

修士論文

光周波数コムを用いた光コヒーレンス領域  
リフレクトメトリの性能向上

**Performance Improvements on Optical Coherence Domain  
Reflectometry Using Optical Frequency Comb**

指導教官 何祖源特任教授

2012 年 2 月 8 日提出

東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻

37-106485

橋本章太郎

# 目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 本論文の構成	6
第2章 光コヒーレンス領域リフレクトメトリ	7
2.1 はじめに	7
2.2 光波コヒーレンス関数の定義と性質	7
2.3 光波コヒーレンス関数の合成法	10
2.3.1 正弦波変調による光波コヒーレンス関数の合成法	10
2.3.2 階段型変調による光波コヒーレンス関数の合成法	12
2.3.3 光周波数コムによる光波コヒーレンス関数の合成法	15
2.4 OCDR-SOCF と OCDR-OFC の測定性能比較	16
2.5 まとめ	17
第3章 光周波数コムの発生	18
3.1 はじめに	18
3.2 光周波数コム	18
3.3 光ファイバリング共振器型光周波数コム	20
3.4 位相変調の変調指数とサイドバンドの関係	22
3.5 光周波数コム発生の実験	24
3.5.1 光周波数コム発生器の実験系	24
3.5.2 実験結果	25
3.6 まとめ	27
第4章 光周波数コムによる光コヒーレンス領域リフレクトメトリ	28
4.1 はじめに	28
4.2 OCDR-OFC による反射率分布測定	28
4.2.1 一次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定	28
4.2.2 OCDR-OFC の実験系	29
4.2.3 実験結果	29
4.2.4 光波コヒーレンス関数の形状	31
4.3 光周波数コムの形状と S/N 比の関係	32
4.4 光周波数コムと測定範囲の関係	33
4.5 まとめ	34
第5章 多重位相変調を用いた光周波数コムによる空間分解能と S/N 比の改善	35
5.1 はじめに	35
5.2 三重位相変調	35

5.3	五重位相変調 .....	37
5.4	実験結果 .....	39
5.4.1	五重位相変調のコムスパンとコム形状 .....	39
5.4.2	多重位相変調と単一位相変調による測定性能比較 .....	42
5.5	まとめ .....	42
第6章	タイムゲートによる測定範囲の拡大 .....	45
6.1	はじめに .....	45
6.2	タイムゲートの原理 .....	45
6.3	光ゲートによるタイムゲートの適用 .....	47
6.3.1	実験系 .....	47
6.3.2	実験結果 .....	48
6.4	電気ゲートによるタイムゲートの適用 .....	50
6.4.1	実験系 .....	50
6.4.2	実験結果 .....	51
6.4.3	電気ゲートによる測定範囲 60m の反射率分布測定 .....	53
6.5	まとめ .....	55
第7章	結論 .....	56
7.1	結論 .....	56
7.2	今後の課題 .....	56
7.2.1	光周波数コム発生器の構成の見直し .....	56
7.2.2	低ノイズのタイムゲートによる測定範囲の拡大 .....	57
参考文献	.....	58
発表文献	.....	62
謝辞	.....	63

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 はじめに

光エレクトロニクス発展と光ファイバセンシング技術の間には密接な関係がある。1960 年代に固体レーザと気体レーザが相次いで開発され、1970 年には現在最も広く使われている室内連続発振の半導体レーザの開発がなされた[1]。また同年、約 20dB/km という当時としては画期的に低損失な石英ファイバの開発がなされた[2]。この半導体レーザと低損失な光ファイバの登場により、光通信分野は急速に成長することになる。インターネットの普及により情報量が増加するに伴い、幹線系のみならず加入者系にも光ファイバケーブルが導入されるようになった。Fiber-To-The-Home(FTTH)加入者数は年々増加の一途を辿っており、2010 年末においては全ブロードバンド加入者数の 67%を占めている[3]。

このように光通信技術の発展と普及により、光ファイバは我々の産業や生活に必要な不可欠のものとなった。また、光ファイバは通信用ケーブルだけでなく様々な光学機器にも使用されている。よってこれら光ファイバケーブルや光学機器、加えて光集積回路など光ファイバや光導波路を使用した製品の故障診断を行う技術が求められるようになった。その故障診断を行うための技術が「光リフレクトメトリ」である[4]。光リフレクトメトリとは、光学系に光を入射した際、「どの位置でどのくらいの強さで反射が起きたか」を調べる技術である。図 1.1 にリフレクトメトリの概念図を示す。測定対象にパルス光や周波数変調を施した光など、何らかの信号光を入射し、測定対象から戻ってきた反射光を解析することで光ファイバの位置毎の反射率分布のデータを得ることができる。光学機器においては機器を分解することなく、光を入射するだけの非破壊的な故障診断が可能なためリフレクトメトリの有用性は大きい。

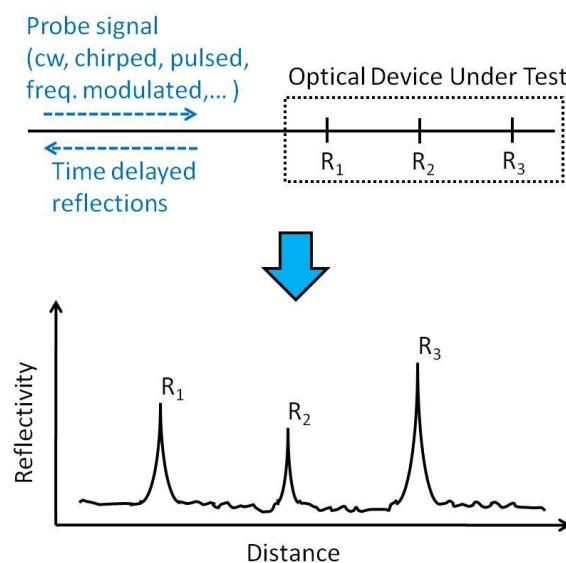


図 1.1 リフレクトメトリの概念図.

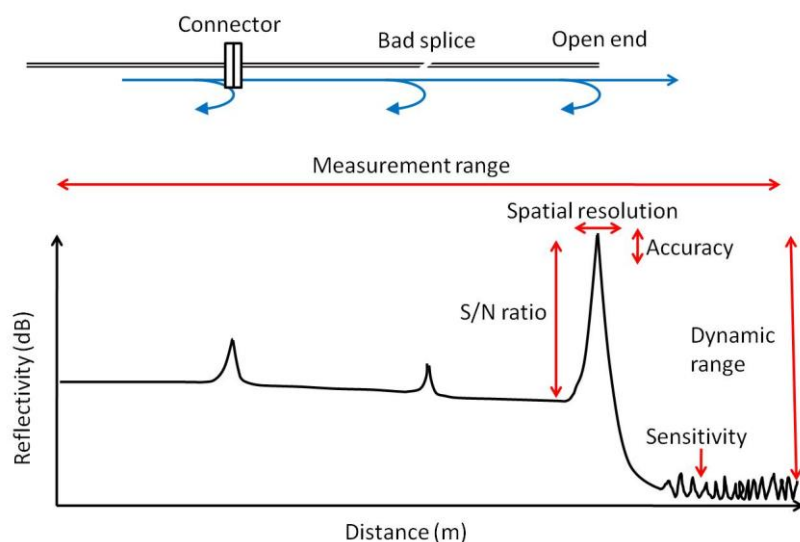


図 1.2 リフレクトメトリの性能要素.

光リフレクトメトリの性能を決定づける要素には様々なものが存在する。図 1.2 に光ファイバ上に 3 箇所の反射点を設けた際のリフレクトメトリの測定結果のイメージを示す。性能要素は主に以下の 7 つが存在し、各々図 1.2 と対応している。

- ① 空間分解能(Spatial resolution): 反射点の位置を正確に特定する性能。位置分解できる二点の最小距離であり、反射点における信号のピークの太さが空間分解能に影響する。多くの場合、半値全幅 (FWHM)によって表す。
- ② 測定範囲(Measurement range): 測定可能な範囲。
- ③ ダイナミックレンジ(Dynamic range): 測定可能な最大反射率と最小反射率の差。
- ④ 精度(Accuracy): 反射率測定の正確さ。反射率分解能とも呼ぶ。
- ⑤ 感度(Sensitivity): 測定可能な最小の反射率。
- ⑥ S/N 比(Signal-to-Noise ratio): 反射信号強度とノイズ強度の差。ノイズが大きい場合、反射点からの小さな反射はノイズに埋もれてしまう。
- ⑦ 測定速度(Measurement speed): 測定に要する時間の長さ。

各々の性能要素は測定する対象によってその重要性は異なってくる。例えば通信ケーブルの反射率測定の際には長い測定範囲が必要となる。通信用ケーブルは最長で 80 km のものが使用されており、

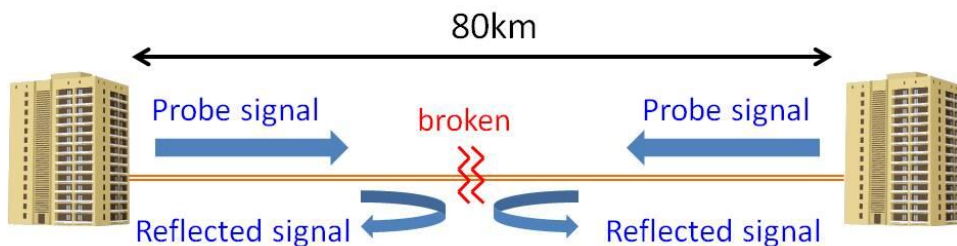


図 1.3 通信ケーブルの反射率測定概念図.

ケーブルの両端から信号光を入射し反射率測定を行うことを考えると、測定範囲は少なくとも 40km 必要となる(図 1.3)。光学機器や光集積回路など小さな測定対象の場合は空間分解能が重要になってくる。短い測定範囲内で非常に小さな故障箇所を見つける必要があるため、 $\mu\text{m}$  オーダーの空間分解能が必要となる場合もある。

現在、光リフレクトメトリの代表的な手法として以下の4つが挙げられる。

- ① Optical Time Domain Reflectometry (OTDR)
- ② Optical Low-Coherence Reflectometry (OLCR)
- ③ Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR)
- ④ Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function (OCDR-SOCF)

図 1.4 は OTDR の基本的な構成図である。パルス光を測定対象に入射し、反射光が戻ってくるまでの時間遅延を測定することで反射の位置測定を行う。また、反射光の強度により反射率測定を行う。パルス光は光の分散の影響で、光ファイバを伝搬していく間にそのパルス幅が広がっていき、パルス光強度が弱くなってしまふ。そのため、パルス幅が狭いほど空間分解能は良くなるが、伝搬する過程でその強度が弱くなるため、SN 比(Signal to Noise Ratio)が悪くなってしまい、ダイナミックレンジを劣化させてしまふ。このように OTDR では空間分解能とダイナミックレンジはトレードオフの関係にある。OTDR は現在最も実用化、製品化が進んでいる手法である。一般的な OTDR の特徴として、測定範囲が広く(100km 以上)、空間分解能が比較的低い(1m 以上)ことが挙げられる。OTDR はリフレクトメトリの中でも歴史が長く、Direct-Detection OTDR[5,6]、Coherent OTDR (C-OTDR)[7,8]、Photon Counting OTDR ( $\nu$ -OTDR)[9]、といった測定方式が存在する。Direct-Detection OTDR は初期に開発された OTDR であり、図 1.4 のように反射光を直接測定する。C-OTDR はヘテロダイン干渉計を組み、ビート周波数の時間変動を測定することで、周波数成分の異なる雑音を除去し、感度とダイナミックレンジを向上させたものである。C-OTDR により光ファイバの温度変化と歪を測定することが可能であり、8km の光ファイバ上において温度変化  $0.01^{\circ}\text{C}$  と歪量  $0.01\mu\epsilon$  の検出、空間分解能 1m を達成した研究も報告されている[8]。 $\nu$ -OTDR とは受光素子にアバランシェ・フォトダイオード(APD)を用いたものであり、APD をガイガーモードで動作させることにより、単一光子の検出を行い、従来の OTDR に比べ感度とダイナミックレンジを向上させたものである。

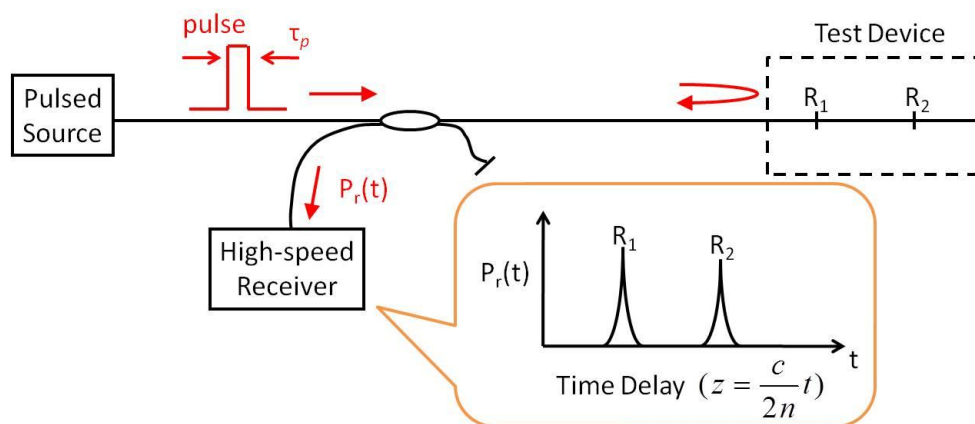


図 1.4 OTDR の概念図.

図 1.5 に OLCR の基本的な構成を示す。OLCR は光源に線幅が広く、コヒーレンス長が短い白色光源を用いる[10-14]。これにより、信号光路長と参照光路長の差が光源のコヒーレンス長内にある部分のみの反射を得ることができる。OLCR の特徴として、極めて高い分解能( $\sim$ nm)が挙げられる。ただし、測定範囲は参照光路上の可変ミラーの移動可能距離に制限されるので、1m 前後であり、他の手法と比較すると短い。そのため OLCR は高い空間分解能が必要となる小さな測定対象の反射率測定に有効である。例えば OLCR の nm オーダーという高い空間分解能を生かして、光ファイバの分散や複屈折率を測定した研究の報告がなされている[15]。

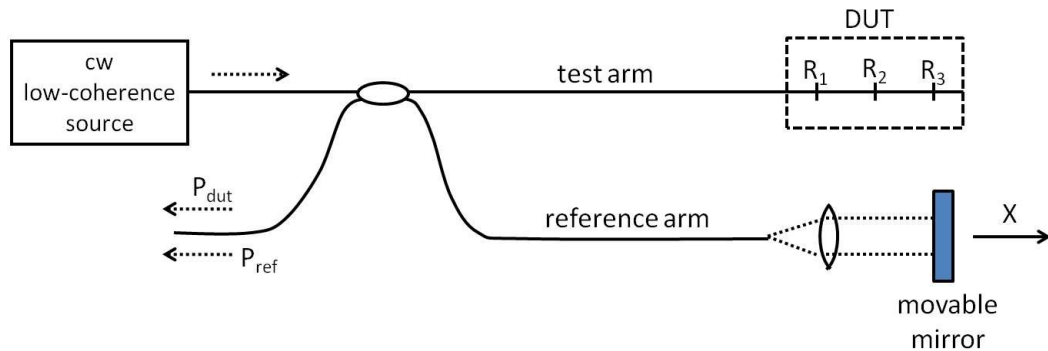


図 1.5 OLCR の概念図.

図 1.6 に OFDR の基本的な構成を示す。一般的な OFDR では信号光と参照光を干渉させるため、Coherent-OFDR(C-OFDR)と呼ばれることが多い[16-24]。C-OFDR では周波数を線形に変調した光を参照光路と測定対象に入射し、受光部で戻り光と参照光のビート周波数を解析する。観察されるビート周波数が参照光と信号光の時間遅延に比例することから反射の位置を知ることができる。また、ビート周波数の強度により反射率を測定できる。C-OFDR の特徴として、レイリー散乱を遙かに下回る高い感度、数 km の広い測定範囲、数 cm の比較的高い空間分解能が挙げられる。このように C-OFDR は通信ケーブルの故障診断に対して高い性能を発揮する可能性があるが、長距離におけるレーザーの位相雑音、振動や温度変化などの環境的な外乱によるドップラー周波数シフト雑音が測定精度に大きな悪影響を及ぼすため、実用化に至るにはこれらの問題を解決する必要がある。現在、レーザーの位相雑音を補償し、測定範囲 40km、空間分解能 1m の測定を達成した研究の報告がなされている[25]。

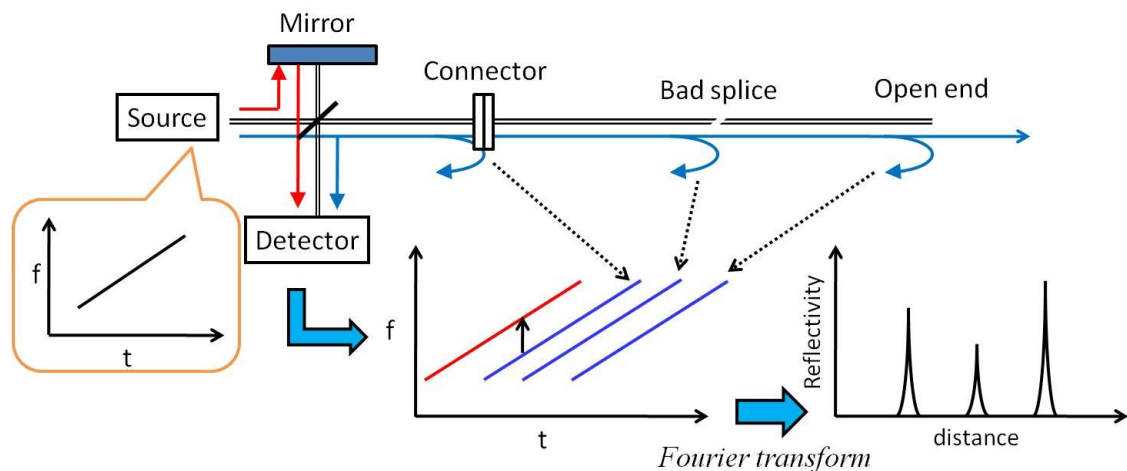


図 1.6 OFDR の概念図.

図 1.7 に OCDR-SOCF の基本的な構成を示す。この手法は、干渉特性を表現する光波コヒーレンス関数が光源のパワースペクトラムの逆フーリエ変換で表現されることを利用した干渉計測である[26~38]。光源の光周波数を変調することで、白色光源と同様なデルタ型関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する。OLCR は参照光路の光路長により位置測定を行ったが、OCDR-SOCF は光源の光周波数変調、あるいは参照光路における位相変調によって干渉ピークを生じる位置を変化させる。そのため、位置測定は光源の光周波数変調波形あるいは参照光路での位相変調波形により行う。この手法における空間分解能は、光源の光周波数変調の変調量によって決まる。OCDR-SOCF は、5km 遠方において cm オーダーの空間分解能や、10 秒以内の高速分布測定、1kHz サンプリングレートの実現による振動測定が実現されている。

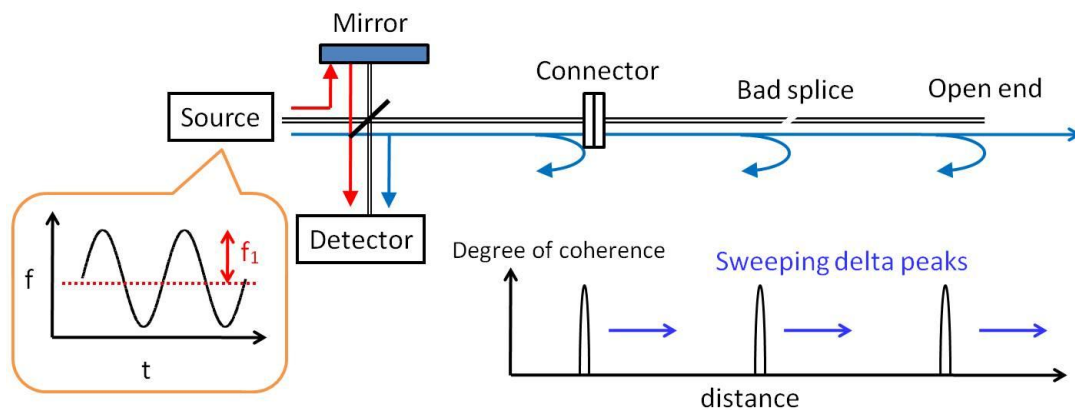


図 1.7 OCDR-SOCF の概念図。

OCDR-SOCF において、光源に光周波数コムを使用したものに Optical Coherence Domain Reflectometry Using Optical Frequency Comb (OCDR-OFC)[39,40]がある。第 2 章で詳細を述べるが、OCDR-OFC は OCDR-SOCF と比較して、高速で高精度なシステムを実現できる可能性がある。本論文ではこの OCDR-OFC の先行研究を元に、その高性能化を目指す。

以上のように光リフレクトメトリの測定手法には様々なものが存在し、それぞれの特徴に合わせて各分野への応用が検討されている。近年、急速に増加した FTTH では、ユーザ宅内の密集した光デバイスの故障部品の特定（高空間分解能）、故障箇所の早急な発見や架空光ファイバの風による振動・温度変化などの外乱耐性（高速測定）、強い反射のある故障箇所だけでなく故障となりうる箇所の弱い反射の同時測定（高ダイナミックレンジ）、アクセスネットワークの基地局からユーザ宅までの範囲の測定（広範囲測定）を併せ持つ光リフレクトメトリが要求されている。

しかしながら、高空間分解能・高速測定・高ダイナミックレンジ・広範囲測定を同時に実現できる光リフレクトメトリは未だ提案されていない。具体的な性能としては、cm オーダーの空間分解能・1 分以内の高速分布測定と数 Hz 以上のサンプリングレート・50dB 以上のダイナミックレンジ・40km 以上の測定範囲である。これらの性能を持つ光リフレクトメトリを実現することにより、光アクセスネットワークを診断する技術や温度・歪センサなどの各種光ファイバセンサの性能を向上させるとともに、新たな分野への応用も可能になる。

## 1.2 本論文の構成

前節における背景をもとに、本論文では「光周波数コムを用いた光コヒーレンス領域リフレクトメトリの性能向上」を目指す。

第1章では、本論文における背景と目的、並びに本論文の構成を示す。

第2章では、光コヒーレンス領域リフレクトメトリ(OCDR)の原理と、光源として光周波数コムを用いた光コヒーレンス領域リフレクトメトリ(OCDR-OFC)について説明する。

第3章では、OCDR-OFCの光源として用いる光ファイバリング共振器型光周波数コム発生器の原理と構成について説明し、実験で発生した光周波数コムについて特性を示す。

第4章では、第3章で発生した光周波数コムを用いて、OCDR-OFCの反射率分布測定法と反射率分布測定結果を示す。

第5章では、OCDR-OFCの空間分解能とS/N比を向上させるために、光コムを広帯域化し、光コムのスペクトル形状を整える手法を紹介する。さらにその実験結果を示す。

第6章では、OCDR-OFCの測定範囲を拡大するためにタイムゲートを用いた測定手法を紹介し、その実験結果を示す。

第7章においては、本研究の結論と今後の課題について述べる。

## 第2章 光コヒーレンス領域リフレクトメトリ

### 2.1 はじめに

本章では、まず光波コヒーレンス関数について説明する。次に OCDR-SOCF の原理である光源に正弦波、階段型の周波数変調を施した際の光波コヒーレンス関数の性質について説明する。さらに OCDR-OFC の原理である光源に光周波数コムを用いた場合の光波コヒーレンス関数の性質について説明する。最後に OCDR-SOCF と OCDR-OFC との比較を行い、OCDR-OFC の利点について述べる。

### 2.2 光波コヒーレンス関数の定義と性質

図 2.1 のようなマイケルソン干渉計において、光源から出発し二つの異なる光路を辿る光を考える。それぞれの光はビームスプリッタにより分割され、片方は固定されたミラーで反射しフォトディテクタへ、もう片方は可変のミラーで反射しフォトディテクタへ向かう。二つの光が同一光路上で交わる時、干渉が生じる。よってフォトディテクタでは干渉光による干渉光強度が検出されることになる。二つの光路差は可変ミラーを動かすことで調整でき、図 2.1 のように可変ミラーの等光路点からの変位を  $z$  とする。このとき光路差は  $2z$  で表される。可変ミラーを動かし、光路差を変化させた場合、フォトディテクタで検出される干渉光強度は光路差により変化し、 $z$  の関数として表すことができる。これが光波コヒーレンス関数である。すなわち光波コヒーレンス関数とは干渉縞の鮮明度を光路差毎にプロットしたものである。光波コヒーレンス関数の形状は光源のパワースペクトルによって定まり、その形状は光源のパワースペクトルのフーリエ変換で与えられることが分かっている[41]。

次に光波コヒーレンス関数が光源のパワースペクトラムのフーリエ変換で与えられることを示す。

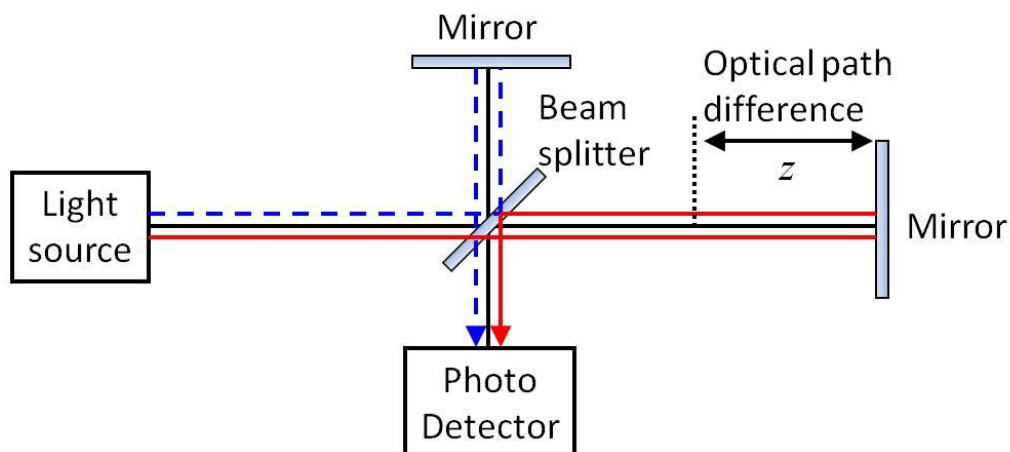


図 2.1 マイケルソン干渉計.

