

## 修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工学研究科 基盤理工学専攻 博士前期課程		
氏 名	多田 涼太郎	学籍番号	2133069
論 文 題 目	Tm <sup>3+</sup> :YLF レーザー励起 Cr <sup>2+</sup> :ZnSe レーザーの開発		
要 旨	<p>&lt;背景&gt;</p> <p>Cr<sup>2+</sup>:ZnSe[1]は、波長 1.9~3.4 μm と非常に広帯域な蛍光スペクトルを有しており、室温動作可能、低発振閾値、機械的安定性などに優れている。また Cr<sup>2+</sup>:ZnSe レーザーは、波長 1 μm 帯レーザーと比較し、ZnGeP<sub>2</sub>(ZGP)結晶を用いた光パラメトリック発振(OPO)[2]などによって分子の指紋領域である 4~10 μm への非線形波長変換が行いやすい。こういった応用に向けて高エネルギーで短パルスなレーザーが求められているため、本研究では音響光学変調器(AOM)を用いた Q スイッチ Tm:YLF レーザーを励起光源として、利得スイッチ法による~mJ かつ~ns の Cr:ZnSe レーザーの開発を目指した。</p> <p>&lt;実験&gt;</p> <p>本研究ではまず、AOM の挿入を考慮した Tm:YLF レーザーの開発を行った。Tm:YLF は結晶長が 20 mm で c-cut の Tm:YLF を使用し、高出力な波長 792 nm のファイバー結合 LD で励起した。さらにそれを励起光源として、Cr:ZnSe レーザーの実験を行った。</p> <p>&lt;結果&gt;</p> <p>AOM 挿入用 Tm:YLF レーザー実験において、出力鏡の透過率が 10%のとき、励起パワー28.3W で最大出力 5.15 W、発振波長 1926 nm のレーザー発振を確認した。またこれを用いた Cr:ZnSe レーザー実験においては、発振を確認したものの出力、スペクトルともに不安定であった。時間波形についても測定したところ、セルフパルシングが確認でき、さらに Tm:YLF レーザーにおいても、セルフパルシングが確認できた。Tm:YLF レーザーのセルフパルシングにおいては現在考察中だが、AOM を挿入し、パルスを制御することができれば、安定した利得スイッチ Cr:ZnSe レーザーの開発に繋がると考えている。</p> <p>[1] S.Vasilyev et.al., Opt.Express, <b>7</b>, 2636 (2017)</p> <p>[2] K.Vodopyanov et.al, Opt.Lett., <b>25</b>, 841-843 (2000)</p>		



# 令和4年度 修士論文

Tm<sup>3+</sup>:YLFレーザー励起Cr<sup>2+</sup>:ZnSeレーザーの開発

学籍番号 2133069

氏名 多田 涼太郎

基盤理工学専攻

主任指導教員 戸倉川 正樹 准教授

指導教員 白川 晃 教授

提出日 令和5年1月26日

主任指導教員印	指導教員印

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
<b>第2章 原理</b>	<b>2</b>
2.1 レーザーの基礎	2
2.1.1 自然放出と誘導放出	2
2.1.2 光の吸収	3
2.1.3 反転分布	4
2.1.4 3準位レーザー	5
2.1.5 4準位レーザー	7
2.1.6 レーザー増幅	8
2.1.7 レーザー発振の条件	9
2.1.8 最適出力鏡	11
2.1.9 スロープ効率と共振器内損失	12
2.2 利得媒質	12
2.2.1 希土類添加 $Tm^{3+}$ レーザー	12
2.2.2 遷移金属 $Cr^{2+}$ レーザー	17
2.3 パルス発生法	18
2.3.1 Qスイッチ法	18
2.3.2 利得スイッチ法	20
2.4 共振器設計	20
2.4.1 開口数 ( $NA$ )	20
2.4.2 ガウシアンビームの伝搬	21
2.4.3 ビーム品質 ( $M^2$ )	22
2.4.4 自己無撞着法	23
<b>第3章 <math>Tm^{3+}</math> : YLF 発振実験</b>	<b>25</b>
3.1 吸収特性	25
3.2 実験構成	26
3.3 実験結果	28
<b>第4章 <math>Tm^{3+}</math> : YAP 発振実験</b>	<b>31</b>
4.1 吸収特性	31
4.2 実験構成	32
4.3 実験結果	33
<b>第5章 AOM 挿入用 <math>Tm^{3+}</math> : YLF 発振実験</b>	<b>35</b>
5.1 実験構成	35
5.2 実験結果	35
5.3 ビーム品質	38



<b>第 6 章 Cr<sup>2+</sup> : ZnSe 発振実験</b>	<b>39</b>
<b>6.1 実験構成</b> .....	39
<b>6.2 実験結果</b> .....	40
<b>第 7 章 結論</b>	<b>42</b>
<b>謝辞</b>	<b>44</b>
<b>参考文献</b>	<b>44</b>

## 第 1 章 序論

2-3  $\mu\text{m}$  の中赤外線領域で直接レーザー発振が可能である  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  は、波長 1.9~3.4  $\mu\text{m}$  と非常に広帯域な蛍光スペクトルを有しており、室温動作可能、低発振閾値、機械的安定性に優れている。また 1.5~2  $\mu\text{m}$  に吸収を有していることから、 $\text{Tm}^{3+}$  や  $\text{Er}^{3+}$  レーザーといった汎用的なレーザーでの励起が可能である。さらに  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  は、 $\text{ZnGeP}_2$  (ZGP) 結晶を用いた光パラメトリック発振 (Optical Parametric Oscillator: OPO) [1][2] などにより、4~10  $\mu\text{m}$  への非線形波長変換が行いやすい。この波長帯域は、分子の指紋領域 [3] と呼ばれ、生体顕微鏡といった医療応用 [4] のほか、環境計測 [5]、中赤外分光 [6] など、様々な応用分野での展開が期待されている。こういった応用に向けて、高エネルギーかつ短パルスなレーザーが求められており、そのようなレーザーを得る手法の 1 つとして Q スイッチ法 [7] がある。我々の研究室では、Q スイッチ法を用いてパルス幅が  $\sim\text{ns}$  の  $\text{Tm}^{3+}$  レーザーを開発を行ってきたが、 $\text{Tm}^{3+}$  添加の利得媒質と比較し  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  は蛍光寿命が 6  $\mu\text{s}$  と非常に短く、Q スイッチ法では高エネルギーかつ短パルス化が困難である。

そこで本研究の目的として、蛍光寿命が短い利得媒質においても高エネルギーで短パルスなレーザーを得ることが可能な、利得スイッチ法による、 $\sim\text{mJ}$  かつ  $\sim\text{ns}$  の  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの開発を目指した。またそのための励起光源として  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーをおよび  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  レーザーの開発を目指した。

$\text{Tm}^{3+}$  レーザーは波長 2  $\mu\text{m}$  帯で動作するレーザーであり、その大きな利点として、量子効率 2 に迫る高出力な 0.8  $\mu\text{m}$  帯 LD で励起可能であることが挙げられる。中でも  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  は、熱レンズ効果が小さく、また蛍光寿命が 13 ms と長いことから上準位へエネルギーが蓄えやすい利点を有している。これにより Q スイッチ発振が行いやすい利得媒質であり、利得スイッチ用の励起光源として適している。また  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  においては、他の代表的な  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質である  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$  と同等の光学特性を持ちつつ、熱機械特性に優れた利点を有している。

本研究では、まずは初めに  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  および  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  レーザーの開発を行った。次に共振器の条件を変更し、Q スイッチ発振を可能にするための音響光学変調器 (Acousto-optic Modulator: AOM) の挿入を考慮した  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーを開発した。さらに、それを用いて  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの実験まで行ったので詳細について報告する。

本論文の構成として、まず第 2 章においてレーザーに関する基礎物理、本研究で用いた利得媒質の特徴、パルス発生法および共振器を設計する上で基礎となる手法について述べる。第 3 章、第 4 章では  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  および  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  レーザー、第 5 章で AOM の挿入を考慮した  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザー、第 6 章でそれを励起光源とした  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの実験の手法および結果とその考察を述べた後、第 7 章を結論とする。

## 第 2 章 原理

本章では、[2.1](#) でレーザーの基礎原理、[2.2](#) で本研究で使用した利得媒質、[2.3](#) でパルス発生法、[2.4](#) で共振器設計とそれに伴う光学原理および計算法について述べる。

### 2.1 レーザーの基礎

レーザー (LASER) とは「原子や分子による光の誘導放出を利用して光を増幅する」という意味の英語 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の頭文字である。本節では、レーザーの基礎原理について述べる。

#### 2.1.1 自然放出と誘導放出

レーザーを取り扱う上で原子遷移と電磁放射の吸収や放出の議論は必要不可欠である。ここではまず初めに、自然放出と誘導放出の概念について説明する [\[7\]](#)。

以下の図 [2.1](#) に示されるような 2 準位系のエネルギー状態を考える。

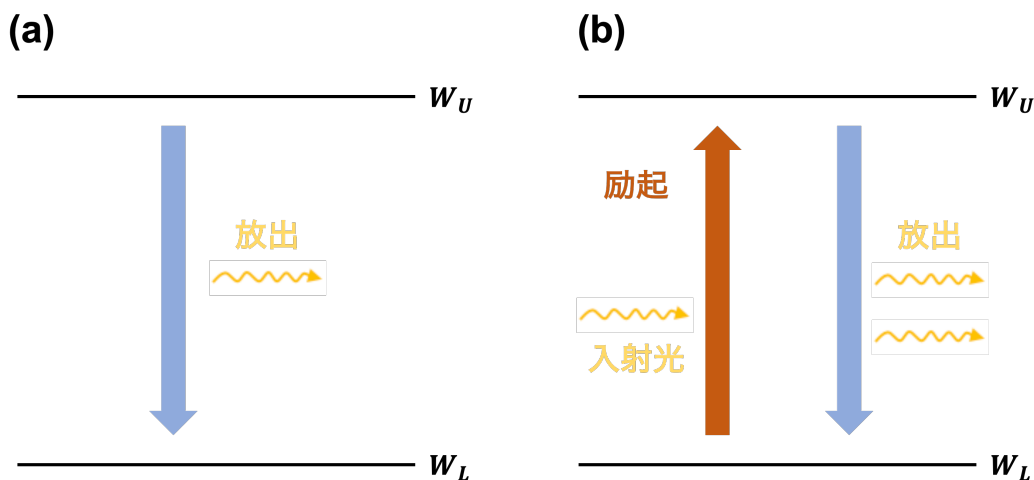


図 2.1: 自然放出 (a) と誘導放出 (b) の概略図

原子が 2 つのエネルギー準位  $W_U$ 、 $W_L$  の間で遷移するとき、上の準位  $W_U$  にある原子は光を放出し、下の準位  $W_L$  にある原子は光を吸収する。下の準位にある原子による光の吸収は、入射光の強さに比例するが、上の準位にある原子からの光の放出は、入射光がなくても起こる。これを自然放出と呼ぶ。1 個の原子が単位時間に放出する確率を  $A$  とすると、入射光のエネルギー密度が  $W(\omega)$  であるときに上の準位の原子が光を放出する確率は式 [\(2.1\)](#) で表される。

$$p(U \rightarrow L) = A_{UL} + B_{UL}W(\omega) \quad (2.1)$$

## 2.1. レーザーの基礎

このとき式 (2.1) において、右辺の第 2 項は入射光の強さに比例して起こる放出であり、これを誘導放出と呼ぶ。下の準位にある原子が光を吸収する確率は式 (2.2) で表される。

$$p(L \rightarrow U) = B_{LU}W(\omega) \quad (2.2)$$

上下準位がそれぞれ 1 つの固有状態に対応するならば

$$B_{LU} = B_{LU} \quad (2.3)$$

である。上の準位は  $g_U$  個の固有状態が縮重し、下の準位は  $g_L$  個に縮重しているときは、それぞれの固有状態の間の遷移については式 (2.3) が成り立つので、縮重した状態をひとまとめにして遷移確率と考えると式 (2.4) となる。

$$g_U B_{LU} = g_L \quad (2.4)$$

式 (2.1) と式 (2.2) の  $A_{UL}$  および  $B_{UL}$  をそれぞれアインシュタインの  $A$  係数および  $B$  係数という。以下これを  $A$  および  $B$  と書くことにする。いま、下の準位に  $N_L$  個の原子があるとすると、これらの原子が単位時間に吸収する光のエネルギー、すなわち吸収パワーは式 (2.5) で表される。

$$P_{abs} = \hbar\omega BW(\omega)N_L \quad (2.5)$$

また、上の準位にある  $N_U$  個の原子から単位時間に放出される光のエネルギー、すなわち放出パワーは式 (2.6) で表される。

$$P_{emi} = \hbar\omega\{A + BW(\omega)\}N_U \quad (2.6)$$

### 2.1.2 光の吸収

図 2.2 のように、厚さ  $z$  の物質に強度  $I_{in}$  の光が入射している。物質を通過後に射出してくる光の強度を  $I_{out}$  とおく。

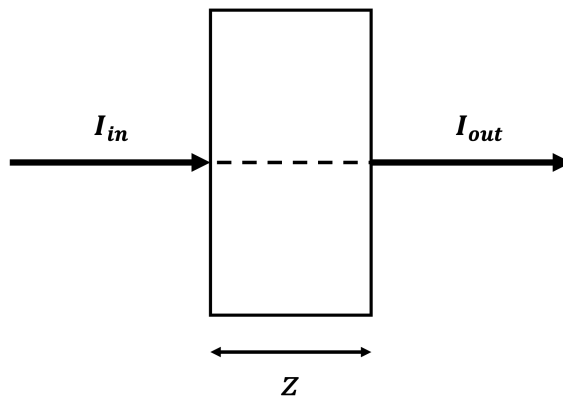


図 2.2: 物質を透過する光の吸収 [5]

## 2.1. レーザーの基礎

ここでは、光強度とは、単位時間あたりに単位面積を通過する光のエネルギーを指すことにする。単位は  $[\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m}^2) = \text{W}/\text{m}^2]$  である。  $I_{in}$  と  $I_{out}$  の関係は、吸収係数  $\alpha$  を用いて式 (2.7) で表される [8]。

$$I_{out} = I_{in}e^{-\alpha z} \quad (2.7)$$

式 (2.7) より、実験的に  $I_{in}$  と  $I_{out}$  を測定することで吸収係数  $\alpha$  を見積もることができる。また一般的に、固体レーザーにおいて吸収係数  $\alpha$  は利得媒質の吸収断面積  $\sigma_{abs}$  と添加濃度  $N$  を用いて式 (2.8) で表される [9]。

$$\alpha = \sigma_{abs} \times N \quad (2.8)$$

ここで添加濃度  $N$  は宿主材料の密度  $\rho$ 、分子量  $M$ 、アボガドロ定数  $N_A$ 、原子パーセント  $x$ 、分子あたりの置換されるイオンの個数  $y$  を用いて式 (2.9) で表される。

$$N = \frac{\rho}{M} \times N_A \times \frac{x}{100} \times y \quad (2.9)$$

式 (2.8) と式 (2.9) より吸収係数  $\alpha$  は式 (2.10) で表される。

$$\alpha = \sigma_{abs} \times \frac{\rho}{M} \times N_A \times \frac{x}{100} \times y \quad (2.10)$$

### 2.1.3 反転分布

レーザーに必要な条件は誘導放出であるが、これは自然に生じるものではない。ここでは誘導放出を起こすために必要な反転分布について説明する。2.1.1でも述べたように、誘導放出と吸収とは、媒質の原子が上下の準位に分布する限り同時に起こり、各準位の間誘導遷移の確率は上から下への順位とで等しい。普通の状態の媒質では、下の準位にある原子数の方が上の準位にある原子数よりも多いので、自然には誘導放出は起こらないわけであるが、適当な方法で媒質を励起して、上の準位の原子数  $N_U$  を下の準位の原子数  $N_L$  よりも大きくすれば、媒質に入射した光は誘導放出によって増幅される。これがレーザー増幅である [4]。熱平衡状態で  $N_L < N_U$  となる分布とは逆に、  $N_U < N_L$  の分布にすることを反転分布という。多数の原子が温度  $T$  で熱平衡状態になっていると、  $N_L$  と  $N_U$  はボルツマン分布の法則に従うので、式 (2.11) となる。

$$\frac{N_U}{N_L} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \quad (2.11)$$

ここに反転分布  $N_L < N_U$  を式 (2.11) に適用してみると

$$\frac{N_U}{N_L} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) > 0 \quad (2.12)$$

つまり

$$\frac{\hbar\omega}{k_B T} < 0 \quad (2.13)$$

となる。ここで  $\frac{\hbar\omega}{k_B} > 0$  だから、反転分布は  $T < 0$  という負温度の状態であるという。反転分布を作るには、媒質に適当な方法でエネルギーを加えて原子を励起し、下の準位の原子

## 2.1. レーザーの基礎

数  $N_L$  を減らし、上の準位の原子数  $N_U$  を増やさなければならない。これはポンピングと呼ばれる。光の周波数  $\nu$  では  $h\nu \gg k_B T$  であり、 $N_U$  が非常に小さく、下の準位の原子数を減らして反転分布を作る方法は使えない。そこで光の誘導放出を実現するためには、上の準位の原子を増やすポンピングが必要である。光照射あるいは電子衝撃で 2 準位原子を励起すると、上の準位の原子が増えていくが、それにつれて上の準位にせっかく励起された原子が入射光や電子の影響で下の準位に遷移する確率が増すので、いくら強く励起しても反転分布は得られない。そこでレーザーでは、原子の 3 つの準位、または 4 つの準位を利用してポンピングを行い、反転分布を作る。以下に 3 準位レーザーおよび 4 準位レーザーの過程について説明する。

### 2.1.4 3 準位レーザー

[2.1.3](#) でも述べたように、反転分布  $N_U < N_L$  を実現する方法の 1 つとして、3 つのエネルギー準位を用いる方法があり、これを用いたレーザーを 3 準位レーザーと呼ぶ。3 準位レーザーの代表例としてはルビーレーザーのほか、本研究で用いた  $\text{Tm}^{3+}$  レーザーがあり、ここでは 3 準位レーザーのスキームについて説明する。

