

# 論文要旨

光周波数コムは櫛状に等間隔なスペクトルを持つ光であり、光の波長を高精度に測定することが可能であることから「光のものさし」と呼ばれている。光周波数コムはモード同期レーザによって発生することが可能であることが報告され、2005年にはその開発者の J. Hall と T. Hänsch にノーベル物理学賞が与えられている。モード同期レーザ以外にも光周波数コムを発生させる方法が開発され、2007年には微小光共振器を用いた光周波数コムの発生が初めて報告された。微小光共振器はマイクロサイズの非常に小さい光共振器であり、その小さいモード体積に強く光を閉じ込めることが可能であるため、物質と光の相互作用を強め、非線形光学効果と呼ばれる様々な興味深い現象を引き起こすことができる。微小光共振器による光周波数コムもその非線形光学効果によって発生するものであり、これを特にマイクロコムと呼ぶ。

マイクロコムは、入射するレーザ光と共振モードの周波数差 (デチューニング) の大きさによって様々な形態を取るが、レーザ波長を共振モードの短波長側から長波長側へ掃引することによって散逸性 Kerr ソリトン (ソリトンコム) と呼ばれる全ての周波数成分の位相が揃った短パルス列を生成することができる。ソリトンコムでは数 GHz から数百 GHz の範囲の非常に高い繰り返し周波数が容易に実現可能である。ソリトンコムは様々な分野へ応用されており、例えば光通信や分光、距離測定、光センセサイザなどの研究開発が進められている。

ソリトンコムの応用の1つに高周波電波発生がある。電波は周波数によって用途が異なり、周波数が MHz 以下の電波は直進性が低く伝送容量も小さいため、船舶通信や AM ラジオなどに用いられている。一方、周波数が数百 MHz を超えるような電波は直進性がやや高く伝送容量も比較的大きいため、携帯電話などの移動体通信やテレビ放送などに用いられている。そして、5G においてはさらに高い周波数帯であるマイクロ波帯 (3–30 GHz) が割り当てられており、より高速な無線通信が可能となっている。しかし、データ通信量の増加や周波数帯域が枯渇しつつあることを背景に、さらに高い周波数帯であるミリ波帯 (30–300 GHz)、テラヘルツ波帯 (300–3000 GHz) の開拓が検討されており、特にテラヘルツ波帯はその発生・検出技術の難しさからあまり開拓されていない領域となっている。

そこで、本研究ではシリコンナイトライドリング共振器を用いて 300 GHz の繰り返し周波数を持つソリトンコムを発生させ、Pound-Drever-Hall 法によるソリトンコム安定化の技術を確立する。そして、単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD) を用いてソリトンコムを受光し、パワーを測定して 300 GHz 電波の発生を確証する。さらに、テラヘルツ波帯で動作するフォトニックフィルタについて理論検討し、アレイ導波路回折格子と UTC-PD を組み合わせた概念実証実験を行う。

第1章では、マイクロコムやフォトニックフィルタなどの概要を説明し、本研究の目的を述べる。

第2章では、ソリトンコムに関する理論、有限インパルス応答フィルタの理論について述べる。

第3章では、ソリトンコムの生成と安定化の実験結果を示す。

第4章では、ソリトンコムを用いた 300 GHz 電波発生の結果を示す。

第5章では、ソリトンコムを用いた 300 GHz 帯フォトニックフィルタの理論検討及び実験結果を示す。

第6章では、本研究の結論と今後の展望を述べる。

# Thesis Abstract

## Generation of 300-GHz Electromagnetic Waves and Realization of Terahertz-Band Photonic Filters Based on a Soliton Microcomb

An optical frequency comb is light with a spectrum whose frequency components are equally spaced like a comb, and is called the “ruler of light” because it can measure the wavelength of light with high precision. It was reported that optical frequency combs can be generated by mode-locked lasers, and the Nobel Prize in Physics was awarded to J. Hall and T. Hänsch in 2005. In addition to mode-locked lasers, other methods for generating optical frequency comb have been developed, and the generation of optical frequency comb using a microresonator was reported for the first time in 2007. Microresonators are very small optical resonators with a micro size, which can strongly confine light in their small mode volume, thereby enhancing the interaction between light and matter and inducing various interesting phenomena known as nonlinear optical effects. The optical frequency comb using a microresonator is also generated by such nonlinear optical effects, and is specifically called a microcomb.

Microcombs take various forms depending on the magnitude of the frequency difference (detuning) between the incident laser light and the resonant mode. By sweeping the laser wavelength from the short wavelength side to the long wavelength side of the resonance mode, a dissipative Kerr soliton (soliton comb), a short pulse train with all frequency components in phase, can be generated. Very high repetition rates in the range of a few GHz to several hundred GHz are easily achieved with soliton combs. Soliton combs have been applied in various fields, such as optical communications, spectroscopy, distance measurement, and optical synthesizers.

One of the applications of soliton combs is the generation of high-frequency radio waves. Radio waves with frequencies below MHz have low linearity and low transmission capacity, and are used for marine communications, AM radio, and other applications. On the other hand, radio waves with frequencies exceeding several hundred MHz have slightly higher linearity and relatively larger transmission capacity, and are used for mobile communications such as mobile phones and TV broadcasting. In 5G, an even higher frequency band, the microwave band (3–30 GHz), is allocated to enable faster wireless communications. In addition, the development of higher frequency bands, millimeter wave band (30–300 GHz) and terahertz wave band (300–3000 GHz), is being considered against the background of increasing data traffic and the depletion of frequency bandwidths. However, the terahertz wave band, in particular, has not been explored extensively because of the high level of technology required for its generation and detection.

In this study, I generate a 300-GHz soliton comb using a silicon nitride ring resonator and establish a soliton comb stabilization technique using the Pound-Drever-Hall method. Then, I receive the soliton combs with a uni-traveling-carrier photo diode (UTC-PD) and measure the power to confirm the generation of 300 GHz radio waves. I also theoretically investigate photonic filters operating in the terahertz waveband, and perform proof-of-concept experiments using arrayed waveguide gratings and the UTC-PD.

In Chapter 1, I explain an overview of microcombs and photonic filters, and the purpose of this study.

In Chapter 2, I explain the theory of soliton combs and finite impulse response filters.

Chapter 3 shows experimental results of soliton comb generation and stabilization.

Chapter 4 shows the results of 300 GHz electromagnetic wave generation using soliton combs.

Chapter 5 shows the theory and experimental results of a 300 GHz photonic filter.

In Chapter 6, I summarize the experimental results and conclude this study.

# 目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 微小光共振器	2
1.2.1 微小光共振器とは	2
1.2.2 ウィスパリングギャラリモード (WGM) 共振器	3
1.2.3 マイクロリング共振器	4
1.3 光周波数コム	5
1.3.1 光周波数コムとは	5
1.3.2 モード同期レーザ	6
1.3.3 電気光学変調コム	7
1.3.4 微小光共振器による光周波数コム	8
1.4 マイクロコム	10
1.4.1 マイクロコムの形態	10
1.4.2 散逸性 Kerr ソリトン	10
1.4.3 多様なソリトン	13
1.4.4 ソリトンコムの発生方法	16
1.4.5 ソリトンコムの安定化	19
1.5 ソリトンコムを用いたテラヘルツ波発生	21
1.5.1 テラヘルツ波帯	21
1.5.2 位相雑音	22
1.5.3 テラヘルツ波無線伝送	23
1.5.4 フォトニックフィルタ	24
1.6 本研究の目的	27
第2章 理論	28
2.1 共振器光学	28
2.2 非線形光学	30
2.2.1 非線形光学媒質	30
2.2.2 電気光学効果	30
2.2.3 自己位相変調	31

2.2.4	4 光波混合	32
2.3	群速度分散	33
2.4	散逸性 Kerr ソリトン	36
2.5	有限インパルス応答 (FIR) フィルタ	39
2.5.1	デジタル信号処理	39
2.5.2	サンプリング定理	39
2.5.3	インパルス応答と畳み込み	40
2.5.4	$z$ 変換とフーリエ変換	41
2.5.5	デジタルフィルタ	42
2.5.6	FIR フィルタの設計	43
第3章	ソリトンコムの生成	46
3.1	実験方法	46
3.1.1	実験セットアップ	46
3.1.2	PDH ロック	47
3.2	実験結果	48
3.2.1	$Q$ 値測定	48
3.2.2	オシロスコープの波形	48
3.2.3	ソリトンコムのスペクトル	49
3.2.4	VNA の波形	50
第4章	300 GHz 電波発生	51
4.1	実験方法	51
4.1.1	実験機器	51
4.1.2	実験セットアップ	51
4.2	実験結果	53
4.2.1	AWG によるコム線の切り出し	53
4.2.2	UTC-PD による 300 GHz 電波発生	54
第5章	300 GHz 帯フォトニックフィルタ	55
5.1	理論検討	55
5.2	実験方法	58

5.2.1 実験セットアップ . . . . .	58
5.3 実験結果 . . . . .	60
5.3.1 構成 (a) コムを全て用いたフィルタ . . . . .	60
5.3.2 構成 (b) AWG でコムを帯域制限したフィルタ . . . . .	61
5.3.3 構成 (c) AWG による帯域制限と光パワーを調整したフィルタ . . . . .	63
第6章 結論 . . . . .	65
付録 . . . . .	66
7.1 MgF <sub>2</sub> 微小光共振器を用いた多波長並列光伝送 . . . . .	66
7.1.1 40 km シングルモードファイバを用いた多波長並列光伝送 . . . . .	66
7.1.2 フィールドにおける 9 km 光伝送の実証 . . . . .	70
参考文献 . . . . .	72
謝辞 . . . . .	76



# 第 1 章 序論

## 1.1 はじめに

現代社会で生活する上で欠かせない設備、すなわち三大ライフラインは電気・ガス・水道だと言われている。そして、4つ目によく挙げられるものはインターネットである。特に、都市に暮らす現代人にとってスマートフォン(スマホ)は欠かせないものとなっている。地図を見る、分からないことを検索する、友人や家族に連絡を取る、これらのことは全てスマホ1台で行うことができるが、もちろんそのためにはインターネットに繋がっている必要がある。Apple社のスマートフォン、「iPhone」が発売されたのが2007年のことであり、そこから約17年でスマートフォンが生活の一部になってしまった人も多いことだろう。

2019年に発生した新型コロナウイルス感染症の拡大に伴い、インターネットを用いてリモートで仕事や作業、会議を行うことが増えている。また、最近になって急速に台頭している生成AIを業務に組み込んでいる企業や、IoT(Internet of Things)、DX(Digital transformation)を積極的に推し進めている企業も数多く存在する。内閣府は2016年にSociety 5.0と呼ばれる仮想空間と現実空間を融合した新たな社会を提唱しており[1]、今後ますますデジタル化が進んでいくと予想される。このような状況において、さらに高速な無線通信技術を開発することが求められており、300 GHzを超える周波数帯であるテラヘルツ波帯利用の需要は高まっている。

そこで、テラヘルツ波発生源として注目を集めているのがマイクロコムである。マイクロコムは微小光共振器によって発生し、微小光共振器はサイズが非常に小さいため300 GHzを超える高い繰り返し周波数を容易に実現でき、また材料によってはチップ集積も可能であるのが特徴である。マイクロ波を逡倍回路で増幅するよりも、マイクロコムを用いて光の領域からテラヘルツ波領域へアクセスする方が雑音を抑えられて都合が良い。したがって、マイクロコムによって小型で消費電力が低いテラヘルツ波発生源を実現することが期待されている。本研究ではソリトンコムと呼ばれる雑音が小さいマイクロコムを発生させ、隣接コムのビート信号を検出することによりテラヘルツ波の発生を試みた。さらに、無線通信において必要なフィルタ機能を300 GHz帯で実現するためのフォトニックフィルタに関する理論を検討し、概念実証実験を行った。この研究がマイクロコムによるテラヘルツ波無線通信技術開発の一助となれば幸いである。

## 1.2 微小光共振器

### 1.2.1 微小光共振器とは

光共振器とは、光の共振現象を利用して光を閉じ込め蓄積するデバイスである。共振とは、固有の振動数で振動する物体に外部からその固有振動数と等しい周波数の振動を加えることにより、物体がより大きく振動する現象である。共振の身近な例にブランコがある。ブランコがある固有の振動数で揺れているとき、私たちはその固有振動数に合わせて体を動かすことによりブランコをより大きく揺らすことができる。光共振器の往復光路長が光の波長の整数倍と等しい場合、光は定在波を形成して共振する。最も単純な光共振器の構成は鏡を 2 枚平行に並べた平面鏡型共振器であり、光は鏡の間で反射を繰り返すことにより閉じ込められる。その他の構成としては、球面鏡型共振器やリング共振器、光ファイバ共振器などが存在する。光共振器はその周波数選択性から光学フィルタやスペクトル解析器として利用可能であるが、最も利用される用途はレーザーである。レーザーは光共振器内に利得媒質を配置することによって特定の周波数においてコヒーレントで強力な光を発生させることができる。

光共振器の中でも大きさが数 mm から数十  $\mu\text{m}$  程度と非常に小さいものを微小光共振器という。微小光共振器の種類はファブリ・ペロー型共振器に始まり、リング共振器や後述する WGM 共振器などがある。光共振器の性能を表す指標に  $Q$  値というものがある。 $Q$  値は以下の式で定義される。

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{蓄積エネルギー}}{\text{波の 1 サイクルあたりのエネルギー損失}} \quad (1.1)$$

つまり、 $Q$  値が高いということは損失が小さいということを意味しており、これは共振モードのスペクトル線幅に影響する。式 (1.1) を共振周波数  $\nu_0$  と共振線幅  $\Delta\nu$  で表すと

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (1.2)$$

となる。したがって、共振波長が通信波長帯の 1550 nm であった場合、共振線幅が 20 MHz で  $Q$  値は  $10^7$  となる。また、共振線幅を光子寿命  $\tau_p$  で置き換えると以下の式になる。

$$Q = 2\pi\nu_0\tau_p \quad (1.3)$$

光子寿命  $\tau_p$  とは、単位時間あたりの損失の逆数であり損失における固有の時間を表す。微小光共振器の  $Q$  値を測定する場合、線幅が比較的大きい場合は式 (1.2) を用いて求めることができるが、線幅が測定困難な程度に小さい場合はリングダウン分光法 [2] と呼ばれる手法で光子寿命を求めることにより、式 (1.3) を用いて  $Q$  値を測定することができる。

### 1.2.2 ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器

微小光共振器の形状としてウィスパリング・ギャラリー・モード (WGM: Whispering Gallery Mode) 共振器というものが存在する。ウィスパリング・ギャラリーとは、ロンドンのセント・ポール大聖堂に代表される円形の回廊のことであり、ある1点の場所で発せられた囁き声が回廊の壁を伝って反対側まで届くことからそう呼ばれている。光も声と同じく波であるため、円形の媒質内を光が反射することにより媒質は光共振器として作用する。光の波長の整数倍が共振器1周の光路長と等しい場合のみ光は共振するため、共振波長は不連続な値を取る。周波数領域で隣り合う共振周波数の差を自由スペクトル領域 (FSR: Free Spectral Range) といい、以下の式で表される。

$$\text{FSR} = \frac{c}{2\pi nR} \quad (1.4)$$

ここで、 $n$  は屈折率、 $R$  は共振器の半径、 $c$  は光速である。式 (1.4) より、共振器の半径が小さく媒質の屈折率が小さいほど FSR は大きくなるのが分かる。WGM 共振器の FSR は通常数十 GHz から数百 GHz であり、後述する微小光共振器によって発生する光周波数コムの周波数間隔は FSR に依存するため、高繰り返しパルス列の生成など様々な応用面において大きい FSR を持つ WGM 共振器を用いることは有益である。

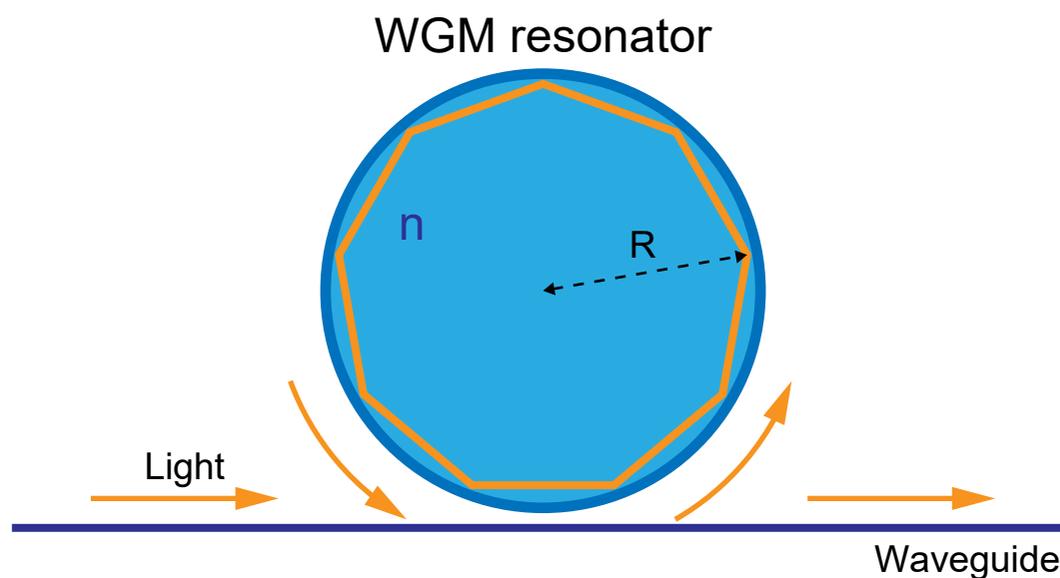


Fig. 1.1 Schematic illustration of a WGM resonator.

WGM 共振器に用いられる材料にはシリカ ( $\text{SiO}_2$ )、フッ化マグネシウム ( $\text{MgF}_2$ ) [3, 4, 5, 6] やフッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) [7, 8] などの結晶材料などがある。シリカを用いた WGM 共振器には様々な形状が報告されており、トロイド [9, 10, 11, 12] やウェッジ [13, 14, 15]、ロッド [16, 17]、微小球 [18, 19] などがある。特によく用いられる形状はトロイドであり、レーザによるリフロープロセスによって高  $Q$  値であり FSR が 100 GHz を超える共振器を作製することが可能である。結晶共振器はサイズが大きいものが多いため FSR が数十 GHz 程度に留まってしまうが、高いスペクトル利用効率が求められる高密度波長分割多重 (DWDM: Dense Wavelength Division Multiplexing) 通信などへの応用に適している [6]。Fig. 1.2 にそれぞれ例としてシリカトロイド共振器、シリカ微小球共振器、フッ化マグネシウム結晶共振器の写真を示す。

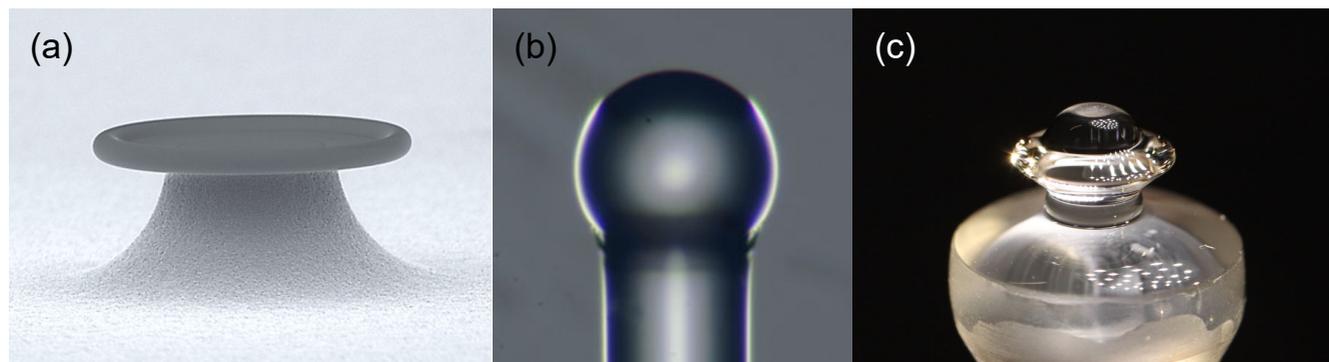


Fig. 1.2 Pictures of WGM microresonators made of various materials. (a) Silica toroid resonator. (b) Silica sphere resonator. (c) Magnesium fluoride resonator.

### 1.2.3 マイクロリング共振器

共振器と導波路が一体化した共振器をマイクロリング共振器と呼ぶ。マイクロリング共振器の製造プロセスは CMOS 互換性があるため、チップ集積が容易でデバイスの小型化・省エネ化に適している。材料にはシリコン (Si)[20], 窒化ケイ素 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )[21], ニオブ酸リチウム ( $\text{LiNbO}_3$ )[22], 窒化アルミニウム (AlN)[23] などが用いられる。中でも、窒化ケイ素を材料とした共振器は非常によく用いられている。窒化ケイ素はシリコンナイトライドとも呼ばれ、シリカやフッ化マグネシウムよりも 10 倍以上高い非線形屈折率を持つことから、後述のマイクロコムを効率よく発生させることができる。その他にも最近注目されているのがニオブ酸リチウムマイクロリング共振器である。 $\text{LiNbO}_3$  はリチウムナイオベートと呼ばれ、2 次と 3 次の両方において高い非線形性を有する。これによりポッケルス効果や第 2 高調波発生、4 光波混合といった多様な非線形効果を生じさせることが可能である。

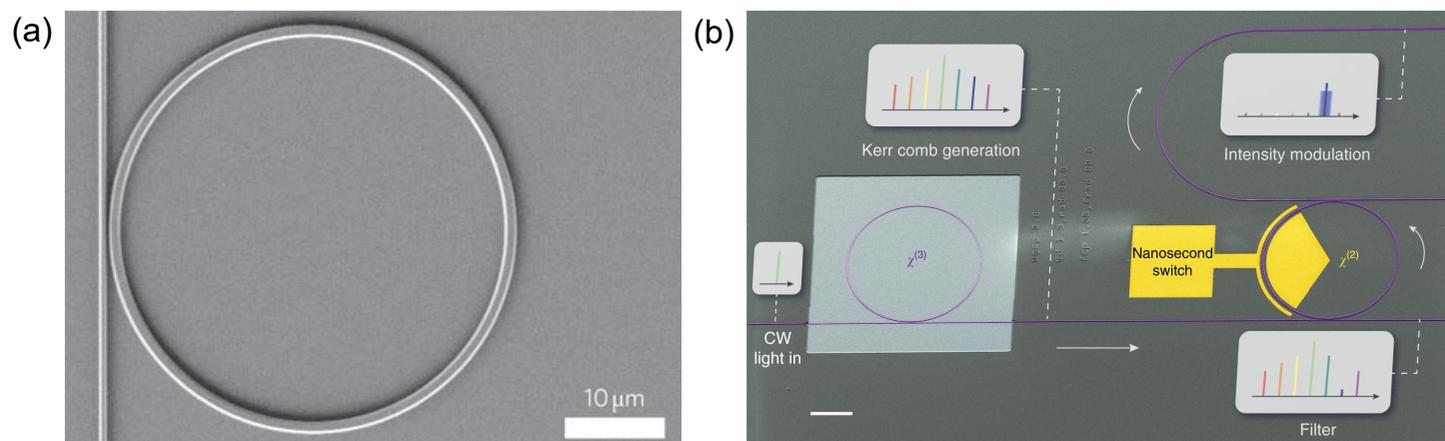


Fig. 1.3 (a) A scanning electron micrograph of a silicon nitride microring resonator coupled to a bus waveguide. [David J. Moss, Roberto Morandotti, Alexander L. Gaeta and Michal Lipson, “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects,” *Nature Photonics* **4**, 37–40 (2010).] Reproduced with permission from Springer Nature. (b) A false-colour scanning electron microscope (SEM) image showing a fabricated lithium-niobate nanophotonic circuit that consists of a microresonator frequency comb generator ( $\chi^{(3)}$ ) and an electro-optically tuneable add-drop filter ( $\chi^{(2)}$ ). [Cheng Wang, Mian Zhang, Mengjie Yu, Rongrong Zhu, Han Hu and Marko Loncar, “Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation,” *Nature Communications* **10**, 978 (2019).] Licensed under CC BY 4.0. <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

## 1.3 光周波数コム

### 1.3.1 光周波数コムとは

光周波数コムとは、櫛のように等間隔に周波数成分が並んだスペクトルを持つ光を指す。光周波数コムは非常に多くの周波数成分を含むため、全ての成分の位相が揃うとフーリエ変換の関係から時間軸上では超短パルス列となる。Fig. 1.4 に光周波数コムの時間波形とスペクトルの模式図を示す。光周波数コムを発生させる方法は複数存在し、最も単純なのは連続光を外部変調してパルス列を生成する方法である。またモード同期レーザーによって発生させることもでき、2005年にはHall氏とHänsch氏がこの功績によりノーベル物理学賞を受賞している。本研究では上記の方法とは別に微小光共振器を用いて非線形光学効果を利用して光周波数コムを発生させている。光周波数コムの各周波数成分  $f_n$  は以下の式で表される。

$$f_n = f_{\text{ceo}} + n \cdot f_{\text{rep}} \quad (1.5)$$

ここで、 $f_{\text{ceo}}$  はキャリアエンベロープオフセット周波数、 $f_{\text{rep}}$  は繰り返し周波数であり、 $n$  は自然数である。 $f_{\text{ceo}} \neq 0$  のとき、キャリアの位相と包絡線の位相がパルスごとに少しずつずれていく。このときのパルスごとのずれを  $\varphi_{\text{ceo}}$  とすると、この位相差が  $2\pi$  となるまでのパルスの個数は  $2\pi/\varphi_{\text{ceo}} = f_{\text{rep}}/f_{\text{ceo}}$  である。したがって、 $f_{\text{ceo}} = (\varphi_{\text{ceo}}/2\pi) \cdot f_{\text{rep}}$  となる。これら2つの周波数は通常数十 MHz から数百 GHz の範囲に存在しており、光の周波数は数百 THz であるため、光周波数コムは光とマイクロ波を繋ぐ技術として注目されている。また、これら2つの RF は18桁以上の非常に高い精度で安定させることができるため [24]、未知の周波数を持つ光とビートを取ることで高い精度で光の周波数を特定することが可能である。したがって、光周波数コムは「光のものさし」と呼ばれることもある。

キャリアエンベロープオフセット周波数を測定するためには、自己参照法という方法を用いる。コムの帯域がオクターブ以上広がっている場合、ある周波数のモード  $f_n$  に対してその2倍の周波数のモード  $2f_n$  が存在する。また、モード番号  $n$  が2倍であるモード  $f_{2n}$  を考えると、 $2f_n$  と  $f_{2n}$  の差は

$$2f_n - f_{2n} = 2f_{\text{ceo}} + 2nf_{\text{rep}} - (f_{\text{ceo}} + 2nf_{\text{rep}}) = f_{\text{ceo}} \quad (1.6)$$

となる。したがって、オクターブ以上の帯域を持つコムを発生させることで  $f_{\text{ceo}}$  を得ることができる。また繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  は電気スペクトラムアナライザで容易に測定することができ、 $f_{\text{ceo}}$  と  $f_{\text{rep}}$  を安定した周波数基準に位相同期することにより、非常に安定した広帯域の周波数基準である光周波数コムを実現することができる。

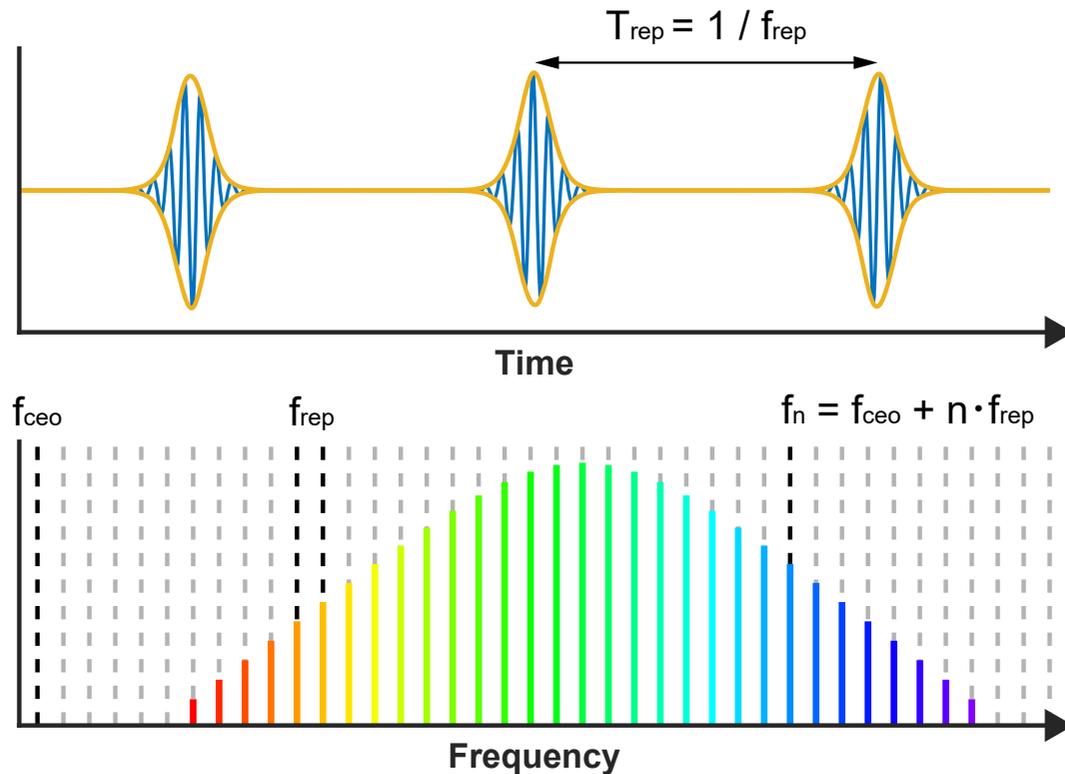


Fig. 1.4 Illustration of an optical frequency comb.

### 1.3.2 モード同期レーザー

レーザーをパルス発振する方法は複数存在し、半導体レーザーを直接変調する方法や外部変調する方法、共振器の損失を周期的に増減する Q スwitching 法などがある。そして、モード同期レーザーが最も短いパルス幅 (ps-fs) で発振することができる。モード同期レーザーでは複数の波長の光が共振しており、それぞれの光の位相が揃うとパルスが発生し、共振器を 1 往復するごとに 1 つのパルスが出力される。モード同期する方法は能動的な方法と受動的な方法がある。能動的なモード同期においては、共振器内に電気光学変調器のような変調器を設置し、共振器の繰り返し周波数に合わせて例えば強度変調を加えることによって位相同期を行う。一方、受動的なモード同期では、可飽和吸収体と呼ばれる光強度が大きい場合のみ光を透過する物質を共振器内に設置することで位相同期させる。

モード同期レーザーにはチタンサファイアレーザーなどの結晶を用いた固体レーザーや、エルビウム (Er) やイットルビウム (Yb) などの希土類元素が添加されたファイバレーザーがよく用いられる。ファイバレーザーは非線形光学効果を引き起こしやすく、コンパクトで安定した光源としてモード同期レーザーの主流になっている。モード同期ファイバレーザーの構成には半導体可飽和吸収ミラー (SESAM: Semiconductor Saturable Absorber Mirror) を用いたものや非線形増幅ループミラー (NALM: Nonlinear Amplifying Loop Mirror) を用いたもの、非線形偏波回転を利用したものなどいくつか存在し、これらは可飽和吸収機能として働く。

NALM を用いたモード同期ファイバレーザー発振の構成例を Fig. 1.5 に示す。この形状は 8 の字型と呼ばれ、2 つのファイバリングが中心の  $2 \times 2$  のカップラで結合されている。右側のリングはミラーとしての役割を果たし、左側のリングが共振器の役割を果たす。左側のリングにおいて入力されたポンプ光は、ファイバ増幅を経てカップラにより右側のリングの時計回り方向 (CW) と反時計回り方向 (CCW) に分かれる。CW の方は右側のリングに入射してすぐにファイバ増幅を受け、そののちにリングの残りのファイバを通過する。一方、

CCW の方はループの大半のファイバを通過したのちにファイバ増幅される。したがって、CW の方のみ非線形効果による自己位相変調を受け、CCW に対して位相差が生じる。カップラに再び入射する際にこの位相差が  $\pi$  であるとき、全ての光は左側のループの下側 (CW 方向) に出射する。したがって、右側のファイバループは光パワーが高いときのみ透過する可飽和吸収機能の役割を果たす。NALM を用いたモード同期ファイバレーザは偏光を利用しないため、全て偏波保持ファイバによって構成することができる。したがって、外乱に強い安定したレーザ発振を可能とする。

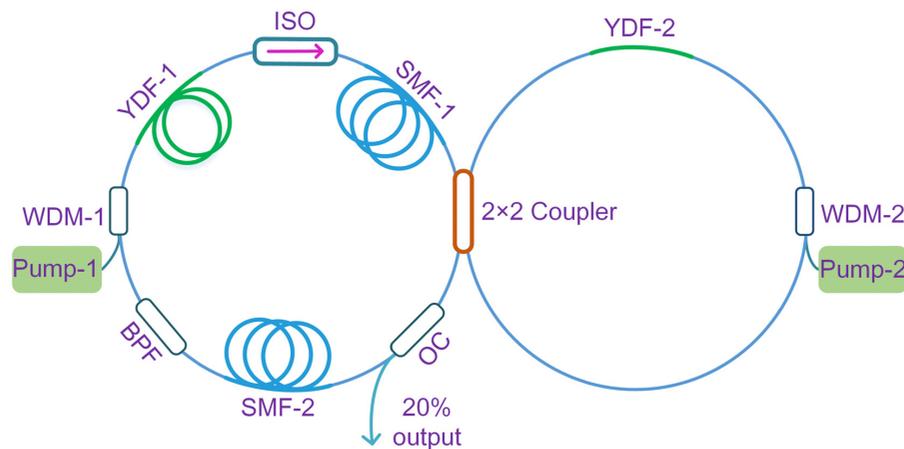


Fig. 1.5 Experimental setup of mode-locked all-PM Yb-doped NALM fiber laser oscillators. [Yang Yu, Hao Teng, HuiBo Wang, Lina Wang, Jiangfeng Zhu, Shaobo Fang, Guoqing Chang, Junli Wang, and Zhiyi Wei, “Highly-stable mode-locked PM Yb-fiber laser with 10 nJ in 93-fs at 6 MHz using NALM,” Opt. Express **26**, 10428–10434 (2018).] © 2018 Optica Publishing Group.

その他にも、モード同期半導体レーザ (MLLD: Mode-Locked Laser Diode) も良く用いられている。MLLD は小型、低コスト、低消費電力、高光出力などの利点があり、繰り返し周波数は数 GHz から数十 GHz になる。また、複数の量子井戸を形成して繰り返し周波数 100 GHz のモード同期も達成されている [25]。さらに、量子井戸から次元を小さくした量子ダッシュ、量子ドットレーザも存在し、量子ダッシュレーザを用いて 300 GHz を超える繰り返し周波数も報告されている [26]。

### 1.3.3 電気光学変調コム

電気光学変調コム (Electro-optic modulator comb) はその名の通り、2 次の非線形光学効果の電気光学効果を利用した変調により発生する光周波数コムである。連続光を電気光学変調器で位相変調することにより、スペクトル包絡線がベッセル関数となる複数のサイドバンドを発生させることができる。1 台の変調器では発生させることができるコム線の本数には限界があるが、複数の変調器を繋げることによってコム線の数を増やすことが可能である。そして、位相変調器を繋げた後に強度変調器を 1 台加えることにより、スペクトルを平らに成形することができる。また、EO コムはコムパワーが比較的高いという利点もある。一方で、帯域が狭いという問題点があったため、リング光共振器内部に EO 位相変調器を置いてコムの広帯域化を行えることが報告された [27]。Fig. 1.6 に実証例を示す。リチウムナイオベート共振器内に電気光学変調器を統合し、L バンド全体にわたって約 10 GHz の周波数間隔で 900 本以上のコム線の生成に成功している。

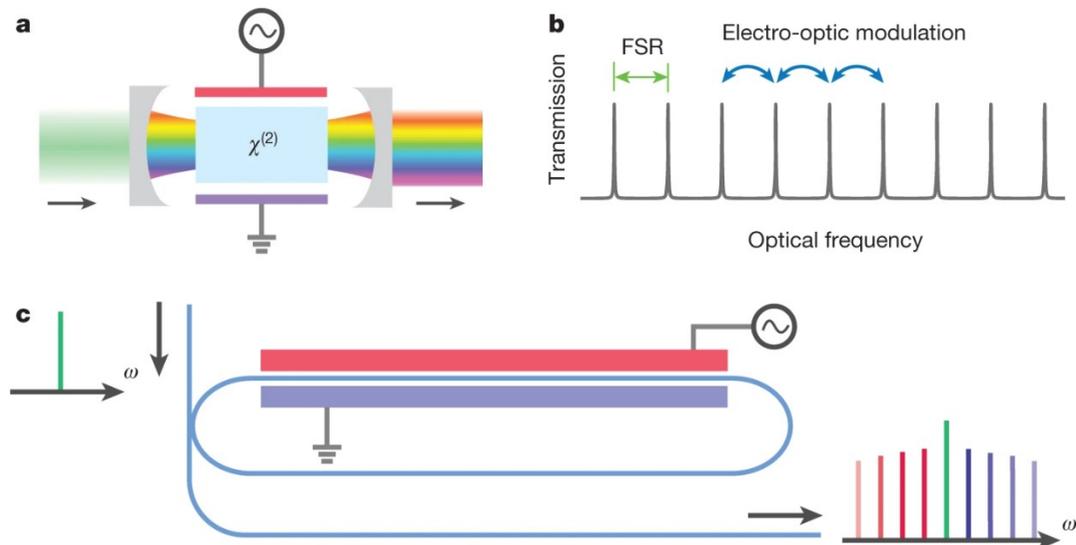


Fig. 1.6 a, Schematic of a canonical EO comb generator comprising an EO ( $\chi^{(2)}$ ) phase modulator inside a Fabry-Pérot resonator. b, EO comb generation principle. c, Integrated microring EO comb generator. [Mian Zhang, Brandon Buscaino, Cheng Wang, Amirhassan Shams-Ansari, Christian Reimer, Rongrong Zhu, Joseph M. Kahn and Marko Lončar, “Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator,” *Nature* **568**, 373–377 (2019).] Reproduced with permission from Springer Nature.

