにフィードバックすることで、 $f$ - $2f$  干渉計を用いずとも絶対周波数のわかった 4 GHz 光周波数コムが得られる。

次にオフセット周波数の制御方法である。一般には励起レーザーの強度にフィードバックをかけ

\*<sup>9</sup> 繰り返し周波数の制御は共振器長を制御すればよく、 piezo素子などを用いれば良い。もちろん、光時計に使うような超高安定の制御が必要な場合は、特別なマウントを piezo素子のフィードバック帯域を向上させる必要がある。

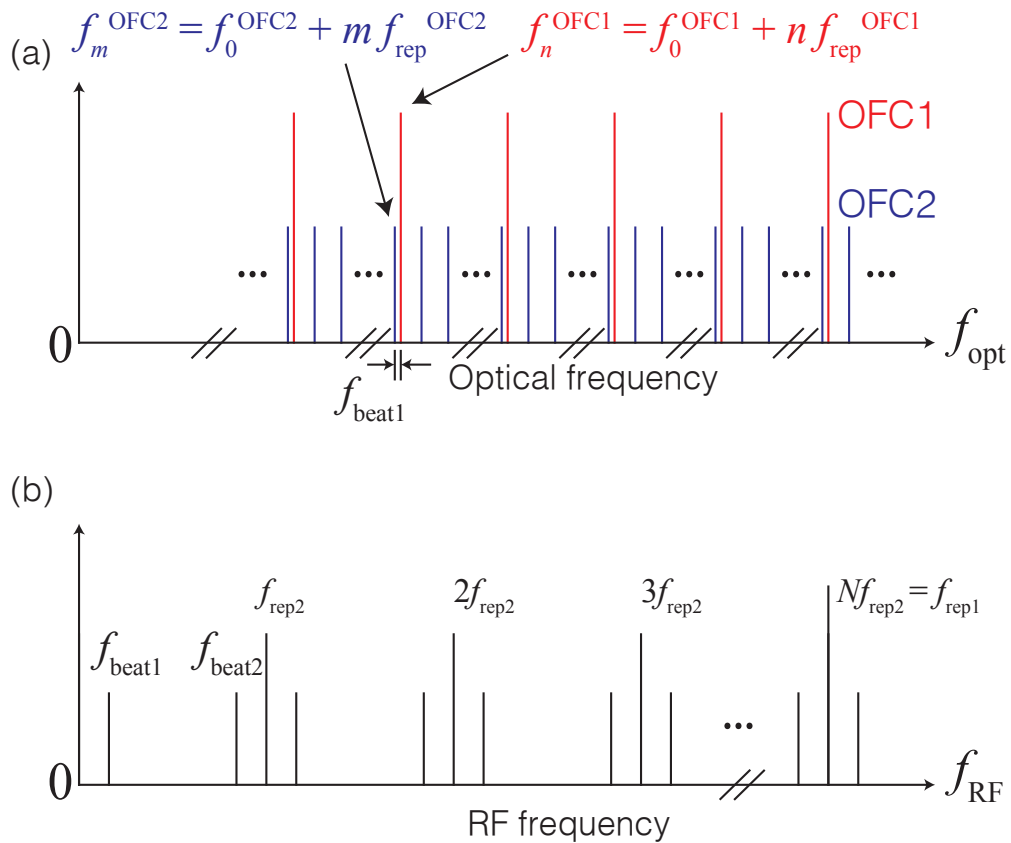


図 3.6 繰り返し周波数が異なる 2 台のコムとのビート。(a) 光周波数領域、(b) ディテクタで受けた後の RF スペクトル。

る。励起光強度が変化することによって、共振器内の位相速度と群速度の比が変化し、オフセット周波数が変化する。しかし、4 GHz レーザーでこれを試みた場合、励起レーザーの強度を大きく変化（励起レーザーダイオードの電流で約 20 mA）させても 4 GHz レーザーの縦モード位置はほとんど変化しなかった。したがって、ここでは音響光学素子 (AOM) により、レーザーの外部でオフセット周波数を制御することにした。AOM による制御の利点は、完全にレーザーの外部で制御できる点がある。欠点としては、AOM の回折効率の問題で出力が減ってしまうという点があるが、これは YDFA により補償可能である。

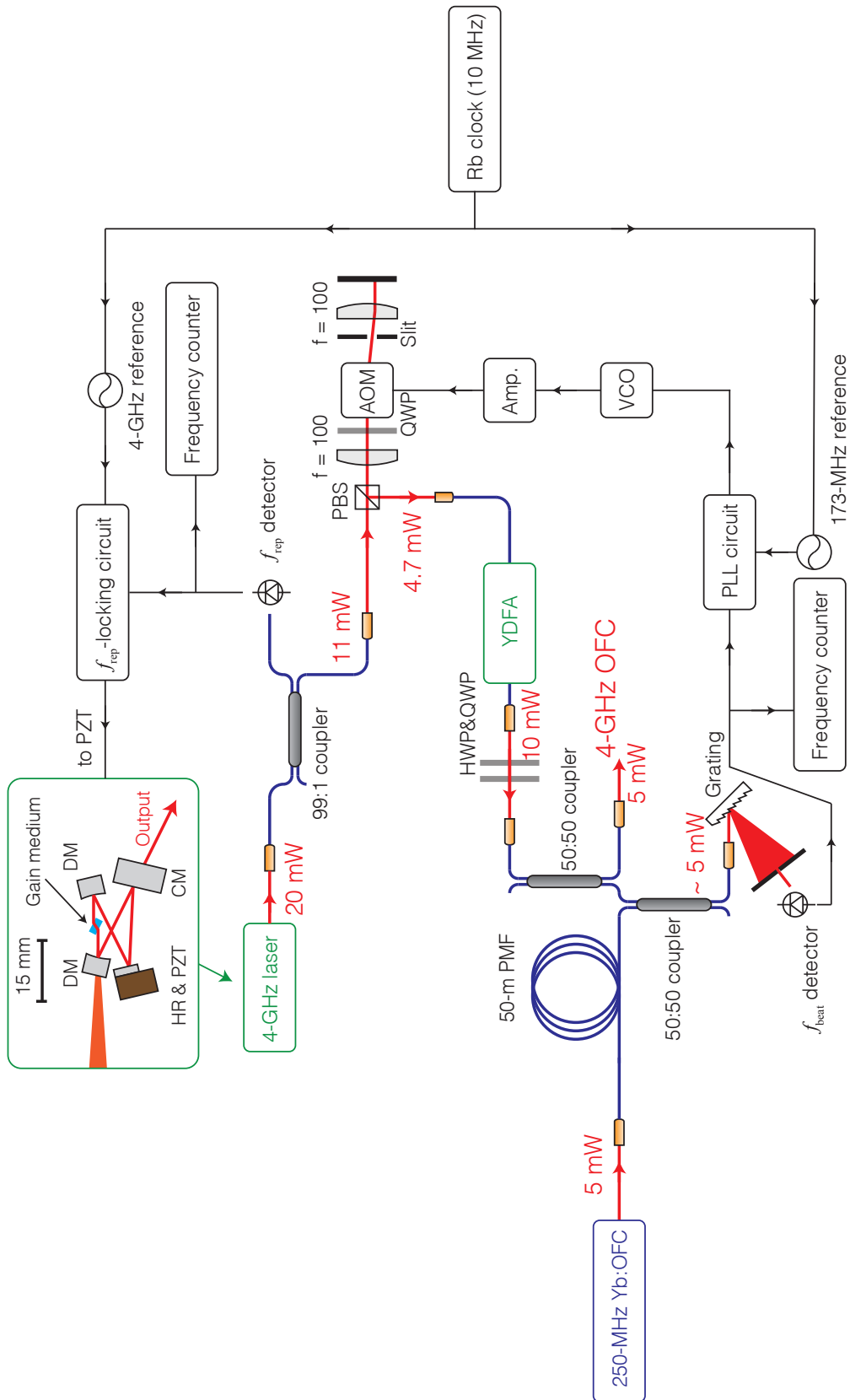


図 3.7 4 GHz 光周波数コムのセットアップ。

実験のセットアップ

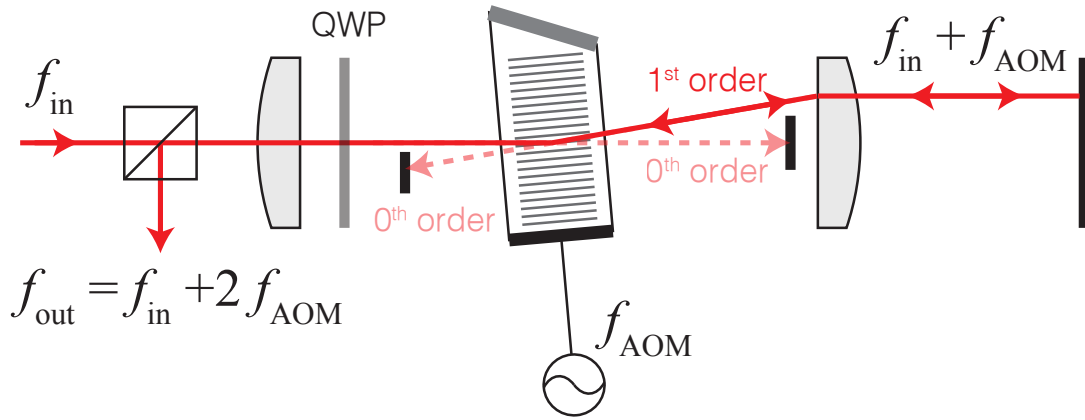


図 3.8 ダブルパス AOM による周波数シフト。光周波数  $f_{in}$  の光は駆動周波数  $f_{AOM}$  の AOM で回折され  $f_{in} + f_{AOM}$  となる。0 次光をカットしミラーで打ち返すことで、最終的に光周波数  $f_{in} + 2f_{AOM}$  の光が得られる。

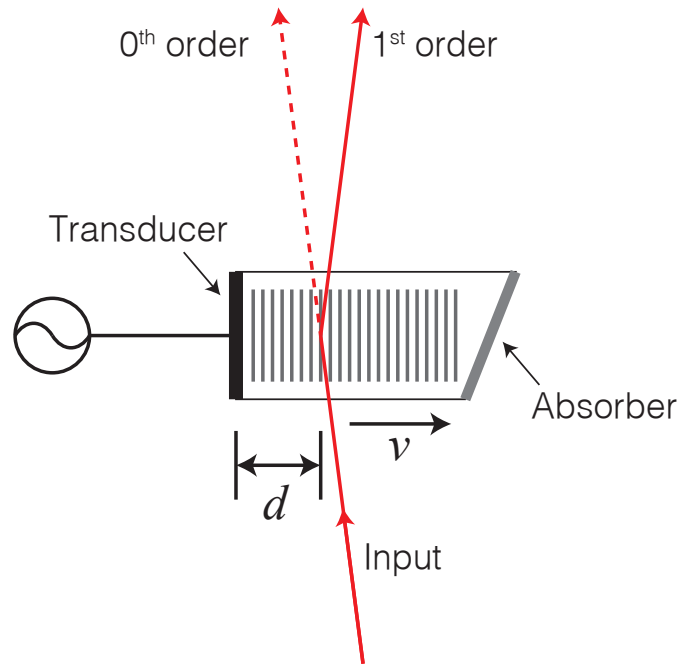


図 3.9 AOM のの帯域の制限

図 3.7 に実験のセットアップを載せる。図の中には赤字で各部分での平均パワーを記載してある。4 GHz レーザーの出力は 90:10 のファイバーカップラに入射され、10% のポートからの出力は高速のフォトディテクタに入射し、繰り返し周波数のロックに用いる。 piezodriva の出力は共振器内の piezo 素子にフィードバックし、繰り返し周波数を 250 MHz Yb ファイバーコム のちょう

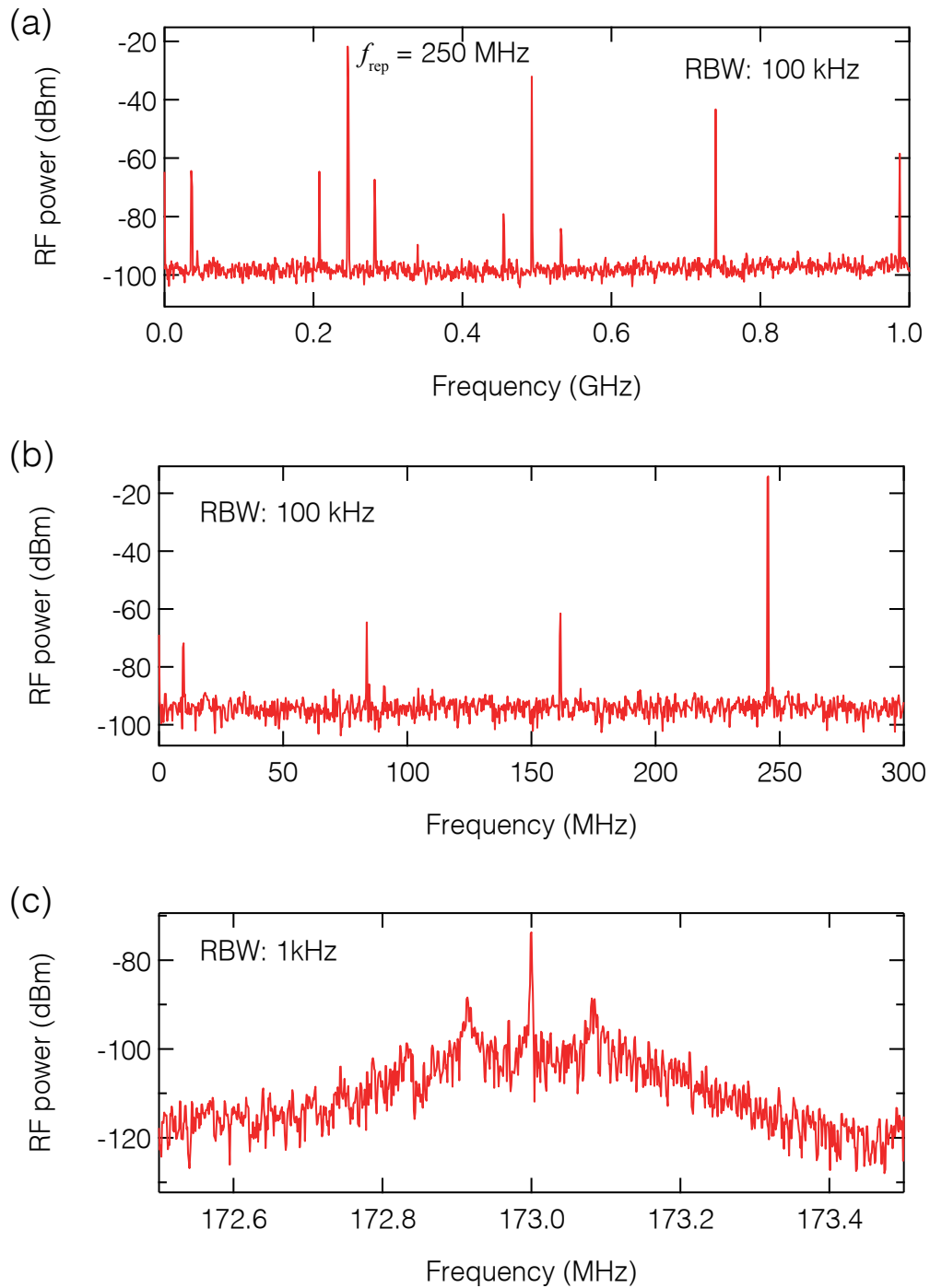


図 3.10 4 GHz レーザーと Yb ファイバーコムとのビート信号。(a)(b) は繰り返し周波数のみをロックしたときの様子。(a) では DC から 1 GHz までのビート信号で、(b) は DC から 300 MHz までの RF スペクトルである。(c) は位相同期した時のビート信号であり、173 MHz にコヒーレントピークが見られる。

ど 16 倍にロックする\*<sup>10</sup>。

\*<sup>10</sup> 250 MHz Yb ファイバーコムは Rb 原子時計に対してロックされており、長期にわたって安定である。

のこりの90%ポートの出力は図3.8のようなAOMを用いたダブルパス方式の周波数シフタによって光周波数をシフトさせる。AOMの構造上、駆動周波数を変化させると回折方向が変化するため、ダブルパス方式を採用した。入射光は波長板によってP偏光に調節された後PBSと $f=100$  mmのレンズを介してAOMに入射される。AOMは入射位置やビームサイズに対してアライメントが敏感であるため、注意してアライメントを行う必要がある。もちいたAOMの駆動周波数は190 MHzから210 MHzであり、アライメント時には200 MHzのRF信号をRFアンプによって3 Wまで増幅させAOMに入力する。AOMの角度や、入射位置、焦点位置を調節することによって、一次回折光が最も強くなるように調節する。このときの回折効率は80%程度であった。AOMをフィードバック素子として用いる場合、フィードバック帯域を稼ぐためにAOM内のトランスデューサーのなるべく近くにビームを通す必要がある。図3.9のようにAOMは結晶につけられたトランスデューサーによって超音波を発生させ、その超音波によって光を回折させる。このとき、結晶内をトランスデューサーと回折ポイントとの距離 $d$ が開いていると、有限の音速のため時間遅れが生じる。この時間遅れはフィードバック帯域に直接関係してくる。具体的には、本実験で用いたAOMの場合、音速 $v$ が約6 km/sであるため、トランスデューサーから $d=1$  mmの地点で回折させたとしても6  $\mu$ sの遅れが生じる。すなわちフィードバック帯域はこれの逆数である170 kHzに制限されてしまう。そこで本実験ではなるべくトランスデューサーの近くを通すため、AOMのカバーを取り外して使用した。回折光は1/4波長板によって右(左)周り円偏光にされたあと、 $f=100$  mmのレンズによってコリメートする。コリメートされた光はミラーによって打ち返され、再度AOMへと入射される。このとき、再度1/4波長板を通過するので偏光はS偏光となり、PBSで反射され出力される。しかし、このままでは一回目にAOMで回折されなかった0次光が混ざってしまうため、図にあるようにスリットを用いて0次光をカットしている。ここの消光比が悪いと、Ybファイバーコムとのビートをとった時に余計な信号が現れ、ロックが困難になる。光周波数シフタの最終的な効率は25%程度であった。次にAOMの駆動周波数を190 MHzから210 MHzまで変化させ、PBS後の出力スポットが変化しないように、二枚目のレンズの位置を調節する。出力をシングルモードファイバーにカップルさせ、再度駆動周波数を変化させて効率を測定した。その結果200 MHzのときの効率にくらべて、190 MHz、210 MHzの効率は20%程度低下したが、これは許容範囲内である。

周波数シフタの後の出力は、ファイバーカップルの後で1 mWであった。これをYDFAによって10 mWまで増幅し、50:50ファイバーカプラによって二つに分岐し、一方を250 MHz Ybファイバーコムと50:50ファイバーカプラによって合波する。光周波数標準となる250 MHz Ybファイバーコムは、別の部屋から長さ50 mの偏波保持シングルモードファイバ(PCF)によって運ばれている。二つの偏光をパドル型偏波コントローラーによって合わせフリースペースに出力しグレーティングにより分光した後、1 nm程度の範囲をフォトディテクタで検出すると図3.10(a)(b)のようにビート周波数が見られる。このビート周波数が、4 GHzレーザーと250 MHz Ybファイバーコムとの間のオフセット周波数の差である。ただし、このビート信号は、二つの光源からのパルスが時間的に重なったところでしか出現しないため、4 GHzレーザーの繰り返し周波数のロックに用いるRF標準の位相を変えることで、パルスの位置を重ねるようにした。



図 3.11 に示すようなデジタル PLL 回路によって、ビート信号からエラー信号を得た。ビート信号が 173 MHz 付近になるように 4 GHz レーザーの励起光強度を調節した。ビート信号はまず中心透過周波数 173 MHz、バンド幅 6 MHz のバンドパスフィルタによってフィルターされた後、RF アンプによって増幅し、分周回路と位相比較器に送られる。位相比較器からの出力信号はサーボアンプに入力されエラー信号を得る。このエラー信号をアッテネーターで適宜減衰させ電圧可変発振器 (VCO) に入れて増幅し AOM に入力すれば良いが、ひとつ注意点がある。エラー信号は 0 V 中心の信号であるが、VCO は 9 V のときに 200 MHz の周波数が得られるようになっている。したがって、オフセットの電圧を印加するための回路によってエラー信号に 9 V を加算した後、VCO へ入力した。VCO の出力は RF の高出力アンプによって 3 W まで増幅し、AOM へと入射する。

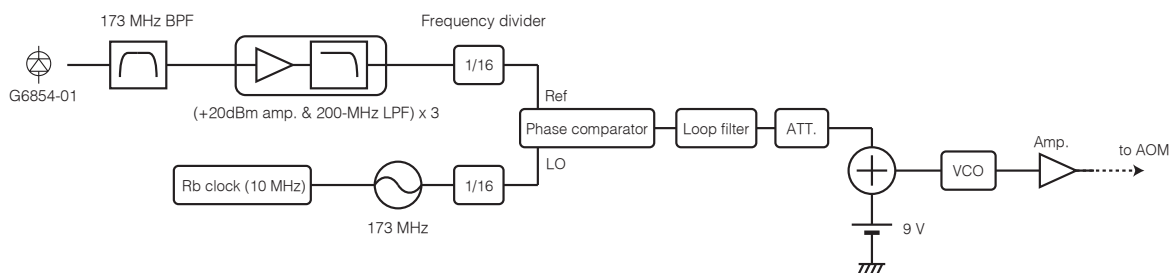


図 3.11 2 台のレーザーの光周波数ビートをロックするための PLL 回路の概要図。Frequency divider に入力する信号が 10 dBm 以上になるよう、信号強度によって BPF 直後のアンプの台数は適宜変化させている。

## 実験結果

繰り返し周波数を 250 MHz Yb ファイバーコムの 16 倍である  $f_{\text{rep}} = 3.9225976 \text{ GHz}$  にロックした後、サーボアンプのゲインや時定数を調節してビート周波数を 173 MHz にロックする。ビート周波数のロックの結果を図 3.10 に示す。(a)(b) が繰り返し周波数のみをロックした時のフリーランの状態のビート信号である。250 MHz のピークは Yb ファイバーコムの繰り返し周波数であり、10 MHz 付近の信号は電気的な雑音である。80 MHz と 170 MHz 付近にあるピークが Yb ファイバーコムとのビート信号であり、分解能 (RBW) 100 kHz において 35 dB の SNR で信号を得られた。これは用意したデジタル PLL 回路で十分ロックできる値である。なお、ロックする周波数として 173 MHz を選択した理由であるが、10 MHz 付近の雑音と 250 MHz の信号の影響を極力減らすためである。(c) に示したのがビート信号をロックした時の拡大図である。173 MHz 中心に位相同期をしていることを示すコヒーレントピークが見られる。ピークから 90 kHz ほど離れたところにある緩やかなピークはサーボバンプであり、ロックの帯域を表している。この帯域を制限しているのは使用した VCO であると考えられる。

このように位相同期には成功したが、長期安定性は芳しくなく、数秒程度しか持続することはなかった。その理由は先にも述べた 4 GHz レーザーと Yb ファイバーコムとのタイミングジッタであり、50 m のファイバーを使っている以上これ以上の改善は困難であった。そこで、ロックのゲ

インや帯域をあえて制限することで、多少ジッタが存在してもそれに耐えるような構成を目指した。実際のところ、天文応用などの分光器の波長校正に使用するコムでは、分光器側が精度を制限するため Hz レベルの線幅は必要なく、MHz レベルで安定化していれば十分であることが多い。

図 3.12 に、ロックのゲインと帯域を制限した結果を載せる。コヒーレントピークは見られないが、FWHM で 500 kHz の線幅でのロックに成功した。この場合、ロックは十分間以上持続することが確認された。

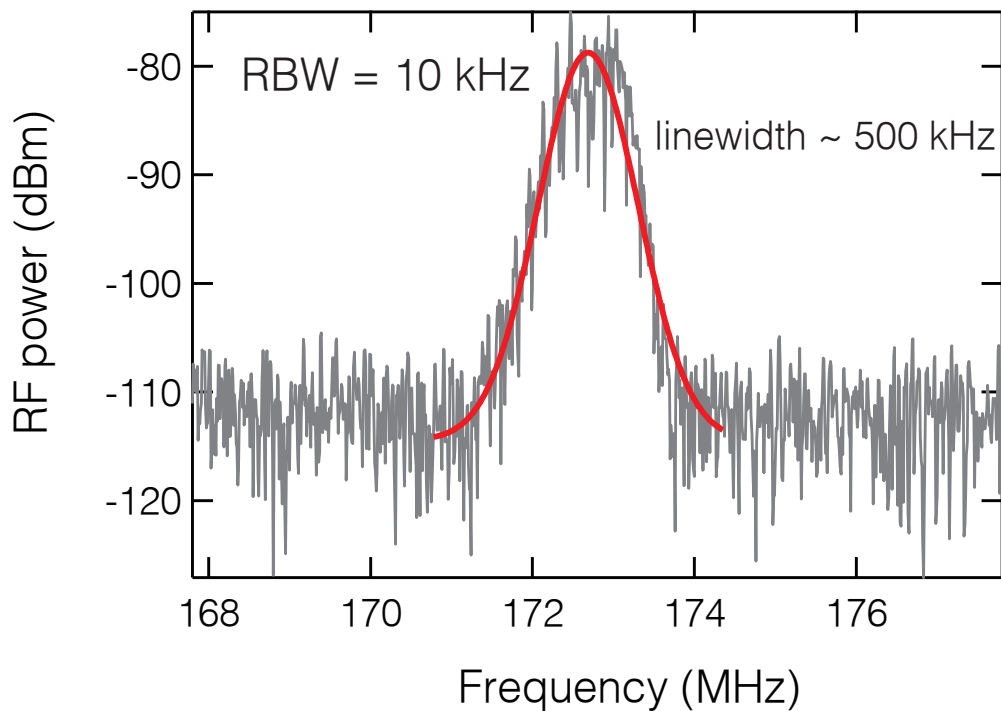


図 3.12 サーボアンプの帯域とゲインを下げたロックをした時の様子。位相同期はしていないためコヒーレントピークは見られないが、線幅 500 kHz で周波数が安定化している。

### 3.3 sub-GHz 分解能分光器の開発

大型の透過型グレーティングを使用した高分解能分光器について述べる。分光器の概形は図 3.13 の通りである。分光器のアライメントおよび校正は別途に用意した CW レーザー (ECDL もしくは DBF 半導体レーザー) を使用した。

#### 3.3.1 各部分の説明

##### 入力部

分光器の入力はシングルモードファイバーである。この分光器に使用しているファイバーは偏波保持ではないため、空気のゆらぎや振動によりファイバーが動くとき出力の偏光が変化する。このためファイバー類はメンディングテープにより定盤に固定し、極力偏光が変化しないようにした。

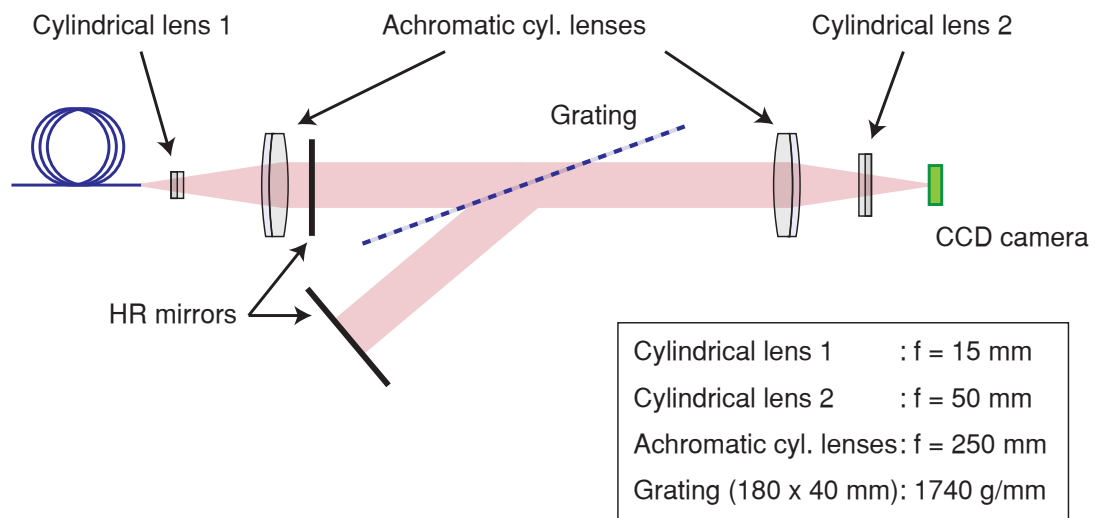


図 3.13 高分解能分光器。

### 入射スリット及びコリメート部分

入射スリットとしてシングルモードファイバの出射を使用した。シングルモードファイバのモードフィールド径 (MFD) は波長  $1 \mu\text{m}$  帯の光で約  $6 \mu\text{m}$  であるため、入射スリット幅は  $6 \mu\text{m}$  とみなすことができる。通常のスリットと異なる点として、光の強度分布がガウシアンであることが言える。このため集光する際に余計な干渉が起こらないという利点がある。

ライン上のビームを成形するため、縦方向のコリメートには焦点距離が  $15 \text{ mm}$  のシリンドリカルレンズ (Cylindrical lens 1)、横方向には焦点距離が  $250 \text{ mm}$  のアクロマティックシリンドリカルレンズ (Achromatic cyl. lens) を使用した。ここで横方向のコリメートにアクロマティックレンズを使用したのは、収差の影響を取り除くためである。なおアクロマティックシリンドリカルレンズの大きさに制限 (直径  $25 \text{ mm}$ ) があるため、コリメート光の中心部分しか使用することはできない。現在、これよりもサイズが大きく焦点距離の長いアクロマティックシリンドリカルレンズを用意し、今後改良する予定である。これらのコリメートレンズにより幅  $25 \text{ mm}$  高さ  $1 \text{ mm}$  のビームが得られる。

### グレーティング周辺

透過型グレーティングの大きさは  $180 \times 40 \text{ mm}$  であり、キヤノン製である。グレーティングは図 3.14 のように自作のグレーティングホルダーにマウントしている。このグレーティングホルダーの平面度は  $10 \mu\text{m}$  以下となっている。さらにグレーティングはテフロンにより軽く保持されており、なるべくグレーティングが歪まないよう配慮している。このグレーティングホルダーは自動回転ステージにマウントされており、入射角・出射角を可変し、分光器の中心波長を可変できる。

初期配置では波長  $1080 \text{ nm}$  の光に対して Littrow 配置になるよう、入射角および出射角は  $70^\circ$  に設定している。グレーティングの一次回折光は HR コートされた平面ミラー ( $25 \times 150 \text{ mm}$ ) よ

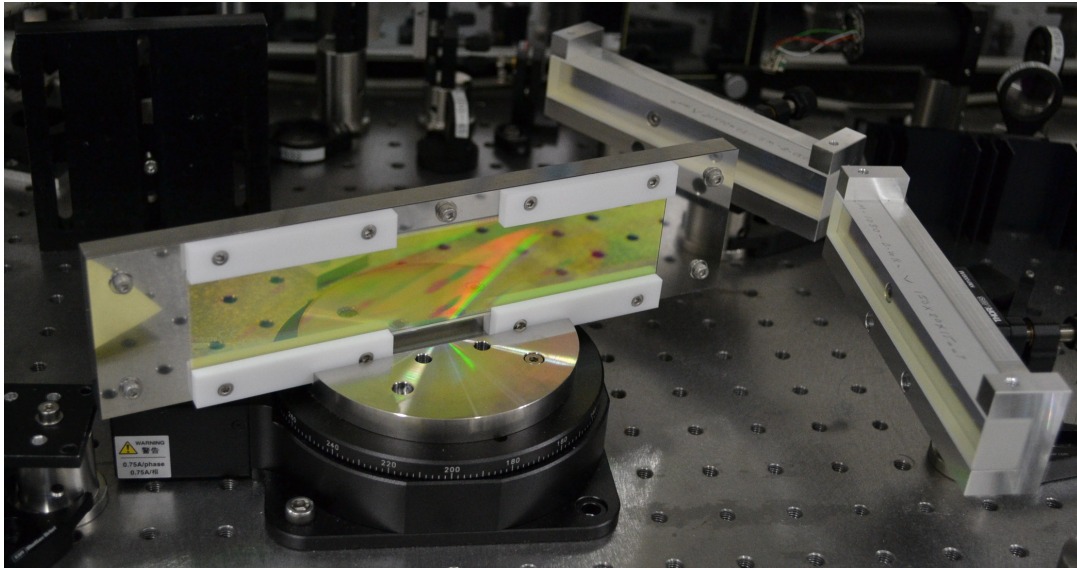


図 3.14 グレーティング周辺の写真。右の二枚が打ち返し用の HR ミラーである。

り打ち返し、再びグレーティングに入射させる。打ち返す際はやや角度をつけて打ち下ろすことで、一回目の光と分離させている。この光の一次回折光についても同様に HR ミラーにより打ち返され、光はグレーティングを複数回通過する。このときグレーティングの回折効率は 100% でないため、0 次光が存在する。

マルチパス分光器の光路はやや複雑であるので詳細に説明する。分光器のうち、グレーティングと打ち返しミラー周辺部を上から (Top view)・横から (Side view) 見た場合を図 3.15 に載せる。実際のビームは横長にコリメートされているが、ここでは線で表現する。

1. シングルモードファイバーから出射し、二枚のシリンダリカルレンズでコリメートされた光は HR2 の上部を通過し、点 A でグレーティングに当たる。
2. 点 A で回折した光は点 B で HR1 に打ち返され、点 C で再びグレーティングに当たる。点 A で回折しなかった 0 次光は、線 0 (緑色) のように直進する。
3. 点 C で回折されずにグレーティングで反射された光は、線 1 となる。
4. 点 C で回折された光は点 D において HR2 により打ち返され、点 E でグレーティングに当たる。ここでも、回折されなかった 0 次光は直進し、線 2 となる。
5. 点 E で回折された光は点 F で HR1 に打ち返され、点 G でグレーティングに当たる。
6. 点 G で回折されずに反射した光は、線 3 となる。
7. 以降同様に光はグレーティングを何度も通りながら、その一部を線 0,1,2,3 のように出力される<sup>\*11</sup>。この光をレンズで集光し、カメラで撮影する。

<sup>\*11</sup> 実際にはグレーティングの回折効率や反射率の関係から、観測できるのは 1, 3, 5, ... の奇数回のものであった。これについては後で考察する。

すると、線  $i = 0, 1, 2, 3, \dots$  はグレーティングで  $i$  度回折された光であることがわかる。ただし、実際には HR1 と対称の方向にも 0 次回折光や反射光が現れるが、図 3.15 では省略している。

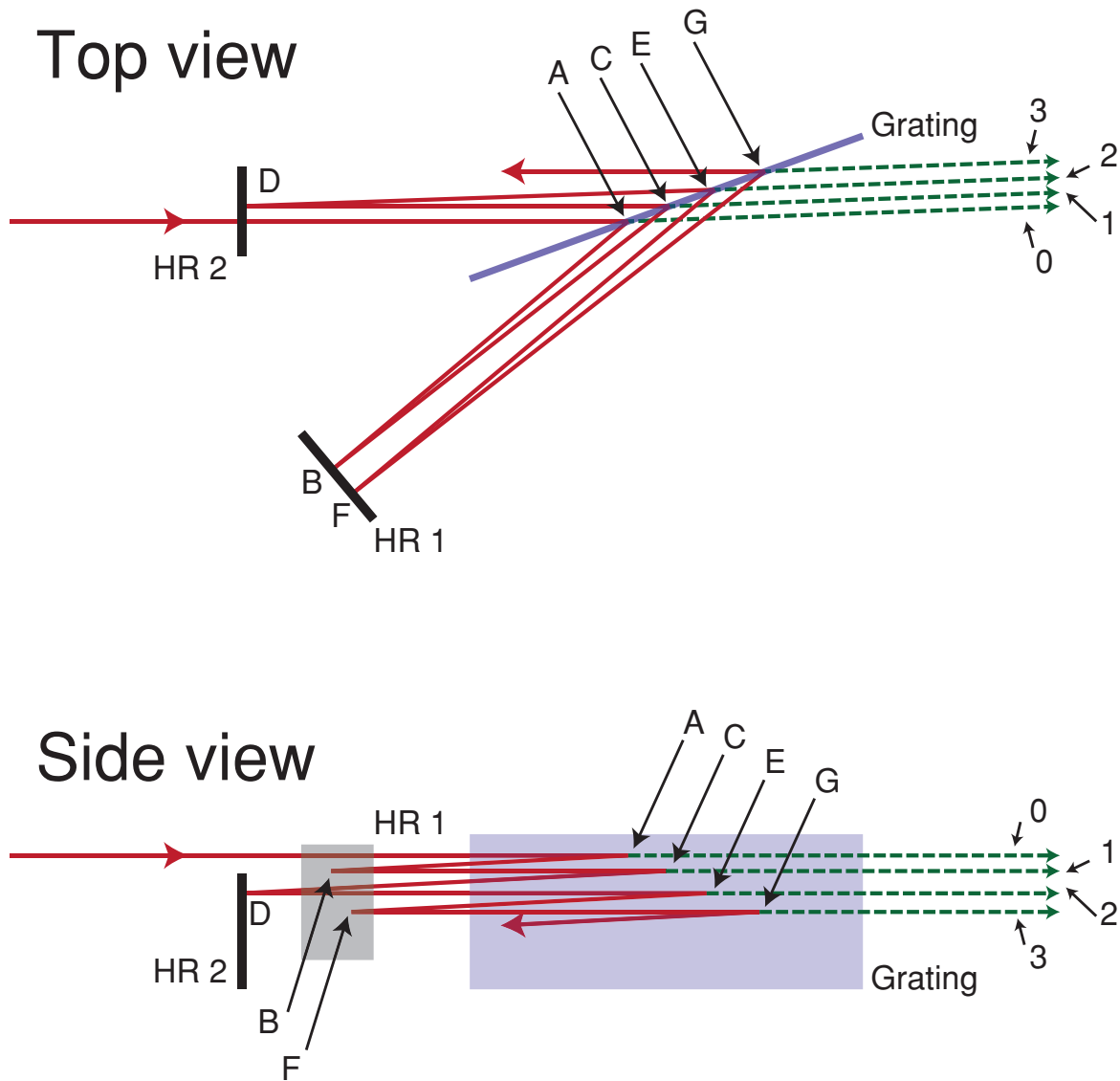


図 3.15 マルチパス分光器の光路。Top view について、ここでは見やすさを重視するため点 A から G および光線 0 から 3 をずらして描いている。実際には点 A, C, E, G、点 B, F および光線 0, 1, 2, 3 は、上から見るとそれぞれ重なって見える。

### 集光部及び CCD カメラ

こうして得られた複数の筋状の光を取り出し、集光して CCD カメラに結像する。集光に使用したレンズはコリメートレンズと同じアクロマティックシリンドリカルレンズ (Achromatic cylindrical lens) と、焦点距離が 50 mm のシリンドリカルレンズ (Cylindrical lens 2) である。CCD には Ethernet 接続の GigE カメラを使用した。このカメラは 800 万画素でピクセルサイズが  $5.5 \mu\text{m}$

と小さく、本実験に適している。Ethernet 接続のため、ネットワーク経由での操作が可能となる。通信速度も速いので、14bit で全画素読み出しの場合でも 10 FPS のスピードが出すことができる。アクロマティックシリンドリカルレンズの前にスリットを入れ、複数本ある筋のうち的一本を取り出すことで集光した時の明瞭度が向上する。

### 3.3.2 分光器のアライメント

分光器のアライメントは以下のように行った。アライメントの際にモード同期レーザーの出力を使用すると、グレーティングでの回折でビーム幅が広がってしまいパワーが弱くなるため、アライメント光として 1083 nm の DFB レーザーダイオードを使用した。

