

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系物質系専攻

平成23年度  
修士論文

複数の結晶を用いた高効率単一光路波長変換

平成24年1月24日提出  
指導教員:三尾 典克 特任教授

106026:高山圭吾



# 目次

第1章	Introduction	4
第2章	第2高調波発生	5
2.1	結晶中の非線形分極	5
2.2	第2高調波発生効率	6
2.2.1	平行光を用いた場合の効率	6
2.2.2	集光されたガウシアンビームを用いた場合の発生効率	7
2.3	位相整合	8
2.3.1	複屈折を利用した位相整合	8
2.3.2	擬似位相整合	9
第3章	非線形結晶と装置の構成	11
3.1	第2高調波発生に用いられる非線形結晶	11
3.1.1	非線形結晶の種類	11
3.1.2	非線形結晶の形状	12
3.2	波長変換装置の構成と特徴	12
3.2.1	シングルパス波長変換	12
3.2.2	光共振器を利用した波長変換	13
3.2.3	マルチパス波長変換	14
3.2.4	複数の結晶を用いたシングルパス波長変換	15
第4章	波長変換実験	17
4.1	光共振器を利用したモードクリーナー	17
4.1.1	共振器内のモード	18
4.1.2	共振器長の制御	21
4.2	結晶ホルダー及び結晶の温度制御装置	28
4.3	結晶の特性評価	30
4.3.1	ビームウェスト半径の測定	31
4.3.2	変換効率の温度依存性	33
4.3.3	変換効率の入力パワー依存性	34
4.4	2本の結晶を用いた波長変換実験	35
4.4.1	非点収差の補正	35
4.4.2	基本波と第2高調波の間の分散補償	37

4.4.3	2 本目の結晶の温度と変換効率の関係 . . . . .	38
4.4.4	変換効率の入力パワー依存性 . . . . .	38
4.4.5	理論値との乖離の原因 . . . . .	40
<b>第 5 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>41</b>
5.1	本研究の成果 . . . . .	41
5.2	今後の課題 . . . . .	41
<b>付 録 A</b>	<b>ガウシアンビーム光学</b>	<b>42</b>
A.1	波動方程式の近軸近似と正規直交関数解 . . . . .	42
A.1.1	波動方程式の近軸近似 . . . . .	42
A.1.2	基本ガウシアンビーム . . . . .	44
A.2	レンズによるビームウェスト半径の変換 . . . . .	44
<b>参考文献</b>		<b>51</b>



# 第1章 Introduction

連続波高出力グリーンレーザーは、レーザーディスプレイ等の映像機器<sup>1</sup>、レーザー加工機<sup>2</sup>、糖尿病網膜症の治療<sup>3</sup>、Ti:sapphire レーザーの励起光源<sup>4</sup>、深紫外レーザー用光源など<sup>5</sup>、産業、医療、科学研究用途まで幅広く需要がある。緑色の波長帯で直接発振するレーザー光源として、Ar イオンレーザー、Cu-Br レーザー等のガスレーザーや色素レーザーが用いられてきたが、ガスや色素の交換が必要となること等、取扱い上の問題点が存在する。緑色レーザーダイオード (LD) は 2009 年に開発されて以来研究が続けられているが<sup>6,7</sup>、連続波では出力が 100 mW 以下にとどまっている<sup>8</sup>。また、青色 LD を励起光源、Pr を添加した AIF ガラスをレーザー媒質として使用することで、最高で 598 mW のレーザー発振が確認されている<sup>9</sup>。このように、現時点では直接発振するグリーンレーザーは取扱い上の問題や出力の制限があり、波長 1  $\mu\text{m}$  程度の赤外レーザー光を非線形光学結晶を用いて波長変換する方法が主流となっている。

2 次の非線形光学効果である第 2 高調波発生 (SHG: second harmonic generation) を利用すると、光の波長を半分にすることができる。この効果を用いて、波長 1  $\mu\text{m}$  程度の赤外光の波長を半分に変換することで緑色のレーザー光が得られるが、要求される出力や光源の赤外レーザーの出力、利用目的に応じて、様々な波長変換の方式やそれに適した結晶が用いられる。最も単純な方式は、1 度だけ非線形結晶に光を通すシングルパス波長変換であるが、電場強度の低い連続波では効率を上げることが難しい。このため我々は、従来用いられてきたシングルパス波長変換を超える効率を比較的簡単な構成で得られる方法として、複数の結晶を用いた方法を提案し研究を進めてきた。昨年、同じ方法で SHG を行った論文が発表されたが<sup>10</sup>、変換効率が 55 % 付近で頭打ちになるなど理論との整合がとれない部分があり、本研究では低出力の領域の実験によってこの方法の検証を行った。

本論文では、第 2 章で SHG の理論について述べ、第 3 章では、SHG に用いられる非線形結晶と波長変換装置の構成及び本研究の位置付けについて説明する。第 4 章で実験装置の構成についての説明と実験結果について述べる。第 5 章で本研究のまとめを行う。

## 第2章 第2 高調波発生

通常の光学の範囲では、光が照射されたときに誘起される物質内の分極は、光電場に対し線形に応答するとして扱うことができたが、レーザーの発明<sup>11</sup> によって高強度の光電場を作り出すことができるようになり、非線形項を考えることによってはじめて説明される現象が観測されるようになった。その最初の例がSHGであり<sup>12</sup>、2次までの非線形分極を考慮しなければ説明できない。本節では黒田和男著の「非線形光学」<sup>13</sup>を参考とし、必要な式と用語の解説を行う。

### 2.1 結晶中の非線形分極

結晶に光が入射した時、光電場  $E(t)$  により誘起される分極  $P(t)$  は電場のべき級数に展開することができる。物質の異方性を考慮して空間座標成分に分けて表示すると、

$$P_j(t) = \epsilon_0 \sum_k \chi_{jk}^{(1)} E_k(t) + \epsilon_0 \sum_{k,l} \chi_{jkl}^{(2)} E_k(t) E_l(t) + \dots \quad (2.1)$$

と書ける。 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $j, k, l$  は直交座標の成分を表し、 $\chi_{jk}^{(1)}$  は線形感受率、 $\chi_{jkl}^{(2)}$  が2次の非線形感受率を表す。通常高次の項は小さいため、以降では議論を簡潔にするために3次以上の項を無視する。ここで、角周波数  $\omega$  の光（基本波）が入射した場合を考える。この時の電場は角周波数  $\omega$  の項が支配的であるとして、 $E(\omega) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}$  を式 (2.1) に代入すると、角周波数  $2\omega$  の項と定数項が現れる。定数項は、光整流と呼ばれる静的な分極に関する部分であるが、今回は角周波数  $2\omega$  の項  $P(2\omega)$  のみを考えると、

$$P_j(2\omega) = \frac{\epsilon_0}{2} \sum_{k,l} \chi_{jkl}^{(2)}(\omega, \omega) E_k(\omega) E_l(\omega) \quad (2.2)$$

となり、添え字の対称性から、SHG に関しては  $k, l$  の交換について対称であることが分かる。ここから、非線形分極は  $3 \times 6$  の行列で表すことができ、縮約された感受率  $d_{jp}$  を用いて次のように表される。

$$\begin{bmatrix} P_1(2\omega) \\ P_2(2\omega) \\ P_3(2\omega) \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^2(\omega) \\ E_2^2(\omega) \\ E_3^2(\omega) \\ 2E_2E_3(\omega) \\ 2E_3E_1(\omega) \\ 2E_1E_2(\omega) \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

実際には、この表示を個々の結晶の対称性を用いてさらに簡単にすることが可能である。

## 2.2 第2高調波発生効率

### 2.2.1 平行光を用いた場合の効率

ここで，SHG の効率を扱うために空間座標についても考えることにする．非線形光学結晶中に，角周波数  $\omega$  の基本ガウシアンビームが平行光として入射されたと仮定する．基本ガウシアンビームについては，付録 A で述べる．このとき，等位相面の法線方向がほぼ  $z$  軸方向に揃っており，平面波に近いビームだとする．また，単一偏光のビームを考えると，入射波の  $n$  次の高調波の電場は，

$$E(x, y, z, n\omega) = \mathbf{u}_n F_n(z) \exp(ik_n z - in\omega t) \quad (2.4)$$

と書くことができる．ただし， $\mathbf{u}_n$  は偏光を表す単位ベクトル， $F_n(z)$  は電場の振幅を表す関数である．単一偏光の基本波が入射されて，単一偏光の第2高調波が発生したとして，基本波のパワーの減衰が十分小さいとする．結晶長を  $L$ ，基本波と第2高調波に対する屈折率をそれぞれ  $n_1, n_2$  とおくと，波数は  $k_1 = n_1\omega/c$ ,  $k_2 = 2n_2\omega/c$  となり，第2高調波の電場は次のようになる．

$$F_2(L) = \frac{\omega d_{\text{eff}} F_1^2(0)}{cn_2 \Delta k} (1 - \exp(-i\Delta k L)) \quad (2.5)$$

$$d_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \sum_{jkl} u_{2j} \chi_{jkl}^{(2)} u_{1k} u_{1l} \quad (2.6)$$

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = 2(n_2 - n_1)\omega/c \quad (2.7)$$

$d_{\text{eff}}$  は有効非線形感受率， $\Delta k$  は波数不整合と呼ばれる量である．ここから，基本波の強度を  $I_{\text{in}}(\omega)$  とすると，第2高調波の強度  $I_{\text{out}}(2\omega)$  は次のようになる事が分かる．

$$I_{\text{out}}(2\omega) = 8\pi^2 \mu_0 c \left( \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2} \right) \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) I_{\text{in}}^2(\omega) \quad (2.8)$$

これを用い，入射波はビーム半径  $W_0$  が結晶中で変化しない基本ガウシアンビームであるとして，式(2.8)を基本波の入力パワー  $P_1$  と発生した第2高調波のパワー  $P_2$  で表すと，

$$P_2 = 2\pi^2 \mu_0 c \left( \frac{d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2} \right) \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) \frac{P_1^2}{\pi W_0^2} \quad (2.9)$$

となる<sup>14</sup>．基本波と第2高調波に対する結晶中の屈折率が異なり， $\Delta k \neq 0$  となった場合，基本波と第2高調波の位相がずれるため， $\text{sinc}$  関数の2乗にほぼ比例して出力パワーが落ちる． $\Delta k = 0$  となったとき出力パワーが最大となり，これを位相整合と呼ぶ．SHG の変換効率を高めるためには，位相整合の条件を満たす必要があるが，その方法については次節で述べる．ここで，変換効率  $\eta$  と規格化変換効率  $\gamma$  を次のように定義する．

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} \quad (2.10)$$

$$\gamma = \frac{P_2}{P_1^2} \quad (2.11)$$

変換効率が低い場合は，変換効率が基本波の入力パワーに比例し，規格化変換効率は一定となる．

今までの議論では，変換効率が低く基本波の減衰が無視できる場合を扱ってきたが，以降で，基本波の減衰が無視できない場合を考える．平行光が非線形結晶中に入射してきたとき，位相整合条件が成り立っていたとすると，第 2 高調波の強度は次のようになる．

$$I_{\text{out}}(2\omega) = I_{\text{in}}(\omega) \tanh^2(\kappa L) \quad (2.12)$$

$$\kappa^2 = \frac{2\mu_0\omega^2 d_{\text{eff}}^2}{cn_1^2 n_2} I_{\text{in}} \quad (2.13)$$

$\kappa L \ll 1$  で変換効率が低い場合の式 (2.8) に帰着され， $\kappa L \gg 1$  では変換効率が 1 に近づき，ほとんどの基本波が第 2 高調波に変換される事になる．第 2 高調波の強度分布が基本波とほぼ同じになるとすると， $P_1, P_2$  を用いて式 (2.13) を書き直すことができ，

$$P_2 = P_1 \tanh^2 \left( \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L P_1}{\epsilon_0 c n_1^2 n_2 \lambda_1^3} \right) \quad (2.14)$$

となる<sup>15</sup>．

## 2.2.2 集光された gaussian ビームを用いた場合の発生効率

前節では，平面波と見なしうる gaussian ビームを考えたが，実際に SHG を行う場合は変換効率を向上させるために，結晶長とレイリーレンジのオーダーが等しくなる程度まで集光することが多い．基本 gaussian ビームを用いたとすると，基本波の電場は A.13 から，

$$E_1(x, y, z) = \frac{E_0}{1 + i \frac{z}{z_R}} \exp(i(k_1 z - \omega_1 t)) \exp \left[ - \left( \frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik_0}{2R(z)} \right) (x^2 + y^2) \right] \quad (2.15)$$

となる． $E_0$  は  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  での電場強度，ここで，基本波の減衰とウォークオフが無いと仮定する．結晶内の各点で発生する第 2 高調波の電場を積分することで，結晶全体で発生する第 2 高調波の電場を計算でき，

$$E_2(x, y, z) = \frac{2\pi i \omega_2 E_0^2 d}{cn_2 \left( 1 + i \frac{z}{z_R} \right)} \exp(2i(k_1 z - \omega_1 t)) \times \exp \left[ -2 \frac{x^2 + y^2}{w_0^2 \left( 1 + i \frac{z}{z_R} \right)} \right] \int_{-L/2}^{L/2} dz' \frac{\exp(i\Delta k z')}{1 + i \frac{z'}{z_R}} \quad (2.16)$$

と書ける<sup>16</sup>．この式から， $n_1 = n_2$  であれば第 2 高調波は基本 gaussian ビームの形になっていることが分かる．最後の積分は，位相整合に関わる因数であり，発生する第 2 高調波のパワーを最大化するように  $\Delta k$  の値を選ぶ必要がある．結晶のアパーチャーサイズが，gaussian ビームの半径よりも十分大きいとして第 2 高調波のパワーを計算すると，

$$\begin{aligned}
P_2 &= K P_1^2 l k_1 h(\sigma, \xi) \\
K &= \frac{128 \pi^2 \omega_1^2 d^2}{c^3 n_1^2 n_2} \\
h(\sigma, \xi) &= \frac{1}{4\xi} \left| \int_{-\xi}^{\xi} d\tau \frac{\exp(i\sigma\tau)}{1 + i\tau} \right|^2
\end{aligned} \tag{2.17}$$

となる．ただし， $\sigma = \Delta k z$ ,  $\tau = z/z_R$ ,  $\xi = L/b$  の置き換えを行った． $P_2$  を最大化する条件は， $\xi = 2.84$  で，その時  $h_{\max} = 1.068$  であることが知られている<sup>16</sup>．実験を行う場合は，最適集光条件  $\xi = 2.84$  のビームウェストを持つガウシアンビームを作り，最も出力が大きくなる状態に位相整合を行えば良い．

## 2.3 位相整合

### 2.3.1 複屈折を利用した位相整合

効率よく SHG を行うためには，位相整合が不可欠である．しかし，結晶の屈折率は周波数依存性を持つので，位相整合を達成するためには結晶の複屈折を利用しなければならない．このなかには，type I と type II と呼ばれる方法があり，前者は結晶軸方向に基本波を入射し， $n(2\omega) = n'(\omega)$  とする方法で，後者は結晶軸から  $45^\circ$  傾けて基本波を入射し  $n(2\omega) = \frac{1}{2}(n(\omega) + n'(\omega))$  とする方法である．type I は，偏光状態が同じ光子どうしの相互作用であり，type II は偏光状態が異なる光子どうしの相互作用である．ここで，結晶軸を  $(X, Y, Z)$  ととったとき，光の伝播方向を図 2.1 のように定義する．

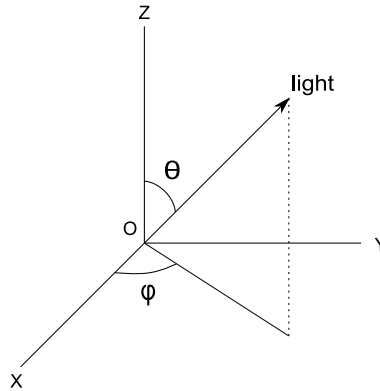


図 2.1: 結晶軸の方向と光の伝播方向．

屈折率を等しくするために角度  $\theta, \phi$  を操作する方法を臨界位相整合 (CPM: critical phase matching) と呼ぶ．例として負の 1 軸性結晶の場合を考えると，屈折率と光の伝播方向の関係は図 2.2 (左) のようになる．1 軸性結晶の場合は， $\phi$  を変化させても屈折率に変化はない

