

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	佐山周次
Author(English)	Shuji Sayama
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3620号, 授与年月日:1997年11月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3620号, Conferred date:1997/11/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生に関する研究

1997年11月

佐山周次

目次

第1章 序論.....	1
1.1. 研究の背景.....	2
1.2. 研究の目的.....	3
1.3. 本論文の構成.....	5
第2章 紫外光強度の見積もり.....	7
2.1. 非線形光学効果による波長変換.....	8
2.1.1. LBO結晶による第二高調波発生.....	8
2.1.2. BBO結晶(typeII)による和周波混合.....	15
2.1.3. KN結晶による第二高調波発生.....	20
2.1.4. BBO結晶(typeI)による和周波混合.....	27
2.2. 外部共振器の設計.....	31
2.2.1. リング型共振器の設計.....	31
2.2.2. リング型共振器の問題点と新型共振器の提案.....	38
2.2.3. 新型共振器の設計.....	40
2.2.4. 共振器の制御.....	46
2.3. 総括.....	49
第3章 チタンサファイアレーザによる紫外光発生.....	50
3.1. 実験装置.....	51
3.2. 実験結果.....	54
3.2.1. リング型共振器の特性.....	54
3.2.2. LBO結晶の基礎特性.....	55
3.2.3. LBO結晶の第二高調波光発生.....	58
3.2.4. BBO結晶(typeII)による和周波混合.....	60
3.3. 総括.....	63
第4章 チタンサファイアレーザと半導体レーザによる 紫外光発生.....	64
4.1. 実験装置.....	65
4.2. 実験結果.....	69

4.2.1. 新型共振器の特性.....	69
4.2.2. KN結晶の基礎特性.....	70
4.2.3. KN結晶の第二高調波光発生.....	73
4.2.4. BBO結晶(typeI)による和周波混合.....	76
4.3. 総括.....	78
第5章 半導体レーザーによる紫外光発生.....	79
5.1. 実験装置.....	80
5.2. 実験結果.....	81
5.2.1. KN結晶の第二高調波光発生.....	81
5.2.2. BBO結晶(typeI)による和周波混合.....	84
5.3. 総括.....	87
第6章 結論と今後の展望.....	88
6.1. 本研究の位置付け.....	89
6.2. 二重共鳴共振器について.....	90
6.3. BBO結晶の非線形定数について.....	91
6.4. 今後の展望.....	92
謝辞.....	94
本論文に関する発表.....	95
参考文献.....	97
付録 A. LIO結晶によるチタンサファイアレーザーの第二高調波発生.....	99
A.1. LIO結晶の第二高調波光発生.....	100
A.2. 実験装置.....	106
A.3. 実験結果.....	107
A.3.1. LIO結晶の基礎特性.....	107
A.3.2. LIO結晶の第二高調波光発生.....	110
A.4. 総括.....	113
参考文献.....	114

図表目次

第 1 章 序論

1.1. 研究の背景

図 1.1.1 主なレーザの特性.....	2
-----------------------	---

1.2. 研究の目的

表 1.2.1 紫外域におけるコヒーレント光源.....	3
------------------------------	---

表 1.2.2 波長掃引可能なコヒーレント光源.....	4
------------------------------	---

1.3. 本論文の構成

図 1.3.1 本論文の構成.....	6
---------------------	---

第 2 章 紫外光強度の見積もり

2.1. 非線形光学効果による波長変換

図 2.1.1 LBO結晶の屈折率の波長依存性.....	8
------------------------------	---

図 2.1.2 LBO結晶の位相整合角.....	9
--------------------------	---

図 2.1.3 LBO結晶の波長許容幅.....	10
--------------------------	----

図 2.1.4 LBO結晶の ϕ 角度許容幅.....	11
----------------------------------	----

図 2.1.5 LBO結晶の θ 角度許容幅.....	12
------------------------------------	----

図 2.1.6 BBO結晶の屈折率の波長依存性.....	16
------------------------------	----

図 2.1.7 BBO結晶(typeII)の位相整合角.....	16
----------------------------------	----

図 2.1.8 KN結晶の屈折率の温度依存性($\lambda=860\text{nm}$).....	21
---	----

図 2.1.9 KN結晶の屈折率の温度依存性($\lambda/2=430\text{nm}$).....	22
---	----

図 2.1.10 KN結晶の位相整合温度.....	23
---------------------------	----

図 2.1.11 KN結晶の温度許容幅.....	23
--------------------------	----

図 2.1.12 KN結晶の屈折率の波長依存性.....	24
------------------------------	----

図 2.1.13 KN結晶の波長許容幅.....	25
--------------------------	----

図 2.1.14 BBO結晶(typeI)の位相整合角.....	27
----------------------------------	----

2.2. 外部共振器の設計

図 2.2.1 リング型共振器の概略図.....	31
--------------------------	----

図 2.2.2 新型共振器の概略図.....	39
------------------------	----

2.3. 総括

第 3 章 チタンサファイアレーザによる紫外光の発生

3.1. 実験装置

図 3.1.1 実験系.....	51
------------------	----

図 3.1.2 チタンサファイアレーザ(ショート)の波長掃引特性.....	52
---------------------------------------	----

3.2. 実験結果	
図 3.2.1 共振器内光強度の入射光強度依存性.....	55
図 3.2.2 LBO結晶の ϕ 角度許容幅.....	56
図 3.2.3 LBO結晶の θ 角度許容幅.....	56
図 3.2.4 LBO結晶の波長許容幅.....	57
図 3.2.5 LBO結晶の波長掃引特性.....	58
図 3.2.6 LBO結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率.....	59
図 3.2.7 LBO結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性..	60
図 3.2.8 BBO結晶の和周波混合変換効率.....	61
図 3.2.9 BBO結晶の和周波混合の掃引特性.....	62

3.3. 総括

第4章 チタンサファイアレーザと半導体レーザによる紫外光の発生

4.1. 実験装置

図 4.1.1 実験系.....	65
図 4.1.2 チタンサファイアレーザ(ミドル)の波長掃引特性.....	66
図 4.1.3 和周波混合用半導体レーザの波長掃引特性.....	66

4.2. 実験結果

図 4.2.1 共振器内光強度の入射光強度依存性.....	70
図 4.2.2 KN結晶の第二高調波変換効率.....	71
図 4.2.3 KN結晶の温度許容幅.....	72
図 4.2.4 KN結晶の位相整合温度と基本波の波長の関係.....	72
図 4.2.5 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率.....	73
図 4.2.6 KN結晶を共振器に配置したときの温度許容幅.....	74
図 4.2.7 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性.....	75
図 4.2.8 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合変換効率.....	76
図 4.2.9 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合の掃引特性..	77

4.3. 総括

第5章 半導体レーザによる紫外光の発生

5.1. 実験装置

図 5.1.1 実験系.....	80
図 5.1.2 第二高調波光発生用半導体レーザの波長掃引特性.....	81

5.2. 実験結果

図 5.2.1 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率.....	82
図 5.2.2 KN結晶を共振器に配置したときの温度許容幅.....	83
図 5.2.3 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性.....	84
図 5.2.4 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合変換効率.....	85

図 5.2.5	BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合の掃引特性..	86
5.3.	総括	

第 6 章 結論と今後の展望

6.1.	本研究の位置付け	
表 6.1.1	近年の研究の動向と本研究の位置.....	89
図 6.1.1	高出力レーザに置き換えたときの推定出力.....	90
6.2.	二重共鳴共振器について	
図 6.2.1	他の二重共鳴共振器との比較.....	91
6.3.	BBO結晶の非線形定数について	
表 6.3.1	BBO結晶の非線形定数.....	92
6.4.	今後の展望	

付録 A. LIO結晶によるチタンサファイアレーザの第二高調波発生

A.1.	LIO結晶による第二高調波発生	
図 A.1.1	LIO結晶の屈折率の波長依存性.....	100
図 A.1.2	LIO結晶の位相整合角.....	101
図 A.1.3	LIO結晶の波長許容幅.....	102
図 A.1.4	LIO結晶の角度許容幅.....	103
A.2.	実験装置	
図 A.2.1	実験系.....	106
A.3.	実験結果	
図 A.3.1	LIO結晶の角度許容幅.....	108
図 A.3.2	LIO結晶の波長許容幅.....	109
図 A.3.3	LIO結晶の波長掃引特性.....	110
図 A.3.4	LIO結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率..	111
図 A.3.5	LIO結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性	112
A.4.	総括	

第1章 序論

本章では、紫外域における掃引可能な連続コヒーレント光源の必要性とその実現のための方法について述べる。

1.1節では、現在のレーザの発展状況を分析する。レーザに求められている最も重要な性能向上の要素は短波長化であることがわかる。しかし、短波長化は連続発振をするという条件をつければ可視域が限界である。このため、紫外域において連続発振をする掃引可能光源の実現に向けて様々な角度から研究が行われている。

1.2節では、そうした光源の実現の方法を述べる。その1つとして、既存の連続発振をする掃引可能レーザのレーザ光を非線形光学効果によって波長変換することが考えられる。波長変換は変換効率が極めて小さいが、非線形光学結晶を共振器に配置すれば十分実用に足りる。さらに、基本光源には、色素レーザではなく半導体レーザを用いる。ここで、半導体レーザは近年開発がめざましく、近い将来、実現されるであろう高出力の半導体レーザを用いれば、紫外域において連続発振をする軽量かつ小型で安価な光源が実現することになる。

1.1.研究の背景

1960年にルビーレーザーが発振して以来、レーザーは「20世紀最大の発明」と言われ、その用途に合わせて様々の発展してきた。その発展の様子を、図1.1.1[1]に示す。横軸は波長であり、単位は[μm]である。また、縦軸は出力強度であり、単位は[W]である。

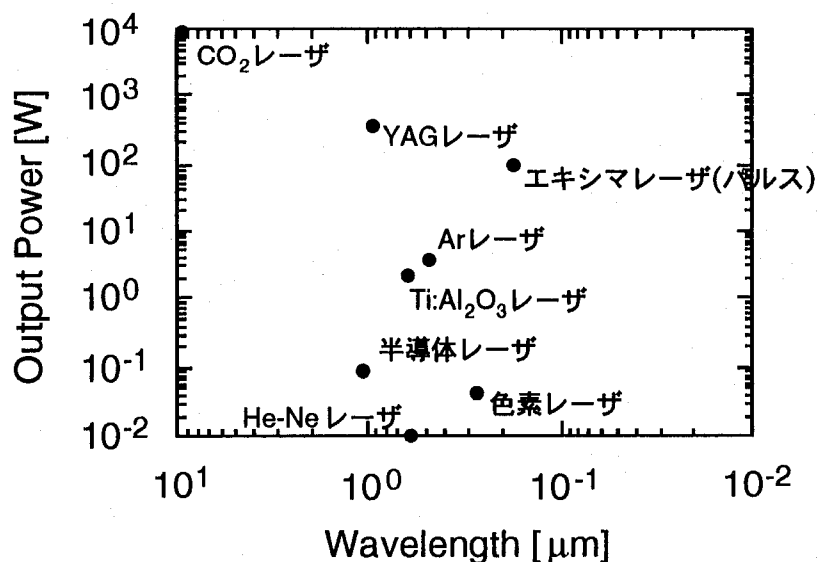


図1.1.1 主なレーザーの特性

まず、レーザー加工や医療用レーザーメスなどへの応用のための高出力化。例として炭酸ガスレーザーやYAGレーザーがあげられる。また、超LSI製造のための微細加工などへの応用のための短波長化。例として、エキシマレーザーや色素レーザーがあげられる。また、レーザー・レーダなどへの応用のための掃引性。これには、例としてチタンサファイアレーザーがあげられる。さらには、半導体レーザーに代表されるようなレーザーの小型化や長寿命化は、コンパクトディスクプレーヤーやレーザープリンター、バーコード表示などを身近なものにした。

小型化や長寿命化などの工業的要因による発展はともかくとして、現在、レーザーの発展の最も重要な要素の1つは短波長化であろう。半導体レーザーにおいて青色レーザーや青紫色レーザーの開発が盛んに行われていること、また、さらに波長の短いX線レーザーの研究開発が行われていることなどは、そのことを証明しているといえる。

1.2.研究の目的

現在のレーザーの短波長化の現状

現在、レーザーの短波長化は可視域から紫外域に進もうとしている。では、現時点において、どのあたりまで開発が進んでいるのか、詳しく調べてみることにする。

まず、紫外域におけるコヒーレント光源としてあげられるものには、エキシマレーザーなどがある。これらの主なものの発振波長をまとめたものがものを表1.2.1[2]に示す。

エキシマレーザー	
	発振波長 (nm)
放電励起ArClエキシマレーザー	175(パルス)
電子ビーム励起ArFエキシマレーザー	193(パルス)
プロトンビーム励起KrFエキシマレーザー	248(パルス)
マイクロ波励起XeClエキシマレーザー	308(パルス)

その他のレーザー	
	発振波長 (nm)
He-Cdレーザー	325
N ₂ レーザー	337

表1.2.1 紫外域におけるコヒーレント光源

エキシマレーザーは様々なエキシマ分子を様々な方法で励起することにより、様々な波長で発振が可能だが、パルス発振で波長固定であり、しかもスペクトル線幅も広い。また、ヘリウムカドミウムレーザーや窒素レーザーも紫外域において連続発振するが、これらもまた波長固定である。

また、連続発振する波長掃引可能なコヒーレント光源として、現在最もよく用いられているものには、色素レーザーと半導体レーザーがある。これらの主なものの発振波長をまとめたものがものを表1.2.2[3]に示す。

半導体レーザー

	発振波長 (μm)
ZnMgSSe	0.49 ~ 0.51
InGaN	0.40 ~ 0.42

色素レーザー

	発振波長 (μm)
Polyphenyl 1; Sulphonated	0.36 ~ 0.415
4-MU; Coumarin 4; 4-Methylumbelliferone	0.385 ~ 0.574
Stilbene 3; 4,4-Bis(2-Sulfostyryl) biphenyl	0.403 ~ 0.493

表1.2.2 波長掃引可能なコヒーレント光源

半導体レーザーは比較的安価であるという利点を持つ反面、短波長を発振できるものは、まだ開発されていない。パルス発振で 410nm が限界である。一方、色素レーザーは、高価ではあるが、色素を交換することにより、幅広い波長域に対して高出力の発振が可能である。しかし、これもまた短波長には限界があり、連続発振では、360nm が限界である。さらに、励起用光源の波長は、発振波長よりも短くなければならないので、それによる制限も受ける。

以上のような状況から、紫外域において掃引可能なコヒーレント光源は存在しないことがわかる。

こうした背景のもと、本研究では、紫外域において波長掃引可能なコヒーレント光源を実現することを目的にした。

紫外連続コヒーレント光実現の可能性

紫外域において波長掃引可能な連続コヒーレント光源の実現の可能性としては、非線形光学効果を用いた波長変換[4~18]が考えられる。

しかし、波長変換において、その変換効率は極めて小さく、 10^{-5} 程度しかない。例えば、1mW の第二高調波を得るためには、10W もの基本波の光強度が必要になる。ところが、変換効率は、第二高調波発生においては基本波の強度の 2 乗に比例し、和周波混合においては基本波の強度の積に比例することに注目すると、光強度の増倍率が 50 倍の共振器に非線形光学結晶を配置すれば、1mW の第二高調波を得るためには、200mW 程度の基本波の光強度で済む。

以上から明らかなように紫外域における波長掃引可能な連続コヒーレント光発生には、外部共振器に配置した非線形光学結晶による波長変換が有効な手段であることがわかる。

ところで、波長変換によって紫外域におけるコヒーレント光を発生させようとするれば、例えば、発振波長が 500nm 付近であるクマリン 102 色素の色素レー

置全体の寿命や信頼性に問題がでてくる。そこで、本研究では、こうしたことなどを考慮に入れて、基本光源に半導体レーザを用いることとした。

半導体レーザは、チタンサファイアレーザなどの他のレーザに比べて、出力が弱く、ビーム形状も歪んでおり、さらに、発振線幅が広い。そのため、外部共振器を用いる場合には、これらの補償をしなければならない。すなわち、出力不足による変換効率の低下や粗悪なビーム形状や広い発振線幅による結合効率の低下など少なからぬ損失を補わなければならない。

また、表 1.2.2 における例に示したように、半導体レーザを用いた場合、色素レーザにくらべて短波長のレーザが存在せず、目標である紫外域のコヒーレント光を得るためには、色素レーザの場合に 1 度で済む波長変換を 2 度を行わねばならず、変換効率係数の小ささを考えると不利であることは否めない。

しかし、半導体レーザは、比較的安価かつ小型で長寿命であるのみならず、電流を流すだけでレーザ発振が得られ、温度や電流を制御することにより波長可変や周波数制御が行える。さらに、電子回路に直接組み合わせて発振変調が可能である。また、高性能化が盛ん進められ、近い将来、多くのレーザが半導体レーザに置き換わることが予想される。半導体レーザのこうした将来性は、その欠点を補って余りある。

よって、現時点で存在する色素レーザを組み合わせる光源を構成よりも、近い将来に開発されるであろう高出力半導体レーザの出現を見越して、現時点において克服すべき問題を解決しておくことは重要であると考えられる。

以上のことから本研究の最終目標は、半導体レーザを基本光源として掃引可能な紫外連続コヒーレント光を発生させることとした。

1.3. 本論文の構成

本論文は 6 章構成である。その構成図を図 1.3.1 に示す。第 2 章では、3 章以降の実験の基礎となる事柄について理論的な側面から考察を行う。第 3 章から第 5 章まで 3 段階に分けて実験を行い、本研究の最終目標である、半導体レーザを基本光源とした掃引可能な紫外連続コヒーレント光の発生を実現した。

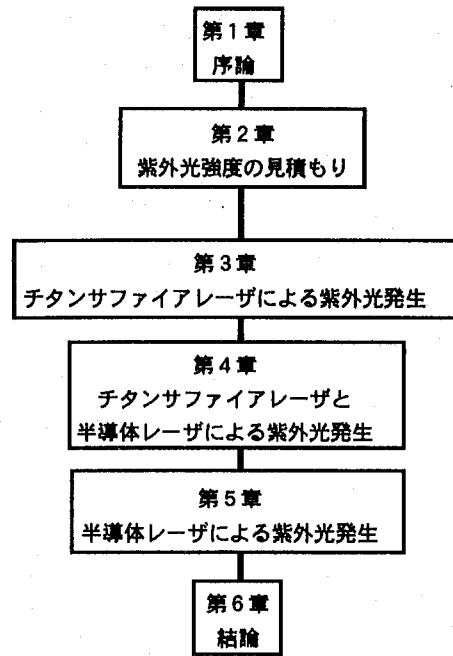


図1.3.1 本論文の構成

第2章 紫外光強度の見積もり

本章では、第3章以降の実験の基礎となる事柄について理論的な側面から考察を行い、得られる紫外光の光強度を見積もる。

2.1.節では、本研究に用いた3種類の非線形光学結晶の基礎特性を理論的に見積もる。第二高調波発生用のLBO結晶については波長許容幅、角度許容幅を見積もり、同じくKN結晶については波長許容幅、温度許容幅を見積もる。さらに、これら2種類の結晶と和周波混合用のBBO結晶(Type-I及びType-II)については、光線間の分離角及び変換効率係数の見積もる。

2.2.節では、結晶を配置したリング型共振器の共振条件を計算し、最適ビーム径を得るための共振器の形状の決定をする。また、共鳴維持できる光強度を見積もる。次に、第3章における実験を踏まえてリング型共振器の欠点を指摘し、その欠点を改良した新型共振器の提案をする。さらに、この新型共振器についてもリング型共振器と同様に形状の決定や光強度の見積もりを行う。最後に、これらの共振器に光を共鳴維持するための制御原理について論じ、その方法について述べる。

2.1.非線形光学効果による波長変換

この節では非線形光学効果の諸原理について述べ、さらに、本研究に用いた3種類の結晶(LBO結晶、BBO結晶、KN結晶)について、それぞれ、常光線、異常光線の屈折率の波長依存性を計算し、位相整合時の角度許容幅及び波長許容幅、有効非線形定数、光線間の分離角及び変換効率係数を求める。

2.1.1. LBO結晶による第二高調波発生

LBO結晶は、二軸性の結晶であるので、室温におけるセルマイヤーの方程式[19]は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned}n_x^2(\lambda) &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \\n_y^2(\lambda) &= 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01848\lambda^2 \\n_z^2(\lambda) &= 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01861\lambda^2\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

ただし、ここで波長 λ [μm]である。図2.1.1に波長 $0.554\mu\text{m}$ から $2.914\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた $n_x(\lambda)$ 、 $n_y(\lambda)$ 及び $n_z(\lambda)$ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は [μm]である。縦軸は屈折率である。

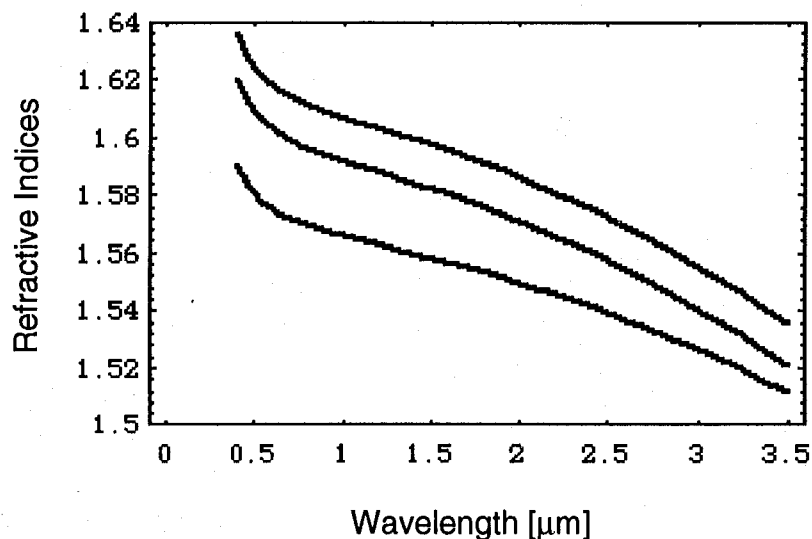


図2.1.1 LBO結晶の屈折率の波長依存性

LBO結晶は、通常、第二高調波発生のための第一種位相整合はxy平面($\theta = 90^\circ$)上において行う。 ϕ 方向の異常光の屈折率

$$n(\phi, \lambda) = \frac{n_x(\lambda)n_y(\lambda)}{\sqrt{n_x^2(\lambda)\cos^2\phi + n_y^2(\lambda)\sin^2\phi}} \quad (2.1.2)$$

を用いて、

$$n(\phi, \lambda/2) = \frac{1}{2}n_z(\lambda) + \frac{1}{2}n_z(\lambda) = n_z(\lambda) \quad (2.1.3)$$

を解くこと、すなわち、

$$\sin^2\phi = \left(\frac{n_y(\lambda/2)}{n_z(\lambda)}\right)^2 \frac{n_x^2(\lambda/2) - n_z^2(\lambda)}{n_x^2(\lambda/2) - n_y^2(\lambda/2)} \quad (2.1.4)$$

を解くことにより求められる。同様に、図2.1.2に波長 $0.4096\mu\text{m}$ から $3.500\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた位相整合角 ϕ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は $[\mu\text{m}]$ である。縦軸は位相整合角であり単位は $[\text{degree}]$ である。

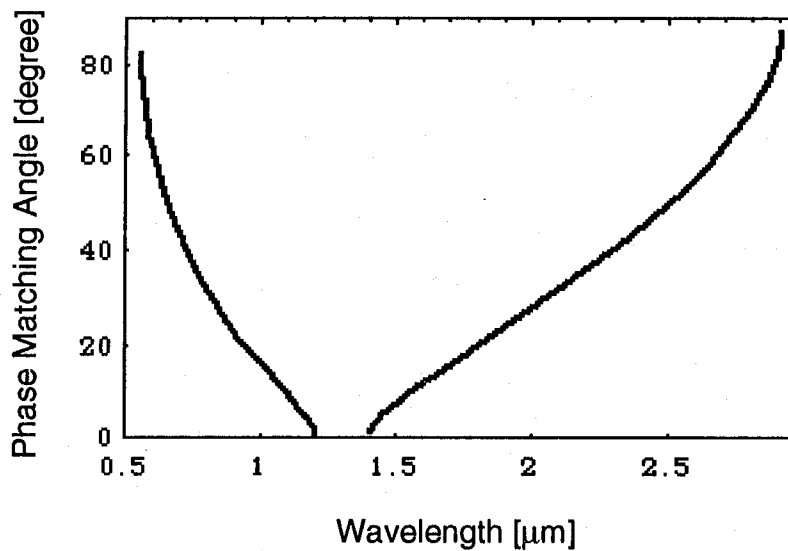


図2.1.2 LBO結晶の位相整合角

ここで、特に基本波の波長が 756nm の第二高調波発生の位相整合条件は、(2.1.1)と(2.1.4)とにより、

$$\begin{aligned} \theta &= 90.0 \text{ [deg]} \\ \phi &= 36.3 \text{ [deg]} \end{aligned} \tag{2.1.5}$$

である。次に、波長許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\lambda)$ は、

$$\Delta k(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n(\phi_m, \lambda/2) - n_2(\lambda)\} \tag{2.1.6}$$

である。ここで ϕ_m は位相整合角である。この $\Delta k(\lambda)$ 及び結晶長を L [cm] としたとき、波長許容幅 $R(\lambda)$ は、

$$R(\lambda) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\lambda)L/2)}{\Delta k(\lambda)L/2} \right)^2 \tag{2.1.7}$$

で与えられる。図2.1.3に示す。横軸は波長であり単位は [μm] である。縦軸は第二高調波の強度 [a.u.] である。

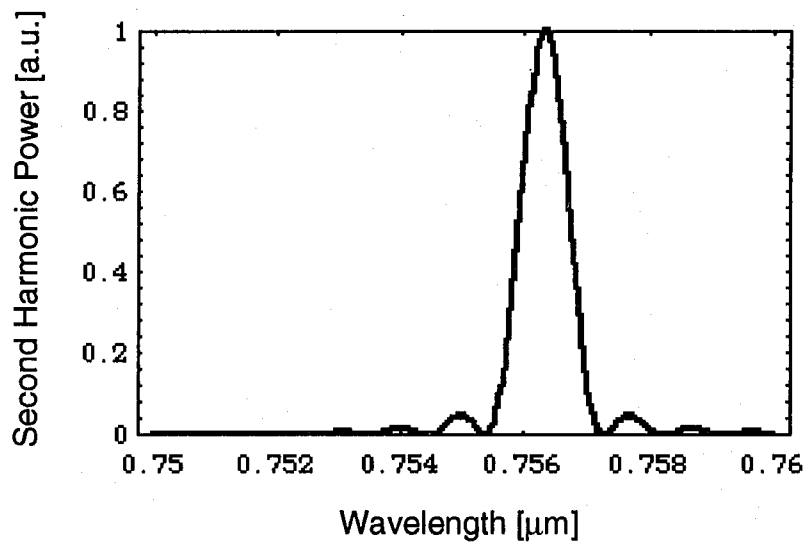


図2.1.3 LBO結晶の波長許容幅

図より波長許容幅の半値幅は 0.8 [nm cm] であることがわかる。

さらに、 ϕ 角度許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\phi)$ は、

$$\Delta k(\phi) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n(\phi, \lambda_m/2) - n_z(\lambda_m)\} \quad (2.1.8)$$

である。ここで λ_m は位相整合時の波長である。 ϕ 角度許容幅 $R(\phi)$ は、

$$R(\phi) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\phi)L/2)}{\Delta k(\phi)L/2} \right)^2 \quad (2.1.9)$$

で与えられる。図2.1.4に示す。横軸は ϕ 角度であり単位は [degree] である。縦軸は第二高調波の強度 [a.u.] である。

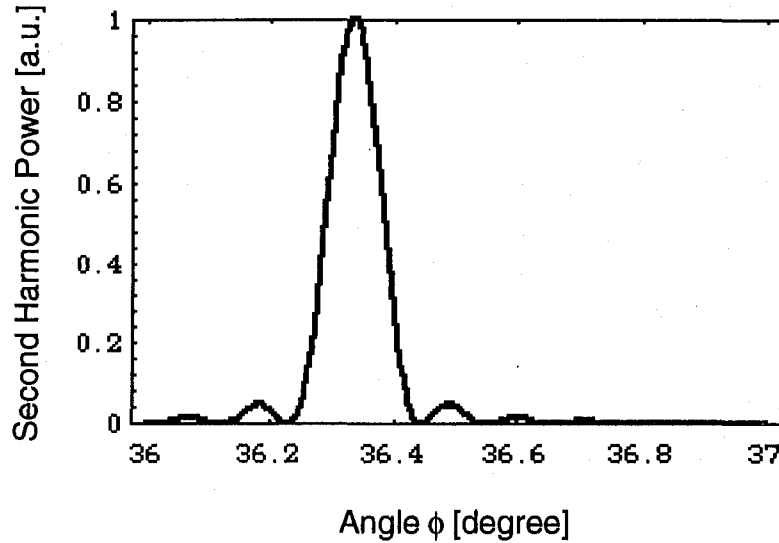


図2.1.4 LBO結晶の ϕ 角度許容幅

図より ϕ 角度許容幅の半値幅は 0.1 [deg cm] であることがわかる。

最後に、 θ 角度許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\theta)$ は、

$$n(\theta, \lambda_m) = \frac{n_x(\lambda_m)n_y(\lambda_m)n_z(\lambda_m)}{\sqrt{\{n_x^2(\lambda_m)\sin^2\phi_m + n_y^2(\lambda_m)\cos^2\phi_m\}n_z^2(\lambda_m)\cos^2\theta + n_x^2(\lambda_m)n_y^2(\lambda_m)\sin^2\theta}} \quad (2.1.10)$$