### 1.3.4 微小光共振器による光周波数コム

微小光共振器を用いることでも光周波数コムを発生させることが可能であり、これを特にマイクロコムと呼ぶ。Fig. 1.7 にマイクロコム発生の様式図を示す。微小光共振器に連続光を入射すると、3 次の非線形光学効果の 1 つである 4 光波混合 (FWM: Four Wave Mixing) が連鎖的に発生し、共振器の FSR 分だけ離れた位置に共振モードが生じる。4 光波混合とは、2 波長のポンプ光で励起された 3 次の非線形媒質からポンプ波長とは異なる 2 波長の光が発生する現象である。この新たに発生する 2 波長の光はそれぞれプローブ光、アイドラ光と呼ばれ、4 光波混合は以下の式で表される。

$$f_{\text{pump1}} + f_{\text{pump2}} = f_{\text{probe}} + f_{\text{idler}} \quad (1.7)$$

また、2 つのポンプ波長が等しい場合は縮退 4 光波混合 (DFWM: Degenerate FWM) と呼ばれ、式 (1.8) のようになる。したがって、ポンプ光を微小光共振器に入射することにより DFWM によってポンプ光から等しい周波数分離した低周波成分と高周波成分が生成され、それから連鎖的に 2 つの異なる周波数の光の間で FWM が起こることによりマイクロコムが発生する。

$$2f_{\text{pump}} = f_{\text{probe}} + f_{\text{idler}} \quad (1.8)$$

微小光共振器において 4 光波混合が生じる光パワーのしきい値は以下の式で表される [14]。  $A_{\text{eff}}$  は実効モード断面積、  $n_2$  は非線形屈折率、  $D_1$  は FSR に相当する角周波数、  $Q$  はカップリング後の  $Q$  値、  $\eta = Q/Q_{\text{ext}}$  はカップリングパラメータ、  $Q_{\text{ext}}$  はカップリングによる  $Q$  値である。式 (1.9) から、共振器のサイズが小さいほど  $A_{\text{eff}}$  は小さく  $D_1$  は大きいため、低い入力光パワーでマイクロコムを発生させることができる。また非線形屈折率が大きく  $Q$  値も高い方が  $P_{\text{th}}$  は低くなる。

$$P_{\text{th}} = \frac{\pi n \omega A_{\text{eff}}}{4 \eta n_2} \frac{1}{D_1 Q^2} \quad (1.9)$$

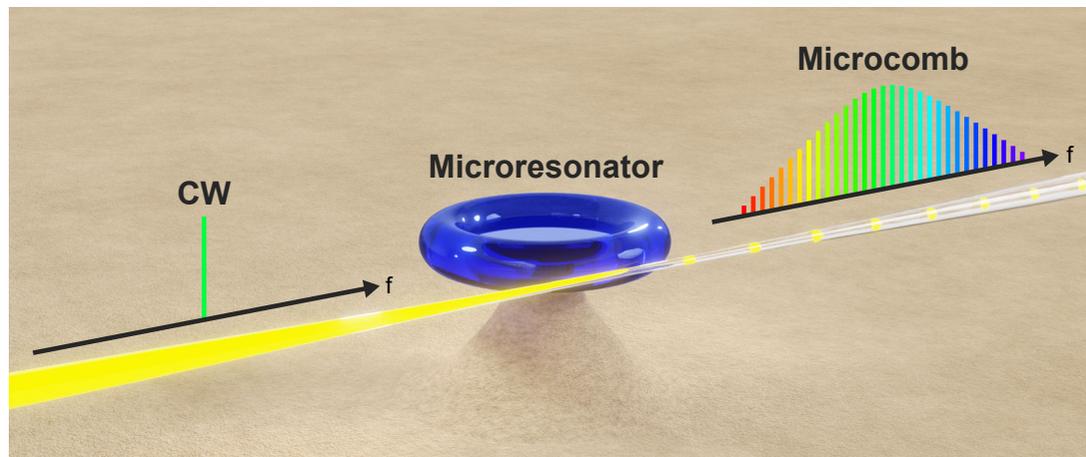


Fig. 1.7 Illustration of microcomb generation.

## 1.4 マイクロコム

### 1.4.1 マイクロコムの形態

マイクロコムの中でもいくつかの状態が存在し、それらは共振波長とポンプ波長の差、すなわちデチューニングに依存して変化する。ポンプ波長を共振波長の短波長側（ブルーデチューン）から長波長側（レッドデチューン）へ掃引した場合、マイクロコムの形態は順にチューリングパターンコム、変調不安定 (MI: Modulation Instability) コム、ブリーザーソリトン、そして散逸性 Kerr ソリトンとなる。チューリングパターンコムとは、ポンプ波長が共振波長に接近し始めたときに縮退 4 光波混合によって現れるポンプ光周辺に何本かコム線が生じた状態を指す。そして、さらにポンプ波長が共振波長に近づくと 4 光波混合が連続して発生して多くのコム線が生じ、共振器内のパワーが非常にカオスな状態となる。これを MI コムと呼ぶ。MI 領域を超えるとブリーザーソリトンと呼ばれる状態を経てポンプ波長が共振波長を追い越してレッドデチューンとなり、散逸性 Kerr ソリトン (DKS: Dissipative Kerr Soliton) と呼ばれるパルス列が発生する。デチューニングが小さいときは共振器内にパルスが複数個存在するマルチソリトン状態となるが、レーザ波長の掃引を継続してデチューニングをさらに大きくしていくと共振器内のパルスが 1 つの状態となる。これをシングルソリトン状態と呼ぶ。散逸性 Kerr ソリトンはコムのモードが位相同期された状態で出力されているため、雑音が小さく様々な分野で応用されている。また繰り返し周波数が非常に高い短パルス列を発生させることができる点も利点である。本研究でも散逸性 Kerr ソリトンを利用しているため、これについて詳しく説明する。

### 1.4.2 散逸性 Kerr ソリトン

そもそもソリトンとは、非線形波動方程式を満たす孤立波の一種である。孤立波とは、ただ 1 つのパルス状の波のことであり、形状を変えることなく一定の速度で伝搬する。孤立波が発見されたのは 1834 年であり、スコットランドの運河にて船が停止した際に船首から発生した孤立波を Jonh Scott Russel が発見した。その後、孤立波を解に持つ非線形偏微分方程式である KdV 方程式が提唱された。ソリトンは形状と速度が不変であり、またソリトン同士が衝突してもお互い安定して進行を続けることから、慣性の法則および運動量保存の法則という粒子としての性質を持っている。ソリトンという名称は、1965 年にアメリカの N. Zabusky と M. Kruskal が孤立波の “solitary wave” と粒子性を表す接尾語の “-on” を組み合わせて名付けた造語である。

散逸性 Kerr ソリトンの発生過程の模式図を Fig. 1.8 に示す。ブルーデチューンの状態からポンプ波長を長波長側へ掃引すると、共振器内部のパワー増加に伴う非線形光学効果および熱光学効果による波長シフトが生じる。これらをそれぞれ非線形波長シフトおよび熱光学波長シフトと呼ぶ。以下に非線形波長シフトと熱光学波長シフトの式を示す。

$$\Delta\lambda_{\text{NL}} = \frac{n_2}{n} \frac{P}{A_{\text{eff}}} \lambda \quad (1.10)$$

$$\Delta\lambda_{\text{TO}} = \lambda \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \right) \Delta T \quad (1.11)$$

ここで、 $\Delta\lambda_{\text{NL}}$  は非線形波長シフト量、 $\Delta\lambda_{\text{TO}}$  は熱光学波長シフト量、 $n_2$  は非線形屈折率、 $P$  は共振器内光強

度,  $A_{\text{eff}}$  は共振器の実効モード断面積,  $R$  は共振器の半径,  $T$  は温度である. 式 (1.11) の  $dn/dT$  と  $dR/dT$  をそれぞれ熱光学係数, 熱膨張係数という. したがって, Fig. 1.8(a) のようにデチューニングを小さくしていくと共振器内光強度  $P$  が増加し, 非線形効果及び熱光学効果・熱膨張効果によって共振波長は長波長側にシフトしていく.

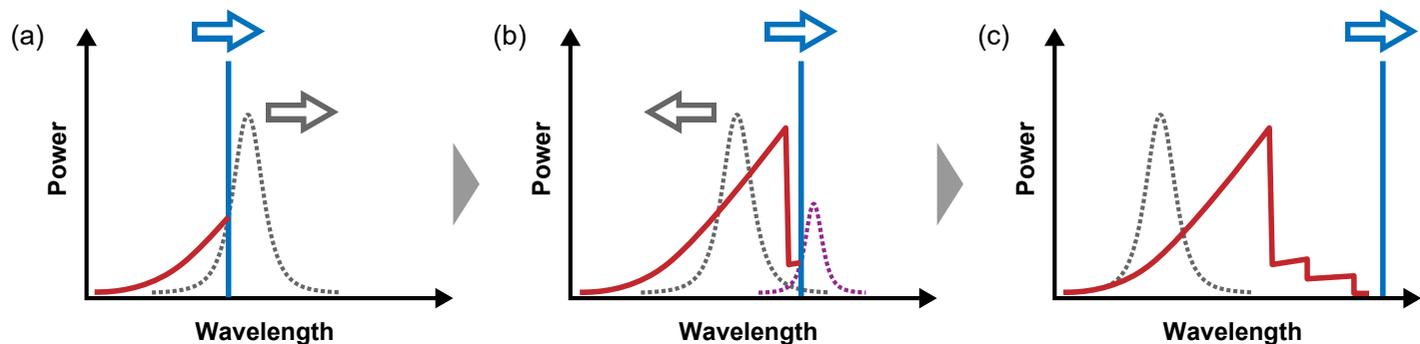


Fig. 1.8 Schematic illustration of DKS generation. The blue line indicates the pump. The red line indicates the intra-cavity power. The dashed gray line indicates the cavity resonance. The dashed pink line indicates the soliton resonance.

ポンプ波長をさらに掃引し続けると共振波長を追いかけるようにしながらデチューニングが小さくなっていくが, 波長シフトが限界を迎えてレッドデチューンになると Fig. 1.8(b) のように共振波長は急速に短波長側へシフトし, 共振器内部のパワーが急激に減少する. このとき, Fig. 1.9 のようにキャビティ共振とは別のソリトン解と呼ばれる共振にポンプ波長が入ることによってコム全ての周波数成分の位相が揃った短パルス列が生じることが知られている [28].

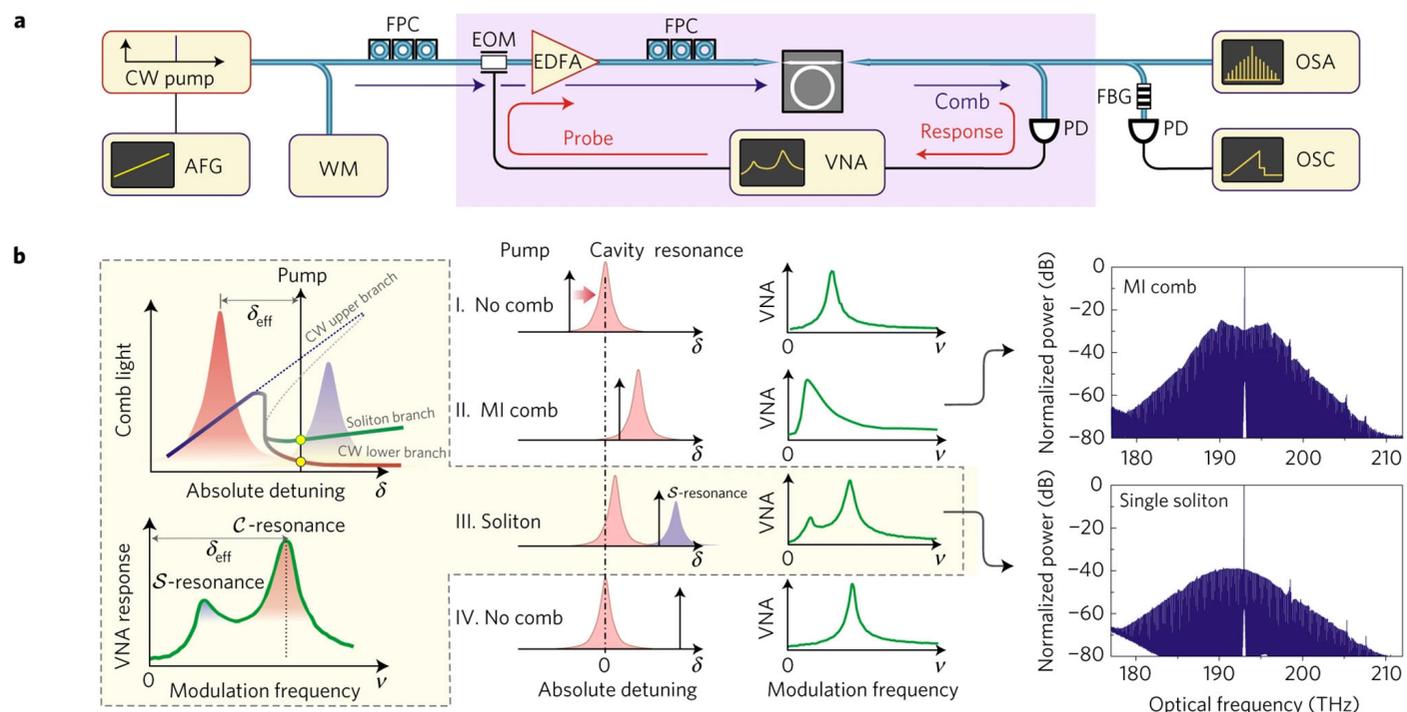


Fig. 1.9 a. Set-up scheme used for soliton generation, non-destructive soliton probing and deterministic soliton switching. b. Diagram of the double-resonance cavity transfer function in the soliton state. [H. Guo, M. Karpov, E. Lucas, A. Kordts, M. H. P. Pfeiffer, V. Brasch, G. Lihachev, V. E. Lobanov, M. L. Gorodetsky and T. J. Kippenberg, “Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” *Nature Physics* **13**, 94–102 (2017).] Reproduced with permission from Springer Nature.

さらに掃引を続けてコムパワーの変化をオシロスコープで観測すると、Fig. 1.8(c) のようにステップ上の波形が現れる。これをソリトンステップという。最終的にはポンプ波長がソリトン領域から外れる。DKS は共振器内の利得と損失、および非線形光学効果と分散による効果の 2 つのバランスが釣り合った状態である。ここで言う非線形光学効果とは、具体的には自己位相変調 (SPM: Self Phase Modulation) のことであり、光の強度が大きい場合に屈折率が大きくなるカー効果によってパルスの中心部の位相が遅れる現象を指す。自己位相変調によりパルスの前半部では波長がレッドシフトし、後半部ではブルーシフトするため、パルスは正のチャープを受ける。一方、共振器内の分散が異常分散に設計されている場合、レッドシフトしているパルスの前半部は速度が遅く、反対にブルーシフトしている後半部は速度が速いため、パルスは負のチャープを受ける。したがって、分散は自己位相変調によるチャープを相殺する効果として働き、これによりパルスは形状を保ったまま伝搬する。自己位相変調と分散の詳細な理論は第 2 章で解説する。

散逸性 Kerr ソリトンはソリトンコムとも呼ばれる。ソリトンコムは雑音が小さく時間的にも空間的にも非常に安定しているため、デュアルコム分光 [29]、LiDAR[30]、集積光周波数シンセサイザ [31]、低ノイズマイクロ波発生 [32]、超並列コヒーレント光通信 [33] など様々な分野で応用されている。

### 1.4.3 多様なソリトン

散逸性 Kerr ソリトン以外にもパーフェクトソリトンクリスタル (PSC: Perfect Soliton Crystal), ダークパルス (dark pulse), ゼロ分散ソリトン (zero dispersion soliton) など多様な形態のソリトンが現在までに報告されている。これらの発生例と簡単な原理を以下に説明する。

#### A. パーフェクトソリトンクリスタル (PSC)

パーフェクトソリトンクリスタル (PSC) とは、複数のソリトンパルスが共振器内で等間隔に配列した状態のソリトンコムである。パルスの数を  $N$  とすると、シングルソリトンと比べて FSR は  $N$  倍になり、コム線 1 本のパワーは  $N^2$  倍となる。PSC の形成は回避モード交差 (AMX: Avoided Mode crossing) に関連していることが示されている [34]。AMX はスペクトルの局所的な変化をもたらし、共振器内の CW バックグラウンドに周期的な強度変調を誘発することが知られている。この変調された CW バックグラウンドに補足される形でソリトンパルスが秩序的に並ぶことで PSC が発生する。PSC からパルスが 1 つ以上欠けた状態 (ショットキー欠陥) やパルスがシフトした状態 (フレンケル欠陥) を単にソリトンクリスタルと呼び、欠陥の位置によって多様な干渉スペクトルを示す。Fig. 1.10 に PSC とその他のソリトンクリスタルのスペクトル、共振器内配置の模式図を示す。PSC の形成はポンプパワーの強さに大きく依存しており、通常の DKS と比べて低いポンプパワーで発生させることができる。また PSC のポンプパワーには決定論的に発生させるためのしきい値が存在し、しきい値を超えると PSC が発生する確率が格段に低くなることが示された [35]。これはポンプパワーが高くなるほど波長掃引においてカオス領域を通過することになり、不規則なマルチソリトンかあるいは  $N$  が確率的な PSC しか生成できなくなることを意味する。

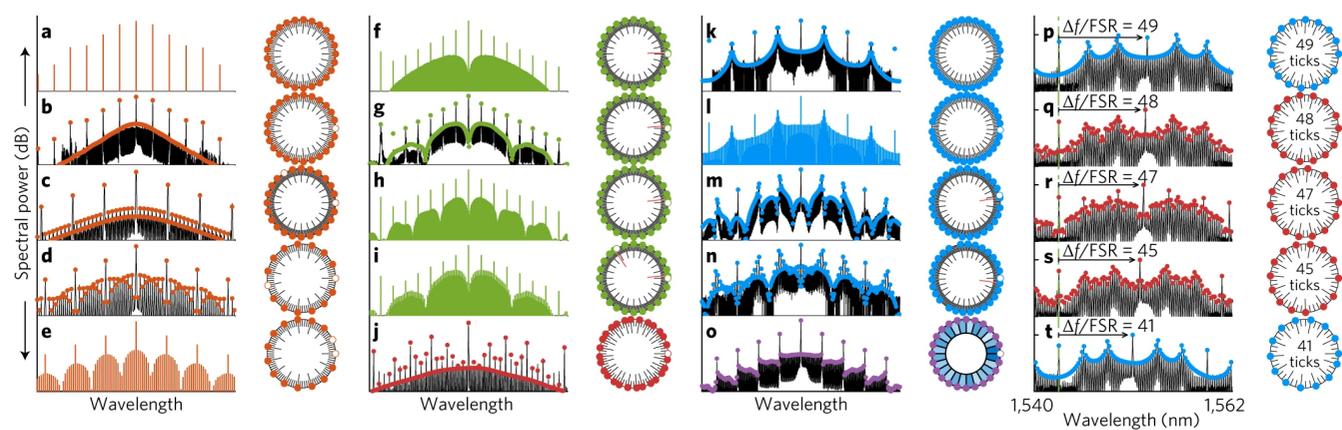


Fig. 1.10 Measured optical spectra are shown in black and simulations in colour. Schematic depictions of the soliton distribution in the resonator are shown to the right of each spectrum. Major ticks in the schematic diagrams indicate the location or expected location of a soliton. Minor ticks indicate peaks of the extended background wave due to the mode crossing. a, A perfect soliton crystal, consisting of 25 uniformly distributed solitons. b-e, Soliton crystals exhibiting vacancies. f-i, Soliton crystals exhibiting Frenkel defects. Shifted solitons still lie at peaks of the extended background wave. j, A disordered crystal. k-n, Crystals exhibiting superstructure. o, A crystal with irregular inter-soliton spacings. Darker shading indicates a smaller inter-soliton spacing. The range in inter-soliton spacings is 3% of the mean. p-t, A series of crystals generated as the pump laser is moved progressively closer to the stabilizing mode crossing. [Daniel C. Cole, Erin S. Lamb, Pascal Del' Haye, Scott A. Diddams and Scott B. Papp, "Soliton crystals in Kerr resonators," *Nature Photonics* **11**, 671–676 (2017).] Reproduced with permission from Springer Nature.

## B. ダークパルス

ダークパルスまたは platicon とは、正常分散の共振器によって発生するパルスを指す。散逸性 Kerr ソリトンはダークパルスと対比するためブライトソリトン (bright soliton) とも呼ばれる。ダークパルスは Lugiato-Lefever 方程式のブライトソリトンとは異なるソリトン解であり、Fig. 1.11(d) に示すようなバックグラウンドに対してくぼんだ形のパルス波形となる。また、ダークパルスは変換効率が非常に高く、一般的なブライトソリトンの変換効率が数% であるのに対し、ダークパルスの変換効率は 30% を超えることが可能であることが示された [36]。この利点を生かしてコヒーレント波長分割多重通信への応用も報告されている [37]。

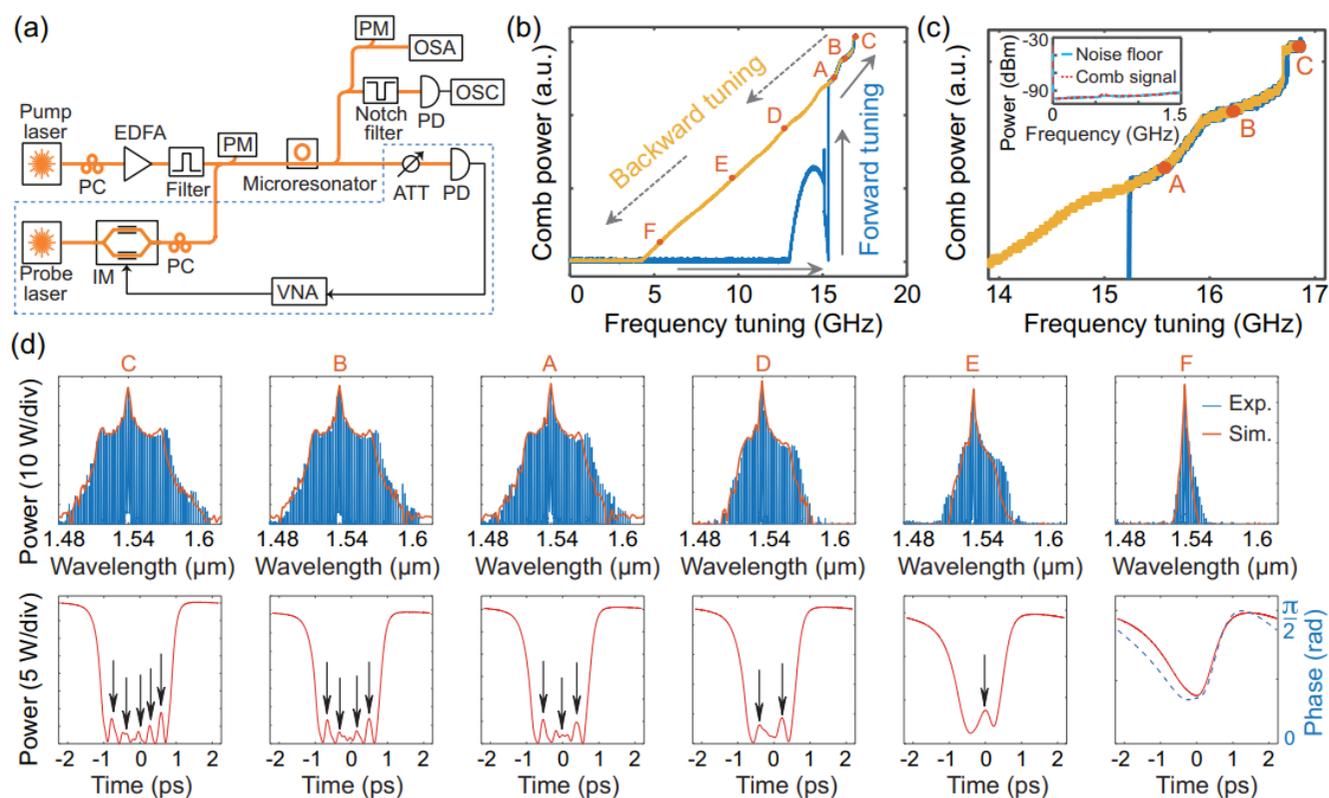


Fig. 1.11 Deterministic switching of dark pulses. (a) Setup for comb generation and measurement. The setup within the dashed lines is used in Sec. IV. PC: Polarization controller, EDFA: Erbium-doped fiber amplifier; PM: Power meter; ATT: Attenuator; PD: Photodiode; IM: Intensity modulator; OSA: Optical spectrum analyzer; OSC: Oscilloscope; VNA: Vector network analyzer. (b) Measured comb power when the pump is forward and backward tuned, shown in blue (dark gray) and yellow (light gray), respectively. The frequency axis indicates the pump location with respect to its initial frequency. The frequency scan is calibrated by means of an auxiliary interferometer. (c) Zoomed-in view of (b), where smoothed steplike patterns are observed as the pump is tuned, indicating switching between dark-pulse comb states. The inset shows the radio-frequency spectrum (dashed red) and noise floor (solid blue) of the generated comb. (d) The blue frequency lines are the comb spectra measured at different pump detunings, corresponding to the comb states marked in (b). The comb envelope of each state is simulated and shown in red, with the corresponding simulated time-domain waveforms underneath. The arrows point the number of low intensity oscillations. For state F, the phase of the pulse is also shown in dashed blue. [Elham Nazemosadat, Attila Fülöp, Óskar B. Helgason, Pei-Hsun Wang, Yi Xuan, Dan E. Leaird, Minghao Qi, Enrique Silvestre, Andrew M. Weiner, and Victor Torres-Company, “Switching dynamics of dark-pulse Kerr frequency comb states in optical microresonators,” *Physical Review A* **103**, 013513 (2021).] Licensed under CC BY 4.0. <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

### C. ゼロ分散ソリトン

ゼロ分散ソリトンとは、2次分散が弱く3次分散の影響が支配的となる領域において発生するソリトンを指す。Fig. 1.12 に示すように、異常分散で発生する散逸性 Kerr ソリトンと正常分散で発生するダークパルス(スイッチング波)の中間の領域に位置する。2次分散が小さく3次分散が支配的になる領域をゼロ分散領域と呼ぶことにすると、DKS からゼロ分散領域に近づくにつれて分散波による振動が支配的になり、複数の安定したピークを持つパルスになる。また、ダークパルスからゼロ分散領域に近づくと、2つのスイッチング波が近づいていき安定化する。このように、異常分散のみならず正常分散、ゼロ分散においてもシミュレーションで予言されていたソリトン発生が実験的に実証された [38] ことから、共振器の設計における自由度が向上したと言える。

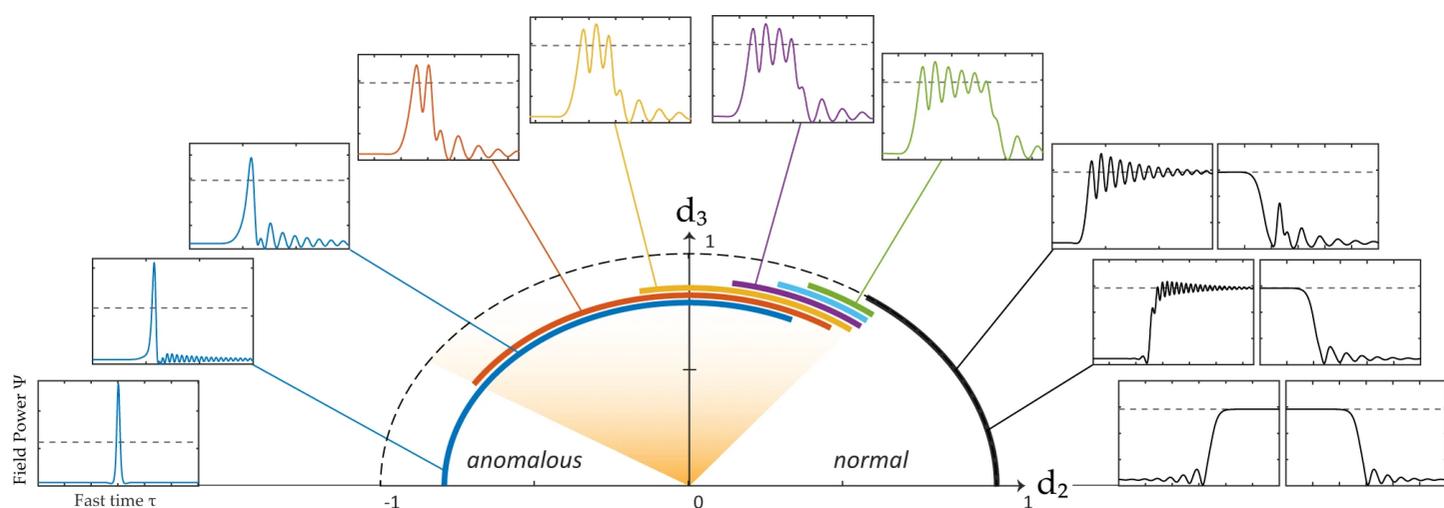


Fig. 1.12 Clockwise from left: conventional dissipative solitons, dissipative solitons with dispersive-wave tails, zero-dispersion solitons with quantized periods (orange area), switching waves with dispersive-wave tails, conventional switching wave. Dashed gray line in outer figures represent the CW high-state solution. Thick bands represent the existence range of structures in the circular path. [Miles H. Anderson, Wenle Weng, Grigory Lihachev, Alexey Tikan, Junqiu Liu and Tobias J. Kippenberg, “Zero dispersion Kerr solitons in optical microresonators,” *Nature Communications* **13**, 4764 (2022).] Licensed under CC BY 4.0. <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

### 1.4.4 ソリトンコムの発生方法

実際にソリトンコムを発生させる際、特に共振器長が小さく熱光学係数が大きい共振器の場合は単にレーザー波長を掃引するだけでは不十分である。なぜなら、単純な波長掃引では共振のシフト量が大きすぎて直接ソリトン領域にアクセスするのが困難なためである。したがって、そのような共振器を用いる場合のソリトンコムの発生方法としてパワーキック法 [39]、ファストスキャン法 [40]、補助レーザー法 [41] などが開発されている。本研究ではパワーキック法によりソリトンコムを発生させているが、それぞれの発生方法について簡単に述べる。

#### A. パワーキック法

パワーキック法の実験構成例を Fig. 1.13(b) に示す。Fig. 1.13(c) のようにポンプ波長をブルーデチューンから共振モードの直前まで掃引すると、FWM が生じてコムが生成される (状態 I)。その後、共振器前に置かれた音響光学変調器 (AOM) によってポンプ光強度を瞬間的に減少させ、共振のブルーシフトと同時にポンプ光強度を増加させてポンプ波長をレッドデチューンに入れる (状態 II)。Fig. 1.13 では残留する熱過渡現象とそれに伴う共振周波数シフトによるソリトンの消失を防ぐため、サーボを起動してレーザー周波数を制御し、平均ソリトンパワーを一定に保つことによりソリトン発生を維持している (状態 III, IV)。Fig. 1.13(a) はデチューニングに対する共振器内光強度を表しており、DKS 発生における典型的な波形が見て取れる。

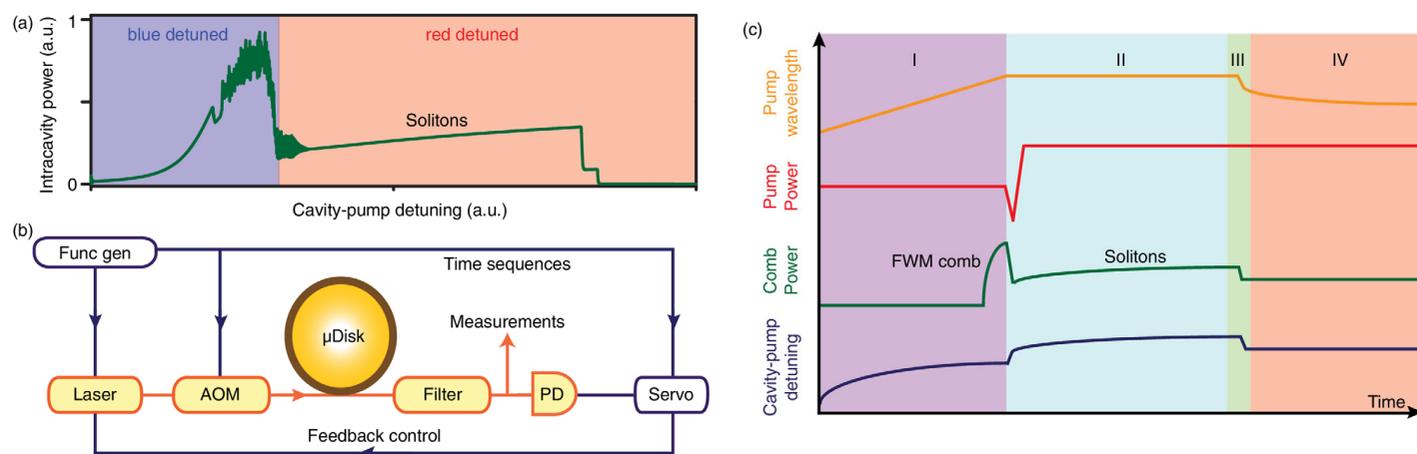


Fig. 1.13 (a) Simulated intracavity power in which the pump laser scans over the resonance from the blue side to the red side. The steps on the red-detuned side indicate soliton formation. (b) Schematic of experimental setup. (c) Four phases of feedback-controlled soliton excitation: (I) pump laser scans into cavity resonance from the blue-detuned side; (II) laser scan stops and pump power is reduced ( $\sim 10 \mu\text{s}$ ) to trigger solitons, and then increased ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ) to extend soliton existence range; (III) servo control is engaged to actively lock the soliton power by feedback control of laser frequency; (IV) lock sustains and solitons are fully stabilized. The cavity-pump detuning (vertical axis) is relative to the hot cavity resonant frequency. [Xu Yi, Qi-Fan Yang, Ki Youl Yang, and Kerry Vahala, “Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators,” *Opt. Lett.* **41**, 2037–2040 (2016).] © 2016 Optica Publishing Group.

## B. ファストスキャン法

ファストスキャン法はポンプ波長を共振器の熱緩和時間よりも高速に掃引することによって共振の熱光学波長シフトの影響を小さくし、ポンプ波長をソリトン領域に入れる方法である。実験構成例を Fig. 1.14(a) に示す。特徴的なのは単側波帯 (SSB: Single-sideband) 変調器を用いる点であり、電圧制御発振器 (VCO: Voltage-controlled Oscillator) のバイアスを調整することでポンプ波長を高速にシフトさせることができる。その掃引速度は数十から百 GHz/ $\mu\text{s}$  に達する。Fig. 1.14 では後述する PDH ロックを採用してシリカ共振器を用いたソリトン発生を維持している。

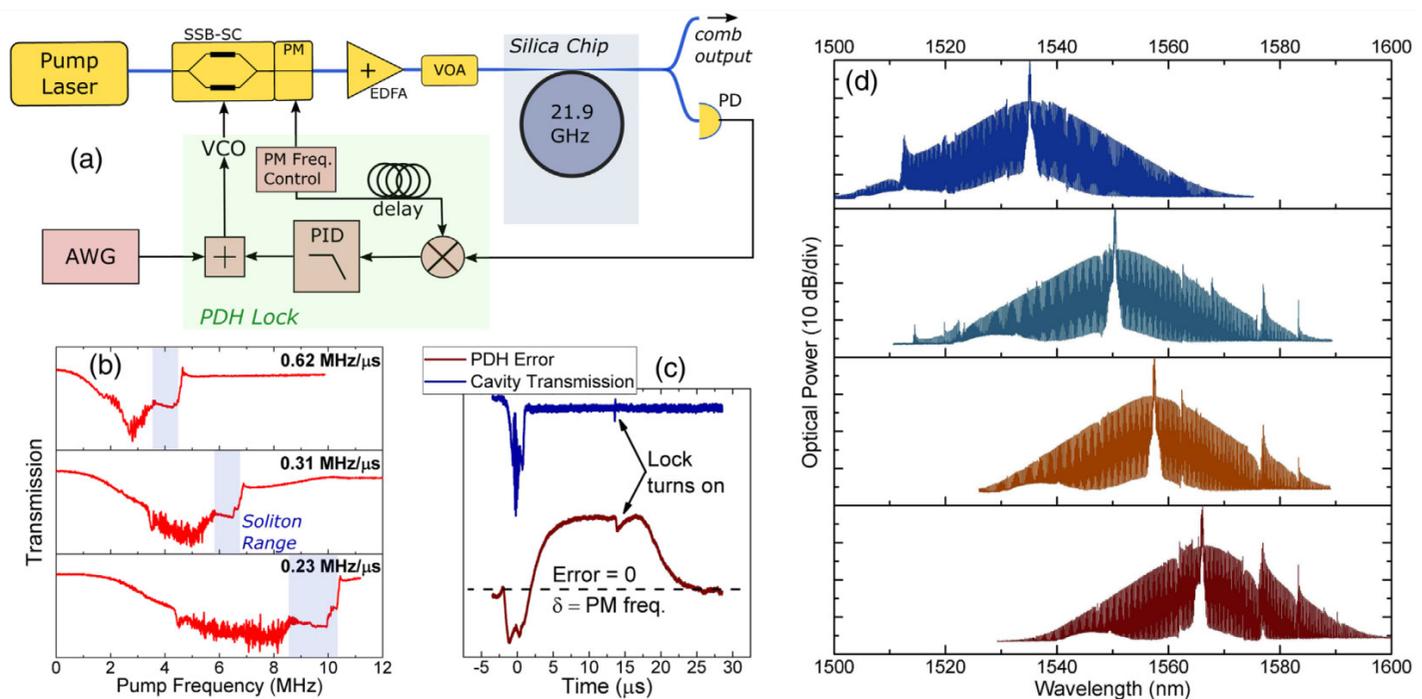


Fig. 1.14 (a) PDH approach for Kerr-soliton generation. An SSB-SC frequency shifter is driven by a high-bandwidth VCO for fast frequency control of the pump laser, and a servo locks one of the phase-modulation (PM) sidebands at resonance. A voltage-controlled optical attenuator (VOA) is used to control the pump power. (b) By adjusting the frequency sweep rate, we control the transition into the soliton regime. The waveform applied to the VCO is a simple, linear voltage sweep, and the x axis is relative to the cold cavity resonance frequency. (c) Feedback is initiated at a predetermined instant of the frequency scan. The dashed line corresponds to the PDH lock point. (d) Generation of soliton frequency combs across the entire C band. [Jordan R. Stone, Travis C. Briles, Tara E. Drake, Daryl T. Spencer, David R. Carlson, Scott A. Diddams, and Scott B. Papp, “Thermal and Nonlinear Dissipative-Soliton Dynamics in Kerr-Microresonator Frequency Combs,” Phys. Rev. Lett. **121**, 063902 (2018).] © 2018 American Physical Society.

