

Title	レーザー核融合炉用ドライバーに向けたキロジュール 級半導体レーザー励起固体レーザーとその応用に関す る研究	
Author(s)	関根,尊史	
Citation	大阪大学, 2018, 博士論文	
Version Type	rsion Type VoR	
URL	https://doi.org/10.18910/69676	
rights		
Note		

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

レーザー核融合炉用ドライバーに向けた キロジュール級半導体レーザー励起固体レーザーと その応用に関する研究

関 根 尊 史

2017年12月

大阪大学大学院工学研究科

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学エネルギー学研究センターにて 2003 年 6 月から 2008 年 9 月までの約 5 年間に亘って行ってきた、半導体レーザー(LD: Laser diode)励起による固体レーザー(DPSSL: Diode-pumped solid-state laser)の要素技術である波面補正技術、波長変換技術およびレーザー増 幅技術に関する研究と、その研究を発展させた高出力レーザーの応用に関する研究を基に、キロジ ュール級のエネルギーを繰り返し出力するレーザーとその応用技術についてまとめたものである。

水素などの軽い原子核同士が融合することで発生するエネルギーを利用する核融合発電は、資源 が偏在せずかつ実質的に無尽蔵であることから平和で安全な次世代のエネルギー源として期待され ている。レーザー核融合は、巨大な光エネルギーを有するレーザーパルスを小さな燃料ペレットに 照射して核融合を発生させる方式であり、今後の研究進展には、LDを励起源とした繰り返し動作が 可能なキロジュール級のレーザーの実現が期待される。著者は、キロジュール級の DPSSL の実現 に向けた課題となる、波面補正技術、レーザー増幅技術および波長変換技術とレーザー応用の研究 開発を行った。本論文は、緒論と結論を含む全7章と謝辞および業績目録から構成されている。

第1章は緒論で、将来のエネルギー源としてレーザー核融合発電の必要性を示し、レーザー核融 合発電の実現において繰り返し動作可能なキロジュール級 DPSSL が担う物理的および経済的な観 点からその重要性を説き本研究の意義を明らかにした。

第2章では、レーザー核融合炉用ドライバーの要求仕様を示し、キロジュール級 DPSSL の設計 に必要な技術の解説と実現のための研究課題の明示し本研究の目的を示した。

第3章では、レーザー光の波面を補正する技術として、合成石英に微小な凹凸形状を加工した位 相共役板の開発についてまとめた。試作した位相共役板は、予め設計した形状に対し約60nm(RMS) の精度で形状が再現されていると評価され、実験によりレーザー結晶内部に発生した残留波面歪み を約60%に軽減することに成功した。大型の位相共役板によりキロジュール級DPSSLの波面を高 い空間分解能で補正可能であることを明らかにした。

第4章では、高繰り返しかつ高エネルギーレーザーの研究として、LD 励起ジグザグスラブ型 Nd: ガラスレーザーシステムの開発ついてまとめた。ヒーターを用いた Nd:ガラスレーザー増幅器の波 面制御技術および誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡を導入したシステム開発により、21.3J × 10Hz の基本波出力を達成した。また、本レーザーシステムの8年間の運用状況をまとめ、励起用 LD モ ジュールの長期的な実用性を明らかにした。

第5章では、レーザー光の波長を変換する技術として、大型の CsLiB₆O₁₀ (CLBO) 非線形結晶 (40 mm × 40 mm)を用いた第2高調波発生の研究についてまとめた。実験により12.5 J の第2高調 波出力と71.5%の高い波長変換効率を実証した。非線形光学結晶の温度分布とレーザー光の時間波 形を考慮したシミュレーションコードを開発し、CLBO を用いることで10 kW レーザー(1kJ × 10Hz)の第2高調波発生にて70%以上の高い変換効率が実現可能であることを明らかにした。

第6章では、高出力 LD 励起 Nd:ガラスレーザーを励起源とした 20TW 出力の全固体 Ti:サファ イアフェムト秒レーザーによる D-D 核融合反応中性子の連続かつ高頻度発生についてまとめた。繰 り返し率 0.1-1Hz の連続 100 回の D-D 核融合発生実験により、98%の確率で平均 4×10⁴/ショット の中性子発生を実証し、高出力レーザーによる中性子源の実現可能性を示した。

第7章は結論で、得られた成果をまとめ、本論文の総括を行った。

目次

第1章 緒論1				
1.1 レーサ	デー核融合発電	1		
1.2 LD 励	起固体レーザーによるレーザー核融合研究の現状	4		
1.3 高平均	匀出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーのレーザー核融合研究への貢献	6		
1.4 高平均	匀出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向けた課題	8		
1.4.1	経済的課題と対策	8		
1.4.2	技術的課題と対策	9		
1.5 本研究	その目的と本論文の構成	9		
参考文献		11		
第2章 炉用	fl LD 励起固体レーザーの研究開発課題	13		
2.1 はじめ	りに	13		
2.2 レーサ	デー核融合用ドライバーの要求仕様	13		
2.3 高エオ	▶ルギー出力 LD 励起固体レーザーの開発状況	16		
2.4 高エオ	ネルギー出力 LD 励起固体レーザーの設計技術	17		
2.4.1	レーザーレート方程式による増幅特性の計算	17		
2.4.2	フランツ・ノドビック解析解によるレーザー増幅特性の計算	24		
2.4.3	レーザー媒質に求められる条件 - レーザー媒質の大型化	24		
2.4.4	レーザー媒質に求められる条件 - 誘導放出断面積	25		
2.4.5	レーザー媒質に求められる条件 - 熱ショックパラメータ	26		
2.5 キロシ	ジュール級 LD 励起固体レーザーの研究開発課題と本研究の目的	27		
2.5.1	キロジュール級レーザー用波面補正技術	27		
2.5.2	キロジュール級レーザー用波長変換技術	28		
2.6 まとめ	b	29		
参考文献		30		
第3章 位相	目共役板による波面補正技術の開発	32		
3.1 はじめ	りに	32		
3.2 レーナ	ザー光の波面歪みと波面補正技術	32		
3.2.1	レーザー光の波面収差	32		
3.2.2	高平均出力レーザーの波面歪み	33		
3.2.3	大型光学材料における波面歪み	37		
3.2.4	超短パルスレーザーの波面歪み	38		
3.2.5	波面補正技術	39		
3.2.6	高光損傷耐力・高空間分解能な位相共役板	42		
3.3 Nd:YLF ロッドの位相共役板の開発4				
3.3.1	Nd:YLF ロッドの複屈折	43		

3.3.2	Nd:YLF ロッドの偏光依存性の評価	45
3.3.3	Zernike 多項式による収差関数の展開	46
3.3.4	Nd:YLF ロッドの波面形状と位相遅延の関係	49
3.3.5	波面補正に求められる Zernike 次数の評価	49
3.3.6	Nd:YLF ロッドの位相共役板の設計	50
3.3.7	位相共役板の試作および評価	51
3.3.8	位相共役板による波面補正の実証	53
3.4 位相共	共役板を用いた LD 励起 Nd:YLF リング型再生増幅器の開発	54
3.4.1	LD 励起 Nd:YLF ロッドレーザーヘッドの開発	54
3.4.2	LD 励起 Nd:YLF ロッドレーザーヘッドの特性評価	58
3.4.3	Nd:YLF ロッドの熱レンズ特性	59
3.4.4	リング型再生増幅器の設計	61
3.4.5	リング型再生増幅器の出力シミュレーション	62
3.4.6	1J×10Hz 出力試験	66
3.4.7	波面補正および 80dB の増幅率の実証	68
3.4.8	熱複屈折の評価	71
3.4.9	B 積分値の試算	72
3.5 まとる	ø	73
参考文献.		74
第4章 LD	励起高エネルギーレーザーシステムの開発	76
4.1 はじる	<i>クに</i>	76
4.2 LD 励	起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムの開発	76
4.2.1	ジグザグスラブ型レーザー増幅システムの設計	76
4.2.2	温度分布補償型 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅器の設計	78
4.2.3	ヒーターによる波面補正試験	79
4.2.4	誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡の開発	81
4.3 レー1	ザー増幅システムの増幅特性	81
4.4 可変形	¥鏡の仕様および特性	84
4.5 長期道	重用状況	87
4.6 まとる	<i>か</i>	88
参考文献.		89
第5章 Cel	_iB ₆ O ₁₂ による波長変換技術の開発	90
5.1 はじる	カに	90
5.2 核融合	含用ドライバーに向けた波長変換技術の現状と課題	90
5.2.1	非線形光学結晶の特性比較	90
5.2.2	高エネルギー・高平均出力レーザーにおける波長変換の研究	91
5.2.3	核融合用ドライバーに向けた波長変換器の仕様	93

	5.3 非線形	ジ光学結晶による非線形効果	
	5.3.1	強電場に対する誘電体の非線形性	
	5.3.2	2 次非線形光学効果	
	5.3.3	3 次非線形光学効果	100
	5.3.4	位相整合条件	103
	5.3.5	1 軸性光学結晶	
	5.3.6	1 軸性光学結晶の位相整合角の計算	107
	5.3.7	1 軸性光学結晶の結晶対称性と有効非線形係数	
	5.4 波長変	Σ換評価シミュレーションコードの開発	109
	5.4.1	複素連立微分方程式	109
	5.4.2	角度許容幅、温度許容幅、スペクトル許容幅	
	5.4.3	入射レーザー光の発散角および入射角による位相不整合 $\Delta k heta$ の計算	113
	5.4.4	結晶内部の温度分布による位相不整合ΔkTの計算	113
	5.4.5	時間波形による波長変換効率の変化	115
	5.4.6	シミュレーションソフトの開発	115
	5.5 CLBO	非線形光学結晶による大口径波長変換器の試作	116
	5.5.1	Type-I および Type-II の特性	
	5.5.2	CLBO の加工	119
	5.5.3	ガス冷却型 CLBO ホルダの開発	121
	5.5.4	CLBO 波長変換システムの開発	122
	5.5.5	高効率波長変換の実証	123
	5.5.6	発散角および波面が与える波長変換効率への影響の考察	125
	5.6 CLBO	による 1kJ×10Hz 10kW 級レーザーの波長変換の評価	128
	5.7 まとめ)	131
	参考文献		132
第	6章 高出	カレーザーによる D-D 核融合反応中性子の発生	133
	6.1 はじめ)に	133
	6.2 重水素	を化ポリスチレンナノ粒子によるクーロン爆発	133
	6.2.1	クーロン爆発によるイオン発生のシミュレーション	133
	6.2.2	重水素化ポリスチレンナノ粒子の製造	
	6.3 LD 励;	起ガラスレーザーを励起源とした Ti:Sapphire レーザーの開発	
	6.3.1	全固体 20TW レーザーシステムの設計	
	6.3.2	20TW 用 Ti:サファイア増幅器の増幅特性	136
	6.4 ナノ粒	立子による D-D 核融合反応中性子の発生	
	6.4.1	クーロン爆発によるイオン発生	139
	6.4.2	高エネルギー重水素イオンを用いた D-D 核融合用ターゲット	
	6.4.3	D-D 核融合反応による 2.45MeV 中性子の発生	

6.5 まとめ	142
参考文献	144
第7章 結論	145
谢辞	149
業績目録	151

第1章 緒論

1.1 レーザー核融合発電

地球への環境負荷が少なく、資源が豊富にあり偏在しない将来のエネルギー源の候補として、核 融合反応を利用した発電が期待されている。核融合反応を発生させる方法は幾つか存在するが、発 電炉に必要な投入エネルギーよりも大きな出力エネルギーを得る所謂ローソン条件[1]を実現するこ とが可能とされる方法としては、(1)磁場閉じ込め核融合と(2)慣性閉じ込め核融合の2つが有力と考 えられている。前者は、1950年代頃から米国、英国、旧ソ連にて秘密裏に研究が開始され、1958年 の「第2回原子力平和利用国際会議(通称、第2回ジュネーブ会議)」にて秘密研究の解除後にイゴ ール・タム博士およびアンドレイ・ドミトリエヴィッチ・サハロフ博士(共に旧ソ連)により提唱さ れたトカマク型の核融合炉が世界中で研究され[2]、現在、国際熱核融合実験炉(ITER)が欧州、米 国、ロシア、中国、インド、韓国、日本の7カ国による国際プロジェクトとして推進されている。 一方で後者の慣性閉じ込め核融合は、レーザー方式による核融合研究が日本および米国を中心とし て1970年頃からスタートし、多くの研究成果を挙げてきた[3-5]。現在は先行する日米に対して、フ ランス、中国、欧州、ロシアがメガジュール級の大型レーザー施設の建設を進め追従を図っている。 レーザー核融合の研究は、磁場閉じ込め核融合の研究から約 20 年遅れて研究が開始された経緯があ りながらも、レーザー技術等の飛躍的な技術進展により多くの研究成果が得られ、現在は米国ロー レンス・リバモア国立研究所にて 1.8 メガジュール級のレーザー出力を実現した国立点火施設 (NIF:National Ignition Facility)の運用が開始され、今後更なるレーザー核融合研究の進展が期 待される。

図 1.1.1 にレーザーのピーク出力の推移を示す[6]。1960 年に T. H. Mainman によりレーザーが 発明されて以降[7]、Q スイッチレーザーやモード同期レーザー、チャープパルス増幅[8]の発明によ り約 50 年でピークパワーは 10 桁 (100 億倍)以上の飛躍的な増大を遂げてきた。一方、レーザー エネルギーの推移を図 1.1.2 に示す[9]。前述の米国 NIF にて波長 1053nm にて 3MJ 以上のパルス エネルギーが得られており、レーザーの発明初期の~µJ 程度と推察されるパルスエネルギーと比 較すると、やはり 10 桁以上の増大が遂げられていることが分かる。このようにレーザーの進歩は目 覚しく、レーザー核融合発電への期待は今後更に大きくなると言える。



図 1.1.2 レーザー光のエネルギー出力の推移[9].

図 1.1.3 に、各国で行われているレーザー核融合研究のロードマップを示す[10]。NIF では、2012 年の点火実証を目標としていたのに対し、2013 年 9 月に燃料に投入されたエネルギーを核融合で発 生したエネルギーが上回るという実験結果を発表した[11]。これは、核融合燃料の内部でアルファー 粒子による燃焼が開始する初期状態を実現したことを意味し、レーザー核融合研究の大きなマイル ストーンと言える。核融合出力を更に増やすためには、今回の燃料の一部分で始まった燃焼(バ ーニング)を燃料全体まで広げる必要があり、NIFでは 2020年まで核融合点火研究を継続するとしている。今後の実験により燃料の圧縮比と点火温度の最適化等による更なる研究の進展が期待される。フランスのLMJ:Laser Mega Joule は、NIFと同様のメガジュール級の爆縮用レーザードライバーに加え、ペタワットの出力を有する超高強度レーザーPETALを備えており、高速点火やショック点火といった新たな点火方式を探求する実験も視野に入れた施設として建設が進められており、2015年に部分的なレーザー装置の稼動を行ったプラズマ実験を開始した。



図 1.1.3 各国のレーザー核融合ロードマップ[10].

高速点火は、高効率な核融合燃料の点火が期待される方式である[12-14]。NIF などで進められて いる中心点火方式では、燃料内部の圧力と温度を制御することで自己的に点火させる方式であるの に対し、高速点火方式では、ある一定条件まで燃料を圧縮した状態で、外部から超高強度のレーザ ー光を照射し燃料を加熱し点火させる方式である。このため、中心点火方式よりも燃料の圧力と温 度の条件を緩和されることが期待でき、低いレーザーエネルギーでレーザー核融合炉を実現できる 可能性がある。高速点火を提唱した大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは、2001 年に超 高強度レーザーによる高密度プラズマの加熱に成功し高速点火を実証した[15,16]。現在、世界に先 駆けて建設した 10kJ 級ペタワットレーザー(LFEX)の建設を完了し、高速点火の実証に向けた FIREX プロジェクトを推進している[17-20]。

核融合発電による商用炉(Demonstration Plant)に向けたロードマップでは、200kJ/10Hz レー ザードライバーを用いた実験炉(Experimental Reactor)を建設することが計画されている。更に その前には、10-50kJ×10Hz 規模のレーザードライバーによる統合システムによる技術試験 (Integrated System Engineering)が必要とされている。ここで、図 1.1.3 で示されたロードマ ップにおいて、FIREX-II と並行して進められる実験炉に直接繋がる技術設計では、電気から光 への変換効率が高く、繰り返し動作が可能な半導体レーザー励起固体レーザー(DPSSL)をレーザ ードライバーとすることが前提となる。米国のLIFE[21]、欧州のHiPER[22]、大阪大学のi-LIFT[10] (図 1.1.4)が、DPSSLを駆動源とした次期核融合炉として提案されている。



図 1.1.4 核融合実証炉 i-LIFT[10].

1.2 LD 励起固体レーザーによるレーザー核融合研究の現状

レーザー核融合の研究は、大型のフラッシュランプ励起レーザーを用いて主に物理的な原理実証 を目的に進められている。しかしながら、レーザーを動作させる頻度が1日当たり3~6回と限られ ており、最適な核融合条件を見出すのに多くの期間を要している。レーザーの動作頻度が低く制限 される主たる原因は、フラッシュランプをレーザーの励起源として用いていることによる。理由と して、 フラッシュランプを駆動するための高電圧のパルス電源は、大型かつ高価となるため繰り 返し動作が可能な電源の開発が困難であること、 フラッシュランプに投入される電気エネルギー に対するレーザー媒質へ吸収される光エネルギーの効率が低いため、メガジュール級のレーザーエ ネルギーを出力するために、膨大な電気エネルギーを消費することとなり運用コストが莫大となる こと、 フラッシュランプの光を吸収した光エネルギーのうち、レーザー媒質が近赤外光のレーザ ーとして出力する時のエネルギーの変換効率が低いため、レーザー媒質に蓄えられたレーザー発振 に寄与しない光エネルギーの多くが熱となり、レーザー媒質が熱的に破壊されてしまうことにある。

レーザー核融合研究の新たなアプローチとして、光産業創成大学院大学、浜松ホトニクスおよび トヨタ自動車は、DPSSLを核融合実験用ドライバーとしたレーザー核融合研究を 2008 年から開始 した。この研究では、LD 励起 Nd:ガラスレーザー(KURE: 12 J, 1Hz, 527 nm)とTi:サファイア レーザー(BEAT: 100fs, 10Hz, 800 nm)を用いたレーザードライバーHAMA を開発し(図 1.2.1) 対向爆縮・対向直接加熱という世界的にも唯一となるスキームによるレーザー核融合研究を進めて きた[23]。この HAMA は、 Ti:サファイアレーザーを種光として LD 励起ガラスレーザーにより増幅 されたレーザー光をビームスプリッタにより 2 分割し、一方はパルス圧縮器により短パルス化され たフェムト秒の加熱用レーザー、他方はパルス圧縮器を介さないチャープしたままのサブナノ秒の 爆縮用レーザーとして構成されている。爆縮用レーザーと加熱用レーザーは更にそれぞれ 2 ビーム に分割された後ターゲットチャンバー内に導光され、ターゲットに対し 2 本の爆縮用レーザーを対 向する方向から照射し、その直後に2本の加熱用レーザーを同軸かつ対向する方向から照射する。 2 枚の平板を約 100μm のスペースを設けて設置し、そこへ爆縮・加熱用のそれぞれ 2 ビームを対 向させて照射した実験の X 線ストリーク計測の結果を図 1.2.2 に示す[24]。図 1.2.2 は、縦軸に、 爆縮用レーザーの時間ピークをゼロとした時の点火用レーザーが照射されるまでの遅延時間を示し、 そこへ4つのX線ストリーク像を並べて示している。この実験では、加熱用レーザーを照射するタ イミングを最適化することで、コアプラズマからのX線の発光が確認された。このHAMAを用い たこの実験により、DPSSL を用いたターゲット爆縮とコアプラズマの加熱に世界で始めて成功し た。このように、レーザーのエネルギーが一般的な核融合研究用のレーザーと比較して 5~6 桁ほど 低いレーザー装置においても、空間的かつ時間的にレーザー強度を制御し、ターゲットのパラメー タを最適化することで、核融合プラズマの挙動を理解するための研究に活用できることが示された。 繰り返し動作が可能な DPSSL を用いた核融合研究によりレーザー核融合の物理的な解釈を進める ことができ、シミュレーションも活用することで高密度なプラズマ状態を理解する大きな役割を果 たすことができる。



図 1.2.1 レーザードライバーのレイアウト[23].



図 1.2.2 DPSSL によるコアプラズマの加熱実験の X 線ストリーク計測の結果[24].

また繰り返し動作が可能な DPSSL を用いることで、物理的な核融合プラズマ研究への貢献の他 に、核融合炉には必須となる工学的な実証研究も進めることができる。図 1.2.3 に、同じく光産業 創成大学院大学らの研究の成果を示す[25]。この実験では、直径 1mm の重水素化ポリスチレン(CD) の中実球をレーザー光が照射される位置まで自由落下させ、繰り返し率 1Hz でレーザー光を連続的 に照射することに成功した。この実験にてターゲットへの命中率は約 20%、1.0×104/4πsr 以上の中 性子が発生した確率は 2.5%と評価された。まだ実用化には十分な頻度ではないものの、このような 研究を継続して進めることで、核融合炉の実現に必要な大きな技術を着実に進めることができる。



図 1.2.3 (a) ターゲット供給装置、(b) ターゲットを対向照射した瞬間のスナップショット[25].

1.3 高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーのレーザー核融合研究への貢献

前節にて、繰り返し動作が可能な DPSSL は、レーザー核融合発電に必要な物理的・工学的な研究 用のツールとして非常に有用であることを示した。現在世界で、レーザー核融合の実験に直接用い られている DPSSL は、著者の知る限り前節で紹介した HAMA のみである。しかしながら、この研 究で用いたレーザー光のエネルギーは 10J 程であるため、低密度なプラズマ状態における実験結果 を高密度なプラズマ状態にまでスケーリングするためには、シミュレーション解析による予測に頼 らざるを得ず、レーザー核融合研究として必ずしも十分とはいえない。そのため高密度なプラズマ 状態における繰り返し実験を行うにはレーザー光のエネルギーを増大させることが重要である。仮 にレーザー光のエネルギーを現在の 100 倍となる 1 kJ 級まで増大させることができると、100J ク ラスのマルチビームによるターゲット爆縮と Ti:サファイアレーザーを用いたペタワット級コア加 熱の実験を実施することができ、爆縮および点火のレーザー照射条件の最適化の研究を行なう上で この装置の意義は非常に大きい。キロジュール級 DPSSL の実現によりもたらされるレーザー核融 合研究への効果を図 1.3.1 に示す。



図 1.3.1 キロジュール級 DPSSL によるレーザー核融合発電実現への貢献

一つ目の効果は、キロジュール級 DPSSL を産業展開することで量産技術が確立され、レーザー装置のコストが低減される。産業利用により技術が洗練されレーザー装置の小型化・高出力化も期待できる。特に主要なコンポーネントの一つである LD の高出力化や量産効果による低コスト化により、キロジュール級 DPSSL の派生技術として 10-100J クラスの DPSSL の産業展開が期待される。

もう一つの効果は、キロジュール級 DPSSL を開発することで核融合研究が加速され、核融合点 火に必要な条件の最適化が進むことで核融合に必要なレーザーエネルギーが低減されることが期待 される。この点火条件を引き下げる可能性のある方式として、高速点火は一つの有力な候補といえ る。

この 2 つのアプローチがもたらす相乗効果により、キロジュール級 DPSSL の実現はレーザード ライバーの低コスト化とレーザー核融合の高効率発生を同時に進めることができ、早期のレーザー 核融合発電の実現に大きく貢献することが期待できる。

1.4 高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向けた課題

キロジュール級 DPSSL の実現には、経済的課題と技術的課題があると考えられる。以下に2つの課題について説明する。

1.4.1 経済的課題と対策

キロジュール級のレーザー装置のコストは、現時点では少なくとも数 10 億円規模と見積もられ る。レーザー核融合発電が商用炉として実現するためには、発電コストは現在の火力発電所や原子 力発電所と同等にならなければならず、そのときの発電所の建設コストも 1GWh 当たり 3000 億円 ほどである必要と考える。ここで、レーザードライバーに許容されるコストを 1000 億円とすると、 1MJ のレーザー出力を得るためには 1kJ 当たり 1 億円でなければならない。この経済的な課題につ いて、産業展開することにより期待されるレーザー装置のコストの削減に大きなブレークスルーを 与える技術の例を 2 つ挙げる。

一つ目として、LD の高出力化が挙げられる。2016 年に 1cm の LD バーから約 1kW をピーク出 力し、10 本の LD バーにより約 10kW を出力する LD スタックに関する技術が報告された[26]。こ れは、従来の 100-200W と比較すると 5 倍以上の出力の向上である。またこの時のパルス幅は 1ms であり、従来の Nd 添加レーザーで用いられていた LD のパルス幅~300 µ s と比較すると、3 倍以上 のエネルギー出力が得られている。その結果、LD スタックからの出力は 1ms のパルス幅にて約 10J の励起エネルギーに達し、従来の 10 倍以上のエネルギーを得ることに成功している。

もう一つのコスト削減に大きく寄与するブレークスルーが期待される技術として、誘電体多層膜 コーティングの高耐力化技術が挙げられる。レーザー媒質や光学素子には、レーザー光の反射・透 過による損失の軽減するための誘電体多層膜コーティングが施されている。この誘電体多層膜コー トの光損傷閾値は、パルス幅 10ns、波長 1 µ m、繰り返し率 10Hz において約 10J/cm² である。一 方でシングルショットの条件下における光損傷閾値は既に 100J/cm² 以上の結果が得られており、今 後この損傷耐力が繰り返し照射条件においても実現されると期待される。

図 1.4.1 に、上記 2 つの技術の進展がレーザー装置の価格に与える影響を示したグラフを示す。 LD バーの出力が、仮に 200W@1ms から 10kW@200µs に向上することで LD 励起システムのコス トが約 1/10 となり全体のコストは約 1/3 にまで減少する。更に誘電体多層膜コートのダメージ耐力 が 100J/cm²まで向上することで、レーザー増幅器やシステムコンポーネントのコスト 1/5 となり全 体コストとして更に 1/3 に減少する試算となる。その結果、2 つの技術革新により現状価格に比べ 1/10 まで下がると見積もられた。



図 1.4.1 キロジュール級 DPSSL のコスト試算.

1.4.2 技術的課題と対策

今日までに、米国 NIF や大阪大学激光 XII 号および LFEX 等で 10kJ 超級の高エネルギーのレー ザーパルスの発生が実証されてきた。一方で、10Hz 動作のキロジュール級 DPSSL の実現を考えた 場合、高繰り返し動作による熱の影響を抑制することが大きな技術的課題である。

レーザー媒質や光学素子の内部に熱が発生することで温度分布が生じ、その温度分布が原因とな リ媒質を透過したレーザー光の波面が大きく乱れてしまう現象の補正が重要な技術となる。一般に 産業用などに用いられている高平均出力のレーザー装置の場合、ファイバーレーザーに代表される ように連続波もしくは低エネルギーパルスであるため、ビーム口径(およびレーザー媒質の口径) は小さくて良い。そのため、熱による波面の歪みの影響は顕在化することは少ない。しかしながら、 1Jを超えるレーザーパルスの場合、光損傷を抑制するためにレーザー光のビーム口径は大きくする 必要があり、ビーム口径の内部に発生する波面歪みは、ビームの伝播特性に大きく影響し、大きな エネルギー損失や光学素子の損傷の原因となる。また、波長変換などに用いる非線形結晶の場合、 結晶内部に温度分布がレーザー光の波面を歪ませるだけでなく、結晶内部の屈折率変化により位相 整合条件を崩してしまうため波長変換の効率を著しく低下させる原因となる。このように、キロジ ュール級 DPSSL の実現には高繰り返し動作による熱の影響を抑制する技術が重要である。

1.5 本研究の目的と本論文の構成

本論文では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向けた研究開発課題である、高空間分解能かつ安価にレーザー波面歪みを補正する技術に関する研究と高効率な波長変換技術に関する研究について報告する。本論文は全7章から構成される(図 1.5.1)。

第1章は緒論で、将来のエネルギー源としてレーザー核融合技術の重要性を示し、レーザー核融 合炉用のレーザードライバーの実現に向けたキロジュール級 LD 励起固体レーザーの必要性を述べ 本研究の意義を明らかにした。

第2章では、レーザー核融合炉用ドライバーに要求される仕様を示し、要求仕様を満たすための 高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーの設計技術についてまとめ、その実現に向けた研 究開発課題と本研究の目的を明らかにした。

第3章では、高平均出力キロジュール級LD励起固体レーザーに適用可能な、安価で高分解能な 波面補正技術として、合成石英に微小な凹凸形状を加工した位相共役板の開発についてまとめた。 試作した位相共役板は、予め設計した形状に対し約 60nm(RMS)の精度で形状が再現されていると 評価され、実験によりレーザー結晶内部に発生した残留波面歪みを約 60%に軽減することに成功し た。大型の位相共役板によりキロジュール級レーザーの波面を高い空間分解能で補正可能であるこ とを明らかにした。

第4章では、高繰り返しかつ高エネルギーレーザーの研究として、LD 励起ジグザグスラブ型 Nd: ガラスレーザーシステムの開発ついてまとめた。ヒーターを用いた Nd:ガラスレーザー増幅器の波 面制御技術および誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡を導入したシステム開発により、21.3J×10Hz の基本波出力を達成した。また、本レーザーシステムの8年間の運用状況をまとめ、励起用 LD モ ジュールの長期的な実用性を明らかにした。

第5章では、高平均出力キロジュール級LD励起固体レーザーに適用可能な、高効率な波長変換技術として、大型のCsLiB₆O₁₀(CLBO)非線形結晶(40 mm×40 mm)を用いた第2高調波発生の研究についてまとめた。実験により12.5 Jの第2高調波出力にて71.5%の波長変換効率を実証した。非線形結晶の温度分布とレーザー光の時間波形を考慮したシミュレーションコードを開発し、CLBOを用いることで10 kWレーザー(1 kJ×10Hz)の第2高調波発生にて70%以上の高い変換効率が実現可能であることを明らかにした。

第6章では、高出力 LD 励起 Nd:ガラスレーザーを励起源とした 20TW 出力の全固体 Ti:サファ イア超高強度レーザーによる D-D 核融合反応中性子の連続かつ高頻度発生についてまとめた。繰り 返し率 0.1-1Hz の連続 100 回の D-D 核融合発生実験により、98%の確率で平均 4×10⁴/ショットの 中性子発生を実証し、高出力レーザーによる中性子源の実現可能性を示した。

> 研究テーマ ーザー核融合炉用ドライバーに向けた キロジュール級LD励起固体レーザーとその応用に関する研究 【第1章】 レーザー核融合発電の実現に向けた キロジュール級LD励起固体レーザー開発の意義と技術的課題の提示 【第2章】 キロジュール級LD励起固体レ - ザーの実現に向けた研究課題の明示 及び設計技術の解説と本研究の目的の明示 【第3章】 【第4章】 【第5章】 キロジュール級レ-・ザー用 高出カレーザーの キロジョ ール級レーザー用 波面補正技術の研究 増幅技術の研究 波長変換技術の研究 【第6章】 高出力レーザーの応用に関する研究 【第7章】 本研究が到達した成果のまとめと今後の課題

第7章は結論で、得られた成果をまとめ、本論文の総括を行った。

図 1.5.1 本論文が取り組む研究課題と論文の構成.

参考文献

- [1] J. D. Lawson: Proc. Phys. Soc. B 70, 6 (1957).
- [2] 飯吉 厚夫、武藤 敬、横山 雅之: J. Plasma Fusion Res., 85, 487 (2009).
- [3] J. Lindl: Phys. Plasma, 2, 3933 (1995).
- [4] C. Yamanaka and S. Nakai: Nature, 319, 757 (1986).
- [5] H. Azechi, T. Jitsuno, T. Kanabe, M. Katayama, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrays, Y. Setsuhama, M, Takagi, M. Yamanaka, and C. Yamanaka: Laser Part. Beams, 9, 193 (1991).
- [6] T. Tajima and G. Mourou: Phys. Rev. Special Topics, Accelerators and Beams, 5 031301 (2002).
- [7] T. H. Mainman: Nature, 187, 493(1960).
- [8] D. Strickland and G. Mourou: Opt. Comm., 56, 219 (1985).
- [9] http://www.ile.osaka-u.ac.jp/jp/education/technologies/hrlaser/index.html.
- [10] H. Azechi and FIREX Project Team: J. Physics Conference Series 112, 012002 (2008).
- [11] O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey, P. M. Celliers, C. Cerjan, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, T. Döppner, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, J. L. Kline, S. Le Pape, T. Ma, A. G. MacPhee, J. L. Milovich, A. Pak, H.-S. Park, P. K. Patel, B. A. Remington, J. D. Salmonson, P. T. Springer, and R. Tommasini: Nature, **506**, 343 (2014).
- [12] T. Yamanaka: Experimental Proposal for Kongoh Project Phase I, Institute of Laser Engineering Internal Report, Osaka University, May 1983, pp.5-6
- [13] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glindky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Cambell, M. D. Perry, and R. J. Mason: Phys, Plasmas, 1, 1626 (1994).
- [14] N. G. Basov, S. Y. Guskov, and L. P. Feokistov: J. Sov. Laser Reserrch, 13, 396 (1992).
- [15] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka, and M. Zepf: Nature, **412**, 798 (2001).
- [16] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, and T. Yamanaka: Nature, **418**, 933 (2002).
- [17] J. Kawanaka, N. Miyanaga, H. Azechi, T. Kanabe, T. Jitsuno, K. Kondo, Y. Fujimoto, N. Morio, S. Matsuo, Y. Kawakami, R. Mizoguchi, K. Tauchi, M. Yano, S. Kudo, and Y. Ogura: J. Physics Conference Series, **112**, 032006 (2001).
- [18] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T.

Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K. Tanaka, H. Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T. Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto, N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Jitsuno, Y. Nakata, K. Tsubakimoto, N. Morio, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, T. Kanabe, K. Kondo, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima, and H. Azechi: Plasma Phys. And Controlled Fusion, **53**, (2011).

- [19] H. Azechi, K. Mima, Y. Fujimoto, S. Fujioka, H. Homma, M. Isobe, A. Iwamoto, T. Jitsuno, T. Johzaki, R. Kodama, M. Koga, K. Kondo, J. Kawanaka, T. Mito, N. Miyanaga, O. Motojima, M. Murakami, H. Nagatomo, K. Nagai, M. Nakai, H. Nakamura, T. Nakamura, T. Nakazato, Y. Nakao, K. Nishihara, H. Nishimura, T. Norimatsu, T. Ozaki, H. Sakagami, Y. Sakawa, N. Sarukura, K. Shigemori, T. Shimizu, H. Shiraga, A. Sunahara, T. Taguchi, K.A. Tanaka, and K. Tsubakimoto: Nucl. Fusion, 49, 104024 (2009).
- [20] H. Azechi and FIREX Project Tteam: J. Physics Conference Series 717, 012006 (2016).
- [21] A. J. Bayrmian, R. W. Campbell, C. A. Ebbers, B. L. Freitas, J. Latkowski, W. A. Molander, S. B. Sutton, S. Telford, and J. A. Caird: J. Physics Conference Series 244, 032016 (2010).
- [22] J. C. Chanteloup, D. Albach, A. Lucianetti, K. Ertel, S. Banerjee, P. D. Mason, C. Hernandez-Gomez, J. L. Collier, J. Heai, M. Wolf, J. Körner, and B. J. Le Garrec: J. Physics Conference Series, 244, 012010 (2010).
- [23] Y. Mori, T. Sekine, O. Komeda, S. Nakayama, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, N. Satoh, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Motohiro, Y. Nishimura, A. Sunahara, Y. Sentoku, and Y. Kitagawa: Nucl. Fusion, 53, 073011 (2013).
- [24] Y. Kitagawa, Y. Mori, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara T. Sekine, N. Satoh, T. Kurita, M. Takagi, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, Y. Nishimura, A. Sunahara, and Y. Sentoku: Phys. Rev. Lett., 108, 155001 (2012).
- [25] O. Komeda, Y. Nishimura, Y. Mori, R. Hanayama, K. Ishii, S. Nakayama, Y. Kitagawa, T. Sekine, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, A. Sunahara, Y. Sentoku, and E. Miura: Sci. Rep., 3, 2561 (2013).
- [26] N. Kageyama, T. Uchiyama, T. Nagakura, K. Torii. M. Takauji, J. Maeda, T. Morita, and H. Yoshida: IEEE Photonics Technology Letters, 28, 983 (2016).

第2章 炉用 LD 励起固体レーザーの研究開発課題

2.1 はじめに

第1章では、レーザー核融合研究におけるキロジュール級レーザーの必要性とその意義について 示した。一方で、産業面からキロジュール級レーザーの必要性とその意義を考える場合、レーザー 加速や中性子源、社会インフラの検診など様々な応用が考えられるが、究極的な市場はレーザー核 融合発電炉用のレーザードライバーとしての応用と言える。

現在、国内のレーザー核融合フォーラムにて数 100 キロジュール級のレーザーエネルギーによる レーザー核融合発電の実現に向けた炉設計や開発計画の立案が進められている[1,2]。米国ローレン ス・リバモア国立研究所の NIF では、3MJ 級のレーザーエネルギーを用いた核融合研究が進められ ている[3]。ここで 1.4.1 項での仮定と同様に、1MJ のレーザーエネルギーを用いて 100 万キロワッ ト(1GW)規模の発電所を構成すると仮定する。日本の全ての発電所の発電量はおよそ 1,000TWh であり、発電所に要求される出力に換算すると約 270GW となる。国内の発電量の 3 割をレーザー 核融合発電で補うとした場合、90GW 出力に必要なレーザーエネルギーは 90MJ であり 90,000 台 の 1kJ レーザーが必要となる。仮に 1kJ レーザーの価格を 1 億円と仮定してもその市場規模は 9 兆 円規模と試算され巨大である。

1kJ レーザーを単位モジュールとした小型かつ量産化が見込まれるキロジュール級レーザーを開発し、まずは前述の発電以外の産業応用へ早期に展開することで将来の究極的な市場であるレーザー核融合発電の実現を目指すことができる。そこで本章では、キロジュール級レーザーに求められる仕様を示し、実現に向けた課題を明確化した上で本論文が目的とする研究成果を明らかにする。

2.2 レーザー核融合用ドライバーの要求仕様

レーザー核融合炉用のレーザードライバーに求められる典型的な要求仕様の例を表 2.2.1 に示す。 ここで示した仕様は典型例であり、レーザー核融合を発生させる方式(中心点火や高速点火、衝撃 点火など)や、経済性を鑑みた炉設計のコンセプトによって異なる。今後のレーザー核融合研究の 進展により、必要となるレーザーエネルギーが大きく低減される可能性もある一方で、大きく増加 することも否定できない。発電コストを考えると、可能な限り低いレーザーエネルギーで高効率に 核融合を発生させてエネルギーを取り出し、それを高頻度で行なうことが重要となる。表 2.2.1 に おいて、エネルギーについては1ビームで 1MJ を得る必要は無く、前節で述べた通り 1kJ などの 単位モジュールを複数用いて構成することが可能である。パルスの繰り返し率の要求仕様である 10Hz は、燃料ペレットを核融合炉へ供給する技術や中性子からの熱エネルギーを回収する技術とも 関連する。またレーザー波長についても、燃料ペレットを爆縮させるときの最表面層の材料や厚さ 等の設計・構成によっても異なる。パルスの時間波形は、燃料ペレットを爆縮し核融合燃料を高密 度に圧縮するために非常に重要である。一般に核融合燃料は、固体密度の 1,000 倍程度の圧力に圧 縮することが必要とされるが、単純に圧縮すると衝撃波が先に伝播してしまい、燃料内部に熱を生 じることで体積が膨張し密度が下がってしまう。そのため、燃料内部の温度を低く維持したままゆ っくりと圧縮する必要があり、それをコントロールするのに適したレーザー波形で照射することが 求められる。ビーム品質も燃料ペレットのサイズやレーザー光を照射する最終レンズの仕様により 異なる。レーザー光を集光するレンズの焦点距離を 5m、レーザー光のビーム径を 30cm とした場 合、回折限界の集光スポットサイズは、波長に依存するが 50µm以下となる。回折限界の5倍とす ると、集光スポットサイズは250µm 程度となり、燃料ペレットのサイズを直径 1mm としたとし ても十分なビーム品質といえる。実際には、球状の燃料ペレットに対して均一な照射強度でレーザ ー光を照射することが求められると考えられるため、多数のレーザー光を照射することによる重ね 合わせによる効果を考慮した集光スポット内の強度プロファイルの制御なども必要になる。

表 2.2.1レーザー核融合炉用ドライバーの典型的な要求仕様パラメータ特性エネルギー1MJ繰り返し率10Hz波長500nm 帯 又は 300nm 帯時間波形テーラードビーム品質回折限界の 5 倍のエリアに集光可能電気 - 光変換効率10%以上

最も重要な仕様に電気 - 光変換効率が挙げられる。レーザー核融合発電では、できるだけ低い投入電力にてレーザードライバーを駆動することが重要である。図 2.2.1 にレーザー核融合発電におけるエネルギーバランスのブロック図を示す。ここで、1 回の核融合反応を発生させるために必要なレーザーのエネルギーを EL、炉心プラズマからの熱エネルギーを ETH、エネルギー変換器により熱エネルギーから電気に変換された電気エネルギーを EEL、電気エネルギーから次の核融合発生に向けてレーザードライバーを駆動するために用いられる電気エネルギーを EREC とした。このとき、核融合プラント内で、エネルギーの入力と出力が等しくなる条件は式 2.1 で示される。

ここで、

である。エネルギー変換効率 $\eta_{
m FL}$ を 0.4、電気エネルギーの循環率 $\eta_{
m REC}$ を 0.25 と仮定すると

$$\eta_{\rm L} \cdot Q = 10$$
 \vec{z} 2.6

となり、核融合利得を100とした場合、レーザードライバーには電気からレーザー光への変換効率として10%が求められる。このようにレーザードライバーには高い電気-光変換効率が求められ、 それを実現するための一つの方式として、LDを励起源とした固体レーザーが有望視されている。



図 2.2.1 レーザー核融合発電のエネルギーバランスのブロック図.