が、2軸性の結晶の場合は、 $\phi$ も操作して位相整合を行うことになる。CPMでは、第2高調波の波数ベクトルが結晶軸方向を向いていないため、基本波と第2高調波のポインティングベクトルの方向が異なり、空間的に分離してしまう。これはウォークオフと呼ばれる現象で、SHGは基本波と第2高調波が相互作用する距離が長い方が変換効率が良いが、ウォークオフが起こると結晶を長くしても相互作用しないために変換効率が良くならない。屈折率を等しくするために用いられる方法には、角度を結晶軸方向に固定して温度 $T$ や周波数 $\omega$ を変化させる事で屈折率を等しくする非臨界位相整合 (NCPM: noncritical phase matching) と呼ばれるものがある。屈折率と光の伝播方向の関係は、図2.2(右)のようになる。結晶軸方向を選ぶことで、 $\omega$ と $2\omega$ の屈折率楕円体が接する形となり、角度の許容幅を広くすることができる。

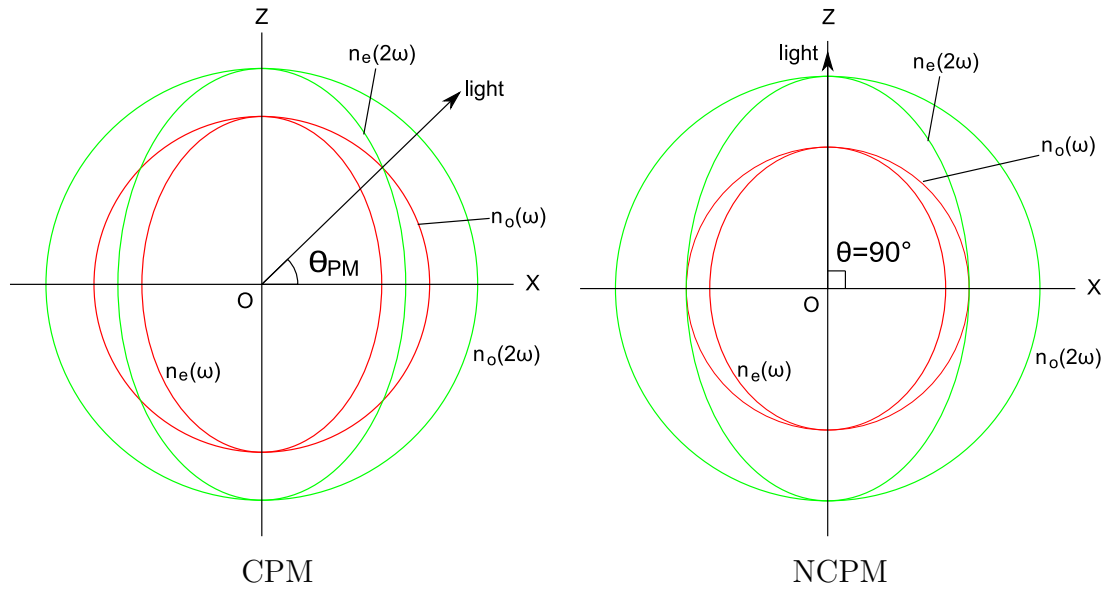


図 2.2: 負の1軸性結晶における CPM と NCPM の屈折率と光の伝播方向． $n_o$  は常光線， $n_e$  は異常光線を表す．

NCPMでは、基本波、第2高調波ともに波数ベクトルが結晶軸方向を向いているため、ウォークオフは生じない。

### 2.3.2 擬似位相整合

位相整合がとれていない場合、結晶中を伝播すると共に基本波と第2高調波の位相がずれる。伝播している第2高調波と、ある点で発生する第2高調波の位相が $\pi$ ずれると、パワーが減衰し始める。減衰が始まるまでの距離はコヒーレンス長と呼ばれ、基本波の屈折率 $n_1$ と第2高調波の屈折率 $n_2$ で決まり、

$$l_c = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)} \quad (2.18)$$

となる．コヒーレンス長の2倍を周期として第2高調波のパワーが増減するので，コヒーレンス長ごとに結晶の分極を反転させ，第2高調波の位相を反転させる事でパワーを増加させ続けることができる．このような周期分極反転（PP:periodically poled）構造を用いると，基本波と第2高調波の屈折率を一致させる事なく波長変換の効率を高めることができるため，この方法は擬似位相整合（QPM:quasi phase matching）と呼ばれる．PP構造の周期を調整することで，目的の波長，位相整合温度などのパラメータを変化させることができる．また，NCPMと同じくウォークオフが無いため，相互作用長を長くとることができる．

QPMを利用したSHGで，有効非線形感受率  $d_{eff}$  がどのような値になるかを以下に示す．分極が反転しているためにドメインごとの非線形感受率は符号が反転するので，使用する方向の非線形感受率を  $d$  として，次のような値を用いる

$$d(z) = \begin{cases} +d & (N\Lambda \leq z \leq (N + R_p)\Lambda) \\ -d & ((N + R_p)\Lambda \leq z \leq (N + 1)\Lambda) \end{cases} \quad (2.19)$$

ここで， $N$  はドメインの番号， $\Lambda$  は分極反転の周期， $R_p$  は分極反転比を表す．ドメインの総数を  $N_0$  として，これを2.7に代入し，

$$F_2(L) = \frac{i\omega d F_1^2}{cn_2 \Delta k} \left( [e^{i\Delta k z}]_0^{R_p \Lambda} - [e^{i\Delta k z}]_{R_p \Lambda}^{\Lambda} + \dots \right) \quad (2.20)$$

$$|F_2(L)| = \frac{\omega d F_1^2}{cn_2 \Delta k} \cdot 4N_0 \sin\left(\frac{R_p \Delta k \Lambda}{2}\right) \quad (2.21)$$

$$= \frac{\omega d F_1^2}{cn_2 \Delta k} \cdot \frac{2}{\pi} L \sin(\pi R_p) \quad (2.22)$$

となる．ただし， $\Delta k = 2\pi/\Lambda$  である．ここから，

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} \sin(\pi R_p) d \quad (2.23)$$

と置くことで，2.7に帰着できる．理想的な分極反転比50%の場合を考えると  $d_{eff} = (2/\pi)d$  となる．

## 第3章 非線形結晶と装置の構成

### 3.1 第2高調波発生に用いられる非線形結晶

#### 3.1.1 非線形結晶の種類

第2高調波発生に利用される非線形結晶には様々な種類がある．変換効率を決める非線形光学定数，入射光及び出射光のパワーを制限する損傷閾値，吸収率などが結晶ごとに異なり，目的に応じて結晶を選択する事になる．頻繁に使用される結晶の特性を表3.1に示す．

表 3.1: 主な非線形結晶の特性<sup>13,14,17-19</sup>．

略称	化学式	吸収率 ( $\text{cm}^{-1}$ @1064 nm)	位相整合の方法	非線形感受率 ( $\text{pm/V}$ )
BBO	$\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$	0.001 以下	-	$d_{22} = 2.3$
			CPM	$d_{31} = 0.16$
DKDP	$\text{KD}_2\text{PO}_4$	0.005	CPM	$d_{36} = 0.37$
KDP	$\text{KH}_2\text{PO}_4$	0.03 ~ 0.05	CPM	$d_{36} = 0.39$
KTP	$\text{KTiOPO}_4$	0.001	NCPM, CPM	$d_{31} = -11.9$
			NCPM, CPM	$d_{32} = -13.7$
			QPM	$d_{33} = -20.6$
LBO	$\text{LiB}_3\text{O}_5$	0.001 以下	NCPM, CPM	$d_{31} = 1.4$
			NCPM, CPM	$d_{32} = 2.65$
			-	$d_{33} = 10.7$
LI	$\text{LiIO}_3$	0.05 以下	CPM	$d_{31} = 4.4$
			QPM	$d_{33} = 4.5$
LN	$\text{LiNbO}_3$	0.0014 ~ 0.0042	QPM	$d_{22} = 2.10$
			NCPM, CPM	$d_{31} = -4.35$
			QPM	$d_{33} = -27.2$
LT	$\text{LiTaO}_3$	不明	-	$d_{31} = 0.85$
			QPM	$d_{33} = 13.8$

注) 一般に吸収率や見かけの有効非線形感受率は結晶の作成方法に依存する．

表より， $\text{LiNbO}_3$ ， $\text{KTiOPO}_4$ ， $\text{LiTaO}_3$  の  $d_{33}$  が値が大きいことが分かる．非線形感受率の対角成分は，基本波と第二高調波が発生する方向とが同じになるため，QPM 以外に位相整合を



とる方法が無い．このため，QPMを行うためのPP構造を作成する方法が知られているLN，KTP，LTは他の結晶に比べて高効率での波長変換が可能となる．LBOやBBOは損傷閾値が高く，パルス光源や共振器を用いる方法など光強度が高くなる場合に用いられるが，PP構造を作成する実用的な方法が知られておらず，複屈折を利用して位相整合がとられている．

### 3.1.2 非線形結晶の形状

SHGを行う際に使用される結晶の形は，バルク型と導波路型に大別される．概略図を図3.1.2に示す．

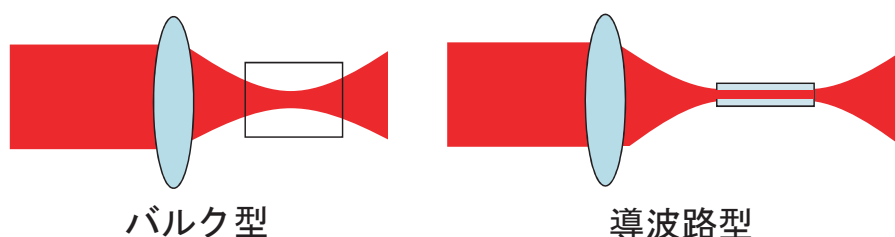


図 3.1: バルク型及び導波路型 SHG の概略．

バルク型にはビーム径よりも十分大きなアパーチャーサイズを持つ結晶が用いられ，結晶の中を伝播する光はガウシアンモードである．通常は基本ガウシアンビームが用いられるが，先述のとおり gouy 位相による基本波と第2高調波間の分散及び，ビームの広がり効果が原因となり，変換効率を上げることが難しい．一方導波路型は，導波路の中にビームを閉じ込めることで，光強度の大きな領域をバルク型と比較して長くとることが可能であり，変換効率が高くなる．ただし，導波路の挿入損失が原理的に必ず存在し，導波路に光を導くためのアライメントも難しいなどの問題点がある．LNやKTP結晶を用いた導波路型の波長変換モジュールが実用化されている．

## 3.2 波長変換装置の構成と特徴

連続波レーザーや，ピークパワーの低いパルスレーザーでSHGを行う場合，光の強度が小さいため変換効率を上げることが難しい．このため，用途により様々な構成の波長変換装置が開発されてきた．本節ではそれらの特徴と，本研究の主題である複数の結晶を用いる方法の位置付けを説明する．

### 3.2.1 シングルパス波長変換

シングルパス波長変換は，レーザー光源の光を1度だけ非線形結晶に通す構成で，最も簡単な形である．概略図を図3.2に示す．

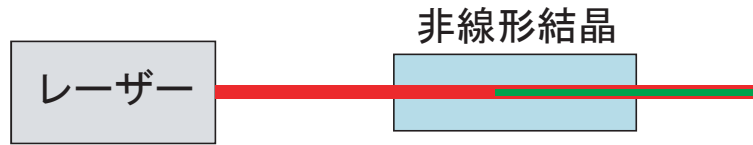


図 3.2: シングルパス波長変換装置の概略．

バルク型の SHG では，542 nm の波長で，PPMg:LN 結晶を用いて 3 W 出力，変換効率 34 % の報告がある<sup>20</sup>．しかし，LN 結晶はフォトリフラクティブ閾値が低いことや，GRIIRA (green induced IR absorption) と呼ばれる，赤外光によって誘起される緑色光の吸収が大きいことなどが原因で，さらなる高出力化は難しい<sup>21</sup>．本研究室では，物質材料研究機構と共同で，バルクの PPMg:SLT 結晶を用いて 19 W 出力，変換効率 25 % を達成している．

導波路型の SHG では変換効率を上げやすく，LD を赤外光源とし，LN の平面導波路で 1.6 W 出力，変換効率 40 % の報告がある<sup>22</sup>．平面導波路を用いることで，基本波の挿入損失を少なくし，同時にパワー密度を下げることで結晶の破損等 avoid することができるが，やはり 10 W に近い出力は報告されていない．

### 3.2.2 光共振器を利用した波長変換

SHG は光強度が高くなるほど変換効率が高くなるため，光強度の小さい連続波では共振器を用いて光を溜め込むことで効率を上げる手法がよく用いられる．光共振器を用いる装置は，レーザー共振器内に非線形結晶を挿入する内部共振器型と，レーザー光源とは別に共振器を用いる方法の二種類に大別される．それぞれの略図を図 3.3 に示す．

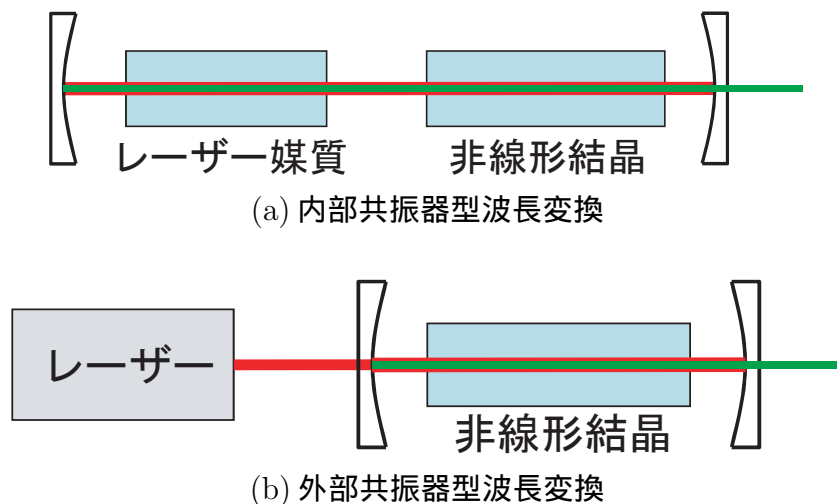


図 3.3: (a) 内部共振器型波長変換及び (b) 外部共振器型波長変換装置の概略．

どちらの方法でも，シングルパス波長変換と比べて効率を高めることができるが，共振器内

で高まった光強度に非線形結晶が耐えられなければならない。このため、光学吸収が少なくフォトリフラクティブ効果も起きにくい、LBO や BBO 結晶が用いられることが多い。内部共振器型は、共振器を別に用意する必要がなく、マルチ周波数発振でも使用できる利点がある。しかし、レーザー媒質の発振効率を高めながら非線形結晶の変換効率も高めなければならない、現象の解析が難しい。光源に手を加える必要から、既に完成している赤外レーザーを波長変換したい場合にも不便である。また、マルチ周波数発振の場合は green problem と呼ばれる問題が存在し、和周波発生を媒介としてそれぞれの発振周波数の強度が変化し出力が不安定になる<sup>23</sup>。これを回避するには単一周波数発振させるか、共振器を長くして発振周波数の数が非常に多い状態にする必要がある<sup>24</sup>。

内部共振器型では現在最高で 62 W の出力が報告されており<sup>24</sup>、市販品でも 18 W の物が存在する<sup>25</sup>。また、レーザーディスプレイ用のデバイスも開発されており、光路を 15 本に分けてそれぞれ LN 結晶の平面導波路を通す内部共振器型で、10.8 W の出力が達成されている<sup>26</sup>。

外部共振器型は、単一周波数発振するレーザーが必要となり、レーザーの周波数が外部共振器の長さを常に制御する必要がある。内部共振器型と比べると、非線形結晶とレーザー媒質を切り分けることができ、解析は容易となる。