## C. 補助レーザ法

補助レーザ法とは、ポンプレーザとは別に補助的なレーザを導入することにより共振の熱周波数シフトを抑える方法である。Fig. 1.15(a) に示すように、波長  $1.5\ \mu\text{m}$  のポンプレーザ光と波長  $1.3\ \mu\text{m}$  の補助レーザ光を共振器に入射させる。ソリトン発生の過程は Fig. 1.15(d)–(f) に示されている。(d) では補助レーザ光のみが共振モードに結合しており、ポンプ波長を別の共振モードに接近させる。(e) に示すようにポンプ光が共振モードに十分近づくと、補助レーザ光の共振モードに対する結合が弱くなるため、ポンプ光が結合している共振モードの熱周波数シフトが抑えられる。(f) に示すようにポンプ光がソリトン領域に入ると、補助レーザ光の共振モードに対する結合が強くなるため、共振器内光パワーの急激な減少を抑制することが可能である。

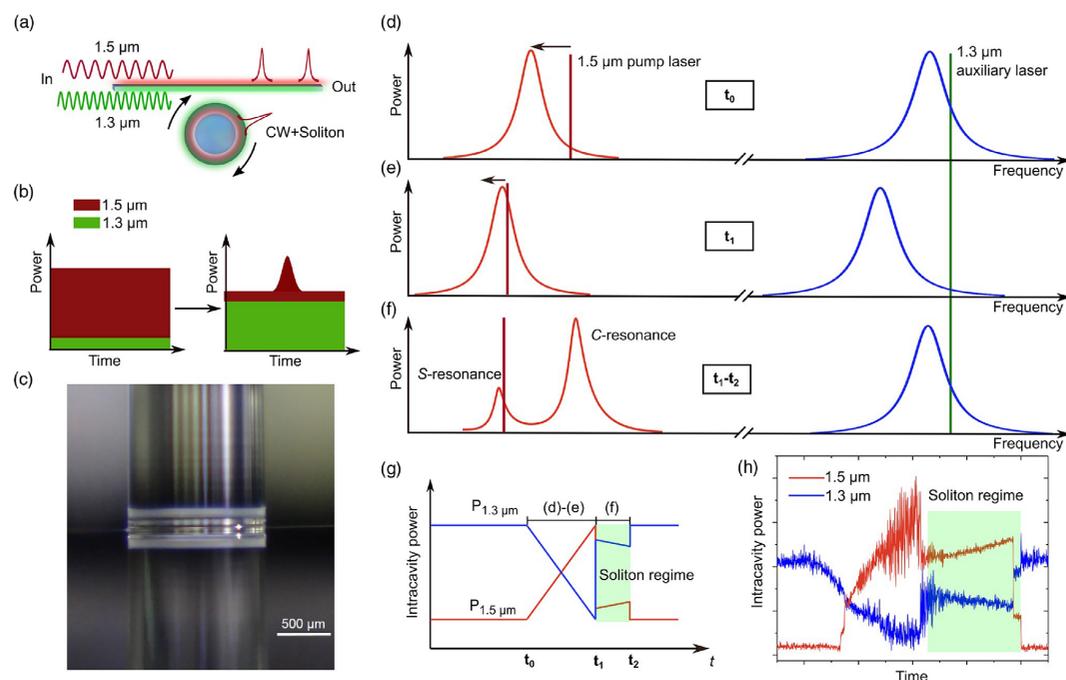


Fig. 1.15 (a) Scheme of using an auxiliary laser to assist in accessing soliton states. The  $1.5\ \mu\text{m}$  pump laser generates a microresonator soliton while the second laser at  $1.3\ \mu\text{m}$  wavelength passively stabilizes the intracavity power. (b) Illustration of the intracavity power (red:  $1.5\ \mu\text{m}$ , green:  $1.3\ \mu\text{m}$ ) before (left panel) and after (right panel) soliton generation. (c) Microscope image of the  $1.3\text{-mm}$ -diameter fused silica microrod resonator used in the experiments. Panels (d) – (f) show the principle of the passive compensation of the circulating power in the microresonator by the auxiliary laser in order to enhance the soliton range (animated version available in Visualization 1). In panel (d), only the auxiliary laser is coupled into a resonator mode. When tuning the pump laser into resonance, shown in panel (e), the thermal shift of the resonator modes automatically reduces the amount of light coupled into the auxiliary resonator mode. Panel (f) shows the abrupt transition into a soliton state, which reduces the coupled power of the pump laser. In this state, the pump resonance splits into C-resonance (resonance for light arriving out-of-sync with the soliton) and S-resonance (resonance for light arriving in-sync with the soliton). The reduction in pump power in the soliton regime moves the auxiliary resonance back towards the auxiliary laser and thus compensates the power loss. Panel (g) shows the temporal evolution of the intracavity power when tuning the pump laser into resonance with a fixed frequency auxiliary laser. Panel (h) shows a measurement according to the scheme in panel (g). The two steps in soliton regime correspond to different soliton numbers circulating in the cavity. The  $1.3\ \mu\text{m}$  auxiliary laser passively compensates changes in circulating power of the pump laser. [Shuangyou Zhang, Jonathan M. Silver, Leonardo Del Bino, Francois Copie, Michael T. M. Woodley, George N. Ghalanos, Andreas Ø. Svela, Niall Moroney, and Pascal Del’ Haye, “Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser,” *Optica* **6**, 206–212 (2019).] © 2019 Optica Publishing Group.

### 1.4.5 ソリトンコムの安定化

ソリトンコムの応用において必要なのは、安定して持続的にコムを発生させることである。安定してコムを発生させるためにはデチューニングを一定に保たなければならないが、デチューニングはレーザ周波数や共振周波数の揺らぎにより変動してしまう。そのため、デチューニングをロックするシステムをコム発生の方に組み込まなければならない。単純に透過光の強度を測定するだけではデチューニングのずれの方向を知ることができないため、透過光強度の変動とデチューニングの変動を関連付ける必要がある。例えば、Fig. 1.16のようにレーザ周波数が共振周波数の高周波側と低周波側のどちらに存在するかを知ることができれば、透過光強度の変動の方向とデチューニングの変動の方向を1対1に関連付けることができるため、透過光強度が小さくなるようにデチューニング変動を補正することが可能となる。レーザ周波数が共振周波数のどちら側に位置しているかを知るためには、透過光の位相を測定すればよい。これを実現するための方法として Pound-Drever-Hall (PDH) 法がよく知られている [42]。

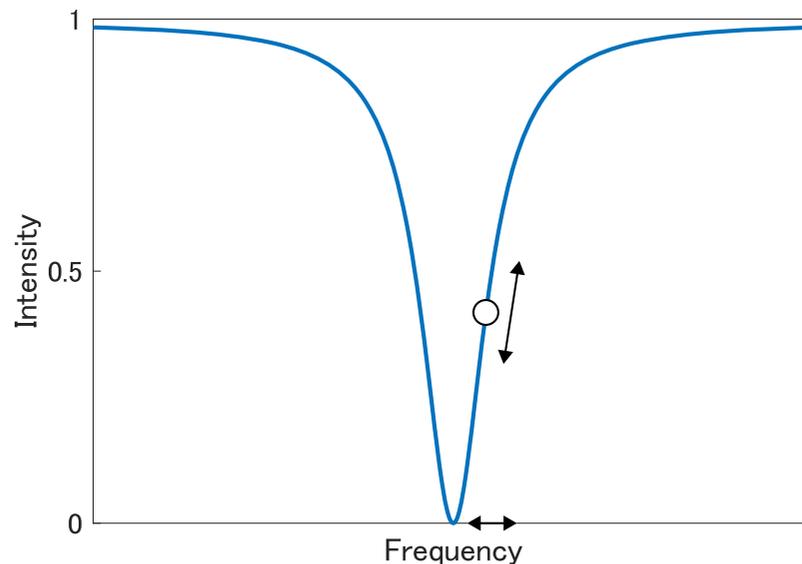


Fig. 1.16 Relationship between the change in transmittance and the change in frequency.

PDH 法はまず、レーザ光を位相変調してサイドバンドを立てる必要がある。ポンプの電界を  $E_{\text{pump}} = E_0 \exp(j\omega t)$  とすると、変調角周波数  $\Omega$  で位相変調された共振器への入力信号  $E_{\text{in}}$  は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} E_{\text{in}} &= E_0 \exp\{j(\omega t + A \sin \Omega t)\} \approx E_0 \exp(j\omega t) \{J_0(A) + 2jJ_1(A) \sin \Omega t\} \\ &= E_0 \left\{ -J_1(A)e^{j(\omega-\Omega)t} + J_0(A)e^{j\omega t} + J_1(A)e^{j(\omega+\Omega)t} \right\} \end{aligned} \quad (1.12)$$

ここで、 $J_0$ 、 $J_1$  は第一種ベッセル関数である。共振器の伝達関数を  $H(\omega)$  とすると、共振器の出力  $E_{\text{out}}$  は次のようになる。

$$E_{\text{out}} = E_0 \left\{ -J_1(A)H(\omega - \Omega)e^{j(\omega-\Omega)t} + J_0(A)H(\omega)e^{j\omega t} + J_1(A)H(\omega + \Omega)e^{j(\omega+\Omega)t} \right\} \quad (1.13)$$

これをフォトディテクタで受光すると、光強度は以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 P_{\text{out}} &= |E_{\text{out}}|^2 \\
 &= P_0 |H(\omega)|^2 + P_1 \{|H(\omega - \Omega)|^2 + |H(\omega + \Omega)|^2\} \\
 &\quad + 2\sqrt{P_0 P_1} \{\text{Re}[H(\omega)H^*(\omega + \Omega) - H^*(\omega)H(\omega - \Omega)] \cos \Omega t \\
 &\quad + \text{Im}[H(\omega)H^*(\omega + \Omega) - H^*(\omega)H(\omega - \Omega)] \sin \Omega t\} + (2\Omega \text{ terms})
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

ただし,  $P_0 = J_0^2(A)|E_0|^2$ ,  $P_1 = J_1^2(A)|E_0|^2$  と置いた. この透過信号の直流成分を除去し, 変調信号とミキシングすると直流成分と  $2\Omega$  の成分が得られるが, 微小な周波数変動に対する変化に興味があるためローパスフィルタによって高周波成分を除去する. ポンプが共振に十分近く, 変調周波数が十分高い場合は透過光のサイドバンドが完全に除去されると仮定することができるため,  $H(\omega \pm \Omega) \approx -1$  と近似することができ,  $H(\omega)H^*(\omega + \Omega) - H^*(\omega)H(\omega - \Omega)$  は純虚数となる. したがって, ミキシングによる直流成分は以下の式で表され, これをエラーシグナルと呼ぶ.

$$\epsilon = -2\sqrt{P_1 P_2} \cdot \text{Im}[H(\omega)H^*(\omega + \Omega) - H^*(\omega)H(\omega - \Omega)] \tag{1.15}$$

エラーシグナルの形状例を Fig. 1.17 に示す. ただし, 縦軸は  $X(\omega) = \text{Im}[H(\omega)H^*(\omega + \Omega) - H^*(\omega)H(\omega - \Omega)]$  とした. エラーシグナルが 0 となる点をゼロクロスポイントと呼び, ゼロクロスポイントではポンプ及びサイドバンドが共振と一致する. レーザ波長を共振波長の短波長側から掃引した場合, 短波長側のサイドバンドが共振しているときのゼロクロスポイントがエラーシグナルの一番右側に現れ, この点においてエラーシグナルが 0 になるようにサーボを用いてフィードバックすることにより, レッドデチューンでロックすることができる. また, 変調周波数を調整することによってポンプがソリトン領域に入るようにし, これによってソリトンを安定して発生させることが可能となる.

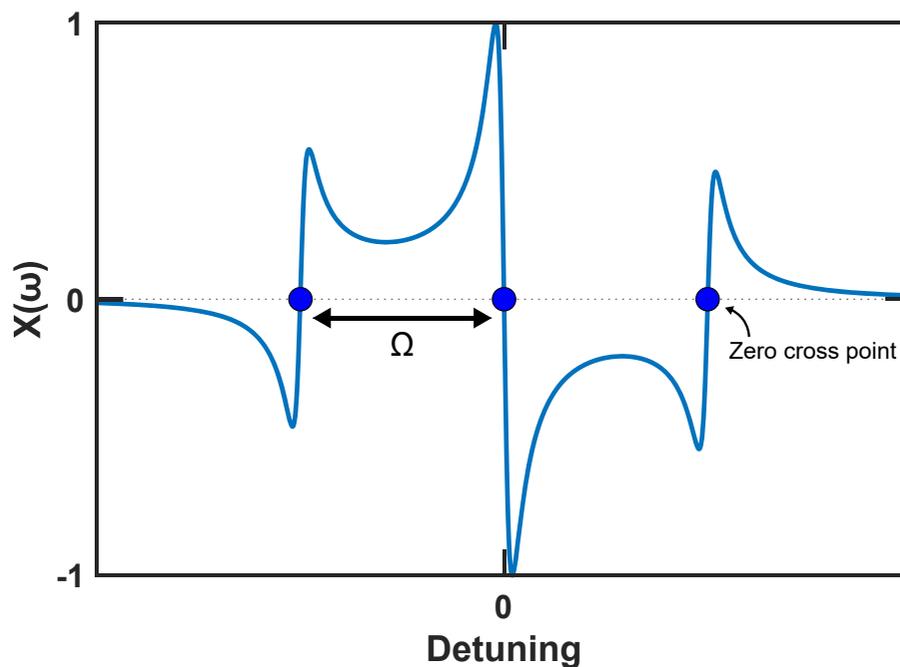


Fig. 1.17 Waveform of an error signal.

## 1.5 ソリトンコムを用いたテラヘルツ波発生

### 1.5.1 テラヘルツ波帯

近年、データトラフィックの増加や IoT などの次世代デジタル社会実現に向けた取り組みを背景に、移动通信で用いられる電波の高周波化が進んでいる。例えば、5G では 3.7 GHz 帯や 4.5 GHz 帯の Sub6 帯と 28 GHz 帯のミリ波帯が割り当てられている。また、Beyond 5G (6G) においては 100 GHz を超える周波数帯の利用が検討されている。さらに、8k 超高精細画像の非圧縮伝送などに代表されるような超大容量無線伝送を実現するためには、テラヘルツ波帯と呼ばれる 300–3000 GHz の周波数帯が必要とされている。実際に、2019 年に開催された ITU 世界無線通信会議においては、275 GHz から 450 GHz までの帯域が能動業務 (電波を送受信することができる業務) に特定されることが決定した。したがって、次世代超高速無線通信の実現に向けたテラヘルツ波無線通信システムの開発が望まれている。

テラヘルツ波を発生させる方法の例として、周波数通倍回路を用いて電波を高周波化する方法が考えられる。しかし、通倍回路による  $N$  倍の周波数通倍は雑音も  $20 \log N$  dB 増加してしまうという問題がある。そこで、テラヘルツ波よりも周波数が高い光を用いてテラヘルツ波を発生させることが検討されている。例えば、ダブル周波数レーザー [43] やブリルアンレーザー [44] などの技術により光領域からテラヘルツ波帯にアクセスする方法が提案されている。その中でも最も周波数安定度の高いテラヘルツ波を発生させることができる技術としてマイクロコムが注目されている。マイクロコムは 300 GHz を超えるような高い繰り返し周波数を容易に実現することが可能であるため、特にソリトンコムを用いたテラヘルツ波発生は盛んに研究されている。

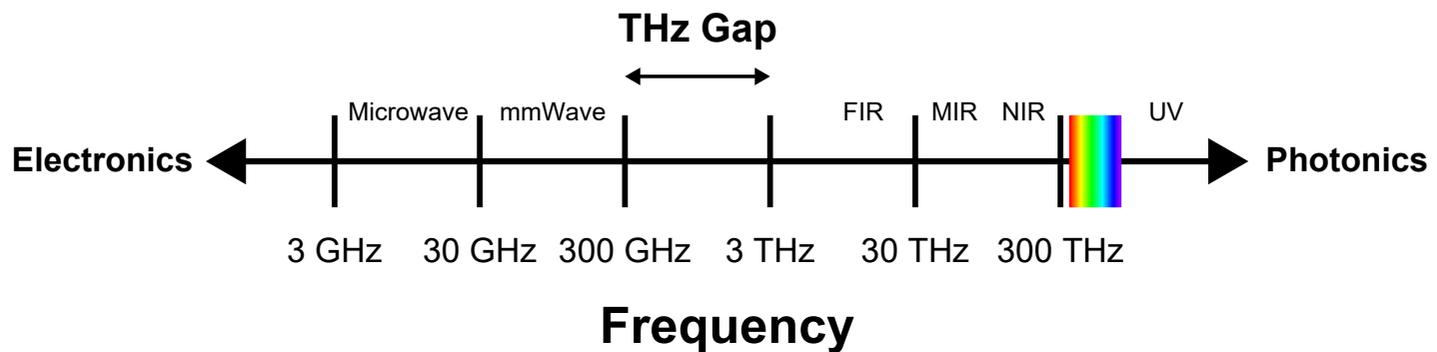


Fig. 1.18 Illustration of the THz gap.

## 1.5.2 位相雑音

キャリアは理想的には単一周波数の正弦波信号であるが、実際は熱雑音やフリッカ雑音などによって位相変動を受けている。このキャリアの周波数揺らぎはデジタル信号波形のジッタ (時間軸上の揺らぎ) に直接影響するため、周波数揺らぎが大きいと符号間干渉を引き起こし、伝送特性が劣化してしまう。したがってキャリアの雑音を低く抑えることは非常に重要であり、その指標として位相雑音がある。位相雑音とは一般的に単側波帯 (SSB: Single-sideband) 位相雑音のことであり、キャリア周波数からのオフセット周波数において、帯域幅 1 Hz 当たりの雑音パワーとキャリアパワーの比 (dBc/Hz) で表される。

Fig. 1.19 にソリトンコムの繰り返し周波数を安定化して位相雑音を低く抑えることに成功した先行研究を示す。ソリトンコムの繰り返し周波数は 331 GHz であり、共振器はシリカトロイド共振器を用いている。Fig. 1.19(a) の上部に実験セットアップを示す。ソリトンコムを単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD) で受光し、周波数安定度の高い水素メーザに接続された局部発振器からの信号とミキシングし、ダウンコンバートされた繰り返し周波数を共振器内の温度安定化に用いられている補助レーザにフィードバックしている。位相雑音測定の結果を Fig. 1.19(b) に示す。オフセット周波数 1 kHz 以下で  $-40$  dBc/Hz 以下、10 kHz で  $-80$  dBc/Hz 程度の位相雑音が得られている。

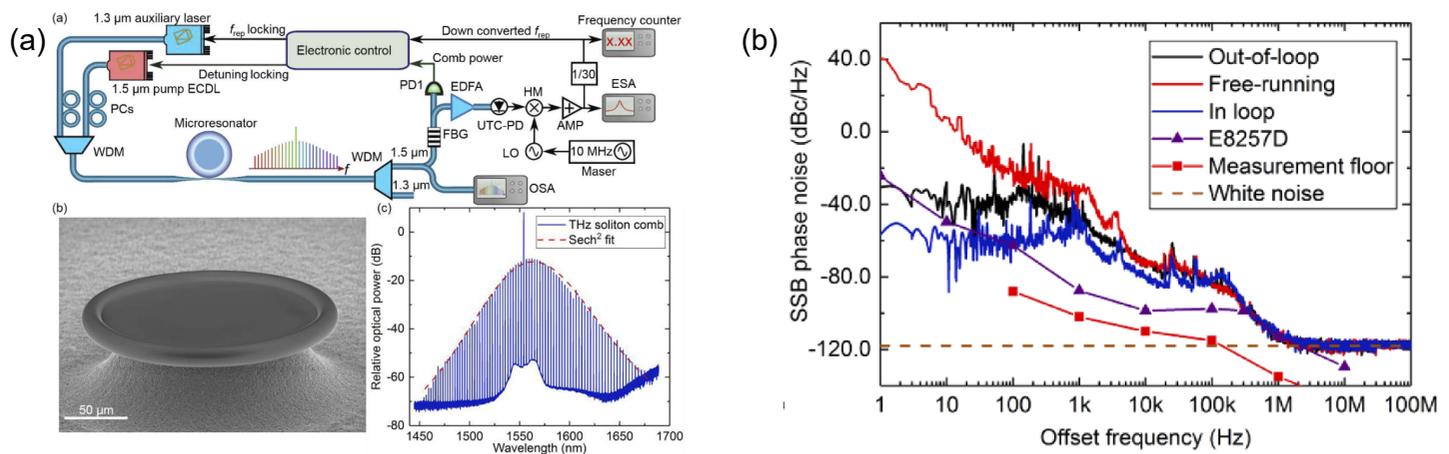


Fig. 1.19 (a) Experimental setup and THz soliton frequency comb spectrum. (b) Single sideband (SSB) phase noise spectra of the generated THz signal. The graph shows data for the free-running single-soliton microcomb (red line) and data with  $f_{rep}$  being stabilized to a hydrogen maser (blue line). The red line with squares is the measurement noise floor of the ESA. The brown dashed line is the white noise floor from the RF amplifier. The purple line with triangles is the phase noise of the LO reference (scaled to 331 GHz). [Shuangyou Zhang, Jonathan M. Silver, Xiaobang Shang, Leonardo Del Bino, Nick M. Ridler, and Pascal Del' Haye, "Terahertz wave generation using a soliton microcomb," Opt. Express **27**, 35257–35266 (2019).] © 2019 Optica Publishing Group.

### 1.5.3 テラヘルツ波無線伝送

テラヘルツ波無線伝送の実証例を示す。Fig. 1.20(a) に実験セットアップを示す。繰り返し周波数が 560 GHz のソリトンコムから隣接した 2 つの縦モードを取り出し、片方のモードを 2 Gbit/s で強度変調して合波し、UTC-PD で受光して 560 GHz の電波に変換している。電波は空間を 60 cm 伝搬しており、ショットキーバリアダイオードで自乗検波することにより変調信号を受信している。Fig. 1.20(b) はアイパターンの測定結果を示しており、 $Q$  ファクタ 3.4 を記録した。これは、前方誤り訂正 (FEC: Forward Error Correction) の閾値である  $Q$  ファクタ 2.33 を上回っている。また、2 つの CW レーザを用いて同様の伝送実験を行ったところ  $Q$  ファクタは 3.46 であり、マイクロコムによるテラヘルツ波伝送が CW レーザと同等の特性を保っていることが確認された。

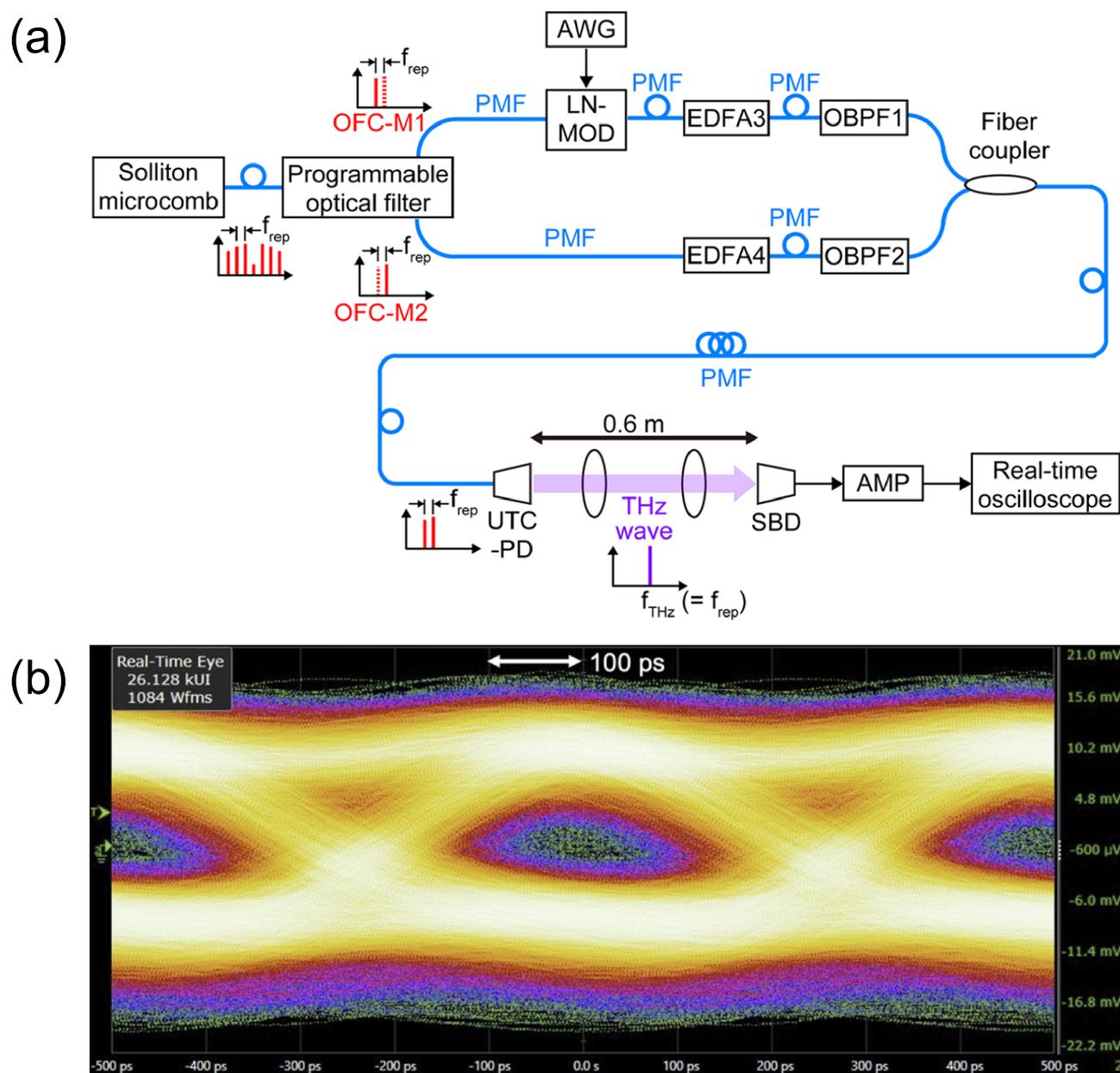


Fig. 1.20 (a) Experimental setup for OOK wireless communication at 560 GHz. (b) Eye pattern of OOK signal with 2 Gbit/s when two microcomb modes were used for generation of THz carrier wave. [Yu Tokizane, Shota Okada, Kenji Nishimoto, Yasuhiro Okamura, Hiroki Kishikawa, Takeo Minamikawa, Eiji Hase, Jun-ichi Fujikata, Masanobu Haraguchi, Atsushi Kanno, Shintaro Hisatake, Naoya Kuse, and Takeshi Yasui, “Terahertz wireless communication in a 560-GHz band using a Kerr micro-resonator soliton comb,” *Opt. Continuum* **2**, 1267–1275 (2023)] © 2023 Optica Publishing Group.

### 1.5.4 フォトニックフィルタ

無線通信においてフィルタの実装は非常に重要であり、ノイズ除去、波形整形、信号選択など様々な場面で利用される。しかし、RF がより高周波化するとフィルタ素子の更なる小型化が必要となり、また電気回路ではジュール熱によるエネルギー損失も問題となる。そこで、高周波 RF フィルタを光領域で実装する手法が開発されている。これをフォトニックフィルタと呼び、高いサンプリング周波数による広帯域な周波数応答、多様なフィルタ形状の再構成可能性、帯域のチューナビリティ、遅延線に光ファイバを用いることによる低損失なフィルタ動作及び電磁干渉耐性など多くの利点がある。フォトニックフィルタの構成例を Fig. 1.21 示す。これはデジタルフィルタの一種である有限インパルス応答 (FIR: Finite Impulse Response) フィルタである。まず、Fig. 1.21(a) のように連続光を RF 周波数で強度変調することにより、RF をベースバンドから光の領域までアップコンバージョンする。そして強度変調光を複数に分割し、分割したそれぞれの光のパワーを調整し、線形に異なる遅延量を加える。最後に遅延後の光は合波され、変調信号は光検出器でベースバンドまでダウンコンバージョンされる。ここで、変調後に分岐したそれぞれの経路をタップと呼ぶが、タップの重み付けはインパルス応答に対応し、遅延量は周期的に変化するフィルタの FSR の逆数に対応する。また、最初の連続光を複数波長の光源に変えることにより Fig. 1.21(b) のように遅延線を分散媒質 1 つに置き換えることができ、群速度分散を利用した遅延量を与えることができるため、システムをより簡素にすることが可能である。ここで、複数波長の光はソリトンコムで実現することができるため、ソリトンコムと分散媒質としてシングルモードファイバを用いたフォトニックフィルタの実証が報告されている [45]。

Fig. 1.22(a) がその結果である。プラットフォームには SiN リング共振器を採用しており、繰り返し周波数が 103.9 GHz のシングルソリトンコムを発生させている。高い繰り返し周波数のコムを用いる利点として、高い変調周波数によるサイドバンドの干渉を避け、フィルタの帯域 (ナイキストゾーン) を広げることができるというのが挙げられる。遅延線には 1 本の SMF が用いられており、1550 nm における群速度分散の推定値は  $\beta_2 = -20.2 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、ファイバ長は 4.5838 km である。フィルタの FSR は 16.24 GHz となっており、これはおおよそ群速度分散によるタップ間の遅延量の逆数となっている。Fig. 1.22(a) ではシングルソリトンの他にパーフェクトソリトンクリスタルによるフィルタ動作も検証しており、ソリトンの数を  $N$  とするとスペクトルの波長間隔は  $N$  倍となるため、遅延量も  $N$  倍となりフィルタの FSR は  $1/N$  倍に分割される。

シングルソリトンでは遅延量の逆数で周期的に変化するフィルタ形状しか得られないため実用面において柔軟性に欠ける。そこで、Fig. 1.22(b) では 2 ソリトンを用いて帯域を柔軟に変化させることに成功している。2 ソリトンの相対角に応じてスペクトルの干渉パターンが変化するため、フィルタ FSR 分離した 2 つのピークの間帯域においてバンドパスフィルタ帯域を形成することができる。相対角が固定された 2 ソリトンを決定的に発生させる機構は既に報告されており、モード交差による CW バックグラウンドの変調によって決定的な 2 ソリトン、ひいてはパーフェクトソリトンクリスタルを発生させることができる [35, 46]。

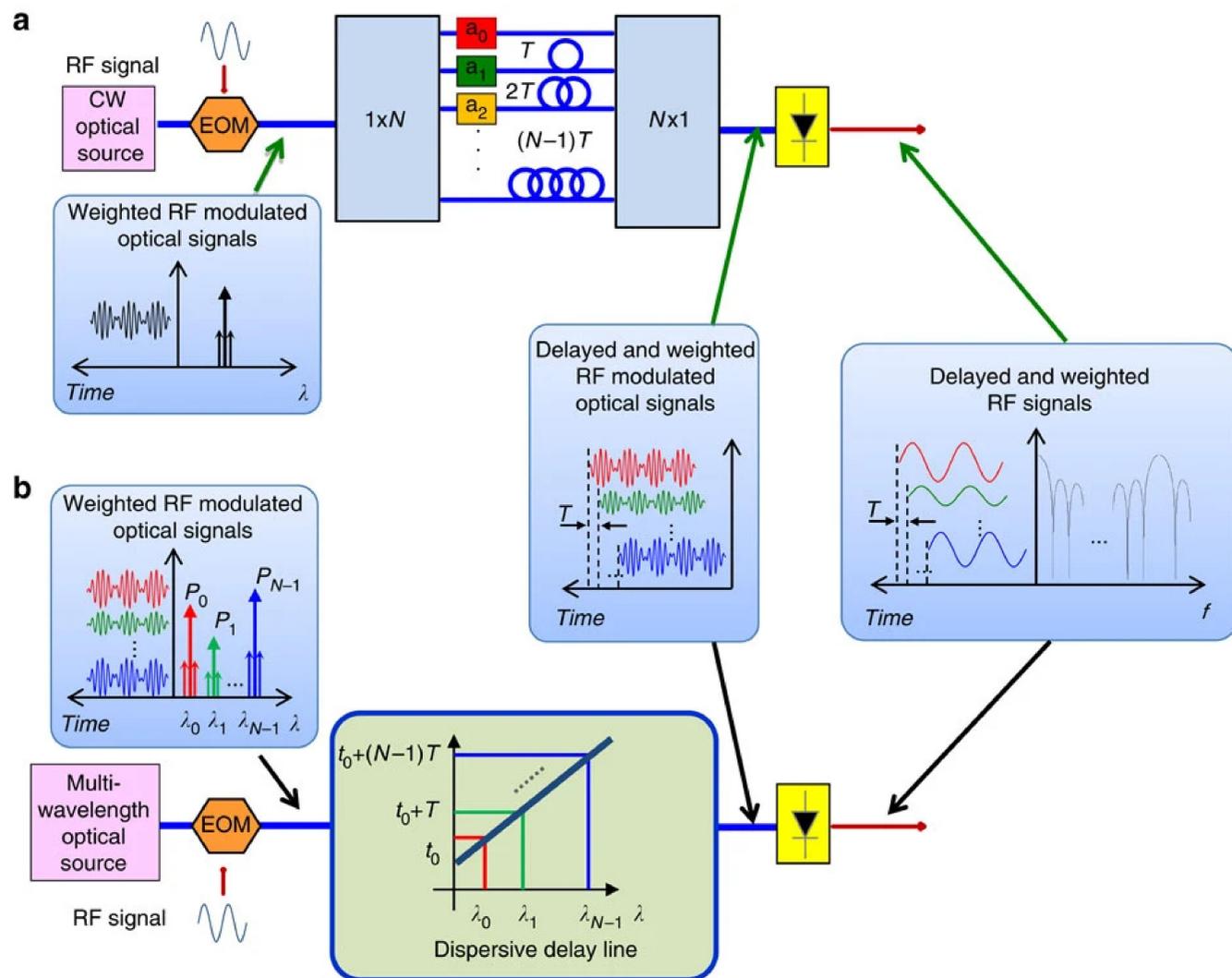


Fig. 1.21 (a) Traditional approach based on a single optical source in combination with multiple non-dispersive short fibre coils. (b) A more compact approach based on a multi-wavelength optical source together with a single dispersive element. [Juan Sancho, Jerome Bourderionnet, Juan Lloret, Sylvain Combri , Ivana Gasulla, Stephane Xavier, Salvador Sales, Pierre Colman, Gaelle Lehoucq, Daniel Dolfi, José Capmany and Alfredo De Rossi, “Integrable microwave filter based on a photonic crystal delay line,” *Nature Communications* **3**, 1075 (2012).] Reproduced with permission from Springer Nature.