まず初めにレーザー作用する原子の 3 つの準位 1、2、3 のエネルギーをそれぞれ  $W_1$ 、 $W_2$ 、 $W_3$ 、原子数を  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$  とする。図 [2.3](#) に示すように  $W_1 > W_2 > W_3$  とすると熱平衡状態では  $N_1 > N_2 > N_3$  であるが、最下の準位が必ずしも原子の基底状態とは限らない。適当なエネルギーの光、電子、または他の原子などが衝突すれば、準位 1 の原子は準位 3 に励起される。何らかのポンピングによって原子が準位 1 から準位 3 へ単位時間に励起される確率を  $\Gamma$  で表す [\[4\]](#)。レーザー媒質の温度を  $T$  とすれば、エネルギーの低い  $W_L$  のような準位から高い準位  $W_U$  の準位に熱的に励起される確率  $\gamma_{LU}$  と、その逆の  $\gamma_{UL}$  には次のような関係がある。熱平衡状態では

$$N_U \gamma_{UL} = N_L \gamma_{LU} \quad (2.14)$$

$$N_U = N_L \exp\left(-\frac{W_U - W_L}{k_B T}\right) \quad (2.15)$$

であるから

$$\frac{\gamma_{LU}}{\gamma_{UL}} = \exp\left(-\frac{W_U - W_L}{k_B T}\right) \quad (2.16)$$

である。この関係は  $N_U$  と  $N_L$  が熱平衡状態でなくても一般的に成り立つ。これらの確率が、問題を取り扱う条件の下では一定であるとすれば、3 準位原子をポンピングしたときの各準位の原子数の時間変化を表すレート方程式は

$$\frac{dN_1}{dt} = -(\Gamma + \gamma_{12} + \gamma_{13})N_1 + \gamma_{21}N_2 + \gamma_{31}N_3 \quad (2.17)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{12}N_1 - (\gamma_{21} + \gamma_{23})N_2 + \gamma_{32}N_3 \quad (2.18)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (\Gamma + \gamma_{13})N_1 + \gamma_{23}N_2 - (\gamma_{31} + \gamma_{32})N_3 \quad (2.19)$$

となる。ここで  $N_1 + N_2 + N_3 = \text{const} = N$  であって、 $N$  は 3 準位原子の総数を表す。定常状態を考えると、式 [\(2.17\)](#) [\(2.19\)](#) の左辺において、定常的にポンピングされているときの原子数分布を求めることができる。各準位の間隔が熱エネルギーの  $k_B T$  よりも十分に大

## 2.1. レーザーの基礎

きいと仮定する。すると、式 (2.17) により  $\gamma_{12} \ll \gamma_{21}, \gamma_{13} \ll \gamma_{31}, \gamma_{23} \ll \gamma_{32}$  であるから、 $\gamma_{12}, \gamma_{13}$  および  $\gamma_{23}$  を式 (2.17) (2.19) で無視し、定常解として

$$N_1 = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32})}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma} N \quad (2.20)$$

$$N_2 = \frac{\gamma_{32}\Gamma}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma} N \quad (2.21)$$

が得られる。そこで励起の強さが

$$\Gamma > \gamma_{21}\left(1 + \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{32}}\right) \quad (2.22)$$

になれば  $N_2 > N_1$  となり、反転分布を生じることがわかる。なるべく弱い励起で反転分布を作るには、上の条件でわかるように、 $\gamma_{21}$  が小さいほど良く、また  $\gamma_{32}$  は  $\gamma_{31}$  に比べて大きい方が良い。すなわち、レーザー遷移の上準位から下準位への緩和が遅いこと、最初に励起される準位 3 からレーザーの上準位 2 への緩和が速いことが望ましい。励起の強さが増すにつれて、反転分布  $\Delta N = N_2 - N_1$  がどのようにして増していくかを調べると、式 (2.20) と式 (2.21) から式 (2.23) で表される。

$$\Delta N = \frac{\gamma_{32}\Gamma - \gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32})}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma} N \quad (2.23)$$

励起が十分に強いときの反転分布は式 (2.24) で表される。

$$\lim_{\Gamma \rightarrow \infty} \Delta N = \frac{\gamma_{32}N}{\gamma_{21} + \gamma_{32}} = \frac{N}{1 + \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{32}}} \quad (2.24)$$

従って、やはり  $\gamma_{21}$  が小さいほど良く、また  $\gamma_{32}$  は  $\gamma_{31}$  に比べて大きい方が良く、それだけ強いレーザー作用が起こる。

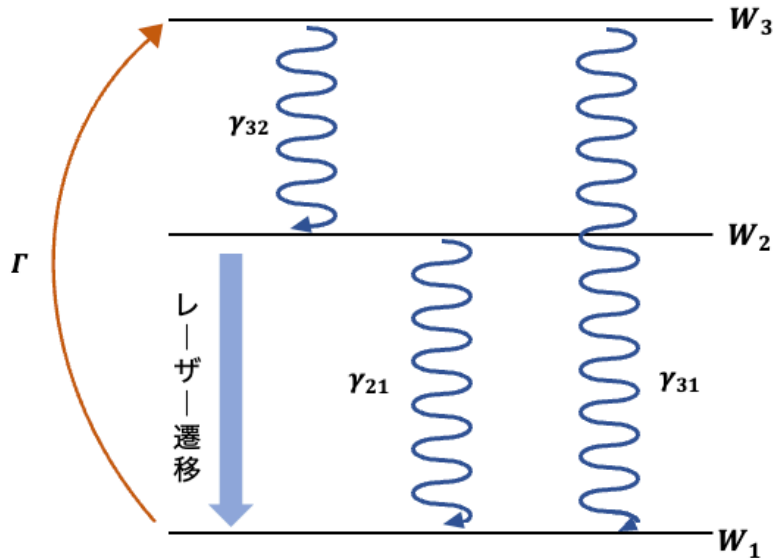


図 2.3: 3 準位系レーザーのエネルギー準位図 [7]



## 2.1.5 4準位レーザー

反転分布  $N_U < N_L$  を実現するレーザーにおいて、3準位レーザーの他に4準位レーザーがある。4準位レーザーの代表例には、 $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$  レーザーのほかに、本研究で用いた  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーがある。ここでは4準位レーザーのスキームについて説明する。

まず初めに3準位レーザーとの違いについて、4準位レーザーの方が反転分布成形が容易であることが挙げられる。3準位レーザーでは、レーザー遷移の下準位が最もエネルギーが低いために熱平衡状態では大部分の原子がこの準位にあり、反転分布を生じるためには、強い励起を用いて下準位1の原子数を半分以下にしななければならなかった。これに対して4準位レーザーは、図 2.21 に示すような4準位を持つ原子を考えたとき、準位2と準位1の間に反転分布を作るとすると、レーザー遷移の下準位1が基底準位0から  $k_B T$  にくらべて高いエネルギーにあれば、熱的に準位1に励起される原子が少ないので、上準位2に比較的少数の原子をポンピングしただけで反転分布ができる。3準位のレーザーと同様に、準位1、2、3の間隔は  $k_B T$  よりもずっと大きいと仮定するが、準位1は基底準位0に比較的近いので、多数の原子が存在する基底準位からの熱的励起  $\gamma_{01} N_0$  は無視しないことにする。そうすると各準位の原子数のレート方程式は

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{01} N_0 - \gamma_{01} N_1 + \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3 \quad (2.25)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma_2 N_0 + \gamma_{32} N_3 \quad (2.26)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \Gamma N_0 - \gamma_1 N_3 \quad (2.27)$$

$$-\frac{dN_0}{dt} = \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt} \quad (2.28)$$

となる。各係数の意味は3準位レーザーの場合と同じであるから、 $\gamma_2 = \gamma_{20} + \gamma_{21}$ 、 $\gamma_3 = \gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32}$  とおいた。前と同様にして定常状態の解を求めると

$$N_1 = \left( \frac{\gamma_{01}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{21}\gamma_{32} + \gamma_2\gamma_{31}}{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3} \right) \Gamma N_0 \quad (2.29)$$

$$N_2 = \frac{\gamma_{32}\Gamma}{\gamma_2\gamma_3} N_0 \quad (2.30)$$

$$N_3 = \frac{\Gamma}{\gamma_3} N_0 \quad (2.31)$$

となる。 $N_0 + N_1 + N_2 + N_3 = N$  であるから、 $N_0$  は

$$N_0 = \frac{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3 N}{(\gamma_{10} + \gamma_{01})\gamma_2\gamma_3 + \gamma_{32}(\gamma_{21} + \gamma_{10})\Gamma + \gamma_3(\gamma_{31} + \gamma_{01})\Gamma} \quad (2.32)$$

と表される。上式の分子にある  $\gamma_{01}$  は準位0から準位1への熱的励起確率であって、 $\gamma_{01} = \gamma_{10} \exp(-\frac{W_1}{k_B T})$  からわかるように小さいので、反転分布を作るのに必要な励起  $\Gamma$  が小さい値になる。なお、 $\gamma_{31} < \gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{30} + \gamma_{32}$ 、 $\gamma_{21} < \gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{20}$  であるから、 $\gamma_{10} \gg \gamma_2$  ならば、式 (2.31) は近似的に

$$\Gamma > \frac{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3}{\gamma_{10}\gamma_{32}} = \exp(-\frac{W_1}{k_B T}) \gamma_2 \left( 1 + \frac{\gamma_{31} + \gamma_{30}}{\gamma_{32}} \right) \quad (2.33)$$



## 2.1. レーザーの基礎

と表される。これを3準位レーザーの反転分布の式 (2.22) と比べてみると、 $\exp(-\frac{W_1}{k_B T})$  の因子のほかはよく似ている。4準位レーザーでは、準位1が基底準位0から少なくとも  $k_B T$  と同程度以上高いエネルギーにあれば、著しく弱いポンピングで反転分布を作り得ることが式 (2.33) からわかる。

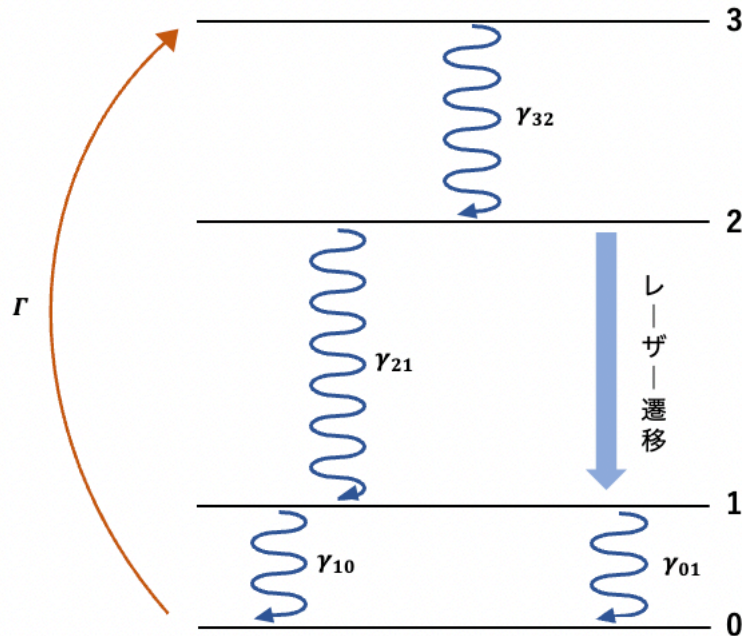


図 2.4: 4準位系レーザーのエネルギー準位図 [7]

### 2.1.6 レーザー増幅

媒質に (2.1.3) で述べたような反転分布を作ったとき、実際にどのようにレーザー増幅やレーザー発振が起こるのかを説明する。[7]。熱平衡状態にある媒質中を光が進むとき、光強度は式 (2.1) で表され、反転分布媒質では  $N_U > N_L$  であり、吸収係数  $\alpha$  は負となる。 $\alpha < 0$  とすると、 $e^{-\alpha z}$  は  $z$  はとともに減少しないで増加していくので、 $\alpha < 0$  は吸収ではなく増幅を表している。パワーは振幅の2乗に比例するから、 $-2\alpha$  を  $G$  と書けば、 $e^{-2\alpha z} = e^{Gz}$  は長さ  $z$  の媒質によるパワー増幅度すなわち利得である。そこで、 $G$  を利得定数、 $G/2$  を増幅定数という。反転分布が  $\Delta = N_2 - N_1$  となっている上準位2と下準位1を持つレーザー媒質の利得定数は角周波数  $\omega$  の単色光に対する断面積  $\sigma(\omega)$  を用いて

$$G = \Delta N \sigma(\omega) \quad (2.34)$$

と書くことができる。反転分布媒質によるレーザー増幅は、通常の熱平衡媒質による吸収と反対の作用である。通常の吸収では入射光が周波数と位相はそのまま減衰する。この場合の時間を逆転してみると、初めに弱い光が前とは逆向きに進んできて、周波数と位相はそのまま振幅が増大していくように見える。これがレーザーにより増幅される光波の様子を表している。

2.1.7 レーザー発振の条件

増幅器に正のフィードバックをかけると増幅が大きくなるが、ある条件で不安定になって発振状態に入る [7]。図 2.5 に示すように、ある周波数の入力に対して増幅率  $A$  をもつ増幅器にフィードバックをかけ、出力電圧  $V_0$  の  $B (< 1)$  倍の入力電圧  $V_i$  に加えて増幅する。 $\beta = 0$  ならばフィードバックがなく、 $V_0 = AV_i$  である。 $\beta \neq 0$  のフィードバックがあると、入力電圧を  $V_i + \beta V_0$  にして増幅するので

$$V_0 = A(V_i + \beta V_0) \tag{2.35}$$

となる。したがってフィードバック増幅器の増幅率は

$$\frac{V_0}{V_i} = \frac{A}{1 - \beta A} \tag{2.36}$$

と表される。入出力電圧は交流理論の複素電圧を考えているので、 $A$  も  $\beta$  は一般に複素数であって位相の変化を含む。そこで  $|1 - \beta A| < 1$  のときが正のフィードバック、逆が負のフィードバックである。

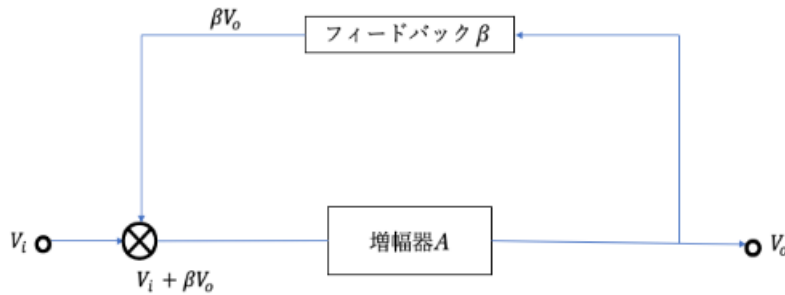


図 2.5: フィードバック発振器 [7]

レーザーの定常的に安定な発振を考える。図 2.6 をに示したような、反射鏡  $M_1$  と  $M_2$  の間に反転分布のレーザー媒質があるファブリペロー発振器を考える。反射鏡のパワー反射率を  $R_1, R_2$  とし、レーザー媒質の長さを  $l$ 、利得媒質を  $G$  とする。光が 2 枚の鏡の間を 1 往復するとき、レーザー媒質を 2 回通るので、往復の増幅率を  $A$  とすると、往復の利得は

$$A^2 = e^{2Gl} \tag{2.37}$$

となる。増幅出力振幅の  $\sqrt{R_1 R_2}$  倍がフィードバックされることになるので

$$\beta = \sqrt{R_1 R_2} e^{i\theta} \tag{2.38}$$

と表す。 $e^{i\theta}$  をつけてあるのは、フィードバックされる光の位相と初めに増幅される光の位相とは著しく異なり得るからである。光のように高周波で短波長では、この位相は周波数が相対的に僅かに違ってても著しく変わる。したがってレーザー増幅における位相のずれを無視すると、 $\theta$  がほとんど 0 になるような周波数で発振する。

## 2.1. レーザーの基礎

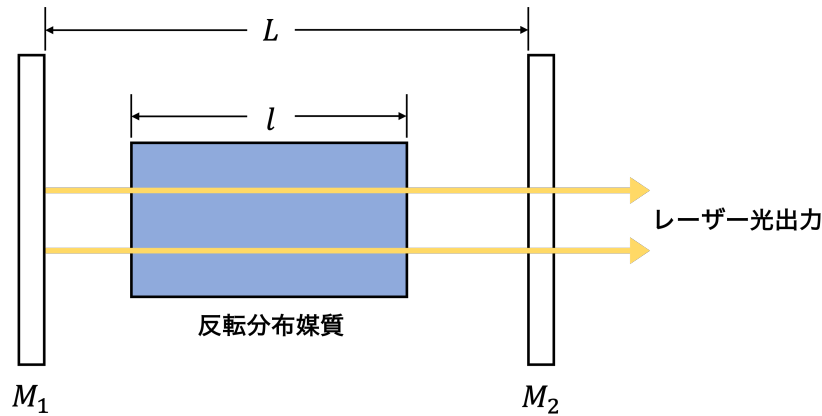


図 2.6: ファブリペロー共振器レーザー [7]

そこで  $\theta = 0$  とおいて、発振条件である  $\beta A = 1$  に式 (2.37)、式 (2.38) を代入すると

$$Gl + \frac{1}{2} \ln R_1 R_2 = 0 \quad (2.39)$$

となる。実際のレーザー媒質では、2準位原子ではなく、他の準位にある原子や不純物原子も含まれ、さらに固体では母体結晶、気体放電ではイオンや電子があって、これらがある程度レーザー光を吸収する。反射鏡以外のいろいろの損失をひとまとめにして、1往復でパワーが  $K$  倍 ( $K < 1$ ) になるとき、等価的パワー定数として

$$L_{eff} = -\frac{1}{2} \ln K \quad (2.40)$$

を用いる。このように表される余分の損失を含めると、レーザー発振の条件は

$$(G - L_{eff})l + \frac{1}{2} \ln R_1 R_2 = 0 \quad (2.41)$$

$$G = -\frac{1}{2l} |\ln R_1 R_2| + L_{eff} \quad (2.42)$$

と表される。これらの式で、 $R_1 < 1$ 、 $R_2 < 1$  であるから  $\ln R_1 R_2 < 0$  である。したがって  $|\ln R_1 R_2|$  が小さいほど小さな利得でレーザー発振が可能である。そこで、なるべく反射率が1に近いようにする。 $R_1$ 、 $R_2 \simeq 1$  の近似の下、式 (2.42) を書き換えれば、

$$G = -\frac{1 - R_1 R_2}{2l} + L_{eff} \quad (2.43)$$

となる。左辺は利得、右辺は損失を表す係数であって、この式は利得と損失の釣り合いを意味している。利得が損失より小さければ、光電場があっても指数関数的に減衰する。利得が損失より大きければ熱放射などの光電場が種子になって指数関数的に発振が立ち上げる。このときの増加率は利得と損失の差で与えられる。光電場が強くなるにつれてレーザー媒質の上準位の原子数が減少し、利得が小さくなる。ところが損失の方は光が強くなってもあまり変わらないので、光の強さが増すにつれて利得と損失の差が減少するので増加率は小さくなり、最終的には利得と損失が釣り合う点に達する。そこで式 (2.43) は、レーザー発振開始のための利得定数のしきい値を与えると同時に、定常的発振時の値を示している。

