

生体光情報計測のための  
広帯域波長可変コヒーレント光源の研究

常包正樹



①  
学位論文

生体光情報計測のための  
広帯域波長可変コヒーレント光源の研究

平成 11年 2月 博士(理学)申請

常包 正樹

【目次】

1. 序論	
1-1 生体の光情報計測と波長可変光源	1
1-2 現状の波長可変光源の持つ課題	3
1-3 本研究の意義	5
参考文献	7
2. 波長可変レーザー	
2-1 全固体Ti:サファイアレーザー	
2-1-1 背景	8
2-1-2 LD励起高出力・低ノイズグリーンレーザー	
(1) 共振器構成	8
(2) 入出力特性	10
(3) 出力のKTP温度依存性	11
(4) ノイズ特性	12
2-1-3 全固体Ti:サファイアレーザーシステム	
(1) 入出力特性	14
(2) 波長可変特性	15
(3) ノイズ特性	15
2-1-4 まとめ	17
2-2 Cr:LiSAFレーザー	
2-2-1 背景	18
2-2-2 LD励起グレーティング掃選型Cr:LiSAFレーザー	
(1) 共振器構成と基本特性	19
(2) 発振閾値の波長依存性	20
2-2-3 複合共振器の理論解析	
(1) 複合共振器における発振閾値の理論計算	21
(2) 発振閾値の見積もりと実験値の比較	24
2-2-4 カップリングミラーの反射率の最適設計	
(1) 設計方針	27
(2) カップリングミラーの最適設計	29
(3) 波長可変特性とグレーティングからの戻り光率の影響	30
2-2-5 本解析手法の汎用性について	31
2-2-6 出力特性を含めたミラーの最適化について	32
2-2-7 まとめ	32
参考文献	33
3. cw光パラメトリック発振器	
3-1 背景	36
3-2 発振閾値及び共振モード、ゲイン幅の計算と結晶による比較	
3-2-1 発振閾値	37
3-2-2 共振モード	41
3-2-3 ゲイン幅	42

3-3 cw OPOの動作特性	
3-3-1 実験構成	
(1) 励起用単一縦モードグリーンレーザー	43
(2) OPO共振器	44
(3) 共振器用広帯域高反射ミラー	45
(4) 非線形光学結晶の端面ARコーティングの反射率および内部吸収の波長依存性	47
3-3-2 波長可変特性	
(1) MgO:LiNbO <sub>3</sub> を用いたcw OPO	49
(2) LBOを用いたcw OPO	51
3-4 広帯域波長可変動作の解析	
3-4-1 波長同調特性の不連続性	53
3-4-2 発振閾値の温度依存性	55
3-4-3 OPO出力の時間変化	57
3-4-4 波長変動のゲイン幅依存性	58
3-5 考察	
3-5-1 広帯域動作と結晶の選択	59
3-5-2 安定化と課題	59
3-6 まとめ	60
参考文献	61
4. 複合型固体レーザー結晶	
4-1 背景	65
4-2 複合型固体レーザー結晶の概念と構成	65
4-3 複合型固体レーザー結晶の動作	67
4-4 Nd:YAG (4準位発振)への適用	
4-4-1 結晶の構成	68
4-4-2 温度上昇の低減	69
4-4-3 入出力特性と熱レンズ効果の低減	70
4-4-4 複屈折効果の低減	72
4-4-5 熱歪みの低減	73
4-5 Nd:YVO <sub>4</sub> への適用	
4-5-1 結晶の構成	75
4-5-2 温度上昇の低減	75
4-5-3 入出力特性	76
4-6 Nd:YAG (準3準位発振)への適用	
4-6-1 準3準位発振への適用	78
4-6-2 結晶の構成	78
4-6-3 温度上昇の低減	79
4-6-4 発振特性	79
4-6-5 発振特性の解析	81
4-6-6 高出力化への検討	85
4-6-7 複合型Nd:YAGによる高出力ブルー光発生	86

4-7	Tm: YAGへの適用	
4-7-1	結晶の構成	88
4-7-2	温度上昇の低減	88
4-7-3	発振特性	89
4-8	サファイアとNd: YAGとの複合化	
4-8-1	異種母材との複合化	92
4-8-2	温度上昇の低減	92
4-8-3	熱レンズ効果の低減	93
4-8-4	複屈折効果の改善	95
4-9	まとめ	97
	参考文献	98
5	Passive FMレーザー動作による内部共振型レーザーの低ノイズ化	
5-1	背景	101
5-2	Passive FMレーザー動作Nd: YAGグリーンレーザー	
5-2-1	実験構成	102
5-2-2	発振スペクトル	103
5-2-3	Baerの連立方程式を用いた解析	108
5-2-4	縦モード構造の詳細な観察	112
5-2-5	Passive FMレーザー動作の理論解析	115
5-2-6	FMレーザーとPassive FMレーザーとの比較	116
5-2-7	他のノイズ抑制方式との比較	119
5-3	内部共振型ブルーレーザーへの適用	
5-3-1	共振器構成	121
5-3-2	縦モード構造	123
5-3-3	低ノイズ動作の位相整合許容幅依存性	125
5-4	まとめ	128
	参考文献	129
6	生体の透過画像計測への適用	
6-1	背景	131
6-2	透過画像計測システムの概要	132
6-3	計測結果	
6-3-1	ミカンの透過画像	134
6-3-2	ヒト手中指の透過画像	134
6-4	まとめ	136
	参考文献	137
7	結論	138
謝辞		141

## 1. 序論

### 1-1 生体の光情報計測と波長可変光源

生命と光との関係はおよそ切っても切れない。ほとんどの生命体は生まれ出てより光に常にさらされ、光との相互作用を通して育成、進化してきた。またその過程で太陽からの光エネルギーを巧みに利用する技を身につけてきた。植物の葉緑体で行われる光合成はその最たるものである。こうした背景により、生体内には光と特徴的な反応を示す内在色素や代謝酵素が数多く存在する。

ヒトの場合、構成する物質のほぼ70~80%は水であり、生体と光の相互作用を考えると、水の吸収スペクトルが一つの大きな指標となる。水は紫外域をよく吸収し、近赤外域になるとOH基や水分子の振動、回転により再び吸収が増加する。血液中のヘモグロビン、ミトコンドリア中のチトクロームやNADH、メラニンやカロチンもそれぞれ特徴的な吸収特性を有しており、たとえば体内に内在する代表的な色素であるヘモグロビンやメラニンは、青色をよく吸収し赤外域の光はあまり吸収しない。図1-1に、上述した水の吸収スペクトルおよびヘモグロビン(酸化型)とメラニンの吸収スペクトル特性を示す[1-1~8]。この図より赤から近赤外にわたる波長0.6~1.3  $\mu\text{m}$ の領域の光は、比較的生体をよく透過することがわかり、光における「生体の窓」と呼ばれている。

そこでレーザーなどの光源を用いてこの波長帯の光を生体に照射し、その透過特性を測定すれば、生体内部の情報に無侵襲、非接触に得ることができる。特に有意義で興味深いのは、先に述べたような生体内の色素や酵素に関わる特定の波長の光を用いたり、複数の異なる波長の光を用いて測定を行ってその差分を取るなどの分光学的な手法を組み合わせることで、形態情報のみならず成分的ないし機能情報の収集も可能になる点である。

さらに光を用いた透過光測定を3次元に発展させた、いわゆる「光CT」の実用化も精力的に進められている。これは先に述べたように生体内の成分的、機能的画像情報の入手

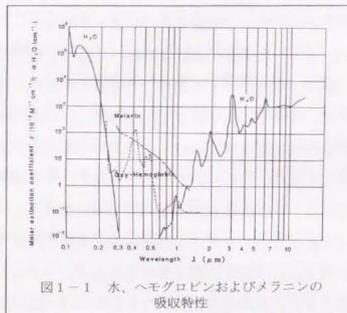


図1-1 水、ヘモグロビンおよびメラニンの吸収特性

が可能になるという点と、X線CTに代表される現行の生体断面画像診断装置と異なり、測定時に生体を与えるダメージが少ないと考えられる点から大きな期待が寄せられている。

これらの透過光測定において重要なことは、生体を透過した微弱な直進光信号を散乱光成分から分離していかに高精度に検出できるかという点である。これにはパルス光を用い、直進光が最も早く透過するという考えの基に透過信号パルスの先端値を時間で切り出して検出する方式(タイムゲート方式)[1-4~6]と、連続(cw)光を用い、直進光成分は波面と偏光が保存されるという考えに基づき、光ヘテロダイン検出法を応用して入射光と同じ波面及び偏向成分のみを取り出して検出する方式(コヒーレントゲート方式)[1-7~9]が提案されている。このうち後者は光ヘテロダイン法の優れた検出感度の高さから、吸収、散乱の激しい生体試料を透過した微弱光においても検出が可能であり、また逆に試料への入射光強度が $\sim 10$  mW程度まで下げることができるため、生体を与えるダメージが少ないという長がある。

本研究では、このコヒーレントゲート方式による生体の透過画像計測に必要な cw 波長可変コヒーレント光源をテーマとして議論する。光源として必要とされるスペックとしては、まずヘテロダイン検出において高い干渉性を得るために、狭線幅( $< 10$  MHz)の単一縦モードスペクトル動作である必要がある。また干渉時に必要な良好な平面波を得るために、波面整形の容易な  $TEM_{00}$  横モードで動作することも必要である。得られる情報の安定性や信頼度を考えれば、出力光の時間変動やノイズが十分に抑えられていることは言うまでもない。特にバンドパスフィルターや信号処理系の要請からビート周波数として用いられる、100 kHz以下の低周波領域におけるノイズが重要である。光源のノイズが下げればそれだけヘテロダイン測定時のダイナミックレンジが広がり、より厚い生体試料の測定が可能になったり、測定時の入射光パワーを落とすことで安全性を向上させることができる。また、生体成分に特異な吸収特性は一般にブロードで、かつ非常に広い波長範囲に及ぶため、生体の窓である  $1 \mu\text{m}$  近傍の波長でなるべく広い範囲にわたって波長が可変できることが望ましく、波長可変の連続性よりも、むしろ広帯域にわたる波長の飛びの少ない可変性が求められる。がさらに将来様々な医療現場で機能することを考慮すれば、光源の小型軽量、小電力化が必要であり、また立ち上がり時間の短縮や、長寿命化も実用面で重要な問題である。

## 1-2 現状の波長可変光源の持つ課題

現在実用化されているコヒーレント光源としては、ガスレーザー、色素レーザー、固体レーザー、そして半導体レーザーがあげられる。それぞれに特徴があり用途によって使い分けられているが、波長可変光源として一様に見た場合どうであろうか。

ガスレーザーの場合、数波長に輝線スペクトルが点在するものの、それ自身波長可変性は極めて乏しい。その上、 $1 \mu\text{m}$  近傍で動作できる適当なガス材料がない。またガス自体の寿命がそれほど長くないこと、装置全体、特に共振器部分が大型で、大量の冷却水が必要であったり、高圧電源が必要であるなどの問題もあるため、設置場所が極めて限定されてしまう。

これに対して色素レーザーは従来、波長可変レーザーの代表として取り扱われてきた。液体の色素媒質を変えることで遠紫外から近赤外まで非常に広い範囲で波長可変が可能である。しかしながら1種類の色素で可変出来る波長範囲はせいぜい100 nmであるため、それ以上広範囲に可変させるためには種類の違う色素に何度も交換するか、色素ごとの発振器を何台か用意する必要があり、あまり実用的とは言えない。加えて色素は劣化が速く、頻繁に新しいものに交換する必要がある。また色素は半導体レーザーで直接励起できず、エキシマレーザーや Ar, Kr レーザー、Nd:YAG レーザーなどの励起用レーザーが必要であるため、光源全体が非常に大がかりなものになってしまう。

半導体レーザーも波長可変光源と見た場合、現在市販されているものではせいぜい30 nm程度の可変範囲しかない。しかしながら他のレーザーに比べ、励起光源が不要でしかも極端に小型であり、高効率、長寿命と言う点から、その有用性、実用性は極めて高い。ただ、現状得られる光出力(単一縦モード、 $TEM_{00}$ 横モード)は、 $\sim 200$  mWとやや低いために、対象とする生体試料の範囲が多少狭められる可能性はある。今後、生体光情報計測の研究が進み、特定の生体試料における、特定の機能測定に必要な波長が確定されれば、その固定波長における光源の第一候補として考えられる。

一方固体レーザーは、1980年に入り Moulton[1-10]によって  $Ti:Al_2O_3$  (Ti:サファイア)が  $0.7$  から  $1 \mu\text{m}$  にわたる広い連続的な蛍光分布を持ち、しかも Ar レーザーや Nd:YAG-SH レーザーなどで励起が可能であることが示され、にわかに広帯域波長可変光源として注目されるようになった。その後、80年代後半に  $Cr^{3+}:LiCaAlF_6$  (Cr:LiCAF)、 $Cr^{3+}:LiSrAlF_6$  (Cr:LiSAF) [1-11] が出現して、半導体レーザー(LD)による励起が可能で、全固体波長可変光源の可能性が広がり、にわかに注目されている。これらは  $1 \mu\text{m}$  近傍で  $200 \sim 300$  nm

に及ぶ連続的波長可変が可能であり、レーザー共振器を工夫することで単一縦モード、 $TEM_{00}$  横モード動作が可能である。得られる光出力も 100 mW~1 W までと生体光情報計測には十分である。効率もガスや色素レーザーに比べ高い。特に固体レーザーはガスや色素に比べレーザー媒質の劣化が少なく、装置も小型化できることから、現在色素レーザーに代わる波長可変光源として急速に普及が進みつつある。

以上の観点から、生体光情報計測用の波長可変コヒーレント光源としては、固体レーザーが波長可変幅の広さと実用的な面での必要条件を備えていると判断できる。しかしながらこのような特長を有する固体レーザーにおいても、実際の計測応用に際してはまだ解決すべきいくつかの問題点が残されている。例えば Ti:サファイアレーザーに関しては、励起光源の全固体化とそのローノイズ化である。また Cr:LiSAF レーザーにおいては広帯域動作が未だ十分に達成されていない。

また、波長可変固体レーザーと並んで波長可変光源として近年、注目を集めているのが光パラメトリック発振器である。これは波長可変レーザーとは物理的な機構が全く異なり、非線形光学結晶を用いて、結晶内に入射する励起光の光子を分割する（光子カッター）方法である。結晶の位相整合条件（温度、角度）を変えてやることで、励起光の波長が一定でも、光子分割する比率が変わり、得られる発振光の波長を非常に大きく変えることが出来る。波長変換効率も励起光の入射パワーが十分高ければ、50%を超えることも可能である。現在パルス動作では既に商品化され、1 台の装置で  $\lambda=450\sim 2000$  nm という他に比類のない波長可変を実現しているが、cw 動作では安定性、信頼性などの問題があり、まだ研究の域を出ていない。しかも研究段階において cw 動作で実証されている波長可変範囲は、パルスのそれに比べて著しく狭く、せいぜい 200 nm である。光パラメトリック発振器に期待される広帯域波長可変性能が cw 動作ではまったく示されておらず、広帯域動作における物理的な特性（発振閾値など）もいまだ解明されていない。

### 1-3 本研究の意義

以上のような観点から、次世代の生体光情報計測に適用可能な広帯域波長可変コヒーレント光源の比較検討を研究テーマとして、2 章では 2 種類の波長可変固体レーザーの高性能化に関する研究結果をまとめた。まず 2-1 節では、最も実用化に近いと考えられる Ti:サファイアレーザーの全固体化とそのローノイズ化に着手した。具体的には Ti:サファイアレーザー励起用全固体高出力・低ノイズ全固体グリーンレーザー（LD 励起内部共振器型 Nd:YAG レーザー）の実験試作とその高出力動作特性のノイズ特性について詳細な実験的評価を行った。ローノイズ動作の物理的な解析は後の 5 章で詳しく述べている。

2-2 節では小型高効率の波長可変光源として期待される LD 励起 Cr:LiSAF レーザーの広帯域化について検討した。グレーティングを用いた複合共振器構成を Cr:LiSAF に採用することで初めて実現した広帯域波長可変のメカニズムを、理論計算を含めて明らかにした。複合共振器型固体レーザーにおける普遍的な設計手法を提示すると共に、Cr:LiSAF の誘導放出断面積の波長依存性をカップリングミラーによって補償することで、LD 励起に適した低閾値で広帯域動作を可能にする新しい方法を提案した。これらは今後様々な種類の cw 波長可変レーザーの広帯域化、ローノイズ動作を実現していく上で、普遍的に重要な基本設計概念となるものである。

3 章では、さらに次世代の波長可変光源として期待される cw 動作の光パラメトリック発振器の広帯域化について検討した。発振器の共振器ミラーに新たに開発した広帯域高反射ミラーを用いることで、波長可変レーザーでは到底実現できない広帯域波長可変特性の詳細な実験結果と、非線形光学結晶の種類によって観測される特異な同調特性について、理論解析を含め詳細に検討した。その結果これまであまり注目されていなかった広帯域ミラーにおける周期な微小な反射率の変動が、特異な同調特性の原因であることを初めて明らかにした。これらは将来、広帯域波長可変光源として期待される cw 光パラメトリック発振器の設計において非常に重要な知見の一つとなるものと考えている。

4 章および 5 章では本研究の遂行過程で提案・見出した固体レーザーの高性能化に関する 2 つの新たなテーマについて取り上げた。4 章では、LD 端面励起固体レーザーにおいてレーザー結晶内で生じる様々な熱に起因する悪影響を、効果的に緩和できる新しい方式として提案した複合型レーザー結晶の概念と、その様々なレーザー媒質への適用例・得られた効果について述べた。これは波長可変レーザーを含めすべての固体レーザーに適用可能な基礎技術であり、世界的にも注目されている。本研究では、適用したレーザー媒質

により特徴的に現れる発振特性の差異について比較実験及び理論計算から明らかにした。

5章では、2-1節で述べたTi:サファイアレーザー励起用低ノイズグリーンレーザーのノイズ抑制メカニズムについて検討した。従来ノイズの発生が報告されている縦多モード動作の内部共振器型レーザーにおいて、基本波の各縦モードが互いに特定の位相差を維持しながら発振する「passive FM レーザー動作」というまったく新しい現象を見出し、実験的観測と理論解析によってその現象を物理的に明らかにした。さらに有用なノイズ抑制方式が提案されていない内部共振器型ブルーレーザーへの応用を試みた結果についてのべ、その動作原理から予測される高い汎用性と有用性について議論した。

6章では、2-1節で述べた全固体Ti:サファイアレーザーシステムを、実際に生体の透過画像計測の光源として適用した結果について述べた。本研究における全固体化による光源の低ノイズ化によって、初めて波長800 nm帯の光源を用いた測定が可能になり、その計測結果を報告した。これより本研究の意義と重要性を、応用成果をもとに再確認した。

## 1 章参考文献

- [1-1] J.G.Bayly, V.B.Karatha, and W.H.Stevens, "The absorption spectra of liquid phase  $H_2O$ ,  $HDO$  and  $D_2O$  from 0.7  $\mu m$  to 10  $\mu m$ ," *Infra.Phys.* vol.3, pp.211-222 (1963).
- [1-2] E.Gordy, and D.L.Drabkin, "Determination of oxygen saturation of blood by a simplified technique applicable to standard equipment," *J.Biol.Chem.* vol.227, pp.285-299 (1957).
- [1-3] E.Edwards, and S.Q.Duntley, "Spectrophotometry of living human skin, the ultraviolet range," *J.Invest Dermatol* vol.16, pp.311 (1951).
- [1-4] J.G.Fujimoto, S.De Silvestri, E.P.Ippen, C.A.Puliafito, R.Margolis and A.Oseroff, "Femtosecond optical ranging in biological systems," *Opt.Lett.* vol.11, no.3, pp.150-152 (1986).
- [1-5] M.S.Patterson, B.Chance and B.C.Wilson, "Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties," *Appl.Opt.* vol.28, no.12, pp.2331-2336 (1988).
- [1-6] B.Chance, S.Nioka, J.Kent, K.McCully, M.Fountain, R.Greenfield, and G.Holtom, "Time resolved spectroscopy of hemoglobin and myoglobin in resting and ischemic muscle," *Anal.Biochem.*, vol.174, pp.698-707 (1988).
- [1-7] 戸井田昌宏、近藤真、市村勉、稲場文男、"Coherent Detection Imaging 法に基づく生体光 CT の研究," 電子情報通信学会誌 C-1 vol.J74-C-1, no.4 pp.137-150 Apr. (1991).
- [1-8] 戸井田昌宏、稲場文男、"レーザーを用いたコヒーレント検出画像計測法式," レーザー研究, vol.19, no.8 pp.812-829 August (1991).
- [1-9] B.Devaraj, M.Usa, K.P.Chan, T.Akatsuka, and H.Inaba, "Recent advances in coherent detection imaging (CDI) in biomedicine," *IEEE J.Sel.Top.Quantum Electron.* vol.2 no.4 pp.1008-1016 (1996).
- [1-10] P.F.Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of  $Ti:Al_2O_3$ ," *J.Opt.Soc.Am.B* vol.3, no.1 pp.125-132 Jan. (1986).
- [1-11] S.A.Payne, L.L.Chase, L.K.Smith, W.L.Kway, and H.W.Newkirk, "Laser performance of  $LiSrAlF_6:Cr^{3+}$ ," *J.Appl.Phys.* vol.66, no.3 pp.1051-1056 Aug. (1989).

## 2. 波長可変レーザー

### 2-1 全固体 Ti:サファイアレーザー

#### 2-1-1 背景

生体の透過計測を行うための光の波長としては、主に 0.8~1.2  $\mu\text{m}$  の近赤外が水の吸収が少なく、かつ散乱の影響も小さいために有用である[2-1]。この波長帯における波長可変固体レーザー媒質としては既に Ti:サファイア (0.6~1.1  $\mu\text{m}$ ) [2-2,3] が実用化されている。従来その励起には Ar イオンレーザーが用いられていたが、最近、cw 出力 10 W までの全固体グリーンレーザー (LD 励起内部共振器型 Nd:YVO<sub>4</sub> レーザー) が実用化され[2-4,5]、Ti:サファイアレーザーの全固体化が急速に進んでいる。この全固体化によって Ti:サファイアレーザーシステムの大幅な小電力化、小型化、高安定化が達成されたが、信号処理系の設計の容易さなどからヘテロダイン計測用光源として重要な、100 kHz 以下の低周波におけるノイズ特性に関しては十分なレベルとは言えない。具体的には現状の全固体システムでは 100 kHz 以下の周波数領域において、-120~-110 dB/Hz 程度のノイズが存在する。これは励起光源であるグリーンレーザーのノイズに起因している。

このような背景から、著者は全固体 Ti:サファイアレーザーの低ノイズ化の研究を行った。本章では Ti:サファイアレーザー励起用に新たに実験試作した LD 励起高出力 (>6 W) 内部共振器型 Nd:YAG レーザーの構成及び出力・ノイズ特性について詳細に述べる。さらに実際に Ti:サファイアレーザーの励起を行い、ヘテロダイン計測に十分な低ノイズ性能を実現したことを報告する。なお本研究で試作した全固体 Ti:サファイアレーザーを実際に生体光情報計測用の光源として適用した結果については第 6 章で述べる。

#### 2-1-2 LD 励起高出力・低ノイズグリーンレーザー

##### (1) 共振器構成

図 2-1 に、Ti:サファイアレーザー励起用 LD 励起内部共振器型 Nd:YAG レーザー (以下グリーンレーザーと称する) の実験装置の構成を示す。円筒状の Nd:YAG ロッド (Nd 濃度 1.1 at%、 $\phi$  5 mm、長さ 5 mm、Airtron 社製) は、両端面にレーザー発振光及び励起 LD 光に対して AR (反射防止) コーティング ( $R < 0.1\%$  @1064 nm、 $T > 95\%$  @809 nm) が施されており、平面共振器ミラー M2 を通してファイバーバンドル出力型 30 W LD (コ

ア径  $\phi$  1.55 mm、NA 0.11、OptoPower 社製) により端面励起される。LD からの励起光は焦点距離 60 mm のレンズにより、ビームウエスト径 (半径) 320  $\mu\text{m}$  まで絞られる。その時のコンフォーカル長はおよそ 3 mm (大気中換算) で、その距離において約 70 % の励起光が結晶中に吸収される。

共振器構成は Z 型の定在波共振器で、3 枚の平面ミラー (M1~M3) と 1 枚の曲率 70 mm の凹面ミラー (OC) よりなる。いずれのミラーも Nd:YAG レーザーの発振光に対して、99.9 % 以上の高い反射率を有する。これに加えミラー M2 は、励起 LD 光に対して 95 % 以上の透過率を有する。また共振器内の OC-M3 間に挿入された非線形光学結晶 KTP より双方向に放射される第二高調波グリーン光を効率よく共振器外に取り出すために、凹面ミラー OC は 532 nm において 95 % 以上の透過率、またミラー M3 は逆方向に発生したグリーン光を OC 側に折り返すために 532 nm において 99.5 % 以上の高い反射率を持つようにコーティングされている。

この Z 型の共振器構成においては、M3 と OC の間隔及び、M2 と M1 の間隔を変えることにより、Nd:YAG ロッド内で発生する熱レンズ効果を補償しながら、共振器を安定化させることができる。また同時に共振器内で発振するレーザー光のモードを、Nd:YAG ロッド内では励起 LD 光との重なりがよいように適度に大きく、また KTP 内においては高い波長変換効率を得られるように小さく調節できるように、高効率動作で良好なビーム品質のグリーン出力を得ることができる。Nd:YAG の熱レンズを考慮した共振器内のレーザー発振モードの計算、或いはグリーン出力及び射出される横モードの実験的な最適化から、最終的に最大グリーン出力が得られた構成においては、M1-M2 の間隔は 300 mm、M2-OC は 250 mm、M3-OC は 40 mm (KTP の屈折率を考慮した実効的な光路長) であった。共振器内で共振するレーザー光 (1064 nm) のモード径の理論計算によれば、この共振器配置において Nd:YAG ロッド内の熱レンズの焦点距離が 150 mm の時、Nd:YAG ロッド内のレーザー光モード径は約 500  $\mu\text{m}$  と計算され、先に述べた励起 LD の集光ビームとの良好なモード重なりが期待できる。また同じく M3 に近接して配置した KTP 内のレーザー光のモード径は約 80  $\mu\text{m}$  と計算された。

波長変換を行うために M3-OC 間に挿入された非線形光学結晶 KTP (長さ 5 mm、Airtron 社製) は、水熱法 (Hydro-thermally growth) により作成されたもので、室温でタイプ II

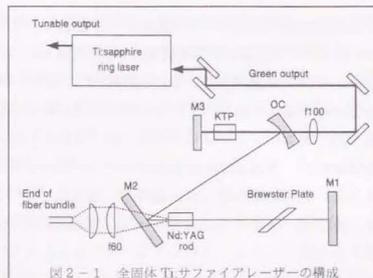


図 2-1 全固体 Ti:サファイアレーザーの構成

の位相整合条件を満足する方位にカットされている。その両端面にはレーザー発振光 1064 nm に対して 0.1% 以下の反射率、SH 光 532 nm に対して 0.5% 以下の反射率を有する AR コーティングが施されている。今回 KTP に水熱法の結晶を用いたのは、一般的なフラックス製のものに比べ結晶内での不純物の濃度が低く、高出力 SH 光発生時に KTP に特有な結晶欠陥であるグレイトラッキングが起りにくいとされている点[2-6]と、波長変換の比較実験から、今回入手した複数のメーカー製のフラックス法によるものに比べて、2 倍以上の高い変換効率が得られ、面内均一性も良くかつグリーン出力も安定していたことによる。KTP はペルチエ素子を用いた電子式温度制御装置内にマウントされており、結晶温度をそのリタデーション（シングルパス）が  $\pi/2$  となる 30°C に制御している。

また共振器内の Nd:YAG 結晶とミラー M1 の間には、プリユスター板を挿入している。このプリユスター板は、その最も透過率の高い偏光方向の電界の振動方向が KTP の異常軸に対して 45° の方位になるように設置されており、共振器内のレーザー発振光の偏光方向を、KTP のタイプ II の位相整合に対して最も変換効率の高い方向に制御すると同時に、KTP とプリユスター板により共振器内に複屈折フィルターを形成し、発振スペクトルを制御することにより、ノイズの発生を抑制している。

共振器外に取り出されたグリーン光は、図 2-1 に示すように OC を通して焦点距離 100mm のレンズでコリメートされた後、4 枚の折り返しミラーを経由して Ti:サファイアレーザーに導入される。

## (2) 入出力特性

図 2-2 には試作したグリーンレーザーの LD 励起入力-グリーン出力特性を示す。LD 励起光 20 W 入力時に最大 cw グリーン出力 6.3 W が得られた。この時の LD からグリーンへの光-光変換効率は 32% である。また、すべての光学的結合効率を含めた LD への注入電力に対するグリーン出力の電気-光変換効率は 5% である。この効率は Ar イオンレーザーに比べ 50~100 倍高く、また市販されている全固体 5W グリーンレーザー (LD 励起内部共振器型 Nd:YVO<sub>4</sub> レーザー) と比べてもやや高い。図 2-2 においてグリーンレーザーの発振閾値 (LD 励起入力) が 14W と高いのは、この共振器が安定領域にはいるため

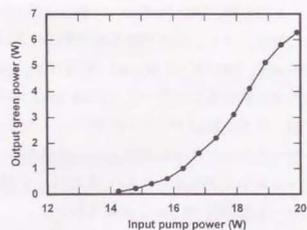


図 2-2 グリーンレーザーの入出力特性

に、ある程度の熱レンズを形成する必要があるからである。また励起 20W 近傍では逆に熱レンズによって共振器が不安定領域に近づき、グリーン出力が飽和する傾向が観測される。

このグリーン出力光 (6W 出力時) の M<sup>2</sup> 値を測定したところ、共振器内に横モード制御のためのアパーチャー等をまったく挿入していないにもかかわらず、1.2 と TEM<sub>00</sub> の良好な横モードが得られた。これは図 2-1 のレーザー共振器構成により、Nd:YAG ロッド内において LD の励起モードと共振器内のレーザー発振モードとの重なりが、先の計算による予測通り良好であることを裏付けている。

## (3) 出力の KTP 温度依存性

次に KTP の温度許容幅について検討する。この構成においては KTP は波長変換と同時に複屈折フィルターの波長制御素子としても機能しており、温度変化による動作特性の変化を知ることは本レーザーの動作を理解する上で非常に重要である。図 2-3 は KTP の温度を 30°C に固定し角度をグリーン光が最大になるように調整した後、KTP の温度のみを変化させた時のグリーン出力の変化を測定した結果である。励起入力は 20 W で一定とした。この図より 30°C 近傍をピークとし、26°C および 33°C においてグリーン出力が半減しており、温度の許容半幅として 7°C という値が得られた。これは KTP の温度を変えることにより、複屈折フィルターの透過波長 (KTP のリタデーション (シングルパス) が  $\pi/2$  または  $\pi$  の整数倍となる波長) が変化し発振波長が変化するために、KTP の位相整合波長からずれるのと同時に、KTP 自身の屈折率変化によって最適位相整合波長も変化するために、変換効率が低下するためである。しかしこの結果からは、KTP の許容温度幅は 7°C と十分広く、安定したグリーン出力が期待できる。

図 2-4 は図 2-3 の測定において KTP の温度を変えた際の基本波レーザー光の発振波長を測定した結果である。この発振波長の変化は KTP とプリユスター板からなる複屈折フィルターにより選択された発振波長の変化の様子を表している。これより 25°C および 35°C 近傍で発振波長が Nd:YAG のゲインの高い

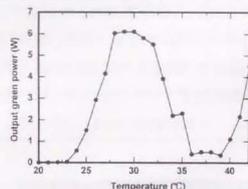


図 2-3 グリーン出力の KTP 温度依存性

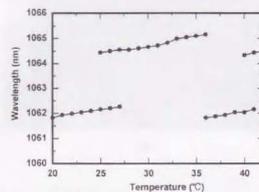


図 2-4 発振波長の KTP 温度依存性

1064 nm 帯からゲインの低い 1062 nm 帯へ大きくジャンプしている様子が分かる。これより図 2-3 で示された温度-出力特性において両温度でグリーン出力が急激に低下しているのは、複屈折フィルタの影響によって発振波長が大きな変化しゲインが下がって内部パワーが低下したこと、さらに KTP の位相整合波長からずれたことに起因していることが分かる。

#### (4) ノイズ特性

基本波であるレーザー発振光の縦モードが複数存在する内部共振型レーザーにおいては、通常、非線形光学結晶内での和周波の発生を介して縦モード間がエネルギー的に結合して一定の周期で損失のやりとりを行い、グリーンプロブレムと呼ばれる激しい低周波ノイズが発生する[2-7]。一方発振させたリングレーザーや共振器長の非常に短い定在波型レーザーをのぞき、通常の定在波型レーザーは縦多モードで動作する。今回試作したレーザーも定在波型であり、共振器も十分長いことからレーザー発振光は縦多モードである。しかしながら 4-2 節で物理的に詳細に解析するように、図 2-1 のグリーンレーザーにおいては各縦モード間に特定の位相差が存在する、いわゆる mode-coupled 状態になっており、グリーンプロブレムは起こらない。このため、縦多モードでありながら極めて低ノイズで動作する[2-8]。

図 2-5 (a)、(b) はそれぞれ、今回試作した全固体グリーンレーザーと Ar イオンレーザー (GLG3602、マルチライン発振、NEC 製) の出力のノイズスペクトル (0~5 MHz) を測定した結果で、測定出力は共に 6 W である。同図(a)より全固体レーザーでは特にノイズ成分は観測されず、ノイズレベルは用いた検出器のショットノイズレベル (-130 dB/Hz) にほぼ等しい。同図(b)の Ar レーザーでは 500 kHz 以下及び 2.1 MHz 近傍に特有なノイ

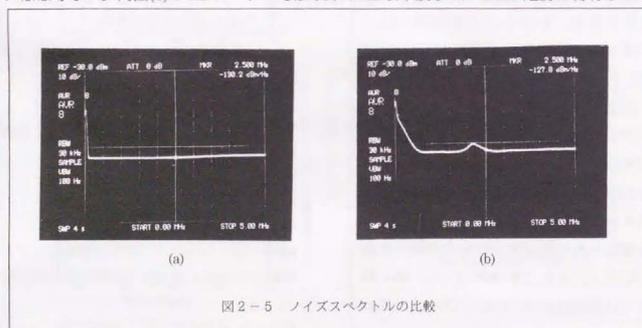


図 2-5 ノイズスペクトルの比較

ズ成分が観測される。特に 500 kHz 以下のノイズ成分は著しく大きく、100 kHz 以下の周波数で多用されるヘテロダイン計測には極めて大きな障害となることが分かる。このノイズはイオンレーザーに特有なプラズマに起因するものと考えられる。このように全固体化することで、効率や信頼性が向上するだけでなく、ノイズ成分も著しく低減できることが分かる。なお、5 MHz から 50 MHz までの高周波域では両レーザーに特徴的なノイズは観測されなかった。

さらに図 2-6 (a)、(b) はそれぞれ、今回試作したレーザーと市販されている全固体グリーンレーザー (JUNO 5000、昭和オプトロニクス社製) の低周波領域のノイズスペクトル (0~100 kHz) を測定した結果である。出力は共に 5 W である。市販の定在波型グリーンレーザーではグリーンプロブレムによるノイズを極力抑えるために、縦モードの数を数十本と多くすることで、出力変動を平均化している。しかしながら平均化されて出力変動自体は非常に小さくなっているが、グリーンプロブレム自体は依然として起こっており、その影響が低周波領域に現れている。同図(a)では 30 kHz 以上でノイズは検出器のショットノイズレベル (-135 dB/Hz) まで低下しているのに対し、同図(b)の市販レーザーでは 100 kHz までの全域で(a)に比べ 10 dB 以上高いノイズレベルを示している。このように mode-coupled 方式によりグリーンプロブレムの発生を完全に抑えることにより、簡便な共振器構成でしかも縦多モードでありながら極めて低ノイズで動作する全固体グリーンレーザーを試作することが出来た。グリーンレーザーの低ノイズ化は全固体 Ti:サファイアレーザーの低ノイズ化に直結するものであり、その実験結果については後の節で詳細に述べる。

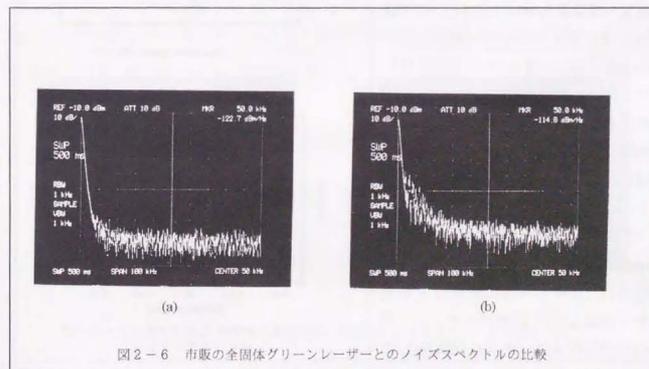


図 2-6 市販の全固体グリーンレーザーとのノイズスペクトルの比較

## 2-1-3 全固体 Ti:サファイアレーザーシステム

### (1) 入出力特性

図 2-7 は、今回試作した全固体グリーンレーザーを用いて、Ti:サファイアレーザーを励起した場合の入出力特性（発振波長 800 nm）を示す。Ti:サファイアレーザーには市販のリング型レーザー（Titan CW、シュワルツ社製）[2-9]を用いた。これは cw の単一縦モードで動作する波長可変 Ti:サファイアレーザーとして代表的な製品の一つであり、Ti:サファイアレーザー励起用としての今回開発した全固体グリーンレーザーの性能を他の励起レーザーと比較評価するのに最適であると考えたからである。

図に示すようにグリーン光入力 6 W 時に 1.4 W の 800 nm レーザー出力が得られた。光-光変換効率は 23% である。これは同じ 6 W の Ar イオンレーザーで励起した場合とほぼ同じ出力特性及び光-光変換効率である。しかしながら単一縦モードで動作する全固体 Ti:サファイアレーザーとしては、これまでの報告の中で最も高い出力及び変換効率である [2-10]。また Ti:サファイアの吸収特性から、全固体グリーンレーザー（波長 532 nm）の方が Ar イオンレーザー（波長 488、514.5 nm 同時発振）に比べやや不利であるにもかかわらず励起効率の有意な差は観測できなかった。これは Ti:サファイアの結晶長が 8 mm と励起光の吸収に十分長いとみられる。最終的な電気-光変換効率は 1.1% で、これは従来の Ar イオンレーザー励起に比べ 50~100 倍高い。また Ti:サファイアレーザー出力の横モードの  $M^2$  値は 1.02 と極めて良好な TEM<sub>00</sub> モードであることを確認している。

図 2-8 に 800nm 出力時の発振スペクトル線幅をスーパーキャビティ（線幅分解能 <0.6GHz、SR-140C、Newport 社製）で測定した結果を示す。測定されたレーザー光の線幅は半値全幅で 4.3MHz と、Ti:サファイアレーザーのカタログスペック（<10MHz）の

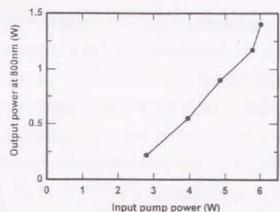


図 2-7 全固体 Ti:サファイアレーザーの入出力特性

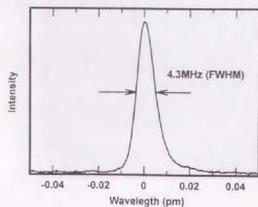


図 2-8 全固体 Ti:サファイアレーザーの縦モードスペクトル

値が得られている。

### (2) 波長可変特性

図 2-9 はグリーン光 6 W 励起時の Ti:サファイアレーザーの波長可変特性を示す。Ti:サファイアレーザー共振器内に挿入された複屈折フィルター（3 枚群）により 759~904 nm まで、およそ 150 nm にわたる単一縦モードでの波長可変動作を確認できた [2-10,11]。この波長可変範囲は Ti:サファイアレーザーの複屈折フィルター及び共振器ミラーの波長特性によって決まっており、ミラーセットを交換することで、Ti:サファイアの蛍光幅である 690 nm から 1050 nm 程度までの波長を全固体でカバーすることができる。

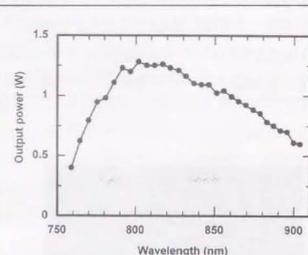


図 2-9 全固体 Ti:サファイアレーザーの波長可変特性

### (3) ノイズ特性

図 2-10 (a)、(b) はそれぞれ、今回試作した全固体 Ti:サファイアレーザー及び Ar イオンレーザーで励起した Ti:サファイアレーザーのノイズスペクトルを測定した結果である [2-10]。同図(a)では、図 2-5 (a)の励起グリーンレーザー同様、相対雑音強度 (RIN) で -130 dB/Hz 以下という値が得られているが、Ar レーザー励起では、図 2-5 (b)の励起レーザーのノイズから 700 kHz 以下で著しいノイズが観測される。Ti:サファイアレーザーのノイズが励起グリーンレーザーのノイズの影響を強く受けることが分かる。これは Ti:

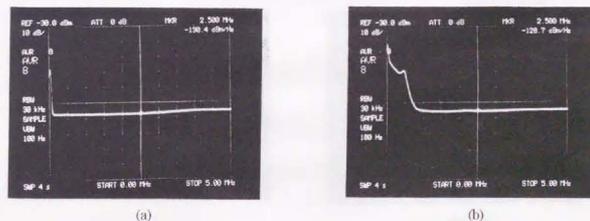


図 2-10 Ar イオンレーザー励起時のノイズスペクトルの比較

サファイアの蛍光寿命が3  $\mu\text{sec}$  と短いために励起光の出力変動に対する応答が速いからである。

図2-11(a), (b)はそれぞれ、試作した全固体 Ti:サファイアレーザーと市販の全固体グリーンレーザーで励起した Ti:サファイアレーザーの100 kHz以下の低周波域でのノイズスペクトルを測定した結果である。図2-6同様、市販の全固体グリーンレーザーで励起した場合には、10 dB以上のノイズが観測される。

また図2-12(a), (b)はそれぞれ、(a)励起グリーンレーザーにノイズが発生しない状態と、(b)Nd:YAG ロッドの両端面をレーザー光軸に対し垂直に角度調整し mode-coupled 状態を乱して強制的にノイズを起こさせた場合の(上)グリーン出力及び(下)Ti:サファイ

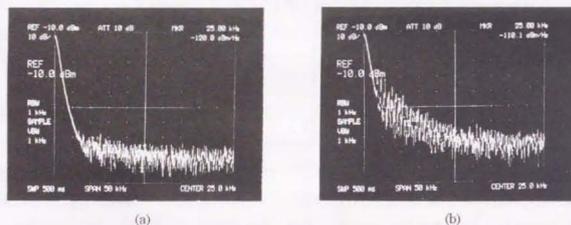


図2-11 市販の全固体グリーンレーザー励起時のノイズスペクトルの比較

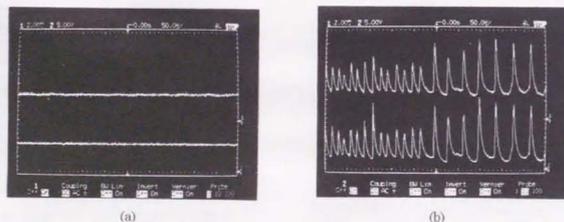


図2-12 ノイズ発生時のグリーン及びTi:サファイアレーザー出力の時間変動

レーザー出力の時間波形を測定した結果である。ロッド端面を光軸に垂直に配置した場合には後の節で示すように、グリーンプロブレムによる典型的なノコギリ波状に激しいノイズが発生し、それがTi:サファイアレーザー出力にもそのまま変動が伝達されるようすがよくわかる。

## 2-1-4 まとめ

分光計測用光源として全固体 Ti:サファイアレーザーを開発した。励起用グリーンレーザーとして新たに LD 励起内部共振器型 Nd:YAG レーザーを開発し、最大 cw グリーン出力 6.3 W、光-光変換効率 32% が得られた。これを用いて Ti:サファイアレーザーを励起し、800 nm において最大 1.4 W の単一縦モード cw レーザー出力を得た。LD で消費する電力に対する Ti:サファイアレーザー光出力の効率 1.1% が得られた。さらにノイズ特性も励起グリーンレーザー及び Ti:サファイアレーザー双方で、100 kHz 以下の低周波領域においても 130 dB/Hz 以下の良好な特性が得られた。全固体化とグリーンレーザーの mode-coupled 動作により、Ti:サファイアレーザーの大幅な高効率化、低ノイズ化を実現することができ、本光源の分光計測用光源としての有用性を実証できた[2-12]。

## 2-2 Cr:LiSAF レーザー

### 2-2-1 背景

Cr:LiSAF (Cr:LiSrAlF<sub>6</sub>) [2-13,14]は、前節で述べた Ti:サファイアに匹敵する、700 から 1100 nm に及ぶ広い蛍光スペクトル分布を有し、また 640 nm をピークとして 760nm 近傍まで吸収帯がのびていることから、AlGaInP 赤色 LD[2-15]や近赤外の AlGaAs LD[2-16]でも励起が可能な固体レーザー媒質である。このため励起波長の関係から LD で直接励起できない Ti:サファイアレーザーと比較して、小型で高効率な波長可変レーザーを実現できる。

しかし Cr:LiSAF の場合、レーザーとしての発振閾値を決める誘導放出断面積と蛍光寿命の積が、代表的な LD 励起固体レーザー結晶である Nd:YAG の 50 分の 1 程度と非常に小さいことから、光源の広がりのために励起密度を上げることが難しい LD 励起では高い利得を得ることが難しく、発振特性が共振器内の損失の影響を強く受けやすい。そのため共振器内に波長可変のために分散素子を挿入した場合、その損失によって特に誘導放出断面積の低い 900 nm 以上の波長域では発振が停止し、広い波長可変幅を実現することは難しいという問題があった。

この問題を解決する方法として、Cr:LiSAF を含む主共振器の外部に分散素子を配置し、主共振器に対して特定の波長の光だけを戻すことにより、波長選択を行う複合共振器の構成が考案された。Zhang らは、Lyot-Filter を複合共振器内に挿入することにより、850~935 nm までの波長可変幅を実現した。さらに彼らは液晶の変調波長板を用いて電氣的に波長制御をおこない、858~920 nm の可変に成功している[2-17]。また国内においても青島らがプリズムを分散素子として用いた複合共振器で、821.8~922.5 nm までの 100.7 nm の波長可変動作と 41mW の最大出力を得ている[2-18]。最近ではファイバグレーティングを分散素子として用いた例も報告されている[2-19]。

これに対して著者を含むグループは、LD や色素レーザーの波長選択に用いられているグレーティングを用いた複合共振器構成を、固体レーザーである Cr:LiSAF に初めて適用し、これまで報告されている中では最も広い 150nm に及ぶ波長可変を、単一縦モードで実現することに成功している[2-20,21]。本章では、この複合共振器レーザーの波長可変動作の物理的理解を深め、広帯域動作のための設計論を構築するために、複合共振器の動作の理論解析から、発振閾値と複合共振器のカップリングミラーの反射率との関係式を導出する。さらにその解析結果を実際のグレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザーに適用することで、その波長可変動作を理論と実験両面から理解する。また波長可変範囲をさらに拡大するた

めの検討を行い、最終的に Cr:LiSAF の誘導放出断面積を補償するカップリングミラーの反射率の最適設計を得る過程を示す。

### 2-2-2 LD 励起グレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザー

#### (1) 共振器構成と基本特性

図 2-1-3 に実験試作した LD 励起グレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザーの共振器構成を示す。励起には、2 個の AlGaInP 赤色 LD (発振波長 670 nm, 最大出力 500 mW) を偏光ビームスプリッターで合波して用いている。主共振器は Cr:LiSAF 結晶 (Cr ドープ濃度 1.5%at, 長さ 5 mm) の励起端面及び曲率半径 50 mm のカップリングミラー (主共振器と副共振器を結合するミラーという意味で以下カップリングミラーと称する。共振器構成の違いから、いわゆる output coupler とは機能的に異なる。) よりなり、他に光学素子を含まない。このカップリングミラーは、Cr:LiSAF の蛍光ピーク波長である 850 nm 近傍で 98% 以上の高い反射率を有しており、主共振器は単独でも発振が可能である。主共振器の共振器長は励起光とのモードマッチングを考慮し、Cr:LiSAF 結晶内でのレーザー発振モード径が最大となる 25 mm とした。カップリングミラーより出射されたレーザー光は焦点距離 150 mm のレンズでコリメートされた後、アナモルフィックプリズムでグレーティングの溝に垂直な方向、図では紙面に平行な方向にのみ 4 倍に拡大され、グレーティング (溝数 1200 grooves/mm, プレーズド波長 800 nm, 島津製作所製) に入射する。このアナモルフィックプリズムは、グレーティングにおいて光の照射される溝数を増やすことにより、波長分解能を向上させるもので、これがない場合にはレーザーの単一縦モード動作が不安定になったり、複数の縦モードが発振する。

グレーティングに入射した光は、その 1 次回折光が、全波長域に対して高い反射率を有

するチューニングミラーで再びグレーティングに折り返され、もと来た光路をたどって主共振器に戻される。また 0 次回折光はレーザー出力として共振器外に取り出される。チューニ

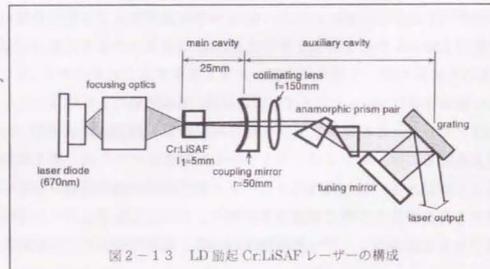


図 2-1-3 LD 励起 Cr:LiSAF レーザーの構成

ングミラーを紙面方向を軸に、回転させることにより、主共振器内に戻される光の波長を変えることができ波長可変発振が実現される。またこのチューニングミラーを回転させても出射光である 0 次回折光の出射方向は変わらないため、波長を変えてもレーザー出力光の出射方向は変わらず、実用的である。

図 2-14 は、得られたレーザー出力の波長依存性である。結晶内での励起光吸収パワーは 650 mW である。図中の

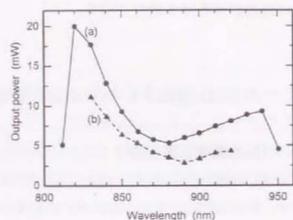


図 2-14 出力の波長依存性

実線(a)及び破線(b)は反射率の異なる 2 種類のカップリングミラーを用いた場合の特性で、それぞれの反射率は 850 nm の波長において公称 98.5%、99.5% である。この図より 98.5% のミラーを用いた場合には、5 mW 以上の出力で 810~950 nm までの 140 nm の波長可変幅を実現できた。またこの発振スペクトル(発振波長 800 nm 時)をスーパーキャビティ(SR-140C、Newport 社製)で測定した結果、発振線幅の半値全幅として 2.4 MHz の単一縦モード動作が確認できた。

## (2) 発振閾値の波長依存性

図 2-13 の共振器構成において波長可変範囲を決定している因子は、主共振器のカップリングミラーの反射率、グレーティングを含む副共振器の反射率、及び Cr:LiSAF の誘導放出断面積の波長依存性である。本解析では、このうち特にカップリングミラーの反射率に着目して議論を進めるが、その重要性やグレーティングを含む副共振器の反射率の影響については、後の節で理論的な計算式を交えて詳細に検討する。

図 2-14 より、反射率の高い 99.5% のカップリングミラーを用いた場合には、波長可変幅は 830 nm から 920 nm までと 90 nm に留まっており、カップリングミラーのわずか 1% の反射率の違いで波長可変幅が大きく変化することが分かる。またカップリングミラーの反射率を逆に 96% まで下げた場合には、発振閾値の上昇によって主共振器自体の発振が困難となった。この実験結果から複合共振器型 Cr:LiSAF レーザーにおいて波長可変幅の拡大を図るには、カップリングミラーの反射率を非常に高い値で微妙に調整する必要があることがわかる。また同時にグレーティングを含む副共振器の反射率の影響についても考慮する必要がある。そこで波長可変動作とこれら波長可変因子の関係を理解するために、まず波長可変時のレーザー発振特性の特徴、具体的には発振に必要な LD 励起入力(発振

閾値)の変化の様子を観測した。

図 2-15 は各波長選択時における発振閾値の測定結果であり、図中の実線(a)、破線(b)、それぞれ反射率の異なるカップリングミラー(a)98.5%、(b)99.5%を用いた時の閾値を測定している。この図において grating feedback(a)/(b)と記された点線が波長選択時の発振閾値励起入力であり、free running(a)/(b)と記されたものが、グレーティングで可変できる波長幅を超えた状態での発振閾値である。このフリーランニング状態では、すでに副共振器は共振器として機能しておらず、発振閾値は副共振器を取り払った主共振器のみの発振閾値に等しい。また発振スペクトルも 850 nm を中心とした線幅 10 nm 程度の非常に広い縦多重モード発振となった。

図 2-15 より分かるように、グレーティングにより波長選択され複合共振器として動作した場合、フリーランニング時に比べ発振閾値が著しく下がることが分かる。例えば(a)反射率 98.5% のミラーの場合、880 nm 近傍では発振閾値がフリーランニングに比べ 3 分の 1 以下に下がっている。また(b)99.5% の場合もカップリングミラーの高い反射率のためにフリーランニング時も含め全体に閾値は低い値にシフトしているが、傾向は同じである。さらにこの図より波長可変幅の両端近傍では次第に発振閾値が高くなり、それがフリーランニングの発振閾値を越えた波長において波長可変できなくなる様子が見られる。すなわち波長可変範囲は、その波長における波長選択時の発振閾値とフリーランニング時の発振閾値との大小関係で決まることが理解できる。従って波長可変幅を拡大するためには先の波長可変因子とレーザーの発振閾値との関係を理論的かつ定量的に理解する必要がある。そこで次に各波長における発振閾値の理論的な見積もりについて、一般的な複合共振器の理論解析から出発し、新しい設計法について検討した。

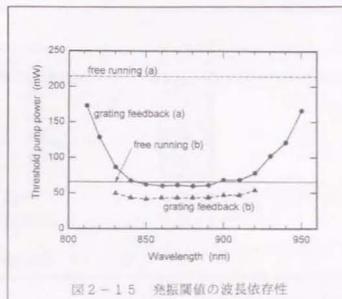


図 2-15 発振閾値の波長依存性

## 2-2-3 複合共振器の理論解析

### (1) 複合共振器における発振閾値の理論計算

図 2-16 はグレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザーを等価的な複合共振器としてモデル化した図である。これより、各境界における連続の方程式として

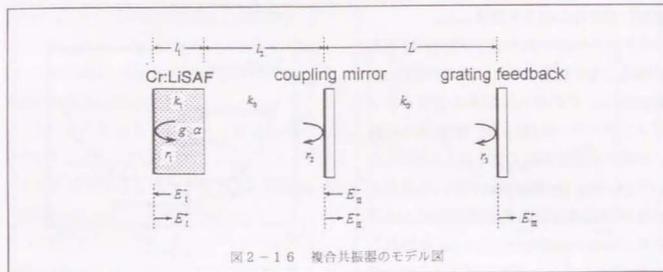


図 2-16 複合共振器のモデル図

$$E_1^+ = r_1 E_1^-, \quad (2.1)$$

$$E_1^- \exp\left[\left(ik_1 - \frac{g-\alpha}{2}\right)l_1\right] \exp(ik_0 l_2) \\ = r_2 E_1^+ \exp\left[-ik_1 + \frac{(g-\alpha)}{2}l_1\right] \exp(-ik_0 l_2) + (1-r_2)E_{II}^-, \quad (2.2)$$

$$E_{II}^+ = -r_2 E_{II}^- + (1+r_2)E_1^- \exp\left[-ik_1 + \frac{(g-\alpha)}{2}l_1\right] \exp(-ik_0 l_2), \quad (2.3)$$

$$E_{II}^- \exp(ik_0 L) = r_3 E_{II}^+ \exp(-ik_0 L), \quad (2.4)$$

$$E_{III}^+ = (1+r_3)E_{II}^+ \exp(-ik_0 L) \quad (2.5)$$

が導かれる。ここで、 $E_1$ 、 $E_{II}$ 、 $E_{III}$ はそれぞれ各境界における電界強度で、紙面の右方向を+とする。 $k_0$ 、 $k_1$ はそれぞれ Cr:LiSAF 結晶中、大気中における波数、 $g$ 、 $\alpha$ はそれぞれ Cr:LiSAF 中での利得と損失、 $l_1$ 、 $l_2$ 、 $L$ はそれぞれ Cr:LiSAF の結晶長、結晶からカップリングミラーまでの距離、複合共振器の長さである。また  $r_1$ 、 $r_2$ 、 $r_3$ はそれぞれの共振器ミラーにおける複素反射率である。ただし  $r_1 > 0$ 、 $r_2 < 0$ 、 $r_3 < 0$  と仮定した。

これらの境界条件を解くと、発振条件としてよく知られた次式が得られる。

$$r_1 r_2 r_3 \exp[(g-\alpha)l_1] \exp(i\delta_1) = 1 \quad (2.6)$$

ここで実効反射係数は

$$r_{eff} = \frac{r_3 + r_2 \exp(i\delta_2)}{1 + r_2 r_1 \exp(i\delta_2)}, \quad (2.7)$$

ただし

$$\delta_1 = -2(k_1 l_1 + k_0 l_2), \quad (2.8)$$

$$\delta_2 = -2k_0 L \quad (2.9)$$

である。これよりさらに次式の条件式が導かれる。

$$G = \exp[2(g-\alpha)l_1] = \frac{(1+r_2 r_3)^2 - 4r_2 r_3 \sin^2\left(\frac{\delta_2}{2}\right)}{r_1^2 \left[(r_2 + r_3)^2 - 4r_2 r_3 \sin^2\left(\frac{\delta_2}{2}\right)\right]} \quad (\text{振幅条件}), \quad (2.10)$$

$$\tan \delta_1 = \frac{-r_3(1-r_2^2) \sin \delta_2}{r_2(1+r_2^2) + r_3(1+r_2^2) \cos \delta_2} \quad (\text{位相条件}) \quad (2.11)$$

したがって発振閾値における利得は、

$$G_{th} = \min(G) = \frac{(1+r_2 r_3)^2}{r_1^2 (r_2 + r_3)^2} \quad (2.12)$$

と求められる[2-22-25]。

レーザー共振器の発振閾値（吸収励起パワー）は一般に、

$$P_{th} = \frac{\pi \omega_e^2 h \nu_p (T + L_c)}{2 \sigma_a \tau_p \eta_0 \eta_B} \quad (2.13)$$

で与えられる[2-26]。ただし、 $\omega_e$ は発振モード半径、 $\nu_p$ は励起光周波数、 $\sigma_a$ 、 $\tau_p$ はそれぞれ Cr:LiSAF の誘導放出断面積と蛍光寿命、 $\eta_0$ は量子効率、 $\eta_B$ はビーム重なり効率、 $T$ は副共振器を含めた主共振器から見たカップリングミラーの等価的な透過率および  $L_c$ は共振器内における損失である。ここで  $T$ 及び  $L_c$ が1より十分小さいことから共振器内における全損失 (round-trip) は、

$$T + L_c = 2gl_i = \ln G_{th} + 2\alpha l_i \quad (2.14)$$

とおける[2-27]。故に、

$$\sigma_e P_{th} = \frac{\pi \omega_r^2 h \nu_p (\ln G_{th} + 2\alpha l_i)}{2\tau_r \eta_o \eta_B} \quad (2.15)$$

$$= B(\ln G_{th} + A) \quad (2.16)$$

とおける。ここで、 $A$ 及び $B$ は波長に依存しない定数である。この理論的に新しく導かれた(2.16)式が、実際にグレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザー共振器でも成り立っているかどうかを次に実験的に確かめる。

## (2) 発振閾値の見積もりと実験値の比較

図2-17は、 $r_2$ を実験的に見積もるために、それぞれ公称反射率(a)98.5%および(b)99.5%のカップリングミラーの反射率の波長依存性を分光光度計で測定したデータである。ともに860~880nmで最も反射率が高く、周辺に行くほど急激に反射率が低下している様子が見られる。

また図2-18は同じく $r_2$ を見積もるために、図2-13に示したグレーティングとチューニングミラーよりなる帰還光学系から、カップリングミラーへ再び戻る光の割合(以下「戻り光率」と呼ぶ)の波長依存性を、Ti:サファイアレーザーを用いて測定した結果である。この測定結果より、戻り光率は短波長側において急激に低下しているが、840nm以上ではおおむね70%以上が得られている。この特性は主にグレーティングの回折効率の変化を反映している。

しかしながら通常グレーティングは、この程度の波長範囲においてはほぼ一定

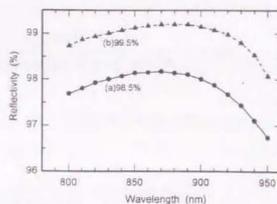


図2-17 カップリングミラーの反射率の波長依存性

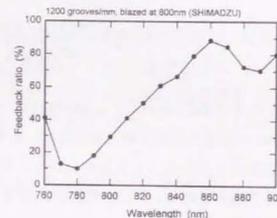


図2-18 帰還光学系の実効反射率の波長依存性

の回折効率を示すはずである。今回780nm近傍で、このように反射率が波長に対して大きく現象した原因として、グレーティングにおけるアノマリー[2-28]が考えられる。アノマリーとは波長または入射角を変えていった際に生じる回折効率の突然の山や谷である。その後の理論計算及び実験的な検討から、図2-13のグレーティング及びチューニングミラーの配置において、ブレス波長800nm近傍で、チューニングミラーで反射された1次回折光が再びグレーティングへ入射して反射する際に、-1次あるいは+2次といった回折光が発生することが別の理論解析から明らかになっている[2-29]。このように光のパワーがレーザーの主共振器への戻り光として関与しない回折光に分配され、かつその分配率が波長や入射角で急激に変化するために、図2-18のような急峻な波長依存性が生じている。またこの異常な波長依存性は図2-14に示したレーザー出力の波長依存性における、利得ピーク波長とは異なる800nm近傍の出力ピークの原因にも寄与している。このアノマリーはグレーティングへの光の入射角(今回の実験では約60°)を変更することで今後避けることが可能である。

さて、以上の測定結果より、各発振波長における複素反射率 $r_1$ 、 $r_2$ を見積ることができる。またCr:LiSAF結晶端面に施した広帯域高反射膜の $r_1$ を波長に依らず1と考えると、(2.12)式を用いて発振閾値の利得 $G_{th}$ を計算することができる。

図2-19は実験的に求めた $G_{th}$ に対し、文献[2-30]に報告されているCr:LiSAFの誘導放出断面積 $\sigma_e$ と、先に図2-15で実験的に求めた $P_{th}$ の積の関係を示した図である。ここでは反射率98.5%のミラーの閾値の測定値を白丸、99.5%の測定値を黒丸で示している。この図より分かるように、 $\sigma_e P_{th}$ 積と $\ln G_{th}$ は発振波長やミラーの反射率に依存せず、(2.16)式に示されるように1本の直線でよく表される比例関係にあることがわかる。このことはすなわち、グレーティング帰還型Cr:LiSAFレーザーの発振閾値特性が、先に導いた複合共振器の理論解析の(2.16)式でうまく説明できることを示している。従って逆にこの関係式を用いて、任意のカップリングミラーないしはグレーティングを用いた時のCr:LiSAFレーザーの発振閾値を見積もることができる。なお $G_{th}$ の計算の際、Ti:サファイアレーザーでは測定できなかったグレーティング帰還系の900nm以上の戻り光率は70%で一定と仮定している。また、図2-19の最小2乗法で求められた直線と $\ln G_{th}=0$ の切片か

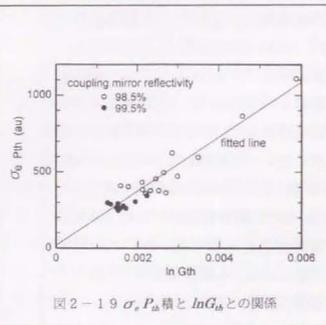


図2-19  $\sigma_e P_{th}$ 積と $\ln G_{th}$ との関係

ら(2.16)式における  $A$  が  $4.7 \times 10^6$  と求められるが、これより(2.15)式から主共振器内の損失  $\alpha$  として 0.47% という値が計算される。これは Cr:LiSAF 結晶中の損失としては妥当な値であり、この計算の妥当性が示されている。

今回我々は図 2-19 よりラインフィッティングによって定数  $A$  及び  $B$  を決定した。これは(2.15)式において直接評価測定することが難しいパラメータ例えば、ビーム重なり効率  $\eta_B$  や量子効率  $\eta_Q$  及び結晶内の損失  $\alpha$  等を実験からまとめて求めるためである。もちろんこれらの個々のパラメータはフィッティングではなく、ある程度理論計算や特別な測定によって個別に求めることも可能だが、たとえばビーム重なり効率  $\eta_B$  に関しては、Cr:LiSAF 結晶内における LD ビーム径の変化や吸収、面内のパワーの不均一性、波長広がりやを考慮すると正確に見積もることは容易ではない。本論文の目的は発振閾値の大小関係の見積もりから、広帯域波長可変を行うための各種波長可変因子の設計を行うことであり、実際の閾値を計算で再現できるように、不明なパラメータを実験的に決定した。

図 2-20 (a), (b)は、図 2-17 と図 2-18 の測定結果から、図 2-19 で求めた関係式を用いて逆に発振閾値の波長依存性を計算した結果であり、それぞれ反射率 98.5%、99.5% のカップリングミラーの閾値の波長依存性を計算したものである。この図から明らかなように計算による発振閾値は実験値を定量的に非常によく再現できることが分かる。ここで注意しておきたいことは、図 2-19 においてフィッティングで求めたものは共通の定数  $A$ ,  $B$  であり、各波長における閾値そのものではないという点である。すなわち、図 2-20 の結果が示すことは、(2.16)式及び実験的に求められた定数  $A$ ,  $B$  の有効性である。特に、カップリングミラーの反射率やグレーティングからの戻り光率の波長依存性など、まったく個別に実験的に求めたデータを用いて求めた定数  $A$ ,  $B$  を用いて、これだけ広範囲の波長にわたり、かつ反射率が変わっても実験値と計算値がよく一致していることは特筆すべきことで、本解析手法の有用性を示す重要な結果である。

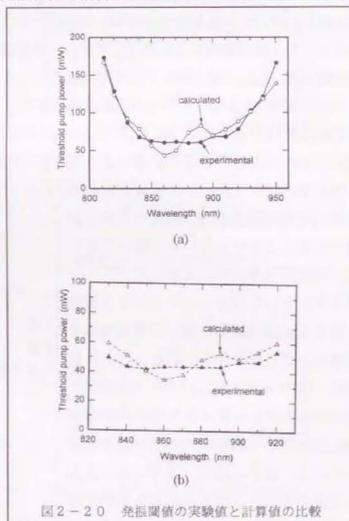


図 2-20 発振閾値の実験値と計算値の比較

なお、フリーランニング時には線幅 10 nm 程度のブロードな縦多重モード発振となるために、図 2-19 で求めた関係式では再現できなかった。そこでフリーランニング時の発振閾値の計算は、98.5% の場合と 99.5% の場合の発振波長ピークである 850 nm 近傍での誘導放出断面積と発振閾値、及びカップリングミラーの反射率から別に定数を求めて行った。

このようにカップリングミラーの反射率依存性とグレーティング掃選系の戻り光率の波長依存性が分かれば、それを用いた場合の波長選択時の発振閾値が複合共振器の解析から導かれた関係式で計算できることが分かった。そしてフリーランニング時の発振閾値も同様にして計算できれば、両者を比較することによって波長可変範囲を予め計算で見積もることができる。また、逆にこの関係式を用いて特定の波長で特定の発振閾値になるように、カップリングミラー及びグレーティングの設計を行うことも可能である。

## 2-2-4 カップリングミラーの反射率の最適設計

### (1) 設計方針

グレーティング掃選型の複合共振器構成による波長可変方式が採用されているレーザーとしては、色素レーザーや LD がよく知られているが、これらは今回対象とした Cr:LiSAF に比較して利得が高く、カップリングミラーの反射率を下げても十分発振が可能である。特にグレーティングを含む掃選光学系からの戻り光率に対して、カップリングミラーの反射率を同等か低く設定することができる。この場合には主にグレーティングからの戻り光率によって波長可変範囲が決定されるため、グレーティングが広帯域化の設計の中心となる。これは最初にも述べたように波長可変幅は、波長選択時とフリーランニング時の発振閾値の大小関係で定まるために、カップリングミラーの反射率を下げることでフリーランニングの発振閾値を高く設定することができ、グレーティングによる波長選択時の閾値に対して大きなマージンを持たせることができることと、波長選択時の発振閾値は、(2.12)式から分かるように  $r_2$ ,  $r_3$  のうちのより大きな反射率で値が左右されるために、その発振閾値自体もグレーティングを含む掃選光学系で支配的に決定されるためである。

ところが Cr:LiSAF を代表とする波長可変固体レーザー媒質では一般に誘導放出断面積が非常に小さく、従って利得が低い。特に小型化を狙った LD 励起では利得を十分にあげることができない。グレーティングを用いて得られる掃選光学系からの戻り光率が最高でも 90% 程度であるため、複合共振器を発振させるためにはカップリングミラーとして 98% 以上の非常に高い反射率のミラーを用いる必要がある。この場合にはこれまでの色素レー

ザーやLDの場合とは設計方針を変える必要がある。すなわちCr:LiSAFレーザーの場合には、逆にカップリングミラーの反射率がグレーティングを含む帰還光学系に比べ非常に高いために、波長選択時とフリーランニング時のマージンを大きくとることが難しく、またカップリングミラーの微妙な反射率の変化により発振閾値が大きく左右され、波長可変範囲が変化する。もちろんグレーティングからの戻り光率は高めれば、それだけ波長可変範囲は広がるが、その波長可変動作に及ぼす影響の差は歴然としており、例えば図2-14に実験的に示したようにカップリングミラーの反射率の波長依存性が、ほんのわずか1%変化しただけで波長可変特性は大幅に変化する。従って波長可変動作を拡大するためには、まず、カップリングミラーの反射率を適切な値に設定することが最も重要である。

また以下の解析結果からも示されるが、カップリングミラーの反射率を最適化することにより、グレーティングからの戻り光が多少減少しようが、それを補い広帯域の波長可変動作が得ることができる。しかし逆にカップリングミラーの反射率が最適値より、1%以上ずれた場合には、いくら高い回折効率を有するグレーティングを採用しても、現実的にカップリングミラーの反射率を補って波長可変を行うことはできない。

さらに本複合共振器においては、グレーティングからの0次回折光をレーザー出力として取り出しているために、グレーティングの回折効率が高くなると逆にレーザー出力を取り出せなくなる。実用的な出力を取り出すことを考慮すると、グレーティングの回折効率を多少下げた状態で広帯域動作ができるような設計が重要である。この点からもカップリングミラーの設計に重点を置いた設計が重要であることが認識できる。

図2-21は、(2.16)の関係式を用いて、カップリングミラーが波長に対して一定の反射率を持つと仮定した場合の、波長選択時の発振閾値の反射率依存性を計算したもので、グレーティングからの戻り光率としては実測された図2-18の特性を仮定している。波長可変幅は波長選択時の発振閾値と主共振器のみのフリーランニング時の発振閾値の大小関係で決まるが、図中では波長選択時の発振閾値がフリーランニング時を下回っている領域だけを示しており、そのまま波長可変範囲として見なすことができる。なお800nm以下はCr:LiSAF結晶自身での吸収が大きく通常発振が困難なため、計算から除外した。このようにカップリングミラーの反射率を下げるほど、波長可変範囲は長波長

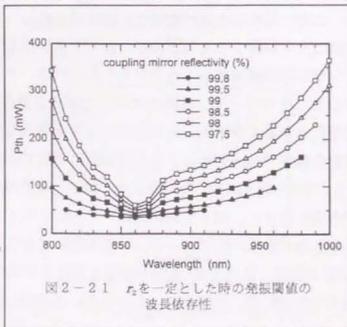


図2-21  $r_2$ を一定とした時の発振閾値の波長依存性

側へ広がる様子が分かる。また反射率が98.5%であっても、その反射率が波長に対して常に一定であれば、現状のグレーティングを用いても190nm程度の波長可変が可能であることが計算で示される。この計算ではカップリングミラーの反射率を下げれば下げるほど波長可変範囲は広がるが、LD励起で実用的に発振可能な範囲を考慮すると、閾値としてはせいぜい200mW以下であることが必要である。したがってこの計算結果から、カップリングミラーの反射率が波長に対して一定であるならば、反射率として98.5%から99.0%が最適値であることが分かる。

## (2) カップリングミラーの最適設計

最初に述べたように波長可変幅は波長選択時の発振閾値とフリーランニング時の発振閾値の大小関係で決まるが、フリーランニング時の発振閾値は通常、Cr:LiSAFの誘導放出断面積が最も高い850nm近傍でのカップリングミラーの反射率で決まっている。そこで850nm近傍での反射率を他の波長に対して選択的に下げれば(厳密には850nm近傍の波長選択時の発振閾値も上昇するが)、フリーランニング時の発振閾値のみを選択的に上昇させることができる。その場合、フリーランニング時のCr:LiSAFは誘導放出断面積とカップリングミラーの反射率の波長依存性に従い、次に最も閾値が低くなる波長で発振することになる。そこで、Cr:LiSAFの誘導放出断面積の波長依存性をカップリングミラーの反射率で全体に補償してやれば、波長選択時の発振閾値をあまり上昇させることなくフリーランニング時の発振閾値を上昇させることができ、図2-21で検討した広帯域化の結果よりも、効果的に波長可変範囲を拡大できる可能性があると考えられる。

そこで先程の(2.16)式において、通常 $\ln G_m \gg A$ であるので、 $A$ を無視し、

$$P_m \propto \frac{\ln G_m}{\sigma_e} = K \quad (2.17)$$

とおくと、 $K$ が波長に対して一定である条件を求める。ただし

$$K = \frac{P_m}{B} \quad (2.18)$$

である。

フリーランニング時の閾値の利得は  $r_3=0$ 、また  $r_1=1$  とおくと、

$$r_2 = \exp\left(\frac{K\sigma_2}{2}\right) \quad (2.19)$$

なる関係式が求められる。実際の反射率に直すと

$$R_2 = r_2^2 = \exp(-K\sigma_2) \quad (2.20)$$

なる関係式が求められる。

図 2-22 は(2.20)式を基に、フリーランニングの発振閾値が 220 mW 程度になるように設計したカップリングミラーの反射率の波長依存性を示す[2-33]。Cr:LiSAF の利得ピークである 850 nm 近傍で低く、周辺で高くなっている。この特徴は、レーザー共振器の構造も動作もまったく異なるが、定在波型の波長可変 Ti:サファイアレーザーにおける出力ミラーの反射率の波長依存性の最適化に関する報告とよく似ている[2-31,32]。このような波長特性を有する高反射ミラーの製作について国内の複数のコーティングメーカーに問い合わせたところ、反射率 99% 近傍でのこのような微妙な反射率制御は容易ではないが、技術的には十分可能であるということである。

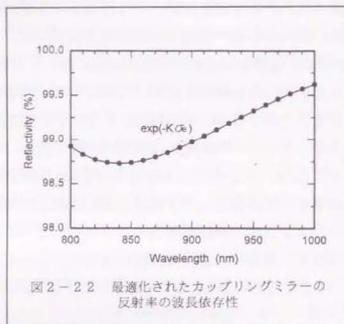


図 2-22 最適化されたカップリングミラーの反射率の波長依存性

### (3) 波長可変特性とグレーティングからの戻り光率の影響

図 2-23 は図 2-22 に求められた最適カップリングミラーを用いた場合の波長選択時の発振閾値を計算した結果であり、グレーティング帰還系からの戻り光率をパラメータとして計算している。なおこの計算では各戻り光率は波長に依存しないと考えている。この図に示すように戻り光率が 35% あれば、Cr:LiSAF の波長可変幅全域に近い 200 nm 程度が可変でき、さらに 50% 以上あれば 100~150mW 程度の低い発振閾値で動作可能であることが導かれる。この程度の波長幅において戻り光率が 50% 以上のグレーティングの入りは容易である。このようにカップリングミラーで Cr:LiSAF の誘導放出断面積の波長依

存性を補償してやることにより、先ほどカップリングミラーの反射率が波長に対して一定である場合に比べ、低閾値でより広帯域動作が可能になる。またグレーティングからの戻り光率が高ければ高いほど波長選択時の発振閾値は低下するが、逆にあまり高くすると先にも述べたように 0 次回折光が減少しレーザー出力が外部に取り出せない。しかしこの図の見積もりから、必要な出力に応じてグレーティングの回折効率 35% 以上で自由に選択してやればよいことが分かる。

### 2-2-5 本解析手法の汎用性について

カップリングミラー及びグレーティングを含めた副共振器の反射率特性から発振閾値を計算する際に(2.18)式に必要な定数  $A$ 、 $B$  は、図 2-19 の傾きから(2.16)式を用いて実験的に求めた。この定数  $A$  は結晶やそのコーティングの損失に依存し、また  $B$  は(15)式から分かるように励起や共振器に依存する項を含んでおり、適用する個々の結晶やレーザー共振器の構成によって異なった値をとることに注意が必要である。しかしながら一度励起光学系と主共振器の構成が決まれば  $B$  の値は変わらない。また結晶の品質が安定しているのならば  $A$  は結晶によってもそれほど大きくは変わらないはずである。実際のレーザー装置の研究や開発現場において励起光学系や主共振器の基本構成は一度最適化されれば、それほど頻繁に変更が必要になるものではない。さらに本手法では一度  $A$ 、 $B$  が求められれば、主共振器の基本構成を変えない限り、どのような特性のカップリングミラーやグレーティングを用いても、それらの反射率さえ分かれば、同一の  $A$ 、 $B$  の値を用いて容易にかつ正確に閾値を計算することができ、あらかじめ波長可変特性を見積もることができる。またもっとも有用なのは、逆に必要な波長可変範囲を得るためのカップリングミラーやグレーティングの設計を行うことができるという点である。著者は本解析手法は、その意味から実用的で汎用性が高く、この種の共振器の最適解析手法であると考えている。もちろん装置の構成が大きく変わり  $A$  や  $B$  の値が変わった場合に、最適なカップリングミラーやグ

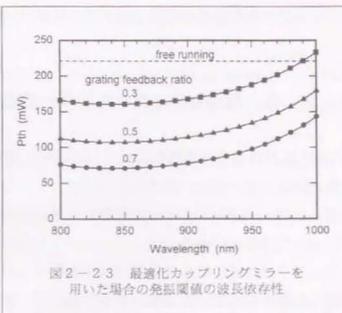


図 2-23 最適化カップリングミラーを用いた場合の発振閾値の波長依存性

ーティングの条件がどの程度変化するかは、今後さらに検討を進めることが必要である。

## 2-2-6 出力特性を含めたミラーの最適化について

今回の解析は波長可変幅の拡大を目的に発振閾値に主眼をおいたもので、発振効率などを含めたレーザー特性全体の最適化については触れていない。もちろんレーザー出力まで考慮したカップリングミラーの最適化も理論計算によって可能であるが、その場合、グレーティング帰還系の特性によってカップリングミラーの最適条件が左右される。またグレーティングは仕様によって特性が多少異なるものである。従って特定のグレーティングを使用した場合における最適化は可能であるが、解析結果としてはあまり汎用性がないと考え、今回は、波長可変幅拡大のみの議論に留めた。しかし、出力まで含めた全体の最適化を行った場合でも、カップリングミラーの反射率特性としては、今回図2-2に求められた反射率特性からそれほど大きく変わらないと考えられる。

## 2-2-7 まとめ

LD 励起グレーティング帰還 Cr:LiSAF レーザーの動作について、一般的な複合共振器の理論解析から議論を拡張することで、実験で得られた波長可変特性を物理的に理解することができた。さらに実験結果と理論的に解析して導かれた特性式を用いて波長可変幅を拡大するためのカップリングミラーの最適化を行い、Cr:LiSAF の誘導放出断面積の波長依存性を補償する反射率特性を導いた。その結果、グレーティング帰還系からの戻り光率が35%以上あれば、200 nm 程度の波長可変が実現できることが導かれた。このようにカップリングミラーの最適化によって波長可変幅のさらなる拡大が容易に可能であり、小型・高効率の広帯域単一縦モード波長可変レーザーとして LD 励起グレーティング帰還 Cr:LiSAF レーザーが有望であることを示すことができた。また本論文の設計方針及び解析方法は将来、同様に利得の低い Cr:LiCAF や Ce:LiSAF、Cr:フォルステライト、Cr:YAG 等に適用する場合にも非常に有用であると考えられる。

## 2章参考文献

- [2-1] 例えば、J.G.Bayly, V.B.Karatha, W.H.Stevens, "The absorption spectra of liquid phase H<sub>2</sub>O, HDO and D<sub>2</sub>O from 0.7 μm to 10 μm," *Infra Phys* vol.3, pp.211-222, 1963.
- [2-2] P.F.Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>," *J.Opt.Soc.Am.B* vol.3, no.1, pp.125-132, Jan. 1986.
- [2-3] P.Albers, E.Stark, and G.Huber, "Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire," *J.Opt.Soc.Am.B* vol.3, no.1, pp.134-139, Jan. 1986.
- [2-4] W.L.Nighan and John Cole, Jr., ">6W of stable, 532 nm, TEM<sub>00</sub> output at 30% efficiency from an intracavity-doubled, diode-pumped mutiaxial mode Nd:YVO<sub>4</sub> laser," in *Advanced Solid-State Laser*, S.A.Payne and C.R.Pollock, eds., Vol.1 of *Trends in Optics and Spectroscopy* (Optical Society of America, Washington, D.C., 1996), paper PD4, /Millennia series, Spectra-Physics 社製品カタログ.
- [2-5] T.Izawa, R.Uchimura, S.Matsui, and T.Arichi, "Efficient diode bar-pumped intracavity-doubled Nd:YVO<sub>4</sub> laser using stacked-glass plate beam shaper," in *Conference on Laser and Electro-Optics*, vol.6, 1998 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1998), paper CThA1, /JUNO series, 昭和オプトロニクス社製品カタログ.
- [2-6] G.M.Loiacono, D.N.Loiacono, T.McGee, and M.Babb, "Laser damage formation in KTiOPO<sub>4</sub> and KTiOAsO<sub>4</sub> crystals: Grey tracks," *J.Appl.Phys.* vol.72, no.7, pp.2705-2712, Oct. 1992.
- [2-7] T.Baer, "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers," *J.Opt.Soc.Am. B*, vol.3, no.9, pp.1175-1179, Sep. 1986.
- [2-8] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "Elimination of chaos in a multilongitudinal-mode, diode-pumped, 6 W continuous-wave, intracavity-doubled Nd:YAG laser," *Opt.Lett.* vol.22, no.13, pp.1000-1002, July. 1996.
- [2-9] J.Harrison, A.Finch, D.M.Rines, G.A.Rines, and P.F.Moulton, "Low-threshold, cw, all-solid-state Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser," *Opt.Lett.*, vol.16, no.8, pp.581-583, April 1991.
- [2-10] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "High-power, efficient, low-noise, continuous-wave all-solid-state Ti:sapphire laser," *Opt.Lett.*, vol.21, no.23,

