

## KTP 結晶を用いた共振器内部 SHG 型レーザの偏光制御法

平等 拓範・ 佐々木 孝朗・ 小林 喬郎・

### A Polarization Control Method for Intra-Cavity Frequency Doubling of Q-switch Nd:YAG Lasers with KTP Crystals

Takunori TAIRA, Takao SASAKI, and Takao KOBAYASHI

(Received Feb. 28, 1991)

In efficient frequency doubling (SHG) of the Q-switch Nd:YAG laser, a biaxial nonlinear crystal like KTP (Potassium Titanyl Phosphate) is mostly used inside the laser cavity with the quarter wave plate to adjust the laser beam polarization angle. In this paper, a new technique has been developed for controlling the laser beam polarization without the wave plate by adjusting the angles of the biaxial KTP crystal. The refractive index of the biaxial nonlinear crystal was analyzed using the Jones Matrix. This method was tested using the Q-switch Nd:YAG laser and a good agreement was obtained between theoretical and experimental polarization data. A high effective conversion efficiency of 84% was realized from 1064 nm to 532 nm beam at 1 kHz pulse repetition frequency.

#### 1. はじめに

可視から紫外域での高出力レーザは分光計測や高密度光ディスク、半導体加工など物理化学や工学の分野での広い応用が期待されている。特に非線形光学に基づく波長変換法では、基本波レーザ光のコヒーレンス特性を損なわずに高効率で異なった波長の出力に変換できる特長を有している<sup>1, 2)</sup>。一般に、第2高調波への変換効率は基本波強度に比例するため、共振器外部に非線形光学結晶を配置する外部SHG（第2高調波発生）法では大出力のレーザを用いるか、またはレンズにより光を集束しないと十分な変換効率が得られない。それに対し、共振器内部にはレーザ出力鏡の反射率をRとすると、外部に取り出されるパワーの $1/(1-R)$ 倍の大きなパワーが存在している。このため非線形光学結晶を共振器内部に配置する内部SHG法では、共振器内の高強度の基本波を

利用できるため、比較的low出力のレーザーでも高効率な波長変換が可能になり<sup>2-6)</sup>、半導体レーザー励起の小型固体レーザーなどにおけるSHGなどに有効である。<sup>7-9)</sup>また、最近では外部SHG法でも非線形結晶自体を共振器とすることで変換効率を高める方法の検討もあるが<sup>6)</sup>、内部SHG法に比べると、まだ変換効率が低く、安定度も高くない。

最近、SHGのための非線形光学結晶として2軸異方性を持つKTP(KTiOPO<sub>4</sub>)が高効率、高安定などの優れた特性により注目されている。しかしながら、KTP結晶は複屈折効果により基本波の偏光特性が変化し、Qスイッチ動作の内部SHG法では偏光子での損失が増大し、レーザー発振閾値が高くなる。このため、従来はλ/4板による基本波の偏光制御が行われてきた。また、CW動作の場合でも安定な第2高調波を得るためにλ/4板が用いられてきた<sup>14-17)</sup>。それに対し、本研究では、内部SHG法における偏光特性を解析し、KTP結晶自体で基本波の偏光特性を最適化する偏光制御法を開発した<sup>13)</sup>。また、内部SHG法によるQスイッチレーザーの共振器構成を検討することにより、実効変換効率84%、最大出力3.2Wの高効率、高出力特性が得られたので報告する。

## 2. 2軸性結晶による内部SHG型レーザーの偏光の基本特性の解析

### 2.1 KTP結晶と位相整合法

KTPは斜方晶系 $mm-2$ に属する2軸性の非線形光学結晶で、タイプIIのSHG位相整合を用いる場合、実効非線形係数がKDPの約1.5倍と大きく、ウォークオフ角が1mrad程度と小さく、またレーザー光の破壊閾値も $3\text{GW}/\text{cm}^2$ と高い、などの優れた特性を有している<sup>10,11)</sup>。図1にSHGにおける位相整合での偏光の変化の様子を示す。(a)のタイプI整合では、非線形光学結晶のf(進相)軸方向の基本波電界成分により生じたs軸方向の分極波と、f軸に垂直なs(遅相)軸方向に直線偏光したSH波との位相を整合する。このとき変換されなかった透過基本波はf軸方向に直線偏光している。

これに対し、(b)のタイプIIの整合では、f軸とs軸の両方の基本波電界成分により生ずる分極波と、f軸方向のSH波との位相を整合する。ここで、透過基本波はs軸、f軸の電界成分を持ち、かつ位相がずれているため楕円偏光になる。すなわち、Qスイッチやモードロック動作など