1. シングルモードファイバからの出射を焦点距離 15 mm のシリンドリカルレンズと、焦点距離 250 mm のアクロマティックシリンドリカルレンズでコリメートする。1 m 程度光を飛ばして、定盤と水平にコリメートできているかどうか確認する。
2. 回転ステージに載せたグレーティングを設置し、入射角度が 1083 nm での Littlow 角 ( $\sim 70^\circ$ ) になるように調節する。また、回折効率が悪い場合は、アライメント光の偏光を波長板で調節することにより改善できる。
3. 折り返し用ミラー (HR1) を置き、回折光を打ち返す。このとき、光を下に打ち下ろし入射光との光路が重ならないようにする。
4. 再びグレーティングで回折された光を、もう一枚の折り返し用ミラー (HR2) で打ち返す。この際も折り返した光が重ならないように、角度をつける。
5. 二枚の折り返し用ミラーの角度をうまく調節することにより、グレーティングの 0 次光や透過光が縦方向に平行に並ぶ。平行にならなかった場合、アクロマティックシリンドリカルレンズの角度がずれているか、グレーティングが傾いている可能性があるため、これらの角度を調節する。図 3.16(a) では回折光が傾いているが、調整することで (b) のように平行なラインとなる。
6. 図 3.16(b) ではカメラに対して光が平行に飛んでいないため、全体的に傾いているようにみえる。そこで、カメラを傾斜ステージに載せることでこの問題を解決した。
7. 回折光を焦点距離 250 mm、50 mm のアクロマティックシリンドリカルレンズ、シリンドリカルレンズで集光する。CCD カメラを焦点に置くと、回折光のスポットが見える。このスポットサイズが最小になるようにこれらのレンズの位置を調節する。ここで、カメラの感度や露出時間はアライメントが行いやすいように適宜調節する。
8. この状態で、アライメント光源をモード同期レーザーに変更すると、レーザーの縦モードが観測される。
9. CW レーザーでアライメントしただけでは、カメラの中心部しか最適化されていない場合があるので、シリンドリカルレンズや折り返し用ミラーを調節し、縦モード全体が明瞭なスポットになるよう調節する。
10. アクロマティックシリンドリカルレンズの前にスリットを挿入し、回折光のうち一つを取り

出せるようにスリットの高さを調節する。

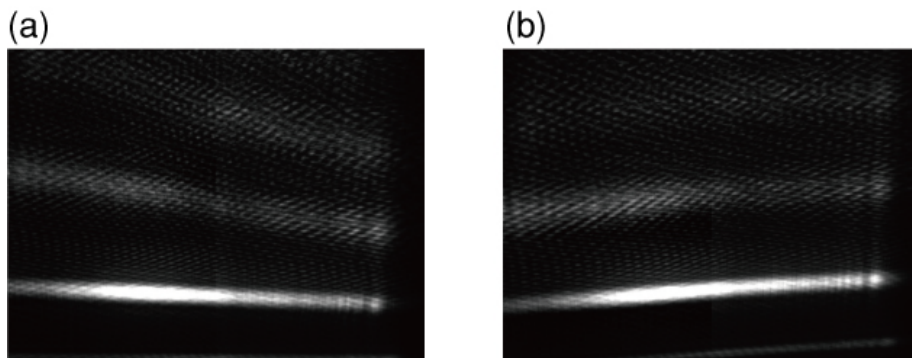


図 3.16 回折光の調節。

### 3.3.3 性能評価

まず分光器の効率を求めた後、本分光器の分解能を評価する。

#### 分光器の効率

分光器の S/N を左右するグレーティングの回折効率を図 3.17 のように測定した。ここで  $I_i, I_d, I_r, I_t$  は、それぞれ入射光強度、一次回折光の強度、グレーティング表面での反射光強度、そしてグレーティングの透過光強度である。測定光として、アライメントに使用したのと同様の波長 1083 nm の DFB レーザーダイオードを用いた。各部分のパワーをパワーメーターを用いて測定し、それらの値から計算した回折効率  $d$ 、反射率  $r$ 、透過率  $t$  を表 3.3 にまとめる。

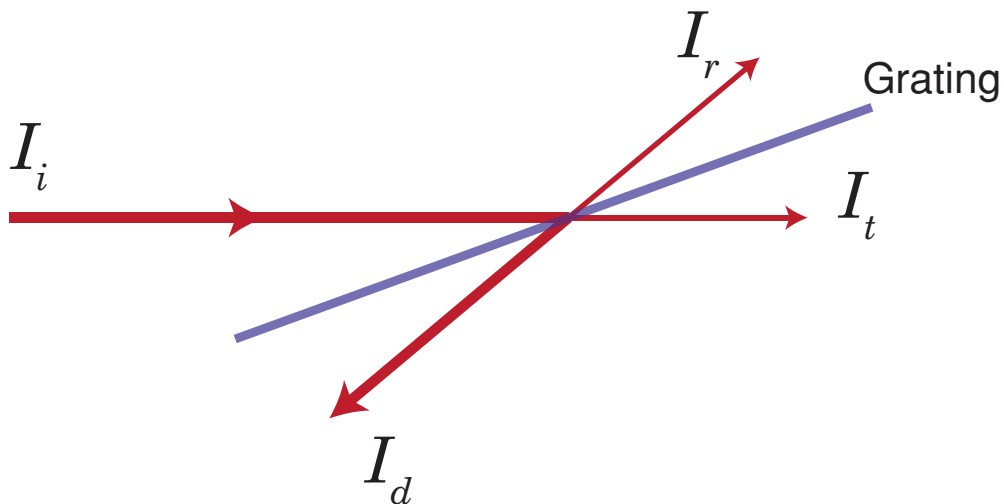


図 3.17 グレーティングの回折効率の測定

表 3.3 グレーティングの回折効率

回折効率 $d$	反射率 $r$	透過率 $t$
89%	10%	0.61%

この結果より、実際にカメラに入射する光の強度は簡単な計算により図 3.18 のように書ける。これ以降も同様の計算をすれば良いので、分光器の効率  $\eta$  はグレーティングを通過した回数  $N_g$  の関数として

$$\eta(N_g) = \begin{cases} d^{N_g} \cdot t & (N_g = 2m) \\ d^{N_g-1} \cdot r & (N_g = 2m + 1) \end{cases} \quad (3.1)$$

と書ける。ただし  $m$  は負でない整数である。今回のグレーティングの値を代入して効率  $\eta(N_g)$  をプロットすると、図 3.19 のようになる。この図から明らかなように、CCD カメラに向かう光の強度は、グレーティングを偶数回通過したものと奇数回通過したものでは、強度が 10 倍以上違う。したがって CCD カメラで観測できるのは奇数回通過したものである\*12。また、分解能を稼ぐため  $N_g$  の大きい光に対して最適化したため、今回のセットアップでは  $N_g = 1$  の光を見ることはできない。

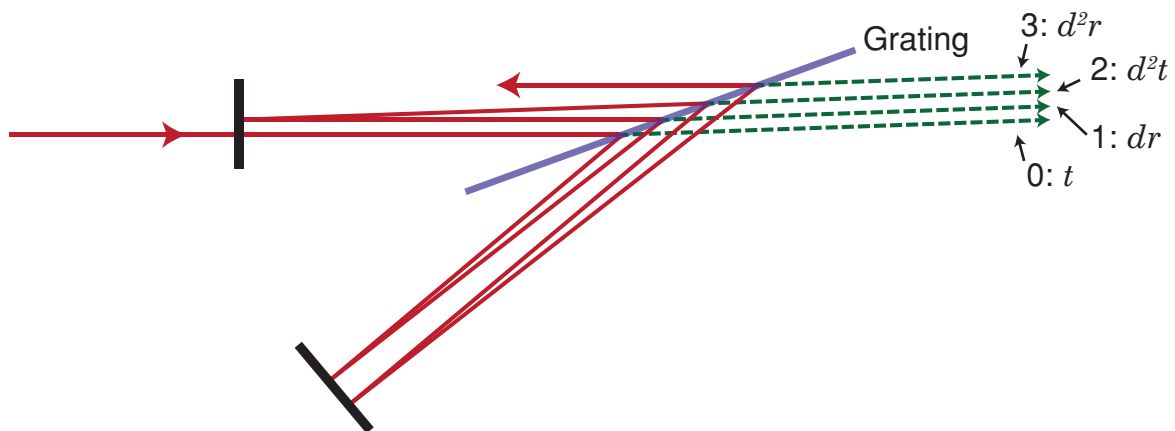


図 3.18 カメラに入射する光の強度

### 分解能の評価

制作した分光器の分解能を評価する。

繰り返し周波数が 2.5 GHz の Yb : Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー\*13を入射した時の結果を図 3.20 に示す。上から順番に  $N_g = 3, 5, 7$  である。このように 2.5 GHz の繰り返し周波数の間隔で縦モー

\*12 カメラの感度を上げたり露出時間を長くすることで偶数次の光も見ることが出来る。

\*13 このレーザーの詳細については文献 [24] を参照されたい。



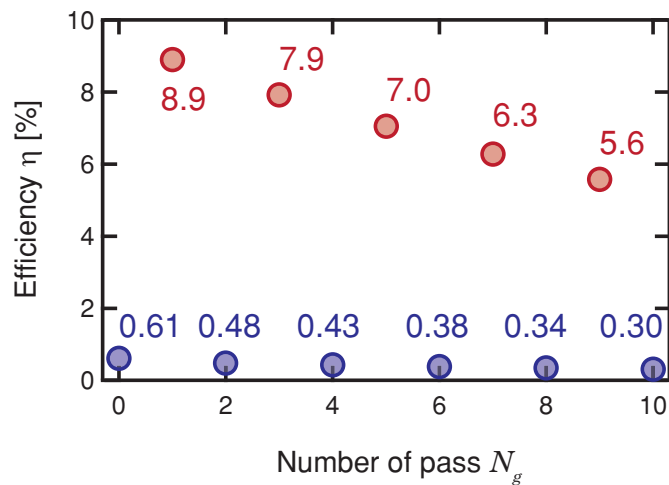


図 3.19 分光器の効率  $\eta(N_g)$ 。青： $N_g$  が偶数、赤： $N_g$  が奇数のとき。

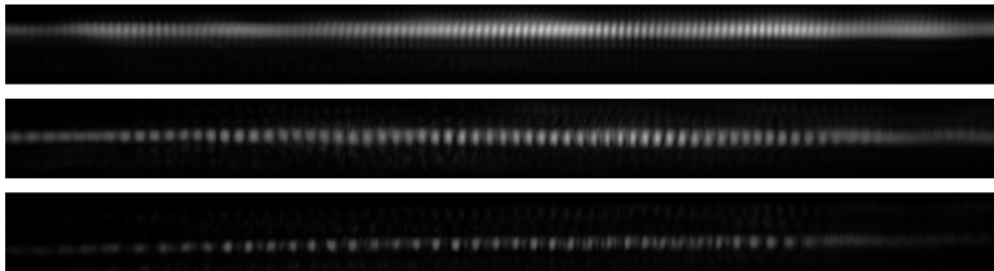


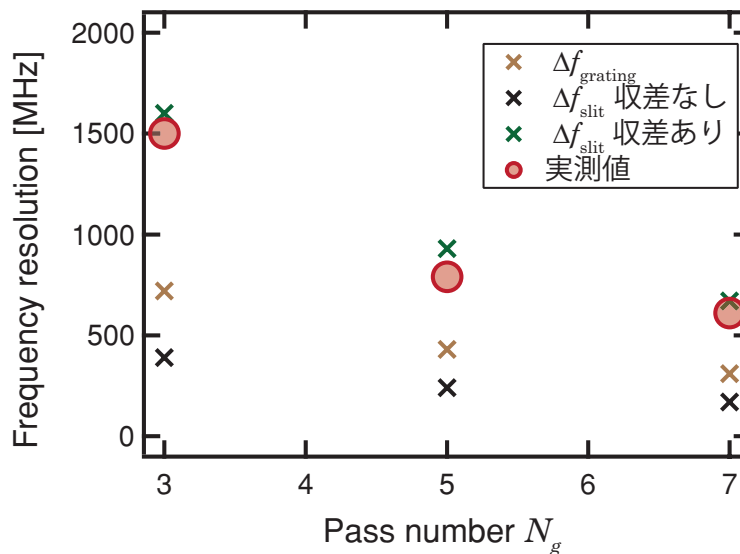
図 3.20  $N_g = 3, 5, 7$  のときの回折光。

ドが並んでいることがわかる。縦モードのプロファイルをガウシアンでフィッティングし、結像面でのスポットサイズを求めると、 $N_g$  の値にかかわらず  $24 \sim 26 \mu\text{m}$  であった。出射スリットがシングルモードファイバの出射  $6 \mu\text{m}$  であるのにもかかわらず、4 倍程度大きく集光されてしまったのは、アクロマティックシリンドリカルレンズによるコリメートビームのケラレと、レンズおよびその他の光学系の収差であると考えられる。

表 3.4 回折回数を変えたときの分解能の評価

$N_g$	$\Delta f_{\text{grating}}$ (GHz)	$\Delta f_{\text{slit}}$ (GHz) (収差あり)	$\Delta f_{\text{slit}}$ (GHz) (収差なし)	実測値 (GHz)
3	0.72	0.39	1.6	1.5
5	0.43	0.24	0.93	0.79
7	0.31	0.17	0.67	0.61

ピーク間隔が 2.5 GHz であるということを用いて計算した実際の分解能と、計算された分解能 (回折限界から生じる分解能、角度分散とスリットサイズからくる分解能 (光学系の収差あり・なし)) を表 3.4 および図 3.21 に載せる。ここで、光学系の収差は  $\Delta f_{\text{grating}}$  にはよらず、角度分散からくる分解能  $\Delta f_{\text{slit}}$  にも寄与することに注意する。

図 3.21  $N_g$  と分解能の関係。

これらの結果より更に高分解能を目指す場合にすべきことは、優先順位の順番に並べると

1. レンズの焦点距離をより長いものにする
2. 光学系の収差をより少ないものにする
3. グレーティングに当てるコリメートビームのサイズを大きくする

である。理論上の2つの分解能、 $\Delta f_{\text{grating}}$  と  $\Delta f_{\text{slit}}$  を比較すると、 $\Delta f_{\text{slit}}$  のほうが常に悪い。したがって、この分解能に寄与する光学系の収差とレンズの焦点距離を、先に考慮すべきである。例えば、収差を半分もしくは焦点距離を二倍にすることができたとすると、 $\Delta f_{\text{slit}}$  が  $\Delta f_{\text{grating}}$  よりも小さくなる。この時になって初めてグレーティングに当てるビームサイズを大きくすることを考えれば良い。現実的には、光学系の収差を減らすよりもレンズの焦点距離を長くすることの方が簡単であるため、より焦点距離の長い  $F = 500 \text{ mm}$  のアクロマティックシリンドリカルレンズに変更する予定である\*14。

### 単一次数のみを利用した分光器

これまでの分光器の構成では複数の次数の光を同時に取得した。したがって「広帯域・低分解能」から「狭帯域・高分解能」の分光を同一の時間に行うことが可能であった。しかし、その代わり光量の不足による SNR の低下や、カメラのスキャンスピードの低下を招いていた。従って、ここでは単一の次数のみを取り出す構成に変更し、SNR の向上とスペクトラム取得時間の短縮を目指した。

改良した分光器の構成は図 3.22 の通りである。これまでの構成の分光器に一枚ミラーを追加し、

\*14 レンズの収差を計算することは困難である。また、特にシリンドリカルレンズの場合、二枚以上の貼りあわせの精度が出しにくく、設計値よりも収差が出てしまうことがある。

所望の分解能が得られる回数だけ回折させた光をこのミラーで選択し、結像光学系と CCD カメラへと導く。このとき回折効率が 89% であるため、7 pass の構成でも効率は 48% という値を得ることができる。なお、この変更により、分光器の効率以外の性能（分解能や帯域）は変化しない。またそのほかの変更点として入力側のシリンドリカルアクロマートレンズの焦点距離を 250 mm から 150 mm に変更した。これにより、レンズから光がはみ出る量が少なくなり、回折像が良好になった。

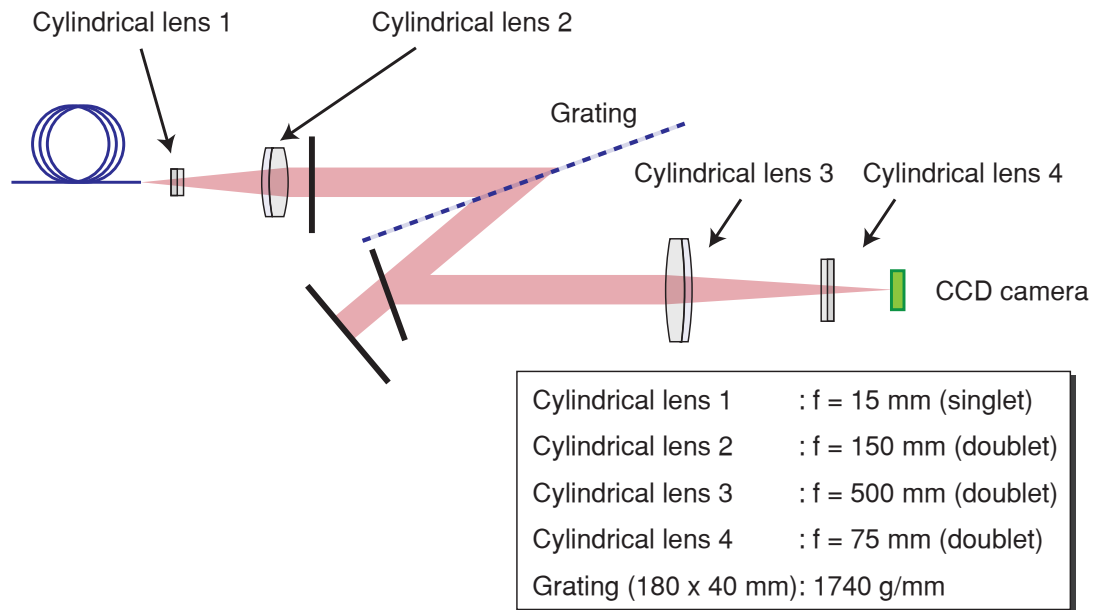


図 3.22 改良版高分解能分光器。

## 3.4 まとめと展望

### 3.4.1 まとめ

この章では、特に 1000 nm 帯に発光中心波長を持つ M 型赤色矮星を対象とした天文応用に向けて、4 GHz 光周波数コムと、最高分解能 600 MHz の高分解能分光器を開発した。

4 GHz コムの光周波数は 250 MHz ファイバーコムを介して RF 標準である Rb 原子時計に対して位相同期している。スペクトル中心は 1076 nm でスペクトル幅は 8 nm (FWHM) である。

一般的な分光器では 4 GHz のモード間隔のコムをきれいに分解することはできないため、大型のグレーティングを用いたマルチパス方式の分光器によって、その縦モードの分解に成功した。また分光器の最高分解能 600 MHz のときの効率は 10%、48% (改良版) であった。

### 3.4.2 今後の展望

今回開発した 4 GHz 光周波数コムの課題点は長期安定性である。本文中でも述べたが光周波数の参照としている 250 MHz の Yb ファイバーコムを 50 m の偏波保持ファイバーで運んでいるため、そのファイバーによるタイミングジッタが長期安定性を損なわせている。本実験を行った時は実験場所の関係上困難であったが、250 MHz コムをなるべく近くに置くなどの措置をとれば、この問題を解決できると考える。

もう一つの課題はコムの帯域の狭さである。今回開発したコムのスペクトル幅は、10 nm 弱しかないため、これを PCF など広帯域化し、波長 980 nm から 1100 nm 程度まで広帯域化することができれば、実際の M 型赤色矮星の探査に使うことが可能である。

## 第 4 章

# 15 GHz モード同期レーザーと光周波数 コムの開発

本章では、開発した繰り返し周波数 15 GHz のフェムト秒モード同期レーザー、それを用いた光周波数コムについて説明する。

### 4.1 15 GHz モード同期レーザー

本節では 15 GHz カーレンズモード同期レーザーの開発とその特性について述べる。

#### 4.1.1 共振器構成

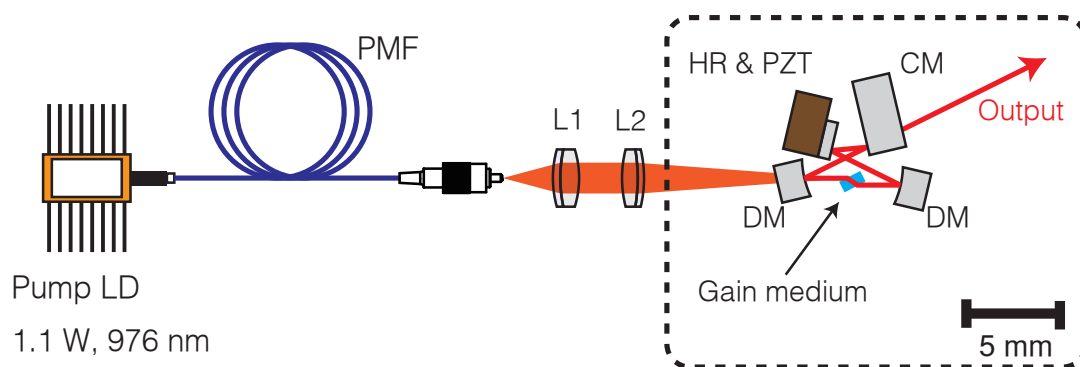


図 4.1 15-GHz, Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー

開発したレーザーの共振器構成は図 4.1 の通りである。なお、市販品のミラーホルダーではこのように小型の共振器を作ることができないため、ミラー固定用の治具を設計して使用した。レーザー共振器は厚さ 20 mm のアルミ製ブレッドボード上に構成されている。レーザー共振器は一般的な 4 枚ミラーの ring 共振器である。二枚の球面ミラー (DM1, DM2) は曲率半径が  $R = 5$  mm で、残りは二枚の平面ミラー (HR, CM) である。DM1, DM2 は波長 976 nm の励起光に対しては

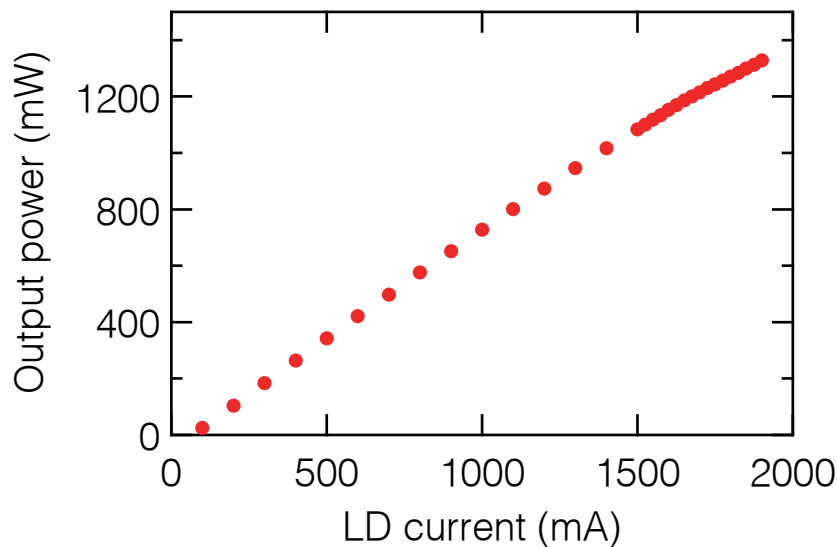


図 4.2 15 GHz Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーに用いたレーザーダイオードの出力。

高透過率 (HT)、1000 nm 帯のレーザー発振波長に対しては高反射率 (HR) コートが施されている。CM はレーザー発振波長の 1080 nm において GVD が  $-800 \text{ fs}^2$  のチャープミラーであり、レーザー媒質やその他のミラーで生じる分散を補償している。また、CM の透過率は 0.04% であり、ここからの抜け光をレーザーのアウトプットとして使用する。HR は高反射率ミラーであり、共振器長を制御するための piezoelectric 素子にエポキシで接着してある。レーザー媒質は神島化学工業製の厚さ 1 mm、3at.% 添加の Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックである。このセラミックは銅製のマウントに Brewster 角で配置している\*1。励起用レーザーダイオード (LD) として、ファイバブラックグレーティング (FBG) により波長 976 nm に安定化されたシングルモードファイバー出力のレーザーダイオードを使用した。シングルモードファイバー出射のため、出射モードは理想的な TEM<sub>00</sub> にきわめて近い。このため、励起光源にきれいなビームプロファイルが必要とされるカーレンズモード同期に理想的な光源であるといえる。また、データシート上の最大出力は電流が 1500 mA のとき 950 mW であるが、実際には図のように電流を 1800 mA まで流し 1300 mW まで出力を上げて使用してもスペクトルの変化や出力の直線性に変化がなかった。モード同期に適したアライメントを探す際には電流を 1600 mA に設定し、1100 mW で使用した。シングルモードファイバーからの出力はアクロマティックレンズペア (焦点距離はそれぞれ 25, 50 mm) によってレーザー媒質に集光されている。また、アクロマティックレンズペアと共振器の間の半波長板 (HWP) により励起光を P 偏光にしている。集光点での励起光のビームサイズは  $20 \mu\text{m}$  であるのに対し、共振器を周回する光のビームサイズは  $30 \mu\text{m}$  である。これは Soft-aperture カーレンズモード同期に適した条件である。

\*1 本来であればレーザー媒質をペルチェ素子などで温調をかける必要があるが、今回開発したレーザーは非常に小型のため、ペルチェ素子を置くスペースがなかった。

### 4.1.2 15 GHz レーザーのアライメント

共振器のアライメントは 4-GHz, Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> レーザーの場合とほぼ同様であるのでここでは詳細を省略する。しかし、繰り返し周波数が 15 GHz と非常に高く、共振器長が 2 cm と短いため、アライメントは比較的困難である。また球面ミラーの有効径は直径 1.5 mm と小さく、励起光を導入する部分のアライメントを慎重に行わないとしきい値が下がらないので注意が必要である。一度レーザー発信させた後、IR ビュアーで球面ミラーの表面の散乱光を見て、きちんとミラーの中心に当たっているか確認する必要がある。一般的に共振器長の短い共振器の方がアライメント誤差に対して不敏感であるため\*<sup>2</sup>、CW 発振をさせることは比較的容易である。

4 GHz レーザーと同様、一度モード同期が開始した後に励起光パワーを下げることも可能である。モード同期を探す時は前述の通り LD 電流 1600 mA の出力 1100 mW でアライメントを行ったが、LD 電流を 1000 mA の出力 750 mW まで下げてもモード同期は持続することが確認できた。またこのアライメントを保てば、一度励起光の電源を切った後、再度励起光パワーをあげることで、励起パワー 900 mW の付近で自発的にモード同期が開始することも確認された。

### 4.1.3 レーザーの特性評価

繰り返し周波数が 15 GHz の時のレーザーの特性を表 4.1 に示す。なお、以降の実験によって繰り返し周波数を頻繁に変化させているが\*<sup>3</sup>、繰り返し周波数以外の特性はほとんど変わらなかったため、ここでは割愛する。

表 4.1 15-GHz レーザーの性能

pump source	PMF-coupled, 1.1-W LD (976 nm)
gain material	1-mm, 3at.% Yb : Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ceramic
wavelength (nm)	1078 (FWHM: 12 nm)
repetition rate (GHz)	≤ 15.2
output power (mW)	60
pulse duration (fs)	152

#### RF 特性

図 4.3 はレーザーの出力を高速のフォトディテクタで検出し、スペクトラムアナライザで測定した結果である。繰り返し周波数 15 GHz と、その高調波である 30 GHz に鋭いピークが見えてお

\*<sup>2</sup> ミラーの角度を微小角  $\delta$  ずらしたとき、距離  $l$  離れたところでのポインティングのずれは  $l\delta$  である。従って共振器長が長い、すなわち  $l$  が大きいほどミラーの角度のずれに対してシビアなアライメントが要求される。

\*<sup>3</sup> 具体的には二枚の平面ミラーを動かし共振器長を変えるという作業である。

り、安定したモード同期が実現していることがわかる。

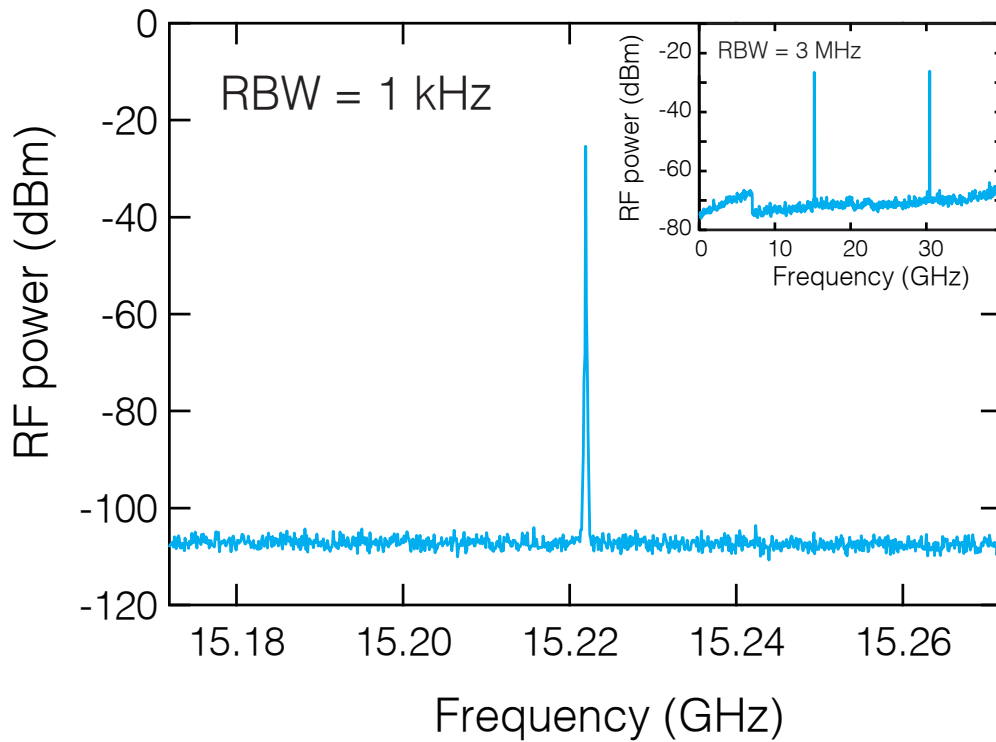


図 4.3 15-GHz, Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーの RF スペクトル

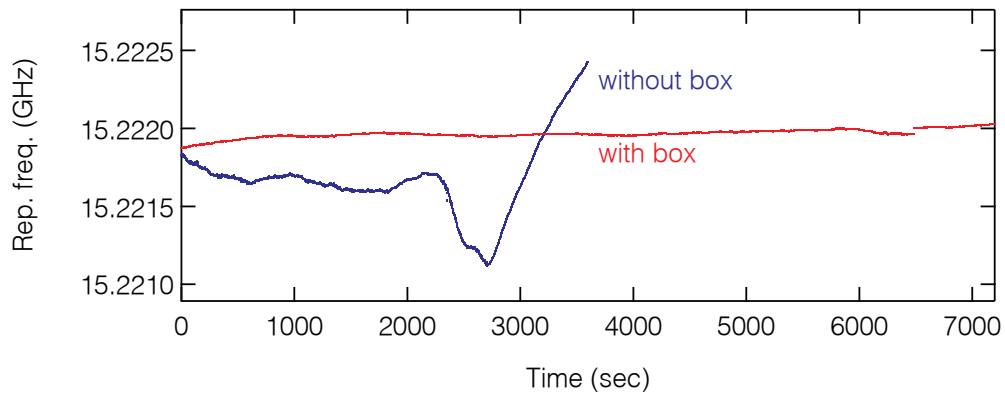


図 4.4 15-GHz, Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーの繰り替え周波数のドリフト。赤が箱有り、青が箱がない時のトレース。

### 光スペクトル

図 4.5 は光スペクトルである。中心波長やスペクトル形状はアライメントによっても多少変化するが、おおよそ 1080 nm 中心で、スペクトル幅は 12 nm (FWHM) であった。これより推定されるパルス幅 (フーリエ限界) は 102 fs である。4 GHz レーザーの時のように長波長領域にラマン



によるスペクトルが生じることもあったが、このレーザの場合、スペクトル幅を広げるようにアライメントを行うとラマンピークは消える様子が確認された\*4。また、繰り返し周波数を 10 GHz に下げたとき、アライメントによってはダブルパルスを示すスペクトルが確認された。したがって、このレーザの場合、同じ構成で繰り返し周波数が 20 GHz 以上まで向上できる可能性がある。しかし、曲率半径が 5 mm の球面ミラーを使った構成の場合共振器長を 2 cm 以下にすることはできなかった。より曲率半径の小さい球面ミラー（3 mm など）を用いれば 20 GHz を達成できるかもしれないが、ミラーの研磨や誘電体多層膜の作成が困難になるだろう。

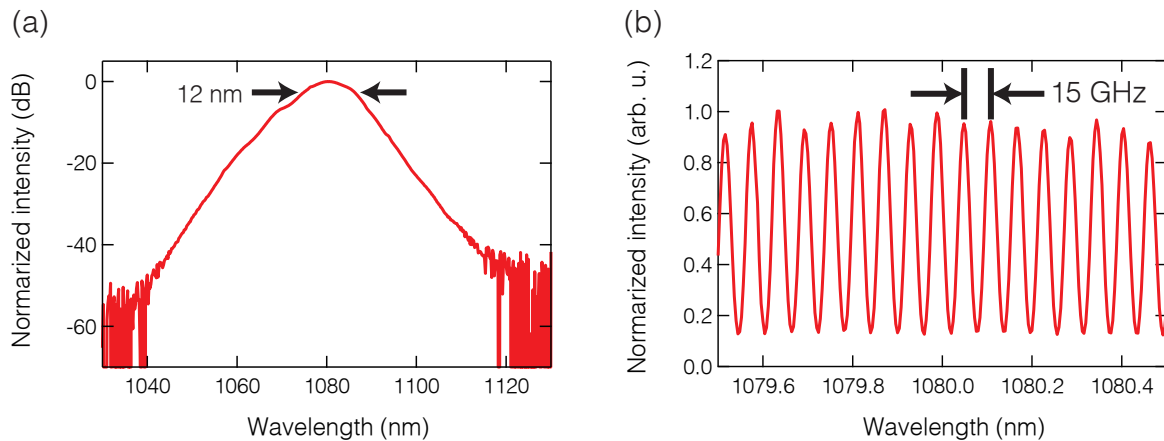


図 4.5 15-GHz, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーの光スペクトル。(a) 全体のスペクトル。(b) 波長 1080 nm 付近の拡大。

### パルス幅 (YDFA とコンプレッサー)

15 GHz レーザのパルス幅を測定するために、オートコリレーターを使用したが、15 GHz レーザのパルスエネルギーが小さく、レーザー単体では信号を得ることはできなかった。したがって次に示すような YDFA により出力を 200 mW 程度に増幅した後、グレーティング対によるコンプレッサーをもちいて YDFA での分散を補償し、測定した。図 4.6 に YDFA とコンプレッサーの概形を載せる。今回製作した YDFA は、当研究室でよく使われている「1 W アンプ」と呼ばれるものである。数十 mW のシード光を最大 1 W まで増幅することができるため、このような名前で呼ばれている。ハイパワーに増幅するためには、シード光と励起光を対向に入射する後方励起と呼ばれる配置にすることが多く、当初は後方励起で 1 W アンプを制作した。しかし後方励起の場合 ASE が顕著に現れた。そこでシード光と励起光を同じ方向で入射する前方励起に変更したところ、ASE の発生が抑えられたため、本実験では前方励起としている。

1 W アンプの入力部はシングルモードファイバーに接続されたコリメーターを用いた。入射用コリメーターはオシレーターと同じ箱に入れてあり、箱の内部でシングルモードファイバにカップリングさせている。ゲインファイバーとして長さ 4 m の Yb 添加ダブルクラッドファイバー

\*4 なぜラマンピークが消えるかと言うことについては不明である。

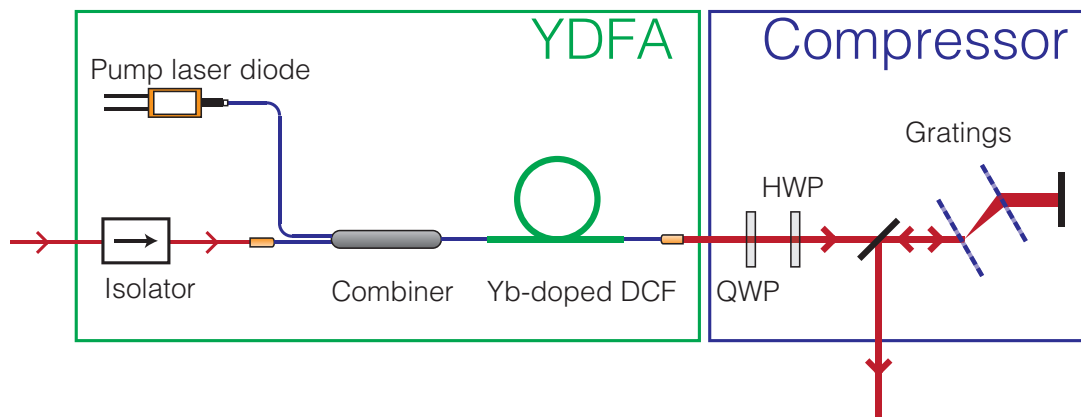


図 4.6 1W アンプとコンプレッサー

(YDCF) を使用し、励起光源として波長が 976 nm、最大 10 W 出力のマルチモードファイバークップルの LD を使用した。この LD の電流・出力特性は図 4.7 の通りである。

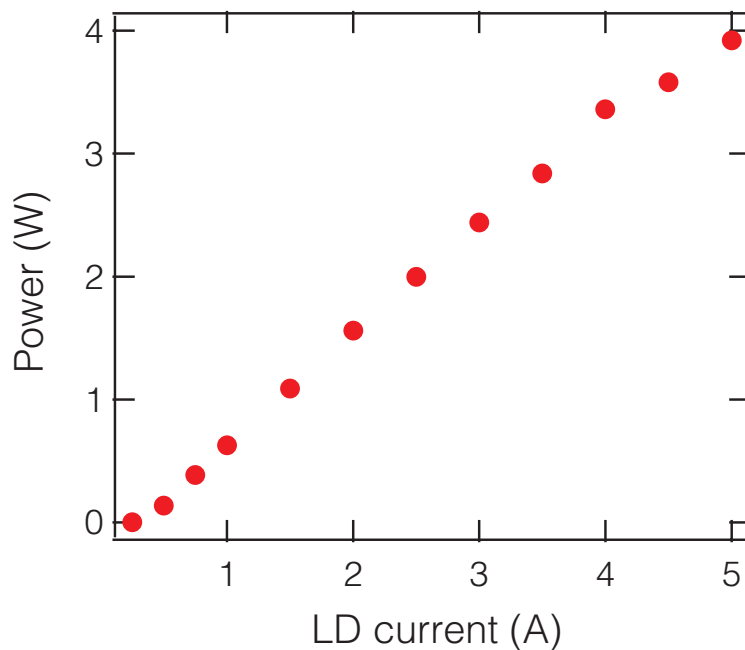


図 4.7 励起レーザーの電流・出力特性

コリメーター、ゲインファイバーと LD はポンプコンバイナにより合波され、入力されたシード光はゲインファイバーのコアを、励起光はゲインファイバーの第一クラッド (Inner-cladding) の部分を伝播する (図 4.8 参照)。第一クラッドは直径約 100  $\mu\text{m}$  と大きく、ハイパワーの励起光であってもパワー密度は低くなる。したがってビーム品質は悪いが高出力なマルチモードファイバークップルの LD を励起光源として効率的に増幅することができる。コアには Yb イオンが添加されており、励起光がコアを横切る際にシード光を増幅する。シード光はコアを伝播するため増幅によ