- pp.1912-1914, Dec. 1996.
- [2-11] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, ">6W cw TEM<sub>00</sub> efficient, low-noise, diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser for pumping Ti:sapphire lasers," in *Advanced Solid State Lasers*, Clifford R. Pollock and Walter R. Bosenberg, eds., Vol.10 of *Trends in Optics and Photonics* (Optical Society of America, Washington, D.C., 1996), paper PD4.Tech. Dig. no.CuT10, pp.195-197, Jan. 1997.
- [2-12] 常包正樹, 田口昇, 稲場文男, "Ti:サファイアレーザ励起用 6W 高効率・低雑音, LD 励起内部共振器型 Nd:YAG レーザ", 電子情報通信学会誌, C-I, vol.J81-C-I, no.4, pp.230-238, Apr. 1998.
- [2-13] S.A.Payne, L.L.Chase, L.K.Smith, W.L.Kway, and H.W.Newkirk, "Laser performance of LiSrAlF<sub>6</sub>:Cr<sup>3+</sup>", *J.Appl.Phys.*, vol.66, no.3, pp.1051-1056, Aug. 1989.
- [2-14] S.A.Payne, L.K.Smith, R.J.Beach, B.H.Y.Chai, J.H.Tassano, L.D.DeLoach, W.L.Kway, R.W.Solarz, and W.F.Krupke, "Properties of Cr:LiSrAlF<sub>6</sub> crystals for laser operation", *Appl. Opt.*, vol.33, no.24, pp.5526-5536, Aug. 1994.
- [2-15] R.Scheps, J.F.Myers, H.B.Serreze, A.Rosenberg, R.C.Morris, and M.Long, "Diode-pumped Cr:LiSrAlF<sub>6</sub> laser", *Opt.Lett* vol.16, no.11, pp.820-822, June 1991.
- [2-16] S.A.Payne, W.F.Krupke, L.K.Smith, W.L.Kway, L.D.DeLoach, and J.B.Tassano, "752nm Wing-pumped Cr:LiSAF laser", *IEEE J.Quantum Electron.* vol.28, no.4, pp.1188-1196, Apr. 1992.
- [2-17] Q.Zhang, G.J.Dixon, B.H.T.Chai, and P.N.Kean, "Electrically tuned diode-laser-pumped Cr:LiSrAlF<sub>6</sub> laser", *Opt.Lett* vol.17, no.1, pp.43-45, Jan. 1992.
- [2-18] 青島紳一郎, 伊藤晴康, 大林, 平野伊助, "Cr:LiSAF レーザー", 電気学会 光・量子デバイス研究会資料, OQD-92-13, pp.13-20, Mar. 1992.
- [2-19] N.J.Vasa, T.Okada, M.Maeda, T.Mizunami, and O.Uchino, "Single-mode cw Cr<sup>3+</sup>:LiSrAlF<sub>6</sub> laser using an external fiber grating," *Opt.Lett* vol.21, no.18, pp.1472-1474 Sep. 1996.
- [2-20] M.Ihara, M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "Widely tunable, single-longitudinal-mode, diode pumped CW Cr:LiSAF laser", *Electron.Lett.*, vol.31, no.11, pp.888-889, May 1995.
- [2-21] 田口昇, 井原正博, 常包正樹, 陳建培, ビー・デバラジ, 稲場文男, "波長可変固体レーザーの生体光情報センシングへの応用", レーザー研究 vol.23, no.10, pp.52-61, Oct. 1996.
- [2-22] A.Olsson, and C.L.Tang, "Coherent optical interference effects in external-cavity semiconductor lasers.", *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.17, no.8, pp.1320-1323, Aug. 1981.
- [2-23] 三瓶政一, 土田英実, 大津元一, 田幸敏治, "外部共振器型半導体レーザーの周波数安定化", 信学技報, OQE91-137, pp.7-12, 1981.
- [2-24] G.P.Agrawal, "Longitudinal-mode stabilization in semiconductor lasers with wavelength-selective feedback.", *J.Appl.Phys.*, vol.59, no.12, pp.3958-3961, June 1986.
- [2-25] 平等拓範, 福井大学, 私信 1996.
- [2-26] W.Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 3<sup>rd</sup> edition, Springer-Verlag, p.97 1992.
- [2-27] W.Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 3<sup>rd</sup> edition, Springer-Verlag, p.82, 1992.
- [2-28] M.C.Hutley, *Diffraction gratings*, ACADEMIC PRESS, 1982.
- [2-29] 南雲雄三, 生体光情報研究所, 私信 1997.
- [2-30] S.A.Payne, L.L.Chase, L.K.Smith, W.L.Kway, and H.W.Newkirk, "Laser performance of LiSrAlF<sub>6</sub>:Cr<sup>3+</sup>", *J.Appl.Phys.*, Vol.66, No.3, pp.1051-1056, Aug. 1989.
- [2-31] M.Funayama, K.Mukaihara, H.Morita, T.Okada, N.Tomonaga, J.Izumi, Y.Noda, and M.Maeda, "Widely tunable operation of Ti:Sapphire lasers under optimum coupling condition." *Jpn.J.Appl.Phys.* vol.32, no.9B, pp.L1332-L1334, Sep. 1993.
- [2-32] 伊沢孝男, 猿倉信彦, "広帯域・低損失ミラーを用いた波長可変固体レーザーの全波長域チューニング", レーザー研究 vol.23, no.10, pp.10-15, Oct. 1995.
- [2-33] 常包正樹, 井原正博, 田口昇, 稲場文男, "LD 励起グレーティング帰還型 Cr:LiSAF レーザにおける波長可変特性の解析と広帯域化の検討," 電子情報通信学会誌 C-I, vol.J80-C-I, no.10, pp.450-460, Oct. 1997.

### 3. cw 光パラメトリック発振器

#### 3-1 背景

光パラメトリック発振器 (Optical Parametric Oscillator ; OPO) は、Ti:サファイアレーザーを代表とする波長可変固体レーザーのように媒質固有の蛍光幅に制限を受けることなく、非線形光学効果により任意の波長帯で且つ広帯域にわたり連続波長可変が可能なコヒーレント光源として近年注目されている。すでにパルス動作では可視波長域を中心に製品化が進んでおり、1台の装置で色素レーザーに比べ遙かに広い波長可変(420 nm~2  $\mu$ m) [3-1]が可能なこと、加えて効率の高さや操作性や維持管理の容易さから急速に普及が進んでいる。これに対し cw 動作では、出力やスペクトルの安定性などからまた研究の域を出ていない。しかしながらパルス動作で既に実証されている広帯域波長可変性能や、cw 動作 OPO (cw OPO) に特有に得られる狭線幅単一周波数光出力は、次世代の高性能 cw 波長可変コヒーレント光源として非常に有用なものである。また近年の共振器の高精度能動的制御技術の確立[3-2]、広帯域高反射率ミラー製作技術の向上[3-3]や 5 W に及ぶ高出力単一周波数グリーンレーザーの実用化[3-4]は、1  $\mu$ m 帯での波長可変 cw OPO の実用化に大きな前進となる。

cw OPO は、60 年代後半に Smith[3-5]ら、さらに Byer[3-6]らによって実際に発振が確認されて以降米国を中心に研究が進められ、特に cw OPO に有用な高効率で高品質な非線形光学結晶が登場する 90 年代初頭に、研究は一つのピークに達した。広帯域の波長可変を達成した主な例を挙げると Nabors らは非線形光学結晶から発生するシグナル光とアイトレーザー光を同時に共振させる Doubly Resonant OPO (DRO) 構成のモノリシック MgO:LiNbO<sub>3</sub> 共振器を用いて、cw OPO の高安定で優れたコヒーレント特性を実証する [3-7]と同時に、結晶の温度チューニングや電界印加により単一周波数で 1007 から 1129 nm にわたる波長可変を実現した [3-8]。その波長同調特性は Eckardt らによって詳細に解析されている [3-9]。Gerstenberger らも同じく MgO:LiNbO<sub>3</sub> のモノリシック共振器を用いて 966 から 1185 nm におよぶ波長可変に成功した [3-10]。また Colville らは非線形光学結晶に LBO を用いて、温度同調により 966 から 1105 nm までの波長可変を確認している [3-11]。また最近の OPO の研究においては、パルス、cw 問わず新しい高効率の非線形光学素子である Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) を用いたものが多く見られるようになった。これは特定の波長に対する波長変換素子としては、通常のバルク結晶に比べ有効非線形定数が一桁程度大きく、しかもウオークオフがないため非常に高効率で有用である。しかし、波長可変素子としてみた場合、分極反転周期が結晶に作り込みであるために、可

変幅を大きく取るためには素子温度を大きく変化させる必要がある。最近 Batchko らは、5  $\mu$ m 周期の PPLN を 200 から 260°C まで温度可変することで、完全な cw 動作ではないが 917 から 1266 nm まで可変させている [3-12]。また PPLN を用いた場合でも、周期を変えた素子を複数用意した場合 [3-13] や、2  $\mu$ m 近傍の長波長帯 [3-14] や励起光源に波長可変レーザーを用いた場合 [3-15] には、広帯域動作が可能である。しかしながら著者が生体計測用光源として注目しているのは、特に 1  $\mu$ m 以下の可視、近赤外の短波長帯であるため、現時点ではバルクの非線形光学結晶の方が広帯域動作が容易であると判断し実験にため、もちろん様々な新しい工夫によって PPLN のもつ可能性は今後さらに広がるものと著者も期待している。

今回の実験で用いた非線形光学結晶は、MgO:LiNbO<sub>3</sub> と LBO の 2 種類である。共に 1  $\mu$ m 帯の OPO 用バルク結晶として代表的なものである。これらは 100~150°C まで昇温することで Non-Critical Phase Matching (NCPM) いわゆる 90 度位相整合が可能であり、ウオークオフがないため結晶を長くすることで波長変換効率を著しく向上させることができる。さらに結晶の温度だけで位相整合条件が大幅に変えられるために、波長を変える度に OPO 共振器や励起ビームのアライメントの再調整を行う必要が少なく非常に有用である。本章では新たに試作した OPO 用広帯域共振器ミラーを用いて cw OPO の広帯域波長可変性能を初めて実証すると同時に、実験で得られた非線形光学結晶に特徴的な出力特性や波長可変特性を、理論的な解析を加えて明らかにする。

#### 3-2 発振閾値及び共振モード、ゲイン幅の計算と結晶による比較

##### 3-2-1 発振閾値

今回実験構成に用いた DRO は、シグナル、アイトラ—いずれか一方の波長のみを共振させる Singly Resonant OPO (SRO) に比べ、安定した発振を得るための制御が難しいが [3-16]、[3-17]、発振閾値が SRO に比べ 2 桁低いことが非常に大きな利点である。実際今回の実験においても 1 W の励起グリーン光で、パラメトリック発振に必要なゲインを広い波長領域にわたり得ることができた。一方 SRO の場合、発振閾値は通常数 W まで上昇する [3-18] ために、非線形光学結晶の発熱による動作の不安定化という新たな問題も生じる [3-12]。高精度の制御技術によって発振の安定性さえ確保できれば、DRO の方が効率の点で実用性が高い。

さて、cw DRO の発振閾値に関してはこれまで様々な条件下での計算式が導かれている

が、今回の著者の実験条件に合致しそのまま引用できるものは見あたらない。そこで本節ではまず、励起及び OPO 光がガウス型の強度分布を有することを仮定して、閾値の新たな計算式を SI 単位系で導出する[3-19]、[3-20]。

TEM<sub>00</sub> ガウス型の強度分布を有する電界のビーム強度は

$$E(x, y) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.1)$$

と表される。ここで  $w_0$  はビームスポット半径、 $r^2 = x^2 + y^2$  である。角周波数  $\omega_1$ 、 $\omega_2$ 、 $\omega_3$  ( $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ) の 3 つの電界によって非線形光学結晶中に発生する 2 次の分極は例えば、

$$P_1 = 2\epsilon_0 d E_2 E_3^* \quad (3.2)$$

と表されるから、(3.1)、(3.2)式から 2 次の分極もガウス分布になり、それによって新たに発生する電界もガウス分布となる。すなわち

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_{10} \exp\left(-\frac{r^2}{w_1^2}\right) \quad (3.3)$$

そのスポット半径  $w_1$  は(3.2)式より

$$1/w_1^2 = 1/w_2^2 + 1/w_3^2 \quad (3.4)$$

となる関係が導かれる。また  $\bar{w}_2$ 、 $\bar{w}_3$  についても同様の関係式が導かれる。さらに

$$E_{10} = g_1 \bar{E}_{10}, \quad E_{20} = g_2 \bar{E}_{20}, \quad E_{30} = g_3 \bar{E}_{30} \quad (3.5)$$

ただし

$$g_1 = \frac{2w_1^{-2}}{w_1^2 + w_1^{-2}}, \quad g_2 = \frac{2w_2^{-2}}{w_2^2 + w_2^{-2}}, \quad g_3 = \frac{2w_3^{-2}}{w_3^2 + w_3^{-2}} \quad (3.6)$$

なる関係が成り立つ[3-20]。

マックスウェルの関係式より、電界の損失がなく、位相整合条件が完全に満たされていると仮定すると

$$\frac{d\bar{E}_1}{dz} = i\kappa_1 E_2 E_3^*, \quad \frac{d\bar{E}_2}{dz} = i\kappa_2 E_3 E_1^*, \quad \frac{d\bar{E}_3}{dz} = i\kappa_3 E_1 E_2 \quad (3.7)$$

ただし

$$\kappa_1 = \frac{\omega_1 d}{n_1 c}, \quad \kappa_2 = \frac{\omega_2 d}{n_2 c}, \quad \kappa_3 = \frac{\omega_3 d}{n_3 c} \quad (3.8)$$

これに(3.4)、(3.5)式の関係式を代入すると、

$$\frac{d\bar{E}_{10}}{dz} = i\kappa_1 g_1 \bar{E}_{20} \bar{E}_{30}^*, \quad \frac{d\bar{E}_{20}}{dz} = i\kappa_2 g_2 \bar{E}_{30} \bar{E}_{10}^*, \quad \frac{d\bar{E}_{30}}{dz} = i\kappa_3 g_3 \bar{E}_{10} \bar{E}_{20} \quad (3.9)$$

なる関係式が導かれる。これらの式は通常の平面波の結合方程式に、新たに係数  $g_1$ 、 $g_2$ 、 $g_3$  が付いた形であり、その解のゲイン係数も容易に導かれる。

$$\Gamma^2 = \frac{\omega_1 \omega_2 g_1 g_2 |d|^2}{n_1 n_2 c^2} |E_3|^2 \quad (3.10)$$

ここで全励起光強度  $P_3$  は

$$P_3 = \frac{n_3 c \epsilon_0}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_3(r)|^2 r dr d\varphi = \frac{n_3 c \epsilon_0}{2} |E_3|^2 \left(\frac{\pi w_3^2}{2}\right) \quad (3.11)$$

故に

$$|E_3|^2 = \frac{4P_3}{\pi n_3 c \epsilon_0 w_3^2} \quad (3.12)$$

(3.10)式は

$$\Gamma^2 = \frac{4\omega_1 \omega_2 g_1 g_2 |d|^2 P_3}{\pi n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c^3 w_3^2} \quad (3.13)$$

DRO の場合、シグナル及びアイドラーが共振器を一周する間に受ける電界強度の損失をそれぞれ  $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 、非線形光学結晶の長さを  $l$  とすると、

$$\Gamma^2 l^2 = \alpha_1 \alpha_2 \quad (3.14)$$

さらに次の  $M$  なるパラメータを新たに導入すると

$$M = \frac{w_1 w_2 w_3}{w_1^2 w_2^2 + w_1^2 w_3^2 + w_2^2 w_3^2} \quad (3.15)$$

$$g_1 g_2 = 4w_3^2 M^2 \quad (3.16)$$

だから(3.13)、(3.14)、(3.16)式より

$$P_3^{\text{th}} = \frac{\pi n_1 n_2 n_3 \epsilon_0^2 c^3 \alpha_1 \alpha_2}{16 \omega_1 \omega_2 M^2 |d|^2 l^2} \quad (3.17)$$

角周波数を波長に直すと、

$$\omega_1 \omega_2 = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (3.18)$$

より

$$P_3^{\text{th}} = \frac{n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 \epsilon_0^2 c^3 \alpha_1 \alpha_2}{64 \pi M^2 |d|^2 l^2} \quad (3.19)$$

と与えられる。ただし我々の実験の場合、コンフォーカルパラメータと結晶長が同程度であるので取束の効果は無視している[3-21]。さて、(3.19)式は single-pass 励起での発振閾値を与えるが、非共鳴の double-pass 励起の場合には閾値は最大で 1/4 まで低下することが導かれている[3-22]。従って本実験における double-pass 励起の場合の最低発振閾値は、

$$P_3^{\text{th}} = \frac{n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 \epsilon_0^2 c^3 \alpha_1 \alpha_2}{256 \pi M^2 |d|^2 l^2} \quad (3.20)$$

と導かれる。

ここで  $n$  は非線形光学結晶の屈折率、 $\lambda$  は波長、 $\epsilon_0$  は真空中での誘電率、 $c$  は光速、 $\alpha$  は共振器ワンパスで受けるエネルギーロス、 $d$  は有効非線形定数、 $l$  は結晶の長さ、 $w$  はビーム

径であり、添え字の 1、2、3 はそれぞれシグナル、アイドラー、励起光を表す。なお、以下の記述では便宜上、これら 2 つの OPO 光のうち、縮退波長より短波長側をシグナル光、長波長側をアイドラー光と呼び区別することにする。

(3.20)式より共振器の構成及びロス、結晶の長さが同じであれば、 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の方が LBO に比べ  $d$  が 5 倍大きいために、屈折率の差を考慮しても 1 桁程度低い発振閾値で動作すると予測される。

### 3-2-2 共振モード

DRO において同調特性の微細な振る舞いを支配しているものが、異なる 2 つの波長が一つの共振器で同時に共振するための条件であり、クラスターカーブと呼ばれる曲線で表される。非線形光学結晶の屈折率の波長・温度特性およびその長さや密度な関係がある。

共振器長  $L$  でシグナルとアイドラーが同時に共振するためには、

$$\frac{m_1 \lambda_1}{2} = L + (n_1 - 1)l \quad (3.21)$$

$$\frac{m_2 \lambda_2}{2} = L + (n_2 - 1)l \quad (3.22)$$

そしてエネルギー保存則から

$$\frac{1}{\lambda_1} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \quad (3.23)$$

ただし、 $m_1$ 、 $m_2$  はシグナル、アイドラー波長におけるモード数で整数である。2 つの波長が同時に共振するためにはこれら 3 つの式が同時に満足される必要がある。この連立方程式を直接解くことは通常困難であるため、Eckardt によって示された解法[3-9]にそって近似解を求めた。

図 3-1 (a)、(b) は、それぞれ今回の実験条件を仮定した  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 、LBO の共振器長の変化に対するクラスターカーブを計算した結果である。 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の長さは 15 mm、LBO の長さは 20 mm である。結晶温度は共にアイドラー光の波長が 1100 nm 近傍になるよう、それぞれ 98°C、148°C を仮定した。図中の破線は温度で決まる位相整合波長を示す。なおこの結晶温度は計算に用いた各結晶のセルマイヤー方程式における温度であり、後の述べる実験データの温度とは異なる。横軸は共振器長の変化量で、0 の位置が共振器長 80 mm に等しい。厳密にはクラスターカーブは点の集まりであるが、今回の実験構成では共

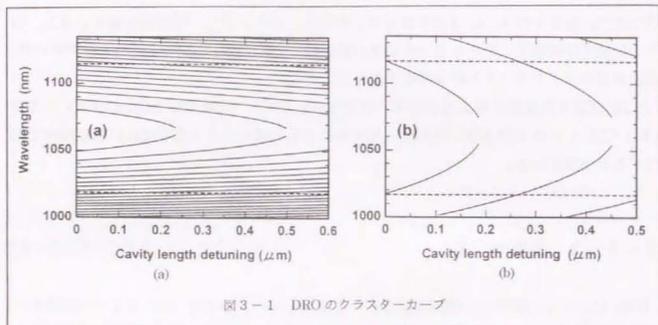


図3-1 DROのクラスターカーブ

共振器長が長いために点の間隔が密で、ほぼ連続的な曲線と見なすことができる。

両図から一見してクラスターカーブの特性が結晶により全く異なることが分かる。共振器長の変化に対して同調波長の変化が周期的である点は同じであるが、MgO:LiNbO<sub>3</sub>はモード数の隣合うクラスターカーブの間隔が非常に密であり、LBOは逆に粗である。またカーブの傾きをみると、MgO:LiNbO<sub>3</sub>は共振器長の変化に対して緩やかに波長が変わってゆくのに対して、LBOは変化が急である。このことからMgO:LiNbO<sub>3</sub>では共振器長の変化に伴い緩やかに波長が変化するが、モード間隔が密であるためゲインピークである位相整合波長により近いモードへすぐに移動（モードホップ）できる。そのため常に位相整合波長近傍の波長で動作可能である。これに対してLBOでは共振器長の変化に対して大きく発振波長が変化し、なおかつモード間隔が粗であるために位相整合波長からかなり離れた位置でも次のモードが位相整合波長近傍にないため、結果的に波長が変動が大きくなり、さらに共振器長によっては動作波長が位相整合波長から大きくずれゲインが低下し発振が停止することが予測される。

### 3-2-3 ゲイン幅

位相整合からずれることによるパラメトリック増幅のゲイン幅は $\Delta f$ は

$$\Delta f = \frac{1}{\beta l} \quad (3.24)$$

ただし

$$\beta = \frac{n_1 - n_2}{c} \left( \lambda_1 \frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \lambda_2 \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} \right) \quad (3.25)$$

と得られる[3-20]、[3-23]。(3.24)式から分かるようにゲイン幅は材料のみならず結晶の長さが短くなれば増加する。

実験に用いたMgO:LiNbO<sub>3</sub>（長さ15mm）とLBO（長さ20mm）に関してゲイン幅を計算したところ、同じアイドラー光の位相整合波長1200nm近傍の結晶温度においてはそれぞれ波長幅で6.5、15nmと計算される。このことからLBOの方がゲイン幅が2倍以上広く、結晶温度が一定でも発振できる波長帯が広がるために、先に計算したクラスターカーブの特徴と相まって共振器長の変動に対して非常に大きく発振波長が変動することが予測される。

## 3-3 cw OPOの動作特性

### 3-3-1 実験構成

#### (1) 励起用単一縦モードグリーンレーザ

図3-2に、今回OPO励起用に実験試作したLD励起高出力単一周波数グリーンレーザ及びOPO共振器の構成を示す。励起用グリーンレーザはファイバー出力型LD（コア径 $\phi$ 1.55mm、NA0.11、OptoPower社製）で、Nd:YAGレーザ結晶を端面励起した内

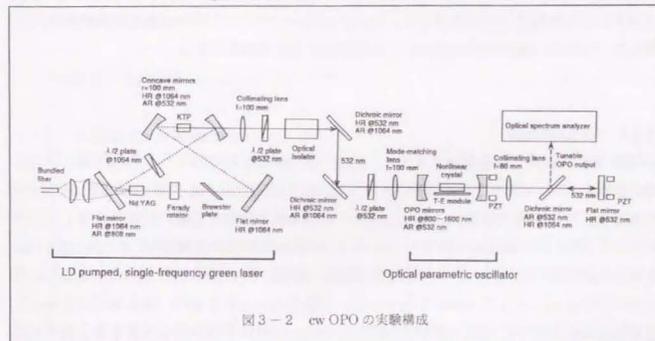


図3-2 cw OPOの実験構成

部共振型リングレーザーである。共振器内のファラデー回転子、ブリュスタ板及び 1/2 波長板により発振光（基本波）1064 nm は単一方向の進行波となり、空間的ホールバーニングの解消により安定した単一周波数で動作する。さらに共振器内に挿入した非線形光学結晶 KTP において同じく単一周波数の第二高調波 532 nm を発生する。この KTP (Airtron 社製) は室温で TYPE II の位相整合を満足する角度にカットされており、長さは 8 mm である。KTP は共振器内の発振光 (1064 nm) に対してリタレーションが 0 になるよう (この KTP においては 47 °C) に温度制御している。リングレーザーから出射されたグリーン光はコリメートされた後、偏光方向を調整するための 1/2 波長板や戻り光を避けるためのアイソレータを通過した後、OPO 共振器内で集光される。OPO 共振器内での集光ビームウェスト径は 25  $\mu\text{m}$  である。OPO 共振器に励起光を導く際、2 枚のダイクロミックミラーで光路を折り返すことによって、励起光源と OPO 共振器の赤外域での光の干渉を避けている。OPO 共振器内の非線形光学結晶の位置において、LD 光 11 W 励起時に 1.3 W の単一周波数グリーン出力が得られた。アイソレータや波長板など OPO 共振器までの光路での損失を考えれば、リングレーザーの出射端ではさらに 2 割程度高いグリーン出力が得られていると考えられる。このグリーン出力ビームの  $M^2$  値は 1.03 で、良好な TEM<sub>00</sub> 横モードで動作している。

cw OPO の場合、励起光のスペクトルの安定性は OPO の安定性を左右する大きな要素の一つである。上述した励起グリーンレーザーは外気温の変化による共振器長の変化を極力避けるためにインバーブレッドボード (スーパーインバーブレッドボード、Newport 社製) 上に構成した。また KTP と Nd:YAG 結晶に 1/100°C 以下の精度で厳密な温度制御を行うことで、モードホップを 10~30 分に 1 度程度に抑えている。今後、実用化を進める際にはリファレンス共振器への同調やインジェクションシーディング等の能動的制御技術を利用することでさらに励起光のスペクトルの安定性を高める必要がある。

## (2) OPO 共振器

OPO 共振器は図 3-2 に示すように、曲率半径 40 mm の対向した 2 枚の凹面ミラーで構成される。これらのミラーには後述する 532 nm の励起光に対して高い透過率、1064 nm を縮退波長として発生するシグナル、アイドラー光両方に対して高い反射率を有するコーティングが施され、両発振光を 1 つの共振器で同時に共振させる DRO 方式となっている。共振器長は共振器内に挿入する非線形光学結晶の種類、長さによらず 80 mm とした。また図に示すように一方の共振器ミラーはピエゾ素子にマウントされ、電圧を印可することで共振器長をわずかに可変できるようにしている。これは共振器長を可変することで、図

3-1 に示したように異なる波長のシグナルとアイドラー光が同時に発振 (共振) する特定の共振器長に合わせるためである。また励起光は OPO 共振器を 1 度通過した後、レンズによって発振光と共にコリメートされ、ダイクロミックミラーで発振光と分離された後、後方のミラーによって全反射され、再び元の光路をたどって OPO 共振器内に導入される (以下この励起構成を「ダブルパス励起」と呼ぶ)。OPO 共振器内で励起光が 2 度通過することにより発振閾値は理論的には最大で 1/4 にまで下げることができる。しかし逆に励起光の位相差によっては OPO 発振が停止してしまうため、図のようにこの折り返しミラーもピエゾ素子にマウントし、その反射位置を微小に可変させることで共振器に戻す励起光の位相差を調整できるようにした。また以下に報告するいくつかの実験においては、この折り返しミラーの代わりにビームダンパーを置き、励起光が 1 度しか OPO 共振器を通過しないようにしている (以下この構成を「ワンパス励起」と呼ぶ)。なお、以下に記述する波長測定の際には、これら 2 つ (ワンパス励起の場合は 1 つ) の可動ミラーは OPO 出力が最大になる付近で停止して連続発振状態で測定している。発振光は OPO 共振器の双方向に放射されるが、それぞれ共にダイクロミックミラーにより取り出され、波長を測定するために光スペクトルアナライザや出力をモニターするためのフォトダイオードに導入される。

なお今回の実験では OPO 光は数 10 msec 程度でモードホップを起こし、それに伴う激しい出力変動が観測された。この原因としては励起光のスペクトルのゆるやかな変動や、非線形光学結晶の高温における温度制御や断熱が不完全であるために外気の影響によってゆるやかに温度が揺らぐこと、ミラーホルダー等の機械的な振動などが上げられる。また OPO の共振器長が従来の実験例に比べ長いこともモードホップを起こしやすい原因になっている。今後安定化を図るためには、OPO 共振器を非線形光学結晶とモノリシックあるいはセミモノリシックにして、外部からの熱的機械的な影響を極力排除すると同時に共振器長等の能動的な制御を行うことが必要である。

## (3) 共振器用広帯域高反射ミラー

cw OPO では高いゲインを得ることが容易ではないため、共振器ミラーには通常 99% 前後の高い反射率が必要である。これまでの波長可変 cw OPO の報告では、その波長同調範囲はほとんどの場合、OPO 共振器ミラーの高反射の波長帯域で制限されている。そこで今回の実験では、広帯域高反射ミラーを国内のコーティングメーカー ((株) 昭和オプトロニクス社) の協力を得て新たに試作し共振器に採用した。

広帯域高反射ミラーとして 700~1600 nm、反射率 99.5% を目標とし、コーティング膜の設計概念としては、内部電界の分散を考慮し多層膜を波長毎に多くの層数のスタック (波

長の1/4の膜厚の交互層群)に分割した。膜材料は $Ta_2O_5/SiO_2$ である。結果的に6~12層で構成されるスタックを20層、膜層総数では200層と世界に例の少ない層数の多さになったが、それ以上に膜質や膜の平坦度を保つという点から製作上困難を伴うものである。メーカーの技術者の製膜条件等の厳しい最適化によって初めて実現できたことを強調しておきたい。

図3-3(a)、(b)は、試作した広帯域高反射ミラーの反射率を分光光度計で測定した結果である。入射角は $5^\circ$ で反射光をモニターした。波長分解能は(a)10 nm、(b)3 nmである。同図(a)より700 nmから1350 nmまではほぼ設計通り99.5%以上の反射率が得られていることがわかる。しかしながら1350 nmから1600 nmにかけては反射率が98%程度に低下していると測定された。励起光532 nmにおける透過率は78%である。図3(b)は、その反射率が低下している1300 nm以上の波長帯をさらに高分解能で測定した結果である。これより反射率は一様に低下しているわけではなく、図中で(A)~(C)で示すように25 nm間隔で周期的な反射率の落ち込みがあることがわかる。しかもその反射率の落ち込みは急峻且つ大きなもので、(C)では96.5%にまで及んでいる。測定分解能を10から3 nmに上げることで落ち込みの様子がより急峻に測定されることから、実際の反射率はさらに幅が狭くしかも大きく落ち込んでいることが予測される。しかしその反射率が落ち込む波長周辺を除けば1600 nmまで99~99.5%以上の高い反射率が維持されていることがわかった。このように今回、700~1600 nmというこれまで世界に例のない広帯域且つ高反射のミラーが実現できたことは、以下に報告するcw OPOの広帯域化のみならず、今後様々な分光計測分野で革新的な技術進歩を実現するものであると考えている。なお、同図(b)において一部の波長で反射率が100%を超えて測定されているのは、分光光度計に用いている基準光源(ラ

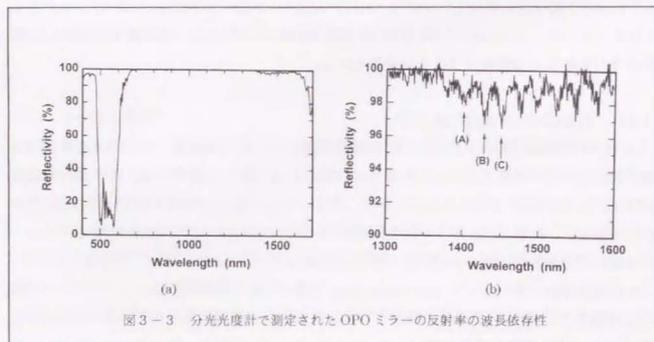


図3-3 分光光度計で測定されたOPOミラーの反射率の波長依存性

ンプ)の光量が、駆動する電源の電圧ドリフトが原因で微小変化したためと考えられる。

さて、図3-3(b)で観測された25 nmという波長間隔はスタック間での光の共鳴に依存しており、木村氏(private report, 昭和オプトロニクス社)の理論的に計算される値ともよく一致する。この反射率の落ち込みは、最も単純な構造の反射膜(シングルスタック)を除き、マルチスタックの広帯域ミラーには必ず発生する可能性があり、製膜の誤差と共に増大する傾向がある。今後製膜条件の見直しによって落ち込みの度合いは、多少改善される可能性はあるが、完全になくすことは難しい。

また、その理論計算からは、同じ製膜誤差でも設定する反射率を下げるほど反射率の落ち込む量が急峻に大きくなり、且つその幅も広がることが予測される。この現象は実際に井沢らの報告した広帯域ミラーを共振器に用いたTi:サファイアレーザーの出力特性に顕著に現れている[3-24]。Ti:サファイアレーザーの出力ミラーに用いた広帯域部分反射ミラーにこの種の反射率の周期的な落ち込みが発生し、これによって出力特性が周期的に非常に大きく変動した。cw OPOの場合、大きな反射率の落ち込みは容易に発振を停止させる。後の波長可変の実験結果でも述べるように、共振器ミラーに図3-3の高反射ミラーを用いた場合、(A)から(C)の波長では発振は停止した。したがって今後、OPO出力を最適化する目的で一方の共振器ミラーに反射率98%程度の広帯域ミラーを用いる場合、周期的な反射率の落ち込みの量が図3-3より顕著に大きくなり、波長に対して周期的に発振が停止すると同時に、その周囲の発振できない波長帯も広がることが予測できる。今回得られた新しい知見として、cw OPOにおいて広帯域にわたり発振波長帯の飛びをできるだけ少なくするためには、出力の取り出し効率を多少犠牲にしても共振器ミラーの反射率を極力高く、具体的には99%以上に設定することが必要であることが分かった。もちろん製膜誤差が今後技術的に著しく改善された場合にはその限りではない。

#### (4) 非線形光学結晶の端面ARコーティングの反射率および内部吸収の波長依存性

今回実験に用いた2種類の非線形光学結晶は両端面には1064 nmと532 nmにおけるARコーティングがなされているが、特に長波長側での広帯域ARコーティングは施していない。したがってOPO光が縮退波長から大きく離れた場合、ARコーティングにおいて大きな光学的内部損失が生じる可能性がある。また非線形光学結晶内における吸収の波長依存性もOPOの動作特性に大きな影響を与える。表3-1はいつかの波長の光源を用いてそれらARコーティングの反射率、結晶内での吸収の度合いを測定した結果であり、あわせて先の広帯域共振器ミラーの反射率の測定結果も示す。光源にはDFB半導体レーザー(波長852、1310、1552 nm)とLD励起Nd:YAGレーザー(波長946、1064 nm)を用いており、先の分光光度計の測定分解能に比べ2桁以上光源の線幅が狭いために、その波長にお

素子	(%)	測定波長 (nm)				
		852	946	1064	1310	1552
MgO:LiNbO <sub>3</sub>	#1 面 反射率	1.16	0.467	0.0877	1.24	3.16
	#2 面 反射率	1.41	0.698	0.129	1.09	2.67
	吸収率	0.4	-	<0.2	<0.2	0.32
LBO	#1 面 反射率	2.18	0.921	0.314	1.57	3.39
	#2 面 反射率	1.88	0.822	0.250	1.60	3.30
	吸収率	<0.2	-	<0.2	<0.2	<0.2
OPO ミラー	反射率	≧100	≧100	≧100	96.71	95.3
	透過率	0.00705	0.0679	0.0229	0.00418	0.0895

(946nm での吸収率は光源の出方のばらつきのため測定できなかった)

表 3-1 AR コーティングの反射率の測定結果

ける非常に精度の高い反射率が測定できる。測定精度は±0.2%である。

この表より、各結晶端面の AR コーティングは縮退波長においては 0.1~0.3%程度の低い値になるが、それより離れるにつれ急激に増加する様子がわかる。短波側の 852 nm では 1~2%、長波側の 1552 nm では 3%以上の高い反射率を示した。OPO 光は共振器を一周する際、各端面を合計 4 回透過することを考えれば、縮退波長から離れるにつれ OPO 光には非常に大きな損失を与えられ、発振閾値の急激な上昇が予測される。閾値はシグナル及びアイドラー光が受ける損失の積に比例するから、単純計算で閾値は 200 倍上昇する。

結晶内での吸収に関して、LBO では何れの波長においても明確な吸収は観測されなかった。これに対し MgO:LiNbO<sub>3</sub> では短波あるいは長波側の両方において 0.4%程度の吸収が測定された。AR コーティングに比べれば損失量は小さいが発振閾値を上昇させる一つの大きな要因となる。

OPO 共振器ミラーの反射率は 1064 nm より短波長側では測定限界から 100%という値が得られた。透過光から計算すれば、99.9%以上と見積もられるが膜中での散乱損失を考慮すれば 99.7%程度と考えられる[3-3]。また長波長側の 1310、1552 nm では反射率 95~96%という低い値が得られた。これは図 3-3 (b)の分光光度計のデータと比較すると、1552 nm はちょうど反射率が落ち込む波長に一致しており、落ち込む反射率の量としては表の結果の方が大きい、先ほどの測定分解能を考慮すれば矛盾のない傾向である。しかし 1310 nm においては分光光度計からは反射率の落ち込みは認められず理由が説明できない。なお、これら反射率が低下している長波長域においても透過率が極めて低い値を示しているのは、コーティング膜中の水による吸収の影響であることが別の実験から分かっている。このコーティングの膜構成では長波長になるほどミラーの基板側に近い膜で反射されるために、反射光もより多くの膜中を透過することになる。1310 nm における反射率の低下もこの膜中の水が少なからず影響しており、測定時の湿度などの環境条件によって測定値に大きな誤差が生じる可能性がある。

### 3-3-2 波長可変特性

#### (1) MgO:LiNbO<sub>3</sub>を用いた cw OPO

今回実験に用いた MgO:LiNbO<sub>3</sub> (CASIX 社製) は、x 軸カット、MgO 濃度 7%、長さは 15 mm である。結晶は、200°Cまで昇温可能なペルチエ素子を用いた高精度温度制御装置(公称温度制御±0.01°C)にマウントし、OPO 共振器内に挿入した。

図 3-4 は結晶温度に対する OPO 発振波長の同調特性を測定した結果である。測定温度は 88°Cまでは 0.5°C間隔、それ以上は 2°C間隔で行った。測定は各温度において 5 回行い、グラフ中にはすべてのデータを記載しているが、ほぼ重なっており極めて波長変動が少ないことが分かる。図に示すように結晶温度を温度制御装置の表示温度で 78.5 から 187°Cまで変化させることにより、発振波長は 787 から 1644 nm にわたりほぼ連続的に可変できた[3-25]。これはこれまで報告されている 1 μm 近傍の CW OPO としては 4 倍以上広い波長可変幅であり、1 μm 近傍での CW 波長可変コヒーレント光源としても他に例のないものである。この波長幅は依然として OPO 共振器ミラーの帯域で制限されている。また図中の実線は Eckardt らによる MgO:LiNbO<sub>3</sub> の温度位相整合の理論曲線[3-9]であり、計算結果全体を 17.5°C低温方向にシフトさせることで実験結果と非常に一致が得られた。この温度差は文献との MgO 濃度の違い(文献は 5%)による可能性もあるが、次に報告する LBO の波長同調特性における縮退点の温度差ともよく一致するため、単純に結晶と温度検出位置との距離による温度差であると考えられる。厳密には材料の熱伝導率には必ず温度依存性があり、また温度検出器までの熱伝導経路における外部への放熱の度合いも結晶温度によって変化するため、低温域と高温域で同じ温度シフト量では誤差を生じる可能性があるが、ここで得られた計算値との非常に一致は逆にその誤差がそれほど大きくないことを示している。この図から 140°C近傍で発振しない波長の抜けが 4 ケ所みられるが、これは図 3-3 (b)の反射率が急激に落ち込む波長とよく一致しており、共振器ミラーの影響であることが分かる。

図 3-5 は結晶温度 80°Cにおける OPO 出力を FSR 5 GHz のファブリペロー干渉計を用いてスペクトルを測定した結果である。このようにシグナル、アイドラー光共に狭線幅の単一周波で発振

