

波長 1650 nm LD 励起 Tm 固体レーザーの開発

戸倉川研究室 菊地音

1. はじめに

波長 2 μm 帯で動作するレーザーは、アイセーフレーザーとも呼ばれ水の吸収が強いことから医療用レーザーメスなどに応用されている。同時に、大気の透過率の高い[1]大気の窓と呼ばれる波長領域を含むことから LiDAR(Light Detection and Ranging)[2]などの計測装置へも利用されている。またポリマーが高い吸収を有することからポリマー加工用レーザーにも応用される。2 μm 帯レーザーの代表的利得媒質として Tm 添加媒質があり、800 nm 帯の光で励起すると 1 つの光子で 2 つの原子をレーザー上準位へ励起する量子効率 2 に迫る動作が可能であることが知られている。対して我々は波長~1600 nm 帯のファイバーレーザー励起光源による高効率な in-band 励起レーザー動作を報告してきた。

本研究ではファイバーレーザーではなく波長 1650 nm の高出力な broad-stripe Laser Diode(LD)で直接 in-band 励起することでより高効率な Tm:Lu₂O₃ レーザーの開発を行った。この利得媒質は Tm イオンを高濃度添加しても熱伝導率が高く、かつ水の吸収の強い 1.95 μm よりも長波長で広帯域なレーザー動作が可能であり高出力な超短パルスレーザー用の利得媒質として注目を集めている。

2. 原理

2.1. Tm:Lu₂O₃ 利得媒質

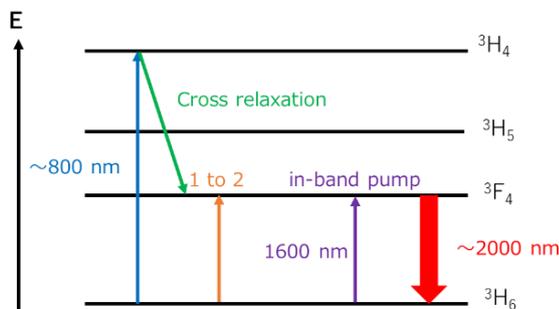


図 1 Tm³⁺のエネルギー準位図

図 1 は Tm³⁺のエネルギー準位図を表しており、800 nm 帯と 1600~1900 nm 帯の光で励起することが可能である。前者の 800 nm 帯の光で ³H₆ から ³F₄ へ原子を励起すると、先述の通り ³H₄ から ³F₄ へ緩和過程に伴うエネルギー遷移によって新たに ³H₆ から ³F₄ へ交差緩和過程(Cross Relaxation) が発生し、1 つの光子で 2 つの原子をレーザー準位へと励起する量子効率 2 に迫る動作が可能である。しかし、Tm³⁺イオンの高濃度添加(シリカガラスの場合~2at%以上)が必要であり局所的な発熱などの問題が起こりえる。本研究ではこれを避け、後者の波長 1600~1900 nm での励起は in-band 励起と呼ばれ、交差緩和を伴わない ³H₆ から ³F₄ のレーザー準位への直接的な励起を可能にし、量子欠損の小さいレーザー動作を可能とする。本研究では後者にあたる波長 1650 nm 高出力 LD による in-band 励起を採用した。用した。

本研究で用いた Tm 利得媒質は Tm:RE₂O₃(RE=Lu, Sc, or Y)であり、波長 2 μm 帯に広帯域な蛍光を有している。また優れた放熱性も備えているため高出力なレーザー用の利得媒質として注目を集めている[3]。図 2(a),(b) に 0.8 μm 帯 1.6-2.0 μm 帯の RE₂O₃ の吸収断面積を示す[4]。