外部共振器型では出力 134 W、変換効率 90 % の報告がある<sup>27</sup>。本研究室でも出力 88 W、変換効率 79 % の光源を作成している<sup>28-30</sup>。

内部共振器型、外部共振器型いずれも構成が複雑であり、応用を考える場合は装置の小型化などの工夫が必要となる。

### 3.2.3 マルチパス波長変換

シングルパス波長変換では変換効率が足りない場合、それを補うためにミラーを用いて結晶の中を何度も光を往復させることで変換効率を向上させることができる。ダブルパス波長変換は光を 2 回通す方法で、それ以上がマルチパスと呼ばれる事が多い。それぞれの装置の概略を図 3.4 に示す。

ダブルパス方式では、基本波と第 2 高調波をミラーで両方反射させる事で効率を高めることができる。式 2.9 より、第 2 高調波の電場は長さに線形で増加し、各所で発生する電場の足し算で計算できることが分かる。ここから、ダブルパス波長変換では、2 パス目の出力の電場は 1 パス目との足し算となり、同じ条件で集光していれば 2 倍となる。パワーは電場の 2 乗であるため、4 倍となる。つまり、第 2 高調波が存在したほうが第 2 高調波の発生効率が高くなると言える。

また、ダブルパス方式では、空気と光学素子の波長分散によって、基本波と第 2 高調波の位相がずれて結晶に再び入射されるので、1 パス目と 2 パス目で発生する第 2 高調波が互いに打ち消し合う位相を持っていると、変換効率が落ちてしまう。これを補正するために、PP 結晶では結晶端面にウェッジ角を付けて、結晶の波長分散で補正する方法などがとられている<sup>31</sup>。

マルチパス方式では、PPLN 結晶を用いて出力 5 W、変換効率 60 % が達成されている<sup>32</sup>。結晶に何度も光を入射させ、相互作用長を長く取ると位相整合許容温度幅が狭くなってしまうため、マルチパスの場合は 1 往復するごとに緑色光を取り出している。緑色光を取り出すと変換

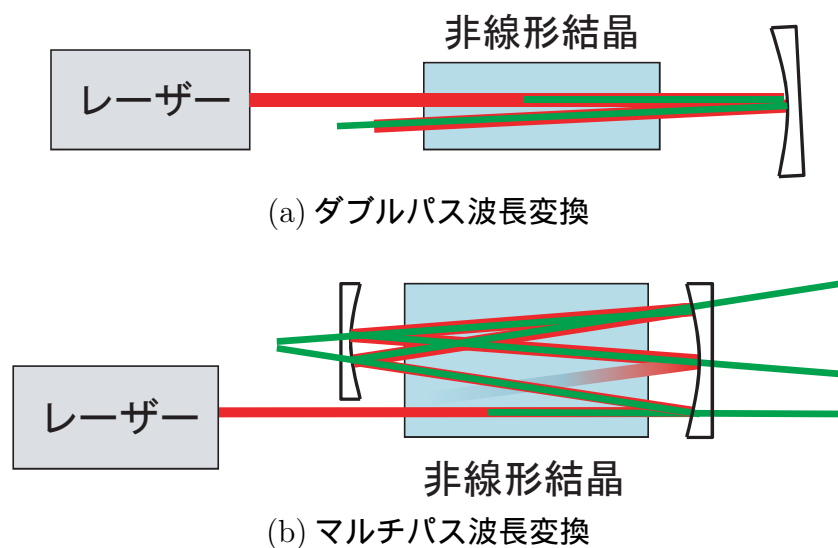


図 3.4: (a) ダブルパス波長変換及び (b) マルチパス波長変換装置の概略．

効率が落ちてしまうが，光を往復させる回数を増やして補っている．しかし，この方法では光を共軸で取り出すことが出来ない．

### 3.2.4 複数の結晶を用いたシングルパス波長変換

様々な波長変換の方法が存在するが，応用を考えると共振器構造を利用せず，光強度が高くなりすぎないバルク型の結晶を用いて波長変換を行いたい．その点で，ダブルパスやマルチパスも有効な方法であるが，結晶の光学吸収により温度勾配が生じると，複数の光路を同時に位相整合させる事が困難になる．本研究室でも，Mg:SLT 結晶において PP 構造が存在することにより光学吸収が増加する結果を報告している<sup>33</sup>．このため本研究では，結晶を複数個用いることでこれらの問題を回避しながら，シングルパス波長変換の簡便さを失わずに変換効率を上げることを試みた．複数の結晶を用いたシングルパス波長変換装置の概略を図 3.5 に示す．

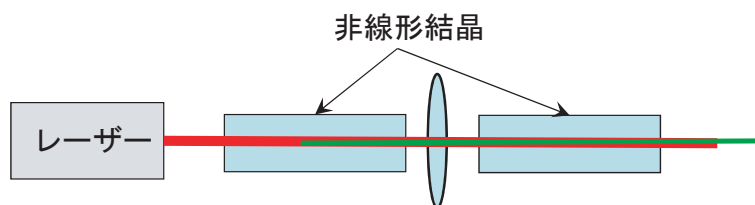


図 3.5: 複数の結晶を用いたシングルパス波長変換装置の概略．

1 本目の結晶から出力される赤外光と緑色光を，アクロマートレンズもしくはミラーを用いて 2 本目の結晶で再集光させる．

変換効率は、ダブルパス波長変換の節で述べたとおり、集光条件が等しければ1本目の4倍の効率が得られる。結晶を長くした場合と比較すると、式 2.18 より最適集光条件を保った場合変換効率は結晶長に比例するため、結晶を2倍に伸ばすよりも結晶を2本用いたほうが効率が良いといえる。また、ダブルパス波長変換同様に、赤外光と緑色光の分散を補償する必要がある。

この光学系を用いる利点として、3本目、4本目を追加することが容易に可能であることが挙げられる。入射パワーが足りないなどの理由で出力が足りない場合は、結晶を追加すれば良い。

このように、通常のシングルパス波長変換では出力が足りない領域での応用に有用と考えられる、複数の結晶を用いる方法を提案し、実験を通して検証を行った。

## 第4章 波長変換実験

複数の結晶を用いた波長変換を，理論通りに行うことが可能か実験を通して検証した．

### 4.1 光共振器を利用したモードクリーナー

本実験では原理の検証を重視し，レーザーの横モードが理想的な  $TEM_{00}$  モードに近いビームを作り出すために，光共振器を利用したモードクリーナーを作製した．光共振器を使用する事は応用上は好ましくない場合が多いが，ファイバーレーザーなどは光共振器を用いなくても空間モードが理想に近いことが知られており，モードクリーナーを使用しなくても本実験との乖離は少ないものと考えられる．モードクリーナーの写真を 4.1 に示す．入射光と反射光を分離しやすく，共振器内に透過型光学素子を置かずに偏光を利用して誤差信号を取得できる三角共振器を採用した．

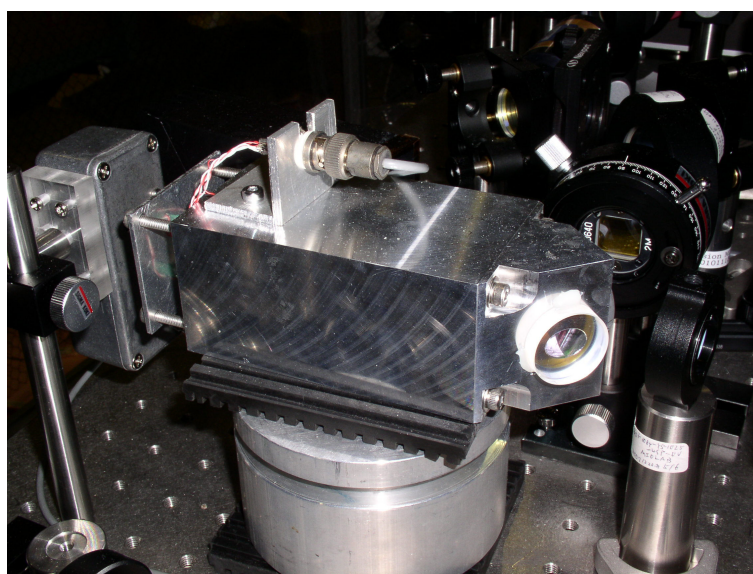


図 4.1: 作成したモードクリーナー．

#### 4.1.1 共振器内のモード

共振する光の横モードは，共振器長，ミラーの曲率半径で決定され，図 4.2 のようなモードができる．

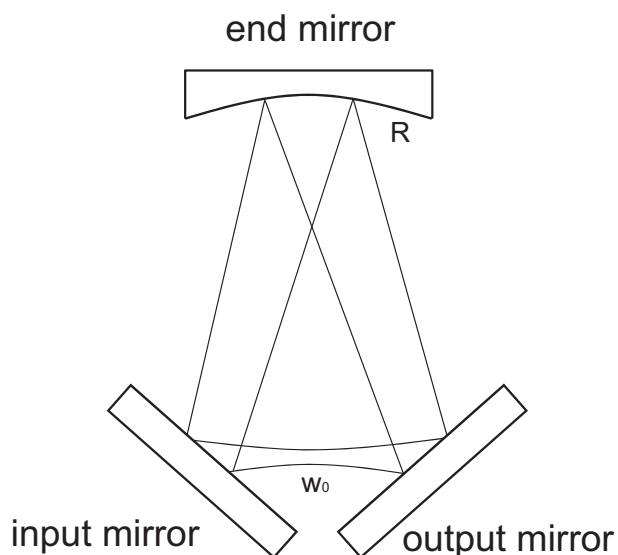


図 4.2: 共振器内にできる横モードの様子．

共振器は左右対称な形をしており，インプットミラーとアウトプットミラーの midpoint にビームウェストができる．インプットミラーとアウトプットミラーは平面ミラーで，エンドミラーのみ曲率付きミラーとなっている．ここで，エンドミラーへの入射角がほぼ垂直と見なせる場合は，ビームウェストの位置に平面ミラーを配置し，インプットミラーとアウトプットミラーを取り除いた形がよく知られた Fabry-Perot 共振器，図 4.3 と等価な横モードとなる．

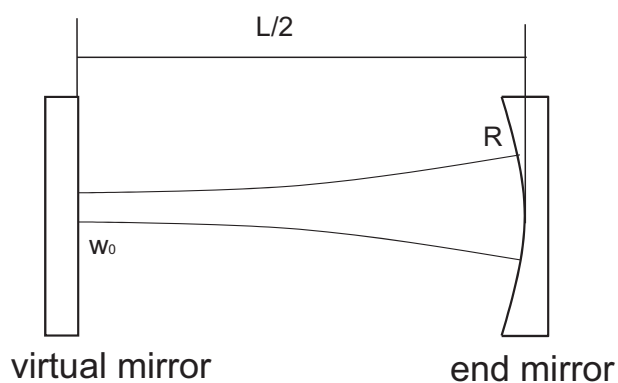


図 4.3: 三角共振器と等価な Fabry-Perot 共振器．

三角共振器の 1 周の光路長を  $L$  とした時，この Fabry-Perot 共振器の共振器長は  $L/2$  とな

る．Fabry-Perot 共振器内で共振する横モードの条件は，ビームの曲率半径が鏡の曲率半径と一致することであるので，平面ミラー上にビームウェストができることが分かる．エンドミラーの曲率半径を  $R$  とするとこの条件は，付録の基本ガウシアンビームの式から，

$$R(L/2) = \frac{L}{2} \left\{ 1 + \left( \frac{2\pi w_0^2}{\lambda L} \right)^2 \right\} = R \quad (4.1)$$

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{L} - 1} \quad (4.2)$$

となる．根号の中が正になるためには  $1 - L/2R > 0$  であれば良く，これが共振が成立する条件である．

共振器内の縦モードについて考える．共振器を 1 周した光が，等しい位相で再び重なる時に共振することが知られている．付録の式 A.3 より，ガウシアンモードの次数が変わると，gouy 位相の分だけ位相が変化することが分かる．これを利用して，基本ガウシアンモードを共振させたときに他のモードが共振しないように設計すれば，理想的な基本ガウシアンモードが得られる．ミラーの強度反射率をそれぞれ  $R_{\text{input}}, R_{\text{output}}, R_{\text{end}}$ ，強度透過率を  $T_{\text{input}}, T_{\text{output}}$ ，共振器長を  $L$  とすると，次数  $g$  のモードの強度透過率  $T$  は，次の式で与えられる<sup>34</sup>．

$$T = \frac{T_{\text{input}} T_{\text{output}}}{(1 - \sqrt{R_{\text{input}} R_{\text{output}} R_{\text{end}}})^2} \frac{1}{1 + \left( \frac{2\mathcal{F}}{\pi} \right)^2 \sin^2 \frac{\zeta_0(g+1)}{2}} \quad (4.3)$$

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt[4]{R_{\text{input}} R_{\text{output}} R_{\text{end}}}}{1 - \sqrt{R_{\text{input}} R_{\text{output}} R_{\text{end}}}} \quad (4.4)$$

ここで， $\zeta_0$  は TEM<sub>00</sub> モードが共振器を 1 周する時の gouy 位相の大きさである． $\mathcal{F}$  はフィネスと呼ばれる．強度透過率はローレンツ型の関数となっており，フィネスはその半値全幅である．透過率を高くするためは，エンドミラーを全反射とし，インプットミラーとアウトプットミラーの反射率を揃えれば良い事がわかる．また，非共振時に光が透過しにくくするためにはフィネス  $\mathcal{F}$  を高く，すなわち全てのミラーの反射率を高くすれば良い．実際にはフィネスを高くしすぎると，エンドミラーからの漏れ光や，インプットミラーとアウトプットミラーの非対称性などから共振モードの透過率も下がってしまう．また，少しの振動でも共振状態から外れやすくなるため，不必要にフィネスを高くしないほうが良い．

以上のことを考慮して，共振器の設計を行った．混入するモードとしては低次のモードが多いため，基本ガウシアンモードを共振させた時，1～4 次のモードを 2 桁程度低減することを目標とした．設計値を表 4.1 に示す．

この値を用いて，式 4.4 より 0 次から 10 次までの透過率を計算した．結果を図 4.4 に示す．三角共振器は，1 周した時の波面が奇数次のモードは  $\pi$  ずれるモードが存在するため，両方を評価する<sup>35</sup>．

最も混入する比率が多いと思われる 1～3 次は，ほとんど 3 桁減少することが分かり，10 次までのモードは全て 2 桁以上低減することができる．



表 4.1: 共振器の設計値

共振器長	$L = 276 \text{ mm}$
ビームウェスト半径	$w_0 = 117 \mu\text{m}$
エンドミラーの曲率半径	$R = 150 \text{ mm}$
カプラの反射率	$R = 98 \%$
エンドミラーの反射率	$R = 99.5 \%$ 以上
フィネス	$\mathcal{F} = 138$
gouy 位相	$\zeta_0 = 2.57 \text{ rad}$ 以上

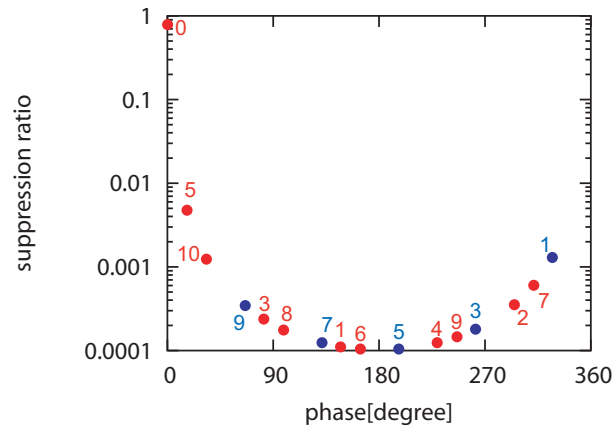


図 4.4: 各次数の抑圧比．青い点は縮退が解けた奇数次のモード．

#### 4.1.2 共振器長の制御

TEM<sub>00</sub> モードを共振させるためには、TEM<sub>00</sub> モードの透過光が最大となるように、共振器長か周波数を合わせる必要がある。このとき ( $\omega L/c$ ) の位相を  $2\pi$  以上変化させることができる。調整が可能であるが、光源のレーザーのピエゾによる周波数調節範囲が 200 MHz であるため、周波数を変化させて制御するとなると 10 m 程度の共振器長でなければならず不可能である。共振器長を制御するためには、数  $\mu\text{m}$  のストロークを持つピエゾを用いれば良いので、本実験では共振器長を制御することとした。また、光路長は音や床の振動等が原因で常に揺らいているため、何らかの方法で共振器長のずれ（誤差信号）を検出し、フィードバック制御しなければならない。誤差信号を取得するために、s 偏光と p 偏光の干渉を利用する方法を用いた<sup>35,36</sup>。本節では誤差信号の取得法とフィードバック制御について説明する。

