

Title	半導体レーザー励起高効率ハイパワー固体レーザーの開発に関する研究
Author(s)	近江, 雅人
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3081464
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

半導体レーザー励起高効率ハイパワー固体レーザー
の開発に関する研究

1995年1月

近江雅人

目

半導体レーザー励起高効率ハイパワー固体レーザー
の開発に関する研究

1995年1月

近江 雅人

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士前期及び後期課程において行った半導体レーザー励起高効率ハイパワー固体レーザーの開発に関する研究についてまとめたものである。

近年、半導体レーザー(LD)の急速な技術進歩による高出力化に伴って、LDを励起光源とした固体レーザーが世界的に注目されている。このLD励起固体レーザーは電気・光変換効率が10%以上と高く、長寿命であり、固体レーザー材料への熱負荷も小さく高繰り返しができるために加工をはじめとする工業応用レーザーとしてのみならずSORに替わる軟X線発生用レーザーとして注目されている。また、核融合研究用として、現在のフラッシュランプ励起の大出力固体レーザーの延長線上で開発が可能となるため、将来の核融合ドライバーの有力な候補として期待されている。

本論文はハイパワーレーザーの産業応用に必要とされる諸特性に着目し、且つ将来の慣性核融合炉用ドライバーとしての評価を行うための基礎的データの取得を目的として行ったLD励起高効率ハイパワー固体レーザーシステムの開発に関する研究結果についてまとめたものである。まず、発振器部においてABCDマトリックを用いてのスポットサイズ解析により、熱レンズ効果の補償された共振器構成法の開発を行った。次に、再生増幅器部において動作解析を詳細に行うことにより高増幅度と高エネルギー抽出効率を同時に達成した。更に、ディスク型主増幅部において励起用2次元LDアレイ光を高密度に集光し、それを用いて面励起し、高励起状態における高強度増幅実験を行い、技術的な問題点を明らかにした。最後に、新しいポラリメーターを開発し、それにより熱複屈折効果の2次元測定に成功した。これを用いてディスク型増幅器の熱複屈折を測定し、それから求めた透過損失を考慮したディスク型増幅器の増幅特性は理論と良く一致していることを明らかにした。

本論文は7章から構成されている。

第1章は緒論であり、レーザー核融合実現に向けてのLD励起固体レーザードライバーの重要性について述べ、本研究の目的と意義を明らかにした。

第2章では、本論文の主テーマである核融合炉用レーザーの概念設計を行い、それに基づいてLD励起高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムの設計、及び技術的な問題点を明らかにした。

第3章では、LD励起強制モード同期QスイッチNd:YAGレーザーを製作し、ABCD光学マトリックスを用いたスポットサイズ解析による熱レンズ効果の補償と非点収差の補償を行い、モード同期特性を明らかにした。

第4章では、LD励起再生増幅器を設計・製作し、高利得、高エネルギー抽出効率を同時達成し、実験結果との比較により理論モデルの有用性を示した。

第5章では、LD表面励起ディスク型増幅器を設計・製作し、高エネルギー抽出特性を得た。また、この増幅器において高励起時に熱複屈折による透過損失が生じることを明らかにした。また、高繰り返し動作時の波長変換特性を評価した。

第6章では、熱複屈折効果に関して新たに高感度の測定装置を開発し、2次元的に表示することに成功した。それを第5章のディスク型増幅器の複屈折の評価に適用し、複屈折による損失を考慮したディスク型増幅器の増幅特性は理論と良く一致していることを明らかにした。また、能動波長板を初めて考案し、その動作特性を明らかにした。

第7章は結論であり、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行った。

目次

第1章 緒論	(1)
1.1 半導体レーザー(LD)励起固体レーザー	(1)
1.2 LD励起技術を導入したレーザー核融合炉用ドライバー	(3)
1.3 本研究の目的と構成	(4)
参考文献(第1章)	(6)
第2章 LD励起高出力Nd:YAGレーザーシステムの開発	(8)
2.1 はじめに	(8)
2.2 レーザー核融合炉用LD励起固体レーザードライバーの概念設計	(8)
2.2.1 LD励起固体レーザードライバーの高効率性	(8)
2.2.2 波長350nm、出力4MJ、効率12%、繰返し12HzのLD励起炉用ドライバーシステム	(12)
2.3 LD励起高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムの開発	(13)
2.3.1 システムの構成と特徴	(13)
2.3.2 レーザーシステムの目標効率と達成効率	(15)
2.3.3 熱効果の評価	(17)
2.4 まとめ	(18)
参考文献(第2章)	(19)
第3章 LD励起強制モード同期Qスイッチ発振器の開発	(20)
3.1 はじめに	(20)
3.2 熱レンズ効果	(20)
3.2.1 熱レンズ効果の発生機構	(20)
3.2.2 LD励起固体レーザーにおける熱レンズ効果の測定	(21)
3.3 熱レンズ効果の補償	(23)
3.3.1 ABCDマトリックスを用いた熱レンズ効果の補償	(23)
3.4 熱レンズ効果が補償されたLD励起Nd:YAGレーザー発振器の開発	(27)
3.4.1 発振器の構成	(27)
3.4.2 発振器CW入出力特性	(27)
3.4.3 熱レンズスポットサイズ特性	(28)
3.4.4 モード同期パルス幅特性	(30)
3.4.5 モード同期パルス幅の測定	(32)
3.4.6 非点収差の補償	(34)
3.4.7 熱複屈折の影響	(34)
3.5 まとめ	(35)
参考文献(第3章)	(36)

第4章	LD励起Nd:YAG再生増幅器の開発	(37)
4.1	はじめに	(37)
4.2	再生増幅器の理論	(37)
4.3	LD励起Nd:YAG再生増幅器の開発	(40)
4.3.1	再生増幅器の構成	(40)
4.3.2	共振器内部損失の測定	(41)
4.3.3	再生増幅器モジュールの構成	(42)
4.3.4	励起用高出力LDアレイ	(42)
4.3.5	小信号利得の測定	(44)
4.3.6	増幅特性	(45)
4.3.7	増幅によるパルス拡がり	(46)
4.3.8	再生増幅器の抽出効率	(47)
4.4	まとめ	(48)
	参考文献(第4章)	(49)
第5章	LD励起Nd:YAGディスク型増幅器の開発	(50)
5.1	はじめに	(50)
5.2	主増幅器の構成	(50)
5.2.1	ディスク型増幅器の構成	(50)
5.2.2	励起用LDアレイ光の集光光学系	(51)
5.2.3	集光特性	(52)
5.3	熱流体コードによるディスク内部の熱解析	(53)
5.3.1	熱流体コードSTREAM	(53)
5.3.2	解析モデル	(54)
5.3.3	ディスク内部の温度分布の解析結果	(54)
5.4	熱レンズ効果の測定	(56)
5.5	主増幅器増幅特性	(57)
5.5.1	増幅の理論モデル	(57)
5.5.2	小信号利得の測定	(59)
5.5.3	主増幅器増幅出力特性	(60)
5.5.4	主増幅器のエネルギー抽出効率	(61)
5.6	高出力レーザービーム伝播時の非線型光学効果	(62)
5.7	波長変換部の特性	(62)
5.8	増幅方式の検討	(63)
5.8.1	エネルギー抽出効率の最適化	(63)
5.9	まとめ	(66)
	参考文献(第5章)	(68)

第6章 固体レーザー媒質中複屈折の高感度2次元分布測定	-----	(69)
6.1 はじめに	-----	(69)
6.2 熱複屈折効果	-----	(70)
6.2.1 光励起されたレーザー媒質中の温度分布	-----	(70)
6.2.2 熱応力と複屈折	-----	(70)
6.3 高感度複屈折測定法	-----	(72)
6.3.1 コノスコープ法による複屈折測定法	-----	(72)
6.3.2 回転検光子法による複屈折測定法	-----	(72)
6.3.3 複屈折2次元分布測定用画像処理装置の開発	-----	(75)
6.4 レーザー媒質における熱複屈折の測定	-----	(75)
6.4.1 LD励起Nd:YAGロッドの熱複屈折の測定	-----	(75)
6.4.2 LD励起Nd:YAGディスク型主増幅器の熱複屈折測定	-----	(77)
6.4.3 複屈折ロスとディスク増幅器の出力特性の評価	-----	(80)
6.5 機械的応力誘起複屈折の測定	-----	(82)
6.6 能動波長板	-----	(85)
6.7 まとめ	-----	(87)
参考文献 (第6章)	-----	(88)
第7章 結論	-----	(89)
謝辞	-----	(92)
業績目録	-----	(93)

第1章 緒論

1.1 半導体レーザー (LD) 励起固体レーザー

世界最初のルビーレーザー¹⁾が1960年に発振して以来、気体、液体、固体、半導体など多くの媒質を用いることによりミリ波領域から真空紫外域に及ぶ広い波長域でレーザー発振が観測されている。なかでも固体レーザーは気体レーザー等に比較して、能動イオン密度が大きく蛍光スペクトル幅が広いことにより小型の装置から大きな出力が得られ、長蛍光寿命でありエネルギー蓄積効果を持つため高ピークパワーを発生でき、応用範囲の広い可視や近赤外の波長領域で発振するため特に注目され、レーザー分光や光通信、光情報処理、非線形光学、レーザー加工、レーザー核融合等様々な分野で応用が進められている。

固体レーザー (特に高出力のパルス固体レーザー) の励起光源としては従来よりXeなどの希ガスフラッシュランプが用いられている。Xeフラッシュランプは70%という高い電気・光変換効率を持っているが²⁾、発光スペクトルが紫外域から赤外域の広範囲にわたっているため、固体レーザー媒質の吸収スペクトルとの整合性は図1-1に示すように悪い³⁾。このため、Xeフラッシュランプ励起ではレーザーの効率が低く、固体レーザーへの熱負荷も大きい。このため、高繰り返しや高平均出力を得ることが困難であり、熱によって誘起される固体レーザー媒質の歪のためビーム質も悪くなる。しかも、Xeフラッシュランプの強い紫外光は固体レーザー媒質のソラリゼーション等の問題を引き起こし、固体レーザー媒質の選択に制約を与える。また、フラッシュランプは短寿命であり、寿命を延ばすためにランプへの電気入力を減らせば効率が低下してしまう。

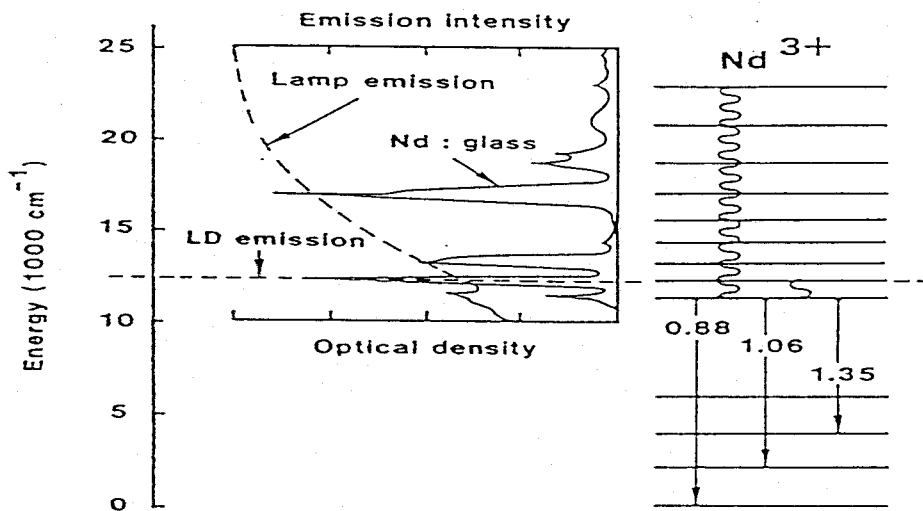


図1-1 Nd:ガラスの吸収スペクトルとXeフラッシュランプ及びLDの発光スペクトルとの整合性³⁾。

これらの問題点を解決するものとして、半導体レーザー (LD) を励起光源とする方式 (LD励起方式) が提案された^{3,4)}。これは固体レーザー材料の特定の吸収線のみを選択的に励起する (共鳴励起) 方式で、レーザー効率は飛躍的に向上した。例えば、AlGaAs系LDの発振波長は800 nm (12500 cm^{-1}) 付近にあり、図1-1の様にNdを活性イオンとするガラス固体

レーザーの吸収ペクトルと一致させることができる。しかも、レーザー上準位のすぐ上の準位(エネルギー差は約 1500 cm^{-1}) を励起することにより、非輻射遷移損失が大幅に低減され、高効率レーザー動作が可能となるとともに、レーザー媒質への熱負荷も大幅に低減でき、高繰返し動作が可能となる。また、LD出力光は指向性をもつため、励起用光源と固体レーザー媒質間のエネルギー結合効率の向上も期待できる。更に、固体レーザー媒質のソラリゼーションによる問題も回避できる。LDを励起光源とすることで装置の寿命も著しく向上し、連続動作で 10^5 時間以上が達成可能である(希ガスフラッシュランプの寿命は連続 $100 \sim 500$ 時間である)。

LD励起固体レーザーの概念は比較的早く、1964年には既に実験が試みられている⁵⁾。しかし、当時つくられたLDは、低出力で安定性に欠け、かつ液体窒素などを使っての冷却が必要であり、変換効率と寿命においてもランプ励起には及ばなかった。その後、主として光通信分野や光コンパクトディスク、レーザープリンター等の民生分野への応用を目的としたLDの高効率、高出力化、長寿命化の研究開発が進められた結果、1970年代後半以降、LDの性能は大幅に向上した。ダブルヘテロ構造⁶⁾の開発により、室温での連続発振が可能となり、量子井戸構造⁷⁾、アレイ化技術⁸⁾の開発、MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) 法⁹⁾等の結晶成長技術の進歩によって高出力化が進められてきた。現在では出力として、AlGaAs系1次元LDアレイ(長さ1cm)をCW動作させることにより $76 \text{ W}^{10)}$ が、2次元LDアレイを準CW動作させることによりピークパワー $\sim 350 \text{ kW}$ (パルス幅 $300 \mu\text{s}$ 、 30 Hz)¹¹⁾ や 420 kW (パルス幅 $100 \sim 400 \mu\text{s}$ 、 10 Hz)¹²⁾ が達成されている。効率に関しては、準CWの2次元LDアレイ ($1 \text{ cm} \times 0.16 \text{ cm}$) で60%の電気・光変換効率が達成されている¹¹⁾。また、動作寿命に関してはCW動作で 10^5 時間以上、パルス動作で $10^9 \sim 10^{11}$ ショットが得られている¹³⁾。図1-2は準CWLDアレイの電気・光変換効率と出力密度を示している¹⁴⁾。これより、Ndレーザー励起用のAlGaAs系のLDについては、電気・光変換効率として60%、出力密度 200 W/cm まで得られている。

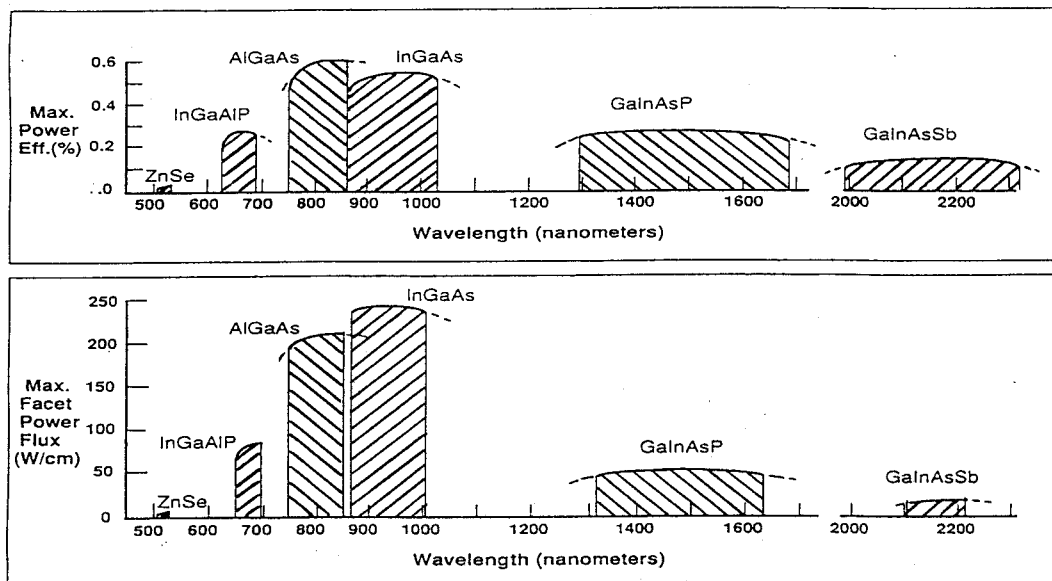


図1-2 高出力LDの特性(準CW、室温)¹⁴⁾。

このようなLDの出力向上に伴い、現在、LD励起固体レーザーは実用的なレーザーとして研究開発が盛んに行われている。特に1990年以降は大出力化が進み、パルス当たり1~10J級^{15,16)}、平均出力1kW級¹⁷⁾、CW出力100~250W級^{18,19)}が達成されている。これら使って、レーザー加工²⁰⁾、ステッパー¹¹⁾を含む各分野への応用が本格化してきた。図1-3には産業応用に必要とされるレーザーの繰返し周波数に対する出力エネルギーを示す²¹⁾。特に加工用では5kHz、1J、平均出力5kW級が望まれており、LD励起を用いた全固体レーザーによる実現が期待されている。

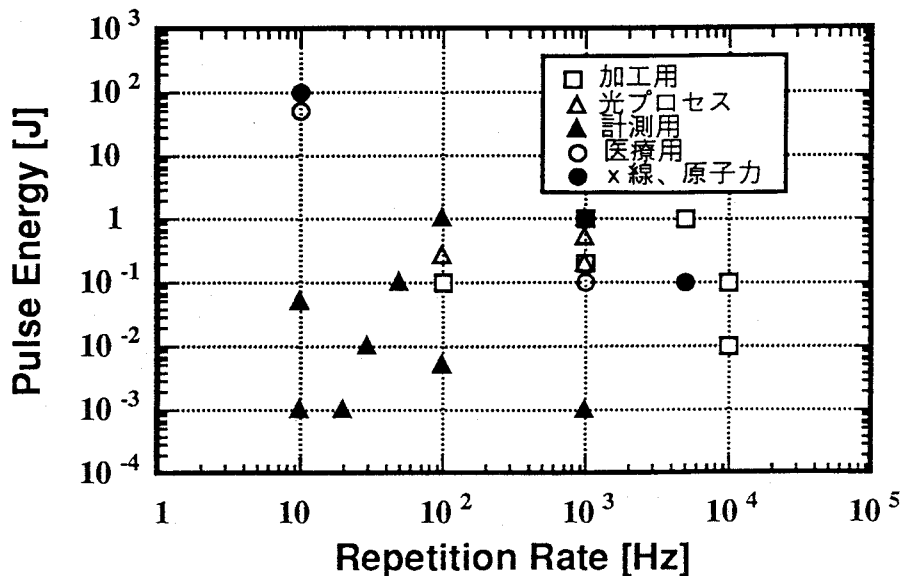


図1-3 産業応用に必要とされる高出力パルスレーザーの特性²¹⁾。

1. 2 LD励起技術を導入したレーザー核融合炉用ドライバー

レーザー核融合炉心プラズマ発生の科学的実証に向けての研究は、激光XII号（大阪大学レーザー核融合研究センター）、NOVA（米国ローレンスリヴァモア国立研究所）、OMEGA（米国ロチェスター大学）等の核融合炉用大出力ガラスレーザー装置によって、近年急速な進歩が遂げられている。現在、個別にはあるが、温度として10keV、爆縮密度半径積 $\rho R = 0.1 \text{ g/cm}^2$ 、密度として600倍が達成されている²²⁻²⁵⁾。これらの達成されたデータと物理モデルによるシミュレーション結果により、100kJ級レーザーによりワンショットベースでの核融合点火（イグニション）及びブレークイーブンが達成されることが予測されている^{22,26)}。

レーザー核融合発電に向けては点火・ブレークイーブンが達成された後、数MJ級レーザーの開発と高ペレット利得（ $Q = 100$ 以上）の炉心プラズマを実現する工学的実証が行われる。それと並行して、高繰返し回数（数MJ級レーザー）の開発が行われ、炉工学試験装置、原型炉を経て慣性核融合動力炉が実現される予定である。

そこで慣性核融合炉がエネルギーシステムとして経済的に成立するための最大の課題は、炉用ドライバーの実現である。そのためには、高効率（5~10%）、高繰返し（~10Hz）、短パルス（~10ns）、高パルスエネルギー（~10MJ）、高平均出力（~10MW）を全て兼ね備えた、低コスト長寿命ドライバーが必要となってくる²²⁾。そこで、フラッシュランプ励起方式の大出力ガラスレーザーシステムに比べ、高効率、高繰返し動作が原理的・技術的に可

能なKrFエキシマレーザー²⁷⁾、自由電子レーザー²⁸⁾、半導体レーザー²⁹⁾、軽イオンビーム³⁰⁾、重イオンビーム³¹⁾等で炉用ドライバーの開発研究が進められている。そのなかでも最近急速な進展をみせているレーザーダイオード(LD)励起固体レーザーが、現在爆縮実験に用いられているフラッシュランプ励起大出力固体レーザーの延長線上でターゲット照射が可能となるため、将来の炉用ドライバーの候補として特に注目されている^{3,4,32-35)}。フラッシュランプ励起固体レーザーシステムは慣性核融合エネルギードライバーとして最も完成度が高く、実績もあるが、炉用レーザーとして必要な効率と繰返し率に関して大きな難点があった。LD励起固体レーザーはコンパクトで高効率、長寿命、高ビーム品質等の多くの利点を持った革命的なレーザーで、このLD励起方式の導入が可能になり、これらの難点を克服できる可能性が明らかになったからである。

大阪大学レーザー核融合研究センターにおいても次期レーザー核融合システムの「光陽」の概念設計が進められている³⁶⁾(図1-4参照)。このシステムは32台のレーザー装置と、4基のチャンバーへのレーザーの振り分け部及び4基のチャンバーとそれにつながる発電系からなっている。レーザー部は波長350nmで出力4MJ、繰返し率12Hzであり、高効率励起が可能な半導体レーザー(LD)励起方式を用いることより従来1%程度であった総合効率を12%程度まで向上できることが期待されている。

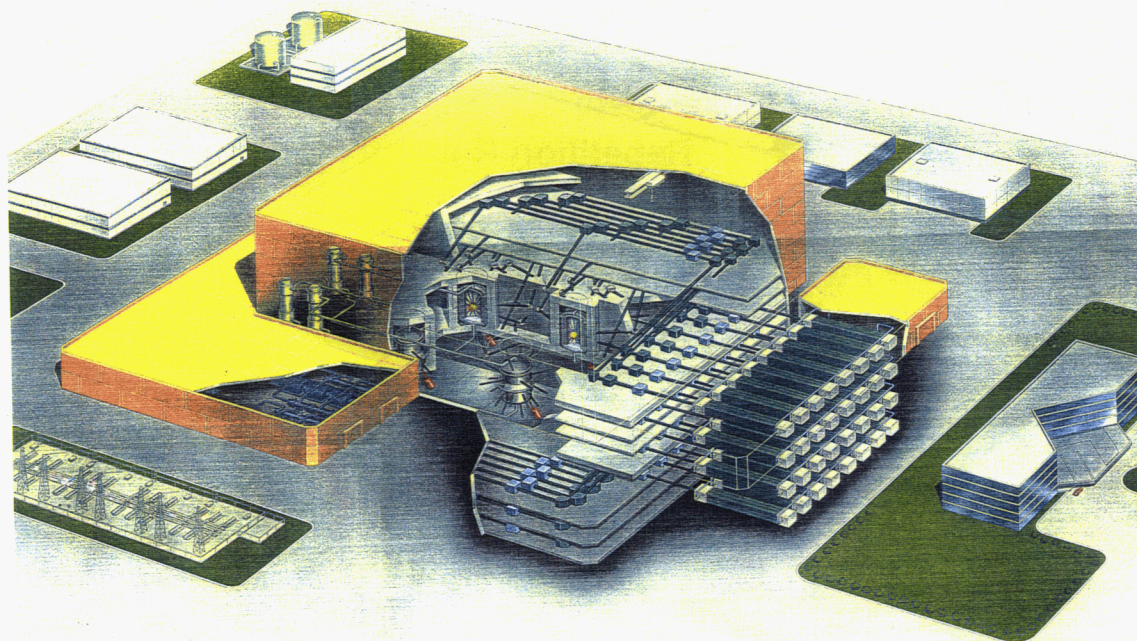


図1-4 レーザー核融合発電プラント「光陽」³⁶⁾。

1.3 本研究の目的と構成

本研究は、産業用の応用も期待され、且つレーザー核融合炉用ドライバーに対する基礎的データの取得もできるLD励起高効率ハイパワー固体レーザーの実現を目的とし、その開発を行った結果についてまとめたものである。図1-5は本研究で開発を行ったLD励起Nd:YAGレーザーシステムの構成図であり、各章の割当を図中に示してある。

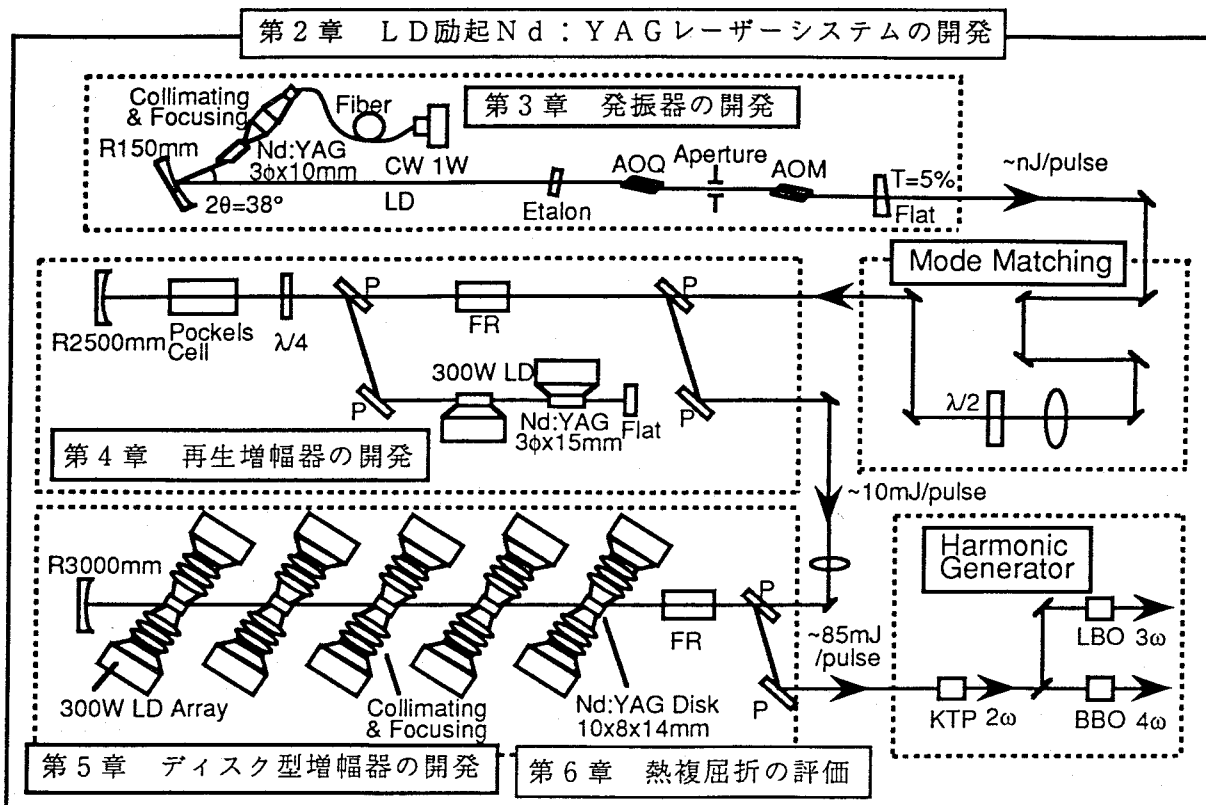


図 1-4 本研究の構成。

第 2 章では、本論文の主テーマである LD 励起 Nd : YAG レーザーシステムの設計及び、概要を述べる。本システムの開発において主に明らかにしようとする点は以下の項目である。

- (1) 熱レンズ効果の補償、高安定、低出力のモード同期発振器の動作特性
- (2) 高利得、高エネルギー抽出再生増幅器の動作特性
- (3) 高光束品質ディスク型増幅器の動作特性
- (4) ガス流による表面冷却技術の開発
- (5) 高繰返し動作時の波長変換特性
- (6) 熱効果（熱レンズ効果、熱複屈折効果）の定量的評価

また、将来の炉用ドライバーへの開発技術要素を明らかにした。

第 3 章では、上述 (1) に関して、LD 励起強制モード同期 Q スイッチ Nd : YAG レーザーを開発し、ABCD 光学マトリックスを用いたスポットサイズ解析による熱レンズ効果の補償、非点収差の補償、モード同期特性の評価を行った結果について述べる。

第 4 章では、上述 (2) に関して、LD 励起再生増幅器を設計開発し、理論モデルによるエネルギー抽出特性を中心に実験的検討を行った結果について述べる。

第 5 章では、上述 (3) (4) に関して、LD 表面励起ディスク型増幅器を設計・試作し、増幅特性、ガス冷却特性を評価した結果について述べる。また、(5) に関して、高繰返し動作時の波長変換特性を評価した結果について述べる。

第 6 章では、上述 (6) に関して、主に熱複屈折効果に関して新たに高感度の測定装置を開発し、それを第 5 章のディスク型増幅器の複屈折の評価に適用し、評価を行った点について述べる。

第 7 章は結論であり、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行う。

参考文献 (第1章)

- 1) T. H. Maiman, Nature (1960) 493.
- 2) R. Newman, J. Appl. Phys. **34** (1963) 34.
- 3) W. F. Krupke, Laser & Optronics, March, (1988) 79.
- 4) W. F. Krupke, Fusion Technology, **15** (1989) 377; C. D. Orth et al., UCRL-JC-116173(USA)1994.
- 5) R. J. Keyes, Appl. Phys. Lett. **4** (1964) 50.
- 6) I. Hayashi et al., Appl. Phys. Lett. **17** (1970) 19.
- 7) J. P. van der Ziel et al., Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 463.
- 8) W. Strifer et al., IEEE J. Quantum Electron. **24** (1988) 883.
- 9) 榊裕之 編著, "超格子ヘテロ構造デバイス" (工業調査会, 1988) 883.
- 10) M. Sakamoto, D. F. Welch, J. G. Endritz, D. R. Scifres and W. Streifer, Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 2299.
- 11) H. Morris, Photonics Spectra, August (1992) 83.
- 12) G. Dube, private communication (1993).
- 13) 新倉信二, レーザー学会研究会報告, RTM-89-11 (1989) 13.
- 14) W. F. Kurupke, private communication (1994).
- 15) J. J. Kasinski, W. Hughes, D. Dibiase, P. Bournes and R. Burnham, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 977.
- 16) L. E. Holder, C. Kennedy, L. Long and G. Dubay, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 986.
- 17) B. J. Comaskey, R. Beach, A. Aibrecht, W. J. Bennet, B. J. Freitas, C. Petty, D. Vanlue, D. Mundinger and R. W. Solarz, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 986.
- 18) S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers and A. K. Cousins, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 997.
- 19) D. Golla, S. Knoke, W. Schone, A. Tunnermann, H. Schmidt, Appl. Phys. **B58** (1994) 389.
- 20) 中井貞雄, 山中正宣, レーザー研究 **19** (1991) 976.
- 21) 大阪科学技術センター, "機械産業等の調査研究 (近畿地域における共同技術開発の現状と計画に関する調査研究)" (1994).
- 22) 中井貞雄, エネルギー・資源, **9** (1988) 42.
- 23) 山中千代衛, 信学誌, **71** (1988) 697.
- 24) 中井貞雄, 日本物理学会第44回年回, 31aTF-7 (1988).
- 25) 加藤義章, 中井貞雄, パリティ, **4** (1989) 55.
- 26) 三間園興, 高部英明, 中井貞雄, 核融合研究, **68** 別冊(1992) 315.
- 27) K. Ueda, H. Nishioka, A. Sasaki, H. Yoneda and H. Takuma, IAEA Tech. Committee Meet. Drivers for Inertial Confinement Fusion (1991, Osaka, Japan) IV-1.
- 28) K. Imasaki, C. Yamanaka, K. Mima, A. Gover and S. Nakai, IAEA Tech. Committee Meet. Drivers for Inertial Confinement Fusion (1991, Osaka, Japan) VI-7.
- 29) K. Shimoda, Proc. the Fuji Seminar on Laser Interaction with Plasma (Institute of Laser Engineering, Osaka Univ., Osaka, Japan, 1974) 23.
- 30) K. Niu, IAEA Tech. Committee Meet. Drivers for Inertial Confinement Fusion (1991, Osaka, Japan) III-2.
- 31) R. O. Bangert, IAEA Tech. Committee Meet. Drivers for Inertial Confinement Fusion (1991, Osaka, Japan) II-2.

- 32) 中塚正大, レーザー学会第9回年会, 27A17 (1989).
- 33) K. Naito, et al., Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) 259.
- 34) 内藤健太, 山中正宣, 中井貞雄, 核融合研究, **68** 別冊(1992) 353.
- 35) M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi and S. Nakai, Proc. of 7th Int. Conf. Emerging Nuclear Energy Systems, Ed. H. Yasuda, World Scientific, Singapore (1994) 145.
- 36) Y. Kosaki, K. Mima, Y. Kitagawa, H. Takabe, M. Yamanaka, K. Naito, K. Nishihara, M. Murakami, T. Yamanaka, S. Nakai and Laser Fusion Reactor Design Committee, ICENES'93 (1993) 76.

第2章 LD 励起高出力Nd : YAGレーザーシステムの開発

2.1 はじめに

近年、レーザーの各分野への応用は急速に広がっており、それに伴ってレーザー及びレーザーシステムも進歩してきている。一般に要求度が高いレーザーの波長帯は短波長領域のレーザーである。この領域のレーザーとしてはエキシマレーザーなどの比較的高効率で高出力の電子ビーム励起希ガスレーザーが利用されてきた。しかし、近年の半導体分野の技術進歩を受けて半導体レーザー(LD)の高出力化が進み、LDを用いたLD励起固体レーザーの開発が急速に進んでいる。固体レーザーは非線形結晶を用いることで短波長光への変換が可能であり、LD励起を用いることで高効率化、高繰り返し動作の可能性を持つ。

既に、第1章で述べたようにレーザー核融合の分野では核融合点火・ブレイクイーブンへ向けてレーザーシステムの増力化が進められており、現在レーザー核融合炉実現に向けて研究が進行中である。現在、核融合研究に用いられている大出力レーザーシステムはフラッシュランプ励起固体レーザーである。しかし、フラッシュランプ励起固体レーザーでは核融合炉用レーザードライバーとして必要とされる高効率、高繰り返し動作の達成が困難であるため、この問題を解消できるLD励起固体レーザーシステムの開発が重要視されている。

本章では、まず、将来の炉用ドライバーとして有望視されているLD励起技術を用いた核融合炉用のレーザードライバーの概念設計について述べる。次にこのLD励起炉用固体レーザードライバーの技術的基礎データの取得、及び産業用の応用も期待できる高出力(85 mJ/pulse、パルス幅1 ns、ピークパワー85 MW)、高効率(総合光・光変換効率12%)、高繰り返し(50 Hz)、短波長(0.355 μmと0.266 μm)のテーブルトップサイズのLD励起Nd : YAGレーザーシステムの開発について述べる。

2.2 レーザー核融合炉用LD励起固体レーザードライバーの概念設計

2.2.1 LD励起固体レーザードライバーの高効率性

炉用LD励起固体レーザードライバーの基本構成を図2-1に示す¹⁾。システムでは現在の核融合研究用大出力固体レーザーシステムと同様に、ビーム整形やビーム制御が容易で安定な低出力発振器光を固体レーザー増幅器で増幅する構成をとる。

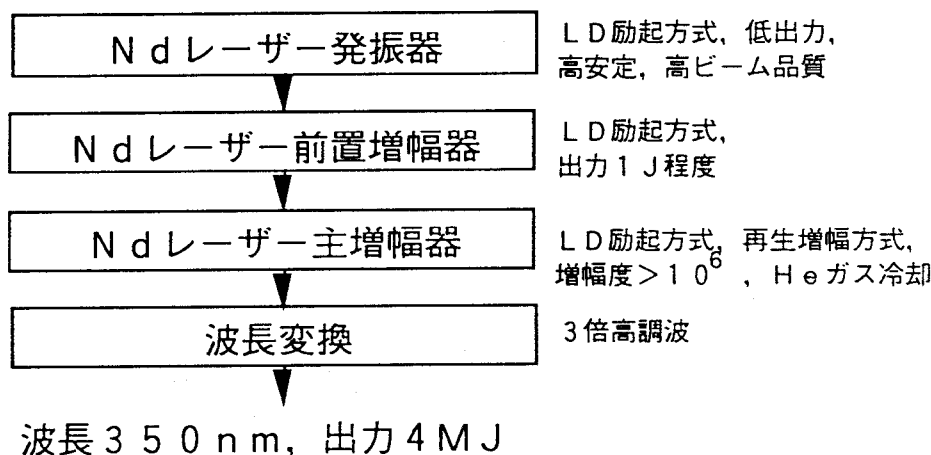


図2-1 LD励起固体レーザードライバーの基本構成。

固体レーザー材料としてはNdをドープしたもので、波長は1 μmである。レーザーエネルギーから爆縮プラズマへの熱エネルギー変換効率を10%以上にするために、波長1 μmのレーザー光は非線型光学結晶により3倍高調波に変換される。増幅器の増幅度としては10⁶倍程度が必要であり、システムの総合効率は

[1] 増幅器の励起効率 (蓄積エネルギー/電気入力)

[2] 抽出効率 (レーザー光出力/蓄積エネルギー)

[3] 波長変換効率 (ブルー光出力/レーザー光出力)

の積でほぼ決定される。[3]の波長1 μmの3倍高調波に対する波長変換効率 η_{TR} については現在の技術段階で既に80%が可能となっている^{2,3)}ので、以下で残りの効率を考察する。

[1] 増幅器の励起効率の検討

増幅器の励起効率は主に物性値で決定される5つの効率と励起構成で決定される2つの効率の積で与えられ、表2-1に示すようにLD励起方式では原理的には25%の効率が達成可能である。

表2-1 フラッシュランプ励起方式とLD励起方式の励起効率の比較。

Items	Flashlamp pumping	LD pumping
Radiation efficiency	65%	65%
Absorption efficiency	50%	95%
Quantum efficiency	75%	95%
Quantum defect	50%	75%
Storage efficiency	75%	75%
Transfer efficiency	35%	95%
Coupling efficiency	80%	80%
Excitation efficiency	2.6%	25.0%

まず、材料の物性値で決定される効率について、以下に整理した。

- 1) 励起光源であるLDの電気・光変換効率 η_R はLD電源の効率 η_{PS} とLD自体の電気・光変換効率 η_{LD} との積で与えられる。Ndの励起に用いられるAlGaAs系LDでは、 η_{LD} として75%程度が達成可能であり、 η_{PS} を85%としても η_R として55~65%が得られる。
- 2) 固体レーザー媒質の励起波長に対する光学的厚さ(励起光吸収係数と媒質長の積)を一般的なNd系の固体レーザー媒質で得られる3.5以上とすれば照射された光エネルギーは95%以上吸収される(励起光吸収効率 $\eta_A > 95%$)。
- 3) LD励起の場合、レーザー活性イオンであるNdの量子効率 η_Q (励起光子1個当たりのレーザー上準位生成個数)は~90%である。
- 4) 量子ディフェクト η_{QD} (ストークス・ディフェクト。レーザー光子1個当たりのエネルギーと励起光子1個当たりのエネルギーの比)はLD励起Ndレーザーの場合、~75%である。
- 5) 励起光のパルス形状を矩形とし、パルス幅を蛍光寿命の1/2とすればエネルギー蓄積効率 η_{ST} は>70%以上が期待できる。