図 2.1 の二つの光路を辿る光波をそれぞれ  $E_1$ 、 $E_2$  とすると、フォトディテクタで検出される光強度  $I$  は(2.1)式で表現できる。

$$I = |\overline{E_1(t) + E_2(t)}|^2 \quad (2.1)$$

ここで更に、 $E_i$  ( $i = 1, 2$ )が光路において $\kappa_i$  の損失を持ち、 $E_1$  と  $E_2$  の伝搬時間の差を $\tau$  とすると、 $E_1$  と  $E_2$  はそれぞれ(2.2)式のように表現できる。

$$E_1 = \kappa_1 E(t), E_2 = \kappa_2 E(t - \tau) \quad (2.2)$$

(2.2)式を用いて、(2.1)式は次の様に変形できる。

$$\begin{aligned} I &= |\overline{\kappa_1 E(t) + \kappa_2 E(t - \tau)}|^2 \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \text{Re}\{\gamma(\tau)\} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ただし、

$$\begin{aligned} I_1 &= \kappa_1^2 |\overline{E(t)}|^2, I_2 = \kappa_2^2 |\overline{E(t)}|^2 \\ \gamma(\tau) &= \frac{\overline{E^*(t)E(t - \tau)}}{|\overline{E(t)}|^2} \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\int_{-T}^T E^*(t)E(t - \tau) dt}{\int_{-T}^T |E(t)|^2 dt} \end{aligned} \quad (2.4)$$

この  $\gamma(\tau)$  がコヒーレンス関数と呼ばれているもので、 $|\gamma(\tau)| \leq 1$  を満足する。(2.4) 式の分母は規格化のための定数であり、本質的な意味はない。

(2.4) 式からも分かる通り、 $\gamma(\tau)$  は光源電界の自己相関関数である。また、光源電界  $E(t)$  のフーリエ変換を  $F(v)$  とすると、 $E(t)$  は(2.5) 式の様になる。

$$E(t) = \int F(v) e^{-j2\pi vt} dv \quad (2.5)$$

従って、(2.4) 式を変形すると、

$$\begin{aligned} \gamma(\tau) &= \frac{\int E^*(t)E(t - \tau) dt}{\int |E(t)|^2 dt} \\ &= \frac{\int |F(v)|^2 e^{j2\pi v\tau} dv}{\int |F(v)|^2 dv} \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで  $E(t)$  のパワースペクトルを  $W(v)$  とすると、(2.7) 式が成立する。

$$W(v) = |F(v)|^2 \quad (2.7)$$

(2.6) 式、(2.7) 式より、光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトルのフーリエ変換であることが示せた。

例として単色光源と半導体レーザーのコヒーレンス関数を図 2.2 に示す。単色光源は単一波長であり、純粋な正弦波であるため、光路差によらず常に干渉度は一定である。これを上記の(2.6)を用いて

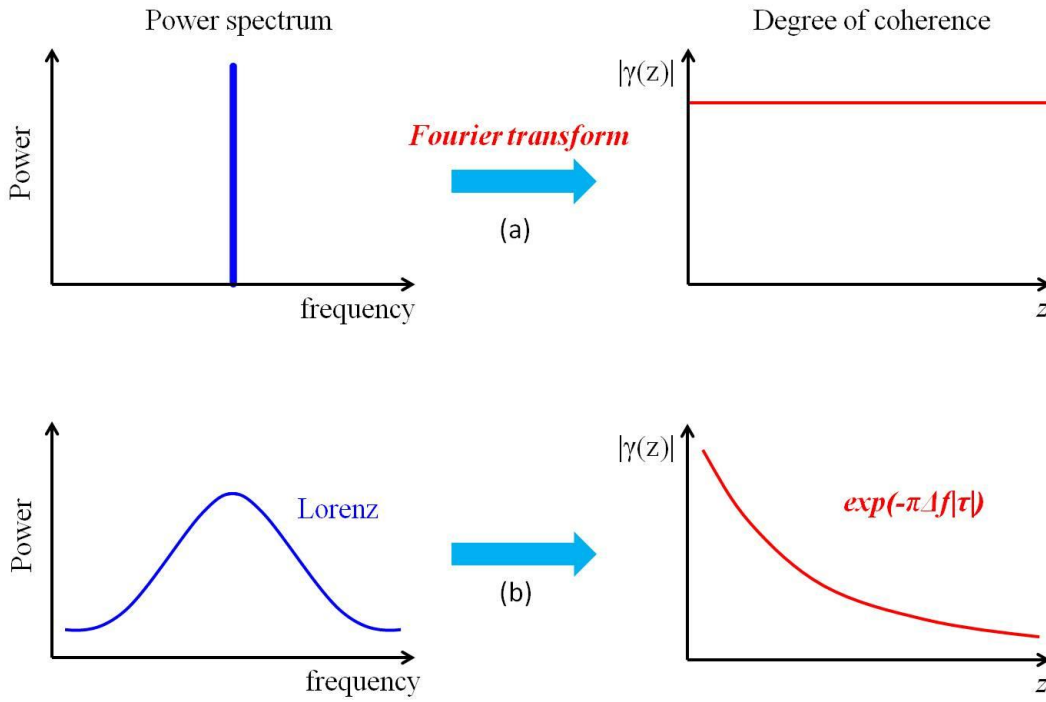


図 2.2 光源とそのコヒーレンス関数 (a)単色光源 (b)線幅を持つ半導体レーザー。

示す。単色光源の周波数を  $f_0$  とすると、パワースペクトラムはデルタ関数のため、その光波コヒーレンス関数は、

$$\gamma(\tau) = \exp(-j2\pi f_0 \tau) \quad (2.8)$$

と表せる。この光波コヒーレンス関数の絶対値は 1 であるため、単色光源のコヒーレンス関数は光路差にかかわらず常に 1（一定）である。

次に半導体レーザーの場合をしてみる。一般的に使用される単一波長発振の半導体レーザーは図 2.2 (a) のような理想的な単色光源ではなく、ある程度の線幅をもっており、そのパワースペクトラムはローレンツ形状をしている（図 2.2 (b)）。光源のパワースペクトラムは、

$$G(f) = \frac{\Delta f}{(f - f_0)^2 + \left(\frac{\Delta f}{2}\right)^2} \quad (2.9)$$

で表される。 $f_0$  は中心周波数、 $\Delta f$  は周波数半値全幅である。この時の光波コヒーレンス関数は、

$$\gamma(\tau) = \exp(-\pi\Delta f|\tau|) \cdot \exp(-j2\pi f_0 \tau) \quad (2.10)$$

となる。この光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \exp(-\pi\Delta f|\tau|) \quad (2.11)$$

となり、光路差により干渉度が指数関数的に減少していくことを表している。その減少の度合いは光源のスペクトル幅が広いほど顕著となる。

## 2.3 光波コヒーレンス関数の合成法

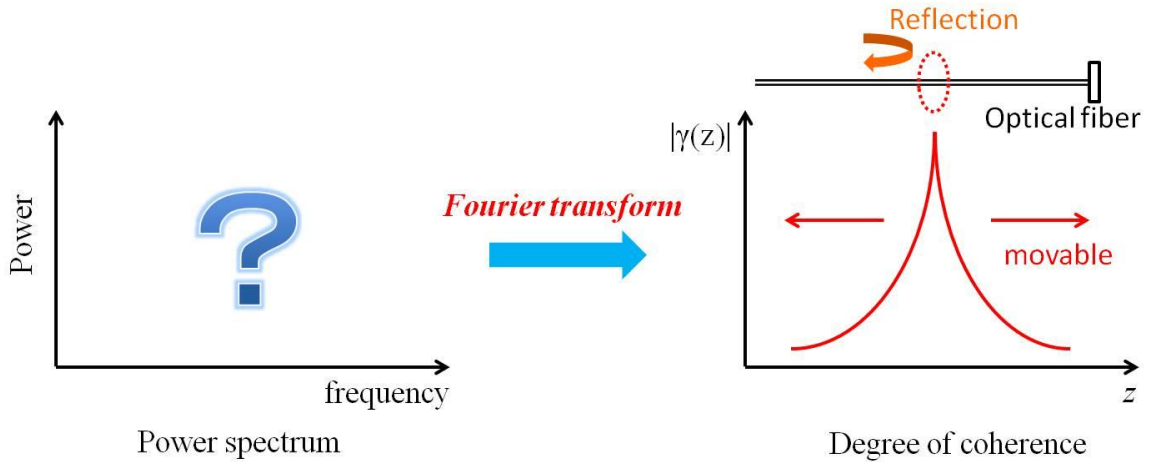


図 2.3 デルタ関数型光波コヒーレンス関数の合成.

光波コヒーレンス関数の形状はパワースペクトラムの形状に依存する。すなわちパワースペクトルの形状を変えることで、任意の光波コヒーレンス関数の形状を作り出すことができる。さて、リフレクトメトリを実現するためには、どのような光波コヒーレンス関数を合成すればよいであろうか。例えば図 2.2(a)に示すような単色光源を用いる場合、光ファイバの全ての位置からの反射光が一様に観測されてしまう。光ファイバの全ての位置における反射率を測定するためには、光ファイバの位置毎の反射を分離し、その測定した位置毎の反射率をつなぎ合わせることで全範囲の反射率分布を得ることが必要である。すなわちリフレクトメトリにおける光波コヒーレンス関数はデルタ関数型である必要があり、かつ光波コヒーレンス関数のピークの位置を動かせることが必要である（図 2.3）。

これまで、光源となる半導体レーザーに周波数変調を行うことで、デルタ関数型の光波コヒーレンス関数の合成を実現する研究がなされてきた。半導体レーザーに周波数変調を施すことで時間平均で特徴的なパワースペクトラムを作り出すことができる。ここでは主な周波数変調方式である正弦波変調と階段型変調による光波コヒーレンス関数の合成の例を紹介する。さらに光周波数コムを光源として用いた場合の光波コヒーレンス関数の合成について説明する。

### 2.3.1 正弦波変調による光波コヒーレンス関数の合成法

正弦波周波数変調によるデルタ関数型コヒーレンス関数の合成について説明する。(2.12) 式の様に、中心周波数を  $f_0$ 、振幅を  $f_1$ 、周波数を  $f_2$  として、レーザ発振周波数に正弦波変調をかける。

$$f(t) = f_0 + f_1 \sin(2\pi f_2 t) \quad (2.12)$$

従って、ある時刻  $t$  における光電界  $E(t)$  を(2.13) 式のように表現するとき、位相  $\Phi(t)$  は(2.14) 式のようにになる。

$$E(t) = \exp(j\Phi(t)) \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
\Phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t) dt \\
&= 2\pi \left[ f_0 t - \frac{f_1}{2\pi f_2} \cos(2\pi f_2 t) \right]_0^t \\
&= 2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) + \frac{f_1}{f_2}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

(2.12) ~ (2.14) 式をもとにして、(2.3) 式を用いて自己相関関数を計算すると、光波コヒーレンス関数は(2.15)式のようになる。

$$\begin{aligned}
\gamma(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\int_{-T}^T \exp(-j\Phi(t)) \exp(j\Phi(t-\tau)) dt}{\int_{-T}^T |\exp(j\Phi(t))|^2 dt} \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \exp \left( j \left( \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) - \frac{f_1}{f_2} \cos 2\pi f_2 (t-\tau) - 2\pi f_0 \tau \right) \right) dt
\end{aligned} \tag{2.15}$$

(2.15) 式に示す  $\gamma(\tau)$  の絶対値が図 2.4(a-3)と同様になる。

ここで、このコヒーレンス関数のコヒーレンスピーク間隔は  $\gamma(\tau)$  式の周期であるから、その値を  $T_c$  とすると、(2.16) 式が成立する。

$$|\gamma(\tau + T_c)| = |\gamma(\tau)| \tag{2.16}$$

(2.15) 式より、 $t - \tau$  の値にかかわらず(2.16) 式が成立するための条件は、

$$\cos(2\pi f_2 T_c) = 1 \quad \text{かつ} \quad \sin(2\pi f_2 T_c) = 0$$

よって

$$T_c = \frac{1}{f_2} \tag{2.17}$$

と求められる。ここで、時間差  $\tau$  は、図 2.1 における光路中の位置  $z$  と(2.18) 式の関係がある。

$$2z = \frac{c\tau}{n} \tag{2.18}$$

ただし、 $c$  は真空中の光速、 $n$  は光導波路中の屈折率である。(2.18) 式より、光路差で考えた時のコヒーレンス長  $Z_c$  は(2.19) 式の様になる。

$$Z_c = \frac{c}{2nf_2} \tag{2.19}$$

図 2.4(a)に正弦波周波数変調を行った際の変調波形、時間平均したパワースペクトラム、光波コヒーレンス関数の形状を示す。

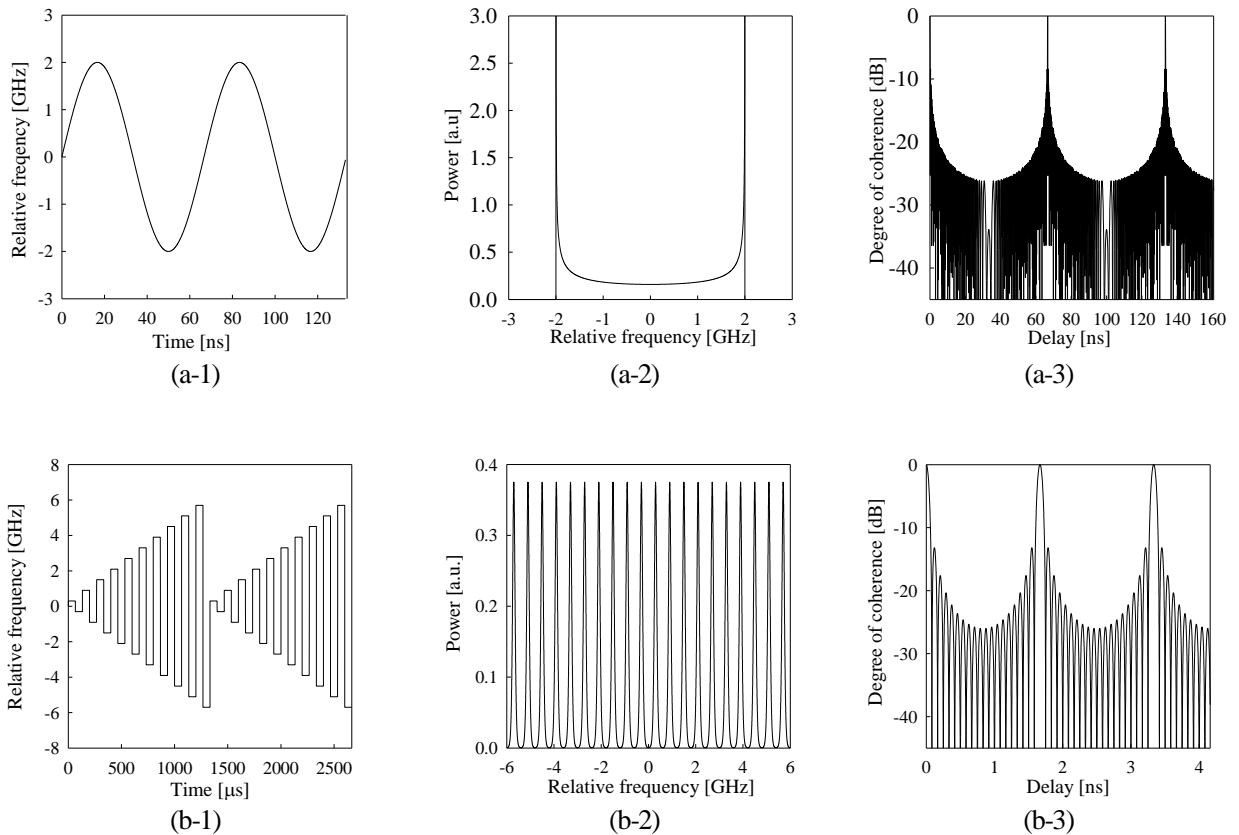


図 2.4 周波数変調方式とパワースペクトラム、光波コヒーレンス関数の関係。

(a)正弦波変調, (b)階段型変調,

(1) 周波数変調波形, (2) 時間平均したパワースペクトラム, (3) 光波コヒーレンス関数。

### 2.3.2 階段型変調による光波コヒーレンス関数の合成法

階段型周波数変調の光波コヒーレンス関数の合成法について紹介する。階段型変調の際には、図 2.5 のように干渉系の光路の一方に位相変調器を挿入する。

まず、位相変調器には変調をかけず、(2.20) 式で表されるレーザの階段型変調を行う状況を考える。

$$f_n = f_0 + nf_s \quad (2.20)$$

$$n = -N, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, N, \dots$$

ただし、 $f_s$ は周波数ステップ間隔である。

このような変調波形は横軸を時間とすると、図 2.4(b-1)のように表される。また各段の成分の強度が一定であると仮定すると、光源の時間平均したパワースペクトラムは図 2.4(b-2)のように表される。

図 2.4(b-2)のスペクトラムは理想的なデルタ関数列に矩形窓関数をかけた形になっている。この時合成される光波コヒーレンス関数の絶対値  $|\gamma(\tau)|$  は式(2.21)で与えられる。

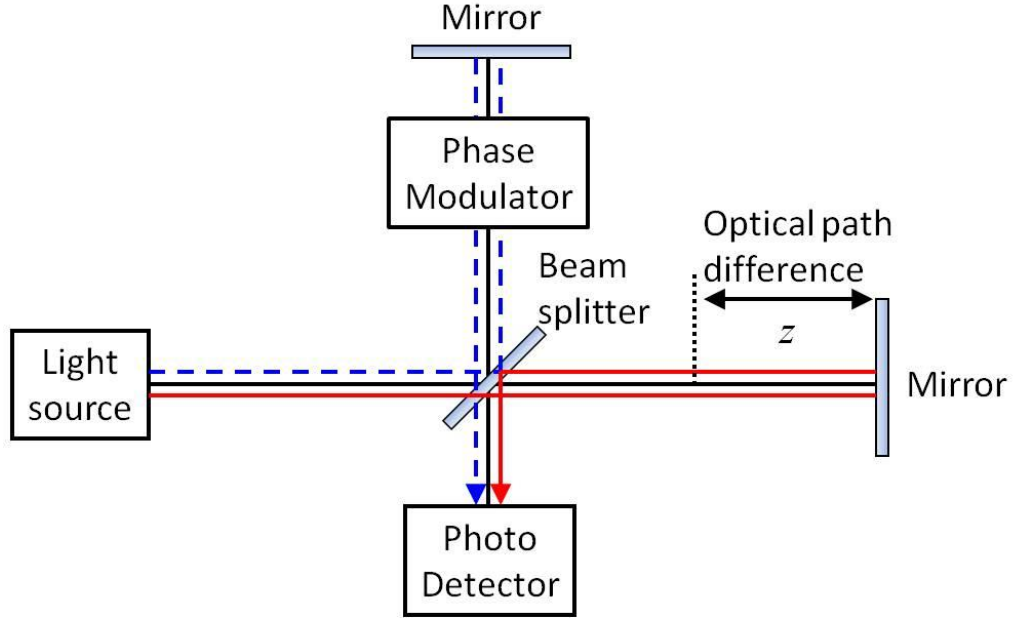


図 2.5 位相変調器を挿入したマイケルソン干渉計.

$$\begin{aligned}
 |\gamma(\tau)| &= \left| \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \exp(-j2\pi n f_s \tau) \right| \\
 &= \left| \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos(2\pi n f_s \tau) \right\} \right| \\
 &= \left| \frac{\sin\{(2N+1)\pi f_s \tau\}}{(2N+1) \sin(\pi f_s \tau)} \right| \\
 &\xrightarrow{N \rightarrow \infty} \begin{cases} 1, & \tau = m / f_s \\ 0, & \tau \neq m / f_s \end{cases}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

ただし  $m$  は整数である。この合成された光波コヒーレンス関数は、図 2.4(b-3)に示すように等間隔に並んだデルタピーク列となる。時間差  $\tau$  は、図 2.5 における光路中の位置  $z$  と(2.18) 式の関係があるため、コヒーレンスピーク間隔  $Z_c$  は(2.22)式のようにになる。

$$Z_c = \frac{c}{2nf_s} \tag{2.22}$$

階段状周波数変調によるコヒーレンス関数の合成法においては、一般的に実際のレーザに周波数擾乱が存在するため、理想的に等間隔な楕型スペクトラムにはならない。この結果、高次のコヒーレンスピークは形が崩れてくることが分かっている[28]。従って、零次のコヒーレンスピークを使用するときに最もダイナミックレンジが取れた分布測定ができ、正弦波的周波数変調時に行うように、周波数ステップ間隔  $f_s$  を変化させて 1 次コヒーレンスピークを掃引するという方法はレーザの周波数擾乱

によりダイナミックレンジが落ち、望ましい手段とはいえない。このような問題を解決するために零次のコヒーレンスピークを掃引する方法が考案された[28,42]。これは、図 2.3 における参照光路上の位相変調器を用いてコヒーレンス関数の形を保ったまま光路差上に平行移動させる手法である。この零次コヒーレンスピークを掃引することによる分布測定について説明する。

図 2.5 に示すように参照光路上には位相変調器が挿入されている。この位相変調器に図 2.6 で示すような階段状の波形を入力し、参照光に位相変調をかける。この位相変調波形を次の式で表す。

$$\phi_n = 2\pi n f_s \kappa \quad (2.23)$$

ここで $\kappa$ は位相変調波形の傾きを表すもので、位相変調度と呼ぶことにする。このパラメータの物理的な意味は時間遅延と等価である。位相変調波形は $\pm\pi$ のレンジで周期的に折りたたまれた格好となっていて、周波数変調波形と相似な形をしている。

この参照光路上の位相変調により、(2.21) 式は次のようになる。

$$\begin{aligned} |\gamma(\tau)| &= \left| \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \exp(-j2\pi n f_s \tau + j2\pi n f_s \kappa) \right| \\ &= \left| \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos(2\pi n f_s (\tau - \kappa)) \right\} \right| \\ &= \frac{|\sin\{(2N+1)\pi f_s (\tau - \kappa)\}|}{|(2N+1)\sin(\pi f_s (\tau - \kappa))|} \\ &\xrightarrow{N \rightarrow \infty} \begin{cases} 1, & \tau = \kappa + m / f_s \\ 0, & \tau \neq \kappa + m / f_s \end{cases} \end{aligned} \quad (2.24)$$

従って、零次コヒーレンスピークの位置は

$$z = \frac{c}{2n f_s} (f_s \kappa + m) \quad (2.25)$$

となる。 $\kappa$ は任意の値を選ぶことができ、 $\kappa$ を変化させることによりコヒーレンスピークの位置を平行移動させることができる。

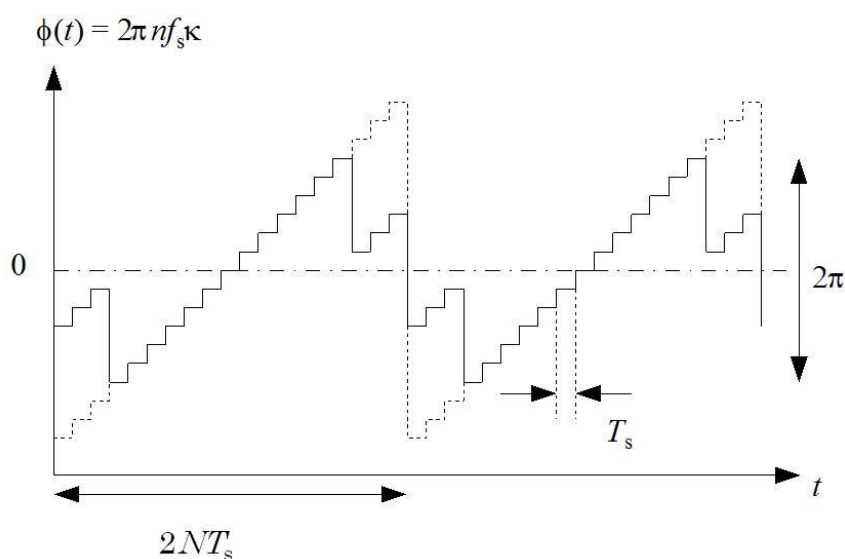


図 2.6 零次ピーク掃引のための位相変調波形.

