

平成 21 年度 修士学位論文

平成 22 年 2 月 9 日

光駆動による分散チューニングを用いた
高速・広帯域波長可変ファイバレーザ

**Fast and Widely Wavelength swept Fiber Laser
based on Optically-driven Dispersion Tuning**

東京大学大学院 工学系研究科

電気系工学専攻 37-086476

草刈 修

指導教官

山下 真司 教授

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 光ファイバ技術の進展	1
1.1.2 光ファイバレーザ	2
1.2 研究目的	3
1.2.1 分散チューニングによる波長可変レーザ	3
1.2.2 課題と本研究の提案	4
1.3 本論文の構成	4
第 2 章 OCT について	6
2.1 OCT の概要	6
2.2 OCT の発展	7
2.3 OCT の原理	8
2.4 OCT に関する最新の研究例	11
第 3 章 光フィルタ型波長可変ファイバレーザ	14
3.1 光フィルタ型波長可変ファイバレーザの構成と問題点	14
3.1.1 一般的な構成	14
3.1.2 構成による問題点	15
3.2 飽和限界速度と単一周回限界速度	16
3.2.1 飽和限界速度	16
3.2.2 単一周回限界速度	18
3.3 フーリエ・ドメイン・モード同期	19
第 4 章 分散チューニングの原理	22
4.1 分散チューニングによる波長可変ファイバレーザ	22
4.1.1 モード同期の原理	22
4.1.2 分散チューニングの原理	24
4.2 分散補償ファイバについて	26
第 5 章 SOA の変調特性と相互利得変調	28
5.1 SOA の直接変調特性	28
5.2 相互利得変調	29
5.2.1 増幅媒質の飽和利得	29

5.2.2 相互利得変調の原理	30
第 6 章 相互利得変調を用いた分散チューニングレーザ	32
6.1 相互利得変調の予備実験	32
6.1.1 相互利得変調の確認と変調特性	32
6.1.2 制御光の強度に対する特性	34
6.2 相互利得変調を用いた分散チューニングレーザ	35
6.2.1 実験系	36
6.2.2 静的特性	36
6.2.3 動的特性	38
6.2.4 変調周波数特性	40
6.2.5 制御光に対する特性	43
6.3 まとめ	46
第 7 章 分散チューニングレーザの性能改善	47
7.1 カップラ出力比の変更	48
7.2 DCF 長の変更	50
7.3 改善後の波長掃引特性	53
7.4 まとめ	55
第 8 章 結論	57
8.1 本研究の成果	57
8.2 今後の展望	58
参考文献	60
謝辞	64
本研究に関する発表	65

第 1 章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 光ファイバ技術の進展

1960 年，アメリカの T. N. Maiman が世界初のルビーによる固体レーザーを実現した [1]．その後レーザーの研究は進み，1962 年に光通信にとって不可欠とも言える半導体レーザーが初めて実現された [2]．一方，光ファイバは 1951 年に内視鏡用として開発され，1964 年に西澤潤一，1966 年に C. Kao よってその伝送路としての可能性が示された [3, 4]．そして光ファイバ通信元年と呼ばれる 1970 年，アメリカのコーニング社によって当時画期的であった石英ガラスを主成分とした低損失光ファイバ (20 dB/km) が製造された [5]．同時に，実用的な半導体レーザーが発明され，この 2 つの技術が結びついて光ファイバ通信が可能となった [6]．それ以来光ファイバの低損失化はめざましいさで進み，現在では波長 1.55 μm 帯で約 0.2 dB/km にまで損失が抑えられている．電気通信に取って代わられていた光通信 (世界最古の光通信は狼煙と言われている) であるが，このようにレーザーと光ファイバの研究が進むと共に，現在では再び通信の主役の座を担おうとしてる点は興味深いと言える．

そして光ファイバは，

- 約 70THz という広帯域の周波数範囲を有する
- 電磁誘導の影響を受けない
- 搬送波の高速変調が可能
- 波長多重化が可能

といった特長を備えるため，大容量・長距離伝送に対する需要は爆発的に高まった．

このような需要に対応して光ファイバ技術は進展し，多様な光ファイバ型のコンポーネントが数多く生産されるに至っている．例えば，アイソレータは光の振動方向である偏光を利用し光の伝搬方向を制限することができる．また光増幅器として，半導体光増幅器や希土類ドープ光ファイバ増幅器も実用化されている．これらは E/O 変換をすることなく光ファイバ中で光増幅ができ，現在全盛である全光型のフォトニックネットワークでは不可欠なデバイスである．またファイバブラッググレーティング (Fiber Bragg grating : FBG)，ファブリペローフィルタ (Fabry-Perot filter)，回折格子型フィルタなど様々な技術を用いた光フィルタも開発され，伝搬する波長の選択も可能となった．さらにはそれらのコンポーネントにより構成される光ファイバレーザーも実用化されている．

□ Medical

– Image sensing



□ Industry

– Optical fiber sensing



□ Science

– Measurement by laser scanning

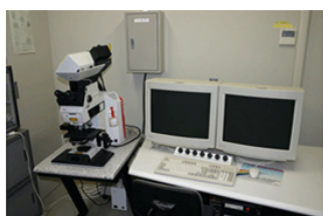


Fig. 1.1 Application of optical fiber in various fields.

1.1.2 光ファイバレーザ

光ファイバで共振構造を構成し，増幅媒質を挿入することでレーザ発振させたものが光ファイバレーザである．また光フィルタを挿入し，目的の発振波長のみを選択的に出力させることも可能である．光ファイバレーザはファイバ型デバイスであるため外部のファイバ系との整合性が良く，光ファイバの狭いコアの中を伝搬するために非常に高エネルギー効率である．また半導体レーザで問題になる場合があるチャープングも生じない．さらには発振波長を切り替えられる波長可変ファイバレーザの研究が進み，従来数個の光源で行っていた役割を 1 つの光源で行えるようになった．上記のような特長を持つため，光ファイバレーザは通信における伝送の光源にのみ留まらず，現在では医学分野，科学分野，工業分野にまで応用が進んでいる (Fig.1.1) ．

医学分野では光ファイバレーザを光源に用いたイメージセンシングが実用化されている．例えば Fig.1.1 左上の光干渉断層撮影 (Optical coherence tomography : OCT) は対象物からの反射光を干渉させ測定することで非常に高分解能な測定を可能にしている [7] ．赤外線よりも波長の長い光を用いているので眼に対して非浸食であることも利点である．また高速に波長を掃引することで網膜の 3 次元画像をリアルタイムで取得した研究も報告されている [8] ．さらには分解能の高さや測定時間の短さ，非浸食性という特長のため，絵画の分析や心臓の撮影といった応用も期待されている (2.4 節，[9]) ．

工業分野では橋梁やトンネルなどの構造物に埋め込んだ光ファイバを利用し、その歪みや振動を測定する光ファイバセンシングが注目を集めている (Fig.1.1 右)．これらは光ファイバの非線形現象であるラマン散乱やブリルアン散乱を測定することにより、あるいは FBG を波長多重することにより、歪みや振動を分布測定することができる [10, 11]．状態のモニタリングが可能なこのような構造物は安全性の面で非常に有望視されており、スマートマテリアルやスマートストラクチャとして今後さらに注目を集めていくことであろう [12]．また他の例としては、光ファイバループ中の左右両回りに伝搬する 2 光波間の位相差が回転に比例して変化するというサニャック効果を利用した角速度計 (光ファイバジャイロ) の研究もなされ、航空機や人工衛星、家庭用ゲーム機などに実用されている．

科学分野ではレーザ光により試料の断層画像を観測できるレーザ走査顕微鏡 (Laser scanning microscopy) が実用化されている [13]．また共焦点レーザ顕微鏡、ラマン顕微鏡などの顕微鏡も実用化され、様々な分野の研究で欠かせないものとなっている (Fig.1.1 左下)．

1.2 研究目的

1.2.1 分散チューニングによる波長可変レーザ

上記のように様々な応用が可能な波長可変ファイバレーザであるが、一般的な構成では共振器中に波長可変光フィルタが含まれている．この光フィルタの機械的な動作部がレーザの波長の掃引速度、掃引帯域といった性能を制限してしまうことが問題であった (これに関しては第 3 章で具体的な説明を行う)．

この問題に対して、当研究室では分散チューニングという手法を用いた波長可変ファイバレーザを提案している [14]–[16]．分散チューニングとは共振器中の波長分散とモード同期手法を組み合

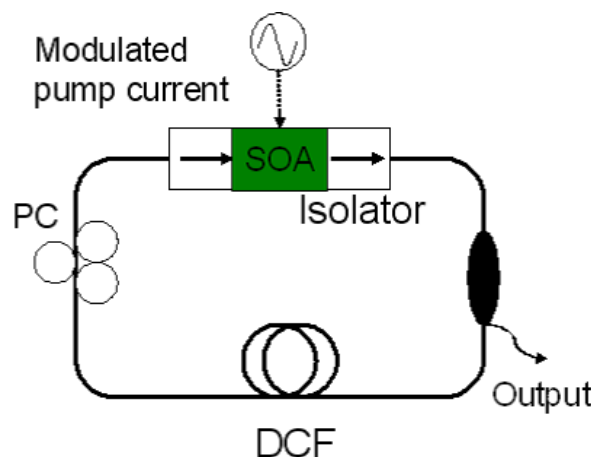


Fig. 1.2 Schematic of dispersion tuning laser. SOA : semiconductor optical amplifier, DCF : dispersion compensating fiber, PC : polarization controller

わせて発振波長の選択を行う手法であり，これにより系に光フィルタを含まない波長可変ファイバレーザの構成が可能となる（第 6 章参照）．つまり一般的な波長可変レーザのように光フィルタの機械的動作部による影響を受けずに，高速かつ広帯域での波長掃引が可能となる．原理的には，SOA の利得帯域（100nm 以上）を上限とする掃引帯域で，FSR(Free spectral range) あるいはその数分の一の周波数（数百 kHz から 数 MHz 程度）での掃引が可能になると考えられる．

実際に Fig.1.2 のような構成で，掃引速度 200 kHz，掃引帯域 179 nm という高速・広帯域での波長掃引に成功している [14]．またアプリケーションは主に OCT 向けの光源を想定し，OCT システムへの応用実験や干渉による確認実験も行っている．

1.2.2 課題と本研究の提案

光フィルタを含まないという特長をもつ分散チューニングによる波長可変ファイバレーザであるが，これまでの研究では課題もある．それは半導体光増幅器 (Semiconductor optical amplifier : SOA) のパッケージング化に伴う変調周波数の制限であった．これまでの分散チューニングでは，モード同期を行うために Fig.1.2 のように SOA の励起電流を変調し SOA を直接変調するという方式を取っていた．しかし通常の SOA は直接変調用に設計されておらず，変調が可能な周波数が制限されてしまう．これは，パッケージ化された SOA が持つ電気回路によって，電流の周波数に対する反応感度が決定されてしまうためである．変調周波数はレーザの掃引帯域や瞬時線幅といった性能に関係するので（第 4 章参照），これはレーザを設計する上でのデメリットとなってしまう．

これに対し，共振器内に強度変調器を挿入し外部変調を行うことで分散チューニングを行う研究もなされた [17]．しかし強度変調器の大きな挿入損失を補償するために SOA に換えエルビウムドープファイバ増幅器 (Erbium-doped fiber amplifier : EDFA) を使用する必要があった．結果として任意の周波数での変調には成功したものの，EDFA の増幅帯域が SOA に比べ狭いため，レーザの波長掃引帯域が狭くなってしまった．このように任意に変調周波数を設定できることと波長の掃引帯域の間には，トレードオフの関係がある．

そこで本研究の目的は，相互利得変調 (Cross gain modulation : XGM) によりモード同期を行うことで，光駆動による分散チューニングを提案することである．相互利得変調とは光増幅器を同時に強度変調器としても用いることが可能な手法である [18]．本論文では XGM の効果を確認すると共に，実際に波長可変レーザを構築し任意の変調周波数での分散チューニングが可能であることを示す．また構築した波長可変レーザの掃引帯域や掃引速度の改善，高出力化について説明する．

1.3 本論文の構成

本論文は以下のような構成でなる．

- 第 1 章: 序論

- 第 2 章：OCT について
分散チューニングを用いた波長可変ファイバレーザの応用目的である OCT について，原理やこれまでの進展，最新の研究例を説明する．
- 第 3 章：光フィルタ型波長可変ファイバレーザ
一般的な波長可変光フィルタを使用した波長可変ファイバレーザについて，原理と構成，欠点を示す．次に，定量的な波長掃引速度の限界値を示す．
- 第 4 章：分散チューニングの原理
モード同期と共振器の分散を利用した分散チューニング手法の原理について説明する．
- 第 5 章：SOA の変調特性と相互利得変調
これまでの分散チューニング手法で問題となってきた SOA の直接変調の変調特性と，本研究で提案する相互利得変調について説明する．
- 第 6 章：相互利得変調を用いた分散チューニング
まず XGM の効果について確認実験を行う．次に実際にリング型の共振器を構築し，実現した XGM を用いた分散チューニングによる波長可変レーザについて報告する．
- 第 7 章：分散チューニングレーザの性能改善
構築した波長可変レーザについて行った高出力化，掃引帯域と掃引速度の改善について報告する．
- 第 8 章：結論
本論文のまとめと今後の展望について述べる．

第 2 章 OCT について

本章では，分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの応用目標である OCT(Optical coherence tomography) について紹介する．構成は以下のようにになっている．

- 2.1 節: OCT の概要
- 2.2 節: OCT の発展
- 2.3 節: OCT の原理
- 2.4 節: OCT に関する最新の研究例

2.1 節では OCT の概要や利点について説明する．2.2 節では OCT の発展とそれぞれの構成を簡単に説明する．2.3 節では OCT の原理を定量的に扱う．2.4 節では OCT に関する最新の研究例を挙げるとともに，そこから光源に求められる性能を説明する．

2.1 OCT の概要

光干渉断層撮影 (Optical coherence tomography : OCT) はリアルタイムで臓器や皮膚などの断層画像を取得することが可能な生体光イメージング技術である．光を測定媒体に用いるため，非破壊・非接触の診断が可能であり，従来の X 線を用いる際の放射線汚染の心配もない．また空間分解能は μm オーダーと非常に高分解能であることが大きな特長である．さらに 2 次元領域や 3 次元領域を時間変化と共に断層撮影することも可能であり，時間分解能が高いという点も大きな特長である．このような様々な利点から，網膜剥離，皮膚癌の早期発見，臓器診断など医療分野に新たな改革をもたらすものと大きな期待が寄せられている．実際に眼科においては OCT が既に網膜剥離の診断に使われおり，内視鏡の先端に取りつけたファイバを利用した臓器の診断なども実用化が迫っている．

このように脚光を浴びている OCT であるが，世界で初めてこの技術を提言したのは山形大学の丹野教授らであると言われている (1990 年，[19]–[21])．しかし翌 1991 年に J. G. Fujimoto らにより世界で最初に論文で実証された [7]．先にアイデアを提言したのは丹野教授らであるが，最初に論文発表を行ったのは J. G. Fujimoto らということになる．J. G. Fujimoto らも独自に思いついた技術だと考えられるため，同時期に二人の研究者が同じアイデアを生み出したという珍しいいきさつがある．なお，「Optical coherence tomography」という言葉を創ったのは J. G. Fujimoto らである．以後 OCT の研究は進み，近年では光周波数コム [22][23] や SC (スーパーコンティニューム) 光源 [24]，波長可変レーザを用いた OCT が積極的に報告されている [25]–[29]．

当研究室ではこのような OCT への応用を目標に，高速・広帯域に波長掃引が可能な分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの研究に取り組んでいる．

2.2 OCT の発展

本節では現在考案されている 3 種類の OCT について、時系列に沿って説明する。まず最初に考案された OCT は、Fig. 2.1(a) のようなシステムであった。マイケルソン干渉系の形をしており、一般に Time-domain OCT (TD-OCT) と呼ばれる。光源には低コヒーレンス光源を用いる。光源から出力された光はカップラにより参照側とサンプル側に分離する。分岐した光は参照側ではミラーにより、サンプル側ではサンプルによりそれぞれ反射される。反射された各々の光はカップラ等の中に再び集光され、干渉が起きる。低コヒーレンス光源とはコヒーレンス長が短い光源のことであり、例えば中心波長 $1.55\ \mu\text{m}$ 、波長幅 $1\ \text{nm}$ の低コヒーレンス光源ではコヒーレンス長は $1\ \text{mm}$ 程度となる。これは参照側を往復する光とサンプル側を往復する光の光路差が $1\ \text{mm}$ を超えるとディテクタ側では、弱い信号しか検出出来ない、つまり強い干渉信号が得られないということになる。通常の干渉システムでは、低コヒーレンス光源は欠点となる。しかし、OCT ではこの欠点を逆に利用している点が興味深い点である。光路長差がほぼ一致しないと干渉信号が得られないということとは、参照側のミラーを少しずつ動かすことでサンプル側の光軸方向（深さ方向、断層方向）における干渉信号の強度分布を取得することが可能ということである。干渉信号の強度が強いところはサンプルの内部構造においてその位置に反射面が存在することになる。これは、例えば生体内では皮膚組織内の角層や表皮、真皮などの組織界面などである。つまり参照ミラーを動かすことでサンプル内における組織の反射特性を取得出来る。このように参照ミラーを動かし深さ方向を時間的に変化させている点が Time-domain の由来である。TD-OCT は既に眼科などで網膜剥離を診断する技術として使われている。本手法の欠点は参照ミラーを物理的に動かすことである。つまり、光軸方向の分解能や測定速度がミラーを動かすステージ内部の機械的稼動部に制限されてしまう。

その欠点を補うため、次に考案されたのが Spectral-domain OCT (SD-OCT) である。SD-OCT のシステムを Fig. 2.1(b) に示す。SD-OCT では参照ミラーを固定し、光源として広帯域光源を用いる。参照ミラーが固定されているために、光源から出力された広帯域な光の各波長成分がそれぞれサンプル内における深さ方向の反射面位置情報を持つことになる。つまり、各波長成分がそれぞ

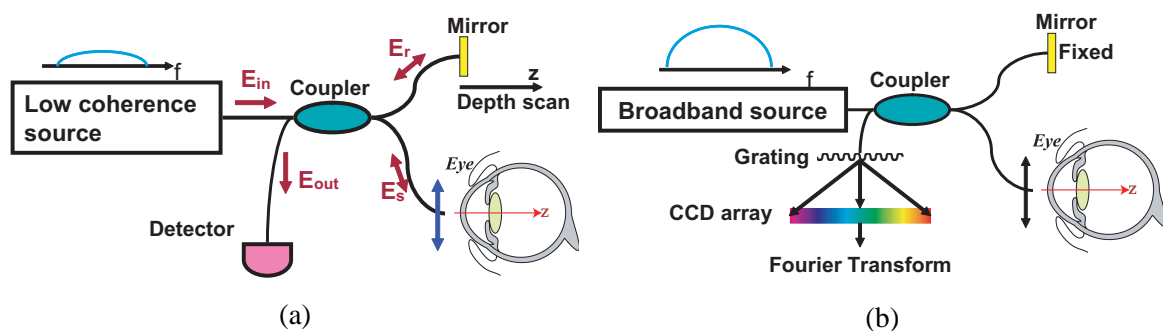


Fig. 2.1 Schematic basic OCT system. (a): Time-Domain OCT, (b): Fourier-Domain OCT.