##### 直交偏光間の干渉を利用した誤差信号の取得

偏光間の干渉を利用する方法は、図 4.5 に示すシステムを用いて行う。まず、共振器の手前にある  $1/4$  波長板で楕円偏光を作り、 $1/2$  波長板で楕円の長軸の角度を調整して、次のような電場  $E_i$  を持つビームを共振器に入射させる。

$$E_i = E_0 [\cos \theta e_s + \sin \theta \exp(i\delta) e_p] \exp(i\omega t) \quad (4.5)$$

ここで、 $E_0$  は電場の振幅、 $e_s, e_p$  はそれぞれ s 偏光方向と p 偏光方向の単位ベクトルであり、 $\theta$  は s 偏光と p 偏光の振幅比を決め、 $\delta$  は s 偏光と p 偏光の位相差を表す。ここで、ミラー数が奇数の共振器では s 偏光と p 偏光の位相が  $\pi$  ずれるので、s 偏光が共振する共振器長付近では p 偏光は共振せずほとんど反射されると仮定でき、簡単のために共振器内の損失が無かったとすると、作動アンプの出力  $I_{\text{diff}}$  は、

$$I_{\text{diff}} = -\frac{\kappa}{2} E_0^2 \sin \theta \cos \theta \times \left\{ r_1^s \cos \delta - \frac{(t_1^s)^2 \xi^s [\cos(\omega L/c + \delta) - \xi^s \cos \delta]}{r_1^s [1 + (\xi^s)^2 - 2\xi^s \cos(\omega L/c)]} \right\} \quad (4.6)$$

となる<sup>35</sup>。 $\kappa$  はフォトディテクタの変換効率である。 $\omega L/c = 2n\pi$  の前後で符号が反転する信号が得られれば、共振器長を長くすべきか短くすべきかわかるので、そのような信号が得られる条件を考えると、 $\delta = \pi/2$  であることが分かる。ここから、作るべき入射ビームの偏光が分かり、

$$E_i = (\cos \theta e_s + i \sin \theta e_p) \exp(i\omega t) \quad (4.7)$$

となる。この偏光は、長軸が s 偏光方向の楕円偏光であることが分かる。 $\theta = \pi/4$  として円偏光とするとより大きな信号が得られるが、共振器内に入らない p 偏光が増えるため、制御信号の SN 比が十分取れる量を残して s 偏光を増やす。誤差信号がとれるか、ピエゾを三角波で掃引して確認した。透過率を図 4.6 に、誤差信号の波形を図 4.7 にそれぞれ示す。

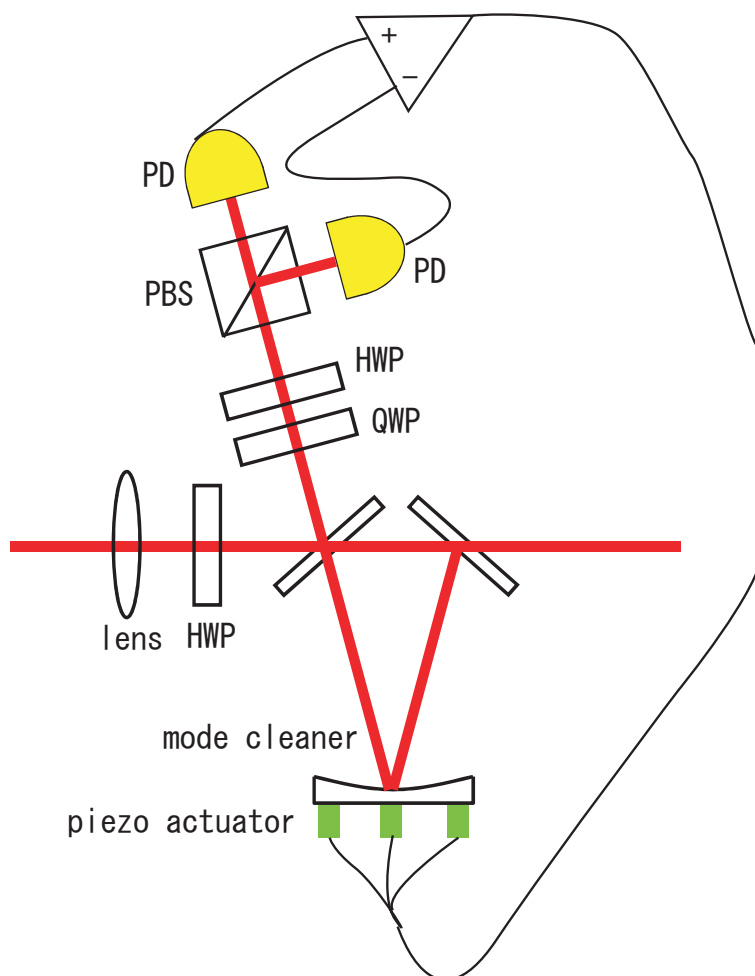


図 4.5: 偏光を利用した制御のための構成 .

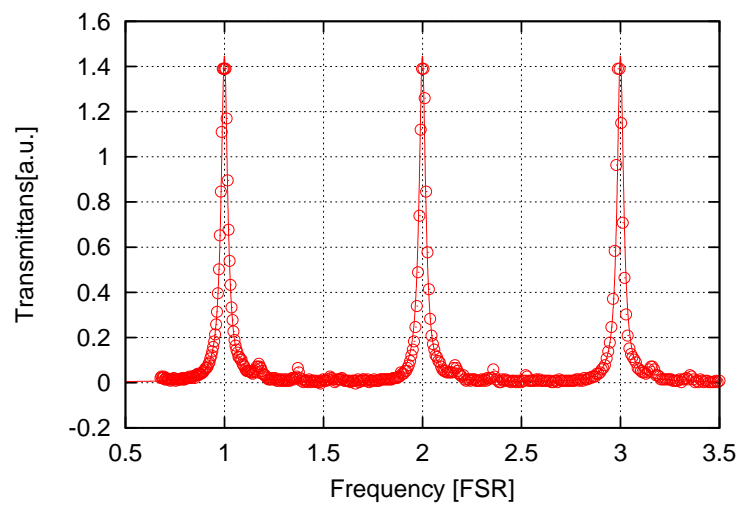


図 4.6: 共振器の透過率 .

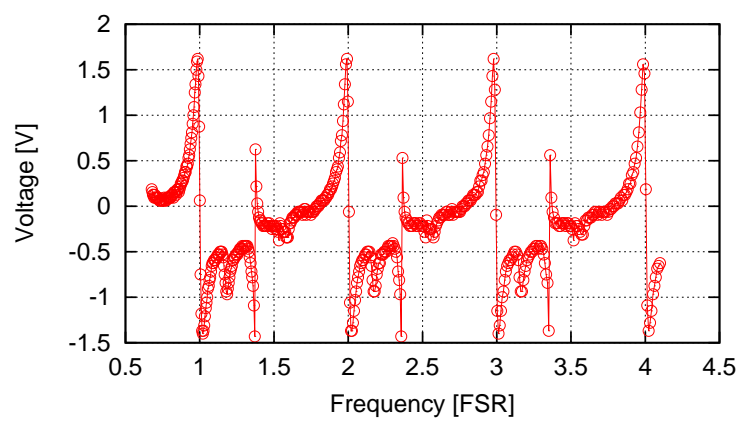


図 4.7: 誤差信号 . ゼロ点付近で急激に符号が入れ替わることが確認できる .

## フィードバック制御

得られた誤差信号を用いて共振器長の制御を行う方法を説明する．取得した誤差信号をサーボに通した後，ピエゾドライバーに信号を送る事になる．共振器長のずれを  $u$ ，出力される誤差信号を  $y$  とし，ピエゾドライバーから共振器を介して誤差信号が出力されるまでの周波数伝達関数を  $H(i\omega)$ ，サーボの周波数伝達関数を  $G(i\omega)$  とすると，このシステムのブロックダイアグラムは図 4.8 のようになる．このとき，全体の伝達関数  $G_c(i\omega)$  は，

$$G_c(i\omega) = \frac{H(i\omega)}{1 + H(i\omega)G(i\omega)} \quad (4.8)$$

となる．サーボの周波数伝達関数のゲイン  $|H(i\omega)G(i\omega)|$  が大きいほど，誤差信号を小さくすることができる．

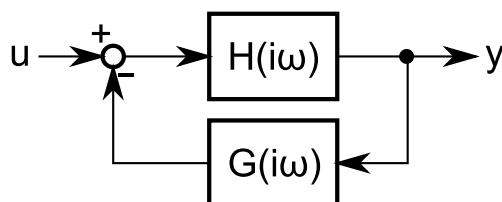


図 4.8: 共振器長制御のブロックダイアグラム．

しかし， $|H(i\omega)G(i\omega)|$  が大きくなると，制御システムの安定性が問題となる．安定性を判別するためには，オープンループ伝達関数  $G_{op} = H(i\omega)G(i\omega)$  の特性をボーデ線図を用いて評価すれば良い．具体的には，オープンループ伝達関数のゲインが  $|G_{op}(i\omega)| = 1$  となるとき，位相が  $\arg(G_{op}(i\omega)) > -180^\circ$  であれば良い．ゲインが  $|G_{op}(i\omega)| = 1$  となる周波数  $\omega_0$  をユニティゲイン周波数と呼ぶ．また，ユニティゲイン周波数と  $-180^\circ$  との差を位相余有，位相が  $-180^\circ$  となるときのゲインをゲイン余有と呼び，ともに値が大きいほど不安定になりにくいため，安定性の尺度として用いられる．オープンループ伝達関数のゲインが小さいほどゲイン余有，位相余有ともに大きくなり安定である．しかし，誤差信号を小さくするためにはゲインを大きくとりたいため，実際にはバランスの取れたサーボの伝達関数  $G(i\omega)$  を選ぶ必要がある．今回は，低周波でのゲインを大きくし，位相が  $\arg(G_{op}(i\omega)) = -180^\circ$  となる付近でゲインを小さくしたいためローパスフィルターを用い，ゲインの調整のためにゲイン可変アンプを用いて実験を行った．制御ループのオープンループ伝達関数を測定した結果を図 4.9 に示す．

ユニティゲイン周波数は 1 kHz 付近である．2.5 kHz にある共振のために制御が妨げられており，共振点付近のゲインを減少させるため，1 kHz 付近から 2 次でゲインが落ちるフィルタを構成している．

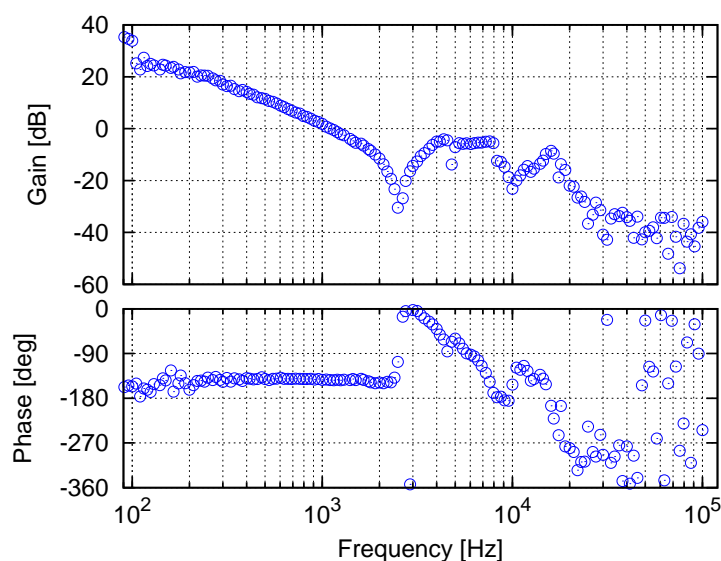


図 4.9: 共振器長制御ループのオープンループ伝達関数 .

共振器制御に用いた回路

共振器長制御用回路のブロックダイアグラムを以下に示す .

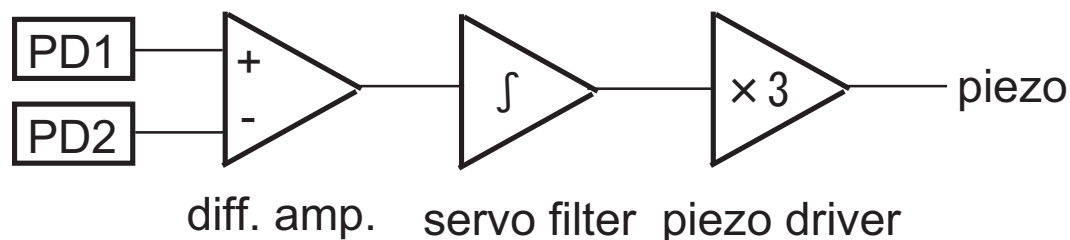


図 4.10: 共振器長制御のブロックダイアグラム .

共振器長を制御するために使用したフォトディテクタ , 減算器 , サーボフィルタ , ピエゾドライバを以下に示す .

ピエゾドライバの先に 100  $\Omega$  の抵抗を接続し , ピエゾのコンデンサ成分を利用して 1 kHz にカットオフ周波数を持つパッシブなローパスフィルタを構成した . これによりノイズの低減と , 高周波での共振の抑制を行なっている .

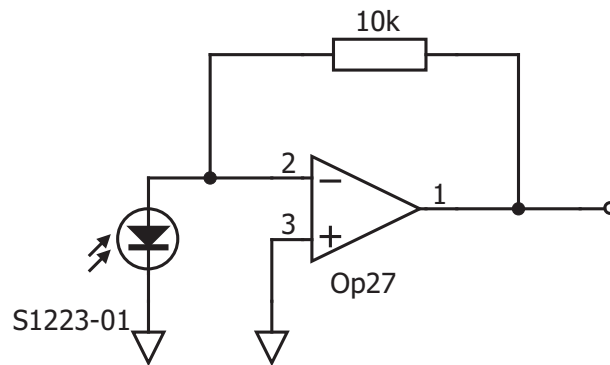


図 4.11: フォトディテクタ . 可視から赤外用の PIN フォトダイオードを使用した .

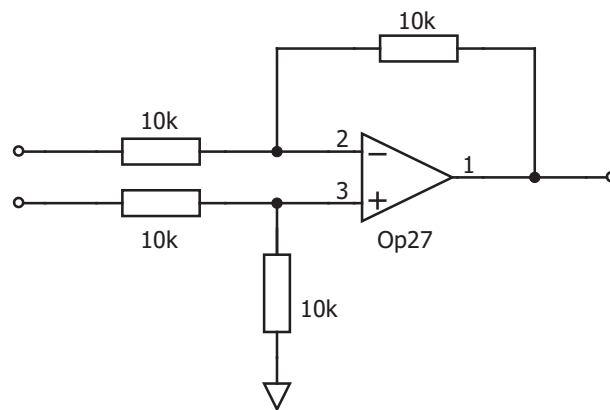


図 4.12: 減算アンプ .