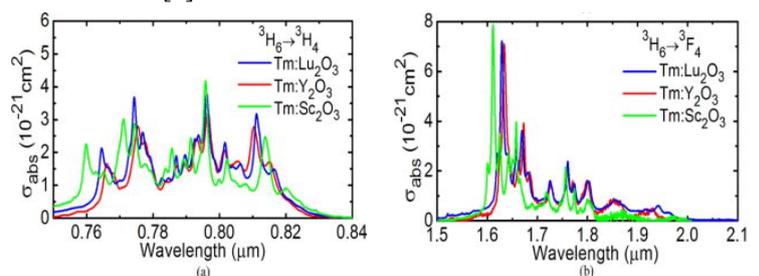


図 2. Tm:RE₂O₃ の吸収断面積 (a)0.8 μm 帯,(b)1.6-2.0 μm 帯

それぞれ青線が Lu₂O₃ の吸収断面積を示しており、図 2(a)と(b)を比較すると、800 nm 帯よりも 1600 nm 帯の方が大きな吸収断面積と広い吸収線幅を有していることがわかる。これにより LD 励起において高い吸収効率が見込まれ、高効率で高出力なレーザーの開発が望めると考えた。

図3に Tm:Lu₂O₃ の誘導放出断面積を示す[5]。

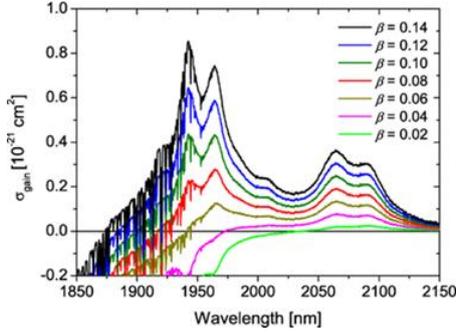


図3 Tm:Lu₂O₃ の利得スペクトル(β =上準位分布)

波長~1950 nm と波長~2070 nm を中心波長として線幅 75 nm 程度の利得のピークを有している。水の吸収の存在する波長~1950 nm よりも長波長側に利得があることで、水蒸気の吸収に妨げられることなくレーザー動作が可能である。

2.2. 共振器設計

本研究では図4に示すような Z 型共振器を用いた。この共振器の設計に関して以下に説明する。

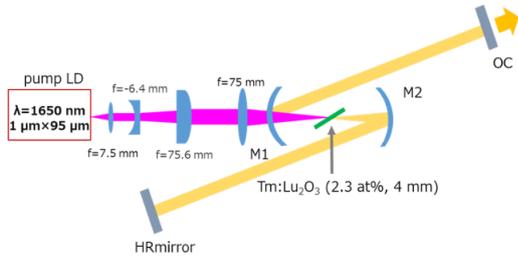


図4 共振器の概略図

2.2.1. 自己無撞着法

レンズ状の光学要素を複数個含むような共振器を考える場合、この複雑な共振器内に低損失のモード(安定モード)が存在するかを知り、存在する場合にはビームスポット $\omega(z)$ および波面の曲率半径 $R(z)$ を光軸の任意の位置について決める必要がある。ここで、自己無撞着法を用いる。これは、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1周巡回したとき、初めの分布に回帰している必要があるという条件を課すものである。共振器内の任意位置に参照面を定め、その地点に対する定常複素パラメータを q_s と表し、ガウシアンビームの ABCD 則を用いて

$$q_s = \frac{Aq_s + B}{Cq_s + D} \quad (1)$$

という条件を課す。ここで、 A 、 B 、 C 、 D はちょうど1周期の巡回に対する光線行列の要素であり、光線の出発点と終着点は任意に選んだ参照面である。

式(1)を $1/q_s$ について解くと

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

共振器内の個々の部品に関する行列はユニモジュラ一行列であり、 $A_i D_i - B_i C_i = 1$ であるので、その積で与えられる ABCD 行列も $AD - BC = 1$ を満たす。よって、式(2)は

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_s} &= \frac{(D - A)}{2B} \pm i \frac{\sqrt{1 - \left[\frac{D + A}{2}\right]^2}}{B} \\ &= \frac{D - A}{2B} + \frac{i \sin \theta}{B} \end{aligned} \quad (3)$$

のように書くことができる。ただし、

$$\cos \theta = \frac{D + A}{2},$$

$$\theta = \pm \left| \cos^{-1} \left(\frac{D + A}{2} \right) \right| \quad (4)$$

