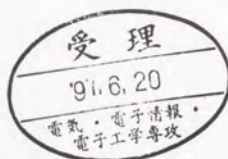


学 位 論 文

エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器を用いた
能動モード同期レーザに関する研究

平成9年6月

外 林 秀 之



学位請求論文

エルビウム添加光ファイバ増幅器
および半導体光増幅器を用いた
能動モード同期レーザに関する研究

1997年6月20日提出

指導教官
菊池 和朗 教授

東京大学大学院工学系研究科
電子工学専攻 47093

外林 秀之

目次

1. 序論

- 1.1. 本研究の背景 1
- 1.2. 本論文の目的および構成 9

2. エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体増幅器による光パルス増幅

11

- 2.1. エルビウム添加光ファイバ増幅器 12
 - 2.1.1. エルビウム添加光ファイバ増幅器による光パルス増幅 12
 - 2.1.2. エルビウム添加光ファイバ増幅器中のオートソリトン 16
 - 2.1.3. エルビウム添加光ファイバレーザの特徴 19
- 2.2. 半導体光増幅器 20
 - 2.2.1. 半導体光増幅器による光パルス増幅特性 20
 - 2.2.2. 半導体レーザによる短パルス生成の特徴 23
 - 2.2.3. 利得スイッチング法 23
 - 2.2.4. モード同期法 25
- 2.3. 本章のまとめ 26

3. 能動モード同期光ファイバレーザにおける非線形および波長分散を考慮したモード同期理論

27

- 3.1. 能動モード同期レーザの従来の解析法 28
- 3.2. 光ファイバ中を伝搬する光パルス波形の解析 32
 - 3.2.1. 非線形シュレディンガー方程式 32
 - 3.2.2. 光ソリトン 34
 - 3.2.3. Split Step FFT法 35
- 3.3. 非線形および波長分散を考慮した能動モード同期理論における基本式 37
- 3.4. 波長分散なし・線形の場合 40
- 3.5. 波長分散なし・非線形の場合 41
- 3.6. 波長分散考慮・線形の場合 44
- 3.7. 波長分散考慮・非線形の場合 48
 - 3.7.1. パルス特性 48
 - 3.7.2. レーザパルスの非レーザパルス成分に対する安定性 52
 - 3.7.3. パルス幅短縮化率 54
- 3.8. 変調周波数離調に対する安定性 56
- 3.9. 能動モード同期光ファイバレーザの数値解析 58
 - 3.9.1. 計算法 58
 - 3.9.2. 非線形のみ考慮の場合の短パルス生成 60
 - 3.9.3. 波長分散考慮・非線形の場合の短パルス生成 61
 - 3.9.4. 変調周波数離調に対する安定性 64
- 3.10. 能動モード同期光ファイバレーザによる超短パルス生成のための設計指針 65
- 3.11. 本章のまとめ 73

4. 能動モード同期エルビウム添加光ファイバレーザの作成	74
4.1. 実験系	75
4.2. 解析および数値シミュレーションによるパルス特性予測	77
4.3. 能動モード同期ファイバレーザからのパルス特性	78
4.4. 変調周波数離調の影響およびタイミングジッター	82
4.4.1. 変調周波数離調の影響	82
4.4.2. タイミングジッターの測定原理	83
4.4.3. 変調周波数離調によるタイミングジッターの変化	86
4.5. ラショナル・ハーモニック・モード同期	90
4.6. 能動モード同期ファイバレーザ作成上の問題点	97
4.6.1. 融着接続の際の軸ずれの影響	97
4.6.2. 偏波分散による帯域幅制限の解析	97
4.6.3. 軸ずれに対する許容度	101
4.7. 本章のまとめ	104
5. 能動モード同期外部リング共振器半導体レーザからの短パルスの数値解析	105
5.1. 計算モデル	106
5.2. 能動モード同期による短パルス生成	109
5.3. 変調周波数離調による短パルス生成	112
5.4. 変調周波数離調による短パルスのチャープ特性	115
5.5. 正常分散ファイバによる線形圧縮	117
5.6. 高調波モード同期	119
5.7. 外部変調形モード同期	121
5.8. 本章のまとめ	124
6. 能動モード同期外部リング共振器半導体レーザからの短パルス生成	125
6.1. 実験系	126
6.2. 能動モード同期による短パルス生成	128
6.3. 変調周波数離調による短パルス生成	131
6.4. 変調周波数離調による短パルスの正常分散ファイバによる線形圧縮	134
6.5. タイミングジッター特性	136
6.6. 高調波モード同期	141
6.6. 本章のまとめ	142
7. 結論	143
補遺	148

図一覧

2.1.	エルビウム添加光ファイバ増幅器の3準位モデル	12
2.2.	エルビウム添加光ファイバ増幅器の増幅特性	14
2.3.	オートソリトン波形およびチャープ特性	18
2.4.	利得帯域幅に対するオートソリトンのパルス幅、チャープ量	18
2.5.	半導体光増幅器のパルス増幅特性 (時間波形)	22
2.6.	半導体光増幅器のパルス増幅特性 (チャージング)	22
2.7.	矩形波電流励起による利得スイッチング時の光子およびキャリア密度の変化	24
3.1.	AM変調	31
3.2.	変調周波数に対するパルス幅およびスペクトル幅	31
3.3.	基本ソリトンの形成と伝搬の様子	36
3.4.	Split Step FFT法	36
3.5.	リング共振器モデル	37
3.6.	ピークパワーに対するパルス幅およびパルス幅短縮化率	43
3.7.	ピークパワーに対するチャープおよびスペクトル幅	43
3.8.	総分散に対するパルス幅およびパルス幅短縮化率	46
3.9.	総分散に対するチャープおよびスペクトル幅	46
3.10.	共振器帯域幅に対するパルス幅およびパルス幅短縮化率	47
3.11.	共振器帯域幅に対するチャープおよびスペクトル幅	47
3.12.	規格化分散に対する規格化パルス幅	50
3.13.	規格化分散に対するチャープ	51
3.14.	規格化分散に対する規格化スペクトル幅	51
3.15.	レーザパルスと非レーザパルス成分	53
3.16.	規格化分散に対する安定性	53
3.17.	規格化分散に対するパルス幅短縮化率	55
3.18.	パルス形成時間	57
3.19.	計算モデル	59
3.20.	計算手順フローチャート	59
3.21.	非線形による周期変化パルス生成	60
3.22.	正常分散でのチャープソリトン形成	61
3.23.	モードロックレーザパルス (安定領域: 点A,B)	63
3.24.	モードロックレーザパルス (不安定領域: 点C)	63
3.25.	変調周波数離調によるパルス生成不安定	64
3.26.	各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザパルス (フィルタ3nm)	69
3.27.	各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザパルス (フィルタ10nm)	70
3.28.	各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザパルス (フィルタなし)	71

4.1.	偏波保持エルビウム添加光ファイバレーザ	76
4.2.	分散に対するパルス幅 (本解析:10GHz変調:3nmフィルタ)	77
4.3.	ポンプパワーに対するレーザパルスの変化 (数値解析)	77
4.4.	10GHz変調時のパルス波形・スペクトル形状	79
4.5.	20GHz変調時のパルス波形・スペクトル形状	80
4.6.	変調周波数に対するパルス幅	81
4.7.	フィルタ幅に対するパルス幅	81
4.8.	変調周波数離調によるパルス形状の変化	82
4.9.	変調周波数離調によるRFスペクトルの変化	87
4.10.	変調周波数離調によるRFスペクトルの変化 (第10次高調波)	88
4.11.	変調周波数離調によるシングルサイドバンドノイズの変化	89
4.12.	ラショナルハーモニックモード同期による時間波形の変化	92
4.13.	ラショナルハーモニックモード同期によるRFスペクトルの変化	93
4.14.	ラショナルハーモニックモード同期によるRFスペクトルの変化	94
4.15.	ラショナルハーモニックモード同期の原理	95
4.16.	ラショナルハーモニックモード同期による80GHzパルス列生成	96
4.17.	受動モード同期による短パルス生成 (2.3ps)	98
4.18.	幅の広いパルス生成	98
4.19.	偏波分散及び偏光子を有する共振器モデル	99
4.20.	ファイバ長による透過率の変化	100
4.21.	ASEにおける周期的なスペクトル形状変化	100
4.22.	角度ずれによる透過率の変化	103
4.23.	偏波分散をパラメータにした角度ずれに対する定常パルス幅	103
5.1.	外部リング共振器半導体レーザ	107
5.2.	計算手順フローチャート	108
5.3.	能動モード同期時の光出力およびキャリア密度の時間変化	110
5.4.	バイアス電流変化によるモードロックパルスの変化	111
5.5.	変調電流振幅変化によるモードロックパルスの変化	111
5.6.	変調周波数離調による短パルス形成の概念図	113
5.7.	変調周波数離調によるモード同期パルスの形状変化	114
5.8.	変調周波数離調による短パルスの時間波形およびキャリア密度変化	116
5.9.	正常分散ファイバによる線形圧縮	118
5.10.	変調周波数によるパルス波形の変化	120
5.11.	変調周波数に対するパルス幅	120
5.12.	外部変調形半導体レーザ	122
5.13.	変調周波数に対するパルス幅	122
5.14.	変調周波数に対するパルス形状の変化	123
5.15.	2GHz変調時の時間波形およびキャリア密度変化	123
6.1.	実験系	127
6.2.	共振器周波数での能動モード同期時の時間波形およびスペクトル形状	129
6.3.	バイアス電流変化によるモードロックパルスの変化	130
6.4.	変調周波数離調によるモード同期パルスの形状変化	132
6.5.	変調周波数離調に対するパルス幅の変化	133
6.6.	正常分散ファイバによる線形圧縮	135
6.7.	変調周波数離調によるRFスペクトルの変化	138
6.7.	変調周波数離調によるRFスペクトルの変化 (第10次高調波)	139

6.8. シングルサイドバンドノイズ特性	140
6.9. 高調波モード同期によるパルス形状の変化	141
A.1. チャープに対するパルス幅短縮化率	150
A.2. フィルタ幅に対するパルス幅短縮化率	150

第1章

序論

1. 1. 本研究の背景

社会的背景

近年、静止画像だけでなく、音声や映像も楽しめるインターネットが爆発的に普及してきた。携帯電話、PHSなどの移動電話の利用者も従来の加入電話に迫る勢いで拡大し、通信のパーソナル化、モバイル化が急速に浸透している。光技術とコンピュータ技術の融合展開が世界的規模の情報ネットワーク構築を可能にし、21世紀に向けて世界的な情報バックボーン構築が大きく推進され世界が大きく変化している。今の時代は、マルチメディア社会に向けてまさに時代の変革期に在るといっても過言ではない。マルチメディア社会を実現するには、情報の流れる通路つまりネットワークをマルチメディア対応に変えていくことが最重要の課題である。

インターネットやイントラネットの普及につれて、高速・広帯域の通信サービスに対するニーズが高まっている。これに対応するために、FTTH(Fiber To The Home)やFTTC(Fiber To The Corner)など光通信システムの構築に向けて様々な技術の開発が進められている。

光通信システムは、電気通信において通常利用されるマイクロ波やミリ波に比べて4.5桁高い周波数を利用しており、情報の伝達能力を飛躍的に高める方式として近年盛んに研究されている。この20年で光ファイバ通信が、同軸時代に比べ、中継距離で100倍、伝送容量でも100倍、ケーブル心線数でも10倍以上と飛躍的に発展拡大している。我が国では1980年頃から光ファイバ伝送を用いた通信網のデジタル化が本格的に進められ、1985年には400Mb/s(電話回線5760チャンネル相当)を誇るF-400M方式が日本縦貫伝送路として導入された。これは、単一モード光ファイバを使用した世界最初の長距離大容量システムである。その後大容量化の研究が進展し、4倍の伝

送容量で同じ中継間隔を有する F-1.6G 方式が開発され、1987 年に商用に供されている。1996 年には再生中継器とエルビウム添加光ファイバ増幅器による線形中継器を組み合わせた新同期システム(SDH)系列の 10Gbit/s の超高速光伝送方式 FA-10G が商用化されている。

光ファイバ通信の歴史

1960 年のレーザの発明、1970 年の光ファイバと半導体レーザの実用的な発明と、それによってもたらされた諸々の新しい考え方、技術的な変革の波が、従来の光学技術の世界に押し寄せるようになった。

レーザの最初の発振が観測された年から、わずか数年の間に現在の主要なレーザはほとんど発明されている。これはレーザの発明のインパクトがいかに大きかったかを物語るものである。半導体レーザの場合もそうで、IBM と RCA の熾烈な競争の結果、1962 年に最初の半導体レーザの発振が成功している。半導体レーザは小型という点で注目されていたものの、初期の半導体レーザは熱的な面で極低温に冷却するか、パルス発振しかできなかった。

一方、光通信の歴史は古く、古代ののろしや手旗信号にその起源を求めることができる。白熱電灯と光電管の発明とともに、試行的研究が繰り返されてきた。この方法は、光源の輝度の低さ、空間伝搬の不安定さから、結局は広く実用化されることはなかった。

現在、光の伝送媒質として重要である光ファイバは、レーザ光伝送以前からいわゆる胃カメラなどに応用され、イメージファイバとして非常に発達していた。しかし伝送損失という観点から見ると 1000dB/km であって、通信伝送路としての応用は考えられていなかった。

1970 年は次の 2 つの重要な発明により、光通信がはじめて実用性をもった。その意味で 1970 年は光通信元年といえることができる。1970 年に二重ヘテロ(DH)構造を有する半導体レーザを発明した。このレーザにより初めて室温で連続発振が可能で、小型化した実用的なレーザが実現した。一方、1970 年にコーニング社から従来のガラス製造法とは全く異なった、化学蒸着(MCVD)法によって、20dB/km の低損失ファイバが報告された。これは、光ファイバによる実用的通信へ応用される可能性を初めて示したもので、通信の世界に大きな衝撃を与えた。

半導体レーザの分野においては、DH 構造レーザダイオードから出発して、まず横

方向の光モードの閉じ込めを行い、光出力のコヒーレンスを改善するために当初のプレーナ構造から色々な改良がなされた。埋め込みヘテロ(BH)構造から始まって各種の複雑な横方向の閉じ込め構造を進展させ特性の改善と安定性に大きく貢献した。次に、通常のリバレー共振器を有する半導体光増幅器では複数の縦モードで発振してしまうので、これを単一周波数化するために、縦方向閉じ込めである分布帰還形(DBF)の半導体光増幅器が発明された。最近では、さらに量子井戸構造によって電子の波動をも閉じ込めることにより、さらに半導体光増幅器の出力の増大と特性の改善を図るための研究が着実に進んでいる。また光ファイバの零分散、あるいは最低損失波長が $1.3\ \mu\text{m}$ 、 $1.55\ \mu\text{m}$ にあることが主要な動機になって、長波長領域の半導体光増幅器などの開発が進んだ。材料としては、四元混晶(インジウム・ガリウム・ヒ素・リン)で、これによりこの領域で実用的な半導体光増幅器が作られるようになった。半導体光増幅器は数 GHz/s の超高速の変調がかけられるようになっているが、その動的な特性にはいくつかの問題があった。1つは緩和振動である。これは通常数 GHz 程度に現れ、変調速度の上限を決めるものとして重要な因子である。また通常の半導体光増幅器のいわゆるモードホッピングは、重要な問題である。さらにパルス変調中の周波数のチャージング現象も重要になってきた。

光ファイバの分野でも革新的な進歩が見られた。まず金属の不純物を除去する事によって、数 dB/km 程度の低損失化を達成した後、さらに水を製造プロセス中からのぞくことが試みられ、最終的には本質的で除去不可能であるレーリー散乱と赤外吸収による損失だけによって定まる、理論的に最低の損失が達成された。この間光ファイバの製造技術も、MCVD 法の他に、日本で開発された気相軸付け(VAD)法により製造技術の大きな改善が図られた。

21 世紀の情報インフラストラクチャを構築するには、テラビットクラスの超高速・大容量の光伝送技術が必要である。現在、10 ギガビットのシステムまで実用化されている。1本の光ファイバーで一度に多くの情報を流す光の多重化技術としては、複数のパルス信号をお互いが時間的に重ならないように少しずつずらして束ねる光 TDM(時分割多重)技術と波長の異なる複数のパルス信号を1本のファイバに通す WDM(波長多重)技術とがある。

1996 年は光通信の歴史から見てエポックメイキングな年であった。超高速大容量光伝送技術の研究ではついに1本の光ファイバで 1Tbit/s の伝送実験が報告された。実用化の観点からは日本で 10Gbit/s システムの商用化、米国での 2.5Gbit/s の波長多重システムの大量導入、太平洋海底光通信システム TPC-5 の開通など大きな動きの

あった年である。

ポスト 10Gbit/s 伝送について 1996 年の主な発表についてみると、伝送容量増加を目的に OTDM や Soliton と波長多重とを組み合わせたものが多かった。OTDM では 400Gbit/s で高次分散を補償しながら 40km を伝送した発表[1]などが注目される。Soliton 伝送では 10Gbit/s の光ソリトン波長多重で 80Gbit/s に多重し、分散補償を行い Gordon-Haus ジッタを抑圧した 9600km 伝送が報告された[2]。波長多重伝送技術では 1980 年初頭に 1Gbit/s 伝送実験が報告されて 15 年を経過してはじめて Tbit/s の実験が成功した。OFC'96 において富士通は 20Gbit/s で 55 波ならべて 1.1Tbit/s の総伝送容量[3]を、AT&T は偏波多重によりビットレートを 40Gbit/s にあげ 25 波多重して総伝送容量 1Tbit/s を[4]、NTT は OTDM 方式で 100Gbit/s にあげ 10 波を多重して総伝送容量 1Tbit/s を実現した[5]と報告した。さらに ECOC'96 において NEC は光デュオバイナリ変調を用いてスペクトル幅を約半分にし、20Gbit/s で 132 波並べて 2.6Tbit/s 伝送実験に成功している[6]。

光ファイバ通信システムは高度情報化社会を担う伝送方式として発展してきたが、現状のシステムはキャリア周波数が 200THz という光の特性をまだ十分には活用していない。将来の映像情報や各種高速サービスを提供する広帯域 ISDN を構築するには、光の属性を十分に活かした次世代光通信システムの開発が望まれる。

モード同期

光通信では、符号パルスは光パルス列となってファイバ中を伝わっていく。したがってモード同期法などにより光パルスを細くすればするほど多くの情報を送ることができる。レーザ発振の起きる周波数帯は、レーザ媒質の利得が共振器の損失より大きい周波数帯に限られる。通常のレーザではこの周波数領域に多くのモード周波数が存在し、そのためにレーザ出力は互いに接近した周波数の多くの放射からなる場合が多い。

通常のレーザは何らかの対策を講じない場合は、温度分布の変化やゆらぎ、あるいは機械的振動などの様々な原因によりレーザ共振器の長さやレーザ媒質の屈折率が変化する。これによって共振器のモード周波数が変化する。また、レーザ媒質内の各モードにおける電場がある程度以上強くなると飽和を起し始める。さらにレーザ媒質の非線形効果によって引き起こされるモード間相互作用により互いに影響を及ぼし合う。その結果、レーザの出力スペクトルは時間とともに変動するので、それを安定化

したり制御を行ったりするのに工夫が必要である。

これには2つの方法がある。1つは、利得スペクトル幅内の共振器の共振モードを単一になるようにして発振させる方法である。このようにすれば様々なモードの間の結合や競合は起きないので安定した出力が得られる。もう一つは、発振しているモード間の間隔を一定にし、さらにその間の位相関係を一定にすることによって、多モード間の干渉効果によって短時間内に光出力を集中して、時間依存性がフーリエ変換で期待される抑制された短パルス出力を得る方法である。このような発振形式のレーザをモード同期という。同時に発振する多数のモードの間に一定の位相関係を導入するにはいわゆる位相同期のテクニックを利用すればよい。位相同期というのは、発振器に外部から位相同期信号を注入して、発信周波数ならびに位相をその外部同期信号に同期することである。多モード同時に発振しているレーザの場合には外部同期信号そのものを注入するのではなく、各発振モードにレーザ共振器のモード間隔に近い変調をかけて各発振モードにサイドバンドを発生させ、このサイドバンドを同期信号として利用できる。こうすると各々の発振モードのサイドバンドは他の発振モード近くに同期信号を注入することになるので、各発振モードは等間隔に整列し、位相関係も一定に保たれる。

モード同期法には、大きく分けてレーザの内部変調を利用する能動モード同期と飽和性吸収体をレーザ内に挿入してその非線形性を利用する受動モード同期法がある。

共振器内に非線形光学媒質を置けば、その非線形光学効果により、光パルス通過の際、パルス波形に応じ損失変調あるいは位相変調が自動的に生じるのでこれをモードロッカーとして用いることができる。これにより達成されるのが受動モード同期である。つまり受動モード同期は光パルスが自分で自分を変調して起こすモード同期である。非線形光学媒質として一般的に用いられるのは過飽和吸収体で、この場合光パワーが大きいほど透過率が高くなり、通過パルス形状に似たゲート波形となる。従って、透過率の変化は能動モード同期の場合に比べてはるかに早くなり、短パルス生成が容易である。欠点としては、外部信号と同期できないこと、タイミングの揺らぎが大きいことが挙げられる。

能動モード同期法は、共振器内に光の振幅や位相を変調する変調器が置かれている。変調器を共振器の周回時間の逆数で決まる共振器周波数またはその整数倍で外部から駆動することによりモード同期をかける方法である。変調器がサイドバンドを生成し、スペクトル幅を広げ、パルス幅を短くする一方で、有限帯域のレーザはスペクトル幅を狭め、結果としてパルス幅を広げようとする。パルス幅は、この両者の効果が釣り

合うところで決まる。能動モード同期での変調器の透過率の変化は普通正弦波状なので、透過率最大の透過率の変化は緩やかになってしまう。このため、パルス化の効率はあまり良くなく、能動モード同期だけではパルス幅を十分に狭くすることは困難である。また、変調周期と共振器周回時間がずれるとパルスは崩れてしまうので安定なモード同期を得るには変調用の信号源や共振器の安定化は欠かせない。しかし、能動モード同期は外部信号に対して、光パルス列を同期することができ、タイミングジッターが少ないという大きな利点がある。このため、光通信の光源には能動モード同期レーザが使われている。

モード同期レーザの歴史

モード同期レーザの歴史について振り返る。メイマンが 1960 年にルビーレーザ発振に成功してから 40 年近くたった。その後はレーザの種類、波長帯、出力、コヒーレンス、パルス幅、安定性、など特性の向上や、その基礎的な物理的理解、レーザを用いた基礎的研究、工学的応用、実用化などどの点を取っても驚くばかりの進展が見られた。最初のルビーレーザの発振波形は、全体としては数百 μs のパルス、細かく見れば $1\mu\text{s}$ 以下の短いスパイクの集まりであった。

しかし、その後の光パルス技術の発展の基礎となったのは、1964 年に導入されたモード同期の概念である。実験的には、1965 年に Mocker らによって、過飽和色素を用いてルビーレーザの受動モード同期を行ったのが最初である。

Nd:ガラス、Nd:YAG など利得線幅の広い固体レーザのモード同期法が進むにつれて発生されるパルス幅も短くなり、1966 年には ps 領域のパルスが得られるようになった。さらに線幅の広い色素レーザが注目され、1981 年には衝突モード同期法により 100fs よりも短いパルス幅が実現された。また、この出力光に光ファイバの非線形性を利用して周波数チャープを加え、これを回折格子のような分散性媒質を通すことによって光パルスを圧縮する方法が見いだされ、この方法によって 6fs という光の周期のわずかに 3 周期に相当する極めて短いパルスが生成されている。

光増幅器

小型の光増幅器は、トランジスタが電子回路の基本素子としてエレクトロニクスを支えているように、光エレクトロニクスを一層発展させる基本素子として期待されている。レーザは文字通り本来は光増幅器であるが、最近まではレーザ発振器およびエ

エネルギー増幅に関する技術が主流をしめ、光エレクトロニクスの分野で重要な、微弱な光信号の直接増幅に関する急速な進展がなかった。しかしエルビウム添加光ファイバ増幅器の出現で状況は大きく変わる。それまでの光通信システムでは、光ファイバの散乱損失による伝送距離制限が大きな問題であった。この問題を解決するために誘導ラマン散乱や半導体光増幅器を用いた光増幅が研究されてきたが実用的ではなかった。そうしたなかで、エルビウム添加光ファイバ増幅器は半導体レーザを励起光源として小型で扱いやすく、その特性は高利得、高効率で低雑音などの特徴をもつ光増幅器として登場した。光ファイバ増幅器が急速な発展をとげた大きな理由として、エルビウムイオン誘導放出波長がシリカ系光ファイバの最低損失波長帯 $1.53\ \mu\text{m}$ - $1.56\ \mu\text{m}$ に一致していた事がある。光信号を電気信号に変換することなく増幅再生できるため光伝送システムの経済化ならびに高機能化の点から大きなメリットがある。

光ファイバ増幅器は近年急速な発展を遂げたが、当初は半導体光増幅器の開発が進められていたという経緯がある。光ファイバ増幅器の登場により、その性能の良さの陰で半導体光増幅器の開発は一時下火となり存在価値が薄くなっていった。しかし昨今、光ファイバや光ファイバ増幅器の非線形性が論じられるにつれ、半導体光増幅器の非線形性に注目が集まり、再び脚光を集めている。半導体光増幅器は雑音指数の点で性能が落ちるが、四光波混合、電流制御による高速スイッチ特性、高速非線形光学特性など機能性の面では圧倒的に優れている。そのため、分散補償、波長変換、光 DEMUX など様々な方面に利用され始めており、将来の全光化通信網構築のための基盤技術として注目を浴びている。

エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器を用いた短パルス光源

システム応用上重要な $1.55\ \mu\text{m}$ 帯に関しては、利得媒質としてエルビウム添加ファイバや InP 系の半導体を利用でき、これらの利得媒質を用いてパルス光源が開発されてきた。

装置の簡便さから考えて半導体レーザによる短パルスの発生は注目すべきである。半導体光増幅器を用いた光パルスの発生法には、直接変調法、利得スイッチ法、モード同期法がある。直接変調法は任意の繰り返しで変調パルスが得られるが、半導体光増幅器活性層中の瞬時的なキャリア変動で屈折率が変化し、これによる発振波長のチャープが生じる[23]。

モード同期法は、半導体光増幅器の場合は共振器長が 1mm 以下で縦モード間隔が

100GHz 以上と大きくなるため同期を取ることが困難になる。そこで、半導体光増幅器の端面に反射防止膜を施して外部鏡で長い共振器を構成し、縦モード間隔を小さくしたものを使用している[22-35]。一般的にはファブリペロー形で外部鏡が構成されることが多く、外部鏡側の半導体光増幅器端面の反射を完全に除去できない場合には、外部鏡で構成される縦モード共に素子単体で生じる縦モードも存在してしまう。このため、エタロンや回折格子などの波長分散性の反射鏡を利用することで縦モードを単一にする必要がある。また、残留反射によるマルチパルス発生が起きるなどの問題もある[35]。レーザ変調時のチャープを抑えるために共振器内部にエタロンを挿入してトランスフォームリミット化が行われている[31]。

最近では集積化したモード同期半導体レーザが開発されている。ひずみ量子井戸構造をした過飽和吸収体を共振器内部に設け、DBR 反射鏡を用いてスペクトル幅を制御し安定な受動モード同期を行うものが多い[38]。受動モード同期であるためタイミングジッタがあるため、強制的に外部信号を印可することにより、受動モード同期でありながら能動モード同期のよさも取り入れたハイブリッド形のものが一般的になっている。

利得スイッチ法は、半導体光増幅器を短い電気パルスで駆動し、レーザの過渡応答として生じる緩和振動の最初のスパイクだけを取り出して短パルスを得る方法である[15-21]。繰り返し周波数が比較的自由に選べて、他の光信号と容易に同期させることができる。しかし、そのままでは電流による変調のため非線形なチャープが発生し、トランスフォームリミットからかけ離れてしまう。これを克服するために光フィルタでチャープのごく一部のみを切り出すスペクトルフィルタ法が提案された[18]。

以上のように半導体光増幅器による短パルス生成は、もともとチャージングを伴うパルスであるので質の高いパルスは得られにくい。共振器外部で線形/非線形圧縮によりパルス幅が狭くフーリエ変換限界のパルスが得られるようになっている。

エルビウム添加ファイバレーザについては、受動/能動モード同期レーザや Q スイッチレーザなどがある。エルビウム添加ファイバ増幅器(EDFA)は、半導体光増幅器などに比べて飽和出力を大きくとれるため、光パルスのピークパワーを上げることが可能となり、光通信分野のみならず光サンプリングなどの応用分野における S/N の改善を図ることができる。

受動モード同期ファイバレーザは主に短パルス化をねらって開発が行われている。モードロックingleレーザと非線形ループミラーを用いた 8 の字形レーザが初期の頃にはよく用いられた。サブ ps 光パルスの生成が比較的容易であり 30fs が報告され

ている。その後よりシンプルな構成でセルフスタートが可能な単リングレーザが提案された[83-86]。共振器内に偏波依存形アイソレータと偏光子が挿入され、光強度に依存する楕円率と傾きが生じる非線形偏波回転の原理を用いている。この方式のレーザの動作解析は精力的に行われており、短パルスで高パワーであることから波長分散および非線形性も取り入れられている。[49-51,83-84]

能動モード同期においては、共振器内におかれた光変調器などによって光の強度や位相が変調され、この変調周波数に同期した光パルス列が生成される。ファイバレーザのように長い共振器構造を持つレーザでは高調波モード同期が用いられ、GHz 帯でジッタの少ないパルスが得られる[62-71,74-81]。最初の報告は1990年に行われている[66]。しかし長共振器であるため、外乱に対して弱く、偏波の安定化や共振器長の制御などが行われている。しかし通常の構成ではパルス幅は数十から数百ピコ秒程度で共振器の設計などで工夫が必要である[77]。このため、能動モード同期ファイバレーザの解析を行った例は少ない[55-56,63,77-81]。しかし光パワーが大きくとれ、得られるパルス幅が ps 台と小さくなってきたため、波長分散や非線形性を取り入れた解析を行う必要がある。

1. 2. 本研究の目的と構成

近年の光直接増幅技術をはじめとする各種光技術の進展に伴い、超高速・長距離光伝送技術の研究が盛んに進められている。超高速光通信システムを構築するには短いパルス幅を求めるだけでなくスペクトル特性、ジッタ、波長可変性、安定性、高繰り返し周波数、繰り返し周波数可変性、コンパクト性、コストなど様々な点が要求される。システム応用上重要な $1.55 \mu\text{m}$ 帯に関しては、利得媒質としてエルビウム添加ファイバや InP 系の半導体を利用でき、これらの利得媒質を用いてパルス光源が開発されてきた。

本研究の目的は、エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器を用いた能動モード同期レーザの解析を行い、その特性を明らかにすることにある。さらにその解析結果から短パルス生成のための共振器設計指針を示す。

本論文の構成は次の通りである。

まず第2章では、光通信で用いられる $1.5 \mu\text{m}$ 帯の光増幅が行えるエルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器の利得特性について調べる。光増幅器を光伝送システムなどに応用する場合、その応答特性が重要である。ランダム変調された光

信号波形を波形ひずみなしに増幅できるかは、光信号入力時の反転分布の時間的な振る舞いによる。特にこの点に注目して両増幅器の特性の比較を行う。

第3章では、まず光ファイバレーザについて、波長分散および非線形の効果を取り入れた新しいモード同期理論を構築し、解析的にパルス特性評価を行う。従来までは、能動モード同期の特性を表すのに Siegmán らによるモード同期理論が幅広く用いられてきた。しかし、高パワーの光源が利用できるようになった事、要求されるパルス幅が短くなってきた事から、従来までは考慮されていなかった波長分散性や光非線形性の効果が顕著に現れるようになり、従来のモード同期理論では正確なパルス特性予測が行えなくなっている。パルス特性、安定性、離調の影響などについて検討を加える。次にこの理論によるパルス特性評価結果を、数値解析により確認する。最後にこれらの結果を踏まえて、より狭いパルスを生成するための共振器設計指針を示す。

第4章では、第3章で行った波長分散および非線形の効果を考慮した解析によるパルス特性の確認を実験により行う。パルス特性の測定、離調の影響、タイミングジッター特性などを行う。次にラショナルハーモニックモード同期による運倍パルス列生成およびその原理解明を行う。最後に偏波保持ファイバで共振器を構成する場合、各コンポーネント間の軸ずれが短パルス生成に問題となることを指摘し、理論的検討を行う。

第5章では外部リング共振器半導体レーザの能動モード同期における動作解析を数値計算により行う。変調周波数離調による短パルス生成およびそのチャープ特性解析を行う。高調波モード同期についても検討する。直接変調形は、半導体光増幅器が光増幅と光変調の機能を兼ねているためチャープが大きくなる。そこで半導体光増幅器では光増幅のみを行い、外部に光変調器をおく外部変調形の共振器構成を提案し、その解析を行う。

第6章では、能動モード同期外部リング共振器半導体レーザの特性を測定し、第5章で行った解析が正しいことを確かめる。

第7章では、結論を述べ、本論文を総括する。

第2章

エルビウム添加光ファイバ増幅器および 半導体光増幅器による光パルス増幅

光通信で用いられる $1.5\ \mu\text{m}$ 帯の光増幅が行えるエルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器の利得特性について調べる。光増幅器を光伝送システムなどに応用する場合、その応答特性が重要である。応答特性には、短パルスの波形を波形の広がりなしに増幅できるかという応答と、ランダム変調された光信号波形を波形ひずみなしに増幅できるかという応答とに分けられる。

前者については、EDFA および進行波形の半導体光増幅器は ASE 幅が 1THz 以上あり、数ピコ秒以上のパルス幅のパルスであれば問題になくてもよい。

後者については、光変調波形に対する応答は光信号入力時の反転分布の時間的な振る舞いによる。上準位の実効的な寿命時間とパルス幅との相対値により応答が異なる。

本章では、両増幅器の利得特性の特徴、その中でも特に応答特性についての両増幅器における違いを明らかにする。

2. 1. エルビウム添加光ファイバ増幅器

2. 1. 1. エルビウム添加光ファイバ増幅器による光増幅

エルビウム添加光ファイバ増幅器(EDFA)では、 $0.5\ \mu\text{m}$ 、 $0.6\ \mu\text{m}$ 、 $0.8\ \mu\text{m}$ 、 $0.98\ \mu\text{m}$ 、 $1.48\ \mu\text{m}$ の光励起によって、Er イオンのエネルギー準位 $^4I_{13/2}$ と基底準位 $^4I_{15/2}$ の間に反転分布が形成される。この準位間のエネルギー差に等しい $1.5\ \mu\text{m}$ 帯の光信号が入射すると誘導放出によってその信号光が増幅される。Er イオンでは終準位が基底状態となる 3 準位系を構成するので、励起しない場合には吸収媒質となり、励起入力に対して利得が生じるしきい値が存在する。また 4 準位系のレーザとは異なり、励起が強くなると利得の飽和強度も大きくなるため、 100mW を越えるパワー増幅が可能となる。励起パワーは一般に WDM カップラを通してファイバに注入される。励起光の方向と被励起光の進行方向は同一軸上にある。この場合濃度・利得ファイバ長積を一定に保ってある程度広範囲にふることができる。最適な濃度・利得ファイバ長積は Er の場合 $10\text{--}15\text{kppm/m}$ 程度とされている。

EDFA では、室温においては 3 準位系で動作することが知られており、いずれの励起波長においても光励起された Er イオンの遷移準位は図 2.1 のようなモデルで表すことができる[7,8]。利得特性は吸収断面積 σ_a 、誘導放出断面積 σ_e 、励起準位吸収断面積 $\sigma_{a'}$ の各スペクトル特性と準位の寿命が分かると以下のレート方程式から利得特性を求めることができる。

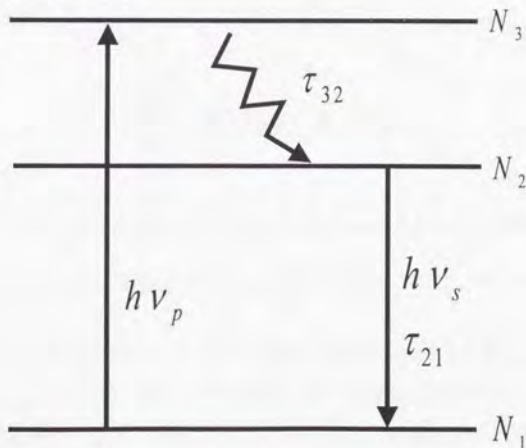


図 2.1. エルビウム添加光ファイバ増幅器の 3 準位モデル

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{\sigma_p I_p}{h \nu_p} N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - (\sigma_s N_2 - \sigma_a N_1) \frac{I_s}{h \nu_s} \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{\sigma_p I_p}{h \nu_p} N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + (\sigma_s N_2 - \sigma_a N_1) \frac{I_s}{h \nu_s} \quad (2.3)$$

ただし、 N_3 (励起準位)、 N_2 (上準位)、 N_1 (基底準位)は各準位のイオン密度を表す。 τ_{xy} は準位 x から y への遷移寿命時間を、 ν_p は励起光の周波数、 ν_s 信号光の周波数を表す。

EDFA の場合、長い導波構造を有すること、端部からのみ励起されることを考慮する必要がある。つまり、励起光が軸方向へ伝搬することにより反転分布を形成するために、その反転分布の大きさが励起光の吸収とともに伝搬方向に沿って変化する。微小区間 dz を考えると、励起光強度密度 I_p と信号光強度密度 I_s の関係は次の伝搬方程式で表される。

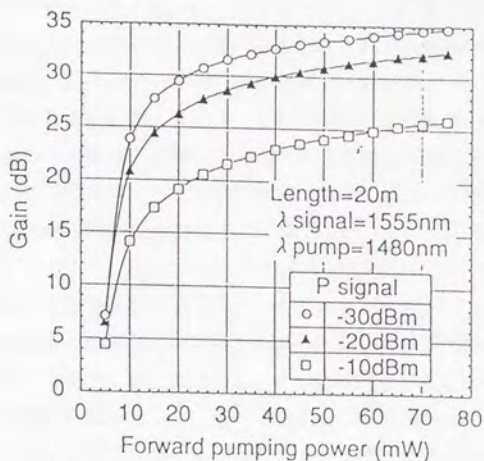
$$\frac{dI_p}{dz} = \sigma_p N_1 I_p \quad (2.4)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = (\sigma_s N_2 - \sigma_a N_1) I_s \quad (2.5)$$

$$\pm \frac{dI_{ase}^{\pm}}{dz} = (\sigma_s N_2 - \sigma_a N_1) I_{ase}^{\pm} + h \nu \sigma_s N_2 \Delta \nu \quad (2.6)$$

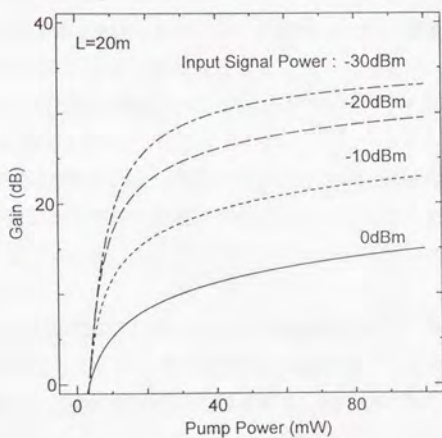
ここで $\Delta \nu$ は自然放出帯域幅である。以上の式を解くことにより、EDFA の利得特性がわかる。

