

Title	広帯域レーザー光のチャープパルス増幅に関する新手法開発とコンパクト化の研究
Author(s)	荻野, 純平
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/53961
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

博士学位論文

広帯域レーザー光のチャープパルス増幅に関する
新手法開発とコンパクト化の研究

荻野純平

2015年7月

大阪大学大学院工学研究科

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科博士後期課程において行った「超短パルスレーザー光のチャープパルス増幅に関する新手法開発とコンパクト化の研究」の成果をまとめたものである。

高出力超短パルスレーザーは科学技術・学術の新領域を開拓するための有力な手段であり、その技術革新によって超高速光科学、バイオ科学、レーザー加工などの分野に応用範囲が拡大しつつある。超短パルスレーザーの多くはチャープパルス増幅によっており、この増幅方式に新たな手法を導入して高性能・コンパクトな超短パルスレーザー技術を開発すれば、上記の学術、産業分野のさらなる進展に資することができると思われる。

著者は、高強度の超短パルスレーザーを実現するための課題を明らかにした上で、コンパクト化を念頭に、より簡便な構成の増幅器の開発を行った。そのために着目したものは、光ファイバー増幅器と光パラメトリック増幅である。特に後者では、レーザー光の時間的・空間的制御を含む独自の増幅技術の開発に注力した。本論文はこれらの成果をまとめたものであり、以下のように全6章で構成されている。

第1章は緒論であり、研究背景に基づき本研究の位置づけを述べた。

第2章では、本研究の基盤となる広帯域パルスの周波数スペクトルと位相特性を概観し、典型的な増幅手法であるチャープパルス増幅と光パラメトリック増幅の概要をまとめ、パルスの評価に不可欠な測定技術について述べた。

第3章では、広帯域パルスの光パラメトリックチャープパルス増幅器 (OPCPA) の励起光源として有望な、Yb 添加光ファイバー増幅器の開発について述べた。単一モードファイバー、コア径が 30 μm の大口径ファイバー、およびコア径が 100 μm の大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いた全ファイバー型の多段増幅器を構築し、ファイバー多段増幅器で問題となる自然放出増幅光を抑制した増幅システムの設計手法を明らかにし、高コントラストのパルス出力、高安定、高ビーム品質のもとで、世界最大級のパルスエネルギーである 1.46 mJ を達成した。さらに、フォトニック結晶ロッドファイバーを再生増幅器に組み込むことによってシステムの大幅なコンパクト化が可能であることを示し、ファイバーを用いた再生増幅器としては世界最大のパルスエネルギー 257 μJ を達成した。

第4章では、OPCPA 励起光源の高ピーク化の方法として、誘導ブリルアン散乱 (SBS) を用いたナノ秒からサブナノ秒へのパルス圧縮を提案した。市販のフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザーの2倍高調波パルスを圧縮し、パルス幅 400 ps、パルスエネルギー 35 mJ を達成した。そして、このSBS 圧縮パルスを励起光源に用いることでサブナノ秒領域

のOPCPA が簡便に行うことができることを初めて実証した。

第5章では、従来のチャープパルス増幅方式に代わる新たな手法として、時間・空間分散光パラメトリック増幅を提案した。この手法は、回折格子対とアフォーカルレンズ対で構成される 4-f 光学系のフーリエ面近傍において光パラメトリック増幅を行うものであり、CPAやOPCPAに比べシステムの大幅なコンパクト化が可能である。フェムト秒パルスのフーリエ面でのピコ秒時間伸長特性を明らかにし、それに基づき設計・構築した実験系を用いて時間・空間分散の2段光パラメトリック増幅を初めて実証した。さらに、出射側回折格子の損傷を回避する手法として、分散を補償しつつ 4-f 光学系内部でビームを拡大することを新たに提案し、その原理実証を行った。

第6章では、第2章から第5章において得られた成果をまとめて本論文を総括し、開発した技術を集約してコンパクトな超短パルス高強度レーザーを実現するためのシステムを提案した。

略称リスト

略称	正式名称
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BBO	Beta Barium Borate
BE	Beam Expander
BPF	Band Pass Filter
BR	Beam Reducer
BS	Beam Splitter
CFBG	Chirped Fiber Bragg grating
CL	Cylindrical Lens
CPA	Chirped Pulse Amplification
CW	Continuous Wave
DFG	Difference Frequency Generation
DL	Diffraction Limit
DM	Dichroic Mirror
FFP	Far Field Pattern
FR	Faraday Rotator
FROG	Frequency-Resolved Optical Gating
FWHM	Full Width at Half Maximum
HR	High Reflectivity Mirror
HWP	Half Wave Plate
ISO	Isolator
KDP	Potassium Dihydrogen Phosphate
LD	Laser Diode
LMA	Large Mode Area
LN	Lithium Niobate
NA	Numerical Aperture
Nd:YAG	Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
NFP	Near Field Pattern
NOPA	Non-collinear Optical Parametric Amplification
OPA	Optical Parametric Amplification
OPCPA	Optical Parametric Chirped Pulse Amplification
Pol.	Polarizer
QCW	Quasi Continuous Wave
QWP	Quarter Wave Plate

RMS	Root mean square
Rod PCF	Rod-type Photonic Crystal Fiber
RSD	Relative standard deviation
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SFG	Sum Frequency Generation
SHG	Second Harmonic Generation
SM fiber	Single Mode fiber
STDOPA	Spatiotemporally Dispersed Optical Parametric Amplification
WDM	Wave Division Multiplexer
WP	Wedge Plate
YDFA	Ytterbium Doped Fiber Amplifier

目次

第1章 緒論	1
1.1 研究背景.....	1
1.2 本研究の目的.....	3
1.3 本論文の構成.....	4
第2章 広帯域パルスレーザー	6
2.1 光パルスとフーリエ変換限界パルス.....	6
2.2 分散及びチャープパルス.....	7
2.3 チャープパルス増幅.....	9
2.4 光パラメトリック増幅.....	12
2.5 超短パルスレーザーの測定技術.....	16
2.5.1 自己相関測定法.....	16
2.5.2 相互相関測定法.....	17
2.5.3 FROG法.....	17
第3章 広帯域光パラメトリック励起用光ファイバーレーザーシステムの開発	18
3.1 光ファイバー.....	18
3.1.1 光ファイバーの特徴.....	18
3.1.2 光ファイバーの伝播特性.....	19
3.1.3 希土類添加ファイバー.....	20
3.1.4 光増幅とレート方程式.....	22
3.1.5 フォトニック結晶ファイバー.....	24
3.2 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いたファイバーチャープパルス増幅システムの開発.....	25
3.2.1 多段ファイバーレーザー増幅システム.....	25
3.2.2 全ファイバー型多段増幅システムにおける自然放出増幅光の抑制.....	27
3.2.3 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーの熱特性.....	29
3.2.4 全ファイバー型多段増幅システムの諸特性.....	30
3.3 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いた再生増幅器の開発.....	33
3.3.1 大口径フォトニック結晶ロッドファイバー再生増幅システムの設計.....	33
3.3.2 ファイバー再生増幅システムの増幅特性.....	35
3.3.3 ファイバー再生増幅システムの出力スペクトル.....	37
3.3.4 ファイバー再生増幅システムのビーム品質.....	38
3.4 まとめ.....	38

第4章 誘導ブリルアン散乱圧縮パルスを用いた光パラメトリック増幅システムの開発	40
4.1 誘導ブリルアン散乱	40
4.2 誘導ブリルアン散乱パルス圧縮を用いた2ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの開発	43
4.2.1 誘導ブリルアン散乱パルス圧縮器の設計	43
4.2.2 SBS圧縮パルスを用いた2ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの装置構成	47
4.2.3 SBS圧縮パルスを用いた2ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの諸特性	48
4.3 まとめ	50
第5章 時間・空間分散光パラメトリック増幅	51
5.1 時間・空間分散パルス	51
5.2 多段時間・空間分散 OPA システムの開発	54
5.2.1 多段時間・空間分散光 OPA システムの設計	54
5.2.2 増幅特性および分光特性	56
5.2.3 STDOPAの高出力化	57
5.3 まとめ	59
第6章 結論	61
参考文献	65
謝辞	72
業績目録	73

第1章 緒論

1.1 研究背景

レーザーの歴史は、1916年にアインシュタインが物質の光の吸収・放出過程においてプランク放射を説明するには誘導放出の項が必要であることを示し、1960年にメイマンがルビーレーザーを用いた固体レーザーの発振[1]に世界で初めて成功したことで始まったとされている。レーザー光は、単色性と指向性に優れ、可干渉性が高いことからエネルギーの集中密度を高くできるという特徴をもつ。その応用分野は広く、学術的な基礎研究から産業、医療応用などの様々な分野で使用されている。このような発展に至るまでには様々な技術開発が為されてきている。レーザーの増幅媒質は、ルビー以外にも Nd などの希土類イオンを添加した様々な増幅媒質が開発され[2]、遷移元素を活性媒質とする Ti:sapphire (Ti:Al₂O₃) といった増幅帯域が可視域から近赤外にまでおよぶ広帯域の増幅媒質も開発されてきている[3]。紫外での発振が可能なエキシマレーザーや F₂ レーザー[4]、赤外の発振が可能な CO₂ レーザー[5]などの気体レーザーや、紫外、可視、赤外のさまざまな波長で発振可能な色素レーザー[6]などの液体のレーザーも開発されている。また、レーザー応用にとって重要な技術であるファイバーレーザー[7]、半導体レーザー[8]-[10]も開発され、その応用の幅が拡大された。

高強度のパルスレーザーの歴史に焦点を当てると、その発展にはいくつかのブレイクスルーが存在する。図 1.1 にパルスレーザーの技術発展の歴史を示す。1962年に R. W. Hellwarth により開発された Q スイッチ発振[11]によってナノ秒の発振が可能となり、1964年には L. E. Hargrove により、開発されたモードロックレーザーにより、ピコ秒またはフェムト秒の発振が可能となった[12]。この 2 つの技術は現在でも短パルス高出力レーザーを開発する上で非常に重要な技術であり、市販のレーザーも数多く存在している。一方、高強度・超短パルスレーザーの出力パワーの限界は、その光学部品の損傷閾値により決定されることから、高出力のレーザーを実現するためにはレーザー媒質断面積を大きくして、その損傷を避ける必要がある。そのため、モードロックレーザーが開発されて以降、さらなる高ピークパワーのレーザーはその光学技術の発展によって

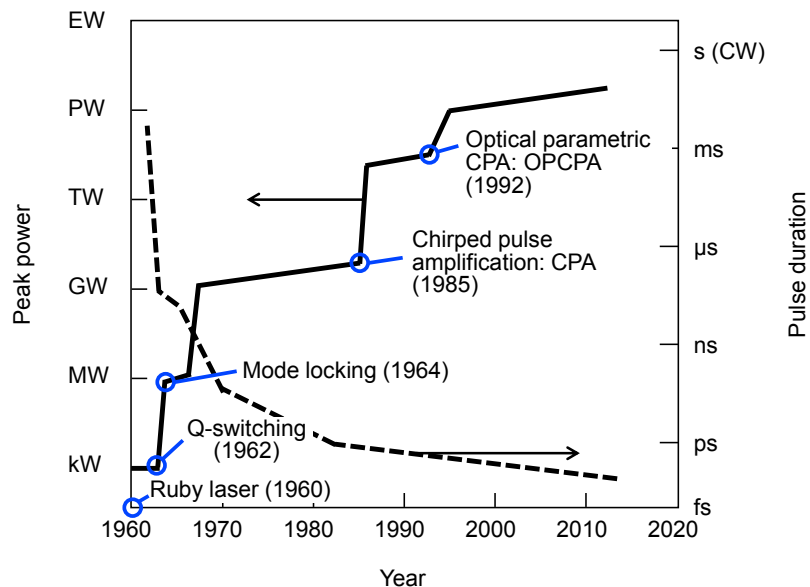


図 1.1 高強度超短パルスレーザーの技術進歩.

緩やかに進歩した。この緩やかな進歩をブレイクスルーした技術がチャープパルス増幅 (Chirped Pulse Amplification: CPA) である[13]。CPA は光学素子の損傷を回避するためにレーザーパルスを時間的に伸長 (スペクトル位相の制御) し、増幅後にパルス圧縮することで高ピークパワーの出力を得るという手法である。この CPA の技術が開発されるとすぐに、CPA と光パラメトリック増幅 (Optical Parametric Amplification: OPA) を組み合わせた光パラメトリックチャープパルス増幅 (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification: OPCPA) の技術が提案され、その可能性が実証された[14][15]。OPCPA はエネルギー準位間の遷移を利用しない増幅手法であり励起による発熱の影響を受けにくく、非線形結晶の光学軸の角度を最適に選択することで、広帯域の増幅が可能であることから、高出力超短パルスのレーザーの発展に大きな革新をもたらした。図 1.2 に、高出力超短パルスレーザーの開発状況を示す。横軸にパルス幅、縦軸はパルスエネルギーを表す。参考のために、これらの比であるピークパワーを赤線で示してある。1 PW (ペタワット) を超すピークパワーのレーザーシステムでは、主増幅を CPA とし、Ti: sapphire や Nd: ガラスの増幅器を励起光源に用いて、フェムト秒～ピコ秒のパルス幅で数 10 J ~ 1 kJ が達成されている。また、より高いピークパワーを数十フェムト秒のパルス幅で実現しようとする計画がスタートしており、EU の ELI (Extreme Light Infrastructure) では、10 ビームで 0.2 エクサワット (EW) を達成する計画である。特に、光電場振動が数サイクルに相当するような超広帯域のレーザーは、特に、高次高調波発生[16]-[19]やレーザー粒子加速[20]-[24]等に有用であり、数サイクル高強度レーザーシステムの開発がドイツのマックスプランク量子光学研究所や大阪大学の研究グループでスタートしている。

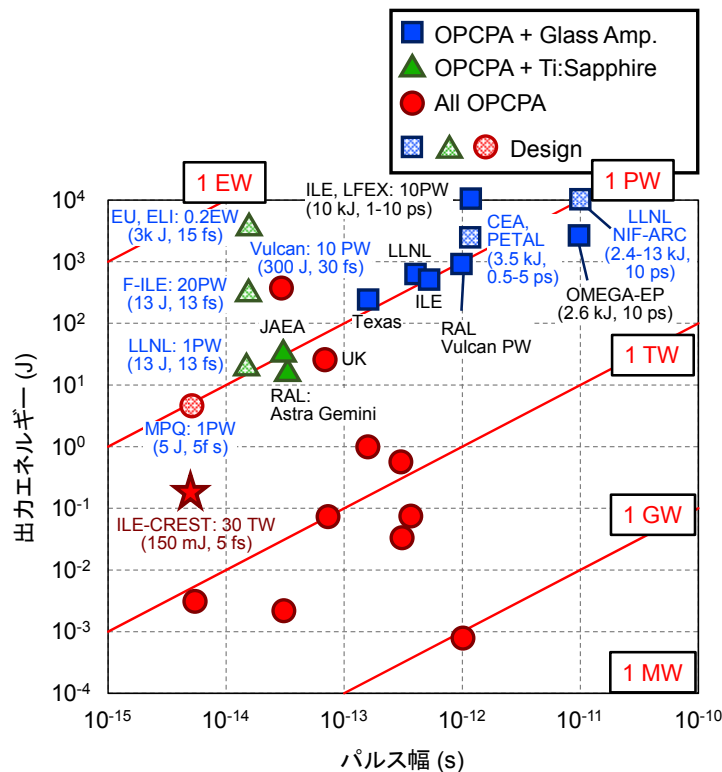


図 1.2 高強度超短パルスレーザーの開発状況.

1.2 本研究の目的

高出力超短パルスレーザーは、科学技術・学術の新領域を開拓するための有力な手段であり、その技術革新によって超高強度場科学、超高速光科学、バイオ科学、レーザー加工などの分野に応用範囲が拡大しつつある。前節で述べたように様々な研究機関で盛んに研究されているが、その超短パルスレーザーの多くはチャープパルス増幅を利用しており、この増幅方式に新たな手法を導入して高性能・コンパクトな超短パルスレーザー技術を開発すれば、上記の学術や産業分野のさらなる進展に資することができると考えられる。そこで本研究では、高強度の超短パルスレーザーを実現するための課題を明らかにした上で、コンパクト化を念頭に、より簡便な構成の増幅器の開発を行った。

光パルスの時間的制御の極限に近い数サイクルのレーザー光は、レーザー粒子加速、高次高調波によるコヒーレントアト秒パルス発生などの先進的な光科学分野での応用が期待されている。レーザー粒子加速においては、加速される荷電粒子の電荷密度を増加させるために、数サイクルのパルス幅を保った状態でさらなる高出力化が必要とされている。アト秒パルスを物理現象等の解明に用いる場合では、数サイクルレーザーの定常的な安定供給が求められている。数サイクルレーザーを高強度・高安定化させるためには、その増幅方式が OPCPA であることから、励起光源の高出力化と高安定化が必要不可欠である。OPCPA の励起光源は、従来はフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザー (以降 Nd:YAG レーザー) または Ti:sapphire レーザーが主に用いられてきた。Nd:YAG レーザーは、フラッシュランプ励起のロッドレーザーであり、ナノ秒パルスで数 100 mJ～数 J の高エネルギーを容易に達成できるという特徴がある。しかしながら、ビーム品質は M^2 で 5～20 程度と低く、またフラッシュランプによる発熱を抑制する必要があり、安定性も高くはないという問題がある。一方、Ti:sapphire レーザーは、増幅帯域幅が 400 nm を超えることから、ピコ秒～フェムト秒クラスの励起光源として利用されている。しかしながら、1パスの利得は低く、高強度の励起光源とするためには多重パスの装置構成をとる必要があり、システムが非常に複雑になるという問題がある。また、Ti:sapphire 結晶の励起には、高出力の Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波が必要である。

そこで本研究では、OPCPA の励起光源としてビーム品質に優れ、高安定を達成することが可能な光ファイバーを用いたチャープパルス増幅システムからの出力光に着目した。高強度、高安定、高ビーム品質を得るために、大口径のフォトニック結晶ロッドファイバーを採用し、全ファイバー型の多段増幅システムを構築した。さらに、ファイバー増幅システムの簡便化、コンパクト化のために、大口径のフォトニック結晶ロッドファイバーを用いた再生増幅器の開発を行った。また、OPCPA の励起強度を向上させるために、誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering: SBS) を用い、Nd:YAG レーザーのナノ秒パルスをサブナノ秒まで圧縮する方法を採用した。この SBS 圧縮パルスを用いて、高強度励起の OPCPA システムの実証と安定化手法の開発を行った。

さらに、増幅手法そのものに焦点を当てると、OPCPA や CPA においてさらなる出力増大を目指す場合、回折格子の損傷閾値の限界や多段増幅に伴うシステムの複雑さなどの問題が生じる。さらに、EW を目指すようなシステムの場合では、コヒーレントビーム結合などの技術導入が必要となる[25]。そこで本研究では、OPCPA とは異なる増幅手法を用いて出力のスケラビリティの向上を図ることを考えた。すなわち、回折格子対とアフォーカルレンズ対で構成される 4-f 光学系のフーリエ面近傍において OPA を行う手法「時間・空間分散光パラメトリック増幅法」を考

案し、その実証を行った。

本研究では、このような新手法およびコンパクト化に関する増幅手法の原理実証を通じて、高出力超短パルスレーザーの安定化、高ビーム品質化、高出力化、コンパクト化を図り、科学技術・学術の新領域の開拓に繋がるレーザー技術とすることを目的としている。

1.3 本論文の構成

本論文は全6章で構成されている。

第2章では、本研究の基盤となる広帯域パルスの周波数スペクトルと位相特性を概観し、典型的な増幅手法であるチャープパルス増幅と光パラメトリック増幅の概要をまとめ、パルスの評価に不可欠な測定技術について既知の知識を整理し、以後の各章で述べる重要な物理量等の定義を明確化する。

第3章では、広帯域パルスをOPCPAするときの励起光源として有望な、Yb添加光ファイバー増幅器の開発について述べた。特に、光ファイバー増幅器で問題となる自然放出光増幅 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) を抑制した多段増幅システムの構成方法を明らかにし、信号光とASE光の強度比は信号光のスペクトルの強度で規格化して 10^{-4} を超える高コントラストのパルス出力を達成した。さらに、コア径 $100\ \mu\text{m}$ の大口径のフォトニック結晶ファイバーを再生増幅器に組み込むことによってシステムの大幅なコンパクト化が可能であることを示している。

第4章では、OPCPA励起光源の高出力化の方法として、SBSを用いたナノ秒パルスのサブナノ秒パルスへの圧縮の利用を提案した。市販 Nd:YAG レーザーの2倍高調波4nsパルスを400psまで圧縮して、これを励起源としてOPCPAが簡便に行うことができることを実証した結果を示す。

第5章では、従来のチャープパルス増幅方式に代わる新たな手法として、時間・空間分散光パラメトリック増幅を提案した。この手法は、回折格子対とアフォーカルレンズ対で構成される4-f光学系の分光フーリエ面近傍において、周波数分解能の逆数程度までパルスが伸長されることを利用する。フェムト秒の入射パルスがフーリエ面でピコ秒まで時間伸長されることを明らかにした。この原理に基づき実験系を設計・構築し、フーリエ面近傍での2段光パラメトリック増幅を実証した。さらに、出射側回折格子の損傷を回避する手法として、分散を補償しつつ4-f光学系内部でビームを拡大することを新たに提案し、その原理実証を行った結果を示す。

第6章では、得られた成果をまとめて本論文を総括し、開発した技術を集約してコンパクトな超短パルス高強度レーザーを実現するためのシステムを提案する。

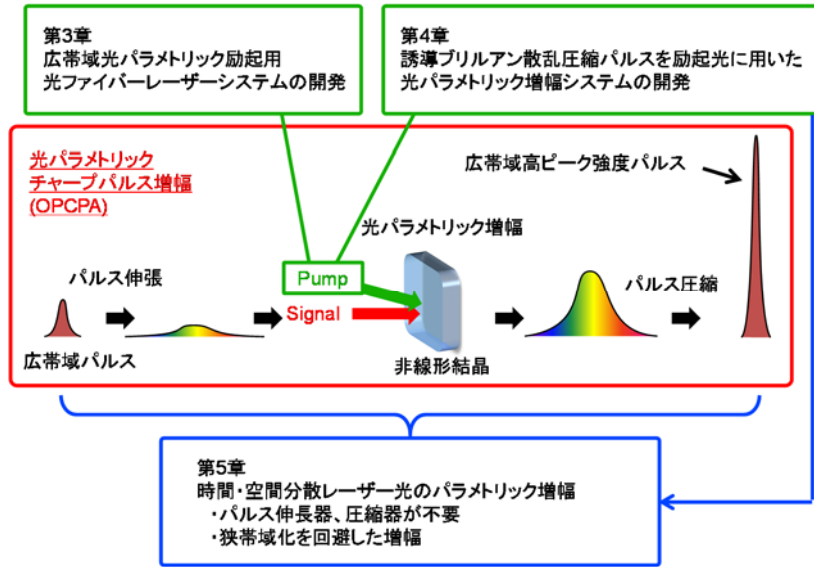


図 1.3 本論文の中核である第 3 章から第 5 章に述べられる技術の相互関係。(第 3 章、第 4 章では、簡便な励起光源を開発し、OPCPA のコンパクト化を図った結果を述べる。第 5 章では、開発した励起光源を用いて、新手法の実証を行った結果を述べる。)

第2章 広帯域パルスレーザー

2.1 光パルスとフーリエ変換限界パルス

本論文で取り扱う光パルスの性質を概観する。光パルスの電場 (複素振幅) は、時間領域 (Time Domain: TD) と周波数領域 (Frequency Domain: FD)でそれぞれ次のように記述できる。

$$E_{\text{TD}}(t) = A_{\text{TD}}(t)\exp(i\omega_0 t)\exp[i\phi(t)] \quad (2.1)$$

$$E_{\text{FD}}(\omega) = A_{\text{FD}}(\omega)\exp[i\phi(\omega)] \quad (2.2)$$

(2.1)式の $A_{\text{TD}}(t)$ は電場の瞬時振幅、 ω_0 は中心周波数、 $\phi(t)$ は瞬時位相であり、(2.2)式の $A_{\text{FD}}(\omega)$ はスペクトル振幅、 $\phi(\omega)$ はスペクトル位相である。時間領域と周波数領域の振幅は互いにフーリエ変換の関係にあり、

$$E_{\text{FD}}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{TD}}(t)\exp(-i\omega t) dt \quad (2.3)$$

$$E_{\text{TD}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{FD}}(\omega)\exp(i\omega t) d\omega \quad (2.4)$$

と表すことができる。また、位相の時間変化と瞬時周波数 $\omega(t)$ は次式で関係づけられる。

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.5)$$

次に、位相のそろっているフーリエ変換限界 (Fourier transform limit) パルスについて考える。(2.1)式において $\phi(t) = 0$ とした場合のガウス型のパルス (Gaussian Pulse: GP) の時間領域での複素振幅は

$$E_{\text{GP}}(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)\exp(i\omega_0 t) \quad (2.6)$$

と表される。ここで、 A_0 はピーク振幅、 τ は振幅がピーク値の $1/e^2$ となる時間幅 (半幅) である。この時、(2.6)式の右辺のフーリエ変換により、ガウス型パルスは周波数領域での振幅 (Gaussian Spectrum: GS) は次式で表される。

$$E_{\text{GS}}(\omega) \propto \exp\left\{-\left[\frac{\tau}{2}(\omega-\omega_0)\right]^2\right\} \quad (2.7)$$

時間領域で(2.6)式で表されるガウス型のパルス光は、周波数領域では中心周波数 ω_0 のガウス型のスペクトル振幅をもつことが分かる。

ここで、パルス強度とスペクトル強度をそれぞれ、 $I_p(t) = E_{\text{GP}}(t)E_{\text{GP}}^*(t)$ 、 $I_s(\omega) = E_{\text{GS}}(\omega)E_{\text{GS}}^*(\omega)$ (*は複素共役) とすると、パルスの半値全幅 (Full Width at Half Maximum: FWHM) Δt とスペクトル半値全幅 $\Delta\omega$ は、次のように書き表すことができる。

$$\Delta t = \sqrt{2 \ln 2} \tau \quad (2.8)$$

$$\Delta\omega = 2 \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\tau} \quad (2.9)$$

よって(2.8)式と(2.9)式から Δt と $\Delta\nu (= \Delta\omega/2\pi)$ の積は次式で表される。

$$\Delta\nu \cdot \Delta t = \frac{2 \ln 2}{\pi} \quad (2.10)$$

一般に Δt と $\Delta\nu$ の積は一定値 K より小さくならず

$$\Delta t \cdot \Delta\nu \geq K \quad (2.11)$$

と表される。(2.11)式で等号が成り立つ場合をフーリエ変換限界パルスとよぶ。(2.11)式の関係より、広いスペクトル幅をもつフーリエ変換限界光パルスは短い時間幅をもつことが分かる。典型的なパルス形状とスペクトル形状の関係を表 2.1 に示す[26]。

表 2.1 典型的なパルス形状とスペクトル形状の関係。

	パルスの時間形状	スペクトルの形状	K
Gaussian	$\exp[-(t/\tau)^2]$ $\tau = \Delta t / \sqrt{2 \ln 2}$	$\exp[-(\tau\omega/2)^2]$	$2 \ln 2 / \pi = 0.441$
sec ² h	$\operatorname{sech}(t/\tau)$ $\tau = \Delta t / \ln(3 + \sqrt{2})$	$\operatorname{sech}(\pi\tau\omega/2)$	$\frac{2}{\pi} \ln(1 + \sqrt{2}) \ln(3 + 2\sqrt{2}) = 0.315$
Lorentzian	$\{1 + (t/\tau)^2\}^{-1}$ $\tau = \Delta t / \sqrt{\sqrt{2} - 1}$	$\exp[-\tau \omega]$	$\frac{\sqrt{\sqrt{2} - 1}}{\pi} \ln 2 = 0.142$

2.2 分散及びチャープパルス

z 方向に中心周波数 ω_0 で伝搬する光パルスの光電場の複素振幅は、平面波 $\exp i[\omega t - k(\omega)z]$ と振幅 $A(t, z)$ の積で

$$E(t, z) = A(t, z) \exp[i(\omega_0 t - k(\omega)z)] \quad (2.12)$$

と与えられるとする。ただし、 $A(t, z)$ は $\exp(i\omega_0 t)$ や $\exp[-ik(\omega)z]$ に比べ時間的、空間的にゆっくり変化すると仮定する。屈折率分散を有する誘電体媒質において、波数 $k(\omega)$ は屈折率 $n(\omega)$ と次式で関係づけられる。

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (2.13)$$

ここで、 c は光速である。分散媒質の屈折率は、一般的に吸収領域以外では、周波数変化に伴いゆっくり変化するため、 $k(\omega)$ は入射パルスの中心角周波数 ω_0 を中心に次式のようにテイラー展開可能である。

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \dot{k}(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \ddot{k}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \dddot{k}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.14)$$

各微係数は、

$$\dot{k}(\omega_0) = \left. \frac{dk(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{t_g(\omega_0)}{z} = \frac{1}{v_g(\omega_0)} \quad (2.15)$$

$$\ddot{k}(\omega_0) = \left. \frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.16)$$

$$\ddot{k}(\omega_0) = \left. \frac{d^3 k(\omega)}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.17)$$

である。ただし、 $t_g(\omega_0)$ は群遅延時間、 $v_g(\omega_0)$ は群速度である。また、 $\ddot{k}(\omega_0)$ は一般に群速度分散 (Group Velocity Dispersion: GVD) とよばれる。 $\ddot{k}(\omega_0) > 0$ の媒質を正常分散媒質、 $\ddot{k}(\omega_0) < 0$ の媒質を異常分散媒質または負の群速度分散媒質という。ここで、光波の位相を $\phi(\omega) = -k(\omega)z$ とすると、

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \dot{\phi}_0(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\ddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.18)$$

$$\phi_0 = -k(\omega_0)z \quad (2.19)$$

$$\dot{\phi}_0 = \left. \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = -\dot{k}(\omega_0)z \quad (2.20)$$

$$\ddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = -\ddot{k}(\omega_0)z \quad (2.21)$$

$$\ddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^3\phi(\omega)}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} = -\ddot{k}(\omega_0)z \quad (2.22)$$

と表すことができる。

ここで、ガウス型のパルスにスペクトル位相変調 (Spectral Modulation: SM) $\phi(\omega)$ を与えると、(2.7)式は次式のように変形される。

$$E_{SM}(\omega) = \mathcal{A} \cdot \exp \left\{ - \left[\frac{\tau}{2}(\omega - \omega_0) \right]^2 \right\} \exp[i\phi(\omega)] \quad (2.23)$$

ここで、簡単化のためにフーリエ変換の際に導出される定数を \mathcal{A} とした。(2.18)式において2次分散まで考慮すると、上式は次のように近似される。

$$E_{SM}(\omega) = \mathcal{A} \cdot \exp \left\{ - \left[\frac{\tau}{2}(\omega - \omega_0) \right]^2 \right\} \times \exp \left\{ i \left[\phi_0 + \dot{\phi}_0(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^2 \right] \right\} \quad (2.24)$$