る高次モードの出現などのビームの劣化は起こらないため、高品質かつ高強度の増幅が可能となる。出射に関しては入射と同様のコリメーターを使用した。なお、入射と出射部に使用したコリメーターには AR コートが施されているが、この反射率が少しでも高くなると YDFA がレーザー発振してしまうおそれがある。したがってコリメーターの端面はできるだけ綺麗な状態を保つ必要がある。

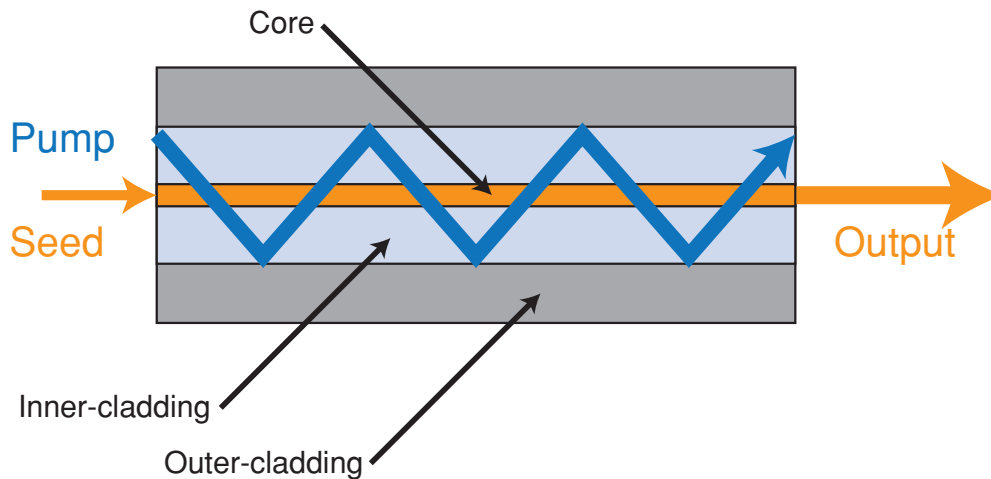


図 4.8 ダブルクラッドファイバー

今回使用した LD は波長安定化がされていないため温度により発振波長が大きく変化する。そのため効率良く増幅できるように LD の温度を調節した。LD にはペルチェ素子と温度センサが取り付けられており、Thorlabs 社製の温度コントローラーで温度調節が可能となっている。シード光を入射し出力をパワーメータでモニターしながら LD の温度を調節したところ、49 °C 付近で最も効率的に増幅できた。YDFA 前の平均パワーが 60 mW のとき、最大で 300 mW の出力が得られた。励起レーザーダイオードの出力にはまだ余裕があったが、使用したペルチェ素子の廃熱が間に合わず、これ以上は増幅しなかった。しかし、オートコリレーション信号をとる際には十分なパワーであった。

パルス幅を圧搾するためのコンプレッサーには、二枚の透過型グレーティング (1000 /mm) を使用した。総ファイバー長 5.5 m の YDFA で付加される分散は約  $-1$  であり、これを相殺できるようにグレーティング間隔は 30 mm とした。回折効率が高くなるように、YDFA 後に挿入した半波長板で偏光を調節する。グレーティングの一枚には移動ステージが取り付けられており、後述のオートコリレーターの波形を見ながら最もパルス幅を圧搾できる位置に調整する。

コンプレッサーにより圧搾したパルスのパルス幅を測定するため、図 4.9 のようなオートコリレーターを制作した。可変遅延路にはピエゾステージを用い、ファンクションジェネレーターからの三角波でスキャンしている。

非線形光学結晶として厚さ 500, 150  $\mu\text{m}$  の BBO 結晶を使用した。非線形光学結晶の厚さが厚い

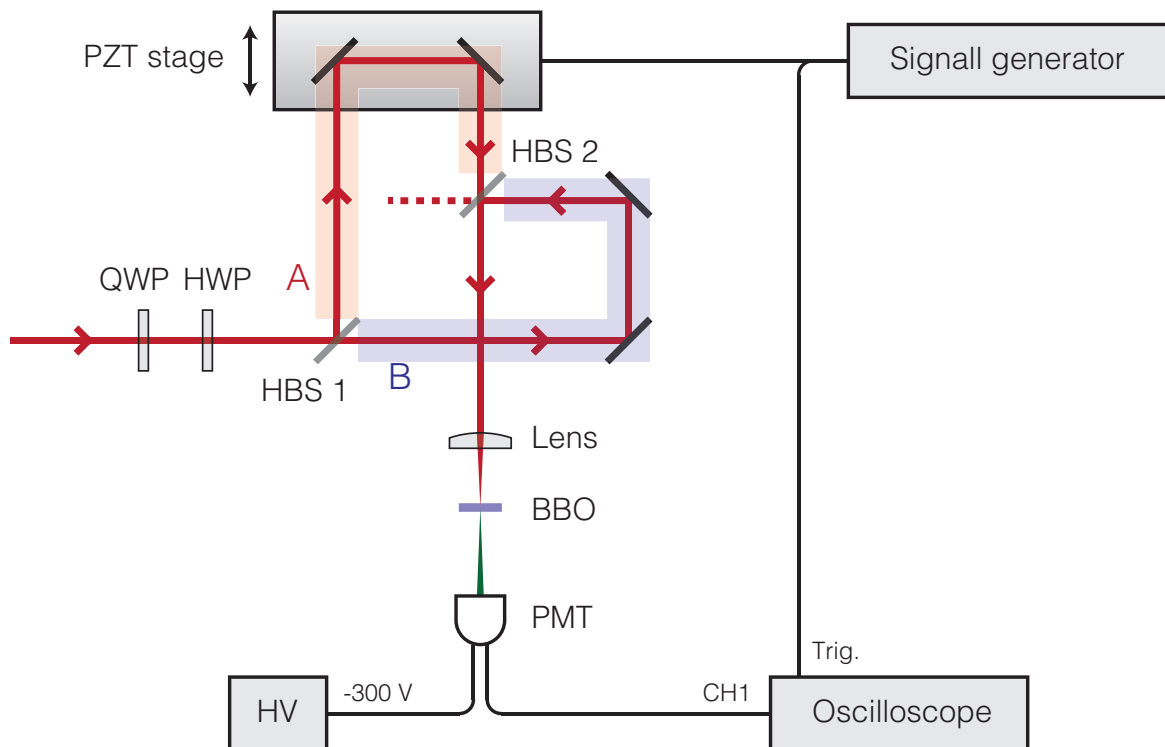
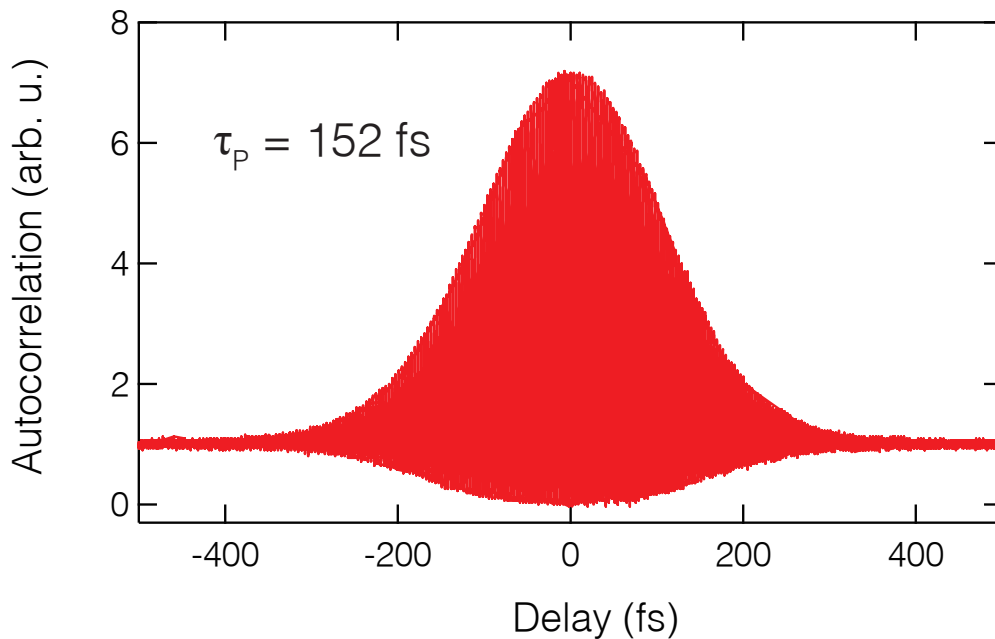


図 4.9

ほどシグナル強度が強くなるが、結晶内で分散が付加されてパルス幅が伸びてしまう\*5。そこで、初めは厚い結晶を用いてアライメントした後、薄い結晶におきかえて測定を行った。ディテクターには浜松ホトニクス社製のフォトマルチプライヤー（フォトマル）を使用し、出力信号はオシロスコープでモニターおよび取得した。フォトマルには 300 V 程度の高電圧をかけて使用した。フォトマルの増幅率が非常に高いことから、測定中は部屋を暗くし、さらにフォトマル周辺を覆うことで迷光対策を行った。

上記のオートコリレーターによって測定した結果を図 4.10 に載せる。測定値は 152 fs と、スペクトルから見積もったフーリエ限界の値 (102 fs) より長いのが、これには以下の理由が考えられる。ひとつにレーザー自体や、YDFA で付加された三次分散がある。グレーティング対によるコンプレッサーでは三次分散を補償することはできないため、圧縮できずにパルス幅の拡大を引き起こす。ふたつめは YDFA のゲインの帯域である。15 GHz レーザーの波長付近は YDFA のゲイン帯域の端にあるため、スペクトルが狭窄化してしまう。それに伴いフーリエ限界パルス幅も伸びてしまう。

\*5 高繰り返しレーザーは、低繰り返しレーザーに比べてパルスあたりのエネルギーが低い。そのため同じ平均パワーであっても第二高調波の強度は低下する。

図 4.10 15-GHz, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーのオートコリレーショントレース

### 長期安定性について

レーザーの長期安定性であるが、これは音や風、振動だけでなく、室温や気圧によっても大きく左右される。15 GHz レーザーでは、振動については厚さ 5 mm のゲルシートをアルミ製ブレッドボードの下に敷くことで、光学定盤からの振動を遮断している。また、実験室の気温はエアコンの動作により 25 °C 中心に 1 °C 程度ふらつくため、アルミ製ブレッドボードを室温より高い 27 °C の水で暖めている\*<sup>6</sup>。具体的にはアルミ製ブレッドボードの下に銅製の水冷ヒートシンクを取り付け、外部においたヒーターで 27 °C に暖めた水を流している。音と風についてはアルミ製の箱でレーザーを囲い、その中には発泡スチロールとウレタンを敷き詰めることで対策を行った。気圧変化については密閉した箱を用意する必要があるが、今回は今後の実験で共振器を頻繁にいじる必要があったため密閉はしていない。

繰り返し周波数を 7.8 GHz としたときの繰り返し周波数の変化を図 4.11 に載せる。室温は図の通り 25 °C 中心に 1 °C 程度ふらついているが、箱の内部の温度は 100 m °C 程度の振幅になっている。気温が変動すると繰り返し周波数もそれに伴って変動しているのがわかる。気圧が変化すると空気の屈折率が変化するため繰り返し周波数が変化するが、今回の測定のように数 hPa の変動であれば繰り返し周波数の変化は起こらない。

\*<sup>6</sup> 室温より高い温度にする理由は、冷却するよりも制御が容易であるからである。ペルチェ素子を用いて冷却することも可能であるが、ペルチェ素子自体の冷却をする必要があり煩雑になるため、今回は室温より高い温度に温調をかけている。

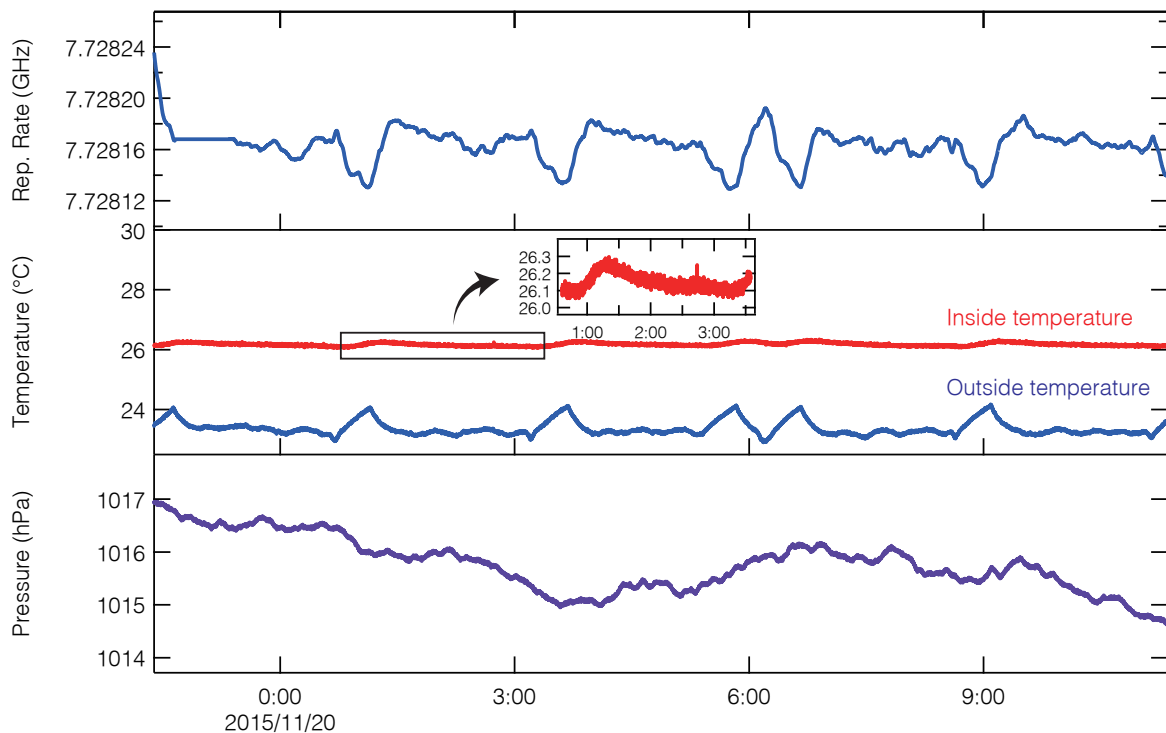


図 4.11 繰り返し周波数と温度、気圧との相関。

## 4.2 15 GHz 光周波数コムの開発

前節では繰り返し周波数が 15 GHz のモード同期フェムト秒レーザーを紹介した。本節では、この光周波数を参照信号源に位相同期することで光り周波数コムを作成する手順を説明する。モード同期レーザーの光周波数の自由度は、繰り返し周波数とオフセット周波数の二つであるため、二点を位相同期すればすべての縦モードの光周波数がモードナンバー  $n$  を用いて表現できる。今回は、繰り返し周波数と、光周波数の二点を参照信号源に位相同期した。

### 4.2.1 光周波数コムの詳細

はじめに光周波数コムの概要を述べる。図 4.12 に光周波数コムの全体図を載せる。15 GHz モード同期レーザーの出力はシングルモードファイバーにカップルされ、99:1 のファイバーカプラーにて出力の 1% を高速のフォトディテクタで受光し、RF スペクトラムアナライザや周波数カウンタでモニターし、また繰り返し周波数ロック用のエラーシグナルの生成に使用している。出力は一旦自由空間に出射したあと、音響光変調 (AOM) をベースとした周波数シフタを通過する。この周波数シフタにより光周波数のオフセットを制御することができる。この周波数シフタの効率が 25% 程度しかないため、周波数シフタの後には YDFA を配置し、出力の低下を補っている。なお、これらの部分は 4 GHz 光周波数コムのものを流用した。YDFA の出力は 50:50 のファイバーカブ

ラによって光周波数標準となる波長 1079 nm の狭線幅レーザーと合波される。合波後の光をディテクタで受けると、モード同期レーザーの縦モードと、狭線幅レーザーとのビート信号が観測され、この信号からオフセット周波数ロックのためのエラーシグナルを生成し、前述の周波数シフトにフィードバックしている。

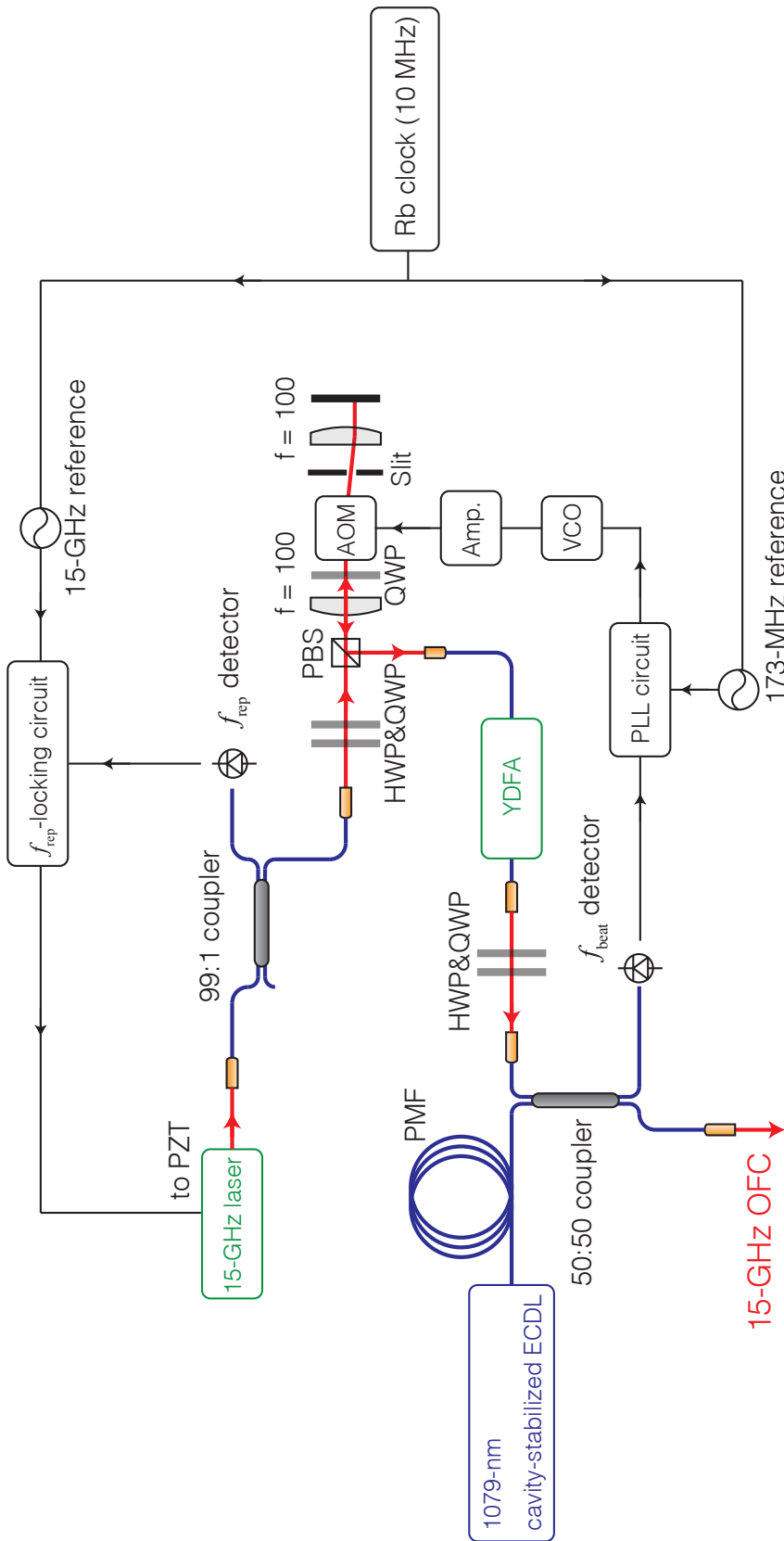


図 4.12 15-GHz 光周波数コムセットアップ



### 光周波数標準

今回の実験で使用した光周波数標準は、超低熱膨張ガラス (ULE) をもちいた High-finesse 共振器にロックした外部共振器型半導体レーザー (ECDL) である。波長は 1079 nm で別の実験室に配置されており、50 m の偏波保持ファイバー (PMF) を用いて運んでいる。出力はファイバーの後に 2 mW 程度である。このときに用いた ECDL の絶対周波数は未知であるが当研究室で保有している Yb ファイバー光周波数コムを用いることで測定することが可能である。また、ECDL の光周波数のドリフトは 160 mHz/s であり、これは ULE 共振器の熱膨張に由来している。絶対周波数が必要なコム応用の場合は ECDL の光周波数をファイバーコムなどに位相同期する必要があるが、ここでは本論文の範囲を超えるため、そのような位相同期は行っていない。

### 光周波数のロック

光周波数コム自由度の一つである繰り返し周波数は、Rb 原子時計にロックした RF シグナルジェネレーター (周波数 15 GHz) に位相同期した。帯域 25 GHz のフォトディテクタで得られた信号は増幅器で増幅されたのち、スプリッターにて分岐される。分岐の一つはスペクトラムアナライザに送られ RF 信号のモニタとして使用する。分岐の二つ目は周波数カウンタに送られ、繰り返し周波数のモニタリングを行っている。ここで、対象となる周波数 15 GHz は、保有している周波数カウンタの帯域 (最大 350 MHz) を超えているためそのままではカウントできない。そこでプリスケラを二台 (1/8、1/256、合計 1/4096) を使用して周波数を落としている。最後の分岐はミキサーによって RF 信号源とミックスされ、ローパスフィルタ (カットオフ周波数 5 MHz) を通した後、市販品のサーボアンプとピエゾドライバを介して、15-GHz レーザーの共振器ミラーの一つについているピエゾ素子にフィードバックしている。このとき、サーボの時定数によってロックの安定度や位相雑音特性は大きく変化する。

次に光周波数のロックである。繰り返し周波数のロックに用いた分岐の残りは AOM を用いたダブルパス方式の周波数シフタへと送られる。周波数シフタの部分は 4 GHz コムと同様であるため詳細は省略する。周波数シフタ後の出力は約 1 mW であるが、YDFA により 10 mW 程度まで増幅している。増幅後の光を 50:50 のファイバーカップラで ECDL の光と合波させる。ビート信号は ECDL と 15 GHz のレーザーの縦モード一つから生まれ、そのほかの縦モードは必要ない。また余計な縦モードはフォトディテクタの飽和を招くため、ECDL の波長近辺をグレーティングによって切り出してビート信号を得る。使用したファイバーカップラは偏波保持のものではないため、YDFA の後に半波長板と四分の一波長板を置き、偏光を合わせている。このときビート信号の SNR は RBW = 100 kHz で 30 dB 程度であった。このビート信号をデジタル PLL 回路によって 173 MHz の参照信号に対して位相同期したところ、図 4.13(a) のように位相同期していることを示すコヒーレントピークが得られた。位相雑音をシグナルアナライザで測定したところ 0.6 rad (100 Hz ~ 10 MHz) という値であった (図 4.13(b))。

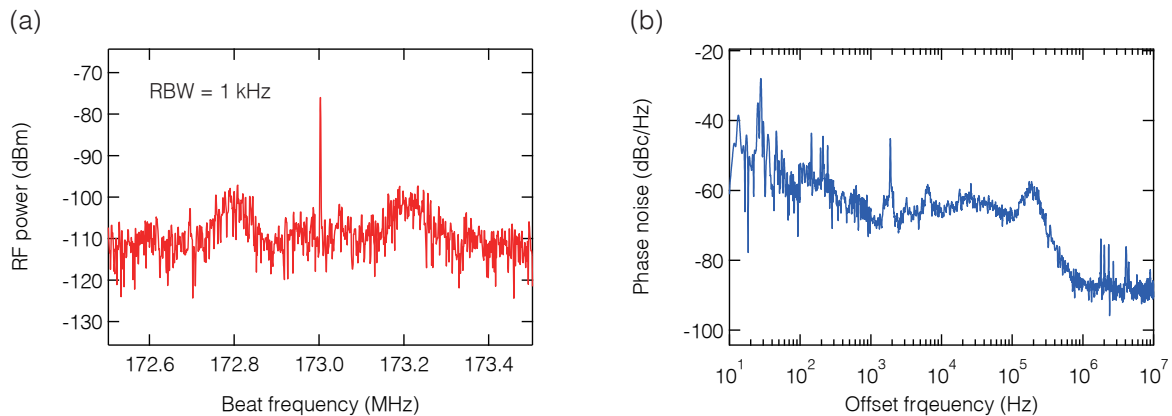


図 4.13 15-GHz 光周波数コムのロックされた (a) ビート信号と、(b) 位相雑音スペクトル。

## 4.2.2 特性評価

繰り返し周波数と光周波数領域でのロックにより、15 GHz レーザーの光周波数は ECDL に対して安定化された。両者をロックしたときの繰り返し周波数とビート周波数を周波数カウンタで記録した結果を図 4.14 に載せる。主に気温の変動により繰り返し周波数のロックが 10 分程度で落ちたため、10 分のログしかとれていない。温度が安定し、繰り返し周波数のロックが保持されていれば、より長時間のロックも可能である\*7。

## 4.3 まとめと展望

### 4.3.1 まとめ

本章では最高繰り返し周波数 15 GHz のカーレンズモード同期レーザーを開発した。レーザー共振器は 4 枚ミラー構成の共振器であり、レーザー媒質には 1 mm 厚、3at.%, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックを使用した。なお、繰り返し周波数は共振器のアライメントを変えることで可変である。励起光源としては 14pin バタフライパッケージの LD を使用したため、コンパクトで堅牢なレーザーである。レーザーの発振波長は 1080 nm 中心に 12 nm のスペクトル幅を持つ。オートコリレーターで測定したパルス幅は 152 fs であり、出力平均パワーは 60 mW であった。

このレーザーの縦モードの一つを ULE 共振器に安定化した CW レーザーとのビートを RF 標準に位相同期し、繰り返し周波数を RF 標準に位相同期することで、モード間隔 15 GHz の光周波数コムを開発した。光ビートと繰り返し周波数の位相同期は 10 分程度持続することができた。光ビートの位相雑音は 10 Hz から 10 MHz の積算で 0.6 rad であった。10 分経過すると、主に温度ドリフトの影響で繰り返し周波数の位相同期が落ちるため、それに付随して光ビートの位相同期も

\*7 本実験を行ったときは水による温度調節機構を導入していなかったことが原因である。

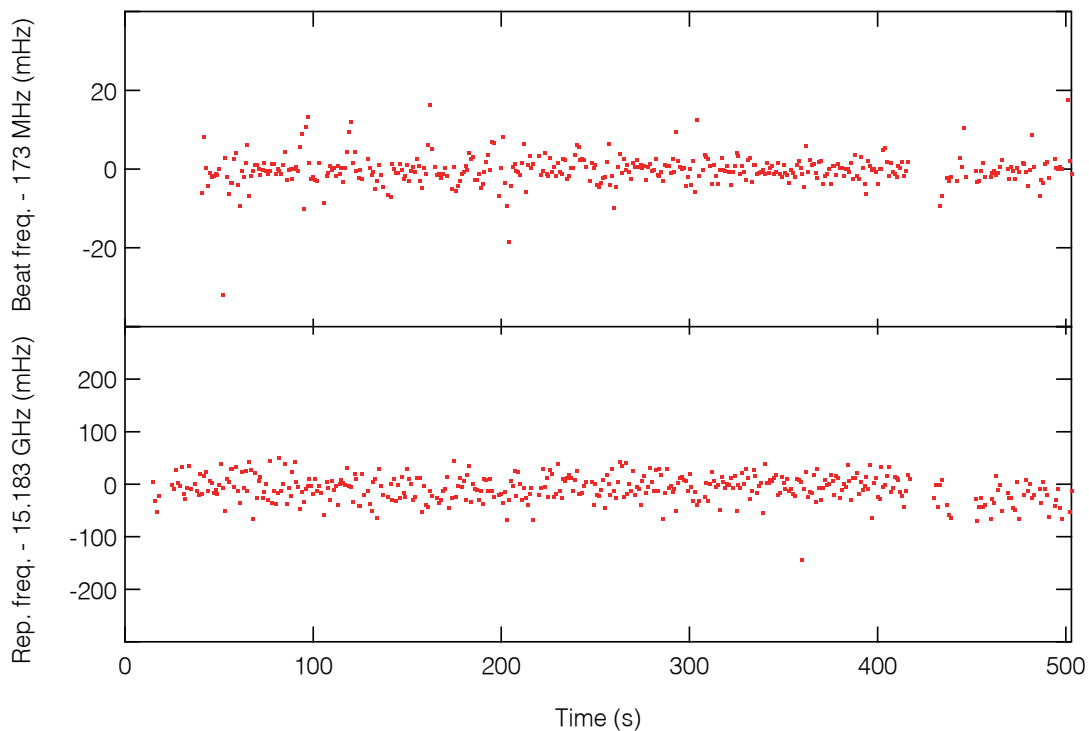


図 4.14 15-GHz 光周波数コムのビート周波数、繰り返し周波数の長期間測定。途中で間が開いているところはロックが一時的に落ちた箇所である。

落ちる。したがって、レーザーの温度をより精度良く安定化することで長期的な位相同期が可能である。

### 4.3.2 展望

ひとつは繰り返し周波数の向上である。コム分解分光の実現という意味では現状の繰り返し周波数で十分であるが、例えば光通信や、光アナログデジタル変換などの応用では繰り返し周波数が高いことが望まれる。とくに 20 GHz をこえるフェムト秒レーザーが渴望されている。現状の共振器構成では平面ミラーの 2 枚が接触するためこれ以上共振器長を短くすることができない。しかし励起光のパワーを LD の最大出力 1300 mW に対し、750mW でもモード同期が達成できたことから、励起パワーにはまだ余裕があり、20 GHz などのさらなる高繰り返し化を図ることも可能である。課題としては、現在使用している球面ミラーの曲率半径を 5 mm からさらに小さくして（例えば 3 mm）共振器長を短くする必要がある。しかし、このような小さい曲率半径のダイクロイックミラーを作ることは、誘電体多層膜の積層が困難であるため難しいであろう。

光周波数の安定化であるが、今回は繰り返し周波数と縦モードの一本とをそれぞれ RF 標準と光周波数標準に対して位相同期した。しかし、コムを作る際に繰り返し周波数を位相同期しても、光周波数領域ではその精度がモードナンバー分だけ悪くなる。したがって、たとえば光時計や低位相雑音マイクロ波源などへの応用にむけてはオフセット周波数と縦モード一本を位相同期することが

望ましい。しかし、オフセット周波数検出のための  $f-2f$  干渉計には超広帯域光の発生が不可欠であるため、10 GHz を超えた繰り返し周波数のレーザーでは実現が難しい。原因は、超広帯域光を発生させるためには数十 W 程度の平均パワーが必要と見積もられ、そのような強いパワーの光を PCF に入射すると、その端面にダメージが入るためである。そこで、考えられる方法として、LN 強度変調器などを利用したパルスピッカーによって時間領域においてパルスを間引き、繰り返し周波数を例えば百分の一 (150 MHz) にする。その後、YDFA や SOA によって増幅し、PCF に入射する。このとき超広帯域光発生に必要な平均パワーは数百 mW で済むと見積もられるため、PCF のダメージなどを気にする必要がなくなるであろう。

## 第 5 章

# line-by-line 任意波形光パルス生成

超短パルスレーザーのスペクトルに、液晶をベースとした空間光変調器を用いて強度・位相変調を施し、フーリエ合成することで様々な波形の光パルスを作るという技術は、ポンプ・プローブ分光やコヒーレント制御などの分野で発展を遂げた [91, 92]。しかし、一般的にフーリエ合成による波形整形は、レーザーのスペクトルを百分割程度に分割するにとどまり、波形整形の自由度に制限があった\*1。本書では、超短パルスレーザーの縦モードを分解することで、この制限をなくし、真の意味での任意波形を作り出すことを目標とした。この手法は「line-by-line 任意波形光パルス生成 (line-by-line OAWG (Optical arbitrary waveform generation))」などと呼ばれており、本論文では簡単のため line-by-line OAWG と呼ぶ\*2。対して、従来の波形整形を OAWG と呼ぶ。また、作られたパルス波形を評価するため、縦モード間位相測定法より、パルス波形の再構築も目指した。

本章でははじめに波形整形技術の理論について述べた後、実際に行った実験と結果について述べる。

### 5.1 line-by-line OAWG の理論

本節では、line-by-line OAWG の理論と実現方法について説明する。図 5.1 には基本的なフーリエ変換パルス生成器 (pulse shaper) のセットアップを示す。入射電場  $E_{in}(t)$  はグレーティングによって分光され、レンズによって集光される。集光面、すなわちフーリエ面には物理的なスリットや SLM などのマスクが置かれており、スペクトルによって異なるマスクが施される。マスクを通過した光は再びレンズを通りグレーティングによって再合成される。これは 4f 光学系になっているため理想的にはマスクを除いて分散のない光学系となっている。つまり、マスクがない状態であればこの光学系を通過してもパルス波形は変化しない。なお、ここではわかりやすくするため透過型のマスクの場合を図示したが、反射型のマスクを用いても同様である。line-by-line であるかそうでないかの違いは、このフーリエ面において縦モードが分解され、モードごとに独立したマス

\*1 後述するが、具体的な制限としてはパルスの duty 比が制限される。繰り返し周波数 (モード間隔)  $f_{\text{frep}}$  に対して、波形成型器の分解能  $f_{\text{shaper}}$  が  $M$  倍悪いとき、得られるパルスの duty 比は最大でも  $100/M\%$  に制限される。

\*2 "line-by-line" とは、レーザーの縦モードそれぞれに対して独立な強度・位相変調を施す、という意味が込められている。

クを施すことができるか否かである (図 5.1)。通常、pulse shaper の周波数分解能は 100 GHz のオーダーであるのに対し、レーザーの繰り返し周波数、すなわちモード間隔は GHz 以下であることがほとんどであるため、モードごとに独立したマスクを施すことはできない。

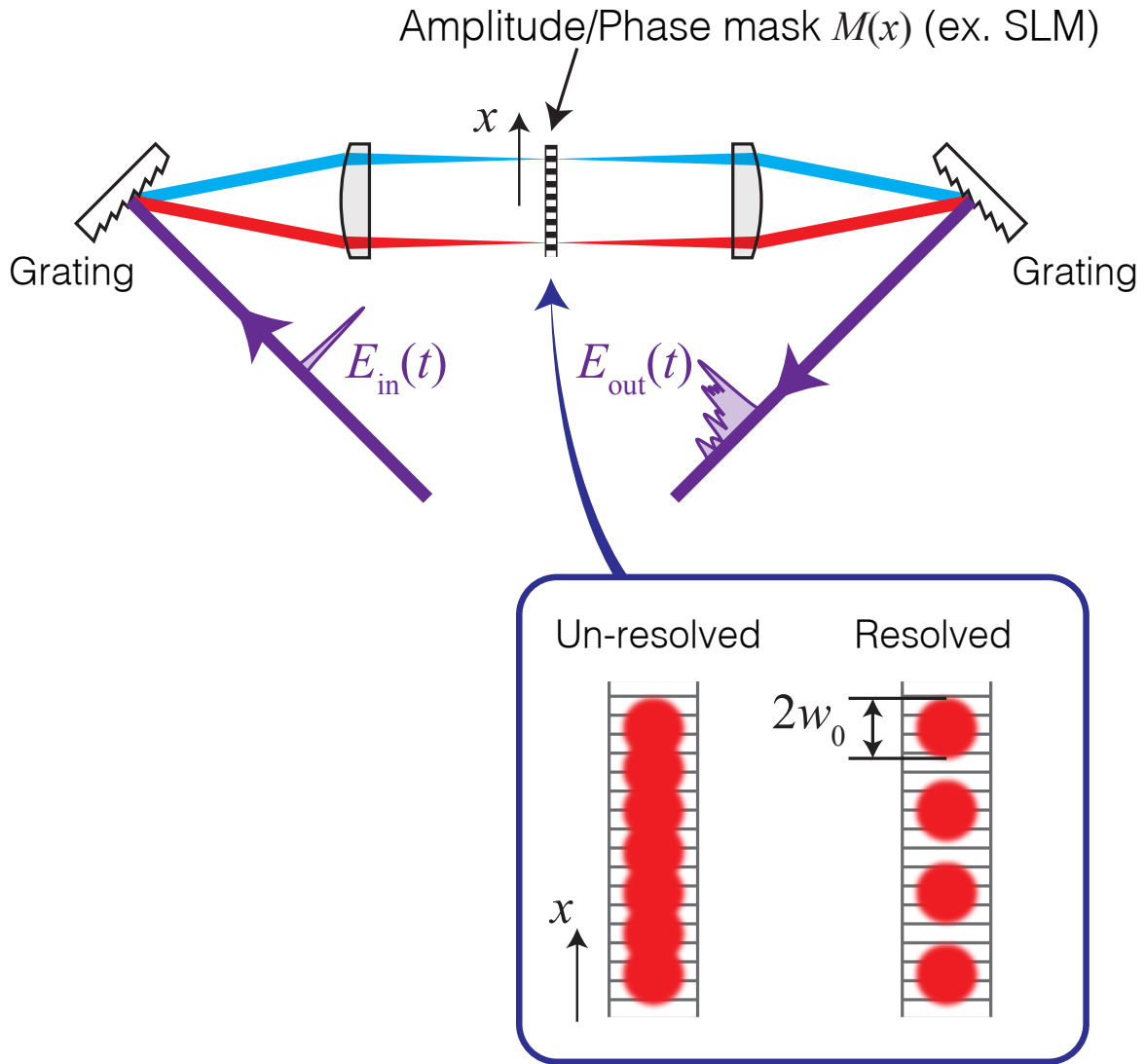


図 5.1 任意波形光パルス生成器の概要図。縦モードがフーリエ面で分離されていない場合と分離されている場合。

はじめに通常の OAWG について述べた後、line-by-line OAWG について述べ、両者を比較する。なお、ここでの議論は参考文献 [93] を参考にした。

### 5.1.1 一般の OAWG

一次元マスクの関数を  $\tilde{M}(x)$  とする。ここで  $x$  はマスク上の位置を表す。グレーティングやブリズムなどでマスク上に分散させることを考えると、光角周波数  $\omega$  におけるマスク上の位置は  $\alpha\omega$  とかける。ここで  $\alpha = \partial x / \partial \omega$  である。対象となるスペクトル範囲が狭い場合、 $\alpha$  は定数と見なすことができる。したがって、入力電場を  $\tilde{E}_{\text{in}}(\omega)$  とすると

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{M}(\alpha\omega)\tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \quad (5.1)$$

である。時間領域ではフーリエ逆変換を考えて

$$E_{\text{out}}(t) = E_{\text{in}}(t) * M(t/\alpha) \quad (5.2)$$

であり、 $*$  は畳み込みを表す。ここで

$$M(t/\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{M}(\alpha\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (5.3)$$

である。

実際の実験系では、マスク上である周波数成分は「ぼやけ」てしまう。この効果を考慮する。マスク上である周波数  $\omega$  の成分がガウシアンビームでありビームウェスト半径  $w_0$  で集光されるとする。一般にビームウェスト半径は周波数によって異なるが、ここでは一定値を仮定する。このときの出力電場  $\tilde{E}_{\omega}$  は文献 [93] によると

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) \propto \left( \int_{-\infty}^{\infty} dx \tilde{M}(x) \exp\left(-\frac{(x - \alpha\omega)^2}{2w_0^2}\right) \right) \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \quad (5.4)$$

とかける。したがって、時間領域では

$$E_{\text{out}}(t) \propto E_{\text{in}}(t) * \left( M(t/\alpha) \exp\left(-\frac{w_0^2 t^2}{2\alpha^2}\right) \right) \quad (5.5)$$

