



LD 励起自己周波数逡倍マイクロチップ NYAB レーザーにおける熱誘起位相不整合

加藤 嘉巳・尾松 孝茂・下瀬川正幸・長谷川 朗・小倉 馨夫

千葉大学工学部画像工学科 〒263 千葉市稲毛区弥生町 1-33

(1994年2月23日受付, 1994年5月9日受理)

Thermal Effect on Phase Matching in Self-Frequency-Doubled Laser-Diode-Pumped Microchip NYAB Laser

Yoshimi KATO, Takashige OMATSU, Masayuki SHIMOSEGAWA,
Akira HASEGAWA and Iwao OGURA

Department of Image Science, Faculty of Engineering, Chiba University,
1-33, Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba 263

(Received February 23, 1994, Accepted May 9, 1994)

In this paper, we present, to our knowledge, the first report of the thermal effect in a laser diode pumped NYAB ($\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$) microchip laser. By periodically blocking the pump energy, we investigated the temporal properties of the second harmonic (SH) power and its beam pattern. During the laser oscillation, the SH power gradually decreased and its beam pattern changed from a Gaussian shape to a bell one. We experimentally and theoretically analyzed the temperature distribution along the NYAB crystal face. It was found that the local heating of the laser crystal by the pump energy caused the temporal behaviors of the SH power and its beam pattern.

1. はじめに

光記録, 光情報処理の分野において, 小型高効率グリーンレーザーの開発は大きな関心を集めている。

LD 励起 NYAB レーザーは, レーザー媒質である NYAB 結晶¹⁻³⁾ ($\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$) 自身が非線形光学結晶であるため, レーザー結晶単体でグリーン光 (531 nm) を発生する。したがって, KTP⁴⁾ 等の非線形光学結晶による LD 励起 Nd:YAG, Nd:YVO₄ レーザーの共振器内第 2 高調波発生に比べ, 装置の小型化が容易であり, 高効率化が可能になれば, 極めて広い範囲での応用が期待できると考えられる。

LD 励起固体レーザーで一般的に用いられている端面励起法では, レーザー結晶の非常に限られた領域に励起光を集光するために, 励起光の吸収に伴うレーザー結晶の局所的な温度上昇が引き起こされる^{5,6)}。非線形光学結晶である NYAB 結晶では, 結晶の温度変化は位相整

合角の変化をもたらすので, 第二高調波 (SH) 出力がレーザー発振中に変動, あるいは低下する可能性がある。このため, NYAB レーザーの高出力化, 出力安定化において, 励起光吸収による結晶の熱効果を解析することは極めて重要である。

しかしながら, 従来の報告は SH 変換効率に関するもののみで, 励起光吸収による NYAB 結晶の熱効果に関する報告は全くなかった。

われわれは, LD 励起 NYAB レーザーにおいて, 励起光吸収による結晶の熱効果であると考えられる, SH 光出力の時間的な減衰をはじめて観測した。また, 結晶中に誘起された温度上昇と位相不整合量の空間分布を, レーザー発振中のビームパターンの時間変化, および, 結晶温度に対する SH 光出力の変化から解析した。さらに, 熱伝導方程式を用いて理論計算を行った結果, 実験結果と非常によく一致した。これらの結果から, 励起光吸収による結晶の温度上昇が, SH 光出力低下を誘起

することがわかった。

2. 実験

2.1 SH 出力の時間変化

実験配置を **Fig. 1** に示す。励起光源として、ブロードエリア型 LD (SONY 製 SLD 303 XT) を用いた。LD 出力は 360 mW (注入電流 650 mA)、波長は 808 nm (ケース温度 35°C) である。NYAB 結晶は、Nd³⁺ イオン濃度 4 at.%, 結晶サイズは 3 mm × 3 mm × 0.5 mm である。また、結晶は室温で位相整合が成立するように、結晶 c 軸に対し 30.69° でカットされている。結晶入射面は、1062 nm, 531 nm, 808 nm の波長に対し、それぞれ 99.8%, 99.8%, 2%, 出射面は、1062 nm, 531 nm の波長に対し、それぞれ 99.8%, 3% の反射率をもつコーティングが施されており、結晶両端面で共振器を構成している。コリメートレンズとフォーカシングレンズの間にシャッターを置き、10 分ごとに開閉することで発振をコントロールした。結晶はホルダーを介してヒートシンクに接続されており、ホルダーとヒートシンクの間に挿入したペルチェ素子を用いて、結晶温度をコントロールする。積極的に温調を行わない場合、結晶温度は室温 (22°C) である。