次に、励起構成で決定される効率については、以下の通りである。

- 6) LDから出射された光出力はマイクロレンズアレイ等を用いて平行ビーム化され、エネルギー伝達効率 η_T 90~95%で固体レーザー材料に照射される。
- 7) 増幅器の増幅光と励起光とのカップリング効率（フィルファクター）は大断面積で増幅できるディスク媒質を一様に励起し、増幅ビームをディスクサイズまで十分に大きくする場合、80%が可能である²⁾。

[2] 抽出効率の検討

大出力ガラスレーザーシステムに代表されるエネルギー蓄積型の増幅方式としては主に図2-2に示すMOPA（Master Oscillator Power Amplifier）方式²⁾、多重パス増幅方式、再生増幅方式の3つが考えられる。現在の核融合研究用フラッシュランプ励起大出力ガラスレーザーシステムでは多段の増幅器1回通過によって増幅を行うMOPA方式を採用しているため、抽出効率は10~30%程度である³⁾。多重パス増幅方式や再生増幅方式では、増幅器内でレーザー光を繰返し往復させることにより、増幅器内に蓄積されたエネルギーを効率よく取りだそうとするものである。つまり、多重パス増幅方式や再生増幅方式の方が抽出効率改善には有効であり、また、装置自体もMOPA方式に比べてコンパクトになる。厳密には、多重パス方式ではパス回数は増幅器の構成で決定されるのに対し、再生増幅方式では光スイッチ素子（ポッケルスセル）の印加電圧を時間的に制御することにより決定される。また、多重パス方式では増幅器部の構成はMOPA方式の複数の折り返しと解釈できるのに対し、再生増幅器では増幅器全体で光共振器を構成する。

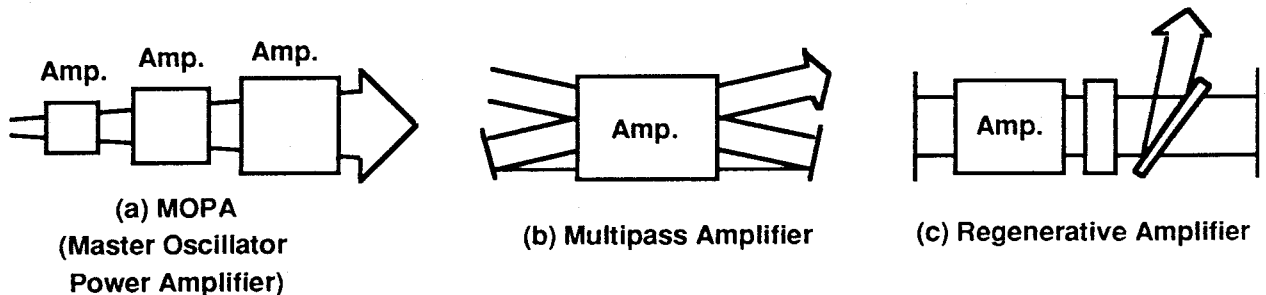


図2-2 各種増幅方式。

ここでは増幅器に再生増幅方式を採用した場合の抽出効率改善について考える。再生増幅器のモデルとしてはLowdermilkとMurrayのモデル（LMモデル）⁴⁾がよく用いられる。LMモデルによれば再生増幅器の抽出効率 η_{EXT} は初期小信号利得 G_0 の関数となる。Ndドープ燐酸塩系ガラスレーザーについて増幅器内の増幅ビームの往復時間をレーザー下準位寿命（Ndレーザーの場合、10ns程度）よりも十分長くすれば（すなわち共振器長を3m程度以上とする）利得回復条件が成立し、このとき G_0 を4以上とすれば η_{EXT} として図2-3のように60~70%が期待できる⁴⁾。ただし、再生増幅器の1パス当たりの損失を10%程度とする必要がある。MOPA方式で達成可能な抽出効率は30%程度であるので、再生増幅方式を採用することで抽出効率は約2倍に向上できることになる。

また、MOPA方式においても入力強度が飽和強度に達すれば高いエネルギー抽出効率の達成が可能であるため、再生増幅方式との最適組み合わせの検討も必要である。

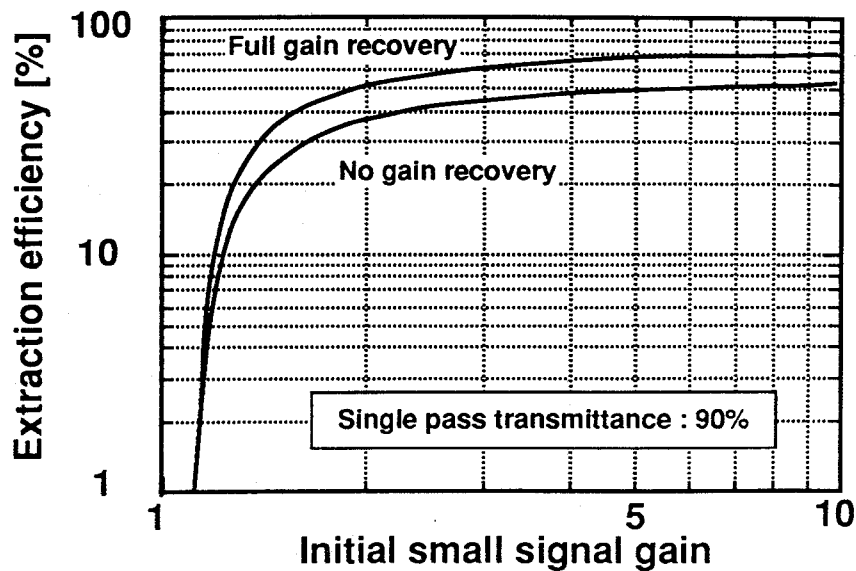


図2-3 Nd : ガラスレーザーによる再生増幅器の抽出効率の計算結果。再生増幅器の抽出効率は初期小信号利得の関数となる。Nd : YAGレーザーについて増幅器内の増幅ビームの往復時間をレーザー下準位寿命よりも長くすれば利得回復条件が成立し、このとき小信号利得を4以上とすれば抽出効率は60~70%が達成できる。(ただし、再生増幅器の1パス当たりの損失を10%程度としている。)

以上 [1]、[2]、[3] の考察をもとにしてフラッシュランプ励起MOPA方式、フラッシュランプ励起再生増幅方式、LD励起再生増幅方式の4方式の固体レーザードライバーの総合効率を比較したものを表2-2に示す。ここで、固体レーザー媒質のガス冷却系に必要な電力による総合効率の低下分 (冷却ガス系ファクター $\eta_{FCF} = 97\%^{5)}$ が考慮されている。

表2-2 固体レーザードライバーの総合効率。

Pump source Amplifier	Flashlamp MOPA	Flashlamp RA	LD MOPA	LD RA
Excitation efficiency	2.6%	2.6%	25%	25%
Extraction efficiency	30%	65%	30%	65%
Tripling efficiency	80%	80%	80%	80%
Flow cooling factor	97%	97%	97%	97%
Overall efficiency	0.6%	1.3%	5.8%	12.6%

以上のように、LD励起固体レーザーシステムでは12%の総合効率を達成することが可能である。また、LD励起方式では従来のフラッシュランプ励起方式に比べて固体レーザー材料への熱負荷を約1/5に低減でき、12Hzの高繰り返し率が期待できる。更に、LDを用いることで装置の寿命が向上し、また、再生増幅器を用いることで装置規模や構成要素数が低減されることが期待できる。

2. 2. 2 波長350 nm、出力4 MJ、効率12%、繰返し12 HzのLD励起炉用ドライバーシステム

前節で述べたレーザー核融合炉用LD励起固体レーザードライバーシステム的设计仕様を波長350 nm、出力4 MJ、効率12%、繰返し12 Hzとする^{1,6)}。光学素子と固体レーザー材料の損傷及び寄生発振を抑制するため、再生増幅器は同じ性能をもつ複数個のディスク型固体レーザー増幅器を集積化したセグメント増幅器構成とする。1ビーム当たりのセグメント構成再生増幅器の構成を図2-4に示す^{1,6)}。ドライバーシステムは32ビームで構成され、セグメント増幅器台数が1ビーム当たり $5 \times 5 = 25$ 台の場合について図示してある。発振器からの低出力で安定なビームは波形整形され、前置増幅器で数J程度に増幅された後、再生増幅器に注入される。注入光はポラライザーとポッケルスセルを通して再生増幅器の共振器内に取り込まれ、ミラー間を往復し、固体レーザー媒質に蓄積されたエネルギーを十分に取出した後、再生増幅器から抽出される。抽出されたビームは波長変換され、ターゲットチャンバーに導かれる。セグメント増幅器では増幅するビームの断面は正方形とする。ディスク型固体レーザー媒質は両サイドより2次元LDアレイで励起される。ディスク型固体レーザー媒質では取り出せる光エネルギーの約2倍の熱が発生するため、12 Hzの繰返し動作を確保するためHeガス流による表面冷却を行う構成である。

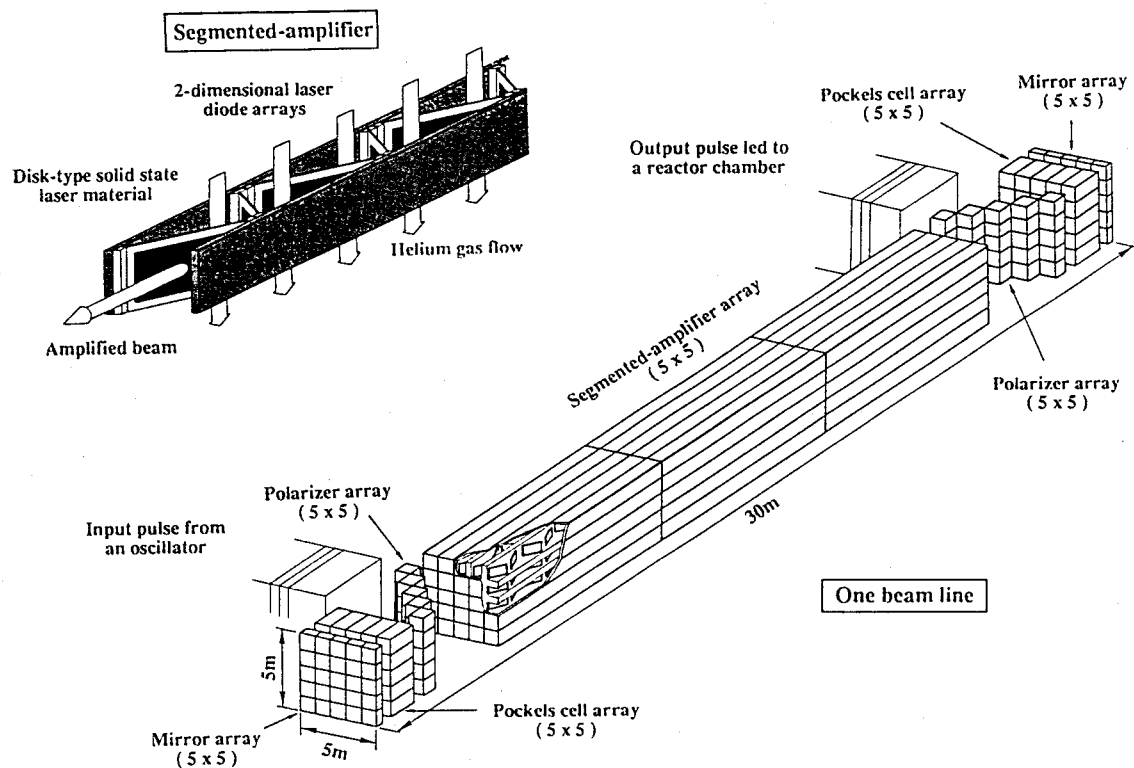


図2-4 LD励起固体レーザードライバーの模式図^{1,6)}。ドライバーシステムは32ビームで構成され、その1ビームライン分について図示してある。主増幅器はセグメント構成の再生増幅器である。各セグメント増幅器は2次元LDアレイで励起されるディスク型固体レーザー増幅器であり、10 Hz程度の繰返し率を確保するためにディスク型固体レーザー媒質はHeガス流により強制冷却される。

2. 3 LD励起高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムの開発

2. 3. 1 システムの構成と特徴

本論文で研究開発したレーザーはLDを励起光源とする高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムである。LD励起Nd:YAGモード同期発振器からの安定な波長 $1.064\mu\text{m}$ の光パルスをLD励起増幅システムで増幅する構成をとっている。Nd:YAG増幅システムは再生増幅器と多段のダブルパスディスク増幅器で構成され、励起用LDに必要とされる出力を低く抑えながら高出力を得るように構成されている。さらに、非線型光学結晶(KTP、LBO、BBO)を用いた波長変換器により、波長 $0.532\mu\text{m}$ 、 $0.355\mu\text{m}$ 、 $0.266\mu\text{m}$ の光パルスを得る。また、このレーザーは $0.325\mu\text{m}$ He-Cdレーザーや $0.248\mu\text{m}$ エキシマレーザー等に替わり得る全固体化された(ホロステリック)短波長コヒーレント光源でもあり、レーザー加工、リングラファイヤ用の光源等各分野への波及効果も期待できる。

高ピーク出力を得るためには媒質の蓄積効果を利用する必要がある。このため一般に蛍光寿命の長い材料を用い、Qスイッチ法により蓄積したエネルギーを一度に放出させる方法を探る。本システムではエネルギー蓄積効果(蛍光寿命 $240\mu\text{s}$)が大きく、吸収のピークに合うLDの高出力化が進んでおり(808nm 、AlGaAs系LD)、ガラス系に比べて熱的な特性が優れており、しかも誘導放出断面積が大きくレーザー発振に優れているNd:YAG結晶を選定した。図2-5に本システムの構成図を示す。

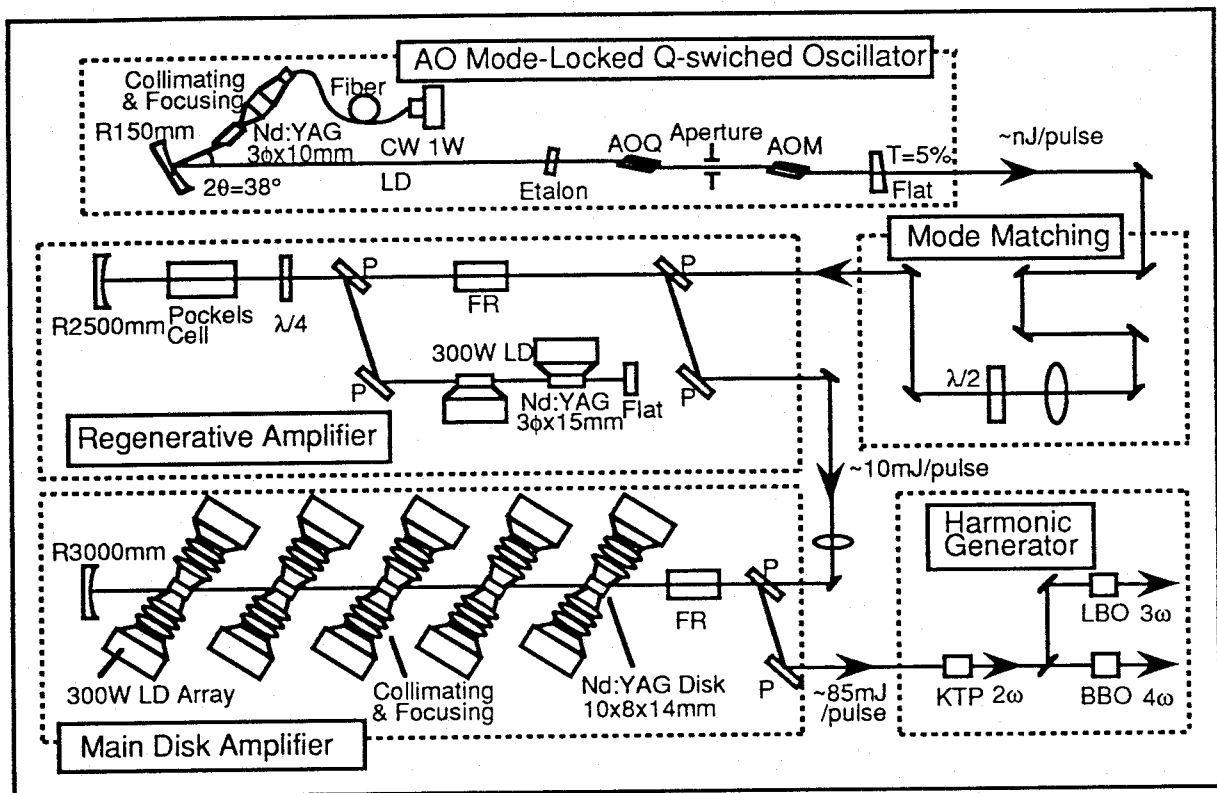


図2-5 LD励起Nd:YAGレーザーシステムの構成図。システムは発振器、再生増幅器、主増幅器、波長変換部で構成される。LD励起Nd:YAGモード同期発振器からの安定な波長 $1.064\mu\text{m}$ の光パルスをLD励起増幅システムで増幅する構成をとっている。増幅システムは再生増幅器とディスク型ダブルパス増幅器で構成され、励起用LDに必要とされる出力を低く抑えながら高出力を得るように構成されている。

次に、本システムの特徴について以下に述べ、増幅構成の概略を図2-6に示す。

- 1) 半導体レーザー（LD）を励起光源にするため、システムの光・光変換効率を12%、電気・光変換効率を4%と高く予想することができる。
- 2) Qスイッチ強制モード同期発振器の安定な光パルス出力を増幅システムで、増幅するMOPA方式であり、システムの安定化、高出力化を図っている。
- 3) 増幅システムは再生増幅器とダブルパスの多段増幅器の混成タイプとし、エネルギー抽出効率（増幅媒質に蓄積されたエネルギー対増幅抽出されたエネルギー）の最適化を図っている。
- 4) 光学部品へのレーザー損傷を避けるためと、なお且つ短パルスである条件を満足する1nsの光パルス幅を選択し、テーブルトップサイズで再生増幅器自体に単一パルス抽出機能を付加し、システムの簡素化を図っている。
- 5) ダブルパスの多段増幅器に比較的大きなビーム断面積を均一に増幅できるLD表面励起で表面Heガス冷却のディスク型増幅器を採用し、この増幅部でビーム径はシステム内で最大の2.5~3mmφとなる。
- 6) 非線型光学結晶（KTP、LBO、BBO）を用いた波長変換器により、波長0.532μm、0.355μm、0.266μmにおいても高ピークパワー、高平均出力光を得る。

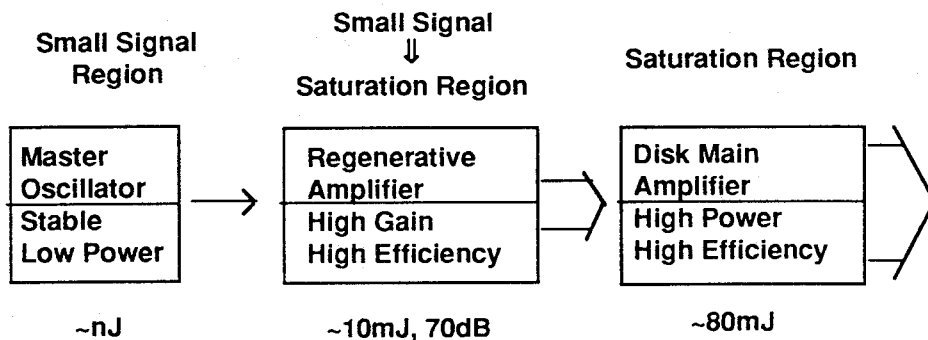


図2-6 システムの特徴と構成。

更に、レーザー核融合炉用ドライバー開発への寄与について以下に述べる。

- 1) LD励起Qスイッチ強制モード同期発振器に関する技術開発
 - ・将来の炉用LD励起ドライバーの発振器部に直接導入できる。
 - ・熱レンズ効果の補償や高安定動作に関する技術を蓄積できる。
- 2) LD励起再生増幅器に関する技術開発
 - ・将来の炉用LD励起ドライバーの増幅方式に関する基礎技術を蓄積できる。
 - ・低注入光エネルギーで動作時の再生増幅共振器モードと注入光モードの関係を評価できる。
 - ・エネルギー抽出効率と利得の回復の関係についての知見を得ることができる。
- 3) ダブルパスのディスク型多段増幅器に関する技術開発
 - ・LD表面励起ディスク型増幅器において、増幅特性を定量的に評価できる。
 - ・高密度、高励起時の熱特性（熱レンズ効果、熱複屈折効果）を測定することにより、炉用LD励起ドライバーの熱的限界を評価できる。
 - ・表面ガス冷却を行い、将来の炉用LD励起ドライバーの主増幅器の冷却技術の基本データを蓄積できる。さらに熱解析コードの適応性と妥当性についての知見が得られる。
- 4) システム全体の技術開発
 - ・炉用ドライバーに必要な高出力、高効率、高繰り返し率を実証し、開発の有用性を検討する。

2. 3. 2 レーザーシステムの目標効率と達成効率

本節では、まず、LD励起Nd:YAGレーザーシステムの総合効率についてその目標値（システム開発目標値と核融合炉用ドライバー開発目標値）について述べる。次に、本研究での開発により得られた達成値のまとめについて本節で述べ、核融合炉用ドライバー開発に対する技術的な要素開発点を明らかにする。なお、詳細な結果及び増幅特性については第4章（再生増幅器の開発）、第5章（主増幅器の開発）で述べる。

(1) レーザーシステムの目標効率

本研究で開発を行うLD励起固体レーザーシステムの目標総合効率は表2-3に示す様に前置増幅器の再生増幅器で2.5%、ディスク型主増幅器で3.3%である。この中で特に重要なのは増幅器の性能を表すエネルギー抽出効率の実証である。再生増幅器においてはレーザー下準位の利得回復がない状態での最大のエネルギー抽出効率を、またダブルパスのディスク型主増幅器においては飽和強度領域での高エネルギー抽出効率を実験的に検証することを目的としている。また、ディスク増幅器のLDアレイ光の励起集光系で80%の伝達効率を確保することが高出力化に向けての重要なポイントである。

表2-3 本システムの目標効率と核融合炉用ドライバーの目標効率。

Items		Regenerative Amplifier	Main Disk Amplifier	LD Pumped ICF Driver
(1) Excitation Efficiency	Radiation effi.	30%	30%	65%
	Absorption effi.	95%	95%	95%
	Quantum effi.	95%	95%	95%
	Quantum defect	75%	75%	75%
	Storage effi.	65%	65%	75%
	Total effi. (1)	13%	13%	33%
(2) Pumping System Efficiency	Transfer effi.	95%	80%	95%
	Coupling effi.	40%	40%	80%
	Total effi. (2)	38%	32%	76%
(3) Extraction Efficiency		50%	80%	65%
Total Efficiency (1)(2)(3)		2.5%	3.3%	16%

表中には比較のために2.2節で述べた将来の炉用ドライバーに必要な効率を示している。また、表2-3中の白抜き文字で示す効率は炉用ドライバーに対する目標値との格差が大きいものであるが、これは使用するLDや増幅器の励起構成を改善することで完全に克服できるものであるため、憂慮すべき問題ではないと考えられる。

(2) レーザーシステムの達成効率と核融合炉用ドライバーへの寄与

本研究で得られたLD励起Nd:YAGレーザーシステムの総合効率は核融合炉用ドライバーに対して重要な意味をもつものである。特に炉用ドライバーに用いられる大型レーザーシステムの総合効率は主に主増幅器の効率によって決定されるため、この点についての評価を行った。

図2-7に本研究で得られた主増幅器の効率と将来の核融合ドライバーの目標値を示す。ここで、表2-3に対する効率に対して以下の結果を得た。

- ・ 励起効率13% (目標値33%)
- ・ 励起システム効率32% (目標値76%)
- ・ エネルギー抽出効率65% (目標値を達成)

繰返し率は50Hzであり、出力は67mJ/1ns (ピーク出力67MW) を達成し、産業用の応用も期待できるものである。

この図における効率の低下分は、

- ・ 励起効率はLDの発光効率を上げることで目標値を達成できる；
- ・ 励起システム効率は励起構成や増幅器構成を最適化することで解決できる；

と何れも主な原因が分かっており、技術的改善を行うことで完全に克服できることが期待される。

これらの効率を同時に達成することにより、核融合ドライバーに必要な総合効率15%程度(第3高調波への変換効率80%を考慮すると12%程度)を実現できることが期待される。

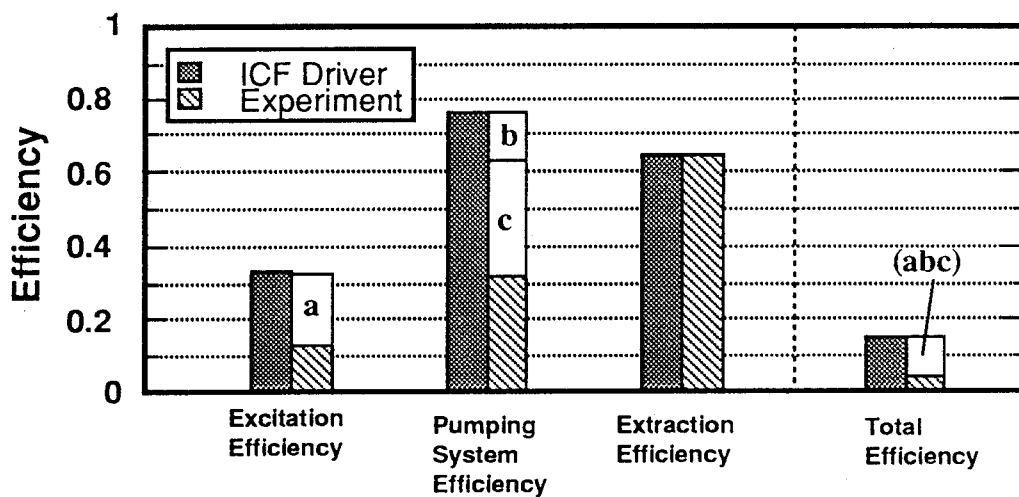


図2-7 本研究で得られた炉用ドライバーの要素効率。

- a : LDの発光効率の向上 (30%⇒65%)
- b : LD光伝達効率の向上 (80%⇒95%)
- c : カップリング効率の向上 (40%⇒80%)

2. 3. 3 熱効果の評価

レーザー増幅器中に生じる励起による熱効果（熱レンズ効果や熱複屈折効果）を定量的に把握し、これを解決することも本システムの開発研究において重要なテーマである。以下に熱レンズ効果と熱複屈折効果について簡単に説明する。

(1) 熱レンズ効果⁷⁾

一般に固体レーザー材料は熱伝導率が低く、励起により、熱が蓄積される。LD端面励起方式ではロッド端面近傍の不均一の励起分布によって、図2-8 (a) に示したように、熱レンズ効果が現れやすい。このような熱レンズ効果はモード同期レーザーのような共振器長の長い光共振器を構成した場合、大きな障害となりレーザー出力に制限を与える。このためレーザーロッドを冷却するかまたは熱レンズ効果を補償する共振器を組む必要がある。

(2) 熱複屈折効果⁷⁾

フラッシュランプやLDによって励起されるNd:YAG等の固体レーザーにおいては、発振や増幅に関与しない吸収された励起光はすべて熱となってレーザー媒質中に蓄積される。このため、レーザー媒質の内部には温度勾配による応力によって熱歪みが生じ、レーザー媒質は光学的異方性をもつようになる。この結果、結晶の主軸方向とこれに直交する方向の屈折率が異なり、進行する光の位相速度が変化する。これが複屈折現象である。レーザー媒質中に複屈折が生じると、この直交する二つの光の相対位相差が原因で波面が歪み、ビーム質が低下する。このためレンズを用いてもビームを絞り込むことができなくなったり、また、直線偏光を増幅する場合には、図2-8 (b) に示したように、楕円偏光になるため透過損失が生じることになる。

以上のような高出力時に問題となってくる熱効果を定量的に把握し、レーザーの高効率化、高出力化を図ることが本研究の目的である。

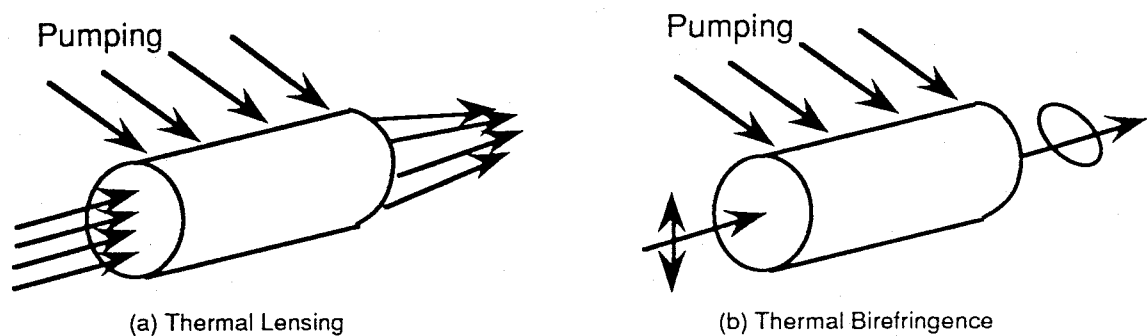


図2-8 熱レンズ効果、熱複屈折効果のモデル図。

2. 4 まとめ

本章ではまず、LD励起固体レーザードライバーの高効率性を中心に概念設計について述べた。次に、産業用の応用も期待され、且つレーザー核融合炉用ドライバーに対する技術的基礎データの取得もできる高効率高出力LD励起Nd:YAGレーザーシステムの概要およびその結果について述べた。本章の結果をまとめると以下の様になる。

[1] LD励起技術と再生増幅器方式を組み合わせることで、総合の効率は従来のフラッシュランプ励起MOPA方式の0.6%が炉用ドライバーとして十分な12.6%まで向上できることが期待されることが分かった。

[2] LD励起高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムを設計した。このシステムは発振器、再生増幅器、ディスク型主増幅器、波長変換器とで構成されている。発振器は強い熱レンズを補償できる構成であり、安定なモード同期Qスイッチ方式を採用した。前置増幅段には高利得で高効率にエネルギー抽出を行う再生増幅方式を用い、飽和エネルギー領域付近までビームを高利得、高エネルギー抽出で増幅する構成である。その後切り出されたビームを高ビーム品質で増幅することを目指した表面LD励起ディスク型増幅器を通過させ、高エネルギー抽出で高出力に増幅する構成とした。波長変換部では非線型光学結晶(KTP、BBO、LBO)を使い、高効率で紫外光を発生する。

[3] 本システムの炉用ドライバーへの寄与としては高繰返し動作と高効率性の実証である。安定な発振器を構築した後に再生増幅器において50%以上、主ディスク増幅器において80%以上の高エネルギー抽出が理論的に期待される。このとき、損失のファクターとされる高励起時に発生する増幅器中の熱的問題(熱レンズ効果や熱複屈折効果)を定量的に評価し、上記高抽出効率を実現するための開発課題を明確にした。

[4] 本研究で得られた主増幅器の効率は(1)励起効率13%(目標値33%)、(2)励起システム効率32%(目標値76%)、(3)エネルギー抽出効率65%(目標値を達成)であり、効率低下の原因を明らかにした。これらの技術問題を解決することにより、核融合ドライバーに必要な総合効率15%程度(第3高調波への変換効率80%を考慮すると12%程度)を実現できることが分かった。なお、増幅器の詳しい動作特性においては第4章、第5章で述べる。

参考文献 (第 2 章)

- 1) 内藤健太, 山中正宣, 中井貞雄, 核融合研究, **68** 別冊(1992) 353.
- 2) J. F. Holtzrichter, Lawrence Livermore Laboratory, Report No.UCRL-52868, April (1980).
- 3) J.L.Emmett, W. F. Krupke and W. R. Sooy, Lawrence Livermore Laboratory, Report No.UCRL-53344,November (1980).
- 4) W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, J. Appl. Phys. ,**51** (1980) 2436.
- 5) W. F. Krupke, Fusion Technology, **15** (1989) 37.
- 6) M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi and S. Nakai, Proc. of 7th Int. Conf. Emerging Nuclear Energy Systems, Ed. H. Yasuda,World Scientific, Singapore (1994) 145.
- 7) J. L. Emmett, W. F. Krupke and W. R. Sooy, Lawrence Livermore Laboratory, Report No.UCRL-53571,September (1984).

第3章 LD励起強制モード同期Qスイッチ発振器の開発

3.1 はじめに

高出力レーザーシステムでは、出力安定性、パルス幅の制御性と安定性等のレーザー特性の信頼性は、発振器の性能によって左右される。LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの発振器部には高安定な共振器構成が必要であるため、効率よくTEM₀₀が得やすい端面(軸)励起方式の共振器構成^{1,2)}とした。また、同時に第4章での再生増幅器で立上り4nsのポッケルスセルを用いて単一パルス抽出、増幅を行うためには、最低でも10ns程度間隔のパルス列が必要であり、これはモード同期技術により1.5mの長い共振器構成で達成される。しかし、固体レーザー材料は熱伝導率が悪く、特にLDの端面励起方式ではロッド端面近傍の不均一の励起分布によって熱レンズ効果が現れやすい。このような熱レンズ効果は共振器長の長い光共振器を構成した場合、大きな障害となりレーザー出力や安定性に制限を与える。このためレーザーロッドを冷却するかまたは熱レンズ効果を補償する共振器を組む必要がある。

本章では主に熱レンズ効果に重点を置き、その補償と熱レンズ補償型の発振器開発について述べる。ここでは熱レンズ効果を含んだ発振器モデルを仮定し、光学マトリックスによる解析から熱レンズ効果の補償を試みた³⁾。その補償効果は開発を行ったLD励起Nd:YAGレーザー発振器を用いて確認した⁴⁾。さらに、上述の安定なパルス列発生を実現するために、モード同期とQスイッチを併用したAMQ (Actively Mode-locked and Q-switched)方式を採用し動作特性を評価した。また、増幅段での光学ダメージを軽減するためにエタロン板によりパルス幅を広げ、理論との比較を行った。

3.2 熱レンズ効果

3.2.1 熱レンズ効果の発生機構

光励起されているレーザーロッド内の温度分布はレーザー材料特性(熱伝導率)等に依存し、一般的には空間的に不均一になっている。このレーザーロッド内の温度分布により屈折率が変化し、熱レンズが形成される。

ロッド材料では熱レンズ効果の原因となる屈折率の変化は主にロッドの径方向に依存している。屈折率は次式に示されるように温度変化そのものによる項と熱応力による項とに分けられる。

$$n(r) = n_0 + \Delta n_T(r) + \Delta n_e(r) \quad (3.1)$$

ここで、 n_0 はロッド中心での屈折率、 $\Delta n_T(r)$ は温度による屈折率変化、 $\Delta n_e(r)$ は熱応力による屈折率変化である。更に一様励起を仮定し、温度分布や光弾性効果を考慮すると、上式は次のようになる。

$$n(r) = n_0 \left[1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0 \alpha C_{Tq} \right) r^2 \right] \quad (3.2)$$

ここで、 Q は単位体積当たりが発生する熱量、 K はレーザー材料の熱伝導率、 α は線膨張係数、 C_{Tq} は光弾性係数、 dn/dT は屈折率温度係数である。

また、レーザー媒質の熱膨張による端面の変形 $l(r)$ によっても熱レンズが生じ、それは次式で示される。

$$l(r) = \frac{-\alpha r_0 r^2}{4K} \quad (3.3)$$

熱レンズ効果はこれら全ての効果で引き起こされる。(3.1) ~ (3.3) 式より熱レンズ焦点距離 f_0 は次式のように表される⁵⁾。

$$f_0 = \frac{KA}{P_a} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + aC_{Tq}n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

ここで、 P_a はロッドに入射される熱入力、 A はロッド断面積、 L はロッド長である。

熱レンズ焦点距離は主に第1項の温度による屈折率変化と第2項の熱応力による屈折率変化で決定される。第3項は熱膨張によるロッド長変化を表すものであるが、熱レンズ焦点距離に与える影響は数%程度である。また上式より熱レンズ焦点距離はロッドの断面積に比例し、熱入力に反比例することが分かる。

3. 2. 2 LD励起固体レーザーにおける熱レンズ効果の測定

実験装置の構成を図3-1に示す。最大CW出力800mWの励起用LD (SONY SLU304XR) はペルチェ素子を使って温度制御を行い、それぞれのレーザー材料の吸収波長のピーク (Nd:Glass、Nd:YLFでは800nm、Nd:YAG、Nd:YVO₄では809nm) に発振波長を同調させてある。LD光は図3-1の様にコア径400 μ mの光ファイバーを通し、コリメートレンズで平行にされ、固体レーザー材料に $f = 25$ mmのレンズで集光される。一方、プローブ光 (632.8nm He-Neレーザー) は反対側から励起光のモードボリュームと合うように調整されている。熱励起された固体レーザー材料透過後のプローブ光をビームスプリッター (LD透過、He-Neレーザー光反射) で反射させ、固定レンズ ($f = 200$ mm) を用いて集光している。熱レンズ焦点距離の算出は固定レンズとロッド内に生じる熱レンズ f_0 の合成焦点距離の変化量から求めた。熱レンズ焦点距離 f_r は合成レンズの公式より次式で与えられる。なお、レーザーロッドは自然冷却状態で設置している。

$$f_r = d - f + \frac{f^2}{\Delta s} \quad (3.5)$$

ここで、 d はロッドから固定レンズまでの距離、 f は固定レンズの焦点距離、 Δs は励起前と励起時の焦点距離の変化量を表す。

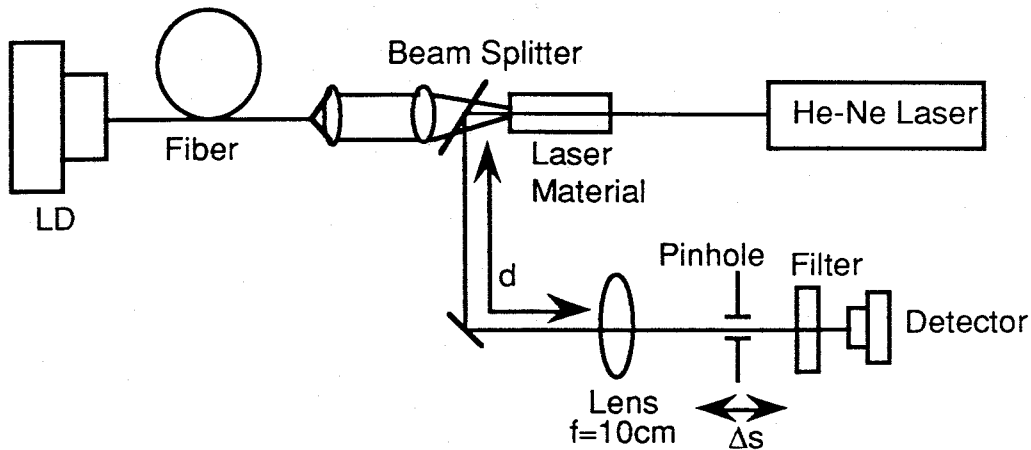


図3-1 熱レンズ効果測定配置図。

図3-2に入力LDパワーに対するレーザー材料の熱レンズ屈折力 ($1/f_r$) 特性を示す。測定材料は典型的なLD励起固体レーザー材料であるNd:YVO₄、Nd:Glass、Nd:YAG、Nd:YLFを用いた。この結果より、屈折力 ($1/f_r$) は入力エネルギーに比例しており、従来のフラッシュランプ励起と同様の比例傾向が得られた。熱レンズ焦点距離 f_r は入力パワー400mWにおいてNd:YLFで10m以上、Nd:YAGで5m、Nd:Glassで4m、Nd:YVO₄で3mとなった。