ここで、DPSSL の特徴を示す。レーザーには活性媒質の種類や化学形態により、ガスレーザー (CO₂、He-Ne など)、エキシマレーザー(ArF、KrF など)、半導体レーザー(GaAs、InGaAs な ど)、液体レーザー(色素など)、化学レーザー(ヨウ素など)、固体レーザー(Nd:YAG、Nd:ガラス、 Ti:サファイアなど)、自由電子レーザーなどに分類される。DPSSL を構成する半導体レーザーと固 体レーザーには以下の特徴がある。半導体レーザーは他のレーザーと比較し、小型・長寿命・高効 率・高メンテナンス性・高制御性という特徴を有する。既に産業応用も進んでおり量産性に優れ今 後更に低コスト化も期待される。しかしながら、レーザーを発振する活性層の断面積が例えば数 100 µm² 程度と非常に小さく発光端面の光損傷閾値もおよそ数 10MW/cm² 程度と低いため、尖頭値の 高い高輝度なレーザー発振には不向きである。一方で、固体レーザーは、蛍光寿命に応じて励起光 のエネルギーを一定時間蓄積することができ、種光を入力することで短時間にエネルギーを誘導的 に取り出すことができる。つまりレーザーの輝度を増大させる増幅器を構成するのに適している。 レーザー媒質を用いることで高輝度かつ高エネルギーなレーザー出力が可能である。固体のレーザ ー媒体の吸収スペクトルは、ガスなどのレーザー媒体と比較して十分に広く、半導体レーザーの発 振波長幅に好適である。またエキシマレーザーや化学レーザーなどと比較し、レーザー媒質や装置 のメンテナンスが簡便であることも大きな特徴と言える。このような理由から、DPSSL は高効率な キロジュール級レーザー光を発生させる候補の一つといえる。

2.3 高エネルギー出力 LD 励起固体レーザーの開発状況

1990年代から、レーザー核融合炉用ドライバーを最終目的とした DPSSL の開発が日米を中心に 進められてきた。米国ではローレンス・リバモア国立研究所にて Mercury レーザー[4]、日本では大 阪大学と浜松ホトニクスが共同して HALNA レーザー[5]の開発が行われた。また、欧州では高パル スエネルギー出力の DPSSL レーザー装置の開発として、LULI(仏)にて LUCIA レーザー[6]、 Jena 大学にて POLARIS レーザー[7]の開発が現在も進められている。また近年では、ラザフォー ド・アップルトン研究所(英国)にて DiPOLE レーザー[8]、ローレンス・リバモア国立研究所にて HAPLS レーザー[9]の開発が行われている。日本でも、大阪大学にて GENBU レーザー[10,11]の開 発が進められており、浜松ホトニクスでも 20J 級の出力を有する KURE レーザー[12]が稼動してい る。

近年、更に高出力なパルスエネルギーを有するレーザーへの需要が高まりつつあり、フラッシュ ランプ励起ではキロジュール級[13]、LD 励起では 100J 級のレーザーの開発が盛んに行なわれ始め ている。これらのレーザーは、理科学研究用の 1-10PW 級の超高強度レーザーの励起光源としてだ けでなく、直接材料へ照射する新しい加工用としての応用も注目されている。図 2.3.1 に代表的な パルスレーザー装置の世界の開発状況を示す。黒プロットは LD 励起、グレープロットはフラッシ ュランプ励起である。2016 年 12 月に、英国ラザフォード・アップルトン研究所が低温冷却マルチ ディスク型 Yb:YAG レーザーにより 100J×10Hz 動作を達成した[14]。日本では浜松ホトニクスが 100J 級レーザーの開発を進めており[15]、更に 2016 年からは、次世代レーザー加工技術の開発に 向けたプロジェクトが開始され、その中で最大 500J の出力を目指した DPSSL による加工装置の技 術開発をスタートした。



図 2.3.1 世界の高エネルギーレーザーの開発状況.

2.4 高エネルギー出力 LD 励起固体レーザーの設計技術

キロジュール級レーザーを設計する上で、通常の産業用レーザーとは異なる技術を必要とする。 固体レーザー媒質には、通常の産業用の Nd:YAG レーザーとは異なり大口径化が可能、適度な誘導 放出断面積を有する、熱ショックパラメータが大きいという3つの特徴的な仕様が求められる。ま た、レーザーシステムの設計では、非線形屈折率の影響を考慮することも重要である。本節では、キ ロジュール級レーザーを設計する上で必要となる技術について示す。

2.4.1 レーザーレート方程式による増幅特性の計算

LASER は「Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation」の頭文字を組み合わせ た語源の通り「放射光の誘導的な放出による光の増幅作用」であり、現在では光の増幅作用により 得られた位相の揃った指向性の高い光の束をレーザーと呼んでいる。光共振器などより発振された レーザー光は、光増幅器を用いることで、種光としてのレーザー光の空間モード(横モード)や時 間・スペクトルモード(縦モード)等の基本的な特性を維持したままパワーやエネルギーのみを増 幅することができる。この増幅方式を MOPA (Master-Oscillator Power-Amplifire)と呼ぶ。レー ザーの増幅特性を評価する手法として、レーザーレート方程式がある。ここで、レーザーレート方 程式について説明する[16]。

まず、4 つのエネルギー準位を有するレーザー媒質のエネルギー準位の図を図 2.4.1 に示す。ホスト材料である固体媒体に添加された活性イオンは、光エネルギーW₀₃を吸収することで、エネルギー的に安定した状態から高いエネルギーバンドE₃に励起された状態となる。活性イオンが励起される

ということは、活性イオン中の価電子のエネルギー準位が高くなることを意味し、その価電子が遷移可能なエネルギー準位は連続的でなく、固体媒体と活性イオンの結合状態等により*E*₂、*E*₃ように離散的となる。励起バンドに励起された活性イオンは、*τ*₃₂の寿命でレーザー上準位*E*₂に遷移する。 この時、一般に励起バンドからレーザー上準位へ遷移する寿命は、レーザー上準位からレーザー下 準位へ遷移する寿命*τ*₂₁よりも十分短い。

レーザー下準位へ遷移した活性イオンは、*r*₁₀の寿命を経て基底準位*E*₀へ遷移する。レーザー上準 位のイオン数密度*n*₂が、非励起で安定状態にあるイオン数密度*n*₁を上回ったときに反転分布が形成 され、光の増幅作用が実現される。これらのエネルギー準位毎の活性イオンの分布数密度を元にレ ート方程式を解くことでレーザーの増幅作用を計算することができる。



図 2.4.1 4 準位系のエネルギー準位と分布数密度の模式図.

レート方程式を導き出すために、2 つのエネルギー準位間の作用について説明する。図 2.4.2 に エネルギー準位の模式図を示す。ここで、*E*はエネルギー、*N*は分布数、*g*は縮退度を示す。縮退と は、2 つ以上の異なったエネルギー固有状態が同じエネルギー準位をとることであり、その量・数を 縮退度という。



図 2.4.2 2 準位間におけるエネルギー遷移の模式図.

<u>吸収過程(アインシュタイン係数 B_{12})</u>

図 2.4.2 において、アインシュタイン係数 B_{12} により作用するエネルギー遷移過程は吸収である。 N_1 は式 2.8 に準じて減少する。ここで B_{12} は遷移確率係数 $[cm^3/s^2]$ である。また、 $\varrho(v)$ は周波数域における分布関数である。

<u>自然放出(アインシュタイン係数A21)</u>

アインシュタイン係数 A_{21} により作用するエネルギー遷移過程は自然放出である。 N_2 は式 2.9 に準じて減少する。

微分方程式 2.9 を解くと以下で表すことができる。ここで A_{21} [1/s]は、 E_2 の自然放出寿命 τ_{21} の逆数である。

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1}$$
 式 2.11

<u>誘導放出(アインシュタイン係数B₂₁)</u>

アインシュタイン係数 B_{21} により作用するエネルギー遷移過程は、誘導放出である。 N_2 は式 2.10 に準じて減少する。ここで B_{21} は遷移確率係数である。

これらの上記3つの遷移過程を一つの式で記述すると以下で表すことができる。

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21} \varrho(\nu) N_2 - B_{12} \varrho(\nu) N_1 + A_{21} N_2 \qquad \qquad \vec{x} \ 2.14$$

ここで、熱平衡状態では、単位時間当たりの遷移数 E_2 E_1 は、遷移数 E_1 E_2 と同じでなければならない。従って熱平衡状態では、

となる。そのため、

$$B_{21}\varrho(v)N_2 + A_{21}N_2 = B_{12}\varrho(v)N_1$$
 式 2.17
自然放出 + 誘導放出 = 吸収

と記述することができる。2準位間の分布率はボルツマン式により以下で表すことができる。

更に、各準位における縮退を考慮すると

となり、式 2.19 を用いて式 2.17 を再記述すると

となる。ここで、 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ [Js]はプランク定数である。以下の式で示される黒体輻射の法則(式 2.21)と式 2.20 を比較すると、アインシュタイン係数の関係式として式 2.22 を導出できる。

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi v^2 h v}{c^3}$$
 and $B_{21} = \frac{g_1 B_{12}}{g_2}$ If 2.22

ここで、仮に単純化のために縮退のない系 ($g_1 = g_2$)を仮定すると、

となり、吸収と誘導放出は同じ遷移率を有することになる。逆説的に言えば、異なる縮退を有す る場合は、吸収と誘導放出はもはや同じ遷移率ではないことを意味する。

誘導遷移による吸収過程

図 2.4.2 に示すレーザー媒質の 2 つのエネルギー準位間が、ガウシアン関数で記述できるエネル ギー(周波数)分布率を有していると仮定する。すなわち

で規格化されたエネルギーの分布関数で表すことができ、この時ν₀は中心周波数、Δνは半値全幅 である。そこへ、エネルギー密度_Q(ν)の放射光が入射された場合において、自然放出過程を無視する と式 2.17 と式 2.22 を用いて放射光_Q(ν)の吸収と誘導過程による放射光の放出を記述すると以下で 表すことができる。

ここで、放射光の中心周波数をv_sかつ周波数幅をdvとすると、エネルギー準位間の原子相互作用 する確率は、以下の式で表すことができる。(原子数×分布数関数)

ここで、 E_1 準位において変化した原子数は、光子エネルギー $\hbar v$ と体積 V および分布密度 n_1, n_2 を用いることで、入射放射光のエネルギー密度 $\varrho(v) dv$ の関係式として以下で表すことができる。

更に、dvで積分し入射放射光を単一周波数vsとすると、式 2.29を得る。

入射放射光が単位長さあたりのレーザー媒質を伝搬する時間を $\partial t = \partial x/c$ で表すと

となり、積分すると、

を得る。ここで、吸収係数 $\alpha(v_s)$ を導入すると、

式 2.32 および式 2.33 を用いて式 2.31 を示すと、

が導出され、これはランバート則として良く知られた指数関数的な吸収を示す式となる。ここで、 パラメータσ₂₁は準位2から準位1への放射性エネルギー遷移の誘導放出断面積である。吸収断面積 σ₁₂とは、縮退比率と以下の関係が有る。

 σ_{21} は非常に有用なパラメータであり、 B_{21} を式 2.22 で置き換えると以下の式を得る。

ここで、利得スペクトルの中心周波数と入射光の中心周波数を一致させる($v \approx v_s \approx v_0$)と、ガウシアン波形を想定した場合、以下の誘導放出断面積を得る。

レーザーレート方程式

光子密度 ϕ および誘導放出断面積 $\sigma_{21}(v)$ を用いて、誘導放出に関するアインシュタイン係数 B_{21} と シード光のエネルギー密度関数 $\varrho(v)$ で表される誘導放出の遷移確率関数 $\varrho(v)B_{21}$ を記述すると、レー ト方程式を有効に取り扱うことができる。式 2.33 から、誘導放出の遷移確率 B_{21} と誘導放出断面積 $\sigma_{21}(v)$ は、以下の式で表すことができる。

$$B_{21} = \frac{c}{\hbar v g(v)} \sigma_{21}(v) \qquad \qquad \vec{z} t \ 2.38$$

cは光速である。単位スペクトル幅におけるエネルギー密度関数 $\varrho(v)$ は、スペクトル波形関数g(v)、エネルギー $\hbar v$ および光子密度 ϕ [photons/cm²]により、

で表すことができる。その結果、式 2.38 および式 2.39 からアインシュタイン係数 B_{21} を得る $B_{21}\varrho(v) = c\sigma_{21}(v)\phi$ 式 2.40

図 2.4.1 で示した 4 準位システムの一般的なレート方程式を式 2.41、式 2.42、式 2.43 に示す。 ここで、簡単化のために $n_3 \approx 0$ として無視する。レーザー上準位 E_2 およびレーザー下準位 E_1 の推移 は以下の式で表すことができる。

$$\frac{dn_1}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1}n_1\right)\sigma\phi c + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}}$$

$$\vec{r} \quad 2.42$$

2.4.2 フランツ・ノドビック解析解によるレーザー増幅特性の計算

単一波長の種光が1次元的に位置だけ伝搬することを仮定した2準位モデル間の上記レート方程 式を元に、フランツとノドビックは入力フルエンスから出力フルエンスを算出する解析解を導出し た。フランツ・ノドビックの方程式を式2.44に示す[17]。

$$G0 = \exp(g_0 l) \qquad \qquad \qquad \vec{x} \ 2.46$$

ここで、 E_s は飽和フルエンス[J/cm²]、 E_{st} は蓄積エネルギー密度[J/cm³]、 g_0 は小信号利得係数[cm⁻¹]、 lは伝搬長[cm]、G0は小信号利得である。このフランツ・ノドビックの方程式をマルチパス増幅に適応させた式に書き直すと以下で表すことができる。

$$E_{i} = E_{s} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{\alpha E_{i-1}}{E_{s}}\right) - 1 \right] G_{i-1} \right\}, \qquad (i = 1, 2, 3, 4 \dots), \qquad \vec{x} \forall 2.48$$

2.4.3 レーザー媒質に求められる条件 - レーザー媒質の大型化 -

レーザー媒質の最適な形状は、前節で紹介 Mercury レーザー、HALNA レーザー、LUCIA レー ザーに代表されるディスク型、ジグザグスラブ型、アクティブミラー型の増幅器の形態によって異 なるが、種光が入出射されるレーザー媒質の端面に要求される面積は、端面に施される誘電体多層 膜コートのダメージ耐力によって決まる。一般的な誘電体多層膜による無反射(AR)コーティング におけるダメージ耐力の典型値を表 2.4.1 に示す。エネルギー1kJ、ハルス幅 10ns、波長 1 µ m、繰 り返し率 10Hz のレーザーパルスを誘電体多層膜 AR コート処理が施された固体レーザー媒質から 出力するためには、少なくとも 100cm² の面積が必要であり、レーザーパルスの空間的な強度パター ンの斑(Filling Factor: ピーク輝度 / 平均輝度)を 0.5 と仮定すると、200cm² の面積が必要となる。 従来は、これ程大きな口径を実現するレーザー媒質はレーザーガラスのみであり、レーザー結晶で はこれほど大きく成長させるのは困難であった。しかし近年は、結晶育成技術の向上により、大型 のレーザー結晶を育成することが可能となりつつある[18,19]。またレーザー結晶の特性を有した焼 結体(セラミック)を作成する技術の開発により、レーザーガラス以外のレーザー媒質でも大型化 が可能となった[20,21]。

表 2.4.1 誘電体多層膜による無反射コーティングのダメージ耐力

パラメータ	特性
波長	1 µ m
パルス幅	10 ns
繰り返し率	10Hz
ダメージ耐力	10 J/cm ²

2.4.4 レーザー媒質に求められる条件 - 誘導放出断面積 -

誘導放出断面積は、以下の 2 つの制限からキロジュール級レーザーに適した条件を導出すること ができる[22]。

<u>誘電体多層膜コートのダメージ耐力</u>

誘電体多層膜コートのダメージ耐力のエネルギーフルエンスの典型値は、表 2.4.1 で示す通 り 10 J/cm² である。固体レーザー媒質に蓄積されたエネルギーを効率的に抽出するためには、 入力する種レーザー光のエネルギーフルエンスを上げることが有効である。この時、蓄積され たエネルギー密度の内、半分を抽出するときのエネルギーフルエンスの目安として飽和フルエ ンス E_s が定義されており、式 2.45 で表すことができる。ここで、誘電体多層膜コートのダメー ジ耐力が 10J/cm² であることを考慮すると、波長 1 μ m ($\nu = 3 \times 10^{14}$ [1/s])、プランク定数 $\hbar = 6.626 \times 10^{-34}$ [Js]から許容される誘導放出断面積は

$$σ_{21} ≥ 2.0 × 10^{-20} [cm^2]$$
式 2.49

と誘導放出断面積の下限を試算することができる。

予期せぬレーザー発振(寄生発振)の抑制

高エネルギー出力のレーザー増幅器を設計する場合、低コスト化のためにレーザー媒質を含めたあらゆるコンポーネントのサイズを小さくすることが重要である。単位体積あたりのエネルギーの蓄積(*E*_{st})が高いということは、レーザー媒質がエネルギーを蓄える特性が高いということができる。更に、レーザー媒質を高強度に励起し高エネルギーを蓄積させることで高い増幅率を得ることができ、蓄積されたエネルギーを高効率に抽出することができる。これらの理由からレーザー媒質にはできるだけ多くのエネルギーを蓄積する技術は重要であり、レーザ

ー増幅器の小型・低コスト化に大きく貢献する。しかしながら、過剰に高強度に励起するとレ ーザー媒質内で自然放出光の増幅(ASE: Amplification of Spontaneous Emission)が生じ、 蓄積されたエネルギーをレーザー媒質から誘導的に放出してしまう。そのためレーザー媒質に 蓄積できるエネルギーは、レーザー媒質の内部の最大利得により制限される。ここで、レーザ ー媒質内の ASE の影響を軽減するための一つの指標として、レーザー媒質内の励起された領域 で一番長い伝搬長となる光路 / とその励起領域の小信号利得係数goの積を用いた以下の条件で 表すことができる。

$$g_0 \cdot l < 4$$
 式 2.50

 $g_0 \cdot l=4$ のとき利得は約54倍となる。この利得を超えるとASEが強くなり指向性を持った 自然放出光がレーザー媒質から誘導的に放出される。ASEが放出される条件では、本来レーザ ー媒質の持つ自然放出寿命よりも短い時間に蛍光強度が減衰する。更に利得が高まり、レーザ ー媒質内のロス(表面反射や表面散乱)を利得が上回ると寄生発振が生じる。

ここで、式 2.45 および式 2.47 から、式 2.51 により誘導放出断面積の上限を試算することができる。

$$\sigma_{21} < \frac{4\hbar\nu}{E_{st}L}$$
 If 2.51

励起領域を1辺が10cmの立方体領域に1kJのエネルギーを蓄積することを仮定した場合、

蓄積エネルギー密度は $E_{st} = \frac{1 \text{kJ}}{1,000 \text{ cm}^3} = 1 \text{J/cm}^3$ となる。ここで、励起された領域で一番長い伝搬 長となる光路L は $L = \sqrt{10^2 + 10^2 + 10^2} \text{ cm} = 17.32 \text{ cm}$ となり、許容される誘導放出断面積 σ_{21} は、以下となる。

$$\sigma_{21} < 4.59 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$$
 式 2.52

上記、 誘電体多層膜コートのダメージ閾値および 寄生発振の抑制の 2 つの基準を元に、キロジ ュール級レーザーの設計に応じた誘導放出断面積*σ*21を有するレーザー媒質をしなければならない。

2.4.5 レーザー媒質に求められる条件 - 熱ショックパラメータ -

固体レーザーでは、レーザー媒質の内部に発生する熱により生じる温度差に起因した熱破壊が発生する。そのため熱に対する機械的な強さを表す物性値として、次式で定義される熱ショックパラ メータ R がある[23]。

ここで、 κ は熱伝導率[W/mK]、は ν ポアッソン比、 α は熱膨張係率[1/K]、Eはヤング率、 σ_{max} は破壊 限界応力である。この熱ショックパラメータを用いることで、スラブ形状の熱破壊限界の温度差 ΔT_{limit} で表すことができる。

$$\Delta T_{\text{limit}} = \frac{3R}{2\kappa} \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\texttt{t}} \ 2.54$$

2.5 キロジュール級 LD 励起固体レーザーの研究開発課題と本研究の目的

前節にて、一般的な高エネルギーレーザーの設計に必要な技術について示した。しかしながら、 キロジュール級の大出力を実現する DPSSL には、大きく 2 つの課題がある。課題の一つは、レー ザー光のビーム品質の劣化が挙げられる。もう一つの課題として電気 - 光変換効率の向上が挙げら れる。本節では、レーザー核融合用キロジュール級ドライバーの実現に求められる 2 つの課題につ いて説明する。

2.5.1 キロジュール級レーザー用波面補正技術

固体レーザーでは、光エネルギーを一旦レーザー媒質に吸収させるプロセスを有する。このプロ セスでは、量子効率や抽出されずにレーザー媒質内に残留したエネルギーに起因して、レーザー媒 質内に熱が生じる。この熱を除去するためにレーザー媒質を冷却する必要があり、その結果生じた レーザー媒質内の温度分布により、熱レンズ効果が発生する。熱レンズ効果は、屈折率の温度依存 性^{dn} および機械的な歪みによる光路長の変化に起因する。温度分布*T*(*x*)と屈折率の関係は次式で表 される[24]。

実際に熱レンズ効果が生じているレーザー媒質を透過したレーザー光は、発散もしくは収束する 波面収差を受ける。その熱レンズ焦点距離f_{th}を実験に求めることができる。実験セットアップを図 示す。



図 2.5.1 熱レンズ焦点距離の計測のための実験セットアップ.
実験により得られたASから、熱レンズ焦点距離fthを次式で導出する。

一般的なエネルギーの低いレーザーでは、レーザー光の波面歪みの主因は、上記熱レンズ効果と なる。一方で、高エネルギーパルスを出力するレーザーでは、項2.4.3 で示した理由によりレーザー 媒質が大型であることが求められる。この大口径のビームサイズは、レーザー媒質の大型化のみな らず全ての光学素子の大型化を必要とする。光学素子の大型化は、上記熱レンズ効果による波面ひ ずみの他に、静的な状況においても波面歪みを生じる原因となる。例えば、研磨精度が不十分な大 型なミラーをレーザー光が反射した場合などに波面歪みを被る。この時、ミラーは研磨精度の不十 分さ以外にも、誘電体コーティングによる残留応力によっても波面歪みを生じ、またミラーの保持 方法とミラー自体の自重によっても波面歪みを生じる。また、熱レンズ効果についてもレーザー媒 質の大型化に伴い一様な温度分布の制御が困難となり、従来の球面レンズで近似できる波面分布と は異なり、2次元的な温度分布に起因した波面分布が形成される。この様に、高エネルギーレーザー の設計において、波面の制御とその補正技術は極めて重要な技術といえる。ビーム品質の劣化を補 正する技術として可変形鏡などが挙げられるが、補正可能な空間分解能に限界があり装置も高額で ある。

そこで本研究の一つの目的として、高平均出力キロジュール級レーザーに適用可能な、ミリメー トル級の高い空間分解能を有する安価な波面補正技術の開発と定める。

2.5.2 キロジュール級レーザー用波長変換技術

レーザー光の機能性を最大限に応用するために、光学結晶の非線形効果を利用した波長変換技術 も重要である。特に固体レーザーで高効率に発振・増幅することができる1µmの波長を短波長に 変換する波長変換技術は、産業用途や学術分野などに広く応用されている。誘電体に入射したレー ザー光の電界強度に対して誘電体が分極するとき、電界強度に対する応答が強い非線形性を示す光 学材料を一般に非線形光学結晶と呼ぶ。

レーザー核融合炉用のキロジュール級 DPSSL を実現するにあたり、高エネルギーなレーザー光 を発振する固体レーザー媒質として YAG やガラスが挙げられるが、これらは波長1µm で発振する ため、レーザー核融合の炉用ドライバーに適用するためには波長を変換する必要がある。前述の非 線形光学結晶は、比較的高い光学損傷閾値を有しており、80%を超える変換効率も報告されている。 非線形結晶は、育成方法や材料の選定、温度管理、成長速度の管理など様々なパラメータを制御し ながら結晶を成長させる。高エネルギーレーザーに適用可能な非線形光学結晶には、前述の通り大 型であることが求められるが、大型化のためには結晶化の不完全性、白濁化、混晶・雑晶の成長、非 線形結晶自体の自重による落下などの技術的な課題が多くあり、実用可能な非線形光学結晶の種類 は限られている。また、非線形光学結晶の内部に発生する温度分布により位相の不整合が発生し変 換効率が大きく低下するなどの特性を有している。1kJ レーザーエネルギーを 10Hz の繰り返し率 で入射するレーザー核融合炉用ドライバーに適用する波長変換技術としては、結晶のサイズや温度 特性の点で課題がある。

そこで本研究の一つの目的として、高平均出力キロジュール級レーザーに適用可能な、70%以上 の高い変換効率を有する第2高調波発生技術の開発と定める。

2.6 まとめ

本章では、レーザー核融合炉用ドライバーに要求される仕様を示し、要求仕様を満たすためのキロジュール級 LD 励起固体レーザーの設計技術についてまとめ、その実現に向けた研究開発課題と本研究の目的を明らかにした。本章で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) レーザー核融合炉用ドライバーの仕様として、パルスエネルギー1MJ、波長 500nm 帯もしくは 300nm 帯、繰り返し率 10Hz、パルス波形 10-20ns 程度のテーラード波形、電気-光変換効率 10%以上、回折限界の 5 倍以内に集光可能なビーム品質の特性が求められ、LD 励起固体レーザーは有力な候補であることを示した。
- (2)高パルスエネルギーかつ高平均出力という特徴を有するキロジュール級LD励起固体レー ザーの設計において、レーザー媒質の大型化、適度な誘導放出断面積、寄生発振の 抑制に留意することの重要性について示した。
- (3) キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向け、 波面補正技術および 波長変換技 術が重要な研究開発課題であることを示し、本研究の目的を高平均出力キロジュール級レ ーザーに適用可能な技術開発として以下の通り定めた。

ミリメートルの高い空間分解能を有する安価な波面補正技術の開発 波面歪みによる光学損傷やエネルギー損失を抑制するレーザー増幅技術の開発 70%以上の高い波長変換効率を有する第2高調波発生技術の開発 高出力レーザーを産業応用するための応用技術の開発

参考文献

- [1] 「高速点火レーザー核融合発電プラントの概念設計」平成 18 年 8 月 (レーザー核融合炉設計 委員会報告).
- [2] 「高速点火レーザー核融合実験炉概念設計委員会報告」平成 27 年 3 月 31 日.
- [3] O. A. Hurricne, D. A. Callahan, D. T. Casey, P. M. Celises, C. Cerjan, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, T. Döppner, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, J. L. Kline, S. Le. Pape, T. Ma, A. G. MacPhee, J. L. Milovich, A. Pak, H. –S. Park, P. K. Patel, B. A. Remington, J. D. Salmonson, P. T. Springer, and R. Tommasini: Nature, **506**, 343 (2014).
- [4] A. Bayramian, P. Armstrong, E. Ault, R. Beach, C. Bibeau, J. Caird, R. Campbell, B. Chai, J. Dawson, C. Ebbers, A. Erlandson, Y. Fei, B. Freitas, R. Kent, Z. Liao, T. Ladran, J. Menapace, B. Molander, S. Payne, N. Peterson, M. Randles, K. Schaffers, S. Sutton, J. Tassano, S. Telford, and E. Utterback: Fusion Sci., **52**, 383 (2007).
- [5] 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: Opt. Lett., 33, 1711 (2008).
- [6] T. Gonçalvěl-Novo, D. Alback, B. Vincent, M. Arzakantsyan, and J-C. Chanteloup: Opt. Exp., 21, 855 (2013).
- [7] M. Hornung, S. Keppler, R. Bödefeld, A. Kessler, H. Liebetrau, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, O. Jäckel, A. Sävert, J. Polz, A. K. Arunachalam, J. Hein, and M. C. Kaluza: Opt. Lett., 38, 718 (2013).
- [8] S. Banerjee, K. Ertel, P. D. Mason, P. J. Phillips, M. Siebold, M. Loeser, C. Hernandez-Gomez, and J. L. Collier: Opt. Lett., 37, 2175 (2011).
- [9] E. F. Sistrunk, T. Spinka, A. Bayramian, P. Armstrong, S. Baxamusa, S. Betts, D. Bopp, S. Buck, K. Charron, J. Cupal, R. Demaret, R. Deri, J.-M. Di Nicola, M. Drouin, A. Erlandson, S. Fulkerson, C. Gates, J. Horner, J. Horacek, J. Jarboe, K. Kasl, D. Kim, E. Koh, L. Koubikova, R. Lanning, J. Lusk, W. Maranville, C. Marshall, D. Mason, P. Mazurek, J. Menapace, P. Miller, J. Naylon, J. Nissen, J. Novak, D. Peceli, P. Rosso, K. Schaffers, T. Silva, D. Smith, J. Stanley, R. Steele, C. Stolz, S. Telford, J. Thoma, D. VanBlarcom, J. Weiss, P. Wegner, B. Rus, and C. Haefner: *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2017), paper STh1L.2
- [10] J. Kawanaka, N. Minayaga, T. Kawashima, K. Tsubakimoto, Y. Fujimoto, H. Kubomura, S. Matsuoka, T. Ikegawa, Y. Suzuki N. Tsuchiya, T. Jitsuno, H. Furukawa T. Kanabe, H. Fujita, K. Yoshida, H. Nakano, J. Nishimae, M. Nakatsuka, K. Ueda, K. Tomabechi: J. Phys. Conference Series, **112**, 032058 (2008).
- [11] S. Tokita, M. Divoky, S. Hwang, T. Kawashima, A, Lucianetti, and J. Kawanaka: in

Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2014), paper AF1A.2.

- [12] T. Sekine, H. Sakai, Y. Takeuchi, Y. Hatano, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, N. Miyanaga, and T. Norimatsu: Opt. Exp., 21, 8393 (2013).
- [13] S. Weger, S. Bechet, S. Borneis, L. Brabec, M. Bučka, E. Chacon-Golcher, M. Ciappina, M. DeMarco, A. Fajstavr, K. Falk, E.-R. Garcia, J. Grosz, Y.-J. Gu, J.-C. Hernandez, M. Holec, P. Janečka, M. Jantač, M. Jirka, H. Kadlecova, D. Khikhlukha, O. Klimo, G. Korn, D. Kramer, D. Kumar, T. Lastovička, P. Lutoslawski, L. Morejon, V. Olšovcová, M. Rajdl, O. Renner, B. Rus, S. Singh, M. ŠmidMSokol, R. Versci, R. Vrána, M. Vranic, J. Vyskočil, A. Wolf, and Q. Yu: Matter and Radiation at Extremes, 2, 149 (2017).
- [14] P. Mason, M. Divoky, K. Ertel, J. Pilar, T. Butcher, M. Manus, S. Banerjee, J. Phillips, J. Smith, M. D. Vido, A. Lucianetti, C. Hernandez-Gomez, C. Edwards, T. Mocek, and J. Collier: Optica, 4, 438 (2017).
- [15] T. Sekine, Y. Takeuchi, T. Kurita, Y. Hatano, Y. Muramatsu, Y. Mizuta, Y. Kabeya, Y. Tamaoki, and Y. Kato: *Proc. of SPIE*, **10082**, 100820U-1 (2017).
- [16] W. Koechner: *Solid–State Laser Engineering* (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.1 p. 1.
- [17] W. Koechner: *Solid–State Laser Engineering* (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.4 p. 150.
- [18] Michal Košelja, B. Rus, J. Kubát, and J. Houžvička: in Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2016), paper AM3A.6.
- [19] M. Arzakantsyan, N. Ananyan, V. Gevorgyan, and J.-C. Chanteloup: Optical Materials Express, 2, 1219 (2012).
- [20] 植田 憲一, 盧 建仁, 高市 和則, 八木 秀喜, 柳谷 高公, カミンスキー アレキサンダー, レ ーザー研究, **31**, 465 (2003).
- [21] 柳谷 高公, 八木 秀喜, レーザー研究, 36, 544 (2008).
- [22] 川嶋 利幸: 大阪大学大学院工学研究科, 博士論文 (2002).
- [23] W. Koechner: *Solid–State Laser Engineering* (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.7 p. 412.
- [24] W. Koechner: Solid–State Laser Engineering (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.7 p. 415.