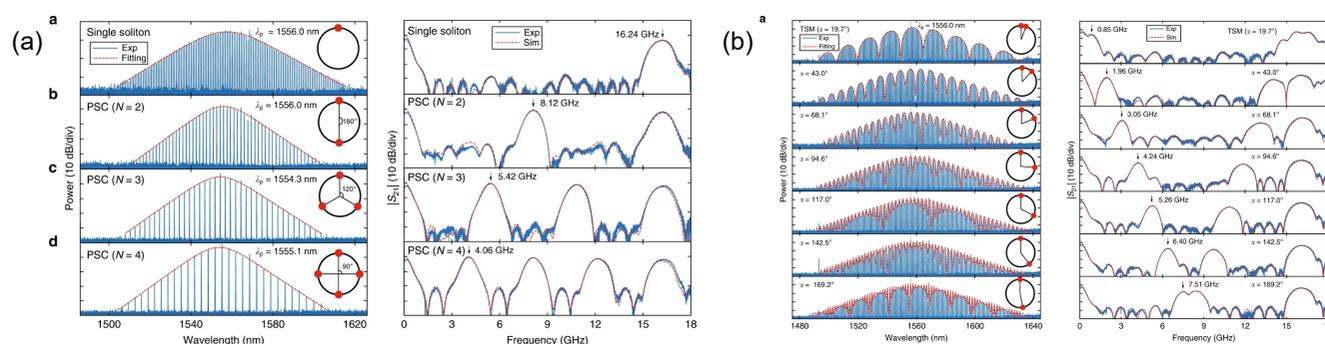


Fig. 1.22 (a) Single-soliton/PSC spectra and their corresponding RF photonic filters. (b) TSM spectra and their corresponding RF photonic filters. [Jianqi Hu, Jijun He, Junqiu Liu, Arslan S. Raja, Maxim Karpov, Anton Lukashchuk, Tobias J. Kippenberg and Camille-Sophie Br s, “Reconfigurable radiofrequency filters based on versatile soliton microcombs,” *Nature Communications* **11**, 4377 (2020).] Licensed under CC BY 4.0. <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

FIR フィルタの形状はインパルス応答に依存しているため、タップの重み付けの大きさ及び符号を自由に設定することが多様なフィルタ形状を実現するのに不可欠である。フォトニックフィルタにおいて負のタップを実現し、バンドパスフィルタだけではなくローパスフィルタやハイパスフィルタ、ノッチフィルタを実証したことが報告されている [47]。その構成を Fig. 1.23(a) に示す。電気光学変調によって光周波数コムを発生させ、強度変調によって RF 信号をアップコンバージョンする。分散補償ファイバにより遅延を加えたのち、波形整形器を用いてそれぞれの周波成分を分波し、強度を調整している。波形整形後のコムは 2 つの出力に分かれ、バランスフォトディテクタを用いることにより正と負のタップを実現している。このようにインパルス応答を柔軟に制御することにより、Fig. 1.23(b) に示す多様なフィルタ形状が得られている。

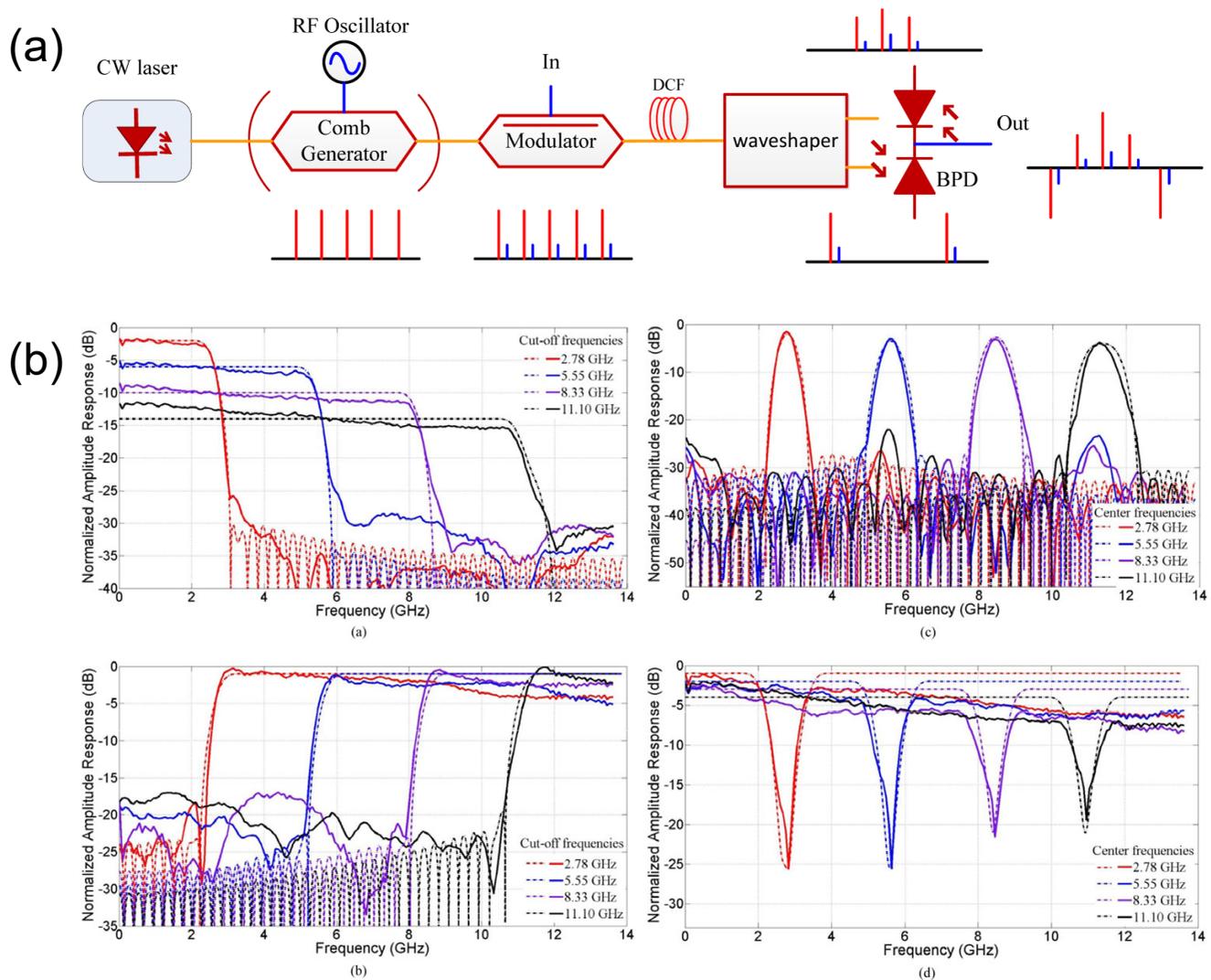


Fig. 1.23 (a) Structure of the proposed filter. (b) Normalized S21 response of a, lowpass filters; b, highpass filters; c, bandpass filters; d, bandstop filters. [Xiaoqi Zhu, Feiya Chen, Huanfa Peng, and Zhangyuan Chen, “Novel programmable microwave photonic filter with arbitrary filtering shape and linear phase,” *Opt. Express* **25**, 9232–9243 (2017).] © 2017 Optica Publishing Group.

## 1.6 本研究の目的

Beyond 5G に向けて、さらに高速な無線通信を実現するためにテラヘルツ波帯を利用しようとする動きが高まっており、300 GHz を超える周波数を持つ低ノイズな電波を発生させる技術は非常に重要である。また、無線通信において不可欠な機能の一つがフィルタ機能であり、特に受信システムにおいてはノイズ除去や周波数選択のために用いられる。このフィルタ機能を光の領域で実装することは広帯域性や再構成可能性などの観点から多くの利益をもたらすため、ソリトンコムを用いたマイクロ波・ミリ波帯のフォトニックフィルタの実証が進められている。ところが、従来の用途におけるフォトニックフィルタは変調器の変調速度による制限を受け、テラヘルツ波帯のフィルタ機能を容易に実装することはできない。したがって、本研究では焦点を受信システムから送信システムへと転換することにより、テラヘルツ波帯で動作するフォトニックフィルタの実証を検討する。送信システムにおけるフィルタ機能の役割は、信号多重化のための帯域制限やスプリアスの除去などが挙げられる。提案する送信システムにおけるフォトニックフィルタは変調とフィルタ機能を同時に実装し、テラヘルツ波帯において光ファイバを用いて変調信号をフィルタリングし、単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD) を用いて受光する。

本研究では、テラヘルツ波発生源としてシリコンナイトライドリング共振器を用いて繰り返し周波数 300 GHz のソリトンマイクロコムを発生させ、Pound-Drever-Hall 法によるソリトンコムの安定化を行う。そして、発生させたソリトンコムから隣接した 2 つの縦モードを取り出し、UTC-PD で受光し 300 GHz 電波を発生させ、そのパワーをサブミリ波パワーメータで測定する。さらに、300 GHz 帯で動作するフォトニックフィルタに関する理論を検討し、アレイ導波路回折格子と UTC-PD を組み合わせた新たな構成による概念実証実験を行う。

第 1 章では、微小光共振器、光周波数コム、マイクロコム、ソリトンコムを用いたテラヘルツ波発生に関する概要を述べた。

第 2 章では、共振器光学、非線形光学、群速度分散、散逸性 Kerr ソリトン、FIR フィルタに関する理論を述べる。

第 3 章では、シリコンナイトライドリング共振器によるソリトンコムの発生と安定化の結果を示す。

第 4 章では、ソリトンコムを用いた 300 GHz 電波発生の結果を示す。

第 5 章では、ソリトンコムと UTC-PD を用いた 300 GHz 帯で動作するフォトニックフィルタの理論を検討し、検討結果を実験によって実証した結果を示す。

第 6 章では、本研究の実験結果をまとめ、結論と今後の展望について述べる。

## 第 2 章 理論

### 2.1 共振器光学

高反射率の平面鏡が距離  $d$  離れて 2 枚配置されている構成の共振器を考える。進行方向  $z$  に対して波数  $k$  の定在波  $U = A \sin(kz)$  が共振器内に存在するとき、以下の関係式が成り立つ。

$$k_m = \frac{\pi}{d}m \quad (2.1)$$

ここで、 $m = 1, 2, 3, \dots$  はモード番号である。したがって、定在波の周波数は以下の式を満たすように離散的な値を取る。

$$f_m = \frac{k_m c}{2\pi} = \frac{c}{2d}m \quad (2.2)$$

共振器の損失が 0 の場合は式 (2.2) を満たす周波数の光しか存在しないが、実際は平面鏡の反射で光波場の振幅が減衰することにより共振周波数に幅がある。平面鏡の反射における振幅の反射率を  $r$  とすると、共振器を 1 往復するごとに光波場  $U$  は  $re^{-j\phi}$  の振幅減衰と位相変化を受ける。ここで、 $\phi = k \cdot 2d$  である。 $n$  回目の反射後の光波場を  $U_n$  とすると、共振器内の光は  $n = 0$  から無限大の光波場の重ね合わせで表されるため、共振器内光強度  $I$  に関して以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} I &= |U_0 + U_1 + U_2 + \dots|^2 = |U_0 + rU_0e^{-j\phi} + r^2U_0e^{-j2\phi} + \dots|^2 = \left| \frac{U_0}{1 - re^{-j\phi}} \right|^2 \\ &= \frac{I_0}{1 + r^2 - 2r \cos \phi} = \frac{I_0}{(1 - r)^2 + 4r \sin^2 \frac{\phi}{2}} \\ &= \frac{I_{\max}}{1 + \left(\frac{2}{\pi}F\right)^2 \sin^2 \frac{\phi}{2}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ただし、 $I_0$  は初期光強度、 $I_{\max} = I_0/(1 - r)^2$  は共振の最大光強度であり、 $F$  はフィネスと呼ばれ以下の式で表される共振器の性能を表すパラメータである [48]。

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1 - r} \quad (2.4)$$

式 (2.3) はローレンツ関数の形状であり、フィネスが大きいほど共振周波数のピークは大きくなる。式 (2.4) は  $0 < r < 1$  において単調増加の関数であるため、 $r$  が大きいほど、すなわち平面鏡の反射率が高いほどフィネスは大きくなる。光強度  $I$  は Fig. 2.1 に示すような周期関数であり、共振周波数間隔  $\Delta f$  は自由スペクトル領域 (FSR) と呼ばれ、式 (2.2) から  $\Delta f = c/2d$  である。共振ピークからの位相のずれを  $\Delta\phi$  とすると、 $I$  が半値を

取るときは  $(2F/\pi)^2 \sin^2(\Delta\phi/2) = 1$  のときであり、 $\Delta\phi$  が小さい ( $|\Delta\phi| \ll 1$ ) ときは  $\sin^2(\Delta\phi/2) \approx (\Delta\phi/2)^2$  と近似することができるため、 $\Delta\phi = \pi/F$  のとき共振ピークは半分の値となる。したがって、共振の半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) を  $\delta f$  とすると、 $\Delta\phi = (2\pi d/c)\delta f$  を用いて  $\delta f$  は以下のようなになる。

$$\delta f = \frac{c}{2d} \frac{1}{F} = \frac{\Delta f}{F} \quad (2.5)$$

式 (2.5) を見て分かる通り、フィネスが大きいほど FWHM は小さくなり、共振線幅は狭くなる。

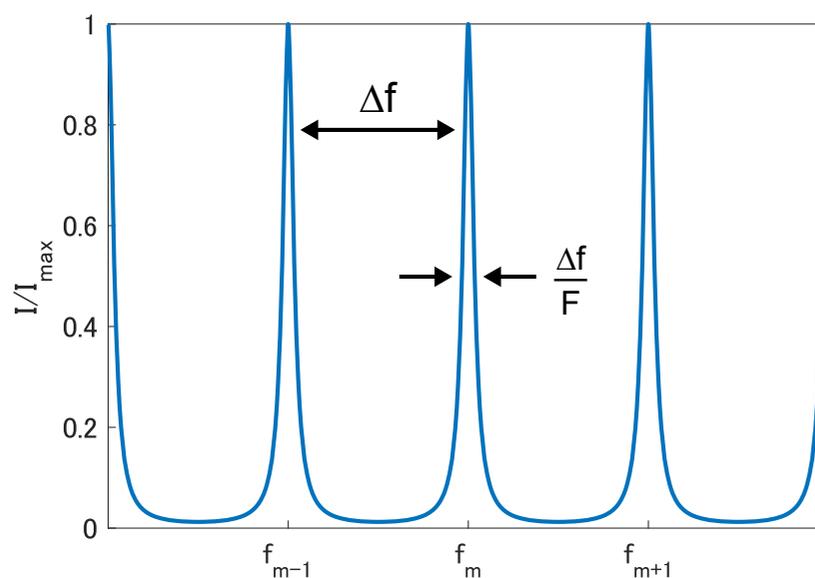


Fig. 2.1 Relationship between a finesse and a resonance line width.

## 2.2 非線形光学

### 2.2.1 非線形光学媒質

誘電体に電界  $E$  を印加すると電気分極が生じ、その分極の単位面積当たりの大きさである分極密度  $P$  は電界  $E$  と以下の関係式によって関連付けられる。

$$P = \chi E \quad (2.6)$$

ここで、 $\chi$  は電気感受率と呼ばれる比例定数である。印加する電界が弱い場合は分極密度は電界に比例するが、電界の大きさが強くなると分極密度が電界に対して非線形に応答することが知られている。ここで、分極密度を  $E = 0$  付近でテイラー展開すると以下の式となる。

$$P = \chi E + 2dE^2 + 4\chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (2.7)$$

ここで、 $2d$ 、 $4\chi^{(3)}$  は慣習的に表される係数である [49]。したがって、非線形媒質に強い光を入射した場合、弱い光を入射したときには現れない効果が現れる。これを非線形光学効果といい、あらゆる魅力的な現象を引き起こすため数多くの場面で利用されている。非線形光学効果には高調波発生、光パラメトリック発生、電気光学効果、自己位相変調、光波混合などがある。その中でも、本研究に関連する効果について以下に詳しく述べる。

### 2.2.2 電気光学効果

電気光学効果とは、媒質に入射する光電界の大きさに応じて屈折率が変化する現象のことである。屈折率が光電界に比例して変化する現象をポッケルス効果、光電界の2乗、つまり光強度に比例して変化する現象を Kerr 効果という。ポッケルス効果は2次の非線形光学効果、光 Kerr 効果は3次の非線形光学効果に分類される。空間的に反転対称性がある媒質は、電界の向きが反転すると分極の向きも反転するため、2次の非線形性はなく3次の非線形性のみが存在する。一方、反転対称性に欠く媒質は2次の非線形性を持つ。

#### A. ポッケルス効果

2次の非線形性を持つ媒質に振動する光電界  $E(t) = E_0 + \Delta E \cos(\omega t)$  が入射すると、分極密度は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} P &= 2dE^2 = 2d \{ E_0^2 + 2E_0\Delta E \cos(\omega t) + \Delta E^2 \cos^2(\omega t) \} \\ &= 2d \left[ E_0^2 + 2E_0\Delta E \cos(\omega t) + \frac{1}{2}\Delta E^2 \{ 1 + \cos(2\omega t) \} \right] \\ &= d(2E_0^2 + \Delta E^2) + 4dE_0\Delta E \cos(\omega t) + d\Delta E^2 \cos(2\omega t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

つまり、分極密度は角周波数が  $0$ 、 $\omega$ 、 $2\omega$  の成分を持っている。 $\Delta E$  が  $E_0$  と比べて十分小さい場合は式 (2.8) の第3項は無視できる。第2項の振幅を  $P_2$  とおくと、

$$P_2 = 4dE_0\Delta E = \Delta\chi\Delta E \quad (2.9)$$

と表せる。ここで、電気感受率  $\chi$  と屈折率  $n$  の関係は以下の式で表される。

$$n = \sqrt{1 + \frac{\chi}{\varepsilon_0}} \quad (2.10)$$

したがって、式 (2.10) から  $2\varepsilon_0 n \Delta n = \Delta\chi$  であるから

$$\Delta n = \frac{2d}{\varepsilon_0 n} E_0 \quad (2.11)$$

という式が得られる。このことから、屈折率の変化量  $\Delta n$  は入射する光電界の直流成分  $E_0$  に比例することが分かり、これをポッケルス効果と呼ぶ。

### B. 光 Kerr 効果

反転対称性がある媒質に大きい光電界を持つ光  $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$  を入射すると、分極密度は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} P &= 4\chi^{(3)} E^3 = 2\chi^{(3)} E_0^3 \{1 + \cos(2\omega t)\} \cos(\omega t) \\ &= 2\chi^{(3)} E_0^3 \left[ \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \{ \cos(\omega t) + \cos(3\omega t) \} \right] \\ &= 3\chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t) + \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t) \end{aligned} \quad (2.12)$$

つまり、分極密度は角周波数  $\omega$  と  $3\omega$  で振動しており、第 2 項は第 3 高調波が発生することを表しているが、ほとんどの場合は変換効率が低いため無視できる。式 (2.12) の第 1 項の係数を  $P_3$  とすると

$$P_3 = 3\chi^{(3)} E_0^3 = \Delta\chi E_0 \quad (2.13)$$

とおける。ただし、 $\Delta\chi = 3\chi^{(3)} E_0^2$  である。したがって、屈折率変化量  $\Delta n$  は

$$\Delta n = \frac{3\chi^{(3)}}{2\varepsilon_0 n} E_0^2 = n_2 I \quad (2.14)$$

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

と表せる。ここで、 $n_0$  は光強度が 0 の場合の屈折率、 $n_2 = (3\eta/\varepsilon_0 n)\chi^{(3)}$  は非線形屈折率と呼ばれる。また  $I = E_0^2/2\eta$  は光強度であり、 $\eta$  は媒質のインピーダンスである。このように光強度に比例して屈折率が変化する効果を光 Kerr 効果と呼ぶ。

### 2.2.3 自己位相変調

3 次の非線形媒質中をパルスのような強い光強度を持つ光が透過するとき、光 Kerr 効果によって屈折率が増加して速度が遅くなる。これによって位相が変化する現象を自己位相変調という。屈折率が式 (2.15) で表さ

れる媒質中を中心波数  $k_0$  の光パルスが距離  $\Delta z$  進むとき、位相変化は  $\Delta\phi = k_0(n_0 + n_2I)\Delta z$  であるため光の位相は

$$\phi(t) = \omega_0 t - k_0(n_0 + n_2I)\Delta z \quad (2.16)$$

である。ただし、 $\omega_0$  はパルスの中心角周波数である。したがって瞬時角周波数は

$$\omega_i = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - k_0 n_2 \Delta z \frac{dI}{dt} \quad (2.17)$$

となる。したがって、非線形屈折率  $n_2$  が正のとき、 $\frac{dI}{dt} > 0$  となるパルス前半部の瞬時角周波数は中心角周波数より小さくなり、反対に  $\frac{dI}{dt} < 0$  となるパルス後半部の瞬時角周波数は中心角周波数より大きくなる。つまり、自己位相変調によってパルス前半部の波長はレッドシフトし、パルス後半部の波長はブルーシフトすることになる。

## 2.2.4 4 光波混合

角周波数が  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  の 3 つの波動による複素電界は以下の式で表される。

$$E(t) = E_1 e^{j\omega_1 t} + E_2 e^{j\omega_2 t} + E_3 e^{j\omega_3 t} \quad (2.18)$$

式 (2.18) の実部を考えると、以下のように書き直すと都合が良い。

$$\text{Re}[E(t)] = \sum_{p=\pm 1, \pm 2, \pm 3} \frac{1}{2} E_p e^{j\omega_p t} \quad (2.19)$$

ここでは、 $E_{-p} = E_p^*$  (複素共役)、 $\omega_{-p} = -\omega_p$  とする。この電界が 3 次の非線形媒質中を透過するとき、非線形分極密度は以下のようなになる。

$$P = 4\chi^{(3)} E^3 = \frac{1}{2}\chi^{(3)} \sum_{p,q,r=\pm 1, \pm 2, \pm 3} E_p E_q E_r \exp\{-j(\omega_p + \omega_q + \omega_r)t\} \quad (2.20)$$

したがって、非線形分極密度は角周波数  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, 3\omega_1, 3\omega_2, 3\omega_3, 2\omega_1 \pm \omega_2, 2\omega_1 \pm \omega_3, 2\omega_2 \pm \omega_1, 2\omega_2 \pm \omega_3, 2\omega_3 \pm \omega_1, 2\omega_3 \pm \omega_2, \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$  の成分の総和である。ここで、例えば角周波数が  $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$  である成分の振幅  $|P(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)|$  は以下のようなになる。

$$|P(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)| = 6\chi^{(3)} E_1 E_2 E_3^* \quad (2.21)$$

新たな角周波数  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$  とすると、4 光波混合の周波数整合条件は次式で与えられる。

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.22)$$

また、波数  $k$  に関しても同様のことが言え、次式を位相整合条件と呼ぶ。

$$k_3 + k_4 = k_1 + k_2 \quad (2.23)$$

式 (2.22) と式 (2.23) はそれぞれ光子のエネルギー保存則と運動量保存則を表している。

## 2.3 群速度分散

分散とは、媒質の屈折率が波長によって異なることから波長の違う光の間に速度差が生じる現象を指す。例えば、プリズムに白色光を入射すると、波長が大きいほど屈折率が小さいことから、波長が長い赤い光は屈折角が小さく、波長が短い紫の光は大きく屈折して白色光は色ごとに別の経路をたどる。光ファイバにおいてはこの屈折率波長依存性が光の速度に直接影響し、例えばパルスをファイバに入射して長い距離伝搬すると、波長によって速度が異なるためパルスは広がる。

光の速度と言っても2種類あり、1つは位相速度、もう1つは群速度である。光の位相速度は直感的に理解しやすく、1波長の光の位相が等しい点が進む速度のことを指す。光の電場を  $E_{\text{before}} = A \sin(kz - \omega t + \phi)$  とすると ( $A$  は振幅,  $k$  は波数,  $z$  は伝搬方向,  $\omega$  は角周波数,  $t$  は時間,  $\phi$  は初期位相),  $\Delta t$  後にこの光が  $\Delta z$  進むとき,  $\Delta t$  後の  $z + \Delta z$  における電場は  $E_{\text{after}} = A \sin\{k(z + \Delta z) - \omega(t + \Delta t) + \phi\}$  となる。  $E_{\text{before}}$  と  $E_{\text{after}}$  の位相は等しいので,  $kz - \omega t + \phi = k(z + \Delta z) - \omega(t + \Delta t) + \phi$  より位相速度  $v_p$  は以下のように表せる。

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \quad (2.24)$$

一方で、群速度とは2波長以上の光が重ね合わされて伝搬する際の波束、すなわち包絡線が進む速度を指す。2波長の光の電場をそれぞれ  $E_1 = A \sin(k_1 z - \omega_1 t + \phi_1)$ ,  $E_2 = A \sin(k_2 z - \omega_2 t + \phi_2)$  とすると、合成電場  $E_{\text{syn}}$  は以下の式で表される。

$$E_{\text{syn}} = E_1 + E_2 = 2A \sin(kz - \omega t + \phi) \sin(\Delta k z - \Delta \omega t + \varphi) \quad (2.25)$$

ただし、 $k = (k_1 + k_2)/2$ ,  $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$ ,  $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$  とし、 $\Delta k = (k_1 - k_2)/2 = k_1 - k$ ,  $\Delta \omega = (\omega_1 - \omega_2)/2 = \omega_1 - \omega$ ,  $\varphi = (\phi_1 - \phi_2)/2$  と置いた。式(2.25)の  $\sin(kz - \omega t + \phi)$  が合成電場のキャリアと呼ばれる高周波成分で、 $\sin(\Delta k z - \Delta \omega t + \varphi)$  が包絡線成分である。波数(周波数)のずれが十分小さい場合は  $\Delta k = dk$ ,  $\Delta \omega = d\omega$  とすることができる。したがって、包絡線の進む速度  $v_g$  は以下の通りである。

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk} \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{d}{d\lambda_0} \frac{2\pi c}{\lambda_0} \frac{d\lambda_0}{dk} = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{\lambda_0^2}{2\pi n^2} \frac{d\lambda_0}{d\lambda} = \frac{c}{n^2} \frac{d\lambda_0}{d\lambda} \quad (2.26)$$

ここで、 $\lambda_0$  は真空中の波長である。位相速度と同様に群速度と真空中の光速を関連付ける群屈折率  $n_g$  を定義すると、 $n_g$  は次のように表すことができる。

$$n_g = \frac{c}{v_g} = n^2 \frac{d\lambda}{d\lambda_0} = n^2 \frac{d\lambda}{dn} \frac{dn}{d\lambda_0} = n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \quad (2.27)$$

したがって、屈折率波長依存性がある場合は群速度は位相速度と一致せず、波長によって群速度は異なる。わずかに異なる波長間の遅延量は  $(1/v_g)$  を波長  $\lambda_0$  で微分すれば求めることができ、

$$D_\lambda = \frac{d}{d\lambda_0} \left( \frac{1}{v_g} \right) = \frac{d}{d\lambda_0} \left( \frac{n^2}{c} \frac{d\lambda}{d\lambda_0} \right) = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda_0^2} \quad (2.28)$$

となる。ここでは、式変形に次の微分方程式を用いた。

$$\frac{d\lambda}{d\lambda_0} = \frac{1}{n} - \frac{\lambda_0}{n^2} \frac{dn}{d\lambda_0} \quad (2.29)$$

$$\frac{d^2\lambda_0}{d\lambda^2} = -\frac{2}{n^2} \frac{dn}{d\lambda_0} + \left( \frac{2\lambda_0}{n^3} - \frac{\lambda_0}{n^2} \right) \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \quad (2.30)$$

この  $D_\lambda$  を分散係数と呼び、単位は通常 ps/nm-km で表される。これは、波長間隔 1 nm の 2 波長の光が 1 km 伝搬する際に生じる遅延時間を表す。

分散を記述する際には伝搬定数  $\beta$  を用いることが多い。伝搬定数を中心角周波数  $\omega_0$  まわりでテイラー展開すると、

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.31)$$

となる。ただし、 $\beta_m = [d^m\beta/d\omega^m]_{\omega=\omega_0}$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) とした。ここで、 $\beta_1$  と  $\beta_2$  を式 (2.24) の関係を用いて計算すると、

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\lambda_0} \frac{d\lambda_0}{d\omega} \right) = \frac{1}{c} \left( n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (2.32)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} + 2 \frac{dn}{d\omega} \right) \approx \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} = \frac{\omega}{c} \frac{dn}{d\lambda_0} \frac{d\lambda_0}{d\omega} \frac{dn}{d\omega} = \frac{\omega}{c} \left\{ -\frac{2\pi c}{\omega^2} \right\} \left\{ -\frac{\lambda_0}{\omega} \right\} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \quad (2.33)$$

となる。したがって、 $\beta_1$  は群遅延時間、 $\beta_2$  は群速度分散 (ps<sup>2</sup>/km) と呼ばれる。また、群速度分散  $\beta_2$  と分散係数  $D_\lambda$  の関係は、式 (2.28) と式 (2.33) から次式で表される。

$$\beta_2 = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_\lambda \quad (2.34)$$

群速度分散は群屈折率  $n_g$  を角周波数で微分したものと等価であり、群速度分散  $\beta_2$  が正であるときは波長が短いほど群屈折率は大きい。この場合を正常分散という。一方、群速度分散  $\beta_2$  が負である場合は波長が長いほど群屈折率が大きい。これを異常分散という。また分散係数  $D_\lambda$  は群速度分散  $\beta_2$  と異符号であるため、 $D_\lambda < 0$  で正常分散、 $D_\lambda > 0$  で異常分散である。

屈折率に波長依存性がある場合、微小光共振器における共振周波数もその影響を受ける。共振角周波数のうち中心の角周波数を  $\omega_0$  とし、 $\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  をモード番号として共振角周波数を  $\omega_\mu$  と表す。共振角周波数を  $\mu = 0$  まわりでテイラー展開すると、

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + \frac{D_2}{2}\mu^2 + \dots \quad (2.35)$$

と書くことができる。  $D_1/2\pi$  は式 (1.4) で定義される微小光共振器の FSR であり、 $D_2/2\pi$  は分散による FSR のずれを表す係数である。もちろん、3 次以降の項も高次分散として FSR のずれに影響を与える。式 (2.35) より、 $D_2 > 0$  のとき共振周波数は全体的に高周波側にシフトし、 $D_2 < 0$  のとき低周波側にシフトする。異常分散の場合、周波数が高いほど群屈折率は小さくなるため、共振周波数は高周波側にシフトする。したがって、異常分散の場合は  $D_2 > 0$  となり、正常分散の場合は  $D_2 < 0$  となる。

分散はモード分散，材料分散，構造分散，非線形分散の4つに分類でき，これらの足し合わせで総合的な分散が決まる．モード分散はマルチモードファイバにおける光伝搬に関連している．また非線形分散は2.2で述べた自己位相変調などの非線形光学に関連している．ここでは，主に重要な分散として材料分散と構造分散について説明する．

#### A. 材料分散

材料分散とは媒質の材料によって決まる分散である．材料分散は式(2.28)で与えられ，スペクトル幅 $\sigma_\lambda$ の光パルスが距離 $L$ 進んだ際の材料分散によって広がったパルス時間幅 $\sigma_\tau$ は以下の式で与えられる[49]．

$$\sigma_\tau = |D_\lambda| \sigma_\lambda L \quad (2.36)$$

一般的に，石英ガラスでできたシングルモードファイバの材料分散は波長約 $1.3 \mu\text{m}$ において0となり，通信波長帯である $1.55 \mu\text{m}$ においては約 $17 \text{ ps/nm-km}$ である．したがって，シングルモードファイバを用いた光パルス伝送の際は，材料分散によるパルス広がりから生じる符号間干渉を考慮しなければならない．

#### B. 構造分散

構造分散とは，ファイバのコア半径と波長の比によって生じる材料分散とは別の分散を指す．材料分散と構造分散を合わせて色分散と呼ぶ．通常のシングルモードファイバにおいては波長 $1.3 \mu\text{m}$ において色分散が0となる．構造分散はコア半径，もしくはコアの屈折率分布形状を変えることにより制御することができる．屈折率分布形状を適切に設計することにより，通信波長帯において色分散を0にした分散シフトファイバや，色分散が2波長で0になることによりその間の波長で分散を低く抑えた分散フラットファイバ，通常のシングルモードファイバによる異常分散を打ち消すように通信波長帯において正常分散となるように設計された分散補償ファイバなどを実現することができる．

## 2.4 散逸性 Kerr ソリトン

非線形光学媒質中の光の伝搬は、以下の非線形波動方程式に従う [49].

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.37)$$

ただし、 $\mathbf{P}$  は式 (2.7) で表される分極密度であり、 $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$  とすると、

$$\mathbf{P}_L = \chi \mathbf{E} \quad (2.38)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = 2d\mathbf{E}^2 + 4\chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots \quad (2.39)$$

と置くことができる。したがって、式 (2.37) は線形項をまとめて以下のように書き換えられる。

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mathbf{F} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.40)$$

ただし、

$$\mathbf{F} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}_L) = -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.41)$$

と置いた。 $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{P}_{NL}$  それぞれに対して  $z$  方向に進む平面波を以下のように設定する。

$$E = A(z, t) \exp\{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)\} \quad (2.42)$$

$$F = B(z, t) \exp\{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)\} \quad (2.43)$$

$$P_{NL} = C(z, t) \exp\{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)\} \quad (2.44)$$

ここで、 $A$ ,  $B$ ,  $C$  は緩やかに変化する複素包絡線であり、 $\beta_0$  と  $\omega_0$  はそれぞれ中心の伝搬定数と角周波数である。複素包絡線  $A(z, t)$  と  $B(z, t)$  は複素振幅  $a(z, \Omega)$  と  $b(z, \Omega)$  を用いてそれぞれ  $a(z, \Omega) \exp(j\Omega t)$ ,  $b(z, \Omega) \exp(j\Omega t)$  と表すことができ、式 (2.41), (2.42) および式 (2.43) より  $a(z, \Omega)$  と  $b(z, \Omega)$  の関係は以下の式で表される。

$$b(z, \Omega) = \beta^2(\omega_0 + \Omega) a(z, \Omega) \quad (2.45)$$

$\beta(\omega)$  を  $\omega = \omega_0$  まわりで 2 次の項までテイラー展開すると  $\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 \Omega + (\beta_2/2)\Omega^2$  となる ( $\Omega = \omega - \omega_0$ )。

したがって、近似によって  $\beta^2(\omega_0 + \Omega)$  は

$$\beta^2(\omega_0 + \Omega) \approx \beta_0^2 + 2\beta_0 \left( \beta_1 \Omega + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \right) \quad (2.46)$$

と表すことができるため、これを式 (2.45) に代入して

$$b = \beta_0^2 a + 2\beta_0\beta_1\Omega a + \beta_0\beta_2\Omega^2 a \quad (2.47)$$

という関係式を得る。さらに、 $(\partial A/\partial t) = j\Omega A$ ,  $(\partial^2 A/\partial t^2) = -\Omega^2 A$  であるため、式 (2.47) は以下のような複素包絡線  $A$  と  $B$  の関係式に置き換えられる。

$$B(z, t) = \beta_0^2 A(z, t) - j2\beta_0\beta_1 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \beta_0\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.48)$$

中心対称性を持つ媒質においては 2 次の非線形性を無視できるため、式 (2.39) より  $P_{\text{LN}} = 4\chi^{(3)} E^3$  と仮定することができる。したがって、 $P_{\text{LN}}$  の角周波数  $\omega_0$  で振動する成分は式 (2.13) から

$$C(z, t) = 3\chi^{(3)} |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (2.49)$$

である。式 (2.48) と式 (2.49) をそれぞれ式 (2.43) と式 (2.44) に代入し、求めた  $E$ ,  $F$ ,  $P_{\text{NL}}$  を式 (2.40) に代入すると、

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) A - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - j\gamma |A|^2 A = 0 \quad (2.50)$$

を得る。ただし、ここではゆっくりと変化する包絡線近似 (SVEA: slowly varying envelope approximation) を用いて 2 階微分の項を無視することにより

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} A(z, t) \exp(-j\beta_0 z) \approx \left( -j2\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 A \right) \exp(-j\beta_0 z) \quad (2.51)$$

とし、また弱い非線形性とゆっくり変化する  $C(z, t)$  を考慮した近似

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} C(z, t) \exp(j\omega_0 t) \approx -\omega_0^2 C \exp(j\omega_0 t) \quad (2.52)$$

を用いた。式 (2.50) は非線形シュレーディンガー方程式 (NLSE: nonlinear schrödinger equation) に類する方程式である。 $\gamma$  は以下で定義される自己位相変調の効果を表した係数である。

$$\gamma = \frac{3}{2} \mu_0 c \omega_0 \chi^{(3)} = \frac{\omega_0 n_2}{2c \eta} \quad (2.53)$$

式 (2.50) は分散と非線形の項を含んでいる。WGM 共振器内のマイクロコム発生における時空間モデルは、非線形シュレーディンガー方程式に減衰項、入力パワー項、デチューニング項を追加したもので記述することができる。これを Lugiato-Lefever 方程式 (LLE) という。LLE は以下の式で表される [5]。

$$\frac{\partial A(\theta, t)}{\partial t} = -\frac{\kappa}{2} A - j\delta\omega A + j \frac{D_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} + j\gamma |A|^2 A + \sqrt{\kappa_{\text{ext}}} A_{\text{pump}} \quad (2.54)$$

ここで、 $\theta$  は共振器の方位角、 $\kappa$  は共振器固有の減衰率  $\kappa_0$  と導波路への結合率  $\kappa_{\text{ext}}$  の和、 $\delta\omega$  はポンプに対する共振のデチューニング ( $\delta\omega > 0$  でレッドデチューン)、 $A_{\text{pump}}$  はポンプ電界である。式 (2.54) においては、利得と損失の釣り合いを前提とすることで解析解を得ることができる。つまり、 $\kappa = 0$  と  $\sqrt{\kappa_{\text{ext}}} A_{\text{pump}} = 0$  を

仮定する。NLSE の孤立波解は双曲線正割 (ハイパボリックセカント) 関数  $\text{sech}$  で与えられることが知られているため、定常ソリトン解を以下のように設定する。

$$A(\theta) = A_s \text{sech} \left( \frac{\theta}{\theta_s} \right) \quad (2.55)$$

ただし、 $A_s$  はソリトンの複素電界振幅、 $\theta_s$  はパルス幅である。式 (2.55) を式 (2.54) に代入すると、

$$\frac{D_2}{2\theta_s} \left\{ 1 - 2\text{sech}^2 \left( \frac{\theta}{\theta_s} \right) \right\} + \gamma |A_s|^2 \text{sech}^2 \left( \frac{\theta}{\theta_s} \right) - \delta\omega = 0 \quad (2.56)$$

を得る。したがって、群速度分散を表す係数  $D_2$  およびデチューニング  $\delta\omega$  に関する以下の条件式が得られる。

$$D_2 = \gamma \theta_s^2 |A_s|^2 \quad (2.57)$$

$$\delta\omega = \frac{D_2}{2\theta_s} = \frac{\gamma}{2} |A_s|^2 \quad (2.58)$$

つまり、散逸性 Kerr ソリトンの発生条件は  $D_2 > 0$  および  $\delta\omega > 0$  であり、これは異常分散かつレッドデチューンであることを意味する。

ソリトンのパワーとパルス幅は以下の式で与えられる [14]。ただし、パルス幅  $\tau$  は半値全幅 (FWHM) ではなく、 $\text{sech}^2$  型のパルス波形の FWHM で正規化した値  $\tau = \text{FWHM}/1.763$  であることに注意する。

$$P_{\text{sol}} = -\frac{2c\eta A_{\text{eff}}\beta_2}{n_2 Q} \frac{1}{\tau} \quad (2.59)$$

$$\tau = \sqrt{-\frac{c\beta_2}{2n\delta\omega}} \quad (2.60)$$

ここで、 $\eta$  は導波路から共振器への結合度合いを表す係数、 $A_{\text{eff}}$  は有効モード断面積、 $Q$  は合計の  $Q$  値である。つまり、共振器に依存するパラメータ  $\beta_2$ 、 $n_2$ 、 $Q$  において、異常分散が強く非線形係数と  $Q$  値が小さいほどソリトン全体のパワーは大きくなる。またデチューニングが大きいほどパルス幅は小さく、すなわち帯域幅は大きくなる。さらに、コム線の強度はコムを中心角周波数に対する相対的な角周波数  $\Delta\omega$  の関数として以下の式で表される [14]。

$$P(\Delta\omega) = \frac{\pi c}{2} \frac{\eta A_{\text{eff}}\beta_2}{n_2} \frac{D_1}{Q} \text{sech}^2 \left( \frac{\pi\tau}{2} \Delta\omega \right) \quad (2.61)$$