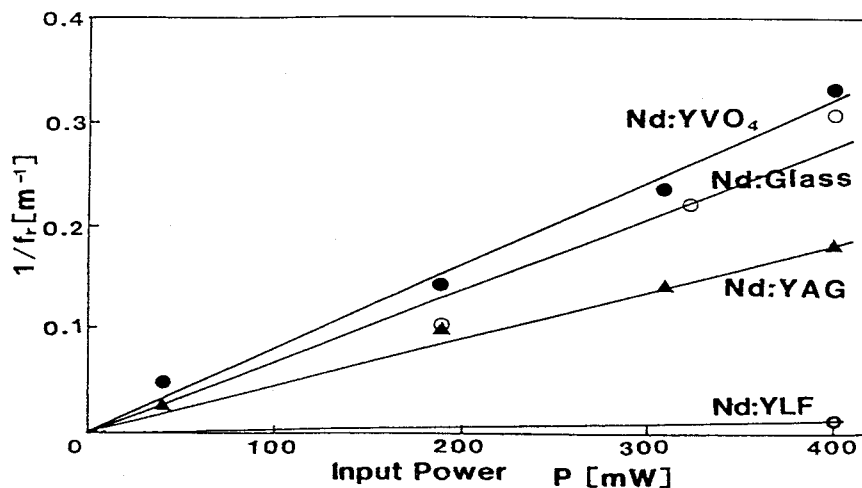


図3-2 入力LDパワーに対するレーザー材料の熱レンズ屈折力 ($1/f_r$) 特性。

次にレーザー発振時における熱レンズ特性を図3-3に示す。共振器はNd:YAGのダイクロイックコートの端面と曲率半径120mmのミラーで構成されており、図3-1と同じ構成で測定した。図中にこのときのNd:YAGレーザーの入出力特性を点線で、熱レンズ特性を実線で示す。発振時の熱レンズ特性は入力パワーに対して非直線になり、非発振時の熱レンズ特性は比例関係になっていることが分かる。これより光-光変換効率が高いところではしきい値付近に比べて熱レンズ屈折力の差が大きくなっており、レーザー発振によって熱レンズ効果が緩和されていることがわかる。

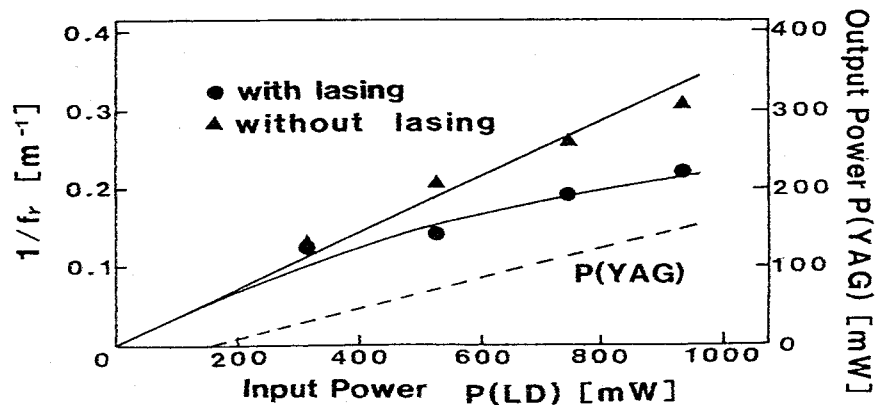


図3-3 入力LDパワーに対するレーザー材料の熱レンズ屈折力 ($1/f_r$) 特性。

Innocenzi⁶⁾らはLD端面励起時の熱効果を定量的に評価している。それによるとLDの端面励起による局所的な熱分布により引き起こされる熱レンズ焦点距離は入力1W時でNd:YAG (典型的な端面励起方式に用いられるレーザーロッド $3\phi \times 5 \sim 10$ mm) において3~4 cmとなる。今回計測した値はそれの2桁大きいものとなっている。これはプローブ光がロッドを通過する際にビームパターンに含まれる熱レンズを平均化して測定を行ったためであると考えられる。このロッド端面近傍の局所的な強い熱レンズ効果はモード同期レーザー等を組む際に大きな問題となってくる。

3.3 熱レンズ効果の補償

3.3.1 ABCD光学マトリックスを用いた熱レンズ効果の補償

LDの高密度励起による熱レンズ効果の補償を図3-4の非点収差補償型共振器⁷⁾で試みることにする。共振器はブルースターカットされたロッドの端面M₁と折り返しミラーM₂、出力ミラーM₃から構成されている。この共振器においてABCDマトリックスを用いて、ロッドの端面でのスポットサイズ ω_1 、出力ミラー端でのスポットサイズ ω_3 を計算し、安定性を考察する。

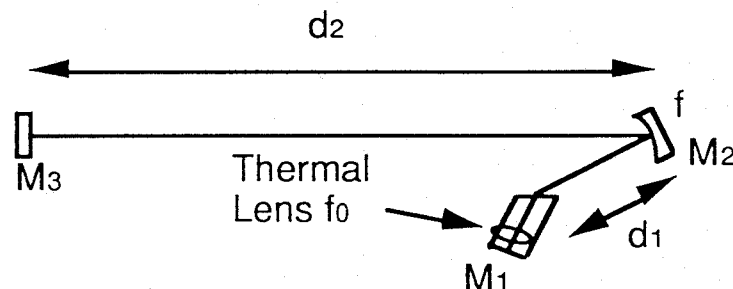


図3-4 非点収差補償型共振器。

図3-4における共振器のスポットサイズの解析はABCD光学マトリックス⁸⁾を用いて行った。ABCD光学マトリックスは光学系（レンズや反射鏡、等方的な物質などの光学要素）を2行2列の行列で表されるブラックボックスとし、その光学系の特性を暗箱に入射するビームの位置と勾配、及び出射するビームの位置と勾配から定める方法である。

(1) 熱レンズ効果なしの場合

図3-5に上述の共振器をモデル化したものを示す。このモデルにおけるミラーM₁上のスポットサイズ ω_1 を計算する際のABCD光学マトリックスは式(3.6)で与えられる。

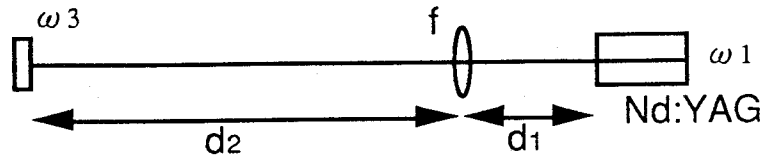


図3-5 共振器モデル（熱レンズ無し）。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

ここで、共振器長 ($d = n d_0 + d_1 + d_2$) はモード同期レーザーに利用するために150cmとし、Nd:YAGの屈折率 $n = 1.82$ 、折り返しミラーの焦点距離を $f = R/2$ (R :曲率半径)とした。スポットサイズはABCDマトリックスの各成分より、次式で与えられる⁸⁾。

$$\omega^2 = \frac{\lambda}{\pi n} \frac{|B|}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}} \quad (3.7)$$

図3-6にロッド端面上でのスポットサイズ ω_1 と出力ミラー端でのスポットサイズ ω_3 特性を示す。横軸はロッドと折り返しミラー間の距離 d_1 であり、スポットサイズは式(3.6)、式(3.7)より計算したものである。

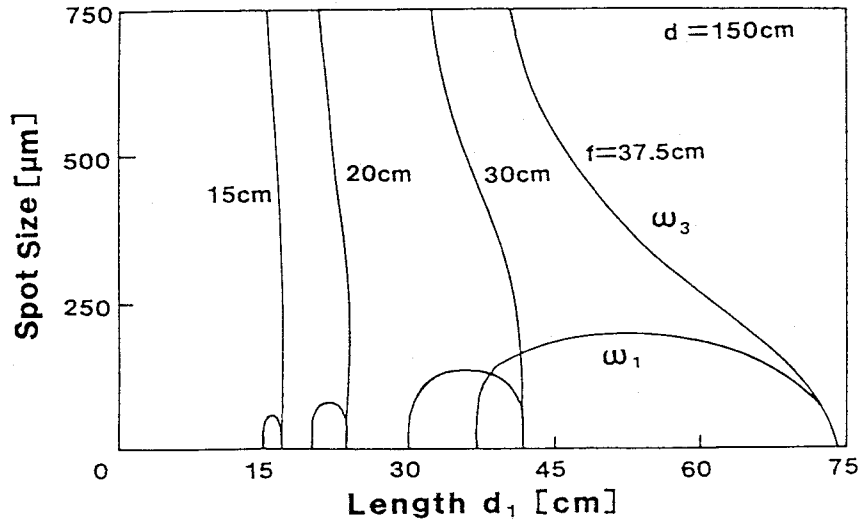


図3-6 ロッド端面上でのスポットサイズ ω_1 と出力ミラー端でのスポットサイズ ω_3 特性。共振器長は150cmであり、パラメータは折り返しミラーの焦点距離 f としている。

(2) 熱レンズ効果ありの場合

図3-7に共振器モデルを示す。このモデルにおけるミラー M_1 上のスポットサイズ ω_1 を計算する際のABCD光学マトリックスは式(3.8)で与えられる。励起エネルギーはロッド端面から500 μ m付近ではほとんど吸収される。そのため熱レンズはロッド端面から500 μ mの位置に生ずると仮定した。

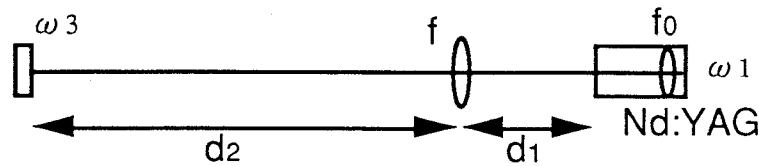


図3-7 共振器モデル (熱レンズあり)。

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & 0.05nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0.95nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 &\times \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0.95nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0.05nd_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

図3-8 (スポットサイズ ω_1) は横軸 $\Delta d_1 = (d_1 - f)$ に対するスポットサイズを式(3.6)、式(3.7)より計算したものである。ここで、パラメータ f_0 は熱レンズ焦点距離であり、 $f_0 = \infty$ (つまり、熱レンズなし) のスポットサイズ特性を維持することが熱レンズ補償の目的である。これより、折り返しミラーの f を7.5cmとすることにより、 $\Delta d_1 = -0.73$ cmのとき熱レンズ焦点距離 $f_0 = 1$ cmの非常に強い熱レンズ効果を補償できることがわかる。また、図3-9は出力ミラー端のスポットサイズ ω_3 について同様に計算したものである。この結果からも熱レンズ効果の補償に対して同様の結果が得られた。

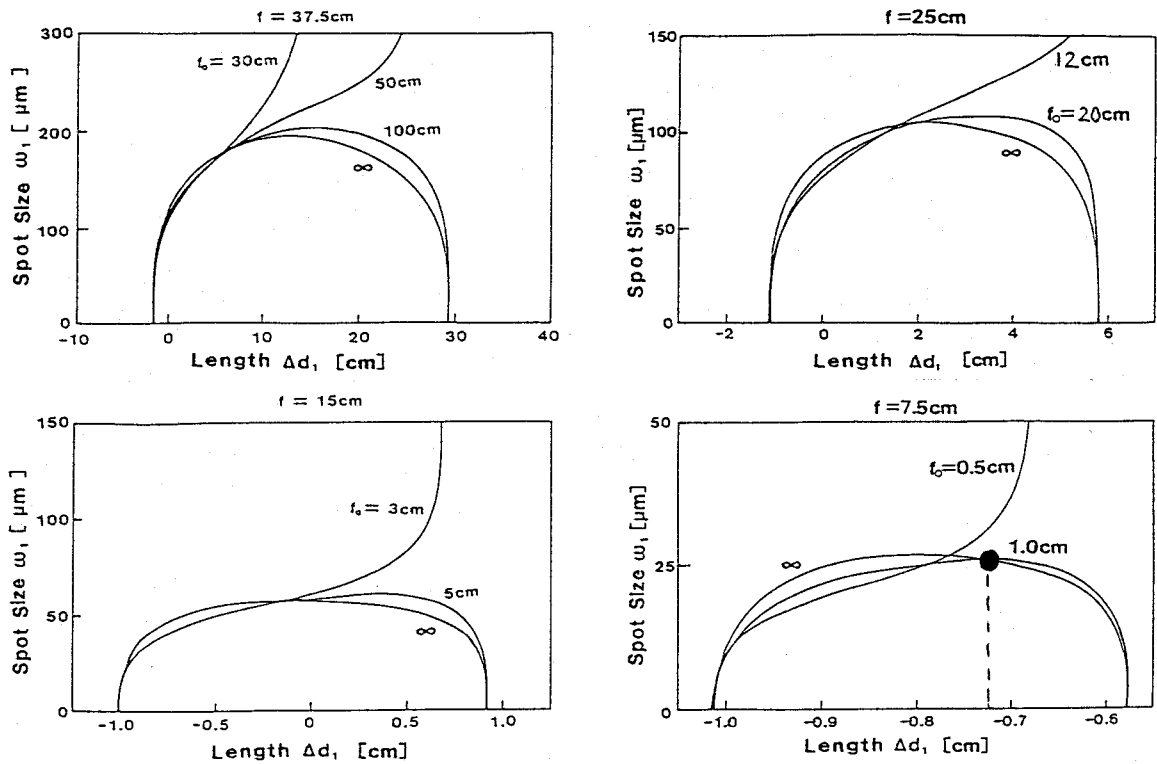


図3-8 ロッド端面上でのスポットサイズ ω_1 特性。パラメータは熱レンズ焦点距離 f_0 であり $f_0 = \infty$ (熱レンズ無し) の特性を維持する焦点距離まで補償できることを示している。折り返しミラーの焦点距離が $f = 7.5 \text{ cm}$ の場合、 $\Delta d_1 = -0.73 \text{ cm}$ で $f_0 = 1 \text{ cm}$ までの非常に強い熱レンズを $\Delta d_1 = -0.73 \text{ cm}$ で補償できている。

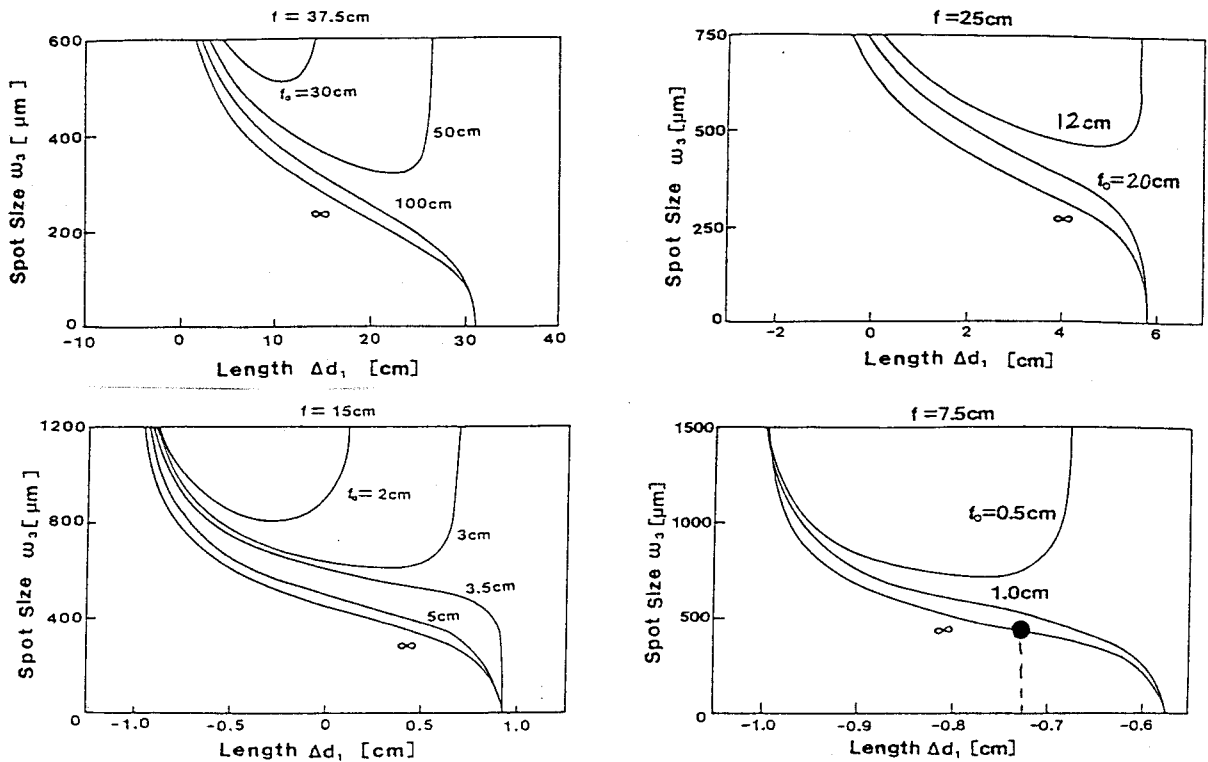


図3-9 出力ミラー端でのスポットサイズ ω_3 特性。パラメータは熱レンズ焦点距離 f_0 であり $f_0 = \infty$ (熱レンズ無し) の特性を維持する焦点距離まで補償できることを示している。折り返しミラーの焦点距離が $f = 7.5 \text{ cm}$ の場合、 $\Delta d_1 = -0.73 \text{ cm}$ で $f_0 = 1 \text{ cm}$ までの非常に強い熱レンズを補償できている。

3. 4 熱レンズ効果が補償されたLD励起Nd:YAGレーザー発振器の開発

3. 4. 1 発振器の構成

発振器の構成を図3-10に示す。励起源は波長808nmのCW1W-LD (SLU304XR, SONY) 及びCW3W-LD (SDL2482, Spectra Diode Lab.)を用いた。ブルースター角カットのNd:YAG結晶(3φ×10mm、1at%)の端面にはダイクロイックコーティングが施されており、非点収差を補償するために折り返しミラーの角度θを約10度に調整してある。共振器長は1500mmであり、共振器中には超音波Qスイッチ素子AOQ (NEOS社, N30027)、超音波モード同期素子AOM (NEOS社, N10050)及びモード径の制限を行うアパーチャを挿入している。また、AOQ、AOMはNd:YAGと同様に発振時の不要なモードの発生を防ぐためブルースターカットにした。変調周波数は50MHzであり、発振器は50Hzで動作する。また、パルス幅の変更は厚さ7mm (熔融石英製)の縦モード選択エタロン板によって行った。

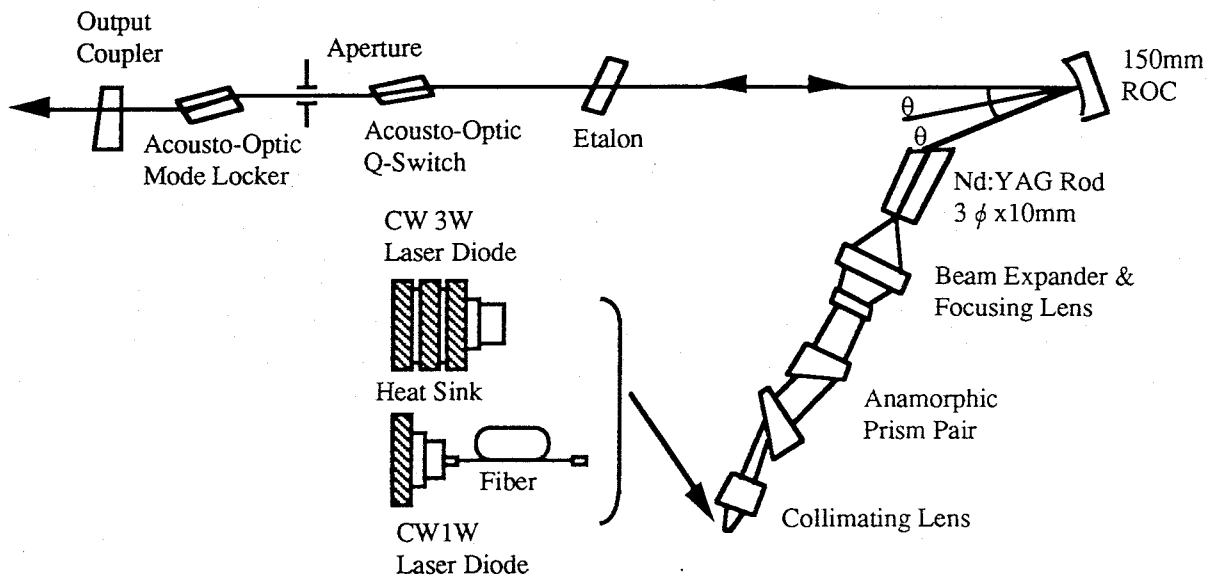


図3-10 LD励起Nd:YAGレーザー強制モード同期Qスイッチ発振器。

3. 4. 2 発振器CW入出力特性

図3-11にAOM、AOQ挿入時のCW入出力特性を示す。入力パワー1.6Wにおいて出力ミラーの透過率T=10%で発振しきい値820mW、最大出力84.6mW、スロープ効率10.8%が得られた。

レーザー発振しきい値 P_{th} は次式で与えられる。

$$P_{th} = \frac{h\nu A [L_i - \ln(R)]}{2\sigma\eta_1\eta_2\eta_3\tau_f} \quad (3.10)$$

ここで、 η_1 はレーザー媒質へ励起光が入射する効率、 η_2 はレーザー媒質に入射した励起光がレーザーモード体積に吸収される効率、 η_3 はレーザーモード体積に吸収された励起光がレーザー発振に必要な反転分布に寄与する効率である。 $h\nu$ はレーザー光子1個のエネルギー、 A は発振レーザーモード断面積、 L_i は1往復の共振器内部ロス、 R は出力ミラーの反射率、 σ は誘導放出断面積、 τ_f はレーザー上準位の寿命である。

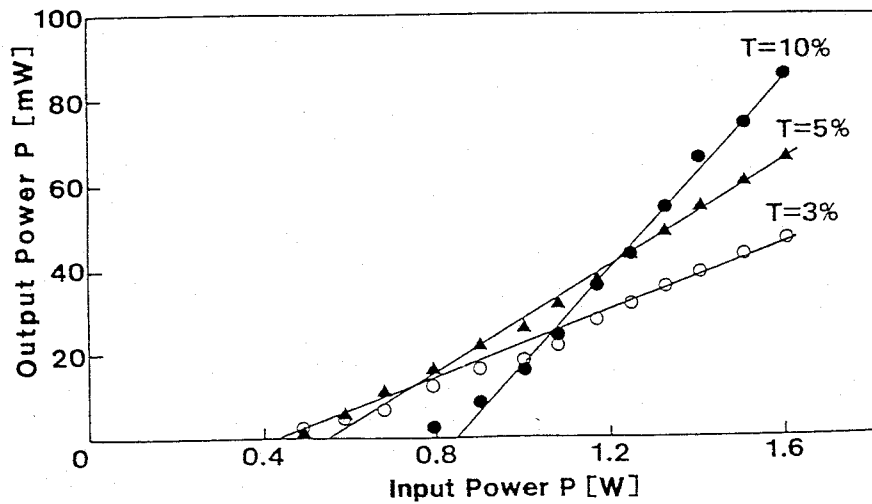


図3-11 発振器CW入出力特性。

レーザー共振器内部ロス L_i は図3-11のレーザー発振特性から決定できる。つまり、式(3.10)を変形し、図3-12に示すように発振しきい値に対する $-\ln(R)$ 特性の交点より知ることができ、この場合、共振器内部ロス L_i は4.2%となった。これは、折り返しミラー上でのロスや、共振器内に挿入した光学素子(AOM、AOQ)でのロスがたし合わされたものである。

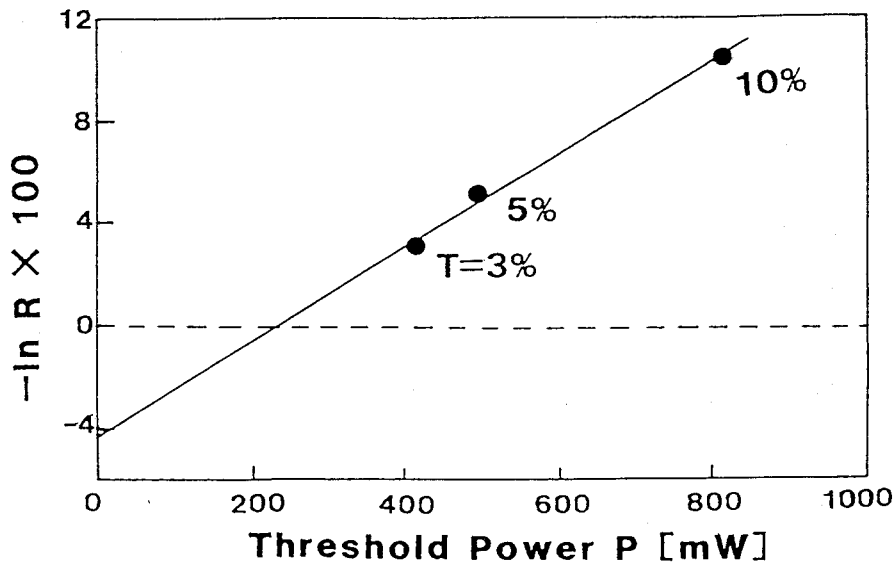


図3-12 共振器損失特性。

3.4.3 熱レンズスポットサイズ特性

熱レンズ効果の補償はスポットサイズの測定によって評価した。発振器の構成上スポットサイズの測定は出力ミラー端面 (M_3 , ω_3) において行った。測定はCCDリニアイメージセンサー(TCD105C, 東芝)を用いて行った。図3-13に測定系のブロック図⁹⁾を示す。 $p \mu\text{m}$ の画素ピッチのCCDを $f_{RS} \text{Hz}$ の読み出しクロックで動作させた(周期は $1/f_{RS}$)とき、ある任意のレベルが τ_S であったとすると、そのときの空間距離 w は次式で与えられる⁹⁾。

$$w = \left(\frac{\rho}{T}\right) \times \tau_s \quad (3.9)$$

CCDが飽和露光量を越えるとブルーミング現象を起こし測定幅が大きくなることがあるため、入射光量はNDフィルターによって調整した。

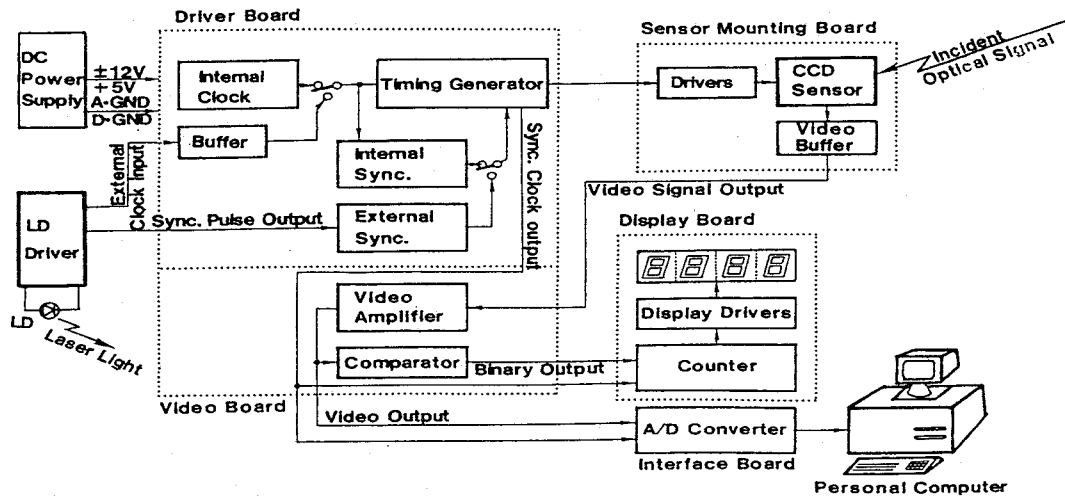


図3-13 CCDリニアイメージセンサーの測定系ブロック図。

図3-14に発振器におけるスポットサイズ ω_3 の測定結果を示す。 Δd_1 の変化は折り返しミラー (M_2) を前後に移動して行った。折り返しミラー (M_2) の構造上、折り返し角度 2θ は18度から22度まで変化した。図中の斜線の部分は $2\theta = 18 \sim 22$ 度のときのスポットサイズの計算値である。黒丸はCCDリニアイメージセンサーによって測定した ω_3 のスポットサイズである。結果より測定値はほぼ計算値に近い値が得られている。また、この測定点は図3-15の様に励起パワーを200mWから500mWまで変化させた場合でも一定であることから熱レンズ効果の補償が行われていると考えられる。

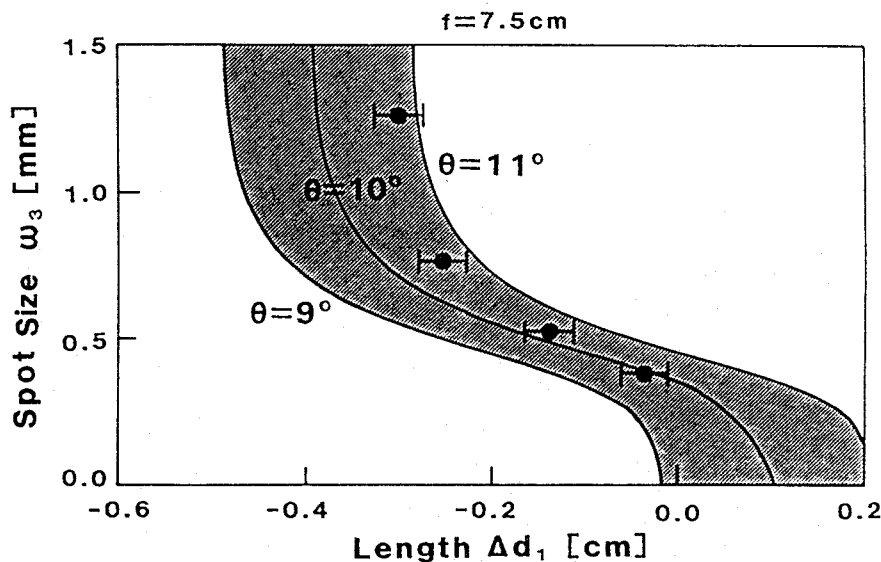
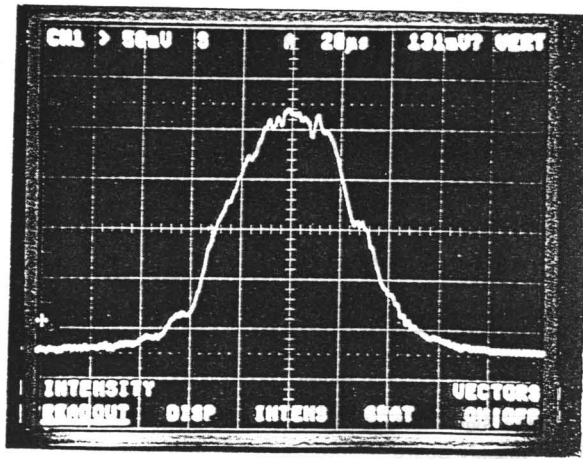
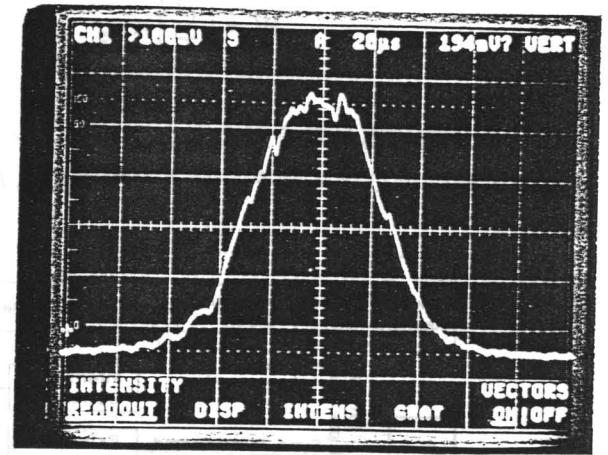


図3-14 発振器の出力ミラー端での熱レンズスポットサイズ特性。



(a)



(b)

図3-15 出力ミラー端でのスポットサイズ。(a) 励起パワー200mW、(b) 励起パワー500mW (水平1div=160μm)。

3.4.4 モード同期パルス幅特性

ブラッグ回折効果を用いた、音響光学変調器の単一通過光の振幅は、以下で与えられる^{10,11)}。

$$m(t) = \cos(\theta_m \sin 2\pi f_m t) \quad (3.11)$$

ここで、 θ_m は変調器の変調度、 f_m は変調周波数である。
均一広がり活性媒質のゲインをローレンツ型で与えると、

$$g_a(f) = \frac{\exp g}{1 + 2j \left(\frac{f - f_a}{\Delta f} \right)} \quad (3.12)$$

ここで、 g はラインセンター f_a の1往復での飽和利得、 Δf はスペクトル幅である。

エタロン板の透過特性 T_e は

$$T_e = \frac{(1-R)}{1-R \exp(i\delta)} \quad (3.13)$$

$$\delta = nh \cos \theta \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) \quad (3.14)$$

となる。 h はエタロン板の厚さ、 n はエタロン板の屈折率、 θ はエタロンの入射角である。
次に、エタロンの透過率が最大値と最小値の半分となるときの $\delta = \delta_{1/2}$ とし、そのときのバンド幅を Δf_e とすると、エタロンによるバンド幅は次式で示される。

$$\Delta f_e = \frac{c}{\pi n h} \sin^{-1} \left[\frac{1-R}{\sqrt{2(1-R^2)}} \right] \quad (3.15)$$

均一広がりレーザーでのモード同期理論から、定常状態のパルス幅 τ_p は、

$$\tau_p = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\theta_m f_m}} \left(\frac{g}{\Delta f^2} + \frac{1}{\Delta f_e^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.16)$$

となる^{10,11})。ここで、 Δf はレーザー材料の蛍光スペクトル幅、 g はプリレーズ時での1往復での相対ゲイン係数である。ここで、実験で使用したNd:YAGレーザーで考えてみる。 $\theta_m = 0.45$ 、 $f_m = 50 \text{ MHz}$ 、 $\Delta f = 150 \text{ GHz}$ 、厚さ7mmのエタロン板により式(3.15)で得られる $\Delta f_e = 6.24 \text{ GHz}$ を式(3.16)に代入するとパルス幅は約1 nsとなる。

図3-16はAOモードロッカーの変調度 θ_m が0.2~0.45まで変化したときの利得に対するモードロックパルス幅特性である。これより、エタロンを入れた場合にはパルス幅はエタロンの透過スペクトル幅で制限され利得によらず一定であることが分かる。

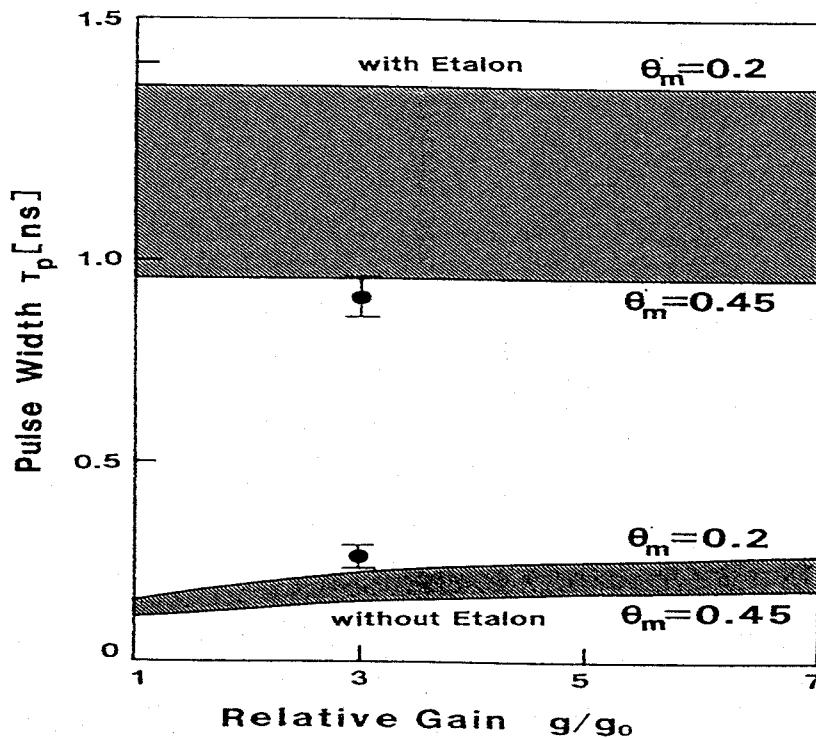


図3-16 モードロックパルス幅特性。

3. 4. 5 モード同期パルス幅の測定

モード同期は、共振器長で決まる共振周波数とモードロッカーの入力周波数間で定在波が立つときに達成される。共振器長の調整は出力波形をGe-A PD (Avalanche Photo Diode) 検知器でモニターすることにより行った。典型的なモード同期Qスイッチパルス波形を図3-17に示す。Qスイッチパルス幅は600 ns (FWHM)で、モード同期パルス列間隔は10 nsである。最大エネルギーは0.5 nJ/パルスであり、出力安定度は約±3%が得られた。しかし、この検知系では立上り時間の制限があるため(～1 ns)、個々のモード同期パルス幅は正確に測定できない。そこでSHG強度相関法を用いてパルス幅を測定した。

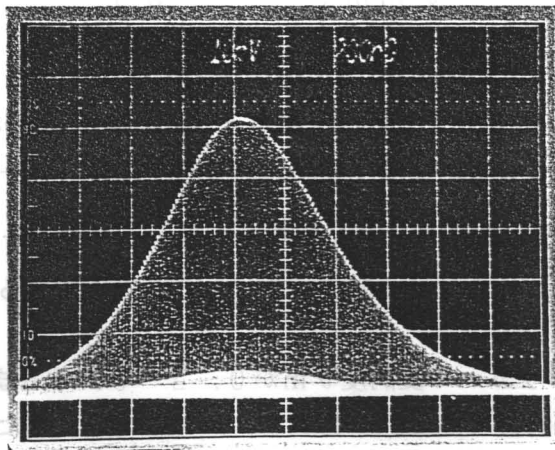


図3-17 AOモード同期Qスイッチパルス波形。

パルス幅の測定は図3-18のSHG強度相関法¹²⁾を用いて行った。一般に第2高調波発生相関法はピコ秒やフェムト秒の光パルス計測(赤外～可視域)に用いられる。SHG相関計はマイケルソン干渉計とSHG結晶(BBO結晶、5.5×4.5×7.0 mm)、光検出器から構成される。干渉計の一方の光路長を可変し、干渉計内で2つに分割されたビームは相対時間差 τ をもってSHG結晶に入射する。位相整合のとれた結晶中のSH光(2ω)の信号強度 I_{SH} は、 $\tau=0$ のとき最も強くなる。光検出器で得られる時間積分された信号を τ の関数として測れば、次式で表される二次の自己強度相関関数 $G^{(2)}(\tau)$ が得られる。

$$G^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t-\tau) dt \quad (3.17)$$

図3-19に測定したパルス幅 t_0 (図中)を示す。パルス幅($\tau_0 = t_0 / 1.41$)は(a)短パルス側で 265 ± 12 ps、(b)長パルス側で 910 ± 42 ps(リッドエタロン有り)であった。これらのパルス幅はほぼ計算値に近い値であった。