である。ここで ϕ_m は位相整合角であり、 λ_m は位相整合時の波長である。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\theta)$ は、

$$\Delta k(\theta) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n(\phi_m, \lambda_m/2) - n(\theta, \lambda_m)\} \quad (2.1.11)$$

である。 θ 角度許容幅 $R(\theta)$ は、

$$R(\theta) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\theta)L/2)}{\Delta k(\theta)L/2} \right)^2 \quad (2.1.12)$$

で与えられる。図2.1.5に示す。横軸は θ 角度であり単位は [degree] である。縦軸は第二高調波の強度 [a.u.] である。

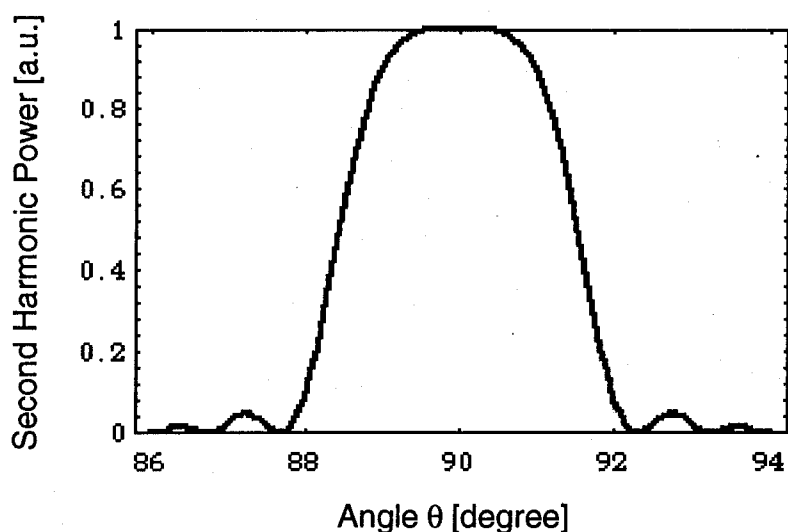


図2.1.5 LBO結晶の θ 角度許容幅

図より θ 角度許容幅の半値幅は 3.2 [deg cm] であることがわかる。

次に、LBO結晶の第二高調波変換効率を求める。LBO結晶の非線形感受率テンソル[20]は、

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ d_{31} & d_{33} & d_{32} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.13)$$

である。LBO結晶は、二軸性の結晶であり通常、第一種位相整合は xy 平面 ($\theta = 90^\circ$) 上において行う。第一種有効非線形定数は、

$$d_{eff}(\text{type I}) = (-\sin\phi, \cos\phi, 0) \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ d_{31} & d_{33} & d_{32} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.14)$$

と表現できる。これを計算して、

$$d_{eff}(\text{type I}) = d_{32} \cos\phi \quad (2.1.15)$$

である。非線形テンソル成分 d_{32} [21]は、

$$d_{32} = 1.14 [pm/V] \quad (2.1.16)$$

である。よって、 d_{eff} は(2.1.15)に(2.1.5)と(2.1.16)を代入することにより、

$$d_{eff} = 0.92 [pm/V] \quad (2.1.17)$$

となる。ここで、変換効率係数 γ_{SH} [22]は、

$$\gamma_{SH} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 kl}{\pi n_1^2 n_2 \epsilon_0 c_0^3} h(B, \xi) \quad (2.1.18)$$

で与えられる。ここで、 $h(B, \xi)$ は、

$$\text{分離角パラメーター} : B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{lk}$$

$$\text{コンフォーカルパラメーター} : \xi = \frac{l}{kw_x w_y}$$

とし、これらが、 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たすとき、

$$h(B, \xi) = \left(\frac{w_y}{w_x} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{l_a}{l} \tan^{-1} \xi \quad (2.1.19)$$

で与えられる。ここで、

$$\text{開口長} : l_a = \sqrt{\pi} \frac{w_x}{\rho}$$

常光線、異常光線の分離角 : ρ

である。ここで、分離角 ρ は、両者のポインティングベクトルの内積をとることにより、

$$\cos \rho = \frac{n_x^2(\lambda/2) \cos^2 \phi + n_y^2(\lambda/2) \sin^2 \phi}{\sqrt{n_x^4(\lambda/2) \cos^2 \phi + n_y^4(\lambda/2) \sin^2 \phi}} \quad (2.1.20)$$

であり、これらを計算整理して、

$$\tan(\phi + \rho) = \left(\frac{n_x(\lambda/2)}{n_y(\lambda/2)} \right)^2 \tan \phi \quad (2.1.21)$$

を満たす。まず、分離角 ρ を求めると、

$$\rho = 16.2 [\text{mrad}] \quad (2.1.22)$$

である。またさらに、

結晶内の x 軸方向のビーム径 : $w_x = 23 [\mu\text{m}]$

結晶内の y 軸方向のビーム径 : $w_y = 23 [\mu\text{m}]$

波数 : $k = \frac{1}{2}(k_{\omega_1} + k_{\omega_2}) = k_{\omega_1} = 8.31 \times 10^6 [\text{m}^{-1}]$

結晶長 : $l = 7 [\text{mm}] = 7 \times 10^{-3} [\text{m}]$

であるので、これらより、

分離角パラメーター : $B = 1.96$

コンフォーカルパラメーター : $\xi = 1.59$

であり、これは、条件 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たす。さらに、

開口長 : $l_a = 2.47 \times 10^{-3}$

であるので、(2.1.9)により、

$$h(B, \xi) = 0.362 \quad (2.1.23)$$

である。また、さらに、

$$\text{角振動数: } \omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_1) = \omega_1 = 2.49 \times 10^{15} [s^{-1}]$$

$$\text{基本波の屈折率: } n_1 = n_z(\lambda) = 1.61$$

$$\text{第二高調波の屈折率: } n_2 = n_y(\lambda/2) = 1.62$$

$$\text{真空中の誘電率: } \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$$

$$\text{真空中の光速: } c_0 = 3.00 \times 10^8 [m/s]$$

であることより、変換効率係数 γ_{SH} は、(2.1.18)により、

$$\gamma_{SH} = 7.0 \times 10^{-5} [W^{-1}] \quad (2.1.24)$$

である。

2.1.2. BBO結晶(typeII)による和周波混合

BBO結晶の室温におけるセルマイヤーの方程式[23]は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \\ n_e^2(\lambda) &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2 \end{aligned} \quad (2.1.25)$$

ただし、ここで波長 $\lambda [\mu m]$ である。図2.1.6に波長 $0.2\mu m$ から $2.6\mu m$ までの本方程式から得られた $n_o(\lambda)$ 及び $n_e(\lambda)$ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は $[\mu m]$ である。縦軸は屈折率である。

BBO結晶の和周波混合のための第二種位相整合角を求める際には、有効非線形光学定数 d_{eff} を最大にするために、 ϕ 方向は $\phi = 30^\circ$ に固定し、 θ 方向の異常光の屈折率

$$n(\theta, \lambda) = \frac{n_o(\lambda)n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o^2(\lambda)\sin^2\theta + n_e^2(\lambda)\cos^2\theta}} \quad (2.1.26)$$

を用いて、

$$n(\theta, \lambda_3) = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_o(\lambda_1) + \frac{\omega_2}{\omega_3} n(\theta, \lambda_2) = \frac{1}{3} n_o(\lambda_1) + \frac{2}{3} n(\theta, \lambda_2) \quad (2.1.27)$$

を解くことにより求められる。同様に、図2.1.7に波長 $0.754\mu\text{m}$ から $0.768\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた位相整合角 θ の波長依存性を示す。

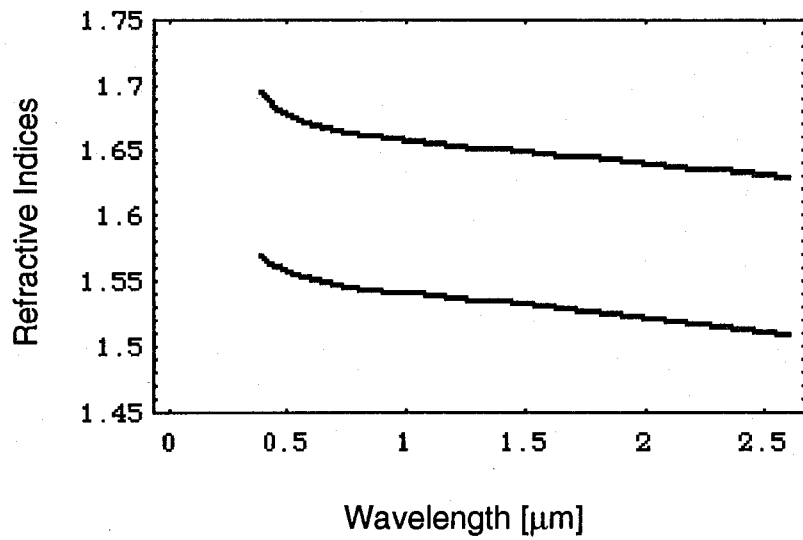


図2.1.6 BBO結晶の屈折率の波長依存性

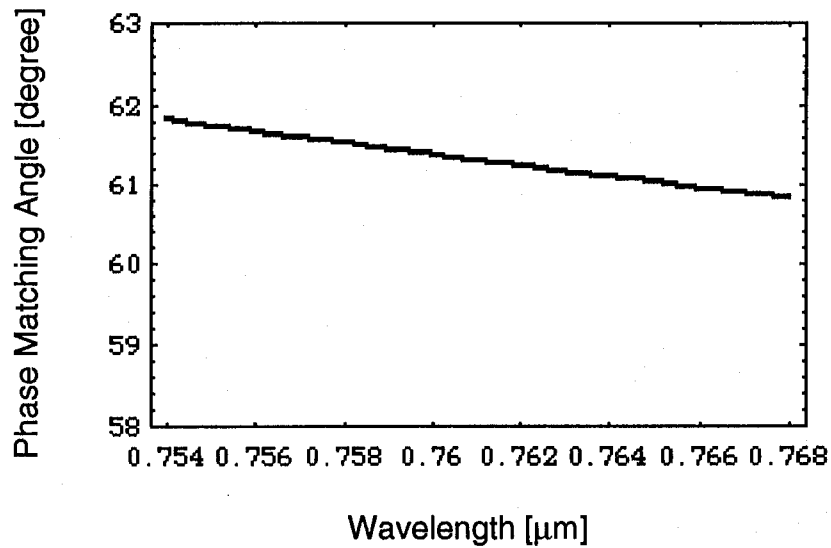


図2.1.7 BBO結晶(typeII)の位相整合角

横軸は波長であり単位は[μm]である。縦軸は位相整合角であり単位は[degree]である。ここで、特に基本波の波長が756nmと378nmの和周波発生の位相整合条件は、(2.1.25)と(2.1.27)とにより、

$$\begin{aligned}\theta &= 61.7 [\text{deg}] \\ \phi &= 30.0 [\text{deg}]\end{aligned}\tag{2.1.28}$$

である。

次に、変換効率を求める。BBO結晶の非線形感受率テンソル[24]は、

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\tag{2.1.29}$$

と表現できる。

第二種位相整合では、基本波は常光線及び異常光線であり、高調波は異常光線である。ここで、基本波の電界成分波、常光線と異常光線の積で与えられる。常光線と異常光線の電界成分の規格化を行い第二種有効非線形定数は、

$$\begin{aligned}d_{ef}(\text{type II}) &= \frac{1}{\sqrt{N^{3\omega}}}(-\cos\theta \cos\phi, -\cos\theta \sin\phi, \left(\frac{n_o^{3\omega}}{n_e^{3\omega}}\right)^2 \sin\theta) \\ &\times \begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{N^{2\omega}}} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2}\cos\theta \sin 2\phi \\ \frac{1}{2}\cos\theta \sin 2\phi \\ 0 \\ -\left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_e^{2\omega}}\right)^2 \sin\theta \cos\phi \\ \left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_e^{2\omega}}\right)^2 \sin\theta \sin\phi \\ \cos\theta \cos 2\phi \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{2.1.30}$$

と表現できる。ここで、

$$\begin{aligned}
N^{2\omega} &= \cos^2 \theta + \left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_e^{2\omega}} \right)^4 \sin^2 \theta \\
N^{3\omega} &= \cos^2 \theta + \left(\frac{n_o^{3\omega}}{n_e^{3\omega}} \right)^4 \sin^2 \theta
\end{aligned} \tag{2.1.31}$$

は、基本波及び和周波の異常光に対する規格化因子である。これを計算及び整理すると、

$$d_{eff}(type II) = \frac{1}{\sqrt{N^{2\omega} N^{3\omega}}} (d_{11} \sin 3\phi + d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta \tag{2.1.32}$$

である。さらに、 $n_o^{2\omega}$ と $n_e^{2\omega}$ 及び $n_o^{3\omega}$ と $n_e^{3\omega}$ の差異は、ほとんど無視できるので、 $\frac{n_o^{2\omega}}{n_e^{2\omega}} = 1$ 、 $\frac{n_o^{3\omega}}{n_e^{3\omega}} = 1$ なる近似を行うと、

$$d_{eff}(type II) = (d_{11} \sin 3\phi + d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta \tag{2.1.33}$$

である。非線形テンソル成分 d_{11} 及び d_{22} [25] は、

$$\begin{aligned}
d_{11} &= 1.60 [pm/V] \\
d_{22} &= 0.16 [pm/V]
\end{aligned} \tag{2.1.34}$$

である。よって、 $d_{eff}(type II)$ は (2.1.33) に (2.1.28) と (2.1.34) を代入することにより、

$$d_{eff}(type II) = 0.36 [pm/V] \tag{2.1.35}$$

となる。ここで、変換効率係数 γ_{SF} は、

$$\gamma_{SF} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 kl}{\pi n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c_0^3} h(B, \xi) \tag{2.1.36}$$

で与えられる。ここで、 $h(B, \xi)$ は、

$$\text{分離角パラメータ} : B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{lk}$$

$$\text{コンフォーカルパラメータ} : \xi = \frac{l}{kw_x w_y}$$

とし、これらが、 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たすとき、

$$h(B, \xi) = \left(\frac{w_y}{w_x} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{l_a}{l} \tan^{-1} \xi \quad (2.1.19)$$

で与えられる。ここで、

$$\text{開口長} : l_a = \sqrt{\pi} \frac{w_x}{\rho}$$

常光線、異常光線の分離角： ρ

である。ここで、分離角 ρ は、基本波(波長 756nm)と基本波(波長 378nm)の分離角 ρ_1 、基本波(波長 756nm)と和周波(波長 252nm)の分離角 ρ_2 、基本波(波長 378nm)と和周波(波長 252nm)の分離角 ρ_3 の3種類がある。それぞれについて両者のポインティングベクトルの内積をとることにより、

$$\begin{aligned} \cos \rho_1 &= \frac{(n_o^{2\omega_1})^2 \cos^2 \theta + (n_e^{2\omega_1})^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{(n_o^{2\omega_1})^4 \cos^2 \theta + (n_e^{2\omega_1})^4 \sin^2 \theta}} \\ \cos \rho_2 &= \frac{(n_o^{3\omega_1})^2 \cos^2 \theta + (n_e^{3\omega_1})^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{(n_o^{3\omega_1})^4 \cos^2 \theta + (n_e^{3\omega_1})^4 \sin^2 \theta}} \\ \rho_3 &= |\rho_2 - \rho_1| \end{aligned} \quad (2.1.37)$$

であり、これらを計算整理して、

$$\begin{aligned} \tan(\theta + \rho_1) &= \left(\frac{n_o^{2\omega_1}}{n_e^{2\omega_1}} \right)^2 \tan \theta \\ \tan(\theta + \rho_2) &= \left(\frac{n_o^{3\omega_1}}{n_e^{3\omega_1}} \right)^2 \tan \theta \\ \rho_3 &= |\rho_2 - \rho_1| \end{aligned} \quad (2.1.38)$$

を満たす。まず、分離角 ρ を求めると、

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 61.9 \text{ [mrad]} \\ \rho_2 &= 70.6 \text{ [mrad]} \\ \rho_3 &= 8.7 \text{ [mrad]} \end{aligned} \quad (2.1.39)$$

である。またさらに、

結晶内の x 軸方向のビーム径： $w_x = 25 [\mu m]$

結晶内の y 軸方向のビーム径： $w_y = 25 [\mu m]$

波数： $k = \frac{1}{2}(k_{\omega_1} + k_{\omega_2}) = \frac{3}{2}k_{\omega_1} = 1.25 \times 10^{15} [m^{-1}]$

結晶長： $l = 7 [mm] = 7 \times 10^{-3} [m]$

であるので、これらより、

分離角パラメーター： $B = 10.43$

コンフォーカルパラメーター： $\xi = 0.90$

であり、これは、条件 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たす。さらに、

開口長： $l_a = 6.27 \times 10^{-4}$

であるので、(2.1.9)により、

$$h(B, \xi) = 6.56 \times 10^{-2} \quad (2.1.40)$$

である、また、さらに、

角振動数： $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) = \frac{3}{2}\omega_1 = 3.74 \times 10^{15} [s^{-1}]$

基本波(波長 756nm)の屈折率： $n_1 = n_o^{\omega_1} = 1.66$

基本波(波長 378nm)の屈折率： $n_2 = n_e^{2\omega_1} = 1.57$

第三高調波(波長 252nm)の屈折率： $n_3 = n_e^{3\omega_1} = 1.62$

真空中の誘電率： $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$

真空中の光速： $c_0 = 3.00 \times 10^8 [m/s]$

であることより、変換効率係数 γ_{SF} は、(2.1.36)により、

$$\gamma_{SF} = 6.5 \times 10^{-6} [W^{-1}] \quad (2.1.41)$$

である。

2.1.3. KN 結晶による第二高調波発生

KN 結晶は、二軸性の結晶であり、波長 860nm 及び波長 430nm における屈折率の温度依存性は、以下のような T に関する 2 次式[26]で与えられる。

波長 $\lambda = 860nm$ における屈折率の温度依存性は、

$$\begin{aligned}
n_a(T, \lambda) &= 2.2190 + 0.20 \times 10^{-4} T + 7.9 \times 10^{-8} T^2 \\
n_b(T, \lambda) &= 2.2583 - 0.35 \times 10^{-4} T + 1.5 \times 10^{-8} T^2 \\
n_c(T, \lambda) &= 2.1181 - 0.55 \times 10^{-4} T + 1.9 \times 10^{-7} T^2
\end{aligned}
\tag{2.1.42}$$

ただし、ここで温度 T [$^{\circ}\text{C}$] である。図2.1.8に温度 $T = -36^{\circ}\text{C}$ から 180°C までの本方程式から得られた $n_a(T, \lambda)$ 、 $n_b(T, \lambda)$ 及び $n_c(T, \lambda)$ の温度依存性を示す。横軸は結晶の温度であり単位は [$^{\circ}\text{C}$] である。縦軸は屈折率である。

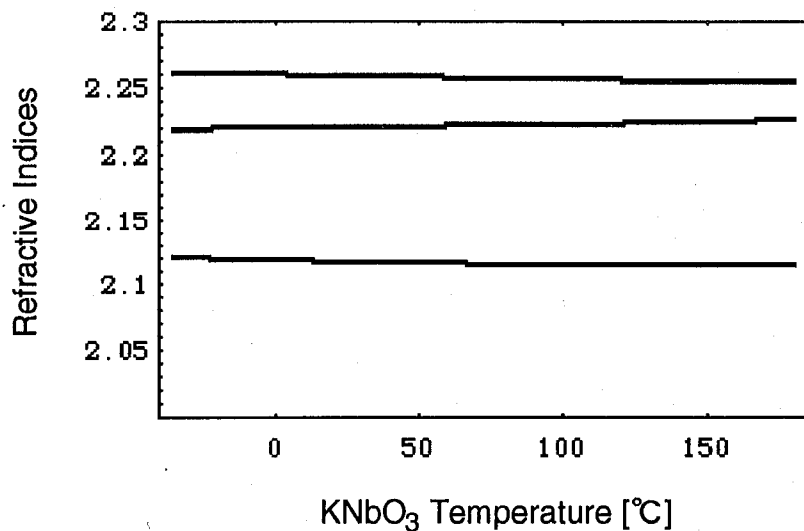


図2.1.8 KN結晶の屈折率の温度依存性($\lambda=860\text{nm}$)

次に、波長 $\lambda/2 = 430\text{nm}$ における屈折率の温度依存性は、

$$\begin{aligned}
n_a(T, \lambda/2) &= 2.4053 + 0.58 \times 10^{-4} T + 2.0 \times 10^{-7} T^2 \\
n_b(T, \lambda/2) &= 2.4877 - 0.29 \times 10^{-4} T + 6.1 \times 10^{-8} T^2 \\
n_c(T, \lambda/2) &= 2.2683 - 1.10 \times 10^{-4} T + 3.4 \times 10^{-7} T^2
\end{aligned}
\tag{2.1.43}$$

ここで同様に温度 T [$^{\circ}\text{C}$] である。図2.1.9に温度 $T = -36^{\circ}\text{C}$ から 180°C までの本方程式から得られた $n_a(T, \lambda/2)$ 、 $n_b(T, \lambda/2)$ 及び $n_c(T, \lambda/2)$ の温度依存性を示す。これも同様に、横軸は結晶の温度であり単位は [$^{\circ}\text{C}$] である。縦軸は屈折率である。

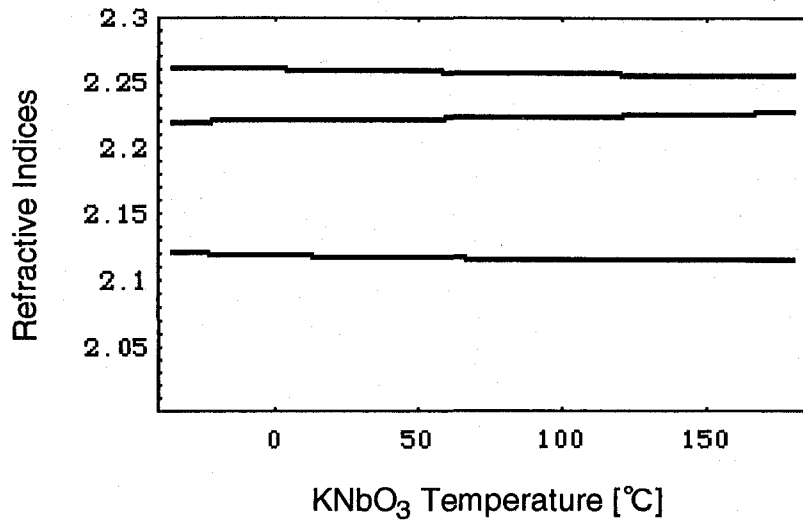


図2.1.9 KN結晶の屈折率の温度依存性($\lambda/2=430\text{nm}$)

通常、第二高調波発生のための第一種位相整合は y 軸 (a 軸) 上において行う。

$$n_b(T, \lambda) = \frac{1}{2}n_c(T, \lambda/2) + \frac{1}{2}n_c(T, \lambda/2) = n_c(T, \lambda/2) \quad (2.1.44)$$

を解くことにより求められる。同様に、図2.1.10に波長 840nm から 950nm までの本方程式から得られた位相整合温度 T の波長依存性を示す。横軸は位相整合温度であり単位は $[\text{°C}]$ である。縦軸は波長 $[\text{nm}]$ である。

ここで、特に基本波の波長が 860nm の第二高調波発生の際の位相整合条件は、(2.1.42)と(2.1.43)と(2.1.44)とにより、

$$T = 22.1[\text{°C}]$$

である。

さらに、波長 860nm における温度許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(T)$ は、

$$\Delta k(T) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n_c(T, \lambda_m) - n_b(T, \lambda_m/2)\} \quad (2.1.45)$$

である。ここで λ_m は位相整合時の波長である。この $\Delta k(T)$ 及び結晶長を $L[\text{cm}]$ としたとき、温度許容幅 $R(T)$ は、

$$R(T) = \left(\frac{\sin(\Delta k(T)L/2)}{\Delta k(T)L/2} \right)^2 \quad (2.1.46)$$

で与えられる。図2.1.11に示す。横軸は位相整合温度であり単位は[°C]である。縦軸は第二高調波の強度[a.u.]である。

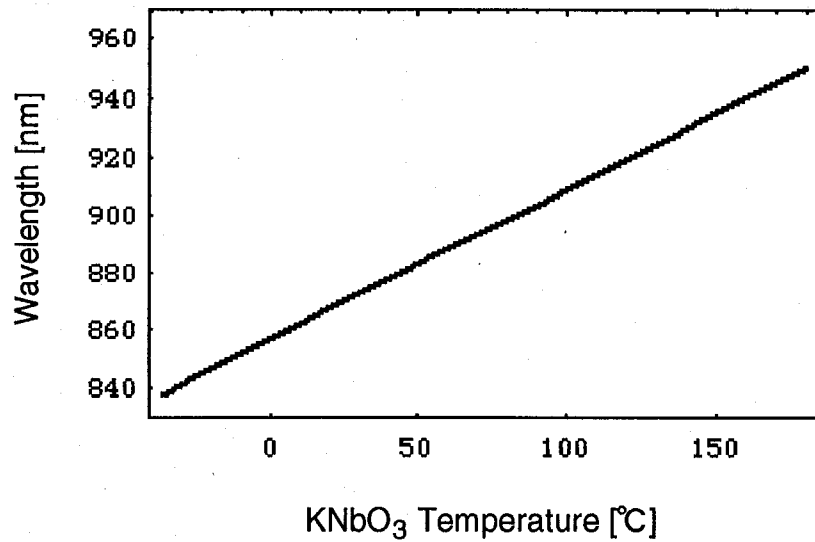


図2.1.10 KN結晶の位相整合温度

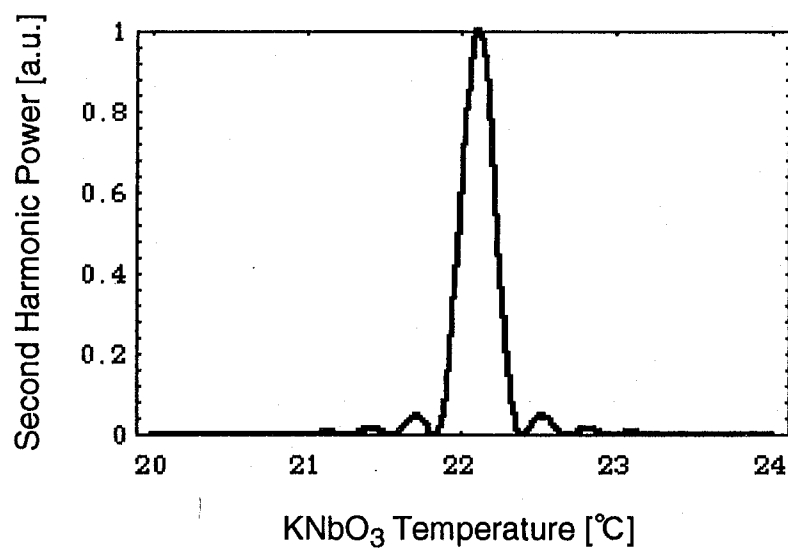


図2.1.11 KN結晶の温度許容幅

図より温度許容幅の半値幅は $0.24 [^{\circ}\text{C cm}]$ であることがわかる。

またさらに、KN結晶は、二軸性の結晶であるので、室温(22.1°C 、 860nm 位相整合時)におけるセルマイヤーの方程式は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} n_a^2(\lambda) &= 1 + \frac{1.336605}{1 - \frac{0.258160}{\lambda^2}} + \frac{2.497106}{1 - \frac{0.129093}{\lambda^2}} - 0.025174\lambda^2 \\ n_b^2(\lambda) &= 1 + \frac{1.441220}{1 - \frac{0.272748}{\lambda^2}} + \frac{2.543371}{1 - \frac{0.137005}{\lambda^2}} - 0.028450\lambda^2 \\ n_c^2(\lambda) &= 1 + \frac{1.048250}{1 - \frac{0.255230}{\lambda^2}} + \frac{2.371085}{1 - \frac{0.119715}{\lambda^2}} - 0.019433\lambda^2 \end{aligned} \quad (2.1.47)$$

ただし、ここで波長 $\lambda [\mu\text{m}]$ である。図2.1.12に波長 $0.4\mu\text{m}$ から $3.0\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた $n_a(\lambda)$ 、 $n_b(\lambda)$ 及び $n_c(\lambda)$ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は $[\mu\text{m}]$ である。縦軸は屈折率である。