第3章 位相共役板による波面補正技術の開発

3.1 はじめに

高平均出力レーザー、高エネルギーレーザーおよび超短パルスレーザーでは、レーザー光の波面 が様々な要因により歪められ、レーザーの特性を著しく劣化させる原因となる。高平均出力レーザ ーでは、レーザー素子や光学素子が発熱することにより素子の内部に温度分布が発生し波面歪みが 生じる。高エネルギーレーザーでは、レーザー素子や光学素子の大型化に伴う母材の不均質性や加 工精度の不完全性により波面歪みが生じる。超短パルスレーザーでは、超高強度な電場による屈折 率の非線形性などにより波面歪みが生じる。とりわけ、高エネルギーかつ高繰り返しで動作する超 短パルスのレーザーを考える場合、前述の波面歪みが同時に起こり得ることから波面の形状はより 複雑になる。その為、次世代の産業用レーザーや究極的にはレーザー核融合用ドライバーを設計・ 開発する上で、如何に波面歪みを抑制し歪んだ波面を補正する技術は極めて重要である。

本章では、高繰り返し動作キロジュール級レーザー用の波面補正技術の開発を目指した、大口径 化が可能で高い波面補正の分解能を有する新たな波面補正技術の開発について報告する。

3.2 レーザー光の波面歪みと波面補正技術

3.2.1 レーザー光の波面収差

レーザー光は、空間領域・時間領域・周波数領域で位相を揃えることができる電磁波である。この とき、等しい位相を等高線で結んだ面を等位相面もしくは波面と呼ぶ。理想的に均一な波面を有す るレーザー光は、レンズにより屈折させることで回折理論の限界まで光を収束させることができる。 レーザー光を小さく集光することで、非常に高い電界強度を発生させることができ、金属や半導体、 炭素繊維など様々な材料の加工に用いることができる。更に、位相の揃っているレーザー光を干渉 や回折させることにより微細で非常に強い電界分布を形成させることができるため、材料を波長程 度の加工精度で複雑な形状で加工することが可能である。このように、レーザー光の特徴を最大限 に利用して応用する場合、レーザー光の波面を制御することは極めて重要である。

これまでのミリジュール級のパルスエネルギーもしくはワット級のレーザーでは、レーザー光の ビームサイズは数 mm であったため波面歪みは小さく、特別な波面補正技術は必要ではなかった。 しかし、今後ジュール級のパルスエネルギーでキロワット級の平均出力のレーザーを産業応用して いくには、レーザー装置には波面補正技術は必須となる。高平均出力レーザー、超短パルスレーザ ーに生じる波面歪みの主な要因を図 3.2.1 に示す。ここでは、波面歪みの要因を上記 3 種のレーザ ーの特徴に合わせて分類して示した。一つは熱による波面歪みであり、一つは光学素子の大型化に よる波面歪みであり、一つは超短パルス化による波面歪みである。これらの要因は、現在のレーザ ー開発ではそれぞれ独立した開発の中で課題となっている波面歪みであるが、今後はこれらの要因 が同時に発生し得るレーザーの開発が求められる。例えば、高繰り返しキロジュールレーザーでは 大口径素子における熱効果が波面歪み等、高繰り返しペタワットレーザーではグレーティングの熱 歪み等、キロジュール級ペタワットレーザーでは大口径グレーティングの形状歪み等が波面歪みの 主な要因となる。究極の産業応用であるレーザー核融合に用いられる点火用レーザーは、高エネル ギー性・高繰り返し性・超短パルス性の特性を有することとなるため、3種全ての波面歪みを考慮し た波面補正の技術の開発が必要となる。



図 3.2.1 波面収差の要因

3.2.2 高平均出力レーザーの波面歪み

高平均出力レーザーにおける波面歪みでは、図 3.2.1 に示す(1)熱により生じる材料内部の応 力歪みと(2)屈折率の温度依存性による材料内部の屈折率変化が波面を歪ませる主要因と言える。 これは一般に熱レンズ効果と呼ばれ、レーザー媒質を励起した時に発生する媒質内部の温度分布に 従った波面歪みが生じる。その為、レーザー媒質内の温度分布を制御することで、波面の歪み量を 軽減し、また歪みの形状を制御することができる。このように、レーザー媒質内をどの方向から冷 却し種光をどの方向から伝播させるかがレーザー光の波面に大きく影響するため、これまでに様々 なレーザー増幅器を構成が提案されてきた。

図 3.2.2 に主なレーザー増幅器の構成とレーザー媒質内の温度分布の模式図を示す。円筒ロッド 型のレーザー増幅器は最も一般的な構成であり、多くの市販レーザーで採用されている。通常、直 径数 mm のレーザーロッドから数 W もしくは数 mJ のレーザー光を出力することができる。円筒 ロッド型のレーザー増幅器は、球面状の熱レンズ特性である特徴を有することから球面レンズで簡 便に波面歪みを補正することができる。レーザーロッド内の径方向の温度分布T(r)を式 3.1 に示す [1]。

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{Q}{4K}\right)(r_0^2 - r^2) \qquad \text{ $\vec{z} t \ 3.1 }$$$

ここで、Kは熱伝導率、Qは単位体積あたりの発熱量、nはロッドの半径、円筒ロッドと冷媒との

境界温度T(r_0)は r=nより示される。また、単位体積あたりの発熱量 Qは以下の式 3.2 で表される。

*Pa*は全発熱量、*L*は円筒ロッドの長さである。熱平衡状態では、円筒ロッドの側面から冷却される熱量と発熱量が一定となることを意味することから、以下の式が成り立つ。

$$P_a = 2\pi r_0 Lh[T(r_0) - T_C]$$
 If 3.3

hは熱伝達係数、 T_C は冷媒の温度を示す。円筒ロッドの側面の表面積を現す $F = 2\pi r_0 L$ で示すと、

また、発熱密度で書き直すと、

となり、冷媒と接するロッド境界部の温度 $T(r_0)$ は熱量と冷却面積と熱伝達係数で示されることが分かる。その結果、円筒ロッド中心部の最大温度T(0)は式 3.1 および式 3.5 から、以下のように示される。

$$T(0) = T_C + \frac{Qr_0}{2h} + \frac{Qr_0^2}{4K}$$
 If 3.6

ここで、ロッド内部の最大温度差は

$$T(0) - T(r_0) = \frac{Qr_0^2}{4K}$$
 If 3.7

となる。このように、円筒ロッド内部の温度分布は、T(0)を最大温度として半径座標 rの2次関数 で示されることが分かり、2次元的には球面状の温度分布となることが示される。

図 3.2.2 に示したスラブ型およびディスク型のレーザー増幅器は、レーザー媒質を対向する 2 つ の平面から冷却するため温度分布は 1 次元分布を示す。式にレーザースラブ内の温度分布を示す[1]。

$$T(x) = T_a + \frac{Qt^2}{8K} \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{2x}{t} \right)^2 \right]$$
 $\vec{r} \sqrt{3.8}$

式 3.8 および式 3.9 より、T(x)は以下のように置き換えられる。

$$T(x) = T_{C} + \frac{Qt}{2h} + \frac{Qt^{2}}{8K} - \frac{Qx^{2}}{2K}$$
 \vec{z} 3.10

単位体積あたりの発熱量は以下の式で表される。

ここで、A はスラブの冷却面の面積である。円筒ロッドと同様に、熱平衡状態ではスラブの両側面から円筒ロッドの側面から冷却される熱量と発熱量が一定となることを意味することから、以下の 式が成り立つ。

式 3.12 を発熱密度で書き直すと

となり、冷媒と接するスラブ境界部の温度T $\left(\frac{t}{2}\right)$ は熱量と冷却面積と熱伝達係数により式 3.14 で表すことができる。

その結果、スラブ内部の温度分布を冷媒との境界面からの温度変化で書き直すと以下の式で表される

スラブ内の最大温度差は、x=0の位置で式 3.16で表される。

このように、スラブ内部の温度分布は、T(0)を最大温度として厚さ方向の位置 x の 2 次関数で 1 次 元的な温度分布となることが分かる。

スラブ型のレーザー増幅器では、図 3.2.2 に図示している通りレーザー媒質内に生じた温度分布 を横切る様にレーザー光をジグザグに伝播させることで、レーザー光が被る波面歪みをキャンセル・ 均一化させる工夫が施される[2]。この方法により、理想的には熱による波面歪みを抑制したレーザ ー光の増幅を行うことができる。また、図 3.2.2 に示したディスク型、ミラー型のレーザー増幅器 の構成では、レーザー光の伝搬する方向にのみに温度分布が形成されることから、スラブ型と同様 にレーザー光の空間平面内は理想的には均一な温度分布とすることができるため、波面歪みを抑制 することができる[3]。このように、スラブ型、ディスク型およびミラー型では原理的には熱による 波面歪みを抑制することができるため、高平均出力のレーザー増幅器に適していると言える。しか しながら、実際にレーザー増幅器を構成する場合、理想的な1次元方向のみの温度分布を形成させ ることは困難と言える。1次元方向にのみ温度分布を形成したい場合、温度分布を生じさせたくない 面を完全に断熱にする必要があるが、実際の構造ではレーザー媒質を保持するためのホルダが必要 であり、そのホルダは有限の熱伝導率を有することとなる。このホルダは時には冷媒に直接接する ことでこと冷やされ、時にはレーザー媒質から発せられた蛍光を吸収し暖められる。これらの実際 上の問題から、レーザー媒質は2次元的に非一様な温度分布が形成され、レーザー光の波面を歪ま せる。

レーザー媒質内に発生する温度分布は、発熱密度 Qの増加に伴い大きくなり、このため高平均出 カレーザーでは、急激かつ大きな温度差が形成され易く大きな波面歪みを引き起こす要因となる。 一般に用いられている YAG レーザー結晶の屈折率(1.82)の温度依存性(*dn/dt*)は7.3 (10⁻⁶/K)[4]で あり、1 の温度差が生じると屈折率は7.3 ppm 変化することを意味する。これは、レーザー媒質を 10cm 伝播すると0.73 波長ずれることとなる。レーザー媒質の温度分布を5 以内に抑えたとして も、レーザー媒質内の波面ひずみは3.65 波長となり、これはレーザーの特性を著しく劣化させるの に十分な量となる。このため、高平均出力のレーザーでは数波長分を補正できる広いダイナミック レンジの波面補正技術が求められる。



3.2.3 大型光学材料における波面歪み

高エネルギー出力レーザーにおける波面歪みでは、図 3.2.1 に示す大きな口径を必要とすること に起因する(3)光学材料を製造する過程にて生じる材料内の脈理や歪みや(4)光学素子の研磨精 度が主要因となる。小さく良質な種結晶を徐々に大きく成長させる必要のある大型の結晶育成では、 不純物の混入や結晶内部の欠陥などによる脈理が発生することがあり、技術的に結晶のサイズに制 限がある。そのため波面の歪みが大きくなる、または育成時間が長いため非常に高額になるなどが 重大な課題であった。近年、ナノメートルサイズの細かな粒子状の結晶を陶器のように焼結して透 明なセラミクスを製造する技術が開発され、従来と比較し容易に脈理や波面歪みの少ない大型のセ ラミック化結晶が利用できるようになってきた[5,6]。更に、研磨技術の向上により、大口径の光学 素子でも高精度に表面を研磨する技術が可能となってきた。しかしながら、セラミック化が可能な 結晶は現時点では一部に限られ、多くの光学材料では結晶成長技術に頼る必要がある。

図 3.2.3 に Nd:YLF ロッドの透過波面の一例を示す[7]。Nd:YLF は一般に口径が数 mm のロッド 形状の材料が Nd:ガラス増幅器のフロントエンドとして用いられており、大阪大学の激光 XII レー ザーや NIF でも用いられている。しかしながら、Nd:YLF 結晶は大型化が難しく、現時点でも参考 文献[7]にある1インチクラスが著者の知る限りでは最大の結晶である。それゆえ、結晶の透過波面 は大きく歪んでしまう。この歪みを補正するためには、少なくとも数 mm の空間分解能が必要とな る。



3.2.4 超短パルスレーザーの波面歪み

超短パルス特有の波面歪みとして、図 3.2.1 に示した(5) 屈折率の電界強度に対する非線形性 (6)分散素子により空間的に周波数分散されたレーザー光の波面の不均一性が挙げられる。屈折 率の非線形性は非線形屈折率n₂を用いて以下に示される。[8]

$$n = n_0 + n_2 I \qquad \qquad \qquad \vec{x} \quad 3.17$$

ここで、 n_0 は線形屈折率、Iはレーザー強度 $[W/cm^2]$ である。ここで、非線形屈折率 n_2 は以下の式で単位を変換することができる。

$$n_2[esu] = 238.6n_0n_2[W/cm^2]$$
 式 3.18

$$n_2[\text{cm}^2/\text{W}] = 4.19 \times 10^{-3} \left(\frac{n_2}{n_0}\right) [\text{esu}]$$
 \vec{x} 3.19

通常、非線形屈折率10⁻¹³[esu]程度であり式 3.19 を用いて単位を変換すると10⁻¹⁶[cm²/W]となる ため、非常に小さい値であることから一般的には無視できる値である。しかし超短パルスレーザー では、電界強度がテラワット(10¹²W/cm²)以上となるため非線形屈折率の影響が大きくなる。YAG レーザー結晶(屈折率:1.82)の場合、非線形屈折率は7.2×10⁻¹⁶[cm²/W]であるため[4]、10¹⁰W/cm² のレーザー光が 1cm 伝播すると、0.12 波長ずれることとなる。非線形屈折率による波面歪みでは 屈折率が増加するため局所的な凸レンズと同様の波面収差を引き起こす自己収束が発生する。自己 収束が発生すると、レーザー光の強度が著しく増加することで更に屈折率が増加し、加速的に波面 歪みが生じる特徴がある。その結果、屈折率は局所的に大きく変化し波面が大きく歪むことになる。

その他に超短パルスレーザー特有の波面収差がある。超短パルスレーザーでは種光としてモード ロック光を一般に用いる。モードロック光はチャープパルス増幅法により、グレーティングなどで 空間的に分散され時間的なパルス幅を伸張もしくは圧縮される[9]。グレーティングの周波数分散特性は、厳密にはグレーティングの設置精度、溝の加工精度、グレーティング面の平坦度、温度分布、自重によるたわみなどさまざまな要因に依存する。グレーティングにより空間的に分散されたレーザー光の波面は、理想的な線形な特性ではなく前述の分散特性に応じた歪みを有することになる(図3.2.4 参照)。特に高エネルギーもしくは高平均出力な超短パルスでは、熱や研磨精度の影響により、パルス伸張および圧縮が困難になることとなりレーザー光の特性を劣化させることとなる[10, 11]。その為、周波数領域の波面を補正する手法として、音響光学素子を用いた周波数位相の変調器や空間的に周波数分解させた後に周波数位相を変調する技術が開発されている[12]。



図 3.2.4 回折格子におけるは面歪み

3.2.5 波面補正技術

図 3.2.1 にて示したように、大出力のレーザーには波面補正技術が必須と言え、その要求仕様は、 空間分解能で数 mm、歪み量で数 であった。波面を補正する構成図を図 3.2.5 に示す。波面補正 器は、波面が乱れたレーザー光を透過させて補正する方式と反射させて補正する方式の2つがある。 どちらの方式においても事前に計測器により波面を計測した位置のレーザー光の像をレンズ光学系 などにより波面補正器まで結像させる必要がある。結像光学系では、使用するレンズの口径に入射 されたレーザー光の波面を、そのまま結像点に保存して伝送することができるためである。



図 3.2.5 波面補正の構成図

波面補正技術の模式図を図 3.2.6 に示す。また、それぞれの波面補正技術の仕様を表 3.2.1 に示 す。デフォーマブルミラーは、現在では数ジュールクラスから 10 キロジュールクラスのレーザーに まで用いられるようになってきた波面補正器である。大口径化が可能で誘電体多層膜コートにより ミラー面を構成するため光学損傷耐力が高い特徴がある。一方で、合成石英などを材料とした薄い 基板をアクチュエータなどで押し引きさせて基盤を変形させる構成であり、一般に 1cm 程のアクチ ュエータを数 cm の間隔を隔てて配置させるため、急峻な基板形状を変化すること困難であり、補 正可能な空間分解能は 1cm 程度となる[13]。また、他の波面補正器と比較し非常に高額となる。

誘導ブリルアン散乱鏡は、光学材料の非線形散乱を利用した波面補正技術である[14]。ブリルアン 媒質に高強度のレーザー光を入射することで媒質中に生じたフォノン(音波)により散乱(プリリ ュアン散乱)が発生する。特に高強度レーザー光では、入射光と反射光の相互作用により発生した 音波が増幅されて振動分極が形成されることにより散乱光を励起する誘導ブリリュアン散乱が発生 する。媒質中に形成された音波による屈折率の粗密波は、レーザー光に対して回折格子として作用 する。幾何学的な解釈としては、レーザー光を集光した場合、レーザー光の空間的な波面に準じて、 集光強度がブリリュアン散乱の閾値条件を満たす焦点深度の位置が異なるため、反射面の等高線は レーザー光の波面と位相共役の関係となることで理解できる。波面が乱れたレーザー光を誘導ブリ ルアン散乱鏡により反射させることで、波面を補正することができる。誘導ブリリュアン散乱の増 幅度は

に比例する。ここで、Iはレーザー強度、Lは作用長、 g_B は誘導ブリリュアン散乱利得係数である。 ブリリュアン媒質の物理的な特性で決まる定数を Aとすると、 g_B は以下の式で表される。

ここで、Yは電歪定数、 $\tau_{\rm B}$ は音波の緩和時間、Vは音波の音速、nは屈折率、cは光速、 ρ は密度、 $\lambda_{\rm L}$ はレーザー光の波長、 $\Delta \nu_{\rm B}$ はブリリュアン(音響)バンド幅、 $\Delta \nu_{\rm L}$ はレーザー光のバンド幅である。 レーザー光の入射パワーP、集光ビームウェスト ω_0 を用いた場合のレーザー光の強度 Iを、式 3.23 で表す。

また、作用長 L を集光したレーザー光のレイリー長で定義すると、

となる。ここで、FはFナンバーである。その結果、増幅度 Gは式 3.21-式 3.24 より以下の式で表 すことができる。

$$G \simeq rac{0.86 \mathrm{AP}}{\lambda_{\mathrm{L}}(\Delta \nu_{\mathrm{B}} + \Delta \nu_{\mathrm{L}})}$$
 It 3.25

式 3.25 より、大きな誘導ブリリュアン散乱光を得るためには、狭いレーザーのスペクトル幅Δν_L が求められ、そのスペクトル幅は音響フォノンのバンド幅Δν_Bが数 100MHz であることから、 100MHz 以下であることが必須である。また、ブリルアン散乱媒質に液体を用いる場合、ショット ごと近視野像に乱れが発生するなどの課題がある。

空間位相変調器は、液晶を用いて入射光の位相を遅延させることで波面分布を制御できる[15]。液 晶技術を応用しているため空間分解能は極めて高く、位相遅延の量も 2 ラジアンまで変調可能で ある。また、外部からの制御により、高い空間分解能で更に時間的に変化する位相の変調パターン を容易に制御できるため、複雑で高速な光パターンを形成できるため産業分野で期待されている。 しかしながら、高エネルギーレーザーへの応用を考えた場合、レーザー光が液晶を透過することと なるため、光学損傷閾値が低いため、適用が困難である。また、液晶に対してマトリクス状の透明電 極に電圧を印加させる必要があるため、レーザー光は微小な間隙を以て空間的に分割されており、 空間的に連続した波面ではなくなってしまう。その為、レーザー光を回折限界まで集光しようとし た場合、微小な光が周囲に分散してしまい理論限界の集光強度には至らない。



図 3.2.6 典型的な波面補正技術例. (a)デフォーマブルミラー、(b)誘導ブリリュアン散乱鏡、(c)空 間位相変調器.

	デフォーマブルミラー	誘導ブリルアン散乱鏡	空間位相変調器
空間分解能	1cm 程度	<1mm	<数 10µm
最大補正量	数 100 µ m	-	>2 ラジアン
光学損傷耐力	> 20J/cm ²	数 100MW/cm ²	< 1J/cm ²
スペクトル許容幅	数 10nm	<100MHz	>100nm
最大口径	数 10cm	数 10cm	数 cm
コスト	数 1000 万円	数 100 万円	数 100 万円

表 3.2.1 典型的な波面補正技術の性能比較

3.2.6 高光損傷耐力・高空間分解能な位相共役板

高出力レーザー光の波面を補正する技術として前節で示した技術が広く用いられているが、図 3.2.3 で示した波面歪みを補正するためには、数 mm の空間分解能で 100nm 以下の深さ分解能で基 板を研磨する技術が求められる。近年、研磨砥粒を混入させた磁性流体を用いた研磨装置(MRF: Magnetorheological fluid)が開発され、サブ nm の面精度が求められる基板の研磨に用いられてい る。図 3.2.7 に MRF 研磨装置の概念図を示す[7]。従来までの一般的な基板の研磨方法では、研磨 台の上で研磨液を流しながら面で研磨加工を行うため研磨台の形状精度が基板の加工精度に大きく 影響する。そのため、周囲の温度や湿度による研磨台の微小な変形に対するメンテナンスが必要と なる。一方、MRF では、砥粒を含んだ磁性流体を循環させつつ、その磁性流体を磁石により局所的 に硬化させて基板を加工する。磁性流体が硬化する形状は永久磁石の磁場強度に依存するため、周 囲の温度や湿度などから影響を受けにくく常に同じ形状の砥石が形成されていると捉えることがで き、再現性の高い研磨を行うことができる。MRF 研磨では、磁性流体が硬化する点でのみ基板を加 工することとなるため、基板を走査させて研磨する。



図 3.2.7 MRF 研磨の概念図

MRF 研磨の特徴はサブ nm の研磨分解能とスポット研磨が可能であることである。この特徴を活 用することで、材料に空間的な凹凸を形成してレーザー光の波面を変調することができる。ロチェ スター大学の Zuegel 等は、Nd:YLF ロッドの端面に直接 MRF 研磨により凹凸形状を形成させ、 Nd:YLF ロッド内部に発生した残留波面ひずみを補正した[7]。この技術を応用すると、光学基板に レーザー光の波面と位相共役の凹凸形状を形成することで、透過型の波面位相共役板(PCP:Phaseconjugate-plate)を実現することができる。この位相共役板の特徴は、基板に合成石英用いて無反 射コートに誘電体多層膜処理を施すことで極めて損失が少なく高い光損傷耐力を有していることと、 大口径化が容易でありコストもデフォーマブルミラーに比較し非常に安価であることが挙げられる。 コストが安価である特徴は、例えば大型のレーザー装置では、先に述べた様々な波面ひずみの要因 がある中で、波面歪みが発生するそれぞれの箇所で波面を補正することが可能となり、レーザー特 性の高性能化にも大きく寄与することができる。

3.3 Nd:YLF ロッドの位相共役板の開発

3.3.1 Nd:YLF ロッドの複屈折

位相共役板の高エネルギーレーザーへの実用化に向け、Nd:YLF レーザー増幅器用の位相共役板 の開発を行った。Nd:YLF ロッドは、良質な結晶構造を維持したまま大型化することが困難であり、 一般に口径が 1cm 以上で長さが 10cm 程度となると、結晶内部に歪が生じ透過面の劣化や複屈折に よる偏光消光比の低下が見られる。位相共役板を試作するにあたり、Nd:YLF ロッドの入射光の偏 光方向に対する複屈折の依存性を評価した。今回用いた Nd:YLF ロッド(Northrop Grumman 社 製、直径 10mm、長さ 140mm、Y13802)の写真とメーカーで測定した透過波面データを図 3.3.1 に示す。ここで、Nd:YLF ロッドは c 軸でカットされている(図 3.3.2)。



図 3.3.1 Nd:YLF ロッド, (a)写真, (b)透過波面ひずみの計測データ



図 3.3.2 結晶のカット軸

一般に、c軸でカットされた1軸性の結晶は、図 3.3.3 に示すように理想的には入射光の偏光には 依存性はない。しかし、実際には結晶の c 軸と完全に平行にロッドを加工することは困難であるた め僅かに傾いて加工されてしまう。その為、レーザー光を結晶に入射する方向によって複屈折によ る偏光解消が発生する。





図 3.3.4 に Nd:YLF ロッド(Y13802)の複屈折の計測セットアップを示す。プローブレーザーには 1053nm の CW 出力のファイバーレーザー(Koheras 社製)を用いた。プローブ光は、偏光子により P 偏光のみが透過し、 /2 波長板 1 を介して Nd:YLF ロッドに入射される。Nd:YLF ロッドは、X(水平)方向と Y(垂直)方向の角度を調整するホルダに固定した。 /2 波長板 1 は、Nd:YLF ロッドに対するプローブ光の偏光角度を変化させるために用いた。一方で、Nd:YLF ロッドの後には /2 波長板 2 を設置し、 /2 波長板 1 で回転した偏光を元に戻す方向に偏光を回転させてから検光子に入射させた。この構成により、Nd:YLF ロッドに平行にプローブ光を通した状態を維持したまま、Nd:YLF ロッドをプローブ光の光軸に対して回転させたのと同じ条件を再現した。



図 3.3.4 消光比の測定実験セットアップ

実験結果を図 3.3.5 に示す。結晶の c 軸とプローブ光の光軸が一致していない条件では、 /2 波 長板 1 を S 偏光とした場合でも、検光子を図 3.3.5(a)に示すバターンが透過してしまいその時の消 光比は 30:1 であった。一方で、結晶の c 軸とプローブ光の光軸が一致した条件では、S 偏光入射時 の透過光は、図 3.3.5(b)に示すパターンとなりその時の消光比は 1000:1 であった。この様に、c 軸 カットの 1 軸性のレーザー材料を発振器や増幅器に据え付ける際には、c 軸とレーザー光の光軸を 一致させることが重要である。



(a) (b) 図 3.3.5 消光比の違いによる複屈折パターンの比較

3.3.2 Nd:YLF ロッドの偏光依存性の評価

前節の複屈折の評価と同じ Nd:YLF ロッド(Y13802)を用いて、透過波面の偏光角度依存性の試 験を行った。Nd:YLF ロッドは前節で評価した複屈折が最も抑えられた条件で行った。図 3.3.6 に、 波面計測の実験セットアップを示す。Nd:YLF ロッドを透過したプローブ光は、結像レンズにより Nd:YLF ロッドの波面を転送し波面センサー(Imagine Optic 社製、HASO64)により空間位相を計 測した。波面センサーはシャックハルトマン式の波面計測器を用いた。



図 3.3.6 波面の偏光依存性の実験セットアップ.

Nd:YLF ロッドの透過波面の計測結果を図 3.3.7 に示す。図 3.3.7 では、Nd:YLF ロッドはプロ ーブ光の偏光方向に対する波面の依存性を示した。ここで、波長板の回転角度が 0 度の時プローブ 光は P 偏光を示すである。図 3.3.7 より偏光方向により波面が変化していることが分かる。その為、 Nd:YLF を使用する偏光に応じた波面を計測する必要がある。



図 3.3.7 波面の偏光依存性.

3.3.3 Zernike 多項式による収差関数の展開

MRF 研磨では、ZYGO 社の干渉計測により評価された波面結果を MRF 研磨にフィードバックす ることで、求める波面形状に近づけることができる。一般的な光学素子ではフラットもしくは球面 や非球面の形状を最終目標とするが、任意の加工形状を得たい場合には、干渉計測の参照波面に Zernike 多項式の係数でモデル化した形状を適用することができる。

波面については、参考文献[16]などによって以下のように解説される。一般に、光線追跡や解析解 などで幾何学的に光学を取り扱う場合、幾何光学と呼ぶ。幾何光学で取り扱うレンズなどのガウス 光学系で発生する波面収差を幾何光学的収差と呼び Seidal 収差で表される。Seidal 収差では、幾何 光学による近似を用いているため、高次の収差を考える場合誤差が大きくなる。一般に3次以上の 収差を高次収差と呼ぶが、高次収差を考える場合、幾何光学的収差では十分ではなく、回折光学的 収差として取り扱う必要がある。幾何光学的収差では、収差の特性関数 をベキ級数で展開を行う が、回折的収差を取り扱う場合には、単位半径を持つ単位円の内部を積分(級数展開)して取り扱う べきである。つまり、単位円の内部で直交する完全系の多項式で収差関数 を展開する方がより適 切である。回折光学的な収差を取り扱うために収差の特性関数を多項式に展開した式として、 Zernike 多項式が良く用いられる[17]。

収差関数 $W(\rho, \theta)$ を考える場合、単位円の定義される、 $R_n^m(\rho) \cos m\theta \ge R_n^m(\rho) \sin m\theta$ からなる

Zernike 多項式の級数によって以下の式 3.26 で記述できる。ここで、動径関数(Radial function) $R_n^m(\rho)$ は、瞳孔内の任意の極座標(ρ, θ)において、nを次数(radial degree or order of polynomial) mを角度依存性(Azimuthal frequency)とした ρ の多項式である。

$$W(\rho,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} \left[\frac{2(n+1)}{(1+\delta_{m0})} \right]^{1/2} R_n^m(\rho) \cdot (c_{nm} \cos m\theta + s_{nm} \sin m\theta) \qquad \vec{\pi} 3.26$$

ここで、 c_{nm} と s_{nm} は展開(収差)係数、 $n \ge m$ は0を含む正の整数(n-m 0) δ_{ij} は Kronecker の デルタである。また式 3.27 は、 $\rho^n, \rho^{n-2}, ..., and \rho^m$ の項を含む次数 nの多項式である。

この極座標多項式 $R_n^m(\rho)$ は、n(もしくは m)が偶数か奇数かによって依存する偶数もしくは奇数の ρ を持つ。注記すると、

$$R_n^m(0) = \begin{cases} \delta_{m0}, & n/2 \text{ even} \\ -\delta_{m0}, & n/2 \text{ odd} \end{cases} \qquad R_n^m(1) = 1, \qquad R_n^m(\rho) = \rho^n \qquad \vec{\mathfrak{rt}} 3.28$$

となる。

個別の Zernike 収差は、直交しておりバランスが取れている。これの意味するところは、瞳孔の 直径の変化は、低い次数の収差を導入することによって最小にされる。付け加えると、0次数の多項 式(*n=0*を除いたそれぞれの収差の平均値がゼロになる。この一定性を適える正しい定義を選択する ことで、これらの多項式を規格化することができる。Zernike 多項式の持つこれらの性質は、瞳孔の 全域に亘って各収差の要素を展開した係数が、個別の収差の標準偏差を表していることを意味する。 Zernike 多項式では、古典的な収差を、2 つの Zernike 係数(角度座標と大きさ rms)で記述するこ とができる。大きさ *M* は、適切に規格化された Zernike 係数を直交位相(求積法)の和を計算する ことで得ることができる。

極座標θは以下の式 3.30 により求めることができる。

ここで、knmは規格化係数である。収差関数は、また式 3.31のようにも書き換えることができる。

ここで、*j*は多項式番号 (Polynomial number) で*nとm*の関数であり、*a_j*は展開 (収差)係数で ある。そして

$$Z_{even_i}(\rho,\theta) = \sqrt{2(n+1)}R_n^m(\rho)\cos m\theta \qquad \text{m} \quad 0 \qquad \qquad \vec{\mathfrak{T}} \quad 3.32$$

$$Z_{oddj}(\rho,\theta) = \sqrt{2(n+1)}R_n^m(\rho)\sin m\theta \qquad m\neq 0 \qquad \vec{r} \quad 3.33$$

$$Z_i(\rho,\theta) = \sqrt{n+1}R_n^0(\rho) \qquad \qquad \mathbf{m}=\mathbf{0} \qquad \qquad \mathbf{\vec{x}} \ 3.34$$

である。この *j* と *n*,*m* の関係は、表 3.3.1 で示される。多項式が偶数の *j* で示されるときは、 $\cos m\theta$ で与えられる対称的な関数で示され、奇数の *j* で示されるときは反対称的な $\sin m\theta$ で与えられる関数 となる。また、 a_i は式 3.35 で与えられる。

				5
Polynomial	Radial	Azimuthal	Polynomial	Aberration
()	uegi ee(ii)	in equency (iii)		
1	0	0	1	Piston
2	1	1	$2\rho \cos\theta$	Tilt at 0 deg.
3	1	-1	$2\rho \sin \theta$	Tilt at 90 deg.
4	2	0	$\sqrt{3}(2\rho^{2}-1)$	Focus
5	2	-2	$\sqrt{6} ho^2\sin\!2 heta$	Astigmatism at 45 deg.
6	2	2	$\sqrt{6} ho^2\cos 2 heta$	Astigmatism at 0 deg.
7	3	-1	$\sqrt{8}(3\rho^2-2\rho)\sin\theta$	Coma at 90 deg.
8	3	1	$\sqrt{8}(3\rho^2-2\rho)\cos\theta$	Coma at 0 deg.
9	3	-3	$\sqrt{8} ho^3\sin\!3 heta$	Triangular astigmatism at 90 deg.
10	3	3	$\sqrt{8} ho^3\cos 3 heta$	Triangular astigmatism at 0 deg.
11	4	0	$\sqrt{5}(6\rho^4-6\rho^2+1)$	Spherical

表 3.3.1 正規直交の Zernike 多項式 $Z_i(\rho, \theta)$

3.3.4 Nd:YLF ロッドの波面形状と位相遅延の関係

位相共役板を試作する遅延分布をNd:YLF ロッドの透過波面を図 3.3.8 に示す。透過型の位相共 役板では、位相が遅延している正の波面には、凹型の形状面で波面を補正する。光学レンズなどで は焦点距離で凹凸形状を指定するため、凹型の形状を有した基板の加工を指示する場合には負の符 号(マイナスの焦点距離)で表現することが一般的である。その為、プローブ光で計測した波面分布 (位相の遅延分布)のZernike 係数の符号と、形成したい位相共役板の形状のZernike 係数の符号 は逆となる。例えば、位相が遅延した正のZernike 係数の波面(凹形状の波面)では、凹形状の面 を有した負のZernike 係数を有した位相共役板を透過させることで波面を補正する。言い換えれば、 凸型の波面を凹形の波面を形成できる凹型の位相共役板で補正することとなる。Zernike 係数は、波 面収差を示す値であることに留意して、位相共役板の加工形状を指定することが重要である。



3.3.5 波面補正に求められる Zernike 次数の評価

Zernike 多項式による展開では、高次の波面分布も記述可能である。しかしながら、位相共役板を 形成するための加工精度および分解能には限界がある。そのため、必要十分な波面補正を得るため に位相共役板に必要と考えられる Zernike 次数を計算により評価した。評価は、計測した Nd:YLF の波面分布の空間的な 2 次元の数値データと、Zernike 多項式で再現した位相共役板で発生させる 位相遅延分布の 2 次元の数値データから、同じ位置関係にある各画素の輝度値の和を取ることで計 算により波面の補正を評価した。図 3.3.9(a)に Nd:YLF ロッドの透過波面および、(b)に 3 次の Zernike 多項式により(a)の透過波面を再現した位相遅延分布を示す。ここで Nd:YLF ロッドは、図 3.3.8 に示した同じ屈折率を有した基板材料を仮定した。計測した Nd:YLF ロッドの波面を Zernike 多項式に分解した時の Zernike 係数を表 3.3.2 に示す。図 3.3.9(a)では、表 3.3.2 で示す通り 0° の非点収差が大きな値を示している。しかしながら、単純な 0°の非点収差のみでなく、細部には複 雑な波面が形成されていることが分かる。図 3.3.9 (b)で示した 3 次の Zernike 多項式で再現された 波面は、図 3.3.9(a)で見られる 0°の非点収差などの特徴を有し単純化された形状であることが視 覚的に確認できる。

図 3.3.9(c)に補正後を模擬した評価結果の 2 次元データの可視化画像を示す。この画像を評価し

た結果、補正前の波面にて 80%の有効エリア内にて図 3.3.9(a)では 0.43 μ m(Peak-Valley:P-V 値) であった波面歪みが、3 次の Zernike 係数で構成された位相共役板モデルで補正することで図 3.3.9(c)では 0.17 μ m(P-V 値)まで補正されることが示された。このとき、RMS 値では、図 3.3.9(a) の 0.1 μ m から図 3.3.9(c)の 0.03 μ m まで改善された。この評価により、位相共役板により、P-V 値 で 40%、RMS 値で 30%に軽減できることが示され、3 次の Zernike 次数により十分に波面が補正 であることが確認された。



図 3.3.9 3 次の Zernike 多項式で設計された場合の収差補正の見積もり. (a)波面収差, (b)3 次の Zernike 多項式の位相共役波面, (c)収差補正後の想定波面.

3.3.6 Nd:YLF ロッドの位相共役板の設計

位相共役板の設計では、使用する基板の材質の屈折率が重要である。一般に、屈折率 n を持つ曲率 rのレンズの焦点距離 f は以下で示される。

ここで、焦点距離 fのレンズにより形成された波面の曲率は fと同義である。つまり、波面の曲率 fを補正するための面形状の曲率 r は式 3.37 となる。

$$r = f(n-1)$$
 式 3.37

この関係式は、波面の形状(曲率分布)を補正するために必要な位相共役板の表面形状を、波面の形状(曲率分布)に位相共役板に用いる基板の屈折率からなる係数を乗じることで求めることができることを意味する。

$$Z_{\text{phase conjugate plate}} = Z_{\text{wavefront}}(n-1)$$
 $\vec{\pi}$ 3.38

図 3.3.8 に示した Nd:YLF ロッドの透過波面の Zernike 係数を表 3.3.2 に示す。前節で説明した通り、波面分布に関する符号の取り扱いでは、位相が遅延している場合は正とし、位相が進んでいる

場合は負とする。つまり、表 3.3.2 で示した Zernike 係数は、Nd:YLF ロッドを透過したプローブ 光の位相の遅延量を示しており、プラスは位相遅延を意味する。位相共役板の基板に合成石英を用 いた場合の、位相共役板の表面に加工する形状をZernike係数で示した値を同様に表 3.3.2 に示す。 ここで、合成石英の屈折率は 1.45 とした。

多項式番号	収差	Nd:YLF ロッドの 透過波面	位相共役板の設計
1	Piston	-	-
2	Tilt at 0 deg.	-	-
3	Tilt at 90 deg.	-	-
4	Focus	-0.033	0.073
5	Astigmatism at 0 deg.	-0.129	0.287
6	Astigmatism at 45 deg.	-0.069	0.153
7	Coma at 0 deg.	0.011	-0.024
8	Coma at 90 deg.	0	0
11	Spherical	0.065	-0.144

表 3.3.2 Nd:YLF ロッドの透過波面および位相共役板の Zernike 係数

3.3.7 位相共役板の試作および評価

3.3.5 項で示した 3 次の Zernike 多項式で設計された表面形状にて、MRF 研磨により試作した位 相共役板の概観写真(加工:有限会社岡本光学加工所)を図 3.3.10 に示す。基板の中央部に位相共 役面の加工が施されている。基板のサイズは直径 25.4mm で、加工された領域のサイズは直径 10mm である。



図 3.3.10 試作した位相共役板の概観写真.

図 3.3.11(a)に 3 次の Zernike 多項式により設計された表面形状および図 3.3.11(b)に試作された 位相共役板の表面形状の計測結果を示す。設計に対する再現性(fidelity)は、2 次元の画像データ の画素の輝度値を、同じ位置の画素値に対して差を計算することで評価した。評価結果を図 3.3.11(c)に示す。図 3.3.11 の各画像の P-V 値は(a)0.43 µ m、(b)0.77 µ m および(c)0.6 µ mであり、 RMS 値は(a)0.17 µm、(b)0.18 µm、(c)0.06 µm であった。ここで図 3.3.11(c)で示された形状差に おける RMS 値 0.06 µm は、平均的な設計に対する加工精度の再現性を示していると捉えることが でき、高い再現性であることが定量的に示された[18,19]。この結果から、ロッドの直径 10mm に対 し、1mm 以下の水平方向の分解能で加工が可能であることが示された。一方で、図 3.3.11(c)の白破 線で示した箇所は、設計に対して水平方向の 1mm 以下の範囲で深さ方向に約 0.3 µm 深く加工され ていた。さらに図 3.3.11(c)では 2 本の弓型に見られる設計に対する差異が見られ、設計に対して 0.2 µm 程度深くなってしまっていることが分かる。これらの評価結果から、深さ方向の傾斜について、 約 0.2 µm/mm 程度の加工精度が限界であることが示唆された。



図 3.3.11 設計に対する位相共役板の画像評価.

(c)

(b)

(a)設計の表面形状,(b)位相共役板の表面形状,(c)設計に対する位相共役板の表面形状の差異.

表 3.3.3 に図 3.3.11 で示したそれぞれの 2 次元データを Zernike 多項式に展開したときの Zernike 係数を示す。それぞれの収差成分に対して、符号は一致している。設計で、最も大きな収差 成分であった 0 度の非点収差-0,287 に対して、位相共役板では-0.378 とその時の差異は 0.091 であ った。また、45 度の非点収差と 0 度のコマ収差に関しては、設計に対してそれぞれ 0.199 及び 0.129 の大きな加工差異が発生した。この大きな差異が、図 3.3.11(c)で評価された P-V 値の要因であると 考えられる。また全ての収差成分に関して、Zernike 係数の絶対値が設計よりも大きい結果となっ た。

多項式番号	収差	設計	試作品	差異
4	Focus	-0.073	-0.092	0.019
5	Astigmatism at 0 deg.	-0.287	-0.378	-0.091
6	Astigmatism at 45 deg.	-0.153	-0.352	0.199
7	Coma at 0 deg.	0.024	0.153	-0.129
8	Coma at 90 deg.	0	0.031	-0.031
11	Spherical	0.144	0.231	-0.087

表 3.3.3 設計に対する位相共役板の Zernike 係数による評価.