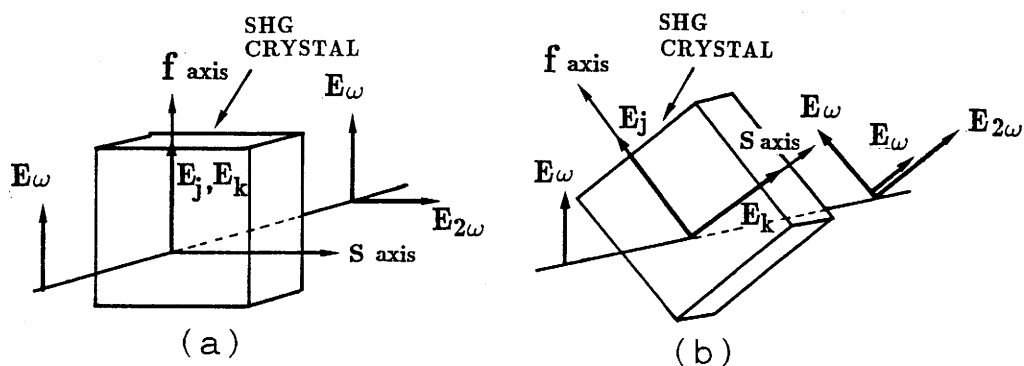


図1 SHG位相整合での偏光変化

(a) Type I (b) Type II (fは進相軸, sは遅相軸)

のレーザ共振器内部に偏光素子を配置する場合における内部SHG法では、この非線形光学結晶の複屈折効果のため、偏光素子により光の損失が生じる。

図2に内部SHG型Qスイッチレーザの偏光特性を示す。すなわち、タイプ-II位相整合のKTP結晶に紙面方向に直線偏光した基本波を入射するとSH波が発生するが、基本波は出力結合鏡M<sub>2</sub>で反射され、再びKTP結晶を通過すると楕円偏光になりQスイッチ部の偏光素子で紙面方向に偏光した電界成分が損失となり、発振閾値が上昇する。そのため従来はλ/4板をKTPと併用して、この偏光特性の改善が行われてきた。<sup>4,7)</sup>本報告ではKTP結晶のみで波長板を用いずに入射角と光学軸の角度を調整することにより、SHG位相整合を保ったまま低損失の基本波偏光特性を実現する方法について検討する。

### 2.2 KTP結晶の偏光特性の解析

まず、Nd:YAGレーザ基本波(波長1.06μm)に対するKTP結晶の屈折率について検討する。図3に一般的な2軸性結晶の屈折率楕円体を示す。結晶軸をa、b、c、主屈折率をそれぞれn<sub>a</sub>、n<sub>b</sub>、n<sub>c</sub>とする。基本波の進行方向をz軸とし、これが、c軸(光学軸)となす角をθ、結晶のa-b平面内でa軸と成す角をφとすると、2軸性結晶の屈折率n<sub>i</sub>(i=f, s)は次のフレネルの方程式で与えられる。<sup>11)</sup>

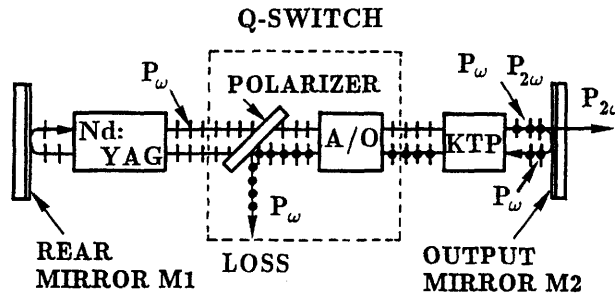


図2 内部SHG型Qスイッチレーザの偏光特性

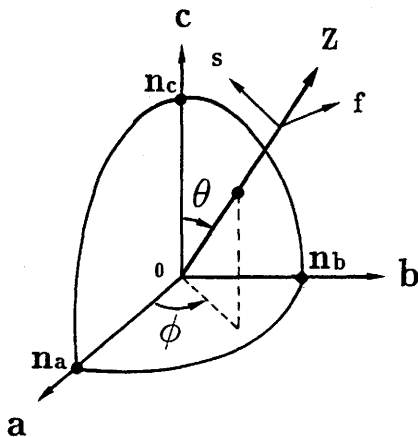


図3 2軸性結晶の屈折率楕円体 (fは進相軸, sは遅相軸)