## 2.1.8 最適出力鏡

2.1.8 で述べたレーザー発振器の損失には、光共振器の内部パワーを外部に取り出すための出力鏡または結合鏡の透過率による結合損失  $T$  と共振器内部での散乱や散乱および回折損失などに基づく残留損失  $L_i$  に分類できる [10][11]。損失を低下させればレーザー発振閾値は低下する。残留損失はレーザー出力として有効に利用されないため低く抑える必要があるが、出力鏡の透過率を下げれば外部に取り出されるパワーの割合は増大するが発振閾値も増大する。すなわち、与えられた励起パワーに対して最大の出力を取り出せる最適透過率を求めることが重要である。いま、共振器内を進行している光の強度を  $I_c$  とおくと、式 (2.36) は小信号利得  $G_0$ 、飽和光強度  $I_s$  を用いて

$$G = \frac{G_0}{1 + (2I_c/I_s)} \quad (2.44)$$

と書き直すことができる。[12] ここでは、定在波型共振器を仮定しているため、左右方向の進行波による光強度  $I_c$  は2倍にしてある。このとき、レーザー出力  $P_0$  は式 (2.45) で表される。

$$P_0 = I_c S T = \frac{I_c S T}{2} \left\{ \frac{2g_0}{(L_i + T)} - 1 \right\} \quad (2.45)$$

ただし、 $S$  はレーザー光のモード断面積、 $g_0 = G_0 l$  は不飽和単行利得である。レーザー出力を最大にする最適透過率  $T_{opt}$  は  $\partial P_0 / \partial T = 0$  の条件より

$$T_{opt} = \sqrt{2g_0 L_i} - L_i \quad (2.46)$$

と求められる。また、これより最適結合条件におけるレーザーの出力は

$$P_{0,opt} = \frac{I_s S}{2} (\sqrt{2g_0} - \sqrt{L_i})^2 \quad (2.47)$$

と与えられる。図 2.7 にレーザー出力と内部パワーの出力鏡透過率による変化の例を示す [13]。透過率が増大すると内部パワーは一様に減少するがレーザー出力には最大値があることがわかる。

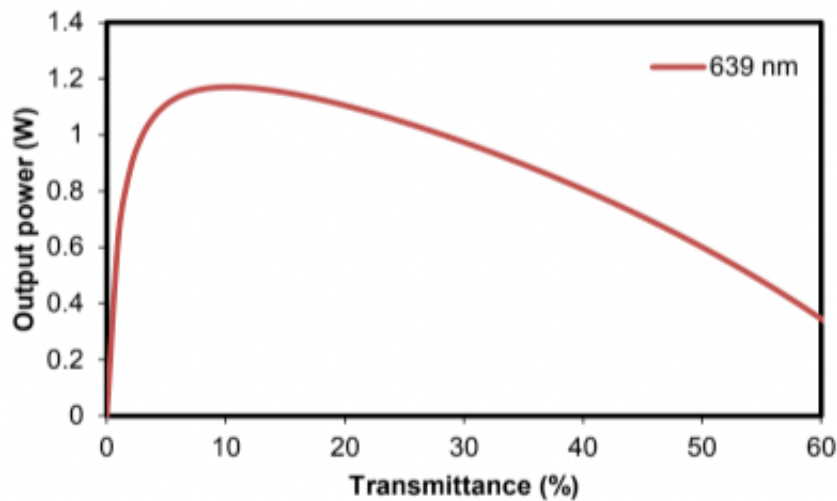


図 2.7: レーザー出力と共振器内部パワーの出力鏡透過率特性の例 [13]

## 2.2. 利得媒質

### 2.1.9 スロープ効率と共振器内損失

レーザーの吸収励起パワーに対する出力パワーの割合を示すスロープ効率  $\eta_{slope}$  は、励起量子効率  $\eta_{stokes}$ 、励起光吸収効率  $\eta_{abs}$ 、原子量子効率  $\eta_{quantum}$ 、モードマッチマッチング効率  $\eta_{mode}$  を用いて式 (2.48) で表される [10][14]。

$$\eta_{slope} = \eta_{stokes} \eta_{abs} \eta_{quantum} \eta_{mode} \frac{T}{T + L_i} \quad (2.48)$$

このとき、左辺の全ての効率  $\eta < 1$  なので、式 (2.48) は限界スロープ効率  $\eta_0$  を用いて

$$\eta_{slope} = \eta_0 \frac{T}{T + L_i} \quad (2.49)$$

と表せる [13]。またこの式を変形して

$$\frac{1}{\eta_{slope}} = \frac{L_i}{\eta_0} \frac{1}{T} + \frac{1}{\eta_0} \quad (2.50)$$

式 (2.50) より、図 2.8 に示すように x 軸に  $\frac{1}{T}$ 、y 軸に  $\frac{1}{\eta_{slope}}$  をとることで、傾きと y 切片から共振器内損失を見積もることができる [16]。

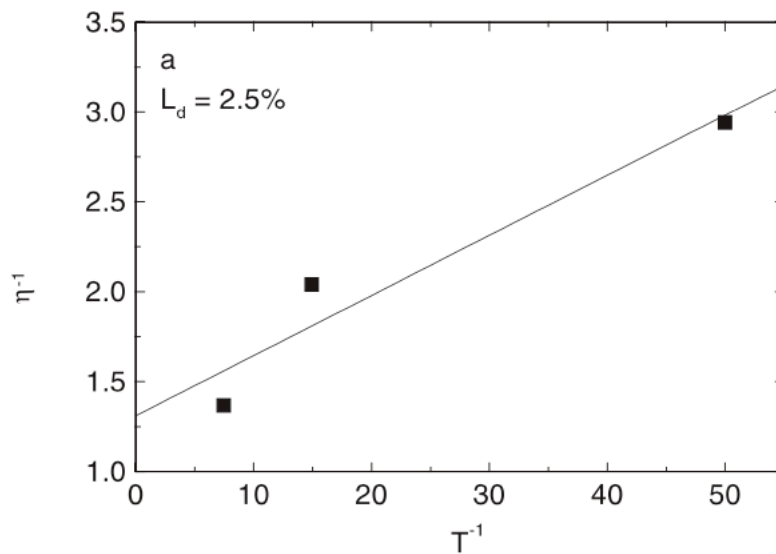


図 2.8: レーザー透過率とスロープ効率の関係 [16]

## 2.2 利得媒質

本節では、本研究で使用した利得媒質について説明する。

### 2.2.1 希土類添加 $Tm^{3+}$ レーザー

波長  $2 \mu\text{m}$  帯で動作するレーザーの 1 つに、 $Tm^{3+}$  レーザーがある。 $Tm^{3+}$  レーザーは、他の  $2 \mu\text{m}$  帯レーザーである  $Ho^{3+}$  レーザーなどと比較し、波長  $1.8 \sim 2.1 \mu\text{m}$  帯に広帯域な

## 2.2. 利得媒質

利得を有する。励起光源は主に  $0.8 \mu\text{m}$  帯と  $1.5\sim 1.9 \mu\text{m}$  帯が用いられ、前者は1つの光子で2つの光子を励起させることができる量子効率が2に迫る動作が可能であり、後者は量子欠損が少ない動作が可能である特徴を持つ。

まず初めに [21] では  $\text{Tm}^{3+}$  のレーザーのエネルギー準位について述べた後、 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  および  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  の特徴について述べる。

### 2.2.1.1 $\text{Tm}^{3+}$ のエネルギー準位図

$\text{Tm}^{3+}$  のエネルギー準位を図 2.9 に示す。波長  $2 \mu\text{m}$  帯  $\text{Tm}$  レーザーでは  ${}^3\text{F}_4$  から  ${}^3\text{H}_6$  へ放射緩和が発生する。 ${}^3\text{F}_4$  への励起過程は一般的に (a)  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$  と (b)  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  がある。(a) では、 $0.8 \mu\text{m}$  帯の LD を用いて  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$  へイオンを励起したのち、 ${}^3\text{H}_4$  へ非放射緩和される際に、隣接する  $\text{Tm}^{3+}$  へエネルギーが譲渡されること、基底準位にあるイオンが  ${}^3\text{F}_4$  へ励起される。このクロス緩和と呼ばれる励起過程により1つの光子で2つの光子を励起することができ、量子効率が2に迫り、ストークス効率も80%と高効率な動作が可能になる。一方 (b) は、in-band 励起と呼ばれ、波長  $1.6 \mu\text{m}$  で  ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  に直接励起する。これにより量子欠損の少ない高効率な動作が可能になる。しかし、市販されているものでは高出力な光源が少なく、高出力化には装置が大型になってしまう問題がある。そこで本研究では前者を採用し、波長  $0.8 \mu\text{m}$  帯の高出力な LD を用いて  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  および  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  を励起し、高出力で高効率なレーザー動作を目指した。

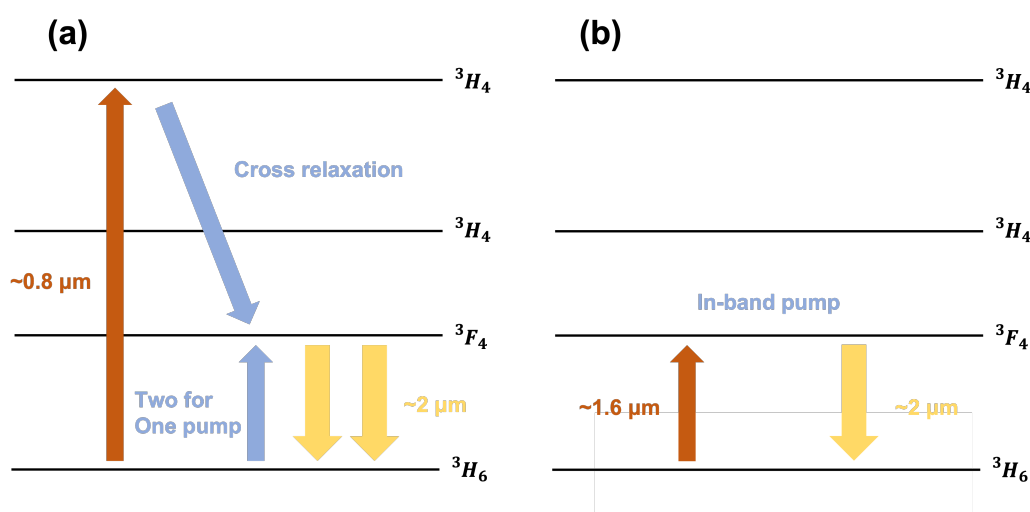


図 2.9:  $\text{Tm}^{3+}$  のエネルギー準位と励起過程

### 2.2.1.2 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$

[吸収スペクトル]

$\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  (yttrium lithium fluoride) は、化学式  $\text{LiYF}_4$  で表される一軸性結晶であり、 $c$  軸に並行な  $\pi$  偏光および垂直な  $\sigma$  偏光が存在する。これに伴い結晶のカットの手法も2種類存在し、 $c$  軸に対し並行にカットする a-cut、垂直にカットする c-cut がある [17]。

## 2.2. 利得媒質

図 2.10 に  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF の、 $0.8 \mu\text{m}$  帯と  $1.6 \mu\text{m}$  帯での各偏光ごとの吸収断面積を示す [18]。

$1.6 \mu\text{m}$  帯での励起 [19] の利点として、 $0.8 \mu\text{m}$  帯と比較し吸収ピークが大きく、[22][1] に述べたように量子欠損の少ない動作が可能であることが挙げられる。

次に、 $0.8 \mu\text{m}$  帯の各偏光ごとの吸収断面積を比較すると、ピーク波長付近で吸収断面積の変化の割合は右の  $\sigma$  偏光 (c-cut) の方が小さいことがわかる。そこで本研究では、LD の熱による波長シフトの影響を考慮し、c-cut の  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF を使用し実験を行った。

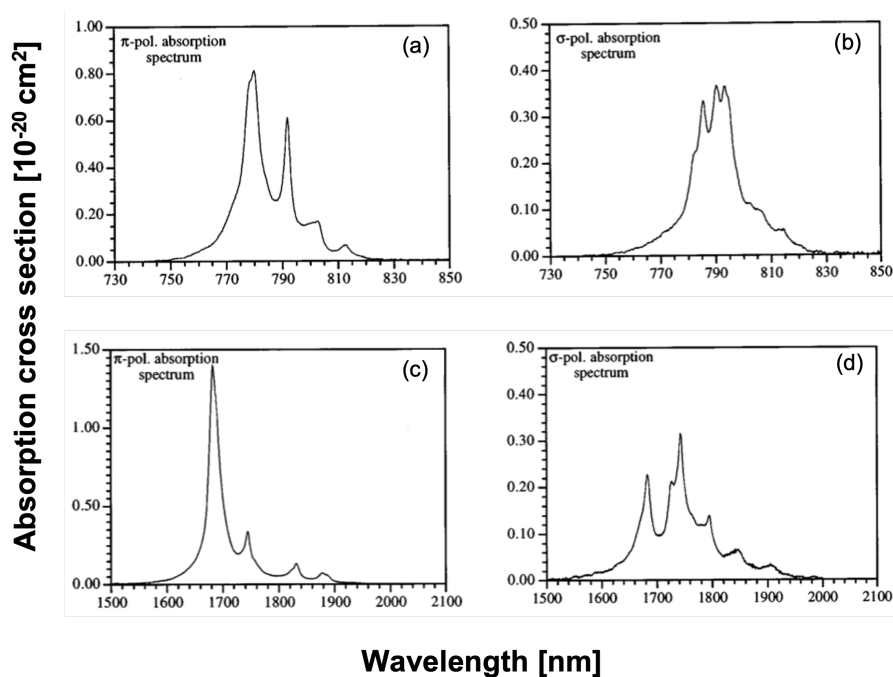


図 2.10:  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF 吸収断面積 [18]  
 (0.8  $\mu\text{m}$  帯 (a)  $\pi$  偏光 (b)  $\sigma$  偏光)  
 (1.6  $\mu\text{m}$  帯 (c)  $\pi$  偏光 (d)  $\sigma$  偏光)

### [誘導放出断面積]

図 2.11 に  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF の、 $0.8 \mu\text{m}$  帯と  $1.6 \mu\text{m}$  帯での各偏光ごとの誘導放出断面積を示す [18]。  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF の発振波長は  $1.8 \sim 2.0 \mu\text{m}$  であり、[22]にも後述する  $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe や  $\text{Ho}^{3+}$  添加の利得媒質の励起用光源として用いられる [20][21]。図 2.11 に示すように、1 軸性結晶である  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF は  $\sigma$  および  $\pi$  偏光の 2 つの発振線が存在し、それぞれピーク波長は  $\sigma$  偏光で  $1.907 \mu\text{m}$ 、 $\pi$  偏光で  $1.880 \mu\text{m}$  である [22]。



## 2.2. 利得媒質

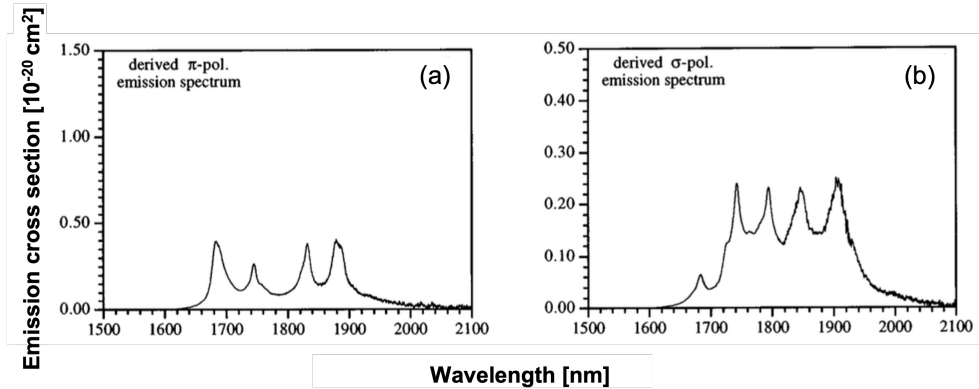


図 2.11:  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF の誘導放出断面積 [18] ((a) $\pi$  偏向 (b) $\sigma$  偏向)

### [熱機械特性]

表 2.1 に  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF と他の代表的な  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質の熱機械特性を示す。

表 2.1:  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質の熱機械特性

[23] [24] [25] [26] [27] [28] [29]

利得媒質	屈折率	熱伝導率	熱光学定数 $\frac{dn}{dT}$	上準位寿命	フォノンエネルギー
		[ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]	[ $10^{-6}\text{K}^{-1}$ ]	[ms]	[ $\text{cm}^{-1}$ ]
$\text{Tm}^{3+}$ : YLF	$\sim 1.44$	5.3  a 7.2  c	-6.6  a -4.6  c	14	560
$\text{Tm}^{3+}$ : YAP	$\sim 1.92$	14	8.5  a 8.1  b 12.8  c	5	570
$\text{Tm}^{3+}$ : YAG	$\sim 1.81$	10 $\sim$ 14	9	10	850
$\text{Tm}^{3+}$ : $\text{Lu}_2\text{O}_3$	$\sim 1.90$	12.8	9.1	3.7	610

表 2.1 に示すように、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF は屈折率が小さく、熱光学定数が負で、その絶対値も他の  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質と比較し小さいため、熱レンズ効果を抑制し、高出力なレーザー動作に適している。また上準位寿命についても他の  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質より比較的長いため、反転分布量のある程度蓄える必要のある Q スイッチ発振などの動作に適している。さらに  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF は、 $\text{Tm}^{3+}$  : YAG と比較しフォノンエネルギーが小さく、励起準位のフォノン緩和が小さくなり高い効率での発光が得られるため、高効率なレーザー発振が可能になる。