3.3.8 位相共役板による波面補正の実証

Nd:YLF ロッドで発生した波面収差を位相共役板で補償する実証実験を行った。図 3.3.12 に実験 セットアップを示す。最初に、Nd:YLF ロッドは、3.3.1 節で示した複屈折が抑制され、さらに /2 波長板による微調整により Nd:YLF ロッドに対して P 偏光で入射される様に偏光の回転角度を調整 した。位相共役板を透過したプローブ光は、波面センサーにより波面を計測した。



図 3.3.12 位相共役板による波面補正試験の実験セットアップ

図 3.3.13 に計測結果および評価結果を示す。図 3.3.13(a)に位相共役板が無いときの Nd:YLF ロッドの透過波面、(b)に Nd:YLF ロッドが無いときの位相共役板の透過波面、(c)に Nd:YLF ロッドおよび位相共役板の両方を透過したときの波面を示す。カラーバーのレンジは 0.8 (0.4 ~0.4) を示す。ここで、 は 1053nm である。(a)で中心部と比較し左右に大きく位相の遅れた非点収差状の位相分布であったが、位相共役板では逆に中心部の位相が左右に対して遅れている位相分布であることが確認できる。その結果として、(c)では中心部と左右の位相差が解消された位相分布が計測された。Nd:YLF ロッドの有効 80%の範囲内における図 3.3.13(a)で評価された 0.365 µ m(P-V 値) および 0.072 µ m (RMS 値) の波面収差は、位相共役板によりそれぞれ図 3.3.13(c)により 0.212 µ m (P-V 値) および 0.045 µ m (RMS 値) に補正された。この結果から、P-V 値は 58.0%、RMS 値 は 62.5%に軽減された。



(a)補正前の波面分布, (b)位相共役板の透過波面分布, (c)補正後の波面分布

図 3.3.14 に、図 3.3.13(a)(b)(c)それぞれの波面収差の Zernike 係数をグラフで示す。補正前の Nd:YLF ロッドの Zernike 係数は、位相共役板により概ね全ての収差に関して減少していることが 分かる。特に、Nd:YLF ロッドで、大きな収差成分となっていた0度および45度の非点収差に注目 すると、それぞれ0.162 および0.158 であった係数に対して、位相共役板の0度および45度の非点 収差のZernike 係数はそれぞれ-0.125 および-0.085 であり、補正後の結果として、各収差はそれぞ れ0.041 および0.060 に軽減することができている。この結果から、0度および45度の非点収差成 分について、それぞれ25.3%、38.0%に軽減することに成功した。この様に、非点収差とコマ収差成 分は、補正前と比較し半分以下の係数値にまで減少されたことが示された。ここで、収差の残った Focus 成分については、球面レンズにより補正が可能である。





3.4 位相共役板を用いた LD 励起 Nd:YLF リング型再生増幅器の開発

3.4.1 LD 励起 Nd:YLF ロッドレーザーヘッドの開発

20J 出力の LD 励起 Nd:ガラスレーザーシステムの前置増幅器として、位相共役板を波面補正に 用いた Nd:YLF による再生増幅システムを開発した。はじめに、表 3.4.1 に Nd:YLF の物理特性を 示す。参考のために Nd:YAG および後段の Nd:ガラス主増幅器で用いられている HAP-4 と比較し て示す[20]。Nd:YLF は、1053nm でレーザー発振可能な輻射遷移を有しているため大型の Nd:ガラ スレーザーシステムでも前段のレーザー媒質として広く用いられている。1 軸性結晶であるため c 軸 に対して平行もしくは直角の方向で異なる発振波長、屈折率、誘導放出断面積、線膨張係数などの 特性を有している[20,21]。Nd:YLF は Nd:YAG と比較すると、誘導放出断面積が低いことから飽和 フルエンスが 1.57J/cm² と適度に高いため寄生発振を抑制しつつ高いエネルギーを蓄積するのに適 している。また蛍光寿命も Nd:YAG に比較し 2 倍以上長いため、励起時間を長くすることで単一の LD モジュールから高効率にエネルギーを蓄積することができる。一方で、熱ショックパラメータが Nd:YAG の 1/4 以下と低く、HAP-4 と同程度であるため高平均出力動作には注意が必要である。ま た、レーザー下順位の寿命が 10-20ns と長いため、マルチパスで増幅する場合レーザー下順位に電 子が残っているため反転分布が小さくなる可能性がある[22]。そのため、増幅計算を行う際にレート 方程式によりレーザー下順位の分布も考慮することが重要である。

Parameter	Nd:YLF	Nd:YAG	HAP-4	
	1047 (π)/	1004	1054	
Lasing wavelength (nm) –	1053 (σ)	1064	1054	
	no=1.4481	1.00	4.50	
Index of refraction	n _e =1.4704	1.82	1.53	
Fluorescent lifetime (µm)	480	230	350	
Stimulated emission	1.8 x 10 ⁻¹⁹ (π)	9.9 10.19		
cross-section (cm²)	1.2 х 10 ⁻¹⁹ (о)	2.8×10^{-19}	3.6 X 10-20	
Thermal conductivity (W/m-K)	6	14	1.023	
	a-axis 13 x 10 ⁻⁶	7.0 10.6	0.5 10.6	
I nermal expansion (K ⁻¹) –	c-axis 8 x 10 ⁻⁶	7.8 x 10-0	8.5 x 10 ⁻⁶	
Thermal shock parameter (W/m)	180	790	140-222	
Density (g/cc)	3.89	4.55	2.7	
Life time t _{7/2} (ps)	10,000-20,000	200		
Nonlinear refraction index (esu)	5.8 x 10 ⁻¹⁴	3.2 x 10 ⁻¹³	1.25 x 10 ⁻²⁰	
Temperature dependence of index of	$n^{o} = -2.0 \times 10^{-6}$	7.0 10.0	1.8 x 10 ⁻⁶	
refraction dn/dt	$n^e = -4.3 \times 10^{-6}$	7.3 x 10 ⁻⁶		

表 3.4.1 レーザー媒質の特性

設計した Nd:YLF ロッドレーザーヘッドの仕様を表 3.4.2 に示す。最大 1J の出力エネルギーを 得るために、Nd:YLF ロッドからのエネルギーの抽出効率 $\eta_{\text{extraction}}$ を 40%と仮定し、Nd:YLF ロッ ド内に蓄積するエネルギーを 2.5J 以上として設計を行った。励起波長 797nm に対して、種光の波 長が 1053nm であるため、ストークスシフトによるストークス効率 η_{storks} は式 3.39 より 0.756 とな る。

$$\eta_{\text{storks}} = \frac{\lambda_{\text{pump}}}{\lambda_{\text{seed}}}$$
 If 3.39

ここで、 λ_{pump} は励起光の波長、 λ_{seed} は種光の波長である。また、蛍光寿命 $\tau_{fluorescence}$ に対する励 起光のパルス幅 τ_{pump} により決まる蓄積効率 η_{stored} は、式 3.40 により 0.678 となる。

ここで、励起光が Nd:YLF ロッドまで伝送される伝達効率 $\eta_{transmission}$ 、Nd:YLF に吸収される効 率 $\eta_{absorption}$ および量子効率 $\eta_{quantum}$ をそれぞれ 0.9 と仮定すると、LD の出力から Nd:YLF ロッド に蓄積される効率 η_{pump} は 0.373 と試算される。蓄積エネルギーとして 2.5J を得るためには、励起 エネルギーは少なくとも 6.7J 以上が必要であることが分かった。

Parameter	Design
Wavelength	1053 nm
Pump wavelength	797 nm
Pump peak power	18 kW
Pump duration	400 μs
Pump energy	6.7 J
Pump efficiency	0.373
Stored energy	2.5 J
Output energy	1 J

表 3.4.2 LD 励起 Nd:YLF レーザーヘッドの設計仕様

前述の通り Nd:YLF ロッドはレーザーに使用可能な品質かつ大型な結晶を入手するのが困難であ ることから、2 本の Nd:YLF ロッドを用いて 2 台のレーザーヘッドで構成した。図 3.4.1 に Nd:YLF ロッド(c軸カット、Ndドープ濃度1.1at%、直径10mm(Y12467)および9mm(Y12411)、長さ140mm: Northrop Grumman 社)の写真および透過波面を示す。Nd:YLF ロッド Y12467 および Y12411 の 透過波面ひずみは、それぞれ 1.223 (P-V 値)、0.110 (RMS 値)および 0.983 (P-V 値)、0.070 (RMS 値)であった。励起用噴流冷却型[23]LD モジュールの外観写真を図 3.4.2 に示す。噴流冷 却型 LD バーを 15 段スタックした構造である(LE0322:浜松ホトニクス社)。典型的な LD スタッ クの仕様を表 3.4.3 に示す。また、12 台の LD モジュールの中心波長とスペクトル幅の特性のばら つきを図 3.4.3 に示す。12 個のモジュールの中心波長およびスペクトル幅の標準偏差は、それぞれ 0.2778 および 0.269 であった。また、12 台の LD モジュールのピーク出力の平均値は 1.554kW で 標準偏差は 26.44 であった。



図 3.4.1 Nd:YLF ロッドの外観写真と投下は面歪.



噴流冷却型 LD モジュールの外観写真. 図 3.4.2

表 3.4.3 LD モジュールの典型的な仕様		
Parameter	Value	
Center wavelength	797 nm	
Peak power	1.5kW	
Spectral bandwidth	4 nm	
Pulse duration	400 μs	
Output energy	0.6 J	
Maximum repetition rate	100Hz	
Maximum duty cycle	4%	



図 3.4.3 LD モジュールのスペクトル特性のばらつき

LD 励起 Nd:YLF レーザーヘッドの外観写真を図 3.4.4 に示す。1 本の Nd:YLF ロッドに対して 側面から 6 個の LD モジュールで励起する構成である。ロッドの側面に対して 3 方向から励起する 構成を1セットとし、30度回転させた位置関係となる2つの励起モジュールのセットをレーザーロッドの長軸方向に並べる配置とすることで、LDから出力された光が、対向した位置に設置された LDモジュールを照射する相打ちを防止する構成とした。このレーザーヘッドでは、LDとレーザーロッドを冷却するための冷却水の入出力口が共通化され小型化を実現した。



図 3.4.4 LD 励起 Nd:YLF レーザーヘッドの外観写真

3.4.2 LD 励起 Nd:YLF ロッドレーザーヘッドの特性評価

図 3.4.5 に LD の駆動電流が 100A の時の LD 励起 Nd:YLF レーザーヘッドの励起分布を示す。 励起パターンの重心位置にて水平軸および垂直軸のプロファイルから強度分布の均一性を評価した 結果、輝度値のばらつきは±10%以下であった。



図 3.4.5 Nd:YLF レーザー増幅ヘッドの励起分布

LD の駆動パルス幅ごとの駆動電流に対する小信号利得特性の実験結果を図 3.4.6 に示す。各パル ス幅にて、指数関数的に利得が増加していることが分かる。この結果から、LD の駆動条件に係わら ず寄生発振等による励起効率の低下がないことが示された。LD のパルス幅が 400µs の条件の時に、 9mm のレーザーヘッドで利得 4.0、 10mm のレーザーヘッドで利得 3.3 が得られた。この時の 蓄積エネルギーそれぞれ、1.39J および 1.49J であり合計の蓄積エネルギーは 2.88J となり設計の 2.5J を達成した。図 3.4.7 に、 9mm ヘッドについて電流値を 100A とした時の利得のパルス幅依 存性を計算結果と共に示す。ここで、計算では LD モジュールから Nd:YLF ロッドまでの吸収効率 を含む伝送効率を 0.94 とした。実験結果と計算結果は良い一致を示した。この結果から、LD モジ ュールから Nd:YLF ロッドまでの伝達効率は 0.94 程度であることが示された。



図 3.4.6 LDの駆動電流に対する利得特性とLDパルス幅依存性.



図 3.4.7 電流値 100A における LD パルス幅に対する利得の変化.

3.4.3 Nd:YLF ロッドの熱レンズ特性

Nd:YLF は 3.3.1 項で示した通り、結晶成長や形状加工の不完全性のため c 軸カットのロッドであ

っても実際には径方向で屈折率が異なると考えるべきである。一般に、ロッド形状のレーザー媒質 で増幅器を構成する場合、側面から冷却するため同心円状に形成されたロッド内の温度分布に起因 した熱レンズ効果が計測される(図 3.2.2 参照)。通常、Nd:YAG ロッドなどの立方晶型のレーザー 媒質の場合、屈折率の異方性が無いため球面状の熱レンズが発生する。一方で、c 軸カットの Nd:YLF ロッドを励起して側面から冷却する増幅器を構成する場合、軸性を有する媒質に由来する前述の理 由により同心円状の温度分布に対する屈折率の変化が同心円とはならず、シリンドリカル状の熱レ ンズが発生する。図 3.4.8 に今回用いた Nd:YLF ロッドの熱レンズ効果を波面計測センサーにより 測定した実験結果を示す。 この時電流値は 100A、 パルス幅 400 μ s、 繰り返し率は 10Hz であった。 (a)は 9mm、(b)は 10mmの波面を示し、(c)は2本のロッドを両方透過したプローブ光の波面を 示す。図 3.4.8 より分かるように、それぞれの Nd:YLF ロッドでシリンドリカル状の熱レンズが発 生していることが分かる。この様に、Nd:YLF ロッドをレーザー媒質とした場合、熱レンズはシリ ンドリカル状に発生するため、通常の球面レンズによる補正とは異なる対策が必要である。今回、 LD 励起 Nd:YLF ロッド増幅器を開発するに当たり、2 本の Nd:YLF ロッドで構成することを利用 してシリンドリカル状の熱レンズを簡便に補正する方策を施した。具体的には、 9mm と 10mm の Nd:YLF ロッドを相対的に 90 度回転させ、さらに /2 波長板を用いて種光の偏光も Nd:YLF ロ ッドに合わせて回転させることで、90度回転したシリンドリカル状の熱レンズを図(c)に示す球面状 の熱レンズに変換した。このように球面状の波面収差とすることで、一般的な球面レンズで容易に 波面を補正することができる。





図 3.4.9 に熱レンズ焦点距離の計測結果を示す。Nd:YLF は負の *dn/dt* 特性を有していることか ら、負の熱レンズ効果を発生する。2 台のレーザーヘッドにてほぼ同程度の熱レンズ効果が発生して おり、100A の動作条件の時の熱レンズ焦点距離は約-40m であった。これは、ケプラー型の空間フ ィルターや結像光学系で容易に補正可能な波面ひずみである。このように負のシリンドリカルレン ズ状の熱レンズを有した Nd:YLF であるが、2 本の Nd:YLF ロッドによりその合成した熱レンズを レンズ状とすることで簡便に補正できることが示された。



図 3.4.9 Nd:YLF レーザー増幅ヘッドの熱レンズ特性.

3.4.4 リング型再生増幅器の設計

20Jを出力する Nd:ガラス主増幅器では小型な前置増幅器かつ 1J の出力が求められた。そこで、 発振器からの高品質なビーム特性を維持しつつ 1 台の増幅段で 1J クラスまで増幅するシステム設 計を行った。図 3.4.10 に設計したリング型再生増幅器の概念設計図を示す。フロントエンドを出力 した種光は、2 本の真空空間フィルターと 2 台の Nd:YLF レーザーヘッドを有したリング型の前置 増幅器に入力され、所定の周回数の間リング型の再生増幅器に内に閉じ込められて増幅された後出 力される。詳細の動作原理を以下に説明する。

フロントエンドから出力されたS偏光のパルス光は、セレイテッドアパーチャー(SA)を透過し た後、偏光ビームスプリッタ 1 (PBS1)から前置増幅器に入力される。 この時、 SA を再生増幅器内で 伝送する像面として結像位置に設置した。SA で生じた高次の空間周波数成分を真空空間フィルタ (VSF1)のピンホールで除去することで、スムーズな空間強度プロファイルを形成し、回折による 強度ピークの発生を防ぐことで光学損傷の発生を抑制している。 同時に VSF1 は、SA の像をレーザ ー増幅器まで転送する機能も果す。PBS1 から入射された S 偏光のパルス光は、 /2 波長板により P 偏光に偏光を回転され VSF1 を介して電気 - 光学素子(EO)に入射される。この時、EO には電圧 は印加させず偏光は P 偏光のまま偏光ビームスプリッタ 2(PBS2)を透過し Nd:YLF レーザーヘッ ド1 (Nd:YLF Head1)に入射される。レーザーヘッド1 で増幅されたレーザー光は、Nd:YLF ロッド を透過したことで生じた波面収差を位相共役板1(PCP1)で補正され真空空間フィルタ2(VSF2)を 介して Nd:YLF レーザーヘッド 2(Nd:YLF Head2)に入射される。レーザーヘッド 1 と同様に、増幅 後に Nd:YLF ロッドの透過波面収差を位相共役板 2(PCP2)で補正し、P 偏光のまま PBS1 に到達す る。システムを1周しP偏光でPBS1を透過したパルス光は、 /2 波長板により偏光をS偏光に回 転され、VSF1 を介して PC2 へ入射される。ここで、EO に電圧を印加し、偏光を P 偏光に回転し PBS2 を透過させる。この EO による偏光の操作によりパルス光をリング増幅器内に閉じ込めるこ とができる。リング型の再生増幅器では、従来の直線型の再生増幅器とは異なり、種光がレーザー ヘッドをパスする回数を任意に選択することができる。また、種光が同じ光路を往復する必要がな



いため、光学素子で種光がオーバーラップすることがないためダメージのリスクも軽減できる。

図 3.4.10 リング型再生増幅システムの概念図.

タイミングチャートを図 3.4.11 に示す。2周目以降は光が閉じ込められる共振器を構成する。こ の時、PBS、EO および Nd:YLF ロッドの消光比は 1000:1以上であるため、偏光解消による寄生 発振は抑制される。しかしながら、共振器内で種光と共に Nd:YLF から生じる自然放出光も共振器 内に閉じ込められて増幅される。自然放出光の内 S 偏光成分は PBS1,2 から共振器外に放出される が、P 偏光成分は共振器内に閉じ込められて増幅された自然放出光(Amplification of Spontaneous emission: ASE)となる。ASE は、VSF1,2 のピンホールにより効果的に抑制できるが、種光のビー ム品質が十分に良くなければピンホールの瞳孔を小さくすることができず ASE が成長し最終的に は寄生発振が発生してしまう。



図 3.4.11 リング型再生増幅システムのタイミングチャート

3.4.5 リング型再生増幅器の出力シミュレーション リング型再生増幅器の特徴として、種光がレーザー媒質にてオーバーラップすることが無く任意 のパス数で出力を最適化できるため、高い増幅率で高エネルギーのパルスを出力することが可能で あることが挙げられる。一般的に用いられているリニア型の再生増幅器では、横シングルモードの 共振器を構成していることから、共振器のモード径の制限により出力エネルギーは 10mJ 程度であ る。1J クラスの出力を小型なシステム構成で得る方法として、横マルチモードの共振器を構成した 再生増幅器が挙げられる。この場合、空間モードによる制限は、レンズや空間フィルタなどにより 任意に制御することができるが、一方で、ASEの増幅の成長により反転分布が減少してしまうため、 増幅シミュレーションを行う上で考慮する必要がある。

ASE が発生し成長するプロセスを以下に考察した。図 3.4.12 に ASE の元となる種 ASE 光がレ ーザーロッドから発生するモデルを示す。



図 3.4.12 ASE 評価モデル.

ここで、*L*はレーザーロッドの長さ(mm)、*d*はレーザーロッドとレンズ間の距離(mm)、*D_{rod}*はレ ーザーロッドの直径(mm)、*f_{sf}*は空間フィルターのレンズの焦点距離(mm)、*D_{pinhole}*はピンホール の直径(mm)、*D_{ase}*はレンズ上の ASE の有効直径(mm)、*A_{ase}*はレンズ上の ASE の有効開口(mm²)、 θ_{ase} はピンホールを通過しうる ASE の発散角(rad)、*G*はレーザーロッドの利得である。このモデル では、ASE がピンホールを通過しうる発散角と、ASE に対する有効断面積を定義することを目的と している。ピンホールを通過しうる ASE の発散角 θ_{ase} とピンホールの直径*D_{pinhole}*には、式 の関 係がある。ピンホールの直径*D_{pinhole}*が十分に小さい場合、 θ_{ase} は 0(rad)なり、*A_{ase}*はレーザーロッド の断面積と同じになり、ピンホールの直径*D_{pinhole}*が十分に大きい場合は、*A_{ase}*はレンズの断面積と 同じになることを示している。[24]

 θ_{ase} からレンズ上のASEの有効直径と有効開口は、

$$D_{\rm ase} = \tan \theta_{\rm ase} * f_{\rm sf} + D_{\rm rod} \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\pi} \ 3.42$$
と導き出される。ASE は閾値が存在しないが、利得の増加に伴って蛍光として顕著に蓄積エネルギーを放出する。そのため、蓄積エネルギーの増加に伴って ASE は利得媒質中のエネルギーを減衰さ せる支配的な要因となる。ASE が成長し得る指向性は、レーザーロッドの一端からピンホールを透 過するのに必要となる立体角Ωは、

と表すことができる。一般に、ASE のフラックス*I*aseは小信号利得 *G* の関数として以下の式で表す ことができる。

ここで、 I_s は飽和フラックスを示す。飽和フルエンスを E_s とした場合、飽和フラックスは以下の式で 表すことができる。

ここでτ_fは蛍光寿命、hはプランク定数、νはレーザー光の発振周波数、σ₂₁は誘導放出断面積を示 す。このように、増幅器の利得と立体角を用いることで ASE のエネルギーフラックスを計算するこ とができ、空間的および時間的に積分することで ASE エネルギーを求めることができる。

実際に、開発したリング型再生増幅器をモデルとして出力シミュレーションコードを構築した。 リング型再生増幅器では、空間フィルターを用いて ASE 光のシステム内での伝播を空間的に防ぎつ つ、被増幅光を像転送しながら増幅していく。空間フィルターのピンホールを通過した ASE 光は、 種光と同様に結像光学系によりシステム中を伝播し増幅される。シミュレーションコードでは、ASE により蓄積エネルギーが減少された後に種光が増幅される時間的な条件で構築した。シミュレーシ ョンに用いた増幅器システムのモデルを図 3.4.13 に示す。



図 3.4.13 シミュレーションモデル

ここで、一般的な DPSSL では、LD の出力時間は数 100µ秒であるため、L は式 3.46 が用いら れるが、本システムでは LD により励起されている間は 2 つの PBS とポッケルスセル P.C.によりリ ング型キャビティー内の Q 値は低く抑制されているため ASE は成長しない。その為、ASE 種光は、 P.C.が動作した瞬間から発生すると仮定することができる。またシステム中は、キャビティーに閉じ 込めることができる数 10ns のパルス幅を有した被増幅光も同時に伝播され、リング型のシステム 中を ASE 光と同時に周回する。そこで本シミュレーションでは、ASE 光もシステムを1周するパ ルス幅_{てsystem}を有したパルス光として扱った。Amp.1 で発生した ASE フラックを ASE の種光I_{ase_in} とし Amp.2 にて増幅され、ASE 光の 2 周目以降は被増幅光の種光I_{in}同じように伝播し増幅してい くと仮定した。

シミュレーションコードは、レーザー下準位の量子数量 *n*₁(cm²)、レーザー上準位の量子数量 n₂(cm²)を用いてレート方程式により以下の式を用いて構築した。

$$I_{\rm out} = e^{\sigma * (n_2 - n_1)} * I_{\rm in}$$
 I 3.52

$$n_1 = n_1 + \Delta t * (n_2 - n_1) * \sigma * \frac{l_{in}}{h * \nu}$$
 If 3.54

図 3.4.14 に、上記シミュレーションコードにより ASE による反転分布の減少を考慮した増幅計 算の結果を示す。図 3.4.14 では、システムの周回数に対する出力エネルギーの変化を入力エネルギ ー毎に示した。入力エネルギーが低下した場合においても、システムの周回数を増やすことで 1J 以 上の出力が維持されることがわかる。しかしながら、入力エネルギーが 10nJ 以下となり、システム 周回数が 9 パスになると著しく出力が低下し、出力エネルギーが 1J に満たない結果となった。これ は、ASE による反転分布の減少の影響が表れた結果である。



図 3.4.14 増幅計算の結果

3.4.6 1J×10Hz 出力試験

これまでの再生増幅器を用いた高利得かつ高パルスエネルギーの増幅に関する先行文献では、利 得は80dB以下でパルスエネルギーも100mJ程度に留まり[25-28]、唯一参考文献[7]にて1J×5Hz の出力が得られている。更に、高利得と高パルスエネルギーを両立した報告は見られない。この理 由は、レーザー媒質の大型化によるビーム品質の劣化が一因と考えられる。そこで本開発では、高 利得かつ高パルスエネルギーを同時に達成することを目標とした。図 3.4.10 で示した概念設計に基 づき構築したリング型再生増幅器の写真を図 3.4.15 に示す。Nd:YLFを用いたシステムは発振器お よびフロントエンドを含んで1.2m×2.4mの光学定盤に構築した。2 本のVSFにより熱レンズを補 正するためにレンズを直進ステージ上に設置した。本実験では、1Jクラスの出力を実証するために、 前述の計算シミュレーションに基づき、100µJのフロントエンドを構築して実験を行った。本試験 では、位相共役板を実装していない条件で行ったため、システムの最大周回数は5 に制限された。



図 3.4.15 Nd:YLF レーザー増幅器の外観写真

図 3.4.16 に出力エネルギー特性を示す。周回数を1から5まで変化させて特性を評価した。3パ ス目までは励起エネルギーに対して指数関数的に出力が増加し、100mJの出力が得られた。4パス 目以降は利得の飽和が見られはじめ、最終的には5パス増幅の時に7.4Jの励起エネルギーに対して 0.96Jの出力を得た。この時の抽出効率は34%であり、光 - 光変化効率は13%であった。0.96J出 力時のフルエンスは1.8J/cm²であり、Nd:YLFの飽和フルエンスの1.57J/cm²に到達した。この時、 入力エネルギーは0.95mJで増幅率は10⁴と試算された。パルス波形を図 3.4.17 に示す。飽和領域 でのエネルギー抽出により、波形の前倒しが見られた。パルス幅は9ns でピーク強度は100MW 以 上であった。また、プリパルスとポストパルスの強度比率はそれぞれ6%と9%と見積もられた。ポ ストパルスの強度比が9%と高いのは、Nd:YLF ロッド内にエネルギーがまだ残留していることを示 唆している。



図 3.4.16 出力エネルギー特性



近視野像(Near field pattern: NFP)および遠視野像(far field pattern: FFP)を図 3.4.18 に示 す。NFPのFilling factorは76.2%で、直径は8.2 mmであった。また、FFPについて、回折限界 の5倍のエリア内に含まれるエネルギーの割合(Encircled energy)は81.9%であった。これらの結 果より、リング型再生増幅システムにより、ダメージを抑制しつつ1Jクラスの高エネルギー出力が 得られることを実証した。



図 3.4.18 出力パターン. (a)近視野像, (b)遠視野像

3.4.7 波面補正および 80dB の増幅率の実証

位相共役板による波面補正を実証するために、リング型再生増幅器による高増幅率試験を行った。 システムは図 3.4.10 で示した構成でフロントエンドのみを変更した。フロントエンドの構成図を図 3.4.19 に示す。高い増幅率にて 1J クラスの出力を得るために、発振器には低出力であるが高安定で 高ビーム品質である縦横シングルモードのファイバーレーザー(SLM-FL)を用いた。ファイバーレ ーザーは、偏波保持ファイバーで構成され、P 偏光の連続波(CW)光を出力する。ファイバーレー ザーの出力は CW で最大 1W である。ファイバーレーザーから出力された CW 光は、ファラデーア イソレータ(FI)を透過後にビームエキスパンダー(EP)によりビーム径を 10 倍に拡大され、ポ ッケルスセル1(PC1)に入射される。ポッケルスセル1にて、約 10ns の時間だけ電圧を印加し位 相を /2 波長遅延させることで偏光を 90 度旋回させる。ポッケルスセル1により 10ns だけ偏光を S 偏光となったパルスのみ PBS1 で反射され再生増幅器に入射される。



図 3.4.19 フロントエンドの構成図

図 3.4.20 にシステム数回数に対するシステム透過率の変化を示す。Nd:YLF ロッドの透過率を 0.98、複屈折ロスを 0.005、PBS の透過率を 0.985、EO の透過率を 0.98 とし、その他の光学素子 の透過率を 0.998 とした時、1 パスのシステム透過率を計算値は 0.798 となった。実験結果は、VSF にピンホールも実装されており、また、EO の偏光回転によるロスも含まれている。図 3.4.20 より 実験と計算は良く一致しており、これは位相共役板を実装したことにより波面ひずみが軽減され、 ピンホールでの損失が抑制されたことを意味する。



図 3.4.20 周回数に対する透過率の変化

図 3.4.21 に位相共役板がある場合とない場合の NFP および FFP の比較を示す。ここで、位相共 役板が無い条件ではシステム周回数は 5 であるのに対し、位相共役板がある条件ではシステム周回 数は 9 であった。位相共役板の無い条件では FFP の著しい劣化のため VSF のピンホールを透過す ることができず 5 パスでの増幅が限界であった。この時の M² は、それぞれ *Mx*² = 3.8、*My*² = 3.6 で あった。また、NFP のフィリングファクターは 0.5 であった。一方で、位相共役板の有る条件では、 FFP はシングルスポットに集光されているため VSF での顕著な口スもなく 9 パスまで周回させ増 幅することができた。*M²* は *Mx*² = 2.6、*My*² = 2.7 であった。ただし、位相共役板の有る条件におい て、NFP の一部に欠けが表れている。これは FFP の集光スポットの周辺に散逸している成分が存 在し、その一部は VSF のピンホールに当たっていることに起因する。フィリングファクターは 0.4 であった。



図 3.4.21 システムを 5 周する条件下における、位相共役板の有無による NFP および FFP の比 較. 位相共役板が無い時の NFP(a)および FFP(b). 位相共役板が有る時の NFP(c)および FFP(d).

図 3.4.22 に各条件における FFP のエネルギー包含率 (Encircled energy ratio)の特性を示す。 回折限界スポットサイズ内に包含されるエネルギーは、位相共役板が無い条件では 13.5%であった のに対して、位相共役板がある条件では 35.3%と飛躍的に改善することができた。



図 3.4.22 エネルギー包含率の比較

図 3.4.23 に出力エネルギー特性を示す。この実験では、位相共役板がある条件でシステム周回数 を9とした。入力エネルギーが1.5nJに対して出力エネルギー0.46Jを、増幅率3.1×10⁸にて得た。 繰り返し率は10Hzであった。光-光変換効率は6.2%であった。



図 3.4.23 出力エネルギー特性

3.4.8 熱複屈折の評価

Nd:YLF ロッドの熱複屈折の評価を行った。LD の動作条件は、デューティー0.4%(0.4ms、10Hz) で 100A 動作時の最大平均出力は 36W である。初期の消光比は 3000:1 以上であった。実験により 得られた LD 電流値毎の複屈折パターンを図 3.4.24 に示す。初期よりパターンの上下左右に発生し ていた残留複屈折のパターンの強度が徐々に強くなっていることが分かる。図 3.4.25 に消光比の変 化と熱による複屈折量の変化率(熱複屈折損失率)を示す。図 3.4.25 より、電流値の増加に伴い熱 複屈折による損失が増加していることが分かる。しかしながら 100A の動作条件においても消光比 は 2000:1 以上を維持し、熱による複屈折損失は 0.08%と非常に軽微であることが示された。



図 3.4.24 熱複屈折のパターンの変化



図 3.4.25 熱複屈折損失割合の変化

3.4.9 B積分値の試算

リング型再生増幅器について、Nd:YLF ロッドで発生する B 積分値を計算により試算した。非線 形屈折率による波面歪みでは屈折率の増加に伴う自己収束の効果により、加速的に波面歪みが生じ る。その為、一般的な指標として以下に示す B 積分値を半波長に相当する 3[rad]以下にすることが 重要である。評価では 8 パス増幅にて最大 1J 以上の出力が得られる条件として行った。B 積分値の 評価式を式 3.55 に示す[4]。ここで、非線形屈折率 n₂ は 1.7 × 10⁻²⁰[W/cm²]とした[29]。

ここで、 λ_0 は波長、zは伝播距離、Lは媒質長を示す。計算結果を図 3.4.26 に示す。レーザー出力 は 8 パスの時に 1J 以上を達成し、その時の B 積分値は 0.166[rad]であった。



図 3.4.26 システム集回数毎の B 積分値の変化

3.5 まとめ

本章では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーに適用可能な、安価で高分解能な波 面補正技術として、合成石英に微小な凹凸形状を加工した位相共役板の開発についてまとめた。本 章の結果を以下にまとめる。

- (1) 高繰り返しかつ高エネルギーの特性を有するレーザー増幅器におけるレーザー光の波面
 補正技術の必要性を示し、既存の波面補正技術の特徴についてまとめた。
- (2)新たな波面補正技術として、磁性流体を用いた研磨技術を用いた位相共役板を考案し、 Nd:YLFロッドの残留波面歪みを補正するため位相共役板の設計・試作・評価を行なった。 試作した位相共役板は、予め設計した形状に対し 60nm(RMS)の精度で形状が再現され、 波面補正の空間分解能は 1mm 以下、波面傾斜の補正分解能は 0.2µm/mm 程度と評価さ れた。位相共役板を用いた実験により、Nd:YLF ロッドの残留波面歪み成分の内、非点収 差成分(0度、45度共)およびコマ収差成分(0度、90度共)に関する Zernike 係数値を それぞれ 50%以下に軽減することを示し、透過波面歪みを約 60%に軽減できることを実 証した。
- (3) 位相共役板を用いた LD 励起 Nd:YLF リング型再生増幅器を構成し、Nd:YLF ロッドの持 つ残留波面歪みを位相共役板により透過の都度補正することで、波面歪みによるシステム 周回毎のエネルギー損失を大きく軽減することができ、その結果9周のシステム周回を実 現し、3.1×10⁸の増幅率にて460mJ×10Hzの出力を達成した。
- (4) 位相共役板を導入することで、回折限界のスポットサイズ内に35.3%のエネルギーを集光 することができ、位相共役鏡を導入する前の13.5%と比較し飛躍的な集光特性の改善を確 認し、回折限界に近い集光スポットの得られるビーム品質の向上を実証した。
- (5)本研究により、結晶内部の歪みや定常状態における熱レンズ効果などの静的な波面歪みを 安価で高い空間分解能で補正することが可能となり、高平均出力キロジュール級 LD 励起 固体レーザーに適用可能な、安価で高分解能な波面補正技術を確立した。

参考文献

- [1] J. Eggleston, T. Kane, K. Kuhn, J. Unternahrer, and R. Byer: IEEE Journal of Quantum Electronics, **20**, 289 (1984).
- [2] T. J. Kane, R. C. Eckardt, and R. Byer: IEEE Journal of Quantum Electronics, 19, 1351 (1983).
- [3] D. C. Brown, J. H. Kelly, and J.A.Abate: IEEE Journal of Quantum Electronics, 17, 1755 (1981).
- [4] W. Koechner: Solid–State Laser Engineering (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.2 p49.
- [5] 植田 憲一, 盧 建仁, 高市 和則, 八木 秀喜, 柳谷 高公, カミンスキー アレキサンダー, レ ーザー研究, **31**, 465 (2003).
- [6] 柳谷 高公, 八木 秀喜, レーザー研究, 36, 544 (2008).
- [7] V. Bagnoud, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, T. Mooney, and P. Dumas: Appl. Opt., 44, 282 (2005).
- [8] W. Koechner: Solid–State Laser Engineering (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.4 p183.
- [9] D. Strickland and G. Mourou: Opt. Comm., 56, 219 (1985).
- [10] D. A. Alessi, E. Sistrunk, H. T. Nguyen, P. A. Rpsso, T. Spinka, M. D. Aasen, S. Herriot, J. A. Britten, and C. Haefner: *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2017), paper STh1L.3.
- [11] Y. Tang, D. Egan, C. J. Jooker, C. Gregory, O. Chekhlov, C. Hernandez-Gomez, J. Collier, and P. P. Rajeev: *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2017), paper STu10.7.
- [12] P. Tournois: Opt.Com., 140, 245 (1997).
- [13] V. Samarkin, A. Alexandrov, G. Borsoni, T. Jitsuno, P. I Romanov, A. Rukosuev, and A. Kudryashov: High Power Laser Science and Engineering, 4, e4 (2016).
- [14] 吉田 英次: 大阪大学大学院工学研究科, 博士論文 (2000).
- [15] V. Bagnoud and J. D. Zuegel, Opt. Lett., 29, 295 (2004).
- [16] V. N. Mahajan: Appl. Optics, 33, 8121 (1994).
- [17] F. Zernike: Mon. Not. R. Astron. Soc. 94, 377 (1934).
- [18] T. Sekine, S. Matsuoka, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and Y. Izawa: J. Phys.: Conference Series 112, 032060 (2008).
- [19] T. Sekine, S. Matsuoka, R. Yasuhara, T. Kurita, R. Katai, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, T. Norimatsu, N. Miyanaga, Y. Izawa, M. Nakatsuka, and T. Kanabe: Opt. Express, 18, 13927 (2010).

- [20] 川嶋 利幸: 大阪大学大学院工学研究科, 博士論文 (2002).
- [21] J. R. Ryan and R. Beach: J. Opt. Sco. Am. B, 9, 1883 (1992).
- [22] C. Bibeau, S. A. Pyne, and H. T. Powell: J. Opt. Soc. Am. B, 12, 1981 (1995).
- [23] H. Miyajima, H. Kan, T. Kanzaki, S. Furuta, M. Yamanaka, Y. Izawa, and Sadao Nakai: Opt. Lett., 29, 304 (2004).
- [24] W. Koechner: Solid–State Laser Engineering (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.4 p188.
- [25] J. Kawanaka and K. Yamakawa: Opt. Lett., 28, 2121 (2003).
- [26] V. Bagnoud, J. Luce, L. Videau, and C. Rouyer: Opt. Lett., 26, 337 (2001).
- [27] K. Naito, M. Ohmi, K. Ishikawa, M. Akatsuka, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai: Appl. Phys. Lett., 64, 1186 (1994).
- [28] D. R. Walker, C. J. Flood, H. M. van Driel, U. J. Greiner, and H. H. Klingenberg,: Appl. Phys. Lett., 65, 1992 (1994).
- [30] D. N. Nikogosyan: Propertys of OPTICAL and LASER-RELATED MATERIALS (John Wiley & Sons Ltd, England, 1997) Charp.1.

第4章 LD 励起高エネルギーレーザーシステムの開発

4.1 はじめに

高エネルギーかつ高繰り返しで動作するレーザー装置の開発には、第2章で述べた物理的な特性 や大型化が可能かなどよるレーザー媒質の設計や第3章で述べた波面補償技術に加え、光学ダメー ジや熱破壊の抑制など様々な設計開発の要件がある。レーザーシステムの設計では、前述の解決す べき課題に対して、レーザー増幅器や結像光学系、波面補償系、LD光の照射光学系、システム制御 など様々なコンポーネントにおいて専用の設計を行いそれぞれの技術を集約することが重要である。

Nd:ガラスは、高エネルギーパルスを発生するレーザー媒質として永く用いられてきた優れた材料 である。既に、メガジュール級のレーザー出力が得られている唯一のレーザー媒質である。しかし ながら、熱伝導率が低いため繰り返し動作による熱破壊の抑制が課題で、大型レーザーにおける単 発動作に代表されるように低繰り返し率での動作に制限された。大阪大学では、レーザー核融合炉 用レーザードライバーとして Nd:ガラスをレーザー媒質としたジグザグスラブ型のレーザー増幅器 を採用したレーザーシステム HALNA(High Average-power Laser for Nuclear fusion Application) を提唱してきた[1]。このレーザーシステムの特徴は、熱破壊を引き起こす Nd:ガラス内の発熱条件 を一定に保ちながら、エネルギーの拡大則を実現できることである。我々は、2004 年にスラブ型で レーザー光の入出射面が高さ 2cm 幅 1cm である Nd:ガラスを用いたレーザー装置を開発し 5J × 10Hz の出力を得た[2]。その後 2006 年に同様のコンセプトに基づき新たに開発したレーザー装置に て、Nd:ガラスの入出射面の幅を 1cm のまま維持し高さを 2.5 倍となる 5cm とすることで、エネル ギーを 4 倍に拡大した 20J × 10Hz の出力を達成し、HALNA コンセプトを実証した。[3]

本章では、この 20J 級のパルスエネルギーを繰り返し率 10Hz で出力するための研究開発および 長期運用における安定性の評価研究について報告する。

4.2 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムの開発

4.2.1 ジグザグスラブ型レーザー増幅システムの設計

図 4.2.1 に LD 励起 Nd:ガラスレーザーシステムの外観写真を示す。またシステムの構成図を図 4.2.2 に示す。Yb:ファイバー発振器から出力された種レーザー光は、第3節で述べた位相共役板を 実装した LD 励起 Nd:YLF 再生増幅器によりジュールクラスまで増幅され、図 4.2.3 の写真に示さ れた LD 励起ジグザグスラプ型 Nd:ガラスレーザー増幅器に入力される。Nd:YLF 再生増幅器を出 力したレーザー光はアナモルフィック結像系により、円形から楕円形に空間形状を変形されながら セレイテッドアパーチャに結像される。セレイテッドアパーチャでは、楕円に変形された空間形状 から、鋸歯型の輪郭を有した長方形のビームパターンに切り出される。セレイテッドアパーチャの 像は、真空テレスコープ兼空間フィルターを2回伝播して主増幅器に像転送されて入力される。こ の真空テレスコープは、レーザー光が集光される位置にピンホールを具備しており、これによりレ ーザー光の空間パターンの平滑化を行なっている。すなわち、セレイテッドアパーチャで切り出さ れた鋸歯状の空間プロファイルは、高次の空間周波数成分がピンホール部で除去されることにより、 回折の少ないスムーズな空間プロファイルとなり出力される[4]。システム内には更に2本の真空テ レスコープ兼空間フィルターが設置されており、セレイテッドアパーチャにおける種レーザー光の 像が、2 台の Nd:ガラスレーザー増幅器を伝播する度に結像するように設計されている。

Nd:ガラスレーザー増幅器は、スラブ状のレーザーガラス媒質の内部を種レーザー光が全反射を繰 り返しながらジグザグに伝播するジグザグスラブ方式を採用している。種レーザー光は2台のNd: ガラスレーザー増幅器をそれぞれジグザグに2回伝播した後、誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡を 反射し、同じ光路を戻って更に2回ずつNd:ガラスレーザー増幅器を通過する。この時、種レーザ ー光は、45度ファラデーローテータも往復することで偏光が90度旋回され、P偏光でセレイテッ ドアパーチャを透過し入力された種レーザー光は、最終的にS偏光としてポラライザーを反射し出 力される。この増幅システムにより、合計8回Nd:ガラスレーザー増幅器を伝播することで20Jの 出力を得る。ファラデーローテータは、Nd:ガラスの内部で発生する熱複屈折の補償も行っている。



図 4.2.1 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムの外観写真



図 4.2.2 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムの構成図.