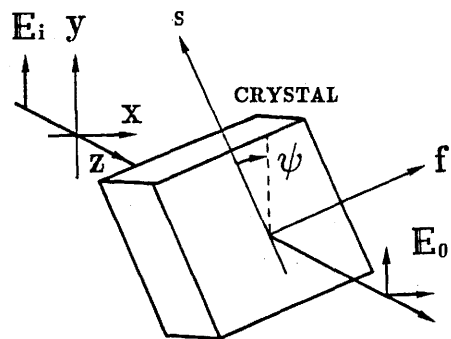


図4 結晶軸と偏光方向

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{n_i^{-2} - n_a^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{n_i^{-2} - n_b^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_i^{-2} - n_c^{-2}} = 0 \quad (1)$$

また、(1)式は  $n_i^{-1}$  の2次式に書き換えられ、

$$n_i^{-2} - B n_i^{-1} - C = 0 \quad (2)$$

と与えられる。ただし、

$$B = (n_b^{-2} + n_c^{-2})X^2 + (n_a^{-2} + n_c^{-2})Y^2 + (n_a^{-2} + n_b^{-2})Z^2$$

$$C = n_b^{-2}n_c^{-2}X^2 + n_a^{-2}n_c^{-2}Y^2 + n_a^{-2}n_b^{-2}Z^2$$

ここで、 $X = \sin \theta \cos \phi$ ,  $Y = \sin \theta \sin \phi$ ,  $Z = \cos \theta$  である。すなわち、屈折率  $n_i$  は任意の  $\theta$ 、 $\phi$  に対して次の2値をとる。

$$n_i = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{B \pm \sqrt{B^2 - 4C}}} \quad (3)$$

ただし、 $i$  は + 符号では  $f$  軸、- 符号では  $s$  軸 ( $n_f < n_s$ ) とする。

次に屈折率より偏光特性を求める。図4に光の伝搬方向と結晶軸の関係を示す。一般的に結晶長を  $l_0$ 、波長を  $\lambda$  とすると結晶内で生ずる  $f-s$  軸成分の位相差は  $\delta = 2\pi \{n_s - n_f\} l_0 / \lambda$  と与えられる。また、透過光電界  $E_o = (E_{ox}, E_{oy})$  をジョーンズ・マトリックスを用いて表すと

$$\begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(i\delta/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} (\exp(i\delta/2) - \exp(-i\delta/2)) \sin \psi \cos \psi \\ (\exp(i\delta/2) \sin^2 \psi + \exp(-i\delta/2) \cos^2 \psi) \end{pmatrix} \quad (4)$$

となる。ここで、入射光電界  $E_i$  は  $y$  方向の直線偏光しているため  $(E_{ix}, E_{iy}) = (0, 1)$  で与えられる。また、偏光方向と  $c$  軸のなす角度を  $\psi$  とした。(4)式に省略されていた時間項を付加すると、透過光電界は次式で表される。

$$E_{ox} = \sin \psi \cos \psi \{ \cos(\omega t + \delta/2) - \cos(\omega t - \delta/2) \} \quad (5a)$$

$$E_{oy} = \sin^2 \psi \cos(\omega t + \delta/2) + \cos^2 \psi \cos(\omega t - \delta/2) \quad (5b)$$

ここで、 $\omega$  は基本波の角周波数である。実際に観測される合成電界の大きさは  $E_o^2 = |E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2$  で表され、楕円偏光の状態となる。この透過光の偏光度  $V$  は、合成電界の最大強度  $I_{max}$  と最小強度  $I_{min}$  を用いて次式で与えられる。

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{E_{omax}^2 - E_{omin}^2}{E_{omax}^2 + E_{omin}^2} \quad (6)$$

すなわち、 $V = 0$  は円偏光状態を、 $V = 1$  は直線偏光状態を表す。

計算より、KTP結晶では入射角  $\theta$ 、 $\phi$  を変化させることにより、位相差  $\delta$  を0から  $2\pi$  まで変化できるため基本波の偏光度を1から0まで変化できること、すなわち透過基本波の偏光を直線偏光から円偏光まで自由に变化できることが分った。特に、偏光度  $V = 1$  のとき位相差  $\delta = \pi$  であり、 $\lambda/2$  板と等価の働きをし、透過光偏光面と結晶軸のなす角は  $2\psi$  になることが分った。このことは、SHG位相整合を保ちながらKTP結晶自体で透過光基本波の偏光度、偏光面を制御できることを示すものである。

### 3. 内部SHGレーザの実験結果

#### 3.1 外部SHGレーザ出力特性

レンズなどで集束した基本波を用いた、共振器外部に設置した非線形結晶でのSHGでは基本波電力 $P_w$ の減衰が無視できる領域でのSH波への変換効率 $\eta_s$ は次式で与えられる。<sup>19)</sup>

$$\eta_s = 2 P_w \frac{\omega^2 d_{eff} l_c k h(B, \xi)}{\pi n_s^3 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \quad (7)$$

