

# 修士論文

光変調器を用いた8/9の字型光ファイバ  
レーザ

Figure-8/9 Lasers using Optical Modulators

指導教員 山下真司 教授  
東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻  
学生証番号：37-186475

滝口耕司

2020年1月30日

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>3</b>
1.1	本研究の背景	3
1.2	本研究の目的	4
1.3	本論文の構成	5
<b>第2章</b>	<b>受動モード同期ファイバレーザの原理</b>	<b>6</b>
2.1	ファイバ中の光の伝搬	6
2.1.1	伝搬の基本方程式	7
2.1.2	光パルスが伝搬中に受ける効果	8
2.2	光ファイバレーザ	10
2.2.1	Qスイッチ	10
2.2.2	モード同期	11
2.2.3	能動モード同期	12
2.2.4	受動モード同期	13
2.2.5	可飽和吸収体	13
2.2.6	8の字型ファイバレーザ	16
2.2.7	9の字型ファイバレーザ	17
2.2.8	光パルス	18
<b>第3章</b>	<b>光変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ</b>	<b>20</b>
3.1	位相変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ	20
3.1.1	原理	20
3.1.2	光位相変調器を用いた9の字型ファイバレーザの実測	22
3.1.3	位相変調器を用いた8の字型ファイバレーザの実測	24
3.1.4	考察	26
3.2	周波数シフタを用いた9の字型ファイバレーザ	27
3.2.1	周波数シフタを用いた9の字型ファイバレーザの原理	28
3.2.2	NALMの透過・反射特性	28
3.2.3	音響光学変調器を用いた9の字型ファイバレーザ	31
<b>第4章</b>	<b>ゲインファイバをループ外に配置した8/9の字型ファイバレーザ</b>	<b>37</b>
4.1	原理	37
4.2	パルス生成シミュレーション	38

4.2.1	スプリットステップフーリエ法 . . . . .	38
4.2.2	シミュレーションにおける基本的なパラメータ . . . . .	40
4.2.3	9の字型ファイバレーザのシミュレーション . . . . .	42
4.3	周波数シフタにより位相バイアスを与える EDF をループ外に配置した9の 字型ファイバレーザ . . . . .	46
<b>第5章</b>	<b>結論</b>	<b>49</b>
5.1	成果 . . . . .	49
5.1.1	光変調器を用いた8/9の字型光ファイバレーザ . . . . .	49
5.1.2	ゲインファイバをループ外に配置した9の字型ファイバレーザ . . . . .	50
5.2	展望 . . . . .	50
5.2.1	光変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ . . . . .	50
5.2.2	ゲインファイバをループ外に配置した9の字型ファイバレーザ . . . . .	50
	参考文献	51
	謝辞	55
	本研究に関する発表	56

# 第1章 序論

## 1.1 本研究の背景

レーザー (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation : LASER) は誘導放出による光の増幅を利用してコヒーレント光を発生させる装置であり、固体レーザー、半導体レーザー、気体レーザー、液体レーザーなど様々な種類がある。レーザーは1960年にT. Maimanによりルビーレーザーが開発されて以来 [1]、その単色性、指向性、コヒーレンス性の高さから、多くの光学技術の中核をなしてきた。光ファイバレーザーは、希土類添加ファイバを媒質に用いたレーザーであり、固体レーザーの一種であるがその特性は大きく異なる。近年、ファイバレーザー技術は大きく進展し、短パルス・高出力・低コヒーレンス光源として、応用研究が活発になされている。

最初の光ファイバレーザーの報告は、1961年にE. Snitzerが開発したNd添加ガラスレーザーであった。[2]。当時の光ファイバは伝送損失が数千dB/kmと大きく、その特性はあまり良いものではなかった。しかし、1996年にC.Kaoらによって低損失な光伝送路として利用できる可能性が理論的に示され [3]、次いで1970年にアメリカのコーニング社が20dB/kmという当時としては驚異的な低損失の光ファイバの開発に成功した [4]。その後、光ファイバの低損失化はさらに進み、1979年にはNTTにより現在の光ファイバと同等の伝送損失0.2dB/kmのファイバが開発された [5]。1987年にR. J. Mearsらによって、Er添加ファイバ (erbium-doped fiber : EDF) が開発され [6]、そして1989年にNTT研究所の中澤正隆らによって、半導体レーザー励起の小型なEr添加ファイバ増幅器 (Erbium-doped fiber amplifier : EDFA) の開発が実現された [7]。以降、光通信技術の急速な発達とともにファイバレーザー技術も進展していき、2000年頃には小型の超短パルスファイバレーザーと加工用高出力ファイバレーザーの製品化によって注目が上がり始めた。

近年、ファイバレーザー技術は大きく進展し、低価格で個体レーザーと同等以上の性能を達成できるため、レーザー技術を牽引し始めている。以下にファイバレーザーの長所をまとめる。このように、そのポテンシャルの高さから非常に実用的なレーザーとして、研究が進められている。

- 光ファイバは巻くことで非常にコンパクトにできるので、小型・軽量の光源である。
- 全ファイバ型ファイバレーザーでは、共振器がすべて光ファイバで構成されており、空間に露出する部分が少ないため、塵埃付着や周囲環境による振動や音の影響を受けにくい。そのため、メンテナンスフリーで長期的に安定な特性を示す。

- 光ファイバから射出されるビームはNAが小さく、集光しやすい。このため、分解能の高い加工や計測が実現できる。
- ファイバ増幅器の利得は比較的広帯域であり、相互作用長を長くとることができるため、高利得である。
- 光ファイバは、単位面積に対する表面積が広いいため、放熱性が高く、100W程度までは空冷でよい。

ファイバレーザをパルス発振させる方法として、主に「Qスイッチ」と「モード同期」があげられる。Qスイッチは1kW以上という高いピークパワーのパルスを発生させるのには有効であるが、100ns程度の比較的広いパルス幅の光しか発生できない。これに対し、「モード同期」では、パルス幅fs級の超短パルスを発生させることができる。超短パルスは非常に高いピークパワーを得ることができ、微細加工 [8] や非線形光学分野 [9]、スーパーコンティニウム (Super Continuum : SC) 光の光源 [10] など幅広く利用されている。また、周波数コム光源としても使用され [11]、最近ではデュアル周波数コムも注目されている [12]。モード同期には変調器を用いる能動モード同期と、可飽和吸収体などの非線形効果を用いる受動モード同期がある。能動モード同期は高繰り返し周波数を実現しやすい一方で、得られるパルス幅は比較的大きくなってしまふ。対して、受動モード同期は、得られる繰り返し周波数が基本的に共振器長に制限されるものの、短いパルス幅を得ることができる。

## 1.2 本研究の目的

受動モード同期ファイバレーザとして、9の字型ファイバレーザ (Figure-9 Laser) が近年注目を集めている。受動モード同期レーザに用いられる可飽和吸収体として、非線形偏波回転 (Nonlinear polarization evolution: NPE) が一般的であるが、そのレーザ発振の原理より、使用環境における温度や圧力、湿度等による偏波状態の変動の影響を大きく受けることが問題となっていた [13]。偏波維持 (polarization-maintaining: PM) ファイバは偏波状態を維持したまま光を伝搬させるため、環境安定性の高いレーザとして全PMファイバ構成が利用されている。全PMファイバ構成の受動モード同期レーザとして、グラフェン [14] やカーボンナノチューブ [15]、半導体可飽和吸収ミラー (SESAM) [16] を利用したものが報告されている。これらの可飽和吸収素子は熱劣化の影響を受けやすく比較的大きな固有ノイズがある。8の字型レーザ (Figure-8 Laser) は、非線形増幅ループミラー (Nonlinear amplifying loop mirror: NALM) を可飽和吸収体として用いており、全PMファイバ構成が可能である [17]。このレーザは、光ファイバカプラと光ファイバから成るループミラーの動作が可飽和吸収体のような挙動を示すことを利用している。しかし、8の字型レーザはモード同期閾値が高くセルフスタートが困難であるという問題があった。近年非相反位相シフトを用いた構成が提案され、この問題は解決されたと同時に、反射型のレーザ構成 (Figure-9 レーザ) が実現された。Figure-9 レーザはドイツのMenlo社によ

り提案され [18, 19]、幾つかのグループにより論文が発表されており [20, 21, 22]、応用の可能性が広がっている。また、Menlo 社によって製品化もされている [23]。Figure-9 Laser は非相反位相シフタ (Non-reciprocal Phase Shifter: NPS) の使用が必須であったが、我々の研究室では非相反位相シフタを光変調器 (位相変調器もしくは光周波数シフタ) に置き換えることを提案している [24, 25, 26]。これら提案されたレーザは、高速に動作する優れた特徴を持った受動モード同期レーザであるが、共振器が最適化されておらず、ノイズが大きいという問題があった。本研究ではこれら 8/9 の字型レーザの性能を向上させることを目的とする。また、安定したレーザ動作のために、EDF をループ外に設置することを検討する。

### 1.3 本論文の構成

本報告書の構成は以下のようになっている。

#### 第 1 章 序論

#### 第 2 章 受動モード同期ファイバレーザの原理

本研究で用いられた原理・構成について、受動モード同期ファイバレーザを中心に述べる。

#### 第 3 章 光変調器を用いた 8/9 の字型ファイバレーザ

光変調器として位相変調器あるいは周波数シフタを用いた Figure-8/9 レーザについて、実験およびその特性を調査した結果を報告する。

#### 第 4 章 ゲインファイバをループ外に配置した 9 の字型ファイバレーザ

Figure-8/9 レーザの安定したレーザ動作のため、ゲインファイバを非線形ループミラーの外に置くことを検討する。

#### 第 5 章 結果

本研究の成果と今後の展望について述べる。

## 第2章 受動モード同期ファイバレーザの原理

本章では、本研究の対象である受動モード同期ファイバレーザについて説明する。まずは、その原理を理解するために必要な、光パルスがファイバ中で受ける効果について説明し、またそれらについての関連知識について簡単に説明する [27]。

### 2.1 ファイバ中の光の伝搬

石英ガラスの非線形性は極めて小さいが、光ファイバでは非常に狭いコアに高強度の光が長距離にわたって閉じ込められるため、非線形現象が無視できない。

媒質中の光強度が小さい場合には、分極は電解に比例する。すなわち  $\mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}$  をみたく。ここで、 $\epsilon_0$  は、真空中の誘電率で、 $\chi^{(1)}$  は線形な一次の比誘電率である。これに対して、光強度が強い場合には、 $\mathbf{P}$  と  $\mathbf{E}$  との関係は非線形となり、一般的に

$$\mathbf{P} = \epsilon(\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.1)$$

が成り立つ。ここで、 $\chi^{(i)}$  は  $i$  次の比誘電率であり、光の偏波状態を考慮に入れると  $\chi^{(i)}$  は  $i+1$  階のテンソルである。

一般的に、対称な分子構造を持つ物質中では  $\chi^{(2)}$  は零となる。光ファイバの  $\text{SiO}_2$  も対称な分子構造を持つため、 $\chi^{(2)} = 0$  とおいてよい。通常は式 (2.1) の3次の項までとれば十分である。新しい光の発生を伴うような非線形現象が起こらないとすると、式 (2.1) の第3項は  $|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}$  に比例すると考えてよい。光ファイバ中では誘電率  $\epsilon$  が  $n$  を屈折率として  $\epsilon = n^2$  とおけることを用いれば、

$$n = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.2)$$

と表すことができる。ここで、 $n_0$  は線形な屈折率であり、 $n_2$  は非線形屈折率である。 $n_2$  と  $\chi^{(3)}$  は、

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (2.3)$$

の関係がある。式 (2.2) は光強度  $I$  を用いて、

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.4)$$

とも表せる。ただし、2つの場合で  $n_2$  の単位は異なる。この3次の光非線形性を光カー効果と呼ばれる。

これより長さ  $L$  の光ファイバの伝搬後の位相変化は  $\phi = (n_0 + n_2 I)kL$  で表される。これらはパルスが自分自身の強度変化により屈折率変化を通じて自身に位相変調をもたらすので、この現象は自己位相変調 (Self Phase Modulation : SPM) と呼ばれる。

### 2.1.1 伝搬の基本方程式

光ファイバ中の光波の伝搬はマクスウェル方程式によって記述される。

$$\nabla \times \mathbf{E} (\equiv \text{rot} \mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} (\equiv \text{rot} \mathbf{H}) = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} (\equiv \text{div} \mathbf{D}) = \rho \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} (\equiv \text{div} \mathbf{B}) = 0 \quad (2.8)$$

ここで、 $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  はそれぞれ電界・磁界ベクトル、 $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  はそれぞれ電束・磁束ベクトル、 $\mathbf{J}$  は電流密度ベクトル、 $\rho$  は電荷密度である。光ファイバ中では自由電子が存在しないので  $\mathbf{J} = 0$ ,  $\rho = 0$  である。さらに、 $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  が比較的小さい線形の範囲では、

$$\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.10)$$

とできる。ここで  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  は真空中の誘電率・透磁率であり、 $\epsilon$ ,  $\mu$  は媒質の比誘電率・非透磁率である。これらの式より、次の波動方程式が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

ただし、 $c$  は真空中の光速である。

波動方程式 (2.11) をいくつかの仮定を用いて説くと、次の非線形シュレディンガー方程式が得られる。

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{j}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.12)$$

$A$  は緩やかに変化する包絡線の振幅で、ゆっくり変動する関数である。 $t$  は群速度  $v_g$  でパルスとともに進行する時間軸を表す。 $\alpha$  で損失係数、 $\beta_2$  は分散係数、 $\gamma$  は非線形係数である。 $\gamma$  は有効モード断面積  $A_{eff}$  を用いて、

$$\gamma = \frac{n_2}{A_{eff}} \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.13)$$

である。非線形シュレディンガー方程式は、光ファイバ中の3次の非線形現象・分散・損失が存在する場合の光パルス伝搬での包絡線変化を記述する方程式である。



## 2.1.2 光パルスが伝搬中に受ける効果

### 群速度分散 (GVD)

光の成分により遅延時間が異なる現象を分散という。光ファイバ単位長さ当たりの伝搬遅延時間 (群遅延)  $t$  はモードの伝搬定数  $\beta$  を用いて、次式で表される。

$$t = \frac{d\beta}{d\omega} = \beta_1 + (\omega - \omega_0)\beta_2 \quad (2.14)$$

ただし、 $\beta_n = \left[\frac{d^n\beta}{d\omega^n}\right]_{\omega=\omega_0}$  であり、 $d^3\beta/d\omega^3$  よりも高次の項は無視している。式 (2.14) の右辺の第1項は多モード分散、第2項は群速度分散 (group velocity dispersion : GVD) を表している。本節では、群速度分散がパルスに与える影響について述べる。

損失・非線形がともない場合、非線形シュレディンガー方程式 (2.12) は、

$$j\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

である。この式のフーリエ変換をとると、

$$j\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = -\frac{1}{2}\beta_2\omega^2\tilde{A} \quad (2.16)$$

となり、これは容易に解けて、

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{j}{2}\beta_2\omega^2 z\right) \quad (2.17)$$

となる。これをフーリエ逆変換すれば波形が得られる。今、 $A(0, t) = A_0 \exp(-\frac{t^2}{2\tau_0^2})$  というガウス型パルスを与えたとすると、ガウシアン of フーリエ変換はガウシアンなので、

$$A(z, t) = A_0 \frac{\tau_0}{(\tau_0^2 - j\beta_2 z)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(\tau_0^2 - j\beta_2 z)}\right) \quad (2.18)$$

となる。このように、パルスはガウス型を維持するが、そのパルス幅は  $\tau_0(1 + (z/L_D)^2)^{\frac{1}{2}}$  倍に広がる。 $L_D$  は分散長といい、 $L_D = \tau_0^2/|\beta_2|$  で与えられ、分散が効き始める目安である。 $z = L_D$  ではちょうど  $\sqrt{2}$  倍に広がることとなる。同時に位相も  $t^2$  に比例して変化する、つまり、周波数が  $t$  に比例して変化する。一方、スペクトラム (スペクトル強度) は変化しない。

### 自己位相変調 (SPM)

損失・分散がともない場合の非線形シュレディンガー方程式は、

$$j\frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma|A|^2 A \quad (2.19)$$

であり、この解は、

$$A(z, t) = A(0, t) \exp(j\gamma|A(0, t)|^2 z) \quad (2.20)$$

である。これより、 $|A(z, t)|^2$  が常に一定なので、位相変化が生じるだけでパルス広がりとは生じないことが分かる。 $|A(z, t)|^2$  は光パワーを表すので、パルスのピークパワーを  $P_0$  とし、 $A(z, t) = \sqrt{P_0}U(z, t)$  という規格化した波形を用いることにすると、上の解 (2.20) は、

$$U(z, t) = U(0, t) \exp(j|U(0, t)|^2 z/L_{NL}) \quad (2.21)$$

となる。ここで、 $L_{NL}$  は非線形長と呼ばれ、 $L_{NL} = 1/\gamma P_0$  で与えられる。この式から分かるように、パルスは自己位相変調 (SPM) により自分の強度に応じた非線形位相変化

$$\phi_{NL} = \gamma P z \quad (2.22)$$

を受ける。このため、スペクトルは大きく広がる。

以上の議論は分散のない場合であったが、分散が存在する場合にはチャーピングとの相乗効果でより大きなパルス広がりが生じるか、あるいは分散とチャーピングの影響がちょうど釣り合ってしまったく波形変化のない光ソリトンとなる。

## 2.2 光ファイバレーザ

光ファイバレーザは、希土類添加ファイバ、共振器の形状、発振形態の3つの点から分類できる。

希土類添加ファイバはコア部に希土類の3価のイオンを添加したファイバであり、増幅媒質として用いられる。希土類イオンには、Er, Nd, Yb, Pr, Sm, Ho などがある。

ファイバレーザの基本構成には、図 2.1(a) に示すファブリ・ペロー型共振器と図 2.1(b) に示すリング型共振器がある。ファブリ・ペロー型はゲインファイバをミラーによって挟んでいる。ミラーの役割を果たすものとして端面ミラーや、周期的な屈折率構造をファイバコア内部に作りこみブラッグ反射させるファイバブラッググレーティング (FBG) や、方向性結合器を用いて光を U ターンさせるファイバループミラーなどが用いられる。高利得な媒質を用いれば共振器長を cm のオーダーまで短くすることができ、高繰り返し周波数のパルス発振が可能であるが、共振器中に対向伝搬する光が存在するため相互位相変調などの非線形効果が生じ、レーザ特性に悪影響を与える恐れがある。リングレーザは円形にファイバをつないだ構成で、ミラーなしで作ることができる。また内部にアイソレータを挿入することにより光の伝搬方向を一方光に限定できるため、ファブリ・ペロー型のような相互位相変調による影響を抑えることができる。ただし、リング型共振器はファイバの曲げ径の限界のため、ファブリ・ペロー型共振器よりも共振器長が長くなり、外乱に弱い。

また、光ファイバレーザは連続光 (Continuous Wave : CW) 発振とパルス発振に分類される。CW レーザは一定強度の光を出力し続けるレーザであり、高出力で切断や溶接に使われることが多い。パルスレーザは低出力で微細加工やマーキングに使われることが多い。パルス発振には直接変調法、外部変調法、Q スイッチ、モード同期に分けられる。

