



学位請求論文

電子 452

光ファイバ増幅器を用いた
光スペクトル広帯域化技術に関する研究

指導教官 多久島 裕一 助教授

電子工学専攻 17128
博士課程 3年
小関泰之

内容梗概

本研究では、光ファイバ増幅器中の非線形光学効果を用いたスペクトル広帯域化技術の理論解析及び実験実証を行った。従来、光ファイバの非線形光学効果を用いたスペクトル広帯域化技術は広く研究されてきた。それらは光通信技術にも応用され、多波長信号発生、波長変換、信号再生等の様々な機能が実現されている。しかしながら、従来の光ファイバを用いる場合にはスペクトルの平坦性や信号対雑音比等に改善の余地があると考えられている。

近年、光利得を有するファイバ（光ファイバ増幅器）中の非線形光学効果により、放物線形状を有する線形チャープパルスが形成されるという新しい現象が注目を集めている。この現象は光ファイバ中の光パルスの伝搬方程式である非線形シュレディンガー方程式(nonlinear Schrödinger equation, NLSE)における放物線形状自己相似(parabolic-shape self-similar, PSS)解を用いて表されることが報告されている。この放物線形状パルス（PSS パルス）はチャープ補償が容易であり、また、ファイバ中の非線形効果によるパルス品質劣化に対して高い耐性を有する。これらの特長から、PSS パルスはパルスエネルギーの高い超短パルス発生の分野において活発に研究がなされている。

これに対し、本論文では光ファイバ増幅器による PSS パルス発生をスペクトル広帯域化の手段として用いるとともに、それを光通信技術へ応用することを目指した。PSS パルスは線形チャープを有するから、PSS パルスのスペクトルは高い平坦性を有する。従って、従来の光利得を用いないファイバを用いた場合と比較してスペクトルが高品質化されることが期待される。但し、光通信で用いられるパルスは繰り返し周波数が高いためにパルスエネルギーが低く、十分な非線形光学効果を発生させることが難しい。従って、従来の PSS パルス発生に用いられてきたファイバ増幅器のパラメータ等をそのまま適用することはできない。また、PSS パルスを発生させるための設計指針等も未だ明らかでない。これらの点を鑑み、本研究では光ファイバ増幅器による PSS パルスの発生を通じたスペクトル広帯域化技術を確立し、光通信へ適用するための指針を明らかにすることを目的とした。

本論文は全9章で構成される。以下に各章の概要を示す。

第2章では光ファイバ中のスペクトル広帯域化の基礎理論を述べた。2.3節では、光カー効果に基づく自己位相変調効果(self-phase modulation, SPM)によって光パルスのスペクトルが広帯域化する現象において、スペクトルがパルス波形にどのように依存するかを説明した。特に、周波数チャープの折り返しによってスペクトルのリップルがよく説明できることと、線形チャープがリップ

ルのないスペクトルを実現するために有効であることを示した。また、2.4節において従来のスペクトル広帯域化方式について説明した。群速度分散(group velocity dispersion, GVD)と SPM の相互作用によりパルスが波形を変化させながらスペクトルを広帯域化していくことを示し、スペクトルの平坦性に改善の余地があることを指摘した。

第3章では、光ファイバ増幅器中で放物線パルスが形成される理論背景である放物線形状自己相似(parabolic-shape self-similar)解について論じた。3.2節では、光利得項を有する非線形シュレディンガー方程式(nonlinear Schrödinger equation, NLSE)における PSS 解を説明した。PSS 解は強度波形が放物線形状であり、チャープが線形である。また、伝搬に伴って振幅及び時間幅が指数的に増大する。さらに、PSS 解はファイバパラメータ及びパルスの初期エネルギーにのみ依存する漸近解である。このように PSS 解は様々な性質を有するが、その物理的な背景は未だ明らかでない。また、PSS 解は分散、非線形定数、利得、パルスエネルギーの4つのパラメータに依存するため、その性質を把握することが難しい。そこで3.3節では NLSE の規格化を通じて規格化 PSS 解を導出し、規格化 PSS 解が ξ という無次元パラメータのみに依存することを示した。3.4節では、PSS 解が ξ を増加させるにつれて線形チャープを蓄積する様子を、時間周波数分布を用いて示した。また、PSS 解が NLSE を満たすためには $\xi \gg 0$ である必要があることを示した。3.5節では PSS 解への漸近の様子を明らかにするため、線形チャープの放物線パルスの発展を解析的に調べ、SPM と GVD の相互作用によって時間幅及び周波数チャープが振動的に収束していくことを示した。これらを通じて、光ファイバ増幅器中のパルス伝搬の理解を深めた。

第4章では、規格化した PSS 解を用い、PSS パルス発生システムの設計を行った。4.2節ではアドホックな数値計算を通じてファイバ増幅器の設計を行った。その結果、長尺・低分散・高非線形ファイバ増幅器を用いることにより、パルスエネルギーの低い通信用パルスから帯域幅 2 THz (16 nm)程度の PSS パルスの発生が可能であることを示した。4.3節では、更なる広帯域化に向けた指針を示し、ファイバに対しては分散値低減、高非線形化、短尺化が、入力パルスに対してはパルス幅縮小及び高エネルギー化が有効であることを示した。4.4節では、理想的な PSS パルスを得るための入力パルスを逆伝搬法により求め、スペクトルの歪がなく非常に高いリニアチャープ性を有する PSS パルスがチャープフリーガウシアンパルスから発生可能であることを示した。これらの結果を通じて、PSS パルスを用いてスペクトルを広帯域化するための指針を明確にした。

第5章では、前章で得られた設計指針に基づき、長尺エルビウム添加ファイバを試作し、スペ

クトル広帯域化実験を行った。5.2 節では 1 km 長のエルビウム添加ファイバに低繰り返し周波数のパルスを入力し、10 dB 帯域幅として 34 nm を有する平坦性の高い広帯域スペクトルの発生に成功した。5.3 節では高繰り返し周波数を有するパルスからのスペクトル広帯域化を目指し、分散値を低減したファイバ増幅器を使用してスペクトル広帯域化実験を行った。その結果、繰り返し周波数 10 GHz のパルスから 18 nm の 10 dB 帯域を有する広帯域スペクトルの発生に成功した。また、スペクトルの非対称性がエルビウム添加ファイバの利得分散に起因すること、中心波長におけるリップルがサテライトパルスとの干渉によるものであることを見出し、これらを解決した。このようにして、長尺エルビウム添加ファイバ増幅器を用いて平坦性の高い広帯域スペクトルを得る手法を確立した。

第 6 章では、より広帯域な利得スペクトルを有すると期待されるラマン増幅技術を用いたスペクトル広帯域化について実験検討を行った。長さ 895 m の高非線形ファイバに対して後方励起を行い、スペクトル拡大実験を行った。EDF と比較してファイバの分散値が高かったため、広帯域化後のスペクトルの 10 dB 帯域は 15.3 nm にとどまった。しかしながら、ラマン利得帯域としては 45 nm に亘る 20 dB の利得が得られており、ファイバの最適化による広帯域化が期待されることを示した。

第 7 章では、長尺 EDF により得られた広帯域スペクトルを多波長光源に応用することを目的とし、Q 値測定を通じて強度雑音特性を評価した。7.2 節では多波長光源の構成を説明し、評価項目列挙した。次に 7.3 節において Q 値測定実験を行い、スペクトルのほぼ全帯域(16 nm)に亘って 25.3 dB 以上の高い Q 値を観測した。一方、比較対象として平坦性の低いスペクトルを測定したところ、波長によって Q 値は変動した。7.4 節では、この Q 値変動がスペクトルのリップルを介した変調利得の増大によって説明できることを示すとともに、スペクトルの平坦性が低雑音性の実現に有効であることを示した。また、他の Q 値劣化要因についても考察し、これらを考慮することによって実験結果を定性的に説明しうることを示した。これらの結果を通じて、EDF を用いて発生した平坦性の高い広帯域スペクトルの優位性を示した。

第 8 章では、スペクトル広帯域化システム的设计へのフィードバック手段として、スペクトル位相直接検出法(direct spectral phase detection, DSPD)を開発した。DSPD はパルスの振幅及び位相の測定方式である。8.2 節では光パルスの各種測定技術について説明した。従来の光パルス測定においては非線形光学効果が多く用いられてきたこと、また、近年、非線形光学効果を用いない線形測定方式が提案されており、感度面で有利であることを示した。8.3 節では DSPD を提案し、

基本原理及び本方式の特長を説明した。DSPD では被測定パルスのスペクトルを光フィルタで切り出し、その群遅延を電氣的に測定することによりスペクトル位相を求める。他の線形測定方式と比較して構成がシンプルであり、光変調器や特殊な光フィルタ等を必要としないため、偏波無依存な測定が可能である。8.4 節では DSPD によるパルス測定実験について記述した。スペクトル広帯域化システムにおけるファイバ入力パルス及び広帯域化されたパルスの強度及び周波数チャープを測定することに成功した。8.5 節では DSPD で用いる光フィルタの特性が測定結果に及ぼす影響を明らかにし、その補償法を提案した。このようにして、独自のパルス評価手法を確立した。

以上を総括すると、光ファイバ増幅器を用いたスペクトル広帯域化技術を光通信へ適用するための指針を理論及び実験により示し、また、ファイバ及びパルスの設計へフィードバックするための評価法を開発した。これらを通じて、高品質な広帯域スペクトルを生成するための基礎技術を確立した。

目次

内容梗概.....	I
目次.....	V
第1章 序論.....	1
1. 1 研究の背景.....	1
1. 2 光スペクトル広帯域化の必要性.....	4
1. 3 研究の目的.....	5
1. 4 本論文の構成.....	6
第1章に関する参考文献.....	8
第2章 光スペクトル広帯域化の基礎理論.....	10
2. 1 はじめに.....	10
2. 2 光ファイバ中のパルス伝搬.....	10
2. 3 自己位相変調の強度波形依存性.....	13
2. 3. 1 ガウシアンパルス.....	13
2. 3. 2 sech^2 パルス.....	18
2. 3. 3 放物線形状パルス.....	21
2. 3. 4 三角関数パルス.....	23
2. 4 従来のスペクトル広帯域化手法.....	25
2. 4. 1 正常分散ファイバ.....	25
2. 4. 2 凸型分散・分散減少ファイバ.....	28
2. 5 本章のまとめ.....	30
第2章に関する参考文献.....	30
第3章 光ファイバ増幅器中の放物線形状自己相似パルス.....	32
3. 1 はじめに.....	32
3. 2 放物線形状自己相似解.....	34
3. 3 規格化非線形シュレディンガー方程式における放物線形状自己相似解.....	36
3. 4 放物線形状自己相似解の性質.....	38
3. 5 放物線形状自己相似解への漸近過程.....	44
3. 6 本章のまとめ.....	50

第3章に関する参考文献.....	50
第4章 放物線形状自己相似パルス発生システムの設計指針.....	51
4.1 はじめに.....	51
4.2 従来の入力パルス最適化指針.....	52
4.3 アドホックなパラメータ設計.....	54
4.4 更なる広帯域化への指針.....	60
4.5 逆方向伝搬による入力パルス最適化.....	62
4.6 本章のまとめ.....	69
第4章に関する参考文献.....	69
第5章 エルビウム添加ファイバを用いた広帯域化実験.....	70
5.1 はじめに.....	70
5.2 長尺エルビウムファイバを用いたスペクトル広帯域化.....	70
5.3 分散値の低減による高繰り返し化.....	77
5.4 本章のまとめ.....	86
第5章に関する参考文献.....	86
第6章 ラマン増幅を用いた広帯域化実験.....	87
6.1 はじめに.....	87
6.2 スペクトル広帯域化実験.....	87
6.3 本章のまとめ.....	93
第6章に関する参考文献.....	93
第7章 多波長光源への応用に向けた広帯域スペクトルの評価.....	94
7.1 はじめに.....	94
7.2 多波長光源の構成とその評価項目.....	94
7.3 雑音特性の評価.....	97
7.4 信号対雑音比の劣化要因.....	105
7.4.1 自然放出光雑音.....	105
7.4.2 リプル形状を介した強度雑音の増強.....	107
7.4.3 各種劣化要因が存在する場合のQ値の導出.....	109
7.5 本章のまとめ.....	112

第7章に関する参考文献	112
第8章 パルス波形の測定法	113
8.1 はじめに	113
8.2 光パルスの各種測定技術	113
8.3 スペクトル位相直接検出法(DSPD).....	116
8.4 DSPDによる広帯域スペクトル光測定	118
8.4.1 DSPD測定系	118
8.4.2 DSPD測定系の分散測定	118
8.4.3 DSPD測定実験	123
8.5 DSPDにおけるフィルタ特性の影響とその補償法	128
8.5.1 離散スペクトルを有するパルス列を用いた DSPD 測定の定式化.....	128
8.5.2 連続スペクトルを用いた DSPD の定式化とフィルタ特性の補償法.....	130
8.5.3 測定誤差の理論解析	134
8.5.4 デコンボリューションの効果	138
8.6 本章のまとめ	147
第8章に関する参考文献	147
第9章 結論	149
本研究に関する発表文献	152
A. 英文雑誌論文	152
B. 国際会議	152
C. 研究会・国内年次大会	153
発表文献（本研究の範囲外）	153
A. 英文雑誌論文	153
B. 国際会議	154
C. 研究会・国内年次大会	154
D. 著者執筆外	154
謝辞	156
Appendix A 長距離光ファイバ伝送後の光パルスの DSPD 測定	157
Appendix A に関する参考文献	159

Appendix B 放物線形状自己相似解の導出.....	164
Appendix B に関する参考文献.....	168
Appendix C Q 値の測定法.....	169
Appendix C に関する参考文献.....	171
Appendix D Q 値と光信号対雑音比の関係.....	173
Appendix D に関する参考文献.....	175
Appendix E 送信機の Q 値が伝送特性に与える影響.....	176
Appendix E に関する参考文献.....	176

第1章 序論

1.1 研究の背景

近年、目覚ましい勢いでインターネットが普及するとともに、アクセス系のブロードバンド化が進められている。2001年版情報通信白書[1.1]によれば、インターネット利用人口は2000年末には4,708万人(推定値)にまで増加しており、2005年には8,720万人に達するものと推定されている。また、「ブロードバンド元年」と呼ばれた2001年以降、DSL(digital subscriber line)、CATV、FTTH(fiber to the home)等のブロードバンドアクセス手段が手頃な料金で利用できるようになり、音楽や画像といった大容量の情報を個人が手軽に送受信できる時代が到来している。

このようなブロードバンドアクセスによるトラフィックの増加に伴い、ネットワークのバックボーンも大容量化の必要性に迫られている。図1.1に日本の代表的なインターネットエクスチェンジ(サービスプロバイダ間の相互接続点)であるNXPIXP2におけるトラフィック量の推移を示す[1.2]。トラフィック量はほぼ1年に2倍のペースで増加を続けている。さらに、2005年初頭には1.8 Tb/sに達するという予想もなされている[1.1]。このように急激なトラフィックの増加に対応すべく、大容量光ファイバ網の必要性はますます高まっている。

情報伝送線路としての光ファイバは低損失性及び広帯域性という優れた特長を持つ。このため、光ファイバ通信技術は1970年代から研究が盛んに進められていた。ファイバ製造技術や半導体レーザー技術の発展に伴い年々伝送容量を増加させてきたが、1990年代に入って波長多重(wavelength division multiplexing, WDM)通信技術が登場し、急速な大容量化を遂げた。図1.1.2に示すように、WDMシステムでは送信端において波長の異なる複数の信号を合波し、一本のファイバで送信する。1波長当りの伝送容量は電気回路の速度により制限されてしまうが、複数の波長を用いることにより、伝送容量を波長数だけ逡倍することができる。また、中継器においては光増幅器を用いて多波長の信号を一括増幅する。このWDM技術を用いることにより、実験室レベルではあるが、2001年には10.92 Tb/sという非常に大容量の伝送が実現されている[1.3]。この報告の後、伝送距離を延伸する研究や、光時分割多重(optical time division multiplexing, OTDM)技術を用いて1波長当りの伝送容量を向上する研究が続けられている。とはいえ、2点間を結ぶ大容量線路としての光通信技術は成熟期に入り、光ファイバが有する伝送線路としての特長はほぼ最大限活用できるに至った。

しかしながら、この大容量線路を用いて如何にネットワークを構築するか、という点については解決すべき問題が多い。第一に、ネットワークノードにおいては複数の経路に対して波長数分の光送信機・受信機を有する必要があり、ハードウェア規模が莫大なものとなる。第二に、ネットワークを実現するためには経路選択等の信号処理が不可欠であるが、テラビット級の信号を電気回路により処理しようとする、莫大な規模の回路や消費電力を要する。これらの問題を打破する一手段として、高速性・並列性に優れる全光学的信号処理技術の研究が進められている。

全光学的信号処理デバイスには非線形光学効果が不可欠であるため、様々な非線形光学媒質の研究がなされてきた。中でも、光ファイバは非線形媒質として以下のような優れた特長を有することが知られている。

- 電子の誘電応答の非線形性に基づくため、フェムト秒の超高速な信号処理が可能である。
- 光ファイバの母材である SiO_2 の非線形光学効果は非常に小さいが、光ファイバのコアという狭い範囲に光を閉じ込め、光パワー密度を高めると共に、低損失性を活かし相互作用長を長く取ることにより、大きな非線形光学効果を発生できる。
- ファイバ構造（母材・屈折率分布）の設計により、様々な群速度分散特性が実現可能であるため、伝搬特性の制御性が高い。

また、光ファイバに光パルスを入力すると、非線形効果と線形効果の相互作用により時間波形及びスペクトルが多様に変化する。光ソリトン伝搬を用いたパルス圧縮[1.4]、スーパーコンティニューム発生を用いたスペクトル広帯域化[1.5][1.6]等はその代表例である。これらの光パルスの振る舞いは広く研究され、その性質を用いた様々な応用が提案されている。特に、スーパーコンティニューム発生技術は多波長信号発生、波長変換、全光信号再生等の様々な信号処理機能を実現する有力な手段と目されている。これら光ファイバ中の非線形効果を用いた光信号処理を実現するためには、光ファイバ中のパルス伝搬を如何に制御し、応用するかがキーポイントとなる。

近年、光ファイバ増幅器中の非線形光学効果により、放物線形状を有する線形チャープパルスが形成されるという新しい現象が注目を集めている[1.7]。この放物線形状パルスはチャープ補償が容易であり、また、ファイバ中の非線形効果によるパルス品質劣化に対して高い耐性を有することから、特に超短パルス発生分野において研究が活発になされている。しかしながら、この新しいパルス伝搬形式におけるパルスの振舞いについては未解明な部分が多い。この点を明らかにし、この新しい物理現象を光通信技術・光信号処理技術へ応用することは大きな意義があると考えられる。

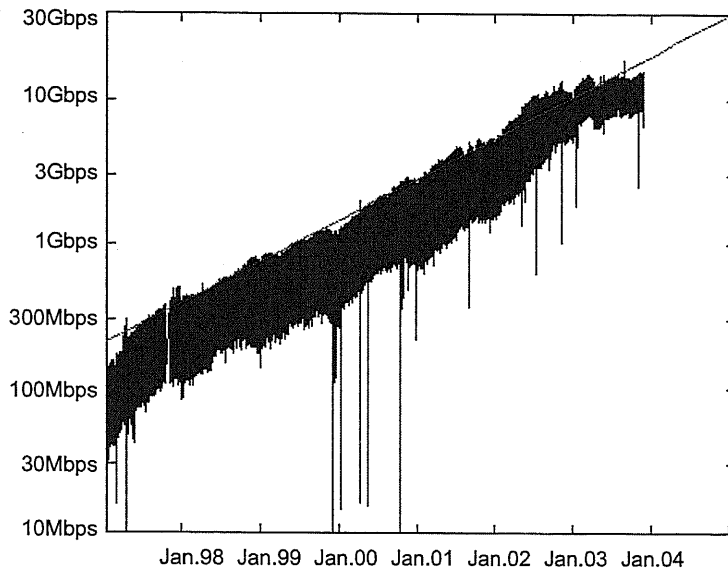


図1. 1. 1. インターネットエクスチェンジ NSPIXP2 におけるトラフィック量の推移[1.1]。
1日の最大値と最小値を示している。

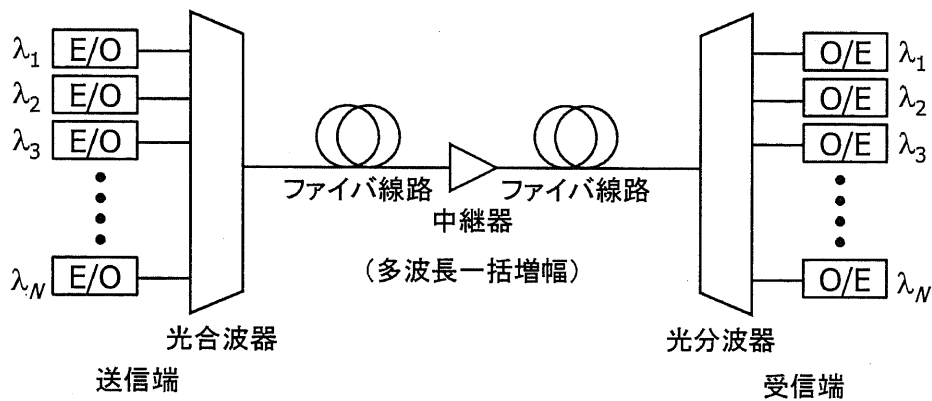


図1. 1. 2. WDM 通信システムの模式図。

1. 2 光スペクトル広帯域化の必要性

現在までに様々な研究グループにより光スペクトルを広帯域化する試みがなされてきた。特に、光通信への応用に際して、光スペクトル広帯域化により得られるメリットは次の2点が挙げられる。

- ① 大容量通信用の光源が簡素に実現できる。
- ② 全光学的光信号処理機能を実現できる。

①については、次の例が挙げられる。スペクトルを広帯域化した後、波長毎に分波すれば、1つのデバイスで WDM 通信用の複数波長の光源を賄うことができる[1.8]-[1.12]。また、広帯域化したスペクトルに適切なチャープ補償や光フィルタリングを施すことにより、時間幅の短いパルスを作れば、OTDM 通信用のパルス光源として用いることができる[1.13][1.14]。

②については、全光波長変換や全光信号再生等が提案されている。光信号のスペクトルを広帯域化した後、元の信号とは異なるスペクトル成分を光フィルタによって取り出せば、取り出した信号は元の信号のレプリカとなっている。ここで、光フィルタの中心波長を制御すれば、信号の波長を任意に波長変換することができる[1.15]。また、このとき元の信号のパワーと波長変換後の信号のパワーの関係は非線形になっているため、この関係を利用すると、全光学的に光信号の識別再生機能を実現することができる[1.16]。

一方、広帯域化後のスペクトルに対しては、以下のような要求条件がある。

- ① スペクトルの平坦性が高いこと。
- ② スペクトルの広帯域化過程において信号品質が劣化しないこと。

これらの詳細は7. 2節にて論ずる。

1. 3 研究の目的

本研究の目的は、光ファイバ増幅器中の非線形光学効果によって線形チャープパルスが発生する現象を用いてスペクトル広帯域化を行うことにより、より高品質な広帯域スペクトルを発生すること、また、そのようにして得られた広帯域スペクトルを光通信技術へ応用することである。そこでまず、光増幅器中のパルスの非線形伝搬について論じ、平坦性の高い広帯域スペクトルを得るための系の設計指針を示す。また、実際にファイバを試作し、光増幅器を用いて平坦性の高い広帯域スペクトルが得られることを実証する。広帯域スペクトルの応用として、多波長光源の実現に向けた性能評価を行う。更に、広帯域化前後の光パルスを評価し、設計へフィードバックすることを目的として、光パルスの測定法を開発する。これらを通じて、光増幅器中の非線形現象を用いたスペクトル広帯域化技術の基礎を確立する。

1. 4 本論文の構成

本論文は全9章で構成される。以下に各章の内容を記す。

第1章 序論

本研究の背景、研究の目的及び本論文の構成を記した。

第2章 光スペクトル広帯域化の基礎理論

スペクトル広帯域化の基礎理論として、光ファイバ中のパルス伝搬について説明する。また、非線形効果に伴うスペクトルの変化がパルス波形に大きく依存することを論ずる。最後に、従来のスペクトル広帯域化手法について説明する。

第3章 光ファイバ増幅器中の放物線形状自己相似パルス

光ファイバ増幅器中で放物線パルスが形成される現象、及びその理論的背景である放物線形状自己相似解について説明する。また、解の規格化を通じて、この現象がどのような物理に基づくかを論じ、その性質を明らかにする。

第4章 放物線形状自己相似パルス発生システムの設計指針

放物線パルスの発生システムにおけるファイバ増幅器のパラメータを設計するとともに、ファイバ入力パルスの最適化を行う。まず、数値計算を用いてアドホックな設計を行い、長尺のファイバ増幅器を用いることにより通信用高繰り返しパルスから平坦性の高いスペクトルを有する放物線パルスが得られることを示す。次に、スペクトルを更に広帯域化するための設計指針を示す。最後に、逆伝搬法を用いて、スペクトル歪の無い放物線パルスを発生するための入力パルスの設計を行う。

第5章 エルビウム添加ファイバを用いた広帯域化実験

始めに、低繰り返しパルスを用いて、長尺エルビウム添加ファイバ増幅器中のスペクトル広帯域化の原理確認を行う。次に、ファイバパラメータを最適化することにより、高繰り返しパルスのスペクトル広帯域化を行い、ファイバ増幅器から平坦性の高い広帯域スペクトルが得られることを実証する。

第6章 ラマン増幅を用いた広帯域化実験

更なるスペクトルの広帯域化を目指し、ラマン増幅を用いたスペクトル広帯域化実験を行い、ラマン増幅を適用するための指針を明らかにする。

第7章 多波長光源への応用に向けた広帯域スペクトルの評価

まず、多波長光源の構成及び評価項目を示した後、広帯域スペクトルを光フィルタで切り出し、Q値測定実験により雑音特性を評価する。また、平坦性の低いスペクトルと比較することにより、平坦性の高いスペクトルが高いQ値を得るために有効であることを示す。また、種々のQ値の劣化要因について考察し、実験結果が定性的に説明されうることを示す。

第8章 パルス波形の測定法

ファイバ入力パルスおよび広帯域化後のパルスの特性を把握し、ファイバ設計へフィードバックすることを目的として、パルス波形の測定法を開発する。また、測定誤差を明らかにすると共に、その補償法を提案する。

第9章 結論

本論文の成果をまとめ、総括する。

第1章に関する参考文献

- [1.1] 平成13年情報通信白書。 <http://www.soumu.go.jp/hakusyo/tsushin/>
- [1.2] WIDE プロジェクトホームページ。 <http://nspixp.sfc.wide.ad.jp/Traffic/>
- [1.3] K. Fukuchi, T. Kasamatsu, M. Morie, R. Ohhira, T. Ito, K. Sekiya, D. Ogasahara, and T. Ono, "10.92-Tb/s (273 x 40-Gb/s) triple-band/ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment," *Tech. Dig. Optical Fiber Conference (OFC 2001)*, PD24, 2001.
- [1.4] S. V. Chernicov and P. V. Mamyshev, "Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, no. 8, pp. 1633-1641, 1991.
- [1.5] T. Morioka, K. Mori and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 862-864, 1993.
- [1.6] Y. Takushima, F. Futami and K. Kikuchi, "Generation of over 140-nm-wide super-continuum from a normal dispersion fiber by using a mode-locked semiconductor laser source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 1560-1562, 1998.
- [1.7] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 26, pp. 6010-6013, 2000.
- [1.8] Y. Takushima and K. Kikuchi, "10-GHz, over 20-channel multiwavelength pulse source by slicing super-continuum generated in normal-dispersion fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 322-324, 1999.
- [1.9] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doerr, P. Schiffer, L. W. Stulz, R. Monnard and W. Lin, "400 Gbit/s transmission over 544 km from spectrum-sliced supercontinuum source", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 335-336, 2000.
- [1.10] Ö. Boyraz, J. Kim, M. N. Islam, E. Copping and B. Jalali, "10 Gb/s multiple wavelength, coherent short pulse source based on spectral carving of supercontinuum generated in fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, no. 12, pp. 2167-2175, 2000.
- [1.11] H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka and K-I. Sato, "More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum

- source with 12.5 GHz channel spacing," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 25, pp. 2089-2090, 2000.
- [1.12] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh and M. Ishii, "150 channel supercontinuum CW optical source with high SNR and precise 25 GHz spacing for 10 Gbit/s DWDM systems," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 304-306, 2001.
- [1.13] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori and M. Saruwatari, "Transform-limited, femtosecond WDM pulse generation by spectral filtering of gigahertz supercontinuum," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1166-1168, 1994.
- [1.14] F. Futami, Y. Takushima and K. Kikuchi, "Generation of 10 GHz, 200 fs Fourier-transform-limited optical pulse train from modelocked semiconductor laser at 1.55 μm by pulse compression using dispersion-flattened fibre with normal group-velocity dispersion," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 22, pp. 2129-2130, 1998.
- [1.15] K. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi and M. Saruwatari, "Pulse-width tunable, self-frequency conversion of short optical pulses over 200 nm based on supercontinuum generation," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 1960-1962, 1994.
- [1.16] P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," *Tech. Dig. European Conference on Optical Communication (ECOC98)*, pp. 475-476, 1998.

第2章 光スペクトル広帯域化の基礎理論

2.1 はじめに

本章では、光スペクトル広帯域化の理解に必要な基礎理論を説明する。まず2.2節において、光ファイバ中のパルス伝搬について説明する。次に、2.3節において、光ファイバ中の非線形効果により広帯域化されたスペクトルの形状がパルス波形に大きく依存することを示すために、線形効果が無い場合のスペクトル広帯域化について説明する。その中で、平坦性の高い広帯域スペクトル発生に必要な条件を明らかにする。2.4節において、従来のスペクトル拡大手法について説明し、その特徴及び問題点について述べる。2.5節において本章をまとめる。

2.2 光ファイバ中のパルス伝搬

光ファイバ中を光パルスが伝搬すると、様々な効果によりパルスの時間波形やスペクトルが変化する。ここでは、スペクトル広帯域化で用いられる効果を中心として、本論文を理解するために重要となる効果を説明する。従って、シングルモード、単一偏波の光ファイバ伝搬のみを取り扱う。

光ファイバ中のパルス伝搬に伴う効果は線形効果と非線形効果に分類できる。線形効果には損失及び波長分散がある。非線形効果には電子の応答の非線形性に由来する光カー効果と、分子振動に起因するラマン散乱及びブリルアン散乱があるが、ここではスペクトル広帯域化を説明するために重要な光カー効果のみを取り上げる。

まず、光ファイバの損失は紫外吸収、赤外吸収、OH基吸収、レーリー散乱等の要因によって決定される。典型的な光ファイバの損失は1.55 μm 波長帯において最小値をとり、0.2 dB/km程度である。損失を表す値として、吸収係数 α を用いる。光を長さ L のファイバに入射するとき、入射パワー P_0 と出射パワー P_T の関係は次式で表される。

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.2.1)$$

次に、波長分散は光周波数に依存して伝搬速度が異なる効果である。伝搬定数 $\beta(\omega)$ をある光周波数 ω_0 の周りでテーラー展開すると、次式が得られる。

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (2.2.2)$$

但し、 β_m は次式で与えられる。

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (2.2.3)$$

ここで、 β_1 は単位長さ当りの群遅延時間である。 β_2 は群遅延時間の光周波数依存性を表し、群速度分散(group velocity dispersion, GVD)と呼ばれる。 β_3 は3次分散もしくは分散スロープと呼ばれ、GVDの光周波数依存性を表す。 β_4 は β_3 の光周波数依存性であり、GVDの周波数依存性の曲率を表す。なお、GVDはスペクトル強度を変化させないことに注意されたい。その一方、スペクトル位相を変化させるため、時間波形が変化する。

光カー効果は誘電体を作る電子分極の3次非線形に起因する効果である。この非線形分極は、光強度に比例して媒質の屈折率を変化させる。この屈折率変化は次式で表される。

$$\tilde{n} = n(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.2.4)$$

但し、 n_2 は3次非線形感受率テンソル $\chi^{(3)}$ との間に次式の関係性を有する。

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (2.2.5)$$

伝搬に伴ってパルスが位相を ϕ だけ変化させるとすると、 ϕ は次式で表される。

$$\phi = \tilde{n} k_0 L = (n + n_2 |E|^2) k_0 L \quad (2.2.6)$$

ここで、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ は波数であり、 L はファイバ長である。非線形屈折率に起因する位相シフト量は次式で表される。

$$\phi_{NL} = n_2 |E|^2 k_0 L = \gamma PL \quad (2.2.7)$$

但し、 γ 及び P はそれぞれ非線形定数及び瞬時パワーである。 γ は次式で定義される。

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (2.2.8)$$

ここで、 A_{eff} は実効コア断面積であり、モード分布関数 $F(x, y)$ を用いて次式で定義される量である。

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.2.9)$$

式(2.2.7)で表される位相シフトを自己位相変調(self-phase modulation, SPM)と呼ぶ。SPMは強度波形に応じた瞬時周波数シフトを生み、その大きさは次式で表される。

$$\Delta\omega = -\gamma \frac{dP(t)}{dt} L \quad (2.2.10)$$

式(2.2.10)の右辺が負の符号を有するのは、光搬送波の位相を $kL - \omega t$ と定義したためである。なお、SPM は強度時間波形を変えないことに注意されたい。その一方で、瞬時周波数を変化させ、スペクトルを変化させる。特に、SPM によって瞬時周波数を大きく変化させることにより、スペクトルを広帯域化することができる。SPM によって広帯域化されたスペクトルの形状については次節で議論する。

上記の線形効果及び非線形効果はそれぞれ単独に発生するものではなく、同時に発生し、パルスの伝搬に伴って相互作用を及ぼす。このときのパルス電界の発展は次式の非線形シュレディンガー方程式で表すことができる。

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A - \frac{i}{2} \alpha A \quad (2.2.11)$$

但し、 $\Psi(T, Z)$ はパルスの複素電界を表す。式(2.2.11)はピコ秒パルスのファイバ伝搬をよく記述できることが知られており、光ソリトン、スーパーコンティニューム発生等の解析に頻繁に用いられる。

2. 3 自己位相変調の強度波形依存性

自己位相変調によって広帯域化された後のスペクトル形状は、パルス波形に大きく依存する。本節ではこのことを示すため、GVD を加えず、SPM のみによって広帯域化を行う場合について説明する。以下に2. 3節の内容を示す。2. 3. 1節ではガウシアンパルスに対して自己位相変調を施した場合のスペクトルを解析する。広帯域化したスペクトルは平坦性が低いことを示し、これが周波数チャープの折り返しにより説明できることを示す。2. 3. 2節では sech^2 パルスに対して同様の考察を行う。2. 3. 3節では、放物線パルスを用いる場合にSPMによって線形チャープが誘起され、スペクトルの平坦性が改善されることを示す。2. 3. 4節では、三角関数パルスを用いることにより、スペクトル密度がさらに平坦化されることを示す。

2. 3. 1 ガウシアンパルス

ガウシアンパルスの複素電界は、次式で与えられる。

$$A_G(T) = A_0 \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (2.3.1)$$

式(2.3.1)より、瞬時パワー P が求められる。

$$P(T) = |A_G(T)|^2 = A_0^2 \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (2.3.2)$$

SPMによる瞬時周波数変化は、次式で与えられる。

$$\Delta\omega(T) = -\frac{d\phi_{NL}}{dT} = -\gamma \frac{dP}{dT} L = \frac{2\gamma A_0^2 L T}{T_0^2} \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (2.3.3)$$

式(2.3.3)を T で微分すると、次式を得る。

$$\frac{d\Delta\omega(T)}{dT} = \frac{2\gamma A_0^2 L}{T_0^4} (T_0^2 - 2T^2) \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (2.3.4)$$

従って、瞬時周波数は $T = \pm \frac{\sqrt{2}T_0}{2}$ において極大・極小をとる。この瞬時周波数の極大・極小点に

おける T はパルス強度波形の変曲点に対応する。

ガウシアンパルスに対するSPMによって得られるスペクトルの数値計算結果を図2. 3. 1に示す。但し、GVDを0に、パルスピークにおける ϕ_{NL} を100 radに設定した。図2. 3. 1(b)に

示すように、強度スペクトルには多くのリプルが生じることがわかる。

以下に、このようなリプルが生ずる理由を考察する。例として、適当なパルス $A(T)$ を用意し、そのスペクトル $\tilde{A}(\omega)$ に $\cos(\omega\tau)$ を掛けることにより、リプルを与えてみよう。パルスのスペクトルは、次式で与えられる。

$$\tilde{A}(\omega) = \int A(T) e^{j\omega T} dT \quad (2.3.5)$$

リプルを与えたスペクトルを $\tilde{A}'(\omega)$ とすると、

$$\tilde{A}'(\omega) = \tilde{A}(\omega) \cos(\omega\tau) \quad (2.3.6)$$

である。このとき、 $\tilde{A}'(\omega)$ のスペクトル強度は

$$|\tilde{A}'(\omega)|^2 = |\tilde{A}(\omega)|^2 \cos^2(\omega\tau) = \frac{1}{2} |\tilde{A}(\omega)|^2 [1 + \cos(2\omega\tau)] \quad (2.3.7)$$

であり、周波数軸において周期 $1/2\tau$ (各周波数では π/τ) のリプルを有することがわかる。

このスペクトルに対応する時間波形は、

$$\begin{aligned} A'(T) &= \frac{1}{2\pi} \int \tilde{A}'(\omega) e^{-j\omega T} d\omega \\ &= \frac{1}{2} A(T+\tau) + \frac{1}{2} A(T-\tau) \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

となる。従って、スペクトル上のリプルは、時間軸上で離れた位置に同じ周波数成分が存在することを示唆する。また、両成分の時間差 2τ は、リプルの周期の逆数に等しい。

なお、消光比の高いリプルを生むためには、干渉する成分が同じ周波数を有するだけでは不十分であり、両成分が等しいスペクトル密度を有する必要がある。このことは次のようにして示される。式(2.3.8)において2つのパルスの大きさの比を変化させたものを $A''(T)$ とすると、 $A''(T)$ は適当な定数 a 及び b を用いて

$$A''(t) = aA(T+\tau) + bA(T-\tau) \quad (2.3.9)$$

とおくことができる。このとき、 $A''(T)$ のスペクトルは次式で与えられる。

$$\tilde{A}''(\omega) = \int A''(T) e^{j\omega T} dT = (ae^{-j\omega\tau} + be^{j\omega\tau}) \tilde{A}(\omega) \quad (2.3.10)$$

また、強度スペクトルは次式で与えられる。

$$|\tilde{A}''(\omega)|^2 = |ae^{-j\omega\tau} + be^{j\omega\tau}|^2 |\tilde{A}(\omega)|^2 = [a^2 + b^2 + 2ab \cos(2\omega\tau)] |\tilde{A}(\omega)|^2 \quad (2.3.11)$$

ここで、リプル周期に対して $\tilde{A}(\omega)$ の変化が十分緩やかであるとすれば、リプルの消光比 (最大パ

ワーと最小パワーの比) は、次式で表される。

$$\frac{a^2 + b^2 + 2ab}{a^2 + b^2 - 2ab} = \left(\frac{a+b}{a-b} \right)^2 \quad (2.3.12)$$

従って、 $a=b$ のときに最もリップルの消光比が大きく、スペクトルの平坦性が失われることが判る。このとき、干渉する2つのスペクトルは同じパワーを有するから、各点におけるスペクトル密度は等しい。以上の議論から判るように、リップルによりスペクトル平坦性が失われるのは、時間軸において離れた位置に同一周波数成分が存在し、そのスペクトル密度がほぼ等しいときである。

再び、SPM 印加後のガウシアンパルスに注目しよう。式(2.3.4)及び図 2. 3. 1 (a)に示すように、SPM 印加後のガウシアンパルスの周波数チャープは $T = \pm\sqrt{2}T_0/2$ において折り返しており、このために $0 < T < \sqrt{2}T_0/2$ と $T > \sqrt{2}T_0/2$ 、及び $-\sqrt{2}T_0/2 < T < 0$ と $T < -\sqrt{2}T_0/2$ において同一周波数成分を有する。従ってこれがリップルの原因になっていると考えられる。

このことを定量的に示すため、干渉しあう成分のスペクトル密度を調べてみよう。パルスのある成分が持つ周波数成分のスペクトル密度を近似的に求めるために、パルスのある一部分 ($T - \Delta T/2 < T < T + \Delta T/2$) の成分に着目する。この範囲においてパルスのパワー変化が十分緩やかであるとすると、この部分が有するエネルギーは次式で近似できる。

$$\int_{T-\Delta T/2}^{T+\Delta T/2} |A(T')|^2 dT' \approx |A(T)|^2 \Delta T \quad (2.3.13)$$

また、この成分が大きな周波数チャープを有するとすると、そのスペクトル幅は次式で表される。

$$|\Delta\omega(T + \Delta T/2) - \Delta\omega(T - \Delta T/2)| \approx \left| \frac{d\Delta\omega}{dT} \right| \Delta T \quad (2.3.14)$$

従って、この成分に対応するパワースペクトル密度を $S(T)$ とすると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} |A(T)|^2 \Delta T &\approx S(T) \left| \frac{d\Delta\omega}{dT} \right| \Delta T \\ \therefore S(T) &\approx |A(T)|^2 \left/ \left| \frac{d\Delta\omega}{dT} \right| \right. = \frac{|A(T)|^2}{\gamma L \frac{d^2}{dT^2} |A(T)|^2} \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

なお、式(2.3.15)は周波数チャープの傾きがゼロになる点において無限大に発散し、成立しないことに注意されたい。ガウシアンパルスについて $S(T)$ を求めると、式(2.3.1)及び(2.3.4)より次式を得る。

$$S(T) \approx \frac{T_0^4}{2\gamma L |T_0^2 - 2T^2|} \quad (2.3.16)$$

式(2.3.3)及び(2.3.16)より、ある時間 T における瞬時周波数 $\Delta\omega(T)$ と、その成分が $\Delta\omega$ に作るスペクトルの密度 $S(T)$ が T の関数として求められる。従って、瞬時周波数とスペクトル密度の関係をプロットすることができる。 $\phi_{NL} = 100$ の場合の瞬時周波数とスペクトル密度の関係を図 2. 3. 2 (a) に示す。ある瞬時周波数 $\Delta\omega$ に対して 2 つの T が対応するため、それぞれのスペクトル密度を同じグラフ上に示している。この二成分のスペクトル干渉による最大スペクトル密度と最小スペクトル密度を図 2. 3. 2 (b) の実線で示す。数値計算で得られたスペクトル (点線) と比べると、リップルの最大値と最小値がよく一致することがわかる。このようにして、SPM により広帯域化されたスペクトルのリップルがチャープの折り返しによって説明できることが示された。

なお、このようなスペクトル密度の計算法は、いささか直感的ではあるが、停留法(stationary phase method)によるフーリエ変換と同じ結果を与えることを付記する。

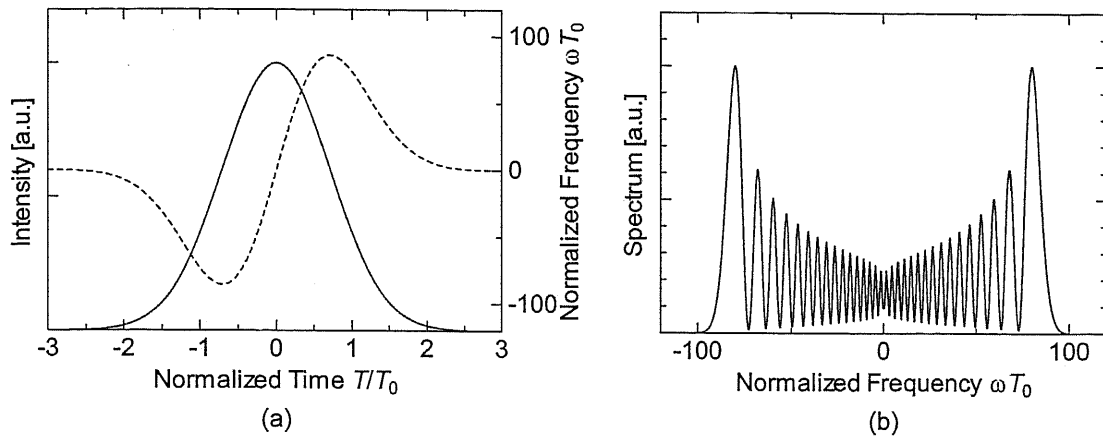


図2. 3. 1. $\phi_{NL} = 100$ rad の SPM を与えた場合のガウシアンパルス。

(a)強度波形および瞬時周波数。(b)強度スペクトル。

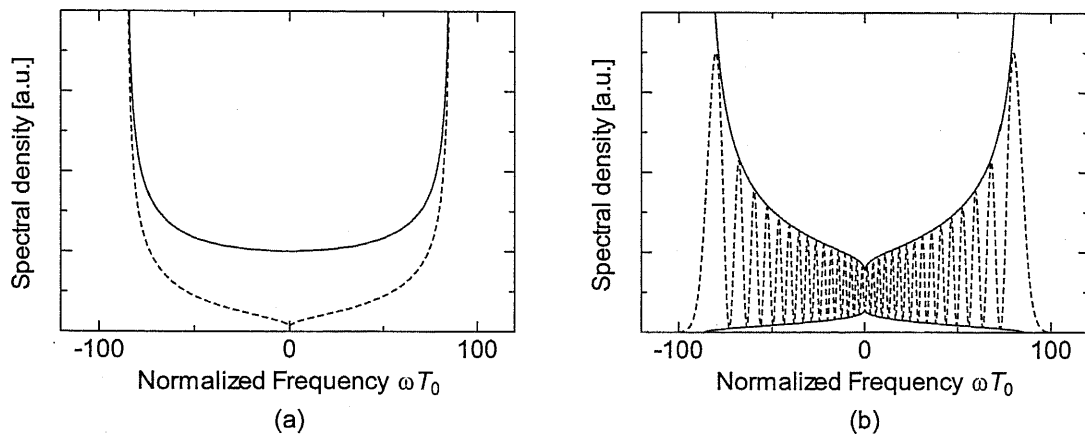


図2. 3. 2. $\phi_{NL} = 100$ rad の SPM を与えた場合のガウシアンパルスの解析。(a) 実線：パルス強度波形の変曲点の内側の成分が寄与するスペクトル密度。破線：パルス強度波形の変曲点の外側の成分が寄与するスペクトル密度。(b) 実線：スペクトル干渉の強度の最大値及び最小値。破線：フーリエ変換により求めたスペクトル。

2.3.2 sech²パルス

sech²パルスの複素電界は、次式で与えられる。

$$A_s(T) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.3.17)$$

sech²パルスに対して SPM を与えたときの瞬時周波数変化は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta\omega(T) &= -\frac{d\phi_{NL}}{dT} = -\frac{d}{dT} \gamma |A(T)|^2 L \\ &= -\gamma A_0^2 L \frac{d}{dT} \left(\frac{2}{e^{T/T_0} + e^{-T/T_0}} \right)^2 \\ &= -\frac{2\gamma A_0^2 L}{T_0} \operatorname{sech}^2\left(\frac{T}{T_0}\right) \tanh\left(\frac{T}{T_0}\right) \end{aligned} \quad (2.3.18)$$

式(2.3.3)より、

$$\frac{d\Delta\omega(T)}{dT} = -\frac{2\gamma A_0^2 L}{T_0^2} \operatorname{sech}^4\left(\frac{T}{T_0}\right) \left[1 - 2 \sinh^2\left(\frac{T}{T_0}\right) \right] \quad (2.3.19)$$

が得られるから、瞬時周波数は $T = \pm \log\left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{6}}{2}\right) T_0$ において極大・極小をとり、周波数チャープ

の折り返しが生ずる。従って、図2.3.3に示すように、SPM によって広帯域化された sech²パルスのスペクトルも、ガウシアンパルスと同様、リップルを含んだスペクトルとなる。但し、ガウシアンパルスよりもリップルの消光比が高いことに注意されたい。

この点を説明するため、前節と同様に、時間 T の成分が寄与するスペクトル密度を計算してみよう。式(2.3.15)、(2.3.17)、(2.3.19)より、次式を得る。

$$S(T) \approx \frac{T_0^2}{2\gamma L} \frac{\cosh^2\left(\frac{T}{T_0}\right)}{\left| 1 - 2 \sinh^2\left(\frac{T}{T_0}\right) \right|} \quad (2.3.20)$$

式(2.3.18)及び(2.3.20)より、瞬時周波数とスペクトル密度の関係がプロットできる (図2.3.4(a))。図中の実線及び点線はそれぞれパルス強度波形の変曲点の内側及び外側の成分である。両者が同程度のスペクトル密度を有するため、スペクトルのリップルの消光比が大きくなっている (図2.3.4(b))。sech²パルスにおいて両干渉成分のスペクトル密度が近い値を取る理由は、以下のように理解できる。式(2.3.15)より、SPM で広帯域化を行う場合のスペクトル密度は時間波

形の瞬時パワーをその曲率で割った値である。ガウシアンパルスに比べて sech^2 パルスはパルスピーク部分が鋭く、裾がなだらかである。従って、中心部分が寄与するスペクトルの密度は低く、裾部分が寄与するスペクトルの密度は高くなる。このため、両者のパワーは近い値を取るのである。