シャッター開直後からのレーザー出力の時間変化を **Fig. 2** (a) および (b) に示す。基本波 (FW) 出力は発振開始からほぼ一定である。これに対し、SH 出力は発振開始直後 2.0 mW であったものが、時間とともに低下し、10 分後には 1.3 mW と 3 割以上減少する。シャッターを開いている 10 分間で、SH 出力はほぼ安定し、以後一定であった。また、10 分間シャッターを閉じ、結晶を十分冷却した後、再度シャッターを開くと発振開始直後の出力は回復し、同様の出力低下が観測された。

NYAB 結晶は発振中に励起光源である LD 光を吸収

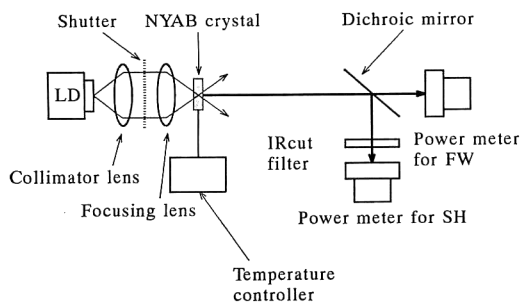


Fig. 1 Experimental setup for measurement of NYAB laser powers.

し、結晶温度が上昇する。FW 出力が時間的に一定であることから、結晶温度の上昇によって、位相不整合が誘起されるため、SH 出力が低下したと考えられる。

2.2 SH 出力の結晶温度依存性

Fig. 1 に示した実験配置で NYAB 結晶を温調し、FW, SH 出力を同時に測定した。測定は、励起光によって結晶中にできる温度分布の影響を取り除くため、シャッター開直後に行った。SH 出力の変化を **Fig. 3** に示す。なお、測定中 FW 出力は結晶温度によらず一定で

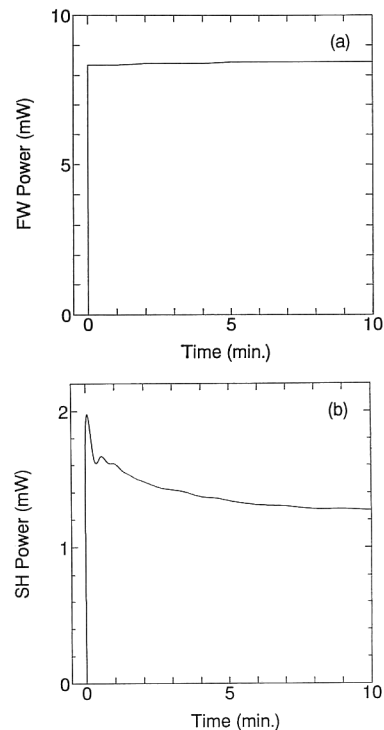


Fig. 2 Temporal behaviors of (a) the fundamental NYAB laser and (b) its second harmonic power.

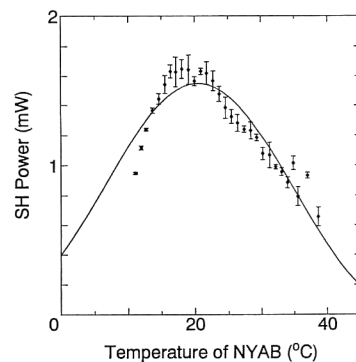


Fig. 3 SH power of the NYAB laser vs. temperature of the NYAB crystal.

あった。

第2高調波発生の変換効率を次式で示される⁷⁾。

$$P_{2\omega}/P_{\omega} \propto \text{sinc}^2(\delta) \quad (1)$$

ここで、 P_{ω} 、 $P_{2\omega}$ はそれぞれ FW, SH 出力、 δ は位相不整合量であり、次式で表せる。

$$\delta = \Delta k L / 2 \quad (2)$$

ただし、 Δk は FW と SH の位相不整合を示し、 L は相互作用長 (共振器長の2倍で 1mm) である。ここで、FW 出力が結晶温度によらず一定であることから定数とみなし、さらに位相不整合量を温度の関数

$$\delta = B(T - C) \quad (3)$$

とすることで、SH 出力は次式のように表せる。

$$P_{2\omega} = A \text{sinc}^2 \{B(T - C)\} \quad (4)$$

係数 A は SH 出力の最大値、 B は位相不整合の温度微係数、 C は結晶の位相整合温度にそれぞれ対応しており、 T は結晶温度である。これにより、SH 出力は結晶温度の関数として与えられる。