である。すなわちいくらシャープなマスクであっても、有限のビームサイズによってマスクがぼかされてしまうことを意味している。

### 5.1.2 line-by-line OAWG

ここまでの議論ではパルスの繰り返し構造を考慮していなかった。入力電場として繰り返し角周波数  $\omega_{\text{rep}}$ 、オフセット角周波数  $\omega_0$  のパルスレーザーを仮定する。入力電場は縦モード電場（振幅  $E_{\text{in}}^{(n)}$ ）の重ね合わせで書くことができ

$$E_{\text{in}}(t) = \sum_n E_{\text{in}}^{(n)} \exp(-i\omega_n t) + \text{c.c.} \quad (5.6)$$

である。ただし、 $\omega_n = \omega_0 + n\omega_{\text{rep}}$  とする。マスク上での縦モード間隔が、マスクの空間分解能と  $w_0$  に対して十分大きいとき、各縦モードに対して独立なマスクと見なすことができるため、式 (5.5) は

$$E_{\text{out}}(t) \propto E_{\text{in}}(t) * M_n \tag{5.7}$$

$$= \sum_n M_n E_{\text{in}}^{(n)} \exp(-i\omega_n t) + \text{c.c.} \tag{5.8}$$

のように簡略化できる。ここで  $M_n$  はモード  $n$  に対するマスクである。このような OAWG のことを特に line-by-line OAWG と呼ぶ。

繰り返し構造のパルスを持っていても、モード間隔がマスクの分解能よりも悪い場合、通常の OAWG に従う。

### 5.1.3 一般的な OAWG との比較

本章のはじめにも述べたが、一般的な OAWG との主な違いは、作られるパルスの duty 比に制限がないということである。これについて説明する。

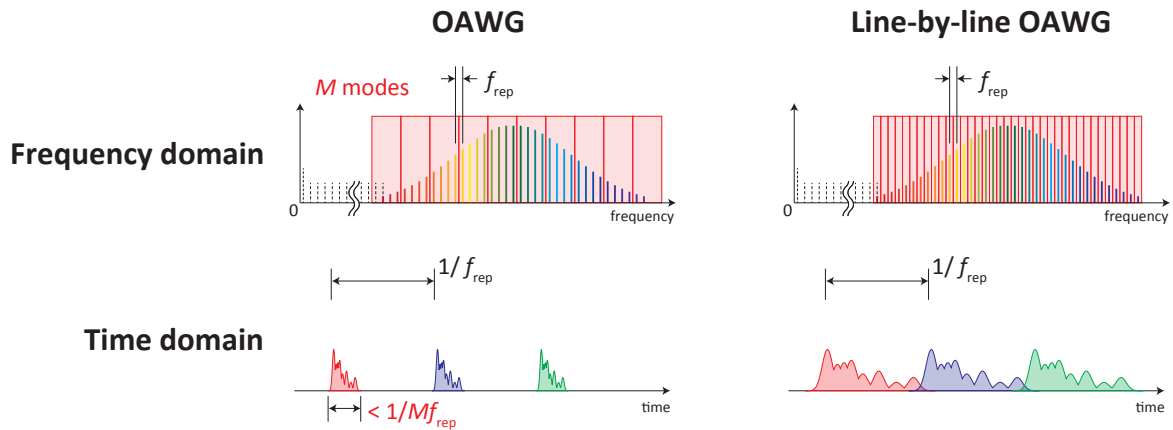


図 5.2  $M$  モードごとにマスクを施す一般的な OAWG (右) と、独立に line-by-line OAWG (左) との比較。一般的な OAWG の場合、得られるパルス幅は  $1/(Mf_{\text{rep}})$ 、すなわち duty 比として  $100/M\%$  に制限される。対して line-by-line OAWG の場合、そのような制限はなく、隣のパルスと重なるような時間領域をすべて埋め尽くすような波形も作る事ができる。

一般的な OAWG の場合、図 5.2 のように縦モードごとではなく、あるスペクトル領域に対して同一のマスクを施すことになる。すなわち複数 ( $m$  本) の縦モードは共通のマスクによって変調されることになる。したがって、 $m\omega_{\text{rep}}$  の周波数成分を消すことができず、パルス幅が  $2\pi/(m\omega_{\text{rep}})$  以上にする事ができないということを示している\*3。対して line-by-line OAWG の場合、この制限がなくなるため、時間領域すべてを埋め尽くしたパルス波形も作る事ができる。したがっ

\*3 グレーティング対を用いたパルスストレッチャーで、引き延ばせる最大のパルス幅が、グレーティングサイズ (すなわちストレッチャーの周波数分解能) で制限されると言うことと同義である。



て、line-by-line OAWG の技術があれば、一台のフェムト秒レーザーから、フェムト秒のパルス波形から CW レーザーまでありとあらゆるパルス波形を作ることができる\*4。この技術と光周波数コムとを組み合わせることで、レーザーレーダー (Light detection and radar: LIDAR) での応用や [94]、コヒーレント制御、繰り返し周波数の通倍などの応用が考えられている。また、本論文でも紹介するが、単一モードを抜き出すことで光周波数コムから CW レーザーを作ることができる。「光周波数コムとは CW レーザーの集合である」ということはレーザーの基礎的なことであるが、実演することは難しく、教育的な内容であろう。

#### 5.1.4 line-by-line OAWG の例

line-by-line OAWG を実現するためには縦モードを分解する必要がある。また、縦モードが分離できたとしても、それよりも細かい空間分解能を持つマスクが必要となる。これまでに研究されている line-by-line OAWG の例を表 5.1 に挙げる。表において、BW は pulse shaper の帯域を表している。また表中の FC は Filtering cavity の意であり、もともとモード間隔の狭い縦モードを、高い FSR の共振器によって縦モードを間引くことによって、広いモード間隔を得ている。実現するための方針は大きく分けて二つあり、一つはモード間隔の広いレーザーを用いること、もう一つは分解能の良い pulse shaper を用いることである。

表 5.1 line-by-line OAWG の例

Laser source	$\lambda$ (nm)	$f_{\text{rep}}$ (GHz)	$f_{\text{reso}}$ (GHz)	BW (GHz)	Mask	Ref.
modulated CW	1500	5	5	500	SLM	[95]
	1500	5	3	5800	SLM	[96]
	1500	10	3		fixed mask	[97]
Ti:sapphire	800	0.89	0.357	10 (nm)	fixed mask	[98]
Ti:sapphire + FC	965	21		13400	SLM	[99]
Er:fiber + FC	1500	0.05	3		fixed mask	[97]
Yb : Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ceramic	1080	12	2	200	SLM	this work

この用からもわかる通り、line-by-line OAWG は主に変調した CW レーザーや、モード同期レーザーと FC との組み合わせといった光源を用いて行われてきた。また、波長は通信波長帯の 1500 nm や、Ti:sapphire レーザーの 800 ~ 1000 nm が使われてきた。私たちの研究ではオシレーターから直接 12 GHz という光繰り返し周波数のフェムト秒レーザーが取り出せることから、グレーティング一枚のシンプルな pulse shaper によって実現できるという利点がある。さらに、波長が 1000 nm 帯であるため、pulse shaper の後段に YDFA を置くことで、W レベルを超える増幅が可能である、という利点もある。特に増幅可能であるということは、実用上きわめて重要なことである。

\*4 もちろん欠点はある。たとえば、繰り返し周波数を変化させることは (定数倍を除いて) できない。

## 5.2 line-by-line OAWG の実験

line-by-line OAWG の実験として、はじめに固定マスクによるモードの抜き出しをおこなった。この実験では以降の任意波形生成実験の基礎となる光学系を構築した。また、モード同期レーザーはしばしば「モード同期レーザーとは、互いに位相同期した多数の CW レーザーの集合である」と表現されるが、これを確かめた。つぎに、空間位相変調器 (SLM) を用いたより自由度の高い OAWG、そして、縦モード間の位相関係を調べ、パルス波形を測定するパルス波形取得を行った。以下ではそれぞれについて説明する。

### 5.2.1 固定マスクによるモードの抜き出しと評価

line-by-line OAWG の本来の目標は SLM を使い、各縦モードに独立な強度・位相マスクを施すことであるが、そのための準備として SLM ではなく単純な固定マスク (スリット) を用いて、繰り返し周波数 12 GHz のレーザーの縦モードを選択し、その評価を行った。ここでの実験はモード同期レーザーの単一 (もしくは複数の) 縦モードを抜き出すことを目的としているが、この技術は以下のような応用に適応可能であろう。

光格子時計をはじめとした光時計は、遷移周波数が光周波数領域にあるため、マイクロ波領域にダウンコンバートする際に光周波数コムを用いる。しかし、通常の光周波数コムではモード間隔が狭く、モードパワーも十分でないために、cw レーザーを介して安定化を行っている。ここで開発した縦モードを抜き出して作られた cw 光源を用いることができれば、ロックが必要な箇所が減るため、特に長期安定度の面で優れた光時計が実現できるだろう。

#### モードの抜き出し

図 5.3 に実験のセットアップを載せる。光源として、繰り返し周波数 12-GHz の Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザーを用いた。これまでに開発したレーザーの最高繰り返し周波数は 15 GHz であるが、レーザー共振器のアライメントの困難さなどの理由から、繰り返し周波数を 12 GHz と下げている。なお、スペクトルやパルス幅は 15 GHz の時とほぼ同様である。この出力をサーキュレーター、および YDFA を介してパルス成型器へと入射する。パルス成型器は、Canon 製の回折格子で、サイズが 100 mm × 40 mm、格子定数は 1740 本/mm、回折効率は 89%@1080 nm をもちいた分光器がベースとなっている\*5。シングルモードファイバによって光は分光器に導かれ、焦点距離 150 mm のアクロマートレンズによってビームサイズを約 25 mm にコリメートする。コリメートした光は回折格子によって回折され、焦点距離 250 mm によって集光される。この分光器の分解能をモード同期レーザーによって測定したところ 2 GHz@1078 nm であった。これはモード間隔 12 GHz のレーザーの縦モードを分解するのに十分である。焦点面には図 5.3 のように遮光テープで作成した V 字型のスリットを貼った銀ミラーが置かれている。スリットがない場合、入射し

\*5 前述の高分解能分光器で使用した回折格子の小型版である。

てきた光はこのミラーで打ち返されてシングルモードファイバに入射し、サーキュレーターからそのまま出射する。スリットがある場合、このミラー表面では縦モードがきれいに分解されているため、モード選択をすることができる。また V 字型であるため、スリットを縦方向に移動することで選択する縦モードの本数を選ぶことができる。こうして抜き出された縦モードは先ほどと同様シングルモードファイバに入射し、YDFA によって増幅され、サーキュレーターから出射する。

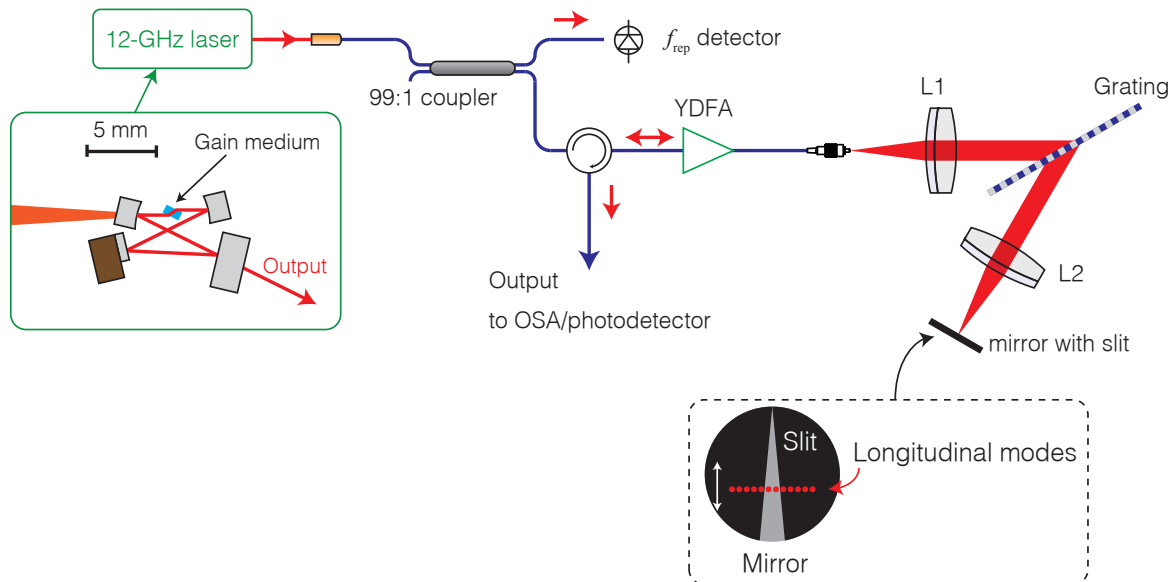


図 5.3 縦モード抜き出しの実験のためのセットアップ。光バンドパスフィルタとして働く。

次に、単一モードを抜き出したときの評価を行った。単一モードを抜き出したときのスペクトルを図 5.4 に載せる。単一モードを抜き出すことに成功している。抜き出した縦モード近辺のスペクトルは図 5.4 の inset の通りであり、この例では 35dB 以上の SNR で単一モードを抜き出すことに成功していることがわかる。このとき SNR を制限しているのは第二章で計算した分光器のビジビリティである。今回使用した分光器の分解のは 2 GHz であり、モード間隔が 12 GHz であるので、理論上の最高 SNR は約 112dB となる。モードパワーは  $100 \mu\text{W}$  であり、これはさらなる高出力かをはかる際に使用する YDFA のシード光として十分なパワー\*6を持つため、cw レーザーを介さない光時計などへの応用が期待される。なお、ピークに対して 20 dB ほど低い部分にスペクトルの裾が見られるが、これは使用した光スペクトラムアナライザの仕様であり、実際のスペクトルにこのような構造はない。また、2 本以上の複数モードを抜き出したときも ASE などの信号光以外の成分の量、スペクトル形状に変化は見られなかった。

\*6 一般的に  $100 \mu\text{W}$  あれば、ASE の成分を押さえながら増幅が可能である。これよりも弱い場合、信号光よりも ASE が増幅されてしまうため出射の SNR が悪くなる恐れがある。

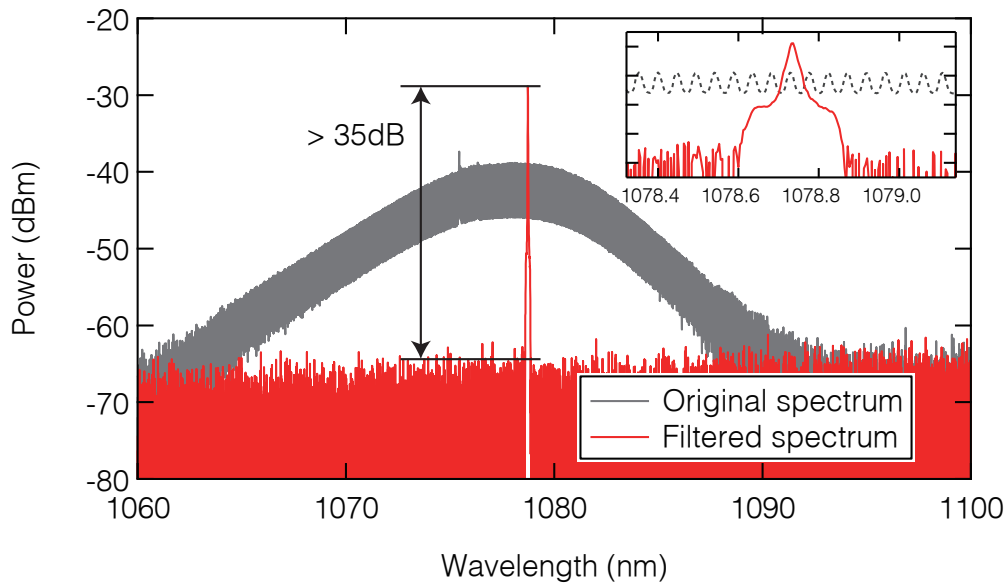


図 5.4 縦モードを一本だけ抜き出した時の光スペクトル。

## 評価

「モード同期レーザーは数万本の位相同期した cw レーザーの集合」と表現されることがあると述べたが、一見すると不可思議である。コム分解すると縦モード一つ一つが CW になるというのは、元々超短パルスレーザーで電場強度がなかった時間に電場が出現するからである。そこで、一つ前のセクションで作り出した CW 光源を時間領域で測定することで、それを確認した。

先ほどの OBPF により縦モードの数を 4 から 1 本に制限したときの光スペクトルと時間領域でのトレースを図 5.5 に載せる。先ほどと同様、スペクトルに裾があるように見えるのは光スペクトラムアナライザの仕様である。次に、この光を高速のフォトディテクタ（帯域 45 GHz）で受光し、サンプリングオシロスコープ（帯域 50 GHz）でその波形を取得した。サンプリングオシロスコープを使用する際にはシグナルに加え、トリガー用の信号も必要である。今回はレーザーの繰り返し周波数をモニターするための周波数分周（ $1/2048$ ）済みの信号をスプリッターで分離して使用した。灰色で示したプロットはスリットを完全に閉じたときのバックグラウンドである。これを見るとわかる通り、縦モードの本数を制限していくと、表 5.2 にも示した通りパルス幅が徐々に伸びていき、単一モードにしたときには時間変動しない信号になっていることがわかる。なお、モードを増やしていくとパルス幅は狭窄化するが、測定器の帯域によりモード数 4 本以上ではその変化が見られないため、ここでは省略した。

単一モードの結果だけでは、CW レーザーであるとはいえない。それは ASE のようなインコヒーレントな光であっても時間変動しない DC 信号が得られるからである。したがって、単一モードだけではなく隣接 2 モードを入れたときにモード間のビートによって正弦波が生まれることが必要である。実験結果では 2 モードを入れたときに 40 ps（12 GHz のパルス間隔 80 ps の半分）の

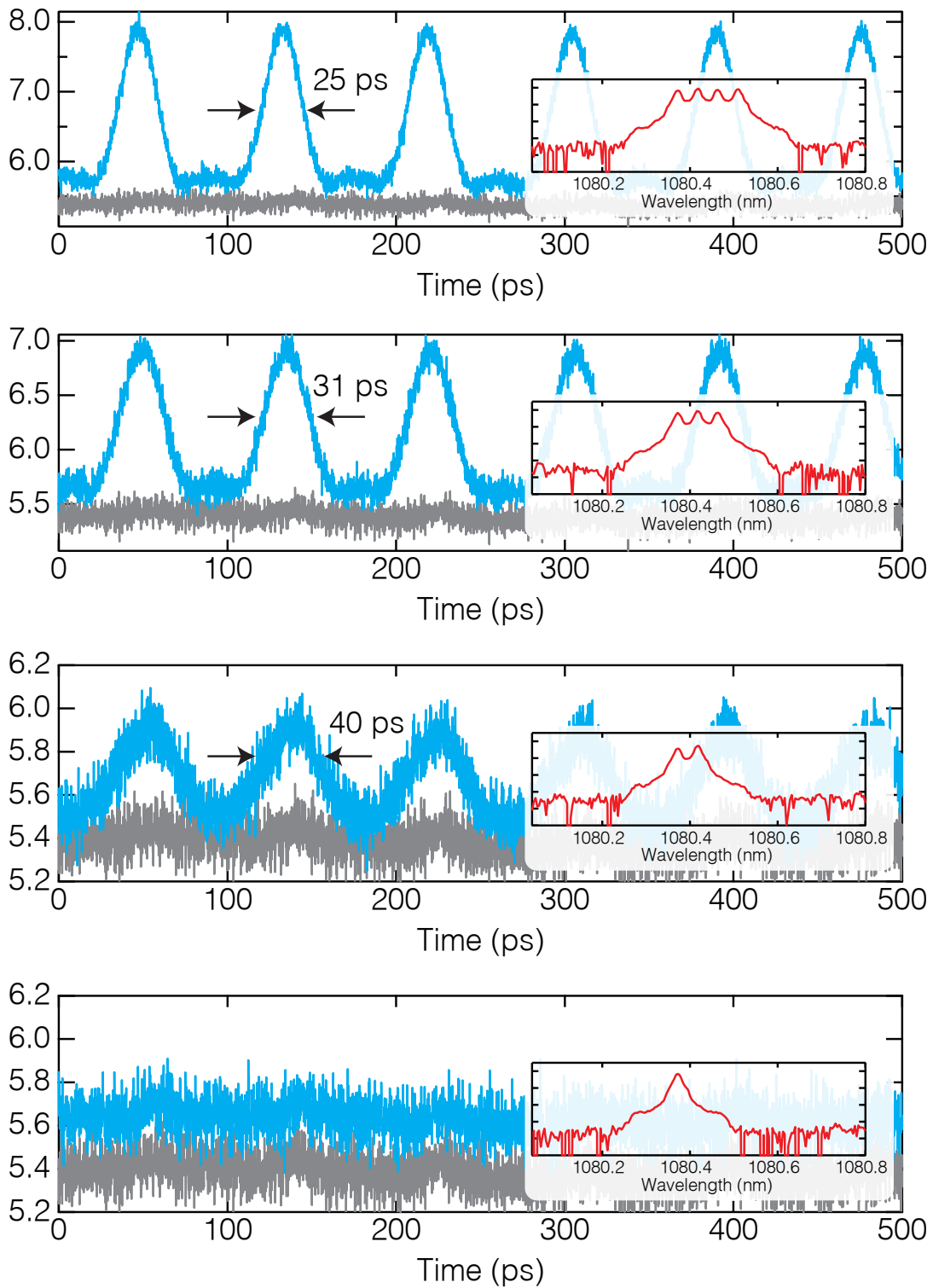


図 5.5 OBPF によって縦モードを抜き出した時の光スペクトルとフォトディテクタで取得した時間波形。

表 5.2 モード本数とパルス幅

モード本数	パルス幅 (ps)
4	25
3	31
2	40
1	DC

正弦波が観測できたことから、モード同期レーザーは位相同期した CW レーザーの集合である、ということがいえる。

### 5.2.2 空間光変調器を用いた line-by-line 任意波形生成のアライメント

スリットによる固定マスクでは限定的な強度アスクしか施すことができない。ここではスリットを空間光変調器 (SLM) に置き換えることでより自由度の高い波形生成を行った。セットアップは図 5.6 の通りであり、先ほどからの変更点は、V 字スリットを空間光変調器 (SLM) に置き換え、半波長板を追加したことである。これにより縦モードの強度と位相を独立にモードごとに独立に制御できるようになった。CCD カメラの部分は SLM のどの部分にどの縦モードが来ているかというキャリブレーションを行う箇所である。

以下では、実験の準備として、使用した SLM について述べた後、SLM による強度マスクの作成法、SLM のアライメントおよび位置キャリブレーション、強度マスクの最適化について述べた後、実際に行った波形生成の結果を述べる。

#### 使用した SLM について

SLM とは液晶を用いたデバイスであり、ピクセルにかける印加電圧によって光路長、すなわち光の位相を変化させることができる。大きく分けて透明電極で液晶を挟んだ透過型と、金属ミラーや誘電体多層膜ミラーの上に液晶と透明電極を載せた反射型があり、今回は後者の反射型を使用した。ピクセルの配置も横一列に並んだ一次元タイプと、縦横に並んだ二次元タイプがあり、用途によって適したものを使用する。今回使用した SLM の性能を表 5.3 に載せる。使用した SLM の一番の特徴はピクセルサイズとピクセル数である。よく使われている SLM は、一方向に幅数十  $\mu\text{m}$  のピクセルが数百ピクセル並んだものであるが、今回のものは  $1.6 \mu\text{m} \times 19.66 \text{ mm}$  という非常に細長いピクセルが 12288 ピクセル横方向に並んでいる (図 5.6 参照)。従って、一次元ではあるが非常に細かいパターンを刻むことができ、後述するグレーティング構造による強度マスクを作るのに適している。

SLM の制御は PC 上で LabVIEW によって行った。SLM と PC との通信は付属のコントローラを用いて PCI Express ボード経由で行う。基本的な使い方は 12288 行 2 列のテキストデータ (1 列目にピクセル番号、2 列目に SLM に印加する電圧を 0 - 63355 の 16bit 整数値で表したもの) を

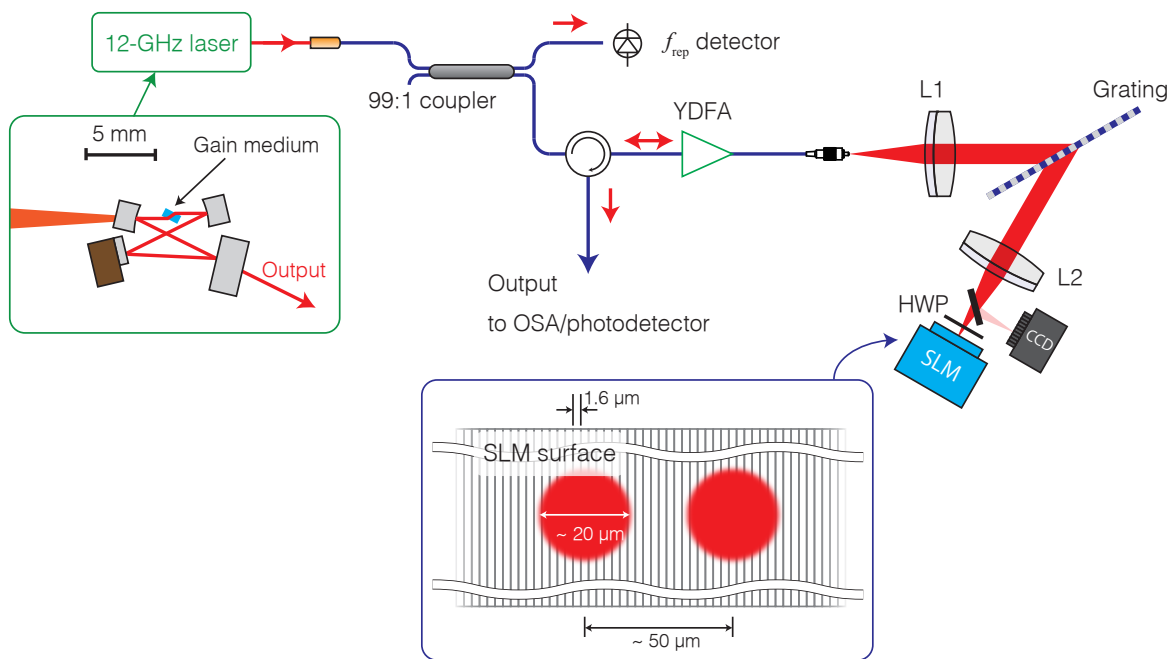


図 5.6 SLM を用いた line-by-line OAWG の実験セットアップ。

表 5.3 使用した SLM の仕様

アレイサイズ	19.66 × 19.66 mm
波長	1064 nm
ピクセルフォーマット	1 × 12288
ピクセルピッチ	1.6 μm
位相分解能	2π/100 rad (min)
位相ストローク	2π rad (Double pass)
応答速度	5 - 30 ms

送信するとその通りのパターンを書きこまれる。SLM の非線形性により、印加電圧に対する位相が直線的にならないため、あらかじめメーカー側で用意された校正表 (LUT: Look Up Table) のデータを使用する。また、書き込む値は 16bit で与えるが有効ビット数は 8bit 程度である\*7。たとえば整数値として 0 や 63355 を書き込んだ場合、それぞれで与えられる位相は往復でおおよそ 2π および 0 (rad) である (使用する波長によって変化)。SLM 上には縦モードが直径約 20 μm で集光され、間隔は約 50 μm である。SLM のピクセル間隔が 1.6 μm であるため、縦モード一つに対して約 12 ピクセルが割り当てられている (図 5.6 参照)。

\*7 厳密には使用する波長によっても印加される位相は異なるが、今回は十分に狭いスペクトル帯域で使用しているため特に問題にはならない。もちろん、広帯域で使用する場合でも、波長ごとに校正をかけることで解決可能である。

## SLM による位相・強度マスクの作成

位相マスクをほどこすためには、対象となる縦モードに対して12ピクセルに同等の値を書き込むことで実現できる。強度マスクについてはグレーティング上の構造を施すことで実現可能である [100]。図5.7に示すように光周波数  $f$  のモードに対し SLM の位置  $x$  に以下のような位相マスク  $\Phi(f, x)$  を書き込む。

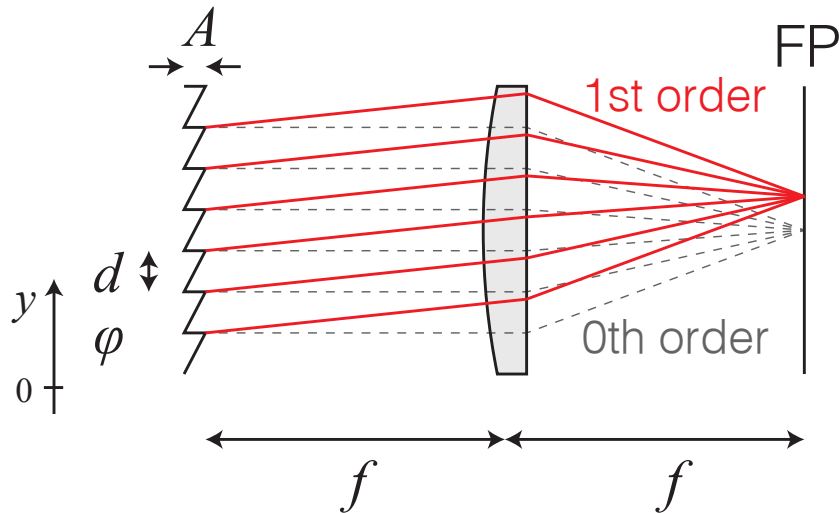


図 5.7 のこぎり状の位相パターンによる強度マスク

$$\Phi(f, x) = \alpha \left( \frac{1}{2} + A(f) S_d(\phi(f), x) \right) \quad (5.9)$$

ここで  $\alpha$  は SLM で付加することのできる最大の位相シフト量、 $S_d(\phi(f), x)$  は周期  $d$  ののこぎり波の関数、 $\phi(f)$ 、 $A(f)$  は光周波数  $f$  のモードに対するのこぎり状パターンの位相と振幅であり、それぞれの取り得る値の範囲は  $-\pi/2 < \phi(f) < \pi/2$ 、 $0 < A(f) < 1$  である。このとき、焦点距離  $F$  のレンズでのフーリエ面における光周波数  $f$  の一次回折光の電場  $E^1(f)$  はフラウンホーファー回折により

$$E^1(f) \propto \exp(-i\phi(f)) \text{sinc} \left( \pi - \frac{\alpha}{2} A(f) \right) \quad (5.10)$$

と書ける。

この式からわかるように、一次回折光の電場の位相は  $\phi(f)$  によって、振幅は  $A(f)$  に依存していることがわかる。したがって一次回折光の方向はのこぎり状パターンの周期  $d$  に依存するため、適当な  $d$  を選び、一次回折光の方向に光ファイバーを置くことで、位相・強度マスクが実現できる。

なお、この手法では一次回折光を利用しているが、問題点として回折方向に  $d$ 、 $\lambda$  依存性があると言うことが挙げられる。つまり、波長によって  $d$  の値を適切に選んでやらなければ一次回折光の方



向がずれてしまうためファイバーにカップリングしない。また、一次元の SLM を用いる場合、一次回折光を使うためには SLM を傾ける必要があるが、それにより SLM 状ですべての縦モードが焦点を結ばないという問題もある。そこで本論文では一次回折光ではなく 0 次回折光を利用した。この場合、式 5.10 と逆の挙動をしめす。

### SLM のアライメントと位置キャリブレーション

SLM を使用したマスクを作る際、問題となるのは「SLM のどの位置に、どの縦モード（すなわち光周波数）が集光されているか」ということである。この問題に対して以下の手順でキャリブレーションを行った。キャリブレーションの概要図を図 5.8 に載せる。

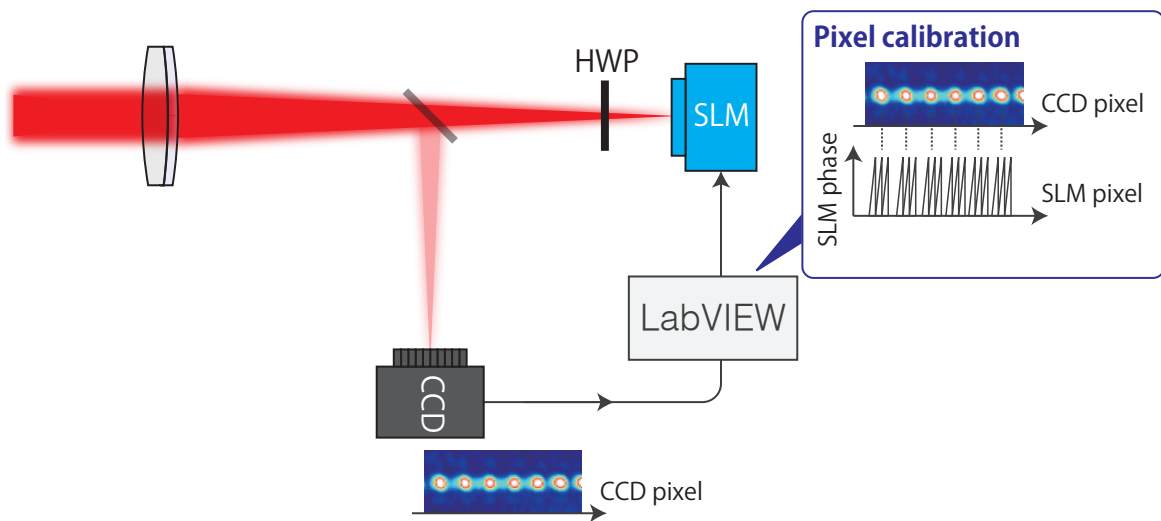


図 5.8 SLM の位置キャリブレーション。

位置キャリブレーションの前に、下記の手順で SLM とカメラのアライメントを行う。

1. モード同期レーザーの光を波形生成器に入射する。
2. SLM および半波長板を分光器の焦点面付近に置く。このとき、SLM 表面からの反射光が大まかにファイバーに戻るように設置する。
3. 分光器の回折効率が最大となるように、分光器前のインライン型変更調節器を用いて変更を S 偏光とする。
4. SLM は P 偏光の光のみを変調するので、SLM 後の半波長板で偏光を P 偏光になるように調節する。
5. サーキュレーター後にパワーメーターを置き\*8、SLM に付属するマウントのノブ、分光器の集光レンズの位置を調節しながら、出力パワーが最大となるようにアライメントを行う。以上で SLM のアライメントは終了である。

\*8 フリースペース型のパワーメーターだと環境光の影響を受けるので、ファイバー結合用のアダプタを用いるとよい。

6. 次に集光レンズと半波長板の間にフリッパーミラーを置き、集光面付近に ND フィルターと CCD カメラを置く。
7. SLM のアライメントと同様、サーキュレーター後のパワーが最大となるようカメラの位置とフリッパーミラーのノブを回してアライメントを行う。
8. カメラの画像を見ると、図 5.8 のようにコム縦モードが分離した様子が見取れるはずである\*<sup>9</sup>。以上でカメラのアライメントは終了である。

以上のアライメントにより、SLM とカメラは集光ビームに対して垂直にアライメントされた。しかし、横方向のずれがあるため SLM とカメラのピクセル位置は対応していない。以下ではこのずれを調節する。

1. 波長既知（中心波長が波形生成の際のレーザーの中心波長付近にあり、GHz のオーダーでわかればよい）の CW レーザーを用意し、波形生成器に入射する。このとき、集光点が SLM の中心から大きくずれている場合には SLM を横方向に移動させて調節する。
2. フリッパーマウントにより光をカメラに入射する。するとカメラ上では CW レーザーに対応した単一スポットが見られる。このとき、カメラの中心から激しくずれている場合は一つ上と同様、カメラを横方向に移動させ、再度アライメントを行う。
3. フリッパーマウントを元に戻す。カメラ上の集光点とほぼ同じ位置に SLM に消光パターンを書き込む。
4. SLM を微動ステージによって横方向に移動させながら出力光を光スペクトラムアナライザでモニターする。
5. CW レーザーのスポットが SLM のパターンに重なると、光スペクトラムアナライザで出力スペクトルが減少する様子が確認できる。消光比が最大となるように半波長板の角度を調節する。
6. 広帯域での確認のため、CW レーザーの代わりにモード同期レーザーを入射する。
7. フリッパーマウントによってカメラで観測する。このとき縦モードが分離していることを確認し、LabVIEW によってピーク位置の検出を行い、縦モードの位置に合うように SLM 用の位相パターンを作成する。このとき、スペクトルの両端ではピークフィットが成功しないことがある。このときはスリットを SLM の直前に置き、帯域を制限する必要がある。本セットアップでは分光器の帯域（約 5 nm）に渡ってピークフィットに成功したため帯域制限はしていない。
8. SLM に切り替えて出力スペクトルを観測し、帯域全体で十分な消光比が得られていることを確認する。以上でカメラのピクセルと SLM のピクセルとの対応付けが終了した。

以上のアライメントにより、モード同期レーザーの光周波数がドリフトしない限り、縦モードとピクセル位置との対応関係を使い回すことができる。共振器長の変化などにより光周波数が変化

---

\*<sup>9</sup> モード同期レーザーではなく CW レーザーを使ってアライメントすることもできるが、広帯域なアライメントをするためにはモード同期レーザーのような光を用いることが望ましい。

し場合には再度上記のアライメントを行う必要がある\*10。

### グレーティング状位相パターンの最適化

これまでの位相パターンはパラメータの最適化をしていなかった。ここではグレーティングパターンのパラメータ、すなわちのこぎり状のパターンの振幅  $a$  と間隔  $d$  の最適化を行い、最も消光比が得られるようなパターンの求め方について説明する。

1. はじめに上記で説明した SLM の位置キャリブレーションが適切に行われたことを確認する。
2. YDFA の電源を入れ、出力をパワーメーターでモニターする。このとき出力パワーが mW レベルになるよう YDFA の励起 LD の電流を調節する。
3. LabVIEW と SLM を用いてすべての縦モードを消すようなパターンを書き込む。このときパラメータ  $a, b$  は適当な値 (たとえば  $a = 30000, b = 4$  pixel) にしておく。
4. LabVIEW により  $a, b$  を変化させながら出力パワーをモニターする。
5. もっとも出力パワーが小さくなった  $a, b$  の値を求めると、それが最適化されたパラメータとなる。

こうして得られた最適値は異なるモード間隔の時でも流用することができる。今回の場合  $a = 37000, b = 16$  pixels のとき、消光比 20dB が得られた。

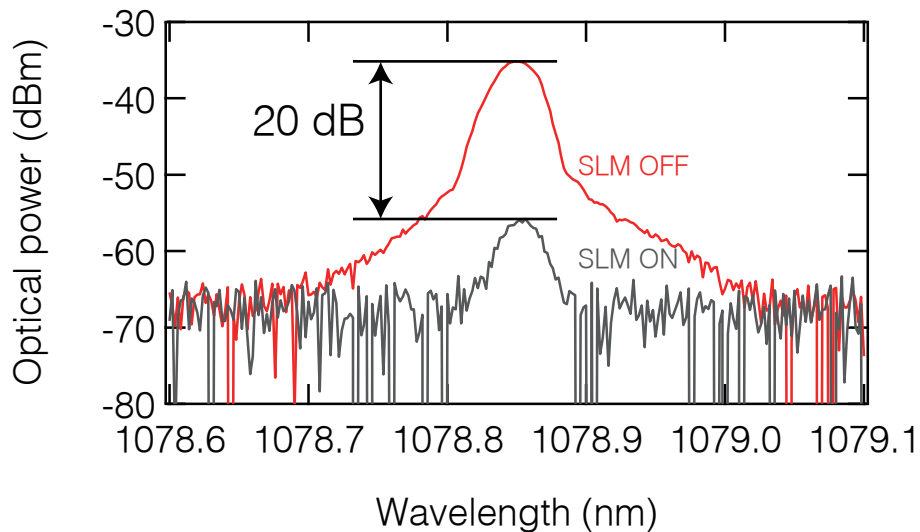


図 5.9 SLM による強度マスクの結果。

\*10 特に繰り返し周波数の変動に敏感である。

### 5.2.3 波形生成の結果

ここでは、上記の手順に従って作成した波形生成器をもちいて、繰り返し周波数の通倍や、正弦波の生成を行った。本来であれば時間波形を測定することが望ましいが、オートコリレータを使用するにはピーク強度が弱すぎたため、スペクトル形状のみを載せる。ただし、前述の実験でモード同期レーザーの縦モード間の位相関係は確定しているということが明らかとなったため、スペクトル形状から得られた波形を推定することに飛躍はない。