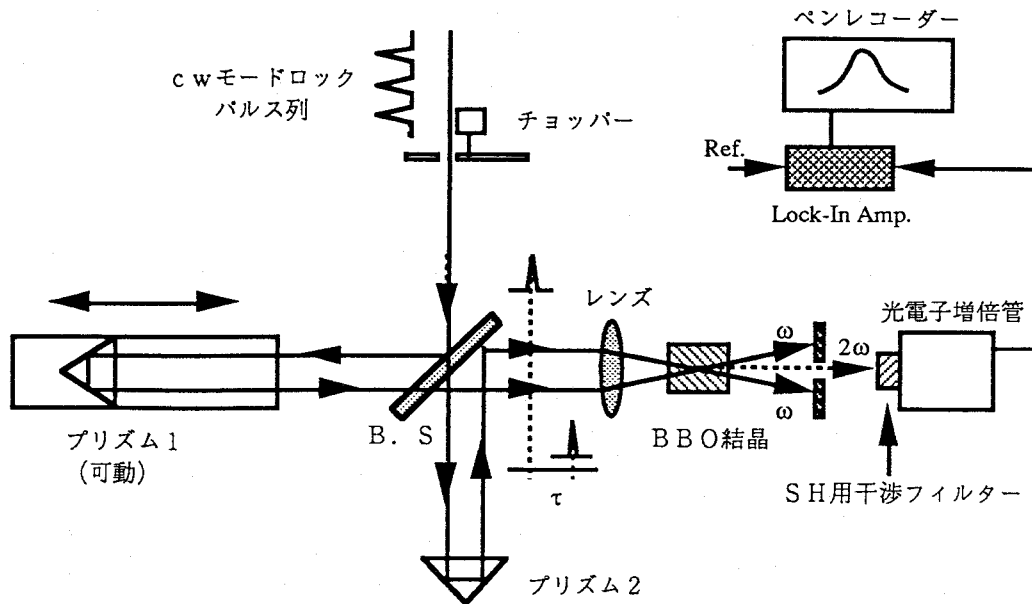


図3-18 SHG強度相関法によるパルス幅測定系。

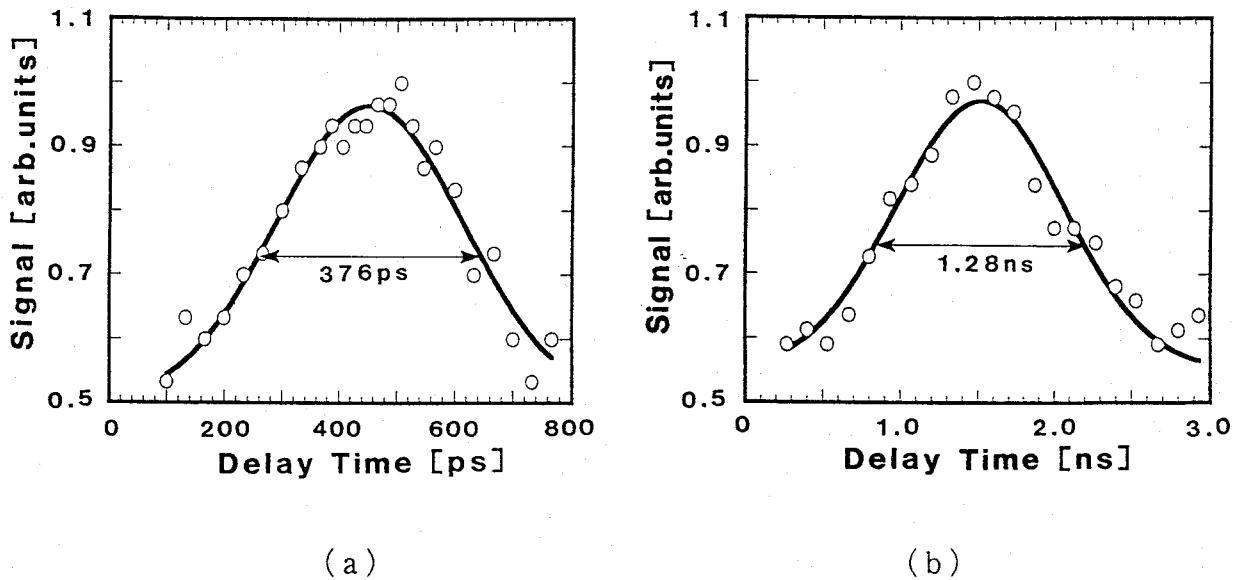


図3-19 SHG強度相関法によるモード同期パルス幅 ($\tau_0 = t_0 / 1.41$)。実線はガウシアンカーブでフィッティングしたもので、(a)のエタロン板なしでは $265 \text{ ps} = 376 \text{ ps} / 1.41$ 、(b)の厚さ7mmのエタロン板挿入後では $910 \text{ ps} = 1.28 \text{ ns} / 1.41$ のパルス幅が測定された。

3. 4. 6 非点収差の補償

図3-10に示したように発振器ではロスの軽減とレーザーロッドでのエタロン効果を避けるためブルースター角カットのNd:YAGロッドを用いている。一般にブルースター角カットのレーザーロッドでのビームの非点収差は折り返しミラーM₂の角度を調節することにより補償できる⁷⁾。ブルースター角カットのレーザーロッドのXZ平面、YZ平面の有効厚さの差は次式で与えられる。

$$d_x - d_y = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^2} - t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (3.18)$$

ここで、tはロッド長、nはロッドの屈折率を表す。非点収差のために生じる折り返しミラー中心でのXZ、YZ平面の焦点距離の差は次式で示される。

$$f_x - f_y = \frac{f}{\cos\theta} - f \cos\theta \quad (3.19)$$

これらより、非点収差の補償は(3.18)式、(3.19)式を等しいとして解くことができ、次式で与えられる。

$$f \sin\theta \tan\theta = t(n^2 - 1) \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (3.20)$$

f = 75 mm、n = 1.82 (Nd:YAG)、長さL = 10 mmより補償角度θは13.8度となる。実際には発振不安定のため、10度としている。このため発振モードはTEM₀₀モードが1:0.65比の楕円形になっており、今後、更に最適化を図る必要がある。

3. 4. 7 熱複屈折の影響

モード同期Qスイッチパルスのピーク値の安定度は±5% (図3-17参照、多パルス(50 Hz)の重ね撮りであるため2%以下)、Qスイッチエネルギーの安定度は±3%が得られている。これらの安定性はフラッシュランプ励起モード同期Qスイッチレーザーと同等程度である。今後、前述の発振モードを整形することによって安定性が向上することが期待される。

また、熱レンズ効果と同様に熱複屈折効果はモード同期レーザーの安定度を低下させると考えられる。一般にロッド型のレーザー媒質を励起すると内部に温度分布が生じ、温度の高い中心部付近ほどレーザー媒質は膨張しようとするため、ロッドの中心部では半径方向、接線方向、光軸方向の応力成分は全て圧縮状態となり、ロッドの周辺部に向かって引っ張り応力状態となる。ここで、複屈折によって生じる相対位相差の量は半径方向の応力と接線方向の応力の差に比例する物理量であり、ロッドの中心部がゼロで周辺部に向かって大きくなることが分かっている⁵⁾。

このような熱複屈折による影響を避けるために、レーザー発振モードは複屈折が最も少ないロッドの中心部にレーザー発振モードが立つようにする。発振モードが楕円になり広がった場合は、不安定さが増加したため、基本モードを最小にし、複屈折を避けることがモード同期の安定化に重要である。熱複屈折効果の定性的な物理機構、定量的な測定結果については第6章で詳しく述べる。

3. 5 まとめ

本章では、LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの発振器部であるCWLD励起強制モード同期Qスイッチ発振器の設計、動作特性を評価した。この発振器の開発で特に注意した点はLDの高密度高強度励起時の熱レンズ効果の補償とAMQ方式を取り入れ安定なモード同期動作を実現することにある。本章の結果をまとめると以下の様になる。

[1] LD光励起下のレーザー結晶内の熱レンズの焦点距離を実測し、熱レンズ焦点距離 f_r はLDの入力パワー400mWにおいてNd:YLFで10m以上、Nd:YAGで5m、Nd:Glassで4m、Nd:YVO₄で3mといずれの場合も～mオーダーの比較的弱い熱レンズとなった。これはプローブ光がロッドを通過する際に熱レンズ効果を平均化しているためであり、実際には端面励起方式で局所的な熱分布により引き起こされる熱レンズ焦点距離は入力1W時でNd:YAGにおいて3～4cmと考えられ、このロッド端面近傍の局所的な強い熱レンズ効果や平均化されたマクロな熱レンズ効果は共振器長の長いモード同期レーザー等を組む際に大きな問題となってくる。

[2] 非点収差補償型共振器を用い、基本モードのスポットサイズに関するABCDマトリックス法による解析により次のことを明らかにした。

熱レンズ効果を補償するために、凹面鏡をレーザー発振器内に用い、その凹面鏡の焦点距離を7.5cmと選べば、短い焦点距離のために、熱レンズの焦点距離がLD励起強度に依存して1cm～∞まで変化した場合でも熱レンズ効果が補償され、同時に最小のスポットサイズが得られる。

LD励起下でのスポットサイズを実測し、それが理論値と測定誤差の範囲内で一致し、また励起パワーを上げてスポットサイズは変化しないことから熱レンズ効果の補償が行われていることを確認した。

[3] LD励起強制モード同期Qスイッチレーザーを試作し、その動作特性を評価した。パルス幅はSHG相関法によって測定し、短パルス側で 265 ± 12 ps、エタロン板(熔融石英,7mm)を挿入することで 910 ± 42 psを得た。この値は計算された値とほぼ等しい。モードロックQスイッチパルス列中のシングルパルス当たりのエネルギーは約0.5nJであり、出力安定度として約±3%が得られた。

[4] 熱レンズ効果と同様に熱複屈折効果はモード同期レーザーの安定度を低下させると考えられるために、レーザー発振モードは複屈折が最も少ないロッドの中心部にレーザー発振モードが立つようにするのが効果的であった。熱複屈折の評価については第6章で詳しく述べる。

参考文献 (第3章)

- 1) D. L. Sipes, Appl. Phys. Lett. **47** (1985) 74.
- 2) J. R. Leger and W. C. Goltsov, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 1088.
- 3) T. E. Dimmick, Opt. Lett. **15** (1990) 177.
- 4) M. Ohmi, K. Naito, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka and S. Nakai, Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 2579.
- 5) W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, 3rd Edition, Springer-Verlag.(1992).
- 6) M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher and R. A. Fields, Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 1831.
- 7) D. C. Hanna, IEEE J. Quantum Electron. **5** (1969) 483.
- 8) H. Kogelnik, Bell System Tech. J. **44** (1965) 455.
- 9) 西田嘉夫, 内藤健太, 近江雅人, 石川浩司, 佐藤毅, 山中正宣, 中塚正大, 中井貞雄, レーザー研究 **20** (1992) 411.
- 10) D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, IEEE J. Quantum Electron. **6** (1970) 694.
- 11) D. J. Kuizenga, IEEE J. Quantum Electron. **17** (1981) 1694.
- 12) E. P. Ippen and C. V. Shank, Ultrafast Light Pulse ed. S. L. Shapiro, Springer-Verlag.(1977).

第4章 LD励起Nd:YAG再生増幅器の開発

4.1 はじめに

増幅器で高利得を得る方法としてはマルチパス方式や再生増幅方式がある。マルチパス方式では増幅器と折り返しミラー対で構成され、増幅ビームをミラーで折り返すことにより、多数回のパスを得る方法である。普通この方式は、高強度領域で用いられ、構成的に10パス以下のパス回数が限度である。これに対して、再生増幅方式では、増幅媒質を共振器内に置き、光スイッチを用いて注入光パルスが共振器内に取り込む構成である¹⁾。増幅ビームは増幅器に蓄積されたエネルギーを十分に抽出するまで(飽和強度領域付近まで)増幅され、再び光スイッチにより共振器外に取り出される。このため、再生増幅器では高利得と高エネルギー抽出を同時に達成することができる。現在までにLD励起固体レーザーの再生増幅器では増幅出力4.7μJ、増幅度50.9dB(Nd:Glass,1054nm,57ps)²⁾や増幅出力92μJ、増幅度73dB(Nd:YLF,1064nm,11ps,1kHz)³⁾が得られている。

本章では、LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの前置増幅段としてのLD励起Nd:YAG再生増幅器の動作特性⁴⁾を評価した結果について述べる。増幅媒質に用いたNd:YAGは実効誘導放出断面積が大きく、エネルギー蓄積効果も比較的大きいため、再生増幅器の小信号利得 G_0 を限られた励起パワーのもとで、できるだけ広い範囲で(本システムの場合、小信号利得 G_0 が3~4の領域まで)定量的に評価できるためである。また、緒論で述べたように、将来の炉用ドライバーの増幅段にも、この方式を取り入れる計画であり、エネルギー抽出効率の最大値を評価する必要がある。

4.2 再生増幅器の理論

再生増幅器の動作特性の評価には、LowdermilkとMurrayの理論モデル(LMモデル)⁵⁾がよく用いられる。使用されたエネルギー準位のモデルを図4-2に示す。 N_1 と N_2 はそれぞれレーザー上準位及びレーザー下準位の数密度、 n_1 と n_2 はレーザー上準位サブレベル及び下準位サブレベルの数密度を示し、下準位の基底準位への緩和時間は τ_R である。このモデルでの飽和強度 J_s は次式で与えられる。

$$J_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma(k_1+k_2)} \quad (4.1)$$

ここで、 $\hbar\omega$ は光子エネルギー、 σ は誘導放出断面積、 k_1 、 k_2 はそれぞれ n_1/N_1 、 n_2/N_2 を表す。このモデルの増幅特性は飽和強度 J_s を用いて次式で与えられる。

$$J_z = T \cdot J_s \cdot \ln \left[G \left\{ \exp \left(\frac{J_0}{J_s} \right) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (4.2)$$

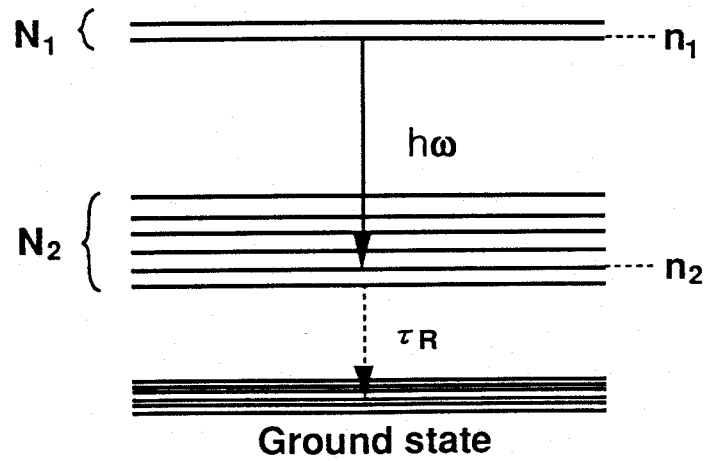


図4-1 レーザー遷移に関するエネルギー準位図。

ここで、 J_Z は増幅ビームの強度、 J_0 は入射ビームのフルエンス、 G は増幅媒質の小信号利得を表す。

再生増幅器の増幅特性は(4.2)式を繰り返し計算することにより評価される。シングルパス当たりの増幅器の透過率を T とすると、 $k+1$ 回目のパスに対する増幅ビームのフルエンスは次式で与えられる。

$$J_{k+1} = T \cdot J_s \cdot \ln \left[G_k \left\{ \exp \left(\frac{J_k}{J_s} \right) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (4.3)$$

ここで、 G_k はゲイン長 L の増幅媒質の $k+1$ 回目のパスに対する小信号利得を表し、次式で与えられる。

$$G_k = \exp \left[\sigma \int_0^L (n_{1k} - n_{2k}) dz \right] \quad (4.4)$$

ここで、 n_{1k} 、 n_{2k} はそれぞれ $k+1$ 回目のパスに対する n_1 、 n_2 を表す。次に利得係数 $g_k = \ln(G_k)$ を考える。このとき $k+2$ 回目のパスに対する利得係数 g_{k+1} は次式で表される。

$$\frac{g_{k+1}}{\sigma} = \int_0^L n_{1k} dz - \frac{k_1 \cdot \Delta J_k}{\hbar \omega} - \exp \left(-\frac{T_C}{\tau_R} \right) \left(\int_0^L n_{2k} dz + \frac{k_2 \cdot \Delta J_k}{\hbar \omega} \right) \quad (4.5)$$

ここで、 $\Delta J_k = J_{k+1} T^{-1} - J_k$ であり、 T_C は $k+1$ 回目と $k+2$ 回目のパスの時間間隔を表す。これより、再生増幅器の増幅特性は時間間隔 T_C と下準位の緩和時間 τ_R との関係に大きく依存することが分かる。

1) $T_C \gg \tau_R$ のとき

$k+1$ 回目のパスで生じた下準位密度が $k+2$ 回目のパスのときにはほとんど基底準位に緩和しており、反転分布密度すなわちゲインは完全回復 (full gain recovery) 状態にある。

2) $T_C \ll \tau_R$ のとき

$k+1$ 回目のパスで生じた下準位密度は $k+2$ 回目のパスのときにもほとんど残っており反転分布の回復は望めない状態 (no gain recovery) にある。

更に、(4.5)式は次式のように簡略化できる。

$$g_{k+1} = g_k - p \frac{\Delta J_k}{J_s} \quad (4.6)$$

ここで、 p は次の範囲の値をとる。

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} \text{ (full gain recovery)} < p < 1 \text{ (no gain recovery)} \quad (4.7)$$

よって、レーザー媒質の各パラメータ(k_1 、 k_2 、 J_s 、 τ_R)、透過率 T 及び再生増幅器に増幅ビームが入射する前に持っている利得 G_0 (初期小信号利得) を与えることで $k+1$ 回目のパスの増幅パルスのフルエンスを計算することができる。

また、エネルギー抽出効率 η_{ext} はパルス強度 J_k と蓄積エネルギー J_A の比 (J_k/J_A) で与えられる。レーザー媒質長を L とすると蓄積エネルギー J_A は次式で与えられる。

$$J_A = N_1 \cdot L \cdot \hbar\omega = \frac{k_1 + k_2}{k_1} J_s \cdot \ln G_0 \quad (4.8)$$

(4.3)、(4.8)式よりエネルギー抽出率は飽和強度 J_s に依存しないことが分かる。図4-2はNd:YAG増幅器 ($k_1=0.4$ 、 $k_2=0.2$) の小信号利得 G_0 に対する最大エネルギー抽出率の計算結果を示している。この図より最大エネルギー抽出率は、レーザー媒質 (k_1 、 k_2 、 τ_R) と透過率 T が決定されると初期小信号利得 G_0 によって変化することがわかる。

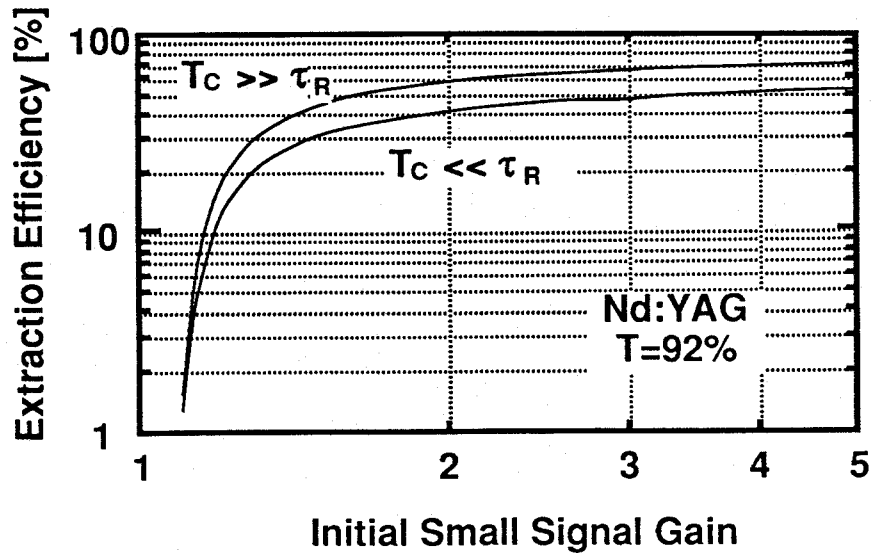


図4-2 LMモデルによるNd:YAG再生増幅器の抽出効率。

4.3 LD励起Nd:YAG再生増幅器の開発

4.3.1 再生増幅器の構成

図4-3に再生増幅器の構成を示す。再生増幅器はパルス注入、抽出部と再生増幅器共振器から構成されている。再生増幅共振器はミラー M_1 (平面、全反射)とミラー M_2 (曲率半径2500mm、99%反射)で構成され、共振器長は1500mmである。共振器内部には2枚の偏光子 (ポラライザー、P偏光に対してARコート、S偏光に対してHRコート)、ポッケルスセル(PC, DR85A, MEDOX社)及び $\lambda/4$ 波長板を挿入してある。増幅器は再生増幅器モジュールを2台用いた。再生増幅器共振器内でのレーザーパルスの抽出、閉じ込め、出力はすべてPCと $\lambda/4$ 波長板の偏光制御によって行う。再生増幅器へのレーザーパルスの注入と再生増幅器から外部へのレーザーパルスの出力はファラデーローテータ (FR, FRM61R, MEDOX社)とポラライザーによって行う。

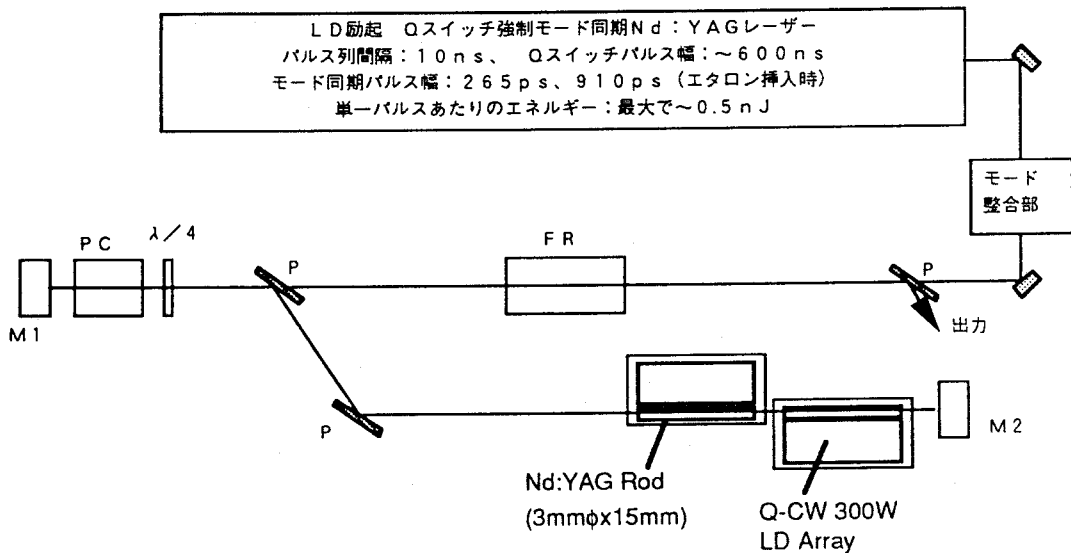


図4-3 LD励起Nd:YAG再生増幅器の構成。

発振器からのQスイッチモードロックパルス（Qスイッチパルス幅約600 ns、パルス間隔10 ns、パルス幅 265 ± 12 ps、 910 ± 42 ps）⁶⁾はFRを通過した後、P偏光で再生増幅器内へ入射する。この再生増幅器では図4-4に示すように、1台のポッケルスセルでその印加電圧とタイミングを調整することにより、注入される光パルス列から単一パルスのみを共振器内に取り込み、共振器内で十分に増幅した後のパルス共振器外に切り出すことができる。

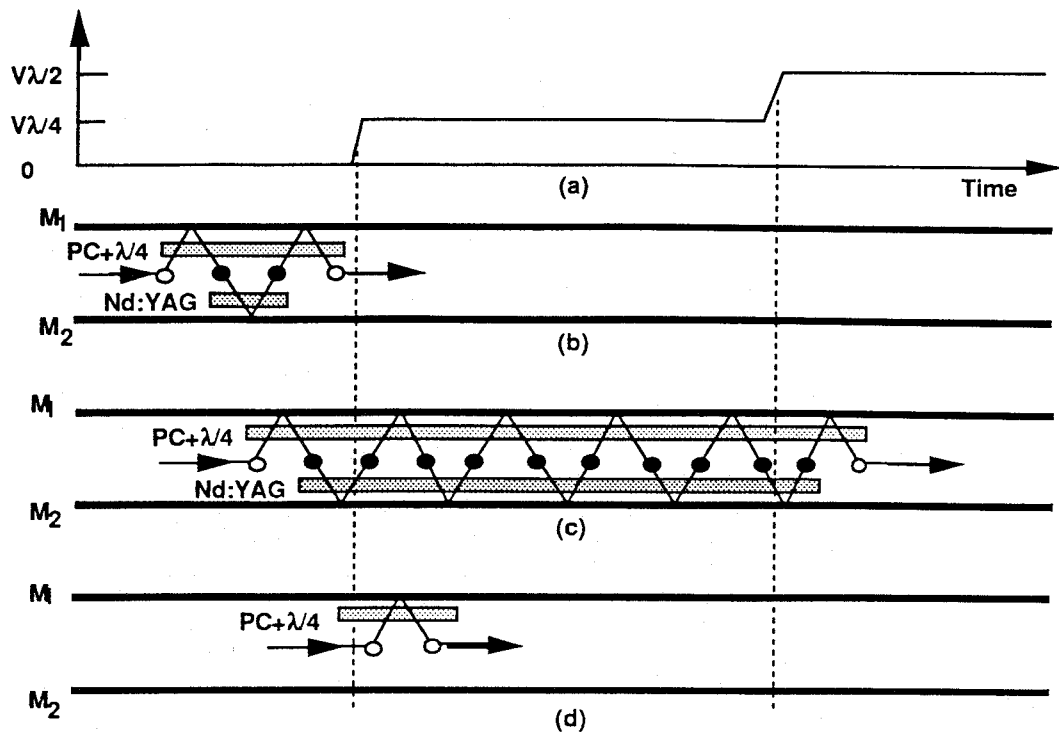


図4-4 再生増幅器の動作原理図。(a)はポッケルスセルの印加電圧のタイムチャート、(b)は $\lambda/4$ 電圧印加以前に再生増幅器に入射するパルスp偏光(図中白丸)の往復の様子、(c)は $\lambda/4$ 電圧印加時に再生増幅器内にあるパルスがs偏光(図中黒丸)で往復している様子、(d)は $\lambda/4$ 電圧印加後に再生増幅器に入射するパルスの往復の様子を示している。これより、(c)のタイミングで注入された光パルスのみ、共振器内に取り込まれることが分かる。

4.3.2 共振器内部損失の測定

再生増幅器内の損失 ξ で決まる透過率 $T = 1 - \xi$ は再生増幅器の動作を決定する重要なパラメータの一つである。透過率 T は再生増幅器共振器内に閉じ込めたレーザーパルスの減衰から評価、算出した。励起を行わない場合、閉じ込められたレーザーパルスは共振器内を往復するたびに共振器の持つ損失で減衰していく。ミラー M_2 の1%の透過光のパルス波形の減衰波形の時定数から損失を算出した結果、シングルパス当たり約8%の損失(透過率92%)となった。この値は再生増幅器に挿入された素子すべての損失を考慮した値とほぼ一致している。ポッケルスセル1台でパルスの抽出、切出しを行う構成にし、不要なコンポーネントを省いた結果、非常に低損失な共振器構成にすることができた。

4. 3. 3 再生増幅器モジュールの構成

ここでは再生増幅器に用いるLD励起Nd:YAG再生増幅器モジュールの動作特性について述べる。図4-5に作製した再生増幅器モジュールの断面図を示す。Nd:YAGロッド(直径3.5mm、長さ15mm)は銅製のロッドホルダーによって保持され、TEC(ペルチェ素子+サーミスタ)によって0.1℃の精度で温度コントロールした。また、TECのヒートシンクは水冷されている。励起は2次元LDアレイ(SDL-3230TD, Spectra Diode Lab.)により側面から行う。この2次元LDアレイの定格はピーク光出力300W、パルス幅200μsで繰り返し率50Hzで動作させた。温度コントロールはロッドと同様にTECで温度コントロールした。

Nd:YAGロッドの端面は1.06μmに対してARコートを実施しており、ロッドの側面(円周領域)は励起用ポート(幅2mm×長さ15mm)を除いてアルミコートしたものと砂面(アルミコートしたロッドで寄生発振が観測されたため)としたものを用いた。ロッドのロッドホルダーへの保持は熱伝達の向上を図るため厚み100μmのインジウム薄膜を巻き付けて行った。砂面ロッドについては励起光の吸収効率の向上を図るため、ロッドにアルミ箔を巻き付け励起光の反射率を高めるようにした後インジウムを巻き付けてある。

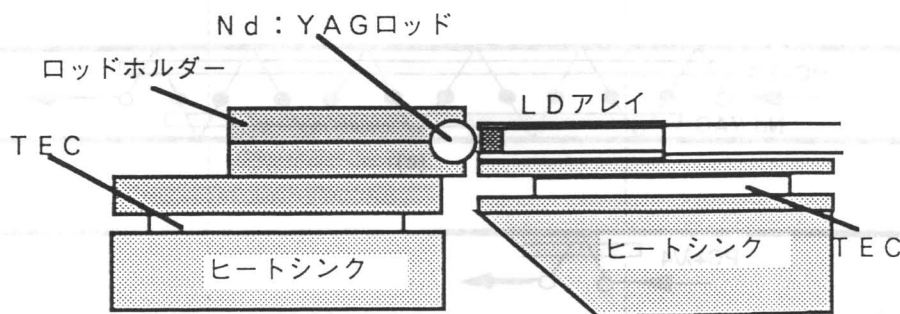


図4-5 再生増幅器モジュールの断面図。

4. 3. 4 励起用高出力LDアレイ

再生増幅器の励起用高出力LDアレイにはスペクトラダイオード社のSDL-3230-TD⁷⁾を用いた。図4-6に示すように、一般的にこのような高出力LDは1つのLDバーで得られる出力には限界があるので、大出力を得るためにLDバーを積み重ねて2次元アレイ化する(スタック)構成を採っている。

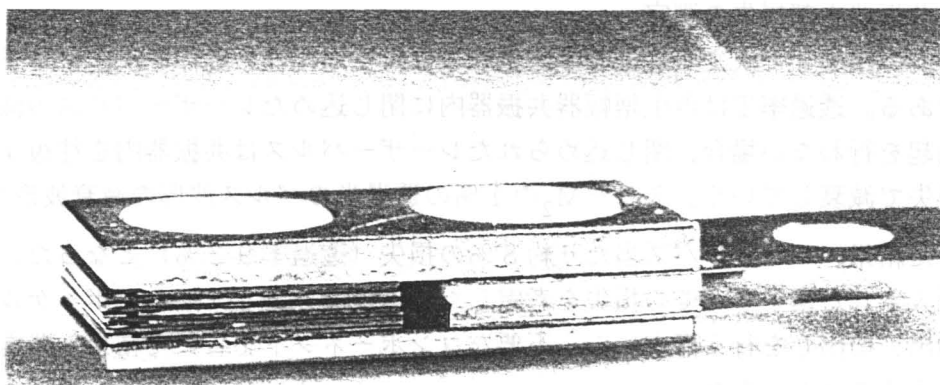


図4-6 SDL-3230TDの外觀⁷⁾。

このLDはAlGaAs系のLDで発振波長はNd:YAGの吸収のピークに合った810nm付近である。ピーク駆動電流、ピーク出力、パルス幅、繰返し率の最大定格値はそれぞれ、86A、300W、200 μ s、100Hz（デューティ比2%）である。図4-7はこのLDの光出力ー駆動電流特性である。最大定格値における電気・光エネルギー変換効率は32%である。

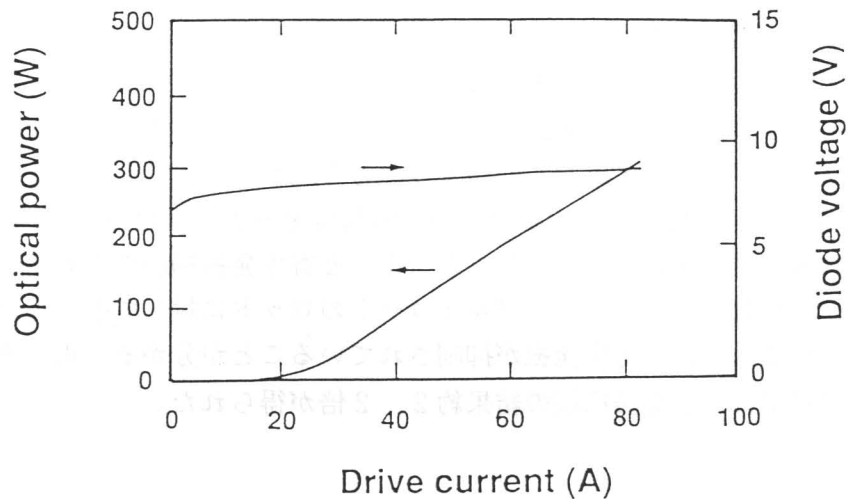


図4-7 光出力ー駆動電流特性⁷⁾。

LDは1層当たりピーク出力60Wを発生するLDバーを5層にスタックした2次元アレイ構造であり、発光面積は1.2mmX10mm、広がり角は10°（∥）、40°（⊥）である。発光パターンを（近視野像）をCCDカメラで観測した写真を図4-8に示す。準CW動作のために横方向（10mm）に対して連続的に発光している。

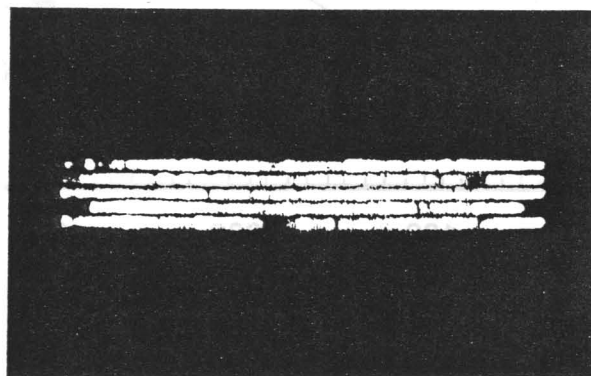


図4-8 LDアレイの発光パターン（近視野像）。

4. 3. 5 小信号利得の測定

小信号利得 $G = \exp(g l)$ (g は小信号利得係数、 l は利得長) は再生増幅器の動作を決定する重要なパラメータである。小信号利得測定用のプローブ光としてCW動作のLD励起Nd:YAGレーザーを用いた。プローブ光はグラントムソンプリズムを通過後直線偏光状態にされ、レンズ系によってコリメートされた後モジュールに入射される。ロッドからの出力光は直径2mmのアイリスを通過後、 $1.06\mu\text{m}$ 用の干渉フィルタを付けたPINフォトダイオードにレンズで集光された。小信号利得は励起前の出力と励起時の出力の比より求めることができる。ロッドに入射している測定用のプローブ光のエネルギーは約5mWであるので測定される利得は小信号利得とみなすことができる。モジュールのNd:YAGロッド(直径3.5mm)を通過したビームは直径2mmのアパーチャーを通過した後、焦点距離100mmのレンズで集光され、波長 $1.06\mu\text{m}$ の干渉フィルタを通してフォトダイオード検知器に入射した。この系では、励起しない時のフォトダイオード出力と励起時の出力の比から小信号を求めることができる。

図4-9に励起パワーを変化させた場合の小信号利得を示す。励起パルス幅は $200\mu\text{s}$ 一定とした。測定は側面をアルミコートしたロッド(I)と寄生発振抑制のため側面を砂面にしたロッド(II)について行った。これよりアルミコートのロッドに対して砂面のロッドの小信号利得は指数関数的に増加しており寄生発振が抑制されていることが分かる。再生増幅器モジュール1台の最大小信号利得は寄生発振抑制の結果約2.2倍が得られた。

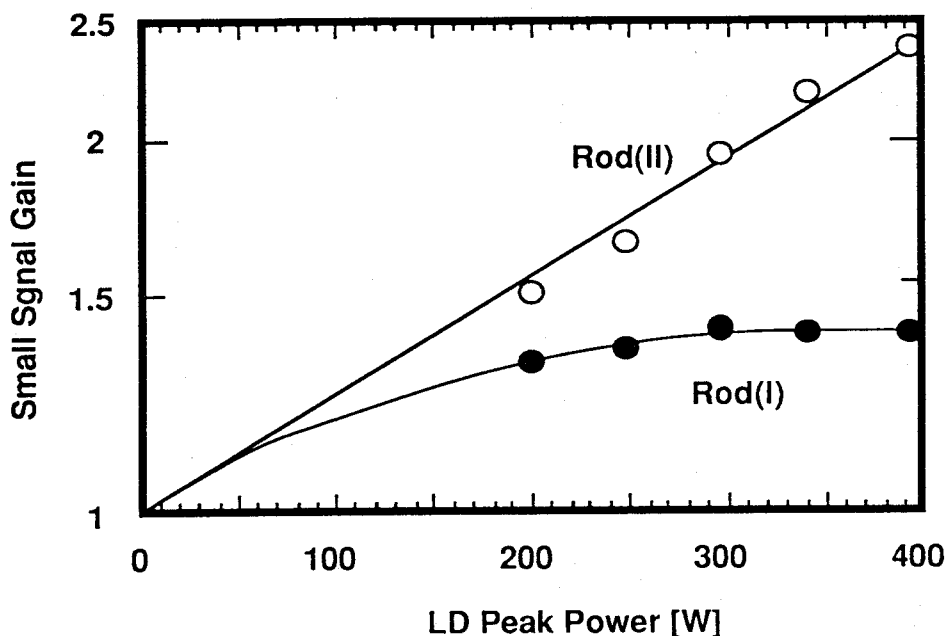


図4-9 励起パワーに対する小信号利得の測定結果。励起パルス幅は、 $200\mu\text{s}$ 、繰返し率は 50Hz 一定とした。ロッド(II)では、小信号利得がLD励起パワーに対して指数関数的に上昇しており、寄生発振は十分に抑制されているものと考えられる。

4. 3. 6 増幅特性

再生増幅器の増幅は前節のレーザーパルスを共振器内に閉じ込めた状態で再生増幅器モジュールを励起することで行った。開発した再生増幅器において、初期小信号利得 (G_0) と増幅出力エネルギーの最大値 (E_{OUT}) は図4-10の様になった。繰返しは50 Hz、励起パルス幅は200 μ s一定とし、 G_0 は励起パワーを変化することによって測定した。入射レーザーパルスは出力 ~ 0.5 nJ、パルス幅910 \pm 42 psであった。

増幅出力 E_{OUT} は較正されたパイロエレクトリックジュールメータ (Model 505, Sensor Physics社) で測定した。再生増幅器モジュール1台のみを励起した場合、小信号利得 $G_0 = 1.7$ で最大出力 $E_{OUT} = 2.3$ mJ (ピークパワー2.5 MW) が得られた。再生増幅器モジュールを2台用いた場合、小信号利得 $G_0 = 3.2$ で最大出力6.0 mJ (ピークパワー6.6 MW) が得られた。このときの増幅度は71 dB ($= 1.2 \times 10^7$) であった。増幅出力のビームパターンはほぼガウシアン形状であった。入射のビームパターンはガウシアン形状ではなかったため、増幅ビームのパターンは再生増幅器の共振器モードに依存すると考えられる。