### 2.2.1.3 $\text{Tm}^{3+}$ : YAP

#### [吸収スペクトル]

$\text{Tm}^{3+}$  : YAP (yttrium aluminum perovskite) は、化学式  $\text{YAlO}_3$  で表され、ペロブスカイト構造をとる二軸性結晶である。つまり結晶軸として a 軸、b 軸、c 軸の 3 種類が存在し、そ



## 2.2. 利得媒質

れに伴い、結晶のカットの方法も、a軸に対し平行にカットする a-cut、同様に b-cut、c-cut が存在する [30]。本研究では c-cut の  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP を、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF 同様、 $0.8 \mu\text{m}$  帯の高出力 LD で励起した。図 2.12 に  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の、添加濃度を変えた際の c-cut における  $0.8 \mu\text{m}$  帯の吸収係数を示す [31]。

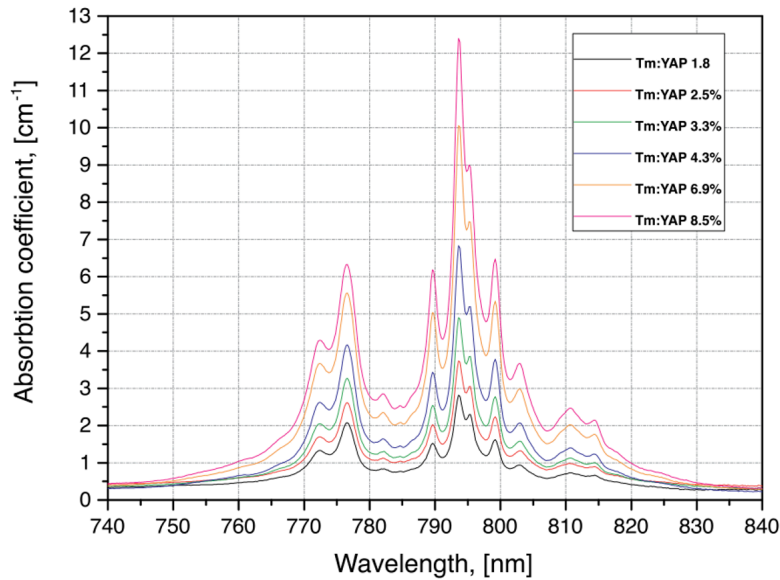


図 2.12:  $0.8 \mu\text{m}$  帯の  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の c-cut における吸収係数 [31]

吸収のピーク波長は、どの添加濃度においても  $793 \text{ nm}$  であり、波長  $793 \text{ nm}$  の高出力な LD での励起が可能である。

### [誘導放出断面積]

図 2.13 に  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の c-cut における誘導放出断面積を示す (青字) [32]。  $1.7 \sim 2.0 \mu\text{m}$  に、 $F_4 \rightarrow {}^3H_6$  のエネルギー準位に対応する誘導放出断面積を有しており、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF と同様に  $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe などの利得媒質の励起用光源として用いられる [33]。

## 2.2. 利得媒質

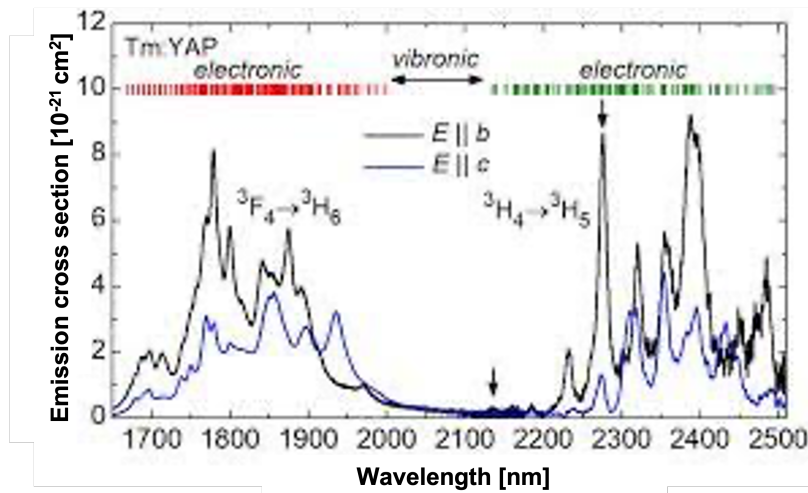


図 2.13:  $\text{Tm}^{3+}$ :YLF の c-cut における誘導放出断面積 [32]

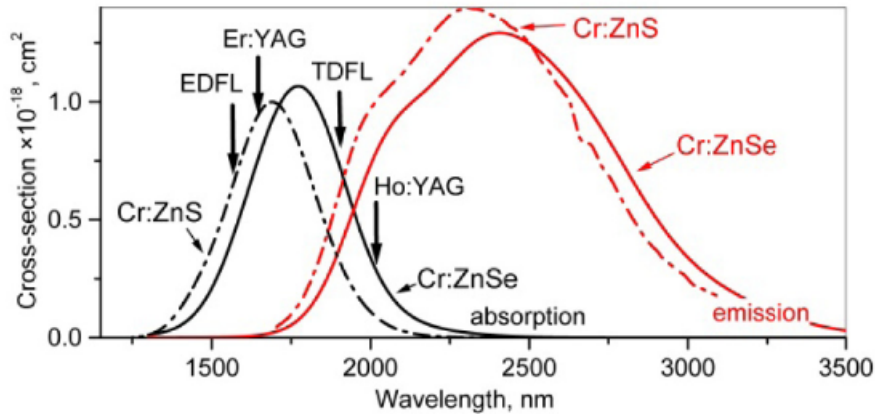
### [熱機械特性]

前節の  $\text{Tm}^{3+}$ :YLF に記載した表 2.1 に示すように、 $\text{Tm}^{3+}$ :YAP は他の  $\text{Tm}^{3+}$  添加媒質と比較し熱伝導率に優れ、また  $\text{Tm}^{3+}$ :YLF と同様にフォノンエネルギーが小さいため、高効率なレーザー発振が可能になる。

### 2.2.2 遷移金属 $\text{Cr}^{2+}$ レーザー

$\text{Cr}^{2+}$ :ZnSe、 $\text{Cr}^{2+}$ :ZnS は「中赤外のチタンサファイア」と呼ばれ、中赤外領域に幅広い誘導放出断面積を有することから、光パラメトリック発振 (Optical Parametric Oscillator:OPO) [1][2] などにより、分子の指紋領域 [3] である  $4 \sim 10 \mu\text{m}$  への非線形波長変換が行いやすく、生体顕微鏡やレーザー治療といった医療応用 [4] のほか、環境計測 [5]、中赤外分光 [3] などにも応用が期待されている。

図 2.14 に本研究で用いた  $\text{Cr}^{2+}$ :ZnSe の吸収および誘導放出断面積を示す (実線) [34]。また表 2.2 に  $\text{Ti}^{3+}$ : $\text{Al}_2\text{O}_3$  と比較した  $\text{Cr}^{2+}$ :ZnSe の物性的特徴を示す [34]。

図 2.14:  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  の吸収断面積および誘導放出断面積 [34]表 2.2:  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  の熱機械特性 [34]

利得媒質	最大誘導放出断面積 [ $10^{-19} \text{cm}^2$ ]	熱伝導率 [ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]	上準位寿命 [ $\mu\text{s}$ ]
$\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$	13	27	6
$\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$	4	35	3

図 2.14 に示すように  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  は、 $1.9 \sim 3.4 \mu\text{m}$  に幅広い誘導放出断面積を有し、吸収断面積に関しても  $1.6 \sim 2.1 \mu\text{m}$  に幅広く有することから、本研究で用いた Tm レーザーなどによる励起が可能である。また、表 2.2 に示すように  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  は高い熱伝導率、さらに 4 準位系であることから低発振閾値であるなど多くの利点を有する。しかし上準位寿命が  $\sim \mu\text{s}$  と短く、2.3.1 で後述するような Q スイッチ発振などには不向きである。そこで本研究では 2.3.2 で後述する利得スイッチ法 [35] によって、高エネルギーで短パルスな  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの開発を目指した。

## 2.3 パルス発生法

本節では、本研究で用いたパルス発生法として 2.3.1 で Q スイッチ法、2.3.2 で利得スイッチ法について述べる。

### 2.3.1 Q スイッチ法

Q スイッチ法 [6] とは、光共振器の Q 値を急激に変動させることで高エネルギーな短パルス光を得る手法である。図 2.15 に Q スイッチ法における各パラメータの時間変化を示す。Q スイッチ法では、まず初めに共振器内の Q 値を小さくし、非発振状態で反転分布を大きくする。その後共振器内の Q 値を急激に大きくすることで、蓄えたエネルギーを短時間に放出させる。このような動作によって高エネルギーで短パルスな光を得ることができ

### 2.3. パルス発生法

る。また Q スイッチレーザーのパルス幅は式 (2.51) で表せる [36]。

$$\Delta t = \frac{\gamma \eta(\gamma)}{[\gamma - 1 - \ln(\gamma)]} \tau_c \quad (2.51)$$

ここで  $\gamma$  は閾値に対して規格化された励起パワー、 $\eta(\gamma)$  はエネルギーの取り出し効率、 $\tau_c$  は共振器寿命である。Q スイッチを行う手法として回転鏡や電気光学変調器 (Electro-optic modulator:EOM) や音響光学変調器 (Acousto-optic Modulator:AOM)、可飽和吸収体を用いるものがある。次に AOM についての構造とそれを用いた Q スイッチ機構についての構造とそれを用いた Q スイッチ機構について (2.3.1.1) で述べる。

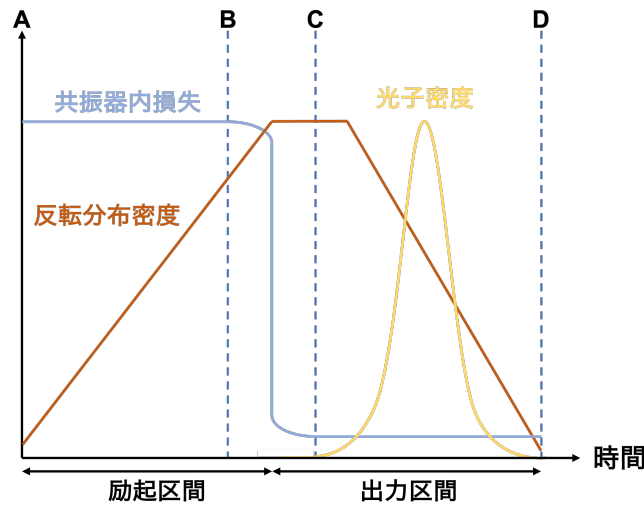


図 2.15: Q スイッチ法における各パラメータの時間変化の概図

#### 2.3.1.1 AOM

AOM は媒質内に音響波を発生させることで、屈折率の波を作り出しそれによって入射光を回折させる光学素子である。図 (2.17) に AOM の構造概要を示す。RF 信号源から出力された信号によってトランスデューサーが振動し、音響波が発生する。その音響波が光学媒質内に入ると回折格子のように作用する屈折率を持った波が生じる。すなわち、AOM が ON のときは光は損失を受けて回折し、OFF のときに光が透過する。

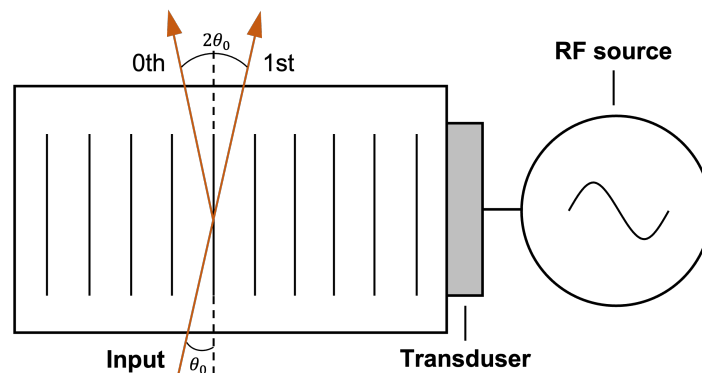


図 2.16: 音響光学変調器の構造

## 2.3.2 利得スイッチ法

利得スイッチ法とは、蛍光寿命が短い利得媒質などにおいて、高エネルギーな短パルス光を得る手法である。図??に利得スイッチ法における各パラメータの時間変化を示す。利得スイッチ法では、Qスイッチ法などで得られた短パルス光で利得媒質を励起することで、反転分布の急激な変化を生み出すことができる。そのため、Qスイッチ法では困難な、 $\sim \mu\text{s}$ の蛍光寿命の短い利得媒質においても短パルス光を得ることができる。

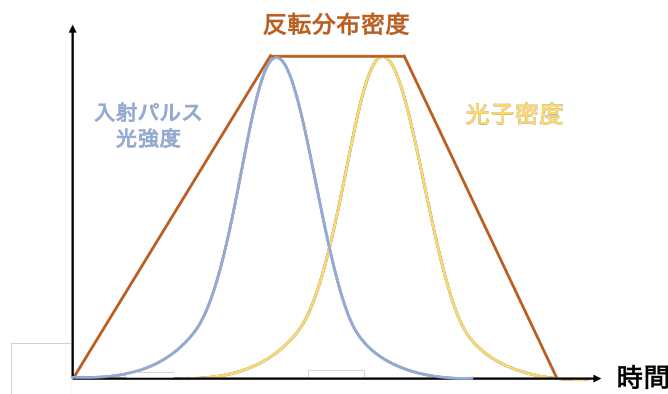


図 2.17: 利得スイッチ法における各パラメータの時間変化の概図

## 2.4 共振器設計

本節では、本研究で用いた L 字型共振器を設計する上で必要となる光学原理、および計算法について述べる。

## 2.4.1 開口数 (NA)

本研究で用いたファイバー結合 LD のビーム径を考える上で、 $NA$  は重要なパラメータである。[2.18](#) のような屈折率  $n_1$ 、 $n_2$  のコアと屈折率をもつ光ファイバーについて考える。コアの端面に角度  $\alpha$  で入射した光のクラッドへの入射角  $\beta$  は式 [\(2.52\)](#) で表される。

$$n_0 \sin(\alpha) = n_1 \sin(90 - \beta) \quad (2.52)$$

光がコア・クラッドの境界面で全反射を起こしながらファイバーを伝搬するためには、 $(90 - \beta)$  が臨界角  $\arcsin n_2/n_1$  よりも大きくなる必要がある。このときコアの最大入射角  $\alpha$  に対する  $\sin \alpha_{MAX}$  は式 [\(2.53\)](#) で表される。

$$\sin \alpha_{MAX} = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.53)$$

式 [\(2.53\)](#) で表される、光ファイバーに伝搬可能な光を入射させることができる最大の出入射角を開口数 ( $NA$ )[\[37\]](#) と呼ぶ。

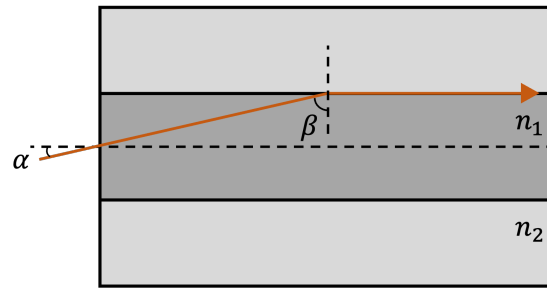


図 2.18: 光ファイバーの断面図

### 2.4.2 ガウシアンビームの伝搬

ガウシアンビーム [8][38] とは、断面の強度分布がガウス関数で表せるものを指す。光の進行方向を  $z$  軸とおいたとき、進行方向と垂直な  $xy$  平面内における光の強度分布  $I(x, y)$  は、定数  $\omega$  を用いて

$$I(x, y) \propto e^{-2(x^2+y^2)/\omega^2} = e^{-2\rho^2/\omega^2}, \quad \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (2.54)$$

と表せる。この  $\omega$  をビーム半径、 $2\omega$  をビーム径と定義し、スポットサイズ ( $1/e^2$  強度半径) と呼ぶことにする。ビーム径  $\omega(z)$  は伝搬距離  $z$  に依存し、図 2.19 のように広がる。このとき、波数ベクトルが  $z$  軸の周りで放射状になっており、波面は湾曲している。この湾曲した波面に対しては、 $z$  に依存する曲率半径を定義できる。伝搬距離  $z$  に対するビーム径  $\omega(z)$  および曲率半径  $R(z)$  は式 (2.55) で表せる。

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n}\right)^2}, \quad R(z) = z \sqrt{1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda z}\right)^2} \quad (2.55)$$

なお、 $\lambda$  は波長、 $n$  は屈折率、 $\omega_0$  はビームウエストでのスポットサイズである。ここでビームウエストとは、ビーム径が最小値をとる位置 ( $z = 0$ ) を表す。また、ビームウエストのスポットサイズが  $\sqrt{2}$  倍、すなわち  $\omega(z_0) = \sqrt{2}\omega_0$  を満たす  $z_0$  をレイリー長 [39] と呼び、 $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda}$  で表せる。レイリー長は利得媒質を励起する際などにビームの広がりを表す重要な指標である。

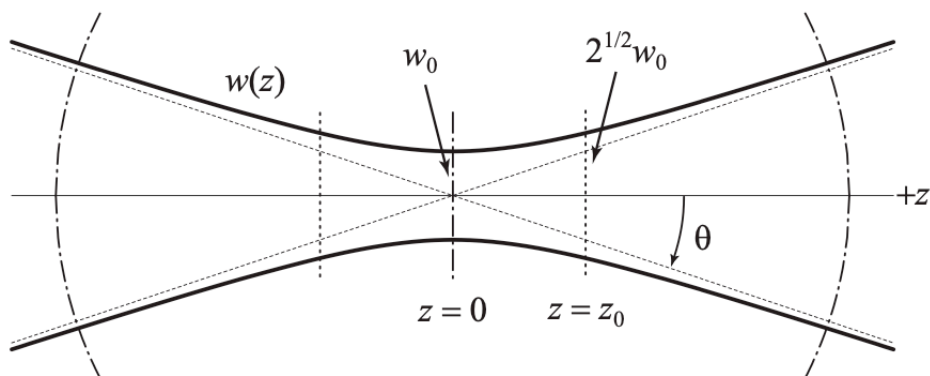


図 2.19: ガウシアンビームの伝搬

2.4.3 ビーム品質 ( $M^2$ )