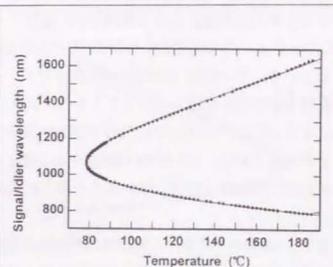


図 3-4 MgO:LiNbO<sub>3</sub> OPO の波長-温度同調特性

していることが確認できた。

図3-6は発振閾値(ダブルパス励起)の温度依存性を測定した結果である。130℃までは70~80 mWでほぼ一定であるが、それ以上の温度では倍程度に急激に上昇している。しかし単調に増加しているわけではなく、値のばらつきが大きくなっていることがわかる。これは図3で示した1300 nm以上の長波長側における共振器ミラーの反射率の低下が主な原因と考えられ、閾値が急増する結晶温度における発振波長はミラーの反射率が低下する波長とよい一致が得られる。このミラーの反射率の影響については後の節で詳しく解析する。しかしこの結果から、縮退波長近傍からかなり離れた波長、すなわち高温側においてもOPOの発振閾値自体はそれほど顕著に上昇しないことが分かった。このことはcw OPOの広帯域波長可変光源としての実用性をさらに高める事実で、発振閾値の理論計算の傾向ともよく一致する。

なお、この閾値の温度依存性からは、先に測定された結晶端面におけるARコーティングの反射率の波長依存性から推測される閾値の上昇がほとんど認められない。このことはARコーティングの反射率の上昇が、OPOの内部損失として顕著に作用していないことを表している。この原因としてはARコーティング面はOPO発振光に対して垂直に近くかつ面同士が平行に配置していることから、エタロン効果あるいは複合共振器的な動作をすることでARコーティングの反射率が直接損失として影響されないような動作をしていることが考えられる。cw OPOが図3-5に測定されたようにシグナルとアイドラー光がそれぞれ単一周波数で動作していることがこれらの作用をより効果的にしていると考えられる。

さて、cw OPOの場合、励起時の結晶内の温度上昇を避けられず、それが波長同調特性に与える影響も大きい。結晶内の温度上昇を実験的に見積もることは重要である。図3-7はOPO発振波長の結晶温度依存性を逆に利用して、励起時のMgO:LiNbO<sub>3</sub>結晶内の温

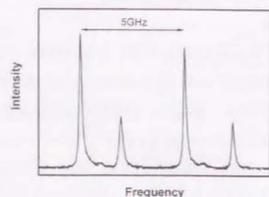


図3-5 OPO出力光の縦モードスペクトル

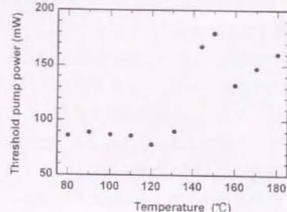


図3-6 発振閾値の温度依存性

度上昇を見積もった実験結果を示す。励起は波長の結晶温度に対する安定性を重視しシングルパスとした。横軸を発振波長とし、黒丸は励起を300 mWで一定した状態で結晶温度を変えた時の波長変化のデータ、また白丸は結晶温度を80℃で一定にした状態で励起入力を300 から700 mWまで上げた場合の発振波長(アイドラー)を測定したデータである。実線及び破線は最小二乗法によりフィッティングした直線である。これより700 mW励起時には300 mW時に比べ、10 nm 長波長側へシフトした。この時の波長は励起一定時の80.8℃に等しく、400 mWのワンパス励起によって0.8℃結晶温度が上昇したことが分かる。この温度上昇は励起光に対してほぼ比例しており、結晶の温度上昇が励起光の吸収によるものであることを表している。またダブルパス励起の場合には温度上昇量が2倍になることを確認している。

なお、MgO:LiNbO<sub>3</sub>を用いて得られたOPO光出力(シグナル+アイドラー)は、600 mWのシングルパス励起時、縮退波長近傍で最大2 mW(片面)であった。また共振器内部でのエネルギー変換効率(透過励起光の減少率)は65%であり、OPOの高効率動作を確認できた。

## (2) LBOを用いたcw OPO

実験に用いたLBO(CASIX社製)は、x軸カット( $\phi=0^\circ$ 、 $\theta=90^\circ$ )、長さは20 mmである。LBO結晶は、同じく200℃まで昇温可能なベルチエ素子を用いた高精度温度制御装置にマウントし、OPO共振器内に挿入した。

図3-8は結晶温度に対するOPO発振波長の同調特性を測定した結果である。測定間隔は0.5℃、測定は各温度において5回行い、図中にすべてのデータを記載している。MgO:LiNbO<sub>3</sub>に比べかなり

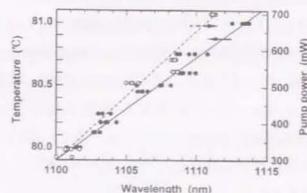


図3-7 MgO:LiNbO<sub>3</sub>内の温度上昇

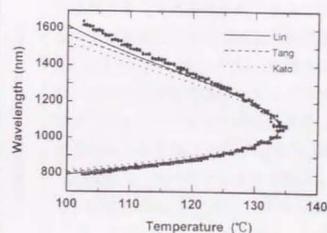


図3-8 LBO OPOの波長-温度同調特性

波長にばらつきがみられるが、結晶温度を 102.5 から 135°Cまで変化させることにより、発振波長は 791 から 1620 nm にわたり可変できることを確認できた[3-26]。これは  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  とほぼ同じ波長同調幅であり、ミラーの帯域で制限されていることが分かる。また図中の実線はそれぞれ Lin, Tang, Kato による LBO の温度位相整合の理論曲線[3-27]、[3-28]、[3-29]であり、 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  同様、結晶と計測位置の温度差を考慮し、縮退温度が一致するように計算結果を低温方向に平行シフトさせている。傾向は合うものの  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  ほどよい一致は得られていない。またこれら理論曲線自体にも測定者間で大きな差異が見られることから、LBO を構成する元素の組成自身の微妙な違いによる可能性も考えられる。

同図より同調特性を詳細に観察すると、LBO では単に波長がばらつくだけでなく、波長が温度に依存せず一定になっているような温度領域や、発振しない波長帯も周期的に観察される。これは  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の同調特性と大きく異なる点である。この特異な波長同調特性は後の節で理論解析を含めて詳細に検討するが、本質的に図 3-3 で観測された共振器ミラーの周期的な微小な反射率の揺らぎに起因するもので、図 3-1 に示した LBO の共振器モードの特性やゲイン幅の広さによってその影響が顕著に現れたものである。なお、OPO 光のスペクトルをファブリペロー干渉計で測定した結果、図 3-5 で示したものと同様の狭線幅の単一周波数で動作していることが確かめられた。

図 3-9 は発振閾値（ダブルパス励起）の温度依存性を測定した結果である。 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  とはかなり異なり、縮退点近傍の温度から離れる（下がる）につれ急激に閾値が上昇しているようすがわかる。縮退点近傍における閾値は  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  とほぼ同等であるのに対し波長同調幅では  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の 4 倍以上高い閾値となっている。ミラーの反射率測定データ（図 3-3）及び、 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の閾値の依存性（図 3-6）との比較から、これが共振器ミラーの反射率による影響であるとは考えられず、また閾値の理論計算からもこのような急激な上昇は求められない。むしろ表 1 で示された AR コーティングの反射率上昇傾向とよく合う。ただ定量的には合わない上に、なぜ LBO においてのみ上昇するのかは今のところ説明できるだけのデータがない。

LBO を用いた場合の OPO 光出力（シングル+アイドラー光）は、600 mW シングルパス励起、縮退波長近傍で 15 mW

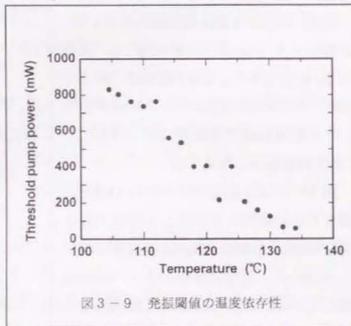


図 3-9 発振閾値の温度依存性

（片面）が得られた。LBO は非線形光学定数が  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  に比べ 1/5 と小さいにもかかわらず、一桁近く高い出力が得られた。これは結晶の品質に依存する可能性もあるが、表 1 の吸収測定からはその差異は確認できない。むしろ後で述べるように LBO は広いゲインバンド幅を有するため、出力の取り出しがより効率的な反射率の波長で動作可能であるためと考えられる。共振器内部でのエネルギー変換効率率は 50%であった。

### 3-4 広帯域波長可変動作の解析

#### 3-4-1 波長同調特性の不連続性

図 3-10 (a), (b) はそれぞれ、図 3-4、図 3-8 に示した  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  と LBO の温度波長同調特性の長波長域（アイドラー光）を拡大したものである。先にも述べたように温度に対する波長の変化が  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  は極めて滑らかであるのに対し、LBO では周期的な階段状になっているようすが観察できる。図中(A)から(C)で示した波長は、共振器ミラーの反射率データ図 3-3 (b) に示した反射率が急激に低下している波長を示している。これより  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  ではその波長に相当する温度において発振が停止して波長データが欠けているが、LBO ではその波長周辺を大きく避けるように発振波長が飛んでいる様子が見られる。すなわち LBO の階段状の波長同調特性はミラーの反射率の周期的な低下に起因している。また LBO では(A)から(C)以外の波長域でも周期的に波長が飛んでおり、図 3-3 (b) に測定された周期的な反射率の落ち込みをよく反映している。特に分光光度計では分解能の制限から観測されない 1350nm 以下の短波長域においても同じ周期で波長の飛び

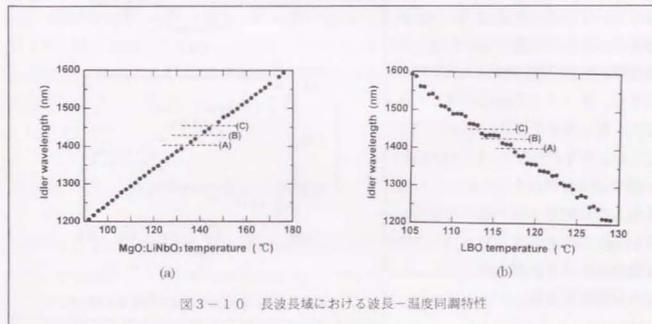


図 3-10 長波長域における波長-温度同調特性

か観測されることから、広帯域ミラーの周期的な反射率の落ち込みは実際にはもっと短波長域まで引き続き存在していることがこのデータから予測される。またコーティング膜の反射率の理論計算の傾向とも矛盾しない。次に特異性が顕著な縮退波長近傍についてさらに解析を進める。

図3-11(a)、(b)はそれぞれ  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 、LBO の縮退波長近傍の同調特性をさらに細かい温度間隔で測定した結果である。励起入力には 600 mW である。なおこの測定では共にシングルパス励起にした。これは特に LBO においてダブルパス励起とすると著しいモードホップによって、階段状の波長同調特性が分かり難くなるからである。図より両者の

結晶で先に長波長域で述べた波長同調特性の差異がさらに明確に分かる。LBO では数度程度温度を変えてもほとんど波長が変化しない領域があり、その間には非常に広い発振しない波長帯が存在する。また  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  においても測定温度間隔を細かくすることで、わずかながら同調特性に折れ曲がり (D)、(E) が観測された。このことは分光光度計では分解能の限界から測定できないが、(D)、(E) の波長においてミラーの反射率に微小な落ち込みが存在していると逆に推測できる。この落ち込みの存在は後に述べるがその波長近傍における閾値の上昇からも裏付けられる。これと同じ波長を同図(b)の LBO にも示すが、図3-10(b)とは様子が異なり、むしろその波長(E)近傍で発振している様子が分かる。また(D)と(E)の間では発振がみられない。これは予測した反射率の落ち込みと矛盾しているような印象を与えるが、次の実験結果からそれが矛盾していないことが理解できる。

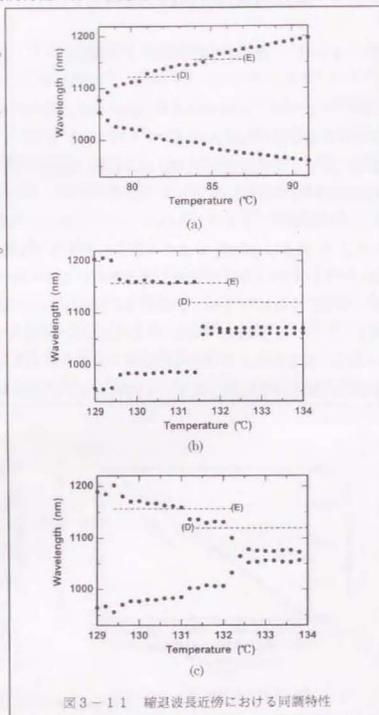


図3-11 縮退波長近傍における同調特性

図3-11(c)は LBO の励起を閾値近傍まで下げた場合の同調特性を測定した結果である。一見して波長同調特性が温度に対して滑らかになり、今まで発振しなかった(D)と(E)の間の波長帯でも発振が確認された。また同図(a)の  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  同様、(D)と(E)では発振せず同調特性が折れ曲がるのが明確に観測される。

これらの測定結果は以下のような理由で説明できる。今回の実験で OPO 光の波長は、出力が最大になるミラー位置で共振器長を固定し波長を測定している。外部に取り出される OPO 出力は、ゲインとミラーの反射率の波長依存性の相関によって決まる。特に今回作成した OPO 共振器ミラーは、2 枚とも反射率が 99.5%程度と最適取り出し条件より高いために、OPO のゲイン幅の中に反射率のわずかに落ち込む波長が存在した場合、結晶温度 (位相整合条件) で一意に決まるゲインピークの波長ではなく、反射率が低下した、ゲインピークより少しずれたその波長において出力が最大になり、それが発振波長として測定されることになる。OPO のゲイン幅が広いほど、また励起が強いほど、より広い波長範囲での発振が可能になるため、その範囲内に出力が最大になる反射率が存在した場合、発振波長がその反射率近傍の波長にトラップされ、結晶温度を変化しても発振波長があまり変化しない現象を生み出す。LBO は  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  に比べゲイン幅が 2 倍以上広い。このため LBO の方が結晶温度を変化させても特定の反射率近傍の波長に継続的にトラップされやすい。具体的には図3-11(b)において、結晶温度 129.5 から 131.5°C にわたり、反射率の低下する(E)近傍の波長にトラップされる。閾値の上昇から見積もられる(E)における反射率の落ち込みは 2%程度と小さいために、波長(A)から(C)のようにそこで発振が停止することはなく、むしろ反射率が落ち込む中心波長付近で出力の取りだし効率が最大になるため、そこで波長がトラップされる。また同図(c)のように励起を閾値近傍まで下げた場合、ゲイン全体が低くなるために最適反射率も高い値にシフトし、同時に発振できる波長幅が狭くなるため(D)、(E)から離れた、あるいは(D)と(E)の間の高反射率領域の、ゲインピーク波長に近い領域で取りだし条件が最大になる。逆に  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  の場合、もともとゲイン幅が狭いためにゲインピーク波長が(D)や(E)にかなり近づかないとその反射率の影響を受けない。

### 3-4-2 発振閾値の温度依存性

図3-12(a)、(b)はそれぞれ  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 、LBO の発振閾値 (ダブルパス励起) を 0.5°C の細かい温度間隔で測定した結果である。図中に示す(A)、(B)、(D)、(E)はそれぞれ共振器ミラーの反射率の落ち込みが観測あるいは予想される波長に相当する結晶温度である。同

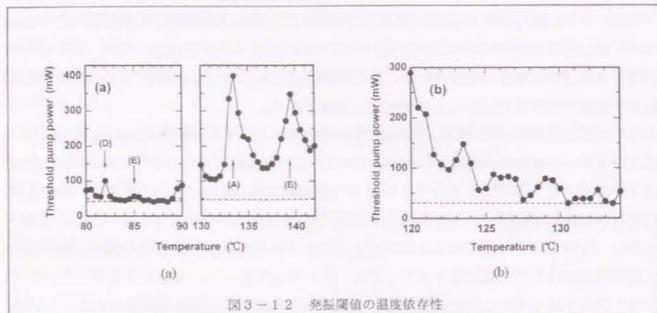


図3-1-2 発振閾値の温度依存性

図(a)より MgO:LiNbO<sub>3</sub> においては、相当する温度において発振閾値の明確な上昇がみられ反射率が低下していることが確認できる。しかしながら LBO においてはモードホップが激しく起こり閾値のばらつきも大きいため同様な傾向を明確に確認することはできない。これは MgO:LiNbO<sub>3</sub> のゲイン幅が狭く温度に対する波長の追従性が高いためである。

この閾値の測定結果より(3.20)式を用いて縮退近傍での共振器ロス値を見積もった。有効非線形光学定数として  $d=4.7 \text{ pm/V}$  (MgO:LiNbO<sub>3</sub>) [3-30]、 $1.03 \text{ pm/V}$  (LBO) [3-31] をそれぞれ用い、励起ビーム径  $w_0$  を  $25 \text{ }\mu\text{m}$ 、OPO 発振光の  $w_1$  と  $w_2$  は結晶の屈折率の温度依存性を考慮して各波長において厳密に計算した。 $w_1$  と  $w_2$  は縮退波長から離れるにつれ  $w_1$  は減少、 $w_2$  は増加するが、縮退波長では MgO:LiNbO<sub>3</sub> で  $43 \text{ }\mu\text{m}$ 、LBO で  $49 \text{ }\mu\text{m}$  と計算される。さて、縮退波長近傍において  $\alpha_1$  と  $\alpha_2$  が等しいと考え、図中の測定閾値が最低になる値でフィッティングしたところ、MgO:LiNbO<sub>3</sub> の共振器ロスとして 1.8%、これに対して LBO では 0.6% という値が得られた。この差は MgO:LiNbO<sub>3</sub> の方が  $d$  が 5 倍近く高いのに対して閾値が LBO と変わらないことから容易に理解される。このロスには結晶内での吸収のみならず AR コーティングでの反射、共振器ミラーでの透過散乱ロスがすべて含まれる。しかし同一の共振器ミラーを用いていることや、表 3-1 の結果から縮退波長近傍において AR コーティングや吸収に両結晶で顕著な差が見られないこと、また AR コーティングのロスが単純には共振器のロスに寄与しないことなどから、計算された共振器ロスの値やその差を現段階で定量的に説明することは難しい。同図(a)、(b)中の破線は、共振器のロスが波長に対して一定であると仮定した場合の閾値の波長依存性を計算した結果である。縮退波長から離れるにつれ閾値は上昇するが、その上昇率は両結晶とも 10% 未満である。このことは共振器のロスさえ低く抑えることができれば cw OPO は広帯域にわたり低閾値を維持して動作できることを理論的に示しており、広帯域波長可変コヒーレント光源

としての実用性の高さを示している。また図 3-6 の MgO:LiNbO<sub>3</sub> の閾値の温度依存性もこれをよく裏付けている。なお、計算では  $d$  の波長依存性は無視した。

次に図 3-1 2 (a) の MgO:LiNbO<sub>3</sub> の閾値データを用いて、(3.20)式からミラーの反射率の低下量を逆に見積もった。2 つの波長に対するロスのうち短波長側の  $\alpha_1$  は 1.8% で一定とし、 $\alpha_2$  のみが変化すると仮定すると、図中の温度(D)、(E)、(A)、(B)においてエネルギーのロスとしてそれぞれ 2、0.5、10、7% と計算された。これは図 3(b)の反射率の測定結果に比べ値が 2 倍程度大きい。これは  $\alpha_1$  を一定と仮定したことや計算式を導く際の近似による誤差を含むためと考えられる。

### 3-4-3 OPO 出力の時間変化

図 3-1 3 (a)、(b)はそれぞれ MgO:LiNbO<sub>3</sub>、LBO の OPO 出力の時間変化を測定した結果である。今回の実験では共振器長の能動的な制御を行っていないために、外気の揺らぎや結晶温度の揺らぎによって実効的に共振器長が常に緩やかに変動している。それにも関わらず同図(a)の MgO:LiNbO<sub>3</sub> では発振は連続的であり停止することはない。これは図 3-1 で検討したように共振器長の変化に対するクラスターカーブの変化が小さく、且つ隣のカーブが近接しているために、仮に大きく共振器長が変化してもゲインピーク波長に近い、すぐ隣のモードに移って発振が持続されるためと考えられる。これに対し同図(b)の LBO では発振は断続的で出力はパルス状になっている。これは同じく図 3-1 で検討したように LBO では共振器長の変化に伴って大きく発振波長が変動するが、隣のクラスターカーブが離れているためにそこに移ることができず、さらにゲイン幅を超えて共振器長が変化した場合発振が停止してしまうためと考えられる。

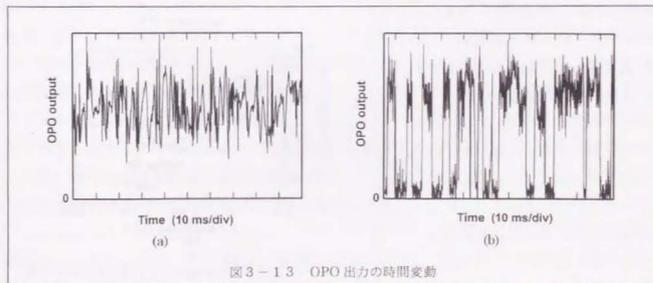


図3-1-3 OPO 出力の時間変動

図3-1-4(a)~(d)はMgO:LiNbO<sub>3</sub>及びLBOの波長温度同調特性(ダブルパス励起)のアイドラー側を示したものであり、計算式(3.24)から求められるバンド幅の波長依存性を破線で合わせて示した。同図(a)は長さ15 mmのMgO:LiNbO<sub>3</sub>、(b)は長さ20 mmのLBOの測定及び計算結果であり、波長のばらつきが計算されたゲイン幅でよく表されることが分かる。特にMgO:LiNbO<sub>3</sub>はゲイン幅が狭く、先に計算したクラスターカーブの特性と合わせ、非常に波長の安定度が高い。これに対しLBOはバンド幅が2倍以上広いために、共振器長等の変動により広い範囲で発振波長がばらつく。さらに(c)、(d)はそれぞれ長さ10 mm、5 mmのLBOの同調特性であり、結晶が短くなるにつれ、バンド幅が2倍4倍と広がり、より広い波長範囲で発振が起こることが理解される。結晶が短くなることでクラスターカーブの間隔も図3-1(b)よりさらに広がるため、波長のばらつきがさらに助長される。

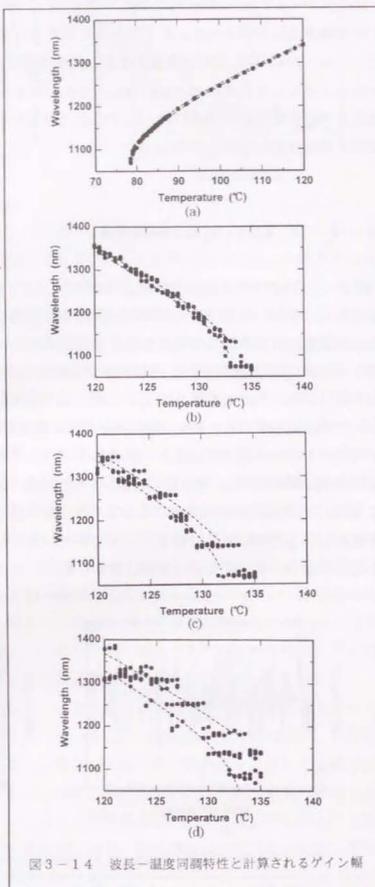


図3-1-4 波長-温度同調特性と計算されるゲイン幅

## 3-5-1 広帯域動作と結晶の選択

今回、新たに試作した超広帯域高反射ミラーを共振器に用い、MgO:LiNbO<sub>3</sub>、LBOの2つの結晶について波長同調特性を実験と理論の両面から比較検討した。両結晶においてミラーの帯域が決まる0.8から1.6 μmまでの広帯域波長可変が実証できたが、同じ温度位相整合でありながらMgO:LiNbO<sub>3</sub>とLBOではかなり波長同調特性が異なることが分かった。ただし、今回の実験のように出力で発振波長を規定するのではなく、共振器長を能動制御することで完全に波長が規定できれば、LBOを用いた場合でも波長同調の温度追従性が大幅に改善できるはずである。しかしクラスターカーブや温度同調特性から、MgO:LiNbO<sub>3</sub>はLBOに比べ共振器長や結晶温度に対する波長変化が緩やかであり、より高い精度で波長を設定することができる点で優位である。またゲイン幅が急峻なことから安定性の点でもMgO:LiNbO<sub>3</sub>の方が優位であるように思えるが、モード構造を含めたより総合的な解析[3-33]が必要である。非線形光学定数の点からは、MgO:LiNbO<sub>3</sub>の方が格段に優位であるが、今回の実験ではその顕著な差は確認できなかった。また今回の実験ではLBOの場合、縮退温度から離れるにつれ急激な閾値の上昇が観測された。この原因が結晶に本質的なものであるかどうかは今後さらに評価を行う必要がある。

## 3-5-2 安定化と課題

cw OPOの実用化には今回報告した広帯域化と同時にスペクトルや出力の安定化も不可欠である。そのためには既に海外で多くの報告があるように共振器をモニリシック[3-7]、[3-8]、[3-9]、[3-10]あるいはセミモニリシック[3-2]、[3-17]、[3-32]にする方法が温度安定度に優れ、外乱の影響を受けにくく優れている。また同時に共振器長を短くできるために共振器長制御のための制御許容幅が広がる。最近では能動制御によって18時間もモードホップなしに非常に安定に動作するDROも報告されており[3-32]、これらの設計方針に従うべきであろう。今回の著者らの実験系では波長同調特性を観測することが主眼であったため、長尺な結晶を挿入したり交換する便宜上、共振器長が80 mmと長く、安定化のための各種パラメータの許容範囲[3-33]は見積もるまでもなく劣っている。ただ、モニリシック共振器にするためには今回作成した超広帯域ミラーを非線形光学結晶の端面に直接形成する必要があるが、膜の層数及び総膜厚が極めて厚いためにストレスや熱サイクルに

よって剥がれる可能性があることに注意が必要である。特に LBO は熱膨張率の値が温度に対して負であり、さらにその異方性が極めて大きい[3-34]。このため LBO 端面に直接このような層数の多い膜を形成し、安定して維持することは困難であると考えられる。一方  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  に対しては可能性がある。このことは今後検討されるべき課題である。

### 3-6 まとめ

以上、生体の光情報計測用の cw 単一周波数広帯域波長可変コヒーレント光源として注目される cw OPO についての実験および解析結果をまとめた。これまで長年にわたり可能性は指摘されていたものの、共振器ミラーの帯域による制約から実証されていなかった cw OPO の広帯域波長可変動作を初めて実験で確かめることができた。その結果からこれまであまり議論されていない非線形光学結晶に特異な波長同調特性について検討し、その挙動を実験と理論計算の両面から明らかにした。今回得られたいくつかの新しい知見と、すでに確立されつつある OPO 共振器安定化技術を組み合わせることで、cw OPO が高性能な広帯域波長可変コヒーレント光源として実用される日も近いであろう。

### 3章参考文献

- [3-1] B. C. Johnson, V. J. Newell, J. B. Clark, and E. S. McPhee, "Narrow-bandwidth low-divergence optical parametric oscillator for nonlinear frequency-conversion applications," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, no. 11, pp. 2122-2127, Nov. 1995.
- [3-2] K. Bencheikh, R. Storz, K. Schneider, K. Jack, M. Lang, J. Mlynek, and S. Schiller, "Absolute frequency stabilization of a continuous-wave optical parametric oscillator to the sub-kHz level," *OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 19, Advanced Solid-State Lasers*, Walter R. Bosenberg and Martin M. Fejer, eds. (Optical Society of America, Washington, DC 1998), paper PD2, Jan. 1998.
- [3-3] 伊沢孝男, 前田正晴, 山村史彦, 木村信二, 内村龍二, 猿倉信彦, 瀬川勇三郎, "波長可変レーザー用広帯域・低損失ミラー," *レーザー研究*, vol. 24, no. 1, pp. 74-80, Jan. 1996.
- [3-4] M. D. Selker, T. J. Johnston, G. Frangineas, J. L. Nightingale, and D. K. Negus, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 9 of 1996 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, DC 1996), paper CPD21 / "Verdi," コヒーレント社製品カタログ.
- [3-5] R. G. Smith, J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, and L. G. Van Uitert, "Continuous optical parametric oscillation in  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_3\text{O}_{15}$ ," *Appl. Phys. Lett.* vol. 12, pp. 308-310, 1968.
- [3-6] R. L. Byer, M. K. Oshman, J. F. Young, and S. E. Harris, "Visible cw parametric oscillator," *Appl. Phys. Lett.* vol. 13, pp. 109-111, 1968.
- [3-7] C. D. Nabors, S. T. Yang, T. Day, and R. L. Byer, "Coherence properties of a doubly resonant monolithic optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 7, no. 5, pp. 815-820, May 1990.
- [3-8] C. D. Nabors, R. C. Eckardt, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer, "Efficient, single-axial-mode operation of a monolithic  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  optical parametric oscillator," *Opt. Lett.* vol. 14, no. 20, pp. 1134-1136, Oct. 1989.
- [3-9] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer, "Optical parametric oscillator frequency tuning and control," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 8, no. 3, pp. 646-667, March 1991.
- [3-10] D. C. Gerstenberger, and R. W. Eallace, "Continuous-wave operation of a doubly resonant lithium niobate optical parametric oscillator system tunable from 966 to 1185 nm," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 10, no. 9, pp. 1681-1683, Sep. 1993.

- [3-11] F. G. Colville, A. J. Henderson, M. J. Padgett, J. Zhang, and M. H. Dunn, "Continuous-wave parametric oscillation in lithium triborate," *Opt. Lett.* vol. 18, no. 3, pp. 205-207, Feb. 1993.
- [3-12] R. G. Batchko, D. Wennis, T. Plettner, G. D. Miller, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "Continuous-wave 532-nm-pumped singly resonant optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate," *CLEO '97, Tech. Dig.*, vol. 11, no. CThG2, pp. 340-341, May 1997.
- [3-13] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg, "Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO<sub>3</sub>," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 8, pp. 591-593, Apr. 1996.
- [3-14] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, no. 11, pp. 2102-2116, Nov. 1995.
- [3-15] M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "Singly resonant optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 3, pp. 151-153, Feb. 1997.
- [3-16] R. G. Smith, "A study of factors affecting the performance of a continuously pumped doubly resonant optical parametric oscillator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, no. 5, pp. 530-541, May 1973.
- [3-17] D. Lee, and N. C. Wong, "Stabilization and tuning of a doubly resonant optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 9, pp. 1659-1667, Sep. 1993.
- [3-18] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer, "Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd:YAG laser," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 971-973, June 1993.
- [3-19] G. D. Boyd, and A. Ashkin, "Theory of parametric oscillator threshold with single-mode optical masers and observation of amplification in LiNbO<sub>3</sub>," *Phys. Rev.*, vol. 146, no. 1, pp. 187-198, June 1966.
- [3-20] 応用物理学会光学懇話会編, 結晶光学 (最新応用物理学シリーズ 1), 森北出版, 東京都千代田区, 1975.
- [3-21] S. Guha, F. Wu, and J. Falk, "The effects of focusing on parametric oscillation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, no. 5, pp. 907-912, May 1982.
- [3-22] J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and R. G. Smith, "Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-6, no. 12, pp. 797-799, Dec. 1970.
- [3-23] R. L. Byer, "Parametric oscillators and nonlinear materials," *Nonlinear optics*, P. G. Harper, and B. S. Wherrett, chapter 2, Academic press, New York, 1975.
- [3-24] T. Izawa, M. Maeda, N. Yamamura, R. Uchimura, T. Yakuoh, N. Sarukura, Z. Liu, and S. Izumida, "Full-range tunable CW Ti:sapphire laser with a single set of extremely broad-band, low-loss mirrors," *CLEO Pacific rim '95, Tech. Dig.*, no. WB3, pp. 57, July 1995.
- [3-25] M. Tsunekane, S. Kimura, M. Kimura, N. Taguchi, and H. Inaba, "Continuous-wave, broadband tuning from 788 to 1640 nm by a doubly resonant, MgO:LiNbO<sub>3</sub> optical parametric oscillator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 26, pp. 3414-3416, June 1998.
- [3-26] M. Tsunekane, S. Kimura, M. Kimura, N. Taguchi, and H. Inaba, "Broadband tuning of a continuous-wave, doubly resonant, lithium triborate optical parametric oscillator from 791 to 1621 nm," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 27, pp. 6459-6462 Sep. 1998.
- [3-27] S. Lin, J. Y. Huang, J. Ling, C. Chen, and Y. R. Shen, "Optical parametric amplification in a lithium triborate crystal tunable from 0.65 to 2.5 μm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 22, pp. 2805-2807, Nov. 1991.
- [3-28] Y. Tang, Y. Cui, and M. H. Dunn, "Thermal dependence of the principal refractive indices of lithium triborate," *J. Opt. Soc. Am. B* vol. 12, no. 4, April 1995.
- [3-29] K. Kato, "Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 12, pp. 2950-2952, Dec. 1994.
- [3-30] R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, and R. L. Byer, "Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KD\*P, BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, LiIO<sub>3</sub>, MgO:LiNbO<sub>3</sub>, and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 5, pp. 922-933, May 1990.
- [3-31] S. Lin, Z. Sun, B. Wu, and C. Chen, "The nonlinear optical characteristics of a LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> crystal," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, pp. 634-638, 1990.
- [3-32] R. Al-Tahtamouni, K. Schneider, G. Breitenbach, and S. Schiller, "Ultrastable operation and continuous frequency tuning of a doubly resonant parametric oscillator," *CLEO '98, Tech. Dig.*, no. CMK4, pp. 43-44, May 1998.
- [3-33] M. J. Padgett, F. G. Colville, and M. H. Dunn, "Mode selection in doubly-resonant optical parametric oscillators," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no.

12, pp. 2979-2985, Dec. 1994.

[3-34] L. Wei, D. Guiqing, H. Qingzhen, Z. An, and L. Jinghui, "Anisotropic thermal expansion of  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 23, pp. 1073-1075, 1990.

## 4. 複合型固体レーザー結晶

### 4-1 背景

近年の半導体レーザーの高出力化、低価格化は、半導体レーザー励起固体レーザーの急速な進歩と普及をもたらしている。半導体レーザーのもつ優れたビーム指向性、輝度の高さ、狭いスペクトル幅、長寿命動作は、固体レーザーの飛躍的な高性能化を可能にしたが、一方で固体レーザー結晶内での発熱の集中に伴う様々な弊害を生んでいる。特に半導体レーザーを用いた代表的かつ特徴的な励起方式である端面励起においては、高効率動作が可能になる反面、励起された狭い領域に発熱が集中し、局所的に非常に大きな温度上昇や温度勾配に伴う屈折率変化、応力歪みを生じる。これらの熱効果はレーザー発振を不安定にし、高出力動作を阻害する。また最悪の場合、固体レーザー結晶を破壊に至らしめる。

先の章で研究評価を行った Cr:LiSAF レーザー、Ti:サファイアレーザー励起用グリーンレーザー、cw OPO の励起光源である単一縦モードグリーンレーザーは、いずれも LD 端面励起による固体レーザー結晶内の発熱の影響をすでに強く受けている。先の実験においては共振器構成によってそれをある程度補正しているが、さらなる高出力化や動作の安定化、信頼性の向上を図る上では、共振器構成の工夫だけでは限界があり、結晶内での発熱の効果を本質的に低減する新しい方式が望まれる。

本章では、LD 端面励起時に発生する固体レーザー結晶内での局所的な発熱を、効果的に分散させる新しい方法として提案した端面励起複合型固体レーザー結晶の概念と、さまざまな固体レーザー媒質を用いて試作した複合型固体レーザー結晶の発振特性を、理論計算と比較しながら詳細に検討した結果について述べる。

### 4-2 複合型固体レーザー結晶の概念と構成

結晶材料の複合化は、接着剤等の中間物質を用いず、高精度に研磨した面同士を張り合わせ、加圧と加熱によって一体化する技術(Diffusion bonding)で、ガラスのような非晶質材料から半導体結晶まで古くから知られている。固体レーザーや半導体結晶を用いた具体的な製法例については文献[4-1]に詳細に記載されている。接着剤を使わないため、接着剤との屈折率差、接着剤による光の吸収や熱伝導性の劣化あるいは接着剤の経年劣化などの

問題が生じない。また加圧して張り合わせただけのオプティカルコンタクトと比べ、界面での光学的な損失が少なく、また強度的にもほぼ一体の結晶と見なすことができるため接合後の加工も容易であるという利点がある。

レーザー結晶の複合化 (Diffusion-bonding) の概念については、米国ローレンスリバモア国立研究所で古くから検討され、スラブの大型化などの手法として検討されてきた。また 1993 年及び 1995 年には、それぞれ LD 側面励起の Tm, Ho ドープの YAG[4-2]あるいは YLF[4-3]結晶の両端面に、同じ母材のアンドープ結晶を複合化して結晶の強度や結晶端面近傍の基底準位による吸収損失を改善したという報告がある。著者は 1995 年、この複合化結晶構造を LD による端面励起に用いることにより、熱的効果の低減が期待できることを提案した[4-4]。

図 4-1 に端面励起された複合型固体レーザー結晶構造の概念図を示す[4-5,6]。この図では Nd:YAG を例として示しているが、他のどのようなレーザー結晶を用いても同様の効果が期待できる。図のように Nd:YAG 結晶の、LD で励起される端面にアンドープ YAG を張り合わせる。この構成により励起された Nd:YAG 複合型結晶内では、図中の矢印で示すように径方向と同時に、励起光の吸収による発熱のないアンドープ結晶内にも軸方向に熱が拡散する。特にこのアンドープ結晶が、最も励起光を吸収し発熱が大きい Nd:YAG 結晶の励起端面領域に直接接しているために、大きな温度勾配によって効率的に熱が拡散し、Nd:YAG レーザー結晶内の温度上昇を効果的に下げることができる。また、励起される結晶端面のアンドープ結晶領域は直接発熱しないために、その端面に施したコーティング膜が結晶表面の熱による変形によって破壊されることがなく、高出力動作の信頼性が向上する。さらに励起光学系を含むレーザー共振器構成は、通常の単結晶を用いた場合とほぼ同一でよいために、従来の設計をそのまま踏襲できるといった多くの利点がある。

なお、この概念図では複合化する結晶同士は同じ母材のものを想定している。これは母材が同じであれば接合面における屈折率差がほとんど無視できること、また格子定数や熱膨張係数などの結晶同士の整合性が高いので加熱接合時の問題が少なく、また接合後の信頼性も高いと考えられるからである。

以下の実験においても主に同じ母材同

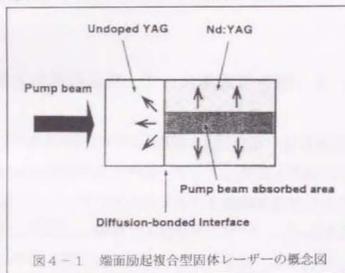


図 4-1 端面励起複合型固体レーザーの概念図

士を接合している。しかし異なる母材同士を接合することで、さらに放熱特性や機能的集積が可能になる。本研究では最後にサファイアと Nd:YAG の異種母材を複合化した結果についても報告する。

#### 4-3 複合型固体レーザー結晶の試作

実験で評価した複合型レーザー結晶の製作プロセスは次のようなものである。まず、端面を  $\lambda/10$  程度の精度に研磨した結晶を、互いの結晶軸の方向が一致するように注意深く合わせ、圧力をかけてオプティカルコンタクトを形成する。次に電気炉内に導入して、融点近傍まで加熱する。オプティカルコンタクトの状態では、He-Ne レーザー光を結晶に通すと張り合わせた界面において散乱光が肉眼で観測できるが、加熱した後は散乱光は観測できない。これは融点近傍まで加熱することによって張り合わせた界面の状態が変化し、界面表面近傍の結晶が再配列、再結合することによって一体化した結果、散乱が減少したものと考えられる。実際に試作した複合型 Nd:YAG 結晶のレーザー発振閾値からも、界面における光学的な損失は 0.1%未滿と極めて低いことが確認された。この加熱による結晶の一体化によって、単なる接触やオプティカルコンタクトに比べ界面を通しての効率の高い熱の拡散が期待できる。また同時に結晶の強度が増し、取り扱いや加工もほぼ一体の結晶として扱うことができるようになる。

なお、本研究で用いた Nd:YAG および Nd:YVO<sub>4</sub> の複合型結晶は、国内の結晶加工メーカーである (株) ナムテック (東京都中野区) [4-7]で、また Tm:YAG および、サファイアと Nd:YAG の複合型結晶は、米国の複合型結晶の専門メーカーである ONYX OPTICS, Inc.[4-8]で製作した。

#### 4-4 Nd:YAG (4準位発振) への適用

##### 4-4-1 結晶の構成

本節ではNd:YAG レーザー結晶を複合化することで、1064 nm の4準位発振における特性がどのように変化するかを比較検討した。前節で述べた概念にしたがい実験試作した複合型Nd:YAG結晶 (composite rod) は、外径 $\phi$ 5 mm、厚さ1 mmのNd:YAG (Nd濃度1.1at.%)の片面に、同じく外径 $\phi$ 5 mm、厚さ3 mmのアンドープYAGを張り合わせたものである。また比較のためアンドープ結晶を張り合わせない通常のNd:YAG結晶 (non-composite rod、外径 $\phi$ 5 mm、厚さ1 mm) も用意した。本実験でNd:YAGの厚みを1 mmと薄くしたのは、レーザー媒質を薄くした方が温度上昇の低減効果が顕著に現れることと、後の節で述べる発振波長946 nmの準3準位での実験に適用する場合において、基底準位による発振光の吸収損失を低減するためである。以下に報告するNd:YAGの4準位発振の比較実験は、この2種類の結晶に関するものである。2つの結晶とも両端面には、1064 nmに対して反射率0.1%以下、810 nmに対して0.5%以下 (いずれも片面ワンパスでの反射率) のARコーティングを施している。