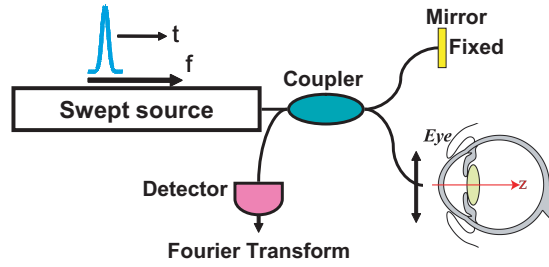


Fig. 2.2 Schematic basic Swept-Source OCT

れ独立した干渉の度合い(強度)を持つ．マイケルソン干渉系から出力される光を周波数ドメイン(Spectral-domain)で測定することにより，干渉波形を得る．例えば，出力端子の光を CCD アレイを用いて取得する．得られた周波数ドメインの干渉波形は，TD-OCT で得られる干渉信号をフーリエ変換した波形と同じ性質を持つ．つまり，CCD アレイ等で得られた周波数ドメインの干渉波形を信号処理でフーリエ変換してやれば，横軸に深さ方向の位置情報，縦軸に各位置における反射光強度を持つ反射光強度分布を計算することが出来る．本手法では上記の通り，機械的な走査部分が存在しない．そのため，製品化された TD-OCT の掃引速度が 400 Hz 程度であったのに比べ，SD-OCT では 17–55 kHz という高速な掃引が実現された [30]．更に，周波数分解の精度が感度などに影響する．TD-OCT よりも約 20 dB 高感度な測定が期待出来ると言われている [31]．

次に考案されたのが Swept-Source OCT (SS-OCT) である．この SD-OCT と SS-OCT を合わせて Fourier-domain OCT (FD-OCT) と呼ぶこともある．SS-OCT のシステムを Fig. 2.2 に示す．光源の発振波長を時間的に掃引することにより，SD-OCT における各波長成分毎の干渉強度を時間的に取得することが出来る．つまり，マイケルソン干渉系の出力光を CCD アレイで周波数分解する必要がないため，SD-OCT よりもさらに高速な OCT が期待される．また，CCD アレイを PD などで代用出来るため 0.8μm 帯 (CCD アレイの使用可能帯域) 以外の光源でも OCT が可能となる．さらに，広帯域光源と異なり，光源の各波長成分はそれぞれレーザ発振しているため S/N 比が大きく，より高感度な信号を得ることが出来る．具体的には，SS-OCT は SD-OCT に比べ約 10 dB 程感度が改善されると言われている [31]．

2.3 OCT の原理

OCT を理論的に扱う [32][33]．実電界 E を複素解析表示で表すと，

$$E(\omega, t) = s(\omega) \exp[-i(\omega t + kz)], \quad (2.1)$$

となる．第一項目の $s(\omega)$ は振幅スペクトルを示す．第二項目は位相項である．マイケルソン干渉系の出力光では参照側とサンプル側を比べた相対的な位相変化の成分が検出されるため，入力光の位相を任意に定義しても良い．今マイケルソン干渉系の中の各電界を Fig. 2.1 中に書いてあるとおり， E_{in} , E_r , E_s , E_{out} と定義する． E_{in} は入力電界， E_{out} は出力電界， E_r は参照側電界， E_s はサンプ

ル側電界をそれぞれ表す．参照ミラーは理想的なものであるとし，カブラの分岐比を T_r, T_s とする．カブラも損失がない理想的なものであるとすると， $T_r + T_s = 1$ である．サンプルにおける光の入出力応答関数を $H(\omega)$ とすると，先ほど定義した各電界は以下の通りになる．

$$E_{in}(\omega, t) = s(\omega) \exp(i\omega t), \quad (2.2)$$

$$E_r(\omega, t, \Delta z) = (T_r T_s)^{1/2} E_{in}(\omega, t) \exp[-i\phi(\Delta z)], \quad (2.3)$$

$$E_s(\omega, t) = (T_r T_s)^{1/2} E_{in}(\omega, t) H(\omega), \quad (2.4)$$

$$E_{out}(\omega, t, \Delta z) = E_r(\omega, t, \Delta z) + E_s(\omega, t), \quad (2.5)$$

$\phi(\Delta z)$ は参照側において光が受けた位相変化である．距離を $\Delta z = \Delta t \cdot c/n$ とすると位相変化は，

$$\phi(\Delta z) = \frac{2\omega n \Delta z}{c}, \quad (2.6)$$

となる． Δt は Δz の距離だけ光が移動するのに必要な時間である．係数 2 はマイケルソン干渉系の各路において往復があることを示す．マイケルソン干渉系の出力を PD などを受光する．つまり， E_{out} の時間的平均をとる．

$$I(\omega, \Delta z) = \langle E_{out}(\omega, t, \Delta z) E_{out}^*(\omega, t, \Delta z) \rangle. \quad (2.7)$$

時間平均を詳しく書くと以下の様になる．

$$I(\omega, \Delta z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T E_{out}(\omega, t, \Delta z) E_{out}^*(\omega, t, \Delta z) dt. \quad (2.8)$$

今式 (2.5) を式 (2.7) に代入すると，受光した光電界は次式で表される．

$$I(\omega, \Delta z) = \langle E_s E_s^* \rangle + \langle E_r E_r^* \rangle + 2\Re \langle E_s E_r^* \rangle, \quad (2.9)$$

第一項目と第二項目は参照側電界とサンプル側電界それぞれの自己相関関数を示す．第三項目は参照側電界とサンプル側電界の相互相関関数を示す．式 (2.2) から式 (2.4) と強度スペクトルを $S(\omega) = |s(\omega)|^2$ を用いて式 (2.9) を書き直すと，

$$I(\omega, \Delta z) = T_r T_s S(\omega) |H(\omega)|^2 + T_r T_s S(\omega) + 2T_r T_s \Re \{ S(\omega) H(\omega) \exp[-i\phi(\Delta z)] \}, \quad (2.10)$$

となる．サンプルによる応答関数 $H(\omega)$ はサンプル内の光軸における全ての反射を記述する．それは次式で与えられる．

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega z) e^{i2n(\omega, z)\omega z/c}, \quad (2.11)$$

$r(\omega, z)$ はサンプル内における後方散乱の実効係数， $n(\omega, z)$ は周波数と光軸方向に依存した屈折率分布を表す．指数表示内の項はサンプル内における多数の光路を示す．PD で受光する強度式 (2.10) を時間的に，または周波数的に測定することで，サンプル内の反射構造を得ることが可能である．

以下，FD-OCT に関して説明する．FD-OCT では参照ミラーが固定であるため，式 (2.10) において $\Delta z = 0$ と同値である．今カブラの損失がなく分岐比は 5:5 とする．つまり， $T_r = T_s = 0.5$ とすると式 (2.10) は，

$$I(\omega) = \frac{1}{4} S(\omega) \{ H(\omega) + 1 \}^2, \quad (2.12)$$

となる．式 (2.12) より，出力光の強度スペクトルと予め測定した光源のスペクトルの商をとることにより，出力光からサンプル応答関数をデコンボリューション (分離) することが可能である．結局，サンプル内の反射点情報は式 (2.12) のフーリエ変換をすることで得られる．つまり，

$$I(t) = \text{FT}\{I(\omega)\}, \quad (2.13)$$

となる．FT はフーリエ変換を意味する．これより，サンプル内の反射点情報は光の各反射点の光路に要する時間で表される．これは TD-OCT における参照光移動距離 Δz と同じことを意味する．実際の FD-OCT システムでは，用いる回折格子等の性能により測定される $I(\omega)$ は N (N は整数) 点の離散的な値をとる．故に，フーリエ変換は FFT (Fast Fourier transform) をすることになる．FFT を行った結果は測定されるスペクトルの半値幅 $\Delta\Omega$ から決まる $\Delta\tau$ 時間間隔の $N/2$ 個の離散的なデータとなる． $\Delta\tau$ は次式，

$$\Delta\tau = \frac{2\pi}{\Delta\Omega}, \quad (2.14)$$

となる． $\Delta\Omega$ は次の関係がある．

$$\Delta\Omega = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (2.15)$$

以上式 (2.14) と式 (2.15) を用いることで，測定されるスペクトルは書き換えることが可能である．式 (2.15) の両辺と c/n_{ave} の積をとることでスペクトルから空間位置情報に変換することが可能である． n_{ave} はサンプル内における平均屈折率を表す．つまり光軸情報の最大到達点 z_{max} は，式 (2.15) と得られるデータポイント $N/2$ の積をとり，かつマイケルソン干渉系における往復の光路の係数 2 で商を計算することにより次式の様に求まる．

$$z_{max} = \frac{1}{4n_{ave}} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} N. \quad (2.16)$$

次に OCT の空間分解能について定量的に説明する．通常，OCT の光軸方向の分解能は光源のコヒーレンス長の半値で定義される．コヒーレンス長は様々な見解と定義があるが，OCT 分野に絞れば自己干渉関数 (SCF, Self-Coherence Function) と光速の積をとった値の半値幅で決まる量で定義するのが最も一般的といわれている．SCF は光源の強度スペクトルの逆フーリエ変換を簡単に表す手法である．光源のスペクトルの波形は多くの場合ガウシアンやローレシアン関数で簡単に近似出来る．実際には，それらの近似は実験結果と比べて必ずしも良い一致を示さないと報告した論文もあるが，ここでは簡単に数式を扱うために，特にガウシアン関数を採用する．ガウシアン関数の $1/e$ 値をとる幅 w は次式で定義される．

$$w = \frac{\Delta w}{2\sqrt{\ln 2}}, \quad (2.17)$$

Δw はガウシアン関数の半値幅を表す．ガウシアンスペクトル関数の逆フーリエ変換は，変数 w を用いてガウシアン型の包絡線を持つ時間関数 $A(t)$ で表される． $A(t)$ は，

$$A(t) = \exp\left(-\frac{1}{4t^2 w^2}\right), \quad (2.18)$$

で表される． $A(t)$ の半値幅はコヒーレンス時間 t_c と定義される量であり，式 (2.18) より，

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \frac{4\ln(2)}{\pi}, \quad (2.19)$$

となる．ここで用いた $\Delta\nu$ は次式の関係を持つ変数である．

$$\Delta\nu = -c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (2.20)$$

これより，コヒーレンス長は最初に述べた通り真空中の光速 c と t_c の積をとることで，

$$l_c = \frac{4\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (2.21)$$

となる． λ_0 は光源の中心波長を表す．以上の議論により OCT の光軸方向の分解能は次式で与えられる．

$$\text{Res}_{\text{OCT}} = \frac{l_c}{2} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (2.22)$$

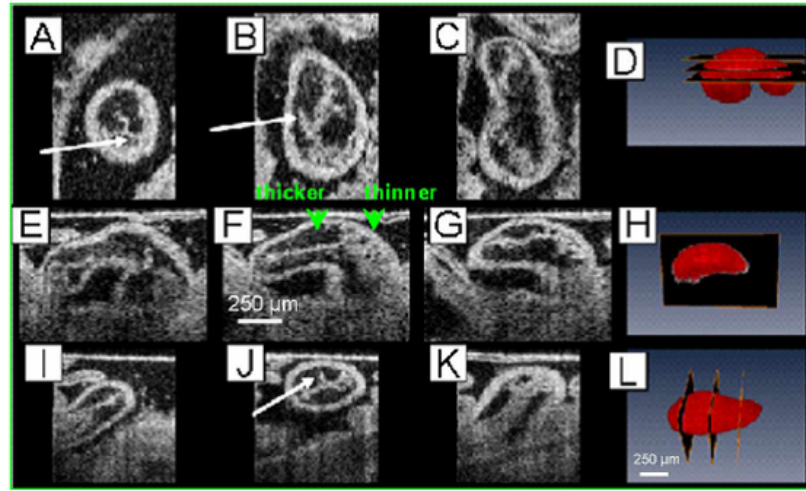
本研究で構成した波長可変ファイバレーザを OCT に応用した場合の性能は，式 (2.22) を用いて考察する．

2.4 OCT に関する最新の研究例

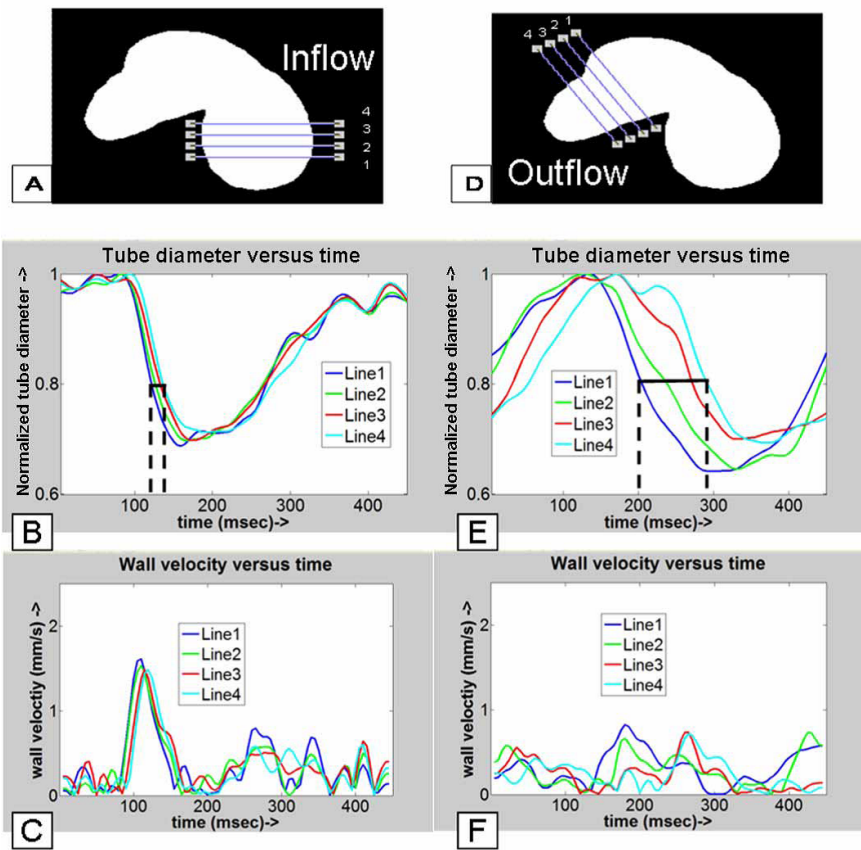
本節では，OCT の最新の研究例として，鳥の胚心臓断層画像をを高時間分解能・高空間分解能で生体撮影したという研究を紹介する [34]．当論文では，鳥の心臓の発達過程は人間のものと似ており，鳥の心臓の発達過程を解析することで人間の先天性心疾患の原因解明に繋がると述べられている．心臓のみならず，今後様々な臓器などを断層撮影できる OCT へのニーズは益々高まるであろう．さて，論文中では実際に，Buffered-FDML(Fourie-domain mode-locking) という技術を用いた波長可変ファイバレーザを利用し [35]，100 kHz という高速な掃引速度で鳥の胚心臓の時間変化付き 3 次元データのイメージングに成功している．Fig.2.3(a) は 3 次元データの中から様々な平面によって取り出した 2 次元断層画像 (Web サイトでは各平面の動画を視聴可能) である．また Fig.2.3(b) では，2 次元データから心臓壁の変位をもとに拍動の速さを計算した結果である．このような胚心臓の動画や拍動速度の定量的測定は，本 OCT の高時間分解能と高空間分解能によって初めて達成されたと述べられている．OCT の空間分解能のみならず，時間分解能の高さが活かされた意義深い例である．

さらに当論文では，将来的に 4 次元データ (3 次元データ + 時間) の取得に必要とされる掃引速度の速さについて論じられている．議論中では Maximum displacement error (MDE) というパラメータが用いられている．MDE は以下の式で表される．

$$\text{MDE} = \frac{L}{R} \times V. \quad (2.23)$$



(a)



(b)

Fig. 2.3 OCT imaging results. (a) 2D data + time from different orthogonal orientations of a quail heart, (b) heart tube diameter, wall displacement velocity[34].

L は撮影領域内のスキャンライン数 (lines per region) , R は掃引速度 (scan rate) , V は心臓の拍動の速さ (maximum wall velocity) であり , Fig.2.3(b) の結果では $V = 2.0$ mm/s である . L/R は領域内をスキャンするのに必要な時間を表すため , MDE はスキャンしている間に心臓の拍動が伝わる速さを示している . つまり , この MDE より小さい距離は心臓の拍動の影響で精密に OCT による測定ができないということになる . 当論文では 3 次元データ (2 mm×1 mm) の時間変化データ (つまり 4 次元データ) を十分なサンプリングレート (7.5 μ m) で取得するには 35.555 スキャンが必要であると主張する . MDE は 10 μ m を想定すると , 式 (2.23) より $R = 7,111,000$ という結果を得る . つまり , 将来的に 4 次元データを正確に取得するには約 7 MHz の掃引速度が必要なことになる . これは既存の波長可変ファイバレーザの約 10 倍の性能が求められることとなる .

FDML を用いた波長可変ファイバレーザの最大掃引速度がフィルタの駆動速度によって数百 kHz 程度に制限されることを考えると , この点で将来的に分散チューニングによる波長可変ファイバレーザに利点があると言える . 分散チューニングでは原理的に最大掃引速度の限界は FSR(Free spectral range) であり , そのオーダーは数 MHz から数十 MHz にすることが可能だからである .

第3章 光フィルタ型波長可変ファイバレーザ

本章は以下のような構成である．

- 3.1 節: 光フィルタ型波長可変ファイバレーザの構成と問題点
- 3.2 節: 飽和限界速度と単一周回限界速度
- 3.3 節: フーリエ・ドメイン・モード同期

3.1 節では，一般的な光フィルタを用いた波長可変ファイバレーザの構成と，そこで生じる問題点について述べる．3.2 節では，光フィルタ型の波長可変ファイバレーザの2つの波長掃引速度限界，「飽和限界速度」と「単一周回限界速度」を定量的に示す．最後に 3.3 節において，光フィルタを特殊な方法で駆動し高速な波長掃引を可能にするフーリエ・ドメイン・モード同期 (Fourier domain mode-locking : FDML) 手法について紹介する．

3.1 光フィルタ型波長可変ファイバレーザの構成と問題点

3.1.1 一般的な構成

一般的な光フィルタを用いた波長可変レーザの構成を Fig. 3.1 に示す．光ファイバによる共振器は主にリニア型とリング型があるが，原理の大きな差異はないためここではリング型共振器を例に

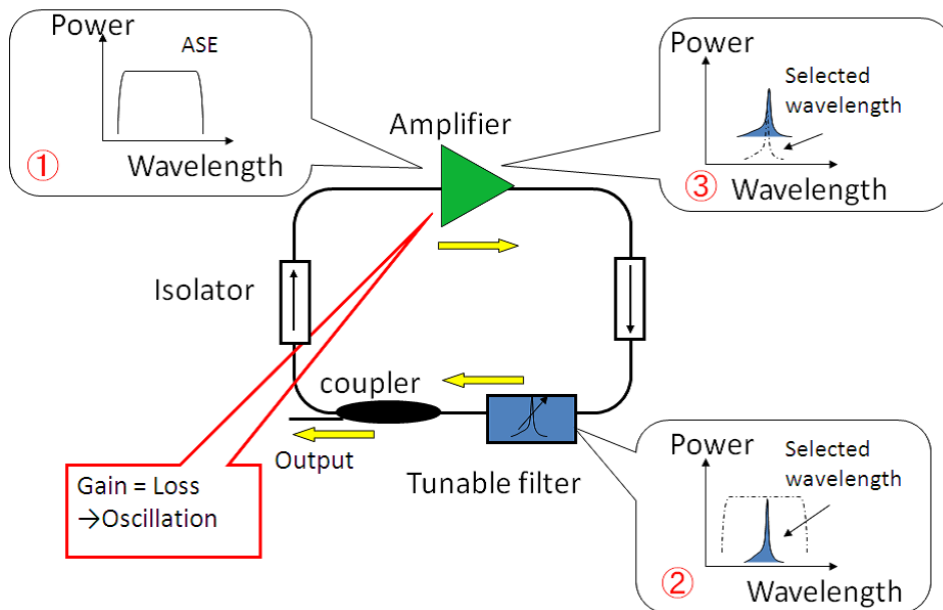


Fig. 3.1 Construction of general tunable fiber laser. ASE : amplified spontaneous emission.

説明する．まず光増幅器から自然放出光 (Amplified spontaneous emission: ASE) が生じる (Fig. 3.1)．これは様々な広帯域の波長を含む光である．次に ASE が波長可変光フィルタに入射され，波長成分のうち光フィルタの選択波長帯域内の光のみが透過する (Fig. 3.1)．この光が光増幅器に入射され，光フィルタで選択された波長帯域の光が増幅される (Fig. 3.1)．なおこの時，光増幅器から出される ASE がノイズ成分として加わる．

さらに共振条件，

$$nL = N \cdot \lambda, \quad (3.1)$$

を満たす波長の光は共振器内を周回し続け，波長の選択と増幅が繰り返される． n は共振器中の屈折率， L は共振器の長さ， N は整数値， λ は光の波長である．リニア型共振器の場合は L に 2 の係数が追加される．やがて光増幅器から得られる利得と共振器内の損失が釣り合ったところでレーザ発振する．

光増幅器には，半導体光増幅器 (Semiconductor optical amplifier : SOA) や EDFA (Erbium-doped fiber amplifier) などが使われる．なお，発振波長の光は無制限に増幅されるわけではなく，光増幅器によって決まった出力以上には増幅されない (5.2.1 節)．この時の利得を飽和利得と呼び，飽和利得の大きな光増幅器を用いる程出力の大きな波長可変ファイバレーザとなる．

波長可変光フィルタには，ファイバーファブリペロー型 (Fiber Fabry-Perot : FFP) フィルタ，音響光学型フィルタ (Acoustic-optic tunable filter : AOTF)，回折格子とミラーを組み合わせた光学系型フィルタなど様々な種類を用いたものが報告されている [36]–[40]．これら波長可変光フィルタの透過波長帯域を変えて発振波長を変化させることで，波長可変レーザを実現できる．1.1 節で述べたような応用においては，これらの波長可変フィルタの透過帯域を高速に変化させることで波長可変ファイバレーザの発振波長を高速に掃引して用いている．

また共振器にはアイソレータとカップラが含まれる．アイソレータは光の振動の方向である偏光を利用し，一方向からの光のみを透過するデバイスである．これによって共振器内の光の周回方向を一方向に制限し，不要な干渉をなくすことで安定した発振が得られる．カップラは光を二方向に分けるためのデバイスで，これを用いて共振器内の発振光の一部を出力として取り出している．

3.1.2 構成による問題点

以上のような構成で問題になるのが，波長可変光フィルタは機械的な動作部分を含むため，その動作部分がレーザ全体の波長の掃引速度や掃引帯域を制限してしまうことである．波長可変ファイバレーザの応用を考えた場合，波長の掃引速度は計測時間などに影響し，掃引帯域は空間分解能などを決定する．従って，光フィルタが波長可変ファイバレーザの性能を制限し，それによってそのアプリケーションの性能までもが制限されてしまうことになる．これが一般的な波長可変ファイバレーザの大きな欠点と言える．

機械的動作部が高性能な光フィルタを用いれば上記の性能上の問題は解決されるかもしれないが，そのような光フィルタは高価格になってしまうため実用化を考えた場合に現実的ではない．

このような問題を解決することが当研究室の大きな目標の 1 つである．

3.2 飽和限界速度と単一周回限界速度

波長可変ファイバレーザの波長掃引速度は、通常雑音である利得媒質の ASE 光からレーザ発振に至るまでの時定数で制限される。故に、波長掃引速度は光フィルタの特性、利得媒質の ASE や飽和強度、利得値、また共振器中の光の周回時間などで決定される。本節では、2 つの波長掃引速度限界、飽和限界速度と単一周回限界速度を定量的に導く [41]。

3.2.1 飽和限界速度

飽和限界速度は、雑音である利得媒質の ASE 光から完全なレーザ発振に至るまでの時間によって決まる。すなわちその時間の逆数が飽和限界速度となる。なお、完全なレーザ発振とは光フィルタの透過光が共振器の周回によって利得を受け、光増幅器の飽和強度まで増幅される状態のことである。

Fig. 3.2 を用いて飽和限界速度について定性的に説明する。緑色の曲線は光増幅器の ASE 光強度であり、その内部には共振器長によって決定される共振の縦モードが形成されている。紫色の曲線が光フィルタの透過帯域であり、波長掃引のためにこれが移動している。光フィルタの透過帯域の移動速度 (光フィルタの掃引速度) が遅い場合、透過光は共振器を何度も周回し十分な利得を受けて、光増幅器の飽和強度まで増幅される。この状態の波長が laser active modes と記された赤い曲線である。一方、光フィルタの掃引速度がある速度を超えた場合、透過光は飽和強度まで増幅される前に光フィルタによって減衰され、出力強度が著しく弱まってしまう。この透過光が飽和強度まで増幅される限界の掃引速度が飽和限界速度である。

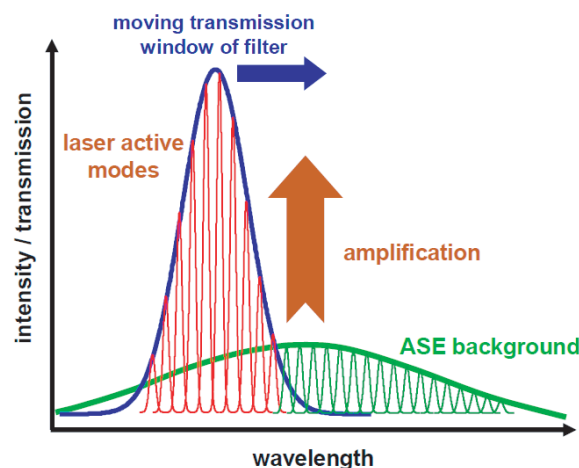


Fig. 3.2 Concept of cavity tuning: build up of laser activity from ASE background [41].