### 2.3.3 光周波数コムによる光波コヒーレンス関数の合成法

一般的に、正弦波変調に比べ、階段型変調で合成した光波コヒーレンス関数の方がダイナミックレンジにおいて優れた結果を出すことができる。しかし、前節で述べたように、階段型変調では半導体レーザーに変調を与えるため、理想的な等間隔のパワースペクトラムを得ることは難しく、高次のコヒーレンスピークの形状が乱れていくという問題がある。この問題を解決する方法として考案されたのが、光周波数コムによる光波コヒーレンス関数の合成である。光周波数コムとは複数の波長の光が櫛の歯のように等間隔に並んだレーザー光である。等間隔のパワースペクトラムを時間平均ではなく、直接発生させるため、半導体レーザーの階段型周波数変調で起こっていた周波数撓乱による高次のコヒーレンスピークの乱れを防ぐことができる。

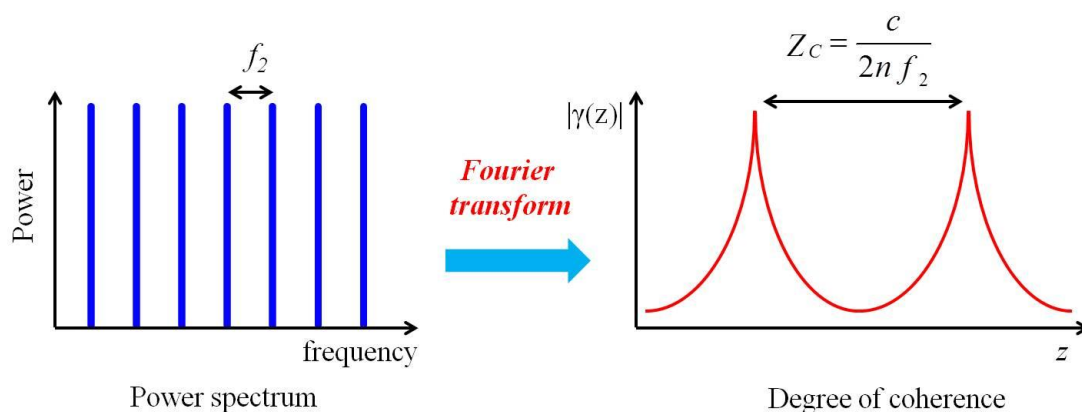


図 2.7 光周波数コムのパワースペクトラムと光波コヒーレンス関数.

図 2.7 に光周波数コムのパワースペクトラムと光波コヒーレンス関数を示す。光周波数コムのパワースペクトラムと光波コヒーレンス関数の関係は階段型変調のものと同じであるため、コヒーレンスピーク間隔の計算結果も同じものとなる。式(2.22)より、光周波数コムの等間隔に並ぶスペクトル間隔（コム間隔）を $f_2$ とおくと、コヒーレンスピークの間隔 $Z_c$ は以下の式で表される。

$$Z_c = \frac{c}{2nf_2} \quad (2.26)$$

$c$  は光速であり、 $n$  は光が伝搬する媒質の屈折率である。(2.26)式より、コム間隔 $f_2$ を変化させることでコヒーレンスピークの位置を変化させることができる。測定範囲を広げるためには $f_2$ を小さくし、 $Z_c$ を大きくすることでコヒーレンスピークを遠方へと移動させればよい。

また、コヒーレンスピークの幅がより小さいほど、測定対象のより狭い範囲からの反射光を分離測定することができる。よってコヒーレンスピークの幅をリフレクトメトリの空間分解能と定義すると、空間分解能は(2.27)式で表せる。

$$\delta_z = \frac{2c}{5nf_1} \quad (2.27)$$

$f_1$  はコム全体の幅（コムスパン）である。つまり空間分解能を向上させるためには、コムスパンが大きくなるように光周波数コムを発生させれば良い。しかし、一般的に測定範囲を広げるためにコム間隔 $f_2$ を小さくすると、それに伴いコムスパン $f_1$ も小さくなってしまう。従って測定範囲と空間分解能との間にはトレードオフの関係がある。

## 2.4 OCDR-SOCF と OCDR-OFC の測定性能比較

ここでは従来より用いられてきた正弦波変調と階段型変調によるリフレクトメトリ（OCDR-SOCF）と光周波数コムによるリフレクトメトリ（OCDR-OFC）の測定性能について比較する。

正弦波変調による光波コヒーレンス関数は階段型変調に比べ制御が簡単であり、測定速度も早く、安定しているという長所がある。しかしサイドローブが階段型変調に比べ高くなるという短所がある。そのため測定点以外からのサイドローブからの反射光が検出されやすく、測定に悪影響を及ぼす。こうした理由により、測定精度は階段型変調に比べ劣り、制限されている。

階段型変調による光波コヒーレンス関数はそのパワースペクトラムから高いダイナミックレンジが得られるという長所がある。しかし、理論と異なり実際のレーザーでは正確な階段型の波形を生み出すことができず、等間隔なスペクトルとならない。そのため安定性が得られず、高次のコヒーレンス関数の形状が乱れ、正確な測定ができないという短所がある。また、正弦波変調に比べその周波数変調方式から測定速度が落ちるという短所もある。

これら2つの方式に対し、光周波数コムを用いた場合は理論的には階段型変調によって合成される光波コヒーレンス関数の形状と同等となる。また本研究で用いた光周波数コムは共振器構造をしており、パワースペクトルの間隔は共振器長によってパッシブに決まるため安定していると考えられる。さらに、コヒーレンスピークの掃引はコム間隔を変えるだけでよいから、正弦波変調と同等の測定速度が実現できると考えられる。以上より、3つの手法のうち、光周波数コムによる光波コヒーレンス関数の形状が安定性、ダイナミックレンジ、測定速度において優位性があるため、高い測定性能が期

待できる。

## 2.5 まとめ

本章では光波コヒーレンス関数の定義と性質について説明した。次に、従来より用いられてきた手法である半導体レーザーに正弦波周波数変調、階段型周波数変調を与えた場合のデルタ関数型コヒーレンス関数の合成について紹介した。続いて、光周波数コムによるデルタ関数型コヒーレンス関数の合成について説明した。さらに、光周波数コムと正弦波周波数変調、階段型周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成によるリフレクトメトリの測定性能について比較を行い、光周波数コムによるリフレクトメトリ（OCDR-OFC）の測定性能における優位性を示した。

## 第3章 光周波数コムの発生

### 3.1 はじめに

本章では OCSR-OFC にて使用する光周波数コムについて説明する。次に、光ファイバリング共振器型光周波数コム発生器による光周波数コム発生の原理について述べる。最後に、本研究で利用した光周波数コム発生器の構成を示し、発生させた光周波数コムスペクトラムの実験結果を示す。

### 3.2 光周波数コム

光周波数コムとは、様々な波長の櫛の歯のように等間隔に並んだレーザー光であり、主に光周波数を高い精度で測定するために開発されてきた。1978 年、アルゴンイオンレーザーでモードロックレーザーを構成し、そのモード間隔で光周波数を測定する手法が提案された[43]。しかし、当時はまだモードロックの制御ができなかったため、実用化には至らなかった。その後、ファブリー・ペロー共振器による安定した広帯域な光周波数コム発生の開発がなされ実用化に大きく近づいた[44]。近年、光波長多重通信（Wavelength Division Multiplexing : WDM）による光リンクが世界規模で広がっていることから、光周波数の管理が必要となってきた。そこで光周波数コムは光通信帯域をカバーできる超高精度光周波数計測器として期待されている。

光周波数コムはその性質から光周波数測定以外の用途に応用する研究もなされてきた。安定した WDM システムの光源としての用途[45]、分光、分析技術に応用できる光シンセサイザ[46,47]、光周波数コムの干渉を利用した Optical Coherent Tomography (OCT) [48,49]、光周波数コムを用いたリフレクトメトリ[50,51]などである。各々の用途に応じて、光周波数コムの構成や求められる性能は変わってくる。光周波数コム発生器の構成は様々なものがあるが、以下に上記の用途に用いられる光周波数コム発生器の構成の例を示す。

- ① 位相変調器と強度変調器を直列に繋いだ光周波数発生器（図 3.1）
- ② ファブリー・ペロー共振器型の光周波数コム発生器（図 3.2）
- ③ 光ファイバリング共振器型の光周波数コム発生器（図 3.3）

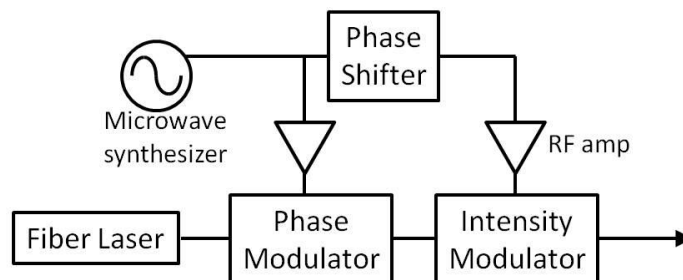


図 3.1 位相変調器と強度変調器による光周波数コム発生器[47,50].

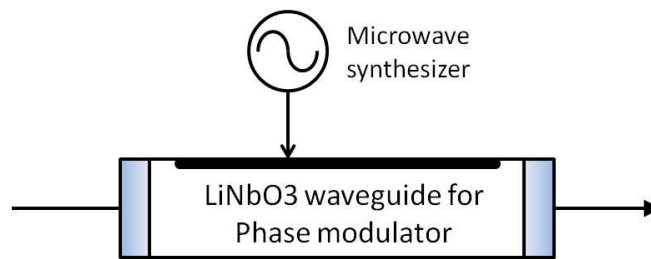


図 3.2 ファブリー・ペロー共振器型光周波数コム発生器[44].

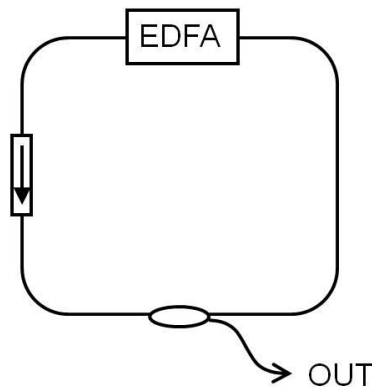


図 3.3 光ファイバリング共振器型光周波数コム発生器.

図 3.1 における光周波数コム発生器は、位相変調器によりサイドバンドを発生させ、強度変調器によってサイドバンドの強度比を一定にする。すなわち安定かつ平坦化された光周波数コムが発生される。しかし位相変調器を 1 回通過した際に発生するサイドバンドの数には限りがあるため、コムスパンは制限される。そのため、コムスパンよりも光周波数コムスペクトラムの平坦性が重要となるシステムに用いられる構成である。

図 3.2 における光周波数コム発生器は、LN 位相変調器の端面にミラーをコーティングしたファブリー・ペロー共振器であり、広帯域な光周波数コムを発生することができる。また、出力される光周波数コムの光周波数とコム間隔は、入力するレーザー光と高周波信号の精度に依存するため、コム間隔が非常に高精度であるという特徴を有している。

図 3.3 は最も単純な光ファイバリング共振器型光周波数コム発生器であり、EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) で発生した ASE (Amplified Spontaneous Emission) のうち共振条件を満たす波長の光のみが共振、増幅しモードロックされた光周波数コムが出力される。共振器構造をしていることからファブリー・ペロー共振器型と同様、広帯域な光周波数コムを発生させることができる。しかし、ファブリー・ペロー共振器型と異なり全ファイバ共振器であるため、次節で説明する FSR (Free Spectral Range) の変更が容易であり、柔軟な光周波数コム発生器といえる。安価に導入でき、伝送用ファイバーとの結合性もよいことから、WDM システム向けに多くのものが開発されてきた[52-54]。

OCDR-OFCにおいて、光周波数コムに求められる仕様は以下のとおりである。

1. コムスパンが GHz オーダーであること。
2. コム間隔が MHz オーダーであること。
3. コム間隔が可変であること。

前章、(2.27)式より、OCDR-OFC の空間分解能はコムスパンが広がるほど良くなる。すなわち、コムスパンはなるべく広帯域であることが望ましく、cm オーダーの空間分解能を達成するには GHz オーダーのコムスパンが必要である。コム間隔は測定範囲に依存する。コム間隔が 10MHz のとき、式(2.26)より、コヒーレンスピーク間隔は 10m となる。第 4 章、第 6 章にて説明するが、本研究ではコヒーレンスピーク間隔を 10m 以上に設定するため、コム間隔は 10MHz 以下である必要がある。また、式(2.26)より、コヒーレンスピークを掃引するためにはコム間隔を変化させる必要がある。

さて、以上の条件より、まず広帯域なコムスパンを実現するためには共振器型の光周波数コム発生器である必要がある。また、コム間隔 10MHz を達成するためには、FSR との関係から共振器長は 20m 以上である。よってファブリー・ペロー共振器型はその共振器長の長さからコストが掛かるため、本研究における OCDR-OFC では光ファイバリング共振器型の光周波数コム発生器を導入する。図 3.3 における光周波数コム発生器はコム間隔が共振器長で一意に決まり、コム間隔を変えることができないため、次節にてコム間隔可変の光ファイバリング共振器光周波数コム発生器について説明する。

### 3.3 光ファイバリング共振器型光周波数コム

共振器には特定の波長の光のみが共振する条件が存在する。共振する光の波長は等間隔であり、この共振波長の間隔を FSR(Free Spectral Range)と呼ぶ。ここで光ファイバリング共振器の FSR について考える。リング長を  $L$  とすると、リング内を周回した光が周回前の光と同位相の時、その波長の光は互いに強め合い、共振する(図 3.4)。よって共振条件は、共振器長が波長の整数倍となることなので、次式で表される。

$$m\lambda = nL \quad (3.1)$$

$m$  は整数、 $\lambda$  は光の波長、 $n$  は光ファイバの屈折率、 $c$  は真空中の光速である。(3.1)式より FSR は次式のように求まる。

$$FSR = \frac{c}{nL} \quad (3.2)$$

さて、図 3.3 で示した光周波数コム発生器は FSR と同じコム間隔で光周波数コムが発生するのみで、コム間隔は変化させることができない。また、EDFA の ASE により、無数のモードによる共振が発生していることから、出力される光周波数コムの中心周波数、帯域などは不安定なものとなる。そこでコム間隔を可変にし、より安定した出力を可能にした光周波数コムが図 3.6 である[55-57]。リング内の LN 位相変調器に信号発生器から変調を与えることでコム間隔を制御できる。この変調周波数が FSR の整数倍となるとき、モードロックされた光周波数コムが出力される。この位相変調器は一種のフィルタのような働きをしており、FSR 間隔で共振する光のうち、変調周波数で設定された FSR の整数倍の波長の光のみ位相変調器を通過できるという見方もできる(図 3.5)。また、リング内に種レーザーを注入することで、無数に発生するモードを抑制し、種レーザーを中心にサイドバンドが形成された光周波数コムを発生することができる。種レーザーの周波数を変えることで、光周波数コムの中心周波数を変えることができる。

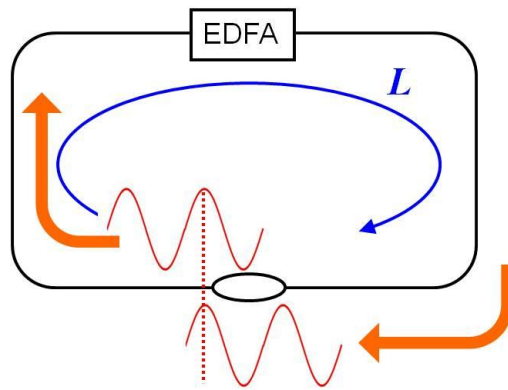


図 3.4 光ファイバリング共振器の共振条件.

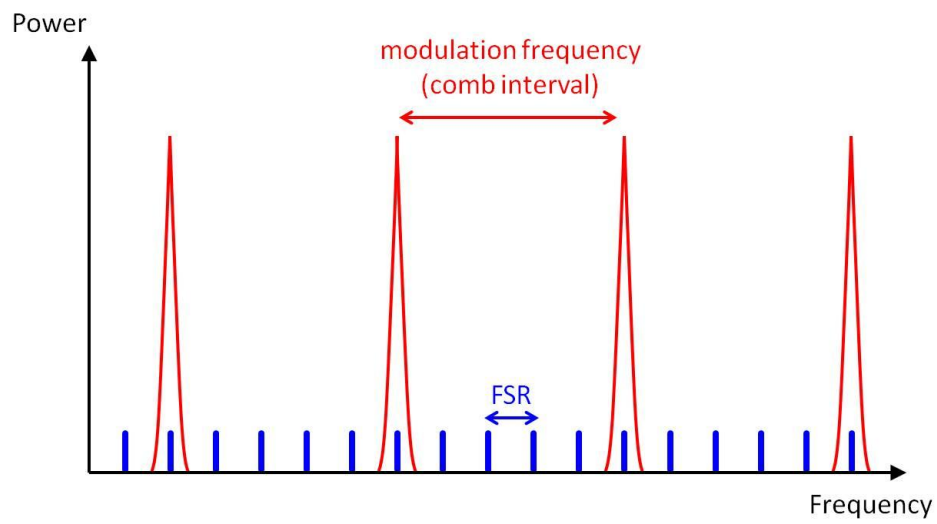


図 3.5 FSR とコム間隔の関係.

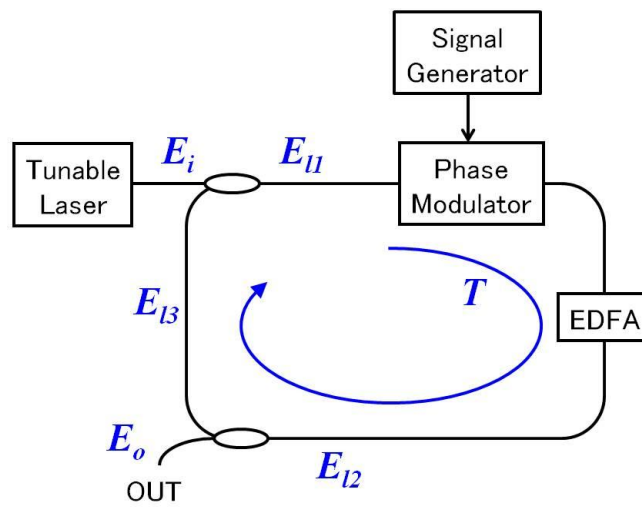


図 3.6 周波数可変光周波数コム発生器.

次に図 3.6 で発生する光周波数コムの出力電界について計算する。 $\alpha$  はリング 1 周の増幅率、 $r_1$ 、 $r_2$  はカプラの分岐比を表すとし、リング 1 周の周回時間を  $T$  とすると、

$$E_o(t) = \sqrt{r_2} E_{l2}(t) \exp\left(-j \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.3)$$

$$E_{l1}(t) = \sqrt{r_1} E_i(t) \exp\left(-j \frac{\pi}{2}\right) + \sqrt{1-r_1} E_{l3}(t) \quad (3.4)$$

$$E_{l2}(t) = \sqrt{\alpha} \exp(-jm \sin \omega_m t) E_{l1}(t-T) \quad (3.5)$$

$$E_{l3}(t) = \sqrt{1-r_2} E_{l2}(t) \quad (3.6)$$

と表せる。(3.3)-(3.6)を  $E_o$  について解くと、

$$E_o(t) = \sqrt{r_1 r_2} \exp(-j\pi) \sum_{n=1}^N \left( \sqrt{\alpha}^n \sqrt{(1-r_1)(1-r_2)}^{n-1} \exp[-jnm F_n(\omega_m t)] E_i(t-nT) \right) \quad (3.7)$$

$$F_n(\omega_m t) = \sum_{i=1}^n \sin \omega_m(t-iT) \quad (3.8)$$

となる。 $N$  はリングの周回数を表わしている。(3.7)において、 $\omega_m = 2p\pi$  のときリング内で光は共振し、 $F_n(\omega_m t) = n \sin \omega_m t$  となり、光周波数コムの出力電界  $E_o$  は

$$E_o(t) = \sqrt{r_1 r_2} \exp(-j\pi) \sum_{n=1}^N \left( \sqrt{\alpha}^n \sqrt{(1-r_1)(1-r_2)}^{n-1} \exp[-jn^2 m \sin \omega_m t] E_i(t) \right) \quad (3.9)$$

と表せる。

### 3.4 位相変調の変調指数とサイドバンドの関係

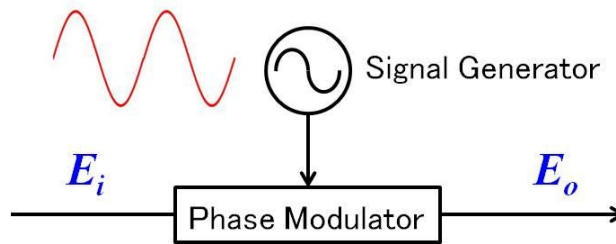


図 3.7 単一正弦波による位相変調.

広帯域の光周波数コムを発生させるためには、変調周波数だけでなく変調信号の電圧の大きさも重要になってくる。この電圧は位相変調における変調指数に対応している。図 3.7 のように LN 位相変調器の入射光の電界を  $E_i$ 、出射光の電界を  $E_o$  とし、正弦波  $f_m = m \sin(\omega t)$  で変調した場合、出力光  $E_o$  は、

$$\begin{aligned}
E_o &= E_i \exp[j(\Omega t - m \sin(\omega t))] \\
&= E_i \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} J_k(m) \exp(-jk\omega t) + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_k(m) \exp(-jk\omega t) \right\} \exp(j\Omega t) \quad (3.10) \\
&= E_i \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \exp\{j(\Omega - k\omega)t\}
\end{aligned}$$

と第 1 種ベッセル関数で表せる。式(3.10)より、位相変調で生じるサイドバンドの電界強度は、サイドバンド次数と等しいベッセル関数の次数と変調指数  $m$  によって決まることが分かる。図 3.8 に位相変調で生じるサイドバンドと変調指数の関係を示す。サイドバンド数を増加するためには、高次のベッセル関数を立ち上げる必要がある。図 3.9 に変調指数とベッセル関数の関係を示す。変調指数を拡大すると高次のベッセル関数が立ち上がる。つまり、変調指数  $m$  を拡大することで、位相変調で生じるサイドバンド数を増やすことができる。

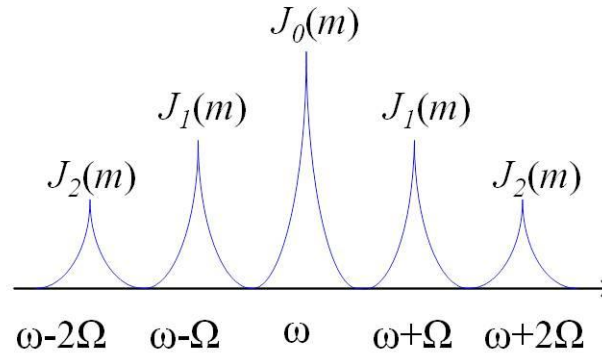


図 3.8 位相変調により発生するサイドバンド.

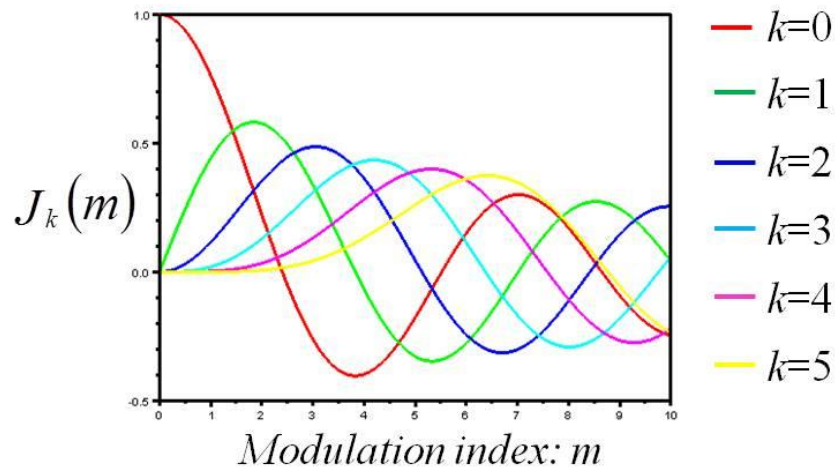


図 3.9 サイドバンド次数とベッセル関数の関係.