Fig. 3 の実線は、測定値を式(4)によってフィッティングしたものである。この際のそれぞれの係数は以下の通りである。

$$A = 1.6$$

$$B = 8.2 \times 10^{-2}$$

$$C = 1.9 \times 10$$

係数 B より NYAB 結晶の複屈折温度微係数 ($dn_{e2\omega}/dT - dn_{o\omega}/dT$) を求めると

$$\begin{aligned} dn_{e2\omega}/dT - dn_{o\omega}/dT &= B\lambda/2\pi L \\ &= 6.5 \times 10^{-6}/\text{deg} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。ここで、 λ は FW 光波長 1062 nm である。

ここで求められた値は、Ming-Yi Hwang らが報告している値の 3.6 倍である⁸⁾。彼らは、パルス YAG レーザーをレンズで集光し、バルク結晶 (3mm×3mm×4mm) に入射し、SH 強度から屈折率温度係数を測定しているが、NYAB 結晶のように walk-off の大きな結晶では、有効な相互作用長は結晶長に比べて短くなる可能性がある。結晶長全長を相互作用長として計算した場合、屈折率温度係数を過小評価してしまう可能性がある。これに対して、マイクロチップで測定したわれわれの実験結果では、walk-off の影響は全くない。両者の結果の違いは結晶の walk-off にあるのではないかと考えられる。

2.3 ビームパターンの時間変化

レンズ ($f=200$ mm) によって近視野でのビームパターンを CCD 上に結像させた。FW 光と SH 光は、それぞれフィルターによって分離し、発振開始直後と 10

分後のビームパターンをそれぞれ測定した。結果を FW については Fig. 4, SH については Fig. 5 に示す。

ここで、LD の活性層に対して平行方向を x 方向 (図(a))、垂直方向を y 方向 (図(b)) とする。なお、結晶の温度は室温である。

グラフから、FW のビームパターンは時間的にほとんど変化せず、ガウス型のプロファイルを持つことがわかる。これに対して、発振開始直後の SH パターンはガウス型であるが、10 分後にはパターンのピークで 6 割程に減少し、釣鐘型に変化する。発振開始直後のパターンに対する 10 分後のパターンの比率をとると、Fig. 6 の実線で示したような曲線になる。このパターンの変化の原因を、レーザー発振中に生じた位相不整合であると考え、位相不整合量の空間分布を求めた。

発振開始直後の位相不整合量はゼロとみなすことができるので、発振開始直後 ($t=0$)、および、 t 分後の SH 出力と、発振開始 t 分後に誘起されている位相不整合量の関係は次式で与えられる。

$$P_{2\omega}(x, y, t)/P_{2\omega}(x, y, 0) = \text{sinc}^2 \{ \delta(x, y, t) \} \quad (6)$$

式(6)に基づき、Fig. 5 の比率を位相不整合量に直し

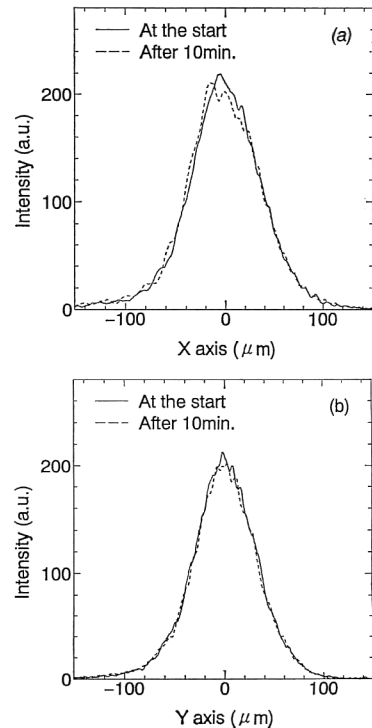


Fig. 4 Near field FW intensity at the start of oscillation and after 10 minutes in the direction. (a) parallel (x -direction) and (b) perpendicular (y -direction) to the polarization of the pumping LD light.