以下では飽和限界速度を定量的に導く．まず利得媒質の ASE 光が飽和強度まで増幅されるのに必要な光の共振器周回数 n は，光フィルタを初めて透過した直後の ASE 光強度 P_{ASE} が利得媒質の飽和強度 P_{sat} に増幅されるまでに必要な利得を，単位周回あたりに光が受ける利得値 β であるから，以下の式で表される．

$$n = \frac{\log(P_{sat}/P_{ASE})}{\log(\beta)}, \quad (3.2)$$

また， β は次式で定義される．

$$\beta = G \cdot \rho, \quad (3.3)$$

G は利得媒質の小信号利得， ρ は単位周回あたりに共振器にフィードバックされる強度の割合である．つまり，単位周回あたりの共振器中の損失とカップラのカップリング比によって決まる．また， P_{ASE} は次式で示される．

$$P_{ASE} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{tuningrange}} \cdot P_{ASEtotal}, \quad (3.4)$$

$\Delta\lambda$ は光フィルタの透過帯域， $\lambda_{tuningrange}$ は波長可変レーザの全波長掃引幅， $P_{ASEtotal}$ は利得媒質の全 ASE 光強度をそれぞれ示す．光が n 回周回する間に光フィルタの透過波長帯域 $\Delta\lambda$ が変化しなければ，発振光は利得媒質の飽和強度まで増幅される．また光の単位周回に必要な時間 $\tau_{roundtrip}$ は

$$\tau_{roundtrip} = \frac{L \cdot n_{ref}}{c}, \quad (3.5)$$

である． L は共振器の長さ（直線型共振器であれば，2 の係数がかけられる）， n_{ref} は共振器中の屈折率， c は真空中の光速である．よって，単位時間における光フィルタの波長掃引速度は ν_{tuning} は，

$$\tau_{tuning} \approx \frac{\Delta\lambda}{n \cdot \tau_{roundtrip}} \approx \frac{\log(G \cdot \rho) \cdot c \cdot \Delta\lambda}{\log\left(\frac{P_{sat} \cdot \Delta\lambda_{tuningrange}}{\Delta\lambda \cdot P_{ASEtotal}}\right) \cdot L \cdot n_{ref}}, \quad (3.6)$$

となる．以上より，全波長掃引幅における最大波長掃引速度は次式となる．

$$f_{sweep} \approx \frac{\nu_{tuning}}{\Delta\lambda_{tuningrange}} \approx \frac{\log(G \cdot \rho) \cdot c \cdot \Delta\lambda}{\log\left(\frac{P_{sat} \cdot \Delta\lambda_{tuningrange}}{\Delta\lambda \cdot P_{ASEtotal}}\right) \cdot L \cdot n_{ref} \cdot \lambda_{tuningrange}}. \quad (3.7)$$

本式はレーザ動作における ASE の抑圧効果がないと仮定しており，また実際の SOA などの利得は小信号利得よりも小さいということを考慮していない．従って実際の飽和限界速度より小さい計算値になることが考えられるが，おおよその飽和限界速度を見積もるには十分な式である．

例えば，当研究室で行った AOTF を用いたリング型の波長可変ファイバレーザでは，Fig.3.3 のようなピークホールドスペクトラムを得た [42]．ピークホールドスペクトラムとは波長掃引時の各波長の出力強度のピークを表すスペクトラムである．また各パラメータは， $\Delta\lambda = 0.11 \text{ nm}$ ， $\Delta\lambda_{tuningrange} = 120 \text{ nm}$ ， $P_{ASEtotal} = 1.86 \text{ mW}$ ， $P_{sat} = 20.41 \text{ mW}$ ， $G = 24.8 \text{ dB}$ ， $\rho = 0.225$ ， $L = 9.15 \text{ m}$ ， $n_{ref} = 1.46$ であった．これを用いて式 (3.7) により飽和限界速度を計算すると， $f_{sweep} = 9.2 \text{ kHz}$ を得る．Fig.3.3(a),(b) に比べ，Fig.3.3(c),(d) では大幅に出力強度が減少していることがわかる．このことから式 (3.7) から求めた $f_{sweep} = 9.2 \text{ kHz}$ という値は，概ね飽和限界速度を表していると考えられる．

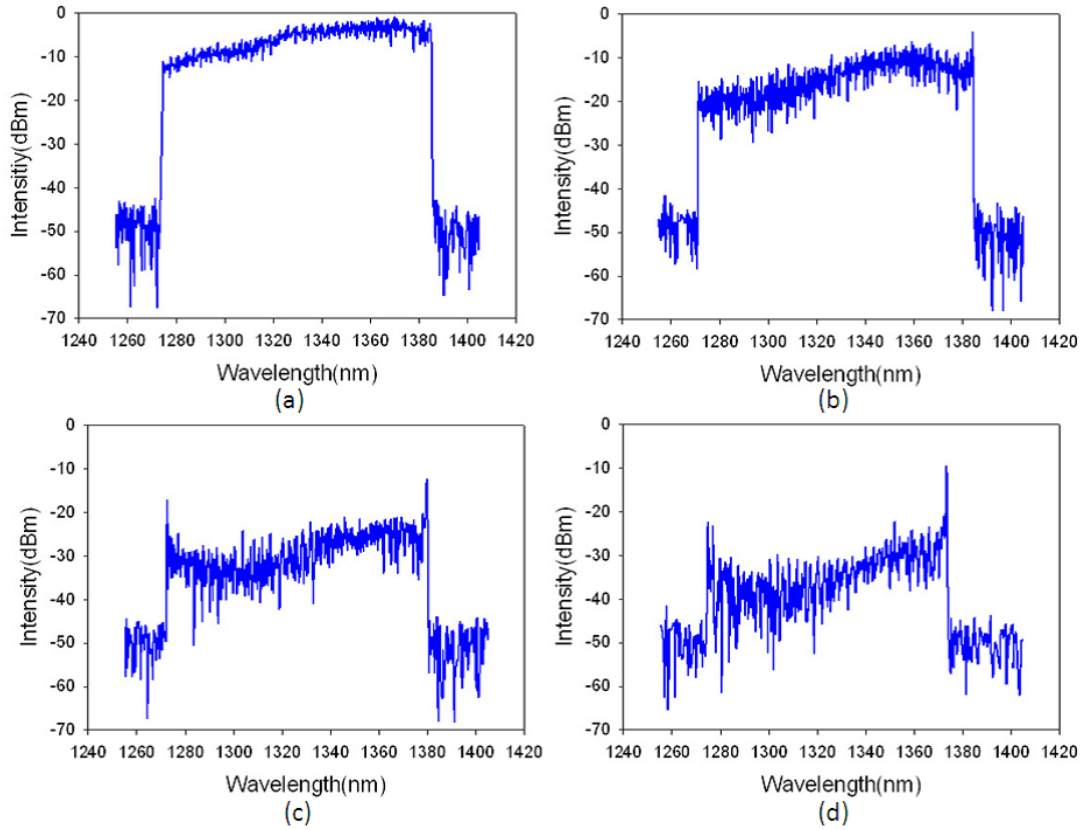


Fig. 3.3 Peak-hold spectra. (a) 100 Hz, (b) 1 kHz, (c) 10 kHz, (d) 20 kHz [42].

3.2.2 単一周回限界速度

波長掃引速度が飽和限界速度を超えると、光フィルタを透過した光は飽和強度まで増幅されることなく出力されるため、出力強度は減少してしまう。更に飽和限界速度を超えて波長掃引速度を速くすると、最終的には単一周回限界速度と呼ばれる限界速度に達する。これは光フィルタを透過した光が共振器を一周だけ周回することが可能な速度である。すなわち、光フィルタを透過した光は共振器内で一度だけ増幅された後に光フィルタによりカットされることになる。このため、単一周回限界速度時の出力光は、光増幅器の ASE 光を一度フィルタリングしただけの特性を持つ。単一周回限界速度を次式に示す。

$$f_{single} = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\Delta\lambda_{tuningrange} \cdot L \cdot n_{ref}} \quad (3.8)$$

前小節の飽和限界速度で用いた験パラメータを飽和限界速度に適用すると、 $f_{single} = 20.5 \text{ kHz}$ という計算値になる。Fig.3.3(d) を見ると、ノイズフロアと同程度の出力しか得られていない波長もあり、20 kHz の速度では適切に波長掃引ができていない。このことから、単一周回限界速度を超えていることが考えられる。

3.3 フーリエ・ドメイン・モード同期

3.2 節で説明したように、光フィルタを用いた波長可変ファイバレーザには飽和限界速度と飽和限界速度があり、一般的にその最大の掃引速度は数十 kHz 程度に制限されてしまう。しかし 2006 年に R. Huber らによってフーリエ・ドメイン・モード同期 (Fourie domain mode-locking : FDML) 手法が提案され、光フィルタを特殊な使い方で用いることで百 kHz オーダーでの波長掃引が可能となった [43]。

本節では以下で FDML 手法について説明する [44]。実験系は Fig.3.4 の通りである。共振器は通常の波長可変ファイバレーザと同じリング型である。光フィルタには FFP-TF(fiber Fabry-Perot tunable filter)、光増幅器には SOA(Semiconductor optical amplifier) を用いている。またアイソレータで光の周回方向を一方に制限し、カップラによる発振光の一部を出力として取りだしている。また出力光は 2 個のアイソレータで挟み込まれた SOA によって再び増幅される。ここで注目すべき点は、共振器内に分散を調整した遅延ファイバが挿入されていることである。

一般に、共振器長が長くなると共振器中の損失が増えてしまう。また、光の共振器の周回時間が大きくなるため、式 (3.7)、(3.8) より波長掃引速度が制限されてしまう。しかし FDML 手法では、意図的に共振器長を長くして共振器の FSR 値を小さくすることで、光フィルタの掃引と光の周回を同期させ結果として高速な波長掃引を実現する。本実験系では 7 km の遅延ファイバを使用し、FSR は 29 kHz となった。この状態で FFP-TF の透過帯域掃引速度を共振器の FSR、またはその整数倍に設定する。SOA より放出された ASE 光は FFP-TF で波長選択されて共振器を周回する。FFP-TF の掃引と光の共振器周回を同期させているため、光が共振器を一周して再び FFP-TF に到達した際に、その光の波長と FFP-TF の透過帯域が一致している。ここで、遅延ファイバの分散を

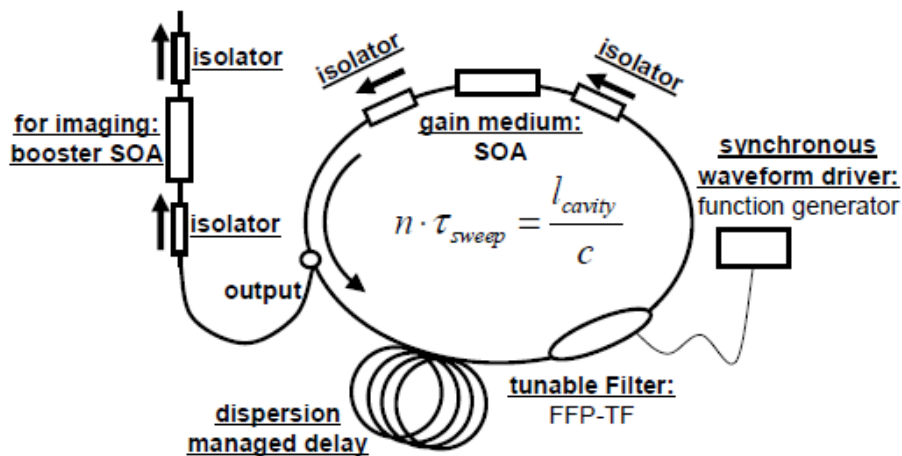


Fig. 3.4 Setup for FDML laser using FP filter [44].

調整し共振器全体の分散を非常に小さくしているため、全ての波長の光に対して FFP-TF を同期させることが可能である。つまり、全ての波長の光は常に共振器中で発振しているため、通常の方法とは異なり ASE 光から発振に至る光の共振器周回時間を必要としない。この利点が FDML 手法による非常に高速な波長掃引を可能にする。具体的には、波長可変光フィルタの応答速度内における FSR の整数倍の最大値が最大掃引速度となる。

本 FDML レーザの波長掃引時のピークホールドスペクトルを Fig.3.5 に示す。掃引帯域 105 nm、半値全幅 74 nm という広帯域で FSR : 29 kHz の整数倍で高速な波長掃引が実現されている。58 kHz, 116 kHz, 232 kHz, 290 kHz での平均出力はそれぞれ 18.5 mW, 19.7 mW, 17.6 mW, 17.0 mW であり、高速掃引時もほとんど出力が減少していないことがわかる。Fig.3.6 に出力の時間波形を示す。ピークホールドスペクトル同様に、高速掃引時も波形、出力強度ともに劣化は見られない。これらは上記の、全ての発振波長の光が常に共振器中に存在しているため、高速掃引時も十分なレーザ発振が得られるからである。

このように FDML 手法を用いた波長可変ファイバレーザは非常に高速な波長掃引を可能とする画期的なものである。現在様々な研究グループが FDML 手法による波長可変ファイバレーザの構

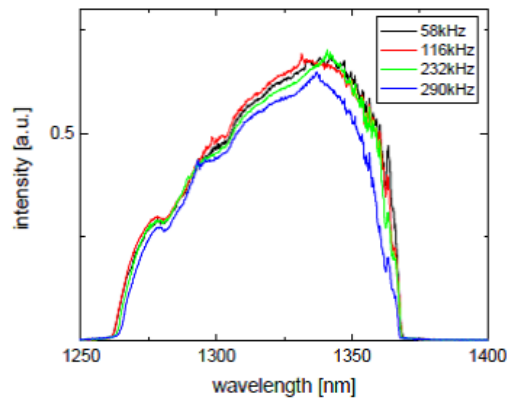


Fig. 3.5 Integrated spectra of the FDML source for different effective sweep rates. [44].

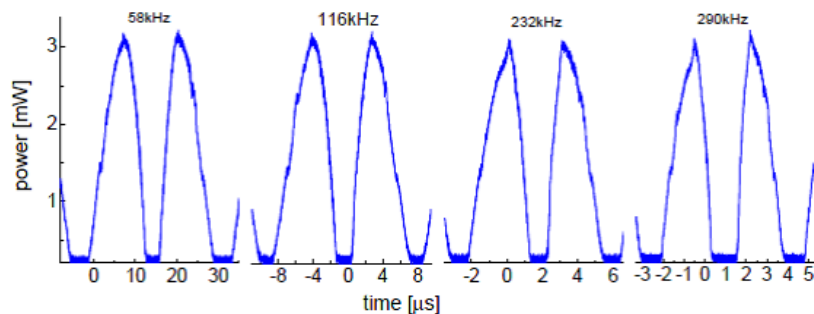


Fig. 3.6 Transient intensity profiles of the FDML laser for different effective sweep rates. [44].

築に取り組み、数多くの応用例が報告されている。中でも、生体を観測対象とする OCT(Optical coherence tomography) は短い測定時間が要求されるため、高速な波長掃引が可能な FDML 手法によるレーザへのニーズが強まっている。本節で紹介した FDML レーザも OCT への応用を行い、Fig.3.7 のような生体の断層図を 0.096 秒で取得することに成功している。

なお、FDML を用いた波長可変ファイバレーザの掃引速度の限界は光フィルタの駆動速度の限界速度である。現在その光フィルタの限界駆動速度は数百 kHz 程度である。

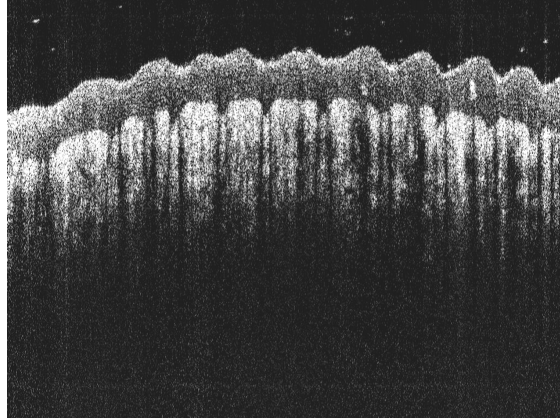


Fig. 3.7 Image of human finger in vivo. The image size is 4096x1024 pixels and is acquired in 0.097 s, which corresponds to 42,000 axial scans/s and 10 frames/s. [44].

第 4 章 分散チューニングの原理

本章では分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの原理について説明する．構成は以下の通りである．

- 4.1 節: 分散チューニングによる波長可変ファイバレーザ
- 4.2 節: 分散補償ファイバについて

4.1 節ではモード同期について，またモード同期と共振器中の分散を利用した分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの原理について説明する．4.2 節では共振器中に大きな分散を与えるために挿入する分散補償ファイバ (Dispersion compensating fiber : DCF) について説明する．

4.1 分散チューニングによる波長可変ファイバレーザ

本節では，モード同期手法と共振器中の分散を利用した分散チューニングによる波長可変ファイバレーザについて説明する．前章第 3 章で説明した通り，一般的な波長可変ファイバレーザの共振器中には波長可変光フィルタが含まれ，それに起因して波長掃引速度が制限されていた．また波長掃引速度のみならず，光フィルタの性能次第では波長掃引帯域までもが制限されてしまう．一方，分散チューニングによる波長可変ファイバレーザは，共振器中に光フィルタを必要としないため，従来の波長可変ファイバレーザよりも高速・広帯域な波長掃引が期待出来る．

4.1.1 モード同期の原理

まずは分散チューニングで用いるモード同期手法について説明する．モード同期とは，多モード発振のモード間の光の位相を固定することにより，周期的な短いパルス光を得る方法のことである [45]．モード同期には，変調器を用いたり増幅媒質への注入電流を直接変調することで行う能動モード同期と，レーザ媒質や共振器内に挿入した物質の非線形吸収によって起こる受動モード同期がある．

分散チューニングではパルスの周波数の制御が容易な能動モード同期を用いている．能動モード同期の原理は以下のように説明される．

まず周波数領域でプロセスを考えてみる．Fig.4.1(a) は周波数 f_m で共振器内部の光電界 (周波数 f_0) を変調したときの様子である．このように変調が加わると，周波数間隔 f_m 間隔の側波帯 (サイドバンド) が生じる． $\Delta\nu$ を多モード発振の縦モード間隔とすると， $f_m \sim \Delta\nu$ あるいはその整数倍に設定したときに，これらのサイドバンドによる縦モードへの注入同期が起こる．また，モード同期のプロセスは多モードレート方程式によってもモデル化できることが知られている [46]．

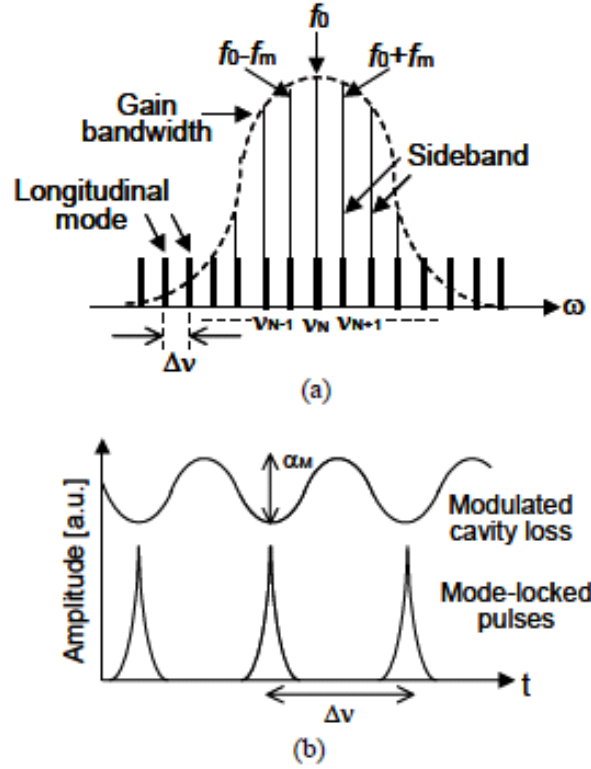


Fig. 4.1 Schematic concept of active mode locking (a): in time domain, (b): in spectral domain.