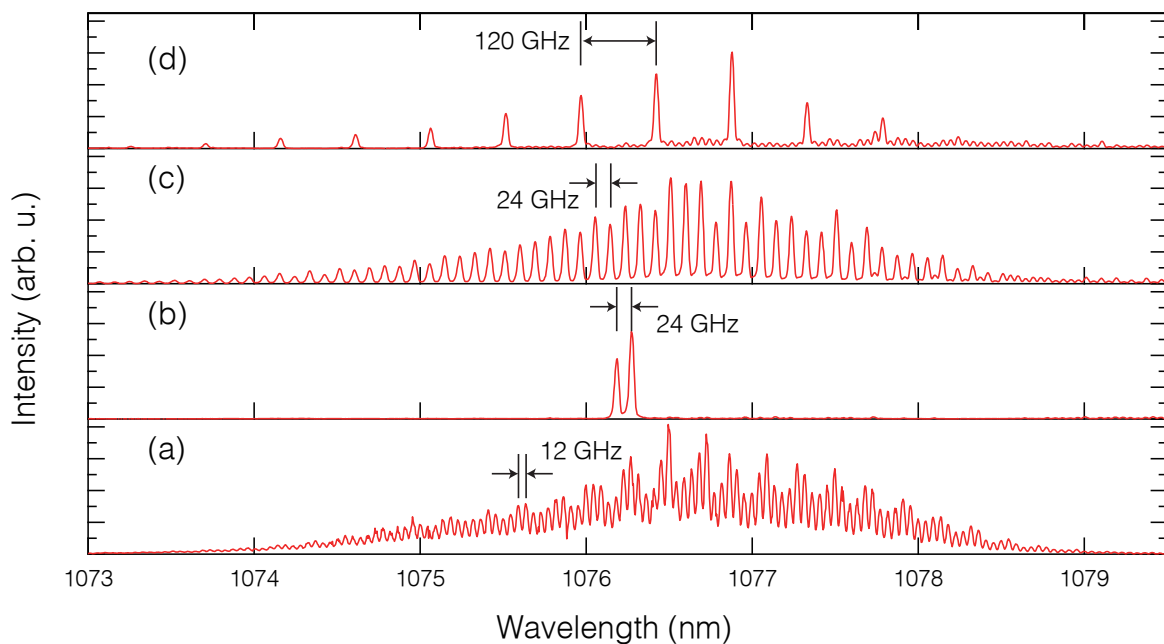


図 5.10 Line-by-line OAWG の結果。

図 5.10 はマスクを施していないものから数種類のマスクを施したときの出力スペクトルである。マスクを施していない出力スペクトル (a) にもフリッジが見られるが、これは波形生成器で使用したグレーティングの AR コーティングが完璧でないことによるものだと考えられるが、ここでは本質的でないため無視をする<sup>\*11</sup>。例えば図 5.10(b) は縦モードを一本飛ばして二本抜き出したものである。前の実験のようにスリットを使ったマスクではこのような細かなマスクを作ることはできない。このとき、モード間隔は元のレーザーの二倍の 24 GHz となっており、モードが二本であることから 24 GHz の正弦波であることがわかる。図 5.10(c) は縦モードを一本ごとに抜き出したものである。これはモード間隔が 24 GHz で、複数本の位相同期した縦モードを含んでいることから、繰り返し周波数 24 GHz の超短パルスである。図 5.10(d) は (c) と同様にして、モード間隔を 120 GHz に広げたものである。これは 120 GHz の超短パルスとなる。ここで図 5.10(d) には長波長側に消し切れていない縦モードが見られる。これはモード同期レーザーの光周波数がドリフトし

\*11 このフリッジパターンは常に同様であるため、適当なマスクを用いてフリッジを平らにすることも可能である。

たことにより、強度マスクの位置と縦モードの位置がずれたことによる<sup>\*12</sup>。120 GHz という高繰り返し回数のレーザーでフェムト秒のパルス幅を得ることは非常に難しいが、line-by-line 波形生成の技術を用いれば比較的容易に作ることができる。

#### 5.2.4 縦モード間位相測定法による波形測定

任意波形光パルスは CW からフェムト秒パルスまでを含むため、従来のような波形測定手法ではそのすべてをカバーすることは困難である。従来超短パルス波形を測定するために使われている FROG (Frequency resolved optical gating) やオートコリレータは、fs から ps 程度のパルス幅に対しては有効だが、非線形光学効果を使うためそれよりも長いパルスやピークパワーの弱いパルスに対しては測定することができない。また、フォトディテクタとサンプリングオシロスコープでの組み合わせでは、これらの装置の帯域が最高でも 100 GHz 程度に制限されているため、10 ps 以下のパルス波形を測定することはできない。考案されたのが縦モード間位相測定法である [101, 102]。この手法は 5.11 のように原理的には fs パルスから CW までの幅広い領域をカバーする。ここではこの手法の詳細と、実際の測定結果について説明する。

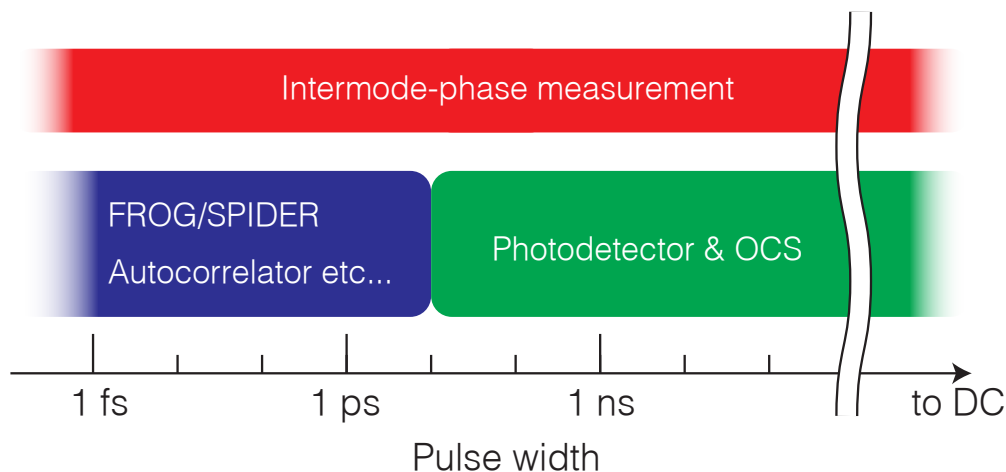


図 5.11 各パルス測定手法による測定できるパルス幅の比較。

#### 縦モード間位相測定によるパルス波形の再構築

パルス波形を取得する際に必要な情報は、縦モードの強度と位相である。コム分解されたレーザーの場合、縦モードの強度に関しては光スペクトラムアナライザなどで測定することができるた

<sup>\*12</sup> この実験セットアップでは、フリッパーマウントによりカメラと SLM とを切り替えているため、カメラによる位置キャリブレーションと SLM による波形生成を同時に行うことはできない。フリッパーマウントでなくビームサンプラを用いることで、波形生成と同時にキャリブレーションを行うことも可能である。この場合、途中で光周波数がドリフトしても、それに対して動的にキャリブレーションを行うことができる。しかし、今回はビームサンプラを用いたときのカメラ上での SNR が悪く、うまくキャリブレーションを行うことができなかったため、フリッパーミラーによる方式にした。

め、位相を測定することができれば光パルスを再構築することができる。このパルス波形測定法では隣接二モード間のビート信号をフォトディテクタで取得し、ビート信号の位相が2モード間の相対位相を表すことから、縦モードの位相情報を計算する [101,102]。以下、詳細について述べる。

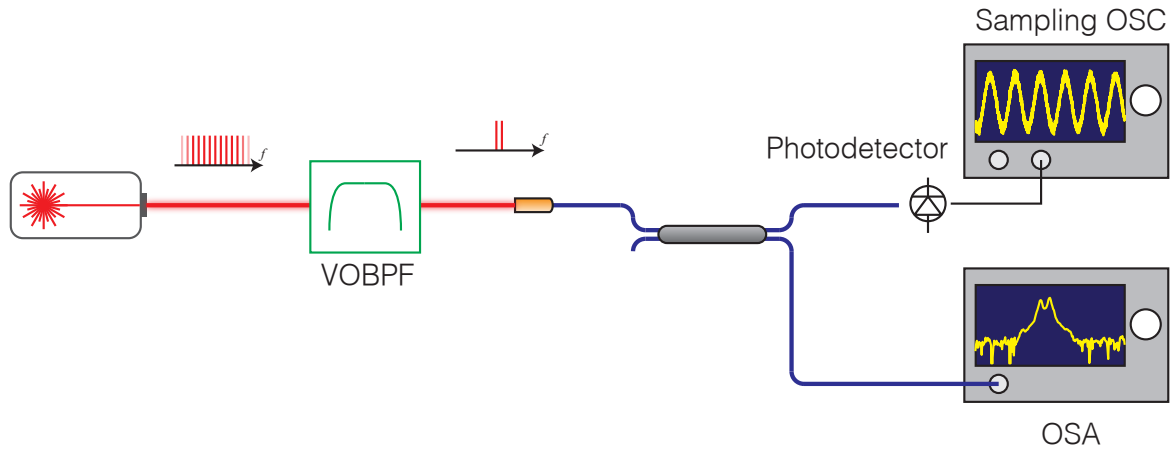


図 5.12 縦モード間位相測定法の測定原理

測定対象の電場  $E(t)$  は

$$E(t) = \sum_{n=0}^N E_n(t) \quad (5.11)$$

$$= \sum_{n=0}^N A_n \exp(i\varphi_n) \exp(in\Omega_{\text{rep}}t) + \text{c.c.} \quad (5.12)$$

とかける。ここで、 $n$  はレーザーのモードナンバー ( $n = 0$  を考慮するはじめのモードとする)、 $A_n$  はモード  $n$  の振幅、 $\varphi_n$  は縦モードの位相、 $\Omega_{\text{rep}} = 2\pi f_{\text{rep}}$  であり、c.c. は複素共役の意味である。 $A_n$  に関しては、分光器から容易に決定することができ、以下では既知の値として扱う。

スペクトルフィルタ (VOBPF) によりモードナンバーが  $n, n + 1$  の隣接 2 モードを抜き出し、フォトディテクタで受けることを考える。フォトディテクタでの信号  $I_n(t)$  は電場強度に比例するため

$$I_n(t) = |E_n(t) + E_{n+1}(t)| \quad (5.13)$$

$$= \cos(\Omega_{\text{rep}}t + \phi_n) \quad (5.14)$$

とかける。このときの余弦波の位相  $\phi_n$  は抜き出した 2 モード間の位相差を表しており、

$$\phi_n = \varphi_{n+1} - \varphi_n \quad (5.15)$$

である。

上式には、サンプリングオシロスコープで波形を測定する際のトリガーの情報が抜けている。すなわち、サンプリングオシロスコープ用のトリガー信号と、スペクトルフィルタで抜き出したモー

ドをディテクタで受光した信号との間の時間差が未知である。しかし、この時間差はどの隣接二モードを抜き出したときにも同様の位相差  $\Psi$  として現れるため、位相推定の際には問題にならない。実際にサンプリングオシロスコープで観測される位相  $\Delta\varphi_n$  は

$$\Delta\varphi_n = \varphi_{n+1} - \varphi_n + \Psi \quad (5.16)$$

と表されるため、これを用いて前式を書き直すと

$$E(t) = \sum_{n=0}^N A_n \exp(i\Phi_n) \exp\left(in\Omega_{\text{rep}} \left(t - \frac{\Psi}{\Omega_{\text{rep}}}\right)\right) \quad (5.17)$$

となる。ここでモード  $n = 0$  の位相を  $\varphi_0$  とすれば

$$\Phi_n = \sum_{k=0}^{n-1} \Delta\varphi_k \quad (5.18)$$

$$= \varphi_n - \varphi_0 + n\Psi \quad (5.19)$$

である。

この表記からわかる通り、トリガーの時間差  $\Psi/\Omega_{\text{rep}}$  は、線形のチャープとなる。すなわちこの位相差  $\Psi$  は時間領域におけるパルスのシフトにすぎない。従って、実験から得られる位相情報  $\Delta\varphi_n$  から、各縦モードの位相情報が再構築できていることがわかる。

## 測定結果

実験セットアップを図 5.13 に載せる。これまでの波形生成のセットアップの出力に高速フォトディテクタと RF アンプ、およびサンプリングオシロスコープを追加した。フォトディテクタで直接パルス波形を測定する場合には、この部分の周波数帯域が重要であるが、今回の測定手法ではモード間隔、すなわち 12 GHz でのみ帯域があればよい。繰り返し周波数をモニターしているフォトディテクタの分周後の信号をサンプリングオシロスコープのトリガーに入力している。SLM とサンプリングオシロスコープは LabVIEW によって制御され、以下の手順で縦モード間の位相を推定した。なお、本来であればすべての縦モードに対して位相推定を行うべきであるが、スペクトルの端ではフィッティングがうまくいかなかったため、中心波長を含む 700 GHz 程度、つまり 60 モードに帯域を制限した。

1. 帯域の端の 2 モードを SLM によって抜き出し、高速のフォトディテクタで受光したのち RF アンプで増幅後、サンプリングオシロスコープで波形を取得する。このとき、1000 回アベレージをすることで測定の SNR を向上させた。
2. 波形を LabVIEW で取り込み、cos でフィッティングを行い、位相差を推定する（図 5.14 参照）。
3. 上記手順を繰り返し、測定対象のすべてのモードペアで位相差を推定し、 $\Phi_n$  を決定する。ここで初期位相  $\varphi_0 = 0$  と仮定する。

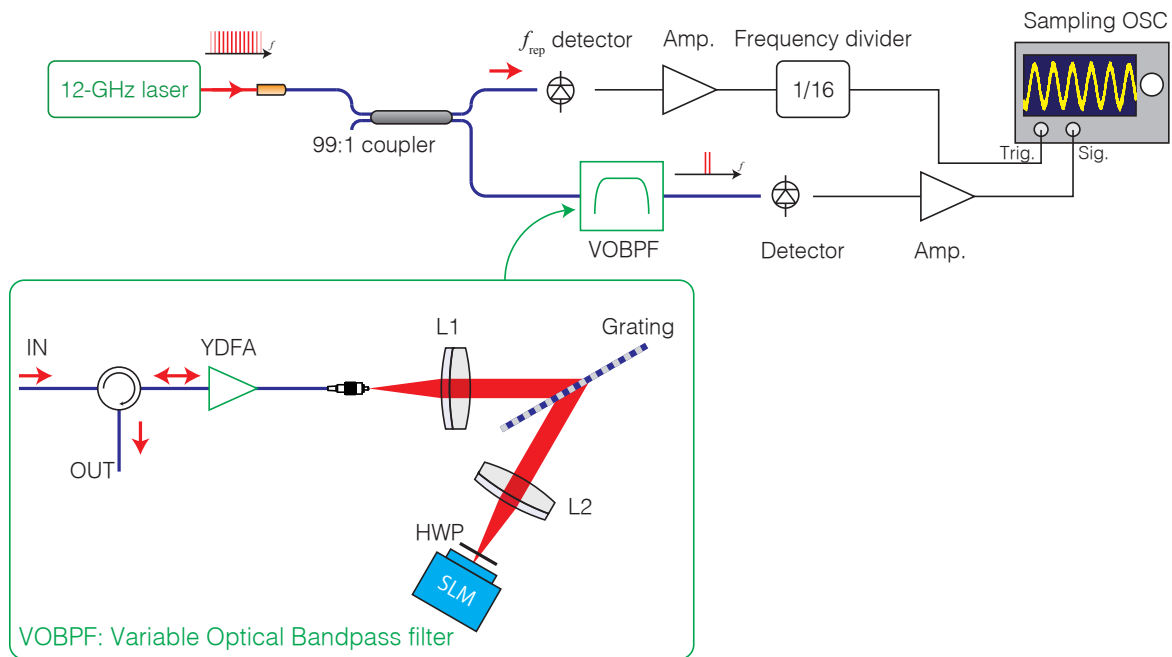


図 5.13 縦モード間位相測定法の実験セットアップ

4. 光スペクトラムアナライザによってモード分解したスペクトルを測定し、縦モード振幅  $A_n$  を決定する。
5. 以上で得られた  $A_n, \Phi_n$  の情報から、逆フーリエ変換によってパルス波形  $E(t)$  を計算する。

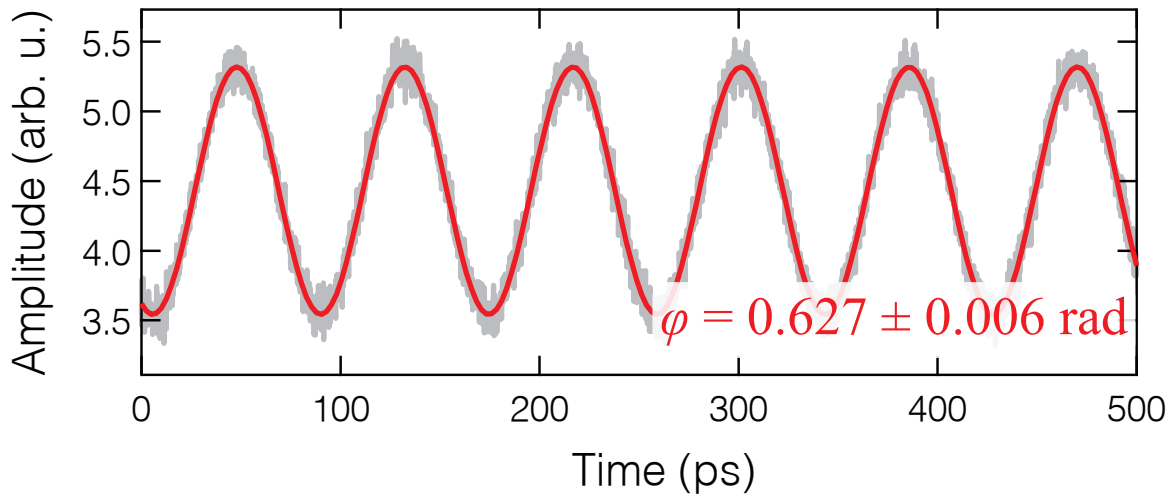


図 5.14 サンプリングオシロスコープで取得した隣接 2 モード間のビート信号 (1000 回平均)。灰色が得られた信号で、赤で示したのがフィッティングの結果である。

図 5.14 には位相推定の際に取得したビート信号と、そのフィッティングを載せる。フィッティングエラーは帯域内では 20 mrad 以下に収まっていることが確認された。位相推定の際に波形取



得する時間幅を 100 ps から 1 ns まで変化させてフィッティングエラーを計算した結果を表に載せる。時間幅に対してほぼ無相関であることがわかったが、時間幅が狭すぎる (1 サイクル以下) とときや、長すぎる時はフィッティング自体に失敗することがあったため、ここでは 500 ps の時間幅を採用している<sup>\*13</sup>。こうして得られた  $A_n, \Phi_n$  と、再構築したときのパルス波形を図 5.15 に載せる。(a) の水色の棒グラフはモードパワー、赤色のプロットはスペクトル位相  $\Phi_n$  を表す。スペクトル位相に振動が見られるが、測定を複数回行っても同様の結果が得られた。この理由については不明である。

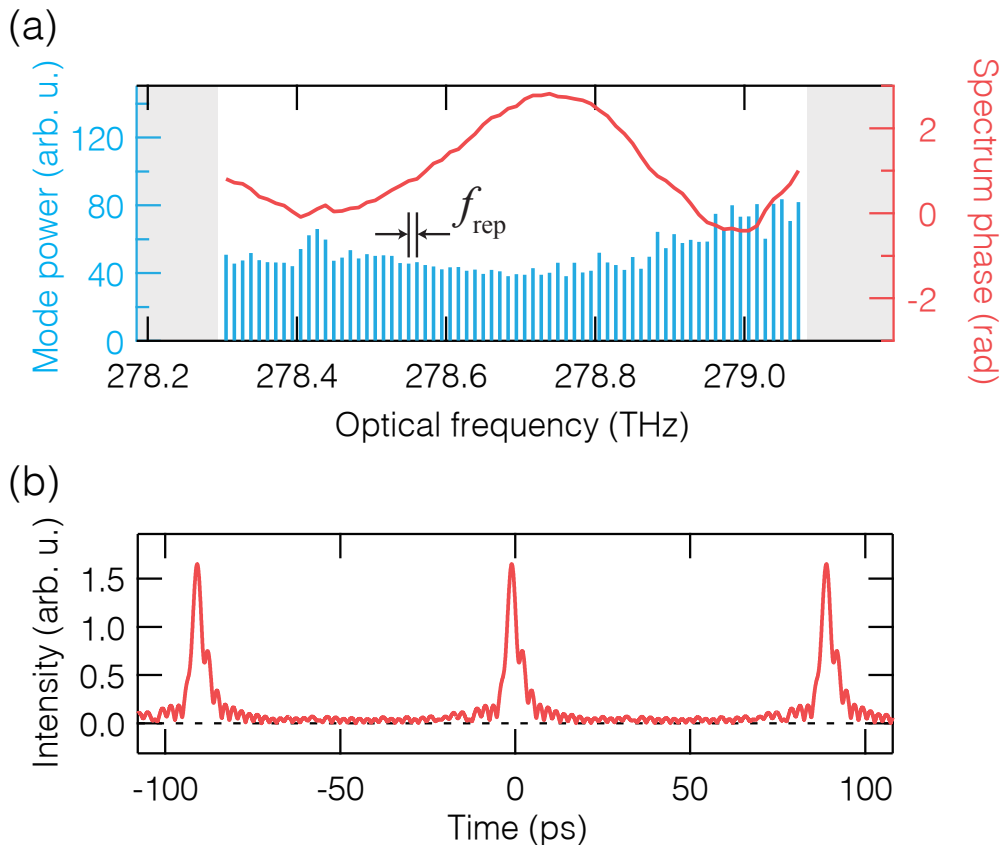


図 5.15 パルス波形の再構築。(a) 測定されたモードパワーとスペクトル位相。(b) 再構築されたパルス波形。

\*13 本論文では位相推定にサンプリングオシロスコープとフィッティング手法を用いたが、代わりにミキサなどの位相比較器を使うことも可能である。トリガーに使用した信号を LO、モード切り出し後の信号を Ref として位相比較器に入力してローパスフィルタを通すと、それらの位相差に対応する DC 信号が得られる。この手法は、サンプリングオシロスコープを用いる手法と比べて簡便かつ安価に実現できるが、Ref に入力する信号の強度がモードペアによって異なると、それが直接誤差として現れるという欠点もある。これはデジタルコンバーターを用いることで解決可能である。

## 5.3 まとめと展望

### 5.3.1 まとめ

本章では、12 GHz モード同期レーザーの各縦モードに対し、独立した強度変調を施す line-by-line 任意波形光パルス生成の実験を行った。はじめに、繰り返し周波数 12 GHz のフェムト秒パルスの縦モードを一本から複数本抜き出すというスリットによるマスクを用いた単純なセットアップにより、「モード同期レーザーは互いに位相同期した多数の CW レーザーの集合」であるということを確認した。これはきわめて教科書的な内容であるが、これまで実際に行われた例はほとんどない。つぎに、スリットを SLM に変更することでより自由度の高い波形生成を可能にした。波形生成の一例として、縦モードを間引くことによって繰り返し周波数の通倍や、正弦波の生成に成功した。また、縦モード間の位相差からスペクトル位相を推定しパルス波形を再構築することで、超短パルスレーザーの波形を取得することに成功した。

### 5.3.2 展望

今回実演した OAWG は強度マスクのみであったが、強度マスクと位相マスクを組み合わせた、より複雑な波形生成も可能である。たとえば光通信の分野ではナイキストパルスやダークパルスといったパルスを使うことでより高速な通信が可能であるということが知られている [46, 103, 104]。これらのパルスを作るために line-by-line OAWG の技術を利用することが可能である。

## 第 6 章

# シリカファイバー中の音響フォノン 励起

本章での目的は、コムをこれまでほとんど行われてこなかった固体物理の分野へ応用することである。コムのパラメータとして、キャリア周波数、パルスのエンベロープ、繰り返し周波数がある。前の二つを組み合わせることで発達した分野が、物質のコヒーレント制御である [91,92]。しかし、繰り返し周波数というパラメータを組み合わせることで物質を制御するという研究はほとんどされてこなかった。ここでは、シリカファイバー内の音響フォノンが、励起波長  $1 \mu\text{m}$  帯において、これまでの章で開発したコム繰り返し周波数である 15 GHz 程度であることに着目した。その波長（光周波数）と繰り返し周波数にコムを合わせることで、シリカファイバー内の音響フォノンを制御できるかどうかの実験を行った。

### 6.1 誘導 Brillouin 散乱について

シリカファイバーなどに狭線幅 CW レーザー（光周波数  $\omega_{\text{pump}}$ ）を入射すると、熱的に励起されたシリカファイバー内の音響フォノンによって散乱される。音響フォノンは様々な速度成分を持つため、散乱された光はドップラーシフトを受け様々な周波数成分を含む。ここで、入射光パワーがあるしきい値以上になり、励起光と、発生した後方散乱光とのビートが音響フォノンの周波数と等しくなると、三次の非線形光学効果である電歪効果によってその周波数の音響フォノンが増強される。すると増強された音響フォノンによって後方散乱光が増強され、三者の相互作用により後方散乱光が誘導的に増幅される。具体的には音響フォノンの周波数  $\Omega_{\text{SBS}}$ （波長 1000 nm において約 15.6 GHz）だけ光周波数が低周波にシフトしたストークス後方散乱光（光周波数  $\omega_{\text{Stokes}} = \omega_{\text{pump}} - \Omega_{\text{SBS}}$ ）が発生する。入射光パワーを上げても透過光パワーが頭打ちする。これは、後方散乱光とシリカファイバー内の音響フォノンとが誘導的に強め合うことによって起こる誘導 Brillouin 散乱 (Stimulated Brillouin scattering; SBS) として知られる非線形光学効果である。SBS は 10 km のシングルモードファイバーを用いた場合、15 mW 程度の励起光パワーで発生するため、光通信の分野をはじめハイパワーファイバーレーザーの分野では忌み嫌われる現象であ

り、これまではその抑制方法に関する研究が主であった。しかし、近年になってSBSを積極的に利用することで、フォノンレーザー [105]、フォノン冷却 [106]、光アイソレーター [107]、slow-fast light [108, 109] という新たな物理が研究されている。これらの研究ではよりSBSを効率的に発生させるため、微小導波路やカルコゲナイドファイバー・導波路など、SBSしきい値の低い媒質を用いたり、ファイバーや導波路にファイバーブラックグレーティング構造を刻むなどの工夫を施している [110]。

はじめに、光と音響波との結合を説明するために電歪効果について説明し、CW励起した時の定性的な説明、定式化を行う。つぎにコム励起のときの説明をする。

### 6.1.1 電歪効果

電歪効果とは、電場の強いところの密度が高まるという現象である。電歪効果はSBSだけでなく、三次の非線形光学効果を引き起こす。

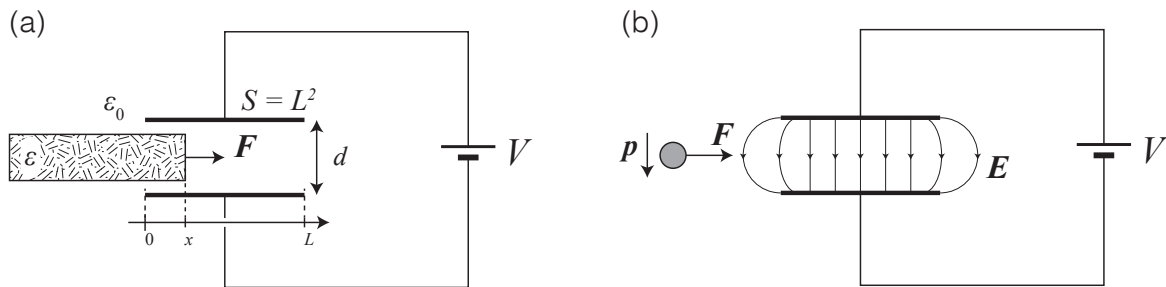


図 6.1 電歪効果の説明。(a) 極板間にある誘電体に働く力。(b) 極板の近くにある分子に働く力。

原理を説明するため、図 6.1 の様な電極間距離  $d$ 、電極の面積  $S = L^2$  の正方形の電極を持つコンデンサを考える。図 6.1(a) のようにコンデンサに電圧  $V$  を印加し、電極の間に誘電体を置くと、誘電体は電場の最も強くなる場所に引き寄せられる。すなわち、コンデンサの電極間の密度が高まる。この現象が電歪効果であり、大局的・局所的に説明できる。

はじめに大局的な説明をする。誘電率  $\epsilon$  の誘電体の位置を  $x$ , ( $0 < x < L$ ) とすると、誘電体を含むコンデンサの電気容量  $C(x)$  は

$$C(x) = \frac{\epsilon S x}{dL} + \frac{\epsilon_0 S (L - x)}{dL} \quad (6.1)$$

である。

コンデンサに印加する電圧を一定とすると、蓄えられているエネルギー  $U(x)$  は  $U = CV/2$  より

$$U(x) = \frac{1}{2} C(x) V \quad (6.2)$$

$$= \frac{1}{2} \left( \frac{\epsilon S x}{dL} + \frac{\epsilon_0 S (L - x)}{dL} \right) V \quad (6.3)$$

したがってこの  $x$  微分をとることにより、

$$\frac{dU(x)}{dx} = \frac{V^2}{2} \left( \frac{S(\epsilon - \epsilon_0)}{dL} \right) \quad (6.4)$$

が得られる。これは誘電体の挿入によりコンデンサに蓄えられるエネルギーが増加することを示している。すなわち、誘電体が極板間に吸い込まれるような引力が生じることを示す。

次に局所的な説明をする。図 6.1(b) のようにコンデンサの極板付近にある一分子を考える。コンデンサによって作られる電場  $\mathbf{E}$  のために分子は分極  $\mathbf{p} = \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}$  をもつ。ここで  $\alpha$  は分子の分極率である。分子の分極に蓄えられるエネルギー  $U$  は

$$U = - \int_0^E \mathbf{p} \cdot d\mathbf{E}' \quad (6.5)$$

$$= \int_0^E \epsilon_0 \alpha \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{E}' \quad (6.6)$$

$$= - \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \quad (6.7)$$

$$= - \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha E^2 \quad (6.8)$$

と表される。したがって分子に働く力  $\mathbf{F}$  は

$$\mathbf{F} = -\nabla U = \frac{1}{2} \epsilon_0 \alpha \nabla (E^2) \quad (6.9)$$

であることがわかる。したがって、コンデンサの電極付近に存在する分子は、電極の中心方向に引力を受けることになる。

### 6.1.2 CW レーザーで励起した時の SBS の定性的な説明と定式化

SBS は励起光、後方散乱光および物質の疎密波（音響フォノン）が電歪効果によって結ばれるために起こる現象である\*1。CW レーザーでの SBS 発生メカニズムについて定性的な説明をし、次に定式化を行う。

#### 定性的な説明

図 6.2(a) はシリカファイバー内での励起光  $k_{\text{pump}}, \omega_{\text{pump}}$ 、後方散乱光  $k_{\text{Stokes}}, \omega_{\text{Stokes}}$  そして音響波の様子を表す。図 6.2(b) はそれら三者の分散関係を表す。透明物質（たとえばシリカファイバー）に角周波数  $\omega_P$  の励起光を入射したとき、SBS は以下のようなプロセスで発生する。なお、簡単のため一次元媒質を考え、励起光の入射する方向を  $z$  軸正方向と定義する。

1. 透明物質（屈折率  $n$ ）に励起光（角周波数  $\omega_P$ 、波数  $k_P$ ）を入射する。
2. 透明物質の Rayleigh 散乱だけでなく、熱励起された音響フォノンによって励起光は散乱され、様々な角周波数成分を持つ後方散乱光（中心角周波数  $\omega_P$ 、波数  $k_S$ ）が発生する。

\*1 電歪効果だけでなく、熱的に誘起される SBS も存在するが、ここでは省略する。

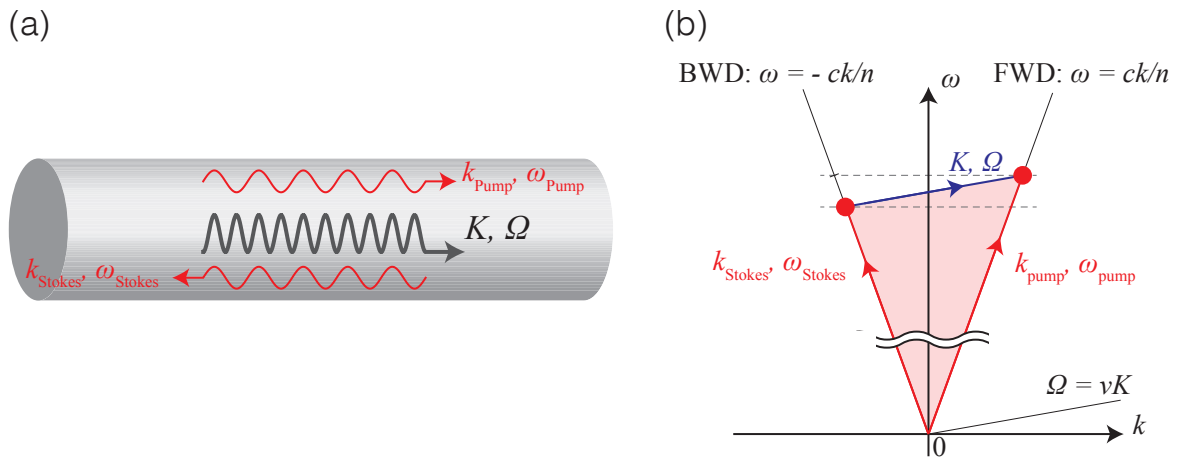


図 6.2 誘導 Brillouin 散乱の説明。(a) ファイバー内の様子。(b) 励起光、後方散乱光と音響波の分散関係。

- 励起光と後方散乱光との間で角周波数  $\Delta\omega = \omega_S - \omega_P$  の電場の疎密波が生じる。このとき速度は  $c\Delta\omega/(2n\omega_P)$  であり、進行方向は以下ようになる。

表 6.1  $\Delta\omega$  の正負と、疎密波の進行方向

$\Delta\omega$ の正負	進行方向
負	$z$ 軸負方向 (BWD)
0	定在波
正	$z$ 軸正方向 (FWD)

- 電歪効果によって電場の強いところの密度が高まり、弱いところの密度が低くなる。この結果、電場の疎密波に応じて透明物質内に速度  $c\Delta\omega/(2n\omega_P)$  の密度分布 (屈折率分布)、すなわち音響フォノン (角周波数  $\Omega = \Delta\omega$ ) が生じる。
- 生まれた音響フォノンのうち、透明物質内の音速  $v_S$  と等しいものが生き残る。これは速さ  $v_S$  で進行方向に進むブラッグミラーのように振る舞う。
- この音響フォノンによって励起光は後方に散乱される。このとき、ドップラー効果によって後方散乱光の光角周波数は  $\Delta\omega$  だけ低くなる。これを後方散乱ストークス光と呼ぶ。
- 励起光と後方散乱ストークス光とのビートから、速さ  $v_S$ 、角周波数  $\Omega = \Delta\omega$  の音響フォノンが強められる。
- 励起光強度があるしきい値を超えると、以上のプロセスが誘導的に起こり、後方散乱光は励起光の角周波数  $\omega_P$  よりも  $\Omega$  低い、後方散乱ストークス光が支配的となる。

### SBS の定式化

先に説明した事柄を、二つの電場（励起光と後方散乱ストークス光）と一つの音響フォノンの結合方程式によって定式化する。一般的な媒質の場合、散乱光の方向によって周波数シフト量  $\Omega_{\text{SBS}}$  が異なるが、ここでは1次元のシングルモードファイバーのみを扱うため、散乱光は1次元、すなわち  $z$  軸方向を伝播するものに限定する。また、簡単のため、励起光は十分線幅の狭い CW レーザーとし、後方散乱光のみを扱う。

ファイバー内の励起光および後方散乱光の電場をそれぞれ  $E_{\text{pump}}(\omega_{\text{pump}}, \mathbf{k}_{\text{pump}})$ ,  $E_{\text{Stokes}}(\omega_{\text{Stokes}}, \mathbf{k}_{\text{Stokes}})$  とし、音響フォノンを  $\rho(\Omega, \mathbf{q})$  とする。これら三者が図 6.2(b) のような位相整合をとるとき、

$$\omega_{\text{Stokes}} = \omega_{\text{pump}} - \Omega_{\text{SBS}} \quad (6.10)$$

$$\Omega_{\text{SBS}} = |q| v \quad (6.11)$$

$$|\mathbf{k}_i| = \frac{n\omega_i}{c} \quad (6.12)$$

である。ここで、 $c$  は真空中の光速、 $v$  はファイバー内の音速、 $n$  は屈折率であり、添字は  $i = \text{pump, Stokes}$  である。これを变形すると

$$\Omega = \frac{\frac{2nv}{c} \omega_{\text{pump}}}{1 + \frac{nv}{c}} \quad (6.13)$$

$$\approx \frac{2nv\omega_{\text{pump}}}{c} \quad (6.14)$$

$$= 2\pi \times \frac{2nv}{\lambda_{\text{pump}}} \quad (6.15)$$

および

$$\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_{\text{pump}} \quad (6.16)$$

である。ただし、 $\lambda_{\text{pump}}$  は励起光の波長である。波長 1080 nm の励起光を一般的なシングルモードファイバ（屈折率  $n = 1.45$ 、音速  $v = 5960$  m/s）のとき、周波数シフト量を計算すると  $\Omega \approx 2 \times 16$  rad · GHz となる\*2。なお、実際には音響フォノンには有限の線幅（環境によって変化するが、約 10 MHz のオーダー）が存在するため、後方散乱光にもその影響は現れる。

さて、これらの位相整合条件を満たした三者間の結合方程式を考える。ファイバー内の電場  $E(z, t)$  は、 $z$  軸正方向に進む成分  $E_{\text{FWD}}(z, t)$  と負方向に進む成分  $E_{\text{BWD}}(z, t)$  の和で表現され

$$E(z, t) = E_{\text{FWD}}(z, t) + E_{\text{BWD}}(z, t) \quad (6.17)$$

と書ける。ここで各成分は

$$E_i(z, t) = A_i(z, t) \exp(i(\pm k_i z - \omega_i t)) + \text{c.c.} \quad (6.18)$$

\*2 このシフト量はファイバーの特性や、温度、ひずみに敏感であるため、このシフト量を測定することでこれらの量を逆に求めることもできる。

である。ここで添字は  $i = \text{FWD}, \text{BWD}$  であり、 $A_i(z, t)$  は振幅である。音響波についても同様で

$$\rho(z, t) = \rho_0 + (\rho(z, t) \exp i(qz - \Omega t) + \text{c.c.}) \quad (6.19)$$

である。ここで  $\Omega = \omega_{\text{FWD}} - \omega_{\text{BWD}}$ 、 $\rho_0$  はシリカファイバー内の平均密度、 $q = 2k_{\text{FWD}}$  である。 $\rho(z, t)$  が音響波の波動方程式に従うので