したがって、先のパラメータに加えて  $D_1$  が大きいほど、すなわちコム FSR が大きいほどコム線のパワーは大きくなることが分かる。ソリトンコムのスペクトルは  $\text{sech}^2$  の形状となっており、スペクトル半値幅  $\Delta\nu$  とパルスの時間半値幅  $\Delta t$  の間には以下の関係式が成り立つ。

$$\Delta\nu \cdot \Delta t = 0.315 \quad (2.62)$$

ソリトンコムの  $\Delta\nu$  は THz オーダであることが多いため、ソリトンコムの  $\Delta t$  は通常 fs オーダである。

## 2.5 有限インパルス応答 (FIR) フィルタ

### 2.5.1 デジタル信号処理

アナログ信号とは、連続した時間とともにある連続した量を取る信号のことである。例えば、日常で聞く音や長針と短針がある時計、アルコール温度計などはアナログ情報の身近な例である。これに対し、コンピュータ内で取り扱われるような時間と大きさが離散的な値を取るとるように処理された信号をデジタル信号と呼ぶ。デジタル信号はアナログ信号よりも処理しやすいため、アナログ信号をデジタル信号に変換し、場合によっては再びアナログ信号に戻すことが度々行われている。ある一定時間でアナログ信号の値を取り出すことをサンプリングといい、値を有限桁の2進数の値に変換することを量子化という。信号を扱いやすいように処理したり高精度かつ高信頼の情報に変換したりするためには、アナログ信号をサンプリングと量子化によってデジタル信号に変換する必要がある。

デジタル信号処理システムを設計する上で基本的なことは、入力に対してどのような出力が得られるか、もしくはどのような出力を求めているかを決定することである。したがって、入力信号に対する出力信号の比、つまり振幅の比や位相変化の情報が重要であり、これをシステムの伝達関数という。入力と出力の関係を時間領域で解析するのは複雑であるため、 $z$ 変換と呼ばれる変換法を用いて信号を時間領域から $z$ 領域に変換することにより、システムの解析が容易になる。また時間信号をフーリエ変換することにより周波数特性を解析することが可能である。

以下では簡単にデジタル信号に関する理論を展開する。サンプリング定理、インパルス応答と畳み込み、 $z$ 変換とフーリエ変換に関する理論について説明したのち、有限インパルス応答フィルタの原理と構成について述べる。

### 2.5.2 サンプリング定理

アナログ信号をサンプリングする際に重要なのは、一定時間内のサンプル数をどの程度多くするかということである。理想的にはサンプル間隔を限りなく小さくすることが望ましいが、その場合サンプル数が非常に多くなり処理時間が膨大になってしまう。したがって、任意のアナログ信号に対するサンプリング間隔の最大値を求めてみる。Fig. 2.2(a) のようにある時間  $T$  で1周期振動する正弦波信号を時間間隔  $3T/4$  でサンプリングする場合を考える。このとき、サンプリングした後の離散時間信号から元のアナログ信号を復元しようとした場合、周波数  $1/T$  の信号と  $1/3T$  の信号を区別することができないため、サンプリング間隔をもっと小さくしなければならない。Fig. 2.2(b) のようにサンプリング間隔を  $T/4$  とすると、周波数  $1/T$  の信号を正確に復元することができる。サンプリング間隔が  $T/2$  の場合は、周波数  $1/T$  の信号と直流信号を区別することができない。したがって、アナログ信号の最大周波数を  $f_{\max}$ 、サンプリング周波数を  $f_s$  とすると、以下の関係式を満たすとき、離散時間信号から元のアナログ信号を完全に復元することができる。これをサンプリング定理という。

$$f_s > 2f_{\max} \quad (2.63)$$

サンプリング周波数の1/2の周波数をナイキスト周波数といい、ナイキスト周波数は $f_{\max}$ より大きくなければならない。離散時間信号のスペクトルはサンプリング周波数で繰り返しているため、ナイキスト周波数が $f_{\max}$ 未満のとき、ナイキスト周波数以上のスペクトルが隣の繰り返しのスペクトルと重なってしまい、元の波形を再現できなくなる。これをエイリアシングといい、車のタイヤが高速に回転しているのを見た際にタイヤが止まって見えたり反対方向に回転して見えたりする現象と同じである。サンプリング定理に基づくとサンプリング周波数はアナログ信号の2倍より大きい周波数で良いが、実際は10倍程度の周波数でサンプリングすることによって波形を正確に測定・再現することができるようにされている。

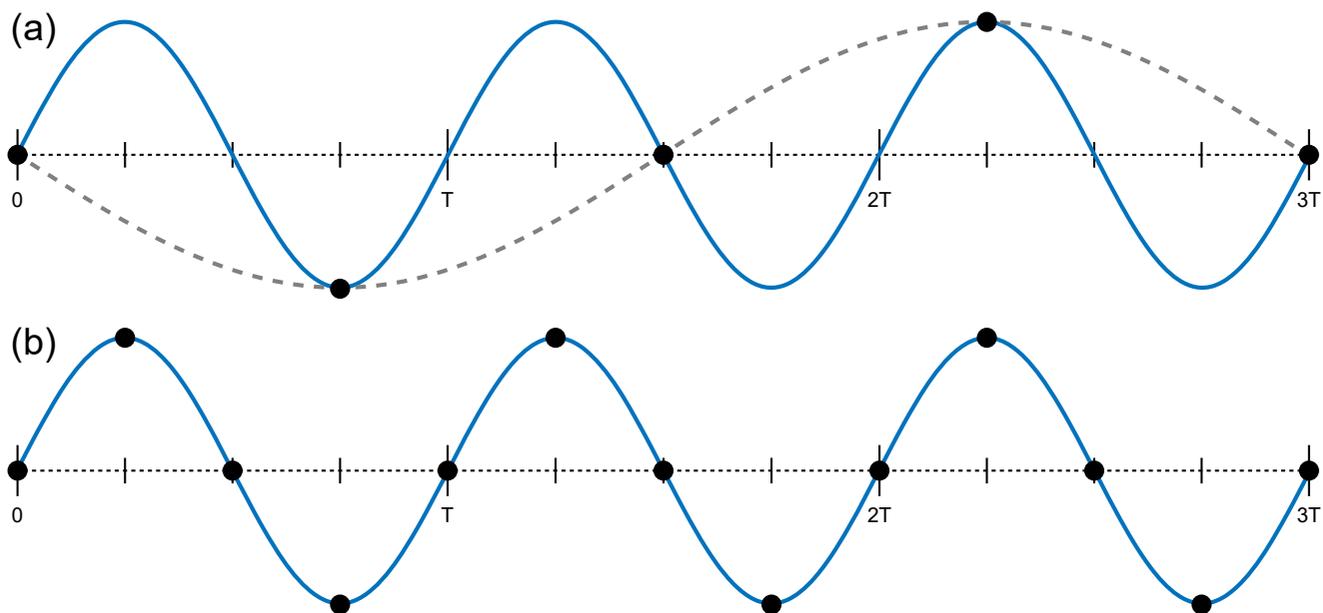


Fig. 2.2 (a) If a signal oscillating one period in time  $T$  is sampled at  $3T/4$  intervals, the original signal cannot be recovered. The blue line indicates the signal with a frequency of  $1/T$ . The dashed gray line indicates a signal with a frequency of  $1/3T$ . (b) If the same signal is sampled at  $T/4$  intervals, the original signal can be recovered completely.

### 2.5.3 インパルス応答と畳み込み

デジタル信号処理システムを解析する上で設定すべき重要な仮定が存在する。それは線形性と時不変性である。それぞれを以下で簡単に説明する。

#### A. 線形システム

線形システムとは、入力  $x_1(n)$ ,  $x_2(n)$  と出力  $y_1(n)$ ,  $y_2(n)$  に対して以下の関係式が成り立つことである。

$$a_1 \cdot y_1(n) + a_2 \cdot y_2(n) = f\{a_1 \cdot x_1(n) + a_2 \cdot x_2(n)\} \quad (2.64)$$

ここで、 $n$  は離散時間、 $a_1$  と  $a_2$  は係数、 $f$  はシステムの変換を表している。これが意味するところは、異なる入力に対するシステムの出力がそれぞれ分かっているとき、ある未知の入力が既知の入力の線形和で表される場合、その入力に対する出力は既知の入力に対する出力の線形和で表すことができるということである。これを重ね合わせの定理という。

## B. 時不変システム

時不変システムとは、出力波形が入力波形の時間に依存しないシステムのことを指す。これを数式に表すと以下のようなになる。

$$y(n - \tau) = f\{x(n - \tau)\} \quad (2.65)$$

ここで、 $\tau$  は一定の時間遅延である。つまり、時間遅延  $\tau$  で入力された信号の出力は、等しい遅延時間  $\tau$  だけ遅れて出力されるだけであり、波形に変化はないということである。

以下の理論ではこの線形性と時不変性を前提にする。まず、あるシステムに単位インパルス信号を入力することを考える。単位インパルス信号とは以下の式で表されるように、時間 0 においてのみ大きさが 1 であり、残りの時間においては大きさが 0 である信号のことである。

$$\delta(n) = \begin{cases} 1 & (n = 0) \\ 0 & (n \neq 0) \end{cases} \quad (2.66)$$

単位インパルス信号を入力した際の出力をインパルス応答といい、 $h(n)$  で表す。ここで、ある入力  $x(n)$  は単位インパルス信号に係数をかけて 1 サンプルずつ時間をずらし足し合わせたものと考えることができるため、入力  $x(n)$  に対する出力は以下の式で表される。

$$y(n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h(n - k)x(k) \quad (2.67)$$

このような式の形を畳み込み (convolution) といい、簡略化して以下のように表記されることもある。

$$y(n) = h(n) * x(n) \quad (2.68)$$

### 2.5.4 z 変換とフーリエ変換

離散時間システム解析においては z 変換が非常に有用であることを述べた。z 変換の定義式を以下に示す。

$$F(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n)z^{-n} \quad (2.69)$$

z 変換は線形性が成り立ち、また信号を  $k$  サンプル分遅らせることは定義式から明らかのように z 領域では  $z^{-k}$  をかけることに対応する。したがって、式 (2.67) に対して z 変換を行うと、

$$\begin{aligned} Y(z) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} h(n - k)x(k)z^{-n} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n)z^{-n} \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k)z^{-k} \\ &= H(z)X(z) \end{aligned} \quad (2.70)$$

となる。したがって z 変換によって出力信号は  $H(z)$  と  $X(z)$  の単純な積で表すことができ、入力と出力の比は以下の式で表されることになる。

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} \quad (2.71)$$

この  $H(z)$  を伝達関数という。また、単位インパルス信号の  $z$  変換は 1 であるため、インパルス応答  $h(n)$  の  $z$  変換は伝達関数と等しくなる。したがって、システムの伝達関数を求めたいときは、システムに単位インパルス信号を入力してその出力を  $z$  変換すればよいことになる。

$z$  変換によってシステムの伝達関数が求ると、これを用いてシステムの周波数応答を知ることができる。具体的には伝達関数の  $z$  を  $e^{j\omega}$  で置き換えるだけで良く、周波数応答は以下の式で表される。

$$H(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n)e^{-j\omega n} \quad (2.72)$$

これは離散時間フーリエ変換の定義式に対応する。つまり、インパルス応答を離散時間フーリエ変換すると周波数特性を得ることができ、これは単位インパルス信号が全ての周波数成分を含んでいるためである。

最後にシステムの因果性について述べる。因果的システムとは、ある時刻の入力が過去の出力に影響を与えないシステムのことである。反対にある時刻の出力を求める際に未来の入力を必要とするシステムを非因果的システムと呼ぶ。一般的にデジタル信号処理システムは因果的であるため、先の畳み込みや  $z$  変換、フーリエ変換では 0 から無限大までの和で十分である。

### 2.5.5 デジタルフィルタ

デジタルフィルタは大きく分けて 2 つ種類があり、インパルス応答が有限の長さであるものを FIR フィルタ、無限の長さであるものを IIR(Infinite Impulse Response) フィルタという。FIR フィルタは常に安定でありまた線形位相を実現できる一方、IIR フィルタは少ない次数で急峻なフィルタ特性が得られるという利点がある。フィルタは透過帯域の違いによって 4 つの種類に分けられ、低域を透過するローパスフィルタ、高域を透過するハイパスフィルタ、特定の帯域を透過するバンドパスフィルタ、特定の帯域を除去するバンドストップフィルタがある。

FIR フィルタでは線形位相が実現でき、これはシステムを設計する上で非常に重要である。理想的にはシステムの入力と出力の時間差が 0 であることが望ましいが、現実的には出力と入力の間には確実に遅延が生じる。このシステムによる遅延時間が信号に含まれる周波数によって異なると、出力波形が歪んでしまい使い物にならない。したがって、どの周波数においても遅延時間が変わらないことが求められ、これを線形位相という。周波数特性は振幅特性と位相特性に分けられ、入力信号が周波数に関係なく  $k$  サンプルの遅延を受けるとき、位相特性は  $e^{-j\omega k}$  となるため、システムによる位相変化は  $\theta(\omega) = -\omega k$  となり、これは周波数に対して線形である。

## 2.5.6 FIR フィルタの設計

### A. 線形位相

FIR フィルタではインパルス応答は有限の長さであるため、インパルス応答の長さを  $N$  とする。このとき、伝達関数は以下のように表される。

$$H(z) = h(0) + h(1)z^{-1} + h(2)z^{-2} + \cdots + h(N-2)z^{-(N-2)} + h(N-1)z^{-(N-1)} \quad (2.73)$$

この式を  $z^{-\frac{N-1}{2}}$  で括ると

$$H(z) = z^{-\frac{N-1}{2}} \{h(0)z^{\frac{N-1}{2}} + h(1)z^{\frac{N-3}{2}} + \cdots + h(N-2)z^{-\frac{N-3}{2}} + h(N-1)z^{-\frac{N-1}{2}}\} \quad (2.74)$$

となる。したがって、周波数応答は  $z = e^{j\omega}$  を代入して

$$H(\omega) = e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} \{h(0)e^{j\frac{N-1}{2}\omega} + h(1)e^{j\frac{N-3}{2}\omega} + \cdots + h(N-2)e^{-j\frac{N-3}{2}\omega} + h(N-1)e^{-j\frac{N-1}{2}\omega}\} \quad (2.75)$$

となる。ここで、 $e^{-j\frac{N-1}{2}\omega}$  で括られた中の部分に対して

$$h(n) = \pm h(N-1-n) \quad (2.76)$$

が成り立つとすると、オイラーの公式から括られた中の部分はインパルス応答が偶対称のとき実数に、奇対称のとき純虚数になる。したがって、周波数応答は最終的に以下ようになる。

$$H(\omega) = \begin{cases} |H(\omega)|e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} & (\text{偶対象}) \\ |H(\omega)|e^{-j\frac{N-1}{2}\omega + j\frac{\pi}{2}} & (\text{奇対象}) \end{cases} \quad (2.77)$$

したがって、インパルス応答が式 (2.76) のように対称性を満たすとき、システムの位相応答は線形位相となる。つまり、FIR フィルタを設計する際はインパルス応答が対称性を崩さないようにする必要がある。

### B. フィルタ設計法

所望のフィルタ特性を得る際には、周波数特性を設計する必要がある。FIR フィルタの設計法には窓関数法やフーリエ級数法などがあるが、ここでは窓関数法による設計について述べる。窓関数法とは、所望のフィルタ特性を逆離散時間フーリエ変換したのち、窓関数をかけて有限のインパルス応答を決定する方法である。例えば、理想的なローパスフィルタとして Fig. 2.3(a) のフィルタ特性を得たいとする。これを逆離散時間フーリエ変換すると Fig. 2.3(b) のようになり、これに窓関数をかける。例えば、インパルス応答長を 100 として矩形窓 (定義域内で 1, それ以外の領域で 0 となる窓関数) をかけると、インパルス応答は Fig. 2.3(c) のように制限される。理想的なローパスフィルタはデシベル表示で Fig. 2.3(d) のようになるのに対し、窓関数をかけて制限されたインパルス応答を離散時間フーリエ変換した際の振幅応答は Fig. 2.3(e) のようになる。インパルス応答長が制限されているため過渡域における急峻さが緩やかになり、阻止域の抑制が減少しているが、実用的なローパスフィルタが設計できていることが分かる。

窓関数の種類は矩形窓、ハンギング窓、ハミング窓、ブラックマン窓などがある。これらの窓関数を選ぶ際の指標としてメインローブの急峻さとダイナミックレンジがある。ここで言うダイナミックレンジとはメイン

ローブとサイドローブの比のことを指す。例えば、矩形窓は急峻なメインローブの形状を得ることができるが、ダイナミックレンジは小さくなる。一方、ハミング窓は矩形窓よりメインローブの形状が緩やかになるが、ダイナミックレンジは大きくなる。このようにメインローブの急峻さとダイナミックレンジはトレードオフの関係にあり、どの窓関数を選ぶかはどのようなフィルタ特性を得たいかによって変わる。ここでは良く用いられているハミング窓を選択してインパルス応答を決定する。ハミング窓は以下の式で表される。

$$w(n) = \frac{25}{46} - \left(1 - \frac{25}{46}\right) \cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right) \quad (2.78)$$

ここで、 $M$  は窓長である。ハミング窓により先ほどのインパルス応答を制限した結果を Fig. 2.4(a) に示す。このインパルス応答を離散時間フーリエ変換すると Fig. 2.4(b) のようになり、矩形窓の場合と比較してやや緩やかなフィルタ形状ではあるものの、サイドローブが大幅に減少している様子が見て取れる。窓長  $M$  を大きくするとより急峻で理想的なフィルタ形状に近い特性を得ることができるが、処理速度が大きくなってしまいうため、ある程度フィルタ次数は制限する必要がある。

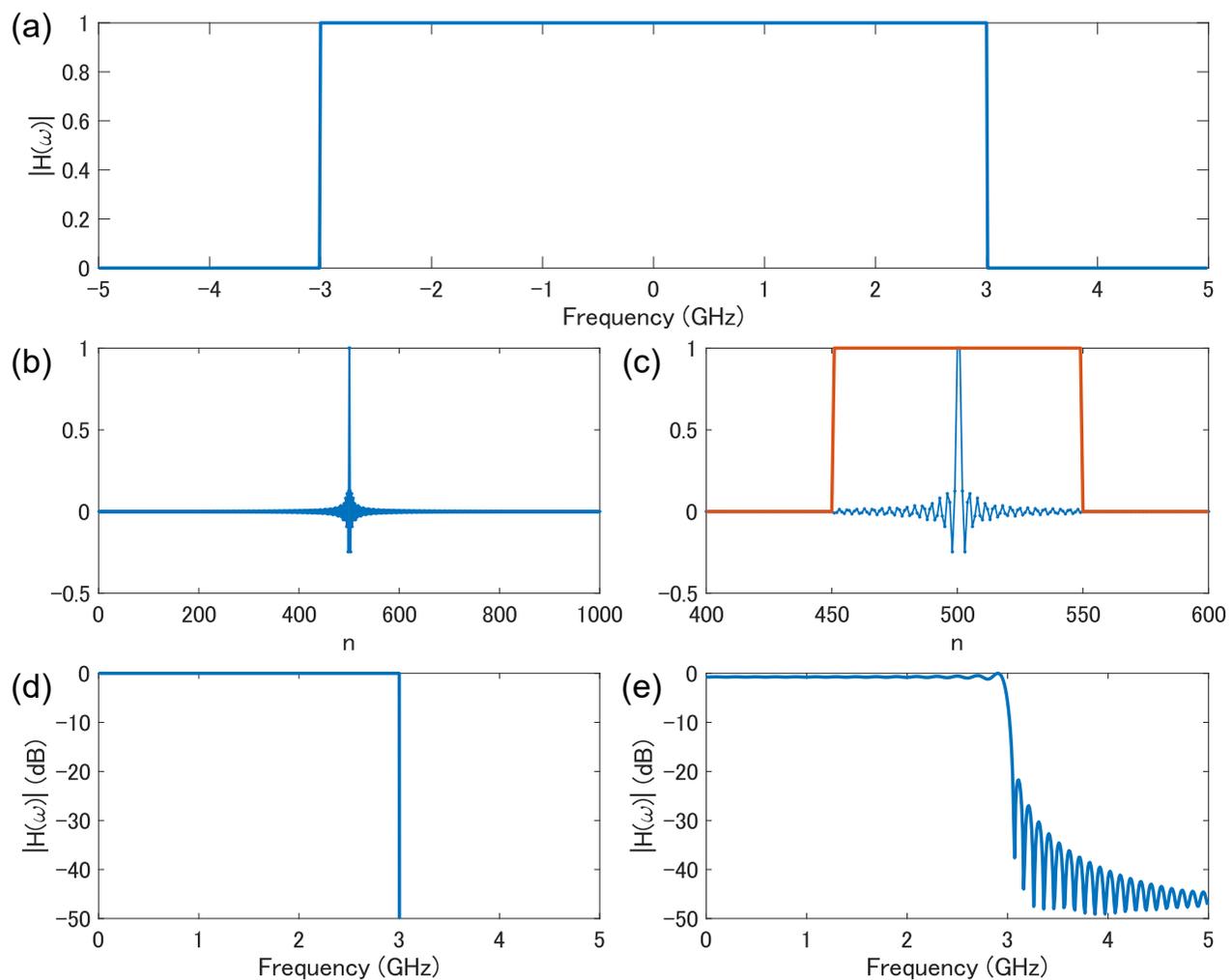


Fig. 2.3 (a) Ideal low-pass filter. (b) Impulse response. (c) Impulse response restricted with a rectangular window. (d) Ideal low-pass filter displayed by dB. (e) Amplitude response obtained from the discrete-time Fourier transform of (c).

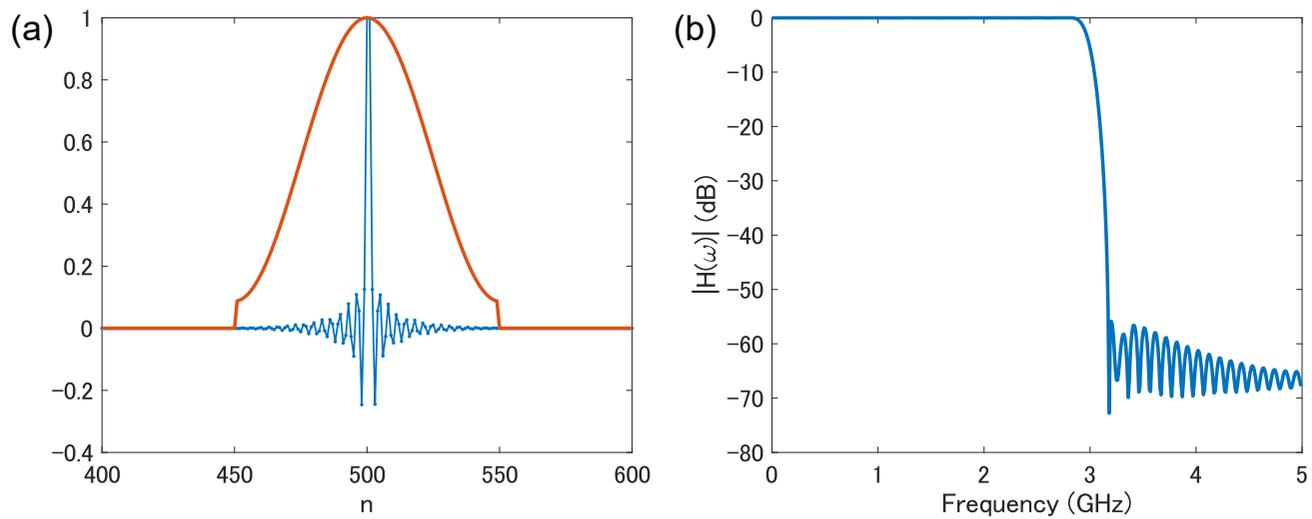


Fig. 2.4 (a) Impulse response restricted with a hamming window. (b) Amplitude response obtained from the discrete-time Fourier transform of (a).

### C. フィルタ構成

FIR フィルタの構成は乗算器, 加算器, 遅延器を用いて実現することができる. Fig. 2.5 にその構成を示す. フィルタ次数を  $N$  とすると, FIR フィルタの伝達関数は以下の式で表される.

$$H(z) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)z^{-n} \quad (2.79)$$

したがって, 入力信号を  $N$  個に分割して乗算器でそれぞれに  $h(n)$  の重み付けをし, それらを遅延器によって 1 サンプルずつ遅延させたのちに加算器で加算すれば FIR フィルタを作製することができる.

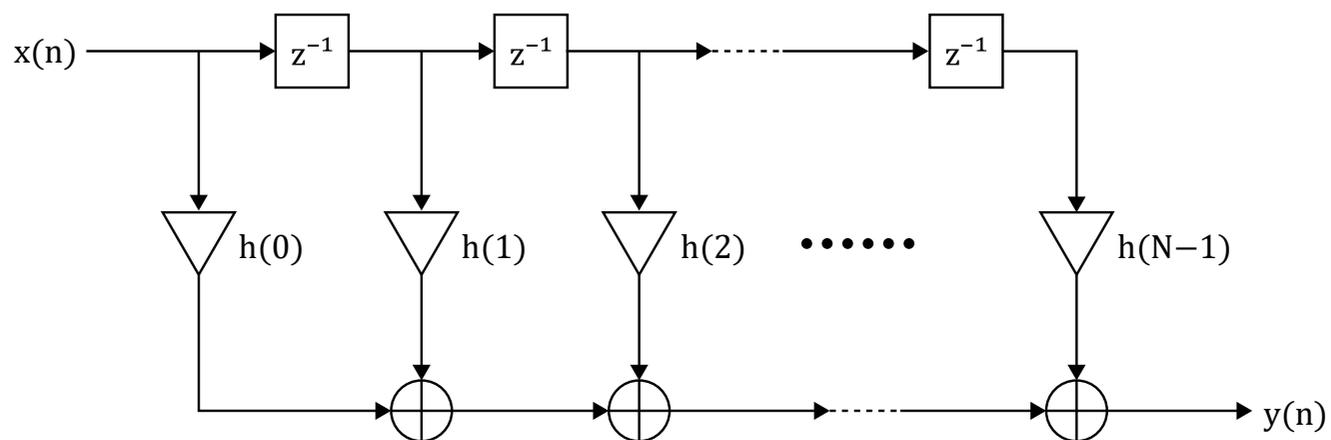


Fig. 2.5 Structure of an FIR filter.

## 第 3 章 ソリトンコムの生成

本章では、シリコンナイトライドリング共振器を用いたソリトンコムの持続的な生成について述べる。テラヘルツ波を発生させるためには 300 GHz の繰り返し周波数を持つソリトンコムを安定的に発生させる必要があり、シリコンナイトライドリング共振器は高い繰り返し周波数を容易に実現することが可能である。さらに、Pound-Drever-Hall 法によってデチューニングを固定し、ソリトンコム発生安定化を行う。

### 3.1 実験方法

#### 3.1.1 実験セットアップ

Fig. 3.1 にソリトンコム生成のための実験セットアップを示す。まず励起光源として、santec 製の波長可変レーザダイオード TSL-710 を使用し、波長は約 1550 nm、光パワーは 10 dBm に設定する。励起光を PDH ロックのために電気光学位相変調器 (EOM: Electro-optic Modulator) に入射させる。EOM には Photoline Technologies 製の帯域 12 GHz である MXAN-LN-10 を用いる。その後、エルビウム添加ファイバ増幅器 (EDFA: Erbium-doped Fiber Amplifier) にて出力パワーを 1 W まで増幅する。EDFA には PriTel 製の PMFA-30-IO を用いる。増幅した光をパワーキック法で用いられる音響光学強度変調器 (AOM: Acousto-optic Modulator) に入射させる。AOM には Gooch&Housego 製の帯域 40 MHz である Fiber-Q を用いる。その後、3 dB 帯域幅が 1 nm である Alnair 製の TFF シリーズバンドパスフィルタによって EDFA による自然放射増幅 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) 雑音を除去する。そして、励起光をシリコンナイトライドリング共振器に入射させ、マイクロコムを発生させる。用いる共振器のパラメータは、FSR が 300 GHz で直径約 160  $\mu\text{m}$ 、バス導波路幅が 1.6  $\mu\text{m}$ 、リング幅が 1550 nm、バス導波路とリング間のギャップ幅が 500 nm である。用いる共振器の写真を Fig. 3.2(a) に示す。また温度揺らぎによる共振波長の変動を抑制するため、共振器の温度を温度コントローラによって常に調整する。共振器の透過光は 99:1 で分岐し、1 の方を光スペクトルアナライザ (OSA: Optical Spectrum Analyzer) に入射させてソリトンコムのスペクトルを観測する。99 の方はサーキュレータを通してファイバブラッググレーティング (FBG: Fiber Bragg Grating) に入射させ、透過光からポンプ光とコムを分離する。FBG には 3 dB 帯域幅が 0.5 nm で反射率が 30 dB 以上である FLT photonics 製の TFBG-1550 を使用する。反射帯域を 1550 nm に調整することにより、ポンプ光が反射してサーキュレータに戻る。分離したポンプ光とコムはどちらも可変光アッテネータでパワーを調整したのち、フォトディテクタで受光する。コムの信号はそのままオシロスコープで波形を観測し、ポンプ光の信号はデチューニング測定および PDH ロックに用いる。デチューニング測定では、ポンプ光の RF 信号をベクトルネットワークアナライザ (VNA: Vector Network Analyzer) に入力し、トラッキングジェネレータの出

力を加算器を経て EOM に入力する。PDH ロックでは、ポンプ信号の直流成分をカットして局部発振器 (LO: Local Oscillator) からの信号とミキシングし、ローパスフィルタで高域遮断したのちサーボにエラーシグナルを入力する。エラーシグナルは信号発生器からの信号と加算して AOM にフィードバックする。これによってデチューニングのずれをポンプパワーで制御することができる。

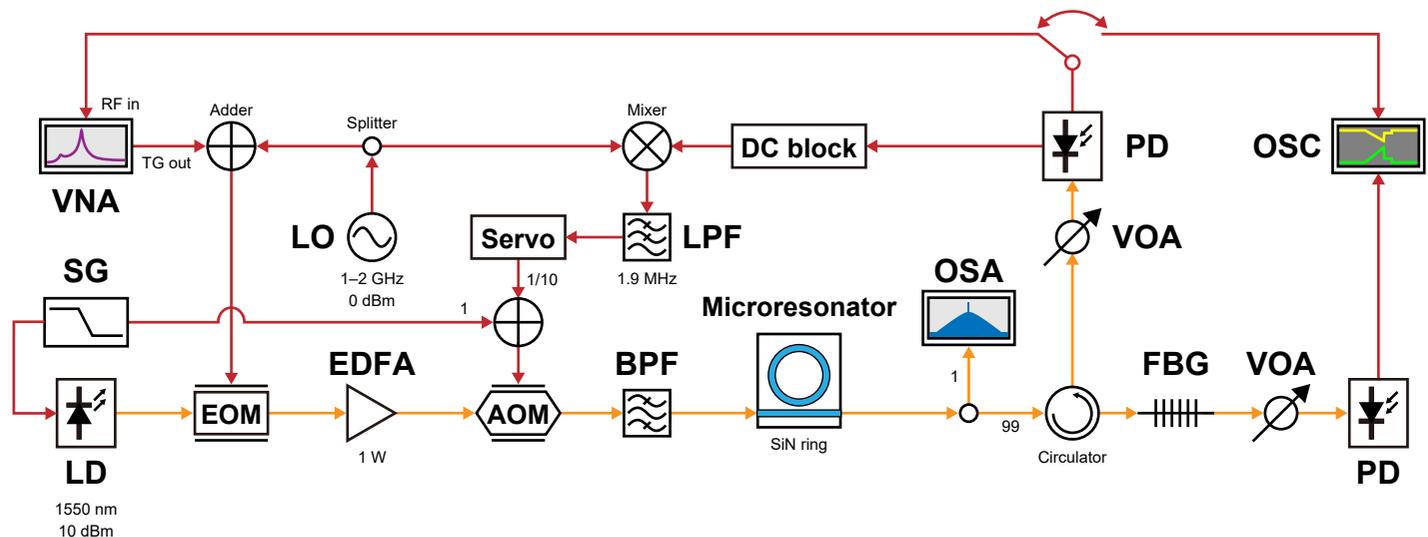


Fig. 3.1 Experimental setup for soliton comb generation. LD: laser diode, EOM: electro-optic modulator, EDFA: erbium-doped fiber amplifier, AOM: acousto-optic modulator, BPF: band-pass filter, OSA: optical spectrum analyzer, FBG: fiber Bragg grating, VOA: variable optical attenuator, PD: photodetector, SG: signal generator, VNA: vector network analyzer, LO: local oscillator, LPF: low-pass filter, OSC: oscilloscope. The yellow arrows are optical paths and the red arrows are electrical paths.

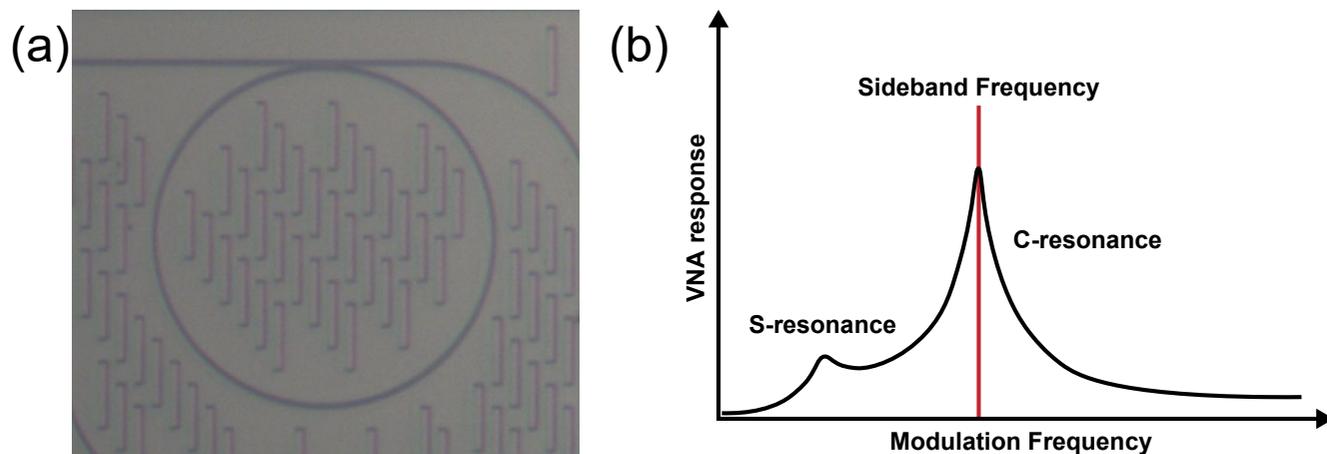


Fig. 3.2 (a) Picture of SiN ring resonator with an FSR of 300 GHz. (b) Schematic diagram of detuning measurement. S-resonance and C-resonance indicate soliton resonance and cavity resonance, respectively. Sideband frequency is a frequency output from the local oscillator.

### 3.1.2 PDH ロック

PDH 法によるデチューニングロックを実現するための具体的な操作は以下のとおりである。まず、VNA の波形を見ると Fig. 3.2(b) のように周波数が増加するにつれてソリトン共振とキャビティ共振のピークが確認できるため、キャビティ共振周波数と LO の変調周波数が一致するように LO の周波数を調整する。次に、LO

の変調周波数をわずかに変化させてオシロスコープ上でエラーシグナルの電圧変動を確認し、電圧が 0 になるように周波数を調整する。これらの操作を経てサーボのロックを起動すると、サイドバンドがキャビティ共振にロックされ、ポンプ波長はソリトン領域にて間接的にロックされる。

## 3.2 実験結果

### 3.2.1 $Q$ 値測定

Fig. 3.2(a) に示した SiN リング共振器の透過光を直接パワーメータに入射させ、DAQ 機器によりレーザ波長と透過パワーを収集しプロットした結果を Fig. 3.3 に示す。青色のプロットが生データ、赤色のプロットがフィッティングである。共振波長は 1549.89 nm であり、ローレンツフィッティングから線幅を測定したところ  $Q$  値は  $2 \times 10^6$  であった。

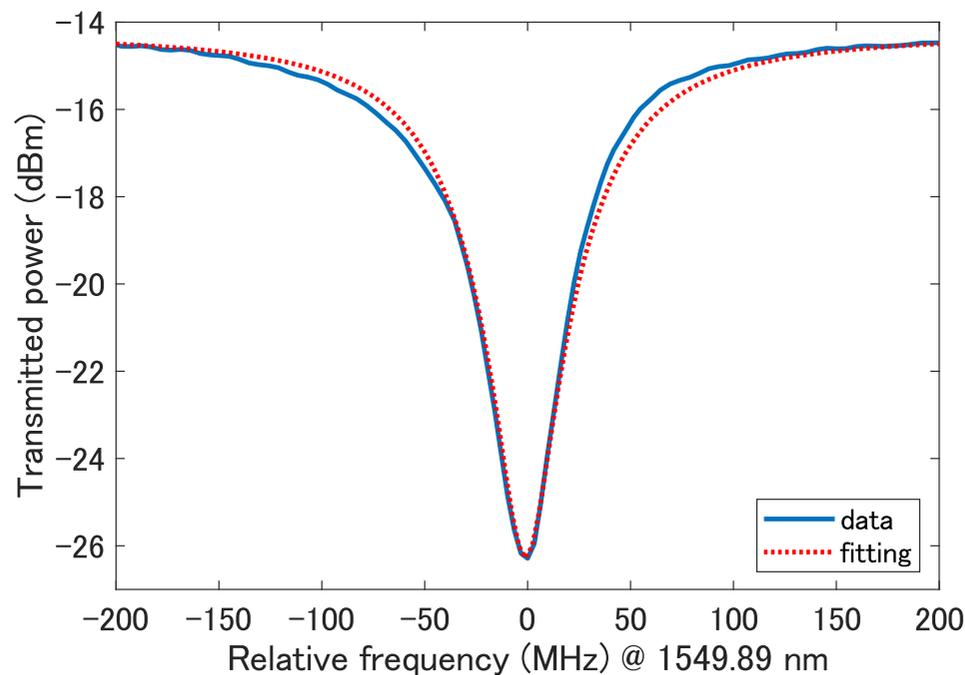


Fig. 3.3 Resonance spectrum and Lorentz fitting. Fitting results in a  $Q$  factor of  $2 \times 10^6$ .