次に時間領域でモード同期のプロセスを考える．Fig.4.1(b) は強度変調によって周波数 $\Delta\nu$ で周期的な損失ができる様子である．レーザは損失が小さいほど光を多く生み出すので，共振器内部の電界は同じ周波数で変調される．この微小な強度の違いが周回の間に増強され，レーザは定常状態で最も損失が小さくなる時にモード同期によるパルス列を放射することになる．

モード同期をマスター方程式によって定量的に導出する [47][48]．ファイバレーザ中のパルスの伝搬は非線形シュレディンガー方程式によって記述できる．ここで Ginzburg-Landau 方程式 [49] を用いて，光が共振器を 1 週する度に受ける利得，損失，群速度分散 (Group Velocity Dispersion: GVD)，自己位相変調 (Self Phase Modulation: SPM)，モードロッカーの効果 considering して，レーザ発振の場合は各効果による光電界の包絡線 $A(t)$ の変化が全体として 0 で一定となり定常状態になっていると考えた場合，次のような方程式が成立する．

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_c T_2^2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \left(\gamma + \frac{i}{2} \alpha_2 \right) |A|^2 A + \frac{1}{2}(g_c - \alpha) A, \quad (4.1)$$

ここで β_2 は伝搬定数， g_2 は共振器長 L の中における利得飽和平均値である． T_2 は利得帯域の逆数であり， $T_2 = 1/\Omega_g$ と記述される． $\gamma|A|^2$ は可飽和吸収の効果， α_2 は 2 光子吸収に関わるパラメータ， α は損失を表す．この方程式はモード同期のマスター方程式と呼ばれることがある．モー

ド同期を考える場合，損失 α は次式で表すことができる．

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_M[1 - \cos(\omega_M t)], \quad (4.2)$$

α_c は共振器全体での損失， α_M は変調器によって与えられる周波数 ω_M の損失である．

まず GVD と SPM の効果を見捨てる，式 (4.1) のおいて $\beta_2 = 0, \gamma = 0$ とする．また 2 光子吸収も同様に無視することにする．すなわち $\alpha_2 = 0$ ．数 ps 程度のパルス幅の場合は変調周期に対して十分短いので，式 (4.2) のおいて $\cos(\omega_M t) \approx 1 - \frac{1}{2}(\omega_M t)^2$ で置き換えることができる．従って式 (4.1) は下のように書き直される．

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g_2}{2} \left(A + \Omega_s^2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) - \frac{1}{2} \left(\alpha_c + \frac{1}{2} \alpha_M \omega_M^2 t^2 \right) A \quad (4.3)$$

定常状態において，この式の解は $A(z, t) = B(t) \exp(ikz)$ の形になる． $B(t)$ は Gaussian 型の解を持ち，

$$B_n(t) = C_n H_n \frac{t}{T_0} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right], \quad (4.4)$$

となる．ここで $n = 0, 1, 2, \dots$ ， H_n は次数 n の Hermite 多項式， T_0 はパルス幅で，

$$T_0 = \left[\frac{2g_c}{\alpha_M \Omega_s^2 \omega_M^2} \right]^{1/4}, \quad (4.5)$$

と表される． C_n はパルスエネルギーに関連した正規化定数である．

伝搬定数 K は様々なレーザパラメータに依存していて，次式のようになる．

$$iK = g_c - \alpha_c - \alpha_M \omega_M^2 T_0^2 \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (4.6)$$

定常状態では k は実数でなければならない．また通常 Gaussian 型パルスの半値全幅 (Full Width at Half Maximum : FWHM) は $T_P = 1.665 T_0$ となる．式 (4.5) より T_0 は $\alpha_M \omega_M^2$ の $-1/4$ 乗に比例する． $\alpha_M \omega_M^2$ は変調器による損失が最大となる部分の曲率であるから，短パルスの形成にはピークパワー付近での透過率の曲率が重要で，パルス強度による鋭敏な透過率をもったモードロッカーが必要である．よって外部変調器や注入電流による直接変調を用いる能動モード同期は超短パルスの生成には向かないと考えられるが，次節で述べる高繰り返し周波数の発振には非常に有利である．また，短パルス化のためには，式 (4.5) から繰り返し周波数が高い方が有利であることもわかる．

4.1.2 分散チューニングの原理

光ファイバ中の光の伝搬速度は真空中の高速を屈折率で割った値である．さらに，波長分散の影響により屈折率は周波数依存性をもつため，分散補償ファイバ (Dispersion compensating fiber : DCF) のような波長分散の大きい光ファイバを用いると，屈折率の波長依存性が大きくなるために周波数によって光の伝搬速度が異なるという状況が顕著になる．本研究ではこの現象と強度変調器

によるモード同期を組み合わせることで波長可変レーザを構成している．以下でその原理について定性的に説明する．

共振器における縦モードの自由スペクトル間隔 (Free spectral range : FSR) は下のように表される．

$$FSR = \frac{c}{nL} \quad (4.7)$$

c は真空中の光速， n は光ファイバの屈折率， L は共振器長である．式 (4.7) からわかるように，FSR は光ファイバ中の光の屈折率 $n = n(\omega)$ に依存している．このため波長分散の大きい共振器を構成すると，Fig.4.2 のように FSR は周波数依存性をもつことになる．つまり光の周波数に固有の FSR が存在するということである．よって外部から特定の周波数信号を用いて変調をかけると，変調周波数に対応する FSR をもつ波長にのみモード同期がかかり発振すると考えられる．このモード同期の周波数 (変調周波数) を変化させると，発振波長は変調周波数とともに変化していき，波長可変レーザとして利用可能になる．この手法を分散チューニングと呼んでいる．

次にこの原理を定量的に説明する．リング型光ファイバレーザの発振条件は

$$\beta(\omega_K)L = 2K\pi \quad (4.8)$$

で表される． K は整数， $\beta(\omega_K)$ は角周波数 ω_K の伝搬定数， L は共振器長である．これより

$$\{\beta(\omega_{K+1}) - \beta(\omega_K)\}L = 2\pi \quad (4.9)$$

であり， $\omega_{K+1} \sim \omega_K$ を仮定すると

$$(\omega_{K+1} - \omega_K) \frac{d\beta}{d\omega} L = 2\pi \quad (4.10)$$

が得られる．ここで $FSR = F(\omega) = (\omega_{K+1} - \omega_K)/2\pi$ と表されるので

$$F(\omega) = \left[\frac{d\beta}{d\omega} L \right]^{-1} \quad (4.11)$$

となる． $\beta(\omega)$ をテイラー展開して式 (4.11) に代入すると

$$F(\omega) = \frac{1}{L} \left[\beta_1 + \beta_2(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_3(\omega - \omega_0)^2 + \dots \right]$$

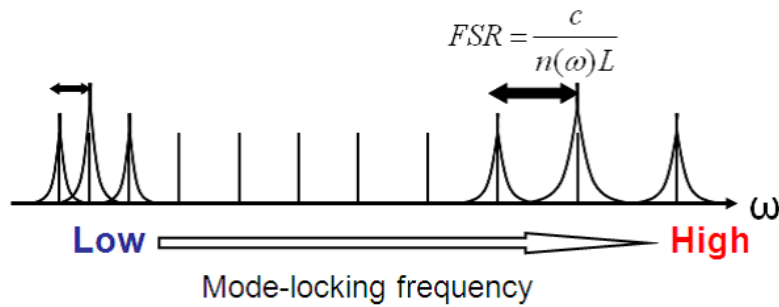


Fig. 4.2 Schematic concept of dispersion tuning.

$$\approx F_0 \left[1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \Delta\omega - \frac{1}{2} \frac{\beta_3}{\beta_1} \Delta\omega^2 - \dots \right] \quad (4.12)$$

となる．ただし $F_0 = 1/(\beta_1 L)$ は $\omega = \omega_0$ での FSR, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ である．1 次の分散 (β_2) のみを考える場合, 分散による FSR の変化 $\Delta F(\omega)$ は,

$$\Delta\lambda = -F_0 \frac{\beta_2}{\beta_1} \Delta\omega \quad (4.13)$$

である． $\Delta\omega = -2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$, $\beta_1 = -\lambda^2 D/2\pi$ を用いて式 (4.13) を書き直すと, モード次数を考慮して以下ようになる．

$$\Delta\lambda = -\frac{n_0}{cDNF_0} \Delta F(\omega) \quad (4.14)$$

D はファイバの波長分散値である．これよりモード同期の変調周波数変化 $\Delta F(\omega)$ から発振波長変化 $\Delta\lambda$ が求められる．つまり変調周波数を変化させることで発振波長を変えることができるということが式 (4.14) から導き出される．その係数 $\Delta\lambda/\Delta f_m$ をここでは分散チューニングセンシティヴィティ (Dispersion tuning sensitivity) と定義する．この分散チューニングセンシティヴィティは発振スペクトルの瞬時線幅や波長の掃引帯域に影響を与える重要なパラメータである．式 (4.14) から, このパラメータは変調周波数 NF_0 , 分散値 D に依存することがわかる．

また本レーザの発振波長の可変発振範囲を $\Delta\lambda_m$ とすると, その発振範囲は変調周波数の可変範囲 $\Delta F(\omega)$ で決定されることがわかる．モード同期周波数の変化量 $\Delta F(\omega)$ が FSR を超えると共振器の縦モードが次の次数のモードに移るため, 発振波長は連続的に変化せず, 再び発振の始まる波長へと戻ってしまう．つまり, 変調周波数を f_{m0} から変化させたとして, それに応じて発振波長は $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \dots$ と変化していくが, 変調同期周波数が隣の次数モードにシフトした瞬間 (f_{0+FSR} の時) に発振波長は ω_0 に戻る．このためモード同期周波数の変化量の最大値は共振器の FSR である F_0 である．よって式 (4.14) で $\Delta F(\omega)$ に F_0 を代入することで $\Delta\lambda_m$ が与えられる．符号を考慮すると

$$\Delta\lambda_m = -\frac{n_0}{cN|D|} \quad (4.15)$$

また式 (4.15) は式 ((4.7) を代入することで以下の式でも与えられる．

$$\Delta\lambda_m = \frac{1}{F_{mod}|D|L} \quad (4.16)$$

ここで F_{mod} は共振器の変調周波数である．ただしこれらの発振範囲の式は増幅媒質の利得範囲内で成立する式であるため, 利得範囲を超えた発振範囲を得ることはできない．

4.2 分散補償ファイバについて

本研究の共振器には, 共振器中に大きな波長分散を与えるために負の波長分散値をもつ分散補償ファイバ (Dispersion compensating fiber : DCF) を用いて, 以下に DCF の一般的な分散補償機能を示す．

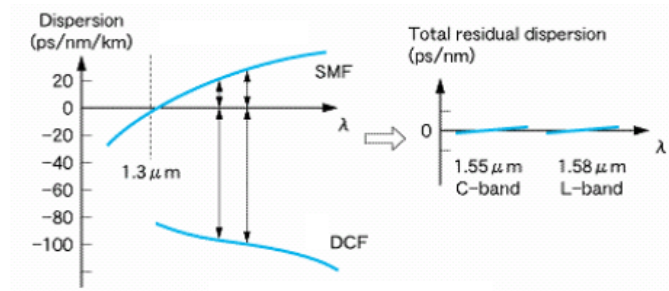


Fig. 4.3 Schematic concept of Dispersion Compensating Fiber.

現在の光ファイバ通信網においては、既設の $1.3\mu\text{m}$ 帯シングルモードファイバに最低損失波長帯である $1.55\mu\text{m}$ 帯の波長多重伝送システム (WDM) を適用し高速化するアップグレードが進んでいる。しかし一般のシングルモードファイバの波長分散は、 $1.3\mu\text{m}$ 帯では零となっているが、 $1.55\mu\text{m}$ 帯では約 17ps/nm/km とやや大きな正の波長分散をもっている。このように伝送路が零分散となる波長と信号光の波長が異なる為、リングファイバ全長における累積分散値が大きくなり、システムには無視できない正の波長分散が生じてしまう。この波長分散により、光ファイバ中を伝わる光のスペクトルが広がってしまうため WDM システムでは符号誤りを起こし信号エラーの原因となる。

DCF はこの正の波長分散をキャンセル (補償) するため大きな負の波長分散をもつように設計されたファイバである。Fig.4.3 は DCF の波長分散とシングルモードファイバの波長分散の補償を表した図である。

本研究では、この大きな負の波長分散をもつ DCF を共振器に挿入することで意図的に共振器中の分散値を大きくし、屈折率の波長依存性を大きくすることでモード同期による発振の波長選択性を高めている。なお、本研究で使用した DCF の分散値は $D = -94\text{ ps/nm/km}$ である。

第 5 章 SOA の変調特性と相互利得変調

本章の構成は以下のようになっている．

- 5.1 節: SOA の直接変調特性
- 5.2 節: 相互利得変調

5.1 節では，これまでの分散チューニングで問題となっていた SOA の直接変調特性について説明する．5.2 節では，SOA の直接変調特性に関する問題を解決すべく本研究で取り入れる相互利得変調 (Cross gain modulation : XGM) について紹介する．具体的には増幅媒質の利得飽和とそれを利用した XGM の原理について説明する．

5.1 SOA の直接変調特性

これまで提案してきた分散チューニングでは，SOA (Semiconductor optical amplifier) の直接変調の感度特性に変調周波数依存性があり，変調可能な周波数が制限されていることが問題点であった．4.1.2 節で導いた式 (4.14) より，変調周波数は分散チューニングセンシティヴィティに影響があることがわかる．分散チューニングセンシティヴィティは波長可変ファイバレーザの瞬時線幅や掃引帯域を決定する要因であるため，SOA の直接変調特性によって変調周波数が制限されてしまうことは，レーザの性能改善の上でデメリットである．

SOA の直接変調特性を測定する実験系は Fig.5.1 の通りである [50]．直接変調した SOA の出力の ASE 光をフォトディテクタにより受光し，受光した光の RF スペクトル強度を電気スペクトラムアナライザ (ESA) で測定する．

Fig.5.2 は研究の前任者が使用した SOA の直接変調特性である．縦軸は規格化された RF スペクトル強度，横軸は SOA の直接変調の周波数である．Fig.5.2 を見ると，250 MHz，580 MHz 付近

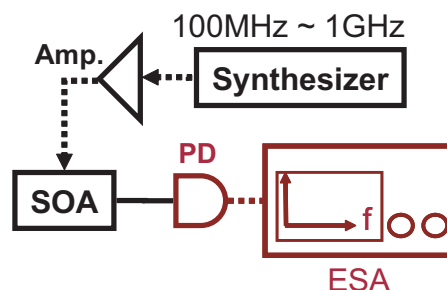


Fig. 5.1 Direct-modulation characteristic of SOA [50]. SOA : semiconductor optical amplifier, Apm : RF amplifier, PD : photo detector, ESA : electrical spectrum analyzer

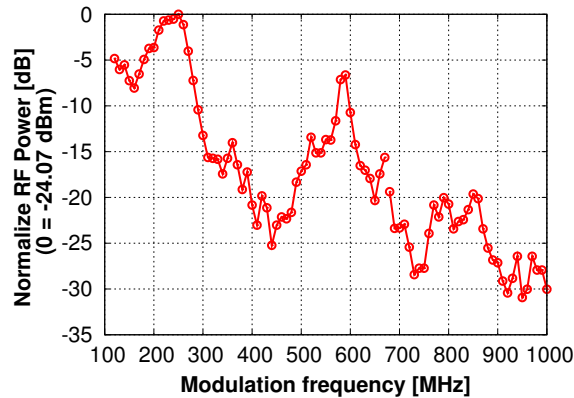


Fig. 5.2 Direct-modulation characteristic of SOA

にピークが存在することが分かる．また変調周波数が高くなるにつれ，RF スペクトル強度が著しく弱まっている．さらに，直接変調特性のピーク付近以外の変調周波数では，適切にモード同期をかけることができないという結果も報告されている [42]．使用する SOA の直接変調特性によってモード同期の周波数が制限されてしまうのは，上述のように分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを設計する上でデメリットとなる．

そこで本研究では，XGM という手法を用いて光によって SOA を変調することでこの問題を解決する．XGM とは，増幅媒質の飽和利得という現象を利用し，増幅媒質に入射する光 (制御光) の強度を制御することで別の入射光 (信号光) を変調するという手法である [18]．同時に信号光を増幅することも可能であり，増幅媒質を変調器かつ増幅器として用いることができる．XGM の利点は，光によって SOA 出力が変調される点である．従ってパッケージ化の影響による電氣的な周波数特性には影響されないため，任意の変調周波数での変調が可能になる．次節ではまず増幅媒質の飽和利得について説明する．

5.2 相互利得変調

5.2.1 増幅媒質の飽和利得

Fig.5.3 用いて増幅媒質の飽和利得について説明する．まず増幅媒質が励起された場合，電子は基底状態から励起状態になる．このように励起状態の電子が多い状態が反転分布状態である (Fig.5.3.1)．反転分布状態の増幅媒質に弱い光が入射された場合，誘導放出が起こり電子の一部は基底状態に戻る (Fig.5.3.2)．しかしまだ多くの電子が励起状態であるため，反転分布状態は続いておりさらに光を増幅することができる (Fig.5.3.3)．一方反転分布状態の増幅媒質に強い光が入射された場合，誘導放出が起こり電子はほぼ基底状態に戻ってしまう (Fig.5.3.4)．この場合励起状態にある電子はほぼなくなり，利得がない状態になる (Fig.5.3.5)．これが利得飽和と呼ばれる状態であり，これ以上強い光や増幅媒質に同時に入射された光は増幅されることができない．

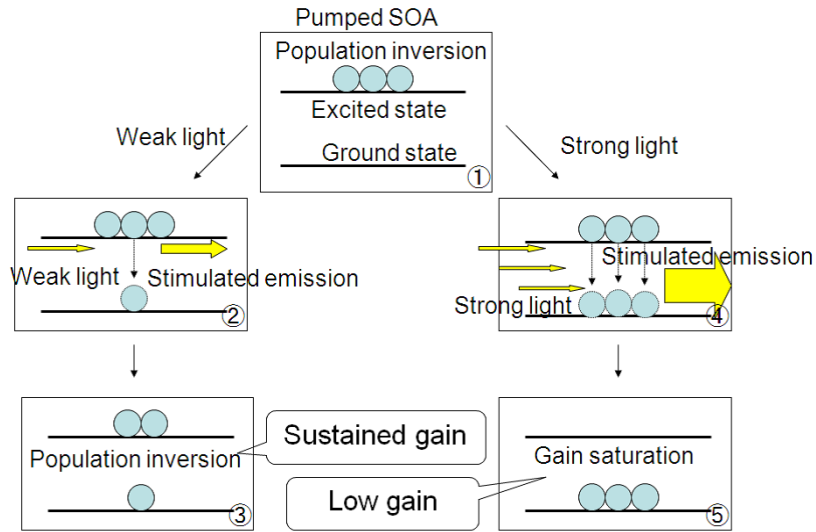


Fig. 5.3 Schematic of gain saturation in gain medium

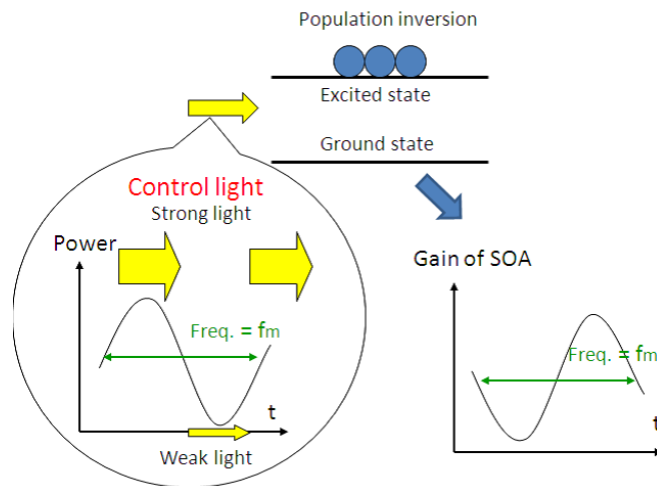


Fig. 5.4 Schematic of XGM

XGM ではこの利得飽和を利用し、制御光と同時に入射された信号光を変調し、かつ増幅する。次節で XGM の原理について定性的に説明する。

5.2.2 相互利得変調の原理

XGM は前節で説明した飽和利得を利用して、入射光の増幅と変調を同時に行う。以下で XGM の定性的な原理を説明する。

まず、Fig.5.4 左下のように周波数 f_m で強度が変化する光を制御光とする。励起された反転分布

状態の増幅媒質にこのような制御光を入射した場合、制御光の強度変化に応じて励起状態の電子数は変化する。ここで、制御光の強度が強い場合には増幅媒質の励起電子はなくなり利得飽和を起こす。その場合には増幅器の利得は非常に小さくなる。つまり増幅媒質の利得も Fig.5.4 右下のように周波数 f_m で変化することになる。この時他の光が信号光として増幅媒質に入射された場合、信号光は増幅され、その出力強度は増幅媒質の利得に応じて変化する。つまり信号光の強度も周波数 f_m で変化するので、信号光は周波数 f_m の強度変調を受けたのと同じ状態になるわけである。XGM とは、このように制御光の強度変化によって増幅媒質の利得を変化させ、信号光を強度変調する技術のことである。利得が大きな時、信号光強度は増幅されるので、増幅媒質は通常通り増幅器としての役割を果たす。

本研究ではこの XGM を SOA に用いることで共振器内の光を変調し、モード同期をかけることで分散チューニングを実現している。

第 6 章 相互利得変調を用いた分散チューニングレーザ

本章では実際に行った実験の結果とそれに対する課題について説明する．構成は以下のようになっている．

- 6.1 節: 相互利得変調の予備実験
- 6.2 節: 相互利得変調を用いた分散チューニングレーザ
- 6.3 節: 課題

6.1 節では初めに行った相互利得変調 (XGM) の予備実験について説明する．XGM の効果を確かめるために，変調による時間波形，変調特性を測定した．また制御光の強度に対する XGM の変調度について説明する．6.2 節では，実際に構成した XGM に基づく分散チューニングによる波長可変ファイバレーザについて述べる．実験の構成と静的特性，動的特性，周波数特性，制御光に対する特性について説明する．6.3 節では構成した波長可変ファイバレーザの性能についてまとめ，その課題について説明する．

6.1 相互利得変調の予備実験

6.1.1 相互利得変調の確認と変調特性

本研究では XGM の強度変調を利用してモード同期をかけ，共振器の波長分散と合わせて分散チューニングを実現する．それに当たり，まず XGM の強度変調の効果，変調特性を確認した．

実験系は Fig.6.1 の通りである．波長可変レーザの波長 1570 nm，出力-3 dBm の光を強度変調器で変調し，EDFA で増幅した後にサーキュレータを通して SOA の片端に入射した．強度変調器には DC バイアスと SG からの正弦波を加え，正弦波変調を行った．SOA のもう片端には，DFB レーザから波長 1550 nm，出力 4.23dBm の光を信号光として入射した．この光をサーキュレータによって取り出し出力とした．SOA に入射された制御光は SOA の後方でアイソレータによって遮断される．また PC によって光ファイバ中の偏波状態を最適化した．

まず上記の様な実験系において SG からの変調周波数を 500 MHz に設定し，出力の時間波形をオシロスコープで，スペクトルを OSA(Optical spectrum analyzer) で測定した．結果は Fig.6.2 の通りである．Fig.6.2(a) は出力の時間波形である．信号光が 500 MHz の周波数で正弦波強度変調されていることが確認できる．Fig.6.2(b) は出力のスペクトルである．主に観測された波長は 1550 nm であり，時間波形と合わせ実際に信号光が強度変調され出力されていることがわかる．また 1570 nm にもピークがあるが，これは制御光の一部がサーキュレータの他方 (SOA ではない側) に透過して出力されてしまったためである．Fig.6.2(a) の時間波形に雑音が見えるのも，この制御光が混在している影響が考えられる．

次に信号光を消し，SG からの変調周波数に対する SOA の ASE の RF スペクトル強度を測定した．RF スペクトル強度は出力光をフォトディテクタで O/E 変換した後に ESA(Electrical spectral analyzer) で測定した．また同じ SOA を用いて Fig.5.1 のような構成でも測定を行った．前者が SOA の XGM による変調特性であり，後者が直接変調による変調特性である．結果はそれぞれ Fig.6.3 のようになった．縦軸は規格化した出力強度であり，横軸は変調周波数である．直接変調の変調特性では，250 MHz，500MHz 付近 (丸印で囲まれた部分) に出力強度の強いピークがあることがわかる．これら以外の出力強度の弱い部分では適切に分散チューニング手法を用いることができないという実験結果が報告されている [42]．一方，XGM の変調特性は比較的平坦であり，高周波数での変調時にも良好な出力強度が得られていることがわかる．この結果から，XGM を用い

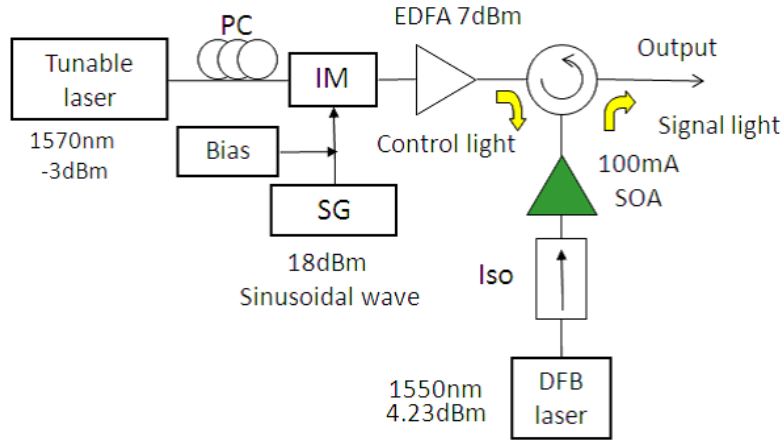


Fig. 6.1 Construction of preparatory experiment for XGM. PC : polarization controller, EDFA : erbium-doped fiber amplifier, SG : signal generator, IM : intensity modulator, DFB : distributed feedback, Iso : isolator, SOA : semiconductor optical amplifier.