## 3.5 光周波数コム発生の実験

### 3.5.1 光周波数コム発生器の実験系

図 3.10 に本研究における OCDDR-OFC で使用した光周波数コム発生器の実験系を示す。常に広帯域の光周波数コムを発生させるために、FSR の整数倍となる変調周波数のみを適用する。そのため、コム間隔は離散的な値を取りながら変化する。この時、(2.26)よりコヒーレンスピークも離散的な値をとりつつ移動するため、リフレクトメトリの空間分解能を高めるにはコヒーレンスピークの移動間隔を十分に小さくする必要がある。そのためには FSR が十分に小さな値となるように共振器長を設定する必要がある。ここではリング長を約 10km となるように遅延ファイバを挿入した。測定した FSR は 20.312kHz である。リング内の共振をより強めるため、リング内の二箇所のカプラは 1:99 のものを使用した。Polarization Controller(PC)は一つは偏波依存性のある LN 位相変調器の前へ、もう一つは種レーザーと共振器内の光の偏波を合わせるために、種レーザーが共振器内に注入されるカプラの前に挿入している。使用した種レーザーは波長可変光ファイバレーザーであり、線幅は約 100kHz である。十分なコヒーレンス長を得るためには、十分に狭い線幅のレーザーが必要となる。リング内の EDFA は光が共振器を一周する時の損失を補うためのものであり、必要以上に強い出力を発生させると、ASE により無数のモードによる不安定な光周波数コムが発生してしまう。これは種レーザーを中心とした光周波数コムとは別の中心周波数とコム間隔を持つ場合があるため、リフレクトメトリに大きな悪影響を及ぼす。なお、共振器を構成する光ファイバは全てシングルモードファイバであり、共振器長が 10km とかなり長いことから、外乱による偏波変動の影響を大きく受ける。また 10km という光ファイバの長さから温度変化による光路長の変化も大きく、それに伴い FSR も大きく変化する。よって振動や風など光ファイバに何らかの力が加わらず、かつ温度一定の環境下で実験を行うのが望ましい。

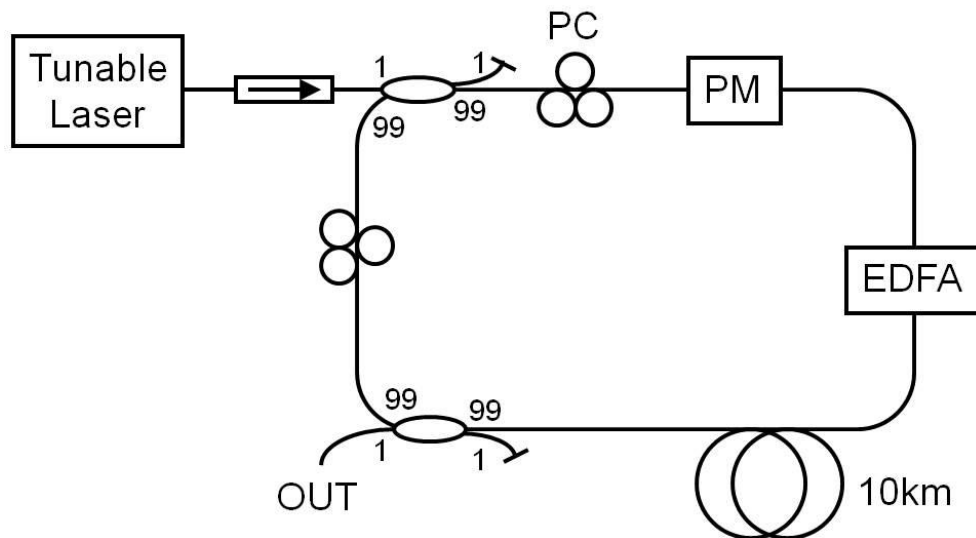


図 3.10 光周波数コム発生器の構成.

### 3.5.2 実験結果

光周波数コムスペクトラム測定の実験系を図 3.11 に示す。光周波数コム発生器の出力を直接フォトディテクタに接続することで、共振器内に発生するビート成分の周波数を見ることが可能であるが、ここでは種レーザーと光周波数コムの出力を干渉させることで、より強い共振器内のビート成分の周波数を測定することができる。なお、検出器となるフォトディテクタは帯域~3.5GHz のものを使用した。

図 3.12 に測定した光周波数コムの RF ビートスペクトラムを示す。変調周波数が FSR の整数倍のときの RF ビートスペクトラムであり、各々 GHz オーダーのコムスパンを有する。また、コム間隔が狭くなるに伴い、コムスパンも狭くなっていることが分かる。(c) は ESA の分解能上、8GHz の周波数範囲で 5MHz のコム間隔を観測することができないため、光周波数コムの包絡線が測定されている。そのため、(d) に 1GHz 範囲における(c)の RF ビートスペクトラムを示す。図 3.13 に変調周波数が FSR の整数倍で無い時と、リング内の偏波が合っていない時の RF ビートスペクトラムを示す。それぞれ共振が起こらないことから高次のサイドバンドが育たず、広帯域の光周波数コムが発生していないことが分かる。これより、安定した光周波数コムを発生させるためには、変調周波数は FSR の整数倍毎に駆動し、かつ共振器内の偏波の変動を抑える必要がある。偏波の変動を抑えるためには、振動などによる光周波数コム発生器への外乱を抑え、常に共振器内の偏波が合っている状態を保つために偏波コントローラによる調整をしつつ測定を行う必要がある。

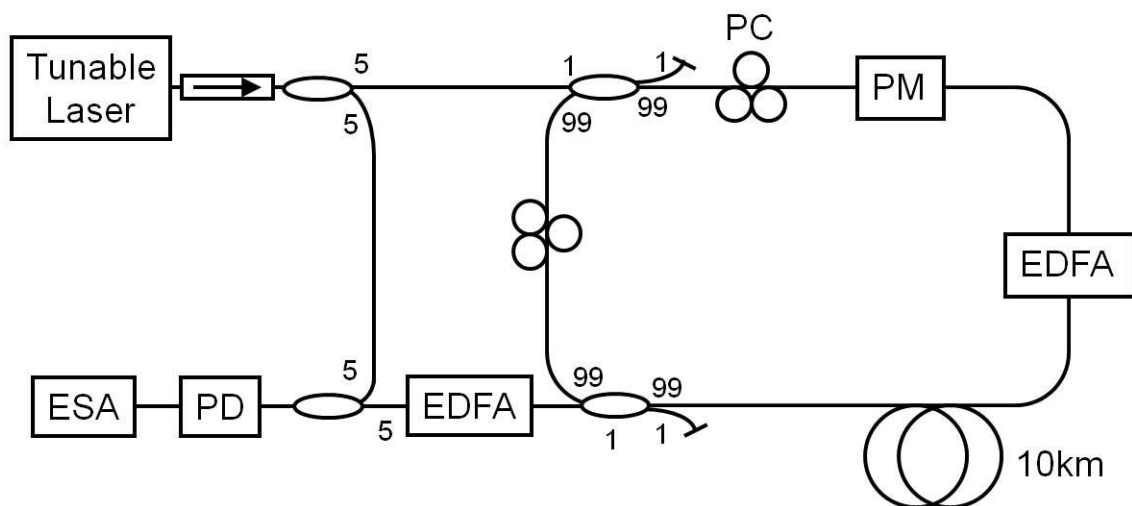


図 3.11 光周波数コムスペクトラム測定の実験系.

ESA: Electrical spectrum analyzer, PD: Photo Detector.

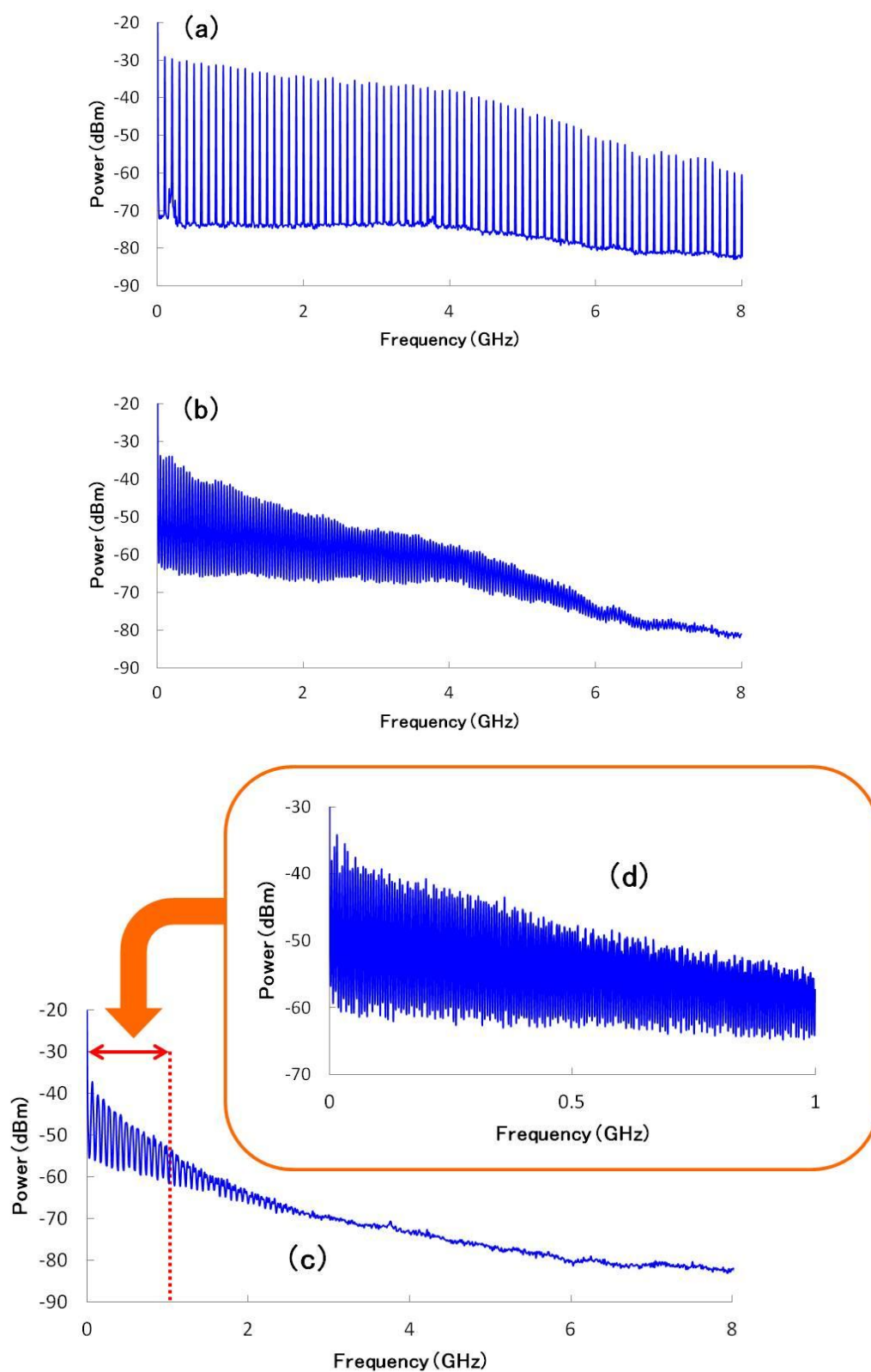


図 3.12 光周波数コムの RF ビートスペクトラム,  
 (a) コム間隔 100.0033MHz, (b) コム間隔 10.01459MHz,  
 (c) コム間隔 5.383114MHz, (d) 1GHz 範囲における(c)の RF ビートスペクトラム

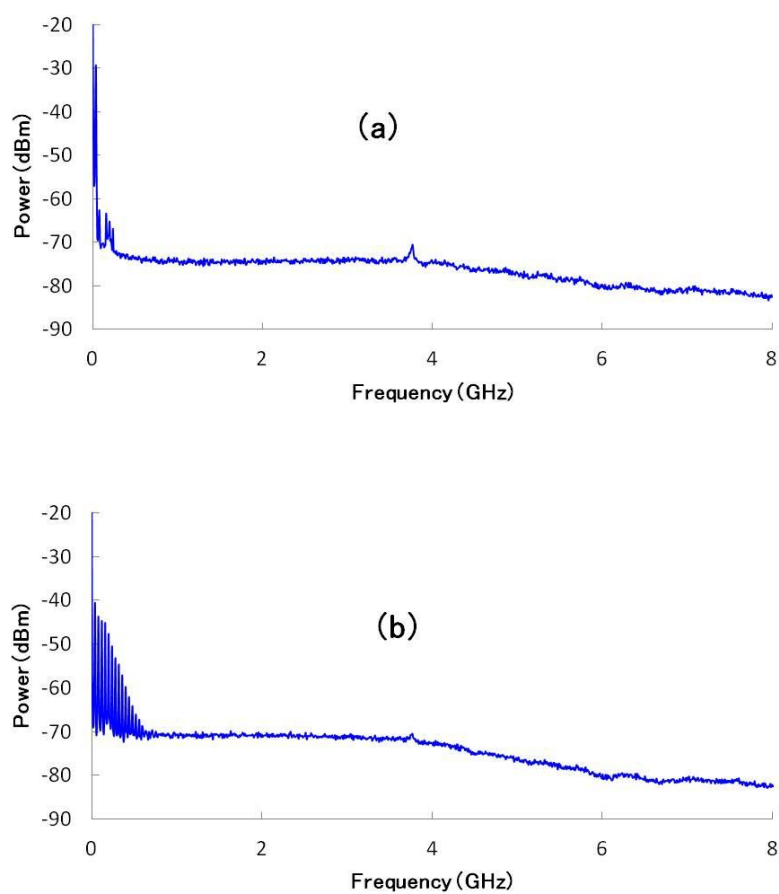


図 3.13 共振条件を満たさない時の RF ビートスペクトラム.

(a) 変調周波数が FSR の整数倍でない時, (b) リング共振器内の偏波が合っていない時

### 3.6 まとめ

本章では、光ファイバリング共振器型光周波数コム of OCDR-OFC における有用性と動作原理について説明した。次に、コム間隔可変の光ファイバリング共振器型光周波数コム発生器を構成し、GHz オーダーのコムスパンの発生を実現した。また、安定した光周波数コムの発生のためには、変調周波数を FSR の整数倍毎に変化させることと、共振器内の偏波の変動を抑える必要があることを示した。

## 第4章 光周波数コムによる光コヒーレンス領域 リフレクトメトリ

### 4.1 はじめに

本章では、まず前章で構成した光周波数コム発生器を光源とした、OCDR-OFC の反射率分布測定の実験結果を示す。また、光周波数コムのコム形状が反射率分布測定の S/N 比に与える影響について説明し、OCDR-OFC の測定性能を向上するための光周波数コムの制御手法について述べる。次に共振器型光周波数コムによる OCDR-OFC の測定範囲の限界について説明する。

### 4.2 OCDR-OFC による反射率分布測定

#### 4.2.1 一次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定

OCDR-OFC による反射率分布測定では、コム間隔を狭くしていくことでコヒーレンスピークの掃引を行う。この時、コヒーレンスピークは 0 次ピークを中心として広がるように移動する。なお、0 次ピークの位置は信号光路と参照光路の等光路点にあるため変化しない。反射率分布測定を実現するには、複数存在するコヒーレンスピークからの反射を分離し、一つのコヒーレンスピークからの反射のみを得る必要がある。そこで、2 次以降のコヒーレンスピークを FUT (Fiber Under Test) の外に配置し、1 次ピークのみを FUT 上で掃引する手法が取られてきた (図 4.1) [57]。0 次以下のピークからの反射も存在するが、0 次以下のピークは予め強い反射のない位置に配置しておくことで、1 次ピークからの反射光強度の変化のみを測定する。

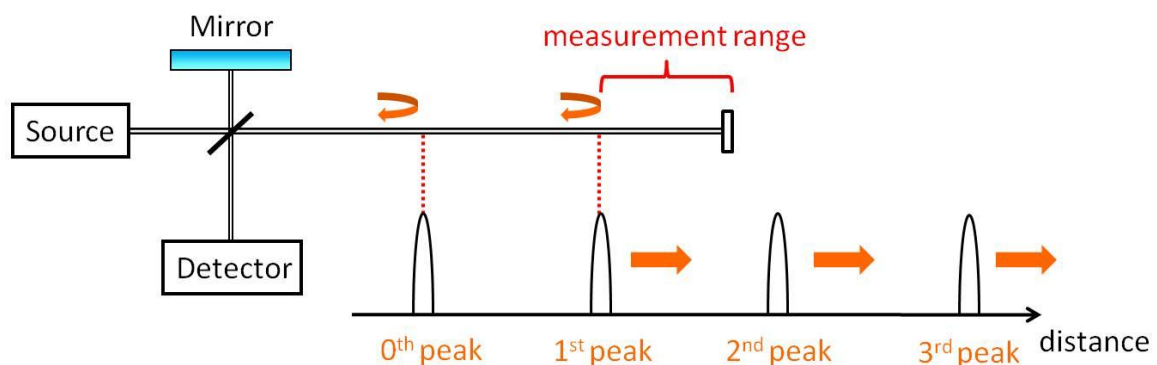


図 4.1 一次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定概念図.

## 4.2.2 OCDR-OFC の実験系

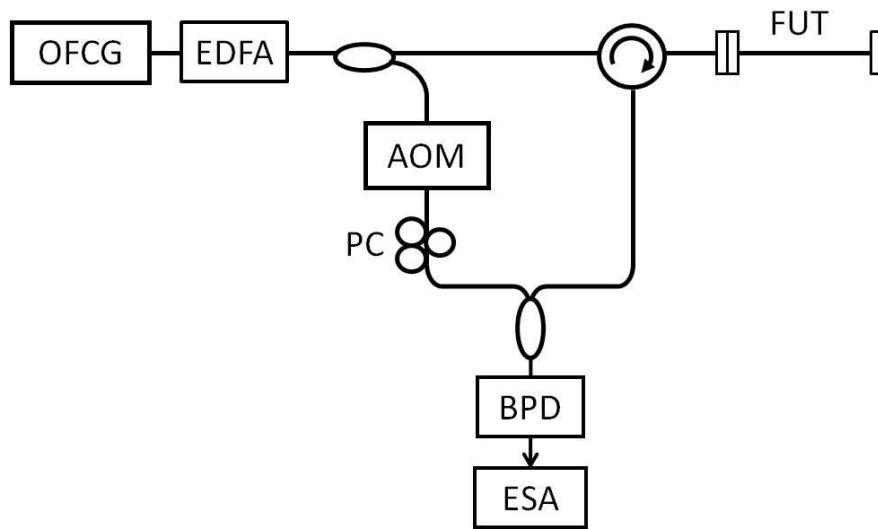


図 4.2 OCDR-OFC の実験系,  
AOM: Acoust Optical Modulator, BPD; Balanced Photo Detector,  
OFCG: Optical Frequency Comb Generator.

OCDR-OFC の実験系を図 4.2 に示す。参照光に周波数偏移を与えるヘテロダイン干渉計で構成される。光源には前章で構成した図 3.10 の光周波数コム発生器を用いる。光周波数コムは EDFA により増幅された後、3dB カプラを通り信号光路と参照光路に分割される。信号光は測定対象となる光ファイバに入射し、入射光の一部はレイリー散乱やコネクタからのフレネル反射により干渉計に戻る。参照光は AOM を通り、反射または散乱により戻ってきた信号光と合波され、受光器に到達する。AOM を通過した光は 40MHz の周波数シフトを受ける。受光器へと入射した光はその強度に応じた電流に変換される。この時、光の干渉成分は 40MHz のビート成分にのることから、ESA では 40MHz 成分を測定することで干渉光強度を測定する。ヘテロダイン干渉計では、干渉縞の位相を電気信号の位相に変換して測定するため高い精度が得られるという特徴がある。

## 4.2.3 実験結果

図 4.3 に一次コヒーレンスピークを掃引したときの反射率分布測定の実験結果を示す。(a)はコム間隔を 11MHz から 6MHz まで変化させて測定を行ったときの実験結果である。測定対象の光ファイバ終端のコネクタからの強い反射が観測できており、その S/N 比は 30dB である。また、最大値から 3dB までのピークの幅を空間分解能とすると空間分解能は 10cm である。なお、測定範囲は約 7m である。(b)はコム間隔を 5MHz から 3MHz まで変化させた時の実験結果である。コム間隔が小さくしたことにより、コヒーレンスピーク間隔を広く設定できるため、(a)よりも遠方のコネクタの反射を観測することができ、測定範囲を拡大することができる。しかし、S/N 比が 24.6dB、空間分解能が

30cm と(a)と比較して測定精度が落ちてしまっている。空間分解能の劣化は、コム間隔が狭くなったことでコムスパンが狭くなったためである。 $S/N$  比の劣化の原因は、一つは測定距離が伸びたことによるコヒーレンスの劣化、もう一つはコヒーレンスピーク間隔の離散的な移動間隔が大きくなってしまったためだと考えられる。以上より、一次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定では測定範囲と  $S/N$  比、空間分解能の間にトレード・オフの関係があることが確認できる。

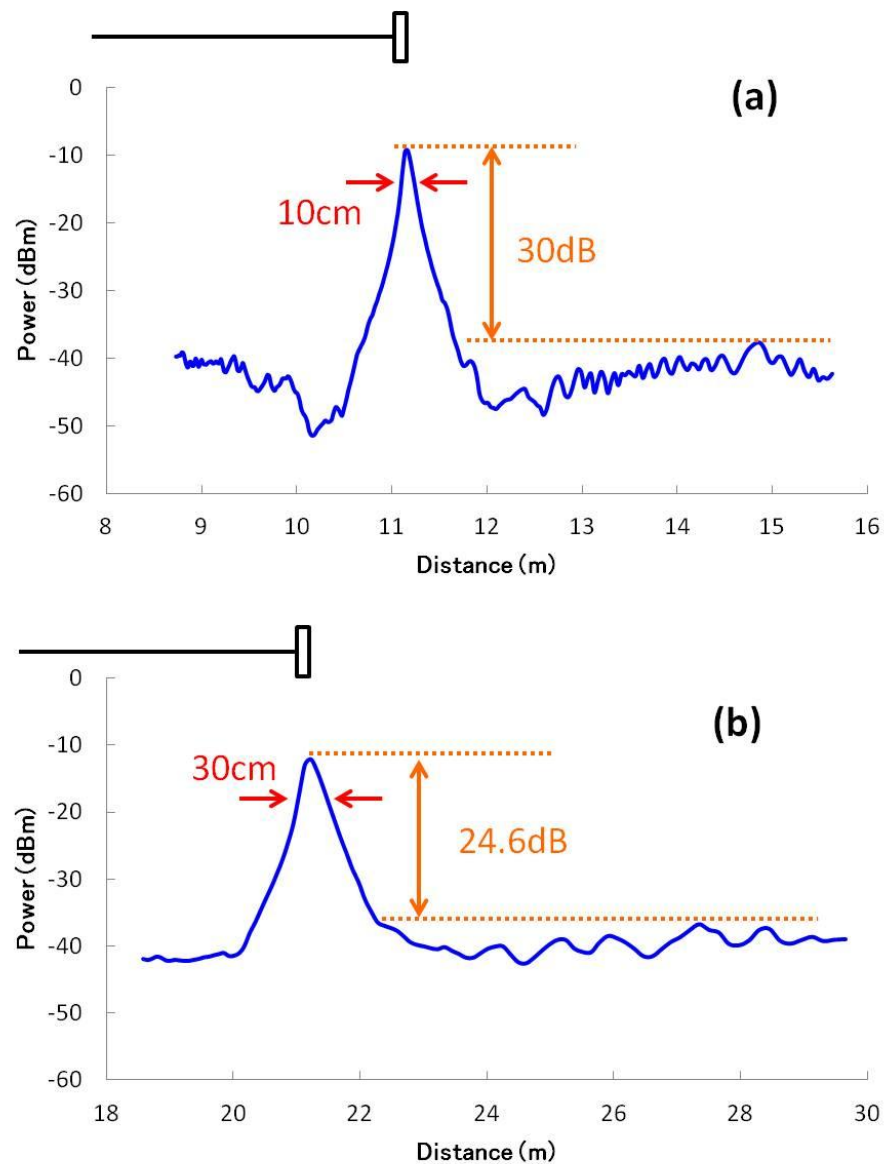


図 4.3 一次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定の実験結果,  
(a) コム間隔 11MHz-6MHz での測定, (b) コム間隔 5MHz-3MHz での測定.

#### 4.2.4 光波コヒーレンス関数の形状

光周波数コムにより合成される光波コヒーレンス関数の形状を実験により確認する。反射率分布測定と同様に、コム間隔を狭くしていき、コヒーレンスピーク間隔を広げていくことで高い次数のコヒーレンスピークから順に反射点へと移動させればよい。ここでは図 4.4 のように 7 次ピークから順に光ファイバ終端のコネクタに当たるように移動させた。この時の実験結果を図 4.5 に示す。7 次ピークから 5 次ピークまでの 3 つのコヒーレンスピークを観測した。また、コヒーレンスピーク間に周期的に大きなピークがノイズとなって現れていることが確認できる。これは合成された光波コヒーレンス関数のサイドローブであり、反射率分布測定の S/N 比に悪影響を及ぼす。OCDR-OFC における S/N 比を向上するためにはこのサイドローブを抑制する技術が必要となってくる。次節にて、サイドローブ抑制のための手法について紹介する。

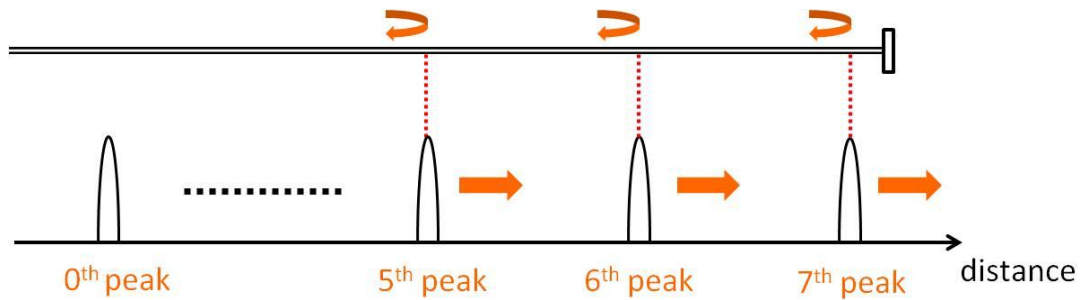


図 4.4 光波コヒーレンス関数の形状測定のご概図.