ここで、 $\omega$ は基本波の角周波数、 $\epsilon_0$ は真空中での誘電率、 $c$ は光速、 $n_s$ は非線形結晶の屈折率、 $k$ は基本波の波数、 $\Delta k$ は波数差( $k_{2w} - k$ )、 $l_c$ は非線形結晶長、 $h(B, \xi)$ は集光因子、 $d_{eff}$ は実効非線形係数であり $mks$ 単位系を用いている。また、 $B$ はウォークオフパラメータでウォークオフ角を $\rho$ とすると

$$B = \rho \sqrt{1/k} / 2 \quad (9)$$

で与えられる。また、 $\xi$ は集光パラメータで基本波の集光スポット半径を $w_0$ とすると

$$\xi = l_c / (k w_0) \quad (10)$$

と与えられる。集束が弱い場合、集光因子は次式で近似できる。

$$h(B, \xi) \approx \xi (1 - t^2/12 + t^4/120 - t^6/1344 + \dots) \quad (11)$$

ここで、 $t = 2 B \sqrt{2 \xi}$ である。すなわち、SH波への変換効率は基本波の強度に比例するため低出力のレーザではレンズ等で集束して非線形結晶に入射する必要がある。

外部SHG法の実験では光源として、放電管CW励起のAO型QスイッチNd:YAGレーザ(日本電気製, SL-115L型)を用いた。このとき共振器長は68cm、ロッド寸法は3mm $\phi$  x 65mm、ビーム径約1.0mm $\phi$ であった。Nd:YAGの基本波を種々のレンズで集光してKTP結晶に照射しSH波を得た。図5(a)にそのSH波平均出力及び変換効率の励起電流特性

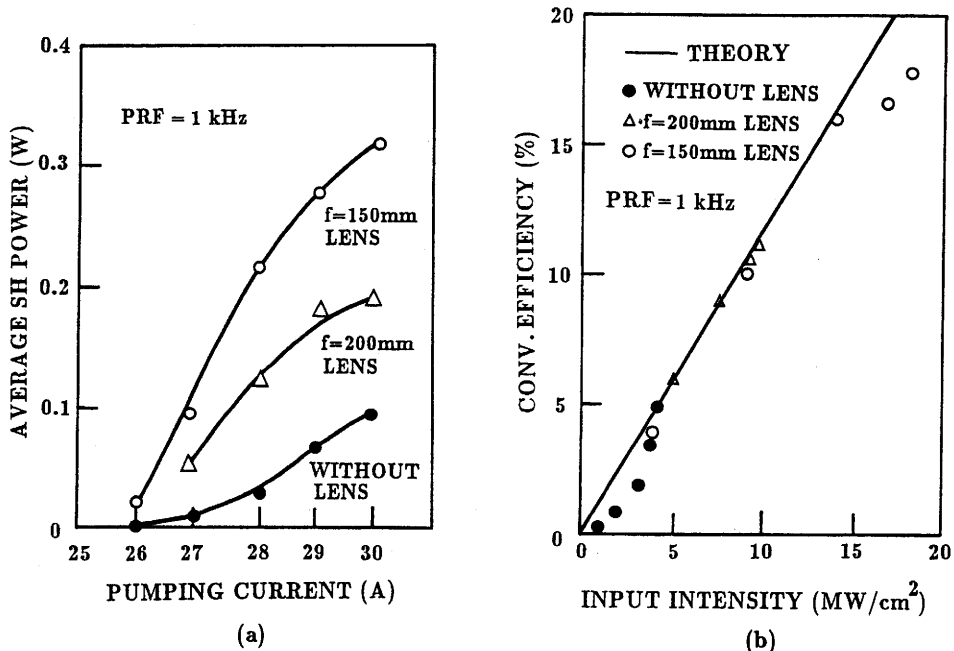


図5 外部SHG出力の励起依存性

(a) SH波平均出力の励起電流依存性 (b) SH波変換効率の基本波光強度依存性

を示す。このとき繰り返し周波数は1 kHzであった。励起電流30 Aで基本波の平均出力1.83 Wでレンズを用いない場合であればSH波平均出力は0.09 Wしか取り出せない。変換効率は4.9%程度である。それに対し、焦点距離150 mmのレンズを用いた場合、第2高調波出力は0.32 W、変換効率17.7%まで向上した。