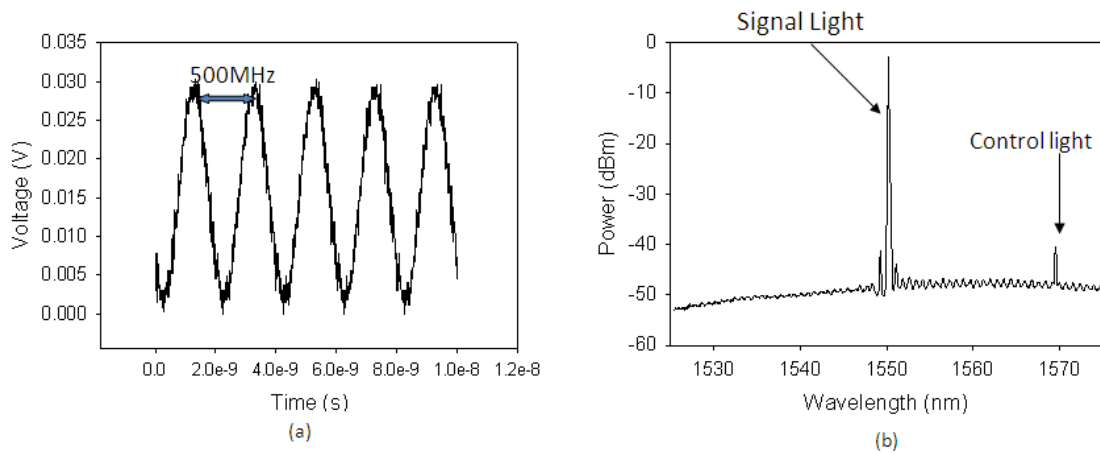


Fig. 6.2 Results of XGM at the modulation frequency of 500 MHz. (a) temporal waveform, (b) spectrum.

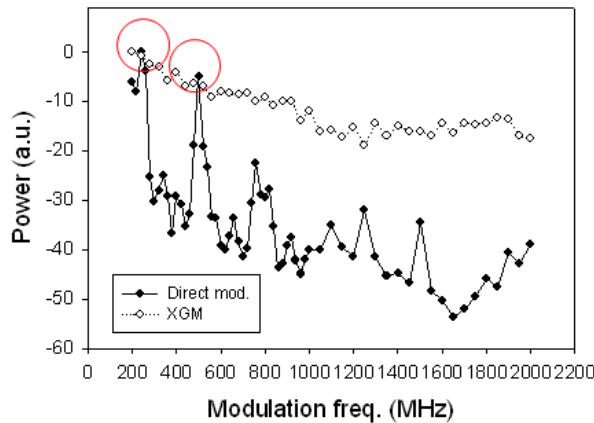


Fig. 6.3 Output characteristics against modulation frequency of direct modulation and XGM.

ること高周波数までのどの変調周波数でも、実際に分散チューニングのためのモード同期をかけることができると考えられる。なお、RF スペクトル強度を測定するために使用したフォトディテクタは高周波数で受光感度が劣化する。そのため、直接変調の変調特性と XGM の変調特性において、各周波数のフォトディテクタに入力する前の出力光強度と O/E 変換後の電圧波形から求めた強度を比較し、劣化分を補償している。しかし 1.5 GHz 以上では受光感度の劣化が激しいため、受光信号が雑音に埋もれてしまっている可能性がある。つまり高周波数部分では適切な補償ができていない可能性があるといえる。

6.1.2 制御光の強度に対する特性

制御光強度を変えると SOA の利得に対する影響が変わるため、XGM によって出力される時間波形は変化する。そこで本節では制御光の強度に対する XGM の変調度を測定した。実験系は Fig.6.4 の通りである。変調度は、出力される Fig.6.2(a) のような時間波形の平均電圧に対する振幅の半分の比とした。参照光の強度をモニタリングしながらアッテネータで SOA に入射される制御光の強度を変化させ、出力光をフォトディテクタで O/E 変換した後にオシロスコープで時間波形を計測した。制御光光源は 1560 nm, 0 dBm, EDFA 出力は 10.8 dBm, SOA の励起電流は 200 mA, TL からの信号光は 1550 nm, -5.0 dBm とした。

結果は Fig.6.5 のようになった。横軸が制御光強度 (mW), 縦軸が変調度を表している。制御光強度が大きい程変調度は大きくなるが、その増加の様子は飽和していくことがわかる。一般に変調度が大きい程モード同期がかりやすいため、分散チューニングによるレーザーでは制御光の強度を大きくした方が性能が改善すると考えられる。

なお 6.2.5 節では、実際に制御光強度に対する分散チューニングによる波長可変ファイバレーザーの特性を測定した実験について説明する。また制御光波長に対するレーザーの特性についても測定した。

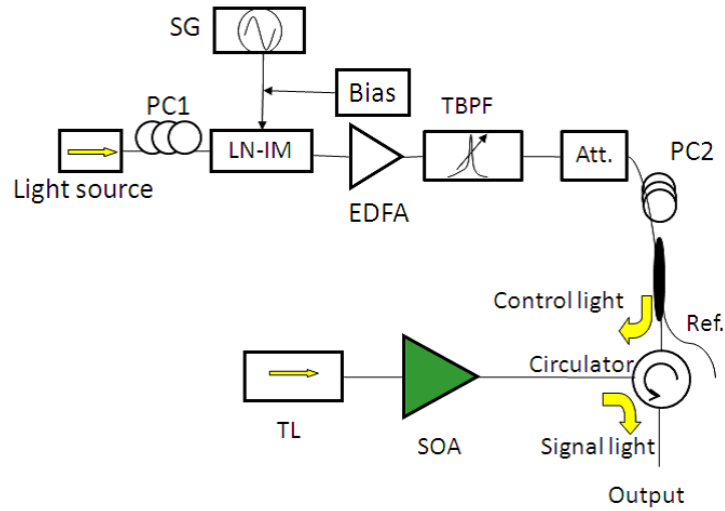


Fig. 6.4 Setup to measuring modulation factor of XGM against control light power. PC : polarization controller, EDFA : erbium-doped fiber amplifier, SG : signal generator, IM : intensity modulator, TL : tunable laser, Iso : isolator, SOA : semiconductor optical amplifier, Att. : Attenuator, Ref. : reference light.

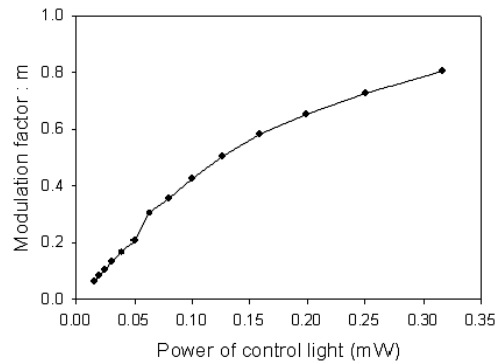


Fig. 6.5 Modulation factor of XGM against control light power.

6.2 相互利得変調を用いた分散チューニングレーザ

本節では実際に構成した XGM を用いた分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの実験系，静的特性，動的特性，周波数特性，制御光に対する特性について説明する．最後に得られた結果をまとめ，そこから考えられる課題を述べる．

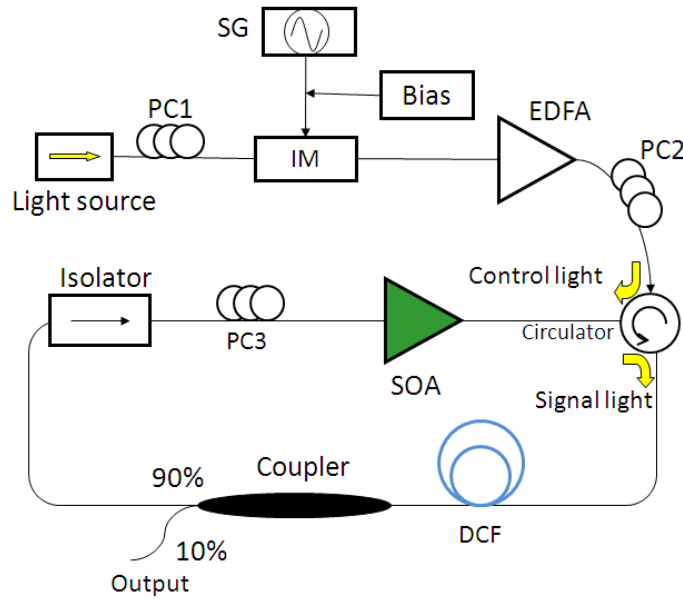


Fig. 6.6 Setup of wavelength swept fiber laser based on dispersion tuning with XGM. PC : polarization controller, IM : intensity modulator, SG : signal generator, EDFA : erbium-doped fiber amplifier, SOA : semiconductor optical amplifier, DCF : dispersion compensating fiber.

6.2.1 実験系

構成した実験系は Fig.6.6 の通りである．まず，制御光として光源からの光を強度変調器で正弦波変調し，EDFA で増幅した後にサーキュレータを通してリング型の共振器内の SOA に入射した．SOA を透過した制御光はアイソレータによって遮断される．変調信号には信号発生器からの正弦波と DC バイアスを利用した．次に信号光は共振器内を周回する SOA の ASE である．この信号光と前述の制御光により XGM によるモード同期を実現した．また共振器内に DCF を挿入することで系に大きな負の波長分散を与えている．この分散とモード同期によって分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを実現する．また強度変調器は偏波依存性が強いので，PC1 で光源からの光の偏波を最適化した．PC2, PC3 はそれぞれ，制御光の偏波，共振器内の信号光の偏波を最適化するために用いた．レーザの出力光は出力比が 10% のカップラを用いた取りだした．

このような実験系において SG の変調周波数，つまりモード同期の周波数を変化させて特性を測定した．周波数変化は手動で静的に，あるいは SG の掃引機能を用いて動的に変化させた．

6.2.2 静的特性

本節では分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの静的な特性について述べる．まず分散チューニングで生じるモード同期のパルス波形をオシロスコープで確認した．モード同期で

は変調周波数に等しい周波数のパルスが生じる．制御光の光源の波長は 1560 nm，出力は 0dBm，EDFA 出力は 5 dBm，SOA の電流は 174 mA，DCF は 500 m，変調周波数は 250 MHz とした．取得したパルス波形は Fig.6.7 の通りである．変調周波数に等しい 250 MHz のパルスが生じることが確認できる．なお，共振器に大きな分散を与えているためパルス幅は太くなっている．

次に DCF を 300 m に換え，変調周波数を静的に変化させた場合の特性を測定した．Fig.6.8(a) は変調周波数を 500 MHz 付近で変化させた場合のスペクトルである．周波数変化の間隔は 30 kHz である．実際に変調周波数の変化とともに発振スペクトルのピークが移動している様子がわかる．また，1560 nm 付近では不要な発振スペクトルが生じている．これは制御光がサーキュレータの他方 (SOA ではない側) に透過してしまい，共振器を周回すると共に SOA で増幅され発振してし

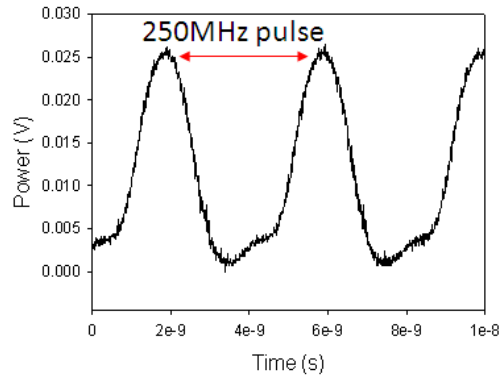


Fig. 6.7 250 MHz pulse waveform of Dispersion tuning.

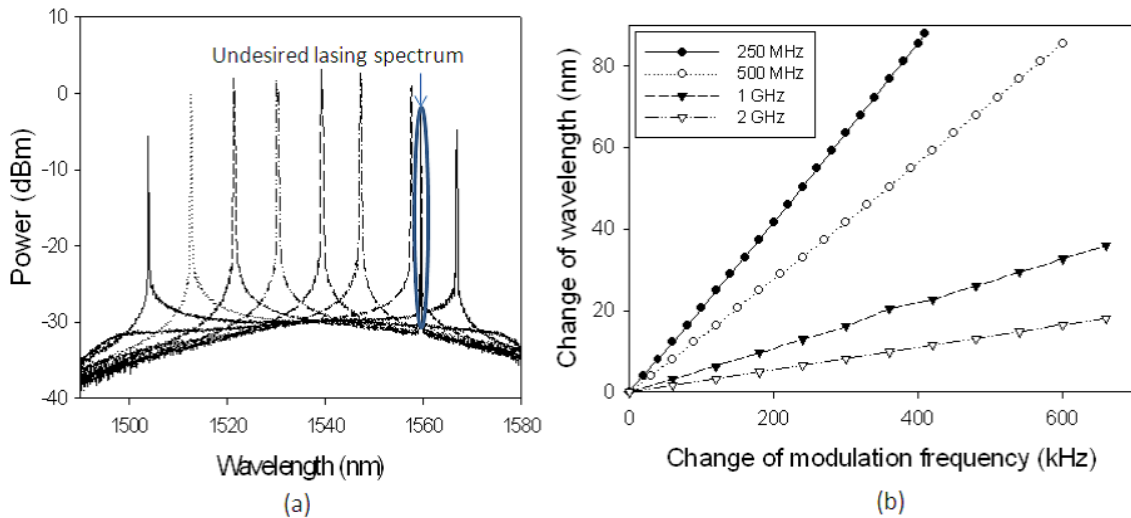


Fig. 6.8 250 MHz pulse waveform of Dispersion tuning. (a) optical spectra with modulation frequency around 500 MHz, (b) change of lasing wavelength against modulation frequency.

Table. 6.1 Dispersion tuning sensitivity at each modulation frequency.

Mod. Freq.	Theoretical	Measured
250 MHz	0.209 nm/kHz	0.215 nm/kHz
500 MHz	0.121 nm/kHz	0.126 nm/kHz
1 GHz	0.0521 nm/kHz	0.0549 nm/kHz
2 GHz	0.0261 nm/kHz	0.0275 nm/kHz

まったためであると考えられる．

Fig.6.8(b) は変調周波数を 250 MHz , 500 MHz , 1 GHz , 2 GHz 付近で静的に変化させた場合の，変調周波数の変化に対する発振波長の変化の様子である．各変調周波数において発振波長は変調周波数に対して線形に変化していることがわかる．またその変化の傾きは変調周波数が高いほど小さい．これは 4.1.2 節で導出した式 (4.14) の結果に一致する．また，今共振器中の分散値は負の値なので，発振波長は変調周波数の変化に対して長波長側に変化することとも一致している．4.1.2 節で定義した分散チューニングセンシティヴィティの，各変調周波数における理論値，実測値は Table. 6.1 のようになった．パラメータは $n = 1.47$, $c = 3 \times 10^8$ m/s , $NF_0 = F_{mod}$, $D = -94$ ps/nm/km とした．それぞれ実測値は理論値によく整合しており，パルス波形や発振スペクトルと合わせて，分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを実現できているといえる．また最大の波長掃引帯域は変調周波数を 250 MHz 付近で変化させたときに 87.9 nm を得た．このときの 1530 nm における瞬時線幅は 0.594 nm であった．これは OCT への応用を想定した場合，式 (2.22) より空間分解能 11.87 μ m , 測定レンジ 1.76 mm に相当する．

6.2.3 動的特性

次に SG の周波数変調機能を使い，Fig.6.9 のように変調周波数を時間に対して三角波状に周波数変調した．これは前節 Fig.6.8(b) の結果から，変調周波数を時間に対して線形に変化させることで発振波長を時間に対して線形に変化させることができるためである．ここで注意すべき点は，SG の変調周波数は電氣的に掃引されるが，共振器中の SOA から見ると変調を受ける制御光の周波数が変化するという点である．また Fig.6.9 において，周波数が高くなる方への掃引を up-scan , 周波数が低くなる方への掃引を down-scan と呼ぶ．今共振器内の分散値負なので，式 (4.14) から up-scan 領域では発振波長は長波長側へ掃引され，down-scan 領域では発振波長は短波長側へ掃引されることがわかる．また三角波の 1 周期の中に up-scan , down-scan による波長掃引が含まれているため，三角波の周波数の 2 倍が波長掃引速度 (sweeping rate) となる．以後，波長掃引速度はこの三角波の周波数の 2 倍と定義する．

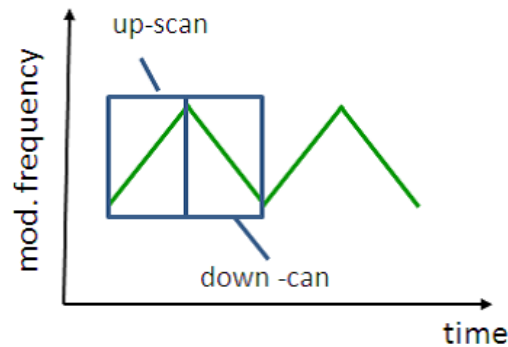


Fig. 6.9 Linear frequency modulation against time.

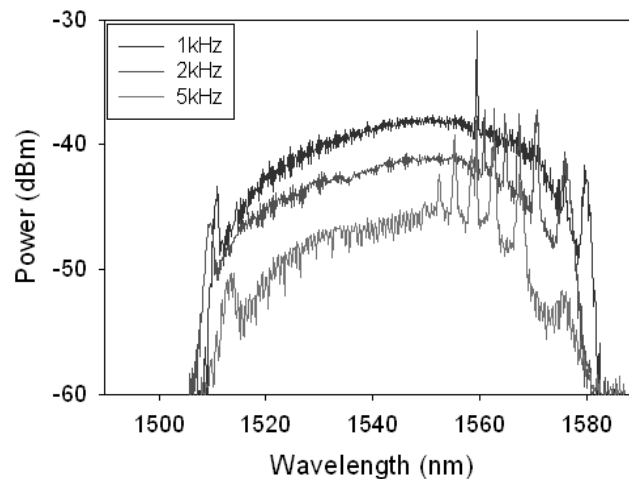


Fig. 6.10 Peak-hold spectra with 300m-long DCF at the modulation frequency around 250 MHz.