(2.24)式から、逆フーリエ変換により時間領域における光パルスの電場 (複素振幅) は次式のように表される。

$$\begin{aligned}
E(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{SM}}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \\
&= \mathcal{A} \cdot \exp[i\phi_0] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\left[\frac{\tau}{2}(\omega-\omega_0)\right]^2\right\} \\
&\quad \times \exp\left\{i\left[\dot{\phi}_0(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0(\omega-\omega_0)^2\right]\right\} \exp(i\omega t) d\omega
\end{aligned} \tag{2.25}$$

ここで、 $\omega' = \omega - \omega_0$ として、(2.25) 式を整理すると、

$$\begin{aligned}
E(t) &= \mathcal{A} \cdot \exp[i\phi_0] \exp[i\omega_0 t] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{\tau\omega'}{2}\right)^2\right] \\
&\quad \times \exp\left[i\left(\dot{\phi}_0\omega' + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0\omega'^2\right)\right] \exp[-i\omega't] d\omega' \\
&= \sqrt{\frac{2}{\tau^2 - 2i\ddot{\phi}_0}} \mathcal{A} \cdot \exp\left\{\frac{(t-\dot{\phi}_0)^2}{\tau^2 \left[1 + \left(\frac{2\ddot{\phi}_0}{\tau^2}\right)^2\right]}\right\} \exp\left\{-i\left[\omega_0 t - \dot{\phi}_0 + \frac{(t-\dot{\phi}_0)^2}{2\ddot{\phi}_0 \left[1 + \left(\frac{\tau^2}{2\ddot{\phi}_0}\right)^2\right]}\right]\right\}
\end{aligned} \tag{2.26}$$

となる。(2.26)式より 0 次位相分散 ϕ_0 は初期位相の変化、1 次位相分散 $\dot{\phi}_0$ はパルス波形の時間シフトを与えているだけで、パルス波形や振幅に対して影響がないことが分かる。また、2 次位相分散 $\ddot{\phi}_0$ はパルスの時間位相と振幅に影響を与えることが分かる。

次に、2 次位相分散 $\ddot{\phi}_0$ のパルス幅への影響を示す。ここで、時間シフトを与える 1 次位相分散を $\dot{\phi}_0 = 0$ とすると

$$E(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau^2 - 2i\ddot{\phi}_0}} \mathcal{A} \cdot \exp[i\phi_0] \exp\left\{\frac{t^2}{\tau^2 \left[1 + \left(\frac{2\ddot{\phi}_0}{\tau^2}\right)^2\right]}\right\} \exp\left\{-i\left[\omega_0 t + \frac{t^2}{2\ddot{\phi}_0 \left[1 + \left(\frac{\tau^2}{2\ddot{\phi}_0}\right)^2\right]}\right]\right\} \tag{2.27}$$

と表され、パルスの強度半値全幅 Δt_{out} は、

$$\Delta t_{\text{out}} = \Delta t \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \ddot{\phi}_0 / \Delta t^2\right)^2} \tag{2.28}$$

で求められる。ここで、 Δt は位相変調を与えられる前のパルスの強度半値全幅である。(2.28)式より、2 次位相分散 $\ddot{\phi}_0$ によりパルス幅が制御できることが分かる。

2.3 チャープパルス増幅

パルスレーザーを増幅する場合、その増幅限界は、飽和フルーエンスと光学的なレーザー損傷閾値によって決定される。増幅媒質の反転分布の寿命がパルス幅に比べて十分に長い場合は、自然放出光の増幅はほとんど無視できるため、入射ビームのエネルギーフルーエンスが J_{in} の場合、

出力エネルギーフルーエンス J_{out} は次式で評価できる。

$$J_{\text{out}} = J_{\text{sat}} \ln \left[1 + G \left\{ \exp \left(\frac{J_{\text{in}}}{J_{\text{sat}}} \right) - 1 \right\} \right] \quad (2.29)$$

ここで J_{sat} は飽和フルーエンス、 G は小信号利得であり、出力エネルギーフルーエンスは飽和フルーエンスによって制限される[27]。

固体レーザーにおいて光の強度 I が大きくなると、固体媒質の屈折率の非線形成分 $n_2 I$ が光電場に位相シフト $\Delta\phi_{\text{NL}}$

$$\Delta\phi_{\text{NL}} = \int k_{\text{NL}} dz = n \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \int I(z) dz \quad (2.30)$$

を与える。この位相シフトが 2π を超えると、自己位相変調 (Self Phase Modulation: SPM)[28]が生じるだけでなく、空間的な屈折率分布により自己収束が起こり、媒質が破壊される。このような問題を回避する増幅手法がチャープパルス増幅手法である。媒質中でのパルスピーク強度を下げるために、パルス幅を伸ばした状態で増幅を行い、最後にパルスを圧縮して高ピークのパルスを得るという手法である (図 2.1)。パルスを伸長する手法として周波数チャーピング (時間と比例している周波数を線形に変化する。) を利用したことからこのような名前となっている。

光パルスにチャープを与える方法としては、回折格子対やプリズム対を用いる方法がある[29][30]。本論文では、回折格子対を用いた伸長器、圧縮器を用いた。

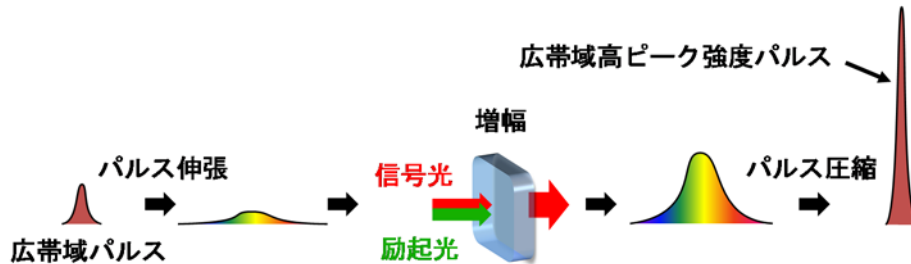


図 2.1 チャープパルス増幅の概念図。

伸長器および圧縮器 (回折格子対)

回折格子対を用いたパルス圧縮は、1969年 Tracy によって提唱された[31]。図 2.2 に、回折格子対を用いたパルス圧縮器の概念図を示す。圧縮器は、2枚の回折格子を平行に向き合わせ、図 2.2 のように光パルスを入射すると、短波長の光の光路が長波長より短いことから、入射した光パルスに負の分散を与えることができる。

波長 λ_0 、角周波数 $\omega_0 (=2\pi c/\lambda_0)$ の光路が $Q \rightarrow O$ で表されるとする。点 Q では光の波面は一致しているので経路の原点をここにとり、その伝搬距離を、 $l(\omega_0) = \overline{QO}$ とし、 ω_0 の光の回折光軸と入射光軸のなす角を θ_0 とすると、圧縮器の 2 次分散 (群速度分散(GDD)) は

$$\left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = -\frac{4\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \frac{l(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (2.31)$$

で求められる[32]。ここで、 d_g は回折格子の溝間隔、 γ は入射角度である。回折格子間の距離 $l(\omega_0)$ を適切に配置することによりチャープパルスの再圧縮が可能であることがわかる。実際の圧縮器

は、ルーフミラーを用いて折り返して空間的な色分散を取り除いた状態で、元の光軸と高さを変じて出射される。これにより、経路が2倍になるので2次分散は

$$\left. \frac{d^2 \phi_{CP}}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = -\frac{8\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \frac{l(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (2.32)$$

となる[32]。

図 2.3 に、焦点距離 f の凸レンズを 2 枚用いた 1 対 1 の像転送系を有するパルス伸張器の概念図を示す。回折格子とレンズ間の距離 (L) は $L < f$ とする。入射光は、回折格子 1 により回折を受け、それぞれの波長成分は回折角に応じて空間分散する。像転送系を透過した後に再び回折格子に入射するが、両方の回折格子はともにレンズの焦点距離よりも短い距離に置かれているため、回折格子 2 ではビームは一点に集光しない。その結果、空間的に異なる点で回折を受け、回折光は長波長成分ほど短い光路長をもって平行に出射される。その後、ルーフミラーで高さを変えた後に逆向きの光路を通り、入射光と平行な光軸に沿って逆向きに出射される。この結果、波長ごとに光路差が生じ、入射パルスは群速度分散を受け、正の分散を持ったチャープパルスとなる。2 次分散は、(2.32)式の圧縮器の分散の符号を反転させ、 $l(\omega_0) = 2f - 2L$ として求めることができる。

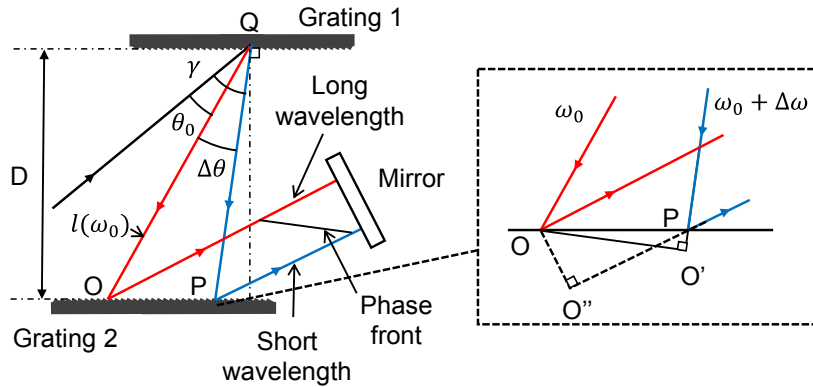


図 2.2 パルス圧縮器の概念図。

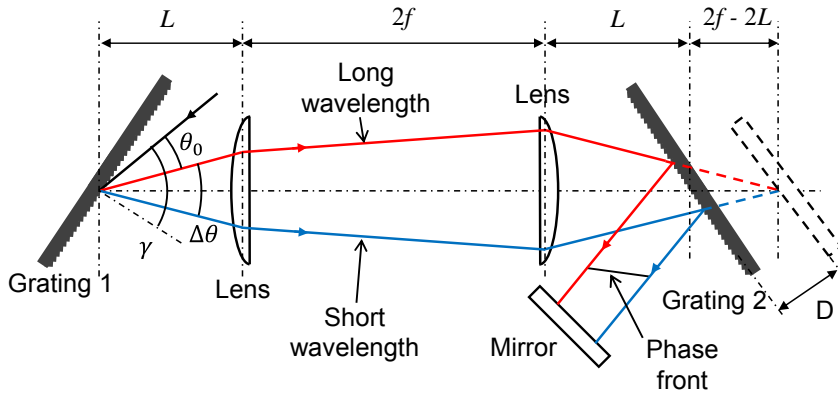


図 2.3 パルス伸張器の概念図。

2.4 光パラメトリック増幅

超短パルスレーザーは非常に広帯域のスペクトルを有する。そのため、超短パルスレーザー光を増幅するためには、広帯域のスペクトルをカバーして増幅する必要がある。光パラメトリック増幅 (OPA) は非線形光学過程を利用した増幅法であり、結晶の光学軸の角度を適切に調整すること (位相整合) で広帯域の増幅を行うことが可能である。近年は、非同軸光パラメトリック増幅 (Non-collinear OPA: NOPA) を用いて電場振動の数サイクルに相当する光パルスの発生が可能となっている[33][34]。また、光パラメトリック増幅とチャープパルス増幅 (CPA) を同時に行う光パラメトリックチャープパルス増幅 (OPCPA) 法は、レーザー媒質のエネルギー準位間の遷移を利用した従来の増幅法と異なり様々な利点を持つことから、高ピーク出力の短パルスレーザー装置開発について盛んに研究されている。OPCPA の特徴としては、以下のものをあげることができる。

- 1) 短い利得長で、高い増幅利得を広帯域にわたって得ることが可能
- 2) 小型でコンパクトな光学設計が可能
- 3) エネルギー準位間の遷移を利用せずに、光-光のエネルギー変換によるため、熱の蓄積がなく、発熱による問題が無い
- 4) 利得長が短くても高い利得を得ることが可能であるため、非線形光学効果の影響が少ない

光パラメトリック過程は、光が媒質と非線形相互作用する物理現象の1つである。ここで、周波数 ω_p 、振幅 E_p (励起光 (Pump)) の電磁波が非線形媒質に入射したときに、周波数 ω_s 、振幅 E_s (信号光 (Signal))、周波数 ω_i 、振幅 E_i (アイドラー光 (idler)) の電磁波が発生する場合を考える。この現象は、差周波発生 (Difference Frequency Generation: DFG) とよばれ、この時の3光波の周波数の間には、次式で表されるエネルギー保存が成り立つ。

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (2.33)$$

ここで、 \hbar はディラック定数 ($\hbar = h/2\pi$ 、 h はプランク定数) である。第2高調波発生 (Second Harmonic Generation: SHG) や和周波 (Sum Frequency Generation: SFG) は、入射光の周波数が決まれば出力される周波数は決まるのに対し、差周波発生では、信号光とアイドラー光の周波数それぞれは一意的には決まらない。

光パラメトリック過程においては位相整合条件

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (2.34)$$

を満たす必要がある (図 2.4)。ここで、 \mathbf{k}_p 、 \mathbf{k}_s 、 \mathbf{k}_i は、それぞれ励起光、信号光、アイドラー光の波数ベクトルである。この位相整合条件を満たすために、非線形媒質は、複屈折をもつ非線形結晶が利用され、励起光と同時に増幅したい周波数の信号光を入射し、非線形結晶を適切な角度に配置することで光パラメトリック増幅が可能となる。

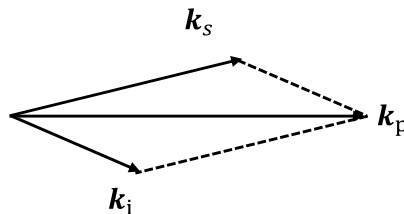


図 2.4 光パラメトリック過程における位相整合条件の概念図.

光に対する物質の応答は、巨視的にはマクスウェル方程式での分極 \mathbf{P} が電場 \mathbf{E} に対してどのような依存性を持つかによって決定される。電場が十分弱い場合では分極は電場に比例し、その比例関係は次式で表される。

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (2.35)$$

ここで ϵ_0 は真空中の誘電率、 χ は電気感受率である。分極が(2.35)式で表される光学現象を扱うことを線形光学 (linear optics) とよぶ。それに対して、レーザーを用いて高強度の電磁場を狭い空間・時間に集中した場合、非常に強い電場が発生し、分極と電場は比例関係からずれるようになる。これを非線形光学 (nonlinear optics) 効果とよぶ。この非線形性を表現するため、分極 \mathbf{P} を電場 \mathbf{E} のべきで展開し、

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (2.36)$$

と表される[36]。(2.36)式において、第1項 \mathbf{P}_L は線形成分であり、第2項 \mathbf{P}_{NL} 以降が非線形分極である。 $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ は、それぞれ2次、3次の非線形感受率テンソルとよばれる。一般的には入射光の周波数の関数であり、線形感受率と同様に電場と分極の各周波数成分に対する比例係数として定義される。一般に偶数次の非線形分極は反転対称性を欠く系でのみ生じる。

非線形結晶に強い励起光 (角周波数 ω_p) とこれより低い周波数の信号光 (ω_s) を入射すると、角周波数 $\omega_p - \omega_s$ の非線形分極が生じる。この分極によって生じた分極電流密度がアイドラー光 (ω_i) を増幅し、アイドラー光と励起光によって信号光と同じ角周波数 ($\omega_s = \omega_p - \omega_i$) の非線形分極が生じる。この非線形分極は同様に分極電流密度を生じ、信号光を増幅する。この過程により起光のエネルギーが信号光とアイドラー光に受け渡される。この過程が光パラメトリック増幅 (OPA) である。なお、3光波の位相関係は後述する。

信号光、励起光、アイドラー光の3光波の2次の非線形分極 $P^{(2)}$ は

$$P_{\omega_p l}^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{mm} \chi_{lmm}^{(2)} \left(\omega_p = \omega_s + \omega_i \right) E_{\omega_s m} E_{\omega_i n} \quad (2.37)$$

$$P_{\omega_s l}^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{mm} \chi_{lmm}^{(2)} \left(\omega_s = \omega_p - \omega_i \right) E_{\omega_p m} E_{\omega_i n}^* \quad (2.38)$$

$$P_{\omega_i l}^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{mm} \chi_{lmm}^{(2)} \left(\omega_i = \omega_p - \omega_s \right) E_{\omega_p m} E_{\omega_s n}^* \quad (2.39)$$

と表される[36]。ここで、 l, m, n は直交座標系を表す添え字である。これらの式は、2つの異なる周波数の電場は、差周波または、和周波の非線形分極を誘導することを表している。

実際に3つの光波が非線形媒質中でどのような相互関係をもっているのかを述べる。一般性をもたせるために、信号光、アイドラー光、励起光ともに z 方向に同軸で伝搬する平面波とすると、各電場は次式で表される。

$$\mathbf{E}_r(t, z) = A_r(z) \cdot \exp \left[i \left(\omega_r t - k_r z \right) \right] + \text{c.c.}, \quad r: p, s, i \quad (2.40)$$

ここで、 $A(z)$ は振幅、 k は波数、c.c. は複素共役を意味している。マクスウェル方程式から得られる波動方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}(t, \mathbf{r})}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(t, \mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (2.41)$$

により、

$$\nabla^2 E_{\omega_p}(t, z) + k_p^2 E_{\omega_p}(t, z) = -2\mu_0 \varepsilon_0 d_{\text{eff}} \omega_p^2 E_{\omega_s}(t, z) E_{\omega_i}(t, z) \quad (2.42)$$

$$\nabla^2 E_{\omega_s}(t, z) + k_s^2 E_{\omega_s}(t, z) = -2\mu_0 \varepsilon_0 d_{\text{eff}} \omega_s^2 E_{\omega_p}(t, z) E_{\omega_i}^*(t, z) \quad (2.43)$$

$$\nabla^2 E_{\omega_i}(t, z) + k_i^2 E_{\omega_i}(t, z) = -2\mu_0 \varepsilon_0 d_{\text{eff}} \omega_i^2 E_{\omega_p}(t, z) E_{\omega_s}^*(t, z) \quad (2.44)$$

が得られる[35]。ここで、 μ_0 は真空中の透磁率、 d_{eff} は実効的な d 定数 ($d_{lmn} = 1/2 \chi_{lmn}^{(2)}$) である。2 次の非線形分極は偏光と方向が固定されるとスカラーの関係で表現される。ここで、振幅 $A(z)$ は z の関数であるが波長程度進む間の変化は少ない。即ち $A(z)$ は z に対して穏やかに変化すると仮定し、

$$\left| \frac{d^2 A}{dz^2} \right| \ll \left| k \frac{dA}{dz} \right|$$

の SVE (Slowly Varying Envelope) 近似を適用すると、3 波の結合方程式は、

$$\frac{dA_p(z)}{dz} = -i \frac{2\omega_p d_{\text{eff}}}{cn_p} A_s(z) A_i(z) \exp(i\Delta kz) \quad (2.45)$$

$$\frac{dA_s(z)}{dz} = -i \frac{2\omega_s d_{\text{eff}}}{cn_s} A_p(z) A_i^*(z) \exp(-i\Delta kz) \quad (2.46)$$

$$\frac{dA_i(z)}{dz} = -i \frac{2\omega_i d_{\text{eff}}}{cn_i} A_p(z) A_s^*(z) \exp(-i\Delta kz) \quad (2.47)$$

と表される。ここで、 n_p 、 n_s 、 n_i はそれぞれの屈折率である。 Δk は位相不整合であり

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \quad (2.48)$$

である。

(2.45)式、(2.46)式、(2.47)式の解は通常解析的には解けないが、媒質中で信号光やアイドラー光の強度が弱く、励起光強度は変化しないと仮定すると解析的に解くことができる。この条件で、信号光とアイドラー光の結合方程式の解は、

$$A_s(z) = \left[A_s(0) \left(\cosh gz - i \frac{\Delta k}{2g} \sinh gz \right) + i \frac{K_s}{g} A_p(0) A_i^*(0) \sinh gz \right] \exp\left(\frac{i\Delta kz}{2}\right) \quad (2.49)$$

$$A_i(z) = \left[A_i(0) \left(\cosh gz - i \frac{\Delta k}{2g} \sinh gz \right) + i \frac{K_i}{g} A_p(0) A_s^*(0) \sinh gz \right] \exp\left(\frac{i\Delta kz}{2}\right) \quad (2.50)$$

と表される[37]。ただし、

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}, \quad \Gamma^2 = K_s K_i |A_p(0)|^2$$

$$K_s = \frac{2\omega_s d_{\text{eff}}}{cn_s}, \quad K_i = \frac{2\omega_i d_{\text{eff}}}{cn_i}$$

である。ここで、アイドラー光の強度は弱いので、長さ L の非線形媒質の信号光に対する利得 G は、

$$G = \left| \cosh(gL) + \frac{i\Delta k}{2g} \sinh(gL) \right|^2 \quad (2.51)$$

であり、増幅と同時にアイドラー光が発生することがわかる。この式を更に展開すると、OPA の利得は、

$$G = 1 + \left[\Gamma L \frac{\sinh(gL)}{gL} \right]^2 \quad (2.52)$$

と求めることができる[37]。ここで、アイドラー光の入力が無く ($A_i^*(0)=0$)、位相整合を満足している ($\Delta k=0$) 場合、(2.49)式、(2.50)式は

$$A_s(z) = A_s(0) \cosh \Gamma z \quad (2.53)$$

$$A_i(z) = i \frac{K_i}{\Gamma} A_p(0) A_s^*(0) \sinh \Gamma z \quad (2.54)$$

と表すことができる。

また、位相整合を満足している場合の 3 波の位相関係は次式を満たす[37]。

$$\phi_i(z) = \phi_p(0) - \phi_s(z) + \frac{\pi}{2} \quad (2.55)$$

一般的には、励起光は結晶中を伝搬し信号光を増幅するのに伴って枯渇し、位相整合も完全でない。その場合の 3 波の位相関係は、

$$\phi_p(z) = \phi_p(0) - \frac{\Delta k}{2} \int_0^z \frac{f(\xi) d\xi}{1-f(\xi)} \quad (2.56)$$

$$\phi_s(z) = \phi_s(0) - \frac{\Delta kz}{2} + \frac{\Delta k \gamma_s^2}{2} \int_0^z \frac{d\xi}{f(\xi) + \gamma_s^2} \quad (2.57)$$

$$\phi_1(z) = \phi_p(0) - \phi_s(z) + \frac{\pi}{2} - \frac{\Delta kz}{2} \quad (2.58)$$

と表される[38]。ただし、

$$\gamma_s^2 = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_s(0)}{I_p(0)}, \quad f(\xi) = 1 - \frac{I_p(\xi)}{I_p(0)}$$

である。ここで、 $I_s(0)$ 、 $I_p(0)$ はそれぞれ信号光、励起光の初期強度、 $I_p(\xi)$ は伝搬距離 ξ での励起光強度である。

2.5 超短パルスレーザーの測定技術

超短パルスレーザーの測定方法には、大きく分けて直接法と間接法がある。もっとも簡単な直接法の例は、光パルスを高速の光電変換素子によって電気信号に変換して測定する方法である。間接法には、測定したい光パルスをビームスプリッターなどで2つに分けてそれらを時間的にずらして重ね合わせる自己相関法と、既知のパルスと測定したいパルスとの相関をとる相互相関の2種類がある。

2.5.1 自己相関測定法

フェムト秒のレーザーパルス幅測定において最も広く利用されている手法は、2次の自己相関 (Auto correlation) 計測である。この手法は1966年に Maire らによって実証された[39]。この手法は、非線形結晶の第2高調波発生を応用した手法である。入射したレーザーパルスは、50%/50%のビームスプリッターにより分割され、マイケルソン干渉計の光学配置で伝搬し、レンズまたは放物面鏡などで非線形結晶に集光される。発生した第2高調波を光電子増倍管等で電気信号に変換し、2つのパルス間の遅延時間 τ の関数としてプロットする(図2.4)。2つのパルスを $I(t-\tau)$, $I(t)$ とすると自己相関関数は

$$A_{ac}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (2.59)$$

と表される。この自己相関関数は、時間的に対称の関数である。そのため、元のパルス形状が時間的に対称であっても、非対称であっても対象関数で出力される。そのため、パルス幅を決定するには、もとのパルス形状を特定の関数で仮定する必要がある。自己相関波形はもとのパルス形状が、ガウス型の場合は $\sqrt{2}$ 、Sech² 型の場合は 1.55、ローレンツ型の場合は 2 倍される。

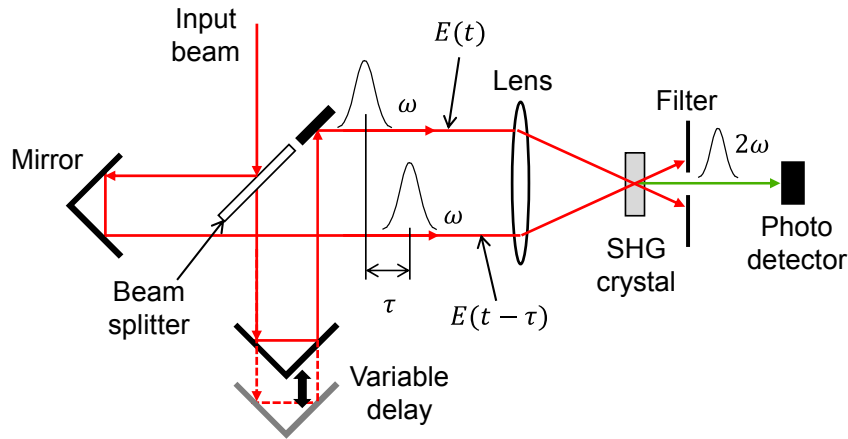


図 2.4 第 2 次高調波自己相関計の装置構成例。

2.5.2 相互相関測定法

相互相関計測は自己相関計測と違い、自己のパルスではなくパルスの強度波形があらかじめ分かっているパルスとの相関を取る手法である。既知のパルスの強度を $I_r(t)$ とし、未知のパルス (測定したいパルス) を $I_s(t)$ とすると、その相互相関関数は

$$A_{cc}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) I_r(t-\tau) dt \quad (2.60)$$

と表される。未知パルスよりも狭い参照パルスとの相互相関を取れば、元のパルス形状を精度良く求めることが可能である。

2.5.3 FROG 法

自己相関測定法や、自己相関測定法は強度の相関波形を取得する手法であり、パルスの位相情報を取得することはできない。パルスの位相関係を取得するためには、相関関数を時間だけではなく周波数領域で測定する必要がある。FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) 法は、時間領域と周波数領域のレーザーパルスの特性を取得するために、R. Trebino と D. Kane が 1993 年に開発した手法である[40]。FROG 法も、基本的には自己相関測定法と同様に、パルスを 2 つに分割し非線形結晶に入射して第 2 高調波を出力させる。この第 2 高調波を分光器に導きスペクトル波形を取得し、これを遅延時間毎に測定することでスペクトログラム (spectrogram) を取得する。

パルス電場 (複素振幅) $E(t)$ に対する第 2 高調波 FROG 法の場合、スペクトログラムは

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t-\tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (2.61)$$

と表される。パルスの強度と位相は、取得したスペクトログラムを用いて、フーリエ変換とフーリエ逆変換の反復計算によって求められる。

第3章

広帯域光パラメトリック励起用 光ファイバーレーザーシステムの開発

本研究では、OPCPA を励起するために、高強度、高安定、高ビーム品質、コンパクトなパルスレーザーの実現を目指した。そのために、市販の Nd:YAG レーザーではなく、光ファイバーを用いたチャープパルスファイバー増幅システムを構築した。光ファイバー増幅システムは、単一モードファイバー (Single Mode fiber: SM fiber)、大口径ファイバー (Large Mode Area: LMA)、および大口径フォトニック結晶ロッドファイバー (Rod-type Photonic Crystal Fiber : Rod PCF)[41][42] からなる全ファイバー型の多段増幅システムとした。

本章では、ファイバーの基礎的な原理を説明し、全ファイバー型多段増幅システムを構築する上で重要な、自然放出増幅光 (ASE) を抑制するための設計手法について説明する。また、Rod PCF を用いて高出力を得る際には、励起状態からの非放射遷移に起因する発熱が問題であり、この影響を抑えた増幅システムの設計手法についても説明し、構築したファイバーシステムの諸特性を示す。さらに、多段のファイバー増幅システムの簡便化とコンパクト化のために、大口径 Rod PCF を用いた再生増幅器の開発を行った。この設計手法を説明し、実証実験の結果を示す。

3.1 光ファイバー

3.1.1 光ファイバーの特徴

光ファイバーはコア、クラッド、および被覆 (ない場合もある) から構成されており、レーザー用ガラスファイバーではコアに Yb^{3+} などの希土類が添加されている。1958年に N. Kapany により光ファイバーが発明され[43]、1970年にアメリカのコーニング社に引き続き日本の西澤により光ファイバーレーザーの技術が確立された[44]。ファイバーレーザーには、以下のような多くの特徴がある。

- 1) コンパクト: 光ファイバーは、ボビンなどに巻くことで非常にコンパクトにすることができる。レーザーヘッドが小さいため取り回しが良い。
- 2) メンテナンスフリー: 一般的なバルクレーザーに比べて、表面積の体積に対する比が 4 桁以上高いため、放熱の効果が非常に高く、熱レンズ、熱複屈折が少ない。
- 3) 高ビーム品質: 開口数 (NA) を小さくすることができ、高ビーム品質が得られやすい。
- 4) 長期安定性に優れる: 熱の影響が少なく、空間的な揺らぎが少ない。
- 5) 高利得、高効率: ファイバーを長くすることが容易であり、高利得が得やすい。
- 6) 高出力化が容易: 多段構成や、並列構成をとることが可能。
- 7) 長距離伝搬: ファイバーにより空間を伝搬せずに、伝搬させることが可能である。
- 8) 非線形光学効果: 断面積が小さいため、非線形な効果が起きやすいが、それを利用したシステムも構築可能である。

このような特徴を活かし、ファイバーレーザーは科学、産業、医療などさまざまな分野で利用されつつある。

3.1.2 光ファイバーの伝播特性

ここでは、光ファイバー内の光波の伝播特性に関する既知な事項を整理し、以降の記述に関する前提とする。ファイバー中を伝播する光は、図 3.1 のように幾何光学によって説明できる。ファイバーのコアの屈折率を n_{co} 、クラッドの屈折率を n_{cl} 、光の伝播角を θ とすると伝搬定数 β は

$$\beta = k_0 n_{co} \cos \theta \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ は真空中の平面波の波数である。屈折率の異なる媒質の境界面での屈折はスネルの法則に従い、光線と境界面とが成す角を入射側を θ_1 、屈折側を θ_2 とすると

$$n_{co} \cos \theta_1 = n_{cl} \cos \theta_2 \quad (3.2)$$

となる。したがって臨界角度 θ_c は、

$$\theta_c = \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{cl}}{n_{co}}\right)^2} = \sin^{-1} \sqrt{2\Delta} \quad (3.3)$$

と定義される[45][46]。ここで Δ は比屈折率であり

$$\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2n_{co}^2} \quad (3.4)$$

で定義される。伝搬定数は、 $\theta < \pi/2$ かつ $\theta < \theta_c$ であるから、

$$k_0 n_{cl} \leq \beta \leq k_0 n_{co} \quad (3.5)$$

となる。

光の電磁界は、ほぼコア内に閉じ込められて伝播する導波モードの他に、クラッド層にしみ出す成分もある。導波モードの伝搬定数もコア内とクラッドを伝播する平面波の伝搬定数の中間値をとると考えられるので、次式で定義される規格化伝搬定数 b が用いられる[45][46]。

$$b = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_{cl}^2}{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (3.6)$$

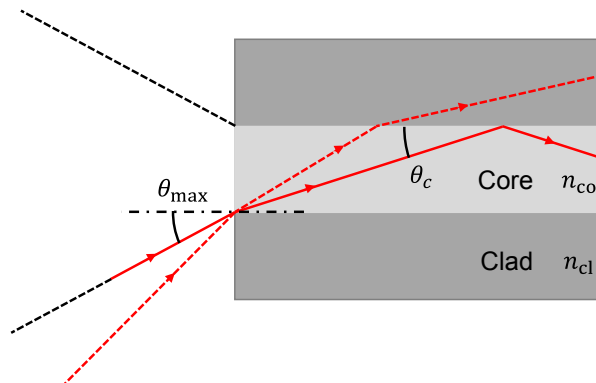


図 3.1 光ファイバー中での光線伝播の様子。

また、導波路パラメーター (V パラメーター) は、

$$V = k_0 \frac{d}{2} \sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2} = k_0 \frac{d}{2} n_{\text{co}} \sqrt{2\Delta} = \frac{\pi d NA}{\lambda} \quad (3.7)$$

と定義される。ただし、 d はコア径、 $NA = \sin \theta_{\text{max}}$ はコアの開口数 (Numerical Aperture: NA) であり

$$NA = \sin \theta_{\text{max}} = n_{\text{co}} \sqrt{2\Delta} = \sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2} \quad (3.8)$$

で定義される。(3.6)式と(3.7)式を用いると、階段屈折率型ファイバーの分散関係の近似曲線は、規格化されたパラメーター V と b のみで表すことができる。コア径 d を小さくすると、 V パラメーター値が下がって伝搬可能なモード数が減少するので、基本モードのみを残すことができる。階段屈折率型ファイバーであれば、コアの屈折率や波長を変えたとしても、(3.7)式で決まる V パラメーターの値が変わるだけである。 $V = 2.405$ で伝搬定数は0 ($b = 0$) となるため、 $V < 2.405$ であれば単一モードの伝搬が可能である。

3.1.3 希土類添加ファイバー

コアに希土類の3価のイオンを活性物質として添加した希土類ファイバーは、 $3 \mu\text{m}$ 以下の発振波長で様々なものが報告されている[47]。表3.1によく用いられる希土類イオンと、ファイバーを構成するホストガラスの種類、発振波長を示す。本研究では、 $1 \mu\text{m}$ 帯を増幅するため、 Yb^{3+} 添加のファイバーを利用した。イッテルビウム (Yb) は、原子番号70の元素であり、 Yb^{3+} の電子配置は $[\text{Xe}] 4f^{13}$ 構造で、基底状態 ${}^2F_{7/2}$ と励起状態 ${}^2F_{5/2}$ の2つのエネルギー準位が存在している[49]。図3.2にYb添加ファイバーのエネルギー準位図を示す。基底状態 ${}^2F_{7/2}$ は4つのシュタルク準位で形成され、励起状態 ${}^2F_{5/2}$ は3つのシュタルク準位で形成される[50][51]。

図3.3 (a) に、本研究で使用したYb添加ファイバーの吸収断面積、誘導放出断面積を示す。このデータは購入メーカーから提供されたものである[53]。誘導放出断面積はレーザー発振・増幅特性を解析、評価する上で最も重要な物理量の一つである。波長 975 nm 付近の吸収および蛍光のスペクトルは、励起状態 ${}^2F_{5/2}$ と基底状態 ${}^2F_{7/2}$ のマニフォールド中での最小エネルギー準位間の遷移によるもので、ゼロライン遷移とよばれる。波長 975 nm 付近でレーザー動作させる場合は、最下シュタルク準位への遷移となるため3準位となる。また、 920 nm 付近の吸収のピークは、規定準位 L_0 から励起準位 U_1 または U_2 の遷移に相当している。レーザー上準位 U_0 からレーザー下準位 L_1 、 L_2 および L_3 の遷移に相当するため、これらの遷移は準3準位と考えることができ、蛍光は波長 1030 nm 付近から 1200 nm まで裾が延びている。図3.3 (b) にYb添加ファイバーの波長 1000 nm 付近の詳細な吸収断面積を示す。 1000 nm 帯のYbファイバーの吸収は比較的弱いだが、発振および増幅波長としてよく用いられる帯域であるため、レーザー光の再吸収による利得損失の原因になる[48]。

表 3.1 主要な希土類添加ファイバー.