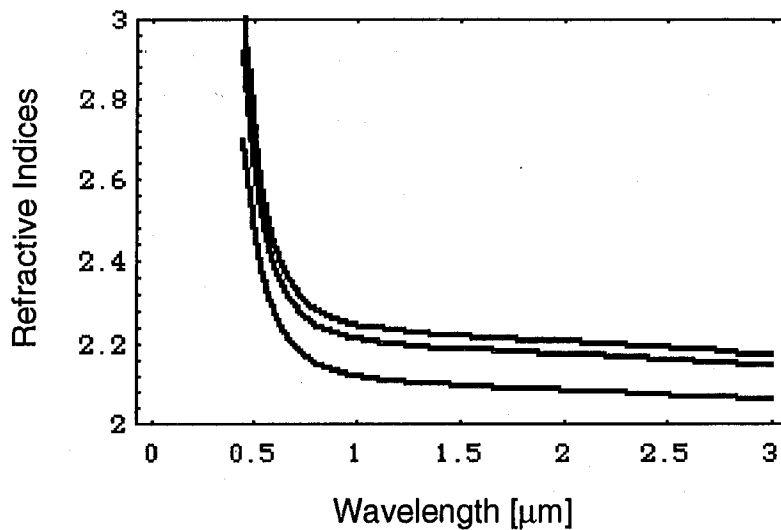


図2.1.12 KN結晶の屈折率の波長依存性

まず波長許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\lambda)$ は、

$$\Delta k(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n_b(\lambda/2) - n_c(\lambda)\} \quad (2.1.48)$$

である。この $\Delta k(\lambda)$ 及び結晶長を $L[\text{cm}]$ としたとき、波長許容幅 $R(\lambda)$ は、

$$R(\lambda) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\lambda)L/2)}{\Delta k(\lambda)L/2} \right)^2 \quad (2.1.7)$$

で与えられる。図2.1.13に示す。横軸は波長であり単位は $[\mu\text{m}]$ である。縦軸は第二高調波の強度0.1[\text{nm cm}]であることがわかる。

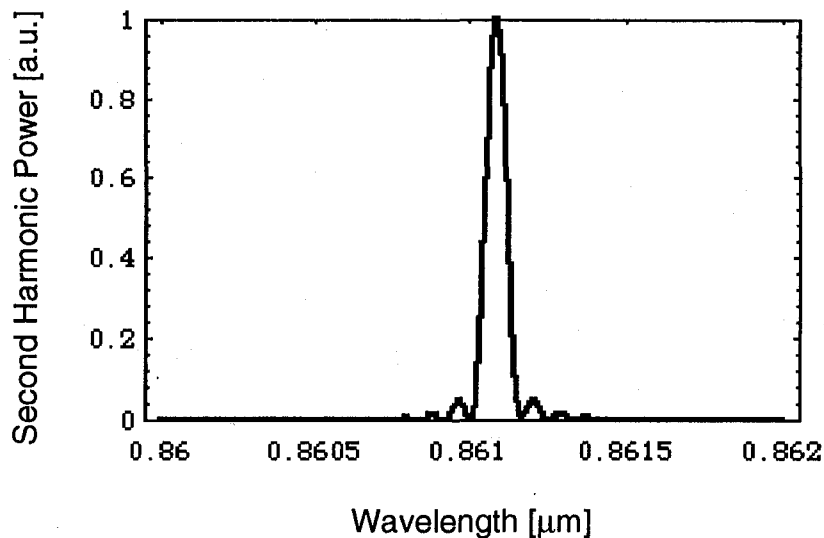


図2.1.13 KN結晶の波長許容幅

次に、KN結晶の変換効率を求める。KN結晶の非線形感受率テンソル[27]は、

$$\begin{pmatrix} d_{33} & d_{31} & d_{32} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.49)$$

で与えられる。ここで、KN結晶は、二軸性の結晶であり通常、第一種位相整合は xy 平面($\theta = 90^\circ$)上において行う。また、温度位相整合性結晶なので、角度を考える必要はない。第一種非線形光学定数は、

$$d_{eff} = (1, 0, 0) \begin{pmatrix} d_{33} & d_{31} & d_{32} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.50)$$

で与えられる。これを計算整理すると、

$$d_{eff} = d_{32} \quad (2.1.51)$$

である。非線形テンソル成分 d_{32} [28]は、

$$d_{32} = 18.3 [pm/V] \quad (2.1.52)$$

である。ここで、変換効率係数 γ_{SH} は、

$$\gamma_{SH} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 l^2}{\pi n_1^2 n_2 \epsilon_0 c_0^3 w_x w_y} \quad (2.1.53)$$

で与えられる。ここで、

結晶内の x 軸方向のビーム径： $w_x = 21 [\mu m]$

結晶内の y 軸方向のビーム径： $w_y = 21 [\mu m]$

結晶長： $l = 5 [mm] = 5 \times 10^{-3} [m]$

角振動数： $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_1) = \omega_1 = 2.19 \times 10^{15} [s^{-1}]$

基本波の屈折率： $n_1 = n_c(\lambda) = 2.27$

第二高調波の屈折率： $n_2 = n_b(\lambda/2) = 2.27$

真空中の誘電率： $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$

真空中の光速： $c_0 = 3.00 \times 10^8 [m/s]$

であることより、変換効率係数 γ_{SH} は、(2.1.53)により、

$$\gamma_{SH} = 3.6 \times 10^{-3} [W^{-1}] \quad (2.1.54)$$

である。

2.1.4. BBO結晶(typeI)による和周波混合

BBO結晶の和周波混合のための第一種位相整合角を求める際には、有効非線形光学定数 d_{eff} を最大にとるために、 ϕ 方向は $\phi = 0^\circ$ に固定し、セルマイヤーの方程式と θ 方向の異常光の屈折率 $n(\theta, \lambda)$ を用いて、

$$n(\theta, \lambda_3) = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_o(\lambda_1) + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_o(\lambda_2) \quad (2.1.55)$$

を解くことにより求められる。同様に、図2.1.14に波長 $0.2\mu\text{m}$ から $2.6\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた位相整合角 θ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は $[\mu\text{m}]$ である。縦軸は位相整合角であり単位は $[\text{degree}]$ である。

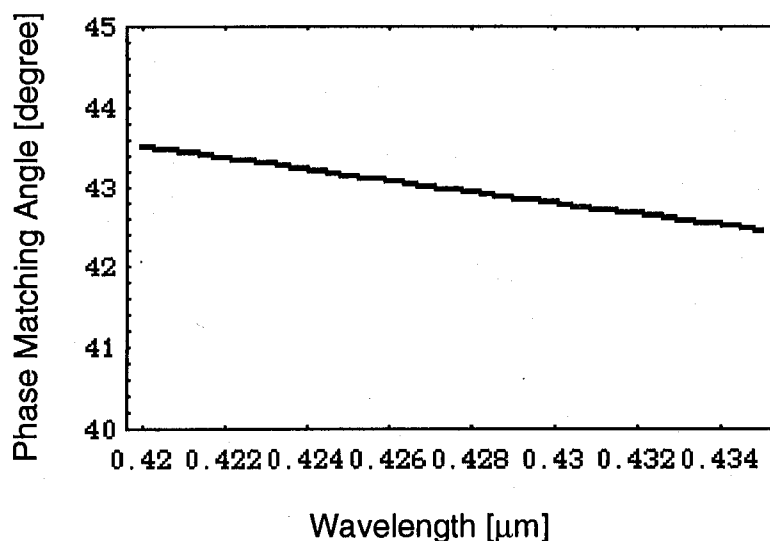


図2.1.14 BBO結晶(typeI)の位相整合角

ここで、特に基本波の波長が 778nm と 430nm の和周波発生の位相整合条件は、(2.1.25)と(2.1.55)とにより、

$$\begin{aligned} \theta &= 43.4 [\text{deg}] \\ \phi &= 30.0 [\text{deg}] \end{aligned} \quad (2.1.56)$$

である。

次に、第一種位相整合では、基本波は常光線であり、高調波は異常光線であ

る。ここで、常光線と異常光線の電界成分の規格化を行い第一種有効非線形定数は、

$$d_{eff}(type I) = \frac{1}{\sqrt{N^{\omega_3}}} (-\cos\theta \cos\phi, -\cos\theta \sin\phi, \left(\frac{n_o^{\omega_3}}{n_e^{\omega_3}}\right)^2 \sin\theta) \times \begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin^2\phi \\ \cos^2\phi \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\sin 2\phi \end{pmatrix} \quad (2.1.57)$$

と表現できる。ここで、

$$N^{\omega_3} = \cos^2\theta + \left(\frac{n_o^{\omega_3}}{n_e^{\omega_3}}\right)^4 \sin^2\theta \quad (2.1.58)$$

は、異常光に対する規格化因子である。ここで、これを計算及び整理すると、

$$d_{eff}(type I) = \frac{1}{\sqrt{N^{\omega_3}}} \{(d_{11}\cos 3\phi - d_{22}\sin 3\phi)\cos\theta + d_{31}\left(\frac{n_o^{\omega_3}}{n_e^{\omega_3}}\right)^2 \sin\theta\} \quad (2.1.59)$$

$n_o^{\omega_3}$ と $n_e^{\omega_3}$ の差異はほとんど無視できるので、 $\frac{n_o^{\omega_3}}{n_e^{\omega_3}} = 1$ なる近似を行うと、

$$d_{eff}(type I) = (d_{11}\cos 3\phi - d_{22}\sin 3\phi)\cos\theta + d_{31}\sin\theta \quad (2.1.60)$$

である。非線形テンソル成分 d_{11} 、 d_{22} 及び d_{31} [29]は、

$$\begin{aligned} d_{11} &= 1.60 [pm/V] \\ d_{22} &= 0.16 [pm/V] \\ d_{31} &= 0.11 [pm/V] \end{aligned} \quad (2.1.61)$$

である。よって、このときの d_{eff} は、(2.1.60)に(2.1.56)と(2.1.61)を代入すること

により、

$$d_{eff} = 124 [pm / V] \quad (2.1.62)$$

となる。ここで、変換効率係数 γ_{SF} は、

$$\gamma_{SF} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 kl}{\pi n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c_0^3} h(B, \xi) \quad (2.1.36)$$

で与えられる。ここで、 $h(B, \xi)$ は、

$$\text{分離角パラメーター} : B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{lk}$$

$$\text{コンフォーカルパラメーター} : \xi = \frac{l}{kw_x w_y}$$

とし、これらが、 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たすとき、

$$h(B, \xi) = \left(\frac{w_y}{w_x} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{l_a}{l} \tan^{-1} \xi \quad (2.1.19)$$

で与えられる。ここで、

$$\text{開口長} : l_a = \sqrt{\pi} \frac{w_x}{\rho}$$

常光線、異常光線の分離角： ρ

である。ここで、分離角 ρ は、基本波(波長 778nm)と基本波(波長 430nm)の分離角 ρ_1 、基本波(波長 778nm)と和周波(波長 277nm)の分離角 ρ_2 、基本波(波長 430nm)と和周波(波長 277nm)の分離角 ρ_3 の 3 種類がある。それぞれについて両者のポインティングベクトルの内積をとることにより、

$$\begin{aligned} \cos \rho_1 &= \frac{(n_o^{\omega_2})^2 \cos^2 \theta + (n_e^{\omega_2})^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{(n_o^{\omega_2})^4 \cos^2 \theta + (n_e^{\omega_2})^4 \sin^2 \theta}} \\ \cos \rho_2 &= \frac{(n_o^{\omega_3})^2 \cos^2 \theta + (n_e^{\omega_3})^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{(n_o^{\omega_3})^4 \cos^2 \theta + (n_e^{\omega_3})^4 \sin^2 \theta}} \\ \rho_3 &= |\rho_2 - \rho_1| \end{aligned} \quad (2.1.63)$$

であり、これらを計算整理して、

$$\begin{aligned}\tan(\theta + \rho_1) &= \left(\frac{n_o^{\omega_2}}{n_e^{\omega_2}}\right)^2 \tan\theta \\ \tan(\theta + \rho_2) &= \left(\frac{n_o^{\omega_3}}{n_e^{\omega_3}}\right)^2 \tan\theta \\ \rho_3 &= |\rho_2 - \rho_1|\end{aligned}\tag{2.1.64}$$

を満たす。まず、分離角 ρ を求めると、

$$\begin{aligned}\rho_1 &= 758 \text{ [mrad]} \\ \rho_2 &= 849 \text{ [mrad]} \\ \rho_3 &= 91 \text{ [mrad]}\end{aligned}\tag{2.1.65}$$

である。またさらに、

結晶内の x 軸方向のビーム径： $w_x = 25 \text{ [\mu m]}$

結晶内の y 軸方向のビーム径： $w_y = 25 \text{ [\mu m]}$

波数： $k = \frac{1}{2}(k_{\omega_1} + k_{\omega_2}) = 1.13 \times 10^7 \text{ [m}^{-1}\text{]}$

結晶長： $l = 7 \text{ [mm]} = 7 \times 10^{-3} \text{ [m]}$

であるので、これらより、

分離角パラメーター： $B = 11.96$

コンフォーカルパラメーター： $\xi = 0.99$

であり、これは、条件 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たす。さらに、

開口長： $l_a = 5.2 \times 10^{-4}$

であるので、(2.1.9)により、

$$h(B, \xi) = 0.058\tag{2.1.66}$$

である、またさらに、

角振動数： $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) = 3.4 \times 10^{15} \text{ [s}^{-1}\text{]}$

基本波(波長 778nm)の屈折率： $n_1 = n_o^{\omega_1} = 1.66$

基本波(波長 430nm)の屈折率： $n_2 = n_o^{\omega_2} = 1.56$

和周波(波長 277nm)の屈折率： $n_3 = n_e^{\omega_3} = 1.61$

真空中の誘電率： $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ [F/m]}$

真空中の光速： $c_0 = 3.00 \times 10^8 \text{ [m/s]}$

であることより、変換効率係数 γ_{SF} は、(2.1.36)により、

$$\gamma_{SF} = 5.2 \times 10^{-5} [W^{-1}] \quad (2.1.67)$$

である。

2.2.外部共振器の設計

ここでは、リング型共振器及びその欠点を改良した新型共振器について共振条件及び光強度の増強率について理論的に見積もる。

2.2.1.リング型共振器の設計

ここでは、チタンサファイアレーザの第二高調波発生用のリング型共振器について、共振条件と共鳴維持される光強度の増強率について理論的に見積もる。リング型共振器の概略図を図2.2.1に示す。

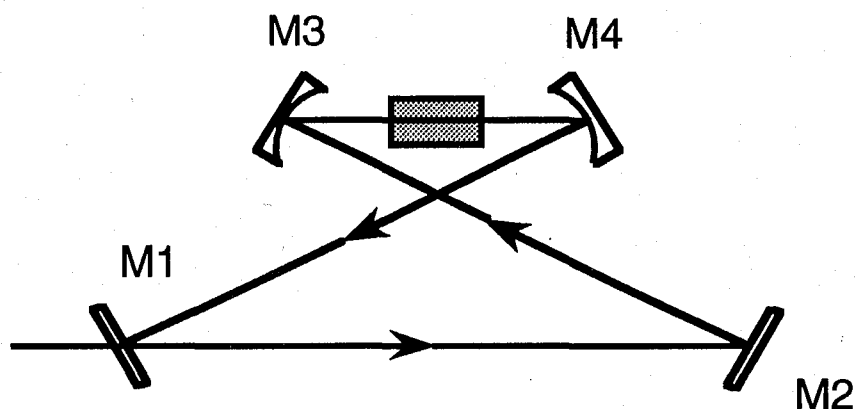


図2.2.1 リング型共振器の概略図

図のように、リング型共振器は、2枚の平面鏡M1とM2及び2枚の凹面鏡M3とM4で構成されている。M1は入射鏡であり、ここから基本波を入れる。また、M4は出力鏡であり、ここから結晶内で発生した第二高調波を取り出す。

共振条件

リング型共振器にレーザ光を入射させ、その光が共振器内に共鳴維持されるためには、以下のような2つの条件を満たさなければならない。すなわち、

- (1) 共振器内に2つの焦点を持たなければならない。
 (2) 共振器を一周した光が元の光と一致しなければならない。
 である。

(1)については、レーザ光線はガウスビームであり、ガウスビームは完全な平行光とはならず、必ず焦点を持って進行する。リング型共振器において2枚の凹面鏡の中心すなわち結晶の中心にできる強く絞られた焦点以外に、結晶を含まない側にもう一つ焦点ができなければ、共振器内に光を共鳴維持することはできない。よって、共振器に入射するレーザ光が、結晶を含まない側の中心において焦点を持つように調整しなければならない。

この入射光の調整には片凸レンズを用いる。ここで、このレンズから結晶を含まない側の焦点までの距離が、この焦点から一方の凹面鏡までの距離よりも短くなければ、入射した光は共振器内を共振しない。よって、焦点距離の短いレンズを用いる場合、共振器の形状を小さくしなければならず、作業能率や光学系の配置に支障が生じる。しかし逆に、焦点距離の長いレンズを用いる場合、共振器の形状についての自由度が増す反面、焦点において強く絞ることができず、結晶の中心にできる焦点において第二高調波発生のための最適ビーム径が得られなくなる。以上のことを考慮して、片凸レンズ焦点距離は $f=400\text{mm}$ とした。

さらに、(2)については、共振器内に光が共鳴維持するためには、入射鏡を入射した光が共振器内を一周して入射鏡に戻ってきたとき、ビーム径と波面の曲率半径が元の光と完全に一致していなければならない。すなわち、光が共振器内を同一の波面で多数回周回し、共振器内に理想的な光電場を作らなければならない。この条件を満たす共振器長及び凹面鏡の曲率半径を決定し、ビーム径を推定するために、光線行列[30]を用いて共振器の設計を行う。

結晶の中心にできる焦点において、波面は平面になっているはずでその波面係数 P_1 は、

$$P_1 = \frac{1}{w_1^2} \quad (2.2.1)$$

とおける。ここで、 w_1 はビーム径である。この焦点を出発した光線は、長さ $l/2$ 、屈折率 n の結晶内を進行する。これを表す光線行列は、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

である。次に、距離 d_1 の自由空間を進行する。これを表す光線行列は、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_1}{k} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

である。さらに、曲率半径 R の凹面鏡で反射される。これを表す光線行列は、

$$\begin{pmatrix} 1 & j\frac{2k}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.4)$$

である。そして、距離 d_2 の自由空間を進行し、結晶を含まない側のもう一つの焦点に到達する。これを表す光線行列は、(2.2.3)において、 d_1 を d_2 に置き換えたものである。

ここで、リング型共振器は左右対称な光学系であるので、ここから、再び結晶の中心にできる焦点に戻るまで、この行程を逆にもう一度繰り返す。以上より、結晶の中心にできる焦点から1周分の光線行列 \tilde{F}_1 を求めると、

$$\begin{aligned} \tilde{F}_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_1}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{2k}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_2}{k} & 1 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_2}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{2k}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_1}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

である。ここで、 $\tilde{F}_1 = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix}$ と置き、これを計算すると、

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{2(2d_2 - R)(l - nR + 2nd_1)}{nR^2} - 1 \\ B_1 &= -j\frac{4k(2d_2 - R)}{R^2} \\ C_1 &= j\frac{l - nR + 2nd_1}{nk} \left\{ \frac{(2d_2 - R)(l - nR + 2nd_1)}{nR^2} - 1 \right\} \\ D_1 &= \frac{2(2d_2 - R)(l - nR + 2nd_1)}{nR^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

である。ここで、共振器を一周した光は元の光と重なること、すなわち、同じ波面係数になることが共振条件であるので、

$$P_1 = \sqrt{\frac{B_1}{C_1}} \quad (2.2.7)$$

である。したがって、この焦点におけるビーム径 w_1 は、

$$w_1 = \left(\frac{C_1}{B_1} \right)^{\frac{1}{4}} = \sqrt{\frac{l-nR+2nd_1}{2nk}} \sqrt{\frac{nR^2}{(2d_2-R)(l-nR+2nd_1)} - 1} \quad (2.2.8)$$

である。次に、結晶を含まない側のもう一つの焦点においても同様に考えて、その波面係数 P_2 は、

$$P_2 = \frac{1}{w_2^2} \quad (2.2.9)$$

とおける。この焦点から1周分の光線行列 \tilde{F}_2 を求めると、

$$\begin{aligned} \tilde{F}_2 = & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_2}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{2k}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_1}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \\ & \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_1}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{2k}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_2}{k} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

である。ここで、 $\tilde{F}_2 = \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix}$ と置き、これを計算すると、

$$\begin{aligned} A_2 &= \frac{2(2d_2-R)(l-nR+2nd_1)}{nR^2} - 1 \\ B_2 &= -j \frac{4k(l-nR+2nd_1)}{nR^2} \\ C_2 &= j \frac{2d_2-R}{k} \left\{ \frac{(2d_2-R)(l-nR+2nd_1)}{nR^2} - 1 \right\} \\ D_2 &= \frac{2(2d_2-R)(l-nR+2nd_1)}{nR^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

である。ここで、共振条件より、この焦点におけるビーム径 w_2 は、

$$w_2 = \left(\frac{C_2}{B_2} \right)^{\frac{1}{4}} = \sqrt{\frac{2d_2 - R}{2k}} \sqrt{\frac{nR^2}{(2d_2 - R)(l - nR + 2nd_1)} - 1} \quad (2.2.12)$$

となり、ビーム径 w_1 、 w_2 が求められる。ここで、 w_1 が第二高調波発生に最適なビーム径に近い値をとり、かつ、 w_2 が入射光調整用の片凸レンズによって d_2 よりも十分長い距離で焦点を結べるような値をとるように R 、 d_1 、 d_2 をとると、

$$\begin{aligned} R &= 100 [mm] \\ d_1 &= 53 [mm] \\ d_2 &= 301 [mm] \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

である。このとき、 w_1 、 w_2 は、

$$\begin{aligned} w_1 &= 23 [\mu m] \\ w_2 &= 189 [\mu m] \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

である。

さらに、光が凹面鏡に、その光軸(凹面鏡の表面の曲率の中心と一致する直線)と角度を持って入射する場合、非点収差やコマ収差が生じるので、この影響を最小限に抑えるために、入射光と光軸のなす角を作業能率や光学系の配置の許す限り小さくし、約 16° とした。

光強度の増強率

共振器内の光強度は共振器の入射鏡の反射率によって決まる。しかし、反射率が大きすぎると共振器の増強率は増すが共振器内に光が入りにくくなり、また、小さすぎると光が入りやすくなるが増強率が減少することになり、その最適値が存在する。ここでは共振器内の光損失を推定して共振器の光強度の増強率の最適値を理論的に見積もり、共振器内の光強度を最大にする入射鏡の反射率を決定する。

共振器への入射光強度を P_0 、入射鏡の反射率を r_1 としたとき、入射鏡を透過した光の電場 E_0 は、

$$E_0 = \sqrt{(1-r_1)P_0} \quad (2.2.15)$$

である。さらに、共振器を1周したときの損失を L としたとき、共振器内を1

周した電場は、

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sqrt{(1-L)r_1} \\ &= \sqrt{(1-L)r_1} \sqrt{(1-r_1)P_0} \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

である。同様に共振器内を2周した電場は、

$$\begin{aligned} E_2 &= E_1 \sqrt{(1-L)r_1} \\ &= (\sqrt{(1-L)r_1})^2 \sqrt{(1-r_1)P_0} \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

である。以下同様な計算をすることにより、同様に共振器内を n 周した電場は、

$$E_n = (\sqrt{(1-L)r_1})^n \sqrt{(1-r_1)P_0} \quad (2.2.18)$$

と表される。よって、以上の電場をすべて加えた共振器内の電場全体は、

$$\begin{aligned} E_c &= \sum_{n=0}^{\infty} E_n \\ &= \frac{\sqrt{(1-r_1)P_0}}{1 - \sqrt{(1-L)r_1}} \end{aligned} \quad (2.2.19)$$

と表される。これを光強度 P_c に書き換えると、

$$P_c = E_c^2 = \frac{1-r_1}{(1 - \sqrt{(1-L)r_1})^2} P_0 \quad (2.2.20)$$

となる。ここで、 P_c を最も大きくする反射率 r_1 の値は、

$$r_1 = 1-L \quad (2.2.21)$$

であり、この時の P_c の値は、

$$P_c = \frac{1}{L} P_0 \quad (2.2.22)$$

となる。ここで、共振器を1周したときの等価反射率 $1-L$ は、

$$1-L = r_2 r_3 r_4 t_{crystal} t_{SH} \quad (2.2.23)$$

ここで、 r_2 、 r_3 及び r_4 は、それぞれM2、M3及びM4の反射率であり、 $t_{crystal}$ は、結晶の透過率、さらに t_{SH} は、

$$t_{SH} = 1 - \gamma_{SH} P_c \quad (2.2.24)$$

で定義される第二高調波に変換される基本波の強度である。

この実験に用いた鏡の反射率は、 $r_2 = r_3 = r_4 = 0.993$ であり、また、用いた結晶はLBO結晶であり、結晶の透過率 $t_{crystal} = 0.998$ 、さらに、第二高調波に変換される基本波の強度 t_{SH} は、変換効率 γ_{SH} が $\gamma_{SH} = 6.7 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ であるので、 $t_{SH} \approx 1$ とした。以上より、等価反射率 $1-L$ は、

$$r_m = 0.977 \quad (2.2.25)$$

となり、入射鏡の最適な反射率 r_1 は、

$$r_1 = 0.98 \quad (2.2.26)$$

と決まる。またこのときの光強度の増強率は、(2.2.22)に代入して、

$$P_c = 50P_0 \quad (2.2.27)$$

約50倍にまで増強されることがわかる。

2.2.2. リング型共振器の問題点と新型共振器の提案

ここでは、従来のリング型共振器の問題点を明らかにし、その欠点を克服した新型共振器を提案する。

従来のリング型共振器の問題点

従来のリング型共振器には次のような問題点がある。すなわち、

- (1) 共鳴維持されている基本波が凹面鏡の光軸に対して角度を持って入射することによって非点収差やコマ収差が生じること。
- (2) 共鳴維持されている基本波は4枚の鏡に指定入射角(この場合 0°)からずれ

て入射するため鏡の反射率が低下すること。

(3) 発生した第二高調波を共振器から取り出す際、凹面鏡を透過するために第二高調波のビーム径が歪むこと。

が考えられる。

これらについて解決策を考えてみると、

(1)については、非点収差については \sin 関数の級数展開の3次の項まで考えることにより完全に補正することができる。さらに、コマ収差については結晶への入射角をブリュースター角とし、凹面鏡へその光軸に対する角度を適切にとることにより極性が互いに打ち消し合うように補正することが可能であるという報告がある[31][32]。しかし、共振器の形状や光学調整の自由度が制限され、結晶に光がブリュースター角で入射することにより、結晶の端面における光線の屈折により新たに非点収差やコマ収差が生じることを考えるとあまり有効な手段ではない。

(2)については、反射による損失は4枚の鏡あわせて実測値で1%以上あると考えられる。この損失を減らすためには、光の入射角が鏡の指定入射角(0° または 45°)になるように鏡の配置を変えることが考えられるが、入射角を 0° にした場合には、リング型共振器を組むことはできず、 45° にした場合には、凹面鏡によって生じるコマ収差や非点収差が増大し、いずれの場合も、はなはだ現実性に欠ける。

(3)については、結晶を2枚の凹面鏡の midpoint にできる強く絞られる焦点ではなく共振器内にできるもう一つの焦点に置き換えることによって出力鏡を平面鏡 M2 とすることができるが、この焦点は、理論的にもう一方の焦点よりも強く絞ることができず、第二高調波の変換効率の低下が避けられなくなり、置き換える意味がなくなってしまう。

新型共振器の提案

以上のようにリング型共振器のままでは問題点の解決が不可能であることがわかる。よって、これらの欠点を克服するために、以下のような新型共振器[33]を採用することとした。

新型共振器の概略図を図 2.2.2 に示す。

図のように、新型共振器は、4枚の平面鏡 M1、M2、M3、M4 及び2枚の両凸レンズ L1、L2 で構成されている。M1 は入射鏡でここから基本波を入れる。

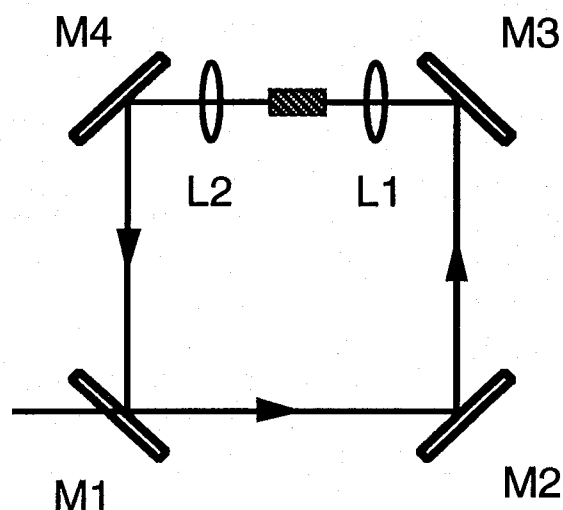


図2.2.2 新型共振器の概略図

新型共振器の特徴は、

- (1) 4枚の平面鏡と2枚の両凸レンズで構成し、共振器から非点収差やコマ収差の原因となる凹面鏡を排除した。
- (2) 共振器の形状を長方形にし、4枚の平面鏡への光の入射角はすべて 45° 入射(鏡の指定入射角)とした。