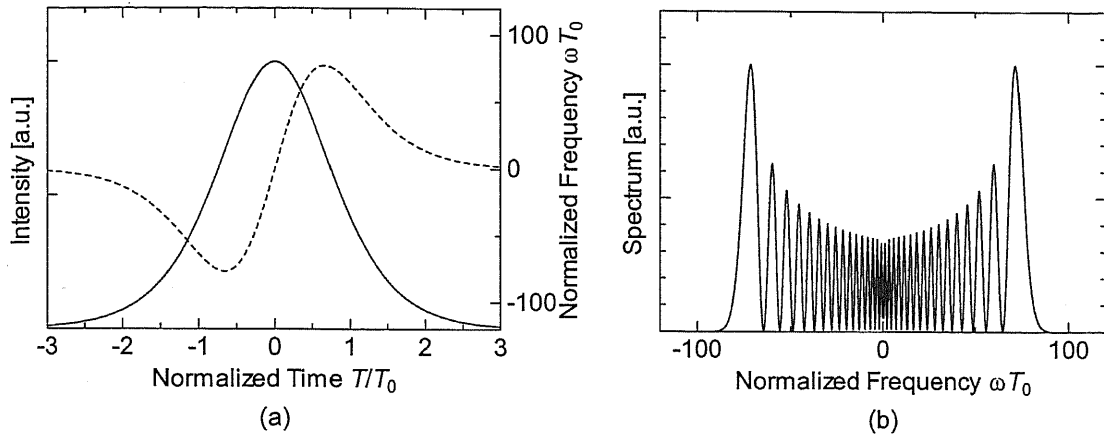


図2. 3. 3. $\phi_{NL} = 100$ rad の SPM を与えた場合の sech^2 パルス。

(a)強度波形および瞬時周波数。(b)強度スペクトル。

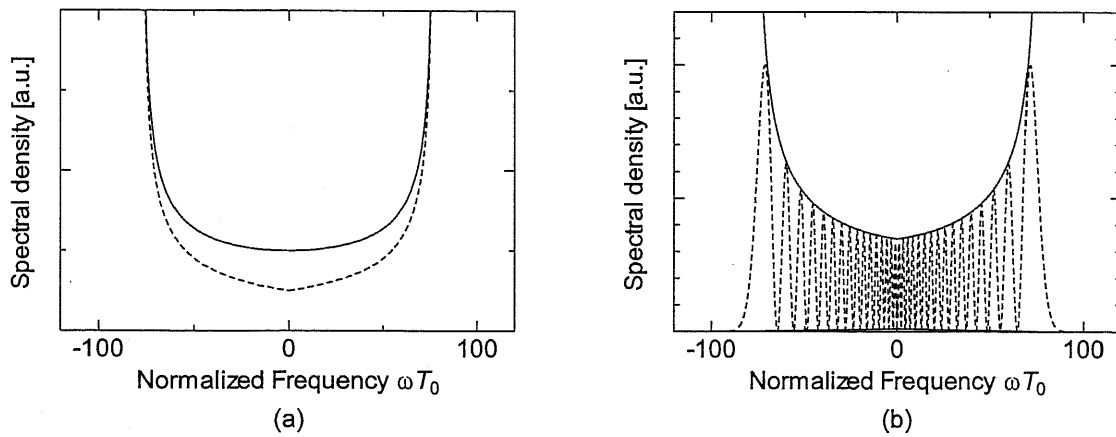


図2. 3. 4. $\phi_{NL} = 100$ rad の SPM を与えた場合の sech^2 パルスの解析。(a) 実線：パルス強度波形の変曲点の内側の成分が寄与するスペクトル密度。破線：パルス強度波形の変曲点の外側の成分が寄与するスペクトル密度。(b) 実線：スペクトル干渉の強度の最大値及び最小値。破線：フーリエ変換により求めたスペクトル。

2.3.3 放物線形状パルス

前節までの議論により、スペクトル上のリップルがチャープの折り返しに起因することが示された。従って、SPM によって折り返しの無いチャープが生ずるように波形を選べば、スペクトルのリップルは低減できると考えられる。放物線形状パルスはそのようなパルスの一例である。

放物線パルスの複素電界は次式で与えられる。

$$A_p(T) = A_0 \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^2} \quad (2.3.21)$$

SPM による瞬時周波数変化は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta\omega(T) &= -\frac{d\phi_{NL}}{dT} = -\frac{d}{dT} \gamma |A_p(T)|^2 L \\ &= \frac{2\gamma A_0^2 L T}{T_0^2} \end{aligned} \quad (2.3.22)$$

式(2.3.22)より、SPM 誘起周波数チャープが時間に比例するリニアチャープであり、チャープの折り返しが無いことがわかる。 $\phi_{NL} = 100$ rad の場合のスペクトルを図 2.3.5 に示す。スペクトルの平坦性が前節までの場合と比較して圧倒的に高いことがわかる。

なお、式(2.3.15)より、リニアチャープの波形の強度波形と強度スペクトルは近似的に等しいことがわかる。従って、放物線パルスに対して SPM によるスペクトル広帯域化を行う場合にはスペクトル強度もほぼ放物線となる。しかしながら実際には、 $T = \pm T_0$ において電界の微分が不連続となるため、スペクトルにはわずかなリップルが残存する。

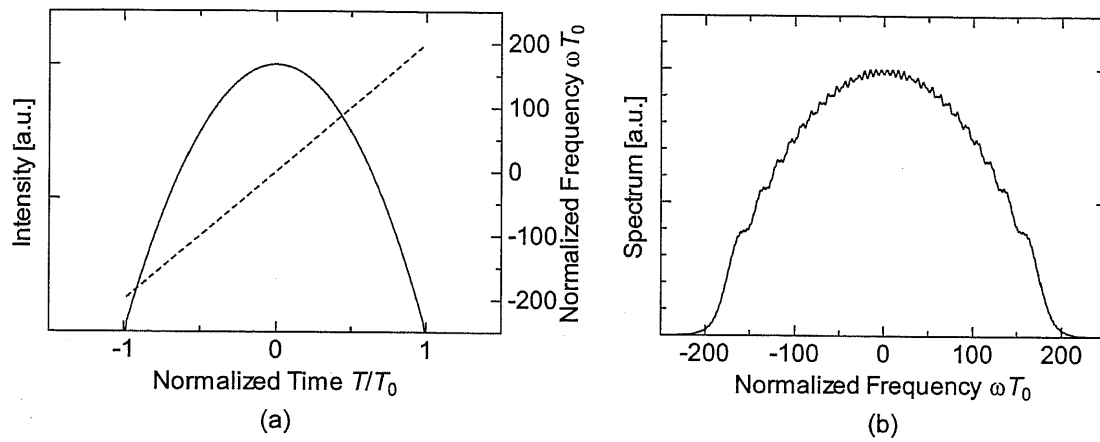


図 2. 3. 5. $\phi_{NL} = 100$ rad の SPM を与えた場合の放物線パルス。

2.3.4 三角関数パルス

前節までの考えを更に推し進めると、SPMにより広帯域化されるスペクトルの密度を均一にする波形を考えることができる。式(2.3.15)より、

$$S(T) \approx \frac{|A(T)|^2}{\gamma L \frac{d^2}{dT^2} |A(T)|^2} = \text{const.} \quad (2.3.23)$$

とおけば、次式を得る。

$$|A(T)|^2 = C \cos(\omega_c T + \varphi) \quad (2.3.24)$$

ただし、 C 、 ω_c 、 φ は任意の定数である。従って、三角関数の強度波形を有するパルスは、SPMによって得られる広帯域スペクトルが一定のスペクトル密度を有すると期待される。

ここでは、次式により三角関数パルスの複素電界を表す。

$$A_{\text{cos}}(T) = \begin{cases} A_0 \sqrt{\cos\left(\frac{\pi T}{2T_0}\right)} & \text{for } |T| < T_0 \\ 0 & \text{for } |T| > T_0 \end{cases} \quad (2.3.25)$$

SPMによる瞬時周波数変化は、次式で与えられる。

$$\Delta\omega(T) = \frac{\gamma A_0^2 L}{2T_0} \sin\left(\frac{\pi T}{2T_0}\right) \quad (2.3.26)$$

$\phi_{\text{NL}} = 100 \text{ rad}$ の場合のスペクトルを図2.3.6に示す。放物線形状パルスの場合と比較すると、スペクトルはより矩形に近いことがわかる。なお、スペクトルの両端において比較的大きなリップルが残存する。この理由は、 $T = \pm T_0$ において電界の微分が不連続になるためと考えられる。

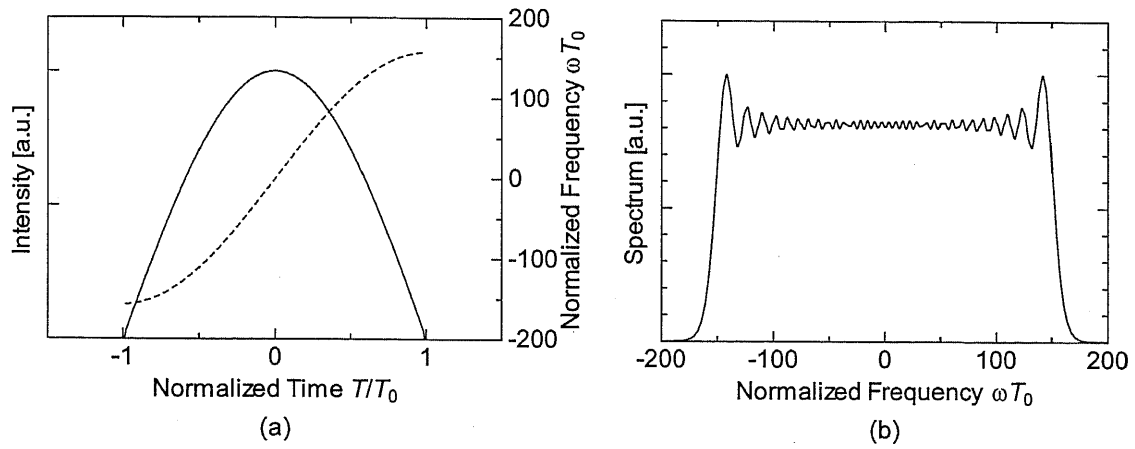


図2. 3. 6. 三角関数パルスに対する SPM によるスペクトル広帯域化。

2. 4 従来のスペクトル広帯域化手法

従来のスペクトル広帯域化手法においては、GVD と SPM の相互作用を用いることによってスペクトル広帯域化を行う。代表的な方式として、2. 4. 1 節において正常分散ファイバを用いたスペクトル広帯域化方式を、また、2. 4. 2 節において凸型分散・分散減少ファイバを用いたスペクトル広帯域化方式を紹介し、その特長及び問題点を述べる。

2. 4. 1 正常分散ファイバ

正常分散ファイバを用いたスペクトル広帯域化では、長手方向に一定の分散値を有するファイバを用いる。この方式はシングルモードファイバの可視光波長帯における正常分散を用いてトムリンソンらにより研究がなされた[2.2]。その後、多久島・二見らによって1.55 μm の通信波長帯への応用が提案された[2.3]。通信応用におけるキーポイントは、高繰り返し周波数のパルスからのスペクトル広帯域化である。高繰り返しパルスはピークパワーを高くすることが難しいため、分散値 β_2 を低減し、長尺のファイバを用いて非線形光学効果を相互作用長で稼ぐ必要がある。また、 β_2 を低減すると β_2 の波長依存性である3次分散(β_3)の効果が相対的に大きくなり、広帯域に亘って正常分散を実現することができない。そこで、 β_3 が1.55 μm 帯において零となる分散フラットファイバを用いることにより、通信波長帯におけるスペクトル広帯域化が実現された。このようなファイバ製造技術の進歩に伴い、様々なグループによって多波長光源への応用が試みられている[2.4]-[2.6]。

本方式の特長は、光フィルタにより切り出したときにパルスの均一性が高いこと[2.4]、また、光信号対雑音比が高く保たれ、比較的信号品質が良いこと[2.5]-[2.7]である。一方、スペクトルにはリップルが残留することが多く、スペクトルの平坦性に改善の余地がある。なお、ファイバの長尺化によりスペクトル平坦性が改善できることが数値計算により示されている[2.8]が、分散値を低く保ちつつ、長尺化を行う必要があるため、ファイバのパラメータへの要求条件が厳しい。

ここで、正常分散ファイバ中のスペクトル広帯域化の様子を詳しく見てみよう。正常分散ファイバを用いたスペクトル広帯域化のシミュレーション例を図2. 4. 1に示す。シミュレーションパラメータは表2. 4. 1の通りである。入射パルスは伝搬の初期段階でSPMによりスペクトルを拡大する。100 m後のスペクトルはリップルを含んでいるが、これは時間軸のチャープが折り返しを含むからである。このようなパルスに対し、正常分散は高周波成分を時間的に遅らせ、低周波成分を早めるから、チャープの折り返し点の内側の成分は時間的に広がり、外側の成分はパ

ルス圧縮を受ける。このため、内側の成分に対しては、SPM による周波数シフトが小さくなる。その一方、外側の成分は周波数シフトが大きくなる。このような作用により、チャープの折り返し点はパルスの端に向かっていく。このために、折り返し点の外側のエネルギーが小さくなり、リップルが低減されていく。

また、チャープの折り返し点の成分がパルスの端よりも外側に広がると、optical wave breakingが生ずる。Optical wave breaking はパルスの立ち上がり・立下りに2成分の干渉によるリップルを生む。また、この2成分の四光波混合により、元パルスのスペクトルの外側に新たなスペクトルを発生させ、スペクトルを広帯域化する。1000 m 伝搬後には台形に近いスペクトルが得られる。

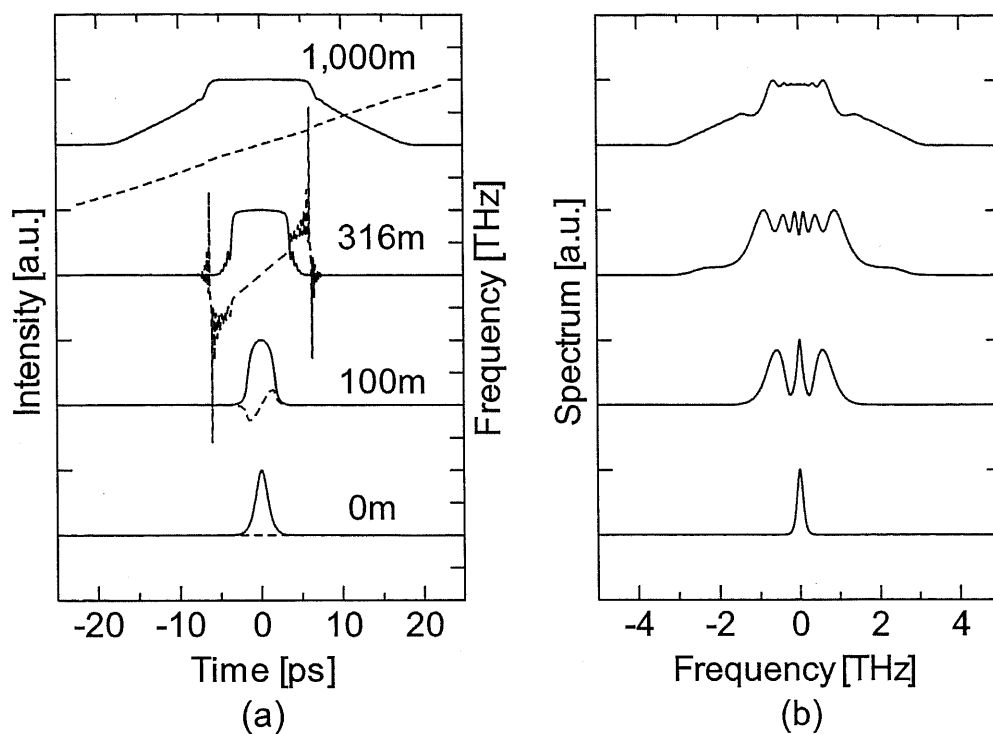


図2. 4. 1. 正常分散ファイバ中のスペクトル広帯域化における強度時間波形（左）及び強度スペクトル（右）。下から順に、 $z=0$ m, 100 m, 316 m, 1000 m。

表2. 4. 1 シミュレーションパラメータ

パラメータ	値
β_2	$1 \text{ ps}^2/\text{km}$
γ	$10 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$
L	1000 m
Pulse shape	Gaussian
P_0	10 W
T_{FWHM}	1.76 ps

2. 4. 2 凸型分散・分散減少ファイバ

凸型分散・分散減少ファイバを用いるスペクトル拡大方式は、森らによって提案された[2.9]。本方式の特長は、比較的低エネルギーのパルスから非常に広帯域なスペクトルが得られ、エネルギー効率が良い点である。また、広帯域化した部分のスペクトルの平坦性も非常に高い。一方で、広帯域化率が高いためにスペクトル密度が低くなってしまい、入力パルスの波長の周辺でスペクトルにピーク及びディップが残存する、等の問題点もある。従って、中心波長の周辺における信号品質に改善の余地がある。

本方式では、入力端において異常分散を有し、長手方向に分散値が減少していくファイバを用いる。また、中心波長において分散スロープは0である。正の四次分散を有するため、中心波長の両側に零分散波長が存在し、その外側では正常分散となっている。

図2. 4. 2にシミュレーション例を示す。用いたパラメータは[2.10]に従い、表2. 4. 2のように設定した。入射パルスは sech^2 型であり、入力端におけるソリトン次数は2である。時間幅4 psのパルスは高次ソリトン圧縮と分散減少に伴う圧縮を受け、 $z=585$ mにおいてパルス幅が約60 fsまで圧縮される。このパルス圧縮は非断熱圧縮であるために、時間軸においてペDESTALを有している。また、スペクトルにはペDESTALに対応するピークが残存する。更に伝搬すると、 $z=600$ mにおいて分散値が0となり、スペクトルのピークの周辺に平坦な広帯域スペクトルが生成される。

この方式において、四次分散は2つの効果を持つ。一つは、スペクトルの両端を正常分散にすることによって、過剰なパルス圧縮及び過剰なスペクトル広帯域化を防ぎ、スペクトルを安定化する効果である。もう一つは、四次分散と異常分散が作り出す2つの零分散波長の周辺でスペクトルを平坦にする効果である[2.11]。

このように、スペクトル広帯域化の過程が複雑であるため、平坦なスペクトルを得るためには入力における分散値、ファイバ長及び入力パワーを適切に選ぶ必要がある[2.10]。しかしながら、ここではその詳細には触れない。

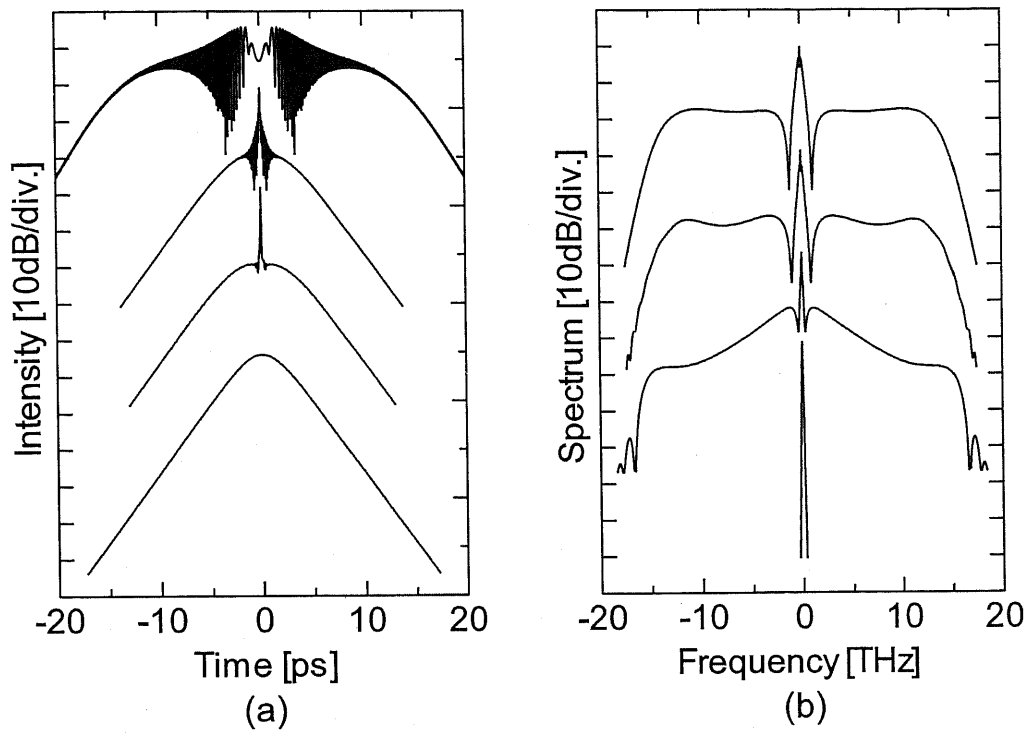


図2. 4. 2. 分散減少ファイバ中のスペクトル広帯域化における(a)時間波形及び(b)スペクトル。下から順に、 $z = 0$ m, 585 m, 600 m, 720 m。

表2. 4. 2. シミュレーションパラメータ。

パラメータ	値
β_2	$-7.65 \text{ ps}^2/\text{km}$
$d\beta_2/dz$	$12.74 \text{ ps}^2/\text{km}^2$
β_4	$4.14 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$
γ	$1.46 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$
L	720 m
Pulse shape	Hyperbolic secant
P_0	4 W
T_{FWHM}	4 ps

2. 5 本章のまとめ

本章では光ファイバ中のスペクトル広帯域化に必要な知識についてまとめた。SPMによるスペクトル広帯域化によって得られるスペクトルがパルス波形に大きく依存すること、また、スペクトルのリップルが時間軸で離れた同一周波数成分の干渉、つまり周波数チャープの折り返しによって定性的・定量的に説明できることを示した。それに基づいて、放物線パルス・三角関数パルス等の特殊なパルスが平坦性の高いスペクトル広帯域化に有効であることを示した。最後に、従来のスペクトル広帯域化方式として正常分散ファイバを用いる方式と分散減少ファイバを用いる方式を紹介し、両方式ともスペクトルの平坦性に改善の余地があることを述べた。

第2章に関する参考文献

- [2.1] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3rd ed. (Academic, San Diego, Calif., 2001).
- [2.2] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, no. 2, pp. 139-149, 1984.
- [2.3] F. Futami, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Generation of supercontinuum with extremely wideband and flat spectra from a dispersion-flattened fiber in the positive dispersion region," *Tech. Dig. Third Optoelectronics and Communications Conference (OECC '98)*, paper 15C3-2, pp. 378-379, 1998.
- [2.4] Y. Takushima and K. Kikuchi, "10-GHz, over 20-channel multiwavelength pulse source by slicing super-continuum generated in normal-dispersion fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 322-324, 1999.
- [2.5] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh and M. Ishii, "150 channel supercontinuum CW optical source with high SNR and precise 25 GHz spacing for 10 Gbit/s DWDM systems," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 304-306, 2001.
- [2.6] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doerr, P. Schiffer, L. W. Stulz, R. Monnard and W. Lin, "400 Gbit/s transmission over 544 km from spectrum-sliced supercontinuum source", *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 335-336, 2000.
- [2.7] F. Futami, and K. Kikuchi, "Low-noise multiwavelength transmitter using spectrum-sliced supercontinuum generated from a normal group-velocity dispersion fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 73-75, 2001.

- [2.8] S. Taccheo and L. Boivin, "Investigation and design rules of supercontinuum sources for WDM applications," *Tech. Dig. Optical Fiber Conference (OFC2000)*, paper ThA1-1, 2000.
- [2.9] K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and T. Morioka, "Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 21, pp. 1806-1808, 1997.
- [2.10] K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, "Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 12, pp. 1780-1792, 2001.
- [2.11] K. Igarashi, S. Saito, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Broad-band and extremely flat super-continuum generation via optical parametric gain extended spectrally by fourth-order dispersion in anomalous-dispersion-flattened fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, no. 3, pp. 521-526, 2002.

第3章 光ファイバ増幅器中の放物線形状自己相似パルス

3.1 はじめに

近年、正常分散を有する光ファイバ増幅器中における新しい非線形パルス伝搬の形態が発見された[3.1]。光増幅器中を光パルスが伝搬することにより、パルスが線形チャープを有する放物線形状パルスに変化する。図3.1.1にシミュレーションで得られるパルス伝搬の一例を示す。入力パルスはガウシアンパルスであるが、伝搬に伴ってパルスが放物線形状に変化し、放物線形状を保ったまま伝搬していることがわかる。また、スペクトルも伝搬に伴い放物線形状に変化する。このスペクトルを対数軸で見ると、非常に平坦性の高いスペクトルとなる。

光ファイバ増幅器中でこのような放物線パルスが形成されることは、数値シミュレーションにより発見されていた[3.2]。Kruglovらは、この放物線パルスの伝搬が利得項を有する非線形シュレディンガー方程式の放物線形状自己相似(parabolic-shape self-similar, PSS)解への漸近として説明できることを見出した[3.1]。また、Fermannらは実際に光ファイバ増幅器に光パルスを入力し、放物線形状のパルスが得られることを確認した[3.3]。以下ではPSS解で表されるパルスをPSSパルスと呼ぶこととする。PSSパルスは放物線形状の強度波形及び線形チャープを有する。また、伝搬に伴いその時間幅及びピークパワーを指数関数的に増加させながら、線形チャープを蓄積していく。

PSSパルスは物理的観点からも応用の観点からも非常に興味深い。第一に、PSSパルスを用いることによって非常に平坦性の高い広帯域スペクトルを得られる可能性がある。なぜなら、2.3節において論じたように、線形チャープを有するパルスはチャープの折り返しに起因するスペクトルのリップルが生じないからである。また、ファイバ増幅器中でPSSパルスを作った後、零分散ファイバによりSPMを生じさせれば、スペクトルの平坦性を保持しつつ更に広帯域化できる可能性がある。第二に、PSS解は漸近解であり、また、入力パルスのエネルギーには依存するが、パルス幅やパルス波形等には依存しない。従って、十分にファイバ長を長くすれば、入力パルスに対して依存性の低いスペクトル広帯域化を行える可能性がある。第三に、PSSパルスは線形チャープを有するためチャープ補償が容易であり、超短パルス発生にも適している。第四に、PSSパルスは強い非線形効果の下でもoptical wave breakingが生じず、パルス波形を保持しうるため、高ピークパワーを有するパルスの発生及び伝搬に有利である[3.4]。第五に、PSSパルスを発生させるためのファイバ増幅器への入力パルスのエネルギーは低くても良いため、ブースターアンプ

を削減でき、システムを簡素化できる。

本章ではこの PSS パルスについて説明すると共に、その性質を明らかにする。まず 3. 2 節において [3.5] に基づき PSS 解を説明する。この PSS 解に対する議論を一般化できるように、3. 3 節では PSS 解の規格化を行い、PSS 解が 1 つのパラメータで表されることを示す。3. 4 節では規格化 PSS 解を用いて、その物理的性質を明らかにする。3. 5 節では PSS 解への漸近過程を解析する。3. 6 節において本章をまとめる。

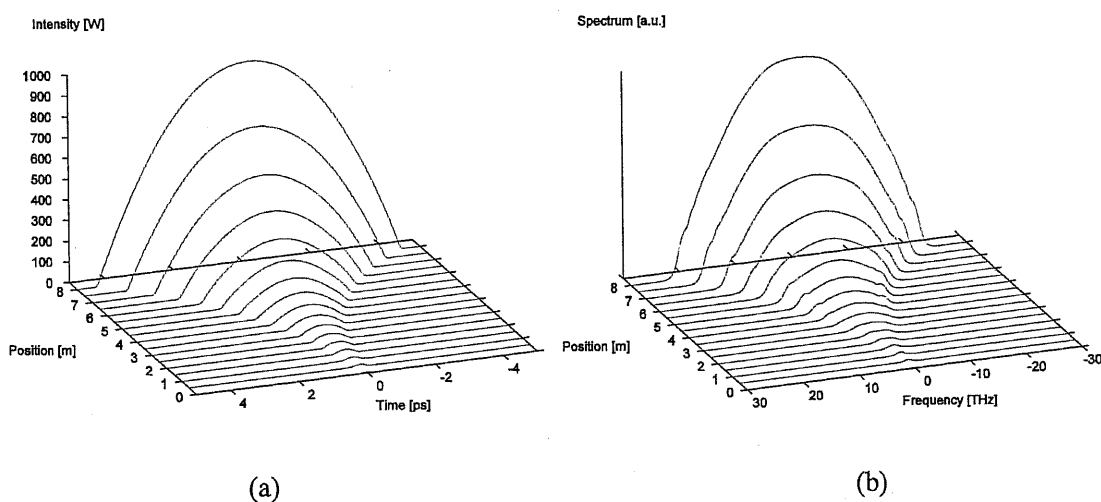


図 3. 1. 1. 光ファイバ増幅器におけるガウシアンパルスから放物線パルスへの発展。ファイバパラメータ： $\beta_2 = 10 \times 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{m}$ 、 $\gamma = 10 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ 、 $g = 1 \text{ m}^{-1}$ 。入力パルス半値全幅：300 fs。入力エネルギー：20 pJ。

3.2 放物線形状自己相似解

本節では、[3.5]に基づき、利得項を有する非線形シュレディンガー方程式(nonlinear Schrödinger equation, NLSE)における放物線形状自己相似(parabolic-shape self-similar, PSS)解について説明する。利得項を有する NLSE は次式で表される。

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma |\Psi|^2 \Psi + \frac{i}{2} g \Psi \quad (3.2.1)$$

ここで、 $\Psi(Z, T)$ 、 Z 、 β_2 、 T 、 γ 、 g はそれぞれ光パルスの複素電界、ファイバ中の位置、群速度分散、時間、非線形定数、単位長当りの利得である。式(3.2.1)は式(2.2.11)において $g = -\alpha$ とおくことによって得られる。 $\beta_2 \gamma > 0$ および $g > 0$ が満たされるとき、 $Z \rightarrow \infty$ の極限において、式(3.2.1)は PSS 解を有する。Appendix B に示すように、 β_2 、 γ 、 g が長手方向に変化するとしても PSS 解は存在するが、ここでは長手方向のパラメータ変化が無いとする。この場合の PSS 解は次式で与えられる。

$$\Psi(Z, T) = \begin{cases} A(Z) \left[1 - \frac{T^2}{T_p^2(Z)} \right]^{1/2} \exp i [\varphi(Z) + C(Z) T^2] & \text{for } |T| \leq T_p \\ 0 & \text{for } |T| > T_p \end{cases} \quad (3.2.2)$$

但し、 $A(Z)$ 、 $T_p(Z)$ 、 $\varphi(Z)$ 、 $C(Z)$ はそれぞれピーク振幅、時間幅、パルスの位相、チャープパラメータを表す。これらの Z 依存性は次式で表される。

$$A(Z) = \frac{1}{2} \left(\frac{2g^2 E_{in}^2}{\gamma \beta_2} \right)^{1/6} \exp \left(\frac{gZ}{3} \right) \quad (3.2.3)$$

$$T_p(Z) = 3 \left(\frac{\beta_2 \gamma E_{in}}{2g^2} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{gZ}{3} \right) \quad (3.2.4)$$

$$\varphi(Z) = \varphi_0 + \frac{3}{8} \left(\frac{2\gamma^2 E_{in}^2}{g\beta_2} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{2gZ}{3} \right) \quad (3.2.5)$$

$$C(Z) = -\frac{g}{6\beta_2} \quad (3.2.6)$$

式(3.2.2)-(3.2.6)から、PSS 解が以下のような特徴をもつことがわかる。

- 強度波形 $|\Psi(Z, T)|^2$ が放物線形状を有する。伝搬に伴いピーク強度 $A^2(Z)$ 及び時間幅 $T_p(Z)$ は指数関数的に増加するが、強度波形は自己相似的に保持される。

- ・ 瞬時角周波数は $-2CT$ であり、時間に対して線形に変化することから、PSS 解は線形チャープを有する。また、 C の値は伝搬によって変化しない。
- ・ ピーク振幅及び時間幅はファイバパラメータ (β_2, γ, g) 及び入力パルスエネルギー (E_{in}) のみによって決定され、入力パルスの形状に依存しない。

なお、本章において用いている C は一般的なチャープパラメータと異なることに注意されたい。一般的に用いられるチャープパラメータは無次元量であり、パルス時間波形の位相回転量に相当する。一方、式(3.2.2)及び式(3.2.6)における C は[周波数/時間] = [時間]⁻²の次元を有し、瞬時周波数の時間微分に比例する量である。

3.3 規格化非線形シュレディンガー方程式における放物線形状自己相似解

第3.2節で示したように、PSS 解の漸近解はファイバパラメータ (β_2 , γ , g) と入力パルスエネルギー (E_{in}) の4つのパラメータに依存する。このためパラメータの自由度が高く、その性質を把握することが難しい。

本節では、非線形シュレディンガー方程式を規格化することによって、パラメータの個数を減らす。これにより、様々なファイバパラメータ及び入力パルスに対して議論を一般化できる。

利得項を有する NLSE (式(3.2.1)) において、以下の変数を導入する。

$$U = \sqrt{\frac{\gamma}{g}} \Psi \quad (3.3.1)$$

$$\tau = \sqrt{\frac{g}{\beta_2}} T \quad (3.3.2)$$

$$\xi = \log \left[\frac{\gamma E_{in}}{2\sqrt{\beta_2} g} \exp(gZ) \right] = gZ + \log \left(\frac{\gamma E_{in}}{2\sqrt{\beta_2} g} \right) \quad (3.3.3)$$

但し、 U は規格化複素光電界、 τ は規格化時間、 ξ は規格化伝搬距離である。規格化後の NLSE は次式で与えられる。

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - |U|^2 U + \frac{i}{2} U \quad (3.3.4)$$

この規格化非線形シュレディンガー方程式に対する PSS 解は次式により与えられる。

$$U(\xi, \tau) = \begin{cases} U_0(\xi) \left\{ 1 - \left[\frac{\tau}{\tau_p(\xi)} \right]^2 \right\}^{1/2} \exp i \{ \varphi(\xi) + \chi(\xi) \tau^2 \} & \text{for } |\tau| \leq \tau_p \\ 0 & \text{for } |\tau| > \tau_p \end{cases} \quad (3.3.5)$$

但し、 U_0 、 τ_p 、 φ 、 χ はそれぞれピーク振幅、規格化時間、位相、チャープパラメータである。これらは次式で与えられる。

$$U_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left(\frac{\xi}{3} \right) \quad (3.3.6)$$

$$\tau_p(\xi) = 3 \exp \left(\frac{\xi}{3} \right) \quad (3.3.7)$$

$$\varphi(\xi) = \frac{3}{4} \exp\left(\frac{2\xi}{3}\right) \quad (3.3.8)$$

$$\chi(\xi) = -\frac{1}{6} \quad (3.3.9)$$

また、規格化瞬時角周波数 $\Omega(\tau)$ は次式で表される。

$$\Omega(\tau) = -\frac{d}{d\tau} \chi\tau^2 = \frac{\tau}{3} \quad (3.3.10)$$

従って、スペクトル全幅 $\Delta\Omega$ は次式で与えられる。

$$\Delta\Omega = \Omega(\tau_p) - \Omega(-\tau_p) = \frac{2}{3} \tau_p = 2 \exp\left(\frac{\xi}{3}\right) \quad (3.3.11)$$

このようにして、任意のファイバパラメータ、入力エネルギーに対する PSS 解は規格化により ξ という一つのパラメータで表すことができる。

3. 4 放物線形状自己相似解の性質

3. 3節の議論により、PSS 解が規格化によって1つのパラメータ ξ だけで表されることがわかった。しかしながら、時間波形を見る限りは、どのような ξ に対しても PSS 解はリニアチャープを有する放物線形状パルスであり、 ξ に対する依存性は明らかでない。そこで本節では、PSS 解の ξ に対する依存性を調べ、PSS 解の性質を明らかにする。

まず、PSS 解の時間周波数分布を計算した。時間周波数分布の計算には次式で表される窓関数を用いた。

$$w(t) = \exp(-\tau^2/6) \quad (3.4.1)$$

この窓関数は、時間分解能及び周波数分解能の比が PSS 解のリニアチャープの時間と周波数の傾きに一致するように選んだ。 $\xi = 6, 3, 0, -3, -6$ における PSS 解の時間周波数分布を図3. 4. 1に示す。横軸は規格化時間 τ 、縦軸は規格化周波数 $\Omega/2\pi$ である。式(3.3.7)より、PSS 解の時間幅は ξ に対して指数的に変化する。従って、図3. 4. 1の中で最も時間幅が長いのは $\xi = 6$ の場合である。また、図3. 4. 1(a)より、PSS 解は式(3.3.10)で表される直線上に分布していることがわかる。

PSS 解の発展はこのような時間周波数分布上で考えると判りやすい。図3. 4. 2に示すように、GVD は周波数に依存した時間広がりを与え、放物線パルスに対する SPM は時間に比例した周波数広がりを与える。PSS 解においては、時間に対する周波数の傾きは変化しない。このことは次のようにして示される。時間 τ の成分に対する単位伝搬距離当りの GVD による時間広がり $\Delta\tau$ 及び SPM による角周波数変化 $\Delta\omega_{\text{SPM}}$ は次式で表される。

$$\Delta\tau(\tau) = \Omega(\tau) = \tau/3 \quad (3.4.2)$$

$$\Delta\omega_{\text{SPM}}(\tau) = -\frac{d}{d\tau}|U(\tau)|^2 = \frac{1}{2}\exp\left(\frac{2\xi}{3}\right)\left[\frac{2\tau}{\tau_p^2(\xi)}\right] = \frac{\tau}{9} \quad (3.4.3)$$

従って、 $\Delta\omega(\tau)/\Delta\tau(\tau) = 1/3$ であることから、チャープの傾きは伝搬によって変化しない。

このような説明はパルスが時間周波数分布上で無限に幅の狭い直線により表されることを仮定しており、不正確であると思われるかもしれない。事実、PSS 解の時間周波数分布は図3. 4. 1のようにある程度の幅を持っている。これはパルスの時間・帯域幅積に下限が存在することに起因するものである。従って、リニアチャープの放物線パルスであっても、スペクトル形状は完全な放物線ではない。このために、GVD を与えることにより時間波形は放物線形状からずれてし

まう。このずれは特に PSS 解のパルスの立ち上がり・立下り部分において顕著である。PSS 解の導出では、パルスが伝搬に伴いリニアチャープを蓄積するにつれて、この効果が無視できるという近似を用いている。これが、PSS 解が $Z \rightarrow \infty$ 、つまり $\xi \gg 0$ においてのみしか NLSE を満たさない理由である。

実際、スペクトログラムを見ると、 ξ が小さい範囲において PSS 解のリニアチャープが消失することは明らかである。 ξ の値を $\xi = 3, \xi = 0$ と減少させていくにつれ、時間幅が減少していく。しかし、周波数幅はある一定値以下にはなり得ないため、 $\xi = 0$ の時点においてパルスはほとんどチャープしていない (図 3. 4. 1(c))。さらに ξ の値を減少させると、時間帯域幅積を保つために、周波数帯域幅が拡大していく (図 3. 4. 1(d)(e))。図 3. 4. 3 に規格化 PSS 解のピークパワー・時間幅・スペクトル幅をプロットした。ピークパワー及び時間幅が ξ とともに単調増加するのに対し、スペクトル幅は $\xi = 0.735$ において極小値をとる。このため、 ξ が負の領域ではピークパワーが低く SPM がほとんど生じないはずであるにもかかわらずスペクトル幅が変化している。このような解が NLSE を満たさないことは容易に想像できる。

では、PSS 解が NLSE を満たすためには ξ はどの程度の値であればよいであろうか。この点について調べるため、PSS 解を初期波形としたときのパルス発展を数値計算により調べた。結果を図 3. 4. 4 に示す。初期波形の ξ は (a) $\xi = 0$, (b) $\xi = 2$, (c) $\xi = 4$, (d) $\xi = 6$ に設定し、 $\xi = 8$ までの発展を求めた。 $\xi = 0$ からの発展では発展後のスペクトルに大きな歪みが生じている。また、 ξ が小さいほど、時間波形の裾部分が伝搬直後に広がるのが見て取れる。一方、 ξ を増加させるにつれて、スペクトルの歪みは小さくなっていく。おおよそ ξ が 4 以上であれば、時間波形の裾部分はほとんど広がっておらず、PSS 解からのずれは小さいから、NLSE を満たすと考えられる。

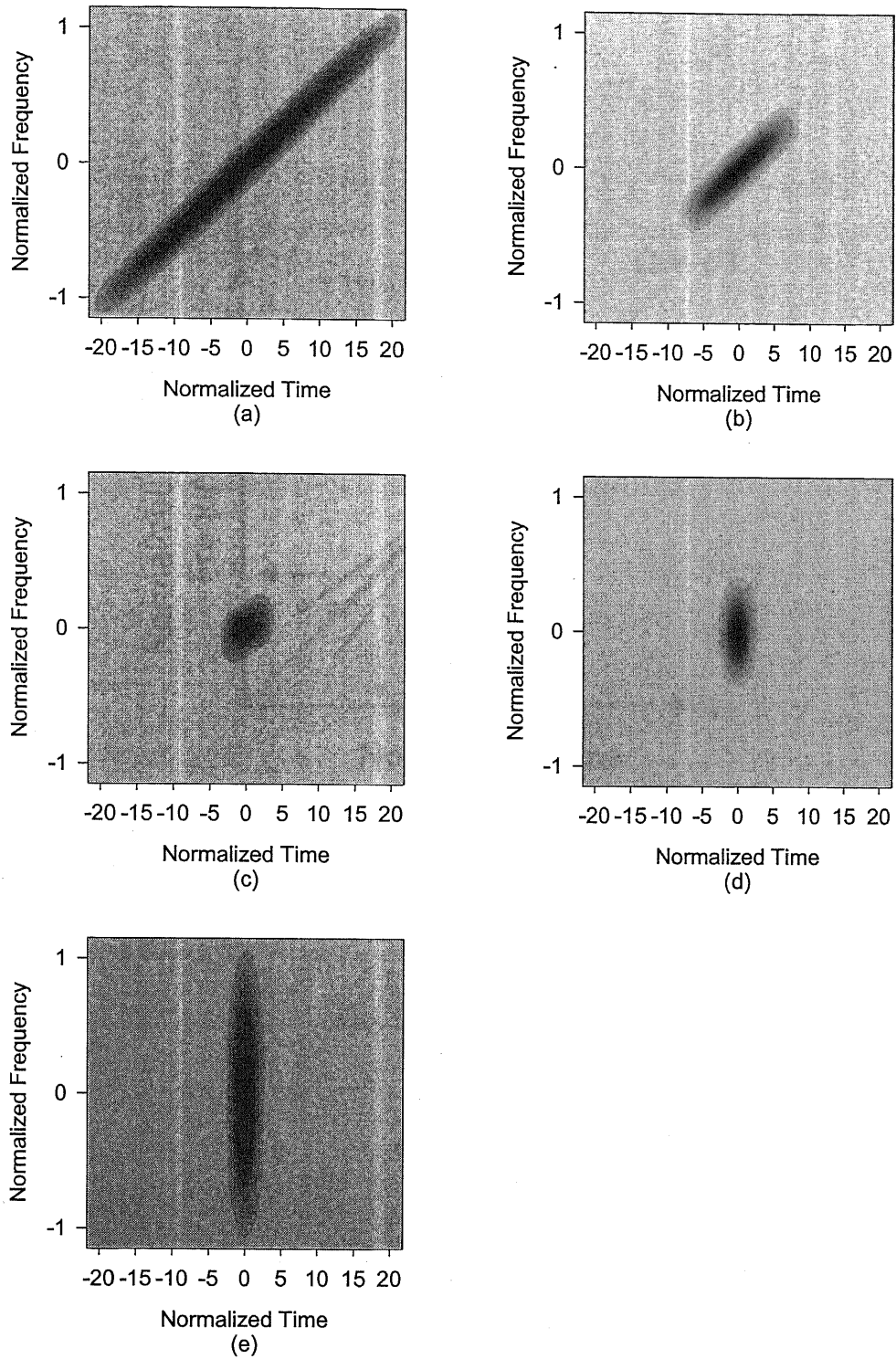


図3. 4. 1 規格化 PSS 解のスペクトログラム。(a) $\xi = 6$ 。(b) $\xi = 3$ 。(c) $\xi = 0$ 。(d) $\xi = -3$ 。(e) $\xi = -6$ 。

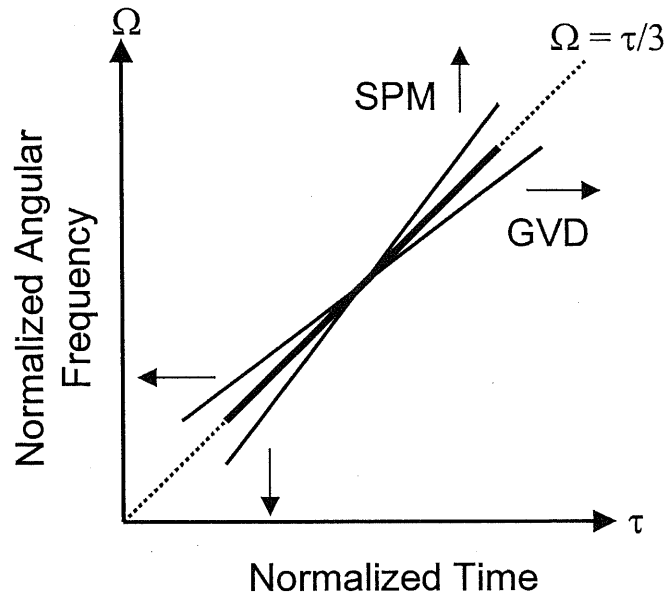


図 3. 4. 2. PSS パルスの伝搬に伴う SPM 及び GVD の効果。

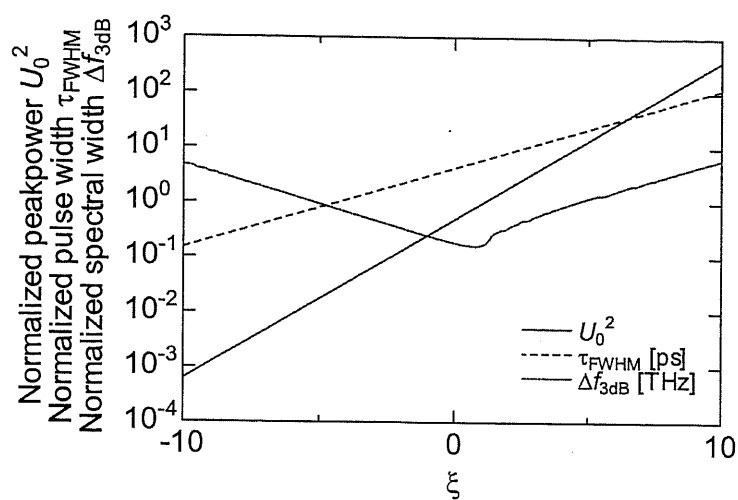


図3. 4. 3. 規格化 PSS 解のピークパワー、時間幅、スペクトル幅の ξ 依存性。

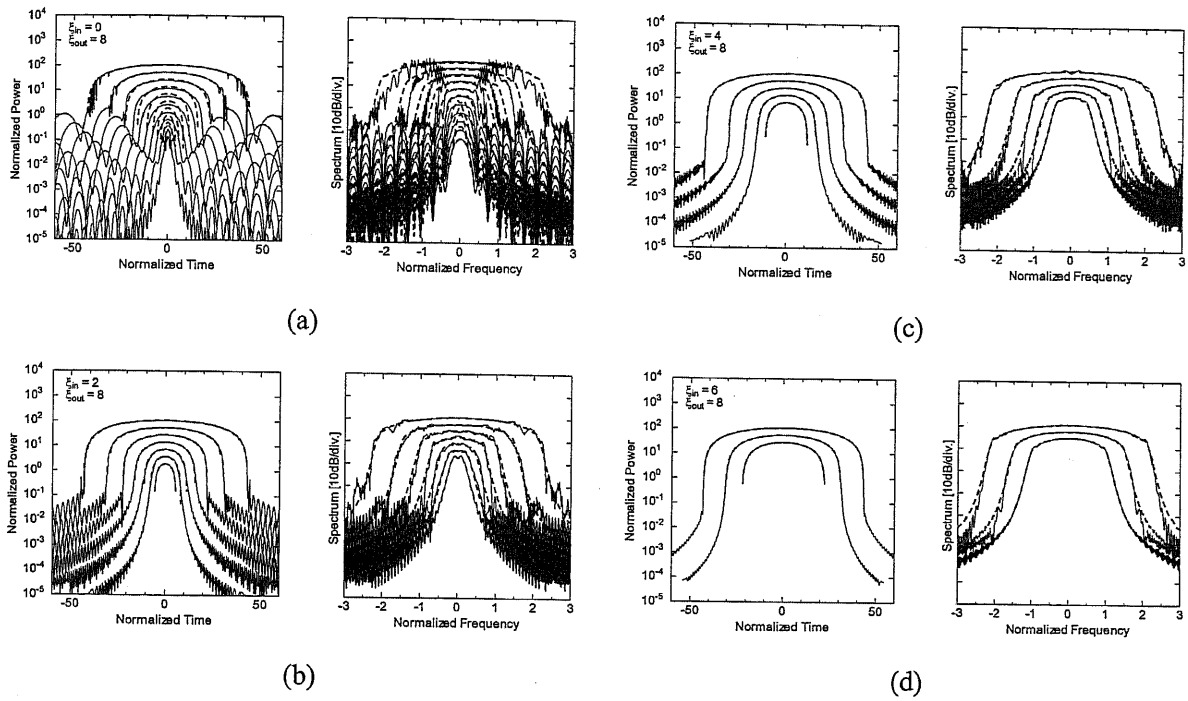


図 3. 4. 4. 実線：PSS 解からのパルス発展。左：強度波形。右：スペクトル。初期波形の ξ は(a) $\xi = 0$, (b) $\xi = 2$, (c) $\xi = 4$, (d) $\xi = 6$ 。破線：各 ξ に対する PSS 解。

3.5 放物線形状自己相似解への漸近過程

PSS 解は漸近解であるため、任意の入力パルスが $Z \rightarrow \infty$ の極限において PSS 解に漸近し、入力パルス形状に無依存となる。もちろん現実のファイバ長は有限であり、完全な無依存性は実現できないが、どのようにして PSS 解への漸近がなされるかを理解しておくことは重要である。

しかしながら、ガウシアンパルス等の放物線形状でないパルスから PSS 解へ漸近する様子を解析的に解くことは難しい。そこで、本節では光増幅器中でリニアチャープの放物線パルスが形成され、その時間幅あるいはチャープは PSS からわずかにずれていると仮定する。この上で、パルスが最終的にどのように PSS 解に漸近するかを計算する。そこで得られた知見を用いて、PSS 解への漸近過程を明らかにする。