図 2.2 に偏波保持 EDFA の利得特性の実験結果[9]および式 2.1-式 2.3 のレート方程式と式 2.4-式 2.6 の伝搬方程式を数値解析を用いて解いた結果を示す。実験結果と数値解析結果は非常によく一致している。各パラメータを適切に設定するとこの結果のように、上記の 6 式から EDFA の特性をシミュレートすることができる。



(a) 偏波保持 EDFA の利得特性 (実験結果) [9]

Er 870wt·ppm, MFD: $4.5 \mu\text{m}$: τ : 12.8ms
 σ_a : $2.96 \times 10^{-25} \text{m}^2$, σ_s : $4.17 \times 10^{-23} \text{m}^2$, σ_p : $0.90 \times 10^{-25} \text{m}^2$



(b) 数値解析による EDFA の利得特性

図 2.2. エルビウム添加光ファイバの増幅特性

光増幅器を光伝送システムなどに応用する場合、その応答特性を明らかにする必要がある。これには、超短パルスの波形を波形の広がり（帯域制限）なしに増幅できるかという応答と、ランダム変調された光信号波形をパターン効果や波形ひずみなしに増幅できるかという応答とに分けられる。前者は、光パルスの有する帯域幅を増幅できるか否かであり、光増幅器の持つ利得帯域幅に対応する。従って、ASE スペクトル幅から直接予測することができる。EDFA および後述する進行波形の半導体光増幅器は ASE 幅が 1THz 以上あり、数ピコ秒以上のパルス幅のパルスであれば問題になくてもよい。そこで、以下では利得飽和が著しい場合に問題となる後者の応答特性について考察する。

光変調波形に対する応答は、光信号入力時の反転分布の時間的な振る舞いによる。反転分布は光入力が大きくなると減少し、その応答速度は実効的な上準位の寿命で支配される。半導体光増幅器では、光パルス立ち上がり後の上準位密度の復帰時間は上準位の寿命で定まるが、光パルスの立ち上がり時（上準位密度の減衰時間）は誘導放出が関与するため信号強度に応じて短くなる。一方、EDFA のように 3 準位系では反転分布の実効的な応答速度は励起強度に依存するので、パルスの立ち上がり時、立ち下がり時ともに上準位の寿命より短くなる。従って、反転分布の応答時間は信号入力レベルと励起レベルの両方を考慮しなければならない。

まず、変調信号光が実効的な上準位の寿命より十分に低速な場合について考える。この場合は、反転分布は光信号のレベルに追随するので、変調信号光は波形の瞬時光パワーに応じた飽和利得特性を受けることになる。つまり、利得係数が波形の変化に応じて変化するために増幅時のひずみは避けられず、それは入力レベルが大きくなるほど顕著となる。

次に、光変調信号が実効的な上準位の寿命より十分に高速な場合について考える。この場合は反転分布は光波形に追随せず利得の大きさは寿命時間内の平均パワーで定まる飽和値に固定される。つまり、パルスパターンや光レベルに依存しない無ひずみの増幅を受ける。

EDFA の場合には実効的な上準位の寿命が数 ms 程度と長いため、光通信で用いられるような GHz 程度においては平均値で決まる飽和値で増幅される。つまり入力の大いなる飽和領域でも利得が減少するだけであり、波形ひずみやパターン効果などは現れない。

2. 1. 2. エルビウム添加光ファイバ増幅器中のオートソリトン

エルビウム添加光ファイバ増幅器は、30nm 以上と比較的広い利得帯域幅を有するため数 ps 程度までのパルス幅のパルスであれば波形崩れなく増幅を行うことができる。しかし、パルス幅が数 ps 以下から fs 領域まで狭くなるとこの利得帯域幅を考慮する必要が生じる。パルス幅が短い場合には、これに加えて光ファイバの波長分散の影響も考慮しなければならない。そこで本節では、エルビウム添加光ファイバ増幅器による超短パルスの増幅特性について考察する。

エルビウム添加光ファイバ増幅器中の光パルスの伝搬は、光ファイバ中の光伝搬を記述する非線形シュレディンガー方程式に利得帯域幅の影響を考慮した利得の効果を含む方程式(式 2.7) で表される[10-12]。非線形シュレディンガー方程式については第 3.2 節で詳しく述べる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \left(\beta_2 + \frac{4jg_0}{n\Delta\omega_a} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{g_0}{n} - \alpha \right) A + i\gamma |A|^2 A \quad (2.7)$$

これを Ginzburg-Landau 方程式という。ただし g_0 は小信号利得を $\Delta\omega_a$ は利得帯域幅を表す。次に $U=NA/P_0^{1/2}$ 、 $\tau=T/T_0$ 、 $Z=Z/L_D$ 、 $N=(\gamma P_0 N_0)^{1/2}$ と規格化のための変数変換を行う。ただし P_0 はピークパワーを、 T_0 は入力パルス幅を、 L_D は分散長を表す。

$$\frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{i}{2} (s + id) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + |U|^2 U = \frac{1}{2} \mu U \quad (2.8)$$

$$d = \frac{4g_0}{n\Delta\omega_a^2 |\beta_2|}, \quad \mu = \left(\frac{g_0}{n} - \alpha \right) L_D \quad (2.9)$$

d は利得帯域幅を表すパラメータで、 μ は増幅を表すパラメータである。この方程式は固有解を持ち、その解は、

$$U(Z, T) = N_s \left[\text{sech } h(pT) \right]^{1+iq} \exp(iK_s Z) \quad (2.10)$$

とチャープを有する sech 形のパルスである。第 3.2 節で詳しく述べるが、光ファイバ中ではある条件のもとで sech 形のパルスが固有解となり、それを光ソリトンと呼んでいる。つまり、Ginzburg-Landau 方程式はチャープソリトンの形で表される固有解をもつといえる[38,39]。各パラメータは式 2.10 を式 2.8 に代入して得られる以下の関係式を満たす。

$$N_s^2 = p^2 [s(q^2 - 2) + 3qd] / 2 \quad (2.11)$$

$$p^2 = -\mu [d(1 - q^2) + 2sq]^{-1} \quad (2.12)$$

$$K_s = -p^2 [s(1 - q^2) - 2qd] / 2 \quad (2.13)$$

$$dq^2 - 3q - 2d = 0 \quad (2.14)$$

チャープソリトンで表される固有解はいくつかの特徴をもつ。一つ目の特徴は、パルス幅とピークパワーが一義に決まることである。増幅を伴わない通常のファイバであれば異常分散領域で(明るい)光ソリトンが形成される。その場合は $N=p$ の関係を満たすあらゆるパルス幅の解が存在する。一方、増幅器中の固有解は、パラメータ d と μ で一義的に決まる。つまりパルス幅とピークパワーは利得とその帯域幅により決まることを示している。増幅器中では、入力パルス幅やパワーがどのようなものであってもこのチャープソリトンになるため、オートソリトンと呼ばれている[10,11]。

二つ目の特徴は、チャープを有することである。通常のファイバ中のソリトンはチャープがないが、オートソリトンでは必ずチャープを有する。

三つ目の特徴は、正常分散領域でも(明るい)ソリトンパルスが形成されることである。通常のファイバでは正常分散領域では(明るい)ソリトンは形成できない。

図 2.3 に正常分散及び異常分散におけるオートソリトンの時間波形およびチャープ特性を示す。この図からは、正常分散におけるオートソリトンはパルス幅が異常分散でのパルスに比べてかなり広いことが分かる。また、チャープはパルスの中央付近ではほぼ線形なアップチャープであることが分かる。

図 2.4 に利得帯域幅パラメータ d に対するパルス幅およびチャープを示す。式 2.9 の定義より、利得帯域幅が大きくなるとパラメータ d は小さくなる。まず正常分散領域であるが、帯域幅が広がるとチャープが大きくなりパルス幅が広がる。補遺に示すように正常分散領域での短パルスの形成は、チャープパルスが帯域幅制限を受けるとパルス幅が短くなるという原理でなされる。従って、利得帯域幅が広がることはパルス幅の増大につながる。利得帯域幅が無限大になるとパルス幅も無限大になり固有解は存在しない。これは、正常分散領域では通常ファイバ内で明るいソリトンが存在しないという事と合致する。異常分散領域では、パルス幅が短くチャープも比較的小さい。帯域幅が大きくなると、パルス幅が狭まりチャープも少なくなる事が分かる。帯域幅が無限大であるということは、入力パルスをひずみなく

増幅することであり、固有解が通常ファイバ中の光ソリトンと同じくチャープフリーとなる。利得帯域幅による制限を受けると、パルス幅が広がりチャープも生じる。

本節では、利得帯域幅制限を受けるような短パルスを増幅する際には、増幅器中でチャープソリトンが形成されることを示し、その特徴について調べた。

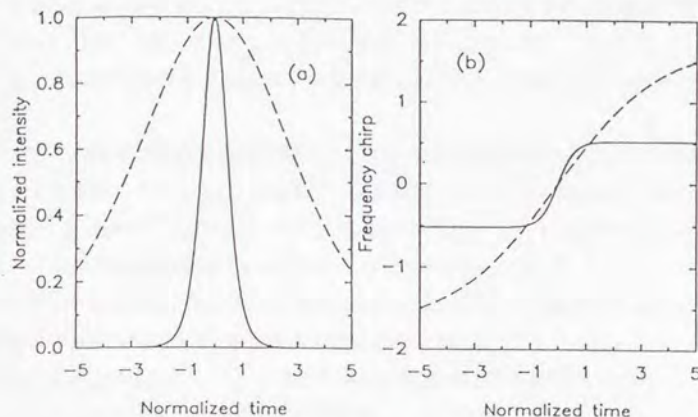


図 2.3. オートソリトン波形およびチャープ特性($d=0.5$) [7]

(点線：正常分散、実線：異常分散)

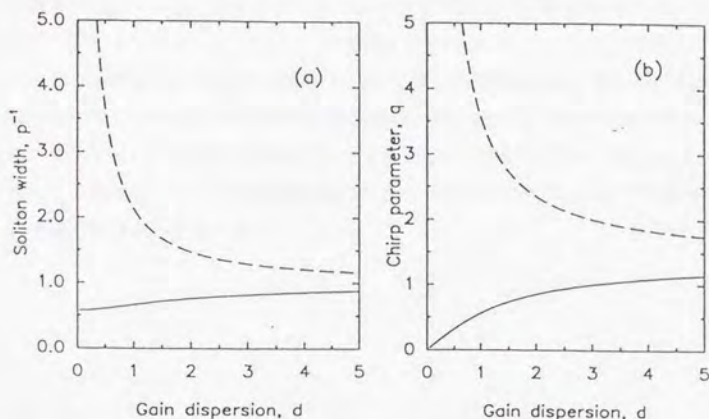


図 2.4. 利得帯域幅に対するオートソリトンのパルス幅、チャープ量 [7]

(点線：正常分散、実線：異常分散)

2. 1. 3. エルビウム添加光ファイバレーザの特徴

通信用光ファイバの技術的進展につれて、ファイバの形態をとるレーザも種々のものが登場してきている。ファイバレーザはガラスレーザについてのファイバ化がその始まりである。Nd ガラスレーザが広い利得を持つことから短パルス光発生に適していることは早くから分かっていたが、その利得が小さいことから cw 動作での短パルス発生には使えなかった。そこでガラスをファイバ状にしてポンピングをファイバ方向にとれば利得は大きくとれ調整可能となるということからそのファイバ化が計られた。

ファイバはレーザ相互作用空間として理想的な形態であるといえる。コア径数ミクロンで光強度を大きくとれ、相互作用長を長距離にわたってとれるというファイバの特徴が、光-物質間の相互作用に対して有効に作用する。レーザにとってファイバ化によってもたらされる特徴として以下のようなものが挙げられる。

- 1) 光とレーザ媒質との相互作用を高密度に長距離にわたって維持できる。したがって、高励起密度が実現できる。また誘導放出率が強化できる。
- 2) 高密度光を長距離にわたって維持できる結果、光非線形性実現しやすい。
- 3) 低損失で高フィネス共振器が実現できる。
- 4) レーザシステム全体を一体化しやすいので高安定レーザを実現できる。
- 5) ファイバの構造パラメータを設計に組み入れられるので分散の制御などが行える。

共振器構造としては、ファブリペロー形とリング形のいずれでも構成できる。いずれのパーツもファイバ形デバイスで構成できるためコンパクトに構成できる。

エルビウム添加光ファイバ増幅器は、40dB 以上の高利得特性、低い雑音指数、低い偏波依存性、30nm 以上の広帯域な波長特性、高い飽和出力等の特徴を有する。さらに、光ファイバの最低損失波長である $1.5 \mu\text{m}$ の光増幅が可能であることから、エルビウム添加光ファイバ増幅器を用いたファイバレーザは、光ファイバ通信用光源として盛んに研究されている。

2. 2. 半導体光増幅器

2. 2. 1. 半導体増幅器の光パルス増幅特性

本節ではまず、半導体増幅器中の光パルスの増幅特性を調べる[13,14]。半導体光増幅器を2準位モデルで考え、増幅器長が十分に長いのでキャリア密度の横方向の分散は無視できるとすると、キャリア密度に関するレート方程式は以下のように表される。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{g}{\hbar\omega}|A|^2 + \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_n} \quad (2.15)$$

I は注入電流、 q は電子の電荷、 V は活性層の体積、 N はキャリア密度、 τ_n は自然キャリア寿命を表す。右辺第一項は誘導遷移に伴うキャリア減少を、第二項は電流によるキャリア注入を、第三項はキャリア寿命 τ_n でのキャリアの減少を表す。

半導体光増幅器では、荷電子帯と伝導体の遷移によって光増幅が得られており、単純な2準位系として扱うことはできないが、各バンド内でのキャリアの緩和時間が1ピコ秒以下と短いため、これよりも遅い現象では上記のような2準位系のレート方程式が適用できる。

増幅器中の電界の変化は次式の伝搬方程式で表される。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{2} g(1 - j\alpha) A \quad (2.16)$$

α は線増大係数であり、キャリア密度変化による屈折率変化と利得変化の比で定義される。利得は

$$g = \Gamma a(N - N_t) \quad (2.17)$$

と表される。 Γ は閉じこめ係数を表し、 N_t は透明キャリア密度と呼ばれ、利得を持つのに必要なキャリア密度である。電界をパワーと位相により

$$A = \sqrt{P} \exp(i\phi) \quad (2.18)$$

と表すと以上の関係より式2.15は、

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g - g_0}{\tau_n} - \frac{gP}{E_{sat}} \quad (2.19)$$

と書き直すことが出来る。 g_0 は小信号利得、 E_{sat} は飽和エネルギーを表す。式2.16を

パルスとともに動く座標で見ると

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} g (1 - j\alpha) A \quad (2.20)$$

と書き換えることが出来る。以上 2 式がパルスの増幅特性を表す。長さ L の増幅器を通過後のパルスは、

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \exp[h(\tau)] \quad (2.21)$$

$$\phi_{out}(\tau) = \phi_{in}(\tau) - \alpha h(\tau) / 2 \quad (2.22)$$

と表される。ここで $h(\tau)$ は積分利得を表す。

$$h(\tau) = \int_0^L g(z, \tau) dz \approx -\ln \left[1 - \left(1 - \frac{1}{G_0} \right) \exp \left(-\frac{U_{in}(\tau)}{E_{sat}} \right) \right] \quad (2.23)$$

U_m は

$$U_{in}(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} P_{in}(t) dt \quad (2.24)$$

と表され、パルスの先頭から時間 τ までに含まれるエネルギーを表す。半導体による時間波形の光パルス増幅特性を図 2.5 に示す。式 2.21 および式 2.23 から分かるようにパルスの先頭部分は未飽和の高い利得を受けるが後半部分は飽和した低い利得しか受けずにパルスが先頭方向に傾く。傾きの度合いは増幅度による。

一方、式 2.22 より自己位相変調によりチャープが生じることが分かる。

$$\Delta \nu_c = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} = -\frac{\alpha}{4\pi} \frac{\partial h}{\partial \tau} = -\frac{\alpha P_{in}}{4\pi E_s} \left[\exp\{h(\tau)\} - 1 \right] \quad (2.25)$$

これは、飽和利得が線増大係数と結びついてチャープを生じていることを示している。半導体による光パルス増幅に伴うチャージング特性を図 2.6 に示す。これにより、パルスの中心付近ではほぼ線形に近いダウンチャージングが生じることが分かる。チャージング量は増幅度により変化する。

以上をまとめると、まず未飽和領域ではキャリア密度は一定であり、どんな時間波形もそのまま増幅する。波形ひずみが問題となるのは飽和領域である。前述の EDFA のように光強度の変化が時定数より十分早い場合には、キャリアは平均パワーしか感じる事ができず、キャリア密度は入力光の平均パワーに対応する値で一

定となり波形ひずみは生じない。しかし、半導体光増幅器のキャリア密度の時間定数はサブ ns 程度であり、光通信で用いるよう数 GHz 帯のパルス列では波形ひずみが問題となる。

能動モード同期半導体レーザにおいては、各周回ごとに光パルスが半導体増幅器で上記のような増幅作用を受けるわけである。従ってそこから生成されるパルスは、波形としては先頭方向に傾き、ダウンチャープを有していると予想される。

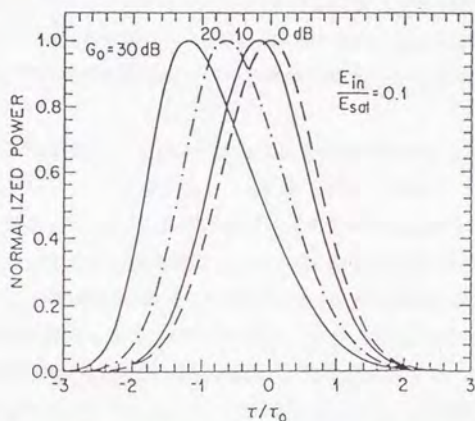


図 2.5.半導体光増幅器のパルス増幅特性(時間波形)[13]

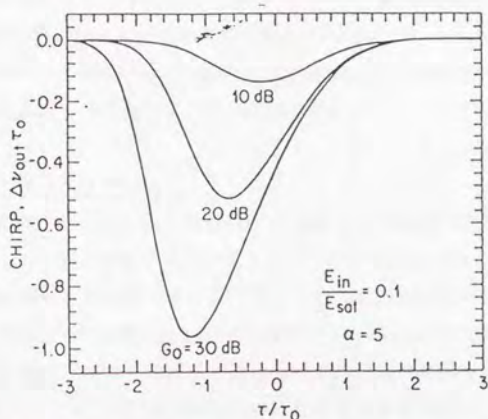


図 2.6.半導体光増幅器のパルス増幅特性(チャーピング)[13]

2. 2. 2. 半導体レーザによる短パルス生成の特徴

半導体レーザを用いた超短パルス発生技術は、コンパクトで安定かつ長寿命な光パルス発生源として光通信や光計測、物性研究など様々な分野への応用が期待される。半導体レーザはバンド間遷移により広い利得帯域を有することや注入電流による高速な利得変調が可能であるという、他のレーザにない特徴を持っている。パルス幅が短く、ピーク出力が大きい光パルスを半導体レーザにおいて十分制御可能な条件で発生させることは、光エレクトロニクスの今後の広範な応用にとって極めて重要な課題である。半導体レーザからの超短パルス生成の試みは Haus らの能動モード同期[22]に始まり、より安定で幅が狭く質の良いパルス生成の試みが今日まで数多くなされている。

半導体レーザによる超短パルスの発生とその制御については他のレーザと異なるいくつかの特徴を有している。半導体レーザの素子長は $100\text{--}500\ \mu\text{m}$ 程度と他のレーザと比較して桁違いに小さく、素子内を光が周回する時間は数 ps 程度である。このため共振器内における光子の寿命時間 τ_p は 1-数 ps 程度と小さい。また注入キャリアの寿命時間(バンド間緩和時間) τ_c はサブ ns と短いため GHz 以上の直接電流変調が可能となり各種の制御を容易にする。この τ_p と τ_c の比が 3 桁程度異なることから、高周波変調に特徴的な出力の共振現象や、急峻な利得変動に対しては緩和発振による短パルスを生じやすい原因となっている。さらにバンド間遷移による誘導放出を利用していることから、利得帯域幅は数 THz と広い。従ってモード同期法によりこの帯域を有効に使うことができれば、帯域幅とフーリエ変換の限界である時間幅として 100fs 程度までの超短パルスの発生も可能と思われる。

半導体レーザによる超短パルスの発生法には各種の方法があるが、代表的なものとしてモード同期法および利得スイッチング法がある。

2. 2. 3. 利得スイッチング法

高速な直接変調を行うことができるのは半導体レーザの大きな特徴であり、その特性を活かしてレーザ素子単体から短パルス生成を行う利得スイッチング法は、半導体レーザの特徴を活かした簡便で優れた方法であり、実用性も高い[15-21]。半導体光増幅器は電流注入によって急激な反転分布の変化を引き起こすことが可能なため、単に幅が短く大きな電流パルスを印加するだけで過渡的な過剰利得を生み出すことができるため、利得スイッチングと呼ばれている。励起電流を制御することにより繰り返し周期やパルス幅を制御することが可能である。

利得スイッチングによる短パルス発生は、原理的には高速な励起電流変化による緩和発振を利用して短パルスを得る方法である。急峻な利得スイッチングが行えるように、数百 ps 以下の時間幅の短電流パルスが用いられる。この方法で発生する短パルスは通常 30-10ps 程度の時間幅となる。

矩形電流パルスで励起した場合のキャリアおよびフォトンの振る舞いは図 2.7 の様になる[16]。キャリア密度が発振しきい値を越えた時点から光パルスが発生し始め、発振によって短時間にキャリアの急激な減少を生じ、すぐに発振を停止し短パルスが生成されているのがわかる。このように利得スイッチングによるパルスは緩和振動と密接な関係があり、緩和振動の第一ピークを切り出したものとも解釈できる。

利得スイッチングでは、図 2.7 に示されるように動作中にキャリア密度が急速に減少するため屈折率が上昇し、ダウンチャージング(発振波長が長い方へシフトする)特性を生じる。

光パルス幅は、光子寿命と反転分布密度から決まり、細い光パルスを得るには光子寿命が短い、反転分布密度ピークが高い、微分利得が大きいといったことが必要である。パルス幅を制限する要因としては、利得飽和の効果と自然放出の効果であるとされている。利得飽和は反転分布を形成するキャリア密度の減少を引き起こし、自然放出は反転分布密度ピークを制限するためである。

利得スイッチング法の特徴は、繰り返し周波数を駆動電流パルス源によって自由に選択できる事である。一方、欠点としては、キャリア揺らぎが大きいことためジッターが大きい事が挙げられる。

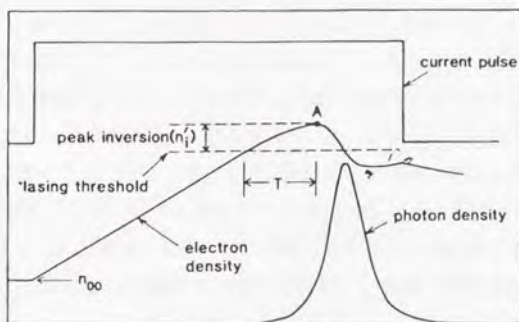


図 2.7.矩形波電流励起による利得スイッチング時の
光子およびキャリア密度の変化[16]

2. 2. 4. モード同期法

共振器の縦モード間隔は、共振器周回時間で決まる共振器周波数間隔で存在する。非線形結合部を有するレーザにおいては、モード間隔に相当する周波数の摂動を与えると周期変化の正帰還が起こり、共振器周回時間の繰り返しをもつ超短パルスが得られる。

半導体レーザにおいても摂動の生じ方によって、2種類のモード同期が行われている。一つは高周波の電流変調により周期的な利得を持たせる能動モード同期[22-35]と、光強度の増大により損失が減少する過飽和吸収体を利用した受動モード同期である。受動モード同期レーザは短いパルスが得られるが、ジッターが大きいという欠点があり、高周波の印加によるモード同期のハイブリッド化などによる改善が試みられている[38]。

能動モード同期では共振器周波数またはその整数倍で高周波変調を行う必要があるが、半導体レーザでは共振器の大きさが超小型なため、共振器周波数は数十 GHz 程度となり、そのままでは電気信号による変調が行えない。従って能動モード同期を行うためには外部共振器構造を設けることにより共振器周波数を下げることが一般には必要である。外部共振器構造にする場合、ファブリペロー形とリング形がある。現在までのところほとんどの場合がファブリペロー形である。ファブリペロー形は、半導体素子端面の一方を無反射とし、外部鏡を設置することで共振器長を長くしている。この際、外部鏡側の素子端面の反射を完全に除去できない場合には、外部鏡で構成される縦モードとともに素子単体で生じる縦モードも存在してしまう。このため外部共振器内にエタロンを挿入したり、回折格子などの選択分散性の反射鏡を用いることにより縦モードを単一化している[35]。リング形の場合は、半導体素子の両方の端面を無反射とし、共振器内にアイソレータを組み込むことによって光の周回方向を単一にしている。また共振器内に光フィルタや光路差調整装置を組み込むことにより容易に発振波長が変えられる特徴をもつ。さらに、偏波面の操作により共振器外部への光の取り出し率を可変にすることも可能である。能動モード同期によるパルス生成ではパルス幅を短くすることは困難であるが、ジッターが少ないという利点をもつ。そこで本研究では、外部リング共振器半導体レーザを用いた能動モード同期による短パルス生成およびその特性について数値解析（第5章）および実験（第6章）により明らかにする。

2. 3. 本章のまとめ

第2章では、光通信で用いられる $1.5 \mu\text{m}$ 帯の光増幅が行えるエルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器の利得特性について調べた。光増幅器を光伝送システムなどに応用する場合、その応答特性が重要である。応答特性には、短パルスの波形を波形の広がりなしに増幅できるかという応答と、ランダム変調された光信号波形を波形ひずみなしに増幅できるかという応答とに分けられる。前者については、EDFA および進行波形の半導体光増幅器は ASE 幅が 1THz 以上あり、数ピコ秒以上のパルス幅のパルスであれば問題にしくてもよい。

後者については、光変調波形に対する応答は光信号入力時の反転分布の時間的な振る舞いによる。変調信号光が実効的な上準位の寿命より十分に低速な場合は、反転分布は光信号のレベルに追従するので、変調信号光は波形の瞬時光パワーに応じた飽和利得特性を受けることになり、利得係数が波形の変化に応じて変化するために増幅時のひずみは避けられず、それは入力レベルが大きくなるほど顕著となる。

光変調信号が実効的な上準位の寿命より十分に高速な場合については、反転分布は光波形に追従せず利得の大きさは寿命時間内の平均パワーで定まる飽和値に固定され、パルスパターンや光レベルに依存しない無ひずみの増幅を受ける。

EDFA は実効的な上準位の寿命が数 ms 程度と長いため、光通信で用いられるような GHz 程度パルス列は、波形ひずみやパターン効果などは現れない。半導体光増幅器の上準位の寿命はサブ ns 程度であり、GHz 程度のパルス列増幅では光変調信号が上準位の寿命と同程度となり、利得飽和領域で使用すると波形ひずみが生じてしまう。この点が両光増幅器の大きな違いである事が示された。

第 3 章

能動モード同期光ファイバレーザにおける 非線形および波長分散を考慮した 能動モード同期理論

エルビウム添加光ファイバの開発により、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯においても比較的容易に高パワーが得られるようになった。そのためエルビウム添加光ファイバレーザではパルス幅が十数 ps からサブ ps のパルスが得られるようになった。従って、波長分散性および非線形性の効果が強く現れ、従来のモード同期理論はファイバレーザの動作を正しく記述できなくなってきた。

本章では、能動モード同期ファイバレーザにおける波長分散および非線形性を考慮した解析を行い、これらの影響を明らかにし、生成されるパルス特性について解析を行う。次に非レーザパルスが利得を持つことによってレーザ動作が不安定になることを示し、得られるパルス幅の限界について考察する。また、離調によるパルス生成の不安定性についても考察を行う。

次にこれらの解析結果の正当性を数値計算により確認する。

最後にこれらの解析結果を踏まえて、能動モード同期ファイバレーザから短パルスを生成するための共振器設計指針を示す。

3. 1. 能動モード同期レーザの従来の解析法

均一広がりをしている利得スペクトルをもったレーザの能動モード同期の解析は Siegman のモードロック理論[40]がよく知られている。レーザ共振器には増幅媒質と変調器が含まれるとする。変調器は外部 RF 信号により通過する信号光の振幅(AM)もしくは位相(PM)を変調する。ここでは振幅変調が行われるとする。増幅媒質も変調器も最終的に得られるパルス幅を決定する役割をしている。増幅媒質と変調器を通過する際にパルスは変化を受けるが、定常状態においては共振器一周後のパルスは周回前のパルスと一致するという条件を用いて解析を行う。定常状態での最低モードの固有解はガウス形パルスが得られるため、まずガウス形パルスの性質を調べる。

ガウス形パルスの複素振幅を次の形で表す。

$$E(t) = E_0 \exp(-\alpha t^2) \exp[i(\omega_0 t + \beta t^2)] \quad (3.1)$$

ここでパルス幅 τ は

$$\tau_p = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha} \quad (3.2)$$

と表されるため、パラメータ α はガウス形パルスのパルス幅に関係する量である。パルスの持続時間の間に光の瞬時周波数が時間とともに変化することをチャーピングという。この場合の瞬時周波数は

$$\omega(t) = \omega_0 + 2\beta t \quad (3.3)$$

と表されるため、パラメータ β は線形チャーピングの大きさを表す。ここで $\Gamma = \alpha - i\beta$ とガウスパラメータを定義すると、

$$E(t) = E_0 \exp(-\Gamma t^2 + i\omega_0 t) \quad (3.4)$$

と表される。これをフーリエ変換し周波数の関数として表すと

$$E(\omega) = E_0 \sqrt{\pi / \Gamma} \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / 4\Gamma] \quad (3.5)$$

となり、やはりガウス形をしている。スペクトル幅は

$$\Delta \nu_p = \sqrt{(2 \ln 2)(\alpha^2 + \beta^2) / (\alpha \pi^2)} \quad (3.6)$$

と表され、パルス幅とスペクトル幅の積は、

$$\tau_p \Delta \nu_p = 2 \ln 2 \sqrt{1 + (\beta / \alpha)^2} / \pi \quad (3.7)$$

である。チャーピングがない場合、フーリエ変換限界条件を満たし、この積は 0.441

となり最小値となる。チャーピングがあれば、必ずその積はこの値より大きくなる。

利得媒質の利得帯域幅は有限のため、共振器内の信号光のパルス幅を制限する。均一広がり(ローレンツ形)をしている利得媒質は

$$g(\omega) = \exp \left[\frac{g_0}{1 + 2i(\omega - \omega_0) / \Delta \omega_a} \right] \quad (3.8)$$

と表される。 g_0 は、共振器一周の利得を表す。 $\Delta \omega_a$ は利得帯域幅を表す。一般にレーザパルスのスペクトル幅は利得帯域幅に比べて狭いので、レーザパルスの中心周波数で展開すると、

$$g(\omega) = \exp[g_0] \exp \left[-2ig_0 \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta \omega_a} \right) \right] \exp \left[-4g_0 \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta \omega_a} \right)^2 \right] \quad (3.9)$$

となる。ここで ω_a は利得媒質の中心周波数である。パルスは利得媒質を通過すると振幅および位相に変化を受ける。利得媒質通過後のガウス形パルスのガウスパラメータを Γ_1 とすると、

$$\frac{1}{\Gamma_1} = \frac{1}{\Gamma} + \frac{16g_0}{\Delta \omega_a^2} \quad (3.10)$$

となる。従って、ガウスパラメータの変化量は、

$$\Gamma_1 - \Gamma = -\Gamma^2 16g_0 / \Delta \omega_a^2 \quad (3.11)$$

となる。

振幅変調器は入力信号の振幅を

$$m(t) = 1 - M(1 - \cos \omega_m t) \approx \exp[-M(1 - \cos \omega_m t)] \quad (3.12)$$

と変調すると仮定する。 M は変調度を表す。

一般に得られるパルス幅は変調周期に比べて十分に小さいため、

$$m(t) \approx \exp(-M \omega_m^2 t^2 / 2) \quad (3.13)$$

とガウス形で近似できる。このため、変調器通過後のガウス形パルスのガウスパラメータを Γ_2 とすると、

$$\Gamma_2 - \Gamma_1 = M \omega_m^2 / 2 \quad (3.14)$$

と表される。

以上の結果を用いると、共振器を一周する間に受けるガウスパラメータの変化は

$$\Gamma_2 - \Gamma = M \omega_m^2 / 2 - \Gamma^2 16 g_0 / \Delta \omega_a^2 \quad (3.15)$$

である。定常状態においては、共振器周回後のパルスは周回前のパルスと一致するため $\Gamma_2 = \Gamma$ を満たす。これにより、定常状態におけるガウスパラメータは

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\Delta \omega_a^2}{16 g_0}} \sqrt{\frac{M \omega_m^2}{2}} \quad (3.16)$$

と表される。従ってパルス幅の半値全幅は

$$\tau_p = \left(\frac{2 \ln 2}{\pi^2} \right)^{1/2} \left(\frac{2 g_0}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{v_m \Delta v_a} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

と表される。変調周波数に対するパルス幅を図 3.2 に表す。特徴としては、

A) パルス幅・スペクトル幅積は 0.441 とトランスフォームリミットなパルスが得られる、

B) パルス幅は(変調度)^{1/4} に比例する、

C) パルス幅は(変調周波数)^{1/2} に反比例する、

D) パルス幅は(共振器の帯域幅)^{1/2} に反比例する、

ことが挙げられる。このため短いパルスを得るには、共振器の帯域幅を広げ、変調周波数を上げることが有効であることが分かる。

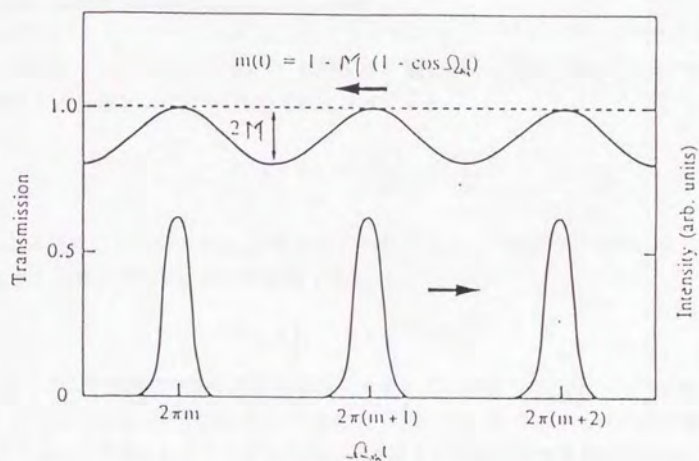


図 3.1.AM 変調

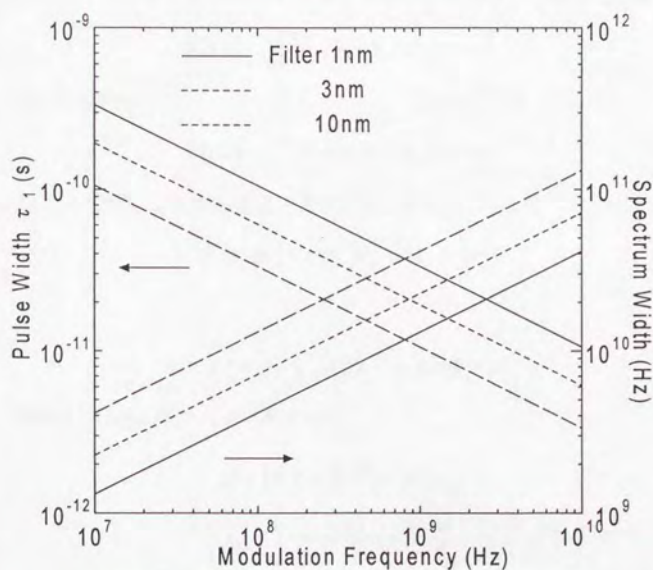


図 3.2.変調周波数に対するパルス幅およびスペクトル幅

3. 2. 光ファイバ中を伝搬する光パルス波形の解析

3. 2. 1 非線形シュレディンガー方程式

まず光ファイバ中の光伝搬を記述する非線形シュレディンガー方程式を導く。
[42] 光ファイバ中を伝搬する光は、誘電体中の電磁波として取り扱うことができ、その電界 \mathbf{E} と分極 \mathbf{P} について、波動方程式が成立する。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (3.18)$$

μ_0 は真空中の透磁率である。分極 \mathbf{P} が印加電界に対して非線形な応答を示す場合、分極 \mathbf{P} を電界に関してベキ級数展開すると、

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E} \mathbf{E} \right] \quad (3.19)$$

となる。ここで反転対称性を有する媒質であることを考慮した。次にパルスのスペクトルの広がりを中心周波数に対して十分に小さいとする。このパルスの包絡線の時間変化は光の周期に比べて十分に穏やかであるという仮定は緩慢変化包絡線近似といい 0.1ps 以上のパルス幅に対して成り立つ。この近似のもとでは、以下のように電界の速く変化する部分と遅く変化する部分を分けて次のように表すことができる。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.} \right] \quad (3.20)$$

分極についても同様に

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\bar{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.} \right] \quad (3.21)$$

と表す。これらを用いると次の波動方程式が得られる。

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (3.22)$$

ただし

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp(i\omega t) dt \quad (3.23)$$

また比誘電率 $\varepsilon(\omega)$ は次のように表される。

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (3.24)$$

$$\varepsilon_{NL} = 3/4 \cdot \tilde{\chi}^{(3)}_{xxxx} \left| \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \right|^2 \quad (3.25)$$

電界の包絡線関数は光ファイバの横方向モード分布 \mathbf{F} と z 方向の振幅変化を表す関

数 A の積として

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega) \exp(i\beta_0 z) \quad (3.26)$$

と表される。これを波動方程式に代入すると F および A に関して次の関係式が得られる。

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left[\varepsilon(\omega) k_0^2 - \bar{\beta}^2 \right] F = 0 \quad (3.27)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\bar{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (3.28)$$

上式は 1 次の摂動を用いて解くことができる。光ファイバ中の損失および非線形効果によって屈折率が $n + \Delta n$ に変化したとし、この Δn によって固有値 $\bar{\beta}$ が $\beta(\omega) + \Delta\beta$ に変化するとする。ただしこの際に固有関数である F については変化しないとする。この Δn 、 $\Delta\beta$ は次のように表される。

$$\Delta n = n_2 \left| \bar{E} \right|^2 + i\alpha / 2k_0 \quad (3.29)$$

$$\Delta\beta = k_0 \iint \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy / \iint |F(x, y)|^2 dx dy \quad (3.30)$$

固有値に摂動が生じた場合は、

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A} \quad (3.31)$$

となる。ここで β をキャリア周波数の周りでテーラー展開して、

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \frac{\partial \beta}{\partial \omega} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \quad (3.32)$$

して代入し、フーリエ逆変換

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (3.33)$$

の関係を用いて時間領域における式を導くと次のようになる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\Delta\beta A \quad (3.34)$$

ただしこの変換において $\omega - \omega_0$ を $i(\partial / \partial t)$ に置き換えた。本式における $\Delta\beta$ を光ファイバの損失および非線形効果に分解して書き直すと次式が得られる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.35)$$