ビーム品質 ( $M^2$ )[\[40\]](#) とは、実際のビームが  $TEM_{00}$  からどの程度離れているかを示す数値である。 $M^2$  は式 [\(2.56\)](#) で定義される。

$$M^2 = \frac{n\pi}{2\lambda} \omega_0 \theta \quad (2.56)$$

レーザー加工や固体レーザー励起に利用される LD は、コア径が  $10 \mu\text{m}$  以上のマルチモードファイバー出力がほとんどであるため、基本ガウシアンビームにならない。光ファイバーの  $M^2$  は、開口数 ( $NA$ ) およびコア径  $a$  より

$$M^2 = \frac{n\pi}{2\lambda} \tan(\arcsin(NA)) \simeq \frac{n\pi(NA)}{2\lambda} \quad (2.57)$$

と表せる。また、 $M^2$  を用いると高次横モードを含む一般的なレーザー光は  $M$  倍のガウシアンビームとしてビーム伝搬を記述できる。さらに遠視野における拡がり角も  $M$  倍になる。つまり、式 [\(2.53\)](#) 左に示したビームスポット  $\omega(z)$  は  $M^2$  を用いて

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi \omega_0^2 n}\right)^2} \quad (2.58)$$

と表すことができる。 $M^2$  の測定方法としてはカメラやナイフエッジ、スリット、蛍光薄膜などを用いるものが存在しており、本論文では研究に用いたナイフエッジ法について [2.4.3.1](#) で後述する。

## 2.4.3.1 ナ이프エッジ法

ナイフエッジ法 [\[40\]](#) とは、ナイフエッジによりビームウエストでのスポットサイズを求める手法であり、その構成を図 [2.20](#) に示す。レーザービームの光軸に対して垂直に移動するナイフエッジでビームを遮り、その透過光量の変化を測定することでスポットサイズを求めることができる。ここでナイフエッジによって  $x \leq a$  の範囲でビームが遮断されるとすると、後ろに抜けてくる透過光量  $P(a)$  は式 [\(2.59\)](#) で表される。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_a^{\infty} I(x, y) dx dy \quad (2.59)$$

ナイフエッジがない場合の全透過光量に対して、10%、90%になるナイフエッジの2点間の距離  $\delta d$  とスポットサイズ径  $\omega_s$  は、式 [\(2.59\)](#) より、次の関係が成り立つ。

$$\omega_s = 0.7803 \times \delta d \quad (2.60)$$

式 [2.60](#) より、光軸方向の透過光量が10%、90%になる点を複数点測定することで、式 [\(2.58\)](#) からビーム品質を求めることができる。

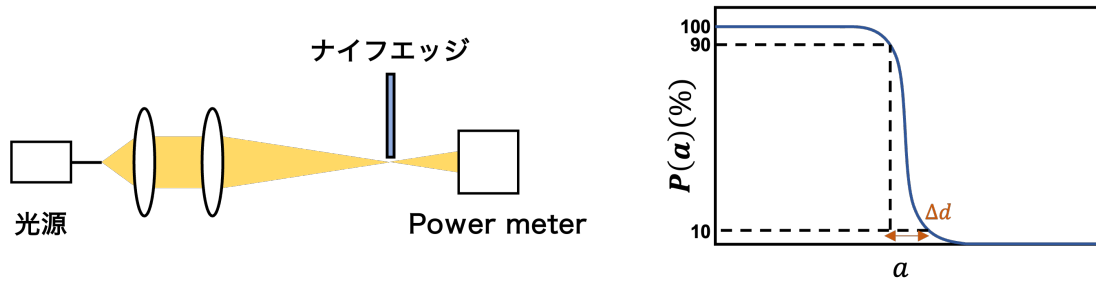


図 2.20: (左) ナイフエッジ法構成図  
(右) ナイフエッジの位置と透過光量

#### 2.4.4 自己無撞着法

共振器を設計する上で、まず初めに安定なモードが存在する安定条件を満たすことが必要不可欠である。また任意の位置でのレーザー光のビーム半径を求めることも重要である。ここでは自己無撞着法 [261] を用いる。すなわち、共振器の安定な固有モードにおいては、光電磁界は共振器内を一周巡回したとき、元の分布に回帰していなければならぬという条件を課す。共振器内の任意の位置に参照点を定め、その地点に対する定常複素ビームパラメータを  $q_s$  と表す。ガウシアンビームの ABCD 則を用いて、共振器を一周巡回するときの光線行列の要素を  $A, B, C, D$  とすると

$$q_s = \frac{Aq_s + B}{Cq_s + D} \quad (2.61)$$

という条件を課すことになる。光線の出発点と終着点は任意に選んだ参照面である。式 (2.61) を  $1/q_s$  について解くと

$$\frac{1}{q_s} = \frac{(D - A) \pm \sqrt{(D - A)^2 + 4BC}}{2B} \quad (2.62)$$

共振器内の個々の部品に対する行列は、 $AD - BC = 1$  を満たすので、式 (2.62) は

$$\frac{1}{q_s} = \frac{D - A}{2B} \pm i \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{D+A}{2}\right)^2}}{B} = \frac{D - A}{2B} + \frac{i \sin \theta}{B} \quad (2.63)$$

と書き表すことができる。ただし

$$\cos \theta = \frac{D + A}{2}, \quad \theta = \pm \left| \arccos \left( \frac{D + A}{2} \right) \right| \quad (2.64)$$

である。ガウシアンビームが閉じ込められるための条件はビームスポットサイズの平方  $\omega^2$  が有限の正数であることである。 $q$  と  $\omega$  および曲率半径  $R$  との関係が

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2 n} \quad (2.65)$$

であるので、この表現と式 (2.63) を比較することによって、ビームが閉じ込められる条件は式 (2.64) の  $\theta$  が  $\sin \theta / B < 0$ 、また

$$\left| \frac{D + A}{2} \right| < 1 \quad (2.66)$$



## 2.4. 共振器設計

---

でなければならない。この場合、定常状態のビームパラメータは

$$\frac{1}{q_s} = \frac{D-A}{2B} - i \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{D+A}{2}\right)^2}}{B} = \frac{D-A}{2B} + \frac{i \sin \theta}{B}, \quad \theta < 0 \quad (2.67)$$

式 (2.66) は、従って安定性条件の任意共振器への拡張とみることができる。式 (2.67) から、参照面における曲率半径  $R$  および  $\omega$  が

$$R = \frac{2B}{D-A} \quad (2.68)$$

$$\omega = \left(\frac{\lambda}{\pi n}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(|B|)^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \left(\frac{D-A}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{4}}} \quad (2.69)$$

と求まる。任意の面における複素ビームパラメータ  $q$ 、したがって  $R$  および  $\omega$  を求めるには  $q_s$  に  $ABCD$  則を適用すればよい。

## 第3章 $Tm^{3+}$ : YLF 発振実験

本章では、2種類の  $Tm^{3+}$  : YLF の吸収特性および発振実験の実験構成、結果およびその考察について述べる。

### 3.1 吸収特性

まず初めに  $Tm^{3+}$  : YLF の物性を評価するため、波長に対する透過率の測定および吸収断面積の計算を行い、参考文献との比較をした。

透過率の測定には白色光源 (UV-3600 SHIMADZU) を用い、測定試料には表 3.1 の2種類の  $Tm^{3+}$  : YLF(c-cut) を用いた。

表 3.1: 測定に用いた  $Tm^{3+}$  : YLF の物性

測定試料	C-1	C-2
Doping concentration [at.%]	3	3
Face dimension [mm <sup>2</sup> ]	2×3	4×4
Length [mm]	8	20

[透過率]

C-1 および C-2 の透過率の波長依存性を図 3.1 に示す。

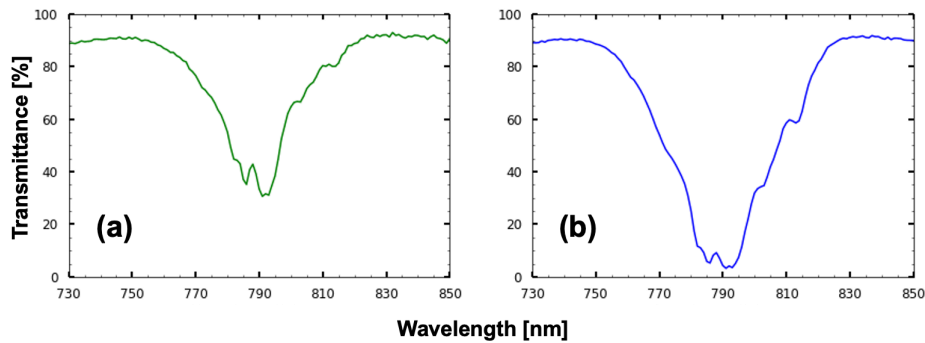


図 3.1:  $Tm^{3+}$  : YLF の透過率の波長依存性 (a)C-1 (b)C-2

[吸収断面積]

図 3.1 より、C-1、C-2 における吸収断面積  $\sigma_{abs}$  を計算した。計算には式 (2.7)~(2.10) をもとに、式 (3.1) を用いた。ここで  $d$ [cm] は結晶長、 $T$ [%] は透過率、 $\rho$ [g/cm<sup>3</sup>] は密度 (3.95) [44]、 $M$ [g/mol] は分子量 (171.8) [44]、 $N_A$ [/mol] はアボガドロ定数 ( $6.02 \times 10^{23}$ )、 $x$ [at.%] は原子パーセント、 $y$  は分子あたりの置換されるイオンの個数である。

### 3.2. 実験構成

$$\sigma_{abs} = -\frac{M}{d \times \rho \times x \times y} \times \ln\left(\frac{T}{100}\right) \quad (3.1)$$

図 3.2 に、C-1、C-2 の吸収断面積の計算結果、および 2.2 の図 2.10 で示した  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  の  $\sigma$  偏向での吸収断面積を示す。

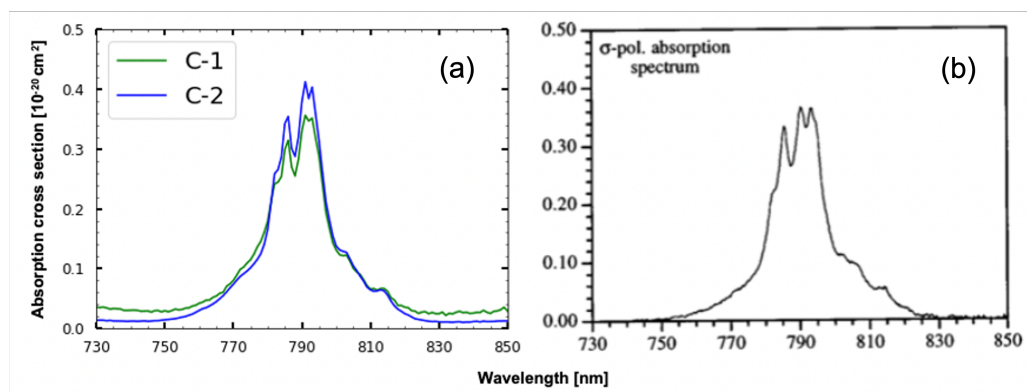


図 3.2: (a) 測定試料の吸収断面積  
(b)  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  の吸収断面積 ( $\sigma$  偏向)

C-1、C-2 ともにピーク波長は 791 nm であった。また、図 2.10 からわかるように、測定試料と  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  の  $\sigma$  偏向での吸収断面積の形状がほぼ一致していることが確認できた。このことから今回使用した 2 種類の  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  はどちらも、入射光に対して偏光依存性がない c-cut の結晶であることが確認できた。

### 3.2 実験構成

$\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーの実験構成を 3.3 に示す。

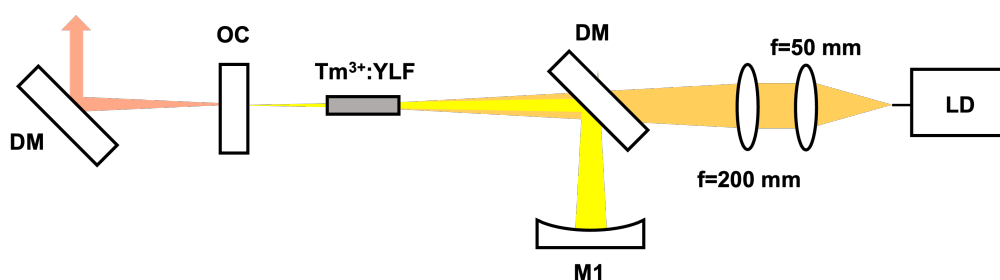


図 3.3:  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザー実験構成

共振器は 3 枚のミラーで構成されるシンプルな L 字型共振器である。励起光源には波長 792 nm ファイバー結合 LD(最大出力:30 W、 $NA = 0.22$ 、コア径:105  $\mu\text{m}$ 、 $M^2:46$ ) を使用し、水冷で 18°C 程度に保った。また励起光の集光レンズ系には焦点距離が 50 mm と 200 mm のものを使用し、ダイクロイックミラー (DM) を通して利得媒質中でビーム半径約 210  $\mu\text{m}$  に集光した。自己無撞着法により計算した共振器内のビーム半径を図 3.4 に示す。利得

### 3.2. 実験構成

媒質内での共振器のビーム半径は約  $250 \mu\text{m}$  であり、励起光とのモードマッチは十分に取れると判断した。利得媒質は AR コーティングされた表 3.1 の 2 種類の  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  を使用し、銅製のホルダーに入れて  $18^\circ$  に保ち、励起光に対して垂直に配置した。M1 は曲率半径が  $200 \text{ mm}$  (高反射コート@ $1850 \sim 2100 \text{ nm}$ ) の凹面鏡で、出力鏡 (OC) は透過率が 1.5%、5%、10%、20%、30% の 5 種類を用いて実験を行った。それぞれの反射帯域を表 3.2 に示す。

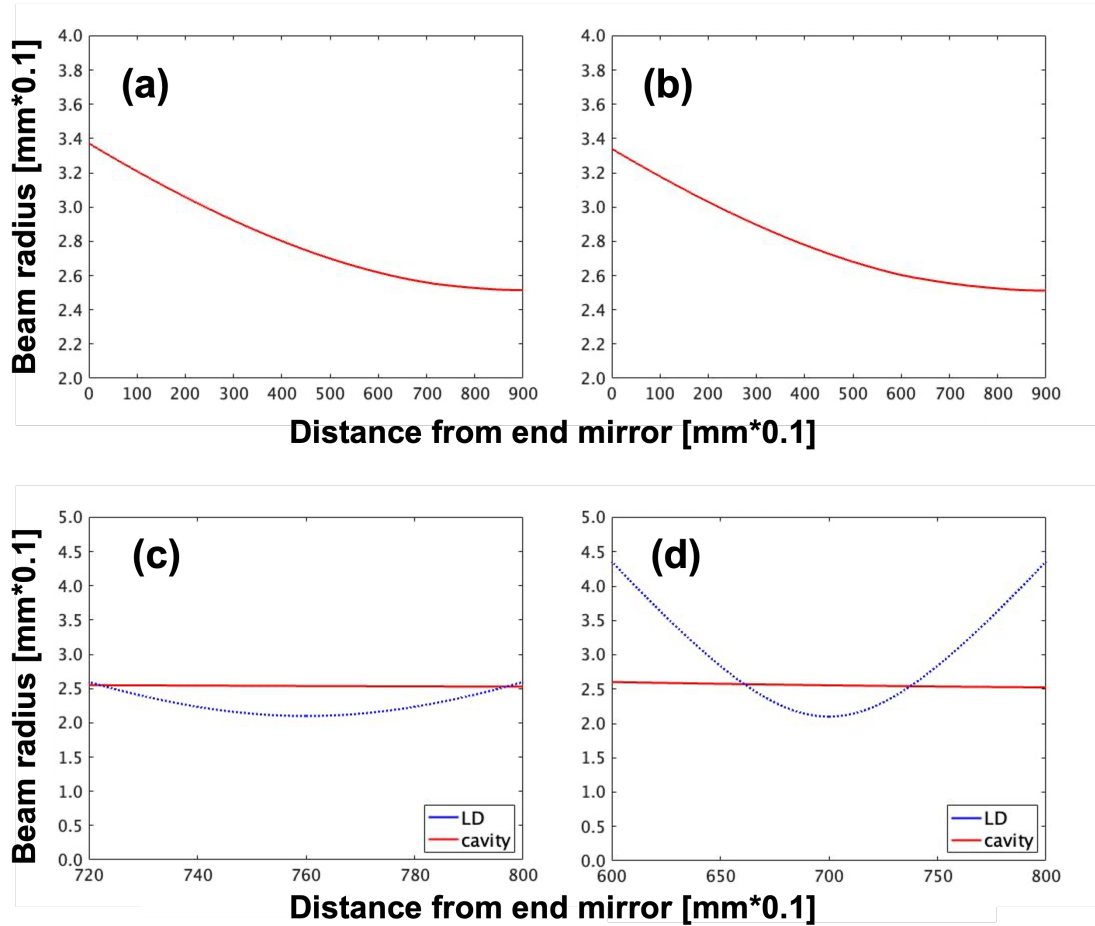


図 3.4: 共振器内ビーム半径 (a)C-1、(b)C-2  
利得媒質内ビーム半径 (c)C-1、(d)C-2

表 3.2: 使用した出力鏡の透過率および反射帯域

透過率 [%]	反射帯域 [nm]
1.5	1820~2050
5	1820~2050
10	1820~2050
20	1700~2700
30	1700~2700