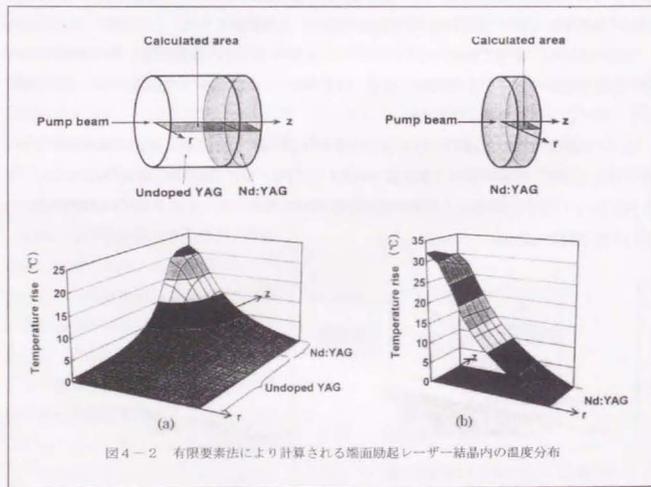


図4-2 有限要素法により計算される端面励起レーザー結晶内の温度分布

##### 4-4-2 温度上昇の低減

図4-2(a)、(b)は、それぞれ作成した複合型Nd:YAG結晶と通常のNd:YAG単結晶を端面励起した場合に予想される結晶内の温度分布を、有限要素法[4-9]により計算した結果である。励起ビームの形状は $\phi$ 1 mmの平行光を仮定し、励起光入力パワー10 W、実験で用いるLDがファイババンドル出力型であることから励起ビーム面内の光強度は一定とした。Nd:YAG結晶内における吸収係数は実測から $5\text{ cm}^{-1}$ とし、吸収されたエネルギーのうち30%が熱に変換されるとした。また結晶の周囲温度は300 Kで一定としている。

同図(a)に示すように、複合型結晶ではNd:YAG内で発生した熱が、張り合わせ界面を通してアンドープ結晶内に広く拡散しているようすがわかる。温度上昇のピークは、図(b)の単結晶の32°Cに比べ、複合化により22°Cと30%以上低減されることがこの計算から予測される。またこの複合型Nd:YAG結晶の励起端面の反対側にもアンドープ結晶を張り合わせてサンドイッチ構造にすることにより、さらに2割程度ピーク温度が低減できることが計算より導かれる。

図4-3は、Nd:YAGに張り合わせるアンドープYAGの厚さと、端面励起時の結晶内のピーク温度との関係を計算した結果である。ここではレーザー媒質であるNd:YAGの外径として $\phi$ 5 mmと $\phi$ 3 mm、またその厚さとして今回実験で用いた1 mmと、高出力動作によく用いられる5 mmの組み合わせについて計算を行っている。励起ビームの形状、励起入力パワーは図4-2の計算の条件と同じである。図よりいずれの結晶形状の組み合わせにおいても、張り合わせるアンドープYAGの厚さが1 mm以上あれば、温度上昇のピークは通常のNd:YAG結晶 (図中のアンドープYAGの厚さ0に相当) に比べ30%低減でき、またそれ以上アンドープ結晶を厚くしてもピーク温度はあまり下がらない。また結晶の径が細かい方が温度低減に必要な十分なアンドープ結晶の厚さが薄くてよいことが分かる。今回試作した複合型Nd:YAG結晶のアンドープ結晶の厚さは3 mmであり、この計算結果から温度低減には十分な厚さであることがわかる。

実際に試作した結晶内部の温度上昇を蛍光強度の変化から測定したところ、本実験での最大励起パワーで

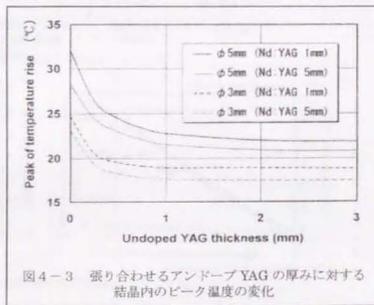


図4-3 張り合わせるアンドープYAGの厚みに対する結晶内のピーク温度の変化

ある 22 W 励起入力時 (1mm 厚の Nd:YAG 内での吸収パワー 8 W) において、複合型結晶の方が単結晶に比べ 40°C 温度が低いと見積もられた。有限要素法による計算からもこれを裏付ける結果が得られている。

このように固体レーザー結晶を複合化することにより、端面励起時の結晶内の温度上昇を 30% 以上低減できることが、理論計算及び実験から確かめることができた。結晶の温度が上昇すると吸収が増加し発振特性が劣化する Yb:YAG や、Nd:YAG の 964 nm 発振のような準三準位レーザー結晶、あるいは結晶温度が上昇すると蛍光寿命が急激に短くなる Cr:LiSAF、Cr:フォルステライトのようなレーザー結晶に適用した場合、発振特性の大幅な向上が期待できる。

#### 4-4-3 入出力特性と熱レンズ効果の低減

次に実際に得られた発振特性とそれから見積もられる熱レンズ効果について述べる。図 4-4 はレーザー発振の実験系を示す。励起用 LD はバンドルファイバー出力型 (コア径  $\phi$  1.55 mm, NA 0.11、最大 cw 光出力 30 W (ファイバー端)、OptoPower 社製) で、出射光は一度コリメートした後、焦点距離 60 mm のレンズでエンドミラーを通し結晶内に集光される。励起ビーム径はウェスト位置で  $\phi$  640  $\mu$ m ( $1/e^2$ ) である。レーザー共振器は 2 枚のミラーよりなる直線定在波型で、エンドミラーは曲率半径 1 m の凹面ミラー、出力ミ

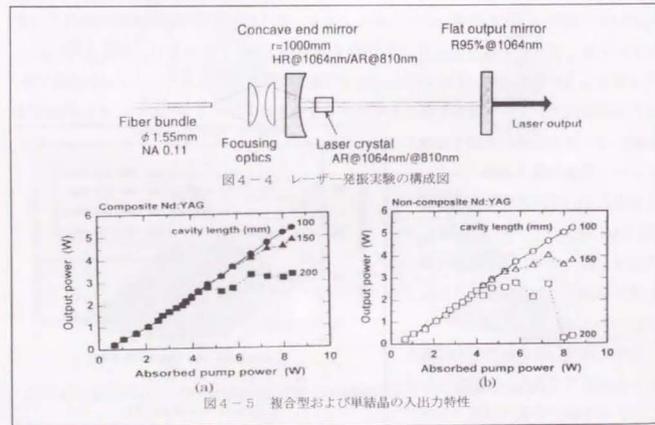


図 4-5 複合型および単結晶の入出力特性

ラーは平面である。エンドミラーは発振光の波長 1064 nm に対して 99.9% 以上の反射率、励起の 810 nm に対して 95% 以上の透過率を有する。また出力ミラーは 1064 nm に対して 95% の部分反射率を有するコーティングが施されている。

図 4-5 (a), (b) はそれぞれ、複合型結晶及び通常の単結晶を用いた場合の入出力特性である。励起 LD の波長変化を考慮し、横軸には Nd:YAG (1mm 厚) 内での吸収パワーをとった。8.2 W 吸収時が結晶への最大励起入力 22.7 W に相当する。またパラメータとして共振器長を 100, 150, 200 mm と変化させた。両結晶とも共振器長が長くなると熱レンズ効果による出力の飽和が観測されるが、熱レンズの影響の少ない 100 mm においては発振閾値およびスロープ効率ともほぼ同等であり、複合型結晶における拡散接合した界面の光学損失が極めて小さいこと、さらに融点近傍までの再加熱したことによる結晶品質の劣化がほとんどないことが確認できる。また共振器長を長くした場合でも複合型結晶の方が出力特性の劣化の度合いが小さい。これは同じ励起パワーにおいても複合型結晶の方が単結晶に比べ熱レンズ効果が緩和されていることを示している。

次に熱レンズ効果の緩和の様子を定量的に比較する。図 4-6 は複合型結晶および単結晶の熱レンズ効果に伴う実効的な焦点距離 (図では縦軸に焦点距離の逆数 (focal power) をとっている) を測定した結果である。測定方法としては先の図 4-5 で得られた入出力特性から、出力が最初に飽和した時点で、その時の結晶内の熱レンズの焦点距離が共振器長に等しいと考えた。図に示すように複合型結晶の方が通常の結晶に比べ、同じ入力時においても熱レンズ効果が緩和され、焦点距離で 10% 長くなっていることがわかる。

ところで図 4-2 で求めた Nd:YAG 結晶内の温度上昇分布から、温度上昇にともなう屈折率変化による軸方向の光路長差 (Optical Path Difference: OPD) が求められ、これから熱レンズ効果の大きさを計算で見積もることができる。実際に計算した結果、複合型結晶の方が確かに通常の結晶に比べ、結晶の中心での OPD が小さく且つ勾配もなだらかになるが、両者の差は 1% 未満と非常に小さいことがわかった。これは、温度上昇に伴う熱レンズ効果に関して、結晶の複合化による改善があまり期待できないことを示している。結晶内部で発生した熱は最終的に径方向すなわち結晶ホルダーへ逃がす必要があるが、複合化されたアンドー

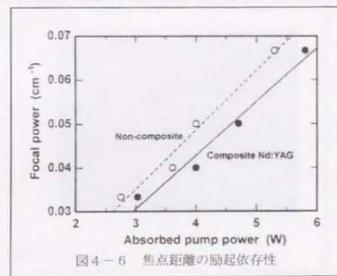


図 4-6 焦点距離の励起依存性

ブ結晶は熱を軸方向に分散させる効果は大きいものの、それに比べて熱を径方向へ拡散する効果が小さいためであると考えられる。しかしながら実験では複合型結晶に比較して有意な熱レンズ効果の改善が観測されるのは、結晶内の温度上昇よりむしろ結晶表面の変形(膨張)によるレンズ効果が改善されるためであると考えられる。このことは後の結晶内の歪み量の計算からも裏付けられる。

#### 4-4-4 複屈折効果の低減

図4-7(a),(b)は、励起時の熱複屈折の状態を観察するため、それぞれ端面励起された複合型結晶及び単結晶を、2枚の最大透過方位を互いに直交させたポラライザーで挟み、He-Ne レーザーをプローブ光として、透過光を CCD カメラでモニターした像である。Nd:YAG は複屈折性がないため、励起していない状態では透過光はなく、全く像は見られないが、励起を行うことで熱歪みによって結晶の中心から径方向とその接線方向に軸を持つ複屈折(熱複屈折)が発生し、プローブ光の偏角が回転するために透過光(像)が観測される。この図より、両者の測定結果の像(黒い同心円上の縞の数や間隔)には大きな差が見られず、熱複屈折効果の大きさに結晶間で差が見られないことがわかる。熱複屈折は熱膨張に伴う屈折率変化の異方性、すなわち熱勾配に関係した物理量であり、局所的にはピーク温度が下がっている複合型結晶の方が小さいはずである。しかしながら、先ほど計算ではほとんど差がなかった温度上昇による熱レンズ効果と同じ理由で理解することができる。温度上昇と熱歪みによる屈折率の変化すなわち熱レンズ効果と熱複屈折効果は、共に実効的に単位体積内で発生する熱量に比例する量である[4-10]。したがって軸方向に積算した熱量が通常の結晶とそれほど変わらない複合型結晶は複屈折の改善の効果は小さい。なお、今後熱伝導率の大きな材料や、あるいは  $dn/dT$  の小さな材料との異種母材の複合

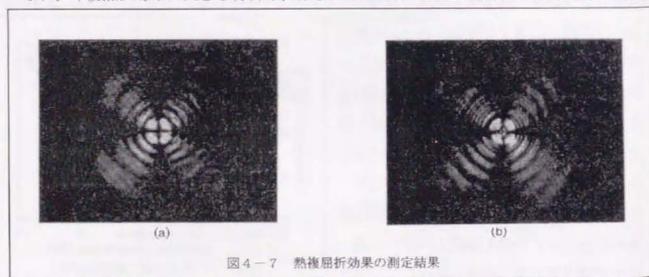
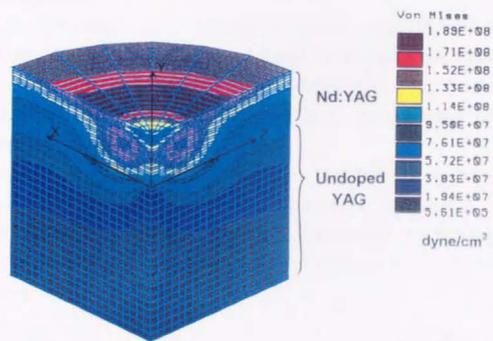


図4-7 熱複屈折効果の測定結果

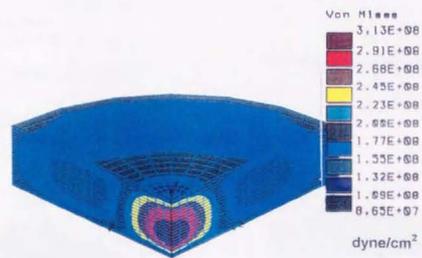
化により、この実験では改善の度合いが小さかった熱レンズや熱複屈折についても大幅な向上が期待できる。

#### 4-4-5 熱ひずみの低減

以上述べたように熱レンズ、熱複屈折について、局所的には複合型結晶の方が緩和されているが、結晶全体として軸方向に積算した場合には有意な差が少ない。しかしながら結晶の破壊を引き起こす熱歪みは局所的な問題であるから、これは結晶の複合化により大幅な改善が期待できる。図4-6(a),(b)は、それぞれ端面励起時の Nd:YAG の複合型結晶及び単結晶内における熱ひずみ量を計算した結果である。図に示す数値は3方向の歪みベクトルの和の大きさを計算したものである。励起ビームの形状及びパワーの仮定は図4-2と同じである。この図に示すようにピーク温度の低減に伴う熱勾配の低下によって、歪み量の最大値が40%程度も低減されることがわかる。またその歪みの発生する領域が通常の単結晶では励起軸上にあるのに対し、複合型結晶では軸を中心としたリング状に広がっている。Nd:YAG の破壊時の歪み量は  $1.7 \times 10^9$  dyne/cm<sup>2</sup> と言われており[4-11]、この計算結果から10 W の励起入力では単結晶でも破壊に関して30%程度の歪み量で十分なマージンがある。実際に試作した結晶で22 W までの励起を行っても結晶の破壊は起こらない。しかしながら端面励起によって通常の単結晶 Nd:YAG 破壊する許容励起入力は70 W であるという理論計算があり[4-11]、複合型 Nd:YAG 結晶を用いることで歪みが緩和され、許容入力が大幅に向上するはずで、さらなる高出力動作が可能になる。実際に米国のローレンズリバモア国立研究所では、複合型 Nd:YAG を用いることで100 W を越えるレーザー出力を得ている[4-10]。次に、比較的低い励起入力でも結晶の破壊の起こる Nd:YVO<sub>4</sub> を用いて、複合化による高出力化を実現した実験結果について述べる。



(a)



(b)

图4-8 端面励起时的结晶内的热歪み量の計算

#### 4-5 Nd:YVO<sub>4</sub>への適用

##### 4-5-1 結晶の構成

Nd:YVO<sub>4</sub>は一軸性の結晶で、同じ4単位発振でかつほぼ同じ波長で動作するNd:YAGに比べ誘導放出断面積が約4倍大きく、さらにLD励起光の吸収のバンド幅が広く且つ吸収係数自体も4倍以上大きいために、高効率でマイクロチップレーザーなどに多用されている[4-13]。しかしながら熱伝導率はNd:YAGの半分と低く、吸収係数の高さと相まって励起領域の局所的な温度上昇が著しい。

今回試作した複合型結晶は外径φ3mm、厚さ3mm、Nd濃度1at.%のYVO<sub>4</sub>に同じサイズのアンドープYVO<sub>4</sub>を複合化したもので、比較のために同じサイズ、同じNd濃度のNd:YVO<sub>4</sub>単結晶も準備した。両結晶の両端面には1064nmに対して反射率0.1%以下のARコーティング、LD励起光波長の809nmに対して透過率95%以上のHTコーティングが施されている。

##### 4-5-2 温度上昇の低減

図4-9(a)、(b)はそれぞれ、試作した複合型Nd:YVO<sub>4</sub>および通常のNd:YVO<sub>4</sub>結晶を端面励起した場合に予測される結晶内の温度上昇を、有限要素法によって計算した結果であ

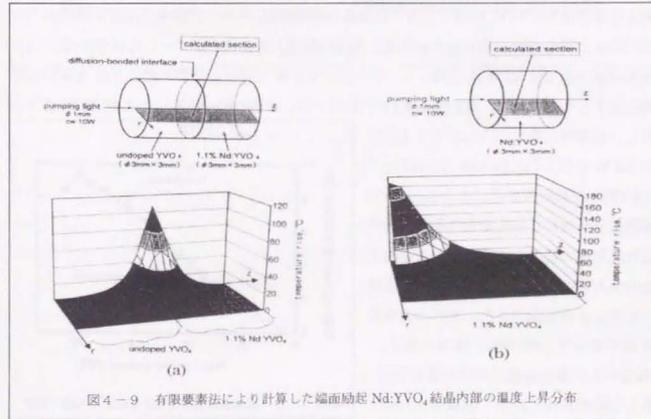


図4-9 有限要素法により計算した端面励起Nd:YVO<sub>4</sub>結晶内部の温度上昇分布

る。励起ビームは図4-2と同様ビーム径 $\phi 1\text{ mm}$ 、励起入力光パワー $10\text{ W}$ である。 $\text{Nd:YVO}_4$ における吸収係数は $31\text{ cm}^{-1}$ 熱伝導率は $5.2\text{ W/m/K}$ を仮定した。同図(b)の単結晶において励起端面近傍の領域でYAGの5倍高い $170^\circ\text{C}$ もの温度上昇が見積もられる。このような非常に高い温度勾配に伴う熱歪みによって、Wオーダーの励起で結晶の破壊が容易に起こる。しかしながらこの $\text{Nd:YVO}_4$ の励起端面に厚さ $3\text{ mm}$ のアンドープの $\text{YVO}_4$ を複合化することで、同図(a)に示すようにピーク温度は $110^\circ\text{C}$ と30%以上低減できることが計算よりわかる。

#### 4-5-3 入出力特性

図4-10は、両 $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶を用いた端面励起時の入出力特性である。この実験では横軸に結晶への励起入力をとっている。これは $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶の長さが吸収長に対して十分長く、しかも $\text{Nd:YVO}_4$ 自身の吸収波長幅が非常に広いため、励起入力のほとんどが結晶内に吸収されるためである。実験構成としては図4-4に示したものと同一のファイバー出力型LD、集光光学系、共振器ミラーを用いた。ただし $12\text{ W}$ の励起入力時に $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶の熱レンズ効果による焦点距離が $100\text{ mm}$ 程度になるため、出力の飽和を避けるために共振器長は $50\text{ mm}$ と短くした。得られるレーザー出力は共振器内にピンホールなどの横モード制御素子を挿入していないために $M^2$ 値が4程度のマルチ横モード発振である。この図より複合型 $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶と通常の単結晶の発振閾値、スロープ効率はほぼ同等であり、 $\text{Nd:YAG}$ の場合同様、張り合わせ界面の損失は無視できるほど小さいことが分かる。また通常の単結晶では $13\text{ W}$ 入力時にレーザー出力 $6.2\text{ W}$ で結晶の破壊が起こり出力が不可逆的に低下したのに対し、複合型 $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶では、破壊の起こる励起入力力が $20\text{ W}$ まで上昇し、破壊時の最大出力もおよそ1.5倍の $9.3\text{ W}$ が得られた[4-14]。これは $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶の複合化によって、局所的な熱歪みが緩和されたためであり、複合型結晶を用いることで許容入力及び最大出力が大幅に向上し、高出力特性が改善できることが実証できた。また出力 $9.3\text{ W}$ 時の光-光変換効率は $46\%$ と高く、 $\text{Nd:YVO}_4$ の有する高効率性が複合型結晶でも維持されている。励起ビーム径を

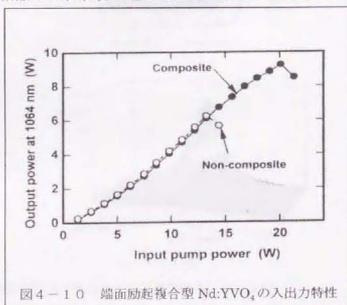


図4-10 端面励起複合型 $\text{Nd:YVO}_4$ の入出力特性

広げ同時にレーザー共振器の構成を最適化すれば、さらなる高出力動作が可能になると考えられるが、絶対的な許容励起入力や信頼性の点で複合型結晶の優位性は変わらない。

破壊後の両者の結晶を詳細に観察したところ、図4-11(a)、(b)にそれぞれ示すように(b)の複合化していない通常の $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶においてはc軸に沿って大きな1つの転移が結晶中央から周辺にのびているのが観察される。これに対し複合型結晶においては、(a)のように接合界面の外側周辺に沿って細かい無数の割れが観察された。これは図4-8のYAGの計算例で示されたように両者の歪みの発生する位置、方向の違いを反映しているものと考えられる。

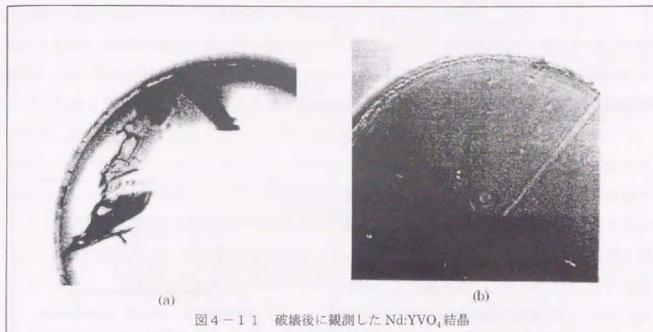


図4-11 破壊後に観測した $\text{Nd:YVO}_4$ 結晶

#### 4-6 Nd:YAG (準3準位発振) への適用

##### 4-6-1 準3準位発振への適用

レーザー結晶の複合化による活性領域の温度上昇の低減効果は、準3準位発振のレーザー結晶に適用した場合さらに効果が大きい[4-15]。これは準3準位レーザー結晶では、基底準位とレーザー下準位のエネルギー差が小さいために、温度上昇と共にレーザー下準位の電子の占有確率が増加し、発振閾値の増加あるいは再吸収の増加によって発振特性が著しく劣化するからである。準3準位遷移の固体レーザーには工業的に有用な波長で動作するものも少なくなく、代表的なものとして先ほど4準位発振の1064 nmで動作させたNd:YAGの946 nm発振線や、2 μmのアイセーフ波長で動作するTm:YAGがある。そこで本節及び次節では、Nd:YAG結晶(946 nm)とTm:YAG結晶を複合化することで発振特性がどの程度改善されるかについて、理論解析を含めた比較研究をおこなった。

##### 4-6-2 結晶の構成

図4-1-2(a), (b), (c)に比較実験で準備した3種類のNd:YAGレーザー結晶の構成を示す。活性領域はいずれも外形φ5 mm、厚さ1 mmのNd:YAG(Nd濃度1.1at%)で、(a)活性領域の両端面にそれぞれ3 mm厚のアンドープのYAG結晶を拡散接合した複合型結晶(以下d-YAGと記す)、(b)励起される側の片端面にのみ3 mm厚のアンドープのYAG結晶を拡散接合した複合型結晶(以下s-YAGと記す)及び、(c)複合化していない通常の結晶(以下n-YAGと記す)である。これらの結晶の両端面には励起光(810 nm)に対して反射率0.5%以下のARコーティングが施されているが、レーザー発振波長に対しては4準位発振の1064 nmにおいて最適化されており、946 nmの波長においては片面あたり

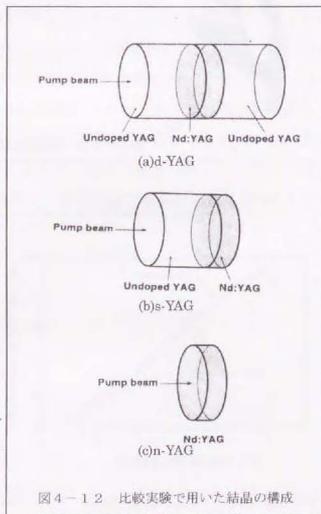


図4-1-2 比較実験で用いた結晶の構成

0.4-0.5%の反射率を有している。

##### 4-6-3 温度上昇の低減

図4-1-3は、有限要素法を用いてこれら3種類のレーザー結晶の活性領域(Nd:YAG)内の温度分布を計算した結果である。励起入力は22 W(吸収パワー8 W)、モード径250 μm(発振実験での励起モード径365 μm(1/e<sup>2</sup>)の半値半幅)の均一強度励起、活性領域での吸収係数4.5 cm<sup>-1</sup>、ストークスファクターから吸収されたエネルギーのうち20%が熱に変換されると仮定した。結晶側面の周囲温度は293 Kで一定とした。図中の横軸での0の位置が励起される側のNd:YAG界面(n-YAGでは端面)である。図に示すように複合型結晶においては活性領域内の温度上昇が大幅に低減され、通常の結晶ではピーク温度が59℃まで上昇するのにに対し、s-YAGでは43℃、d-YAGでは36℃と61%まで低減される。また、複合型結晶においては活性領域の励起端面近傍においてはさらに温度の大幅な低減が計算されるが、この領域ではレーザーのゲインが最も高いために、実際のレーザーの発振特性は、ピークの温度差以上に特性が改善されることが予測される。

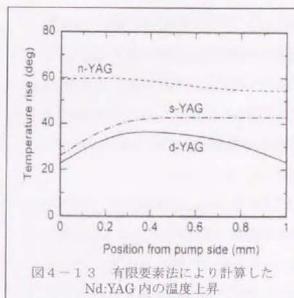


図4-1-3 有限要素法により計算したNd:YAG内の温度上昇

##### 4-6-4 発振特性

次に実際の発振実験の結果について述べる。実験構成は図4-4とほぼ同一である。励起に用いたLDはファイバーバンドル出力型(出射径φ1.55 mm、NA 0.11、OptoPower社製)である。出射ビームは焦点距離60 mmのアクロマティックレンズによりレーザー結晶内でスポット径(半径)356 μmまで集光される。レーザー共振器は2枚のミラーよりなり、励起側のエンドミラーは曲率半径1 m、946 nmにおいて99.5%以上の高い反射率、励起光(810 nm)に対しては95%以上の透過率を有するコーティングが施されている。また一方の出力ミラーは平面で、946 nmにおいて98%の部分反射率を有するコーティングが施されている。またこれら2枚のミラーは4準位発振を抑えるために1050~1400 nmまでの反射率を80%以下に落としており、励起入力を最大まで上げて1 μm帯の発振は起こらない。レーザー結晶はエンドミラーに近接して配置され、ベルチエ素子を用いた高精度の温度制御装置によって温度管理されている。なお、レーザー結晶の種類を交換する

際には、その共振器内における活性領域の相対的な位置が変わらないようにその設置に注意した。また熱レンズ効果による出力の低下を避けるために共振器長は 50 mm と短くした。

図 4-1-4 は、2 種類の複合型結晶 (d-YAG、s-YAG) と Nd:YAG 単結晶 (n-YAG) の 946 nm 準 3 準位発振の、20°C における入出力特性を比較した結果である。横軸には励起 LD の波長変化を考慮し、各 1 mm 厚の Nd:YAG レーザー媒質内で吸収されるパワーをとっている。図のように 3 つのレーザー結晶の出力特性には顕著な差が見られ、活性領域が同一であるにも関わらず、n-YAG、s-YAG、d-YAG の順で発振閾値、スロープ効率が改善されているようすがわかる。励起光 8 W 吸収時 (励起入力 22 W) に従来の n-YAG では最大出力 0.5 W であるのに対し、s-YAG では倍の 1 W、両端面を複合化した d-YAG ではさらに 3 倍の 1.5 W の 946 nm 光出力が得られた。このような入出力特性の大きな差異は、先に報告したほぼ同じ実験構成における 4 準位発振では、まったく観測されなかったものであり、複合化による結晶温度の低減によって準 3 準位レーザーの発振効率が著しく改善できることが確

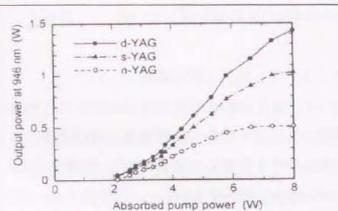
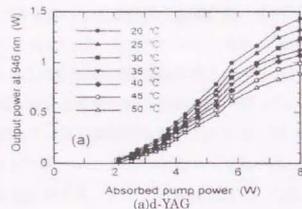
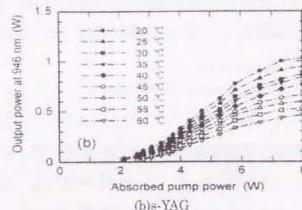


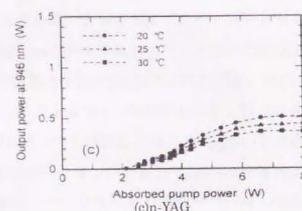
図 4-1-4 各結晶の入出力特性 (20°C)



(a) d-YAG



(b) s-YAG



(c) n-YAG

図 4-1-5 各結晶の入出力特性の温度依存性

認できた。

図 4-1-5 (a), (b), (c) は、温度低減の効果をさらに定量的に理解するために、それぞれの結晶の入出力特性の結晶温度依存性を測定した結果である。結晶温度 (ホルダー温度) を 20°C から最高 60°C まで変えて測定した。結晶の温度を上げることで閾値が上昇しスロープ効率が低下していくようすがわかる。また、その温度に対する劣化の度合いは結晶間であり差がなく、単純に結晶温度に依存していることが分かる。この図より d-YAG 結晶の温度を 40°C まで上げた時、8 W 吸収時の光出力が 20°C における s-YAG とほぼ同じ 1 W まで低下することから、8 W 吸収時において s-YAG は d-YAG に比べ結晶内の温度が実効的におよそ 20°C 高いと推測できる。また同様に s-YAG 結晶の出力の温度依存性から、8 W 吸収時において n-YAG は s-YAG に比べさらに 35°C 結晶内の温度が高い推測される。

#### 4-6-5 発振特性の解析

さて、図 4-1-4 に測定された Nd:YAG の 946 nm における入出力特性には、図 4-5 で示した 4 準位発振とは、強い温度依存性以外にもいくつか異なる特徴が観測される。それは熱レンズによる出力の飽和ではなく、スロープにいくつか大きな折れ曲がり (キック) があることである。3 種の結晶ではほぼ共通して、3.5 W と 6 W 吸収時にキックが観測される。そこで次にこのキックの原因について実験および理論的な検討を行った。

図 4-1-6 は 20°C における各結晶のレーザー出力のビーム品質 ( $M^2$  値) の励起依存性を測定した結果である。これよりレーザー発振開始時の低出力時においては、励起ビームスポット径が  $TEM_{00}$  のレーザーモード径 (計算では熱レンズ効果がない場合 186  $\mu\text{m}$ ) よりかなり大きいにもかかわらず、ほぼ  $M^2$  値が 1 の  $TEM_{00}$  モードで発振していることが分かる。これは準 3 準位レーザーではしばしば観測される、レーザー結晶内での発振モード周囲の再吸収ロスによるモードシェイピング、いわゆるアパーチャガイドング [4-16, 17] によるものであると考えられる。しかしながら 3 W 吸収時を超えるあたりから高次モードのゲインも十分高くなって発振が始まり、次第に  $M^2$  値が増加し始め、8 W 励起吸収時では複合

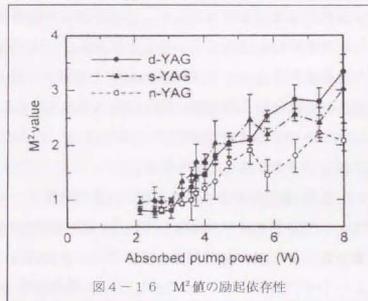


図 4-1-6  $M^2$  値の励起依存性

型結晶では3、通常の結晶では2程度のマルチモード発振となっている。この測定結果より、図4-14で見られた3.5 W吸収時のキックは、高次モードの発振によってレーザーモードが広がり、励起モードとのモードマッチングが向上することでスロープ効率が急増したためと予測される。

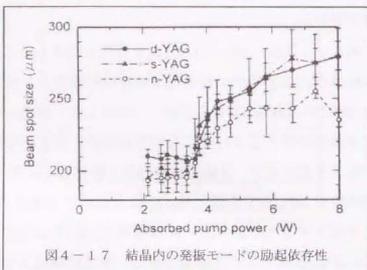


図4-17 結晶内の発振モードの励起依存性

図4-17は、吸収パワーに対する各結晶内におけるレーザー発振モード径の変化を測定した結果であり、実際には出力ミラーから50 mm離れた位置での出射レーザービーム径の変化を測定したものである。図4-16に対応して $M^2$ 値が急増する3 Wを越えるあたりから発振モード径も急増している様子が確認できた。ここで $TEM_{00}$ モード動作時のモード径はそれぞれ、d-YAGは210、s-YAGは195、n-YAGは190  $\mu\text{m}$ と測定されるが、これから各結晶内の熱レンズ効果による実効的な焦点距離はそれぞれ、600、350、300 mmと計算される。両端面にアンドープ結晶を複合化することで熱レンズ効果もさらに低減されることがわかる。

図4-16、17より、励起パワー3.7 Wあたりから急激に高次モードの発振が始まるようすがわかる。d-YAGとs-YAGの複合型結晶においては $M^2$ 値もモード径も同じように増加しているが、n-YAGではモード径の広がり方が10%程度小さく、これがスロープ効率の低下に大きく寄与している。このことから図4-15に観測されたような出力及びスロープ効率の温度依存性は高次モードの広がり温度依存性、すなわち結晶内での再吸収ロス温度依存性を反映していることが分かる。Nd:YAG結晶内での下準位による再吸収ロス温度依存性はおよそ0.01%/mm/°Cと見積もられる[4-17,18]ことから、先ほど実験的に観測された実効的な温度差、例えば最も温度上昇の低いd-YAGと高いn-YAGを比べた場合、55°Cという温度差は0.55%（共振器としてはダブルパスで1.1%）の相対的なロスに等しいと考えることができる。

また6 W吸収時から $M^2$ 値の増加および発振モードの広がりにも飽和が見られ、そのためスロープ効率も緩やかになっている。この6 Wを超える領域での光出力の飽和も、主に温度上昇によるNd:YAG結晶内での吸収ロスの増加によるものと考えられ、増大したロスによって再び発振モード径が抑制される。最も温度上昇の著しいn-YAGにおいては、結晶

温度を30°C以上に設定すると8 W吸収時には $M^2$ 値及び光出力の減少が観測された。

図4-18は各結晶における発振閾値の温度依存性を測定した結果である。複合型結晶のd-YAGとs-YAGでは発振閾値の値はほぼ同等であるが、複合化していないn-YAGではやや高い値を示す。発振閾値近傍ではレーザー発振の横モードが $TEM_{00}$ モードであることから、これまで導かれていた準3準位レーザーの発振閾値の解析[4-18,19]をそのまま適用することが可能である。吸収パワーが与えられたとき準3準位レーザーの発振閾値は次式で与えられている。

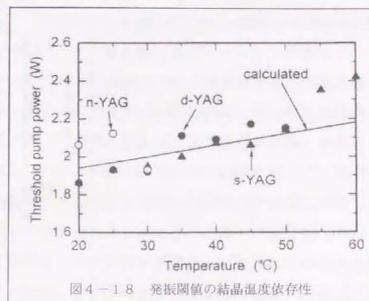


図4-18 発振閾値の結晶温度依存性

$$P_{th}^{ab} = \frac{\pi h \nu_p (\omega_p^2 + \omega_l^2) (L + T + 2\sigma_l N_p l)}{4\sigma \tau \eta_p f_2} \quad (4-1)$$

ただし $f_1$  ( $=0.0074$ ) は、 ${}^4I_{92}$ 準位 $N_0$  ( $=1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) 内の電子占有確率であり、したがって $f_1 N_0$ はレーザー下準位における電子密度を表す。 $f_2$ は ${}^4F_{9/2}$ における占有確率である。 $\sigma$  ( $=4 \times 10^{20} \text{ cm}^2$ ) は誘導放出断面積、 $\tau$  ( $=230 \mu\text{sec}$ ) はレーザー上準位の寿命、 $h\nu_p$  ( $=2.46 \times 10^{19} \text{ J}$ ) は励起光の光子エネルギー、 $\eta_p$  ( $=1$ ) は励起効率、 $L$  ( $=0.01$ ) は共振器一周分のロス、 $T$  ( $=0.02$ ) は出力ミラーの透過率、 $l$  ( $=1 \text{ mm}$ ) は活性領域の長さである。励起光のビーム径 $\omega_p$ を365  $\mu\text{m}$ 、レーザー発振モード径 $\omega_l$ を200  $\mu\text{m}$ と仮定すると、発振閾値として2.3 Wという値が得られる。この値は実験的に得られた値に比べやや大きい、計算で仮定した光学ロス ( $L+T$ ) の実験との誤差が主な原因と考えられる。

さて、図4-17で測定されたように、熱レンズ効果の低減によって、d-YAG、s-YAG、n-YAGの順に発振モード径は小さくなっている。したがって単純にはn-YAGの方が閾値が下がるはずであるが、図4-18の結果からはn-YAGの方が閾値が高く、モード径の減少を上回る内部ロスの増加や発振効率の低下が、温度上昇によってもたらされることが分かる。図4-18中の直線は、 $f_1$ の温度依存性を考慮して(4-1)式から閾値の温度依存性を計算した結果であり、0.006 W/Kという傾きが得られた。なお閾値の絶対値は測定結果に合わせたものである。実験結果と良い一致が得られている。

図4-19はTEM<sub>00</sub>モードで動作している領域でのスロープ効率の温度依存性を測定した結果である。2つの複合型結晶において高い効率が得られており、温度上昇と共に低下していくようすが分かる。準3準位レーザーのスロープ効率に関しては、Risk[4-19]によって詳細に解析されており、この結果を用いて今回の実験データも解析することが出来る。Riskの計算式にしたがえばスロープ効率は、レーザー発振光と励起光とのモードオーバーラッピングが支配的に影響していることが導かれる。d-YAGとs-YAGに関してそれぞれの発振モード径210、195 μmから、それぞれ0.179、0.163と導かれる。これらは図4-17の結果(それぞれ0.151、0.128)と比較するとやや大きい、それぞれの比率としては近い値が得られることから閾値の計算同様内部ロスの見積り誤差に原因があるものと考えられる。

また、スロープ効率が温度と共に低下する減少も発振モード径の変化でうまく説明することが出来る。図4-20は、結晶温度20℃および55℃において測定されたs-YAGにおける発振モード径の励起依存性を示す。結晶温度が上昇すると全体に発振モード径が縮小する様子が見られる。横モードがTEM<sub>00</sub>から高次に移行する励起吸収パワーが3Wから4Wに移行すると同時に、TEM<sub>00</sub>モード径自体も減少しているが、その減少の様子は結晶温度にはあまり依存せず、むしろ励起パワーにのみ依存しているように見える。

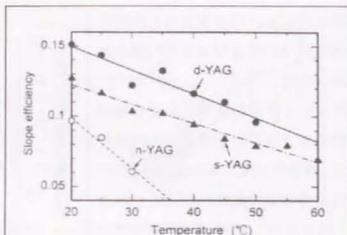


図4-19 スロープ効率の温度依存性

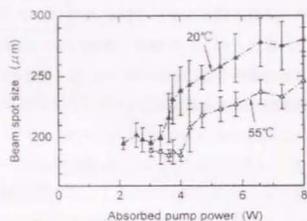


図4-20 s-YAGにおける発振モード径の温度励起依存性

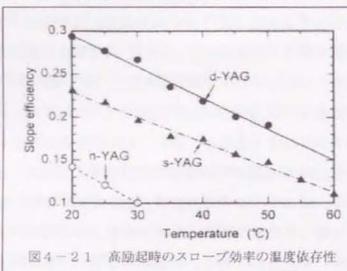


図4-21 高励起時のスロープ効率の温度依存性

これは熱レンズ効果によってTEM<sub>00</sub>モード径が決まっているため、熱レンズ効果が直接結晶周囲の温度には依存しないためである。

図4-21に励起パワー4 W以上の高次モードにおけるスロープ効率の温度依存性を示す。図4-20から分かるように温度上昇と共に高次モードの発振モード径も急激に縮小するためにモードマッチングが低下しスロープ効率も減少するようすがわかる。また図4-15において20℃のn-YAGと55℃のs-YAGが、8 W励起吸収時にほぼ同じ出力が得られているが、図4-17と20からそのときの両者の発振モード径もほぼ同じであり、また図4-21からスロープ効率も同等の値が得られている。高次モード動作時においては熱レンズ効果より、結晶の温度によって発振モード径が制限され発振特性が決定されていることが分かった。