### 3.2.2 オシロスコープの波形

Fig. 3.4 にソリトンコム発生におけるオシロスコープ上の波形を示す。黄色の波形はポンプ光、緑色の波形はコム光、橙色の波形は AOM の電圧、青色の波形は信号発生器によるランプ波形を表している。Fig. 3.4(a) は波長を連続で掃引している状態での様子を示しており、透過光とコム光の三角形状の波形が観測された。波長掃引を開始してから 14 ms 後に AOM 電圧を瞬時に増減させ、ソリトン領域にてポンプ光を増減させるようにした。信号発生器のトリガをかけてソリトンを発生させたときの様子を Fig. 3.4(b) に示す。ポンプ光とコム光ともにマルチソリトン領域で安定していることが確認できた。

### 3.2.3 ソリトンコムのスペクトル

Fig. 3.5 に発生したシングルソリトンコムのスペクトルを示す。ポンプ波長は 1550 nm であり、FSR は 299.5 GHz、スペクトルは 1400 nm から 1700 nm に渡って広がっている。コム線のピークパワーは  $-7.6$  dBm であった。赤色の実線は包絡線を  $\text{sech}^2(x/a)$  の形状でフィッティングした結果である。波長によってコムの波長間隔が異なることに注意し、周波数間隔から波長間隔を求めることによりフィッティングを行った。その結果、コムの本数は 1400–1700 nm において 127 本であり、スペクトル広がり係数  $a$  は 12.4 であった。コムの波長間隔を  $\Delta\lambda$  とすると、FSR が 299.5 GHz であることから、コムの中心波長 1570 nm において  $\Delta\lambda = 2.46$  nm である。したがって、 $\text{FWHM} = 1.763a\Delta\lambda$  からスペクトルの 3 dB 帯域幅を計算すると、約 54 nm であることが分かった。これは周波数に換算すると約 6.6 THz に相当し、式 (2.62) からパルスの時間半値幅は約 48 fs であることが分かった。つまり、パルス持続時間  $\tau$  は約 27 fs である。

Fig. 3.6 にはデチューニングの変化による異なるマイクロコム形態のスペクトルを示す。Fig. 3.6(a) はチューリングパターンコム、(b)(c) は MI コム、(d) は  $N = 4$  のパーフェクトソリトンクリスタル、(e) はマ

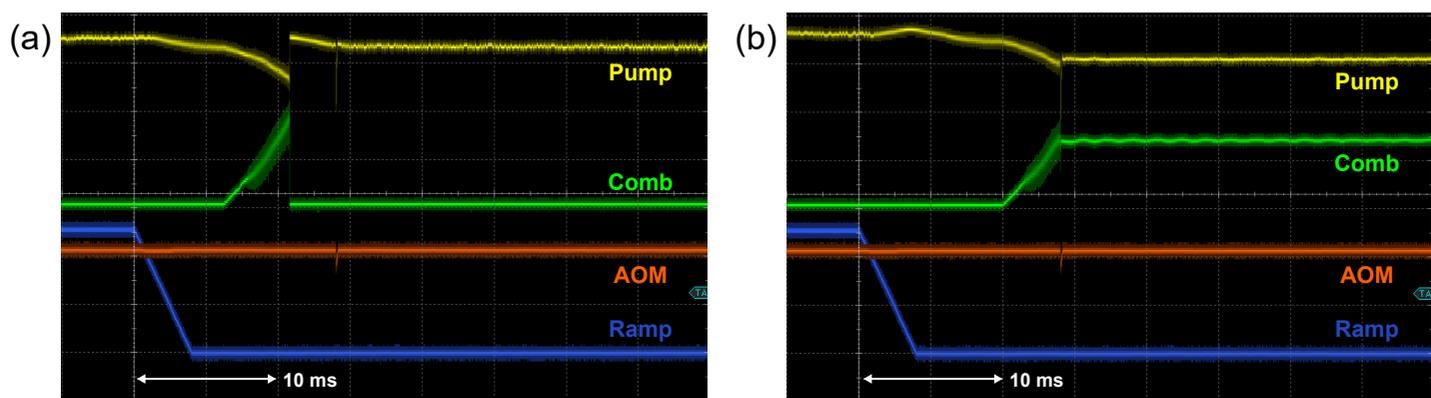


Fig. 3.4 Waveforms observed on an oscilloscope. (a) Waveforms when the laser wavelength is modulated continuously. The yellow signal shows a transmitted pump signal. The green signal shows a comb signal. The orange signal shows a voltage of the AOM. The blue signal shows a ramp signal output from the signal generator. (b) Waveforms when a soliton comb was generated successfully.

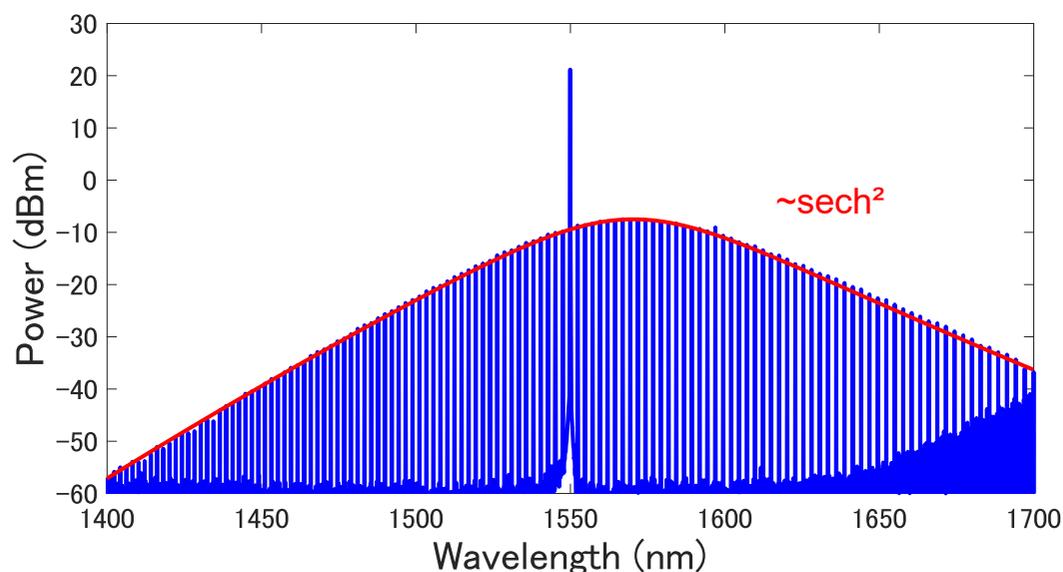


Fig. 3.5 Optical spectrum of a single soliton comb. The blue lines indicate a soliton comb. The red lines indicate a fitting of a spectrum envelope with the shape of  $\text{sech}^2$ .

マルチソリトン, (f) はシングルソリトンである. (a) から (f) に推移するに伴い, デチューニングはブルーデチューンからレッドデチューンになっている. MI コムに比べて PSC やシングルソリトンは滑らかなスペクトル包絡線を示している. またシングルソリトンと比較してマルチソリトンや PSC の方がコムパワーは大きく, 変換効率も高いことが分かる.

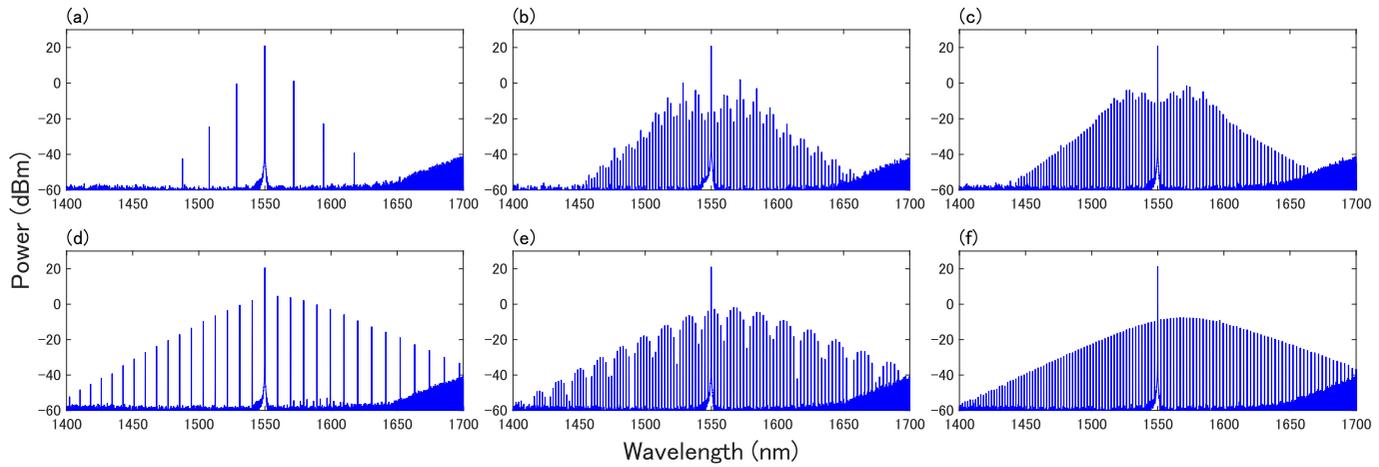


Fig. 3.6 Different states of microcombs. (a) Turing pattern comb. (b)(c) Modulation instability comb. (d) Perfect soliton crystal ( $N = 4$ ). (e) Multiple soliton. (f) Single soliton.

### 3.2.4 VNA の波形

Fig. 3.7 に VNA を用いてデチューニングを測定した結果を示す. 主なピークが2つ確認でき, 低周波側のピークがソリトン共振, 高周波側のピークが共振器共振を示している. ソリトン共振より低周波側に見えるスパイクはノイズである. 共振器共振に重なるように見えている1つのスパイクは局部発振器からの変調信号であり, 変調周波数は 1.67 GHz であった. したがって, 実効デチューニングは 1.67 GHz であり, このデチューニングで PDH ロックをかけることにより安定してソリトンを発生させることができた.

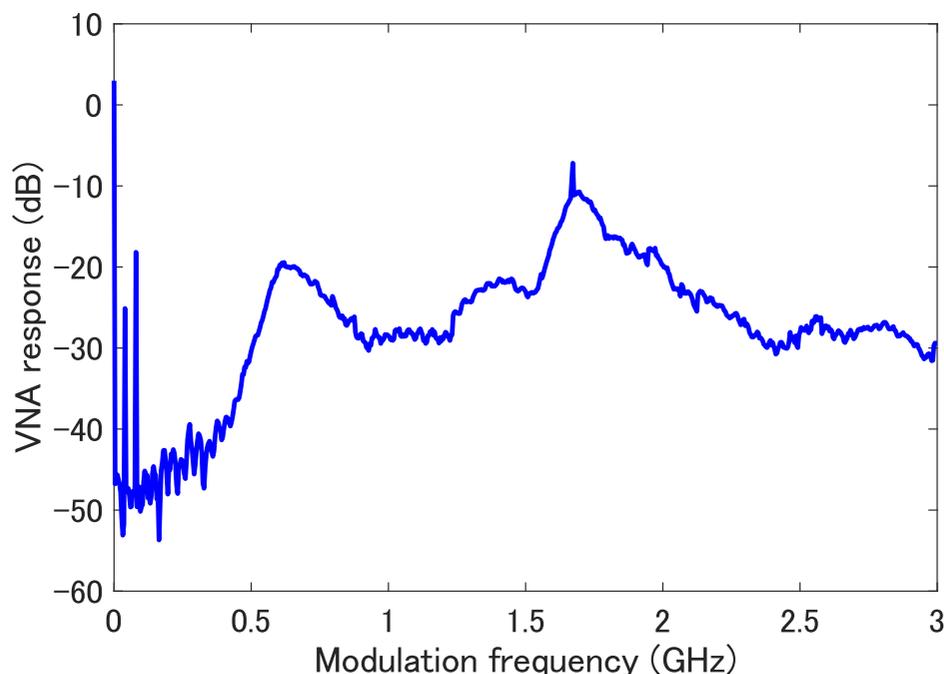


Fig. 3.7 Result of detuning measurement with a vector network analyzer.

# 第 4 章 300 GHz 電波発生

本章では、ソリトンコムを用いた 300 GHz 電波の発生について述べる。300 GHz 電波の発生は高速無線通信への応用や、次の章で述べるテラヘルツ波帯のフォトニックフィルタに活用することができる。ソリトンコムの繰り返し周波数は 300 GHz であり、アレイ導波路回折格子を用いることによりソリトンコムの隣接した 2 つの縦モードを取り出すことができる。これを単一走行キャリアフォトダイオードで受光することにより 300 GHz 電波を発生させることができ、サブミリ波パワーメータを用いてパワーを測定することによりテラヘルツ電波の発生を確認する。

## 4.1 実験方法

### 4.1.1 実験機器

Fig. 4.1 に 300 GHz 電波発生に用いる主な実験機器を示す。(a) はアレイ導波路回折格子 (AWG: Arrayed Waveguide Grating) であり、周波数間隔 100 GHz のものを使用する。チャンネルは 1535.8–1560.6 nm の間に 32 チャンネル存在し、透過 3 dB 帯域幅は 0.6 nm 以上、挿入損失は 5.5 dB 未満である。300 GHz 帯で動作するフォトディテクタとして、(b) に示す NTT イノベティブデバイス製の単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD: Uni-travelling-carrier Photo Diode) を使用する。出力周波数帯域は 220–330 GHz、受光感度は 0.15 A/W、THz 出力パワーは光電流が 7 mA(メーカー推奨値)、バイアス電圧が  $-1$  V の場合に出力周波数 300 GHz において典型値  $-11$  dBm である。また、UTC-PD の受光感度には偏波依存性がある。300 GHz 電波発生を確認するものとして、(c) に示す雄島試作研究所製の WR3.4 導波管バンドパスフィルタを用いる。挿入損失は  $-2$  dB 以下、3 dB 帯域は 290–310 GHz、285 および 315 GHz において 30 dB 以上の抑制である。さらに、300 GHz 電波のパワーを測定するために、(d) に示す Virginia Diodes 製のサブミリ波パワーメータ PM5B を使用する。入力パワーの範囲は  $1$   $\mu$ W( $-30$  dBm)– $200$  mW( $23$  dBm) である。応答周波数範囲は、アダプタを追加で接続することにより 220–330 GHz に対応している。UTC-PD、導波管フィルタ、パワーメータはそれぞれが互換性のあるフランジ (UG387 と UG387P) で接続可能である。導波管の形状は矩形であり、内径は  $0.864$  mm $\times$  $0.432$  mm である。

### 4.1.2 実験セットアップ

Fig. 4.2 に 300 GHz 電波発生のための実験セットアップを示す。コムは 300 GHz 間隔であり、AWG は 100 GHz 間隔であるため、2 台の AWG のチャンネルを 3 つおきに選択して接続する。AWG により隣り合うコ

ム線を 2 本を切り出し、EDFA で増幅したのち UTC-PD に入力する。その後、300 GHz 導波管バンドパスフィルタを透過させてから 300 GHz 電波をサブミリ波パワーメータに入力してパワーを測定する。

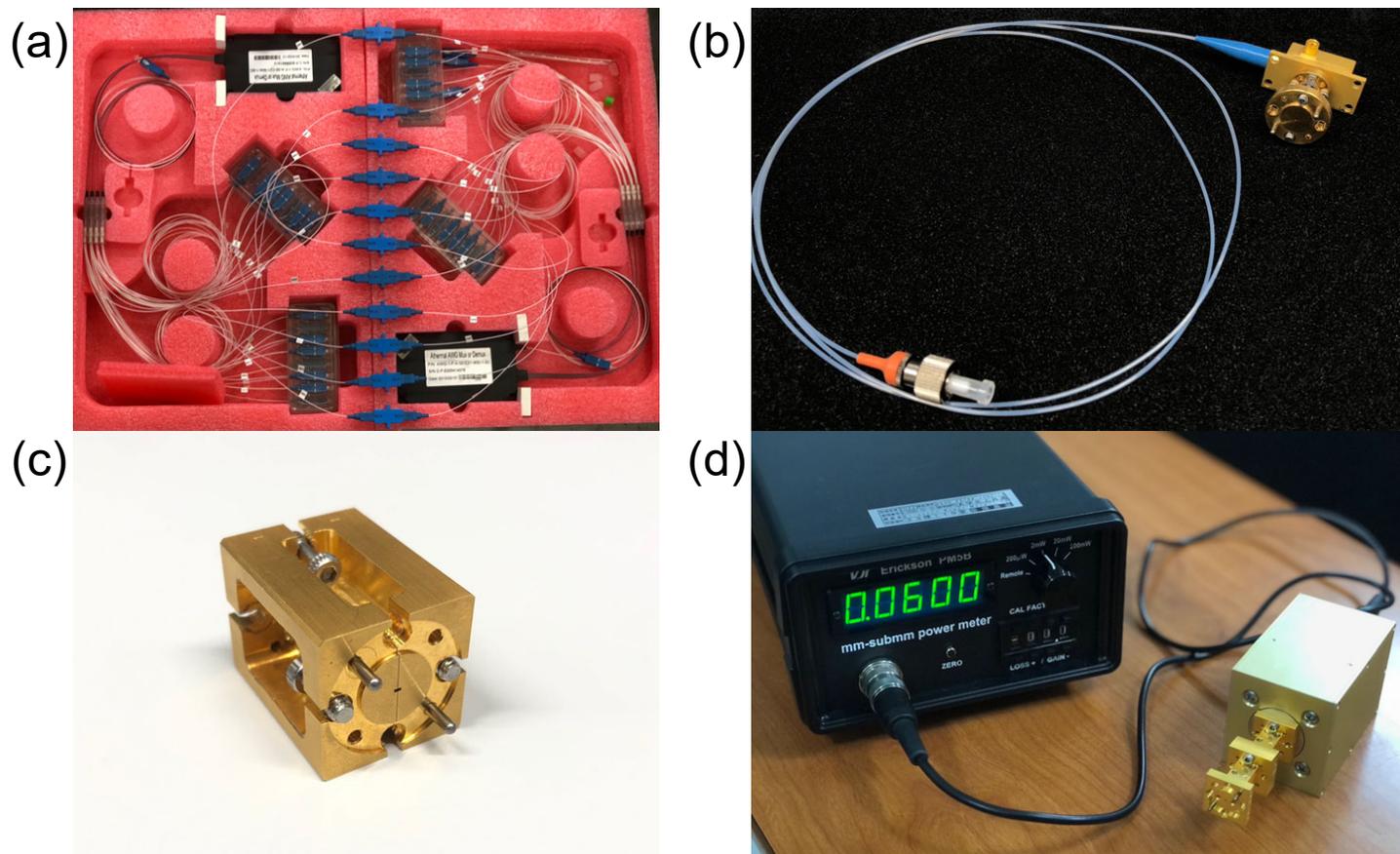


Fig. 4.1 Experimental equipment for 300-GHz wave generation. (a) 100-GHz channel-spacing arrayed waveguide grating. (b) Uni-travelling-carrier photo diode. (c) 300-GHz waveguide band-pass filter. (d) Calorimetric power meter.

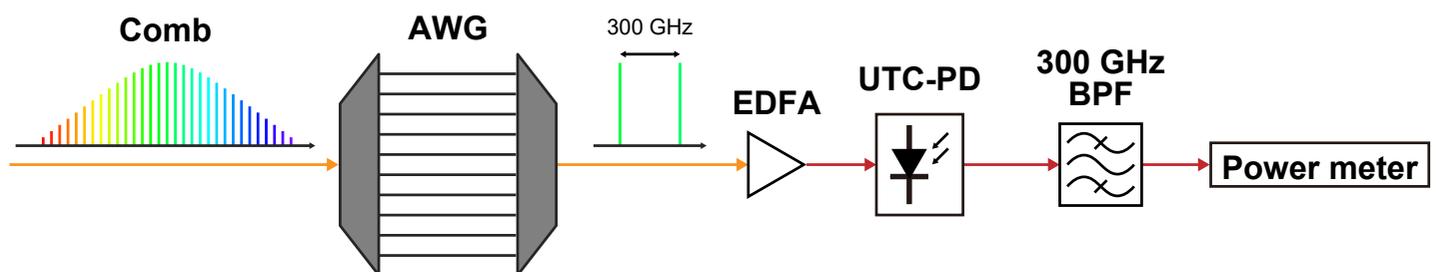


Fig. 4.2 Experimental setup for terahertz generation using a soliton comb. AWG: arrayed waveguide grating, EDFA: erbium-doped fiber amplifier, UTC-PD: uni-travelling-carrier photo diode, BPF: band-pass filter

## 4.2 実験結果

### 4.2.1 AWG によるコム線の切り出し

まず、AWG によるコム線の切り出しを行った。Fig. 4.3 にその結果を示す。(a) は 1546 nm においてポンプしたソリトンコムを入力した際の全チャンネルの透過光の様子を示している。 $n = 0, 1, 2, \dots$  として、チャンネル  $1+3n$  は赤色のプロット、チャンネル  $2+3n$  は青色のプロット、チャンネル  $3+3n$  は緑色のプロットで表している。チャンネル  $2+3n$  は C バンドにおけるソリトンコムそれぞれのコム線の波長と一致しており、その他のチャンネルはコム線の間透過帯域が存在する。Fig. 4.3(a) を見て分かる通り、AWG の指定透過帯域 (C バンド) においてはチャンネル  $2+3n$  のみが光を透過している。また、その他のチャンネルにおいては C バンドでは光を透過していないが、1500 nm および 1600 nm 付近において顕著なクロストークが見られた。実際に UTC-PD に入力する波長は C バンドのものを用いており、また UTC-PD の入力光周波数範囲は 1540–1560 nm であるため、これらのクロストークはほとんど影響しない。Fig. 4.3(b) はチャンネル  $2+3n$  の透過スペクトルを拡大して表示したものである。1546 nm に見える透過光はポンプ光であり、計 11 本のコム線を切り出すことができた。300 GHz 電波発生にはこれらのうち隣接した 2 本のコム線を使用すれば十分であるが、第 5 章のフォトリックフィルタにおいては切り出すコム線の本数が多い方がよいフィルタ特性を得ることが可能である。

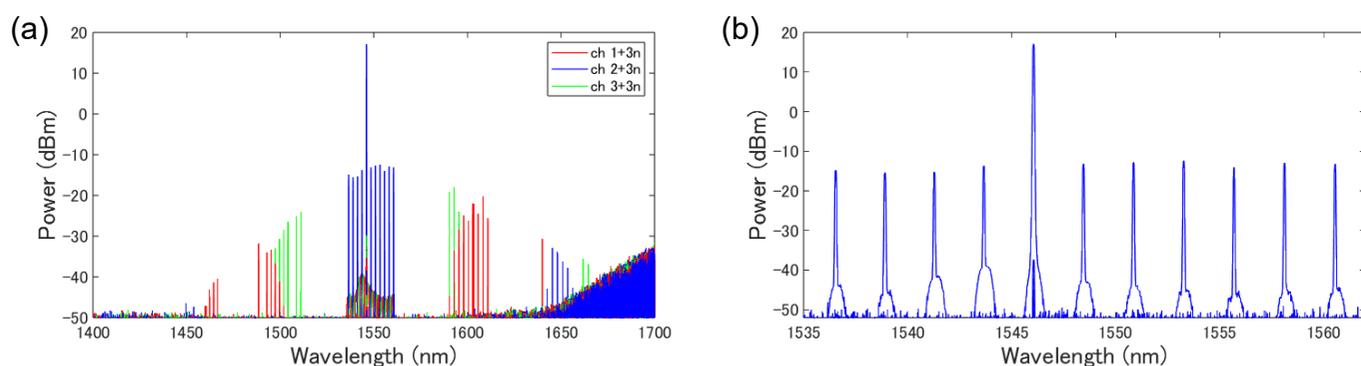


Fig. 4.3 Spectra of transmitted light with AWGs. (a) Spectrum of all channels. The red plots indicate the channel numbers of  $1+3n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). The blue plots indicate the channel numbers of  $2+3n$ . The green plots indicate the channel numbers of  $3+3n$ . (b) Expanded spectrum of channel  $2+3n$ .

### 4.2.2 UTC-PD による 300 GHz 電波発生

300 GHz 離れた 2 本の隣接したコム線のスペクトルを Fig. 4.4 に示す. コム線の波長は 1554.8 nm と 1557.2 nm であり, (a), (b) はそれぞれ EDFA による増幅前と増幅後のスペクトルである. UTC-PD にこの隣接したコム線を入力した際の結果を Fig. 4.5 に示す. バイアス電圧は  $-1.2$  V である. (a) は光入力パワーと光電流の関係, (b) は光電流と出力パワーの関係, (c) は光入力パワーと出力パワーの関係を表している. 光電流の最大推奨値は 7 mA であり, このときに必要な光入力パワーはおよそ 13 dBm であった. また, このときの出力パワーは  $-9$  dBm であった. 受光感度は  $0.35$  A/W であり, これはメーカーの仕様値  $0.15$  A/W を上回った. 光電流 7 mA のときの入力と出力の変換効率は  $-22$  dB (0.6%) であった. 最小二乗法による線形近似の結果, 入力光パワー  $P_{in}$  [dBm] と出力パワー  $P_{out}$  [dBm] の関係は

$$P_{out} = -41.33 + 2.46 \times P_{in} \quad (4.1)$$

であることが分かった.

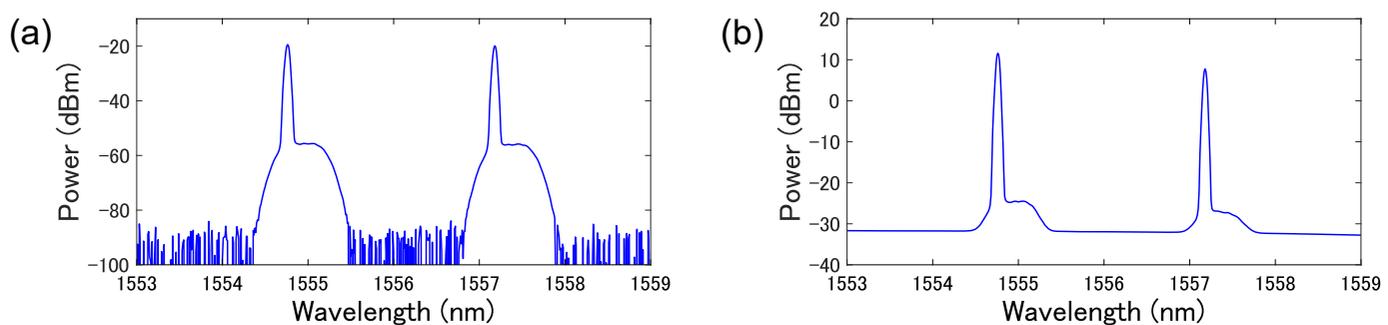


Fig. 4.4 Optical spectrum of adjacent two comb lines (a) before amplification and (b) after amplification.

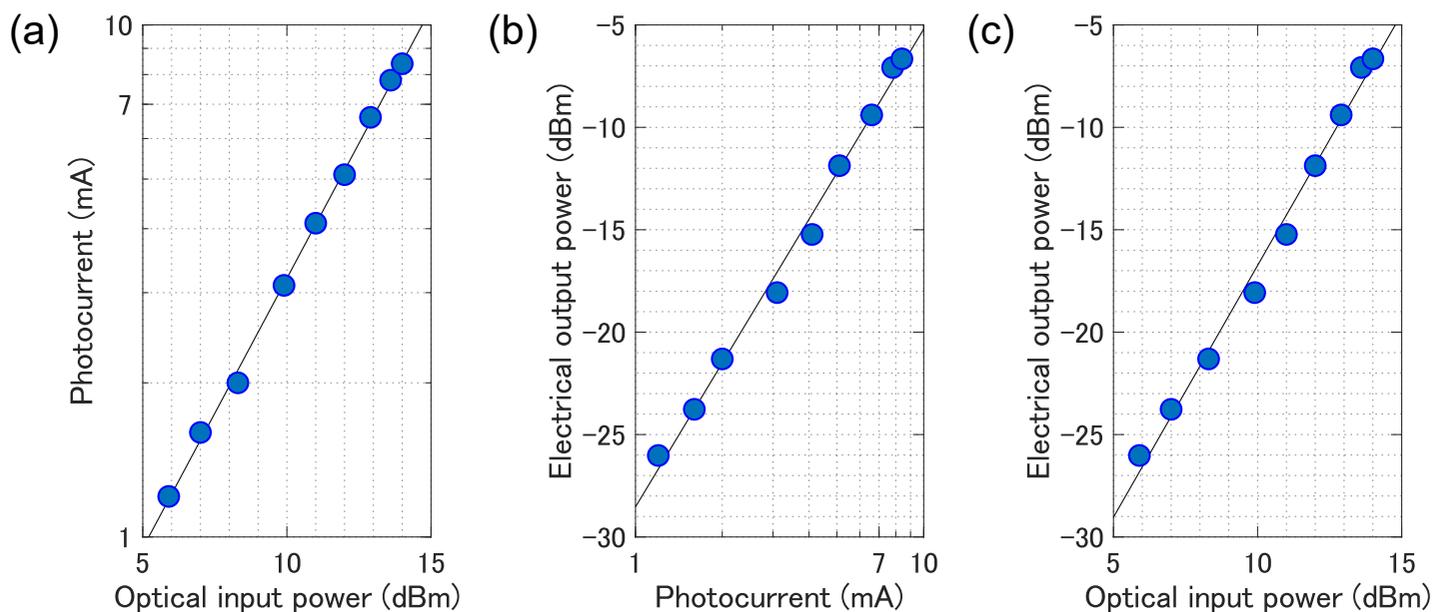


Fig. 4.5 Specification of a UTC-PD. (a) The relationship between the optical input power and the photocurrent. (b) The relationship between the photocurrent and the electrical output power. (c) The relationship between the optical input power and the the electrical output power.

# 第 5 章 300 GHz 帯フォトニックフィルタ

本章では、300 GHz 帯で動作するフォトニックフィルタに関する理論と実証実験の結果について述べる。300 GHz 帯フォトニックフィルタは無線通信における送信システムで活用することができ、広帯域性や再構成可能性、阻止域における高い抑制比などの利点がある。まず、単一走行キャリアフォトダイオードを用いた場合の 300 GHz 帯フォトニックフィルタの周波数応答を理論的に求め、従来のベースバンドにおけるフィルタ特性と比較し評価する。次に、実際にソリトンコムを用いて 3 つの構成において 300 GHz 帯フォトニックフィルタの実験を行い、理論検討と同様の特性が得られるかについて考察する。

## 5.1 理論検討

$N$  本のコムの合成電界  $E_{\text{comb}}$  は次式で与えられる。

$$E_{\text{comb}} = \sum_{n=0}^{N-1} \sqrt{p(n)} e^{j\omega_n t} \quad (5.1)$$

ここで、 $n$  はモード番号、 $p(n)$  はコムのパワーを表している。この電界を角周波数  $\omega_{\text{RF}}$  で振動する正弦波信号で強度変調することを考える。LN 変調器の半波長電圧および変調電圧の振幅の 2 倍を  $V_{\pi}$  とすると、変調電圧  $V$  は次のように書き表される。

$$V = \frac{V_{\pi}}{2} + \frac{V_{\pi}}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t) = \frac{V_{\pi}}{2} \{1 + \cos(\omega_{\text{RF}} t)\} \quad (5.2)$$

この変調電圧が印加された場合の LN 変調器の透過率  $\mathcal{T}$  は以下のようにになる。

$$\mathcal{T} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left( \pi \frac{V}{V_{\pi}} \right) \right\} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left\{ \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \right\} \right] = \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \right\} \quad (5.3)$$

強度変調後の電界はコムの合成電界に  $\sqrt{\mathcal{T}}$  をかけることで表すことができる。したがって、 $\sqrt{\mathcal{T}}$  を計算すると、

$$\begin{aligned} \sqrt{\mathcal{T}} &= \cos \left\{ \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \right\} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left[ \cos \left\{ \frac{\pi}{4} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \right\} - \sin \left\{ \frac{\pi}{4} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \right\} \right] \\ &\approx \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ J_0 \left( \frac{\pi}{4} \right) - J_1 \left( \frac{\pi}{4} \right) e^{j\omega_{\text{RF}} t} - J_1 \left( \frac{\pi}{4} \right) e^{-j\omega_{\text{RF}} t} \right\} \end{aligned} \quad (5.4)$$

となる。ここで、 $J_0$ 、 $J_1$  は第一種ベッセル関数である。また、式変形にヤコビ・アンガー展開として知られる以下の関係式を用いた。

$$\cos(z \cos \theta) = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(z) \cos(2n\theta) \quad (5.5)$$

$$\sin(z \cos \theta) = -2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(z) \cos\{(2n-1)\theta\} \quad (5.6)$$

したがって、変調後の電界  $E_{\text{mod}}$  は次のようになる。

$$E_{\text{mod}} = E_{\text{comb}} \cdot \sqrt{\mathcal{F}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sum_{n=0}^{N-1} \sqrt{p(n)} \left\{ -J_1 e^{j(\omega_n - \omega_{\text{RF}})t} + J_0 e^{j\omega_n t} - J_1 e^{j(\omega_n + \omega_{\text{RF}})t} \right\} \quad (5.7)$$

次にこの変調後の信号に遅延を加えるが、式の簡単化のためにコムとそのサイドバンドの両方にモード番号によって決まる共通の線形遅延  $nT$  を加えることを考えると、遅延後の信号  $E_{\text{delay}}$  は以下のように表される。

$$E_{\text{delay}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sum_{n=0}^{N-1} \sqrt{p(n)} \left\{ -J_1 e^{j(\omega_n - \omega_{\text{RF}})(t-nT)} + J_0 e^{j\omega_n(t-nT)} - J_1 e^{j(\omega_n + \omega_{\text{RF}})(t-nT)} \right\} \quad (5.8)$$

遅延後の信号をフォトディテクタで受光するが、今回は UTC-PD を用いて隣接縦モード間のビート信号も検出するため、受光後の信号  $I_{\text{detect}}$  は以下の式のように書くことができる。

$$\begin{aligned} I_{\text{detect}} &\propto \frac{1}{2} \left\{ \sum_{n=0}^{N-1} p(n) C_n C_n^* + \sum_{n=0}^{N-2} \sqrt{p(n)p(n+1)} C_n C_{n+1}^* + \sum_{n=1}^{N-1} \sqrt{p(n)p(n-1)} C_n C_{n-1}^* \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \sum_{n=0}^{N-1} p(n) C_n C_n^* + \sum_{n=0}^{N-2} \sqrt{p(n)p(n+1)} (C_n C_{n+1}^* + C_n^* C_{n+1}) \right\} \\ &:= \frac{1}{2} (I_b + I_c) \end{aligned} \quad (5.9)$$

ただし、 $C_n = -J_1 e^{j(\omega_n - \omega_{\text{RF}})(t-nT)} + J_0 e^{j\omega_n(t-nT)} - J_1 e^{j(\omega_n + \omega_{\text{RF}})(t-nT)}$  と置き、 $C_n^*$  はその複素共役である。右辺の第 1 項と第 2 項をそれぞれ  $I_b$ 、 $I_c$  と置き、 $I_b$  はベースバンドの信号、 $I_c$  はモード間のビートを含んだキャリア周波数帯の信号である。これらを計算すると以下の通りになる。

$$I_b = \sum_{n=0}^{N-1} p(n) [J_0^2 + 2J_1^2 - 4J_0 J_1 \cos\{\omega_{\text{RF}}(t-nT)\} + 2J_1^2 \cos\{2\omega_{\text{RF}}(t-nT)\}] \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} I_c &= 2 \sum_{n=0}^{N-2} \sqrt{p(n)p(n+1)} \cos\{\Delta\omega(t-nT) - \omega_{n+1}T\} \\ &\quad [J_0^2 + 2J_1^2 \cos(\omega_{\text{RF}}T) - 2J_0 J_1 \cos\{\omega_{\text{RF}}(t-nT)\} \\ &\quad - 2J_0 J_1 \cos\{\omega_{\text{RF}}(t-(n+1)T)\} + 2J_1^2 \cos\{2\omega_{\text{RF}}(t-nT) - \omega_{\text{RF}}T\}] \end{aligned} \quad (5.11)$$

ここで、 $\Delta\omega$  はコムの角周波数間隔である。今は角周波数  $\omega_{\text{RF}}$  で振動する項に興味があるためそれ以外の項を無視する。したがって、畳み込みの式からそれぞれの帯域の周波数応答は以下のように表すことができる。

$$H_b(\omega_{\text{RF}}) \propto \sum_{n=0}^{N-1} p(n) e^{-j\omega_{\text{RF}}nT} \quad (5.12)$$

$$H_c(\omega_{\text{RF}}) \propto \sum_{n=0}^{N-2} \sqrt{p(n)p(n+1)} e^{-j\omega_{\text{RF}}nT} + \sum_{n=1}^{N-1} \sqrt{p(n-1)p(n)} e^{-j\omega_{\text{RF}}nT} \quad (5.13)$$

これらの振幅応答を図示すると Fig. 5.1(a), (b), (d), (e) のようになる. (a), (d) がベースバンドの振幅応答  $|H_b|$ , (b), (e) が 300 GHz 帯の振幅応答  $|H_c|$  である. コムの本数を 10 本とし, (a), (b) はコムパワーが (c) に示すように等しい場合の振幅応答, (d), (e) はコムパワーが (f) に示すように中心から離れるにつれて滑らかに減衰する場合の振幅応答を示している. コムパワーの形状が (c), (f) の場合をそれぞれ矩形型, 減衰型と呼ぶことにする. (f) は今回は  $\text{sech}^2$  の形状で設定している. フィルタの周期  $f_{\text{FSR}}$  は遅延量  $T$  の逆数であり, Fig. 5.1 では  $T = 100$  ps に設定したため,  $f_{\text{FSR}} = 10$  GHz となっている. 2つの振幅応答  $|H_b|$  と  $|H_c|$  には明らかに形状の違いが見られ, 特に  $|H_c|$  の方は  $|H_b|$  と比べて阻止域において大きな抑制が見られる. また, 矩形型と減衰型を比較すると  $|H_b|$ ,  $|H_c|$  とともにフィルタ形状に変化が見られ, 矩形型は減衰型よりもメインローブの幅が小さい(周波数分解能が高い). 一方で, 信号の最大値と最小値の差であるダイナミックレンジは, 矩形型よりも減衰型の方が大きい. Fig. 5.1(b) と (e) に示す  $|H_c|$  ではコムのモード間隔を 300 GHz としたため, 300 GHz 帯におけるフィルタ特性が理論的に求められた.