ただし

$$\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{eff} \quad (3.36)$$

これを非線形シュレディンガー方程式という。この方程式を解くにあたっては、時間座標として光パルスとともに移動する時間座標を考えると便利である。このために、次のような座標変換

$$T = t - z / v_g = t - \beta_1 z \quad (3.37)$$

を行うと、次式のようになる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.38)$$

パルス幅がサブピコ秒以下の領域になると、スペクトル幅が大きいと、緩慢包絡線近似が成り立たなくなる。このようにスペクトルが大きいパルスは高次分散や自己急峻効果やラマン効果が現れてくる。これらの効果を扱うには非線形シュレディンガー方程式 3.35 に摂動項を加えた式が必要になる。これを一般化非線形シュレディンガー方程式といい、次の形で表される。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (3.39)$$

3. 2. 2. 光ソリトン

非線形シュレディンガー方程式 3.35 を $U=NA/P_0^{1/2}$ 、 $\tau=T/T_0$ 、 $Z=z/L_0$ 、 $N=(\gamma P_0 N_0)^{1/2}$ と規格化のための変数変換を行い、損失を無視すると、

$$i \frac{\partial u}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (3.40)$$

となる。この固有解をソリトンといい次のような双曲線関数で表される[45]。

$$u(Z, \tau) = 2\eta \operatorname{sech}(2\eta\tau) \exp(2i\eta^2 Z) \quad (3.41)$$

この最低次の解を基本ソリトンといい、図 3.3 に示すように波形が変化せず³に伝搬する性質を持つので長距離光通信などへの応用が盛んに研究されている[46]。

3. 2. 3. Split Step FFT 法

前節で得られた一般化非線形シュレディンガー方程式は解析解を求めることが困難あるいはできないため、一般には数値解を求める方法が行われている。その数値解析法の1つである Split Step Fourier 法について説明する[42]。まず一般化非線形シュレディンガー方程式 3.39 を次の形に書き換える。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.42)$$

右辺第一項は線形媒質における分散、増幅、吸収を表し、第二項は非線形効果を表すオペレータであり、それぞれ次のように表される。

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (3.43)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left[|A|^2 + \frac{2i}{\omega_0 A} \frac{\partial}{\partial T} \left(|A|^2 A \right) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (3.44)$$

この式によると光ファイバ中において分散および損失のオペレータと非線形効果のオペレータがそれぞれ独立に作用しているとみることができる。そこで本解析では区間 $[z, z+h]$ のパルス伝搬を2ステップに分けて考え、最初のステップでは分散および損失のオペレータのみが、次のステップでは非線形のオペレータのみが作用しているとする。つまり式で表すと

$$A(z+h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left[\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'\right] \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T) \quad (3.45)$$

となる。解析の手順としては、分散および損失のオペレータは周波数領域で作用させるため、入射光パルスをフーリエ変換しオペレータを $h/2$ ステップ作用させ、フーリエ逆変換によって時間領域に戻す。次に時間領域において非線形効果を表すオペレータを h ステップ作用させる。その後フーリエ変換により周波数領域で分散および損失のオペレータを $h/2$ ステップ作用させ、最後にフーリエ逆変換により時間波形 $A(z+h, T)$ を得る。ステップ幅 h を小さく取り、この操作を何度も繰り返すことで光の伝搬特性をシミュレートする事ができる。

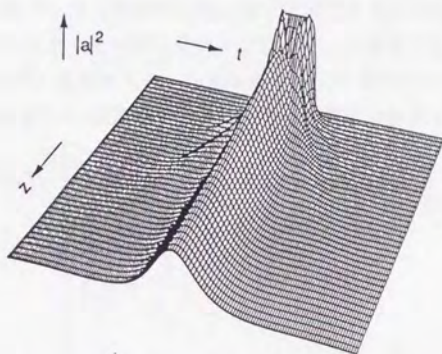


図 3.3.基本ソリトンの形成と伝搬の様子[41]

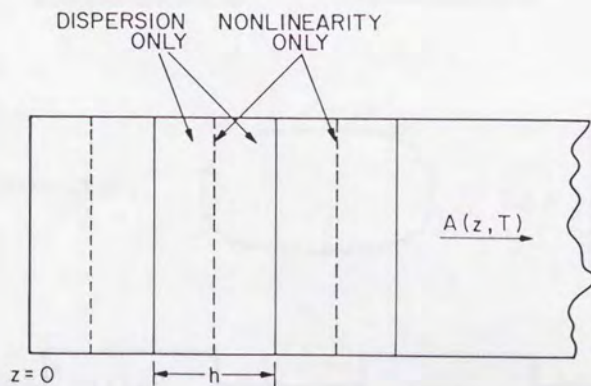


図 3.4. Split Step FFT 法[42]

3. 3. 非線形および波長分散を考慮した能動モード同期理論における基本式

リング形ファイバレーザを図 3.5 のような共振器モデルで考える。非線形性と波長分散を考慮した場合の定常状態におけるモードロックレーザ共振器中の複素振幅 a の変化は、光と共に動く座標系でみると以下の基本式で表すことが出来る [41,47-51]。ファイバレーザを構成する各要素が共振器一周あたりに複素振幅に与える変化量を考える。ただしその変化量は十分に小さいと仮定する。 k 周後のパルスが共振器を一周する間に各構成要素から変化を受け $k+1$ 周後のパルスとなる。 k 周後のパルスを $a^{(k)}(t)$ と表すと、共振器一周の間に受ける変化は次式で表される。

$$\begin{aligned} a^{(k+1)}(t) - a^{(k)}(t) = & \left[-iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |a^{(k)}(t)|^2 \right] a^{(k)}(t) \\ & + \left[g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - l \right] a^{(k)}(t) \\ & + \left[\frac{1}{\Omega_f^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - M \{ 1 - \cos(\Omega_m t) \} \right] a^{(k)}(t) - i\varphi a^{(k)}(t) \end{aligned} \quad (3.46)$$

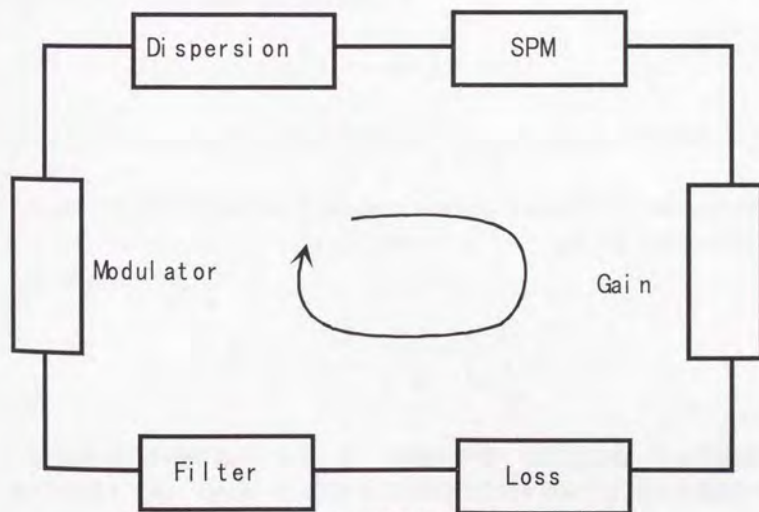


図 3.5. リング形共振器モデル

右辺第一項は波長分散の効果を表す。光ファイバ中の光の伝搬定数をフーリエ展開すると

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 \Delta\omega + \beta_2 \Delta\omega^2 / 2 \quad (3.47)$$

となる。長さ L の分散性媒質を通過すると

$$a(L, \omega) = \exp[-i\{\beta_0 + \beta_1 \Delta\omega + \beta_2 \Delta\omega^2 / 2\}L] a(0, \omega) \quad (3.48)$$

の変化をうける。波長分散の項をフーリエ展開すると

$$\exp\{-i\beta_2 \Delta\omega^2 L / 2\} a(0, \omega) \approx (1 - i\beta_2 \Delta\omega^2 L / 2) a(0, \omega) \quad (3.49)$$

と周波数領域では表される。時間領域では

$$a(L, t) = \left(1 + \frac{1}{2} i\beta_2 L \frac{d^2}{dt^2}\right) a(0, t) \equiv \left(1 + iD \frac{d^2}{dt^2}\right) a(0, t) \quad (3.50)$$

と表される。ここで $D(= \beta_2 L / 2)$ は共振器内の総分散量を表す。

右辺第二項は非線形効果による位相変化を表す。光強度 I の場合の屈折率は

$$n = n_0 + n_2 I \quad (3.51)$$

と表されるので、カー効果による位相変化は

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{L}{A_{eff}} |a(t)|^2 \equiv \delta |a(t)|^2 \quad (3.52)$$

となる。 $\delta (= n_2 \omega_0 L / c A_{eff} [W^{-1}])$ はカー効果による共振器一周の位相変化量を示す係数を表す。

右辺第三項は増幅器のネット利得を表す。利得は飽和利得を考慮し、微小信号利得を g_0 とし、飽和パワーを P_s 、パルスエネルギーを W とした場合の利得は以下のように表される。

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{f_m}{P_s} \int_0^{1/f_m} |a|^2 dt} = \frac{g_0}{1 + \frac{f_m W}{P_s}} \quad (3.53)$$

右辺第四項は利得帯域幅の効果を表す。周波数領域で n 番目のモード a_n が増幅器を一度通過する度に $g(n)$ 倍される。利得が周波数に依存する場合 g は n の関数である。一般的に利得形状はローレンツ形で表され、フーリエ級数展開すると、 n 番目の

フーリエ成分は

$$G(n)a_n(n\omega_m) \approx \left\{ g \left[1 - \frac{(n\omega_m)^2}{\Omega_g^2} \right] \right\} a_n(n\omega_m) \quad (3.54)$$

の増幅を受ける。ここで Ω_g は利得帯域幅を表す。中心周波数は最大利得周波数と一致すると仮定している。 n 番目のフーリエ成分の周波数を

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega_m \quad (3.55)$$

と表している。これを時間領域で表すと右辺第三、四項となる。

右辺第五項は共振器一周のネット損失を表す。損失には、内部損失や出力カップリングによる損失などがある。それらをまとめて l というパラメータで表す。

右辺第六項はフィルタによる帯域幅制限を表し、 $\Omega_f[s^{-1}]$ はフィルタの帯域幅を表す。フィルタ形状はローレンツ形で表され、フーリエ級数展開している。

左辺第七、八項は強度変調器による効果を表し、 M は変調の深さを、 $\Omega_m[s^{-1}]$ は変調周波数を表す。

右辺第七項は波長分散および非線形性による位相変化量を表す。この量は変調周期やフィルタ帯域幅に比べて十分に小さい量である。

一般的に変調周期に比べて得られるパルス幅は十分に短いので

$$M[1 - \cos(\Omega_m t)] \approx M\Omega_m^2 t^2 / 2 \quad (3.56)$$

と表すことが出来る。また、簡単のため

$$\frac{1}{\Omega^2} \equiv \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{1}{\Omega_f^2} \right) \quad (3.57)$$

とおき、 Ω を等価的な共振器の帯域幅とする。増幅器の帯域幅に比べてフィルタ幅が十分に小さいとき $\Omega \approx \Omega_f$ となる。

定常状態では共振器一周後のパルスは一致する。定常状態での複素振幅を a と表すと

$$\left[-iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |a|^2 \right] a + (g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t^2 \right] a - i\varphi a = 0 \quad (3.58)$$

となる。これを波長分散および非線形性を考慮した能動モード同期ファイバレーザの基本式とする。

3. 4. 分散なし・線形の場合

まず従来のモードロック理論[40]が扱ってきた非線形性および分散を考慮しない場合を考える。この場合の基本式は式 3.59 のように表される。

$$(g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t^2 \right] a - i\phi a = 0 \quad (3.59)$$

この定常解をガウス型パルス

$$a(t) = a_1 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_1} \right)^2 \right] \quad (3.60)$$

と仮定し、式 3.59 に代入すると次式の関係式が導かれる。

$$t_1^4 = \frac{2}{M \Omega_m^2} \frac{1}{\Omega^2} \quad (3.61)$$

$$g-l = 1 / \left(t_1^2 \Omega^2 \right) = \sqrt{\frac{M \Omega_m^2}{2 \Omega^2}} \quad (3.62)$$

$$\phi = 0 \quad (3.63)$$

a) パルス幅

線形・分散なしの場合に得られるモードロックパルスのパルス幅は式 3.61 で表される。これは Siegman のモードロック理論により導かれる結果と一致する。半値全幅で表すと

$$\tau_1 = \sqrt{4 \ln 2} t_1 \quad (3.64)$$

となる。パルス幅は(変調度)¹⁴ および(変調周波数)¹⁵ および(共振器の帯域幅)¹⁵ に反比例するため、短いパルスを得るには、共振器の帯域幅を広げ、変調周波数を上げることが有効である。

b) 過剰利得

式 3.62 より増幅器の利得は共振器の損失および変調器とフィルタによるロスを補償するだけ必要である。つまり、変調を強くしたり、フィルタ幅を狭くするとロスが増加する。そのためこれを補償するだけの過剰利得が必要になる。

3. 5. 分散なし・非線形の場合

次に非線形性のみ考慮した場合について考察する。この場合は、式 3.58 において $D=0$ とした式 3.65 が基本式となる。

$$i\delta|a|^2 a + (g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t^2 \right] a - i\varphi a = 0 \quad (3.65)$$

この定常解をチャープを含んだ sech 型と仮定する。

$$a = a_2 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_2} \right) \right]^{1+iX} \quad (3.66)$$

この時各パラメータは以下の関係式で表される。

$$t_2^4 = \frac{2}{M\Omega_m^2\Omega^2} \frac{2}{1 + \frac{2\delta^2 a_2^4 \Omega^2}{9M\Omega_m^2}} \quad (3.67)$$

$$X = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \frac{9M\Omega_m^2}{2\delta^2 a_2^4 \Omega^2}}} \quad (3.68)$$

$$g-l = \frac{1}{2} M\Omega_m^2 t_2^2 + \frac{X^2 - 1}{\Omega^2 t_2^2} \quad (3.69)$$

$$\varphi = \frac{2X}{\Omega^2 t_2^2} \quad (3.70)$$

10GHz 変調、フィルタ 10nm、共振器長 20m の場合の、ピークパワーに対するパルス幅およびパルス幅短縮化率を図 3.6 に示す。またピークパワーに対するチャープおよびスペクトル幅を図 3.7 に示す。

a) チャープ

非線形性によりパルスの位相が変調されるので、チャープが生じることが式 3.68 より分かる。チャープ量はレーザパルスのピークパワーが高いほど大きくなり、1.41

に近づく。スペクトル幅はトランスフォームリミットの場合に比べ $\sqrt{1+X^2}$ 倍と
 広くなる。

b) パルス幅

非線形考慮の場合得られるパルスの半値全幅を τ_2 とし、前節で導出した線形、分
 散なしの場合に得られるパルスの半値全幅 τ_1 との比は、式 3.67 より

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{1.665}{1.763} \sqrt[4]{2 / \left(1 + \frac{2\delta^2 a_2^4 \Omega^2}{9 M \Omega_m^2} \right)} \quad (3.71)$$

と表される。非線形性を考慮した場合パルス幅が圧縮されることが分かる[55]。これ
 を図 3.6 に示す。

非線形考慮の場合にパルス幅が短くなるのは以下のように説明できる。非線形に
 よりパルスの位相が変調され、チャープが生じるとスペクトルが広がる。補遺に示す
 ようにチャープパルスはチャープ量が大い場合にはフィルタ通過後にパルス幅が
 狭くなる。このため非線形効果によりパルス幅が短くなる。

また、生じたチャープを共振器外部で補償することにより、さらに $1/\sqrt{1+X^2}$
 に短縮が可能である。

非線形性を強くする事により、パルス幅を短縮できることになるが、実際にはファ
 イバに群速度分散が存在するため、分散なしという仮定は成り立たなくなる。

c) 過剰利得

式 3.69 より、利得は共振器のロスと変調器およびフィルタによるロスを補償する
 だけ必要なことがわかる。変調を強くしたり、フィルタ幅を狭くする場合には必要な
 過剰利得が多くなる。また、ピークパワーを強くするとチャープによりスペクトル幅
 が広がる。このため、フィルタによるロスが増え、過剰利得も大きくなる。

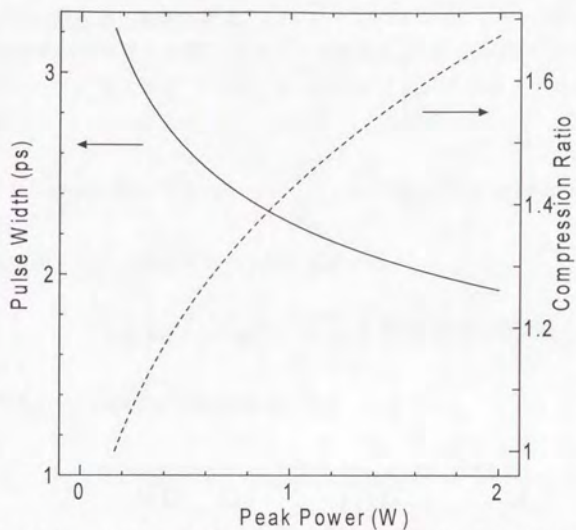


図 3.6. ピークパワーに対するパルス幅およびパルス幅短縮化率
 $(f_m=10\text{GHz}, M=0.5, \Omega=2\pi \cdot 1250\text{GHz}, L=20\text{m})$

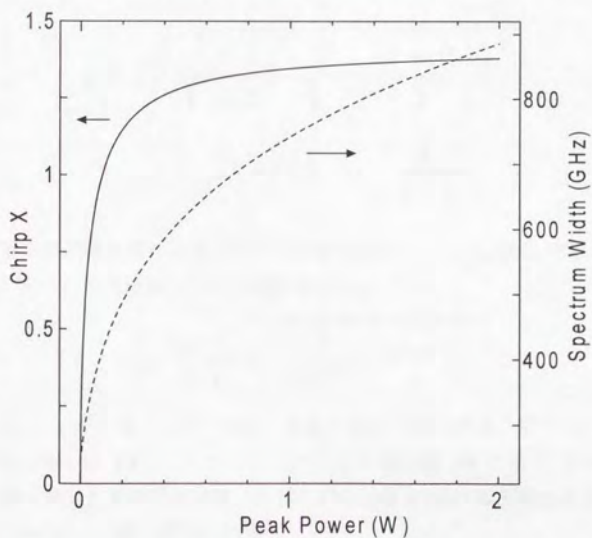


図 3.7. ピークパワーに対するチャープおよびスペクトル幅

3. 6. 波長分散考慮・線形の場合

次に波長分散のみ考慮した場合について考察する。これは光パワーが小さい場合のファイバレーザに相当する。この場合は、式 3.58 において $\delta=0$ とした式 3.72 が基本式となる。

$$-iD \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + (g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t^2 \right] a - i\phi a = 0 \quad (3.72)$$

この定常解をチャープを含んだガウス型と仮定する。

$$a(t) = a_2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_3} \right)^2 (1 + iX) \right] \quad (3.73)$$

この時各パラメータは以下の関係式を満たす。

$$t_2^4 = \frac{2}{M \Omega_m^2 \Omega^2} 2X \left(\frac{1}{D \Omega^2} + D \Omega^2 \right) \quad (3.74)$$

$$X = \frac{-1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{D \Omega^2} \quad (3.75)$$

$$g-l = \sqrt{\frac{M \Omega_m^2}{2 \Omega^2}} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{2}} \quad (3.76)$$

$$\phi = \frac{1}{t_3^2} \left(D - \frac{X}{\Omega^2} \right) \quad (3.77)$$

波長分散考慮の場合得られるパルスの半値全幅を τ_1 とし、線形、零分散の場合に得られるパルスの半値全幅 τ_3 (式 3.64) との比は、

$$\frac{\tau_1}{\tau_3} = \sqrt[4]{2X \left(\frac{1}{D \Omega^2} + D \Omega^2 \right)} \quad (3.78)$$

と表される。フィルタ幅 10nm、10GHz 変調の場合の総分散量に対するパルス幅・パルス幅短縮化率を図 3.8 に、チャープ・スペクトル幅を図 3.9 に示す。 $\beta = 13 \text{ps}^2/\text{km}$ 、10GHz 変調の場合の共振器帯域幅に対するパルス幅・パルス幅短縮化率を図 3.10 に、チャープ・スペクトル幅を図 3.11 に示す。

a) チャープ

式 3.75 より、チャープ量は総分散量と共振器帯域幅の 2 乗の積に依存する。正常分散と異常分散ではチャープ量は同じであるがチャープの向きが反対になる。分散量が大きくなると分散によりチャープ量が大きくなる。図 3.11 より共振器帯域幅が大きくなると許容されるスペクトル幅が広がるのでチャープ量は大きくなる。総分散量と共振器帯域幅の 2 乗の積が大きくなるにつれ、チャープは ± 1 に近づく。

b) パルス幅

式 3.74 より、線形・分散なしの場合と比べて必ずパルス幅は広がり、分散量が大きくなるほどパルス幅は増大する。正常分散領域と異常分散領域では分散量が同じ場合パルス幅は同じである。

分散が一定の場合、パルス幅を最小にするフィルタ幅が存在する(図 3.10)。最適幅以上のフィルタでは、パルス幅は広がり、チャープは大きくなる。

これは以下のように説明できる。フィルタ幅が狭い場合、分散からのチャープによるスペクトル広がりをフィルタが押さえるので、相対的に分散の影響が小さくなり、線形・分散なしの場合と似た振る舞いをする。つまり、帯域幅が広がるにつれパルス幅が狭くなる。しかしフィルタ幅が大きくなると、分散による影響が大きくなり、パルス幅も線形・分散なしの場合と比べて大きくなる。このため最適な帯域幅が存在する。

c) 過剰利得

式 3.76 より、利得は共振器のロスと変調器およびフィルタによるロスを補償するだけ必要なことがわかる。変調を強くしたり、フィルタ幅を狭くする場合には必要な過剰利得が大きくなる。分散量が多い場合には、パルス幅が大きくなりチャープも生じるため、変調器およびフィルタによるロスが大きくなり必要な過剰利得も大きくなる。

以上より、線形領域でファイバレーザを構成する場合に短パルスを得るには、ファイバの零分散付近の波長を用いる必要がある。また、総分散量を低減するため共振器は短くし、最適な幅のフィルタを選ぶ必要がある。

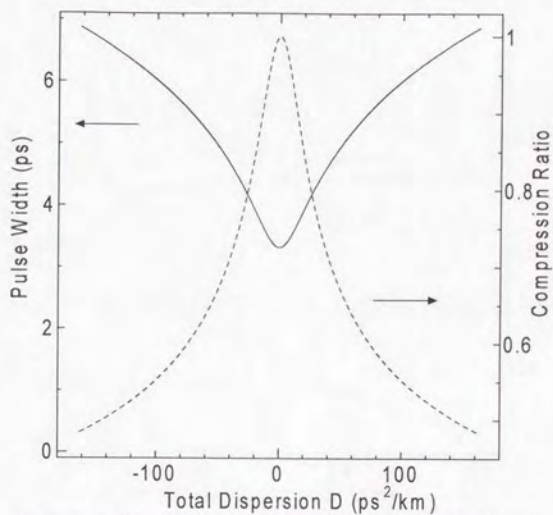


図 3.8. 総分散に対するパルス幅およびパルス幅短縮比率
 ($f_m=10\text{GHz}$, $M=0.5$, $\Omega=2\pi \cdot 1250\text{GHz}$, $L=20\text{m}$)

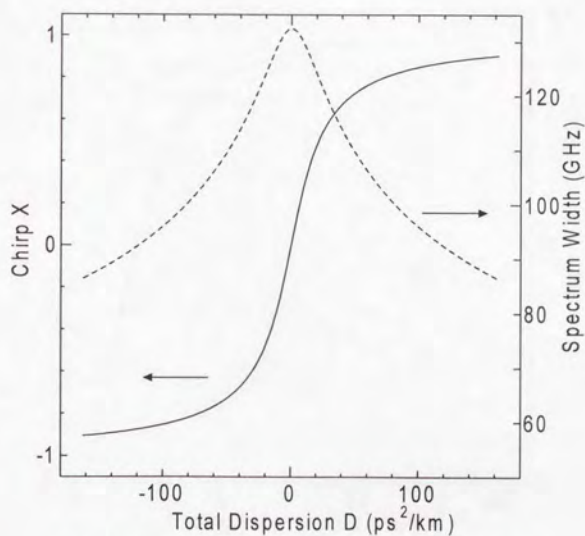


図 3.9. 総分散に対するチャープおよびスペクトル幅

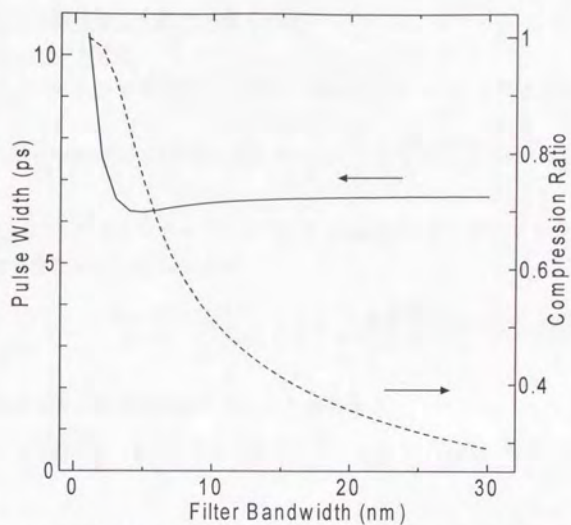


図 3.10.共振器帯域幅に対するパルス幅およびパルス幅短縮化率
($f_m=10\text{GHz}$, $M=0.5$, $L=20\text{m}$, $\beta_2=13\text{ps}^2/\text{km}$)

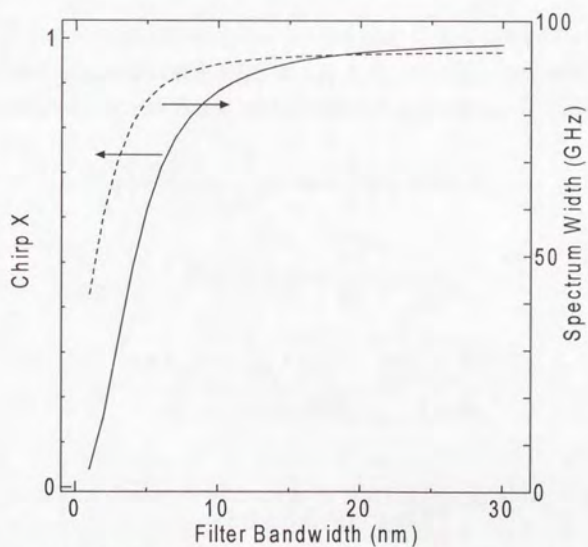


図 3.11.共振器帯域幅に対するチャープおよびスペクトル幅

3. 7. 波長分散考慮・非線形の場合[A,B]

3. 7. 1. パルス特性

非線形および波長分散を考慮した場合の基本式は式 3.79 のように表される。

$$\left[-iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |a|^2 \right] a + (g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t^2 \right] a - i\varphi a = 0 \quad (3.79)$$

定常状態におけるパルスをチャープを含んだ sech 形(チャープソリトン)と仮定する。

ここで未知の定数は t_0 , X , a_0 である。

$$a = a_0 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \right]^{1+iX} \quad (3.80)$$

式 3.79 に代入すると次の関係式を得ることが出来る。

$$(iD - 1/\Omega^2) \left(-X^2 + 2 + 3iX \right) / t_0^2 + i\delta a_0^2 + M\Omega_m^2 t_0^2 / 2 = 0 \quad (3.81)$$

$$(-iD + 1/\Omega^2) \left(-X^2 + 1 + 2iX \right) / t_0^2 - M\Omega_m^2 t_0^2 / 2 + g - l - i\varphi = 0 \quad (3.82)$$

実際のファイバレーザにおいてはパルスの電界強度 a_0 はポンプパワーで決まる。

そこで以下では a_0 は既知の値とする。式 3.81 より、パルス幅 t_0 とチャープパラメータ X を求められる。式 3.81 の実部、虚部より以下の 2 式を得る。

$$\frac{1}{t_0^2} \left(\frac{-X^2}{\Omega^2} + \frac{2}{\Omega^2} + 3DX \right) = \frac{1}{2} M\Omega_m^2 t_0^2 \quad (3.83)$$

$$\frac{1}{t_0^2} \left(DX^2 - 2D + \frac{3X}{\Omega^2} \right) = \delta a_0^2 \quad (3.84)$$

$$\eta = \frac{X^2 - 2}{3X} = \frac{\delta a_0^2 D\Omega^2 - M\Omega_m^2 t_0^2 / 2}{D\Omega^2 M\Omega_m^2 t_0^2 / 2 + \delta a_0^2} \quad (3.85)$$

とおくと、

$$t_0^2 = \frac{-2D + 3X/\Omega^2 + DX^2}{\delta a_0^2} \quad (3.86)$$

$$X = \frac{3}{2}\eta \pm \sqrt{\left(\frac{3}{2}\eta\right)^2 + 2} \quad (3.87)$$

の関係を得ることが出来る。一方、これらを式 3.82 に代入することにより利得 g と、位相変化 ϕ を求めることが出来る。

$$g - l = \frac{\pi^2}{24} M \Omega_m^2 t_0^2 + \frac{1}{3 t_0^2 \Omega^2} \quad (3.88)$$

$$\phi = \frac{\delta a_0^2 (D \Omega^2 X^2 + 2 X + D \Omega^2)}{(D \Omega^2 X^2 + 3 X - 2 D \Omega^2)} \quad (3.89)$$

これらの式を解析的に解くことは困難なので、数値計算によりパルス幅 t_0 、チャープパラメータ X を求める。非線形性による位相変化量 δa_0^2 をパラメータにした規格化波長分散 $D \Omega^2$ に対する規格化パルス幅 $t_{FWHM} \Omega$ 、チャープ X 、規格化スペクトル幅 $\Delta f / \Omega$ の変化を図 3.12、図 3.13、図 3.14 に示す。ポンプパワーを強くすると δa_0^2 が大きくなる。ただしここでは $\Omega_m / \Omega = 8 \times 10^{-5}$ 、 $M = 0.5$ とした。

a) チャープ

図 3.13 より非線形性が弱い場合は、分散のみ考慮した場合と同じようなチャープ特性を示す事が分かる。非線形性が強くなると異常分散領域でのチャープ量は小さくなる。これは分散によるチャープの向きと非線形によるチャープの向きが反対であるため、お互いに打ち消すからである。チャープが 0 になるのは異常分散領域で、非線形性が強いほど分散量が大きいところとなる。これはチャープが 0 になるとき、基本ソリトンが形成されるためである。

正常分散領域では分散によるチャープと非線形によるチャープの向きが同じであるためチャープ量は大きくなる。

b) パルス幅

図 3.12 より、前述のように異常分散領域では、分散によるチャープと非線形によるチャープが打ち消しあいソリトンの短パルス形成が行われるため正常分散領域にくらべ短パルスが得られる。チャープが 0 になるとき、基本ソリトンが形成されている。基本ソリトンが形成される条件を図中に示す。このときのパルス幅は分散および非線形を考慮しない場合のパルス幅と一致する。これは、基本ソリトンでは分散と非線形がお互いに打ち消し合い、パルス幅についてはフィルタと変調器が釣り

合うためである。最も短いパルスは基本ソリトンに必要なピークパワーより大きなピークパワーで形成され、チャープソリトンとなる場合である。これは、非線形性によるチャープパルスが帯域制限によりパルス圧縮されるためである。従って、非線形性が強いほど短いパルスが得られることが分かる。

正常分散領域では、分散が小さい領域で比較的小さいパルスが得られる。これは相対的に分散の影響が小さいため、非線形性によるチャープパルスが帯域制限によりパルス圧縮されるためである。分散が大きくなると非線形の影響が小さくなり逆に線形の場合よりもパルス幅が大きくなる。

c) 過剰利得

定常状態におけるレーザパルス形成に必要な利得は式 3.88 で表される。右辺第 1 項は変調器によるロス、右辺第二項はフィルタによるロスを表す。つまり、変調器とフィルタによりパルスが受けるロスを過剰利得が補償していることを示す。

第 2.1.2 節ではオートソリトンの性質を述べた。図 2.4 と図 3.12、図 3.13 を比較すると以上述べた性質はオートソリトンの性質と似ていることが分かる。さらにオートソリトンの特徴である、パルス幅は利得帯域幅および利得で唯一に決まること、チャープを有すること、正常分散でも明るいソリトンを形成すること、がレーザパルスにも当てはまることわがかる。

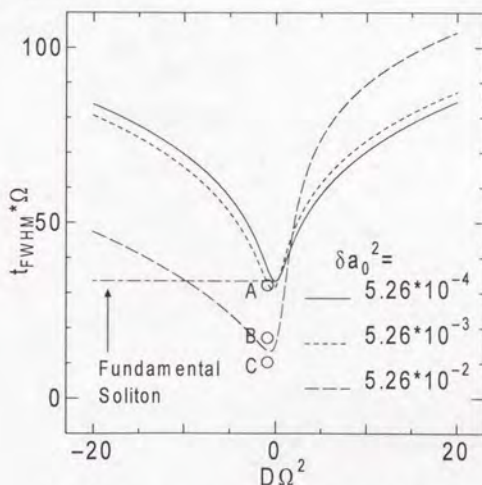


図 3.12.規格化分散に対する規格化パルス幅

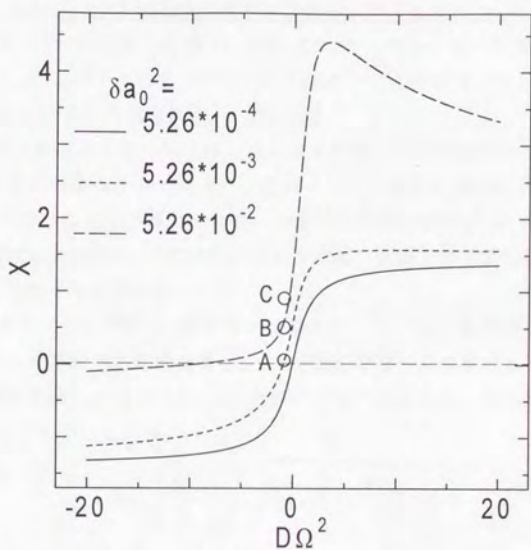


図 3.13.規格化分散に対するチャープ

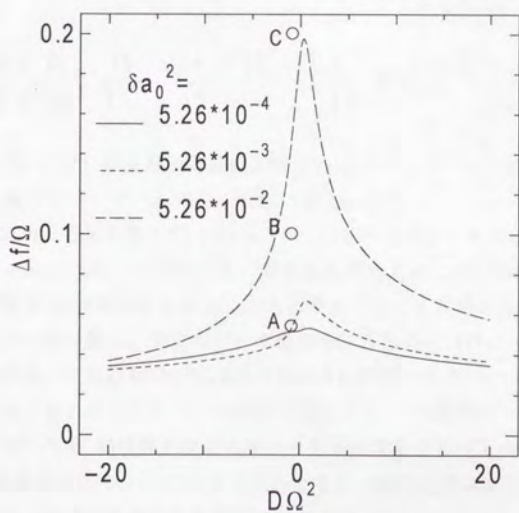


図 3.14.規格化分散に対する規格化スペクトル幅

3. 7. 2. レーザパルスの非レーザパルス成分に対する安定性

図 3.12 によると、非線形性を増すことにより、さらなるパルス短縮化が可能のように見える。しかし、得られるすべてのパルス幅について安定性が得られるわけではない。この点についての考察を行う。

固有モードであるレーザパルスは、フィルタや変調器や増幅器の ASE により摂動を受ける。この摂動は十分に小さく、固有モードに線形に加わると仮定する。このとき、摂動が受ける利得が損失より低い場合には摂動は育たず、レーザパルス光の安定性が確保される[57-60]。逆に摂動が損失より高い利得を得る場合は、摂動が育ちレーザパルスを壊す可能性がある。

図 3.15 に示すように摂動は、線形ガウス形チャープパルスと仮定し、ピークパワーは十分に小さく非線形の影響を受けずに、分散の影響のみを受けると仮定する。これは第 3.6 節で考慮した場合にあたる。摂動が育たず減衰するための条件は、式 3.76 により

$$g - l - \sqrt{\frac{M \Omega_m^2}{2 \Omega^2}} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{2}} < 0 \quad (3.90)$$

となる。一方、非線形波であるレーザパルス光が発振するのに必要な利得は式 3.88 で表される。ここで安定性を表すパラメータとして κ を以下のように定義する。

$$\kappa = \sqrt{\frac{M \Omega_m^2}{2 \Omega^2}} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{2}} - \left(\frac{\pi^2}{24} M \Omega_m^2 t_0^2 + \frac{1}{3 t_0^2 \Omega^2} \right) \quad (3.91)$$

$\kappa > 0$ の時、摂動に対する損失が利得を上回るのので、レーザパルスは安定である。反対に $\kappa < 0$ の場合はレーザパルスは不安定になる。

規格化分散に対する安定性を図 3.16 に示す。パワーを大きくするとある限られた範囲で安定性が失われることが分かる。安定性を得るためには、非線形による影響を一定とした場合、群速度分散を大きくとる必要があることが分かる。別の言い方をすると、分散が一定の場合、安定なレーザ発振を行うためにはパワーの上限が存在することが分かる。これは物理的には以下のように説明できる。レーザパルスは、非線形性と群速度分散が釣り合いパルス形状が保たれる。一方線形波である摂動は、非線形性を感じないため、群速度分散が大きいとチャープを生じパルスも広がる。このため、摂動は変調器やフィルタで大きな損失を生じ、損失過剰になる。これにより、非線形波であるレーザパルス光のみ安定に発振する。

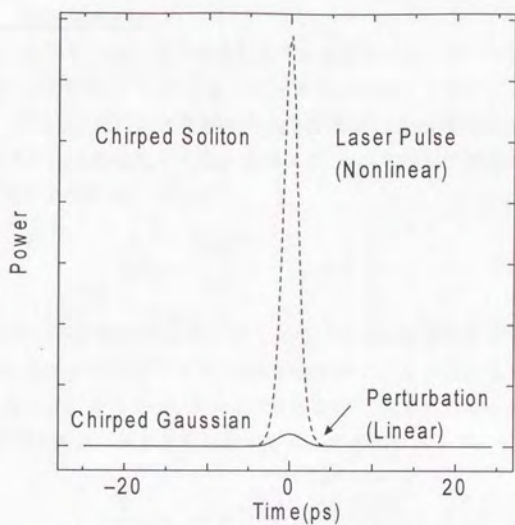


図 3.15. レーザパルスと非レーザパルス成分

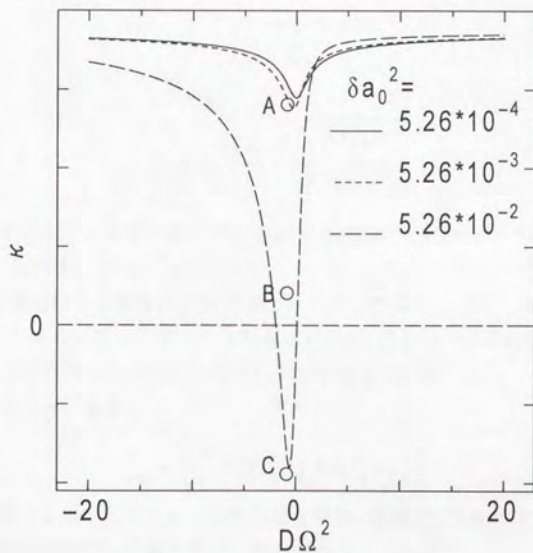


図 3.16. 規格化分散に対する安定性

3. 7. 3. パルス短縮化率

非線形および分散を考慮しない場合に得られる従来のモードロックレーザーパルスのパルス幅(式 3.64)に比べて、群速度分散を異常分散にしておけば非線形及び分散を考慮したシステムではパルス短縮が可能であることが示された[62,63]。ここではどのくらいのパルス幅短縮化が可能かを調べる。パルス幅を半値全幅で比較した場合のパルス幅短縮化率を R とすると、

$$R = \frac{1.665}{1.763} r, \quad r = \frac{t_1}{t_0} \quad (3.92)$$

となる。左式の右辺の係数はそれぞれガウス形パルスおよびソリトンパルス幅から半値全幅を求めるための係数である。非線形性を強くすることにより無限に短いパルスが得られることになるが、前述のように安定性で決まる短縮化率の上限が存在する。非レーザーパルス光に対する安定性から得られる関係式より、

$$\frac{\pi^2}{12r^2} + \frac{r^2}{3} < \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{2}} \quad (3.93)$$