Appendix B に示すように、リニアチャープを有する放物線パルスの時間幅 T_p 及びチャープパラメータ C の発展は以下の式で表される。

$$\frac{d^2 T_p}{dZ^2} = \frac{1}{\beta_2} \frac{d\beta_2}{dZ} \frac{dT_p}{dZ} + \frac{3\beta_2 \gamma E}{2T_p^2} \quad (3.5.1)$$

$$C(Z) = -\frac{1}{2\beta_2 T_p} \frac{dT_p}{dZ} \quad (3.5.2)$$

これらの式に対し、ファイバパラメータの長手方向の依存性が無いという仮定をおき、また、(3.3.1)-(3.3.3)により変数を置き換えると、規格化 PSS パルスの時間幅及びチャープパラメータの発展を表す式が得られる。

$$\frac{d^2 \tau_p}{d\xi^2} = \frac{3}{\tau_p^2} \exp \xi \quad (3.5.3)$$

$$\chi = -\frac{1}{2\tau_p} \frac{d\tau_p}{d\xi} \quad (3.5.4)$$

ここで、式(3.3.7)の $\tau_p(\xi)$ を $\tau_0(\xi)$ とおき、改めて τ_p を次式により定義する。

$$\tau_p(\xi) = \tau_0(\xi) [1 + e_r(\xi)] \quad (3.5.5)$$

但し、 $e_r(\xi)$ は $\tau_p(\xi)$ の $\tau_0(\xi)$ からのずれの割合を表す値であり、 $e_r(\xi) > -1$ である。 $e_r(\xi)$ の ξ 方向の発展を求めることにより、PSS 解への漸近の様子を調べる。

式(3.5.5)を式(3.5.3)に代入することにより、次式を得る。

$$\tau_0^3(\xi)[1+e_\tau(\xi)]^3 \left\{ \frac{1}{9}[1+e_\tau(\xi)] + \frac{2}{3} \frac{de_\tau(\xi)}{d\xi} + \frac{d^2 e_\tau(\xi)}{d\xi^2} \right\} = 3 \exp(\xi) \quad (3.5.6)$$

$\tau_0(\xi)$ は式(3.3.7)を満たすから、次式が成り立つ。

$$\tau_0(\xi) = 3 \exp\left(\frac{\xi}{3}\right) \quad (3.5.7)$$

式(3.5.7)を式(3.5.6)に代入すると、次式を得る。

$$\frac{d^2 e_\tau(\xi)}{d\xi^2} + \frac{2}{3} \frac{de_\tau(\xi)}{d\xi} + \frac{1}{9} \left\{ \frac{[1+e_\tau(\xi)]^3 - 1}{[1+e_\tau(\xi)]^2} \right\} = 0 \quad (3.5.8)$$

式(3.5.8)は非線形微分方程式であり、解析解を求めることは難しい。そこで、非線形項のある e_τ の周りで線形化するため、次式を満たす関数 $h(e_\tau)$ を導入する。

$$\frac{(1+e_\tau)^3 - 1}{(1+e_\tau)^2} = [1+h(e_\tau)]e_\tau \quad (3.5.9)$$

このとき、

$$h = \frac{e_\tau + 2}{(e_\tau + 1)^2} \quad (3.5.10)$$

であるから、 $e_\tau > -1$ において次式が成り立つ。

$$h > 0 \quad (3.5.11)$$

$$\frac{dh}{de_\tau} = -\frac{e_\tau + 3}{(e_\tau + 1)^3} < 0 \quad (3.5.12)$$

$$h(0) = 2 \quad (3.5.13)$$

$$\lim_{e_\tau \rightarrow \infty} h(e_\tau) = 0 \quad (3.5.14)$$

従って、 h は図 3. 5. 1 に示すような単調減少の関数である。

ある e_τ の周辺で h が一定であるとして、式(3.5.8)を次式のように線形化する。

$$\frac{d^2 e_\tau(\xi)}{d\xi^2} + \frac{2}{3} \frac{de_\tau(\xi)}{d\xi} + \frac{1}{9}(1+h)e_\tau = 0 \quad (3.5.15)$$

ここで、 $e_\tau = \exp(\lambda\xi)$ とおくと、次の特性方程式が得られる。

$$\lambda^2 + \frac{2}{3}\lambda + \frac{1}{9}(1+h) = 0 \quad (3.5.16)$$

この解は

$$\lambda = -\frac{1 \pm i\sqrt{h}}{3} \quad (3.5.17)$$

である。 $h > 0$ であるから、 λ は複素解である。従って、 e_t の解は次式で与えられる。

$$e_t = e_{t0} \exp\left(-\frac{\xi}{3}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{h}\xi}{3} + \phi\right) \quad (3.5.18)$$

但し、 e_{t0} 及び ϕ は τ_p 及び C から決定される。特に、 $e_t \approx 0$ とすると $h \sim 2$ であるから、 e_t が0に十分収束した後の e_t の発展は次式で表される。

$$e_t \approx e_{t0} \exp\left(-\frac{\xi}{3}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{2}\xi}{3} + \phi\right) \quad (3.5.19)$$

式(3.2.27)より、 e_t は減衰振動をしながら0に収束することがわかる。なお、減衰の速さは $\xi/3$ であるため一定である。一方、振動の速さは $\sqrt{h}\xi/3$ であるため、 e_t に依存して変化する。 e_t が負、つまりパルス幅がPSS解より小さいときに e_{t0} はより速く振動する。十分収束した後の振動の速さは $\sqrt{2}\xi/3$ である。

次に、チャーブパラメータの発展を調べよう。式(3.5.4)、(3.5.5)より、次式が得られる。

$$\chi = -\frac{1}{6} \left[1 + \frac{3}{(1+e_t)} \frac{de_t}{d\xi} \right] \quad (3.5.20)$$

チャーブパラメータ χ について、式(3.3.9)からの誤差 e_x と置く。式(3.5.20)より、 e_x は次式で与えられる。

$$e_x = \frac{3}{(1+e_t)} \frac{de_t}{d\xi} \quad (3.5.21)$$

ここで、 e_t が0に十分収束した後の e_x について考え、 $|e_t| \ll 1$ とすると、次式が得られる。

$$e_x \approx 3(1-e_t) \frac{de_t}{d\xi} \approx 3 \frac{de_t}{dz} \quad (3.5.22)$$

式(3.5.19)を用いると、式(3.5.22)は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} e_x &\approx 3 \frac{de_t}{dz} = 3 \frac{d}{dz} \left[e_{t0} \exp\left(-\frac{\xi}{3}\right) \cos(\sqrt{2}\xi + \phi) \right] \\ &= -\sqrt{19} e_{t0} \exp\left(-\frac{\xi}{3}\right) \cos(\sqrt{2}\xi + \phi) \end{aligned} \quad (3.5.23)$$

式(3.5.23)で表されるように、 e_x も $\xi \rightarrow \infty$ の極限で0に収束する。以上の議論により、時間幅の誤

差 e_r 及びチャープパラメータの誤差 e_x が振動しながら 0 に収束していくことがわかった。

なお、このように放物線パルスが振動しながら PSS 解に収束していく理由は、以下のように理解できる。図 3. 5. 2 に示すように、もしパルス幅が PSS 解よりも細いとすると、PSS 解よりも過剰な SPM が生じ、PSS 解よりも過剰なスペクトル広がりが生じるとともに、チャープパラメータが増加する (図 3. 5. 2 右上図)。このスペクトル拡大により GVD の効果が大きくなり、パルス幅は PSS 解のそれに近づいていく。あるところで PSS 解と同じパルス幅となる (図 3. 5. 2 左下図) が、このときのスペクトル幅は PSS 解よりも広いままである。このため、GVD によりパルス幅は拡大を続ける (図 3. 5. 2 右下図)。パルス幅が PSS 解よりも大きな領域では、上記と逆の現象が生ずる。このように PSS 解の時間幅とパルス幅の間に SPM と GVD を介したフィードバックが掛かることにより、誤差 e_r が振動し、それに伴って e_x も振動するのである。なお、漸近解の τ_p は $\exp(\xi/3)$ で増大するのに対し、収束の速さは $\exp(-\xi/3)$ であることに注意されたい。このため、誤差をパルス幅でスケールリングすることによって初めて収束するようになっているのであり、リニアスケールで見れば、初期状態における τ_p の誤差は漸近後も保たれている。

上記の議論はリニアチャープを有する放物線形状パルスに対する議論であるが、この議論から放物線パルス以外のパルスからの漸近についてもある程度想像がつく。SPM による周波数シフトはパルスの瞬時パワーの時間微分に比例する。従って、パルス強度波形の時間微分を PSS 解のそれと比べたときに、PSS 解よりも大きな部分はより周波数シフトが大きくなり、GVD を介してパルス幅をより速く広げていく。この逆の過程も起こるため、パルス幅でスケールリングすると PSS 解に近づいていくのである。

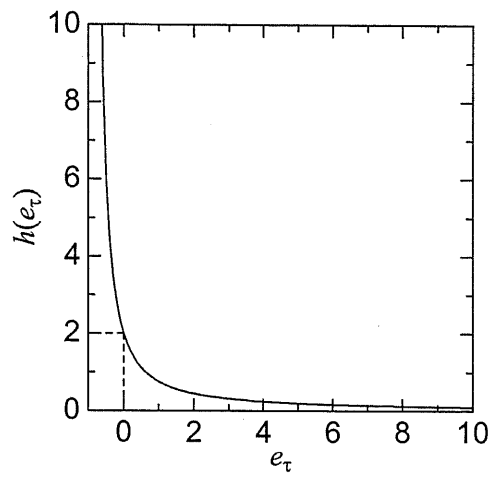


図3. 5. 1. e_t と $h(e_t)$ の関係。時間幅の誤差 e_t の収束過程における振動の速さは $\sqrt{h\xi}/3$ である。

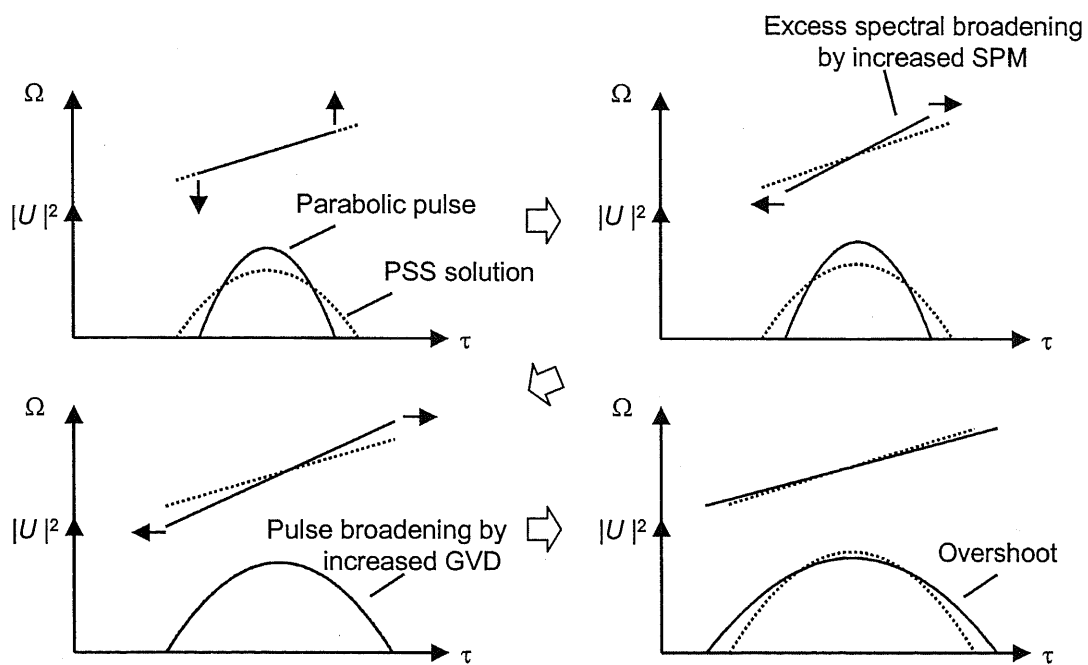


図3. 5. 2. リニアチャープ放物線パルスの PSS 解への漸近過程の模式図。

3.6 本章のまとめ

光ファイバ増幅器中を伝搬するパルスの漸近解である PSS 解について説明を行うと共に、議論を一般化し、解の物理的性質及び漸近過程を明らかにした。まず、3.2 節において PSS 解の説明を行った。3.3 節では PSS 解を規格化することにより、どのようなファイバパラメータ及びパルスエネルギーに対しても、PSS 解が 1 つのパラメータで表されることを示した。また、第 3.4 節ではスペクトログラムを用いて PSS 解の物理的性質を明らかにするとともに、PSS 解が非線形シュレディンガー方程式を満たすためには ξ が正の値である必要があることを示した。第 3.5 節では PSS 解への漸近過程を明らかにするために、PSS 解からわずかに異なるリニアチャープ放物線パルスからの漸近の様子を解析的に示し、SPM と GVD の相互作用によって誤差が振動的に減少していくことを明らかにした。

第3章に関する参考文献

- [3.1] V. I. Kruglov, J. M. Dudley, B. C. Thomsen, J. D. Harvey, and M. E. Fermann, "Self-similar propagation of parabolic pulses in high gain optical amplifiers," *Tech. Dig. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO Europe)*, paper CThE55, p. 319, 2000.
- [3.2] K. Tamura and M. Nakazawa, "Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 1, pp. 68-70, 1996.
- [3.3] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley and J.D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 26, pp. 6010-6013, 2000.
- [3.4] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, "Wave breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 7, pp. 1185-1190, 1993.
- [3.5] V.I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey and J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 3, pp. 461-469, 2002.

第4章 放物線形状自己相似パルス発生システムの設計指針

4.1 はじめに

本節では、放物線形状自己相似(parabolic-shape self-similar, PSS)パルスの発生システムの設計指針を明らかにする。図4.1にPSSパルス発生システムの模式図を示す。パルス源から得られる光パルスを光ファイバ増幅器に入力すると、光ファイバ増幅器の出力からPSSパルスが得られる。このシステムの設計に際しては、所望のPSSパルスが得られるよう、ファイバパラメータを最適化するとともに、入力パルスを適切に選ぶ必要がある。

以下に本章の構成を示す。まず4.2節において従来の入力パルス最適化指針を説明する。次に、4.3節において数値計算を通じてアドホックにパラメータ設計を行う。4.4節では、より広帯域化するための設計指針を明らかにする。4.5節では、逆方向伝搬を用いてより高品質なPSSパルスを発生するための入力パルスを一意に決定する。4.6節において本章をまとめる。

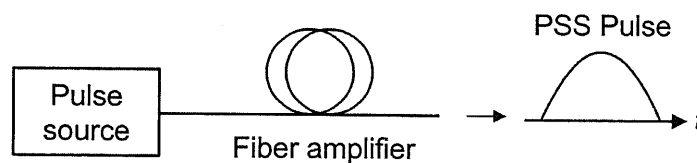


図4.1.1. ファイバ増幅器を用いたPSSパルス発生システム。

4. 2 従来の入力パルス最適化指針

参考文献[4.1]に、PSS パルスへ最も早く漸近するための入力パルスの最適化指針が示されている。それは、半値全幅が PSS 解の時間幅と等しいガウシアンパルスを入力パルスとして用いる、というものである。しかしながら、この指針ではどのような PSS 解を用いるか、という点については触れられていない。PSS 解は規格化によりパラメータ ξ で表すことができるから、この指針に基づくパルス発展が ξ に対してどのように依存するかを検証する必要がある。

図4. 2. 1に、規格化 PSS 解の時間幅 τ_p と同じ半値全幅を有するガウシアンパルスの発展を示す。左図が対数軸における強度波形、右図が対数軸におけるスペクトル強度である。入力端における ξ は(a) $\xi = -4$, (b) $\xi = -2$, (c) $\xi = 0$, (d) $\xi = 2$, (e) $\xi = 4$ の5通りに設定し、 $\xi = 8$ までの発展を示した。また、PSS 解をグラフ中の破線により併せて示した。これら5通りの中で最も PSS 解へ良く漸近しているのは $\xi = 0$ の場合であった。一方、 ξ を他の値に設定した場合にはスペクトルに歪みが生じた。(a)の場合には、 $\xi = 8$ においても十分なスペクトル広帯域化ができていない。この原因は、入力パルスのスペクトル幅が広いためにパルスの時間幅が分散によって広がってしまい、ピークパワーが減少したからと考えられる。また、(b), (d), (e)の場合には optical wave breaking が生じており、時間波形にはリップルが発生している。また、スペクトルには optical wave breaking 後の SPM により生じたウィングが付随し、メインパルスのスペクトルとの間に窪みが生じている。

以上の結果から、従来の入力パルス最適化法は PSS 解へ漸近するための十分条件ではないことがわかる。

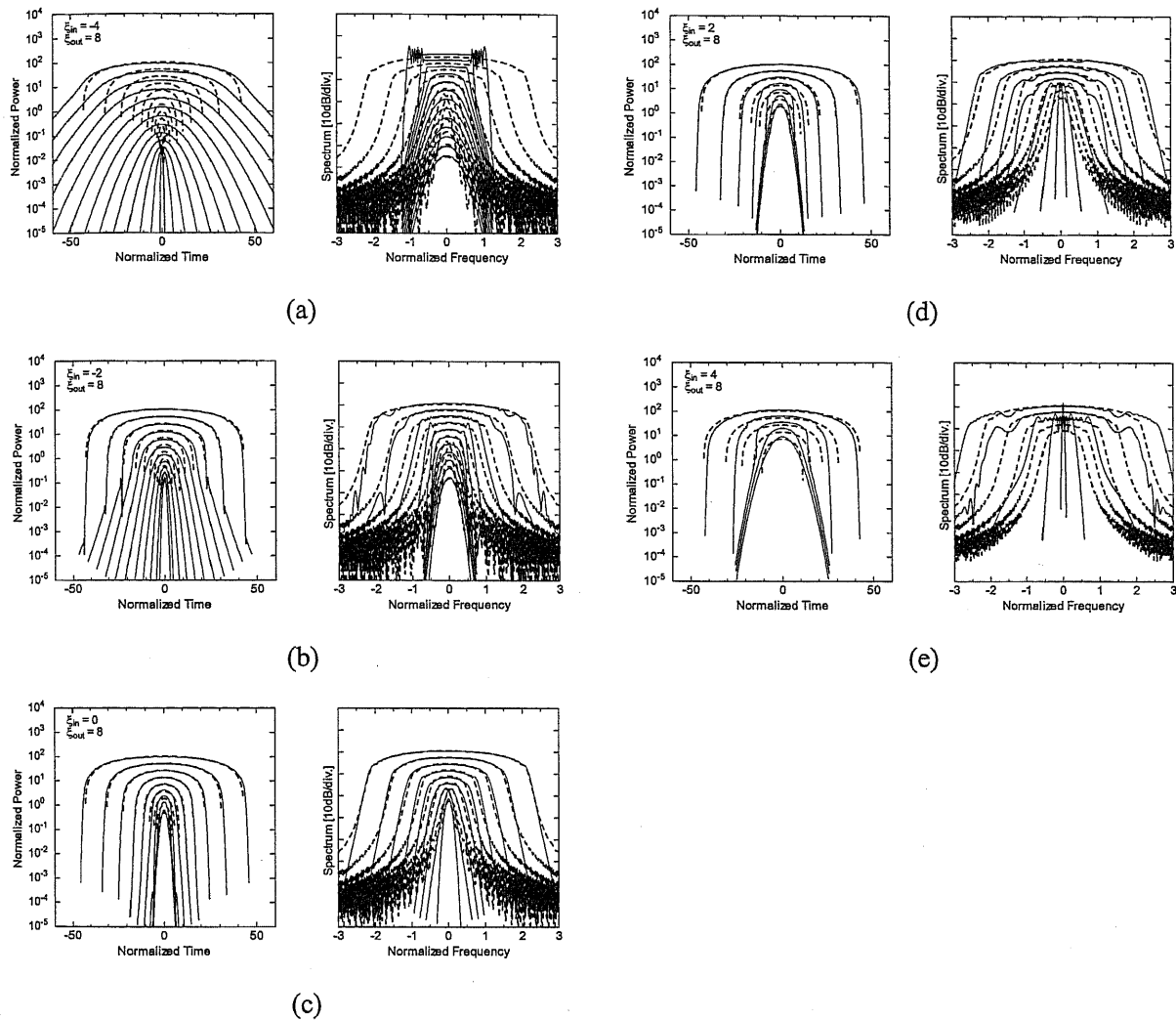


図4. 2. 1 従来の最適化指針による入力パルスからのパルス発展。PSS 解の τ_p と等しい半値全幅を有するガウシアンパルスを用いた。(a) $\xi_{in} = -4$, (b) $\xi_{in} = -2$, (c) $\xi_{in} = 0$, (d) $\xi_{in} = 2$, (e) $\xi_{in} = 4$.

4.3 アドホックなパラメータ設計

本節ではシミュレーションに基づいてファイバ増幅器及び入力パルスのパラメータを設計する。まず、パラメータ設計における留意点を以下に示す。

- ① ファイバ長の有限性。PSS パルスは $Z \rightarrow \infty$ の極限において PSS 解に漸近し、入力パルスに無依存となる。一方でファイバ長が有限の場合にはこのような完全な無依存性は実現できない。しかしながら、PSS 解へ漸近しやすいように入力パルスやファイバのパラメータを適切に選べば、PSS 解の特長をある程度活用できる可能性がある。そこで本節では、ファイバ増幅器出力においてパルスが PSS 解に漸近するよう各パラメータを設計し、PSS 解が有する平坦性の高いスペクトルを得ることを目標とする。また、PSS 解への漸近の程度を表す指標として、ファイバ増幅器伝搬後のスペクトル幅の入力パルス波形依存性を用いることにする。
- ② ファイバ増幅器の出力パワーが励起光のパワーによって制限される点。特に、光通信への応用を目指し、高繰り返し周波数を有するパルスからの PSS パルス発生を行うためには、従来報告[4.1]よりもパルスエネルギーを大幅に低減する必要がある。また、このパルスエネルギーの制限のために、利得を大きくしすぎるとスペクトル幅の面から不利である。なぜなら、利得を大きくするためには入力エネルギーを低減せざるを得ず、非線形相互作用が減少するからである。

以上の2点を鑑み、シミュレーションによりアドホックにファイバパラメータ設計を行った。議論を一般化するため、3.3節と同じく規格化 NLSE を用いた。

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - |U|^2 U + \frac{i}{2} U \quad (4.3.1)$$

このとき、パルスエネルギー及びファイバパラメータは規格化によってパラメータ ξ のみで表すことができる。 ξ は次式で与えられる。

$$\xi = gZ + \log \left(\frac{\gamma E_{in}}{2\sqrt{\beta_2} g} \right) \quad (4.3.2)$$

また、入力パルス時間幅も規格化する。規格化後の時間幅 τ_{FWHM} と規格化前の時間幅 T_{FWHM} の関係は次式で与えられる。

$$\tau_{FWHM} = \sqrt{\frac{g}{\beta_2}} T_{FWHM} \quad (4.3.3)$$

残るパラメータは利得である。ファイバ長を L とすれば、利得は gL で表される。ここで、 $Z = 0$ 及び $Z = L$ における ξ をそれぞれ ξ_{in} 及び ξ_{out} とすれば、次式が成り立つ。

$$\xi_{out} - \xi_{in} = gL \quad (4.3.4)$$

そこで、 ξ_{in} 、 τ_{FWHM} 、 gL の3つのパラメータを全て網羅するようにシミュレーションを行った。入力パルス波形はガウシアンとした。

まず、PSS パルス形成に必要な利得について検討した。シミュレーションにより得られたスペクトルの 10 dB 帯域幅を図 4. 3. 1 に示す。利得は(a) 20 dB、(b) 15 dB、(c) 10 dB である。 $\xi_{in} < 0$ の場合には、スペクトル幅は入力パルス幅に大きく依存する。しかし、利得が 20 dB の場合に (図 4. 3. 1 (a))、 ξ_{in} を大きくすることによって入力パルス幅依存性が消失する。このような入力パルス幅依存性の消失は PSS パルスへの漸近に起因するものと推察される。そこで、図 4. 3. 1 (a) において、PSS 解のスペクトル幅を点線により示した。但し、スペクトル幅は式(3.3.11) から求められるスペクトル全幅($\Delta\Omega/2\pi$)とした。解析解とファイバ出力パルスのスペクトル幅はどの大きな範囲において良く一致する。一方、図 4. 3. 1 (b)(c) に示すように、利得が 15 dB あるいは 10 dB の場合にはパルスエネルギーを高めても入力パルス幅依存性は完全には消失しない。これは PSS パルスへの漸近が十分でないことを示すと考えられる。

次に、利得が 20 dB のときに、どこまでパルスエネルギーを下げられるかを検討した。式(4.3.2) より、パルスエネルギーは ξ に対して指数的に変化するから、 ξ の低減が低エネルギー化に有効である。図 4. 3. 1 (a) より、 $\xi_{in} \geq 0$ のとき、 $\tau_{FWHM} = 1.20 \sim 3.82$ の間においてスペクトル幅が入力パルス幅に無依存となっていることがわかる。一方、 $\xi_{in} < 0$ の場合にはこのような入力パルス幅無依存性は見られない。従って、PSS パルスを形成するためには少なくとも $\xi_{in} = 0$ とする必要があることがわかる。以上の結果から、入力エネルギーを抑えつつ PSS パルスを発生するための条件が得られた。

そこで、利得 20 dB、 $\xi_{in} = 0$ 、 $\tau_{FWHM} = 1 \sim 4$ という条件が現実的なパラメータで実現可能かを検討した。繰り返し周波数を 10 GHz、増幅器の出力パワーを 300 mW とすると、入力パルスエネルギーは 0.3 pJ である。また、ピコ秒パルスからの発生を考えると、 $T_{FWHM} = 1 \sim 2$ ps が望ましい。式(4.3.2)(4.3.3)より、これらの現実のパラメータと規格化パラメータの関係が得られる。

$$\beta_2 = \frac{gL}{L} \left(\frac{T_{FWHM}}{\tau_{FWHM}} \right)^2 \quad (4.3.5)$$

$$\gamma = \frac{2}{E_{in}} \frac{gL}{L} \left(\frac{T_{FWHM}}{\tau_{FWHM}} \right) \exp \xi_{in} \quad (4.3.6)$$

ここで、 $\xi_{in} = 0$ 、 $gL = \log 100 = 4.6$ (20 dB)、 $T_{FWHM}/\tau_{FWHM} = 1$ ps と設定し、ファイバ長と β_2 及び γ の関係を図4. 3. 2に示した。 β_2 及び γ はファイバ長に反比例する。ファイバ長を短くするためには、非線形係数を高める必要があるが、現在の高非線形ファイバの非線形係数は $20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 程度であり、このためにファイバ長の下限が決まる。また、ファイバ長を長くするためには、分散値を低減する必要がある。しかしながら、 $1 \text{ ps}^2/\text{km}$ よりも小さな分散値を長尺にわたって実現することは現状では困難である。図より、 $L = 1 \text{ km}$ 程度の長尺・高非線形・低分散のファイバ増幅器を用いることにより、ピコ秒高繰り返しパルスからのPSS発生が可能であることがわかる。

上記の結果を踏まえ、ファイバ増幅器の利得、分散値、非線形定数をそれぞれ 20 dB/km、 $2.0 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $14.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ に設定し、時間波形及びスペクトルの発展を調べた。入力パルスとして時間幅 2 ps、エネルギー 0.3 pJ のガウシアンパルスを用いた。この条件を規格化パラメータで表すと $\xi = -0.35$ 、 $\tau = 3.0$ となる。図4. 3. 3(a)に時間波形の発展を示す。入力パルス(i)が放物線形状に変化し(ii)、その放物線形状が保たれる(iii)ことが見て取れる。1 km 伝搬後にはリップルの抑制された非常に平坦な広帯域スペクトルが得られた(図4. 3. 3(b)(iii))。10 dB 帯域幅は約 2 THzであった。

また、パルス波形として sech^2 を用いた場合についても同様の計算を行った。結果を図4. 3. 4に示す。ガウシアンパルスと同様に、入力パルス(i)は放物線形状に変化する(ii)が、伝搬後の時間波形の裾部分にはステップ状の構造が見られる(iii)。また、スペクトル波形の平坦性もガウシアンパルスよりは劣化する(図4. 3. 4(b)(iii))。したがって、 sech^2 パルスから PSS パルスを生成するためには、より利得及び ξ_{in} を大きくする必要があると考えられる。

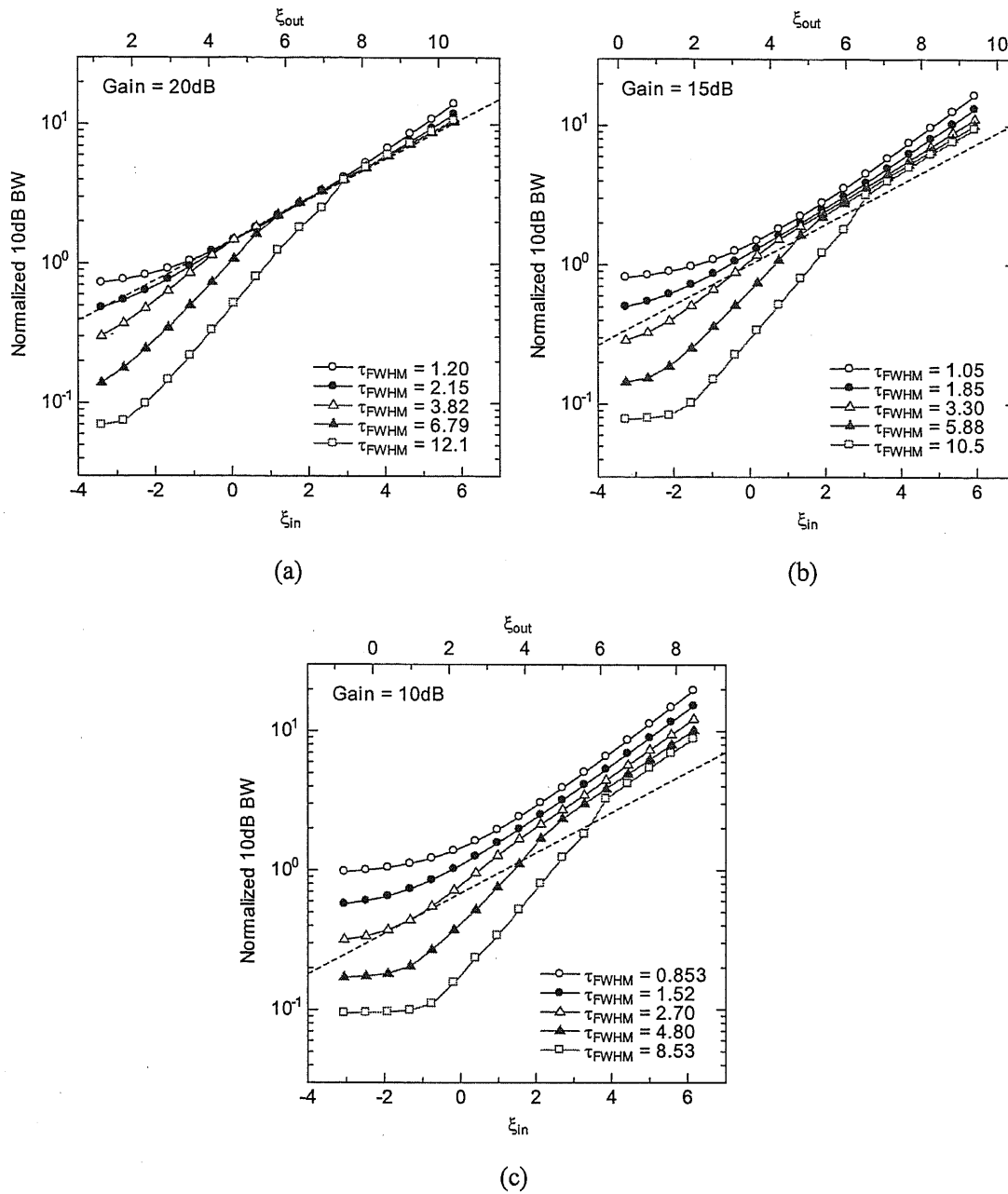


図4. 3. 1. スペクトル帯域幅の ξ 依存性。横軸：入力端における ξ (下軸) 及び出力端における ξ (上軸)。縦軸：ファイバ増幅器出力端の 10 dB 帯域幅。但し、周波数は規格化周波数であり、無次元量である。ファイバ増幅器の利得は(a) 20 dB、(b) 15 dB、(c) 10 dB である。点線：PSS 解のスペクトル全幅。入力パルス形状：ガウシアン。

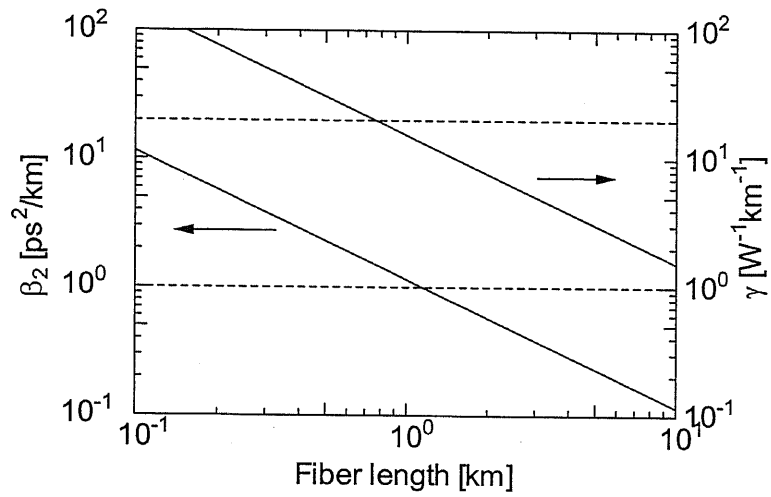


図4. 3. 2. ファイバ長と β_2 及び γ の関係。 $E_{in} = 0.3$ pJ, 利得 20dB, $T_{FWHM}/\tau_{FWHM} = 1$ ps とした。

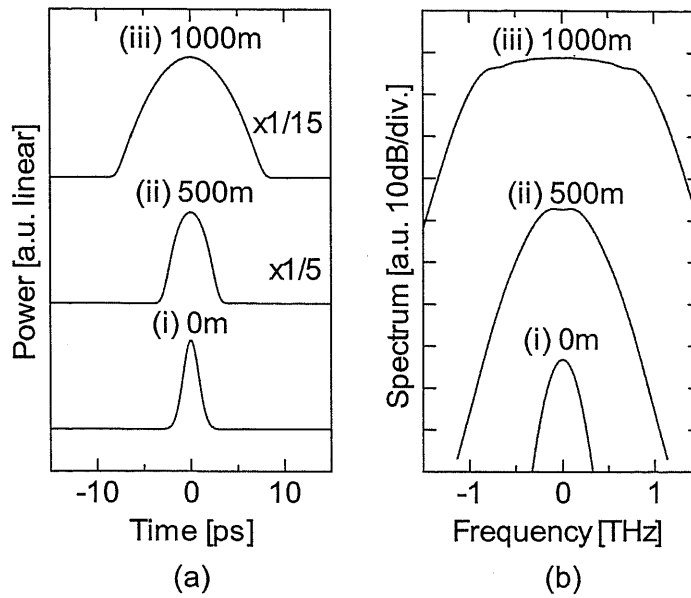


図4. 3. 3. 1 km の長尺ファイバ増幅器におけるパルス発展のシミュレーション例。
 $\beta_2 = 2 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $\gamma = 14.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 、 $g = 20 \text{ dB/km} = 4.61 \text{ km}^{-1}$ 。入力パルス波形：ガウシアン。入力パルスエネルギー：0.3 pJ。半値全幅：2 ps。(a) 時間波形。(b) スペクトル。

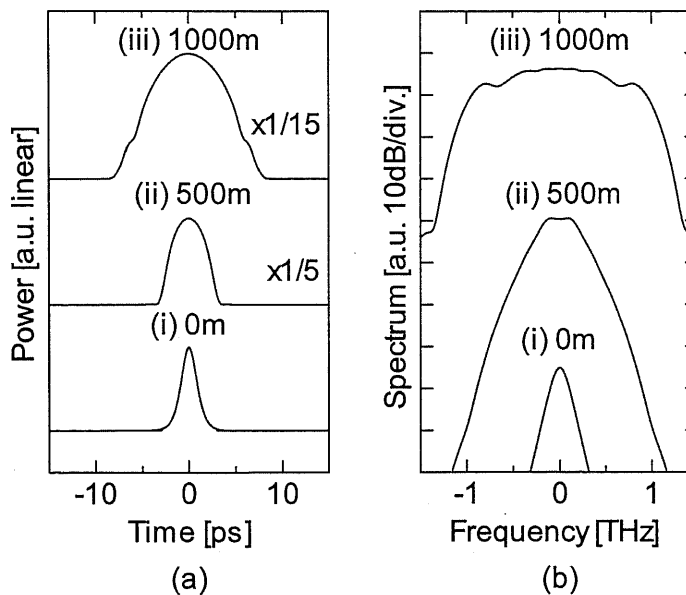


図4. 3. 4. 1 km の長尺ファイバ増幅器におけるパルス発展のシミュレーション例。入力パルス波形： sech^2 。入力パルスエネルギー：0.3 pJ。半値全幅：2 ps。(a) 時間波形。(b) スペクトル。

4.4 更なる広帯域化への指針

本節では、光ファイバ増幅器を用いたスペクトル広帯域化において、より広帯域なスペクトルを得るための指針を示す。

まず、PSS 解のスペクトル幅 Δf を求める。式(3.3.2)(3.3.3)(3.3.11)より Δf は次式で与えられる。

$$\Delta f = \sqrt{\frac{g}{\beta_2}} \frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{g\gamma E_m}{2\beta_2^2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{gL}{3}\right) \quad (4.4.1)$$

式(4.4.1)より得られる知見を以下に示す。

- ・ スペクトル幅が $\beta_2^{-2/3}$ に比例するから、 β_2 の低減が広帯域化に有効である。但し、規格化入力パルス幅を一定に保つためには、 β_2 の低減に伴いパルス幅 T を短縮する必要がある。なお、 $-2/3$ 乗というファクタは、 β_2 の低減により Δf と $\Delta\Omega$ の比例係数が増大する効果 ($\beta_2^{-1/2}$) 及び ξ が増大する効果 ($\beta_2^{-1/6}$) の相乗効果によるものである。
- ・ スペクトル幅が $g^{1/3}$ に比例するから、 g の増大が広帯域化に有効である。これは、利得 gL を一定とするとファイバ長の短尺化を意味する。但し、規格化入力パルス幅を一定に保つためには、 g の増大に伴いパルス幅 T を短縮する必要がある。なお、 $1/3$ 乗というファクタは、 g の増大によって Δf と $\Delta\Omega$ の比例係数が増大する効果 ($g^{1/2}$) 及び ξ が減少する効果 ($g^{-1/6}$) の相乗効果によるものである。
- ・ スペクトル幅は非線形定数及びエネルギーの $1/3$ 乗に比例するから、これらの増大が広帯域化に有効である。

これらをまとめると、パルスに対してはより時間幅を短縮するとともにエネルギーを高めること、また、ファイバに対しては分散値を低減しつつ非線形性を高め、より短いファイバを用いることが広帯域化への指針となる。

この点について確かめるため、シミュレーションを行った。図4.4.1にファイバ増幅器中で広帯域化したスペクトルの帯域幅を示す。横軸は分散値であり、縦軸は10 dB 帯域幅である。分散値及びパルス幅以外のパラメータは図4.3.3に示したシミュレーションと同様である。図より、パルス幅が短い場合には分散値を低減することにより、帯域幅が増大することがわかる。また、シミュレーションにより得られた帯域幅は式(4.4.1)で表される PSS 解の帯域幅 (点線) とよく一致している。しかしながら、パルス幅が 2.8 ps の場合には分散値を低減するにつれて PSS 解からずれていく。このことから、PSS パルスを得るためには入力パルスの時間幅を低減しつつ分散値を低減することが重要であることがわかる。

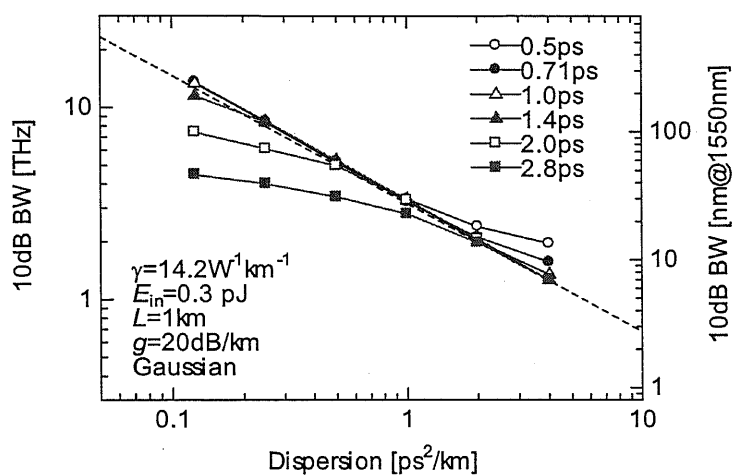


図4.4.1. スペクトル帯域幅の分散値依存性。破線：PSS解のスペクトル幅 Δf_s

4. 5 逆方向伝搬による入力パルス最適化

本節では、理想的な放物線形状パルスを得るための最適条件について考察する。なお、PSS 解は最適な入力パルスではないことに注意されたい。3. 4節で示したように、 ξ が小さい値のときには PSS 解は NLSE を満たさず、PSS 解からのパルス伝搬はスペクトルの歪みを生む。また、 ξ が大きくなるにつれて NLSE を満たすようになるが、リニアチャープの放物線パルスを実際に発生することは非常に困難である。もし、図4. 5. 1に示すように、このような PSS 解に発展する入力パルスを求めることができれば、それが求める最適条件と考えられる。しかしながら、入力パルスやファイバのパラメータを変化させながら、どのようなパルスが PSS 解へ漸近するかを調べるには膨大な計算量を必要とする。そこで、ここでは逆方向伝搬を用いて最適入力パルスを決定する。

正方向伝搬は次式の NLSE で表される。

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - |U|^2 U + \frac{i}{2} U \quad (4.5.1)$$

ここで、左辺は $\partial \xi$ の伝搬に伴う U の変化分、右辺各項はそれぞれ正常分散、カー効果（瞬時パワーに比例した位相シフト）、利得を表す。式(4.5.1)より、逆方向伝搬に伴う U の変化分は、

$$-i \frac{\partial U}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + |U|^2 U - \frac{i}{2} U \quad (4.5.2)$$

と表される。従って、逆方向伝搬とは、異常分散、負のカー効果（瞬時パワーに比例した負の位相シフト）、損失を有する媒質中の伝搬と等価である。

PSS 解からの逆方向伝搬における強度波形及びスペクトルを図4. 5. 2に示す。初期波形として用いる PSS 解の ξ は $\xi = \xi_{in} = 10$ に設定した。逆伝搬に伴い ξ が小さくなるにつれて、パルスのピークパワー、時間幅、スペクトル幅はともに減少する。時間波形については、 $\xi > 4$ の範囲においては放物線形状を保っているが、さらに ξ が減少すると、放物線形状からずれていく。

次に、逆伝搬に伴って周波数チャープがどのように変化するかを調べた。但し、逆伝搬に伴ってチャープは非線形になっているため、次式でチャープパラメータを定義した。

$$\chi = \frac{\int \left[|U(\tau)|^2 \frac{d^2}{d\tau^2} \arg U(\tau) \right] d\tau}{2 \int |U(\tau)|^2 d\tau} \quad (4.5.3)$$

この定義においては、 $\chi < 0$ でアップチャープ、 $\chi > 0$ がダウンチャープとなる。また、線形チャ

ープの場合には式(4.5.3)の χ は式(3.2.2)における χ と同じ値となる。図4.5.3にチャープパラメータの発展を示す。 $\xi > 5$ の範囲では C はほぼ一定値に保たれているが、さらに ξ が減少するにつれて C は0に近づき、 $\xi = \xi_0 = -1.66$ において0となる。このときの強度時間波形を図4.5.4に示す。この波形に対し、次式で表されるガウシアン波形を用いてフィッティングした。

$$P(\tau) = P_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (4.5.4)$$

フィッティング波形を図中に破線で示した。両者は非常に良い一致を示し、 $\tau = -7$ から $\tau = 7$ までの相関係数は0.99995であった。また、フィッティングにより求めたパルス幅 τ_0 は1.64であった。このことから、入力パルスとしてチャープフリーのパルスを選ぶ場合、 $\xi = \xi_0$ において $\tau_0 = 1.64$ のガウシアンパルスを用いることにより、PSS解に最も良く収束すると考えられる。規格化を行わない形式においてこの条件を表すと、入力パルスのエネルギー E_{in} と時間幅 T_0 は次式で与えられる。

$$E_{in} = \frac{0.38\sqrt{\beta_2 g}}{\gamma}, \quad T_0 = 1.64\sqrt{\frac{\beta_2}{g}} \quad (4.5.5)$$

ここで、この結果が初期PSS解の ξ_{in} に対しどのように依存するかを調べた。3.4節で示したように、 ξ が小さな値を有する場合にPSS解はNLSEを満たさないから、逆伝搬による最適化は意味を持たない。図4.5.5に ξ_0 及び τ_0 の ξ_{in} 依存性を示す。 ξ_{in} を6から12まで変化させたとき、 ξ_0 の及び τ_0 の変化はそれぞれ0.5%、0.15%と非常に小さかった。従って、逆伝搬に用いた初期波形の $\xi_{in} = 10$ は十分大きな値であったといえる。

次に、このような最適化の効果を調べるため、式(4.5.5)の条件を満たすガウシアンパルスを入力パルスとし、その正方向伝搬を調べた。 $\xi = 8.34$ におけるパルスを図4.5.6(a)中の実線に示す。強度波形(i)及びスペクトル(ii)が歪の無い放物線となっていることが見て取れる。PSS解を図中の点線により示したが、その差異はほとんど見られない。また、パルスがリニアチャープであることを示すため、異常分散によるチャープ補償を行った。分散量を-3.00としたところ、ペダスタルの無いパルスが得られた(iii)。また、比較のために式(4.5.5)と同じ T_0 を有する sech^2 パルスからの伝搬を計算した。図4.5.6(b)に示すように、強度波形(i)はほぼPSS解に収束したが、スペクトル(ii)には歪が生じた。また、チャープ補償を行ったところ、圧縮されたパルスにはサテライトパルスが付随した(iii)。これはパルスがリニアチャープからずれていることを表している。以上の結果により、最適条件を用いることによって非常にクリーンなPSSパルスが得られること

が示された。

なお、この結果が意味することは最適入力パルスを見出したことだけではない。PSS 解への漸近過程において、正確なりニアチャープを蓄積することが可能である、ということが示されたのである。そもそも、PSS パルスへの漸近過程においてパルス形状は放物線ではないので、SPM によって非線形チャープが発生し、スペクトルにリップルが生ずるはずである。実際、 ξ が大きなところからガウシアンパルスを伝搬させると、伝搬直後に非常に大きな SPM が生じ、optical wave breaking が発生する。その後、2.4.1 節で説明した正常分散中のスペクトル広帯域化と同じようなパルス伝搬を経て、PSS パルスに漸近していく。この最初の段階で生じた非線形チャープは最後まで残存する。しかしながら、 ξ が小さい値を取る範囲では、SPM と GVD の相互作用によって、パルス形状が放物線でなくても非常に正確なりニアチャープが蓄積されていく現象が生ずる。これが平坦なスペクトルを発生させるために PSS パルスを用いる動機づけの一つであると考えられる。

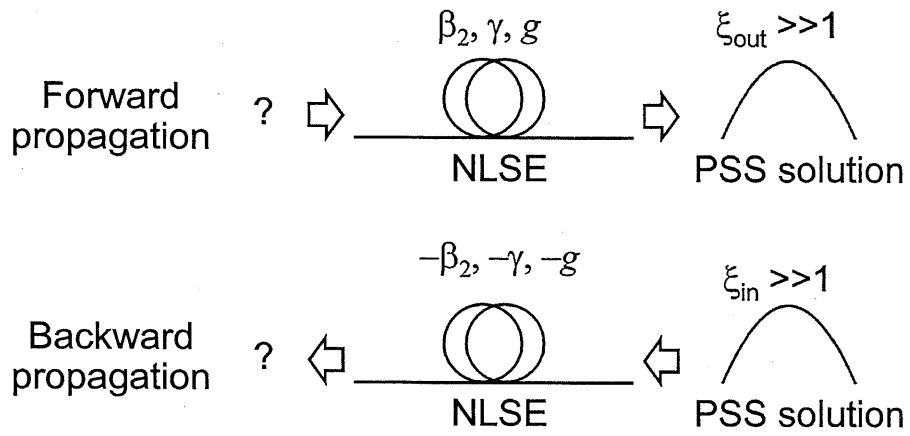


図4. 5. 1. 正方向伝搬及び逆方向伝搬の概念図。

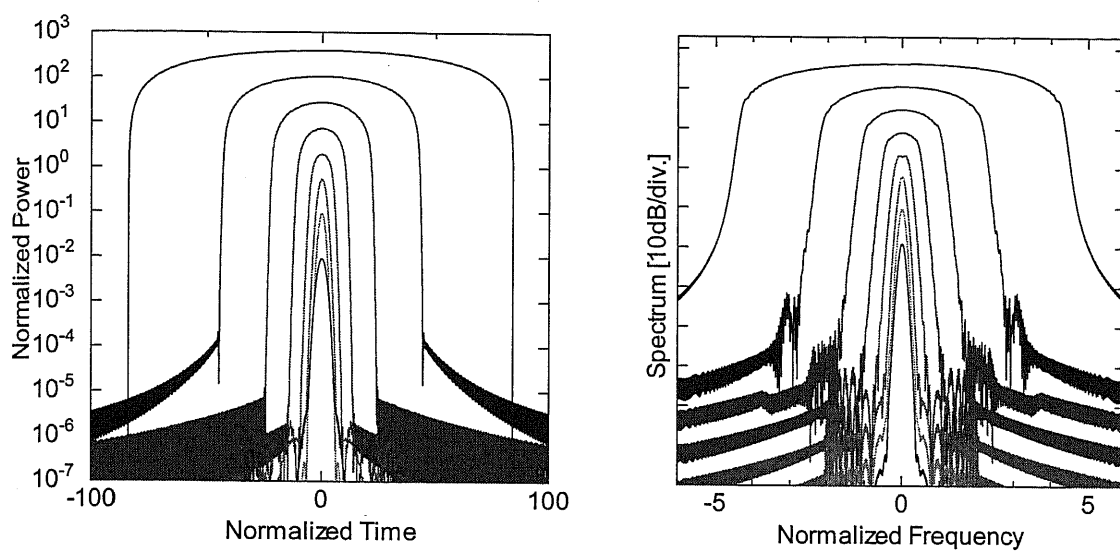


図4. 5. 2. $\xi = 10$ の規格化 PSS 解からの逆方向伝搬。外側の波形から順に $\xi = 10, 8, 6, 4, 2, 0, -2$ である。左：強度波形、右：スペクトル。