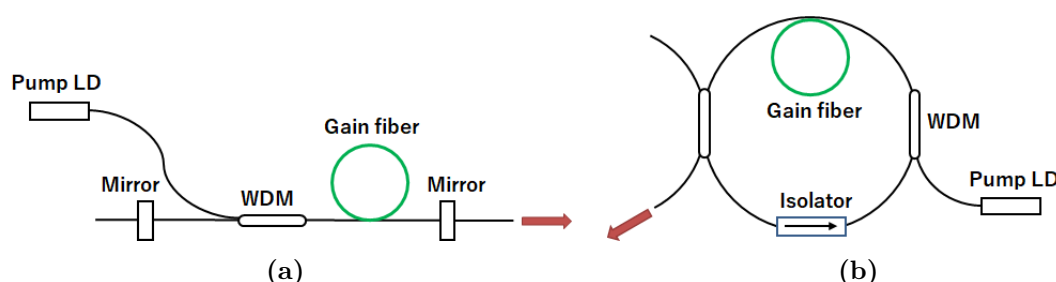


図 2.1: (a) ファブリ・ペロー型共振器 (b) リング型共振器

### 2.2.1 Q スイッチ

Q スイッチパルス発振は、レーザ媒質中で十分に反転分布が起こるまで待ち一気にレーザを発振させることで、Q 値を変化させ、1kW 以上という非常に高いピークパワーのパルスを発生させる。パルス幅は比較的広く  $\mu\text{s} \sim \text{ns}$  程度である。応用としては電子部品、半導体部品などの精密部品へのマイクロ加工、穴加工、溝加工、マーキング、また、非線

形周波数変換デバイスの励起、レンジファインディング、リモートセンシングなどに使用される。

Qスイッチレーザは能動Qスイッチレーザと受動Qスイッチレーザに大別される。前者は、音響光学変調器や電気光学変調器などの変調器によってQスイッチ発振させる。後者は可飽和吸収素子と呼ばれる、光強度によって透過率の変化する媒質を用いることでQスイッチングを引き起こすものである。受動Qスイッチレーザは能動Qスイッチレーザに比べて、可飽和吸収体がエネルギーを吸収するため、パルスエネルギーが低いが、変調器を用いる能動Qスイッチレーザに比べ、扱いが簡便であり、低コスト、高繰り返し周波数化が容易であるといったメリットがある。

## 2.2.2 モード同期

モード同期とは、多数の縦モードの光同士の位相差を一定にすることで、パルス発振を起こす方法である。モード同期していないときは、図2.2(a)のように独立した縦モードが伝搬する。異なるモード間の位相関係を特定の位相でそろえると、図2.2(b)のようにモード同期する。

エタロンのような波長選択素子がなければ、ファイバレーザは多数の共振器縦モードで同時に発振する。屈折率  $n$ 、共振器長  $L$  のファブリペロー共振器において、縦モードの周波数間隔は  $\Delta\nu = c/2nL$  で与えられ、自由スペクトル間隔 (Free Spectral Range: FSR) と呼ばれる。ここで  $c$  は光速である。多モード発振は、レーザ媒質の利得帯域幅がこの縦モード間隔 ( $\Delta\nu \sim 10\text{MHz}$ ) より充分大きいときに起こる。利得曲線の中には数 1000 のモードが入るので、利得ピーク付近のモードは同じ利得を得るため同時に閾値に達することになる。レーザ発信出力の電場  $E$  は、縦モード数を  $M$  とすると

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t) \quad (2.23)$$

と表される。ここで、 $E_m, f_m, \omega_m$  は  $m$  番目のモード振幅、位相、周波数である。整数  $m$  は縦モードにつけた番号であり、 $2M + 1$  はその合計を表す。全てのモードがお互い独立に発振し、決まった位相関係を持たないとすると、全強度  $|E(t)|^2$  の中の干渉項は消えて、全強度の時間依存性はなくなる。これが多モード連続発振レーザの状態である。

モード同期は、各モードの位相が同期し、任意の隣り合う二つのモードの位相さが一定値  $\phi$  に同期されるときに起こり、このとき位相関係は、 $\phi_m - \phi_{m-1} = \phi$  と表される。簡単のため全てのモードが同じ振幅を持つと仮定すると、式 (2.23) の和は解析的に実行され、強度は

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2 [(2M + 1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2 (\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2 \quad (2.24)$$

となる。この式は、周期  $\tau_r = \frac{1}{\Delta\nu}$  の周期関数である。 $\tau_r$  は光が共振器を一往復する時間であり、レーザ出力はパルス間隔  $\tau_r$  のパルス列となる。この結果を簡単に解釈すると、一つのパルスがレーザ共振器中を巡回し、そのパルスが出力結合器を通過するごとにその

パルスエネルギーの一部がレーザから放出されることになる。式 (2.24) より、パルス幅は  $\tau_p = [(2M + 1)\Delta\nu]^{-1}$  として与えられる。 $(2M + 1)\Delta\nu$  は、 $(2M + 1)$  個の縦モードの全体の帯域幅を表すので、パルス幅は利得帯域幅  $\Delta\nu_g$  の逆数に比例する。実際、 $\Delta\nu_g^{-1}$  はたいていモード同期レーザのパルス幅の目安となる。またピーク強度は  $M^2$  に比例する。実際のモード同期では 1000 を超えるモードがあることも珍しくないため極めて高いピークパワーと短いパルス幅を得ることができる。一般に波形の時間幅とスペクトル幅との間にはフーリエ間隔による不確定性関係が成り立つので、ここで得られたパルス幅は全発振スペクトル幅の下で可能な最短のパルス幅である。このようにモード同期を用いることで、レーザ媒質の利得スペクトルから得られる最短の光パルスを発生することができる。

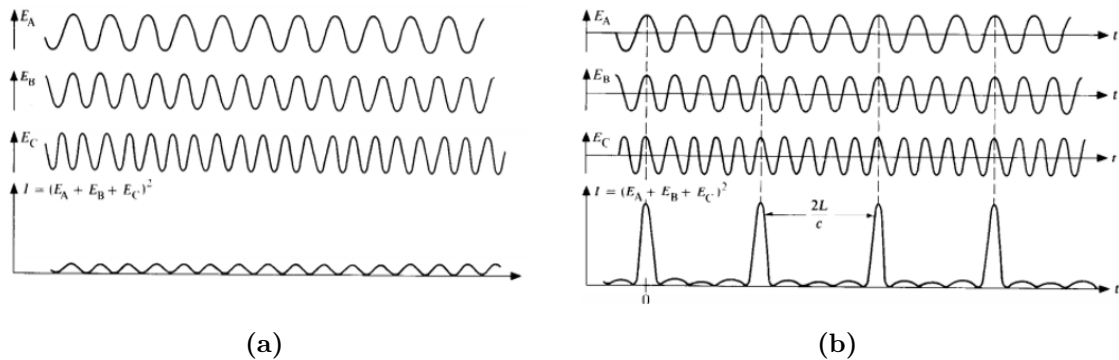


図 2.2: (a) モード同期していないときの出力 (b) モード同期レーザの出力 [28]

### 2.2.3 能動モード同期

能動モード同期では、共振器内の光電場の振幅か周波数 (または位相) を、縦モード間隔  $\Delta\nu$  (またはその整数倍) に等しい周波数  $f_m$  で変調する必要がある。振幅変調か周波数変調に応じて振幅変調 (AM) モード同期または周波数変調 (FM) モード同期と呼ばれる。

能動モード同期におけるレーザ発振の原理は次のようになる。AM と FM どちらでも変調周波数  $f_m$  の感覚の変調側波帯が発生する。 $f_m = \Delta\nu$  の場合には、この側波帯は隣り合ったモードと重なり合う。1つのモードの位相情報が変調側波帯を通じて隣のモードの引き渡されるので、この重なり合いにより全体の位相同期が起こる。

パルス形成過程を時間軸で考える。レーザは損失が最小のとき強い光を発生するので、共振器内の電場、そしてその結果レーザ出力も同じ周波数で変調される。この小さな強度の差は光が共振器内を巡回するうちに増大し、定常状態ではこのレーザはモード同期パルス列を放射する。言い換えると、このときの有効共振器損失は、連続発振に対する場合よりパルス発振に対する場合のほうが低い。これは、共振器内光強度が損失の低いときにだけ存在するからである。これによりパルス発振のレーザ閾値が下がる。その結果、このレーザは連続出力の代わりにパルス列を放出する。FM モード同期も同じように動作する。また、共振器周波数の整数倍で変調器を駆動する高調波モード同期という手法により、高繰り返しパルス発振が可能である。この手法では、繰り返し周波数は変調器の動作速度により制限される。10GHz を超える高調波モード同期が実現されている [30]。

音響光学変調器と電気光学変調器がよく用いられるが、変調器によってはかさばり小型化に適さないという欠点がある。また、温度や湿度などの環境の変化により偏光状態が変化してしまい、安定化制御なしでは振幅の等しいパルス列を長期間にわたって安定に発生することができない。そのため繰り返し周波数が一定となるように、出力パルスの位相を変調器の駆動回路と同期する位相同期法が使われている。

## 2.2.4 受動モード同期

受動モード同期は、非線形効果を利用して超短パルスを生じさせる方法で、共振器中に電気光学変調器や音響光学変調器などの能動変調器を必要としない。この方法では、入射パルスに対して強度依存性のある応答をする過飽和吸収体などの素子を用いることでモード同期を実現する。

主に、半導体やカーボンナノチューブなどの可飽和吸収体を用いるタイプと、光ファイバの非線形効果を用いるタイプ、その複合型のタイプがある。

## 2.2.5 可飽和吸収体

可飽和吸収体とは、入射光の強度が大きくなると光吸収係数が小さくなる性質を持つ素子のことである。可飽和吸収体による受動モード同期の基本的考え方は、高速可飽和吸収体を仮定すると容易に理解できる。高速可飽和吸収体とは、光に対する応答時間が極めて短く、光透過特性が入射光パルス強度に十分追従できるような吸収体のことを表す。光パルスがこの吸収体中を伝搬すると、パルスのピークが十分強くて吸収体を飽和するとき、パルスの両翼は中心部よりも強い吸収を受ける。その結果、パルスはこの吸収体を通過すると幅が短くなる。図 2.3 に可飽和吸収体によって、パルスが圧縮される様子が示されている。左側のグラフは、可飽和吸収体の吸収特性である。

ファイバレーザの場合、GVDとSPMもモード同期パルス発振において重要な役割を果たす。したがって、受動モード同期の動作理論は、非線形シュレディンガー方程式(2.12)に対して、さらに利得媒質の利得帯域幅と可飽和吸収体のパワー依存の損失の二つの要素を含めて議論する必要がある。

可飽和吸収体としては、多重量子井戸型の半導体可飽和吸収体ミラー (SESAM) が主に用いられてきたが、近年、カーボンナノチューブとグラフェンが新しい可飽和吸収体として注目を集め、盛んに利用されるようになってきた。ファイバの非線形効果を利用するものとしては、非線形偏波回転や、ファイバループミラーを用いた8の字型レーザがある。

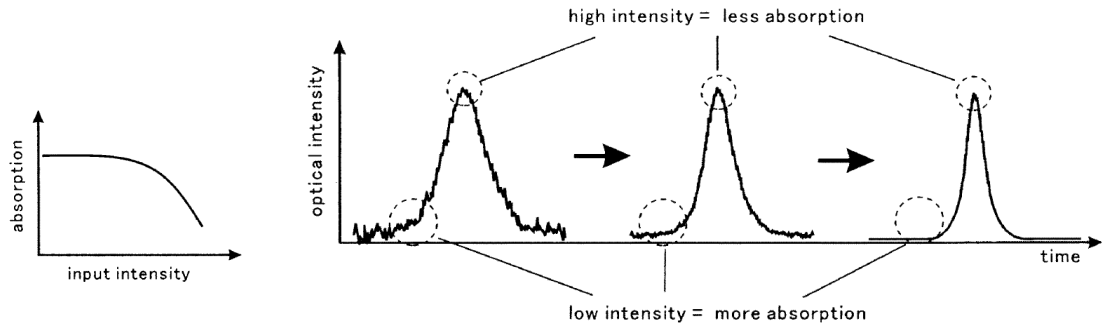


図 2.3: 可飽和吸収体による強度依存の減衰 [29]

### 非線形ループミラー

非線形ループミラー (Nonlinear Optical Loop Mirror : NOLM)[31] は図 2.4 に示すように、 $2 \times 2$  ファイバカップラとその同じ側の 2 端に接続された光ファイバからなる。ポート 1 から入力された光は、時計回り (clockwise, CW) 光と反時計回り (counter clockwise, CCW) 光に分岐し、ループ内を伝搬する。その後、カップラで互いに干渉してポート 1, 2 から出力される。カップラの分岐比が 50:50 (すなわち 3dB カプラ) であるとする、ポート 1 から入力した光はすべて、ポート 1 から出力される。これは、この構成がミラーとして機能していることを示しており、ファイバループミラーと呼ばれる所以である。偏波状態さえ変わらなければ、ファイバの長さや温度等の外部環境はこの現象に影響を及ぼさない。

カップラの分岐比が  $f : 1-f$  のカップラにおいて、入射光電場  $E_1, E_2$  と出射光電場  $E_3, E_4$  は次式のように分波/合波される。

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{f} & i\sqrt{1-f} \\ i\sqrt{1-f} & \sqrt{f} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

NOLM の透過率はカップラの分岐比に依存している。ここでは、ポート 1 に、パワー  $P_0$  の光を入力することを考える。入射パワー  $P_0$  のうち割合  $f$  だけが時計回りに伝搬する場合、長さ  $L$  のループの透過率を次のように計算できる。対向する光波が一周するときに受ける位相シフトをそれぞれ計算し、カップラでそれらの光波を干渉させる。その結果透過率  $T_m$  は、自己位相変調 (SPM) を考慮して

$$T_m = 1 - 2f(1-f)(1 + \cos [(1-2f)\gamma P_0 L]) \quad (2.26)$$

となる。ここで  $\gamma$  はループの非線形係数である。線形位相シフトは完全に打ち消されるため関与しない。このように、NOLM の透過率はカップラの分岐比に依存していることが分かる。 $f = 0.5$  のときは 1 のポートから入射した光は 100% が 1 のポートから出射する。このためループミラーと呼ばれ、サニャック干渉計とも呼ばれる。パワーが低い場合

は  $T_m \simeq 1 - 4f(1 - f)$  となり、 $f$  が 0.5 に近いと光はほとんど透過しない。パワーが高い場合は、非線形位相シフトにより、 $m$  を整数として

$$P_0 = \frac{(2m - 1)\pi}{|1 - 2f|\gamma L} \quad (2.27)$$

を満たすとき、 $T = 1$  となる。光スイッチングの際、 $f$  は 0.5 に近いほど良いが、非常に大きな光パワーが要求される。

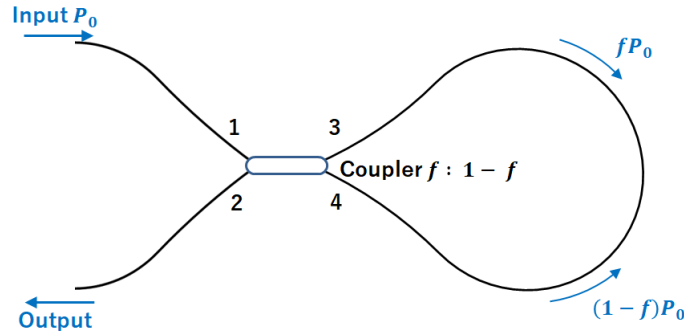


図 2.4: Nonlinear Optical Loop Mirror.

### 非線形増幅ループミラー

NOLM 中に希土類添加ファイバを非対称に挿入することを考える。これは非線形増幅ループミラー (Nonlinear Amplifying Loop Mirror : NALM)[32] と呼ばれており、構造を図 2.5 に示す。希土類添加ファイバはカップラ直後に配置されており、非巡回ファイバが長めに挿入される。これにより、時計回りの光と反時計回りの光に大きな強度差が生まれる。自己位相変調は光の強度に依存するので、時計回りの光と反時計回りの光に強度差があれば、位相差が生じる。これにより、光スイッチングに必要なパワーを大幅に下げることができる。利得  $G$  の増幅器がカップラの直後にあり、時計回りの光が最初に増幅されてから SPM を受けると、透過率は、

$$T_m = 1 - 2f(1 - f)(1 + \cos [(1 - f - Gf)\gamma P_0 L]) \quad (2.28)$$

となる。この場合、 $f = 0.5$  のカップラでもスイッチングが可能であり、 $T = 1$  となるのは、

$$P_0 = \frac{2\pi}{(G - 1)\gamma L} \quad (2.29)$$

となるときである。式 (2.27) と比べ約  $1/(G - 1)$  倍となっている。 $G$  は 20dB 以上であり、この場合 NOLM に比べて光スイッチングに必要なパワーは  $1/100$  以下となる。

これら NOLM や NALM を可飽和吸収体として用いることで受動モード同期が実現できる。図 3.5 は、NALM を用いた受動モード同期光ファイバレーザである。このレーザはその形状から 8 の字型 (Figure 8) レーザと呼ばれる。NALM は、光ファイバの非線形性



の応答が非常に高速であるため、フェムト秒領域のパルス幅の超短パルスを比較的容易に作り出すことができる。また、CNTなどの過飽和吸収体と比較して高耐久であり、全偏波維持 (PM) ファイバ構成に適しているため環境安定性が高い。しかし、低強度の光に対する透過率が非常に低いため、モード同期の閾値が高くセルフスタートが困難であるという欠点を持つ。

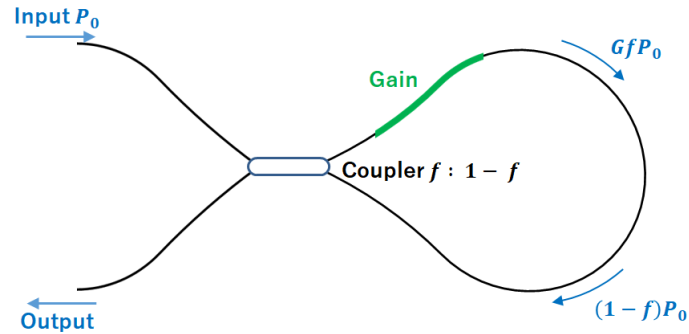


図 2.5: Nonlinear Amplifying Loop Mirror.

## 2.2.6 8の字型ファイバレーザ

NALM を可飽和吸収体として用いることでモード同期レーザが実現できる。図 2.6 にその構成を示す。このレーザはその形状から 8 の字型 (Figure-8) ファイバレーザと呼ばれる。NALM は、光ファイバの非線形性の応答が非常に高速であるため、フェムト秒領域のパルス幅の超短パルスを比較的容易に作り出すことができる。また、CNTなどの過飽和吸収体と比較して高耐久であり、全偏波維持 (PM) ファイバ構成に適しているため環境安定性が高い。しかし、低強度の光に対する透過率が非常に低いため、モード同期の閾値が高くセルフスタートが困難であるという欠点を持つ。そのため、モード同期の開始のためには、共振器内の追加の強度変調器や可飽和吸収体を導入することや、カップラ比を非対称にすることが必要であった [35, 36]。しかし、これらはノイズ成分の増加や耐久性の減少などを引き起こす原因となりうる。

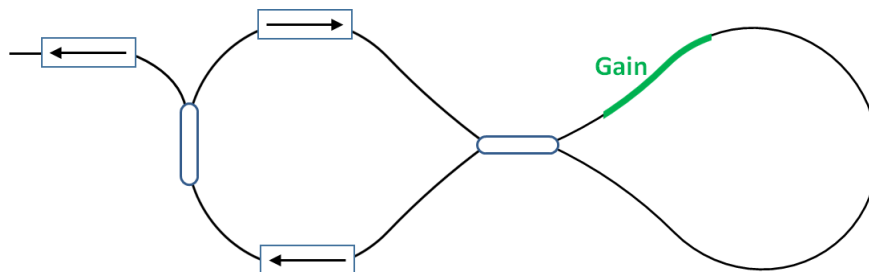


図 2.6: Figure-8 レーザ.