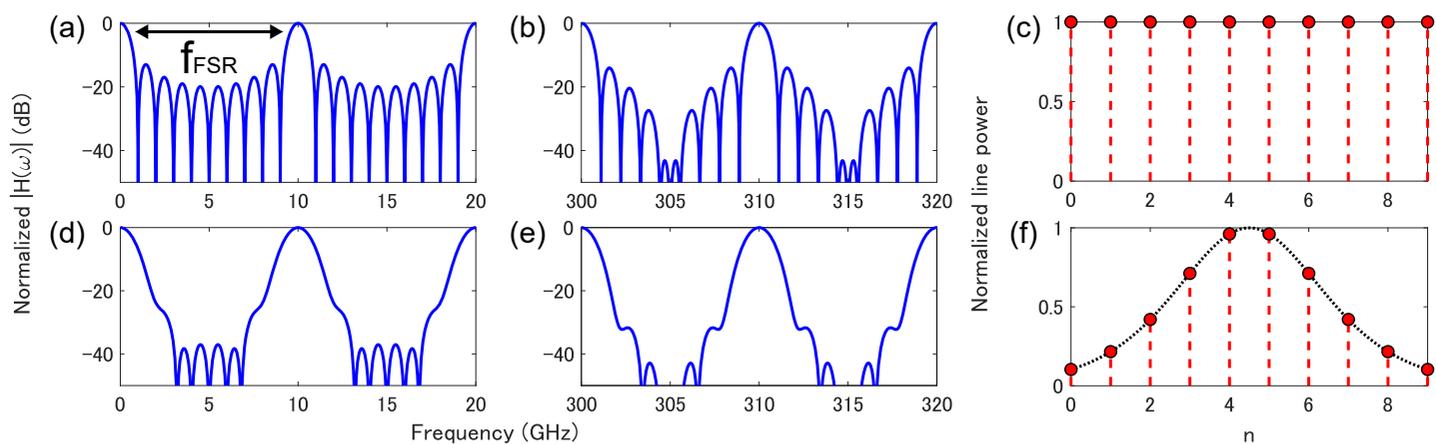


Fig. 5.1 (a) Amplitude response of a photonic filter in the baseband. (b) Amplitude response of a photonic filter in the 300 GHz band.

## 5.2 実験方法

### 5.2.1 実験セットアップ

Fig. 5.2 に 300 GHz 帯で動作するフォトニックフィルタの実験セットアップを示す。まず、ソリトンコムを LN 強度変調器で変調する。このとき、変調信号は VNA のトラッキングジェネレータの出力を用いる。VNA には agilent 社製の 8753ET を使用し、測定範囲は 100 kHz から 3.2 GHz までである。強度変調されたコムは次の 3 つの構成によって遅延が与えられる。まず 1 つ目は、Fig. 5.2(a) に示すようにコム全てを 1 本のファイバに通し、群速度分散を利用してタップ間に遅延を加える構成である。2 つ目は、(b) に示すようにコムを AWG で 11 本以下の波長に分離し、場合によっては波長ごとにアッテネータを用いてパワーを調整して合波し、1 本のファイバに通す構成である。1 つ目の構成と異なる点は、AWG によって実質的な帯域制限をすることにより、高次の分散による影響を抑えることができる点である。3 つ目は、(c) に示すようにコムを AWG で分離し、アッテネータによってコムパワーの形状を調整したのち波長ごとに異なる長さのファイバを複数本用いて遅延を与える構成である。この構成では遅延線を複数用いるため系が複雑になる一方、遅延線の長さを一定間隔にしておくことでフィルタ形状の歪みを抑え、コムのパワーを調整することにより異なるフィルタ形状を得ることが可能となる。そして、上記 3 つの構成において遅延を加えたのち、UTC-PD で受光することにより隣接コム間のビート信号を検出し、300 GHz 帯のフィルタ特性を得る。最後に、ショットキーバリアダイオードを用いて自乗検波することにより、VNA にてフィルタ特性を測定できるようにする。ショットキーバリアダイオードには Virginia Diodes 社製のゼロバイアスディテクタを使用し、100 MHz から 20 GHz までの測定が可能である。測定はベースバンドと 300 GHz 帯の両方で行い、それらを比較してフィルタ形状の違いを確認する。

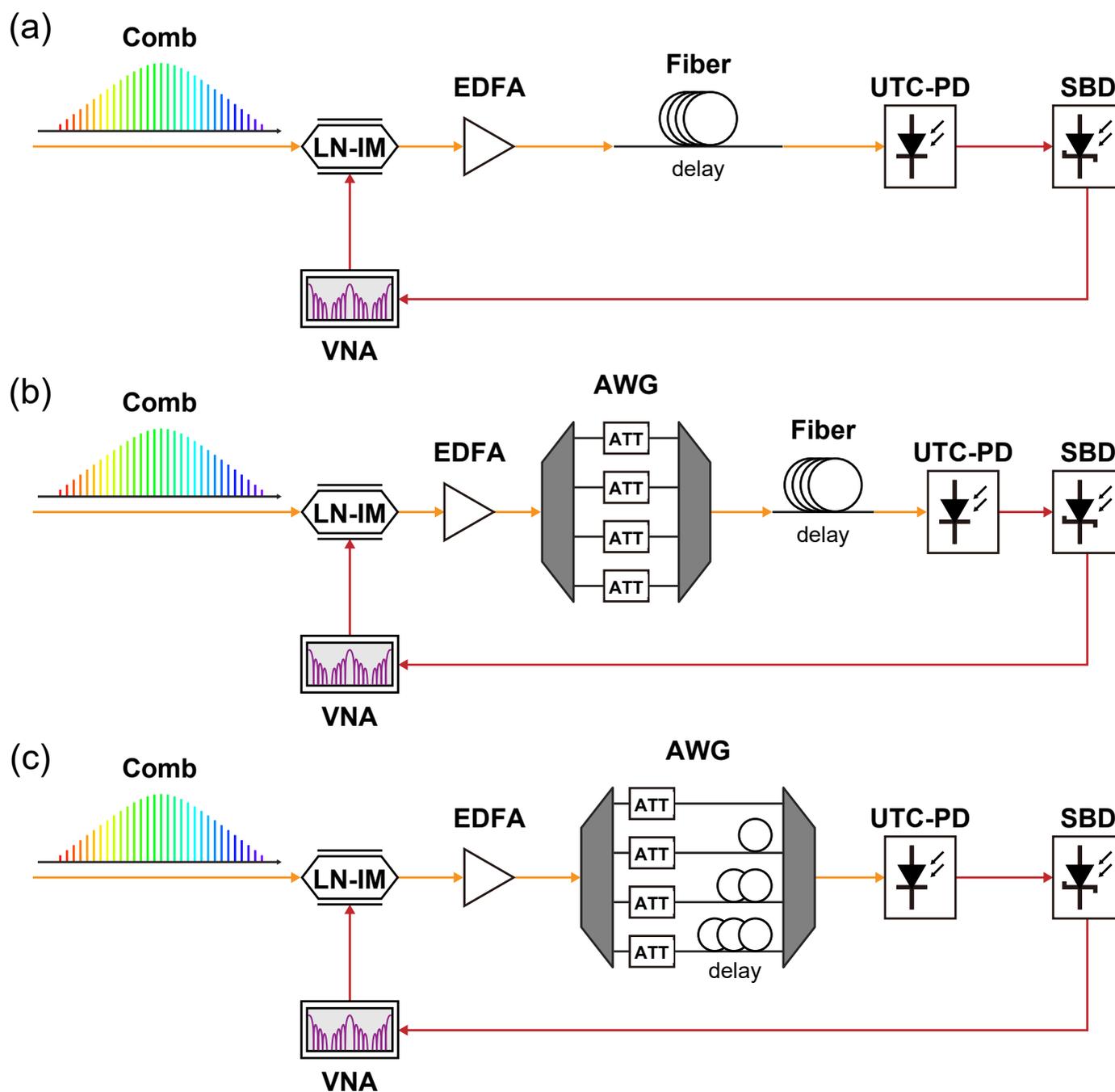


Fig. 5.2 Experimental setup for 300-GHz-band photonic filters. (a) Setup using all comb lines and a single optical fiber as a delay line. IM: intensity modulator, VNA: vector network analyzer; EDFA: erbium-doped fiber amplifier, UTC-PD: uni-travelling-carrier photo diode, SBD; Schottky barrier diode. (b) Setup using several comb lines separated by AWGs and using a single optical fiber as a delay line. ATT: attenuator. (c) Setup using several comb lines and several delay lines.

## 5.3 実験結果

### 5.3.1 構成 (a) コムを全て用いたフィルタ

Fig. 5.3 に構成 (a) を用いたフィルタ特性の結果を示す. Fig. 5.3(a) が UTC-PD ではなく通常のフォトディテクタを用いた場合のベースバンドにおけるフィルタの振幅応答, (b) が UTC-PD を用いた 300 GHz 帯の振幅応答である. 遅延線には  $-340$  ps/nm の分散補償ファイバを使用した. したがって, 波長間隔を  $2.4$  nm とするとフィルタの FSR は  $1.2$  GHz であり, これと Fig. 5.3 に示す結果の FSR はほとんど一致している. わずかな FSR のずれは 3 次以上の高次の分散の影響によるものである. FSR が  $1.2$  GHz となるような分散補償ファイバを選択した理由は, フィルタの FSR を VNA の測定範囲である  $3.2$  GHz よりも十分小さくするためであり, 実際はフィルタリングする信号に合わせて分散量あるいはファイバ長を調整することにより, FSR を自由に変えることができる. Fig. 5.3 に示すようにベースバンドと 300 GHz 帯の双方においてバンドパスフィルタに相当するフィルタ形状を確認することができ, また 5.1 理論検討で明らかにしたように 300 GHz 帯のフィルタの方が阻止域における抑制が大きいことが分かった. それぞれの抑制比 (ダイナミックレンジ) はベースバンドでは  $20$  dB 以上, 300 GHz 帯では  $30$  dB 以上であった. Fig 3.5 に示したような  $\text{sech}^2$  型の包絡線フィッティングを行うことにより,  $-40$  dBm 以上のコムの本数は合計 76 本であることが分かった. コムの本数はフィルタの次数に相当するため, コムを全て用いることにより周波数分解能が高いフィルタを実現することができた.  $3$  dB 帯域幅はベースバンドでは約  $120$  MHz, 300 GHz 帯では約  $140$  MHz であった. これらの結果は比較的フィルタ形状の歪みが小さいものであるが, 例えば  $40$  km のシングルモードファイバを遅延線として用いた場合 (フィルタの FSR が約  $600$  MHz の場合) はさらに大きなフィルタ形状の歪みを確認することができた. これは高次の分散の影響を強く受けたものであると考えられる. これを解決する方法は 2 つ考えられ, 1 つは高次分散が小さくなるように設計された遅延線を用いる方法, もう 1 つは遅延量が小さい遅延線, すなわち遅延線の長さを短くする方法である. 例えば, フィルタの FSR が  $10$  GHz である場合は約  $2.5$  km の通常のシングルモードファイバを遅延線として用いればよく,  $40$  km のファイバを用いた場合よりも高次分散の影響を抑えることができると考えられる.

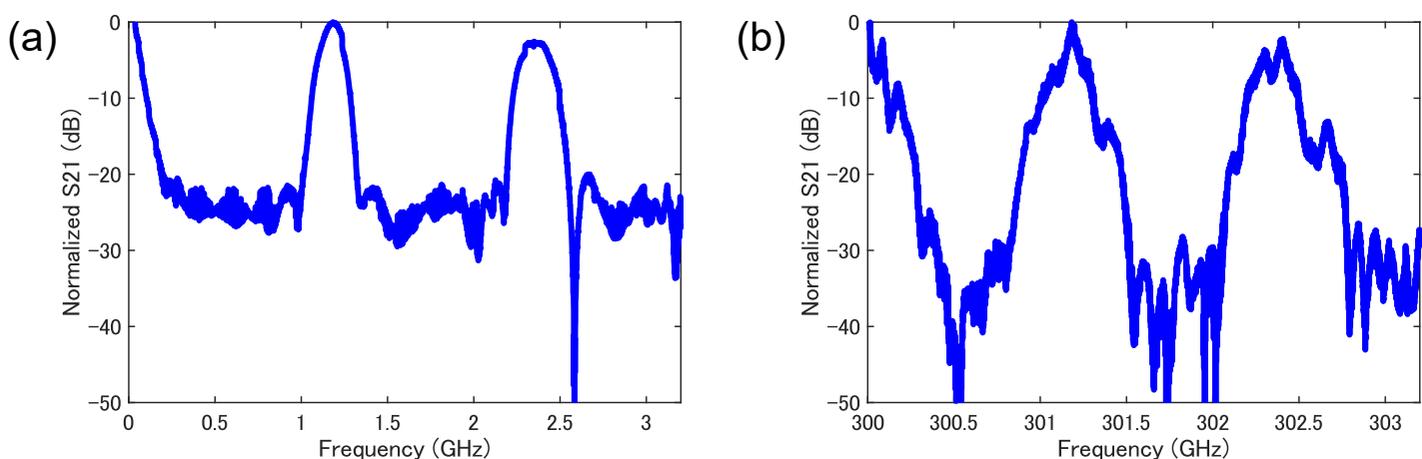


Fig. 5.3 Amplitude response of photonic filters based on a setup shown in Fig. 5.2(a). (a) Filter characteristics in the baseband. (b) Filter characteristics in the 300 GHz band.

### 5.3.2 構成 (b) AWG でコムを帯域制限したフィルタ

次に、構成 (b) を用いてコムの帯域制限 (コムの本数の制限) を行ったフィルタ特性の結果を Fig. 5.4 に示す。それぞれ (a) がベースバンド、(b) が 300 GHz の振幅応答である。青色のプロットが実験結果、赤色のプロットが 3 次分散を考慮したフィッティングである。3 次分散を考慮した際のベースバンドにおける振幅応答は以下の式で表される [45].

$$H(f_{\text{RF}}) \sim \sum_k p_k \cos(2\pi^2 \phi_2 f_{\text{RF}}^2 + 4\pi^3 \phi_3 k f_m^2 f_{\text{RF}}) \exp \left( j4\pi^2 \phi_2 k f_m f_{\text{RF}} + j4\pi^3 \phi_3 k^2 f_m^2 f_{\text{RF}} + j\frac{4}{3}\pi^3 \phi_3 f_m^3 \right) \quad (5.14)$$

ここで、 $p_k$  はコムパワー、 $f_{\text{RF}}$  は変調周波数、 $f_m$  はコムの周波数間隔、 $\phi_2 = |\beta_2 L|$  は累積 2 次分散、 $L$  はファイバの長さ、 $\phi_3 = |\beta_3 L|$  は累積 3 次分散である。使用した遅延線は構成 (a) と同様の  $-340$  ps/nm の分散補償ファイバである。コムの本数はベースバンドが 11 本、300 GHz 帯が 6 本である。フォトディテクタに入力する直前で測定した、AWG によって切り出されたコムのスペクトルを Fig. 5.5 に示すが、今回はポンプ波長が 1550 nm であったため、切り出した計 11 本の波長のうち 1 本は FBG によるパワーの減衰を受けている。FBG でポンプとコムを分離せずに AWG でコムを切り出すことも可能であるが、AWG の前段にある EDFA の増幅がポンプと切り出されないその他のコム線に吸収されてしまいフィルタに必要なパワーが得られなかった。したがって、ベースバンドにおいては Fig. 5.5 に示した 11 波長を用いたが、300 GHz 帯のフィルタにおいてはポンプ波長よりも短波長側の 6 波長を使用することによりフィルタ形状の歪みを抑えた。また、それぞれのコムパワーはフィルタにおけるインパルス応答の重み付けに対応するため、線形位相を保つために本来は左右対称となるようにしなければならない。Fig. 5.2(b) にはアッテネータを AWG の間に挿入する様子が示されているが、アッテネータによるコムパワーの調整は構成 (c) で行うこととし、その結果は後ほど述べる。また、EDFA の位置も AWG の前に置いてあるが、UTC-PD の入力光パワーが 5 dBm 以上でなければならないため、コムを全て EDFA で増幅したのち AWG でコムを数本切り出すと UTC-PD への入力パワーが足りなくなってしまうため、2 台の EDFA を AWG の直前と直後に置いて必要な光パワーを確保した。AWG を用いたことによるクロストークの影響に関しては、フィルタに用いる帯域以外のチャンネルを全て遮断しているため無視できる。

Fig. 5.4 を見て分かる通り、FSR が 1.2 GHz 程度のフィルタ特性が得られ、その結果は式 (5.14) を用いたフィッティングの結果と良く一致している。ベースバンドのフィッティングにおいて、コムパワーは Fig. 5.5 のスペクトルに示す値を設定し、2 次と 3 次の累積分散はそれぞれ  $\phi_2 = 401$  ps<sup>2</sup>、 $\phi_3 = 2.5$  ps<sup>3</sup> に設定した。用いた分散補償ファイバの分散値は  $-340$  ps/nm であり、式 (2.34) の関係から 2 次の累積分散の値は理論的には  $\phi_2 = 433$  ps<sup>2</sup> となるはずであるが、フィッティングに用いた値はこれよりやや小さい。また分散スロープ  $dD_\lambda/d\lambda_0$  と 2 次、3 次の分散  $\beta_2$ 、 $\beta_3$  の関係は次式で表され、分散補償ファイバの分散スロープが負であるとすると、 $\beta_2$  は正常分散から正であるため、 $\beta_3$  は負である。

$$\frac{d}{d\lambda_0} D_\lambda = \frac{4\pi c}{\lambda_0^3} \beta_2 - \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{d\beta_2}{d\lambda_0} = \left( \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \right)^2 \left( \beta_3 + \frac{\lambda_0}{\pi c} \beta_2 \right) \quad (5.15)$$

300 GHz 帯のフィルタ結果においては、式 (5.14) と式 (5.13) を組み合わせてフィッティングを行った。し

しかし、UTC-PD の偏波依存性から 300 GHz 帯の振幅応答は非常に揺らぎが大きく、VNA の周波数掃引ごとに異なるフィルタ形状を示したため、コムの値をプログラム上で調整することによって実験結果とうまくフィッティングするようにした。ただし、累積分散の値はベースバンドの場合と同様の値で設定したことには注意したい。用いたコムの本数は違うが、ベースバンドと 300 GHz 帯のフィルタ形状は明らかに異なり、300 GHz 帯のフィルタの方が阻止域における抑制量が 10 dB 以上大きい。EDFA を多段にしたことにより AWG 直後の EDFA による自然放射増幅光雑音 UTC-PD の入力光として含まれており、これは SN 比の劣化により UTC-PD の出力パワーに影響を与えることが分かっているため、フィルタ形状の歪みを引き起こしている可能性がある。

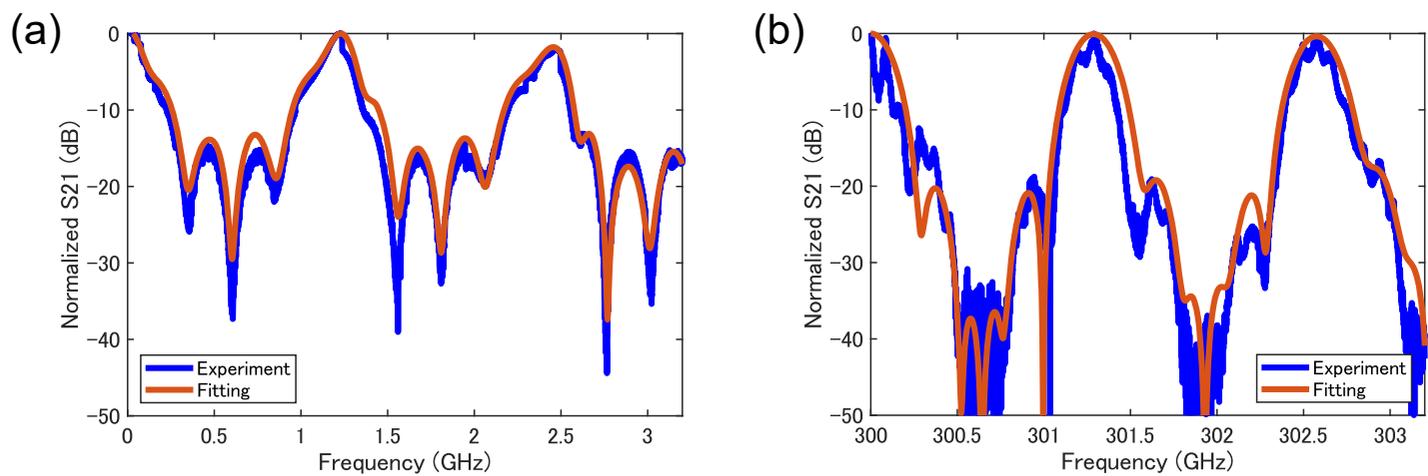


Fig. 5.4 Amplitude response of photonic filters based on a setup shown in Fig. 5.2(b). (a) Filter characteristics in the baseband. The blue plot represents the experimental result. The red plot represents the fitting result. (b) Filter characteristics in the 300 GHz band.

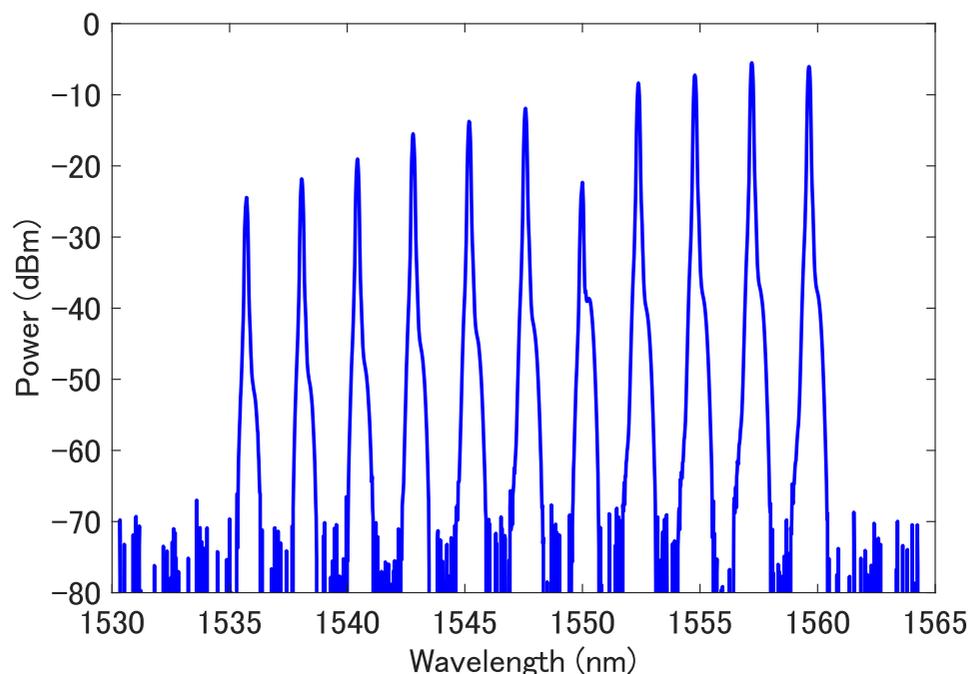


Fig. 5.5 Spectrum of the comb lines extracted by AWGs. The reduction at 1550 nm is the pump reduced by an FBG.

### 5.3.3 構成 (c) AWG による帯域制限と光パワーを調整したフィルタ

最後に、Fig 5.2(c) の構成を用いてフィルタ特性を測定した。構成 (b) においてはポンプ波長が AWG の帯域 1535–1560 nm の中間に位置していたためコムパワーの形状が中心においてへこんでしまったことから、今回はポンプ波長を 1559.6 nm にしてコムを発生させた。コムスペクトルを Fig. 5.6 に示す。したがって、AWG によって切り出せるコムの本数 11 本のうち、ポンプ波長を除いた 10 本を全て用いた。遅延線は 13 cm 刻みのシングルモードファイバを 9 本用いた。各タップ間の光路長差は約 19.5 cm であるため、フィルタの FSR は 1.5 GHz である。アッテネータは固定の光減衰器を用いて AWG の間に組み込んだ。また EDFA は構成 (b) と同様に AWG の直前と直後に設置した。測定したフィルタ形状を Fig. 5.7 に示す。(a), (c) はベースバンドにおけるフィルタの振幅応答を示し、(b), (d) は (a), (c) を測定した際のコムパワーをそれぞれ示している。(b), (d) は固定光アッテネータを用いてスペクトル形状がそれぞれ矩形型と減衰型(中心から離れるにつれて減衰するコムパワーの形状)になるように調整した。(a), (c) を比較して分かる通り、フィルタ形状は矩形型と減衰型で大きく異なり、周波数分解能は矩形型の方が高く、阻止域における抑制比(ダイナミックレンジ)は減衰型の方が大きくなった。これは 5.1 理論検討で検討した結果と一致する。Fig. 5.4 に示す構成 (b) における結果と比較すると、遅延量から計算して求めた FSR とのずれは小さく、3 GHz 付近で現れる 2 つ目のピークの減衰量は小さくなっている。これは遅延線を複数用いたことによって、ファイバ 1 本を用いた際の高次の分散による影響がなくなったことに起因する。

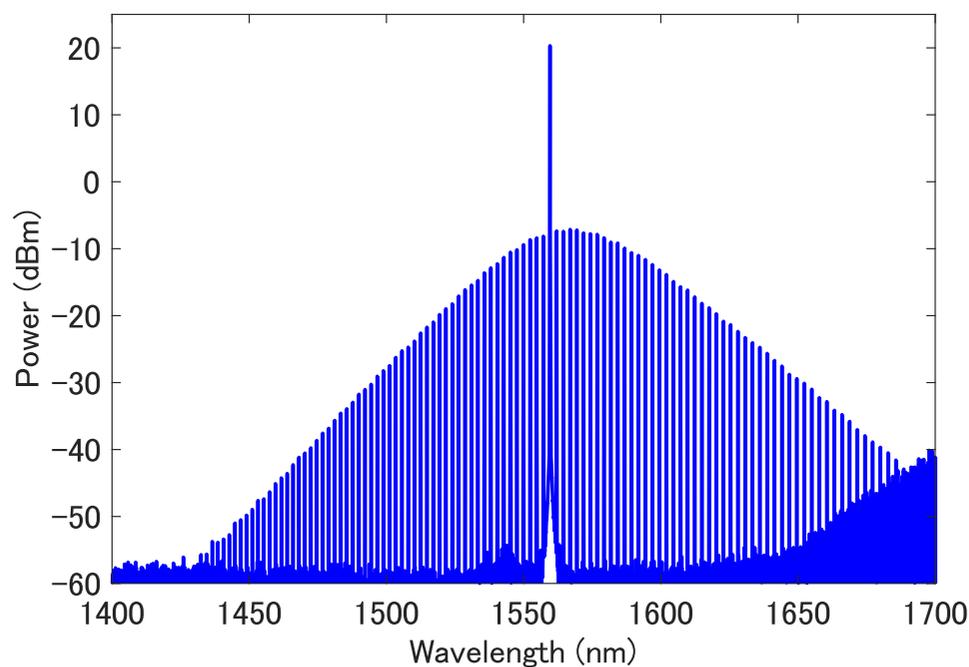


Fig. 5.6 Spectrum of a soliton microcomb when the pump wavelength is 1560 nm.

Fig. 5.2(c) による 300 GHz 帯における振幅応答も測定した。その結果を Fig. 5.8 に示す。(a) は振幅応答であり、(b) は減衰型のコムパワーのスペクトルである。減衰型の特徴である大きなダイナミックレンジと、300 GHz 帯フォトニックフィルタの特徴である阻止域における大きな抑制の結果、30 dB 以上の抑制が確認された。これは Fig. 5.7(c) で示したベースバンドの振幅応答と比較しても 10 dB 以上の差がある。

以上の結果をまとめると、コムを全て用いた構成 (a) では高い周波数分解能と大きなダイナミックレンジが

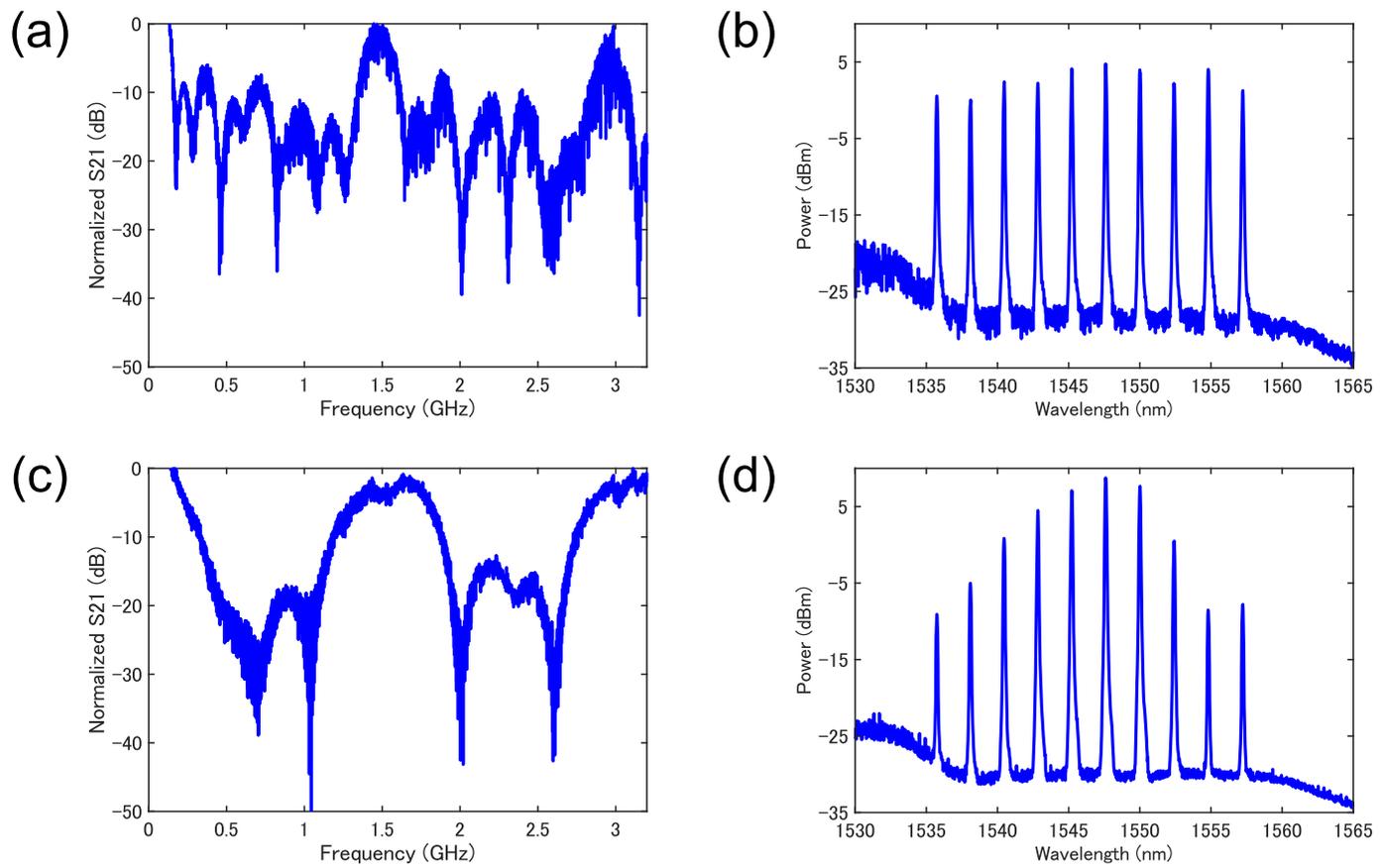


Fig. 5.7 (a), (c) Amplitude response of photonic filters based on a setup shown in Fig. 5.2(c). (a) is the amplitude characteristics when the shape of the spectrum of the comb lines was adjusted to a rectangle as shown in (b). (c) is the amplitude characteristics when the shape of the spectrum of the comb lines was adjusted so that the power decreases with increasing wavelength distance from the center wavelength. (b), (d) Spectra of the comb lines extracted by AWGs.

確保できる一方、遅延線として用いたファイバの高次分散の影響によりフィルタ形状が歪んでしまうことがある。構成 (b) では AWG によって帯域制限をするため、高次分散によってフィルタ形状が大きく歪んでしまうのを防ぐことができる。また構成 (c) では複数の遅延線を用いることにより高次分散の影響を無くし、コムパワーの形状を調整してフィルタ特性が変化することを確認した。

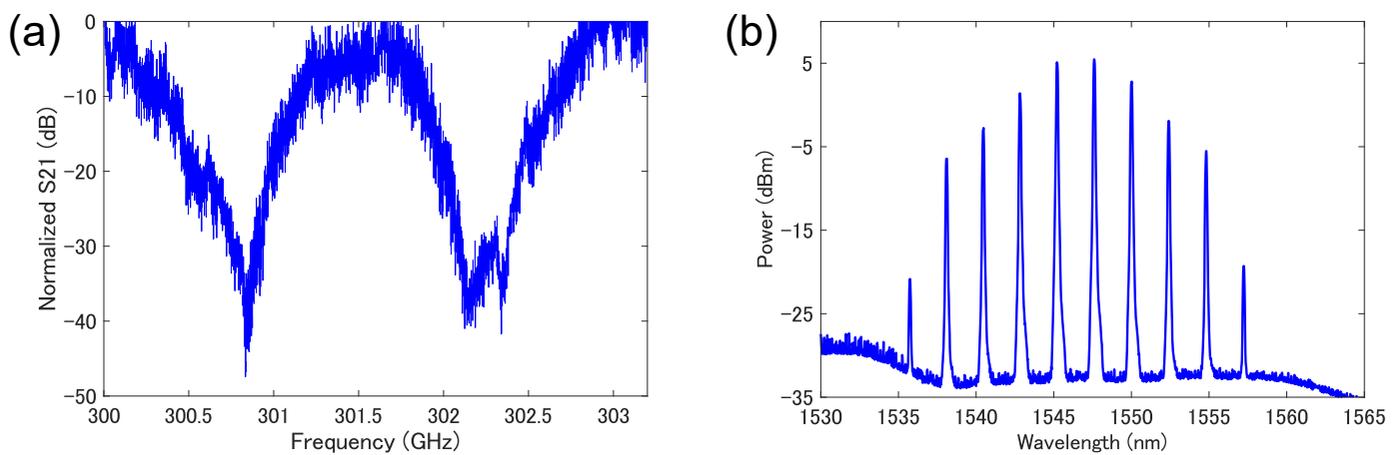


Fig. 5.8 (a) Amplitude response of the 300-GHz band photonic filter based on a setup shown in Fig. 5.2(c). (b) Spectrum of the comb extracted by AWGs.