図5(b)にSH波変換効率の基本波光強度特性を示す。(7)で与えられる変換効率の理論値も併せて示す。このとき $d_{eff}=3.18 \text{ pm/V}$ 、 $\rho=0.26^\circ$ を用いた。<sup>19)</sup>図よりも光強度を高めた場合、理論式に沿ってその変換効率が高くなること分る。また、ウォークオフ距離は約 $22.7 \mu\text{m}$ とかなり小さいので、もっと焦点距離の短いレンズを用いて光強度を高めるとよいと考えられるが、強い集束光である場合や変換効率が高い場合、(7)式の近似が悪くなり、効率が飽和する。このため外部SHG法は制限があることが確認された。

### 3.2 KTP結晶による偏光制御特性

図6にKTP結晶の入射角による偏光特性の測定結果及び計算結果を示す。KTP結晶の寸法は $3 \times 3 \times 5 \text{ mm}$ でタイプ-IIの位相整合用<sup>11,12)</sup>にカットされており、Nd:YAGレーザの基本波及び第2高調波に対してARコーティングされている。計算ではKTP結晶の基本波に対する主屈折率を $n_o=1.7400$ 、 $n_s=1.7469$ 、 $n_e=1.8304$ とした。図6(a)では $\theta=90^\circ$ とし、 $\phi$ を変化させた。また、SHG位相整合角幅も併せて示す。この図よりSHG位相整合角幅 $\Delta\phi=2.1^\circ$ 内で基本波の偏光度を1から0まで変化でき、すなわち偏光特性を直線偏光から円偏光まで自由に制御できることが実験的にも確認された。また、図6(b)に $\phi=23.4^\circ$ に固定し、 $\theta$ を変化させた場合を示す。すなわち、位相整合角幅 $\Delta\theta=3.3^\circ$ 内で偏光度を自由に変化できた。また、偏光度は $\theta=90^\circ$ で左右対称の特性になっていることが分かる。なお、実験で用いたレーザの偏光度は0.97程度であった。

次に、角度 $\theta$ と $\phi$ を $V=1$ の状態一定としたままで、入射光偏光面と結晶軸のなす角 $\psi$ を変化させたときの結晶透過基本波の偏光度 $V$ 、偏光面の角度、第2高調波の相対強度 $P_{2\omega}$ の測定結果を図7に示す。この結果より透過光は直線偏光のまま偏光面が $2\psi$ 回転することが確認された。第2