Fig.6.10 は DCF300 m を使い，変調周波数を 250 MHz 付近で掃引した光出力を OSA(optical spectrum analyzer) のピークホールド機能で測定したピークホールドスペクトルである．ピークホールドスペクトルとは掃引中の各波長のピークパワーをホールド（記憶）して出力したスペクトルのことであり，横軸が波長，縦軸が出力パワーを示している．このスペクトルを測定することで，掃引中に含まれている光の波長や各波長のパワーを確認することができる．

掃引速度 1 kHz では約 70 nm の掃引帯域が得られている．静的な特性に対して掃引帯域が減少しているが，これは SOA の利得帯域の裾野部分は利得が小さく，その裾野部分に波長では掃引中に十分な利得を得られず発振しないためである．また掃引速度を 1 kHz から 2 kHz，5 kHz と速くするにつれて掃引帯域が減少している．これは掃引速度が速くなる程光が共振器を周回する回数が減るためである．つまり光が SOA を透過する回数が減り，十分な利得が得られず発振することができなくなるためである．この掃引帯域の減少は，SOA の利得帯域の裾野にあたる利得の小さな波長から起こる．また掃引速度が速くなるにつれ，ホールドされた出力が弱くなっていることがわ

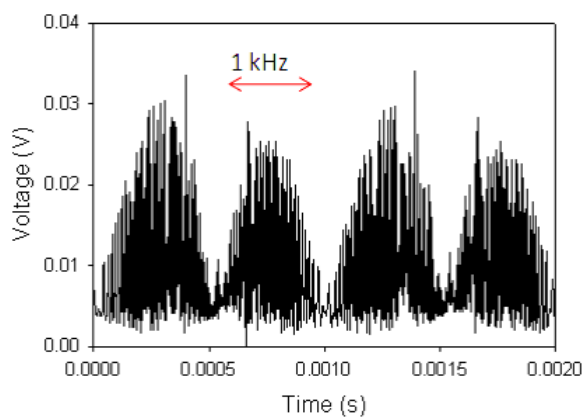
かる．これは OSA のピークホールド関数の積分時間に由来する．すなわち，掃引速度を速くする程掃引にかかる時間が減り，積分時間よりも短い時間で波長が掃引されるため見掛け上のパワーが減少していくのである．従って 2 kHz, 5 kHz での掃引時にも実際に出力される光の出力パワーはピークホールドスペクトル程減少していないと考えられる．さらに掃引速度 5 kHz ではいくつかの波長でピークが見られる．これは分散チューニングによる発振の他に SOA の利得の強い波長で通常のレーザ発振をしているためであると考えられる．この通常のレーザ発振のピークパワーが高いのは，発振が常に生じているので上記の OSA の積分時間によらずピークがホールドされるためである．また 1560 nm 部分にも発振ピークが見られるが，これは静的特性と同様の理由で制御光 (波長 1560 nm) が共振器内で発振してしまっているためである．

Fig.6.11(a), (b), (c) はそれぞれ掃引速度 1 kHz, 2 kHz, 5 kHz で掃引した時の出力の時間波形を測定した結果である．時間波形はフォトディテクタで O/E 変換した後にオシロスコープで取得した．それぞれの掃引速度の時間波形が得られている．また掃引速度を速くしても Fig.6.10 程大幅には出力強度が減少していないことがわかる．若干の出力強度の減少は，掃引速度が速くなると SOA の飽和強度まで発振が成長する前に次の変調周波数に変化するためである．時間波形においても出力強度にピークをもつ部分があるが，これはスペクトルにおいてピークをもつ 1560 nm などの波長部分が掃引されているためである．また時間波形における up-scan は down-scan よりも出力強度が大きい．この時間波形における up-scan と down-scan の違いは SOA 内部の非線形光学効果の影響が原因だと考えられる [51]．up-scan においては，SOA 内部で起こる四光波混合により生成された長波長成分が波長の掃引方向と一致する．これより SOA の利得の他に四光波混合の成分がレーザ発振に寄与する．down-scan においては四光波混合で発生する成分と波長掃引の方向が一致しない．よって，up-scan においては多少光強度が大きい．また Fig.6.11(a), (b), (c) それぞれにおいて細かな立ち上がりとしち下り波形が見えるが，これはこの時間波形がモード同期により生じるパルス波の集合であるためである．

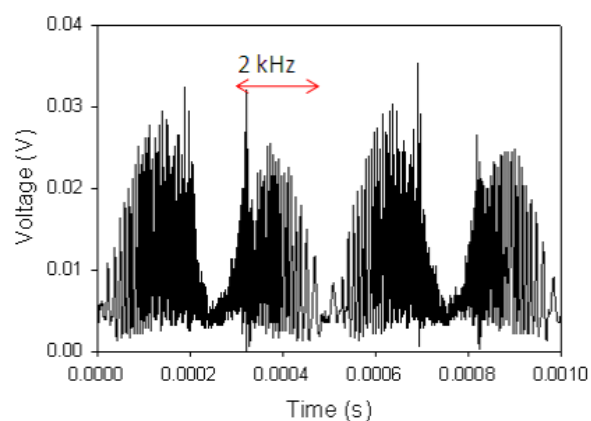
6.2.4 変調周波数特性

本節では XGM を用いた分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの，変調周波数に対する掃引帯域の特性や瞬時線幅の特性を示す．

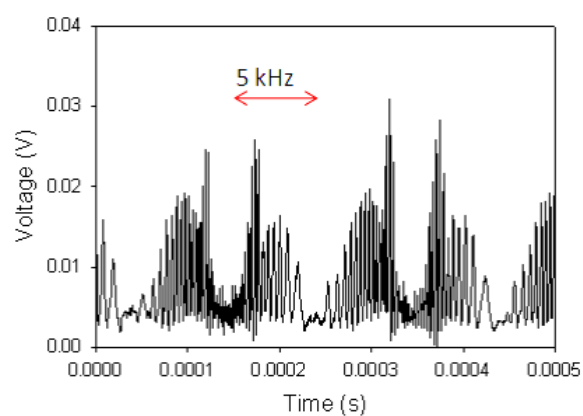
Fig.6.12(a) は変調周波数に対する掃引帯域の特性である．横軸が変調周波数，縦軸が掃引帯域を示している．実測値は，変調周波数を変化させた場合の静的な掃引帯域を測定することで得た．また理論値は式 (4.15) より求めた．パラメータは $D = -94\text{ps/nm/km}$, $L = 312\text{m}$ とした．なお共振器長 L は，共振器の FSR を測定し，式 (4.7) より計算することで求めた． $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $n = 1.47$ とした．また共振器の FSR は，分散チューニングを用いない状態で共振器内の SOA を励起し，通常のレーザ発振状態を起こし，その出力光の RF スペクトル Fig.6.12(a) より，実測値は SOA の増幅帯域内で理論値に非常によく一致し，掃引帯域は変調周波数に反比例して増加するすることがわかる．しかし SOA の増幅帯域以上には掃引帯域は増加していない．これらは最大掃引帯域幅を示す式 (4.15) において変調周波数が分母にあることや，(4.15) が SOA の増幅帯域内でのみ成立する



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.11 Temporal waveform with 300m-long DCF at the modulation frequency around 250 MHz. with each sweeping rate (a) 1 kHz, (b) 2 kHz, (c) 5 kHz.

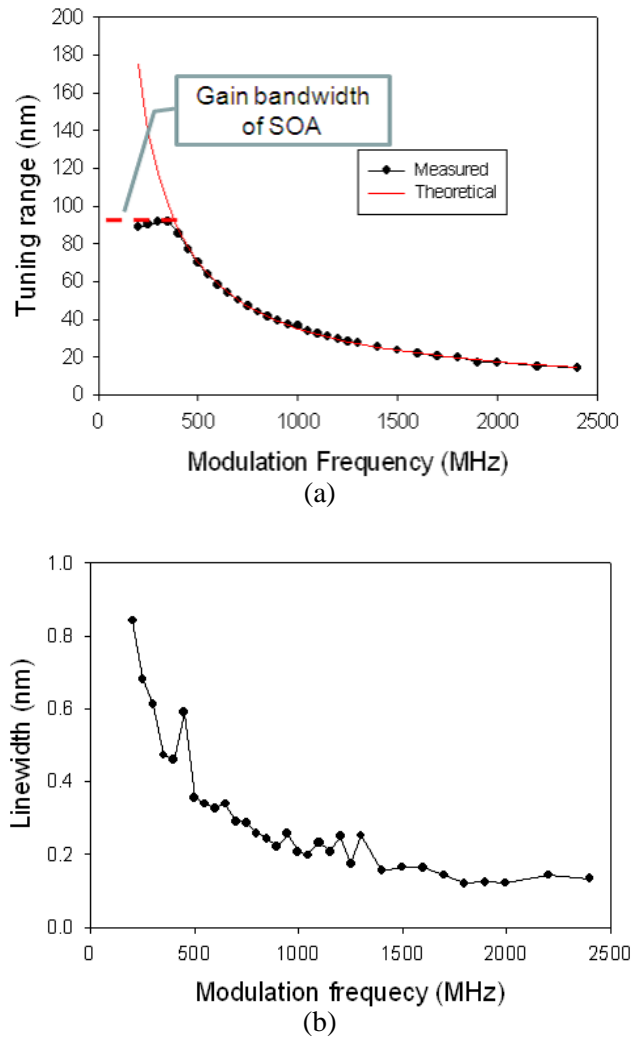


Fig. 6.12 Characteristics against modulation frequency. (a) relation between modulation frequency and tuning range, (b) relation between modulation frequency and instantaneous linewidth of the lasing wavelength at 1530 nm

ことに因る．

Fig.6.12(b) は変調周波数に対する瞬時線幅の特性である．横軸が変調周波数，縦軸が瞬時線幅である．測定は変調周波数を変化させ，出力光の 1530 nm における発振スペクトルの瞬時線幅を OSA を用いて計測して行った．一般的に強度変調の変調周波数が高い程，スペクトルに生じるサイドバンドの幅は広くなる．すなわち変調周波数が高い程発振波長の瞬時線幅も広がると考えられる．しかし Fig.6.12(b) より，発振スペクトルの瞬時線幅は変調周波数に反比例するように減少することがわかる．これは式 (4.14) において，分散チューニングセンシティヴィティが変調周波数 $F_{mod} = F \times N$ に反比例することに因る．つまり，変調周波数が大きくなる程分散チューニングセ

ンシティブィティは小さくなり、波長の選択性が強くなる。これは制御光にゆらぎがあった場合に選択される波長の幅が狭くなり、結果的として瞬時線幅が狭くなることを意味している。本実験の結果から、分散チューニングによる波長可変ファイバレーザにおける発振スペクトルの瞬時線幅は、サイドバンドによる影響よりこの波長選択性による影響が支配的であると考えられる。

また上記の掃引帯域と瞬時線幅の変調周波数特性にはトレードオフの関係があることがわかる。変調周波数が高すぎる場合掃引帯域が非常に狭まってしまい、変調周波数が低すぎる場合発振スペクトルの瞬時線幅は大きく広がってしまう。OCT への応用を考えた場合、掃引帯域は広い程空間分解能が向上し、瞬時線幅が狭い程測定レンジが向上する。従って求められる性能によって掃引帯域や瞬時線幅を最適化するように変調周波数に設定する必要があるといえる。

6.2.5 制御光に対する特性

本節では制御光の波長や強度を変化させ、それに対する分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの特性を測定した実験について説明する。実験系は Fig.6.13 の通りである。サーキュレータの前には EDFA の ASE を遮断するための TBPF と参照光として光を取り出すための 1:9 カップラ (参照光側が出力比 1) を追加した。この実験系において制御光の波長を変化させ、OSA で 1540

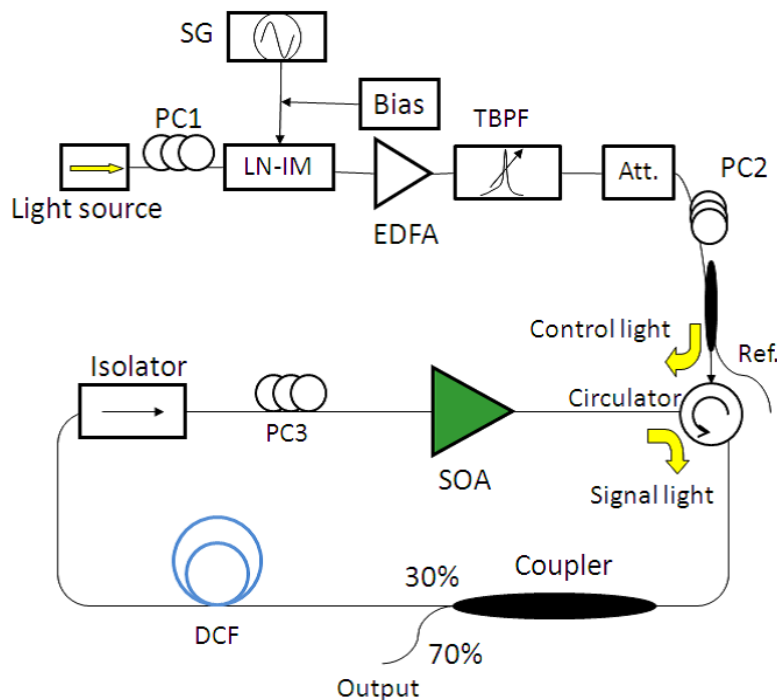


Fig. 6.13 Setup to measure characteristic against wavelength of control light. PC : polarization controller, IM : intensity modulator, SG : signal generator, EDFA : erbium-doped fiber amplifier, SOA : semiconductor optical amplifier, DCF : dispersion compensating fiber, TBPF : tunable band pass filter, Att. : Attenuator, Ref. : reference light.

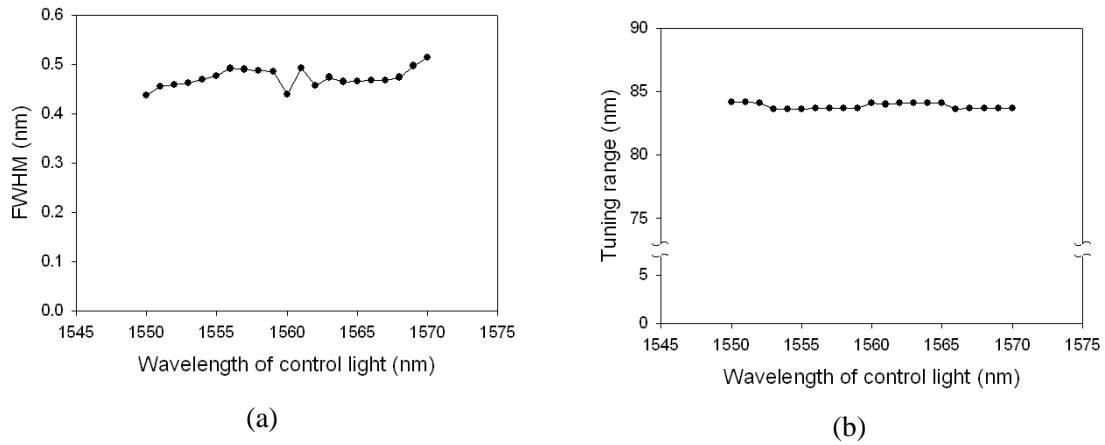


Fig. 6.14 Characteristics against wavelength of control light. (a) instantaneous linewidth, (b) tuning range.

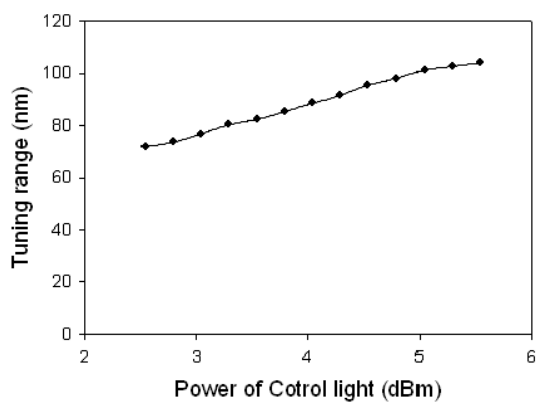
nm における発振スペクトルの瞬時線幅，波長可変帯域を測定した．なお EDFA の利得は波長依存性があるため，制御光の波長によって EDFA から出力される光の強度が異なる．従って，参照光の強度が -10 dBm になるようにアッテネータで光の強度を調整し，入射される制御光の強度を一定にした．また TBPF で EDFA の ASE を遮断することで，ASE による XGM の影響を抑止している．

結果は Fig.6.14 の通りである．Fig.6.14(a)，瞬時線幅の特性では，制御光の波長変化に対してわずかに変動がある．1550 nm で瞬時線幅は狭まり，1569 nm，1570 nm では瞬時線幅は広がる結果となった．Fig.6.14(b)，波長可変幅の特性では，制御光の波長変化に対して約 85 nm とほぼ一定の値になった．

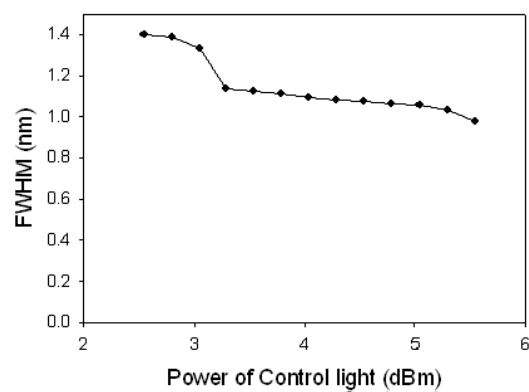
なお，制御光変化を 1550 nm–1570 nm で行ったのは，使用した EDFA の増幅帯域 (1520 nm–1570 nm) と TBPF の可変帯域 (1550 nm–1590 nm) の制限に因る．今回の実験だけでは特性を把握するのに十分なデータは得られてはおらず，さらに広帯域な EDFA や TBPF を使用し，1550 nm–1570 nm 帯以外での実験を行う必要がある．また制御光の出力強度に対する波長可変幅，瞬時線幅などの特性を測る実験も，さらにレーザの性能を最適化する上では重要であろう．

次に Fig.6.13 の実験系で参照光強度の出力をモニタリングしながら制御光の強度を変化させ，分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの特性を測定した．実際に制御光強度の変化に対する掃引帯域，FWHM，出力強度の特性はそれぞれ Fig.6.15(a)，(b)，(c) のようになった．それぞれ横軸は参照光強度から求めた制御光の強度である．掃引帯域，FWHM は共に制御光強度が大きい程良い特性を示すことがわかった．やはり，制御光強度が大きい程分散チューニングがかかりやすいと言える．これは制御光強度が大きい程 XGM の変調度が大きくなり，変調度が大きくなる程モード同期がかかりやすくなるためである．出力強度に関してはほとんど変化が見られなかった．

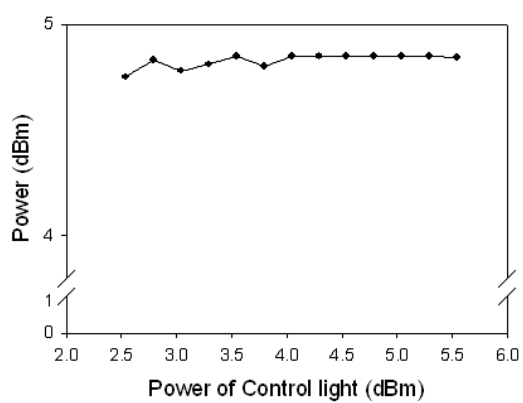
以上の結果から，1550–1570 nm 帯においては制御光波長は任意で良く，制御光強度は大きい程良いと言える．しかし，制御光増幅用に用いている EDFA の利得は 1560 nm 付近で最も大きかったため，第 7 章での実験では制御光を 1560 nm に設定した．これは制御光強度をできるだけ大きくするためである．



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.15 Characteristics against power of control light. (a) tuning range, (b) FWHM, (c) Output power.

6.3 まとめ

本節では XGM による強度変調の効果を確認し、実際に XGM を用いた分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを構成しその特性を示した。静的特性では最大掃引帯域 87.9 nm, 1530 nm における瞬時線幅は 0.594 nm という結果を得た。これは OCT への応用を想定した場合、空間分解能 11.87 μm , 測定レンジ 1.76 mm に相当し、既存の OCT における性能とほぼ同等であるといえる。また動的特性では最大掃引速度 5 kHz での掃引によるピークホールドスペクトルと時間波形を取得することができた。しかしこの掃引速度は、現在 3 次元の OCT 画像を取得するのに求められる掃引速度が数百 kHz オーダーであることに比べ、非常に遅い掃引速度である。また波長掃引時の出力光パワーは、時間波形より求めると -20 dBm 程度である。これも OCT 応用のためには十分な値とはいえない。

従って本実験における課題は波長可変ファイバレーザの高出力化と高速化である。第 7 章ではこの高出力化と高速化のために行った実験について述べる。

第 7 章 分散チューニングレーザの性能改善

本章では第 6 章での課題に対して行った，分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの改善について説明する．構成は以下のようになっている．

- 7.1 節: カップラ分岐比の変更
- 7.2 節: DCF 長の変更
- 7.3 節: 改善後の波長掃引特性
- 7.4 節: まとめ

7.1 節では，カップラの分岐比の変更とそれに伴うファイバレーザの高出力化について説明する．7.2 節では，DCF(Dispersion compecsating fiber) 長の変更とそれに伴うファイバレーザの高出力化，掃引の高速化について説明する．7.3 節では，以上による性能改善後の波長掃引特性について説明する．7.4 節では，本章の改善結果と得られたファイバレーザの性能をまとめる．

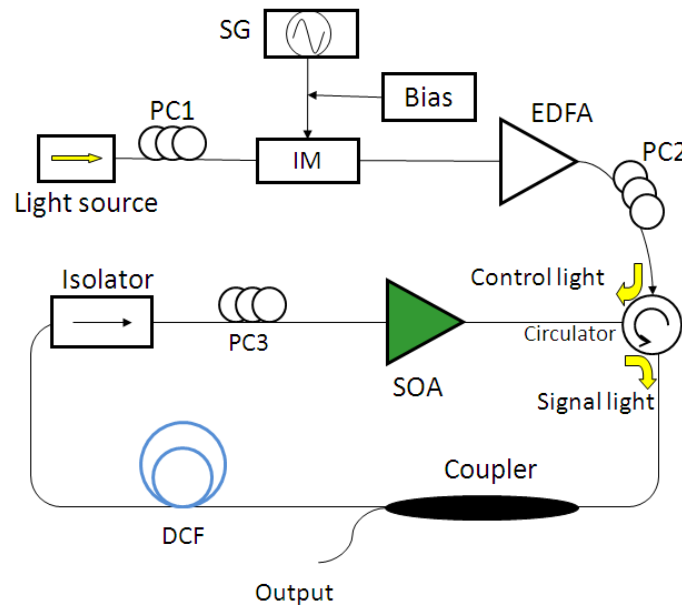


Fig. 7.1 Setup of wavelength swept fiber laser based on dispersion tuning with XGM. PC : polarization controller, IM : intensity modulator, SG : signal generator, EDFA : erbium-doped fiber amplifier, SOA : semiconductor optical amplifier, DCF : dispersion compensating fiber.