である。これらについて、長所短所について議論すると、

(1)については、両凸レンズによっても非点収差やコマ収差が生じるが、光は両凸レンズに対して正確にレンズの中心に 0° 入射するので、リング型共振器の場合の凹面鏡に光がその光軸に対して角度を持って入射することによって生じる非点収差やコマ収差と比較すると非常に小さい。また、両凸レンズによる基本波の透過損失が考えられるが、合成石英のような透過率の高い材質を用い、さらに、レンズの端面に高い透過率の無反射コートを行えば損失は最小限に抑えることができる。

(2)については、鏡の指定入射角(この場合 45°)通りに光を入射させることができ、反射損失を最小限に抑えることができる。また、鏡はすべて平面鏡であるので 45° 入射しても、非点収差やコマ収差は生じない。さらに、結晶によって生じた第二高調波を共振器の外に取り出すとき、出力鏡は平面鏡であるのでビーム径の歪みが生ずることは全くない。

さらに、新型共振器の形状が長方形であることに着目して、1枚の鏡M4を2台の共振器で共有することにより、波長の異なる2種類の光を同時に共鳴維持することが可能になった。すなわち、

- (1) 波長の異なる2種類の光を単純な方法かつ高い増倍率で共鳴維持することが可能になる。
- (2) 2つの共振器が鏡を共有しているので、一方の共振器で発生した第二高調波をもう一方の共振器に入射させる際、損失を最小限に抑えることができる。というものである。

2.2.3. 新型共振器の設計

ここでは、新型共振器について、共振条件と共鳴維持される光強度の増強率について理論的に見積もる。

共振条件

新型共振器の共振条件は、リング型共振器の共振条件において、凹面鏡を両凸レンズと置き換えて考えればよいので、割愛する。

まず、光源と共振器の整合をとるための片凸レンズの焦点距離は、第二高調波発生用の共振器では、 $f=400\text{mm}$ とし、和周波混合用の共振器では、 $f=200\text{mm}$ とした。次に、共振条件を満たす共振器長及び両凸レンズの焦点距離を決定するために、光線行列を用いて共振器の設計を行う。

リング型共振器の場合と同様に考えて、結晶の中心にできる焦点において、その波面係数 P_3 は、

$$P_3 = \frac{1}{w_3^2} \quad (2.2.28)$$

とおける。この焦点を出発した光線は、長さ $l/2$ 、屈折率 n の結晶内を進行し、次に、距離 d_3 の自由空間を進行する。これらを表す光線行列は、それぞれ、(2.2.2) 及び(2.2.3)において d_1 を d_3 に置き換えたものである。

さらに、焦点距離 f の両凸レンズを透過する。ここで、これを表す光線行列は、

$$\begin{pmatrix} 1 & j\frac{k}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.29)$$

である。そして、距離 d_4 の自由空間を進行し、結晶を含まない側のもう一つの焦点に到達する。これを表す光線行列は、(2.2.3)において d_1 を d_4 に置き換えたものである。ここで、新型共振器は左右対称な光学系であるので、ここから、再び結晶の中心にできる焦点に戻るまで、この行程を逆にもう一度繰り返す。以上より、結晶の中心にできる焦点から1周分の光線行列 \tilde{F}_3 を求めると、

$$\begin{aligned} \tilde{F}_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_3}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{k}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_4}{k} & 1 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_4}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{k}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_3}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.30)$$

である。ここで、 $\tilde{F}_3 = \begin{pmatrix} A_3 & B_3 \\ C_3 & D_3 \end{pmatrix}$ と置き、これを計算すると、

$$\begin{aligned} A_3 &= \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{nf^2} - 1 \\ B_3 &= -j \frac{2k(d_4 - f)}{nf^2} \\ C_3 &= j \frac{l - 2nf + 2nd_3}{nk} \left\{ \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{2nf^2} - 1 \right\} \\ D_3 &= \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{nf^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.2.31)$$

である。ここで、共振条件より、この焦点におけるビーム径 w_3 は、

$$w_3 = \left(\frac{C_3}{B_3} \right)^{\frac{1}{4}} = \sqrt{\frac{l - 2nf + 2nd_3}{2nk}} \sqrt{\frac{2nf^2}{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)} - 1} \quad (2.2.32)$$

である。次に、結晶を含まない側のもう一つの焦点においても同様に考えて、その波面係数 P_4 は、

$$P_4 = \frac{1}{w_4^2} \quad (2.2.33)$$

とおける。この焦点から1周分の光線行列 \tilde{F}_4 を求めると、

$$\begin{aligned} \tilde{F}_4 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_4}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{k}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_3}{k} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{l}{2kn} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j\frac{k}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\frac{d_4}{k} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.34)$$

である。ここで、 $\tilde{F}_4 = \begin{pmatrix} A_4 & B_4 \\ C_4 & D_4 \end{pmatrix}$ と置き、これを計算すると、

$$\begin{aligned} A_4 &= \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{nf^2} - 1 \\ B_4 &= -j \frac{k(l - 2nf + 2nd_3)}{nf^2} \\ C_4 &= j \frac{2(d_4 - f)}{k} \left\{ \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{2nf^2} - 1 \right\} \\ D_4 &= \frac{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)}{nf^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.2.35)$$

である。ここで、共振条件より、この焦点におけるビーム径 w_4 は、

$$w_4 = \left(\frac{C_4}{B_4} \right)^{\frac{1}{4}} = \sqrt{\frac{d_4 - f}{k}} \sqrt{\frac{2nf^2}{(d_4 - f)(l - 2nf + 2nd_3)} - 1} \quad (2.2.36)$$

となり、ビーム径 w_3 、 w_4 が求められる。ここで、 w_3 が第二高調波発生に最適なビーム径に近い値をとり、かつ、 w_4 が入射光調整用の片凸レンズによって d_4 よりも十分長い距離で焦点を結べるような値をとるように f 、 d_3 、 d_4 をとると、

$$\begin{aligned} f &= 40 [\text{mm}] \\ d_3 &= 37.5 [\text{mm}] \\ d_4 &= 350.0 [\text{mm}] \end{aligned} \quad (2.2.37)$$

である。このとき、 w_3 、 w_4 は、

$$\begin{aligned} w_3 &= 21 [\mu\text{m}] \\ w_4 &= 275 [\mu\text{m}] \end{aligned} \quad (2.2.38)$$

である。

和周波混合の場合も同様に考えて f 、 d_3 、 d_4 をとると、

$$\begin{aligned} f &= 50 [mm] \\ d_3 &= 46.5 [mm] \\ d_4 &= 400.0 [mm] \end{aligned} \quad (2.2.39)$$

である。このとき、 w_3 、 w_4 は、

$$\begin{aligned} w_3 &= 25 [\mu m] \\ w_4 &= 253 [\mu m] \end{aligned} \quad (2.2.40)$$

である。

光強度の増強率(第二高調波発生用)

次に、第4章及び第5章で行う実験に用いたチタンサファイアレーザ(第4章)及び半導体レーザ(第5章)の第二高調波発生用の新型共振器の光強度を見積もる。

新型共振器による光強度の増強率の最適値の理論的な見積もりは、リング型共振器の場合とほぼ同様である。ただし、新型共振器の場合には、新たに用いた2枚の両凸レンズの透過損失を考慮しなければならない。

共振器への入射光強度を P_0 、入射鏡の反射率を r_1 、入射鏡を透過した光の電場を E_0 、さらに、共振器を1周したときの損失を L としたとき、共振器内に共鳴維持されている光強度 P_c は、リング型共振器の場合と同様に、

$$P_c = E_c^2 = \frac{1-r_1}{(1-\sqrt{(1-L)r_1})^2} P_0 \quad (2.2.20)$$

となる。ここで、 P_c を最も大きくする反射率 r_1 の値は、

$$r_1 = 1-L \quad (2.2.21)$$

であり、この時の P_c の値は、

$$P_c = \frac{1}{L} P_0 \quad (2.2.22)$$

となる。ここで、共振器を1周したときの等価反射率 $1-L$ は、

$$1-L = r_2 r_3 r_4 t_1 t_2 t_{crystal} t_{SH} \quad (2.2.41)$$

ここで、 r_2 、 r_3 及び r_4 は、それぞれM2、M3及びM4の反射率であり、 t_1 と t_2 はL1とL2の透過率である。 $t_{crystal}$ は、結晶の透過率、さらに t_{SH} は、

$$t_{SH} = 1 - \gamma_{SH} P_c \quad (2.2.24)$$

で定義される第二高調波に変換される基本波の強度である。

この実験に用いた鏡の反射率は、 $r_2 = r_3 = r_4 = 0.995$ であり、また、用いた結晶はKN結晶であり、結晶の透過率 $t_{crystal} = 0.998$ 、さらに、第二高調波に変換される基本波の強度 t_{SH} は、変換効率 γ_{SH} が、 $\gamma_{SH} = 3.6 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ であるので、 $t_{SH} \approx 0.98$ とした。以上より、等価反射率 $1-L$ は、

$$r_m = 0.947 \quad (2.2.42)$$

となり、入射鏡の最適な反射率 r_1 は、

$$r_1 = 0.95 \quad (2.2.43)$$

と決まる。またこのときの光強度の増強率は、(2.2.22)に代入して、

$$P_c = 20P_0 \quad (2.2.44)$$

約20倍にまで増強されることがわかる。

光強度の増強率(和周波混合用)

共振器への入射光強度を P_0 、入射鏡の反射率を r_1 、入射鏡を透過した光の電場を E_0 、さらに、共振器を1周したときの損失を L としたとき、共振器内に共鳴維持されている光強度 P_c は、同様に、

$$P_c = E_c^2 = \frac{1-r_1}{(1-\sqrt{(1-L)r_1})^2} P_0 \quad (2.2.20)$$

となる。ここで、 P_c を最も大きくする反射率 r_1 の値は、

$$r_1 = 1 - L \quad (2.2.21)$$

であり、この時の P_c の値は、

$$P_c = \frac{1}{L} P_0 \quad (2.2.22)$$

となる。ここで、共振器を1周したときの等価反射率 $1-L$ は、

$$1 - L = r_4 r_6 r_7 t_3 t_4 t_{crystal} t_{SH} \quad (2.2.45)$$

ここで、 r_4 、 r_6 及び r_7 は、それぞれM4、M6 及びM7の反射率であり、 t_3 と t_4 はL1とL2の透過率である。 $t_{crystal}$ は、結晶の透過率、さらに t_{SF} は、

$$t_{SF} = 1 - \gamma_{SF} P_c \quad (2.2.46)$$

で定義される和周波に変換される基本波の強度である。

この実験に用いた鏡の反射率は、 $r_4 = r_6 = r_7 = 0.995$ であり、また、用いた結晶はLBO結晶であり、結晶の透過率 $t_{crystal} = 0.998$ 、さらに、和周波に変換される基本波の強度 t_{SF} は、変換効率 γ_{SF} が⁸⁾、 $\gamma_{SF} = 5.2 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ であるので、 $t_{SF} \approx 1$ とした。以上より、等価反射率 $1-L$ は、

$$r_m = 0.984 \quad (2.2.47)$$

となり、入射鏡の最適な反射率 r_1 は、

$$r_1 = 0.98 \quad (2.2.48)$$

と決まる。またこのときの光強度の増強率は、(2.2.22)に代入して、

$$P_c = 50P_0 \quad (2.2.49)$$

約50倍にまで増強されることがわかる。

2.2.4. 共振器の制御

ここでは、リング型共振器及び新型共振器について行った電氣的負帰還制御

について、制御の原理などを詳細に述べる。

共振器は共振条件などをすべて満たしているだけでもまだ十分ではない。それは共振器を取り巻く空気の物理的ゆらぎ、温度ゆらぎ、ミラーの振動などの外乱は、ある程度は避けられず、この小さな外乱があるだけでも共振器は共鳴を維持できないからである。したがって、共振器を有効に機能させるためには、外乱の影響を打ち消すように、外部共振器の共振器長を1波長程度の範囲で負帰還制御する必要がある。本研究では、基本波を共振器に負帰還することで共振器へ共鳴維持している。

負帰還制御の理論

負帰還信号は以下のように直交する偏光を信号処理する方法[34]で得ている。共振器を構成する鏡や光学部品は、第二高調波を発生する元となる偏光方向の光に対して反射損失が最小になるように配置している。この偏光の向きを持つ電場を $E_{//}$ 、それに直交する偏光を持つ電場を E_{\perp} とする。 E_{\perp} の電場成分は共振器とはほとんど共鳴せず、その成分は事実上ほとんど入射鏡で反射されていると考えることができる。この仮定の下で入射鏡から反射及び透過してくる光電場 $E_{1//}$ 、 $E_{1\perp}$ を計算すると、

$$E_{1\perp} = \sqrt{R}e^{j\pi}E_{0\perp} \quad (2.2.50)$$

$$\begin{aligned} E_{1//} &= \{ \sqrt{R}e^{j\pi} + (1-R)\sqrt{1-Le^{j\phi}} + (1-R)\sqrt{R(1-L)}e^{2j\phi} + L \} E_{0//} \\ &= \frac{-\sqrt{R} + \sqrt{1-Le^{j\phi}}}{1 - \sqrt{R(1-L)}e^{j\phi}} E_{0//} \end{aligned} \quad (2.2.51)$$

と表すことができる。ここで、

入射電場の $E_{//}$ 成分： $E_{0//}$

入射電場の E_{\perp} 成分： $E_{0\perp}$

入射鏡の反射率： R

共振器を1周したときの損失： L

共振器を1周したときの位相のずれ： ϕ

である。このそれぞれの電場を $\lambda/4$ 波長板に通すことにより、 E_{\perp} の位相が $\pi/2$ ずれるとすると、透過後の電場をそれぞれ $E_{2\perp}$ 、 $E_{2//}$ とすると、

$$E_{2\perp} = E_{1\perp}e^{j\frac{\pi}{2}} = \sqrt{R}e^{j\frac{3}{2}\pi}E_{0\perp} = -\sqrt{R}e^{j\frac{1}{2}\pi}E_{0\perp} \quad (2.2.52)$$

$$E_{2//} = E_{1//} = \frac{-\sqrt{R} + \sqrt{1-Le^{j\phi}}}{1 - \sqrt{R(1-L)}e^{j\phi}} E_{0//} \quad (2.2.53)$$

である。さらにこの電場を偏光ビームスプリッターで次の電場に変換する。すなわち、

$$\begin{aligned} E_a &= \frac{E_{2\perp} + E_{2\parallel}}{\sqrt{2}} \\ E_b &= \frac{E_{2\perp} - E_{2\parallel}}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2.2.54)$$

これを代入して、

$$E_a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\sqrt{R} e^{j\frac{1}{2}\pi} E_{0\perp} + \frac{-\sqrt{R} + \sqrt{1-L} e^{j\phi}}{1 - \sqrt{R(1-L)} e^{j\phi}} E_{0\parallel} \right) \quad (2.2.55)$$

$$E_b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\sqrt{R} e^{j\frac{1}{2}\pi} E_{0\perp} - \frac{-\sqrt{R} + \sqrt{1-L} e^{j\phi}}{1 - \sqrt{R(1-L)} e^{j\phi}} E_{0\parallel} \right) \quad (2.2.56)$$

である。これらからそれぞれの光強度を計算すると、

$$\begin{aligned} I_a &= \frac{1}{2} \left(RE_{0\perp}^2 + \frac{1+R-L-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi}{1+R-RL-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi} E_{0\parallel}^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{2(1-R)\sqrt{R(1-L)}\sin\phi}{1+R-RL-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi} E_{0\parallel} E_{0\perp} \right) \end{aligned} \quad (2.2.57)$$

$$\begin{aligned} I_b &= \frac{1}{2} \left(RE_{0\perp}^2 + \frac{1+R-L-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi}{1+R-RL-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi} E_{0\parallel}^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(1-R)\sqrt{R(1-L)}\sin\phi}{1+R-RL-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi} E_{0\parallel} E_{0\perp} \right) \end{aligned} \quad (2.2.58)$$

となる。これらは、第1項、第2項が互いに等しく、第3項の符号が逆転しているので、この2つの光の強度の差をとることにより、次のような信号を得ることができる。すなわち、

$$I_b - I_a = \frac{4(1-R)\sqrt{R(1-L)}\sin\phi}{1+R-RL-2\sqrt{R(1-L)}\cos\phi} E_{0\parallel} E_{0\perp} \quad (2.2.59)$$

である。

このようにして得られた信号は、共振器に光が共鳴する点で符号を変える一次微分型の信号となっている。したがって、適当な大きさの電圧に変換共振器長を制御する圧電変位素子に引加することで、電氣的負帰還制御を行うことができるのである。

本研究では、この信号が $E_{0//}$ と $E_{0\perp}$ との積に比例していることに着目し、第二高調波発生に寄与しない $E_{0\perp}$ の成分はできるだけ小さくし、 $E_{0//}$ の成分を大きくするよう共振器入射前に $\lambda/2$ 波長板で調整している。

次に、この信号を実際に発生させる装置について説明する。

共振器の入射鏡から反射あるいは透過した光を $\lambda/4$ 波長板に通し、直線偏光を楕円偏光に変換した後、互いに直交する成分を偏光ビームスプリッターで分離し、フォトディテクターでその光強度を検出する。さらに、差分をとった後電圧電流変換を行い増幅し、共振器にとりつけられた圧電変位素子に引加されている。あまりに速い制御をした場合、圧電変位素子が発振するため、積分回路を挿入し 1000Hz 以下の信号で負帰還制御した。

2.3.総括

本章では、3章以降の実験の基礎となる事柄について理論的な側面から考察を行った。具体的には、

1. 非線形光学効果の諸原理について述べ、さらに、本研究に用いた3種類の結晶(LBO結晶、BBO結晶、KN結晶)について、それぞれ、常光線、異常光線の屈折率の波長依存性を計算し、位相整合時の角度許容幅及び波長許容幅、有効非線形定数、光線間の分離角及び変換効率係数を求めた。
2. リング型共振器及びその欠点を改良した新型共振器について共振条件及び共鳴維持されている光の焦点におけるビーム径及び光強度の増強率のついて理論的に見積もった。
3. リング型共振器及び新型共振器について行った電氣的負帰還制御について、制御の原理などを詳細に議論した。

第3章 チタンサファイアレーザによる紫外光発生

本章では、チタンサファイアレーザを基本光源として、第三高調波発生の実験を行った。すなわち、リング型共振器に配置したLBO結晶によりチタンサファイアレーザの第二高調波を発生させ、これと基本波とをBBO結晶により単一パスの和周波混合を行い第三高調波発生させるというものである。これにより、チタンサファイアレーザを基本光源とした掃引可能な紫外連続コヒーレント光源が実現した。

3.1節では、実験装置について述べる。光源、リング型共振器及び測定装置について説明し、特に、和周波混合の際の基本波と第二高調波の重ね合わせにPBSを用い、さらに、結晶にはBBO結晶のtype-IIを用いた理由について詳細に説明する。

3.2節では、実験結果を報告する。まず、リング型共振器の特性を調べ、第2章で求めた光強度の増強率の理論値を元に結合効率を推定した。さらに、LBO結晶の第二高調波発生角度許容幅、波長許容幅を測定し、第2章で求めた理論値と比較し考察を行う。最後に、第二高調波と第三高調波の発生の実験を行い、掃引特性を測定し、結果について考察を行う。

3.1.実験装置

この節では、実験を行うにあたって使用した光源、リング型共振器、そして結晶、測定装置などについて詳細に解説する。

光源

まず、実験系を図3.1.1に示す。

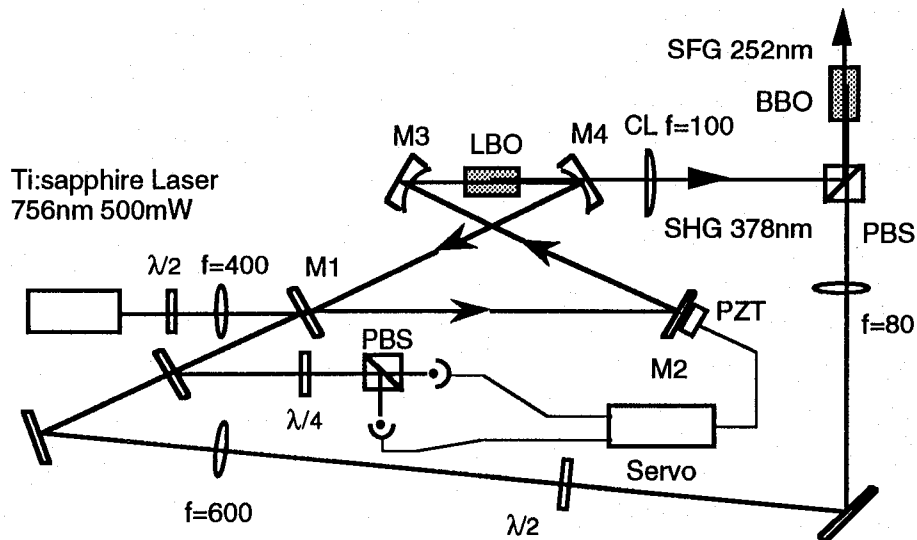


図3.1.1 実験系

基本光源にはチタンサファイアレーザを用いた。本研究で用いているチタンサファイアレーザは、COHERENT社の899-21 Ring Ti:Al₂O₃ Laserであり、同社のInnova 310 Argon Ion Laserによって励起することにより使用している。このレーザの発振波長と出力の関係を表したグラフを図3.1.2に示す。横軸は発振波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は出力強度であり、単位は[mW]である。

チタンサファイアレーザのレーザ光は、 $\lambda/2$ 板と焦点距離 $f=400\text{mm}$ の平凸レンズを透過してリング型共振器へと入射する。ここで、 $\lambda/2$ 板は、リング型共振器の反射損失が最小になるような偏光の向きに、基本波の偏光方向を回転させるために配置している。また、平凸レンズは、外部共振器のモードに入射光線の波面を整合させるためのレンズであり、共振器の鏡M1とM2のちょうど真ん中で焦点を結ぶように配置してある。

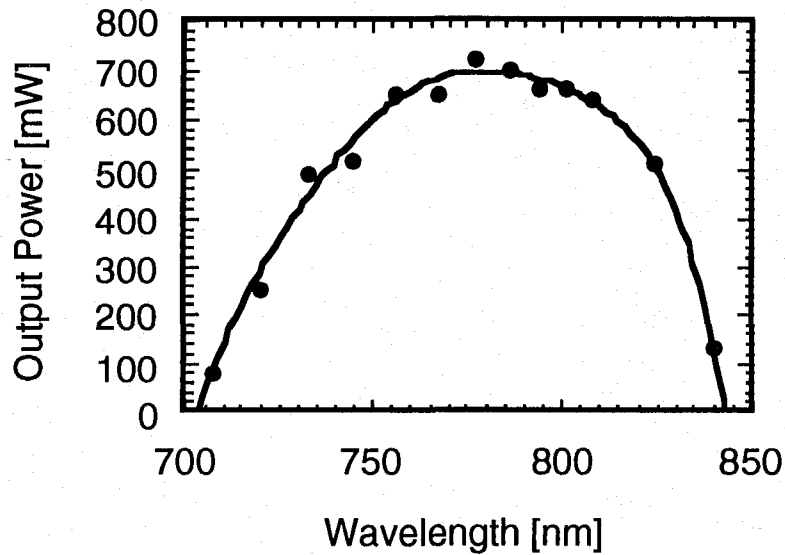


図3.1.2 チタンサファイアレーザ(ショート)の波長掃引特性

また、 $\lambda/2$ 板と平凸レンズは、非点収差やコマ収差の発生を最小限に抑えるために、正確にレンズの中心に 0° 入射するようにしてあり、さらに、平凸レンズは、平面側から入射して凸面側から出射するようにしてある。このため、これらの表面は、反射防止コートがなされているが、表面反射による戻り光がチタンサファイアレーザに影響を及ぼすことが考えられる。しかし、実験において、この戻り光の影響は特に見られなかった。

リング型共振器

リング型共振器の4枚の鏡M1～M4の誘電体多層膜コーティングは以下の通りである。鏡の両面にコートをした場合、光が共鳴維持されている側を表、そうでない側を裏とした。

M 1	表	波長 750nm で反射率 98%
	裏	波長 750nm で無反射
M 2	表	波長 750nm で全反射
M 3	表	波長 750nm で全反射
M 4	表	波長 750nm で全反射、波長 375nm で無反射
	裏	波長 375nm で無反射

M 2は共振器長を制御するための圧電変位素子に直接張りつけた。また、圧電変位素子の荷重圧を考えて、厚さ 2mm、外径 5mm のものを用いた。凹面鏡M 3とM 4の曲率半径は 100mm である。また、出力鏡M 4の材質は第二高調波の透

過損失を最小限に抑えるため、合成石英を用いた。

第二高調波発生用のLBO結晶は、凹面鏡M3とM4の間に対称に配置し、俯角及び仰角に対して 0.01° の精度で回転可能な台に固定されている。また、両端面に波長750nmと375nmに対して無反射コートがなされている。

共振器は、直交する偏光を信号処理する方法により入射する基本波の周波数に安定化した。M1から反射した光は、フォトダイオードによって受光し、制御回路を介して圧電変位素子に帰還した。

和周波混合

この第二高調波は、共振器の外に取り出されるときには、ビーム形状が垂直方向に細長い歪んだ形をしている。この理由としては、LBO結晶の基本波と第二高調波の間の分離角によって歪みが生ずること。さらに、凹面鏡を透過することにより波面が歪むことの2つが考えられる。このため、この歪みを補正しさらに和周波混合の際にBBO結晶の中心で焦点を結ぶようにするために、焦点距離 $f=100\text{mm}$ のシリンドリカルレンズを配置した。ここで、第二高調波の透過損失を最小に抑えるために、合成石英製を用いた。

この第二高調波と基本波をBBO結晶において和周波混合することによって、第三高調波を発生させる。基本波は、リング型共振器に入らなかった反射光を用いる。この光は、 $\lambda/2$ 板と焦点距離 $f=600\text{mm}$ と $f=80\text{mm}$ の2枚の平凸レンズを透過してBBO結晶へと入射する。ここで、 $\lambda/2$ 板は、この光が、共振器の反射損失が最大になるような偏光向きの光を多く含んでいるので、和周波混合の源になるような偏光の向きに、偏光方向を回転させるために配置している。また、2枚の平凸レンズは、和周波混合の際にBBO結晶の中心で焦点を結ぶようにするために配置している。

角度位相整合性結晶で和周波混合を行う場合、ウォークオフが生ずるために2つの光線を空間的に精度よく一致させることがいっそう重要になる。その工夫の1つとして、基本波と和周波の光軸合わせには、偏光ビームスプリッターを用いたことがあげられる。異なる波長の光の光軸を合わせる際には、一般に、プリズムやダイクロイックミラーを用いる。しかし、プリズムを用いる場合、光軸調整に長い距離を必要とし、さらに最低2個のプリズムを用いなければならないので、透過損失の大きな紫外光の光軸調整には向かない。また、ダイクロイックミラーを用いる場合には、本研究のように、一方の光の波長が他方の光の波長の半分になっているので、一方の光の波長の全反射コートとその半分の波長の無反射コートが互いに影響を及ぼし合い、無反射コートの透過率が波長によって大きく変動し、著しく低下するという現象(ハーフウェーブホール効果)が生じ、さらに、鏡の厚みによる透過光路のずれや複像の発生により、2つの光を精度よく重ね合わせることが困難になる。そこで本研究では、偏光ビー

ムスプリッターを用いることとした。偏光ビームスプリッターは、接着剤による反射や吸収の損失がわずかにあるものの、光の反射にブリュスター角を用いているので、反射率が波長によって変動せず、さらに、透過光路のずれや複像の発生がない。

しかし、偏光ビームスプリッターを用いた場合、重ね合わせることでできる光は互いに垂直な向きに偏光を持つ光だけである。よって、和周波混合用のBBO結晶にはtype IIを用いなければならない。ここで、2.1節における理論計算からもわかるようにtype IIはtype Iと比較して変換効率が小さい。しかし、結晶にtype Iを採用し光軸合わせにダイクロイックミラーを用いた場合の第二高調波の透過損失の波長に対する変動を考えたとき、変換効率が多少小さくともtype IIを採用して光軸合わせに偏光ビームスプリッターを用いてこうした変動を避けた方が有利であると考えた。

和周波測定

BBO結晶で和周波混合が行われ、発生した第三高調波は、プリズムで基本波及び第二高調波と分離される。ここで、このプリズムは透過損失の小さい合成石英製を用いた。さらに、表面での反射が最小になるように、第三高調波の偏光を利用して、入射角をブリュスター角すなわち 65° に設定した。また、分離した光は光電子増倍管により検出した。光電子増倍管は浜松フォトニクス社製のR431Sである。この光電子増倍管は、ソーラーブラインド現象を用いて紫外光の検出を行っているため、波長 320nm 以上の光にはほとんど感度を持たない。しかし、念のため金属製の覆いをかぶせ、プリズムで分離し、第三高調波のみが入射するようにした。

3.2.実験結果

この節では、外部リング型共振器の特性、第二高調波発生に用いたLBO結晶の基礎特性、及び、LBO結晶を配置した外部リング型共振器による第二高調波発生とBBO結晶による和周波混合の掃引特性を示し、2.1節で行った理論計算と比較検討し、考察を行う。