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} - \Gamma' \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - v^2 \nabla^2 \rho = \nabla \cdot \mathbf{f} \quad (6.20)$$

を満たす。ここで  $\Gamma'$  は媒質中のダンピングパラメータ、 $v$  は音速である。電歪効果により

$$\mathbf{f} = \nabla p_{\text{st}} \quad (6.21)$$

$$= \nabla \left( -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e \langle E^2 \rangle \right) \quad (6.22)$$

であるから、

$$\nabla \cdot \mathbf{f} = \epsilon_0 \gamma_e q^2 (A_{\text{FWD}} A_{\text{BWD}}^* \exp i(qz - \Omega t) + \text{c.c.}) \quad (6.23)$$

である。したがって、上式と電場の式を式 (6.20) に代入して整理すると

$$-2i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\Omega_{\text{SBS}}^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_{\text{SBS}}) \rho - 2iqv^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \epsilon_0 \gamma_e q^2 A_{\text{FWD}} A_{\text{BWD}}^* \quad (6.24)$$

である。ここで  $\Gamma_{\text{SBS}} = q^2 \Gamma'$  は Brillouin 散乱の線幅であり

$$\tau_p = \frac{1}{\Gamma_{\text{SBS}}} \quad (6.25)$$

が音響フォノンの寿命である。フォノンが定常状態にあり、空間部分布が均一であると仮定すると、 $\rho(z, t)$  は

$$\rho(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e q^2 \frac{A_{\text{FWD}} A_{\text{BWD}}^*}{\Omega_{\text{SBS}}^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_{\text{SBS}}} \quad (6.26)$$

と書ける。

対して、光電場の空間発展は波動方程式より

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} - \frac{1}{(c/n)^2} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_i}{\partial t^2} \quad (6.27)$$

と書ける。また、上式の非線形分極  $P_i$  は

$$P_i = \epsilon_0 \rho_0^{-1} \gamma_e \rho E \quad (6.28)$$

とかける。電場の方程式を波動方程式に代入することで

$$\frac{\partial A_{\text{FWD}}}{\partial z} + \frac{1}{(c/n)} \frac{\partial A_{\text{FWD}}}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_{\text{BWD}} \quad (6.29)$$

$$-\frac{\partial A_{\text{BWD}}}{\partial z} + \frac{1}{(c/n)} \frac{\partial A_{\text{BWD}}}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_{\text{FWD}} \quad (6.30)$$



を得る。定常状態を考えると、 $t$ に関する偏微分を無視することで下記のように簡略化される。

$$\frac{dA_{\text{FWD}}}{dz} = \frac{i\epsilon_0\omega q^2\gamma_e^2}{2nc\rho_0} \frac{|A_{\text{BWD}}|^2 A_{\text{FWD}}}{\Omega_{\text{SBS}}^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_{\text{SBS}}} \quad (6.31)$$

$$\frac{dA_{\text{BWD}}}{dz} = -\frac{i\epsilon_0\omega q^2\gamma_e^2}{2nc\rho_0} \frac{|A_{\text{FWD}}|^2 A_{\text{BWD}}}{\Omega_{\text{SBS}}^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_{\text{SBS}}} \quad (6.32)$$

さらに  $I_i = 2n\epsilon_0 c A_i A_i^*$  として強度  $I_i$  を定義すると

$$\frac{dI_{\text{FWD}}}{dz} = -g I_{\text{FWD}} I_{\text{BWD}} \quad (6.33)$$

$$\frac{dI_{\text{BWD}}}{dz} = -g I_{\text{BWD}} I_{\text{FWD}} \quad (6.34)$$

と書ける。ここで  $g$  は SBS 利得因子であり

$$g = g_0 \frac{(\Gamma_{\text{SBS}}/2)^2}{(\Omega_{\text{SBS}} - \Omega)^2 + (\gamma_{\text{SBS}}/2)^2} \quad (6.35)$$

である。上式の  $g_0$  は利得中心における利得であり

$$g_0 = \frac{\gamma_e^2 \omega^2}{nvc^3 \rho_0 \Gamma_{\text{SBS}}} \quad (6.36)$$

である。

強度  $I_i$  に関する連立微分方程式は、入射光の減衰が無視できる  $I_{\text{FWD}} = \text{const.}$  という条件の下で

$$I_{\text{BWD}}(z) = I_{\text{BWD}}(L) \exp(g I_{\text{FWD}}(L - z)) \quad (6.37)$$

とかける。この式から、ファイバーが長くなればなるほど後方散乱光の強度が強くなることがわかる。

### 6.1.3 複数のモードでの誘導 Brillouin 散乱

CW レーザーで励起した場合、誘導 Brillouin 散乱のシード光に対応するものは、励起光の後方散乱光のうち、熱励起したフォノンによるドップラー効果で  $\Omega$  だけ角周波数が低い成分であった。繰り返し周波数を  $\Omega$  に合わせた複数モードで励起した場合、このシード光に対応するものは、隣接モードの Rayleigh 散乱の成分である。これは CW 励起のときと比べて1桁以上のパワーがあるため、CW レーザーと同じ平均パワー（すなわち縦モードあたりのパワーはモード数を  $m$  とすれば  $1/m$  となる）であっても誘導 Brillouin 散乱が生じやすくなる。対して、繰り返し周波数をフォノンの線幅よりも大きくずらした時では、各モードのパワーが上で導出したしきい値を超える必要があるため、誘導 Brillouin 散乱のしきい値は  $m$  倍になる。

CW レーザー励起のときと同様、コムで励起した時の誘導 Brillouin 散乱について考察する。なお、繰り返し周波数が音響フォノンの周波数から大きくずらした場合は、CW 励起のときと同様であるので省略する。

1. 繰り返し周波数  $f_{\text{rep}} = \omega_{\text{rep}}/2\pi$  のコムから  $N$  モード（光角周波数  $\omega_n = \omega_P + n\omega_{\text{rep}}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, N$ ）を抜き出し、透明物質に入射する。
2. Rayleigh 散乱と、熱励起された音響フォノンによってスペクトル幅を持つ後方散乱光が生じる。
3. 励起光の縦モード  $\omega_n$  と、後方散乱光の  $\omega_{n-1}$  の間のビートから、 $z$  軸正方向に速さ  $v_{n,S}$  の電場の疎密波が生じる。
4. 電歪効果によって音響フォノンが生じる。
5. モード間のビート周波数、すなわち繰り返し周波数が音響フォノンの周波数に一致していることから、生成される音響フォノンの速度は音速に一致している。
6. CW 励起のときと同様、音響フォノンによって励起光が後方に散乱され、その後方散乱光の光周波数はドップラー効果により音響フォノンの周波数だけ低周波側にシフトする。すなわち光角周波数  $\omega_{n-1}$  の成分となる。

## 6.2 繰り返し周波数によるフォノン制御

はじめに、繰り返し周波数をフォノンの周波数と合わせた時とそうでない時とで、後方散乱光に違いが現れるかどうかを調べる実験を行った。それに先立ち、シリカファイバー内の音響フォノンの周波数を正確に調べるための実験を行ったので、それらについて説明する。

### 6.2.1 音響フォノンの周波数測定

波長  $\lambda$  における音響フォノンの周波数を調べるためには、SBS しきい値以上の CW レーザーを用意して実際に SBS を起こし、励起光とストークス光とのビート周波数を測定すればよい。励起用の CW レーザーとして、当研究室で保有している波長可変 ECDL を用い、対象となるシリカファイバーとして、長さ 10 km のシングルモードファイバ (FutureGuide-SR15, Fujikura) を使用した。ここで用いたシングルモードファイバは波長 1330 nm 用のものであるが、1080 nm 付近でもシングルモード伝播が確認でき、ロスも 3 dB/km であったため、問題なく使用できると判断した。ファイバーのパラメータから SBS しきい値を計算すると、13.7 mW であった。元々の ECDL の平均パワーは 1 mW 程度であり、SBS しきい値よりも弱いため、YDFA によって 20 mW まで増幅し、可変アッテネータにより適当な強度までパワーを弱めて使用した。増幅した光は 99:1 のファイバーカプラによって二つに分けられ、99% のポートからの出力光はサーキュレーターを介して 10 km のシングルモードファイバに入射される。図 6.3(a) に、入射光パワーを 0.6 mW から 17 mW まで変化させた時の後方散乱スペクトルを載せる。しきい値以下の入射パワーでは、レイリー散乱による散乱光しか確認できないが、しきい値以上の入射パワーでは、入射光から約 15.6 GHz 光周波数の低いストークス光が支配的となる様子が確認できた。ストークスシフトを正確に測定するために、99:1 カプラのうち 1% のポートからの光と、サーキュレーター後の後方散乱光とを 50:50 のファイバーカプラによって合波し、高速のフォトディテクタとスペクトラムアナライザ

で測定した。ファイバーカップラ前の偏光を調節すると、二つの入力ポートの偏光が合ったところで 15.6 GHz 付近に図 6.3(b) のようなビート信号が観測された。このビート信号から、波長 1078.2 nm における SBS のストークスシフト、すなわち音響フォノンの周波数は  $\Omega_{\text{SBS}}/2\pi = 15.57 \text{ GHz}$  で、線幅  $\Gamma_{\text{SBS}} = 10 \text{ MHz}$  (フォノンの寿命  $\tau_{\text{SBS}}$  は  $\tau_{\text{SBS}} = \Gamma_{\text{SBS}}^{-1} = 100 \text{ ns}$ ) であることがわかった。なお、この周波数はファイバーの温度やファイバーのひずみによってある程度ふらつくが、実験室のような温度が安定した場所に置いてあるかぎり、1 MHz も変動しないことがわかったため、特に温度調節機構などは設けなかった。なお、先に計算したストークスシフト量との差異は、ファイバーに含まれる不純物などによる影響であると考えられる。

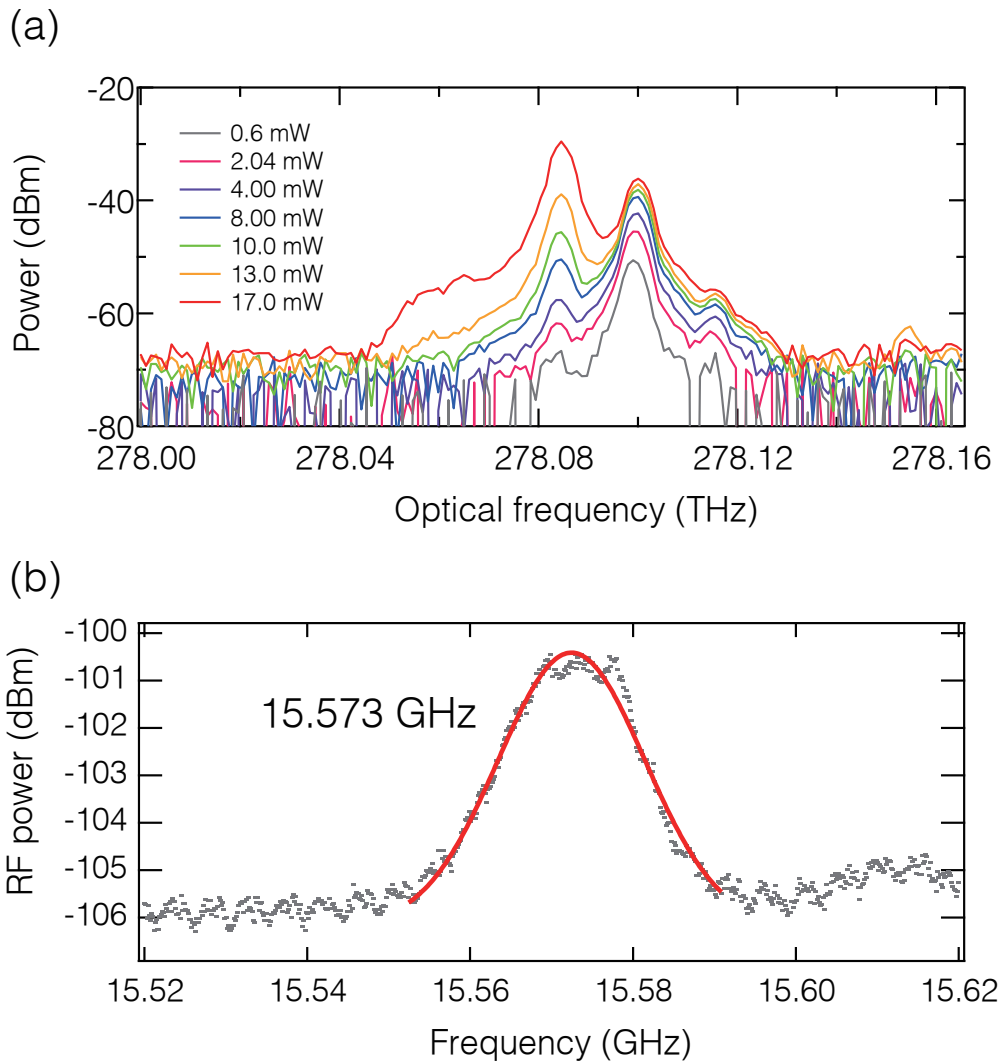
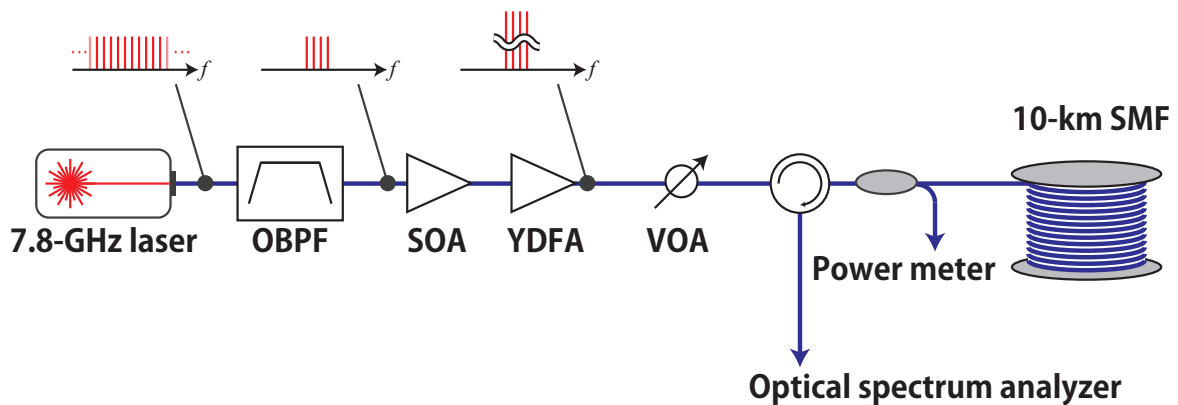


図 6.3 CW レーザーを用いた時の SBS。(a) 励起強度に対する後方散乱スペクトル。(b) 入射光と後方散乱光とのヘテロダインビート。15.573 GHz だけ低周波側にシフトしている様子がわかる。

### 6.2.2 モード同期レーザーによる音響フォノン励起実験

前の実験から、波長 1078.2 nm における音響フォノンの周波数が  $f_{\text{SBS}} = 15.57$  GHz であることがわかった。モード同期レーザーの繰り返し周波数を  $f_{\text{SBS}}$  に合わせた時とずらした時とで、音響フォノンの励起される様子を調べた。実際にはレーザーの繰り返し周波数を 15.57 GHz に設定することは困難であったため、半分の 7.785 GHz 付近に設定した\*3。実験のセットアップは図 6.4 の通りである。



OBPF: Optical Band-Pass Filter  
 SOA: Semiconductor Optical Amplifier  
 YDFA: Yb-Doped Fiber Amplifier  
 VOA: Variable optical attenuator

図 6.4 7.8 GHz レーザーを用いた音響フォノン励起実験のセットアップ。

モード同期レーザーからの出力ははじめに OBPF によって縦モード数を制限する。この理由は次の通りである。フォノンの周波数が光周波数に比例しているため、広帯域なスペクトルの励起光を入射しても位相整合を満たすスペクトルの範囲は限られる。フォノンの線幅が 10 MHz であることを考慮すると、位相整合を満たす範囲は約 100 GHz 程度となる。したがって、以下の実験では OBPF によって縦モードの数を 4 モード (約 32 GHz) に制限して実験を行った。こうして帯域制限された光は半導体アンプ (Semiconductor Optical Amplifier: SOA)、と 2 台の YDFA によって増幅される。初段のアンプとして SOA を採用した理由は、比較的シード光が弱い時でも十分に増幅できるという利点を持っていたためである。入射光のパワーが 100  $\mu\text{W}$  以下の場合でも、最大 10 mW まで増幅することが可能である。しかし、欠点として ASE が比較的多いため、SOA では 2 mW 程度までの増幅にとどめ、次段の YDFA で 10 mW 以上へと増幅した (最大 100 mW)。増

\*3 レーザーの繰り返し周波数を上げるためには共振器長を短くすれば良いが、ミラー同士が接触してしまい、繰り返し周波数を 15.52 GHz 以上にすることができなかったことが原因である。

幅された光は、サーキュレーターを介して 10 km のシングルモードファイバに入射した。このとき、サーキュレーター前に可変アッテネーター (VOA) を挿入しており、入射光パワーを変化させることができる。10 km ファイバーの前には 99:1 ファイバーカップラを入れ、入射光パワーをモニターできるようになっている。後方散乱光はサーキュレーターによって取り出され、光スペクトラムアナライザによってスペクトルを測定する。

レーザーの共振器長をマイクロメーターによって調節し、繰り返し周波数を変化させながら取得した後方散乱スペクトルは図 6.5 の通りである\*<sup>4</sup>。色の異なるプロットは入射パワーを表す。図 6.5(a) は繰り返し周波数を音響フォノンの周波数の半分に設定した時、(b) と (c) は (a) よりも 30 MHz、60 MHz 繰り返し周波数をずらした時の後方散乱スペクトルである。(a) のときは明らかにストークス成分の成長が見られるが、(b)(c) では全体が均等に成長していることがわかる。また、後方散乱光のパワー (光スペクトルを積分することで算出) を励起光のパワーに対してプロットすると図 6.6 の下の通りとなる。繰り返し周波数を音響フォノンの周波数の半分に合わせたとき (赤丸) は、ずらしたとき (10 MHz: 黄色三角、40 MHz: 緑四角、60 MHz: 灰色菱形) に比べて、10 mW 付近から線形の挙動 (点線) から大きくずれていくのがわかる。これは後方散乱光が Rayleigh 散乱ではなく、Brillouin 散乱の効果が現れていることを示している。また、図 6.6 の上ではこの効果をわかりやすくするために、0 MHz のときのパワーを 60 MHz のときのパワーで規格化し、Enhancement factor としてプロットしている。これからわかるとおり、入力パワーが 52 mW のとき、後方散乱光が最大で 30 倍増強されていることがわかる。

なお、52 mW 以上では Enhancement factor が徐々に低下していくが、この現象については以下のように考えることができる。この実験では 4 モードを抜き出して使用しているため、励起パワーが 40 mW を超えるあたりから、モードパワーが SBS しきい値である 13.7 mW に近くなる。したがって、40 mW 以上では縦モードそれぞれが独立に SBS を発生させるため、繰り返し周波数にかかわらず後方散乱光は線形散乱からずれていく。この様子は 40 MHz、60 MHz ずらした時のプロット見てもよく分かる。52 mW 以上では、繰り返し周波数を合わせた効果より SBS が支配的となるため、これ以降の入射パワーでは後方散乱光が減少し、このパワーにおいてピークを持つようになる。

\*<sup>4</sup> 繰り返し周波数を変えると縦モードの位置もずれてしまうため、OBPF で抜き出されるモードの数が変わる恐れがあるので、入射スペクトルを常にモニターしながら繰り返し周波数を調節する必要がある。

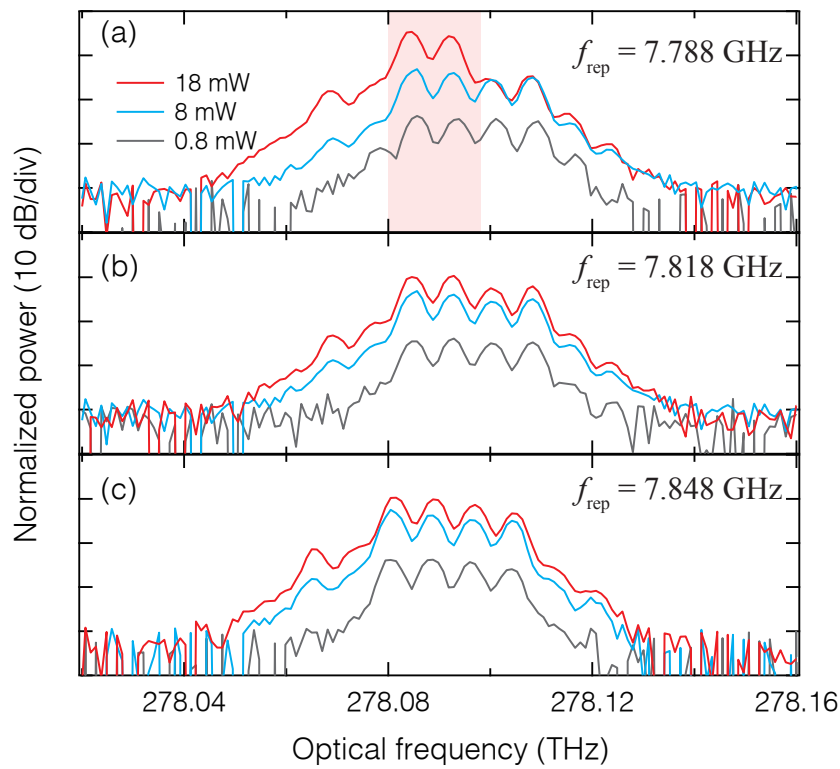


図 6.5 繰り返し周波数を変化させた時の後方散乱スペクトルの変化。

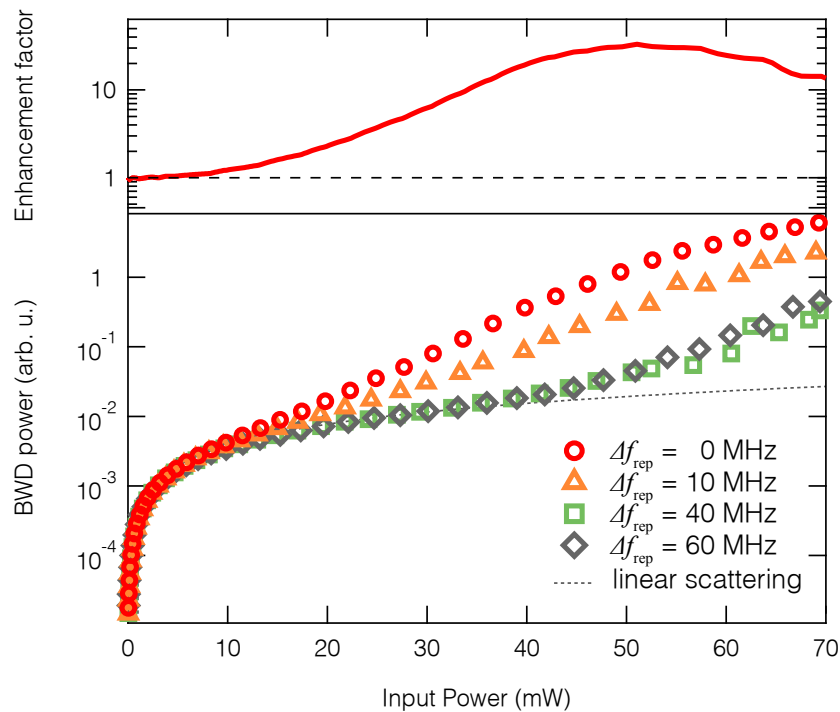


図 6.6 繰り返し周波数を変化させた時の後方散乱光強度の変化。上は繰り返し周波数をフォノンの周波数に合わせた時と大幅にずらした時との後方散乱光パワーの比。

以上から、キャリア周波数と帯域、そして繰り返し周波数を音響フォノンに合わせることで、音響フォノンを効率的に励起できることが確認された。これを定性的に考えると図 6.7 のようになる。単発パルスファイバーに入射すると、生成された音響フォノンは緩和時間  $\tau_{\text{relax}}$  の減衰振動をする。対して、繰り返し周波数をフォノンの周波数に合わせたパルス列を使用すると、フォノンの振幅はコヒーレントに増大していく。また、繰り返し周波数をずらしたパルス列では、音響フォノンの振動に対してランダムにパルスが飛来するため、フォノンの振幅は小さいままである。このとき、繰り返し周波数を  $1/N$  ( $N$  は自然数) したパルスでも、同様の結果が得られる。ここで、今回の実験ではレーザーの制約上  $N = 2$  としたが、この  $N$  をどこまで大きくできるかは興味深い。すなわち、わざわざ GHz のコムを用いることなくとも、フォノンの振幅の  $1/100$  程度の繰り返し (ただし、パルス間隔は緩和時間  $\tau_{\text{relax}}$  より短い) でもフォノンは励起できる可能性はある。これには単発パルスの持つフォノン振幅の増幅率が重要なパラメータとなり、これとは別の実験で調べる必要がある。

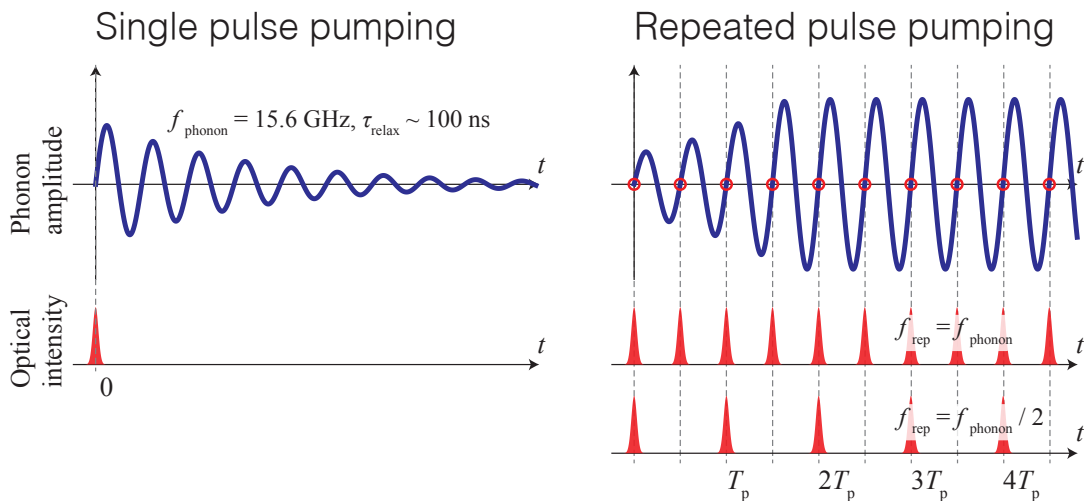


図 6.7 単パルスで励起した時のフォノンの振幅 (左) と、繰り返し周波数を合わせたパルス列によって励起した時の振幅のイメージ。

### 6.3 ダブルパルスによるフォノン制御実験

先ほどの実験ではシングルパルスによる励起実験であったが、ダブルパルスを用いた時間分解分光実験について説明する。

#### 6.3.1 実験のセットアップ

図 6.8 にダブルパルスのセットアップを載せる。先ほどのシングルパルスの実験の最後の YDFA の後に、フリースペースのマイケルソン干渉計をくみ、ダブルパルスを生成した。干渉計の後には再びファイバーにカップルさせ、先ほどと同様、サーキュレーターとモニター用のファイバーカブ

ラを介した後、10 km のシングルモードファイバに入射した。干渉計の腕の長さの差を 0 ~ 4 cm 程度変え、ダブルパルスの間隔を変えながら後方散乱光のスペクトルを取得した。また、電場の干渉の効果を平均化するため、片方の腕のミラーは piezoelectric 素子により帯域 300 Hz、振幅数  $\mu\text{m}$  のホワイトノイズで振動させている。piezoelectric 素子を駆動させていない時は、電場の干渉によるスペクトルフリッジが見られるが、piezoelectric 素子を駆動させることによってスペクトルを平均化することができる。これによりデータの解析を容易にすることができた。また、常に光路長が振動しているため、時間分解能が低下する代わりに、干渉計の感度が不敏感になり外乱に強くなるという副次的な効果も生まれた。実際、この実験では時間分解能が 10 ps 程度（使用するモードの本数に依存）で十分であるため、 $\mu\text{m}$  オーダーの振動、すなわち fs オーダーの時間分解能の低下は無視できる。

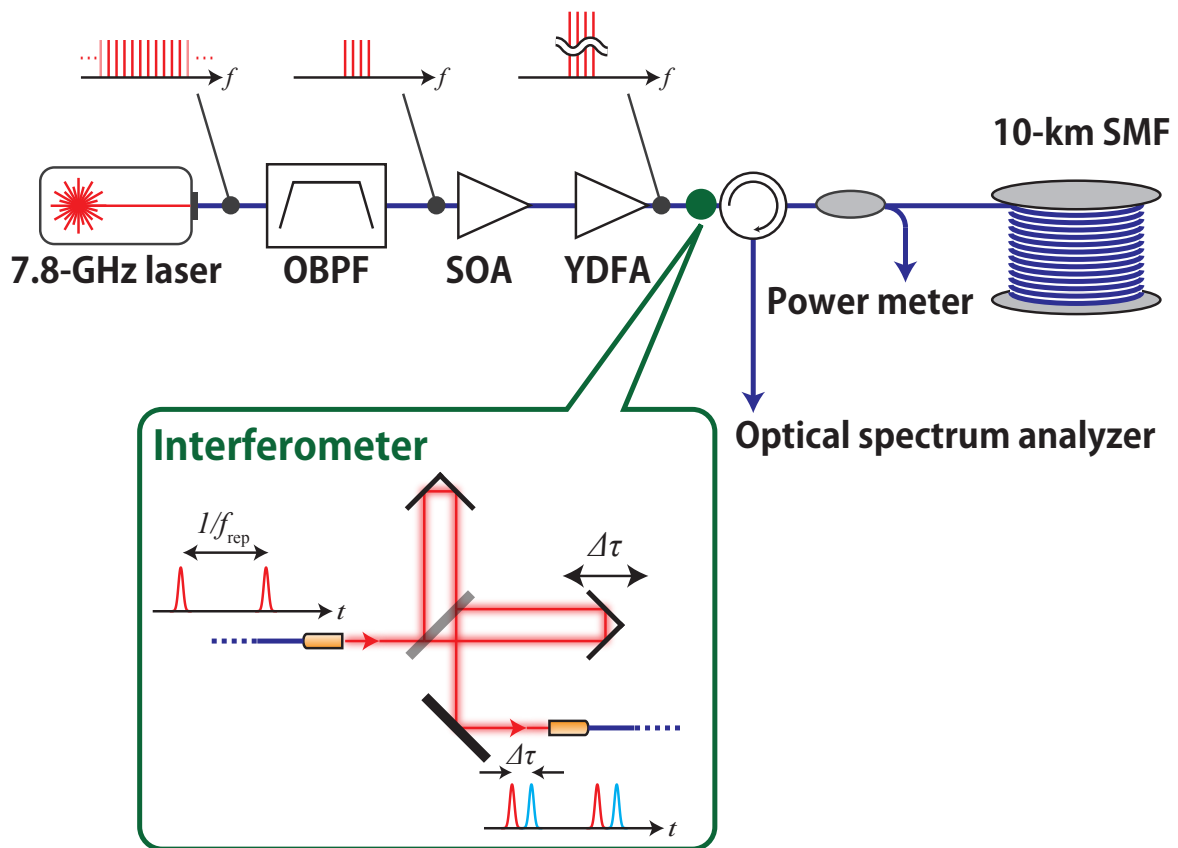


図 6.8 ダブルパルスによる励起実験のセットアップ。

### 6.3.2 実験結果と考察

先ほどと同様繰り返し周波数、入射パワーを変化させて、縦モード 4 本で実験を行った。繰り返し周波数が 7.786 GHz、入射光パワーが 80 mW のときの入射光のスペクトルとパワーを図 6.9 に載せる。図 6.9(b) の横軸は光周波数、縦軸は繰り返し周波数の逆数で規格化したダブルパルスの間隔である。すなわち横縞はレーザーの縦モードを表し、縞の濃淡がモードの強度である。図 6.9(a)



は入射光パワーを遅延時間に対してプロットしたものである。遅延時間を変化させても入射パワーのふらつきは3.8%に抑えられていることがわかる。繰り返し周波数、入射光パワー、モード数を変化させてもこの3.8%のふらつきはほとんど変動しなかったため、ここでは省略する。

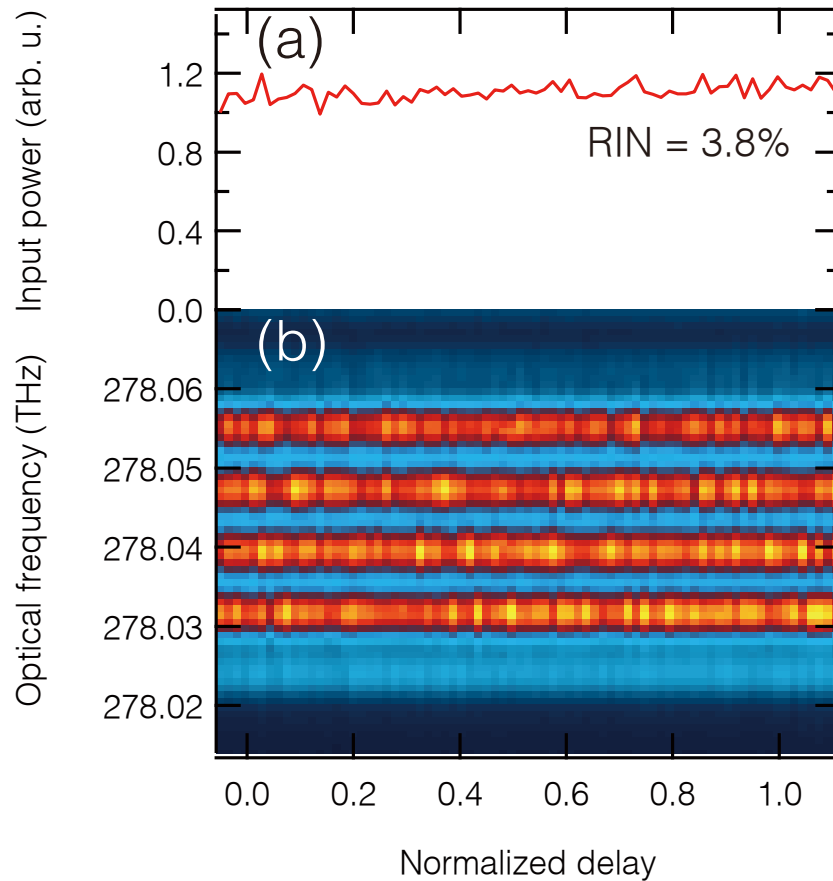


図 6.9 (a) パワーと (b) 入射スペクトルの遅延時間依存性。遅延時間を変化させてもスペクトルと入射パワーはほぼ一定（パワーについて3.8%のゆらぎ）であることがわかる。

次に後方散乱光のスペクトルとパワーの遅延時間依存性を調べる。図 6.10 は繰り返し周波数を  $f_{\text{rep}} = 7.786, 7.807$  GHz と設定した時の後方散乱光のパワーである。この結果から繰り返し周波数をフォノンの周波数の半分である 7.786 GHz に設定した時のほうが、7.807 GHz に設定した時よりも散乱光の強度が強く、また規格化した遅延時間が 0, 0.5, 1 のときに強くなるような信号が得られた。この様子をより詳しく調べるために、後方散乱光のスペクトルを調べたのが図 6.11 である。

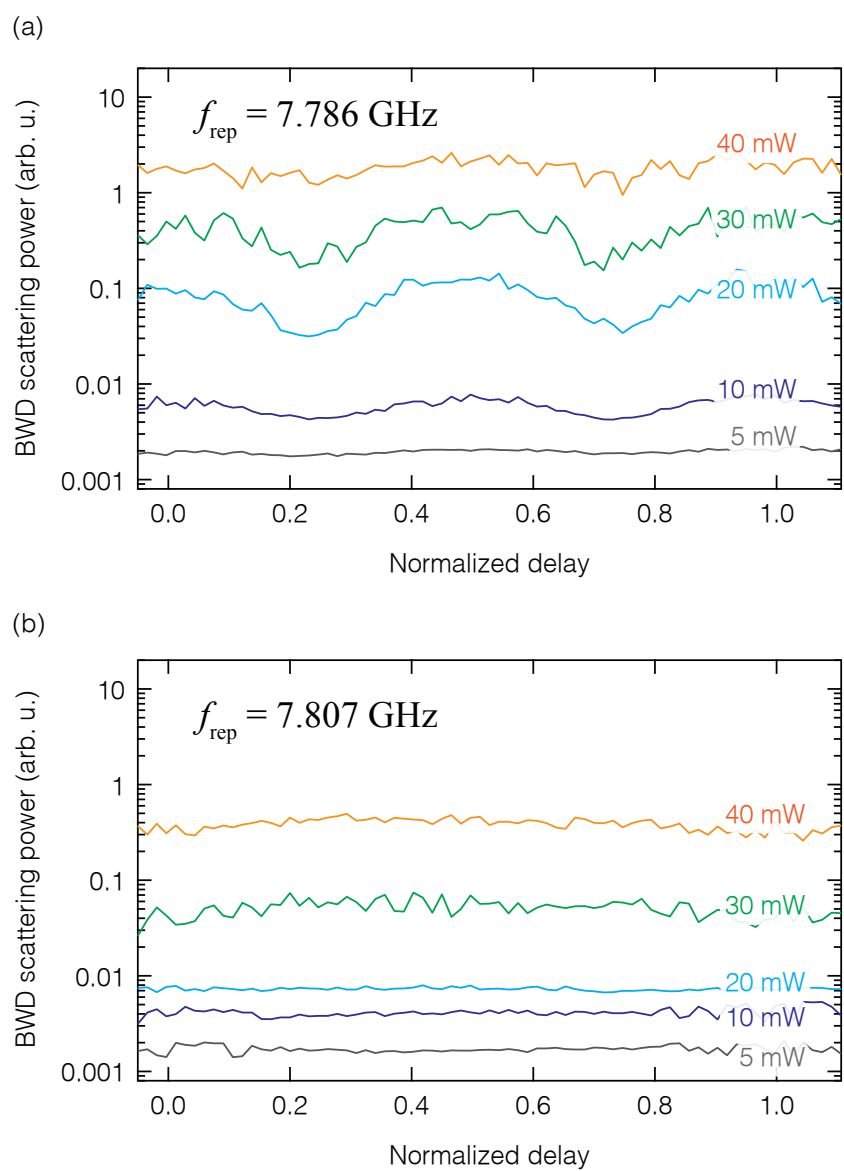


図 6.10 繰り返し周波数が (a) 7.786、(b) 7.807 GHz のときの後方散乱光のパワー。

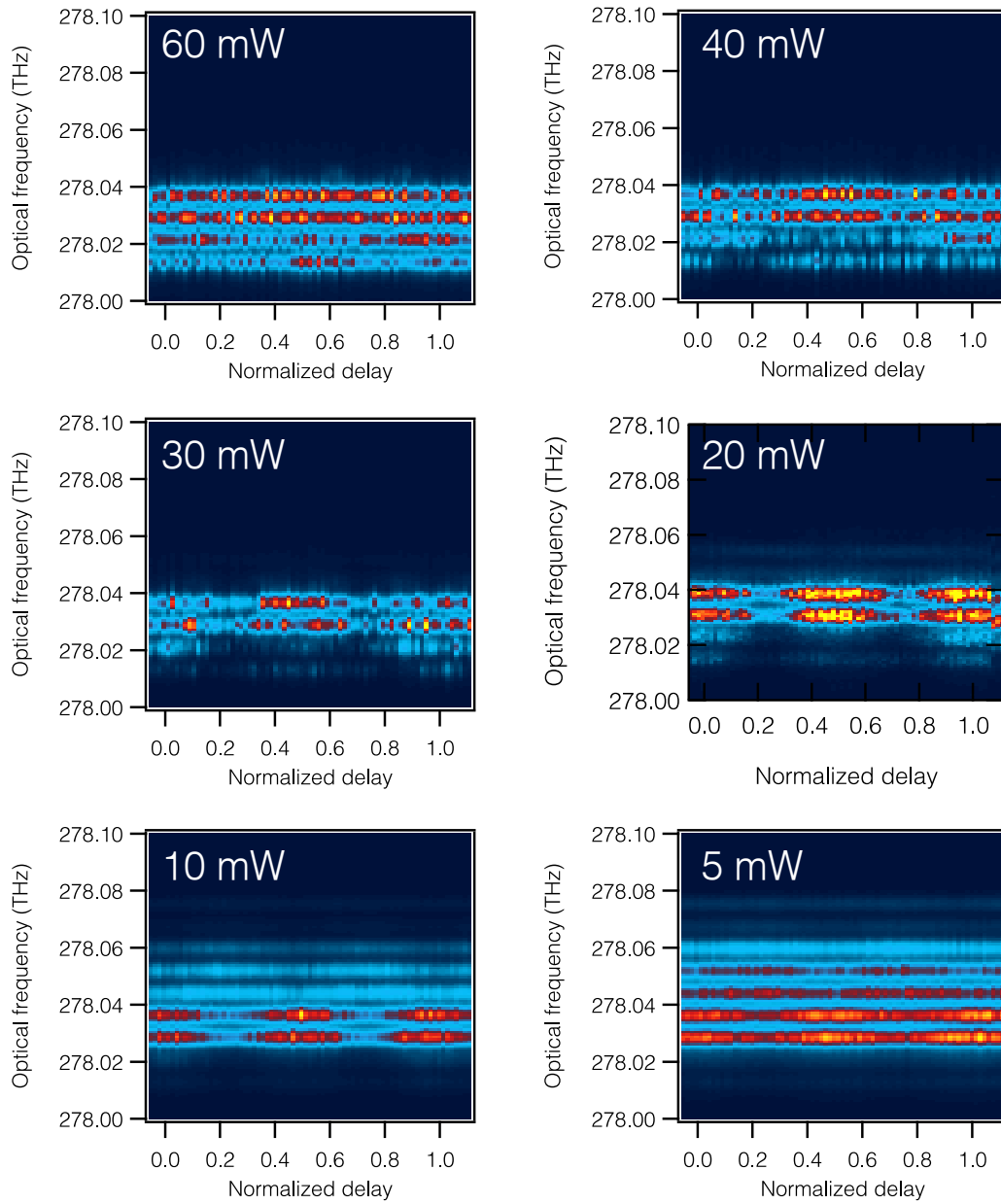


図 6.11 繰り返し周波数 7.786 GHz のときのダブルパルスの実験結果（後方散乱光スペクトル）。入射光パワーがそれぞれ 5, 10, 20, 30, 40, 60 mW のときの後方散乱スペクトルの遅延時間依存性。