7.1 カップラ出力比の変更

6.3 節で述べたように、構成した分散チューニングによる波長可変ファイバレーザは、高出力化をする必要があった。そこで本節では、共振器中のカップラの出力比を変更しファイバレーザの高出力化を目指した。これはカップラの出力比を現在の 10 % から大きくすることで、共振器内の光をより多く出力として取り出すことができファイバレーザの高出力化ができると考えられるためである。

実験方法は以下のようにして行った。まず実験系は Fig.7.1 の構成を用いた。実験系の動作は 6.2.1 節で説明した通りである。ただし、カップラの位置をサーキュレータから見て DCF より前に変更している。これによって DCF の透過損失を受ける前の共振器中の出力光を取り出すことができ、約 8 dB の高出力化につながった。また制御光の変調周波数は 250 MHz、DCF は 500 m とした。このような実験系においてカップラの出力比を 10 %、30 %、50 %、70 %、90 % と変更し、出力光の発振スペクトルのピーク値を OSA(Optical spectrum analyzer) で測定した。なお、出力比の変更に伴い静的な掃引帯域が最大となるように SOA の励起電流を調整した。これはカップラの出力比が大きい程共振器としての損失が大きくなるため、SOA の利得を大きくしその損失を補償する必要があるためである。また出力比の変更とともに分数モード同期 [42] が生じる場合があり、各出力比において系の最適化が必要であったためである。つまり、各分岐比において最大掃引帯域をもつ状態における出力強度の比較となる。また中心波長における瞬時線幅も同時に測定した。

結果は Table. 7.1 のようになった。出力比を大きくするにつれて掃引帯域は広がり、70 % の時に 79.0 nm となっている。一般的には、共振器の損失が大きいほど利得の小さい SOA の裾の部分

Table. 7.1 Comparison of the static tuning range, optical output power and instantaneous linewidth of the wavelength swept laser based on dispersion tuning with XGM, with different output ratio of coupler.

Output ratio (%)	10	30	50	70	90
Tuning range (nm) ¹	67.2	68.8	73.8	79.0	51.0
Power (dBm)	-6.44	-1.18	2.04	4.61	3.71
linewidth (nm) ²	0.313	0.560	0.428	0.534	0.283
SOA pump (mA)	123.6	136.6	172.5	212.2	280.7

¹: Static tuning range.

²: Instantaneous bandwidth.

で発振が起こりづらくなり、掃引帯域が小さくなる。しかし今回の実験では以下のような理由で逆に掃引帯域は広がる結果となったと考えられる。まず励起電流が大きすぎると SOA の利得が過剰になり分数モード同期が生じてしまうため、励起電流には上限値がある。また出力比が大きくなると損失も大きくなるため、分数モード同期で多波長発振するために必要な SOA の利得は損失の増加分以上に大きくなる。よって、出力比が大きい時は出力比が小さい時に比べ分数モード同期が起こりづらく、励起電流を比較的大きくすることができる。その結果出力比が大きい程共振器の損失以上に SOA の裾部分の利得も大きくなり、掃引帯域がより広くなると考えられる。出力比 90 % では、掃引帯域は 51.0 nm となり 70 % の結果に比べ狭まっている。これは SOA の定格電流が 300 mA であり、余裕を持って 280 mA 以上の電流を流さなかったため、SOA に十分な利得を持たせることができなかったためである。よって出力比 90 % のデータは適切とは言えず、以下の考察では除外する。

光強度についても、出力比を大きくする程出力強度が大きくなり、70 % の時に 4.61 dBm であった。これは上で説明したように、共振器の損失以上に SOA の利得が大きいことと共振器中の光をより多く取りだせることに因る。

瞬時線幅に関しては出力比が 10 % の時に最も細く、0.313 nm となった。これは共振器のフィネスを用いて説明することができる。共振器のフィネス F は

$$F = \frac{FSR}{FWHM}, \quad (7.1)$$

で表され、共振器の鋭さを示す指標である。 $FWHM$ (Full width at half maximum) は半値全幅と呼ばれる光の透過帯域であり、 FSR (Free spectral range) は共振周波数のピーク間隔で式 (4.7) で表される。 F は共振器の損失が小さい程大きくなることが知られている。また本実験では共振器長 L は一定であり FSR も一定となる。従って、出力比が小さい程 F が大きくなるため、 FSR が一定なので $FWHM$ が小さくなる。 $FWHM$ が小さい程発振スペクトルの瞬時線幅も狭くなるので、つまり出力比が小さい程発振スペクトルの瞬時線幅が狭くなるのである。これは出力比 30 % の時を除き実験結果と一致する。出力比 30 % の時には瞬時線幅は 0.560 nm で最大となったが、この原因は現在不明である。

本節では分散チューニングファイバレーザの高出力化を目指し、カップラ出力比に対する変化を測定した。その結果、出力比 70 % の時に最大で 4.61 dBm の光出力を得た。これは出力比 10 % の時に比べ約 10 dB の高出力化である。また掃引帯域も約 12 nm 広げることができた。以後の実験では出力比は 70 % とした。

7.2 DCF 長の変更

本節では分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの高出力化と掃引の高速化を目指し、DCF 長の変更による性能の改善を行った実験について説明する。DCF 長の変更で高出力化、高速化ができるのは以下の理由に因る。まず、DCF 長が短くなれば共振器中の DCF による損失が減るため高出力化につながる。また単位時間あたりの光の周回数が増え、高速掃引時も SOA から十分な利得が得られるため高速化につながる。

実験系は Fig.7.1 と同様の構成である。EDFA の出力は 7.5 dBm、SOA の励起電流は 260 mA、制御光の波長は 1560 nm、出力強度は 0 dBm である。まずこの実験系において DCF 長を 500 m、300 m、100 m と変化させ、1530 nm における出力光強度の変化を OSA で測定した結果について説明し、波長可変ファイバレーザの高出力化について考察する。なお、出力光強度と同時に OSA により静的な掃引帯域の変化、瞬時線幅の変化を測定した。DCF500 m、300 m、100 m の時に変調周波数はそれぞれ 250 MHz、450 MHz、1.25 GHz 近で周波数変調した。式 (4.15) より、共振器長 L が短くなると最大掃引帯域が狭まってしまうため、逆算した F_{mod} に設定し最大掃引帯域を約 80 nm で一定にするためである。計算では $D = -94$ ps/nm/km とした。

結果は Table.7.2 のようになった。出力強度は DCF 長が短い程高出力化している。DCF 長が 100 m の時、最大出力強度 4.85 nm を得ている。これは DCF 長が短い程 DCF による共振器内の損失が小さくなるためである。また掃引帯域も DCF 長を短くする程広帯域化している。これも上記と同様に、DCF 長が短い程 DCF による共振器内の損失が小さくなり、利得の小さな SOA の裾の部分でも分散チューニングによる発振を起こすことができたからである。DCF 長が 100 m の時、最大掃引帯域 78.3 nm となった。瞬時線幅に関しては、今回の実験では DCF 長の変化と共に

Table. 7.2 Comparison of the static tuning range, optical output power and instantaneous linewidth of the wavelength swept laser based on dispersion tuning with XGM, with different length of DCF.

DCF length (m)	500	300	100
Power (dBm)	3.50	4.78	4.85
Tuning range (nm) ¹	70.7	76.7	78.3
linewidth (nm) ²	0.805	0.536	0.556
SOA pump (mA)	260	260	260

¹: Static tuning range.

²: Instantaneous bandwidth.

FSR が変化するため、7.1 節と同じ議論はできない。しかし DCF 長を短くしたことに伴い変調周波数を高く設定したため、6.2.4 節での実験結果より瞬時線幅は狭くなると考えられる。実際には DCF 長 500 m の時最大で 0.805 nm、DCF 長 300 m の時最小で 0.536 nm となった。

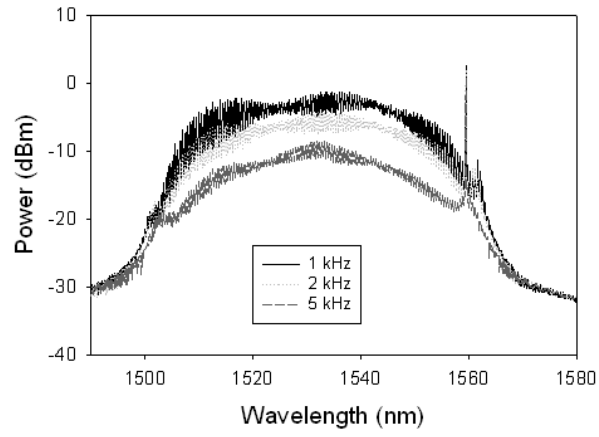
以上の結果から、DCF 長を短くすることで波長可変ファイバレーザの高出力化が達成できるという。また DCF 長を短くすることで付随して掃引帯域の広帯域化と瞬時線幅の狭帯域化も達成できることがわかった。

次に同様の実験系で、DCF 長の変更に伴う高速化を考察するため、各 DCF 長においての出力光のピークホールドスペクトルを測定した。ピークホールドスペクトルは、SG の機能を用い制御光の変調周波数を Fig.6.9 のように時間に対して三角波状に周波数変調し、波長掃引した出力光を OSA で測定し取得した。波長掃引はそれぞれの DCF 長で 1 kHz、2 kHz、5 kHz の掃引速度で行った。なお掃引速度は三角波の周波数の 2 倍である (6.2.3 節参照)。

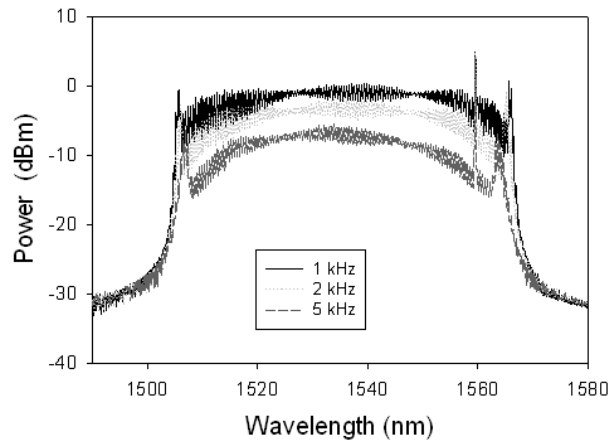
結果は Fig.7.2 の通りである。Fig.7.2(a)、(b)、(c) と、DCF 長が短くなるにつれて同じ掃引速度での掃引帯域が広がっていることがわかる。また出力強度も大きくなっている。例えば、掃引速度 1 kHz では DCF 長 500 m、300 m、100 m の時掃引帯域はそれぞれおよそ 60 nm、65 nm、70 nm であり、掃引帯域中央部の出力強度のピーク値はそれぞれ -1.31 dBm、0.256 dBm、2.34 dBm であった。またさらに定量的に分析するため、各 DCF 長のそれぞれの掃引速度での掃引帯域の半値全幅 (Full width at half maximum: FWHM) をまとめた結果が Table.7.3 である。FWHM はピークホールドスペクトルの生データを用い、Excel 上で掃引帯域中央部の出力強度ピーク値を求め、そこから出力強度が 3 dB 落ちる波長を求め算出した。DCF 長 300 m、100 m のとき、それぞれの掃引速度での FWHM は 500 m に比べ 1.5 倍から 2 倍程 大きい値になっている。また DCF 長が短い程、掃引速度の上昇に対して FWHM の減少は小さくなっている。これらから、DCF 長を短くすることで掃引速度の高速化と同時に高出力化ができていといえる。なお DCF 長 300 m、100 m において、ピークホールドスペクトルが類似していることから FWHM も近い値になると推測できるが、FWHM の算出値は DCF 長 300 m の方が大きくなった。これは比較的フラットな両者のピークホールドスペクトルにおいて、DCF 長 300 m のスペクトルの方がフラクチュエーションが大きい

Table. 7.3 FWHM at each sweeping rate with DCF of different length.

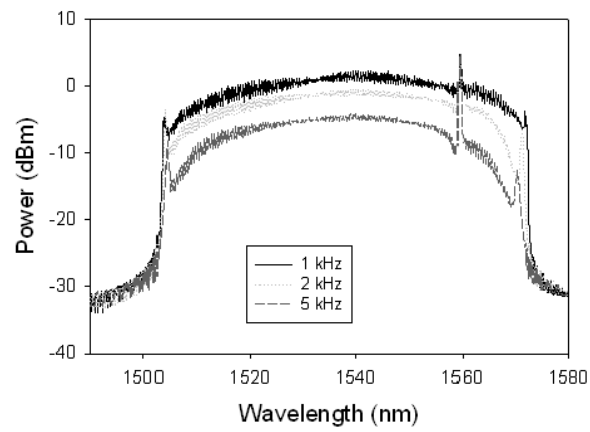
DCF length (m)		500	300	100
FWHM (nm)	1 kHz	34.2 nm	57.0 nm	51.2 nm
	↓ decrease	↓ -3.4 nm	↓ -3.1 nm	↓ -0.20 nm
	2 kHz	30.8 nm	53.9 nm	51.0 nm
	↓ decrease	↓ -10.6 nm	↓ -5.1 nm	↓ -3.7 nm
	5 kHz	20.2 nm	48.8 nm	47.3 nm



(a)



(b)



(c)

Fig. 7.2 Peak-hold spectra with DCFs of different length. (a) DCF 500 m, (b) DCF 300 m, (c) DCF 100 m.

いためだと考えられる．また各ピークホールドスペクトルでは 1560 nm に発振のピークがあるが，これは 6.2.2 節における 1560 nm の発振と同じ理由である．

以上 2 つの実験から，DCF 長を短くすることで分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの掃引速度の高速化が可能であることを示した．

7.3 改善後の波長掃引特性

7.1 節ではカップラの出力比を 70 % にすることで出力比 10 % の場合に対して約 10 dBm の高出力化に成功した．7.2 節では DCF 長を短くすることで波長掃引の高速化を行った．本節ではこのような実験系の改善後の波長掃引特性について説明する．実験系は Fig.7.1 と同様の構成である．カップラの出力比は 70 %，DCF はさらに短く 50 m とした．制御光用光源の波長は 1560 nm，光強度は 0 dBm，EDFA の出力は 9.5 dBm，SOA の励起電流は 229.8 mA とした．このような設定で制御光の変調周波数を 2 GHz 付近で 2 MHz 変化させ，出力光のピークホールドスペクトルを OSA で，時間波形をオシロスコープで測定した．掃引速度はそれぞれ 1 kHz，10 kHz，50 kHz，200kHz である．

ピークホールドスペクトルは Fig.7.3 のようになった．1 kHz ではおよそ 70 nm の掃引帯域でフラットなピークホールドスペクトルが得られている．1560 nm で発振のピークが見られるが，これは 6.2.2 節における 1560 nm の発振と同じ理由である．なお，1560 nm における発振は 10 kHz，50 kHz，200 kHz でも見られ，全て上と同じ理由に因る．10 kHz ではスペクトル全体で出力強度が大幅に減少しているが，これは OSA のピークホールド関数の積分時間に由来する．すなわち，掃引速度を速くする程掃引にかかる時間が減り，積分時間よりも短い時間で波長が掃引されるた

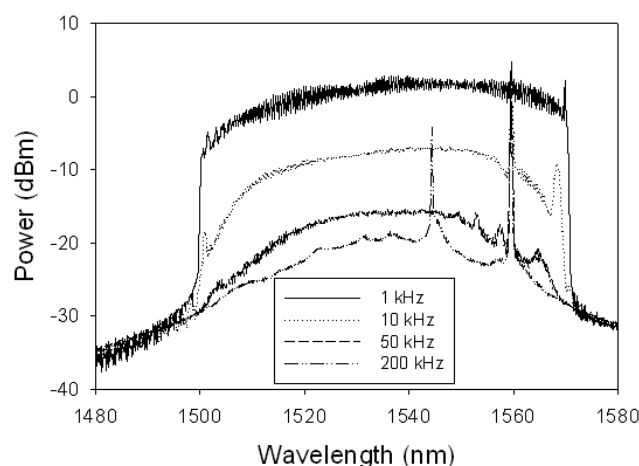


Fig. 7.3 Peak-hold spectra of improved wavelength swept fiber laser based on dispersion tuning at different sweeping rate.

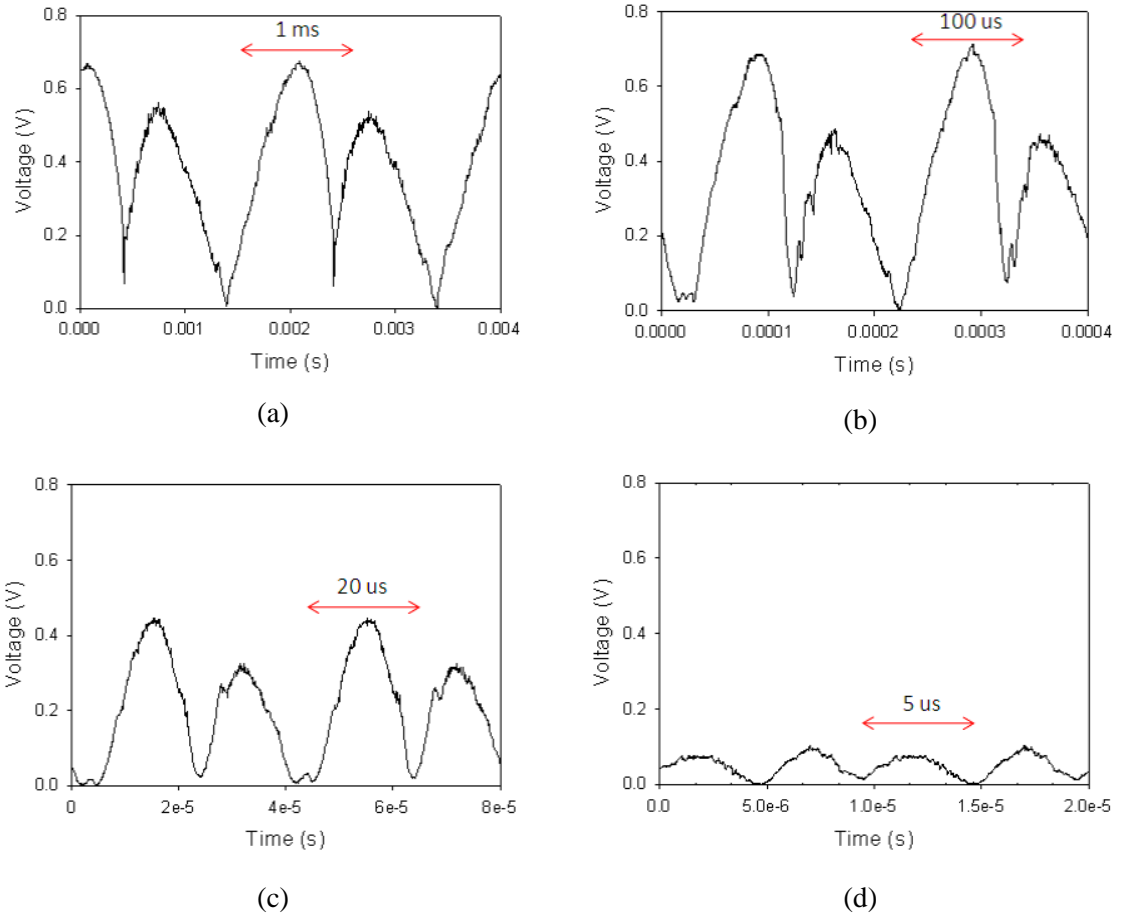


Fig. 7.4 Temporal waveforms of improved wavelength swept fiber laser based on dispersion tuning at different sweeping rate. (a) 1 kHz, (b) 10 kHz, (c) 50 kHz, (d) 200 kHz.

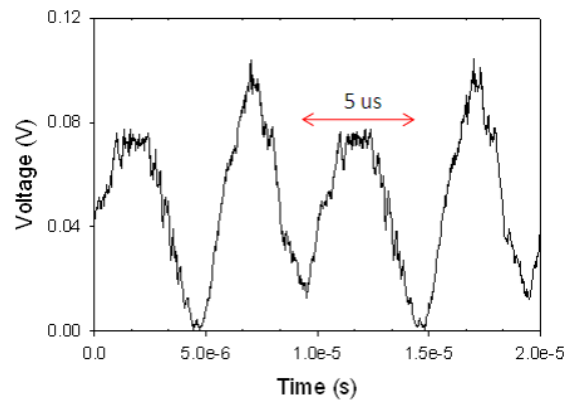


Fig. 7.5 Large scale of the temporal waveform at the sweeping rate of 200 kHz.