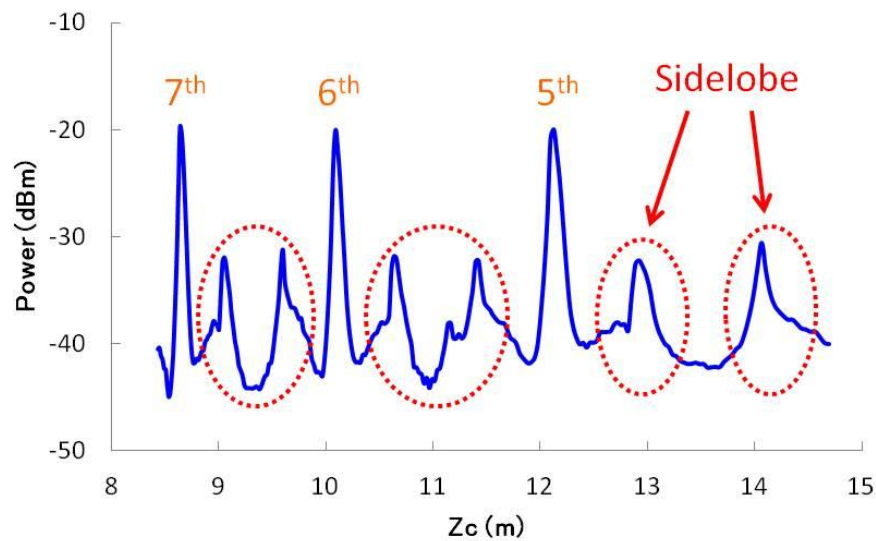


図 4.5 光波コヒーレンス関数の形状測定の実験結果.

### 4.3 光周波数コムの形状と S/N 比の関係

パワースペクトラムと光波コヒーレンス関数はフーリエ変換の関係にある。従って、パワースペクトラムに何らかの窓関数を適用することで、その光波コヒーレンス関数のダイナミックレンジは大きく改善される。図 4.6 に光周波数コムのパワースペクトラムにガウス窓を適用した時の光波コヒーレンス関数のシミュレーションを示す。ガウス窓を適用することでダイナミックレンジが向上していることが分かる。このように、窓関数を適用することで光波コヒーレンス関数のダイナミックレンジを向上させる手法をアポダイゼーションと呼ぶ。

光周波数コムのパワースペクトラムに窓関数を適用する手法について考える。例えばガウス窓を使用する場合、ガウス型のバンドパスフィルタに光周波数コムを通す手法が考えられる (図 4.7)。しかしこの手法では光周波数コムのパワーとサイドバンドをカットしてしまい、リフレクトメトリでの空間分解能と S/N 比に悪影響を与える。フィルタに通す前のパワースペクトラムのコムスパンとコム強度が十分に大きいのであれば、フィルタの帯域を空間分解能と S/N 比に支障がない程度まで広げることができるが、本研究で発生させた光周波数コムのコムスパンと強度はフィルタに通すには不十分である。そこで、本研究では光周波数コムを直接ガウス型に近い形状で発生させる手法を用いる。リング共振器内の位相変調器に特殊な変調を与えることで光周波数コムのパワースペクトラム形状をある程度制御できる。第 5 章にてその変調手法について詳しく説明する。

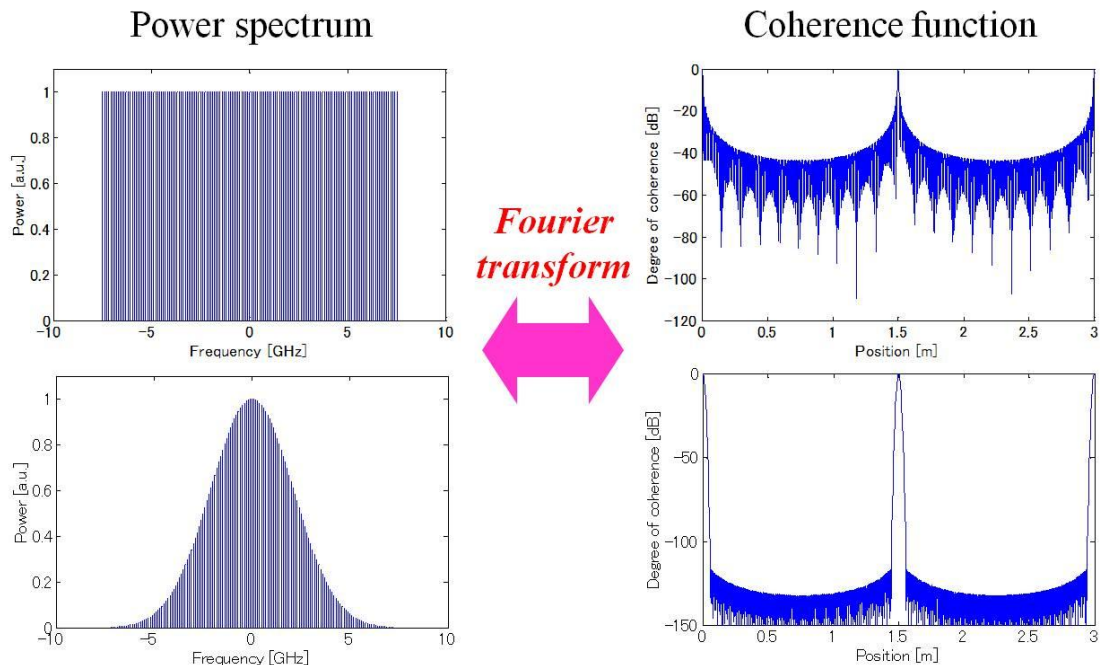


図 4.6 窓関数によるダイナミックレンジの向上。

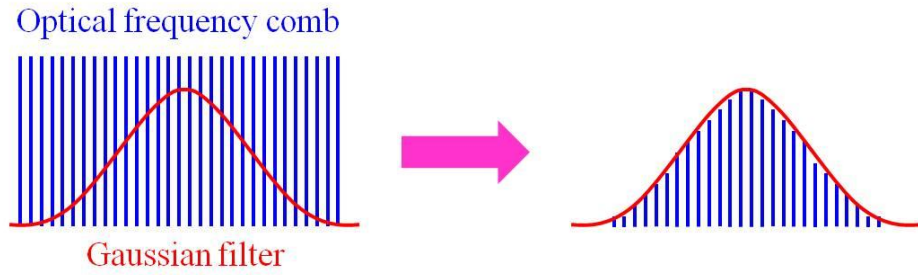


図 4.7 バンドパスフィルタによる窓関数の適用.

#### 4.4 光周波数コムと測定範囲の関係

共振器型光周波数コムでは FSR の整数倍毎にコム間隔を変化させるため、それに伴いコヒーレンスピーク間隔は離散的に変化する。従って、コヒーレンスピークの掃引は連続ではなく、離散的である。コム間隔  $f_2$  の状態から、コム間隔  $f_2 - f_{FSR}$  に変化した時のコヒーレンスピーク間隔の変化量  $\Delta Z_c$  について計算する。 $f_{FSR}$  は FSR の周波数である。コム間隔が  $f_2$  と  $f_2 - f_{FSR}$  時のコヒーレンスピーク間隔を各々  $Z_c$ 、 $Z'_c$  とすると、

$$\Delta Z_c = Z'_c - Z_c \quad (4.1)$$

式(2.26)より、

$$\begin{aligned} \Delta Z_c &= \frac{c}{2n(f_2 - f_{FSR})} - \frac{c}{2nf_2} \\ &= \frac{c}{2n} \cdot \frac{f_{FSR}}{f_2(f_2 - f_{FSR})} \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.2)式より、コム間隔  $f_2$  が小さくなるほどコヒーレンスピークの移動間隔  $\Delta Z_c$  は大きくなるということが分かる。表 4.1 にコム間隔  $f_2$  とコヒーレンスピーク間隔  $Z_c$ 、コヒーレンスピークの移動間隔  $\Delta Z_c$  の関係を示す。コム間隔 1MHz の時は、コヒーレンスピークが 1m 刻みで移動するため、コヒーレンスピークが反射点に当たらずに通りすぎてしまう可能性がある。コム間隔が 100MHz の時は 0.2mm という小さな移動間隔でコヒーレンスピークが動くため、高い精度の測定が期待できる。しかし、この時コヒーレンスピーク間隔が 1m となってしまう、測定範囲も 1m と制限されてしまう。反射率分布測定では空間分解能よりも  $\Delta Z_c$  の方が小さいことが望ましい。しかし、測定範囲を拡大するためにはコム間隔を小さく設定する必要があるが、それに伴い  $\Delta Z_c$  も大きくなってしまふ。その結果  $\Delta Z_c$  が空間分解能を上回り、高精度な反射率分布測定ができなくなってしまう。

以上より、共振器型光周波数コムによる 1 次コヒーレンスピークの掃引での反射率分布測定には測定範囲には物理的な限界が存在する。そのため、測定範囲を拡大するには 1 次以上の高次のコヒーレンスピークを使用する必要がある。第 6 章にて測定範囲拡大の手法について説明する。

コム間隔 $f_2$	$Z_c$	$\Delta Z_c$
1MHz	100m	2m
10MHz	10m	2cm
100MHz	1m	0.2mm

表 4.1 コム間隔とコヒーレンスピークの移動間隔.

## 4.5 まとめ

本章では OCDR-OFC による反射率分布測定法と実験系の説明をし、1 次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定の実験結果を示した。次に、光周波数コムのパワースペクトラムの形状が光波コヒーレンス関数の形状に与える影響について述べ、S/N 比を向上するための手法について説明した。最後に、1 次コヒーレンスピークの掃引による反射率分布測定の測定範囲の限界について示した。第 5 章にて S/N 比を向上するための手法、第 6 章にて測定範囲を拡大するための手法を紹介する。

## 第5章 多重位相変調を用いた光周波数コムによる空間分解能と S/N 比の改善

### 5.1 はじめに

本章では、多重位相変調によるコムスパンの拡大と空間分解能の改善方法について説明する。また、多重位相変調のパラメータの最適な設定によりコム形状を整えることで、S/N 比を改善する手法について説明する。多重位相変調の例として三重位相変調と五重位相変調での光周波数コムの発生を行う。最後に単一位相変調と多重位相変調による光周波数コムのコムスパンの比較と、反射率分布測定における空間分解能と S/N 比の比較を行う。

### 5.2 三重位相変調

共振器型光周波数コムはコム間隔が狭くなるほどコムスパンも狭くなる。これは光がリング共振器内の位相変調器を通過することによって発生するサイドバンドの本数が限られているためだと考えられる。サイドバンドの本数を増やすためには、共振器の共振条件や位相変調器の特性を改善することで実現できる。しかし、単一の正弦波による位相変調では、基本的に高次のサイドバンドほどパワーが落ちてしまい、得られるサイドバンドの本数には限りがある。

そこで、位相変調で与える変調信号を単一の正弦波ではなく、複数の正弦波を加算した信号による多重位相変調を行うことでコムスパンを拡大する手法が提案された[57]。図 5.1 に多重位相変調によるコムスパン拡大の概念図を示す。ここでは、基本周波数  $f_2$  の 5 倍の変調周波数  $5f_2$  を加算した二重位相変調を考える。周波数  $5f_2$  の正弦波成分によりサイドバンドは基本周波数の 5 倍の間隔で発生するため、理論的にはコムスパンも 5 倍となる。これに基本周波数  $f_2$  のサイドバンドを加えることで、 $5f_2$  の正弦波成分で発生したサイドバンドを中心に  $f_2$  間隔でサイドバンドが発生する。これにより、理論的にはコムスパンが 5 倍でコム間隔  $f_2$  の光周波数コムを作ることができる。しかし、二重変調の場合、周波数  $5f_2$  のサイドバンドと周波数  $f_2$  のサイドバンドの強度にバラつきが生じてしまい、コム形状に周期的な凹凸ができてしまう。光波コヒーレンス関数はパワースペクトラムコムのフーリエ変換のため、コム形状の周期的な凹凸は光波コヒーレンス関数の合成後に周期的で大きなノイズとなって現れる。この凹凸をなくすため、さらに周波数  $3f_2$  の正弦波を加算した三重位相変調が考えられた[51,57]。図 5.2 に示すように、周波数  $f_2$  と  $5f_2$  の中間の周波数  $3f_2$  を足し合わせることで、周期的に生じていた凹凸は緩和される。三重位相変調によりコムスパンを拡大し、かつコム形状を整えることができる。

以上は多重位相変調の簡単なモデルである。実際は、発生するサイドバンドは加算される正弦波変調信号の強度比や位相差によって変化するため、これらのパラメータを考慮することでよりコムスパンを広げ、コム形状をガウス型に近づけることができる。続いて、三重位相変調により発生するサイドバンドの電界強度を導く。

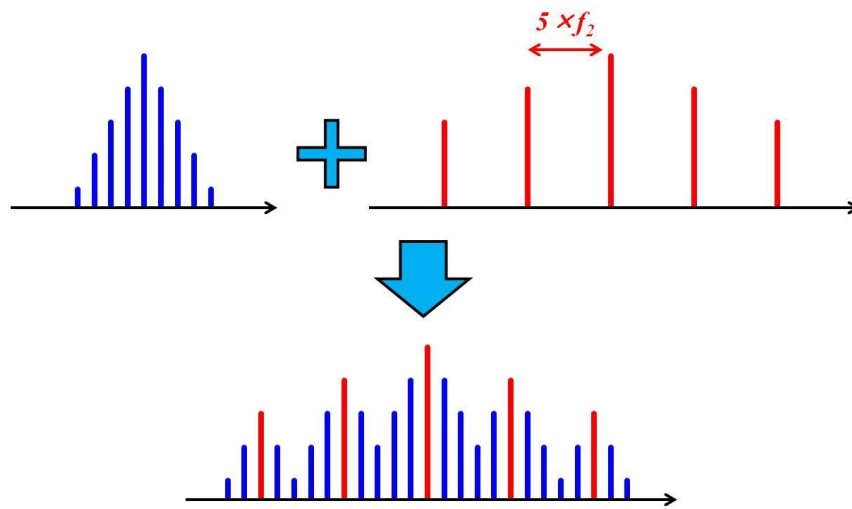


図 5.1 二重位相変調によるコムスパン拡大の概念図.

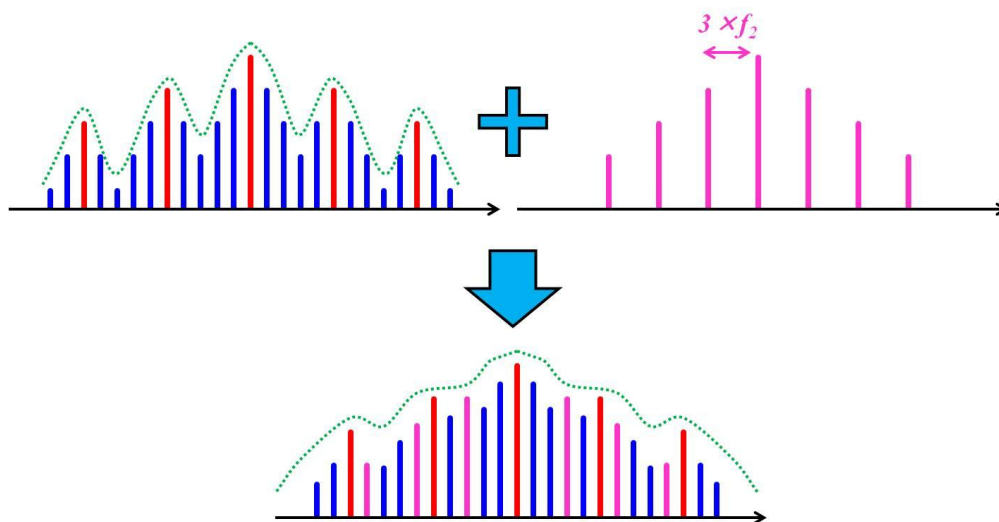


図 5.2 三重位相変調によるコムスパンの拡大とコム形状の平滑化.

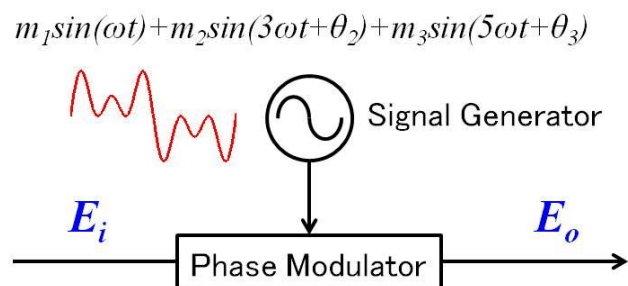


図 5.3 三重位相変調.

図 5.3 のように、電解  $E_i$  の光が位相変調器を通過し電解  $E_o$  になったとする。なお、変調信号  $W_3(t)$  は、

$$W_3(t) = m_1 \sin(\omega t) + m_2 \sin(3\omega t + \theta_2) + m_3 \sin(5\omega t + \theta_3) \quad (5.1)$$

と表す。 $m_1$ 、 $m_2$ 、 $m_3$  と  $\theta_2$ 、 $\theta_3$  は加算する正弦波の強度比と初期位相である。この時の出力光の電解  $E_o$  は、

$$\begin{aligned} E_o &= E_i \exp[j(\Omega t - W_3(t))] \\ &= E_i \sum_{a=-\infty}^{\infty} \sum_{b=-\infty}^{\infty} \sum_{c=-\infty}^{\infty} \sum_{d=-\infty}^{\infty} \sum_{e=-\infty}^{\infty} J_a(m_1) J_b(m_2 \cos \theta_2) J_c(m_2 \sin \theta_2) J_d(m_3 \cos \theta_3) \\ &\quad \times J_e(m_3 \sin \theta_3) (j)^{c+e} \exp[j(\Omega - (a + 3(b+c) + 5(d+e))\omega)t] \end{aligned} \quad (5.2)$$

と表される。よって  $k$  次のサイドバンドの電界強度比  $P_{ok}$  は、

$$\begin{aligned} P_{ok} &= \sum_{a=-\infty}^{\infty} \sum_{b=-\infty}^{\infty} \sum_{c=-\infty}^{\infty} \sum_{d=-\infty}^{\infty} \sum_{e=-\infty}^{\infty} J_a(m_1) J_b(m_2 \cos \theta_2) J_c(m_2 \sin \theta_2) \\ &\quad \times J_d(m_3 \cos \theta_3) J_e(m_3 \sin \theta_3) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$k = a + 3(b+c) + 5(d+e) \quad (5.4)$$

と表される。なお、(5.4)式を満たす  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$ 、 $e$  の組み合わせは無数に存在する。(5.3)式より、 $k$  次のサイドバンドの電界強度は強度比( $m_1, m_2, m_3$ )と初期位相( $\theta_2, \theta_3$ )によって定まることが分かる。この 5 つのパラメータを最適な値に設定することで、光が位相変調器を 1 回通過して発生するサイドバンドの形状を最適な形状で発生させることができる。

光周波数コムは位相変調器を通過して発生したサイドバンドがさらに共振器を周回し、各々の波長の光がさらにサイドバンドを発生させることで出力される。そのため、サイドバンドの形状と光周波数コムのコム形状の間には複雑な相関が存在する。そこで、サイドバンドの形状を二次曲線に近づけることで、光周波数コムの形状をガウス型に近づける手法が考えられた[51]。サイドバンドの形状は最小二乗法により近似する。これにより、光周波数コムをガウス型に近づける最適なパラメータは、強度比( $m_1, m_2, m_3$ ) = (3, 8, 9)、初期位相( $\theta_2, \theta_3$ ) = (1.1 $\pi$ , 1.65 $\pi$ )と定められている。

### 5.3 五重位相変調

前節にて、三重位相変調が単一位相変調と比較してコムスパンの拡大において優位性があることを示した。しかし、コム間隔がさらに小さくなった場合、例えばコム間隔が 5MHz 以下になった場合には、三重位相変調によるコムスパンも狭くなっていくため、より広いコムスパンを発生させることが要求される。多重位相変調によってより広いコムスパンを得るためには、基本周波数に対し、より高い倍数の周波数成分を加算すればよい。例えば基本周波数  $f_2$  の 11 倍の周波数成分 11  $f_2$  を加算することを考える。このとき理論的にはコムスパンは 11 倍になる。しかし、周波数  $f_2$  と 11  $f_2$  のみの二重位相変調では図 5.1 で見られるような周期的な凹凸が大きく現れるため、間に 3  $f_2$ 、5  $f_2$ 、8  $f_2$ 、の周波数をもつ正弦波をさらに加算することで平滑化を図る。このように、5 つの周波数を持つ正弦波を加算した五重位相変調によるコムスパンの拡大を提案する。

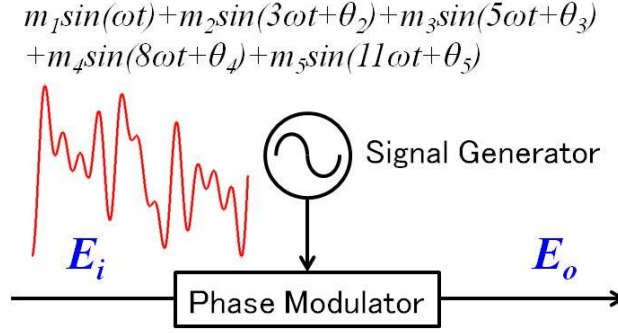


図 5.4 五重位相変調.

五重位相変調により発生するサイドバンドの電界強度を求める。図 5.4 のように、電解  $E_i$  の光が位相変調器を通過し電解  $E_o$  になったとする。なお、変調信号  $W_5(t)$  は、

$$W_5(t) = m_1 \sin(\omega t) + m_2 \sin(3\omega t + \theta_2) + m_3 \sin(5\omega t + \theta_3) + m_4 \sin(8\omega t + \theta_4) + m_5 \sin(11\omega t + \theta_5) \quad (5.5)$$

と表す。 $m_1, m_2, m_3, m_4, m_5$  と  $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$  は加算する正弦波の強度比と初期位相である。この時の出力光の電解  $E_o$  は、

$$\begin{aligned} E_o &= E_i \exp[j(\Omega t - W_5(t))] \\ &= E_i \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{21}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{22}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{31}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{32}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{41}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{42}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{51}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{52}=-\infty}^{\infty} J_{k_1}(m_1) J_{k_{21}}(m_2 \cos \theta_2) \\ &\times J_{k_{22}}(m_2 \sin \theta_2) J_{k_{31}}(m_3 \cos \theta_3) J_{k_{32}}(m_3 \sin \theta_3) J_{k_{41}}(m_4 \cos \theta_4) J_{k_{42}}(m_4 \sin \theta_4) \\ &\times J_{k_{51}}(m_5 \cos \theta_5) J_{k_{52}}(m_5 \sin \theta_5) (j)^{k_{22}+k_{32}+k_{42}+k_{52}} \\ &\times \exp[j(\Omega - (k_1 + 3(k_{21} + k_{22}) + 5(k_{31} + k_{32}) + 8(k_{41} + k_{42}) + 11(k_{51} + k_{52}))\omega)t] \end{aligned} \quad (5.6)$$

と表される。よって  $k$  次のサイドバンドの電界強度比  $P_{ok}$  は、

$$\begin{aligned} P_{ok} &= \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{21}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{22}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{31}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{32}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{41}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{42}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{51}=-\infty}^{\infty} \sum_{k_{52}=-\infty}^{\infty} J_{k_1}(m_1) J_{k_{21}}(m_2 \cos \theta_2) \\ &\times J_{k_{22}}(m_2 \sin \theta_2) J_{k_{31}}(m_3 \cos \theta_3) J_{k_{32}}(m_3 \sin \theta_3) J_{k_{41}}(m_4 \cos \theta_4) J_{k_{42}}(m_4 \sin \theta_4) \\ &\times J_{k_{51}}(m_5 \cos \theta_5) J_{k_{52}}(m_5 \sin \theta_5) \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$k = k_1 + 3(k_{21} + k_{22}) + 5(k_{31} + k_{32}) + 8(k_{41} + k_{42}) + 11(k_{51} + k_{52}) \quad (5.8)$$

と表される。式(5.8)を満たす  $k_1 \sim k_{52}$  は無数に存在する。式(5.7)より、サイドバンドの電界強度は強度比  $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5)$  と初期位相  $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5)$  の 9 つのパラメータによって定まることが分かる。三重位相変調ではサイドバンドの形状を二次曲線に近似することで最適なパラメータを設定したが、五重位相変調ではパラメータが 9 つと多いため、ここではパラメータの最適値に見当をつけ、そのパラメータの中でコムスパンがよく広がり、コム形状が平滑化されたものを採用する。強度比に関しては高次

のサイドバンドを大きくするために、高い周波数の正弦波の強度を大きくするとよい。以上より、パラメータは強度比 $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5) = (4, 5, 7, 9, 10)$ と初期位相 $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5) = (1.2\pi, 1.9\pi, 0.55\pi, 0.2\pi)$ に設定した。次節にて、五重位相変調のパラメータを変えて測定したコムスパンとコム形状の実験結果を示す。

## 5.4 実験結果

### 5.4.1 五重位相変調のコムスパンとコム形状

ここでは、五重位相変調の各周波数の正弦波の強度比と初期位相のパラメータを全て同じに設定したもの、つまり強度比 $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5) = (1, 1, 1, 1, 1)$ 、初期位相 $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5) = (0, 0, 0, 0)$ のものと、パラメータを最適化したもの、つまり強度比 $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5) = (4, 5, 7, 9, 10)$ 、初期位相 $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5) = (1.2\pi, 1.9\pi, 0.55\pi, 0.2\pi)$ に設定した五重位相変調による光周波数コムの性能を比較する。

図 5.5 はパラメータ最適化前と最適化後の光周波数コムの RF ビートスペクトラムである。最適化前は周期的な凹凸が見られるが、最適化後にはコム形状が平滑化されていることが分かる。図 5.6 はパラメータ最適化前と最適化後の光周波数コムの出力を Optical Spectrum Analyzer(OSA)により測定した実験結果である。OSA の分解能の制限により、光周波数コムスペクトラムの包絡線が観測される。パラメータを最適化したときの方が若干コムスパンが広がっていることが分かる。図 5.7 はパラメータ最適化前と最適化後の光周波数コムで反射率分布測定を行った際の実験結果である。最適化後はコムスパンに大きな変化が見られなかったことより、空間分解能の変化は少ないが、コム形状が平滑化したことにより最適化後はサイドローブが抑制され、S/N 比は 6.8dB 向上している。

以上より、パラメータを最適化することでコムスパンを拡大し、コム形状を平滑化でき、その結果 OADR-OFD の空間分解能と S/N 比を改善できることが示された。しかし、ここで採用したパラメータの最適値はシミュレーションなどによる数値解析で得られた解ではなく、パラメータに見当をつけ測定を行うことで最適値を調査して得られた値である。よって厳密には最適値とは言えず、より測定性能を向上することができるパラメータが存在すると考えられる。三重位相変調での最適なパラメータの設定ではサイドバンドを二次曲線に最小二乗法で近似することで最適解を得た。五重位相変調の場合はパラメータが 9 つと多くなるため、数値解析には困難が伴う。最適解を導くには数値解析の手法を確立するか、最適値または最適値の近似解を求めるための何らかの計算の工夫が必要となる。

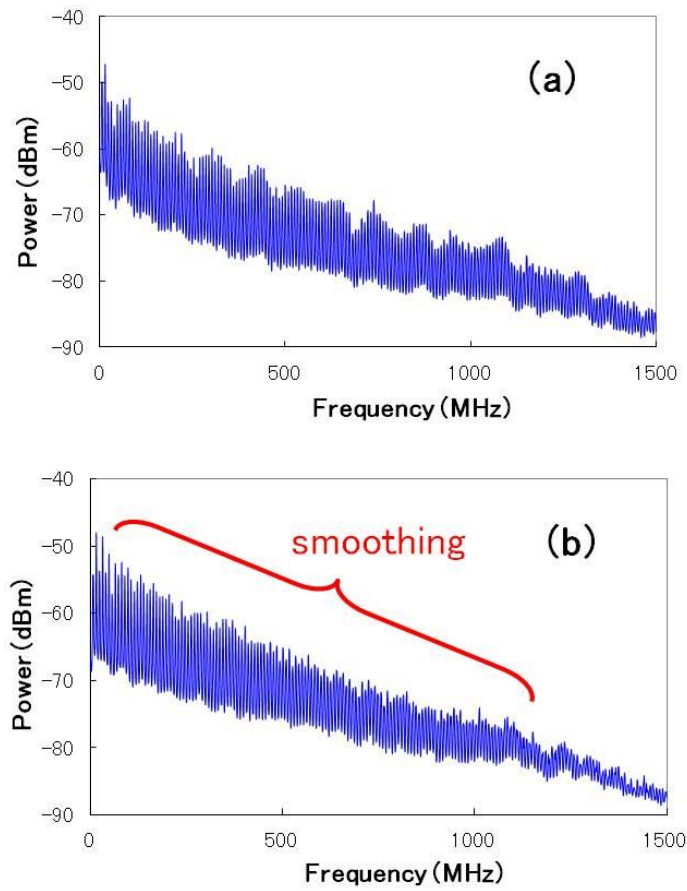


図 5.5 五重位相変調による光周波数コムの RF ビートスペクトラム,  
 (a) 強度比( $m_1, m_2, m_3, m_4, m_5$ ) = (1, 1, 1, 1, 1), 初期位相( $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ ) = (0, 0, 0, 0),  
 (b) 強度比( $m_1, m_2, m_3, m_4, m_5$ ) = (4, 5, 7, 9, 10), 初期位相( $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ ) = ( $1.2\pi, 1.9\pi, 0.55\pi, 0.2\pi$ ).