添加イオン	ホストガラス	発振波長
ネオジウム (Nd ³⁺)	・ケイ酸塩ガラス ・リン酸ガラス	・ 1030 - 1100 nm ・ 900 - 950 nm ・ 1320 - 1350 nm
イッテルビウム (Yb ³⁺)	・ ケイ酸塩ガラス	・ 1000 - 1100 nm
エルビウム (Er ³⁺)	・ ケイ酸塩ガラス ・ リン酸ガラス ・ フッ化物ガラス	・ 1500 - 1600 nm ・ 2700 nm ・ 550 nm
ツリウム (Tm ³⁺)	・ ケイ酸塩ガラス ・ ゲルマニウムガラス ・ フッ化物ガラス	・ 1700 - 2100 nm ・ 1450 - 1530 nm ・ 480 nm ・ 800 nm
プラセオジウム (Pr ³⁺)	・ ケイ酸塩ガラス ・ フッ化物ガラス	・ 1300 nm ・ 635 nm ・ 600 nm ・ 520 nm ・ 490 nm
ホロミウム (Ho ³⁺)	・ ケイ酸塩ガラス ・ フッ化物ガラス	・ 2100 nm ・ 2900 nm

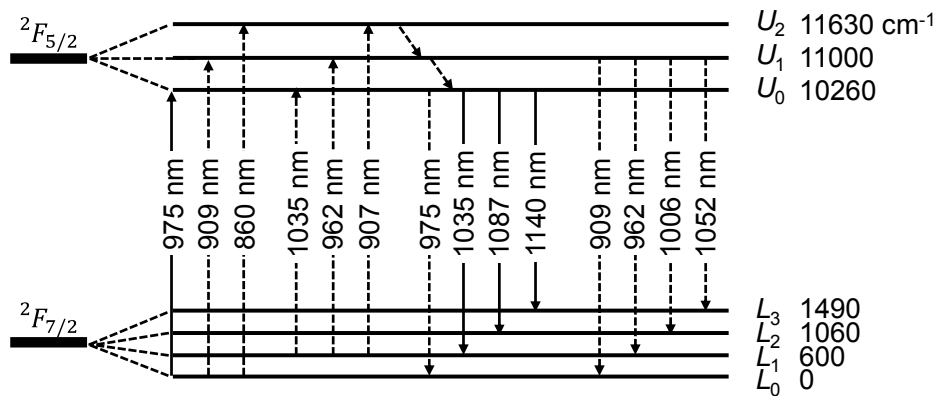


図 3.2 Yb³⁺ のエネルギー準位図[50][51].

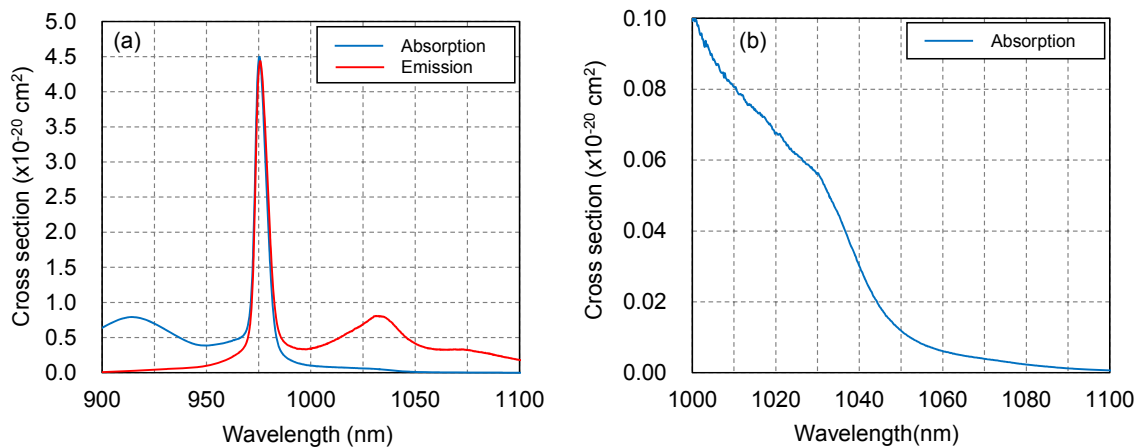


図 3.3 (a) Yb³⁺ 添加ファイバーの吸収断面積と誘導放出断面積[53].
(b) 波長 1000~1100 nm の吸収断面積[53].

3.1.4 光増幅とレート方程式

光ファイバーを用いて繰り返しレーザーを CW 励起により増幅する場合について述べる。レーザーパルスの繰返し周期 t_0 が Yb^{3+} の緩和時間より短く、パルス幅が繰返し周期に比べて十分に短い場合は、反転分布は図 3.4(b) に示すように鋸波状の形をとる。

ステップ関数型の励起の場合のレーザー上準位のイオンの数密度 (N_2) の時間変化を考える(図 3.4(a))。簡略化したレート方程式は、

$$\frac{dN_2}{dt} = P - \frac{N_2}{\tau} \quad (3.9)$$

と表される。これを解くと

$$N_2(t) = P\tau \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\} + N_2' \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.10)$$

となる[52]。ここで、 P は単位体積当たり単位時間当たりに励起される数密度、 τ は上準位寿命、 N_2' は初期値である。図 3.4 (b) の中段に示す上準位分布数密度の鋸歯状時間変化において、その最大値を $N_{2\max}$ 、最小値を $N_{2\min}$ とし、

$$N_{2\min}' = \eta N_{2\max} \quad (3.11)$$

と表すと、抽出効率 q は次式で求められる。

$$q = \frac{(1-\eta)N_{2\max}}{Pt_0} \quad (3.12)$$

ここで、 η は 1 パルスごとの増幅における上準位数密度の変化を表す。(3.10)式と(3.11)式から上準位の数密度 N_2 は

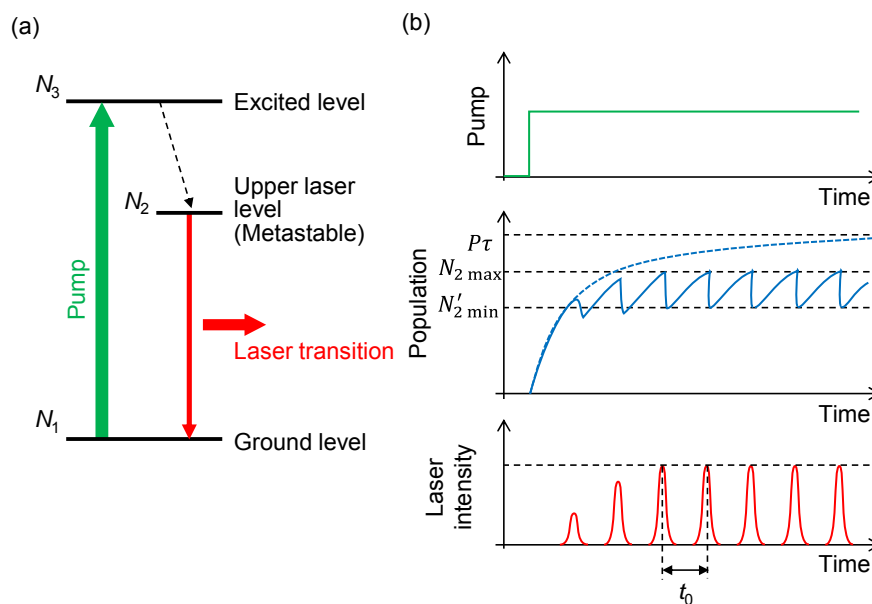


図 3.4 (a) 3 準位レーザーのエネルギー準位図、
(b) 繰り返しパルスを入射している状態で矩形励起を行った時の数密度の変化の概念図。

$$N_2 = \frac{P\tau \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t_0}{\tau}\right) \right\}}{1 - \eta \exp\left(-\frac{t_0}{\tau}\right)} \quad (3.13)$$

で求められる。(3.13)式に Yb^{3+} の上準位寿命 ($\tau=1$ ms) を当てはめ、繰り返し周波数に対する数密度の変化率 η および上準位の数密度の関係をプロットすると図 3.5 のようになる。ここで、抽出効率を 0.5、0.1、0.02、0.01 と変化させた。本研究では、YDFA を安定な条件で使用するために、繰り返し周波数が変化しても、数密度の変化率が少ない領域で動作させることとし、繰り返し周波数 100 MHz、1 MHz、10 kHz で動作させた。

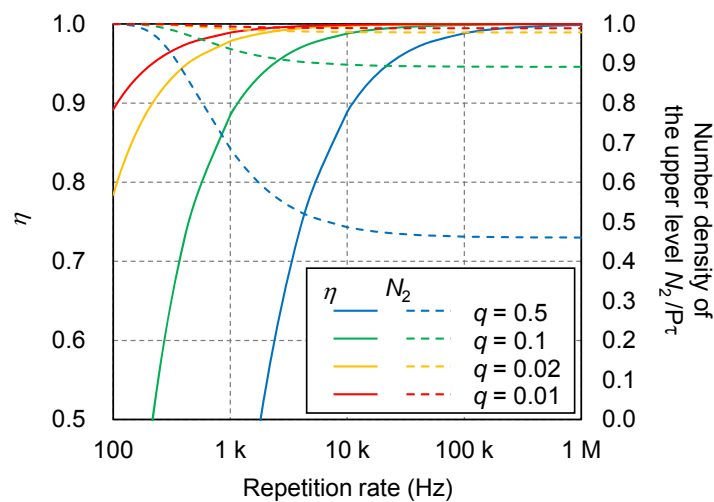


図 3.5 繰り返し周波数に対する上準位の数密度 N_2 及びその変化係数 η の関係。

本研究で構築する YDFA の増幅利得の計算結果を示す。計算ソフトには RP Photonics 社製の RP Fiber Power を用いて計算した。 Yb^{3+} 添加ファイバーでコア径 $6 \mu\text{m}$ 、クラッド径 $128 \mu\text{m}$ 、蛍光寿命 1 ms、被増幅光波長 (1053 nm) での誘導放出断面積を $0.356 \times 10^{-25} \text{m}^2$ とした。励起光波長は 975 nm であり前方励起(図 3.6 (a))、被増幅光の入力パワーは $200 \mu\text{W}$ (実際の実験を模擬) で固定し、ファイバー長さは 1~8 m で変化させた。これらの条件に対して励起パワーに対する増幅利得を計算した。図 3.7 に計算結果を示す。構築したファイバー増幅システムはこの計算を基に、おおよそのファイバー長さを決定した。その後、ASE の抑制を考慮し、ファイバー長さおよび励起パワーを実験的最適化した (ASE の抑制については 3.2.2 で詳しく述べる)。

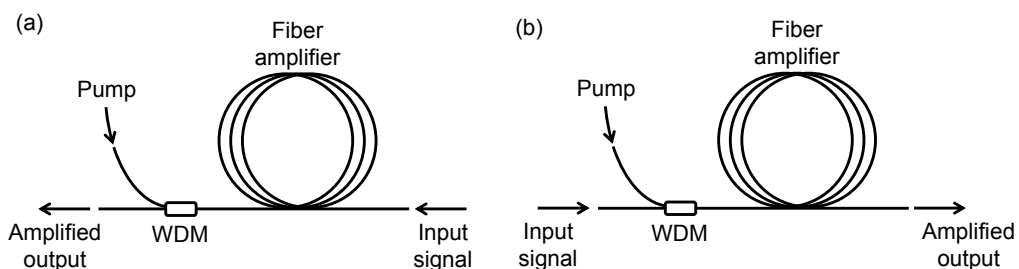


図 3.6 (a) 前方励起型システム, (b) 後方励起型システム。

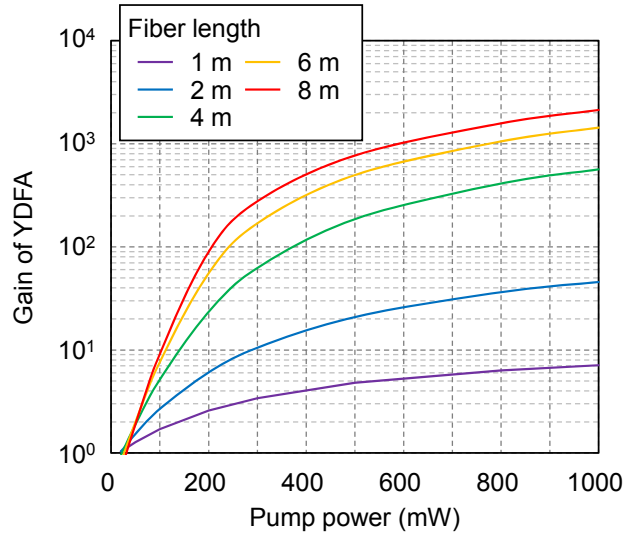


図 3.7 本研究で構築する YDFA の励起パワーに対する増幅利得の計算結果。

3.1.5 フォトニック結晶ファイバー

通常の光ファイバーは、コアのガラス材料とクラッドのガラス材料のわずかな屈折率差を利用してコアに光を全反射させることにより光を閉じ込めて導波する。これに対し、フォトニック結晶ファイバーは、クラッドに入射する波長程度の周期間隔で格子状にエアホールを配列した構造を持つ光ファイバーである。光ファイバー中にエアホールを配置する試みは、伝播損失を低減させる目的で 1973 年に Kaiser らによって開発された[54]。PCF は導波原理によりフォトニックバンドギャップ (Photonic Band Gap: PBG) 型 PCF と屈折率導波型 PCF の 2 つに分類される。

PBG 型は、エアホールによるシリカガラスの周期的な屈折率変化により、クラッドに入射する特定の光を反射するフォトニックバンドギャップが生じることにより光を導波する。屈折率導波型は、クラッドにエアホールが存在するため、その屈折率は実効的にコアより低くなり、全反射によって光を閉じ込めることが可能となる。PCF は、格子間隔やエアホールの大きさを変えることにより、高非線形性、分散制御性、偏波保持性、単一モード動作といった通常のファイバーとは異なった特性をもたせることができる。図 3.8 に PCF の断面構造を示す。格子間隔 (ピッチ) を Λ_a 、エアホール径を d_a とすると、コア径 D および空隙率 F は、

$$D = 2\Lambda_a - d_a \quad (3.14)$$

$$F = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d_a}{\Lambda_a} \right)^2 \quad (3.15)$$

で表わされる[55]。伝播特性は、 V パラメーターにより規格化できるためフォトニック結晶ファイバーの V パラメーターについて説明する。PCF の V パラメーターは次式で表される[55]。

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi\Lambda_a}{\lambda} \sqrt{n_0^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (3.16)$$

ここで n_0 はシリカガラスの屈折率、 n_{eff} はクラッドの実効屈折率である。 n_{eff} はエアホール径と格子間隔の比 d/Λ_a に依存する。したがって、最低次モードを得るためには $V < 2.4$ であるため、ホ

ール径と格子間隔を制御することでコア径が大きい場合でもシングルモードを得ることが可能となる。

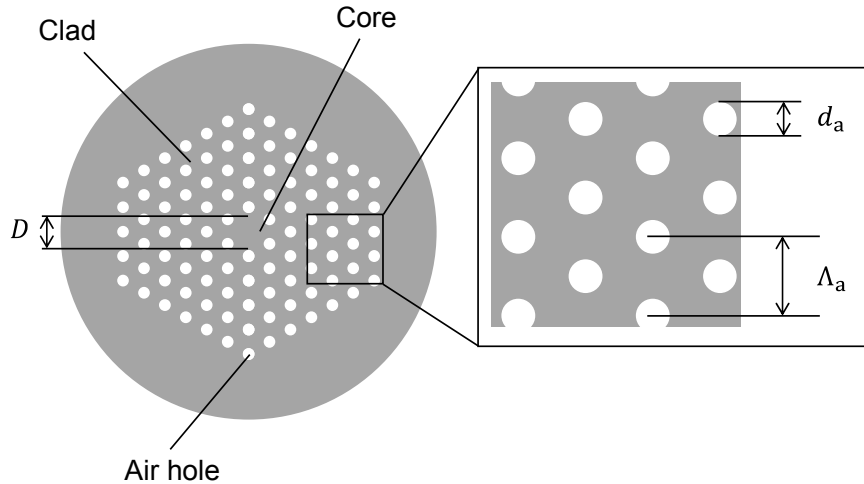


図 3.8 PCF の断面構造。

3.2 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いたファイバーチャープパルス増幅システムの開発

3.2.1 多段ファイバーレーザー増幅システム

ファイバー増幅システムを説明する前に、OPCPA の基本的な設計について説明する。図 3.9 に、全ファイバー型多段増幅システムを用いた OPCPA システムの構成概要を示す。全ファイバー型多段増幅システムを用いた OPCPA システムの増幅の流れは大筋次のようにまとめることができる。

- 1) フェムト秒の Ti:sapphire レーザーからの出力を信号光に用いる。
- 2) パルス伸長器で数 100 fs まで伸長する。
- 3) 全ファイバー型多段増幅システムからの励起光を用いて光パラメトリック増幅を行う。
- 4) パルス圧縮器によりパルス圧縮を行い、フェムト秒の高ピークパルスを得る。

図 3.10 に、本論文で開発した大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いたファイバーチャープパルス増幅システム（以降、本装置）の装置構成を示す。本装置は、大きく分けて単一モードファイバーを用いたファイバーフロントエンド部、LMA ファイバーと Rod PCF による大口径ファイバー増幅部、パルス圧縮器および波長変換部で構成されている。

まず、全ファイバー型多段増幅システムの設計指針について説明する。OPCPA のさらなる高出力化を目指し、このファイバーシステムの後段に、Nd:ガラスの増幅器を用いることを考慮し、中心波長は、その増幅波長帯域の中心である 1053 nm を選択する。OPCPA のパルス伸長 (数 100 fs) を考慮して、パルス圧縮後のパルス幅 300 fs を十分確保できるように波長帯域幅は 10 nm とした。目標出力エネルギーは、Rod PCF のダメージ閾値を考慮して、約 1 mJ とした。繰返し周波数は、ファイバーのパワーによるダメージ閾値とポンププローブなどの応用を考慮して 1 ~ 10 kHz とした。

励起光と信号光のタイミングジッター低減のために、全ファイバー型多段増幅システムの種光

は、OPCPA の信号光である Ti:sapphire の発振器 (VENTEON, Femto laser) の出力をビームスプリッターで分割したものをを用いる。ビームスプリッターの後に、中心波長 1053 nm、透過帯域 10 nm のバンドパスフィルターを配置し、3 軸ステージにより単一モードのパッチファイバー (ファイバー長さ 10 m) に導かれる構成である。このとき、入力パワーは 200 μ W であり、ファイバーの分散により約 12 ps 程度までパルス伸長されている。

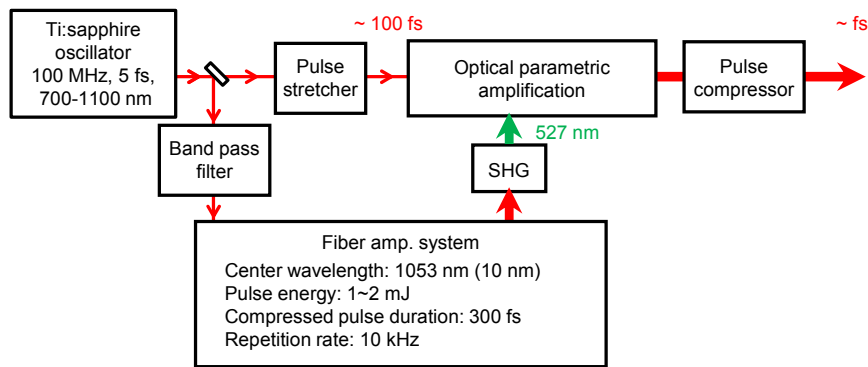


図 3.9 全ファイバー型多段増幅システムを用いた OPCPA システム構成概要。

単一モードファイバーフロントエンド

ファイバーフロントエンドは、増幅に Yb^{3+} 添加単一モードファイバー増幅器 (Yb^{3+} doped fiber amplifier: YDFA) を用いる。パルス伸長器は、システムのコンパクト化を目指してチャープファイバーブラックグレーティング (Chirped Fiber Bragg grating: CFBG) を用いた。CFBG のチャーピングは、1 本あたり 1.25 ns / 10 nm であり、2 本用いて 2.5 ns まで伸長する。同じチャーピングを回折格子による伸長器で行う場合、数 m の回折格子間隔を 8 パスさせる必要がある。パルスの分周には、ファイバーピグテイル型の LN (LiNbO_3) 変調器を用いた。種光の繰り返し周波数を 100 MHz から 1 MHz、さらに 1 kHz と分周する。最終的に、中心波長 1053 nm で出力パワー 10 mW, パルスエネルギー 1 μ J、繰り返し周波数 1kHz まで増幅される。フロントエンドの詳細設計については、3.2.2 項で、ASE 光の抑制と合わせて詳しく説明する。

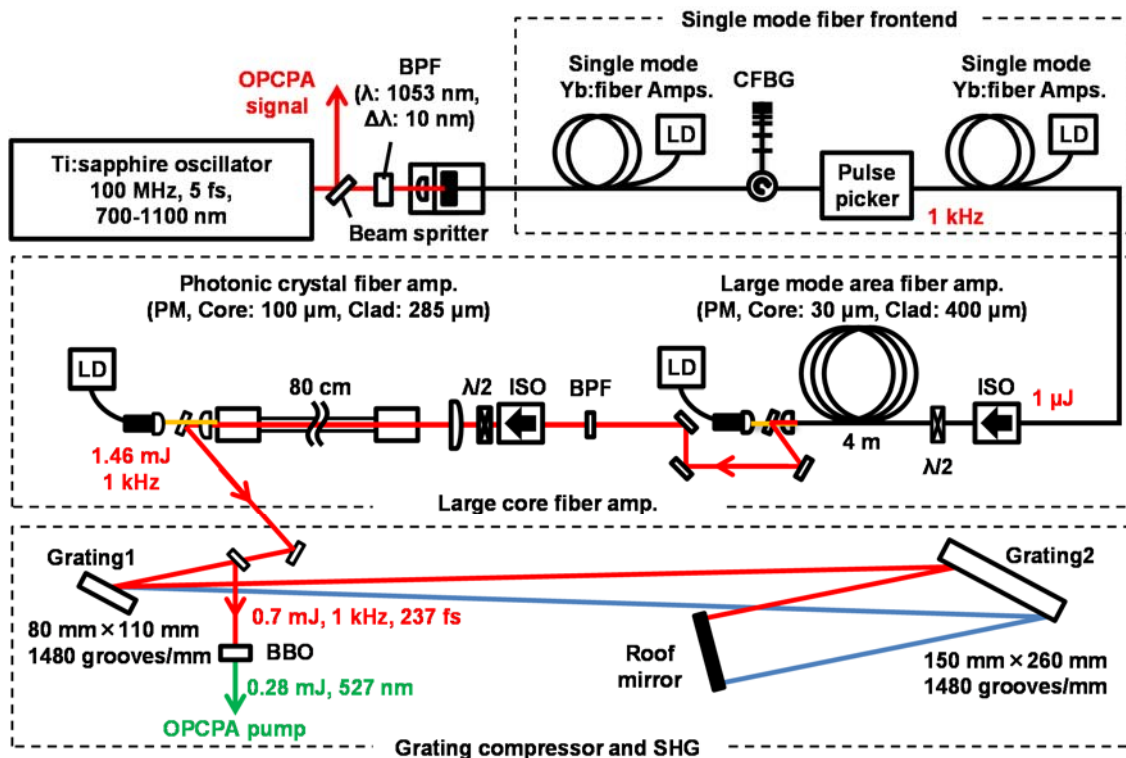


図 3.10 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いた
ファイバーチャープパルス増幅システムの装置構成。

大口径ファイバー増幅部

大口径ファイバー増幅部は、増幅ファイバーとして ① LMA ファイバー (PLMA-YDF-30/400-VIII, Nufern) [コア径 30 μm 、クラッド径 400 μm 、偏波保持、ファイバー長さ 4 m]、② Rod PCF (DC-285-100-PM-Yb-ROD, NKT Photonics) [コア径 100 μm 、クラッド径 285 μm 、偏波保持、ファイバー長さ 80 cm] を用いた。励起は、ファイバー結合型の半導体レーザー (LD) を用いて後方励起とし、熱の影響を低減させるために QCW で動作させた。また、LMA fiber、Rod PCF 共に、水により冷却する機構を備えている。大口径ファイバーの熱の影響については 3.2.3 項で詳しく述べる。

3.2.2 全ファイバー型多段増幅システムにおける自然放出増幅光の抑制

発振器の繰り返し周波数は 100 MHz であるため、そのままの周波数でパルスエネルギーを 1 mJ まで増幅することはファイバーの損傷を招くため不可能である。そのために、繰り返し周波数を分周する必要がある。しかしながら、100 MHz を上流で 1 ~ 10 kHz に分周してしまうと、単一モードファイバーの入力パワーが極めて低いものになってしまう。YDFA は、図 3.3(a)に示したように誘導放出断面積のピークが 1030 nm に存在する。そのため、信号光のパワーが弱い状態、つまり抽出効率が低い状態では励起により蓄積されたエネルギーは信号光を効率よく増幅せず、自然放出光の発生が支配的となる。さらに、多段のファイバー増幅の場合、前段の ASE 光が後段でさらに増幅されてしまう。そこで本研究では、この ASE 光を抑制するために以下のような対策を行った。

- 1) YDFA への入力パワーがなるべく低くならないように、損失が発生する伸長器、分周器と増幅器を交互に配置する。
- 2) YDFA は、信号光である 1053 nm より、ASE 光のピーク波長である 1030 nm 帯の吸収断面積が大きいことに着目し、ファイバー長と励起強度を適切に調整することで、ファイバー増幅器から出力される ASE 光を抑制できると考えた。

ASE 光の強度とファイバー長さの関係を調べるために、信号光の入力パワー、励起パワーを一定とし、単一モードファイバーの長さを変化させて、増幅出力光のスペクトルをスペクトルアナライザー (AQ6317B, ANDO) で測定した。図 3.11 に、ASE 光のファイバー長依存性を示す。このグラフは、信号光 (1053nm) と ASE 光 (1030nm 帯) の強度比を評価するために、ファイバーの長さを変えたときので出力スペクトルを測定し、信号光のスペクトルのピーク強度で規格化したものである。ファイバーが短い場合 ASE 光が十分に吸収されず、 10^{-1} 程度で出力されていることが分かる。ファイバーを長くすると、ASE 光の強度は減少し、ファイバー長さが 8 m の時で 10^{-4} 以下に抑えられることが分かる。

以上のことを考慮して、単一モードファイバーフロントエンドを構築した。図 3.12 に構築したファイバーフロントエンドの装置構成を示す。特にファイバー増幅器への入力パワーが弱い分周器の後には、ファイバー長の長いファイバー増幅器を配置する構成である。また、前方励起、後方励起の選択は、後方励起とすると次段へ強い ASE 光が入力してしまうため、すべて前方励起とし、前段からの逆進の ASE はファイバーインラインのファラデーアイソレーター (ISO) でカットしている。図 3.13 に、最終的に得られたファイバーフロントエンドの出力スペクトルを示す。ASE 光と信号光の強度比はそのスペクトルの強度で規格化して 10^{-4} 以下に抑えられていることが分かる。

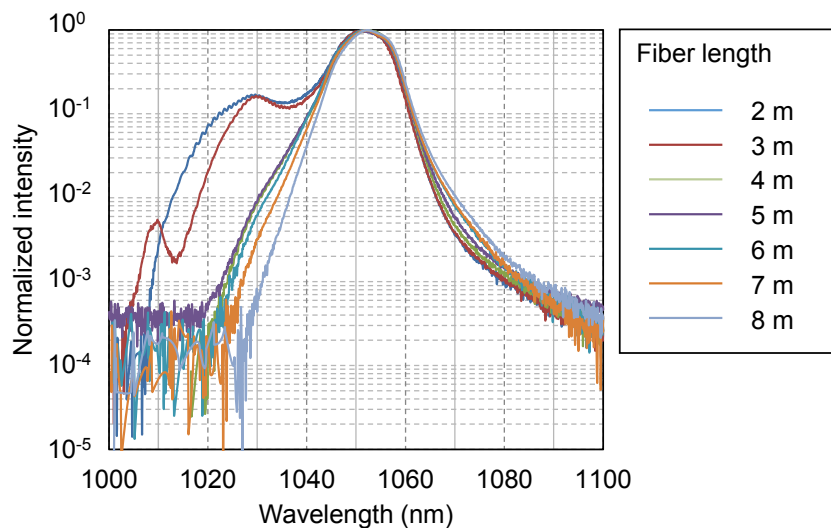


図 3.11 単一モードファイバー増幅器の ASE 光-ファイバー長さ依存性.