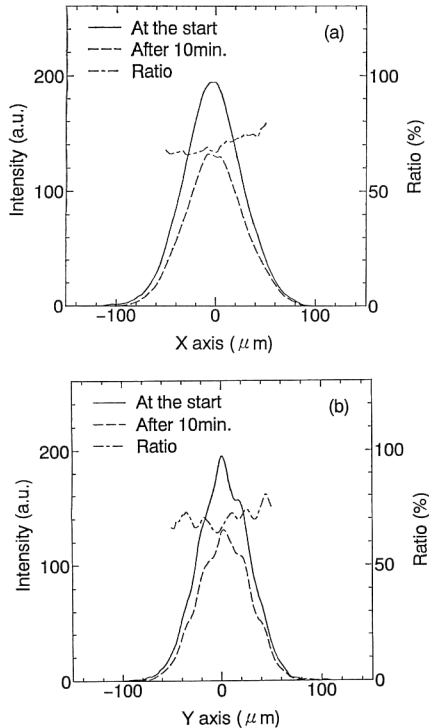


Fig. 5 Near-field SH intensity at the start of oscillation and after 10 minutes and their ratio (a) in the x direction and (b) in the y direction.

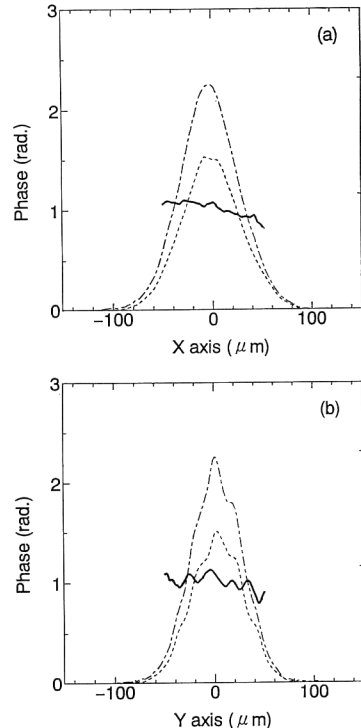


Fig. 6 Distribution of phase-mismatch in the NYAB crystal (a) in the x direction and (b) in the y direction.

たものが Fig. 6 である。発振領域の中央部での位相不整合量は 1 rad である。これと、前節で求めた温度微係数から、結晶上での位相整合温度からの温度差を求めると、発振領域中央部で 11°C である。温度上昇は、発振領域の周辺部に向かってゆるやかに減少しており、SH 光ビームパターンの裾（発振領域中心から 50 μm ）での温度上昇は、発振領域中央部に比べ 1 割弱少ない 10°C である。

3. 考 察

結晶に誘起される位相不整合が、励起光吸収によるものであると考えて、LD 光を熱源とする場合の結晶上の温度分布を熱伝導方程式を用いて解析した。

結晶の厚さは 0.5 mm なので、熱拡散長より十分薄いとみなせる。このため結晶の厚み方向の温度分布はないものとし (Fig. 7)、円盤の半径方向の温度分布のみを計算した。また、解としては定常解を考えた。

Fig. 7 のようなモデルで、円盤の半径を R 、中心からの距離を r とした時の定常状態での熱伝導方程式は次式で与えられる。

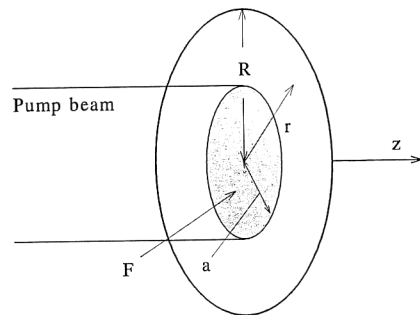


Fig. 7 Geometry of the thin disc model used for the calculation of the temperature distribution.

$$\frac{\kappa}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + F(r) = 0 \quad (7)$$

ここで、 $T(r)$ は結晶の温度上昇、 κ は熱伝導係数、 $F(r)$ は励起光吸収によって発生する熱量を示す。また、結晶の表面からの輻射による放熱は、Nd:YAG 結晶においては熱伝導より十分小さい⁶⁾。NYAB 結晶の熱伝導係数は不明であるが、Nd:YAG とオーダーは同じであると考え、結晶表面からの放熱は無視した。

LD 光の強度分布を、ビーム断面内で一様であると仮

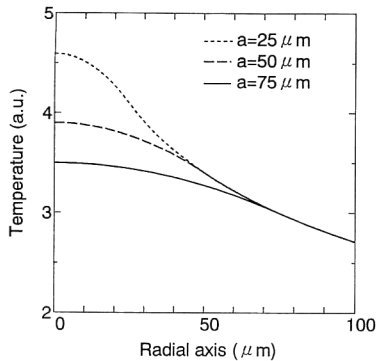


Fig. 8 Calculated temperature distribution in the NYAB crystal.