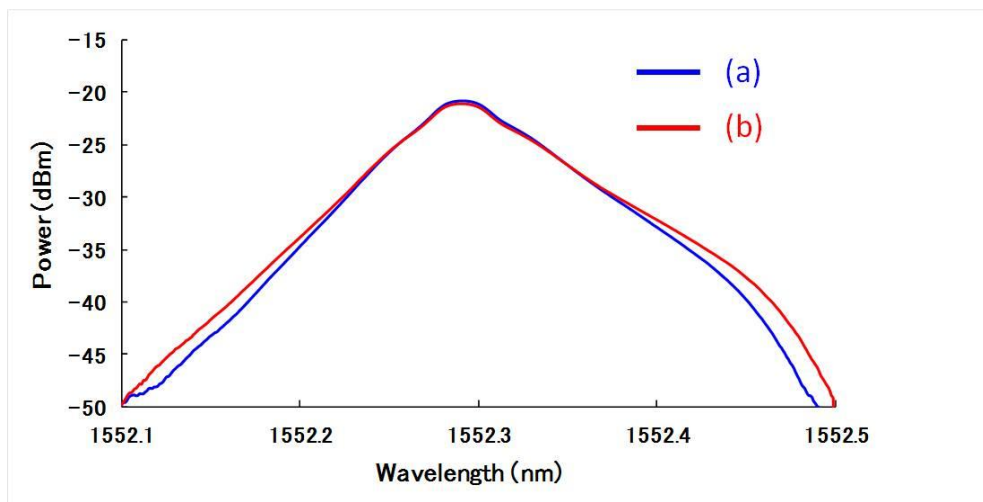


図 5.6 五重位相変調による光周波数コムのコムスパン,  
 (a) 強度比( $m_1, m_2, m_3, m_4, m_5$ ) = (1, 1, 1, 1, 1), 初期位相( $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ ) = (0, 0, 0, 0),  
 (b) 強度比( $m_1, m_2, m_3, m_4, m_5$ ) = (4, 5, 7, 9, 10), 初期位相( $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ ) = ( $1.2\pi, 1.9\pi, 0.55\pi, 0.2\pi$ ).

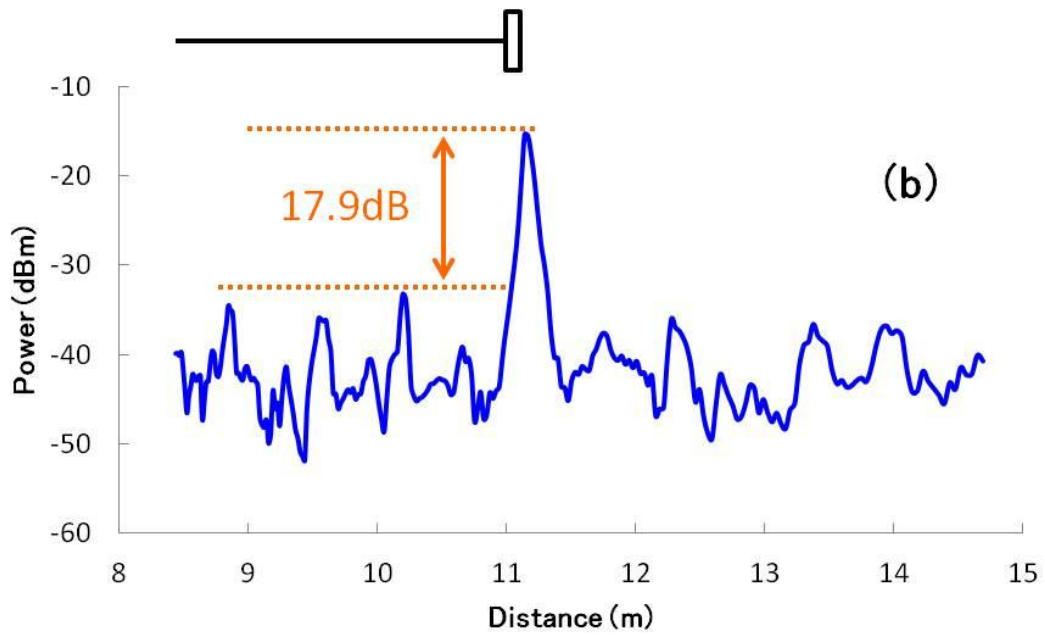
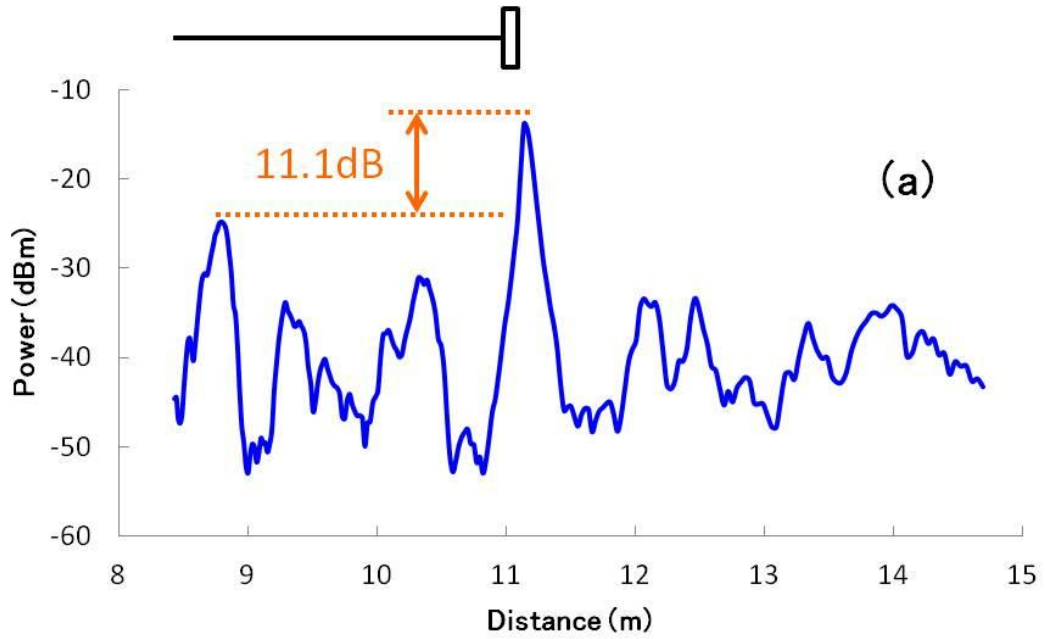


図 5.7 五重位相変調の光周波数コムによる反射率分布測定,

(a) 強度比 $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5) = (1, 1, 1, 1, 1)$ , 初期位相 $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5) = (0, 0, 0, 0)$ ,

(b) 強度比 $(m_1, m_2, m_3, m_4, m_5) = (4, 5, 7, 9, 10)$ , 初期位相 $(\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5) = (1.2\pi, 1.9\pi, 0.55\pi, 0.2\pi)$ .

## 5.4.2 多重位相変調と単一位相変調による測定性能比較

ここでは多重位相変調と単一位相変調で発生させた光周波数コムのコムスパンと反射率分布測定の実験結果を示す。三重位相変調と五重位相変調はパラメータを最適値に設定したものを使用する。

図 5.8 はコム間隔 1.02633MHz のときの光周波数コムを OSA で測定したものである。光周波数コムの包絡線が観測されており、五重位相変調のとき最もコムスパンが広がっている。この程度の小さなコム間隔になると、三重位相変調によるコムスパンは単一位相変調のコムスパンと同程度の帯域まで狭くなってしまう。従って、特に小さなコム間隔で光周波数コム発生させる場合は、位相変調の多重数を増やすことでコムスパンの狭帯域化を抑制することができる。

図 5.9 はコム間隔が 10.23375MHz のときのコムスパンを測定したものである。このとき、三重位相変調のコムスパンの方が五重位相変調のコムスパンよりも広がっていることが分かる。このように、コム間隔が大きくなると、多重数が少ない位相変調方式によるコムスパンの方が広がることが確認された。本研究の光周波数コムではコム間隔が 5MHz 前後で五重位相変調と三重位相変調のコムスパンの広がり逆転する結果を得た。以上より、コム間隔によって位相変調の多重数を変えることで広帯域のコムスパンを保ったまま測定が行える。

図 5.10 は単一位相変調と三重位相変調、五重位相変調による光周波数コムでの反射率分布測定の結果である。コム間隔は五重位相変調のコムスパンに優位性がある 5MHz-3MHz で変化させた。空間分解能は五重位相変調、三重位相変調、単一位相変調の順で良い結果が得られたが、S/N 比は空間分解能と逆で単一位相変調、三重位相変調、五重位相変調の順に良い結果が得られた。これは図 5.8、図 5.9 を見ると分かるが、コムスパンが広がると光周波数コムの強度が下がるためである。すなわち、多重位相変調において、空間分解能と S/N はトレード・オフの関係がある。

## 5.5 まとめ

本章では、コムスパンを拡大するための手法として多重位相変調を紹介した。次に、三重位相変調によるコムスパンをより拡大するための手法として、多重数を増やした五重位相変調を提案した。続いて、五重位相変調における強度比や初期位相などのコムスパンやコム形状に影響を与えるパラメータを最適値に設定することで、コムスパンの拡大とコム形状の平滑化を行った。最後に、コム間隔が小さい時の反射率分布測定において、空間分解能における五重位相変調の優位性を実験で示した。同時に、多重位相変調では空間分解能と S/N 比にトレード・オフの関係があることを示した。

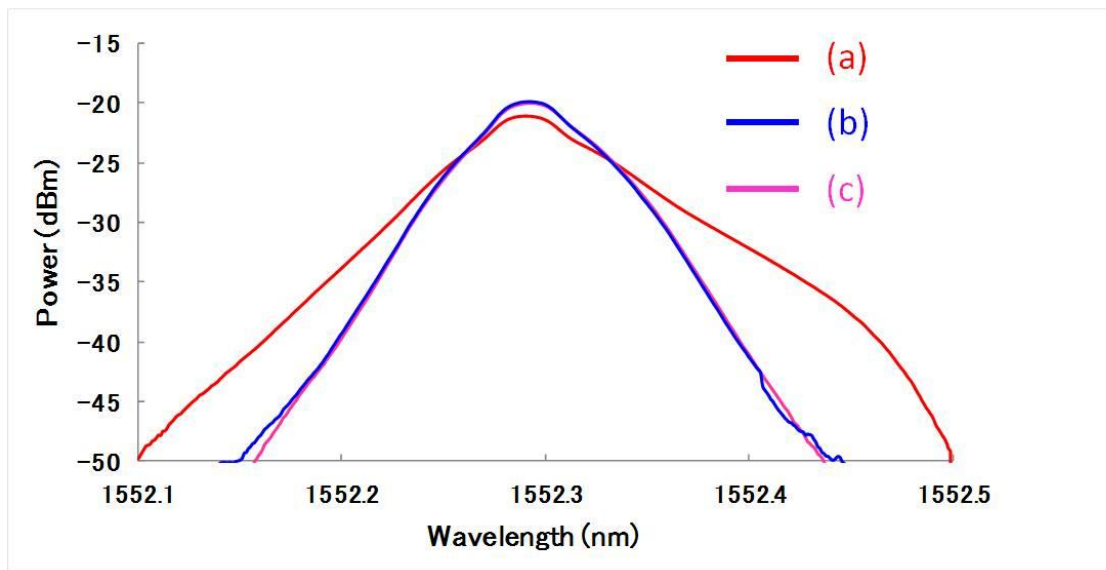


図 5.8 コム間隔 1.02633MHz におけるコムスパン,  
(a) 五重位相変調, (b) 三重位相変調, (c) 単一位相変調.

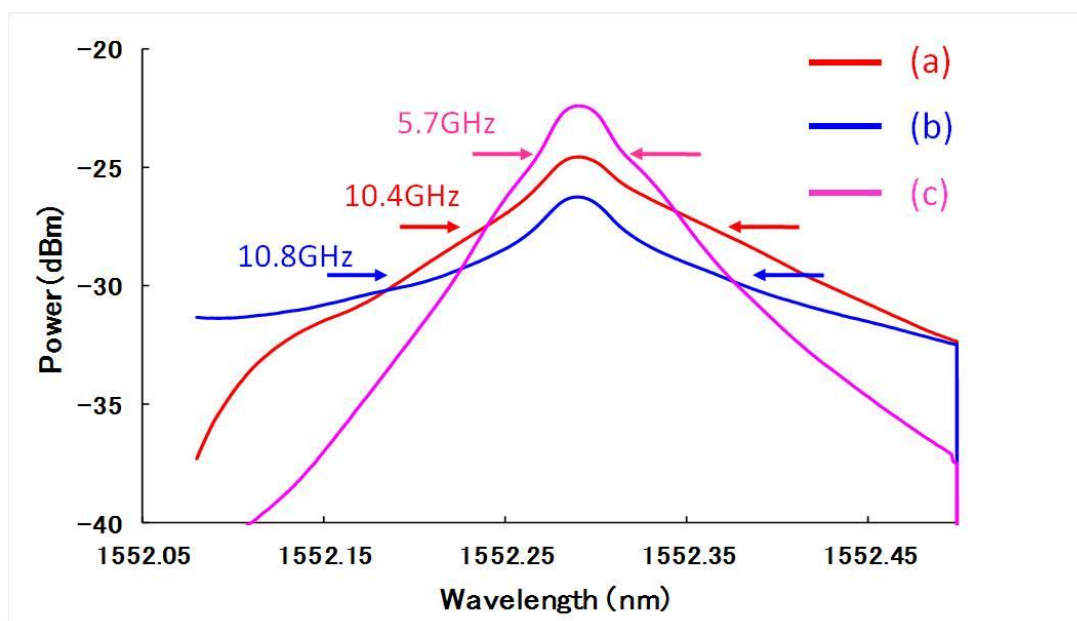


図 5.9 コム間隔 10.23375MHz におけるコムスパン,  
(a) 五重位相変調, (b) 三重位相変調, (c) 単一位相変調.

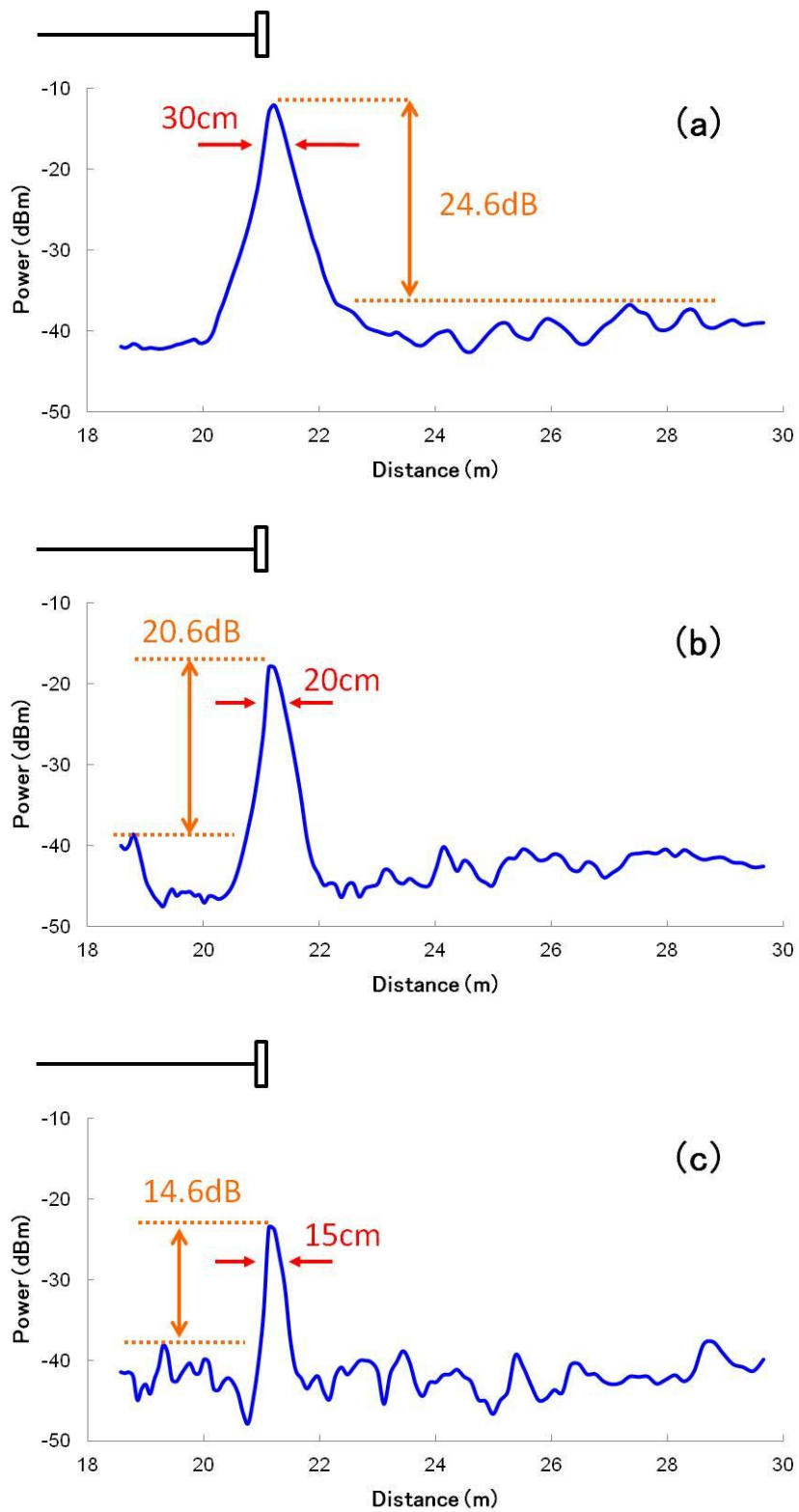


図 5.10 多重位相変調と単一位相変調による反射率分布測定,  
(a) 五重位相変調, (b) 三重位相変調, (c) 単一位相変調.

## 第 6 章

## 6.1 はじめに

本章では、まずタイムゲートによる OADR-OFC の測定範囲の拡大方法として用いるタイムゲートについて説明する。次にタイムゲートの手法として、光ゲートを用いたタイムゲートと電気ゲートを用いたタイムゲートの二つの手法を紹介し、続いて原理確認の実験結果を示し、それぞれの特徴について述べる。最後に電気ゲートを用いたタイムゲートによる測定範囲 60m の反射率分布測定の実験結果を示す。

## 6.2 タイムゲートの原理

第4章で紹介した OCDR-OFC では、一次コヒーレンスピークのみの掃引により測定を行ったため、測定範囲はコヒーレンスピーク間隔  $Z_c$  程度に制限されていた。本章では高次のコヒーレンスピークを使用することで測定範囲を広げる手法を提案する。高次コヒーレンスピークを複数使用する場合、FUT 上に存在するコヒーレンスピークの数だけ反射信号が得られてしまう。そのため、一つのコヒーレンスピークからの反射信号のみを分離する技術が必要となる (図 6.1)。

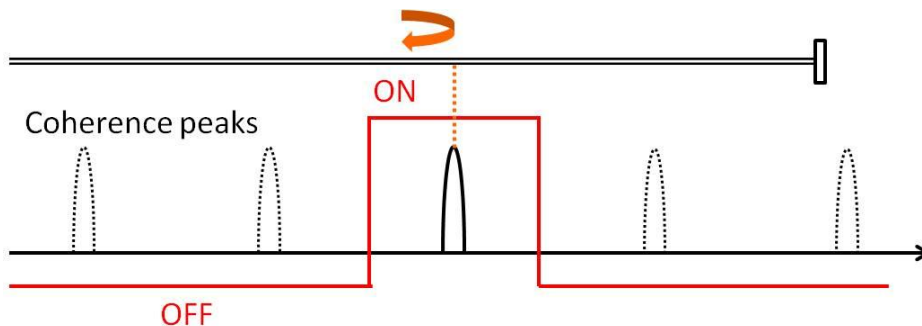


図 6.1 複数のコヒーレンスピークの分離.