3.2.1.リング型共振器の特性

ここでは、リング型共振器の特性についての結果とそれに対する考察を行う。共振器内光強度の入射光強度依存性

共振器内光強度の入射光強度依存性を図3.2.1に示す。横軸は共振器に入射する基本波の光強度であり、単位は[W]である。また、縦軸は共振器内に共鳴維持されている基本波の光強度であり、単位は[W]である。

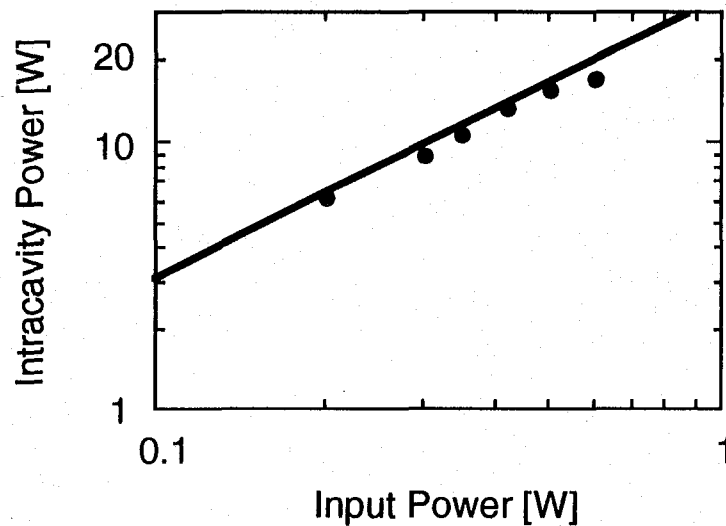


図3.2.1 共振器内光強度の入射光強度依存性

これより、入射光強度が 500mW～600mW において共振器の光強度の増倍率が一定値から低下していることがわかる。また入射光強度の弱い範囲では、光強度の増倍率は約 30 であることがわかる。この増倍率は、2.2.節で議論した増倍率の 60%である。

なお、リング型共振器に共鳴維持されている光の強度は、M3 の鏡から漏れ出てくる光の強度を測定し、その値とM3 の鏡の透過率 0.475%から推定したものである。

3.2.2. LBO 結晶の基礎特性

ここでは、LBO 結晶によって単一パスでチタンサファイアレーザの第二高調波を発生させ、その基礎特性を測定し、2.1.節で行った理論計算と比較検討し、考察を行った。測定した項目は、 θ 角度許容幅、 ϕ 角度許容幅、波長許容幅、掃引特性の 4 項目である。

ϕ 角度(位相整合角)許容幅

次に、レーザ光を波長を 756nm に固定し、さらに、出力を 500mW に固定して、 θ を一定に保ったまま、 ϕ 角度(位相整合角)許容幅を測定した。結果を、図 3.2.2 に示す。横軸は θ 角度であり、単位は[degree]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μ W]である。

図より ϕ 角度許容幅の半値幅は 0.1[deg cm]と読みとることができる。これを、2.1.節で議論した理論値と比較するとよく一致する。

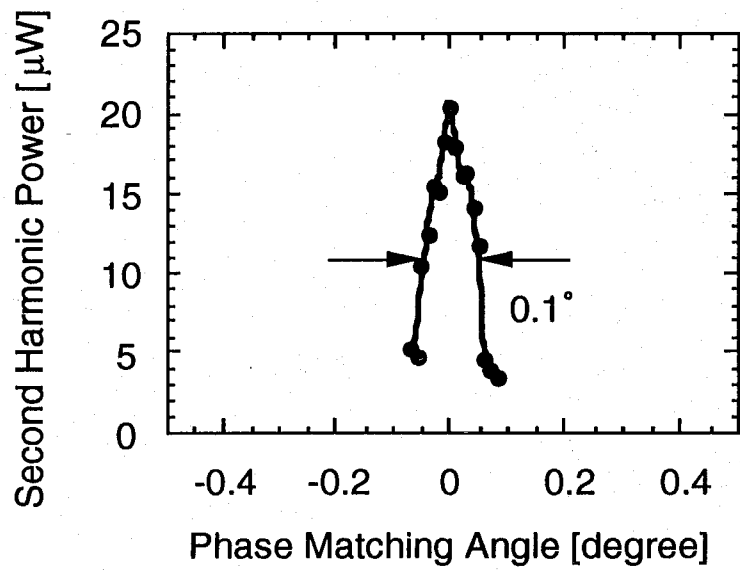


図3.2.2 LBO結晶の ϕ 角度許容幅

θ 角度許容幅

同様にして、 θ 角度許容幅を測定した。結果を、図3.2.3に示す。横軸は θ 角度であり、単位は[degree]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μW]である。

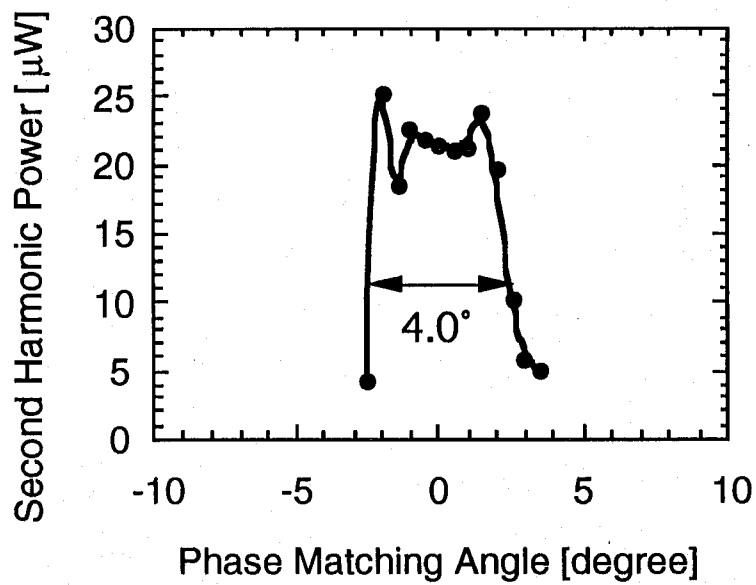


図3.2.3 LBO結晶の θ 角度許容幅

図より θ 角度許容幅の半値幅は4.0[deg cm]と読みとることができる。これを、2.1節で議論した理論値と比較すると、実測値の方が理論値よりもやや大きな値になっている。この原因としては、LBO結晶の θ 角度は位相整合にはほとんど関係がないため、切り出し角 $\theta = 90^\circ$ で厳密に切り出されておらず、 $\theta = 90^\circ$ から多少ずれていることが原因として考えられる。

波長許容幅

さらに、波長756nmで位相整合をとり、第二高調波を発生させ、その状態で、基本光源の波長を変化させ、波長許容幅を測定した。図3.2.4に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μ W]である。

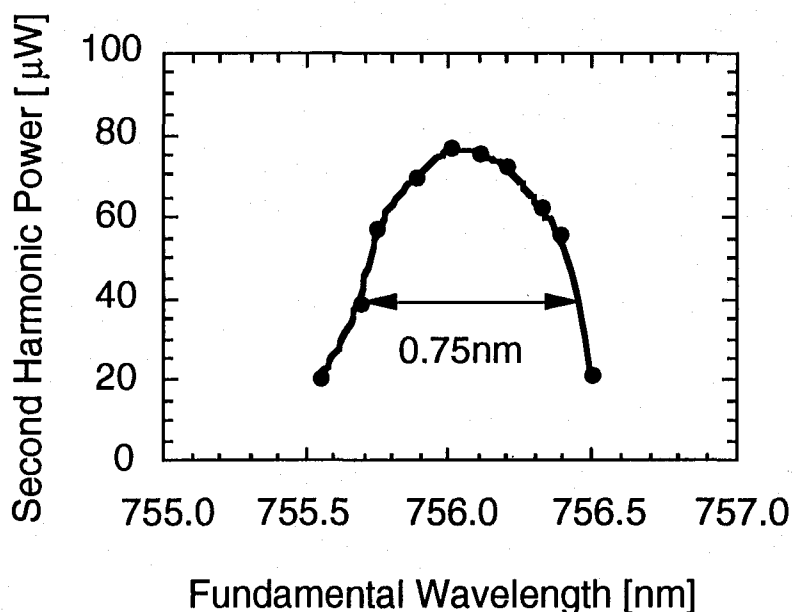


図3.2.4 LBO結晶の波長許容幅

図より波長許容幅の半値幅は0.75[nm cm]と読みとることができる。これを、2.1節で議論した理論値と比較するとほぼ一致する。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、第二高調波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図3.2.5に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μ W]である。

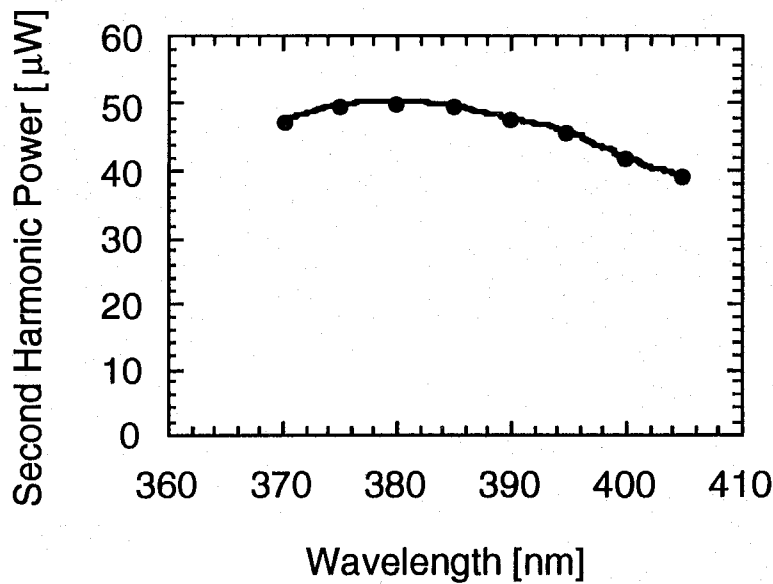


図3.2.5 LBO結晶の波長掃引特性

掃引範囲が波長 370nm から 405nm までに限定されているのは、チタンサファイアレーザの掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が 375nm から離れるにつれて出力強度がわずかに低下しているのは、結晶が波長 375nm の基本波が結晶端面に垂直入射したときに位相整合がとれるように切り出されているため、基本波の波長が 750nm から離れるにつれ、位相整合をとるために入射光が結晶端面の光軸からずれて、反射損失が生じているためと考えられる。

3.2.3. LBO結晶の第二高調波発生

ここでは、LBO結晶をリング型共振器に配置して、光を共鳴維持し位相整合をとり、第二高調波を発生させ、共振器による第二高調波発生の特性を測定した。2.1節で行った理論計算と比較検討し、考察を行った。測定した項目は、第二高調波変換効率、掃引特性の2項目である。

第二高調波変換効率

リング型共振器にチタンサファイアレーザの光を共鳴維持した状態で、共振器内に共鳴維持されている光強度を測定し、その2乗に対する第二高調波の強度の依存性を測定した。図3.2.6に示す。横軸は基本波の強度の2乗であり、単位は $[W^2]$ である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は $[mW]$ である。

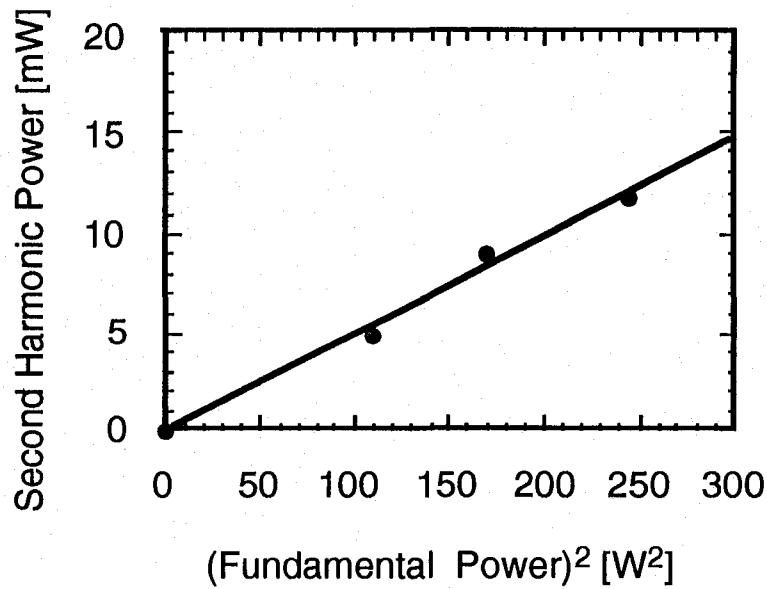


図3.2.6 LBO結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、第二高調波の強度が基本波の強度の2乗に比例することが確認できる。この直線の傾きから、第二高調波発生効率の実測値を計算すると、 $\gamma_{SH} = 4.8 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ である。これは、2.1節で計算した理論値 $\gamma_{SH} = 7.0 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっているが、出力鏡M4、分光用合成石英プリズム及びフィルターの反射損失と透過損失を考慮に入れると、ほぼ理論値通りと考えてよい。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、第二高調波の掃引特性を調べた。図3.2.7に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。

掃引範囲が波長370nmから405nmまでに限定されているのは、チタンサファイアレーザの掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が長くなるにつれて出力強度が低下している理由としては、2点考えられる。1点は、結晶単体の掃引特性測定の時にも述べたとおり、位相整合をとるために基本波の入射光が結晶端面の光軸からずれて、反射損失が生じているためである。もう1点は、基本波の波長に対する共振器の鏡の反射率が波長750nmから離れるにつれて低下し、共振器に共鳴維持されている光強度の増倍率が低下しているためである。

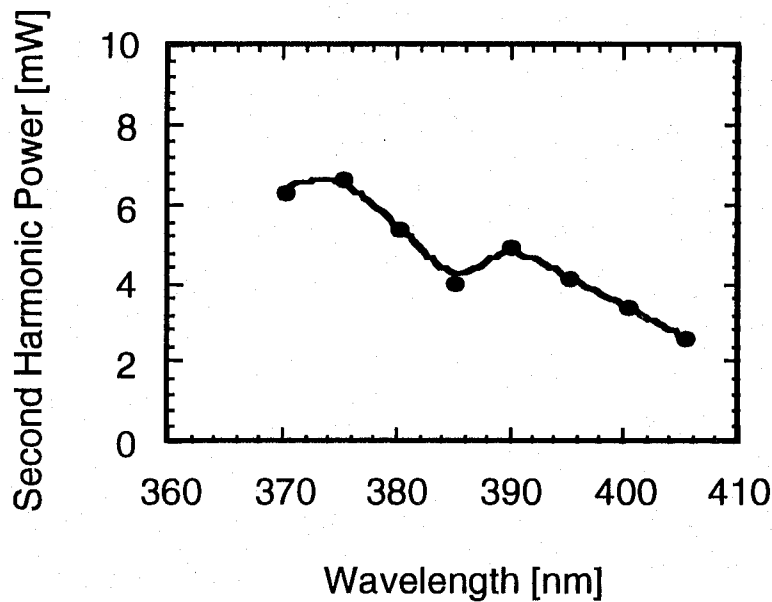


図3.2.7 LBO結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性

また、出力強度は波長 385nm 付近で極小値を形成している。この理由としては、出力鏡M4において、3.1.節で論じたようなハーフウェーブホール効果が生じていることが考えられる。すなわち、M4の表面には、共振器内に光を共鳴維持するために、基本波に対して全反射コートがなされている。また、M4から第二高調波を取り出すので、第二高調波に対して無反射コートもなされている。ところが、これらが互いに影響を及ぼしあい、無反射コートの透過率が波長によって大きく変動し、著しく低下するという現象が生じているのである。

3.2.4. BBO結晶(typeII)による和周波混合

チタンサファイアレーザの基本波と第二高調波とをBBO結晶により、単一パスで和周波混合を行い、さらに、2.1.節で行った理論計算と比較検討し、考察を行った。測定した項目は、和周波混合変換効率、掃引特性の2項目である。
和周波混合変換効率

チタンサファイアレーザの基本波と第二高調波とをBBO結晶により、単一パスで和周波混合を行い、波長 252nm の第三高調波を発生させた。基本波と第二高調波の光強度を測定し、これらに積に対する和周波(第三高調波)の強度の依存性を測定した。図3.2.8に示す。横軸は基本波と第二高調波の積であり、単位は $[W^2]$ である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は $[nW]$ である。

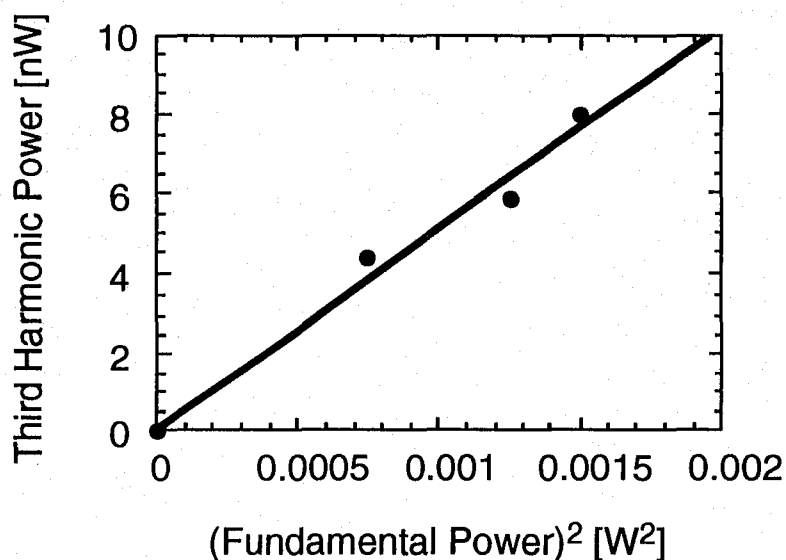


図3.2.8 BBO結晶の和周波混合変換効率

ここで、和周波の出力強度は、分光用合成石英プリズム及びフィルターの反射損失と透過損失を考慮に入れたものである。この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、和周波の強度が基本波の強度の積に一致することが確認できる。この直線の傾きから、和周波発生効率の実測値を計算すると $\gamma_{SF} = 5.0 \times 10^{-6} [W^{-1}]$ である。これは、理論値 $\gamma_{SF} = 6.5 \times 10^{-6} [W^{-1}]$ に比べると、損失などの補正を行ったにもかかわらず小さな値になっている。理由としては、和周波混合の際のビーム径の最適値は $25\mu m$ であるが、第二高調波のビーム径が $25\mu m$ まで絞られていないことが理由として考えられる。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、和周波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図3.2.9に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は[nW]である。

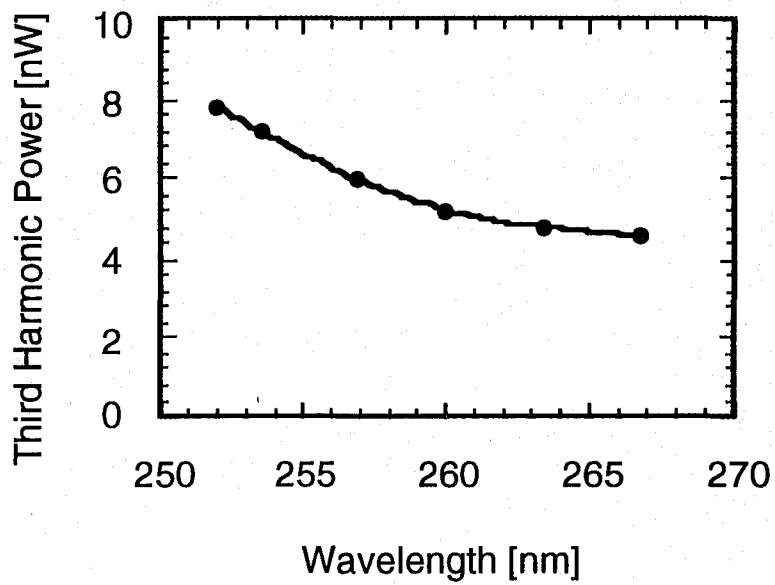


図3.2.9 BBO結晶の和周波混合の掃引特性

掃引範囲が波長 252nm から 267nm までに限定されているのは、チタンサファイアレーザの掃引範囲及びその第二高調波の掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が長くなるにつれて出力強度が低下しているのは、第二高調波の掃引特性の影響によるものである。しかし、第二高調波の掃引特性のようにハーフウェーブホール効果による波長に対する出力強度のうねりがなく、基本波と和周波の光軸合わせに、偏光ビームスプリッターを用いたことの結果が現れている。

3.3.総括

本章では、チタンサファイアレーザを基本光源とし、第二高調波発生及び和周波混合によって、252nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源の開発を行った。具体的には以下の結果を得た。

1. 第二高調波発生用のLBO結晶の基礎特性を測定し、理論値との比較検討を行った。
2. チタンサファイアレーザを基本光源とし、リング型共振器に配置したLBO結晶によって、第二高調波を発生させた。これにより、378nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は11.8mWであった。
3. 2において、さらに波長掃引を行い、波長370nm から405nm まで35nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約5mWであった。
4. チタンサファイアレーザのレーザ光と第二高調波とをBBO結晶によって和周波混合を行った。これにより、252nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光を光源を実現した。このとき、最大光強度は8nWであった。
5. 4において、さらに波長掃引を行い、波長252nm から267nm まで15nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約6nWであった。

第4章 チタンサファイアレーザと半導体レーザによる紫外光発生

本章では、チタンサファイアレーザと半導体レーザを基本光源として、紫外光発生の実験を行った。すなわち、新型共振器に配置したKN結晶によりチタンサファイアレーザの第二高調波を発生させ、これと新たに用意した半導体レーザのレーザ光とを同じく新型共振器に配置したBBO結晶により和周波混合を行い紫外光を発生させるというものである。これにより、チタンサファイアレーザと半導体レーザを基本光源とした掃引可能な紫外連続コヒーレント光源が実現した。

4.1.節では、実験装置について述べる。光源、新型共振器及び測定装置について説明する。

4.2.節では、実験結果を報告する。まず、新型共振器の特性を調べ、第2章で求めた光強度の増強率の理論値を元に結合効率を推定した。さらに、KN結晶の第二高調波発生の温度許容幅、波長許容幅を測定し、第2章で求めた理論値と比較し考察を行う。最後に、第二高調波発生と和周波混合の実験を行い、掃引特性を測定し、結果について考察を行う。

4.1.実験装置

この節では、実験を行うにあたって使用した光源、新型共振器、そして結晶、測定装置などについて詳細に解説する。

光源

実験系を図4.1.1に示す。第二高調波発生用の基本光源には、チタンサファイアレーザ、この第二高調波と和周波混合するための光源には半導体レーザを用いた。

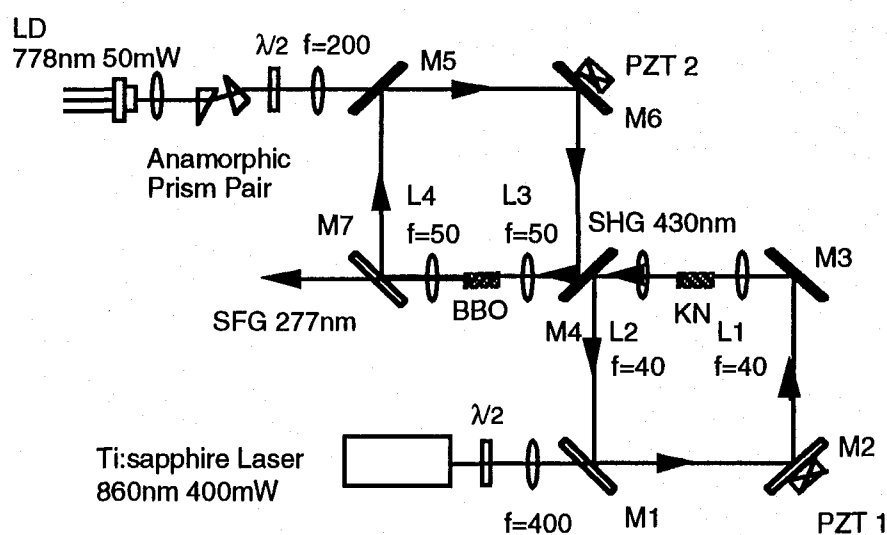


図4.1.1 実験系

チタンサファイアレーザは、3.1節で説明した通りである。しかし、発振波長帯が異なっているので、このレーザの発振波長と出力の関係を表したグラフを図4.1.2に示す。横軸は発振波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は出力強度であり、単位は[mW]である。

チタンサファイアレーザのレーザ光は、 $\lambda/2$ 板と焦点距離 $f=400\text{mm}$ の平凸レンズを透過してリング型共振器へと入射する。ここで、 $\lambda/2$ 板は、リング型共振器の反射損失が最小になるような偏光の向きに、基本波の偏光方向を回転させるために配置している。また、平凸レンズは、外部共振器のモードに入射光線の波面を整合させるためのレンズであり、3.1節で説明したリング型共振器の場合と違い、両凸レンズL1とL2の midpoint に焦点が結ぶように配置しなければならない。

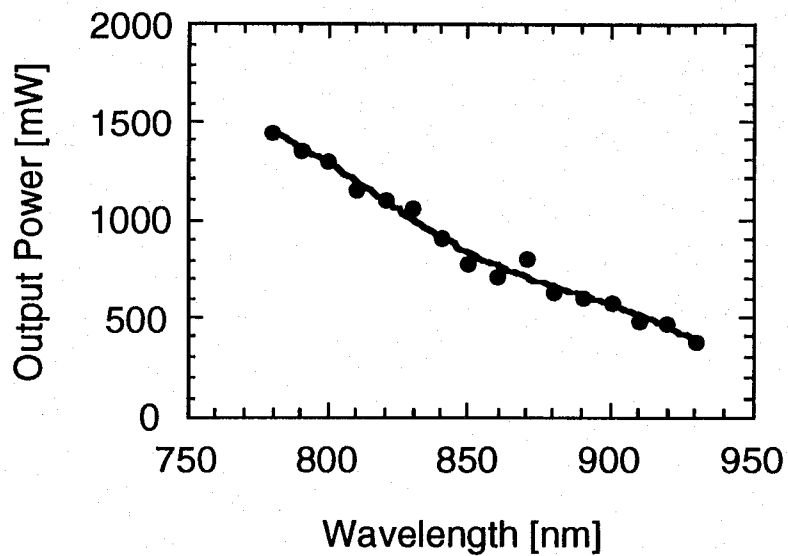


図4.1.2 チタンサファイアレーザ(ミドル)の波長掃引特性

次に、和周波混合用の半導体レーザには、Spectra Diode Labs 社製の 5401-G1 を用いた。このレーザの最大出力 50mW における発振波長と温度の関係を表したグラフを図4.1.3に示す。横軸は温度であり、単位は[°C]である。また、縦軸は発振波長であり、単位は[nm]である。

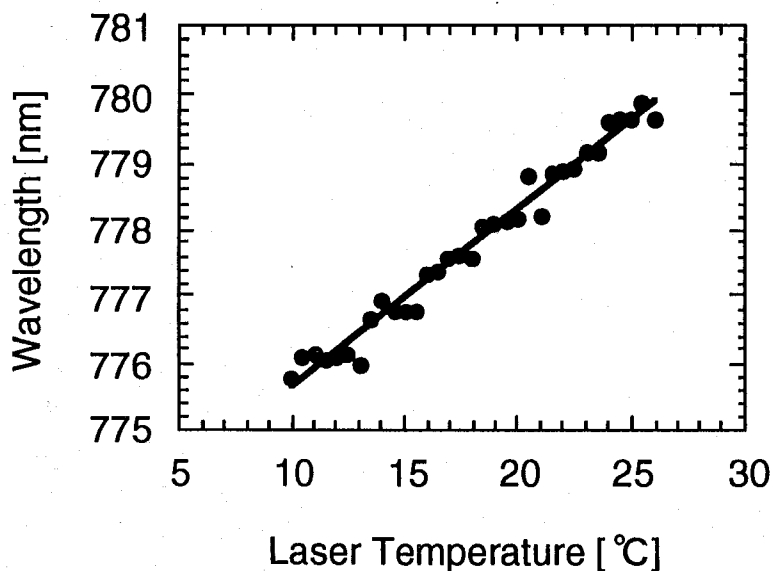


図4.1.2 和周波混合用半導体レーザの波長掃引特性

この図より、このレーザの掃引範囲は 776nm から 780nm までであることがわかる。

半導体レーザのレーザ光は、光を放出するストライプの大きさや構造上、ビームの広がり角が大きく、しかも、ビーム形状が非対称な楕円形をしている。そのため、このまま用いたのでは共振器との結合効率は非常に小さな値になってしまう。これを改善するために、コリメーティングレンズによってビームの平行化を行い、さらに、ビーム形状をアナモルフィックプリズムペアを用いることにより真円に整形を行う必要がある。本研究で用いたコリメーティングレンズは、MELLES GRIOT 社の 06GLC002/D である。これは開口数が大きく、さらに、半導体レーザのウインドで生ずる収差の補正も可能である。また、本研究で用いた半導体レーザのビーム径の楕円形の縦横の比は 3 : 1 であり、これを補正するために、アナモルフィックプリズムペアには、MELLES GRIOT 社の 06GPA007 を用いた。これは、半導体レーザのビーム形状を楕円の長軸方向のみ 1/3 に縮小し、ほぼ真円に整形可能である。しかし、これらを透過することによって、光強度の約 20% が失われる。