### 3.3 実験結果

まず図 3.5 に、C-1 および C-2 の励起パワー依存性とスペクトルを示し、これらをまとめたものを表 3.3、表 3.4 に示す。

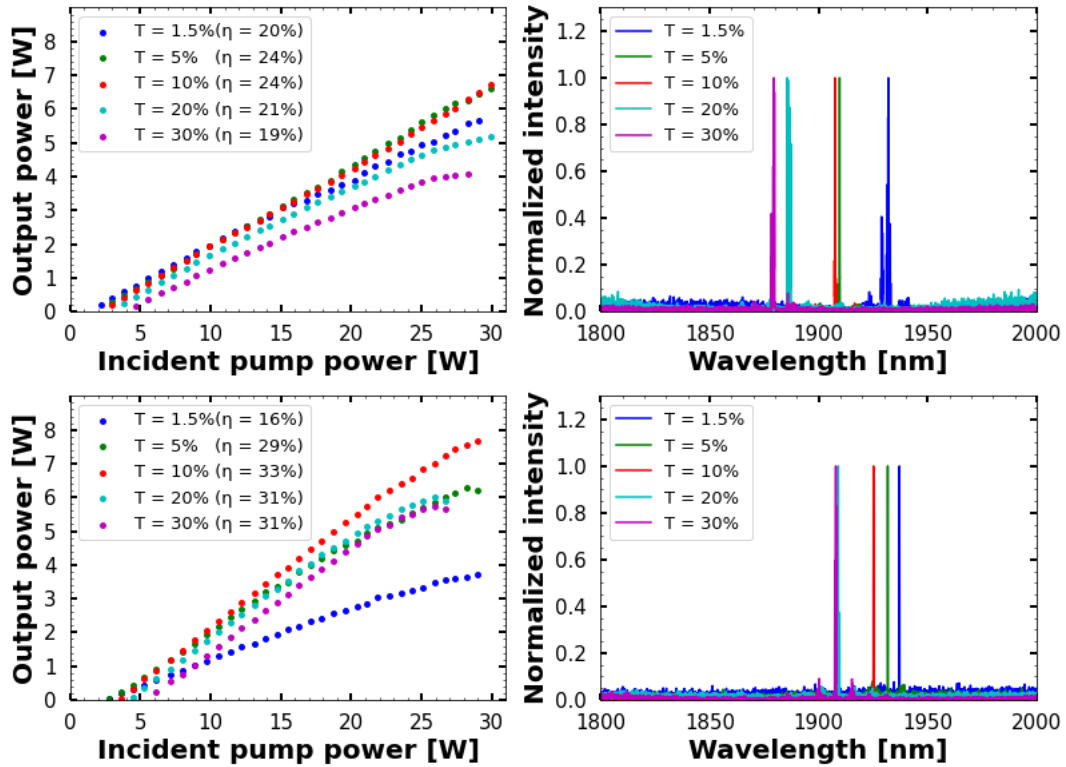


図 3.5:  $Tm^{3+}$  : YLF レーザーの励起パワー依存性とスペクトル  
(上)C-1、(下)C-2

表 3.3: C-1 での各出力鏡における出力特性

透過率 [%]	スロープ効率 [%]	発振閾値 [W]	最大出力 [W]	中心波長 [nm]
1.5	20	1.28	5.78	1932
5	24	1.78	6.60	1910
10	24	2.13	6.73	1908
20	21	2.71	5.17	1886
30	19	3.78	4.14	1880

### 3.3. 実験結果

表 3.4: C-2 での各出力鏡における出力特性

透過率 [%]	スロープ効率 [%]	発振閾値 [W]	最大出力 [W]	中心波長 [nm]
1.5	16	2.48	3.71	1937
5	29	2.82	6.28	1930
10	33	3.52	7.70	1925
20	31	4.22	6.00	1909
30	31	5.46	5.74	1908

[スロープ効率、最大出力、中心波長]

C-1 について、出力鏡の透過率が 1.5%、5%、10%、20%、30% のとき、スロープ効率はそれぞれ 20%、24%、24%、21%、19%、最大出力はそれぞれ 5.78 W、6.60 W、6.73 W、5.17 W、4.14 W を得た。また、中心波長はそれぞれ 1932 nm、1910 nm、1908 nm、1886 nm、1880 nm を得た。

C-2 についても同様に、スロープ効率はそれぞれ 16%、29%、33%、31%、31%、最大出力はそれぞれ 3.71 W、6.28 W、7.70 W、6.00 W、5.74 W を得た。また、中心波長はそれぞれ 1937 nm、1930 nm、1925 nm、1909 nm、1908 nm を得た。

C-1、C-2 の各出力鏡におけるスロープ効率および最大出力をグラフにしたものを図 3.6 に示す。

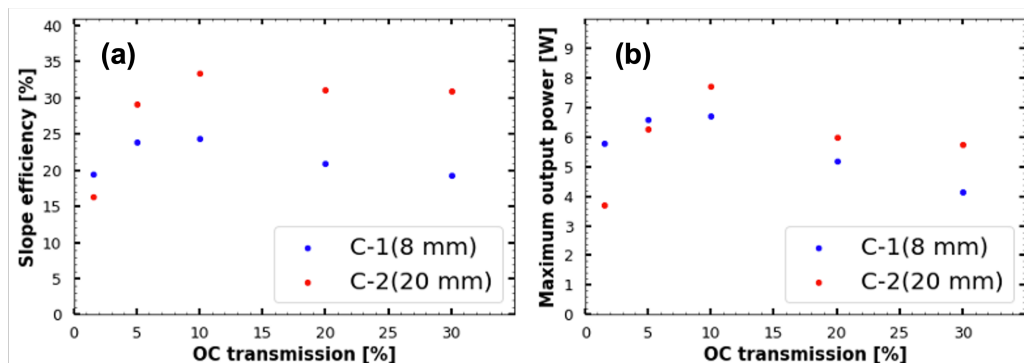


図 3.6: C-1、C-2 の出力特性の比較 (a) スロープ効率 (b) 最大出力

図 3.6 (a) と (b) において、スロープ効率および最大出力を比較すると、C-2 の方がどちらも大きな値が得られた。これは C-2 の方が結晶長が長く、励起光の吸収効率が高くなったためだと考えられる。またスロープ効率について、出力鏡が 1.5% のとき、C-2 がスロープ効率が小さいこと、さらに最大出力について、出力鏡が 1.5%、5% のとき、C-2 が最大出力が小さい理由については、結晶長が長く、かつ出力鏡の透過率が低い故に再吸収による損失が大きく影響してしまったためだと考えられる。

次に C-1、C-2 の各出力鏡における中心波長をグラフにしたものを図 3.7 に示す。

### 3.3. 実験結果

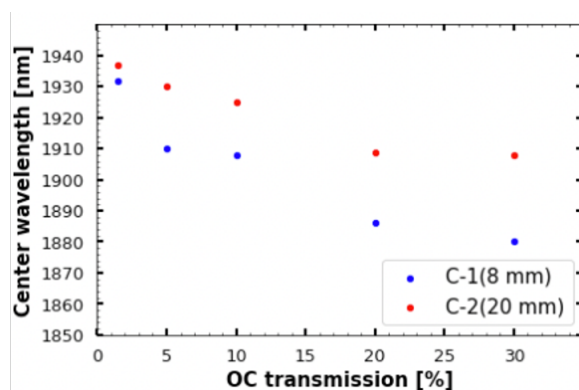


図 3.7: C-1、C-2 の中心波長の比較

図 3.7 において、結晶長が長い C-2 の方が全体的に長波長側にシフトする傾向にあった。これは C-2 の方が結晶長が長いため、単位体積あたりの利得が小さく済み、レーザー発振に必要な反転分布量が減少したことから、再吸収による短波長側の損失が増加したためだと考えられる [12]。さらに、出力鏡の透過率が小さくなるにつれ中心波長が長波長側にシフトしていることについても同様に、再吸収による影響だと考えられる。

## 第 4 章 $\text{Tm}^{3+}$ : YAP 発振実験

本章では、2 種類の  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の吸収特性および発振実験の実験構成、結果およびその考察について述べる。

### 4.1 吸収特性

まず初めに  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF と同様に  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP 物性を評価するため、波長に対する透過率の測定および吸収係数の計算を行い、参考文献との比較をした。

測定試料には表 4.1 の  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP(c-cut) を用いた。

表 4.1:  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の物性

Doping concentration [at.%]	4
Face dimension [ $\text{mm}^2$ ]	3(a-axis) $\times$ 2(b-axis)
Length [mm]	12

[透過率]

$\text{Tm}^{3+}$  : YAP の透過率の波長依存性を図 4.1 に示す。

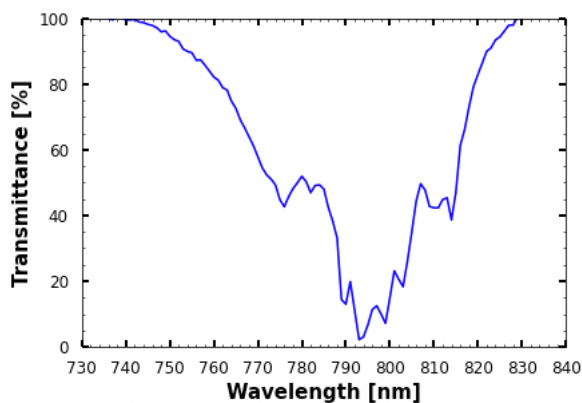


図 4.1:  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の透過率の波長依存性

[吸収係数]

図 4.1 より、 $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の吸収係数  $\alpha$  を計算した。計算には式 (2.7) をもとに、式 4.1 を用いた。

$$\alpha = -\frac{1}{d} \times \ln\left(\frac{T}{100}\right) \quad (4.1)$$



## 4.2. 実験構成

図 4.2 に、 $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の吸収係数の計算結果、および 2.2 の図 2.13 で示した  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の c-cut での吸収係数を示す。

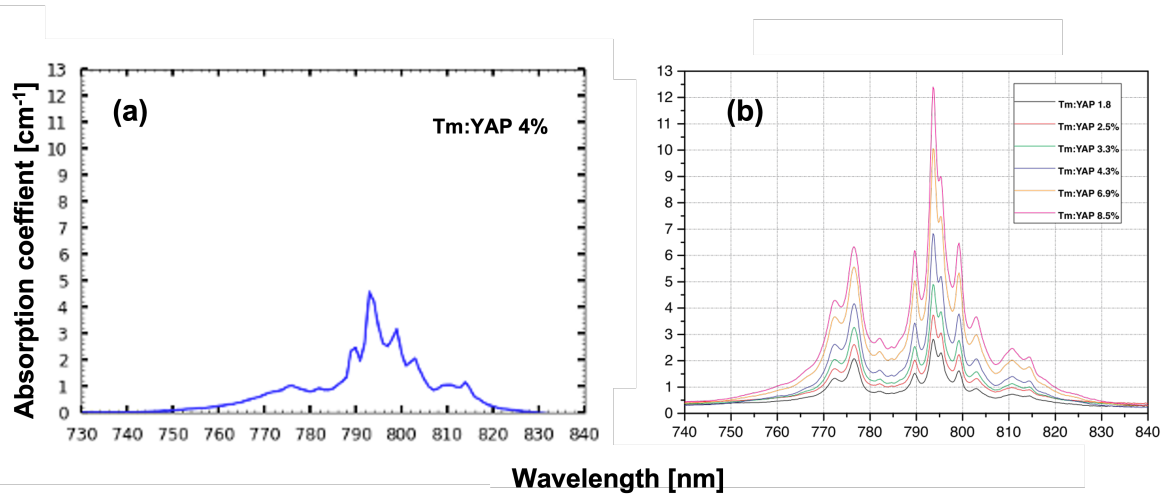


図 4.2: (a) 測定試料の吸収係数  
(b)  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の吸収係数 (c-cut)

測定試料のピーク波長は、793 nm であった。また、図 4.2(b) の 4.3% 時の吸収係数と比較すると、775 nm、793 nm、798 nm 付近にピークを持つ点で、概ね形状は一致し、c-cut の結晶であることが確認できた。

## 4.2 実験構成

$\text{Tm}^{3+}$  : YAP レーザーの実験構成を図 4.3 に示す。

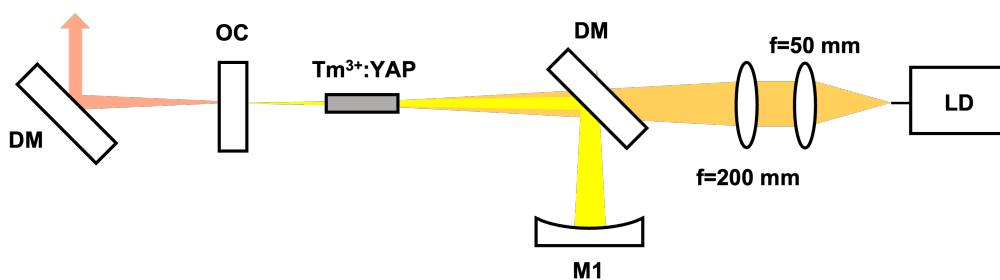


図 4.3:  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP レーザー実験構成

共振器は  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザー実験時と同等である。図 4.4 に共振器内ビーム半径を示す。利得媒質中での励起光のビーム半径は約  $210 \mu\text{m}$ 、共振器のビーム半径約  $250 \mu\text{m}$  であり、モードマッチは十分に取れると判断した。利得媒質は AR コーティングされた表 2.1 の  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP を使用し、励起光に対して垂直に配置した。また出力鏡は表 2.2 の透過率が 1.5%、5%、10% の 3 種類を用いて実験を行った。

### 4.3. 実験結果

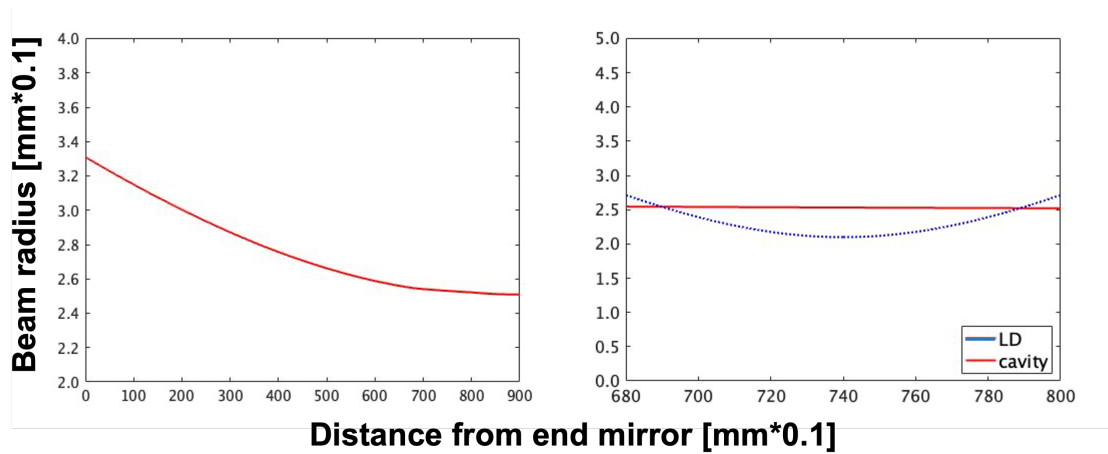


図 4.4: (a) 共振器内ビーム半径 (b) 利得媒質内ビーム半径

### 4.3 実験結果

まず  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  の励起パワー依存性とスペクトルを図 4.5 に示し、これらをまとめたものを表 4.2 に示す。

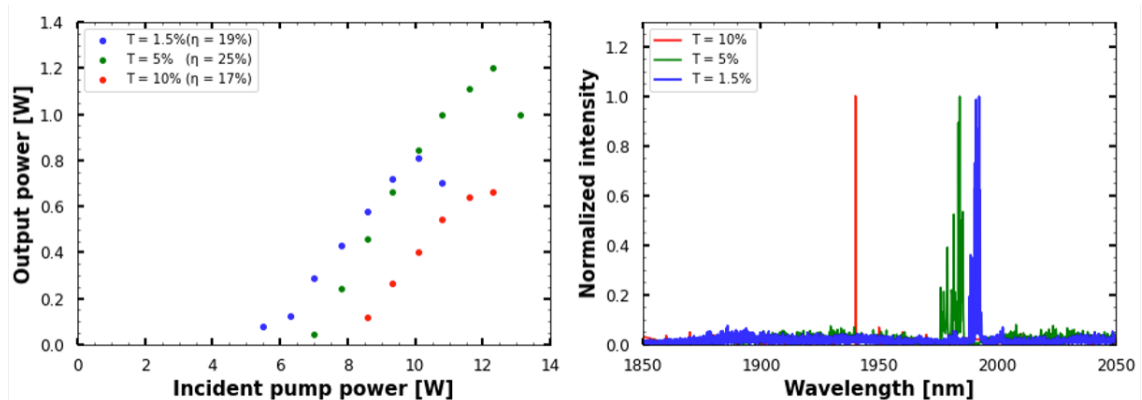


図 4.5:  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  レーザーの励起パワー依存性

表 4.2:  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  の各出力鏡における出力特性

透過率 [%]	スロープ効率 [%]	発振閾値 [W]	最大出力 [W]	中心波長 [nm]
1.5	19	5.58	0.81	1992
5	25	6.81	1.20	1984
10	17	7.69	0.66	1940

[スロープ効率、最大出力、中心波長]

$\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  について、出力鏡の透過率が 1.5%、5%、10% のとき、スロープ効率はそれぞれ 19%、25%、17%、最大出力はそれぞれ 0.81 W、1.20 W、0.60 W、発振波長はそれぞれ

### 4.3. 実験結果

---

れ 1992 nm、1984 nm、19940 nm を得た。また出力鏡の透過率が 1.5%、5%、10% のとき、それぞれ 10.1 W、12.3 W、12.3 W で出力が頭打ちになったため、そこで測定を中止した。

発振波長において、出力鏡の透過率が小さくなるにつれ中心波長が長波長側にシフトしていることについては、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF のレーザー実験時と同様に、再吸収による影響だと考えられる。

また実験途中、結晶の端面を確認したところ、図 4.6 のような亀裂を確認した。この原因としては励起による熱の影響や、ホルダーの結晶への圧による影響の可能性が考えられる。

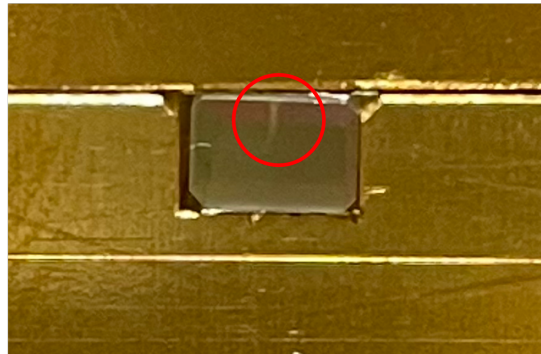


図 4.6:  $\text{Tm}^{3+}$  : YAP の亀裂

## 第 5 章 AOM 挿入用 $Tm^{3+}$ : YLF 発振実験

本章では、AOM の挿入を考慮した発振実験の実験構成、結果および考察について述べる。また、利得媒質には、第 3 章、第 4 章の結果やレイリー長を考慮し、 $Tm^{3+}$  : YLF の C-2 の結晶のみを用いて実験を行った。