この問題の解決策として、非相反位相シフタ (Non-reciprocal Phase Shifter: NPS) を使用したものが提案・実現された [38][39]。NPS は光が通過する際に、右向きと左向き

きの光で逆向きの位相シフトを与える素子である。NPSは図2.7のように、コリメータ (collimator : Col) と偏光子 (polarizer : Pol)、ファラデーローテータ (Faraday rotator : FR)、1/4波長板 (Quarter-Wave Plate)、1/2波長板 (Half-Wave Plate : HWP) を組み合わせた構成となっている。非相反性はファラデーローテータによってもたらされる。中央に1/2波長板があるため、ファラデーローテータと1/4波長板での偏光と位相差の変化は進行方向によらず同一になる。そのため、1/2波長板を $\phi$ だけ回転させた場合、進行方向によりNPSは位相シフト $\theta = +2\phi$ か $\theta = -2\phi$ が与えられ、進行方向により逆向きの位相シフトを与えることができる。NPSをNALM内に導入した8の字型レーザは透過率に位相バイアスが与えられる。これにより、低強度の光に対する透過率の傾きが上昇し、モード同期のセルフスタートが容易になる。図2.8(a)にNPSを導入したFigure-8レーザの構成、(b)にNALMの透過率がNPSによってシフトする様子を示す。

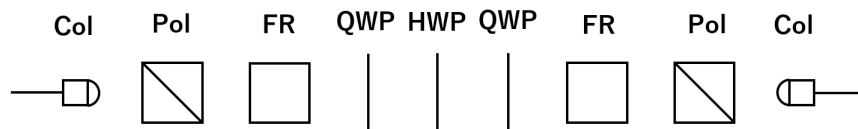


図 2.7: Non-reciprocal Phase Shifter.

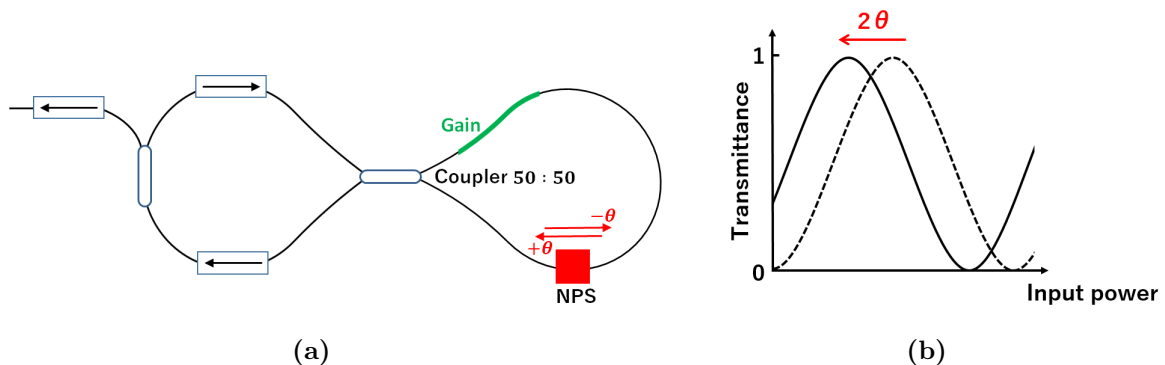


図 2.8: (a) 非相反位相シフトを用いた Figure-9 レーザ. (b) NALM の透過率の遷移.

## 2.2.7 9の字型ファイバレーザ

近年、前節で述べたNPSをNALMにどうにゅうすることで、9の字型 (Figure-9) レーザが実現された [18, 19]。このレーザの構成を図3.4(a)に示す。Figure-8レーザと異なり、透過側ではなく反射側のポートがNALMからの出口として使用されていることに注意する。しかし、通常ではNALMの入射光パワーに対する反射特性は図3.4(b)の点線のようにになっており、強度が強まれば反射率が下がり、NALMが可飽和吸収体として機能しておらずレーザ発振がおきない。このため、Figure-9レーザを実現するためには、NALM中にNPSを導入し、時計回り、反時計回り両光について位相差を生み出す必要がある。結

果、NALMの反射率特性は図3.4(b)のようにスライドし、NALMが可飽和吸収体としての役割を果たすようになるため、モード同期発振するようになる。これにより、Figure-8 レーザ (NALMと光ファイバリング) より簡易な構成である Figure-9 レーザ (NALMとミラー) が実現された。

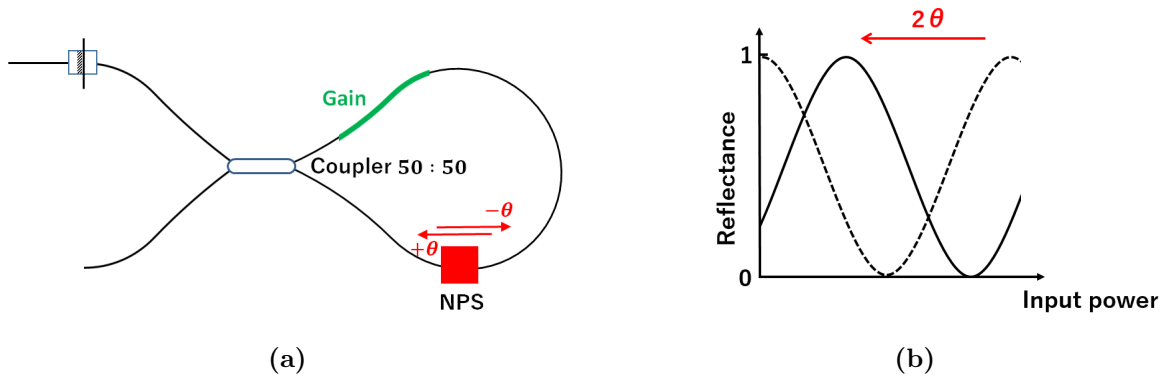


図 2.9: (a) 非相反位相シフタを用いた Figure-9 レーザ. (b) NALM の反射率.

## 2.2.8 光パルス

ファイバレーザは共振器全体が光ファイバという導波路で構成されるため、導波路の影響を強く受ける。即ち、光ファイバによる波長分散と非線形効果の影響である。この二者の制御によって、モード同期レーザの発振領域は大きく分けて3種類に変化する [34]。

### ソリトン

共振器全体の分散値  $D_T$  が異常分散下の場合、ソリトン発振となる。「ソリトン」という名前は孤立波 (Solitary Wave) に由来し、長距離を伝搬しても波形が崩れず、ソリトン同士で衝突しても全くその影響を受けない波動である。パルスに生じるSPMの効果と異常分散の効果がつり合っており、 $\text{sech}^2$  型のほぼチャープフリーな超短パルスを安定に出力し、分散値と非線形性などから決まる周波数に Kelly sideband と呼ばれるスペクトルピークが特徴的に現れる。図2.10(a)にソリトン波形を示す。

光ソリトンは非線形シュレディンガー方程式を逆散乱法を用いて解くことにより得られる。特に基本ソリトンについては以下のような解が得られる。

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(i \frac{\beta_2}{2T_0^2} z\right) \text{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.30)$$

ここで、 $P_0$  は光パルスのピークパワー、 $T_0$  はパルス幅である。 $T_0$  は光強度の半値全幅  $T_{FWHM}$  と  $T_{FWHM} = 1.763T_0$  の関係にある。ソリトンパラメータ  $N$  を以下のように表す。

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \simeq \frac{3.11|\beta_2|}{\gamma P_0 T_{FWHM}^2} \quad (2.31)$$

このとき、 $N = 1$  の場合は基本ソリトンであり、パルス波は時間的にもスペクトル的にも同じ波形を維持したまま伝搬する。 $N > 1$  の場合、高次ソリトンであり、パルスは光ファイバ中で一定の周期で波形を変えながら伝搬する。

## ストレッチパルス

$D_T$  がゼロに近いときに、ストレッチパルスモード同期が得られる。この場合では、パルスは共振器内の正常分散と異常分散の領域を周期的に交互に通過するため、パルスが伸縮を繰り返しながら共振器を伝搬していく。パルススペクトルの幅が最も広く、一般にチャープしたパルスが出力されるが、分散補償により高出力な超短パルスを得ることができる。ストレッチパルスの典型的なスペクトルは図 2.10(b) のように滑らかな形状をしている。

## ディシペイティブソリトン

共振器内の分散が正常分散化の場合、モード同期レーザはディシペイティブソリトン発振になる。正常分散下においては、パルスは SPM と正常分散の効果が重なり強くチャープされるため、パルスは拡大し続ける。そして共振器内の波長フィルターにより、拡大したパルスは大きく削られ、またチャープにより拡大しつつ増幅していく。出力パルスは強くチャープしており、得られるパルスエネルギーを非常に高くできる。ディシペイティブソリトンのスペクトルは図 2.10(c) のように端が急峻な四角い概形が特徴である。

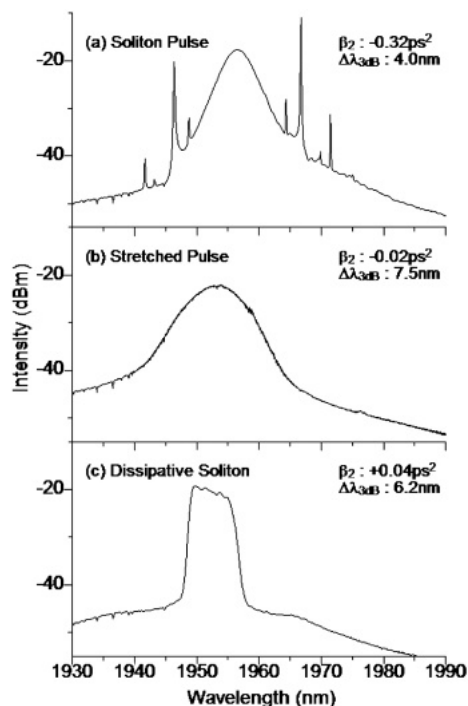


図 2.10: 分散値によるスペクトルの変化 ((a) ソリトン (b) ストレッチパルス (c) ディシペイティブソリトン)[34]

# 第3章 光変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ

前章で、Figure-8/9 レーザに NPS の導入することで、高品質なモード同期レーザが実現できることを述べた。我々の研究室ではこの NPS を光変調器 (光位相変調器 [24, 26] と光周波数シフタ [25]) に置き換えることを提案している。本章では、その原理について説明し、その特性の改善を試みた。

## 3.1 位相変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ

### 3.1.1 原理

本節では、Figure-8/9 レーザにおいて非相反位相シフタを位相変調器に置き換えている。この方式では、位相変調器を NALM の非対称な位置に導入する。CW 光と CCW 光が異なるタイミングで位相変調器を通過するので、位相バイアスを与えることができる。

図 3.1 に示すようにカプラから位相変調器までの時計回りの光路長を  $L_1$ 、反時計回りの光路長を  $L_2$  とし、NALM の外部の共振器の光路長を  $L_3$  とする。正弦波で位相変調をかける場合を考える。CW パルスと CCW パルスへ与える位相差が最大となるのは、図 3.2 に示すように CW パルス列が CCW パルス列のちょうど中間に来ることである。このためには、共振器長  $L = L_1 + L_2 + L_3$  として、

$$L_1 - L_2 = L/2 \Rightarrow L_3 = L_1 - 3L_2 \quad (3.1)$$

を満たす必要がある。ただし、この条件から多少ずれても、与えられる位相差が減少するだけで問題はない。このとき、RF 電気信号は共振器長で決まる自由スペクトル間隔 (FSR) とおなじ、もしくはその奇数倍 (後述)

$$f_{RF} = N \cdot FSR = \frac{Nc}{nL} \quad (3.2)$$

に合わせる必要がある。ただし、 $c$  は光速、 $n$  は屈折率、 $N$  は奇数である。与える位相差  $\Delta\phi$  の大きさは位相変調器に与える RF 電気信号の大きさで調整する。

本手法では、光位相変調器により CW 光と CCW 光の時間差を調整することで、位相変調によりの能動的に位相差を与えている。この位相差により、NALM の透過率特性が変わるため、能動的に強度変調をかけることができる。また、一つ一つのパルスに対しては NALM は高速過飽和吸収体の特性を示すため、受動モード同期の性質も有している。

このように、位相変調器を用いた Figure-9 レーザは能動モード同期と受動モード同期の両者の特徴を有しているハイブリッドモード同期ファイバレーザであるといえる。

光位相変調器としては高速なりチウムニオブ酸 (LN) 導波路型位相変調器が適していると考えられるが、光ファイバジャイロのために実用化されている光カプラと位相変調器を LN 導波路上に集積化した I-FOG チップを利用してもよい。また、幾つか提案されている光ファイバ型位相変調器を用いることができれば、高出力・高信頼性の観点から有利である。位相変調器に与える RF 電気信号は必ずしも正弦波である必要はなく、パルス波や三角波、矩形波を用いる、もしくは共振器長により位相差を最大化するように波形を歪ませる、なども可能である。

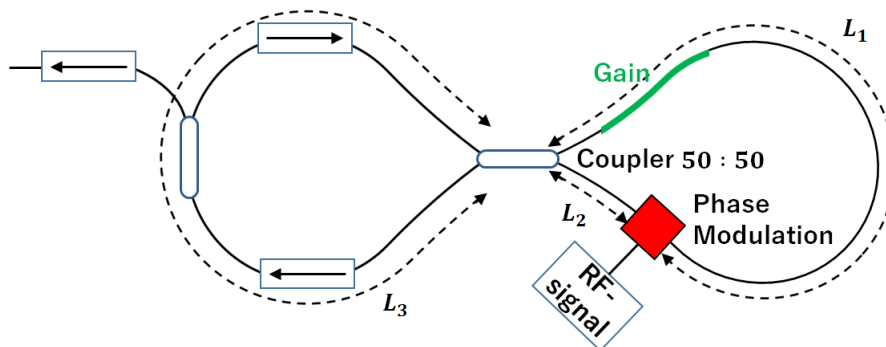


図 3.1: 位相変調器を用いた Figure-9 レーザ

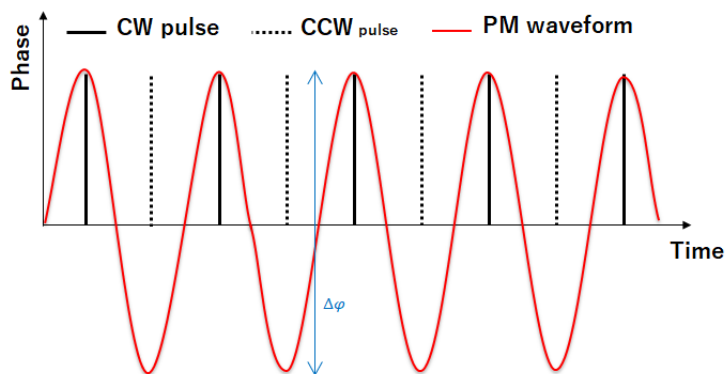


図 3.2: 位相変調器による位相バイアス.

### 高調波モード同期

位相変調器を用いた 8(または 9) の字型レーザにおける高調波モード同期は、FSR の奇数倍の高調波のみ実現できる。図 3.3 に FSR で変調した場合 (a)、FSR の偶数倍の周波数で変調した場合 (b)、FSR の奇数倍の周波数で変調した場合 (c) を示す。 $T = L/c$  は共振周期、 $\Delta t = (L_1 - L_2)/c$  は CW パルスと CCW パルスが位相変調器を通過する間隔である。偶数倍の周波数で変調した場合、CW パルスと CCW パルスが同位相の変調を受け

るため、両パルスに位相差が発生せず、パルス発振しない。奇数倍の周波数で変調した場合、CW パルスと CCW パルスが逆位相の変調を受けるため、モード同期が実現できる。

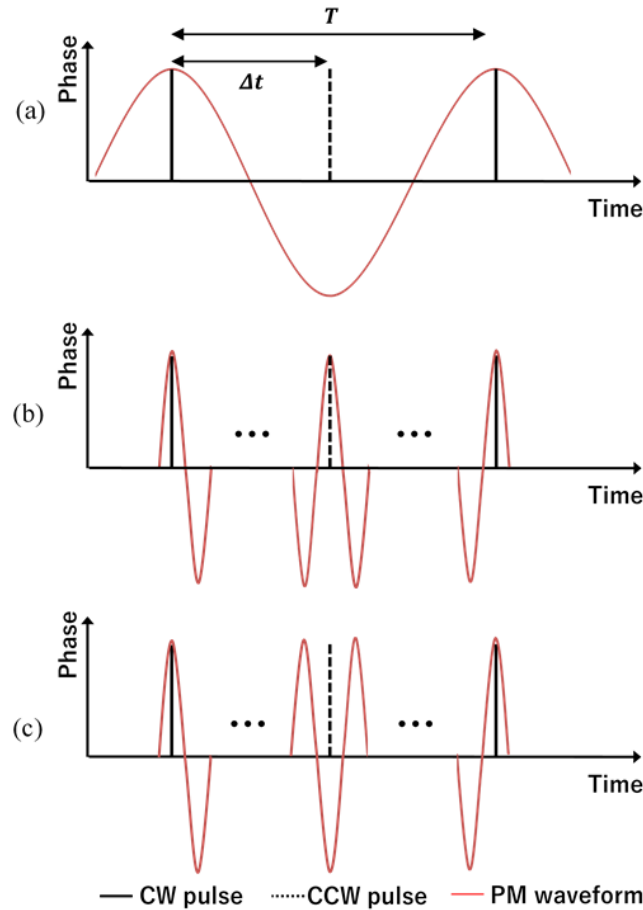


図 3.3: 位相変調器を用いた Figure-9 レーザの高調波モード同期 ((a)FSR で変調 (b)FSR の偶数倍で変調 (c)FSR の奇数倍で変調)

### 3.1.2 光位相変調器を用いた 9 の字型ファイバレーザの実測

位相変調器を Figure-9 レーザに導入した。実験系を図 3.4 に示す。全て PM ファイバで構成されており、NALM と反射率 70 % のファイバフェルルミラーからリニア型の共振器を構成している。NALM は 3dB 光カプラ、Er 添加ファイバ (EDF)0.7m、シングルモードファイバ (SMF)4m、LiNbO<sub>3</sub> 位相変調器から成る。EDF のポンプ光源として 980nm の半導体レーザが用いられている。光位相変調器は任意波形発生器による正弦波で駆動している。ミラーの透過側を出力として利用している。モード同期を試みたところ、図 3.5 に示すように、2 倍の高調波の発振が見られた。また、スペクトルを見ても分かるように、CW 発振の影響が強いことが分かる。これは、変調周波数やポンプパワー、共振器長を変

更した際も同様に観測された。また、モード同期発振が観測されることはあったが、CW発振の影響が強く、パルスは非常不安定であった。これは、CWパルスとCCWパルスが同位相の変調を受ける瞬間が必ずあるためである。このとき、NALMの反射率が100%となってしまう、NALMの反射側のポートを利用するFigure-9レーザでは、この光が共振器内を増幅しながら伝搬してしまうため、CW発振しやすくなると考えられる。位相変調器を用いたFigure-9レーザは、これにより、安定したモード同期が妨げられてしまう。従って、位相変調器を用いるとき、Figure-9レーザのパルス発振は困難である。