#### 4-6-6 高出力化への検討

以上の実験および理論解析から複合化したNd:YAG結晶をLD端面励起の構成に適用することにより、活性領域内の温度上昇の低減によって準3準位発振特性が著しく向上し、高出力動作が可能になること、またその発振特性は温度に依存した結晶内での吸収損失に強い影響を受けていることが理解できた[4-20]。今回行った実験の励起光源及び共振器の構成では、温度の低減効果がロスの低減による高次モードの発振という形で出力の増加に反映されたが、もちろん今後励起やレーザー共振器の構成を最適化することによって高次モードではなくTEM<sub>00</sub>モードによってこれらのゲインを取り出すことが可能である。また最近報告されているように特別な光学系を用いて細く絞ったLDの励起ビームを用いてモードマッチング効率を上げることもTEM<sub>00</sub>出力の向上につながるが[4-17]、最終的に活性領域内の温度上昇がロスの増大を招き、高出力動作の限界をもたらすことに本質的な変化はない。従って複合結晶を用いる優位性は明確である。またあまり高出力の励起ビームを細く絞ると結晶内の温度上昇が急増し吸収ロスが増えたり、局所的な熱レンズなどによってかえって出力特性が劣化することも考えられる[4-21,22]ため、今回の実験構成で得た得た知見は重要である。このように、Nd:YAGの946 nm発振をはじめとする準3準位発振レーザーの高出力動作においては、励起による結晶内の温度上昇を十分考慮しながら構成の最適化を行っていく必要があり、複合型レーザー結晶構造はどのような構成においても効果的に温度上昇を抑えることができる点で非常に有用であることが今回の実験結果から再認識できた。

#### 4-6-7 複合型 Nd:YAG による高出力ブルー光発生

Nd:YAG の 946 nm における準 3 準位発振は、特に第 2 高調波 (SH 光) を発生させることで 473 nm のブルー光が得られることから最近注目されている。レーザー結晶の複合化により 946nm の発振効率が著しく改善されることから、この構成をブルー光発生に適用すれば、非線形効果によりさらに高効率で高出力のブルー光を発生させることができるはずである。

図 4-2-2 は複合型 Nd:YAG を用いて、946 nm の第 2 高調波ブルー光を高効率に発生させるための実験構成である。励起光源はファイババンドル出力型 LD (出射径  $\phi$  1.55 mm、NA

0.11、最大出力 cw 30 W、OptoPower 社製) である。一旦コリメートされた励起ビームは焦点距離 60 mm のアクロマティックレンズおよび焦点距離 175 mm のメニスカスレンズによりレーザー結晶内でスポット径 (半径) 290  $\mu$ m まで集光される。共振器は 2 枚の平面ミラー M1、M2 と、1 枚の曲率半径 100 mm の凹面ミラー OC からなり、すべてのミラーは発振光 946 nm に対して 99.9% 以上の高い反射率を有する。また M1 は励起光の 810 nm に対して 95% の高い透過率、M2 は発生する SH 光 473 nm に対して 99.5% 以上の高い反射率、OC は 473 nm に対して 95% 以上の透過率を有する。なお、M1-OC の距離は 200 mm、OC-M2 は 65 mm である。

複合型レーザー結晶は、先の実験で用いた d-YAG で、Nd を含む活性領域長さ 1 mm の両端面に 3 mm のアンドープ結晶を複合化したものである。SH 光の発生にはタイプ I の位相整合条件を有する非線形光学結晶 KNbO<sub>3</sub> (長さ 3mm、三井化学製) を用いた。この結晶の両端面には 946 nm 及び 473 nm に対して AR コーティングが施されている。

図 4-2-3 は励起光吸収パワーに対する 473 nm ブルー光の出力特性を示す。8 W 励起吸収時に最大 cw ブルー出力 750 mW を得た。図 4-2-2 に示すように共振器内には横モード制御のためのアパーチャ等挿入していないために、横モードは高次 ( $M^2=2-3$ ) であった。なお通常の Nd:YAG 単結晶 (厚さ 1mm) を用いた場合には、同じ 8W 励起吸収時に得られた最大出力は 300 mW であった。複合型結晶を用いることで共振器内部の基本波

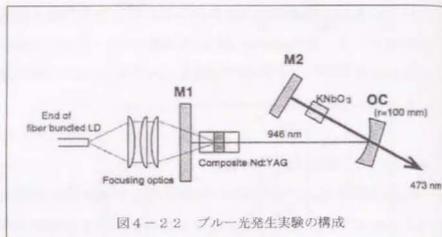


図 4-2-2 ブルー光発生実験の構成

(946nm) 光のパワーが高まり、2 倍以上の高いブルー光パワーを得ることが出来た。

図 4-2-4 は KNbO<sub>3</sub> の温度に対するブルー出力の変化の様子を測定した結果である。16°C の時に最大となり 19°C で出力が半減する。この温度許容幅は通常の KNbO<sub>3</sub> の温度整合許容幅 (~1°C) に比べかなり広いが、これは高い共振器内部の基本波によって KNbO<sub>3</sub> 内で形成される温度分布によって実効的に広く見えているものと考えられる。

図 4-2-5 は得られたブルー出力の時間変化を現す。内部共振器型レーザーに特有に見られるカオス状の激しい低周波ノイズが観測された。なお、このノイズの解消法については 5 章において詳しく検討する。

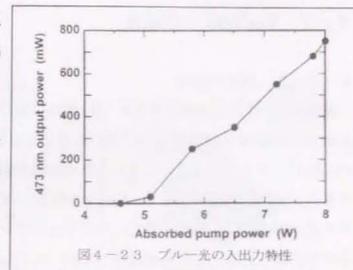


図 4-2-3 ブルー光の入出力特性

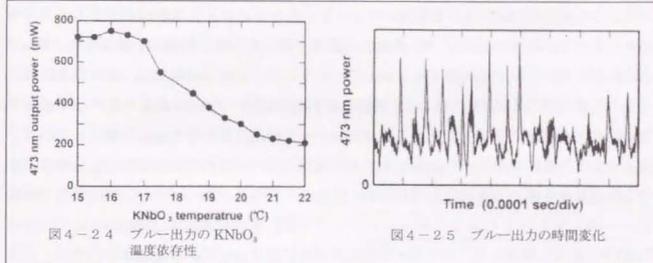


図 4-2-4 ブルー出力の KNbO<sub>3</sub> 温度依存性

図 4-2-5 ブルー出力の時間変化

## 4-7 Tm:YAG への適用

### 4-7-1 結晶の構成

波長  $2\ \mu\text{m}$  付近で発振する Tm、Ho 添加の固体レーザーは、アイセーフレーザーとして医療分野や環境計測分野での応用が近年注目されているが、特に Tm:YAG レーザー[4-23~25]は波長  $0.785\ \mu\text{m}$  の LD による直接励起が可能で、しかもエネルギー遷移過程におけるクロス緩和過程によって、励起光を吸収した Tm イオンはレーザー上準位 ( $^3F_4$ ) へ緩和すると同時にレーザー上準位に別の Tm イオンを励起するために、結果として 2 倍の量子効率を得られる。また発振波長が  $1.87\sim 2.17\ \mu\text{m}$  の間で可変もできる。しかしながら基底準位とレーザー下準位とのエネルギー差が小さい準 3 準位遷移であるために、レーザー下準位に熱的に励起された Tm イオンによってレーザー発振光の再吸収が起こる。したがって Nd:YAG の  $946\ \text{nm}$  発振同様、結晶の複合化によって発振特性の大幅な改善が期待できる。

本実験で試作した複合型結晶は、活性領域として  $\phi 3\ \text{mm}$ 、長さ  $2\ \text{mm}$  の Tm:YAG を用いた。この長さは用いた LD 励起光のコンフォーカル長がおおよそ  $1.5\ \text{mm}$  であることで決めた。また Tm 濃度は 6% とした。  $2\ \text{mm}$  の長さでおおよそ 50% の励起光を吸収する。 Tm はさらに高いドーピングも可能であるが、アップコンバージョンが増加し、効率が逆に低下するのを避けるために 6% に留めた。拡散接合するアンドープ YAG 結晶の長さは  $1\ \text{mm}$  で、Tm:YAG の両端面に接合した。接合するアンドープ結晶の厚みを  $1\ \text{mm}$  と薄くしたのは、図 4-3 の計算結果から、  $1\ \text{mm}$  以上であれば温度上昇がほぼ抑えられることと、輝度の低い LD 励起光を高い NA で絞ら込むため、アンドープ結晶が長すぎると、励起端面で励起光の一部が遮られてしまう心配があるからである。また比較のため複合化していない Tm:YAG 結晶も用意した。レーザー結晶の両端面には  $2\ \mu\text{m}$  における AR コーティング及び  $785\ \text{nm}$  における HT コーティングが施されている。

### 4-7-2 温度上昇の低減

図 4-2-6 (a)、(b) はそれぞれ、今回試作した複合型結晶と単結晶における端面励起時の温度上昇を有限要素法を用いて計算した結果である。入射熱エネルギーは  $5\ \text{W}$ 、励起ビーム径を  $200\ \mu\text{m}$ 、吸収率を  $3\ \text{cm}^{-1}$  と仮定した。入射に熱エネルギーをとったのは、クロス緩和などで吸収エネルギーから熱エネルギーへの変換効率の見積りが複雑であるからである。Nd:YAG の熱伝導率を  $13\ \text{W/mK}$ 、結晶の周囲温度は  $297\ \text{K}$  で一定とした。この計算

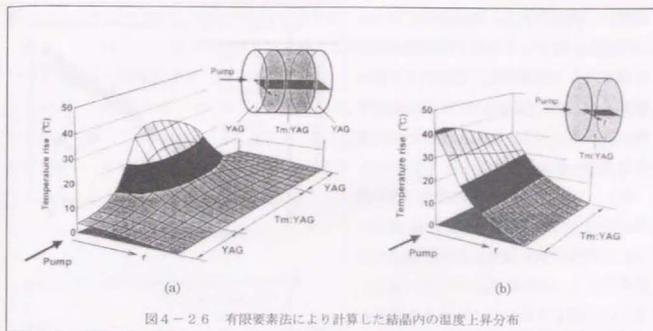


図 4-2-6 有限要素法により計算した結晶内の温度上昇分布

結果より複合化によって結晶内のピーク温度は  $8^\circ\text{C}$  低減されることが予想される。これは単結晶の温度上昇の 19% に相当する。

### 4-7-3 発振特性

以下の発振実験では、これらのレーザー結晶は、波長  $785\ \text{nm}$  のファイバーバンドル出力型 LD (コア径  $\phi 1.15\ \text{mm}$ 、NA 0.11、最大出力  $\text{cw } 15\ \text{W}$ 、OptoPower 社製) によって、平面共振器エンドミラーを通して端面励起される。そのエンドミラーには  $2010\ \text{nm}$  において 99.5% 以上の高い反射率、 $785\ \text{nm}$  において 95% 以上の高い透過率のコーティングが施されている。直線型共振器のもう一方の出力ミラーは曲率半径  $100\ \text{mm}$  の凹面で、 $2010\ \text{nm}$  において 2% の透過率を有する。レーザー結晶はエンドミラーに近接して配置され、ペルチエ素子により高精度に温度制御されている。結晶内での励起ビームウェスト径 (半径) は  $155\ \mu\text{m}$  で、コンフォーカル長は  $1.5\ \text{mm}$  である。レーザー発振モード径は約  $160\ \mu\text{m}$  (熱レンズを無視した場合) と予想されるので、良好なモードマッチングが期待できる。

図 4-2-7 は両結晶において、閾値近傍の  $2.24\ \text{W}$  励起光吸収時におけるレーザー発振出力の結晶温度依存性を

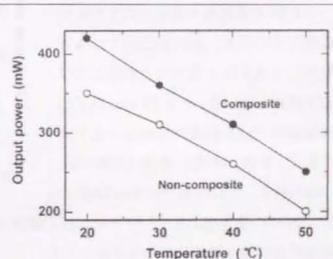


図 4-2-7 出力の温度依存性

測定した結果である。共振器長は 50 mm と短くし、熱レンズ効果が出力の飽和に影響することを避けた。この図より複合型結晶は通常の結晶に比べ 10°C 温度が低いことが分かる。これは先ほどの計算とも良く一致する。

図 4-28 (a), (b) はそれぞれ、複合型 Tm:YAG 結晶と通常の Tm:YAG 結晶の入出力特性の共振器長依存性を測定した結果である。結晶温度は 20°C で一定とした。この図より分かるように共振器長を 50 mm から 100 mm まで長くすることで、両結晶ともレーザ発振モード径が小さくなり閾値が低下するが、励起パワーが上がり熱レンズの焦点距離が共振器長に等しくなりあたりで、発振が不安定になり出力が低下する様子が観測できる。両結晶を比較すると複合型結晶の方が熱レンズ効果が緩和され、長い共振器長でもより高い出力まで動作している。たとえば共振器長 90 mm の場合、(a) の複合型結晶では 6 W の励起まで最大出力 1.7 W まで動作しているが、(b) の単結晶では 4 W 励起時に 0.8 W が最大でそれ以上では発振が停止している。一方 70 mm 以下の短共振器時では単結晶でも出力の低下は見られず、6 W 励起時に最大 1.5 W の出力が得られる。これは複合型 Tm:YAG の

6 W 励起時の最大出力 1.75 W とそれほど顕著な差ではない。これは図 4-27 でも示した発振閾値の結晶温度依存性を反映したものである。しかしながら励起パワーを 6 W よりさらに上げた場合には同様に単結晶の方が先に出力低下を起すことは明らかで、高出力

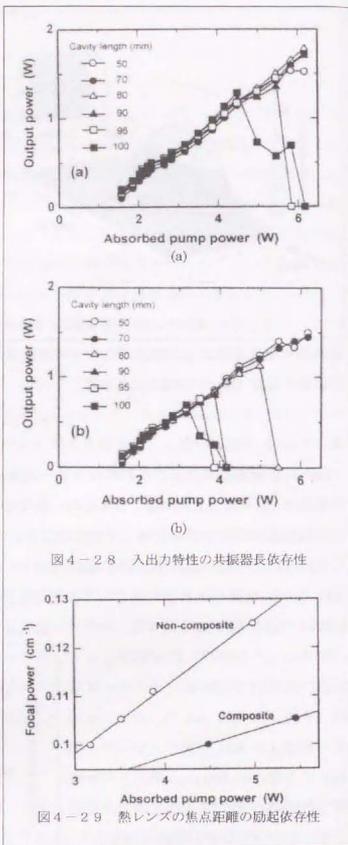


図 4-28 入出力特性の共振器長依存性

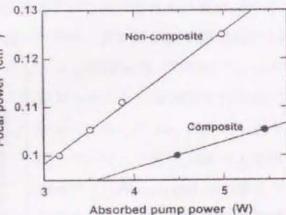


図 4-29 熱レンズの焦点距離の励起依存性

動作における複合型結晶の優位性は変わらない。

図 4-29 は図 4-28 に観察された出力の飽和から実効的な熱レンズの焦点距離 (図では縦軸に焦点距離の逆数 (focal power) をとっている) 求めたものである。複合化によっておよそ 15% 程度熱レンズ効果が低減される。特に Tm:YAG においては発振効率の悪さから熱レンズの効果自体が非常に大きく、同じ励起パワーの Nd:YAG に比べ 2 倍程度焦点距離が短い。このため複合化による 15% の改善の効果は著しく、共振器設計に非常に大きな自由度をもたらすものである [4-26]。

## 4-8 サファイアとNd:YAGの複合化

### 4-8-1 異種母材との複合化

レーザー発振媒質と異なる母材との複合化は、発振特性の向上と共に固体レーザーの新しい機能的な集積を可能にする。たとえばNd:YAGレーザー結晶の励起端面に、サファイア( $Al_2O_3$ )を複合化すれば、サファイアはYAGに比べ熱伝導率が4倍高いために、先に述べたYAGとの複合化に比べ、放熱効果がより一層改善されることが期待できる。

今回実験評価したサファイアとNd:YAGとの複合型レーザー結晶は、米国ONYX OPTICS, Inc.において製作されたものである。Nd:YAG結晶(Nd濃度1.1at%、外径 $\phi$ 5mm、長さ5mm)のLDで励起される端面側に、サファイア結晶(外径 $\phi$ 5mm、長さ1mm)を複合化した。結晶の両端面にはレーザー発振波長(1064nm)におよびLD励起波長(810nm)におけるARコーティングが施されている。また比較のために複合化していない通常のNd:YAG結晶も用意した。

### 4-8-2 温度上昇の低減

図4-30(a)~(c)は、端面励起時の結晶内の温度上昇を有限要素法で見積もった結果である。同図(a)はサファイアとの複合型結晶、(b)はサファイアの代わりに

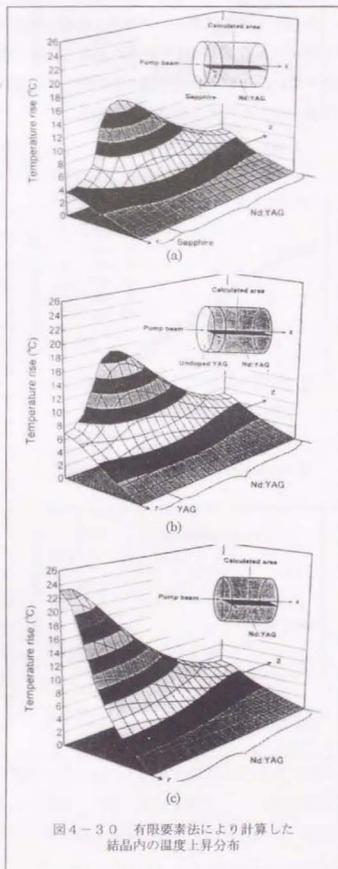


図4-30 有限要素法により計算した結晶内の温度上昇分布

同じサイズのYAGを複合化した結晶、(c)は複合化していないNd:YAG結晶で、(a)と(c)の仮定したサイズは実験に準備したものと同じものである。なお(b)は実際には試料を作成していない。入射励起光エネルギーは10Wで、ビーム径(半径)500 $\mu$ mのコリメート光を仮定した。実験で用いた励起光がファイバー出力型であることからビーム面内の強度は均一とした。Nd:YAGレーザー媒質内での励起光の吸収係数は4.5 $cm^{-1}$ 、吸収された励起光のうち30%が熱に変換されると仮定した。またNd:YAGとサファイアの熱伝導率は、それぞれ13、40W/m/Kとした。結晶周囲の温度は300Kで一定としている。

同図より、サファイアとの複合化によって、放熱がより効果的に促進される様子がわかる。Nd:YAG結晶内の温度上昇ピークは、(c)の単結晶の場合の23.2°Cに比べ、サファイアと複合化した結晶(a)では15.4°C(66%)まで低減されることが見積もられる。しかしYAGと複合化した結晶(b)においてもピーク温度は17.5°C(75%)までとかなり改善されている。両複合型結晶において、熱伝導率が4倍違うのにも関わらず、あまりピーク温度に差がないのは同図(a)、(b)の温度分布から分かるように、ピーク温度の位置が励起端面から離れたかなりNd:YAG結晶内部に位置しており、励起端面での放熱効果の影響を受けにくい状態になっているためと考えられる。しかしながら励起端面近傍に注目すると、サファイアとの複合型結晶ではYAGとの複合化結晶に比べ、温度上昇が約半分に低減されていることが分かる。

### 4-8-3 熱レンズ効果の低減

図4-31は、図4-30より各結晶の励起時における温度上昇に伴う屈折率の変化による実効的な光路長(Optical Path Difference)の変化を、結晶の径方向について計算した結果である。同図より分かるようにサファイアとの複合型結晶では、効果的な熱拡散による温度上昇の低減に伴い結晶中央での光路長の変化量が通常の単結晶に比べ10%低減されている。同時に傾きも緩やかになっており熱レンズ効果も大幅に緩和されることが期待される。これに対しYAGとの複合型結晶では最初の節でも述べたように通常の単結

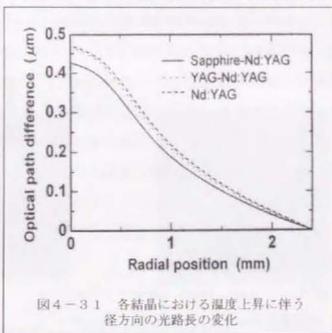


図4-31 各結晶における温度上昇に伴う径方向の光路長の変化

晶とほとんど変化が見られない。次にその効果を実験的に確かめる。

レーザー発振実験はサファイアとの複合型結晶と通常の単結晶の2種類の結晶を用いて行った。励起 LD はファイバーバンドル出力型（コア径 $\phi$ 1.55 mm、NA 0.11、最大出力 cw 30 W）で、曲率半径 2 m の凹面エンドミラーを通して、レーザー結晶を端面励起する。励起光の結晶内での集光ビーム径（半径）は 320  $\mu$ m である。エンドミラーは 1064 nm レーザー発振光に対して 99.5% 以上の高反射率、励起光に対して 95% 以上の高い透過率を有する。直線定在波型の共振器を構成するもう一方の平面出力ミラーは、発振光に対し 95% の部分反射率を有する。レーザー結晶はエンドミラーに近接して配置し、ペルチエ素子を用いた高精度温度制御装置によって 30°C に温度制御されている。実験は両結晶の出力特性の比較に重点を置いており、出力や横モードの点で共振器の最適化を行っていないために、得られるレーザー出力光の横モードは  $M^2$  値が 2 以上の高次モードである。

図 4-3-2 は、共振器長 150 mm における両結晶の入出力特性を示す。発振閾値は 700 mW でほぼ同じであるが、スロープ効率は複合型結晶（57%）の方が単結晶（60%）の比べてやや低い。この主な原因は、サファイア端面のレーザー発振光に対する AR コーティングが不良で、0.5% の高い反射率を有するためである。また異種材料との接合による屈折率のミスマッチによる接合界面での光の反射も損失となるが、サファイアと YAG との界面での反射率は実測でわずか 0.04% で、これは屈折率差から計算される反射率とも等しい。同図より複合型結晶の方が効率が悪いにも関わらず、高い励起入力まで出力が低下せず、単結晶に比べ 15% 高い光出力が得られた。これは熱レンズ効果の低減によるものである。

図 4-3-3 (a)、(b) は、図 4-3-2 に示した実験において、出射されるレーザー

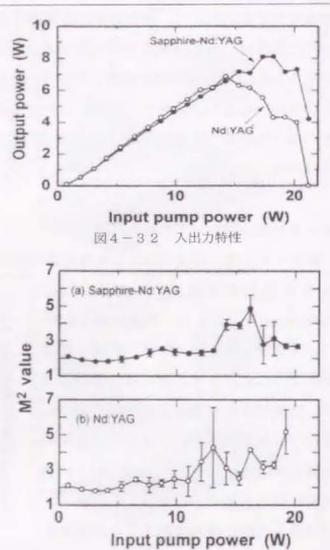


図 4-3-3 横モード ( $M^2$ ) の励起依存性

光の横モード ( $M^2$  値) の励起に対する変化を測定した結果である。この図より両結晶ともレーザー出力が飽和する付近で  $M^2$  値が 2 から、3 以上に急増し、さらに高次のモードへ移行しており、複合化することで横モードが大幅に劣化する励起入力 11 W から 15 W へと高出力側にシフトしている様子が見られる。

図 4-3-4 は、入力に対する各結晶の熱

レンズの焦点距離（図では縦軸に焦点距離の逆数（focal power）をとっている）を測定した結果である。これは共振器長を変えながら入出力特性を測定し、その出力が飽和する時の熱レンズの焦点距離がちょうどそのときの共振器長に等しいと考えた。この図より、サファイアと複合化することで焦点距離が 20% 長く改善されることが分かる。これは結晶のサイズは異なるがアンドロップ YAG と複合化した場合（図 4-4）に比べ 2 倍の改善である。ところでサファイアは YAG に比べ、 $dn/dT$  が 2 倍大きいため、図 4-3-0 に示したように温度上昇が半分になっても、屈折率の変化量としては変わらない。したがってこの熱レンズ効果の改善は主に Nd:YAG 結晶内での温度上昇の低減によるものであると考えられる。もちろん励起端面での熱による変形効果の改善も含まれている。

#### 4-8-4 複屈折効果の改善

図 4-3-5 は両結晶における複屈折効果の様子を測定した結果である。He-Ne レーザーをプローブ光としてその光路上に端面励起されたレーザー結晶と、それを挟むように 2 つのポラライザーを配置する。2 つのポラライザーはその最も透過する偏光の方位が直交するように配置されている。なおサファイアには複屈折があるため、その影響が透過像に出ないように、サファイアの結晶軸がポラライザーの結晶軸と平行になるよ

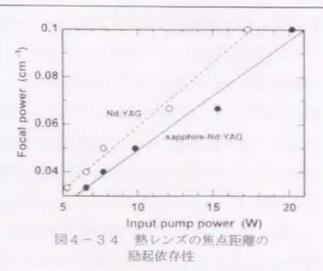


図 4-3-4 熱レンズの焦点距離の励起依存性

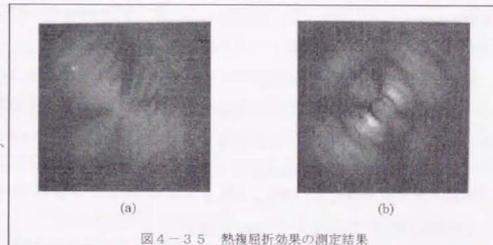


図 4-3-5 熱複屈折効果の測定結果

うにレーザー結晶を注意深く回転させて固定した。この状態で励起しない時にはまったくプローブ光が透過せず、透過光を CCD カメラで観察しても真っ黒で何も見えない。しかし励起を行うと結晶内で生じる熱むずみによって径方向とそれと垂直な方向を軸とする複屈折が発生する。このときプローブ光の偏光方向がレーザー結晶内で回転するため、ポラライザー同士が直交していても透過光が観測されるようになる。同図は 5W 励起時の透過光を CCD で測定した透過像で、同図(b)の通常の結晶では同心円上に黒い領域が少なくとも 2 本観測できる。これはちょうどその位置での結晶のリタレーションが  $\pi$  の整数倍になっていることを意味する。複屈折効果が強くなればこの黒い領域がより狭い間隔で多数観測される。これに対して同図(a)のサファイアとの複合型結晶では、明確な黒い領域を確認することが出来ない。このことは複合型結晶の方が複屈折効果が改善されていることを明確に示している。また YAG との複合型結晶では、図 4-7 で示したように結晶間で明確な複屈折効果の改善は観測されなかったことから、サファイアとの複合化によって熱レンズ効果のさらなる改善のみならず、熱複屈折効果も改善することができた。これはサファイアが元々複屈折結晶であるため、その部分が径方向を軸とする熱複屈折効果に寄与しないのに加えて、Nd:YAG 領域の温度上昇も抑えられているからである。なお、図 4-35 中の両結晶に見られる垂直と水平の黒いラインはその位置では熱複屈折の軸がちょうどポラライザーの軸に常に一致し、透過光がないためである。次にこの改善効果をレーザー発振特性から再確認する。

図 4-36 はレーザー共振器内にブリュースター板を挿入し、発振光の偏光を直線偏光に制御した場合の入出力特性を示す。そのほかの共振器構成は図 4-32 の測定時と同一である。同図より通常の Nd:YAG 結晶では励起入力 10W を越

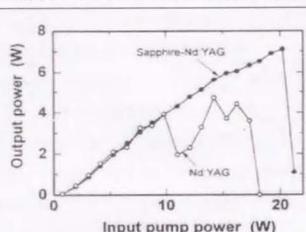


図 4-36 ブリュースター板を挿入した場合の入出力特性

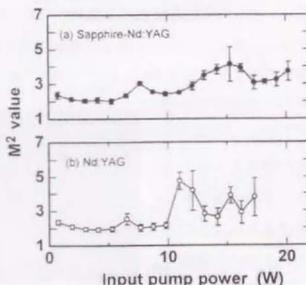


図 4-37 出射ビームの  $M^2$  の励起依存性

えたあたりで急激に出力が低下し、その後不安定な挙動を経て、発振が停止している。これに対し、サファイアとの複合型結晶ではそのような落ち込みはなく、励起入力 20W まで動作し、最大出力として 1.5 倍の 7W が得られている。図 4-30 から、通常の結晶に 10W 近傍での出力の落ち込みが見られないことから、これは熱レンズ効果ではなく熱複屈折による損失の増加にものと考えられる。このようにサファイアと複合化することで、熱複屈折効果が改善され、共振器内に偏光子を挿入した場合でも高出力まで安定して動作できることが確認できた[4-27]。

図 4-37 (a), (b) は、図 4-36 のブリュースター板挿入時の励起入力に対する横モード ( $M^2$  値) の様子を測定したものである。同図(a)の複合型結晶ではブリュースター板を挿入していない図 4-33 (a) とそれほど大きな変化は見られず、15 W 付近で熱レンズ効果によるモードの変化が見られる。これに対して(b)の通常結晶では、出力が急激に減少する 10 W 付近で高次モードへの急激な変化が観測された。

#### 4-9 まとめ

固体レーザー結晶の放熱性能を大幅に改善し、高出力動作を安定させる新しい試みとして、複合型レーザー結晶構造を提案し、実際に試作・発振実験を行ってその有意性を確かめた。その結果、結晶内の温度上昇、熱レンズ効果、熱複屈折効果の低減に、非常に有効であることが分かった。特に結晶の温度に対して発振特性が敏感な準 3 準位レーザー結晶に適用した場合、発振特性を大幅に向上させることができる。さらに、温度の低減に伴い局所的な熱歪みも緩和され、許容励起入力が改善されるために、様々な媒質の固体レーザーにおいて高出力特性を向上させることができた。最近では準 3 準位発振でありながら 100 W 以上を出力する LD 端面励起 Tm:YAG レーザーへ適用した例も報告されている[4-28]。また他の同様な考えに基づくレーザー結晶の端面励起構成において、拡散接合した複合型レーザー結晶構造が最も優れているという理論及び実験結果も報告されている[4-29]。

以上述べたように複合型固体レーザー結晶構造は、すべての端面励起固体レーザーの結晶内の温度上昇を低減し、高出力特性を大幅に改善できるものである。しかも比較的簡単な加工であれば大量生産も可能であり信頼性も高い。また使用時も通常のレーザー単結晶とほぼ同じ形態でよいため、新たな設備や装置を必要としない点でも非常に有用な高性能レーザー結晶構造である。今後は異種材料や機能材料との複合化により熱的な改善効果のみならず、機能的な集積化も可能になると考えられ、今後の発展が大いに注目される。

#### 4 章参考文献

- [4-1] R.H.Senn, and L.E.Record, "Multiform crystal and apparatus for fabrication," U.S.patent no.5,394,420 Feb. (1995)/同, 特開平, 7-288352, Oct. (1995).
- [4-2] S.R.Bowman, J.G.Lynn, S.K.Searles, B.J.Feldman, J.M.McMahon, W.Whitney, C.Marquardt, D.Epp, G.J.Quarles and K.J.Riley, "Power scaling of diode-pumped 2 micron lasers," IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1993 Annual Meeting(Nov.15-18,1993,San Jose,C.A.),Paper SSL2.2
- [4-3] M.G.Jani, N.P.Barnes, K.E.Murray and G.E.Lockard, "Diode-pumped, longpulse length Ho:Tm:YliF<sub>4</sub> laser at 10Hz," in Advanced Solid-State Lasers, OSA Technical Digest WE6(Optical Society of America, Washington, D.C., 1995)pp.301
- [4-4] 常包正樹、井原正博、田口昇、稲場文男, "複合型 Nd:YAG 結晶構造による放熱の改善法", 第 5 6 回応用物理学会講演予稿集 27a-D-3(1995 秋) pp.840.
- [4-5] 常包正樹、田口昇、稲場文男, "複合型結晶構造による固体レーザーの高性能化," レーザー研究, vol.24, no.11 pp.1203-1210 Nov. (1996).
- [4-6] M.Tsunekane, N.Taguchi, T.Kasamatsu, and H.Inaba, "Analytical and experimental studies on the characteristics of composite solid-state laser rods in diode-end-pumped geometry," IEEE J.Sel.Top.Quantum Electron. vol.3, no.1 pp.9-18 Feb. (1997).
- [4-7] (株) ナムテック : 東京都中野区弥生町 4-34-14
- [4-8] ONYX OPTICS, Inc. : 6551 Sierra Lane Dublin, CA 94568 /ホームページ www.onyxoptycs.com
- [4-9] 矢川元基:「流れと熱伝導の有限要素法入門」(有限要素法の基礎と応用シリーズ 8), 培風館 (1992).
- [4-10] Walter Koehler: Solid-State Laser Engineering (Springer Series in Optical Sciences Vol.1, Springer-Verlag)
- [4-11] S.C.Tidwell, J.F.Seamans, M.S.Bowers and A.K.Cousins, "Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG laser to high average powers," IEEE J.Quantum Electron. vol.28, no.4 pp.997-1009 April (1992).
- [4-12] Laser Focus World (1995).
- [4-13] T.Taira, A.Mukai, Y.Nozaawa, and T.Kobayashi, "Single-mode oscillation of laser-diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> microchip lasers," Opt.Lett. vol.16, no.24 pp.1955-1957 Dec. (1991).
- [4-14] M.Tsunekane, N.Taguchi and H.Inaba, "High power operation of diode-end pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser using composite rod with undoped end," Electron. Lett. vol.32 no.1 pp40-41 Jan. (1996).
- [4-15] Frank Hanson, "Improved laser performance at 946 nm from a composite Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> rod," Appl.Phys.Lett. vol.66, no.26 pp.3549-3551 June (1995).
- [4-16] T.Y.Fan, "Aperture guiding in quasi-three-level lasers," Opt. Lett, vol.19, no.8, pp.554-556 April (1994)
- [4-17] W.A.Clarkson, R.Koch, and D.C.Hanna, "Room-temperature diode-bar-pumped Nd:YAG laser at 946 nm," Opt. Lett, vol.21, no.10, pp.737-739 May (1996).
- [4-18] T.Y.Fan, and R.L.Byer, "Modeling and cw operation of a Quasi-Three-level 946 nm Nd:YAG laser," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.QE-23, no.5, pp.605-612 May (1987).
- [4-19] W.P.Risk, Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses, " J. Opt. Soc. Am, B, vol.5, no.7, pp.1412-1423 (1988).
- [4-20] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "Efficient 946-nm laser operation of a composite Nd:YAG rod with undoped ends,"
- [4-21] C.J.Flood, G.Giuliani, and H.M.van Driel, "Preferential operation of an end-pumped Nd:YAG laser in high-order Laguerre-Gauss modes," Opt. Lett, vol.15, no.4 pp.215-217 Feb. (1990).
- [4-22] J.Frauchiger, Peter Albers, and Heinz P. Weber, "Modeling of thermal lensing and high order ring mode oscillation in end-pumped cw Nd:YAG lasers," IEEE J.Quantum Electron. vol.28 no.4 pp.1046-1056 April (1992).
- [4-23] R. C. Stoneman and L. Esterowitz, "Efficient, broadly tunable, laser-pumped Tm:YAG and Tm:YSGG cw lasers," Opt. Lett. 15, pp.486-488 May (1990).
- [4-24] T. S. Kubo, and T. J. Kane, "Diode-pumped lasers at five eye-safe wavelengths," IEEE J. Quantum Electron. 28, 1033-1040 April (1992).
- [4-25] T. Yokozawa and H. Hara, "Laser-diode end-pumped Tm<sup>3+</sup>:YAG eye-safe laser," Appl. Opt. 35, 1424-1426 (1996).
- [4-26] M.Tsunekane, N.Taguchi, H.Inaba, "Improvement of thermal effects in a diode-

end-pumped, composite Tm:YAG rod with undoped ends," Appl. Opt. accepted for publication (1999).

- [4-27] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "Reduction of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Nd:YAG rod with a sapphire end," Appl.Opt. vol.37, no.15 pp.3290-3294 May (1998).
- [4-28] E.C.Honea, R.J.Beach, S.B.Sutton, J.A.Steth, S.C.Michell, J.A.Skidmore, M.A.Emanuel, and S.A.Payne, "115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser," IEEE J.Quantum Electron. vol.33, no.9 pp.1592-1600 Sep. (1997).
- [4-29] R.Weber, B.Neuenschwander, M.M.Donald, M.B.Roos, and H.P.Weber, "Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods," IEEE J.Quantum Electron. vol.34, no.6 pp.1046-1053 June (1998).