という条件が導ける。従って短縮率に最大値が存在し、

$$r_{\max} = \sqrt{\frac{Q + \sqrt{Q^2 - \pi^2}}{2}} \quad (3.94)$$

$$Q = 3\sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + D^2 \Omega^4}}{2}} \quad (3.95)$$

となる。これを最大パルス幅短縮化率と定義する。規格化分散に対するパルス幅短縮化率を図 3.17 に示す。

最大パルス幅短縮率は規格化分散 $D \Omega^2$ で一義に決まる。つまり、非線形性を強くすることにより得られるレーザーパルスは短くなるが、最小のパルス幅は $D \Omega^2$ で決まり、これより短いパルス幅のレーザーパルスは不安定である。

$D \Omega^2$ が十分大きい場合、

$$r_{\max} \approx \sqrt{\frac{9}{2} |D \Omega^2|} \quad (|D \Omega^2| \gg 1) \quad (3.96)$$

となる。大まかな目安としてパルス幅の短縮化率は、(分散値)^{1/4} および(ファイバ長)^{1/4} および(共振器帯域幅)^{1/2} に比例することがわかる。

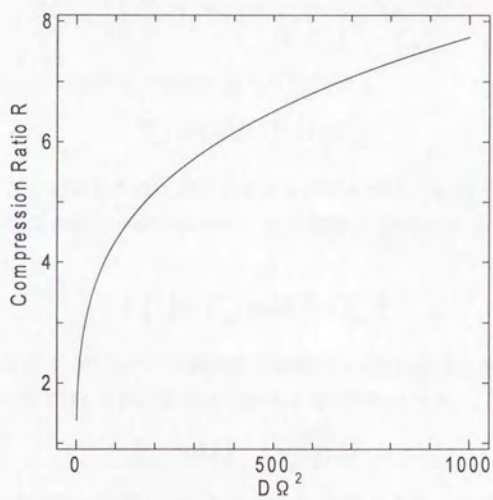


図 3.17.規格化分散に対するパルス幅圧縮化率

3. 9. 5. 変調周波数離調に対する安定性[D]

非線形および波長分散を考慮した場合、Siegman のモードロック理論で予想されるパルス幅の $1/R$ 倍のパルスが得られるとする。簡単のために得られるパルスと同じパルス幅のガウス形パルスと仮定する。この場合のパルスパラメータは式 3.16 より

$$\Gamma_{ss} = \sqrt{M/32} \Omega_m \Omega R^2 \quad (3.97)$$

となる。共振器一周の時間を T とすると式 3.15 より

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{1}{T} \left[\frac{M}{2} \Omega_m^2 - \Gamma^2 \frac{16}{\Omega^2 R^4} \right] = \frac{\Gamma_{ss}^2 - \Gamma^2}{\Gamma_{ss} T_{ss}} \quad (3.98)$$

とガウスパラメータに関する方程式が得られる。ただし

$$T_{ss} = \Omega^2 R^4 T / 16 \Gamma_{ss} \quad (3.99)$$

である。ここで Γ_{ss} は定常状態におけるガウスパラメータ、 T_{ss} はパルス形成時間である。パルスの初期状態を十分に長いパルスと仮定 ($\Gamma(0)=0$) すると時間 t 後のガウスパラメータは

$$\Gamma(t) = \Gamma_{ss} \tanh(t / T_{ss}) \quad (3.100)$$

と表される。これは T_{ss} 後に、パルス幅が定常状態の 1.146 倍のパルスが形成されることを示している(図 3.18)。これを周回数で表すと次式で表される。

$$N_{ss} = \Omega R^2 / \sqrt{8M} \Omega_m \quad (3.101)$$

次に変調周波数離調の影響について考察する。変調周波数が共振器長で決まるモード間隔の整数倍と一致してる場合はモード同期がかかる。変調周波数が温度変動などの何らかの原因で離調した場合、どの程度までパルス生成が可能かを検討する。大まかな目安として、パルス形成に必要な周回数の間に、定常状態で得られるパルス幅より変調中心がずれる場合は安定なパルス生成が行われないとする。

$$|\delta T| N_{ss} < \tau_{ss} \quad (3.102)$$

つまり、式 3.102 が満たされないときは安定なパルス生成が行われぬ。ここで δT は離調による周回時間の変化を、 τ_{ss} は定常状態でのパルス幅を表す。これを離調について表すと

$$|\delta f_m| < \tau_{ss} f_m^2 / N_{ss} (\propto 1/R^3) \quad (3.103)$$

となる。つまりパルス幅が短くなるほど離調に対する制限も厳しくなる事を示している。

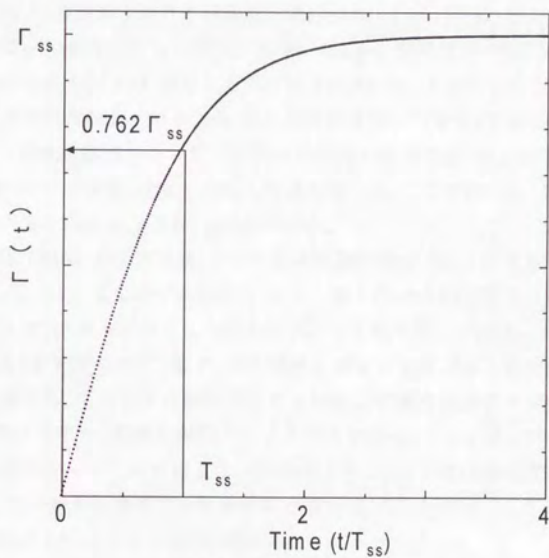


図 3.18.パルス形成時間

3. 9. 能動モード同期光ファイバレーザの数値解析

3. 9. 1. 計算法

これまで示してきた解析結果を数値シミュレーションにより確認する。計算モデルを図 3.19 に示す。エルビウム添加光ファイバ増幅器、受動光ファイバ、強度変調器、光フィルタ、出力カップラからなる系を考える。エルビウム添加光ファイバ増幅器部は長さ 10m とし、式 2.1-式 2.3 のレート方程式および式 2.4-式 2.6 の伝搬方程式から利得特性を求める。用いたパラメータ値は、エルビウム濃度=870 wt・ppm, モードフィールド径=4.5 μ m, 上準位の寿命時間 $\tau=12.8$ ms, 信号波長における吸収断面積 $\sigma_a=2.96 \times 10^{-25}$ m², 信号波長における誘導放出断面積 $\sigma_e=4.17 \times 10^{-25}$ m², ポンプ波長における吸収断面積 $\sigma_p=0.90 \times 10^{-25}$ m², ポンプ波長=1480 nm, 信号波長=1550 nm である。これからも分かるように ASE 雑音も計算に含まれている。さらにこれを用いて一般化シュレディンガー方程式 3.39 を Split Step FFT 法を用いて解く。受動光ファイバ部は 10m とし、一般化非線形シュレディンガー方程式 3.39 を Split Step FFT 法により解く。高次分散、ラマン効果、ショック項も考慮している。ここで用いたパラメータ値は $n_2/A_{eff}=6.5 \times 10^{-19}$ W⁻¹, $T_R=6$ fs, $\beta_3=0.1$ ps³/km である。

AM 変調は 10GHz 正弦波変調、フィルタは透過帯域幅 10nm の 2 次のローレンツ形を用いた。従って、 $\Omega_m/\Omega=8.00 \times 10^{-5}$ であり、図 3.12-図 3.16 の場合と同じである。出力カップラは 1:9 カップラとし 10% を出力として取り出している。

計算手順を図 3.20 に示す。まず、初期電界を雑音とする。次に、強度変調器による光変調を計算する。エルビウム添加光ファイバおよび受動光ファイバ中の光伝搬を計算する。FFT を行い、周波数領域でフィルタをかける。そして逆 FFT を行い、時間領域に戻し出力カップリングによるロスを加える。これを再び強度変調器への入力電界とする。この操作を定常になるまで繰り返す。定常の判定は、 k 周後と $k+1$ 周後の波形の誤差が 0.1% となるのが 10 周続いたところとする。

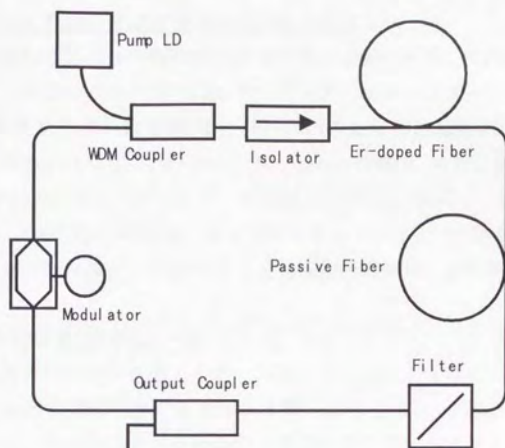


図 3.19.計算モデル

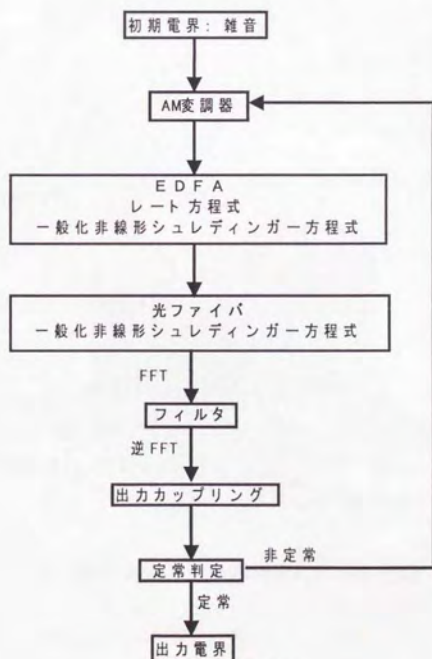


図 3.20.計算手順

3. 9. 2. 非線形のみ考慮の場合の短パルス生成

まず非線形性によるパルス幅短縮を確認する。10GHz 変調、フィルタ 10nm の時、線形分散なしの場合はパルス幅 3.33ps のトランスフォームリミットなパルスが生成される。非線形性を考慮した場合、ピークパワーの上昇とともにチャープが生じ、得られるパルス幅も小さくなる。ピークパワー 1.67W の場合、パルス幅 2.05ps、パルス幅バンド幅積 0.539、チャープパラメータ 1.39 のパルスが生成さる。チャープが生じると共に、パルス幅が線形の場合に比べて短くなっている。この原理は、補遺に示すようにチャープパルスはフィルタのような帯域幅制限媒質により幅が短くなることによる。

この結果は、解析結果(図 3.6)と一致している。

これよりもさらにパワーを強くすると高次ソリトンのようにピークパワーおよびパルス幅が周期的な変動を示すようになる(図 3.21)。これは、変調器やフィルタで生じる非レーザパルス成分がレーザパルスと相互作用するためと考えられる。

さらにパワーを強くすると周期的な変動もくずれ、カオティックな振る舞いを示すようになる。

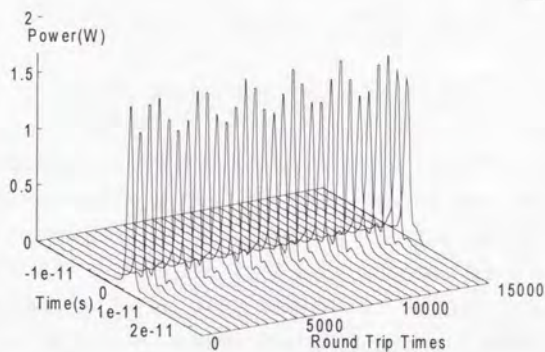


図 3.21.非線形による周期変化パルス生成

3. 9. 3. 波長分散考慮、非線形の場合の短パルス生成

まず正常分散領域でのパルス生成について調べる。 $\beta_2 = 1.28(\text{ps}^2/\text{km}) (=1\text{ps}/\text{nm}/\text{km} \text{ @ } 1550\text{nm})$ とする。ピークパワー 550mW の場合、パルス幅 3.96ps、パルス幅帯域幅積 1.03、チャープパラメータ 2.98 のチャープソリトンが形成される。パルス幅が広くなり、チャープが生じている。

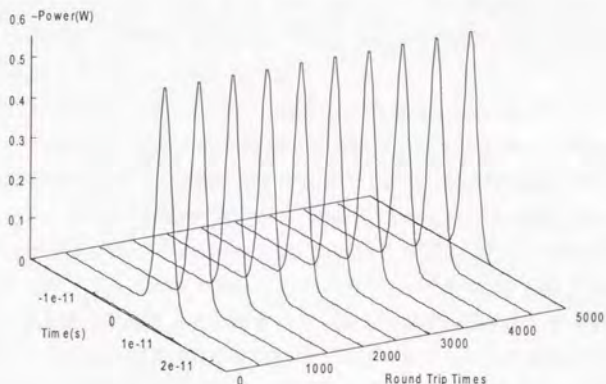


図 3.22.正常分散でのチャープソリトン形成

次に異常分散領域でのパルス生成について調べる。分散は $\beta_2 = -1.28(\text{ps}^2/\text{km}) (=1\text{ps}/\text{nm}/\text{km} \text{ @ } 1550\text{nm})$ とする。以下ではポンプパワーが A: 21.3mW, B: 47.3mW, C: 79.8mW の時について調べる。これらはそれぞれ図 3.12-図 3.14、図 3.16 における点 A、B、C に相当する。注目する点は、まずチャープが 0 の時に基本ソリトンが形成されている事を確認する(点 A)。パワーを増やしていった場合にチャープが生じると同時にパルス幅が短くなるか確認する(点 B)。さらにパワーを増やしていった場合に、式 3.91 で定義される Stability が負になる領域でレーザパルスが不安定になるか確認する(点 C)。

ポンプパワーが 21.3mW の時の生成パルスを図 3.23 に示す。ピークパワーは 141mW であり、 $\delta \omega^2 = 7.42 \times 10^3$ となる。生成パルス幅は 3.27ps、チャープパラメータ X は 0 である。この場合はチャープのない基本ソリトンとなっている事が確認

できる。第 3.3.1 での解析法を用いると、 $D \Omega^2 = 7.89 \times 10^4$ 、 $\delta a_0^2 = 7.42 \times 10^3$ の場合、パルス幅は 3.35ps およびチャープパラメータ X は 0.00 である。これらの結果は数値解析結果とよく一致している。この場合のパルス幅、チャープパラメータ、安定性パラメータ ($\kappa = 2.80 \times 10^3$) を図 3.12-図 3.14、図 3.16 に点 A として表す。

ポンプパワーが 47.3mW の場合のレーザパルスを図 3.23 に示す。ピークパワーは 680mW で、 $\delta a_0^2 = 3.58 \times 10^2$ となる。パルス幅は 2.05ps でチャープパラメータ X は 0.61 である。この場合はチャープを有したパルスであり、そのパルス幅は基本ソリトンより短い。式 3.86-3.87 より $D \Omega^2 = 7.89 \times 10^4$ かつ $\delta a_0^2 = 3.58 \times 10^2$ の時、パルス幅は 2.13ps、チャープパラメータ X は 0.59 である。これも数値解析結果とほぼ一致する。この場合のパルス幅、チャープパラメータ、安定性パラメータ ($\kappa = 4.12 \times 10^4$) を図 3.12-図 3.14、図 3.16 に点 B として表す。

さらにポンプパワーを強くして、79.8mW にした場合を図 3.24 に示す。サブパルスが生じ、それがレーザパルスと相互作用するためパルス生成が不安定になる。2000 周回後あたりからパルス生成が不安定になるため 1500 周回後のパルス特性を見る。ピークパワーは 1210mW で、 $\delta a_0^2 = 6.36 \times 10^2$ である。パルス幅は 1.30ps、チャープパラメータ X は 0.91 である。式 3.86-3.87 より $D \Omega^2 = 7.89 \times 10^4$ かつ $\delta a_0^2 = 6.36 \times 10^2$ の時、パルス幅は 1.26ps、チャープパラメータ X は 0.90 である。安定性パラメータ κ は -1.90×10^3 と負の値となり、安定性解析の結果から不安定になることが分かる。これらの結果は数値解析結果とほぼ一致する。この場合のパルス幅、チャープパラメータ、安定性パラメータを図 3.12-図 3.14、図 3.16 に点 C として表す。

以上の結果より、非線形性および波長分散を考慮した能動モード同期理論による解析結果と数値解析結果は非常に一致しているため本解析の有効性が確かめられた。

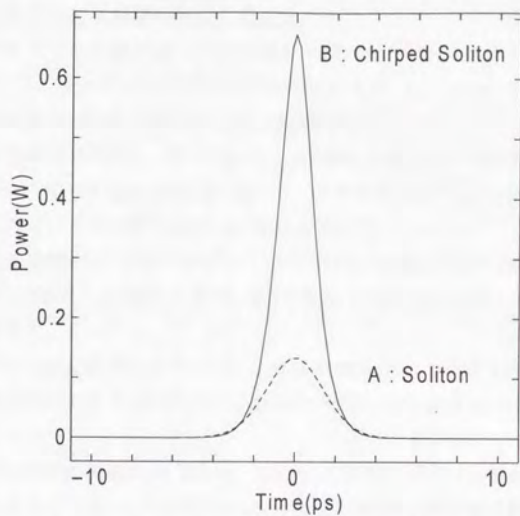


図 3.23.モードロックレーザパルス(安定領域:点 A,B)

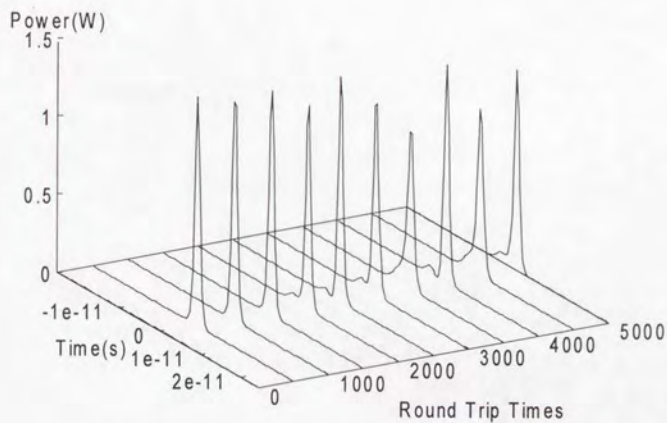


図 3.24.モードロックレーザパルス(不安定領域:点 C)

3. 9. 4. 変調周波数離調に対する安定性

従来のモードロック理論が扱ってきた線形・分散なしの時、パルス幅 3.33ps のパルスが得られる。この場合のパルス形成時間(T_n)は式 3.99 より 145ns、従ってパルス形成に必要な周回数(N_n)は式 3.101 より 62.5 周である。

分散および非線形を考慮し、ピークパワー 680mW の場合はパルス幅 2.05ps のパルスが得られる。パルス短縮比率(R)は 1.62 で、パルス形成時間は R^2 倍の 2.64 倍の 381ns、パルス形成に必要な周回数は 165 周となる。

以上の関係を数値計算により確認した。パルス幅が定常時の 1.146 倍となる周回数(N_n)は、線形・分散なしの場合は 63 周、分散・非線形考慮の場合は 177 周と前述の解析とはば一致する。

2.05ps パルス生成の場合には式 3.103 より 1.24MHz よりも大きい離調が起こると安定なパルス生成ができない。図 3.25 に 10MHz 離調により安定なパルス生成が行われない場合を示す。

光ファイバの熱膨張係数は約 $10^{-5}/\text{deg}$ のため、この場合は約 10 度の温度変化でパルス生成ができなくなる。さらに短いパルス生成の場合は温度管理が必要となることがわかる。

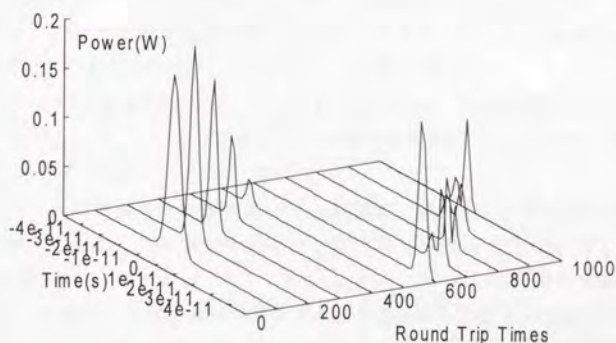


図 3.25. 変調周波数離調によるパルス生成不安定

3. 10. 能動モード同期ファイバレーザによる超短パルス生成のための設計指針

以上のように、ファイバレーザにおけるチャープ・パルス幅・バンド幅・安定性に関して、波長分散および非線形性の関数として解析を行った。それをふまえて、実際にファイバレーザを作製するにはどのようなパラメータを選択すればよいかを考察する。

まず正常分散の場合であるが、チャープソリトンが形成されることが分かる。増幅を伴わない普通のファイバでは正常分散領域ではソリトンを形成する事が出来ない。その一方、増幅器中ではチャープソリトンが形成される事が知られており、オートソリトンと呼ばれている。ファイバレーザにおける正常分散領域でのチャープソリトンもオートソリトンと似た現象であるといえる。

正常分散での短パルス発生は、異常分散でのソリトンの短パルス発生と性質が違う。正常分散では、パルスが大きくチャープしている場合にバンド幅制限によってパルス幅が短くなることにより短パルスが形成される。しかし、図 3.12, 図 3.13 から分かるようにパルス幅が広く、チャープが非常に大きくなるという欠点がある。利点としては、図 3.16 に見られるように異常分散の場合に比べてシステムが安定である。このため共振器外部でチャープ補償して圧縮するのも有用な方法である。チャープはパルスの中心付近ではほぼ線形チャープである。このため、共振器外部で異常分散ファイバを伝搬させることで、バンド幅の逆数程度のパルス幅のほぼトランスフォームリミットなパルスを得ることが出来る。

異常分散領域での短パルス発生であるが、一般に利得のない通常ファイバでのソリトンは、ピークパワーとパルス幅は一定の関係を満たしながらいろいろな値をとることが出来る。その一方、ファイバレーザでは、変調器の効果を一定とすると、パルス幅とピークパワーは帯域幅と分散により唯一に決まってしまう事が分かる。これは、前述のように増幅器中のオートソリトンの性質と似ている。

チャープ 0 の分散量では基本ソリトンが形成される。この場合はシステムは常に安定領域である。これよりも分散量が大きい場合は非線形よりも分散の影響が大きく、パルス幅が広くなりチャープも生じる。

基本ソリトンが形成される分散量よりも群速度分散が小さく零分散付近では、最も短いパルスを得ることが出来る。しかし、図 3.16 に見られるように最も不安定となる。これは、パルス幅が短かくバンド幅が大きいため、パルスに対する損失が大きくなり、レーザ発振に必要な過剰利得を大きくする必要があるためである。一方線形パルスである非レーザパルス光は、分散が小さいため損失が小さく、利得過剰となり育ち始めるためである。不安定な領域とその大きさは非線形性の強さによって異なり、非線形性が大きいほど不安定である。

以上より外部圧縮を用いない方法で短パルスを得るには以下のようにすればよいことが分かる。まず波長は異常分散領域とする。光パワーを十分に大きくできる場合について考える。規格化分散が十分に大きい場合はパルス幅短縮化率は式 3.96 で近似できる。この式の特徴を表 3.1 に示す。

表 3.1. 従来のモードロック理論によるパルス幅と本解析における
最大短縮パルス幅の各パラメータ依存性の比較

	従来のモード ロック理論	本解析
変調周波数	$\propto \frac{1}{\sqrt{f_m}}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{f_m}}$
帯域幅	$\propto \frac{1}{\sqrt{\Omega}}$	$\propto \frac{1}{\Omega}$
波長分散	不変	$\propto \frac{1}{\sqrt[4]{ \beta_2 }}$
共振器長	不変	$\propto \frac{1}{\sqrt[4]{L}}$

従来のモード同期理論から予測されるパルス幅と本解析から予測されるパルス幅とは大きな違いが3点ある。1つ目の特徴は共振器帯域幅依存性である。従来のモード同期理論では共振器帯域幅を n 倍にしてもパルス幅は $n^{1/2}$ 倍にしかならないが、本解析によると n^1 倍になる。従って共振器帯域幅を広げるのはパルス幅短縮に大きな効果がある。2つ目の特徴は、本解析による結果は波長分散に依存することである。異常分散量を大きくすることはパルス幅短縮化に効果がある。3つ目の特徴は共振

器長依存性である。共振器長を長くすると、同じピークパワーでも共振器一周での非線形性による位相回転量は大きくなる。このため共振器長依存性が現れてくる。共振器長を長くすることもパルス幅短縮化に効果がある。

以上の結果より共振器帯域幅を広げ、分散は異常分散領域とし分散量を大きくとり、共振器長を長くすれば良い事がわかる。パワーは基本ソリトン形成に必要なピークパワーより大きなピークパワーになるように光パワーを調整し、線形パルスが育たない範囲のパワーを選べばよい。

一例として、 $\beta = 22(\text{ps}^2/\text{km})$, $\Omega = 2\pi \cdot 1250\text{GHz}$, $L = 100\text{m}$, $f_m = 10\text{GHz}$ とした場合、 $D\Omega^2 = 67.9$ で式 3.92 より $R_{\text{min}} = 3.95$ となる。つまり分散なし・線形の場合 3.33ps のパルスが得られるが、分散・非線形を考慮するとピークパワー 28.3W 、平均パワー 353mW の時、 843fs のパルスが得られることになる。

しかし一般には光パワーが限られている。この場合の共振器設計は、まず共振器帯域幅を広げる。分散量が大きいとソリトン形成に必要なパワーは大きくなるので、基本ソリトンが形成される分散値より小さな分散量を選べばよい。そして総分散量を大きくするため共振器長を長くすればよい。

現存するファイバのパラメータ、ポンプパワーの範囲内で超短パルス生成のための共振器設計を行う。後述するように偏波不安定を押さえるためには共振器全体を偏波保持ファイバで構成する必要がある。偏波保持ファイバの場合、通常ファイバの場合と違って波長分散値の種類はあまりない。共振器のタイプとして表 3.2 に示すような 4 つを考える。偏波保持形エルビウム添加光ファイバの分散値には正常分散および異常分散がある。それぞれ下記に示すとおりである。受動偏波保持光ファイバは、通常分散ファイバと分散シフトファイバがある。Type1 と Type2 を比較すると、共振器長は同じであるが平均分散値が異なっている。Type3 と Type4 の違いは平均分散値は同じであるが共振器長が異なっている。

これら 4 種類の共振器のもとで、前述の数値解析法を用いて生成パルス調べた。変調周波数は 10GHz とし、ポンプパワーは最大 160mW とした。図 3.26 にフィルタ幅を 3nm とした場合、図 3.27 にフィルタ幅を 10nm にした場合、図 3.28 にフィルタを挿入せずに EDF の増幅帯域幅制限のみを受ける場合についてポンプパワーに対する生成パルスを示す。

表 3.2. 共振器設計

	EDF	Passive	L_{tot}	$D_{\text{ave}}(\text{ps/nm/km})$
1	B(20m)	---	20m	11.4
2	A(10m)+B(10m)		20m	0.45
3	A(20m)	C(20m)	40m	1.0
4	A(20m)	D(100m)	120m	1.0

EDF

EDF-A -10.5ps/nm/km

EDF-B $+11.4\text{ps/nm/km}$

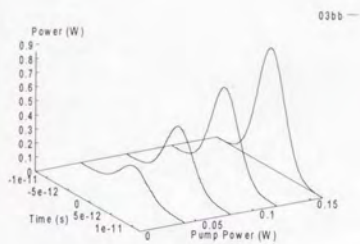
Passive Fiber

Fiber-C (Normal Fiber) $+14.5\text{ps/nm/km}$

Fiber D (DS Fiber) $+3.3\text{ps/nm/km}$

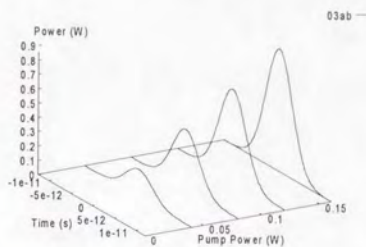
Filter 3nm

Type 1



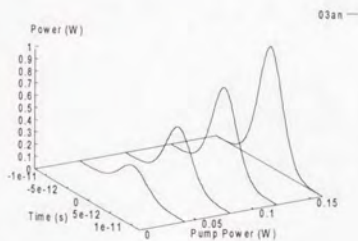
最短パルス幅 7.20ps

Type 2



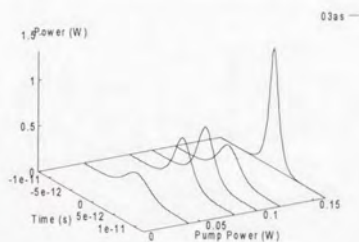
最短パルス幅 7.06ps

Type 3



最短パルス幅 6.34ps

Type 4

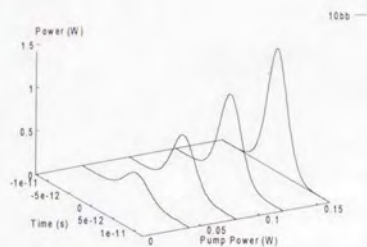


最短パルス幅 4.20ps

図 3.26.各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザーパルス
(フィルタ 3nm)

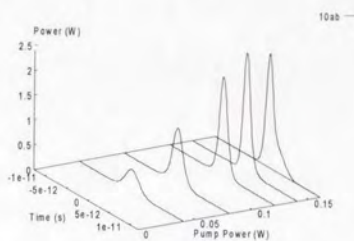
Filter 10nm

Type 1



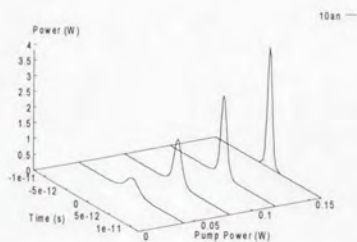
最短パルス幅 5.23ps

Type 2



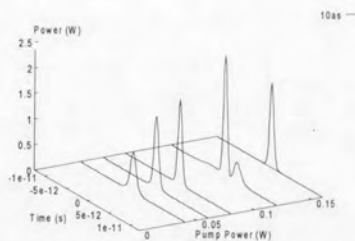
最短パルス幅 2.12ps

Type 3



最短パルス幅 1.70ps

Type 4

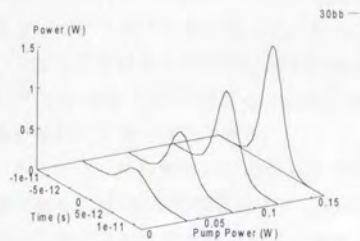


最短パルス幅 1.27ps

図 3.27.各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザパルス
(フィルタ 10nm)

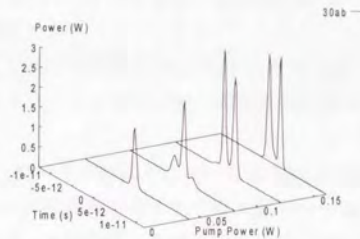
Filter なし

Type 1



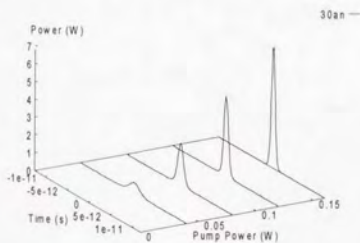
最短パルス幅 5.27ps

Type 2



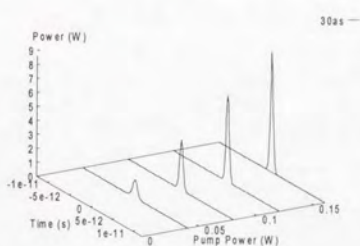
最短パルス幅 1.01ps

Type 3



最短パルス幅 974fs

Type 4



最短パルス幅 740fs

図 3.28.各共振器におけるポンプパワーに対する生成レーザパルス
(フィルタなし)

まず波長分散の効果を見るために Type1 と Type2 を比べる。表 3.1 によると分散値の大きい Type1 の方が短いパルスを生ずるはずであるが、この範囲のパワーでは Type2 の方が短い。前述のように分散値を大きくすると短パルス形成に必要なパワーは増大する。さらに強いパワーが用意できれば Type1 の方が短いパルスを生ずる。つまり、この範囲のパワーでは短パルスを得るために分散値を大きくしても意味がなく、むしろ分散値を低く抑える方がよいことが分かる。

共振器長の影響を見るために Type3 と Type4 を比べる。共振器長が 3 倍長い Type4 の方が短いパルスを生ずるのが確認できる。また図 3.27 よりパルス幅も約 $3^{1/4}$ 倍となっていて解析結果に沿っているのが確認できる。

共振器帯域幅を広げるほどパルス幅が短くなるのが図 3.26-図 3.28 より分かる。また図 3.26 と図 3.27 における Type4 の比較よりパルス幅短縮化が共振器帯域幅の逆数に比例する事が確認できる。

以上のように設計指針で指摘したように、光パワーが限られている場合は、共振器帯域幅を広げ、波長分散値を小さく抑えつつ共振器長を長くする事が短パルス生成に効果がある事が数値解析により確認された。その結果、現存するファイバおよび可能な光パワーのもとで、10GHz 変調で 740fs 程度のパルス生成が可能であることを示した。

3. 1. 1. 本章のまとめ

短パルス生成法としては、モード同期という手法が広く用いられているが、その中でも能動モード同期法は、タイミングジッタが少ない、外部との同期がとれるなどの利点を有するため応用上非常に重要な手法である。エルビウム添加光ファイバの開発により、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯においても比較的容易に高パワーが得られるようになった。そのためエルビウム添加光ファイバレーザではパルス幅が十数 ps からサブ ps のパルスが得られるようになった。従来までは、能動モード同期の特性を表すのに Siegman らによるモード同期理論が幅広く用いられてきた。生成されるパルス幅が短くなるにつれ、従来までは考慮されていなかった波長分散性や光非線形性の効果が顕著に現れるようになり、従来のモード同期理論では正確なパルス特性予測が行えなくなってきた。

第3章では、光ファイバレーザについては、この波長分散および非線形性の効果を取り入れた新しいモード同期理論を構築し、解析的にパルス特性評価を行っている。両者の効果を取り入れた場合は、固有解としてチャープを有した sech 形のパルスが得られることを示した。このパルスの特性は、帯域幅制限のある分散性増幅器中のオートソリトンと似ている。すなわち、正常分散領域でも固有値が存在すること、異常分散におけるパルス幅は正常分散におけるそれよりも幅が狭いこと、生成パルスはチャープを有し異常分散領域の方がチャープは少ないこと、などである。異常分散領域では非線形性が大きくなるほど生成パルスのパルス幅は狭くなる。

さらに線形波である非レーザパルス成分と非線形波であるレーザパルス成分との利得差からレーザパルスの安定性を議論し、得られる最短パルスの評価を行った。つまり、非線形性が大きくなりパルス幅が狭くなると、レーザパルス発振に必要な利得が大きくなり、線形パルスである非レーザパルスが発振してしまうためパルス幅に限界がある。

次に変調周波数離調に対する安定性の考察も行った。雑音光からパルス生成までに必要な周回数の間に、パルスの中心位置が定常状態におけるパルス幅よりもずれてしまうと安定なパルス発振は行えないことが示された。

この理論によるパルス特性評価結果は、数値解析により確認され、評価の正しさが裏付けられている。

最後にこれらの結果を踏まえて、より狭いパルスを生成するための共振器設計指針を示した。通常は利用できる光パワーは限られているため、短パルス生成のためには、分散値が異常分散となるように波長を選び、波長分散値はあまり大きな値とはせず、変調周波数を上げ、共振器帯域幅を広げ、共振器長を長くすれば良いことが示された。

第4章

能動モード同期エルビウム添加 光ファイバレーザの作成

本章では、前章で行った波長分散および非線形の効果を考慮した解析によるパルス特性の確認を実験により行う。実験では、偏波不安定をさけるため共振器を全て偏波保持ファイバで構成した。

まず、変調周波数およびフィルタ幅を変化させた場合の生成パルスを解析結果と比較する。次に、変調周波数離調による影響を調べ、タイミングジッター特性の測定も行う。さらにラショナルハーモニックモード同期による高繰り返しパルス列生成を行い、その動作原理について考察する。最後に、融着接続の際の軸ずれによる影響について考察を行う。

4. 1. 実験系

図 4.1 にエルビウム添加光ファイバ増幅器を用いたモードロックリングレーザの構成を示す。エルビウム添加光ファイバを用いたモードロックリングレーザを通常の(偏波保持でない)ファイバをコネクタ接続で構成すると、偏波不安定、偏波モード間での競合、コネクタ接続点での反射、スーパーモード間での競合などが生じレーザを不安定にする。そこで、共振器全体を偏波保持ファイバで構成し、さらにそれらを全て融着接続することによりスプリアモードの発生を抑制し、これらの安定化を行った。

変調器は 3dB 帯域幅 10GHz、挿入ロス 5dB の強度変調器を用いた。ポンプレーザは最大出力 80mW の $1.48 \mu\text{m}$ の LD を用いた。アイソレータは光の進行方向を単一にするために用いている。偏波保持エルビウム添加光ファイバは、長さ 20m、波長分散値 $11.4\text{ps/nm/km}(@1.55 \mu\text{m})$ を用いた。フィルタは付け替えが可能で実験内容に応じて 1nm、3nm、5nm、10nm を用いた。フィルタの角度により中心波長が $1.54 \mu\text{m}$ から $1.57 \mu\text{m}$ の間で可変である。出力カップラは 1/2 波長板および偏波ビームスプリッタの組み合わせで出力カップリング可変であるが、1:9 カップラとして用いた。10%を出力光として共振器外部に取り出している。

レーザから出射された光は、分岐され四種類の特性が測定される。スペクトル形状を観測するには分解能 0.05nm の光スペアナが用いられる。電気段でのスペクトル観測には 40GHz PD で受光し、スペクトルアナライザを用いた。得られるパルスの波形観測は、40GHz PD で受光し、サンプリングオシロスコープで行う。帯域が 40GHz なので分解能は 25ps 程度である。このため、それ以下のパルス幅を測定するためにオートコリレータを用いた。特に断らない限り、パルス幅の測定には、30ps 以上の場合はサンプリングオシロスコープを、それ以下の場合はオートコリレータを用いた。なお、オートコリレータからパルス幅を導く際にはガウス形パルスを仮定した。