め見掛け上のホールドされる強度が減少していくのである。なお、50 kHz、200 kHz でも大幅な出力強度の減少が見られるが、上と同じ理由のためである。実際にパワーメータで測定した各掃引速度での出力強度は、1.75 dBm (1 kHz)、1.29 dBm (10 kHz)、-0.41 dBm (50 kHz)、-2.82 dBm (200 kHz) であった。また、スペクトルの裾の部分ではさらに出力強度が減少している。これは掃引速度を上げたことにより光の共振器周回数が減り、SOA から受ける利得が減少したことに因る。従って、利得の小さな SOA の裾の部分で完全に発振するの十分な利得が得られなかったためであると考えられる。50 kHz ではさらに SOA の裾の部分で出力強度が減少しているが、60 nm 程度の掃引帯域が得られている。200 kHz でも同様に、60 nm 程度の掃引帯域が得られていると考えられる。また 1543 nm で出力強度の大きな発振のピークが見られる。この波長では分散チューニングによる波長選択効果以上に SOA の利得が大きく、常にレーザ発振してしまっているためである。200 kHz という非常に高速な掃引速度でも出力強度が大きいのはこのためであると推測できる。

掃引速度 1 kHz、10 kHz、50 kHz、200kHz における時間波形はそれぞれ Fig.7.4(a)、(b)、(c)、(d) のようになった。Fig.7.4(a) から実際に 1 kHz の時間波形が得られていることがわかる。Fig.7.4(b)、(c) でも同様に 10 kHz、50 kHz の時間波形が得られている。また出力の強度はピークホールドスペクトルに比べそれほど減少していないこともわかる。このことからピークホールドスペクトルの出力強度の減少が OSA の測定機能が原因であるといえる。わずかに時間波形の出力強度が減少しているのは、掃引速度が上げるにつれて光の共振器周回数が減り、SOA から利得を受ける回数が減ったためである。Fig.7.4(d) では出力強度が非常に減少し、波形が潰れてしまっているように見える。しかし縦軸方向に拡大すると Fig.7.5 のようになり、確かに立ち上がりと立ち下りのある波形が得られていることがわかる。なお、それぞれの図において繰り返される 2 つの波形は強度が異なる。出力強度が大きい方が up-scan である。この時間波形における up-scan と down-scan の違いは SOA 内部の非線形光学効果の影響が原因だと考えられる [51]。

以上の結果をまとめると、DCF 長を 50 m、カップラの出力比を 70 % と最適化することで、最大掃引速度 200 kHz、掃引帯域 60 nm、出力強度 -2.82 dBm の分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを実現できたといえる。

7.4 まとめ

本章では、第 6 章で上げた課題を受け、分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの高出力化と掃引の高速化を行った。まずカップラの出力比を変更することで、高出力化を行った。出力比 70 % の時に最大出力 4.61 dBm を得て、出力比 10 % の時に比べ約 10 dB の高出力化に成功した。また掃引帯域も出力比 10 % に比べ約 12 nm 広げることができた。瞬時線幅に関しては、概ね出力比が小さい方が狭くなった。これは共振器のフィネスの考え方から妥当な結果である。

次に DCF 長を変更し掃引の高速化を行った。DCF 長を短くする程高速化が可能であった。これは共振器中の光の周回数が増え、高速掃引時も SOA から十分な利得を得られるためである。また DCF による共振器内の損失も減るため、同時に高出力化、掃引帯域の広帯域化にも成功した。DCF

長 100 m の時，DCF 長 500m の結果に比べ 1.35 dB の高出力化，7.6 nm の広帯域化を実現した．

以上の高出力化と掃引の高速化を踏まえ，カップラ出力比を 70 %，DCF 長をさらに短い 50 m と最適化した．この実験系において，掃引速度 200 kHz，掃引帯域 60 nm，出力強度-2.82 dBm の分散チューニングによる波長可変ファイバレーザを実現した．

第 8 章 結論

8.1 本研究の成果

本研究は現在センシングやイメージングなど様々な応用分野で注目を集める，波長可変ファイバレーザについてのものである．中でも，高空間分解能，高時間分解能を可能にする広帯域・高速波長可変ファイバレーザの実現が目標である．応用としては主に光干渉断層撮影 (Optical coherence tomography : OCT) を想定している．

従来の波長可変ファイバレーザは共振器内に波長可変光フィルタを含んでいることが問題であった．この波長可変光フィルタの機械的動作部がレーザの波長掃引帯域や波長掃引速度を制限してしまう．そこで当研究室では，共振器中の波長分散とモード同期手法を用いた分散チューニングによる，光フィルタを含まない波長可変ファイバレーザを提案している．本研究では分散チューニングを行う際に生じる半導体光増幅器 (Semiconductor optical amplifier : SOA) の直接変調特性を考慮し，任意の変調周波数で変調が可能となる相互利得変調 (cross-gain modulation : XGM) による分散チューニングを提案した．

第 6 章では XGM による強度変調の効果を確認した．500 MHz の強度変調を受けた制御光を用いることで，信号光を 500MHz で強度変調することができた．また SOA の直接変調と XGM の特性を測定し，その結果から XGM による分散チューニングを行うことで上記の直接変調に由来する問題を解決できる可能性を示した．また制御光の強度に対する XGM の変調度変化を測定し，制御光の最適化の参考とした．

さらに実際に XGM による分散チューニングを用いた波長可変ファイバレーザを構成し，様々な特性を測定した．静的な特性ではモード同期によるパルス時間波形，波長可変特性を測定した．出力光の時間波形を測定し，変調周波数 500 MHz に等しい繰り返し周波数のパルス波形を取得した．波長可変特性では 250 MHz，500 MHz，1GHz，2GHz の変調周波数に対する発振波長を測定し，その結果が分散チューニングの原理式に非常によく整合していることを示した．さらに最大波長可変幅は 87.9 nm，1530 nm における瞬時線幅は 0.594 nm であった．これは OCT への応用を想定した場合，空間分解能 11.87 μm ，測定レンジ 1.76 mm に相当する．また動的な特性では，信号発生器 (Signal generator : SG) の周波数変調機能を利用し，変調周波数を時間に対して三角波状に掃引して波長掃引を行った．最大掃引速度 5 kHz でピークホールドスペクトルと時間波形を取得した．

以上から XGM による分散チューニングが実現できることを実証した．また変調周波数に対する掃引帯域や瞬時線幅の特性を測定し，以下の分散チューニングを用いた波長可変ファイバレーザの性能改善において変調周波数の決定に使用した．また制御光の波長と強度に対する分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの特性を測定し，第 7 章のパラメータ設定に使用した．

課題は 5 kHz という掃引速度は OCT への応用上十分に速いとはいえないことである．また出力強度も -20 dBm 程度と改善を必要とした．従って，第 7 章では XGM による分散チューニングを用いた波長可変ファイバレーザの高出力化と掃引の高速化に取り組んだ．

まずカップラの出力比を 10 %，30 %，50 %，70 %，90 % と変化させることで，出力強度，掃引帯域，瞬時線幅を測定した．その結果出力比を 70 % とすることで，出力比 10 % 時に比べ 9.72 dB 高出力化することができた．また付随的に掃引帯域の広帯域化も可能であった．

次に高出力化，掃引の高速化のため，分散補償ファイバ (Dispersion compensating fiber : DCF) の長さを 500 m，300 m，100 m と変えてその特性を測定した．その結果 DCF 長 100 m で掃引帯域，出力強度は最大となった．また動的な特性を評価するためピークホールドスペクトルを測定した．各掃引速度において，DCF 長 100 m で出力強度が最大になり，掃引帯域の半値幅の減少率が少なくなるという結果を得た．

またカップラの出力比を 70 %，DCF 長を 50 m として実験系を最適化することで，最大掃引速度 200 kHz でピークホールドスペクトル，時間波形を取得することに成功した．

8.2 今後の展望

今後の改善点，応用実験としては以下が上げられる．

- 高速化
- 広帯域化
- 制御光特性
- 動的線幅の評価
- OCT への応用実験

まず，波長可変ファイバレーザのさらなる高速化が上げられる．現在の最大掃引速度は 200 kHz であり，これは既存の 3 次元データを取得する OCT システムや最新の研究成果に対して遜色のない速度である．しかし将来的な OCT は，時間的变化のある 3 次元データ (つまり 4 次元データである) までの応用が期待されている．4 次元という大量なデータ量を高速に取得するためには MHz オーダーの掃引速度が必要であるため [34]，さらなる高速化が望まれる．そのための手法としては，DCF 長をさらに短くする方法が考えられる．また DCF 以外の分散値が大きく小型なデバイスが開発されれば，それを用いることで大きな性能の改善が期待できる．また利得の大きな SOA を用いることで高速掃引時の性能を上げることも可能である．これは光が単位周回当たりに受ける利得が増えるため，高速掃引時でも発振が起りやすくなるためである．

次に波長掃引帯域の広帯域化が上げられる．現在の最大波長可変幅は 87.9 nm であるが，何らかの手法を適応すればさらに広い波長可変幅が得られるであろう．例えば，使用する SOA を利得帯域の広いものに変更することである．原理的に分散チューニングは SOA の利得帯域内で波長掃引が可能であるため，SOA の利得帯域が広がれば当然波長可変幅も広がる．実際に前任者は，今

回使用した SOA(Inphenix 社製) よりも利得帯域の広い SOA(Covega 社製) を用いることで最大波長可変幅 178.7 nm を実現した。また、共振器内の損失を小さくすることでも広帯域化が期待できる。これは共振器内の損失が小さくなることで利得の SOA の小さな裾の部分でも発振が起りやすくなるためである。損失を小さくする方法としては各光素子を融着すること、コネクタを UPC(Utterly physical connection) から APC(Angled physical connection) に換えることなどが考えられる。両者とも境界面での光の反射が減り、損失の低下につながる。

次に XGM の制御光に対する分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの特性の解明が上げられる。制御光の波長や出力強度によって XGM の効果が変わるため、分散チューニングによる発振にも影響があると考えられる。既に制御光の波長変化に対する特性について実験を行っているが(6.2.5 参照)、まだ制御光の最適波長などについて不明な部分がある。さらに実験を進め制御光の波長や出力強度の最適化ができれば、分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの性能を改善できるであろう。

また、動的な瞬時線幅の評価も OCT への応用を進める上では必要である。前任者の分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの OCT への応用では、動的な瞬時線幅が十分に細くないために鮮明な画像が得られなかった可能性があった [50]。この問題を解決するためには動的な瞬時線幅の評価が必要となる。評価手段としては、簡単な干渉計を組み、一方の光路長を変化させた場合の干渉波形の強度を比較する方法が上げられる。零光路長における強度から 3 dB 分強度が減衰する地点までの距離がコヒーレンス長であり、このコヒーレンス長から波長掃引時の動的な瞬時線幅を推定することができる。こうして動的な瞬時線幅を評価し、必要であればその狭帯化を行うべきである。

最後に、最終目的である OCT への応用が上げられる。このためには干渉系の構成や複雑なデータ処理におけるノウハウが求められるが、後日配備予定である OCT モジュールが分散チューニングによる波長可変ファイバレーザの研究を飛躍的に進展させることを切に祈るものである。

参考文献

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol.187, pp.493–494, 1960.
- [2] N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, "Coherent (Visible) light emission from Ga ($As_{1-x}P_x$) junctions," *Appl. Phys. Lett.* vol. 1, no. 4, pp.82, Feb. 1962.
- [3] S. Kawakami and J. Nishizawa, "An optical waveguide with the optimum distribution of the refraction index with the reference to waveform distortion," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-16, vol.10, pp. 814–818, Oct. 1968.
- [4] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," *Proc. IEE*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [5] F. P. Kapron, D. B. Keck and R. D. Maure, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 10, pp. 423–425, 1970.
- [6] 山下真司, "光ファイバ通信のしくみがわかる本," 技術評論社, 2002.
- [7] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography," *Science*, vol. 254, no. 5035, pp. 1178–1181, 1991.
- [8] F. Huber, D. C. Adler, V. J. Srinivasan, and J. G. Fujimoto, "Fourier domain mode locking at 1050 nm for ultra-high-speed optical coherence tomography of the human retina at 236,000 axial scans per second," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 14, pp. 2049–2051, 2007.
- [9] D. C. Adler, J. Stenger, I. Gorczynska, H. Lie, T. Hensick, R. Spronk, S. Wolohojian, N. Khandekar and J. G. Fujimoto, "Comparison of three-dimensional optical coherence tomography and high resolution photography for art conservation studies," *Opt. Express*, vol. 15, no. 24, pp. 972–986, 2007.
- [10] Y. Mizuno, Z. He and K. Hotate, "Stable Entire-Length Measurement of Fiber Strain Distribution by Brillouin Optical Correlation-Domain Reflectometry with Polarization Scrambling and Noise-Floor Compensation," *Appl. Phys. Express*, vol. 2, 2009.
- [11] K. Kajiwara and K. Hotate, "Measurement of Bragg-Wavelength Distribution in a Long-Length Fiber Bragg Grating with High Speed Sampling," *Appl. Phys. Express*, vol. 2, 2009.
- [12] K. Hotate and Z. He, "Synthesis of optical-coherence function and its applications in distributed and multiplexed optical sensing," *J. Lightwave Technol.* vol. 24, pp. 2541–2557, 2006.
- [13] W. Denk, J. H. Strinkler and W. W. Webb, "Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy," *Science*, vol. 248, pp. 73–76, 1990.
- [14] Y. Nakazaki and S. Yamashita, "Fast and wide tuning range wavelength-swept fiber laser based on dispersion tuning and its application to dynamic FBG sensing," *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8310–8318, 2009.

- [15] S. Yamashita and M. Asano, "Wide and fast wavelength-tunable mode-locked fiber laser based on dispersion tuning," *Opt. Express*, vol. 14, no. 8, pp. 9299 – 9306, 2006.
- [16] S. Yamashita, Y. Nakazaki, R. Konishi, and O. Kusakari, "Wide and fast wavelength-swept fiber laser based on dispersion tuning for dynamic sensing," *Journal of Sensors*, vol.2009, article ID 572835, 2009.
- [17] 草刈 修, "光ファイバ増幅器と強度変調器を用いた高速・広帯域波長可変光ファイバレーザ," 東京大学 工学部 電子工学科 卒業論文, 2008.
- [18] J. He and K. T. Chan, "All-optical actively modelocked fibre ring laser based on cross-gain modulation in SOA," *Electron. Lett.*, vol.38, pp.1504–1505, 2002.
- [19] 丹野直弘, 他, "光波反射像測定装置," 日本特許第 2010042 号, 1990 年 11 月 6 日.
- [20] N. Tan-no, T. Ichimura, T. Funaba, N. Anndo, Y. Odagiri, "Optical multimode frequency-domain reflectometer," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 8, 2004.
- [21] N. Tan-no, S. Kishi, "Optical Coherence Tomographic Imaging and Clinical Diagnosis," *Medical Imaging Technology*, vol. 17, no. 1, 1999.
- [22] S. Choi, M. Yamamoto, D. Moteki, T. Shioda, Y. Tanaka, T. Kurokawa, "Frequency-comb-based interferometer for profilometry and tomography," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 1976 – 1978, 2006.
- [23] T. Bajraszewski, M. Wojtkowski, M. Szkulmowski, A. Szkulmowska, R. Huber, A. Kowalczyk, "Improved spectral optical coherence tomography using optical frequency comb," *Opt. Express*, vol. 16, no. 6, pp. 4163 – 4176, 2006.
- [24] N. Nishizawa, "Development of Highly Functional Ultrashort Pulse Fiber Laser Sources and Application for 3D measurement," *MOC*, 2006.
- [25] S. R. Chinn, E. A. Swanson, J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 340 – 342, 2007.
- [26] V. J. Srinivasan, R. Huber, I. Gorczynska, and J. G. Fujimoto, "High-speed, high-resolution optical coherence tomography retinal imaging with a frequency-swept laser at 850 nm," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 4, pp. 361 – 363, 2007.
- [27] C. M. Eigensilling, B. R. Biedermann, W. Wieser and R. Huber, "Wavelength swept amplified spontaneous emission source," *Opt. Express*, vol. 17, no. 21, pp. 18794 – 18807, 2009.
- [28] C-C. Kuo, K. Takamasu, A. Yamamoto, T. Wada, K. Sunouchi, K. Kase and H. Tashiro, "Calibration of Wavelength Scanning in Wavelength Scanning Interferometer," *機械工学会誌*, vol. 68, no. 3, pp. 392 – 396, 2002.
- [29] 安野嘉晃, "フーリエドメイン光コヒーレンストモグラフィー," *応用物理*, vol. 75 巻, no. 6, pp. 707 – 712, 2006.
- [30] 板谷 正紀, "眼科診療における光干渉断層計の進歩," *OplusE*, vol. 31, no. 3, 2009.
- [31] 近江 雅人, 春名 正光, "光コヒーレンストモグラフィーの現状," *OplusE*, vol. 30, no. 4, 2008.
- [32] Joseph M. Schmitt, "Optical Coherence Tomography (OCT): A Review," *IEEE J. Sel. Top.*

- Quantum Electron. , vol. **5**, no. 4, pp. 1205 – 1215, 1999.
- [33] P. H. Tomlins, R. K. Wang, “Theory, developments and applications of optical coherence tomography,” J. Phys. D-Appl. Phys. , vol. **38**, no. 15, pp. 2519 – 2535, 2005.
- [34] M. W. Jenkins, D. C. Adler, M. Gargasha, R. Huber, F. Rothenberg, J. Belding, M. Watanabe, D. L. Wilson, J. G. Fujimoto and A. M. Rollins, “Ultrahigh-speed optical coherence tomography imaging and visualization of the embryonic avian heart using a buffered Fourier Domain Mode Locked laser,” Opt. Express, vol. 15, no. 10, pp. 6251–6267, 2007.
- [35] R. Huber, D. C. Adler and J. G. Fujimoto, “Buffered Fourier domain mode locking : unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s,” Opt. Lett., vol. 31, no. 20, pp. 2975–2977, 2006.
- [36] M. Buric, J. Falk, K. P. Chen, et al. , “Piezo-electric tunable fiber Bragg grating diode laser for chemical sensing using wavelength modulation spectroscopy,” Opt. Express, vol. 14, pp. 2178–2183, 2006.
- [37] H. Y. Ryu, W. K. Lee, H. S. Moon, H. S. Suh, “Tunable erbium-doped fiber ring laser for applications of infrared absorption spectroscopy,” Optics Communications, vol. **275**, pp. 379 -3 84, 2007.
- [38] J. Cousin, P. Masselin, W. Chen, et al. , “Application of a continuous-wave tunable erbium-doped fiber laser to molecular spectroscopy in the near infrared,” Applied Physics B-Lasers and Optics, vol. **83**, pp. 261 – 266, 2006.
- [39] R. Engelbrecht, Nist special publication, pp. 260 – 133, 2001 edition.
- [40] R. Engelbrecht, “A compact NIR fiber-optic diode laser spectrometer for CO and CO(2): analysis of observed 2f wavelength modulation spectroscopy line shapes,” Spectrochimica Acta Part a-Molecular and Biomolecular Spectroscopy, vol. **60**, no. 14, pp. 3291 – 3298, 2004.
- [41] R. Huber, M. Wojtkowski, K. Taira, and J. G. Fujimoto, “Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles,” Opt. Express, vol. 13, no. 9, pp. 3513–3528, 2005.
- [42] 浅野 将弘, “広帯域かつ高速波長可変ファイバレーザの研究,” 東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻 修士論文, 2006.
- [43] R. Huber, K. Taira, M. Wojtkowski and J. G. Fujimoto, “Fourier domain mode locked lasers for OCT imaging at up to 290 kHz sweep rate ” , Progress in Biomedical Optics and Imaging -Proceedings of SPIE, vol. 5861, Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques II, pp.1–6, 2005.
- [44] R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, “Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography,” Opt. Express, vol. 14, no. 8, pp. 3225 – 3237, 2006.
- [45] 齋藤富士郎, “超高速光デバイス,” 共立出版, 1998.
- [46] A. E. Siegman, ”Lasers”, University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.

-
- [47] H. A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen, “Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking,” *IEEE Journal of quantum electronics*, vol.28, no.10, pp 2086–2098, 1992.
- [48] G. P. Agrawal, “Applications of Nonlinear Fiber Optics,” Academic Press, 2001.
- [49] H. A. Haus, “Compact Source of Ultrashort Pulses,” I. N. Duling III, Ed., Cambridge University Press, New York, 1995.
- [50] 中崎 裕一, “分散チューニング波長可変ファイバレーザの高速・広帯域化とセンシング応用”, 東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻 修士論文, 2009.
- [51] S. H. Yun, C. Boudoux, M. C. Pierce, J. F. de Boer, G. J. Tearney and B. E. Bouma, “Extended-cavity semiconductor wavelength-swept laser for biomedical imagin,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **16**, no. 1, pp. 293 – 295, 2004.

謝辞

まずなにより、卒論生時代から修士生までの3年間、やりがいのある研究テーマを与えて下さり適宜必要なことをご教授して下さいました山下真司教授に心からお礼を申し上げたいと思います。相互利得変調による分散チューニングは発展性と独自性のある意義深い研究であり、その成果を学会で発表するという貴重な経験を積むこともできました。どれほどの力になれたかはわかりませんが、私の研究が礎となり、分散チューニングが今後さらに発展することを祈っております。また山下先生は2009年度の7月に教授にご昇任なさいましたが、その記念すべき時に立ち会うことができたことを喜ばしく思っています。お祝いとともに、改めまして感謝の意をお伝え申し上げます。

保立和夫教授には、ご多忙ながらセミナーなどにおいて貴重なご助言を度々頂きました。非常に核心をついた保立先生のご指摘やお話は、研究上だけではなく一個人として大変勉強になるものでした。ありがとうございました。

何祖源准教授にも多くの助言を頂きました。ありがとうございました。また何先生とは実験室に向かう廊下ですれ違うことが多く、その度に笑顔で挨拶をして下さったことが個人的に非常に印象深いです。

岸先生にも、特に電気回路関係で大変お世話になりました。マウントの作成でご助力頂いた時などは、一人ではどうしてもいかなかった作業を岸先生のおかげで無事に終えることができました。ありがとうございます。

秘書の水野典子様、増原迪子様、町田薫様、佐山芳恵様には、円滑な研究生生活を送る上で大変お世話になりました。特に水野さんには出張や発注などで大変お世話になりました。ありがとうございます。

研究室の先輩方には、研究について教えて頂いた他にも世間話などをさせて頂くことができ、非常に楽しかったです。特に中崎裕一さんは同じ研究テーマということでお話をする機会も多く、福岡の学会で一緒に散策をしたことがとても良い思い出です。

同期の高橋央君、ホーナムワン君とは、お互いの進捗状況を話しあったり世間話などをしてたくさん時間を過ごし、充実した学生生活を過ごす上ではなくてはならない存在でした。高橋君は大変な努力家で、見習うべきところをたくさん見つけることができました。また恐らく昼夜一番多くの時間を過ごしたことは大変思い出深いです。ナム君は皆に愛される人柄で、一緒にいてとても楽しかったです。これからもぜひ変わらぬ人柄でいて下さい。

後輩の皆さんとも研究室生活、学会、その他で一緒に過ごす機会があったことを嬉しく思っています。これからも是非研究を頑張ってください。

修士課程まで進学させてくれ、遠い山形から温かく見守ってくれた両親にも本当に感謝しております。大学での6年間はこれまでの人生で最も充実した時間で、今の自分には無くてはならないものでした。本当にありがとうございます。

最後に、改めてこれまで支えてくれた全ての人に感謝致します。

本研究に関する発表

[1] 草刈 修, 山下 真司, “相互利得変調による分散チューニングを用いた波長可変レーザ,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, 9 月, 2009 年.

[2] 草刈 修, 山下 真司, “光駆動による分散チューニングを用いた高速・広帯域波長可変ファイバレーザ,” 光ファイバ技術研究会 (OFT), 1 月, 2010 年.

[3] Osamu Kusakari, Shinji Yamashita, “Optically-Driven Fast and Widely Wavelength-Swept Fiber Laser Based on Dispersion Tuning,” is submitted to CLEO, Conference on Lasers and Electro Optics, May, 2010.