この後さらに、この光もチタンサファイアレーザの場合と同様に $\lambda/2$ 板と焦点距離 $f=200\text{mm}$ の平凸レンズを透過して新型共振器へと入射するが、これらの表面反射による戻り光が半導体レーザに影響を及ぼすことが考えられ、これを防ぐために、それぞれ 0° 入射からごくわずかに傾けている。

新型共振器(第二高調波発生用)

第二高調波発生及び和周波混合は 2.2.節で説明したような新型共振器に配置した KN 結晶及び BBO 結晶を用いて行った。ここでは、新型共振器について第二高調波発生用と和周波混合用にわけて説明する。

第二高調波発生用の新型共振器の 4 枚の鏡 M 1 ~ M 4 と 2 枚の両凸レンズ L 1 と L 2 の誘電体多層膜コーティングは以下の通りである。鏡の両面にコートをした場合の鏡の裏表の表現は、リング型共振器の場合と同様である。また、両凸レンズは両面にコートしている。

M 1	表	波長 860nm で反射率 95%
	裏	波長 860nm で無反射
M 2	表	波長 860nm で全反射
M 3	表	波長 860nm で全反射
M 4	表	波長 860nm で全反射、波長 430nm で無反射
	裏	波長 780nm で全反射、波長 430nm で無反射
L 1		波長 860nm で無反射
L 2		波長 860nm で無反射、波長 430nm で無反射

入射鏡M1は、入射光が45°入射することにより鏡を固定する台によって光路が妨げられることを考慮して外径30mmのものを用いた。厚さは3mmである。M4も同様な理由から、同じ大きさのものを用いた。また、M2は共振器長を制御するための圧電変位素子に直接張りつけた。ここで、圧電変位素子の荷重圧を考慮して、厚さ2mm、外径5mmのものを用いた。

両凸レンズL1とL2の焦点距離は40mmである。材質は透過率の高い合成石英を用いた。また、透過損失を最小限に抑えるためにレンズの厚さをできる限り薄くする必要がある、そのために外径10mmのものを用いた。さらに、共振器内に共鳴維持されている光を両凸レンズの中心に垂直に入射しなければ、共振器にうまく共振させることはできない。この調整には特に注意を要し、両凸レンズは、0.01mmの精度でxyz方向に調整ができるようになっている。

圧電変位素子には、CONTROL TECHNICS社のCTC-1651を用いた。これは、共振周波数が75kHz以上と高く、これにより、速い信号での負帰還制御を可能になっている。

KN結晶は、両凸レンズL1とL2の間に対称に配置し、銅製の台に固定され、ペルチェ素子を用いて0.01°Cの精度で温度制御されている。また、結晶の両端面には波長860nmと430nmに対して無反射コートがなされている。

共振器の制御については3.1節で説明したリング型共振器の場合と同様であるので説明を割愛する。

新型共振器(和周波混合用)

和周波混合用の新型共振器の4枚の鏡M4～M7と2枚の両凸レンズL3とL4の誘電体多層膜コーティングは以下の通りである。鏡の裏表の表現及びレンズのコートは第二高調波発生用の共振器の場合と同様である。

M4	表	波長780nmで全反射、波長430nmで無反射
	裏	波長860nmで全反射、波長430nmで無反射
M5	表	波長780nmで反射率98%
	裏	波長780nmで無反射
M6		波長780nmで全反射
M7	表	波長780nmで全反射、波長277nmで無反射
	裏	波長277nmで無反射
L3		波長780nmで無反射、波長430nmで無反射
L4		波長780nmで無反射、波長280nmで無反射

鏡の外径などは第二高調波発生用の共振器の場合と同様である。M5は共振器長を制御するための圧電変位素子に直接張りつけた。両凸レンズL3とL4

の焦点距離は 50mm である。

和周波混合の共振器において、共鳴維持している光はM4から入射してくる第二高調波と光軸が完全に一致しなければならず、この調整には注意を要する。いたずらに鏡の俯角や仰角を変化させても調整しきれない。主に、共振器の形状が長方形であることの利点を生かし、光の鏡への入射角を変化させることなく鏡全体を移動させることにより調整した。

BBO結晶は、両凸レンズL3とL4の間に対称に配置し、俯角に対して 0.01° の精度で回転可能な台に固定されている。また、両端面に波長 780nm、430nm 及び 277nm に対して無反射コートがなされている。

共振器の制御については第二高調波発生用の共振器の場合と同様に説明を割愛する。

和周波測定

BBO結晶で和周波混合が行われ、発生した和周波は、出力鏡M7より取り出される。ここで、和周波測定において、3.1節で説明したようなプリズムによる基本波との分離は行わず、直接、光電子増倍管により検出した。その理由は、出力鏡M7からは、波長 430nm の基本波も 778nm の基本波もほとんど漏れ出てこないからである。いずれの光も可視光であるが、実際、肉眼では確認できなかった。こうした状態で紫外光に対して透過損失や反射損失が見込まれるプリズムを用いることは意味がないと考える。また仮に、基本波が漏れ出ていたとしても、検出用の光電子増倍管は、3.1節で説明したように波長 320nm 以上の光にはほとんど感度を持たないので、問題は生じない。

4.2.実験結果

この節では、新型共振器の特性、第二高調波発生に用いたKN結晶の基礎特性、及び、KN結晶を配置した新型共振器による第二高調波発生とBBO結晶による和周波混合の掃引特性を示し、2.1節で行った理論計算と比較検討し、考察を行う。

4.2.1. 新型共振器の特性

ここでは、新型共振器の特性についての測定を行い、測定結果とそれに対する考察を行う。

共振器内光強度の入射光強度依存性

共振器内光強度の入射光強度依存性を図4.2.1に示す。横軸は共振器に入射する基本波の光強度であり、単位は[W]である。また、縦軸は共振器内に共鳴維持されている基本波の光強度であり、単位は[W]である。

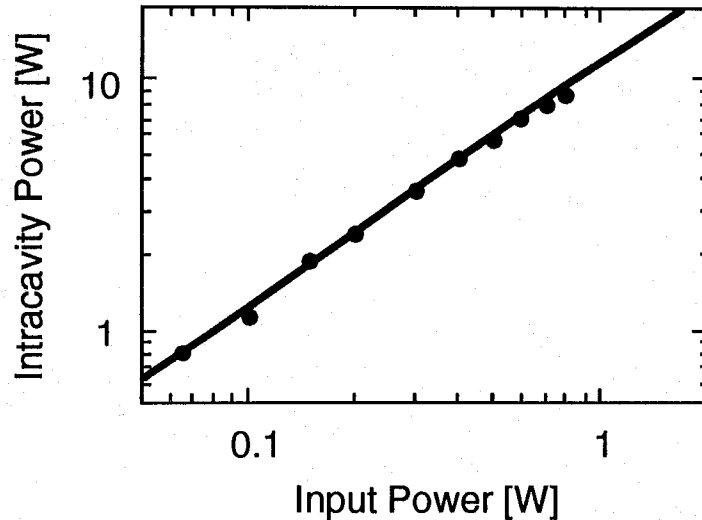


図4.2.1 共振器内光強度の入射光強度依存性

これより、入射光強度の増倍率は入射光の強度にかかわらず一定値をとっていることがわかる。光強度の増倍率は約 12 であることがわかる。この増倍率は、2.2.節で議論した増倍率の 60%である。

なお、新型共振器に共鳴維持されている光の強度は、M3 の鏡から漏れ出てくる光の強度を測定し、その値とM3 の鏡の透過率 0.25%から、推定したものである。

4.2.2. KN 結晶の基礎特性

チタンサファイアレーザの第二高調波発生用のKN結晶の基礎特性を測定を行った。測定した項目は、第二高調波変換効率、温度許容幅、掃引特性の3項目である。

第二高調波変換効率

基本光源であるチタンサファイアレーザのレーザ光を波長を 860nm に固定し、KN結晶に単一パスで入射させ、位相整合をとり、第二高調波を発生させた。さらに、光強度を変化させ、その2乗に対する第二高調波の強度の依存性を測定した。図4.2.2に示す。横軸は基本波の強度の2乗であり、単位は[W²]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。

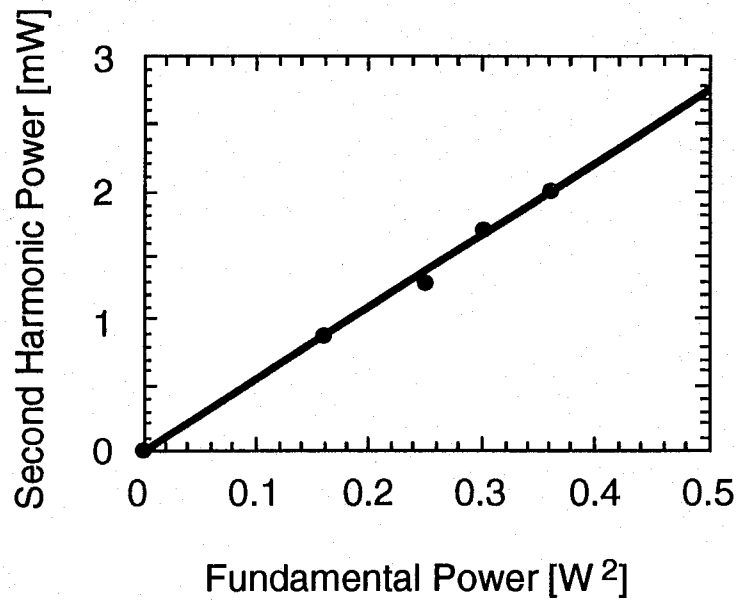


図4.2.2 KN結晶の第二高調波変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、第二高調波の強度が基本波の強度の2乗に比例することが確認できる。この直線の傾きから、第二高調波発生効率の実測値を計算すると、 $\gamma_{SH} = 5.5 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ である。これは、2.1節で計算した理論値 $\gamma_{SH} = 3.6 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ よりも大きな値になっている。理論計算を行ったときビーム径を $21\mu m$ と仮定したので、このときには、結晶中心でのビーム径が $21\mu m$ よりも絞られていたため、このような現象が生じたと考えられる。

温度許容幅

次に、波長 $860nm$ に固定したまま、さらに、出力を $500mW$ に固定して、結晶の温度を変化させ、温度許容幅を測定した。ここで、位相整合温度は $22.1^{\circ}C$ であった。結果を、図4.2.3に示す。横軸は温度であり、単位は $[^{\circ}C]$ である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は $[mW]$ である。

図より温度許容幅の半値幅は $0.25[^{\circ}C \text{ cm}]$ と読みとることができる。これを、2.1節で議論した理論値と比較すると、よく一致する。

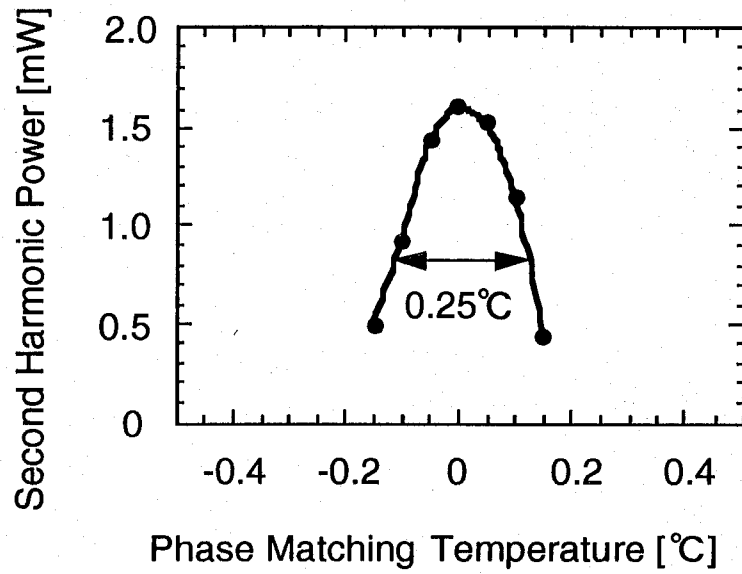


図4.2.3 KN結晶の温度許容幅

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、第二高調波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図4.2.4に示す。横軸は温度であり、単位は[°C]である。また、縦軸は波長であり、単位は[nm]である。

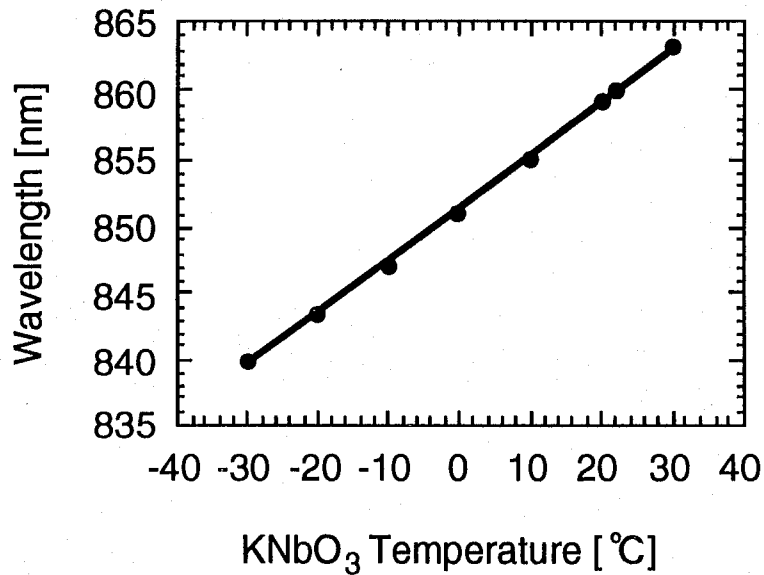


図4.2.4 KN結晶の位相整合温度と基本波の波長の関係

掃引範囲が波長 840nm から 863nm までに限定されているのは、短波長側は、KN結晶は、 -30°C 以上に冷却すると結晶の構造が変化してしまうからである。また、長波長側は 2.1.節で論じた通り、 180°C 程度まで位相整合をとることが可能であるが、本研究では、より短い波長の光を発生させることが目的なので、この程度までの測定にとどめた。

4.2.3. KN結晶の第二高調波発生

このような結晶を新型共振器に配置して、光を共鳴維持し、位相整合をとって、第二高調波を発生させ、共振器による第二高調波発生の特性を測定した。測定した項目は、第二高調波変換効率、温度許容幅、掃引特性の3項目である。第二高調波変換効率

新型共振器にチタンサファイアレーザの光を共鳴維持した状態で、共振器内に共鳴維持されている光強度を測定し、その2乗に対する第二高調波の強度の依存性を測定した。図4.2.5に示す。横軸は基本波の強度の2乗であり、単位は $[\text{W}^2]$ である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は $[\text{mW}]$ である。

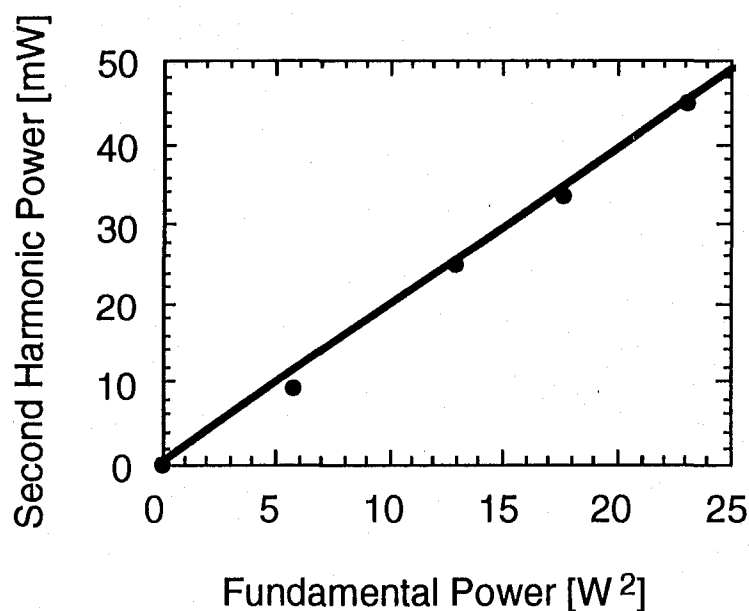


図4.2.5 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、第二高調波の強度が基本波の強度の2乗に比例することが確認できる。この直線の傾きから、第二高調波

発生効率の実測値を計算すると、 $\gamma_{SH} = 2.0 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ である。これは、2.1節で計算した理論値 $\gamma_{SH} = 3.6 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっているが、出力鏡M4の裏表の透過率を考慮に入れると、ほぼ理論値通りと考えてよい。

ここで、KN結晶の単一パスによる第二高調波変換効率を測定した際に22°Cであった位相整合温度は25.1°Cになり、3.1°C高くなった。また、基本波の光強度を大きくすると整合温度は低下した。共振器に共鳴維持されている光が4.8Wのとき、位相整合温度は24.0°Cであり、1.1°C低下したことが観測された。こうしたずれは、発生した第二高調波がKN結晶により吸収され、発熱効果が生じたためと考えられる。

温度許容幅

さらに、KN結晶は、温度位相整合性結晶であるので、共振器内にあるときも、光軸をほとんど変化することなく、掃引することが可能である。そこで、共振器に配置したときの温度許容幅を測定した。

波長860nmで位相整合をとり、第二高調波を発生させ、その状態で、KN結晶の温度を変化させ、温度許容幅を測定した。位相整合温度は25.1°Cであった。結果を、図4.2.6に示す。横軸は温度であり、単位は[°C]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。

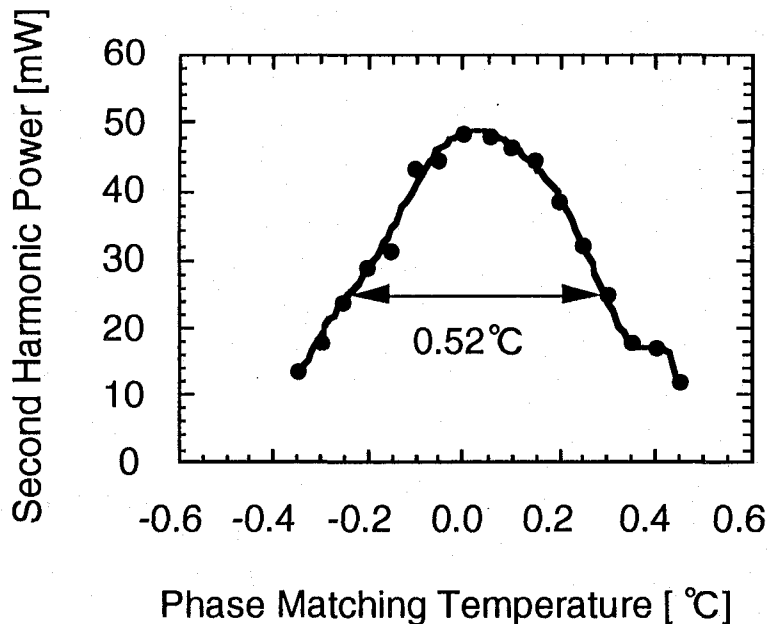


図4.2.6 KN結晶を共振器に配置したときの温度許容幅

温度許容幅の半値幅は、 0.52°C であることがわかる。これを、2.1.節で議論した理論値と比較すると、ほぼ2倍の値になっている。単一パスによる温度許容幅の測定するときには、ほぼ理論値通りの測定値が得られていることから、これが測定誤差によるものとは考えにくく、第二高調波変換効率の測定するときにも生じた発熱効果によるものであると考えられる。

この測定結果から、KN結晶の位相整合温度は、波長ばかりでなく、基本波の光強度にも依存することがわかる。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、第二高調波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図4.2.7に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。

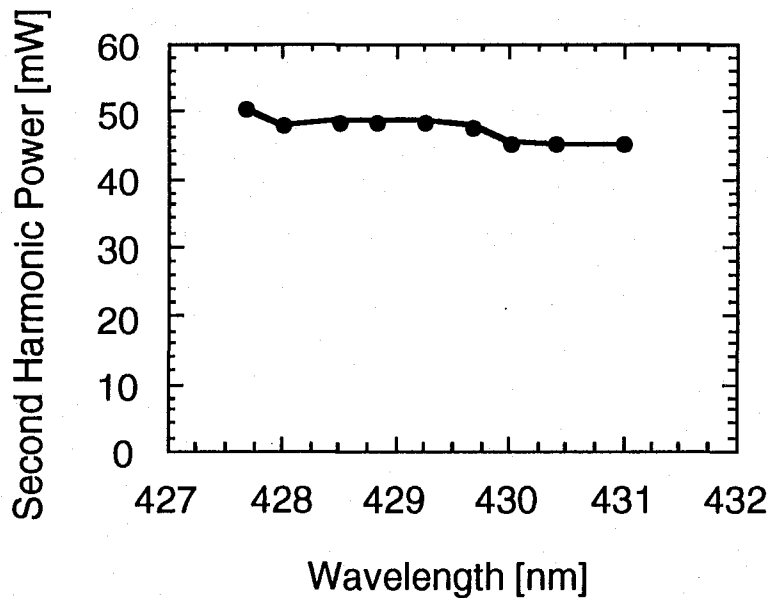


図4.2.7 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性

掃引範囲が波長 427.7nm から 431.0nm までに限定されているのは、KN結晶の位相整合温度によって制限を受けているためである。短波長側は、整合温度をあまり低くすると、結晶表面に結露が生じ、共振器の光強度の増強率が著しく低下するためである。また、長波長側は、できる限り短波長の光を発生させ

るという本研究の目的に反するので、この程度までとした。

波長が長くなるにつれて出力強度がわずかに低下している理由としては、基本波の波長に対する共振器の鏡の反射率が波長 840nm から離れるにつれて低下し、共振器に共鳴維持されている光強度の増倍率が低下しているためであると考えられる。

また、掃引範囲が狭いためかハーフウェーブホール効果が生じていることは確認されなかった。

4.2.4. BBO結晶(typeI)による和周波混合

和周波混合変換効率

このチタンサファイアレーザの波長 430nm の第二高調波と別に用意した波長 778nm の半導体レーザのレーザ光をBBO結晶により、和周波混合を行い、波長 277nm の和周波を発生させた。ここで、半導体レーザのレーザ光を共振器に共鳴維持した。

さらに、この2つの基本波の光強度を測定し、これらに積に対する和周波の強度の依存性を測定した。図4.2.8に示す。横軸は2つの基本波の積であり、単位は $[W^2]$ である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は $[\mu W]$ である。

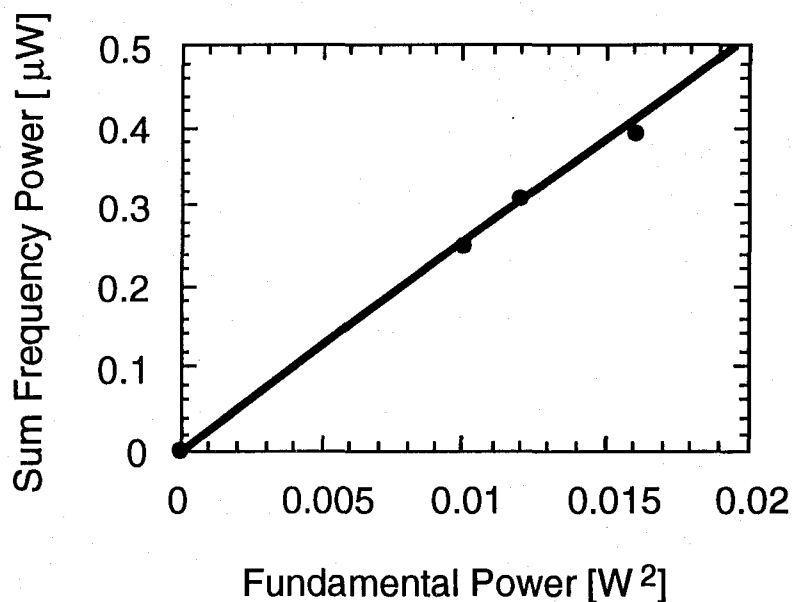


図4.2.8 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、和周波の強度が基本波の強度の積に一致することが確認できる。この直線の傾きから、和周波発生効率の実測値を計算すると $\gamma_{SF} = 2.5 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ である。これは、2.1.節で計算した理論値 $\gamma_{SF} = 5.2 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっている。両凸レンズL4及び出力鏡M7の表の透過率を考慮に入れると、ほぼ理論値通りと考えてよい。

掃引特性

さらに、半導体レーザのレーザ光を共振器に共鳴維持したまま、チタンサファイアレーザの第二高調波の波長を変化させ、和周波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図4.2.9に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は[μW]である。

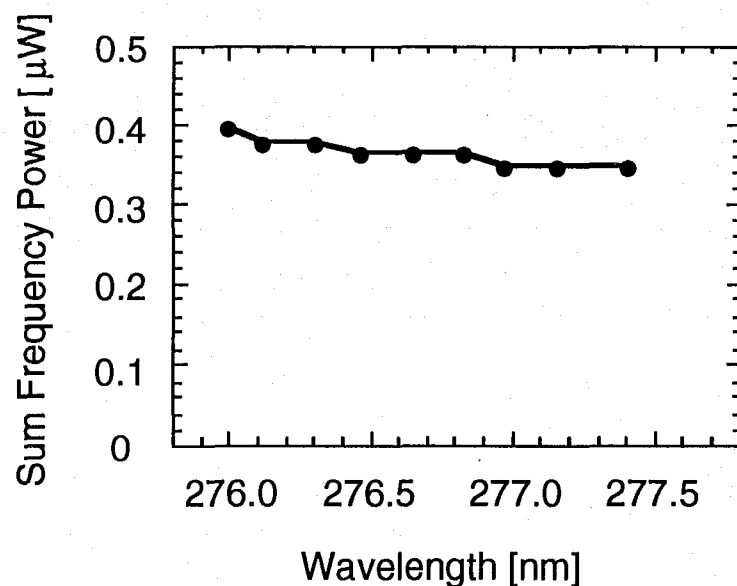


図4.2.9 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波混合の掃引特性

掃引範囲が波長 276.0nm から 277.4nm までに限定されているのは、第二高調波の掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が長くなるにつれて出力強度が低下しているのは、第二高調波の掃引特性の影響によるものである。

4.3.総括

本章では、チタンサファイアレーザ及び半導体レーザを基本光源とし、第二高調波発生及び和周波混合によって、277nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源の開発を行った。具体的には以下の結果を得た。

1. 第二高調波発生用のKN結晶の基礎特性を測定し、理論値との比較検討を行った。
2. チタンサファイアレーザを基本光源とし、新型共振器に配置したKN結晶によって、第二高調波を発生させた。これにより、430nm 付近で波長掃引可能な青色連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は 50.1mW であり、最大変換効率 12.5%であった。
3. 2において、さらに波長掃引を行い、波長 427.7nm から 431.0nm まで 3.3nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約 48mW であった。
4. チタンサファイアレーザの第二高調波と半導体レーザのレーザ光とをBBO結晶によって和周波混合を行った。これにより、277nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は0.4μWであった。
5. 4において、さらに波長掃引を行い、波長 275.9nm から 277.4nm まで 1.5nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約 0.35μW であった。

第5章 半導体レーザーによる紫外光発生

本章では、半導体レーザーを基本光源として、紫外光発生の実験を行った。すなわち、第4章におけるチタンサファイアレーザーを半導体レーザーに置き換え、新型共振器に配置したKN結晶により第二高調波を発生させ、これとは別に用意した半導体レーザーのレーザー光とを同じく新型共振器に配置したBBO結晶により和周波混合を行い紫外光を発生させるというものである。これにより、本研究の最終目標である、半導体レーザーを基本光源とした掃引可能な紫外連続コヒーレント光源が実現した。

5.1.節では、実験装置について述べる。チタンサファイアレーザーから置き換えた半導体レーザーについて説明する。

5.2.節では、実験結果を報告する。第4章の実験結果も含めて考察することにより、KN結晶の温度許容幅及び位相整合温度が基本波の光強度にも依存することを確認した。さらに、第二高調波発生と和周波混合の実験を行い、掃引特性を測定し、結果について考察を行う。

5.1.実験装置

第5章で行った実験において使用した光源、新型共振器、そして結晶、測定装置などは、ほとんど4.1.節で説明したものと同一である。この節では、重複するものは割愛し、光源について詳細に解説することとする。