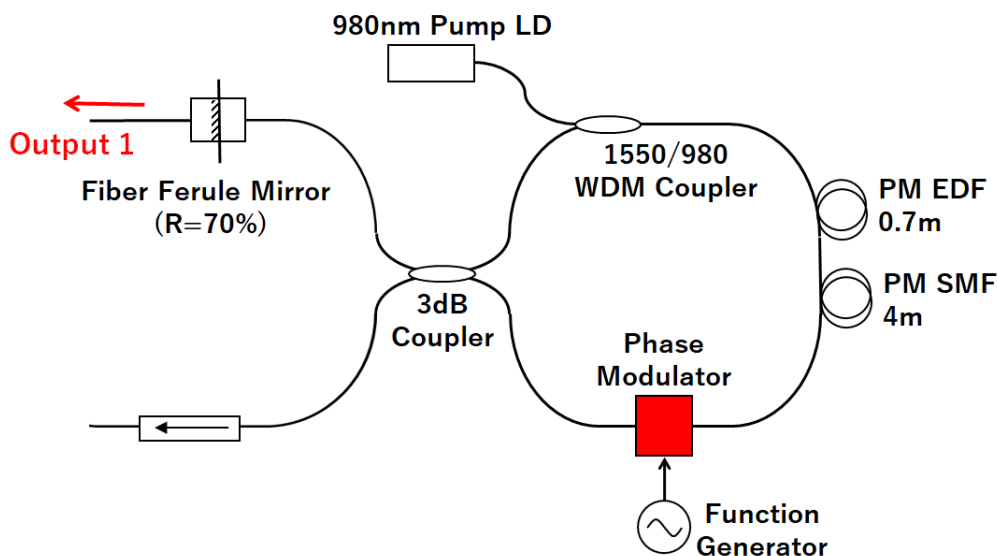


図 3.4: 位相変調器を用いた Figure-9 レーザの実験系

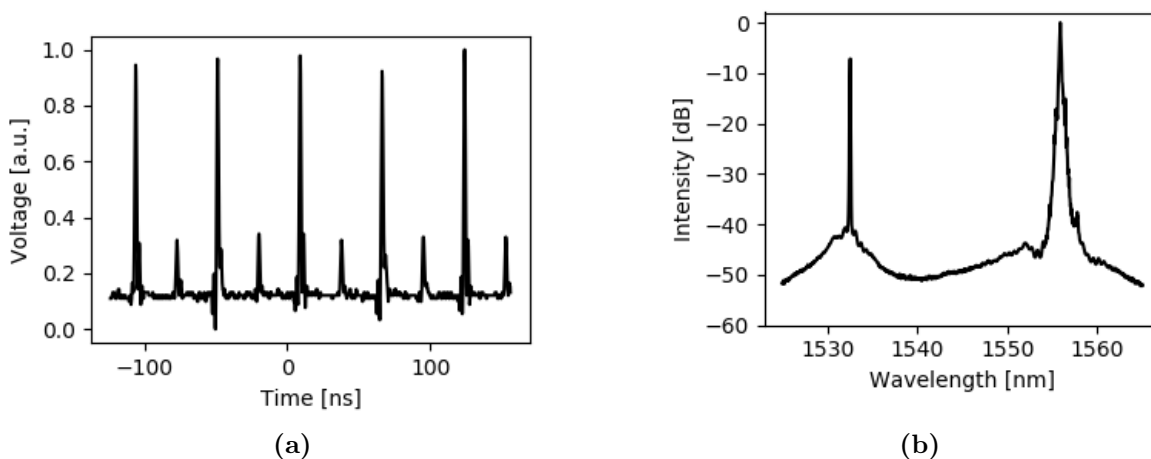


図 3.5: (a) オシロスコープ波形 (b) 光スペクトル



### 3.1.3 位相変調器を用いた8の字型ファイバレーザの実測

Figure-8 レーザに位相変調器を導入した。実験系を図3.6に示す。系は全てPMファイバで構成されている。NALMとアイソレータでリング型の共振器を構成している。NALMは3dB光カプラ、Er添加ファイバ(EDF)0.7m、シングルモードファイバ(SMF)4m、LiNbO<sub>3</sub>位相変調器から成る。EDFのポンプ光源として980nmの半導体レーザが用いられている。光位相変調器は任意波形発生器による正弦波で駆動している。出力として8:2のアウトプットカプラを使用している。ポンプパワー66.16mW、変調周波数15.77318MHzの正弦波で位相変調器を駆動したところ、モード同期が確認された。結果を図3.11に示す。図3.7(a)は出力パルスの光スペクトル、図3.7(b)はオシロスコープ波形、図3.7(c)はRFスペクトル、図3.7(d)は自己相関波形である。光スペクトル形状はパルスがソリトンであることを示しており、その半値全幅は6nmである。パルスの繰り返し周波数は15.77313MHz、RFスペクトルのSN比は60dBである。平均出力は0.40mWであった。自己相関波形よりパルス幅は、 $\text{sech}^2$ 型パルスを仮定すると809fsである。発振する範囲は狭く、ポンプパワーは5mWほど変化させると、発振しなくなった。位相変調器の駆動を停止したところ、モード同期は継続しなかった。

さらに高調波モード同期を試した。まず、2倍の高調波モード同期は実現できなかった。次に3倍の高調波モード同期を試した。測定結果を図3.8に示す。パルスの振幅はそれぞれ異なるが、3倍の高調波モード同期が実現されていることが分かる。ポンプパワーを上げたところ、位相変調器の入力耐久値を超えてしまい、位相変調器が破損してしまった。入力耐久値を考慮しなければ、このままポンプパワーを上げていけば、振幅の等しい3倍の繰り返し周波数のパルス列を生成することができたと思われる。

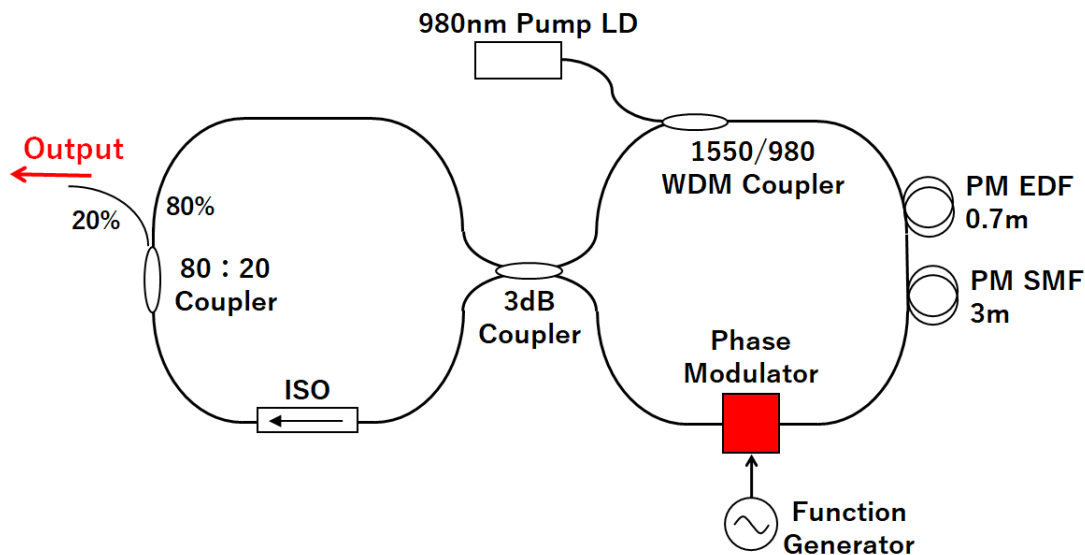
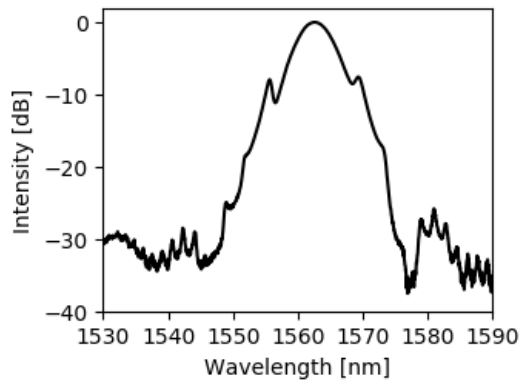
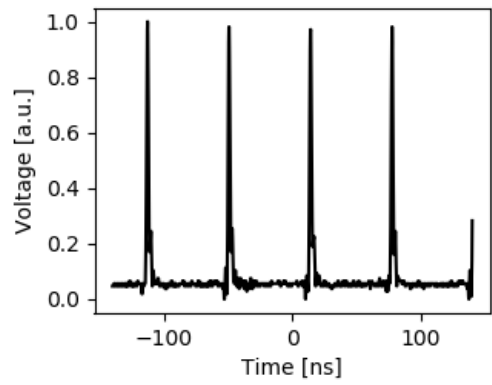


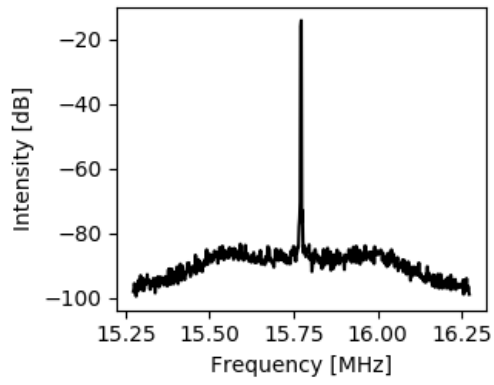
図 3.6: 位相変調器を用いた Figure-8 レーザの実験系。



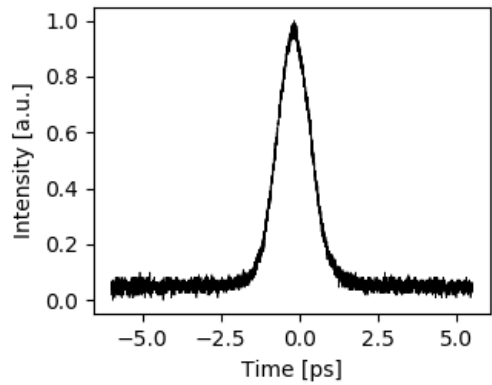
(a)



(b)



(c)



(d)

図 3.7: (a) 光スペクトル (b) オシロスコープ波形 (c) RF スペクトル (d) 自己相関波形

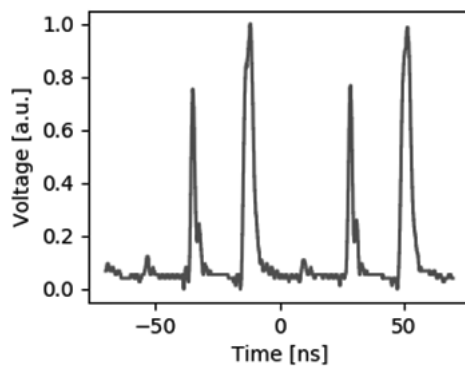


図 3.8: 3 倍の高調波モード同期したときのオシロスコープ波形.

### 3.1.4 考察

位相変調器を用いた Figure-9 レーザは実現できなかったが、Figure-8 レーザは実現できた。位相変調器を用いた Figure-8 レーザにおいて、パルス発振する際、最適な位相バイアスが自動的に選択される。図 3.9 にパルス発振した様子を青の実線で、このときの位相変調器の変調波（駆動波）を赤の破線で示してある。ただし、変調波は基準として示しているだけであり、正しい位相で表示されているわけではないことに注意する。パルス発振する際は常に、赤の破線で示された基準に対して、同じ位相で発振していた。また、ポンプパワーや駆動電圧などのパラメータをわずかに変化させると、この位相バイアスが維持されるようにパルスの発振位置がスライドすることが観測された。この発振した際の選択された位相バイアスの値は不明であり、この値を調べることは今後の課題である。

また、発振する位相とは逆の位相（CW 光に正の位相シフト、CCW 光に負の位相シフトが与えられるときに、発振する位相とすると、CW 光に負の位相シフト、CCW 光に正の位相シフトが与えられるときが逆の位相となる）のとき、まれにパルス発振が観測された。位相バイアスが選択されるメカニズムは今後の課題である。

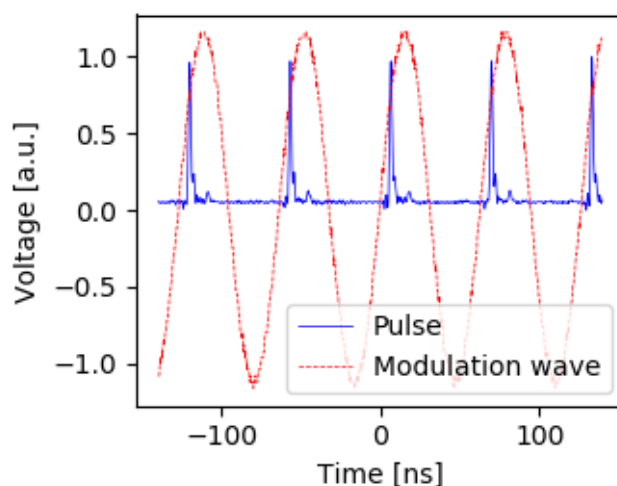


図 3.9: 発振したパルスと変調波との関係 (青の実線：出力パルス 赤の破線：変調波)

#### ピークパワーの計算

位相変調器を用いた Figure-8 レーザにおいて、実験結果より、パルスのピークパワーを計算し、本実験における NALM の設計の妥当性について検討した。

まず、ソリトン条件の次式を用いて、ピークパワー  $P_0$  を計算した。ただし、出力の平均パワーからパルス幅、繰り返し周波数を用いてピークパワーを計算しないのは、ASE 等による影響を除くためである。

$$P_0 = \frac{-\beta_2}{\gamma T_0^2} \quad (3.3)$$

ここで、 $T_0$  は光強度のパルス幅であり、光強度の半値全幅  $T_{FWHM}$  と  $T_{FWHM} = 1.763T_0$  の関係にある。 $\beta_2$  は群速度分散であり、ここでは  $\beta_2 = -21.68\text{ps}^2/\text{km}$ 、 $\gamma$  は非線形係数であり、ここでは  $\gamma = 2\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  としている。実験結果より、ピークパワー  $P_0$  は、 $P_0 = 51.45\text{W}$  であった。

次に、図 3.6 の NALM の透過曲線において、ピークパワーがかかる位相から計算する。式 (2.28) より、 $f = 1/2$ 、パルスのピークパワーにおける透過曲線の位相を  $\phi$  として、ピークパワー  $P'_0$  は

$$P'_0 = \frac{2\phi}{(G-1)\gamma L} \quad (3.4)$$

と計算できる。モード同期の発振閾値条件は共振器内の利得と損失がつり合うことである。本実験での共振器内の損失は、位相変調器による入力損失 6dB、アウトプットカップラによる出力分の損失 1dB である。また、NALM の反射側ポートへの流出による損失を 2dB であると仮定した。SMF の長さ  $L = 4\text{m}$  である。また、ピークパワーにおける透過曲線の位相は、図 3.10 に示すような、理想的な状態を仮定して、 $\phi = \pi/2$  とした。このとき、ピークパワーは  $P'_0 = 49.09\text{W}$  と計算できる。これより、式 (3.3)、(3.4) で与えられるピークパワーは、近い値を示しており、本実験系における NALM の設計は、望むものが得られていると言える。ただし、これは簡易化したモデルのため、厳密ではない。

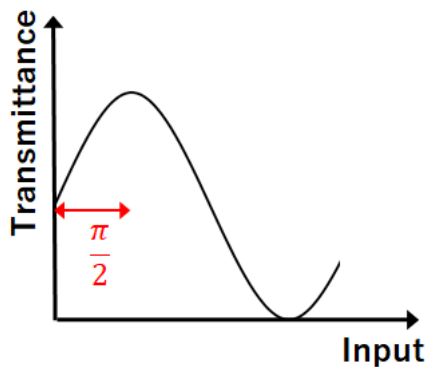


図 3.10: NALM のピークパワーと透過率曲線

## 3.2 周波数シフタを用いた 9 の字型ファイバレーザ

NALM の CW・CCW 光への非対称な波長シフトは光周波数シフタを用いても実現できる [25]。本節では、位相変調器の代わりに周波数シフタを用いた Figure 9 レーザについて述べる。本節では周波数シフタを用いた Figure 9 レーザの原理について説明し、それから AOM を用いた Figure 9 レーザの実験について報告する。

### 3.2.1 周波数シフタを用いた9の字型ファイバレーザの原理

図3.10(a)に示すように周波数シフタは、NALM内の非対称な位置(カップラ付近)に設置してある。CWパルスとCCWパルスは周波数シフタを通過するタイミングが異なるため、二つの光の間に位相差が生じる(図3.11(b))。図3.11(b)のように位相変調の観点から考えると、 $\phi = 2\pi\Delta ft$ であるが、位相を $\pm\pi$ の間のみと考えると、図のように鋸波状の位相変調と考えることができる。CWパルスに対するカップラから周波数シフタまでのファイバの長さを $L_1$ 、CCWパルスに対してのファイバの長さを $L_2$ とする。ファイバの屈折率を $n$ とする。 $\Delta f$ で周波数変調をかける場合、光速を $c$ として、CW光とCCW光の位相差 $\Delta\phi$ は、

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n(L_1 - L_2)}{c}\Delta f \quad (3.5)$$

と表される。

周波数シフタを用いたFigure 9レーザは、位相変調誘起Figure 9レーザとは異なり、能動モード同期の性質は備えていないが、精密な調整が要求されないため、容易にモード同期が可能である。適切な位相差を達成するために式(3.5)より、光路長差 $L_1 - L_2$ 及び、周波数シフト量 $\Delta f$ を変化させれば良いことが分かる。光路長差 $L_1 - L_2$ を微調整することは容易ではないが、周波数シフト量 $\Delta f$ の微調整は容易にできる。したがって、この構成では、周波数シフト量を調整することで、任意の位相量を実現できる。

周波数シフタとしては、音響光学変調器(Acousto-Optic Modulator : AOM)や、高速なLN導波路型単一側波帯(SSB)変調器を利用できる。また、幾つか提案されている光ファイバ型周波数シフタを用いることができるのであれば、高出力・高信頼性の観点から有利である。本研究では周波数シフタとしてAOMを用いている。音響光学素子に音響波を入射すると、ある屈折率を持った正弦波グレーティングが生じる。光がこのグレーティングを通過すると回折がおき、第一次回折光を出力するよう設計したものがAOMである。この回折光は音響波の周波数分だけシフトする。

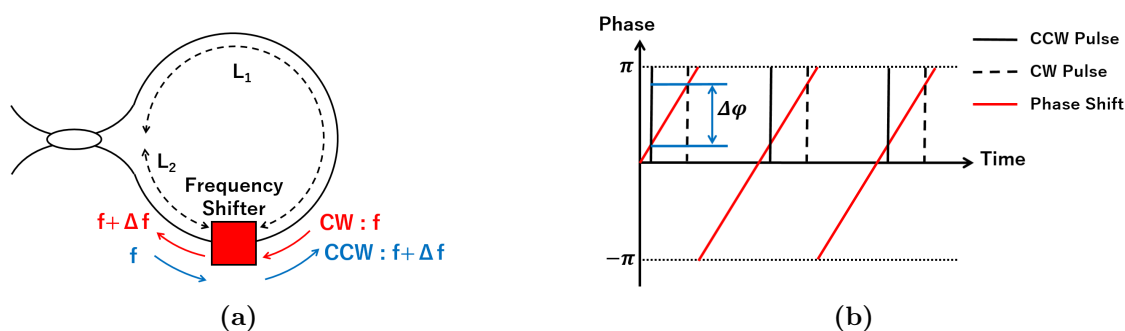


図 3.11: (a) 周波数シフタを導入したNALM (b) 周波数シフタによる位相バイアス

### 3.2.2 NALMの透過・反射特性

まずFigure 9レーザを構成する前に、図3.12に示すNALMを構成し、その透過・反射特性を測定した。周波数シフタは、音響光学変調器(AOM)を用いており、ファンク

シヨンジエネレータと電気アンプによって駆動した。使用した AOM は IntraAction 社の FCM-401E5CP である。NALM は全て PM ファイバによって構成されており、3dB カップラ、Er 添加ファイバ (EDF)1.5m、シングルモードファイバ (SMF)36m と周波数シフタ (AOM) からなる。EDF のポンプ光源として 980nm の半導体レーザが用いられている。AOM は CW パルスと CCW パルスの位相差を発生させるためにカップラの近くに配置した。図 3.10(a) における  $L_1$ ,  $L_2$  の長さはそれぞれ 44m, 2m である。パルス幅 780fs、繰り返し周波数 40MHz のパルスレーザを NALM に入力し、その透過・反射はオシロスコープでパルスの高さを見ることにより測定した。ポンプパワーは 166mW で、AOM は 38MHz, 40MHz, 42MHz で駆動した。図 3.13 に簡単なモデルではあるがシミュレーションの結果を示している。図 3.14 は測定結果を示す。横軸は入力パルスの平均パワーであり、縦軸は入力パワーに対する比で表示されている。

理論曲線は以下に示す式によって表されている。NALM に入力したパルスがループ内を伝搬し、再びカップラから出力されるまでに、AOM や自己位相変調 (SPM) の影響により、位相差  $\Delta\theta$  が生じる。この位相差  $\Delta\theta$  は次式のようになる。

$$\Delta\theta = \frac{2\pi n(L_1 - L_2)}{c}\Delta f + \frac{\gamma L_{SMF}P_{peak}}{2}(1 - G) \quad (3.6)$$