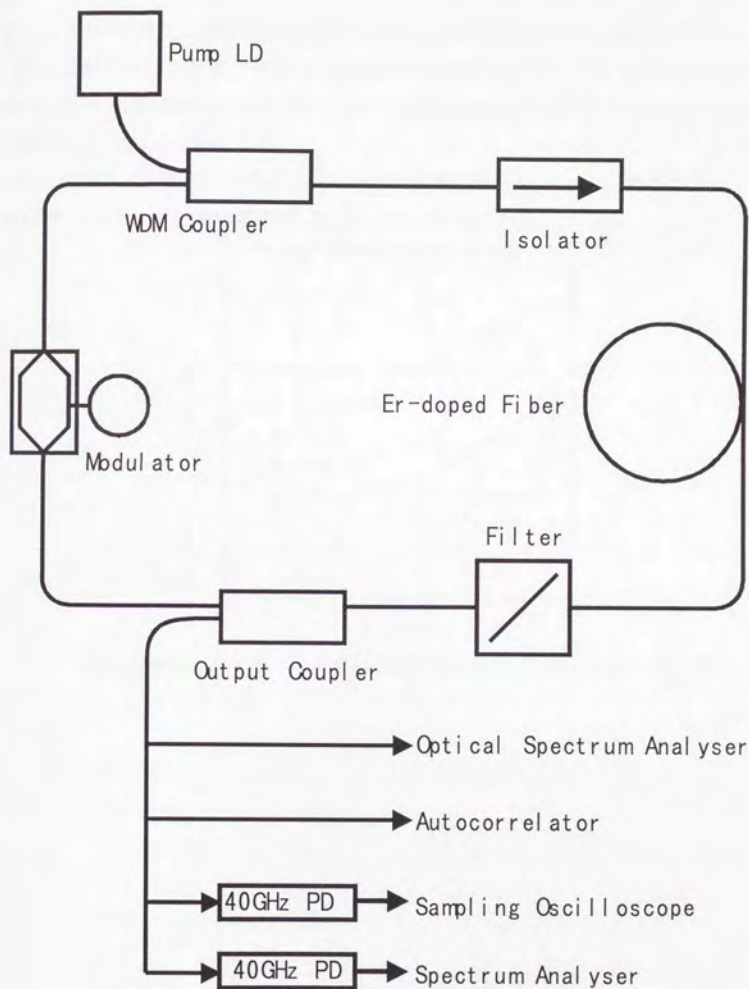


図 4.1. 偏波保持エルビウム添加光ファイバレーザ

4. 2. 解析及び数値シミュレーションによるパルス特性予測

前章で用いた波長分散および非線形を考慮したモードロックレーザ解析および数値シミュレーションを用いて実験条件で得られるパルス特性を予測する。フィルタ幅を 3nm とし、変調周波数を 10GHz とする。共振器の分散値は 11.4ps/nm/km とした。

波長分散および非線形を考慮した解析による結果を図 4.2 に示す。平均パワーが 32mW の時、共振器内パルスのピークパワーは約 500mW となり、そのとき得られるパルス幅は 7.0ps と予測される。

ポンプパワーの変化に対する生成パルスの数値シミュレーション結果を図 4.3 に示す。ポンプパワーが 80mW の時、7.34ps パルスが得られる。

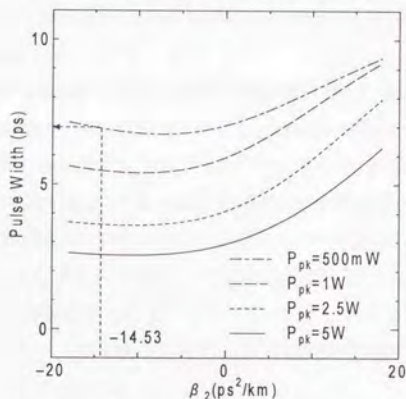


図 4.2.分散に対するパルス幅(本解析:10GHz 変調:3nm フィルタ)

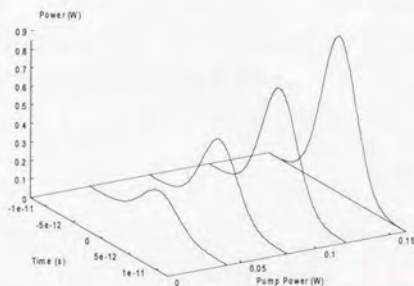


図 4.3.ポンプパワーに対するレーザパルスの変化(数値解析)

4. 3. 能動モード同期ファイバレーザからのパルス特性

フィルタ幅 3nm を用いた場合の 10GHz および 20GHz 変調時のオートコリレーションおよびスペクトル形状をそれぞれ図 4.4、図 4.5 に示す。図 4.4 より第 1600 次高調波である 10GHz 変調時の生成パルスは、パルス幅 6.67ps、スペクトル幅 0.540nm である。スペクトル形状では、0.08nm 間隔でモードが立っている。これは変調周波数 10GHz に対応しており、きれいにモードロックがかかっているのが分かる。時間幅帯域幅 0.45 とほぼトランスフォームリミットなパルスである。この結果は、前節で求めたモードロック理論による解析結果および数値解析結果とよく一致する。実験結果の方が若干短いパルスとなっているが、これは解析ではフィルタ波形をローレンツ形を仮定しているが、実際に用いているフィルタはより肩がなだらかなものを使用しているためであると考えられる。

図 4.5 より第 3200 高調波である 20GHz 変調時はパルス幅 4.92ps、スペクトル幅 0.752nm である。この場合も、スペクトル形状は 0.16nm 間隔でモードが立ち、時間幅帯域幅積 0.46 とほぼトランスフォームリミットなパルスである。

図 4.6 にフィルタ幅が 3nm の場合に変調周波数を 12.5MHz(第 2 次高調波)から 20.0GHz(第 3200 次高調波)まで変化させた場合のパルス幅の変化を示す。波長分散および非線形を考慮に入れたモードロック理論による解析結果と数値解析結果を併せて示す。実験結果は両解析結果とよく一致している。変調周波数が 5GHz より小さい領域では従来のモードロック理論から大きくはずれパルス幅が広がる。これは、共振器の波長分散が大きいためである。

図 4.7 に変調周波数が 10GHz の場合にフィルタ幅を 1nm から 10nm まで変化させた場合のパルス幅の変化を示す。実験結果は両解析結果とよく一致している。フィルタ幅が 5nm までは、フィルタ幅を広げることによりパルス幅が短縮するが 10nm の場合にはフィルタ幅を広げる効果は小さい。これも、第 3.6 節で考察を行ったように波長分散が大きいためその効果が現れるためである。

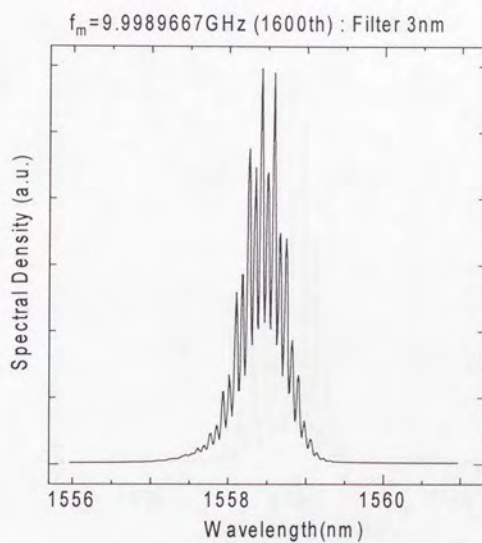
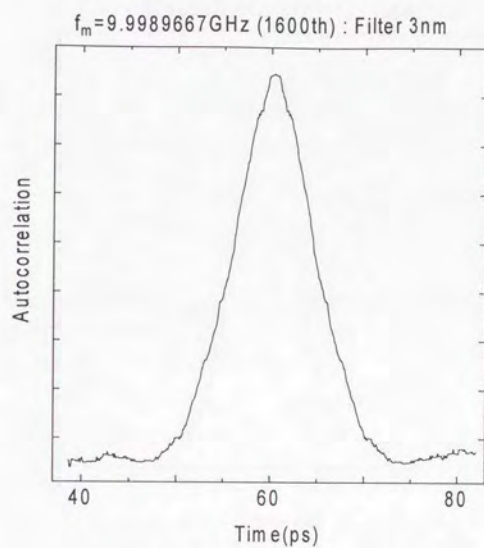


図 4.4.10GHz 変調時のパルス波形・スペクトル形状

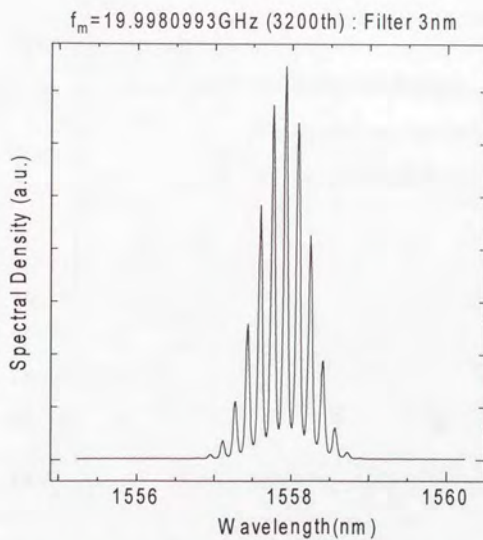
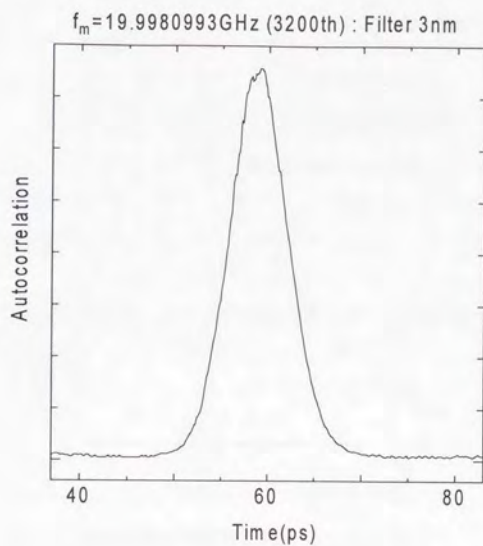


図 4.5.20GHz 変調時のパルス波形・スペクトル形状

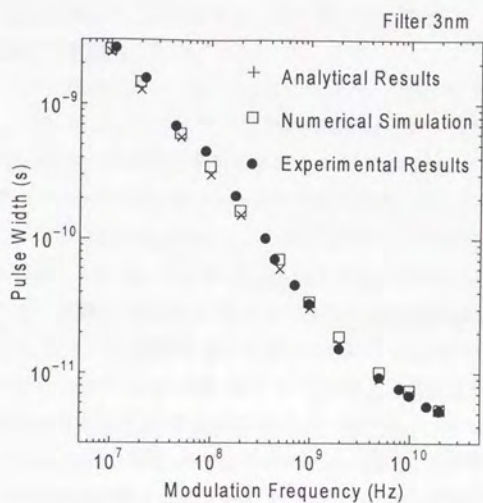


図 4.6.変調周波数に対するパルス幅

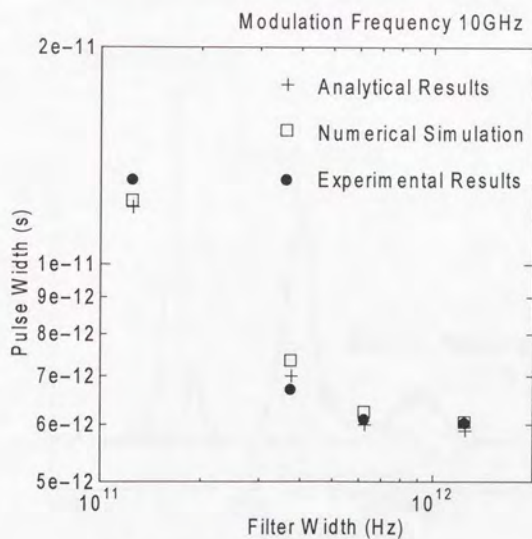


図 4.7.フィルタ幅に対するパルス幅

4. 4. 変調周波数離調の影響およびタイミングジッター特性

4. 4. 1. 変調周波数離調の影響

前章では変調周波数離調が大きくなると、安定なパルス生成が行われなことを解析的及び数値シミュレーションにより示した。本実験系において、変調周波数離調によるモードロックパルスの不安定を実験的に確かめる。実験には、フィルタは 3nm フィルタを用い、第 320 次の高調波モード同期での離調特性を調べた。変調周波数を共振器周波数の 320 倍の 1.9981144GHz とした時に、能動モード同期がかかる。この時に得られるパルス幅は、11.04ps である。この条件下での、パルス形成に必要な周回数 N_r は、式 3.55 より 150 周である。従って、パルス生成が可能な離調は、式 3.57 より約 300kHz 以内となる。図 4.8 に、離調を増やしていった場合の生成パルスの形状変化を示す。250kHz でピークパワーは約 7dB 低下し、これ以上離調を増やすと安定なパルス形成が行われない。この結果は、解析結果とほぼ一致する。250kHz の離調とは、変調周波数が一定である状況下では、共振器長が約 6mm 変化するだけで同じ状況が発生する。光ファイバの膨張係数は約 $10^{-5}/\text{deg}$ であるので 20 度以内の温度管理が必要である。ただし、これはあくまでもパルス形成が行われる範囲内での離調ということである。

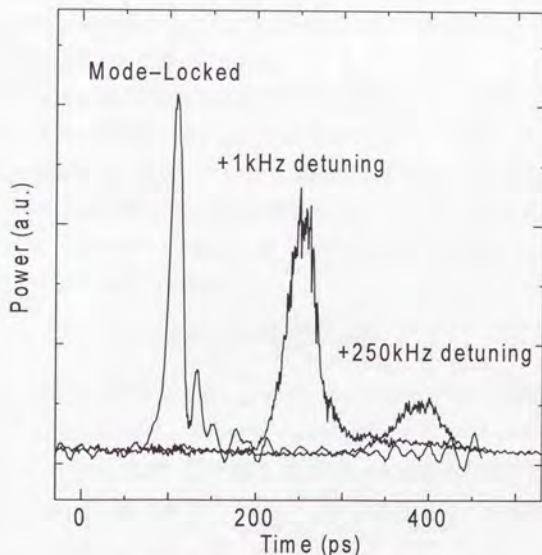


図 4.8. 変調周波数離調によるパルス形状の変化

この図で特徴的なのは、わずか 1kHz の離調でパルス幅が約 2 倍と大きく広がってしまうことである。変調周波数が一定である状況下では、共振器長が数十 μm 変化するだけで同じ状況が発生する。つまりこの場合は、0.1 度以内の温度管理が必要である。光ファイバレーザは長共振器であるため、温度や振動などの環境変化に敏感に反応する。モードロックをかけた状態で短パルスを長時間維持するには、非常に厳しい管理下に置かなければならない事がわかる。

離調による不安定をさけるには、変調周波数と共振器長との誤差を検出しフィードバックをかけて誤差を修正すればよい。このための方法は、大きく分けて 2 通りある。一つは、共振器長を変化させて誤差を修正する方法であり [68]、もう一つは変調周波数を変化させて誤差を修正する方法である [69]。

4. 4. 2. タイミングジッターの測定原理

光ファイバレーザの光通信や光計測へ応用を考える場合に、タイミングジッター特性は非常に重要な要素である。タイミングジッターは少なければ少ないほど望ましい。前節では、変調周波数離調によりパルス幅広がりが生じたりする事が確認されたが、タイミングジッターがどのように変化するかは興味深い。直感的には、変調周波数離調のない状態がもっともタイミングジッターが少ないと思われる。まず、タイミングジッターの測定原理について述べる [87,88]。

タイミングジッターは、位相雑音の測定結果から求めることができる。位相雑音の測定にはパワースペクトル法を用いた。その測定原理について示す。

レーザパルス強度を $I(t)$ 、平均パワーを P 、繰り返し時間を T 、正規化レーザパワー変動を $N(t)$ 、パルス到着時間のランダムな変動を $J(t)$ と表すとする。ある振幅雑音および位相雑音のもとでのレーザパルススペクトルの解析を行うために、レーザパルスをデルタ関数として以下のように表す。

$$I(t) = PT \left[1 + N(t) \right] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta[t - nT - J(t)] \quad (4.1)$$

ノイズの測定にはフォトディテクターとスペクトルアナライザを用いる。スペクトルアナライザはパワースペクトル密度 $S_p(\omega)$ を表示する。パワースペクトル密度 $S_p(\omega)$ はアナライザの分解能バンド幅全域にわたって積分した値である。パワースペクトル密度 $S_p(\omega)$ は、 $I(t)$ のオートコリレーション関数のフーリエ変換となっている。

$$S_p(\omega) = F \{ I(t) \otimes I(t) \} \quad (4.2)$$

これにより以下の関係式が導ける。

$$S_f(\omega) = P^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[2\pi \delta(\omega - n\omega_L) + S_N(\omega - n\omega_L) + n^2 \omega_L^2 S_f(\omega - n\omega_L) \right] \quad (4.3)$$

この式を導くのに次の関係式を用い、

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta[l - nT - J(t)] = \frac{1}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \{ jn\omega_L [l - J(t)] \} \quad (4.4)$$

$J(t)$ は一次の項まで展開した。 $S_N(\omega)$ は振幅雑音スペクトル密度を、 $S_f(\omega)$ は位相雑音スペクトル密度を表す。これらはパルスの繰り返し周波数($\omega_L = 2\pi/T$)の倍数ごとに現れる。振幅変動のRMS値($N(t)$ の標準偏差)は、

$$\sigma_N^2 = \langle N^2(t) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_N(\omega) d\omega \quad (4.5)$$

と表される。ここで $\langle \dots \rangle$ は平均値を表す。同様に、タイミングジッターのRMS値は、

$$\sigma_J^2 = \langle J^2(t) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_f(\omega) d\omega \quad (4.6)$$

と表される。

式4.3より正規化振幅ノイズサイドバンドは、どの高次のサイドバンドで観測しても大きさは一定であることがわかる。一方、位相雑音サイドバンドは次数の二乗(n^2)に比例するため、次数が高くなるほど位相雑音が大きく現れる。つまり、低い次数のサイドバンドを観測すれば振幅雑音が支配的であり、高い次数で観測すれば位相雑音が支配的である。従って、タイミングジッターを位相雑音から求めるには高い次数のサイドバンドを観測すればより正確に評価できる事がわかる。

実際の測定においては、 σ_N および σ_J はある有限のバンド幅 $[\omega_{\text{low}}, \omega_{\text{high}}]$ について観測されるため、式4.5における積分はこの周波数範囲において行う。

$$\sigma_N = \sqrt{\langle N^2(t) \rangle} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_{\omega_{\text{low}}}^{\omega_{\text{high}}} S_N(\omega) d\omega} \quad (4.7)$$

$$\sigma_J = \sqrt{\langle J^2(t) \rangle} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_{\omega_{\text{low}}}^{\omega_{\text{high}}} S_f(\omega) d\omega} \quad (4.8)$$

正規化レーザ振幅雑音およびタイミングジッターの測定時間における変化は、

$$\langle [N(t + \Delta T) - N(t)]^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty S_N [1 - \cos(\omega \Delta T)] d\omega \quad (4.9)$$

$$\langle [J(t + \Delta T) - J(t)]^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty S_J [1 - \cos(\omega \Delta T)] d\omega \quad (4.10)$$

となる。 $\omega \Delta T$ が十分に小さいとき

$$1 - \cos(\omega \Delta T) \approx (\omega \Delta T)^2 \quad (\omega \Delta T \ll 1) \quad (4.11)$$

となるため、 $\omega_{\text{low}} = \pi / 2 \Delta T$ 以下の振幅変動およびタイミングジッター成分は、測定時間 ΔT の間に観測される強度およびタイミングにほとんど寄与しないことがわかる。つまり測定にかかる時間 ΔT は ω_{low} を決める。一方、検出バンド幅は ω_{high} を決める。

スペクトルアナライザは分解能バンド幅 B にわたって積分されたパワー密度 $P(f)$ を周波数 f の関数として表示する。各サイドバンドのパワーのピークは変調周波数の倍数に現れる。このパワーをキャリアパワー P_c とする。式 4.5 およびスペクトルアナライザの表示より、ある一定の周波数範囲 $[\omega_{\text{low}}, \omega_{\text{high}}]$ における振幅変動成分は、

$$\sigma_N [f_{\text{low}}, f_{\text{high}}] = \sqrt{\frac{P_{sb}}{P_c}} \quad (4.12)$$

$$P_{sb} = 2 \int_{nf_L + f_{\text{low}}}^{nf_L + f_{\text{high}}} \frac{P(f)}{B} df \quad (4.13)$$

と表す事ができる。同様にタイミングジッターについても

$$\sigma_J [f_{\text{low}}, f_{\text{high}}] = \frac{T}{2\pi n} \sqrt{\frac{P_{sb}}{P_c}} \quad (4.14)$$

と表される。ここで B をスペクトルアナライザの分解能バンド幅を、 n は測定サイドバンドの次数を、 T はパルス繰り返し時間を、 f_L はレーザ繰り返し周波数を表す。

位相雑音は、キャリアパワーに対する観測周波数におけるパワーとして観測される。これを n 次高調波シングルサイドバンド位相雑音スペクトル密度といい、 $L_n(\omega)$ で表す。

$$L_n(\omega) = n^2 \omega_L^2 S_J(\omega) \quad (4.15)$$

1Hz バンド幅内でキャリアに対して何デシベル下であることを表すため、単位は

dBc/Hzである。

タイミングジッターを求めるには、まずシングルサイドバンドノイズを測定する。その結果を周波数で積分することにより P_n を求めることができる。従って、式 4.14 よりタイミングジッター σ_t が導き出せる。

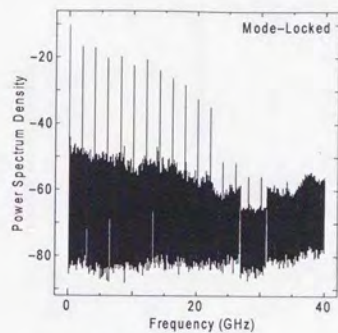
4. 4. 3. 変調周波数離調によるタイミングジッターの変化

まず図 4.9 に、変調周波数離調がない場合と、1kHz および 250kHz 離調した場合についての RF スペクトルの変化を示す。変調周波数間隔でモードが立ち、モード同期がかかっていることが明瞭にわかる。1kHz 離調の時がもっとも高次のモードまで立ち、250kHz 離調となると立つモード数は少なくなる。

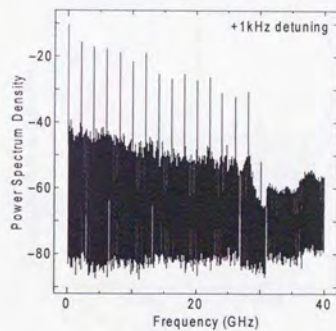
図 4.10 に、第 10 次のサイドバンドを拡大した図を示す。離調がない場合は、キャリア周波数だけがきれいに立ち、雑音を押さえられているのがわかる。一方、1kHz 離調になると、変調器周波数間隔でモードが立ってきて、大幅に雑音が増えているのがわかる。250kHz 離調となると、キャリア周波数と雑音レベルがほぼ同じになってしまい、信号パルスが消えていくのも納得できる。

図 4.11 に、離調がない場合と 1kHz 離調の場合のシングルサイドバンドノイズ測定結果を示す。250kHz 離調の場合は信号レベルが低いため測定が行えなかった。離調がない場合は、20kHz 以上の位相雑音がほぼないことが確認される。一方、1kHz 離調時には特に共振器周波数(約 5MHz)以上の位相雑音が増え、タイミングジッターが大きくなるのがわかる。この範囲で積分することにより、タイミングジッターを求めると、まずシンセサイザ自体に 0.658ps(RMS 値、@100Hz-100MHz)のジッタがある。離調がない場合は、0.950ps とほとんどタイミングジッターがないことがわかる。一方、1kHz 離調時には 2.71ps とタイミングジッターが大幅に増加する。

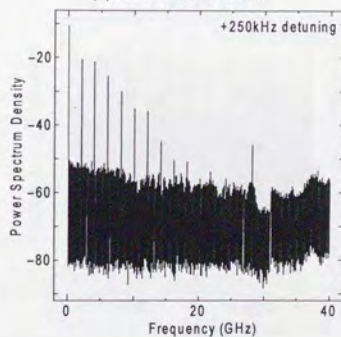
以上の結果より、ファイバレーザの場合には、離調がない場合が最もパルス幅が短く、タイミングジッターが少ないことが確認された。



(a) 離調がない場合

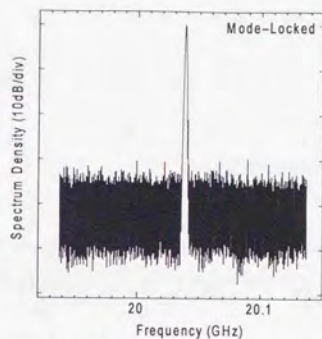


(b) 1kHz 離調の場合

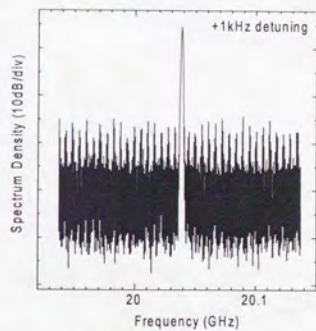


(c) 250kHz 離調の場合

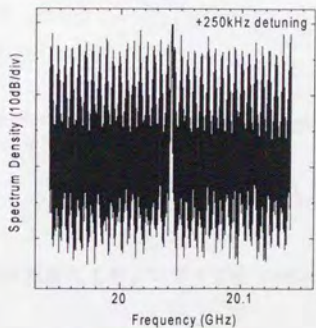
図 4.9. 変調周波数離調による RF スペクトルの変化



(a) 離調がない場合



(b) 1kHz 離調の場合



(c) 250kHz 離調の場合

図 4.10. 変調周波数離調による RF スペクトルの変化 (第 10 次高調波)

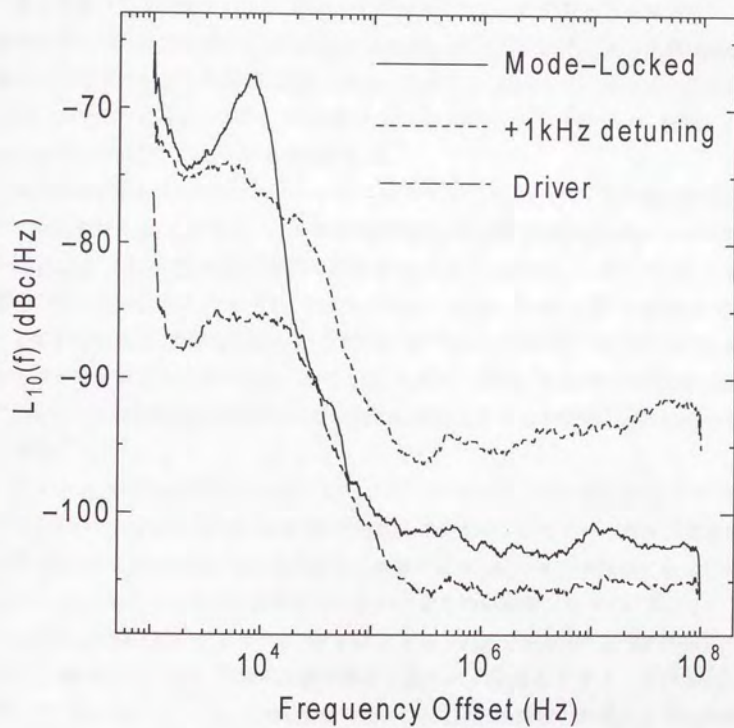


図 4.11. 変調周波数離調によるシングルサイドバンドノイズの変化

4. 5. ラショナルハーモニックモード同期

超高速光通信の光源として、高繰り返しの短パルス光源は非常に重要である。現在までのところ、能動モード同期では電子回路による速度制限を受け、40GHz までしか高速化が行えない。近年になって Onodera らは、変調周波数の分周周波数離調を用いたラショナルハーモニックモード同期という手法を提案している[72]。最初の実験は能動モード同期半導体レーザにおいて行われ、比較的簡単に高繰り返し化が行えるので非常に興味深い[73]。

動作原理は以下の通りである。縦モード間隔 Δf のレーザが第 p 次高調波モード同期で動作している場合のパルス列の繰り返しは $(p \Delta f)$ である。そこから変調周波数を縦モード間隔の n 分の1離調し、 $(p \pm 1/n) \Delta f$ にすると、発生するパルス列の繰り返しは $(np \pm 1) \Delta f$ になる。つまり、たとえば 20GHz のパルス光源が $\Delta f/4$ 離調により 80GHz パルス光源になるという手法である。

本レーザにおいて、ラショナルハーモニックモード同期を行い、その動作原理について検討を加える。ここでは、 $p \Delta f = 2.003753\text{GHz}$ (第 356 次高調波)、縦モード間隔 $\Delta f = 5.630\text{MHz}$ である。図 4.12 に変調周波数 f_m を $p \Delta f$ 、 $(p+1/2) \Delta f$ 、 $(p+1/3) \Delta f$ とした場合のパルス列を示す。それぞれ、2GHz、4GHz、6GHz のパルス列が生成される。モード同期理論では、変調周波数を k 倍すると、 $k^{1/2}$ 倍のパルス幅となるが、6GHz まではほぼその理論通りにパルス幅が狭くなる。しかし、8GHz ではパルス幅は狭くなっていない。これは安定化を行っていないために効率よくモード同期がかりにくいためである。

図 4.13 に、各変調周波数における RF スペクトルを示す。それぞれ f_m 間隔でモードが立っているのがわかる。 $\Delta f/n$ 離調の時は、その中でも nf_m のモードが特に強調されて立っているのがわかる。つまり擬似的に変調周波数 nf_m のモード同期になっている。しかし、 f_m のモードは完全には消えていないのでその分雑音となっている。

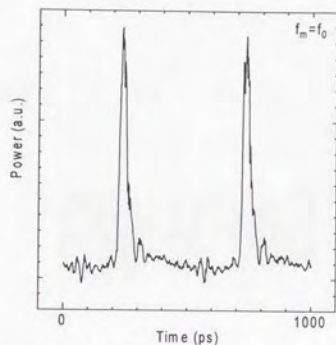
もう少し詳細に検討するために、図 4.14 に $p \Delta f$ の部分を拡大した RF スペクトルを示す。離調のない場合、変調周波数の両横に縦モード間隔 Δf でモードが完全には消えずに立っている。一方、 $\Delta f/n$ 離調の場合には、変調周波数の両横に $\Delta f/n$ 間隔でモードが立つようになる。共振器長から考えて、本来 $\Delta f/n$ 間隔でモードが立つことはあり得ないはずである。これは、時間軸上で次のように考えることができる(図 4.15)。第 k 周後にレーザパルスの中心が時間 t において変調器の透過率最大のところを通過するとする。共振器一周後($k+1$ 周後)には、パルスは変調器の透過率最大のところから $1/np \Delta f$ ずれたところにパルスのピークがくる。つまり、 n 周後には変調器

の1周期分ずれるので、パルスの中心は再び透過率最大のところになる。結局、パルスにとっては、(共振器長の n 倍 $\pm 1/p \Delta f$) 進んだところで一周したことと同じになる。別の言い方をすると、等価的に共振器長が約 n 倍になった事になる。従って、本来 Δf 間隔でしか縦モードがないはずであるのに、 $\Delta f/n$ 間隔でモードが立つようになるわけである。

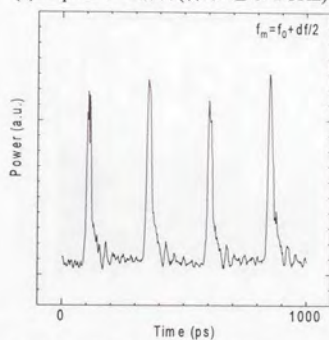
次に、なぜ繰り返し周波数が n 倍になるか考える。離調のない場合というのは変調器の透過率最大のところにパルスのピークが常にあうわけである。しかし、離調が Δf になると共振器一周後には、変調器の透過率最大のところに、パルスのピークから $1/n \Delta f$ ずれたところがある。従ってレーザパルスが変調器の透過率が最大となる周期の n 周の間に、変調器の透過率最大となるところが n 倍になる。このため繰り返し周波数も n 倍となることがわかる。

ラショナルハーモニックモード同期では、通常の高調波モード同期では起き得ない2つの現象が現れる。つまり繰り返し周波数が n 倍になること、 $\Delta f/n$ 間隔でモードが立つことである。本節ではこれらの現象は上記のように説明できることを示した。本レーザでは、この方法によりパルス幅 5.0ps、繰り返し 80GHz のパルス列の発生に成功した。それを図 4.16 に示す。

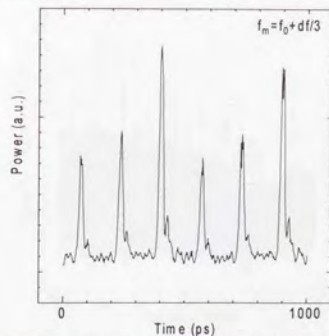
ラショナルハーモニックモード同期は、変調周波数を離調するだけで比較的簡単に高繰り返し化が行える。しかし欠点としては、パルス列のピーク値の高さが異なること、位相雑音が大きくなることがあげられる。



(a) $f_m = p \Delta f$ の場合 (繰り返し 2GHz)

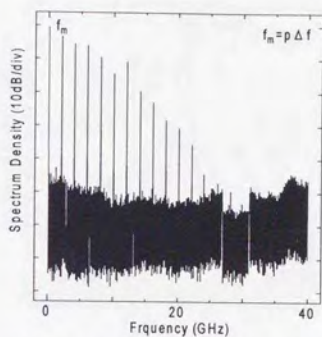


(b) $f_m = (p+1/2) \Delta f$ の場合 (繰り返し 4GHz)

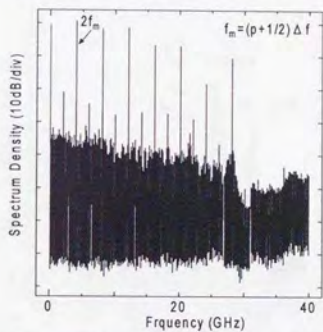


(c) $f_m = (p+1/3) \Delta f$ の場合 (繰り返し 6GHz)

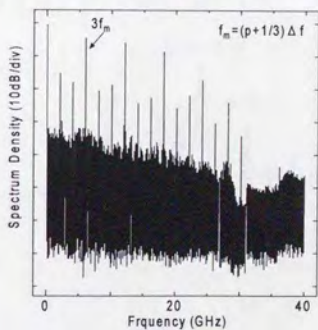
図 4.12. ラショナルハーモニックモード同期による時間波形の変化



(a) $f_m = p \Delta f$ の場合 (繰り返し 2GHz)

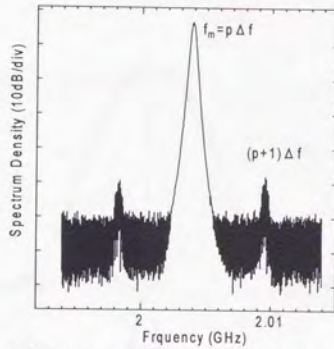


(b) $f_m = (p + 1/2) \Delta f$ の場合 (繰り返し 4GHz)

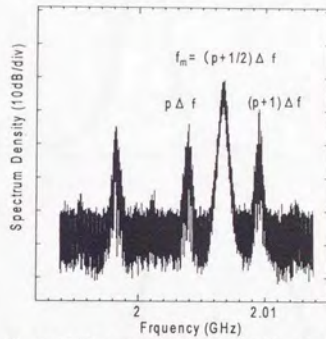


(c) $f_m = (p + 1/3) \Delta f$ の場合 (繰り返し 6GHz)

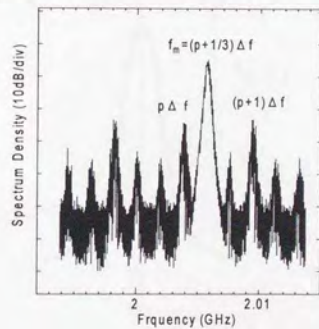
図 4.13. ラショナルハーモニックモード同期による RF スペクトルの変化



(a) $f_m = p \Delta f$ の場合 (繰返し 2GHz)



(b) $f_m = (p+1/2) \Delta f$ の場合 (繰返し 4GHz)



(c) $f_m = (p+1/3) \Delta f$ の場合 (繰返し 6GHz)

図 4.14. ラショナルハーモニックモード同期による RF スペクトルの変化

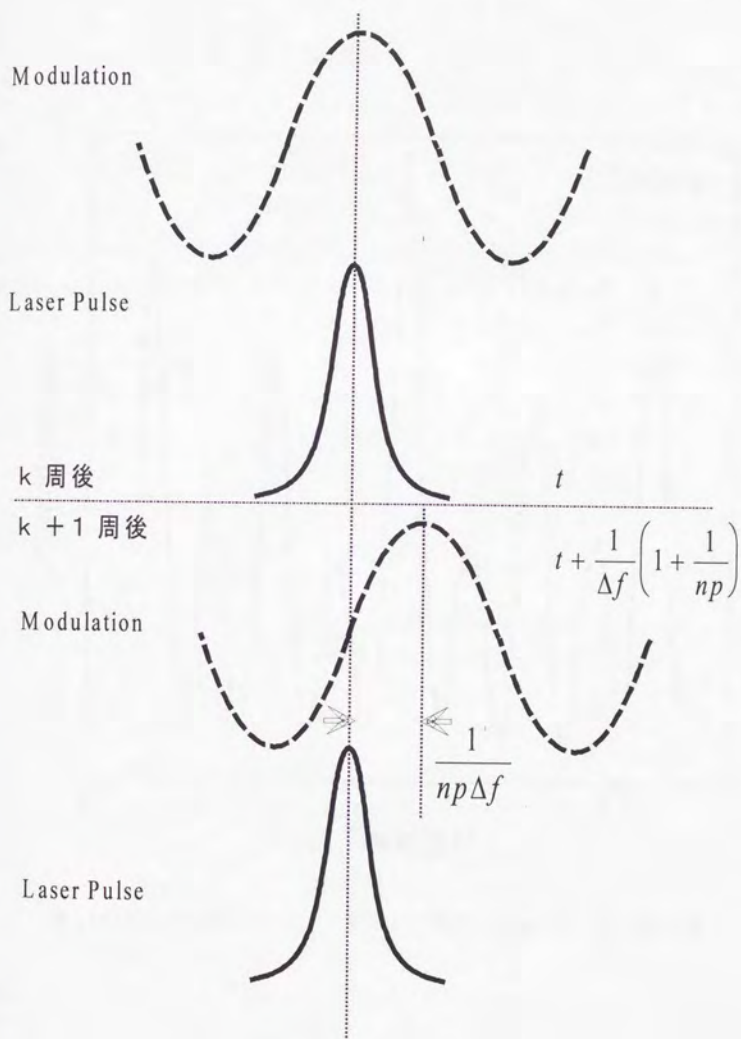


図 4.15.ラショナルハーモニクモード同期の原理

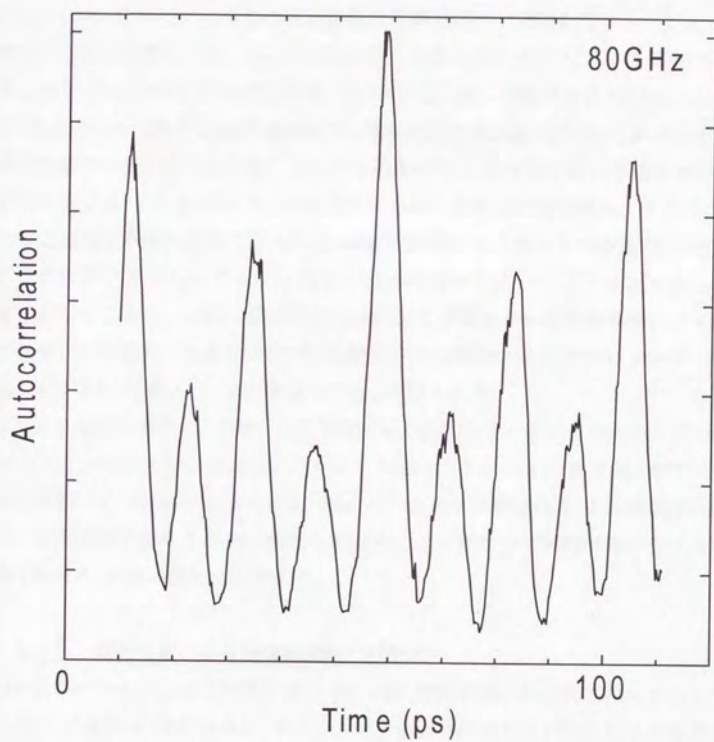


図 4.16.ラショナルハーモニクモード同期による 80GHz パルス列生成

4. 6. 能動モード同期ファイバレーザ作成上の問題点

4. 6. 1. 融着接続の際の軸ずれの影響

本実験系で、融着接続の際に正確に軸あわせを行わなかった場合には、軸ずれが原因と思われる不安定動作が確認された。軸ずれにより、共振器内の光が単一偏波にならず、不安定動作をするものと思われる。偏波が最良の状態では前述の実験結果が得られる。しかしフィルタの中心波長や変調周波数の調整を行うことにより、共振器周回時間の逆数で決まる共振器周波数で、非常に短い(1-数ピコ秒程度)のパルス生成となる。その一例を図 4.17 に示す。フィルタ幅 3nm、変調周波数 10GHz としているが、生成パルスは繰り返し約 6MHz で、パルス幅は 2.26ps である。これはある偏波状態で受動モード同期がかかることによると思われる。まず軸ずれのある点で別の偏波状態が生じる。これらのモードが相互作用し合っ非線形偏波回転を生じる。共振器内には偏光子が挿入されているため、偏波回転量により偏光子の透過率が異なる。ある偏波状態では、パワーが強いところが最も透過率が高く、パワーが低いところは透過率が小さくなる。つまり、非線形偏波回転および偏光子の組み合わせにより過飽和吸収体と同じ働きになる。このため、受動モード同期がかかり、非常にピークパワーが強くパルス幅の狭いパルスが生成されると考えられる。