### 5.1 実験構成

共振器構成は [図 5.3](#) とほぼ同様であるが、AOM の挿入を考慮し、M1 を曲率半径 300 mm (高反射コート@1850~2100 nm) のものに変更した。このとき、レーザー出力を 5 W、AOM の繰り返し周波数を 500 Hz と仮定したとき、取り出されるパルスエネルギーは 10 mJ と見積もられ、さらに目標パルス幅を 100 ns と仮定すると AOM 付近の光強度は約  $2.0 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup> であり、AOM の破壊閾値  $5.0 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup> より小さいことを満たすことを確認した。また、AOM の特性上、共振器内に蓄積されたエネルギーを 100 ns 毎に外部に取り出すため、AOM を通過するパルスは 100 ns につき 1 回であり、熱による破壊はないとしている。また M1 の変更に伴い、レーザー光と励起光のモードマッチを図るべく、集光レンズ系を焦点距離が 50 mm と 300 mm のものに変更し、励起光のビーム半径を 315  $\mu$ m に集光した。共振器内のビーム半径を [図 5.1](#) に示す。出力鏡は第四章と同様のものを用いて実験を行った。

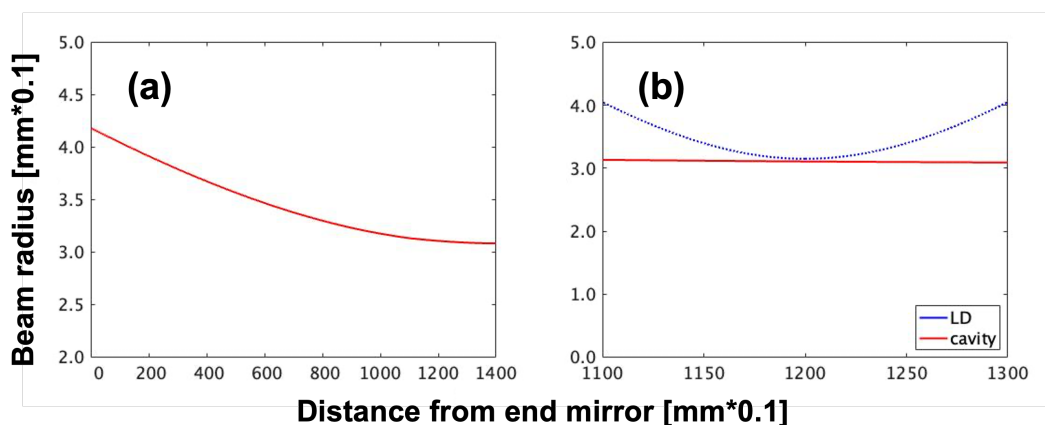


図 5.1: (a) 共振器内ビーム半径 (b) 利得媒質内ビーム半径

### 5.2 実験結果

[図 5.2](#) に、実験系変更後の  $Tm^{3+}$  : YLF レーザーの励起パワー依存性とスペクトルを示し、これらをまとめたものを [表 5.1](#) に示す。

## 5.2. 実験結果

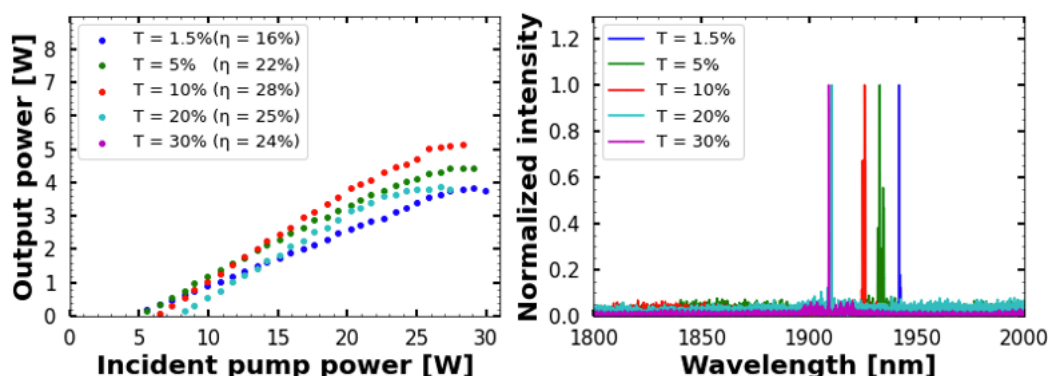


図 5.2: 実験系変更後の C-2 の励起パワー依存性とスペクトル

表 5.1: 実験系変更後の C-2 の各出力鏡における出力特性

透過率 [%]	スロープ効率 [%]	発振閾値 [W]	最大出力 [W]	中心波長 [nm]
1.5	16	2.48	4.38	1942
5	22	2.82	4.86	1933
10	28	3.52	6.21	1926
20	25	4.22	7.72	1911
30	24	5.46	9.78	1909

[スロープ効率、最大出力、中心波長]

出力鏡の透過率が 1.5%、5%、10%、20%、30% のとき、スロープ効率はそれぞれ 16%、22%、28%、25%、24%、最大出力はそれぞれ 3.83 W、4.45 W、5.15 W、3.86 W、3.05 W、中心波長はそれぞれ 1942 nm、1933 nm、1926 nm、1911 nm、1909 nm を得た。実験系変更後も透過率が 10% のとき、スロープ効率が最大となった。

次に C-2 において、実験系変更前と、表 5.3 の各出力鏡におけるスロープ効率、最大出力および中心波長をグラフにしたものを図 5.3 に示す。

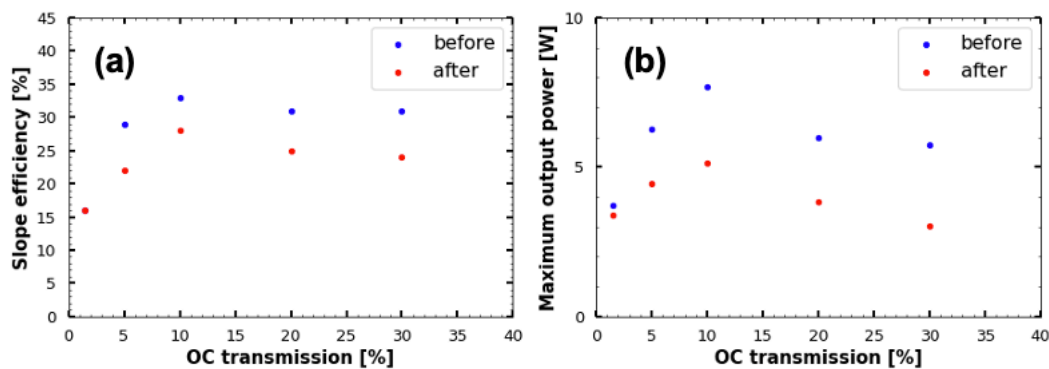


図 5.3: 実験系変更前と後の出力特性の比較 (a) スロープ効率 (b) 最大出力

## 5.2. 実験結果

図 5.3 において、実験系変更前と比較すると、変更後の方がスロープ効率、最大出力が小さな値を取ることが確認できた。これは、集光レンズ系を変更したことで単位体積あたりの励起光強度が小さくなったためだと考えられる。

次に実験系変更前と後での中心波長を図 5.4 に示す。

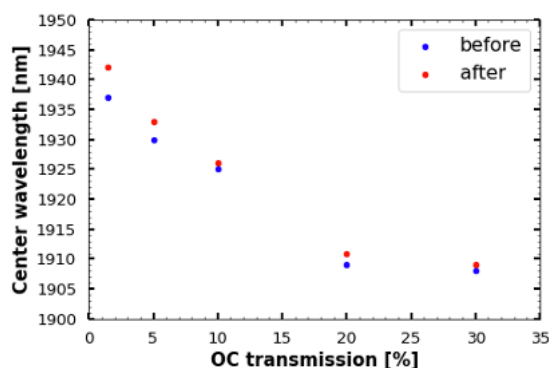


図 5.4: 実験系変更前と後の中心波長の比較

図 5.4 において、中心波長においても変更後の方が長波長側にシフトしていることが確認できた。これは、集光レンズを変更したことで共振器内の条件が変化することで、発振に必要な反転分布量が減少し、再吸収による短波長側の損失が増加したためだと考えられる。

### [共振器内損失の見積り]

高効率なレーザー発振を実現させる上で共振器内損失を小さくすることは、重要なファクターの1つである。そこで式 (2.50) を用いて共振器内損失を見積もった。C-1、C-2 において、各出力鏡の透過率の逆数およびスロープ効率の逆数をとったグラフを図 5.5 に示す。

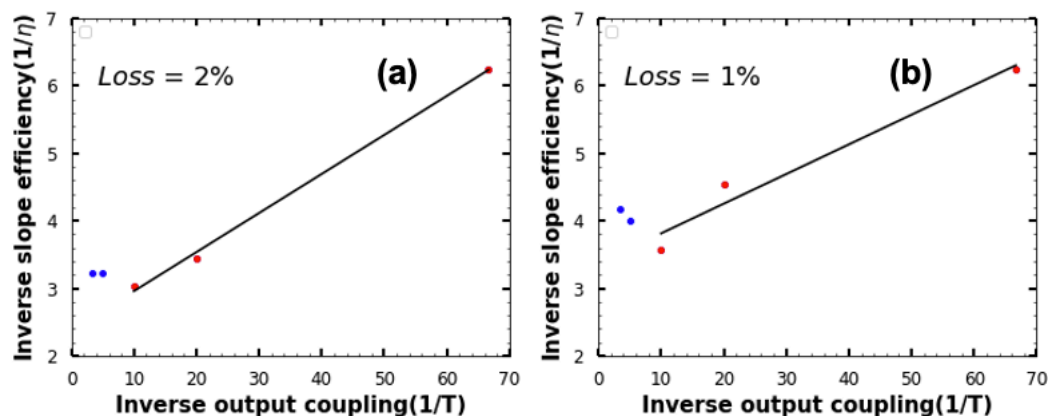


図 5.5: 共振器内損失 (a) 変更前 (b) 変更後

グラフの傾きと y 切片から、共振器内損失  $L_i$  を見積もった結果、C-1 と C-2 でそれぞれ  $L_i = 4\%$ 、 $L_i = 2\%$  となった。ここで反転分布量の変化の割合が大きく、正確なスロープ効率の測定が困難な透過率 20%、30% はフィッティングから除いて計算した。C-2 の方が

### 5.3. ビーム品質

共振器内損失が小さくなった理由としては、変更前と比べてレイリー長が長くなり、利得媒質内の散乱損失が減少したためだと考えられる。

### 5.3 ビーム品質

次に、本章で開発した  $\text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$  を用いて  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  を励起するためにビーム品質を測定した。第二章の [2.4.3](#) で述べたナイフエッジ法を用いて測定したところ、得られた  $M^2$  は 10 であった。ビーム半径の結果を図 [5.6](#) に示す。フィッティングには第二章の式 [\(2.58\)](#) を用いた。

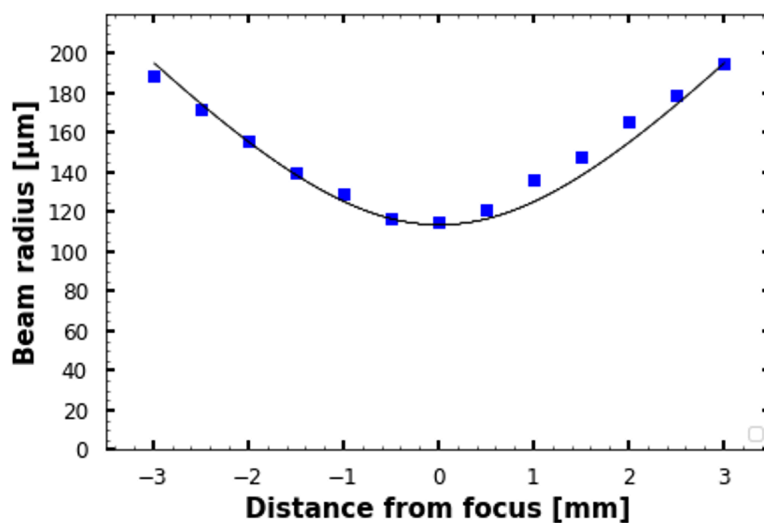


図 5.6: ビーム品質

## 第 6 章 $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$ 発振実験

本章では、 $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  の発振実験の実験構成、結果およびその考察について述べる。

### 6.1 実験構成

$\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの実験構成を図 6.1 に示す。

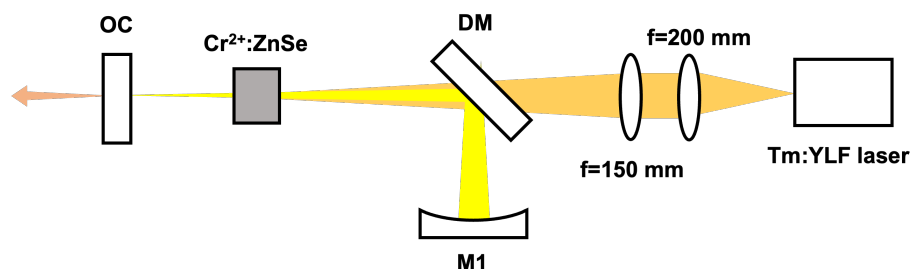


図 6.1:  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザー実験構成

共振器構成は  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザー実験時とほぼ同様であり、励起光源には第 5 章で開発した  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーを用いた。集光レンズ系には焦点距離が 200 mm と 150 mm のものを使用し、第 4 章で測定したビーム品質を考慮した上で、利得媒質中でビーム半径約 200  $\mu\text{m}$  に集光した。このとき利得媒質内での共振器のビーム半径は約 250  $\mu\text{m}$  であり、励起光とのモードマッチは十分に取れると判断した。共振器内のビーム半径を図 6.2 に示す。利得媒質は AR コーティングされた表 6.1 の  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  を使用し、銅製のホルダーに入れて  $10^\circ$  に保ち、励起光に対して垂直に配置した。M1 は曲率半径が 200 mm (高反射コート@2000~2700 nm) の凹面鏡で、出力鏡 (OC) は透過率が 10% (反射帯域@1700~2700 nm) のものを用いて実験を行った。

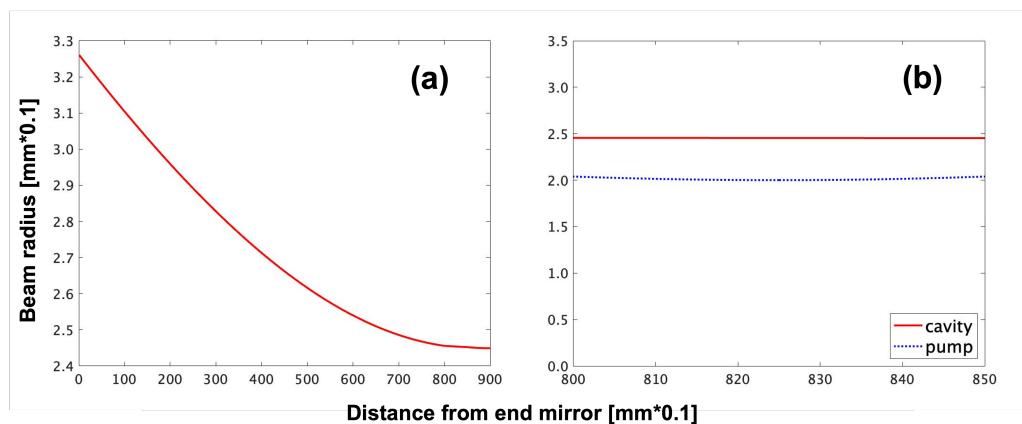


図 6.2: (a) 共振器内ビーム半径 (b) 利得媒質内ビーム半径



## 6.2. 実験結果

表 6.1: Cr<sup>2+</sup> : ZnSe の物性

concentration [ $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ]	8.0
Face dimension [ $\text{mm}^2$ ]	10.1×10.1
Length [mm]	5.04

## 6.2 実験結果

図 6.3 に、Cr<sup>2+</sup> : ZnSe レーザーの励起パワー依存性とスペクトルを示す。

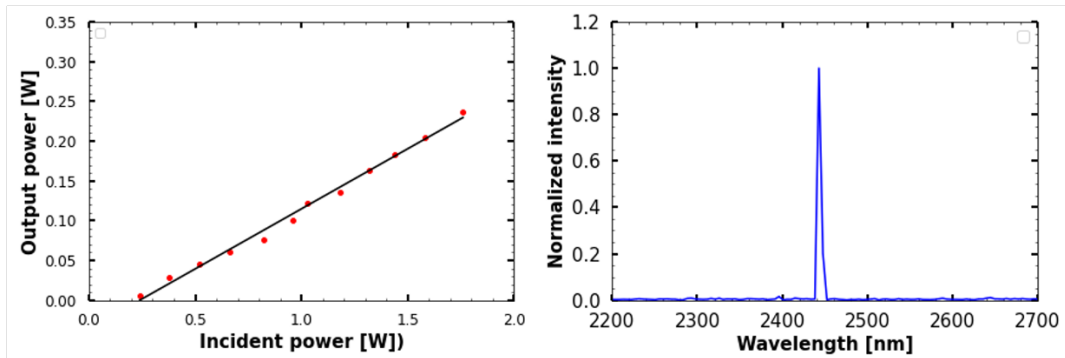


図 6.3: Cr<sup>2+</sup> : ZnSe レーザーの励起パワー依存性とスペクトル

スロープ効率 15%、中心波長 2443 nm を得た。このとき、出力においては測定値の  $\pm 20\%$  の揺れ、スペクトルにおいても入力不安定である動作を確認したため、Cr<sup>2+</sup> : ZnSe レーザーの時間波形の測定を行った。次にその結果を図 6.4 に示す。