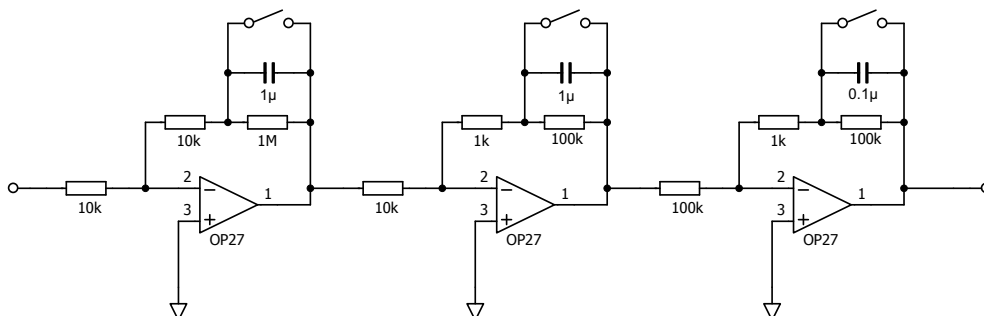


図 4.13: カットオフ周波数可変サーボフィルター .

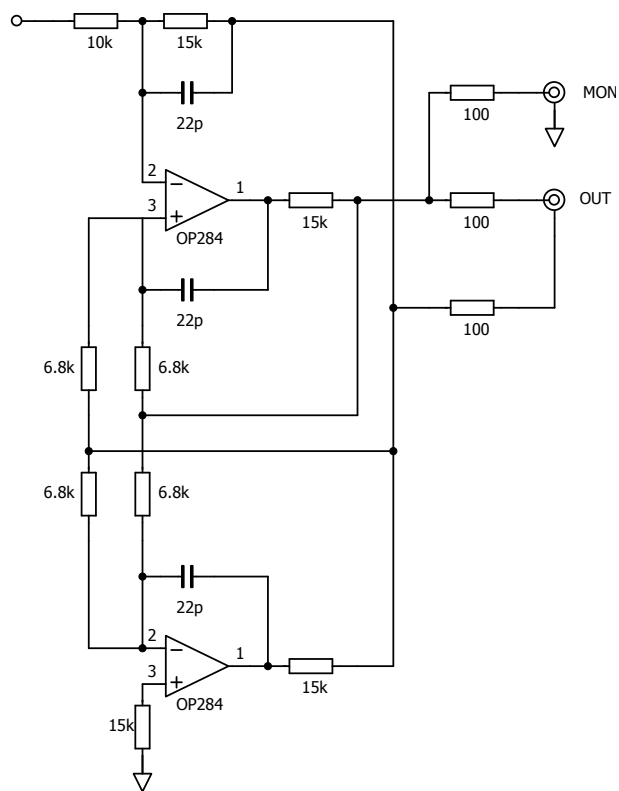


図 4.14: ピエゾドライバ . 10 V までの入力を 1.5 倍し , 差動で出力するため , ピエゾには 30 V まで電圧をかけられる . 森脇氏設計 , 高山作製 .



## 4.2 結晶ホルダー及び結晶の温度制御装置

結晶の温度モニターと制御を行える，結晶ホルダーについて説明する．図 4.15 に使用した結晶ホルダーを示す．

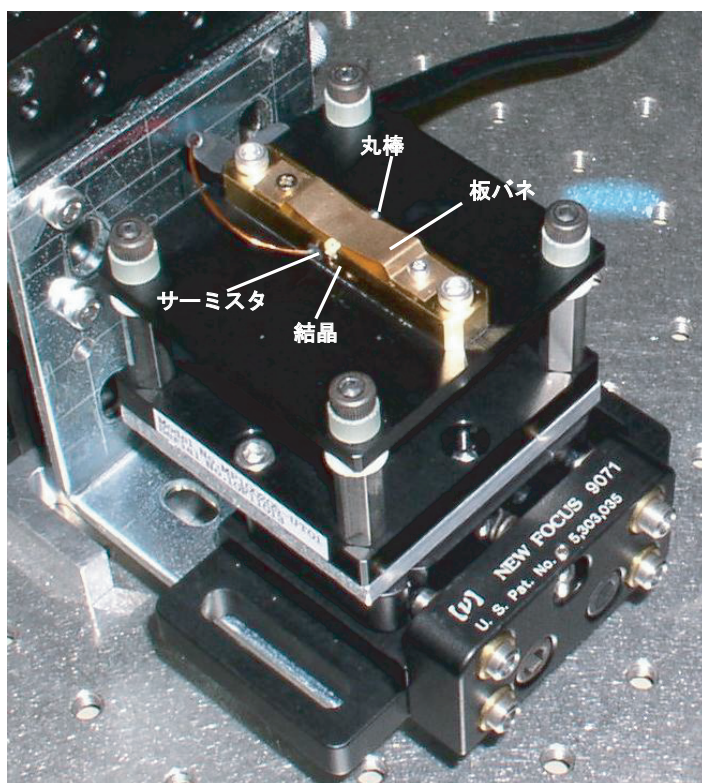


図 4.15: 使用したオキサイド社製の結晶ホルダー<sup>18</sup>．結晶の上に丸棒を置き，板バネで挟んで保持している．結晶の近くにサーミスタがあり，裏側にペルチェ素子が貼りつけられている．

販売されていた結晶ホルダーは，硬い金属の板で結晶を挟む形だったが，ゴミが挟まった状態で結晶を取り付けたところ結晶が割れてしまった．強く締め付けずに結晶が動かない形で保持するため板バネで挟んで保持している．

結晶の近くにサーミスタ (PSB-S7) が取り付けられており，ペルチェ素子 (フジタカ FPH1-12707AC) で温度を調整できるようになっている．温度制御のブロックダイアグラムを図 4.16 に示す．

サーミスタから温度を読み込むために使用した回路を図 4.17 に，サーボフィルターを 4.18 に示す．ペルチェ素子は 1 A 以上の大きな電流を必要とするため，ペルチェドライバとして菊水電子の PMC18-2A を使用し<sup>37</sup>，吸熱量に対する電圧の変化が少ないため電流制御を行った．

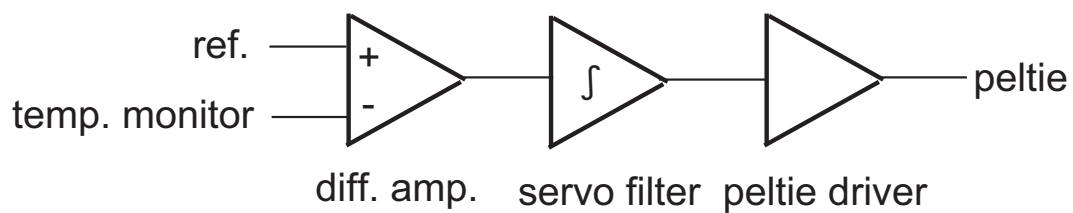


図 4.16: 温度制御のブロックダイアグラム .

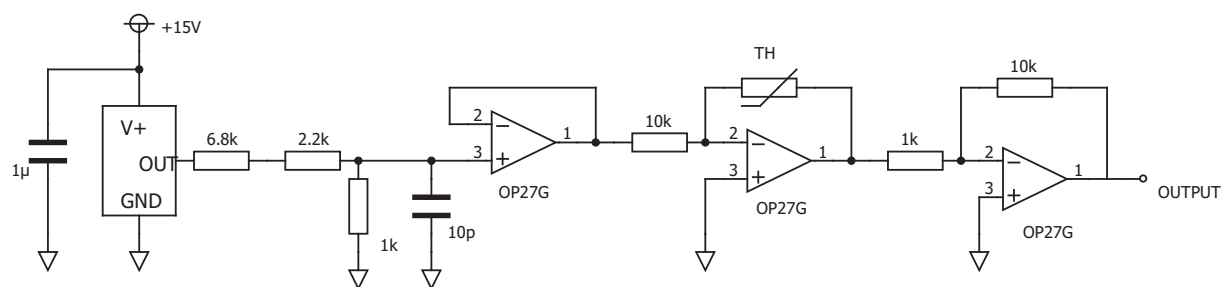


図 4.17: 温度モニター用回路 . 基準電圧源 AD587 から 1V を作り , オペアンプを使用した定電流源をサーミスタにつなぐことで , サーミスタの抵抗値を電圧に変換している .

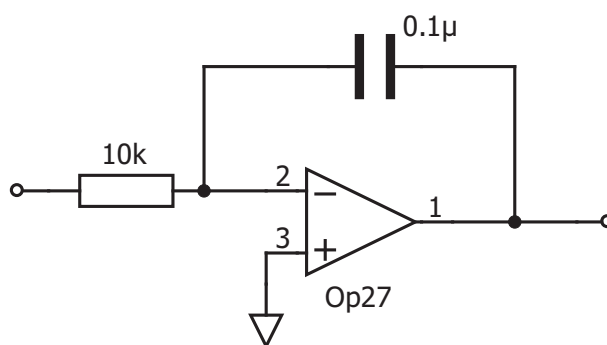
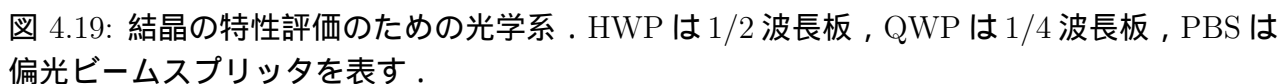


図 4.18: 温度制御用サーボ . 完全積分回路で , オフセットをゼロに近づけている .

波長変換実験を行うにあたり，結晶 1 本のみを使用して結晶の位相整合温度及び，最適集光条件を調べた．結晶の特性評価に用いた光学系の概略を図 4.19 に示す．



モードクリーナーの先にある HWP と PBS の組み合わせによって結晶への入射パワーを調整できる。

30

### 4.3.1 ビームウェスト半径の測定

SHG の変換効率は入射ビームの径に依存する．波長変換実験を行うにあたり，まず結晶に集光させるレンズの焦点距離を変え，そのときにできるビームウェスト半径を測定した．ナイフエッジ法を用いてビームウェスト半径の測定を行った．

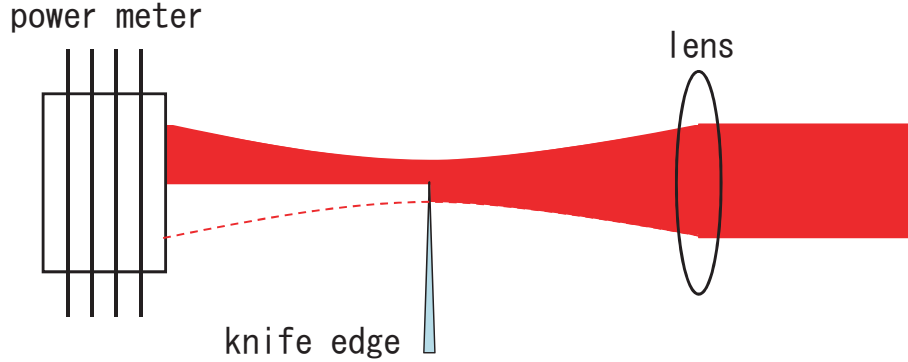


図 4.20: ナイフエッジ法によるビームプロファイルの測定．

これは，図 4.20 に示すとおりナイフを用いてビームを遮り，10 %のパワーが透過するナイフの位置と 90 %のパワーが透過する位置の距離  $D_c$  を測定する方法である．そこから，

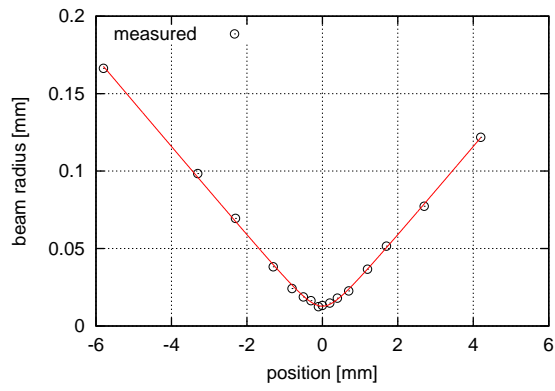
$$W = 0.781D_c \quad (4.9)$$

によってビーム半径を求めることができる．そして，ナイフエッジ装置を光軸方向に移動させながらこれを繰り返すことでビームプロファイルを得た<sup>40</sup>．ここから，式 (4.10) に従ってフィッティングを行うことでビームウェスト半径と拡がり角を知ることができる．ビームウェスト半径  $W_0$ ，ビームウェスト位置  $z_0$ ， $M^2$  をフィッティングパラメータとしている．

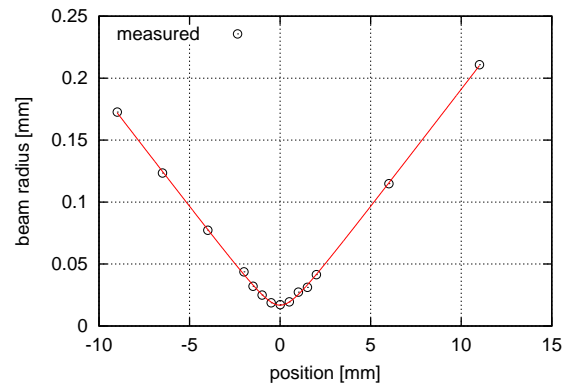
$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left[ M^2 \frac{(z - z_0)\lambda}{\pi W_0^2} \right]^2} \quad (4.10)$$

測定結果とフィッティングの結果を図 4.21 に示す．

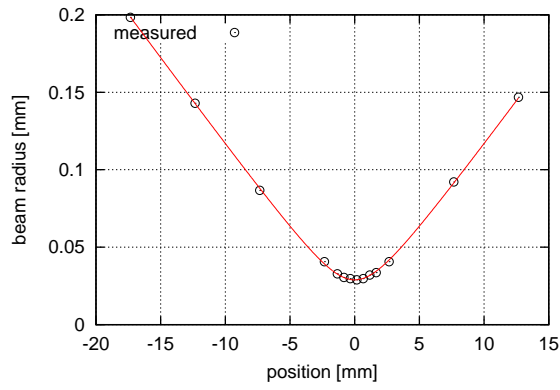
この結果から，どのビーム半径でも  $M^2 = 1.0 \sim 1.1$  と，理想的なガウシアンビームに近いビームプロファイルが得られていることが分かる． $f = 50.2 \text{ mm}$  のレンズを使用した場合が最も  $M^2$  の値が大きくなっており，曲率の大きなレンズでビームを絞っているため，収差によるビームの乱れが現れ始めていると考えられる．



$$f = 50.2 \text{ mm}, W_0 = 13 \mu\text{m}, M^2 = 1.09$$



$$f = 75.6 \text{ mm}, W_0 = 17 \mu\text{m}, M^2 = 0.95$$



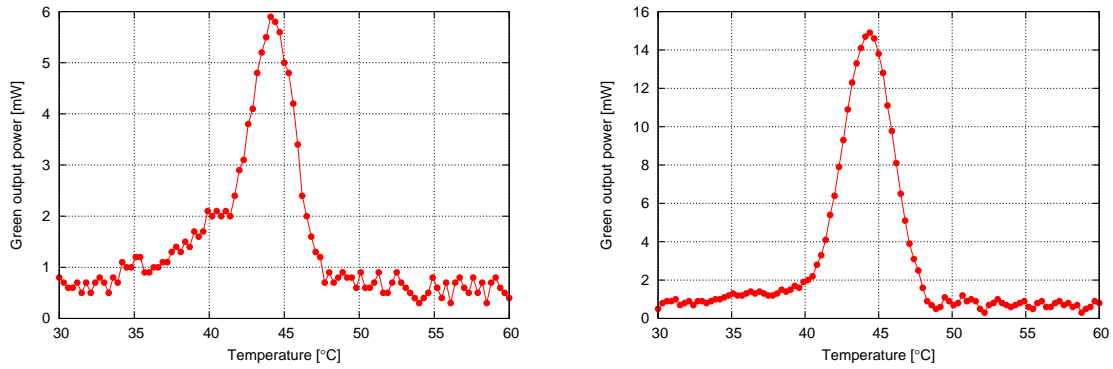
$$f = 125 \text{ mm}, W_0 = 29 \mu\text{m}, M^2 = 0.97$$

図 4.21: 基本波のビームプロファイル .