4.2.2 温度分布補償型 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅器の設計

図 4.2.3 に LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅器の外観写真を示す。本レーザー 増幅器では、短冊状の Nd:ガラスの一番広い面に対して対向する様に 2 方向から LD により励起し、 また励起する面と同じ面に水を流し Nd:ガラスを冷却する。励起用 LD モジュールの仕様を表 4.2.1 に示す。Nd:ガラスの 1 面に対して、40 個の LD スタックにより 40J、繰り返し率 10Hz で励起す る。2 面から励起したときの励起エネルギーは 80J となる。Nd:ガラスに入射された種レーザー光 は、Nd:ガラスの内部で冷却と励起を兼ねる 2 つ面で全反射を繰り返すことで、水平方向にジグザグ に伝播し Nd:ガラスを出射する。この時、冷却された 2 面の間に生じる温度分布を横切りながら種 レーザー光が伝播することで、本来温度分布に起因し生じる波面歪みが自ずとキャンセルされ、熱



図 4.2.3 LD 励起 Nd:ガラスレーザー主増幅器.

項目	典型値		
	803 nm		
LD スタックのピークパワー	5kW		
LD モジュールあたりの LD スタックの数	40 個		
LD モジュールのピークパワー	200kW		
パルス幅	200 µs		
繰り返し率	10Hz		
LD モジュールの出力エネルギー	40J		

表 4.2.1 LD モジュールの仕様

一方で、種レーザー光がジグザグに伝播しない Nd:ガラスの垂直方向に被った波面歪みはキャンセルされず熱レンズ効果が生じてしまう。図 4.2.4 に LD 励起 Nd:ガラスレーザー増幅器の断面図を示す。水平方向から LD により励起され発熱した Nd:ガラスは、同じく水平方向から冷却水により

冷却される。この時、理想的な設計では Nd:ガラスの上下を緩衝材で断熱することで温度分布の発 生を抑制することができる。しかし、実際には緩衝材の熱伝導率や、緩衝材が Nd:ガラスからの蛍光 の吸収することで発熱する場合も有り、垂直方向には温度分布が生じてしまう。

本レーザー増幅器では、このNd:ガラスの垂直方向の温度分布を補償するために、Nd:ガラスの上下にヒーターを備え付ける設計を行なった。このとき、Nd:ガラスと同様に緩衝材が冷却水により冷却される設計により、励起され発熱しているNd:ガラスに対して緩衝材の温度が常に低くなる条件を得た。図4.2.5 にNd:ガラスの上下にヒーターを具備したレーザー増幅器の写真を示す。



図 4.2.4 LD 励起 Nd:ガラスレーザー増幅器の断面図



図 4.2.5 ヒーターを実装したレーザー増幅器の外観写真.

4.2.3 ヒーターによる波面補正試験

ヒーターによる波面制御の試験を行なった。図 4.2.6 に実験セットアップを示す。Nd:ガラスをジ グザグに伝播した種レーザー光は、結像光学系を用いて波面センサー(HASO64: Imagine Optics 社製)に入力される。LD モジュールの動作条件は、出力エネルギー80J、繰り返し率 10Hz であっ た。



図 4.2.6 ヒーターによる温度分布補償の実験セットアップ.

図 4.2.7 に波面の測定結果を示す。(a)はヒーターを稼動していない条件で、(b)はヒーターを稼動さ せた条件である。どちらの波面においても、水平方向の波面に分布は無く、ジグザグ伝播による平 均化の効果が示されていることが分かる。(a)-1 より、垂直方向の上下の温度が低く中心の温度が高 いことが分かる。(a)-2 より波面歪みの量が 3.168 µm であることが分かる。(b)では、ヒーター出力 を上部 38%(190W)、下部 25%(125W)で動作させたときの波面の変化を示す。その結果、(b)-1 より、上下の温度が上昇することにより、垂直方向の波面歪みが軽減され、その波面歪みの量は(b)-2 より 1.188 µm まで顕現されることが分かった。









図 4.2.7 ヒーター制御による波面特性の変化. ヒーター非稼動時(a)およびヒーター稼動時(b).

4.2.4 誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡の開発

ヒーターを用いることで 3µm 以上であった波面歪みを 1µm 程度にまで補償できることを示し た。しかしながら回折限界に近い集光特性を得るためには、更なる波面補償が必要となる。そこで、 本レーザー増幅システムでは、誘導ブリリュアン散乱 (SBS: stimurated Brillouin scattering)を 用いた位相共役鏡の導入を行なった。SBS 位相共役鏡については、3.2.5 項にて簡単な説明を行った ので参照のこと。本設計では、SBS 媒質として FC77 (フロリナート: 3M 社製)を用いた。FC77 のプリリュアン (音響) バンド幅 Δv_B は 350MHz である。FC77 を封入した SBS セルの写真を図 4.2.8(a)に示す。また、この SBS 位相共役鏡の入射エネルギー毎の反射率評価の実験結果を図 4.2.8(b)に示す。SBS 位相共役鏡に、焦点距離 268.9mm のレンズを用いて種レーザー光を集光させ 入射した。実験の結果、入力エネルギー1J 以上にて 90%以上の反射率を確認し、4.46J にて最大反 射率 96%を得た。[5]



図 4.2.8 SBS 位相共役鏡の外観写真(a)、および反射率特性(b).

4.3 レーザー増幅システムの増幅特性

ヒーターによる温度制御および SBS 位相共役鏡を導入した LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラス レーザー増幅システムの動作試験を行なった。図 4.3.1 に出力エネルギー特性およびパルスの時間 波形特性を示す。実験の結果、181.96J 励起の時に 213W の平均出力を、出力エネルギー21.3J 繰り 返し率 10Hz にて得た。この時の入力エネルギーは 125mJ であった。光-光変換効率は 11.7%と試 算され、蓄積エネルギーに対する出力エネルギーの比で表す抽出効率は 33.2%と見積もられた。パ ルス幅 13ns の入力光に対し、出力光のパルス幅は 8.9ns であった。これは、Nd:ガラス内に蓄積さ れたエネルギーが枯渇することに起因したパルス波形の前倒しが生じており、増幅特性が飽和増幅 の領域に達していることと意味する。



図 4.3.1 ヒーター制御による波面特性の変化.

近視野像(Near Field Pattern:NFP)の特性を図 4.3.2 に示す。LD 励起 Nd:YLF 前置増幅器からの 出力光が、Nd:ガラス増幅システムを透過したときの NFP が(a)であり、SBS 位相共役鏡で反射され 21.3J まで増幅され出力された種レーザー光の NFP が(b)である。増幅前の NFP に対し、大きなビ ームサイズの変化やパターンの欠けが無いことから、システム中を種レーザー光が伝送するにあた り Nd:ガラスの熱レンズ効果を被りながらも、ヒーターおよび SBS が良好に動作していることで空 間的なビームパターンの欠損が生じることなく、ビーム伝送が行なわれていることが示された。し かしながら、(b)のパターンの中心部に(a)には見られない強度斑がある。これは光学ダメージではな く、SBS 位相共役鏡に起因する強度分布の乱れであり、ショット毎に異なる斑として低頻度で発生 した。これは、液体の SBS 材料であることが原因と考えられ、光学ダメージの原因となりえるため SBS 位相共役鏡の課題の一つといえる。



図 4.3.2 近視野像特性. 増幅前(a), 21.3J 出力時(b).

近視野像(Far Field Pattern:FFP)の特性を図 4.3.3 に示す。(a)は繰り返し率 5Hz で SBS 位相共役 鏡を導入していない条件であり、(b)は、繰り返し率 10Hz で SBS 位相共役鏡を導入した条件であ る。白線の四角は回折限界の 5 倍のエリアを示す。SBS を導入することで著しく FFP の改善でき ていることが分かる。



図 4.3.3 SBS 位相共役鏡の有無による遠視野像特性の比較. 5Hz 動作 SBS 位相共役鏡なし(a), 10Hz 動作 SBS 位相共役鏡あり(b).

図 4.3.4 に集光特性の比較のために、回折限界のエリア内に包含されているエネルギー比率の変化 を示す。ここで実線は理論曲線を示す。この結果から、84%のエネルギーを回折限界の5倍のエリ アに集光されていることが示された。



図 4.3.4 SBS 位相共役鏡の有無による集光特性の比較.

図 4.3.5 に 1 分間の 10Hz 動作時のエネルギー推移を示す。この間の出力安定性は、平均値 19.99J に対し標準偏差 0.377J であり、平均二乗法によるバラつきは 1.88%RMS であった。



図 4.3.5 10Hz 動作の1分間の出力安定性.

4.4 可変形鏡の仕様および特性

SBS 位相共役鏡では、前節で示した通り NFP において強度斑が生じる問題がある。これは、光 学ダメージの懸念があるだけでなく、レーザー加工や爆縮時の不均一性等の原因となる。そこで、 本 LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムに、波面補正として可変形鏡の導入 を行なった。実装した可変形鏡(DM2-120-33#00055:Night N (opt) Ltd.社)の外観を図 4.4.1 およ び仕様を表 4.4.1 に示す[6]。



図 4.4.1 可変形鏡の外観.

表 4.4.1 〕	可変形鏡の仕様[6].
-----------	-------------

項目	仕様		
ミラーの初期平坦度 (P-V, RMS)	1.241 μm, 0.265 μm		
補正後のミラーの平坦度(P-V, RMS)	0.084 μm, 0.013 μm		
駆動方式	バイモルフ型圧電素子		
電極の数	34		
電圧の範囲	- 300 ~ 500V		
ヒステリシス	15%		
誘電体反射コート	(SiO ₂ /ZrO ₂) SiO ₂		
ミラーの有効口径及び有効可変形域	120mm, 88 × 44 mm		
基板材料, PZT 材料	ガラス LK-105, PKR-7m (共にロシア)		
ミラーの厚さ	4.2mm		
ピエゾディスクの数, 直径, 厚さ	2, 120mm, 0.6mm		
ピエゾディスクの厚さ	0.6 mm		

この可変形鏡では、2つの圧電素子(ピエゾ素子)から構成されるバイモルフ型の駆動電極を用い

ている。通常、圧電素子を2枚の電極で挟み、その間に電圧を印加させて圧電素子を変形させる。 圧電素子が面内で伸び縮みすると一端に貼り合わせられた金属板が形状を維持しようする力が働く ため反りが発生し、この反る力により変位を与える。圧電素子に加える電圧により発生する変位量 を変化させることができる。バイモルフは 2 枚の圧電素子を貼り合わせた構造であり、2 枚の圧電 素子のそれぞれに差動的な電圧を加えることで、伸縮方向が反対となるため比較的大きい変位量を 得ることができる。ピエゾ素子には、一般的にチタン酸ジルコン酸鉛(lead zirconate titanate, PZT) が用いられる。図 4.4.2 にバイモルフ式可変形鏡の構成図を示す。バイモフル式可変形鏡は複数の 円形ディスクから構成される。第 1 ディスクは、研磨された上に高反射コート処理が施されたガラ ス基板である。他の2枚のディスクは接着されたピエゾディスクである。第1のピエゾディスクは、 球面状の収差を補正するためにミラーの全面に接着されている。ミラーとピエゾとの間には電極が 挟まれており、球面以外の収差を補正するために共通の電極を挟んで第2のピエゾが接着されてい る。第2のピエゾディスクは、図 4.4.3(a)に示す複数の電極に分けられている。それぞれの電極に 電圧を印加した場合に発生するミラーの形状変化には、電極毎に独立した個別の応答関数を有する。 図 4.4.3(b)に各電極の波面の変化を示す。可変形鏡の電極の応答関数は、他の電極には電圧を印加 していない状態で、ある電極にのみ単位電圧を印加したときの表面形状の変化を表している。図 4.4.3(b)より、同じ+150Vの電圧を印加しているにも係わらず、電極毎に与えられる変位量とサイズ が異なることが分かる。









図 4.4.3(b)の応答関数を元に閉ループのフィードバック処理を実行した後の、可変形鏡の初期のガ ラス基板の歪みを補償した結果を図 4.4.4(a)に示す。補正後のミラーの平坦度として、0.084 µm(P-V)および 0.013 µm(RMS)が得られている。この時、最大+68V および - 85V の電圧を印加して おり、これは印加可能な電圧範囲 800V(-300V~500V)の20%以下の160V に収まっている。



図 4.4.4 初期電圧設定と波面特性[6].

ピエゾ素子を用いるバイモルフ型の可変形鏡は、ヒステリシスの特性を有する。ヒステリシス特 性は、電圧を-300Vから300Vまで変化させた場合、および逆に300Vから-300Vへ変化させた場合 の0V時の変位量の差hを用いて表す。図4.4.5に変位量の推移を示す。2番の電極の評価におい て、0Vの時の変化量の差異は0.65波長であった。この時、最大の振幅Hは-300Vのときと300V のときの差で4.35波長であったことから、ヒステリシスはh/H=0.15(15%)として評価された。ま た、ピエゾ素子では一定の電圧を長時間印加し続けることで、変位量の減少などが生じる傾向があ るため、定期的にピエゾ素子の伸張(ストレッチ)処理が必要である。



図 4.4.5 電極のヒステリシス特性[6].

4.5 長期運用状況

本 Nd:ガラスレーザーシステムは、2006 年に 4.2 節にて報告した誘導ブリリュアン散乱位相共役 鏡を用いたシステムにより 20J×10Hz 動作を達成し、その後 2008 年にシステムを大阪大学から浜 松ホトニクス株式会社に移設し、4.4 節で示した可変形鏡を導入し運用を開始した。2008 年以降は、 1.3 節で示した連続動作によるレーザー核融合研究等に活用を開始した。図 4.5.1 に本格運用が開始 された 2009 年 7 月から 2017 年 6 月までの 8 年間の Nd:ガラスレーザーシステムのこれまでの累積 ショット数と動作時の最大出力の推移を示す。2009 年 7 月時点で既に 100 万ショットを数え、2017 年 6 月時点のショット数は約 300 万ショットであった。ターゲットの照射条件に合わせたレーザー エネルギーの調整を行なっているため、実験内容によって出力エネルギーは異なる。運用開始後の 約 4 年間は、20J 近いエネルギー条件でのレーザー照射試験が多くあり、その中で様々な要因によ リシステム中の光学コンポーネントに光学損傷が発生しその都度改修を行ってきた。レーザー光を 供給する先の要望を考慮し、かつ光学損傷などのリスクを低減するための運用条件の最適化を行い、 現在ではシステムの運転時の典型的な繰り返し率 1Hz、出力エネルギー15J 近傍で、安定的な運用 を実現している。この条件では、低繰り返しでの運転であることから熱レンズ効果も軽微であるた め、可変形鏡を実装しない運転の頻度も高かった。



図 4.5.1 LD 励起 Nd:ガラスレーザーのショット推移

LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅システムでは、Nd:ガラスレーザー増幅器の励 起光源である LD モジュールに対する駆動電流を変化させることで出力エネルギーを実験条件に合 わせて調節する方式により運用を行なってきた。図 4.5.2 に 2009 年の運用開始からの Nd:ガラス増 幅器に印加した LD 電流値に対する出力エネルギーの変化を示す。この時、レーザーシステムの動 作繰り返し率や前置増幅器の出力などの条件が一定ではないため、同じ電流値において異なる出力 エネルギーとなっていることが分かる。しかしながら、最も頻度の高い運用条件である 80A から 85A では、概ね 8J から 12J の出力エネルギーが得られており、安定な運用が行なわれた。図 4.5.1 に示 した 2009 年 7 月から 2017 年 6 月の 8 年間、Nd:ガラスレーザー増幅器用の励起用 LD モジュール の故障およびメンテナンスは一度も行なっておらず、出力の低下も見られていない。この運用試験 の結果から、長期間の LD モジュールの実用性を示した。



図 4.5.2 Nd:ガラスレーザーシステムにおける LD 駆動電流に対する出力エネルギーの履歴.

4.6 まとめ

本章では、3章で報告した LD 励起 Nd:YLF レーザー増幅器を前置増幅器とした 20J×10Hz 出力の LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーシステムの開発において、波面制御技術、レーザー出力特性の評価および長期運用試験の結果についてまとめた。本章の結果を以下にまとめる。

- (1) LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーシステムの開発を行い、LD 励起ジグザグ スラブ型 Nd:ガラスレーザー増幅器におけるヒーター制御による波面補正技術の有用性を 示し、誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡を導入したシステム動作試験により 21.3J × 10Hz の出力を得た。
- (2) LD 励起 Nd:ガラスレーザーシステムの 2009 年 7 月から 2017 年 6 月までの 8 年間の運 用状況をまとめ、この間励起用 LD モジュールに大きな故障や劣化が無いことを示し LD モジュールの長期的な実用性を実証した。
- (3)本研究成果は、高繰り返し動作が困難であったガラスレーザーにおいて、これまで 5J× 10Hz であった出力を当時の世界最高出力となる 20J×10Hz 以上に拡大した。ジグザグ スラブ型レーザー増幅器のエネルギー拡大則および長期安定性を実証し、高平均出力キロ ジュール級レーザーシステムの実現可能性を示した。

- S. Nakai, T. Kanabe, T. Kawashima, M. Yamanaka, Y. Izawa, M. Nakatsuka, R. Kandasamy, H. Kan, T. Hiruma, M. Niino, and ASPIC Members: *Proc. of SPIE*, **4065**, 29 (2000).
- [2] T. Kawashima, O. Matsumoto, M. Miyamoto, T. Sekine, T. Kurita, S. Matsuoka, T. Kanzaki, H. Kan, T. Kanabe, R. Yasuhara, Y. Fukumoto, T. Ashizuka, M. Yamanaka, T. Norimatsu, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, Y. Izawa, H. Furukawa, S. Motokoshi, C. Yamanaka, H. Nakano, and S. Nakai: *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2004), paper 282.
- [3] 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: Opt. Lett., 33, 1711 (2008).
- [4] 松本 修: 大阪大学大学院工学研究科, 博士論文 (2008).
- [5] 安原 亮: 大阪大学大学院工学研究科, 博士論文 (2008).
- [6] Night N(opt) Ltd., DM2-120-33#00055 取扱説明書.

第5章 CeLiB₆O₁₂による波長変換技術の開発

5.1 はじめに

レーザーを様々な産業や学術に応用する場合、光学結晶の非線形性を用いて発振周波数を変調す る技術は極めて有用である。特に高次の高調波を発生させる波長変換技術は、高い効率で高いフォ トンエネルギーを得る手段として広く活用されている。非線形性を有する光学結晶の種類には様々 な特徴があり、高エネルギーかつ高平均出力レーザー用の波長変換技術はこれからも重要な研究課 題である。とりわけ、キロジュール級の高エネルギーレーザーでは、大型の非線形結晶が必要であ る。現在のレーザー核融合研究用のレーザー装置には KH₂PO₄ (KDP: Potassium Dihydrogen Phosphate)が広く用いられている。しかしながら KDP は基本波光の吸収率が高く、高繰り返し動 作のレーザーに使用した場合、発熱に伴う位相整合のミスマッチが生じ、波長変換効率が著しく低 下してしまう。このようにキロジュール級の出力エネルギーで更にキロワットを超える程の高平均 出力レーザーでは、非線形光学結晶には温度に対し良好な特性が求められる。本章では、上記両特 性に優れた CeLiB₆O₁₂ (CLBO: Caesium lithium borate)結晶に着目し大型結晶による高エネル ギーかつ高い変換効率によるグリーンパルス光の発生と、キロジュールかつ10キロワット級の高平 均出力に向けた可能性について評価した。

5.2 核融合用ドライバーに向けた波長変換技術の現状と課題

5.2.1 非線形光学結晶の特性比較

表 5.2.1 に一般的な非線形光学結晶の特性を示す。これまで、多くの非線形光学結晶が開発され 様々なレーザーに用いられて来た。CW レーザーや mJ 級のパルスエネルギーを有したワット級の 平均出力のレーザーでは、β-BaB₂O₄(BBO)、LiB₃O₅(LBO)などが用いられ産業用レーザー装置で 実用化されている。

BBOは1.94 (pm/V)程度の高い非線形光学定数 *detr*を有しており、また温度許容幅が55 と極め て広いため高平均出力用のレーザーに適している。一方で、角度許容幅が0.5 度小さくまたウォー クオフも大きい特徴がある[1]。

LBO は非線形定数も 1.16 (pm/V)と比較的高く、角度許容幅も 4.3 度(Type-I)、13.4 度(Type-II) と十分に広くウォークオフも小さいことなどから広く用いられている[1]。温度許容幅が 3-6 程度 と狭いが 1µm 光に対する吸収係数が BBO と比較して 1 桁程低いため、高平均出力レーザーにも 用いられている[2]。近年、LBO は 2kg 超級のインゴットの結晶育成技術も確立されてきており、大 型の波長変換素子の開発も可能となりつつあることから、高エネルギーかつ高平均出力レーザー用 の波長変換素子として期待されている[3]。

重水素置換 KH2PO4(DKDP)は、非線形光学定数は 0.4pm/V 程度と低いが、数 10cm クラスの 大型な結晶を育成することが容易な結晶として、古くから高エネルギーレーザー用の大型の非線形 光学結晶として用いられてきた[4]。近年は、高エネルギーレーザーを励起源とした Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA)用のパラメトリック増幅用の材料としても注目 されている[5]。DKDP は、1µm 光の吸収係数が高く温度許容幅も 6.7 と狭いことから高平均出 力用としては不向きとされる。

一般に、高エネルギーかつ高繰り返しで動作する高平均出力レーザー用の光学非線形結晶には大型化が容易で温度許容幅広い特性が求められる。その両方の特性を有している結晶として、 YCa4O(BO3)3(YCOB)とCLBOが挙げられる[6,7]。両結晶は共に、数 cm 角の結晶を取り出すだけの結晶成長を他の結晶と比較して容易に行うことができ、尚且つ 40 度以上の温度許容幅を有している。

	DM	d	Tolerance parameter SHG of 1µm			Thermal	Absorption coefficient (cm ⁻¹)		
	Type	u _{eff}	Angle	Thermal	Spectral	conductivity	1	500nm	
	Турс	Type (pm/v)	(pm/ +)	(mrad-cm)	(deg.C -cm)	(nm-cm)	(W/m•K)	IμIII	5001111
DKDP I	TT	0.40 [0]	5.0 [9]	6.7 [9]	5.57 [9]	1.25 [8]	0.005 [12]	0.005 [12]	
	11	0.40 [9]					0.0013 [8]		
LBO	T	1 16 [1]	12[1]	36[1]	0.75 [1]	3.5 [10]	0.00035 [12]		
	1	1.10[1]	4.3[1]	5.0[1]			0.0015 [8]	-	
CLBO	II	0.95 [9]	1.7 [9]	43.1 [9]	5.6 [9]	-	-	-	
BBO I	Ŧ	T 14	104[1] 05[1]	55 [1] 0.6	0.66 [1]	1.4 [8]	0.005 [1]	0.01 [12]	
	I	1.94 [1]	0.5[1]				0.0015 [8]	0.01 [12]	
YCOB	Ι	0.91 [11] I 1.3 [7]			1.72-2.17 [11]				
			1.3 [7]	65 [7]	-	2.3 [8]	0.0015 [8]	-	

表 5.2.1 典型的な非線形光学結晶の仕様

5.2.2 高エネルギー・高平均出力レーザーにおける波長変換の研究

高エネルギーかつ高平均出力用の波長変換技術は、レーザー核融合用ドライバーに必要とされる 技術として 1990 年代から研究が進められてきた。1995 年、C.B. Dane 等は、DKDP を波長変換素 子として用いて、75W の基本波入力に対して 60W の第 2 高調波出力を変換効率 80%にて得た[13]。 Dane 等は、繰り返し率 6Hz、出力エネルギー25-30J のジグザグスラブ型の Nd:ガラスレーザーシ ステムを開発した。ジグザグスラブ型レーザー増幅器の特徴は、スラブの両側面から冷却する高い 冷却性能にある。Dane 等はこのスラブ型増幅器の冷却方式を波長変換器にも適用することで、 DKDP のデメリットであった狭い温度許容幅の特性を補う設計を行った(図 5.2.1(a))。厚さ 1.4cm の DKDP を両側から冷却することで、DKDP の内部に発生する温度分布を抑制することで、75W の入力時においても 80%の高い変換効率を得ている(図 5.2.1(b))。



図 5.2.1 DKDP 波長変換器の概略図(a)および波長変換試験の結果(b) (参考文献[13]より引用)

A. Bayramian 等は、YCOB 非線形光学結晶を用いて第 2 高調波出力として 317W を変換効率 52%にて得た[14]。このときの第 2 高調波の出力エネルギーは 31.7J、繰り返し率は 10Hz であった。 用いられた YCOB はサイズ 5.5cm×8.5cm、厚さ 1.58cm であった(図 5.2.2)。 YCOB は、結晶成 長過程においてマイクロメートルサイズの不純物の混入が懸念されており、Bayramian 等の実験で は、約 170GW/cm²の強度で基本波を入力した。



図 5.2.2 (a)結晶育成後にアニール処理された大型 YCOB インゴット.(b)YCOB を用いた波長 変換試験の結果.(実線は計算結果、プロットは実験結果)(参考文献[14]より引用)

YCOB と同様に高エネルギーかつ高平均出力用の光学非線形結晶の有力候補とされている CLBO は、2002 年に桐山等によって 25J の第 2 高調波出力を 74%の変換効率にて得ることに成功してい る(図 5.2.3)[15]。桐山等は口径 30mm × 30mm で長さが 11.5mm と 15.5mm である 2 つ CLBO 結晶を用いて高い変換効率を達成した。1 台目の CLBO から約 21J、2 台目の CLBO から約 4J の 第 2 高調波を得た。繰り返しはシングルショットであった。YCOB のバルクダメージ耐力が低いの に対し、CLBO のバルクダメージ閾値は 25GW/cm² と非常に高い[12]。



図 5.2.3 CLBO を用いた波長変換試験の結果.入力エネルギーに対する出力エネルギーの変化.(参考文献[15]より引用)

5.2.3 核融合用ドライバーに向けた波長変換器の仕様

レーザー核融合発電では、できるだけ低い投入電力にてレーザードライバーを駆動するが重要で ある。図 2.2.1 にレーザー核融合発電におけるエネルギー収支のブロック図を示した。また、レー ザー核融合プラントの実現に必要な、エネルギー収支の関係式を式 2.1~式 2.6 で示した。それに より、レーザードライバーに求められる電気からレーザー光への変換効率は 10%であることが示さ れた。実際に、IFE フォーラム(レーザー核融合技術振興会)による平成 27 年の「高速点火レーザ ー核融合実験炉概念設計 委員会報告」では、爆縮用レーザーは、基本波にて 896kJを出力し、波 長変換により 627kJ の第3高調波を得る設計を行っている。この時の基本波から第3高調波への変 換効率は 70%としている。半導体レーザーの出力から第3高調波出力まで変換効率を示す光 - 光変 換効率は 31.5%としている。半導体レーザーの電気 - 光変換効率を 70%として効率を評価すると 22.5%となる。これに、半導体レーザーやレーザー媒質を冷却するための冷却器の消費電力などを考 慮した上で、全体の電気 - 光変換効率を 10%とする必要がある。

波長変換に着目した場合、第3高調波の発生において70%の変換効率が必要とされる。前述の通 り、第2高調波では既に高繰り返しレーザーを用いた実験により70%以上の効率が実証されている。 一方、高エネルギーパルスによる第3高調波の高効率発生に関しては、米国ロチェスター大学や米 国ローレンス・リバモア国立研究所にて、シングルショットによる実験が行われている[16,17]。1980 年 R.S. Craxton 等のグループは、Type-IIの KDP(直径 70mm、長さ12mm)による第2高調波 発生器と Type-IIの KDP(直径 70mm、長さ12mm)による第3高調波発生器を用いて80%以上 の変換効率を得た(図 5.2.4)[16]。第2高調波では4GW/cm²の入射強度において80%以上の変換 効率を得ている。この時第3高調波にて最適なパワーバランスとなるように、基本波の変更角度を 35度とし、2.5GW/cm²のときに変換効率が50%となるようにセッティングし、最終的には 2.5GW/cm²の基本波入力のときに、第3高調波を80%以上の変換効率で得た(図 5.2.5)。この実験 では、KDP 結晶には誘電体による無反射コートの処理を施してないため、上述の結果はKDP 結晶 内部の効率を示しており入出射時のフレネルソン反射による損失は考慮されていない。しかしなが ら、現在の誘電体多層膜コートの高耐力化の技術開発は進展しており、2.5GW/cm² というピーク強 度は近い将来実用化となることは期待できる。一方で、10J 超級の高エネルギーレーザーの繰り返 し動作による第3高調波の高効率発生については、筆者の知る限り報告されていない。



図 5.2.4 2 つの Type-II 非線形光学結晶を用い、入射光の偏光方向を最適化させた第3高調波 発生のセットアップ図(参考文献[16]より引用).



図 5.2.5 第2高調波発生のシミュレーション結果(実線)および実験結果(プロット)(a)、および第3高調波発生のシミュレーション結果(実線)および実験結果(プロット)(b)(参考文献 [16]より引用).

5.3 非線形光学結晶による非線形効果

5.3.1 強電場に対する誘電体の非線形性

光の波長を変更することは、非線形光学結晶の屈折率の非線形性を用いることで可能となる[17]。 ここで、一般に屈折率nは電界強度ベクトル *E*の関数として以下に表すことができる。

$$n(E) = n_0 + n_1 E + n_2 E^2 + \cdots \qquad \exists \xi \ 5.1$$

ここで、n₀は電界が存在しない状態における屈折率であり、線形屈折率とも呼ばれる。またn₁, n₂ は電界強度ベクトル *E*を級数展開したときの係数である。非線形光学結晶では、電界により誘電分 極ベクトル *P*(誘電事象に対する単位体積あたりの電気双極子(ダイポールモーメント)が誘起され る。

$$P(E) = \kappa(E)E = \kappa_0 E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \cdots \qquad \vec{x} \ 5.2$$

ここで、 κ は線形電気感受率(κ_0 は電界の無い状態)である。そして、 χ^2, χ^3 は非線形電気感受率である。これらには以下の関係式が成り立つ。

この時、εは電界が存在しない状態における誘電率である。一般的な異方性結晶の場合、ε, n, κ, χはテンソルを示す。ここで、一般的な式として以下が成り立つ。

$$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \, F/m$$
 式 5.9

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} = 1.257 \times 10^{-6} \, H/m \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\texttt{I}} \ 5.10$$

 ν は媒質中の光の速度、cは光速、 ε_0 は真空の誘電率、 ε_r は媒質の比誘電率、 μ_0 は真空の透磁率、 μ は 電界が存在しない状態における透磁率を示す。

また非線形性は別の捉え方から、時に以下の様に表されることもある。金属では電場を加えるこ とで自由電子が自由に動き回り電気が流れる。自由電子を持たない絶縁体に電場を加えると、原子 核と電子がずれることで分極が発生する。分極する物質を誘電体と呼び、固体だけでなく液体や気 体でも分極は発生する。ここで、誘電体内に電場 E を印加することで発生する電気双極子モーメントを *p* とするとし、単位体積当たり電気双子モーメントを分極 *P*=*Np* (N は原子数密度) 定義した場合、分極 *P* は電場 *E* と以下の関係がある。

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi} \boldsymbol{E} \qquad \qquad \boldsymbol{\vec{\pi}} \quad \boldsymbol{5.11}$$

ここでの、 ε_0 は真空の誘電率であり、 χ は電気感受率である。ガラスのような等方的な物質の場合、 χ はスカラー量として表され、ベクトル Pとベクトル Eは同じ方向を向く。しかしながら、異方性 の結晶の場合、 χ は方向によって異なる値を持つ。この場合、PとEは同じ方向を向かない場合が生 じる。電場が大きくなると、分極と電場の関係式は、上述の式 5.11 では表すことができなくなる。 この場合、分極は、

と表すことが出来る。ここで、 $\chi^{(1)}$ は線形電気感受率であり $\kappa_0 = \chi^{(1)}$ となる。式 5.2 および式 5.12 では、入射した電場によって発生した分極が光源となって新しい振動電場を再放出することを示し ているが、この分極が電場の 2 乗、3 条の光を含むことは、再放射される光の中に非線形光学過程 が現れることを意味する。このとき、2 次非線形光学過程を以下の式で表すこともある。

$$\boldsymbol{P}_2 = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \boldsymbol{E}^2 \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\mathbf{x}} \ 5.13$$

原子の配列が等方的で対象中心を持っている物質の場合は、2次の非線形光学効過程は現れない。 例えば気体、液体、ガラス、対象性の高い結晶などが挙げられる。一方で、3次の非線形過程は全て の物質で現れる。水素原子中の電子が原子核から受けている電場はおよそ10¹⁰ (V/m)程度であるが、 これと同程度の電場を与えると、2次および3次の非線形効果が顕著に現れる領域となる。線形感 受率はおよそ1と見積もられるのに対して、一般的な非線形感受率は、

$$\chi^{(3)} = 4 \times 10^{-23} \text{ [m/V]}$$
 式 5.15

程度である。精度を上げた見積もりを行うと、 $E= 2 \times 10^7 \, [V/m]$ の電場により非線形効果が現れることになるが、この電場を光電場で表すと $10^{13-14} \, [W/cm^2]$ となり、コヒーレンシーの高いレーザー光を用いることで、非線形過程を顕在化することが可能となる。

5.3.2 2次非線形光学効果

単一波長の ω_1 、 ω_2 が非線形結晶内を伝播する場合、2種の周波数の光が新たに発生する[17]。つま リ ω_3 , $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2$ である。ここで、符号のプラスは和周波、マイナスは差周波とよぶ。和周波発生 (Sum-Frequency Generation: SFG)は短波長の光を放出する。一方で、差周波発生(Difference-Frequency Generation: DFG)では、長波長の光を放出する。ここで、 $\omega_1 = \omega_2$ の場合、SFG の特殊な条件として $\omega_3 = 2\omega_1$ となり、第2高調波発生(Second-Harmonics Generation: SHG)と呼ば れる。そして、DFG の特殊ケースとして、 $\omega_4 = 0$ となる。

和周波発生と第 2 高調波発生の組み合わせにより、更に複雑な周波数の光を発生させることが可能 である。

第3高調波発生(Third Harmonics Generation: THG)では

$$\omega_3 = 3\omega_1 = \omega_1 + 2\omega_1 \qquad \qquad \vec{\mathfrak{T}} 5.16$$

第4高調波発生 (Forth Harmonics Generation: FOHG) では

$$\omega_4 = 4\omega_1 = 2\omega_1 + 2\omega_1 \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\mathfrak{T}} 5.17$$

第5高調波発生 (Fifth Harmonics Generation: FIHG) では

$$\omega_5 = 5\omega_1 = 2\omega_1 + 3\omega_1 \qquad \qquad \vec{\texttt{x}} 5.19$$

第6高調波発生 (Sixth Harmonics Generation: SIHG) では

or

$$\omega_6 = 6\omega_1 = 2\omega_1 + 6\omega_1$$
 \vec{z} 5.21

ここで、最も簡便で一般的に応用がされている第2高調波発生について、詳しく説明する。式で示 した $\omega_2 = 2\omega_1$ では、角周波数 $\omega = 2\pi f$ を持つ高強度なレーザー光が、 $\chi^{(2)}$ が0出ないつまり等方性の ない非線形光学結晶に入射されると、結晶内部からは、 ω の2倍の角周波数 $\omega_2 = 2\omega_1$ を発生するこ とを示している。入射光電場を

or

$$E = E_0 \cos(\omega t) \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\pi} \ 5.22$$

とすると、2次の非線形分極P2は、式 5.13より

となる。第1項は、時間変化を伴わない直流電場(DC 電場)を意味しており、2次の非線形光学過 程には、光整流効果が含まれていることを示す。一方、第2項は角周波数の2倍の角周波数を有 する光であることを示す。この光が第2高調波発生を意味している。

図 5.3.1 に模式的に第2高調波の発生のメカニズムを示す。角周波数 ω_1 の光を入射すると、 ω_1 の 光と $2\omega_1$ の光が出力されることを示している。エネルギー保存則が成り立つとから3種の光には $\omega + \omega = 2\omega_1$ の関係が成り立つ。ここで、図中に光を粒子として捉えたときの光子のエネルギー値の模式 図を示しているが、これは、一般に用いられている電子のエネルギー準位を示しているものではな い。言い換えれば、非線形光学結晶が光を吸収して 2ω の光を放出する2光子吸収とはメカニズムと 異なる。



図 5.3.1 第2高調波発生の幾何学配置とエネルギーの関係図.

同様に、和周波および差周波発生は計算により以下の式で示され、模式的には図 5.3.2 図 5.3.3 の ように表すことができる。入射されるレーザー光を

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{\mathfrak{T}} \quad 5.25$$

とすると、2次非線形分極P2は

$$P_{2} = \varepsilon_{0} \chi^{(2)} EE = \{E_{1} \cos(\omega_{1}t) + E_{2} \cos(\omega_{2}t)\}^{2}$$
$$= \varepsilon_{0} \chi^{(2)} \left\{ \left(\frac{E_{1}^{2}}{2}\right) (1 + \cos(2\omega_{1}t)) + \left(\frac{E_{2}^{2}}{2}\right) (1 + \cos(2\omega_{2}t)) + 2E_{1}E_{2} \cos(\omega_{1}t) \cos(\omega_{2}t) \right\}$$
$$= \varepsilon_{0} \chi^{(2)} \left[\left\{ \left(\frac{E_{1}^{2}}{2}\right) + \left(\frac{E_{2}^{2}}{2}\right) \right\} + \left\{ \left(\frac{E_{1}^{2}}{2}\right) \cos(2\omega_{1}t) + \left(\frac{E_{2}^{2}}{2}\right) \cos(2\omega_{2}t) \right\} + 2E_{1}E_{2} \{\cos(\omega_{1} + \omega_{2})t + \cos(\omega_{1} - \omega_{2})t\} \right]$$
$$= \vec{x}_{0} \chi^{(2)} \left[\left\{ \left(\frac{E_{1}}{2}\right) + \left(\frac{E_{2}^{2}}{2}\right) \right\} + \left\{ \left(\frac{E_{1}^{2}}{2}\right) \cos(2\omega_{1}t) + \left(\frac{E_{2}^{2}}{2}\right) \cos(2\omega_{2}t) \right\} + 2E_{1}E_{2} \{\cos(\omega_{1} + \omega_{2})t + \cos(\omega_{1} - \omega_{2})t\} \right]$$

となる。ここで、各項から

DC 項: $\left\{ \left(\frac{E_1^2}{2} \right) + \left(\frac{E_2^2}{2} \right) \right\}$ 式 5.27

第 2 高調波発生項:
$$\left(\frac{E_1^2}{2}\right)\cos(2\omega_1 t), \left(\frac{E_2^2}{2}\right)\cos(2\omega_2 t)$$
 式 5.28

和周波発生項: $2E_1E_2\cos(\omega_1 + \omega_2)t$ 式 5.29

差周波発生項:
$$2E_1E_2\cos(\omega_1-\omega_2)t$$
 式 5.30

を示していることが分かる。更にエネルギー関係を図示すると図 5.3.2図 5.3.3の様に説明される。



図 5.3.2 和周波発生の幾何学配置とエネルギーの関係図.