またある偏波状態では、2GHz の変調周波数で駆動しているにもかかわらずパルス幅が 60.9ps という非常に幅の広いパルスしか生成できなかった(図 4.18)。軸ずれのない場合は図 4.6 で示されるように約 15ps のパルスが生成される。これは軸ずれにより単一偏波状態が崩れることと偏光子の存在により新たな帯域幅制限が生じるためと考えられる。次節で詳細に検討する。

4. 6. 2. 偏波分散による帯域幅制限の解析[C]

幅の広いパルスが生成される原因については、融着接続の際の軸ずれであると考えられる。これを図 4.19 のように、ポラライザと偏波保持ファイバからなる共振器を簡単なモデルで考える[C]。

ポラライザの透過軸(y)と偏波保持ファイバの軸とが角度 θ でずれていると仮定する。まず共振器一周の伝達関数をジョーンズ行列の形で求める。偏波保持ファイバの速軸、遅軸を f-s 軸とすると、x-y 軸から f-s 軸への変換行列は

$$T(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

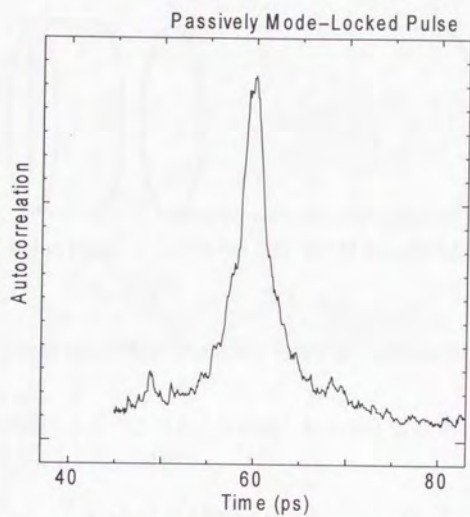


図 4.17.受動モード同期による短パルス生成(2.3ps)

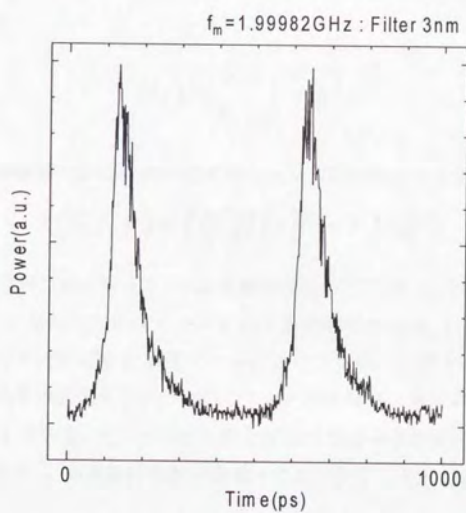


図 4.18.幅の広いパルス生成

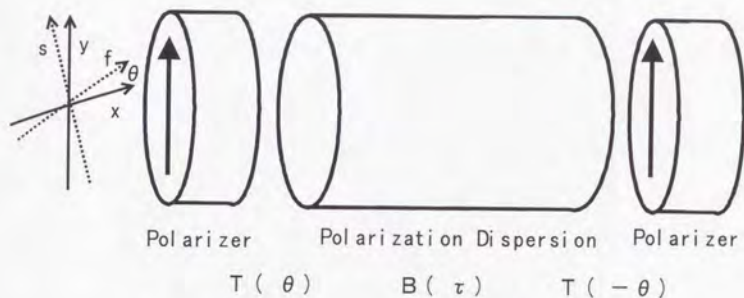


図 4.19. 偏波分散および偏光子を有する共振器モデル

で表される。偏波保持ファイバには大きな偏波分散が存在し、それを τ とすると偏波保持ファイバを表すジョーンズ行列は

$$B(\theta) = \exp\left(\frac{-i\omega L}{c/n}\right) \begin{pmatrix} \exp(i\omega\tau/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\omega\tau/2) \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

となる。f-s 軸から x-y 軸への変換は $T(-\theta)$ である。ポラライザは y 軸透過とし、消光比を γ^2 とすると

$$P(\gamma) = \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & \sqrt{1-\gamma^2} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

となる。従って、共振器一周の伝搬を表すジョーンズ行列はこれらの積 R で表される。

$$R(\theta, \tau, \gamma) = T(\theta)B(\tau)T(-\theta)P(\gamma) \quad (4.19)$$

このジョーンズ行列に固有ベクトル・固有値が存在する場合、固有ベクトルは固有モードを、固有値の二乗はその固有モードに対する透過率となる。レーザ発振は固有モードでのみ行われる。図 4.20 に固有モードにおけるファイバ長をパラメータとした波長に対する透過率の変化を示す。ただし、ファイバのビート長を 3mm、角度ずれを $\pi/6$ として計算している。ファイバ長が長くなるほど透過率の変化の周期 ($\Delta \lambda$) が短くなることわかる。この周期は偏波分散量 τ に反比例するためである。

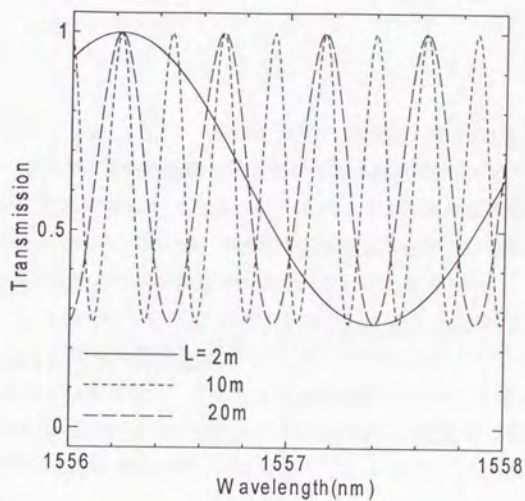


図 4.20.ファイバ長による透過率の変化

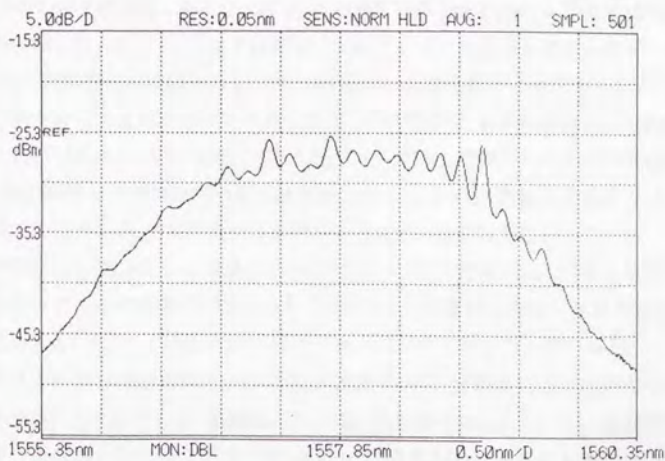


図 4.21.ASE における周期的なスペクトル形状の変化

$$\Delta f = \frac{1}{\tau} = \frac{cL_B}{\lambda L} \quad (4.20)$$

ここで L_B はビート長を、 L はファイバ長を表す。本実験系では 2 箇所ポラライザが入っているが、ポラライザ間の距離が最も長いところは約 20m であり、透過率の変動の周期は 29GHz と計算される。これは、ASE スペクトルに現れる周期(図 4.21)とほぼ一致する。このためフィルタの 3nm の帯域が有効に使われず、この透過率の変動による一種のフィルタによってパルス幅が制限されていると考えられる。

4. 6. 3. 軸ずれに対する許容度

図 4.22 に角度ずれをパラメータとした透過率の変化を示す。ただしファイバ長を 20m としている。角度ずれがない理想の場合は周期的な透過率の変化が現れない。角度ずれが大きくなるほど透過率の差が大きくなり、角度ずれが $\pi/4$ の時透過率が 0 となる波長が生じる。

つまり図 4.20 と図 4.22 からファイバ長が長いほど透過率の変化の周期が短くなり、角度ずれが大きいくほど透過率の差が大きくなることが分かる。しかしこの 2 つの図からはパルス幅にどのように影響を与えるか定量的には分からない。そこで次のような簡単なモデルの共振器を考え、定常状態でのパルス幅を求めた。

共振器を強度変調器、3nm フィルタおよび図 4.20 で示されるような等価的なフィルタから成る系と考える。ここでは簡単のためファイバの波長分散や非線形の効果は考えない。初期条件を連続光とし、この共振器中を何度も周回させると上記の 3 者の効果が釣り合って定常的なパルスが生じる。その原理は、まず変調器により時間軸上で幅の狭いパルスが形成される。しかし光フィルタおよび軸ずれによる帯域幅制限により、周波数軸上で幅が狭いパルスが形成される。これは時間軸上で見るとパルス幅を広げる効果である。これらの効果が釣り合う状態で定常となる。

変調周波数を 2GHz とした場合について、図 4.23 に角度ずれに対する定常パルス幅の変化をファイバ長をパラメータとして表す。この図から角度ずれが大きく、偏波分散量が大きい(ファイバ長が長い)ほどパルス幅が広くなることが分かる。

この図の結果と実験結果を比較する。本実験系では、変調器および出力カップラ中に偏光子が挿入されている。変調器の入力端から広帯域光を入力すると変調器の出口では単一偏波出力となっている。それを用いて、各融着点を順次切り離しその出口に偏光子を置き、その角度を回転させ出力スペクトルの透過率の変化の周期および透過

率の差を測定すれば、偏波分散量および角度ずれを計算できる。これは偏波分散量を測定するときに用いられる固定検光子法と同じ原理である。その結果変調器と WDM カップラとの間の融着点で、約 44 度の軸ずれがあることが分かった。この軸ずれ点から偏光子までの長さは約 20m である。図 4.23 で角度ずれ 44 度、長さ 20m の時の定常パルス幅は約 52ps である。これは実験結果とほぼ一致する。これにより、融着点での軸ずれにより帯域幅制限が生じ幅の広いパルスが生成されていることが確認された。

偏波分散はファイバの midpoint で 90 度ずらして融着するなどの工夫を行わない限り必ず生じるものである。従って、帯域幅制限をなくするためには、角度ずれをなくす以外ないことがわかる。角度ずれがない場合は図 4.22 に示されるように周期的な透過率の変化が消えるためである。図 4.23 より角度ずれの許容度を見積もることができる。角度ずれ 5 度の場合で、約 10% のパルス広がりが生じている。つまり少なくとも数度以内の角度ずれに押さえないと、所望の短パルスは得られないことが分かる。

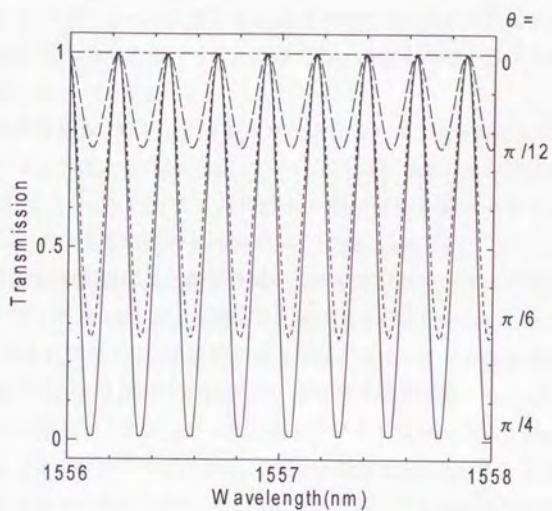


図 4.22.角度ずれによる透過率の変化

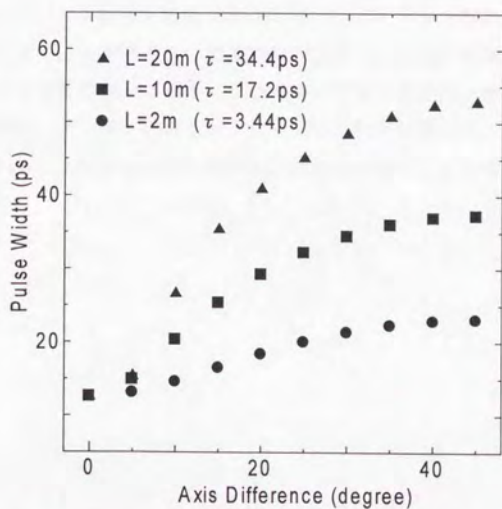


図 4.23.偏波分散をパラメータにした角度ずれに対する定常パルス幅

4. 7. 本章のまとめ

本章では、第3章で行った波長分散および非線形の効果を考慮した解析によるパルス特性の確認を実験により行った。実験では、偏波不安定をさけるため共振器を全て偏波保持ファイバで構成した。

まず、変調周波数およびフィルタ幅を変化させてパルス幅を測定した結果、実験結果と波長分散及び非線形を考慮に入れたモードロック理論および数値解析結果の3者はよく一致した。このため第3章で行った解析が正しいことが確かめられた。20GHz、4.92ps、時間幅帯域幅積0.45のパルス生成に成功した。

次に、変調周波数離調による影響を調べ、タイミングジッター特性の測定を行った。2GHz変調時で250kHz以上離調するとパルス生成が行えないことが分かった。また、1kHz以上の離調でもパルス幅が広がってしまうことが確かめられた。その結果、長時間短パルスを維持するには0.1度以内の温度管理、もしくはフィードバック制御が必要であることが分かった。タイミングジッターの測定により、離調のない場合がもっともジッターが少なく、2GHz変調時で0.950psであった。

次にラショナルハーモニックモード同期による通倍パルス列生成を行った。この方法により5ps、80Gbpsパルス列生成に成功した。変調周波数を縦モード間隔の1/n離調する事により、繰り返しn倍のパルス列生成の原理を解明した。

偏波保持ファイバで共振器を構成する場合、各コンポーネント間の軸ずれが短パルス生成に問題となることを指摘し、理論的検討を行った。偏波分散媒質と偏光子の組み合わせにより周波数軸上で周期的な透過率の変化が起きる。軸ずれにより、この現象が誘発され、フィルタの帯域が十分に生かされずに理論値よりも幅が広いパルスが生成されることが分かった。軸ずれの許容度は少なくとも数度以内である。

第5章

能動モード同期外部リング共振器半導体レーザ による短パルス生成の数値解析

本章では外部リング共振器半導体レーザの能動モード同期における動作解析を数値計算により行う。

光ファイバレーザは、共振器長が数十 m と長いいため何らかのフィードバック制御を行わないと長時間にわたって短パルス生成を維持するのは困難である。一方、半導体レーザは、小型であり安定であることから注目されている。しかし、第2章で調べたように、繰り返しが数 GHz 程度になると、上準位の寿命時間と同程度になりパルス波形がひずむ事が予想される。そこでこれらの特性を数値解析により求める。

また、変調周波数離調による影響を調べる。適切な離調を行うことで生成パルス幅の短縮化が行えることを示す。その際のチャープ特性についても解析し、チャープ補償により線形圧縮が行えることを示す。

半導体光増幅器に加える電流を変調する直接変調形は、半導体光増幅器が光増幅と光変調の機能を兼ねているためチャープが大きくなることが予想される。そこで半導体光増幅器では光増幅のみを行い、外部に光変調器をおく外部変調形の共振器構成を提案し、直接変調形との相違を示す。

5. 1. 計算モデル

実験およびシミュレーションには、図 5.1 に示すような外部リング共振器半導体レーザを用いた。光の進行方向を単一にするためのアイソレータ、および 3dB 帯域幅 1nm のフィルタが組み込まれている。さらに、共振器には 1/2 波長板が組み込まれ、これにより共振器内部から外部への光の取り出し率を変化することができる。これをカップリングと定義し、例えばカップリングが 0.8 の場合、共振器内部に 80%の光が戻り、20%の光が外部に取り出されるとする。図 5.1 に示されるように、この方式では半導体増幅器に DC バイアス電流を流し、それに正弦波状の変調電流を重畳している。

計算の手順を図 5.2 に示す。まず、初期電界を雑音とする。次に、半導体増幅器による光増幅を計算する。FFT を行い、周波数領域でフィルタをかける。フィルタは 2 次のローレンツ形を仮定している。そして逆 FFT を行い、時間領域に戻し出力カップリングによるロスを加える。これを再び半導体増幅器への入力電界とする。この操作を定常になるまで繰り返す。定常の判定は、k 周後と k+1 周後の波形の誤差が 0.1%となるのが 10 周続いたところとする。

半導体増幅器の計算には次の式を用いた。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{av_g(N - N_0)S}{1 + \epsilon S} \quad (5.1)$$

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} \frac{\Gamma a(N - N_0)(1 - j\alpha)}{1 + \epsilon S} E \quad (5.2)$$

$$\tau_n = (A + BN + CN^2)^{-1} \quad (5.3)$$

$$I(t) = I_b + I_p \cos(2\pi f_m t) \quad (5.4)$$

各変数および定数の意味と用いた値は次の通りである。

N:キャリア密度[m ⁻³]	I:注入電流[A]
q:電荷:1.602E-19[C]	V:活性層体積:1.3E-16[m ³]
τ_c :キャリア寿命[s]	a:微分利得定数:3.0E-20[m ³]
v_g :半導体中の光速:8.57E7[m/s]	N_0 :透明キャリア密度:1.0E24[m ⁻³]
S:光子密度[m ⁻³]	ϵ :非線形利得定数:1.0E-23[m ³]
E:複素電界	Γ :閉じこめ定数:0.4
α :線増大係数:5.0	I_b :DC バイアス[A]

I_m : 変調電流振幅[A]

f_m : 変調周波数[Hz]

A: $4.5E8[s^{-1}]$

B: $0.65E-16[s^{-1}m^3]$

C: $5.0E-40[s^{-1}m^6]$

L: 半導体素子長: $300\ \mu m$

式 5.1 はキャリア密度に関するレート方程式である。式 5.2 は半導体中の電界の伝搬方程式である。利得は、光子密度が高くなると瞬時利得が低下する飽和利得を考慮している。利得飽和の原因としては、強い誘導放出過程によって特定のエネルギーのバンド占有率が低下するスペクトルホールバーニング効果と電子の平均エネルギーが大きくなって利得に直接寄与しない高エネルギー電子密度が増大するキャリアヒーティング効果であるとされている。このようなキャリア分布の変化を伴う現象を扱うために現象論的なパラメータとして非線形項 ε が導入されている。キャリア寿命は、キャリア密度に依存しており、近似的に式 5.3 に従うことが知られている。右辺第一項はキャリア密度に関係のない非発光再結合を第三項はオージェ効果などの非線形項を表す。また、式 5.1、式 5.2 の計算には 4 次のルンゲクッタ法を用いた。

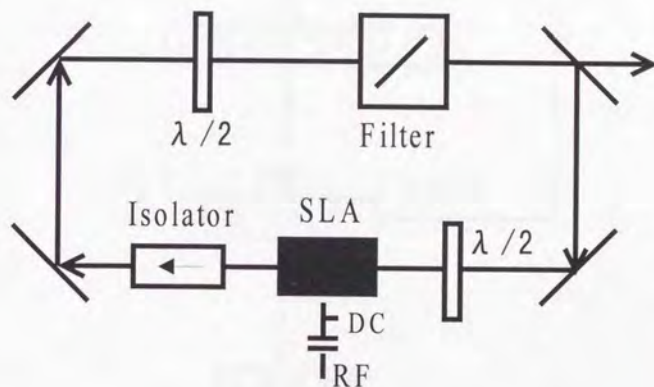


図 5.1. 外部リング共振器半導体レーザ

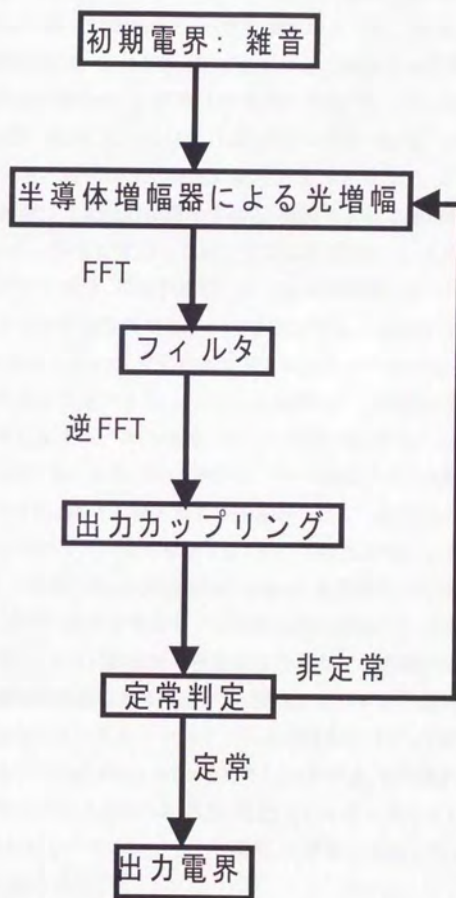


図 5.2.計算手順フローチャート

5. 2. 能動モード同期による短パルス生成

まず実験に用いたレーザに合うように、種々のパラメータを設定した。共振器の周回時間は 546.45ps であるため、その逆数で決まる共振器周波数 f_0 は 1.830GHz である。変調電流を加えない場合、22mA でレーザ発振するのでカップリングは 0.83 とした。

図 5.3 に共振器周波数 f_0 (=1.830GHz)で能動モード同期をかけた場合についての光出力とキャリア密度の変化を 2 周期分示す。印可電流は、しきい値電流(22mA)バイアスで、変調電流振幅 20mA とした。得られるパルス幅は 80.1ps である。正弦波変調電流に合わせてキャリア密度が正弦波状に変化しようとする。しかし、利得が損失を超えた時点で発振が生じて光出力が開始される。発振によって短時間にキャリアの急激な減少を生じ、利得が損失を下回った時点で発振を停止する。このようにして短パルスが発生されるのがわかる。励起が継続していれば再び緩やかに利得が増大し、損失を上回るようになると再び急峻な光パルスを発生する。これはいわゆる緩和振動であり、第二パルスが発生しないように励起電流をコントロールする事により、変調周期に応じた光パルス列を発生できる。このように能動モード同期による短パルス発生は、利得スイッチングによる短パルス発生と類似の現象であるといえる。図 5.3 から容易に想像できるように、得られるパルス形状やパルス幅はバイアス電流および変調電流振幅に大きく依存する。図 5.4 に変調電流振幅を一定にした場合のバイアス電流変化によるモードロックパルスの変化を示す。バイアス電流を大きくすると大きな光出力は得られるが、しきい値を越える時間が長くなり、結果的にパルス幅の大きいパルスとなってしまう。逆にバイアス電流を下げる事は短い幅のパルスを得ることになるが、光出力が小さくなる、あるいは発振が停止するなどの問題が生じる。

同様の事が変調電流振幅にも当てはまる。図 5.5 にバイアス電流を一定にした場合の変調電流振幅変化によるモードロックパルスの変化を示す。変調電流振幅を大きくする事は大きな光出力の幅が広いパルス発生につながる。変調電流振幅を小さくすることにより幅の短いパルスが得られるが、光出力は小さくなるという欠点が生じる。以上のように、得られるパルスはバイアス電流、変調電流振幅に極めて敏感であり、注意深く設定する必要がある。

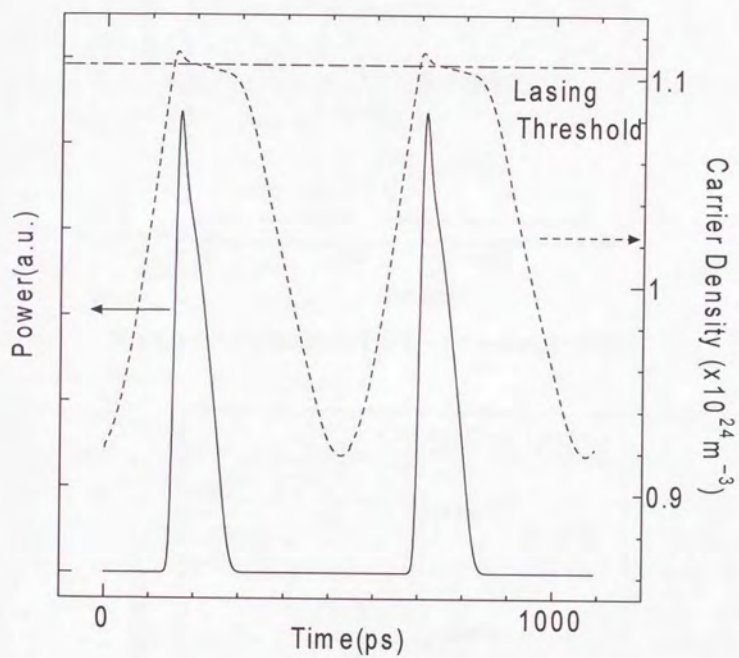


図 5.3.能動モード同期時の光出力およびキャリア密度の時間変化

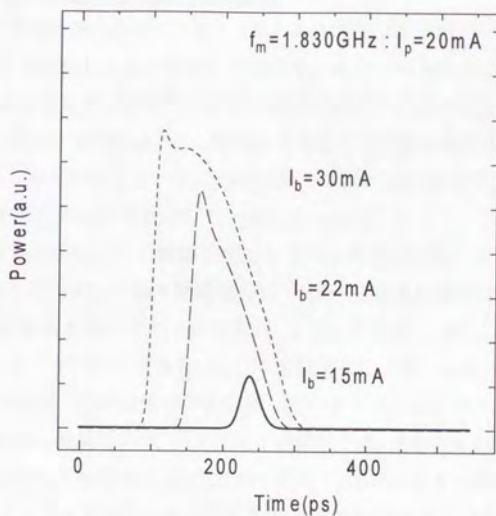


図 5.4. バイアス電流変化によるモードロックパルスの変化

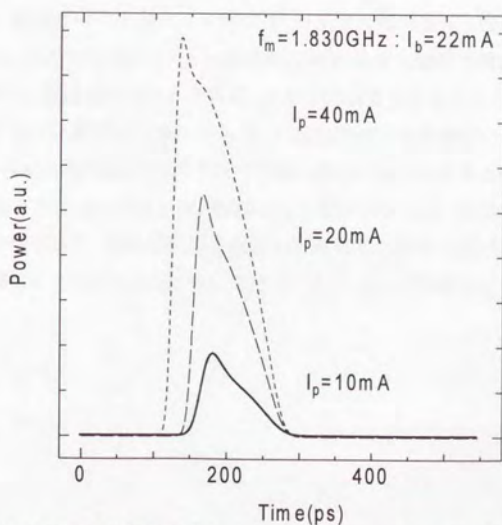


図 5.5. 変調電流振幅変化によるモードロックパルスの変化

5. 3. 変調周波数離調による短パルス生成

図 5.3-図 5.5 を見て明らかなように、パルスの先頭部分は未飽和の高い利得を受ける一方、後半部分は飽和した低い利得しか受けられないためパルス形状は先頭方向に傾く。そこで、図 5.6 に示すように変調周波数を共振器周波数からこの先頭方向へのシフト分だけ高い方に離調する事によって、利得を故意に先頭部分に集めることを考える。こうすることによってパルスピークに利得が集中し、裾の部分が損失過剰となり切り落とされ、より短いパルスが生成できると考えられる。

図 5.7 に共振器周波数からの離調を増やしていった場合のパルス形状の変化を示す。4MHz 離調の場合は、パルス先頭部分にパワーが集まり始めているがわかる。7MHz 離調の場合に最も短いパルスが得られ、13.2ps となる。しかし、裾の部分に緩和振動の戻りによるサブパルスが生じ、そこにまだ大きなパワーが残っている。8MHz 離調時には、このサブパルス部分の利得が減っていきサブパルスが小さくなっているのが分かる。10MHz 離調時には、サブパルスが除去され、比較的きれいなパルスが生成されるのが分かる。その形状は、立ち上がりが早く、立ち下がりが緩やかな形となっており、利得スイッチングで得られる典型的なパルス形状と似ている。このときのパルス幅は 18.8ps である。さらに離調させていくとパルス幅が広がるうえ、離調が大きすぎて光出力が低下するのが分かる。

前述のように能動モード同期パルス形状は、バイアス電流値および変調電流振幅に大きく依存する。このため、短パルス生成を行うのに必要な適切な離調量もこの両者に大きく依存する。電流値が大きくなれば、必要な離調量も大きくなる。

以上のように適切に離調する事によって、共振器周波数で能動モード同期をかける場合に比べて、パルス幅が短くサブパルスのないきれいなパルスを生成できる事が数値シミュレーションにより示された。離調による短パルス化は、利得スイッチング法では行えない方法である。単に共振器周波数から離調するだけで短パルスが得られるため応用範囲が広いと考えられる。そこで次にこのパルスの性質を詳しく調べる。

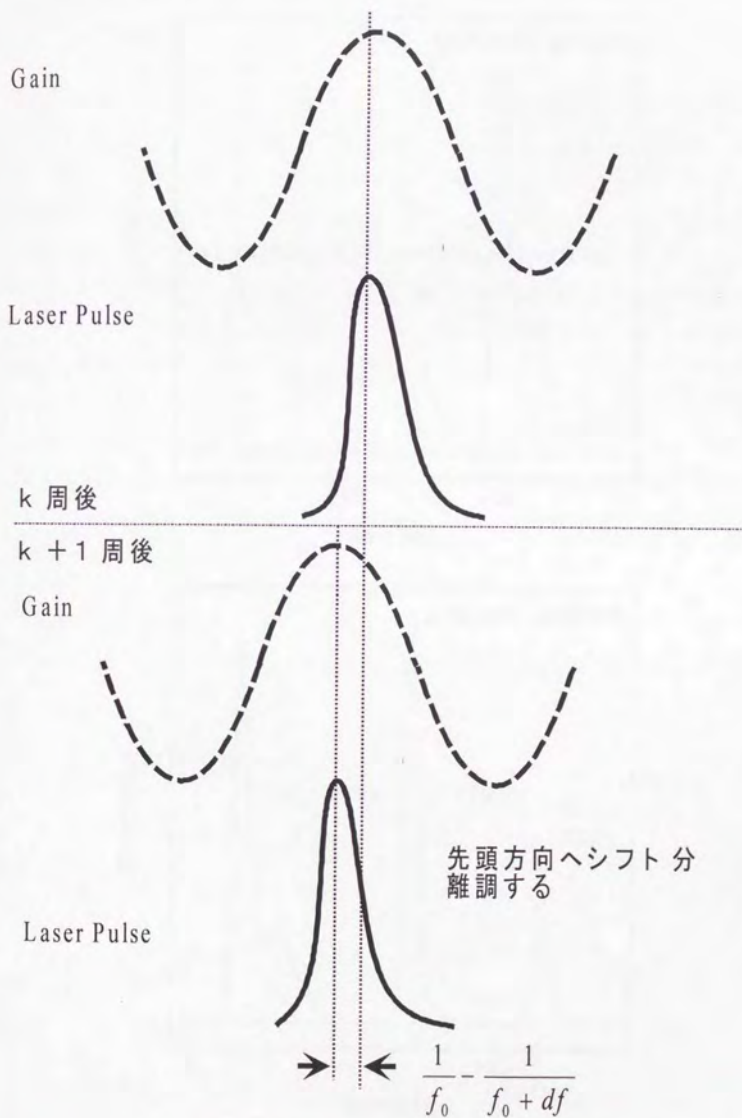


図 5.6. 変調周波数離調による短パルス形成の概念図

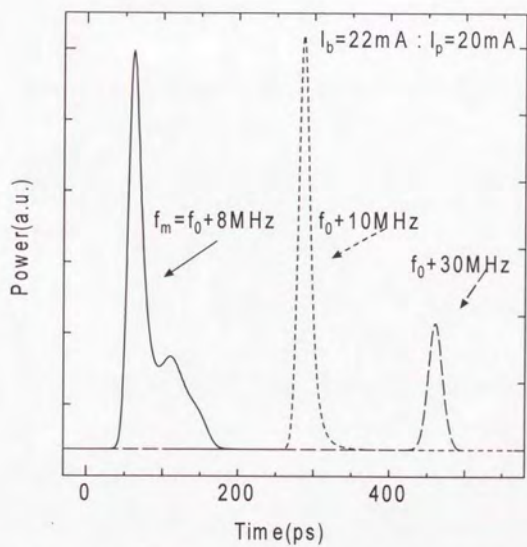
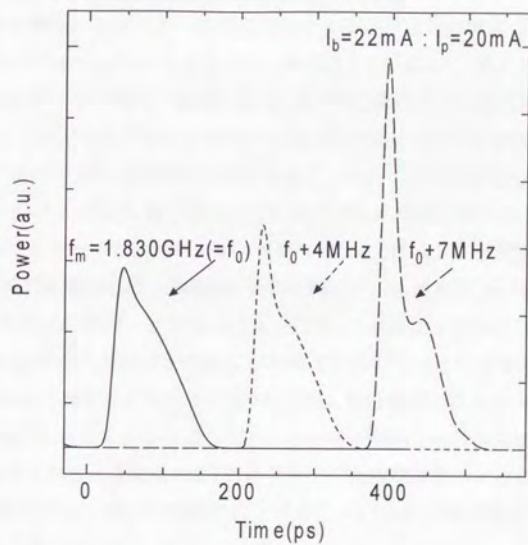


図 5.7. 変調周波数離調によるモード同期パルスの形状変化

5. 4. 変調周波数離調による短パルスのチャープ特性

モード同期で得られる短パルスの光通信や光計測への応用を考える場合、チャープのないトランスフォームリミットなパルスが望ましい。従って、得られるパルスのチャープ特性を知ることは極めて重要である。適切な離調が行われていない場合は狭いパルスの裾に、サブパルスが生じているのが図 5.7 でわかる。従って、その波形を反映してキャリア密度の変化も複雑な形をしており、チャープ特性も複雑である。適切な離調(図 5.7 における 10MHz 離調)が行われ、サブパルスのない単一のパルスが得られる場合についてのチャープ特性について検討を加える。図 5.8 に変調周波数を共振器周波数から 10MHz 離調した 1.840GHz 変調の時のパルス形状およびキャリア密度を示す。キャリア密度が発振しきい値を越え、光パルスが発生するあたりからキャリア密度が下降する。キャリア密度が発振しきい値より低くなった時点でパルス発生は止まる。緩和振動による戻りが生じているが、発振しきい値以下のためサブパルスは発生されない。図 5.8 を見て分かるようにパルスの中心部分ではほぼ線形なダウンチャープが生じていると考えられる。このチャープ特性は利得スイッチングによるパルスと同じ性質である。数値解析結果によるとこのパルスの時間幅帯域幅積は 1.24 と大きくチャープしている。

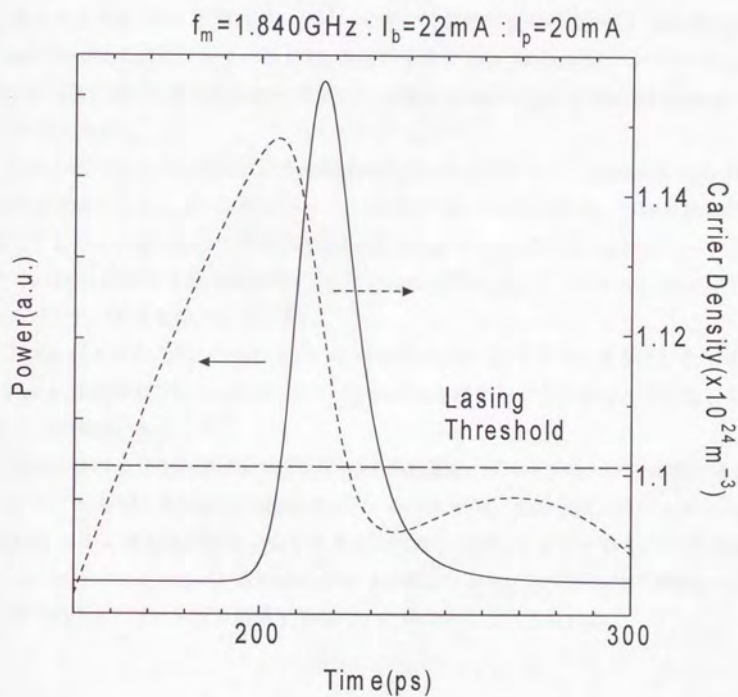


図 5.8. 変調周波数離調による短パルスの時間波形およびキャリア密度変化

5. 5. 正常分散ファイバによる線形パルス圧縮

線形にチャープしたパルスは波長によって光の伝搬速度が異なるような分散媒質を通過させることによりパルス圧縮を行うことが可能である。分散媒質としては回折格子、プリズム、光ファイバなどが挙げられる。ここでは、光ファイバを用いることにする。上述のようにパルスはダウンチャープを有しているので、パルス圧縮を行うには、アップチャープとして作用する正常分散ファイバが必要となる。

後述する実験では、2種類のファイバを用いて線形圧縮を試みた。1つは平均分散 $D = -0.576 \text{ ps/nm/km}$ でファイバ長 $L = 31.5 \text{ km}$ で全体で $DL = -18.1 \text{ ps/nm}$ (ファイバ A)、もう1つは波長分散 $D = -90.1 \text{ ps/nm/km}$ でファイバ長 $L = 300 \text{ m}$ で全体で $DL = -27.3 \text{ ps/nm}$ (ファイバ B) である。

これらのファイバを用いた線形圧縮を非線形シュレディンガー方程式を Split Step FFT 法で解くことによりシミュレーションを行った。入力パルスは、10MHz 離調時に発生するパルス幅 18.8ps、時間幅帯域積 1.24 ($\Delta \nu / \Delta \lambda = 35.6 \text{ ps/nm}$) のチャープパルスである。その結果を図 5.9 に示す。ただしこの図では、入力ピークパワーと一致するように出力パルスを拡大している。

18.8ps パルスが、ファイバ A を用いた場合は 12.4ps に、ファイバ B を用いた場合は 9.81ps に圧縮されている。これによりパルスがほぼ線形なダウンチャープを有していることが確認できる。