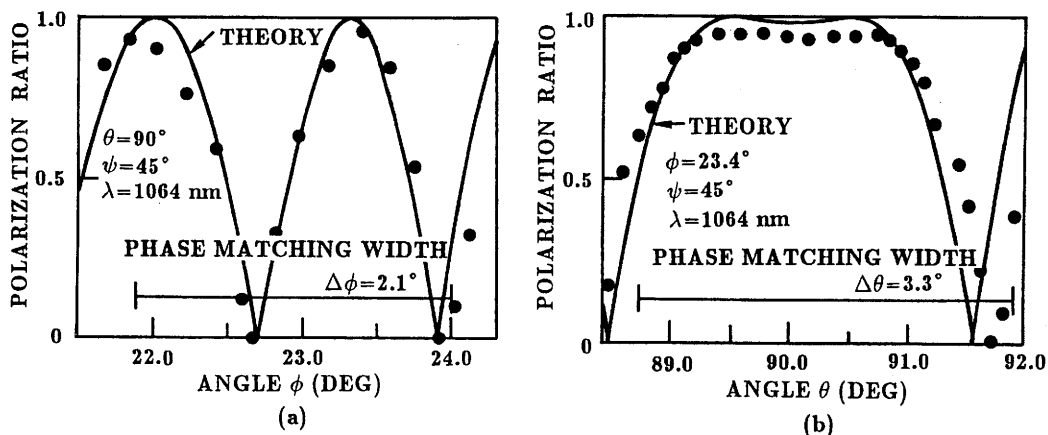


図6 KTP結晶透過光の偏光度の入射角依存性  
(a) 角度 $\phi$ 依存性 (b) 角度 $\theta$ 依存性

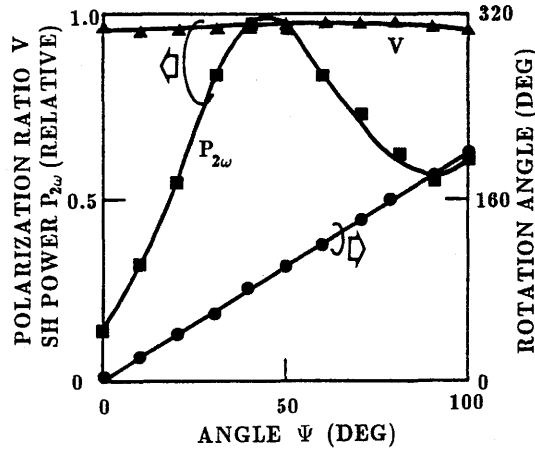


図7 SH波相対強度、基本波偏光度、基本波偏光面の回転角 $\psi$ 変化の実験結果

高調波の相対強度は $\psi = 45^\circ$ で最大になり、 $\psi = 90^\circ$ で折り返し特性を示した。そこで、入射光基本波偏光面と結晶のなす角度 $\psi$ を第2高調波への変換が最大になる $45^\circ$ に選び、その透過光を鏡で折り返して結晶に再入射させると基本波の偏光面は $180^\circ$ 回転するため入射光と平行となり、Qスイッチ部の偏光素子での損失は無くなる。つまり、この手法では従来Qスイッチ動作の内部SHG型レーザで基本波偏光特性の補正に必要とされていた $\lambda/4$ 板を用いる必要が無くなることが分る。

### 3.3 内部SHGレーザ出力特性

内部SHG型Nd:YAGレーザの構成を図8に示す。図8(a)は基本的な内部SHG型レーザの構成で、2枚鏡構成と呼ばれ共振器を構成する凸面鏡M<sub>1</sub>(曲率0.8m)は基本波に対して反