$L_{SMF}$  はシングルモードファイバの光路長である。 $P_{peak}$  はパルスのピークパワーである。また、 $g(P_{average})$  は NALM 中で増幅器として導入されているエルビウム添加光ファイバ増幅器 (EDFA) における光パワー  $P_{average}$  の関数で表される利得係数である。 $g(P_{average})$  は

$$g(P_{average}) = \frac{g_0}{1 + P_{average}/P_{sat}} \quad (3.7)$$

で与えられる。 $P_{sat}$  は飽和パワー、 $g_0$  は非飽和利得である。この位相差  $\Delta\theta$  と利得係数  $g(P)$  を用いて、入力パワー  $P_{average}$  に対する透過率  $T$ 、反射率  $R$  はそれぞれ

$$T = \frac{g(P_{average})}{2}(1 - \cos \Delta\theta) \quad (3.8)$$

$$R = \frac{g(P_{average})}{2}(1 + \cos \Delta\theta) \quad (3.9)$$

と表される。図 3.13 に示される理論曲線は式 (3.6),(3.7) によって表されており、非線形係数  $\gamma = 2[\text{km}/\text{W}]$ , 非飽和利得  $g_0 = 16\text{dB}$ , 飽和パワー  $P_{sat} = 0.2[\text{mW}]$  である。

透過と反射はちょうど逆の位相をとっている、また AOM の駆動周波数を変化させると、NALM の透過・反射曲線はシフトしており、位相バイアスに変化することが確認できる。また、透過・反射ともに振動しながら減衰していくが、これは式 (3.7) で表される利得が飽和するにつれ、あまり増幅されなくなるからである。

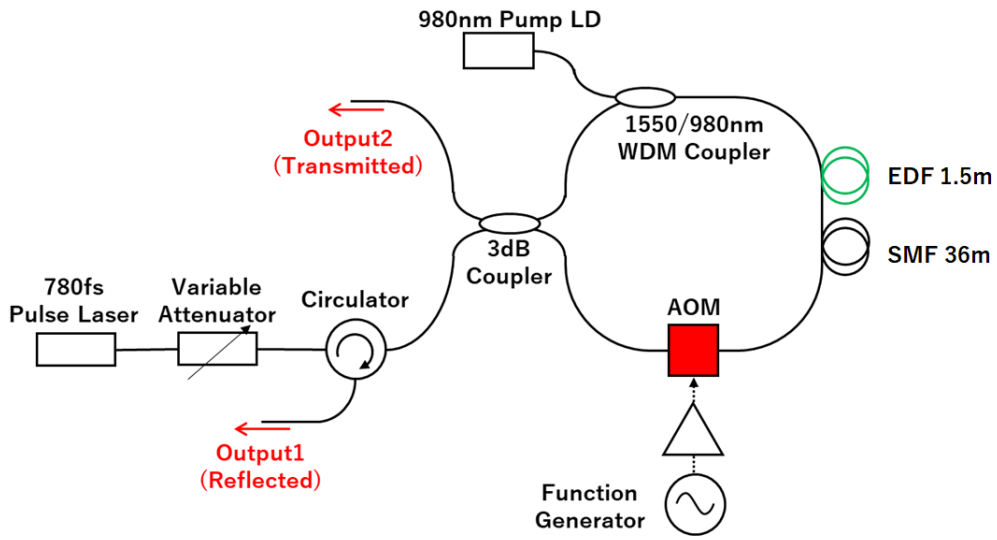
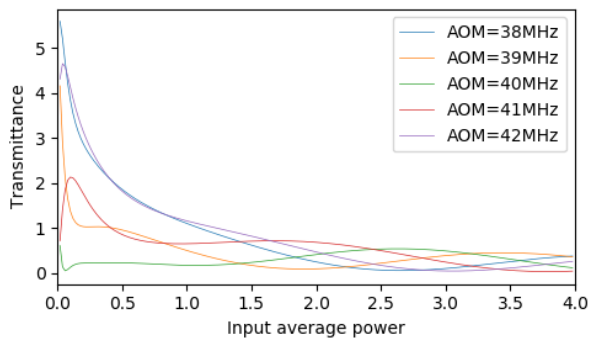
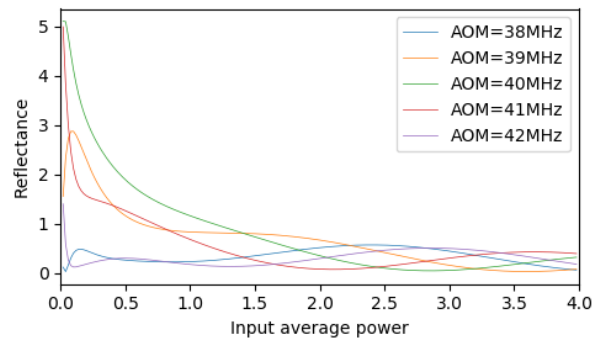


図 3.12: AOM を導入した NALM の透過率・反射率の測定

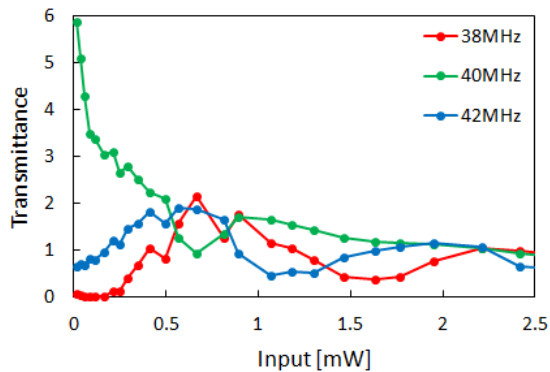


(a) Transmittance

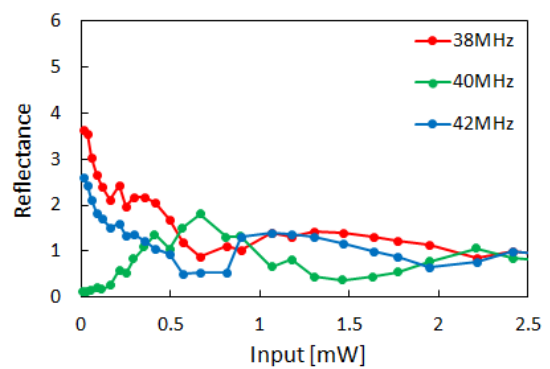


(b) Reflectance

図 3.13: NALM の透過・反射特性の理論曲線 (縦軸は入力で割った値で表されている)



(a) Transmittance



(b) Reflectance

図 3.14: NALM の透過・反射特性 (縦軸は入力パワーで割った値で表されている)



### 3.2.3 音響光学変調器を用いた9の字型ファイバレーザ

周波数シフタを用いた Figure 9 レーザを構成、実験した。実験系の構成を図 3.15 に示す。図 3.12 に示された NALM に対し、反射率 99% のファイバフェルルミラーを接続した。出力として 8:2 カップラをミラーと NALM の間に配置した。共振器長は 67m である。

AOM を 38.58MHz で駆動し、ポンプパワー 41mW でモード同期発振させた。図 3.16(a) は、出力パルスの光スペクトル、図 3.16(b) はオシロスコープ波形、図 3.16(c) は RF スペクトル、図 3.16(d) は自己相関波形をそれぞれ示している。光スペクトルの形状がケリーサイドバンドであるため、ソリトン発振していることが分かる。その半値全幅は 1.3nm であり、中心波長は 1557nm である。パルスの繰り返し周波数は 3.73MHz、RF スペクトルの SN 比は 70dB である。出力光の平均パワーは 0.13mW である。出力パルスが sech<sup>2</sup> 型パルスであると仮定すると、自己相関波形から算出されるパルス幅は、3.9ps であった。ただし、自己相関波形は非対称な形状をしているため、パルス幅は正確に測定できていないと考えられる。これは、出力強度が弱くオートコリレータの感度を高くするため時定数を 1ps に設定したためである。フーリエ限界パルスを仮定すると、スペクトル幅よりパルス幅は 1.9ps と算出される。先行研究 [25] に比較して、光スペクトル・RF スペクトルともに SN 比が大きく向上している。よって、より適切な条件でモード同期しているといえる。

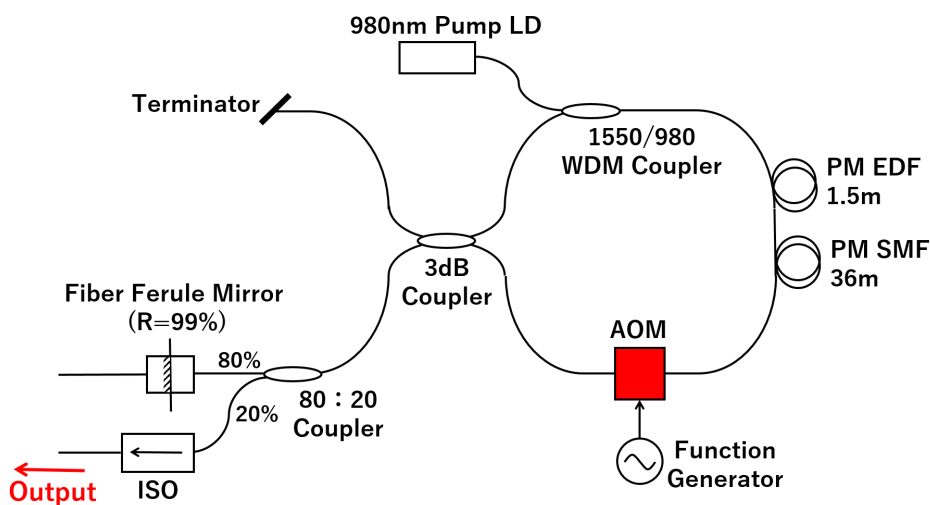


図 3.15: AOM を用いた Figure 9 レーザの実験系



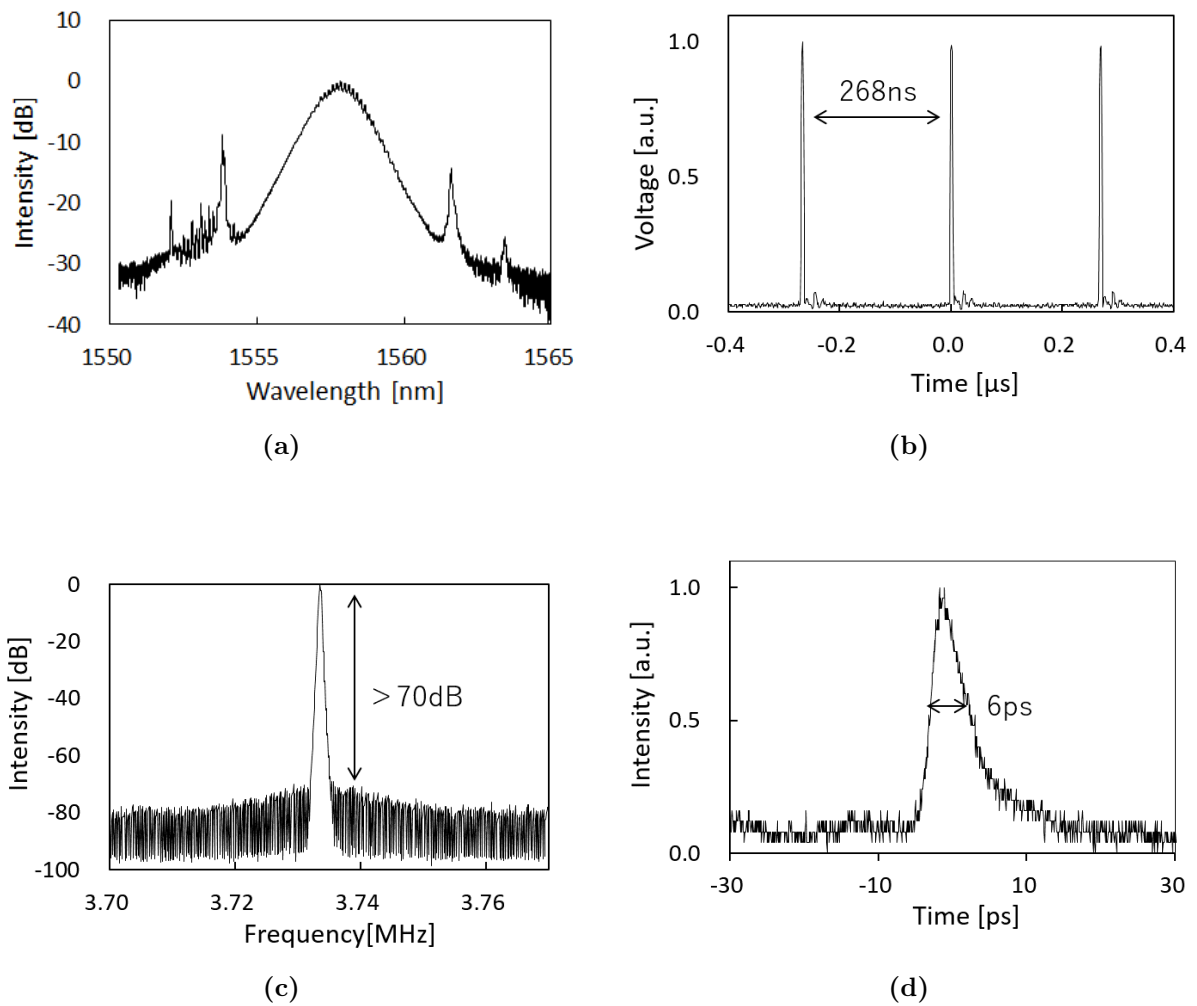


図 3.16: (a) 光スペクトル (b) オシロスコープ波形 (c) RF スペクトル (d) 自己相関波形

### ピークパワーの計算

3.1.3 の「ピークパワーの計算」の項と同様に、上のレーザのピークパワーの妥当性について考察する。

ソリトン条件の式より、パルス幅 3.9ps を代入して、ピークパワー  $P_0$  は、 $P_0=2.21\text{W}$  であった。図 3.14 と参照すると、反射特性において一度減少し、再度増加していく部分を可飽和吸収体として利用されていることが分かる。

### レーザの特性

次に位相バイアスに対して、レーザ出力がどのような特性を持つのか調べた。AOM の駆動周波数を 36MHz から 44MHz まで変化させたときのモード同期の閾値の変化を計測した。結果をプロットしたものを図 3.17 に示す。グレーの領域はパルス発振しなかった部

分、緑色の領域ではQスイッチで動作した部分、赤色の領域では不安定なモード同期が観測された部分である。この実験系において式(3.5)の $\Delta f$ の係数を計算すると、 $L_1 = 44\text{m}$ 、 $L_2 = 2\text{m}$ として $1.32\text{rad/MHz}$ となる。したがって、 $2\pi$ の位相差は $4.76\text{MHz}$ のシフト量変化に相当する。これは閾値変化の周期とよく一致しており、式(3.5)にしたがってNALMにおけるCWパルスとCCWパルスの位相差が変化していることが分かる。これより、位相バイアスを任意に調整可能なFigure 9レーザを実現に成功したといえる。

次に、駆動周波数を $36\text{MHz}$ から $44\text{MHz}$ まで変化させて、ソリトン発振したときの出力スペクトルの半値全幅の変化を計測した。結果をプロットしたものを図3.18に示す。ソリトン発振したとき、スペクトルの中心波長は $1557\text{nm}$ か $1533\text{nm}$ のいずれかであった。青のプロットが中心波長 $1557\text{nm}$ で、赤のプロットが中心波長 $1533\text{nm}$ である。グラフより、駆動周波数を変化させると、半値幅が変化することが分かり、図3.17との比較すると、位相バイアスが増加する(最適な位相バイアスに近づく)につれて、半値幅は増加することが分かる。これは最適な位相バイアスに近づくにつれ、出力されるパルス幅が狭くなっていることを示している。また、ソリトン発振するとき、スペクトルの中心波長は $1533\text{nm}$ 、 $1557\text{nm}$ のいずれかであったが、これはEr添加光ファイバの増幅特性が $1530$ 、 $1555\text{nm}$ の二カ所にピークを持つためと考えられる。位相バイアスにより中心波長の位置は変わるのか、モード同期閾値は異なるのか、など不明なことは多い。スペクトルの中心波長がいずれになるか不明な場合、今後、フィルタを挿入しどちらか片方を除くことも考慮に入れる必要がある。

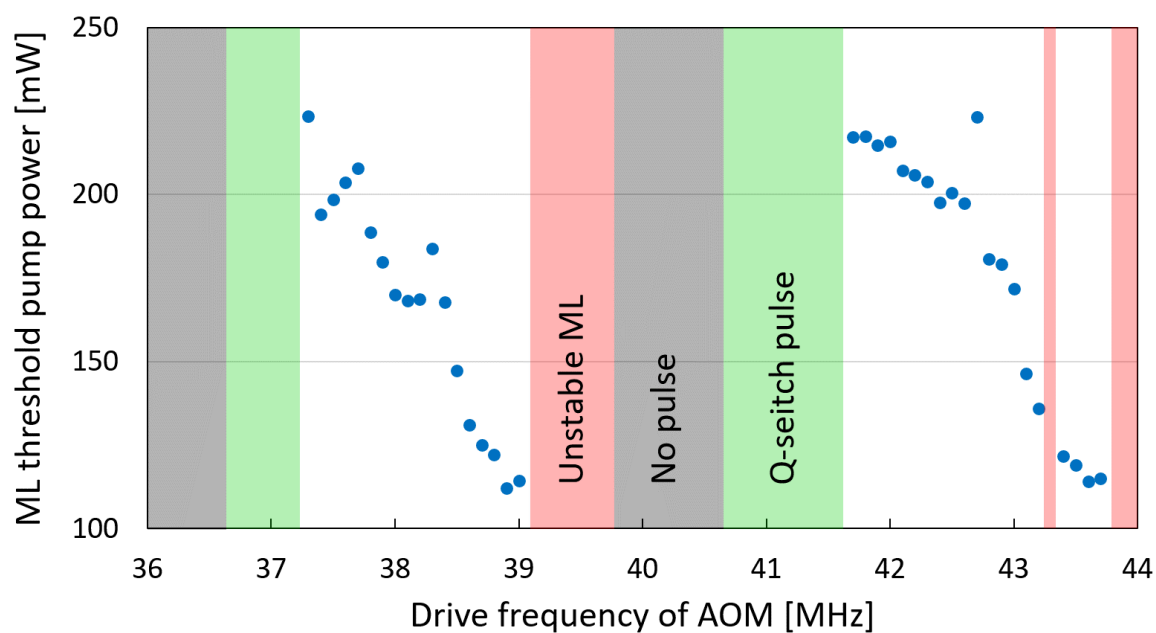


図 3.17: AOM の駆動周波数に対する発振閾値の変化 (ピンクの領域：不安定なモード同期  
グレーの領域：パルス発振せず 緑の領域：Q スイッチ動作)

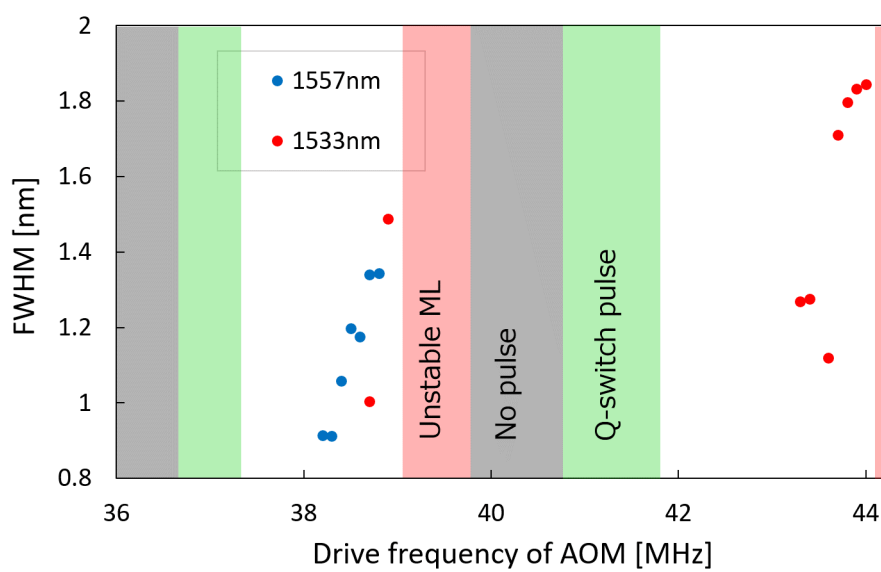


図 3.18: AOM の駆動周波数に対するスペクトルの半値全幅 (青のプロット：スペクトルの中心波  
長が 1557nm, 赤のプロット：スペクトルの中心波長が 1533nm)