パルス波形をガウス形パルスとしチャープを線形なダウンチャープと仮定すると、ファイバ A を用いた場合は 9.24ps に、ファイバ B を用いた場合は 8.88ps となるはずである。しかし数値解析結果ではそこまでは圧縮されないことが予想される。これは、図 5.8 で分かるようにパルス全体にわたって線形チャープしているわけではなく、パルスの裾の方のチャープを補償しきれないためであると考えられる。

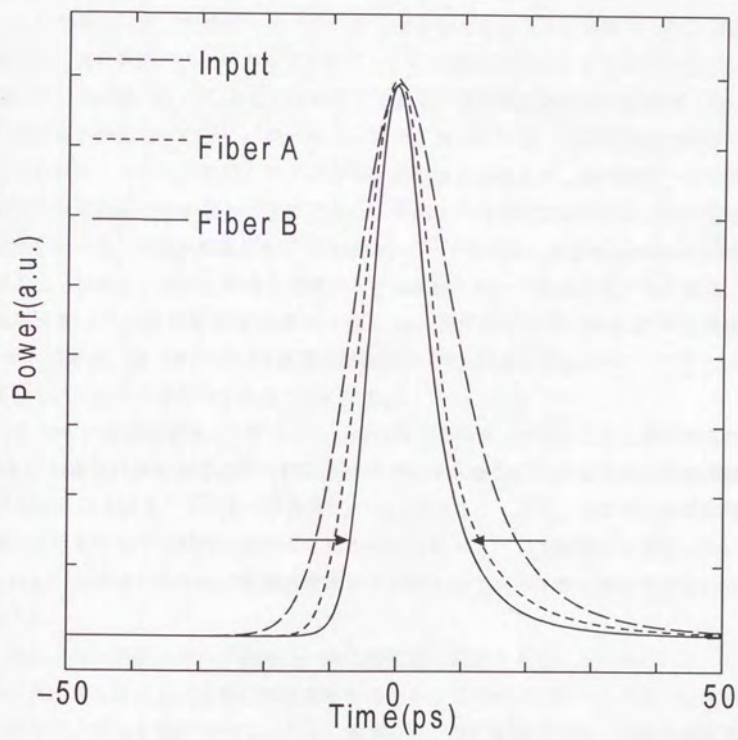


図 5.9.正常分散ファイバによる線形圧縮

5. 6. 高調波モード同期

外部リング共振器半導体レーザにおける高調波モード同期特性について考察する。図 69 に変調周波数を変化させた場合の波形の変化を示す。ただし、ここでは共振器一周の周回時間を 500ps としているため、共振器周波数は 2GHz である。この図を見て分かるように変調周波数が 4GHz 以上では変調周期が短いため緩和振動の戻りによるサブパルスの発生が抑えられているためパルス幅が短くなる。

しかしその反面、出力ピークパワーが小さくなってしまう。高調波モード同期の場合は、仮に生成パルス幅が一定であるとしても変調周波数が n 倍になった場合、ピークパワーは $1/n$ にしかならないはずである。この図ではパルス幅が短くなっているにもかかわらずピークパワーは $1/n$ 以下になっている。この原因は次のように考えられる。レート方程式の微小信号解析を行うことにより、半導体レーザの周波数特性と共振状態を知ることができる。直流から共振周波数付近までは平坦な変調度を保つが、共振周波数において共振状のピークを示し、変調感度が 10 程度まで達する。しかし、非線形利得を考慮すると共振状のピークはほとんどなくなる。共振周波数以上では変調感度は急激に落ちる。通常のレーザでは共振周波数は約 5GHz である。図 5.9 において変調周波数が 6 GHz 以上になるとピークパワーが下降していくのはこのためであると思われる。

図 5.10 に変調周波数に対するパルス幅の変化を示す。前述のように変調周波数が 2GHz の場合は緩和振動の戻りによるサブパルスも発生しているため、変調周波数を 4GHz に上げることによって急激にパルス幅は小さくなる。それ以上の変調周波数では従来のモード同期理論で得られるパルス幅 $\propto f^{-1/2}$ の特性にほぼ沿っている。しかし、高周波になるほど変調感度は小さくなるのでパルス幅の狭まり方にはぶくなる。

以上より、高調波モード同期はパルス幅短縮に効果があることが示された。しかし、共振周波数以上では変調感度が落ちるため生成パルスのピークパワーは大きくならない。第 6.5 節で述べるように、離調を行わない純粋なモード同期の場合が最もタイミングジッターが少ない。本レーザではパルス幅とピークパワーのバランスから第 2 次高調波モード同期である 4GHz 程度が最も効率的であると考えられる。

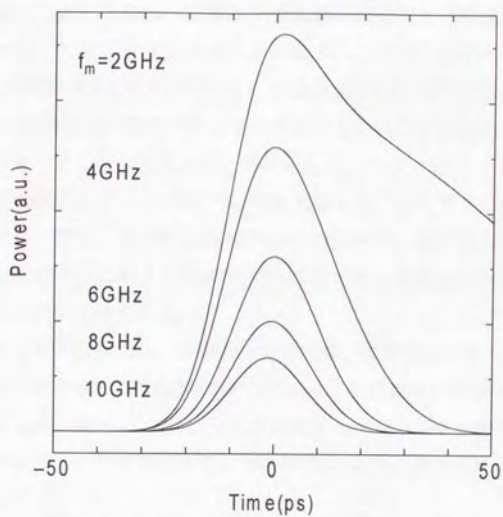


図 5.10.変調周波数によるパルス波形の変化

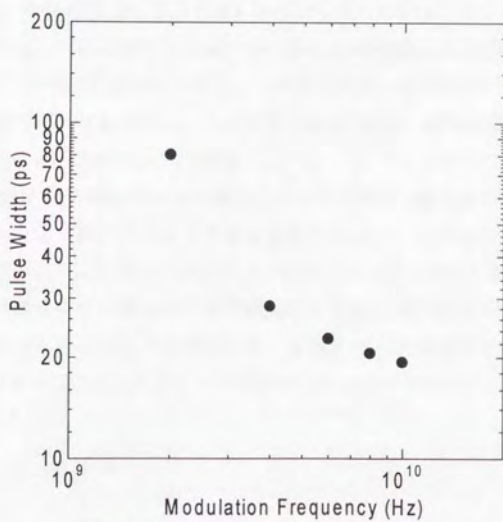


図 5.11.変調周波数に対するパルス幅

5. 7. 外部変調形モード同期

前節までに調べてきた方法は、半導体光増幅器に直接加える電流を正弦波変調している。ここではこの方式を直接変調方式と呼ぶ。この場合は半導体増幅器は、光増幅の機能と光変調の機能を兼ねている。つまり強制的に利得変調しているわけであるが、見方を変えると強制的にチャープを付加しているとも言える。このため、比較的チャープが大きくなってしまふと考えられる。

そこで、共振器構成を図 5.11 のように変えた場合について考える。半導体光増幅器には直流電流のみ加え、光増幅の機能のみを持たせる。光変調の機能は代わりに変調器を挿入して行う。このように構成すればキャリア変動は小さくなり、チャープも小さくなることが期待される。

計算では、フィルタ幅は 1nm、変調波形は正弦波、変調度は 0.5、変調器挿入ロス は 5dB、カップリング 0.9、共振器周回時間 500ps、変調器周波数 2.0GHz、バイアス電流は 30mA とした。図 5.13 に変調周波数に対するパルス幅の変化を示す。パルス幅はほぼパルス幅 $\propto f_m^{-1/2}$ で変化する。また前述の直接変調方式に比べて得られるパルス幅は狭い。

図 5.14 に変調周波数の変化に対するパルス形状の変化を示す。まず、2GHz 変調の場合であるが、パルス波形はほぼ対称である。パルス幅は 31.6ps、スペクトル幅は 15.0GHz で、時間幅帯域幅積は 0.474 とほぼトランスフォームリミットなパルスが生成されている。パルス波形はほぼ対称であるため離調による短パルス化はあまり効果がない。+1MHz で 30.2ps となる。この方式では、高周波でもパルス生成が行え、40GHz 変調でパルス幅 5.67ps、スペクトル幅 81.1GHz、時間幅帯域幅積は 0.460 とほぼトランスフォームリミットである。

図 5.15 に 2GHz で変調時のパルス波形とキャリア密度の変化を示す。図 5.8 と比較すると明らかなように、キャリア密度の変動が小さい。このためチャープ量は小さくなり、前述のようにほぼトランスフォームリミットなパルスが生成される。

以上より、外部変調形共振器は半導体増幅器から光変調の機能を切り離すことで、直接変調形に比べて狭いパルスが得られる、高調波モード同期が行える、チャープの少ないパルスが生成される、という利点があることが示された。

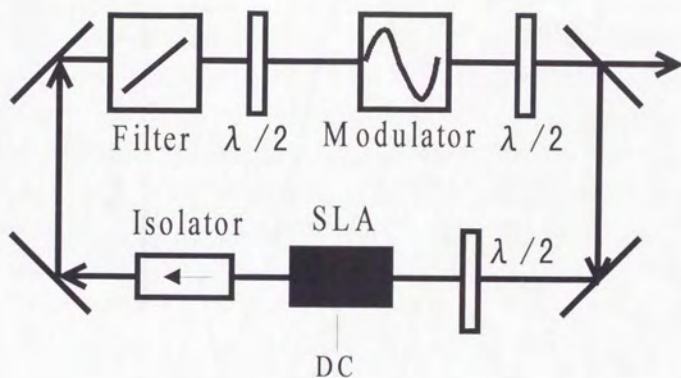


図 5.12.外部変調形半導体レーザ

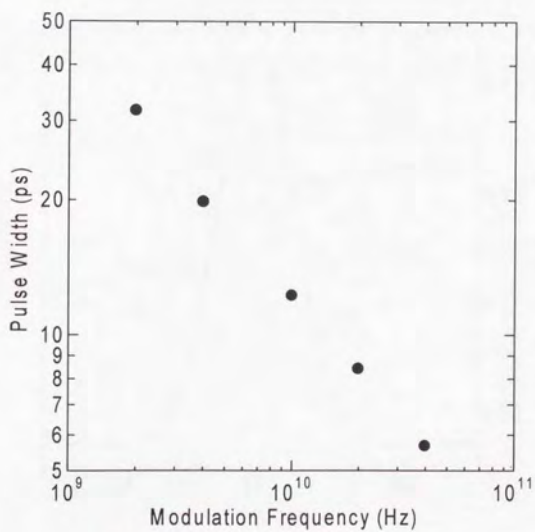


図 5.13.変調周波数に対するパルス幅

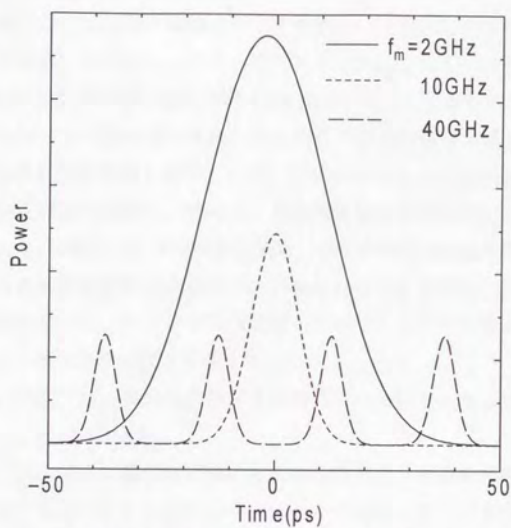


図 5.14. 変調周波数に対するパルス波形の変化

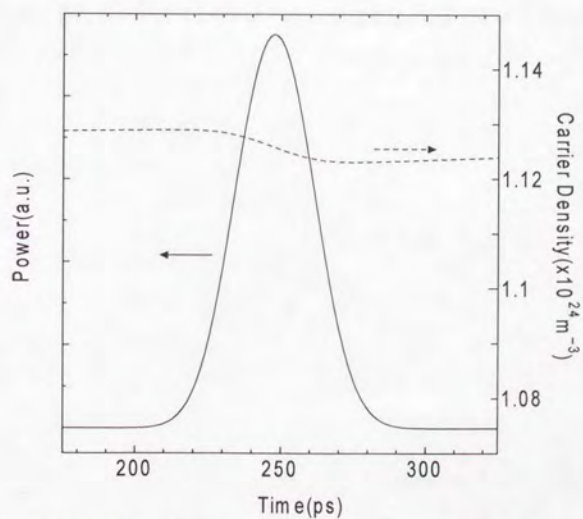


図 5.15. 2GHz 変調時の時間波形およびキャリア密度変化

5. 8. 本章のまとめ

本章では外部リング共振器半導体レーザの能動モード同期における動作解析を数値計算により行った。半導体レーザは小型で安定であることから注目を集めているが、第2章で調べたように繰り返しが数 GHz 程度になると、上順位の寿命時間と同程度になりパルス波形がひずむ。得られるパルスは利得スイッチングによって得られるパルスと同じ性質を有していることが分かった。まず利得飽和の影響によりパルス形状が先頭方向に傾く。従って、変調周波数を共振器周波数より高い方に離調する事により、利得をパルスの中心に集め、すそ野の部分を損失過剰にすることで、幅が狭く比較的形状のきれいなパルスが得られることを示した。このようにして得られるパルスはダウンチャープ特性を有しており、このパルスを正常分散媒質に通すことにより線形圧縮が行える事を示した。

高調波モード同期では、変調周波数が共振周波数と同程度となるため、効率的な変調が行えないことが分かった。

半導体光増幅器に加える電流を変調する直接変調形は、半導体光増幅器が光増幅と光変調の機能を兼ねているためチャープが大きくなる。そこで半導体光増幅器では光増幅のみを行い、外部に光変調器をおく外部変調形の共振器構成を提案し、その解析を行った。その結果、直接変調形に比べて狭いパルスが得られる、高調波モード同期が行える、チャープの少ないパルスが生成される、という利点があることが示された。

第 6 章

能動モード同期外部リング共振器半導体レーザ からの短パルス生成

本章では、能動モード同期外部リング共振器半導体レーザの特性を測定する。前章で示した数値解析との比較を行い、数値解析結果が正しいことを確認する。

まず、共振器周波数での変調時の特性を調べる。バイアス電流依存性についても調べる。次に、変調周波数を離調していった場合の特性を調べる。適切な量の離調により、パルス幅短縮化が行えるか確認する。離調による短パルス生成の際のチャープ特性について、正常分散ファイバによる線形圧縮を用いて調べる。また、離調とタイミングジッターとの関係についても調べる。最後に、高調波モード同期特性について測定する。

6. 1. 実験系

図 6.1 に外部リング共振器半導体レーザおよび測定系を示す。両方の端面が無反射コーティングされた進行波半導体光増幅器にリング形の外部共振器が取り付けられている。外部リング共振器には光の進行方向を単一にするためのアイソレータ、3dB 帯域幅 1nm の光フィルタ、および 2 つの 1/2 波長板が組み込まれている。一方の波長板は共振器内部から共振器外部への光の取り出し率を変化させるために、もう一方の波長板は半導体光増幅器への入力偏波を調整するために使われる。

レーザから出射された光は、分岐され四種類の特性が測定される。スペクトル形状を観測するには分解能 0.05nm の光スペアナが用いられる。電気段でのスペクトル観測には 40GHz PD で受光し、スペクトルアナライザを用いた。得られるパルスの波形観測は、40GHz PD で受光し、サンプリングオシロスコープで行う。帯域が 40GHz なので分解能は 25ps 程度である。このため、それ以下のパルス幅を測定するためにオートコリレータを用いた。特に断らない限り、パルス幅の測定には、30ps 以上の場合はサンプリングオシロスコープを、それ以下の場合はオートコリレータを用いた。なお、オートコリレータからパルス幅を導く際にはガウス形パルスを仮定した。

実験には、二種類のレーザを用いた。一方のレーザ(レーザ 1)は、共振器周回時間 546.45ps、共振器周波数 1.8300GHz である。変調電流を加えない場合のしきい値電流は 22mA である。前章ではこのレーザに合うようにパラメータを設定して計算を行ったので、このレーザの結果を中心に考察を加える。もう一方のレーザ(レーザ 2)は共振器周回時間は 535.15ps で、共振器周波数は 1.86865GHz である。変調電流を加えない場合のしきい値電流は 10mA である。このレーザはレーザチップが違っても同様の傾向の特性を示すことを確認するために用いた。

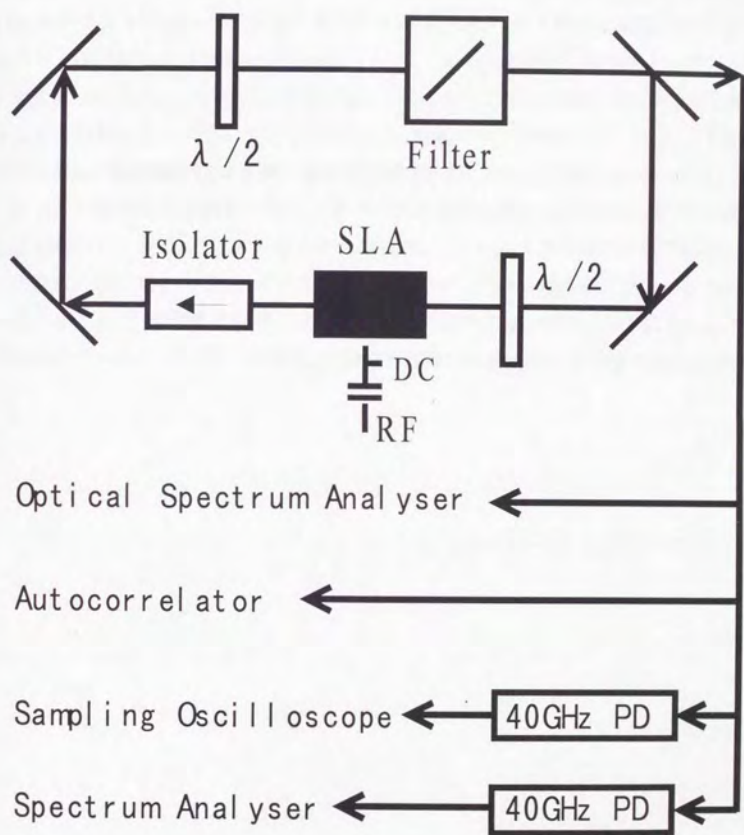


图 6.1.实验系

6. 2. 能動モード同期による短パルス生成

図 6.2 にレーザ 1 を共振器周波数 $f_0(=1.830\text{GHz})$ で変調を行った場合の時間波形およびスペクトル形状を示す。ただしバイアス電流はしきい値 22mA 、変調電流振幅 I_p は 20mA とした。得られるパルス幅は 85.7ps 、帯域幅は 10.9GHz で時間幅帯域幅積は 0.93 とトランスフォームリミットなパルスではない。パルス形状は先頭方向に傾き、スペクトル形状は長波長側にシフトしている。これらの特性は、利得スイッチングにより生成されるパルスの特性と非常に似ている。またこれらの結果は前章での数値解析による結果とよく一致している。このため、能動モード同期レーザにおいても利得スイッチング的な動作により短パルス生成が行われていると考えられる。

図 6.3 は変調電流振幅を一定にしてバイアス電流を変化させた場合のパルス形状の変化を示している。バイアスを上げた場合は、パワーは大きくなるが得られるパルスは非常に幅が広がる。バイアスを下げた場合は、パルス幅は短くなるが出力パワーは小さくなる。変調電流振幅の変化にも同様の傾向が確かめられた。以上のように得られるパルスは、バイアス電流値、変調電流振幅に大きく依存する事が確認された。

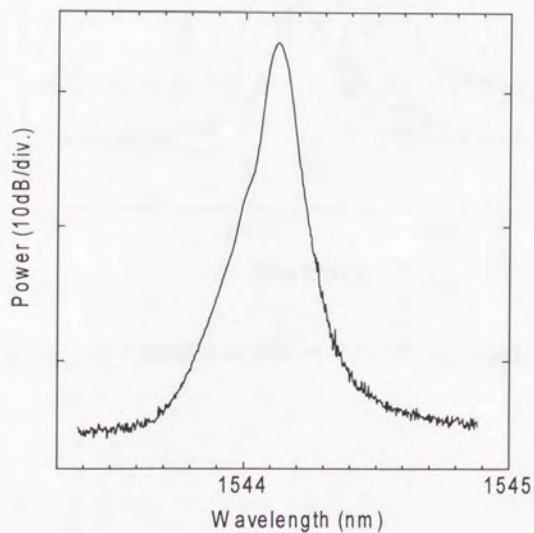
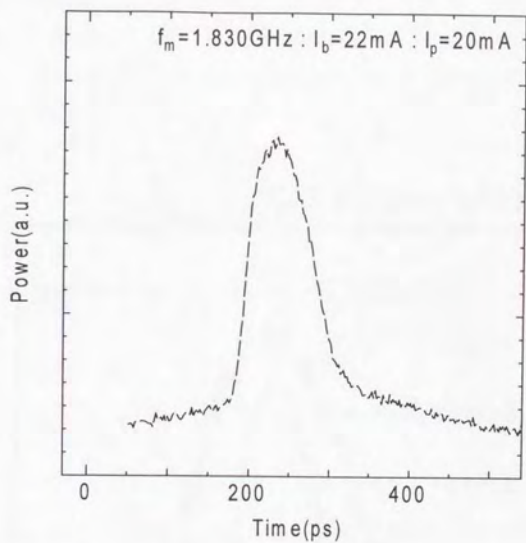


図 6.2.共振器周波数での能動モード同期時の時間波形およびスペクトル形状

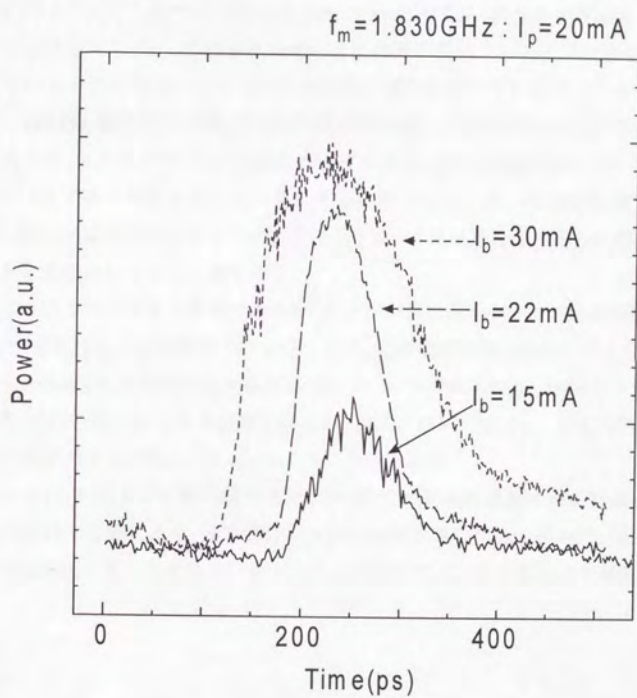


図 6.3. バイアス電流変化によるモードロックパルスの変化

6. 3. 変調周波数離調による短パルス生成

前章では、数値計算により変調周波数を高周波に離調する事によって短パルス生成が行える事を示した。図 6.4 に実験結果を示す。実験結果は数値計算によるシミュレーション結果と非常によく一致している。

4MHz 変調時あたりからパルス先頭部にパワーが偏りはじめる。7MHz 変調時には最も短いパルスが得られパルス幅は 12.8ps である。しかし、パルスの後端に大きなサブパルスが生じている。これは緩和振動による戻りが生じているためである。さらに離調していくとこのサブパルスに対する利得が減少していくためサブパルスが小さくなる。10MHz 離調時にはサブパルスがほぼ消滅し、比較的形のきれいな短パルスが生成される。このときのパルス幅は 20.7ps である。さらに離調をしていくと、離調のスピードがパルスの傾きのシフト量よりも大きいため、パルス自身の利得も減少してしまい光出力は非常に小さいものとなる。図 6.5 に共振器周波数からの変調周波数離調に対する得られるパルス幅を示す。

以上はレーザ 1 に対する結果であるが、チップが異なるレーザ 2 でも同様の結果が得られた。実験はしきい値電流 10mA バイアス、変調電流振幅 10mA で行った。共振器周波数 1.86865GHz で変調を行う場合 24.8ps のパルスが得られる。9.44MHz 離調したときに最も短い 10.4ps パルスが得られるが、サブパルスが生じる。15.75MHz 離調したときにサブパルスが消え、12.4ps のパルスが得られる。

このように、外部リング共振器半導体レーザでは、変調周波数を共振器周波数から高周波に離調する事により、効率的に一カ所に利得を集中すると同時に、後端のパルスを損失過剰にすることによって短パルス化が行えることを実験により確認した。

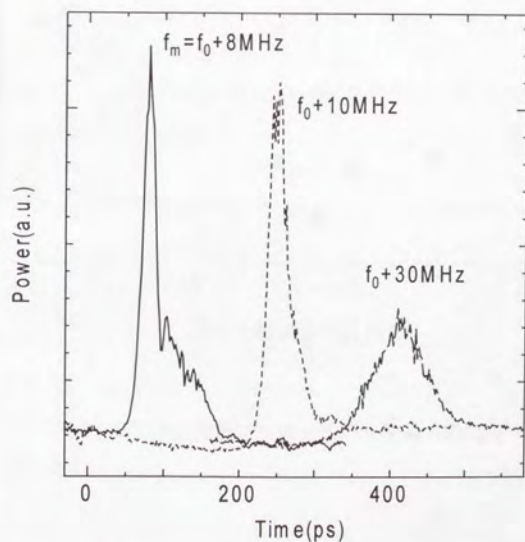
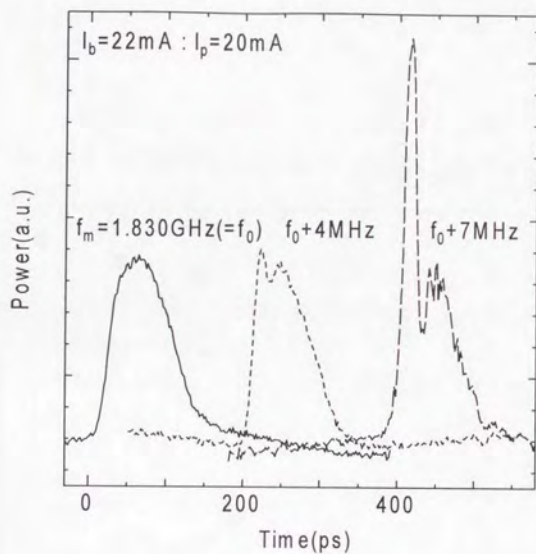


図 6.4. 変調周波数離調によるモード同期パルス形状変化

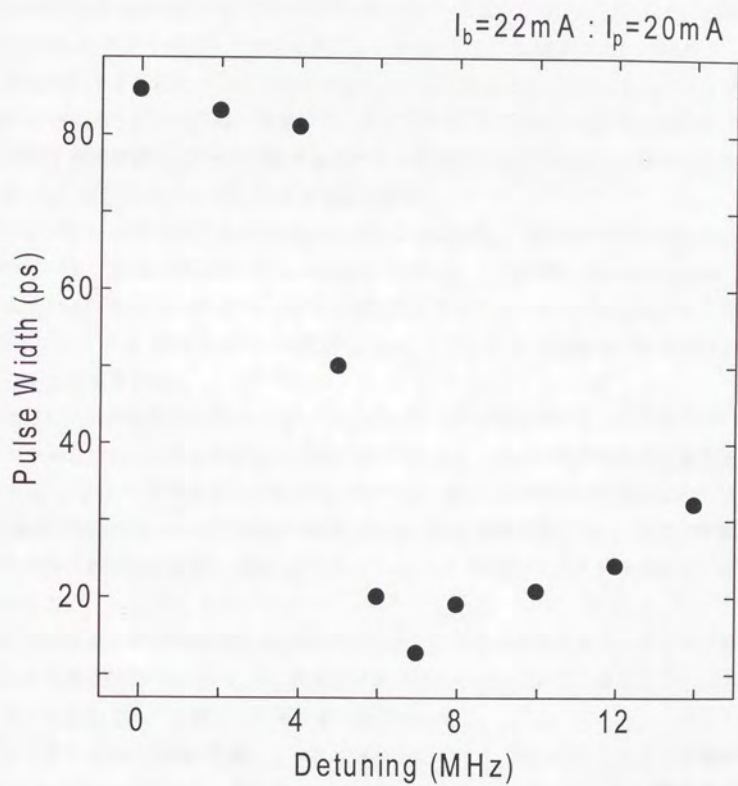


図 6.5.変調周波数離調に対するパルス幅の変化

6. 4. 変調周波数離調による短パルスの正常分散ファイバによる線形圧縮

レーザ 1 は、共振器周波数より 10MHz 離調することにより 85.7ps から 20.7ps へ短パルス化が行えることが分かった。しかし、前章の数値解析結果では、このパルスはパルス中心付近ではダウンチャープを有していることが予想されている。実際、このときの帯域幅は 65.4GHz で時間幅帯域幅積は 1.35 と大きくチャープしていることが分かる。このチャープ特性を知ることは様々な応用上、重要なことである。

数値解析で示されたようにダウンチャープであるなら、適切な長さの正常分散ファイバに通せば線形圧縮が可能であるはずである。そこで次のような正常分散ファイバを 2 種類用意し、ファイバ通過後のパルス幅を調べることによってチャープ特性を調べる。用いたファイバは、次の 2 種類である。

ファイバ A :: 波長分散 : $D = -0.576 \text{ps/nm/km}$: $L = 31.5 \text{km}$: 総分散 : $DL = -18.1 \text{ps/nm}$

ファイバ B :: 波長分散 : $D = -90.1 \text{ps/nm/km}$: $L = 300 \text{m}$: 総分散 : $DL = -27.3 \text{ps/nm}$

入力パルスをガウス形、チャープを線形ダウンチャープと仮定すると解析的に、ファイバ A 通過後のパルス幅は 11.3ps、ファイバ B 通過後のパルスは 6.82ps となることが導ける。

図 6.6 に実験結果を示す。ファイバ A、ファイバ B 伝搬後のパルスは圧縮されいるのが分かる。ファイバ A 伝搬後のパルスは、パルス幅 13.0ps、時間幅帯域幅積は 0.84 である。ファイバ B 伝搬後のパルスは、パルス幅 10.8ps、時間幅帯域幅積は 0.70 である。線形圧縮ではチャープは完全に補償されないことが分かる。しかし、実験で確認された特性は数値解析結果とはよく一致しているため、数値解析のモデルは正しいことがわかる。

以上の結果より、変調周波数離調により生成される短パルスはダウンチャープを有している事が確認された。しかし完全に線形ではないので、線形圧縮ではチャープは完全には補償されずに残ってしまう事も確認された。

レーザ 2 で 15.75MHz 離調により生成されるパルスを、ファイバ B により圧縮を行った。入力パルスは 12.4ps、時間幅帯域幅積は 1.00 である。ファイバ B 伝搬後チャープ補償され、パルス幅 7.86ps、時間幅帯域幅積 0.713 のパルスとなる。レーザ 1 の場合と同様に、ダウンチャープを有していること、およびそのチャープを利用して線形圧縮が行えることが確認された。

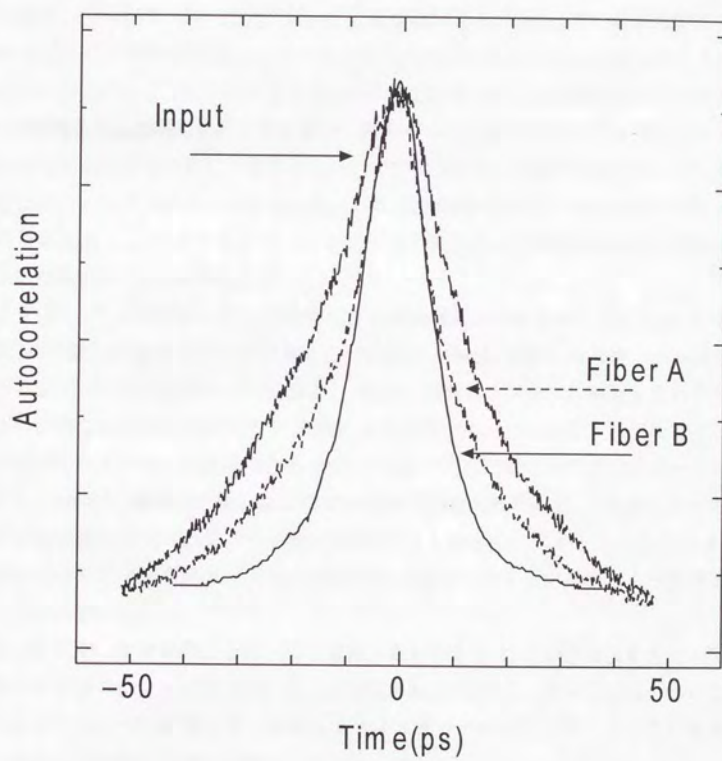


図 6.6.正常分散ファイバによる線形圧縮

6. 5. タイミングジッター特性

以上のように、レーザ 1 では、共振器周波数でモード同期をかけた場合の 85.7ps パルスが、10MHz の離調を行うことで 20.7ps に、さらに線形圧縮を行うことで 10.8ps に短パルス化が行えることが分かった。離調および線形圧縮という比較的簡単な方法で短パルスが得られるのは、実用上非常に魅力的な方法である。しかし、様々な応用を考える場合、パルス列のタイミングジッターが少ないことが望ましい。共振器周波数で能動モード同期をかける場合には、これまで多くの報告にあるように非常にタイミングジッターが少ないことが知られている。本研究で提案している離調による短パルス化は、時間軸上では強制的にパルスを前方へ押しやっているのタイミングジッターが大きくなることが直感的に予想される。そこで、位相雑音を測定することにより、離調によるタイミングジッターの変化を測定した。位相雑音は光パルスを 40GHz PD で電気信号に変換し、シングルサイドバンドノイズの測定により評価を行った。測定には変調周波数の第 10 次高調波を用いた。

まず、図 6.7 に離調量を変化させたときの電気信号スペクトルの変化を示す。それぞれ、共振器周波数 f_0 でモード同期をかけた場合、7MHz 離調し最も短いパルスが得られるがサブパルスが残っている場合、10MHz 離調しサブパルスが消えきれいな短パルスが得られる場合に相当する。変調周波数間隔でモードが励起されておりモード同期がかかっているのが確認できる。離調され短パルスになるほど高次のモードが励起され、10MHz 離調時が最も高次のモードまで励起されている。これより大きな離調になると逆に励起されるモード数は減少する。しかしこの図からもわかるように、離調を大きくすると各線スペクトルの幅が太くなってタイミングジッターが増大しているのが読みとれる。

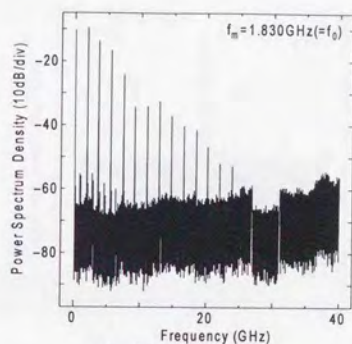
図 6.8 に第 10 次高調波を拡大して観測した結果を示す。共振器周波数でモード同期をかけた場合はノイズが -20dB 以上に抑圧され、非常にジッターが少ないのがこの図から分かる。一方、離調を行った場合はノイズ成分が顕著に大きくなっているのが見て取れる。10MHz 離調時が最もノイズ成分が大きい。

図 6.9 にシングルサイドバンドノイズの測定結果を示す。図 6.7、図 6.8 から明らかであったように共振器周波数でモード同期をかけた場合が最も位相雑音が少なく、10MHz 離調時には位相雑音が顕著に大きくなっている。図 6.10 からこの範囲でノイズを積分することによりタイミングジッタを見積もることができる。まず、シンセサイザ自体に 0.658ps(RMS 値、@100Hz-100MHz)のジッタがあることがわかる。変調周波数が共振器周波数 f_0 の時には 1.52ps、7MHz 離調時には 2.50ps、10MHz 離調時に

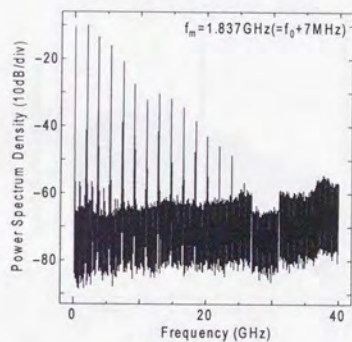
は 5.65ps があることが分かった。正常分散ファイバによる線形圧縮後のタイミングジッター測定も行ったが、特性に変化はなかった。

同様の測定をレーザ 2 についても行った。変調周波数が共振器周波数の時には最もタイミングジッターが少なく 0.892ps、最も短いパルスが得られる 9.44MHz 離調時には 2.14ps、サブパルスのなくなる 15.75MHz 離調時には最もジッターが大きく 3.84ps のジッターが測定された。

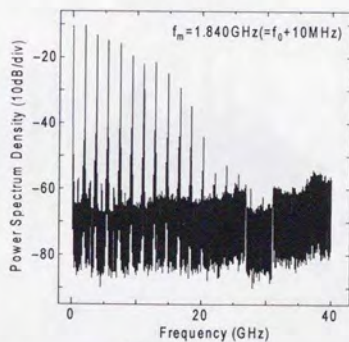
以上の結果より、共振器周波数で変調をかける、厳密な意味での能動モード同期の場合が最もタイミングジッターが少なく、離調を大きくして行くにつれタイミングジッターも増大する事が分かった。



a) $f_m = \text{共振器周波数 } f_0$

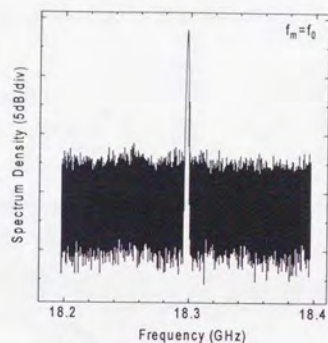


b) $f_m = f_0 + 7 \text{ MHz}$

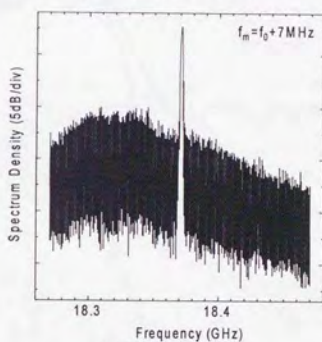


c) $f_m = f_0 + 10 \text{ MHz}$

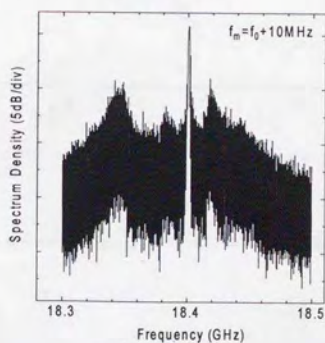
図 6.7. 変調周波数離調による RF スペクトルの変化



a) $f_m = \text{共振器周波数 } f_0$



b) $f_m = f_0 + 7\text{MHz}$



c) $f_m = f_0 + 10\text{MHz}$

図 6.8. 変調周波数離調による RF スペクトルの変化(第 10 次高調波)