定して、式(7)の $F(r)$ を次式のように表した。

$$F(r) = \begin{cases} F_0/(\pi a^2) & (r \leq a) \\ 0 & (r > a) \end{cases} \quad (8)$$

ここで、 F_0 は励起領域全体で発生する熱量、 a は励起光のビームスポット径である。

また、結晶端での室温との温度差はゼロであると仮定して、境界条件を

$$T(R, t) = 0 \quad (9)$$

とした。

実験における LD 光の集光領域は、FW, SH のビームパターンの大きさからほぼ $50 \sim 75 \mu\text{m}$ と評価できるので、式(8)で a をパラメーターとし、 $25 \sim 75 \mu\text{m}$ の範囲で変化させて、式(7)の解を求めた。結果を Fig. 8 に示す。

SH 光発振領域で、結晶上の温度分布は発振領域中央部で最も高く、周辺部に向かって徐々に低くなる。中央部の温度上昇 (T_c)、周辺部 ($r=50 \mu\text{m}$) での温度上昇 (T_e) を比較すると、 $a=25 \mu\text{m}$ では $4.59 \rightarrow 3.40$ 、 $50 \mu\text{m}$ では $3.89 \rightarrow 3.40$ 、 $75 \mu\text{m}$ では $3.49 \rightarrow 3.27$ となる。励起光のビームスポット径 a が小さくなるに従い、中央部と周辺部の温度上昇の比 (T_c/T_e) は、1.35, 1.14, 1.07 と小さくなるのがわかる。2.3 において得られた位相不整合分布から、レーザー発振領域の中央部および周辺部の温度上昇はそれぞれ 11°C 、 10°C であった。この比は 1.1 となり、理論的に求めた T_c/T_e ($a=50 \mu\text{m}$, $75 \mu\text{m}$) と非常によく一致する。

このことから、励起光の吸収による結晶温度の上昇が、結晶に位相不整合を誘起し、レーザー発振中における SH 出力の低下を引起す、ということがわかった。

4. ま と め

本研究では、レーザー発振中の NYAB レーザー結晶上の温度分布を、近視野パターンから解析し、FW 光と SH 光との位相不整合量から温度分布を求めた。

この結果、レーザー発振領域の中央部における位相不整合量が 1 rad であることがわかった。また、この位相不整合量は結晶上で均一でなく、レーザー発振領域の周辺部では 0.9 rad であった。さらに、結晶温調により得られた位相不整合の温度微係数から温度に換算して、レーザー発振中の結晶温度が室温と比べ 11°C 上昇していることがわかった。

また、熱伝導方程式から、結晶上の温度分布を求めた結果は、実験から得られた温度分布と非常に一致した。

以上のことから、NYAB レーザーにおいて、励起光吸収による結晶温度の上昇は、レーザー発振中に SH 光のビームパターンを時間的に変化させ、さらには、出力の低下を生み出すことが実験的理論的に解明できた。

NYAB レーザーでは、励起光吸収による結晶温度上昇を考慮した共振器設計が極めて重要である。たとえば、結晶温度上昇をあらかじめ予想して、結晶のカッティング角度を決定するなどの最適設計を行うことで、小型、高出力でかつ安定なグリーンレーザーが実現できるものと考えられる。

本研究に用いました、NYAB 結晶を提供して下さい (株)HOYA, LD を提供して下さい (株)SONY 増田久氏に感謝いたします。

文 献

- 1) B. Lu, J. Wang, H. Pan and M. Jiang: "Laser self-doubling in neodymium yttrium aluminum borate," J. Appl. Phys., **66** (1989) 6052-6054.
- 2) H. Hemmati: "Diode-pumped self-frequency-doubled neodymium yttrium aluminum borate (NYAB) laser," J. Quantum Electron., **28** (1992) 1169-1171.
- 3) 天野 覺: "マイクロチップ NYAB グリーンレーザー", レーザー研究, **20** (1992) 723-727.
- 4) J. D. Bierlein and H. Vanherzeele: "Potassium titanyl phosphate: properties and new application," J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 622-633.
- 5) J. Frauchiger, P. Albers and H.P. Weber: "Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd: YAG lasers," J. Quantum Electron., **28** (1992) 1046-1056.
- 6) A.K. Cousins: "Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods," J. Quantum Electron., **28** (1992) 1057-1069.
- 7) A. Yariv: *Optical Electronics*, 4th ed. (Holt Saunders, New York, 1991).
- 8) M. Hwang and J.T. Lin: "Temperature dependence of second harmonic generation in NYAB crystals," Opt. Commun., **95** (1993) 103-108.