## 共振器長の改善

NALMのループ長が長いと、NALMのスイッチング周期が短くなり、発振閾値が小さくなる。安定するポンプパワーも小さくなり、安定する領域は狭くなってしまふ。図3.15の実験系ではループ長が44mと長く、安定したポンプパワーは41mWであった。そこで、NALM長を短くした。実験系を図3.19に示す。ループ長は24mである。AOMを41.4MHzで駆動し、ポンプパワー58.2mWでモード同期発振させた。図3.20(a)は、出力パルスの光スペクトル、図3.20(b)はオシロスコープ波形、図3.20(c)はRFスペクトル、図3.20(d)は自己相関波形をそれぞれ示している。光スペクトルの形状がケリーサイドバンドであるため、ソリトン発振していることが分かる。その半値全幅は1.64nmであり、中心波長は1532nmである。パルスの繰り返し周波数は6.70MHz、RFスペクトルのSN比は70dBである。出力光の平均パワーは0.23mWである。出力がわずかではあるが改善したことで、対称な自己相関波形が測定された。出力パルスが $\text{sech}^2$ 型パルスであると仮定すると、自己相関波形から算出されるパルス幅は、1.16psであった。

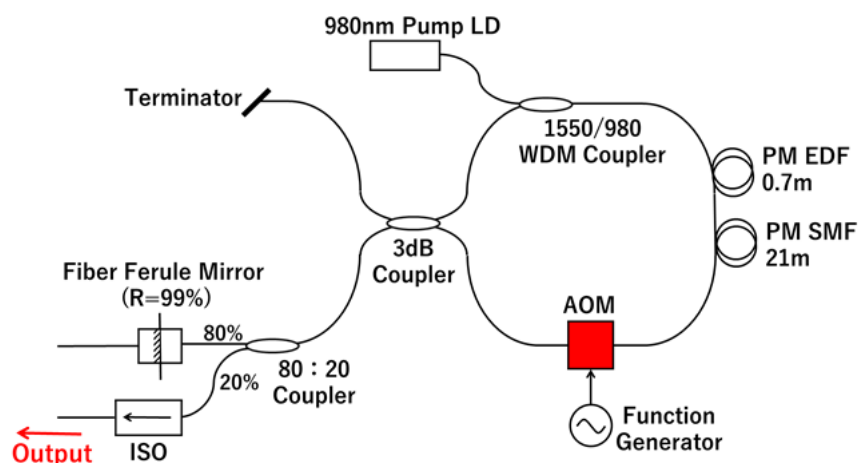


図 3.19: AOM を用いた Figure 9 レーザの実験系

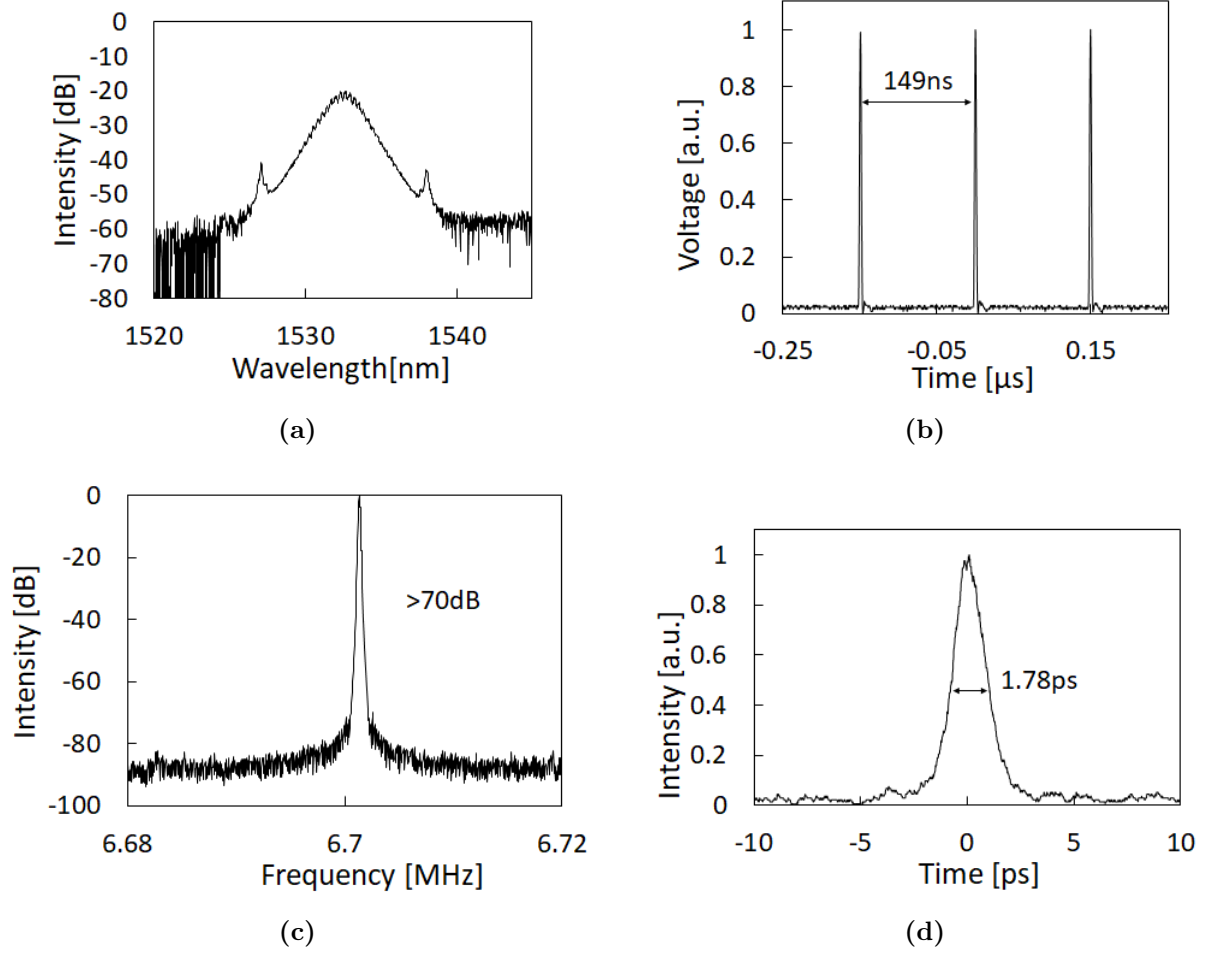


図 3.20: (a) 光スペクトル (b) オシロスコープ波形 (c) RF スペクトル (d) 自己相関波形

## 第4章 ゲインファイバをループ外に配置した8/9の字型ファイバレーザ

前章において、Figure-8レーザおよびFigure-9レーザを発振させる過程において、Qスイッチ発振がよく観測され、また、レーザ発振が不安定化する現象がよく観測された。この原因について考察するとともに、安定化のためにEDFをループ外に置く、すなわち、非線形光学ループミラー(NOLM)を用いたレーザ共振器を構成する。

### 4.1 原理

2.2.5の項で示した通り、NALMの透過率 $T$ ・反射率 $R$ は以下の式で表される。

$$T = 1 - 2f(1-f)(1 + \cos[(1-f-Gf)\gamma P_0 L]) \quad (4.1)$$

$$R = 2f(1-f)(1 + \cos[(1-f-Gf)\gamma P_0 L]) \quad (4.2)$$

NALMの透過率・反射率は入力パワーによって決定され、またその周期はゲインによって決定される。ゲインファイバは、飽和特性を持ち、入力パワーが大きくなるにつれ利得は小さくなる。従って、透過率の周期はパワーによって変化する。レーザ共振器が定常状態にある場合、ゲインとロス釣り合うため、上式は関数方程式の様相を呈する。このため、ポンプパワーなどのパラメータに対するレーザ特性の変化が大きくなり、安定した動作を難しくしていると考えられる。そこで、本章ではEDFをループ外に配置し、非線形光学ループミラー(NOLM)を可飽和吸収体として用いて、モード同期を目指した。この時点では、 $f = 0.5$ のとき、NOLMはミラーとして機能する。したがって、非相反の位相バイアスを与えると同時に線形のロスを挿入している。実験では光変調器をNOLM内の非対称な位置に配置することで、時計回り(CW)光と反時計回り(CCW)光に非対称な位相変化を与え、また、線形なロスを与えている。また線形なロスを用いたFigure-8レーザとして[41]が報告されている。

図4.1のように50:50のカプラと長さ $L$ の非線形ファイバによって構成されたNOLMに対して、カプラ直後にロス $\alpha$ を導入する。このときNOLMの透過率は

$$T = \frac{\alpha}{2} \left\{ 1 - \cos \left[ \left( \frac{1-\alpha}{2} \right) \phi_{NL} \right] \right\} \quad (4.3)$$

で与えられる。ただし、 $\phi_{NL}$ はループを伝搬して受けた自己位相変調であり、

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2 P_{in} L}{\lambda} \quad (4.4)$$

である。 $n_2$  は屈折率、 $P_{in}$  は入力パワーである。図 4.2 にロス  $\alpha$  を変化させたときの NOLM の透過率・反射率の様子を示す。

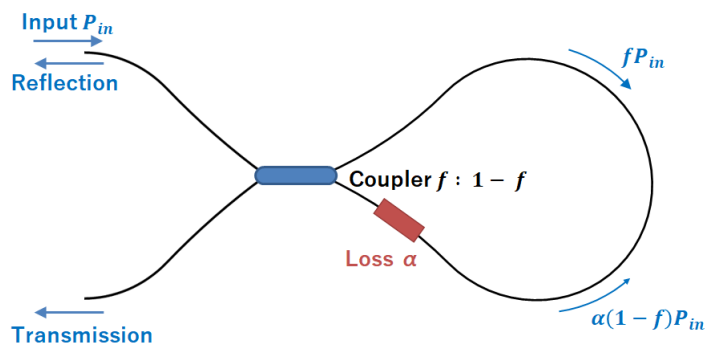


図 4.1: ロスを導入した NOLM

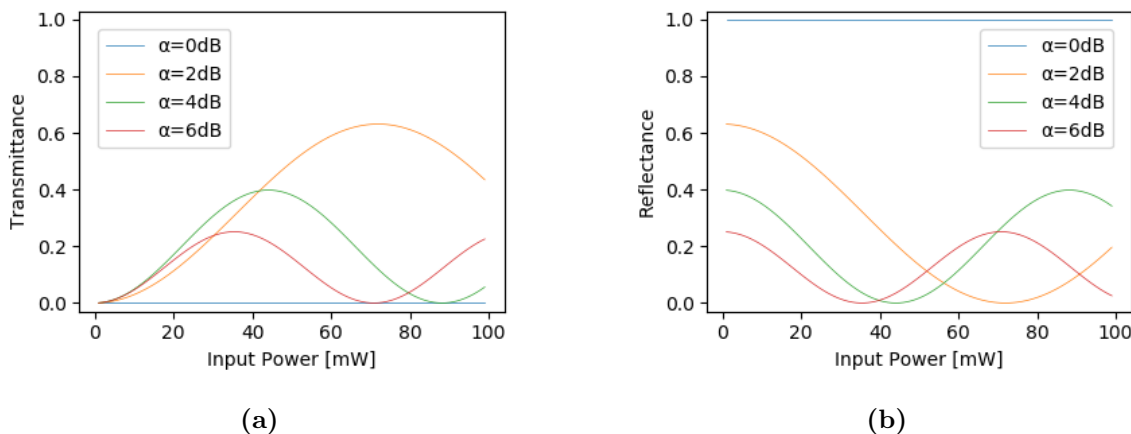


図 4.2: ロスを導入した NOLM の (a) 透過率 (b) 反射率

## 4.2 パルス生成シミュレーション

NOLM を用いた Figure-9 レーザについて、スプリットステップフーリエ法を用いてレーザ発振のシミュレーションを行った。まず、スプリットステップフーリエ法について説明し、その後、実際に行ったシミュレーションについて述べる。

### 4.2.1 スプリットステップフーリエ法

ファイバ中の伝搬光波形は以下の非線形シュレディンガー方程式に従った振る舞いをする。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left\{ |A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right\} \quad (4.5)$$

ここで  $A(z, t)$  は光電界の振幅を表す。 $\gamma$  は非線形光学定数で、 $T_R$  はラマン利得を一時近似した際の微分係数に関連する量で  $\sim 5\text{fs}$  と考えられる。また、 $\beta_{2,3}^\beta$  はファイバ中の伝搬定数の微分係数であり、以下のような関係がある。

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_m \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \quad (4.6)$$

この伝搬方程式は一般的に解析解が得られない。そこでこれの数値解を求める方法としてスプリットステップフーリエ法がよく用いられる。

スプリットステップフーリエ法とは、伝搬方程式の数値計算をする手法の一つである [x][x]。一般に、分散と非線形性はファイバの方向に沿って同時に作用する。スプリットステップフーリエ法では、まず光が距離  $h$  を進むときに、分散効果と非線形効果が独立に作用すると仮定し、それらを順々に計算していくことで近似解を求める。具体的な計算手法は以下ようになる。まず、上記の非線形シュレディンガー方程式を形式的に以下のように変形する。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (4.7)$$

ここで  $\hat{D}$  はファイバ中の分散や伝搬損失を表す演算子で、 $\hat{N}$  はファイバ中の非線形効果を表す演算子である。これらの中身は次式で与えられる。

$$\hat{D} = \frac{\alpha}{2} - \frac{i}{2\beta_2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6\beta_3} \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (4.8)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left\{ |A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right\} \quad (4.9)$$

位置  $z$  から  $z+h$  までの伝播を次の 2 ステップで行う。まず、初めのステップで、非線形だけが存在すると仮定し、 $\hat{D} = 0$  とおく。次のステップで、分散のみが存在すると勝てして  $\hat{N} = 0$  とおく。このとき、以下の近似解が得られる。

$$A(z+h, T) \simeq \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, T) \quad (4.10)$$

ここで  $\exp(h\hat{D})$  の計算はフーリエ空間で行う。すなわち

$$\exp(h\hat{D}) A(z, T) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \exp \left( h\hat{D}(i\omega) \right) \tilde{A}(z, \omega) \right] \quad (4.11)$$

ここで、 $\mathcal{F}$  はフーリエ変換を表す演算子であり、 $\hat{D}(i\omega)$  は式 (4.8) で微分演算子  $\partial/\partial T$  を  $i\omega$  で置き換えたものである。 $\omega$  はフーリエ空間の周波数である。これにより、 $\hat{D}(i\omega)$  の計算は代数計算で済む。この際に高速フーリエ変換のアルゴリズム (FFT) を用いることで、他の数値解析手法に比べ数値計算を比較的早く行える。

この解析手法では、ステップ幅  $h$  の 2 次の精度を持った解が得られる。本研究ではさらに精度を向上させるために、(4.10) 式の代わりに以下の式を用いる。

$$A(z+h, T) = \exp \left( \frac{h}{2} \hat{D} \right) \exp \left( \int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz' \right) \exp \left( \frac{h}{2} \hat{D} \right) A(z, T) \quad (4.12)$$



この式では、非線形性の効果が分散効果のみの領域を二分割したその境界部分で計算されている。(4.12) 式の指数演算子が対称的であることから、この手法は対象化されたスプリットステップフーリエ法と呼ばれている。中央の非線形効果の項は、 $h$  が十分小さいときは  $\exp(h\hat{N})$  と近似できる。これを用いると  $h$  の 3 次の精度を達成することができる。

## 4.2.2 シミュレーションにおける基本的なパラメータ

本章で行うシミュレーションは以前我々の研究室で導入されたシミュレーションモデル [42] をもとにしている。基本的なパラメータは以下のとおりである。

表 4.1: ファイバのシステムパラメータ

	SMF	EDF
Loss $\alpha$ [dB/km]	0	0
Secondary dispersion $\beta_2$ [ps <sup>2</sup> /km]	-21.68	-21.68
Third-order dispersion $\beta_3$ [ps <sup>2</sup> /km]	0	0
Nonlinear coefficient $\gamma$ [1/(W · km)]	1.30	3.00

これらは実際に実験で用いた Fujikura 製のシングルモードファイバ (型番: SM15-PS-U25A)、NUFERN 社製のエルビウム添加ファイバ (型番: PM-ESF-7/125) の値に基づいている。ただし、3 次分散とロスにおいてはその値が非常に小さいため、無視して計算している。これらのパラメータを非線形シュレディンガー方程式に代入して数値解析を行う。計算のステップ  $dz$  は 5cm で行った。シミュレーションの時間窓は 100ps で、サンプル数は  $2^{10}$  個である。初期入力光電界振幅は Python 標準モジュールの `random.randn()` 関数で導入しており、その値はあとに述べる EDF の誘導放出パワーより小に設定してある。

EDF のゲインモデルと飽和パワーの導入方法は以下の項で説明する。

### EDF ゲインモデル

EDF のゲインモデルはローレンツ関数に飽和特性を加えた次式で表される。

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P/P_{sat}} \quad (4.13)$$

ここで、 $g_0$  は小信号利得、 $\omega$  は入力光電界の角周波数、 $\omega_0$  はゲインの中心角周波数、 $T_2$  は緩和時間、 $P$  は入力光電界パワー、 $P_{sat}$  は EDF の飽和パワーである。上式の分母は  $\frac{1}{1+\omega-\omega_0^2 T_2}$  と  $\frac{1}{1+P/P_{sat}}$  の 2 つに分けて考えると理解しやすい。 $\frac{1}{1+\omega-\omega_0^2 T_2}$  は、ローレンツ型をしており、利得帯域を表す。 $\omega_0$  はゲインピーク位置を決定する。実際の EDF では 1530nm に最も大きいゲインピークがあり、1550nm にも十分な大きなゲインをもつ。本シミュレーションでは 1550nm を中心波長としている。また、 $T_2$

は EDF の緩和時間であり、ゲインスペクトルの半値幅を決定する。本シミュレーションでは  $T_2 = 6.37 \times 10^{-14}$  [s] としている。

$\frac{1}{1+P/P_{sat}}$  はゲインの飽和を表し、レート方程式によって導かれる。また飽和パワー  $P_{sat}$  は  $P = P_{sat}$  で  $g(\omega) = g_0/2$  となるパワーであり、ポンプパワー  $P_{pump}$  の関数である。NUFERN 社製のハイドープ PM-EDF (型番 ; PM-ESF-7/125) に対して波長 980nm の光で励起を行った際の飽和パワーとポンプパワーの関係は下図のようになった。ポンプパワーが 100mW~350mW の間で、飽和パワーはリニアスケールにおいてほぼ線形に変化する。フィッティングした飽和パワーの関数は次の式で表される。

$$P_{sat}[\text{mW}] = 0.00195702184395(P_{input}[\text{mW}] - 78.5718907935) \quad (4.14)$$

飽和パワーが線形に変化するため、EDF には励起する余地が残っていることが分かる。従って、シミュレーションでは 100mW~500mW で用いる。

また、小信号利得  $g_0 = 16$  [dB] とした。

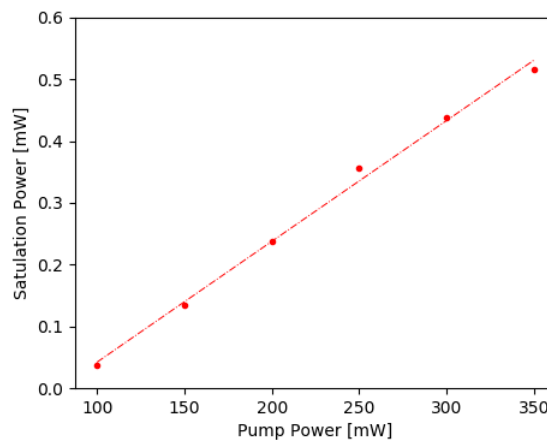


図 4.3: EDF の飽和パワー [42]