光源

実験系を図5.1.1に示す。

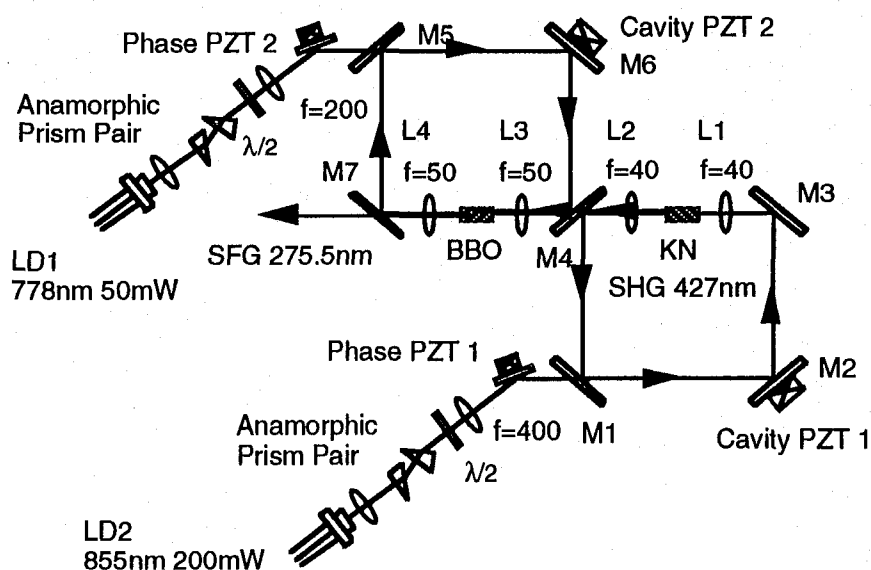


図5.1.1 実験系

第二高調波発生の基本光源及びこの第二高調波と和周波混合するための光源には、いずれも半導体レーザを用いた。また、第二高調波発生用のレーザには、Spectra Diode Labs 社製の 5431-G1 を用いた。このレーザの最大出力 200mW における発振波長と温度の関係を表したグラフを図5.1.2に示す。横軸は温度であり、単位は[°C]である。また、縦軸は発振波長であり、単位は[nm]である。

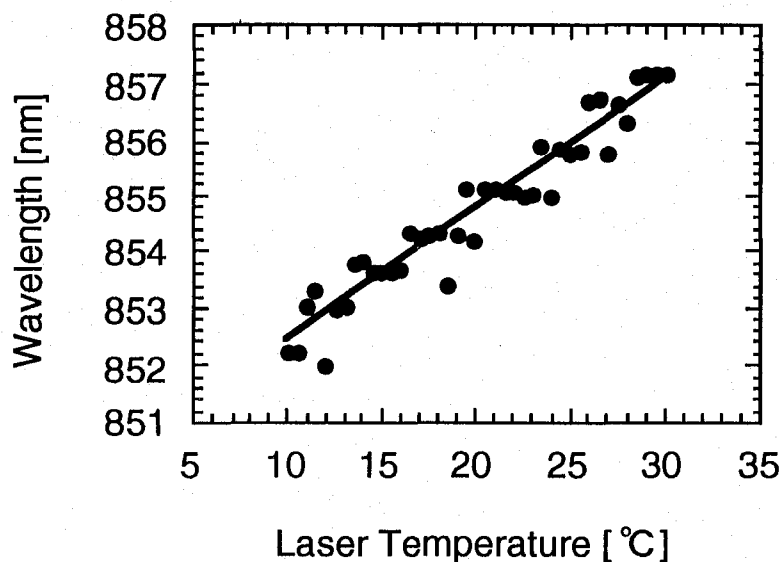


図5.1.2 第二高調波光発生用半導体レーザーの波長掃引特性

この図より、このレーザーの掃引範囲は 852nm から 857nm までであることがわかる。和周波混合用の半導体レーザーには、4.1節で説明したレーザーと同じものを用いている。

また、いずれの半導体レーザーのレーザー光もコリメーティングレンズとアナモルフィックプリズムペアによって、ビーム整形を行い、この後さらに、 $\lambda/2$ 板と共振器との整合用の焦点距離 $f=400\text{mm}$ (第二高調波発生用)及び $f=200\text{mm}$ (和周波混合用)の平凸レンズを透過して新型共振器へと入射する。

5.2.実験結果

この節では、4.2節で行った実験と重複するものは割愛し、KN結晶を配置した新型共振器による第二高調波発生とBBO結晶による和周波混合の掃引特性を示し、2.1節で行った理論計算と比較検討し、考察を行う。

5.2.1. KN結晶の第二高調波発生

KN結晶を新型共振器に配置して、光を共鳴維持し、位相整合をとって、第二高調波を発生させる実験は、4.2節においてチタンサファイアレーザーを基本光源として行ったが、半導体レーザーを基本光源にした場合についても、改めて測定を行った。測定した項目は、第二高調波変換効率、温度許容幅、掃引特性の3項目である。

第二高調波変換効率

新型共振器に半導体レーザの光を共鳴維持した状態で、共振器内に共鳴維持されている光強度を測定し、その2乗に対する第二高調波の強度の依存性を測定した。基本波の波長は857.2nmである。図5.2.1に示す。横軸は基本波の強度の2乗であり、単位は[W²]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。

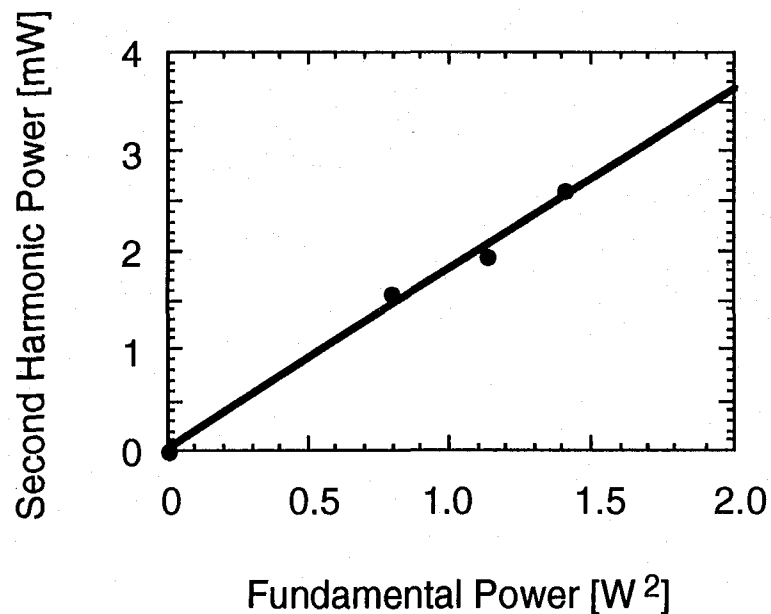


図5.2.1 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、第二高調波の強度が基本波の強度の2乗に比例することが確認できる。この直線の傾きから、第二高調波発生効率の実測値を計算すると、 $\gamma_{SH} = 18 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ である。これは、2.1節で計算した理論値 $\gamma_{SH} = 3.6 \times 10^{-3} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっており、さらに、4.2節で測定したチタンサファイアレーザを基本光源とした第二高調波発生効率の実測値に比べてもいくぶん小さい。これは、出力鏡M4の裏表の透過による損失のほかに、半導体レーザを用いたことによるビーム径のゆがみが原因として考えられる。

また、4.2節で述べたような位相整合温度の上昇は、確認されなかった。これは、基本波の光強度が、位相整合温度を上昇させるほど大きな値になっていないことが考えられる。

温度許容幅

さらに、KN結晶は、温度位相整合性結晶であるので、共振器内にあるときも、光軸をほとんど変化することなく、掃引することが可能である。そこで、共振器に配置したときの温度許容幅を測定する。

波長 857.2nm で位相整合をとり、第二高調波を発生させ、その状態で、KN結晶の温度を変化させ、温度許容幅を測定した。位相整合温度は 14.2°C であった。図5.2.2に示す。横軸は温度であり、単位は[°C]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[mW]である。温度許容幅の半値幅は、0.40°C であることがわかる。これを、2.1.節で議論した理論値と比較すると、ほぼ 1.7 倍の値になっている。

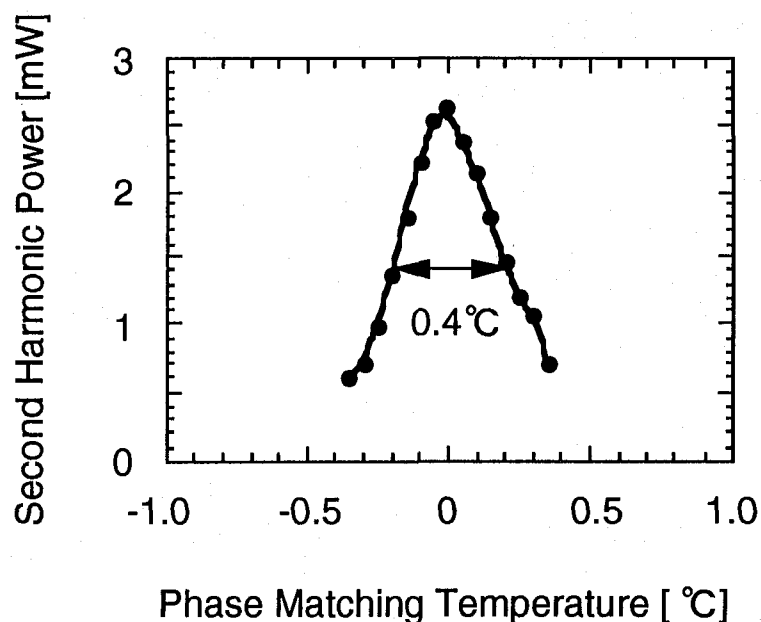


図5.2.2 KN結晶を共振器に配置したときの温度許容幅

この結果と 4.2.節において行ったチタンサファイアレーザを基本光源とした同種の実験の測定結果から、KN結晶の温度許容幅は、波長ばかりでなく、基本波の光強度にも依存することがわかる。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、第二高調波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図5.2.3に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単

位は[mW]である。

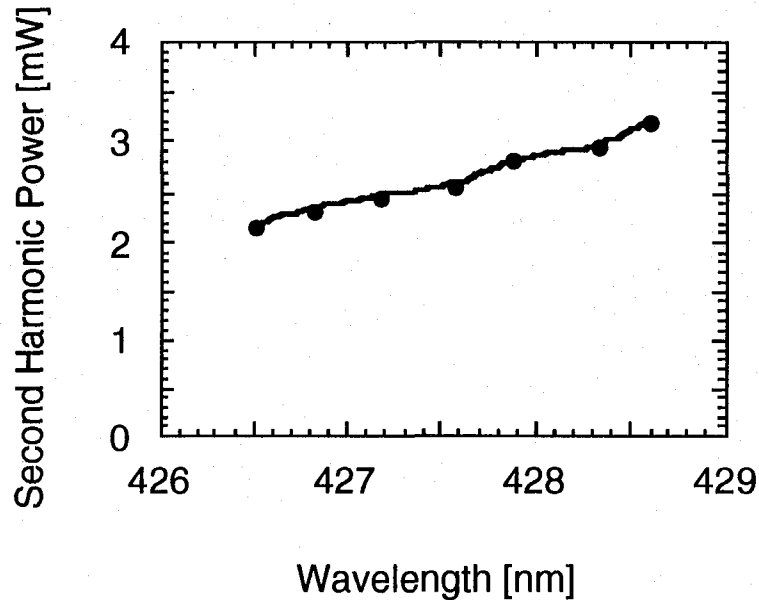


図5.2.3 KN結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性

掃引範囲が波長 426.5nm か 428.6nm までに限定されているのは、半導体レーザの掃引範囲及びKN結晶の位相整合温度によって制限を受けているためである。波長が短くなるにつれて出力強度が低下している理由としては、4.2節において行った同種の実験では、基本波の波長に対する共振器の光強度の増倍率の変化はほとんどみられなかったもので、共振器の鏡の反射率が低下しているとは考えにくく、KN結晶の位相整合温度が5℃程度と低く、表面がわずかな結露によるものであると考えられる。

5.2.2. BBO結晶(typeI)による和周波混合

和周波混合変換効率

この半導体レーザの波長 426.5nm の第二高調波と別に用意した波長 778nm の半導体レーザのレーザ光をBBO結晶により、和周波混合を行い、波長 275.5nm の和周波を発生させた。ここで、波長 778nm の半導体レーザのレーザ光を共振器に共鳴維持した。

さらに、この2つの基本波の光強度を測定し、これらに積に対する和周波の

強度の依存性を測定した。図5.2.4に示す。横軸は2つの基本波の積であり、単位は $[W^2]$ である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は $[nW]$ である。

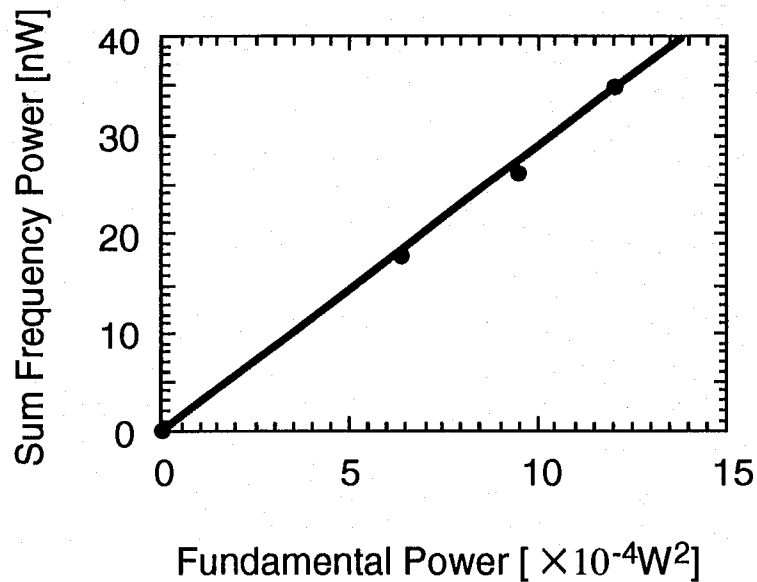


図5.2.4 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波変換効率

この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、和周波の強度が基本波の強度の積に一致することが確認できる。この直線の傾きから、和周波発生効率の実測値を計算すると $\gamma_{SF} = 2.8 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ である。これは、2.1節で議論した理論値 $\gamma_{SF} = 5.2 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっている。両凸レンズL4及び出力鏡M7の表の透過率を考慮に入れると、ほぼ理論値通りと考えてよい。また、4.2節で行った同種の実験による和周波発生効率の実測値に比べて大きな値が得られた。

掃引特性

さらに、波長778nmの半導体レーザのレーザ光を共振器に共鳴維持したまま、半導体レーザの波長426.5nmの第二高調波の波長を変化させ、和周波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図5.2.5に示す。横軸は波長であり、単位は $[nm]$ である。また、縦軸は和周波の出力強度であり、単位は $[nW]$ である。

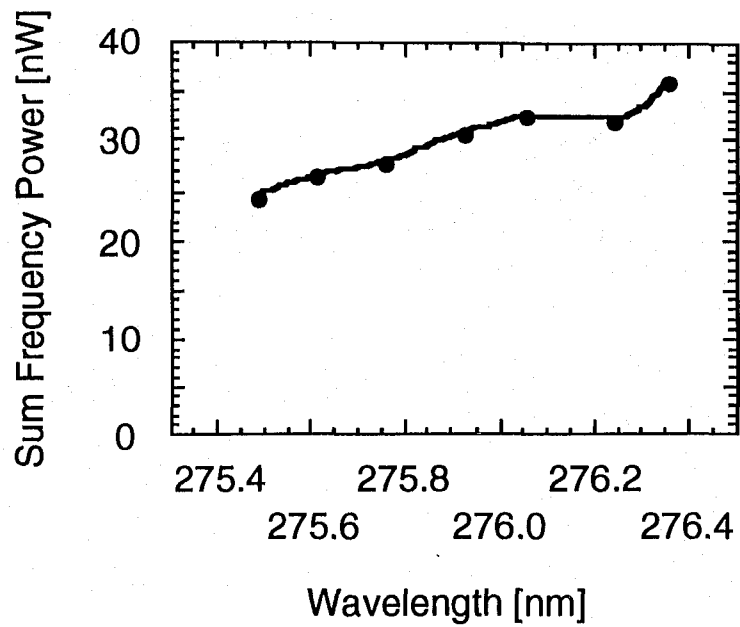


図5.2.5 BBO結晶を共振器に配置したときの和周波の掃引特性

掃引範囲が波長 275.5nm から 276.4nm までに制限されているのは、第二高調波の掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が短くなるにつれて出力強度が低下しているのは、第二高調波の掃引特性の影響によるものである。

5.3.総括

本章では、波長 855nm 及び 778nm の半導体レーザを基本光源とし、第二高調波発生及び和周波混合によって、275nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源の開発を行った。具体的には以下の結果を得た。

1. 波長 855nm の半導体レーザを基本光源とし、新型共振器に配置したKN結晶によって、第二高調波を発生させた。これにより、427nm 付近で波長掃引可能な青色連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は 3.2mW であった。
2. 2において、さらに波長掃引を行い、波長 426.5nm から 428.6nm まで 2.1nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約 2.5mW であった。
3. 波長 855nm の半導体レーザの第二高調波と波長 788nm の半導体レーザのレーザ光とをBBO結晶によって和周波混合を行った。これにより、275.5nm 付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は 35.7nW であった。
4. 4において、さらに波長掃引を行い、波長 275.5nm から 276.4nm まで 0.9nm に渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約 30nW であった。

第6章 結論と今後の展望

本章では、本研究の結果から導かれた技術の利点及び新しく明らかになった点について、従来の研究と比較検討することにより結論とする。

6.1.節では、本研究で得られた紫外光の光強度について類似する他の3種類の研究と比較検討を行う。半導体レーザを基本光源とした紫外域における掃引可能な連続コヒーレント光源は、本研究が最初の報告である。さらに、得られた光強度は小さいが、基本光源を近い将来開発されるであろう高出力半導体レーザに置き換えることでそれは克服しうる。

6.2.節では、第4章と第5章の実験に用いた二重共鳴共振器について類似する他の2種類の研究と比較検討を行う。新型共振器の特徴を生かすことにより2種類の光を同時に高い増倍率で共鳴維持することが可能になった。

6.3.節では、BBO結晶の非線形定数の2種類の報告について、第2章における理論値と第3章から第5章までにおける実測値によって、比較検討を行う。従来報告がほとんどなかったtype-IIの結果により、一方の方が正しいことがわかった。

6.4.節では、今後の展望を行い、本研究の結論によって新たに生じた課題について検討を行う。

6.1.本研究の位置付け

本研究では、半導体レーザを基本光源とした掃引可能な紫外連続コヒーレント光源を実現した。これは、我々の知る限りにおいて最初の報告である。

これと、従来までの波長変換を用いた紫外域におけるコヒーレント光発生の報告との比較を行う。表6.1.1に示す。

基本光源 その波長 出力強度	波長変換の方法	出力波長 出力強度	掃引性
Arレーザ 514nm 80W(共振器内)	Arレーザの内部共振器内にBBO結晶を配置	257nm 420mW	波長固定
YAGレーザ 1064nm 17.3W	2台の外部共振器にKTP結晶とBBO結晶をそれぞれ配置	266nm 800mW	波長固定
半導体レーザ(パルス) 860nm 980mW	KN結晶とBBO結晶を単一パス	215nm 15 μ W	213.2 ~217.4nm
半導体レーザ 854nm 200mW, 778nm 50mW	2台の外部共振器にKN結晶とBBO結晶をそれぞれ配置	276nm 36nW	275.5 ~276.4nm

表6.1.1 近年の研究の動向と本研究の位置

高出力の Ar レーザのレーザ光の第二高調波を発生させた報告[35]や YAG レーザのレーザ光に波長変換を2度行い、第四高調波を発生させた報告[36]がある。これらは、かなり大きな出力が得られているが掃引性がなく波長固定である。また、半導体レーザのレーザ光を用いて波長変換を2度行い、第四高調波を発生させた報告[37]がある。これは波長掃引可能であるが、パルス発振である。本研究では、掃引可能であり連続発振であるという2点を両立させ、紫外域におけるコヒーレント光源を実現した。

本研究の弱点は、出力強度が弱いことがあげられる。しかし、これは、用いた基本光源の強度が弱いためであり、近い将来、高出力の半導体レーザが出現すれば、出力強度においても、これら3つの報告に並びうると考えられる。本研究の技術水準において、基本光源が高出力半導体レーザに置き換えられた場合の推定出力を図6.1.1に示す。

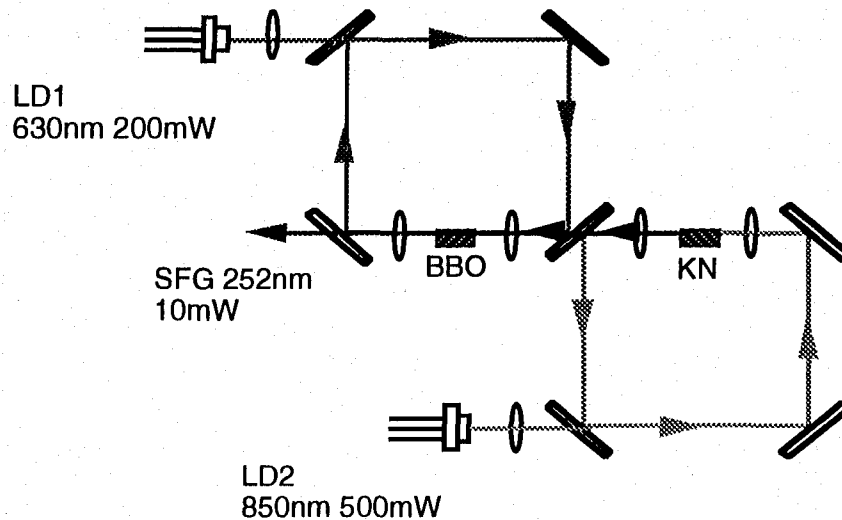


図6.1.1 高出力レーザに置き換えたときの推定出力

現在、パルス発振の半導体レーザの最大出力強度が10W以上であることを考えれば、こうした高出力半導体レーザが出現するのはそう遠くないと考えられる。

6.2.二重共鳴共振器について

第3章における実験結果を踏まえて新型共振器を提案し、その形状に着目して、波長の異なる2種類の光を同時にしかも高い光強度の増倍率で共鳴維持できる共振器を作製した。第4章及び第5章においては、この共振器を用いて実験を行った。

従来までは、波長の異なる2種類の光を共鳴維持した例においては、単純にリング型共振器に2つの光を共鳴維持するという報告[38]とリング型共振器にプリズム2個を配置するという報告[39]との2つの報告がある。本研究とこの2つの研究について表にまとめたものが表6.2.1である。

前者は、装置自体が1つの光を共鳴維持する場合となんら変わらないので共鳴維持できた光は波長固定の光源の光のみで、波長可変の光は共鳴維持できていない。後者は、2個のプリズムによって、2つの光を分離しそれぞれの光の共振器長を制御しているため、2つの光は同時に共鳴維持されているが、プリズムにおける反射損失と透過損失によって、高い増倍率が得られていない。

共振器の構成	共鳴維持した2つの光(波長)	増倍率
リング型共振器	色素レーザー(522nm)	1倍
	Arレーザー(488nm)	10倍
リング型共振器に プリズム2個を挿入	Ti:sapphireレーザー (752nm)	12倍
	ArレーザーのSHG(257nm)	5倍
7枚の平面鏡と4枚の両 凸レンズで構成	半導体レーザー(854nm)	20倍
	半導体レーザー(778nm)	50倍

表6.2.1 他の二重共振器との比較

6.3. BBO結晶の非線形定数について

第3章と第4章及び第5章において、それぞれBBO結晶のType IIとType Iを用いて和周波混合を行ない、第2章において議論した変換効率係数との比較検討を行った。ここで、BBO結晶の非線形定数については、表6.3.1に示すような2つの報告がある[25][40]。

	理論値(pm/V)	実測値(pm/V)
Type I $d_{\text{eff}}=d_{31}\sin\theta+d_{11}\cos3\phi\cos\theta$	1.24	1.19
Type II $d_{\text{eff}}=d_{11}\sin3\phi\cos^2\theta$	0.36	0.34
Type I $d_{\text{eff}}=d_{22}\cos\theta+d_{11}\cos3\phi\cos\theta$	1.30	1.19
Type II $d_{\text{eff}}=d_{11}\cos3\phi\sin^2\theta$	0.00	0.34

表6.3.1 BBO結晶の非線形定数

ここで、BBO結晶は、一般にType Iがよく用いられ、Type IIが用いられることはほとんどない。また、紫外光発生のための第二高調波発生や和周波混合の位相整合角は $\theta = 45^\circ$ 近辺であり、また、 d_{11} と d_{31} の値がほとんど等しいため、

いずれの報告の場合も理論値はほぼ同じ値になっている。そのため、どちらが正しい報告であるか実験的に検証することは Type I による波長変換によるみでは困難であった。本研究では、第 3 章において Type II による和周波混合の実験を行い、第 4 章と第 5 章において Type I による実験を行った。整合角は、それぞれ Type I が、 $\phi=0^\circ$ $\theta=43.4^\circ$ 、Type II が、 $\phi=30^\circ$ $\theta=61.7^\circ$ である。

Type II の非線形定数の理論値は 2 つの報告の間に大きな隔たりがあり、ここで、この整合角に基づいて Y. X. Fan らの報告の非線形定数の理論値を計算すると 0.00 になってしまい、和周波光は発生しないはずである。逆に、本研究の実験結果は C. Chan ら及び第 2 章で行った議論の理論値とよく一致する。本研究の実験結果及び理論計算により C. Chan ら報告が正しいことが裏付けられた。

6.4. 今後の展望

本研究の目的は半導体レーザーを基本光源とし、掃引可能で連続発振をする紫外光を発生させることにあった。既に述べたように従来報告された紫外光源では成し得なかった掃引可能であることと連続発振であることを両立させることを実現した。

しかしながら、この紫外光が様々な応用の行う際に十分な掃引範囲と出力強度を達成したかという点、まだ改善の必要がある。

実際、目標としたシリコン原子のレーザー冷却に用いる場合、数 mW の出力強度が必要であり、原子導波路の実験に用いる場合には、さらに大きな出力強度が要求される[40]。本章で考察したように、基本光源に高出力の半導体レーザーが開発されれば将来的に可能であろう。また、この際、光源に要求されるのは長期的安定度である。特に、波長の長期的な制御が課題となるであろう。温度位相整合を行う KN 結晶の温度ゆらぎや共振器の物理的なゆらぎを短期的には抑えることは可能であるので、所望の安定度の達成も可能である。

次に、光源の波長掃引性の自動化の展望について考えてみる。基本光源の波長、KN 結晶の位相整合温度、BBO 結晶の位相整合角、共振器の制御などの紫外光発生のために行うべき調整は、紫外光の波長によってどのように調整すればよいのかを、現在までの研究によって精知している。そのため、例えば、BBO 結晶の位相整合角の調整をステップモータ等で置き換え、コンピュータで制御を行うことは、現時点においても十分に可能である。また、本研究で用いた新型共振器は、長方形という形状的特徴から、従来のリング型共振器に比べ 4 枚の鏡の調整が単純に済み、自動調整の際には制御の簡略化が可能であるという利点も考えられる。

以上のような本研究の結論によって生じた新たな課題が克服されれば、本研究では実現し得なかったシリコン原子のレーザー冷却や原子導波路の実現も可

能になるであろう。シリコン原子をレーザー冷却で実現されるような数 mK オーダーのエネルギーにすると、その原子集団がどのような振る舞いを示すか、という研究は、まだほとんど未知の分野である。さらに、この原子集団と半導体表面との相互作用を調べることも、また、従来の半導体素子よりも高性能な素子の可能性を探索することは、興味深いテーマと考えられる。機会があれば、ぜひ試みたい領域である。

謝辞

本研究を進めるに当たり、常日頃からご指導、ご鞭撻を賜りました担当教官である大津元一教授に感謝いたします。

中間発表会などを通してご指導を賜わり、今回、論文審査を賜りました上羽貞行教授、荒井滋久教授、関根松夫助教授、筒井一生助教授に感謝いたします。

論文執筆等でご配慮を賜りました防衛大学校の石原豊彦教授に感謝いたします。

本研究に様々なご教示をいただいた、中川賢一助手(現 東京工芸大学)、興梠元伸助手に感謝いたします。

実験に関する幅広い助言、励ましをいただいた王唯質博士(現 スタンフォード大学)に感謝いたします。

苦しいときも一緒に研究に励んだ、私の同期の上妻幹男氏(現 N I S T)、勝田武司氏(現 トヨタ自動車)、山下武氏(現 日立製作所)に感謝いたします。

また、諸先輩方、後輩諸氏に感謝いたします。

最後に、快適な研究環境を提供していただいた岡本早苗事務官(現 長橋研)、石田千香子事務官、小倉かほる氏、矢部裕子氏に感謝いたします。

本論文に関する発表

[発表論文]

W. Wang, K. Nakagawa, S. Sayama, and Motoichi Ohtsu
“Coherent Addition of Injection -Locked AlGaAs diode lasers”
Opt. Lett., vol. 18, no.11, pp.1593-1595 (1992)

Yosinari Awaji, Shuji Sayama, Hiromasa Suzuki, Motoichi Ohtsu, Yasumasa Teramachi
“Generation of Phase Conjugate Wave from a Visible InGaAlP Laser”
Jpn.J.Appl.Phys., March (1993), Part1, No.3A, Vol.32, pp.1107-1111

Shuji Sayama, Motoichi Ohtsu
“Tunable UV CW Generation by Frequency Tripling of a Ti:sapphire Laser”
Opt. Comm., vol. 137 (1997) pp. 295-298

Shuji Sayama, Motoichi Ohtsu
“Tunable UV CW Generation at 276nm wavelength by Frequency Conversion of Laser Diodes”
Opt. Comm. , vol. 145 (1998) pp. 95-97

[口頭発表]

王唯質、中川賢一、佐山周次、大津元一
「注入同期された複数の高出力 AlGaAs レーザのコヒーレント重畳」
第 53 回応用物理学会学術講演会 関西大学 (1992) 9 月 17aw4/III