本研究ではタイムゲートによるコヒーレンスピークの分離を提案する。タイムゲートとは光源をパルス波形に変調することで FUT の位置毎の反射信号を時間領域で分割し、分割された反射信号をゲートにより測定する手法である。図 6.2 にタイムゲートの原理を示す。FUT 上には融着不良の箇所と終端の PC の二点からの反射点を設ける。入射光は図 6.2 (a)のように周期  $f_{pulse}$ 、パルス長  $\tau$  のパルス波形で強度変調する。このとき、二点からの反射信号は図 6.2 (b)のように周期  $f_{pulse}$ 、パルス長  $\tau$  で時間分割されて戻ってくる。この反射信号に周期  $f_{pulse}$  のゲートを適用することで、二点からの反射信号を分離測定することができる。複数のコヒーレンスピークの分離を行うためには、ゲート長はコヒーレンスピーク間隔の二倍未満の値に設定する必要がある。なお、ゲートの位置を動かすにはゲート遅延

を変化させればよい。

パルス変調におけるパルス幅が広すぎると、反射信号の時間分割の精度が落ちてしまい、パルス幅が狭すぎるとパルス光強度が落ちてしまうため測定範囲が制限されてしまう。本研究における OCDR-OFC ではパルス幅は 50ns（光路長で 10m）に設定する。パルス波形は ON、OFF 時の消光比が高い方がよく、理想的には OFF 時に光出力がゼロになることが望ましい。パルス OFF 時に光出力をゼロにする消光比無限大の光スイッチも存在するが、機械的に ON/OFF を切替えているため、切替速度が ms オーダーと長く、OCDR-OFC には使用できない。本研究では光強度変調器で高速にパルス変調を行う方式を採用した。ゲートに関しては、パルス波形と同じく光強度変調器により矩形変調を行うことで光ゲートを生成する方式と、受光器以降の電気信号にゲートを掛ける電気ゲートの方式がある。次節以降にて、光ゲートと電気ゲートによるタイムゲートについて説明する。

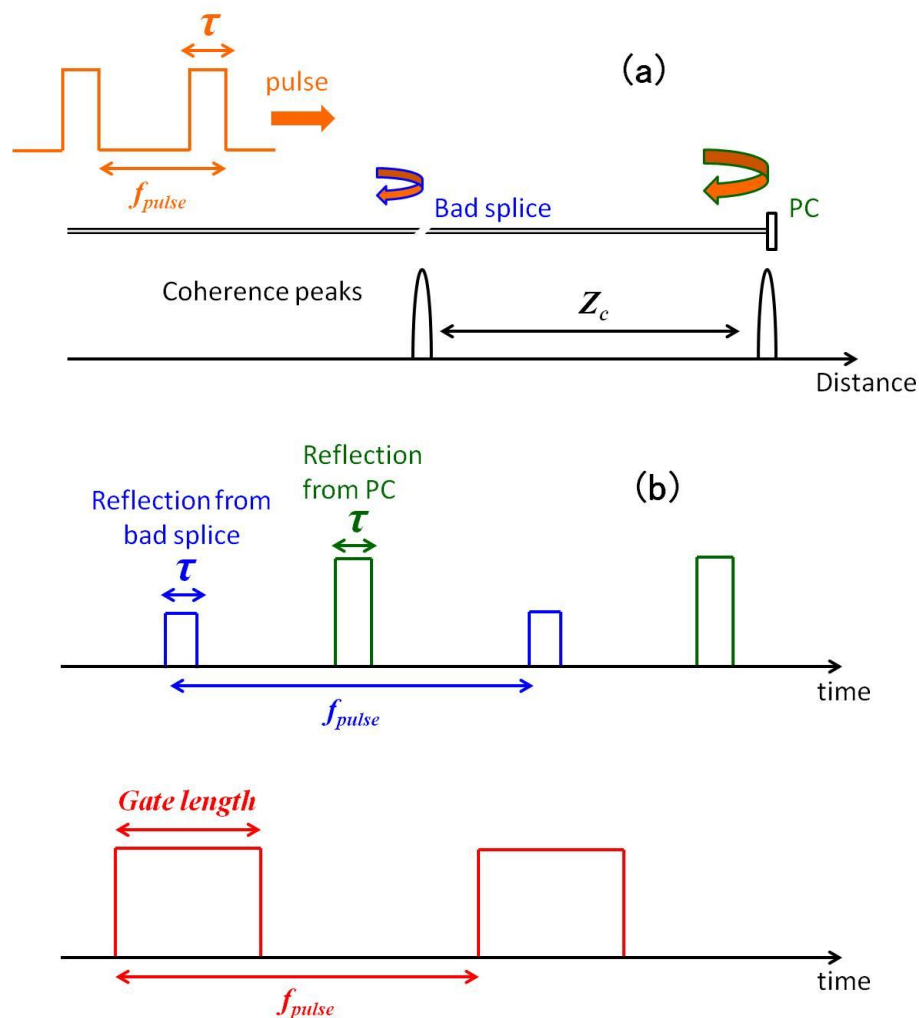
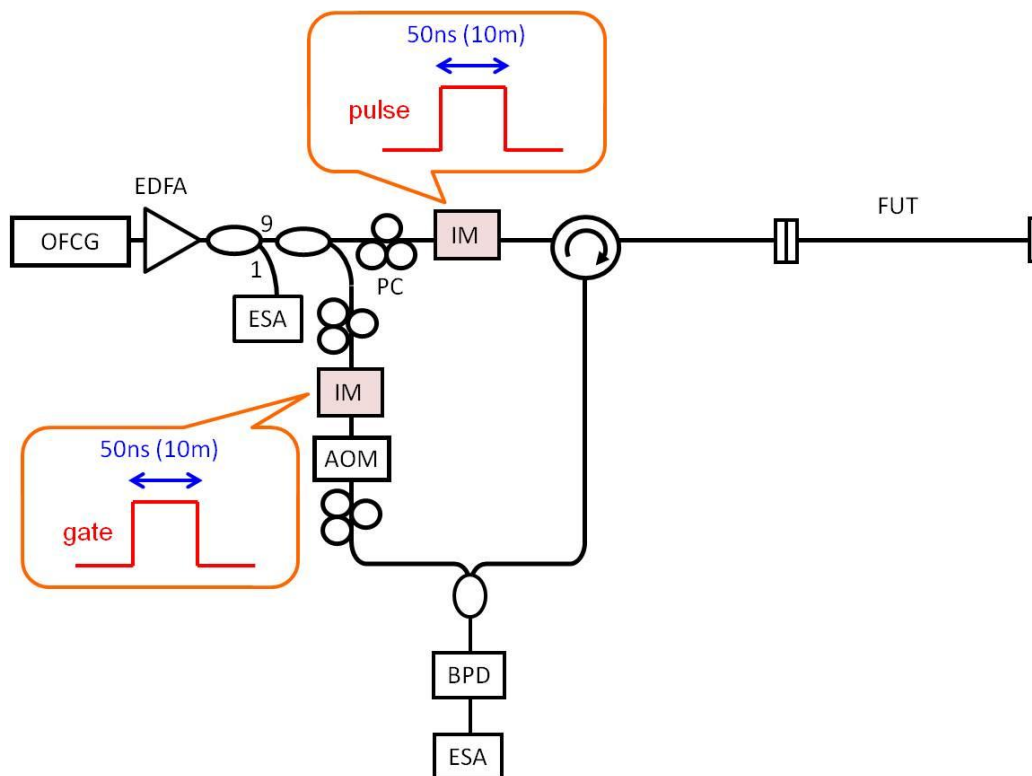


図 6.2 タイムゲートの原理、

(a) パルス光の FUT への入射, (b) ゲートによる反射信号の分離。

### 6.3.1 実験系



47

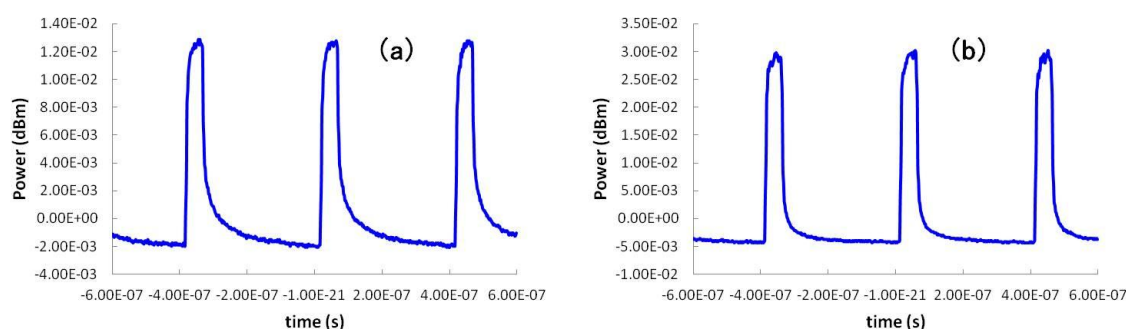


図 6.4 パルス波形とゲート波形,  
(a) パルス波形, (b) ゲート波形.

## 6.3.2 実験結果

図 6.5 にゲート遅延毎に測定できる FUT の範囲を示す。ゲート遅延を大きくするほど遠距離からの反射信号を得ることができる。設定した光ゲートのゲート長は 10m であったが、パルス波形とゲート波形が理想的な矩形型になっていないために、強い反射信号を得ることができる測定範囲は約 6m (光路差で約 12m) である。そのため、ゲート長は 6m として測定する。FUT 上には 1 次コヒーレンスピークと 2 次コヒーレンスピークが存在するため、この二つのコヒーレンスピークからの反射光を分離する必要がある。ゲート遅延 220ns、240ns における測定範囲内は 1 次ピークと 2 次ピークが通過するが、二つのピークが同時に測定範囲内に存在するタイミングがないため、二つのピークからの反射を分離することを考えなくてもよい。ゲート遅延 140ns~220ns の時は 1 次コヒーレンスピークの掃引によって得られたデータを、ゲート遅延 240ns, 260ns の時は 2 次コヒーレンスピークの掃引によって得られたデータを使用する。各ゲートの測定範囲内において、得られる反射信号光の強度は異なり、本実験ではゲートの中心部の信号の質が良かったため、ゲートが適用される測定範囲において、図 6.5 に示す範囲のデータを抽出し、これらをつなぎ合わせることで全測定範囲のデータとする。

図 6.6 に ESA の RBW を 1kHz に設定し、反射率分布測定を行った実験結果を示す。RBW が小さくなるほど ESA 電気ノイズが抑制され、精度の高い測定が可能となるが、サイドローブの形状が大きく影響してしまい、反射点からの反射信号が見えにくくなってしまう。一方、図 6.7 は RBW を 8MHz に設定した時の実験結果である。電気ノイズにより S/N 比は低下したが、コヒーレンス関数のサイドローブの形状が見えにくくなったため反射点からの信号は見えやすくなった。測定距離 21m 付近に小さなピークが見られるが、これはパルス波形とゲート波形を生成する光強度変調器の消光比とパルス形状の乱れが原因である。つまり、パルスまたはゲートが OFF の時に強度変調器から漏れる光による反射信号が観測されたためである。このノイズを抑制するためには消光比が大きい強度変調器を用いるか、強度変調器以外の方法で消光比無限大のパルス、またはゲート波形を生成する必要がある。次節にて、ゲートを電気信号で生成することにより、強度変調器の消光比由来のノイズを低減する方法を示す。

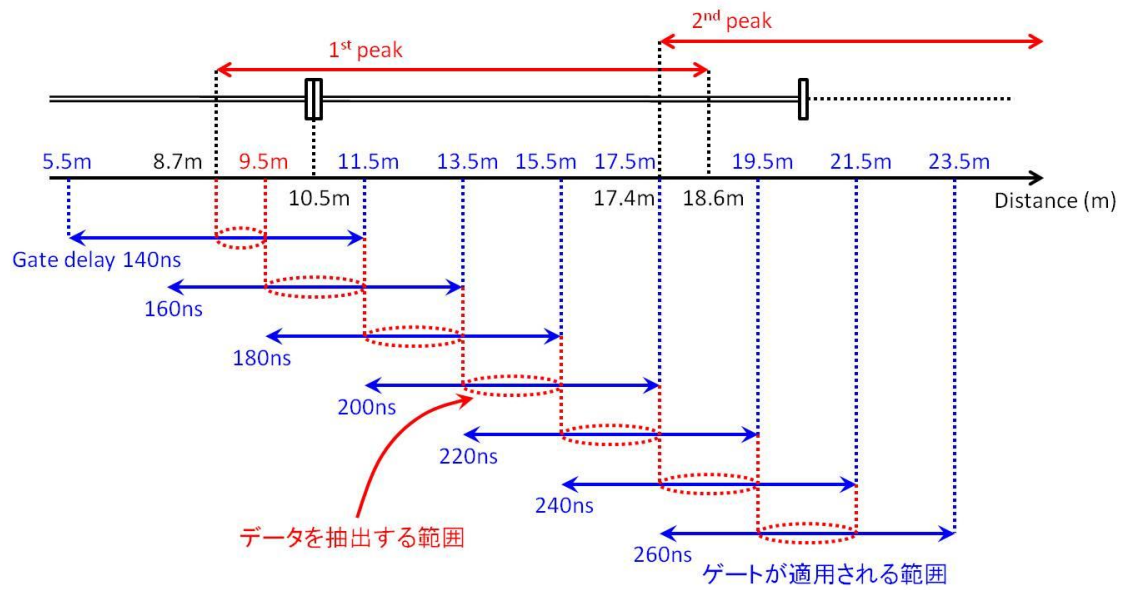


図 6.5 光ゲートと測定範囲の関係.

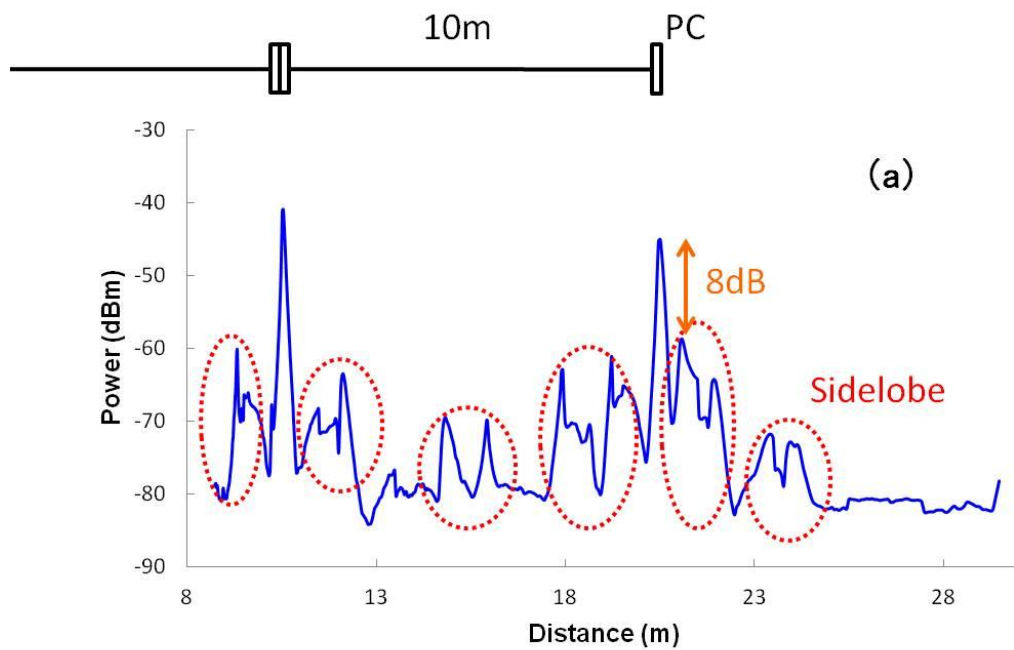


図 6.6 RBW1kHz における反射率分布測定の実験結果.

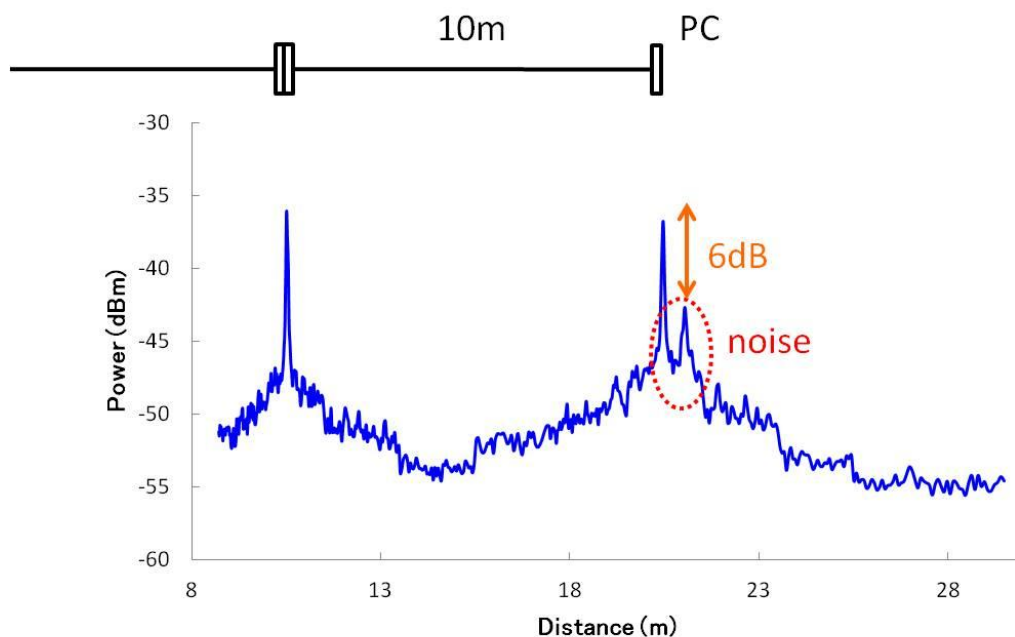


図 6.7 RBW8MHz における反射率分布測定の実験結果.

## 6.4 電気ゲートによるタイムゲートの適用

### 6.4.1 実験系

図 6.8 に電気ゲートを用いた OCDR-OFC の実験系を示す。ゲート波形を ESA 内の TTL (Transistor-Transistor Logic) スイッチにより生成する。なお、ESA は Agilent 社のシグナルアナライザ N9020A を使用した。ゲート波形の消光比は理論的には無限大となるため、光ゲートよりも高い測定精度が期待できる。ゲート長は ESA で設定できる最小値である 100ns (光路長で 20m) に設定した。パルス信号を生成する信号発生器の同期信号を ESA へのトリガとして使用することで、パルスとゲートを同期させる。ESA の仕様上、ゲートを適用するためには RBW を大きくする必要があるため、RBW は 8MHz に設定して測定を行う。FUT は光ゲートでの反射率分布測定で使用したのと同じであり、PC コネクタの接合部と終端の PC の二つの反射点を設けてある。約 20m の測定を行うため、パルス周期は測定範囲の 2 倍にゲート長を足した長さが最低限必要である。よって 60m (300ns) 以上のパルス周期が必要なため、ここではゲート長を 400ns に設定した。

図 6.9 に電気ゲートの波形を示す。ゲートがオフの時、電圧がゼロとなっているため、ゲート OFF 時に信号光を検出することがない。また、ゲートの形状に乱れが少ないため、高い測定精度が期待できる。

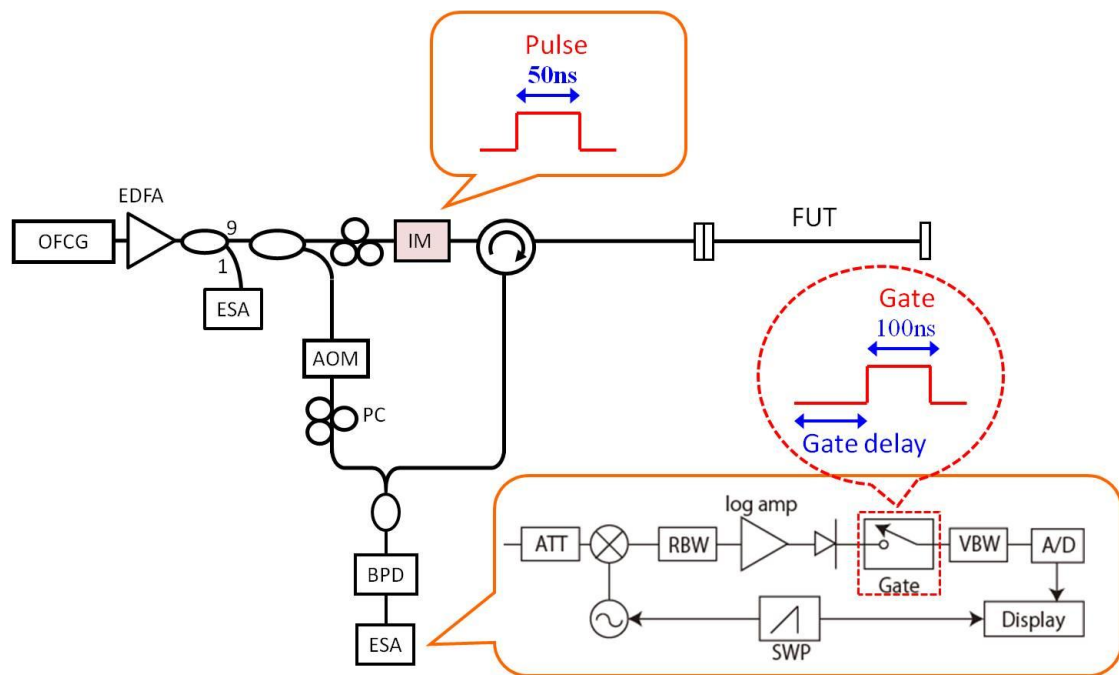


図 6.8 電気ゲートによる OCDR-OFC の実験系.

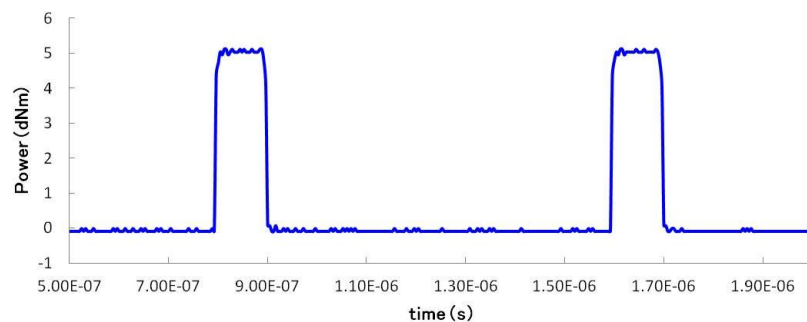


図 6.9 電気ゲートの波形.

## 6.4.2 実験結果

図 6.10 に電気ゲートの遅延毎の測定範囲を示す。ゲート長は 100ns (20m) だが、パルス幅により反射信号に約 50ns の幅があるため、ゲートで測定できる範囲は 13.2m (光路差で 26.4m) であった。このゲートを 50ns ずつ動かして測定範囲を変えていく。いずれのゲート遅延においても、1 次コヒーレンスピークと 2 次コヒーレンスピークが同時にゲート内に入るタイミングがないため、各ゲートにおいて二つのコヒーレンスピークの分離は行わなくてよい。図 6.10 のように各ゲートの信号の質の良い中心部のデータを抽出し、全てつなぎ合わせたデータを図 6.11 に示す。光強度変調器が 1 個になったために、強度変調器の消光比に由来するノイズが低減されている。その結果、S/N 比が 12dB と

なり、光ゲートでの測定結果よりも S/N 比が 6dB 向上した。

以上の実験結果より、光ゲートに対する電気ゲートの測定精度における優位性が示せた。本実験では 2 次までのコヒーレンスピークしか使用しなかったため、測定範囲は約 20m に制限されている。通信系の故障診断を想定した場合、より長い測定範囲が必要となる。次節にてより高次のコヒーレンスピークを使用した電気ゲートによる反射率分布測定の実験結果を示す。

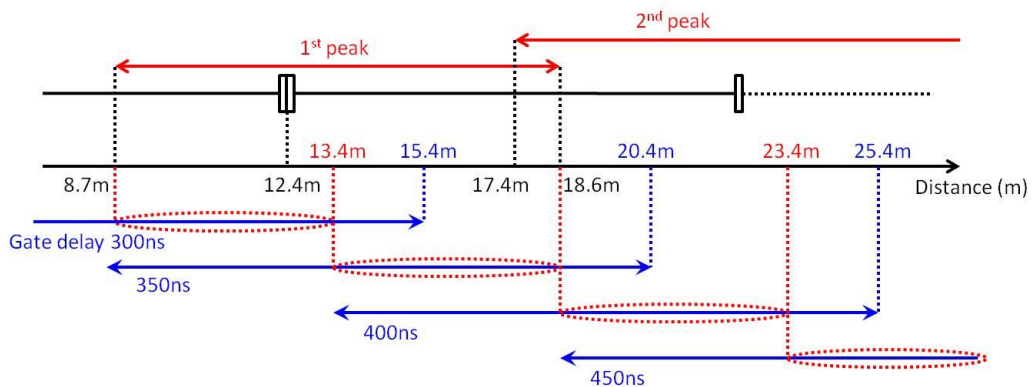


図 6.10 電気ゲートと測定範囲の関係.

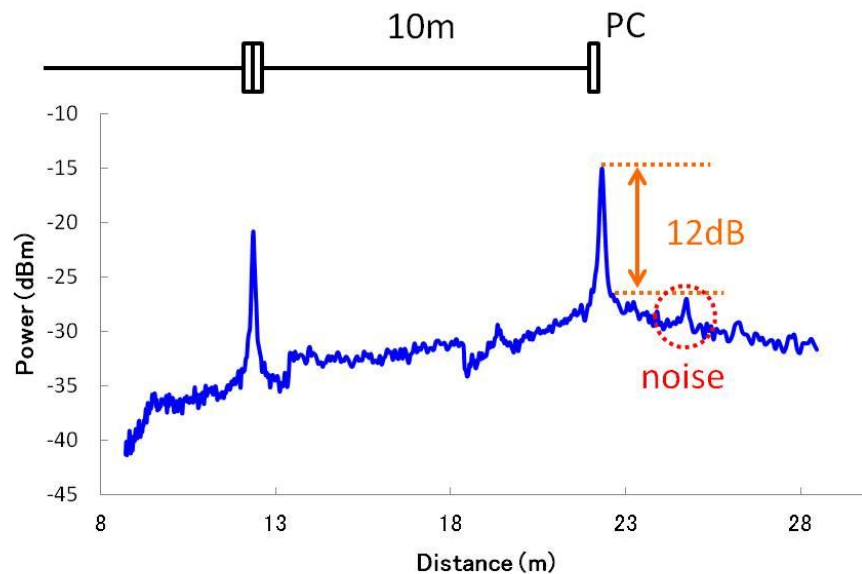


図 6.11 電気ゲートによる反射率分布測定の実験結果.