## EDF の誘導放出光

EDF において信号光の増幅をしたとき、自然放出増幅光 (Amplified Spontaneous Emission : ASE) がノイズとして大きく寄与してしまう。本シミュレーションでは  $P_{ASE} = -60$  dB として導入した。実際には以下の式で計算される値を信号光に足し合わせている。

$$A_{ASE} = \sqrt{P_{ASE}} \exp \{j2\pi \times \text{random}([0.0, 1.0])\} \quad (4.15)$$

ここで、 $P_{ASE}$  の位相はランダムに挿入していることに注意する。これは同一位相の  $P_{ASE}$  を足し合わせることは、CW 光を足し合わせることに対応してしまうからである。

### 4.2.3 9の字型ファイバレーザのシミュレーション

ここでは、Figure-9 レーザにおいて、EDF を非線形ループの中に置いた場合と、外に置いた場合でそれぞれシミュレーションを行いその結果を比較した。共振器構成をそれぞれ図 4.4 に示す。図 4.4(a) は通常の EDF をループ内に配置したの Figure-9 レーザで、(b) は EDF をループ外に配置した Figure-9 レーザである。非線形ループ内には、NPS (CW 光が更に位相を進める向きに設置してある) がループの非対称な位置に設置されており、これによって位相バイアスが与えられる。また、同時に、NPS によって線形なロス 3dB が与えられる。ミラーの透過側を Output1、非線形ループミラーの透過側を Output2 としている。

ポンプパワー 250mW~500mW に 50mW 毎に変化させ、さらに、非相反位相バイアスの位相シフト量を  $\phi = 1/2\pi \sim \pi$  と変化させたときの、レーザ特性の変化を調べた。この位相シフトは CW 光、CCW 光それぞれに逆方向に作用するため、合計  $2\phi$  の位相シフトが発生することに注意する。このとき、NALM(あるいは NOLM) の低パワー時の反射率は最も低い位置から最も高い位置に変化する。信号光の共振器の周回回数は 700 回とした。図 4.5 にその結果を示す。信号光の状態をシングルパルス、マルチパルス、ノイズライクパルス、ノイズと分類して、プロットしている。これより、シングルパルスで発振する領域は NOLM を用いた Figure-9 レーザの方が広いことが分かる。

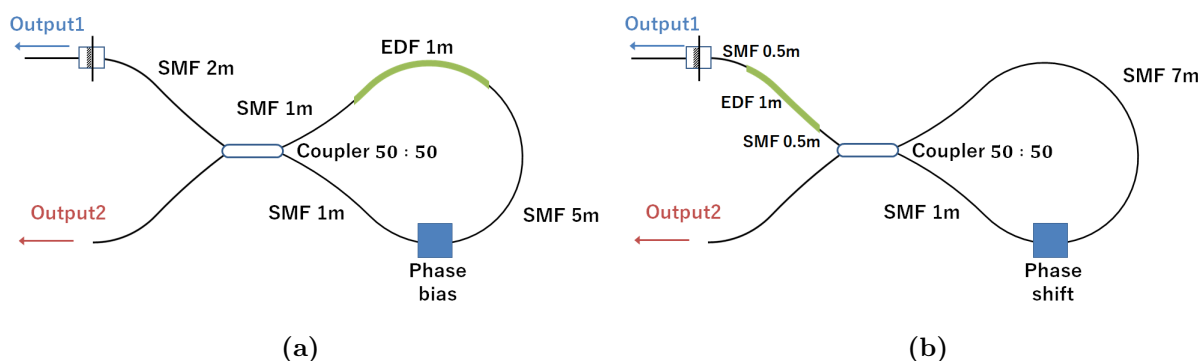
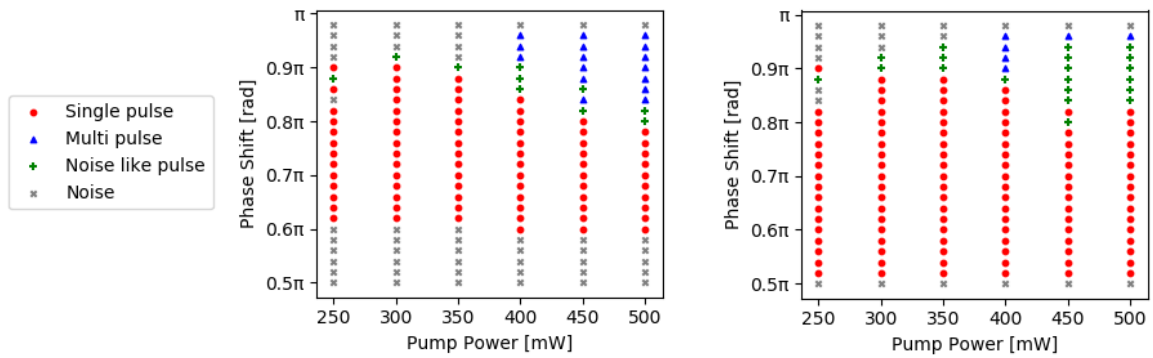


図 4.4: (a) EDF がループ内にある Figure-9 レーザ (b) EDF がループ外にある Figure-9 レーザ



(a) EDF がループ内

(b) EDF がループ外

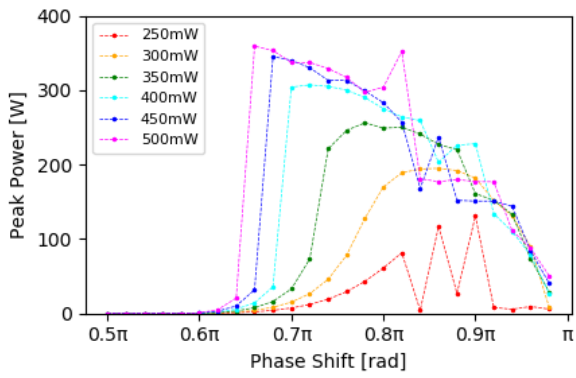
図 4.5: ポンプパワー・位相シフト量に対する発振状態の変化

さらに、同じ条件の下、Output1 の出力光の非相反位相シフタに対する変化を図 4.6～図 4.9 に示す。ポンプパワーは 250mW～500mW で 50mW 毎の値である。それぞれ (a) は普通の Figure-9 レーザ、(b) は NOLM を用いた Figure-9 レーザである。図 4.6 は位相シフト量に対するパルスのピークパワーの変化である。図 4.7 は平均エネルギーの変化、図 4.8 は (a)NALM、(b)NOLM の反射率の変化、図 4.9 は共振器内のロスの変化である。ノイズライクパルスやマルチパルスが発振しているポイントでは (図 4.5 参照)、出力光の挙動が不安定なため振動が大きい。これらの図から Figure-9 レーザは初めはノイズで、位相シフト量が  $0.6\pi$  を超えたあたりから、急激に発振し始める、それに対して、NOLM を用いた Figure-9 レーザは比較的緩やかな変化である。レーザ発振において、非線形ループの反射率の変化が大きいと、実際では、共振器内の Q 値が大きく変化するため、Q スイッチが発振しやすい。したがって、安定したモード同期は難しいと考えられる。

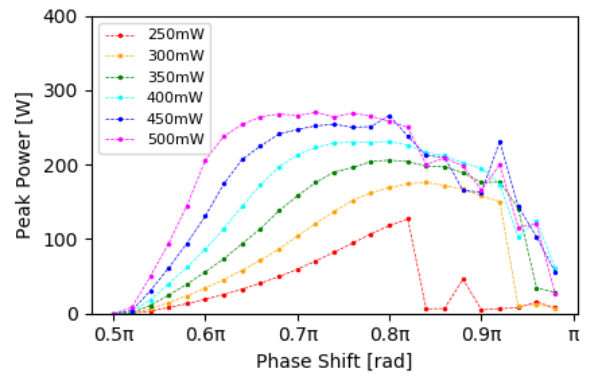
ポンプパワーがわずかに変化したときに NALM の透過率が変化してしまう領域では、Q 値が変化してしまうため、Q スイッチが起きやすくなる。ポンプパワーの変化によって、レーザ特性があまり変化しない領域が大きい NOLM を用いた Figure-9 レーザの方が安定したレーザ動作が可能であると考えられる。

ピークパワーこそ、Figure-9 レーザの方が高い傾向にあるが、NOLM を用いた Figure-9 レーザの方が安定して発振しやすいと考えられる。

最期に、図 4.10、図 4.11 に、ポンプパワー 350mW、位相シフト  $\phi = 0.8\pi$  のときの Figure-9 レーザ (図 4.10)、NOLM を用いた Figure-9 レーザ (図 4.11) の発振例を示す。周波数スペクトルにおいて、青い実線によってプロットされているのは Output1 の出力、緑の実線によってプロットされているのは Output2 の出力である。他の図はすべて Output1 の出力である。

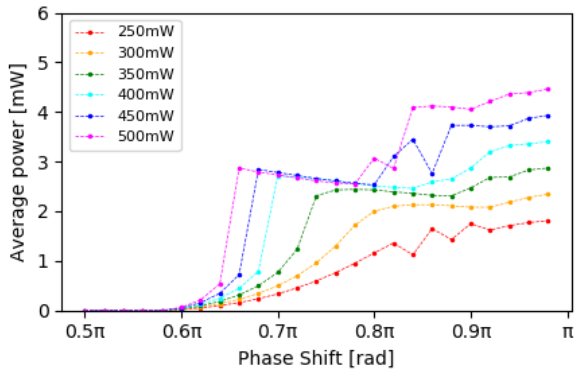


(a) EDF がループ内

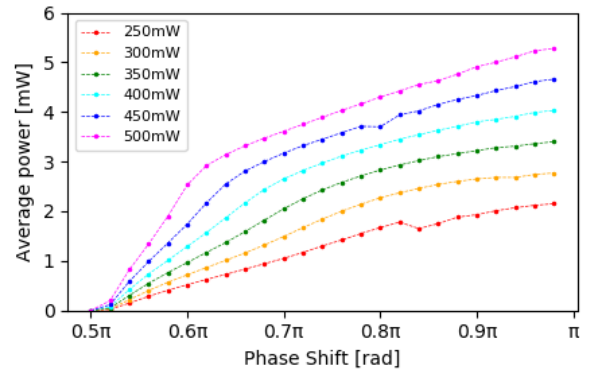


(b) EDF がループ外

図 4.6: 位相シフト量に対するピークパワーの変化

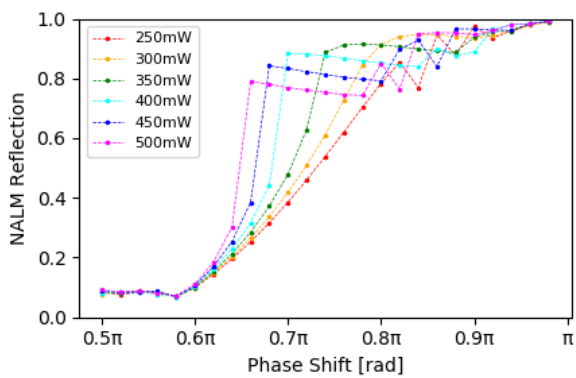


(a) EDF がループ内

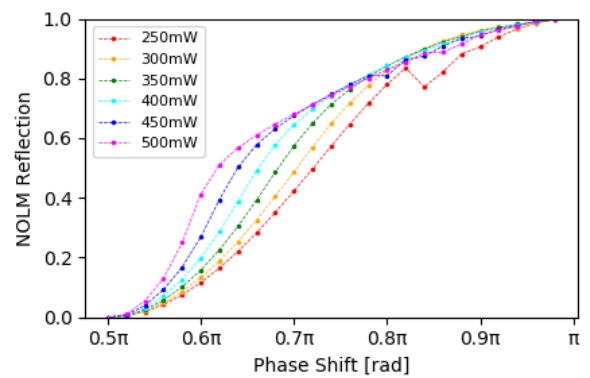


(b) EDF がループ外

図 4.7: 位相シフト量に対する平均エネルギーの変化

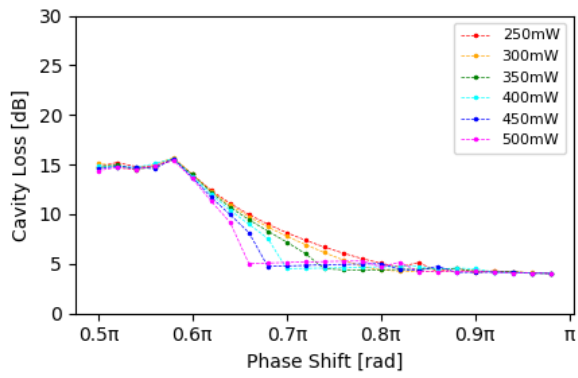


(a) EDF がループ内

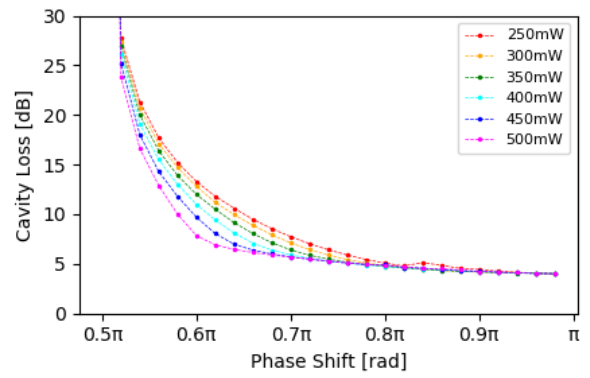


(b) EDF がループ外

図 4.8: 位相シフト量に対する非線形ループミラーの反射率の変化



(a) EDF がループ内



(b) EDF がループ外

図 4.9: 位相シフト量に対する共振器内のロスの変化

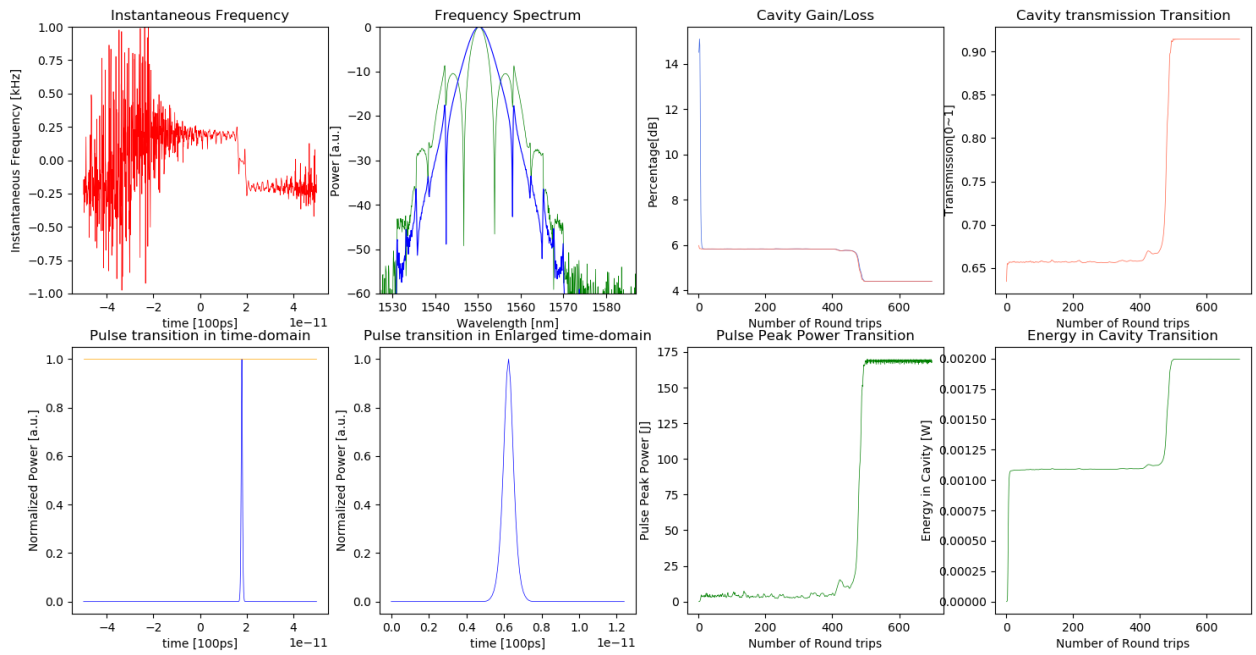


図 4.10: EDF がループ内にある Figure-9 レーザの発振例

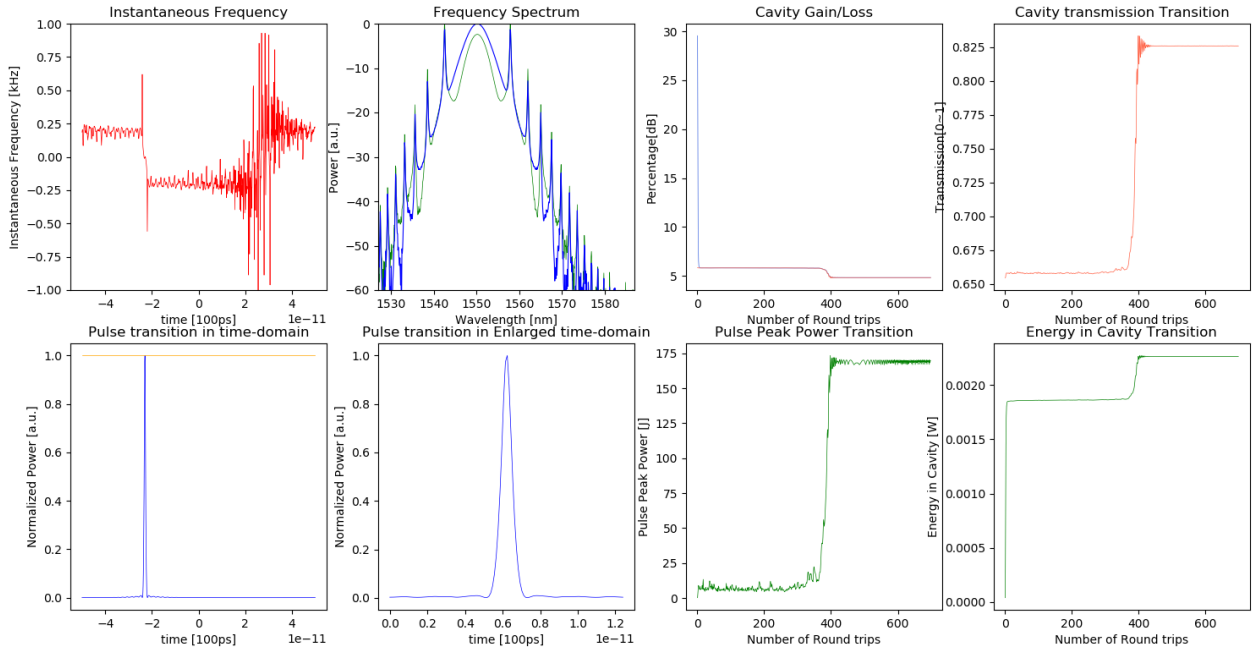


図 4.11: EDF がループ外にある Figure-9 レーザの発振例

### 4.3 周波数シフタにより位相バイアスを与える EDF をループ外に配置した 9 の字型ファイバレーザ

NOLM を用いた Figure-9 レーザの実測を行った。ここでは非相反位相シフタの代わりに、周波数シフタを用いて CW 光と CCW 光に位相バイアスを与えている。周波数シフタは音響光学変調器 (AOM) を用いており、3.4 節で用いたものと同じものである。AOM は任意波形発生器と電気アンプによって駆動している。AOM を 22.5V<sub>pp</sub> の正弦波で駆動したとき、駆動波の周波数に対する AOM のロスの変化を測定した。結果を図 4.12 に示す。また、以下に示す関数でフィッティングした。

$$\alpha = 0.2908f^2 - 23.204f + 464.76 \quad (4.16)$$

ただし  $\alpha$  は AOM のロス [dB] で、 $f$  は駆動波の周波数 [MHz] である。

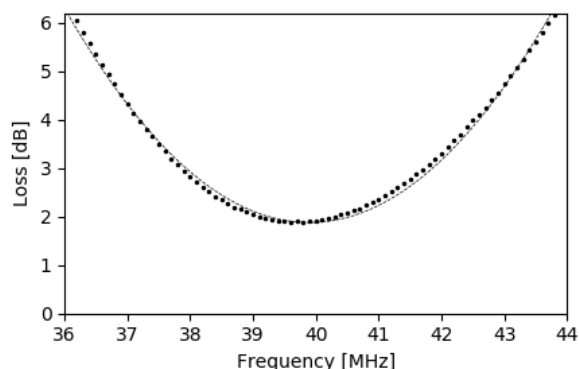


図 4.12: 駆動周波数に対する AOM のロスの変化

実験系を図 4.13 に示す。系は全て PM ファイバで構成されている。NOLM とミラーで EDF(0.6m) を挟むことで、リニア型の共振器を構成している。EDF のポンプ光源として 980nm の半導体レーザが用いられている。NOLM は 3dB 光カプラ、SMF(7m)、AOM から成る。AOM は任意波形発生器と電気アンプによって駆動している。出力として 9:1 の 2 × 2 カプラを NOLM 内の AOM と SMF の間に配置している。CW 光の出力を Output1、CCW 光の出力を Output2 としている。