# 第 6 章 結論

## ソリトンコムの発生と安定化

$Q$  値が  $2 \times 10^6$  であるシリコンナイトライドリング共振器を用いてソリトンマイクロコムを発生させた。ソリトンの発生方法にはパワーキック法を採用した。ソリトンコムの繰り返し周波数は 299.5 GHz であり、コム線の最大パワーは -7.6 dBm、コムの本数は 1400–1700 nm において 100 本以上を記録した。デチューニングを変化させることにより MI コムやパーフェクトソリトンクリスタルなど形状の異なるマイクロコムが得られることを確認した。また、Pound-Drever-Hall 法によってソリトンコムの安定化に成功した。

## 300 GHz 電波発生

発生したソリトンコムを用いて 300 GHz 電波の発生に成功した。コムからアレイ導波路回折格子を用いて隣接した 2 波長のコム線を切り出し、単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD) で受光することにより 300 GHz 電波を発生させた。300 GHz 電波発生を確認するために 300 GHz を透過帯域とする導波管バンドパスフィルタに電波を通し、カロリメトリックサブミリ波パワーメータで電波のパワーを測定した。UTC-PD に入力する光パワーと光電流と 300 GHz 電波の出力パワーの関係を測定した。UTC-PD の光電流が 7 mA であるときの入力光パワーは約 13 dBm であり、このときの出力パワーは -9 dBm であった。

## 300 GHz フォトニックフィルタ

ソリトンコムを強度変調し、遅延を加え、UTC-PD で受光する構成による 300 GHz 帯で動作するフォトニックフィルタの理論検討を行い、この構成を用いた概念実証実験を行った。理論検討によって 300 GHz 帯フォトニックフィルタの周波数応答を求め、コムパワーの形状を変化させたときのフィルタ形状の特性をシミュレーションした。概念実証実験では遅延の加え方やコムパワーの形状を変えて 300 GHz 帯における様々なフィルタ形状を実証した。

## 本研究の総括と今後の展望

本研究ではソリトンコムを用いたテラヘルツ波無線通信システムの実現に向けた 300 GHz 電波源の開発と送信側のフィルタリング機能を実証した。今後は、アンテナを用いて 300 GHz 電波を空間に飛ばし、300 GHz 無線伝送を実現することが必要である。また、フィルタ特性も負のタップを実現することができれば、バンドパス以外のフィルタ形状を実現することができ、応用の幅が広がるであろう。

# 付録

## 7.1 MgF<sub>2</sub> 微小光共振器を用いた多波長並列光伝送

本章では、フッ化マグネシウム微小光共振器を用いた多波長並列光伝送を行った実験結果について述べる。本研究の趣旨とは直接は関係ないが、次世代の超高速通信システムにおいては無線通信のみならず大容量光通信の発展も不可欠であるため、これに関する実験結果を報告する。フッ化マグネシウム微小光共振器は繰り返し周波数が数十 GHz のソリトンコムを発生させることができるため、高密度波長分割多重通信への応用が期待できる。また、通信方式として強度変調・直接検波 (IM-DD: Intensity Modulation and Direct Detection) 方式を採用することにより、低遅延かつ低消費電力の多波長並列光伝送を実現することができる。さらに、慶應義塾大学の矢上キャンパスと新川崎キャンパス間に設置された往復 9 km の商用光ファイバを用いてフィールド伝送を実証する。

### 7.1.1 40 km シングルモードファイバを用いた多波長並列光伝送

#### A. MgF<sub>2</sub> 微小光共振器によるソリトンコムの発生

フッ化マグネシウム微小光共振器を用いて多波長並列光伝送のためのソリトンコムを発生させた。MgF<sub>2</sub> 共振器は FSR が比較的小さいため、高密度波長分割多重 (DWDM) 通信に適している。また、 $Q$  値が高いため 4 光波混合を引き起こすための閾値パワーが低く、他のプラットフォームと比較して位相雑音が小さい [50]。これらの利点から MgF<sub>2</sub> 共振器をプラットフォームとして採用した。用いた共振器は手で切削・研磨して作製し、 $Q$  値は  $10^9$  を超え、FSR は 20 GHz である。発生したソリトンコムのスペクトルを Fig. 7.1(a) に示す。励起波長は 1550 nm であり、スペクトル包絡線は  $\text{sech}^2$  の形状となっている。Fig. 7.1(a) の挿入図には実際に用いた共振器の写真を示す。Fig. 7.1(b) は電気スペクトルアナライザ (ESA) で繰り返し周波数を測定した結果を示しており、繰り返し周波数は約 20.05 GHz であった。

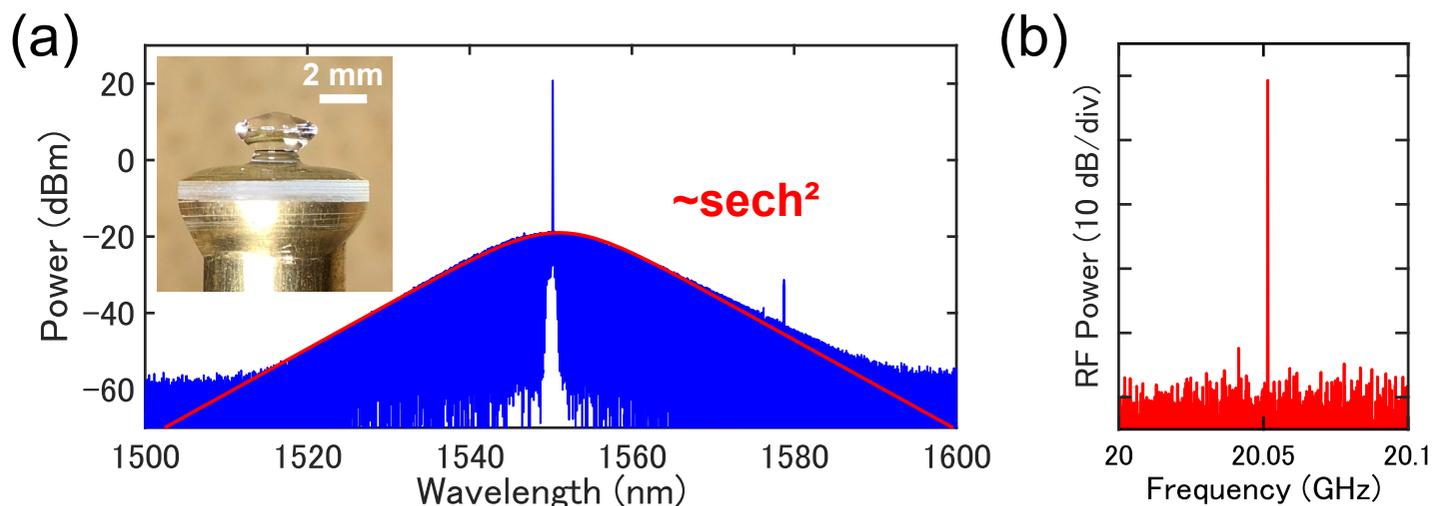


Fig. 7.1 (a) Optical spectrum of a soliton microcomb generated with an MgF<sub>2</sub> microresonator. The red line is an envelope fitting that represents the shape of  $\text{sech}^2$ . The inset shows a picture of an MgF<sub>2</sub> microresonator used for generating the soliton microcomb. (b) Electrical spectrum of a repetition rate of the resonator.

## B. 10 Gbps の IM-DD 伝送における BER の測定

発生したソリトンコムを用いて 40 km の多波長並列光伝送を行った。実験セットアップを Fig. 7.2 に示す。コムを強度変調器に入力して 10 Gbit/s で強度変調し、40 km のシングルモードファイバを伝送する。分散補償ファイバ (DCF) により変調信号とキャリアの群速度分散 (GVD) を補償したのち、可変バンドパスフィルタによって 1 チャンネル分の信号を取り出し、受光して BER 及びアイパターンを測定する。可変光アッテネータで受光パワーを変化させ、パワーメータで測定しながら BER を記録する。

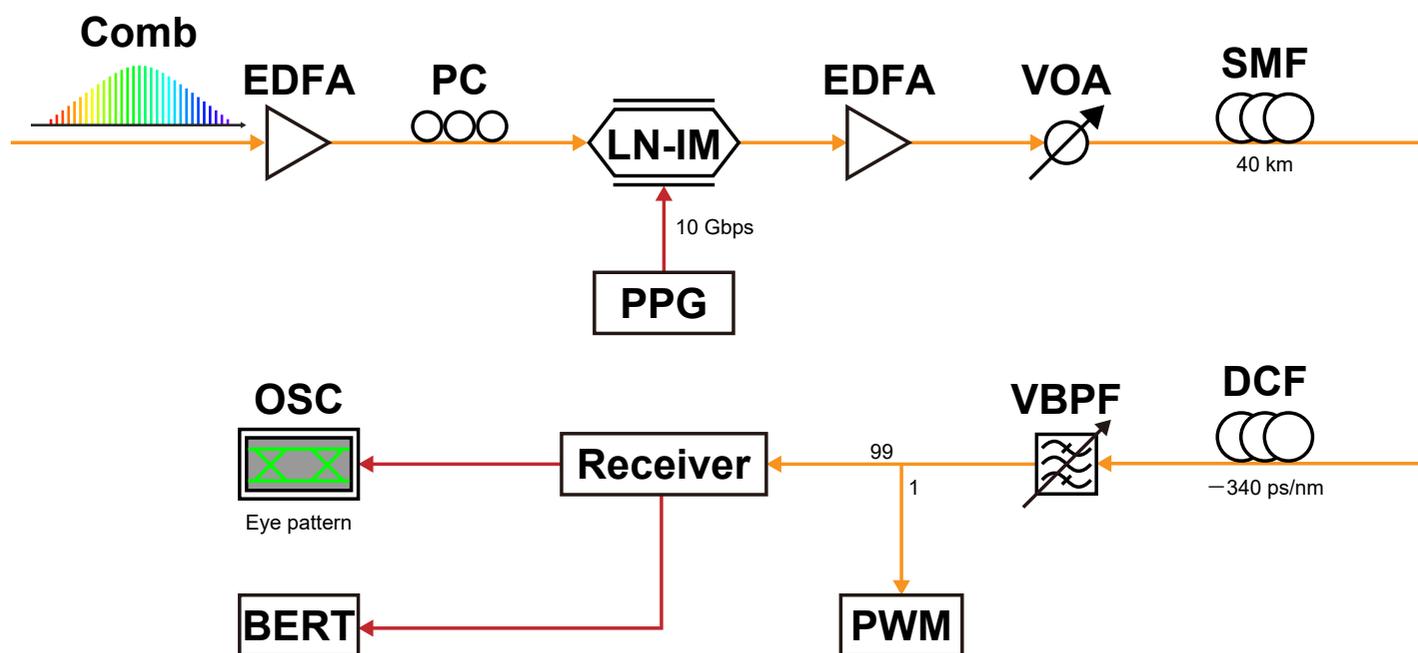


Fig. 7.2 Experimental setup for multi-wavelength parallel optical transmission using a soliton comb generated with an MgF<sub>2</sub> microresonator. EDFA: erbium-doped fiber amplifier, PC: polarization controller, IM: intensity modulator, PPG: pulse pattern generator, VOA: variable optical attenuator, SMF: single-mode fiber, DCF: dispersion compensation fiber, VBPF: variable band-pass filter, PWM: power meter, OSC: oscilloscope, BERT: BER tester.

BERの測定結果をFig. 7.3に示す。測定した波長は1552.5 nmであり、青色のプロットはB2Bの結果、赤色と緑色のプロットはそれぞれ40 km伝送における分散補償がある場合とない場合の結果である。変調速度10 Gbpsによるスペクトル広がりには0.08 nmであり、40 kmのシングルモードファイバの分散パラメータは約17 ps/nmであるため、GVDによる群遅延時間差は約54 psである。今回は、 $-340$  ps/nmの補償量を持つDCFを用いて27 psの分散量を補償した。その結果、DCFを用いた40 km伝送ではB2Bと同様の光パワーにおいて $10^{-9}$ 以下のBERを観測した。DCFを用いない場合の40 km伝送においても $10^{-9}$ 以下のBERを観測したが、B2Bの場合と比較して2 dB程度のパワーペナルティが確認できた。また、本実験ではエラーフリーを $10^{-9}$ 以下のBERと定義しており、これを許容できる最大のBERとする文献も存在するが[51]、実際は $10^{-12}$ 以下のBERと定義する場合が多いため、今後は $10^{-12}$ 以下まで測定した方が良いであろう。

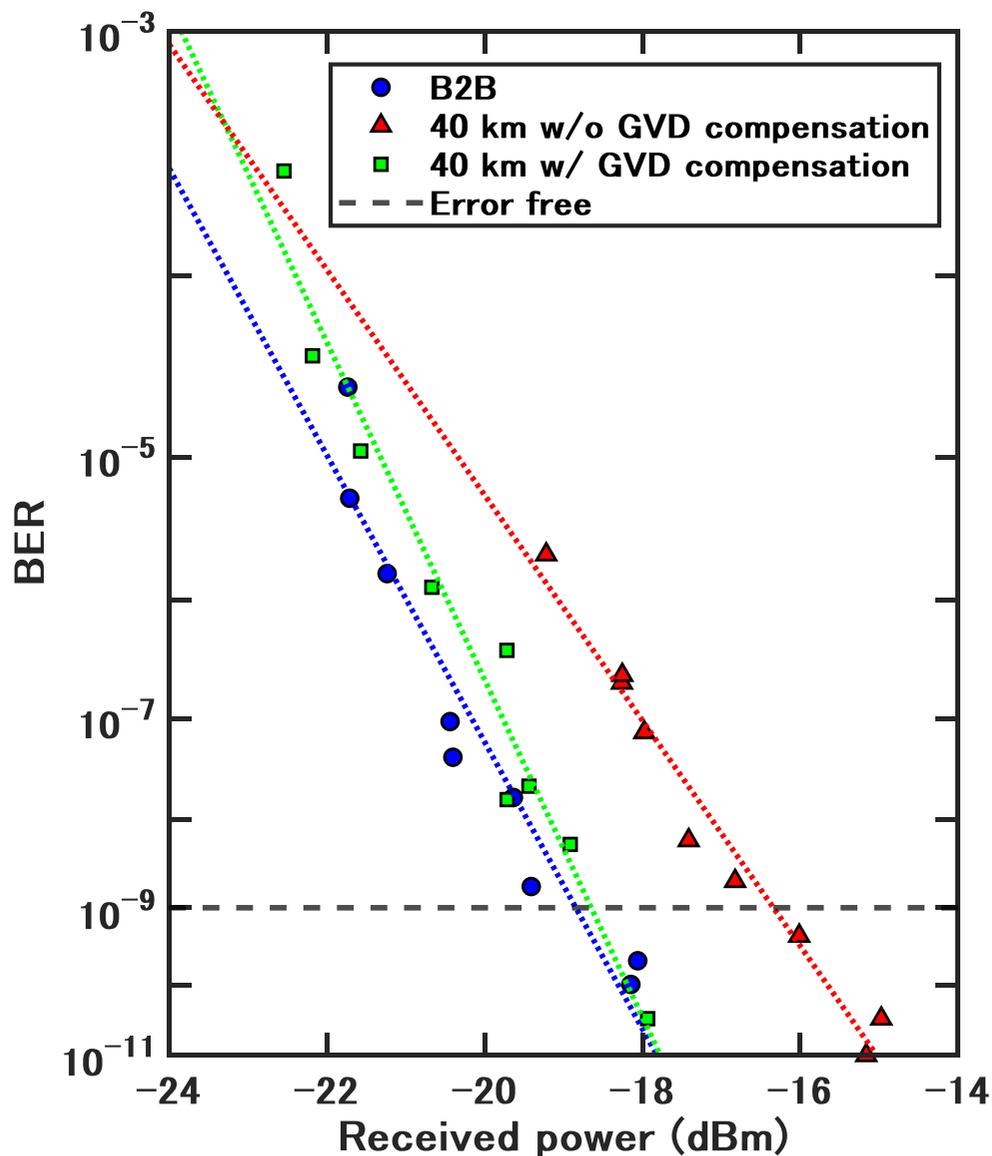


Fig. 7.3 BER measurement in 40-km transmission. The blue plot shows the result of back-to-back transmission. The red plot shows the result of 40-km transmission without the group velocity dispersion (GVD) compensation. The green plot shows the result of 40-km transmission with the (GVD) compensation.

## C. 共振器の FSR に対する変調速度の制限

変調速度と FSR の関係を調べた。用いた共振器は FSR が 9.6 GHz の MgF<sub>2</sub> 共振器であり、変調速度を 7 Gbps から 10 Gbps まで 0.5 Gbps ずつ変化させて BER を測定した。その結果を Fig. 7.4 に示す。変調速度が 7.5 Gbps まではエラーフリーが観測されたが、8 Gbps を超えると BER が顕著に悪化した。これは波長間のクロストークが影響していると考えられる。この結果から、FSR の 75% 以下の変調速度で伝送する必要があることが分かった。

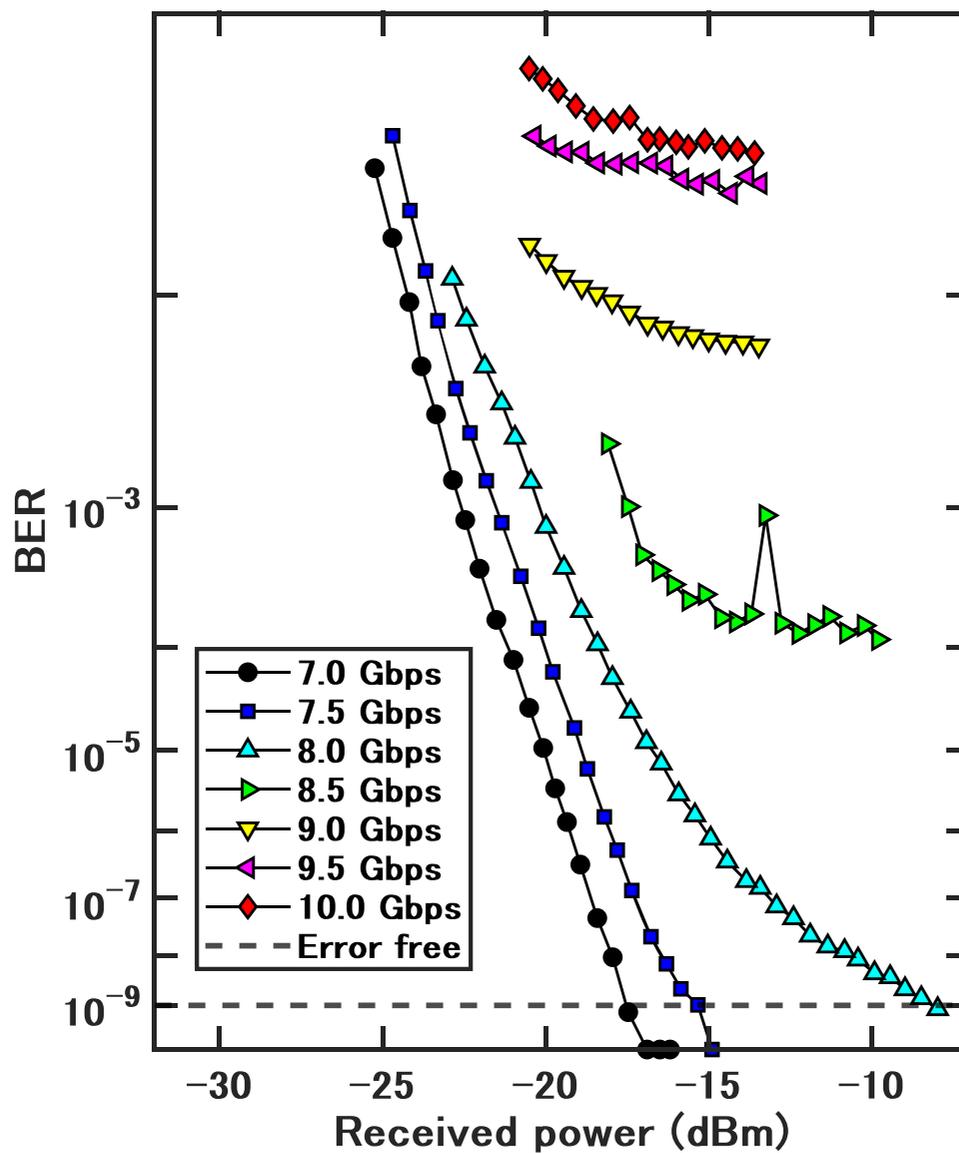


Fig. 7.4 BER measurement at different modulation rate from 7.0 Gbps to 10 Gbps.

## 7.1.2 フィールドにおける 9 km 光伝送の実証

### A. C バンドにおける BER スペクトルの測定

次に、フィールドに設置された商用の光ファイバを用いた多波長並列光伝送を行った。伝送光ファイバは慶應義塾大学矢上キャンパスを始点として新川崎キャンパスで折り返して戻ってきており、その長さは約 9 km である。伝送方式は先ほどと同様の IM-DD 方式を採用しており、伝送速度は 1 チャンネルあたり 10 Gbit/s である。いくつかのチャンネルに対して BER を測定した結果を Fig. 7.5(a) に示す。測定した波長は 1546.07 nm, 1552.36 nm, 1555.78 nm, 1559.68 nm であり、参照データとして CW の BER も測定した。いずれの波長も  $10^{-9}$  以下の BER を達成しており、波長によってエラーフリーとなる受光パワーには差があった。これは波長によって SNR が異なるためである。Fig. 7.5(b) はエラーフリー時のアイパターンを示している。(c) は C バンドにおける全ての波長の BER を測定し、記録した最低の BER を波長ごとにプロットした結果である。BER が  $10^{-9}$  以下を記録したチャンネル数は 94 であり、総伝送容量は 0.94 Tbps に及んだ。今回は FSR が 20 GHz のコムを用いて伝送速度を 10 Gbps に設定したが、Fig. 7.4 の結果から FSR を小さくするか伝送速度を増加させることによって総伝送容量は増加する可能性がある。

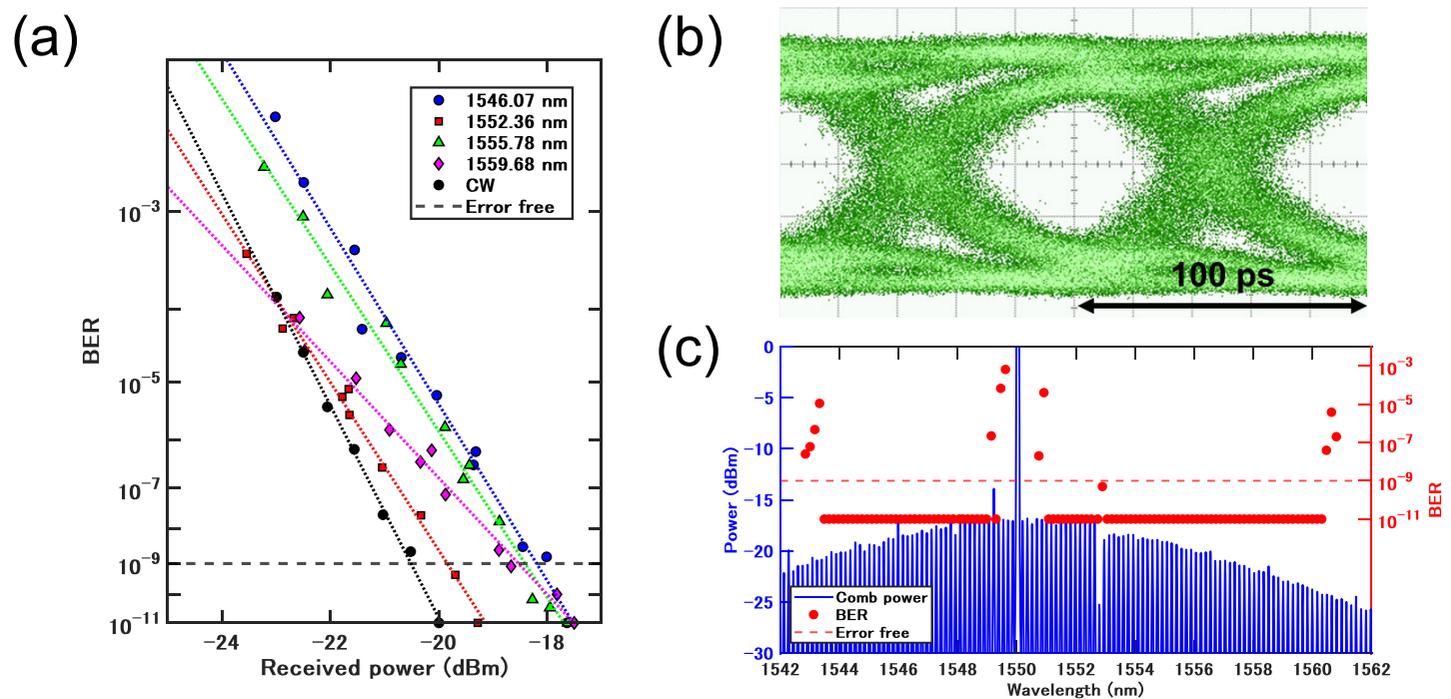


Fig. 7.5 (a) BER in 9-km transmission. (b) Eye pattern. (c) BER measurement in the entire C band. The red plot indicates the best-measured BER. The blue line shows the spectrum of the soliton microcomb.

## B. BER の長期測定

BER の長期測定を行った。その結果を Fig. 7.6 に示す。青色のプロットが BER の値を示し、赤色のプロットが光パワーを表している。(a) は参照データとして測定した CW レーザ光の結果であり、(b) はコム線 1 本の測定結果である。CW と比較してコムパワーには 1 dBm 程度のわずかな変動が見られるが、測定時間 30 分以上にわたりコムの BER はエラーフリーである  $10^{-9}$  以下の値を安定して示している。ただし、CW の場合とコムの場合の両方において、複数の時間にて BER の飛び値が見られる。これは BER 検出器が BER 測定ごとに信号のクロックとしきい値電圧を自動で検出しているのだが、その検出時間の中にファイバの伸縮などによってクロックがシフトしてしまうことに起因すると考えられる。これを解決するためには、信号のクロックをリアルタイムで検出して BER 検出器に入力するなどの改善が必要である。

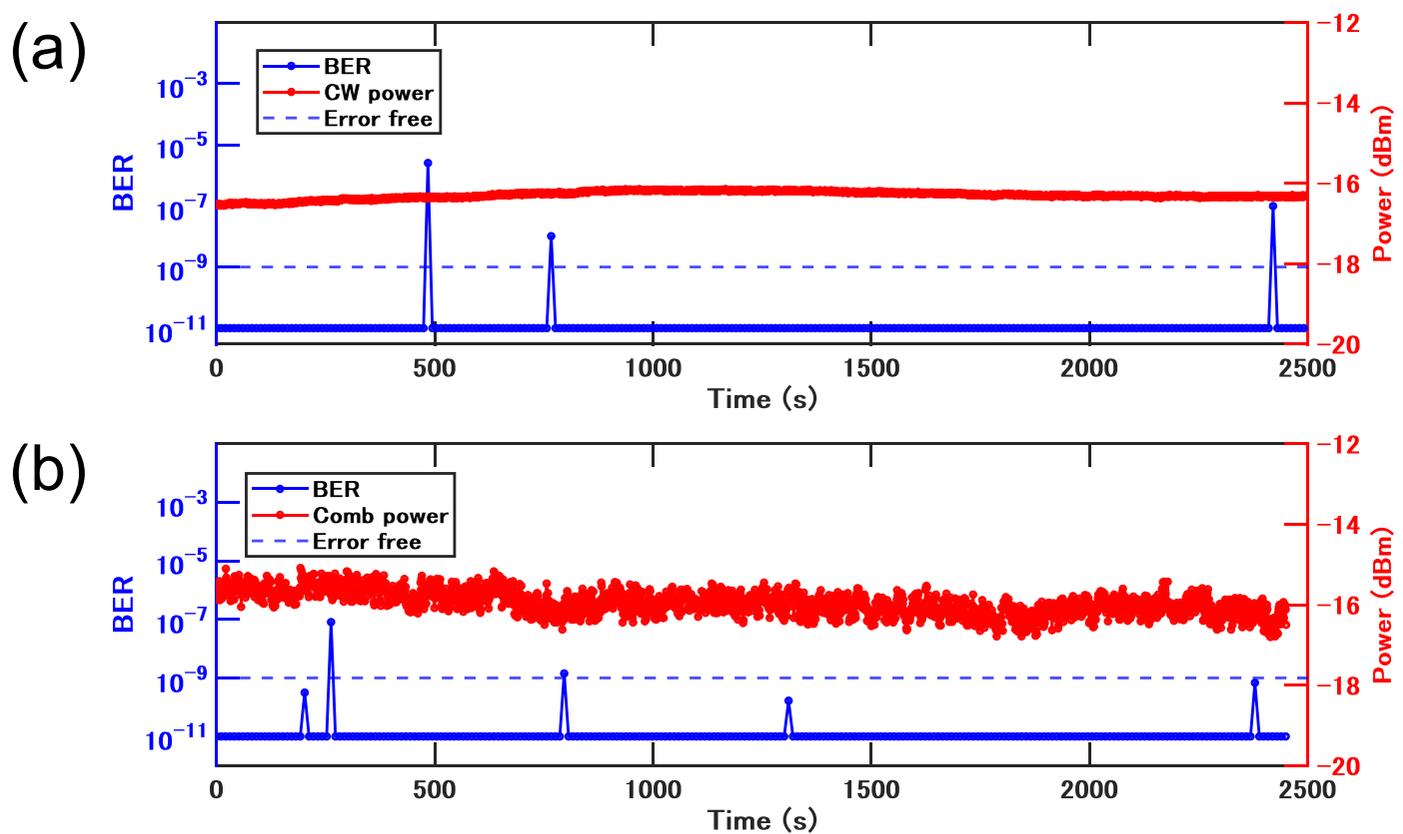


Fig. 7.6 Long-time BER measurement. (a) BER and optical power measurement using a CW light as a light source. The blue line represents a value of BER. The red line represents an optical power. (b) BER and optical power measurement using a comb line as a light source.

## 参考文献

- [1] 内閣府, “第 5 期科学技術基本計画,” <https://www8.cao.go.jp/cstp/kihonkeikaku/5honbun.pdf> (2016).
- [2] G. Berden, R. Peeters, and G. Meijer, “Cavity ring-down spectroscopy: Experimental schemes and applications,” *International reviews in physical chemistry* **19**, 565–607 (2000).
- [3] T. Herr, K. Hartinger, J. Riemensberger, C. Y. Wang, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Universal formation dynamics and noise of kerr-frequency combs in microresonators,” *Nature photonics* **6**, 480–487 (2012).
- [4] C. Y. Wang, T. Herr, P. Del’ Haye, A. Schliesser, J. Hofer, R. Holzwarth, T. Hänsch, N. Picqué, and T. J. Kippenberg, “Mid-infrared optical frequency combs at 2.5  $\mu\text{m}$  based on crystalline microresonators,” *Nature communications* **4**, 1345 (2013).
- [5] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nature Photonics* **8**, 145–152 (2014).
- [6] S. Fujii, S. Tanaka, T. Ohtsuka, S. Kogure, K. Wada, H. Kumazaki, S. Tasaka, Y. Hashimoto, Y. Kobayashi, T. Araki *et al.*, “Dissipative kerr soliton microcombs for fec-free optical communications over 100 channels,” *Optics Express* **30**, 1351–1364 (2022).
- [7] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, I. Solomatine, D. Seidel, and L. Maleki, “Tunable optical frequency comb with a crystalline whispering gallery mode resonator,” *Physical review letters* **101**, 093902 (2008).
- [8] T. Kobatake, T. Kato, H. Itobe, Y. Nakagawa, and T. Tanabe, “Thermal effects on kerr comb generation in a  $\text{CaF}_2$  whispering-gallery mode microcavity,” *IEEE Photonics Journal* **8**, 1–9 (2016).
- [9] P. Del’ Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator,” *Nature* **450**, 1214–1217 (2007).
- [10] T. Kato, A. Hori, R. Suzuki, S. Fujii, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Transverse mode interaction via stimulated raman scattering comb in a silica microcavity,” *Optics Express* **25**, 857–866 (2017).
- [11] H.-J. Chen, Q.-X. Ji, H. Wang, Q.-F. Yang, Q.-T. Cao, Q. Gong, X. Yi, and Y.-F. Xiao, “Chaos-assisted two-octave-spanning microcombs,” *Nature communications* **11**, 2336 (2020).
- [12] S. Zhang, T. Bi, G. N. Ghalanos, N. P. Moroney, L. Del Bino, and P. Del’ Haye, “Dark-bright soliton bound states in a microresonator,” *Physical Review Letters* **128**, 033901 (2022).
- [13] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, “Chemically etched ultrahigh-q wedge-resonator on a silicon chip,” *Nature Photonics* **6**, 369–373 (2012).

- [14] X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. Vahala, “Soliton frequency comb at microwave rates in a high-q silica microresonator,” *Optica* **2**, 1078–1085 (2015).
- [15] J. Ma, L. Xiao, J. Gu, H. Li, X. Cheng, G. He, X. Jiang, and M. Xiao, “Visible kerr comb generation in a high-q silica microdisk resonator with a large wedge angle,” *Photonics Research* **7**, 573–578 (2019).
- [16] S. B. Papp, P. Del’ Haye, and S. A. Diddams, “Mechanical control of a microrod-resonator optical frequency comb,” *Physical Review X* **3**, 031003 (2013).
- [17] R. Suzuki, A. Kubota, A. Hori, S. Fujii, and T. Tanabe, “Broadband gain induced raman comb formation in a silica microresonator,” *JOSA B* **35**, 933–938 (2018).
- [18] K. E. Webb, M. Erkintalo, S. Coen, and S. G. Murdoch, “Experimental observation of coherent cavity soliton frequency combs in silica microspheres,” *Optics Letters* **41**, 4613–4616 (2016).
- [19] Y. Liu, Y. Yu, S. Yuan, X. Xu, and X. Zhang, “Tunable megahertz bandwidth microwave photonic notch filter based on a silica microsphere cavity,” *Optics Letters* **41**, 5078–5081 (2016).
- [20] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, “Silicon microring resonators,” *Laser & Photonics Reviews* **6**, 47–73 (2012).
- [21] Z. Ye, K. Twayana, P. A. Andrekson *et al.*, “High-q  $si_3n_4$  microresonators based on a subtractive processing for kerr nonlinear optics,” *Optics express* **27**, 35719–35727 (2019).
- [22] Z. Gong, X. Liu, Y. Xu, M. Xu, J. B. Surya, J. Lu, A. Bruch, C. Zou, and H. X. Tang, “Soliton microcomb generation at 2  $\mu m$  in z-cut lithium niobate microring resonators,” *Optics letters* **44**, 3182–3185 (2019).
- [23] Z. Gong, A. Bruch, M. Shen, X. Guo, H. Jung, L. Fan, X. Liu, L. Zhang, J. Wang, J. Li *et al.*, “High-fidelity cavity soliton generation in crystalline aln micro-ring resonators,” *Optics letters* **43**, 4366–4369 (2018).
- [24] L.-S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertsson, M. Zucco, R. S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams, “Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10-19 level,” *Science* **303**, 1843–1845 (2004).
- [25] L. Hou, Y. Huang, Y. Liu, R. Zhang, J. Wang, B. Wang, H. Zhu, B. Hou, B. Qiu, and J. H. Marsh, “Frequency comb with 100 ghz spacing generated by an asymmetric mqw passively mode-locked laser,” *Optics Letters* **45**, 2760–2763 (2020).
- [26] R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, A. Akrouf, J.-P. Turrenc, A. Accard, F. Lelarge, and A. Ramdane, “Inas/inp quantum-dot passively mode-locked lasers for 1.55- $\mu m$  applications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **17**, 1292–1301 (2011).
- [27] M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams-Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn, and M. Lončar, “Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator,”

- Nature **568**, 373–377 (2019).
- [28] H. Guo, M. Karpov, E. Lucas, A. Kordts, M. H. Pfeiffer, V. Brasch, G. Lihachev, V. E. Lobanov, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Universal dynamics and deterministic switching of dissipative kerr solitons in optical microresonators,” *Nature Physics* **13**, 94–102 (2017).
- [29] M.-G. Suh, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, X. Yi, and K. J. Vahala, “Microresonator soliton dual-comb spectroscopy,” *Science* **354**, 600–603 (2016).
- [30] P. Trocha, M. Karpov, D. Ganin, M. H. Pfeiffer, A. Kordts, S. Wolf, J. Krockenberger, P. Marin-Palomo, C. Weimann, S. Randel *et al.*, “Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs,” *Science* **359**, 887–891 (2018).
- [31] D. T. Spencer, T. Drake, T. C. Briles, J. Stone, L. C. Sinclair, C. Fredrick, Q. Li, D. Westly, B. R. Ilic, A. Bluestone *et al.*, “An optical-frequency synthesizer using integrated photonics,” *Nature* **557**, 81–85 (2018).
- [32] B. Wang, J. S. Morgan, K. Sun, M. Jahanbozorgi, Z. Yang, M. Woodson, S. Estrella, A. Beling, and X. Yi, “Towards high-power, high-coherence, integrated photonic mmwave platform with microcavity solitons,” *Light: Science & Applications* **10**, 4 (2021).
- [33] P. Marin-Palomo, J. N. Kemal, M. Karpov, A. Kordts, J. Pfeifle, M. H. Pfeiffer, P. Trocha, S. Wolf, V. Brasch, M. H. Anderson *et al.*, “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications,” *Nature* **546**, 274–279 (2017).
- [34] D. C. Cole, E. S. Lamb, P. Del’ Haye, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “Soliton crystals in kerr resonators,” *Nature Photonics* **11**, 671–676 (2017).
- [35] M. Karpov, M. H. Pfeiffer, H. Guo, W. Weng, J. Liu, and T. J. Kippenberg, “Dynamics of soliton crystals in optical microresonators,” *Nature Physics* **15**, 1071–1077 (2019).
- [36] X. Xue, P.-H. Wang, Y. Xuan, M. Qi, and A. M. Weiner, “Microresonator kerr frequency combs with high conversion efficiency,” *Laser & Photonics Reviews* **11**, 1600276 (2017).
- [37] A. Fülöp, M. Mazur, A. Lorences-Riesgo, Ó. B. Helgason, P.-H. Wang, Y. Xuan, D. E. Leaird, M. Qi, P. A. Andrekson, A. M. Weiner *et al.*, “High-order coherent communications using mode-locked dark-pulse kerr combs from microresonators,” *Nature communications* **9**, 1598 (2018).
- [38] M. H. Anderson, W. Weng, G. Lihachev, A. Tikan, J. Liu, and T. J. Kippenberg, “Zero dispersion kerr solitons in optical microresonators,” *Nature communications* **13**, 4764 (2022).
- [39] X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, and K. Vahala, “Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators,” *Optics letters* **41**, 2037–2040 (2016).
- [40] J. R. Stone, T. C. Briles, T. E. Drake, D. T. Spencer, D. R. Carlson, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “Thermal and nonlinear dissipative-soliton dynamics in kerr-microresonator frequency combs,” *Physical review letters* **121**, 063902 (2018).
- [41] S. Zhang, J. M. Silver, L. Del Bino, F. Copie, M. T. Woodley, G. N. Ghalanos, A. Ø. Svela, N. Mo-

- ronney, and P. Del' Haye, "Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser," *Optica* **6**, 206–212 (2019).
- [42] E. D. Black, "An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization," *American journal of physics* **69**, 79–87 (2001).
- [43] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.-P. Huignard, and A. Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.5  $\mu\text{m}$  for optical distribution and generation of high-purity microwave signals," *Journal of Lightwave Technology* **26**, 2764–2773 (2008).
- [44] J. Li, H. Lee, and K. J. Vahala, "Microwave synthesizer using an on-chip brillouin oscillator," *Nature communications* **4**, 2097 (2013).
- [45] J. Hu, J. He, J. Liu, A. S. Raja, M. Karpov, A. Lukashchuk, T. J. Kippenberg, and C.-S. Brès, "Reconfigurable radiofrequency filters based on versatile soliton microcombs," *Nature communications* **11**, 4377 (2020).
- [46] H. Liu, W. Wang, J. Yang, M. Yu, D.-L. Kwong, and C. W. Wong, "Observation of deterministic double dissipative-kerr-soliton generation with avoided mode crossing," *Physical Review Research* **5**, 013172 (2023).
- [47] X. Zhu, F. Chen, H. Peng, and Z. Chen, "Novel programmable microwave photonic filter with arbitrary filtering shape and linear phase," *Optics Express* **25**, 9232–9243 (2017).
- [48] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, **基本光工学**, vol. 1 (森北出版株式会社, 2006). 尾崎義治・朝倉利光 訳.
- [49] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, **基本光工学**, vol. 2 (森北出版株式会社, 2008). 尾崎義治・朝倉利光 訳.
- [50] J. Liu, E. Lucas, A. S. Raja, J. He, J. Riemensberger, R. N. Wang, M. Karpov, H. Guo, R. Bouchand, and T. J. Kippenberg, "Photonic microwave generation in the x-and k-band using integrated soliton microcombs," *Nature Photonics* **14**, 486–491 (2020).
- [51] "What is ber (bit error ratio) and bert (bit error ratio tester)?" <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/archive-posts/95047174-what-is-ber-bit-error-ratio-and-bert-bit-error-ratio-tester>. (Viewed in January 2024).