ガウシアンビームの閉じ込め条件は、ビームスポットの2乗 ω^2 が有限の整数であることが必要である。

q と ω および曲率半径 R との関係が

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2 n} \quad (5)$$

であるので、上式と式(3)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(4)の θ が $\sin \theta / B < 0$ となる。また $|(D + A)/2| < 1$ であることが必須である。これは共振器の安定化条件であり、ガウシアンビームを安定して発振させるためには、共振器内の任意の点すべてにおいてこの条件を満たしている必要がある。この時、定常状態での式(5)は

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_s} &= \frac{(D - A)}{2B} \pm i \frac{\sqrt{1 - \left[\frac{D + A}{2}\right]^2}}{|B|} \\ &= \frac{D - A}{2B} + \frac{i \sin \theta}{|B|}, \quad \theta < 0 \end{aligned} \quad (6)$$

という条件になる。式(6)を用いると、式(8)から参照面における曲率半径 R および ω が以下に求まる。

$$R = \frac{2B}{D - A} \quad \omega = \left(\frac{\lambda}{\pi n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{|B|^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \left[\frac{D - A}{2} \right]^2 \right]^{\frac{1}{4}}} \quad (7)$$

2.2.2. 非点収差補償

レーザーが角度のついた物質中を通過するとき、角度によって非点収差が生じる。今回の実験の場合には、共振器中に利得媒質がブルースター角で挿入されている。非点収差により媒質での集光の位置が水平方向と垂直方向で異なったり、同じく各方向で共振器中の安定条件が異なってしまったりすることから、その収差を補償する必要がある[6]。

ブルースター角で配置された厚さ t の媒質に対する水平面と垂直面での有効光路長は、それぞれ d_x と d_y として

$$d_x = \frac{t\sqrt{n^2 + 1}}{n^2} \quad (8), \quad d_y = \frac{t\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (9)$$

と表せる。また、凹面鏡でも非点収差が生じる(図 2.6 中の M1、M2)。入射角 θ として焦点 f で生じる水平面と垂直面での収差は、それぞれ f_x と f_y とすると

$$f_x = \frac{f}{\cos \theta} \quad (10), \quad f_y = f \cdot \cos \theta \quad (11)$$

と表せる。また、この共振器中で収差を補償するための条件として、空気中での光路長を d_{air} 、一次光の媒質内での有効光路長 d_{1x} と d_{1y} 、共振器中の凹面鏡 M1 と M2 の曲率半径を R とし、収差で生じる微小変化を δ_x と δ_y とおくと

$$d_{1x} \equiv R + f_x + \delta_x = d_{air} + d_x$$

$$d_{1y} \equiv R + f_y + \delta_y = d_{air} + d_y \quad (12)$$

である。 δ_x と δ_y が等しいとき、水平方向と垂直方向での非点収差が補償されるので、その共振器条件は

$$d_x - d_y \cong f_y - f_x \quad (13)$$

と表される。

3. 波長 1650 nm LD 励起 Tm 固体レーザーの開発

3.1. LD の出力特性の測定

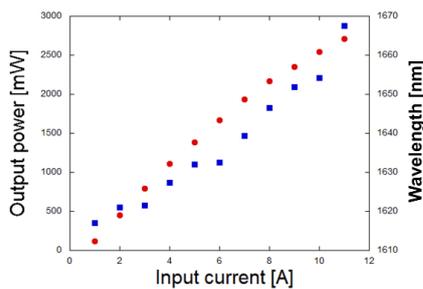


図 5 LD の出力特性と中心波長の電流依存性

励起光源として用いた波長 1650 nmLD の出力特性

と入力電流ごとの中心波長を図 5 に示す。この時、LD ホルダーを水冷によって 15°C に保って測定した。LD の出力特性と中心波長の電流依存性はともに入力電流 1 A~10 A までは線形の関係があると分かった。ただ、11 A 入力時に中心波長が急激に長波長側にシフトしたことが分かった。これは、熱的影響の増大によるものである。