図 5.3.3 差周波発生の幾何学配置とエネルギーの関係図.

5.3.3 3 次非線形光学効果

これまでは、2次の非線形光学過程について記述してきたが、高強度なレーザー光を用いることで、式 5.12で示した3次非線形光学過程による新しい光波を発生させることもできる[17]。この場合、非線形分極波 P3は

$$P_3 = \varepsilon_0 \chi^{(3)} EEE \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \vec{t} \ 5.31$$

と表すことができる。この過程は、前述の通り気体、液体、ガラス、固体を問わずあらゆる物質において見られる現象である。ここで、説明の簡素化のために、入射する光の周波数をω₁の一種として 取り扱った場合、分極は、

$$E = E_0 \cos(\omega_1 t) \qquad \qquad \vec{\pi} \ 5.32$$

と計算できる。この式の右辺第1項は入射光の3倍の周波数を持つ光が発生することを示している。 エネルギー関係は図 5.3.4 により説明できる。



図 5.3.4 第3高調波発生における3個のフォトンの消滅と1個のω₃フォトン生成の幾何学配置 とエネルギーの関係図.

しかしながら、一般に $\chi^{(3)}$ は4 × 10⁻²³ m/V程度と極めて低いことに加え、右辺第 2 項にて、4 分の 3 の光が基本波となる ω_1 のまま出力されることを示していることからも、効率が非常に低いことは 避けられない。異なる 3 種の周波数を持つ $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ が入射する場合、3 次非線形光学過程が複雑に なることは容易に想像できる。

更に、2 例についてエネルギー関係図を図 5.3.5 に示す。図 5.3.5 (a)では、3 個のフォトンが消滅 して、新たな ω_4 のフォトンが生成される過程を示す。一方図 5.3.5 (b)では、3 種のレーザー光を入 射することで、2 つのフォトン ω_1, ω_2 が消滅し、 $\omega_1 \ge \omega_2$ の和周波 $\ge \omega_3$ の差周波 $\ge \log \omega_4$ のフォトン が生成される過程を示している。これ以外にも可能な過程は存在するが、全ての過程において 4 個 のフォトンが関係していることから、これらの 3 次非線形光学過程を総称して四波混合(Four Wave Mixing: FWM) と呼ぶ。その中で、全てのフォトンのエネルギーが同一となる、図 5.3.4 で示した 3 次高調波発生の過程を区別して縮退四波混合と呼ぶ。





図 5.3.5 3次非線形光学過程における四波混合過程の2例の幾何学配置とエネルギーの関係図

式 5.33の右辺第2項では、基本波と同じ周波数を有するcos($\omega_1 t$)が出力されることが示されているが、これは、式 5.1 で示した屈折率の電界依存性の観点から考察すると、基本波に対する屈折率が変化することを意味する。2次非線形光学過程は等方的な材料や気体、液体、ガラスなどでは発生しないのに対して、3次非線形光学過程は全ての材料で存在するため、式で表すと、

$$n(E) = n_0 + n_1 E + n_2 E^2 + \cdots$$
 $\vec{x} 5.34$

$$n(\omega) = n_0 + n_2(\omega)I(\omega) \qquad \qquad \qquad \vec{x} \ 5.35$$

ここで、 $I(\omega)$ は光の強度である、 $n_2(\omega)I(\omega)$ は屈折率の非線形性を示す項である。電界の2乗が強度 $I(\omega)$ となることから、

$$I(\omega) = 2n_0 c\varepsilon_0 |E(\omega)|^2 \qquad \qquad \vec{t} \quad 5.36$$

で示される。式 5.35 および式 5.36 から、屈折率が電界強度の 2 乗に比例して変化することを示す が、誘電体において屈折率が変化するということは、原子の周りに束縛されている電子雲が電場に よって偏在され分極が起こることを意味する。そのため10¹⁴Hzという高速で振動する光電場に応答 して高速に屈折率を変化させることはできない。つまり、屈折率は光電場の時間平均で変化するこ とになる。式 5.33 の第 2 項 $E_0^3 \left(\frac{3}{4}\right) \cos(\omega_1 t)$ では、 E_0^2 による屈折率変化に比例して、 $E_0 \left(\frac{3}{4}\right) \cos(\omega_1 t)$ が伝播すると考えることができる。この時、 $n_2(\omega)$ には 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ との間に以下の関係が 成り立つ。

この3次非線形光学過程による屈折率変化は、自己収束や位相共役波を発生させる要因となる。

5.3.4 位相整合条件

一般的な条件にて、全ての光学材料は弱い非線形性を有している[17]。非線形効果を観測するため には、適度な伝播長と位相整合条件が求められる。位相整合条件とは、

$$k_3 = k_1 + k_2$$
 もしくは、 $k_4 = k_2 - k_1$ 式 5.38

で示される波数ベクトルの関係が満たされる条件を言う。ここで、kは、それぞれ ω_i (i =1, 2, 3, 4) の光の波数ベクトルを意味する。波数ベクトルのスカラー量は

となる。ここで、 v_i は位相速度、 $n_i = n(\omega_i)$ は屈折率、 λ_i は波長、 v_i は周波数 ω_i の時の波数を示す。 位相整合条件を満たした場合の波数ベクトルの関係を図に示す。



図 5.3.6 位相整合条件の模式図. collinear (スカラー) 位相整合(a), non-collinear (ベクト ル) 位相整合(b) (参考文献[17]より引用).

位相整合には、collinear(スカラー位相整合)と non-collinear(ベクトル位相整合)がある。図 5.3.6(a) に示した collinear 位相整合では、SFG や SHG を得ることができる。つまり

SFG について
$$k_3 = k_1 + k_2$$
 もしくは、 $\omega_3 n_3 = \omega_2 n_2 + \omega_1 n_1$ 式 5.40

SHG について
$$k_3 = 2k_1$$
もしくは、 $\omega_1 = \omega_2$, $\omega_3 = 2\omega_1$ より $n_3 = n_1$ 式 5.41

となる。位相整合と物理的側面から考察すると、「周波数ω3を有する非線形分極の波」と「生成され た角周波数ω3の光波」との空間的な共振といえる。ここで留意すべきは、等方性の透明性光学結晶 (もしくは、結晶軸と完全に一致するように偏光された波に対する異方性の結晶)において、通常 の分散のために式 5.41 で示した SHG の位相整合条件は満たしえない。その為、位相整合条件は、 異方性の結晶内の、異なる偏光された波の条件化でのみ満たすことができる。

5.3.5 1 軸性光学結晶

1 軸性結晶は光軸(Z 軸)と呼ばれる特別な方向を有する[17]。光軸と平行に光が伝播する時は、 屈折率は入射する光の偏光方向に依存しない。この様な光軸を1つ有する結晶を1 軸性結晶と呼ぶ (図 5.3.7)。一方で、2 つの光軸を有する結晶を2 軸性結晶と呼ぶ。光軸と異なる方向に伝播する 光線は、偏光方向によって屈折率が異なる。この場合、光軸と平行に伝播する偏光(電場)と光軸と 直交する偏光(電場)が異なる屈折率となるために、位相遅延が発生し偏光が楕円偏光となる。この 時、光軸と平行に伝播する光線を常光線、光軸と直交する光線を異常光線と呼ぶ。



図 5.3.7 1 軸性結晶の極座標表記. **k** は伝播光の波数ベクトル, Z は結晶の光軸, θとφは光軸 との角度.(参考文献[17]より引用).

常光線と異常光線の屈折率差 Δn は、複屈折として知られている。複屈折 Δn は、光の伝播方向が光軸 と一致するときに $\Delta n=0$ で最小となり、光軸と直交する方向のときに最大となる。 Δn が最小となると きの屈折率を常屈折率 n_o 、最大となるときの屈折率を異常屈折率 n_e と呼び、 $n_o < n_e$ の関係を有する 結晶を正結晶、 $n_o > n_e$ の関係を有する結晶を負結晶と呼ぶ。異常光線の屈折率 n^e は角度 θ の関数と して以下に示される。

上記式 5.42 は以下の成立性も保証している。

$$n^e(\theta = 90^\circ) = n_e \qquad \qquad \vec{x} 5.45$$

n^eは方位角度φには依存しない。

1 軸性結晶内を伝播する光線に関して、伝播する方向に対する屈折率の依存性は、図 5.3.8 に示した常光線の屈折率を示す半径n_oを有する球体と、異常光線の屈折率を示すn_o, n_e軸長を有する楕円体の組み合わせで記述することができる。



図 5.3.8 1 軸性結晶における、入射光の伝播方向と偏光に対する屈折率の依存性. (a)正結晶.(b)負結晶.(参考文献[17]より引用).

ここで、平面波の光線が1軸性結晶を伝播することを考える場合、光波の伝播する方向(ベクトル K)と、波エネルギーが伝播する方向(ベクトルS)は一致しない。波エネルギーの方向は、図 5.3.8 に示した屈折率曲線において、n(θ)の接線に対して垂直方向と定義される。図 5.3.9 に波数ベクト ルと波エネルギーベクトルの比較を示す。常光線は、n(θ)は半径 n_o の球状の依存性であるため、波 数ベクトルと波エネルギーベクトルの法線は常に一致する。一方で、(b)(c)の異常光線は、 $\theta = 0$ °も しくは $\theta = 90$ °以外の条件では、波数ベクトルと波エネルギーベクトルが一致せず、角度 ρ だけ回転 する。この時 ρ をウォークオフと呼び、以下の式で表される。

ここで、上側の符号は負結晶、下側の符号は正結晶に対応する。



図 5.3.9 波数ベクトル k と波エネルギーが伝播するベクトル sの不一致.(a)等方性結晶.(b)負の異方性1軸性結晶結晶.(c)負の異方性1軸性結晶結晶.(参考文献[17]より引用).

位相整合条件を満たすためには、異なる偏光波を用いる。SFG において、2 つの入射光の偏光が 同じ場合、生成される和周波光は、入射光とは直交した偏光を有することになる。この場合、Type-Iの位相整合と呼ぶ。つまり、負結晶の場合

$$\boldsymbol{k}_{o1} + \boldsymbol{k}_{o2} = \boldsymbol{k}^{e}_{3} \qquad \qquad \qquad \vec{\mathrm{t}} 5.50$$

この位相整合を ooe 位相整合もしくは type-I(と呼ぶ。また、正結晶の場合、

$$\boldsymbol{k}^{e}_{1}(\theta) + \boldsymbol{k}^{e}_{2}(\theta) = \boldsymbol{k}_{o3} \qquad \qquad \vec{\mathfrak{r}} 5.51$$

この位相整合を eeo 位相整合もしくは type-I(+)と呼ぶ。

一方で、SFG において、2 つの入射する偏光が異なる場合、type-II 位相整合と呼び、負結晶の和周 波光の偏光は異常光線となり、

$$\mathbf{k}_{o1} + \mathbf{k}_{2}^{e}(\theta) = \mathbf{k}_{3}^{e}$$
 oee 位相整合もしくは type-II^(·) 式 5.52

$$k_{0}^{e_{1}}(\theta) + k_{02} = k_{3}^{e_{3}}$$
 eoe 位相整合もしくは type-II(-) 式 5.53

と記述できる。また、正結晶の和周波光の偏光は常光線となり、

$$\mathbf{k}_{o1} + \mathbf{k}_{2}^{e}(\theta) = \mathbf{k}_{o3}$$
 oeo 位相整合もしくは type-II⁽⁺⁾ 式 5.54

$$k_{01}^{e}(\theta) + k_{02} = k_{03}$$
 eoo 位相整合もしくは type-II⁽⁺⁾ 式 5.55

と記述される。

5.3.6 1軸性光学結晶の位相整合角の計算

1 軸性結晶の分散特性は、前述の通り光軸 Z に対する極角 θ (polar angle)のみで記述できる[17]。 その為、1 軸性結晶で位相整合の方向を見つけるために、3 つ光波に対して一致した位相整合角度 θ_{pm} を求めるだけでよい。表 5.3.1 に精度良く求められた解析解 θ_{pm}^{ooe} 、 θ_{pm}^{eoo} 、および 0.1-0.2 ° の精度で求められる解析解 θ_{pm}^{eoe} 、 θ_{pm}^{eoe} を示す。位相整合は、光軸に対する方位角 φ (Azimuthal angle)とは独立して実現することができる。言い換えれば、位相整合は、頂角 (apex angle) $2\theta_{pm}$ を有するコーンの表面になる。非線形変換過程の効率は、 $\theta \ge \varphi$ の両方で決定される。

表 5.3.1 1軸性結晶における位相整合角の解析解.(参考文献[17]より引用).

負結晶	正結晶	
$\tan^2 \theta_{pm}^{ooe} = \frac{1-U}{W-1}$	$\tan^2 \theta_{pm}^{eeo} \cong \frac{1-U}{U-S}$	
$\tan^2 \theta_{pm}^{eoe} \cong \frac{1-U}{W-R}$	$\tan^2 \theta_{pm}^{oeo} = \frac{1-V}{V-Y}$	
$ \tan^2 \theta_{pm}^{oee} \cong \frac{1-U}{W-Q} $	$\tan^2 \theta_{pm}^{eoo} = \frac{1-T}{T-Z}$	
$U = \frac{(A+B)^2}{C^2}, \qquad W = \frac{(A+B)^2}{F^2},$	$\mathbf{R} = \frac{(A+B)^2}{(D+B)^2}, \qquad \mathbf{Q} = \frac{(A+B)^2}{(A+E)^2},$	
$S = {(A + B)^2 \over (D + E)^2}, \qquad V = {B^2 \over (C - A)^2}, \qquad Y$	$T = \frac{B^2}{E^2}, \qquad T = \frac{A^2}{(C-B)^2}, \qquad Z = \frac{A^2}{D^2}$	
$A = \frac{n_{o1}}{\lambda_1}, \qquad B = \frac{n_{o2}}{\lambda_2}, \qquad C = \frac{n_{o3}}{\lambda_3},$	$\mathbf{D} = \frac{n_{e1}}{\lambda_1}, \qquad E = \frac{n_{e2}}{\lambda_2}, \qquad \mathbf{F} = \frac{n_{e3}}{\lambda_3},$	

5.3.7 1軸性光学結晶の結晶対称性と有効非線形係数

非対称性の材料は、式 5.2 で示された線形電気感受率 κ_0 および非線形電気感受率 χ^2 は、一般にそれぞれ階数 2 及び階数 3 のテンソルである。1 軸性結晶の場合、誘電基準座標系 X, Y, Z(Z は光軸)に おいて、 κ_0 および ϵ_0 は対角の 2 階数テンソルであり、以下に示す通りゼロでない線形誘電分極テン ソル ϵ_0 のベクトル成分を有する。

$$\varepsilon_{0XX} = \varepsilon_{0YY} = n_o^2 \qquad \qquad \vec{x} \ 5.56$$

$$\varepsilon_{0ZZ} = n_e^2$$
 式 5.57

階数3のテンソルである $\chi_{i,j,k}$ は、実際上は以下の関係式を用いて $d_{i,j,k}$ で置き換えられている。

 χ_{ijk} および d_{ijk} は κ_0 とは異なり、3次元表現でのみ表される。大抵は d_{ijk} は平面上で表現されるため d_{il} が用いられる。ここで、i=1はX、i=2はY、i=3はZ、l=1はXX、l=2はYY、l=3はZZl=4はYZ=ZY、l=5はXZ=ZX、l=6はXY=YXを示す。そのため式 5.2 はテンソル成分について以下のように再記述することができる。

ここで、 E_l^2 は6次のベクトルである。和周波混合の場合、以下の行列を得る。

$$\begin{bmatrix} \begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E^2_X \\ E^2_Y \\ E^2_Z \\ 2E_Y E_Z \\ 2E_X E_Z \\ 2E_X E_Z \\ 2E_X E_Y \end{bmatrix}$$
 $\vec{z} \cdot 5.60$

2 乗項の非線形テンソル*d_{il}*の全成分数は 18 である。中心対称結晶の場合、非線形テンソルの 2 乗の 項は全て 0 になる。一方で中心対称でない結晶の場合でも、たいていは 1 つもしくはそれ以上の対 称性を有しており、*d_{il}*の独立した成分を減らすことができる。特に、Kleinman 対称条件は、多くの 実用的なケースで実行でき、*d_{il}*を 10 成分にまで減らすことができる。すなわち、以下が成り立つ。

$$d_{21} = d_{16}; \ d_{24} = d_{32}; \ d_{31} = d_{15}; \ d_{13} = d_{35}; \ d_{12} = d_{26}; \ d_{32} = d_{24}; \ d_{14} = d_{36} = d_{25}$$
 $\vec{x} 5.61$

全ての1軸性結晶の中を伝搬する線偏光の光波は、常光線および異常光線の2つの重ね合わせとし て表現することができることから、我々は誘電座標 X, Y, Z(Zは光軸)に従って極座標θおよびφで 表される単位偏光ベクトル **p**のベクトル成分を得ることができる。

高調波発生の変換効率を計算するためのこれらの式は、有効非線形係数d_{eff}に用いられる。d_{eff}は相 互作用する光波の偏光方向に沿った全ての加算演算を含む。

 d_{eff} の量は、式 5.63の最初のベクトル pによるスカラー積(内積)と、dppで示されるテンソルベ

クトルの外積で表すことができる。位相整合タイプに依存して、ベクトル成分 p_i は式 5.62 で計算され、式 5.63 の積は、よく知られたベクトル代数学のルールから見出すことができる。表 5.3.2 はこの方法により1軸性結晶における13個の結晶点群 (point group)に関する d_{eff} を示す。

表 5.3.2 Kleinman 対称性を適用した結晶点群の1軸性結晶のd_{eff}.(参考文献[17]より引用).

	 位相整合タイプ		
和明兴年	000, 000, 000	eeo, eoe, oee	
$\overline{4}2m(D_{2d})$	$d_{36}\sin heta\sin2arphi$	$d_{36}\sin 2 heta\cos 2\varphi$	
$3m(D_{3v})$	$d_{31}\sin\theta - d_{22}\cos\theta\sin 3\varphi$	$d_{22}\cos^2\theta\cos 3\varphi$	
$4(C_4)$		0	
$4mm(C_{4v})$	d sin 0		
6 (<i>C</i> ₆)	$u_{31}\sin\theta$		
$6mm(C_{6v})$			
$\overline{4}(S_4)$	$(d_{36}\sin 2\varphi + d_{31}\cos 2\varphi)\sin \theta$	$(d_{36}\cos 2arphi - d_{31}\sin 2arphi)\sin 2 heta$	
3(C ₃)	$(d_{11}\cos 3\varphi - d_{22}\sin 3\varphi)\cos\theta + d_{31}\sin\theta$	$(d_{11}\sin 3\varphi + d_{22}\cos 3\varphi)\cos^2\theta$	
$32(D_3)$	$d_{11}\cos heta\cos 3arphi$	$d_{11}\cos^2 heta\sin 3\varphi$	
$\overline{6}(C_{3h})$	$(d_{11}\cos 3\varphi - d_{22}\sin 3\varphi)\cos heta$	$(d_{11}\sin 3\varphi + d_{22}\cos 3\varphi)\cos^2\theta$	
$\overline{6}m2(D_{3h})$	$d_{22}\cos heta\sin3arphi$	$d_{22}\cos^2\theta\cos 3\varphi$	
$422(D_4)$	0	0	
$622(D_6)$	0	0	

5.4 波長変換評価シミュレーションコードの開発

5.4.1 複素連立微分方程式

5.3 節で示した非線形効果に係る理論を元に、以下に示す式の三波混合の非線形パラメトリック相 互作用の基本方程式を数値解析により解いた[17]。

$$\sigma_3 = 2\pi k_3 n_3^{-2} \boldsymbol{p}_3 d\boldsymbol{p}_1 \boldsymbol{p}_2$$

式 5.68

ここで、 $E_{1,2,3}$ 電界強度(W/cm²) $k_{1,2,3}$ は波数(cm⁻¹) $n_{1,2,3}$ は屈折率、pdppは式 5.63 で示した有 効非線形定数、 Δk は位相整合(波数)の差異、zは非線形光学結晶内にて光伝播する方向の座標を示 す。 $E_{1,2}$ は入力する基本波の電界強度、 E_3 は変換後の第2高調波の電界強度を表す。式 5.64~式 5.68 を用いて第2高調波の電界強度 E_3 を、図 5.4.1 に示したフローに従って導出する。まず、第2高調 波を発生させたい基本波の波長に対して、位相整合が可能な非線形光学結晶を選択する。位相整合 のタイプにより基本波の常屈折率、異常屈折率および第2高調波の常屈折率、異常屈折率をセルマ イヤー方程式により求める。それにより、表 5.3.1 を用いることである程度精度の高い位相整合角 を導出することができる。また、位相整合角や位相整合タイプにより非線形光学結晶の持つ有効非 線形定数を導出することができる。それらのパラメータを用い連立微分方程式を解くことで波長変 換後の第2高調波 E_3 の電界強度を求めることができる。



図 5.4.1 にシミュレーションコードの体系図を示す。シミュレーションコードでは、前述の基本的 なパラメータに加え、温度・角度・スペクトルによる位相の不整合(ミスマッチ)を考慮した。非線 形光学結晶は、波長変換効率が 50%となるまでに許容される温度範囲、角度範囲、スペクトル範囲 を、それぞれ許容幅として特性を有している。非線形光学結晶は、その他に熱伝導率、吸収率、屈折 率の温度依存性(*dn/dt*)などの特性を有している。一方で、基本波はエネルギー、パルス幅、ビー ム断面積、繰り返し率、スペクトル幅、発散角、入射角の特性を有している。これらのパラメータか ら位相整合のミスマッチムkを算出し、実効的な第2高調波の発生効率を計算した。



図 5.4.2 シミュレーションコードの体系図

5.4.2 角度許容幅、温度許容幅、スペクトル許容幅

位相整合のミスマッチは、第2高調波の発生効率に大きく影響する。基本的な整合ミスマッチの 式を式 5.69 に示す。ここでは、 k_1 、 k_2 は基本波の波数を示し、 k_3 は発生する第2高調波の波数を 示す。

$$\Delta \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_3 \qquad \qquad \vec{\texttt{T}} \ 5.69$$

実際の波長変換のシミュレーションを行うと、理想とは大きく異なる結果となる。なぜなら、実際 のレーザー放射は完全な平面波ではないからである。つまり、レーザー放射は発散角を持っており、 ある波形を有したパルスであり、また波長も有限の幅を持っている。さらに、非線形光学結晶の温 度は一定を保っている訳ではない。そのため実用上で許容可能な角度、スペクトル、温度に関する 許容幅を定めて計算しなければならない。位相の不整合 Δ kは、結晶の温度 T、レーザーの発振周波 数 ν_n および位相整合角度に対する角度ずれ $\delta\theta = \theta - \theta_{pm}$ の関数となる。これらのパラメータに対す る Δ kの1次(線形)近似の依存性は、以下の1次微分方程式で表すことができる。

ここで、 $\Delta k(0)$ は存在している位相不整合成分で一般には $\Delta k(0) = 0$ となる。ある一つの独立変数に 対する偏導関数では、他の 2 つの独立変数は定数として取り扱う。固定電場において、 Δk が以下の 式で表された時に、周波数変換後の電界強度は半分になる。

この関係式を用いて、角度、スペクトル、温度の許容幅を評価することができる。

これらの導関数は、屈折率分散と位相整合タイプに依存している。式 5.70 から式 5.74 は厳密にい うと、固定電場の条件にて有効であるが、しかしそれにも拘わらず定量的な評価にも十分に用いる ことができる。ここで、 $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta \theta)}$ 、 $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial T}$ および $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial v}$ は位相の不整合に対する感受率である。式 5.72 から 式 5.74 を書き換えると以下の式で表すことができる。

$$\frac{\partial (\Delta k)}{\partial (\delta \theta)} = 1.772 \frac{\pi}{L} \frac{1}{\Delta \theta}$$
 If 5.75

理想的な位相整合の条件に対する、実際のレーザー光の持つ特性のずれをそれぞれδθ、δT、δνと定める。開発したシミュレーションでは、式 5.75 から式 5.77 に示した感受率に対する実際のレーザ ー特性の比率を求めることで位相の不整合Δkとして評価した。

5.4.3 入射レーザー光の発散角および入射角による位相不整合Δk_θの計算

一般に市販されている光学ステージは、角度の調整分解能として 0.1 分(0.0016°、29µrad)以下を得ることができるため、大よその非線形光学結晶の場合十分な精度で非線形結晶を設置することができる。しかし、実際には様々な要因により位相整合角度の不整合のために変換効率が低下する。不整合の要因としては、レーザー光のポインティングの安定性(例えば 100µrad 程度)、レーザー光の回折、非線形光学結晶の内部ひずみ、保持方法による応力歪みなどが考えられる。

前節で記述したとおり、図 5.4.2 図 5.4.1 で示したシミュレーションでは、レーザー光の発散角 $\delta \theta_{div}$ および入射角度ずれ $\delta \theta_{int}$ を予め入力することで、式 5.79を用いて位相不整合 Δk_{θ} を導出した。

5.4.4 結晶内部の温度分布による位相不整合Δk_Tの計算 発熱する材料を冷却することで材料内に温度分布が発生する。レーザー光が透過する光学素子の内 部に温度分布が発生すると、屈折率の温度依存性のために透過するレーザー光の波面が乱れてしま う。とりわけレーザー増幅器に用いられるレーザー媒質では、励起光を吸収することで発熱し冷却 により生じた温度分布が原因となり熱レンズ効果が問題となる。非線形光学結晶の場合、レーザー 光の吸収は少ないため熱レンズ効果は軽微である。しかし、レーザー光の高出力化やエネルギー増 大に伴う非線形結晶の大型化により、僅かなレーザー光に起因した発熱により温度分布が生じる。 また、非線形結晶を保持するホルダから熱が伝わることで温度分布が生じることもある。レーザー 媒質で発生した熱レンズ効果は、光学レンズなどにより光学的に補正することができるが、非線形 結晶の内部に生じた屈折率の変化は、位相の整合性を大きく損なうことで変換効率が著しく低下す る原因となる。図 5.4.3 に発熱する媒質を冷却する場合の模式図を示す。レーザー用の光学素子の 場合、レーザー光の波面の乱れを防ぐために、レーザー光が入出射する面ではなく側面から光学素 子を冷却する方法が有効である。しかしながら大型の光学素子の場合、側面から冷却すると光学素 子の中心部と側面との温度差が大きくなる。一方でレーザー光が入出射する面(端面)で冷却する 方式ではレーザーの進行方向に温度分布が形成されるためレーザー光の空間パターン内に温度分布 が発生したいため熱の影響を受け難い特徴がある。詳細な説明は第3章を参照のこと。



図 5.4.3 (a)に示された円形のディスクを側面から冷却した場合、半径方向に発生する温度は以下の 式で表される。

ここで、Kは熱伝導率、Qは単位体積あたりの発熱量、 r_0 はロッドの半径、円筒ロッドと冷媒との境 界温度 $T(r_0)$ は $\mathbf{r} = r_0$ より示される。発熱密度 Qはレーザー光の波長に対する非線形結晶の吸収係数 α と非線形結晶の長さ Lから以下の式で表すことができる。

$$P_{ave} = ENG * PRR \qquad \qquad \qquad \vec{\texttt{t}} 5.82$$

ここで、*ENG*はパルスエネルギー、*PRR*は繰り返し率、*A*はレーザー光の断面積である。また、 矩形のディスクを 2 面の対向する側面から冷却した場合に発生する温度分布は以下の式で表され る。

$$T(x) = T\left(\frac{t}{2}\right) + \frac{Qt^2}{8K} \left[1 - \left(\frac{2x}{t}\right)^2\right]$$
 \vec{x} 5.83

ここで、x = 0は矩形ディスクの中心部の位置を示し、xは中心からの距離を示し、冷媒と接する スラブ境界部の温度 $T(\frac{t}{2})$ は $x = \frac{t}{2}$ より示される。図 5.4.2 に示したシミュレーションコードでは、上 記 2 種の冷却モデルから計算された光学媒質内の最大温度差 δT を算出し、式 5.84 から位相不整合 Δk_T を求めた。

5.4.5 時間波形による波長変換効率の変化

パルス動作するレーザー光を波長変換する場合、パルス波形による時間的な電界強度の変化を考 慮することで、より現実に近いシミュレーションを行うことができる。理想的に矩形のパルス形状 の場合は、時間的な強度変化がないため波形を考慮する必要はないが、一般的なレーザー光はガウ シアン形状に代表される時間的に変化する波形である。パルス波形を考慮する計算行うには、レー ザーパルスを単位時間に分解した複数の連続したパルス列として取り扱い、それぞれの単位時間パ ルスに対して波長変換の計算を行うことでシミュレーションを行うことができる。開発したシミュ レーションコードでは、レーザー波形をガウシアン形状と仮定し、パルス幅とレーザーエネルギー のパラメータを用いて波形による影響を加味した。

5.4.6 シミュレーションソフトの開発

本節で示したアルゴリズムのフロー、コード体系および各種条件による変換効率の計算を含めた ソフトウェアを LabView を用いて開発した。インターフェースを図 5.4.4 に示す。コード体系図に 従い、ユーザーは 基本波波長、 入力光強度、 入射角度ずれ、 入射光発散角、 非線形光学結 晶の種類、 位相整合タイプを入力する。本シミュレーションでは、光軸方向(Z軸)の位置毎の電 界強度を計算しており、入力した 結晶長の位置まで計算を行う。 時間メッシュ数を設定するこ とで、ガウシアン波形の形状精度を高めた計算を行うことができる。この時、 入力光強度はガウ シアン波形のピーク強度を意味する。

上記基本的な波長変換計算に加え、本シミュレーションでは、高平均出力用を想定した波長変換 効率の見積もりのために、基本波光を吸収することで結晶内部に発生する熱を起因とした温度分布 に伴う波長変換効率の計算コードも含む。 吸収係数や パルス幅、 繰り返し率を入力すること で、非線形結晶に吸収される基本波光の吸収パワーを算出する。

また、排熱の方法として、図 5.4.3 で示した 側面冷却と端面冷却の 2 種を模擬的に想定した温度分布の計算を行い、温度許容幅の物性値を用いて空間的な変換効率の計算を行う。側面冷却では

ビームの直径を入力し、端面冷却では スラブ短辺に冷却2面間の距離を入力する。



図 5.4.4 シミュレーションソフトのインターフェース

5.5 CLBO 非線形光学結晶による大口径波長変換器の試作

5.5.1 Type-I および Type-II の特性

前章で記述した通り、非線形光学結晶を用いて高い効率で高調波を発生させるには、位相不整合 を可能な限り小さくすることが重要である。高エネルギーかつ高平均パワーで出力するパルスレー ザーの場合、特に結晶温度に起因する位相不整合を小さくすることが重要である。高いパルスエネ ルギーを有するレーザー光は、誘電体多層膜コートでの光学損傷を回避する必要があるためレーザ ー光の口径が数 cm 程度と大きくなる。そのため、非線形光学結晶も大型であることが求められ、結 晶内部には温度分布が発生し易くなる。結晶内部の温度分布は、前節で示したとおり冷却方式と熱 伝導率などの物性値で決まるため、結晶には温度変化に敏感でない温度許容幅が大きな結晶を選択 することが有効となる。

CsLiB₆O₁₀ (CLBO)は、1995 年に大阪大学にて開発された高エネルギーレーザーに適した優れ た非線形光学結晶である。近赤外波長(1µm)の第2高調波発生に43.1 という広い温度許容幅を 有しており、また10cmクラスの結晶を3週間ほどで育成できる。CLBOの諸特性を表 5.5.1 に示 す。負の分散を示す1軸性の結晶であり、Kleinman対称性を適用した結晶点群(point group)は 結晶点群は42*m*である。180nm近傍まで透過する特性を有しており、Nd:YAGレーザーの5倍高調 波発生が可能である。1064nm、1.1nsのレーザー光をプローブとして用いた損傷試験において、 25GW/cm²のダメージ耐力を有していると報告されている。強い潮解性を有する。

パラメータ	特性		
結晶性			
分子量	364.706		
結晶点群	$\overline{4}2m$		
ビッカース硬度	140-170 (llc)		
	230-260 (⊥c)		
融点	847		
透過波長	0.18-2.75 μm		
有効非線形性	$d_{ooe} = d_{36} \sin \theta \sin 2 \varphi$		
	$d_{eoe} = d_{oee} = d_{36} \sin 2\theta \cos 2\varphi$		
非線形係数	$d_{36}(1.0642 \mu \text{m}) = 2.2 \times d_{36}(KDP) = 0.86 pm/V$		
光学損傷閾値	25 GW/cm ²		

表 5.5.1 CLBO 結晶の特性

図 5.5.1 に CLBO のインゴットの写真を示す。CLBO は、Top-seeded solution growth: TSSG 法 で育成することができる。融点は 1121K(847))で育成は融点付近の 848 で行われる。



図 5.5.1 CLBO 非線形光学結晶のインゴット写真

近赤外領域のセルマイヤー方程式を式 5.85 および式 5.86 に示す。

位相整合角度の計算は、表 5.5.1 で示した解析解を用いて、Type-I 位相整合角度を式 5.87、Type-

II 位相整合角度を式 5.88 および式 5.89 から導出した。

$$\theta_{pm}^{oee} \cong \sqrt{\tan^{-1} \frac{1-U}{W-Q}} \qquad \qquad \vec{z} \quad 5.89$$

$$(\boxminus U, W = \frac{\left(\frac{n_{01}}{\lambda_1} + \frac{n_{02}}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{n_{e3}}{\lambda_3}\right)^2}, U = \frac{\left(\frac{n_{01}}{\lambda_1} + \frac{n_{02}}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{n_{03}}{\lambda_3}\right)^2}, R = \frac{\left(\frac{n_{01}}{\lambda_1} + \frac{n_{02}}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{n_{e1}}{\lambda_1} + \frac{n_{02}}{\lambda_2}\right)^2}, Q = \frac{\left(\frac{n_{01}}{\lambda_1} + \frac{n_{02}}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{n_{01}}{\lambda_1} + \frac{n_{e2}}{\lambda_2}\right)^2}$$

ここで、第 2 高調波発生のため $\lambda_1 = \lambda_2$ であるため、R=Q となり、の Type-II の位相整合角度 θ_{pm}^{eoe} および θ_{pm}^{oee} は同じとなる。図 5.5.2 に、式 5.87 および式 5.88 で導き出した CLBO の Type-I および Type-II 位相整合角度を示す。基本波の波長を 1053nm とした場合、位相整合角度はそれぞれ Type-I の時に 28.8 度、Type-II の時に 41.8 度となる。



図 5.5.2 CLBO 非線形光学結晶の位相整合条件

基本波が 1053nm の時の有効非線形係数を計算により導き出す。表 5.5.1 で示した有効非線形性お よび非線形係数から Type-I の場合以下の式で表すことができる。この時、波長 1053nm に対する非 線形係数をd₃₆(1.0642μm)で代用した。

$$d_{ooe} = d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi \qquad \qquad \qquad \vec{\texttt{t}} 5.90$$

Type-I の位相整合角度 θ_{pm}^{ooe} は 28.8 度であることから、 θ = 28.8 [deg]となる。sin 2 φ が最大となるの は φ = 45 [deg]の時に 1 であることから、有効非線形係数は

$$d_{ooe} = 0.86 \text{ [pm/V]} \times \sin(28.8 \text{ [deg]}) \sin(2 \times 45 \text{ [deg]}) = 0.414 \text{ [pm/V]}$$
 \vec{z} 5.91

となる。一方 Type-II の有効非線形係数は式で表すことができる。

位相整合角度 $\theta_{pm}^{eoe} = \theta_{pm}^{oee}$ は 41.8 度であることから、 $\theta = 41.8$ [deg]となる。 $\cos 2\varphi$ が最大となるのは $\varphi = 90 \ deg$.の時に 1 であることから、有効非線形係数は

 $d_{eoe} = d_{oee} = 0.86 \text{ [pm/V]} \times \sin(2 \times 41.8 \text{ [deg]}) \cos(2 \times 90 \text{ [deg]}) = 0.854 \text{ [pm/V]}$ \vec{z} 5.93

となり、Type-II では Type-I と比較しおよそ2 倍の有効非線形係数が得られることが分かる。

5.5.2 CLBO の加工

5.4 節で開発したシミュレーションソフトを用いて CLBO 非線形結晶を用いたときの波長変換効率の見積もりを行った。シミュレーションを行うにあたり想定したモデルを図 5.5.3、またシミュレーションで用いた設定条件を表 5.5.2 に示す。



図 5.5.3 シミュレーションに用いたモデル

パラメータ	値・条件
非線形結晶	CLBO
位相整合タイプ	Type-II
位相整合角度	41.8 度
有効非線形乗数	0.85 pm/V
入力エネルギー	20J (1053 nm)
パルス幅	10ns (ガウシアン)
入射角度ミスマッチ	0.1 mrad
入射光発散角度	0.1 mrad
冷却方式	端面冷却
繰り返し率	10Hz
吸収係数	0.001 cm ⁻¹
熱伝導率	1.0 W/(cm• K)

表 5.5.2 シミュレーションで用いた条件

上記条件で行ったシミュレーション結果を図 5.5.4 に示す。横軸に非線形結晶の長さ、縦軸に変換 効率を示す。計算の結果、結晶長が 12mm から 16mm にかけて 60%以上の変換効率が得られる結 果となった。



図 5.5.4 のシミュレーション結果に基づき、図 5.5.1 に示した 10cm サイズのインゴットから四 角 40mm の結晶を長さ 16mm および 14mm の 2 種類の結晶を切り出した。加工後の写真を図 5.5.5 に示す。前述の通り、CLBO には無反射コート処理を施していないため、戻り光を適切に遮光する ために結晶の加工角度 θ を位相整合角度の 41.8 度からずらした 43.1±0.2 度とした。また、方位角 度 φ は 90±0.5 度とした。CLBO 結晶の研磨後の透過波面を図 5.5.6 に示す。CLBO は強い潮解性 を有しているため、研磨を行う際にもオイルなどを用いた特殊な研磨を行う(光学技研)。透過波面 歪みとして、有効エリア 28mm にて /4.7 以下を得た。



図 5.5.5 加工後の CLBO 非線形光学結晶



(a)14mm

(b)16mm

図 5.5.6 透過波面干渉計測

5.5.3 ガス冷却型 CLBO ホルダの開発

CLBO 非線形結晶用の光学ホルダの設計図を図 5.5.7 に示す。CLBO の潮解性を抑制するために、 常時窒素ガスを流入させて湿度の低い雰囲気を維持する構成とした。光学窓とオーリングにより気 密封じされたホルダに CLBO を設置し、光学窓からレーザー光の入出力を行う。CLBO は潮解性が 強く無反射コート処理が困難であることから、CLBO を入出射する基本波および第2高調波のフレ ネル反射による戻り光や多重反射光が発生する。その為、光学窓は入力側、出力側共に、1053nmの 基本波光および第2高調波光に対する無反射誘電体多層膜コート処理を両面に施している。



CLBO 非線形結晶を光学ホルダに実装した写真を図 5.5.8 に示す。窒素ガスを上部のチューブカプ ラから封入する。ホルダは水平方向、垂直方向、および CLBO の入出斜面の法線を軸とした面回転 を調整する 3 軸の角度調整機構ステージの上に設置された。



図 5.5.8 CLBO 波長変換器

5.5.4 CLBO 波長変換システムの開発

図 4.2.2 で示した LD 励起 Nd:ガラスレーザーにて、ナノジュールから段階的に最大 20J まで増幅された基本波光は波長変換部(Frequency doubler)に入射される。波長変換部の詳細な構成図を図 5.5.9 に示す。LD 励起 Nd:ガラスレーザーの主増幅部を出力した基本波光の像 IP1 は、ケプラー型の真空空間フィルター(VSF)で、ガリレオ型アナモルフィック結像光学系(AT)の入力前 IP2 まで転送される。CLBO 非線形光学結晶は 40mm × 40mm のサイズであるのに対し、Nd:ガラスレーザー主増幅器からの出力光は縦 8 mm × 横 44 mm の短冊形である。一般に、波長変換のための非線形光学結晶は大型化が難しい。この短冊形のレーザー光を波長変換するには 50mm 以上のサイズが必要となり、入手が困難でまた費用も高額になる。そのため、ガリレオ型アナモルフィック結像 光学系(AT)を構成し、この 8mm × 44mm の像を結像させながら 16mm × 22mm のビームパターンに成型する。ガリレオ型アナモルフィック結像光学系では、成型後の像を虚像として IP3 に結像するため、再度真空空間フィルター(VSF)に入力することでアナモルフィック結像光学系内部の虚像を、像転送し実像として CLBO 上 IP4 へ結像する。



図 5.5.9 波長変換システムの構成図.