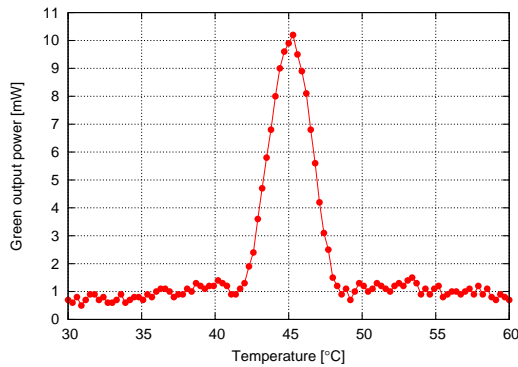
### 4.3.2 変換効率の温度依存性

温度調節による NCPM を採用している本実験では，まず位相整合温度  $T_{\text{PM}}$  を知る必要がある．しかし，分極反転結晶においては，結晶にビームが斜めに入射すると見かけの反転周期が長くなり，位相整合温度が低下する<sup>41</sup>．このため，結晶にまっすぐ光を入射させるために，チルトアライナーで位相整合温度が最も高くなる角度に調整している．また，反転分極の付き方によって，結晶を上下左右に平行移動させても変換効率が変わることがある．本実験では結晶とホルダーの境界に光を当て，透過光のパワーが半分になる位置を特定し，結晶の両端の中間点を割り出して常に同じ場所に光を通してている．

また，位相整合のための温度制御の難易度は，位相整合を保つことのできる温度幅，温度許容幅に依存している．そのため，規格化変換効率の温度依存性を測定し，位相整合温度  $T_{\text{PM}}$  と半値幅  $\Delta T$  を調べた．結果を図 4.22 に示す．



$$W_0 = 13 \mu\text{m}, T_{\text{PM}} = 44.1 \text{ °C}, \Delta T = 4.0 \text{ °C} \quad W_0 = 17 \mu\text{m}, T_{\text{PM}} = 44.4 \text{ °C}, \Delta T = 3.9 \text{ °C}$$



$$W_0 = 29 \mu\text{m}, T_{\text{PM}} = 45.3 \text{ °C}, \Delta T = 3.6 \text{ °C}$$

図 4.22: 出力パワーの温度依存性．

位相整合温度は，44～45 °C 付近であることが分かる．ビーム半径によって位相整合温度が変化している理由は，ビームが平面波からずれることによって gouy 位相の項が効くためである．それに伴って温度許容幅も広がる<sup>16</sup>．

### 4.3.3 変換効率の入力パワー依存性

各ビームウェスト半径で，結晶の温度を位相整合温度に合わせ，出力パワーの入力パワー依存性を測定した．結果を図 4.23 に示す．

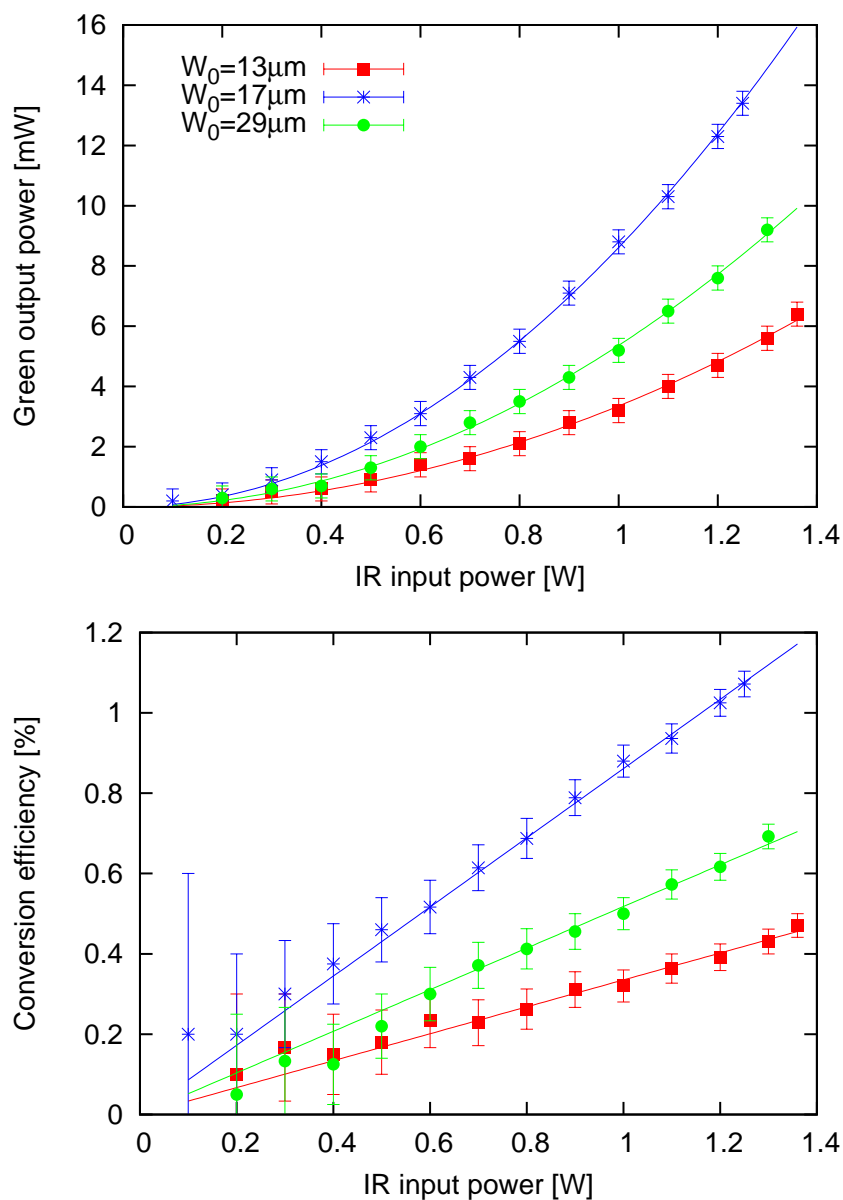


図 4.23: 出力パワー及び変換効率の入力パワー依存性．

フィッティングは，出力パワーが入力パワーに対して十分に小さいとして，式 2.9 より 2 次関数を用いて行なっている．グラフから， $W_0 = 17\mu\text{m}$ ， $\xi = 2.8$  の時が最も効率が良いことが分かる．

#### 4.4 2本の結晶を用いた波長変換実験

結晶を2本用いて波長変換実験を行った，光学系を図4.24に示す。

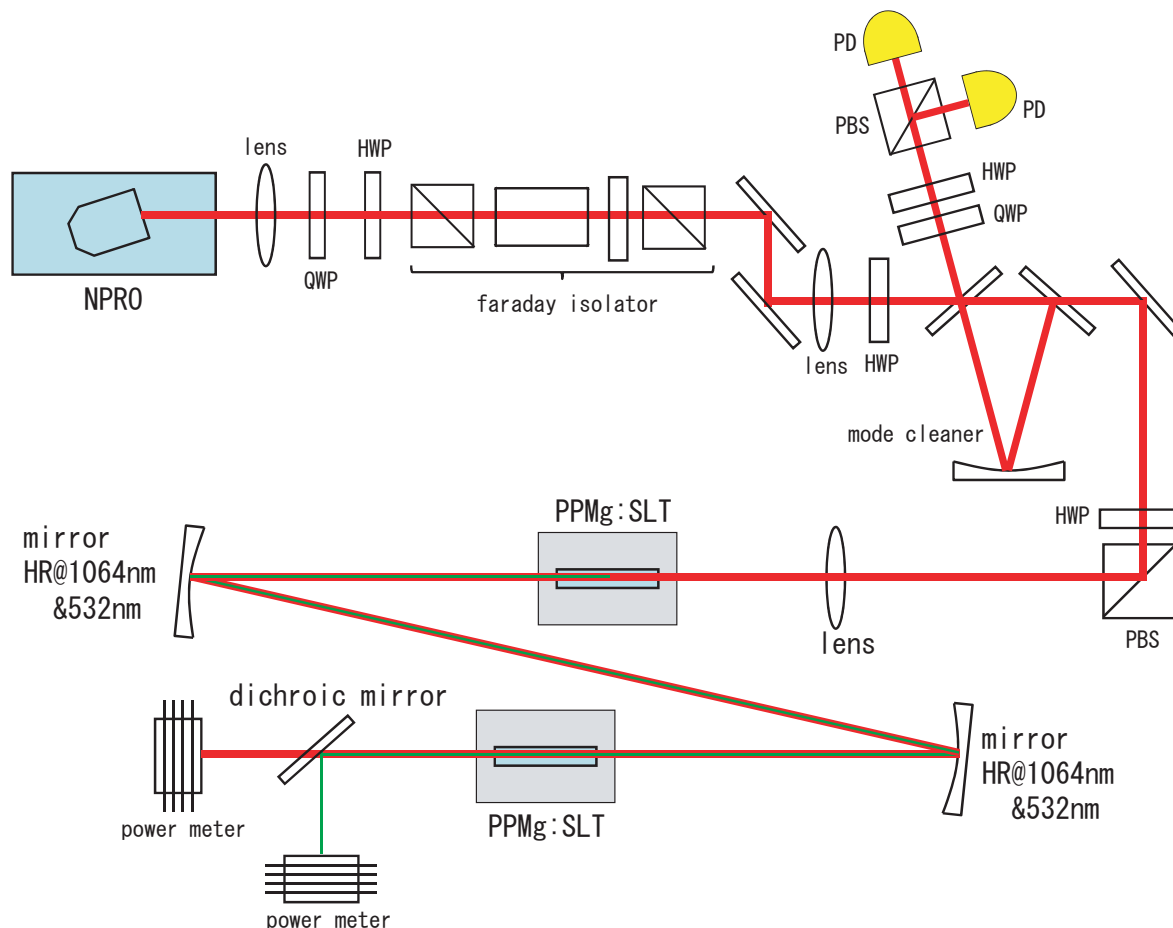


図 4.24: 2 本の結晶を用いた波長変換実験の光学系．HWP は  $1/2$  波長板，QWP は  $1/4$  波長板，PBS は偏光ビームスプリッタを表す．曲率付きミラーは曲率  $500\text{ mm}$  の凹面ミラーで，1 枚目のミラーでコリメート，2 枚目のミラーで再集光している．

基本波をレンズで絞って 1 本目の PPMg:SLT 結晶に入射させた後、2 枚の凹面鏡を用いて基本波と第 2 高調波両方を反射させて 2 本目の結晶に入射させる．どちらの結晶のビーム径も、最も効率のよかった  $17\text{ }\mu\text{m}$  に調整している．

#### 4.4.1 非点収差の補正

まず、1 本目の結晶を位相整合温度から外し、1 本目で発生している第 2 高調波が 0.0 mW となった状態で 2 本目の結晶の変換効率を測定したところ、基本波の入力パワーが 1.3 W のとき、1 本目の出力が 13.1 mW に対して、2 本目のみの出力が 6.1 mW と半分以下となっていた。



2 本目の結晶の集光条件を調べたところ，非点収差が発生してビームが楕円形になっていることが確認された．

図 4.24 の光学系では，結晶ホルダーを避けるために凹面鏡に光を斜入射させなければならない．実際に測定したところ，入射角は $8^\circ$ だった．この時，ミラーの見かけの曲率半径が縦と横で異なる値となる非点収差が発生することが知られている<sup>42</sup>．

非点収差の補正を行うため，ミラーの反射面を 1 枚目は垂直方向，2 枚目は水平方向に傾けることにした．略図を図 4.25 に 4.26 示す．なお，図 4.24 は平面図であるため詳細は省略してある．

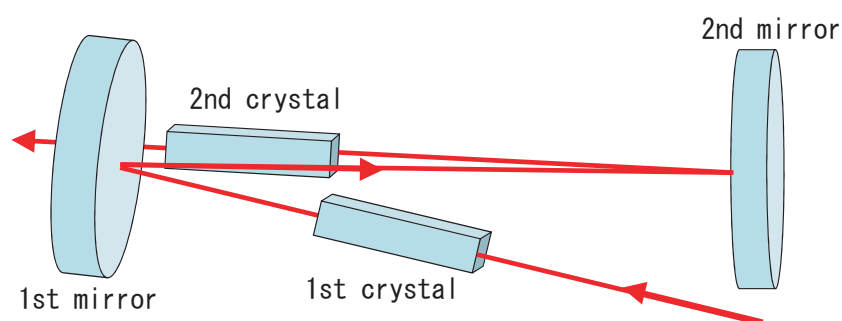


図 4.25: 非点収差の補正光学系．1 枚目のミラーを垂直方向に，2 枚目を水平方向に傾けている．

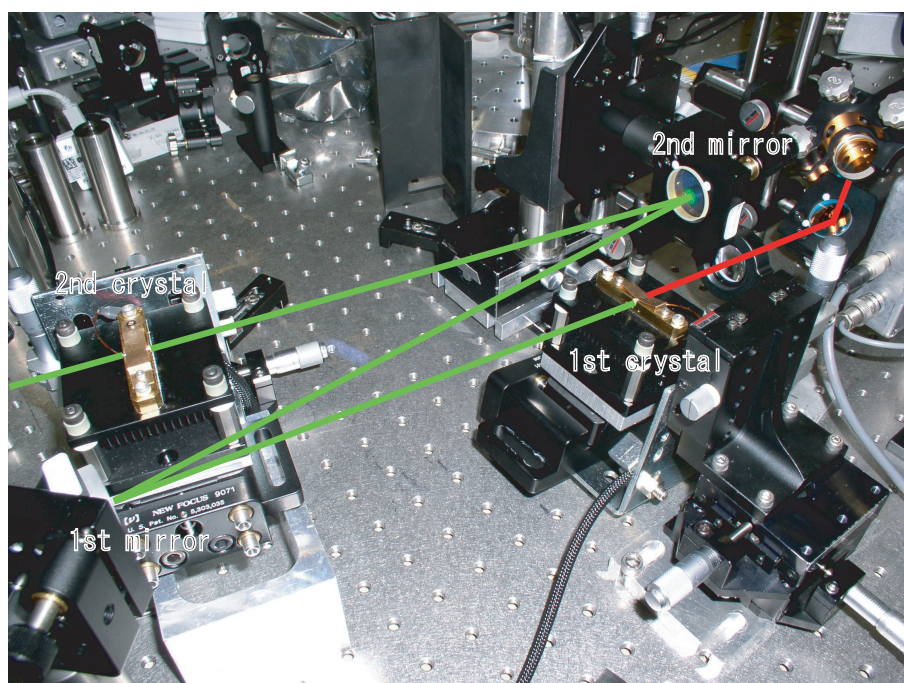


図 4.26: 非点収差の補正光学系の写真．

この光学系を用いて、1本目と2本目の結晶それぞれの変換効率を測定した結果が図 4.27 である。1本目と2本目の出力の差が3%程度とほぼ等しいことが確認できた。この差は、ミラー2枚と結晶のARコーティング2面を通過することを考えれば許容範囲内である。

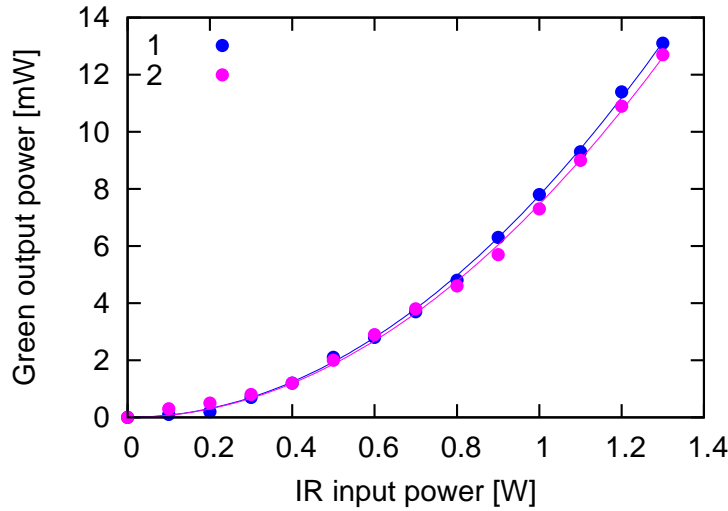


図 4.27: 非点収差補正後の1本目と2本目の出力パワーの入力パワー依存性。青が1本目の結晶、ピンクが2本目の結晶を表す。

#### 4.4.2 基本波と第2高調波の間の分散補償

先述の通り、非線形結晶内部や光学素子、空気中の波長分散によって基本波と第2高調波の位相がずれ、変換効率が低下することがダブルパス波長変換において既に知られていた。ウェッジをつけた非線形結晶を使用することでも補償できるが、特殊な結晶が必要となる<sup>31</sup>。そこで、結晶間の距離を調整することによって空気中の光路長を調整し、空気の波長分散を利用して分散を補償することにした。標準空気（15℃、1気圧）の場合、波長 $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ]の光に対する屈折率は以下の式で表される<sup>43</sup>。

$$(n_s - 1) \times 10^8 = 6432.8 + 2949810 \left/ \left( 146 - \frac{1}{\lambda^2} \right) \right. + 25540 \left/ \left( 41 - \frac{1}{\lambda^2} \right) \right. \quad (4.11)$$