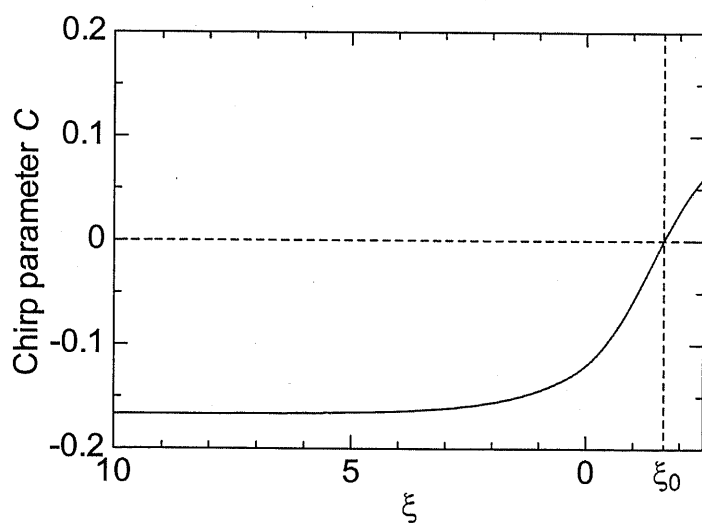


図4. 5. 3. 規格化 PSS 解($\xi = 10$)からの逆方向伝搬におけるチャープパラメータの発展。

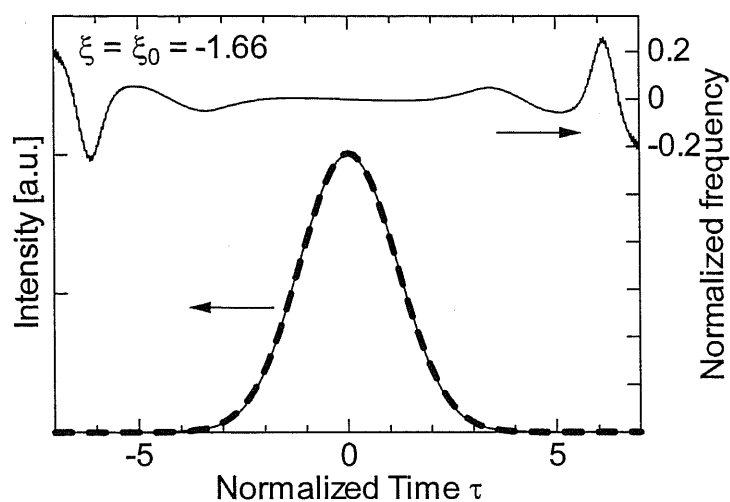


図4. 5. 4. 実線： $\xi = -1.66$ におけるパルス強度波形及び周波数チャープ。点線：ガウシアンフィッティング。

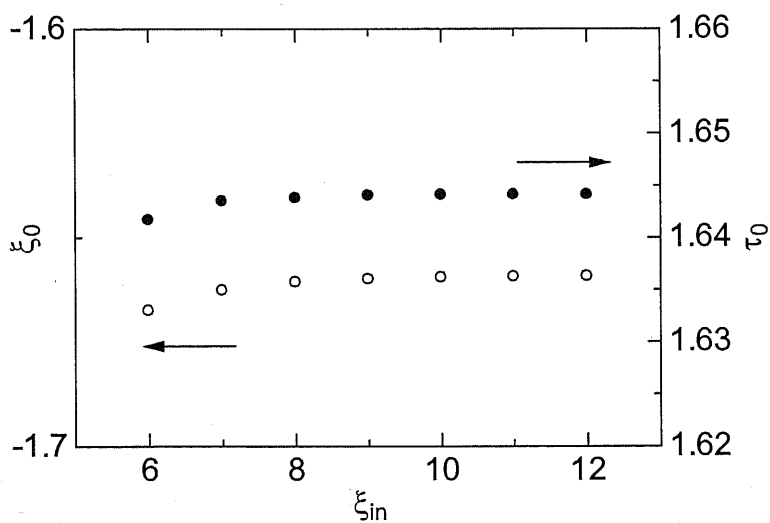


図4. 5. 5. ξ_0 及び τ_0 の ξ_{in} 依存性。

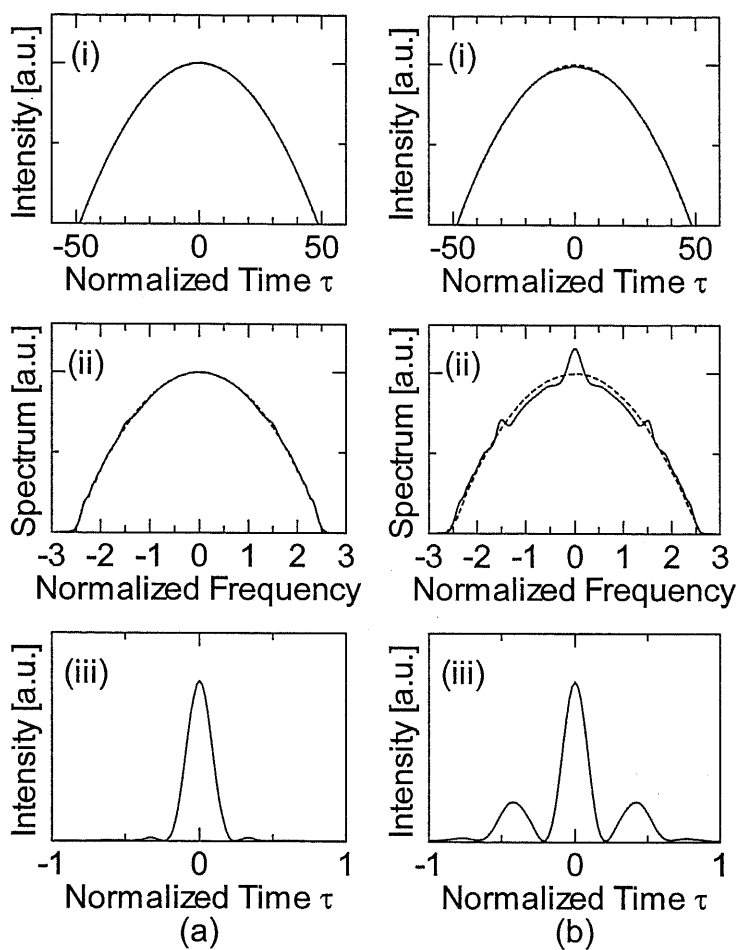


図4. 5. 6. (a) 最適化されたガウシアンパルスからの PSS パルス発生。(b) sech^2 パルスからの PSS パルス発生。(i) 時間波形。(ii) スペクトル。(iii) 圧縮後のパルス波形。

4. 6 本章のまとめ

本節では、PSS パルス発生システムのパラメータ設計を行った。4. 2 節では従来の最適化設計について説明するとともに、入力によっては PSS パルスが得られないことを示した。4. 3 節では規格化パラメータを用いてシミュレーションによるアドホックな設計を行った。また、長尺・高非線形・低分散を有するファイバ増幅器を用いることによって通信用高繰り返しパルスから PSS パルス発生が可能となることを示した。4. 4 節では、よりスペクトルを広帯域化するための指針を示し、入力パルスの時間幅を短縮しつつ、ファイバの低分散化・高非線形化を行うことが有効であることを示した。4. 5 節ではより高品質な PSS パルスの発生を目的として、逆伝搬法による入力パルスの最適化を行った。これらを通じて、PSS パルス発生のための設計指針を明らかにした。

第4章に関する参考文献

- [4.1] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey and J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 3, pp. 461-469, 2002.

第5章 エルビウム添加ファイバを用いた広帯域化実験

5. 1 はじめに

エルビウム添加ファイバ(Erbium doped fiber, EDF)は $1.55 \mu\text{m}$ 帯において光利得を有し、光通信システムにおける送信機・中継器・受信機等で現在最も一般的に使われる光増幅器である。一般的な EDF 長は 10 m から 30 m 程度であり、そのような短尺のファイバでスペクトル広帯域化を行うためには非常に高いピークパワーを有する。前章で設計したように、低ピークパワーの光パルスからのスペクトル広帯域化には長尺の光増幅器が不可欠である。従来、長尺の EDF は無損失伝送路の実現を目的として研究がなされていた[5.1][5.2]。しかしながら、このような長尺のエルビウム添加ファイバ中のスペクトル広帯域化の可能性については研究がなされていない。

本章では、エルビウム添加ファイバを用いて光ファイバ増幅器中のスペクトル広帯域化の実験を行う。まず5. 2節において、長尺エルビウム添加ファイバを用いてファイバ増幅器を用いたスペクトル広帯域化の原理確認を行う。次に5. 3節において分散値を低減し、高繰り返し周波数のパルスからのスペクトル広帯域化を行う。5. 4節において本章をまとめる。

5. 2 長尺エルビウムファイバを用いたスペクトル広帯域化

本節では、1 km 長の EDF を試作し、この EDF を用いてスペクトル広帯域化を試みる。EDF のパラメータを表5. 2. 1に示す。このファイバは分散値が比較的大きい($6.6 \text{ ps}^2/\text{km}$)ため、低エネルギーのパルスからの広帯域化は難しい。そこで、分布利得中でのスペクトル広帯域化の様子を調べることを目的とし、パルスエネルギーを高くして実験を行った。

実験系を図5. 2. 1に示す。系は繰り返し周波数可変のパルス発生部、パルス整形部、スペクトル広帯域化部から構成される。パルス発生部においては、半導体モード同期レーザダイオード(mode locked laser diode, MLLD)により光パルスを発生させた。パルスの繰り返し周波数は 10 GHz、中心波長は 1555 nm、時間幅は 2 ps であった。このパルスを電界吸収型光変調器(electro-absorption modulator, EAM)により打ち抜くことにより、繰り返し周波数可変のパルス源を構成した。このようにして得られたパルスは EAM の挿入損失のために光信号対雑音比(optical signal-to-noise ratio, OSNR)が劣化している。また、EAM の消光比は有限であり、打ち抜いたパルスのバックグラウンドに高繰り返しパルスの成分が残留している。そこで、OSNR を向上させる

とともに、不要なパルスを除去するために、非線形ループミラー(nonlinear optical loop mirror, NOLM)によるパルス整形を行った。NOLM 出力光をシングルモードファイバ(single mode fiber, SMF)によりチャープ補償した後、1 nm の光バンドパスフィルタによるスペクトル制限を行うことにより、時間幅 2 ps のパルスを得た。

このようにして得られた光パルスを EDF に入力し、スペクトル広帯域化を行った。EDF への入力パワーは 0.5 mW であった。平均入力パワーを保ったまま繰り返し周波数を変化させることにより、EDF の利得分布を変化させることなく入力パルスエネルギーを変化させた。また、EDF に対し、WDM カプラを介して波長 1.48 μm の励起光を入力し、前方励起を行った。EDF への励起パワーが 300 mW のとき、EDF 出力光パワーは 50 mW であった。

EDF の入力端及び出力端における光スペクトルを図 5. 2. 2 に示す。入力パルスエネルギーおよび繰り返し周波数は(a) 2.5 pJ、200 MHz、(b) 5.0 pJ、100 MHz、(c) 10.0 pJ、50 MHz である。入力端における規格化 PSS 解のパラメータは、(a) 1.17、(b) 1.86、(c) 2.56 である。パルスエネルギーを増加させるにつれてスペクトル幅は拡大し、(c)の場合に 34.5 nm の 10 dB 帯域幅を有する光スペクトルが得られた。スペクトルは高い平坦性及び急峻なカットオフを有していた。

このようにして得られた光スペクトルをシミュレーションと比較した。シミュレーションでは入力パルスを時間幅 2 ps のガウシアンパルスとした。また、利得分散、利得の長手方向依存性は無いものとした。得られたスペクトルを図 5. 2. 3 中の実線で示す。また、PSS 解のスペクトルも併せて破線で示す。入力パルスのエネルギーが 10 pJ (図中(c)) の場合のスペクトル幅は 25.1 nm であり、実験で得られたスペクトル幅よりも狭く、またスペクトルのカットオフは実験で得られたものよりも更に急峻であった。このスペクトル幅の差異は利得の長手分布によるものと考えられる。実験では前方励起を行ったため、ファイバの入力端における利得が高かったと予想される。従ってパルスは入力端において素早く増幅され、長手方向にピークパワーが高く保たれる。このため、一定利得の場合よりもスペクトルが広がっている。

逆に、後方励起を行えば、出力端において利得が高く保たれるから、より一定利得に近いスペクトルが得られると考えられる。この点について確かめるため、後方励起を用いて実験を行った。実験結果を図 5. 2. 4 に示す。入力パルスエネルギーを 10 pJ に設定し、また EDF の方向及び励起方向を入れ替えた。その他の条件は上記の実験と同様である。後方励起時の 10 dB 帯域幅は 24.3 nm であり、シミュレーションとよく一致した。また、スペクトルの平坦性及びカットオフの急峻さについても前方励起より高いものが得られた。従って、このスペクトルは分布利得の影

響を受けながら広帯域化したものと考えられる。

なお、後方励起を行うことにより、前方励起に比べて 1535 nm 付近における ASE が増加している。これは入力端におけるエルビウム原子の光励起が減少し、雑音指数が増加したためと考えられる。

以上の結果から、1 km 程度の長尺ファイバ増幅器を用いて、平坦性の高いスペクトル広帯域化が可能であることを示した。

表 5. 2. 1. 長尺 EDF のパラメータ

パラメータ	値
波長分散 β_2	$6.6 \text{ ps}^2/\text{km}$
三次分散 β_3	$0.02 \text{ ps}^3/\text{km}$
非線形定数 γ	$14.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$
長さ L	1000 m

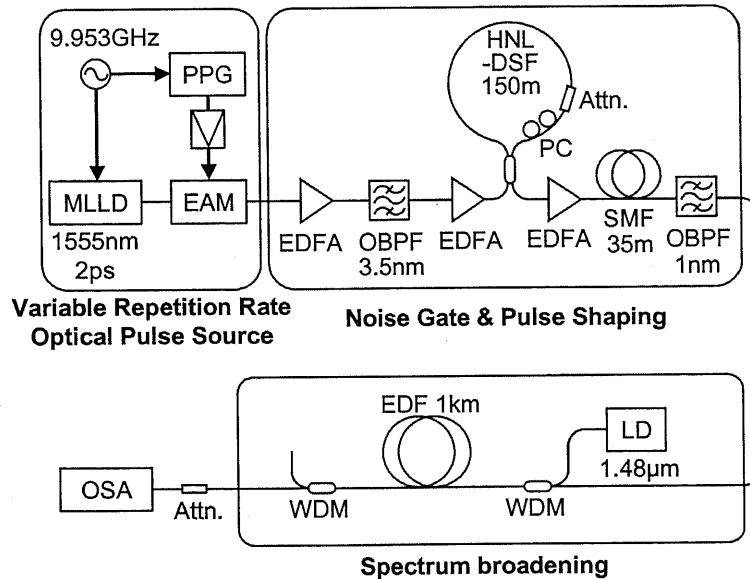


図 5. 2. 1. 長尺エルビウム添加ファイバを用いた低繰り返しパルスからのスペクトル広帯域化実験系。MLLD: モード同期半導体レーザ。PPG: パルスパターン発生器。EAM: 電界吸収型光変調器。EDFA: エルビウム添加ファイバ増幅器。OBPF: 光バンドパスフィルタ。HNL-DSF: 高非線形分散シフトファイバ。Attn. 光減衰器。PC: 偏波コントローラ。SMF: シングルモードファイバ。LD: 励起レーザ。WDM: 波長合波器。EDF: エルビウム添加ファイバ。OSA: 光スペクトルアナライザ。

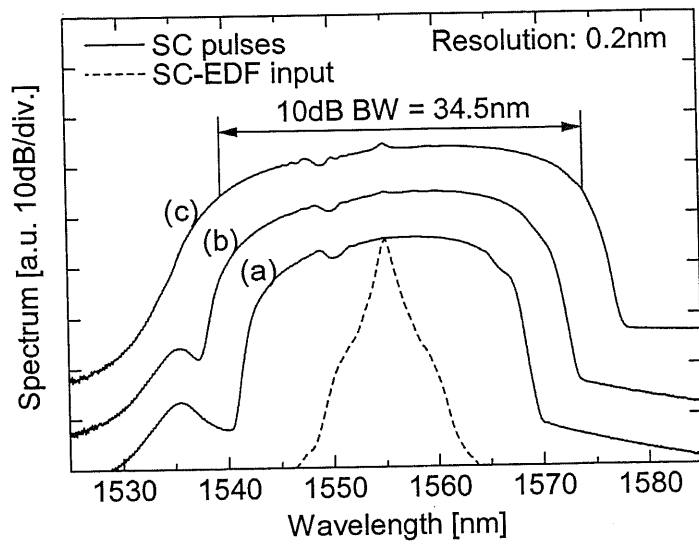


図5. 2. 2. EDF への入力光 (破線) 及び広帯域化後の光スペクトル (実線)。入力パルスエネルギーは、(a) 2.5 pJ、(b) 5 pJ、(c) 10 pJ である。

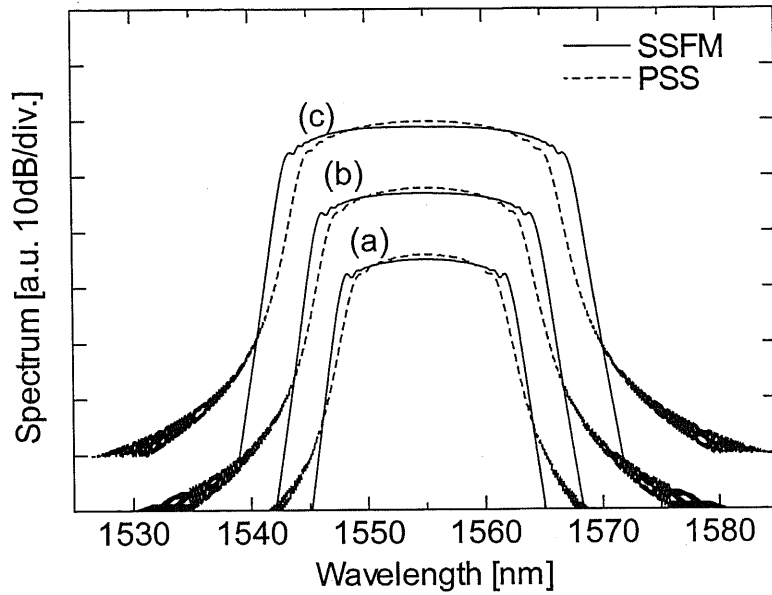


図5. 2. 3. 実線：シミュレーション結果。利得を長手方向に一定とし、また入力パルスを 2 ps のガウシアンパルスとした。破線：PSS 解のスペクトル。入力パルスエネルギーは、(a) 2.5 pJ、(b) 5 pJ、(c) 10 pJ である。

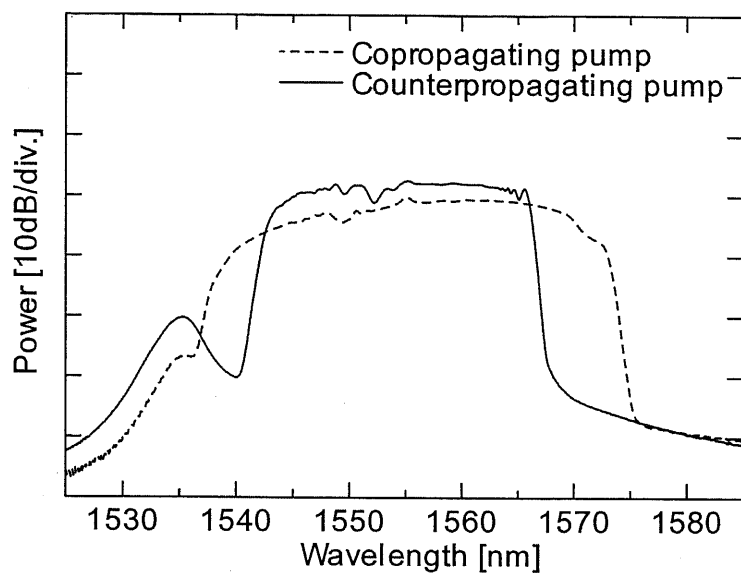


図5. 2. 4. 後方励起（実線）及び前方励起（破線）を行った場合の光スペクトル。入力パルスエネルギー：10 pJ。1535 nm 付近のピークは ASE によるものである。

5.3 分散値の低減による高繰り返し化

本節では、長尺 EDF の分散を低減し、高繰り返しパルスからのスペクトル広帯域化を行う。表 5.3.1 に長尺低分散 EDF のファイバパラメータを示す。5.2 節で用いたファイバと比較して分散値が 1/5 に低減されている。4.4 節で説明したように、スペクトル幅は $E_{in}^{1/3}\beta_2^{-2/3}$ に比例するから、同じスペクトル幅を得るために必要なパルスエネルギーは 1/25 に低減できる。

図 5.3.1 に実験系を示す。半導体モード同期レーザ(MLLD)から繰り返し周波数 10 GHz のパルス列を得た。MLLD パルスの時間幅は 2.4 ps、中心波長は 1552 nm である。MLLD パルスは光アイソレータを介し光パワー 1.5 dBm を以って EDF に入力した。EDF に WDM カプラを介して前後方励起を施したところ、励起パワーが前方 26.2 dBm、後方 23.6 dBm のときに 21 dB の利得が得られた。このときの出力スペクトルを図 5.3.2 に示す。スペクトルが平坦に広帯域化したことがわかる。スペクトルの 10 dB 帯域幅は 18.6 nm であった。なお、広帯域化は波長に対して非対称であり、広帯域化量は短波長側へは 6.6 nm、長波長側へは 12 nm であった。

このスペクトルの非対称性の原因を調べるため、EDF の小信号利得を測定した。但し、スペクトル広帯域化中の EDF の励起条件を維持するために、MLLD パルスとプローブ光の両方を EDF に入射しなければならない。このとき、プローブ光が EDF の利得プロファイルに影響を与えないよう、プローブ光のパワーを小さくする必要がある。そこで、小パワーのプローブ光で測定できるよう、ロックイン検出を用いて利得測定を行った。測定系を図 5.3.3 に示す。波長可変レーザからの CW 光を光強度変調器により強度変調し、プローブ光として用いた。変調周波数は EDF の緩和時間の影響を受けないよう、100 MHz に設定した。プローブ光を光アッテネータにより減衰させた後、光カプラにより MLLD 光と合わせて EDF に入力した。EDF 出力光は光アッテネータにより減衰させたのち、フォトディテクタにより受光した。フォトディテクタが出力する 100 MHz 成分をネットワークアナライザによりロックイン検出した。

測定結果を図 5.3.4 に示す。利得ピークが 1552 nm 付近に存在し、長波長側にはなだらかに利得が減少していくのに対し、短波長側には急激に利得が減少することがわかる。これは 1530 nm 帯におけるエルビウム原子の吸収によるものと推測され、また、これがスペクトルの非対称性の大きな原因であったと考えられる。なお、利得のピーク値が 20 dB のときの利得の 3 dB 帯域幅は 11 nm であった。

次に、EDF の利得について調べるため、EDF の入出力特性を測定した。CW 光ではブリルアン散乱が生じ測定できなかつたため、ASE を光フィルタで切り出し、プローブ光として用いた。EDF

利得の入力パワー依存性の測定結果を図5. 3. 5に示す。プローブ光パワーを増大させるにつれて利得が減少することがわかる。これは光増幅器が飽和していることを示す。ここで小信号利得を求めようと試みたが、プローブ光パワーを減少させて利得を増大させると、利得が31 dBを超えたところでEDFが発振し、小信号利得は測定できなかった。発振の原因は、二重レーリー散乱等が考えられるが、現状では明らかではない。しかしながら、利得ピークにおいて30 dB以上の利得を有することは明らかになった。

以上の結果を踏まえると、図5. 3. 2のスペクトルが得られた条件において利得は21 dBであったから、EDFは少なくとも9 dB以上飽和していることが予想される。このため、入力端においてパルスが大きく増幅され、出力端では利得がほとんど得られていない可能性がある。

従って、よりEDFの長手方向の全体にわたって利得を得るためには、利得ピークから離れた波長でEDFを用いる方が良いと考えられる。また、利得ピークの長波長側を使うことにより、短波長側の吸収によるスペクトルの非対称化を防ぐことができる。そこで、MLLDの波長を1560 nmに設定してEDF出力スペクトルを測定した。結果を図5. 3. 6に示す。スペクトルは1552 nmの場合よりも更に平坦性が改善され、19 nmの10 dB帯域を有していた。また、広帯域化量は短波長側に8.5 nm、長波長側には10.5 nmであり、スペクトルの対称性も改善できた。

図5. 3. 7にEDFによるスペクトル広帯域化のシミュレーション結果を示す。ファイバパラメータは表5. 3. 1に示した値を用い、また、利得分散及び長手分布を無視した。得られたスペクトル幅は15.9 nmと実験よりも狭かった。これは実験において利得が飽和していたことを示す。しかしながら、スペクトルの形状の特徴は実験と良く一致している。わずかな左右の非対称は3次分散によるものである。

最後に、入射波長付近のスペクトルのリップルについて考察する。図5. 3. 6に示した光スペクトルの中心波長付近の拡大図を図5. 3. 8に示す。モード間隔が10 GHzであるから、リップル周期は約80 GHzである。このリップルはメインパルスから12.5 ps離れたところに同一周波数成分を有するサテライトパルスが存在することを示している。スペクトルを広帯域化しない場合にはメインパルスのスペクトル密度が高いため、このリップルは目立たない。しかしながら、スペクトルが広帯域化し、メインパルスのスペクトル密度が低下すると、サテライトパルスとの干渉における消光比が大きくなり、リップルが顕在化する。なお、このパルスはメインパルスの前後に存在しているため、SPMの量が変化するとメインパルスの位相が変化し、2つのサテライトパルスとメインパルスの位相関係によってリップルの振幅が変化する。

従って、スペクトルのリップルを低減するためには、このサテライトパルス除去すればよい。メインパルスに比べてサテライトパルスのエネルギーは小さいから、波形整形によりサテライトパルスを除去できる。ここでは、非線形ループミラー(nonlinear optical loop mirror, NOLM)によってサテライトパルスを除去した後に、EDFによるスペクトル広帯域化を行った。実験系を図5.3.9に、広帯域化後のスペクトルを図5.3.10に示す。中心波長におけるスペクトルのリップルが無くなっていることがわかる。スペクトルの両端において新たなリップルが発生しているが、この原因はNOLM中の非線形効果によってEDFへの入力パルスのパルス波形及び周波数チャープが変化したためと考えられる。

以上で得られた結果をまとめる。長尺・低分散・高非線形EDFを用いることにより、所要パルスエネルギーを低減し、高繰り返しパルスから高い平坦性を有する広帯域スペクトルを発生した。また、波長を最適化することにより、スペクトルの対称性が改善できることを見出した。さらに、NOLMにより中心波長におけるサテライトパルスを除去できることを示した。

表 5. 3. 1. 長尺低分散 EDF のパラメータ

パラメータ	値
波長分散 β_2	$1.3 \text{ ps}^2/\text{km}$
三次分散 β_3	$0.061 \text{ ps}^3/\text{km}$
非線形定数 γ	$13.4 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$
長さ L	1190 m

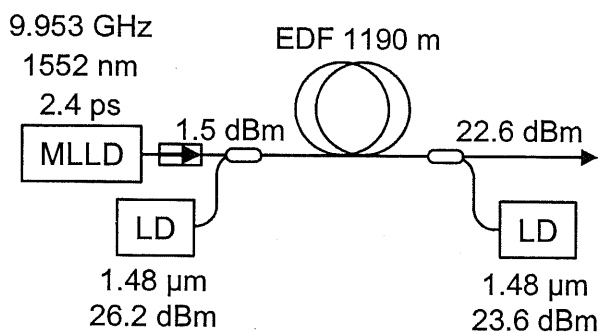


図 5. 3. 1. 繰り返し周波数 10 GHz のピコ秒パルスからのスペクトル広帯域化実験系。

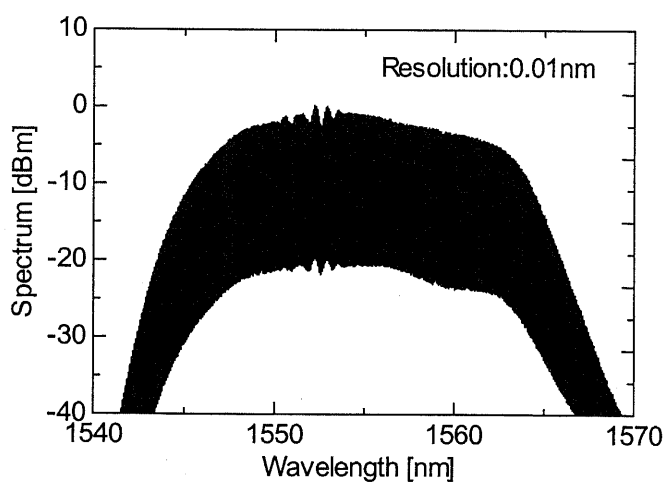


図 5. 3. 2. 長尺低分散 EDF により広帯域化された光スペクトル。

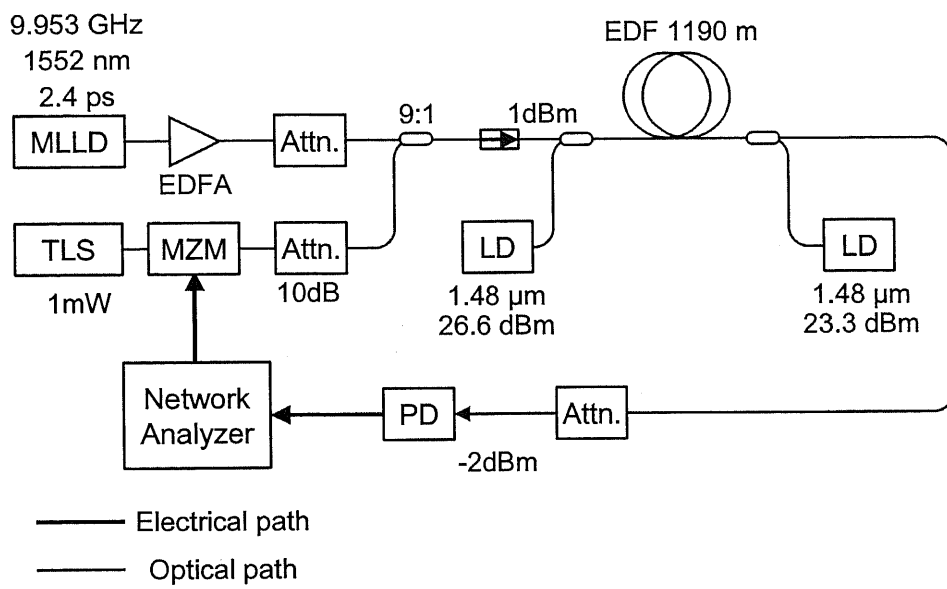


図5. 3. 3. 長尺 EDF の小信号利得の測定系。

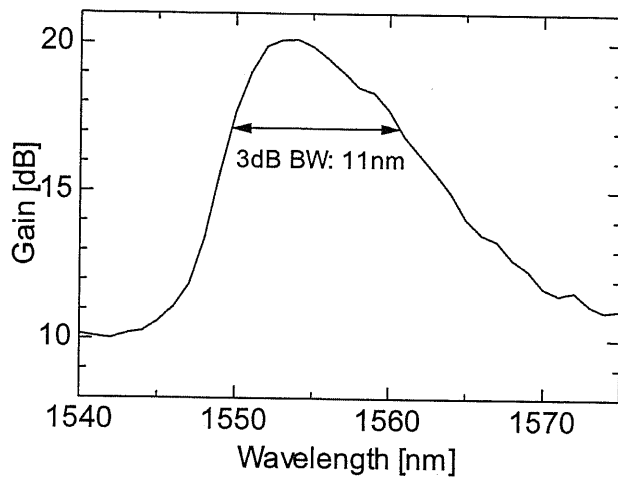


図5. 3. 4. スペクトル広帯域化時の小信号利得。

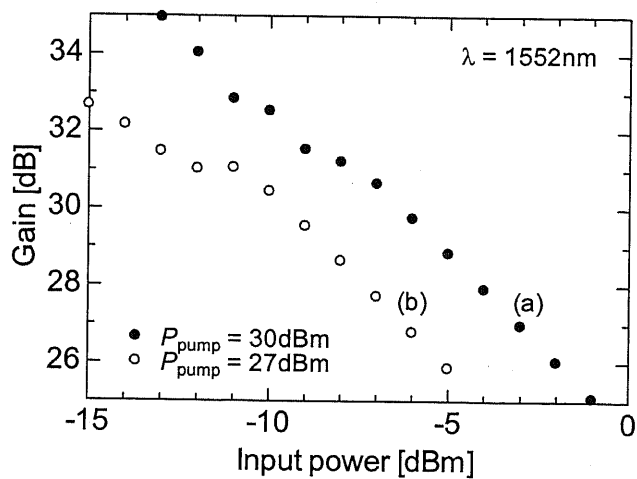


図5. 3. 5. EDF の利得と入力パワーの関係。入射波長：1552 nm。利得が 31 dB 以上のとき EDF は発振した。

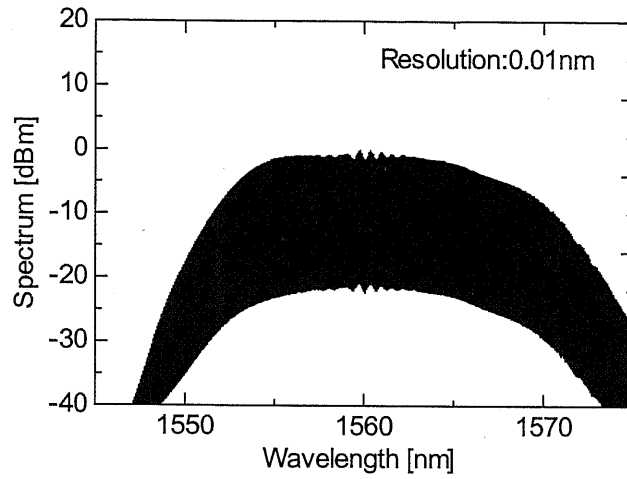


図5. 3. 6. 入力パルスの中心波長を 1560 nm に設定したときの EDF 出力スペクトル。

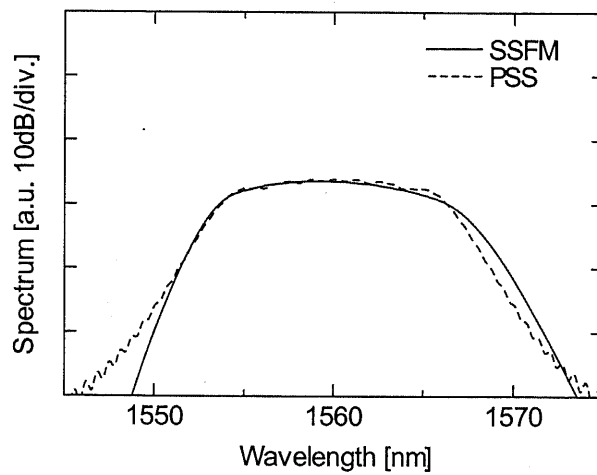


図5. 3. 7. シミュレーションにより得られた広帯域化後のスペクトル及び PSS 解のスペクトル。入力パルスは 2 ps のガウシアンパルスとした。左右の非対称は 3 次分散の影響による。

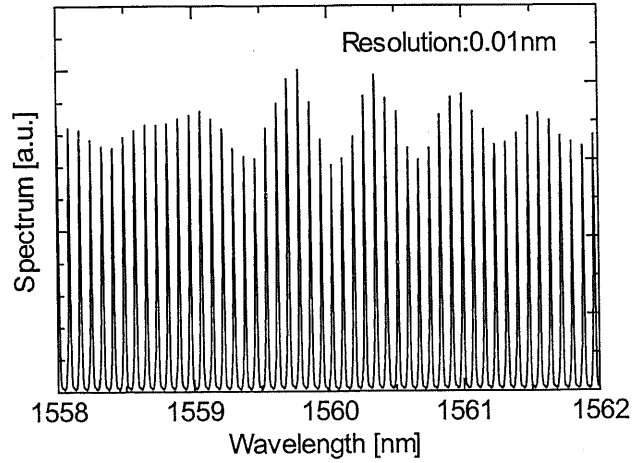


図5. 3. 8. 広帯域化したスペクトルの中心部分の拡大図。縦軸はリニアスケールである。

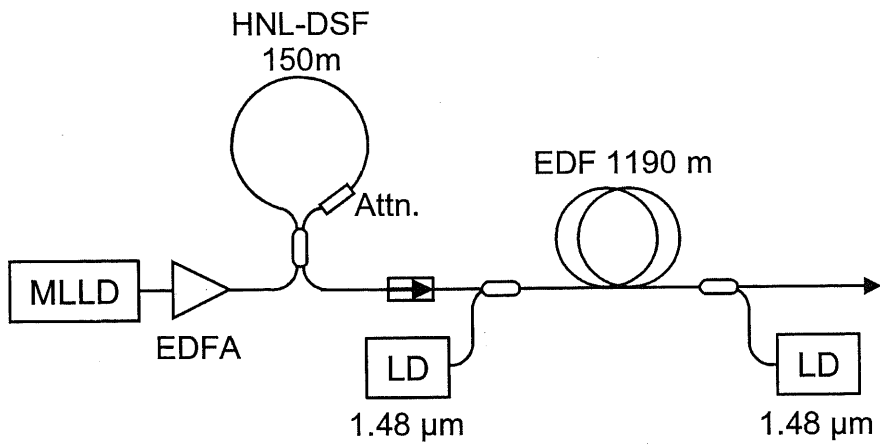


図5. 3. 9. NOLMによるサテライトパルスの除去後の光パルスを用いたの広帯域化実験。

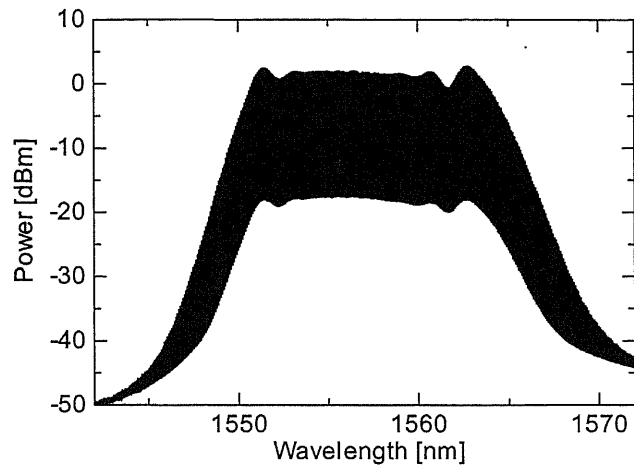


図5. 3. 10. NOLM によるサテライトパルスの除去後に EDF による広帯域化を行ったときの光スペクトル。中心波長 (1557 nm) におけるリップルが低減されている。

5.4 本章のまとめ

長尺エルビウム添加ファイバを用い、ピコ秒パルスのスペクトル広帯域化を試みた。5.2節においては低繰り返しパルスを用いて長尺ファイバ増幅器によるスペクトル広帯域化を行い、34.5 nmの10 dB帯域幅を有する平坦性の高いスペクトルの発生に成功した。また、前方励起と後方励起を比較したところ、前方励起の場合により広いスペクトル広がりが見られた。その一方、後方励起の場合にスペクトルはシミュレーションとよく一致し、より急峻なスペクトルのカットオフが見られた。これは、スペクトルが利得の長手分布に依存することを示す。5.3節ではエルビウム添加ファイバの分散値を低減し、10 GHz繰り返しパルスからの広帯域スペクトル発生に成功した。また、小信号利得測定を通じて、スペクトルの非対称性が短波長帯における吸収に由来することを示した。そこで、入力パルスの波長を利得ピークから長波長側にずらすことにより、スペクトル平坦性・対称性を改善した。また、中心部分のリプルが入力パルスに付随するサテライトパルスに由来することを示し、NOLMによるリプル除去に成功した。これらを通じて、長尺エルビウム添加ファイバを用いることにより平坦性の高い広帯域スペクトルが得られることを示した。

第5章に関する参考文献

- [5.1] S. T. Davey, D. L. Williams, D. M. Spirit, and B. J. Ainslie, "Lossless transmission over 10 km of low-dispersion erbium doped fibre using only 15 mW pump power," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 15, pp. 1148-1149, 1990.
- [5.2] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, "Ultralong dispersion-shifted Erbium-doped fiber amplifier and its application to soliton transmission," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 12, pp. 2103-2108, 1990.

第6章 ラマン増幅を用いた広帯域化実験

6. 1 はじめに

光ファイバ中のラマン散乱現象を用いたラマン増幅技術は分布増幅技術として光通信システムで広く使われ始めている。ラマン増幅においては複数波長の励起光を用いることで広帯域に亘る平坦な利得スペクトルを実現できる[6.1]。従って、ファイバ増幅器を用いたスペクトル広帯域化においてよりスペクトル幅を拡大するためには、ラマン増幅の適用は必須と考えられる。また、既にラマン増幅を用いて低繰り返しパルスから PSS パルスを発生した報告[6.2]があり、これを高繰り返しパルスに適用する意義は大きい。

そこで本節では、ラマン増幅器中でスペクトル広帯域化を行い、その適用指針を明らかにする。

6. 2節ではスペクトル広帯域化実験を行うとともに、ラマン増幅器の特性を調査する。6. 3節で本章をまとめる。

6. 2 スペクトル広帯域化実験

図6. 2. 1にラマン増幅を用いたスペクトル広帯域化の実験系を示す。ラマン利得媒質として2本の高非線形性ファイバ(highly nonlinear fiber, HNLF)を縦続接続したファイバを用いた。HNLFのパラメータは表6. 2. 1に示す通りである。入力パルスとしてMLLDが出力する時間幅2.4 psのパルスを用いた。MLLDパルスの繰り返し周波数及び中心波長は10 GHz及び1560 nmに設定した。MLLDパルスをEDFAにより増幅し、アイソレータを介してHNLFに入力した。入力端における光パワーは8.4 dBmであった。また、励起しない場合のHNLFの光損失は2.7 dBであった。

HNLFに対して、1.45 μm 及び1.48 μm の2波長による後方励起を行った。両波長の励起パワーが共に31.8 dBmのとき、HNLF出力光パワーは24.6 dBmまで増幅された。このときの光利得は16.2 dBであった。HNLF出力光スペクトルを図6. 2. 2に示す。スペクトルの10 dB帯域幅は15.3 nmであった。

このファイバ中のスペクトル広帯域化を数値計算によりシミュレーションした。結果を図6. 2. 3に示す。スペクトルの10 dB帯域幅は21.7 nmであり、実験で得られたスペクトルよりも広帯域である。このことは、利得が長手方向に一定の場合と比較すると、ファイバの長手方向に亘ってエネルギーが低かったことを示す。従って、実験における条件では出力端において大きな

利得が生じていたと考えられる。

そこで、励起方向を前方からに変更し、同様の実験を行った。得られたスペクトルを図6. 2. 4に示す。10 dB 帯域幅は21.6 nmであり、後方励起の場合よりも広帯域化している。しかしながら、10 GHz 間隔のモードは観測されなかった。これはスペクトルのコヒーレンスが大きく劣化したことを示している。この原因としては、励起光の強度雑音によって信号の強度あるいは位相が変調されたことが考えられるが、現段階では明らかではない。この前方励起によるコヒーレンス劣化のために、ラマン増幅を用いた方式では後方励起しか行えない。従って前方励起も可能なEDFと比較すると、ラマン増幅によるスペクトル広帯域化は広帯域化率において不利であることが判った。

次に、後方励起におけるラマン利得の飽和特性を測定した。励起条件は前述の後方励起の実験と同じである。プローブ光にはCW光及びMLLD光を用い、どちらも波長を1560 nmに設定した。測定結果を図6. 2. 5に示す。CW光を用いた場合には、強度を増加させるにつれてブリルアン散乱による後方散乱が生じ、見かけ上の利得が低下した。そこでブリルアン散乱の影響を受けないよう、MLLDパルスをプローブとして用いた。利得が3 dB低下する入力パワーは約8 dBmであった。従って、実験の条件はちょうどラマン利得が飽和を始めるパワーであり、分布増幅を受けながらスペクトルが広帯域化されたことが確認された。これ以上入力パワーを上げると、利得飽和により出力端の近くのみで利得が生ずると考えられる。

また、ラマン利得の広帯域性を確認するため、利得スペクトルを測定した。図6. 2. 6にCWプローブ光を用いて測定したラマン利得スペクトルを示す。但し、利得が飽和しないよう、プローブ光のパワーは-20 dBmとした。ラマン利得は1580 nm付近にピークを持ち、この波長におけるオン・オフ利得は28.0 dBであった。また、ピーク部分の3 dB帯域は18.2 nmであり、EDFの帯域(11 nm)と比べて1.6倍広がった。また、ピークから短波長側にかけてなだらかに利得が広がっており、1545 nmから1595 nmの45 nmの範囲に亘って20 dB以上の利得が得られている。更なる多波長励起を行えば、利得の平坦化も可能と期待される。

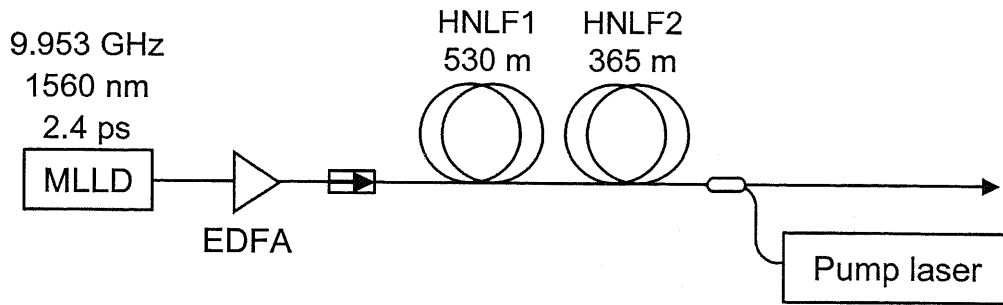


図6. 2. 1. ラマン増幅を用いたスペクトル広帯域化の実験系。HNLF: 高非線形性ファイバ。

表6. 2. 1. 高非線形性ファイバのパラメータ

パラメータ	HNLF1	HNLF2	平均値
波長分散 β_2	1.84 ps ² /km	1.52 ps ² /km	1.71 ps ² /km
三次分散 β_3	0.053 ps ³ /km	0.052 ps ³ /km	0.052 ps ³ /km
非線形定数 γ	17 W ⁻¹ km ⁻¹	17 W ⁻¹ km ⁻¹	17 W ⁻¹ km ⁻¹
長さ L	530 m	365 m	895 m

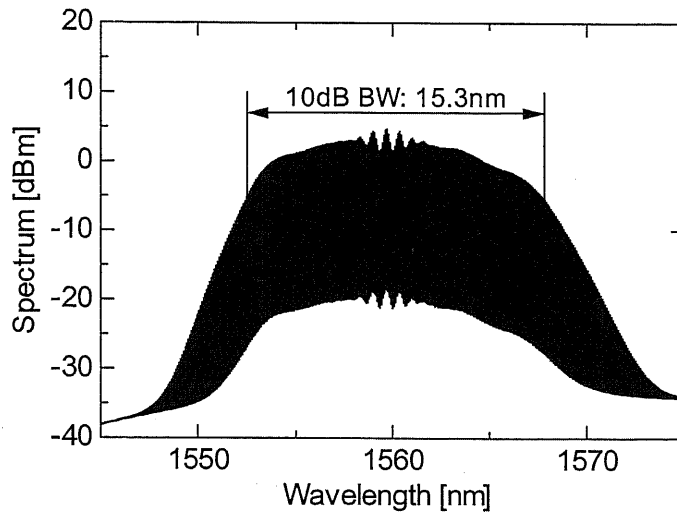


図6. 2. 2. HNLFで構成したラマン増幅器中で広帯域化した光スペクトル。

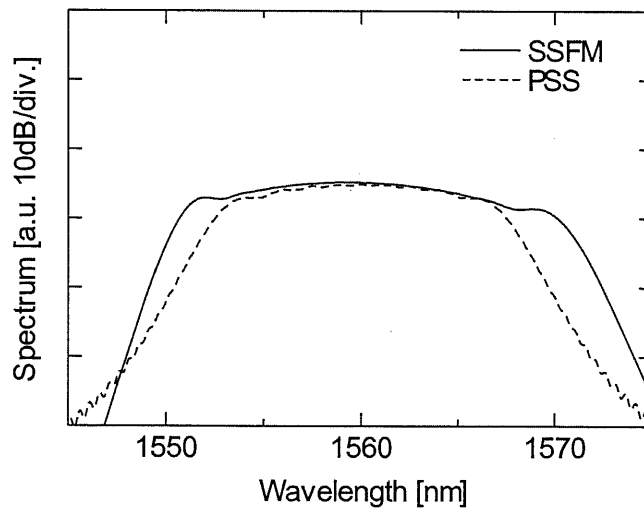


図6. 2. 3. シミュレーションで得られた光スペクトル。入力パルス：ガウシアン。入力パルス幅：2 ps。

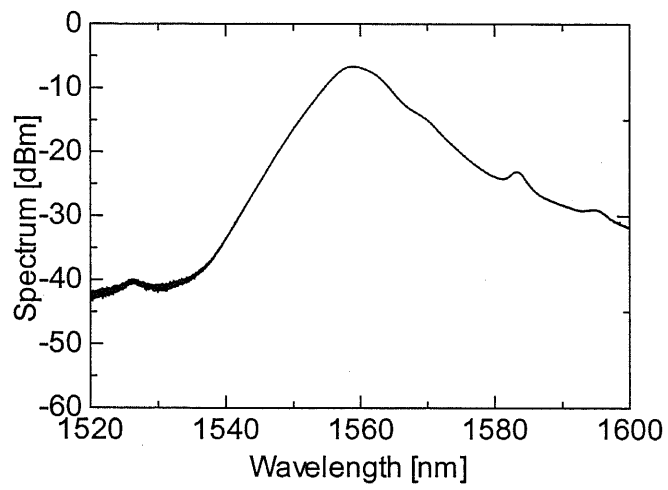


図6. 2. 4. 前方励起を行った場合の光スペクトル。スペクトルのコヒーレンスが失われている。

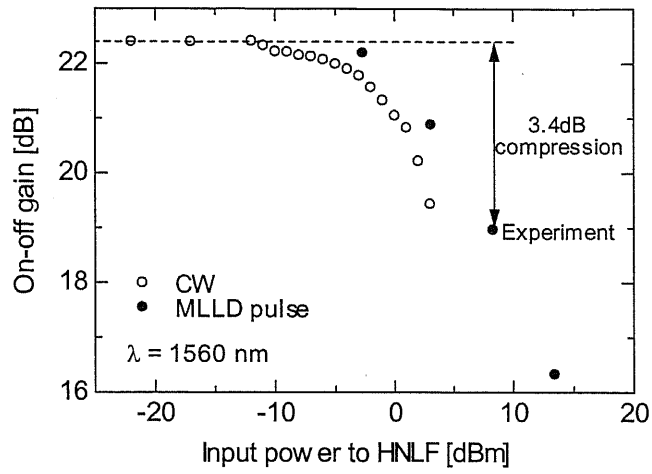


図 6. 2. 5. ラマン利得の入力パワー依存性。

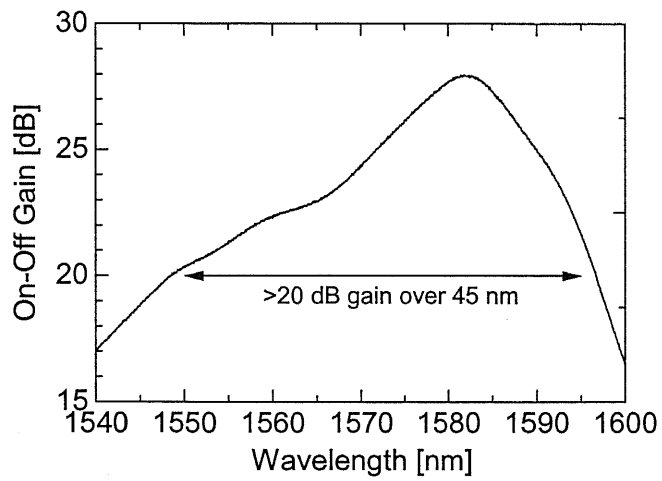


図 6. 2. 6. ラマン利得スペクトル。

6.3 本章のまとめ

ラマン増幅を用いてスペクトル広帯域化を試みた。895 m の HNLF を後方励起することにより、15.3 nm の 10 dB 帯域を有するスペクトルを発生した。しかしながら、スペクトルは EDF を用いた場合(18.6 nm)よりも狭帯域であった。この原因として後方励起のために出力端で大きな利得が発生し、ファイバ伝搬中のパルスエネルギーが長手方向に低く保たれていたことが考えられる。一方、前方励起を用いた場合は著しいコヒーレンス劣化を観測した。このためにラマン増幅を用いる場合は後方励起のみを用いる必要があり、所要パルスエネルギーに関しては EDF よりも不利であることがわかった。なお、ラマン利得スペクトルは 18.2 nm の 3 dB 帯域を有しており、EDF より広帯域であった。従って、4.4章に示した指針に基づきファイバパラメータを最適化すれば、EDF よりも広帯域化を行える可能性があると考えられる。

第6章に関する参考文献

- [6.1] S. Namiki and Y. Emori, "Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, no. 1, pp. 3-16, 2001.
- [6.2] C. Finot, G. Millot, C. Billet and J. M. Dudley, "Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber," *Opt. Express.*, vol. 11, no. 13, pp. 1547-1552, 2003.