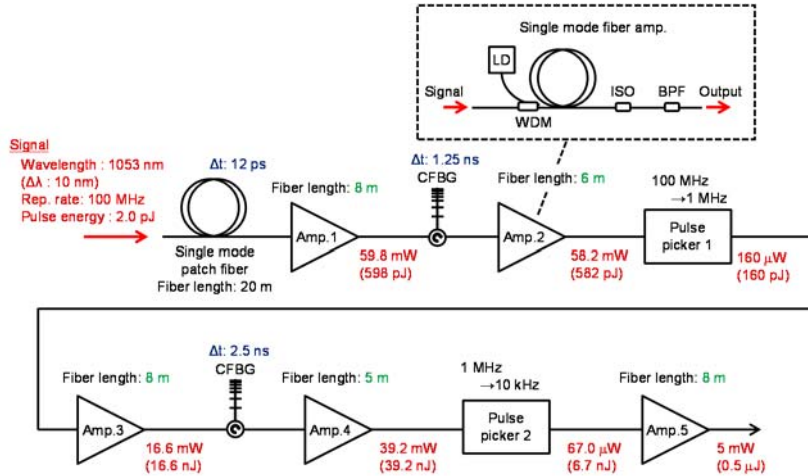


図 3.12 単一モードファイバーフロントエンド部の装置構成.

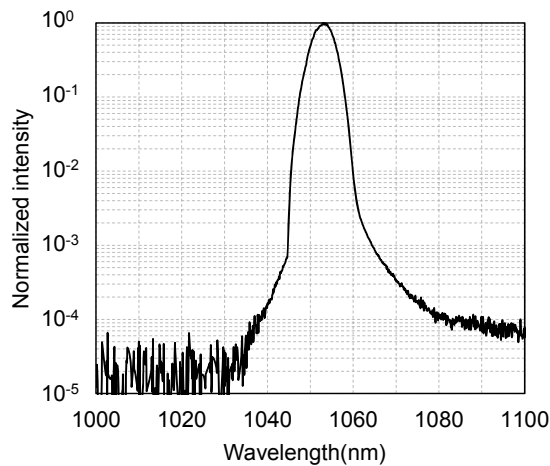


図 3.13 単一モードファイバーフロントエンドの出力スペクトル.

3.2.3 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーの熱特性

一般的にファイバーレーザーは、表面積/体積比が大きく放熱により熱の影響が少なく、空間的な揺らぎが少ないことが知られている。しかしながら、大口径ファイバー、特に Rod PCF では長いファイバーを製造することが困難であり、表面積/体積比が小さくなる。また、本論文で目指す mJ クラスの出力を得るためには数 10 W 級の励起が必要となる。そのため、励起準位からの非放射遷移に起因する発熱の影響が無視できない。

図 3.14 に本研究で構築した、Rod PCF の固定ホルダーの写真を示す。図 3.15 に Rod PCF の出力ビームの近視野像 (NFP) を示す。図 3.15(b) の Pump 0 W のデータに重ねて、Rod PCF の六角形コアの大きさを波線で示す。本研究では、Rod PCF の固定ホルダーを当初はアルミの筐体に溝を掘り幅 5 mm 程度の薄板で固定する構造にしていた (図 3.14(a))。このホルダーで増幅を行った場合、図 3.15(a)に示すように出力のビームプロファイル (Near Field Pattern: NFP) が励起強度の増加に伴って歪むことが分かった。これは、励起により発生した熱が Rod PCF および固定ホルダーを熱し、それらが膨張することで Rod PCF に対して、鉛直方向に応力がかかるためである。本論文で用いた Rod PCF は偏波保持である。このファイバーは 1 方向からの応力がかかると偏波率に変化し、伝搬モードが変わる特性がある[55]。そのため、本来の基本モードの伝搬が崩れて偏

ったプロファイルとなったと考えられる。そこで本論文では、熱の影響を抑えるために、Rod PCFの固定ホルダーを Rod PCF の全長にわたって水冷ができ、応力が発生しても 1 方向からの応力となりにくい丸溝の構造に改良した(図 3.14(b))。さらに、Rod PCF 励起周波数を 1 kHz, とし、パルス幅 150 μ s (duty 15%) の QCW 励起に変更した。これらの改良により図 3.15 (b)に示すように励起パワーが増加しても基本モード TEM₀₀ モードに近い強度分布保持できるようになった。

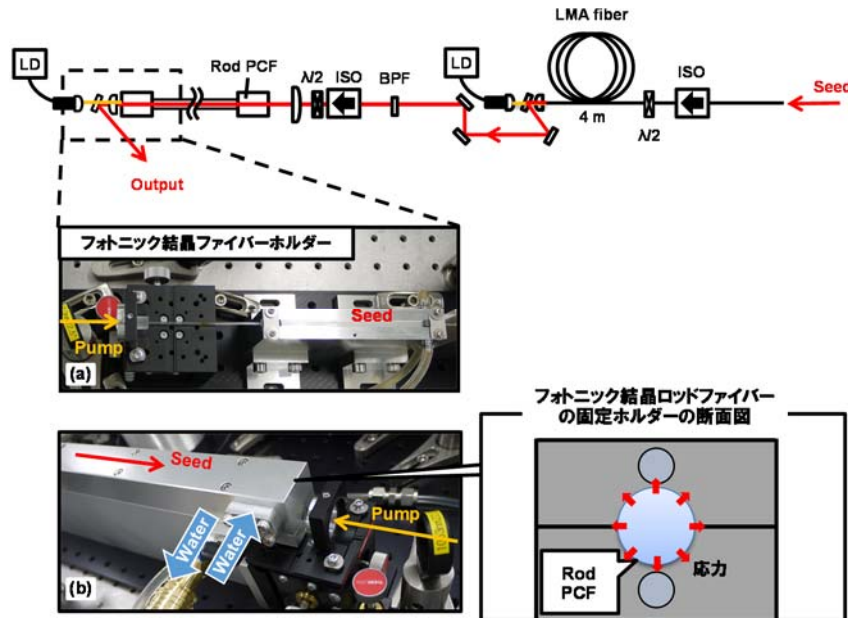


図 3.14 Rod PCF の固定ホルダー (a) 改良前、(b) 改良後。

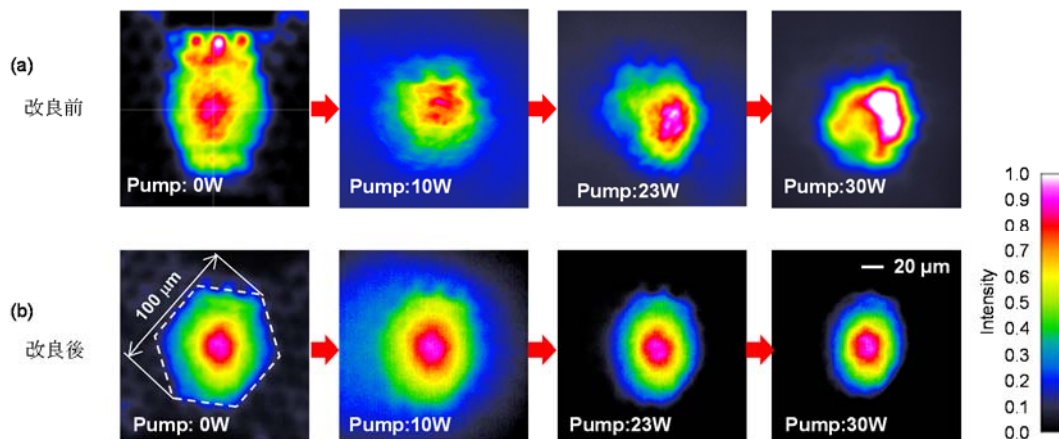


図 3.15 Rod PCF の出力ビームプロファイル(NFP). (a) 改良前、(b) 改良後。

強度はカラーバーのように規格化されている。

3.2.4 全ファイバー型多段増幅システムの諸特性

3.2.2 節、3.2.3 節で施した方策により、ASE フリーで、高ビーム品質の増幅が可能となった。本項では、全ファイバー型多段増幅システムの諸特性として、増幅特性、出力安定性、パルス圧縮、波長変換の特性を示す。

図 3.16 に、励起パワーと LMA ファイバー増幅器の増幅利得、出力エネルギーの関係を示す。LMA ファイバーへの入力信号光は、エネルギー 0.5 μ J、パルス幅 2.5 ns である。励起パワー 24.6

W で増幅利得 2215 倍、パルスエネルギー 44.3 μJ を得た。図 3.17 に、励起パワーと Rod PCF 増幅器の増幅利得、出力エネルギーの関係を示す。励起パワー 40.7 W で増幅利得 84 倍、パルスエネルギー 1.46 mJ を得た。図 3.18(a)に LMA ファイバー増幅器の、図 3.18(b)に Rod PCF 増幅器の出力安定性を示す。このグラフは、LMA ファイバー、Rod PCF 増幅器の安定性を評価するために出力をパワーメーターで 10 分間測定した平均パワーの安定性のグラフである。LMA ファイバー増幅器の出力安定性は、最大出力時で Root mean square (RMS) 値で 0.3%、Peak to valley (P-V) 値で 1.1%であった。また、Rod PCF 増幅器の出力安定性は、最大出力時で、RMS 値で 0.2%、P-V 値で 0.9% と非常に高い安定性を示した。これは、Rod PCF の励起による発熱の影響を抑えたことも大きな要因であるが、LMA ファイバーの励起による発熱によるポインティングのふらつきが、ファイバー励起端面を水冷し、励起を QCW 動作としたため抑えられ、結果的に Rod PCF への入力が安定化したことも要因である。このように多段で高出力ファイバー増幅を行う場合、高い安定性を得るためには発熱の影響を抑える工夫が必要である。

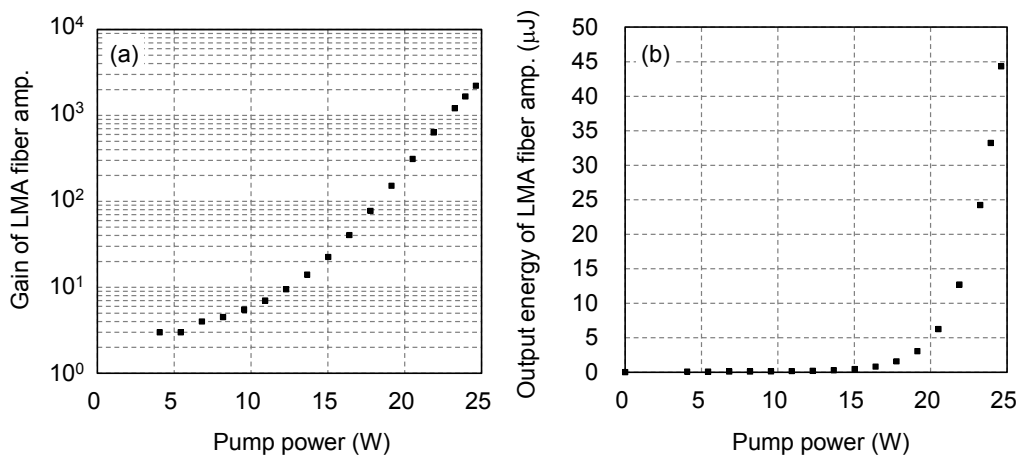


図 3.16 LMA ファイバー増幅器の増幅利得(a)とパルスエネルギー(b).

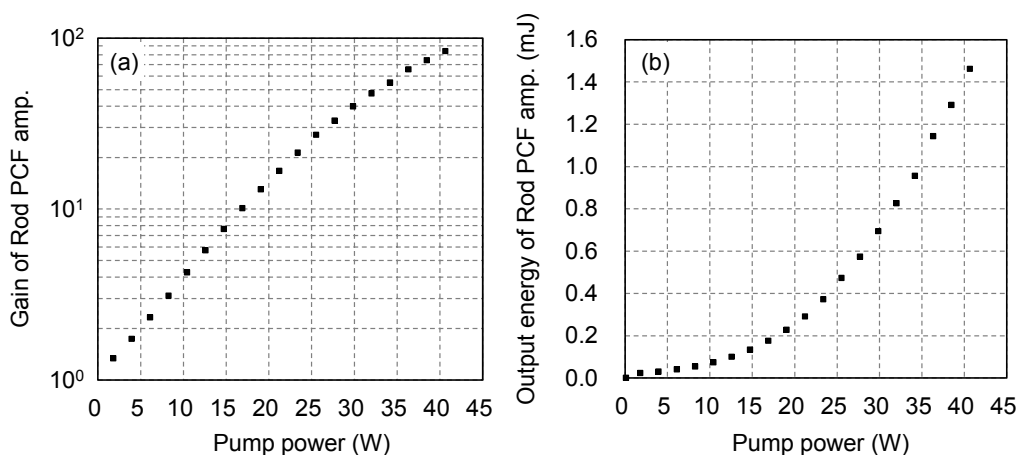


図 3.17 Rod PCF 増幅器の増幅利得(a)とパルスエネルギー(b).

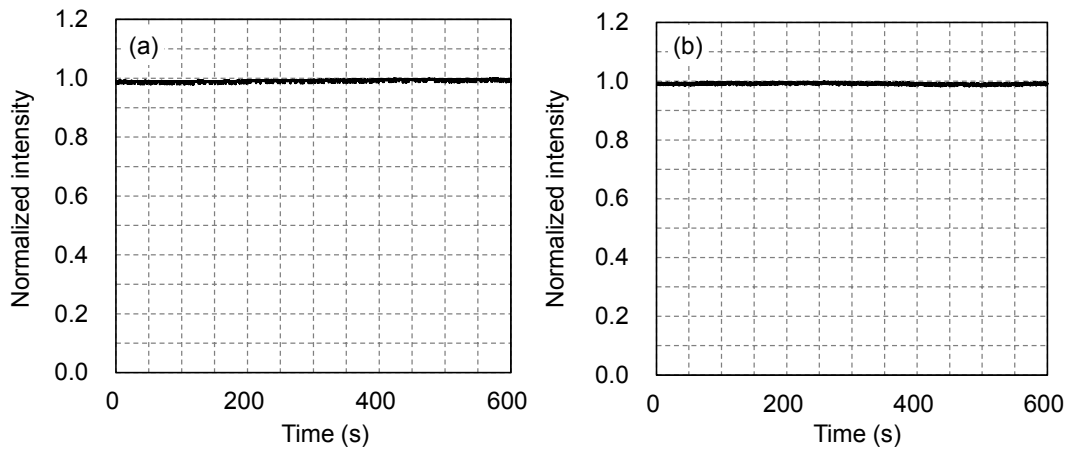


図 3.18 LMA ファイバー(a)と Rod PCF(b)の出力安定性.

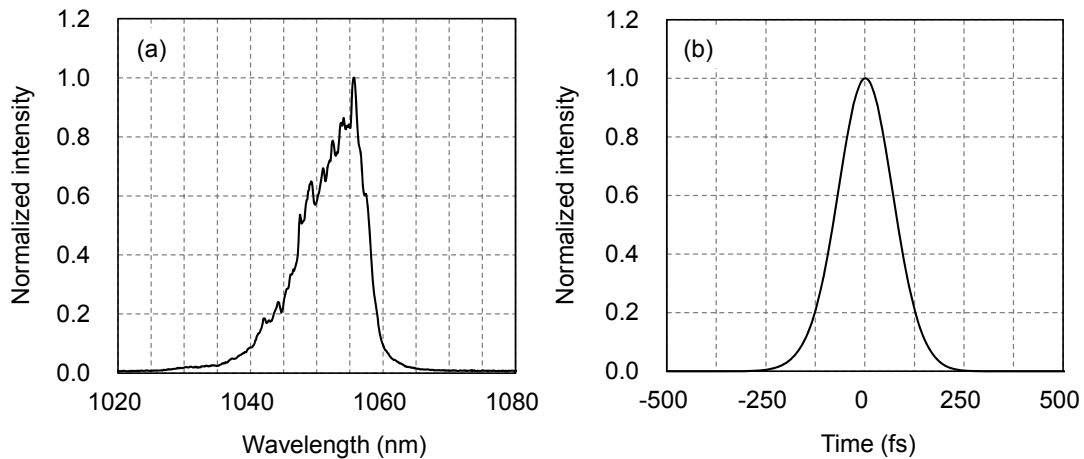


図 3.19 圧縮後のスペクトル(a)とパルス波形(b).

パルス圧縮器には、溝本数 1480 grooves/mm の反射型回折格子対を用いた。CFBG とファイバーの分散をキャンセルするように、回折格子は入射角度 47° 、回折格子 1 と 2 の間隔は 4447 mm とした。パルス圧縮後のスペクトルはファイバーカップル型の分光器 (HR4000, Ocean photonics) を用いて、パルス幅は FROG 法 (GREN-OUILLE 10-100-USB, Swamp Optics) を用いて測定した。図 3.19(a) に圧縮後のスペクトル、図 3.19(b) にパルス波形を示す。圧縮後のスペクトル幅 (FWHM) は 10 nm であり、パルス幅は 237 fs であった。また、圧縮後のパルスエネルギーは 765 μJ であり、圧縮器の透過率 (回折格子以外の光学系の損失を含む) は 52.4 % であった。

2 倍高調波変換には厚み 1 mm の type-I $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO) 結晶を用い、527 nm 反射のダイクロイックミラー 2 枚を用いて中心波長 1053 nm の成分をカットし、パワーメーター (PD300-3W, OPHIR) により波長変換後のパルスエネルギーを測定した。波長変換効率を上げるために、焦点距離 1000 mm のレンズで BBO 結晶に集光した。2 倍高調波のパルスエネルギーは、基本波パルスエネルギーが 765 μJ のときに 280 μJ (変換効率 36 %) を得た。以上により、本研究 OPCPA の励起光源とする要求スペックを満たした全ファイバー型の増幅システムが開発できたことを示した。

3.3 大口径フォトニック結晶ロッドファイバーを用いた再生増幅器の開発

近年、コア径 70-120 μm を有する Yb 添加の Rod PCF が開発され[57][58]、TEM₀₀ に匹敵する高品質な出力を実現できることから、高安定な CW レーザー、パルス発振器などに利用されている[59]-[64]。特に、長い利得長を確保でき、Yb 添加のガラスファイバーであるため広帯域のチャープパルス増幅器として利用することが可能であり、コア径 100 μm のものは mJ 級の増幅を可能としている[65]-[67]。本研究でも、3.2 節で述べたように、mJ 級の増幅を行うシステムを構築している。しかしながら、mJ 級の増幅を行うためには、数 10 W の励起 LD が必要である。また、ASE 光を抑制するためには多段増幅とする必要があり、システムとしても非常に複雑なものとなる。また、励起による熱の影響は無視できず、ビーム品質と安定性を損なう原因となる。そこで、本論文では、大口径 PCF の利点を最大限に生かし、これらの問題を解決することのできる再生増幅器を開発した。

3.3.1 大口径フォトニック結晶ロッドファイバー再生増幅システムの設計

再生増幅器

Rod PCF を用いた詳細な設計を述べる前に、再生増幅の基礎的な原理を説明する。再生増幅とは、偏光板、波長板、ポッケルスセルなどの電気スイッチを用いて、共振器の中にパルスを閉じ込め、利得飽和直後に共振器からパルスを取り出す光パルス増幅手法である。様々な増幅媒質が用いられるが、Ti:sapphire の場合 nJ の発振器出を mJ クラスまで増幅することが可能であり、広く用いられている[68]。

再生増幅による $k+1$ 周目のエネルギーフルーエンス J_{k+1} は

$$J_{k+1} = TJ_{\text{sat}} \ln \left\{ G_k \left[\exp \left(\frac{J_k}{J_{\text{sat}}} \right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad (3.17)$$

で求められる[69][70]。ここで、 G_k は k 周目の小信号利得、 J_{sat} は飽和フルーエンス、 T は入射光の 1 周あたりの透過率である。各周回での増幅利得は

$$G_k = \exp(g_k l) \quad (3.18)$$

で求められ、 $k+1$ 周目の利得係数 g_{k+1} は、

$$g_{k+1} = g_k - \left(\frac{p}{J_{\text{sat}}} \right) \left[\left(\frac{J_{k+1}}{T} \right) - J_k \right] \quad (3.19)$$

と表される。ここで、 l は増幅媒質の長さ、 p は利得回復係数である。共振器のロスによって周回が多くなるにつれて徐々に増幅利得係数が低下するため、ある周回数で最大エネルギーとなる増幅を示す。

装置構成

図 3.20 に本論文で構築した大口径 Rod PCF 再生増幅システムの装置構成を示す。種光は繰返し周波数 100 MHz、パルス幅 40 fs、出力パワー 20 mW のファイバーモードロック発振器 (Femto Fiber FFS, Toptica Photonics) を用いた。バンドパスフィルターにより、中心波長 1053 nm、波長帯

域 10 nm (FWHM) に制限した。975 nm の LD 励起の Yb³⁺ 添加 SM ファイバー YDFA により増幅し、CFBG でパルス幅 2.5 ns まで伸長した。LN 変調器により 10 kHz まで分周し、さらに YDFA によりパルスエネルギー 150 nJ まで増幅した。使用した Rod PCF は、コア径 100 μm、モードフィールド径 76 μm、光学開口数 NA = 0.02 (波長 1060 nm において)、励起クラッドは直径 285 μm で光学開口数 NA = 0.6 (波長 975 nm において) のものを用いた。励起は、ダイクロイックミラーを用いて信号光と励起光を分離し、波長 975 nm のファイバー結合型 LD により後方励起にて行った。この LD の最大出力は 15 W であり、Rod PCF へ集光する光学系の反射損失を考慮すると、最大励起パワーは 13.2 W と見積もられた。再生増幅器は、Rod PCF が偏波保持であるため、2 個の Glan-Taylor プリズムポラライザーとポッケルスセル、λ/2 波長板により周回するリング型再生増幅器の構成とした。入力されたレーザー光は、垂直偏光にて Rod PCF に入力される。増幅後の λ/2 波長板により偏光を 90° 回転され周回面に平行な偏光を持つ水平偏光となり、ポラライザー (Pol. 1) を透過する。その後、ポッケルスセルにより ON 状態であれば偏光回転されてポラライザー (Pol. 2) により反射され周回する。周回により限界まで増幅した後に、ポッケルスセルを OFF 状態にしてポラライザー (Pol. 2) より出力する。旧来の多段のファイバー増幅システムでは、ファイバーフロントエンドに ASE 光を抑制するために 5 段の単一モードファイバーアンプが必要であったが、今回提案する再生増幅システムではこれを 2 段まで減らすことが可能であり、LMA ファイバー増幅器も必要としない構成となっている。

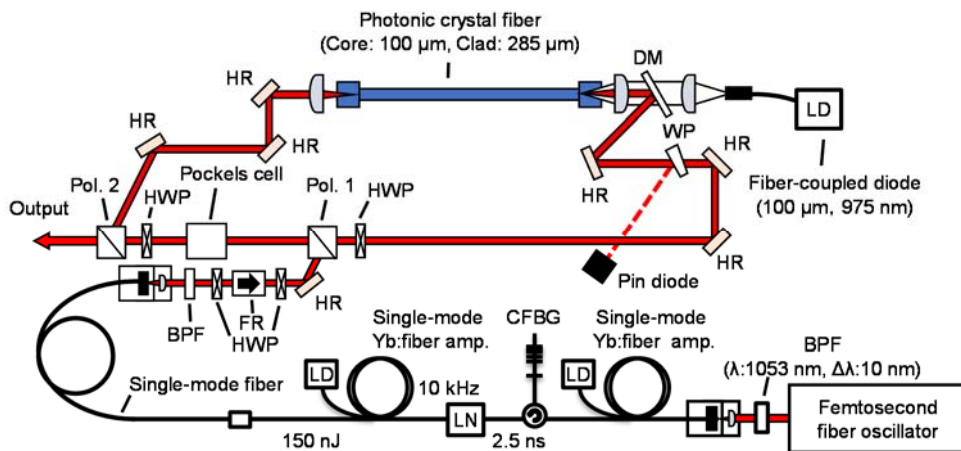


図 3.20 大口径フォトニック結晶ロッドファイバー再生増幅システムのシステム構成。

(BPF: バンドパスフィルター、FR: ファラデーローテーター、HWP: λ/2 波長板、Pol.: ポラライザー、WP: ウェッジ板、DM: ダイクロイックミラー、HR: 高反射ミラー)。

再生増幅設計

Rod PCF を用いた再生増幅器を設計するために、Rod PCF のシングルパスでの小信号利得 G_0 と入射光の 1 周あたりの透過率 T を測定した。透過率は、共振器内にウェッジ板を入れて反射光を立ち上がり時間 70 ps 以下の Pin フォトダイオードで検出し、帯域 2.5 GHz のオシロスコープにより 1 周目の信号と 2 周目の信号を比較することで測定した。本研究で構築した再生増幅器の入射光の 1 周あたりの透過率は $T = 24\%$ であった。図 3.21 に、測定した Rod PCF シングルパスの小信号利得を示す。最大の励起パワー 13.2 W の時、小信号利得は 11 倍であった。これ

らの測定結果を用いて、(3.17)~(3.19)式により LD 励起エネルギーに依存する再生増幅システムの小信号利得計算を行った。図 3.22 にこの小信号利得をパラメーターとして求めた周回数に対する出力パルスエネルギーを示す。小信号利得に対応して最適な周回数があることが分かり、最大励起時の小信号利得 11 倍では、12 周で飽和することが分かった。構築した再生増幅器の 1 周の長さは 3.9 m であるため、パルスは 1 周に約 13 ns の時間を要する。よって、ポッケルスセルを 157 ns の間 ON 状態にする信号を与えることで飽和強度での出力が可能となる。

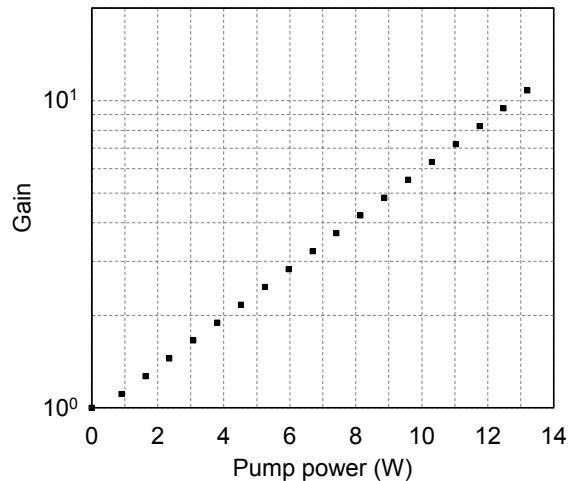


図 3.21 Rod PCF シングルパス利得の LD 励起パワー依存性.

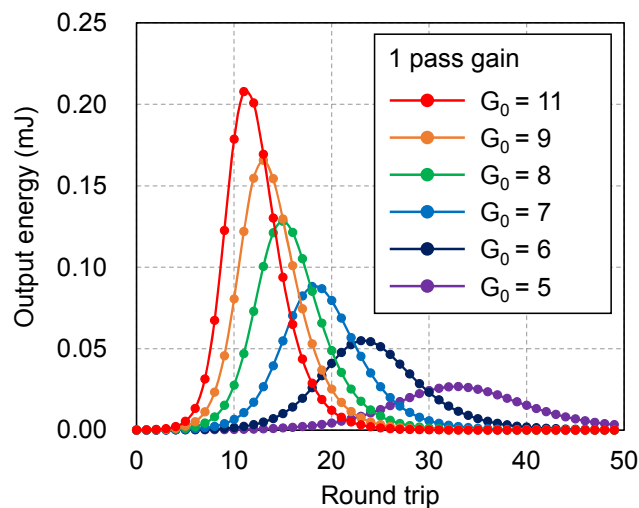


図 3.22 小信号利得をパラメーターとする周回と出力エネルギーの計算結果.