## 5 Passive FM レーザー動作による内部共振型レーザーの低ノイズ化

### 5-1 背景

2章で述べた全固体Ti:サファイアレーザーシステムにおいて試作したLD励起内部共振型Nd:YAG レーザーをはじめ、近年レーザー共振器内の高い光強度を利用し非線形光学素子を共振器内に挿入することで、レーザー発振光(基本波)の第2高調波(SH光)を高効率に発生させる方法(内部共振)が普及している。これらのコヒーレント光源(可視~紫外域)はTi:サファイアの励起以外に、さまざまな材料の加工や計測、光メモリー、生物医学への応用が期待されている。しかしながら内部共振型レーザーにおいては、基本波が複数の縦モードを有する場合、非線形光学結晶内でそれぞれの縦モード間の和周波も各縦モードの第2高調波と同時に発生する。ところがこの和周波を介して複数の基本波縦モードがエネルギー的に強く結合し、モード間でロスをやとりしながら激しく振動することで、SH光に低周波のカオス状ノイズが発生し実用化への大きな障害の一つとなっていた。これは特に、最も普及しているNd:YAGやNd:YVO<sub>4</sub>(発振波長1064nm)をレーザー媒質とする内部共振型レーザーにおいては、発生する第2高調波の色から「グリーンプロブレム」という名称で広く知られている。このノイズの発生メカニズムはBaer [5-1]によって初めて物理的なモデルとレート方程式が提案され、WuとMandel [5-2]によって詳細に解析された。

現在まで、このノイズを抑制するいくつかの手法が提案されている。岡ら[5-3]はレーザー共振器内にλ/4板を挿入し、レーザー共振器内の2つの固有偏光モード間での和周波の発生を抑えることで低ノイズ化に成功した。この方式の、先ほどのBaerのレート方程式を用いた詳細な解析がJamesら[5-4]やWiesenfeldら[5-5]によって行われている。

また、共振器内のレーザー発振(基本波)を単一縦モード化することでノイズを回避する方法は最も本質的で一般的である。定在波型の共振器内に、狭帯域化のためのエタロン[5-1]や複屈折フィルター[5-6,7]を挿入することで、比較的低出力(<1W)であれば単一縦モード動作の維持が可能である。また単一方向発振させたリング共振器レーザーの場合には、空間的なホールバーニングの解消により、より高出力まで安定した単一縦モード動作が可能である。Selkerら[5-8]はこの方法で8.5Wの低ノイズグリーン光を得ている。

また逆に縦モードの数を100以上に増やすことによりノイズを抑える方法も提案されている。Magniら[5-9]はランプ励起であるが内部共振型Nd:YLFレーザーにおいて、縦モ

ードの数を 250 まで増やすことで 13.5W の低ノイズグリーン出力を得ている。また Nighan と Cole[5-10]は LD 励起の内部共振器型 Nd:YVO<sub>4</sub> レーザーにおいて縦モードの数を 100 まで増やし 6W のローノイズグリーン光を得ている。

これに対し、著者は単一縦モードでもなくまた 100 以上の縦多モードでもない、3~5 本のモードの数によるまったく新しいノイズ抑制方法を実験的に見いだした[5-11]。しかもこれは passive FM レーザー動作という、これまで報告されていない新しい物理現象に基づいていることが分かった。本節では得られた実験結果に対して理論的な検討を加え、この新しい現象について解明と理解を試みた。さらにノイズ抑制方式として他の方式との比較検討を行った。

## 5-2 Passive FM レーザー動作 Nd:YAG グリーンレーザー

### 5-2-1 実験構成

図 5-1 に新しいノイズ抑制方法に基づく LD 励起内部共振器型 Nd:YAG グリーンレーザーの構成を示す。これは 2 章で述べた全固体 Ti:サファイアレーザー励起用のグリーンレーザーと同一であり、入出力特性及びノイズ(相対雑音強度)のスペクトル特性についてはすでに 2 章で詳しく述べた。本章では特に縦モードのスペクトルデータを中心に議論を進める。

再度簡単に構成を振り返ると Nd:YAG 結晶(Nd 濃度 1.1 at%、外径φ5 mm、長さ5 mm)は、共振器の折り返し平面ミラー-M2 を通して、ファイババンドル出力型の LD によって端面励起される。Nd:YAG 結晶の両端面にはレーザー発振波長 1064 nm および励起波長 810 nm における AR コーティングが施されている。共振器は Z 型で 3 枚の平面ミラー-M1 ~M3 と一枚の凹面ミラー-OC (曲率半径 70 mm) よりなる。すべてのミラーは 1064 nm のレーザー発振光に対して 99.9% 以上の高い反射率を有し、このうち M2 は LD 励起光の 810 nm に対して 95% 以上の透過率を有し、また M3 は発生する SH 光 532 nm に対して

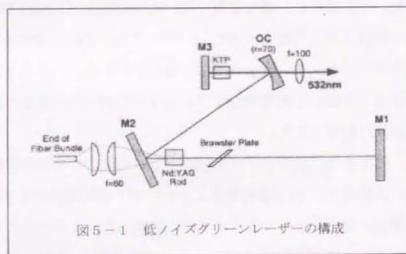


図 5-1 低ノイズグリーンレーザーの構成

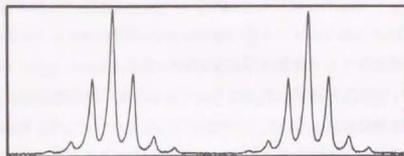
99.5%以上の反射率、OC は 532 nm に対して 95%以上の透過率を有する。これによって Nd:YAG レーザロッドの効果的な励起やレーザー共振器 OC-M3 間で発生する SH 光を効率的に OC 側から取り出すことが出来る。また同図に示すように共振器内には Type II の位相整合条件を有する非線形光学結晶 KTP (長さ 5 mm) とプリュースター板 (合成石英、厚さ 1mm) が挿入されている。プリュースター板の最も透過率の高い偏光方位は、KTP 結晶の異常光線軸に対して 45° になるように配置されており、Type II の条件で KTP の波長変換が最も効率よく行われるようにレーザー発振光の偏光方向を制御している。また同時にプリュースター板と複屈折媒質 KTP でいわゆる複屈折波長フィルターを形成しており、発振スペクトルの狭帯域化を行っている。なお KTP は予め Nd:YAG のゲインピークの波長近傍でリタデーションが 0 または  $\pi$  の整数倍になる温度に設定しており、共振器内に挿入後、グリーン出力が最大になるようにその角度のみを微調整した。これによって Nd:YAG のゲインピークの波長近傍で位相整合条件を最適化することができ、最も効率のよい波長変換を実現している。KTP の両端面には 1064nm と 532nm における AR コーティングが施されている。

図 5-1 において共振器ミラー-M1 と Nd:YAG ロッドの間隔は 300mm (典型値)、Nd:YAG-M2-OC の間隔は 250mm、OC と M3 の間隔は 40mm である。この Z 型の共振器構成においては、フラットのエンドミラー-M1 と Nd:YAG ロッドの間隔を大きく変化させても、同時に OC-M3 の間隔をごくわずか (~数 mm) 調整することで常に安定した発振が実現できる。従ってミラー-M1 の位置を前後に可変させることで、共振器長や共振器内におけるレーザー媒質の位置を変えながらレーザー発振特性の変化を調べることができる。

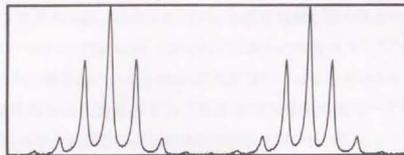
### 5-2-2 発振スペクトル

2-1 節で述べたようにこのグリーンレーザーは基本波縦多モード発振でありながら非常に低ノイズで動作する。図 5-2、図 5-3 はそれぞれ、発振光 (基本波) と 2 倍波グリーン光の縦モードスペクトルをファブリペロー干渉計 (基本波 FSR=2.5 GHz、グリーン FSR=5 GHz) で測定した結果である。共に Nd:YAG 結晶と M1 との間隔をパラメータとして、300 mm から 100 mm まで変化させた場合の縦モードの変化の様子を示す。ただし M3-OC の間隔も M1-Nd:YAG 間隔の変化に応じて出力が最大になるように、数 mm 程度調整している。なお、Nd:YAG-M2-OC の間隔は 250 mm で変化させていない。

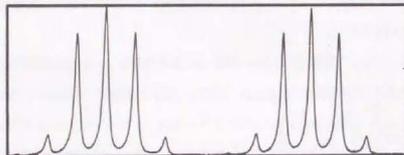
M1-Nd:YAG:  
300mm



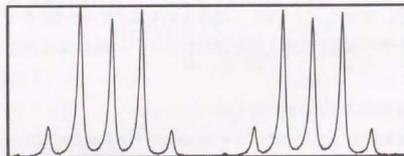
200mm



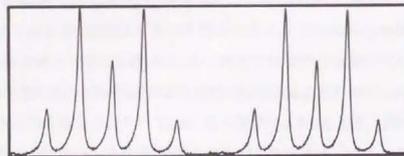
150mm



125mm



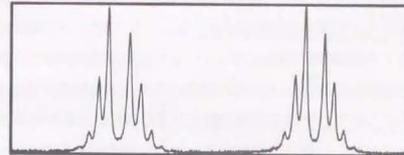
100mm



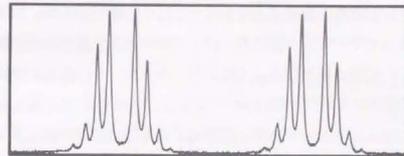
Frequency FSR: 2.5GHz

図5-2 基本波縦モードスペクトルのM1-Nd:YAG 間隔依存性

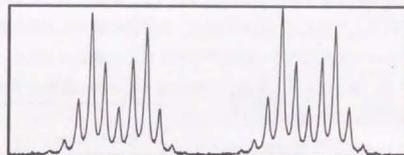
M1-Nd:YAG:  
300mm



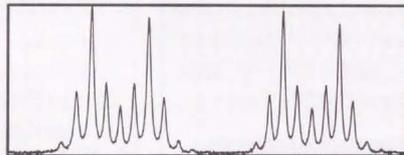
200mm



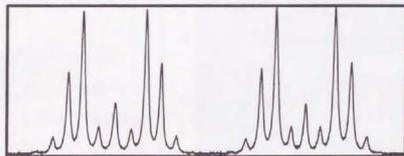
150mm



125mm



100mm



Frequency FSR: 5GHz

図5-3 グリーン光縦モードスペクトルのM1-Nd:YAG 間隔依存性

図5-2より、このレーザは基本波としては共振器長で決まる縦モード間隔で主に3本の縦モードで動作している。また、M1-Nd:YAG 間隔が短くなるにつれ共振器全長が短くなるために縦モード間隔が広がる様子が分かる。この縦モード間隔は約60 cmの共振器長で決まる縦モード間隔250 GHzに等しい。また主要な3本の縦モードの強度比に注目すると、M1-Nd:YAG 間隔が300 mmの時は中央の縦モードの強度が最も高く、M1-Nd:YAG 間隔が短くなるにつれて、次第に両側の縦モードの強度が相対的に高くなり、M1-Nd:YAG 間隔が125 mmの時、逆転して両側のモードの方が中心より高くなっている。この変化は共振器長や共振器間隔の変化によるものではなく、M1-Nd:YAG 間隔を短くすることで、共振器全体におけるレーザ-媒質Nd:YAGの相対的な位置がほぼ中央から次第にエンドミラーM1に近い位置に移動することにより、各縦モードによって形成される定在波によるゲイン媒質内でのエネルギー抽出効率の変化によるものと考えられる。例えばM1-Nd:YAG 間隔が300 mmの場合、レーザ-媒質は共振器のほぼ中央に位置する。この場合レーザ-媒質内に形成される定在波の空間分布を考えてみると、図5-4に示すように中央の1本の縦モードによって形成される定在波と、共振器の縦モード間隔で決まるすぐ隣の2本の縦モードによって形成される定在波がちょうど1/4波長分ずれているため、腹と節の位置がちょうど互い違いになっている。これによって中央の縦モードで抽出しきれなかったゲインを両側のモードで最も効率よく抽出

できるような空間的位置関係になっている。これら3本の定在波の相対的な位置関係は、共振器長や縦モード間隔ではあまり変化がなく、共振器内でのレーザ-媒質の相対的な位置によって大きく変化することは容易に理解される。また図5-3のグリーン光のスペクトルからは、縦モード間の和周波の発生も明確に確認される。しかしながらこのように共振器長やレーザ-媒質の位置を大きく変化させても著者の実験時間内ではグリーンプロブレムによるノイズの発生は観測されなかった。

さらに内部共振器型レーザ-でこのよう

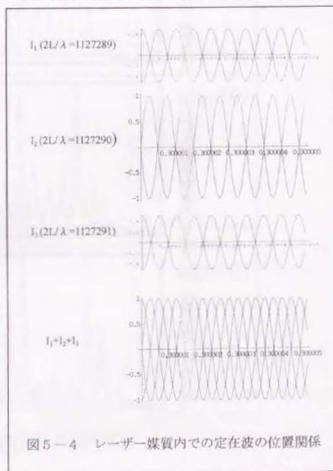


図5-4 レーザ-媒質内での定在波の位置関係

な低ノイズ性能が維持されるには、どのようなパラメータが影響しているのかを詳しく調べた。まず、M3ミラーにおける532 nmの反射の影響について検討した。ミラーM3を532 nmに対して95%以上の透過率を有するものに変更した場合、基本波の縦モードプロファイル自体には変化が現れなかったが、M1-Nd:YAGの距離を175 mm以下まで短く、あるいは400 mm以上に長く設定した場合、グリーンプロブレムによると思われる弱いノイズの発生が観測された。図5-5(a)、(b)は、それぞれNd:YAG-M1の距離を100 mmにした場合の基本波の縦モードスペクトルと、グリーン出力の時間変動を示す。このようにM3におけるグリーン光の折り返しを弱めることでノイズの発生が観測されることから、折り返されたグリーン光がKTP内でパラメトリック過程により再び1064 nmに戻され、それがノイズの抑制に何らかの助長的な効果を及ぼしている可能性が考えられる。しかしながらM1-Nd:YAGの間隔が200~300 mmの状態ではノイズは確認されなかった。

このグリーンレーザ-のノイズの発生しない許容範囲について、さらに実験的に調べたところ、励起入力及びKTP結晶の温度、角度及び位置を変えても、図5-2、図5-3に示した基本光及びグリーン光の縦モードスペクトルに大きな変

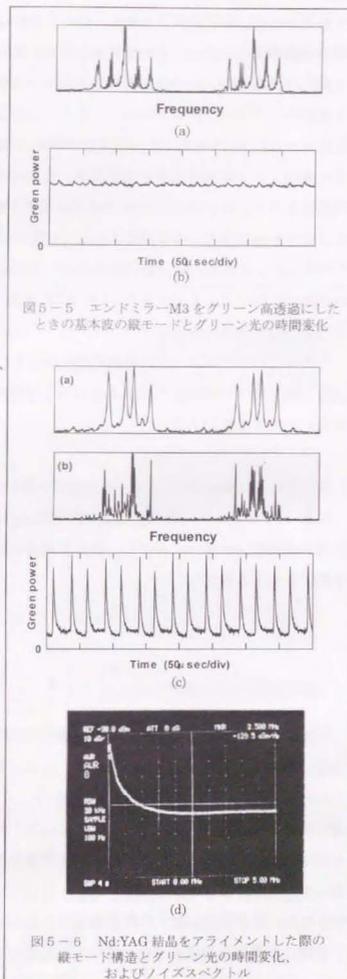


図5-5 エンドミラーM3をグリーン高透過にしたときの基本波の縦モードとグリーン光の時間変化

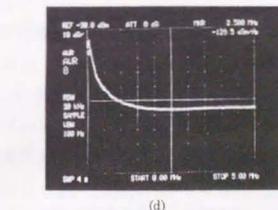


図5-6 Nd:YAG結晶をアライメントした際の縦モード構造とグリーン光の時間変化、およびノイズスペクトル

化は見られず、またノイズも発生しないことが分かった。また、オンオフを繰り返したり、長時間動作させた場合でも今回実験を行った範囲ではノイズの発生は確認できなかった。しかしながら唯一、Nd:YAG 結晶の両端面を共振器の光軸に対して厳密に垂直に配置したときのみ、グリーンプロブレムによると思われる典型的な激しい出力変動が観測された。図5-6(a), (b)はそのときの基本波の縦モードであり、(a)は瞬間的に安定した状態を示し、(b)はノイズが発生した状態を示す。また(c)はノイズが発生したときのグリーン光の時間波形を示す。(d)はそのときのノイズスペクトルを測定した結果である。これよりグリーンプロブレムによるノイズ成分は主に2MHz以下の低周波域にあることがわかる。しかしながらこのノイズはNd:YAG 結晶をレーザー発振光の光軸に対して、 $0.4^\circ$ 以上傾けてやれば完全に抑えることができた。またKTP結晶についてはその傾きによってノイズが発生するようなことはなかった。

そこで次の節ではノイズの発生原理を説明する上で用いられるBaerの連立レート方程式をこのレーザー共振器の構成条件のもとで解き、それがノイズの発生しない安定領域にあるのかをまず検討する。

### 5-2-3 Baerの連立レート方程式を用いた解析

Baerが1986年に発表した論文[5-1]によれば、N本の基本波縦モードで発振している内部共振器型レーザーにおける、波長変換過程を通して各縦モード間のエネルギー的結合を表すレート方程式は、

$$\tau_i \frac{dI_i}{dt} = \left( G_i - \alpha_i - \epsilon I_i - 2 \sum_{j=1}^N \epsilon I_j \right) I_i \quad (5.1)$$

$$\tau_j \frac{dG_j}{dt} = - \left( \beta I_j + \sum_{j=1}^N \beta_j I_j + 1 \right) G_j + G^0 \quad (5.2)$$

と表される。ただし、ここで $\tau_i$ は共振器周回時間(4 nsec)、 $I_i$ は*i*番目の縦モードの強度、 $G_i$ は*i*番目のモードのゲイン、 $\alpha_i$ は*i*番目の縦モードの共振器内ロス(0.015)、 $\epsilon$ は非線形カップリング係数( $5 \times 10^{-8} \text{ W}^{-1}$ )、 $\tau_j$ はレーザー媒質の蛍光寿命(0.24 msec)、 $\beta$ は自己飽和パラメータ(1  $\text{W}^{-1}$ )、 $\beta_j$ は交差飽和パラメータ(0.67  $\text{W}^{-1}$ )、 $G^0$ は小信号ゲイン(0.12)である。これらカッコ内は今回の実験条件に最も近いと考えられる数値を示す。

このレート方程式の表す内容を見てみると、(5.1)式は*i*番目の縦モードが共振器を一周する間の強度変化の様子を表している。右辺の項はそれぞれゲインを受けて増強される成

分と、共振器内損失およびSH光、和周波発生によって奪われる成分を示している。また(5.2)式は*i*番目の縦モードのゲインの変化の様子を表している。右辺の項はそれぞれ自らの誘導放出、あるいは他のモードの誘導放出に伴って奪われる成分、自然発光による減少、励起によって供給される成分を表している。

Baerのレート方程式は、比較的簡便でありながらグリーンプロブレムによるノイズの時間波形をうまく再現でき、発生現象を定性的に示すものとして現在でも最もよく引用されるものである。しかしながら実際の内部共振器型レーザーのパラメータはもっと複雑であり、定量的(ノイズの周期など)な一致まで得られることは少ない。だがある程度ノイズの定性的な特性を理解するには有意義な解析であると考えられる。

図5-7は3本の基本波縦モード数(N=3)のもとで(5.1), (5.2)式の連立レート方程式を解き、それぞれの縦モード強度及びすべてのモード強度の和の時間変動の様子を示した結果ある。初期条件より十分時間(2msec以上)がたった状態では、定常的に各縦モードの強度は時間と共にスパイク状に激しく振動するようすがわかる。この結果より著者の実験条件においても激しいノイズの発生が予測されるが、図5-7だけでは特定のパラメータにおける状態の予測でしかなく、各パラメータとノイズとの関係が分かりづらい。また計算で仮定した各パラメータの値にも見積り誤差などで特定の難しいものがある。特にこれらのパラメータのうち最も広がり大きいものはビーム径や位相整合状態によって大きく変化する非線形カップリング係数と各縦モードの空間的なゲイン分布に大きく依存する交差飽和パラメータである。図5-8(a)はこれら2つのパラメータを関数として定常状態での出力変動の様子を示した結果であり、“stable”と示された領域は各縦モードの出力変動が時間の経過と共に減衰し、定常状態では安定となるもので、

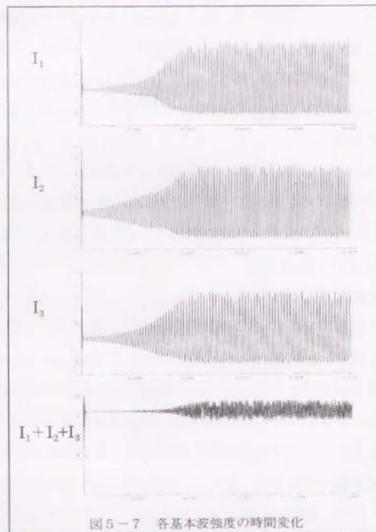


図5-7 各基本波強度の時間変化

“unstable”と示された領域は出力変動が永続的に続く不安定領域である。またその境界近傍で○で示したポイントは安定、×で示したポイントは不安定である。

まず、横軸の非線形カップリング係数  $\epsilon$  への依存性から検討すると、これはいわゆる基本波からSHGへの変換効率であり、用いる非線形光学結晶の種類（非線形光学定数）や結晶の長さ、基本波のビーム径やそのビーム強度に強く依存する。この値が大きくなると縦モード間の和周波の発生の際により多くのエネルギー（損失）のやりとりが生じることから、ノイズが発生しやすい方向になることがこの図から理解できる。通常用いられる条件では  $5 \sim 10 \times 10^5 \text{ W}^1$  である。

次に縦軸の交差飽和パラメータ  $\beta_0$  に対する依存性を検討すると、これはある縦モードがレーザー媒質中でどれだけ他の縦モードと空間的なゲイン分布を共有しているかを示す指標であって、縦モード間隔やレーザー媒質の位置などに強く依存する。この値が大きくなると空間的に共有している（定在波が重なっている）ゲインの割合が大きくなり、1つのモードの存在が他のモードのゲインを大きく奪うために、条件によっては他のモードの発振を止めてしまう。たとえば極端な場合(5.1)、(5.2)の連立方程式において、 $\beta_0$  を  $1 \text{ W}^1$  とすると3本の縦モード数のもとで解いても時間の経過した定常状態では1つの縦モードのみが安定に発振し、他の2つのモードは発振が停止するようすが計算で導かれる。またほとんどの縦モードは空間的にある程度は重なっているために、一般に  $\beta_0$  は0になることはない。Baerはすべての  $\beta_0$  に  $0.67 \text{ W}^1$  という平均的な値を与えているが一般には縦モード間ごとに値が異なるはずである。しかしその値の正確な見積もりは容易ではない。

図5-8(a)中には今回の実験構成が含まれると推定される領域を濃い黒い領域で示した。 $\epsilon$  は  $5 \sim 10 \times 10^5 \text{ W}^1$ 、 $\beta_0$  は0から1の間という条件である。図の結果からは実験構成が含まれるほとんどの領域においてノイズの起こる不安定な状態であることが分かる。非線形光学結晶の位相整合条件を最適条件からずらすことで非線形カップリング係数を下げ、ノイズを押さえられる可能性があることがわかるが、実際には、それでは変換効率が著しく低下し、実用に十分なSHGパワーが取り出せない。

さて、次にこのレート方程式を用いて、もう少し他のパラメータ（共振器長とレーザー媒質の蛍光寿命）も変化させた場合のノイズ発生条件についても検討してみる。これによってこのノイズ発生の特徴をもっとよく理解することができる。図5-8(b)は同(a)の条件において共振器長のみを  $7.5 \text{ cm}$  ( $\tau_c = 0.5 \text{ nsec}$ ) に短くした場合のノイズ発生領域の様子を示した。横軸は同じく非線形結合係数、縦軸は交差飽和パラメータである。(a)と比較して、安定、不安定の境界が非線形結合係数の1桁以上低い方向にシフトし、不安定領域が

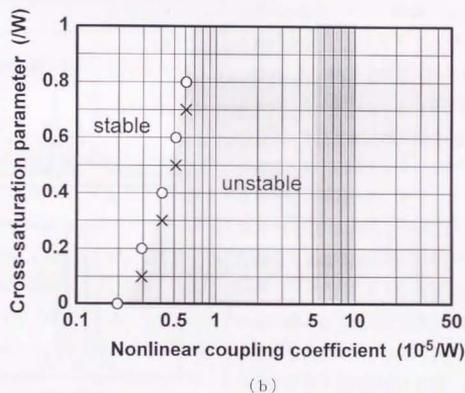
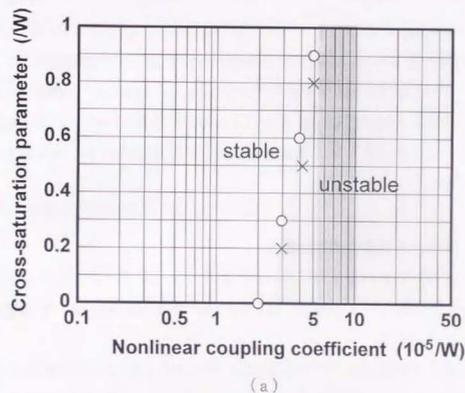


図5-8 Baerの連立レート方程式による安定領域

広がる様子が分かる。実用的な効率で波長変換を行う条件である  $5 \cdot 10 \times 10^5$  /W の領域においては、もはや交差飽和パラメータがどのような値をとろうとも常にノイズが発生することが予測される。内部共振型マイクロレーザーは基本波が縦多モードの場合、非常に高い確率でノイズに苛まれやすいことが分かる。また逆に共振器長を 60 cm より長くすれば、(a)よりも横軸の右方向へ（非線形結合係数の高い方向へ）安定領域が広がる。しかしながらこのレーザーの場合、先に述べたように共振器長を約 40 cm まで短くしてもノイズは発生せず、また逆に共振器長 60 cm においても特定の条件下ではノイズの発生が確認される。今回のレーザーの場合、単に共振器長が長いことが原因でノイズの発生が抑制されている理由ではない。

#### 5-2-4 縦モード構造の詳細な観察

もう少し別の視点から理由を検討してみる。図 5-9 は図 5-2、図 5-3 でも示した基本波とグリーン光の縦モードの構造 (M1-Nd:YAG 間隔 300 mm 時) を詳細に比較した結果である。

同図に示したグリーン光のスペクトルからは、それぞれの縦モードに対応する SH 光のスペクトルと同時に和周波の発生も明確に認められる。しかしそれらの基本波とグリーン

光の強度分布をよく観察すると、グリーン光の縦モードの強度プロファイルは、元になる基本波の強度分布を単純に反映しておらず、異常な強度分布を構成していることが分かる。たとえば、同図(a)では基本波で最も強度が強い中心のモードが、(b)のグリーン光ではほとんど観測できないほど低下している。また図 5-2、図 5-3 から、他の M1-Nd:YAG 間隔においても同様に基本波とグリーン光の強度関係が逆転している場合が多く観測される。

このような現象が起こるには、基本波の縦モードが、通常考えているように相互の位相がランダムではなく、特定の位相差を有することに、非線形光学結晶内でほぼ同一波長において発生する SH 光と和周波の非線形分極が干渉

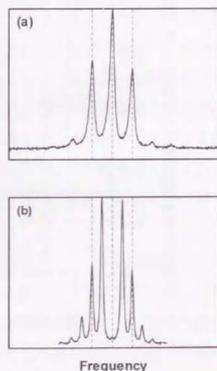


図 5-9 基本波及びグリーン光の縦モード構造

して相殺しているとしか考えられない。具体的には図 5-9 (a)の基本波において中央の縦モードと、両側の縦モードの位相の和がちょうど  $\pi$  だけずれていれば、KTP 内で SH 光と和周波の非線形分極が相互に相殺し、同図(b)のグリーン光の縦モードの分布が導かれる。

この様子を模式的に示したのが図 5-10 である。同図(a)のように基本波の縦モードが分布している場合を考える。中央のメインの 3 本の縦モードの周波数をそれぞれ  $\omega_{-1}$ 、 $\omega_0$ 、 $\omega_{+1}$ 、位相を  $\phi_{-1}$ 、 $\phi_0$ 、 $\phi_{+1}$  とすると、 $\omega_0$  の第 2 高調波の非線形分極  $p^{(2\omega_0)}$  は、

$$p^{(2\omega_0)}(t) = \frac{1}{2} d^{(2\omega_0)} [E^{(\omega_0)}]^2 [\cos(2\omega_0 t - 2k_0 z + 2\phi_0)] \quad (5.3)$$

また  $\omega_{-1}$  と  $\omega_{+1}$  の和周波の非線形分極  $p^{(\omega_{-1} + \omega_{+1})}$  は、

$$p^{(\omega_{-1} + \omega_{+1})}(t) = d^{(\omega_{-1} + \omega_{+1})} E^{(\omega_{-1})} E^{(\omega_{+1})} \cos\{(\omega_{-1} + \omega_{+1})t - (k_{-1} + k_{+1})z + \phi_{-1} + \phi_{+1}\} \quad (5.4)$$

ここで

$$\omega_{-1} + \omega_{+1} \cong 2\omega_0 \quad (5.5)$$

$$k_{-1} + k_{+1} = \frac{\omega_{-1} + \omega_{+1}}{c} \cong \frac{2\omega_0}{c} = 2k_0 \quad (5.6)$$

なることを考慮すれば、位相差  $\Delta\phi$

$$\Delta\phi = 2\phi_0 - (\phi_{-1} + \phi_{+1}) \quad (5.7)$$

によってグリーン光の縦モードの構造が変化することが理解できる。

基本波の各縦モードの位相がランダムである場合、 $\Delta\phi$  も不定であり得られるグリーン光の縦モードは同図(b)のように与えられる。しかしながら、 $\Delta\phi$  が  $3/4\pi$  の場合、同図(c)のように、さらに  $\pi$  の場合には、SH 光と和周波のグリーン光の位相が逆転して互いに打ち消し合い、同図(d)のように、図 5-9 (b) で実験的に観測されたものに近いグリーン光の縦モード強度分布が形成される。このように基本波の縦モードの相互位相が固定され、結果的に和周波やあるいは SH 光の強度分布が著しく変調される場合、基本波縦モード間の非線形結合が弱くなり、ノイズの発生が抑えられるものと予測される。

このように縦モードの間で特定の位相差が維持されて発振が行われる状態は、一般に総称して FM レーザー動作と呼ばれる部類に属する。しかしこれまで FM レーザー [5-12] と

呼ばれているものは共振器内に位相変調器を挿入して強制的に縦モード間に位相差を生成しているものであった。今回著者が見いだした現象は、位相変調器などは用いていないことから、少なくとも発生メカニズムは全く異なるものである。また後に詳細に比較検討するが、共振器構成の特徴も従来の FM レーザーとよく似たところもあれば、異なる点も数多くあり物理現象としては全く新しいものであると考えられる。そこでこの現象及び構成を従来の FM レーザーと区別するために、“passive FM レーザー”と呼ぶことにする。

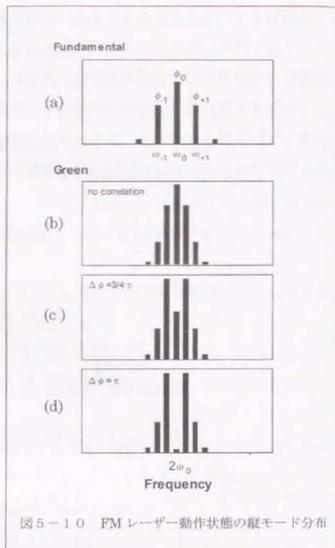


図5-10 FM レーザー動作状態の縦モード分布

### 5-2-5 Passive FM レーザー動作の理論解析

本節では Passive FM レーザーの特徴的な縦モード構造の振る舞いについて、5-2-2節で予測した各定在波のゲイン媒質内での相対位置との関係や、5-2-4で述べた位相の相関関係を、別の角度から数式によって表現・証明する試みを行う [5-13]。

まず周波数  $\omega_0$  周辺で単一方向に周回する電界を考えると、

$$E(t) = E_0 \exp[i\Gamma \sin(\pi ct/L)] \exp(i\omega_0 t) \\ = E_0 \exp(i\omega_0 t) \sum_{m=1}^{\infty} J_{m-m_0}(\Gamma) \exp(im\pi ct/L) \quad (5.8)$$

第二高調波は

$$\sum_{m=1}^{\infty} E_m^{2\omega} \exp(im\pi ct/L) = d_{eff} [E(t)]^2 \\ = d_{eff} E_0^2 \exp(2i\omega_0 t) \sum_{m=1}^{\infty} J_{m-2m_0}(2\Gamma) \exp(im\pi ct/L) \quad (5.9)$$

従って基本波及び第二高調波の光強度は、それぞれ

$$|E_m|^2 = |J_{m-m_0}(\Gamma)|^2 \sum_{j=1}^{\infty} |E_j|^2 \quad (5.10)$$

$$|E_m^{2\omega}|^2 = |J_{m-2m_0}(2\Gamma)|^2 \sum_{j=1}^{\infty} |E_j^{2\omega}|^2 \quad (5.11)$$

と表される。

共振器の一方のエンドミラーから  $z$  だけ離れた位置における実効的な光強度  $I(z)$  は、双方方向に進む電界の和の時間平均をとって

$$I(z) = \left\langle \left[ E(t-z/c) \exp[i\omega(t-z/c)] + E(t+z/c) \exp[i\omega(t+z/c)] \right]^2 \right\rangle \\ = 2E_0^2 + 2E_0^2 \sin(2\omega z/c) \left\{ \sin[\Gamma \sin[\pi c(t-z/c)/L]] - \Gamma \sin[\pi c(t+z/c)/L] \right\} \\ + 2E_0^2 \cos(2\omega z/c) \left\{ \cos[\Gamma \sin[\pi c(t-z/c)/L]] - \Gamma \sin[\pi c(t+z/c)/L] \right\} \quad (5.12)$$

これより  $z$  の周辺にあるレーザー媒質 (ゲイン領域) からのエネルギー抽出が最大になるのは、

$$\langle \exp[i\Gamma \sin[\pi c(t-z/c)/L]] - i\Gamma \sin[\pi c(t+z/c)/L] \rangle = 0 \quad (5.13)$$

が満たされるときであり、すなわち

$$J_0[2\Gamma \sin(\pi z/L)] = 0 \quad (5.14)$$

具体的には

$$2\Gamma \sin(\pi z/L) = 2.405 \quad (5.15)$$

の時、(5.14)式が満足されるため、エンドミラーからのレーザー媒質（結晶）の位置 $z$ と共振器長 $L$ が決まれば、(5.15)式から $\Gamma$ が求められ、これを(5.10)、(5.11)式に代入すれば基本波及び第二高調波の縦モード構造が計算できる。

図5-11(a)、(b)は、実際に図5-2、図5-3の各M1-Nd:YAG間隔における $z$ と $L$ を代入して、それぞれ基本波及び第二高調波の縦モードプロファイルを計算で求めた結果である。計算結果は実験データと非常によく一致しており、今回見いだした新しいレーザー動作がレーザー媒質内でのエネルギー抽出効率の最大化に基づく現象であることが理解できる。

また、passive FMレーザー動作が常にこのように比較的限定されたプロファイルで実現されることから、実験においてNd:YAGロッドを光軸に対して垂直にアライメントしたときにノイズが発生した現象は、平行平板のNd:YAGロッドによるエタロン効果によって、FMレーザーの縦モード構造が図5-11に示されるものから乱された結果、FMレーザー動作が成立せず、グリーンプロブレムによるノイズが発生したものと推測される。

#### 5-2-6 FMレーザーとpassive FMレーザーとの比較

従来報告されているFMレーザーと今回新しく見いだしたpassive FMレーザーとの特徴の比較をまとめる。FMレーザーは1964年に米国のHarris[5-14]によって見い出されてより、様々なガス、固体レーザーによる実験結果や理論解析が報告され[5-15,16]、70年までにはすでに理論としては確立されている。図5-12にFMレーザーの構成と縦モード構造の一例を示す。まず構成の大きな違いとしてはFMレーザーは共振器内に位相変調素子を含むのに対し、passive FMレーザーは特に外部制御的な位相変調素子を含まない。しかしながら共振器内部に位相整合条件を満たす非線形光学結晶を含んでいる。後の節でも述べるようにこの素子は複数の縦モードの分散を補正しFMレーザー動作を維持する上で重要な働きをしている。

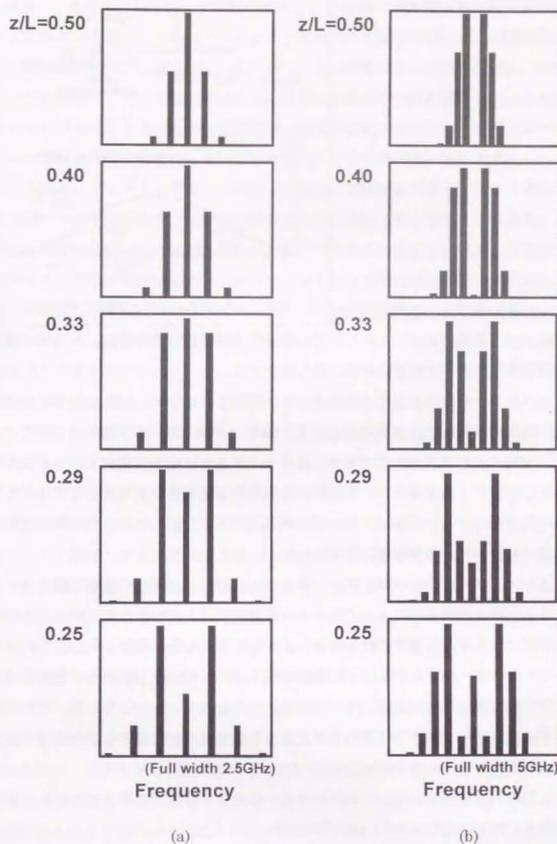


図5-11 計算されたpassive FMレーザーの(a)基本波及び(b)第二高調波縦モードプロファイル

動作上の特徴として、FM レーザーは挿入した位相変調器の変調周波数を共振器の縦モード間隔に対し 1%程度ずらした状態で保持している。また、これを縦モード間隔あるいはその整数倍に合わせた場合、すべての縦モードの位相が揃ういわゆるモードロック状態 (FM モードロック) になり、レーザー出力は短パルス列になる。すなわち FM レーザーはモードロックがかかる前段階の状態であると言える。これに対して passive FM レーザーでは、初めからすべての縦モードは共振器の縦モード間隔で動作している。その縦モードの形状や安定性は、レーザー媒質の位置、非線形光学結晶の位相整合状態に強く依存する。

縦モードスペクトルの形状としては共にベッセル関数で表せるが、FM レーザーでは低次、passive FM レーザーでは 0 次である。また縦モードの位相・強度関係については、FM レーザーの場合位相変調を受けて発生したモードがさらに位相変調を受けるという形でセルフコンシステントに決定され、外部変調周波数や変調強度などで大きく変化するのに対し、passive FM レーザーの場合、レーザー媒質内の定在波のエネルギー抽出効率によって各縦モードの強度分布が一意に形成される。

最後に各縦モードのエネルギー源について考えると、FM レーザーの場合、図 5-1-2 中にも示したように、変調条件によってはゲイン媒質のゲインピークの波長から大きく外れた、ゲインがロスより低く通常発振し得ないような波長でも動作可能である。これはレーザー発振のエネルギー源があくまで変調前のゲインピーク近傍の縦モードであり、FM レーザー動作時には単にそれが変調されて仮想的に出力されているからである。これに対し、passive FM レーザーではすでに説明したように各縦モードの形成する定在波分布によって直接ゲイン媒質からのエネルギー抽出が行われている。

このように FM レーザーと passive FM レーザーはかなりの部分で異なっており、全く別の物理現象としてとらえた方がよい様に思われる。

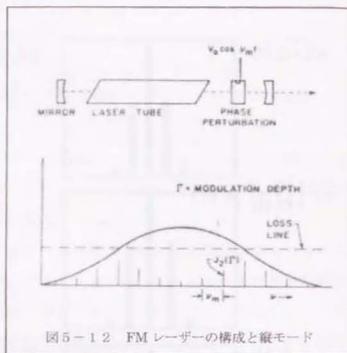


図 5-1-2 FM レーザーの構成と縦モード

### 5-2-7 他のノイズ抑制方式との比較

最後に、背景で触れたこれまで報告されている他のノイズ抑制方式との比較をまとめた。まず基本波単一縦モード動作によるノイズ抑制方式の場合、共振器の構成上の特徴としては、空間的ホールバーニングをなくし安定した単一縦モード動作を実現するために、通常リング共振器内に一方向性光学素子 (オプティカルダイオード) を挿入して進行波型の単一方向発振を行わせる。また低出力用途の簡易型としては定在波型レーザー共振器にエタロンを挿入して特定の縦モード以外には損失を与える方法もある。特長としては原理的にあらゆる波長、レーザー媒質、非線形光学結晶に適用可能である。しかしながら安定した単一縦モードを維持するためには共振器長を常に制御する必要があり、外気温の変化や光学部品の温度変化によってモードホッピングが起こるのを避ける必要がある。さらに共振器内に挿入するオプティカルダイオードは順方向でも 1%以上の吸収損失を持っており、低ゲイン媒質、例えば次章で触れる Nd:YAG の 946nm 発振線のような場合には、共振器内で基本波のエネルギーの閉じこめを十分高くすることが容易ではなく、結果的に第二高調波出力の低下をもたらす。

次に基本波の縦モードを 100 本以上立てる超マルチ縦モード動作方式の場合、構成としてゲイン幅の広いレーザー媒質を用い、共振器長を 1 m 以上に長くすることで縦モード間隔を狭くし、なるべく多くの縦モードを立てる。この方式の特長は、縦モードの数が非常に多いことから外乱に対する挙動がいたって緩慢で、モードホップによるレーザー出力の変動が非常に小さいことから共振器長の制御を行う必要がないことにある。短所としてはレーザー媒質のゲイン幅が広くなくてはならず、あらゆるレーザー媒質に適用できるわけではない。現在 Nd:YLF と Nd:YVO<sub>4</sub> で実証されているのみで、最も普及している Nd:YAG にはゲイン幅が狭く適用が難しいと考えられる。また共振器長を長くする必要があり、装置の小型化が難しい。また基本波の発振幅が広がるため、用いる非線形光学結晶の位相整合波長幅が狭い場合、波長変換効率が大幅に低下する。

次に岡らのツイストモードの場合、構成としては共振器内に  $\lambda/4$  板を挿入し、所定の角度傾ける。特長としては薄い波長板を共振器内に挿入するだけなので非常に小型化できる点であるが、短所として非線形光学結晶の位相整合条件が Type II でなければならない点である。これはこの方式が異なる 2 つの固有偏光モード間の和周波発生を押さえることに特長があるためである。さらにレーザー媒質が複屈折材料で、かつ特定の屈折軸方向にゲインが偏っている場合、2 つの固有偏光のうち一方のモードしか発振しないことがあり、この方式は適用できない。例えば Nd:YLF と Nd:YVO<sub>4</sub> は複屈折材料で、かつ c 軸方向に

大きなゲインの偏りを有するために、通常は1つの偏光モードでしか動作しない。このようにこの方法は適用にあたり制約が多く、汎用性は広くない。また制御性も単一縦モードと同等のモード制御、共振器長制御が必要である。

これに対して passive FM レーザー動作は、構成としては単純である。定在波型の共振器内に縦モードの数を適当に限定するためのフィルターが挿入されていけばよく、低損失の複屈折フィルターは最適である。レーザー媒質の位置は縦モード特性を大きく変化させるがノイズを押さえるという点から見れば自由度は広い。しかし、一方のエンドミラーにあまり近づけすぎないようする必要がある。特長としてはいかなるレーザー媒質、非線形光学結晶に対しても適用可能であるという点である。この点は単一縦モード方式と同じであるが、ただ単一縦モードにまで狭帯域化する必要がないため、共振器の構成が単純でよい。しかも複屈折フィルターを用いることで基本波に対する損失が小さくできるために、ゲインの低いレーザー媒質に対しても、高い基本波強度を得ることができ、波長変換の高効率化を図ることができる。短所としては長時間安定動作を得るためには単一縦モードレーザーと同様、モードホップを押さえるための共振器長との制御が必要であること、また低ノイズ動作 (passive FM レーザー動作) が得られるトレランスが非線形光学結晶に大きく依存する点である。

以上の差異を検討すると、低ゲインでしかもゲイン波長幅が狭いレーザー媒質の場合、ノイズ抑制方式としては passive FM レーザー動作が最も高効率で有望であると考えられる。そこで次章では低ゲインでしかもゲイン波長幅が狭い Nd:YAG の 946nm 発振線を基本波とするブルーレーザーへ実際に適用した結果について述べる。

### 5-3 内部共振器型ブルーレーザーへの適用

本節ではこの新しいノイズ抑制方法を Nd:YAG の 946 nm の準 3 準位発振によるブルー光発生に適用した実験結果について述べる。この波長においては、広い波長範囲にわたってゲインを得ることが難しいため、ノイズを抑える1つの方法である縦モードを $\sim 100$  本近く発生させることは困難である。また単一縦モード化する場合でも、単一縦モード化のための挿入素子による内部ロスが発振特性を大きく劣化させるため、高効率・高出力動作が難しい。したがって passive FM レーザー動作によるローノイズ化が実証できれば、この方法の汎用性が明らかになると同時に産業上の意義も非常に大きい。

#### 5-3-1 共振器構成

図5-1.3に試作したブルーレーザーの共振器構成を示す。レーザー結晶として、4章で高効率化の提案と実証を報告した複合型 Nd:YAG 結晶を用いた。長さ 1 mm の Nd:YAG 結晶 (Nd 濃度 1.1 at%、外径 $\phi$  5 mm) の両端面に長さ 3 mm のアンドープ YAG 結晶を拡散接合した結晶は、共振器の平面ミラー M2 を通して、ファイバーバンドル出力型の LD (コア径 $\phi$  1.55 mm、NA 0.11) によって端面励起される。結晶内での励起ビームスポット径は 290  $\mu$ m であり、ゲインをあげるために集光光学系にメニスカスレンズを加え、グリーンレーザーよりもさらに励起光を絞っている。共振器は Z 型で 3 枚の平面ミラー M1 ~ M3 と 1 枚の凹面ミラー OC (曲率半径 100 mm) よりなる。すべてのミラーは 946 nm の Nd:YAG 準 3 準位レーザー発振光に対して 99.9% 以上の高い反射率を有する。このうち M2 は LD 励起光の 810 nm に対して 95% 以上の透過率、また M3 は SH 光の 473 nm に対して 99.5% 以上の反射率、OC は同じく 473 nm に対して 95% 以上の透過率を有する。これによって OC-M3 間で発生する SH ブルー光を効率的に OC 側からまとめて取り出すことができる。OC-M3 間には Type I の位相整