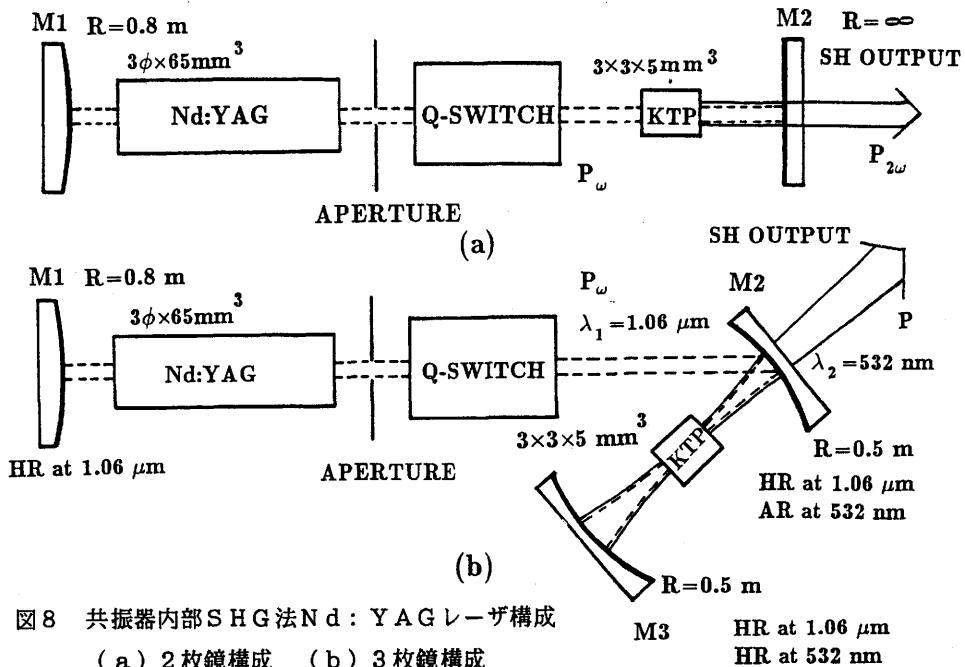


図8 共振器内部SHG法Nd:YAGレーザ構成  
(a) 2枚鏡構成 (b) 3枚鏡構成

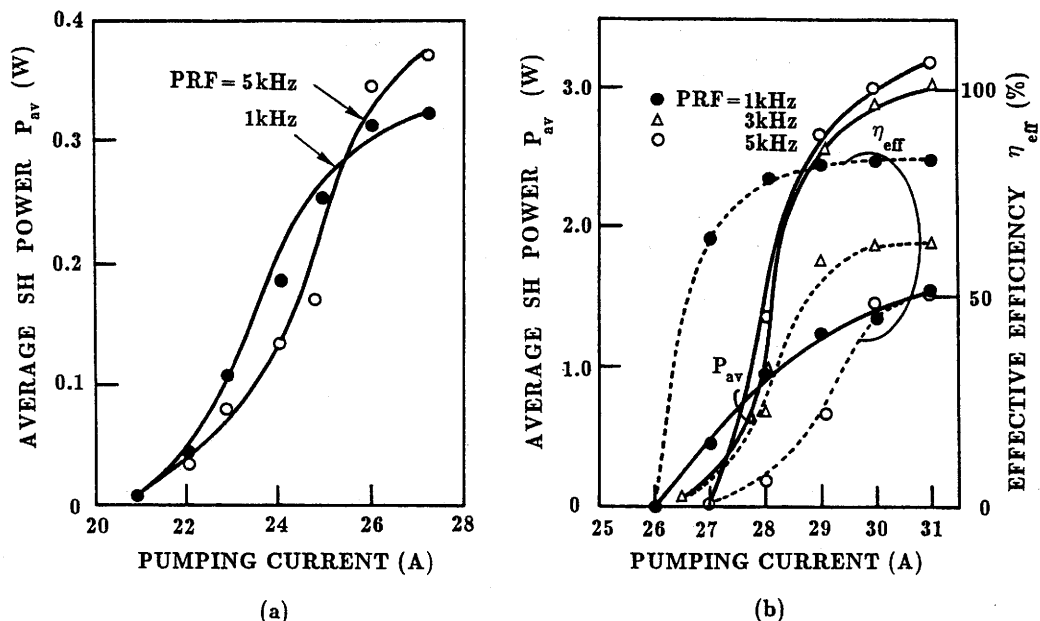


図9 共振器内部SHG法のSH出力の励起電流依存性  
(a) 2枚鏡構成 (b) 3枚鏡構成

射率99.9%であり、平面鏡 $M_2$ は、基本波に対して反射率99.5%、SH波に対して透過率82.5%であり、基本波は共振器内に閉じ込められ出力鏡 $M_2$ 方向に発生したSH波が外部に取り出される。共振器長は90cmである。図9(a)にSH波平均出力の励起電流特性を示す。レーザーの発振閾値は下がるが出力は励起電流、繰り返し周波数に対して飽和傾向を見せている。5kHz動作で出力は最大380mW、1kHz動作のとき平均出力は310mWと、外部SHG型レーザーの場合に比べ改善されるが、出力鏡と反対方向に発生しSH波は無駄になること及び基本波強度密度が低いため、出力鏡透過率が低いことを考慮しても改善度が低いことが分る。

図8(b)は3枚鏡構成と呼ばれ両方向に発生したSH波を効率よく取り出す特長を持つ。今回、非線形光学結晶中の基本波の断面積と光強度を調整するため凹面鏡を用いた。すなわち、基本波の反射率99.9%、SH波の反射率99.9%の凹面鏡 $M_3$ (曲率50cm)と、基本波の反射率99.9%、SH波の透過率99.5%凹面鏡 $M_2$ (曲率50cm)の間にKTP結晶を配置している。共振器長は160cmで、折り返し鏡 $M_2$ の角度は $20^\circ$ である。計算では、 $M_2$ と $M_3$ 間で基本波の直径は1.2mmから500 $\mu$ mまで変化している。

図9(b)にSH波平均電力及び実効変換効率の励起電流効率を示す。ここで、実効変換効率とは最適透過率の出力鏡を用いて得られる基本波出力に対するSH波出力の割合である。2枚鏡構成に比べ特性が非常に改善され、繰り返し1kHzのとき平均出力1.6W、実効変換効率84%であり、繰り返し5kHzのとき平均出力3.2W、実効変換効率53%が達成されKTP結晶の角度を最適化することにより高効率、高出力な特性が得られた。このとき、結晶は基本波の直径600 $\mu$ mの位置に配置しており、単純には光強度は4倍になるはずである。理想的な内部SHG型レーザーの場合、SH波への実効変換効率 $\eta_{eff}$ は100%が期待されるが、実際には挿入素子による損



失が増えるため、これまで実効変換効率は50%以下に制限されていた<sup>4,8,9)</sup>。今回、共振器内の損失要因を検討し、 $\lambda/4$ 板を用いない偏光面制御法を開発すると共に、KTP結晶への入射基本波光強度を調整することにより最大 $\eta_{eff}=84\%$ の高い実効変換効率が達成できた。また、このときの基本波内部パワーに対する変換効率は $\eta_s=12\%$ であり、最適出力鏡の透過率に近い値になっている。

しかし、2枚鏡構成の時と同様に繰り返し周波数や、励起電流に対して飽和の傾向を見せている。オシロスコープでSH波波形を測定すると1kHz動作のときは認められないが5kHz動作の場合、スイッチを投入後、波形のピークが徐々に下がる現象が観測された。また、サーミスタによりKTP結晶温度を測定すると2°C程度上昇していた。KTP結晶は許容角が大きいので位相整合が取れなくなるよりは、結晶軸の主屈折率の温度係数<sup>10)</sup>が異なるため基本波の偏光特性が変わるためと思われる。今後、結晶の温度制御を行うことにより、さらに特性が改善されるものと思われる。