第7章 多波長光源への応用に向けた広帯域スペクトルの評価

7. 1 はじめに

本章では、光ファイバ増幅器中で発生した広帯域スペクトルを多波長光源に応用することを目的とし、雑音特性を評価する。まず、7. 2節において多波長光源の構成を示し、また、その評価項目について説明する。7. 3節では広帯域スペクトルをフィルタにより切り出し、Q値測定を通じてその雑音特性を評価するとともに、平坦性の低い広帯域スペクトルと比較する。7. 4節ではQ値の劣化原因について考察する。7. 5節で本章をまとめる。

7. 2 多波長光源の構成とその評価項目

図7. 2. 1に広帯域スペクトル光を用いた多波長光源の構成を示す。光パルスを入射する光ファイバあるいは光ファイバ増幅器等の非線形媒質に入力することにより、パルスのスペクトルを拡大する。このようにして得られた広帯域スペクトルを導波路型回折格子(arrayed waveguide grating, AWG)等の多波長光フィルタに入力すると、多波長のパルスを一括して得られる。各波長の信号に個別の光変調を施した後、波長合波器によって多重化を行うことにより、波長分割多重(wavelength division multiplexing, WDM)信号を得ることができる。

なお、多波長光源はフィルタの帯域を適切に設定することにより様々な応用が可能となる。図7. 2. 2に光フィルタの帯域幅と得られる時間波形の関係の模式図を示す。図7. 2. 2(a)のように、フィルタの帯域幅を広くするとスペクトル幅の広いパルスが得られるから、フーリエ変換の関係によりパルスの時間幅を短くできる。従って、このようなパルスは光時分割多重(optical time division multiplexing, OTDM)とWDMを組み合わせた応用に有用である。一方、フィルタの帯域幅を狭めていくにつれてパルス幅は拡大していく(図7. 2. 2(b))。パルス幅を繰返し周期より十分大きくしていくと、時間的に隣接するパルスと干渉し、ついには連続光が得られる。これはスペクトル領域で考えると、繰返し周波数間隔で並ぶ縦モードの1本のみを切り出すことに相当する(図7. 2. 2(c))。これは超高密度WDM用光源として有用である。

これらの様々な応用に応じて、多波長光源には様々な評価項目が存在する。

- ① 波長毎の光パワーの均一性。
- ② 低雑音性。

- ③ 低位相雑音性。
- ④ パルス幅の均一性。
- ⑤ 低ペDESTAL性。
- ⑥ 低ジッタ性。

多波長光源を WDM 通信用パルス源に応用する場合には、これらの評価項目の中で①と②が重要である。①に関しては、WDM 信号の波長間のパワー均一性が低いと、ファイバ伝送時にペナルティが生じるからである。つまり、高パワーの信号はファイバ線路中で強い非線形効果を受け、一方、低パワーの信号は信号帯雑音比(signal-to-noise ratio, SNR)が劣化する。また、②に関しては、送信信号に雑音が含まれるとシステムマージンが大きく低下してしまう。なお、この詳細は Appendix E に譲る。

一方、③は単一モードの連続光を切り出す場合や位相変調(phase shift keying, PSK)方式を用いる場合に重要である。これらの場合には、時間コヒーレンスが繰返し周期より十分長く保たれる必要があるからである。また、④⑤⑥は OTDM/WDM 用のパルス光源に応用する場合において重要となる。

本章では、②の雑音特性に関して評価を行う。なぜなら、既に第5章において平坦性の高い広帯域スペクトルの発生に成功しているため、②を満たせば WDM 用パルス光源に応用できる可能性が高いからである。

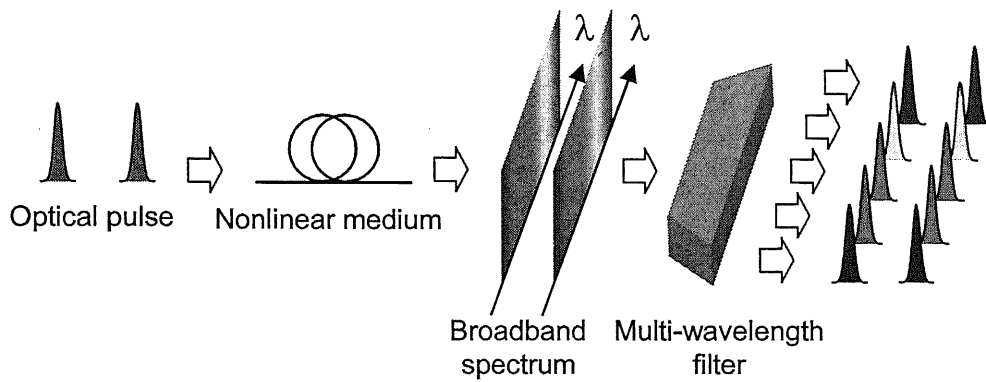


図7. 2. 1. 広帯域スペクトルを用いた多波長光源の構成。

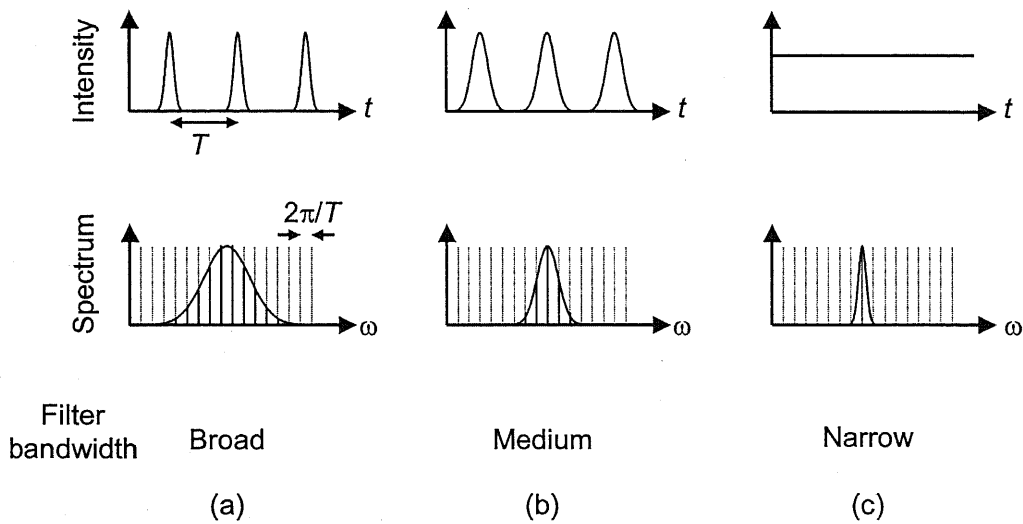


図7. 2. 2. 広帯域スペクトルを光フィルタにより切り出す場合のフィルタ帯域幅と時間波形の関係。

7. 3 雑音特性の評価

本節では、5. 3節において長尺低分散 EDF を用いて得られた繰り返し周波数 10 GHz の広帯域スペクトルを光フィルタで切り出し、その雑音特性を Q 値測定により評価する。実験系を図 7. 3. 1 に示す。広帯域スペクトル光を帯域幅 30 GHz の光バンドパスフィルタ(optical bandpass filter, OBPF)に入力した。OBPF 出力パルスは、パワーに依存して Q の測定値が変動しないよう光アッテネータにより光パワーを一定値(-10 dBm)に減衰した後、EDFA によって光増幅を施した。増幅後のパルスを光カップラにより二分し、一方をフォトディテクタに入射した。得られた電気信号を 10 GHz のバンドパスフィルタに入力しすることによりクロック抽出を行い、パルスパターン発生器(pulse pattern generator, PPG)へ入力した。他方の光カップラ出力パルスを、自動偏波コントローラを介して 2 電極型マッハツェンダ型光変調器(Mach-Zehnder modulator, MZM)に入力することにより、強度変調を行った。MZM への入力信号として、PPG が出力する 10 Gb/s、31 段の擬似ランダム信号を用い、プッシュプル駆動を行った。なお、より高い Q 値まで測定できるよう、MZM 用のドライバンプは用いず、PPG が出力する 2 V_{p-p} の信号を直接 MZM に入力した。変調器出力光を再び EDFA により増幅し、半値幅 70 GHz の光バンドパスフィルタを介して PD に入力した。PD への入力光パワーは 0 dBm とした。PD の出力信号を誤り率測定器に入力することにより、Q 値測定を行った。OBPF の中心波長は刻み幅 0.5 nm で変化させた。

始めに、EDF を用いて広帯域スペクトルを発生し、Q 値測定を行った。発生系、スペクトル、Q 値測定結果を図 7. 3. 2 に示す。広帯域スペクトル発生系は前章と同じものである。半導体受動モード同期レーザ(MLLD)の中心波長は EDF の利得ピークである 1552 nm に設定した。なお、この実験では MLLD を自走状態で使用しており、ハイブリッドモード同期等の電気信号への同期手段は用いていない。図 7. 3. 2(c)に示すように、1546 nm から 1562 nm までの 16 nm に亘って 25.3 dB 以上の高い Q 値が得られた。このことから、EDF を用いて発生した広帯域スペクトルが全帯域に亘って低雑音であることが確認された。

次に、入力パルス波長に対する Q 値の依存性を調べるため、MLLD の発振波長を変化させながら Q 値を測定した。測定結果を図 7. 3. 3 に示す。波長は 1549 nm から 1555 nm まで変化させた。パルス波長が短波長の場合に長波長側の Q 値が低下し、またパルス波長が長波長の場合に短波長側の Q 値が低下することがわかった。

また、スペクトルの平坦性と Q 値の関係を調べるため、正常分散・分散フラットファイバ(dispersion flattened fiber, DFF)を用いてスペクトル広帯域化を行い、Q 値を測定した。スペクトル

広帯域化系を図7.3.4(a)に示す。用いたファイバの分散値、非線形定数、長さはそれぞれ -0.24 ps/nm/km、 $3\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$ 、 560 mである。図7.3.4(b)に示すように、広帯域化後のスペクトルにはリップルが残存している。得られたQ値は波長によって変動し、 1550 nmにおいて 22.3 dBまで低下した。

これらEDFとDFFの違いは図7.3.5に示すアイパタンにも見ることができる。EDFの場合(図7.3.5(a))はどの波長においても1レベルの雑音は同程度である。一方、DFFの場合(図7.3.5(b))は中心波長において1レベルの雑音が増加し、周辺の波長においては雑音が抑圧されている。この傾向はQ値の測定結果と一致する。

最後に、MLLDパルスの強度雑音を求めるため、スペクトル広帯域化を行わずにMLLDパルスのスペクトルを切り出し、Q値を測定した。測定結果を図7.3.6に示す。MLLDパルスは中心波長ほどQ値が高く、周辺部ほどQ値が低下した。Q値の最大値は 26.8 dBであった。

以上の実験から次のような知見が得られた。

- ・ EDF中でスペクトルを広帯域化する場合、中心波長を利得ピークに合わせると全帯域に渡って高いQ値が得られる。
- ・ リップルが残存するスペクトルを切り出すと、リップルの形状に応じてQ値の劣化する波長帯が存在する。

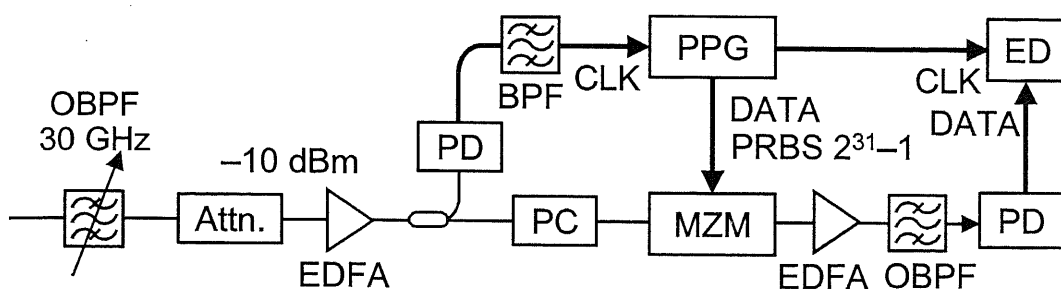


図7. 3. 1. Q値測定実験系。OBPF: 光バンドパスフィルタ。Attn.: 光アッテネータ。EDFA: 光増幅器。PD: フォトディテクタ。BPF: クロック抽出用バンドパスフィルタ。PC: 偏波コントローラ。MZM: マッハツェンダ型光強度変調器。PPG: パルスパターン発生器。ED: 誤り率測定器。

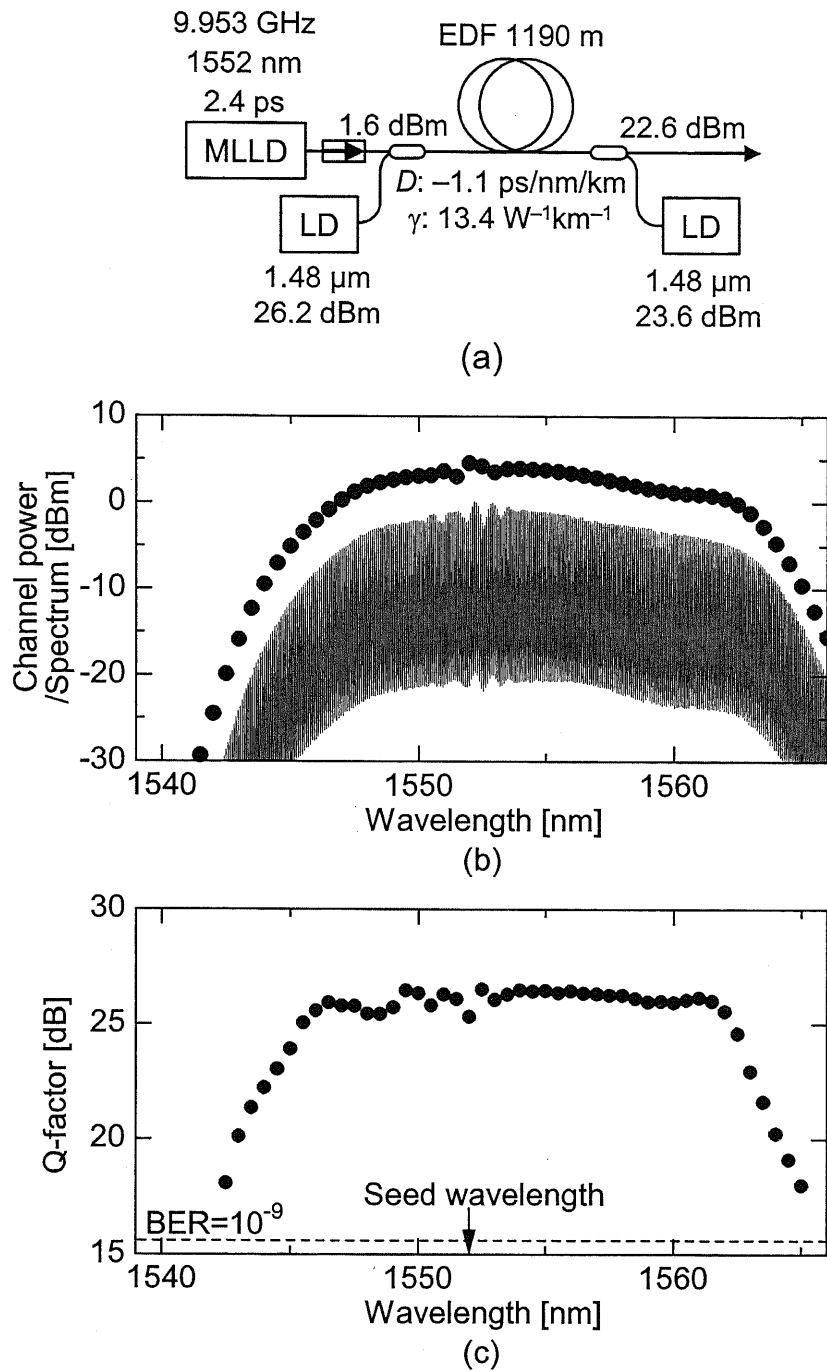


図7. 3. 2. 長尺低分散 EDF を用いたスペクトル広帯域化。(a) 広帯域スペクトル発生系。(b) 光スペクトル (実線) 及び光フィルタで切り出した後の光パワー (黒丸)。(c) 光フィルタで切り出し、強度変調を行った光パルスの Q 値。

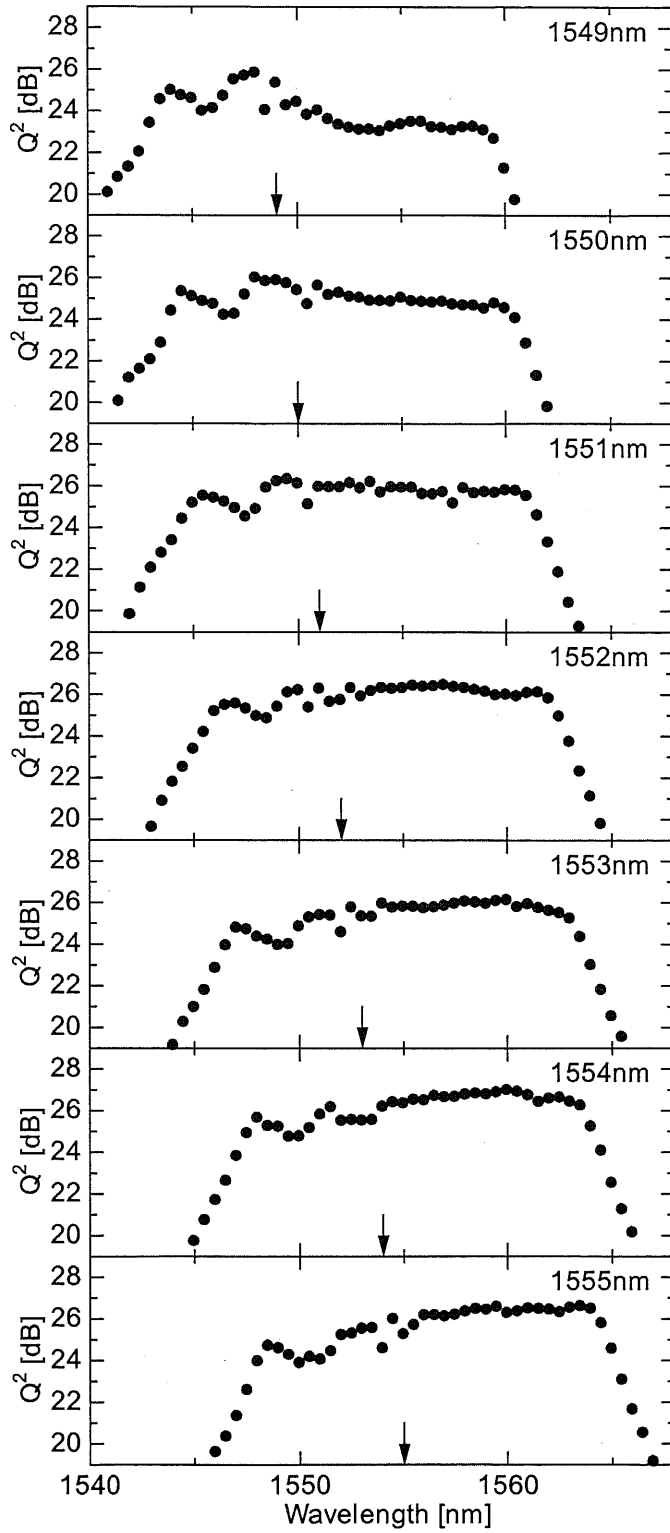


図7. 3. 3 入力パルス波長を変化させながら測定した Q 値。矢印は入力パルス波長を示す。

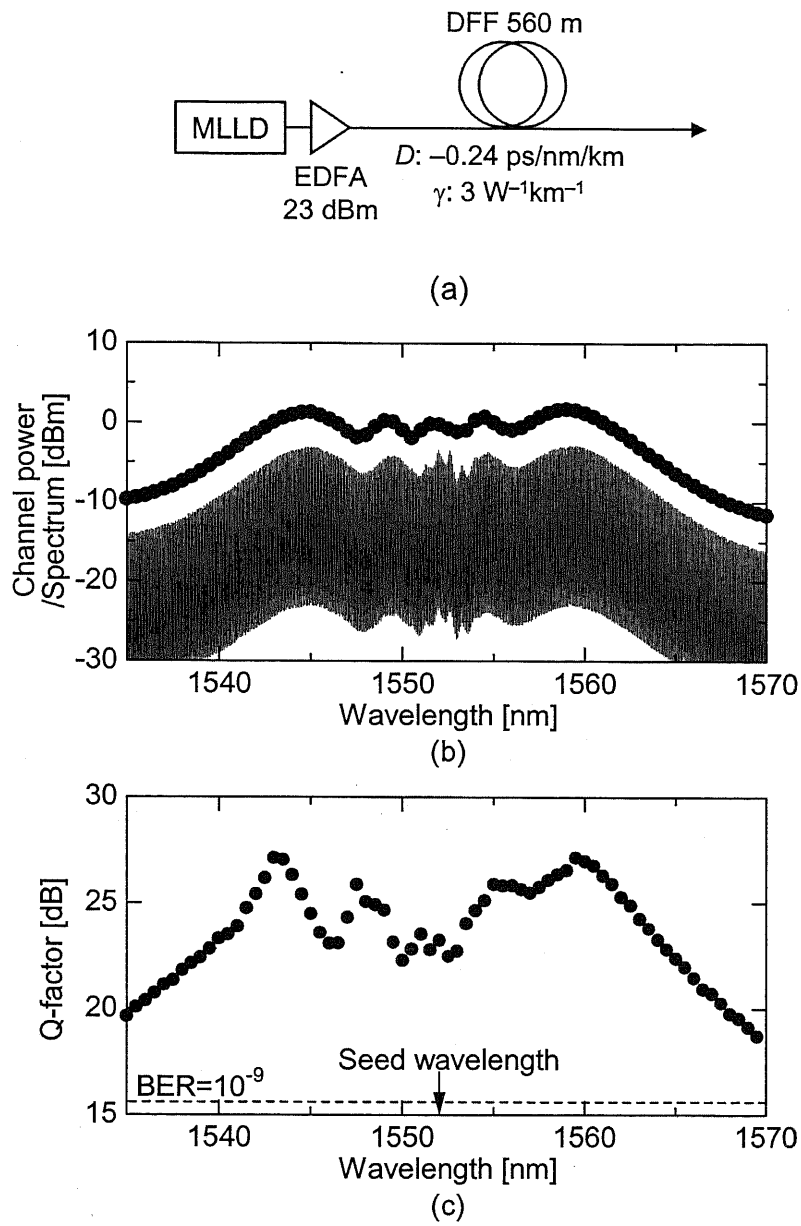


図7. 3. 4. 正常分散ファイバを用いたスペクトル広帯域化。(a) 広帯域スペクトル発生系。(b) 光スペクトル (実線) 及び光フィルタで切り出した後の光パワー (黒丸)。(c) 光フィルタで切り出し、強度変調を行った後の光パルスのQ値。

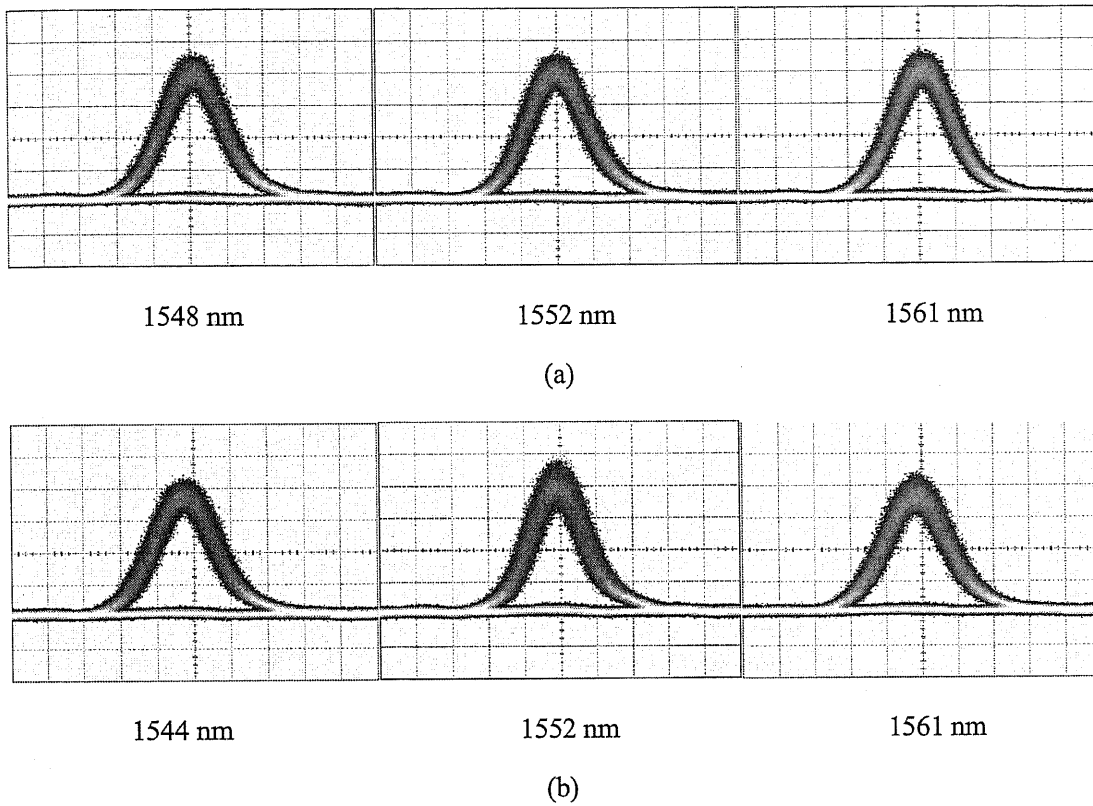


図7. 3. 5. 広帯域スペクトルをフィルタで切り出し、強度変調した後のアイパタン。横軸：10 ps/div。上段：EDFにより広帯域化したスペクトル。下段：DFFにより広帯域化したスペクトル。

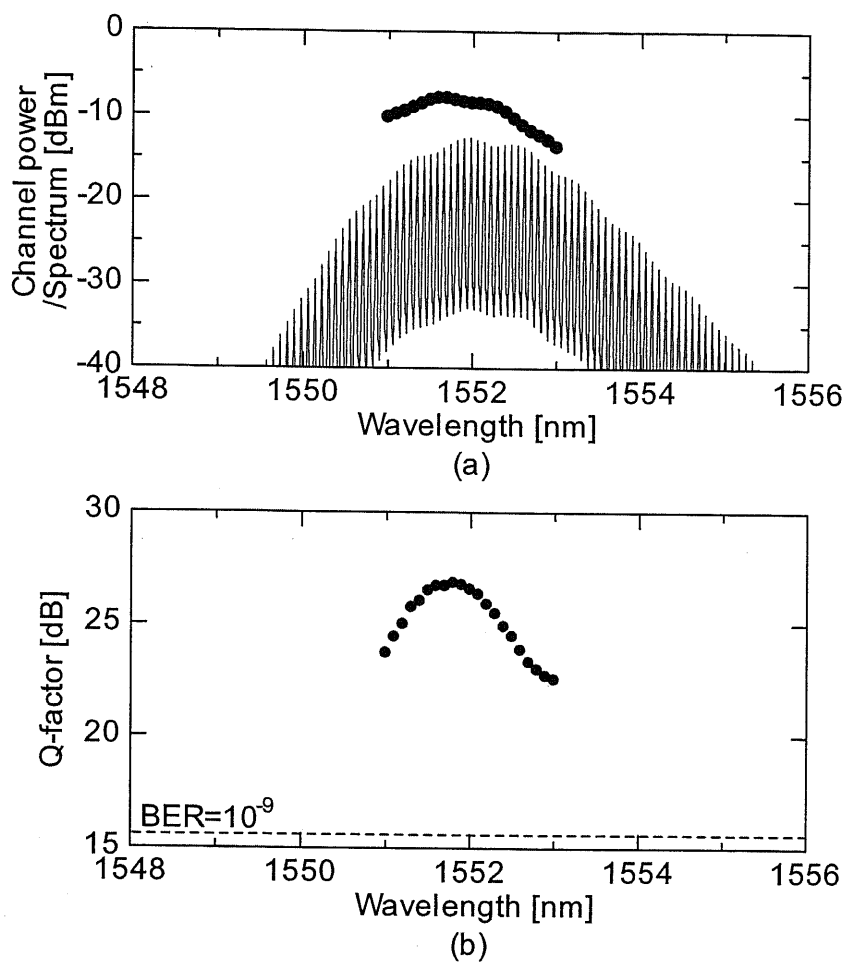


図7. 3. 6. 入力パルスのQ値測定結果。(a)光スペクトル（実線）及び光フィルタで切り出した後の光パワー（黒丸）。(b) 光フィルタで切り出し、強度変調を行った後の光パルスのQ値。

7. 4 信号対雑音比の劣化要因

本節では、7. 3節の実験結果に基づき、多波長光源の信号対雑音比の劣化要因について考察する。7. 4. 1節では、ASEによるQ値劣化について考察する。7. 4. 2節では、スペクトルのリップルを介した雑音増強について考察する。7. 4. 3節では、各種劣化要因を加味したQ値を理論的に導く。

7. 4. 1 自然放出光雑音

7. 3節の実験において、入力パルスの中心波長を利得ピークからずらすとEDFの利得ピーク付近においてQ値が劣化した。この現象は光信号対雑音比(optical signal-to-noise ratio, OSNR)劣化に起因するものと考えられる。EDFの利得が飽和しているとき、入力パルスの波長が利得ピーク波長から離れていれば、利得ピークでは飽和利得より大きな小信号利得が生じ、自然放出光雑音(amplified spontaneous emission, ASE)のパワー密度が高くなっていると考えられる。一方で、平坦に広帯域化されたスペクトルは各波長のスペクトル密度がほぼ等しい。このために利得ピーク付近でOSNRが劣化する。なお、広帯域化率を高くすればするほどスペクトル密度が低下し、OSNR劣化の影響が大きくなる。従って、このOSNRは広帯域化率の制限要因となると考えられる。

ここでは、OSNRと広帯域化率の関係を調べておく。入力パルスの平均パワー、EDFの利得、EDFの雑音指数をそれぞれ P_{avg} [W]、 G 、 F とする。このとき、EDFが発生するASEの単一偏波、1Hz当りのパワー密度は次式で表される。

$$P_{\text{ASE}} = \frac{1}{2} h\nu F(G-1) \text{ [W/Hz]} \quad (7.4.1)$$

但し、 h 及び ν はそれぞれプランク定数及び光周波数である。また、SCスペクトル幅の波長帯域を B [m]とすると、広帯域化後のスペクトル密度は次式で表される。

$$P_s = \frac{GP_{\text{avg}}\lambda^2}{Bc} \text{ [W/Hz]} \quad (7.4.2)$$

広帯域化したスペクトルをフィルタで切り出したときのOSNRは P_s/P_{ASE} である。なお、7. 3節の実験ではスペクトル広帯域化後に強度変調を行っているため、0レベルのASE-ASEビートノイズは抑圧される。また、OSNRが高い領域では、1レベルにおけるASE-ASEビートノイズはシグナル-ASEビートノイズに比べて無視できる。そこで、1レベルにおけるシグナル-ASEビートノイズのみを考慮すると、Q値のOSNRリミット(Q_{OSNR} ²)は次式のように計算される。

$$Q_{\text{OSNR}}^2 = \frac{1}{4} \frac{P_s}{P_{\text{ASE}}} \frac{B_o}{B_e} = \frac{GP_{\text{avg}} \lambda^2}{2BF(G-1)h\nu c} \frac{B_o}{B_e} \quad (7.4.3)$$

但し、 B_o 及び B_e はそれぞれ光フィルタの帯域幅及びレシーバの電気信号帯域である。Q値とOSNRの関係は Appendix D に示した。ここで、今回の実験条件として $P_{\text{avg}} = 1.4 \times 10^{-3}$ W、 $B = 18.6 \times 10^{-9}$ m、 $F = 6.3$ (8 dB)、 $G = 126$ (21 dB)、 $B_o = 30$ GHz、 $B_e = 10$ GHz を式(5.3.3)に代入すると、 $Q^2 = 30.5$ dBを得る。実験で得られたQ値は25.3 dB以上であったから、この条件ではASEの影響は支配的ではないことがわかる。しかしながら、そのマージンは5 dBと小さいため、わずかなASEの増加がQ値に影響を与えたと考えられる。

Q値のOSNRリミットを表す式(7.4.3)からは、以下のような知見が得られる。

- ・ Q値は入力パワー P_{avg} に比例するから、パルス光源の出力を高めることがQ値向上に有効である。
- ・ 帯域幅 B を拡大すると、 B に反比例してQ値は低下する。
- ・ スペクトルを切り出すフィルタの帯域が広いほどQ値は高くなる。今回の実験では3本程度のモードをまとめてパルスとして切り出しており、このことがQ値の向上に有利となっている。一方、モード1本ずつを切り出す場合にはフィルタ帯域が狭まるため、同じOSNRの条件においてもQ値は低下する。
- ・ ビットレートを増加させる場合には、 B_e と B_o の両方を増加させるため、Q値は変化しない。従って、Q値はビットレートに無依存である。

7. 4. 2 リプル形状を介した強度雑音の増強

7. 3節の実験において、リプルが残存するスペクトルを光フィルタにより切り出した場合には、スペクトルの形状に応じてQ値の劣化する波長帯が存在した。これは、スペクトルのリプル形状の変化を介して雑音が増強される効果によるものと考えられる。例えば、リプルの位置が入力パルスの強度に依存するとすると、わずかな強度の変化によりリプルの谷の部分のスペクトル密度は大きく変化する。また、この効果は強度雑音のみに拠るものではないと考えられる。例えば、パルスのスペクトルのエンベロープが時間的に揺らいだり（パルスの周波数雑音）、パルス幅やチャープ等が変動したりし、それによって広帯域化後のスペクトルが変動するとすれば、これらはリプル形状の変動を介して強度雑音を増加させる。

ここでは特に強度雑音によるリプルの変動の効果について調べるため、[7.1]に従い、変調利得を次式で定義する。

$$g(\lambda) = \frac{\Delta P(\lambda)/P(\lambda)}{\Delta P_s/P_s} \quad (7.4.4)$$

但し、 P_s は入力パルスのパワーであり、 $P(\lambda)$ は中心波長 λ の光フィルタにより切り出したパルスのパワーである。 $\Delta P(\lambda)$ は入力パルスのパワーが ΔP_s だけ変化したときのフィルタ出力パルスのパワー変化を表す。 $g(\lambda)$ が大きいほど、強度雑音が増強され、Q値が劣化する。

変調利得の測定には図7. 4. 1に示す実験系を用いた。MLLDパルスを強度変調器に入力し、わずかな強度変調を加えた。変調周波数及び変調度はそれぞれ500 MHz及び0.6%である。変調器出力光をEDFAにより増幅した後、7. 3節の実験と同様にスペクトル広帯域化・スペクトル切り出しを行った。切り出した光パルスは光パワーを調整した後に、PDに入力した。PD出力信号をネットワークアナライザに入力することにより、光強度変調成分を検出した。

実験結果を図7. 4. 2に示す。上段に変調利得を、下段に広帯域化後の光スペクトルを示した。図7. 4. 2(a)はEDFを用いて平坦性の高いスペクトルを得た場合である。中心波長(1552 nm)付近においてサテライトパルスとの干渉によりリプルが残留しており、このために変調利得は10 dB程度まで増大した。しかしながら、その周辺において変調利得は低く抑えられていることがわかる。一方、図7. 4. 2(b)に示すようにDFFを用いた場合にはスペクトルのリプルの形状にあわせて変調利得の低い波長帯・高い波長帯が存在することがわかった。

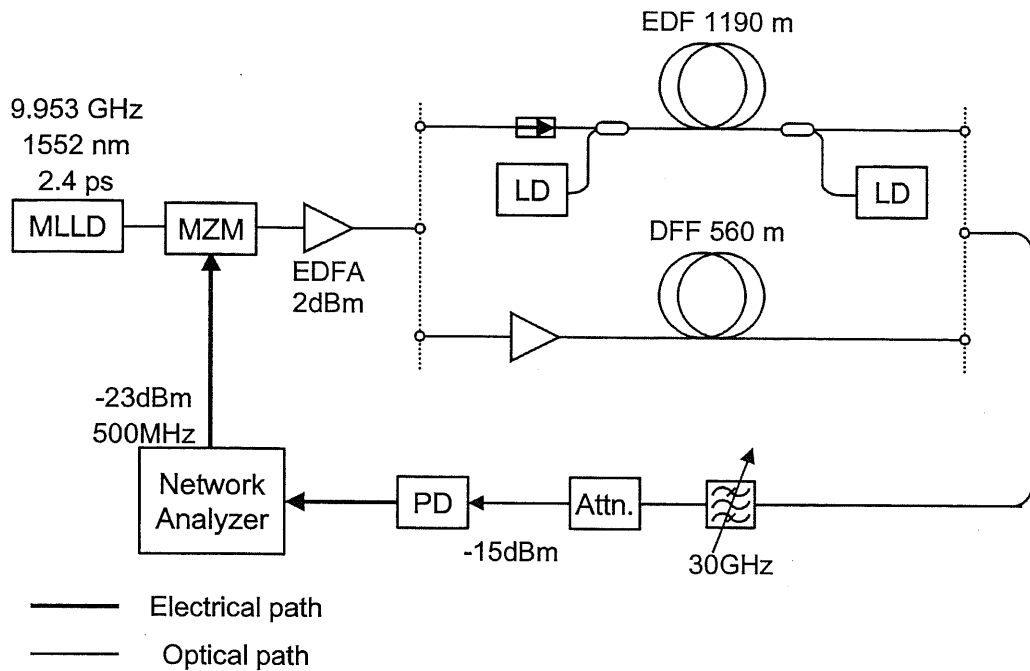


図7. 4. 1. 変調利得測定系。

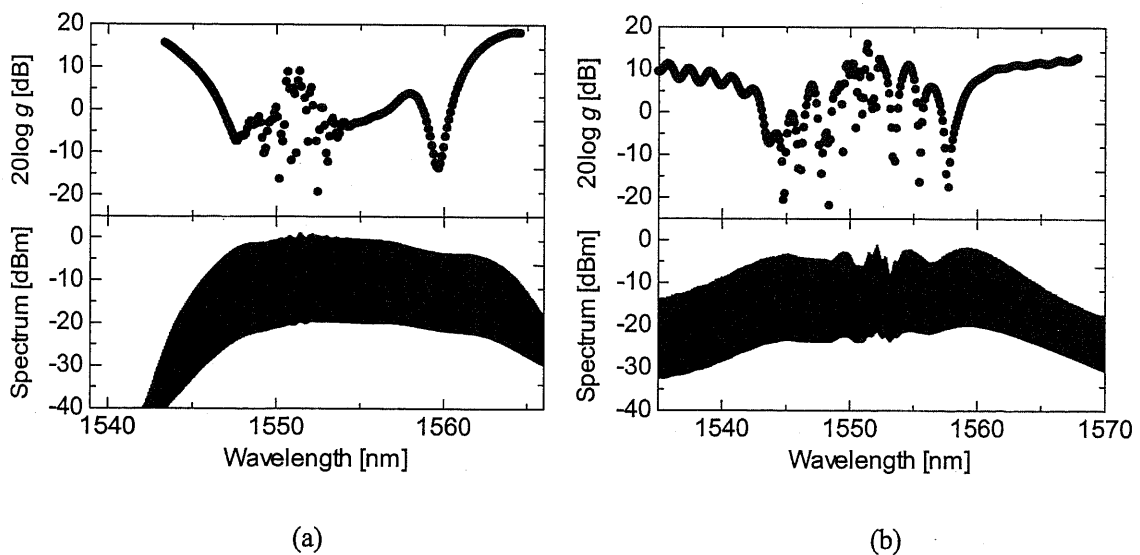


図7. 4. 2. 上段：変調利得の測定結果。下段：光スペクトル。(a) 低分散長尺 EDF を用いた場合。(b) DFF を用いた場合。

7. 4. 3 各種劣化要因が存在する場合の Q 値の導出

これまでの議論により、多波長光源の Q 値が様々な要因により劣化することを示した。本節では、これらの各種要因が存在する場合の Q 値を導出する。

まず、Q 値がシグナル-ASE ビート雑音、相対強度雑音(relative intensity noise, RIN)、及びレシーバの熱雑音により制限されると仮定し、これらの Q 値をそれぞれ Q_{ASE} , Q_{RIN} , Q_{Rx} により表す。また、変調利得を g とする。これらの中で Q_{ASE} 及び Q_{RIN} は 1 レベルのみの雑音が寄与し、 Q_{Rx} は 1 レベル・0 レベルの両方の雑音が寄与する。光電変換後の信号振幅及び雑音振幅を S_x 及び N_x (x : ASE, RIN, Rx) で表すと、次式が成り立つ。

$$Q_{ASE} = \frac{S}{N_{ASE}} \quad (7.4.5)$$

$$Q_{RIN} = \frac{S}{N_{RIN}} \quad (7.4.6)$$

$$Q_{Rx} = \frac{S}{N_{Rx} + N_{Rx}} \quad (7.4.7)$$

N_x を加法性の雑音とすれば、入力パルスの Q 値は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q_s &= \frac{S}{\sqrt{N_{Rx}^2 + N_{RIN}^2 + N_{Rx}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4Q_{Rx}^2} + \frac{1}{Q_{RIN}^2} + \frac{1}{2Q_{Rx}}}} \end{aligned} \quad (7.4.8)$$

また、スペクトルを広帯域化し、フィルタで切り出したパルスは、強度雑音の振幅が gN_{RIN} となる。従って、その Q 値は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q &= \frac{S}{\sqrt{N_{Rx}^2 + g^2 N_{RIN}^2 + N_{ASE}^2 + N_{Rx}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4Q_{Rx}^2} + \frac{g^2}{Q_{RIN}^2} + \frac{1}{Q_{ASE}^2} + \frac{1}{2Q_{Rx}}}} \end{aligned} \quad (7.4.9)$$

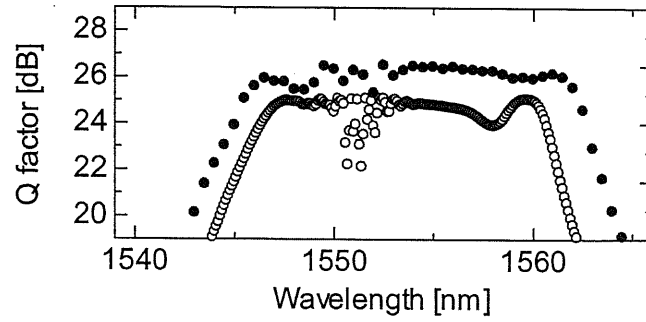
式(7.4.8)を用いると、入力パルスの Q 値及びレシーバの Q 値から Q_{RIN} を計算できる。これを用いると、式(7.4.9)からスペクトル広帯域化後の Q 値を計算できる。

ここで、7. 3 節における入力パルスの Q 値の測定結果から $Q_s = 26.8$ dB 及び $Q_{Rx} = 28$ dB を仮定する。このとき Q_{RIN} は 35.7 dB と求められる。また、7. 4. 1 節の議論から $Q_{ASE} = 30.5$ dB

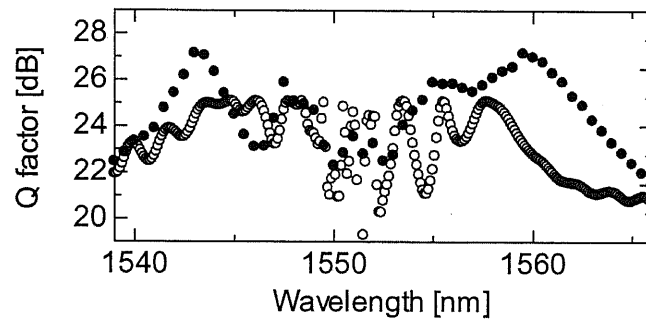
とする。この条件の下で式(7.4.9)により得られたQ値を図7.4.3中の白丸で示す。また、比較のために7.3節で測定したQ値を黒丸で示す。各パラメータの設定がラフであるため、また、変調利得測定時とQ値測定時とで系の状態が変化してしまったために、Q値の計算値と実測値は完全には一致しない。しかしながら、変調利得は以下のようなQ値の波長依存性の傾向を再現している。

- ・ EDFを用いた場合（図7.4.3(a)）、中心波長の周辺を除き、全体的にQ値の変動は少ない。
 - ・ DFFを用いた場合（図7.4.3(b)）、中心波長以外においてもQ値は大きく変動する。
- なお、各パラメータの誤差要因としては以下の2点が挙げられる。
- ・ Q_{ASE} の計算に雑音指数及び利得の波長依存性を取り入れていない。また、スペクトル密度として平均パワーを帯域幅で割った値を用いており、スペクトル形状を考慮していない。
 - ・ Q_s の測定時には入力パルスをフィルタで切り出しているため、MLLDのモード分配雑音の影響が現れ、フィルタで切り出さない場合と比較して Q_s を低く見積もっている可能性がある。

従って、現状では実験で得られたQ値を完全には説明しきれないものの、各パラメータをより正確に設定することにより、多波長光源の雑音特性が説明できるものと考えられる。



(a)



(b)

図7. 4. 3. 変調利得から計算されるQ値(白丸)及びQ値の実測値(黒丸)。

7.5 本章のまとめ

EDFにより発生した広帯域スペクトルを光フィルタで切り出し、Q値測定を通じて雑音特性を評価したところ、16 nm以上の帯域に亘って25.3 dB以上のQ値を観測した。一方、従来のスペクトル拡大方式による平坦性の低いスペクトルにおいては波長によってQ値の変動が見られた。この変動は変調利得によって説明できることを示し、平坦性の高いスペクトルが変調利得を低減するために有利であることを示した。また、各種Q値の劣化要因を加味したQ値を導出し、定性的な説明ができることを示した。これらを通じて、光ファイバ増幅器により発生した平坦性の高いスペクトルが多波長光源への応用において有利であることを示した。

第7章に関する参考文献

- [7.1] K. Mori, H. Takara and S. Kawanishi, "The effect of pump fluctuation in supercontinuum pulse generation," *Tech. Dig. Nonlinear Guided Waves and Their Applications*, paper NFC5, pp. 276-278 (1998).