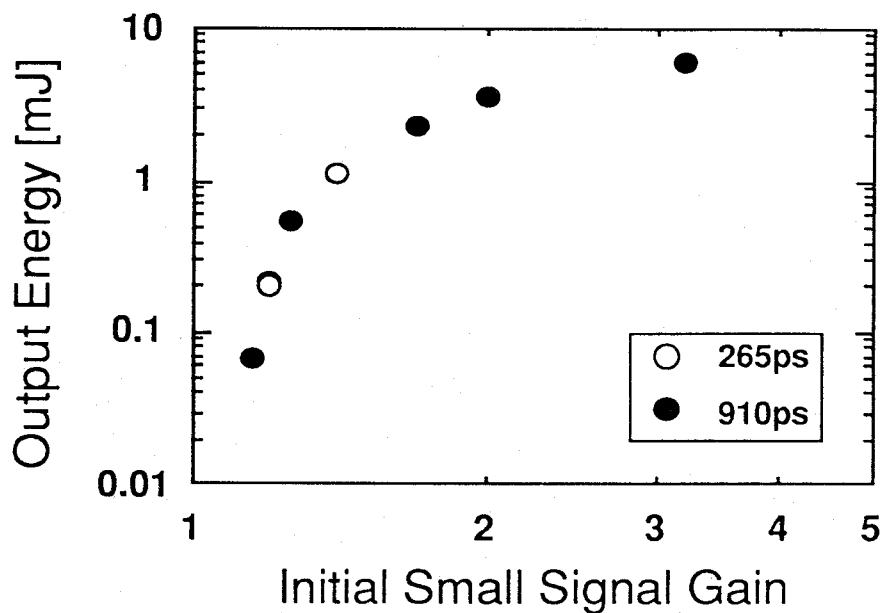


図4-10 再生増幅器の増幅特性。白丸は注入光パルス幅250 ps、黒丸は注入光パルス幅910 psに対する増幅エネルギーを表す。

4. 3. 7 増幅によるパルス拡がり

レーザー増幅器の増幅スペクトルは、そのレーザー媒質の蛍光スペクトルで決定される。しかし、一般に利得が増幅するほど狭帯化するGain Narrowing効果の影響で実効的な増幅帯域は狭くなるため、増幅パルス幅は広がってしまう。再生増幅方式においてもマルチパスで増幅される際はこの効果の影響で増幅パルス幅が拡がるのが予想される。LMモデルによれば、再生増幅器をN回ラウンドトリップ後の増幅パルス幅 τ_N は次式で与えられる⁵⁾。

$$\tau_N^2 = \tau_0^2 + (16 \ln 2) \frac{Ng}{\Delta\omega^2} \quad (4.9)$$

ここで、入力パルス形状はガウス型とし、 τ_0 は入射レーザー光のパルス幅、 $g = \ln G$ は小信号利得係数である。上式に実験条件である $\tau_0 = 910 \text{ ps}$ 、 $N = 20$ 回、 $g = 1.16$ ($= \ln G$)、 $\Delta\omega = 9.8 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ を代入すると $\tau_N = 910.1 \text{ ps}$ となる。

図4-11は、第3章で用いた2次の自己相関法を用いて測定した再生増幅器の増幅パルス幅測定結果である。この結果、得られたパルス幅 (FWHM) は $0.99 \pm 0.05 \text{ ns}$ ($= 1.40 \text{ ns} / 1.41$) となった。本システムではパルス幅が 1 ns オーダーであるためパルス拡がりの影響は殆どないと考えられる。

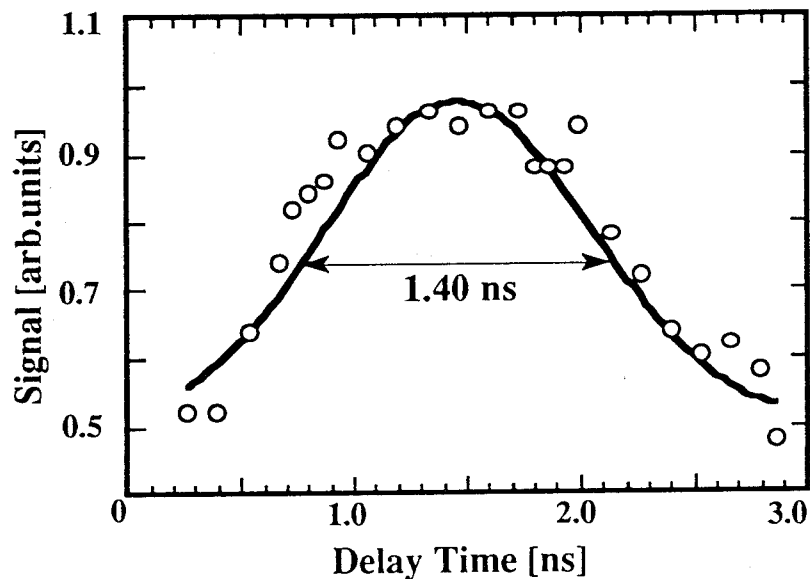


図4-11 再生増幅器の増幅パルス幅。パルス幅 (FWHM) は $0.99 \pm 0.05 \text{ ns}$ ($= 1.40 \text{ ns} / 1.41$) が得られた。

4. 3. 8 再生増幅器の抽出効率

抽出効率とはレーザー媒質内に蓄積されたエネルギー E_{ST} に対する増幅出力エネルギー E_{OUT} (取り出されたエネルギー) の比で表される。小信号利得 G_0 は次式で与えられる。

$$G_0 = \exp\left(\frac{E_{ST}}{S} \frac{\sigma_s}{\hbar\omega}\right) \quad (4.10)$$

ここで、 S は増幅ビームの断面積、 σ_s は実効誘導放出断面積、 E_{ST} は蓄積エネルギーである。一方、抽出効率 η_{EXT} は次式で与えられる。

$$\eta_{EXT} = \frac{E_{OUT}}{E_{ST}} \quad (4.11)$$

蓄積エネルギー E_{ST} と小信号利得 G_0 は (4. 8) 式の関係があるので (4. 10) 式は次式のよ
うに書き直すことができる。

$$\eta_{EXT} = \frac{E_{OUT}}{S \frac{\hbar\omega}{\sigma_s} \ln G_0} \quad (4.12)$$

(4. 11) 式を前節で得られた増幅特性 ($E_{OUT} - G_0$ 特性) に適用すると抽出効率を得ることが
できる。ここで再生増幅器の共振器における TEM_{00} モードの断面積 S は $(0.08)^2 \pi \text{ cm}^2$ 、
 $Nd : YAG$ の $\hbar\omega / \sigma$ は一般に $0.4 \sim 0.7 \text{ J/cm}^2$ といわれている⁸⁾ がここでは実験的に
求めた値 ($\sigma = 3.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$) を用いて $\hbar\omega / \sigma = 0.62 \text{ J/cm}^2$ とした。図 4-12
に抽出効率の特性を示す。

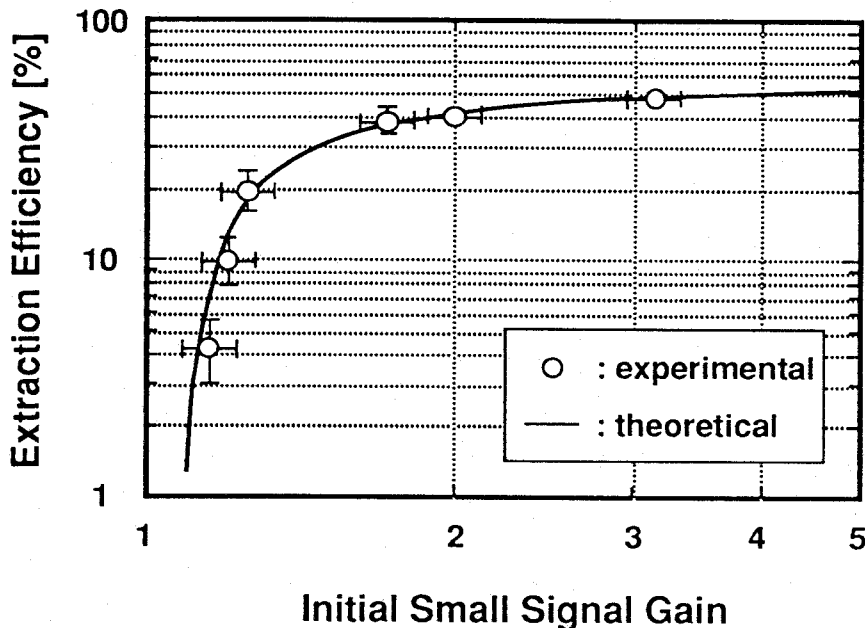


図 4-12 小信号利得に対する抽出効率。

ここで、実線は透過率 $T=92\%$ を利用して計算したLMモデルの理論値を示している。また、再生増幅器中の増幅パルスの往復時間が 10 ns であることと増幅器がミラーに近接していることから利得回復がないものとした。この図から得られた抽出効率は利得回復のない場合のLMモデルと良く一致していることがわかる。また、最大抽出効率として $G_0=3.2$ で約 50% が得られた⁴⁾。

4. 4 まとめ

LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高効率、高利得前置増幅器としてLD励起Nd:YAG再生増幅器の開発を行った。本章で得られた結果をまとめると以下の様になる。

[1] 再生増幅器では増幅出力として小信号利得 $G_0=3.2$ で 6.0 mJ （ピークパワー 6.6 MW 、パルス幅 $910\pm 42\text{ ps}$ ）を得た。このときの増幅度は 71 dB であり、抽出効率としては約 50% を達成した。これらの増幅出力、エネルギー抽出効率の値はLD励起固体レーザーの再生増幅器で世界最大の値である。

[2] 抽出効率はLMモデルによって評価し、実験値から算出した抽出効率は利得回復のない場合のLMモデルと一致しており、LMモデルの有用性が実証できた。

参考文献 (第4章)

- 1) J.F.Hoitzrichter, Lawrence Livermore Laboratory, Report No. UCRL-52858, April(1980).
- 2) T.E.Dimmick, Opt. Lett. **15** (1990) 177.
- 3) M.Gifford and K.J.Weingarten, Opt. Lett. **17** (1992) 1788.
- 4) K. Naito, M. Ohmi, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka and S. Nakai, Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 1186.
- 5) W.H.Lowdermilk and J.E.Murray, J. Appl. Phys. **51** (1980) 2436.
- 6) M. Ohmi, K. Naito, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka and S. Nakai, Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 2579.
- 7) Spectra-Physics 社製品カタログ(1991).
- 8) J. J. Kasinski, W. Hughes, D. Dibiase, P. Bournes and R. Burnham, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1992) 977.

第5章 半導体レーザー励起Nd:YAGディスク型増幅器の開発

5.1 はじめに

高強度（飽和強度領域）まで増幅されたビームを更に増幅するには多段増幅構成が有効である。この方式では、増幅器内に光スイッチ等の光学素子がないために増幅ビームはレーザー媒質断面まで十分に大きくすることができ、高エネルギーの増幅が可能である。また、飽和強度で増幅するため蓄積されたエネルギーを十分に抽出できる。増幅媒質の形状についてはロッド型とディスク型があり、一般に大出力固体レーザー装置の増幅器には大断面積にわたってビーム品質を高く保ちながら増幅することのできるディスク型増幅器が主流である。ディスク型増幅器はロッド型増幅器に比べて単位熱負荷エネルギー当たりの熱応力が小さく、固体レーザー媒質内に生じる蓄積エネルギーの空間分布、温度分布は原理的に厚さ方向のみに生じる。このため増幅ビーム断面における利得分布は一様となり、高ビーム品質の増幅が可能となる。また、熱誘起複屈折効果によるデポラリゼーションを防ぐことができる。

そこで本章では、LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの主増幅段としてのLD励起Nd:YAGディスク型増幅器の動作特性を評価した結果について述べる。Nd:YAGディスクは表面を両サイドから2次元LDアレイで表面励起され、また50Hzの高繰返し率で動作するため、熱の除去が必要である。このため、ディスクの両面にHeガスを流し、表面冷却を行った。さらに、増幅器内での高強度励起時の熱効果（熱レンズ効果、熱複屈折効果等）を定量的に評価することは、将来の炉用ドライバーの主増幅器としてのディスク型増幅器を開発する際の要素技術開発の観点からも重要である。

5.2 主増幅器の構成

5.2.1 ディスク型増幅器の構成

図5-1にLD励起Nd:YAGディスク型増幅器の構成を示す。Nd:YAGディスク（10 x 14 x 8 mm厚）は光軸に対してブルースター角に配置されている。励起用LD光を集光光学系によって集光し、Nd:YAGの両面から表面励起を行う。

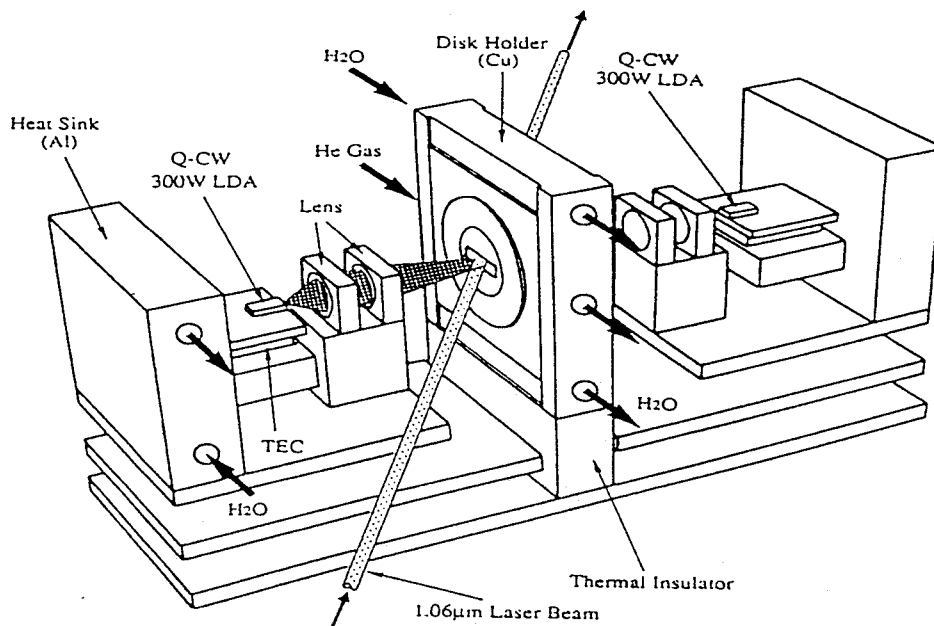


図5-1 LD励起Nd:YAGディスク型増幅器の構成。

図5-2にディスク型増幅器の内部構造を示す。励起によってディスク内部に生じる熱はHeガスによる表面冷却によって除去する。Heガスはレーザー光の擾乱が起きにくく、光の散乱の少ない不活性ガスで、動粘性係数が小さいため冷却媒体として従来のN₂ガスに比べ有用であると考えられる。さらにNd:YAGディスクは銅のホルダーによって保持され、ディスクの側面からも熱を取る構成である。LD励起Nd:YAGディスク型主増幅器は高出力増幅、高抽出効率を目指し、図2-5に示したようにダブルバス方式で5台を配置した。

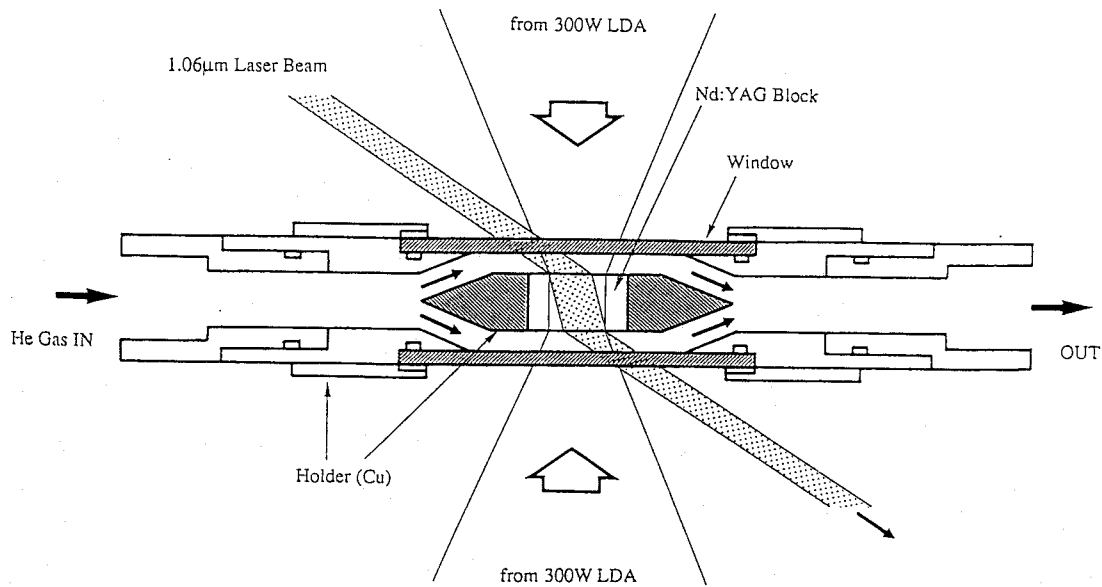


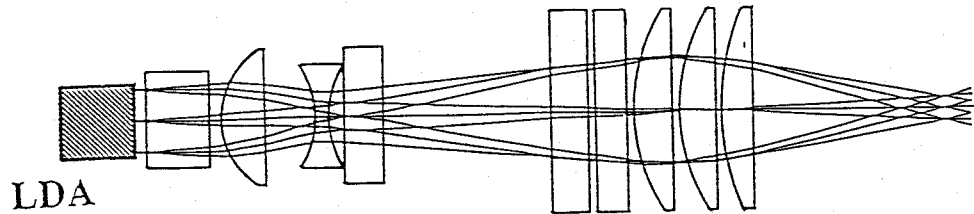
図5-2 ディスク型増幅器の内部構造。

5. 2. 2 励起用LDアレイ光の集光光学系

第4章で述べたように励起用LDアレイは発光面が10 x 1.2 mmであり、5層のアレイが積み重なった構造をしている。また、レーザー発光の発散角 (FWHM) は水平方向に10°、垂直方向に40°である¹⁾。このように水平方向と垂直方向の発散角が異なり、発散角が非常に大きな場合は少数のレンズによって集光することは困難である。励起光集光系に必要なスペックとして以下の4点を重要視した。(1) 集光サイズは増幅光とのマッチング率を高くとるために約3 x 3 mm²とする。(2) 図5-1に示す励起系の構造上、最終段レンズからの集光距離は30 mm以上が必要である。(3) 一様な利得分布にするため、励起強度分布は構造がなく滑らかにする。(4) できるだけ多くのエネルギーを伝達するため、伝達効率は85%以上が必要である。

このレンズ系の設計は光学設計評価ソフトウェア“Code-V”とオリンパス光学工業(株)の光学設計コードを用いて行った。図5-3に設計により決定した励起光集光光学系を示す。このレンズ系ではビームの垂直方向への大きな発散成分は第1番目のロッドレンズによりある程度抑えられており、水平・垂直方向は各々シリンドリカルレンズを用いて徐々にコリメートされている。最終段レンズは球面平凸レンズを用いており、水平・垂直方向を同時に集光する構成である。励起用LDは5層のアレイ構造を持っているため、集光点で5層のアレイパターンが像転送される問題がある。これは凹レンズとシリンドリカルレンズ(第4レンズ)の逆置きによって収差を持たせることで解決されている。

● Top View



● Side View

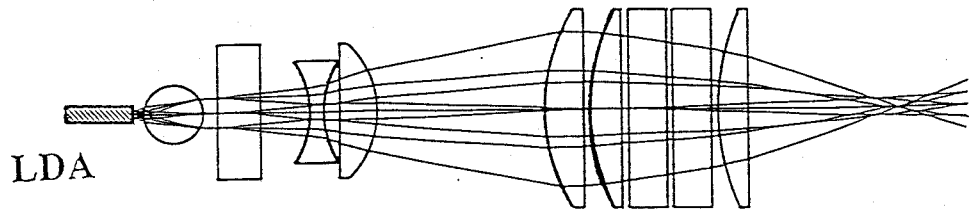


図 5-3 励起用LDアレイ光集光光学系。

5. 2. 3 集光特性

レンズ系の集光点における水平方向の強度分布は $50 \mu\text{m}$ ϕ のピンホールを利用して測定した。図 5-4 (a) に水平方向の強度分布、(b) に垂直方向の強度分布を示す。集光点での強度分布は構造がなくほぼ滑らかな曲線を持っており、像転送の影響は解消されている。集光サイズは水平・垂直方向で約 $3.5 \times 3.3 \text{ mm}^2$ (FWHM) が得られ、ほぼ設計値に近い値が得られた。また、レンズ系の焦点距離も設計値を達成し、さらに全てのレンズ表面にはLDの波長 (810 nm) に対してARコートが施されているためにエネルギー伝達効率 80% 以上を達成した。このときの集光強度として 2.7 kW/cm^2 を得ることができた。表 5-1 に設計値と達成された値を示す。このように集光光学系はほぼ設計値を達成し、ディスク型増幅器 5 台に合計 10 セット (1 台当たり 2 セット) を配置した。

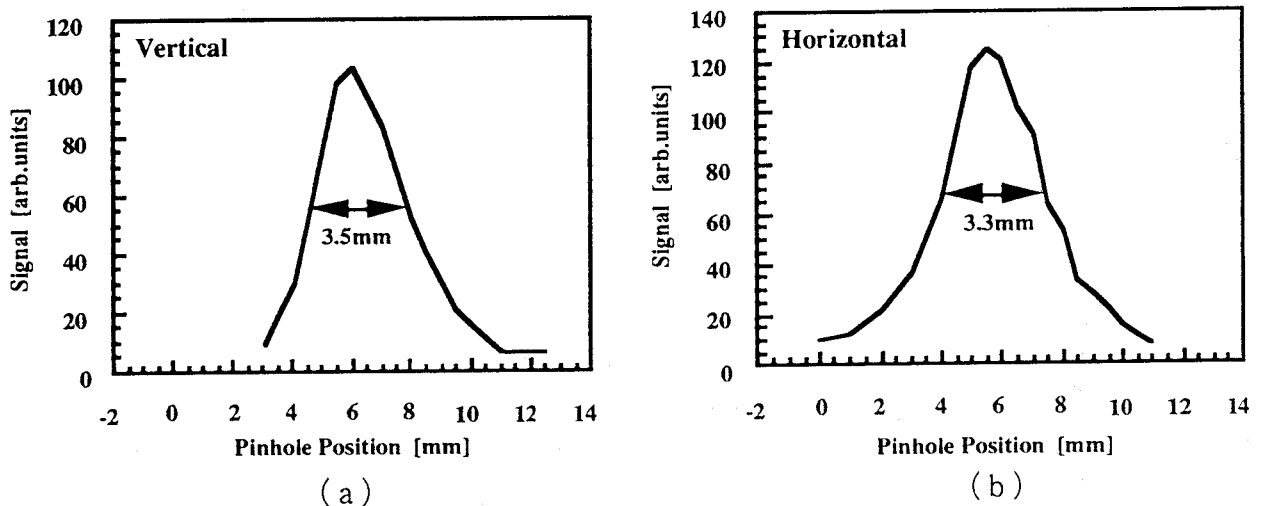


図 5-4 水平方向、垂直方向の強度分布。

表 5-1 LDアレイ集光光学系の集光性評価。

	設計値	達成値
集光サイズ	3 × 3 mm ²	3.5 × 3.3 mm ²
焦点距離	≥ 30 mm	30 ~ 35 mm
伝達効率	≥ 85 %	≥ 80 %
集光点強度分布	近ガウス形	近ガウス形

5. 3 熱流体コードによるディスク内部の熱解析

5. 3. 1 熱流体コードSTREAM

Nd:YAGディスク型増幅器はQ-CW300W (パルス幅200 μs) のLD2台で表面励起される構成である。励起によって生じる熱は銅ホルダーによる熱伝導冷却とHeガス冷却によってある程度除去される。しかし、冷却にも限度があるため実際には温度上昇が起こることが予測され、熱の定量的評価が必要である。そこで、ディスク型増幅器におけるディスク内部の熱解析を熱流体解析コード“STREAM (Ver. 2、クレイドル社)”を用いて行った。この熱流解析コードは非圧縮性単相流を対象としており、3次元の非定常解析及び定常解析が行え、さらに熱物質拡散を取り扱うことが可能である²⁾。基礎方程式は次に示すナビエ・ストークス方程式及びエネルギー保存式の流体連続式である。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} + \frac{\partial \rho C_p T u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} k \frac{\partial T}{\partial x_j} + Q \quad (5.3)$$

ここで、uは流速、pは圧力、Tは温度を表し、各式の添え字はEinsteinの緩和規則に従うものとする。ρは流体密度、Cpは定圧比熱、Kは熱伝導率、νは動粘性係数、Qは単位体積、単位時間当たりの発熱エネルギーを表す。i、jは1、2、3であり、x1、x2、x3はそれぞれx、y、zに対応する。

(5.2)式のナビエ・ストークスの方程式は速度と圧力を未知数として含んでいるため、(5.2)式の発散をとって(5.1)式を代入して得られる圧力をポアソン方程式として解いている。差分化は時間方向に後退差分、空間方向に2次の中心差分である。また、移流項の取り扱いには1次の風上差分とし、スタガード格子を用いた有限体積法で定式化され、計算のアルゴリズムとしては半陰解法を採用している。

5. 3. 2 解析モデル

図5-5に解析モデルを示す。(a)はディスク型増幅器中心を上部から見たモデル図、(b)はディスク型増幅器を正面から見たモデル図である。Nd:YAGディスクは銅ブロックによってホールドされ、両側面をガスが流れる構成になっている。図5.5においてX軸方向に26分割、Y軸方向に30分割、Z軸方向に22分割するようにメッシュを切った。Nd:YAGディスクとガス流路については更に細かくしてある。また、Nd:YAG及びガス流路の壁面と接する銅の部分も熱伝達が関係するため細かくメッシュを切った。

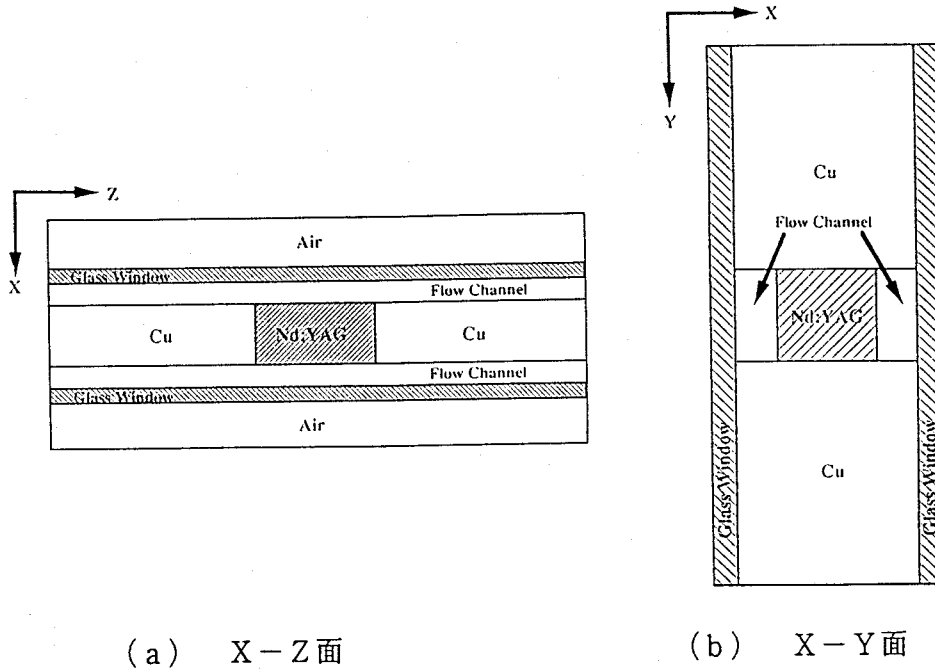


図5-5 解析モデル。

5. 3. 3 ディスク内部の温度分布の解析結果

図5-6に計算したディスク内部の温度分布を示す。発熱は励起LDがピークパワー300W、励起パルス幅200 μ s、繰り返し率50Hzで動作するため、平均パワー3Wを発熱条件として与えた。また、冷却ガスは流速20m/s、Heガス温度0 $^{\circ}$ Cとし、ヒートシンクの銅ホルダーの温度は20 $^{\circ}$ Cとした。これは実際の動作条件に近いものである。

これより、ディスクの中心部と銅のホルダー間での温度差は約5 $^{\circ}$ Cとなっている。また、ディスクとHeガスとの界面での温度差は約20 $^{\circ}$ C、気密性を上げるために設けたガラスウィンドウでの温度差は3 $^{\circ}$ C~5 $^{\circ}$ Cとなった。熱歪みによるビームの乱れはレーザー媒質中の温度分布に大きく影響される。界面での温度差は主に冷却ガスとディスク表面での初期温度に依存しており、また温度分布の等高線はビームに対してほぼ垂直方向であるためにここでの影響は少ないと考えられる。レーザー媒質で起こる熱レンズ効果や熱複屈折効果はディスク内部の温度分布に依存し、この場合の分布はビームの進行方向に対してほぼ平行に分布しているため、この影響の方が重要になってくる。

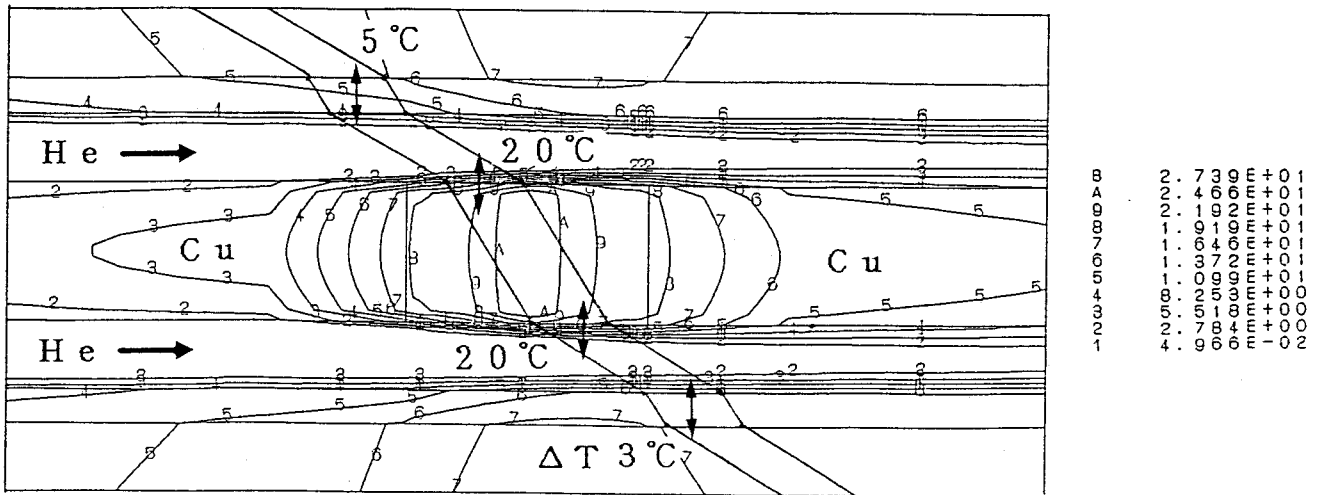


図5-6 励起によるディスク内部の温度分布（ホルダー17℃、ガス0℃）。

ガラスウィンドウでの温度差はディスク内部の温度差に等しく、これによる影響も大きいと考えられる。さらにウィンドウ（BK7）の屈折率は1.51、Nd:YAGの屈折率は1.82であるため厳密にはブルースター角が56.5°、61.2°と異なっている。ガラスウィンドウにはARコートが施されているが、1枚当たりのロスをも1%としてもダブルパス5台構成では合計20枚通過し、このため主増幅器全体でガラスウィンドウのみの透過率が81%となってしまう。このような理由から、以後の増幅実験に際してはガラスウィンドウを取り外して行った。

図5-7は冷却ガス温度40℃、ヒートシンク温度35℃の場合のディスク内部の温度分布の計算結果である。この場合ディスクとガスの境界面の温度差は約1℃、ガラスウィンドウでの温度差は1℃となった。これは図5-6に比べて熱効果（熱レンズ効果や熱複屈折効果）を低減できると考えられるが、ディスクに溜っている熱の流れがあまりないために熱冷却が少ない設定である。このため高繰返し動作や高出力動作時にはディスク破壊などの問題が生じることが考えられる。

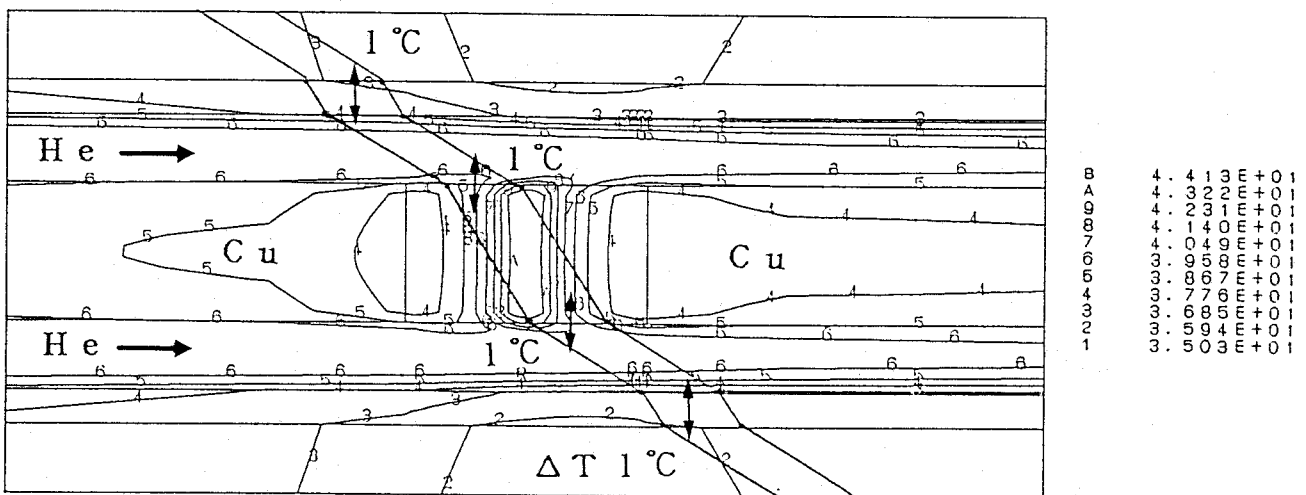


図5-7 励起によるディスク内部の温度分布（ホルダー35℃、ガス40℃）。

5. 4 熱レンズ効果の測定

前節で述べたようにLD励起により生じるディスク内部の熱分布や熱勾配のために、熱レンズが引き起こされる³⁾。主増幅器はダブルパス5台構成としているため、ディスク内部に熱レンズが生じた場合、励起光と増幅ビームとのマッチングが悪くなる恐れがある。

図5-8に熱レンズ効果の測定配置図を示す。測定用プローブ光にはHe-Neレーザーを用い、励起されたNd:YAGディスクを通過後のプローブ光を固定レンズによって集光している。励起前と励起中の集光位置の差 ΔS を取り、(3.5)式で示した合成レンズの公式から熱レンズ焦点距離を算出した。

図5-9にガス冷却を行わなかった場合の測定結果を示す。測定データは2次関数でフィッティングした。励起前と励起時のフィッティングの式から極値を求め ΔS を測定した。最大励起時における焦点位置の変化量は $2.7 \pm 0.05 \text{ mm}$ であった。この結果より熱レンズ焦点距離は $f_{th} = 1.8 \pm 0.3 \text{ m}$ となった。

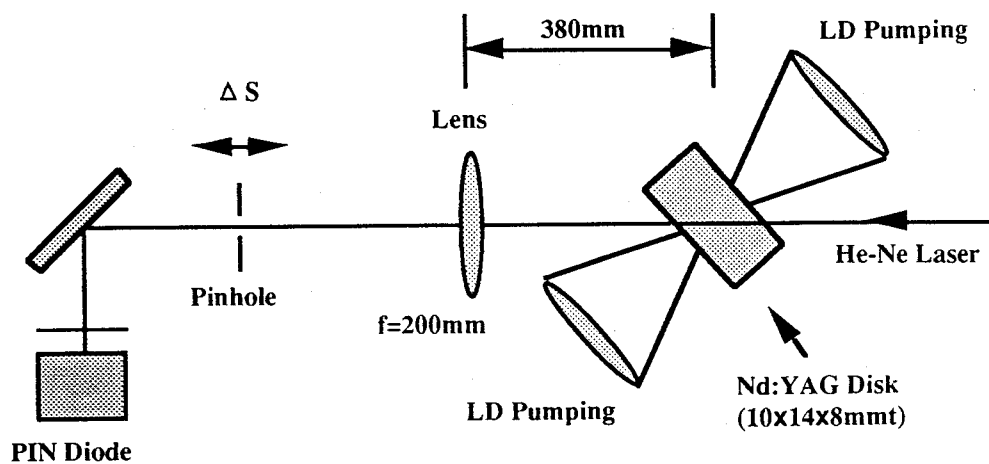


図5-8 熱レンズ効果の測定系。

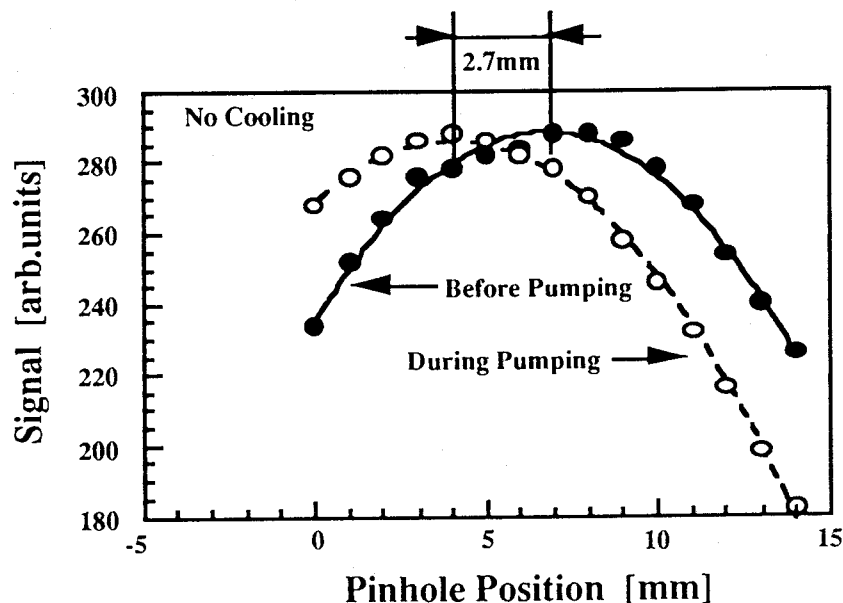


図5-9 熱レンズ効果の測定結果。

ディスク増幅器部は全長で約1 m程度であり、ダブルパスなのでビームは1往復しかしない。このため、この熱レンズは励起光と増幅ビームのマッチングに影響を与える程のものではないと考えられる。ガス冷却の効果を確認するためにはガス流路を断熱し、直接ディスクを冷却する構成を採り、実験を行う必要があると考えられる。

5. 5 主増幅器増幅特性

5. 5. 1 増幅の理論モデル

高強度（飽和強度領域）まで増幅されたビームを更に増幅するには多段増幅構成が有効である。多段増幅器の動作特性の記述にはFrantz-Nodvikのモデル⁴⁾がよく用いられる。このモデルは第4章の再生増幅器でのシングルパス増幅として解釈できるため基本式は同じ形式になる。そこで、シングルパス増幅器での出力エネルギー密度は式（4. 2）を用いて、次式の様に記述される。

$$J_{OUT} = J_S \ln \left[G_0 \left\{ \exp \left(\frac{J_{IN}}{J_S} \right) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (5.4)$$

ここで、 J_{OUT} は出力エネルギー密度、 J_S はNd:YAGの実効的な飽和強度 0.623 J/cm^2 である。また、 G_0 は小信号利得であり、次式で与えられる。

$$G_0 = \exp \left(\frac{\sigma E_{ST}}{h\nu S} \right) \quad (5.5)$$

S は増幅ビームの断面積である。 E_{ST} は励起LDの蓄積エネルギーであり、次式で与えられる。

$$E_{ST} = E_{LD} \cdot \eta_T \cdot \eta_A \cdot \eta_Q \cdot \eta_{QD} \cdot \eta_S \cdot \eta_C \quad (5.6)$$

ここで、 E_{LD} はLDの励起エネルギー、 η_T はLDアレイ集光光学系の伝達効率、 η_Q は量子効率、 η_{QD} は量子ディフェクト、 η_S は励起パルス幅に対する蓄積効率、 η_C は励起光と増幅光との結合効率を示す。 η_A は励起光の吸収効率でレーザー媒質の吸収係数を α 、媒質長を L とすると次式で与えられる。

$$\eta_A = 1 - \exp(-\alpha L) \quad (5.7)$$

η_S は励起パルス幅に対する蓄積効率でレーザー遷移の寿命を τ_f 、励起パルス幅を τ_p とする（矩形パルス）と次式で与えられる⁵⁾。

$$\eta_S = \frac{\tau_f}{\tau_p} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{\tau_p}{\tau_f} \right) \right\} \quad (5.8)$$