この結果をまとめると以下のようになる。

1. 入射パワーを強くすると、繰り返し周波数に関係なくストークスシフトが生じ、後方散乱光の強度が強まる。
2. 入射パワーが低く、繰り返し周波数がフォノンの周波数に合っている時は、何かしらのパターンが見える。

3. 入射パワーが低く、繰り返し周波数がずれている時はパターンの変化が少ない。

以下、それぞれについて定性的に考察し、次にモデル化を行う。

### 定性的な考察

1 については、画一的なストークスシフトが生じる入射パワーが約 50 mW であることに着目する。これは縦モード一本あたりのモードパワーが 12 mW 以上となり、SBS のしきい値を超えかけている付近である。したがって、この場合はすべての縦モードが独立に SBS の励起光として働き 15.6 GHz のストークスシフトを起こしたため、図のようなスペクトルとなった。ダブルパルス間隔に関する依存性が見られないのは、縦モードが独立な CW レーザーとして振る舞ったためである。

2, 3 については、図 6.12 のようなモデルを考えるとわかりやすい。先ほどの実験では繰り返し周波数を合わせた時は、光パルスと音響フォノンとが in phase で飛来したためにフォノンの振幅が増大していった。2 のとき、すなわち入射パワーが低く、繰り返し周波数がフォノンの周波数と合っている時、ダブルパルスの時は図にも示すように、規格化したダブルパルス間隔が 0, 1/2, 1 のときには in phase となるため、フォノンの振幅は増大する。対して、1/4, 3/4 のときは out of phase で光パルスが飛来する。つまり、後者の場合では一発目の光パルスで生成されたフォノンがその次のパルスで打ち消されてしまうため、繰り返し周波数があっているにもかかわらずフォノンの振幅は小さいままとなる。これは光スペクトルからもよくわかる。つまり、in phase のときは低周波側のストークス成分が強くなっているのに対し、out of phase のときは弱まっている。

3 のとき、すなわち入射パワーが低く、繰り返し周波数がフォノンの周波数と異なるときには、in phase, out of phase という区別がなくなるため、ダブルパルス間隔によらず一定の振幅となる。

以上より、繰り返し周波数をフォノンの周波数に合わせ、ダブルパルスを用意することによって、おん居フォノンの振幅を制御することができた。

## Double pulse pumping

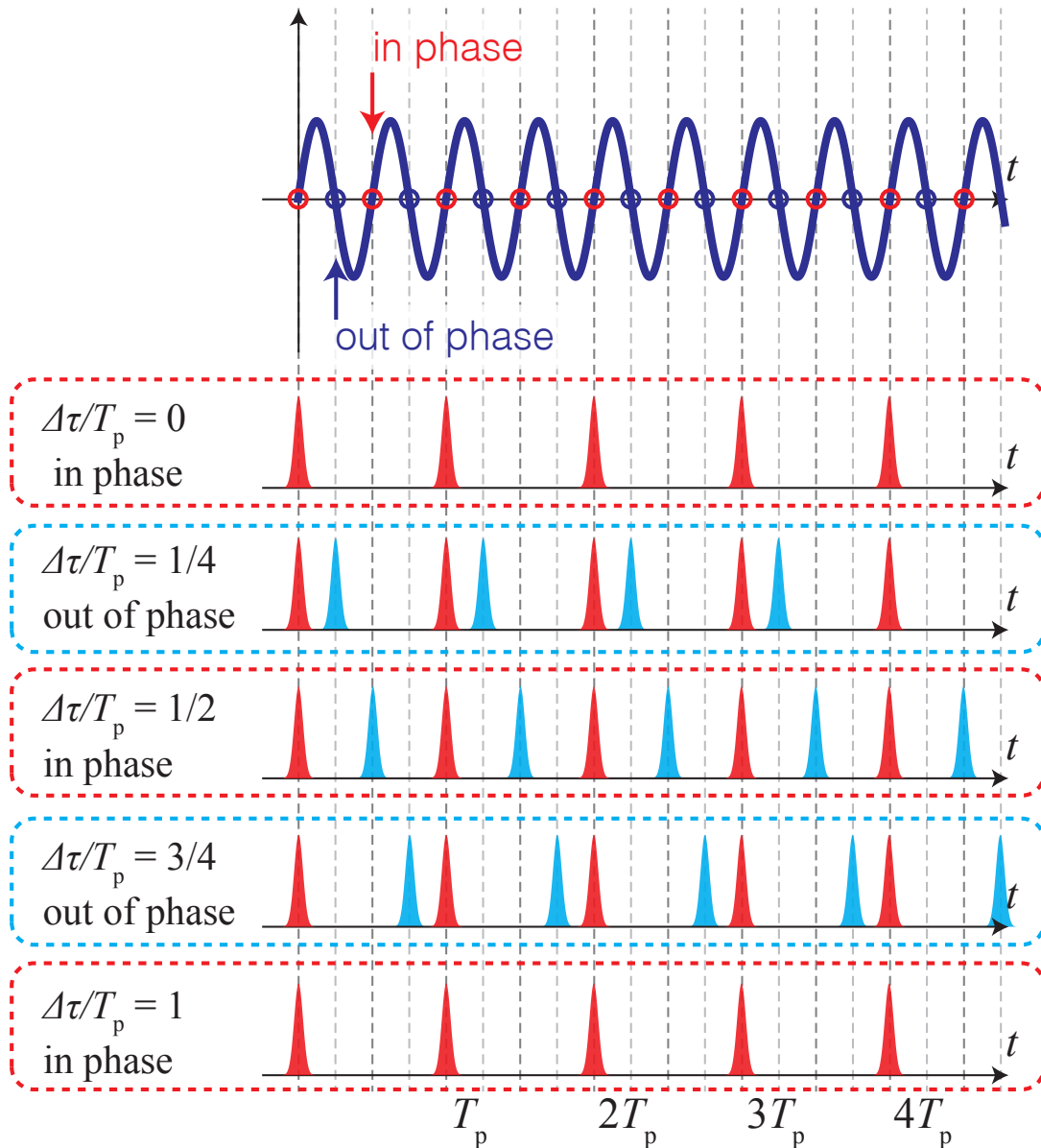


図 6.12 ダブルパルスによるフォノン制御のイメージ。

### モデルを用いた考察

Bullirouin 散乱による後方散乱スペクトルを計算するためには式 (6.33), (6.34) で求めた微分方程式を解けば良い。しかし、モードが増えることによって計算は煩雑になり、また特にダブルパルスの実験における現象を定性的に説明することも難しくなる。そこで、後方散乱光スペクトルを求めるためのより簡単なモデルを用いて考察する。なお、ここでは簡単のため、Bullirouin ゲインは

デルタ関数的とする。また、ここでの議論は誘導 Brillouin 散乱のしきい値以下の入射光を使用した時に限る。

入射スペクトルを  $I_{\text{pump}}(\omega)$ 、CW レーザーを用いた時の Brillouin ゲインを  $g_{\text{CW}}(\omega)$  とすれば、後方散乱スペクトル  $I_{\text{Stokes}}(\omega)$  は

$$I_{\text{Stokes}} = (I_{\text{pump}}(\omega) * g_{\text{CW}}(\omega)) \times I_{\text{Rayleigh}}(\omega) \tag{6.38}$$

のように畳み込みを用いて表現できる。ここで  $I_{\text{Rayleigh}}(\omega)$  は後方散乱光のシード光であり、入射光  $I_{\text{pump}}(\omega)$  スペクトルより計算できる。また

$$g_{\text{CW}}(\omega) = (1 + g_0\delta(\omega + \Omega_B) - l_0\delta(\omega - \Omega_B)) \tag{6.39}$$

とする。ここで  $g_0, l_0$  はストークス成分の利得とアンチストークス成分のロスであり、 $\Omega_B$  は音響フォノンの周波数である\*5。

また、モデルのイメージを図 6.13 に載せる。

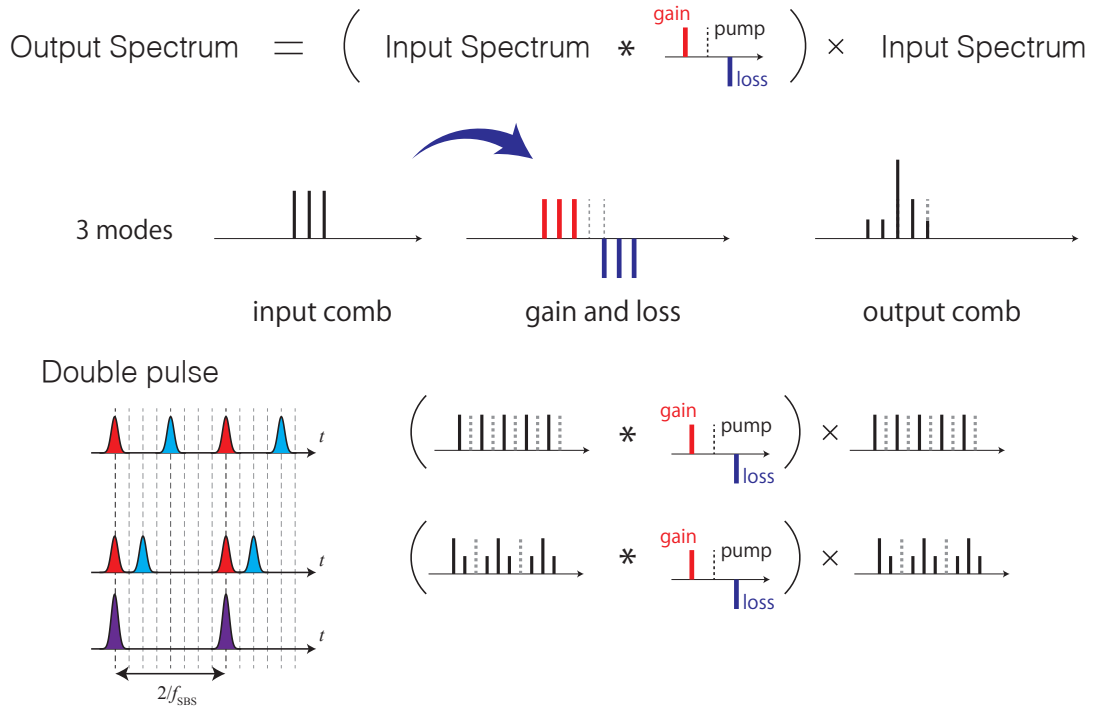


図 6.13 後方散乱スペクトルを計算するためのモデル。

このモデルを用いると、入射スペクトルの形状がわかっているならば、コムを入射光として使用した時の後方散乱スペクトルが非常に簡単に計算することができる。

本論文でのダブルパルスによる実験の場合、入射スペクトルはスペクトル干渉によってダブルパ

\*5 厳密には  $\Omega_B$  は光周波数  $\omega$  に依存するが、ここでは十分に狭いスペクトル領域を見ているため定数とした。

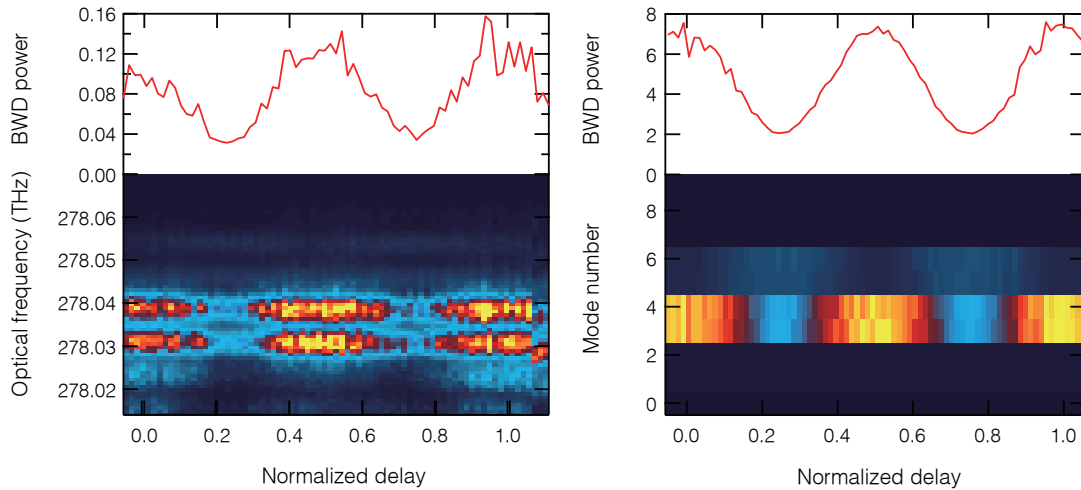


図 6.14 励起光パワーが 20 mW の時の実験結果 (左) と前述のモデルを用いた時のシミュレーションの結果 (右)。

ルス間隔  $\Delta\tau$  に依存する。コムの特クトル  $I(\omega)$  は

$$I(\omega) = \sum_n I_n \delta(\omega - (\omega_{\text{CEO}} + n\omega_{\text{rep}})) + \text{c.c.} \quad (6.40)$$

である。ここで  $I_n$  は縦モードの強度である。以下では簡単のため  $I_n$  はモードによらず一定値と仮定する。

ダブルパルスをつくるために、 $I(\omega)$  をビームスプリッターで二つに分け、片方に  $\Delta\tau$  の遅延をつけて再び合成する。このときのスペクトル  $I(\omega, \Delta\tau)$  は

$$I(\omega, \Delta\tau) \propto \sum_n \delta(\omega - (\omega_{\text{CEO}} + n\omega_{\text{rep}})) (1 + \exp(in\omega_{\text{rep}}\Delta\tau)) + \text{c.c.} \quad (6.41)$$

である。これは、スペクトル干渉によってダブルパルスの間隔の逆数  $1/\Delta\tau$  の周期でスペクトルに変調がかかることを意味している。

これらの結果を用いてシミュレーションした結果を図 6.14 に示す。実験結果のように、振動する低周波成分と、それと逆相で振動する高周波成分の様子がはっきりと見て取れる。

なお、シミュレーションで使用したゲインとロスの値  $g_0, l_0$  は、本来 2 本の CW レーザーを用いた実験によって求めるべきであるが、ここでは実験結果をよく再現するような値を推定 ( $g_0 = 1.69, l_0 = 1/1.69$ ) してシミュレーションを行った。

## 6.4 まとめと今後の展望

### 6.4.1 まとめ

本章では、コムのカリヤ周波数と繰り返し周波数に対して、シリカファイバー内の音響フォノンの振幅との対応を調べた。その結果、入射光のカリヤ周波数と繰り返し周波数を音響フォノン

と位相整合がとれるように調節したところ、ストークスシフトした後方散乱光が強まることが確認できた。これははすなわち繰り返し周波数によって音響フォノンが励起できたことを示しており、キャリア周波数と繰り返し周波数によるコヒーレント励起が可能であるということがわかった。また、ダブルパルスによる実験では、ダブルパルス間隔によって後方散乱ストークス光の強度を制御することができた。

#### 6.4.2 今後の展望

今回の実験では特に繰り返し周波数のみに着目したが、モード同期レーザーのオフセット周波数に対する依存性も考えられる。図 6.15 にあるように、音響フォノンの間隔は繰り返し周波数によって決定されるが、入射光と後方散乱光の干渉がどうなるかはオフセット周波数に依存しているだろうと考えられる。次なる目標として、オフセット周波数を測定・変化させながら後方散乱光スペクトルを測定することは非常に興味深い。実際にはオフセット周波数を測定するためにパルスピッカーを用いて繰り返し周波数を実効的に下げ、増幅することで、 $f$ - $2f$  信号が得られるような超広帯域光を発生させることが課題である\*<sup>6</sup>。

また、本研究最終目的はコムを固体物理学の分野に適用することであり、これまであまり興味が持たれてこなかったコムのパラメータである繰り返し周波数を着目した研究である。特に GHz から数百 GHz の間には、本研究でも述べた光励起可能な音響フォノンの他にも、マグノン、スカルミオンといった物質の素励起が集中しており、これらをコムで分光するという、全く新しい分野、言わば「コム-物質相互作用」を提唱できるのではと考えている。

---

\*<sup>6</sup> 技術的な課題として、増幅時の雑音がある。パルスピックによって例えば  $1/64$  に繰り返し周波数を落とした時、平均パワーも  $1/64$ 、すなわち数百  $\mu\text{W}$  となる。これを YDFA や SOA などのアンプで増幅していくわけであるが、その時にどうしても ASE による SNR の低下が生じる。この部分の SNR が低下すると、 $f$ - $2f$  干渉計で得られるビート信号の SNR も低下するため、アンプの SNR が悪すぎると、最悪ビート信号すなわちオフセット周波数の信号が得られないという可能性もある。しかし幸いな事に、本研究で開発したレーザーの中心波長は  $1080\text{ nm}$  であり、YDFA の ASE が顕著である  $1030\text{ nm}$  付近からは十分に離れている。したがって、YDFA の後にスペクトルフィルタを置き、ASE の成分を効率的にカットすることが容易であるため、SNR 低下をある程度防ぐことができるであろう。



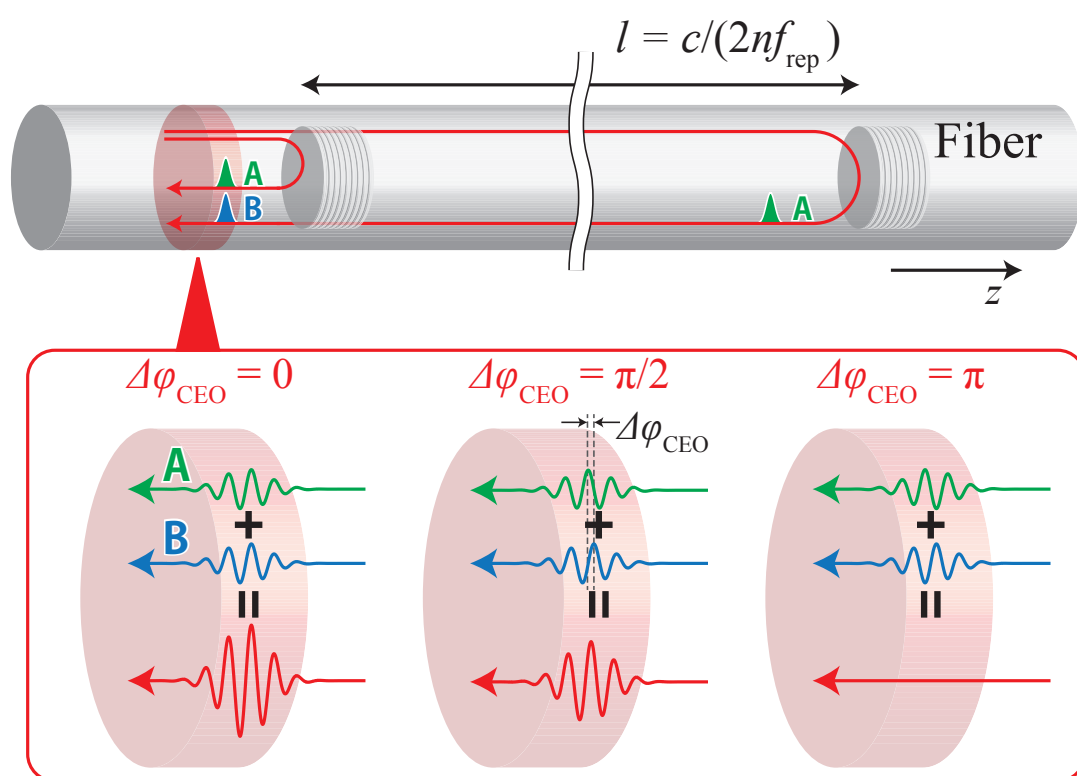


図 6.15 音響フォノンのオフセット周波数依存性。二つのパルス間のキャリアエンベロープオフセット位相差によって入射光と後方散乱光との干渉が破壊的・建設的になる様子。

## 第7章

# 全体のまとめと今後の展望

光周波数コムのパラメータのうち、特にモード間隔である繰り返し周波数に着目した本論文での成果・今後の展望を以下にまとめる。

### 7.1 まとめ

本論文ではコム分解分光を目的として multi-GHz のコムを開発し、その応用として天文用分光器の波長校正や line-by-line 任意波形光パルス生成を実現した。またこれまでになかった応用として、コムをシリカファイバー内の音響フォノンの周波数に合わせることで、フォノンを制御することにも成功した。

#### 4 GHz カーレンズモード同期レーザーの開発

繰り返し周波数が 4 GHz のカーレンズモード同期 Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> レーザーを開発し、その光周波数を 250 MHz の Yb ファイバーコムに位相同期することで 4 GHz のコムを作成した。中心波長は 1078 nm で、スペクトル幅は 8 nm である。レーザー自体が LD 励起型の固体レーザーであるため、小型で堅牢性の高いコムとなっている。

#### 高分解能分光器

コム分解分光を目指す際に、市販の分光器よりも分解能が高く、高速にスペクトルを取得できる分光器を開発した。幅 180 mm の透過型回折格子を用い、何度も光を回折させることで、小型でありながら最高で 600 MHz (7 回回折時) という高い分解能を達成した。また、このときの効率は 10% を超える。スペクトルの取得スピードは使用したカメラのフレームレートで決定され、今回使用したカメラの場合、取得スピードは 20 ms である。もちろん、露光時間を長くすることで微弱な光も測定することができる。

この分光器と 4 GHz コムとを組み合わせることで特に天文用分光器の波長校正に適したシステムを構築することに成功した。

#### 15 GHz カーレンズモード同期レーザーと光周波数コムを開発

カーレンズモード同期レーザーとして世界最高の繰り返し周波数 15 GHz を持つフェムト秒レーザーを開発した。レーザー媒質は Yb : Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックであり、波長は 1080 nm 中心

に幅 12 nm である。パルス幅はオートコリレーターで測定したところ 152 fs であった。このレーザーの光周波数を RF 標準と光周波数標準（超安定共振器に位相同期した CW レーザー）に対して位相同期することで、15 GHz のコムを実現した。

#### 12 GHz レーザーを用いた line-by-line 任意波形生成

繰り返し周波数 12 GHz のレーザーの縦モードに独立な強度・位相変調を施し任意波形を作成する、line-by-line 任意波形生成に成功した。

はじめに、分解能 2 GHz の分光器でモード分解されたレーザーの縦モードを、スリットによってその本数を 1~4 本に制限することで、フェムト秒レーザーから CW レーザーや正弦波、ピコ秒パルスを作り出すことに成功した。この結果は、モード同期レーザーが、互いに位相同期した多数の CW レーザーの集合であるということの直接的な証拠となり、物理的に非常に興味深い結果である。応用としてはコムから直接 CW 光源を取り出せるので、光時計などへの応用が期待される。

また、スリットの代わりに SLM を使うことで、縦モードを間引くようなマスクも作ることに成功した。これにより 12 GHz のフェムト秒パルスから、24 GHz や 120 GHz の正弦波やフェムト秒パルスを作ることに成功した。

#### シリカファイバー内の音響フォノン励起

シリカファイバーの音響フォノンに対し、光周波数と繰り返し周波数を合わせたモード同期レーザーを用いて励起すると、繰り返し周波数が共鳴したところで後方散乱ストークス光の強度が増えることが確認された。また、ダブルパルスによる実験では、後方散乱ストークス光の強度を、ダブルパルスの時間差  $\Delta\tau$  によってコントロールすることにも成功した。

これらの結果から、光周波数と繰り返し周波数をコヒーレントにコントロールすることで音響フォノンを励起できるということが確認できた。これはこれまでになかった励起手法であり、音響フォノンのみならず、応用の可能性は非常に高いと考える。特にこれまでほとんど行われてこなかった、コム of 固体物理への応用といった分野を開拓できるだろう。

## 7.2 今後の展望

本論文では二種類の multi-GHz コムを開発したが、絶対的な光周波数の制御をしていない。特に、オフセット周波数の測定と制御が  $f-2f$  信号の取得にオクターブ以上の超広帯域光が必要となるが、繰り返し周波数が高いレーザーではそれが困難である。現時点で考えている手法はパルスピッカーを用いてパルスを間引き、実効的に繰り返し周波数を下げ、その後増幅して PCF に入射し超広帯域光を得るという手法である。特に 1  $\mu\text{m}$  帯の光では 100  $\mu\text{W}$  程度のシード光があれば W レベルまで増幅することが可能であるため、今後の課題としたい。

また、全体的にいえることはレーザー装置の堅牢化である。現状でも数日間はモード同期が持続するが、やはり定期的なアライメントが必要となる。そこで、全体を既製のマウントなどを使わずにモノリシックな構造とし、また全体を密閉した容器で囲むことで長期安定性の向上につなげ

たい。

line-by-line 任意波形光パルス生成では位相マスクも組み合わせたより複雑なパルス波形の生成、またコヒーレント制御や LIDAR などへの応用も考えたい。

音響フォノンの励起実験は、前章でも述べたようにオフセット周波数依存性を調べることは非常に興味深い。これにより、キャリア周波数、繰り返し周波数そしてキャリアエンベロープ位相の三者をコヒーレントに制御した励起が可能となれば、新たな物理の構築に役に立つであろう。

## 付録 A

# ガウシアンビーム光学

## A.1 ガウシアンビーム

### A.1.1 ガウシアンビームの表式

一般に、空間中を伝播するレーザー光の電磁波分布はガウス分布を取ることが知られており、そのような光をガウシアンビームと呼ぶ。

簡単のため  $z$  軸正方向に伝播するガウシアンビームについて考える。

マクスウェル方程式から

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.1})$$

が得られるが、近軸近似を用いるとその一般解はエルミート多項式  $H_n(x)$  を用いて

$$E_{lm}(\mathbf{r}) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_l \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega(x)} \right) H_m \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega(y)} \right) \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} - ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - ikz + i(l+m+1) \text{Arctan} \left( \frac{z}{z_0} \right) \right) \quad (\text{A.2})$$

と書ける。

ここで各パラメータは

$$\omega(z) = \omega_0 \left( 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.3})$$

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda} \quad (\text{A.4})$$

$$R(z) = z \left( 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (\text{A.5})$$

であり、 $\lambda$  は波長  $k$  は波数  $n$  は媒質の屈折率である。またこれらの名称および物理的意味は表 A.1 の通りである。このように  $l, m$  で指定される電磁波を  $\text{TEM}_{lm}$  モードのガウシアンビームと呼ぶ。

表 A.1 ガウシアンビームの各種パラメータ

表式	名称	物理的意味
$\omega_0$	ビームウェスト半径	ビーム半径の最小値
$z_0$	レイリーレンジ	ビームウェストからビーム半径が $\sqrt{2}\omega_0$ となる位置までの距離
$R(z)$	曲率半径	位置 $z$ におけるビーム等位相面の曲率半径
$\omega(z)$	ビーム半径	位置 $z$ におけるビーム半径

### A.1.2 ビームパラメータ

ガウシアンビームは位置  $z$  におけるビーム径  $\omega(x)$  と曲率半径  $R(z)$  によって特徴付けられる。これらをまとめて、位置  $z$  におけるビームパラメータ  $q(z)$  を

$$\frac{1}{q(z)} \equiv \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n \omega^2(z)} \quad (\text{A.6})$$

と定義する。特に、ビームウェストでは曲率半径が無限大となるのでビームパラメータは純虚数となる。

## A.2 ABCD 行列法

(A.2) の表式からも明らかなように、ガウシアンビームは平行光とは成り得ず包絡線が双曲線となって媒質中を伝播する。したがって光学系を設計する際はこのことを踏まえなければならず、具体的にはここで紹介する ABCD 行列法によって設計を行う。

ビームパラメータ  $q(z)$  は伝播や光学素子によって変化する。変化前後のビームパラメータを  $q_1, q_2$  とすると、これらはある行列  $M$  によって

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{A.7})$$

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

と書ける。この行列  $M$  を ABCD 行列（もしくは光線行列）と呼ぶ。代表的な光学素子の ABCD 行列は表 A.2 のとおりである。

### A.2.1 特殊な光学系の ABCD 行列

表 A.2 において、球面ミラーに  $\theta$  で斜入射したときの ABCD 行列と Brewster 角に置かれた屈折率  $n$  で厚さが  $d$  のプレートを通過する際の ABCD 行列が現れる。特に後者については算出している文献が少ないことから、ここでは詳しく述べる。

表 A.2 各種光学素子の ABCD 行列。ただし  $L \equiv d\sqrt{1+1/n^2}$ 。

光学素子	ABCD 行列	光学素子	ABCD 行列
距離 $d$ の伝播	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	半径 $R$ の球面ミラー	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$
焦点距離 $f$ のレンズ	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	屈折率が $n_1$ から $n_2$ への屈折	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}$
半径 $R$ の球面ミラー ( $\theta$ 入射、 $x$ 方向)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / R & 1 \end{pmatrix}$	半径 $R$ の球面ミラー ( $\theta$ 入射、 $y$ 方向)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/(R \cos \theta) & 1 \end{pmatrix}$
Brewster プレート ( $x$ 方向)	$\begin{pmatrix} 1 & L/n^3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Brewster プレート ( $y$ 方向)	$\begin{pmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

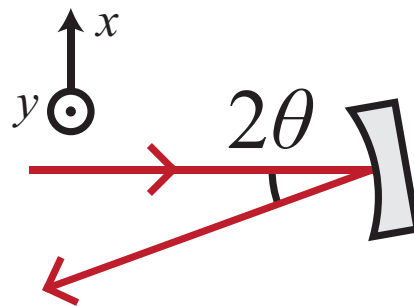


図 A.1 入射角  $\theta$  で置かれた球面ミラー

#### A.2.1.1 入射角 $\theta$ で置かれた、半径 $R$ の球面ミラー

図 A.1 のように入射角  $\theta$  で置かれた曲率半径  $R$  の球面ミラーを考える。このとき入射光から見た球面ミラーの実効的な曲率は、紙面に平行な  $x$  成分 ( $R_x$ ) と紙面に垂直な  $y$  成分 ( $R_y$ ) で異なり、それぞれ

$$R_x = R / \cos \theta \tag{A.9}$$

$$R_y = R \cdot \cos \theta \tag{A.10}$$

となる。したがってこれらの ABCD 行列 ( $M_{R_x}, M_{R_y}$ ) はそれぞれ

$$M_{R_x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / R & 1 \end{pmatrix} \tag{A.11}$$

$$M_{R_y} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 / (R \cdot \cos \theta) & 1 \end{pmatrix} \tag{A.12}$$

となる。

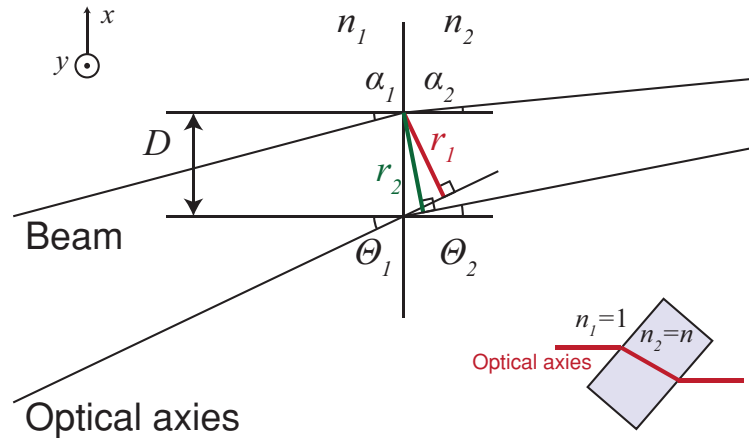


図 A.2 屈折率  $n_1$  の媒質から  $n_2$  の媒質へ斜め入射する場合。

A.2.1.2 Brewster 角に配置された屈折率  $n$  で、厚さが  $d$  のプレート

図 A.2 の様に、左側の屈折率が  $n_1$  で右側の屈折率が  $n_2$  の境界面に対して、光学軸 (Optical Axes) が  $\Theta_1$  傾いて入射してくる光を考える。このとき光学軸から  $D$  離れた位置で境界面に達する近軸光線 (Beam) は角度  $\alpha_1$  だけ境界面から傾いているとする。

屈折の法則により光学軸・近軸光線の出射角 ( $\Theta_2, \alpha_2$ ) はそれぞれ、

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \tag{A.13}$$

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \tag{A.14}$$

の関係をもつ。図のように  $r_1, r_2$  を定めると、単純な計算により

$$r_1 = D \cos \Theta_1 \tag{A.15}$$

$$r_2 = D \cos \Theta_2 \tag{A.16}$$

が成り立つので

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\cos \Theta_1}{\cos \Theta_2} \tag{A.17}$$

という関係が得られる\*1。

光軸と近軸光線との角度に関する項  $r'_1, r'_2$  は

$$r'_1 = \tan(\Theta_1 - \alpha_1) \sim \Theta_1 - \alpha_1 \tag{A.18}$$

$$r'_2 = \tan(\Theta_2 - \alpha_2) \sim \Theta_2 - \alpha_2 \tag{A.19}$$

\*1 この結果より、屈折率の異なる媒質の境界面に光が斜入射する場合、図 A.2 における  $x$  方向のビームサイズは境界面で不連続に変化する。



となる。 $r'_2$  について Arcsin の Taylor 展開を利用して

$$\begin{aligned}
r'_2 &= \Theta_2 - \text{Arcsin} \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha_1 \right) \\
&= \Theta_2 - \text{Arcsin} \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\Theta_1 - r'_1) \right) \\
&= \Theta_2 - \text{Arcsin} \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\Theta_1 - r'_1) \right) \Big|_{r'_1=0} \\
&\quad - r'_1 \frac{d}{dr'_1} \text{Arcsin} \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\Theta_1 - r'_1) \right) \Big|_{r'_1=0}
\end{aligned} \tag{A.20}$$

ここで最終行の第二項は  $\text{Arcsin}(\sin \Theta_2) = \Theta_2$  となること、および Arcsin の微分

$$\frac{d}{dx} \text{Arcsin} x = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \tag{A.21}$$

を用いれば

$$\begin{aligned}
r'_2 &= \frac{\frac{n_1}{n_2} \cos(\Theta_1 - r'_1)}{\sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin(\Theta_1 - r'_1) \right)^2}} \Big|_{r'_1=0} \\
&= \frac{n_1}{n_2} \frac{\cos \Theta_1 r'_1}{\sqrt{1 - \sin^2 \Theta_2}} \\
&= \frac{n_1 \cos \Theta_1}{n_2 \cos \Theta_2} r'_1
\end{aligned} \tag{A.22}$$

を得る。

以上、式より図の時の ABCD 行列  $M_{\text{tilt}}$  は

$$M_{\text{tilt}} = \begin{pmatrix} \frac{\cos \Theta_1}{\cos \Theta_2} & 0 \\ 0 & \frac{n_1 \cos \Theta_1}{n_2 \cos \Theta_2} \end{pmatrix} \tag{A.23}$$

となる。この結果を Brewster 角の時に適用する。

$\Theta_B$  を Brewster 角としたとき、屈折率  $n_1, n_2$  を用いて次の式が成り立つ。

$$\tan \Theta_B = \frac{n_2}{n_1} \tag{A.24}$$

したがって  $\Theta_1 = \Theta_B$  とすると

$$\begin{aligned}
\frac{n_2}{n_1} &= \tan(\Theta_B) \\
&= \frac{\sin \Theta_1}{\cos \Theta_1} \\
&= \frac{\cos \Theta_2}{\cos \Theta_1}
\end{aligned} \tag{A.25}$$

ただし、Brewster 角において  $\Theta_1 + \Theta_2 = \pi/2$  であることを用いた。

したがって式より Brewster 角で入射した場合の ABCD 行列  $M_B$  は

$$M_B = \begin{pmatrix} \frac{n_2}{n_1} & 0 \\ 0 & \frac{n_1^2}{n_2} \end{pmatrix} \quad (\text{A.26})$$

となる。

次に、図のように厚さ  $d$  のプレートを通じたときについて考える。Brewster 角  $\Theta_B$  で入射した光線は、 $L$  だけプレート内を進む。ここで

$$\begin{aligned} L &= \frac{d}{\cos \Theta_2} \\ &= \frac{n_1}{n_2} \frac{d}{\cos \Theta_1} \\ &= \frac{n_1}{n_2} \frac{d}{\cos(\text{Arctan}(n_2/n_1))} \\ &= \frac{n_1}{n_2} \frac{d}{\sqrt{1 - \sin^2(\text{Arctan}(n_2/n_1))}} \\ &= d \sqrt{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

となる。ただし  $\sin(\text{Arctan}x) = x/\sqrt{1+x^2}$  を用いた。

これまでの議論は、図における紙面に水平な  $x$  成分に対してのものであった。紙面に垂直な  $y$  成分の場合、これまでのような傾きを考慮する必要はないため、表 A.2 に挙げられている「屈折率が  $n_1$  から  $n_2$  への屈折」の式を用いれば良い。したがって、真空中からの光線が Brewster 角で置かれた厚さ  $d$  のプレート（屈折率  $n$ ）を通じた後では、 $x$  成分と  $y$  成分ではプレートが光線に与える影響が異なる。 $x$  成分、 $y$  成分の ABCD 行列をそれぞれ  $M_x, M_y$  とすると

$$M_x = \begin{pmatrix} 1/n & 0 \\ 0 & n^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n & 0 \\ 0 & 1/n^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L/n^3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.28})$$

$$M_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.29})$$

を得る。この結果から Brewster プレートを通ると、 $x$  方向については屈折率が  $n^3$  の媒質を  $L$  だけ、 $y$  方向については屈折率が  $n$  の媒質を  $L$  だけ進んだことに相当することがわかる。