第8章 パルス波形の測定法

8. 1 はじめに

光ファイバを用いたスペクトル広帯域化に際して、入力パルスおよび広帯域化後のパルスの特性を知ることは重要である。特に、強度波形のみならず周波数チャープまで含めて測定できれば、光ファイバ中のスペクトル広帯域化の過程を明らかにし、ファイバ設計へフィードバックできる可能性がある。そこで本章では、このように入力パルス・広帯域化後のパルスを測定可能であり、かつ簡便なパルス測定方式を開発する。

本章の構成を以下に示す。まず8. 2節において、光パルス測定技術の概論を述べる。次に8. 3節においてスペクトル位相直接検出法(direct spectral phase detection, DSPD)を提案する。8. 4節において DSPD を用いたパルス測定実験について記述する。さらに8. 5節において、DSPD で用いる光フィルタの特性が測定結果に及ぼす影響を明らかにすると共に、その補償法を提案する。8. 6節において本章をまとめる。

8. 2 光パルスの各種測定技術

従来の光パルス測定法を表8. 2. 1にまとめた。最もシンプルな光パルス測定法は光パルスを光電変換し、高速サンプリングオシロスコープで測定する方式である。この方式によって測定可能なパルス幅はオシロスコープの帯域によって制限され、10 ps 程度である。また、強度波形は得られるが位相情報は得られない。このような電気回路の速度制限を打破するため、従来の短光パルス測定法には高速な非線形光学効果が用いられてきた。最も一般的に用いられてきた方式は第二次高調波発生(second harmonic generation)を用いた強度自己相関測定法である。しかし、強度自己相関波形からは大まかなパルス幅の目安は得られるものの、正確な強度波形や位相情報は得られない。また、非線形光学効果を用いたサンプリングオシロスコープも開発されている。これは情報が重畳された高速信号のアイパタンを観測するために非常に有効な手段である。しかし、被測定パルスと同期したサンプリングパルスを必要とするため構成が非常に複雑であり、また、やはり位相情報は得られない。

ところで、パルスの時間幅が縮小するにつれてパルス伝搬におけるチャープの影響は顕著になる。このため、光パルスの振幅・位相測定技術はサブピコ秒からフェムト秒オーダの超短パルス

発生分野において発展した。これらは非線形光学効果を生じさせた後の光スペクトルから元パルスを再構築するものであり、フェムト秒のパルスを測定可能であることを特長とする。特に、FROG (frequency-resolved optical gating) [8.1]や SPIDER (spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction) [8.2]等の方式は高ピークパワーを有する低繰り返しフェムト秒パルスにとって非常に有効な測定手段となっている。

一方、ピークパワーの低い高繰り返しピコ秒パルスに対しては、非線形光学効果の効率が低下するため、感度を高めることが難しい。そこで、光非線形効果を用いずに線形な効果のみを用いるパルス測定法が提案されている[8.3]-[8.8]。これらはピークパワーの低いパルスに対して測定感度を高められる可能性がある。

Wang と Walmsley はこのような線形測定法について検討を行い、光パルス測定には次のいずれかの構成要素が必要であることを明らかにした[8.9]。

- ・ 光変調器、光フィルタ、直流光検出器。
- ・ 光フィルタ、交流光検出器。

現在まで提案されている方式の多く[8.3]-[8.7]は前者である。前者の特長は、高感度な光検出器が使用できる点である。低周波の光検出器は CR 時定数を大きくできるから、検出器の負荷インピーダンスを高くして熱雑音を低減し、感度を高められる。一方、後者は高周波の光検出器を必要とするため、検出器の負荷インピーダンスが低く、感度の点では前者には及ばない。しかしながら、シンプルさという点で後者は有利であり[8.8]、また、変調器を用いないため、広帯域なパルスを測定する場合にも変調器の波長依存性等の影響を受けないという利点もある。

表8. 2. 1. 代表的なパルス測定法。

	Time resolution	Intensity retrieval	Phase retrieval	Iterative calculation	Complexity	Sensitivity
Photodetector + Sampling oscilloscope	~10 ps	Yes	No	No	Simple	Low
Optical sampling	~1 ps	Yes	No	No	Complex	Low
Intensity autocorrelation	~10 fs	No	No	No	Simple	Low
Cross-correlation	~100 fs	Yes	No	No	Complex	Low
FROG	~10 fs	Yes	Yes	Yes	Simple	Low
SPIDER	~10 fs	Yes	Yes	No	Simple	Low
Linear schemes	~1 ps	Yes	Yes	No	Simple	High

8.3 スペクトル位相直接検出法(DSPD)

本節では、スペクトル広帯域化における入力パルス及び広帯域化後のパルス波形を測定する方式として、スペクトル位相直接検出法を提案する。以下に DSPD の原理を示す。被測定パルスの複素電界を $e(t) = a(t)e^{j\phi(t)}$ 、 $e(t)$ のフーリエ変換を $E(\omega) = A(\omega)e^{j\phi(\omega)}$ により表す。但し、 $A(\omega)$ はスペクトル振幅、 $\phi(\omega)$ はスペクトル位相である。ここで、図 8.3.1 に示すように、パルスを光バンドパスフィルタ(optical bandpass filter, OBPF)に入射する。OBPF の帯域内においてスペクトル位相が十分に滑らかと見なせるほど OBPF の帯域が狭く、また OBPF の分散が無視できるほどに小さければ、OBPF 出力光の群遅延は $\tau = -d\phi(\omega)/d\omega$ で与えられる。なお、OBPF の帯域及び分散はこの群遅延に影響を及ぼすが、この効果は後に示すように補償可能である。ここで、OBPF 出力光を光検出器(photo detector, PD)に入力し、光電流を OBPF の中心周波数 ω の関数として測定する。パルスの繰り返し周波数を ω_{rep} とすると、光電流の ω_{rep} 成分は次式で表される。

$$i(t) = I(\omega) \cos[\omega_{\text{rep}}(t - \tau(\omega))] \quad (8.2.1)$$

ここで、光電流の振幅はスペクトル振幅 $A(\omega)$ の自乗に比例し、光電流の時間遅延は OBPF 出力光の群遅延 τ と等しい。このようにして群遅延 τ を光周波数 ω の関数として測定した後、 $\tau(\omega)$ を ω 軸で積分することにより、 $\phi(\omega)$ が求められる。従って、光電流の振幅と位相から $E(\omega) = A(\omega)e^{j\phi(\omega)}$ を求めることができる。最後に、 $E(\omega)$ をフーリエ逆変換すると $e(t)$ が得られる。

DSPD 測定におけるキーポイントは、群遅延測定の確度を上げる点にある。なぜなら、DSPD では群遅延を周波数軸で積分してスペクトル位相を求めるため、誤差が群遅延と周波数幅の積で決まるからである。従って、系の分散、OBPF の群遅延の中心波長依存性、パルスの群遅延ドリフト等、測定誤差要因を徹底的に排除する必要がある。この点については 8.4 節で議論する。また、光フィルタが大きな分散を有する場合や帯域幅が適切でない場合も群遅延測定の誤差が生ずる。この点については 8.5 節で議論する。

なお、本方式は光フィルタと交流検出器を用いてスペクトル位相を測定するという点で [8.8] と類似している。しかしながら、[8.8] ではフーリエ光学系を用いた超高分解能フィルタを用いるため、フィルタの中心波長を変化させても群遅延は変化せず、また、透過帯域内の分散も無い。つまり、光フィルタ特性を高性能化し、測定誤差を減らそうというアプローチである。一方、DSPD では光フィルタを簡略化するため、フィルタ特性によっては測定誤差が生ずる恐れがある。そこで、光フィルタ特性の影響を明らかにし、場合によっては補償するというアプローチをとる。

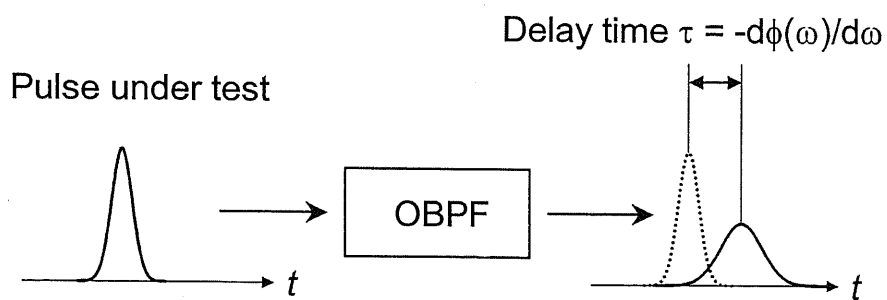


図8.3.1. DSPD法の原理説明図。

8.4 DSPD による広帯域スペクトル光測定

本節では、DSPD 法を用いて行ったパルス測定について記述する。8.4.1 節では DSPD 測定系について説明する。8.4.2 節では DSPD 測定に先立ち、系の波長分散を精密に測定する。

8.4.3 節では DSPD 測定実験の詳細と結果を示す。

8.4.1 DSPD 測定系

図8.4.1に DSPD 測定実験系を示す。この系では被測定パルスを光カプラで二分する。一方を OBPF に入射し、その出力光を PD1 に入力する。また、もう一方の光カプラ出力光を PD2 に入力する。2つの PD が出力する 10 GHz の RF 信号をそれぞれ RF ミキサにより 100 kHz へ周波数変換した後、デジタルロックインアンプに入力する。これにより、PD2 の信号の位相を基準として PD1 の信号の振幅及び位相を測定する。このように2つの PD を用いることで、パルスのジッタやパルス源から測定系までのファイバ長のドリフト等に起因する測定誤差をキャンセルできる。

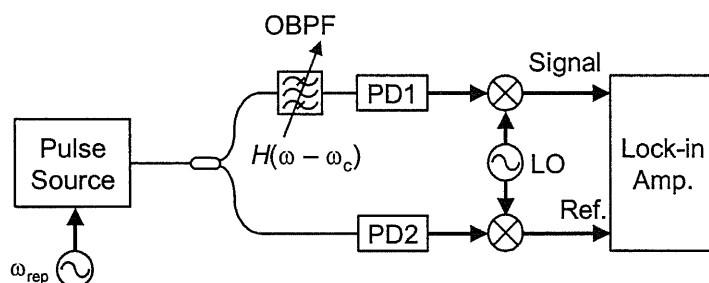


図8.4.1. DSPD 測定実験系。

8.4.2 DSPD 測定系の分散測定

DSPD 測定においてはパルス源から OBPF までの分散及び OBPF の群遅延の中心波長依存性により測定誤差が生ずる。そこで、DSPD 測定に先立ち、変調位相シフト法を用いてこれらを測定した。但し、一般的な変調位相シフト法では光変調器が有する分散及び群遅延リプルの影響により、1 ps 程度の測定誤差が生じた。また、被変調光が周波数チャープを有すると、光フィルタの測定においてフィルタ特性による FM-AM 変換が生じ、測定誤差が生じた。

そこで、これらの問題を解決し、より高精度な分散測定を行うため、図8.4.2に示す構成を用いた。この構成では、変調器が有する群遅延リプルの影響を取り除くために光スイッチを用

いた差分測定を行う。また、周波数チャープの無い変調信号を発生するために二電極マッハツェンダ型光変調器を用いて光単側波帯(single sideband, SSB)変調を行う。以下に詳細を示す。波長可変レーザダイオードの出力光を光変調器に入力する。光変調器の駆動信号として90度の位相差を有する2つの10 GHz信号を用いるとともに、光変調器のバイアスを調整することにより、光SSB変調を実現する。このようにして得られた光SSB変調光を光スイッチに入力し、一方の出力ポートを被測定デバイスに接続した。デバイス出力光及び光スイッチのもう一方の出力光をそれぞれPDに入力する。両方のPDの出力信号を合成した後、その振幅及び位相をデジタルロックインアンプにより測定する。このようにして、光スイッチを切り替えながら群遅延測定を行い、その差分を取ることによって強度変調器の群遅延リプルの影響を相殺する。この方式の有効性を調べるため、群遅延測定系に被測定デバイスを接続せず、測定系自身が持つ群遅延測定誤差を測定した。結果を図8.4.3(a)に示す。光スイッチを用いない場合(図8.4.3(b))と比較して誤差が極めて小さく抑えられていることが判る。群遅延の測定誤差は最大で72 fs_{p-p}であり、また標準偏差は15 fsであった。

この系を用いてDSPD測定系の群遅延特性を測定した。被測定パルス源から光フィルタの入力端までの群遅延特性を図8.4.4に示す。この間にはパッチコード、光パワー調節用の光アッテネータ、光カプラが含まれる。図に示すように、1510 nmから1580 nmまでの70 nmの間で群遅延は3 ps程度変化した。次に、OBPFの中心波長を変化させながら、OBPFの透過特性及び群遅延特性を測った。測定結果を図8.4.5に示す。OBPFの中心波長が1545 nmのとき、帯域幅は70 GHz、分散は2 ps²であった。この測定結果から、OBPFの帯域内における群遅延及び透過特性の平均を求めた。図8.4.6に示すように、OBPFの中心波長を長波長に設定するほど、群遅延の平均値は増加することがわかる。DSPD測定においては、測定後にこれらの群遅延特性を補正することとした。

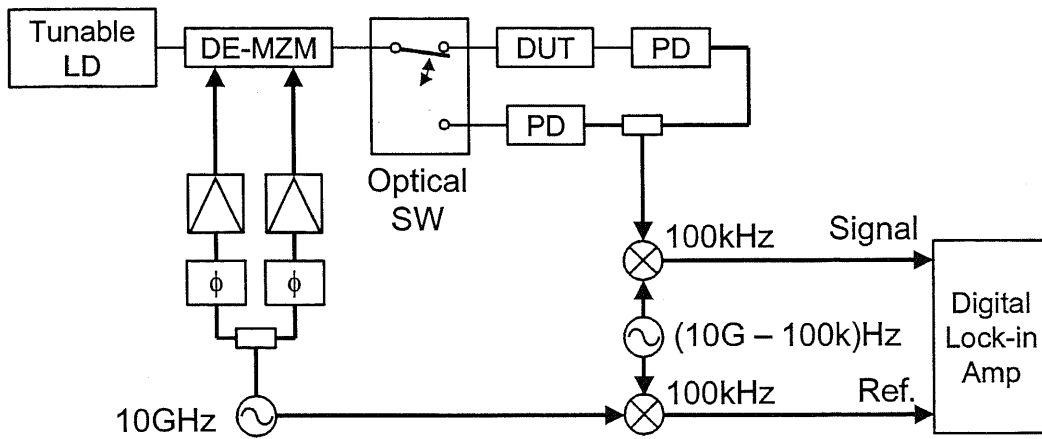


図8. 4. 2. 変調位相シフト法による分散測定系。Tunable LD: 波長可変レーザダイオード。DE-MZM: 二電極マツハツェンダ型光変調器。Optical SW: 光スイッチ。DUT: 被測定デバイス。PD: 光検出器。

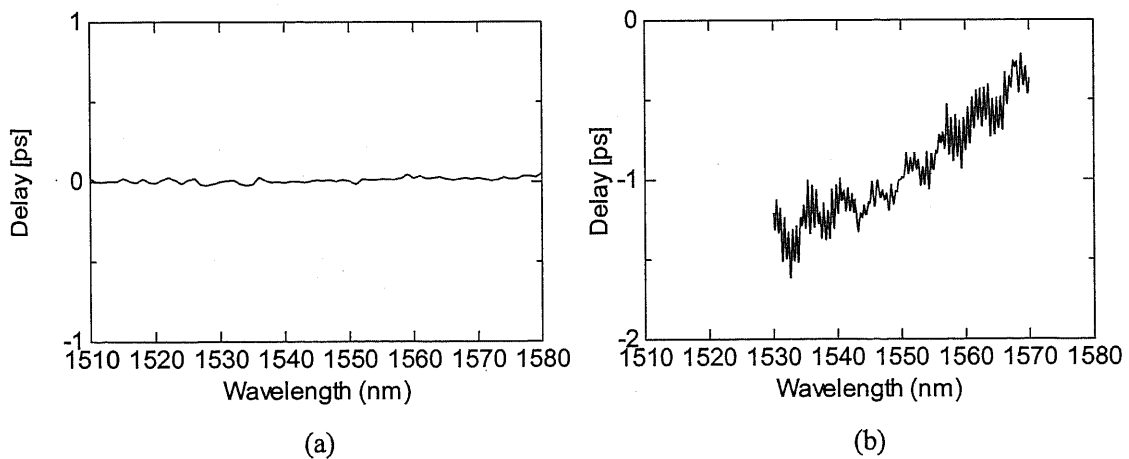


図8. 4. 3. 分散測定系の測定誤差。被測定デバイスを接続せずに測定した。(a) 光スイッチを使用する構成 (図8. 4. 2) を用いた場合。(b) 光スイッチを使用しない一般的な構成を用いた場合。

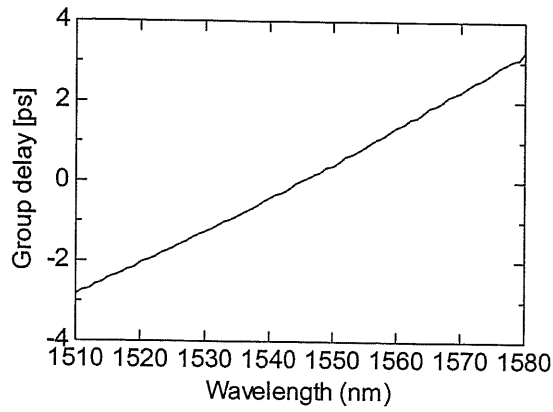


図8. 4. 4. DSPD 測定系の群遅延特性。

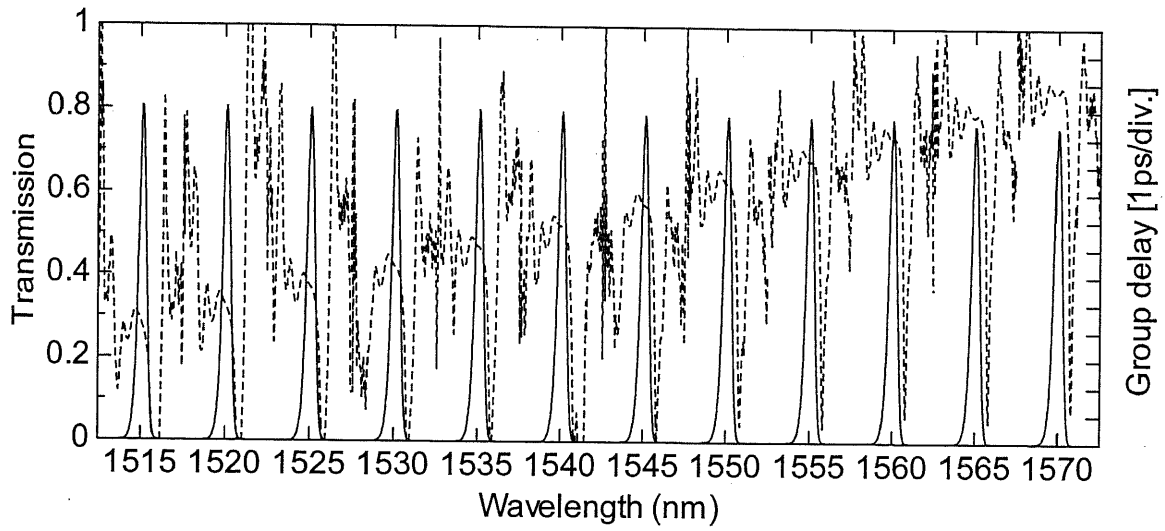


図8. 4. 5. 光フィルタの透過特性 (実線) 及び群遅延特性 (破線)。

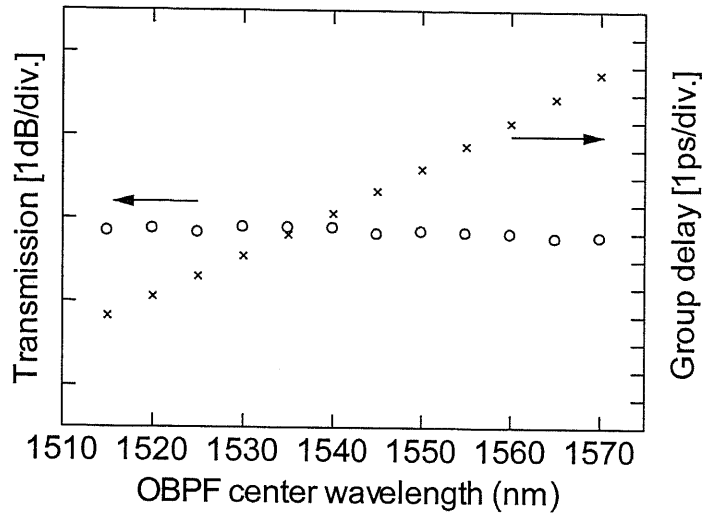


図8. 4. 6. 光フィルタの透過パワー及び群遅延の平均値の中心波長依存性。

8. 4. 3 DSPD 測定実験

DSPD 法を用いて光パルスの測定を行った。まず、図 8. 4. 7 に示す系を用いて被測定パルスを生じた。半導体モード同期レーザ(MLLD)から繰り返し周波数 10 GHz の光パルス列を得た。光パルスの中心波長は 1545 nm に設定した。また、MLLD に 10 GHz、14 dBm の RF 信号を入力し、ハイブリッドモード同期を行った。MLLD パルスを EDFA により増幅した後、分散フラットファイバ(dispersion flattened fiber, DFF)に入力することにより、スペクトル広帯域化を行った。

このスペクトル広帯域化の過程を調べるため、図 8. 4. 7 中(a)、(b)、(c)における光パルスを DSPD 法により測定した。測定系は既に図 8. 4. 1 に示したものをを用いた。DSPD 測定系への光入力パワーは 2 mW に設定した。OBPF の中心波長は 1515 nm から 1575 nm まで 0.1 nm ずつ変化させた。また、系のドリフトの影響を完全に無くすため、測定波長と 1545 nm における光電流を交互に測定し、1545 nm における光電流の位相を基準とした。従って、測定点数は $(1575 \text{ nm} - 1515 \text{ nm}) / 0.1 \text{ nm} \times 2 = 1200$ 点であった。また、1 点当りの測定時間に関しては、デジタルロックインアンプによる 1 点当りの平均化に約 1 秒、データ取り込みに約 0.5 秒、フィルタ掃引及び安定化に約 1 秒を要した。また、より高いダイナミックレンジが得られるよう、光電流の振幅にあわせてデジタルロックインアンプの入力レンジを変化させた。これらの理由により、1 点当りの測定には平均約 2.5 秒を要し、総測定時間は約 50 分であった。

図 8. 4. 7 (a)における MLLD パルスの測定結果を図 8. 4. 8 に示す。図 8. 4. 8 (a)中の実線及び破線は、それぞれ光電流の振幅から得られた光スペクトル及び光電流の位相から得られた群遅延である。但し、8. 4. 2 節に示した DSPD 測定系の分散及び OBPF の群遅延の影響は取り除いてある。図 8. 4. 8 (b)は、スペクトル及び群遅延のデータから再構築した時間波形である。測定したパルスはアップチャープを有するパルスであることがわかる。強度波形の信号対雑音比(signal-to-noise ratio, SNR)を調べるため、縦軸を対数軸に直したものを図 8. 4. 8 (c)に示す。メインパルスと比較して、雑音レベルは 49 dB 以上低いことから、非常に高い SNR が得られていることがわかる。また、他の測定方式と比較するため、再構築したパルスの強度波形から強度自己相関波形を計算し、強度自己相関計で測定した波形と比較した。計算にあたっては強度自己相関計が有する群速度分散を考慮した。結果を図 8. 4. 8 (d)に示す。両者にはよい一致がみられ、半値全幅の相違は約 5 %と小さかった。

次に、このパルスを EDFA により 22.6 dBm まで増幅し、光アッテネータにより減衰した後に DSPD 測定を行った。結果を図 8. 4. 9 に示す。EDFA 中の光部品に由来すると思われる異常

分散によってチャープ補償が生じ、パルス幅が 1.08 ps まで圧縮されたことがわかる。このパルスに関しても自己相関測定とよく一致し、その誤差は約 5% であった。

最後に、光増幅した光パルスを DFF に入射することによりスペクトル広帯域化を行い、DFF 出力光を DSPD 法により測定した。このような非常に大きなチャープを有するパルスは、ピークパワーが低くスペクトル幅が広いいため、非線形光学効果を用いる方式では測定が難しい。測定結果を図 8. 4. 10 に示す。スペクトルの 10 dB 帯域幅は 37 nm であった。パルスは矩形の強度波形をしており、非常に大きなアップチャープを有する。また、パルスの立ち上がり及び立下りには optical wave breaking に由来するリップルが観測された。強度自己相関波形も DSPD と自己相関測定はよく一致し、誤差は約 7% であった。

以上の実験から、DSPD 法によってスペクトル広帯域化システムにおける入力パルス・広帯域化後のパルス測定が可能であり、また、その結果は自己相関測定とよく一致することが確かめられた。

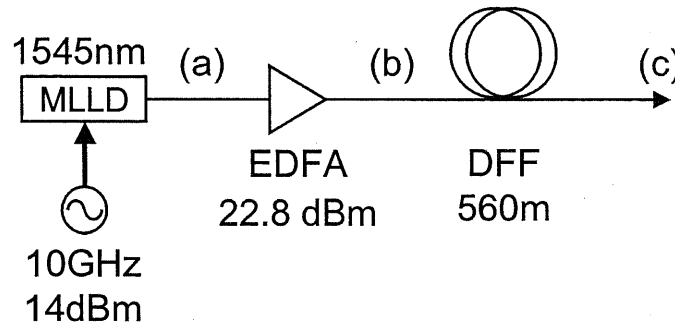


図 8. 4. 7. 被測定パルス生成系。

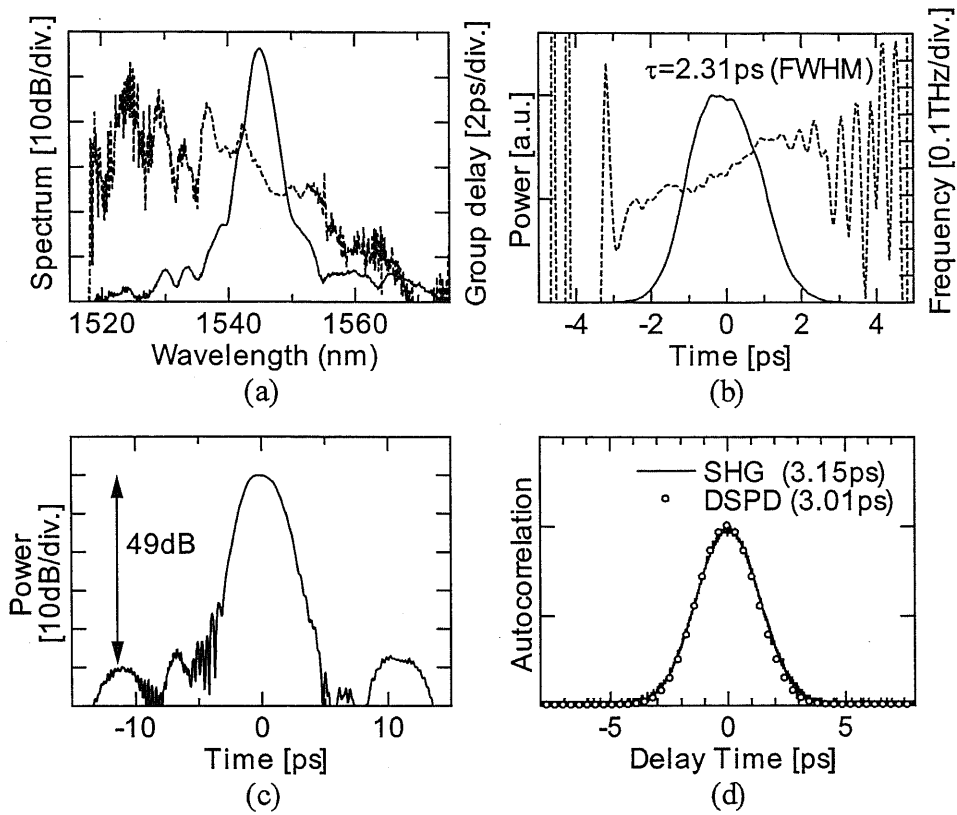


図8. 4. 8. MLLD パルスの測定結果。(a) スペクトル (実線) 及び群遅延 (破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー (実線) 及び瞬時周波数 (破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

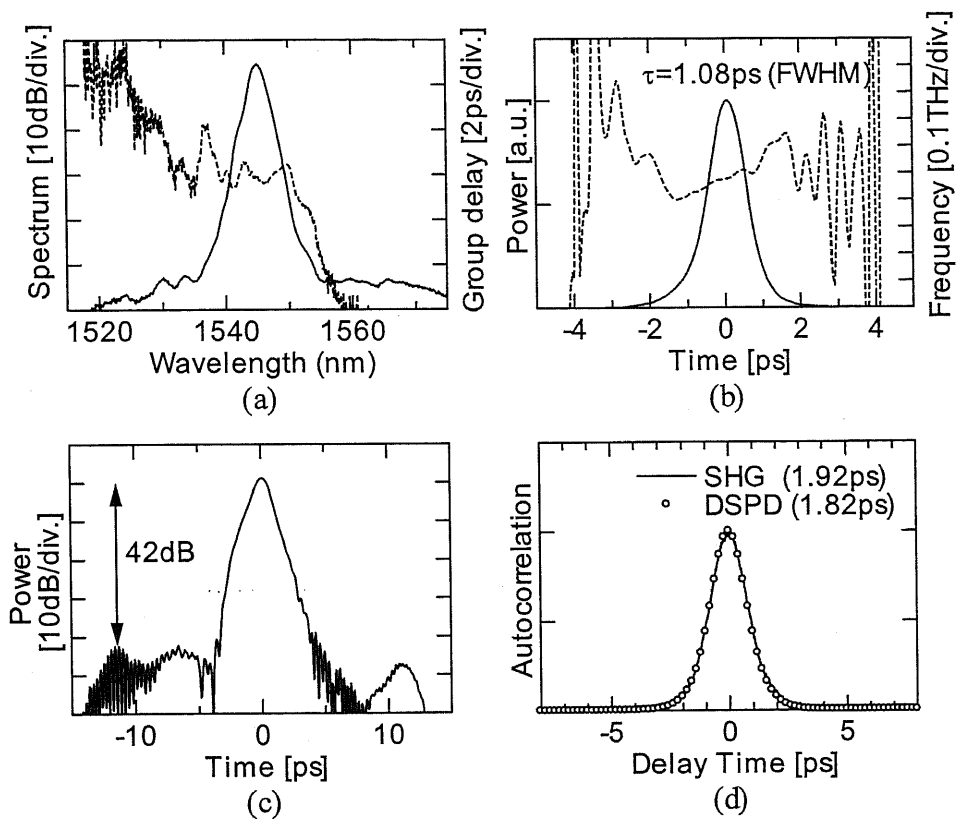


図8. 4. 9. EDFA による増幅後の MLLD パルスの測定結果。(a) スペクトル (実線) 及び群遅延 (破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー (実線) 及び瞬時周波数 (破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

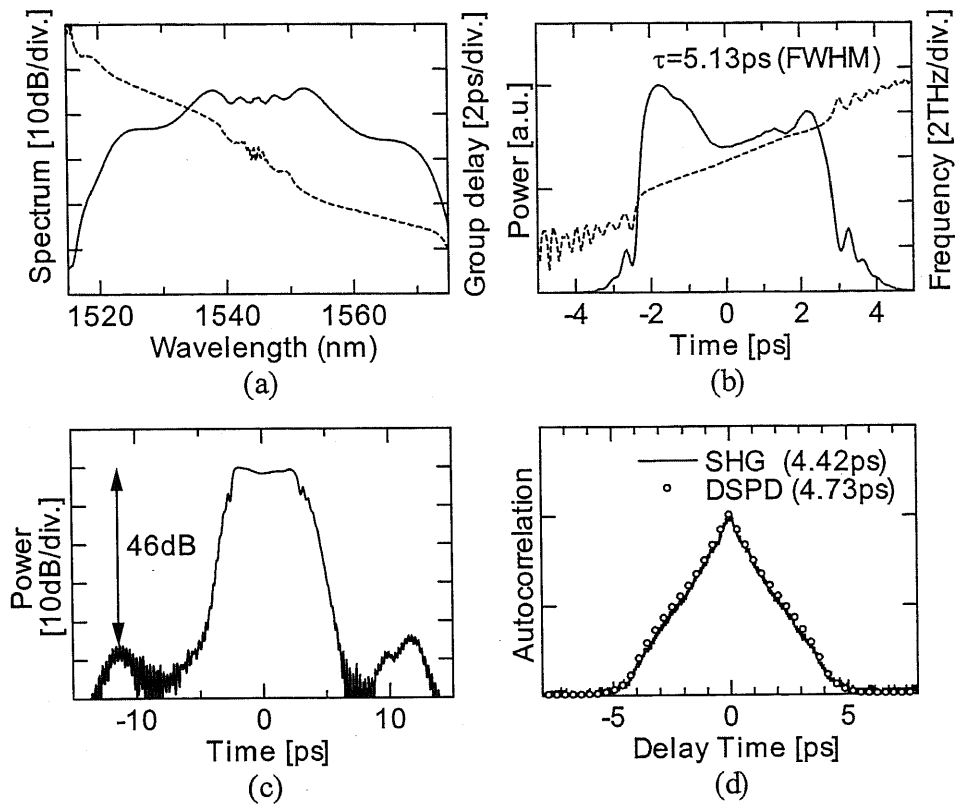


図8.4.10. スペクトル広帯域化後のパルスの測定結果。(a) スペクトル (実線) 及び群遅延 (破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー (実線) 及び瞬時周波数 (破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

8.5 DSPDにおけるフィルタ特性の影響とその補償法

DSPD法において、光フィルタの透過特性及び分散が測定結果に影響を与えることは容易に想像できる。例えば、光フィルタの帯域幅が広げれば、測定結果として得られるスペクトル幅も広がってしまうため、フーリエ逆変換で得られる時間波形の時間幅は縮小するであろう。また、フィルタが分散を持つと、透過帯域内の光周波数によって群遅延の差が生ずる。このため、スペクトルの裾部分を測定するときに、フィルタ帯域内のスペクトル密度が偏るため、群遅延の測定誤差が生ずるであろう。

本節では、光フィルタの特性がDSPD法の測定結果に及ぼす影響を明らかにする。そのために、DSPD測定の定式化を行う。まず離散スペクトルを用いた定式化から始めて、それを連続スペクトルに拡張する。その後、ガウシアンフィルタを用いてガウシアンパルスを測定するときの光フィルタの影響を求める。また、フィルタ特性の補償法を提案し、理論及びシミュレーションによりその有効性を示す。

8.5.1 離散スペクトルを有するパルス列を用いたDSPD測定の定式化

DSPD測定では、光パルスを光フィルタに入力し、その出力光を光電変換する。そして得られた光電流の繰り返し周波数成分の振幅及び位相を測定することにより、元のパルスの情報を得る。この原理は、まず離散スペクトルを用いて考えると理解しやすい。図8.5.1にモード同期した光パルス列のスペクトルの模式図を示す。スペクトルが N 本のモードから構成され、 k 番目のモードの光周波数が $\omega_0 + k\omega_{\text{rep}}$ で表されるとする。ここで、 k 番目($0 \leq k < N$)のモードの複素振幅を E_k で表す。このとき、時間波形 $e(t)$ は次式のように表される。

$$e(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_k e^{j(\omega_0 + k\omega_{\text{rep}})t} \quad (8.5.1)$$

なお、この信号には各モードの振幅及び位相の自由度があるが、光パルスの絶対位相は物理的な意味を持たないから、この信号の自由度は $2N - 1$ 個である。従って、 N 個の振幅条件と $N - 1$ 個の位相の条件があれば、式(8.5.1)からパルスの時間波形を得ることができる。振幅は光スペクトルアナライザを用いて測定することができる。一方、位相を求めるためには、各モード間の位相比較が必要となる。この位相比較をいかに実現するかが光パルス測定のキーポイントである。参考文献[8.8]に提案されている方式では、隣接する2モードのみを光フィルタで切り出し、光電変換を行う。 n 番目と $n + 1$ 番目のモードを切り出して得られる光強度波形は、

$$E_{n+1}E_n^*e^{j\omega_{rep}t} + c.c. \quad (8.5.2)$$

であるから、光電変換して得られる繰り返し周波数成分の位相から隣接モード間の位相差が得られる。一方、DSPD法における光フィルタは2モードのみを切り出すわけではないので、光フィルタ出力光は3本以上のモードを含む。ここで、光フィルタ特性を $H(\omega - \omega_f)$ で表す。但し、 ω_f は光フィルタの中心周波数である。 $\omega_f = \omega_0 + m\omega_{rep}$ のときのフィルタ透過光 $e_m(t)$ は、次式で表される。

$$\begin{aligned} e_m(t) &= \sum_{k=0}^{N-1} E_k H(\omega_0 + k\omega_{rep} - \omega_0 - m\omega_{rep}) e^{j(\omega_0 + k\omega_{rep})t} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} E_k H((k-m)\omega_{rep}) e^{j(\omega_0 + k\omega_{rep})t} \end{aligned} \quad (8.5.3)$$

$e_m(t)$ の強度は、次式で表される。

$$e_m(t)e_m^*(t) = \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} E_k H((k-m)\omega_{rep}) E_l^* H^*((l-m)\omega_{rep}) e^{j(k-l)\omega_{rep}t} \quad (8.5.4)$$

強度波形のうち、周波数が ω_{rep} の成分の複素フェーズを I_m とすると、 I_m は次式で表される。

$$I_m = \sum_{l=0}^{N-2} E_{l+1} E_l^* H((l-m+1)\omega_{rep}) H^*((l-m)\omega_{rep}) \quad (8.5.5)$$

式(8.5.3)から判ることは、隣接モード間のビート ($E_{l+1}E_l^*$) を $H((l-m+1)\omega_{rep})H^*((l-m)\omega_{rep})$ で重み付けした線形結合によって I_m が表されることである。従って、 $\xi_l = E_{l+1}E_l^*$ 、 $\zeta_l = H((l+1)\omega_{rep})H^*(l\omega_{rep})$ とおけば、式(8.5.5)は次のような行列の形で表される。

$$\begin{pmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{N-2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_0 & \zeta_1 & \zeta_2 & \cdots & \zeta_{N-2} \\ \zeta_{-1} & \zeta_0 & \zeta_1 & \cdots & \zeta_{N-3} \\ \zeta_{-2} & \zeta_{-1} & \zeta_0 & \cdots & \zeta_{N-4} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \zeta_{-N+2} & \zeta_{-N+3} & \zeta_{-N+4} & \cdots & \zeta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_0 \\ \xi_1 \\ \xi_2 \\ \vdots \\ \xi_{N-2} \end{pmatrix} \quad (8.5.6)$$

式(8.5.6)から、次のことがわかる。

- 全ての $l \neq 0$ に対して $\zeta_l = 0$ であるならば、 ξ_l と I_l は比例関係にある。従って、 I_l の偏角 (光電流の位相) から ξ_l の偏角 (各モード間の位相差) が求められる。これは、隣接する2モードのみを切り出す方式[8.9]を表す。
- ζ が既知かつ ζ の行列が逆行列を持つならば、 I_m から ξ_l が得られる。これは、フィルタの特性を完全に把握すれば、光電流の位相と振幅から各モード間の位相差を完全に求められる可能性

があることを示唆する。

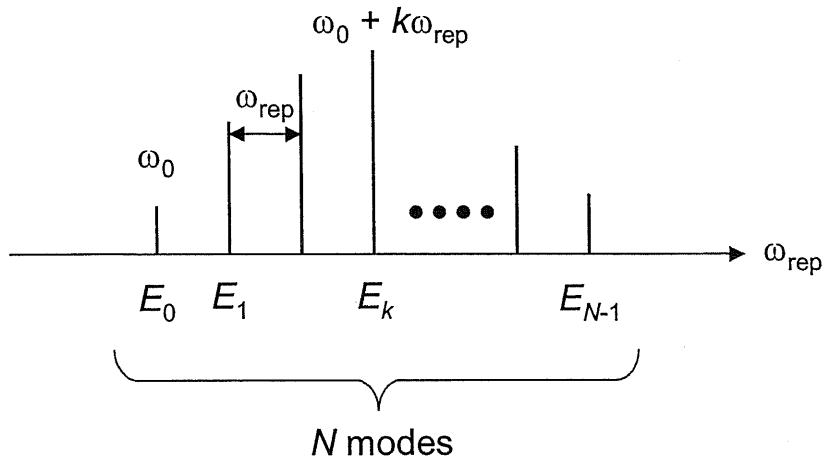


図 8. 5. 1. モード同期パルスの複素スペクトルの模式図。

8. 5. 2 連続スペクトルを用いた DSPD の定式化とフィルタ特性の補償法

8. 5. 1 節では、離散スペクトルを用いて DSPD の定式化を行った。離散スペクトルを用いて考えると「フィルタ帯域内のビートの線形結合を測定する」というイメージをつかみやすい。しかし、前節の議論は光フィルタの中心周波数をモード間隔に合わせて変化させるなど、現実的ではない仮定を置いている。本節では、被測定パルス列中の単一パルスに注目し、そのパルスが有する連続スペクトルについて考える。これにより、フィルタの中心周波数を掃引するときに、モードの光周波数との関係を考える必要はなくなる。この連続スペクトルを用いて DSPD を定式化するとともに、デコンボリューションによるフィルタ特性の補償法について説明する。

なお、連続スペクトルの測定とはいっても、無限個の測定点を必要とするわけではない。ある複素信号の時間幅及びスペクトル幅がそれぞれ Δt 及び Δf の範囲内にのみエネルギーを有するとき、この信号が有する自由度は $2\Delta t\Delta f$ である。複素信号をサンプリング測定すると、1 回の測定で 2 つの自由度を決定できるから、 $\Delta t\Delta f$ 回の測定で複素信号を決定できる。この原理は次のサンプリング定理に基づいている。

- ・ ある複素信号 $e(t)$ の時間幅が Δt 以内に制限されるとき、 $\omega = 2\pi/T$ 以下の周波数間隔で $E(\omega)$ を

サンプリングすれば $E(\omega)$ を完全に再現可能である。

ここで、DSPD 測定の定式化において、離散スペクトルから連続スペクトルへの置き換えが可能な条件を考察する。それは、光フィルタの出力光の時間幅が繰り返し周期より短い場合である。この条件が満たされるためには、測定する光パルス幅が繰り返し周期より十分短く、また光フィルタの帯域幅も繰り返し周波数より十分広い必要がある。一方、この条件が満たされないときは、光フィルタの出力光は繰り返し周期だけ離れた隣のパルスと干渉する。その干渉のしかたは光フィルタの中心周波数に依存してしまう。これはスペクトル領域で考えると、繰り返し周波数間隔のモードを観測することに相当する。なお、非常に大きくチャープしたパルス等は、光フィルタ出力光の時間幅が入力光の時間幅より短縮されるため、パルス幅が繰り返し周期程度もしくはそれ以上であっても測定できる可能性がある。

また、離散スペクトルから連続スペクトルへ置き換えるためには、離散スペクトルを有するパルス列と連続スペクトルを有する単一パルスを DSPD 測定したときに、同じ測定結果が得られることを示す必要がある。このことは以下のようにして証明される。繰り返し周期を $T_{\text{rep}} = 2\pi/\omega_{\text{rep}}$ 、単一パルスのパワー時間波形を $p(t)$ とする。但し、 $|t| > T_{\text{rep}}/2$ において $p(t) = 0$ とする。このとき得られる光電流は、光電変換効率を η とし $\eta p(t)$ で表される。ここで、パルス列を受光して得られる光電流の ω_{rep} 成分を I_1 、単一パルスを受光して得られる光電流の ω_{rep} 成分を I_2 とすると、次式を得る。

$$I_1 = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=-n}^n \int \eta p(t - kT_{\text{rep}}) e^{-j\omega_{\text{rep}} t} dt = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=-n}^n \int \eta p(t - kT_{\text{rep}}) e^{-j\omega_{\text{rep}}(t - kT)} dt = \int \eta p(t) e^{-j\omega_{\text{rep}} t} dt = I_2 \quad (8.5.7)$$

従って、 I_1 と I_2 は等しい結果を与える。このようにして、離散スペクトルの DSPD 測定は連続スペクトルを有する単一パルスの測定を繰り返し行うことと等しいことが示された。

そこで、単一パルスの複素光電界を用いて DSPD 測定を記述する。複素スペクトル $E(\omega)$ を有する被測定パルスを中心周波数 ω_f の BPF に入力する。BPF 特性の ω_f 依存性が無いと近似すると、BPF 特性は $H(\omega - \omega_f)$ と表せる。BPF 出力パルスの電界を $s(t, \omega_f)$ 、そのフーリエ変換を $S(\omega, \omega_f)$ とすると、 $S(\omega, \omega_f)$ は次式で与えられる。

$$S(\omega, \omega_f) = E(\omega) H(\omega - \omega_f) \quad (8.5.8)$$

$s(t, \omega_f)$ の強度波形を $p(t, \omega_f)$ とすると、 $p(t, \omega_f)$ は次式で表される。

$$p(t, \omega_f) = s(t, \omega_f) s^*(t, \omega_f) \quad (8.5.9)$$

式(8.5.9)より、 $p(t, \omega_f)$ のフーリエ変換 $P(\omega, \omega_f)$ は次式で表される。

$$P(\omega, \omega_f) = S(\omega, \omega_f) \otimes S^*(-\omega, \omega_f) = \int S(\Omega, \omega_f) S^*(\Omega - \omega, \omega_f) d\Omega \quad (8.5.10)$$

$p(t, \omega_f)$ をPDにより受光して得られる電流は $\eta p(t, \omega_f)$ と表されるから、光電流の ω_{rep} 成分の複素フェーザ $I(\omega_f)$ は次式で表される。

$$I(\omega_f) = \eta \int p(t, \omega_f) e^{-j\omega_{\text{rep}} t} dt = P(\omega_{\text{rep}}, \omega_f) \quad (8.5.11)$$

式(8.5.8)(8.5.10)(8.5.11)より次式を得る。

$$I(\omega_f) = \eta \int E(\Omega) H(\Omega - \omega_f) E^*(\Omega - \omega_{\text{rep}}) H^*(\Omega - \omega_{\text{rep}} - \omega_f) d\Omega \quad (8.5.12)$$

ここで、

$$\xi(\omega) = E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) E^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \quad (8.5.13)$$

$$\zeta(\omega) = H(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) H^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \quad (8.5.14)$$

を定義すると、式(8.5.12)は次式のように表される。

$$I(\omega) = \eta \int \xi(\Omega) \zeta(\Omega - \omega) d\Omega = \eta \xi(\omega) \otimes \zeta(-\omega) \quad (8.5.15)$$

式(8.5.13)-(8.5.15)が DSPD 測定において測定される光電流フェーザ、被測定パルス電界及びフィルタ特性の関係を表す。

ここで、もしフィルタ特性が既知であれば、 $I(\omega)$ を $\zeta(-\omega)$ でデコンボリューションすることにより、 $\xi(\omega)$ が得られる。この手続きはフーリエ変換を F 、フーリエ逆変換を F^{-1} として次式で表される。

$$\xi(\omega) = \eta^{-1} F \{ F^{-1} [I(\omega)] / F^{-1} [\zeta(-\omega)] \} \quad (8.5.16)$$

また、ある条件下では $\xi(\omega)$ と $I(\omega)$ は比例関係にあり、この場合のデコンボリューションは不要である。この条件については後述する。

このようにして $\xi(\omega)$ が求められた後は、8.3節と同様の手続きによって $E(\omega)$ が求められる。数学的には、以下のように表される。 $E(\omega) = A(\omega) e^{j\phi(\omega)}$ とおくと、式(8.5.13)から次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 |\xi(\omega)| &= |E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2)| |E(\omega - \omega_{\text{rep}}/2)| \\
 &= A(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) A(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \\
 &= \left[A(\omega) + \frac{\omega_{\text{rep}}}{2} \frac{dA}{d\omega} + o(\omega_{\text{rep}}^2) \right] \left[A(\omega) - \frac{\omega_{\text{rep}}}{2} \frac{dA}{d\omega} + o(\omega_{\text{rep}}^2) \right] \\
 &= A^2(\omega) + o(\omega_{\text{rep}}^2)
 \end{aligned} \tag{8.5.17}$$

$$\begin{aligned}
 \arg \xi(\omega) &= \arg E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) - \arg E(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \\
 &= \phi(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) - \phi(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \\
 &= \omega_{\text{rep}} \frac{d\phi}{d\omega} + o(\omega_{\text{rep}}^2)
 \end{aligned} \tag{8.5.18}$$

式(8.5.16)及び式(8.5.17)より、次式を得る。

$$A(\omega) \approx \sqrt{|\xi(\omega)|}, \quad \phi(\omega) \approx \frac{1}{\omega_{\text{rep}}} \int_0^{\omega} \arg \xi(\omega') d\omega' + \phi(0). \tag{8.5.19}$$

このようにして得られた $E(\omega) = A(\omega)e^{j\phi(\omega)}$ をフーリエ逆変換すると、時間波形を得る。これにより、連続スペクトルを有するパルスの DSPD 測定を定式化できた。