次に上式を基にして実際の増幅特性を評価する。式(5.6)において、これらの効率は材料の物性値で決まるもの($\eta_A \eta_Q \eta_{QD} \eta_S$)とシステムの設定で決まるもの($\eta_T \eta_C$)が混在しているため、増幅特性の最適化を図るためにそれらを分けて考える必要がある。表5-2にディスク増幅器の励起効率を示す。

表5-2 ディスク増幅器の励起効率。

Items		Efficiency
Material Efficiency	Absorption Efficiency	95%
	Quantum Efficiency	90%
	Quantum Defect	75%
	Storage Efficiency	65%
System Efficiency	Transfer Efficiency	80%
	Coupling Efficiency	40%
Total Excitation Efficiency		13.3%

ここではまず、物性値で決まる効率について考察する。 η_A は(5.7)式に $\alpha = 4 \text{ cm}^{-1}$ 、 $L = 8 \text{ mm}$ を代入して95%、 η_Q は励起フォトン1個当たりのレーザー上準位生成個数であり90%、 η_{QD} はレーザーフォトンエネルギーに対する励起フォトンエネルギーの比であり75%、 η_S は(5.8)式にNd:YAGの寿命 $240 \mu\text{s}$ 、 $200 \mu\text{s}$ の励起パルス幅を代入して65%とした。

次にシステムの励起構成で決まる効率について考察する。 $\eta_T = 80\%$ は5.6節で述べたように最適の集光系を組んでいるため本システムにおいてはこれ以上の効率は望めないものと考えられる。次に η_C (励起光と増幅光との結合効率)は、上記の励起スポット(3.5 mm x 3.3 mm)と増幅ビーム系 $\phi 2.5 \text{ mm}$ のカップリング率で表されるため40%とした。本ディスク増幅器では飽和強度領域の増幅を行う目的と励起ビームと増幅ビームの入射角が異なるため(ディスク面に対し、励起光は0度、増幅光はブルースター角入射)カップリング率は40%が限界である。

これらの効率をもとにFrantz-Nodvikのモデル式(5.5)で計算したダブルパスディスク増幅器出力特性を図5-10に示す。

ここで、横軸はディスク番号(台数)を示し、再生増幅器からの入力エネルギーを10 mJ、ディスク増幅器1台当たりの透過率を97%としている。また、 E_{LD} は120 mJ、160 mJ

(1台目、3台目、4台目のディスクの励起には最大出力300 W、2台目、5台目には最大出力400 WのLDを使用)である。このときの蓄積エネルギーは1台目、3台目、4台目のディスクでは16 mJ、2台目、5台目のディスクでは21.3 mJとなり、小信号利得はそれぞれ1.67と1.98で計算を行った。これより、ダブルパスで84 mJが得られ、折り返し時はシングルパスで利得が消費されたため増幅分が少なくなっていることが分かる。

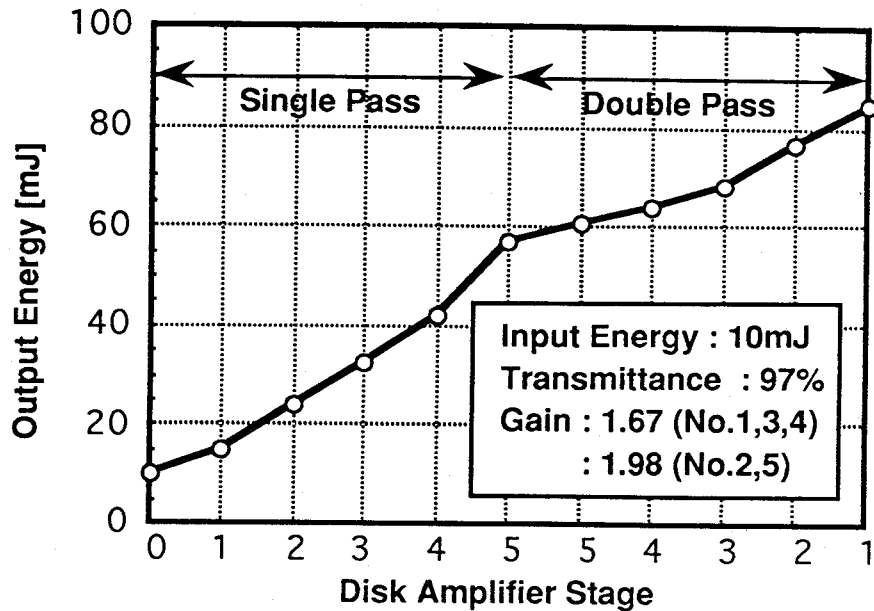


図5-10 ダブルパスディスク増幅器出力特性。

5.5.2 小信号利得の測定

ディスク型増幅器の出力特性を評価するために小信号利得の測定を行った。システムの発振器をCW動作させて測定用プローブ光として用い、励起されたディスク型増幅器を通過後のプローブ光を $1.064\ \mu\text{m}$ 用の干渉フィルターを付けたPINダイオードによって受光した。ここで、プローブ光($1.064\ \mu\text{m}$)は出力5mW程度であるため、測定された信号は小信号利得と見なすことができる。図5-11に励起入力に対する小信号利得特性を示す。

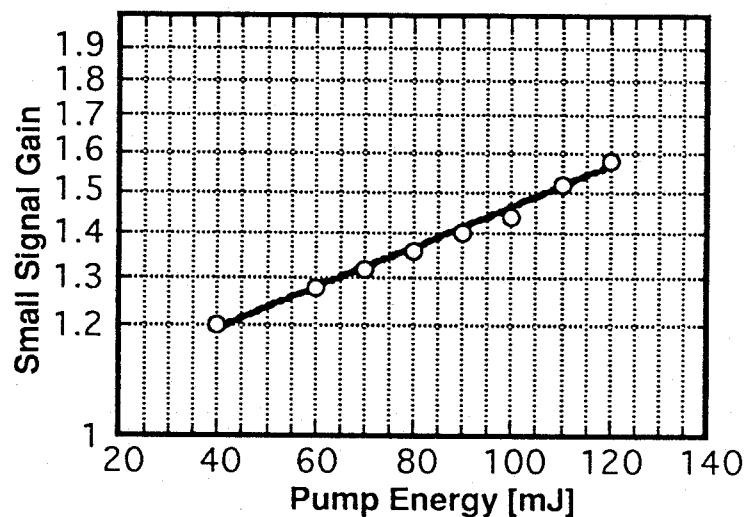


図5-11 励起入力に対する小信号利得特性。

小信号利得は励起入力に対して指数関数的に増加している。最大励起入力 $120\ \text{mJ}$ において小信号利得は約1.6が得られた。この値は(5.5)式で計算された値1.67とほぼ等しいものとなった。計算値と実験値の差はディスク型増幅器において励起光サイズが設計値より多少大きいため、増幅ビームと励起光のマッチングが低下しているためと考えられる。なお、ディスクの側面は再生増幅器と同様にディスク内部の寄生発振抑制のためすべて砂面加工されている。

5. 5. 3 主増幅器増幅出力特性

主増幅器の励起エネルギーに対するエネルギー増幅特性を図5-12に示す。繰返し率は50Hz、励起パルス幅は200 μ s一定とした。ここで、横軸は集光レンズ系透過後のディスクに直接入射する励起LDエネルギーとし、出力エネルギーは校正済みのパイロエレクトリックジュールメーター (PEM50, Radiant Dye Laser Accessories GmbH 社) で測定した。入力エネルギー7mJ (シングルモード) において最大出力52.7mJ/1ns、入力エネルギー10mJ (マルチモード) において最大出力66.8mJ/1nsを得た⁶⁾。ピークパワーは67MWであり、これはLD励起固体レーザーシステムでは世界のトップクラスの値である。増幅ビームパターンは励起により多少の変化が生じたが、入力ビーム形状を反映したものとなった。

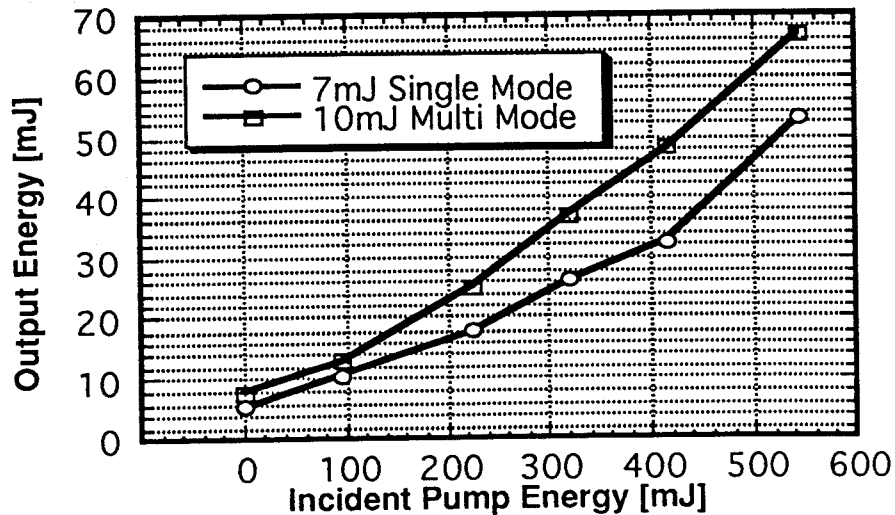


図5-12 主増幅器の励起エネルギーに対するエネルギー増幅特性。

図5-13にディスク増幅器、及び再生増幅器も含めたシステム全体の光・光エネルギー変換効率を示す。ここで、横軸はディスクに入力されるLD光の正味のパワー (集光レンズ系を透過したLD光のパワー) である。最大光・光エネルギー変換効率はディスク増幅器において12.3%、システム全体では8.3%を得た。

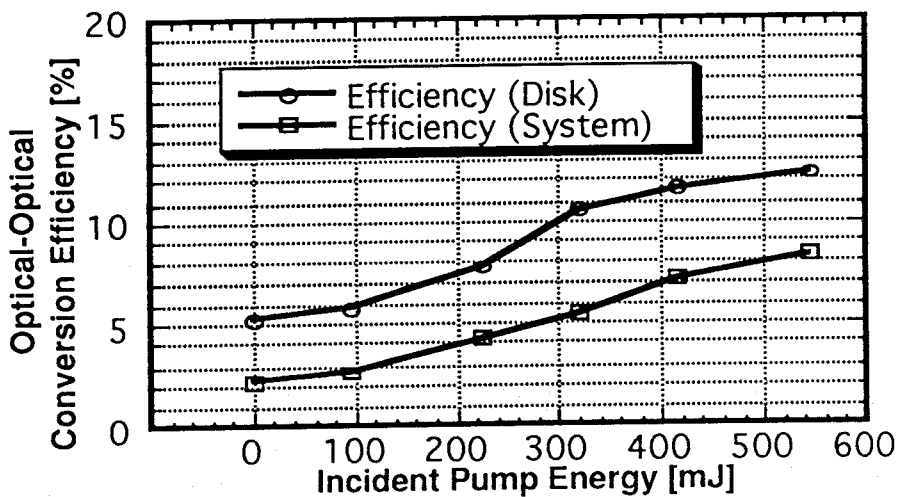


図5-13 ディスク増幅器、及びシステム全体の光・光エネルギー変換効率。

5. 5. 4 主増幅器のエネルギー抽出効率

前節で述べたように主増幅器では飽和強度付近で増幅するため蓄積されたエネルギーを十分に抽出できる。エネルギー抽出効率 η_{EXT} は次式で与えられる。

$$\eta_{EXT} = \frac{E_{OUT} - E_{IN}}{E_{ST}} \quad (5.9)$$

ここで、 E_{OUT} はディスク増幅器の出力エネルギー、 E_{IN} は入力エネルギー、 E_{ST} は (5. 6) 式で示される蓄積された励起エネルギーであり、1 台目、3 台目、4 台目のディスクでは 16 mJ、2 台目、5 台目のディスクでは 21.3 mJ となる。

図 5-14 に実験で得られたエネルギー抽出効率特性を示す。白丸は実験値を示し、励起エネルギー 540 mJ の時、最大で 65% のエネルギー抽出効率を得た。実線は抽出効率の理論値を示し、理論的にはこの主増幅器では最大 82% の抽出効率を得られることになる。

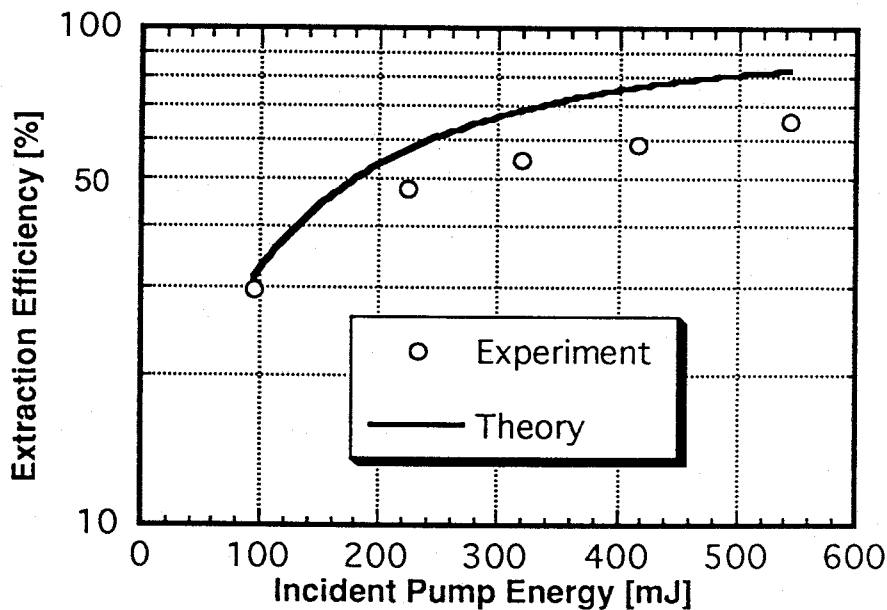


図 5-14 ディスク増幅器のエネルギー抽出効率。

図 5-14 より、励起エネルギーが上がるにつれて理論値とのずれが大きくなっていることが分かる。これは励起による熱効果（熱レンズや熱複屈折）で増幅器中にロスが生じていると判断できる。5. 7 節で熱レンズ効果についてはディスク 1 台当たり約 20 m であり、これによる影響はディスクの間隔（約 15 cm）と比較しても殆どないものと考えられる。

次に熱誘起複屈折効果について考察する。熱複屈折が生じるとビームの偏光状態が変化し、特にディスク増幅器の場合にはブルースター角で入射するために複屈折で生じた楕円偏光成分はディスクの表面で反射されてしまう。実際の増幅実験中にもディスクで反射されているビームが確認されているためこの影響が大きく作用していると考えられる。熱複屈折現象はこのように高出力レーザーにおいて出力やビーム質を制限する要素となっているためこれを定量的に把握する必要がある。

5. 6 高出力レーザービーム伝播時の非線型光学効果

レーザー光の強度分布は、一般に一様でなく強度リップルを多少含んでいる。このリップルは光学素子中をレーザーが伝播するに従い、素子自体の屈折率の非一様性、及び非線型光学効果により成長する。

非線型屈折率 n_2 のレーザー媒質中での電界 E に生じる屈折率は次式で与えられる。

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (5.10)$$

上式の第2項よりレーザー光の波面に位相遅れが生じる。また、上式をレーザー光強度 I を用いると次式になる。

$$n = n_0 + \gamma I \quad (5.11)$$

ここで、 γ は n_2 を esu 単位で置き換えた非線型屈折率で Nd : YAG の場合、 $\gamma = (4\pi \times 10^7 n_2 / (c n_0)) = 9.4 \times 10^{-16} (\text{cm}^2/\text{W})$ である。

非線型媒質中を距離 z だけ伝播した場合、強度 I のレーザービームが受ける位相遅れは B 係数で表される⁷⁾。

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^z \gamma I(z) dz \quad (5.12)$$

ダブルバスディスク増幅器の B 積分値は長さ $z = 8 \text{ cm}$ ($8 \text{ mm} \times 10$ 台)、レーザー光強度の積分値 (各ディスク増幅器の総出力を加算平均した値) を $490 \text{ mJ} / 1 \text{ ns} = 490 \text{ MW/cm}^2$ とすると、 B 値は $0.43 (\text{rad})$ となる。また、第4章の再生増幅器の B 値は同様にして $0.08 (\text{rad})$ となる。これらの値は小さいため、この非線型効果による影響は本システムの実験においては大きくないことが分かる。

5. 7 波長変換部の特性

第2章で述べたように、本システムの最終段には非線型結晶による波長変換部を配置している。ここで得られるレーザーは $0.325 \mu\text{m He-Cd}$ レーザーや $0.248 \mu\text{m}$ エキシマレーザー等に替わり得る全固体化された (ホロステリック) 短波長コヒーレント光源でもあり、レーザー分野への波及効果も期待できる。

第2高調波変換素子として KTP ($6.0 \times 6.0 \times 5 \text{ mm}$)、第3高調波用には LBO ($5.5 \times 5.5 \times 5.0 \text{ mm}$)、第4高調波用には BBO ($5.0 \times 6.9 \times 7.1 \text{ mm}$) を使用した。基本光 50 mJ での予備実験では、 2ω 光 30 mJ (変換効率 60%)、 3ω 光 4.8 mJ (変換効率 9.6%)、 4ω 光で 2.5 mJ (変換効率 5%) を得た。ここで、KTP において高強度入射光によるダメージが生じたために、第3、第4高調波変換効率が低下している。今後、良質の非線型結晶を用いれば 1 ns の短パルスであるため、高効率波長変換が期待される。

5. 8 増幅方式の検討

5. 8. 1 エネルギー抽出効率の最適化

本研究で開発を行ったLD励起Nd:YAGレーザーシステムにおいて得られたエネルギー抽出効率は再生増幅器において50%、主ディスク増幅器において複屈折ロスを含めて65%である。この結果より、再生増幅器で高利得を達成し、その後、飽和強度領域でMOPA方式または多重パス方式で増幅を行う方式が高エネルギー抽出には有利であると言える。そこで、第4章、第5章で行った理論モデルを基に増幅器のエネルギー抽出効率を考察する。

(1) 再生増幅器のエネルギー抽出効率

第4章で述べたように再生増幅方式におけるシングルパス当たりの増幅器の透過率をTとすると、k+1回目のパスに対する増幅ビームのフルエンスは次式で与えられる⁸⁾。

$$J_{k+1} = T \cdot J_S \cdot \ln \left[G_k \left\{ \exp \left(\frac{J_k}{J_S} \right) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (5.13)$$

ここで、 J_S は飽和エネルギー密度である。また、蓄積エネルギーは J_A は次式で与えられる。

$$J_A = \frac{k_1 + k_2}{k_1} J_S \cdot \ln G_0 \quad (5.14)$$

ここで、 G_0 は初期の小信号利得であり、 k_1 、 k_2 はそれぞれ、レーザー上準位、下準位に対するレーザーサブレベルの数密度比である。

式(5.13)において最大値が得られる強度 J_p は次式で与えられる。

$$J_p = \left(\frac{J_S}{p} \right) \ln \left\{ T G_0 \left[\frac{(1-T)}{T(G_0-1)} \right]^{1-T} \right\} + J_0 \quad (5.15)$$

ここで、 J_0 は入力光強度であり、 p はゲインリカバリーパラメーター ($k_1 / (k_1 + k_2)$) (Full Recovery) $< p < 1$ (No Recovery)) である。

最大エネルギー抽出効率 η_{EXT} は J_p / J_A で与えられ、次式で示される。ただし、ここでは入力強度 J_0 を J_S に比べ無視できる ($J_0 / J_S \ll 1$) としている。

$$\eta_{EXT} = \frac{1}{\left(\frac{k_1 + k_2}{k_1} \right) \ln G_0} \left(\frac{1}{p} \right) \ln \left\{ T G_0 \left[\frac{(1-T)}{T(G_0-1)} \right]^{1-T} \right\} \quad (5.16)$$

上式より、再生増幅器のエネルギー抽出効率 η は再生増幅器のシングルパスの透過率 T 、小信号利得 G_0 とゲインリカバリーパラメータ p の関数になることが分かる。

図5-15は小信号利得 G_0 に対する再生増幅器のエネルギー抽出効率を示している。

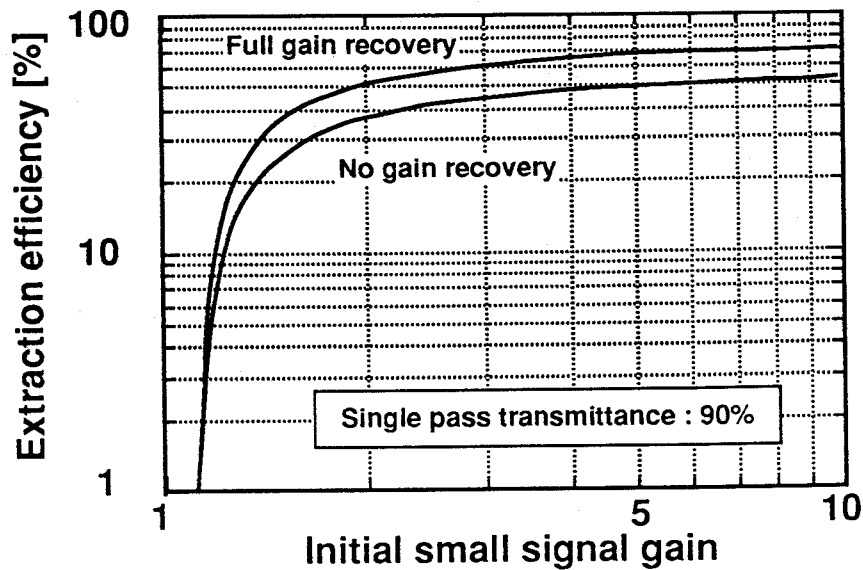


図5-15 小信号利得 G_0 に対する再生増幅器のエネルギー抽出効率。

ここで、再生増幅器シングルパスの透過率を90%としている。これより、小信号利得4以上では抽出効率50%（利得回復なし）～65%（利得回復あり）が得られることが分かる。

しかし、再生増幅器をシステムとして構成する場合、構成要素として不可欠なポッケルスセルや波長板、また熱効果による透過損失を考慮する必要がある、再生増幅器共振器全体での透過率 T を90%以上確保することは大規模なレーザー装置を組む際の課題点である。

(2) MOPA増幅器のエネルギー抽出効率

本章で述べたようにMOPA増幅器の動作特性の記述にはFrantz-Nodvikのモデル⁴⁾がよく用いられる。このモデルは前述の再生増幅器でのシングルパス増幅として解釈できるため基本式は同じ形式になる。そこで、シングルパス増幅器での出力エネルギー密度は式(5.13)を用いて、次式の様に記述される。

$$J_{OUT} = T \cdot J_S \cdot \ln \left[G \left\{ \exp \left(\frac{J_{IN}}{J_S} \right) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (5.17)$$

ここで、 J_{IN} は入力強度、 J_S は飽和強度、 T は増幅器の透過率である。

この系におけるエネルギー抽出効率は次式で与えられる。

$$\eta_{\text{EXT}} = \frac{J_{\text{OUT}} - J_{\text{IN}}}{J_S \ln G_0} \quad (5.18)$$

ここで、入力強度を飽和強度の x 倍とする ($J_{\text{IN}} = x J_S$) とすると、上式は次式に表される。

$$\eta_{\text{EXT}} = \frac{T \cdot \ln[G_0 \{\exp(x) - 1\} + 1] - x}{\ln G_0} \quad (5.19)$$

この増幅方式における透過率 T は再生増幅器で考慮した増幅器全体で考える必要がなく、個々の増幅段のみの透過率を考慮すればよい。フレネル反射ロスを4%と見積もっても透過率95%以上は容易に確保できる。(ARコートを施せば、98%以上の透過率が期待できる。)

図5-16は小信号利得 G_0 に対するMOPA増幅器のエネルギー抽出効率を示している。

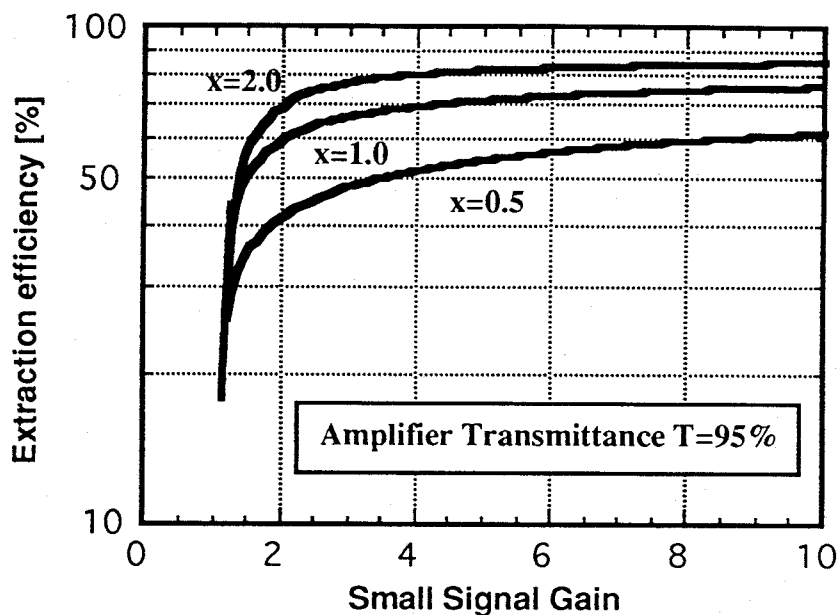


図5-16 小信号利得 G_0 に対するMOPA増幅器のエネルギー抽出効率。

ここで、パラメーターを x (入力強度/飽和強度) と置き、 $x = 0.5, 1.0, 2.0$ で計算を行った。

これより、MOPA増幅器のエネルギー抽出効率は入力強度が飽和領域を超えると ($x > 1$) 小信号利得 G_0 が4以上で70~80%が得られることが分かる。

(3) 多重パス増幅器のエネルギー抽出効率

多重パス増幅方式は、増幅器内でレーザー光を繰返し往復させることにより、増幅器内に蓄積されたエネルギーを効率よく抽出する構成である。この方式は、ビームを複数回増幅器内を往復させる点では(1)の再生増幅器に近いが、ポッケルスセル光スイッチによる切出しではなく、増幅器の構成による切出し方法を取るために(2)のMOPA方式の延長であると考えられる。

この増幅器のエネルギー抽出効率の基本式は式(5.19)で与えられる。ただし、ダブルパス、トリプルパス時の小信号利得 G_0 は抽出された利得の分だけ減少する。

この方式ではMOPA方式と同様に飽和強度領域で高エネルギー抽出が得られ、特にシングルパスでのエネルギー抽出効率が50%程度しか得られない場合に威力を発揮し、80%以上程度までの抽出が十分に期待できる。

以上の考察により、レーザーシステムにおいて高エネルギー抽出を得るためには増幅器を前置増幅器と主増幅器に分け、

- (1) 前置増幅器には高利得が得られる再生増幅方式を用い、飽和強度領域までの増幅を行う。
- (2) 主増幅器には高エネルギー抽出が可能なMOPA増幅器、または増幅が不十分であれば多重パス増幅器を用い、高出力増幅を行う。

ことが最適であることが分かる。

5.10 まとめ

本章ではLD励起Nd:YAGディスク型主増幅器の開発を行いその動作特性を評価した結果を以下にまとめた。

[1] ディスク型増幅器の励起LDアレイ光の集光光学系を設計、試作を行った。その結果、合計9枚の組み合わせレンズ系(ロッドレンズ、シリンドリカルレンズ、凸レンズなど)により、集光サイズとして $3.5 \times 3.3 \text{ mm}^2$ (FWHM)、伝達効率は80%以上を達成し、設計値をほぼ満足する構成となった。

[2] ディスク内部の励起による温度上昇を熱流体解析コード“STREAM”を用いて解析を行った。ディスクの中心部と銅のホルダー間での温度差は約5℃、ディスクとHeガスとの界面での温度差は約20℃、気密性を上げるために設けたガラスウィンドウでの温度差は3℃~5℃となった。これらの結果より、特に固体媒質中のビームに平行な温度分布が熱歪み等の影響を与えることが予測できた。また、ディスク型増幅器1台当たりの励起による熱レンズは冷却を行った状態で熱レンズ焦点距離 $22 \pm 0.5 \text{ m}$ が得られた。この値は主増幅器部として見た場合、大きな影響は与えないと考えられる。

[3] ディスク型増幅器の小信号利得は励起入力120mJで約1.6が得られ、計算値の1.67と同等の値が得られた。計算値より多少低いのは励起光の集光サイズが設計値より大きいためと考えられる。ディスク型増幅器1台を用いた増幅実験においてはダブルパス後の出力として66.7mJを達成した。このときの光・光変換効率は12.3% (システム効率8.3%)である。

[4] ディスク増幅器のエネルギー抽出効率は65%であり、Frantz-Nodvikの理論計算より得られる効率(82%)より小さいものとなった。これは、熱レンズ効果の影響が少ないことを考慮すると、熱複屈折によるロスであると考えられる。

[5] レーザーシステムにおいて高エネルギー抽出を得るためには増幅器を前置増幅器と主増幅器に分け、(1) 前置増幅器には高利得が得られる再生増幅方式を用い、飽和強度領域までの増幅を行い、(2) 主増幅器には高エネルギー抽出が可能なMOPA増幅器または増幅が不十分であれば多重パス増幅器を用い、高出力増幅を行うことが最適であることが分かった。

参考文献 (第5章)

- 1) スペクトラフィジックス社製品カタログ (1991).
- 2) ソフトウエア・クレイドル社, 3次元熱流体解析プログラムSTREAM ver.2使用説明書(1989).
- 3) A. K. Cousins, IEEE Quantum Electron., **28** (1992)1057.
- 4) L. M. Frantz and J. S. Nodvik, J.Appl.Phys., **34** (1963) 2346.
- 5) A. E. Siegman, "Lasers" (University Science Books, CA, 1986).
- 6) M. Ohmi, N. Srinivasan, H. Kiriama, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y.Izawa, and S. Nakai, (to be submitted, 1995).
- 7) J. F. Holtzrichter, Lawrence Livermore Laboratory, Report No.UCRL-52868, April (1980).
- 8) W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, J. Appl. Phys. **51** (1980) 2436.

第6章 固体レーザー媒質中複屈折の高感度2次元分布測定

6.1 はじめに

フラッシュランプやLDによって励起されるNd:YAG等の固体レーザーにおいては、発振や増幅に関与しない吸収された励起光はすべて熱となってレーザー媒質中に蓄積される。このため、レーザー媒質の内部には温度勾配による応力によって熱歪みが生じ、レーザー媒質は光学的異方性をもつようになる。この結果、結晶の主軸方向とこれに直交する方向の屈折率が異なり、進行する光の位相速度が変化する。これが複屈折現象である。レーザー媒質中に複屈折が生じると、この直交する二つの光の相対位相差が原因で波面が歪み、ビーム質が低下する。このためレンズを用いてもビームを絞り込むことができなくなったり、また、第5章で述べたように直線偏光を増幅する場合には楕円偏光になるため透過損失が生じることになる。一般に、LD励起固体レーザーはレーザー材料の共鳴励起を利用するため従来のフラッシュランプ励起よりも熱的負荷が小さくなると考えられるが、量子ディフェクト（ストークス・ディフェクト）はNd:YAGの場合 $808\text{ nm} / 1064\text{ nm} = 76\%$ であり、残りの24%が熱として媒質内に蓄積される。この熱により歪みが生じ、その影響は高出力、高繰り返し動作の際には大きな問題となる。この熱歪みを定量的に把握することは、核融合炉用レーザーシステムの実現の際の最も重要な課題である。

媒質中の熱歪みにより上述の熱複屈折効果と同時に熱レンズ効果も生じる。熱レンズに関してはその物理的発生機構が既に解明されており、補償光学系を取り入れることによって技術的にも解決されている。しかし、熱複屈折に関しては、その物理的発生機構は定性的には解明されているが正確な定量的評価は未だなされていない。そこで、複屈折補償に関する研究を進める観点からも、複屈折を定量的かつ高感度で把握する複屈折測定法の確立が必要である。

複屈折測定法は従来より光弾性の研究分野で様々な方法が提案されている^{1,2)}が、比較的小さな複屈折量を高精度に簡便に測定することは容易ではない。最近、高精度を目指した測定法が提案されている^{3,4)}が、装置の構成や解析が複雑になるなどの問題がある。

本章では、LD励起固体レーザー媒質中に生じる微小な複屈折の2次元分布を高感度にしかも簡便に測定できる画像処理装置を新たに開発し、固体レーザー材料中に生じた熱複屈折の測定を行った結果について述べる。また、この測定装置を用いて第5章のディスク型増幅器の熱複屈折の測定を行い、この結果をもとに透過損失の評価を行った。さらに熱応力だけでなく機械的応力がレーザー媒質中に生じたときにも同様に複屈折現象が起こることはよく知られている。光弾性現象の理論に基づいて固体レーザー媒質に機械的な荷重をかけたときの相対位相差と主軸方向の分布の測定を行なった。これがもとで新たにレーザー媒質と波長板の両方の役割を持った能動波長板を考案し、その基本動作を評価した。

6. 2 熱複屈折効果

6. 2. 1 光励起されたレーザー媒質中の温度分布

ここではフラッシュランプで励起されたロッド型のレーザー媒質に生じる温度分布について考える。このロッドは側面から一様に励起されており、側面からは冷却媒体によって均一に冷却されているとする。また、ロッド内部での熱は中心部から周辺部への流れのみが存在するとし、冷媒の温度は常に一定であるとする。ロッド型の座標系を考え、半径 r 方向の温度分布は、次の熱伝導方程式を解くことによって得られる¹⁾。

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{K} = 0 \quad (6.1)$$

ここで、 K はレーザー媒質の熱伝導率、 Q は単位体積当りに生じる熱量であり、ロッドに吸収された全熱量を P_a 、ロッドの半径を r_0 、長さを L とすると次式で与えられる。

$$Q = \frac{P_a}{\pi r_0^2 L} \quad (6.2)$$

境界条件として、ロッド表面 $r = r_0$ での温度を $T(r_0)$ とすると (6. 1) 式の差分方程式の解は次のようになる。

$$T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4K} \cdot (r_0^2 - r^2) \quad (6.3)$$

これより、半径方向の温度分布は中心部が最大値の放物線状の関数になっていることが分かる。また、温度勾配はロッドの表面温度 $T(r_0)$ には依存しないことが示されている。

6. 2. 2 熱応力と複屈折

前節で述べたようにレーザー媒質を励起すると内部に温度分布が生じる。温度の高い中心部付近ほどレーザー媒質は膨張しようとするため、中心付近では圧縮応力、表面付近では引張応力が働く。無限円筒系のロッド媒質における応力の半径方向、接線方向、光軸方向の成分をそれぞれ σ_r 、 σ_ϕ 、 σ_z とすると、それらは次式で与えられる²⁾。

$$\sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) dr \right) \quad (6.4)$$

$$\sigma_\phi = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) dr - T(r) \right) \quad (6.5)$$

$$\sigma_z = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) dr - T(r) \right) \quad (6.6)$$

ここで、Eはヤング率、 ν はポアソン比、 α は熱膨張係数である。ロッド長Lの半径方向の温度分布の式(6.3)を上式に代入すると次式を得る³⁾。

$$\sigma_r(r) = QS \left[-1 + \left(\frac{r^2}{r_0^2} \right) \right] \quad (6.7)$$

$$\sigma_\phi(r) = QS \left[-1 + 3 \left(\frac{r^2}{r_0^2} \right) \right] \quad (6.8)$$

$$\sigma_z(r) = 4QS \left[-\frac{1}{2} + \left(\frac{r^2}{r_0^2} \right) \right] \quad (6.9)$$

ここで、 $S = \alpha E / [16K(1-\nu)]$ とおいた。上式を用い計算した、 r/r_0 (規格半径) に対する半径方向、接線方向、光軸方向の応力成分 σ_r 、 σ_ϕ 、 σ_z の特性を図6-1に示す。ただし、応力の大きさは任意尺度で示してある。

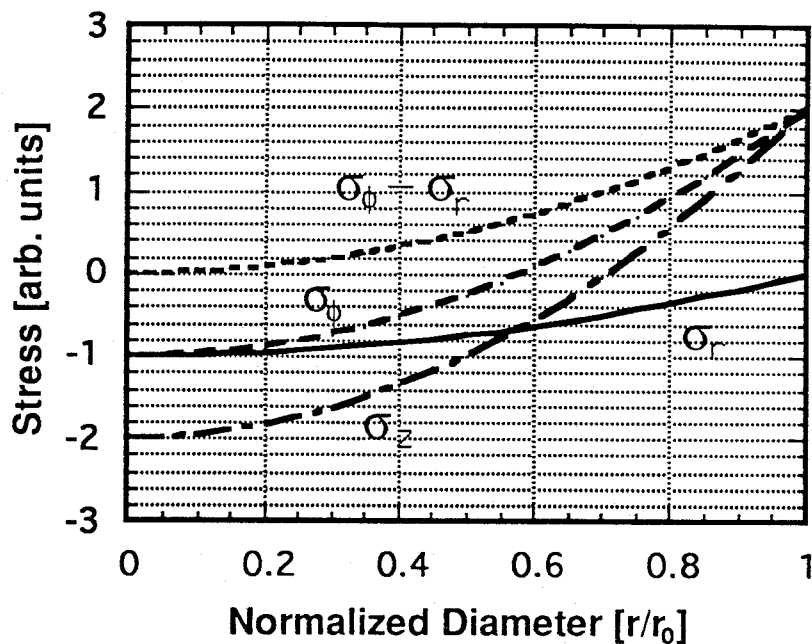


図6-1 ロッド内部の応力成分の半径方向変化。

ここで正の値は引っ張り応力、負の値は圧縮応力を意味している。複屈折によって生じる相対位相差の量は半径方向の応力 σ_r と接線方向の応力 σ_ϕ の差 ($\sigma_\phi - \sigma_r$) に比例する物理量なので、その量も併せて示してある。図6-1より、励起による熱分布のためにロッドの中心部では半径方向、接線方向、光軸方向の応力 σ_r 、 σ_ϕ 、 σ_z いずれも負で圧縮応力が生じていることが分かる。また、ロッドの周辺部に向かって引っ張り応力状態になっていることが分かる。相対位相差の大きさを示す ($\sigma_\phi - \sigma_r$) の特性についてはロッドの中心部がゼロで周辺部に向かって大きくなっていることが分かる。

6. 3 高感度複屈折測定法

6. 3. 1 コノスコープ法による複屈折測定法

前節で述べたような複屈折の2次元分布を定量的に把握するための代表的な測定法として、コノスコープ（クロスニコルとも呼ぶ）を用いた測定法方法がよく知られている。その測定原理図を図6-2に示す。

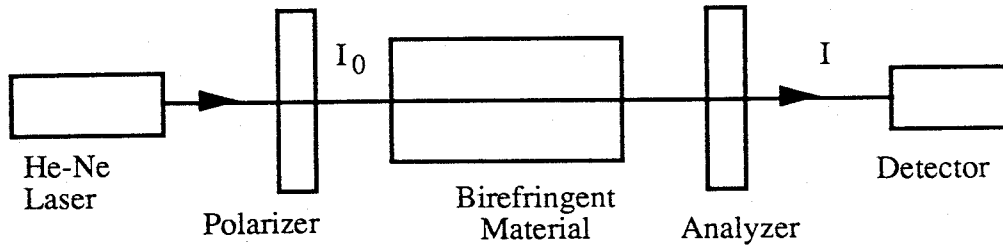


図6-2 コノスコープ法。

この方法では、直線偏光子、直線検光子の透過偏光軸方向が互いに平行または垂直となる構成とし、その間に複屈折物質を入れ透過するプローブ光（632.8nm He-Neレーザー）を観測する。