CLBOは Type-II でカットされているため、真空空間フィルターを出力したレーザー光は石英偏 光旋回子(QR)により S 偏向から 45 度偏光を旋回されて CLBO へ入射される。CLBO を出力したレ ーザー光は 2 枚のダイクロイックミラー(DM1, 2:昭和オプトロニクス株式会社製 112-J01474-710)により基本波を透過、第 2 高調波を反射させることで 2 つの波長を分離した。DM の基本波に 対する反射率は 1%以下であり、第 2 高調波に対する反射率は 99.8%以上である。そのため、基本波 および第 2 高調波の波長分離能は 100:1 以上と見積もられる。DM1 を透過した基本波光は、水の吸 収を利用したエネルギーダンパー(WBD)に入射される。その際、入射の窓に無反射コートを施さ ないことで数%の光を反射させその光をエネルギーメーター(EM1:コヒーレント社製 LM100) に入射し、第 2 高調波へ変換されなかった基本波光のエネルギー計測を行った。また、同様に DM1 をわずかに抜けてきた第 2 高調波光を用いて、第 2 高調波光の近視野像(NFP)の計測を行った。 この時、熱線吸収ガラス(HA:シグマ光機株式会社製 HAF-50S-30)を用いて基本波光を除去し た。HA の基本波に対する透過率は 1%以下である。DM2 を反射した第 2 高調波光は、第 2 高調波 用誘電体多層膜ミラーを経由し、真空テレスコープ(VT)に入射され、出力される。第 2 高調波ミ ラーを僅かに透過した第 2 高調波光用いてエネルギーメーター(EM2:オフィール社製 PE50)に て第 2 高調波のエネルギー計測を行った。

5.5.5 高効率波長変換の実証

基本波の入力エネルギーに対する第2高調波の出力エネルギーの実験結果を図 5.5.10 に示す。基本 波エネルギー17.5J のときに、第2高調波エネルギー12.5J を波長変換効率 71.5%にて得た。この時 の基本波のパルス幅は約10ns、入射強度はおよそ 500 MW/cm² と見積もられた。繰り返し率は0.6Hz であった。CLBO 結晶は AR コート処理が施されていないため、基本波光および第2 高調波光が CLBO に入出射する際にフレネル反射による損失を被る。フレネル反射による損失を考慮した CLBO 結晶の内部における実質的な最大の波長変換効率は、基本波エネルギーが 13.5J のときに 76.2%と見積もられた[18]。



図 5.5.10 基本波の入力エネルギーに対する第2高調波の出力エネルギーと変換効率.

図 5.5.11 に第 2 高調波の NFP を示す[18]。ピーク強度と平均強度の比で示されるフィリング・ファクターは 44.2%と見積もられた。ジグザグスラプレーザー増幅器では、矩形のレーザーガラス の口径に対して、ほぼ同サイズのシード光を入射させることで、レーザーガラス内にシード光をで きるだけ余す所なく伝搬させてレーザーガラス内に蓄積されたエネルギーを取り出す。そのため、 矩形の口径部にて回折が生じやすく、図 5.5.11 に示した第 2 高調波の NFP においても、格子状の 強度斑が見られる。第 2 高調波の強度は、基本波の強度に対して指数関数的に依存する。そのため、 基本波で発生した回折パターンは、第 2 高調波ではより強調して現れる。しかし、本実験結果にお ける波長変換効率は、基本波エネルギーが 10J の辺りから約 70%で飽和し概ね一定であることから、 比較的フラットな第 2 高調波の強度パターンを得ることができている。それでも、NFP 内に見られ る局所的に強度が低下した箇所は、CLBO にダメージが発生していることを示している。これは、 CLBO は強い潮解性を有していることから、水分を吸着することでダメージを引き起こすことも影響している。これは、一般的に CLBO 結晶を 100 度以上に加熱して維持することで水分の吸着を抑 制することができる。



図 5.5.11 第2高調波の NFP.

5.5.6 発散角および波面が与える波長変換効率への影響の考察

4.4 節で示したシミュレーションコードを用いて図 5.5.10 の実験結果と同じ条件でシミュレーシ ョンを行った。計算で用いたパラメータを表 5.5.3 に示す。シミュレーションでは、式 5.80~式 5.83 に基づいて、CLBO 結晶が基本波光を吸収することで結晶内部に発生する温度分布を導出し、温度 許容幅と式 5.84 を基に変換効率を計算している。

表 5.5.3 シミュレーション条件			
項目	仕様		
有効非線形係数	0.95pm/V		
角度許容幅	1.7 °		
温度許容幅	43.1		
ビームサイズ	22mm × 16mm		
結晶長	14mm		
パルス幅	10ns(FWHM)		
繰り返し率	0.6Hz		
基本波に対する吸収係数	0.0013cm ⁻¹ (DKDP と同等と仮定)		
熱伝導率	1.25W/mK (DKDP と同等と仮定)		

まず、CLBO に対する入射角の不整合角度と入射光の発散角を変化させたときに計算結果と実験 結果の比較を図 5.5.12 に示す。ここで、低い基本波のエネルギー域で計算と一致していない原因に ついて以下のように考察する。Nd:ガラスレーザー主増幅器の出力エネルギーが低い条件では飽和増 幅に至らないため、シード光のパターンに依存した強度分布で出力され CLBO に入射される。一方、 飽和増幅となる 15J 程度のエネルギー域では、シード光の強度分布ではなく Nd:ガラスレーザー増 幅器の励起分布に依存した出力パターンとなり強度分布の均一化が図られる。典型的なシード光の パターンと、飽和増幅時のパターンを図 5.5.11 に示す。低エネルギー時のシード光の強度の斑と、 指数関数的に変化する波長変換効率の相乗効果により、計算結果よりも実験結果が高い結果が得ら れていると考えられる。

図 5.5.12 の計算結果では、黒プロットの実験結果に対し、菱形白抜きプロットで示した入射不整 合角が 0.1mrad、発散角が 0.05mrad の条件で比較的近い計算結果が得られた。



図 5.5.12 変換効率の入射角不整合および発散角依存性.

次に、入射角の不整合角度および入射光の発散角を無視したときの繰り返し率に対する波長変換 効率の変化を比較した。図 5.5.13 にシミュレーション結果を示す。図 5.5.10 の実験結果を黒プロ ット、0Hz および 10Hz のときの計算結果をそれぞれ実線と点線で示す。この時、計算は図 5.4.3(b) で示した入出射面から冷却する端面冷却として 1.4mm 厚の方向に温度分布が発生する条件で行っ た。0Hz の条件は単発動作が想定され CLBO 結晶内の温度差は 0 度となる。一方で、10Hz の条件 では、温度差が 1.7 と試算された。計算結果より、CLBO は温度許容幅が 43.1 と非常に広いた め繰り返し率に対する変換効率の変化が非常に小さい結果となった。



図 5.5.13 繰り返し率依存性の計算結果.

図 5.5.13 では、CLBO 結晶内部における温度分布による波長変換効率の変化を比較した。一方 で、繰り返し動作により Nd:ガラスレーザー増幅器自体で熱レンズ効果が発生し、CLBO に対する 入力光となる基本波光に波面ひずみに応じた発散角が発生する。その波面ひずみは、SID-4(Phasics 社製)による計測の結果、繰り返し率 0.6Hz、基本波エネルギーの出力が 10J のときに、1µm(Peak-Valley 値)であった。この波面ひずみから、図 5.5.14 のモデルに基づき、以下の式 5.94~式 5.96 を用いて発散角を近似した。



図 5.5.14 波面歪みから発散角を近似するモデル.

まず、球面状の波面を前提として波面ひずみの量 L と位置 H から波面の曲率半径 R を導き出す。

$$L = R - \sqrt{R^2 - H^2}, \quad \therefore R = \frac{1}{2} \cdot \frac{H^2 + L^2}{L}$$
 It 5.94

次に、波面の曲率半径 R から発散角θを導出する。

$$\theta \simeq 2\sin^{-1}\left(\frac{H}{R}\right)$$
 If 5.95

このモデルから発散角を近似すると、1µmの波面ひずみがレーザーガラスの中心から 2.5cmの位 置で発生した場合、発散角は 320µrad と試算される。これは、図 5.5.12 で示した計算結果と比較し ても大きな発散角であることが分かり変換効率の著しい低下となる。一方で、熱レンズ効果による 波面ひずみはレーザー出力に依存して大きくなる効果であることから、この波面ひずみの量は基本 波のエネルギーに依存する量と言い換えることができる。そこで、本計算では、レーザー出力が 1J 増加する毎に発散角が 10µrad 大きくなるという条件にて変換効率の変化を評価した。図 5.5.15 に 計算結果を示す[18]。



図 5.5.15 熱レンズ効果の有無による波長変換効率の変化.

図 5.5.15 にて、実線は入射角の不整合および発散角がない条件、点線は入射角の不整合はないが 発散角が 10μrad/J の割合で増加する条件における計算結果を示す。基本波エネルギーが 6J 程度ま では、共に同じ変換効率で推移するが、基本波エネルギーが増加するに従い変換効率に大きな変化 が現れた。その結果、10μrad/J を仮定した計算条件において実験結果との比較的近い一致を示した。

5.6 CLBO による 1kJ × 10Hz 10kW 級レーザーの波長変換の評価

前節までに、波長変換シミュレーションコードの開発と実験によるコードの妥当性を示した。本 節では、CLBO 非線形光学結晶の特徴である、大口径化と広い温度許容幅の有用性を評価するため のシミュレーションを行った。シミュレーションの条件を表 5.6.1 に示す。基本波の入力としてエ ネルギー1kJ、繰り返し率 10Hz、パルス幅 10ns、縦シングルモードを設定した。近年の 1µm の波 長域における誘電体多層膜コートのダメージ耐力の向上(20J/cm²から 100J/cm²以上など)の観点 から、ビーム口径を 10cm×10cm と設定し、入力フルエンス 10J/cm²(入力強度 1GW/cm²)とし た。また、結晶の保持および冷却の構成として、図 5.4.3(b)の端面冷却の構造を仮定した結晶内部の 温度分布と位相整合ミスマッチを計算した。

Parameter	DKDP	CLBO	LBO				
Phase match Type	Type-II	Type-II	Type-I				
Crystal length	21mm at single shot 16 mm at 10Hz	9 mm	10mm				
Beam aperture		10 cm × 10 cm					
Pulse energy		1 kJ					
Pulse duration(FWHM)		10 ns					
Repetition rate	Single shot or10 Hz						
Mismatch of incidence angle	0.1 mrad						
Beam divergence		0.1 mrad					
Effective nonlinear coefficient	0.4 pm/V	0.95 pm/V	1.16pm/V				
Angular bandwidth	5 °	1.7 °	4.3 °				
Temperature bandwidth	6.7 °C	43.1 °C	3.6 °				
Absorption coefficient at 1µm	0.0013 cm ⁻¹	DKDP と同じと想定	0.00035 cm ⁻¹				
Thermal conductivity	1.25 W/m K	DKDP と同じと想定	3.5W/mK				

表 5.6.1 シミュレーションの条件

非線形光学結晶の比較対象として、大口径なレーザーの波長変換用として従来から用いられている 結晶である KD₂PO₄(DKDP: Deuterated Potassium Dihydrogen Phosphate or KD^{*}P: Potassium Dideuterium Phosphate) および近年大型の結晶育成が可能となってきた LiB₃O₅(LBO: Lithium triborate)を選択した。DKDP は KH₂PO₄(KDP: Potassium Dihydrogen Phosphate)の水素を 重水素で置換することで波長 1µm 帯域の吸収を抑制された優れた非線形材料であり、今後も広く応 用が期待される。LBO は、基本波の吸収係数が他の結晶と比較して1桁程度低く、熱伝導率も高い 特徴がある。そのため、温度許容幅は 3.6 と狭いが、発熱を抑制することで、高平均出力用の波長 変換素子として期待される。基本波光の入射角度のミスマッチとビーム発散角を、これまでの実験 結果の実績を考慮しそれぞれ 0.1mrad とした。また、CLBO の熱伝導率および 1µm 帯域の吸収係 数に関する報告が無いため、本シミュレーションでは DKDP と同値として評価した。

基本波入力のエネルギーおよびピーク強度に対する第2高調波の発生効率の変化に関する評価結 果を図 5.6.1 に示す。参考のためにシングルショット時の変換効率の推移を点線で示す。シングル ショットでのシミュレーションでは、DKDPの結晶の長さは21mmのときに変換効率が最大となっ た。一方で、CLBOおよびLBOでは、最適な結晶長は繰り返し率に依存せずそれぞれ9mmおよび 10mmのときに最大の変換効率が得られた。シングルショットでのシミュレーション結果では、LBO が 90%程度、CLBO が 80%程度、DKDP が 77%程度の高い変換効率を得る結果となった。ここで、 基本波光の空間的な強度分布は均一で、非線形光学結晶も内部に歪みや欠陥もない理想的な条件を 仮定しており、現実には変換効率は低下することが予想される。



図 5.6.1 1kJ×10Hz 基本波入力時の第2高調波変換効率のシミュレーション結果.

10Hz の繰り返し率で動作させた場合のシミュレーション結果を実線で示す。10Hz 動作の条件で は、DKDP は結晶長が 16mm のときに最大約 59%の変換効率と、シングルショットの条件と比較 して 20%程度減少した。一方で、CLBO および LBO では殆ど変換効率は変わらかった。10Hz 動作 時の結晶内部の温度分布の 1 次元プロファイルの計算結果を図 5.6.2 に示す。結晶の入出射開口面 から冷却する構成のため、結晶の長さの中心位置で最も温度が高いプロファイルとなる。結晶の長 さ方向の中心の座標を 0 とした対称な温度分布を仮定した分割モデルで計算を行っている。DKDP では、結晶の中心で温度が 0.9 ほど上昇することが分かる。一方で CLBO では、DKDP と同じ吸 収係数と熱伝導率を仮定しているものの、結晶の長さが 9mm と短いことから結晶中心の温度上昇 も 0.27 程度と抑制できている。また、LBO は 0.03 程度の温度上昇で無視できるレベルと言え る。DKDP ではわずか 1 程度の温度差であるにもかかわらず、温度許容幅が 6.7 と狭いことから 変換効率が低下する結果となった。CLBO と LBO は、それぞれ広い温度許容幅と低い吸収率によ り変換効率の低下は無かった。この結果から、CLBO と LBO は共に高い波長変換効率が得られる キロジュール級レーザー用の波長変換素子として有望な結晶である。更に、CLBO は LBO よりも 大型な結晶育成が容易であることから、コストの観点から最も有力な波長変換結晶と言える。



図 5.6.2 結晶内部の温度分布の計算結果.

5.7 まとめ

本章では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーに適用可能な、CLBO 非線形光学結 晶を用いた第 2 高調波発生技術の開発研究について報告した。本章で得られた結果を以下にまとめ る。

- (1) 高繰り返しかつ高エネルギーの特性を有するレーザー光における波長変換技術の必要性 を述べ、大型化が可能、高い変換効率、広い温度許容幅、高い光学損傷耐力が求められる ことを示した。
- (2) 高繰り返しかつ高エネルギーなレーザー光を高い効率で波長変換する技術の確立および 評価のために、波長変換効率の低下の原因となる角度・発散角・波形・温度による位相不 整合性を考慮した独自のシミュレーションコードを開発した。
- (3) 40mm×40mmの大口径 CLBO 非線形光学結晶を用いて Nd:ガラスレーザーからの 20J の基本波の波長変換試験を行い、12Jの第2高調波出力を変換効率 71.5%にて得た。高エ ネルギーな基本波入力の条件における変換効率の低下について、熱レンズ効果による波面 歪みの影響を仮定した考察を元にシミュレーションを用いた検証計算を行い、定量的な評 価により実験結果およびシミュレーションコードの妥当性を示した。
- (4)シミュレーションを用いて CLBO、LBO および DKDP による 1kJ×10Hz のレーザー光の第2高調波発生のシミュレーション解析を実施し、LBO および CLBO 結晶により 70%以上の高い変換効率が得られることを示した。
- (5)本研究により、有効非線形係数が高く、温度許容幅の広くLBOと比較し大口径化が容易 という特徴を有する CLBO を用いた、高平均出力キロジュール級レーザーの波長変換技 術の実現可能性を明らかにした。更にスペクトル許容幅が 5.6nm と、LBOより 7 倍以上 広い CLBO は、核融合点火用のレーザーとなるフェムト秒広帯域レーザーの高効率な波 長変換も可能であり、レーザー核融合研究の発展に大きく貢献することが期待できる。

参考文献

- W. Koechner: Solid-State Laser Engineering (Springer-Verlag, New York, 1999) 5th ed., Chap.10 p599.
- [2] J. P. Phillips, S. Banerjee, J. Smith, M. Fitton, T. Davenne, K. Ertel, P. Mason, T. Butcher, M. D. Vido, J. Greenhalgh, C. Edwards, C. Hernandez-Gomez, and J. Collier: Opt. Express, 24, 19682 (2016).
- [3] L. Yu, X. Liang, L. Xu, W. Li, C. Peng, Z. Hu, C. Wang, X. Lu, Y. Chu, Z. Gan, X. Liu, Y. Liu, X. Wang, H. Lu, D. Yin, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu: Opt. Lett., 40, 3412 (2015).
- [4] R. Craxton, S. Jacobs, J. Rizzo, R. Boni: IEEE J. Quantum Electronics, 17, 1782 (1981).
- [5] K. Ogawa, K. Sueda, Y. Akahane, M. Aoyama, K. Tsuji, K. Fujioka, T. Kanbe, K. Yamakawa, and N. Miyanaga: Opt. Express, 17, 7744 (2009).
- [6] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, and S. Nakai: Appl. Phys. Lett., 67, 1818 (1995).
- [7] M. Iwai, T. Kobayashi, H. Furuya, Y. Mori, and T. Sasaki: Jpn. J. Appl. Phys. 36, L276 (1997).
- [8] Zhi M. Liao, I. Jovanovic, C. A. Ebbers, Y. Fei, and B. Chai: Optics Letters, 31, 1277 (2006).
- [9] Y. K. Yap, S. Marumura, A. Taguchi, Y. Mori, T. Sasaki: Opt. Comm., 145, 101 (1998).
- [10] J. D. Beasley: Applied Optics, 33, 1000 (1994).
- [11] J. Luo, S. J. Fan, H. Q. Xie, K. C. Xiao, S. X. Qian, Z. W. Zhong, G. X. Qiang, R. Y. Sun, J. Y. Xu: Crystal Research Technology, 36, 1215 (2001).
- [12] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan: Handbook of Nonlinear Optical Crystals (Spiringer-Verlag, 1991), 2nd ed., Chap.3. p
- [13] C. B. Dane, L. E. Zepata, W. A. Neuman, M. A. Norton, and L. A. Hackel, IEEE, J. Quantum Electronics, 31, 148 (1995).
- [14] A. Bayramian, J. Armstrong, G. Beer, R. Campbell, B. Chai, R. Cross, A. Erlandson, Y. Fei,
 B. Freitas, R. Kent, J. Menapace, W. Molander, K. Schaffers, C. Siders, S. Sutton, J. Tassano,
 S. Telford, C. Ebbers, J. Caird, and C. Barty: J. Opt. Soc. Am. B, 25, B57 (2008).
- [15] H. Kiriyama, N. Inoue, and K. Yamakawa: Opt. Express 10, 1028 (2002).
- [16] W. Seka, S. D. Jacobs, J. E. Rizzo, R. Boni, and R. S. Craxton: Opt. Comm. 34, 469 (1980)
- [17] G. L. Linford, B. C. Johnson, J. S. Hildum, W. E. Martin, K. Snyder, R. D. Boyd, W. L. Smith, C. L. Vercimak, D. Eimerl, and J. T. Hunt: Appl. Opt. 21, 3633 (1982).
- [18] T. Sekine, H. Sakai, Y. Takeuchi, Y. Hatano, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, N. Miyanaga, and T. Norimatsu: Opt. Exp., 21, 8393 (2013).

第6章 高出力レーザーによる D-D 核融合反応中性子の発生

6.1 はじめに

高エネルギー出力かつ高繰り返し動作のレーザーに期待される応用として、中性子源が挙げられ る。現在の中性子源は、加速器や原子炉が主であり共に施設が大型で、かつ大規模な放射線管理が 求められる。一方レーザーを用いた中性子源では、装置の小型や放射線管理の省スペース化が期待 できる。本章では、前章までに開発したグリーン光出力の LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレ ーザーを励起源とした 20TW 出力 Ti:サファイアレーザーの開発、および重水素化ポリスチレンの ナノ粒子に 20TW のレーザー光を照射した D-D 核融合反応による中性子発生に関する研究につい て報告する。

6.2 重水素化ポリスチレンナノ粒子によるクーロン爆発

6.2.1 クーロン爆発によるイオン発生のシミュレーション

テラワットを超える超高強度レーザーの電場を利用したクラスター爆発による高エネルギーイオ ンの発生や核融合の発生について数多く報告されている[1-5]。先行研究では、クラスター爆発を発 生させるためのターゲットとして、気体を元材料としたクラスターを用いている。気体を用いたク ラスター生成では、数ナノメートルのサイズが限界とされており大型化が困難である。クーロン爆 発により得られるイオンのエネルギーは、超高強度レーザーにより電子が引き剥がされた陽イオン の数に依存する。そのため高いイオンエネルギーを得るためには、大きなサイズのクラスターもし くはナノ粒子に高い強度のレーザー光を照射することが求められる。ここで、照射されたターゲッ トから生成されるクーロン爆発により得られるイオンのエネルギーは,ターゲットの初期半径に比 例することが知られている[6]。

ここで、重水素同士が核融合反応を起す D-D 核融合に注目すると、核融合反応断面積が最大とな る重水素イオンのエネルギーは 1.75MeV である。そこで、高い重水素イオンのエネルギーを得るた めに必要なターゲットのサイズを、PIC(Particle-in-Cell)コードにより計算した。図 6.2.1 に PIC コードにより計算したクーロン爆発により得られるイオンエネルギーのターゲットのサイズに対す る依存性の結果を示す。ここで、レーザー光の強度は 2×10¹⁸W/cm² とした。同じレーザー強度にお いても、ターゲットのサイズにより得られるイオンエネルギーが大きく変化していることが分かる。 シミュレーションの結果、1MeV 以上のイオンエネルギーを得るには、200nm 程度のターゲットサ イズが必要であることが分かった。



図 6.2.1 クーロン爆発により発生する重水素イオンエネルギーの粒子サイズ依存性.

6.2.2 重水素化ポリスチレンナノ粒子の製造

PIC シミュレーション結果に基づき、D-D 核融合反応の発生に適した重水素イオンを生成するために、200-300nm の粒径を有するターゲットの作成を行なった。ターゲットの材料には、通常の水素を重水素に置換した重水素化ポリスチレン(CsDs)を用いた。製作した重水素化ポリスチレン(CD)のナノ粒子の SEM 写真を図 6.2.2(a)に、また粒度分布を図 6.2.2(b)に示す。平均粒径 280nm に対して粒度分布の標準偏差が 75nm と、均一性の高いターゲットの製作に成功した[9]。



図 6.2.2 重水素化ポリスチレンナノ粒子の SEM 写真(a)および粒度分布(b).

6.3 LD 励起ガラスレーザーを励起源とした Ti:Sapphire レーザーの開発

6.3.1 全固体 20TW レーザーシステムの設計

図 6.3.1 に種光を発生する Ti:サファイアレーザーおよび励起光を発生する Nd:ガラスレーザーの 外観写真を示す。Ti:サファイアレーザーは、内部に LD 励起 Nd:YAG レーザーを具備しており、単 独で 2TW×10Hz を出力可能である。一方、励起用レーザーは、前章までに報告した CLBO 非線形 結晶を用いて最大12Jの第2高調波を出力する LD 励起ジグザグスラブ Nd:ガラスレーザーである。 Ti:サファイアレーザーの 2TW の出力を、LD 励起ガラスレーザーからの波長 527nm のレーザー光 を励起源とした Ti:サファイア増幅器を新たに増設することで出力を 20TW まで増大するシステム 設計を行った。



図 6.3.1 レーザー装置の写真. Nd:ガラスレーザー(a)、Ti:サファイアレーザー(b).

図 6.3.2 設計した 20TW レーザーシステムのブロック図を示す。Ti:サファイアレーザーは、Ti:サファイアモードロック発振器、オフナー型パルスストレッチャー、スペクトル位相分散フィルター、 Ti:サファイア再生増幅器および 2TW 級 Ti:サファイア増幅器から構成される。再生増幅器および 2TW 増幅器は、2 台の LD 励起 Nd:YAG レーザーにより励起される。2TW 増幅器により 150mJ ま で増幅された種レーザー光は、Nd:ガラスレーザーの 4J の 532nm出力より励起された 20TW 級 Ti: サファイア増幅器にて 1.5J まで増幅される。その後真空パルスコンプレッサーによりパルス幅を 60fs に圧縮し 20TW を出力する。パルスコンプレッサーの透過率は実験から 80%とした。この設計 では、最大 12J を出力する Nd:ガラスレーザーの出力のうち、残りの 8J を励起源とした 100TW 級 の Ti:サファイア増幅器を構築することで 5.5J のエネルギーを得る出力の増大も検討されている。 設計に用いたレーザー増幅計算の結果を図 6.3.3 に示す。ここでは、パルス幅を現在の 60fs から 40fs へ短縮することで 100TW 級の出力を見込む[7]。



図 6.3.2 100TW まで拡張が可能な Ti:サファイアレーザーシステムのブロック図.


図 6.3.3 100TW 出力に向けた増幅計算.

6.3.2 20TW 用 Ti:サファイア増幅器の増幅特性

直径 30mm、長さ20mmのTi:サファイア結晶の側面に寄生発振や自然放出光の増幅(ASE)の 発生を抑制するためのクラッド処理を施した増幅器を試作し、1パスの小信号利得特性を評価した。 実験は、Ti:サファイア結晶の両端面よりビームサイズ17.5mm×13.5mmの励起光を入射して行っ た。実験結果を図 6.3.4 に示す。プロットが実験結果であり、細い実線が設計の小信号利得である。 太い実線は、実験結果から算出した蓄積エネルギー密度である。実験の結果、励起エネルギー11.5J のときに小信号利得17.3を得た。その時の蓄積エネルギー密度は1.28J/cm³を見積もられた。実験 結果と計算結果は良い一致をみた。この結果、20TW用Ti:サファイア増幅器を4Jで励起すること で、利得4が得られることを確認し、4パス増幅を行なうことで1.5Jを出力する目処を得た。



図 6.3.4 励起エネルギーに対する小信号利得および蓄積エネルギー密度の変化.

図 6.3.4 では、励起エネルギー7J を境に傾きが変化している。この原因として ASE の影響を考えた。図 6.3.5 に Ti:サファイア結晶の長さ方向における励起エネルギーの分布に準じた径方向の小

信号利得係数 g0 と径方向の利得有効長 Ldiag を乗じた値 g0・Ldiag を示す。ここで Ldiag は、矩形パタ ーンである励起光の対角長を 21 mm として評価した。Ti:サファイア結晶内部の利得分布は、結晶 の両端面から励起する構成であることから結晶の中心が最も利得が低くなる凹型の傾向を示す。実 線で示した励起エネルギー7J では、最も励起密度が高くなる両端面にて、g0・Ldiag が 4 を超えてい ることが分かる。一般に、ASE が強くなる指標として、g0・L は 4 以下である必要がある (項 2.4.4 参照)。この結果から、g0・Ldiag が 4 以上となる 7J 以上の励起条件では、ASE による蓄積効率の低 下が発生しているため、利得曲線の傾きが低下している考えられる。しかしながら図 6.3.4 では、 g0・Ldiag が 4 以上となる 7J 以上の励起条件であっても、結晶の側面のクラッド処理の効果により寄 生発振の発生が抑制されて、蓄積エネルギーが増加していることが確認された。



図 6.3.5 Ti:サファイア結晶の径方向における小信号利得分布の計算結果.

図 6.3.6 に、4 パス構成の増幅器を構成した 20TW 用 Ti:サファイア増幅器の増幅特性を示す。プロ ットが実験結果であり、実線が計算結果である。実験結果は計算結果と良い一致をみた。実験の結 果、Nd:ガラスレーザーからの 4J の励起エネルギーの時に 1.38J の出力エネルギーを得た[7]。



図 6.3.6 20TW 用 Ti:サファイア増幅器の増幅特性および近視野像.

増幅後の近視野像およびパルス圧縮後のパルス幅の測定結果をを図 6.3.7 に示す。 種光である Ti:

サファイアレーザーおよび励起光である Nd:ガラスレーザーの伝送にて、結像光学系を構築することで良好な近視野像が得られた。パルス幅の計測は、パルス圧縮後のレーザー光の全口径をウェッジで反射し、ビーム径を縮小した後 Spider-LX (APE 社製)に導光し計測した。その結果、60fs のパルス幅を確認した[7]。



図 6.3.7 レーザー増幅後の近視野像(a)および圧縮後のパルス幅(b).

超高強度レーザーを用いた応用試験を行なう上で、レーザーエネルギーをできるだけ損なわずに ターゲットまで伝送することが重要である。その観点から、レーザー光の集光特性はターゲット上 のレーザー強度を決める重要な特性である。そこで圧縮後のレーザー光の集光特性を評価した。図 6.3.8 に集光パターンを示す。本計測は、低いレーザーエネルギーの条件下で行なった。F ナンバー 3 となる軸外し放物面鏡で集光したパターンを計測した結果、スポット径 8 µ m の中に 40%のエネ ルギーを集光していることを確認した。



図 6.3.8 集光パターンの計測結果.

本 20TW 出力の Ti:サファイアレーザーの典型的な特性を表 6.3.1 に示す。パルス圧縮器の透過 率は 0.86 であることから、パルスエネルギー1.2J、パルス幅 60fs によりピーク出力 20TW を得た。 しかしながら、レーザー増幅後のまた、パルス圧縮後のターゲットまでの伝送系における光学損失 および集光特性を考慮した正味の集光強度は 4 × 10¹⁸W/cm² 以上と見積もられた[7]。

項目	值
圧縮後のピークパワー	20 TW
圧縮後のパルスエネルギー	1.2J
パルス幅	60fs
ターゲット上の集光特性	8㎜ 内に 40%のエネルギーを集光
ターゲット上の集光強度	$4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$

表 6.3.1 典型的な出力特性.

高強度レーザーでは、時間領域におけるプリパルスとメインパルスの強度比で表されるコントラ ストの向上が重要である。一般に、プリパルスが有る場合レーザーエネルギーの増大が、必ずしも ターゲットへのレーザー照射強度の増大には繋がらないと言われる。それは、プリパルスによるタ ーゲットの消失や変形、もしくはプリプラズマの発生等により、ターゲットとメインパルスの直接 的な相互作用に至らないためである。ここでは、従来から行なっていた再生増幅器にて発生するナ ノ秒領域のプリパルスおよび再生増幅器の ASE 光に起因するナノ秒のペデスタルを過飽和吸収体 により抑制する対策に加え、2TW 増幅器および 20TW 増幅器にて増大する ASE 光を抑制するため の過飽和吸収体の増設を行なった。その結果、過飽和吸収体によるメインパルスに対するロスが増 えたことでレーザー光の増幅特性としては効率が低下した。そこで LD 励起 Nd:ガラスレーザーの 出力を 5J にまで増強すること、1.6J の出力を得た (図 6.3.9) [9]。



図 6.3.9 コントラスト向上後のレーザー増幅特性.

6.4 ナノ粒子による D-D 核融合反応中性子の発生

6.4.1 クーロン爆発によるイオン発生

項 6.2.2 で作成した CD ナノ粒子ターゲットに高強度レーザーを照射することによる、高エネル ギー重水素イオンの発生試験を行った。イオンの分析には、レーザー光を照射するターゲットチャ ンバーに連結させた真空容器内にエネルギー分別用の磁石とプラスチックシンチレーター(NE102A, 10×70×3 mm)を具備した光電子増倍管(浜松ホトニクス製 H5783)からなる検出器で構成されるイ オン計測器を用いた(図 6.4.1)。この計測器は、Time-of-flight (TOF)法を用いたマルチチャンネ ルのイオン計測システム MT-KAD(Multichannel TOF system with Kinetic energy Analyzing Device) [8]であり、イオン種の同定とエネルギースペクトルの観測を同時に行うことが可能である。 分析用磁石により陽子における平均エネルギーとして、20 keV,40 keV,60 keV,90 keV,140 keV, 240 keV,420 keV,780 keV,1.4 MeV,3 MeV の電荷質量比で分別され検出される[9]。



図 6.4.1 MT-KAD イオン計測系の概略図.

CD ナノ粒子ターゲットに 20TW の超高強度レーザーを照射したときの、MT-KAD によるイオン 計測の結果を図 6.4.2 に示す。この時のナノ粒子ターゲットの粒度は 280nm で、レーザー光の照射 強度は 2×10¹⁸W/cm² と見積もられた。実験の結果、平均エネルギー1.5MeV の重水素イオンの発生 を確認した。この実験にて、項 6.3.2 で示したレーザー光のパルスコントラストの向上等の特性改善 により、重水素イオンの最大エネルギーが 700keV から 1.5MeV へ向上する結果を得た[9]。



図 6.4.2 重水素イオンの計測結果.

6.4.2 高エネルギー重水素イオンを用いた D-D 核融合用ターゲット

高エネルギー重水素イオンを用いた D-D 核融合反応による中性子の生成の実験を行った.ターゲットの構成を図 6.4.3 に示す。項 6.4.1 で確認したクーロン爆発により生成されるイオンは、その発 生原理から指向性はなく当方的に放射される。そのため、CD ナノ粒子を噴射するノズルの周囲に、 発生した高エネルギーの重水素イオンと核融合反応を発生させるための核融合ターゲットを設置す る構成とした。核融合ターゲットには、円筒パイプ形状のプラスチックを用い、内側に重水素化ポ リスチレンを 100 µ m 程度の厚さでコーティングを施した[9]。



図 6.4.3 D-D 核融合ターゲット構成図.

6.4.3 D-D 核融合反応による 2.45MeV 中性子の発生

D-D 核融合反応により生成される 2.45MeV の中性子は、プラスチックシンチレーター(BC420, 直径 180 mm,厚さ 5 cm)と光電子増倍管(浜松ホトニクス社製,H2431-50)により構成される検出 器を用いた TOF 法により計測した。超高強度レーザーを照射することで発生するガンマ線の信号 と、TOF 法により計測する中性子の信号を分別するために、中性子検出器をレーザー照射位置から 1.4m 離して設置した(図 6.4.1 参照)。典型的な中性子発生の計測結果を図 6.4.4 に示す。TOF 計 測によりガンマ線と分別可能な中性子信号を検出した。ガンマ線からの遅延時間から、D-D 核融合 反応によるエネルギー2.45MeV の中性子発生を確認した[9]。



図 6.4.4 中性子検出器による D-D 核融合反応中性子の検出信号.

次に、0.1-1Hzの繰り返し率で連続的に CD ナノ粒子の噴射とレーザー照射を行なった中性子発生

実験の結果を図 6.4.5 に示す。ここで、図 6.4.4 に示した中性子信号のパルスの波高値から換算さ れる中性子の検出数を元に、全方位(4 sr)に中性子が発生していると仮定し、中性子発生数を見 積もった。連続した 100 回の核融合発生ショットに対して、98 回のレーザー照射で中性子が観測さ れ、その時の平均の中性子発生数は 4.5 × 10⁴/shot であり標準偏差は 3.3 × 10⁴ であった[9]。この様 に、中性子発生を連続的に発生させるために求められる、20TW 出力の超高強度レーザーの近視野 像や集光特性、更にパルスコントラストや出力エネルギーの向上並びにレーザー装置の安定的な動 作に関する研究開発を進めた。



図 6.4.5 連続 100 回の照射試験における中性子発生数の推移.

6.5 まとめ

本章では、高出力 LD 励起 Nd:ガラスレーザーを励起源とした Ti:サファイア超高強度レーザーを 開発し、産業応用を目指したナノ粒子によるクーロン爆発を用いた D-D 核融合反応中性子の連続発 生に関する開発研究について報告した。本章で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーからの第2高調波出力光を励起源とした、 結晶側面をクラッド処理した Ti:サファイア増幅器を開発し、最大で17倍の高い小信号利 得を達成した。本増幅器を備えた全固体型 Ti:サファイアレーザーシステムを構築し、パ ルス圧縮後のレーザー出力として20TWを達成した。
- (2) 20TW 超高強度レーザーを用いたクーロン爆発による高エネルギーイオンの生成のためのナノ粒子ターゲットの作成に成功した。MT-KAD イオン計測器、中性子検出器およびD-D 核融合反応用ターゲットを用いた D-D 核融合反応中性子発生の実験の結果、1.5MeVの重水素イオンおよび2.45MeVのD-D 核融合反応中性子の発生に成功した。

(3) 近視野像、集光特性、パルスコントラスト、レーザーエネルギー、安定性など総合的な特性を向上させた 20TW 出力の超高強度レーザーを用い、繰り返し率 0.1-1Hz の連続した 100 回の D-D 核融合発生試験を行い、98%の確率で中性子の発生に成功した。

本研究により、高出力レーザーの応用の一つとして期待されているレーザー駆動中性子源において、クーロン爆発と D-D 核融合反応による中性子の連続発生を実証した。更なる中性子発生数の増 大や全体システムの完成度の向上により、高出力レーザーの新たな産業展開が期待される。

参考文献

- [1] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays and K. B. Wharton: Nature **398**, 489 (1999).
- [2] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays and K. B. Wharton: Phys. Plasmas 7, 1993 (2000).
- [3] K. W. Madison , P. K. Patel , M. Allen , D. Price and T. Ditmire: J. Opt. Soc. Am. B 20, 113 (2003).
- [4] K. W. Madison, P. K. Patel, M. Allen, D. Price, R. Fitzpatrick and T. Ditmire: Phys. Rev. A 70, 053201 (2004).
- [5] R. Hartke, D. R. Symes, F. Buersgens, L. E. Ruggles, J. L. Porter and T. Ditmire: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 540, 464 (2005).
- [6] K. Nishihara ,H. Amitani ,M. Murakami ,S. V. Bulanov and T. Zh. Esirkepov: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A , 464, 98 (2001).
- [7] T. Sekine, Y. Hatano, Y. Takeuchi, and T. Kawashima, "DPSSL pumped 20-TW Ti:sapphire laser system for DD fusion experiment", J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012104 (2016).
- [8] K. Matsukado , M. Fujimoto , H. Takahashi , Y. Kawada , S. Ohsuka and A. Aoshima: Rev. Sci. Instrum., 81, 023304 (2010).
- [9] 川嶋 利幸,渡利 威士,関根 尊史,松門 宏治,西原 功修,高木 勝,吉村 涼,幡野 佑真,竹 内 康樹,佐藤 仲弘,"20TW 全固体レーザーによる重水素化ナノ粒子からの 2.45MeV 核融合 中性子の繰り返し発生",レーザー研究,43,2,108 (2015).