ここで、周波数軸の測定間隔について議論するため、 $\xi(\omega)$ 及び $\zeta(\omega)$ の逆フーリエ変換の時間幅を求める。被測定パルス及び光フィルタのインパルス応答の時間幅を T_e 及び T_h とし、 $\xi(\omega)$ 及び $\zeta(\omega)$ の逆フーリエ変換の時間幅を T_ξ 及び T_ζ とする。ここで、式(8.5.13)より、

$$F^{-1}[\xi(\omega)] = F^{-1}[E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2)] \otimes F^{-1}[E^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2)] \tag{8.5.19}$$

が得られるから、

$$T_\xi = 2T_e \tag{8.5.20}$$

である。 T_ζ についても同様に、式(8.5.14)のフーリエ逆変換より次式が得られる。

$$T_\zeta = 2T_h \tag{8.5.21}$$

以上で、DSPD におけるフィルタ特性の影響について議論する準備が整った。以下に、この定式化を用いて得られた知見を示す。

- DSPD において最も重要なポイントは、式(8.5.15)に示されるように、測定データ $I(\omega)$ が被測定パルスの情報 ($\xi(\omega)$) とフィルタ特性の情報 ($\zeta(\omega)$) の畳み込みで表される点である。8.4節では測定データが被測定パルスの情報に近いと仮定して議論を行った。このような測定が正確な測定結果を生むためには、時間幅 T_ξ 以内において $F^{-1}[\zeta(\omega)]$ が一定値を取る必要がある。これは、フィルタの帯域幅が十分狭く、分散が無いことを意味する。逆を言えば、この

条件が満たされないときには測定結果には誤差が生ずる。その誤差の大きさについては8.5.3節で議論する。

- ・ 式(8.5.16)におけるデコンボリューションを行うためには、 $\xi(\omega)$ が存在する時間幅 T_ξ 以内において $|F^{-1}[\zeta(-\omega)]| > 0$ が満たされる必要がある。この条件をラフに解釈すると、被測定パルスの時間幅はフィルタのインパルス応答の時間幅より短い必要がある、といえる。
- ・ $F^{-1}[I(\omega)]$ の時間幅は $T_\xi = 2T_e$ 以内である。従って、測定する光角周波数の間隔は π/T_e より細かくとる必要がある。
- ・ 繰り返しパルス測定時に、BPF 出力光の時間幅が繰り返し周期より大きい ($T_e + T_h > T_{\text{rep}}$) 場合には繰り返し周波数毎のモードを観測してしまうので測定誤差が生ずる。

8.5.3 測定誤差の理論解析

本節では、DSPD 測定における測定誤差を解析する。解析を簡単にするため、被測定パルスはチャープドガウシアンパルスとし、また光フィルタは2次分散を有するガウシアンフィルタとする。また、繰り返し周期は十分大きく、繰り返し周波数間隔のモードを観測することはないとする。まず、解析の手順を以下に示す。

1. 被測定パルスをパルス幅 T_0 とチャープ C を用いて次式で表す。

$$e(t) = \exp\left(-\frac{1-jC}{2T_0^2}t^2\right) \quad (8.5.22)$$

2. フィルタの特性を帯域幅 ω_0 [rad/s] と分散 β_2 [ps²] を用いて次式で表す。

$$H(\omega) = \exp\left(-\frac{1+j\beta_2\omega_0^2}{2\omega_0^2}\omega^2\right) \quad (8.5.23)$$

3. $e(t)$ のフーリエ変換 $E(\omega)$ を求める。
4. $\xi(\omega) = E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2)E^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2)$ 、 $\zeta(\omega) = H(\omega + \omega_{\text{rep}}/2)H^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2)$ の逆フーリエ変換を計算する。
5. $F^{-1}[I(\omega)] = F^{-1}[\xi(\omega)]F^{-1}[\zeta(-\omega)]$ と $F^{-1}[\xi(\omega)]$ を比較することにより、フィルタ特性の影響を調べる。

なお、以下の計算においては、定数項を無視する。まず、被測定パルスのフーリエ変換を計算する。

$$\begin{aligned}
 E(\omega) &= \int e(t) \exp(-j\omega t) dt \\
 &= \frac{\sqrt{2\pi}T_0}{\sqrt{1-jC}} \exp\left(-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1-jC)}\right)
 \end{aligned}
 \tag{8.5.24}$$

式(8.5.24)より、 $\xi(\omega)$ は次のように求められる。

$$\begin{aligned}
 \xi(\omega) &= E(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) E^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \\
 &\propto \exp\left[-\frac{T_0^2}{(1+C^2)}(\omega^2 + jC\omega\omega_{\text{rep}})\right]
 \end{aligned}
 \tag{8.5.25}$$

同様に、 $\zeta(\omega)$ は次のように求められる。

$$\begin{aligned}
 \zeta(\omega) &= H(\omega + \omega_{\text{rep}}/2) H^*(\omega - \omega_{\text{rep}}/2) \\
 &\propto \exp\left(-\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - j\beta_2\omega\omega_{\text{rep}}\right)
 \end{aligned}
 \tag{8.5.26}$$

式(8.5.25)及び(8.5.26)より、 $F^{-1}[\xi(\omega)]$ 及び $F^{-1}[\zeta(-\omega)]$ は以下のように求められる。

$$\begin{aligned}
 F^{-1}[\xi(\omega)] &= \frac{1}{2\pi} \int \xi(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \\
 &\propto \int \exp\left[-\frac{T_0^2}{(1+C^2)}(\omega^2 + jC\omega\omega_{\text{rep}}) + j\omega t\right] d\omega \\
 &\propto \exp\left(-\frac{1+C^2}{4T_0^2}t^2 + \frac{C\omega_{\text{rep}}t}{2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{8.5.27}$$

$$\begin{aligned}
 F^{-1}[\zeta(-\omega)] &= \frac{1}{2\pi} \int \zeta(-\omega) \exp(j\omega t) d\omega \\
 &\propto \int \exp\left[-\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j\omega(t + \beta_2\omega_{\text{rep}})\right] d\omega \\
 &\propto \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{4}t^2 - \frac{\beta_2\omega_0^2\omega_{\text{rep}}t}{2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{8.5.28}$$

式(8.5.27)(8.5.28)より、次式を得る。

$$\begin{aligned}
 F^{-1}[I(\omega)] &= F^{-1}[\xi(\omega)] F^{-1}[\zeta(-\omega)] \\
 &\propto \exp\left(-\frac{1+C^2}{4T_0^2}t^2 + \frac{C\omega_{\text{rep}}t}{2}\right) \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{4}t^2 - \frac{\beta_2\omega_0^2\omega_{\text{rep}}t}{2}\right) \\
 &= \exp\left(-\frac{1+C^2+\omega_0^2T_0^2}{4T_0^2}t^2 + \frac{C-\beta_2\omega_0^2}{2}\omega_{\text{rep}}t\right)
 \end{aligned}
 \tag{8.5.29}$$

式(8.5.27)(8.5.29)はともにガウシアンを時間軸で平行移動させた関数である。従って、デコンボリューションを行わずに $I(\omega)$ から再構築されるパルスもチャープドガウシアンになる。式(8.5.27)よ

り、再構築パルスの時間幅を T_0' 、チャープを C' とすれば、次式が成り立つ。

$$F^{-1}[I(\omega)] \propto \exp\left(-\frac{1+C'^2}{4T_0'^2}t^2 + \frac{C'\omega_{\text{rep}}t}{2}\right) \quad (8.5.30)$$

式(8.5.29)と式(8.5.30)を比較すると、次式を得る。

$$C' = C - \beta_2 \omega_0^2 \quad (8.5.31)$$

$$\frac{1+C'^2}{T_0'^2} = \frac{1+C^2 + \omega_0^2 T_0^2}{T_0^2} \quad (8.5.32)$$

式(8.5.31)を式(8.5.32)に代入すると、再構築パルスの時間幅が求められる。

$$T_0' = T_0 \sqrt{\frac{1+(C-\beta_2\omega_0^2)^2}{1+C^2 + \omega_0^2 T_0^2}} \quad (8.5.33)$$

T_0 と T_{FWHM} の関係及び ω_0 と f_{FWHM} の関係は次式で表される。

$$T_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} T_0 \quad (8.5.33)$$

$$2\pi f_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} \omega_0 \quad (8.5.34)$$

式(8.5.32)-(8.5.34)より次式を得る。

$$T_{\text{FWHM}}' = T_{\text{FWHM}} \sqrt{\frac{1+(C-\pi^2\beta_2 f_{\text{FWHM}}^2 / \ln 2)^2}{1+C^2 + \pi^2 f_{\text{FWHM}}^2 T_{\text{FWHM}}^2 / 4 \ln^2 2}} \quad (8.5.35)$$

式(8.5.31)(8.5.35)より、測定誤差はパルス幅×フィルタ帯域幅、及び分散×(フィルタ帯域幅)²で規格化できることがわかる。式(8.5.35)において $C=0, \beta_2=0$ とすると、次式を得る。

$$T_{\text{FWHM}}' = T_{\text{FWHM}} \sqrt{\frac{1}{1+\pi^2 f_{\text{FWHM}}^2 T_{\text{FWHM}}^2 / 4 \ln^2 2}} \quad (8.5.36)$$

従って、分散フリーの光フィルタでチャープフリーのパルスを測定したときの時間幅の測定誤差を百分率で表すと次式が得られる。

$$100 \times \left(\sqrt{\frac{1}{1+\pi^2 f_{\text{FWHM}}^2 T_{\text{FWHM}}^2 / 4 \ln^2 2}} - 1 \right) [\%] \quad (8.5.37)$$

図8.5.2に測定誤差のパルス幅及びフィルタ帯域幅依存性を示す。実線は式(8.5.37)で得られた理論曲線である。また、解析結果を確かめるため、DSPD測定を数値計算によりシミュレーションした。数値計算で用いたパルスは繰り返し周波数 10 GHz、時間幅 0.5 ps のガウシアンパルス

スであり、またフィルタの半値帯域幅は 75 GHz とした。シミュレーションにより得られた測定誤差を図中の白丸で示す。シミュレーション結果と理論曲線はよく一致することがわかる。

また、式(8.5.31)より、再構築されたパルスのチャープはパルス幅によらずフィルタ特性 ($\beta_2 f_{FWHM}^2$) のみによって影響を受けることがわかる。チャープの誤差を図 8. 5. 3 に示す。シミュレーションと理論曲線にはよい一致が見られる。

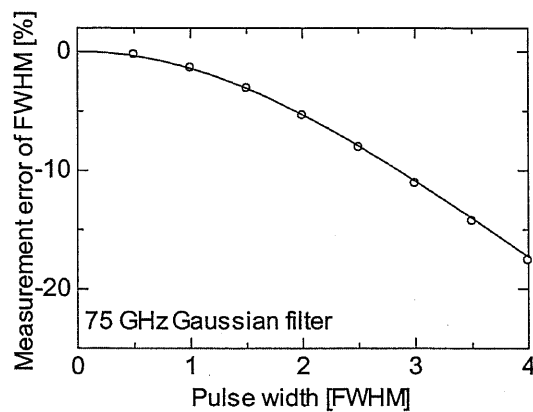


図 8. 5. 2. 時間幅の測定誤差。実線：理論値。白丸：シミュレーション。

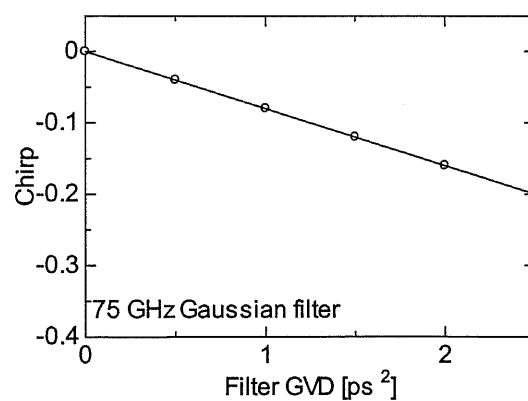


図 8. 5. 3. チャープの測定誤差。実線：理論値。白丸：シミュレーション。

8. 5. 4 デコンボリューションの効果

本節では、フィルタ特性が再構築パルスに与える影響及びデコンボリューションによるフィルタ特性の補償効果をシミュレーションにより調べる。光フィルタの特性は、実験で用いた光フィルタの実測値とローレンツ型フィルタ特性を用いる。また、被測定パルスは無チャープのガウシアンパルスを用いる。光フィルタの特性の中心波長依存性は無いとし、また8. 4節の実験と同じようにフィルタを0.1 nm刻みで掃引した。また、パルス列の周期は100 psとした。

なお、デコンボリューションにおけるポイントは、測定データの使用範囲をいかに決定するかである。 $F^{-1}[\xi(\omega)]$ は $F^{-1}[I(\omega)]$ と $F^{-1}[\zeta(\omega)]$ の割り算により求めるが、 $F^{-1}[\zeta(\omega)]$ は $t=0$ から遠くなるにつれて値が小さくなり、この部分では $F^{-1}[\xi(\omega)]$ の信号対雑音比(signal-to-noise ratio, SNR)が劣化してしまう。そこで、ある t_0 を設定し、 $|t| > t_0$ に対して $F^{-1}[I(\omega)] = 0$ とした。この t_0 は大きすぎるとSNRが劣化し、小さすぎると被測定パルスの情報が失われる。従って、 t_0 を適切に選ぶ必要がある。

そこで、8. 4節の実験で使用した光フィルタの特性を用いて、ピコ秒ガウシアンパルスの測定をシミュレートし、 t_0 が再構築パルスに及ぼす影響を調べた。結果を図8. 5. 4に示す。デコンボリューションを行わない場合(図8. 5. 4(a))ではパルス幅が広いほどパルス幅の誤差が増加する。また、パルス幅の大小にかかわらず、-0.1程度のチャープの誤差が生じている。これに対して、デコンボリューションを行うことにより、時間幅及びチャープの誤差が補償できる(図8. 5. 4(b)-(d))。但し、 t_0 が5 ps及び15 psの場合にはパルス幅を増加させるにつれて誤差も増加した。一方、 $t_0 = 10$ psの場合にはパルス幅を3 psまで増加させてもデコンボリューションによって測定誤差の補償ができた。従って、デコンボリューション時にはパルス及びフィルタの特性に依存して最適な t_0 を見出す必要がある。

図8. 5. 5にデコンボリューションの有無による再構築パルスの変化の一例を示す。被測定パルス(図8. 5. 5(a))の時間幅は1 psである。デコンボリューションを行わない場合には、図8. 5. 5(b)に示すように周波数チャープに誤差が生じている。図8. 5. 5(c)に示すように、デコンボリューションを行うことによって、周波数チャープの誤差を補償することができている。

なお、前節の実験ではパルス幅が2 ps程度のパルスを測定していたため、時間幅の測定誤差は10%以内であり、デコンボリューションを行わなくてもパルス波形モニタとして有用性は高いと考えられる。このことを示すため、前節の実験で得られたDSPD測定結果を用いて、デコンボリューションを行って再構築を試みた。デコンボリューションにおける t_0 は15 psに設定した。結

果を図8. 5. 6から図8. 5. 8に示す。8. 5. 3節と同様、図中(a)はスペクトル密度（実線）及び群遅延（破線）、(b)は時間波形（実線）及び瞬時周波数（点線）、(c)は瞬時パワーの対数軸プロット、(d)は強度自己相関波形である。デコンボリューションにより、MLLDパルスの時間幅は5%から10%増加した。一方で、広帯域パルス（図8. 5. 8）のパルス幅はほとんど変化しなかった。この理由は、広帯域パルスは帯域幅が広く、スペクトル幅に比べてフィルタ帯域幅が小さいことと、フィルタの分散の影響に比べて、パルス自身のチャープが大きいことが挙げられる。

次に、比較的大きな分散を有するフィルタを用いる場合のDSPD測定について考察する。その代表例として、ローレンツ型の光フィルタを考える。ローレンツ型フィルタは中心周波数において群遅延が大きくなり、また中心周波数に対して対称な特性を有するから、奇数次の分散を有する。ローレンツ型特性はシングルキャビティの光フィルタの特性であり、誘電体多層膜光フィルタに多く見られる。従って、ローレンツ型のフィルタを用いてDSPD測定ができれば、その有用性は高いと考えられる。

そこで、ローレンツ特性の光フィルタを用いたDSPD測定のシミュレーションを行った。被測定パルスは引き続きチャープフリーのガウシアンパルスを用いた。フィルタの帯域幅を75 GHzに固定し、被測定パルスの時間幅を変化させた。図8. 5. 9に再構築パルスの時間幅及びチャープパラメータの誤差を示す。図8. 5. 9(a)中の白丸で示すように、デコンボリューションを行わない場合は、入力パルス幅を狭めるほど再構築されたパルスの時間幅の誤差は大きくなった。この原因は、フィルタの分散の影響により、再構築されたパルスの時間幅が広がったためである。また、チャープパラメータについてもパルス幅が1.5 psのときに0.5程度の誤差が生じ、3 ps以上のパルスではチャープパラメータは非常に大きな誤差を有する。本来ローレンツ型のフィルタは偶数次の分散を発生しないが、奇数次の分散でパルス波形が歪んだために、周波数の誤差が大きくなり、チャープの誤差となって現れたと考えられる。一方、図8. 5. 9(b)に示すように、デコンボリューションによって時間幅及びチャープの誤差は補償可能である。時間幅3 ps以下のパルスに対して、時間幅及びチャープの誤差は1%程度であった。

デコンボリューションの有無による波形の変化を図8. 5. 10に示す。デコンボリューションを行わない場合、被測定パルス（図8. 5. 10(a)）と比較して再構築されたパルス（図8. 5. 10(b)）には歪が生じ、時間軸に対して非対称になっていることがわかる。ここで、図8. 5. 10(c)に示すようにデコンボリューションを行うことによって左右対称なパルスが得られた。

以上の結果から、DSPD 法には大きく2つの使い道があると考えられる。一つはデコンボリューションを行わない方式である。この場合、パルス幅、フィルタの帯域幅、分散等に依存して測定誤差が生じてしまう。しかしながら、波形モニタとして用いるための実用性は十分持っており、また、デコンボリューションに伴う SNR 劣化も無い。一方、もう一つの方式として、デコンボリューションを行う方式が考えられ、この場合はフィルタの帯域幅及び分散が再構築パルスに及ぼす影響を抑え、より精度の高い測定が可能となる。

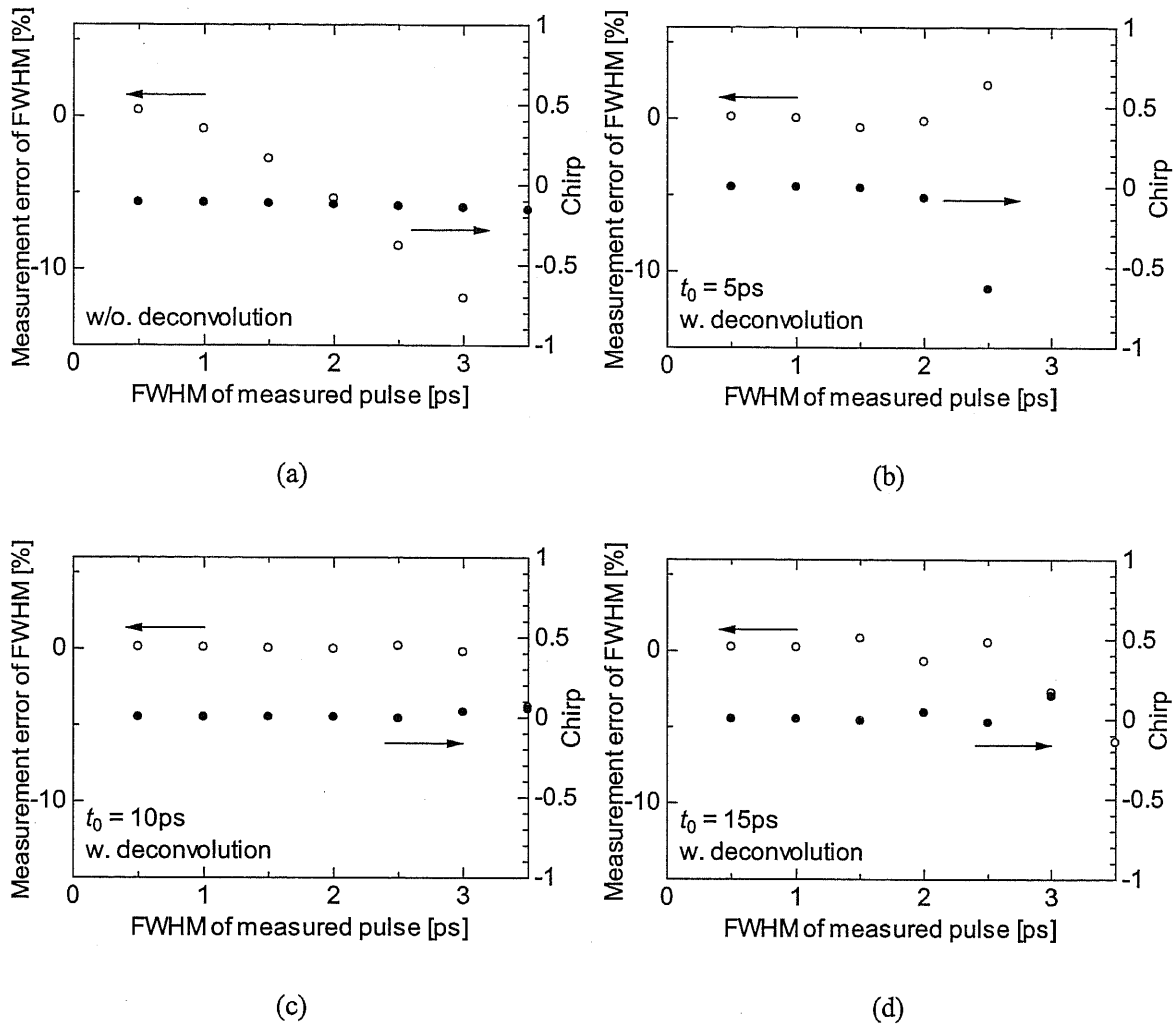


図8. 5. 4. DSPD によるピコ秒パルス測定における測定誤差のシミュレーション結果。フィルタ特性は6. 3節の実験で使用したものの実測値を用いた。白丸：時間幅の測定誤差。黒丸：チャープの測定誤差。デコンボリューションを行わない場合を(a)に、行った場合を(b)-(d)に示した。デコンボリューションを行うときに、フーリエ逆変換後の信号を $t > |t_0|$ に対して0とした。 t_0 は(a) 5 ps, (b) 10 ps, (c) 15 ps に設定した。

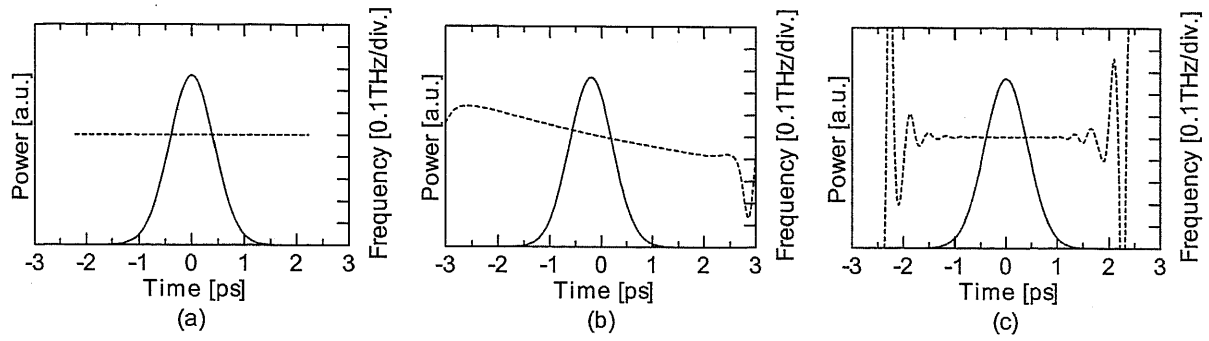


図8. 5. 5. デコンボリューションの有無による再構築結果の変化のシミュレーション。(a) 被測定パルス。(b) デコンボリューションを行わない場合の再構築パルス。(c) デコンボリューションを行う場合の再構築パルス。

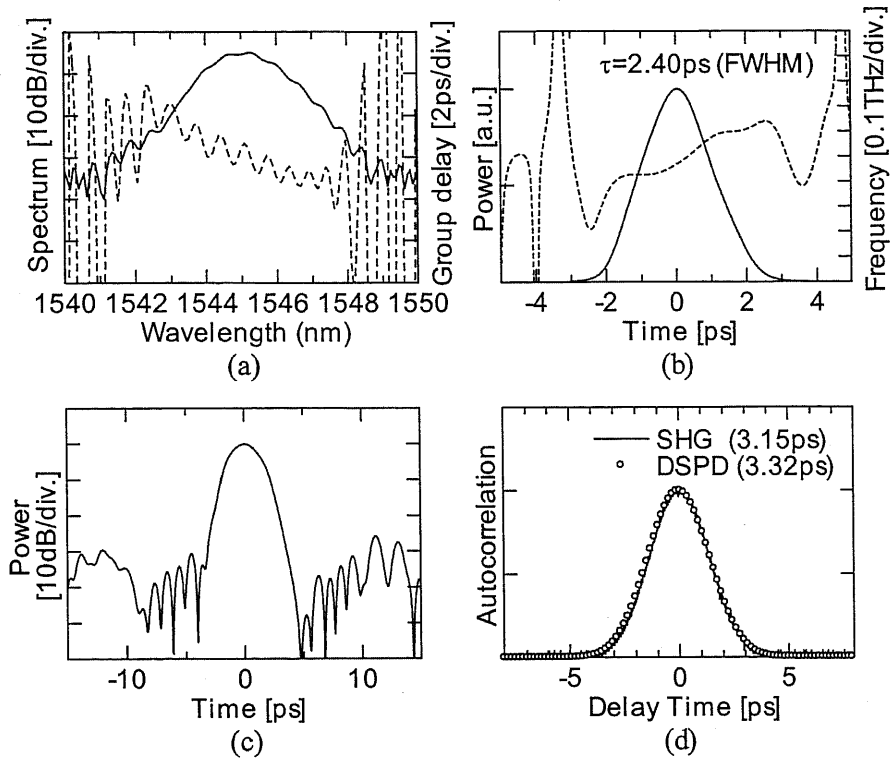


図8. 5. 6. MLLD パルスの DSPD 測定結果。デコンボリューションを行った場合。(a) スペクトル (実線) 及び群遅延 (破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー (実線) 及び瞬時周波数 (破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

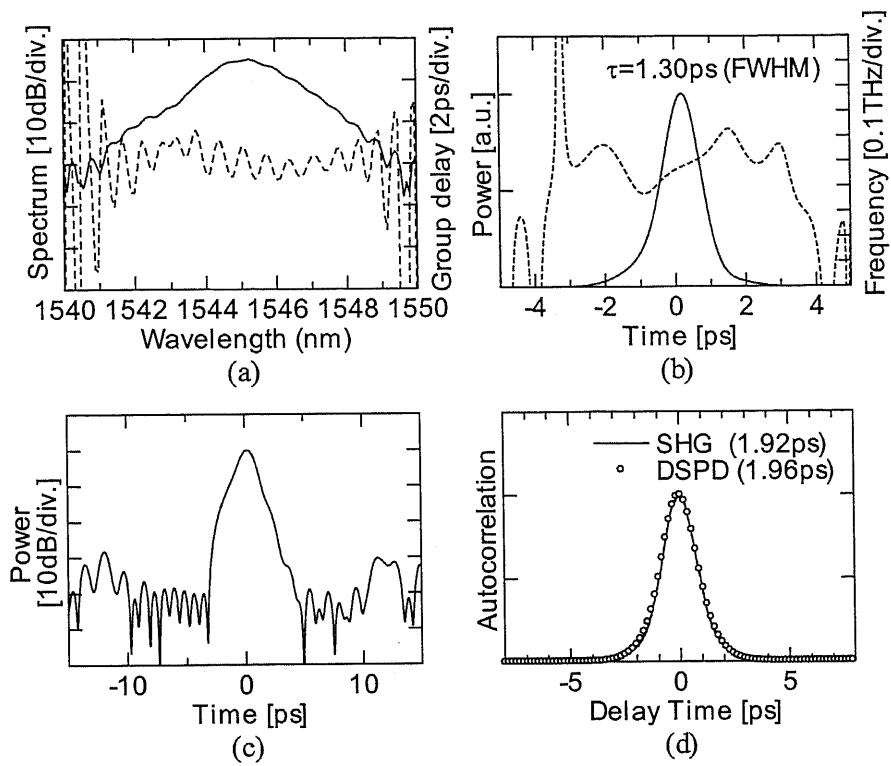


図8. 5. 7. EDFAによる増幅後のMLLDパルスのDSPD測定結果。デコンボリューションを行った場合。(a) スペクトル(実線)及び群遅延(破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー(実線)及び瞬時周波数(破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

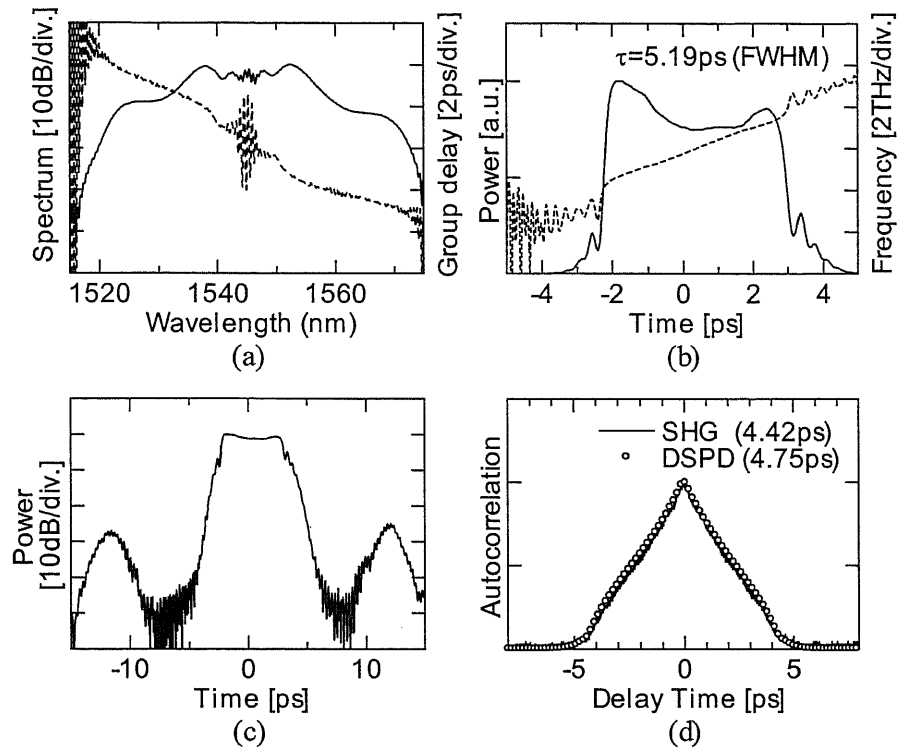


図8. 5. 8. 正常分散ファイバにより広帯域化されたパルスの DSPD 測定結果。デコンボリューションを行った場合。(a) スペクトル (実線) 及び群遅延 (破線)。(b) 時間波形の瞬時パワー (実線) 及び瞬時周波数 (破線)。(c) 瞬時パワーの対数軸プロット。(d) 強度自己相関波形の比較。

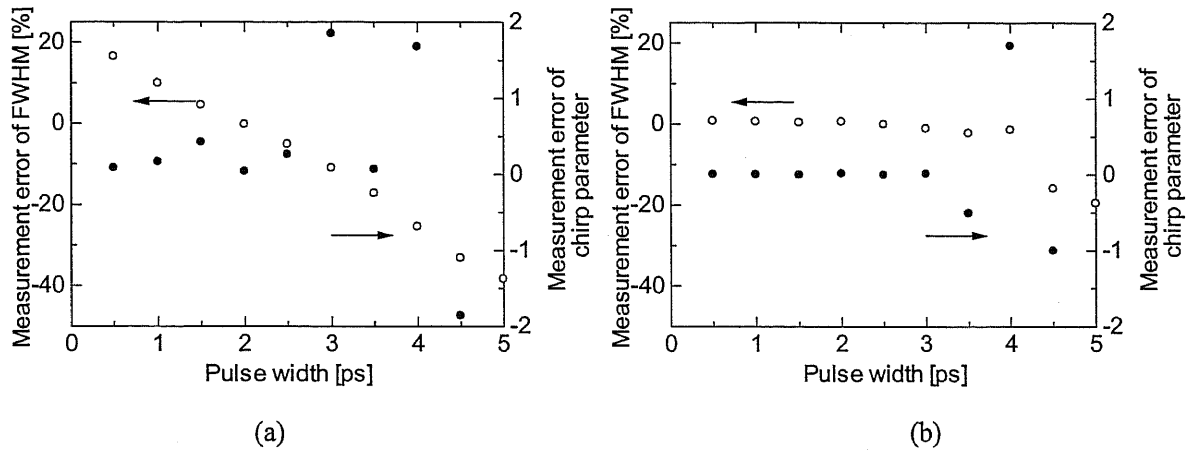


図8. 5. 9. 帯域幅 75 GHz のローレンツ型光フィルタを用いて gaussian パルスを DSPD 測定する場合の測定誤差。(a) デコンボリューションを行わない場合。(b) デコンボリューションを行う場合。

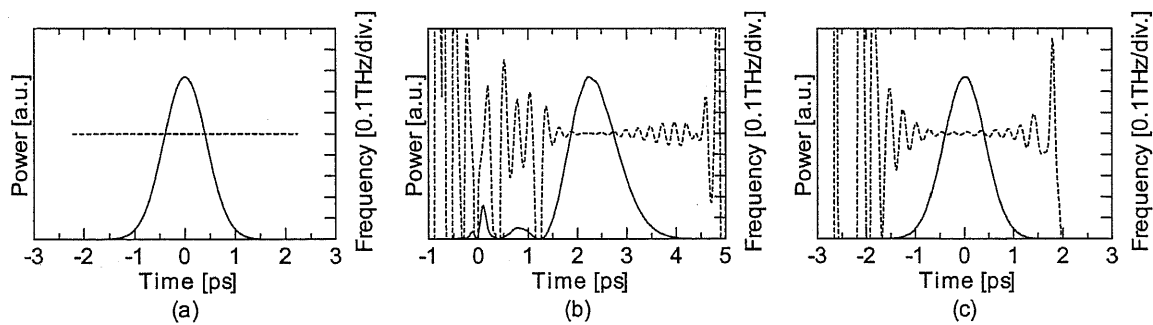


図8. 5. 10. デコンボリューションの有無による再構築結果の変化。光フィルタ特性を帯域幅 70 GHz のローレンツ型とした。(a) 被測定パルス。(b) デコンボリューションを行わない場合の再構築パルス。(c) デコンボリューションを行う場合の再構築パルス。

8.6 本章のまとめ

光スペクトル広帯域化における入力パルスおよび広帯域後のパルスを測定するための方式として、スペクトル位相直接検出法(DSPD)を提案した。DSPD法を用いてスペクトル広帯域化における入力パルス及び広帯域化後のパルスを測定したところ、強度自己相関測定とよく一致することが確かめられた。また、DSPDで用いる光フィルタの特性が測定結果に及ぼす影響を明らかにし、デコンボリューションによってフィルタへの要求性能が軽減できることを示した。これらを通じて、スペクトル広帯域化におけるパルス波形を評価する手法を確立した。なお、現状では実際のスペクトル広帯域化系へフィードバックするまでには至っていないが、これは今後の課題とした。

第8章に関する参考文献

- [8.1] D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 2, pp. 571-579, 1993.
- [8.2] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 10, pp. 792-794, 1998.
- [8.3] J. Debeau, B. Kowalski and R. Boittin, "Simple method for the complete characterization of an optical pulse," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 22, pp. 1784-1786, 1998.
- [8.4] M. Kwakernaak, R. Schrieck, A. Neiger, H. Jäckel, E. Gini, and W. Vogt, "Spectral phase measurement of mode-locked diode laser pulses by beating sidebands generated by electrooptical mixing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1677-1679, 2000.
- [8.5] C. Dorrer and I. Kang, "Highly sensitive direct characterization of femtosecond pulses by electro-optic spectral shearing interferometry," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 6, p. 477-479, 2003.
- [8.6] C. Dorrer and I. Kang, "Complete temporal characterization of short optical pulses by simplified chronocyclic tomography," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 16, pp. 1481-1483, 2003.
- [8.7] C. Dorrer and I. Kang, "Simultaneous temporal characterization of telecommunication optical pulses and modulators by use of spectrograms," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 15, pp. 1315-1317, 2002.
- [8.8] P. Kockaert, M. Peeters, S. Coen, Ph. Emplit, M. Haelterman, and O. Deparis, "Simple amplitude and phase measuring technique for ultrahigh-repetition-rate lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12,

no. 2, pp. 187-189, 2000.

- [8.9] V. Wong and I. A. Walmsley, "Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 4, pp. 287-289, 1994.

第9章 結論

本研究では光ファイバ増幅器を用いたスペクトル広帯域化について、光通信システムへの応用に向けた検討を行った。以下に本研究で得られた成果を示す。

まず、正常分散、カー効果、分布利得項を有する非線形シュレディンガー方程式(nonlinear Schrödinger equation, NLSE)における放物線形状自己相似(PSS)解についてその物理を論じた。NLSE 及び PSS 解の規格化を通じて、ファイバパラメータ及びパルスのエネルギーを取り入れたパラメータ ξ のみによって PSS 解が表されることを明らかにした。これにより任意のファイバパラメータや入力パルスエネルギーの組み合わせに対しても議論を一般化できるようにした。また、PSS 解の ξ 依存性を明らかにし、PSS 解が NLSE を満たすためには ξ が十分大きな値を有する必要があることを示した。さらに、PSS 解へ漸近するメカニズムを明らかにした。SPM と GVD を介してパルス波形にフィードバックがかかり、時間幅・ピークパワーが指数的に増大することで、誤差が見かけ上減少していくことを示した。これらを通じて、PSS 解の理解を深めた。

次に、規格化した PSS 解を用い、数値計算を通じてファイバ及び入力パルスの設計を行った。まずアドホックな設計を通じ、PSS パルスを得るために 20 dB 程度以上の利得が必要であること、また利得を 20 dB とすれば入力端における ξ が 0 以上である必要があることを示した。また、光通信用高繰り返しパルスからの PSS パルス発生の可能性を検討した。その結果、長尺・低分散・高非線形ファイバ増幅器を用いることにより、2 THz (16 nm)程度の帯域を有するスペクトル広帯域化が可能であることを示した。また、更なる広帯域化に向けたファイバパラメータ及びパルスの設計指針を示し、入力パルスの時間幅短縮・高エネルギー化及びファイバの分散値低減・短尺化の有効性を示した。さらに、理想的な PSS パルスを得るための入力パルスを逆伝搬法により求め、チャープフリーガウシアンパルスからスペクトルの歪がなく非常に高いリニアチャープ性を有する PSS パルスが発生可能であることを示した。これらの結果を通じて、PSS パルスを用いてスペクトルを広帯域化するためのファイバ及びパルスの設計指針を確立した。

このようにして得られた設計指針に基づき、長尺エルビウム添加ファイバを試作し、スペクトル広帯域化実験を行った。まず、1 km 長のエルビウム添加ファイバに対し、高エネルギーを有する低繰り返し周波数のパルスを入力したところ、10 dB 帯域幅として 34 nm を有する平坦性の高

い広帯域スペクトルの発生に成功した。また、励起光の入力方向に対する依存性を調べ、前方励起では長手方向にパルスパワーが高く保たれるためにスペクトルがより広帯域化されること、後方励起の場合において利得が長手方向に保たれることを確認した。次に、ファイバの分散値を低減し、低エネルギーパルスからのスペクトル広帯域化を行い、繰り返し周波数 10 GHz のパルスから 18 nm の 10 dB 帯域を有する広帯域スペクトルの発生に成功した。また、スペクトルの非対称性がエルビウム添加ファイバの利得分散に起因することを見出し、波長を最適化することにより非対称性を改善した。更に、中心波長におけるリップルがサテライトパルスとの干渉によるものであることを指摘し、非線形光ループミラー(nonlinear optical loop mirror, NOLM)によるリップル除去を行った。これらを通じて、長尺エルビウム添加ファイバ増幅器を用いて平坦性の高い広帯域スペクトルを得る手法を確立した。

次に、より広帯域化が可能と期待されるラマン増幅技術を用いたスペクトル広帯域化について実験的検討を行った。長さ 895 m の高非線形ファイバに対して後方励起を行い、スペクトル拡大実験を行った。ラマン利得帯域としては 20 dB の利得が 45 nm に亘って得られた。しかしながら、広帯域化後のスペクトルの 10 dB 帯域は 15.3 nm にとどまり、EDF を用いた場合よりも狭帯域であった。一方、前方励起を行った場合はスペクトルに著しいコヒーレンス劣化が観測された。このため現状においては、前方励起も可能な EDF と比較してラマン増幅は不利であることがわかった。

さらに、EDF で得られた広帯域スペクトルを多波長光源に応用することを目的として、スペクトルを光フィルタで切り出し、Q 値測定を通じて雑音特性を評価した。ほぼスペクトルの全帯域(16 nm)に亘って 25.3 dB 以上の高い Q 値を観測した。一方、平坦性の低いスペクトルを測定した場合には Q 値は大きく変動した。この Q 値変動がスペクトルのリップルを介した変調利得の増大によって説明できることを示すと同時に、高い Q 値を実現するために平坦性の高いスペクトルが有効であることを示した。また、他の Q 値劣化要因についても考慮することにより、実験結果が定性的に説明されうことを示した。これにより、EDF により広帯域化されたスペクトルを用いた低雑音な多波長光源の実現可能性を示すと共に、多波長光源の設計指針を確立した。

最後に、スペクトル広帯域化における入力パルス及び広帯域化後のパルスの強度波形及び位相測定する方式として、スペクトル位相直接検出法(direct spectral phase detection, DSPD)を開発した。DSPD 測定系の精密な較正を通じ、ファイバ入力パルス及び広帯域化後のパルスの測定に成功した。得られた強度波形は、強度自己相関測定とよく一致した。また、DSPD で用いる光フィルタ

の特性が測定結果に及ぼす影響を明らかにし、その補償が可能であることを数値計算により示した。これらを通じて、独自のパルス評価手法を確立した。

以上を総括すると、本研究では光増幅器を用いたスペクトル広帯域化技術を光通信へ適用するための指針を理論及び実験により示し、また、ファイバ及びパルス設計へのフィードバックするための評価法を開発した。これらを通じて、高品質な広帯域スペクトルを生成するための基礎となる技術を確立した。

本研究に関する発表文献

A. 英文雑誌論文

- [1] Y. Ozeki, K. Taira, K. Aiso, Y. Takushima and K. Kikuchi, "Highly flat super-continuum generation from 2-ps pulses using a 1-km-long Erbium-doped fiber amplifier," *IEE Electronics Letters*, vol. 38, no. 25, pp. 1642-1643, 2002.
- [2] Y. Ozeki, H. Yoshimi, Y. Takushima, K. Kikuchi, H. Yamauchi, and H. Taga, "Complete characterization of pico-second optical pulses in long-haul dispersion-managed transmission systems" (投稿予定)
- [3] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, and K. Kikuchi, "Generation of similariton pulses at 10 GHz using a 1.2-km-long Erbium-doped fiber amplifier for application to multiwavelength pulse source" (投稿予定)
- [4] Y. Ozeki, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Picosecond optical pulse measurement by using direct spectral phase detection method" (投稿予定)

B. 国際会議

- [5] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Taira and K. Kikuchi, "Clean similariton generation from an initial pulse optimized by the backward propagation method," to be presented at *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO2004)*, paper CTuBB.
- [6] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Taira and K. Kikuchi, "Generation of 10-GHz similariton pulses using Erbium-doped fiber amplifiers for application to multiwavelength sources," to be presented at *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO2004)*, paper CTuK.
- [7] Y. Ozeki, H. Yoshimi, Y. Takushima, K. Kikuchi, H. Yamauchi, and H. Taga, "Intensity and phase characterization of pico-second pulses in long-haul dispersion-managed transmission systems," *Technical Digest of the European Conference on Optical Communication (ECOC2003)*, paper Mo 4. 2. 2, pp. 76-77, Rimini, September 2003.
- [8] Y. Ozeki, Y. Takushima and K. Kikuchi, "High dynamic range characterization of waveform and frequency-chirp of pico-second pulses based on the precise measurement of group delay in optical frequency domain," *Optical Fiber Communication conference (OFC2003)*, paper FL3, Atlanta, March

28, 2003.

- [9] Y. Ozeki, K. Taira, Y. Takushima and K. Kikuchi, "Novel method of extremely flat supercontinuum generation using distributed optical gain in long Erbium-doped fiber amplifier," *Optical Amplifier and Their Applications (OAA2002)*, OMD2, Vancouver, September 15, 2002.

C. 研究会・国内年次大会

- [10] 小関泰之、多久島裕一、平健二、菊池和朗、「逆伝搬法により最適化された入力パルスを用いたスペクトル歪のない放物線パルス発生」2004年電子情報通信学会総合大会、C-4-2、東京工業大学、2004年3月。
- [11] 小関泰之、多久島裕一、菊池和朗、「光ファイバ増幅器を用いたスーパーコンティニューム発生と多波長光源としての性能評価」電子情報通信学会技術報告、OSC2003-107、OPE2003-170、LQE2003-107、九州大学、2003年11月。
- [12] 小関泰之、アトルクマル、平健二、多久島裕一、菊池和朗「長尺光ファイバ増幅器中で発生するスーパーコンティニュームのスペクトルスライスによる低雑音パルス光源」電子情報通信学会ソサイエティ大会、C-4-26、新潟大学、2003年9月。
- [13] 小関泰之、多久島裕一、菊池和朗「スペクトル位相直接検出法によるピコ秒パルス振幅・位相測定」電子情報通信学会総合大会、C-4-37、東北大学、2003年3月。
- [14] 小関泰之、平健二、多久島裕一、菊池和朗「km級ファイバ増幅器を用いた平坦なスーパーコンティニューム発生」電子情報通信学会ソサイエティ大会、C-4-28、宮崎大学、2002年9月。

発表文献 (本研究の範囲外)

A. 英文雑誌論文

- [1] Y. Ozeki, K. Higuma, S. Oikawa, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "A 60-GHz optoelectronic mixing scheme of high image and carrier rejection ratios with an integrated optical single-sideband modulator employed," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, no. 10, pp. 1986-1991, 2001.
- [2] Y. Ozeki, K. Nishikawa, M. Kishi and M. Tsuchiya, "60-GHz optoelectronic image rejection mixer and its application to a 156-Mb/s fiber-optic mm-wave link," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no.

4, pp. 361-363, 2001.

B. 国際会議

- [1] Y. Ozeki, M. Kishi and M. Tsuchiya, "Dual-Mode Optical MM-Wave PSK Signal Generation Technique for 60 GHz-Band Fiber-Radio Systems," *the 2nd Korea-Japan Joint Workshop on Microwave-Photonics*, IV-3, pp. 125-128, Seoul, February 3, 2001.
- [2] Y. Ozeki, K. Nishikawa, M. Kishi and M. Tsuchiya, "156 Mb/s DPSK Optical MM-Wave Transmission Employing a 60 GHz Optoelectronic Image Rejection Mixer," *the International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP2000)*, WE1.4, pp. 137-140, Oxford, September 13, 2000.
- [3] Y. Ozeki, K. Nishikawa, M. Kishi and M. Tsuchiya, "Bandwidth investigation on a 60 GHz opto-electronic image rejection mixer," *the 1st Japan-Korea Joint Workshop (JKKWS) on Microwave Photonics*, Th 1-3, pp.87-91, Osaka, February 2, 2000.

C. 研究会・国内年次大会

- [4] 小関泰之, 西川研三, 岸真人, 土屋昌弘「60 GHz 帯光電イメージリジェクションミキサを用いた光ミリ波ファイバ伝送」2000年電子情報通信学会総合大会, B-5-301, p. 686, 広島大学, 2000年3月31日.
- [5] 小関泰之, 岸真人, 土屋昌弘「大容量無線アクセスシステムに向けた光ミリ波技術」YRP 移動体通信産学官交流シンポジウム2000, 横須賀リサーチパーク, 2000年7月14日.
- [6] 小関泰之, 高橋直樹, 横山仁, 田口智之, 岸真人, 土屋昌弘「フォトリックダウンコンバージョンにおけるチャープ反転機能とそれを用いた60 GHz 帯アップリンク構成の簡素化」2000年電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-5-144, p. 432, 名古屋工業大学, 2000年10月2日.
- [7] 小関泰之, 岸真人, 土屋昌弘「マッハツェンダー型光変調器による60 GHz 帯2モード光ミリ波 PSK 信号生成法」2001年電子情報通信学会総合大会, 立命館大学, 2001年3月28日.

D. 著者執筆外

- [8] Y. Takushima, H. Yoshimi, Y. Ozeki, K. Kikuchi, H. Yamauchi, and H. Taga, "In-service dispersion monitoring in 32 x 10.7 Gbps WDM transmission system over trans-Atlantic distance using optical frequency-modulation method," *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 1, pp. 257-265, 2004.