そこで、複屈折物質を通過するプローブ光の進相軸と検光子の主軸方向とのなす角を ψ 、複屈折によって生じた相対位相差を δ とすると、直線偏光と直行検光子とが平行のとき、透過光強度 I は次式で与えられる⁴⁾。

$$I = I_0 \left\{ 1 - \sin^2(2\psi) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \right\} \quad (6.10)$$

上式より分かるように、コノスコープ系を用いた複屈折分布測定法では、複屈折により生じた2つの屈折光の相対位相差 δ の絶対値、およびその2次元分布は求められるが、 δ の正、負符号を判別することができない。また、(6.10)式では、相対位相差 δ が $\sin^2(\delta/2)$ の2次の項で与えられるために、 δ が微小な値（例えば $\pi/4$ ラジアン以下）の場合は、 $\sin^2(\delta/2) \sim \delta^2/4$ と近似されるので測定感度が低くなる（図6-5参照）。このような欠点を克服するため、複屈折の正、負判別と併せて、主軸方向をも同時に求めることができる高感度な2次元複屈折測定方法が必要である。

6. 3. 2 回転検光子法による複屈折測定法

上記目的を達成するために、回転検光子法を考案した。これは光弾性学において湯浅亀一らによって提案されていた複屈折測定法を応用して相対位相差と主軸方向を測定するものである⁵⁾。図6-3にその構成を示す。

この方法では、プローブ光（632.8nm He-Neレーザー）は偏光子、 $\lambda/4$ 板を通り、円偏光となり複屈折物質を通過する。その後、プローブ光は検光子を通過し、2次元検知器で受光される構成である。

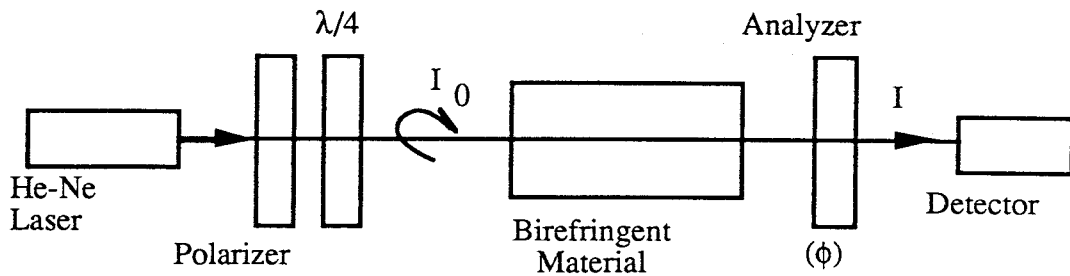


図 6-3 回転検光子法。

次に、回転検光子法⁵⁾において理論的に透過光強度を求めるため、上図を図 6-4 のようにモデル化する。

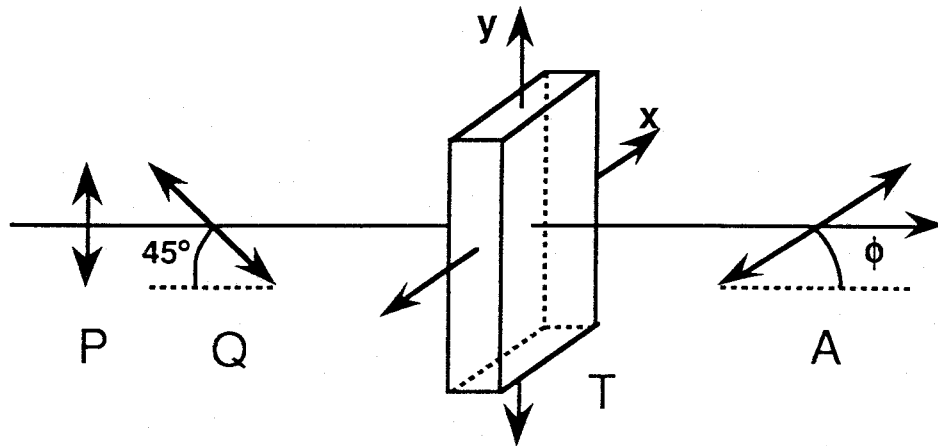


図 6-4 ポラリメータの原理図。P と A はそれぞれ偏光子、検光子の透過軸、Q は $\lambda/4$ 板の進相軸の方向を示す。T は複屈折物質（熱応力が誘起されたレーザー媒質）を示す。 ϕ は透過光の進相軸と検光子の主軸方向とのなす角である。

複屈折物質を透過後の右回り円偏光ビームの X、Y 成分の電界は次式で与えられる⁵⁾。

$$X = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + \delta) \quad (6.11)$$

$$Y = \frac{a}{\sqrt{2}} \cos \omega t \quad (6.12)$$

ここで、 a は電界の振幅、 $\delta = \delta_X - \delta_Y$ は複屈折によって生じた相対位相差である。検光子 A を通過後の E は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E &= X \cos \phi + Y \sin \phi \\ &= \frac{a}{\sqrt{2}} [\cos \phi \sin(\omega t + \delta) + \sin \phi \cos \omega t] \end{aligned} \quad (6.13)$$

ここで、 ϕ は透過光の進相軸と検光子の主軸方向とのなす角である。これらの式より透過光強度 I は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{I_0}{2} [(\cos \phi \sin \delta + \sin \phi)^2 + \cos^2 \phi \cos^2 \delta] \\
 &= \frac{I_0}{2} (1 + \sin 2\phi \sin \delta)
 \end{aligned}
 \tag{6.14}$$

ここで、 I_0 は $\lambda/4$ 板に入射するプローブ光強度である。複屈折の主軸方向とx軸とのなす角をプローブ光に向かって見て反時計方向に θ とすると、上式は次のように表される。

$$I = \frac{I_0}{2} [1 + \sin 2(\phi - \theta) \sin \delta]
 \tag{6.15}$$

なお、左回り円偏光に対しては上式の1の次の符号がマイナスとなる⁵⁾。

(6.15)式より判るように、この測定法では相対位相差 δ は1次項 $\sin \delta$ の形で与えられ、 $\pi/4$ ラジアン以下の微小な δ に対しても $\sin \delta \sim \delta$ で近似されるので、微小な相対位相差 δ も高感度で測定することができる。また、主軸方向 θ の正、負の判別もできる。

図6-5にコノスコープ法と回転検光子法による複屈折位相差に対する相対強度特性を示す。これより、 $\delta < \pi/4$ の範囲では回転検光子法がコノスコープ法に比べて高感度であり、LD励起固体レーザー材料における比較的微小な複屈折量の2次元分布測定に適していることが分かる。

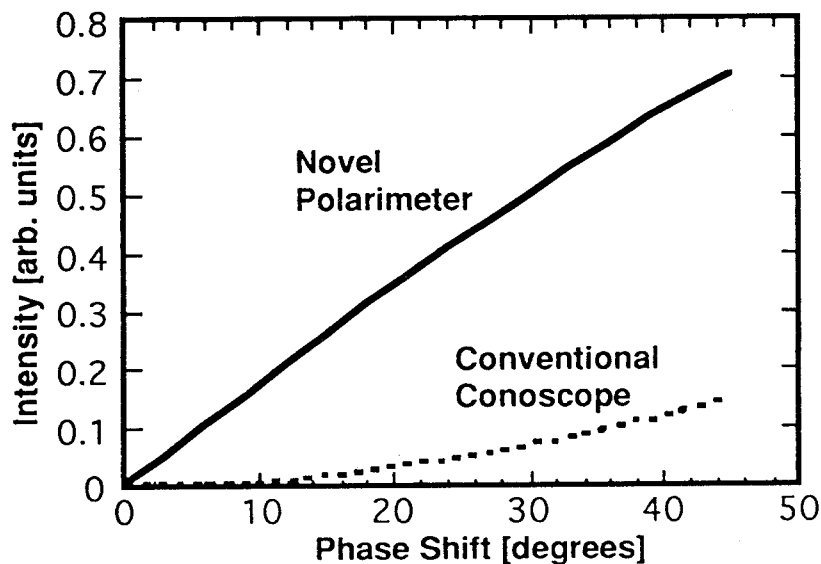


図6-5 コノスコープ法と回転検光子法による相対検出強度特性。

6. 3. 3 複屈折2次元分布測定用画像処理装置の開発

本研究では前節で述べた回転検光子法を用いて、その測定結果に画像処理を行ってレーザー材料中に生じた相対位相差の2次元分布を表示するソフトウェアの開発を行った。図6-6に回転検光子法を用いた複屈折2次元分布測定用画像処理装置の構成を示す。

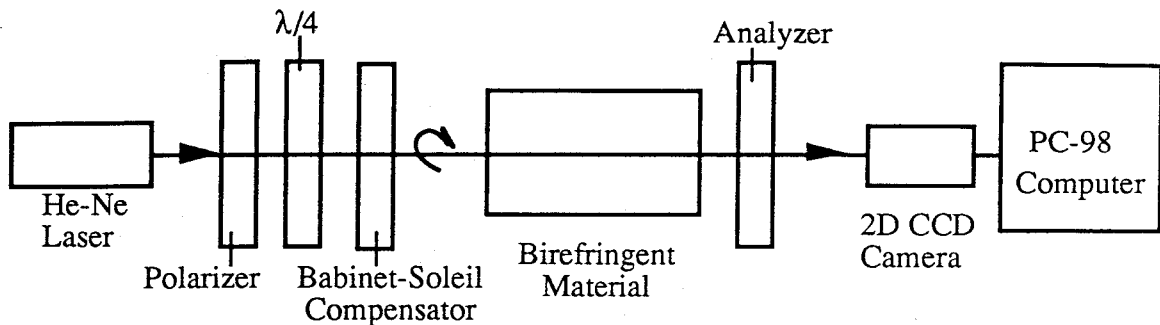


図6-6 複屈折2次元分布測定用画像処理装置。

プローブレーザー光源にはHe-Neレーザー（波長632.8nm）を用いた。プローブ光は透過軸が水平方向を向いた偏光子によってS偏光にされた後、進相軸が水平方向から -45° 傾いた方位に置かれた $1/4$ 波長板によって右回り円偏光にされた。さらにその後、 $1/4$ 波長板の誤差を補うためバビネ・ソレイユ補償板を通り、完全な円偏光状態とした。試料透過後、検光子を通し、それを光軸の周りに回転させ透過光強度の変化を測定した。強度プロファイルの計測にはCCDカメラ（受光面の大きさ：縦9mm×横12mm、画素の数：縦512×横512）を用いた。

この処理装置では検光子の回転角を $\phi=0^\circ$ から 180° まで 10° ずつ変えたときの19枚の画像をはじめに蓄積する。次に蓄積された画像データよりビーム断面上のある1点（4画素を平均）に着目して、検光子を 180° 回転したときの強度変化データに（6.15）式を最小2乗カーブフィッティングし、相対位相差 δ と主軸方向 θ を求めた。なおここで、CCDカメラとコンピュータ（PC9801BX, NEC）のインターフェースにはイメージボード（FRM2-512, PHOTORON社）を使用した。実際にはビーム断面のおよそ6,000点にわたってこれと同じ計算を行った。

6. 4 レーザー媒質における熱複屈折の測定

6. 4. 1 LD励起Nd:YAGロッドの熱複屈折測定

本節では、LD励起Nd:YAGロッドの熱複屈折の測定について述べる。よく知られているようにLD励起方式では共鳴励起を行うため効率がよく、非輻射遷移による熱の影響を低く抑えることができる。このため、レーザー媒質中の熱の発生は少なく、複屈折量も比較的小さいことが予想される。6.4節で述べたようにコノスコープによる測定では1本の黒いリングが2πラジアンに相当するため、かなり大きな複屈折量が発生しないと測定しにくい。この方法による測定は適当でないと考えられる。そこで6.5節で述べた回転検光子法による複屈折画像処理装置を用いて相対位相差の2次元分布を測定することにした。その測定系の配置を図6-7に示す。

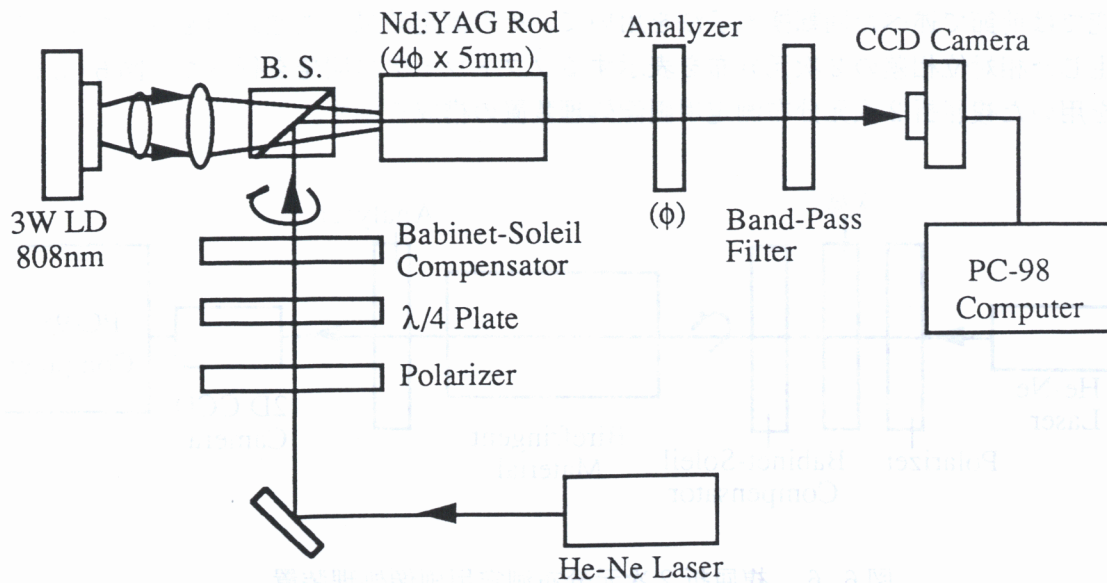
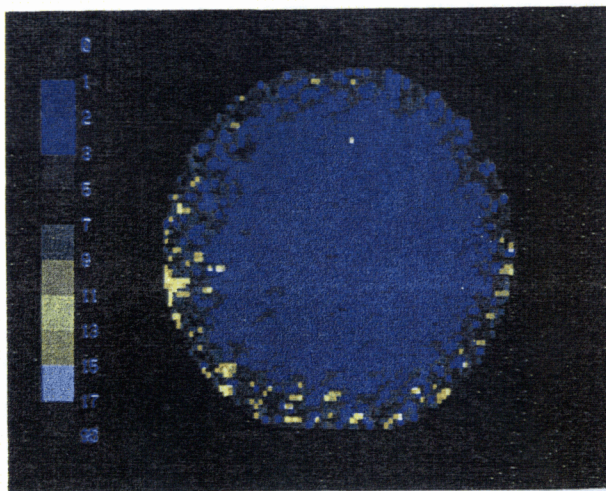


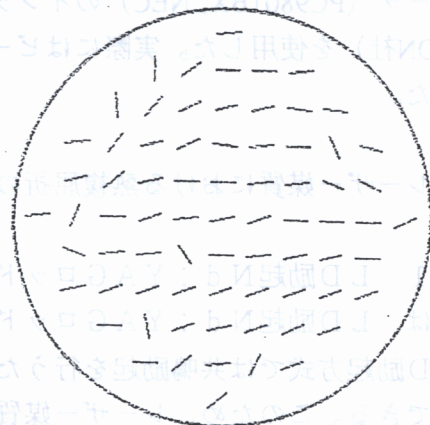
図6-7 LD励起Nd:YAGロッドの熱複屈折測定配置図。

ここで用いたNd:YAG (Nd:1.1at%) ロッドは直径4mm、長さ5mmである。励起用LDは最大CW出力3W(SDL-2482, SDL社)で発振波長は808nmである。励起LDと同じパスを通して偏光子、1/4波長板、バビネ・ソレイユ補償板と無偏光ビームスプリッターを用いて完全な右回り円偏光状態のプローブ光(632.8nmHe-Neレーザー光)を入射させた。レーザーロッドを透過したプローブ光を、回転検光子に通しその回転角に対する強度変化をCCDカメラで測定した。なお、干渉フィルターでLDの励起光をカットした。この構成でLD励起無しと励起したときの相対位相差と主軸方向をそれぞれ図6-8、図6-9に示す。



(degrees)

(a)



(b)

図6-8 熱複屈折測定結果 (LD励起なし) (a) δ の分布、(b) θ の分布。

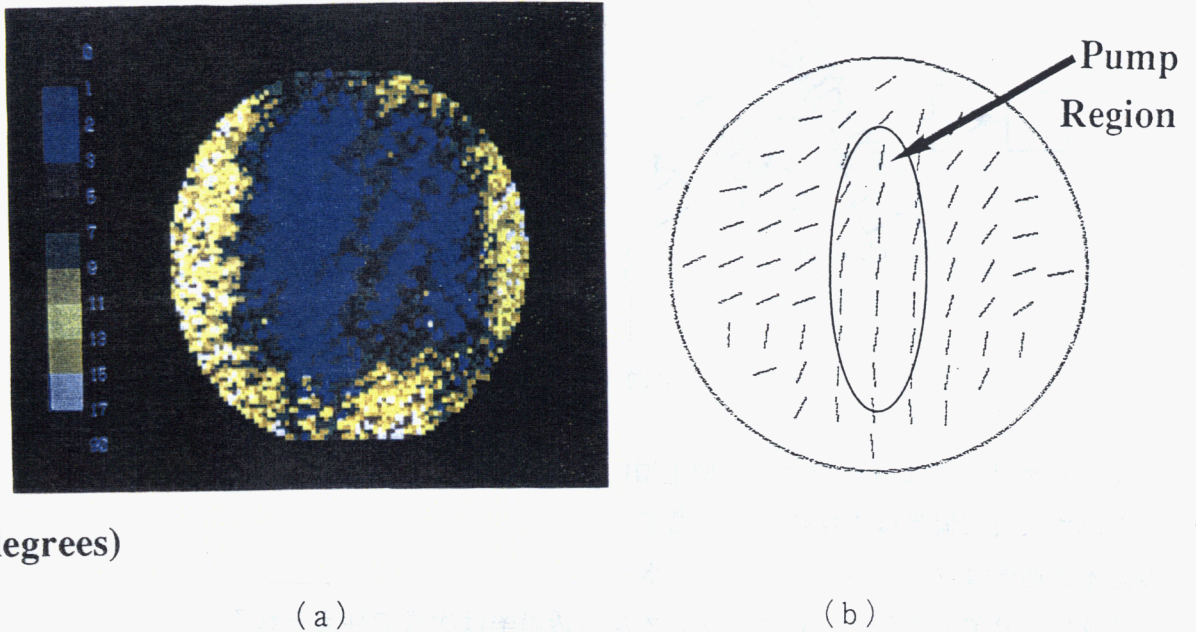


図6-8 熱複屈折測定結果 (LD励起あり) (a) δ の分布、(b) θ の分布。

ここで、励起領域は図6-8に示してある部分である。この結果、LD励起しない状態でもロッドの周辺部に $\delta \sim 3^\circ$ 程度の残留複屈折があり、LDで励起することによってロッドの中心部では殆ど複屈折は無く、周辺部に $\delta \sim 12^\circ$ 程度の複屈折が生じることが分かった。これは6.3節で述べたケヒナーの理論³⁾に定性的に一致している。また、励起によって複屈折の主軸方向は励起の長軸方向に回転していることが観測された。更に、中心部付近の直径約2mm以下の領域は熱複屈折の影響を比較的受けていないことが明らかになった。このように、新しい複屈折測定法を用いてLD端面励起Nd:YAGロッドの高感度な熱複屈折分布を2次元的に初めて測定することができた⁶⁾。

6.4.2 LD励起Nd:YAGディスク型主増幅器の熱複屈折測定

第5章で述べたように、ディスク型主増幅器部の増幅特性において、熱複屈折による損失が増幅器中に発生していることが分かった。熱複屈折現象は高出力レーザーにおいて出力やビーム質を制限する要素となるため、これを定量的に把握することは極めて重要である。また、複屈折補償に関する研究を進める上でも、この熱複屈折の測定データは重要である。

図6-9にディスク型主増幅器の熱複屈折測定配置図を示す。測定方法は回転検光子法⁶⁾によるもので、Nd:YAGディスク5台のシングルパス構成で測定を行った。

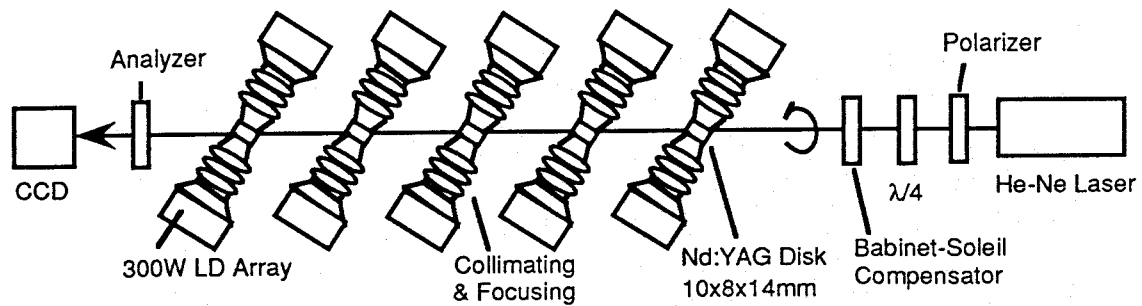


図 6-9 主増幅器の熱複屈折測定配置図。

第5章で述べたようにディスク型主増幅器は光軸に対してブルースター角に配置されている。そのため入射円偏光は主増幅器を透過すると偏光状態が変化する。透明媒質に光が入射したときの偏光透過率はフレネルの式によって求められる⁷⁾。光波の垂直振動成分（S偏光成分）と水平振動成分（P偏光成分）に対するフレネルの透過率は次式で与えられる。

$$t_s^2 = \left(\frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \right)^2 \quad (6.16)$$

$$t_p^2 = \left(\frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \right)^2 \quad (6.17)$$

ここで、 n は媒質の屈折率、 θ は結晶への入射角である。

これらの式にNd:YAGの屈折率1.82を代入すると、 $\theta = \tan^{-1}(1.82) = 61.6^\circ$ （ブルースター角）のとき反射によるP偏光成分の反射率が0になる。ブルースター角に配置されたレーザー媒体で増幅を行うとP偏光成分の損失が0であるのに対して、S偏光成分に対しては29.2%の損失が生じる。主増幅器はブルースター角で配置されその透過率は上式に従うが、Nd:YAGディスクにはLD励起光の吸収の効率を高めるためにARコーティングが施されているため前記の理論式には一致しない。そこでLD励起前のディスクでは複屈折が起こっていないと仮定して、そのときの強度データを基準にしてLD励起時（第5章と同じLD励起条件）の強度データを割り算して相対位相差分布と主軸方向分布を求めた。図6-10にガラス窓がない状態で測定されたLD励起ディスク型増幅器の熱複屈折2次元分布を示す。

プローブ光は、実際の増幅ビーム径（ $\phi 2.5 \text{ mm}$ ）に合わして測定を行った。これらの測定結果より、1台励起状態では殆ど複屈折が無く、2~5台と励起するに従って熱複屈折が大きくなっていることが分かる。また、熱複屈折の分布に関してはビームの中心付近が熱複屈折の影響が小さいことが分かる。さらに、上下方向には熱複屈折が小さく、左右方向に大きく分布していることが示されている。これは、Nd:YAGディスク10x14x8mmの直方体形状であり、励起中心部から周りの銅のヒートシンクまでの距離が近く、また、接している側面積が大きい上下方向に熱がよく流れていると考えられる。

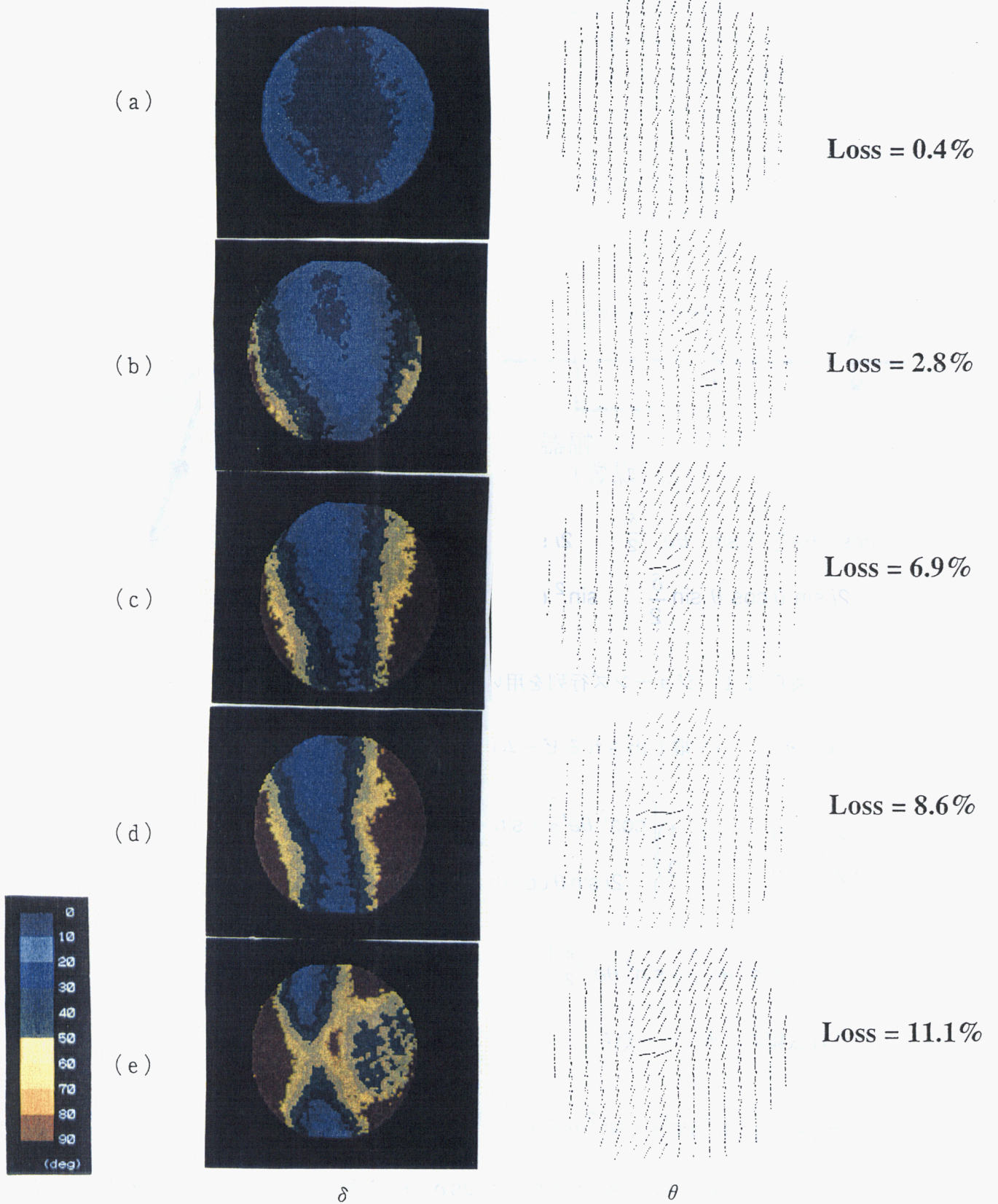


図6-10 ガラス窓がない状態で測定されたディスク増幅器の熱複屈折2次元分布。(a),(b),(c) (d),(e)はそれぞれディスク台数(1~5台)に相当し、左図は相対位相差 δ 、右図は主軸方向 θ の2次元分布及びエネルギー損失Lを示している。

6. 4. 3 複屈折ロスの評価とディスク増幅器の出力特性の評価

主増幅器はブルスター角配置でP偏光成分の増幅を行う構成となっているため、複屈折によって生じたそれ以外のS偏光成分は損失となり、出力エネルギーの低下につながる。そこで、前節の複屈折測定結果をもとに、主増幅器での損失を評価した。ここで、偏光状態の解析には、よく知られたジョーンズ行列⁸⁾を用いた。図6-11に主増幅器のモデルとそれぞれの光学素子のジョーンズ行列を示してある。もし、ディスクで複屈折が生じていなければファラデーローテータ(FR)によって入射P偏光はS偏光に旋回されて偏光板で全て反射され取り出される。複屈折が起こると完全にS偏光にはならず、それ以外のP偏光成分が生じ、偏光板を透過して損失となる。

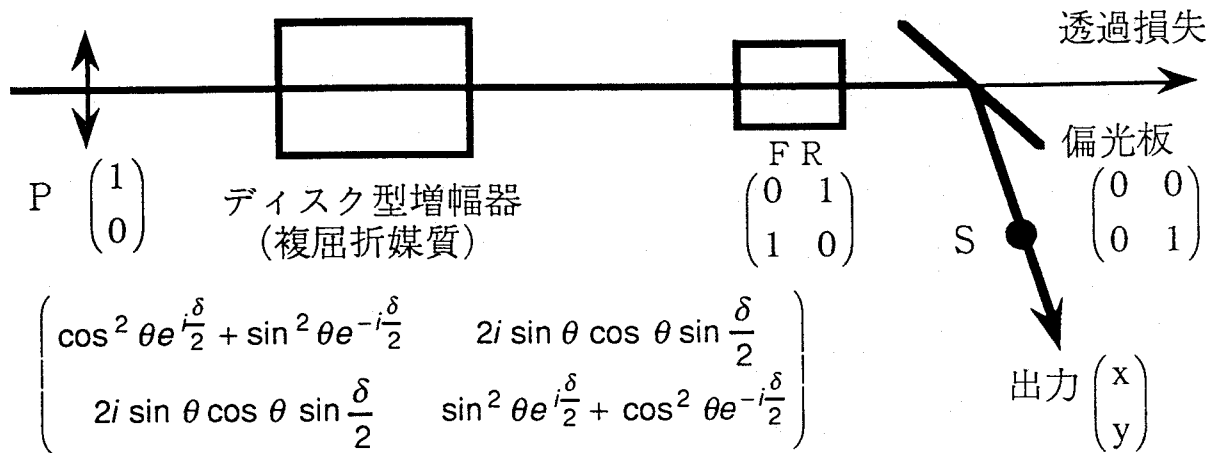


図6-11 ジョーンズ行列を用いた出力エネルギーの評価モデル図。

このとき偏光板によって取り出されるビームはジョーンズ行列計算で次のように表される。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta e^{i\frac{\delta}{2}} + \sin^2 \theta e^{-i\frac{\delta}{2}} & 2i \sin \theta \cos \theta \sin \frac{\delta}{2} \\ 2i \sin \theta \cos \theta \sin \frac{\delta}{2} & \sin^2 \theta e^{i\frac{\delta}{2}} + \cos^2 \theta e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} 0 \\ \cos^2 \theta e^{i\frac{\delta}{2}} + \sin^2 \theta e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix} \tag{6.18}
 \end{aligned}$$

ビーム強度は振幅の2乗であるから、

$$\begin{aligned}
 I &= yy^* = \left(\cos^2 \theta e^{i\frac{\delta}{2}} + \sin^2 \theta e^{-i\frac{\delta}{2}} \right) \left(\cos^2 \theta e^{-i\frac{\delta}{2}} + \sin^2 \theta e^{i\frac{\delta}{2}} \right) \\
 &= \cos^4 \theta + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \delta + \sin^4 \theta \tag{6.19}
 \end{aligned}$$

となる。つまり偏光板を素通りする増幅光のエネルギー損失L (複屈折によるエネルギー透過損失) は次式で与えられる。

$$L = 1 - (\cos^4 \theta + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \delta + \sin^4 \theta) \quad (6.20)$$

上式を用いて、複屈折の画像データをもとに複屈折による損失を計算した。ここで、ビーム断面の約6,000点でのLの平均値を計算すると、5台シングルパス構成で約11.1%の複屈折による損失があることが分かった。図6-12は励起パワーに対する熱複屈折による損失を示している。これより、励起パワーが約100mJ以降は複屈折損失は損失係数0.024%/mJの比例特性があることが分かる。

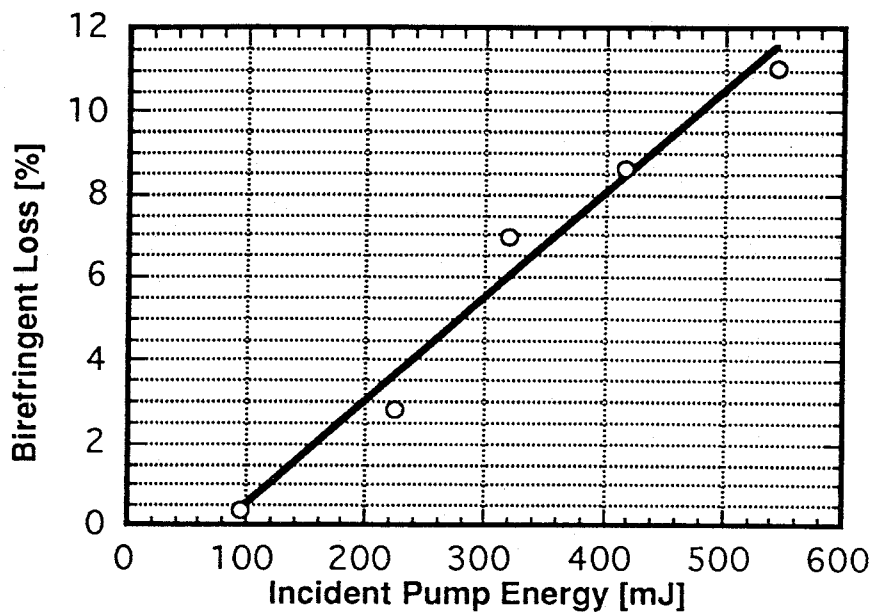


図6-12 励起パワーに対する熱複屈折による透過損失。

これらの複屈折損失は、ディスク増幅器の出力低下を招き、増幅特性を見積もる際に損失ファクターとして考慮しなければならない。そこで、ディスク型主増幅器の出力特性においてここで得られた実験結果を次式に導入し、エネルギー抽出効率を評価し直した。

$$\eta_{EXT} = \frac{E_{OUT} - E_{IN}}{E_{ST}} (1-L)^2 \quad (6.21)$$

ここで、 E_{IN} は入力エネルギー10mJ、 E_{OUT} 、 E_{ST} はそれぞれ出力エネルギー、蓄積エネルギーであり、第5章の図5-10で計算した値を用いた。

図6-13はディスク増幅器のエネルギー抽出効率特性を示しており、これより、ディスク増幅器のエネルギー抽出特性は複屈折損失を考慮したFrantz-Nodvikの理論値に良く一致していることが分かる。これは、出力の限界を与えるものであるため、加工用大出力レーザーのみならず将来の核融合炉用ドライバーを構築する際に避けては通れない課題である。

また、再生増幅器においてシングルパスの透過率を90%以上にしなければ、エネルギー抽出効率は高く取ることができないため、重要な課題点である。

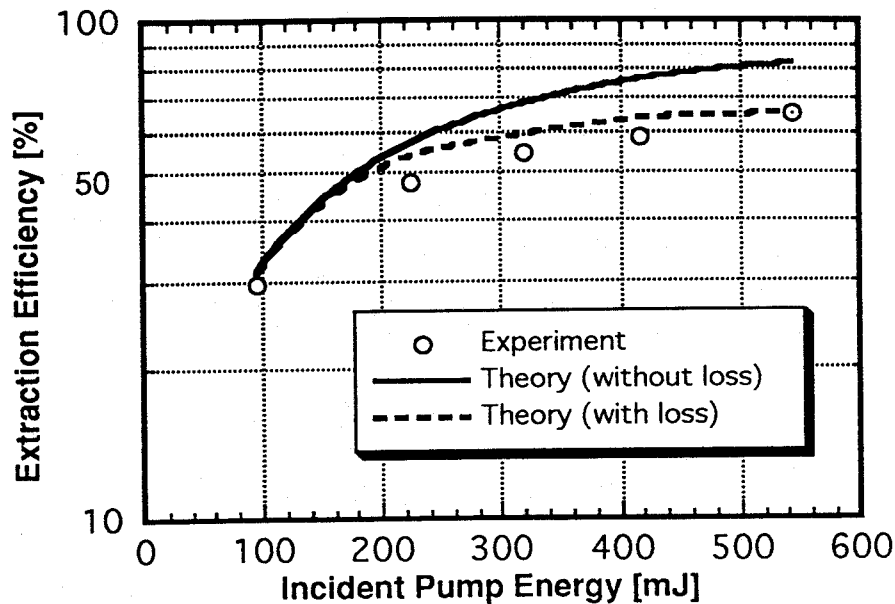


図6-13 ディスク増幅器のエネルギー抽出効率特性。実線は複屈折損失がないときの理論値、点線は複屈折損失を考慮したときの理論値、白丸は実験値である。この結果、ディスク増幅器のエネルギー抽出特性は複屈折損失を考慮した理論値に良く一致していることが分かる。

更に重要になってくるのは複屈折の補償である。水晶製90°旋光子を2台の増幅器間に入れ偏光状態を90°回転することによって補償する方法や励起分布や熱冷却を制御することによって最適化を図る等の方法が考えられる。前者はロッドタイプの増幅器でよく利用されている¹¹⁾が、ブルースター角で増幅するディスクタイプでは適用できない。現在のところ、複屈折の研究が進み出した段階であり、今後、複屈折補償の研究を進めて行く必要がある。次節では、複屈折補償の可能性をも有する機械的応力による複屈折効果について述べる。

6.5 機械的応力誘起複屈折の測定

ガラス、プラスチックなどの透明な弾性体に外力を加えて内部応力を起こさせると、これらの弾性体に光学的異方性が生じ、複屈折性を示すようになる。この一時的複屈折現象は1816年、ブルースター(D.Brewster)によって発見され、光弾性効果(photoelastic effect)と呼ばれている⁹⁾。これはNd:YAG等のレーザー媒質でも同様に起こる現象であり、大断面積のディスクやロッド媒質を保持する部品による加圧によって応力が生じることも十分考えられる。しかし、今までレーザー媒質の機械的応力誘起複屈折現象が報告された例は殆どない。本節では、新たに開発した複屈折測定装置⁶⁾を用いて機械的応力誘起Nd:YAGロッドの複屈折の測定を行った結果¹⁰⁾について述べる。

図6-14に実験で使用したNd:YAGロッドに集中荷重(機械的応力)をかけるためのホルダーの構造を示す。ここで用いたNd:YAGロッドとして、LD励起用の材料として典型的なもの(長さ5mm、直径4mm)を用いた。ロッドは図にあるようにちょうど埋り込むような真鍮のホルダー中に置かれており、上下ホルダーをネジを介して締めつけることによって圧縮する構成である。なお、Nd:YAGロッドの上下側面には太さ1mmの銅線を介し、光軸方向(ロッドの長さ方向)にわたって一様な圧縮荷重をかけるようにした。これは、2次元複屈折測定においてロッドの径方向以外の複屈折による影響を防ぐためである。

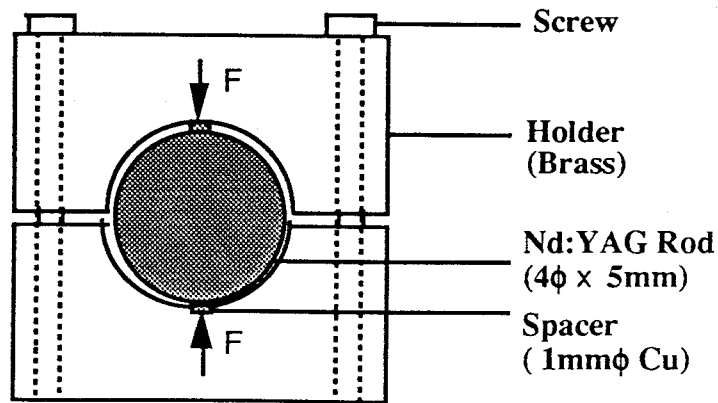


図6-14 Nd:YAGロッドに集中荷重をかけるためのホルダーの構造。

ここで、上図の機械的応力を考察する。図6-15に示すような2次元応力状態にあるロッドに断面に垂直に光を入射する場合を考える。光の通過するロッド内の任意の1点における主応力を σ_x 、 σ_y （互いに直交）とし、入射する光は主応力方向に振動する2つの平面偏光に分解され、それぞれの屈折率を n_x 、 n_y とする（ただし、無応力状態での屈折率を n_0 とする）と以下の関係が成り立つ。