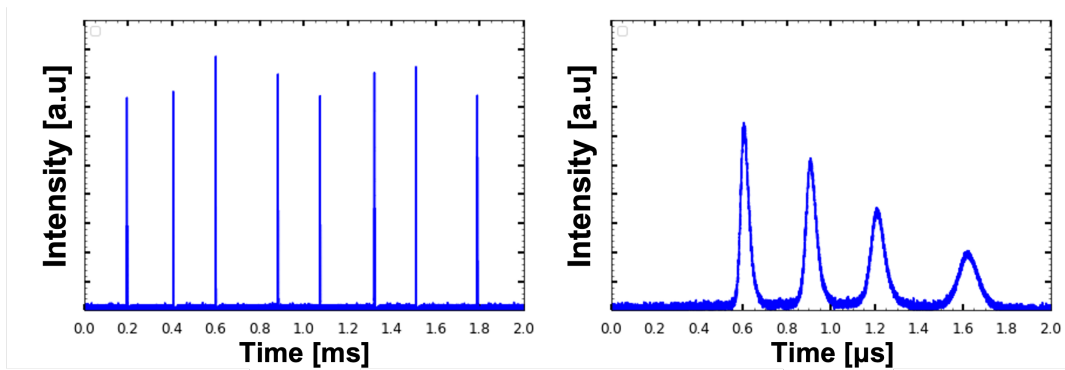


図 6.4: Cr<sup>2+</sup> : ZnSe レーザーの時間波形  
(出力 100 mW、励起パワー 960 mW)

図 6.4 左に示すように、0~2  $\mu\text{s}$  の範囲でセルフパルシング、また 1 本ごとのパルスを広大すると、図 6.4 右のように緩和発振していることが確認できた。このとき、セルフパルシングの間隔は約 200  $\mu\text{s}$ 、緩和発振の間隔は約 0.2  $\mu\text{s}$  であった。この理由について、Tm<sup>3+</sup> : YLF レーザー自身がパルシングしていることを考え、Tm<sup>3+</sup> : YLF レーザーの時間波形についても測定した。測定結果を図 6.5 に示す。

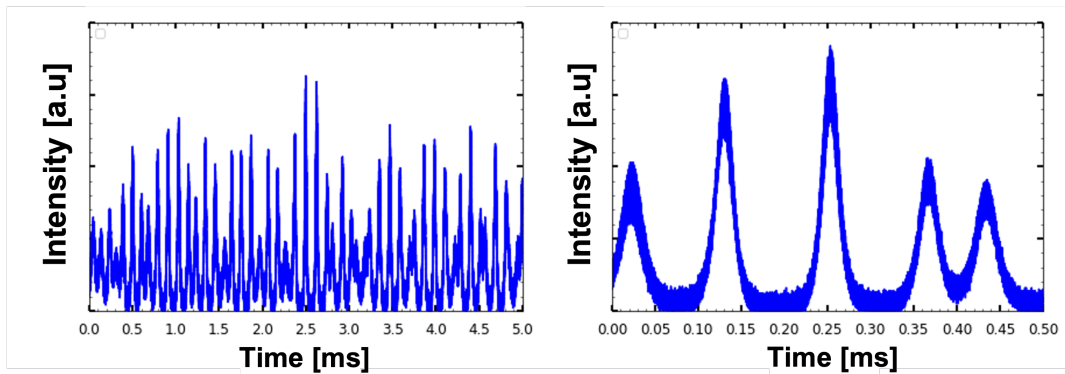
図 6.5:  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーの時間波形 (出力 100 mW)

図 6.4 に示すように、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーもやはりセルフパルシングしていることが確認できた。このときセルフパルシングのパルス幅は約  $20 \mu\text{s}$ 、間隔は約  $100 \mu\text{s}$  であった。以下、これらの現象について考察をする。まず初めに、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーのパルス幅  $20 \mu\text{s}$  に対し、 $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe の蛍光寿命は  $6 \mu\text{s}$  であるため、 $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe は十分に励起可能である。よって  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーと  $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe レーザーのパルス出射の間隔は一致するはずである。しかしそれぞれのレーザーのパルス出射の間隔がそれぞれ約  $100 \mu\text{s}$ 、 $200 \mu\text{s}$  と不一致であった。この理由については、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーの時間波形測定時、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーの出力が 100 mW であったのに対し、 $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe レーザーの時間波形測定時は、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーの出力が 960 mW と、異なる環境下で測定してしまったためだと考えられる。また、図 6.4 より、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーのパルスに大小が存在していることがわかる。そのためピークパワーが小さいときに利得が足りず、 $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe が発振できなかったことも原因だと考えられる。この問題を解決するために、実際に  $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーに AOM を挿入し、Q スイッチ発振させることで、 $\text{Tm}^{3+}$  : YLF レーザーのパルス出射時間を制御し、 $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe レーザーの安定化及びパルス化を目指そうと考えている。

## 第7章 結論

本研究では、 $\text{ZnGeP}_2$ (ZGP) 結晶を用いた、OPO による  $4\sim 10\ \mu\text{m}$  の中赤外光発生に向け、ZGP 励起用の利得スイッチ  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの開発を目指した。そのために  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  励起用光源として  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーおよび  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  レーザーの開発を行い、出力特性を評価した。次に共振器を変更し、Q スイッチ発振に向け、AOM の挿入を考慮した  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーを開発し、それを励起光源とした  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの開発を行った。

$\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザー実験において、結晶長が  $8\ \text{mm}$  で c-cut の  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  では、出力鏡の透過率が  $10\%$  のときに  $29.9\ \text{W}$  励起で、最大出力  $6.73\ \text{W}$ 、スロープ効率  $24\%$ 、中心波長  $1908\ \text{nm}$  を得た。同様に c-cut の結晶長  $20\ \text{mm}$  では、透過率  $10\%$  のときに  $29.0\ \text{W}$  励起で、最大出力  $7.70\ \text{W}$ 、スロープ効率  $33\%$ 、中心波長  $1925\ \text{nm}$  を得た。

また同じ共振器構成で結晶長  $12\ \text{mm}$  の c-cut の  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAP}$  を用いたレーザー実験も行い、出力鏡の透過率  $5\%$  のときに  $12.3\ \text{W}$  励起で、最大出力  $1.2\ \text{W}$ 、スロープ効率  $25\%$ 、中心波長  $1984\ \text{nm}$  を得た。

次に結晶長  $20\ \text{mm}$  の  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  を用いた、AOM 挿入用レーザー実験を行い、出力鏡の透過率  $10\%$  のときに  $28.3\ \text{W}$  励起で、最大出力  $5.15\ \text{W}$ 、スロープ効率  $28\%$ 、中心波長  $1926\ \text{nm}$  を得た。

さらに、この AOM 挿入用  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーを励起用光源として用いて  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザー実験を行い、出力鏡の透過率  $10\%$  でスロープ効率  $15\%$ 、中心波長  $2443\ \text{nm}$  を得た。このとき  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーの出力が  $100\ \text{mW}$  時 (励起パワー  $960\ \text{mW}$ ) において時間波形を測定した結果、セルフパルシングが確認でき、パルス出射間隔は約  $200\ \mu\text{s}$  であった。この原因として、 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザー自身がパルシングしていることを考え、時間波形を測定した結果、 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーの出力が  $100\ \text{mW}$  時に、セルフパルシングが確認でき、パルス出射間隔は約  $100\ \mu\text{s}$  であった。パルス出射間隔の差異が生じた理由としては、 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーの出力が異なる環境下で時間波形を測定してしまったことが原因だと考えられる。また、 $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーのパルスのピークパワーに大小が存在し、ピークパワーが小さい際に利得が足りず、 $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  が発振できなかった可能性があると考えられる。

今後の展望としては、まず初めに  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーのパルス出射間隔を制御するため、AOM を挿入し、Q スイッチ  $\text{Tm}^{3+} : \text{YLF}$  レーザーの開発を目指す。次にそれを励起光源とした利得スイッチ  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  レーザーを開発し、さらにそれを励起光源とした OPO による ZGP 結晶を用いた中赤外への波長変換によって、 $\sim 10\ \mu\text{J}$  の  $4\sim 10\ \mu\text{m}$  の波長可変レーザーの開発に繋がると考えている。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導およびご協力をくださった皆様に感謝申し上げます。

指導教員である戸倉川正樹准教授には、非常に丁寧なご指導を賜り、何不自由なく実験を遂行ことができました。研究室の先輩である鈴木さんには実験に限らず発表試料の作り方など非常に多くのことをご教授いただきました。さらに佐藤さん、内菌さん、矢津田さん、菊池さんにも研究で行き詰まった際には、どんな質問であっても丁寧にご教授おいただきました。同期の三井さんには、実験や研究室生活、また私生活においても多くの相談に乗っていただきました。とても感謝しています。最後に後輩である平山くん、丸山くん、斎藤くん、昆野さん、高貫くん、佐藤くんのおかげで楽しく研究室生活を送ることができました。

コロナという環境でありながらも、本研究においてご教授いただいた皆様に、心より感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] I. T. McKinnie, G. J. Wagner, and C. B. Rawle, “Dual-band Mid-Wave/Long-wave ZGP OPO Pump-tuned by a Cr:ZnSe Laser”, in [Conference on lasers and electro-optics](#) (2002).
- [2] K. L. Vodopyanov, F. Ganikhanov, J. P. Maffetone, I. Zwieback, and W. Ruderman, “ZnGeP<sub>2</sub> Optical parametric oscillator with 3.8-12.4- $\mu$ m tunability”, [Opt. Lett.](#) **25**, 841–843 (2000).
- [3] A. Schliesser, N. Picqué, and T. W. Hänsch, “Mid-infrared frequency combs”, *Nature photonics* **6**, 440–449 (2012).
- [4] S. Golovynskyy, I. Golovynska, L. I. Stepanova, O. I. Datsenko, L. Liu, J. Qu, and T. Y. Ohulchanskyy, “Optical windows for head tissues in near-infrared and short-wave infrared regions: approaching transcranial light applications”, [Journal of biophotonics](#) **11**, e201800141 (2018).
- [5] J.-P. Cariou, B. Augere, and M. Valla, “Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology”, [Comptes Rendus Physique](#) **7**, High power fiber lasers and amplifiers, 213–223 (2006).
- [6] Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, J.-M. Melkonian, and A. Godard, “Actively Q-switched tunable single-longitudinal-mode 2  $\mu$ m Tm:YAP laser using a transversally chirped volume bragg grating”, [Opt. Express](#) **28**, 5013–5021 (2020).
- [7] 霜田光一, “レーザー物理入門”, 岩波書店 (1983).
- [8] 三沢和彦 and 芦原聡, “工学系のためのレーザー物理入門”, 講談社 (2020).
- [9] K. Singh, H. Singh, V. Sharma, R. Nathuram, A. Khanna, R. Kumar, S. Singh Bhatti, and H. Singh Sahota, “Gamma-ray attenuation coefficients in bismuth borate glasses”, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms](#) **194**, 1–6 (2002).
- [10] 小林喬郎, “固体レーザー”, 学会出版センター (1997).
- [11] 多田邦雄 and 神谷武志監訳, “ヤリーヴ-イエー 光エレクトロニクス 基礎編”, 丸善株式会社 (2010).
- [12] T. Sato, “Introduction to Laser Engineering”, [The Review of Laser Engineering](#) **11**, 446–461 (1983).
- [13] 小城純一朗, “窒素ガリウム系半導体レーザー励起プラセオジム 3 価イオンドープ固体レーザーの Q スイッチパルス動作及び第二高調波発生に関する研究”, 博士論文 (2014).
- [14] 平等拓範, “LD 励起 Nd : YVO<sub>4</sub> 短共振器レーザの最適出力結合”, 福井大学工学部研究報告 **41**, 39–48 (1993).

- [15] J. Caird, S. Payne, P. Staber, A. Ramponi, L. Chase, and W. Krupke, “Quantum electronic properties of the  $\text{Na}_3\text{Ga}_2\text{Li}_3\text{F}_{12}$  laser”, [IEEE Journal of Quantum Electronics](#) **24**, 1077–1099 (1988).
- [16] A. Podlipensky, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, V. I. Levchenko, V. N. Yakimovich, M. Mond, E. Heumann, G. Huber, H. M. Kretschmann, and S. Kück, “Efficient laser operation and continuous-wave diode pumping of  $\text{Cr}^{2+} : \text{ZnSe}$  single crystals”, *Applied Physics B* **72**, 253–255 (2001).
- [17] 関根尊史, “レーザー核融合炉用ドライバールに向けたキロジュール級半導体レーザー励起固体レーザーとその応用に関する研究”, 博士論文 (2017).
- [18] E. T. Mengesha, A. T. Le, T. C. Steimle, L. Cheng, C. Zhang, B. L. Augenbraun, Z. Lasner, and J. Doyle, “Branching ratios, radiative lifetimes and transition dipole moments for  $\text{YbOH}$ ”, [10.48550/ARXIV.2002.05849](#) (2020).
- [19] F. Cornacchia, A. Di Lieto, P. Maroni, P. Minguzzi, A. Toncelli, M. Tonelli, E. Sorokin, and I. Sorokina, “A CW room-temperature Ho, Tm: YLF laser pumped at  $1.682 \mu\text{m}$ ”, *Applied Physics B* **73**, 191–194 (2001).
- [20] Y. Dai, Y. Li, Y. Xu, X. Zou, Y. Dong, and Y. Leng, “High-efficiency broadly tunable Cr:ZnSe single crystal laser pumped by Tm:YLF laser”, [Advanced Solid-State Lasers Congress, AM4A.36](#) (2013).
- [21] M. Schellhorn, A. Hirth, and C. Kieleck, “Ho:YAG Laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser”, [Opt. Lett.](#) **28**, 1933–1935 (2003).
- [22] P. Budni, M. Lemons, J. Mosto, and E. Chicklis, “High-power/high-brightness diode-pumped  $1.9 \mu\text{m}$  Thulium and resonantly pumped  $2.1 \mu\text{m}$  Holmium lasers”, [Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of](#) **6**, 629–635 (2000).
- [23] S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway, and W. Krupke, “Infrared cross-section measurements for crystals doped with  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ , and  $\text{Ho}^{3+}$ ”, [IEEE Journal of Quantum Electronics](#) **28**, 2619–2630 (1992).
- [24] C. Kränkel, “Rare-Earth-Doped Sesquioxides for Diode-Pumped High-Power Lasers in the 1-, 2-, and  $3\text{-}\mu\text{m}$  Spectral Range”, [IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics](#) **21**, 250–262 (2015).
- [25] G. Li, H. Liu, F. Lu, X. Wen, Y. Gu, and Y. Wang, “Analysis on preferential free running laser wavelength and performance modeling of  $\text{Tm}^{3+}$ -doped YAP and YLF”, [Appl. Opt.](#) **53**, 4987–4996 (2014).
- [26] C. D. Phelps, “Diode-pumped,  $2 \mu\text{m}$ , Q-Switched Thulium:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  Tm:YAP microchip laser”, University of Dayton (2011).
- [27] H. Zhang, D. Sun, J. Luo, C. Quan, M. Cheng, L. Hu, Z. Han, and K. Dong, “Effect of  $\text{Tm}^{3+}$  concentration on structure, defect, and spectral properties of Tm : YAP crystals”, *Applied Physics A* **127**, 1–8 (2021).

- [28] B. Zhang, L. Li, C. He, F. Tian, X. Yang, J. Cui, J. Zhang, and W. Sun, “Compact self-Q-switched Tm:YLF laser at 1.91  $\mu\text{m}$ ”, [Optics Laser Technology](#) **100**, 103–108 (2018).
- [29] G. Qin, J. Lu, J. Bisson, Y. Feng, K.-i. Ueda, H. Yagi, and T. Yanagitani, “Up-conversion luminescence of  $\text{Er}^{3+}$  in highly transparent YAG ceramics”, [Solid State Communications](#) **132**, 103–106 (2004).
- [30] L. Guillemot, P. Loiko, A. Braud, J.-L. Doualan, A. Hideur, M. Koselja, R. Moncorge, and P. Camy, “Continuous-wave Tm :  $\text{YAlO}_3$  laser at 2.3  $\mu\text{m}$ ”, [Opt. Lett.](#) **44**, 5077–5080 (2019).
- [31] Crytur, Tm : YAP, <https://www.crytur.cz/materials/tmyap/>.
- [32] E. Kifle, P. Loiko, L. Guillemot, J.-L. Doualan, F. Starecki, A. Braud, T. Georges, J. Rouvillain, and P. Camy, “Watt-level diode-pumped thulium lasers around 2.3  $\mu\text{m}$ ”, [Appl. Opt.](#) **59**, 7530–7539 (2020).
- [33] A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, and E. Lallier, “High energy single frequency passively q-switched 2  $\mu\text{m}$  microlaser in thulium-doped yttrium aluminium perovskite”, in [Advanced solid state lasers](#) (2014), ATu2A.39.
- [34] S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, V. Smolski, S. Mirov, and V. Gapontsev, “Ultrafast middle-IR Lasers and amplifiers based on polycrystalline Cr:ZnS and Cr:ZnSe”, [Opt. Mater. Express](#) **7**, 2636–2650 (2017).
- [35] L. Gorajek, J. K. Jabczynski, and M. Kaskow, “Short-pulsed gain-switched  $\text{Cr}^{2+}$  : ZnSe laser”, [Laser Physics Letters](#) **11**, 045803 (2014).
- [36] M. Eichhorn and S. D. Jackson, “High-pulse-energy actively Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped silica 2  $\mu\text{m}$  fiber laser pumped at 792 nm”, [Opt. Lett.](#) **32**, 2780–2782 (2007).
- [37] ファイバーラボ株式会社, 光ファイバーやレンズの開口数 (NA) とは, <https://www.fiberlabs.co.jp/tech-explan/about-na/>.
- [38] 近藤高志, 情報・ナノマテリアル工学, <http://www.castle.t.u-tokyo.ac.jp/lecture/2008/inmII/notes/inm2008.pdf>, 2008年7月14日参照.
- [39] エドモンド・オプティクス・ジャパン株式会社, レーザー光学とレーザー用光学部品の基礎, <https://optronics-media.com/publication/basics-of-laser-optics-and-components/20200217/62827/>, 2020年2月17日参照.
- [40] 平等拓範, “レーザービーム品質測定の基礎”, [レーザー研究](#) **26**, 723–729 (1998).
- [41] Tydex 社, YLF レーザー結晶, <http://www.hanamuraoptics.com/lasercrystal/tydex/tydexylf.htm>.
- [42] R. Faoro, M. Kadankov, D. Parisi, S. Veronesi, M. Tonelli, V. Petrov, U. Griebner, M. Segura, and X. Mateos, “Passively Q-switched Tm : YLF laser”, [Opt. Lett.](#) **37**, 1517–1519 (2012).