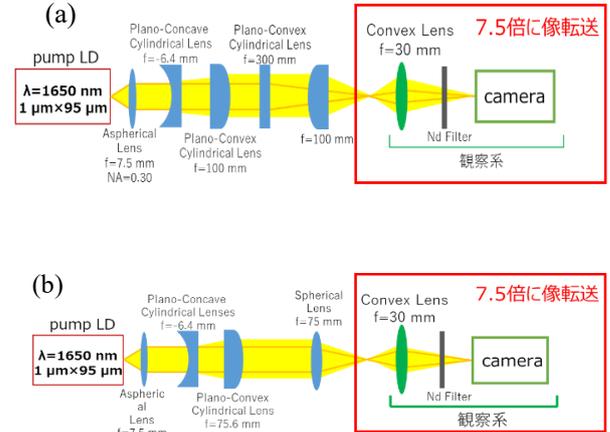


図 6 集光レンズ系

3.2. 励起 LD の集光特性評価

利得媒質付近の励起光の集光ビームプロファイルを観察した。観察にあたって、カメラのピクセルサイズが十分に小さくなかったため、凸レンズで 7.5 倍に拡大像転送を行った。使用した励起 LD はブロードストライプ LD(エミッタサイズ:1×95 μm)であり、高出力であるが水平方向と垂直方向のビーム品質が大きく異なる。このことより、各軸を独立したシリンドリカルレンズで集光する方法(図 6a)と通常の凸レンズを含んだレンズ系で集光する方法(図 6b)を用いて集光特性の評価を行った。実際には 4 つのレンズ系で試したが、ここでは図 6 の 2 つのレンズ系の結果を紹介する。(a)のレンズ系では特に垂直方向のビームが十分に集光できていないという問題点が挙げられた。一方(b)のレンズ系では、水平方向垂直方向ともに(a)に比べるとビームが集光できていることがわかった。以降のレーザー発振実験では(b)のレンズ系で実験をおこなった。

表 1 各レンズ系における集光点でのビーム径

		設計値 [μm]	観測した径 [μm]	実際のビーム径 [μm]
a	水平	81.1	1.09×10^3	145
	垂直	40.0	1.60×10^3	213
b	水平	80.4	6.88×10^2	91.6
	垂直	10.0	6.96×10^2	92.8

3.3. 波長 1650 nm LD 励起 Tm 固体レーザーの開発

共振器は図 4 に示された Z 型共振器を用いており、励起光源は波長 1650 nm、 $1\ \mu\text{m} \times 95\ \mu\text{m}$ の LD を用いた。前節 3.2.1 より最大励起は 2.5 W 程度である。利得媒質は結晶厚さ 4 mm で 2.3 at.% 添加の Tm:Lu₂O₃ セラミックをブルースター角で配置し、水冷でホルダーを 15 °C に保った。凹面鏡は M1 と M2 いずれも曲率 100 mm、高反射コート 1850-2100 nm を有しているものを使用した。取り出し鏡は透過率 1%、1.5%、3% のものを用いた。非点収差補償のために、M1 と M2 はブルースター角で配置された媒質に対し、約 5.3 deg で配置した。以下の図 7 に、前章の自己無撞着法で計算した共振器内の水平方向 (wx) と垂直方向 (wy) のビーム半径の変化を示す。

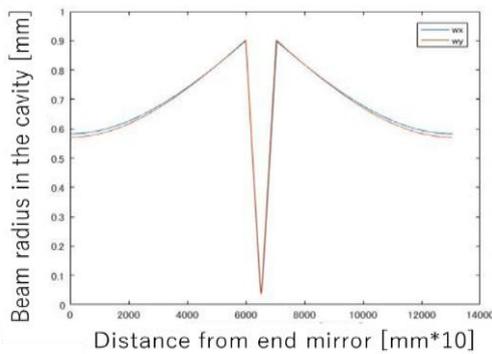


図 7 自己無撞着法で計算した共振器内ビーム半径

ブルースター入射による非点収差を補償する角度で M1 と M2 を配置したことにより、水平方向と垂直方向の集光がほぼ一致した。OC の透過率 1% 時のスペクトルとモード、出力特性を図 9 に示す。