#### 4. むすび

以上、第2高調波発生で効率的な内部SHG法によるレーザの高効率動作を目的として、非線形結晶として優れた特長を持ちながらも内部SHG法のレーザでは制限されていたKTP結晶の偏光特性を理論的、実験的に解析し入射角により種々の波長版の動きをすることを確認し、 $\lambda/4$ 板を用いない偏光整合法を開発した。次に、内部SHG法によるQスイッチNd:YAGレーザの共振器構成を検討した結果、低出力のCW放電管励起Nd:YAGレーザで第2高調波への実効変換効率84%、最大平均出力3.2Wという高効率、高出力特性が得られた。

今後、この手法を半導体レーザ励起の固体レーザに適用することにより小型、高出力のグリーンの光が容易に得られるため種々の分光計測などへの応用の進展が期待される。

#### 参考文献

- 1) S.Singh:"Non-Linear Optical Materials", Handbook of Lasers, CRC, pp.489-525 (1977)
- 2) W.Koechner:"Solid-State Laser Engineering" 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin (1988)
- 3) A.Yariv:"Quantum Electronics" 2nd ed., John Wiley, New York (1988)
- 4) Y.S.Liu,D.Dentz,R.Lelt:"High-average-power intracavity second-harmonic generation using KTiOPO<sub>4</sub> in an acousto-optically Q-switched Nd:YAG laser oscillator at 5 kHz", Opt.Lett., 9, pp.76-78 (1984)
- 5) P.E.Perkins,T.S.Fahlen:"20-W average-power KTP intracavity-doubled Nd:YAG laser", J.Opt.Soc.Am., B4, pp.1066-1071 (1987)
- 6) W.J.Kozlovsky,C.D.Nabort,R.L.Byer:"Efficient Second Harmonic Generation of a Diode-Laser-Pumped CW Nd:YAG Laser Using Monolithic MgO:LiNbO<sub>3</sub> External Resonant Cavities", IEEE J.Quantum Electron. QE-24, pp.913-919 (1988)
- 7) T.E.Dimmick:"Semiconductor-laser-pumped, mode-locked, and frequency-doubled Nd:YAG laser", Opt.Lett., 14, pp.677-679 (1989)

- 8) R.Burnham et al.: "High-power diode-array-pumped frequency-doubled cw Nd:YAG laser", *Opt.Lett.*, 14, pp.27-29 (1989)
- 9) M.Oka et al.: Technical Digest, CLEO '90 CWC5 (1990)
- 10) J.D.Bierlein et al.: "Potassium titanyl phosphate: properties and new applications", *J.Opt.Soc.Am.*, B6, pp.622-633 (1989)
- 11) J.Q.Yao, T.S.Falen: "Calculations of optimum phase match parameters for the biaxial crystal  $\text{KTiOPO}_4$ ", *J.Appl.Phys.*, 55, pp.65-68 (1984)
- 12) T.Y.Fan et al.: "Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown  $\text{KTiOPO}_4$ ", *Appl.Opt.*, 26, pp.2390-2394 (1987)
- 13) 平等拓範, 佐々木孝朗, 山本雄大, 小林喬郎: "高感度レーザーダのための内部SHG型Nd:YAGレーザー", *信学技報*, OQE 90-21 (1990-06)
- 14) M.Oka, S.Kubota: "Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers", *Opt.Lett.*, 13, pp.805-807 (1988)
- 15) G.E.James et al.: "Elimination of chaos in an intracavity-doubled Nd:YAG laser", *Opt.Lett.*, 15, pp.1141-1143 (1990)
- 16) T.Baer: "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers", *J.Opt.Soc.Am.*, B3, pp.1175-1180 (1986)
- 17) 黒田和男, 久保田重夫: "非線形光学効果による光源の短波長化と光学特性", *光学*, 19巻, pp.136-142 (1990)
- 18) D.J.Gettemy et al.: "Some Optical Properties of  $\text{KTP}$ ,  $\text{LiIO}_3$ , and  $\text{LiNbO}_3$ ", *IEEE J.Quantum Electron.* QE-24, pp.2231-2237 (1988)
- 19) R.C.Eckardt et al.: "Absolute and Relative Nonlinear Optical Coefficients of  $\text{KDP}$ ,  $\text{KD}^*\text{P}$ ,  $\text{BaB}_2\text{O}_4$ ,  $\text{LiIO}_3$ ,  $\text{MgO:LiNbO}_3$ , and  $\text{KTP}$  Measured by Phase-Matched Second-Harmonic Generation", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-26, pp.922-933 (1990)