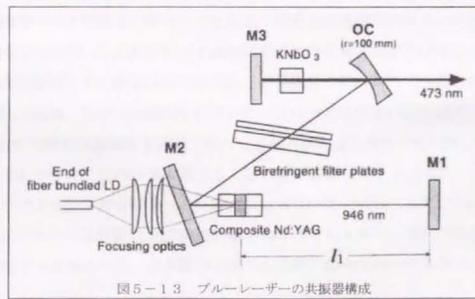


図5-1.3 ブルーレーザーの共振器構成

合条件を有する非線形光学結晶  $\text{KNbO}_3$  (長さ 3 mm)、M2-OC 間には複屈折フィルターを挿入した。Type I の位相整合条件を持つ非線形光学結晶に対して、より効率よく波長変換を行うためには、レーザー発振光 (基本波) の偏光方向をその結晶軸に平行に合わせる必要がある。従ってグリーンレーザーの時のように非線形光学結晶の複屈折性を利用して基本波の発振波長線幅の制御を行うことは波長変換の効率を低下させる。そこでブルーレーザーでは別途単体で複屈折フィルターとして機能する水晶板を共振器内に挿入した。水晶の複屈折フィルターは厚さ 10 mm と 20 mm のものを重ねてプリュスター角に傾けて用いている。この 2 枚の複屈折フィルターにより先のグリーンレーザーの複屈折フィルターとほぼ同じ狭帯域化の効果が得られる。

複合型 Nd:YAG レーザー結晶は In フォイルに挟んで銅製の治具の上に固定され、さらに治具内に温度制御された水を循環させることで治具全体及び結晶を温度制御している。準 3 準位レーザーは発振特性が温度に非常に敏感で、低温になるほど効率が向上する。そこで今回の実験では循環水の温度を 15°C に設定した。またグリーンレーザーと同様にミラー M1 と複合型結晶 (Nd:YAG) との間隔は比較的自由度が高く、大きく変化させても発振は可能である。最大出力の得られた条件では、M1-Nd:YAG 間隔は 100 mm であった。ただし、Nd:YAG における熱レンズ効果の増加を考慮し、Nd:YAG-M2-OC 間隔は 215 mm まで狭めている。また OC-M3 間隔は 56 mm とした。

このレーザー共振器構成において 7.8 W 励起光吸収時に、最大出力 cw 187 mW の 473 nm 低ノイズブルー光が得ることに成功した。出射ブルー光の  $M^2$  値は 1.4 でグリーンレーザーの時と同様良好な  $\text{TEM}_{00}$  モードで動作している。また後に測定データを示すが 30 kHz 以上の周波数領域で -135 dB/Hz 以下の低ノイズ性能が確認された。入出力の効率としては図 4-2-3 に入出力特性を示したブルーレーザーの高次モード発振時に比べ低いが、これは今回の Z 型の共振器構成に原因があるわけではなく、用いた複合型 Nd:YAG 結晶端面のコーティングにおける片面当たり 0.4~0.5% の反射ロスの影響である。今回の低ノイズ化の実験においてはグリーンレーザーの時と同様、レーザー結晶におけるエタロン効果を抑え、縦モードを安定化するためにレーザー結晶を共振器の光軸に対して 0.5° 程度傾けている。しかしレーザー結晶を傾けることで基本波の内部パワーは 1/3 程度まで低下した。これは低ゲインのレーザーがいかに内部ロスの影響を強く受けるかをよく示している。今後端面の AR コーティングを 946 nm で最適化した複合型レーザー結晶を用いることで、得られるブルーパワーは 2 倍以上に容易に高めることが出来ると予測される。

### 5-3-2 縦モード構造

図 5-1 4 (A)~(D) はそれぞれ、非線形光学結晶挿入前 (a) と挿入後 (b) の 946 nm 発振光 (基本波) とブルー光の縦モードスペクトル (c) をファブリペロー干渉計 (FSR = 5 GHz) で測定した結果である。パラメータとしては M1-Nd:YAG の距離を 75 mm から 150 mm まで可変させた。いずれも複屈折フィルターはすでに挿入された状態を示し、スペクトルは狭帯域化されている。

同図(A)の M1-Nd:YAG 間隔が 75 mm と短い場合、 $\text{KNbO}_3$  の挿入と同時に基本波及びブルー高出力に激しい変動が発生し、縦モードが測定不能になった。また(B)以降の M1-Nd:YAG 間隔が 100 mm 以上である場合には、基本波及びブルー光の縦モードスペクトルの形状及び M1-Nd:YAG 間隔の変化に対する依存性は、図 5-1 1 で計算したグリーンレーザーの縦モードスペクトルに酷似していることから、passive FM レーザー動作によって低ノイズ化していることが理解できる。

またこれらの測定結果より、非線形光学結晶を挿入する前後で基本波の縦モードプロファイルが大きく変化するようすが分かる。挿入後は中心の縦モードが相対的に大きくなっている。これは挿入前に最も強い 2 本の縦モードが波長変換によって損失を受けた結果、形成された可能性も考えられるが、特に図 5-1 4 (C) の用に大小関係が逆転してしまうような現象は説明できない。さらに  $\text{KNbO}_3$  を挿入した状態(b)においても  $\text{KNbO}_3$  の角度を位相整合条件からわざと大きくずらし、変換効率を著しく落としてやると、基本波のスペクトルは挿入前の(a)のように変化することから、(a)から(b)への変化は単に非線形光学結晶を挿入することによる共振器長やレーザー媒質の相対位置の変化によるものではなく、位相整合条件や非線形光学効果を強く受けて形成されていることが確認できる。

さらに加えて、 $\text{KNbO}_3$  挿入前では理論計算された passive FM レーザーのプロファイルとはかなり大きな差異があることから、挿入前では passive FM レーザー動作ではなく、 $\text{KNbO}_3$  を挿入して位相整合が図られ分散が保証された結果、passive FM レーザー動作が実現しているものと推測される。今回の実験から passive FM レーザー動作の実現においては、非線形光学結晶による分散補償が不可欠であることが明らかになった。

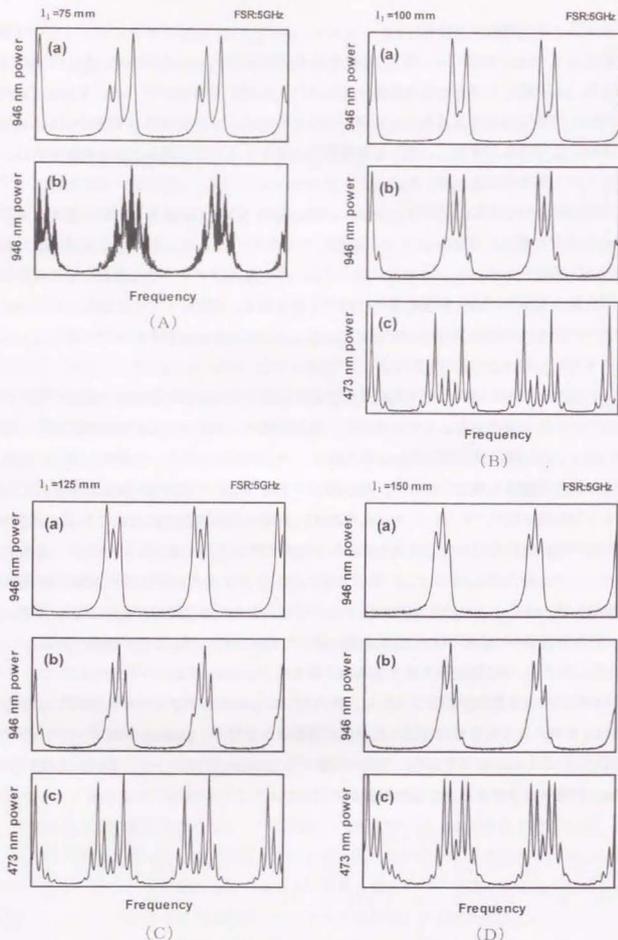


図5-14 非線形光学結晶挿入前(a)と挿入後(b)の946 nm 発振光(基本波)とブルー光の縦モードスペクトル(c)。パラメータはM1-Nd:YAG 間隔 ( $I_1$ )

また今回の実験結果からは、同図(A)に示したようにレーザー媒質をエンドミラーに近づけすぎた場合、FM レーザー動作が困難になることが分かった。これはレーザー媒質をエンドミラーに近づける ( $z/L$  が小さくなる) と媒質内での隣り合う縦モードの定在波の重なりが大きくなり、効率的なエネルギー抽出のためにはより多くの縦モードが必要となり結果的に縦モードの本数の増加をもたらすが、これがスペクトル幅の増加をもたらし、非線形光学素子による分散補償が困難になる可能性がある。またエンドミラーに寄せすぎると今度は隣り合う縦モードよりも、多少ゲインが下がってもある程度離れた縦モードの定在波による抽出の方が効率的になる場合がある。レーザー共振器内には狭帯域化素子を挿入しているがそれでも限界があり、離れた縦モードがたつた場合、passive FM レーザー動作は崩れ、ノイズが発生して出力は不安定になると考えられる。

### 5-3-3 低ノイズ動作の位相整合許容幅依存性

このように、縦モードの構造に関しては先のグリーンレーザーと同じ挙動を示すが、このブルーレーザーの低ノイズ動作は、共振器のアライメントや励起パワー、 $\text{KNbO}_3$  の温度、角度に非常に敏感であった。この点は先の KTP を用いたグリーンレーザーとはかなり異なっている。これは  $\text{KNbO}_3$  の位相整合条件(温度、角度)が KTP に比べ、極めて狭いことに依存していると考えられる。

図5-15(a)(b)に  $\text{KNbO}_3$  の温度変化に対するブルー出力の変化の様子を示す。出力に対する温度の許容幅は  $1^\circ\text{C}$  であり、位相整合から予測される温度許容幅に一致する。(b)はさらに細かい温度間隔でノイズ発生の有無を調べた結果であり、黒丸は常時ノイズが発生している状態、白丸はノイズのない状態、半黒丸は時々ノイズの発生が観察された温度で

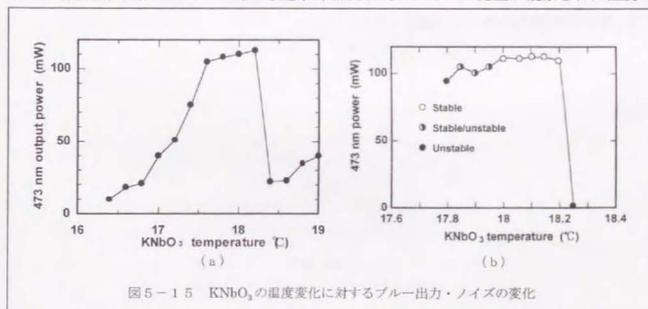


図5-15  $\text{KNbO}_3$  の温度変化に対するブルー出力・ノイズの変化

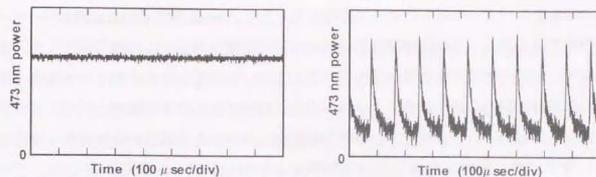
ある。半黒丸状態では、縦モード全体のホッピングを伴いながらノイズのある状態ない状態を交互にスイッチする様子が見られた。このように passive FM レーザー動作が維持されノイズが発生しない範囲は、その出力ピークの温度を含まずか 0.2°C の温度幅であった。これらの温度許容幅は位相整合の許容幅に比べかなり狭い。

また  $\text{KNbO}_3$  結晶自身はもちろん共振器のアライメントを変えることはレーザー発振光の向きを変えることであり、結晶に対するレーザー光の入射角度が変化する。また  $\text{KNbO}_3$  は弱い光吸収による発熱があり励起強度を変えることは  $\text{KNbO}_3$  結晶内の温度分布を変えることになる。測定された  $\text{KNbO}_3$  結晶のノイズを発生しない角度許容幅は結晶の c 軸に対して平行及び垂直方向にそれぞれ  $0.1^\circ$ 、 $0.02^\circ$  であった。これらの結果は passive FM レーザー動作が非線形光学結晶の分散特性に非常に敏感であることを意味している。

図 5-16 (a)、(b) は  $\text{KNbO}_3$  結晶の傾きとグリーン出力の時間変化の様子を測定した結果であり、(a) は passive FM レーザー動作状態、(b) は  $\text{KNbO}_3$  結晶を c 軸に垂直方向  $0.02^\circ$  傾けた状態での出力を示す。(b) ではグリーンレーザでも見られたような、内部共振器型レーザーに典型的なスパイク状の激しい低周波ノイズが生じている。

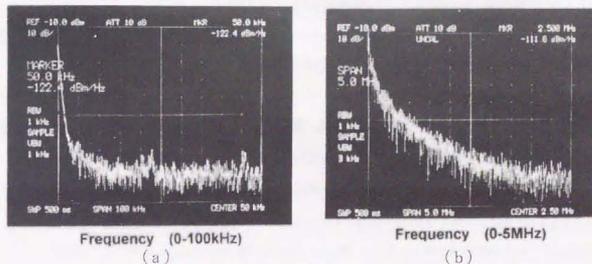
図 5-17 (a)、(b) はそれぞれ、図 5-16 (a)、(b) におけるブルー出力の相対雑音強度 (RIN) を測定した結果である。Passive FM レーザー動作による低ノイズ動作時には 30 kHz 以上の周波数域において検出器のショットノイズで決まる -135 dB/Hz が得られた。またノイズ発生時の雑音スペクトルは主に 2 MHz 以下の低周波領域に集中していることが分かる。

図 5-18 は試作した低ノイズブルーレーザーを長時間連続動作させたときの出力の時間変化を示す。30分にわたり passive FM レーザー動作が保持され、安定した低ノイズブルー出力が維持されることが確認できた。



(a) (b)

図 5-16 ブルーレーザー出力の時間変化



(a) (b)

図 5-17 相対雑音強度 (RIN)

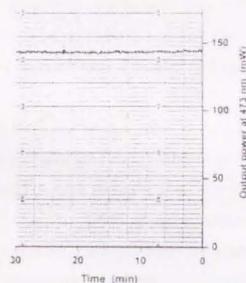


図 5-18 ブルーレーザーの長時間動作

内部共振器型レーザーの新しいノイズ抑制方式として、cw動作の passive FM レーザー動作を初めて見だし、その動作原理や特性について実験を中心にした解析を行った。基本波の縦モード間に特定の位相差が保持されることで、和周波を介する縦モード間のエネルギー的な結合が弱められた結果、ノイズの発生が抑制される様子が観察された。また、この現象は共振器内におけるレーザー媒質の位置や、非線形光学結晶の分散特性（位相整合特性）などに強く影響されることを実験的および理論計算から明らかにした。この passive FM レーザー動作は物理的にも非常に興味深く、今後さらに実験と理論の両面から解析を加えることで、より深く現象の解明が期待される。また分散の許容幅や非線形光学結晶以外での分散補償の可能性なども興味深いテーマである。

また本研究においてグリーンおよびブルーレーザーへの passive FM レーザー動作による低ノイズ化が実証できたことは、この方式が予想したとおりレーザー媒質や発振波長、非線形光学媒質に依存しない汎用性のあるノイズ抑制方式であることを示している。ゲイン媒質の共振器内での相対位置に注意すれば、簡単な共振器構成で低損失に実現できるために、他に有効なノイズ抑制方法が提案されていない、ゲインの低い準3準位レーザーへの適用が可能であり、工業的にも非常に有用なノイズ抑制方式であると考えられる。

- [5-1] T. Baer, "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* vol.3, no.9 pp.1175-1180 Sep. (1986).
- [5-2] X.-G. Wu and P. Mandel, "Second-harmonic generation in a multimode laser cavity," *J. Opt. Soc. Am. B* vol.4, no.11 pp.1870-1877 Nov.(1987).
- [5-3] M. Oka and S. Kubota, "Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers," *Opt. Lett.* vol.13, no.10 pp.805-807 Oct. (1988).
- [5-4] G. E. James, E. M. Harrell II and R. Roy, "Intermittency and chaos in intracavity doubled lasers. II," *Phys. Rev. A* vol.41, no.5 pp.2778-2790 March (1990).
- [5-5] K. Wiesenfeld, C. Bracicowski, G. James and R. Roy, "Observation of antiphase states in a multimode laser," *Phys. Rev. Lett.* vol.65, no.14 pp.1749-1752 Oct. (1990).
- [5-6] T. Y. Fan, "Single-axial mode, intracavity doubled Nd:YAG laser," *IEEE J. Quantum Electron.* vol.27, no.9 pp.2091-2093 Sep. (1991).
- [5-7] H. Nagai, M. Kume, I. Ohta, H. Shimizu and M. Kazumura, "Low-noise operation of a diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser using a brewster plate," *IEEE J. Quantum Electron.* vol.28, no.4 pp.1164-1168 April (1992).
- [5-8] M. D. Selker, T. J. Johnston, G. Frangineas, J. L. Nightingale and D. K. Negus, ">8.5 Watts of single frequency 532nm light from a diode pumped intra-cavity doubled ring laser," in *Conference on lasers and Electro-Optics*, Vol. 9 of 1996 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1996) paper CPD21.
- [5-9] V. Magni, G. Cerullo, S. D. Silvestri, O. Svelto, L. J. Qian and M. Danailov, "Intracavity frequency doubling of a cw high-power TEM<sub>00</sub> Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* vol.18, no.24 pp.2111-2113 Dec.(1993).
- [5-10] W. L. Nighan and J. Cole, Jr., ">6 W of stable, 532 nm TEM<sub>00</sub> output at 30% efficiency from an intracavity-doubled, diode-pumped multi-axial mode Nd:YVO<sub>4</sub> laser," in *Advanced Solid-State lasers*, Vol. 1 of Trends in Optics and Spectroscopy (Optical Society of America, Washington D.C., 1996) p. PD4.

- [5-11] M.Tsunekane, N.Taguchi, and H.Inaba, "Elimination of chaos in a multilongitudinal-mode, diode-pumped, 6-W continuous-wave, intracavity-doubled Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* vol.22, no.13 pp.1000-1002 July (1997).
- [5-12] A.Siegman, *Lasers*, (University Science Books, Mill Valley CA, 1986).
- [5-13] D.Anthon, "Passive FM laser operation and the stability of intracavity doubled lasers," *Appl. Opt.* vol.38, no.24 pp.5144-5148 Aug. (1999).
- [5-14] S.E.Harris, and R.Targ, "FM oscillation of the He-Ne laser," *Appl.Phys.Lett.*, vol.5, no.10 pp.202-206 Nov. (1964).
- [5-15] D.J.Kuizenga, and A.E.Siegman, "FM-laser operation of the Nd:YAG laser," *IEEE J. Quantum Electron.* vol.6, no.11 pp.673-677 Nov. (1970).
- [5-16] S.E.Harris, and O.P.McDUFFE, "Theory of FM laser oscillation," *IEEE J. Quantum Electron.* vol.1, no.6 pp.245-262 Sep. (1965).

## 6. 生体の透過画像計測への適用

### 6-1 背景

本章では、第2章で述べた全固体Ti:サファイアレーザーシステムを、生体及び植物の透過画像計測の光源として適用して得られた結果について述べる。

人体やその他の生体組織のように光に対して顕著な散乱を生じる試料を透過光計測する場合の最大の難点は、試料から四方八方に射出する透過光のうち、追跡が可能な光路に沿った信号光をどのようにして抽出するかということにある。これを可能にする方法の一つとして、極めて短いレーザーパルス（ピコ秒程度）を試料に入射して、その射出光の時間プロファイルを超高速ストロークカメラを用いて計測し、最短距離を通過した光成分が透過直進光成分であると見なして検出する、時間分解法が知られている[6-1]。この方法は欧米ははじめ日本でも盛んに研究が進められているが、ゲート時間の長さや光検出器の受光角によって検出される信号が様々に変化するために、その定量化にはさらに検討が必要である。

一方、空間的分解法の一つとして、散乱光の入射光情報（偏光・波面）の消失に着目し、優れた方向弁別性を持つ光ヘテロダイン検出法を用いて、方向性を保った見かけ上の透過直進光成分だけを検出する方法が提案されている[6-2]。この光ヘテロダイン検出法に基づく光計測では、入射信号光に対し重ね合わせるもう一方の光ビームを局部発振（局発または参照）光と呼ぶ。一般に局発光の強度は受信側で任意に制御・調整が可能であり、その強度を最適化することにより、光検出器のショット雑音が他の雑音成分を上回るような最適動作が得られ、理論的には光検出系の帯域幅で決まる量子限界に達する最高感度が実現可能である[6-3]。このように光ヘテロダイン検出法は高い空間指向性と高感度性を兼ね備えたもので、散乱光中に埋もれたS/Nの極めて小さい直進信号光成分の分離検出のためには最適なものであると考えられる。しかも光源に連続光を用いることで光ピーク強度を低く抑えることができるために、生体に与えるダメージが少ないという大きなメリットがある。

## 6-2 透過画像計測システムの概要

図6-1に全固体 Ti:サファイアレーザーを光源に用いた光ヘテロダイン法に基づく2次元透過画像計測システムの実験系を示す。光検出器にアレイを用いた本システムは陳建培博士によって考案・試作されたものである[6-4]。

レーザー光の進路にしたがってその構成の概略を説明する。Ti:サファイアレーザーから射出されたレーザー光ビームはコリメータレンズにより所定のビーム径を有する平行光ビームに調整され、ビームスプリッタにより信号光と参照光に二分される。信号光は2軸方向に移動可能な可動ステージ上の試料に入射する。試料の入射位置に相対する位置から射出される射出光は、その試料の射出位置近傍に焦点を持つ焦点距離  $f_1$  のレンズ  $L_1$  でコリメートされた後、さらに焦点距離  $f_2$  のレンズ  $L_2$  及びその焦点位置におかれたアパーチャーからなる空間フィルタを通過し、再び焦点距離  $f_3$  のレンズ  $L_3$  でコリメートされ、光検出器に入射する。

一方ビームスプリッタで分割された参照光は、EO 位相変調器で 40 kHz の周波数シフトを受けた後、信号光の広がりと同程度までビーム径が広げられ、信号光と重畳されて光検出器に入射する。

ここで光検出器は  $8 \times 8$  (64 素子) の2次元の Si フォトダイオードアレイで構成され、各エレメントが独立に受光できるようになっている。1つのエレメントのサイズは 1 mm 角で、エレメント間隔は 100  $\mu\text{m}$  である。得られた各エレメントの信号は信号処理回路に入力されて1つの信号に統合され、コンピューターに入力される。試料が搭載された2軸の可動ステージを動かし、各測定位置に関する信号を得た後、コンピューター上で2次元画像化する。

この実験系において、光検出器として2次元のディテクターアレイを用いることは2つの大きなメリットがある。通常の1つの光検出器による光ヘテロダイン法では、光ヘテロダインの狭い視野 ( $\theta = \lambda/D$ ;  $\lambda$ : 波長,  $D$ : 光検出器の大きさ) の制限を受けるために、試料からの透過光

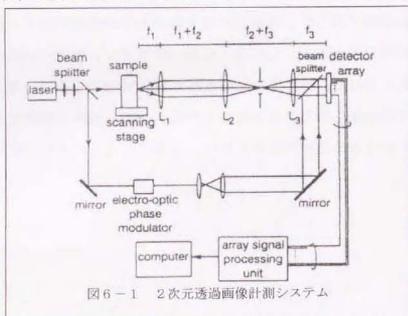


図6-1 2次元透過画像計測システム

のうち、 $\theta$  で規定されるごく狭い角度以内で直進するごく一部の信号光しか受光することができない。これは先にも述べたように光ヘテロダイン法の特長の一つではあるが、あまりに狭い許容角では、実際には有効な信号光の光量低下をもたらす、S/N を低下させる。というのも生体のように透過光射出面が光学的に平坦でない場合、すなわち波長オーダーの凹凸が存在する場合、その射出面において散乱を受けることが光散乱理論から説明できる。したがって試料を直進してきた透過光であっても、試料表面で散乱され、ある程度の広がりを持って広がるはずである。この散乱によって失われるものは主に空間的なコヒーレンスであって、時間的なコヒーレンスではない。そこで直進光の広がりを予測して、光検出器の実効的なサイズを大きくし、視野を広げてやることで有効な直進光成分の光量を増やし、S/N を大幅に改善することが出来る。図6-1の構成における視野  $2\beta$  は

$$\beta = \tan^{-1}(Df_2 / f_1 f_3) \quad (6.1)$$

と与えられる。今回の実験では  $\sim 5^\circ$  とした。

またアレイを用いるもう一つの特長はスックルノイズの除去である。試料表面での散乱は、通常の単一検出器の場合、有効な信号光の光量低下のほか、スベックルノイズを発生させ、そのスベックルノイズの発生が光ヘテロダイン測定により得られるヘテロダイン信号に強い時間揺らぎを与えるという問題がある。これを避けるためには時間的に平均を取る必要があるが、試料によっては平均化に分のオーダーが必要となるため、測定に極めて長時間を要する結果になる。一方散乱した信号光は時間変動すると同時に、様々な位相を持って空間的に広がるため、これを空間的に平均することで、時間平均と同様にスベックルノイズの低減をはかることが可能である。ただし空間的な平均化といっても広い面積の1つの検出器で受光した場合では、もともと同じ地点から散乱した有効な信号光同士が、散乱の散乱によって受けた位相の違いのために相殺し、信号光が得られない結果になる。そこで複数のアレイに分割し、各エレメントで受光した信号をそれぞれ独立に整流した後、互いに加算することで、スベックルの影響を除去することが出来る。各エレメントのサイズをスベックルサイズ ( $\sim$ 数十  $\mu\text{m}$ ) より大きくし、かつエレメント間隔を広げてやることで、各エレメントの相関がなくなり、独立した信号として取り扱うことが出来るため、64個の信号の積算は、64回の時間平均に等しい結果が得られる。

### 6-3 計測結果

#### 6-3-1 ミカンの透過画像

図6-2に、得られたミカンの(a)2次元透過画像、及び(b)ミカンの外観、(c)断面写真を示す。測定したミカンは外径70mmで皮は剥いていない、(b)に示した写真の上方からTi:サファイアレーザー光(波長800nm)を入射した。入射ビーム径は $\phi 1$ mm、入射光のエネルギーは10mWである。(a)は得られた2次元透過画像であり、測定点は $300 \times 300$ 、実効的な測定間隔は200 $\mu$ m、ステージの移動速度は40mm/s、測定時間はおよそ5分である。(c)は測定終了後にスライスした断面写真である。(a)は実寸大であるが、周辺部ではレーザー光の回折等で異常な信号が出るため画像から除外しているため、写真よりやや小さくなっている。これより、外観の写真(b)からは全く分からない、内部の房の構造がよく画像として捕えられていることが分かる。房の境界および中心部は繊維質でしかも水分が少なく、光の散乱が大きいため黒く見える。また(b)に示すようにミカンの入射面側にある皮の傷が、透過画像にも確認される。これは皮を剥くことで入射面側の散乱が減少し、透過光が増すために白く見えているものと考えられる。

#### 6-3-2 ヒト手中指の透過画像

図6-3はヒトの手中指の透過画像計測結果である。骨と骨の間の第一関節において血管がよく画像化されている。今後さらに測定光学系の最適化や測定波長の最適化を行うことでさらに鮮明な透過画像を得ることが出来ると考えている。この関節の部位は、リュウマチなどの早期診断で非常に常用であるが、現在のX線ではほとんど有意な情報が得られず、またMRIでも難しいことから、光による計測の可能性が期待される場所である。また本計測ではあまり信号の得られていない骨の部位においても近い将来適切な波長の選択などにより、骨粗鬆症などの早期診断に利用できる可能性がある[6-5]。さらに本測定システムは数分程度(1次元画像であれば数秒)の短時間で計測が可能なおから、近い将来、薬剤投与後などのリアルタイムな生体の内部変化の様子や、試料あるいは光学系を回転させることによる断層画像の取得も短時間で可能になるはずである。

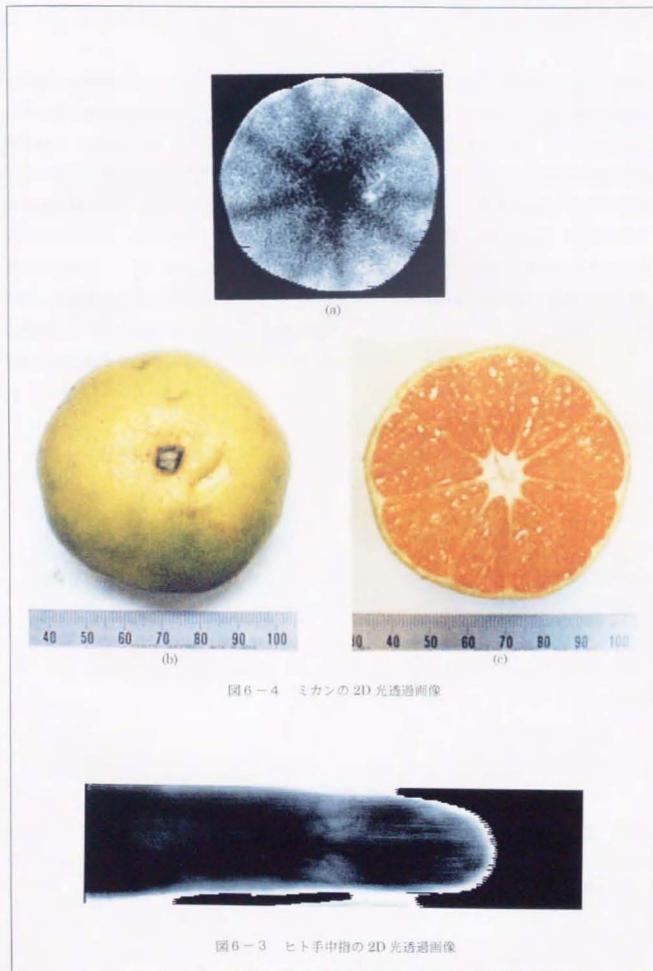


図6-4 ミカンの2D光透過画像



図6-3 ヒト手中指の2D光透過画像

#### 6-4 まとめ

試作した高出力・低ノイズLD励起グリーンレーザーを励起源とした全固体Ti:サファイアレーザーを実際に生体の透過画像計測に適用した結果について述べた。本計測システムは稼働したばかりで、光学系を含むシステム全体の十分な最適化が行われていないにもかかわらず、ミカンの房の構造及び指の血管の構造が明確に確認できたことは本計測方式の有用性を裏付けている。なお今回の波長800 nmにおける測定は、従来のArレーザー励起Ti:サファイアレーザーを用いた場合ノイズのために全く測定が不可能であり、全固体化することで初めて可能になったものである。本研究において試作された全固体レーザーの有用性を実証することが出来た。今後さらに、本研究で広帯域波長可変性能を実証できたcw OPOなどの光源が実用化されれば、波長選択の幅が著しく広がり、様々な生体試料や生体部位の透過画像計測が1台の光源で可能になると期待される。

- [6-1] S.Anderson-Engeles, R.Berg, A.Persson, and S.Svanberg, "Multispectral tissue characterization with time resolved detection of diffusely scattered white light," *Opt. Lett.* vol.18, pp.1697-1699 (1993).
- [6-2] M.Toida, M.Kondo, T.Ichimura, and H.Inaba, "Experimental verification of imaging detection in highly scattering media using antenna properties of optical heterodyne microscope scheme," *Electron Lett.* vol.26, no.11, pp.700-702 (1990).
- [6-3] A.Yariv, *Optical Electronics*, 3rd ed. (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1985) p.352.
- [6-4] K.P.Chan, K.Satori, and H.Inaba, "Laser imaging through scattering media by enhanced heterodyne detection and speckle averaging using "D detector array," *Electron Lett.* vol.34, no.11, pp.1101-1102 (1998).
- [6-5] B.Devaraj, M.Usa, K.P.Chan, T.Akatsuka, and H.Inaba, "Recent advance in coherent detection imaging (CDI) in biomedicine: Laser tomography of human tissues in vivo and in vitro," *IEEE J.Sel.Tops. Quantum Electron.* vol.2, no.4, pp.1008-1016 (1996).

本研究においては、生体光情報計測、特に透過光を用いて生体の内部情報を分光的に得るための cw 広帯域波長可変コヒーレント光源の比較検討と、動作原理までさかのぼりながら実用化への問題点の改善、性能向上を試みた。

まず2章では、現在実用化されている、あるいは実用化が期待されている2種類の代表的な波長可変レーザー、Ti:サファイアレーザーと Cr:LiSAF レーザーを対象として取り上げた。将来生体光情報計測に適用するにあたり、課題になるであろうその全固体化、広帯域化、ローノイズ化を研究課題として取り組んだ。その結果、Ti:サファイアレーザー励起用、高出力・ローノイズ LD 励起内部共振器型 Nd:YAG レーザーの試作に初めて成功した。6W を越える cw グリーン高出力と-130dB/Hz 以下のローノイズ特性が得られたが、特にノイズ特性については本質的なノイズ原因の除去に成功することにより、現在市販されている同出力クラスの全固体グリーン光源に比べ、相対雑音強度(RIN)が 10 dB 以上低いことを確認できた。また、このグリーン光源のローノイズ化はそのまま励起した Ti:サファイアレーザーの波長可変光出力のローノイズ化に直結することを確かめた。光源がローノイズ化されることで、生体光情報計測における測定のダイナミックレンジが広がり、より厚い生体試料の計測が可能になる。単純には 10 dB の改善で、1 cm 厚い生体組織(肉など)の計測が可能になる。あるいは、ダイナミックレンジが広がることで逆に生体への入射光量を下げても計測が可能になり、目やその周辺組織への安全性を上げることができる。また LD 励起が可能でありながらゲインが低いために広帯域動作が難しいとされていた Cr:LiSAF に、グレーティングを副共振器に用いた複合共振器を採用することで、広帯域動作が可能になることを実験及び理論解析から示した。具体的には複合共振器型 Cr:LiSAF レーザーの波長可変動作を実験的に理解し、そのメカニズムをモデル化することで理論的にその動作を再現することができた。さらにその結果から LD 励起に適した低閾値で、広帯域動作を可能にするための新しい方法として、Cr:LiSAF の誘導放出断面積の波長依存性をカップリングミラーの反射率の波長依存性で補償するという方法を提案した。この方法により 200 mW 以下の低い発振閾値で 200 nm にわたる広帯域波長可変が可能になる可能性が示された。またここで確立した複合共振器の動作解析、あるいは広帯域化のための設計手法は、他のあるいはこれから新たに出現するあらゆる波長可変固体レーザー媒質に対して適用でき、特にゲインの低い媒質に対しては非常に有用である。

3章では近い将来、超広帯域の波長可変光源として実用化が期待されている cw 光パラメ

トリック発振器について検討した。これはレーザーとは異なり非線形光学により格段に広い波長範囲で動作可能で、特に波長可変レーザーでは得ることのできない可視域や  $1\ \mu\text{m}$  以上の赤外域での波長可変光源として期待されている。本研究では、その共振器ミラーに広帯域高反射ミラーを新たに試作、採用することで、これまで期待されながらも実証されていなかった広帯域波長可変動作に世界で初めて成功し、 $0.8$  から  $1.6\ \mu\text{m}$  にわたりほぼ連続的に波長を変化させることができた。同時に、その発振スペクトルが単一縦モードであることを確認した。さらに今回の実験結果から、用いる非線形光学結晶に特異な波長可変特性（波長の飛び）が新たに観測された。これは今後、実用化する際に解決、あるいは物理的な原因を理解しておく必要がある。そこで光パラメトリック発振動作の実験および理論計算、非線形光学結晶に固有な 2 波長同時共振特性（クラスターカーブ）、パラメトリックゲインのバンド幅の計算などから総合的な解析を行い、最終的にその同調特性の特異性が、用いた広帯域共振器ミラーが有する周期的なごくわずかな反射率の落ち込みに起因していることを明らかにした。この反射率の落ち込みは、理論計算からは推測できるものの、分光光度計では測定が不可能なほど急峻でかつわずかなものであるが、cw 光パラメトリック発振器に適用する場合には、その動作に大きな影響を与えることがわかった。この研究結果は今後、cw 光パラメトリック発振器の広帯域波長可変光源としての可能性に大きな前進を与えるだけでなく、その波長可変特性において重要な新しい知見を得ることができた。

4 章および 5 章では本研究を遂行する過程で生み出された、固体レーザーの本質的な性能向上をはかる新しい提案について取り上げた。4 章で述べた端面励起の複合型レーザー結晶構造は固体レーザー内で発生する熱による悪影響を効果的に緩和できる。これによって波長可変レーザーを含むあらゆるレーザー結晶内での温度上昇、熱レンズ、熱複屈折、熱歪みを大幅に緩和できることを様々なレーザー媒質に適用した実験及び理論計算から示した。特に温度上昇に対して特性の劣化が著しい準 3 準位系媒質に適用した場合、非常に有用で、Nd:YAG の  $946\text{nm}$  準 3 準位発振実験では複合化することで、レーザー出力は 2 倍以上に改善された。

また 5 章では、2 章でも取り上げた内部共振器型レーザーのローノイズ化について、その物理的メカニズムから詳細に検討した。その結果 passive FM レーザ動作という新しい現象を明らかにし、実験を中心にその動作特性を解析した。共振器中のレーザー媒質の相対位置、波長変換用非線形光学結晶の位相整合条件がローノイズ動作条件に強い影響を与えることが理解できた。さらに他に有効なローノイズ方式の提案されていない Nd:YAG の  $946\text{nm}$  準 3 準位発振の内部共振器型ブルーレーザーにこの方式を適用するこ

とでローノイズ化に成功し、本方式の原理的な汎用性、有用性を改めて実証することができた。

6 章では、2 章で述べた全固体 Ti:サファイアレーザーを、実際に生体の透過画像計測の光源として適用した結果について述べた。従来の Ar イオンレーザー励起 Ti:サファイアレーザーでは低周波ノイズのために測定できなかった  $800\text{nm}$  帯での 2 次元透過画像計測が、本研究の成果である全固体化によって初めて計測に成功した。果実（ミカン）の内部の構造が明確に映し出され、またヒトの指関節周辺の血管の形状を鮮明に画像化することが出来た。全固体化によって、単なる高効率化に留まらず、レーザー発振メカニズムの制御による低ノイズ化が実現できたことで、本研究の意義や重要性、有用性を応用面からも実証、再確認することが出来た。

本研究によって生体光情報計測に適した cw 広帯域波長可変コヒーレント光源のいくつかの基本技術の概念が確立できた。今後はこれらの結果を踏まえた実用化への次のステップへの進展が期待される。

## 謝辞

本研究を学位論文にまとめるにあたり、丁寧にご指導を頂いた黒田寛人助教授に感謝いたします。お忙しいところ、いろいろご面倒をお引き受けいただき、本当にありがとうございました。

本研究を遂行するにあたり、ふさわしい研究環境および研究予算を認めていただいた東北工業大学、稲場文男教授（生体光情報研究所、技術顧問（当時））に感謝いたします。また予算面から研究を常にサポートしていただいた生体光情報研究所、田口昇第三研究室長（現NEC）に感謝いたします。

研究を進める上で、幅広く議論をしていただいた福井大学、小林喬郎教授、複合共振器や光パラメトリック発振器の動作解析に関して有用なコメントや文献を送っていただいた分子科学研究所、平等拓範助教授に感謝いたします。またLBOの物性や位相整合条件に関して、文献にはない貴重な多くのコメントをいただいた防衛庁第2研究所、加藤列先生に感謝いたします。

Cr:LiSAF レーザーに関して共同研究者である生体光情報研究所、第三研究室、井原正博氏（現島津製作所）に感謝いたします。グレーティングによる複合共振器は氏の提案によるものでした。

レーザー結晶内の熱歪み計算を引き受けていただいたNEC、光・超高周波デバイス研究所、光コンポーネント研究部、笠松直史氏に感謝いたします。また氏には非線形光学結晶やアイセーフレーザー結晶に関する膨大な文献のコピーを、面倒がらずに送っていただき大変助かりました。

cw 光パラメトリック発振器に関して、広帯域高反射ミラーの試作を引き受けていただいた昭和オプトロニクス株式会社、技術部、木村信二、木村美喜男両氏に感謝いたします。無謀なスペックであるにもかかわらず、興味を持って取り組んでいただき、幾度の失敗にもめげず、赤字覚悟で試作していただいた結果、大変素晴らしい波長可変特性が得られました。また木村信二氏にはお忙しいところ、広帯域ミラーの反射率プロファイルのシミュレーションまでやっていただきました。

複合型レーザー結晶の試作を引き受けていただいた、株式会社ナムテック、青島ご兄弟に感謝いたします。当時ほとんど例のなかったレーザー結晶の拡散接合を、興味を持って取り組んでいただきました。特にNd:YVO<sub>4</sub>の複合化では結晶の分解を避けるために、酸素雰囲気中で高温加熱できる釜まで探していただき、おかげで予想以上の良い結果が得られました。また試作の取りかかりや対応が非常に速く、報告レポートも非常に丁寧であったことも感謝しております。

最後にミカンや指の2次元透過画像計測で協力を頂いた、生体光情報研究所、第三研究室、陳建信博士（現山形テクノポリス財団）、佐島耕自氏（現日立電線）に感謝いたします。