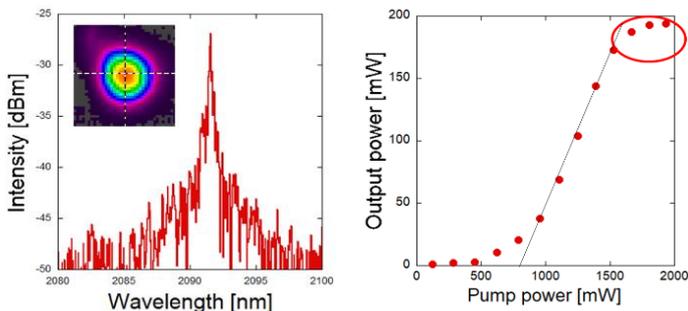


図 8 (左) 発振スペクトル と (右) 出力特性

中心波長 2091 nm で発振していることが確認された。また、励起パワー 1.94 W で最大出力 194 mW を得ることができた。図 8 の出力特性のグラフを見ると、励起が 1.7 W を超えると出力が頭打ちになった。これは、利得媒質の吸収が小さくなり、出力飽和が起きているためと考えられる。このことより、その吸収を考慮

して吸収励起パワーを算出した。同様に OC の透過率 1.5%、3% のときも吸収励起パワーと出力の関係を表 2 と図 10 に示す。

表 2 レーザー発振実験結果一覧

OC 透過率 [%]	発振波長 [nm]	最大出力 [mW]	スロープ効率 [%]
1	2091	194	22.6
1.5	2065	213	27.1
3	2065	232	30.6

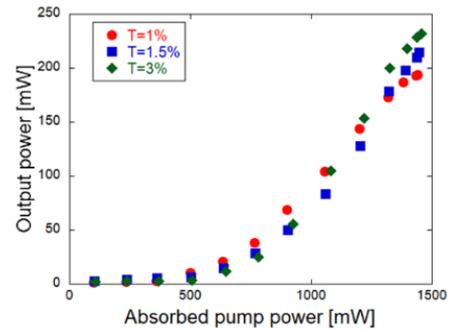


図 10 レーザー出力 V.S. 吸収励起パワーの OC 依存性

4. 結論

本実験では、波長 1650 nm の LD 励起 Tm 固体レーザーを開発した。CW 発振時では、発振波長 2091 nm、1.94 W 励起で最高出力 194 mW を得ることができた。この時、スロープ効率は 13.4% であった。また、吸収励起パワーをもとにして考えた場合、1.44 W 励起で最高出力 194 mW が得られた。この時のスロープ効率は 22.6% であった。今後の目標として、モード同期レーザーの開発を進めていく。

参考文献

- [1] H. Kildal, et al., "Comparison of laser methods for the remote detection of atmospheric pollutants", *Proceeding of the IEEE* **59** 1644-1663, (1971).
- [2] K. Mizutani, et al., "2 μm Doppler wind lidar with a Tm: fiber-laser-pumped Ho:YLF laser", *Optics Letters*, **43**, 202-205 (2018).
- [3] C. Kränkel, "Rare-Earth-Doped Sesquioxides for Diode-Pumped High-Power Lasers in the 1-, 2-, and 3- μm Spectral Range", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **21**, issue1 (2015).
- [4] P. Loiko, et al., "Highly Efficient, Compact Tm³⁺:RE₂O₃ (RE = Y, Lu, Sc) Sesquioxide Lasers Based on Thermal Guiding", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **24**, (2018).
- [5] P. Koopmann, et al., "Efficient diode-pumped laser operation of Tm:Lu₂O₃ around 2 μm ", *Optics Letters*, **36**, 948-950 (2011).
- [6] H. Kogelnik, E. Ippen, A. Dienes, C. Shank, "Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **8**, 373-379 (1972).