- [9] K. Yasunaka, Y. Takushima, Y. Ozeki and K. Kikuchi, "87-nm bandwidth noise-like pulse generation from Erbium-doped fiber laser," to be presented at *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO2004)*, paper CThGG.
- [10] T. Tanemura, Y. Ozeki, and K. Kikuchi, "Loss-induced parametric amplification in optical fiber," to be presented in *Optical Fiber Communication conference (OFC2004)*, paper TuC5.
- [11] Y. Takushima, H. Yoshimi, Y. Ozeki, K. Kikuchi, H. Yamauchi, and H. Taga, "In-service dispersion monitor in 32 x 10.7Gbps WDM transmission system over trans-Atlantic distance by optical frequency-modulation method," *Optical Fiber Communication conference (OFC2003)*, Postdeadline paper, PD13, Atlanta, March 27, 2003.
- [12] 安仲健太郎、多久島裕一、小関泰之、平健二、菊池和朗、「Er ドープファイバレーザのノイズライクモード発振と分散耐性」2004年電子情報通信学会総合大会、投稿中。
- [13] 高橋直樹、小関泰之、横山仁、田口智之、岸真人、土屋昌弘「チャープ反転フォトニックダウンコンバージョンを用いた60GHz帯光ミリ波アップリンク」第3回電子情報通信学会マイクロ波フォトニクス(MWP)研究会, MWP2000-3, pp. 15-20, 横須賀リサーチパーク, 2000年10月25日.
- [14] 伊東悌, 小関泰之, 荘司洋三, 高畑清人, 土屋昌弘「MWP2000報告」第3回電子情報通信学会マイクロ波フォトニクス(MWP)研究会, MWP2000-14, pp. 95-102, 横須賀リサーチパーク, 2000年10月25日.
- [15] 高橋直樹, 小関泰之, 岸真人, 土屋昌弘「光電ミキシング法による光ミリ波双方向リンク構成の簡素化」2001年電子情報通信学会総合大会, B-5-260, 立命館大学, 2001年3月28日.
- [16] M. Tsuchiya, Y. Ozeki and M. Kishi, "Optoelectronic mm-wave signal processing," Abstracts of 2001 Asia-Pacific Radio Science Conference (AP-RASC'01), Tokyo, 2001.
- [17] 土屋昌弘, 小関泰之「光マイクロ波融合デバイス—①光電子デバイスからのアプローチ」エレクトロニクス 2000年9月号, pp. 52-56, 2000.

謝辞

本研究を遂行するに当り、研究全般に渡って御指導賜りました東京大学先端科学技術研究センターの多久島裕一助教授に深く感謝致します。非常に広い視野に立って研究テーマを与えて下さるとともに、研究環境を整えて下さいました。また、研究に行き詰ったときにはいつもポジティブな方向へ向かうように様々なアドバイスを下さいました。そのアドバイスにどれだけ応えることができたかと自問すると心苦しい限りです。また、投稿論文の執筆に際しては御多忙の中拙文を何度も何度も添削して頂きました。心より重ねてお礼申し上げます。

研究室セミナーや日常の議論を通じて、また、論文執筆に際して御指導賜りました東京大学先端科学技術研究センターの菊池和朗教授に感謝致します。研究の進め方や論理構成に悩んでいたときにはいつも非常に明快な考え方を示して頂きました。心よりお礼申し上げます。

本研究を進める上で御助言を賜りました加藤一弘助手に感謝申し上げます。特に電子回路技術に関して、様々なノウハウを快く教えて頂きました。また、研究室生活における様々な相談に応じて頂きました。心よりお礼申し上げます。

古河電気株式会社の合曾景一様、八木健様には、研究を進める上で最も重要なコンポーネントである光ファイバを作製し、提供して頂きました。心より感謝申し上げます。

東京大学先端科学技術研究センター菊池・多久島研究室の先輩方、特に東京理科大学の福地裕博士、通信総合研究所の坂本高秀博士には、沢山の研究上のアドバイスを頂いたのみならず、いつも暖かく励まして頂きました。心よりお礼申し上げます。また、同期の平健二氏、呉志松氏とは博士課程において苦楽を共にしました。特に、平氏には研究に関してのみならず、研究室生活の様々な面でお世話になりました。本当にありがとうございます。また、後輩のみんなとは研究上の議論を通じて多くの新しい発見を得ることができ、楽しい時間を過ごすことができました。ありがとう。

最後に、今に至るまで育て、あらゆる面で支えとなってくれた両親に感謝します。

Appendix A 長距離光ファイバ伝送後の光パルスの DSPD 測定

光通信システムでは1チャンネル当りのビットレートが増大し続けている。現在の研究の主流は40 Gb/s ベースの波長分割多重(WDM)システムであるが、OTDM を用いた 160 Gb/s ベースのシステム研究の報告も行われている。このビットレートの増大に伴い、情報伝送に用いる光パルス列の時間幅はピコ秒オーダーまで縮小を続けている。このような短パルスは伝送路の分散や非線形効果によって影響を受けやすい。従って、伝送後の光パルスを測定することは、伝送路の特性を知る手がかりになりうる[A.1]。

DSPD 法は構成がシンプルであり、また光変調器等を用いていないため偏波無依存な測定が可能である。また、入力パルスの群遅延の変動に対してもロバストである。長距離ファイバを伝送したパルスは群遅延や偏波が時間によりドリフトしてしまうが、DSPD 法ならばこれらの影響を排除し、高精度な測定が可能となると期待される。ここでは長距離ファイバ伝送路においてピコ秒パルスを伝送し、そのパルスを測定する。さらに、得られたパルスの情報から伝送路の分散特性や非線形効果を調べる。

DSPD 測定系の構成は8.3節で用いたものと同様である。しかし、今回は伝送するパルスの時間幅が6 ps 程度と広いため、より狭帯域なフィルタを用いた。フィルタの特性を図A.1に示す。帯域幅は29 GHz、分散は 6.1 ps^2 であった。また、フィルタ特性を補償するため、パルス波形の再構築時にはデコンボリューションを行った。

送信部においては、半導体モードロックレーザが出力する繰り返し周波数10 GHz のパルスを帯域幅70 GHz の光フィルタにより帯域制限し、6 ps のパルスを生成した。

まず、図A.2(a)に示す分散マネージメントファイバ(dispersion managed fiber, DMF)伝送路に光パルスを入力した。DMF 線路は36 スパンのファイバ線路から構成され、総ファイバ長は1,446 km である。スパン長は40 km であり、28 km のコア拡大ファイバと12 km の分散・分散スロープ補償ファイバから構成される。各スパンの分散は -2 ps/km/nm である。また、スパン6、17、28 についてはコア拡大ファイバのみから構成され、これによって各スパンの分散を補償している。光増幅器のパワーは10 dBm に設定した。伝送路全体の分散及び分散スロープは 32 ps/nm 及び -4.8 ps/nm^2 であった。

伝送前後のパルス波形を図A.3(a)(b)に示す。伝送前のパルス幅は6.2 ps であったが、伝送後には大きな累積分散のためにパルス幅は16 ps まで広がった。また、図A.3(b)の下図に示すス

ペクトル位相はほぼ放物線形状であった。このスペクトル位相を定量的に調べるため、次式でフィッティングした。

$$\phi(\Delta\lambda) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(D_0 + D_1\Delta\lambda + \frac{1}{2}D_2\Delta\lambda^2 + \frac{1}{6}D_3\Delta\lambda^3 \right) \quad (\text{A.1})$$

ただし、 c は光速であり、 D_2 及び D_3 はそれぞれ分散及び分散スロープによるスペクトル位相を表す。フィッティングにより得られた D_2 及び D_3 は 22 ps/nm 及び -8.3 ps/nm^2 であった。ここで、 $-D_2$ の分散及び $-D_3$ の分散スロープを与えることにより、パルスをフーリエ変換限界にすることができる。このようにして、最適な分散補償量・分散スロープ補償量を求めることができた。

そこで、伝送後のパルスに対し、分散補償ファイバにより -25 ps/nm の分散補償を施した後、DSPD 測定を行った。再構築されたパルスを図 A. 3(c) に示す。伝送前とほぼ同じパルス波形及びスペクトル位相が得られたことがわかる。なお、このときの累積分散量は 6.7 ps/nm であり、わずかな異常分散を有していた。

この累積分散量とスペクトル位相の関係を定量的に明らかにするため、累積分散量を変化させながら D_2 を測定した。結果を図 A. 4 に示す。図中の白丸は伝送前のスペクトル位相の D_2 であり、黒丸は伝送後の D_2 である。また、実線は黒丸の回帰直線である。もし系が線形ならば、実線は白丸と交差するはずである。しかしながら、系は非線形であり、ファイバ中の自己位相変調効果によってチャープしている。したがって、この白丸と実線の差異は非線形効果の量を表すと考えられる。今回の実験ではこの量は 6.5 ps/nm であった。

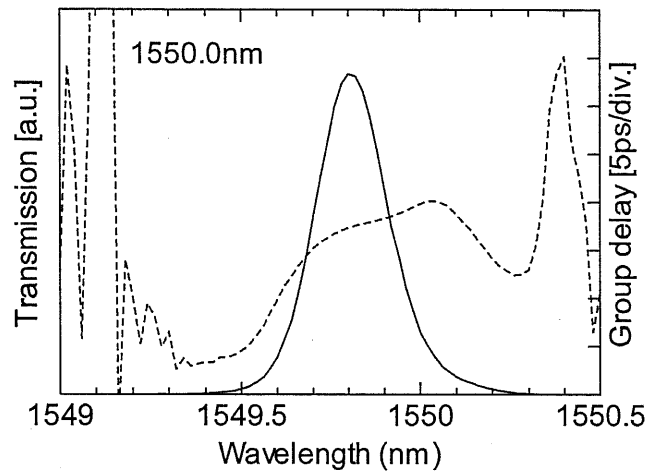
次に、異なるファイバ線路を用いて同様の実験を行った。系を図 A. 2(b) に示す。この線路は 20 スパンの分散シフトファイバ(dispersion shifted fiber, DSF)から構成される。DSF の分散値は -1.7 ps/nm/km である。また、スパン 5 及び 15 は、シングルモードファイバ(single mode fiber, SMF)で構成され、これによって累積分散を補償する。総ファイバ長は $1,017 \text{ km}$ である。線路全体の累積分散及び分散スロープはそれぞれ 36 ps/nm 及び 83 ps/nm^2 である。

伝送後の波形を図 A. 3(d) に示す。パルスは分散スロープの効果によって左右非対称になり、立下り部分に振動的な構造を有する。スペクトル位相をフィッティングして得られた D_3 は 85 ps/nm^2 であった。この値は線路の累積分散スロープ(83 ps/nm^2)とよく一致する。また、累積分散を変化させながら測定した D_2 を図 A. 4 中の四角で示す。 D_2 の回帰曲線と白丸との差異は 20 ps/nm と大きな値であった。これは DSF 線路の非線形性が大きいことと、局所分散が小さいことにより、大きな SPM が生じたためと考えられる。

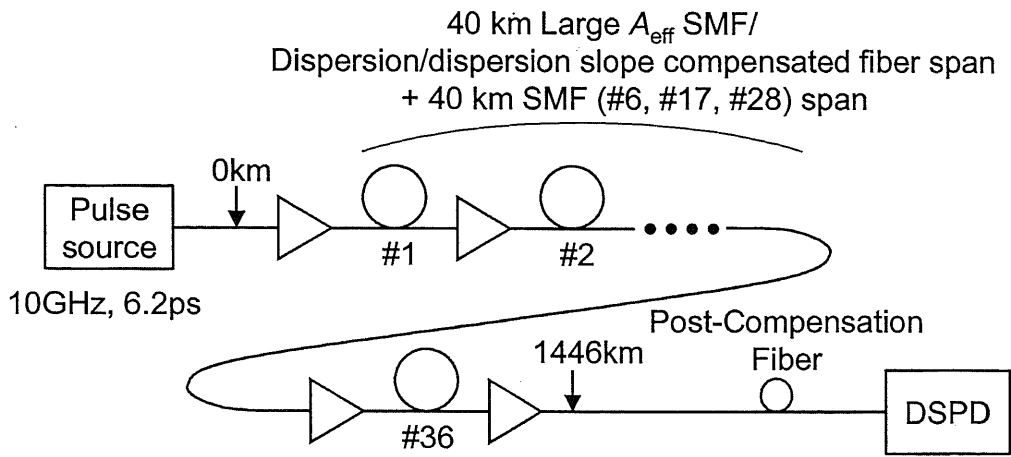
以上のように、DSPD 法を用いることによって長距離ファイバ線路を伝送後の光パルスの振幅と位相を測定することに成功した。また、測定したパルスから、分散、分散スロープ、非線形性等の伝送路の特性を評価することができた。これにより、DSPD 法によるパルス測定の適用範囲の広さを示した。

Appendix A に関する参考文献

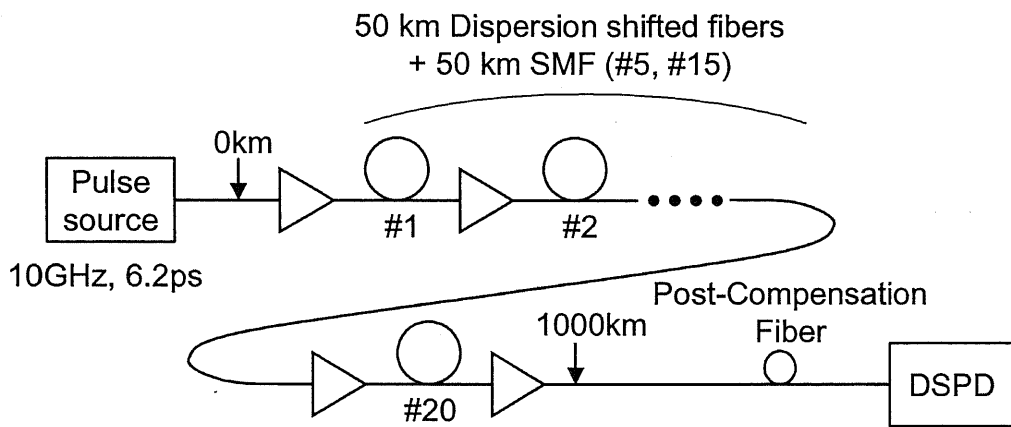
[A.1]P. -A. Lacourt, M. Hanna, J. M. Dudley, and J. -P. Goedgebuer, "Complete intensity and chirp characterisation of mW peak power ps pulses at 10 GHz propagating over 308 km in fibre recirculation loop," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 25, pp. 1696-1697, 2002.



図A. 1. 光フィルタの透過特性及び群遅延特性。

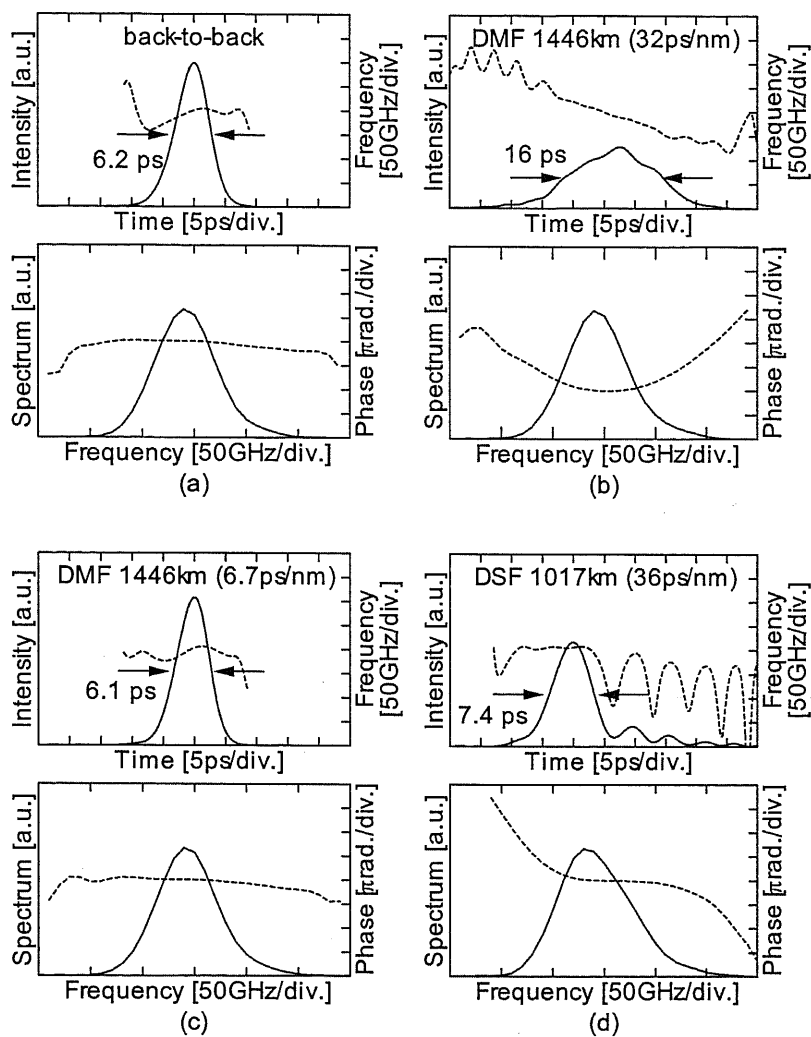


(a)

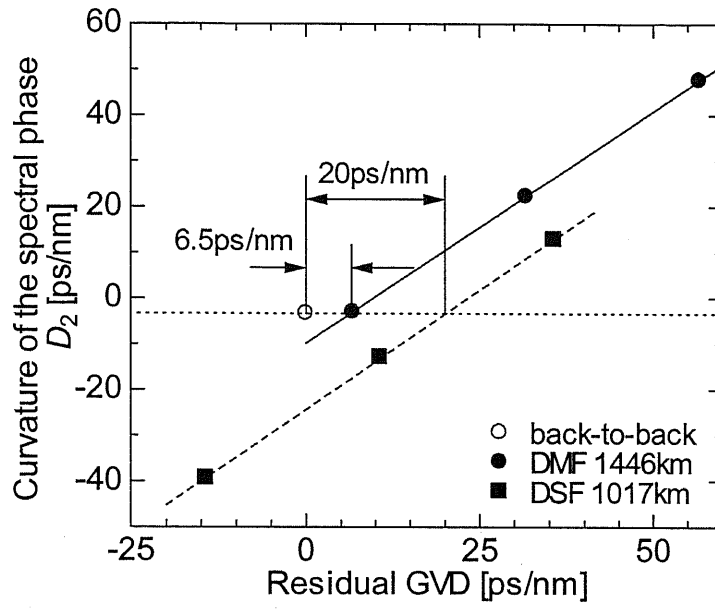


(b)

図A. 2. 実験系。(a) 分散マネージメントファイバ伝送路。(b) 分散シフトファイバ伝送路。



図A. 3. DSPD 測定結果。上段：パルス時間波形（実線）及び瞬時周波数（破線）。下段：スペクトル強度（実線）及びスペクトル位相（破線）。(a) 伝送前のパルス。(b) 1446 km DMF 線路を伝送した後のパルス。(c) 1446 km DMF 線路を伝送後、 -25 ps/nm の分散補償を施したパルス。(d) 1017 km DSF 線路を伝送後のパルス。



図A. 4. スペクトル位相の曲率(D_2)と累積分散の関係。

Appendix B 放物線形状自己相似解の導出

ここでは、参考文献[B.1][B.2]に従って放物線形状自己相似解を導出する。

分布利得項を含む非線形シュレディンガー方程式は次式で表される。

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma |\Psi|^2 \Psi + i \frac{g(z)}{2} \Psi \quad (\text{B.1})$$

ただし、 $\Psi, z, T, \beta_2, \gamma, g$ はそれぞれ光電界の複素振幅、ファイバの長手方向の位置、時間、2次分散、非線形定数、単位長当りの利得を表す。エネルギー保存則より、パルスエネルギー

$U(z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(z, T)|^2 dT$ は次式を満たす。

$$U(z) = U(0) \exp \left[\int_0^z g(z') dz' \right] \quad (\text{B.2})$$

ここで $\Psi(z, T) = A(z, T) \exp[i\Phi(z, T)]$ とおくと、式(B.1)は次式に変形される。

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - A \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \left\{ \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + 2i \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial \Phi}{\partial T} + iA \frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} - A \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)^2 \right\} - \gamma A^3 + i \frac{g}{2} A \quad (\text{B.1}')$$

A 及び Φ は実数であるから、式(B.1')は実部と虚部に分解できる。

$$\text{虚部 (振幅の発展):} \quad \frac{\partial A}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial \Phi}{\partial T} + \frac{\beta_2}{2} A \frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} + \frac{g(z)}{2} A \quad (\text{B.3})$$

$$\text{実部 (位相の発展):} \quad \left\{ \frac{\beta_2}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)^2 - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right\} A = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma A^3 \quad (\text{B.4})$$

ここで、以下のように自己相似解を仮定することによって微分方程式の自由度を下げ、(B.3)(B.4)の偏微分方程式を常微分方程式へ変換する。

$$A(z, T) = f(z)F(z, T) = f(z)F(\vartheta) \quad (\text{B.5})$$

$$\Phi(z, T) = \phi(z) + C(z)T^2 \quad (\text{B.6})$$

但し自己相似変数 ϑ は次式で与えられる。

$$\vartheta = f^2(z) \frac{U(z_0)}{U(z)} T \quad (\text{B.7})$$

式(B.5)において、 $f(z)$ は $\Psi(z, T)$ と同じ次元を持ち、ピーク振幅の発展を表す。一方、 $F(\vartheta)$ は規格化された無次元の関数であり、時間波形を表す。エネルギー保存則(B.2)から振幅の拘束条件が以下

のように求められる。

$$U(z) = f^2(z) \int_{-\infty}^{\infty} F^2(\vartheta) dT = \frac{U(z)}{U(z_0)} \int_{-\infty}^{\infty} F^2(\vartheta) d\vartheta \quad (\text{B.8})$$

$$U(0) = f^2(0) \int_{-\infty}^{\infty} F^2(f^2(0)T) dT = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(\vartheta) d\vartheta \quad (\text{B.9})$$

式(B.5)-(B.7)を(B.3)に代入すると次式を得る。

$$\left(F + 2\vartheta \frac{dF}{d\vartheta} \right) \left(\frac{df}{dz} - \beta_2 f C - \frac{g}{2} f \right) = 0$$

ここで、 $F + 2\vartheta \frac{dF}{d\vartheta} = 0$ とすると、変数分離により $F = \pm B|\vartheta|^{1/2}$ が得られるが、このときパルスエネルギーは無限大に発散する。従って、 $F + 2\vartheta \frac{dF}{d\vartheta} \neq 0$ である。ゆえに次式が成り立つ。

ルギーは無限大に発散する。従って、 $F + 2\vartheta \frac{dF}{d\vartheta} \neq 0$ である。ゆえに次式が成り立つ。

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \beta_2 C + \frac{g}{2} \quad (\text{B.10})$$

式(B.10)は、 f の利得（左辺）が、分散によってピークが下がる効果($\beta_2 C$)と分散が無いときの利得 $g/2$ の和に等しいことを表す。

次に式(B.4)の左辺と右辺の差を計算し、0とおくと、次式を得る。

$$\frac{\vartheta^2}{f^6} \left[\frac{U(z)}{U(z_0)} \right]^2 \left(2\beta_2 C^2 - \frac{dC}{dz} \right) - \frac{1}{f^2} \frac{d\varphi}{dz} = \frac{\beta_2 f^2}{2 F} \left[\frac{U(z)}{U(z_0)} \right]^2 \frac{d^2 F}{d\vartheta^2} - \gamma F^2 \quad (\text{B.11})$$

式(B.11)は SPM と GVD の下でリニアチャープが保たれるための条件を表す。

式(B.11)の右辺第1項 $\frac{\beta_2 f^2}{2 F} \left[\frac{U(z)}{U(z_0)} \right]^2 \frac{d^2 F}{d\vartheta^2}$ が $z \rightarrow \infty$ の極限において無視できる場合、次式が成り立つ。

$$F^2 = \frac{1}{\gamma f^2} \frac{d\varphi}{dz} - \frac{\vartheta^2}{\gamma f^6} \left[\frac{U(z)}{U(z_0)} \right]^2 \left(2\beta_2 C^2 - \frac{dC}{dz} \right)$$

右辺を ϑ の関数として見て、 $F(0) = 1$ とすると、

$$\frac{1}{f^6} \left[\frac{U(z)}{U(z_0)} \right]^2 \left(2\beta_2 C^2 - \frac{dC}{dz} \right) = a\gamma \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{1}{f^2} \frac{d\varphi}{dz} = \gamma \quad (\text{B.13})$$

とおくことができ、このとき

$$F = \sqrt{1 - a\vartheta^2} \quad (\text{B.14})$$

である。式(B.7)より、次式を得る。

$$U(z) = \frac{U(z)}{U(z_0)} \int_{-\infty}^{\infty} F^2(\vartheta) d\vartheta = \frac{U(z)}{U(z_0)} \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{a}}$$

従って、

$$a = \frac{16}{9} \frac{1}{U^2(z_0)} \quad (\text{B.15})$$

を得る。

ここで、 $F(\vartheta)$ は放物線であるから、時間幅 T_p を導入し、 $A(z, T)$ を次式で表す。

$$A(z, T) = f(z) \left[1 - T^2 / T_p^2(z) \right]^{1/2} \quad (\text{B.16})$$

このとき、パルスエネルギーを $U(z)$ に等しいとおくと、次式が成り立つ。

$$U(z) = \int_{-\infty}^{\infty} A^2(z, T) dT = f^2(z) \int_{-T_p}^{T_p} \left[1 - T^2 / T_p^2(z) \right] dT = \frac{4}{3} f^2(z) T_p(z)$$

従って、 $f(z)$ は次式で表せる。

$$f(z) = \left[\frac{3U(z)}{4T_p(z)} \right]^{1/2} \quad (\text{B.17})$$

(B.16)(B.17)より $A(z, T)$ が求められる。

$$A(z, T) = \left[\frac{3U(z)}{4T_p(z)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{T^2}{T_p^2(z)} \right]^{1/2} \quad (\text{B.18})$$

次に位相 $\Phi(z, T) = \varphi(z) + C(z)T^2$ を求める。式(B.13)より、次式を得る。

$$\frac{d\varphi}{dz} = \gamma f^2 = \frac{3\gamma U}{4T_p}$$

を得る。両辺を積分して、 $\varphi(z)$ を得る。

$$\varphi(z) = \varphi(z_0) + \frac{3\gamma}{4} \int_{z_0}^z \frac{U(z')}{T_p(z')} dz' \quad (\text{B.19})$$

ここで、(B.17)より得られる関係式：

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{U} \frac{dU}{dz} - \frac{1}{T_p} \frac{dT_p}{dz} \right)$$

を用いると、式(B.10)より、 $C(z)$ が得られる。

$$C(z) = \frac{1}{\beta_2} \left(\frac{1}{f} \frac{df}{dz} - \frac{g}{2} \right) = -\frac{1}{2\beta_2 T_p} \frac{dT_p}{dz} \quad (\text{B.20})$$

(B.12)(B.20)より、 U と T_p の関係を得る。

$$\frac{d^2 T_p}{dz^2} = \frac{1}{\beta_2} \frac{d\beta_2}{dz} \frac{dT_p}{dz} + \frac{3\beta_2 \gamma U}{2T_p^2} \quad (\text{B.21})$$

dT_p/dz の初期条件は式(B.20)で与えられる。従って、(B.21)を解き、 T_p を求めると、(B.18)-(B.20)によりPSS解が与えられる。

以下ではファイバパラメータが長手方向に一定であると仮定し、閉じた形の解を求める。式(B.2)及び式(B.21)において β_2 、 γ 、 g の Z 依存性がないとすると、次式を得る。

$$\frac{d^2 T_p}{dZ^2} = \frac{3\beta_2 \gamma U(0)}{2T_p^2} \exp gZ \quad (\text{B.22})$$

式(B.22)において、

$$T_p = T_{p0} \exp \frac{gZ}{3} \quad (\text{B.23})$$

は明らかに解である。式(B.23)を式(B.22)に代入すると、

$$T_p(z) = 3 \left(\frac{\beta_2 \gamma U(0)}{2g^2} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{gZ}{3} \right) \quad (\text{B.24})$$

を得る。式(B.24)を用いると、ピーク振幅 $A(Z, 0)$ は次式で与えられる。

$$A(z, 0) = \sqrt{\frac{3E(Z)}{4T_p(Z)}} = \frac{1}{2} \left(\frac{2g^2 E_{in}^2}{\gamma \beta_2} \right)^{1/6} \exp \left(\frac{gZ}{3} \right) \quad (\text{B.26})$$

同様に、パルス位相 $\varphi(Z)$ 及びチャープパラメータ $C(Z)$ は以下のように与えられる。

$$\varphi(Z) = \varphi_0 + \frac{3}{8} \left(\frac{2\gamma^2 E_{in}^2}{g\beta_2} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{2gZ}{3} \right) \quad (\text{B.27})$$

$$C(Z) = -\frac{g}{6\beta_2} \quad (\text{B.28})$$

Appendix B に関する参考文献

- [B.1] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey and J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 3, pp. 461-469, 2002.
- [B.2] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. M. Dudley and J. D. Harvey, "Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 24, pp. 1753-1755, 2000.

Appendix C Q 値の測定法

光通信システムにおいては十分なシステムマージンを確保するため、光信号に高い信号対雑音比(signal-to-noise ratio, SNR)が要求される。このような SNR の高い光源の評価を行うためにはより高い SNR まで評価できること、また、システムマージンが定量的に求められることが望ましい。

SNR の評価基準としては、アイパタン、ビットエラーレート、Q 値、相対強度雑音(relative intensity noise, RIN)等がある。これらの中で Q 値測定[C.1]は上記の要求条件をほぼ満たしている。なお、RIN 測定は CW 光の SNR 測定においては Q 値測定より高い SNR まで測定可能である。しかしながら、パルス光源の評価に用いる場合、パルスの繰り返し周波数成分により電気信号の増幅器が飽和してしまうために、測定が難しい。

以下に Q 値測定の原理と方法を示す。図 C. 1 のように、2 値デジタル信号の確率密度関数の裾部分がガウシアン分布であることを仮定する。電気ベースバンド信号に付随する熱雑音に対する確率密度関数はガウシアン分布である。一方、光信号を PD で受光した信号の電圧はガウシアン分布ではなく、シグナル-ASE ビート雑音と複数のモードの ASE-ASE ビート雑音の和から表される χ 自乗分布となる。 n 次の χ 自乗分布は n 個の独立なガウシアン分布の自乗和である。ここではその確率密度関数の裾部分をガウシアン分布で近似する。ガウシアン分布は平均値 μ と標準偏差 σ で表すことができる。そこで、スペースレベル及びマークレベルの信号電圧の確率密度関数をそれぞれ p_0 及び p_1 とすると、両者は次式で表される。

$$p_k(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_k} \exp\left[-\frac{(V-\mu_k)^2}{2\sigma_k^2}\right] \quad (\text{C.1})$$

但し、 μ_k, σ_k はそれぞれの分布の平均値及び分散である。このとき、Q 値は次式で定義される。

$$Q = \left| \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \right| \quad (\text{C.2})$$

以下に、この Q 値を用いてビット誤り率(bit error rate, BER)がどのように表されるかを示す。判定閾値を D とすると、0 の信号を 1 と誤る確率 p_{10} は次式で与えられる。

$$p_{10}(V) = \int_b^{\infty} p_0(V) dV = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \int_b^{\infty} \exp\left[-\frac{(V-\mu_0)^2}{2\sigma_0^2}\right] dV = \text{erfc}\left(\frac{D-\mu_0}{\sigma_0}\right) \quad (\text{C.3})$$

また、1 の信号を 0 と誤る確率 p_{01} は次式で与えられる。

$$p_{01}(V) = \int_{-\infty}^D p_1(V) dV = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \int_{-\infty}^D \exp\left[-\frac{(V-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] dV = \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu_1 - D}{\sigma_1}\right) \quad (\text{C.4})$$

但し、 erfc は次式で定義される補誤差関数である。

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} e^{-\beta^2/2} d\beta \approx \frac{1}{x\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} \quad (x \gg 3) \quad (\text{C.5})$$

ここで、1 レベルと 0 レベルの確率が等しいとすれば、BER は次式で表される。

$$\operatorname{BER}(D) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{|\mu_1 - D|}{\sigma_1}\right) + \operatorname{erfc}\left(\frac{|\mu_0 - D|}{\sigma_0}\right) \right\} \quad (\text{C.6})$$

式(C.6)は

$$D = D_0 = \frac{\mu_1\sigma_2 + \mu_2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (\text{C.7})$$

のときに最小値をとり、このときの BER は次式で与えられる。

$$\operatorname{BER}(D_0) = \frac{1}{2} \{ \operatorname{erfc}(Q) + \operatorname{erfc}(Q) \} = \operatorname{erfc}(Q) \quad (\text{C.8})$$

Q 値測定に際しては、光信号にデータ変調を施した後、PD で光電変換する。その信号をエラーディテクタに入力し、判定閾値電圧 D を変化させながら BER を測定する。このようにして得られた BER と D の関係から、 μ_k と σ_k を最小自乗フィッティングにより求め、式(5.1)より Q 値を計算する。

Q 値は一般的には $10\log Q^2$ [dB] という形で表されることが多い。光通信システムにおいてよく使われる Q 値としては、以下のような値がある。

- $Q^2 = 15.6 \text{ dB} \leftrightarrow \operatorname{BER} = 10^{-9}$
- $Q^2 \sim 11 \text{ dB} \leftrightarrow$ 第 1 世代誤り訂正符号により誤り訂正が可能となる Q 値 [C.2]
- $Q^2 \sim 9 \text{ dB} \leftrightarrow$ 第 2 世代誤り訂正符号により誤り訂正が可能となる Q 値 [C.3]

なお、15.6 dB 以下の Q 値を測定する際には、エラーレートを測定し、(C.8)の関係から Q 値を求める。

図 C. 1 に Q 値の測定例を示す。この例における Q 値は 25.3 dB であり、 $\operatorname{BER} = 10^{-9}$ に対して 10 dB 程度のマージンを有することがわかる。この Q 値をビットエラーレートに換算すると、 5.9×10^{-76} となる。これは、ビットレートを 10 Gb/s として 1 秒間の誤り個数の期待値が 5.9×10^{-66} であることを意味する。従って、通常の誤り率測定は不可能である。Q 値測定はこのように大きな

システムマージンを測定する際に非常に有効である。

Appendix C に関する参考文献

- [C.1] N. S. Bergano, F. W. Kerfoot, and C. R. Davidson, "Margin measurements in optical amplifier systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 304-306, 1993.
- [C.2] S. Yamamoto, H. Takahira and M. Tanaka, "5 Gbit/s optical transmission terminal equipment using forward error correcting code and optical amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 3, pp. 254-255, 1994.
- [C.3] H. Taga, H. Yamauchi, T. Inoue, K. Goto, N. Edagawa and M. Suzuki, "Performance improvement of highly nonlinear long-distance optical fiber transmission system using novel high gain forward error correcting code," *Tech. Dig. Optical Fiber Communication conference (OFC2001)*, paper TuF3, 2001.

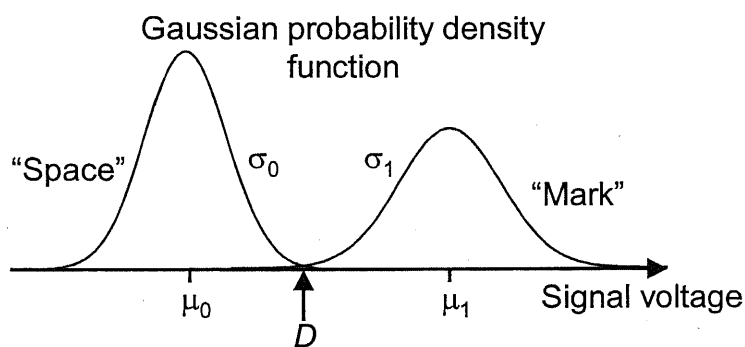
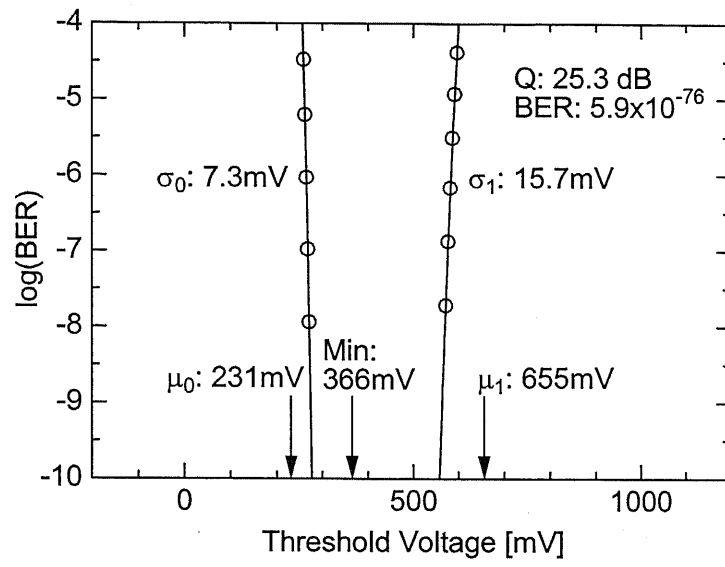


図 C. 1. ガウス型雑音を有する信号の電圧の確率密度分布。



図C. 2. Q 値測定の一例。

Appendix D Q 値と光信号対雑音比の関係

参考文献[D.1]に従い、Q 値と光信号対雑音比(optical signal-to-noise ratio, OSNR)の関係を導く。但し、[D.1]では強度変調された光に増幅器雑音(amplified spontaneous emission, ASE)が重畳する場合について記述している。ここでは、ASE が重畳した光を強度変調し、また、OSNR が高い場合を考える。このため、0 レベルの ASE-ASE ビート雑音は抑圧され、また、1 レベルの ASE-ASE ビート雑音は信号-ASE ビート雑音に比べて無視できるとする。また、OSNR は信号光パワーと単一偏波の ASE のパワーの比とする。

光帯域 B_0 、単一偏波の自然放出光のパワーは次式で表される。

$$P_{\text{sp}} = n_{\text{sp}}(G-1)h\nu B_0 \quad (\text{D.1})$$

但し、 n_{sp} , G , $h\nu$ はそれぞれ光増幅器の自然放出係数、利得、フォトンエネルギーである。この自然放出光の光電界を三角関数で書き表すと、次式が得られる。

$$E_{\text{sp}}(t) = \sum_{k=-B_0/2\delta\nu}^{B_0/2\delta\nu} \sqrt{2n_{\text{sp}}(G-1)h\nu\delta\nu} \cos\{(\omega_0 + 2\pi k\delta\nu)t + \Phi_k\} \quad (\text{D.2})$$

ここで、 Φ_k は自然放出光の位相である。本来は全ての周波数モードがガウシアン分布をするはずであるが、ここでは簡単のため振幅を一定とし、 Φ_k がランダムであるとしている。また、 $\delta\nu$ は周波数のサンプリング間隔であり、 $B_0/2\delta\nu$ が整数になるように選ぶ。ここで、次式により N_0 と M を定義する。

$$N_0 = n_{\text{sp}}(G-1)h\nu \quad (\text{D.3})$$

$$M = \frac{B_0}{2\delta\nu} \quad (\text{D.4})$$

このとき、 N_0 は周波数幅 $\delta\nu$ 当りの雑音パワーであり、 M は光帯域内のモード数を表す。信号光パワーを P_{in} とおくと、信号光と雑音光の和は次式で表される。

$$E(t) = \sqrt{2GP_{\text{in}}} \cos(\omega_0 t) + \sum_{k=-M}^M \sqrt{2N_0\delta\nu} \cos\{(\omega_0 + 2\pi k\delta\nu)t + \Phi_k\} \quad (\text{D.5})$$

量子効率が 1 のフォトディテクタによって作られる光電流 $i(t)$ は次式で与えられる。

$$i(t) = \overline{E^2(t)} \frac{e}{h\nu} \quad (\text{D.6})$$

但し、上線は時間平均を表す。式(D.5)(D.6)より次式を得る。

$$i(t) = GP_{\text{in}} \frac{e}{h\nu} + \frac{4e}{h\nu} \sqrt{GP_{\text{in}} N_0 \delta\nu} \sum_{k=-M}^M \cos(\omega_0 t) \cos\{(\omega_0 + 2\pi k \delta\nu)t + \Phi_k\} + \frac{2eN_0 \delta\nu}{h\nu} \left[\sum_{k=-M}^M \cos\{(\omega_0 + 2\pi k \delta\nu)t + \Phi_k\} \right]^2 \quad (\text{D.7})$$

式(D.7)のうち、第2項目が信号-ASE ビート雑音である。この成分の時間平均は次式のように展開できる。

$$i_{\text{s-sp}}(t) = \frac{4e}{h\nu} \sqrt{GP_{\text{in}} N_0 \delta\nu} \sum_{k=-M}^M \cos(\omega_0 t) \cos\{(\omega_0 + 2\pi k \delta\nu)t + \Phi_k\} = \frac{2e}{h\nu} \sqrt{GP_{\text{in}} N_0 \delta\nu} \sum_{k=-M}^M \cos(2\pi k \delta\nu t + \Phi_k) \quad (\text{D.8})$$

式(D.8)より、光電流の雑音成分のパワー密度は次式で与えられる。

$$N_{\text{s-sp}} = \frac{4e^2}{h^2 \nu^2} GP_{\text{in}} N_0 \frac{1}{2} = \frac{4e^2}{h^2 \nu^2} P_{\text{in}} n_{\text{sp}} (G-1)G \quad (\text{D.9})$$

但し、1/2 の係数は \cos^2 の時間平均であり、2 は正負の周波数スペクトルの合計を表す。(D.10)を周波数範囲 $0 \sim B_0$ まで積分すると、次式を得る。

$$N_{\text{s-sp}} = 4I_{\text{s}} I_{\text{sp}} \frac{B_0}{B_0} \quad (\text{D.11})$$

但し、 I_{s} 及び I_{sp} は信号光及び ASE による光電流であり、次式で与えられる。

$$I_{\text{s}} = GP_{\text{in}} \frac{e}{h\nu} \quad (\text{D.12})$$

$$I_{\text{sp}} = n_{\text{sp}} (G-1) B_0 \frac{e}{h\nu} \quad (\text{D.13})$$

Q 値は次式で与えられる。

$$Q = \frac{I_{\text{s}}(1)}{\sqrt{N_{\text{noise}}(1) + N_{\text{noise}}(0)}} \quad (\text{7.43})$$

ここで、 $N_{\text{noise}}(0) = 0$ 、 $N_{\text{noise}}(1) = N_{\text{s-sp}}$ とすると、次式を得る。

$$Q = \frac{I_{\text{s}}(1)}{\sqrt{N_{\text{s-sp}}(1)}} = \frac{I_{\text{s}}(1)}{\sqrt{4I_{\text{s}} I_{\text{sp}} \frac{B_0}{B_0}}}$$

従って、Q 値と OSNR の関係は次式で表される。

$$\therefore Q^2 = \frac{I_s}{4I_{sp} \frac{B_e}{B_o}} = \frac{B_o}{4B_e} \text{OSNR}$$

Appendix D に関する参考文献

- [D.1] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, Erbium-doped fiber amplifiers, Chapter 7, p. 218 (Academic, San Diego, Calif., 1999).

Appendix E 送信機の Q 値が伝送特性に与える影響

ここでは、光ファイバ通信システムにおける光送信機の Q 値が伝送特性に与える影響をシミュレーションにより調べる。

伝送シミュレータは RSOFTEC 社の OptSim を用いた。図 E.1 にシミュレーションした伝送系を示す。光雑音を帯域 200 GHz の光フィルタで帯域制限し、レーザ光と合波する。光雑音のパワーを増減することにより、光送信機の信号対雑音比を調節できる。このレーザ光に対し、Carrier-suppressed return-to-zero (CS-RZ)変調を行った。ビットレートは 40 Gb/s であり、データ信号には 9 段の擬似ランダム信号を用いた。このようにして得られた光送信信号を伝送線路に入力した。伝送線路は[E.1]を参考にして設定した。スパン長は 42 km であり、14 km の +D ファイバ、-D ファイバ、+D ファイバから構成される。これらのファイバパラメータは表 E. 1 に示した。また、光増幅中継器の雑音指数は 4.5 dB とした。

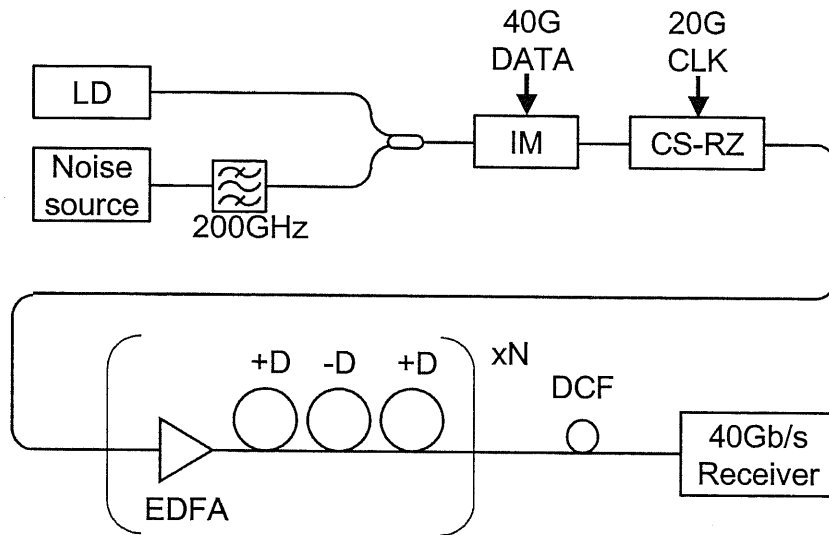
まず、中継器出力パワーの最適化を行うため、中継器出力パワーを変化させながら、伝送後の信号の Q 値を測定した。結果を図 E. 2 に示す。伝送後の Q 値を 10 dB 前後とすると、最も長距離伝送が可能な場合の中継器出力は -2 dBm であった。

次に、中継器出力パワーを -2 dBm に設定し、光送信機の雑音パワーを変化させながら伝送後の Q 値を調べた。結果を図 E. 3 に示す。送信機の Q 値が 32 dB のとき、3000 km 伝送後において 16 dB の Q 値が得られている。しかしながら、送信機の Q 値が 20 dB まで低下すると、3000 km 伝送後の Q 値は 14.7 dB となり、1.3 dB のペナルティが生じた。Q 値が 20 dB のとき、エラーレートはおおよそ 10^{-23} であるが、このようなエラーレートの低い信号を用いてもペナルティが生ずることが確かめられた。

一方、図 E. 3 からは伝送後の Q 値が低いほど光送信機における Q 値の影響が小さくなることもわかる。従って、誤り訂正符号を用い、受信端における所要 Q 値を低減することによって、光送信機への要求性能は大きく緩和される。

Appendix E に関する参考文献

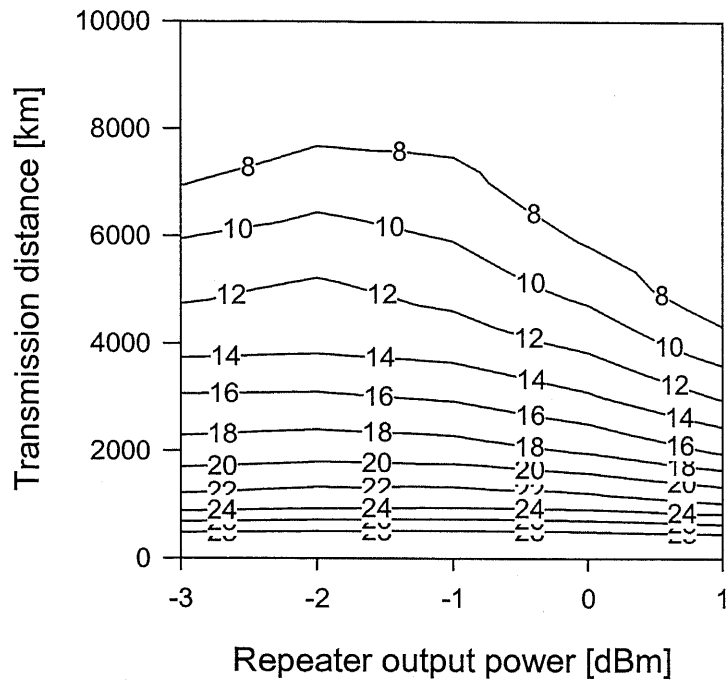
[E.1] I. Morita and N. Edagawa, "50 GHz-spaced 64 x 42.7 Gbit/s transmission over 8200 km using pre-filtered CS-RZ DPSK signal and EDFA repeaters," *Tech. Dig. European Conference on Optical Communication (ECOC2003)*, Th4.3.1, 2003.



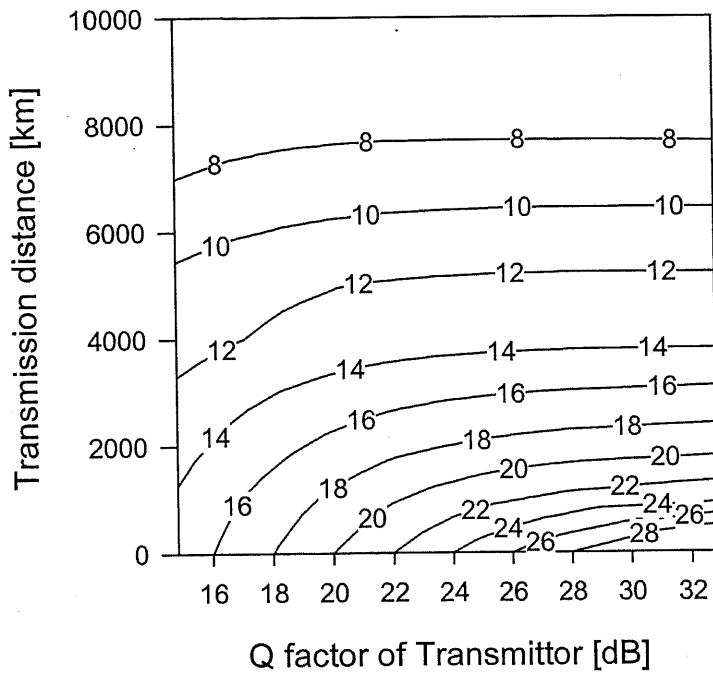
図E. 1. 伝送シミュレーション系。

表E. 1. ファイバパラメータ

パラメータ	+D ファイバ	-D ファイバ
分散値 D	20 ps/nm/km	-40 ps/nm/km
分散スロープ $dD/d\lambda$	0.06 ps/nm ² /km	-0.12 ps/nm ² /km
非線形定数 γ	0.84 W ⁻¹ km ⁻¹	4.1 W ⁻¹ km ⁻¹
長さ L	14 km	14 km
損失 α	0.2 dB/km	0.2 dB/km



図E. 2. Q マップ。横軸：中継器出力パワー依存性。縦軸：伝送距離。



図E. 3. Qマップ。横軸：送信機のQ値。縦軸：伝送距離。