## A.2.2 ABCD 行列法による光線追跡

複数の光学素子がある場合を考える。それぞれの光学素子を表す ABCD 行列が

$$M_1, M_2, M_3, \dots, M_n \quad (\text{A.30})$$

と書けるとき、ビームがこの順で光学素子を通じたとき全体の ABCD 行列  $M$  は

$$M = M_n M_{n-1} \dots M_2 M_1 \quad (\text{A.31})$$

である。ABCD 行列  $M$  で表される光学素子群を通過した後のビームパラメーター  $q_M$  は

$$q_M = \frac{A_M q_0 + B_M}{C_M q_0 + D_M} \quad (\text{A.32})$$

と書ける。ここで、 $q_0$  は光学素子を通過する直前のビームパラメーター、 $A_M, B_M, C_M, D_M$  は ABCD 行列の各成分である。

### A.3 共振器

本研究で開発したレーザーは図のように 4 枚のミラーを使用した Bow-tie 共振器 (Ring cavity) であるため、本節では共振器の中でも主に Bow-tie 共振器について述べる。

#### A.3.1 共振器の設計

ここでは ABCD 行列法を用いた自己無撞着法によった共振器の設計について簡単に述べる。共振器の安定な空間固有モードでは、共振器を一周したとき、もとのビームパラメータに戻っている必要がある。共振器内の適当な点からの一周を表す ABCD 行列を

$$M_{\text{round}} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (\text{A.33})$$

とし、この点でのビームパラメータを  $q_a$  とする。このとき一周したときにビームパラメータがもとに戻る、という条件から

$$q_a = \frac{Aq_a + B}{Cq_a + D} \quad (\text{A.34})$$

が成り立つ。特に共振器内でのビームウェスト位置を原点にとると、この位置のビームパラメータは純虚数となる。したがって共振器を一周した後のビームパラメータも純虚数であるので

$$\text{Re} \left[ \frac{Aq_a + B}{Cq_a + D} \right] = 0 \quad (\text{A.35})$$

$$\Leftrightarrow ACq_a^2 = BD \quad (\text{A.36})$$

が言える。したがって  $M_{\text{round}}$  の行列要素は

$$\frac{BD}{AC} < 0 \quad (\text{A.37})$$

を満たさなければならない。これが共振器が成立する条件である。

この場合の基準点のビームパラメーターは

$$\frac{1}{q_a} = \frac{D - A}{2B} - i \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{D+A}{2}\right)^2}}{|B|} \quad (\text{A.38})$$

である。式 (A.6) から基準点における曲率半径とビームサイズは

$$R_a = \frac{2B}{D - A} \tag{A.39}$$

$$\omega_a = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n}} \frac{\sqrt{|B|}}{\left(1 - \left(\frac{D + A/2}{R}\right)^2\right)^{1/4}} \tag{A.40}$$

のように求まる。

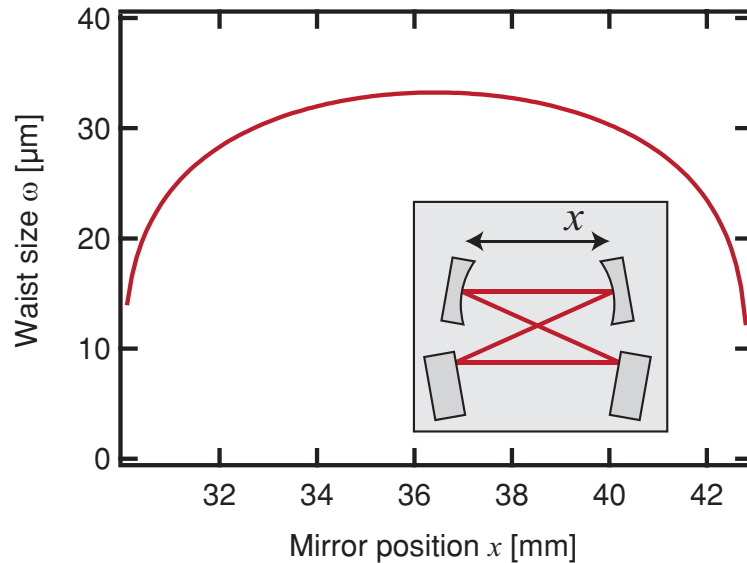


図 A.3 Bow-tie 共振器の球面ミラー距離とビームウェストサイズの関係。

Bow-tie 共振器の場合、球面ミラーの中心を基準点にすることで基準点がビームウェストとなる。このとき、球面ミラー間の距離と、ビームウェストサイズとの関係は図 A.3 のようになる。ただし、曲率半径  $R = 30 \text{ mm}$  とし、共振器長のうちの球面ミラー間距離以外の部分の長さを  $l_2 = 100 \text{ mm}$  とした。図のように、安定な共振器モードの境界ではビームウェストサイズが急激に小さくなることが分かる。

### A.3.2 非点収差の補正

Bow-tie 型共振器で凹面ミラーが傾いていることにより、共振器内で非点収差が生じる。これを補正するために Brewster プレートを用いる手法が取られている。Appendix. A の ABCD 行列からもわかる通り、曲率半径  $R$  の球面ミラーを  $\theta$  傾けて用いると、x、y 方向で実効的なミラーの焦点距離  $f_x, f_y$  が

$$f_x = \frac{R}{2 \cos \theta} \tag{A.41}$$

$$f_y = \frac{R \cos \theta}{2} \tag{A.42}$$

のように異なる。

また、屈折率が  $n$  で厚さが  $d$  の Brewster プレートの場合、実効的な光路長  $l_x, l_y$  が

$$l_x = \frac{d\sqrt{1+1/n^2}}{n^3} \quad (\text{A.43})$$

$$l_y = \frac{d\sqrt{1+1/n^2}}{n} \quad (\text{A.44})$$

となることもわかる。

これらより

1. x 方向：Brewster プレートにより光路長は伸びるが、球面ミラーの焦点距離は短くなる。
2. y 方向：Brewster プレートにより光路長は縮むが、球面ミラーの焦点距離は長くなる。

という影響を受けるため、球面ミラーの角度  $\theta$  を調節することによりこれらの非点収差を補正することが可能となる。

Bowtie 共振器の場合、球面ミラーが二枚あることに注意すると、非点収差を補正できる条件は

$$l_x - 2f_x = l_y - 2f_y \quad (\text{A.45})$$

である。上の式を変形すると  $\cos \theta$  についての二次方程式

$$\cos^2 \theta + \frac{Nd}{R} \cos \theta - 1 = 0 \quad (\text{A.46})$$

が得られる。ただし

$$N \equiv \sqrt{n^2 + 1} \frac{n^2 - 1}{n^4} \quad (\text{A.47})$$

である。 $\cos \theta$  が正であることを注意して二次方程式を解くと

$$\theta = \text{Arccos} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{Nd}{2R} \right)^2} - \frac{Nd}{2R} \right) \quad (\text{A.48})$$

となる。

# 研究発表リスト

## 論文

1. Mamoru Endo, Isao Ito, and Yohei Kobayashi, "Direct 15-GHz mode-spacing optical frequency comb with a Kerr-lens mode-locked Yb:Y2O3 ceramic laser," *Opt. Express* 23(2), 1276-1282 (2015)
2. Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi, "6-GHz, Kerr-lens mode-locked Yb:Lu2O3 ceramic laser for comb-resolved broadband spectroscopy," *Opt. Lett.* 38, 4502-4505 (2013)
3. Mamoru Endo, Akira Ozawa, Yohei Kobayashi, "Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 4.6-GHz repetition rate", *Optics Express*, Vol. 20 No. 11, 12191-12197, (2012)

## Proceeding

1. Mamoru Endo, Takashi Sukegawa, Alissa Silva, Yohei Kobayashi, Development of compact and ultra-high-resolution spectrograph with multi-GHz optical frequency comb, *Proc. SPIE 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, 91477Y (July 8, 2014)

## 国際会議・Workshop

1. Mamoru Endo and Yohei Kobayashi, "15-GHz, Kerr-Lens Mode-Locked Laser and Fourier Synthesis of Each Comb Tooth," FC-4.2, CLEO/Europe-EQEC 2015, Munich, Germany, June 2015
2. Mamoru Endo, Takashi Sukegawa, Alissa Silva, and Yohei Kobayashi, "Development of compact and ultra-high-resolution spectrograph with multi-GHz optical frequency comb," SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation 2014, Montreal, Canada (2014. 6)
3. Mamoru Endo, Takashi Sukegawa, Alissa Silva, and Yohei Kobayashi, "Compact and

- ultra-high-resolution spectrograph with multi-GHz optical frequency comb,” CLEO: 2014, SW10.4, San Jose, CA, USA (2014. 6)
4. Mamoru Endo, Alissa Silva, Yohei Kobayashi, ”Multi-GHz mode-locked laser and its applications,” OIST workshop, May 2014
  5. Mamoru Endo, Akira Ozawa, Takashi Sukegawa, Yohei Kobayashi, ”5.2-GHz, Kerr-lens mode-locked Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser for comb-resolved broadband spectroscopy,” CTu1I.3, San Jose, CLEO: 2013, June 2013
  6. Mamoru Endo, Akira Ozawa, Yohei Kobayashi, ”Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 3.3-GHz repetition rate,” CF3L.2, San Jose, CLEO: 2012, May 2012

## 国内会議・研究会

1. (Invited) 遠藤 護, 谷 峻太郎, 小林 洋平, ”12 GHz フェムト秒モード同期レーザーを用いた光パルスフーリエ合成,” 第 72 応用物理学会春季学術講演会 神奈川・東海大学 (2015.3)
2. 遠藤 護, 伊藤 功, 小林 洋平, ”光周波数安定化 15-GHz, カーレンズモード同期 Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックレーザー,” 第 75 応用物理学会学術講演会 北海道・北海道大学 (2014.9)
3. 遠藤 護, 助川 隆, Alissa Silva, 小林 洋平, ”Multi-GHz 光周波数コムによる超高分解能小型分光器の波長校正,” 第 61 回 応用物理学関係連合講演会 青山学院大学 (2014.3)
4. 遠藤 護, 小澤 陽, 小林 洋平, ”6.8-GHz、Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックカーレンズモード同期レーザー,” 第 74 応用物理学会学術講演会 (2013.9)
5. 遠藤 護, 小澤 陽, 小林 洋平, ”高繰り返し光周波数コムを用いた広帯域精密分光法,” 第 74 応用物理学会学術講演会 京都・同志社大学 (2013.9)
6. 遠藤 護, 小澤 陽, 小林 洋平, ”Multi GHz、Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> セラミックカーレンズモード同期レーザー,” 第 73 回応用物理学会学術講演会 愛媛・松山大学 (2012.9)
7. 遠藤 護, 小澤 陽, 小林 洋平, ”3.3 GHz、Yb:KYW カーレンズモード同期レーザー,” 第 59 回 応用物理学関係連合講演会 早稲田大学 (2012.3)

## 特許

1. ”分光装置、検出装置、光源装置、反応装置及び測定装置” 助川 隆、小林 洋平、小澤 陽、遠藤 護、五神 真、特願 2013-120520

## 受賞

1. 2015.6.24 EPS-QEOD Travel Grant Student Awards

## 参考文献

- [1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, Vol. 187, No. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [2] R. L. Fork, C. H. Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Optics letters*, Vol. 12, No. 7, pp. 483–485, 1987.
- [3] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 16, No. 1, pp. 42–44, 1991.
- [4] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime. *Optics Letters*, Vol. 24, No. 9, pp. 631–633, 1999.
- [5] S. A. Diddams, David J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Physical review letters*, Vol. 84, No. 22, pp. 5102–5105, 2000.
- [6] J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, Harald R. Telle, J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz. Phase-coherent frequency measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser. *Physical Review A*, Vol. 63, No. 2, pp. 1–4, 2000.
- [7] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. Knight, W. Wadsworth, and P. Russell. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Physical Review Letters*, Vol. 85, No. 11, pp. 2264–2267, 2000.
- [8] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Optical frequency metrology. *Nature*, Vol. 416, No. 6877, pp. 233–237, 2002.
- [9] T. W. Hänsch. Nobel Lecture: Passion for precision. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 78, No. 4, pp. 1297–1309, 2006.
- [10] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff. Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis. *Science*, Vol. 288, No. 5466, pp. 635–639, 2000.



- [11] S. T. Cundiff, J. Ye, and J. L. Hall. Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 72, No. 2001, p. 3749, 2001.
- [12] S. T. Cundiff and J. Ye. Colloquium: Femtosecond optical frequency combs. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 75, No. 1, pp. 325–342, 2003.
- [13] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Auge, P. Balcou, H. G. Muller, and P. Agostini. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, Vol. 292, No. 5522, pp. 1689–1692, 2001.
- [14] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz. Attosecond metrology. *Nature*, Vol. 414, No. 6863, pp. 509–513, 2001.
- [15] M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi, and H. Katori. An optical lattice clock. *Nature*, Vol. 435, No. 7040, pp. 321–324, 2005.
- [16] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the  $10^{-18}$  level. *Nature*, Vol. 506, No. 7486, pp. 71–75, 2014.
- [17] A. Bartels, D. Heinecke, and S. A. Diddams. Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti:sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 33, No. 16, pp. 1905–1907, 2008.
- [18] A. Klenner, S. Schilt, T. Südmeyer, and U. Keller. Gigahertz frequency comb from a diode-pumped solid-state laser. *Optics Express*, Vol. 22, No. 25, p. 31008, 2014.
- [19] G. Sobon, K. Krzempek, P. Kaczmarek, K. M. Abramski, and M. Nikodem. 10-GHz passive harmonic mode-locking in ErYb double-clad fiber laser. *Optics Communications*, Vol. 284, No. 18, pp. 4203–4206, 2011.
- [20] Z. C. Luo, M. Liu, H. Liu, X. W. Zheng, A. P. Luo, C. J. Zhao, H. Zhang, S. C. Wen, and W. C. Xu. 2-GHz passively harmonic mode-locked fiber laser by a microfiber-based topological insulator saturable absorber. *Optics Letters*, Vol. 38, No. 24, p. 5212, 2013.
- [21] Tattee Khayim, Masakazu Yamauchi, Dae-sik Kim, and Tetsuro Kobayashi. Femtosecond Optical Pulse Generation from a CW Laser Using an Electrooptic Phase. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, No. 10, pp. 1412–1418, 1999.
- [22] F. Koch, S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor. Broadband Raman gain characterisation in various optical fibres. *Electron Letters*, Vol. 37, No. 24, pp. 1437–1439, 2001.
- [23] M. Endo, A. Ozawa, and Y. Kobayashi. Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 4.6-GHz repetition rate. *Optics Express*, Vol. 20, No. 11, pp. 12191–12197, 2012.
- [24] M. Endo, A. Ozawa, and Y. Kobayashi. 6-GHz, Kerr-lens mode-locked Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser for comb-resolved broadband spectroscopy. *Optics letters*, Vol. 38, No. 21, pp. 4502–4505, 2013.
- [25] M. Endo, I. Ito, and Y. Kobayashi. Direct 15-GHz mode-spacing optical frequency comb

- with a Kerr-lens mode-locked Yb:Y2O3 ceramic laser. *Optics Express*, Vol. 23, No. 2, p. 1276, 2015.
- [26] M. Endo, T. Sukegawa, A. Silva, and Y. Kobayashi. Development of compact and ultra-high-resolution spectrograph with multi-GHz optical frequency comb. *Proceedings of SPIE*, Vol. 91477, No. 91477Y-1, p. 91477Y, 2014.
- [27] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser. *Physical Review Letters*, Vol. 82, pp. 3568–3571, 1999.
- [28] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, and A. Boiko. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 26, No. 6, pp. 373–375, 2001.
- [29] L. Krainer, R. Paschotta, S. Lecomte, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller. Compact Nd: YVO4 lasers with pulse repetition rates up to 160 GHz. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. 10, pp. 1331–1338, 2002.
- [30] H. Haus. Theory of mode locking with a slow saturable absorber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-11, No. 9, pp. 736–746, 1975.
- [31] Y. W. Lee, J. H. Yi, Y. H. Cha, and Y. J. Rhee. Numerical analysis of soft-aperture Kerr-lens mode locking in Ti: sapphire laser cavities by using nonlinear ABCD Matrices. *Journal of the Korean*, Vol. 46, No. 5, pp. 1131–1136, 2005.
- [32] S. Pekarek, A. Klenner, T. Südmeyer, C. Fiebig, K. Paschke, G. Erbert, and U. Keller. Femtosecond diode-pumped solid-state laser with a repetition rate of 4.8 GHz. *Optics Express*, Vol. 20, No. 4, pp. 4248–4253, 2012.
- [33] A. Choudhary, A. A. Lagatsky, P. Kannan, W. Sibbett, C. T. a Brown, and D. P. Shepherd. Diode-pumped femtosecond solid-state waveguide laser with a 4.9-GHz pulse repetition rate. *Optics letters*, Vol. 37, No. 21, pp. 4416–4418, 2012.
- [34] D. Li, U. Demirbas, J. R Birge, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, A. Sennaroglu, F. X. Kärtner, and J. G. Fujimoto. Diode-pumped passively mode-locked GHz femtosecond Cr:LiSAF laser with kW peak power. *Optics letters*, Vol. 35, No. 9, pp. 1446–1448, 2010.
- [35] S. Yamazoe, M. Katou, T. Adachi, and T. Kasamatsu. Palm-top-size, 1.5 kW peak-power, and femtosecond (160 fs) diode-pumped mode-locked Yb+3:KY(WO4)2 solid-state laser with a semiconductor saturable absorber mirror. *Optics letters*, Vol. 35, No. 5, pp. 748–750, 2010.
- [36] N. R. Newbury and W. C. Swann. Low-noise fiber-laser frequency combs (Invited). *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 24, No. 8, p. 1756, 2007.
- [37] D. R. Walker, T. Udem, C. Gohle, B. Stein, and T. W. Hänsch. Frequency dependence of the fixed point in a fluctuating frequency comb. *Applied Physics B*, Vol. 89, No. 4,

- pp. 535–538, 2007.
- [38] C. H. Li, A. J. Benedick, P. Fendel, A. G. Glenday, F. X. Kärtner, D. F. Phillips, D. Sasselov, A. Szentgyorgyi, and R. L. Walsworth. A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of 1 cm s<sup>(-1)</sup>. *Nature*, Vol. 452, No. 7187, pp. 610–612, 2008.
- [39] J. M. Chavez Boggio, T. Fremberg, D. Bodenmüller, M. Wysmolek, H. Sanyic, H. Fernando, J. Neumann, D. Kracht, R. Haynes, and M. M. Roth. Astronomical optical frequency comb generation in nonlinear fibres and ring resonators: optimization studies. *Proc. of SPIE*, Vol. 8450, p. 84501H, 2012.
- [40] D. F. Phillips, A. G. Glenday, C. H. Li, C. Cramer, G. Furesz, G. Chang, A. J. Benedick, L. J. Chen, F. X. Kärtner, S. Korzennik, D. Sasselov, A. Szentgyorgyi, and R. L. Walsworth. Calibration of an astrophysical spectrograph below 1 m/s using a laser frequency comb. *Optics Express*, Vol. 20, No. 13, p. 13711, 2012.
- [41] A. G. Glenday, C. H. Li, N. Langellier, G. Chang, L. J. Chen, G. Furesz, A. Zibrov, F. X. Kärtner, D. F. Phillips, D. Sasselov, A. Szentgyorgyi, and R. L. Walsworth. Operation of a broadband visible-wavelength astro-comb with a high-resolution astrophysical spectrograph. *Optica*, Vol. 2, No. 3, p. 250, 2015.
- [42] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-hauck, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, L. Pasquini, A. Manescau, S. D. Odorico, M. T. Murphy, T. Kentischer, W. Schmidt, and T. Udem. Laser Frequency Combs for Astronomical Observations Laser Frequency Combs for Astronomical Observations. *Science*, Vol. 1335, pp. 1335–1337, 2008.
- [43] M. T. Murphy, T. Udem, R. L. Holzwarth, A. Sizmann, L. Pasquini, C. Araujo-Hauck, H. Dekker, S. D’Odorico, M. Fischer, T. W. Hänsch, and A. Manescau. High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 380, No. 2, pp. 839–847, 2007.
- [44] S. A. Diddams, L. Hollberg, and V. Mbele. Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb. *Nature*, Vol. 445, No. 7128, pp. 627–630, 2007.
- [45] F. Ferdous, H. Miao, D. E. Leaird, K. Srinivasan, J. Wang, L. Chen, L. T. Varghese, and A. M. Weiner. Spectral line-by-line pulse shaping of an on-chip microresonator frequency comb. *Nature Photonics*, Vol. 5, No. 12, pp. 770–776, 2011.
- [46] X. Xue, Y. Xuan, Y. Liu, P. H. Wang, S. Chen, J. Wang, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner. Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators. *Nature Photonics*, Vol. 9, No. 9, pp. 594–600, 2015.
- [47] X. Yi, Q. F. Yang, K. Y. Yang, M. G. Suh, and K. J. Vahala. Soliton frequency comb at microwave rates in a high- Q silica microresonator. *Optica*, Vol. 2, No. 12, pp. 1078–1085,

- 2015.
- [48] M. L. Gorodetsky and T. J. Kippenberg. Kerr-frequency combs in microresonators. *Nature Photonics*, Vol. 6, No. June, pp. 480–487, 2012.
- [49] A. Bartels, D. Heinecke, and S. A. Diddams. 10-GHz Self-Referenced Optical Frequency Comb. *Science*, Vol. 326, No. October, p. 681, 2009.
- [50] M. Mangold, C. A. Zaugg, Sandro M. Link, M. Golling, B. W. Tilma, and U. Keller. Pulse repetition rate scaling from 5 to 100 GHz with a high-power semiconductor disk laser. *Optics Express*, Vol. 22, No. 5, p. 6099, 2014.
- [51] D. C. Heinecke, A. Bartels, and S. A. Diddams. Offset frequency dynamics and phase noise properties of a self-referenced 10 GHz Ti:sapphire frequency comb. *Optics express*, Vol. 19, No. 19, pp. 18440–18451, 2011.
- [52] A. Bartels, R. Gebs, M. S. Kirchner, and S. A. Diddams. Spectrally resolved optical frequency comb from a self-referenced 5 GHz femtosecond laser. *Optics letters*, Vol. 32, No. 17, pp. 2553–2555, 2007.
- [53] A. Bartels, T. Dekorsy, and H. Kurz. Femtosecond Ti:sapphire ring laser with a 2-GHz repetition rate and its application in time-resolved spectroscopy. *Optics letters*, Vol. 24, No. 14, pp. 996–998, 1999.
- [54] S. W. Chu, T. M. Liu, C. K. Sun, C. Y. Lin, and H. J. Tsai. Real-time second-harmonic-generation microscopy based on a 2-GHz repetition rate Ti:sapphire laser. *Optics express*, Vol. 11, No. 8, pp. 933–938, 2003.
- [55] T. M. Fortier, A. Bartels, and S. A. Diddams. Octave-spanning Ti:sapphire laser with a repetition rate  $> 1$  GHz for optical frequency measurements and comparisons. *Optics letters*, Vol. 31, No. 7, pp. 1011–1013, 2006.
- [56] I. Hartl, H. A. McKay, R. Thapa, B. K. Thomas, L. Dong, and M. E. Fermann. GHz Yb-femtosecond-fiber laser frequency comb. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, p. CMN1, 2009.
- [57] H. W. Chen, G. Chang, S. Xu, Z. Yang, and F. X. Kärtner. 3 GHz, fundamentally mode-locked, femtosecond Yb-fiber laser. *Optics Letters*, Vol. 37, No. 17, p. 3522, 2012.
- [58] D. Chao, M. Sander, G. Chang, J. Morse, J. Cox, G. Petrich, L. Kolodziejski, F. X. Kärtner, and E. Ippen. Self-referenced Erbium Fiber Laser Frequency Comb at a GHz Repetition Rate - OSA Technical Digest. *Optical Fiber Communication Conference*, p. OW1C.2, 2012.
- [59] A. Martinez and S. Yamashita. Multi-gigahertz repetition rate passively mode-locked fiber lasers using carbon nanotubes. *Optics Express*, Vol. 19, No. 7, pp. 6155–6163, 2011.
- [60] S. Yamashita, Y. Inoue, K. Hsu, T. Kotake, H. Yaguchi, D. Tanaka, M. Jablonski, and S. Y. Set. 5-GHz pulsed fiber Fabry-Perot laser mode-locked using carbon nanotubes. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 4, pp. 750–752, 2005.

- [61] A. Martinez and S. Yamashita. 10 GHz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber. *Applied Physics Letters*, Vol. 101, No. 4, p. 41118, 2012.
- [62] A. Klenner, M. Golling, and U. Keller. Gigahertz diode-pumped Yb: CALGO laser with 60-fs pulses and an average output power of 3.5 W. *CLEO: Science and Innovations*, pp. 24–25, 2014.
- [63] A. Klenner and U. Keller. All-optical Q-switching limiter for high-power gigahertz mod-locked diode-pumped solid-state lasers. *Optics Express*, Vol. 23, No. 7, p. 8532, 2015.
- [64] P. Wasylczyk, P. Wnuk, and C. Radzewicz. Yb : KYW femtosecond oscillator with 1 GHz repetition rate Abstract. *Optics Express*, Vol. 17, No. 7, pp. 21930–21935, 2009.
- [65] T. C. Schratwieser, C. G. Leburn, and D. T. Reid. Highly efficient 1 GHz repetition-frequency femtosecond Yb<sup>3+</sup>:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser. *Optics Letters*, Vol. 37, No. 6, pp. 1133–1135, 2012.
- [66] S. Pekarek, C. Fiebig, M. C. Stumpf, A. E. H. Oehler, K. Paschke, G. Erbert, T. Südmeyer, and U. Keller. Diode-pumped gigahertz femtosecond Yb:KGW laser with a peak power of 3.9 kW. *Optics express*, Vol. 18, No. 16, pp. 16320–16326, 2010.
- [67] S. Pekarek, T. Südmeyer, S. Lecomte, S. Kundermann, J. M. Dudley, and U. Keller. Self-referenceable frequency comb from a gigahertz diode-pumped solid-state laser. *Optics express*, Vol. 19, No. 17, pp. 16491–16497, 2011.
- [68] A. Klenner, M. Golling, and U. Keller. A gigahertz multimode-diode-pumped Yb:KGW enables a strong frequency comb offset beat signal. *Optics Express*, Vol. 21, No. 8, p. 10351, 2013.
- [69] S. Pekarek, M. C. Stumpf, S. Lecomte, S. Kundermann, A. Klenner, T. Südmeyer, J. M. Dudley, and U. Keller. Compact gigahertz frequency comb generation : how short do the pulses need to be ? *Advanced Solid-State Photonics*, pp. AT5A–2, 2012.
- [70] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, No. 10, pp. 2086–2096, 1992.
- [71] U. Keller. Recent developments in compact ultrafast lasers. *Nature*, Vol. 424, No. 6950, pp. 831–838, 2003.
- [72] A. Yoshida, A. Schmidt, V. Petrov, C. Fiebig, G. Erbert, J. Liu, H. Zhang, J. Wang, and U. Griebner. Diode-pumped mode-locked Yb:YCOB laser generating 35 fs pulses. *Optics letters*, Vol. 36, No. 22, pp. 4425–4427, 2011.
- [73] A. Lagatsky, C. Brown, and W. Sibbett. Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser. *Optics express*, Vol. 12, No. 17, pp. 3928–3933, 2004.
- [74] P. Russbuedt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. 400-W Yb:YAG Innoslab fs-Amplifier. *Optics express*, Vol. 17, No. 15, pp. 12230–12245,

- 2009.
- [75] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. *Optics letters*, Vol. 35, No. 2, pp. 94–96, 2010.
- [76] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, and G. Huber. Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>. *Optics letters*, Vol. 22, No. 17, pp. 1317–1319, 1997.
- [77] S. V. Marchese, C. R. E. Baer, R. Peters, C. Kränkel, A. G. Engqvist, M. Golling, D. J. H. C. Maas, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Efficient femtosecond high power Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin disk laser. *Optics express*, Vol. 15, No. 25, pp. 16966–16971, 2007.
- [78] M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, R. Peters, S. T. Fredrich, K. Petermann, and G. Huber. Ultrashort pulse generation from diode pumped mode-locked Yb<sup>3+</sup>:sesquioxide single crystal lasers. *Optics express*, Vol. 19, No. 4, pp. 2904–2909, 2011.
- [79] A. Ikesue and Y. L. Aung. Ceramic laser materials. *Nature Photonics*, Vol. 2, No. 12, pp. 721–727, 2008.
- [80] C. R. E. Baer, C. Kränkel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power. *Optics letters*, Vol. 35, No. 13, pp. 2302–2304, 2010.
- [81] M. Tokurakawa, K. Takaichi, A. Shirakawa, and K. Ueda. Yb<sup>3+</sup>:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser. *Optics Express*, Vol. 14, No. 26, pp. 1–5, 2006.
- [82] Y. Senatsky, A. Shirakawa, Y. Sato, J. Hagiwara, J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, and T. Yanagitani. Nonlinear refractive index of ceramic laser media and perspectives of their usage in a high-power laser-driver. *Laser Physics Letters*, Vol. 1, No. 10, pp. 500–506, 2004.
- [83] M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, S. Hosokawa, T. Yanagitani, and A. Kaminskii. Diode-pumped 65 fs Kerr-lens mode-locked Yb(3+):Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and nondoped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> combined ceramic laser. *Optics letters*, Vol. 33, No. 12, pp. 1380–1382, 2008.
- [84] M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, and A. Kaminskii. Yb<sup>3+</sup>:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser. *Optics Letters*, Vol. 32, No. 23, pp. 3382–3384, 2007.
- [85] J. Kong, D. Y. Tang, C. C. Chan, J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, and T. Yanagitani. High-efficiency 1040 and 1078 nm laser emission of a Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser with 976 nm diode pumping. *Optics letters*, Vol. 32, No. 3, pp. 247–249, 2007.
- [86] J. Kong, D.Y. Tang, J. Lu, and K. Ueda. Spectral characteristics of a Yb-doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser. *Applied Physics B*, Vol. 79, No. 4, pp. 449–455, 2004.
- [87] Teiichi Shimomura. A Multi-Pass Spectrometer. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 3, No. 8, pp. 459–470, 1964.

- [88] G. G. Ycas, F. Quinlan, S. A. Diddams, S. Osterman, S. Mahadevan, S. Redman, R. Terrien, L. Ramsey, C. F. Bender, B. Botzer, and S. Sigurdsson. Demonstration of on-sky calibration of astronomical spectra using a 25 GHz near-IR laser frequency comb. *Optics express*, Vol. 20, No. 6, pp. 6631–6643, 2012.
- [89] S. L. Redman, J. E. Lawler, G. Nave, L. W. Ramsey, and S. Mahadevan. THE INFRARED SPECTRUM OF URANIUM HOLLOW CATHODE LAMPS FROM 850 nm to 4000 nm: WAVENUMBERS AND LINE IDENTIFICATIONS FROM FOURIER TRANSFORM SPECTRA. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 195, No. 2, p. 24, 2011.
- [90] T. Wilken, G. L. Curto, R. A. Probst, T. Steinmetz, A. Manescau, L. Pasquini, H. González, I. Jonay, R. Rebolo, T. W. Hänsch, T. Udem, and R. L. Holzwarth. A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level. *Nature*, Vol. 485, No. 7400, pp. 611–614, 2012.
- [91] P. Nuernberger, G. Vogt, T. Brixner, and G. Gerber. Femtosecond quantum control of molecular dynamics in the condensed phase. *Physical chemistry chemical physics : PCCP*, Vol. 9, No. 20, pp. 2470–2497, 2007.
- [92] D. Meshulach and Y. Silberberg. Coherent quantum control of two-photon transitions by a femtosecond laser pulse. *Nature*, Vol. 396, No. 6708, pp. 239–242, 1998.
- [93] A. M. Weiner. Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review. *Optics Communications*, Vol. 284, No. 15, pp. 3669–3692, 2011.
- [94] W. C. Swann and N. R. Newbury. Frequency-resolved coherent LIDAR with a femtosecond fiber laser. *Optics Letters*, Vol. 31, No. 6, pp. 826–828, 2006.
- [95] Z. Jiang, C. B. Huang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Optical arbitrary waveform processing of more than 100 spectral comb lines. *Nature Photonics*, Vol. 1, No. 8, pp. 463–467, 2007.
- [96] A.J. Metcalf, V. Torres-Company, V.R. Supradeepa, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Fully programmable two-dimensional pulse shaper for broadband line-by-line amplitude and phase control. *Optics Express*, Vol. 21, No. 23, pp. 627–630, 2013.
- [97] V. R. Supradeepa, C. B. Huang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping in two dimensions: towards higher complexity optical waveforms. *Optics express*, Vol. 16, No. 16, pp. 11878–11887, 2008.
- [98] J. T. Willits, A. M. Weiner, and S. T. Cundiff. Line-by-line pulse shaping with spectral resolution below 890 MHz. *Optics Express*, Vol. 20, No. 3, p. 3110, 2012.
- [99] M. S. Kirchner and S. A. Diddams. Grism-based pulse shaper for line-by-line control of more than 600 optical frequency comb lines. *Optics letters*, Vol. 35, No. 19, pp. 3264–3266, 2010.
- [100] J. C. Vaughan, T. Hornung, T. Feurer, and K. A. Nelson. Diffraction-based femtosecond

- pulse shaping with a two-dimensional spatial light modulator. *Optics letters*, Vol. 30, No. 3, pp. 323–325, 2005.
- [101] Z. Jiang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Optical arbitrary waveform generation and characterization using spectral line-by-line control. *J. Lightwave Technol.*, Vol. 24, No. 7, pp. 2487–2494, 2006.
- [102] P. Kockaert, M. Peeters, S. Coen, P. Emplit, M. Haelterman, and O. Deparis. Simple amplitude and phase measuring technique for ultrahigh-repetition-rate lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 2, pp. 187–189, 2000.
- [103] M. Feng, K. L. Silverman, R. P. Mirin, and S. T. Cundiff. Dark pulse quantum dot diode laser. *Optics express*, Vol. 18, No. 13, pp. 13385–13395, 2010.
- [104] M. A. Soto, M. Alem, M. Amin Shoaie, A. Vedadi, C. S. Brès, L. Thévenaz, and T. Schneider. Optical sinc-shaped Nyquist pulses of exceptional quality. *Nature communications*, Vol. 4, No. May, p. 2898, 2013.
- [105] I. S. Grudin, A. B. Matsko, and L. Maleki. Brillouin Lasing with a CaF<sub>2</sub> Whispering Gallery Mode Resonator. *Physical Review Letters*, Vol. 102, No. 4, p. 043902, 2009.
- [106] G. Bahl, M. Tomes, F. Marquardt, and T. Carmon. Observation of Spontaneous Brillouin Cooling. *Nature Physics*, Vol. 8, No. 3, pp. 203–207, 2011.
- [107] C. H. Dong, Z. Shen, C. L. Zou, Y. L. Zhang, W. Fu, and G. C. Guo. Brillouin-scattering-induced transparency and non-reciprocal light storage. *Nature Communications*, Vol. 6, p. 6193, 2015.
- [108] L. Thévenaz. Slow and fast light in optical fibres. *Nature Photonics*, Vol. 2, No. 8, pp. 474–481, 2008.
- [109] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. *Physical Review Letters*, Vol. 94, No. 15, pp. 1–4, 2005.
- [110] M. S. Kang, A. Nazarkin, A. Brenn, and P. S. J. Russell. Tightly trapped acoustic phonons in photonic crystal fibres as highly nonlinear artificial Ramanoscillators. *Nature physics*, Vol. 5, No. 4, pp. 276–280, 2009.



# 謝辞

本博士論文は東京大学光学系研究科物理工学専攻小林研究室において行われた研究をまとめたものです。本研究を行う過程で、研究とは筆者一人の力では到底成功するものではなく、またより良い研究を行うためには多くの方々の協力が不可欠であることを痛感しました。多くの方々のご協力、ご指導に感謝いたします。

筆者の指導教官である小林洋平准教授には、修士1年の時に研究室に配属されてからの5年間大変お世話になりました。当初、私自身が天体観測が趣味であるということから、天体の分光に応用出来る高繰り返し multi-GHz コムの開発というテーマを与えて頂き、興味を持って研究に打ち込むことができました。本論文にもまとめたように、最終的には天文分野だけではなく他の分野への応用も研究することができ、有意義な研究生生活を送ることができました。これらの研究は、貴重な測定器類をはじめ非常に充実した実験環境を準備していただいたおかげで行えたといっは過言ではありません。

小林研究室助教の谷峻太郎氏から受けたアドバイスは枚挙に暇がありません。どんなに基本的なことであっても懇切丁寧にわかりやすい説明をしていただきました。氏の研究に対する情熱は凄まじく、一流の研究者とは何たるかを知ることができました。また、氏の知識の広さには感銘を受けるものがあり、研究の合間の雑談も非常に楽しいものでした。

技術職員の伊藤功氏には LabVIEW による制御法を始め、実験に関する多くのアドバイスをいただきました。また、氏の存在がなければ、居室および実験室が悲惨な環境になっていたということは想像に難くありません。

共同研究者の伊藤紳二氏、五十嵐裕紀氏（ギガフォトン）の両氏とは、研究をともにすることこそはありませんでしたが、社会人の心得を教えていただくことができました。特に五十嵐氏は歳が同じということもあり、研究以外でもお世話になりました。

この5年間で最も長い時間を過ごしたであろう、同学年の中村卓磨氏の存在がなければ、このように中身の濃い研究生生活を送れなかったと思います。一心不乱に研究する様子を見て、筆者も刺激を受けることができました。

学部生の頃からの友人でもある辛研究室の山本遇哲氏とは、博士後期課程に在籍する友人として、切磋琢磨することができたと思います。

後輩である乙津聡夫氏、大久保弘樹氏、田口将大氏とは日々の研究や生活で楽しく過ごさせていただきました。

ポスドクの趙智剛氏、玄洪文氏、SILVA Alissa 氏からは、研究のみならず、各国（中国、フラン

ス)の文化や言語など数多くのアドバイスをいただきました。特に SILVA Alissa 氏には、懇切丁寧な英語論文の添削指導をしていただき、日本人離れした英文の論文を執筆することができました。

物性研究所板谷研究室の板谷治郎准教授、石井順久氏、金井輝人氏、GEISELER, Jost Henning 氏、GEIER, Florian 氏、邵天驕氏、金島圭佑氏、齋藤成之氏、竹内健悟氏とは日々の食事や、研究室輪講および物性研究所で行われた数々のイベントでお世話になりました。単調になりがちな研究生活が充実したのも、偏に氏らのお陰です。また板谷研究室秘書の五十嵐朋子氏は、修士から博士前半において小林研究室の秘書として、事務手続きに関して大変お世話になりました。

分光器用グレーティングを提供していただいたキャノン株式会社の助川隆氏とのミーティングは大変触発されるものがありました。氏の協力がなければ、本実験は成功し得ないものでありました。

当研究室の秘書である柴田亜矢子氏には、研究に関する雑務で大変お世話になりました。また、細かい部品を注文することが多かったため、お手を煩わせることも多々あったと思います。

本論文の審査委員を務めていただいた志村努教授、三尾典克特任教授、香取秀俊教授、美濃島薫教授には、未熟な私の論文に対し、非常に貴重なアドバイスをいただきました。この場をお借りして御礼申し上げます。

最後に、長い間経済的・精神的に支えてくださった家族に感謝いたします。