### 6.4.3 電気ゲートによる測定範囲 60m の反射率分布測定

測定範囲を 60m に拡大して反射率分布測定を行う。FUT はコネクタの接合部と PC 終端のコネクタが 50m 離れているものを使用する。複数のコヒーレンスピークを使用する場合、どの次数のコヒーレンスピークでどの範囲を掃引するかという問題がある。例えば測定距離 50m における反射率を測定する場合を考える。50m 地点を 5 次ピークで掃引するか、またはコヒーレンスピーク間隔を広げてより低次のピークで掃引するかという問題がある。表 6.1 に 50m 地点を 1 次~5 次ピークで掃引した際の各ピークの移動間隔を示す。同じ測定地点でも、より高次のピークを使った方が精度の高い測定ができることが分かる。

	1次ピーク	2次ピーク	3次ピーク	4次ピーク	5次ピーク
移動間隔	49.5cm	24.9cm	16.7cm	12.5cm	10cm

表 6.1 測定距離 50m でコヒーレンスピークを掃引する場合の次数と移動間隔の関係。

図 6.12 にゲートの遅延毎の測定範囲の関係を示す。ゲートが適用される範囲は測定したところ、13.2m であった。よってゲートは 100ns（光路差で 20m）ずつ移動させる。また、各々のゲートには複数のコヒーレンスピークが同時にゲート内に入る時がある。例えば、図 6.13 に示すように遅延 850ns のゲートでは 4 次ピークと 5 次ピークが同時にゲート内に存在する場合がある。この時、4 次ピークでゲート内を掃引することを考えれば、測定範囲 48.6m~60.7m においては 4 次ピークしか存在しないため、48.6m~60.7m の範囲でデータを抽出することが可能である。このように、全てのゲートで抽出できるデータ範囲を決め、それらをつなぎ合わせることで測定範囲全体の反射率分布測定の実験結果を得る。図 6.14 に測定範囲 60m の反射率分布測定の実験結果を示す。二つの PC コネクタからの反射が観測されたが、測定距離 24.7 と 49.5m の反射点が無い位置においてノイズがピークとなって現れている。これはパルスを生成する強度変調器の消光比と波形の乱れに由来するノイズが原因である。パルスが理想的な矩形型になっていないため、各ゲートは図 6.12 で示した範囲外からの反射信号を完全に OFF にはせず、反射信号はゲートから外れるほどその強度を緩やかに減少させる。そのため、よりノイズを抑えたタイムゲートを実現するには、パルス変調の消光比を高めることと、パルス波形を理想的な矩形型に近づけることが必要となる。また、測定距離 20.6m と 59.9m にてノイズフロアの強度に大きな断絶がある。これはゲートの遅延毎にノイズフロアの大きさが異なるため、各ゲートのデータをつなぎ合わせる時にノイズフロアが連続とならないためである。この断絶をなくすためには、ゲート遅延をコヒーレンスピークの掃引とともに変化させるなどの工夫が必要となる。

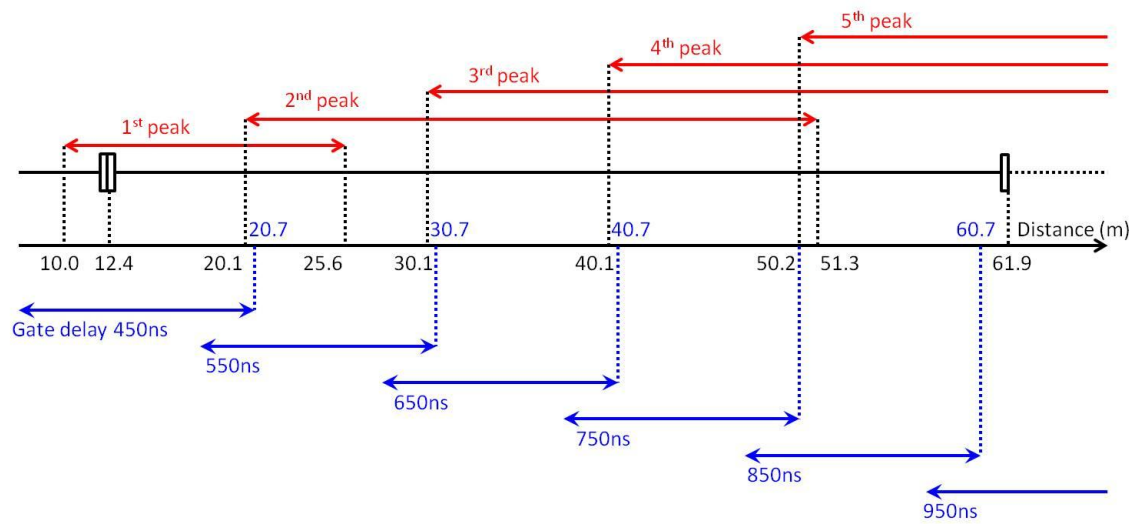


図 6.12 ゲートと測定範囲の関係.

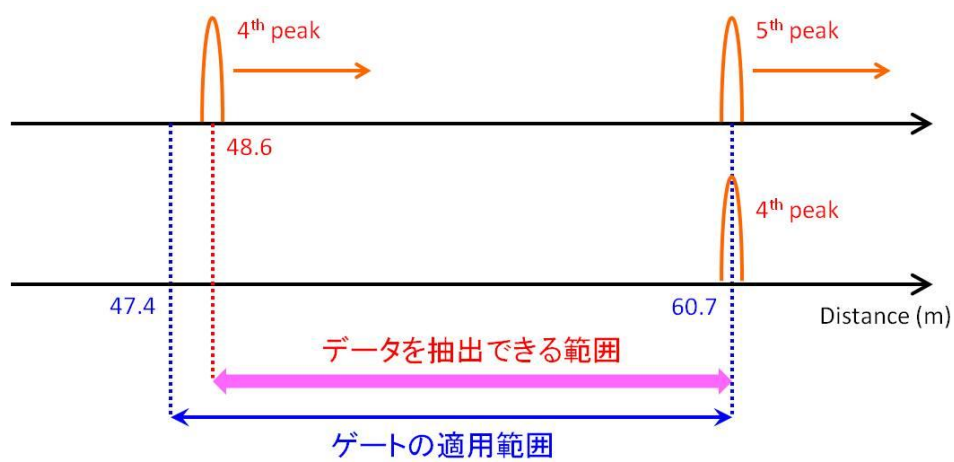


図 6.13 ゲート遅延 850ns におけるコヒーレンスピーク.

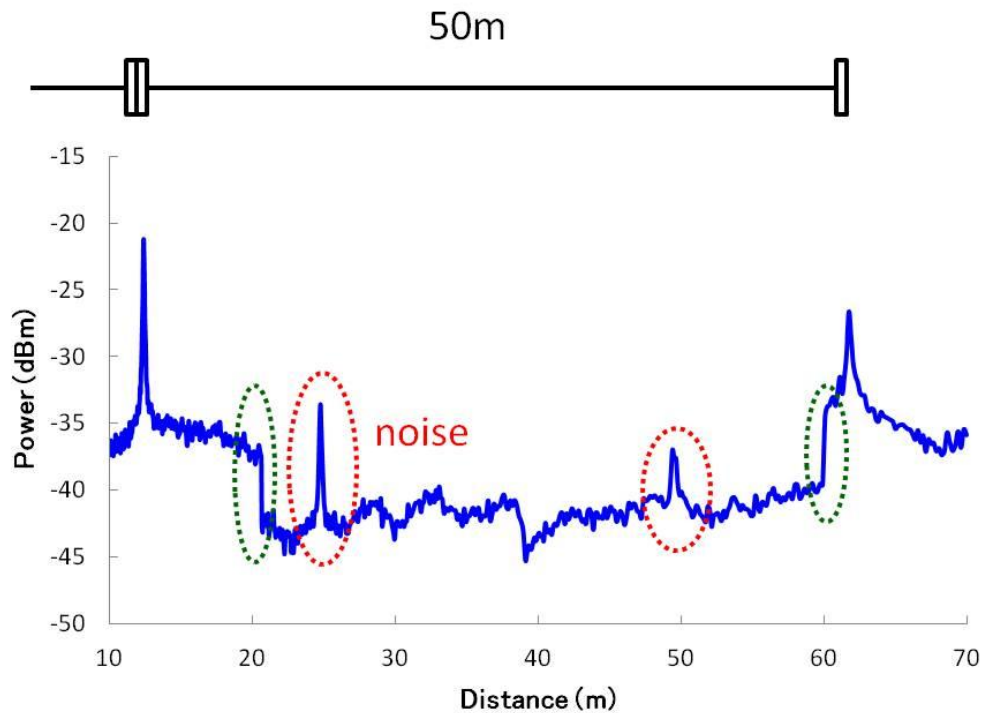


図 6.14 電気ゲートによる測定範囲 60m の反射率分布測定.

## 6.5 まとめ

本章では、OCDR-OFC の測定範囲の拡大手法としてタイムゲートによる OCDR-OFC を説明した。続いて、光ゲート方式と電気ゲート方式によるタイムゲートについて説明し、それぞれの動作確認の実験を行い電気ゲートの S/N 比における優位性を示した。最後に、電気ゲートによるタイムゲートを用いた測定範囲 60m の反射率分布測定結果を示し、さらに低ノイズのタイムゲートによる測定手法が必要であることを示した。

# 第7章 結論

## 7.1 結論

本論文では、多重位相変調とタイムゲートによる OCDR-OFC の空間分解能と S/N 比、測定範囲の向上を行った。通信系の故障診断のためには広測定範囲（~40km）が必要であるとともに、より高空間分解能、高 S/N 比のリフレクトメトリが要求されている。OCDR-OFC はこれらの要求を全て満たす可能性を有している。

OCDR-OFC の空間分解能と S/N 比を向上するために、多重数を増やした五重位相変調を提案した。五重位相変調により、コム間隔が 5MHz 以下のときのコムスパンの拡大と空間分解能の向上を実現した。続いて、五重位相変調における強度比や初期位相などのパラメーターを最適値に設定することで、コム形状の平滑化を行い、S/N 比の向上を実現した。また、多重位相変調においては空間分解能と S/N 比の間にトレード・オフの関係があることを示した。

測定範囲を拡大するために、タイムゲートによる OCDR-OFC を提案した。光ゲートと電気ゲートの二つの方式によるタイムゲートを提案し、それぞれによる反射率分布測定を行った結果、電気ゲート方式が S/N 比において優位性があることを示した。また、電気ゲート方式のタイムゲートを用いて、測定範囲 60m の反射率分布測定を実現した。パルス変調を行う光強度変調器の消光比の限界とパルス波形の乱れが、反射率分布測定に悪影響を及ぼすため、より低ノイズのタイムゲート方式を考案する必要があることを示した。

OCDR-OFC の性能を決める要素は図 1.2 に示すように様々なものが存在するが、本論文では主に空間分解能と S/N 比、測定範囲の向上を行った。従来方式の OCDR-OFC[51,57]と比較すると、測定範囲に関しては 10m から 60m に拡大できたことになる。

## 7.2 今後の課題

### 7.2.1 光周波数コム発生器の構成の見直し

共振器型光周波数コムのコム間隔は FSR の整数倍の値で離散的に変化するため、それに伴いコヒーレンスピーク間隔も離散的に移動する。コヒーレンスピークはある程度の幅を持つため、移動間隔がコヒーレンスピークの幅以内であれば測定対象の全ての位置の反射率を測定することができる。しかし、コヒーレンスピークの移動間隔がコヒーレンスピークの幅よりも大きい場合、コヒーレンスピークが当たらない測定位置ができてしまう。表 7.1 は共振器長 10km の光周波数コムによる OCDR-OFC による反射率分布測定での測定距離とコヒーレンスピークの移動間隔の関係である。なお、コム間隔 10MHz、コヒーレンスピーク間隔 10m とする。掃引するコヒーレンスピークは測定距離に応じた次数のものを使用する。測定距離が長くなるほど移動間隔は大きくなり、測定距離 1km 以上では m オーダーで移動してしまう。通信系の故障診断を行うことを考えた場合、測定距離 40km にて空間分解能と同等の cm オーダーの移動間隔になることが望ましい。コヒーレンスピークの移動間隔を小さくするためには、共振器長を長くする必要があるが、40km の測定距離で cm オーダーの移動間

	10m	100m	1km	10km	40km
移動間隔	2cm	20cm	2m	20m	80m

表 7.1 測定距離とコヒーレンスピークの移動間隔の関係.

隔を実現するには共振器長を約 100km にする必要がある。光ファイバリング共振器は共振器長が長いほど外乱による偏波変動や FSR の変動を受けやすくなるため、共振器長を伸ばすことは望ましくない。よって共振型でなく、コム間隔を連続的に変化でき、かつ広帯域な光周波数コムを発生できる光周波数コム発生器の構成を考案する必要がある。

### 7.2.2 低ノイズのタイムゲートによる測定範囲の拡大

電気ゲート方式によるタイムゲートでは、光ゲート方式よりも低ノイズで高 S/N 比な結果を実現できた。しかし、パルス変調を光強度変調器で行なっているため、パルス波形が理想的な矩形型にならないことと、光強度変調器の消光比の限界から、反射率分布測定においてノイズが小さなピークとなって現れるという問題がある。これを改善するためには、より消光比が大きい光強度変調器や光スイッチを使用するか、または波形補償などによってパルス波形を理想的な形に近づけるという方法が考えられる。

## 参考文献

- [1] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," Appl Phys. Lett., vol. 17, no. 3, pp. 109-111, 1970.
- [2] F. D. Kapron, D. B. Keck and R. D. Maurer, "Radiation loss in glass optical waveguide," Appl. Phys. Lett., vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [3] 総務省情報通信統計データベース, <http://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/field/tsuushin01.html>
- [4] 電気学会光波センシング用光源調査専門委員会編, "光波センシングとレーザ," コロナ社, 1997.
- [5] M. K. Barnoski, M. D. Rourke, S. M. Jensen, and R. T. Melville, "Optical time domain reflectometer", Appl. Opt, vol. 16, No. 9, 1977.
- [6] C. G. Bethea, B. F. Levine, S. Cova and G. Ripamonti, "High-resolution and high-sensitivity optical-time-domain reflectometer," Opt. Lett., vol. 13, No. 3, pp. 233-235, 1988.
- [7] H. Izumita, Y. Koyamada and I. Sankawa, "The Performance Limit of Coherent OTDR Enhanced with Optical Amplifiers due to Optical Nonlinear Phenomena," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1230-1238, 1994.
- [8] Y. Koyamada, M. Imahama, K. Kubota and K. Hogari, "Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTDR", J. Lightw. Technol., vol. 27, NO. 9, 2009.
- [9] P. Eraerds, M. Legre, J. Zhang, H. Zbinden and N. Gisin, "Photon Counting OTDR: Advantages and Limitations", J. Lightw. Technol., vol. 28, No. 6, 2010.
- [10] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida and J. Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," Appl. Opt., vol. 26, pp. 1603-1606, 1987.
- [11] R. C. Ylounge, S. Carr and D. E. N. Davis, "Optical coherence domain reflectometry: a new optical evaluation technique," Opt. Lett., vol. 12, pp. 158-160, 1987.
- [12] K. Takada, M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, A. Himeno and K. Yukiatsu, "Ultrahigh-sensitive low coherence OTDR using  $\text{Er}^{3+}$ -doped high-power superfluorescent fiber source," Electron. Lett., vol. 28, pp. 29-31, 1993.
- [13] K. Takada, "Optical low coherence method for characterizing silica-based arrayed-waveguide grating multiplexers," J. Lightwave Technol., vol. 14, pp. 1677-1689, 1996.
- [14] J. G. Fujimoto, B. E. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, C. Pitris, J. Herrmann, E. A. Swason, J. F. Southern and M. E. Brezinski, "Optical coherence tomography for biomedical imaging and diagnosis," Proc. OFS-12, pp. 2-6, 1997.
- [15] R. Gabet, P. Hamel, Y. Jaouen, A. F. Obaton, V. Lanticq and G. Debarge, "Versatile Characterization of Specialty Fibers Using the Phase-Sensitive Optical Low-Coherence Reflectometry Technique ", J. Lightw. Technol., vol. 27, No. 15, 2009.
- [16] J. P. von der Weid, R. Passy and N. Gisin, "Mid-range coherent optical frequency domain reflectometry with a DFB laser diode coupled to an external cavity," J. Lightwave Technol., vol. 13, pp. 954-960, 1995.
- [17] K. Huang and G. M. Carter, "Coherent optical frequency domain reflectometry (OFDR) using a fiber grating external cavity laser," Photon. Technol. Lett., vol. 6, pp. 1466-1468, 1994.
- [18] R. Passy, N. Gisin, J. P. von der Weid and H. H. Gilgen, "Experimental and Theoretical Investigations of Coherent OFDR with semiconductor laser sources," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1622-1630, 1994.

- [19] G. Mussi, N. Gisin, R. Passy and J. P. von der Weid, “-152.5 dB sensitivity high dynamic range optical frequency-domain reflectometry,” *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 926-927, 1996.
- [20] K. Takada, “High-resolution OFDR with incorporated fiber-optic frequency encoder,” *Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1069-1072, 1992.
- [21] K. Takada, “Fiber-optic frequency encoder for high-resolution OFDR,” *Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1174-1177, 1992.
- [22] L. Wang, K. Iiyama, F. Tsukada, N. Yoshida and K. Hayashi, “Loss measurement in optical waveguide devices by coherent frequency-modulated continuous-wave reflectometry,” *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1095-1097, 1993.
- [23] U. Glombitza and E. Brinkmeyer, “Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1377-1384, 1993.
- [24] X. Fan, Y. Koshikiya and F. Ito, “Phase-Noise-Compensated Optical Frequency-Domain Reflectometry,” *J. Quantum Electron.*, vol. 45, pp. 594-602, 2009.
- [25] Y. Koshikiya, X. Fan and F. Ito, “40-km Range, 1-m Resoluion Measurement Based on Phase-noise-compensated Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry,” *Proc. of ECOC’08*, Vol. 5, pp. 21-22, 2008.
- [26] K. Hotate and O. Kamatani, “Reflectometry by means of Optical Coherence Modulation,” *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1503-1505, 1989.
- [27] K. Hotate and O. Kamatani, “Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1707-1709, 1993.
- [28] O. Kamatani and K. Hotate, “Optical coherence domain reflectometry by synthesis of coherence function with nonlinearity compensation in frequency-modulation of a laser-diode”, *Jarnal of Lightwave Technology*, Vol. 11, pp1854-1862, 1993.
- [29] O. Kamatani and K. Hotate, “Measurement of Back-reflection at Optical Connectors using Optical Coherence Domain Reflectometry with Synthesis of the Coherence Function and Asymmetrical Nonlinearity Compensation,” *Proc. OFC/IOOC’93*, 1993.
- [30] K. Hotate and T. Saida, “Phase-modulating optical coherence domain reflectometry by synthesis of optical coherence function – proposal and experiments -,” *Proc. OFS-10*, pp. 534-537, Oct 1994.
- [31] K. Hotate and T. Saida, “Phase-modulating Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Optical Coherence Function,” *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 475-476, 1995.
- [32] K. Hotate and T. Saida, “Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Optical Coherence Function – Scanning the Coherence Function by Phase Modulation - ,” *Proc. SPIE Fiber Optic and Laser Sensors IV ’94*, vol. 2294, pp. 22-31, 1994.
- [33] K. Hotate, Z. He, “Synthesis of optical-coherence function and its applications in distributed and multiplexed optical sensing,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 7, pp. 2541-2557, 2006.
- [34] T. Okugawa and K. Hotate, “Synthesis of arbitrary shape of optical coherence function using phase modulation,” *Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1710-1712, 1996.
- [35] Z. He and K. Hotate, “Enlargement of dynamic range by Hamming window in synthesis of optical coherence function,” *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO’2000)*, pp. 570-571, 2000.
- [36] M. Kashiwagi and K. Hotate, “Long range and high resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function at region beyond the coherence length,” *Proceedings of 17<sup>th</sup> International Conference on Optical Fibre Sensors*, pp. 539-542, 2004.

- [37] Z. He, T. Hayashi, K. Hotate, "High-speed interrogation of multiplexed fiber Bragg grating sensors with similar Bragg wavelength by synthesis of optical coherence function," *Proceedings of SPIE*, vol. 6004, pp. 65-73, 2005.
- [38] Z. He, M. Konishi and K. Hotate, "A high-speed sinusoidally-frequency-modulated optical reflectometry with continuous modulation-frequency sweeping," *Proc. OFS-19*, 2008.
- [39] Z. He, H. Takahashi and K. Hotate, "Optical Coherence-Domain Reflectometry by Use of Optical Frequency Comb," *Proc. CLEO'10, CFH4*, 2010.
- [40] H. Takahashi, Z. He and K. Hotate, "Optical Coherence Domain Reflectometry by Use of Optical Frequency Comb with Arbitrary-waveform Phase Modulation," *Proc. of ECOC'10*, 2010.
- [41] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Chapter X, Pergamon Press. 1959.
- [42] Z. Y. He and K. Hotate, "Synthesized optical coherence tomography for imaging of scattering objects by use of a stepwise frequency-modulated tunable laser diode", *Optics Letters*, Vol. 24, pp1502-1504, 1999.
- [43] A. I. Ferguson, J. N. Eckstein and T. W. Hänsch, "A subpicosecond dye laser directly pumped by a mode-locked argon laser," *J. Appl. Phys.*, Vol. 49, No. 11, pp. 5389- 5391, 1978.
- [44] M. Kourogi, K. Nakagawa and M. Ohtsu, "Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 10, pp. 2693-2701, Oct. 1993.
- [45] M. Zirngibl, C. H. Joyner, L. W. Stulz, C. Dragone, H. M. Presby and I. P. Kaminow, "LARNet, A local access router network," *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol. 7, pp. 215-217, 1991.
- [46] D. Kim, T. Khayim, A. Morimoto and T. Kobayashi, "Ultrashort optical pulse shaping by electrooptic synthesizer," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, No. 2, pp. 260-263, Feb. 1998.
- [47] D. Miyamoto, K. Mandai, T. Kurosawa, S. Takeda, T. Shioda and H. Tsuda, "Waveform-Controllable Optical Pulse Generation Using an Optical Pulse Synthesizer," *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol. 18, No. 5, pp. 721-723, March 1, 2006.
- [48] M. Kourogi, S. J. Lee, B. Widiyatomo and M. Ohtsu "Ultra-high scanning speed optical coherence tomography using optical frequency comb generators," *CLEO'01, CWN3*, 2001.
- [49] Z. He, Q. N. Ho, W. Zou, K. Kajiwar, H. Takahashi and K. Hotate, "Optical Coherence Tomography Based on Optical Frequency Comb Generator with Single-sideband Modulator," *OECC'10*, pp.802-803, 2010.
- [50] T. Kazama, Z. He, Y. Koshikiya, X. Fan, F. Ito, and K. Hotate, "Fading-noise suppressed OFDR using optical frequency comb source and tunable delay line," *ECOC'11*, 2011.
- [51] H. Takahashi, Z. He and K. Hotate, "optical Coherence Domain Reflectometry by Use of Optical Frequency Comb with Arbitrary-waveform Phase Modulation," *ECOC'10*, 2010.
- [52] N. Park and P. F. Wysocki, "24-Line Multiwavelength Operation of Erbium-Doped Fiber-Ring Laser," *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no11, pp. 1459-1461, 1996.
- [53] S. Yamashita, "Bidirectional 10-GHz Optical Comb Generation with an Intensity Fiber DFB Pumped Brillouin/Erbium Fiber Laser," *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 6, 1998.
- [54] J. Chow, G. Town, B. Eggleton, M. Ibsen, K. Sugden, and I. Bennion, "Multiwavelength Generation in an Erbium-Doped Fiber Laser Using In-Fiber Comb Filters," *IEEE. Photon Technol. Lett.*, vol. 8, no. 1, 1996.
- [55] K. P. Ho and J. M. Kahn, "Optical frequency comb generator using phase modulation in amplified circulating loop," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 721-725, 1993.
- [56] P. Shen, N. J. Gomes, P. A. Davies, P. G. Huggard and B. N. Ellison, "Analysis and Demonstration of a Fast Tunable Fiber-Ring-Based Optical Frequency Comb Generator," *J. Lightw. Technol.*, vol. 25, no. 11, pp. 3257-

3264, 2007.

- [57] Z. He, H. Takahashi, and K. Hotate “Optical Coherence-Domain Reflectometry by Use of Optical Frequency Comb,” CLEO’10, CFH4, 2010.

## 発表文献

- [1] 橋本章太郎, 何祖源, 保立和夫, “タイムゲートを用いた光周波数コムによる光コヒーレンス領域リフレクトメトリ,” 電子情報通信学会総合大会, 岡山, 2012 年. (Accepted)

# 謝辞

本研究は実に多くの方々の御助言や御協力のもと完成することとなりました。この場にて謹んで御礼申し上げます。

特に興味深い本研究のテーマを与えてくださるとともに、大変御多忙の中、多くの御教示、熱心な指導、ご提案を賜りました何祖源特任教授に深く御礼申し上げます。保立・何研究室ミーティングにおきまして、研究の方向性や貴重な御助言、御指摘をして頂いた保立和夫教授に心より感謝いたします。保立・何／山下研究室合同セミナーの進捗報告などの際に大変有益な御助言を賜りました山下真司教授に心より感謝いたします。また、研究設備、実験器具などに関して御指導いただきました、岸真人先生に深く感謝いたします。

経理関係などにおきまして、大変お世話になりました秘書の増原迪子様、佐山芳恵様、若林紀江様、水野典子様、平野恵子様に深く感謝いたします。

高橋央氏、梶原康嗣氏、山下健二ホドリーゴ氏をはじめ、その他研究室の諸先輩方には実験手法や実験原理などにおいて、幾度となく有益な御助言をいただき、大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。

同期や後輩を含む研究室の皆様と、公私ともに非常に楽しい研究生生活を送れたことは、何よりの幸運でありました。深く感謝いたします。

最後に、学生生活を送るにあたり、並々ならぬ御支援を賜りました家族に深く感謝を申し上げます。

2012年2月8日