第7章 結論

本論文では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向けた研究開発課題である、高空間分解能かつ安価にレーザー波面歪みを補正する技術に関する研究と高効率な波長変換技術に関する研究について報告した。

以下に、章ごとに得られた研究成果を総括する。

第1章

本章は緒論であり、将来のエネルギー源としてレーザー核融合技術の重要性を示し、レーザー核 融合炉用のレーザードライバー開発に向けたキロジュール級半導体レーザー励起固体レーザーの必 要性を示し本研究の意義を明らかにした。

第2章

本章では、レーザー核融合炉用ドライバーに要求される仕様を示し、要求仕様を満たすためのキ ロジュール級 LD 励起固体レーザーの設計技術についてまとめ、その実現に向けた研究開発課題と 本研究の目的を明らかにした。本章で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) レーザー核融合炉用ドライバーの仕様として、パルスエネルギー1MJ、波長 500nm 帯もしくは 300nm 帯、繰り返し率 10Hz、パルス波形 10-20ns 程度のテーラード波形、電気-光変換効率 10%以上、回折限界の 5 倍以内に集光可能なビーム品質の特性が求められ、LD 励起固体レーザーは有力な候補であることを示した。
- (2)高パルスエネルギーかつ高平均出力という特徴を有するキロジュール級LD励起固体レー ザーの設計において、レーザー媒質の大型化、適度な誘導放出断面積、寄生発振の 抑制に留意することの重要性について示した。
- (3) キロジュール級 LD 励起固体レーザーの実現に向け、 波面補正技術および 波長変換技 術が重要な研究開発課題であることを示し、本研究の目的を高平均出力キロジュール級レ ーザーに適用可能な技術開発として以下の通り定めた。

ミリメートルの高い空間分解能を有する安価な波面補正技術の開発 波面歪みによる光学損傷やエネルギー損失を抑制するレーザー増幅技術の開発 70%以上の高い波長変換効率を有する第2高調波発生技術の開発 高出力レーザーを産業応用するための応用技術の開発

第3章

本章では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーに適用可能な、安価で高分解能な波 面補正技術として、合成石英に微小な凹凸形状を加工した位相共役板の開発研究に報告した。本章 で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 高繰り返しかつ高エネルギーの特性を有するレーザー増幅器におけるレーザー光の波面
 補正技術の必要性を示し、既存の波面補正技術の特徴についてまとめた。
- (2)新たな波面補正技術として、磁性流体を用いた研磨技術を用いた位相共役板を考案し、 Nd:YLFロッドの残留波面歪みを補正するため位相共役板の設計・試作・評価を行なった。 試作した位相共役板は、予め設計した形状に対し 60nm(RMS)の精度で形状が再現され、 波面補正の空間分解能は 1mm 以下、波面傾斜の補正分解能は 0.2µm/mm 程度と評価さ れた。位相共役板を用いた実験により、Nd:YLF ロッドの残留波面歪み成分の内、非点収 差成分(0度、45度共)およびコマ収差成分(0度、90度共)に関する Zernike 係数値を それぞれ 50%以下に軽減することを示し、透過波面歪みを約 60%に軽減できることを実 証した。
- (3) 位相共役板を用いた LD 励起 Nd:YLF リング型再生増幅器を構成し、Nd:YLF ロッドの持 つ残留波面歪みを位相共役板により透過の都度補正することで、波面歪みによるシステム 周回毎のエネルギー損失を大きく軽減することができ、その結果9周のシステム周回を実 現し、3.1×10⁸の増幅率にて460mJ×10Hzの出力を達成した。
- (4) 位相共役板を導入することで、回折限界のスポットサイズ内に35.3%のエネルギーを集光 することができ、位相共役鏡を導入する前の13.5%と比較し飛躍的な集光特性の改善を確 認し、回折限界に近い集光スポットの得られるビーム品質の向上を実証した。
- (5)本研究により、結晶内部の歪みや定常状態における熱レンズ効果などの静的な波面歪みを 安価で高い空間分解能で補正することが可能となり、高平均出力キロジュール級 LD 励起 固体レーザーに適用可能な、安価で高分解能な波面補正技術を確立した。

第4章

本章では、3章で報告した LD 励起 Nd:YLF レーザー増幅器を前置増幅器とした 20J×10Hz 出力の LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーシステムの開発において、波面制御技術、レーザー出力特性の評価および長期運用試験の結果についてまとめた。本章の結果を以下にまとめる。

(1) LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーシステムの開発を行い、LD 励起ジグザグ

スラブ型Nd:ガラスレーザー増幅器におけるヒーター制御による波面補正技術の有用性を 示し、誘導ブリリュアン散乱位相共役鏡を導入したシステム動作試験により21.3J×10Hz の出力を得た。

- (2) LD 励起 Nd:ガラスレーザーシステムの 2009 年 7 月から 2017 年 6 月までの 8 年間の運 用状況をまとめ、この間励起用 LD モジュールに大きな故障や劣化が無いことを示し LD モジュールの長期的な実用性を実証した。
- (3)本研究成果は、高繰り返し動作が困難であったガラスレーザーにおいて、これまで 5J× 10Hz であった出力を当時の世界最高出力となる 20J×10Hz 以上に拡大した。ジグザグ スラブ型レーザー増幅器のエネルギー拡大則および長期安定性を実証し、高平均出力キロ ジュール級レーザーシステムの実現可能性を示した。

第5章

本章では、高平均出力キロジュール級 LD 励起固体レーザーに適用可能な、CLBO 非線形光学結 晶を用いた第 2 高調波発生技術の開発研究について報告した。本章で得られた結果を以下にまとめ る。

- (1) 高繰り返しかつ高エネルギーの特性を有するレーザー光における波長変換技術の必要性 を述べ、大型化が可能、高い変換効率、広い温度許容幅、高い光学損傷耐力が求められる ことを示した。
- (2) 高繰り返しかつ高エネルギーなレーザー光を高い効率で波長変換する技術の確立および 評価のために、波長変換効率の低下の原因となる角度・発散角・波形・温度による位相不 整合性を考慮した独自のシミュレーションコードを開発した。
- (3) 40mm×40mmの大口径 CLBO 非線形光学結晶を用いて Nd:ガラスレーザーからの 20J の基本波の波長変換試験を行い、12Jの第2高調波出力を変換効率 71.5%にて得た。高エ ネルギーな基本波入力の条件における変換効率の低下について、熱レンズ効果による波面 歪みの影響を仮定した考察を元にシミュレーションを用いた検証計算を行い、定量的な評 価により実験結果およびシミュレーションコードの妥当性を示した。
- (4)シミュレーションを用いて CLBO、LBO および DKDP による 1kJ×10Hz のレーザー光の第2高調波発生のシミュレーション解析を実施し、LBO および CLBO 結晶により 70%以上の高い変換効率が得られることを示した。

(5)本研究により、有効非線形係数が高く、温度許容幅の広く LBO と比較し大口径化が容易 という特徴を有する CLBO を用いた、高平均出力キロジュール級レーザーの波長変換技 術の実現可能性を明らかにした。更にスペクトル許容幅が 5.6nm と、LBO より 7 倍以上 広い CLBO は、核融合点火用のレーザーとなるフェムト秒広帯域レーザーの高効率な波 長変換も可能であり、レーザー核融合研究の発展に大きく貢献することが期待できる。

第6章

本章では、高出力 LD 励起 Nd:ガラスレーザーを励起源とした Ti:サファイア超高強度レーザーを 開発し、産業応用を目指したナノ粒子によるクーロン爆発を用いた D-D 核融合反応中性子の連続発 生に関する開発研究について報告した。本章で得られた結果を以下にまとめる。

- (1) LD 励起ジグザグスラブ型 Nd:ガラスレーザーからの第2高調波出力光を励起源とした、 結晶側面をクラッド処理した Ti:サファイア増幅器を開発し、最大で17倍の高い小信号利 得を達成した。本増幅器を備えた全固体型 Ti:サファイアレーザーシステムを構築し、パ ルス圧縮後のレーザー出力として20TWを達成した。
- (2) 20TW 超高強度レーザーを用いたクーロン爆発による高エネルギーイオンの生成のためのナノ粒子ターゲットの作成に成功した。MT-KAD イオン計測器、中性子検出器およびD-D 核融合反応用ターゲットを用いた D-D 核融合反応中性子発生の実験の結果、1.5MeVの重水素イオンおよび2.45MeVのD-D 核融合反応中性子の発生に成功した。
- (4)近視野像、集光特性、パルスコントラスト、レーザーエネルギー、安定性など総合的な特性を向上させた 20TW 出力の超高強度レーザーを用い、繰り返し率 0.1-1Hz の連続した 100 回の D-D 核融合発生試験を行い、98%の確率で中性子の発生に成功した。

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乗松孝好教授、猿倉信彦教授、間久 直准教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は、主に大阪大学レーザー科学研究所(旧レーザー核融合研究センター)で行なわれたものであり、素晴らしい研究の場を提供して下さいました三間圀興名誉教授(前センター長),井澤靖 和名誉教授(前センター長),疇地宏特任教授(前センター長),兒玉了祐所長に深く感謝致します。

本論文作成にあたり貴重な御指導と御助言を頂きました宮永憲明教授、白神宏之教授、西村博明 教授、中井光男教授、村上匡且教授、千徳靖彦教授、吉村政志教授、藤岡慎介教授、中塚正大名誉教 授、西原功修名誉教授、實野孝久招聘教授、中井貞雄名誉教授に深く謝意を表します。

さらに本研究に対して甚大なるご指導を戴きました、河仲準一准教授、金邉忠教授(福井大学) 故山中正宣元教授(光産業創成大学院大学)藤田尚徳元准教授、椿本孝治助教、吉田英次特任技術 職員、時田茂樹講師に心より感謝致します。

また本研究を通じて終始かわらぬ御指導・御助言を戴きました坂和洋一准教授、中田芳樹准教授、 重森啓介准教授、長友英夫准教授、余語覚文准教授、藤岡加奈准教授、有川安信講師、山ノ井航平助 教、藤本靖教授(千葉工業大学)、弘中陽一郎特認研究員、桐山博光グループリーダー(量子科学技 術研究開発機構)、近藤公伯部長(量子科学技術研究開発機構)、植田憲一名誉教授(電気通信大学)、 高木勝招聘教授に深く感謝致します。

本研究を進めるにあたり、光学素子の洗浄、検査、波面計測に多大なご協力を戴いた北村寿男教 職員、松雄秀昭氏(NAT)に感謝の意を表します。あわせて旧レーザー核融合研究センターでの研 究活動において、多大なご協力、熱心な討論、激励を戴きました漆原新治技術専門員、川崎鉄次技術 専門員、森尾登技術専門員、松尾悟志氏(NAT)、坂本高保氏(NAT)、藤田雅之博士(レーザー技 術総合研究所)、本越伸二博士(レーザー技術総合研究所)、古河裕之博士(レーザー技術総合研究 所)に深く感謝致します。

本研究の波面補正技術の研究において、位相共役板の加工を請け負って下さった有限会社岡本光 学加工所の岡本隆幸氏(代表取締役) 故岡本吉章氏(専務取締役) 故高橋忠氏(技師長)に心から 感謝申し上げます。また波長変換技術の研究において、CLBO 非線形光学結晶の素材を提供して下 さった浜松ホトニクス株式会社の酒井博氏に深い感謝の意を表します。

また本研究の機会を与えて下さいました浜松ホトニクス株式会社の晝馬輝夫氏(取締役会長) 晝 馬明氏(代表取締役社長)山本晃永氏(代表取締役専務取締役)竹内純一氏(代表取締役専務取締 役)原勉博士(常務取締役)故土屋裕博士(元所長代理) 菅博文博士(元取締役)に深く感謝致 します。

本研究を推進するにあたり、半導体レーザーの試作および固体レーザーの開発等で多大な技術的 御支援・御協力を頂いた浜松ホトニクス株式会社の神埼武司氏、宮島博文博士、宮本昌弘氏、中村俊 一氏、堀大輔氏、藤田貴裕氏、松浦正明氏、久保村浩之氏、福岡大岳博士、松岡伸一博士、吉井健裕 氏、佐藤方俊氏、片井隆志氏に厚く感謝致します。

大阪大学での研究生活の中で、浜松ホトニクス株式会社の川嶋利幸博士、松本修博士、栗田隆史 博士、安原亮博士(自然科学研究機構 核融合科学研究所)、池川恭史博士の公私共々における惜し みない御協力、御指導、御助言、御討論を戴いたことは大変幸甚であり、諸氏の熱意と激励なくして 本研究の遂行は不可能であったことを記し深甚の謝意を表します。

また本研究を進める上で大変重要となる大出力レーザー技術開発および応用技術開発等において、 多くの御指導、御協力を戴いた浜松ホトニクス株式会社の佐藤仲弘氏、栗田典夫氏、鈴木孝氏、加藤 義則博士、楚樹成博士、玉置善紀氏、鄭宇進氏、松門宏治博士、伊山功一氏、渡利威士博士、竹内康 樹博士、太田正志博士、幡野佑真氏、吉村涼氏、倉田将輝氏、小林覚氏、森田宇亮氏、秋山直輝氏、 藤田隆義氏、牧野涼氏、木村広人氏、川合一希氏、村松侑輝氏、高津尚紀氏、壁谷悠希氏、水田好雄 氏、井口琢斗氏に深く感謝致します。さらに、本研究活動を様々な形で支えて下さった伊藤欣広氏、 吉廣夕子氏、洞口知大氏、野中雅子氏、内山ひとみ氏、牧野謙二氏、鈴木篤哉氏、稲田充代氏に厚く 感謝致します。

本研究の意義でもある半導体レーザー励起固体レーザーを用いたレーザー核融合研究や産業応用 研究を通して、多くの御指導、御鞭撻を戴いた北川米喜特任教授(光産業創成大学院大学)、森芳孝 准教授(光産業創成大学院大学)、石井勝弘准教授(光産業創成大学院大学)、花山良平講師(光産業 創成大学院大学)、沖原伸一朗准教授(光産業創成大学院大学)、加藤義章学長(光産業創成大学院大 学)、米田修博士(トヨタ自動車株式会社)、中村直樹博士(トヨタ自動車株式会社)、大木島純部長 (トヨタ自動車株式会社)、辻慎二主査(トヨタ自動車株式会社)、藤根学部長(トヨタ自動車株式会 社)、近藤拓也主査(トヨタ自動車株式会社)、葛谷孝史室長(株式会社豊田中央研究所)、三浦永祐 博士(産業総合技術研究所)、砂原淳博士(パデュー大学)、東博純博士(科学技術交流財団あいちシ ンクロトロン光センター)、元廣友美博士(名古屋大学)、日置辰視博士(名古屋大学)、千徳靖彦教 授(大阪大学)、西村靖彦博士(トヨタテクニカルデベロップメント株式会社)に深く感謝致します。

本研究の遂行にあたり御支援、御協力を戴きながら、ここに御名前を記すことができなかった大 阪大学ならびに浜松ホトニクス株式会社諸氏に心より感謝申し上げます。

最後に、本研究の遂行ならびに本論文の執筆に際し、長きに亘り励まし支えてくれた妻、娘達そ して両親に心から感謝の意を表します。

業績目録

博士論文に係る主要論文

(1) <u>**T. Sekine</u>**, S. Matsuoka, R. Yasuhara, T. Kurita, R. Katai, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, T. Norimatsu, N. Miyanaga, Y. Izawa, M. Nakatsuka, and T. Kanabe, "84 dB amplification, 0.46 J in a 10 Hz output diode-pumped Nd:YLF ring amplifier with phase-conjugated wavefront corrector", Opt. Express, **18**, 13, 13927-13934 (2010).</u>

(2) <u>**T. Sekine**</u>, H. Sakai, Y. Takeuchi, Y. Hatano, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, N. Miyanaga, and T. Norimatsu, "High efficiency 12.5 J second-harmonic generation from $CsLiB_6O_{10}$ nonlinear crystal by diode-pumped Nd:glass laser", Opt. Express, **21**, 7, 8393-8400 (2013).

(3) <u>**T. Sekine</u>**, S. Matsuoka, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and Y. Izawa, "High order wavefront correction for a 1 Joule class Nd:YLF rod amplifier by phase conjugate plate", Journal of Physics: Conference Series, **112**, 032060 (2008).</u>

(4) <u>**T. Sekine**</u>, Y. Hatano, Y. Takeuchi, and T. Kawashima, "DPSSL pumped 20-TW Ti:sapphire laser system for DD fusion experiment", J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012104 (2016).

(5) 川嶋 利幸,渡利 威士,関根 尊史,松門 宏治,西原 功修,高木 勝,吉村 涼,幡野 佑真,竹内 康樹,佐藤 仲弘,"20TW 全固体レーザーによる重水素化ナノ粒子からの 2.45MeV 核融合中性子の 繰り返し発生",レーザー研究,43,2,108-112 (2015).

<u>その他の原著論文</u>

(1) 川嶋 利幸,金邉 忠,松本 修,安原 亮,古河 裕之,宮本 昌浩, <u>関根 尊史</u>,栗田 隆史,菅 博文,山中 正宣,中塚 正大,井澤 靖和,"半導体レーザー励起固体レーザーによる核融合炉用ドライバー (HALNA)の開発研究",電気学会論文誌C,125,2,233-239 (2005).

(2) T. Kawashima, T. Kanabe, O. Matsumoto, R. Yasuhara, H. Furukawa, M. Miyamoto, <u>T. Sekine</u>, T. Kurita, H. Kan, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and Y. Izawa, "Development of diode-pumped solid-state laser HALNA for fusion reactor driver", Electrical Engineering in Japan, **155**, 2, 27–35 (2006).

(3) 金邊 忠,川嶋 利幸,栗田 隆史,松本 修,安原 亮, 関根 尊史,池川 恭史,宮本 昌浩,菅 博文,河仲 準二,中塚 正大,井澤 靖和,"核融合炉用スケールダウンレーザー (10J・10Hz 級)の開発研究",レーザー研究,34,9,652-656 (2006).

(4) 川嶋 利幸, 松本 修, 安原 亮, 栗田 隆史, <u>関根 尊史</u>, 池川 恭史, 宮本 昌浩, 河仲 準二, 中塚 正大, 井澤 靖和, 古河 裕之, 金邉 忠 "高密度フォトン産業創出のためのギガワット級大出力 LD 励起固体レーザー", レーザー研究, **34**, 9, 621-627 (2006).

(5) 川嶋 利幸,安原 亮,松本 修,栗田 隆史, <u>関根 尊史</u>,池川 恭史,宮本 昌浩,河仲 準二,中塚 正大,井澤 靖和,"大出力スケーラブル LD 励起ジグザグスラブレーザー",レーザー研究,**35**63 (2007).

(6) O. Matsumoto, T. Kanabe, R. Yasuhara, T. Kurita, <u>T. Sekine</u>, T. Kawashima, T. Norimatsu, Y. Izawa, M. Nakatsuka, M. Miyamoto, H. Kan, Y. Tsuchiya, H. Furukawa, and S. Motokoshi, "Analysis and Evaluation of Zig-zag Slab Laser Amplifier with Optical Diamond Geometry", Jpn. J. Appl. Phys., 46, 3A, 1021-1027 (2007).

(7) O. Matsumoto, T. Kanabe, R. Yasuhara, T. Kurita, <u>**T. Sekine**</u>, T. Kawashima, T. Norimatsu, Y. Izawa, M. Nakatsuka, M. Miyamoto, H. Kan, H. Furukawa, and S. Motokoshi, "Analysis and Evaluation of Laser-Induced Damage of Zig-zag Slab Laser Amplifier", Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 6, 4531-4539 (2008).

(8) O. Matsumoto, T. Kurita, R. Yasuhara, <u>T. Sekine</u>, T. Ikegawa, T. Kawashima, J. Kawanaka, N. Miyanaga, T. Norimatsu, Y. Izawa, M. Nakatsuka, M. Miyamoto, H. Kan, and T. Kanabe, "Analysis of Parasitic Oscillation and Evaluation of Amplifier module of Zig-zag Slab Laser System", Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 7, 5441-5449 (2008).

(9) 栗田 隆史, 池川 恭史, 松本 修, 安原 亮, <u>関根 尊史</u>, 川嶋 利幸, 宮本 昌浩, 菅 博文, 井澤 靖和, "レーザー核融合炉用ドライバーHALNA 開発のための大面積励起用 200-kW 半導体レーザー モジュール", 電気学会論文誌 C, **128**, 5, 707-712 (2008).

(10) R. Yasuhara, T. Kawashima, T<u>. Sekine</u>, T. Kurita, T. Ikegawa, O. Matsumoto, M. Miyamoto, H. Kan, H. Yoshida, J. Kawanaka, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, Y. Izawa, and T. Kanabe, "213W average power of 2.4 GW pulsed thermally controlled Nd:glass zigzag slab laser with a stimulated Brillouin scattering mirror", Opt. Lett., **33**, 15, 1711-1713 (2008).

(11) Y. Kitagawa, Y. Mori, R. Hanayama, S. Okihara, K. Fujita, K. Ishii, T. Kawashima, N. Sato, <u>T. Sekine</u>, R. Yasuhara, M. Takagi, N. Nakamura, Y. Miyamoto, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, H. Kan, "Efficient Fusion Neutron Generation Using a 10-TW High-Repetition Rate Diode-Pumped Laser", Plasma and Fusion Research, *6*, 1306006 (2011).

(12) Y. Kitagawa, Y. Mori, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, <u>T. Sekine</u>, N. Satoh, T. Kurita, M. Takagi, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, Y. Nishimura, A. Sunahara, and Y. Sentoku, "Fusion Using Fast Heating of a Compactly Imploded CD Core", Phys. Rev. Lett., **108**, 155001 (2012).

(13) O. Komeda, Y. Mori, R. Hanayama, S. Okihara, K. Fujita, K. Ishii, Y. Kitagawa, T. Kawashima, N. Satoh, <u>T. Sekine</u>, M. Takagi, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Motohiro, Y. Nishimura, "Neutron Generator Using Spherical Targets on a Rotating Disk Irradiated with an Ultraintense Laser at 1.25 Hz", Fusion Science and Technology, **63**, 2, 296-300 (2013).

(14) Y. Mori, <u>T. Sekine</u>, O. Komeda, S. Nakayama, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, N. Satoh, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Motohiro, Y. Nishimura, A. Sunahara, Y. Sentoku and Y. Kitagawa, "1 Hz fast-heating fusion driver HAMA pumped by a 10 J green diode-pumped solid-state laser", Nuclear Fusion, **53**, 7 (2013).

(15) O. Komeda, Y. Nishimura, Y. Mori, R. Hanayama, K. Ishii, S. Nakayama, Y. Kitagawa, <u>T.</u>
<u>Sekine</u>, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, A. Sunahara, Y. Sentoku, and E. Miura, "First demonstration of laser engagement of 1-Hz-injected flying pellets and neutron generation", Scientific Reports, **3**, 2561 (2013).

(16) O. Komeda, Y. Nishimura, Y. Mori, R. Hanayama, K. Ishii, S. Okihara, K. Fujita, Y. Kitagawa, <u>T. Sekine</u>, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, T. Watari, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, A. Sunahara, Y. Sentoku, and E. Miura, "Target Injection and Engagement for Neutron Generation at 1 Hz", Plasma and Fusion Research, **8**, 1205020 (2013).

(17) Y. Kitagawa, Y. Mori, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, <u>T. Sekine</u>,
N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujita, H. Azuma, T.

Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, Y. Nishimura, A. Sunahara, Y. Sentoku, "Hi-rep. Counter-Illumination Fast Ignition Scheme Fusion" Plasma and Fusion Research, **8**, 3404047 (2013).

(18) 森 芳孝, 関根 尊史, 米田 修, 西村 靖彦, 三浦 永祐, 中山 師生, 石井 勝弘, 花山 良平, 佐藤 仲弘, 栗田 隆史, 川嶋 利幸, 菅博文, 中村 直樹, 近藤 拓也, 藤根 学, 掛布 光孝, 大島 繁樹, 東博 純, 日置 辰視, 梶野 勉, 元廣 友美, 砂原 淳, 千徳 靖彦, 北川 米喜, "半導体励起固体レーザーで構成される繰返し1Hz級レーザー核融合ドライバーHAMA", レーザー研究, 43, 2, 154 (2014).

(19) Y. Nishimura, Y. Kitagawa, Y. Mori, T. Hioki, H. Azuma, T. Motohiro, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, <u>T. Sekine</u>, A. Sunahara, T. Kajino, T. Nishi, T. Kondo, M. Fujine, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, E. Miura, and Y. Sentoku, "Multilayered polycrystallization in single-crystal YSZ by laser-shock compression", J. Phys. D: Appl. Phys., 48, 325305 (2015).

(20) Y. Kitagawa, Y. Mori, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, <u>T. Sekine</u>, N. Satoh, T. Kurita, M. Takagi, T. Watari, T. Kawashima, H. Kan, Y. Nishimura, A. Sunahra, Y. Sentoku, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, E. Miura, Y. Arikawa, T. Nagai, Y. Abe, S. Ozaki, and A. Noda, "Direct Heating of a Laser-Imploded Core by Ultraintense Laser Driven Ions", Phys. Rev. Lett., **114**, 195002 (2015).

(21) Y. Mori, Y. Nishimura, R. Hanayama, S. Nakayama, K. Ishii, Y. Kitagawa, <u>T. Sekine</u>, N. Satoh, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, O. Komeda, T. Nishi, H. Azuma, T. Hioki, T. Motohiro, A. Sunahra, Y. Sentoku and E. Miura, "Fst Heating of Imploded Core with Counterbeam Configuration", Phys. Rev. Lett., **117**, 055001 (2016).

(22) Y. Zheng, T. Kawashima, N. Satoh, <u>**T. Sekine**</u>, and H. Kan, "Narrow-bandwidth and stablewavelongth operation of spatial beam-combining high-power laser-diode stack configuration using a single volume Bragg grating", Appl. Phys. Express, **8**, 052701 (2015).

(23) Y. Zheng, T. Kurita, <u>T. Sekine</u>, Y. Kato, and T. Kawashima, "Tunable continuous-wave dualwavelength laser by external-cavity superluminescent diode with a volume Bragg grating and a diffraction grating", Appl. Phys. Lett., **109**, 141107 (2016).

(24) T. Watari, K. Matsukado, <u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, Y. Hatano, R. Yoshimura, N. Satoh, K. Nishihara, M. Takagi and T. Kawashima, "Efficient neutron generation from solid-nanoparticle explosions driven by DPSSL-pumped high-repetition rate femtosecond laser pulse" J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012125 (2016).

(25) Y. Mori, <u>**T. Sekine</u>**, O. Komed, Y. Nishimura, A. Sunahara, E. Miura, S. Nakayama, R. Hanayama, K. Ishii, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Kajino, T. Motohiro, Y. Sentoku, and Y. Kitagawa, "Upgrade of repetitive fast-heating fusion driver HAMA to implode a shell target by using diode pumped solid state laser", J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012070 (2016).</u>

(26) K. Ishii, Y. Mori, R. Hanayama, S. Nakayama, S. Okihara, K. Fujita, <u>T. Sekine</u>, N. Sato, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, O. Komeda, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Motohiro, Y. Nishimura, A. Sunahara, Y. Sentoku, E. Miura, and Y. Kitagawa, "Target Monitoring and Plasma Diagnosis using 2ω probe beam for CANDY", J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012036 (2016).

(27) R. Hanayama, O. Komeda, Y. Nishimura, Y. Mori, K. Ishii, S. Nakayama, S. Okihara, K. Fujita, <u>T. Sekine</u>, N. Sato T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Hioki, M. Kakeno, T. Motohiro, A. Sunahara, Y. Sentoku, E. Miura, and Y. Kitagawa, "Repetitive Solid Spherical Pellet Injection and Irradiation toward the Repetitive-mode Fast-Ignition Fusion miniReactor CANDY" J. Phys.: Conf. Ser., 688, 012026 (2016).

(28) K. Nishihara, T. Watari, K. Matsukado, <u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, M. Takagi, N. Satoh, T. Kawashima, and H. Kan, "Laser ion acceleration and neutron source in short-pulse solid-nanoparticle interaction", J. Phys.: Conf. Ser., **688**, 012076 (2016).

(29) Y. Mori, Y. Nishimura, R. Hanayama, S. Nakayama, K. Ishii, Y. Kitagawa, <u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, T. Kurita, N. Satoh, T. Kawashima, O. Komeda, T. Nishi, H. Azuma, T. Hioki, T. Motohiro, A. Sunahara, Y. Sentoku, and E. Miura, "Fast heating of fuel assembled in a spherical deuterated polystyrene shell target by counter-irradiating tailored laser pulses delivered by a HAMA 1 Hz ICF driver", Nuclear Fusion, **57**, 116031 (2017.)

(30) Y. Kitagawa, Y. Mori, K. Ishii, R. Hanayama, Y. Nishimura, S. Okihara, S. Nakayama, <u>T.</u> <u>Sekine</u>, M. Takagi, T. Watari, N. Satoh, T. Kawashima, O. Komeda, T. Hioki, T. Motohiro, H. Azuma, A. Sunahara, Y. Sentoku, Y. Arikawa, Y. Abe, E. Miura, and T. Ozaki, "Direct heating of a laser-imploded core using ultraintense laser LFEX", Nuclear Fusion, **57**, 076030 (2017).

<u>国際学会発表</u>

(1) CLEO2004

High average power diode-pumped slab laser with 10 J at 10 Hz for power photonics applications
<u>T. Sekine</u>, O. Matsumoto, T. Kurita, M. Miyamoto, S. Matsuoka and T. Kawashima, T. Kanabe,
M. Yamanaka, M. Nakatsuka and Y. Izawa, H. Furukawa and S. Motokoshi

(2) CLEO-PR2005

1-J at 10 Hz Output Diode-Pumped Nd:YLF Regenerative Ring Amplifier

<u>**T. Sekine**</u>, T. Kawashima, O. Matsumoto, R. Yasuhara, T. Ikegawa, T. Kurita, Y. Tsuchiya, J. Kawanaka, T. Norimatsu and Y. Izawa

(3) CLEO2007

High order wavefront correction for high-energy Nd:YLF rod amplifier by phase conjugate plate <u>**T. Sekine**</u>, S. Matsuoka, T. Kawashima and H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and Y. Izawa

(4)IFSA2007

High order wavefront correction for a 1 Joule class Nd:YLF rod amplifier by phase conjugate plate

<u>T. Sekine</u>, S. Matsuoka, T. Kawashima, H. Kan, J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and Izawa

(5) HILAS2011

Efficient generation of DD fusion neutron by all diode-pumped solid-state laser <u>**T. Sekine**</u>, T. Kawashima, N. Sato, M. Takagi, H. Kan, Y. Kitagawa, Y. Mori, R. Hanayama, S. Okihara, K. Fujita, K. Ishii, N. Nakamura, Y. Miyamoto, H. Azuma, T. Motohiro, and T. Hioki

(6) HEC-DPSSL2012

High energy class second harmonics generation from CLBO crystal by 20-J DPSSL. <u>**T. Sekine**</u>, H. Sakai, Y. Takeuchi, Y. Hatano, T. Kawashima and H. Kan.

(7) ALPS2013

DPSSL pumped 20-TW Ti:sapphire laser system for high-intensity laser applications **T. Sekine**, Y. Hatano, Y. Takeuchi and T. Kawashima

(8)CLEO-PR2013

All Diode-Pumped 20-TW Laser System for DD Fusion Experiments

T. Sekine, Y. Hatano, Y. Takeuchi, and T. Kawashima

(9)IFSA2013

DPSSL pumped 20-TW Ti:sapphire laser system for DD fusion experiment **T. Sekine**, Y. Hatano, Y. Takeuchi and T. Kawashima

(10)25th IAEA FEC

Conceptual design of kilo-Joule laser driver for inertial fusion mini-reactor CANDY <u>**T. Sekine**</u>, T. Kurita, N. Satoh, T. Kawashima, H. Kan, Y. Mori, S. Nakayama, R. Hanayama, K. Ishii, Y. Kitagawa, O. Komeda, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, T. Kajino, S. Oshima, Y. Nishimura, Y. Sentoku, A. Sunahara and E. Miura

(11)ALPS2016

Wavelength locking and bandwidth narrowing for spatial beam-combined high-power laser-diode stacks using single volume Bragg grating <u>**T. Sekine**</u>, Y. Zheng, H. Kan, N. Satoh, and T. Kawashima

(12)ALPS2017

Demonstration of a 64J at 10ns Output from Cryo-cooled Yb:YAG Laser using new laser-diode technology

<u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, Y. Hatano, Y. Muramatsu, T. Kurita, T. Morita, Y. Mizuta, Y. Kabeya, K. Kawai, T. Iguchi, Y. Tamaoki, M. Kurata, K. Iyama, Y. Zheng and Y. Kato

(13)ASSL2016

High Gain, High Efficiency Cryogenic Yb:YAG Ceramics Amplifier for Several Hundred Joules DPSSL

<u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, T. Kurita, Y. Hatano, Y. Muramatsu, Y. Mizuta, Y. Kabeya, Y. Tamaoki, and Y. Kato

(14)Photonics West2017

Development of cryogenic Yb:YAG ceramics amplifier for over 100J DPSSL

<u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, T. Kurita, Y. Hatano, Y. Muramatsu, Y. Mizuta, Y. Kabeya, Y. Tamaoki, and Y. Kato

(15)CLEO2017

64J Output Energy in 10ns Pulse from Cryogenic Yb:YAG Ceramics Laser

<u>**T. Sekine**</u>, Y. Takeuchi, Y. Hatano, Y. Muramatsu, T. Kurita, T. Morita, Y. Mizuta, Y. Kabeya, K. Kawai, T. Iguchi, Y. Tamaoki, M. Kurata, K. Iyama, Y. Zheng, and Y. Kato

国内学会発表

(1)レーザー学会 2004

高平均出力 LD 励起スラブレーザードライバーの開発 レーザーシステム開発 <u>関根尊史</u>、金邊忠、松本修、栗田隆史、宮本昌浩、川嶋利幸、古河裕之、山中正宣、中塚正大、井澤 靖和

(2)応用物理学会 2004

大出力 LD 励起 Nd:ガラススラブレーザーの開発研究 -フロントエンドの開発-関根尊史,金邊忠,松岡伸一,松本修,栗田隆史,川嶋利幸,山中正宣,中塚正大,井澤靖和

(3)レーザー学会研究会 高機能固体レーザーとその応用 2005 核融合炉用 LD 励起ガラスレーザードライバーHALNA の開発研究 <u>関根尊史</u>,栗田隆史,松本修,安原亮,池川恭史,川嶋利幸,河仲準二,中塚正大,井澤靖和,宮本 昌浩,菅博文,土屋裕,古河裕之,本越伸二,金邉忠

(4)レーザー学会 2006

1-J x 10-Hz 出力 LD 励起 Nd:YLF リング再生増幅型レーザーシステム

関根尊史, 安原亮, 松本修, 池川恭史, 栗田隆史, 川嶋利幸, 土屋裕, 菅博文, 河仲準二, 中塚正大, 井澤靖和

(5)応用物理学会 2006 秋

波面補正板を用いた高増幅率・高エネルギー出力リング型レーザー増幅システムの開発

<u>関根尊史</u>,安原亮,池川恭史,栗田隆史,松本修,川嶋利幸,菅博文,河仲準二,中塚正大,井澤靖 和

(6)レーザー学会研究会 高機能固体レーザーとその応用 2009

CLBO 結晶を用いた 8.5J グリーン光の高効率発生と全固体 100TW 級レーザーへの展開 関根尊史,安原亮,酒井博,松岡伸一,吉井健裕,佐藤方俊,栗田隆史,松本修,宮本昌浩,川嶋利 幸,菅博文

(7)レーザー学会研究会 短波長光の発生とその応用 2011 高繰り返し高強度レーザーHAMAの開発とDD核融合中性子の発生 **]] []] 根尊史**,川嶋利幸,佐藤仲弘,高木勝,菅博文,北川米喜,森芳孝,花山良平,沖原紳一郎,藤田 和久,石井勝弘,中村直樹,宮本康司,東博純,元廣友美,日置辰視

(8)物理学会 2013 秋

高繰返し対向照射高速点火方式小型レーザー核融合の研究 -レーザードライバ開発-

<u>関根尊史</u>,森芳孝,栗田隆史,佐藤仲弘,川嶋利幸,菅博文,中山師生,花山良平,石井勝弘,沖原 紳一朗,藤田和久,北川米喜,米田修,中村直樹,近藤拓也,藤根学,掛布光孝,東博純,日置辰視, 元廣友美,西村靖彦,砂原淳,千徳靖彦,三浦永祐

(9)レーザー産業創成とプラズマ加速に関する研究会 2014 高繰り返し対向照射高速点火に向けたレーザードライバ開発

<u>関根尊史</u>

(10)レーザー学会 2014

高繰返し対向照射高速点火方式小型レーザー核融合の研究 - レーザードライバ開発 -

関根尊史,森芳孝,栗田隆史,佐藤仲弘,川嶋利幸,菅博文,中山師生,花山良平,石井勝弘,北川 米喜,米田修,近藤拓也,藤根学,東博純,日置辰視,梶野勉,大島繁樹,元廣友美,西村靖彦, 砂原淳,千徳靖彦,三浦永祐

解説・総説

(1)プラズマ核融合学会誌 小特集 高繰り返しレーザー核融合実験の現状と展望 「2.高繰り返しレーザー核融合ドライバーHAMA」

森芳孝, **関根 尊史**, 川嶋 利幸

J. Plasma Fusion Res., 91, 8, 540 (2015).

(2)応用物理第85巻第5号(2016)最近の展望
 「半導体レーザー励起大出力全固体レーザーの進展」
 川嶋利幸,栗田隆史,関根尊史,渡利威士

(3) プラズマ核融合学会誌 小特集 企業による核融合研究の最新動向
「6.高繰り返しレーザー核融合実証に向けた研究開発」
佐藤 仲弘,松門 宏治,渡利 威士, 関根 尊史,竹内 康樹,川嶋 利幸
J. Plasma Fusion Res., 93, 1, 38 (2017).

(4) レーザー学会誌 第45巻 第9号 「高輝度・高効率次世代レーザー加工技術開発」特集号

レーザー解説 「次世代加工技術のための LD 励起高出力パルスレーザー開発」

川嶋 利幸, 栗田隆史, **関根尊史**, 渡利威士, 竹内康樹, 水田好雄, 倉田将輝, 森田宇亮, 玉置善紀, 加藤義則, 栗田典夫

<u>受賞</u>

- (1) レーザー核融合研究センター 進歩賞 2005年
- (2) 第 26 回レーザー学会年次大会 優秀論文発表賞 2006 年 5 月
- (3) レーザー研究 43 巻 2 号 108 頁 レーザー学会業績賞・論文賞(オリジナル部門)