3.3.2 ファイバー再生増幅システムの増幅特性

図 3.23(a)に再生増幅の LD 励起パワーに対応する最適周回数とその時の出力パルスエネルギーの関係を示す。LD 励起パワーに対応する最適周回数は丸のマーカで示し、出力のパルスエネルギーは四角のマーカで示している。図 3.23(b)に最適周回数の下での総合利得の励起パワーとの関係を示す。励起パワー 13.2 W で周回数 12 のとき最大の出力 257 μ J 総合利得 1710 倍を得た。また計算結果とも良い一致を示している。利得飽和の例として、図 3.24(a), (b) に、11.0 W 励起 (小信号利得 7 倍) および 13.2 W (小信号利得 11 倍) 励起の時の再生増幅器内の周回毎での

パルスの増幅の様子を示す。各々、設計通りに 24 周 (約 300 ns) と 12 周目 (約 157 ns に相当) で飽和に達していることが分かる。図 3.25 に再生増幅システムの入力パルス列を示す。この実験では、ポッケルスセルの電源の動作周波数は 1 kHz が限界であるためポッケルスセルは 1 kHz で動作させている。よって、信号光の周波数が 10 kHz であるため、再生増幅されなかったパルスはプリパルス (10^{-3} 程度) として出力されている。応用実験ではこのようなプリパルスの影響が懸念されるため、出力後にポッケルスセル等で時間ゲートをかけてプリパルスを取り除く必要がある。また、この実験の出力の限界は、励起に用いた LD の最大パワー 15 W によっており、これをさらに高出力の LD に変更すればさらなる高出力化を実現できる可能性がある。

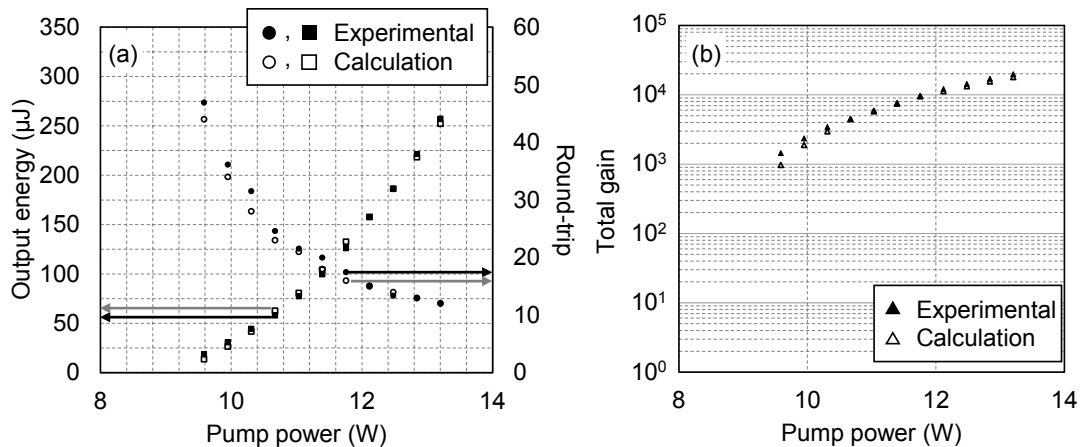


図 3.23 再生増幅の特性の計算値と実験値の比較。

(a): 周回数毎の出力パルスエネルギー. (b): 総合利得.

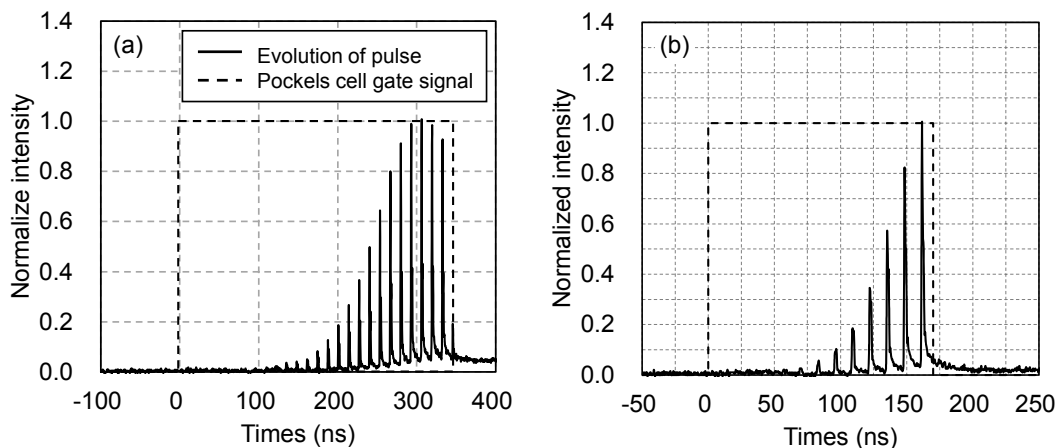


図 3.24 再生増幅システムの周回数毎の増幅パルス強度の変化。

(a) 11 W 励起時、(b) 最大励起時 (13.2 W)。

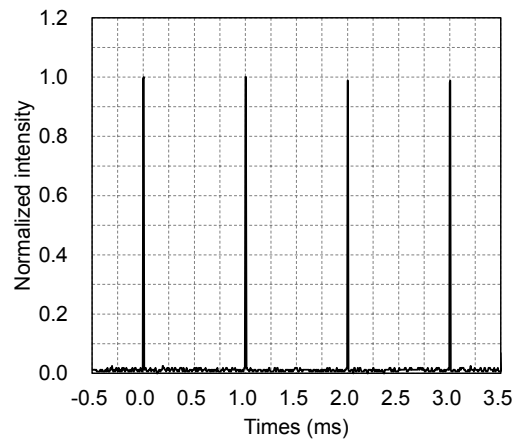


図 3.25 再生増幅システムの出カパルス列のオシロスコープトレース。

3.3.3 ファイバー再生増幅システムの出カスペクトル

図 3.26 に、最大出力時の出カスペクトルを示す。Rod PCF の持つ伝搬特性により ASE 光の殆ど無い出カスペクトルを得ている。3.1.5 節で述べたように、フォトニック結晶ファイバーは、クラッドにエアホールを設け、そのエアホール径とエアホールの間隔を制御することで、コアに特定の波長の光を閉じ込める特性を有するファイバーである。今回用いた Rod PCF は、1060 nm を中心の透過帯域設定されたものであり、 Yb^{3+} 添加ファイバーの ASE 光の主成分である 1030 nm は種光の 1053 nm に比べて損失が大きい。図 3.27 に今回使用した Rod PCF の 1053 nm と 1030 nm 伝搬特性として、単一パス後の近視野像 (NFP) を示す。1053 nm はコアに閉じ込められているのに対して、ASE 光である 1030 nm はコア以外のクラッドにも漏れ出すため透過率が低いことがわかる。そのため、Rod PCF はバンドパスフィルタのような働きもする。再生増幅器では周回ごとにこの周波数フィルタリング効果が働き、ASE 光に対して信号光の高いコントラストを得ることができた。

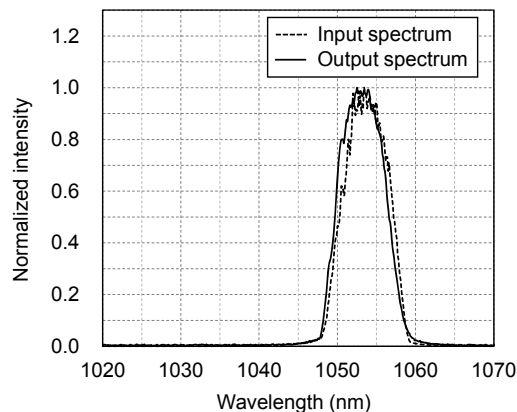


図 3.26 再生増幅システムの入出カスペクトル。

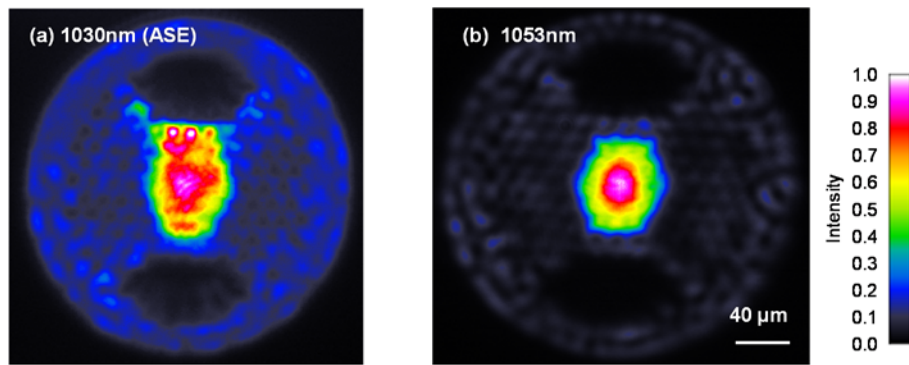


図 3.27 本実験で用いた Rod PCF に 1030 nm (a) と 1053 nm (b) を伝搬させた場合の出力近視野像。

3.3.4 ファイバー再生増幅システムのビーム品質

図 3.28(a)に、ビームウェスト特性、図 3.28(b)に出力ビームの近視野像を示す。ビームウェスト特性は、 M^2 測定装置 (M^2 -200s : Ophir) において焦点距離 300 mm のレンズを用いて測定した。 M^2 特性として、横方向 $M_H^2 = 1.4$ 、縦方向 $M_V^2 = 1.2$ の回折限界に近いビームプロファイルを得ることができた。

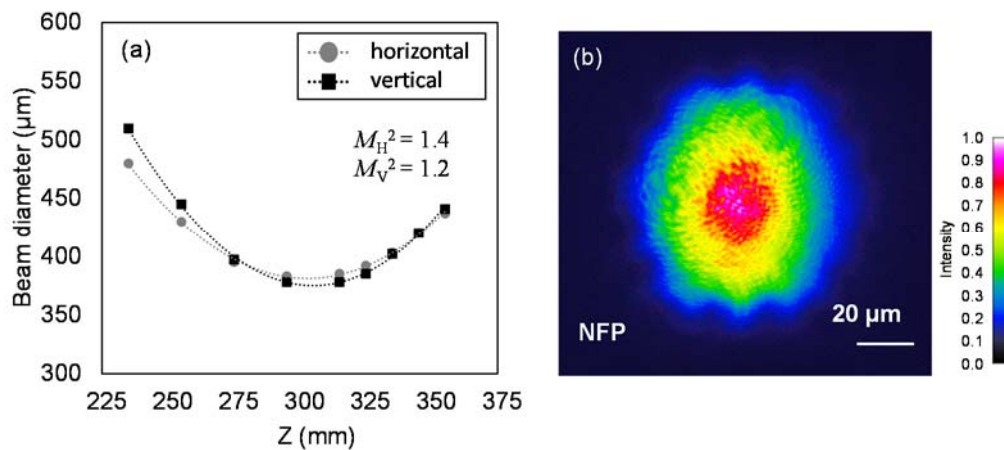


図 3.28 (a) ビームウェスト特性、(b) 出力ビームの近視野像 (NFP)。

3.4 まとめ

本章では、広帯域パルスの OPCPA の励起光源として有望な半導体レーザー励起の光ファイバー増幅システムについて述べた。得られた成果を整理すると次のようになる。

- (1) 高安定・高ビーム品質の OPCPA 励起レーザーを実現するために、 Yb^{3+} 添加単一モードファイバー、コア径 $30 \mu\text{m}$ の LMA ファイバーおよびコア径 $100 \mu\text{m}$ の大口径 Rod PCF からなる全ファイバー方式の増幅システムを構築した。ファイバーによる増幅システムで mJ 級の出力を達成するためには、多段増幅が不可欠であるが、閉じ込め性能が高く高利得の単一モードファイバー中で自然放出光の増幅 (ASE) によって S/N 比が劣化する問題がある。そこで本研究では、単一モードファイバー中での ASE 成分の自己吸収に着目し、ファイバーの長さ、励起の方向、および励起強度を最適化することによってパルスコントラスト比を向上さ

せた。また、大口径 Rod PCF で mJ 級の出力エネルギーを得るためには数 10 W 程度の励起が必要であり、 Yb^{3+} 励起状態からの非放射遷移に起因する発熱が問題になる。そこで本研究では、高ビーム品質の増幅を行うための冷却機構を改良するとともに、パルス励起によって発熱を低減する増幅システムを開発した。これにより、中心波長 1053 nm、波長帯域幅 10 nm、エネルギー 2.5 pJ のチャープパルス種光を高コントラスト (信号光 / ASE 比 $\approx 10^4$)、高ビーム品質 ($M^2=1.2$) を確保して増幅し、世界最高レベルの出力エネルギー 1.46 mJ を達成した。この時の出力安定性は 0.2 % rms (0.9 P-V) と極めて安定であった。この増幅チャープパルスを 237fs まで圧縮し、効率 36 % で 2 倍高調波変換して 280 μJ のパルスエネルギーを得た。

- (2) 上述の全ファイバー型多段増幅システムは、一般に ASE を抑制し発熱を低減するために複雑なシステムとなる。この問題を解決するために、本研究では Rod PCF を再生増幅器に用いてシステムの大幅な簡便化を図った。励起に用いた半導体レーザーの最大平均パワー 13.2 W のとき、Rod PCF 単体の 1 パス利得は 11 倍で、再生増幅キャビティの 1 周回透過率は 24% であることから、再生増幅器の増幅計算により最大出力を得るための周回数が 12 周であることを明らかにした。結果として、ASE を抑制した状態で最大増幅利得は 1710 倍であり、このとき 257 μJ の出力エネルギーを得た。この出力エネルギーは、ファイバーを用いた再生増幅器では世界最大出力である。水冷による強制冷却は不要であり、横方向 $M_H^2 = 1.4$ 、縦方向 $M_V^2 = 1.2$ の高ビーム品質を達成した。

以上により、全ファイバー型の多段増幅システム、およびそれをより簡便化した Rod PCF 再生増幅システムを開発し、高ビーム品質、高安定の OPCPA 励起光源の開発手法を確立した。

Rod PCF 再生増幅システムは、OPCPA の励起光源としての現状最も大口径なファイバーである Rod PCF を用い、高出力、高安定、高ビーム品質、高コントラスト(低 ASE)、コンパクトなシステムが構築可能であることを明らかにした。このように本研究では、Rod PCF を最も簡便に利用できるシステムとして Rod PCF 再生増幅システムの技術を確立した。一方、全ファイバー型の多段増幅システムは OPCPA の励起光源のような高出力が要求されるような場合で利用するには、コンポーネントの数が多く、複雑なシステムとなってしまうため、今後は Rod PCF 再生増幅システムに置き換えていくべきである。ただし、これは全ファイバー型の多段増幅システムに使用用途が無いというわけではない。例えば、比較的出力エネルギーが低いファイバー増幅器を構築するような場合には、Rod PCF の再生増幅器よりも多段増幅システムのほうが出力光の取り回し等の点で有利であり、多段増幅システムを用いるべきである。実際に第 4、5 章の OPCPA の信号光には全ファイバー型の多段増幅システムの出力を用いた。全ファイバー型の多段増幅システムと Rod PCF 再生増幅システムの 2 方式の増幅システムについて、高出力化、コンパクト化という観点からは Rod PCF 再生増幅システムは非常に簡便なシステムであるが、使用する場合場合で選択的に用いるべきである。

第4章

誘導ブリルアン散乱圧縮パルスを用いた 光パラメトリック増幅システムの開発

誘導ブリルアン散乱 (SBS) は、位相共役鏡として作用することから高出力レーザーのビーム品質改善に有用であり、液体、気体、固体の多種の SBS 媒質で研究されている[71]-[77]。また、SBS を用いたパルス圧縮についても種々の波長で理論的、実験的に研究されている[78]-[83]。この手法は非常に簡便であり、市販のフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザーなどのナノ秒の高強度レーザーを所望の SBS 液体媒質に集光することで、サブナノ秒のパルスを発生させることが可能である。そこで本研究では、SBS でサブナノ秒に圧縮したレーザーパルスを励起光源に用いることで、高利得、コンパクトな OPCPA システムを構築することを考案した。しかしながら、電氣的信号間の同期により Q スイッチ発振を行う場合 100 ps を超える時間ジッターが生じ、OPCPA の出力が不安定になる問題がある。そこで、この問題を解決するために、圧縮したパルスを 2 分岐し、片方のパルスに時間遅延を与えることによってフラットトップに近い励起パルス (スタックパルス) を生成してジッターの影響を抑制する励起手法を考案し、非線形光学結晶上で非同軸に合波する 2 ビーム励起 OPCPA システムを開発した。

本章では、SBS の基礎と SBS によるパルス圧縮の原理について説明し、開発した SBS パルス圧縮器のジッターの問題を回避する励起手法、2 ビーム励起の OPCPA の設計手法について述べ、増幅システムの諸特性を示す。

4.1 誘導ブリルアン散乱

SBS は、入射波によりコヒーレントに励起された媒質中の粗密度 (音波) による光の散乱過程である。入射光が弱いときの SBS は、熱的に存在するフォノンによって引き起こされるが、入射光が強くなると入射光と散乱光のパラメトリック相互作用を介して媒質に音波を誘起する。この音波は、密度の疎密波であるため屈折率が周期的に変化し、光に対して屈折率格子のような振る舞いをする。これによりブラッグ (Bragg) 反射を起こす。この回折格子は媒質中を音速で動いているので、後方散乱された光はドップラーシフトを受けて低周波数側にシフトしたストークス波 (Stokes wave) を生じる。このように、入射波 (励起波)、ストークス波、音波が相互作用して後方散乱ストークス波を増強することから誘導ブリルアン散乱とよばれる。

図 4.1 に音波によるブラッグ反射の原理図を示す。SBS 媒質に入射した励起波 (波長 λ_p) の回折は次式のブラッグの反射条件に従う[84]。

$$2\Lambda_B \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \lambda_p \quad (4.1)$$

ここで、 Λ_B は音波の波長、 θ は散乱角度、 λ_p は励起波の波長である。この音波は速度 v_s で励起光の進行方向に動いているので散乱光 (周波数 ν_s) はドップラーシフト ν_B を受ける。

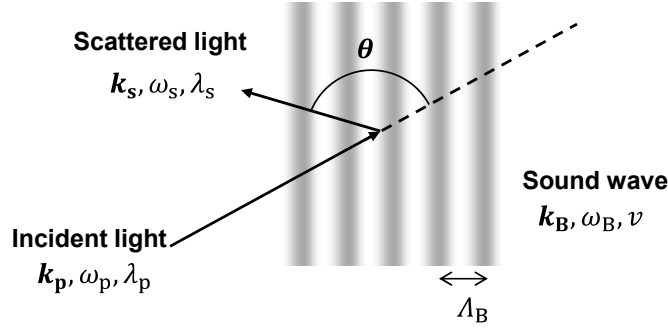


図 4.1 音波によるブラッグ反射の原理図.

$$v_s = \left(1 - 2 \frac{vn}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) v_p = v_p - v_B \quad (4.2)$$

ここで、 n は SBS 媒質の屈折率である。この式は、ストークス波の周波数変化が散乱角に依存することを示しており、後方散乱 $\theta = \pi$ のときに最大となる。よって、後方散乱の周波数シフトは

$$v_B = \frac{2vn}{\lambda_p} \quad (4.3)$$

で求められる。

ブリルアン散乱は、圧縮波である音波が、電歪効果を通じて電磁波である光と相互作用する現象と考えられる[84]。このような散乱過程は、エネルギーと運動量が保存されなければならないので、3 波の周波数と波数ベクトルには、以下の関係が成り立つ。

$$\omega_B = \omega_p - \omega_s \quad (4.4)$$

$$\mathbf{k}_B = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \quad (4.5)$$

ここで、 ω_B 、 ω_p 、 ω_s はそれぞれ音波、励起波、ストークス波の角周波数であり、 \mathbf{k}_B 、 \mathbf{k}_p 、 \mathbf{k}_s はそれらの波数ベクトルである。ここで、音波と励起波のスペクトルをローレンツ型として、それぞれの帯域幅を $\Delta\nu_B$ 、 $\Delta\nu_p$ とし、光吸収による熱的変化を無視すると、定常状態でのブリルアン利得係数 g_B は次式で表される[84]。

$$\begin{aligned} g_B &= \frac{2\pi\gamma_e^2 v_B^2}{nc^3 v \rho_0 \Delta\nu_B} \cdot \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_p} \\ &= \frac{2\pi\gamma_e^2 \tau_B}{ncv\rho_0} \cdot \frac{1}{\lambda_p^2} \end{aligned} \quad (4.6)$$

ここで、 ρ_0 は SBS 媒質の飽和密度であり、 γ_e は電歪結合定数であり媒質の屈折率により決まる定数である (液体: $\gamma_e = (n^2-1)(n^2+1)/3$)。 τ_B はフォノンの寿命時間であり、

$$\tau_B = (\pi\Delta\nu_B)^{-1} \quad (4.7)$$

で求められる[84]。ここで、発生したストークス波の強度が励起波の強度より十分小さいと仮定すると、ストークス波は次式に示す増幅利得 G の増幅を受ける。

$$G = \left(\sqrt{1 + g_B I_p \frac{c}{n} \tau_B} - 1 \right) \frac{t_p}{\tau_B} \quad (4.8)$$

と表される[84]。ここで I_p は励起強度である。

誘導ブリルアン散乱パルス圧縮

ここでは、SBS を用いたパルス圧縮について、図 4.2 に示すような単純なモデルを考える[72]。ポイントは、媒質のフォノン寿命が短いことによる過渡的 SBS であることと、励起パルス強度が十分に強いために反射率が高いことである。SBS 媒質内に集光された励起パルスの前方部分で SBS 閾値を超えて、ストークス波（後方散乱後光）を生成する。ストークス波は励起波と衝突して干渉し、この干渉縞が誘起する音波はストークス波とは逆向きに伝搬する。音波の寿命が十分に長ければ、ストークス波と励起波が重なっている領域全体にわたって定常的な音波が生成され、閾値の時刻以降の励起波は時間波形をほぼ保ったまま後方ストークス波に変換される。一方、音波の寿命が短い場合は、閾値を超えて発生した後方ストークス波の先端領域近傍にのみ音波が生成され、音波はストークス波と逆向きに伝搬しながら減衰することになる。従って、音波の寿命が短い場合のブリルアン散乱は過渡現象である。ここで、励起波の強度が十分に強ければ、後方ストークス波の先端領域近傍に強い音波が生成され、高反射率の鏡が励起波に向かって移動することになる。このようにして、ストークス波の急峻な立ち上がり部が励起波のエネルギーをかき集めながらパルス圧縮が生じる。(4.9)式よりわかるように、この反射率の上昇（増幅利得）は、励起強度に依存し、相互作用時間はフォノンの寿命に依存する。このストークス波の過渡的な応答における急峻な立ち上がり時間 t_s は次式で表される[84]。

$$t_s \approx \frac{\tau_B}{\sqrt{g_B I_p \frac{c}{n} \tau_B}} = \frac{t_p}{G} \quad (4.9)$$

したがって、適切なフォノン寿命の媒質と、励起強度を調整することで所望のパルス圧縮が可能となる。

表 4.1 に、SBS パルス圧縮によく用いられる液体媒質の諸パラメーターを示す[84][85]。SBS を起こす媒質は、固体、気体、液体と多岐にわたるが、高エネルギーのレーザーパルス圧縮には、損傷閾値や熱的な安定性、化学的な取り扱いの観点から液体の SBS 媒質が良く用いられる[78]-[83]。

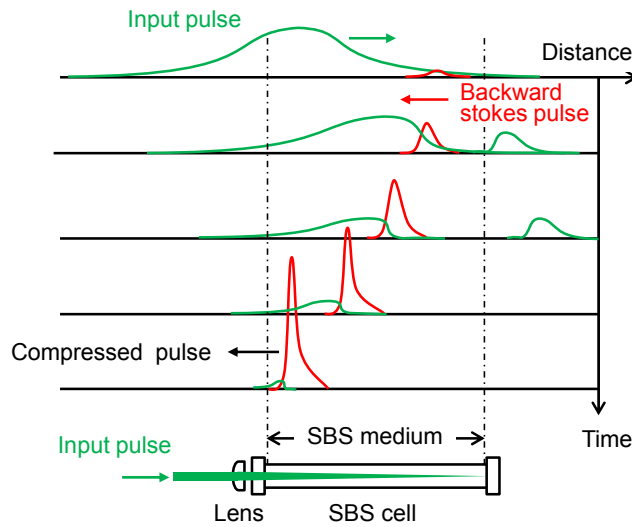


図 4.2 誘導ブリルアン散乱パルス圧縮の模式図[78].

表 4.1 SBS パルス圧縮によく用いられる媒質の諸パラメーター ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$)[84][85].

Liquid	Gain coefficient g_B (cm/GW)	Phonon life time τ_B (ns)	Brillouin bandwidth $\Delta \nu_B$ (MHz)
CCl_4	3.8	0.60	265
H_2O	4.8	1.20	745
FC-72	6.0-6.5	1.20	270
FC-75	4.5-5.0	0.90	350
FC-40	2.0	0.24	410

※ FC-n : フッ素系不活性液体

4.2 誘導ブリルアン散乱パルス圧縮を用いた 2 ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの開発

4.2.1 誘導ブリルアン散乱パルス圧縮器の設計

装置構成

図 4.3 に本研究で構築した SBS パルス圧縮器の装置構成とパルス測定系を示す。SBS の励起光には、シーダー付のフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザー (SL I-10 seeded, Continuum) の 2 倍波を用い、出力エネルギー 100 mJ、繰返し周波数 10 Hz、中心波長 532 nm、出力パルス幅 4 ns であった。OPCPA の信号光として用いたのはファイバー発振器 (FemtoFiber FFS, Toptica Photonics, パルス繰返し周波数 100 MHz、中心波長 1065 nm、パルス幅 40 fs) であり、このファイバーレーザーからの 100 MHz 電気信号をクロックとして、分周器 (DG645) を用いて Nd:YAG レーザーの Q スイッチ動作を電氣的に同期した。また、SBS パルス圧縮を行う際にビームプロファイルに偏りがあると後方散乱光が発生する位置がふらつくことが報告されており[86]、パルス圧縮のタイミングが変動する原因となる。そのため、ビーム直径 8 mm の Nd:YAG レーザーの出力をビームエキスパンダーにより直径 12 mm まで拡大し、その内の直径 10 mm 相当部をアパーチャー (ジュラコンワッシャー) により切り出すことによりフラットビーム分布を得た。SBS 媒質には、数 100 ps までの圧縮が可能であるフッ素系不活性液体 FC-40 用いた[83]。

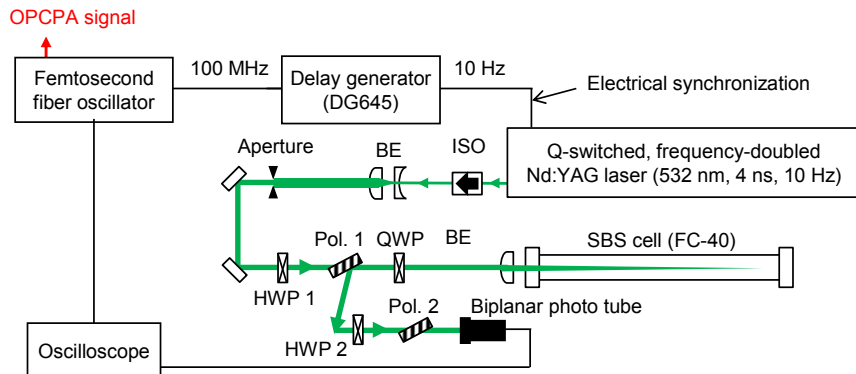


図 4.3 SBS パルス圧縮器の装置構成およびパルス測定系。

SBS セルへの入射エネルギーは、 $\lambda/2$ 波長板 (HWP) と偏光板 (Pol. 1) により調整した。その後、 $\lambda/4$ 波長板 (QWP) を通り、SBS 反射光は再度 $\lambda/4$ 波長板を通るので 偏光板 (Pol.1) で反射して出力される。

ジッター測定

圧縮光は、立ち上がり時間 60 ps のバイプレーナフォトチューブ (R1328U-01, Hamamatsu photonics,) と 8 GHz のオシロスコープ (DSA70804, Tektronix) を用いて測定し、OPCPA の信号光である発振器に内蔵された光パルス検出器の出力信号とともに記録した。図 4.4(a)にパルス波形とタイミングの測定例を示す。SBS 圧縮パルスと信号パルス間の時間ずれを 50 ~ 60 ショット蓄積して測定した結果を図 4.4(b)に示す。この結果より、両者のタイミングジッターは 120 ps (標準偏差) と測定された。同じ構成で、OPA の信号光と SBS によるパルス圧縮を行う前の Q スイッチ Nd:YAG の出力との間のジッターも測定したところ、同じく 120 ps であった。ジッター測定そのものの精度を調べるために、電気パルス信号を 2 分岐し、同様の方法でジッターを測定したところ、15 ps であった。すなわち、SBS パルス圧縮により生じるジッターは測定精度以下であり、SBS 圧縮パルスと信号パルスのタイミングジッターは Q スイッチ発振の時間的なふるつきが支配的であることが分かった。

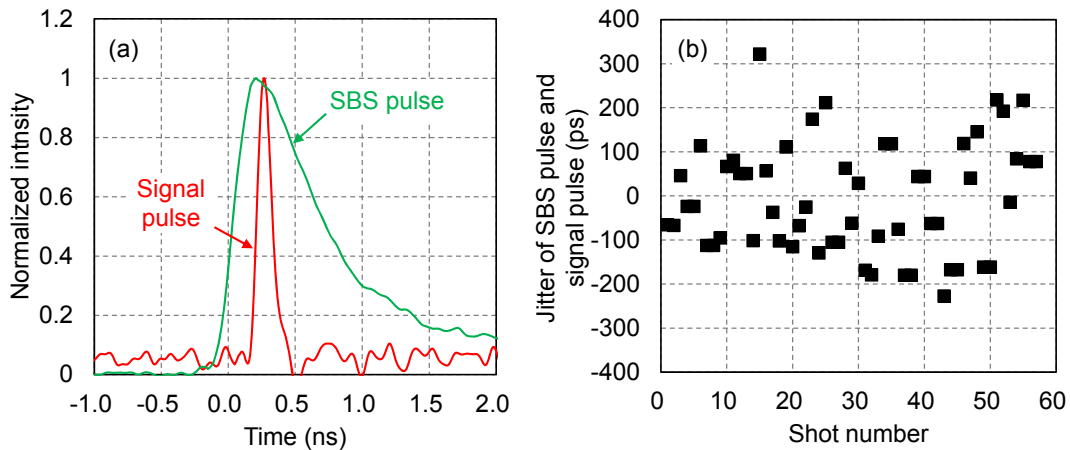


図 4.4 (a): SBS パルス圧縮光と OPCA の信号光のパルス波形、

(b): SBS パルス圧縮光と OPCA の信号光のパルス間のジッター計測の結果。

ジッターの影響を抑制した励起手法の開発

上記のように、SBS 圧縮パルスを用いた OPCPA 励起源は 120 ps 程度のジッターがあり、増幅出力の不安定化を招いてしまう。そこで、本研究ではこの問題を回避するために、フラットトップのパルスの生成方法を考案した。圧縮したパルスを 2 つに分岐し、片方に時間遅延を与えた後に合波する方法である。

OPCPA の信号光は、伸長器により約 200 ps まで伸長される。そのため、合波したパルス(スタックパルス)の強度がフラットになる部分を 300 ps 以上にできればジッターの影響を低減できると考えた。SBS パルス圧縮のパルス幅は 4.1 節で述べたように、使用する SBS 媒質のフォノン寿命に起因する相互作用時間と励起光の強度に依存する。そこで、SBS の反射率を高く保った状態で圧縮パルス幅が調整可能なように、2 段セル型の SBS 圧縮装置[84]を構築した。SBS セルの長さは、相互作用長を十分確保できるように、増幅部が 1.5 m、発生部が 0.5 m とした。発生部には焦点距離 300 mm の凸レンズで集光した。SBS セルに入射するレーザーの強度を調整するために、ビームエキスパンダーを SBS セルの前に配置し、最大反射率の時にパルス幅が約 400 ps になるように調整した。