この式から、波長1064 nm, 532 nmの光に対する屈折率の差は約4.23 ppmとなる。これより、1つ目の結晶を出た光が空気中を $l_c = \lambda_1 / 4(n_1 - n_2) \sim 6.3 \text{ cm}$ 進むと、基本波に対して第2高調波の位相が反転するとわかる。結晶を反転させると、分極の方向が反転するため、基本波と第2高調波の位相関係が $\pi$ ずれた場合と等しい条件となるため、6.3 cm結晶間の距離をずらし、必要に応じて結晶を反転させれば必ず効率が最大の点を探し出せることになる。

2枚目のミラーと結晶を平行移動させて、ビームウェストの位置に結晶が来るようにしながら結晶間の距離を変化させ、2本目の結晶での出力パワーの変化を測定した。なお、1本目の結晶を位相整合温度44.4℃に調整している。結果を図4.28に示す

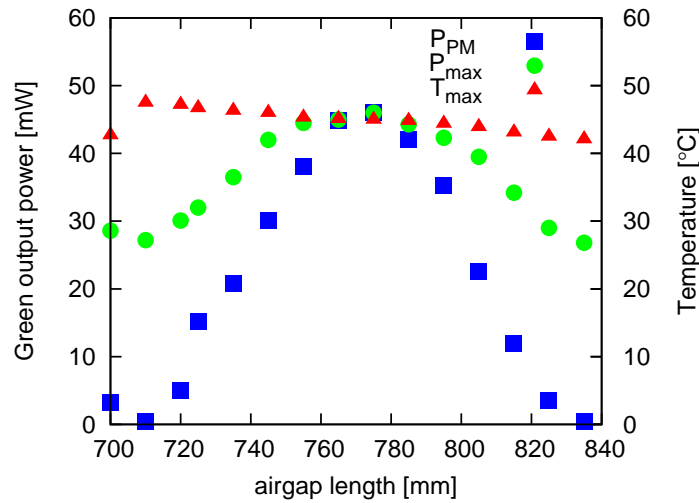


図 4.28: 結晶間の距離を変化させた時の出力パワー．青い点が，2 本目の結晶を位相整合温度に保った場合の出力パワー．緑が，温度を変化させて出力を最大にした時のパワーで，赤がその時の温度．

ここから，2 本目の結晶を位相整合温度に合わせた時に出力が最大となる距離が，温度を調整した場合と一致していることが分かる．つまり，2 本の結晶を使用する場合，個々の結晶の位相整合温度に温度を調整し，全体の出力が最大となるように分散を補償すれば良いと言える．

#### 4.4.3 2 本目の結晶の温度と変換効率の関係

2 本目の結晶の温度を変化させ，出力パワーの温度依存性を測定した結果を図 4.29 に示す．ただし，1 本目の結晶は位相整合温度に，結晶間の距離は出力が最大となる距離に調整している．

結晶 1 本のみの方の時の温度許容幅は  $3.9^{\circ}\text{C}$  であったので，結晶の本数を増やすと位相整合が取りにくくなることが分かる．

#### 4.4.4 変換効率の入力パワー依存性

これまでの結果から，結晶の温度を位相整合温度に合わせ，結晶間の距離を効率が最も高くなる距離とし，波長変換効率を測定した．結果を図 4.30 に示す．

理論値は，1 本目と 2 本目の出力の電場が，理想的に足し合わされているとして計算している．入射パワー  $1.3\text{ W}$  に対して， $47\text{ mW}$  の出力パワーを得た．変換効率は  $3.6\%$  である．理論値の  $90\%$  の値が得られ，理想に近い装置を作成できたといえる．また，2 本目の結晶の横方向の位置を調整している時，ビームがホルダーに当たっていないにもかかわらず，1 本目で発生

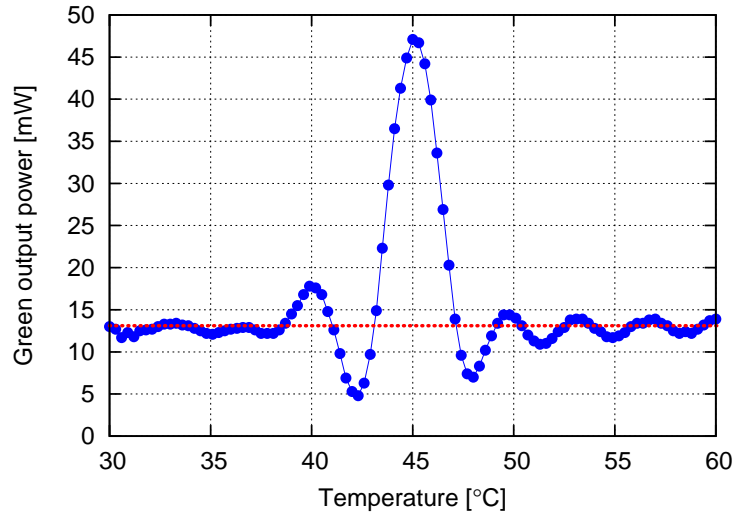


図 4.29: 2 本目の結晶の温度を変化させた時の出力パワー．赤い点線は 1 本目の結晶の出力を示す． $T_{\text{PM}} = 45.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\Delta T = 3.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ．

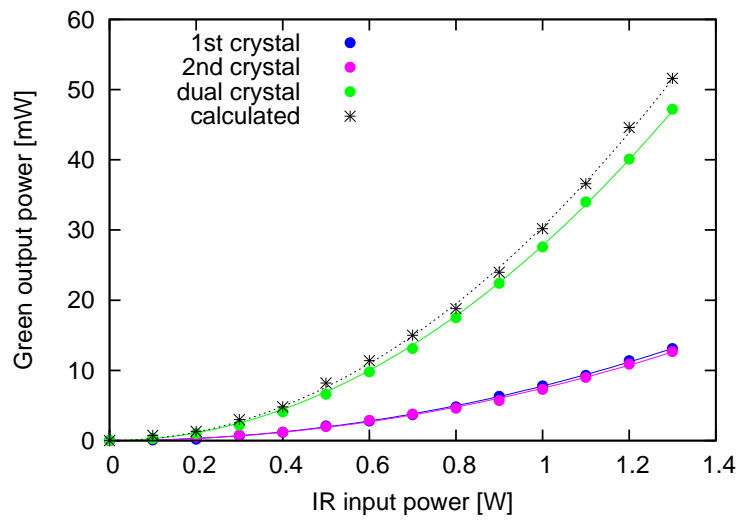


図 4.30: 2 本の結晶を用いた場合の，出力パワーの入力パワー依存性．

した緑色光が著しく散乱される場所が見つかった．結晶内部の構造が不均一性である可能性が考えられる．

#### 4.4.5 理論値との乖離の原因

理論値とのずれの原因を探るために，2本の結晶の波面が正確に重なっているか検討した．効率が最大の状態で結晶の上下を反転させると，2本の結晶の出力が打ち消し合う位相となる．この状態で，緑色光の出力を CCD カメラで撮影した．結果を 4.31 に示す．

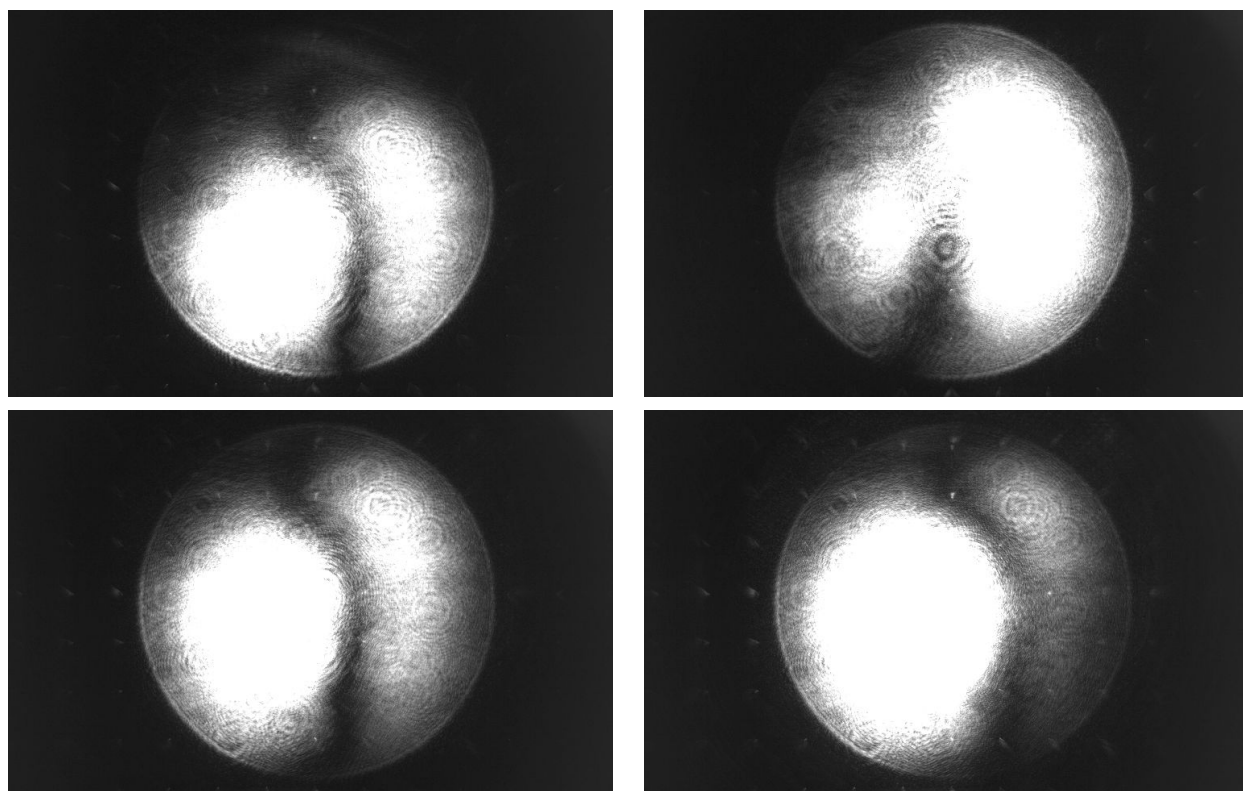


図 4.31: 緑色出力のパワーが最小となったときのビームを，CCD カメラで撮影した結果．結晶のアライメントを横方向にずらしながら撮影した．中央付近に曲がった縞が確認できる．

縞模様が確認でき，縞が曲がっているため，1本目と2本目の緑色光出力の波面の曲率が完全には一致していないことが考えられる．

## 第5章 まとめ

### 5.1 本研究の成果

本研究では、シングルパス波長変換装置をより高効率化させる方法として、複数の結晶を用いる方法を提案し、理論の検証実験を行った。主な成果を以下にまとめる。

- 結晶と結晶の間で起こる波長分散を、空気の波長分散を利用して補正することに成功した。
- 凹面ミラーを用いる場合に問題となる非点収差を補正し、1本目と2本目の結晶をほぼ等しい条件で使用することに成功した。
- 2本の結晶を用い、1.3 Wの入射パワーに対して1本目では13 mW、2本目では47 mWの出力を得ることができ、理論的な予想値の90%の効率を達成した。

### 5.2 今後の課題

理論的な予想値と実験値の間のずれを解消するために、以下のような検討事項が残っている。

- 結晶や光学素子による赤外光又は緑色光の波面乱れのために、2本目での変換効率が落ちている可能性の検討。
- 赤外光と緑色光の波長分散によるビームプロファイルのずれにより、2本目での変換効率が落ちている可能性の検討。
- PPMg:SLT 結晶に散乱が多くなる点が見つかったことから、結晶の不均一性（先述の波面乱れにもつながる）の影響の検討。

また、応用上重要となる W クラスの緑色出力を達成するために、パワーが10 W以上の赤外レーザー光を基本波として用いた場合の評価を行う必要がある。吸収による発熱が波長変換効率に与える影響及び結晶が破損する可能性の検討を、本研究室でも行われている結晶の光学吸収定数の測定結果と比較しながら行うことが望ましい。

# 付 録 A      ガウシアンビーム光学

## A.1    波動方程式の近軸近似と正規直交関数解

### A.1.1    波動方程式の近軸近似

一様かつ等方的な媒質中で電磁波は、時間と空間に依存しない係数を持つマクスウェル方程式で記述される。単一偏光で、波面の法線がほぼ単一方向に揃っている場合、電場をスカラー関数として扱うことができる。このスカラー関数を  $u(x, y, z, t)$  と表すことにすると、 $u$  は位相速度が媒質中の光速  $c$  である波動方程式に従う。また、周波数も単一であり、 $\omega_0$  であったとし、 $z$  軸方向に進む波を考えて、 $u(x, y, z, t) = \psi(x, y, z, t) \exp(i\omega_0 t - k_0 z)$  とおく。ただし、 $k_0$  は波数を表し、 $k_0 = \omega_0/c$  である。このとき、 $\psi$  の満たす方程式は次のようになる。

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2}{\partial^2 z} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $z$  軸方向の波面の包絡線の変化が緩やかであるとし、 $|\frac{\partial \psi}{\partial z}| \ll k_0 \psi$  と仮定する近軸近似を適用すると、

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{A.2})$$

となる。この方程式は近軸スカラー波動方程式と呼ばれ、レーザービームの場を記述するのに適している。また、線形の方程式であるため、解の重ね合わせも可能であり、正規直交関数系を用いて解を表現することができる。直交座標系を用いると、次のように表される。

$$\begin{aligned} \psi_{mn}^{\text{HG}}(x, y, z) = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right)}{\sqrt{2^m m!}} \frac{H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right)}{\sqrt{2^n n!}} \frac{1}{w(z)} \\ & \times \exp \left[ - \left( \frac{ik_0}{2R(z)} + \frac{1}{w^2(z)} \right) (x^2 + y^2) + i(1 + m + n)\zeta(z) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$R(z) = z \left[ 1 + (z_R/z)^2 \right] \quad (\text{A.4})$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\zeta(z) = \arctan(z/z_R) \quad (\text{A.6})$$

$$q(z) = z + iz_R \quad (\text{A.7})$$

$$z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0 \quad (\text{A.8})$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{A.9})$$

ここで,  $H_m(\xi)$  はエルミート多項式,  $R(z)$  は  $(m, n) = (0, 0)$  のときのビームの等位相面の曲率半径,  $w(z)$  は  $(m, n) = (0, 0)$  におけるビーム半径,  $z_R$  はレイリーレンジ,  $\zeta(z)$  は Gouy 位相,  $\lambda_0$  は真空中の波長を表す. ビーム半径の代わりにビーム直径  $d = 2w(z)$ , レイリーレンジの代わりにコンフォーカルパラメータ  $b = 2z_R$  が用いられることもある.  $w_0$  はビームウェスト半径と呼ばれるものであり, レイリーレンジはビーム半径がビームウェスト半径の  $\sqrt{2}$  倍となる位置を表す. この  $(m, n)$  で特徴付けられる関数はエルミート-ガウシアンモードと呼ばれ,  $\text{TEM}_{mn}$  と表記される. ここで, 円筒座標系  $(r, \phi, z)$  を用いると, 次のような関数系が得られる.

$$\psi_{pl}^{\text{LG}}(r, \phi, z) = \sqrt{\frac{k_0}{\pi z_R}} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^l \left( \frac{z_R}{z^2 + z_R^2} \right) L_p^{(l)} \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\times \exp \left[ - \left( \frac{ik_0}{2R(z)} + \frac{1}{w^2(z)} \right) r^2 + il\phi + i(1 + 2p + l)\zeta(z) \right] \quad (\text{A.11})$$

上の  $(p, l)$  で特徴付けられる関数はラゲール-ガウシアンモードと呼ばれ,  $\text{TEM}_{pl}$  と表記される. エルミート-ガウシアンモードでは, ビームウェストの断面で場が実数になるように位相をとることができるが, ラゲール-ガウシアンモードでは,  $l \neq 0$  のとき位相が  $\phi$  に依るため実数にとることができない. そのため,  $\phi$  依存部分を実数と虚数部に分けることで, ビームウェストでの関数の値を実数にする.