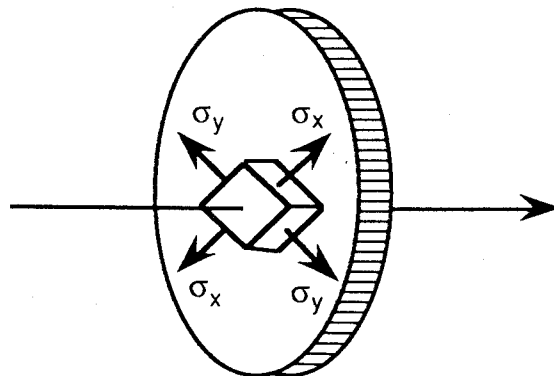


図6-15 2次元応力状態。

$$n_x - n_0 = A\sigma_x + B\sigma_y \quad (6.21)$$

$$n_y - n_0 = A\sigma_y + B\sigma_x \quad (6.22)$$

ここで、A、BはAを直接応力光定数（direct stress optic constant）、Bを横応力光定数（lateral stress optic constant）と呼ぶ。

媒質の厚さを t とし、長さ方向では応力状態が一様で変化がない場合には、2つの偏光に対する光路長はそれぞれ $n_x t$ 、 $n_y t$ であるから、2つの光波間には次に示す相対位相差 δ が生じる。

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)t \quad (6.23)$$

上式に（6.21）、（6.22）式を代入すると次式を得る。

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot C(\sigma_x - \sigma_y) \quad (6.24)$$

ここで、 $C (=A - B)$ は光弾性定数 (photoelastic constant) と呼ばれている。 C は応力の逆数の単位をもち、 cm^2/dyn で表される。 t 、 λ 、 C がいずれも定数なので相対位相差 δ は $(\sigma_x - \sigma_y)$ に比例する。この関係式をブルースターの法則といい、2次元光弾性の基礎となる式である。

集中圧縮荷重下のロッドの中心部での σ_x 、 σ_y は次式で与えられる。

$$\sigma_x = \frac{2F}{\pi d} \quad (6.25)$$

$$\sigma_y = -\frac{6F}{\pi d} \quad (6.26)$$

ここで、 F はロッドにかけた荷重、 d はロッドの直径である。例えば、位相差 δ が $\lambda/4$ を生じるため必要な荷重 F は上式と (6.24) 式より

$$F(\lambda/4) = \frac{\delta \lambda d}{16C} \quad (6.27)$$

となる。この式より、ロッドにかかる荷重と相対位相差 δ との間には比例関係があることが分かる。よって、ホルダーの荷重 F を調節することにより任意の相対位相差 δ を作ることができる。上式より、波長 $\lambda = 1064 \text{ nm}$ 、 $d = 0.5 \text{ cm}$ 、 $C = 1.25 \text{ Brewster}$ ($\text{Brewster} = 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$)¹⁰⁾ を用いると、 $F(\lambda/4)$ は 1064 nm で 245 N (25 kg)、 632.8 nm で 147 N (15 kg) となる。

次に、図6-13に示す集中圧縮荷重下のNd:YAGロッドに生じる相対位相差 δ と主軸方向 θ の分布を回転検光子法による複屈折測定装置で測定した。図6-15(a)に相対位相差の分布、図6-15(b)に主軸方向の分布を示す。

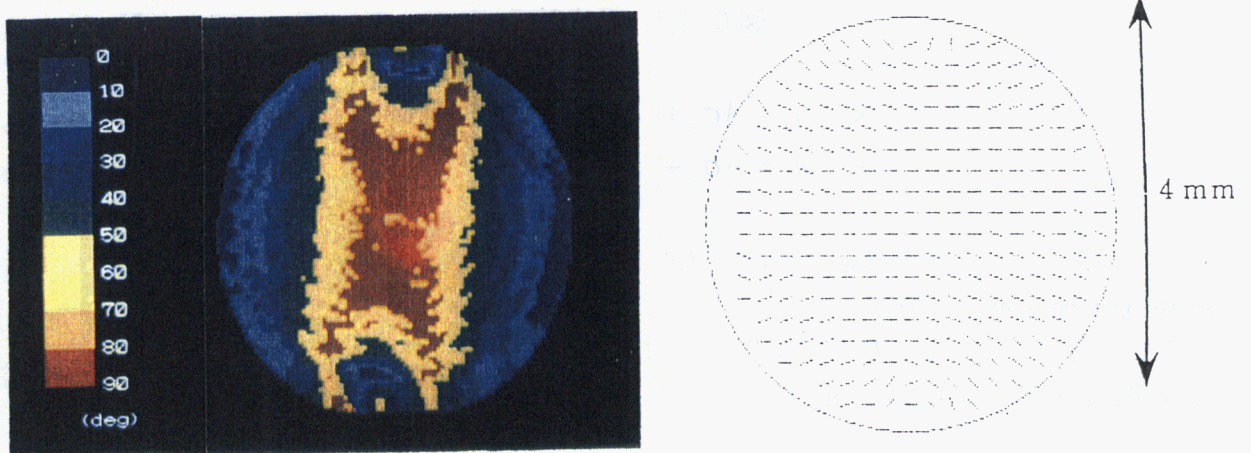


図6-15 機械的応力誘起複屈折測定結果。(a) 相対位相差の分布、(b) 主軸方向の分布。

この結果、Nd:YAGロッドの中心付近の横1mm、縦2mmの様な領域で相対位相差 $\delta \sim 90^\circ$ となり、1/4波長の位相差をもつことがわかる。また、中心付近の主軸方向は理論通り圧縮荷重方向に垂直な方向であることが分かる。

さらに、この機械的応力複屈折分布は図6-10で示したディスクの熱複屈折分布と比べると丁度反対になっていることが分かる。これを応用してディスク増幅器において機械的応力を加え、複屈折を補償する方法も考えられる。

6.6 能動波長板

レーザーの応用技術には波長板を利用することが多く、これを制御するために1/4波長板や1/2波長板などが一般には用いられる。これらの波長板は、光学的な異方性を持つ複屈折結晶板を用い、入射光の2つの偏光成分に対する屈折率の違いを利用して相対位相差を持つような水晶やへき開した雲母板などで作られている。これらの波長板は結晶の厚さと相対位相差との関係が固定であるため、受動素子として考えられる。

前節で述べたようにレーザー媒質に集中圧縮荷重をかけて相対位相差を作ると媒質自体に波長板の役割を持たせることができる。これは従来の波長板にはなかった利得を持った能動波長板(active wave plate)¹⁰⁾と考えることができる。この能動波長板は波長板とレーザー媒質としての役割を兼ね備えているため、光学素子数が削減できるとともに、熱複屈折による位相差の補償やレーザー変調なども同時に行うことができる等、様々な光学系への適応が可能である。

次に、実際のレーザーシステムの中で能動波長板が両方の役割を同時に果たしていることを確認するために、図6-16の構成を用いてレーザー利得の測定を行った。ここで、能動波長板素子としては前節の機械的応力誘起複屈折測定で述べたNd:YAGロッドを用いた。

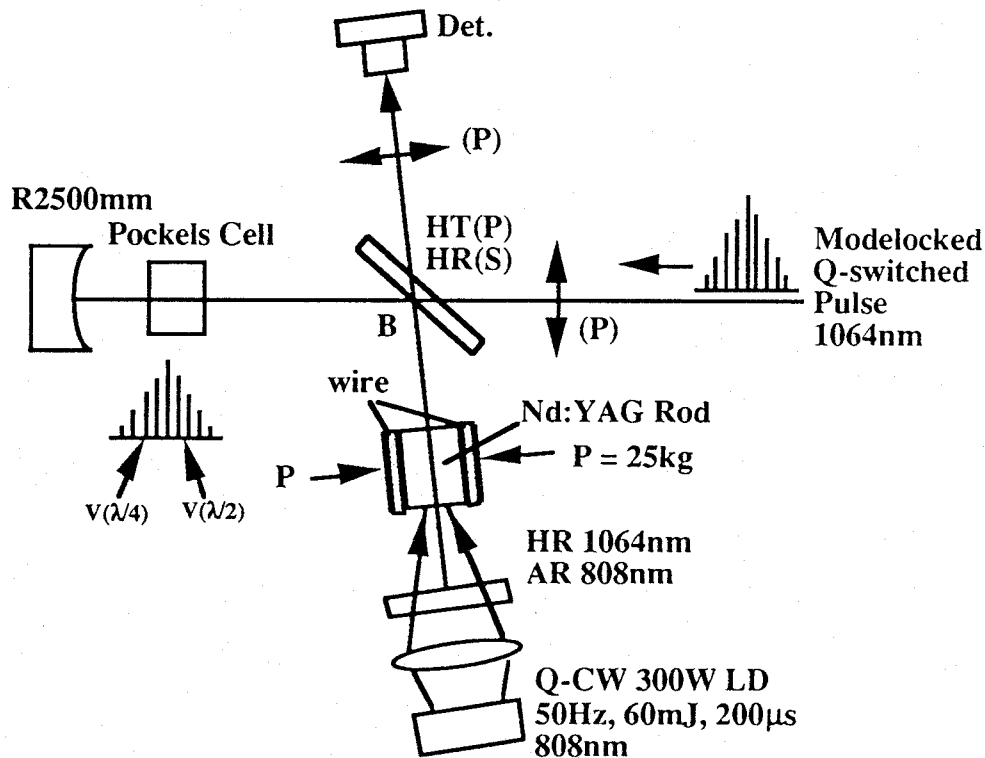


図6-16 能動波長板測定配置図。

入射プローブ光には第3章で述べたモードロックQスイッチ発振器からのP偏光のパルス列を用いた。入射偏光はP偏光は透過、S偏光に対しては高反射の偏光板（B）を透過してポッケルスセルに向かう。ポッケルスセルの印加電圧が $\lambda/4$ 電圧の間に入射するP偏光ビームはポッケルスセルを1往復し、S偏光に変えられた後偏光板で反射される。S偏光パルス列は、圧縮荷重をかけられて中心付近で $1/4$ 波長板となったNd:YAGロッドに入射する。ロッドを往復すると再びS偏光からP偏光に変えられ、偏光板を透過して検知器でパルス列が測定される。この実験で使用したビームの直径は約 $1\text{ mm } \phi$ であるため、 $1/4$ 波長板としてほぼ一様な $1\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ の領域内を通過していると考えられる。この状態のレーザーロッドを 300 W のLD（ 50 Hz 、パルス幅 $200\text{ }\mu\text{s}$ ）で励起して、励起前後の波形の変化を測定した。図6-17（a）に確認のために水晶の $1/4$ 波長板を図6-16のNd:YAGロッドの場所に入れたときの波形、（b）に励起前の波形、（c）に励起中の波形を示す。

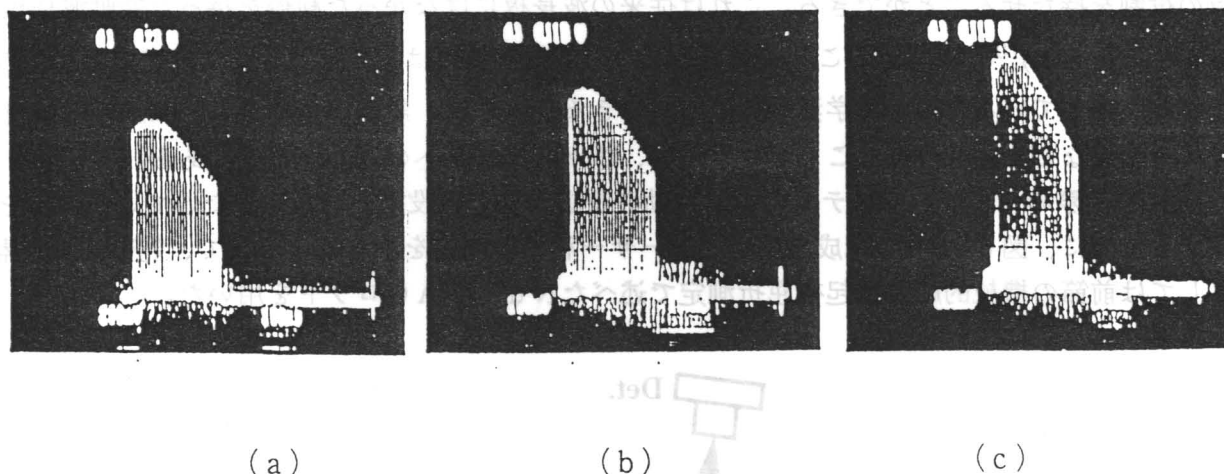


図6-17 利得測定結果（ $\lambda = 1.064\text{ }\mu\text{m}$ ）。（a）水晶の $1/4$ 波長板を入れたとき、（b）LD励起していないとき、（c）LD励起中のモード同期パルス列波形。

この結果より、圧縮荷重を加えたNd:YAGロッドは確かに $1/4$ 波長板として動作していることが分かる。また、LD励起することによってダブルパスで1.15倍、シングルパスで1.07倍に増幅されていることが確かめられた。また、LD励起によりこの位相分布は殆ど変化しないことも2次元複屈折測定により確かめた。さらに、相対位相差 δ は圧縮荷重が一定である限り変わらず安定である。この実験は原理実験であったために測定された能動波長板のゲインは低かったが、今後、LD励起スポットなどの最適化を図り、利得を向上させる必要がある。

6.7 まとめ

本章では、熱複屈折の定量的な測定を目的とした研究を行った。得られた結果をまとめると以下のようなになる。

[1] 従来のコノスコープ法より高感度且つ簡便にしかも主軸方向の正、負の符号判別も可能な複屈折の2次元分布を測定する回転検光子法に基づき新しい画像処理装置の開発を行った。

[2] LD励起状態でのレーザー材料中に生じた熱複屈折の測定を行った。この結果、LD励起しない状態でもロッドの周辺部に $\delta \sim 3^\circ$ 程度の残留複屈折があり、CW3WLDで励起することによってロッドの中心部では殆ど複屈折は無く、周辺部に $\delta \sim 12^\circ$ 程度の複屈折が生じることが分かった。また、励起によって複屈折の主軸方向は励起の長軸方向に回転していることが観測され、中心部付近の直径約2mm以下の領域は熱複屈折の影響を比較的受けていないことが明らかになった。

[3] この測定装置を用いて第5章のディスク型増幅器の熱複屈折の測定を行い、この結果をもとにジョーンズ行列の解析により、透過損失の評価を行った。この結果、LD励起された5台の主増幅器のシングルパスで11.1%の熱複屈折損失が生じることが分かった。これをFrantz-Nodvikの理論式に導入したディスク増幅器の出力特性は実験値によく一致していることが分かった。

[4] 機械的応力がレーザー媒質中に生じたときにも同様に複屈折現象が起こるため、レーザー媒質に機械的な荷重をかけたときの相対位相差と主軸方向の分布の測定を行なった。この結果、Nd:YAGロッドの中心付近の横1mm、縦2mmの様な領域で相対位相差を $\delta \sim 90^\circ$ とすることができ、 $1/4$ 波長の位相差を持たせることができた。これがもとで新たにレーザー媒質と波長板の両方の役割を持った能動波長板を考案し、その基本動作を評価した。実際にそれが波長板として動作し、同時に利得を持つことを確認した。

参考文献 (第 6 章)

- 1) H. S. Carslaw and J.C. Jaeger, Conduction of Heat in Solids (Oxford University Press, London, 1948)191.
- 2) S. Timoshenko and J. N. Goodier, Theory of Elasticity (Mcgraw-Hill Book co., New York,1951).
- 3) W. Koechner, Appl. Opt. **9** (1970) 1429.
- 4) W. Koechner and D. K. Rice, IEEE J.Quantum Electron. **QE-6** (1970) 557.
- 5) 湯浅亀一：材料力学（中巻）、コロナ社、pp.277-280(1970).
- 6) M. Ohmi, M. Akatsuka, K. Ishikawa, K. Naito, Y. Yonezawa, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai, Appl. Opt. **33** (1994) 6386.
- 7) F. L. Pedrotti and L. S. Pedrotti, Introduction to Optics, Prentice Hall, Inc.(1987).
- 8) W. A. Schurcliff, Polarized Light, Harvard Univ. Press (1962).
- 9) 辻 二郎他：光弾性実験法、日刊工業新聞社、pp.42-43,(1975).
- 10) M. Ohmi, M. Akatsuka, K. Ishikawa, K. Naito, Y. Yonezawa, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai, Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 4905.
- 11) W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, 3rd Edition, Springer-Verlag. (1992).

第7章 結論

レーザーの広範な科学技術分野への応用は近年急速に広がっており、それに伴ってレーザー及びレーザーシステムも進歩してきている。特に、半導体分野の技術進歩を受けて半導体レーザー(LD)の長寿命化、高出力化等の高性能化が進み、これを励起源としたLD励起固体レーザーがこれまでにない高効率、高繰り返し動作の可能性を持つ高性能レーザーとして世界的に注目されている。さらに、核融合研究用として用いられてきた従来のフラッシュランプ励起固体レーザーでは炉用ドライバーとして必要な高効率、高繰り返し動作の達成が困難とされているため、この問題を解決できるLD励起固体レーザーが期待されている。本研究では、産業の応用も視点に入れ、且つ将来のレーザー核融合炉用ドライバーの基礎的データの取得もできるLD励起高効率、ハイパワー、高繰り返しのテーブルトップサイズのLD励起Nd:YAGレーザーシステムの開発研究を行った。以下に、本論文により得られた成果を章毎に総括する。

[第2章]

LD励起高効率ハイパワーNd:YAGレーザーシステムの概念設計を行い、技術的な問題点を明らかにし、将来の核融合炉用ドライバーの要素開発を行った。

(1) システムは発振器、再生増幅器、ディスク型主増幅器、波長変換器とで構成されている。発振器は強い熱レンズを補償できる構成であり、安定なモード同期Qスイッチ方式を採用した。前置増幅段には高利得で高効率にエネルギー抽出を行う再生増幅方式を用い、飽和エネルギー領域付近までビームを高利得、高エネルギー抽出で増幅する構成である。その後切り出されたビームを高ビーム品質で増幅することを目指した表面LD励起ディスク型増幅器を通過させ、高エネルギー抽出で高出力に増幅する構成とした。波長変換部では非線型光学結晶(KTP、BBO、LBO)を使い、高効率で紫外光を発生する構成である。

(2) 本研究では、小型装置を製作し、実際に動作させることにより、高効率、高繰り返し特性、これに伴う種々の熱的な特性を評価した。これらの成果は産業応用に直ちに役立つとともに将来の炉用ドライバーの技術的要素開発も重要なテーマである。本研究で得られたLD励起増幅器の効率のまとめを以下に示す。

- ・励起効率13% (目標値33%)
- ・励起システム効率32% (目標値76%)
- ・エネルギー抽出効率65% (目標値を達成)

であり、技術解決点(LDの発光効率、伝達効率、増幅マッチング率)を明らかにした。これらの技術問題を解決することにより、核融合ドライバーに必要な総合効率15%程度(第3高調波への変換効率80%を考慮すると12%程度)を実現できることが分かった。

[第3章]

LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの発振器部であるCW・LD励起強制モード同期Qスイッチ発振器の設計、製作動作特性の評価により以下の知見を得た。

(1) LD励起時のレーザー結晶内の熱レンズの焦点距離を実測し、熱レンズ焦点距離 f_r はプローブ光がロッドを通過する際に局所的な熱レンズ効果を平均化しているためメートルオーダーの比較的弱い熱レンズとなることが明らかになった。実際には端面励起方式で局所的な熱分布により引き起こされる熱レンズ焦点距離はNd:YAGにおいてセンチメートルオーダーと評価される。このロッド端面近傍の局所的な強い熱レンズ効果と平均化されたマクロな熱レンズ効果は共振器長の長いモード同期レーザー等を組む際に大きな問題となってくることが明らかになった。

(2) 非点収差補償型共振器を用い、基本モードのスポットサイズに関するABCDマトリックス法による解析により、凹面鏡をレーザー発振器内に用いる熱レンズ補償法を開発した。共振器内の短焦点凹面鏡(焦点距離7.5cm)により、熱レンズの焦点距離がLD励起強度に依存して1cm \sim ∞ まで変化した場合でも熱レンズ効果が補償され、同時に最小のスポットサイズが得られることが明らかになった。次に、LD励起下でのスポットサイズを実測し、それが理論値と測定誤差の範囲内で一致し、また励起パワーを上げてスポットサイズは変化しないことから熱レンズ効果の補償が行われていることを確認した。

(3) LD励起強制モード同期Qスイッチレーザーを試作し、その動作特性を評価した。パルス幅はSHG相関法によって測定し、7mm厚エタロン板(溶融石英製)を挿入することにより計算された値とほぼ等しい910psのパルス幅となることが明らかとなった。

[第4章]

LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高効率、高利得前置増幅器としてLD励起Nd:YAG再生増幅器の開発を行い、エネルギー抽出特性について実験的検討を行い次の結果を得た。

(1) 再生増幅器は繰返し率50Hzで動作させることができ、増幅出力として小信号利得3.2で6.0mJを得た。このときの増幅度は71dBであり、抽出効率としては約50%を達成した。これらの増幅出力、エネルギー抽出効率の値はLD励起固体レーザーの再生増幅器で世界最高の値である。

(2) 抽出効率をLowdermilkとMurrayのモデル(LMモデル)によって評価し、実験値から算出した抽出効率は利得回復のない場合のLMモデルと一致しており、LMモデルの有用性が実証でき、大型の再生増幅器設計の指針が得られた。

[第5章]

LD励起Nd:YAGディスク型主増幅器を試作・評価し、以下の知見を得た。

(1) ディスク型増幅器の励起LDアレイ光の集光光学系を設計・試作した結果、合計9枚の組み合わせレンズ系により、集光サイズとして $3.5 \times 3.3 \text{ mm}^2$ (FWHM)、伝達効率として80%以上を達成し、LD励起強度としては 2.7 kW/cm^2 を得た。これにより各種レーザー材料のLD励起に関する特性評価が可能となった。

(2) ディスク内部のLD励起による温度上昇について熱流体解析コード“STREAM”を用いて解析を行った。固体媒質中のビームに平行な温度分布が熱歪み等の影響を与えることが予測できた。また、ディスク型増幅器1台当たりの励起による熱レンズ焦点距離は約18mであり、主増幅器の構成(各ディスク増幅器間隔約15cm、主増幅器全体では約1m)を考慮した場合、影響を与える程のものではないと考えられる。

(3) ディスク型増幅器の小信号利得はLD励起入力120mJで計算値に近い約1.6が得られた。ディスク型増幅器5台の増幅実験においてはダブルパス後の出力として66.7mJ(多モード動作時)を達成した。このときの光・光変換効率は12.3%(システム効率8.3%)であり、炉用ドライバーの条件である高効率性をある程度達成したことになる。また、ディスク型増幅器のエネルギー抽出効率は65%であり、Frantz-Nodvikの理論計算より得られる効率(82%)より小さいものとなった。これは熱複屈折損失によるものである。

(4) レーザーシステムにおいて高エネルギー抽出を得るためには増幅器を前置増幅器と主増幅器に分け、前置増幅器には高利得が得られる再生増幅方式を用いて飽和強度領域までの増幅を行い、主増幅器には高エネルギー抽出が可能なMOPA増幅器またはシングルパスで不十分であれば多重パス増幅器を用いて高出力増幅を行うことが有効であることが分かった。

[第6章]

従来のコノスコープ法より高感度且つ簡便に複屈折の2次元分布を測定できる新しい回転検光子法にもとづく画像処理装置の開発を行い、以下の結果を得た。

(1) LD励起状態でのレーザー材料中に生じた熱複屈折の測定を行い、CW動作、出力3WのLDで励起することによってロッドの中心部では殆ど複屈折は無く、周辺部に $\delta \sim 12^\circ$ 程度の複屈折が生じることが分かった。また、励起によって複屈折の主軸方向は励起の長軸方向に回転していることが観測され、中心部付近は熱複屈折の影響を比較的受けていないことが分かった。

(2) この測定装置を用いて第5章のLD励起ディスク型増幅器の熱複屈折の測定を行い、この結果をもとにジョーンズ行列の解析により、損失の評価を行った。この結果、5台の主増幅器構成においてシングルパスで11.1%の熱複屈折損失が生じることが分かった。これをFrantz-Nodvikの理論式に導入したディスク型増幅器の出力特性は実験値によく一致していることが分かった。

(3) 光弾性現象の理論に基づいてレーザー媒質に機械的な荷重をかけたときの相対位相差と主軸方向の分布の測定を行なった。この結果、Nd:YAGロッドの中心付近の横1mm、縦2mmの様な領域で相対位相差は $\delta \sim 90^\circ$ となり、 $1/4$ 波長の位相差をもつことが分かった。レーザー媒質と波長板の両方の役割を持った能動波長板を新たに考案し、その基本特性を評価した。実験により、それが波長板として動作し、同時に利得を持つことを確認した。

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中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

本論文作成にあたり御教示頂きました権田俊一教授、中塚正大教授に深甚な謝意を表します。

また、本研究を推進するにあたり直接、御指導、御討論を戴きました山中正宣助教授に厚く感謝致します。

さらに、大阪大学大学院在学中御指導、御教示戴きました西川雅弘教授、青木亮三教授、三宅正宣名誉教授、山中龍彦教授、井澤靖和教授、加藤義章教授、三間罔興教授、西原功修教授、佐々木孝友教授に心より謝意を表します。

レーザー核融合研究センターにおける研究を通じ、御指導、御助言を戴きました北川米喜助教授、中島信昭助教授、乗松孝好助教授、高部英明助教授、田中和夫助教授、畦地宏助教授、西村博明助教授、宮永憲明助教授、吉田國雄元助教授、藤田尚徳助教授、實野孝久講師、阪部周二講師、大道博行講師、白神宏之助手、宮本修治助手、藤原閔夫元助手、中井光男助手、金辺忠助手、西口彰夫元助手、児玉了祐助手、村上匡旦助手に心より謝意を表します。

研究生生活においてお世話になりましたN.Srinivasan君、桐山博光君、木村孝志君、内藤健太博士（現日新電機株式会社）、石川浩司君（現東レ株式会社）、赤塚雅則君（現住友金属株式会社）、庄田浩幸君、日根野智和君、岡井健君（現株式会社スイデン）、松浦秀樹君（現ミノルタ株式会社）、西田嘉夫元研究員（大阪市立西高校教諭）、米澤喜幸元研究員（株式会社富士電機総合研究所）、清水弘之元研究員（株式会社神戸製鋼所）、佐藤毅元研究員（金門電気株式会社）、元木利一研究員（金門電気株式会社）、菅博文博士（浜松ホトニクス株式会社）、宮島博文研究員（浜松ホトニクス株式会社）、曾観明博士、戸川拓哉君（現日本電気株式会社）、高森功君（現中国電力株式会社）、杉尾英昭君（現東レ株式会社）、中山繁元研究員（株式会社ニコン）、他センターの方々心より感謝致します。

また、レンズ設計で御協力をして戴いたオリンパス光学工業株式会社、山本公明博士と寺島幹彦氏、さらに、本研究の遂行に御支援、御協力戴いた財団法人レーザー技術総合研究所所長、山中千代衛名誉教授、関西電力株式会社総合研究所の村田瑛二氏、原信一氏、北田俊信氏、金門電気株式会社の小野田元氏、日新電気株式会社の中里宏氏、川北有氏に厚く感謝致します。

業績目録

[1] 原著論文

- 1) "A Simple Method for Measurement of Wavelength Chirping of a High-Peak-Power Laser Diode Array during Pulsed Operation"
K. Naito, Y. Nishida, T. Nosaka, K. Ishikawa, M. Ohmi, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai.
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 32 (1993) pp.84-87.
 - 2) "パルス駆動高出力レーザダイオードアレーの波長チャーピング測定"
西田嘉夫、内藤健太、野阪泰三、近江雅人、石川浩司、佐藤 毅、山中正宣、中塚正大、中井貞雄
電子情報通信学会論文誌 Vol. J75-C-I No. 12, (1992), pp.748-751.
 - 3) "Demonstration of High Energy Extraction Efficiency in a Laser-Diode Pumped High Gain Nd:YAG Regenerative Amplifier"
K. Naito, M. Ohmi, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai
Appl. Phys. Lett. 64 (1994) pp.1186-1188.
 - 4) "Parametric Studies on the Laser Diode Pumped, Thermal Lensing Compensated, Modelocked, Q-switched Nd:YAG Laser"
M. Ohmi, K. Naito, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 33 (1994) pp.2579-2585.
 - 5) "High sensitivity two-dimensional thermal and mechanical stress-induced birefringence measurements in a Nd:YAG rod"
M. Ohmi, M. Akatsuka, K. Ishikawa, K. Naito, Y. Yonezawa, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai
Appl. Opt. 33 (1994) pp.6386-6372.
 - 6) "Mechanical-Stress Induced Nd:YAG Active Quarter-Wave Plate"
M. Ohmi, M. Akatsuka, K. Ishikawa, K. Naito, Y. Yonezawa, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 33 (1994) pp.4905-4906.
- <公表予定>
- 7) "Efficient Laser Diode Array Surface Pumped Nd:YAG Disk Amplifier"
M. Ohmi, N. Srinivasan, H. Kiriya, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai
(to be Submitted, 1994).
 - 8) "An Efficient Laser Diode Pumped Nd:YAG Laser MOPA System"
M. Ohmi, N. Srinivasan, H. Kiriya, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, S. Nakai, and C. Yamanaka
(to be Submitted, 1994).

[2] 発表論文、解説など

- 1) "LD励起固体レーザーシステム用光センサの試作"
西田嘉夫、内藤健太、近江雅人、石川浩司、佐藤 毅、山中正宣、中塚正大、中井貞雄
レーザー研究 Vol. 20, No. 6, (1992), pp.411-419.
- 2) "Collaborative Work at the Institute of Laser Engineering the Ne-like Ge XUV Laser Scheme"
D. M. O'Neil, C. L. S. Lewis, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, H. Shiraga, M. Yamanaka, H. Azuma, K. Murai, E. Miura, M. Ohmi, H. Takabe, M. Takagi, and S. Nakai
SERC Central Laser Facility Annual Report 1992, p.13(Rutherford Appleton Laboratory).
- 3) "Parametric Studies on the Laser Diode Pumped, Thermal Lensing Compensated, Modelocked, Q-switched Nd:YAG Laser"
M. Ohmi, and M. Yamanaka
ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-92-43 (1992), pp.3-18.

- 4) "CLEO/QELS'93報告I - 固体レーザー、非線形波長変換 -"
 山中正宣、須田 亮、近江雅人、東門元二、伊藤雅宏、中田恒夫、平 洋一
 レーザー研究、Vol. 21, No. 7 (1993), pp.40-57.
- 5) "Two-Dimensional Thermal and Mechanical Stress-Induced Birefringence Measurements in Laser Diode Pumped Solid-State Laser Materials"
M. Ohmi, M. Akatsuka, Y. Yonezawa, Y. Nishida, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai
 Technol. Repts. Osaka Univ. **44** (1994) 253.

[3] 国際会議報告

- 1) "Development of Soft X-Ray Lasers at the Institute of Laser Engineering: Recent Results on Ge Soft X-Ray Laser"
 Y. Kato, H. Daido, H. Shiraga, M. Yamanaka, H. Azuma, K. Murai, E. Miura, G. Yuan, M. Ohmi, K. Tanaka, T. Kanabe, M. Takagi, S. Nakai, C. L. S. Lewis, D. M. O'Neill, D. Neely, K. Shinohara, M. Niibe, Y. Fukuda
 SPIE1551 Ultrashort-Wavelength Lasers, San Diego, USA, July 1991.
- 2) "Laser Diode Pumped Solid State Laser Driver for ICF"
 M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 Japan-US Seminar on Physics of High Power Laser Matter Interactions, Kyoto, Japan, March 1992.
- 3) "Feasibility of a Laser Diode Pumped Solid State Laser System for ICF Reactor Driver"
 K. Naito, M. Ohmi, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 Japan-US Seminar on Physics of High Power Laser Matter Interactions, Kyoto, Japan, March 1992.
- 4) "Laser Diode Pumped Solid State Laser Driver"
 M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'92), Anaheim, USA, May 1992.
- 5) "Laser Diode Pumped Solid State Laser Driver for the Inertial Confinement Fusion Reactor"
 K. Naito, M. Ohmi, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 Second Japan-China Symposium on Lasers, Osaka, Japan, May 1992.
- 6) "Development of LD-Pumped Nd:YAG Laser MOPA System"
 M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi, K. Ishikawa, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 LEOS'92, Boston, USA, November 1992.
- 7) "Efficient High Power Operation of the Laser-Diode Array Pumped Nd:YAG Regenerative Amplifier"
 M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi, K. Ishikawa, M. Akatsuka, T. Sato, E. Murata, M. Nakatsuka, and S. Nakai
 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'93), Baltimore, USA, May 1993.
- 8) "Two-Dimensional Thermal and Mechanical Stress-Induced Birefringence Measurements in Laser-Diode Pumped Solid-State Laser Materials"
M. Ohmi, M. Akatsuka, K. Ishikawa, K. Naito, Y. Yonezawa, M. Yamanaka, Y. Izawa, and S. Nakai
 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'93), Baltimore, USA, May 1993.
- 9) "Laser Diode Pumped Solid-State Laser for the Laser Fusion Reactor Driver"
 M. Yamanaka, K. Naito, M. Ohmi, and S. Nakai
 International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES'93), Makuhari, Japan, September 1993.
- 10) "An Efficient LD Pumped Nd:YAG Laser System"
M. Ohmi, M. Akatsuka, N. Srinivasan, H. Kiriya, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, Y. Izawa, and S. Nakai
 International Laser Radar Conference (ILRC), Sendai, Japan, July 1994.

- 11) "Laser Diode Pumped Solid-State Laser Driver for the Laser Fusion Reactor"
M. Yamanaka, M. Ohmi, K. Naito, M. Nakatsuka and S. Nakai
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion, Paris, France, November 1994.

[4] 国内学会報告

- 1) "LD励起固体レーザーにおける熱レンズ効果の測定"
レーザー学会学術講演会第11回年次大会（神戸国際会議場 1991年1月）.
- 2) "LD励起固体レーザーにおける熱レンズ効果"
第38回応用物理学関係連合講演会（東海大学 1991年3月）.
- 3) "LD励起固体レーザーの励起効率"
第38回応用物理学関係連合講演会（東海大学 1991年3月）.
- 4) "LD励起固体レーザーにおける熱効果"
平成3年電気学会全国大会（金沢大学 1991年4月）.
- 5) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム I. システム設計"
第52回応用物理学関係連合講演会（岡山大学 1991年10月）.
- 6) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム II. 動作特性"
第52回応用物理学関係連合講演会（岡山大学 1991年10月）.
- 7) "ゲルマニウム軟X線レーザー IV. 空間コヒーレンスの測定"
第52回応用物理学関係連合講演会（岡山大学 1991年10月）.
- 8) "レーザーダイオード出力光のチャーピング測定"
レーザー学会第12回年次大会（東海大学 1992年2月）.
- 9) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの動作特性"
レーザー学会第12回年次大会（東海大学 1992年2月）.
- 10) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム III. 出力特性"
第39回応用物理学関係連合講演会（日本大学 1992年3月）.
- 11) "パルス駆動高出力半導体レーザーのチャーピング"
第39回応用物理学関係連合講演会（日本大学 1992年3月）.
- 12) "熱レンズ補償型LD励起Nd:YAGレーザーの出力特性"
第53回応用物理学関係連合講演会（関西大学 1992年9月）.
- 13) "LD励起Nd:YAG再生増幅器の抽出効率"
第53回応用物理学関係連合講演会（関西大学 1992年9月）.
- 14) "LDアレイ励起Nd:YAG増幅器の諸特性"
第53回応用物理学関係連合講演会（関西大学 1992年9月）.
- 15) "LDアレイ励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高出力化"
レーザー学会第13回年次大会（大阪千里ライフサイエンスセンター 1993年1月）.
- 16) "LD励起固体レーザー材料における複屈折測定"
レーザー学会第13回年次大会（大阪千里ライフサイエンスセンター 1993年1月）.

- 17) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム IV. 高出力特性"
第40回応用物理学関係連合講演会(青山学院大学 1993年3月).
- 18) "LD励起固体レーザー材料における2次元複屈折測定"
第40回応用物理学関係連合講演会(青山学院大学 1993年3月).
- 19) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム V. 主増幅器の動作特性"
第54回応用物理学関係連合講演会(北海道大学 1993年9月).
- 20) "LD励起固体レーザー材料における複屈折測定II"
第54回応用物理学関係連合講演会(北海道大学 1993年9月).
- 21) "LD励起固体レーザードライバーの開発研究"
第10回プラズマ・核融合学会(富山県立大学 1993年10月).
- 22) "LDアレイ励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高出力増幅特性"
レーザー学会第14回年次大会(幕張メッセ国際会議場 1994年1月).
- 23) "LD励起固体レーザー材料における2次元複屈折測定III"
レーザー学会第14回年次大会(幕張メッセ国際会議場 1994年1月).
- 24) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム VI. 主増幅器の高出力動作特性"
第41回応用物理学関係連合講演会(明治大学 1994年3月).
- 25) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム VII. システムの高出力動作特性"
第55回応用物理学関係連合講演会(名城大学 1994年9月).
- 26) "LD励起Yb:ガラスレーザーの開発研究"
第55回応用物理学関係連合講演会(名城大学 1994年9月).
- 27) "0.8 TO 1 μ m TUNABLE KTP OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR AMPLIFIER"
第55回応用物理学関係連合講演会(名城大学 1994年9月).

[5] 研究会等

- 1) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの開発"
近江雅人、内藤健太、石川浩司、野阪泰三、西田嘉夫、山中正宣、中塚正大、中井貞雄、山中千代衛、原 信一、村田瑛二、北田俊信、佐藤 毅、小野田 元、中里 宏、川北 有
レーザー学会研究会第179回研究会(三田出版会東京事務所 1991年11月).
- 2) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高出力特性"
石川浩司、近江雅人、内藤健太、野阪泰三、西田嘉夫、山中正宣、中塚正大、中井貞雄、山中千代衛、原 信一、村田瑛二、北田俊信、佐藤 毅、小野田 元、中里 宏、川北 有
電子情報通信学会量子エレクトロニクス研究会(福井大学 1992年5月).
- 3) "LD励起Nd:YAGレーザーMOPAシステム"
近江雅人、内藤健太、石川浩司、赤塚雅則、山中正宣、中塚正大、中井貞雄
レーザー研シンポジウム-1992(大阪大学 1992年7月).
- 4) "LDアレイ励起Nd:YAGレーザーMOPAシステムの高出力化"
近江雅人、内藤健太、石川浩司、赤塚雅則、山中正宣、中塚正大、中井貞雄、佐藤 毅、寺島幹彦、山本公明
レーザー学会研究会第190回研究会(グランドヒル市ヶ谷 1992年12月).

- 5) "LD励起固体レーザーにおける複屈折測定"
赤塚雅則、近江雅人、山中正宣、井澤靖和、中井貞雄、米澤善幸
電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会（福井大学 1993年5月）.
- 6) "LD励起Nd:YAGレーザー-MOPAシステムの高出力動作"
近江雅人、赤塚雅則、桐山博光、N.スリニバサン、山中正宣、中塚正大、中井貞雄、佐藤 毅、
寺島幹彦、山本公明
電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会（福井大学 1994年5月）.
- 7) "LD励起Nd:YAGレーザーシステムと応用"
桐山博光、N.スリニバサン、木村孝志、近江雅人、山中正宣、井澤靖和、山中龍彦、中井貞雄、
山中千代衛
レーザー学会研究会第211回研究会（三田ホール 1994年11月）.