図 4.5(a)に、OPA 励起用 SBS 圧縮光のパルス幅および反射率の入力パルスエネルギー依存性を、図 4.5(b)に入力エネルギーが 7.5 mJ, 10 mJ, 40 mJ, 70 mJ の時のパルス波形を示す。SBS の反射率は、エネルギーメータで、パルス幅はジッター測定時と同じ構成で測定した。4.1 節で述べたように、入力エネルギー(励起エネルギー)の増加に伴い SBS の反射率が上昇し、パルスの先頭部分にエネルギーが集中していくことが分かる。SBS の反射率は入力エネルギー 70 mJ の時に 75% 程度で飽和し、その時のパルス幅は、400 ps (FWHM) であった。パルス波形はガウス型に近いが、ピークの後に裾があり、ガウス型のメインローブと裾のエネルギー割合は、85% と 15% 程度であった。OPCPA の信号光パルスは、メインローブに同期するため、この裾は OPCPA には影響しない。Q スイッチ Nd:YAG レーザーの出力安定性は、2.8% RSD (Relative standard deviation) であり、SBS パルス圧縮後で 3.1% RSD であった。図 4.6 に SBS パルス圧縮後の近視野 (NFP) 及び遠視野 (Far Field Pattern: FFP) ビームプロファイルを示す。SBS パルス圧縮後の NFP はフラットトップであり、FFP のサイズは回折限界の 1.1 倍程度と良好であった。

図 4.7 に、SBS パルス圧縮光をパルススタックするための装置構成を示す。SBS パルス圧縮器の出力を反射率 50% のビームスプリッター (BS) で 2 つのビームラインに分岐する (Pump 1, Pump 2)。2 つのビーム間の時間ディレイは、Pump 2 の光路に配置した遅延ステージにて与える。スタックした際に、フラットトップの波形を得るために、Pump 2 の光路には $\lambda/2$ 波長板 (HWP4) と偏光板を挿入し、パルスエネルギーを調整した。スタックしたパルスにも 2.0 ns–4.0 ns にかけて裾が存在するが、OPCPA の信号光パルスは励起パルスのフラットトップ部に同期するため、励起パルスの裾は OPCPA には影響しない。さらに、OPCPA の励起に十分な励起強度を得るためにビームリデューサーでビーム直径 4 mm まで縮小した。図 4.8 に、スタックパルスの時間波形を示す。Pump 1 と Pump 2 のパルス間隔は、350 ps とし、Pump 2 を Pump 1 のピーク強度を 1 とし、0.7 となるように調整することにより、フラットトップの波形を得ることが可能となった。

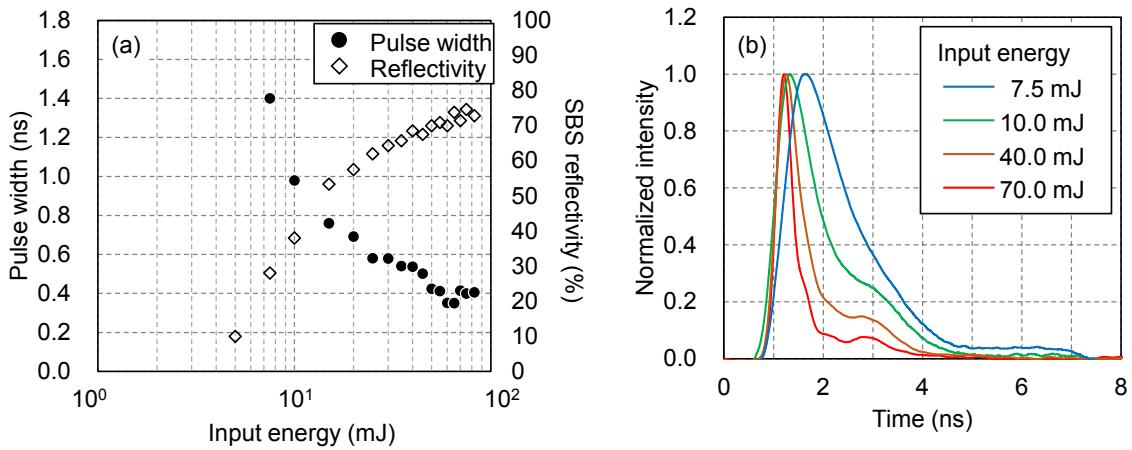


図 4.5 (a): OPCPA 励起用 SBS パルス圧縮光のパルス幅と反射率の入力パルスエネルギー依存性、
(b): 入力エネルギーを変化させた場合の SBS 圧縮パルスの時間波形（ピークで規格化）。

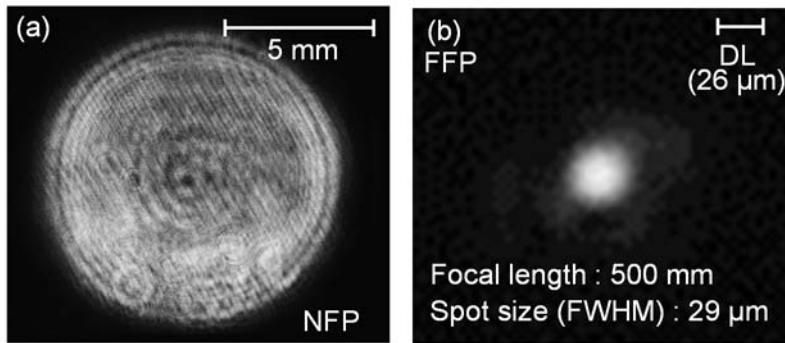


図 4.6 SBS パルス圧縮後のビームプロファイル。(a): 近視野像、(b): 遠視野像。

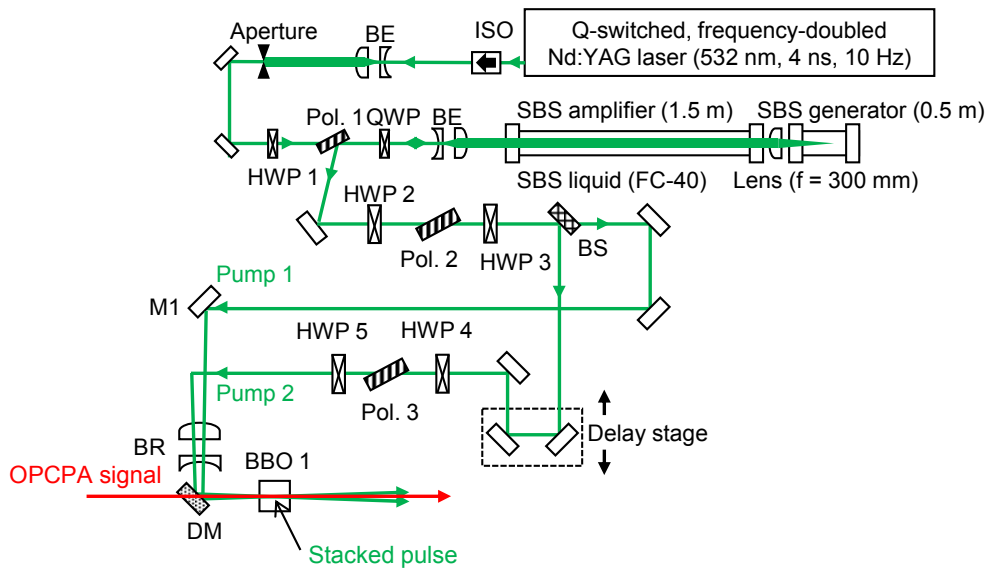


図 4.7 SBS パルス圧縮光をパルススタックするための装置構成。

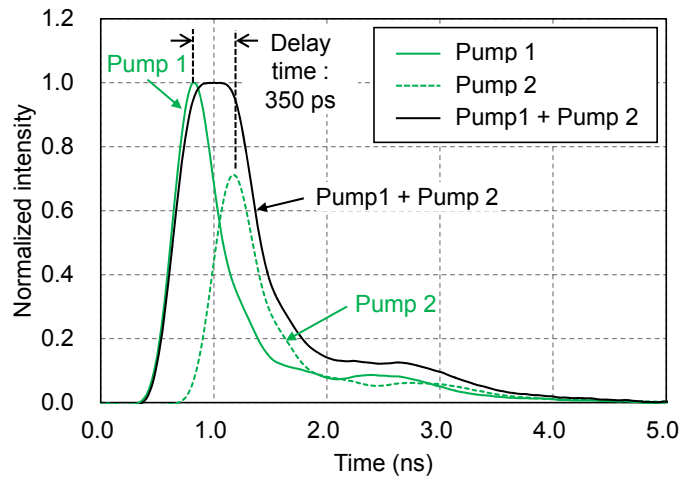


図 4.8 スタックパルスの時間波形.

4.2.2 SBS 圧縮パルスを用いた 2 ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの装置構成

図 4.9 に SBS 圧縮パルスを励起源とする OPCPA システムの装置構成を示す。OPCPA の信号光の発振器は、中心波長 1065 nm, 繰返し周波数 100 MHz のファイバー発振器 (FemtoFiber FFS, Topptica Photonics) を用いた。発振器の出力は、Yb³⁺ 添加の単一モードファイバー増幅器で増幅され、1343 grooves/mm (Ibsen Photonics) の透過型回折格子を用いたダブルパスのパルス伸長器で 220 ps までパルス伸長した。この時の信号光のスペクトル特性は、中心波長 1065 nm、半値全幅 17 nm であった。この出力をさらに、単一モードファイバー増幅器と、LMA ファイバー増幅器で出力パワー 800 mW, 繰返し周波数 100 MHz まで増幅した。その後、ポッケルスセルにより 10 Hz まで分周し、ビーム直径 1.5 mm (FWHM)、パルスエネルギー 5 nJ を得た。

非線形結晶は Type I の BBO (β -BaB₂O₄) を使い、第 1 BBO (開口 10 × 10 mm²、長さ 15 mm と第 2 BBO (開口 10 × 10 mm²、12 mm) を焦点距離 150 mm のアフォーカルのレンズ系で結像した 2 段構成である。BBO 結晶は、信号光の SHG 光が最も強くなるように位相整合角を調整した ($\theta = 22.8^\circ$)。また、信号光と励起光は非同軸配置とした。このとき、信号光と結晶の c 軸となす面を θ 面とすると、2 つの励起光 Pump 1 と Pump 2 は、 θ 面に垂直な面 (ϕ 面) で合波される。ここで重要なのは、励起光を信号光の光軸に対して左右同じ交差角度で入射すると、信号光が励起光の干渉縞の影響を受けるため、出力プロファイルに強度擾乱が重畳される可能性がある。そこで、本研究では、信号光と励起光の ϕ 面での交差角度を、それぞれ、 $0.83^\circ (\alpha_1)$ 、 $0.53^\circ (\alpha_2)$ とした。この交差角度による干渉縞の縞間隔は 23 μm と見積もられる ($\approx 0.53 \mu\text{m} / (\alpha_1 + \alpha_2)$)。よって、BBO 結晶の入り口と出口で、干渉縞は信号光軸と直交する方向に縞間隔の 3~4 倍ほどシフトすることになる。この配置により、信号光が感じる励起光の干渉縞は伝搬方向に平滑化することができる。また、第 2 BBO の光学軸は、ウォークオフの影響を補償するために逆転させている。増幅後のパルスは、伸長器と同じ回折格子の対を用いてパルス圧縮した。

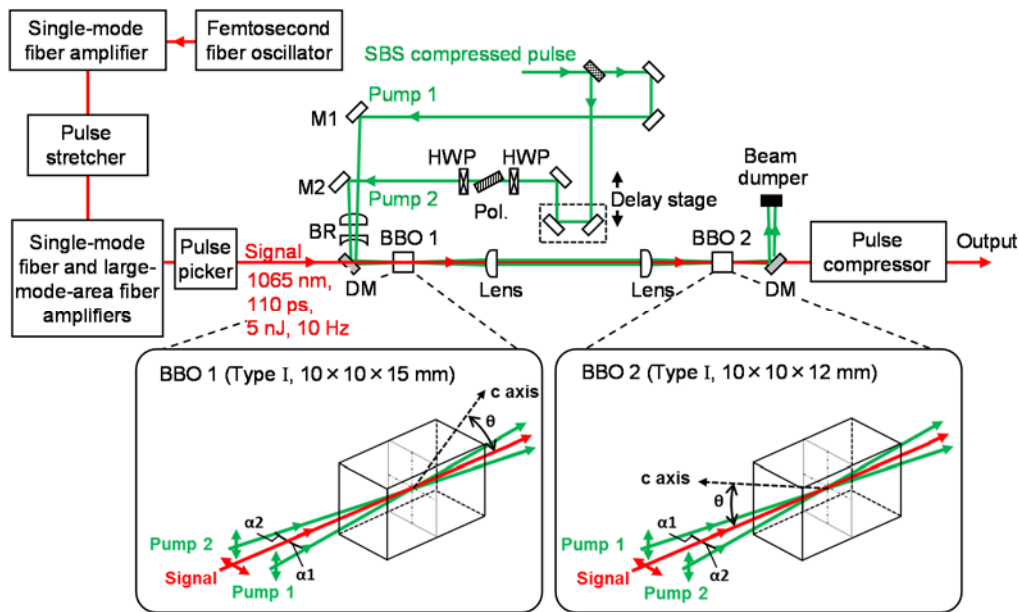


図 4.9 SBS 圧縮パルスを用いた 2 段 OPCPA システム。

4.2.3 SBS 圧縮パルスを用いた 2 ビーム励起光パラメトリックチャープパルス増幅システムの諸特性

図 4.11 に、構築した OPCPA システムの増幅特性を示す。励起エネルギー 34 mJ で利得は最大となり、1 段目の増幅では増幅利得 3650 倍、パルスエネルギー 18 μ J を得た。この時の出力エネルギーの安定性は 12 % RSD であった。2 段目の増幅利得は 44 倍であり、総利得 1.6×10^5 、パルスエネルギー 0.8 mJ を得た。測定された 1 段目および総合の出力パルスエネルギーは、第 2 章で述べた 光パラメトリックの結合方程式を用いた理論計算と良い一致を示した。最大出力時のエネルギーの安定性は 16 % RSD であり、スタックパルスを用いない 51.2 % RSD に比べて安定性を 3 倍程度改善できた。

図 4.12(a)に、増幅前と増幅後のパルス圧縮後の出力スペクトルを、図 4.12(b)に増幅前と増幅後でパルス圧縮を行った際のパルス波形を示す。スペクトルは分光器を用いて計測し、パルス波形はシングルショット FROG (GRENOUILLE 10-100-USB, Swamp Optics) を用いて測定した。増幅後のスペクトルが短波長側にシフトしていることが分かる。これは、OPCPA 利得の最適化時に、位相整合角を変化させたためであると考えられる。また、アイドラー光は増幅後の光をレンズで集光して焦点位置に適切なピンホールを配置することでカットした。圧縮後のパルス幅は 97 fs を得た。出力されたスペクトルに対応するフーリエ変換限界パルス幅 (92 fs) に近い圧縮ができていることが分かる。

本論文では、スタックパルスの手法を用いて増幅しているため、励起光の干渉縞の影響を調べる必要がある。図 4.13 に、増幅後の信号光の近視野及び遠視野ビームプロファイルを示す。干渉縞の影響を避けるため 2 つの交差角度は 0.3° 異なる値で構成しており、得られた NFP は干渉縞の影響を受けておらず、回折限界の 1.1 倍のスポットに集光できた。

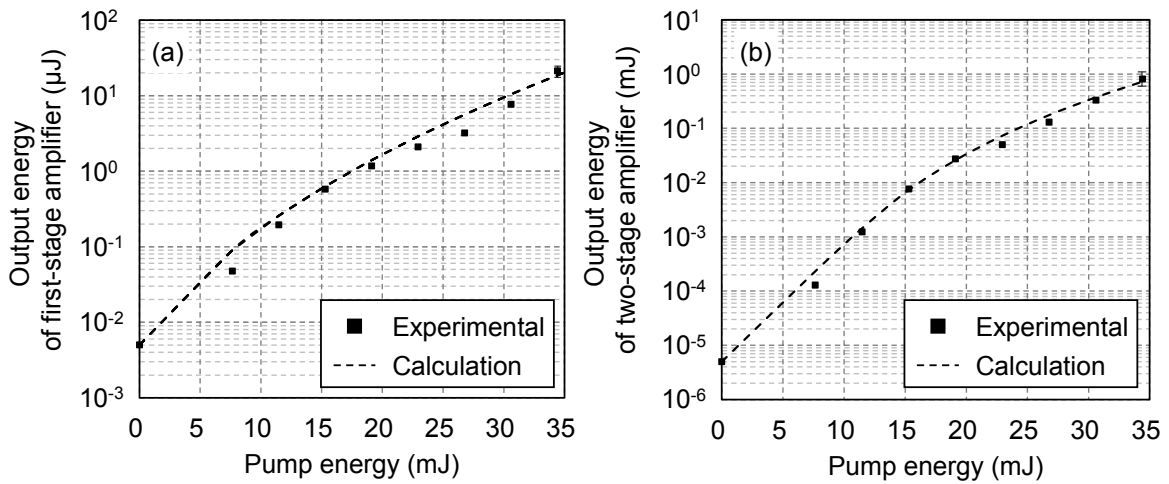


図 4.11 (a) 1 段目の増幅出力、(b) 1, 2 段での増幅出力.

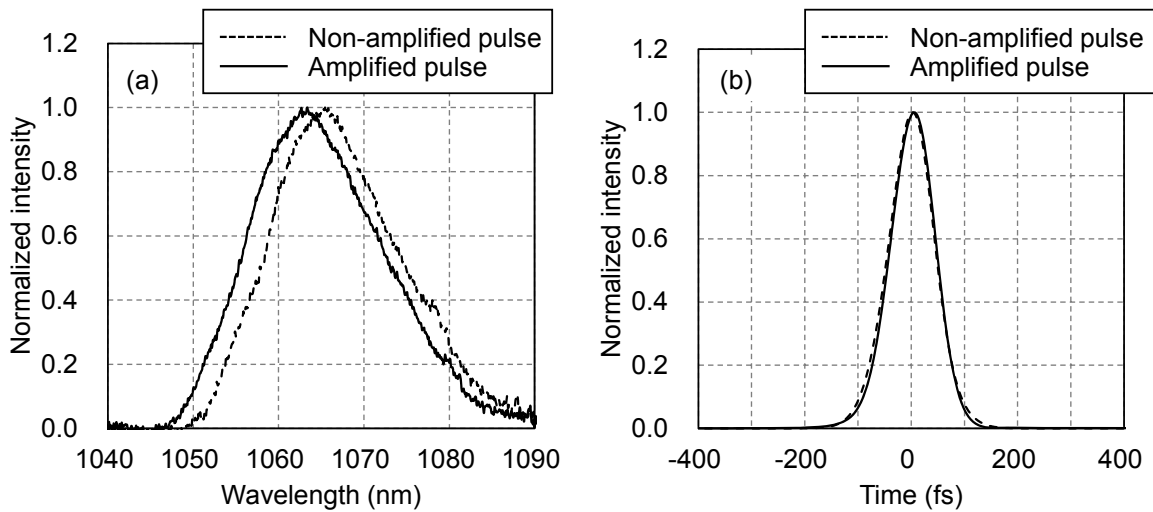


図 4.12 (a) 増幅前後の圧縮後のスペクトル、(b) 増幅前後の圧縮後のパルス波形.

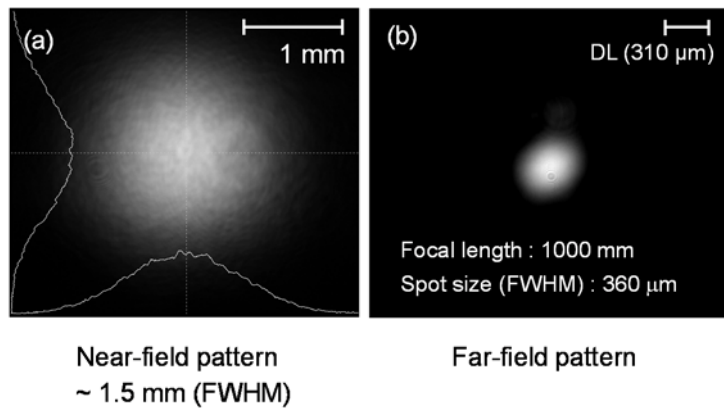


図 4.13 増幅後の信号光のビームプロファイル。(a): 近視野像、(b): 遠視野像.

4.3 まとめ

本章では、OPCPA の励起強度向上に有効なサブナノ秒発生技術について誘導ブリルアン散乱 (SBS) によるパルス圧縮に着目し、フラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザーをナノ秒からサブナノ秒にパルス圧縮し、これを励起光源とする OPCPA を初めて実証した。得られた成果を整理すると次のようになる。

励起光源にはフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波 (波長 532 nm) を用い、OPCPA 信号光と Q スイッチを電気同期した。出力エネルギーは 100 mJ、繰返し周波数は 10 Hz、パルス幅は 4 ns である。SBS 媒質として フッ素系不活性液体 FC-40 を選択し、180 ps までパルス圧縮を行い、信号光とのタイミングジッターを 120 ps に抑えた。電気同期の Q スイッチとしては低いジッターレベルであるが、サブナノ秒の OPCPA には十分ではないため、このジッターの問題を解決するために、フラットトップパルスを生成する手法を開発した。SBS 圧縮したパルスを 2 つに分岐し、非線形光学結晶上で非同軸に合波する際に片方のパルスに 350 ps の時間遅延を与えることによって等価的にフラットトップに近い励起パルスを生成した。この 2 ビーム励起 OPCPA により、出力エネルギーの安定性は、スタックパルスを用いない場合の 51.2 % rms から 16 % rms に 3 倍程度改善し、2 段の OPA により総合利得 1.6×10^5 、パルスエネルギー 0.8 mJ を得た。2 ビームの励起光と信号光は、BBO 結晶の ϕ 面内で非同軸配置をとった。励起光と 2 つの信号光との交差角度を異なる値とすることによって、信号光が感じる励起光の干渉縞を伝搬軸に沿って平均化する手法をとり、回折限界に近い遠視野パターンが得られることを示した。

以上により、SBS パルス圧縮を適用すれば、サブナノ秒、数 10 mJ の OPCPA 励起光源を市販の Q スイッチレーザーを用いて容易に構築できることを示した。さらに、励起パルスを時間的に制御し、ジッターを低減した多段の OPCPA 手法を確立したことで、さらなる高エネルギーの SBS 圧縮パルスを用いれば OPCPA の高出力化が可能と考えられる。また、このジッターの問題は、Q スイッチ発振が原因であるため、信号光との電気ジッターの少ない CW のレーザーをパルススライスしたような種光[86][87]を用いて、数 100 mJ ~ 数 J 程度の増幅システムを構築し SBS 圧縮することでより非常にコンパクトなシステムで安定な高強度の励起光源を構築できると考えられる。

第5章

時間・空間分散光パラメトリック増幅

近年、超短パルスレーザーの高強度化は、CPA 方式により達成されている[88]-[107]。CPA は、回折格子やプリズムなどの分散光学系を用いた伸長器でパルス伸長し、ピーク強度を増幅媒質のダメージ閾値以下に下げた状態で増幅を行い、伸長器と逆の分散を持つ圧縮器によりパルス圧縮を行い、高ピークパワーのパルスを得る手法である。CPA や OPCPA では伸長器と圧縮器は正分散と負分散が完全に対をなす必要があり、広帯域高強度レーザーの実現のためには、光パルスの波長帯域幅およびチャープ量の増加に伴い装置サイズが非常に大型のものになるという欠点がある。また、CPA や OPCPA においてさらなる出力増大を目指す場合は、回折格子の損傷閾値の限界や多段増幅に伴うシステムの複雑さなどの問題が生じる。さらに、エクサワット (EW) を目指すようなシステムの場合では、10 PW クラスのレーザーを数十ビーム (約 20 ビーム) で、コヒーレントビーム結合をするような技術導入が必要となる[25]。

そこで本研究では、CPA や OPCPA とは別の増幅手法を用いて出力のスケールビリティの向上を図ることを考え、これらに代わる新たな手法として時間・空間分散光パラメトリック増幅 (Spatiotemporally Dispersed Optical Parametric Amplification : STDOPA) を考案した。この手法は、1対の回折格子とアフォーカルレンズ対を 4-f 光学系 (焦点距離 f のレンズ対をレンズ間距離を $2f$ で配置する系) ので配置し、分光フーリエ面近傍において入射パルスのパルス幅が周波数分解能の逆程度まで伸長されることを利用し、フーリエ面に非線形光学結晶を配置して OPA を行うシンプルな増幅手法である。パルス伸張、増幅、圧縮を兼ね備えており、CPA や OPCPA と比較して大幅なコンパクト化が可能となる。

本章では、時間・空間分散パルスの基礎について述べ、実際にフェムト秒入射パルスがフーリエ面でピコ秒まで時間伸長されることを実験的に明らかにする。この原理に基づき実験系を設計・構築し、フーリエ面近傍での 2 段 OPA システム構築し、その諸特性を明らかにする。さらに、出射側回折格子の損傷を回避する手法として、分散を補償しつつ 4-f 光学系内部でビームを拡大する手法を説明し、その原理実証の結果を示す。

5.1 時間・空間分散パルス

図 5.1 に、時間・空間分散パルスの原理図を示す。図 5.1 は 4-f 光学系の前半分のフーリエ変換部分のみを示し、後半分の逆フーリエ変換部分は簡単化のために省略している。回折格子に入射したパルスは、波長分散されレンズによりフーリエ面に分光された像を結ぶ。ここで、入射ビームの空間プロファイルをガウス型と仮定すると、フーリエ面で波長 λ のビームウェスト半径 w_0 (ピークの $1/e^2$ の強度で定義) は

$$w_0 = \frac{2f}{\pi W} \lambda \quad (5.1)$$

と表される。ここで f は焦点距離、 W はレンズに入射するビーム径 (ピークの $1/e^2$ の強度で定義) である。回折格子に入射するビーム径の半値全幅 (FWHM) を $D_{in} = \sqrt{\ln 2 / 2} W$ とすると、レンズに入射するビーム径 (FWHM) は $D_{diff} = D_{in} (\cos \alpha_{diff} / \cos \alpha_{in})$ であるので、フーリエ面で波長 λ のビーム径 (FWHM) D_f は

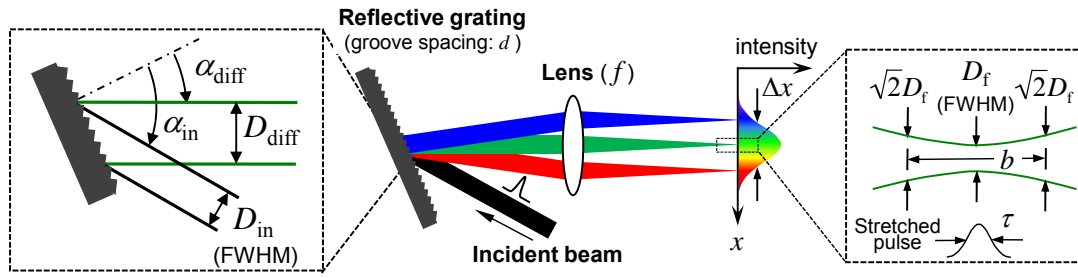


図 5.1 時間・空間分散パルスの概念図.

$$D_f = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\cos \alpha_{in}}{\cos \alpha_{diff}} \frac{f}{D_{in}} \lambda \quad (5.2)$$

と表される。ここで、 α_{in} は回折格子への入射角度、 α_{diff} は回折角度である。よって、波長分解能 $\delta\lambda$ は

$$\begin{aligned} \delta\lambda &= \frac{d\lambda}{d\theta} \delta\theta = d \cos \alpha_{diff} \frac{D_f}{f} \\ &= \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{d \cos \alpha_{in}}{D_{in}} \lambda \end{aligned} \quad (5.3)$$

と表される。ここで、 d は回折格子の溝間隔である。入射パルスのスペクトル波形がガウス型であると仮定すると、フーリエ面近傍での時間幅 τ は

$$\tau = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda^2}{c \delta\lambda} \quad (5.4)$$

と表される。ここで c は光速である。本研究では、フーリエ面に非線形光学結晶を配置するため、結晶の屈折率 n を考慮する必要がある。屈折率 n の媒質に集光するとその F 値は n 倍され、波長は n 分の 1 となる。よって、結晶中のフーリエ面での時間幅は

$$\tau = \frac{\lambda}{n c d \cos \alpha_{in}} \frac{D_{in}}{D_{in}} \quad (5.5)$$

と表すことができる。また、STDOPA を設計する上で重要なパラメーターは、フーリエ面近傍での波長 λ の光波の焦点深度とスペクトル幅 $\Delta\lambda$ (FWHM) の光波全体の分散方向のビーム幅である。焦点深度 b は

$$b = \frac{4 \ln(2)}{\pi} n \left(\frac{\cos \alpha_{in}}{\cos \alpha_{diff}} \right)^2 \left(\frac{f}{D_{in}} \right)^2 \lambda \quad (5.6)$$

と表され、この長さの範囲では平面波として扱うことができる。フーリエ面での分散方向のビーム幅 (FWHM) Δx は

$$\Delta x = \frac{f \Delta\lambda}{d \cos \alpha_{diff}} \quad (5.7)$$

と表現される。

相互相関法を用いた時間・空間分散パルス測定

実際にフーリエ面で時間幅が伸長されることを確認するために、図 5.2(a)に示すような、2 倍高調波相互相関法を用いた時間幅測定系を構築した。回折格子に入射したビームは、回折光 (1st order light) と鏡面反射光 (Specular reflection light) の 2 つに分岐される。鏡面反射光は、入射光と同じであるためプローブパルスとして使用できる。2 つのビームは、偏光依存のビームスプリッターを用いて合波し、偏光方向を互いに直交させて焦点距離 500 mm のレンズで Type II の BBO 結晶 (10 mm × 10 mm × 10 mm) に集光される。回折光は異常光線 (e-ray) に、鏡面反射光は常光線 (o-ray) として作用させる (図 5.2(b))。今回の研究では、BBO 結晶の厚みは 10 mm のものを用いた。時間・空間分散パルス (回折光パルス) とプローブパルスの時間遅延は、プローブパルスの光路に遅延ステージを入れることで与えた。BBO 結晶で 2 倍高調波を発生させ、プリズムを用いて 2 倍高調波のみを抽出してファイバー結合分光器で測定し、相互相関波形を取得した。また、ビームスプリッターと集光レンズを載せたステージを前後することで、分散パルスとプローブパルスの空間的な重なりを調整することが可能であり、任意の波長の相互相関波形が取得可能な構造とした。信号光は、パルスエネルギー 3 nJ, パルス幅 275 fs, 中心波長 1065 nm、波長帯域幅 10 nm (FWHM) のレーザーを用いた。

入射ビーム径は $D_{in} = 3.7$ mm、8.1 mm の 2 種類とし、1060 nm、1065 nm、1070 nm の 3 波長について、それぞれの場合での時間幅を測定した。表 5.1 に、(5.1)~(5.5)式で計算した各パラメーターを示す。図 5.3 には、ビーム径 3.7 mm および 8.1 mm の場合の相互相関波形を示す。全てのパラメーターに対する測定値は計算値と良い一致を示した。

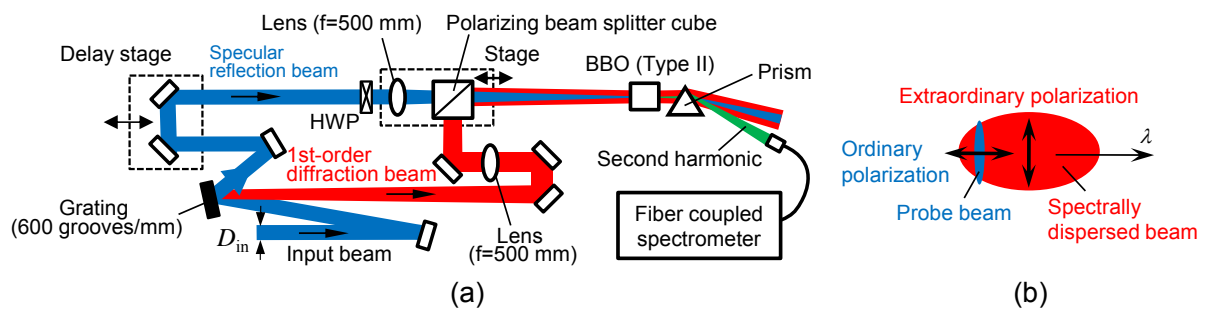


図 5.2 (a): 相互相関法を用いた時間・空間分散パルス測定系,
(b): フーリエ面での時間・空間分散ビームとプローブビームの概念図.