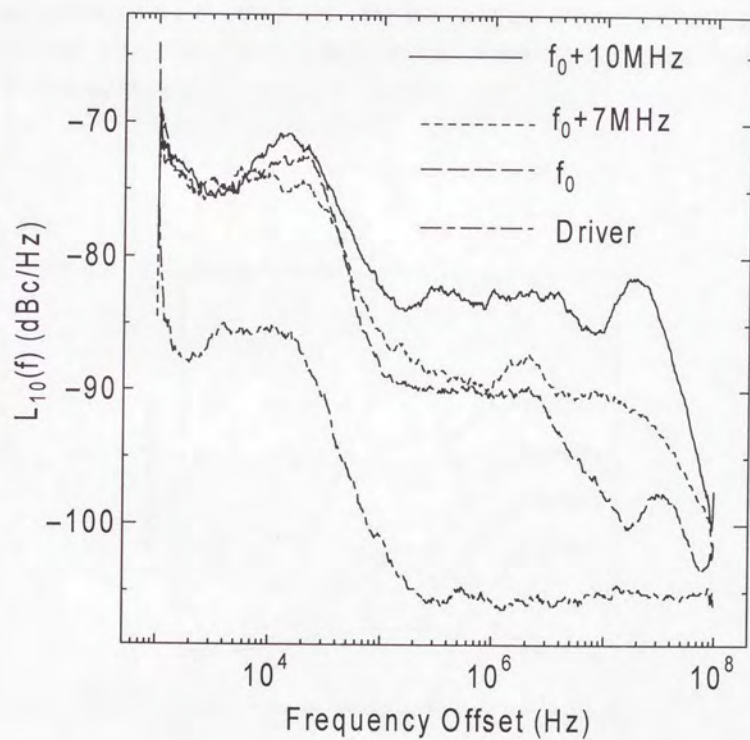


図 6.9. シングルサイドバンドノイズ特性

6. 6. 高調波モード同期

第 5.6 節において高調波モード同期の解析を行った。本節では実験により検証を行う。図 6.10 に高調波モード同期を行った場合のオートコリレーション波形の変化を示す。変調器周波数では、パルス幅が 85.7ps と広いので観測できなかった。第 2 次高調波では、パルス幅が 25ps と 1/4 程度まで短くなっている。しかし、それ以上の高調波では顕著なパルス幅短縮は行えなかった。また、高調波になるほどパルス波形は観測されにくく、ピークパワーが下がっていることが分かる。これらの結果は図 5.10 とよく一致しており、共振周波数以上では変調度が低くなるためであると考えられる。

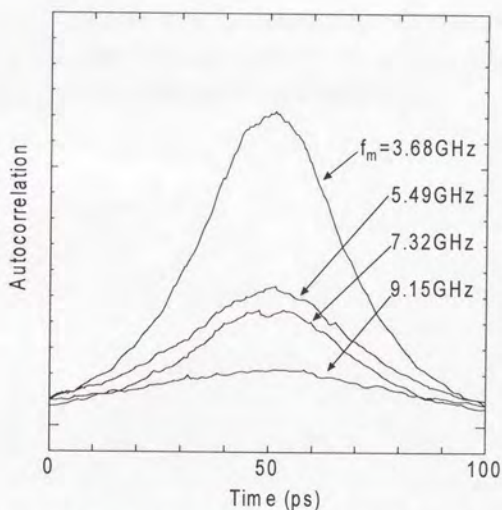


図 6.10.高調波モード同期によるパルス形状の変化

6. 7. 本章のまとめ

本章では、能動モード同期外部リング共振器半導体レーザの特性を測定し、第5章で行った解析が正しいことを確かめた。

まず、共振器周波数(1.830GHz)での変調時には、パルス幅 85.7ps、帯域幅 10.9GHz のチャープパルスが生成され、その形状は先頭方向へ傾いていることが確かめられた。次に、変調周波数を離調していった場合、適切な量の離調によりパルス幅短縮化が行えることを確認した。具体的には 10MHz 離調でパルス幅が 20.7ps となる。離調により生成される短パルスは正常分散ファイバにより線形圧縮が行えることから、数値解析で示されたようにパルスの中心付近ではほぼ線形なダウンチャープニングを有していることが確認された。位相雑音の測定により、変調周波数離調で短パルス化が行える一方、タイミングジッターが増大する欠点があることが分かった。離調および線形圧縮の組み合わせにより、繰返し 1.8844GHz、パルス幅 7.86ps、タイミングジッター 3.84ps のパルス生成が行えた。

また高調波モード同期特性も調べた。共振器周波数変調で 86ps パルスが、第2次高調波で 25ps となり、数値解析とよく一致している。また第3次高調波以上では、共振周波数以上となるため、変調度が下がる事が観測された。

第7章

結論

本論文では、エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器を用いた能動モード同期レーザに関する研究をまとめた。各章ごとの結論は以下のようになる。

第2章 エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器による 光パルス増幅

まず第2章では、光通信で用いられる $1.5\ \mu\text{m}$ 帯の光増幅が行えるエルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器の利得特性について調べた。光増幅器を光伝送システムなどに应用する場合、その応答特性が重要である。ランダム変調された光信号波形を波形ひずみなしに増幅できるかは、光信号入力時の反転分布の時間的な振る舞いによる。

変調信号光が実効的な上準位の寿命より十分に低速な場合は、反転分布は光信号のレベルに追従するので、利得係数が波形の変化に応じて変化するために増幅時のひずみは避けられず、それは入力レベルが大きくなるほど顕著となる。

光変調信号が実効的な上準位の寿命より十分に高速な場合については、反転分布は光波形に追従せず利得の大きさは寿命時間内の平均パワーで定まる飽和値に固定され、パルスパターンや光レベルに依存しない無ひずみの増幅を受ける。

EDFA は実効的な上準位の寿命が数 ms 程度と長いため、光通信で用いられるような GHz 程度パルス列は、波形ひずみやパターン効果などは現れない。半導体光増幅器の上準位の寿命はサブ ns 程度であり、GHz 程度のパルス列増幅では光変調信号が上準位の寿命と同程度となり、利得飽和領域で使用すると波形ひずみが生じてしまう。この点が両光増幅器の大きな違いである事が示された。

第3章 能動モード同期光ファイバレーザにおける非線形および波長分散を 考慮した能動モード同期理論

従来までは、能動モード同期の特性を表すのに Siegman らによるモード同期理論

が幅広く用いられてきた。しかし、高パワーの光源が利用できるようになった事、要求されるパルス幅が短くなってきた事から、従来までは考慮されていなかった波長分散性や光非線形性の効果が顕著に現れるようになり、従来のモード同期理論では正確なパルス特性予測が行えなくなっている。

第3章では、光ファイバレーザについて、この波長分散および非線形の効果を取り入れた新しいモード同期理論を構築し、解析的にパルス特性評価を行っている。両者の効果を取り入れた場合は、固有解としてチャープを有した *sech* 形のパルスが得られることを示した。このパルスの特性は、帯域幅制限のある分散性増幅器中のオートソリトンと似ている。すなわち、正常分散領域でも固有値が存在すること、異常分散におけるパルス幅は正常分散におけるそれよりも幅が狭いこと、生成パルスはチャープを有し異常分散領域の方がチャープは少ないこと、などである。異常分散領域では非線形性が大きくなるほど生成パルスのパルス幅は狭くなる。

さらに線形波である非レーザパルス成分と非線形波であるレーザパルス成分との利得差からレーザパルスの安定性を議論し、得られる最短パルスの評価を行った。つまり、非線形性が大きくなりパルス幅が狭くなると、レーザパルス発振に必要な利得が大きくなり、線形パルスである非レーザパルスが発振してしまうためパルス幅に限界がある。

次に離調に対する安定性の考察も行った。雑音光からパルス生成までに必要な周回数の間に、パルスの中心位置が定常状態におけるパルス幅よりもずれてしまうと安定なパルス発振は行えないことが示された。

この理論によるパルス特性評価結果は、数値解析により確認され、評価の正しさが裏付けられている。

最後にこれらの結果を踏まえて、より狭いパルスを生成するための共振器設計指針を示した。通常は利用できる光パワーは限られているため、短パルス生成のためには、分散値が異常分散となるように波長を選び、波長分散値はあまり大きな値とはせず、変調周波数を上げ、共振器帯域幅を広げ、共振器長を長くすれば良いことが示された。

第4章 能動モード同期エルビウム添加光ファイバレーザの作成

第4章では、第3章で行った波長分散および非線形の効果を検討した解析によるパルス特性の確認を実験により行った。実験では、偏波不安定をさけるため共振器

を全て偏波保持ファイバで構成した。

まず、変調周波数およびフィルタ幅を変化させてパルス幅を測定した結果、実験結果と波長分散及び非線形を考慮に入れたモードロック理論および数値解析結果の3者はよく一致した。このため第3章で行った解析が正しいことが確かめられた。20GHz、4.92ps、時間幅帯域幅積 0.45 のパルス生成に成功した。

次に、離調による影響を調べ、タイミングジッター特性の測定を行った。2GHz 変調時で 250kHz 以上離調するとパルス生成が行えないことが分かった。また、1kHz 以上の離調でもパルス幅が広がってしまうことが確かめられた。タイミングジッターの測定により、離調のない場合がもっともジッターが少なく、2GHz 変調時で 0.950ps であった。

次にラショナルハーモニックモード同期による逡倍パルス列生成を行った。この方法により 5ps、80Gbps パルス列生成に成功した。変調周波数を縦モード間隔の $1/n$ 離調する事により、繰り返し n 倍のパルス列生成の原理を説明した。

偏波保持ファイバで共振器を構成する場合、各コンポーネント間の軸ずれが短パルス生成に問題となることを指摘し、理論的検討を行った。偏波分散媒質と偏光子の組み合わせにより周波数軸上で周期的な透過率の変化が起きる。軸ずれにより、この現象が誘発され、フィルタの帯域が十分に生かされずに理論値よりも幅が広いパルスが生成されることが分かった。軸ずれの許容度は少なくとも数度以内である。

第5章 能動モード同期外部リング共振器半導体レーザによる短パルス生成の数値解析

第5章では外部リング共振器半導体レーザの能動モード同期における動作解析を数値計算により行った。半導体レーザは小型で安定であることから注目を集めているが、第2章で調べたように繰り返しが数 GHz 程度になってくると、上順位の寿命時間と同程度になりパルス波形がひずむ。得られるパルスは利得スイッチングによって得られるパルスと同じ性質を有していることが分かった。利得飽和の影響によりパルス形状が先頭方向に傾く。従って、変調周波数を共振器周波数より高い方に離調する事により、利得をパルスの中心に集め、すそ野の部分を損失過剰にすることで、幅が狭く比較的形狀のきれいなパルスが得られることを示した。このようにして得られるパルスはダウンチャープ特性を有しており、このパルスを正常分散媒質に通すことにより線形圧縮が行える事を示した。

高調波モード同期では、変調周波数が共振周波数と同程度となるため、効率的な変調が行えないことが分かった。

半導体光増幅器に加える電流を変調する直接変調形は、半導体光増幅器が光増幅と光変調の機能を兼ねているためチャープが大きくなる。そこで半導体光増幅器では光増幅のみを行い、外部に光変調器をおく外部変調形の共振器構成を提案し、その解析を行った。その結果、直接変調形に比べて狭いパルスが得られる、高調波モード同期が行える、チャープの少ないパルスが生成される、という利点があることが示された。

第6章 能動モード同期外部リング共振器半導体レーザからの短パルス生成

第6章では、能動モード同期外部リング共振器半導体レーザの特性を測定し、第5章で行った解析が正しいことを確かめた。

まず、共振器周波数(1.830GHz)での変調時には、パルス幅 85.7ps、帯域幅 10.9GHzのチャープパルスが生成され、その形状は先頭方向へ傾いていることが確かめられた。次に、変調周波数を離調していった場合、適切な量の離調によりパルス幅短縮化が行えることを確認した。離調により生成される短パルスは正常分散ファイバにより線形圧縮が行えることから、数値解析で示されたようにパルスの中心付近ではほぼ線形なダウンチャージングを有していることが確認された。位相雑音の測定により、変調周波数離調で短パルス化が行える一方、タイミングジッターが増大する欠点があることが分かった。離調および線形圧縮の組み合わせにより、繰り返し 1.8844GHz、パルス幅 7.86ps、タイミングジッター 3.84ps のパルス生成が行えた。

また高調波モード同期特性も調べた。共振器周波数変調で 86ps パルスが、第2次高調波で 25ps となり、数値解析とよく一致している。また第3次高調波以上では、共振周波数以上となるため、変調度が下がる事が観測された。

エルビウム添加光ファイバ増幅器と半導体光増幅器との大きな相違点は、上順位の実効的なキャリア寿命時間である。エルビウム添加光ファイバ増幅器の場合は寿命時間が数 ms 以上であるため、数 GHz 以上のパルス列の利得は平均パワーで決まり、波形ひずみが生じない。このためエルビウム添加光ファイバレーザで得られるパルスは概して、時間波形の面でもスペクトル特性でも素性が良く応用範囲が広い。しかし共振器長が長い場合、何らかの安定化対策が必要であり、全体としては大が

かりな装置となってしまう。半導体光増幅器は、構造自体が超小型であり、非常に安定であるという大きな利点がある。しかしキャリア寿命時間がサブ ns であるため、数 GHz 以上のパルス列の波形ひずみは避けがたい。また本質的にチャープを生じる増幅器であるのも大きな欠点である。従って、半導体光増幅器を使った半導体レーザは時間波形およびスペクトル特性を整えるために様々な工夫が必要である。両増幅器を使ったレーザはそれぞれに利点欠点がある。

本研究では、エルビウム添加光ファイバ増幅器および半導体光増幅器を用いた能動モード同期レーザに関する動作解析を行った。解析結果、数値シミュレーション結果、実験結果は非常に良く一致している。本研究で行った解析および共振器設計は、将来の光通信分野などへ大きく寄与すると考える。

補遺

チャープ量が大きい時、フィルタ通過後のパルス幅が短くなることを示す。簡単のため、入力パルスをパルス幅 t_1 のチャープを含んだガウシアンとし、

$$\exp\left(-\frac{1+iX}{2} \frac{t^2}{t_1^2}\right) \quad (\text{a.1})$$

フーリエ変換し周波数領域では、

$$C_1 \exp\left(-\frac{\omega^2}{2} \frac{t_1^2}{1+iX}\right) \quad (\text{a.2})$$

と表される。フィルタ形状を通過幅 ω_b のガウシアンとする。

$$\exp\left(-\frac{\omega^2}{2\omega_b^2}\right) \quad (\text{a.3})$$

フィルタ通過後のパルスは、周波数領域で記述すると、下式となる。

$$C_1 \exp\left[-\frac{\omega^2}{2} \left(\frac{t_1^2}{1+iX} + \frac{1}{\omega_b^2}\right)\right] \quad (\text{a.4})$$

これをフーリエ逆変換するとフィルタ通過後のパルスが得られる。そのパルス幅を t_2 とすると、

$$C_2 \exp\left(-\frac{1+iY}{2} \frac{t^2}{t_2^2}\right) \quad (\text{a.5})$$

となる。従って、

$$\frac{1}{t_2^2} = \operatorname{Re} \left[\left(\frac{t_1^2}{1+iX} + \frac{1}{\omega_b^2} \right)^{-1} \right] = \frac{\omega_b^2 (t_1^2 \omega_b^2 + 1 + X^2)}{(t_1^2 \omega_b^2 + 1)^2 + X^2} \quad (\text{a.6})$$

となる。入力パルス幅との比は、

$$\frac{t_1^2}{t_2^2} = \frac{t_1^2 \omega_b^2 (t_1^2 \omega_b^2 + 1 + X^2)}{(t_1^2 \omega_b^2 + 1)^2 + X^2} \quad (\text{a.7})$$

と表される。図 a.1 にチャープに対するパルス幅短縮化率を、図 a.2 にフィルタ幅に対するパルス幅短縮化率を示す。式 a.7 より、チャープが以下の関係

$$X^2 > \frac{t_1^2 \omega_b^2 + 1}{t_1^2 \omega_b^2 - 1} > 1 \quad (\text{a.8})$$

を満たすとき、フィルタ透過後のパルスは透過前のパルスより短くなる。あるいはチャープが一定の場合、フィルタ幅が

$$t_1^2 \omega_b^2 > \frac{X^2 + 1}{X^2 - 1} > 1 \quad (\text{a.9})$$

を満たすとき、フィルタ透過後のパルスは透過前のパルスより短くなる。最もパルス幅が短くなるのは

$$t_1^2 \omega_b^2 = \frac{X^2 + 1}{|X| - 1} \quad (\text{a.10})$$

を満たすフィルタ幅の時で、最大短縮率は

$$\frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{X^2 + 1}{2|X|}} \quad (\text{a.11})$$

と表すことが出来る。つまりチャープが大きいとパルス幅短縮率も大きくなることがわかる。

以上により、チャープが大きい場合、フィルタによる帯域幅制限と組み合わせるとパルス幅短縮が行えることが示された。

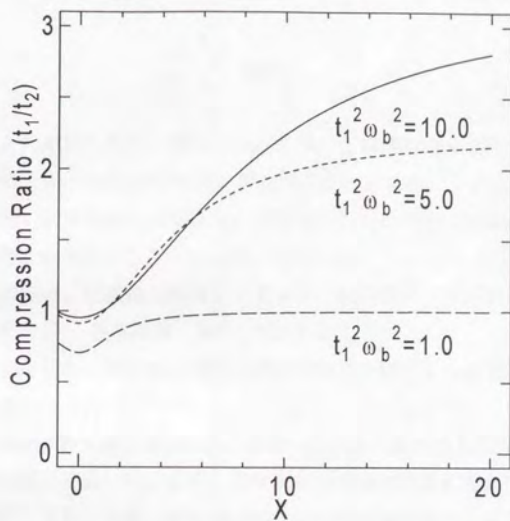


図 A.1.チャープに対するパルス幅短縮化率

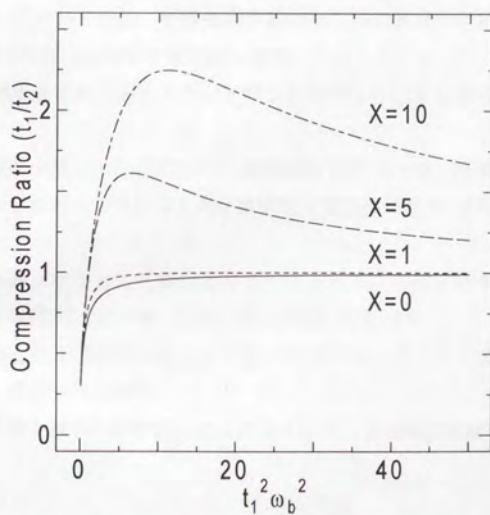


図 A.2.フィルタ幅に対するパルス幅短縮化率

謝辞

本論文をまとめるにあたり、懇切なるご指導、ご鞭撻を賜りました東京大学先端科学技術研究センター 菊池和朗教授に謹んで感謝の意を表します。折に触れての指導、討論は大変に有意義なものであり、それなくしては本論文の完成はあり得ませんでした。本当に有り難うございました。

また、実験の指導、有意義な論議をして頂き、常に励まして頂いた東京大学先端科学技術研究センター 多久島裕一講師に感謝いたします。

実験の指導をはじめ、多方面にわたり有益な助言を頂きました助手の加藤一弘氏に感謝いたします。

修士課程、および博士課程の前半の二年間、ご指導を賜りました日本大学工学部 藤井陽一教授に深く感謝いたします。四年間のご指導は大変に有意義なものでした。

同じく四年間、実験の指導、多方面にわたる助言を頂きました助手の近藤由紀子女士に感謝いたします。

貴重なご教示、ご助言を頂きました、東京大学工学部電子工学科 多田邦雄教授、神谷武志教授、保立和夫教授、中野義昭助教授ならびに東京大学先端科学技術研究センター 廣瀬明助教授に感謝の意を表します。

光ファイバ融着器を快く貸して頂いた保立教授ならびに保立研究室の皆様にも深く感謝いたします。

半導体レーザを作成して頂いた応用光電研究室 田中祐一様、坪谷博様、および分散補償ファイバを提供して頂きました住友電気工業横浜研究所 西村正幸様に感謝の意を表します。

就職後も博士論文をまとめる機会を与えて下さった、郵政省通信総合研究所超高速ネットワーク研究室 北山研一室長に深く感謝いたします。

大学生活をおくる上で研究のみならず様々な面でお世話になりました、菊池研究室の仲間に深く感謝いたします。

最後に大学生活を通じてお世話になった方々、そして両親に感謝いたします。

参考文献

- [1] S.Kawanishi, H.Takara, T.Morioka, O.Kamatani, K.Takiguchi, T.Kitoh, and M.Saruwatari, "400 Gbit/s TDM transmission of 0.98ps pulses over 40km employing dispersion slope compensation," PD24, Optical Fiber Conference '96, San Jose
- [2] L.F.Mollenauer, P.V.Mamyshev, and M.J.Neubelt, "Demonstration of soliton WDM transmission at up to 8x10 Gbit/s, error-free over transoceanic distances," PD22, Optical Fiber Conference '96, San Jose
- [3] H.Onaka, H.Miyata, G.Ishikawa, K.Otsuka, H.Ooi, Y.Kai, S.Kinoshita, M.Seino, H.Nishimoto, and T.Chikama, "1.1 Tb/s WDM transmission over a 150 km 1.3nm zero-dispersion single-mode fiber," PD19, Optical Fiber Conference '96, San Jose
- [4] A.H.Gnauck, R.W.Tkach, F.Forghieri, R.M.Derosier, A.R.McCormick, A.R.Chraplyvy, J.L.Zyskind, J.W.Sulhoff, A.J.Lucerto, Y.Sun, R.M.Jopson, and C.Wolf, "One terabit/s transmission experiment," PD20, Optical Fiber Conference '96, San Jose
- [5] T.Morioka, H.Takara, S.Kawanishi, O.Kamatani, K.Takiguchi, K.Uchiyama, M.Saruwatari, H.Takahashi, M.Yamada, T.Kanamori, and H.Ono, "100Gbit/s x 10 channel OTDM/WDM transmission using a single supercontinuum WDM source," PD21, Optical Fiber Conference '96, San Jose
- [6] Y.Yano, T.Ono, K.Fukuchi, T.Ito, H.Yamazaki, M.Yamaguchi, and K.Emura, "2.6Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding," ThB.3.1., 22nd European Conference on Optical Communication, 1996, Oslo
- [7] G.P.Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Chapter 11, Academic Press, 1995
- [8] 中沢正隆, 「Er ドープ光ファイバーによる光増幅とその応用」、応用物理、第 59 巻、1990、p.1175
- [9] 酒井哲弥、姫野邦治、和田朗、山内良三、「偏波面保存エルビウム添加光ファイバの増幅特性」、レーザ研究、第 23 巻、1996、p.1096
- [10] P.A.Belanger, L.Gagnon, C.Pare, "Solitary pulses in an amplified nonlinear dispersive medium," Opt. Lett., vol.14, 1989, p.943
- [11] G.P.Agrawal, "Amplification of ultrashort solitons in Erbium-doped fiber amplifier," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.2, 1990, p.875

- [12] G.P.Agrawal, "Optical pulse generation in doped fiber amplifier," *Phys. Rev. A*, vol.44, 1991, p.7493
- [13] G.P.Agrawal and N.A.Olsson, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.25, 1989, p.2297
- [14] G.P.Agrawal and N.A.Olsson, "Amplification and compression of weak picosecond optical pulses by using semiconductor laser amplifiers," *Opt. Lett.*, vol.14, 1989, p.500
- [15] P.M.Downey, J.E.Bowers, R.S.Tucker, and E.Agyekum, "Picosecond dynamics of a gain-switched InGaAsP laser," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.QE-23, 1987, p.1039
- [16] K.Y.Lau, "Gain switching of semiconductor injection lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol.52, 1988, p.257
- [17] R.Nagarajan, T.Kamiya, A.Kasukawa, and H.Okamoto, "Observation of ultrashort(<4ps) gain-switched optical pulses from long-wavelength multiple quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol.55, 1989, p.1273
- [18] M.Nakazawa, K.Suzuki, and Y.Kimura, "Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing," *Opt. Lett.* vol.15, 1990, p.715
- [19] L.G.Melcer, J.R.Karin, R.Nagarajan, and E.Bowers, "Picosecond dynamics of optical gain switching in vertical cavity surface emitting lasers," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.27, 1991, p.1417
- [20] J.T.Ong, R.Takahashi, M.Tsuchiya, S.H.Wong, R.T.Sahara, Y.Ogawa, T.Kamiya, "Subpicosecond soliton compression of gain switched diode laser pulses using an erbium doped fiber amplifier," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.29, 1993, p.1701
- [21] S.Schuster and H.Haug, "Analysis of emission and gain saturation in gain-switched semiconductor lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.13, 1996, p.1605
- [22] H.A.Haus, "Theory of modelocking of a laser diode in an external resonator," *J. Appl. Phys.*, vol.51, 1980, p.4042
- [23] N.Onodera, H.Ito and H.Inaba, "Generation and control of bandwidth-limited single-mode picosecond optical pulses by strong rf modulation of distributed feedback InGaAsP diode laser," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.QE-21, 1985, p.568
- [24] K.Y.Lau and A.Yariv, "Direct modulation and active mode locking of ultrahigh speed GaAlAs lasers at frequency up to 18GHz," *Appl. Phys. Lett.*, vol.46, 1985, p.326
- [25] P.A.Morton, R.F.Ormondroyd, J.E.Bowers, and M.S.Demokan, "Large-signal harmonic

and intermodulation distortions in wide-bandwidth GaInAsP semiconductor lasers," IEEE J. Quantum, Electron., vol.25, 1989, p.1559

[26] P.A.Morton, R.J.Helkey, J.E.Bowers, "Dynamic detuning in actively mode-locked semiconductor lasers," IEEE J. Quant. Electron., vol.25, 1989, p.2621

[27] J.E.Bowers, P.A.Morton, A.Mar, and S.W.Corzine, "Actively mode-locked semiconductor lasers," IEEE J. Quant. Electron., vol.25, 1989, p.1426

[28] L.G.Joneckis, P.T.Ho, and G.L.Burdge, "Power evolution of an actively mode-locked AlGaAs semiconductor laser," IEEE J. Quant. Electron., vol.29, 1993, p.896

[29] I.Kim, and K.Y.Lau, "Frequency and timing stability of mode-locked semiconductor lasers - passive and active mode locking up to millimeter wave frequencies," IEEE j. Quant. Electron., vol.29, 1993, p.1081

[30] Z.Ahmed, L.Zhai, A.J.Lowery, N.Onodera, and R.S.Tucker, "Locking bandwidth of actively mode-locked semiconductor lasers," IEEE J.Quant. Electron., vol.29, 1993, p.1714

[31] J.M.Xie, S.Bouchoule, J.M.Lourtioz, E.Brun, and D.Lestelin, "Chirp compensation in mode-locked DFB laser diodes with extended cavity," IEEE J. LT., vol.14, 1996, p.179

[32] N.V.Pederson, K.B.Jakobson, M.Vaa, "Mode-locked 1.5 μ m semiconductor optical amplifier fiber ring," IEEE J. LT. vol.14, 1996, p.833

[33] C.R.Doerr, "Direct modulation of long-cavity semiconductor lasers," IEEE J. LT. vol.14, 1996, p.2052

[34] M.Schell, A.G.Weber, E.H.Bottcher, E.Scholl, D.Bimberg, "Theory of subpicosecond pulse generation by active modelocking of a semiconductor laser amplifier in an external cavity : limits for pulse width," IEEE J. Quant. Electron., vol.27, 1991, p.402

[35] M.Schell, G.Weber, E.Scholl, and D.Bimberg, "Fundamental limits of sub-ps pulse generation by active mode locking of semiconductor lasers : the spectral gain width and the facet reflectivities," IEEE J. Quant. Electron., vol.27, 1991, p.1661

[36] M.Schell, J.Yu, M.Tsuchiya, and T.Kamiya, "Chirp of passively and actively mode-locked semiconductor lasers," Appl. Phys. Lett., vol.67, 1995, p.1797

[37] M.Schell, M.Tsuchiya, and T.Kamiya, "Chirp and stability of mode-locked semiconductor lasers," IEEE J. Quant. Electron., vol.32, 1996, p.1180

[38] S.Arahira, Y.Matsui, T.Kunii, S.Oshiba, and Y.Ogawa, "Transform-limited optical short pulse generation at high repetition rate over 40GHz from a monolithic passive mode-locked DBR laser diodes," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.5, 1993, p.1362

- [39] M.Suzuki, H.Tanaka, K.Utaka, N.Edagawa, and Y.Matsushima, "Transform-limited 14ps optical pulse generation with 15GHz repetition rate by InGaAsP electroabsorption modulator," *Electron. Lett.*, vol.28, 1992, p.1007
- [40] A.E.Siegman, "Lasers," Chapters 27-28, University Science Books, Mill Valley, CA, U.S.A., 1986
- [41] N.Duling, "Compact sources of ultrashort pulses," Chapter 1-3, Cambridge University Press, 1995
- [42] G.P.Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Chapter 2-5, Academic Press, 1995
- [43] N.J.Zabusky and M.D.Kruskal, "Interaction of 'solitons' in a collisionless plasma and recurrence of initial states," *Phys. Rev. Lett.* vol.15, 1965, p.240
- [44] V.E.Zakharov and A.B.Shabat, "Exact theory of two dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP*, vol.34, 1972, p.118
- [45] A.Hasegawa and F.Tappert, "transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers I. anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol.23, 1973, p.142
- [46] M.Nakazawa, E.Yamada, H.Kubpta, and K.Suzuki, "10Gbit/s soliton data transmission over one million kilometers," *Electron Lett.*, vol.27, 1991, p.1270
- [47] H.A.Haus and A.Mecozzi, "Noise of mode-locked lasers," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.29, 1993, p.983
- [48] A.Mecozzi, J.D.Moore, H.A.Haus, and Y.Lai, "Modulation and filtering control of soliton transmission," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.9, 1992, p.1350
- [49] H.A.Haus, J.G.Fujimoto, and E.P.Ippen, "Analytic Theory of additive pulse and Kerr lens mode locking," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol.28, 1992, p.2086
- [50] H.A.Haus, J.G.Fujimoto, and E.P.Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.8, 1991, p.2068
- [51] E.P.Ippen, H.A.Haus, and L.Y.Liu, "Additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.6, 1989, p.1736
- [52] C.Spielmann, P.F.Curley, T.Brabec, and F.Krausz, "Ultrabroadband femtosecond lasers," *IEEE J. Quant. Electron*, vol.30, 1994, p.1100
- [53] F.Krausz, M.E.Fermann, T.Brabec, P.F.Curley, M.Hofer, M.H.Ober, C.Spielmann, E.Winter, and A.J.Schmidt, "Femtosecond solid-state lasers," *IEEE J.Quant. Electron.* vol.29, 1992, p.2097

- [54] J.T.Darrow and R.K.Jain, "Active mode locking of broad band continuous-wave lasers," IEEE J. Quant. Electron., vol.27, 1991, p.1048
- [55] H.A.Haus and Y.Silberberg, "Laser mode locking with addition of nonlinear index," IEEE J. Quant. Electron., QE-22, 1986, p.325
- [56] F.Fontana, G.Bordogna, P.Franco, M.Midrio, and M.Romagnoli, "Conditions for soliton generation in an harmonically modelocked erbium-doped fibre lasers," Electron. Lett., vol.29, 1993, p.1652
- [57] H.A.Haus and A.Mecozzi, "Long-term storage of a bit stream of solitons," Opt. Lett., vol.17, 1992, p.1500
- [58] J.D.Moore, W.S.Wrong, and H.A.Haus, "Stability and timing maintenance in soliton transmission and storage ring," Opt. Commun., vol.113, 1994, p.153
- [59] J.D.Moore, K.L.Hall, S.M.LePage, K.A.Rauschenbach, W.S.Wong, H.A.Haus, E.P.Ippen, "20-GHz optical storage loop/laser using amplitude modulation, filtering, and artificial fast saturable absorption," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.7, 1995, p.1096
- [60] R.J.Essiambre and G.P.Agrawal, "Control of soliton-soliton and soliton-dispersive wave interactions in high bit-rate communication systems," Electron. Lett., vol.31, 1995, p.1461
- [61] F.M.Knox, P.Harper, P.N.Kean, N.J.Doran, and I.Bennion, "Low jitter long distance pulse transmission near net fibre dispersion zero wavelength," Electron. Lett., vol.31, 1995, p.1467
- [62] D.J.Jones, H.A.Haus, and E.P.Ippen, "Subpicosecond solitons in an actively mode-locked fiber lasers," Opt.Lett., vol.21, 1996, p.1818
- [63] F.X.Kartner, D.Kopf, and U.Keller, "Solitary-pulse stabilization and shortening in an actively mode-locked lasers," J. Opt. Soc. Am, B, vol.12, 1995, p.486
- [64] G.T.Harvey and L.F.Mollenauer, "Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission," Opt. Lett., vol.18, 1993, p.107
- [65] X.Shan, D.Clelland, and A.Ellis, "Stabilising Er fiber soliton laser with pulse phase locking," Electron. Lett., vol.28, 1992, p.182
- [66] A.Takada and H.Miyazawa, "30GHz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fiber laser," Electron. Lett., vol.26, 1990, p.216
- [67] H.Takara, S.Kawanishi, M.Saruwatari, and K.Noguchi, "Generation of highly stabilized 20GHz transform-limited optical pulses from actively modelocked Er-doped fiber lasers with an all-polarization maintaining ring cavity," Electron. Lett., vol.28, 1992, p.2095

- [68] H.Takara, S.Kawanishi, and M.Saruwatari, "20GHz transform-limited optical pulse generation and bit-error-free operation using a tunable, actively modelocked fiber ring laser," Electron. Lett., vol.29, 1993, p.1849
- [69] M.Nakazawa, E.Yoshida, and Y.Kimura, "Ultrastable harmonically and regeneratively modelocked polarisation-maintaining erbium fibre ring laser," Electro. Lett., vol.30, 1994, p.1603
- [70] M.Nakazawa, E.Yoshida, E.Yamada, Y.Kimura, "A repetition rate stabilized and tunable, regeneratively mode-locked fiber laser using an offset-locking technique," Jpn. J. Appl. Phys., vol.35, 1996, p.L691
- [71] K.Tamura and M.Nakazawa, "Dispersion-tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock," Opt. Lett., vol.21, 1996, p.1984
- [72] N.Onodera, A.J.Lowery, L.Zhai, Z.Ahmed, and R.S.Tucker, "Frequency multiplication in actively mode-locked semiconductor lasers," Appl. Phys. Lett., vol.62, 1993, p.1329
- [73] E. Yoshida and M. Nakazawa, "80-200GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locked technique," Electron. Lett., vol.32, 1996, p.1370
- [74] R.P.Davey, N.Langford, and A.I.Ferguson, "Subpicosecond pulse generation from erbium doped fiber laser," Electron. Lett., vol.27, 1991, p.726
- [75] K.Smith, J.R.Armitage, R.Wyatt, and N.J.Doran, "Erbium fiber soliton laser," Electron. Lett., vol.26, 1990, p.1149
- [76] H. Pfeiffer and G.Veith, "Tunable fibre source for picosecond pulses around 1.55 μ m with repetition rates up to 20GHz," Opt. Quant. Electron., vol.26, 1994, S547
- [77] P.N.Kean, J.W.D.Gray, B.Bennion, and N.J.Doran, "Dispersion modified actively modelocked erbium fiber laser using a chirped fiber grating," Electron. Lett., vol.30, 1994, p.2133
- [78] J.S.Wey, J.Goldhar, D.W.Rush, M.W.Chbat, G.M.Carter, and G.L.Burdge, "Performance characterization of a harmonically mode-locked erbium fiber ring laser," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.7, 1995, p.153
- [79] M.Romagnoli, S.Wabnitz, P.Franco, M.Midrio, L.Bossalini, and F.Fontana, "Role of dispersion in pulse emission from a sliding-frequency fiber laser," J.Opt.Soc.Am B, vol.12, 1995, p.938
- [80] E.Marti-Panamerio, J.J.Sanchez-Mondragon, V.A.Vysloukh, "Theory of soliton pulse forming in an actively modelocked fiber laser," IEEE J. Quant. Electron., vol.30, 1994,

p.822

- [81] M.Romagnoli, S.Wabnitz, P.Franco, M.Midrio, F.Fontana, and G.Bordogna, "Multisoliton interaction in actively mode-locked erbium fiber lasers : theory and experiment," Opt. Commun., vol.108, 1994, p.65
- [82] L.W.Liou and G.P.Agrawal, "Effect of frequency chirp on soliton spectral sidebands in fiber lasers," Opt. Lett., vol.20, 1995, p.1286
- [83] H.A.Haus, K.Tamura, L.E.Nelson, and E.P.Ippen, "Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers : theory and experiment," IEEE J.Quant. Electron., vol.31, 1995, p.591
- [84] H.A.Haus, E.P.Ippen, and K.Tamura, "Additive-pulse mode-locking in fiber lasers : theory and experiment," IEEE J. Quant. Electron., vol.30, 1994, p.200
- [85] K.Tamura, L.E.Nelson, H.A.Haus, and E.P.Ippen, "Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers," Appl. Phys. Lett., vol.64, 1994, p.149
- [86] K.Tamura, E.P.Ippen, and H.A.Haus, "Optimization of filtering in soliton fiber lasers," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.6, 1994, p.1433
- [87] D.Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers," Appl. Phys. B 1986, p.201
- [88] U.Keller, K.D.Li, M.Rodwell, and D.M.Bloom, "Noise characterization of femtosecond fiber Raman soliton lasers," IEEE J. Quant. Electron., vol.25, 1989, p.280

著者発表文献

学会論文誌

[A] H.Sotobayashi and K.Kikuchi, "Design theory of ultra-short pulse generation from actively mode-locked fiber laser," submitted to IEICE Transactions on Communications

学会研究会

[B] 外林秀之・菊池和朗、「能動モード同期ファイバレーザによる超短パルス生成のための設計指針」、電子情報通信学会、信学技報、LQE96-124, 1996.12., p.79-84

学会大会

[C] 外林秀之・多久島裕一・菊池和朗・藤井陽一、「エルビウムファイバリングレーザの波長可変性に対するポラライザの影響」、電子情報通信学会 1995 年春期大会、福岡、1995 年 3 月

[D] 外林秀之・菊池和朗、「能動モード同期ファイバレーザにおける安定性の離調に対する影響」、電子情報通信学会 1997 年春期大会、大阪、1997 年 3 月

[E] 外林秀之・菊池和朗、「能動モード同期外部リング共振器半導体レーザの離調による短パルス生成」、電子情報通信学会 1997 年秋期大会、シンポジウム講演、東京、1997 年 9 月、発表予定

本研究以外の発表文献

[F] 藤井陽一・外林秀之、「ソリトニクス:論理ソリトンと結合ソリトン」、光ファイバ応用技術研究会、札幌、1994 年 7 月

[G] 外林秀之・藤井陽一、「3 コア光ファイバ非線形方向性結合器による光ソリトンスイッチングと結合ソリトン伝搬」、電子情報通信学会論文誌、1995 年 3 月、J78-C1、p.157-158

[H] H.Sotobayashi, Y.Fujii, "Optical soliton switching and coupled-soliton propagation in three-core fiber nonlinear directional couplers," Electronics and communication in Japan, part2, 1995.7, vol.78, no.7, p.1-10

[I] Y.Takushima, H.Sotobayashi, Y.Watanabe, and K.Kikuchi, "Continuously tunable external ring cavity semiconductor laser," Optoelectronics and communications conference, Chiba, 1996.7.

投稿予定文献

[J] H.Sotobayashi and K.Kikuchi, "Short Pulse Characteristics by Utilizing Modulation Frequency Detuning in an Actively Mode-Locked External Ring Cavity Semiconductor Laser," to be submitted to IEEE Journal of Quantum Electronics

[K] H.Sotobayashi and K.Kikuchi, "Structures for Rational Harmonic Mode-Locking in Actively Mode-Locked Fiber Lasers," to be submitted to Optical Society of America B