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} \psi_{plc}^{\text{LG}}(r, \phi, z) \\ \psi_{pls}^{\text{LG}}(r, \phi, z) \end{array} \right\} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{2}{1 + \delta_{0l}}} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \frac{1}{w(z)} \left\{ \begin{array}{l} \cos l\phi \\ \sin l\phi \end{array} \right\} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^l \\ &\times L_p^{(l)} \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \exp \left[ - \left( \frac{ik_0}{2R(z)} + \frac{1}{w^2(z)} \right) r^2 + (1 + 2p + l)\zeta(z) \right] \quad (\text{A.12}) \end{aligned}$$

ここで,  $p \leq 0, l \leq 0$  である. エルミート-ガウシアンモードとラゲール-ガウシアンモードは, それぞれ近軸スカラー波動方程式の解について完全系であり, 一方で他方を表すことができる.



### A.1.2 基本ガウシアンビーム

レーザービームを扱う上で最も重要となる，基本ガウシアンモードについて説明する．エルミート-ガウシアンモードにおいて  $(m, n) = (0, 0)$  と置いたモードと，ラゲール-ガウシアンモードにおいて  $(p, l) = (0, 0)$  と置いたモードは等しくなり，

$$\psi^{\text{FG}}(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[ - \left( \frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik_0}{2R(z)} \right) (x^2 + y^2) + i\zeta(z) \right] \quad (\text{A.13})$$

となる．これを基本ガウシアンモードと呼び， $\text{TEM}_{00}$  と記述される． $\text{TEM}_{00}$  モードのビーム径  $w(z)$  は双曲線であり， $z = 0$  を通る直線に漸近する．この漸近線と光軸がなす角度はビームの広がり角  $\theta_D$  と呼ばれ，

$$\theta_D = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (\text{A.14})$$

$$\theta_D w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (\text{A.15})$$

となる．実際のビームは， $\text{TEM}_{00}$  モードとは完全に一致せず， $\text{TEM}_{00}$  モードからのずれを表す指標として  $M^2$  が使われる．実際のビームのウェスト半径を  $W_0$ ，広がり角を  $\Theta_D$  とすると， $M^2$  は次の式で定義される．

$$\Theta_D W_0 = \frac{\lambda}{\pi} M^2 \quad (\text{A.16})$$

理想的なビームは  $M^2 = 1$  の場合である．実際のビームは  $M^2 \geq 1$  となり，同じウェスト半径ならばビームの広がり角が大きくなり，ビームの広がり角が同じならばウェスト半径が大きくなる． $M^2$  が 1 に近いほど理想的なビームに近いといえる．今回は，実際のビームのビームウェスト半径と広がり角がともに理想的なビームの  $M$  倍となるモデルを採用する．このとき，実際のビーム半径  $W(z)$  は次のように書ける．

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left[ M^2 \frac{(z - z_0)\lambda}{\pi W_0^2} \right]^2} \quad (\text{A.17})$$

## A.2 レンズによるビームウェスト半径の変換

レンズを用いて，基本ガウシアンビームのウェスト半径を変換する事を考える．図 A.1 の系で，ビームの各パラメータ間には次の関係が成り立つ<sup>44</sup>．

$$\frac{1}{d_1 + iz_{R1}} - \frac{1}{f} = \frac{1}{-d_2 + iz_{R2}} \quad (\text{A.18})$$

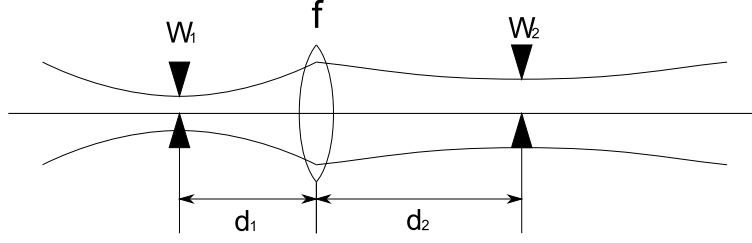


図 A.1: レンズを挿入した場合のビーム半径の様子 .

ただし ,  $f$  はレンズの焦点距離 ,  $z_{R1}, z_{R2}$  はそれぞれのビームウェストでのレイリーレンジである . 2 種類の異なるモードをレンズを用いて結合させたいときは , この式を  $d_1, d_2$  について解き ,

$$d_1 = f \pm z_{R1} \sqrt{\frac{f^2}{z_{R1} z_{R2}} - 1} \quad (\text{A.19})$$

$$d_2 = f \pm z_{R2} \sqrt{\frac{f^2}{z_{R1} z_{R2}} - 1} \quad (\text{A.20})$$

を得る . ここから , 2 つのモードのビームウェスト半径とレンズの焦点距離が決まっていたとすると , それぞれのビームウェストとレンズの位置関係が分かる .

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にご指導、ご協力頂きました。この場をお借りして感謝の言葉を述べさせていただきます。

指導教員である三尾典克先生には、卒業研究から大変お世話になりました。物理の世界に身を置く人は、皆それぞれ自分の頭の中に”実験室”を持つと思いますが、先生は何でもできる非常に充実した”実験室”をお持ちで、実験の議論をさせて頂く度に驚いてばかりでした。物理の世界に身を置いた人間として、先生を目標に、この世界の見方をもっと磨いて行きたいと思っています。3年間、研究や一人暮らしの生活など、色々と気にかけて下さり、本当にありがとうございました。

助教の森脇成典氏には、研究に関することから趣味の回路作りまで、色々と質問させて頂きました。特に、光学と回路に関してはどんな質問にも答えて下さるので、ついつい聞いてしまうことが多かったのですが、いつも必ず話に付き合ってくださいました。お世話になりました。

森匠氏は、天文台に移られてからお会いする機会が少なくなりましたが、この1年は三尾研最年長ということで、私にとって大きな心の支えでした。また、どんどん論文を読まれているのを勝手に真似させて頂きました。私では全く追いつきませんでしたが、良い刺激を与えてくださいました。

渡部恭平氏には、気の許せる三尾研凸凹コンビの相方として、実験から学生生活、趣味と色々な話に付き合ってくださいました。博士課程に進まれるということで、これから三尾研を引っ張る立場になられることと思います。ご活躍を期待します。

今年度研究室に入られた及川溪氏、平谷真也氏、千葉智弘氏、古里博志氏とは、みんなで実験データに一喜一憂したり、実験系を考えたりしました。研究室で楽しく過ごせたのは皆さんのおかげです。ありがとうございました。

三尾研OBの大前宣昭氏には、実験の進め方からプレゼンの仕方まで、研究に必要な事を沢山教えて頂きました。特に、仕事を進めるときに非常に洗練された物事の考え方をされている事が印象的でした。これからも目標とさせていただきます。研究室を出られてからも度々アドバイスを頂きました。ありがとうございました。

三尾研OBの上原史也氏とは、昨年、共同研究者として一緒に実験をさせて頂きました。うっかり者の私に、いつも冷静なツッコミを入れて下さり、本研究も上原氏のお陰でここまで進めることが出来ました。

宇宙線研究所の重力波グループの皆様には、昼食の時などに重力波業界の話から息抜きの雑談まで、非常に楽しくお付き合いいただきました。LCGTで重要な役割を担われている方々とお話ができ、大変ありがたい事だと感じております。

最後になりますが、いつも私の体調を気遣って、野菜でいっぱい在宅急便を送ってくれた家族と、寝食を共にし、物理の話や研究室の話をしてくださったルームメイトの菅藤裕昭氏に感謝いたします。

なお、本研究は文部科学省「光・量子科学研究拠点形成に向けた基盤技術開発 最先端の光の創成を目指したネットワーク研究拠点プログラム」の支援によって実施いたしました。

## 参考文献

- [1] Y.M. Hwang, J.H. Lee, Y.J. Park, J.H. Park, S.N. Cha, and Y.H. Kim. 200 inches full color laser projection display. *Proc. SPIE*, Vol. 3296, pp. 116–125, 1998.
- [2] レーザー学会. レーザープロセッシング応用便覧. NGT, 2006.
- [3] M. G. Grand, M. D. St Louis. Photocoagulation for Diabetic Macular Edema. *Arch. Ophthalmol.*, Vol. 104, No. 8, pp. 1115–1116, 1986.
- [4] J. D. Kmetec, J. J. Macklin, and J. E. Young . 0.5-TW, 125-fs Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, Vol. 16, pp. 1001–1003, 1991.
- [5] T. Sudmeyer, Y. Imai, H. Masuda, N. Eguchi, M. Saito, and S. Kubota. Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier. *Opt. Exp.*, Vol. 16, pp. 1546–1551, 2008.
- [6] T. Miyoshi, S. Masui, T. Okada, T. Yanamoto, T. Kozaki, S. Nagahama and T. Mukai. 510–515 nm ingan-based green laser diodes on *c*-plane gan substrate. *Appl. Phys. Express*, Vol. 2, No. 6, p. 062201, 2009.
- [7] Y. Enya, Y. Yoshizumi, T. Kyono, K. Akita, M. Ueno, M. Adachi, T. Sumitomo, S. Tokuyama, T. Ikegami, K. Katayama, and T. Nakamura. 531 nm Green Lasing of InGaN Based Laser Diodes on Semi-Polar  $\{20\bar{2}1\}$  Free-Standing GaN Substrates. *Appl. Phys. Express*, Vol. 2, No. 8, pp. 082101–082103, 2009.
- [8] M. C. Schmidt, C. Poblenz, Y. C. Chang, B. Li, M. J. Mondry, T. C. Hasenberg, J. Iveland, M. R. Krames, R. Craig, J. W. Raring, J. S. Speck, S. P. DenBaars and S. Nakamura. High-performance blue and green laser diodes based on nonpolar/semipolar InGaN. *Proc. SPIE*, Vol. 8039, p. 80390D, 2011.
- [9] J. Nakanishi, Y. Horiuchi, T. Yamada, O. Ishii, M. Yamazaki, M. Yoshida, and Y. Fujimoto. High-power direct green laser oscillation of 598 mW in Pr<sup>3+</sup>-doped waterproof fluoroaluminate glass fiber excited by two-polarization-combined GaN laser diodes. *Opt. Lett.*, Vol. 36, No. 10, pp. 1836–1838, 2011.
- [10] G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar, Kavita Devi, and M. Ebrahim-Zadeh. Multicrystal, continuous-wave, single-pass second-harmonic generation with 56% efficiency. *Opt. Lett.*, Vol. 35, pp. 3513–3515, 2010.

- [11] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, Vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [12] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 7, pp. 118–119, 1961.
- [13] 黒田和男. 非線形光学. コロナ社, 2008.
- [14] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, second edition, 1995.
- [15] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, third edition, 2008.
- [16] G. D. Boyd, and S. A. Kleinman. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *J. Appl. Phys.*, Vol. 39, pp. 3597–3639, 1968.
- [17] S. Brosnan, and R. Byer. Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 15, pp. 415–431, 1979.
- [18] <http://www.opt-oxide.com/>.
- [19] <http://www.neotron.co.jp/>.
- [20] K. Mizuuchi, A. Morikawa, H. Furuya, and K. Yamamoto. 3-W cw Green Generation at 344-nm Frequency-Doubling in a Bulk Periodically Poled MgO:LiNbO<sub>3</sub> at Room Temperature. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2005*, p. CFL1, 2005.
- [21] Y. Furukawa, K. Kitamura, A. Alexandrovski, R. K. Route, M. M. Fejer, G. Foulon. Green-induced infrared absorption in MgO doped LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 78, No. 14, pp. 1970–1972, 2001.
- [22] K. Sakai, Y. Koyata, S. Itakura, and Y. Hirano. High-Power, Highly Efficient Second-Harmonic Generation in a Periodically Poled MgO:LiNbO<sub>3</sub> Planar Waveguide. *J. Light-wave Tech.*, Vol. 27, No. 5, pp. 590–596, 2009.
- [23] T. Baer. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 3, No. 9, pp. 1175–1180, 1986.
- [24] L. McDonagh, and R. Wallenstein. Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> green laser pumped at 888 nm. *Opt. Lett.*, Vol. 32, pp. 802–805, 2007.
- [25] <http://www.coherent.co.jp/>.

- [26] Y. Hirano, T. Sasagawa, T. Yanagisawa, S. Yamamoto, A. Nakamura, T. Yagi, and H. Sugiura. Solid-State SHG Green Laser for Laser TV. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2009*, p. PThA3, 2009.
- [27] T. Meier, B. Willke, and K. Danzmann. Continuous-wave single-frequency 532 nm laser source emitting 130 W into the fundamental transversal mode. *Opt. Lett.*, Vol. 35, pp. 3742–3744, 2010.
- [28] 高山圭吾. 高出力狭線幅単一周波数グリーンレーザーの開発. 卒業論文, 東京大学, 2010.
- [29] N. Ohmae. *Laser System for Second-Generation Gravitational-Wave Detectors*. PhD thesis, University of Tokyo, 2010.
- [30] N. Ohmae, K. Takayama, S. Moriwaki, and N. Mio. 40-W, CW, Cavity-Enhanced Second-Harmonic Generation with kHz Linewidth of an Injection-Locked Nd:YAG Laser. In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2010*, p. CWQ4, 2010.
- [31] G. Imeshev, M. Proctor, and M. M. Fejer. Phase correction in double-pass quasi-phase-matched second-harmonic generation with a wedged crystal. *Opt. Lett.*, Vol. 23, pp. 165–167, 1998.
- [32] T. Mizushima, H. Furuya, S. Shikii, K. Kusukame, K. Mizuuchi, and K. Yamamoto. Second Harmonic Generation with High Conversion Efficiency and Wide Temperature Tolerance by Multi-Pass Scheme. *Appl. Phys. Express*, Vol. 1, No. 032003, pp. 1–3, 2008.
- [33] 安田真也. 低損失光学結晶の吸収係数測定. 卒業論文, 東京大学, 2011.
- [34] 磯部大樹. 光共振器における鏡の熱変形評価法の研究. 卒業論文, 東京大学, 2011.
- [35] S. Moriwaki, T. Mori, K. Takeno, and N. Mio. Frequency Discrimination Method Making Use of Polarization Selectivity of Triangular Optical Cavity. *Appl. Phys. Express*, Vol. 2, No. 016501, pp. 1–3, 2009.
- [36] T.W. Hansch, and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Commun.*, Vol. 35, pp. 441–444, 1980.
- [37] <http://www.kikusui.co.jp/>.
- [38] <http://www.innolight.de/>.
- [39] T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, Vol. 10, pp. 65–67, 1985.
- [40] A. E. Siegman and M. W. Sasnett, and T. F. Johnston, Jr. Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques. *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 27, pp. 1098–1104, 1991.

- [41] 片貝年男. Mg 添加定比組成  $\text{LiTaO}_3$  を用いた高出力緑色レーザーの開発. 修士論文, 中央大学, 2010.
- [42] 北畠未来. マイケルソン干渉計用出力光モードクリーナーに関する研究. 卒業論文, 東京大学, 2005.
- [43] 国立天文台 (編). 理科年表. 丸善, 2010.
- [44] 中村 卓史, 三尾 典克, 大橋 正健 (編). 重力波をとらえる 存在の証明から検出へ. 京都大学学術出版会, 1998.