表 5.1 相互相関法を用いた時間・空間分散パルス測定での諸パラメーター

Parameter								Unit
Grating, lens								
Focal length	f	500						mm
Number of grooves		600						grooves/mm
Groove spacing	d	1.7						μm
Incident angle	α_{in}	24						deg
Diffraction angle	α_{diff}	13.3	13.4	13.6	13.3	13.4	13.6	deg
Input laser								
Pulse width	Δt	275						fs
Center wavelength	λ_0	1060	1065	1070	1060	1065	1070	nm
Band width	$\Delta\lambda$	10						nm
Incident beam diameter	D_{in}	3.7			8.1			mm
Fourier plane								
Beam diameter (Fourier plane, Diffraction beam)	D_f	59.3	59.6	60.0	27.1	27.2	27.4	μm
Beam diameter (Fourier plane, Probe beam)	D_{f_probe}	63.2	63.5	63.8	28.9	29.0	29.1	μm
Refractive index (BBO type II, e-ray, $\theta=32.9^\circ$)	n	1.618	1.618	1.617	1.618	1.618	1.617	
Spectral resolution	$\delta\lambda$	0.192	0.193	0.194	0.088	0.088	0.089	nm
Pulse width	τ	5.3	5.3	5.4	11.6	11.7	11.7	ps

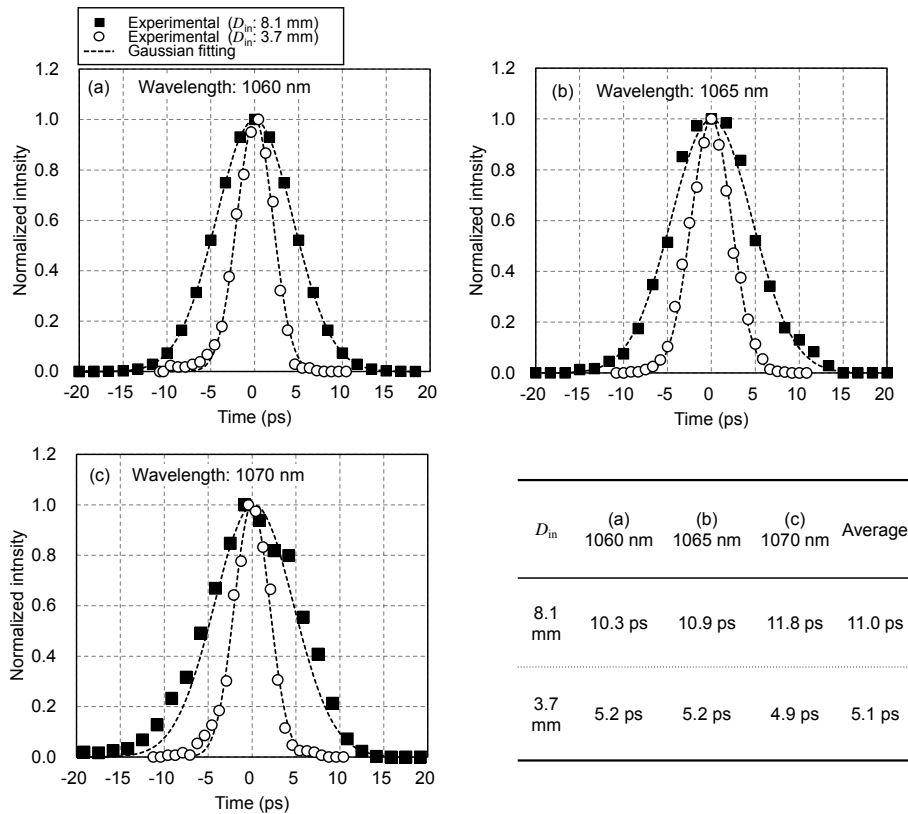


図 5.3 入射ビーム径 3.7 mm および 8.1 mm の時の相互相関波形.

(a): 1060 nm, (b): 1065 nm, (c): 1070 nm.

5.2 多段時間・空間分散 OPA システムの開発

5.2.1 多段時間・空間分散光 OPA システムの設計

図 5.4 に、4-f 光学系の多段 OPA システムの構成を示す。励起光源は、第 4 章で述べた SBS パルス圧縮器を調整したものを使用する。Q スイッチ Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波 (532 nm)、パルス幅 4 ns の出力を SBS 媒質 (FC-40) に焦点距離 750 mm のレンズで集光してパルス圧縮

を行った。SBS 反射率は 83 % で、圧縮後のパルス幅 180 ps である。4-f 光学系 OPA の信号光のための発振器は、フェムト秒ファイバー発振器 (Femto Fiber FFS, Toptica Photonics) であり、Q スイッチ Nd:YAG レーザーと遅延回路 (DG645, Stanford Research Systems) を用いて電気同期している。発振器からの出力は、バンドパスフィルターで中心波長 1054 nm、波長帯域幅 10 nm に制限し、Yb³⁺ 添加単一モードファイバー増幅器で増幅し、透過型回折格子を用いた伸長器でパルス幅 130 ps (FWHM) まで伸長した。その後、大口径 (LMA) ファイバーで 700 mW (繰り返し周波数 100 MHz) まで増幅され、ポッケルスセルで 10 Hz に分周され、圧縮器によりパルス幅 275 fs までパルス圧縮を行った。圧縮器出力のパルスエネルギーは 3 nJ である。この時のビーム直径は 2.6 mm (FWHM) である。これを Type I の BBO 結晶 (10 mm×10 mm×15 mm^l) の前置 OPA に導き、パルスエネルギー 30 mJ の SBS 圧縮パルスで励起した。これにより、信号光のパルスエネルギーは 4.9 μJ まで増幅できた。

構築した 4-f 光学系のセットアップでの諸パラメーターを表 5.2 に示す。4-f 光学系への入射ビームは、平凸レンズの拡大系とシリンドリカルレンズの縮小系を用いて、横幅 8.1 mm (FWHM)、縦幅 1.6 mm (FWHM) の楕円ビームに調整した。信号光の周波数成分は入射側の回折格子 (Grating 1、溝本数 600 grooves/mm) で分散され、シリンドリカルレンズ (CL 1) によってフーリエ面に分光される。その際に、各スペクトル成分は、そのスペクトル分解能に応じた時間幅に伸長される。フーリエ面での時間幅は 11.3 ps まで伸長されると見積もった。

増幅媒質には、Type I の BBO 結晶 (10 mm×10 mm×3.2 mm^l) を用い、フーリエ面に配置した。OPA 利得を増加させるために、BBO 結晶を 2 段構成とし、焦点距離 200 mm のレンズをアフォーカル系配置して 2 段間を結像した。ここで、1 段目の OPA の位相は、

$$\Phi_l(z) = \phi_{pl}(z) - \phi_{sl}(z) - \phi_l(z) \quad (5.8)$$

と表される[37][38]。ただし、 z は厚み方向の距離、添え字 (p, s, i) は、それぞれ励起光、信号光、アイドラー光を意味している。1 段目の BBO 結晶でのアイドラーの初期位相 $\phi_{i1}(0)$ は、信号光の増幅が最大になるように自動的に調整される。この場合、

$$\phi_{i1}(0) = \phi_{p1}(0) - \phi_{s1}(0) - \pi/2 \quad (5.9)$$

である。したがって、多段の OPA で前段のアイドラー光が後段に入射する場合、最大の効率を得るためには、OPA 位相は、 $\Phi_2(0) = \pi/2$ を満たす必要がある。そこで、1 段目の BBO 結晶を出た信号光と励起光をダイクロイックミラー (DM) で分離し、励起光の光路に石英の平行平板を入射し、その挿入角度を微調整することによって励起光の位相を調整した。

シリンドリカルレンズ CL 1 と CL 2 の焦点距離は共に 200 mm であり、フーリエ面での分散方向のビーム幅は、横方向 1.2 mm (FWHM)、縦方向 1.6 mm (FWHM) である。励起ビームのプロファイルは、4 章で述べたようにビーム拡大系とアパーチャーによりアポタイズされたフラットトップに近いプロファイルであり、直径は 3.6 mm (1/e²) である。位相整合角は、第 2 高調波が最も強くなるように調整し、 $\theta = 22.8^\circ$ とした。励起光と信号光の交差角度は 0.2° とした。2 段目の BBO 結晶を出た信号光のすべての周波数成分は、シリンドリカルレンズ (CL 2) と、出射側の回折格子 (Grating 2) により逆フーリエ変換されて出力される。Grating 2 を出たビームは、シリンドリカルレンズ対と平凸レンズ対のビーム縮小系により元の円形ビームに戻される。OPA の利得は

Grating 2 出力後にパワーメーターと Pin フォトダイオードを設置してオシロスコープにより測定した。アイドラー光は、ビーム縮小系の焦点面にアパーチャーを配置してカットした。

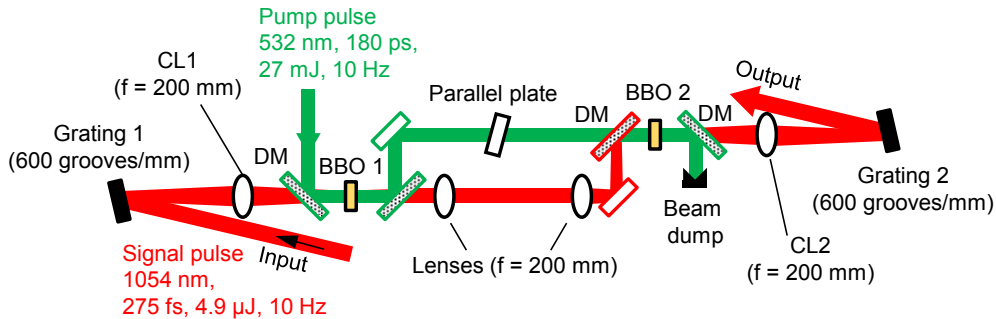


図 5.4.2 段時間・空間分散光パラメトリック増幅器の構成図.

表 5.2 時間・空間分散 OPA システムの諸パラメーター.

Parameter	Unit	
Grating, lens		
Focal length	f	200 mm
Number of grooves		600 grooves/mm
Groove spacing	d	1.7 μm
Incident angle	α_{in}	24 deg
Diffraction angle	α_{diff}	13 deg
Input laser		
Pulse width	Δt	275 fs
Center wavelength	λ_0	1054 nm
Band width	$\Delta\lambda$	10 nm
Incident beam diameter	D_{in}	8.1 mm
Fourier plane		
Beam diameter (Fourier plane, Diffraction beam)	D_t	10.8 μm
Spectral resolution	$\delta\lambda$	0.09 nm
Refractive index (BBO Type I, o-ray, $\theta = 22.8^\circ$)	n	1.635
Pulse width	τ	11.4 ps
Beam width (Fourier plane, FWHM)	Δx	1.2 mm
	$(1/e^2)$	2.1 mm
Depth of focus	b	0.5 mm
Depth of focus (in BBO)	b_{BBO}	0.8 mm

5.2.2 増幅特性および分光特性

図 5.5 に本研究で構築した STDOPA システムの増幅特性を示す。励起エネルギーが 27 mJ (1.5 GW/cm²) のとき、1 段目の OPA の利得は 17 倍で、1 段と 2 段目総利得は 67 倍であった。OPA 出力エネルギーは 238 μJ であり、4-f 光学系の出力エネルギーは 174 μJ である。増幅前後のスペクトル波形は分光器を用いて、パルス波形は FROG (GREN-OUILLE 10-100-USB, Swamp Optics) を用いて測定した。図 5.6(a) に、増幅前後の 4-f 光学系出力後のスペクトル、図 5.6(b) にパルス波形を示す。増幅後のパルス幅は 275 fs であった。増幅による影響は見られず増幅前および 4-f 光学系入射前のパルスと同等のパルス波形であった。BBO 2 の OPA 利得は励起光の光軸に配置し

た平行平板の角度を調整して位相を変化させたが、約 20 % 程度の変化があるだけであった。これは、BBO 1 からのアイドラー光の強度が弱く BBO 2 の増幅に影響を与えるには不十分であったためだと考えられる。次に、励起-信号光変換の効率を計算する。励起光はビーム径が 3.6 mm ($1/e^2$) の円形ビームであり、信号光はフーリエ面で横方向 2.1 mm ($1/e^2$)、縦方向 2.7 mm ($1/e^2$) の楕円ビームであるから、信号光と励起光の空間マッチングは 44 % である。一方、信号光の時間幅が 11.4 ps、励起光のパルス幅が 180 ps であるから、時間的マッチングは 6.3 % である。したがって、励起エネルギー 27 mJ の内 740 μ J が実効的な励起エネルギーであり、出力エネルギーが 238 μ J であることから、約 30 % 程度の実効的な変換効率に相当している。図 5.6(a)で観測された増幅後のパルスのスペクトル広がりはこの高い変換効率によるものと考えられる。

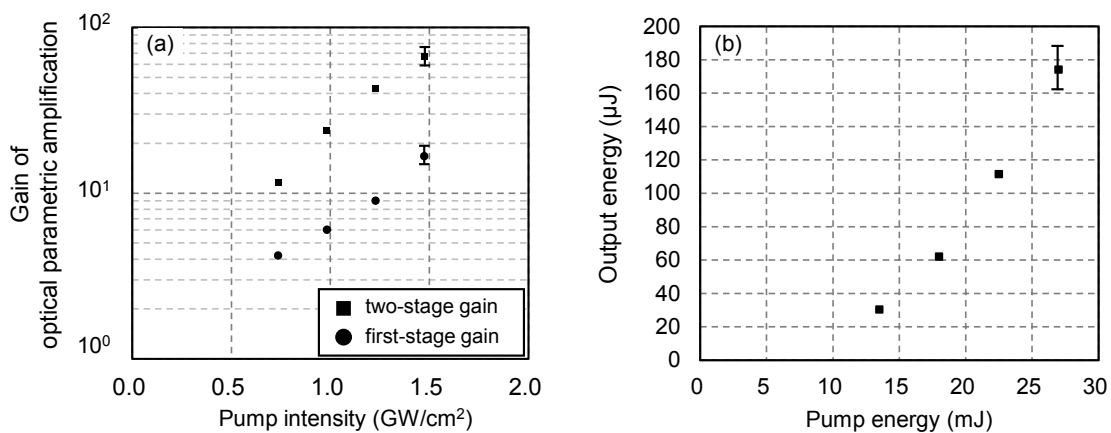


図 5.5 STDOPA の増幅特性 (a) 励起強度と増幅利得の関係、
(b) 励起エネルギーと OPA 出力エネルギーの関係。

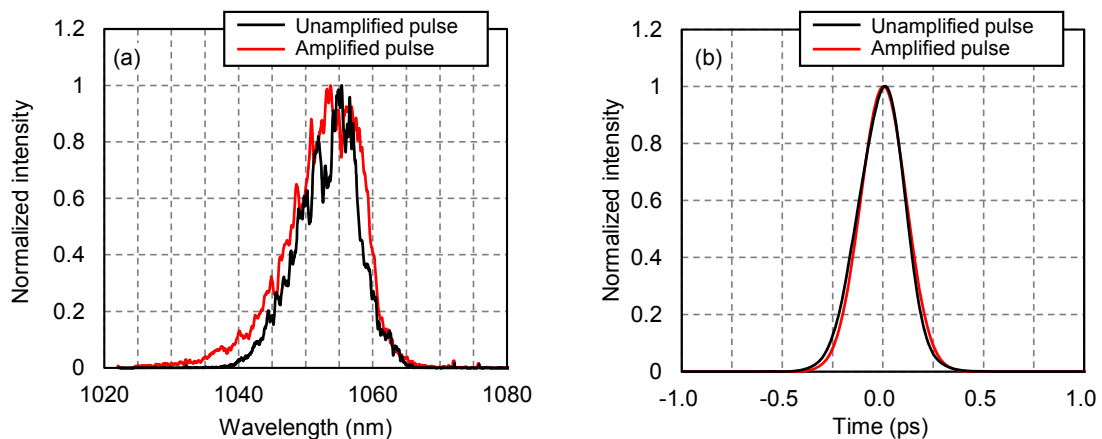


図 5.6 (a): 増幅前後のスペクトル波形. (b): 増幅前後のパルス波形.

5.2.3 STDOPA の高出力化

STDOPA の方式で高出力化を図るためには、出射側回折格子のレーザー損傷を避ける手法の開発が必要不可欠である。時間・空間分散パルスは、入射側の回折格子によりビーム断面の分散方向に沿って生じる光路差により時間遅延を与えることで入射パルスはフーリエ面で時間伸長される。

これを出射側の回折格子で同等の光路差による時間遅延でキャンセルすることでパルスを再構築している。よって、この光路差が等しくできれば、各パラメータは入射側と出射側で同じである必要は無い。図 5.7 に示すように、出射側の逆フーリエ変換の際に出射側の回折格子でのレーザー損傷を避けるためにビーム径を拡大する手法を考案した。入射側の回折格子で生じる時間遅延は、光路差 L_{skew}

$$L_{\text{skew},1} = \frac{\lambda D_{\text{in},1}}{d_1 \cos \alpha_{\text{diff},1}} \quad (5.10)$$

によって決まる。ここで、 d_1 、 $\alpha_{\text{diff},1}$ は、それぞれ入射側の回折格子の溝間隔と回折角度である。したがって、拡大系の配置であったとしても、出射側の回折格子の溝間隔 d_2 と、入射角度 $\alpha_{\text{in},2}$ を

$$d_2 \cos \alpha_{\text{in},2} = M d_1 \cos \alpha_{\text{diff},1} \quad (5.11)$$

を満たすように、調整することで入射側の光路差と出射側の光路差を相殺することが可能である。ここで、 $M (= D_{\text{ex},2} / D_{\text{in},1})$ はビームの拡大倍率である。

図 5.7 は、CL 2 に焦点距離 400 mm のシリンジカルレンズを用い、拡大倍率を $M = 2$ とした場合の STDOPA システムの構成図である。(5.11) 式より、入射側の回折格子の溝間隔 d_1 は $1.667 \mu\text{m}$ 、回折角度 $\alpha_{\text{diff},1}$ は 13° であるから、出射側の回折格子の溝間隔 d_2 は $3.333 \mu\text{m}$ 、入射角度 $\alpha_{\text{in},2}$ は 13° と見積もられた。図 5.8(a) に拡大倍率 $M = 1$ 、同図(b) に拡大倍率 $M = 2$ のときの 4-f 光学系出力ビームプロファイルを示す。また、同図 (c), (d) にそれぞれの拡大倍率の時のスペクトルとパルス波形を示す。ビームが拡大された場合でもスペクトル、パルス波形ともに保存されることが分かる。

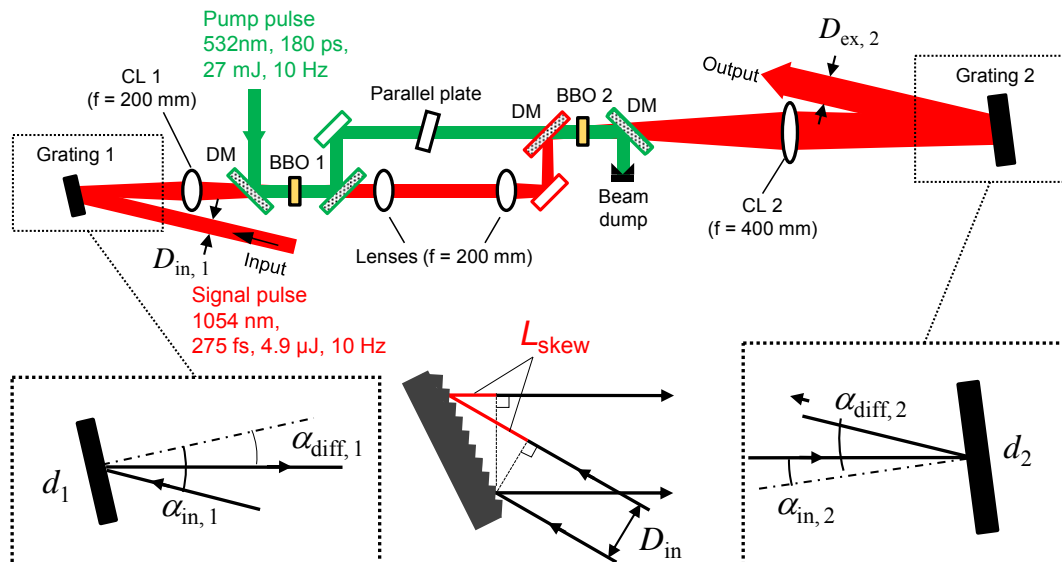


図 5.7 拡大系を用いた 2 段 STDOPA の構成図。

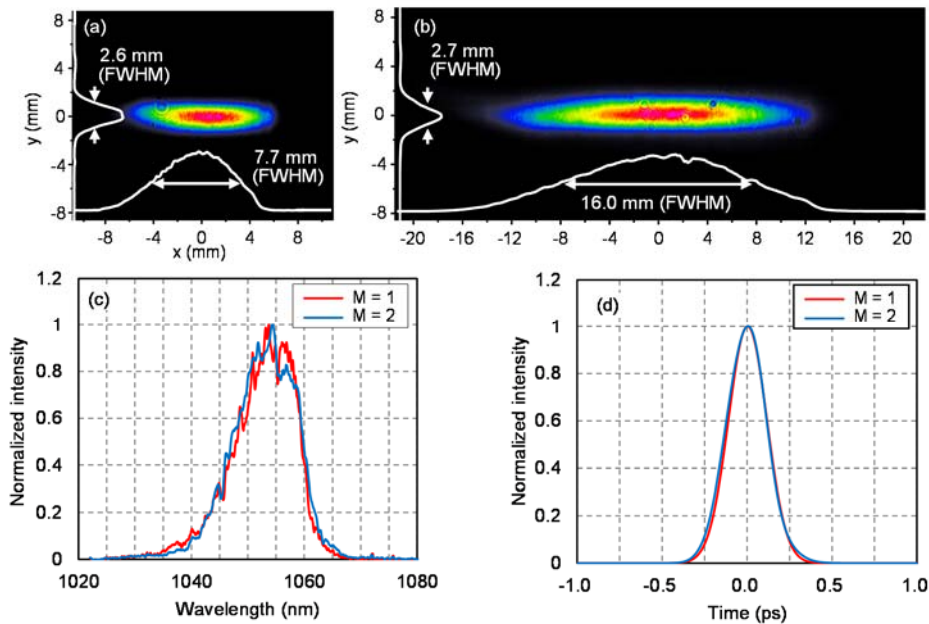


図 5.8 (a), (b): 拡大倍率 $M=1$ および 2 のときの 4-f 光学系出力ビームプロファイル。
(c), (d): それぞれの拡大倍率のときのスペクトルとパルス波形。

5.3 まとめ

本章では、従来のチャープパルス増幅方式に代わる新たな増幅手法を開発するために、回折格子対とアフォーカルレンズ対で構成される 4-f 光学系に着目し、その分光フーリエ面近傍において、入射パルスが周波数分解能に依存して伸長されることを利用し、フーリエ面近傍に非線形光学結晶を配置して OPA を行う方式（時間・空間分散 OPA）を提案した。得られた成果を整理すると次のようになる。

- (1) 分光フーリエ面での時間幅を理論的に評価し、その妥当性を検証するために相互相関計を構築して時間幅測定し、フーリエ面での時間特性を明らかにした。
- (2) 時間・空間分散 OPA を実証するための実証装置を構築した。高出力化のための拡張性を考慮して、2 段増幅システムとし、1 段目と 2 段目での OPA 位相を保存するための工夫を施こした。励起エネルギー 27 mJ (1.5 GW/cm^2) で増幅利得 67 倍、エネルギー $287 \mu\text{J}$ の OPA を行い、4-f 光学系出力で $174 \mu\text{J}$ を得た。システムが原理的に、分散フリーなシステムとして機能することを入力パルスのスペクトル形状と時間波形が、4-f 光学系通過、及び増幅によって変化しないことから明らかにした。

本実証装置は、第 3 章で述べた全ファイバー型多段増幅器を用いた CPA システムと同じ信号光の帯域 10 nm で構成している。CPA システムは、伸長器はファイバー型の伸長器 (CFBG) であるため $40 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ の箱に収まるほどコンパクトであるが、圧縮器はダブルパス回折格子対の間隔が 4 m 以上（幅は約 2 m ）必要である。それに対し、本章で構築した時間・空間分散 OPA では、伸長器、増幅器、圧縮器を全て含んだ構成で 2 段の構成で装置サイズは $1.6 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ 程度であり、励起光源として用いた SBS 圧縮器を入れても $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ 程度と非常にコンパクトなシステムで構成することができる。

- (3) さらに、将来の高出力化のために、出力側の回折格子のレーザー損傷を避ける手法の開発を

行った。4-f 光学系内部でビームを拡大した場合でのパルスの再生条件を示し、実際に 2 倍に拡大しても出射パルスは元のパルスに再生できることを示した。

以上のような結果により、従来の OPCPA、CPA に代わる新たな増幅手法を実証し、多段増幅、拡大系による増幅において原理的に分散フリーであること明らかにした。

また、さらに大きな出力を求められた際のスケール則を示した。

さらなる広帯域の増幅を行う場合、大口径化と広帯域の増幅が可能な結晶が必要である。これは、490 nm を超える増幅帯域を確保でき大口径化が可能な、部分重水素化 KDP (重水素化率～70%) に対して Nd:ガラスレーザーの第 2 高調波による励起を行うことで可能である[108][109]。この結晶を用い、本研究で開発した手法を適用することで数 fs 級の超広帯域のレーザーの STDOPA のシステムを構築可能であり、極めて簡便に超広帯域パルスの増幅を行うことができる。

第6章 結論

将来の高強度超短パルスレーザーのコンパクト化を念頭に、より簡便なシステム構成を目指して複数のタイプの増幅手法を考案し、その実証実験を行った。以下に本研究で得られた成果を各章毎にまとめ、最後に全体を統括する。

第2章では、広帯域パルスレーザーを高強度化するために重要なチャープパルス増幅 (CPA)、光パラメトリック増幅 (OPA および OPCPA) について概説し、そのパルスの測定手法についても述べた。

第3章では、広帯域パルスの OPCPA の励起光源として有望な半導体レーザー励起の光ファイバー増幅システムについて述べた。第3章で得られた成果は以下の通りである。

全ファイバー型多段増幅システム

高安定・高ビーム品質の OPCPA 励起レーザーを実現するために、 Yb^{3+} 添加単一モードファイバー、コア径 $30\ \mu\text{m}$ の LMA ファイバーおよびコア径 $100\ \mu\text{m}$ の大口径 Rod PCF からなる全ファイバー方式の増幅システムを構築した。

- [1] ファイバーレーザーで mJ 級パルスエネルギーの高出力を目指すには、多段増幅が不可欠であるが、閉じ込め性能が高く高利得の単一モードファイバー中で自然放出光の増幅 (ASE) によって S/N 比が劣化する。本研究では、単一モードファイバー中での ASE 成分の自己吸収に着目し、ファイバーの長さ、励起の方向、および励起強度を最適化することによってパルスコントラストを向上させた。
- [2] 大口径 Rod PCF で mJ 級の出力エネルギーを得るためには強励起が必要であり、 Yb^{3+} 励起状態からの非放射遷移に起因する発熱が問題になる。これを解決し、高ビーム品質の増幅を行うための冷却機構を改良するとともに、パルス励起によって発熱を低減した。これにより、1 kHz の繰り返し周波数で高ビーム品質のもとで mJ 級のパルスエネルギーを達成した。
- [3] [1]、[2] の結果として、中心波長 1053 nm、波長帯域幅 10 nm、エネルギー 2.5 pJ のチャープパルス種光を高コントラスト (信号光 / ASE 比 $\approx 10^4$)、高ビーム品質 ($M^2 = 1.2$) を確保して増幅し、世界最高レベルの出力エネルギー 1.46 mJ を達成した。また、その時の出力安定性は 0.2 % rms (0.9 P-V) と極めて安定であった。この増幅チャープパルスを 237 fs まで圧縮し、効率 36 % で 2 倍高調波変換して 280 μJ のパルスエネルギーを得た。

以上により、OPCPA の励起光源のための全ファイバー型多段増幅システムの技術を確立した。

Rod PCF 再生増幅システム

上述の全ファイバー型多段増幅システムは、ASE を抑制し発熱を低減するために複雑なシステムとなる。この問題を解決するために、本研究では Rod PCF を再生増幅器に用いてシステムの大幅な簡便化を図った。

- [1] Rod PCF を用いた再生増幅器を設計・構築し、実証実験を行った。励起半導体レーザーの最

大平均パワー 13.2 W のとき、Rod PCF 単体の 1 パス利得は 11 倍であった。また、再生増幅キャビティの 1 周回透過率は 24 % であった。これらのデータに基づいて再生増幅器の増幅計算を行い、最大出力を得るための周回数を最適化した。結果として、ASE を抑制した状態で最大増幅利得は 1710 倍であり、このとき 257 μJ の出力エネルギーを得た。この出力エネルギーは、ファイバーを用いた再生増幅器では世界最大出力である。

- [2] 高利得を達成できる増幅システムとしたことで、水冷による強制冷却は不要であり、横方向 $M^2_H = 1.4$ 、縦方向 $M^2_V = 1.2$ の高ビーム品質を達成した。

以上のように、全ファイバー型の多段増幅システム、およびそれをより簡便化した Rod PCF 再生増幅システムを開発し、高ビーム品質、高安定の OPCPA 励起光源の開発手法を確立した。これらのシステムは様々な科学・産業に応用可能である。

第 4 章では、OPCPA の励起強度向上に有効なサブナノ秒発生技術について誘導ブリルアン散乱 (SBS) によるパルス圧縮に着目し、その原理と設計手法を示した。さらに、この手法を用いてナノ秒からサブナノ秒にパルス圧縮し、これを励起光源とする OPCPA を初めて実証した。以下に本研究で得られた成果をまとめる。