AOM を周波数 38.4MHz、振幅 8.8Vpp の正弦波で駆動し、ポンプパワー 54.36mW のとき、モード同期が確認された。図 2(a) は出力パルスの光スペクトル、(b) はオシロスコープ波形、(c) は RF スペクトル、(d) は自己相関波形である。(a) は Output1 の出力を青色の実線、Output2 の出力を赤色の破線で示している。(b)~(d) は Output1 の出力を示している。光スペクトル形状はパルスがソリトンであることを示しており、中心波長は 1558nm、その半値全幅は 3.76nm である。パルスの繰り返し周波数は 12.03MHz、RF スペクトルの SN 比は 60dB である。自己相関波形よりパルス幅は、 $\text{sech}^2$  型パルスを仮定すると 602fs であった。Output1 の平均出力は 0.29mW、Output2 の平均出力は 0.053mW であった。したがって、この条件での AOM の損失はおよそ 7dB である。

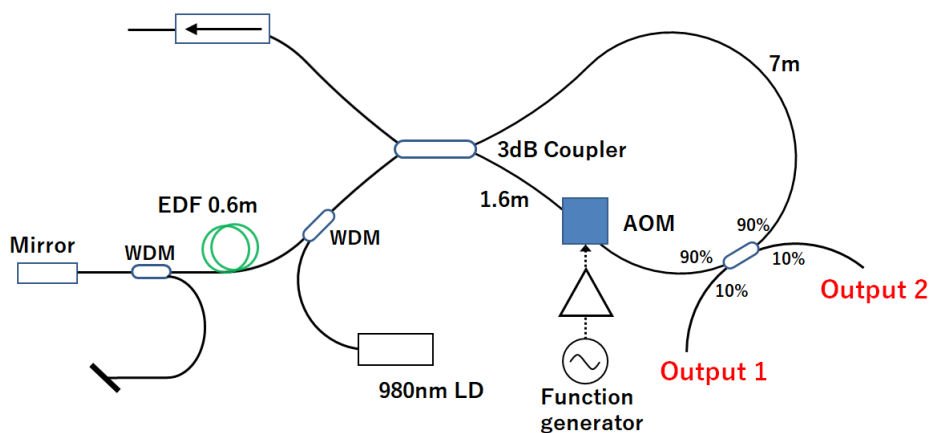


図 4.13: AOM を用いた Figure 9 レーザの実験系



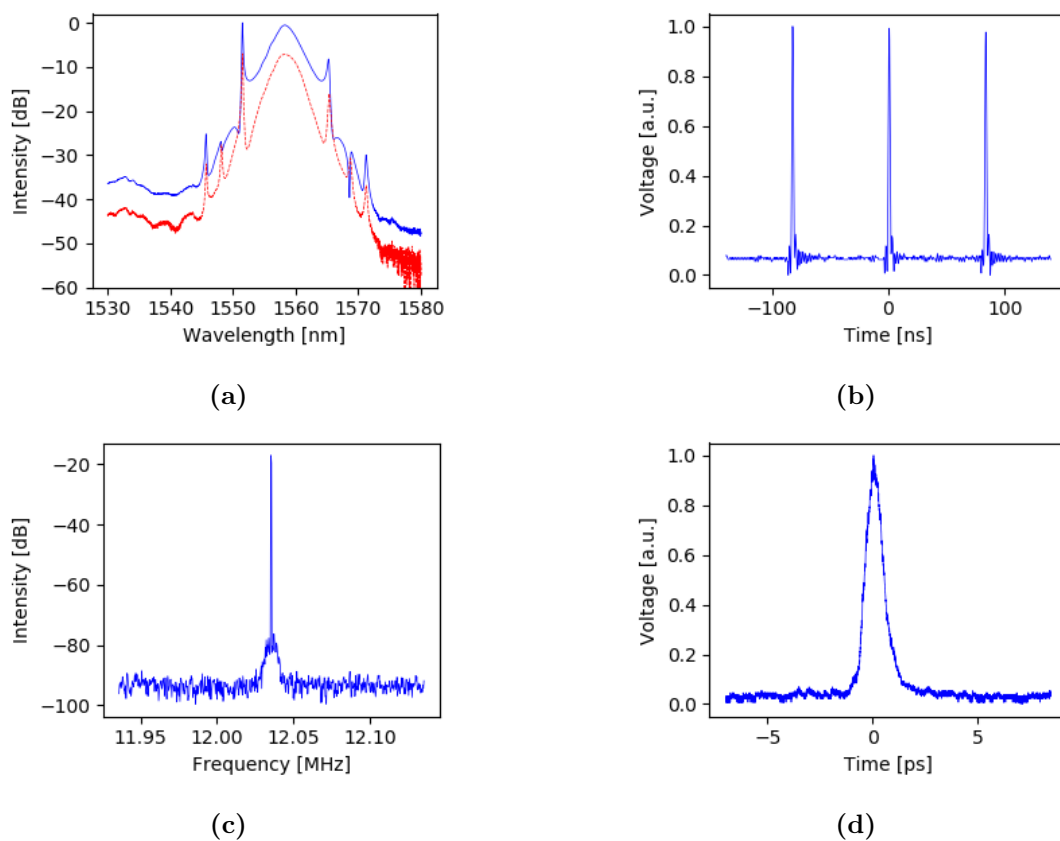


図 4.14: (a) 光スペクトル (青い実線は Output1、赤い破線は Output2 の出力を示している。) (b) オシロスコープ波形 (c) RF スペクトル (d) 自己相関波形

# 第5章 結論

## 5.1 成果

### 5.1.1 光変調器を用いた8/9の字型光ファイバレーザ

光変調器(光位相変調器または光周波数シフタ)を用いた Figure-8(または9)レーザの性能の改善を目的に研究を行った。

#### 位相変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ

位相変調器を用いた Figure-9レーザが実現できないことを明らかにした。これは Figure-9レーザにおいてNALMの反射特性によりCW発振を誘発してしまうことが原因である。一方、位相変調器を用いた Figure-8レーザの安定したモード同期を実現した。これは先行研究よりもSN比が高く安定したモード同期を実現した。また、高調波モード同期を実現できる可能性があることを示した。

#### 周波数シフタを用いた9の字型ファイバレーザ

周波数シフタを導入したNALMにおいて、周波数シフト量を変化させることで、その透過率・反射率特性をシフトさせることができた。したがって、Figure-9レーザに導入した際、周波数シフト量を調節することにより、任意の位相バイアスを与えることができることを示した。実際に実験系においては、周波数シフト量を調節することにより、先行研究に比較して、より低いポンプパワー閾値でSN比の高い安定したモード同期を実現できた。さらに、AOMの駆動周波数を変化させたときのレーザ動作の変化を測定した。周波数シフト量が増加すると、レーザの動作が周期的に変化し、パルス発振が不安定な領域、発振しない領域、Qスイッチ動作する領域が順々に観測された。さらにパルス発振する領域ではモード同期閾値が周期的な変化が見られた。変化の周期は理論から計算される値と一致しており、位相バイアスを任意に調整できることが確認できた。また駆動周波数を変化させると、出力のスペクトルの半値全幅も変化していた。

位相変調器を用いる場合、Figure-8レーザは実現できるが、Figure-9レーザは実現できない。また、周波数シフタを用いる場合、Figure-8レーザ、Figure-9レーザともに実現できる。

### 5.1.2 ゲインファイバをループ外に配置した9の字型ファイバレーザ

9の字型ファイバレーザの安定した動作のため、EDFをリニア部に置き、NALMではなくNOLMを用いることを提案した。NOLMには位相バイアスを与えるための光変調器を置くと同時にその線形なロスによって、透過率・反射率を変化させる。シミュレーションと実測により、NOLMを用いたFigure-9レーザは安定したモード同期を実現できることを示したが、発振閾値が高いという問題がある。

## 5.2 展望

### 5.2.1 光変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ

位相変調器を用いた8の字型ファイバレーザにおいて、自動的に最適な位相バイアスが選択され発振するが、実際の位相バイアスの値は不明であり、その位相バイアスが選択された理由も不明である。周波数シフタを用いたFigure-9レーザにおいても、モード同期が発生する位相バイアスは幅広い領域を持つが、そのうちどの位相バイアスを選ぶべきか、という点については疑問点が多い。これを明らかにするために、周波数シフト量を変化させ、NALMの状態とともにレーザ特性の変化を測定する必要がある。

### 5.2.2 ゲインファイバをループ外に配置した9の字型ファイバレーザ

EDFをループ外に置いたときと、ループ内に置いたときとで、そのレーザ特性がどのように変化するか、比較実験をする必要がある。EDFをループ外に置いたとき（すなわちNOLMを用いたとき）、安定したモード同期は実現できると思われるが、線形ロスを与えたNOLMの透過率・反射率曲線はNALMに比べ、傾きが緩やかになるために発振閾値が高くなる傾向にあると考えられる。この発振閾値の高さをどう扱うかも今後の課題である。

## 参考文献

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature* 187, 493 (1960).
- [2] E. Snitzer, “Optical maser action in  $\text{Nd}^{3+}$  in a Barium crown glass,” *Phys. Rev. Lett.* 7, 444-446 (1961).
- [3] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proc. IEEE*, Vol. 113, No. 7, pp.1151-1158, (1966).
- [4] F. P. Kapron, D. B. Kech, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, No. 10, pp.423-425 (1970).
- [5] T. Miya, Y. Terunuma T. Hosaka and T. Miyashita, “Ultimate low loss single mode fibre at  $1.55 \mu\text{m}$ ”, *Elec. Lett.*, Vol.15, No. 4, pp.106-108, (1979).
- [6] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey and D. N. Payne, “Lownoise erbium-doped fiber amplifier operating at  $1.54 \mu\text{m}$ ,” *Electron. Lett.*, 23 1026—1028, (1987).
- [7] M. Nakazawa, Y. Kimura and K. Suzuki, “Efficient  $\text{Er}^{3+}$  doped optical fiber amplifier pumped by a  $1.48 \mu\text{m}$  InGaAsP laser diode,” *Appl. Phys. Lett.*, 54 295—297. (1989).
- [8] Y. Iga, T. Ishizuka, W. Watanabe, K. Itoh, Y. Li, and J. Nishii, “Characterization of micro-channels fabricated by in-water ablation of femtosecond laser pulses,” *Japanese journal of applied physics*43.7R (2004):4207.
- [9] W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W. W. Webb, “Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences” *Nature Biotechnology*, Vol. 21, 1369-1377 (2003).
- [10] N. Nishizawa and T. Goto, “Widely Broadened Super Continuum Generation Using Highly Nonlinear Dispersion Shifted Fibers and Femtosecond Fiber Laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40 (2001) L365-367.
- [11] T. Shioda, K. Fujii, K. Kashiwagi and T. Ku rosawa, “High resolution spectroscopy using interleaved 100GHz optical frequency comb scanned by phase modulator.” *Optics Communications* 284.21 (2011): 5180 5184.
- [12] I. Coddington, N. Newbury and W. Swann, “Dual-comb spectroscopy,” *Optica*, vol.3, no. 4, 2016.

- [13] J. Szczepanek, T. M. Kardas, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, “Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers,” *Opt. Lett.* 42(3), 575-578 (2017).
- [14] G. Sobon, J. Sotor, and K. M. Abramski, “All-polarization maintaining femtosecond Er-doped fiber laser mode-locked by graphene saturable absorber” *Laser Phys. Lett.* 9, 581 (2012).
- [15] N. Nishizawa, Y. Seno, K. Sumimura, Y. Sakakibara, E. Itoga, H. Kataura, and K. Itoh, “All-polarization-maintaining Er-doped ultrashort-pulse fiber laser using carbon nanotube saturable absorber,” *Opt. Express* 16, 9429 (2008).
- [16] W. Chen, Y. Song, K. Jung, M. Hu, C. Wang, and J. Kim, “Few-femtosecond timing jitter from a picosecond all-polarization-maintaining Yb-fiber laser,” *Opt. Express* 24, 1347 (2016).
- [17] J. W. Nicholson and M. Andrejco, “A polarization maintaining, dispersion managed, femtosecond figure-eight fiber laser,” *Opt. Express* 14(18), 8160-8167 (2006).
- [18] W. Hansel, R. Holzwarth, R. Döbbeck, and M. Mei, “ Laser with non-linear optical loop mirror,” European patent application EP2637265, A1 (Sep. 11, 2013).
- [19] W. Hansel, R. Holzwarth, R. Döbbeck, and M. Mei, “ Laser with non-linear optical loop mirror,” United States Patent US8873601, B2 (Oct. 28, 2014).
- [20] Y. Ozeki and T. Fukazu, “A wavelength-tunable, polarization-maintaining picosecond figure-nine fiber laser,” *CLEO:2016, JTu5A.119* (2016).
- [21] N. Kuse, et al., “ All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror,” *Optics express*, 24(3), 3095-3102.
- [22] W. Hansel, et al., “ All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation,” *Applied Physics B* (2017) 123:41 doi:10.1007//s00340-016-6598-2
- [23] <http://www.menlosystems.com/products/>
- [24] 本田知恭, 深津智耀, セット・ジ・イオン, 山下真司, ”位相変調誘起 Figure9 ファイバレーザ,” 第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 14p-P6-3, 2017
- [25] 深津智耀, セット・ジ・イオン, 山下真司, ”音響光学変調器を用いた Figure 9 ファイバレーザ,” 第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, 5a-C14-5, 福岡国際会議場, 2017 年 9 月
- [26] 本田知恭, “受動モード同期ファイバレーザにおける分散・位相制御に関する研究”, 修士論文 (2017).

- [27] G.P. アグラワール著, 小田垣考, 山田興一共訳, “非線形ファイバー光学”, 吉岡書店 (1997).
- [28] S. W. Harun and H. Arof, “Current Developments in Optical Fiber Technology,” InTech (2016)
- [29] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Ultrafast fiber pulsed lasers incorporating carbon nanotubes,” IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 10(1), 137-146 (2004).
- [30] G. Sobon, K. Krzempek, P. Kaczmarek, K. M. Abramski, M. Nikodem, “10 GHz passive harmonic mode-locking in Er-Yb double-clad fiber laser”, Opt. Commun. 284 (18), 4203 (2011)
- [31] N. J. Doran, and David Wood. “Nonlinear-optical loop mirror,” Optics letters 13.1 (1988).
- [32] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, “Nonlinear amplifying loop mirror,” Optics Letters, 15(13), 752-754. (1990).
- [33] F. Wise, A. Chong and W. H. Renninger, “High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion,” Laser & Photon. Rev., 2 (2008)
- [34] Y.Wang, S.Alam, E. D. Obraztsova, A. S. Pozharov, S. Y. Set, S. Yamahita, “Generation of stretched pulses and dissipative solitons at 2  $\mu$  m from an all-fiber mode-locked laser using carbon nanotube saturable absorbers,” Optics Letters, Vol.41, NO.16, 3864-3867 (2016)
- [35] J. W. Nicholson and M. Andrejco, “A polarization maintaining, dispersion managed, femtosecond figure-eight fiber laser,” Optics Express, Vol. 14, No. 18, 8160-8167 (2006)
- [36] B. Xu, A. Y. Set, C. S. Goh, and S. Yamashita, “Polarization Maintaining, Nanotube-Based Mode-Locked Lasing From Figure of Eight Fiber Laser,” IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 26, No. 2, 180-182 (2004)
- [37] Dohyun Kim, Dohyeon Kwon, Bongwan Lee, and Jungwon Kim, “Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a  $3 \times 3$  coupler,” Opt. Lett. 44, 1068-1071 (2019)
- [38] H. A. Haus, E. P. Ippen and K. Tamura, “Addictive-Pulse Modelocking in Fiber Lasers” IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 1, 200-208 (1994).
- [39] T. Honda, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Effects of Non-reciprocal Phase Bias in Figure8/9 Fiber Lasers,” CLEO, SM4L.7, 2017.

- [40] W. Hansel, R. Holzwarth, R. Doubek, and M. Mei, “Laser with non-linear optical loop mirror,” European patent application EP 2637265A1 (September 11, 2013).
- [41] N.H.Seong, D. Y. Kim, S. P. Veetil, “Mode-locked fiber laser based on an attenuation-imbalanced nonlinear optical loop mirror,” *Optics Communications*, 280 (2007) 438-442
- [42] 溝口慧, “偏波維持 8 の字型ファイバレーザ,” 修士論文 (2019)

# 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にご支援ご協力いただいたことをこの場を借りて心より深く感謝申し上げます。

本研究は、山下真司教授のご指導ご鞭撻のもとに行われました。研究活動、研究方針、論文執筆などについて、熱心にご指導を賜りましたこと、心より感謝申し上げます。セット・ジ・イオン准教授や金磊助教、杉浦洋平特任助教には、研究方針の助言から実験器具の扱い方まで、大変多くのご指導をいただきました。

研究室の先輩方の皆様には、研究から日常生活に至るまで大変お世話になりました。心より御礼申し上げます。特に白畑卓磨さんには、多くの相談にのっていただきました。大変お世話になりました。

大学に通わせていただき、日々の生活を支えてくれた両親にも本当に感謝しております。

最後にこれまで支えて下さった全ての人に重ねて感謝の言葉を述べ、謝辞を閉じさせていただきます。



## 本研究に関する発表

- [1] 白倉勇紀, 滝口耕司, セット・ジ・イオン, 山下真司, “音響光学変調器を用いた9の字型ファイバレーザの最適化,” 第65回応用物理学会春季学術講演会, 17p-B403-1, 早稲田大学, 2018年3月.
- [2] Y. Shirakura, K. Takiguchi, S. Y. Set, and S. Yamashita, “Figure-9 Fiber Laser with Phase Bias by Frequency Shifter,” CLEO:2018, San jose, USA, May 13-18, 2017.
- [3] 滝口耕司, 白畑卓磨, 金磊, セット・ジ・イオン, 山下真司, ”位相変調器を用いた8/9の字型ファイバレーザ,” 第80回応用物理学会秋季学術講演会, 19p E205 11, 北海道大学 2019年9月
- [4] 滝口耕司, 白畑卓磨, 金磊, セット・ジ・イオン, 山下真司, ”周波数シフタにより位相バイアスを与える非線形光学ループミラーを用いた9の字型ファイバレーザ,” 第64回応用物理学会春季学術講演会, 14a-PB3-5, 上智大学, 2020年3月