- [1] 励起光源にフラッシュランプ励起 Q スイッチ Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波 (波長 532 nm) を用い、OPCPA 信号光と Q スイッチを電気同期した。出力エネルギーは 100 mJ、繰返し周波数は 10 Hz、パルス幅は 4 ns である。SBS 媒質としてフッ素系不活性液体 FC-40 を選択し、180 ps までパルス圧縮を行い、信号光とのタイミングジッターを 120 ps に抑えた。
- [2] 電気同期の Q スイッチとしては低いジッターレベルであるが、サブナノ秒の OPCPA には十分ではない。このジッターの問題を解決するために、パルス合成によるフラットトップ生成を行った。SBS 圧縮したパルスを 2 つに分岐し、非線形光学結晶上で非同軸に合波する際に片方のパルスに時間遅延を与えることによって等価的にフラットトップに近い励起パルスを生成する手法を考案した。この 2 ビーム励起 OPCPA により、出力エネルギーの安定性は、スタックパルスを用いない場合の 51.2 % rms から 16 % rms に改善した。今後、電気同期のジッターを半分以下に抑えることができれば、数%程度の出力安定性が期待できる。
- [3] 2 ビームの励起光と信号光は、BBO 結晶の ϕ 面内で非同軸配置をとった。励起光と 2 つの信号光との交差角度を異なる値とすることによって、信号光が感じる励起光の干渉縞を伝搬軸に沿って平均化する手法をとり、回折限界に近い遠視野パターンが得られることを示した。

以上のことから、SBS パルス圧縮を適用すれば、市販の Q スイッチレーザーを用いてサブナノ秒、数 10 mJ の OPCPA 励起光源を容易に構築できることを示した。さらに、励起パルスを時間的に制御し、ジッターを低減した多段の OPCPA 手法を確立したことで、さらなる高エネルギーの SBS 圧縮パルスを用いれば OPCPA の高出力化が可能と考えられる。

第 5 章では、従来のチャープパルス増幅方式に代わる新たな増幅手法を開発するために、回折格子対とアフォーカルレンズ対で構成される 4-f 光学系に着目した。4-f 光学系の分光フーリエ面近傍においては、入射パルスが周波数分解能に依存して伸長されることを利用し、フーリエ面近傍に非線形光学結晶を配置して OPA を行う方式 (時間・空間分散 OPA) を提案し、その実証を行った。以下に本研究で得られた成果をまとめる。

- [1] 分光フーリエ面での時間幅を理論的に評価し、その妥当性を検証するために相互相関計を構築して時間幅測定し、フーリエ面での時間特性を明らかにした。
- [2] 時間・空間分散 OPA を実証するための実証装置を構築した。高出力化のための拡張性を考慮して、2 段増幅システムとした。1 段目と 2 段目での OPA 位相を保存するための工夫をし、増幅利得 67 倍、エネルギー 287 μJ を得た。入力パルスのスペクトル形状と時間波形は、4-f 光学系通過、及び増幅によって変化せず、原理的に分散フリーのシステムとして機能することを示した。
- [3] さらに、将来の高出力化のために、出力側の回折格子のレーザー損傷を避ける手法の開発を行った。4-f 光学系内部でビームを 2 倍に拡大しても出射パルスは元のパルスに再生できることを実験的に示した。

以上のように、従来の OPCPA、CPA に代わる新たな増幅手法を実証し、多段増幅、拡大系による増幅において原理的に分散フリーであること明らかにし、さらなるエネルギースケールアップへの可能性を示した。また、上記の手法は、Ti:サファイア超短パルスを励起源とする OPA にそのまま活用できるので、極めて簡便に超広帯域パルスの増幅を行うことができる。

上記のように本研究では、OPCPA をより安定化、簡便化するための励起光源の開発ならびに新しい増幅手法によるシステムの簡便化、コンパクト化を図った。これらの新手法は、超短パルスレーザーの性能向上に寄与するものである。

さらに、これらの要素技術を統合することで、図 6.1 に示すような次世代のレーザー装置を実現できる。まず、CW のファイバー発振器の出力（波長 1053 nm、平均パワー 0.1 W）からフェムト秒発振器と同期した高速のパルススライサーでナノ秒に切り出して、OPA 励起光源の種パルスとする。現在、高速のパルススライサーのジッターは 10 ps 程度まで安定化されており[80, 81]、OPA の励起光源として十分利用可能である。このパルスを第 3 章で述べた技術を活用し、単一モードファイバー及び大口径ファイバーで mJ 級まで増幅する。

次に、大口径ファイバーからの出力を信号光の増幅に必要なエネルギーを考慮して、J 級まで増幅する。J 級増幅器としては、フラッシュランプ励起の Nd:YAG 増幅器[110][111]、またはパルス半導体レーザー (LD) 励起の増幅器[112][113]がある。LD 励起増幅器の方が効率やビーム品質の面で優れているが、コストの面ではフラッシュランプ励起が優位である。

J 級増幅の後に第 2 高調波変換を行い、第 4 章で述べた技術を活用して SBS パルス圧縮によりサブナノ秒の高強度 OPA 励起光源を構築する。Q スイッチレーザーで問題であったジッターの影響は少なく、ファイバーを種光としていることから安定で高ビーム品質の励起光源が実現可能と考えられる。これを励起光源として、第 5 章で述べた多段の STDOPA を行うことで、数テラワット級の超短パルス高強度レーザーシステムを構築することができる。このような高出力化、高品質化、コンパクト化を備えた高強度超短パルスレーザーシステムが実現すれば、科学技術・学術の新領域の開拓に繋がると期待できる。

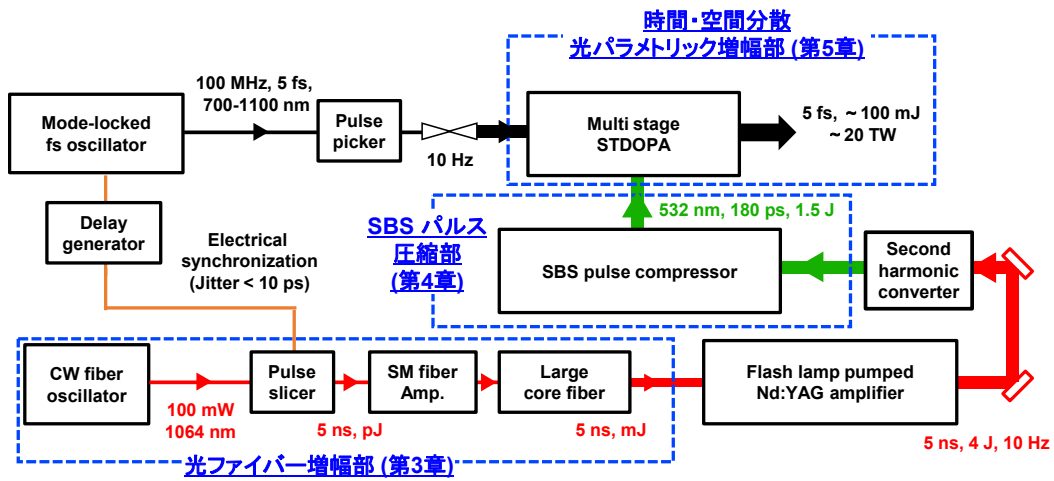


図 6.1 本論文の要素技術を統合した高強度超短パルスレーザーシステムの構想図.

参考文献

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493 (1960).
- [2] A. A. Kaminskii, *Laser Crystals: Their Physics and Properties* (Springer, 1980).
- [3] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B.* **3**, 125 (1986).
- [4] B. T. Fisher and D. W. Hahn, "Development and numerical solution of a mechanistic model for corneal tissue ablation with the 193 nm argon fluoride excimer laser," *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.* **24**, 265 (2007).
- [5] C. K. N. Patel, "Selective Excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N₂-CO₂," *Phys. Rev. Lett.* **13**, 617 (1964).
- [6] J. B. Marling, J. G. Hawley, E. M. Liston, and W. B. Grant, "Lasing characteristics of seventeen visible-wavelength dyes using a coaxial-flashlamp-pumped laser," *Appl. Opt.* **13**, 2317 (1974).
- [7] C. J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," *Appl. Opt.* **3**, 1182 (1964).
- [8] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions," *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- [9] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions" *Appl. Phys. Lett.* **1**, 62 (1962).
- [10] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. Mcwhorter, and H. J. Zeigler, "Semiconductor maser of GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **1**, 91 (1962).
- [11] F. J. and H. R. W. McClung, "Characteristics of Giant Optical Pulsations from," *Proc. the IEEE* **33**, 828 (1962).
- [12] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of hene laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [13] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **55**, 447 (1985).
- [14] A Piskarskas, V Smil'gyavichyus, A. Umbrasas and I. Yuodishyus, "Parametric generation of picosecond light pulses in an LiNbO₃ crystal at repetition frequencies up to 10 kHz," *Sov. J. Quantum Electron.* **16**, 841 (1986).
- [15] A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
- [16] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, "Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases," *J. Opt. Soc. Am. B.* **4**, 595 (1987).
- [17] M. Ferray, A L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, "Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **21**, L31 (1999).
- [18] E. Takahashi, Y. Nabekawa, M. Nurhuda, and K. Midorikawa, "Generation of high-energy high-order harmonics by use of a long interaction medium," *J. Opt. Soc. Am. B.* **20**, 158 (2003).
- [19] P. Corkum, "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization," *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).

- [20] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, "Overview of plasma-based accelerator concepts," *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
- [21] T. Tajima and J. M. Dawson, "Laser Electron Accelerator," *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [22] J. B. Rosenzweig, D. B. Cline, B. Cole, H. Figueroa, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, P. Schoessow, and J. Simpson, "Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration," *Phys. Rev. Lett.* **61**, 98 (1988).
- [23] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe, and S. Nakai, "Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48 (1992).
- [24] D. Bernard, F. Amiranoff, W. P. Leemans, E. Esarey, and C. Joshi, "Alternative interpretation of Nucl. Instr. and Meth. A 410 (1998) 357 (H. Dewa et al.)," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* **432**, 227 (1999).
- [25] S. N. Bagayev, V. I. Trunov, E. V. Pestryakov, S. A. Frolov, V. E. Leshchenko, A. E. Kokh, and V. A. Vasiliev, "Super-intense femtosecond multichannel laser system with coherent beam combining," *Laser Phys.* **24**, 074016 (2014).
- [26] 末田正、神谷武志、「超高速光エレクトロニクス」、(培風館、1991).
- [27] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of pulse propagation in a laser amplifier," *J. Appl. Phys.* **34**, 2346 (1963).
- [28] G.P.Agrawal, 「非線形ファイバー光学」、(吉岡書店、1997).
- [29] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms." *Opt. Lett.* **9**, 150 (1984).
- [30] I. A. McIntyre and C. K. Rhodes, "High power ultrafast excimer lasers," *J. Appl. Phys.* **69**, R1 (1991).
- [31] E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 454–458 (1969).
- [32] 東京大学 鍋川康夫 博士論文 (2000).
- [33] J. Wang, M. H. Dunn, and C. F. Rae, "Polychromatic optical parametric generation by simultaneous phase matching over a large spectral bandwidth." *Opt. Lett.* **22**, 763 (1997).
- [34] A. Shirakawa and T. Kobayashi, *IEICE Trans. Electron.* **E81C**, 246 (1998).
- [35] Nicolaas Bloembergen, *Nonlinear Optics* (World Scientific, 1996).
- [36] 黒田和男、「非線形光学」、(コロナ社、2008).
- [37] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2008).
- [38] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, and K. Osvay, "Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification," *J. Opt. Soc. Am. B.* **19**, 2945 (2002).
- [39] M. Maier, W. Kaiser, and J. A. Giordmaine, "Intense light bursts in the stimulated Raman effect," *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1275 (1966).
- [40] R. Trebino and D. J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A.* **10**, 1101 (1993).

- [41] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.," *Opt. Lett.* **32**, 3495 (2007).
- [42] Y. Zaouter, J. Bouillet, E. Mottay, and E. Cormier, "Transform-limited 100 microJ, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor.," *Opt. Lett.* **33**, 1527 (2008).
- [43] Kapany, N. S., Appendix N, *Concepts of Classical Optics by John Strong*, **553** (W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1958).
- [44] Nishizawa, Jun-ichi and Suto, Ken, "*Terahertz wave generation and light amplification using Raman effect*". (In Bhat, K. N. and DasGupta, Amitava. *Physics of semiconductor devices*, 2004)
- [45] 栖原敏明、「光波光学」、(コロナ社、1998).
- [46] 左貝潤一、「導波光学」、(共立出版株式会社、2004).
- [47] G. H. Dieke and H. M. Crosswhite, "The Spectra of the Doubly and Triply Ionized Rare Earths," *Appl. Opt.* **2**, 675 (1963).
- [48] 大阪大学 住村和彦 博士論文 (2007).
- [49] 平等拓範, 常包正樹, *ダスカルトライアン*, *レーザー研究*, **33**, 228 (2005).
- [50] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, "Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, 2 (1995).
- [51] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1049 (1997).
- [52] 豊田浩一 編集、「レーザーハンドブック 第2版」、(株式会社オーム社、2005).
- [53] <http://www.nufern.com/>
- [54] P. Kaiser and H. W. Astle, "Low-Loss Single-Material Fibers Made From Pure Fused Silica," *Bell Syst. Tech. J.* **53**, 1021 (1974).
- [55] 藤田盛行、田中正俊、山取真也、鈴木聡人、小柳繁樹、山本哲也、“フォトリック結晶ファイバ(1)－光学特性－、” *三菱電線工業時報*、第 **99** 号、1 (2002).
- [56] 株式会社フジクラ、「偏波保持 (PANDA) ファイバー」、
http://www.fujikura.co.jp/products/tele/o_device/data/16pnb04j.pdf
- [57] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres* (Kluwer Academic, Dordrecht, 2003).
- [58] P. Russell, "Photonic crystal fibers." *Science* **299**, 358 (2003).
- [59] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser.," *Opt. Express* **13**, 1055 (2005).
- [60] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers.," *Opt. Express* **14**, 2715 (2006).
- [61] J. Bouillet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua, and E. Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," *Opt. Express* **16**, 17891

- (2008).
- [62] B. Ortaç, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, A. Tünnermann, and A. Hideur, "High-energy femtosecond Yb-doped dispersion compensation free fiber laser," *Opt. Express* **15**, 10725 (2007).
- [63] O. Schmidt, T. V Andersen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "187 W, 3.7 mJ from spectrally combined pulsed 2 ns fiber amplifiers." *Opt. Lett.* **34**, 226 (2009).
- [64] M. Baumgartl, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Limpert, and A. Tünnermann, "66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator," *Opt. Lett.* **37**, 1640 (2012).
- [65] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.," *Opt. Lett.* **32**, 3495 (2007).
- [66] D. Yoshitomi, X. Zhou, Y. Kobayashi, H. Takada, and K. Torizuka, "Long-term stable passive synchronization of 50 μ J femtosecond Yb-doped fiber chirped-pulse amplifier with a mode-locked Ti:sapphire laser.," *Opt. Express* **18**, 26027 (2010).
- [67] M. Baumgartl, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Limpert, and A. Tünnermann, "66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator," *Opt. Lett.* **37**, 1640 (2012).
- [68] K. Wynne, G. D. Reid, and R. M. Hochstrasser, "Regenerative amplification of 30-fs pulses in Ti:sapphire at 5 kHz.," *Opt. Lett.* **19**, 895 (1994).
- [69] W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, "The multipass amplifier: Theory and numerical analysis," *J. Appl. Phys.* **51**, 2436 (1980).
- [70] W. Koehner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2006).
- [71] D. A. Rockwell, "A review of phase-conjugate solid-state laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1124 (1988).
- [72] D. S. Sumida, D. C. Jones, and D. A. Rockwell, "An 8.2J phase-conjugate solid-state laser coherently combining eightparallel amplifier," *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 2617 (1994).
- [73] C. B. Dane, L. E. Zapata, W. A. Neuman, M. A. Norton, and L. A. Hackel, "Design and operation of a 150 W near diffraction-limited laser amplifier with SBS wavefront correction," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 148 (1995).
- [74] R. J. St. Pierre, G. W. Mordaunt, H. Injeyan, J. G. Berg, R. C. Hilyard, M. E. Weber, M. G. Wickham, G. M. Harpole, and R. Senn, "Diode array pumped kilowatt laser," *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* **3**, 53 (1997).
- [75] H. Kiriyama, K. Yamakawa, T. Nagai, N. Kageyama, H. Miyajima, H. Kan, H. Yoshida, and M. Nakatsuka, "360 W average power operation with a single-stage diode-pumped Nd:YAG amplifier at a 1 kilohertz-repetition-rate," *Opt. Lett.* **28**, 1671 (2003).
- [76] T. Riesbeck, E. Risse, and H. J. Eichler, "Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315W average output power," *Appl. Phys. B* **73**, 847 (2001).
- [77] R. Yasuhara, T. Kawashima, T. Sekine, T. Kurita, T. Ikegawa, O. Matsumoto, M. Miyamoto, H. Kan, H. Yoshida, J. Kawanaka, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, Y. Izawa, and T. Kanabe, "213 W average power of 2.4 GW pulsed thermally controlled Nd:glass zigzag slab laser with a stimulated Brillouin scattering mirror," *Opt. Lett.* **33**(15), 1711 (2008).

- [78] D. T. Hon, "Pulse compression by stimulated Brillouin scattering," *Opt. Lett.* **5**, 516 (1980).
- [79] M. J. Damzen and M. H. R. Hutchinson, "High-efficiency laser-pulse compression by stimulated Brillouin scattering," *Opt. Lett.* **8**, 313 (1983).
- [80] S. Schiemann, W. Hogervorst, and W. Ubachs, "Fourier-transform-limited laser pulse tunable in wavelength and in duration (400-2000 ps)," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 407 (1998).
- [81] K. Kuwahara, E. Takahashi, Y. Matsumoto, S. Kato, and Y. Owadano, "Short-pulse generation by saturated KrF laser amplification of a steep Stokes pulse produced by two-step stimulated Brillouin scattering," *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1943 (2000).
- [82] A. A. Shilov, G. A. Pasmanik, O. V. Kulagin, and K. Deki, "High-peak-power diode-pumped Nd:YAG laser with a Brillouin phase-conjugation--pulse-compression mirror," *Opt. Lett.* **26**(20), 1565 (2001).
- [83] H. Yoshida, T. Hatae, H. Fujita, M. Nakatsuka, and S. Kitamura, "A high-energy 160-ps pulse generation by stimulated Brillouin scattering from heavy fluorocarbon liquid at 1064 nm wavelength," *Opt. Express* **17**, 13654 (2009).
- [84] A. Brignon, J. P. Huignard edit, *Phase Conjugate Laser Optics*, (Wiley, 2003).
- [85] 大阪大学 吉田英次 博士論文 (1999).
- [86] Agilent Technologies, Inc., Published in Japan, March 7, 2014 5991-3272JAJP 0000-00DEP, <http://www.agilent.com/>
- [87] Photline Technologies, <http://www.photline.com/>
- [88] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, and J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," *Opt. Commun.* **144**, 125 (1997).
- [89] A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, "Trends in chirped pulse optical parametric amplification," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 163 (2006).
- [90] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, "High-power high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal," *Opt. Lett.* **28**, 257 (2003).
- [91] I. Jovanovic, B. J. Comaskey, C. A. Ebberts, R. A. Bonner, D. M. Pennington, and E.C. Morse, "Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti:sapphire regenerative amplifiers," *Appl. Opt.* **41**, 2923 (2002).
- [92] S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, C. Jocher, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High-repetition-rate sub-5-fs pulses with 12 GW peak power from fiber-amplifier-pumped optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **36**, 313 (2011).
- [93] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
- [94] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuška, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevičius, R. Danielius, and A. Piskarskas, "Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses," *Opt. Lett.* **30**, 567 (2005).
- [95] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, "Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **34**, 2459 (2009).

- [96] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, and S. Watanabe, "1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz," *Opt. Lett.* **32**, 2487 (2007).
- [97] S. Witte, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, "Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification," *Opt. Express* **13**, 4903 (2005).
- [98] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **55**, 447 (1985).
- [99] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 398 (1988).
- [100] C. Sauteret, D. Husson, G. Thiell, S. Seznec, S. Gary, A. Migus, and G. Mourou, "Generation of 20-TW pulses of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd:glass power chain," *Opt. Lett.* **16**, 238 (1991).
- [101] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. a Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses," *Opt. Lett.* **24**, 160 (1999).
- [102] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriyaama, "0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **28**, 1594 (2003).
- [103] O. V Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, S. Hancock, and L. Cardoso, "35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system," *Opt. Lett.* **31**, 3665 (2006).
- [104] H. Kiriyaama, M. Mori, Y. Nakai, Y. Yamamoto, M. Tanoue, A. Akutsu, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Daido, T. Kimura, and N. Miyanaaga, "High-energy, high-contrast, multiterawatt laser pulses by optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **32**, 2315 (2007).
- [105] J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **35**, 3021 (2010).
- [106] Z. Wang, C. Liu, Z. Shen, Q. Zhang, H. Teng, and Z. Wei, "High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier," *Opt. Lett.* **36**, 3194 (2011).
- [107] Y. Chu, X. Liang, L. Yu, Y. Xu, L. Xu, L. Ma, X. Lu, Y. Liu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, "High-contrast 2.0 Petawatt Ti:sapphire laser system," *Opt. Express* **21**, 29231 (2013).
- [108] K. Ogawa, K. Sueda, Y. Akahane, M. Aoyama, K. Tsuji, K. Fujioka, T. Kanabe, K. Yamakawa, and N. Miyanaaga, "Controlling the phase matching conditions of optical parametric chirped-pulse amplification using partially deuterated KDP," *Opt. Express* **17**, 7744 (2009).
- [109] K. Fujioka, Y. Fujimoto, K. Tsubakimoto, J. Kawanaka, I. Shoji and N. Miyanaaga, "Partially deuterated potassium dihydrogen phosphate optimized for ultra-broadband optical parametric amplification," *J. Appl. Phys* **117**, 093103 (2015).
- [110] Continuum: Constellation Series,
http://www.continuumlasers.com/files/products/Constellation_Series/Constellation_Series_Datasheet.pdf

-
- [111] THALES: ATLAS Flashlamp-pumped glass phosphate laser series
https://www.thalesgroup.com/sites/default/files/asset/document/thales_fiche_atlas_16.01.15.pdf
- [112] T. Kawashima, T. Ikegawa, J. Kawanaka, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, Y. Izawa, O. Matsumoto, R. Yasuhara, T. Kurita, T. Sekine, M. Miyamoto, H. Kan, H. Furukawa, S. Motokoshi, and T. Kanabe, "The HALNA project: Diode-pumped solid-state laser for inertial fusion energy," *J. Phys. IV* **133**, 615 (2006).
- [113] Approved for Public Release, Northrop Grumman Aerospace Systems Case 14-0998.

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました宮永憲明教授に深厚なる謝意を表します。

また、本論文の作成にあたり貴重な御指導と御助言を戴きました、尾崎雅則教授、西村博明教授、河仲準二准教授に深厚なる謝意を表します。

講義等を通じてご指導を戴きました大阪大学大学院 電気電子情報工学専攻 上田良夫教授、量子電子デバイス工学コース 森 伸也教授、伊藤利道教授、森 勇介教授、片山光浩教授、近藤正彦教授、栖原敏明教授、大森裕教授、八木哲也教授、大岩 顕教授、斗内政吉教授に感謝致します。

本研究を通じて直接多くの御指導、御助言を戴いた末田敬一特任講師に深厚なる謝意を表します。

研究生活で熱心な御討論、御協力を戴きました中田芳樹准教授、藤田尚徳准教授、椿本孝治助教、吉田英次技術専門員、栗田隆史氏（浜松ホトニクス社）、川嶋利幸氏（浜松ホトニクス社）に深く感謝致します。

レーザーエネルギー学研究センターの研究生活において、熱心な討論、激励、御協力を戴きました、藤本靖講師、時田茂樹講師、川崎鉄次技術専門職員、藤岡加奈准教授、松尾悟志技術員、関根尊史氏（浜松ホトニクス社）、伊山功一氏（浜松ホトニクス）、山村健氏（片岡製作所）、井澤靖和名誉教授、藤田雅之氏（レーザー総研）、本越伸二氏（レーザー総研）、染川智弘氏（レーザー総研）、谷口誠治（レーザー総研）、古瀬裕章氏、三上勝大氏、本田能之氏、村上元一郎氏ならびにその他多くの大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの諸先生深く感謝致します。また、様々な形で御協力戴きました大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの職員の方々に深く感謝致します。

同じ研究室で研究生活の苦楽を共にし、熱心な討論、激励を戴いた Jiang Yongliang 研究員、荒木良氏、広本拓也氏、桃尾一馬氏、園田賢司氏、福井康文氏、村川恵一氏、松山宅弘氏、松葉良生氏、島田直人氏、上須駿一氏、富田省吾氏、川崎翼氏、大澤一仁氏、樋口隼紀氏、吉田匡孝氏ならびに LPP グループの諸学生に御礼申し上げます。

最後に、研究生活を経済的、精神的に支援して下さった両親、家族に心から感謝致します。

業績目録

発表論文

学術誌論文（査読あり）

1. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima, N. Miyanaga, “High-gain regenerative chirped-pulse amplifier using photonic crystal rod fiber”, Appl. Phys. Express, **6**, 122703(1-3) (2013) DOI:10.7567/APEX.6.122703.
2. J. Ogino, S. Miyamoto, T. Matsuyama, K. Sueda, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, and N. Miyanaga, "Two-stage optical parametric chirped-pulse amplifier using sub-nanosecond pump pulse generated by stimulated Brillouin scattering compression," Appl. Phys. Express, **7**, 122702(1-4) (2014) DOI:10.7567/APEX.7.122702.

査読付きプロシーディング

3. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima, N. Miyanaga, “Development of high-energy fiber CPA system”, Proceedings of IFSA 2011 (Seventh International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications), ISBN: 9781632662057, European Physical Journal (EPJ) Web of Conferences, **59**, 07004(1-4) (2013) DOI: 10.1051/epjconf/20135907004.

国際会議発表（筆頭著者のみ）

1. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima and N. Miyanaga, “Development of high energy fiber CPA system”, IFSA 2011, Palais des Congrès de Bordeaux-Lac (France), 9.12, 2011.
2. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima and N. Miyanaga, “Development of 10kHz mJ class fiber CPA system”, ALPS’12, Pacifico Yokohama (Japan), 4.26, 2012.
3. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima and N. Miyanaga, “Development of 1 kHz, mJ class fiber CPA system for few-cycle laser system”, IFSA 2013, Nara prefectural new public hall (Japan), 9.9, 2013.
4. J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima and N. Miyanaga, “High-Gain Regenerative Chirped-Pulse Amplifier Using Photonic Crystal Rod Fiber with 100 μm core diameter”, ALPS’14, Pacifico Yokohama (Japan), 4.24, 2014.
5. J. Ogino, S. Miyamoto, T. Matsuyama, K. Sueda, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, and N. Miyanaga, “Optical parametric chirped-pulse amplifier using staking pump pulse generated by stimulated Brillouin scattering compression”, ALPS’15, Pacifico Yokohama (Japan), 4.24, 2015.

国内学会発表（筆頭著者のみ）

1. 荻野 純平, 末田 敬一, 荒木 良, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 藤田雅之, 山川考一, 宮永憲明, 「数サイクル高出力レーザー用励起光源開発」, 第71回応用物理学会学術講演会 (長崎大学, 2010年9月16日) 16p-ZG-14.
2. 荻野 純平, 末田 敬一, 荒木 良, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 藤田雅之, 山川考一, 宮永 憲明, 「数サイクル高出力レーザー用励起光源の開発」, レーザー学会学術講演会第31回年会次大会 (電気通信大学, 2011年1月9日) 09aIV-3.

3. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「数サイクル高出力レーザー用励起光源の開発」, 第 58 回応用物理学関係連合講演会 (神奈川工科大学, 2011 年 3 月 26 日) 26p-KG-3.
4. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「数サイクル高出力レーザー用励起用 CPA ファイバーシステムの開発」, 第 72 回応用物理学学会学術講演会 (山形大学小白川キャンパス, 2011 年 8 月 30 日) 30a-J-2.
5. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「数サイクル高出レーザー用チャープパルスファイバー増幅器の開発」, レーザー学会学術講演会第 32 回年次大会 (TKP 仙台カンファレンスセンター, 2012 年 1 月 31 日) 31a I -2.
6. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「数サイクルレーザー励起用 mJ 級 CPA ファイバーシステムの開発」, 第 59 回応用物理学関係連合講演会 (早稲田大学 早稲田キャンパス, 2012 年 3 月 16 日) 16p-E9-19.
7. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「数サイクルレーザー励起用 1kHz,mJ 級チャープパルスファイバー増幅システムの開発」, 第 73 回応用物理学関係連合講演会 (松山大学 文京キャンパス, 2012 年 9 月 12 日) 12p-B2-8.
8. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「大口径フォトニック結晶ファイバーを利用した数サイクルレーザー励起用 mJ 級チャープパルス増幅システムの開発」, 第 60 回応用物理学学会学術講演会 (神奈川工科大学, 2013 年 3 月 28 日) 28p-PA4-6.
9. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「大口径フォトニック結晶ファイバーを利用した 10kHz, mJ 級ファイバー再生増幅器の開発」, 第 74 回応用物理学学会春季学術講演会 (同志社大学京田辺キャンパス, 2013 年 9 月 18 日) 18p-P4-9.
10. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「大口径フォトニック結晶ファイバーを利用した mJ 級チャープパルスファイバー再生増幅器の開発」, レーザー学会学術講演会第 34 回年次大会 (北九州国際会議場, 2014 年 1 月 22 日) 22aIV-12.

その他研究会等での発表 (筆頭著者のみ)

1. 荻野 純平, 末田 敬一, 宮永 憲明, 「高強度数サイクル光パラメトリック増幅システムの開発」,CREST「新機能創成に向けた光・光量子科学技術」研究領域 第 3 回公開シンポジウム (日本科学未来館, 2010 年 11 月 26 日).
2. 荻野 純平, 水津 良章, 末田 敬一, 宮永 憲明, 栗田 隆史, 関根 尊史, 川嶋 利幸, 「高強度数サイクル光パラメトリック増幅システムの開発」,CREST「新機能創成に向けた光・光量子科学技術」研究領域 第 4 回公開シンポジウム (日本科学未来館, 2011 年 12 月 2 日).
3. 荻野 純平, 水津 良章, 末田 敬一, 宮永 憲明, 栗田 隆史, 関根 尊史, 川嶋 利幸, 「高強度数サイクル光パラメトリック増幅システムの開発」,CREST「新機能創成に向けた光・光量子科学技術」研究領域 第 5 回公開シンポジウム (アキバホール, 2012 年 11 月 23 日).
4. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「大口径フォトニック結晶ファイバーを利用した数サイクルレーザー励起用チャープパルス増幅システムの開発」, レーザー学会「ファイバーレーザー技術専門委員会」公開研究会 (名古屋大学, 2012 年 11 月 30 日).
5. 荻野 純平, 末田 敬一, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 宮永 憲明, 「大口径フォトニック結晶ロッドフ

ファイバーを用いた高ゲインチャープパルス再生増幅器の開発」, レーザー学会 「ファイバーレーザー技術専門委員会」 第2回公開研究会(名古屋大学, 2013年11月22日).

受賞等

1. Best student poster award

J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima and N. Miyanaga, “High-Gain Regenerative Chirped-Pulse Amplifier Using Photonic Crystal Rod Fiber with 100 μm core diameter”, ALPS’14, Pacifico Yokohama (Japan), April.24, 2014.

2. 日本学術振興会特別研究員 (DC2, 任期 平成22年から24年まで).