佐山周次、福田浩章、中川賢一、大津元一
「波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生(I)」
第 41 回応用物理学関係連合講演会 明治大学 (1994) 3 月 29aE8/III

福田浩章、佐山周次、中川賢一、大津元一

「波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生(II)」

第 41 回応用物理学関係連合講演会 明治大学 (1994) 3 月 29aE9/III

佐山周次、大津元一

「波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生(III)」

第 42 回応用物理学関係連合講演会 東海大学 (1995) 3 月 28pZQ4/III

佐山周次、大津元一

「波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光発生(IV)」

第 57 回応用物理学学会学術講演会 九州産業大学 (1996) 9 月 8pZV1/III

参考文献

- [1]佐藤卓蔵著, レーザ (電気書院, 1987) 27
- [2]国立天文台編, 理科年表 (丸善, 1996) 515
- [3]電気情報通信学会誌 (電気情報通信学会, 1997. 7) 692
- [4]D.A.Kleinman, A.Ashkin and G.D.Boyd, Phys. Rev. **145** (1966) 338
- [5]G.D.Boyd and D.A.Kleinman, J. Appl. Phys. **39** (1968) 3597
- [6]J.P.van der Ziel, Appl. Phys. Lett. **5** (1964) 27
- [7]M.W.Dowley and E.B.Hodges, IEEE J. Quantum Electron **QE-4** (1968) 552
- [8]B.G.Huth and Y.C.Kiang, J. Appl. Phys. **40** (1969) 4976
- [9]R.G.Smith, IEEE J. Quantum Electron **QE-6** (1970) 215
- [10]M.Okada and S.Ieiri, IEEE J. Quantum Electron **QE-7** (1971) 469
- [11]C.Gabel and M.Hercher, IEEE J. Quantum Electron **QE-8** (1972) 850
- [12]C.E.Wagstaff and M.H.Dunn, J. Phys D: Appl. Phys. **12** (1979) 355
- [13]C.E.Wagstaff and M.H.Dunn, Opt. Comm. **35** (1980) 353
- [14]E.R.Eliel, W.Hogervorst, K.A.H. van Leeuwen and B.H.Post, Opt. Comm. **39** (1981) 41
- [15]J.C.Bergquist, H.Hemmati and W.M.Itano, Opt. Comm. **43** (1982) 437
- [16]W.A.Majewski, Opt. Comm. **45** (1983) 201
- [17]N.Wang and U.Gaubatz, Appl. Phys. B **40** (1986) 43
- [18]C.S.Adams and A.I.Ferguson, Opt. Comm. **79** (1990) 219
- [19]K.Kato, IEEE J. Quantum Electron **QE-26** (1990) 1173
- [20]C.Chan, Y.Wu, A.Jiang, B.Wu, G.You, R.Li and S.Lin, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 616
- [21]S.Lin, Z.Sun, B.Wu and C.Chen, J. Appl. Phys. **67** (1990) 634
- [22]G.D.Boyd and D.A.Kleinmann, J. Appl. Phys **39** (1968) 3397
- [23]K.Kato, IEEE J. Quantum Electron **QE-22** (1986) 1013
- [24]A.Yariv and P.Yeh, Optical Waves in Crystals (Wiley, New York, 1984) 509
- [25]C.Chen, Y.Wu, A.Jiang, B.Wu and G.You, SCIENTIA SINICA **XXVIII** (1985) 235
- [26]B.Zysset, I.Biaggio and P.Günter, J. Opt. Soc. Am. B **9** (1992) 380
- [27]Y.Uematsu, Jpn. J. Appl. Phys. **12** (1973) 1257
- [28]J.C.Baumert, J.Hoffnagle and P.Günter, SPIE **492** (1984) 374
- [29]D.Eimerl, L.Davis, S.Velsko, E.K.Graham and A.Zalkin, J. Appl. Phys. **62** (1987) 1968
- [30]伊賀健一著, レーザ光学の基礎 (オーム社, 1988) 53

- [31]M.H.Dunn and A.I.Ferguson, Opt. Comm. **20** (1977) 214
- [32]H.W.Kogelnik, EP.Ippen, A.Dienes and V.Shank, IEEE J. Quantum Electron **QE-8** (1972) 373
- [33]E.S.Polzik and H.J.Kimble, Opt. Lett. **18** (1991) 1400
- [34]T.W.Hänsch and B.Couillaud, Opt. Comm. **35** (1980) 441
- [35]Y.Taira, Jan. J. Appl. Phys. **31** (1992)L682
- [36]L.Y.Liu, M.Oka, W.Wiechmann, and S.Kubota, Opt. Lett. **19** (1994) 189
- [37]L.Goldberg and D.A.V.Kliner, Opt. Lett. **20** (1995) 1145
- [38]向井哲哉, IV 族原子レーザー冷却用光源の開発 (修士論文, 東京大学, 1992) 48
- [39]M.Watanabe, K.Hayasaka, H.Imajo, R.Ohmukai and S.Urabe, Jan. J. Appl. Phys. **33** (1994) 1599
- [40]Y.X.Fan, R.C.Eckardt, R.L.Byer, C.Chen and A.D.Jiang, IEEE J. Quantum Electron **QE-25** (1989) 1196

付録A. L I O 結晶によるチタンサファイアレーザの第二高調波発生

本章では、チタンサファイアレーザを基本光源としてリング型共振器に配置したL I O結晶により、チタンサファイアレーザの第二高調波を発生させた。また、L I O結晶の基礎特性もあわせて測定した。

第3章においてチタンサファイアレーザの第二高調波発生の実験では、非線形光学結晶にL B O結晶を用いたが、L I O結晶による実験も行った。第三高調波を発生させるのに十分な強度は得られなかったが、波長許容幅や角度許容幅について有益な結果が得られた。

A.1.節では、理論的に波長許容幅、角度許容幅を見積もり、さらに、光線間の分離角及び変換効率係数の見積もる。

A.2.節では、実験装置について述べる。

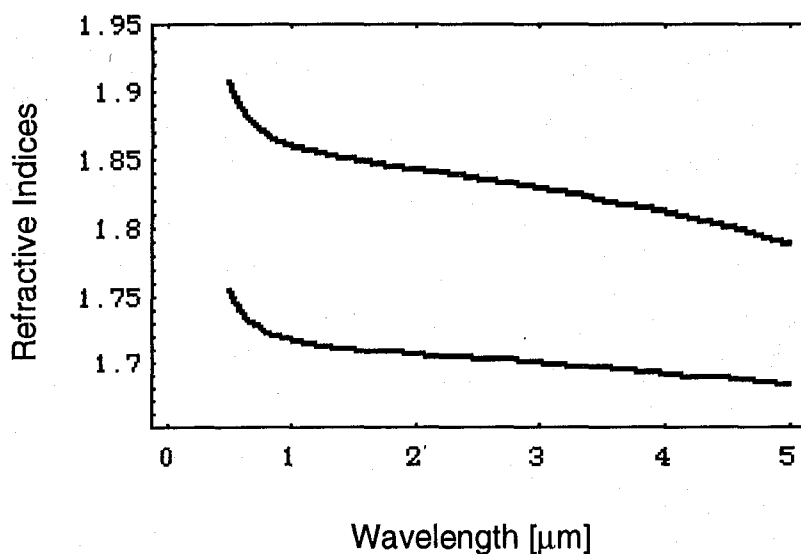
A.3.節では、L I O結晶の第二高調波発生の温度許容幅、波長許容幅を測定し、A.1.節で求めた理論値と比較し考察を行う。さらに、第二高調波発生の実験を行い、掃引特性を測定し、結果について考察を行う。

A.1.L I O 結晶による第二高調波発生

L I O 結晶の室温におけるセルマイヤーの方程式[A.1]は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 3.415716 + \frac{0.047031}{\lambda^2 - 0.035306} - 0.008801\lambda^2 \\ n_e^2(\lambda) &= 2.918692 + \frac{0.035145}{\lambda^2 - 0.028224} - 0.003641\lambda^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.1})$$

ただし、ここで波長 λ [μm]である。図 A.1.1 に波長 $0.5\mu\text{m}$ から $5.0\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた $n_o(\lambda)$ 及び $n_e(\lambda)$ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は [μm]である。縦軸は屈折率である。



図A.1.1 L I O 結晶の屈折率の波長依存性

L I O 結晶は後述するように有効非線形光学定数 d_{eff} が ϕ に依存しないため、 ϕ 方向を考える必要がない。よって、第二高調波発生のための第一種位相整合角を求める際には、 θ 方向の屈折率

$$n(\theta, \lambda) = \frac{n_o(\lambda)n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o^2(\lambda)\sin^2\theta + n_e^2(\lambda)\cos^2\theta}} \quad (\text{A.1.2})$$

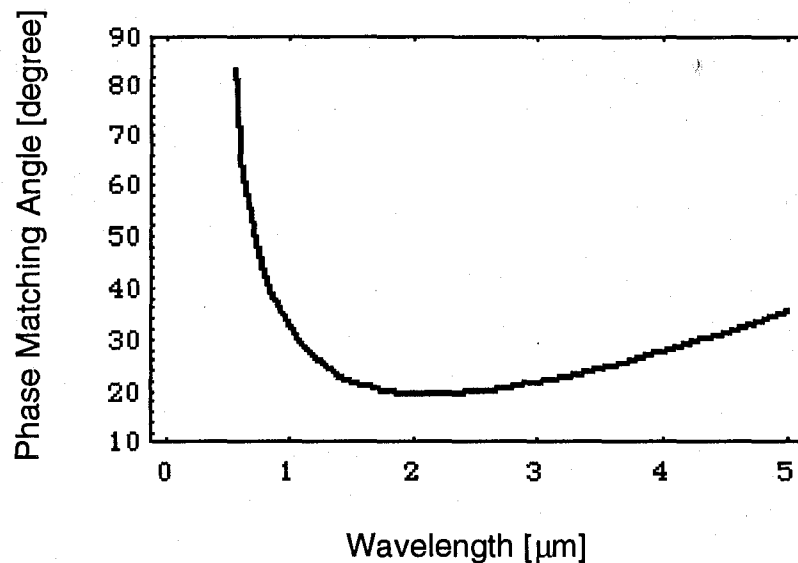
を用いて、

$$n(\theta, \lambda/2) = \frac{1}{2}n_o(\lambda) + \frac{1}{2}n_o(\lambda) = n_o(\lambda) \quad (\text{A.1.3})$$

を解くこと、すなわち、

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{n_e(\lambda/2)}{n_o(\lambda)} \right)^2 \frac{n_o^2(\lambda/2) - n_o^2(\lambda)}{n_o^2(\lambda/2) - n_e^2(\lambda/2)} \quad (\text{A.1.4})$$

を解くことにより求められる。同様に、図 A.1.2 に波長 $0.5\mu\text{m}$ から $5.0\mu\text{m}$ までの本方程式から得られた位相整合角 θ の波長依存性を示す。横軸は波長であり単位は $[\mu\text{m}]$ である。縦軸は位相整合角であり単位は $[\text{degree}]$ である。



図A.1.2 L I O 結晶の位相整合角

ここで、特に、基本波の波長が 756nm の第二高調波発生の位相整合条件は、(A.1.1)と(A.1.2)とにより、

$$\theta = 461[\text{deg}] \quad (\text{A.1.5})$$

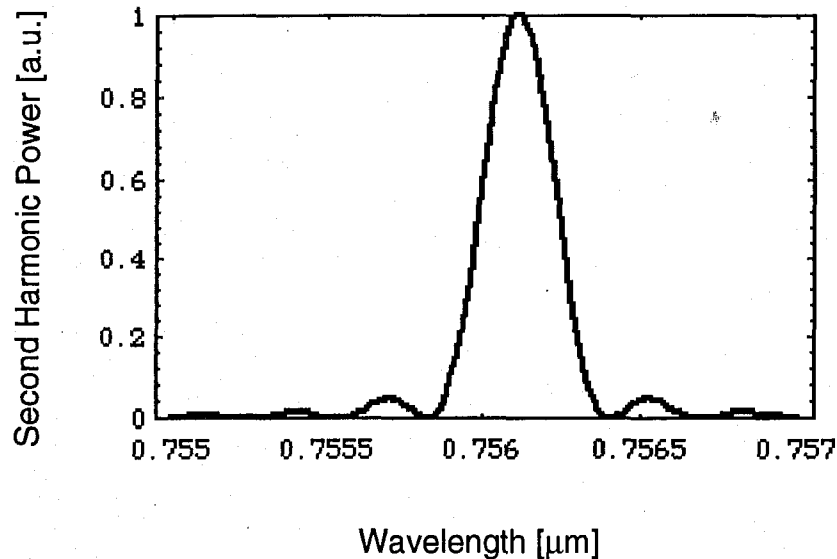
である。次に、波長許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\lambda)$ は、

$$\Delta k(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n(\theta_m, \lambda/2) - n_o(\lambda)\} \quad (\text{A.1.6})$$

である。ここで θ_m は位相整合角である。この $\Delta k(\lambda)$ 及び結晶長を L [cm] としたとき、波長許容幅 $R(\lambda)$ は、

$$R(\lambda) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\lambda)L/2)}{\Delta k(\lambda)L/2} \right)^2 \quad (\text{2.1.7})$$

で与えられる。図 A.1.3 に示す。横軸は波長であり単位は [μm] である。縦軸は第二高調波の強度 [a.u.] である。図より波長許容幅の半値幅は 0.3 [nm cm] であることがわかる。



図A.1.3 L I O 結晶の波長許容幅

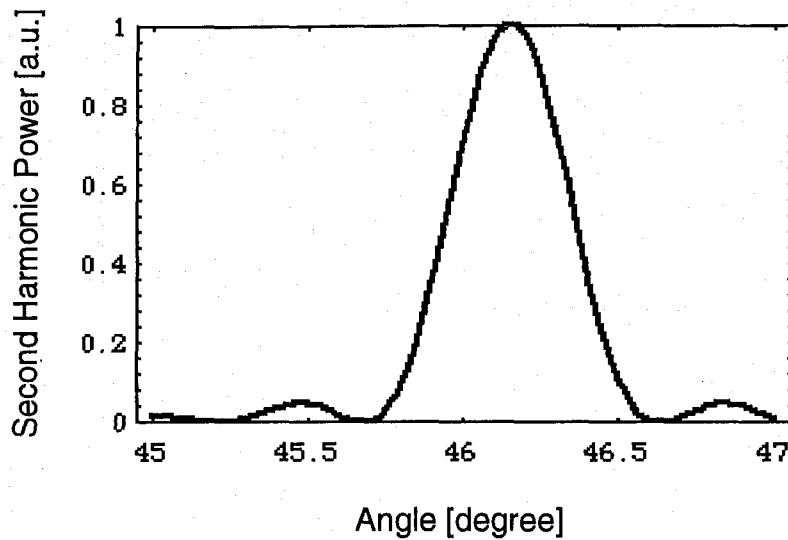
さらに、この位相整合の θ 角度許容幅を求める。波数ベクトルの不整合量 $\Delta k(\theta)$ は、

$$\Delta k(\theta) = \frac{4\pi}{\lambda} \{n(\theta, \lambda_m/2) - n_o(\lambda_m)\} \quad (\text{A.1.7})$$

である。ここで λ_m は位相整合時の波長である。 θ 角度許容幅 $R(\theta)$ は、

$$R(\theta) = \left(\frac{\sin(\Delta k(\theta)L/2)}{\Delta k(\theta)L/2} \right)^2 \quad (2.1.12)$$

で与えられる。図 A.1.4に示す。横軸は θ 角度であり単位は[degree]である。縦軸は第二高調波の強度[a.u.]である。



図A.1.4 L I O結晶の角度許容幅

図より θ 角度許容幅の半値幅は $0.4[\text{deg cm}]$ であることがわかる。

次に、L I O結晶の変換効率を求める。まず、L I O結晶の非線形感受率テンソル[A.2]は、

$$\begin{pmatrix} d_{33} & d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \end{pmatrix} \quad (A.1.8)$$

である。L I O結晶は、一軸性の結晶であり、通常、第一種位相整合は xz 平面($\phi = 0^\circ$)上において行う。よって、第一種有効非線形定数は、

$$d_{eff}(\text{type I}) = (-\sin\theta, 0, \cos\theta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{33} & d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.9})$$

と表現できる。これを計算して、

$$d_{eff}(\text{type I}) = -d_{31} \sin\theta \quad (\text{A.1.10})$$

である。非線形テンソル成分 d_{31} [A.3]は、

$$d_{31} = -4.1 [pm/V] \quad (\text{A.1.11})$$

である。(A.1.10)に(A.1.5)と(A.1.11)とを代入して、このときの d_{eff} は、

$$d_{eff} = 2.95 [pm/V] \quad (\text{A.1.12})$$

となる。ここで、変換効率係数 γ_{SH} は、

$$\gamma_{SH} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 kl}{\pi n_1^2 n_2 \epsilon_0 c_0^3} h(B, \xi) \quad (2.1.18)$$

で与えられる。ここで、 $h(B, \xi)$ は、

$$\text{分離角パラメーター} : B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{lk}$$

$$\text{コンフォーカルパラメーター} : \xi = \frac{l}{kw_x w_y}$$

とし、これらが、 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たすとき、

$$h(B, \xi) = \left(\frac{w_y}{w_x} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{l_a}{l} \tan^{-1} \xi \quad (2.1.19)$$

で与えられる。ここで、

$$\text{開口長} : l_a = \sqrt{\pi} \frac{w_x}{\rho}$$

常光線と異常光線の分離角 : ρ

である。ここで、分離角 ρ は、両者のポインティングベクトルの内積をとることにより、

$$\cos \rho = \frac{n_o^2(\lambda/2) \cos^2 \theta + n_e^2(\lambda/2) \sin^2 \theta}{\sqrt{n_o^4(\lambda/2) \cos^2 \theta + n_e^4(\lambda/2) \sin^2 \theta}} \quad (\text{A.1.13})$$

を満たす。これらを計算整理して、

$$\tan(\theta + \rho) = \left(\frac{n_o(\lambda/2)}{n_e(\lambda/2)} \right)^2 \tan \theta \quad (\text{A.1.14})$$

を満たす。まず、分離角 ρ を求めると、

$$\rho = 88.0 [\text{mrad}] \quad (\text{A.1.15})$$

である。またさらに、

結晶内の x 軸方向のビーム径 : $w_x = 27 [\mu\text{m}]$

結晶内の y 軸方向のビーム径 : $w_y = 27 [\mu\text{m}]$

波数 : $k = \frac{1}{2}(k_{\omega_1} + k_{\omega_2}) = k_{\omega_1} = 8.31 \times 10^6 [\text{m}^{-1}]$

結晶長 : $l = 7 [\text{mm}] = 7 \times 10^{-3} [\text{m}]$

であるので、これらより、

分離角パラメーター : $B = 10.61$

コンフォーカルパラメーター : $\xi = 1.15$

であり、ここで、これは、条件 $\frac{6}{B^2} < \xi < 4B^2$ を満たす。さらに、

開口長 : $l_a = 5.3 \times 10^{-4}$

であるので、(2.1.19)により、

$$h(B, \xi) = 6.66 \times 10^{-2} \quad (\text{A.1.16})$$

である。また、さらに、

角振動数 : $\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) = \omega_1 = 2.49 \times 10^{15} [\text{s}^{-1}]$

基本波の屈折率： $n_1 = n_o(\lambda) = 1.87$

第二高調波の屈折率： $n_2 = n_e(\lambda/2) = 1.80$

真空中の誘電率： $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$

真空中の光速： $c_0 = 3.00 \times 10^8 [m/s]$

であることより、変換効率係数 γ_{SH} は、(2.1.18)により、

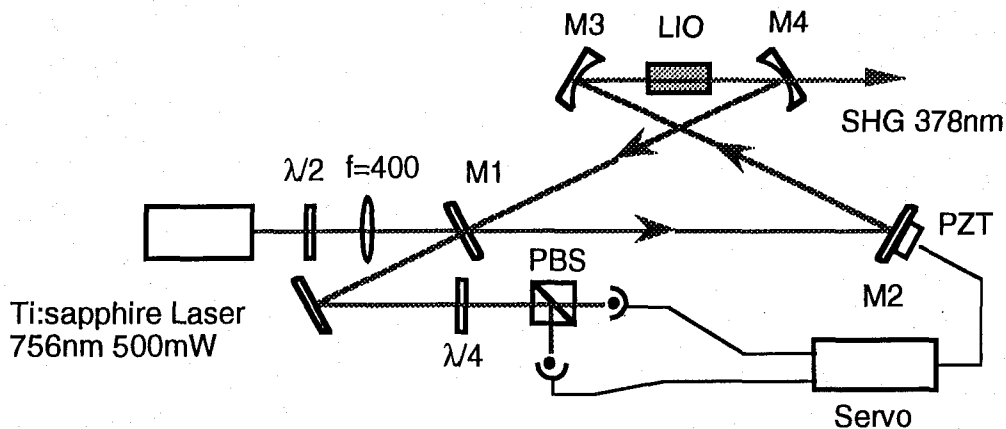
$$\gamma_{SH} = 8.9 \times 10^{-5} [W^{-1}] \quad (A.1.17)$$

である。

A.2. 実験装置

光源

実験系を図 A.2.1 に示す。



図A.2.1 実験系

基本光源にはチタンサファイアレーザを用いた。波長掃引特性は、図 3.1.2 において示したものと同様である。チタンサファイアレーザのレーザ光は、 $\lambda/2$ 板と焦点距離 $f=400\text{mm}$ の平凸レンズを透過して、リング型共振器へと入射する。ここで、 $\lambda/2$ 板や平凸レンズを用いる理由や配置の仕方は 3.1.節で述べた通りである。

リング型共振器

リング型共振器の4枚の鏡M1～M4の誘電体多層膜コーティングは以下の通りである。鏡の両面にコートをした場合の裏表の表現は、3.1.節のリング型共

振器の場合と同様である。

M 1	表	波長 750nm で反射率 95%
	裏	波長 750nm で無反射
M 2	表	波長 750nm で全反射
M 3	表	波長 750nm で全反射
M 4	表	波長 750nm で全反射、波長 375nm で無反射
	裏	波長 375nm で無反射

M 2 は共振器長を制御するための圧電変位素子に直接張りつけた。また、厚さ 5mm、外径 10mm のものを用いて、圧電変位素子の荷重圧に対しては特に考慮をしなかった。凹面鏡M 3 とM 4 の曲率半径は 100mm である。また、出力鏡M 4 の材質はBK 7である。BK 7は、合成石英に比べ透過損失が大きいですが、波長 375nm 付近において透過率が 99% 以上であり、実験においてもほとんど支障はなかった。

第二高調波発生用のLIO結晶は、凹面鏡M 3 とM 4 の間に対称に配置し、仰角に対して 0.01° の精度で回転可能な台に固定されている。また、LIO結晶は端面にARコートをする事ができないので、両端面は波長 750nm に対してブリースター角でカットされている。

共振器の制御については、3.1.節におけるリング型共振器の場合と同様であるので説明を割愛する。

A.3. 実験結果

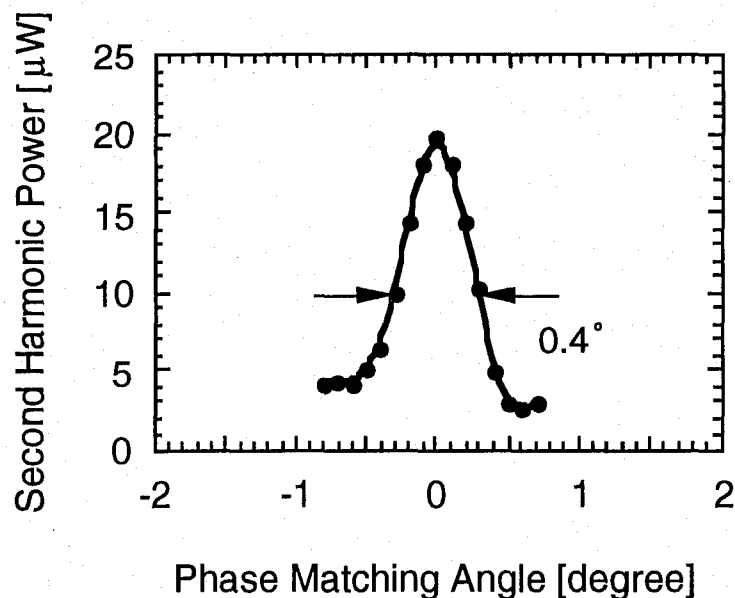
この節では、外部リング型共振器の特性、第二高調波発生に用いたLIO結晶の基礎特性、及び、LIO結晶を配置した外部リング型共振器による第二高調波の掃引特性を示し、A.1.節で行った理論計算と比較検討し、考察を行う。なお、共振器内光強度の入射光強度依存性については、有益な結果が得られなかった。

A.3.1. LIO結晶の基礎特性

ここでは、LIO結晶によって単一パスでチタンサファイアレーザの第二高調波を発生させ、その基礎特性を測定し、A.1.節で行った理論計算と比較検討し、考察を行った。測定した項目は、角度許容幅、波長許容幅、掃引特性の3項目である。

角度許容幅

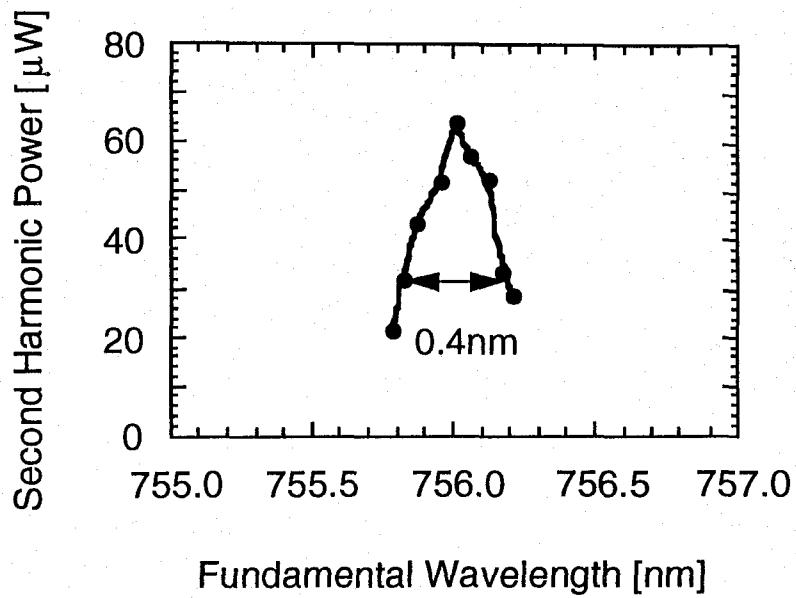
レーザ光を波長を 756nm に固定し、さらに、出力を 500mW に固定して、角度許容幅を測定した。結果を、図 A.3.1に示す。横軸は角度であり、単位は[degree]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μ W]である。図より角度許容幅の半値幅は 0.4[deg cm]と読みとることができる。これを、A.1.節で議論した理論値と比較するとよく一致する。



図A.3.1 L I O結晶の角度許容幅

波長許容幅

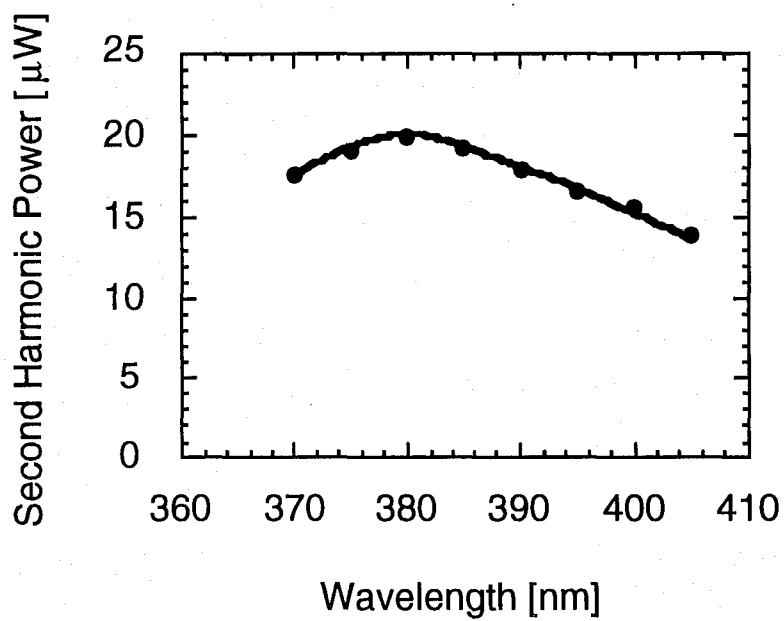
さらに、波長 756nm で位相整合をとり、第二高調波を発生させ、その状態で、基本光源の波長を変化させ、波長許容幅を測定した。図 A.3.2に示す。横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μ W]である。図より波長許容幅の半値幅は 0.4[nm cm]と読みとることができる。これを、A.1.節で議論した理論値と比較するとほぼ一致する。



図A.3.2 L I O 結晶の波長許容幅

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、それに対してその都度、位相整合をとり、第二高調波を発生させ、結晶の掃引特性を調べた。図 A.3.3 に示す。



図A.3.3 L I O 結晶の波長掃引特性

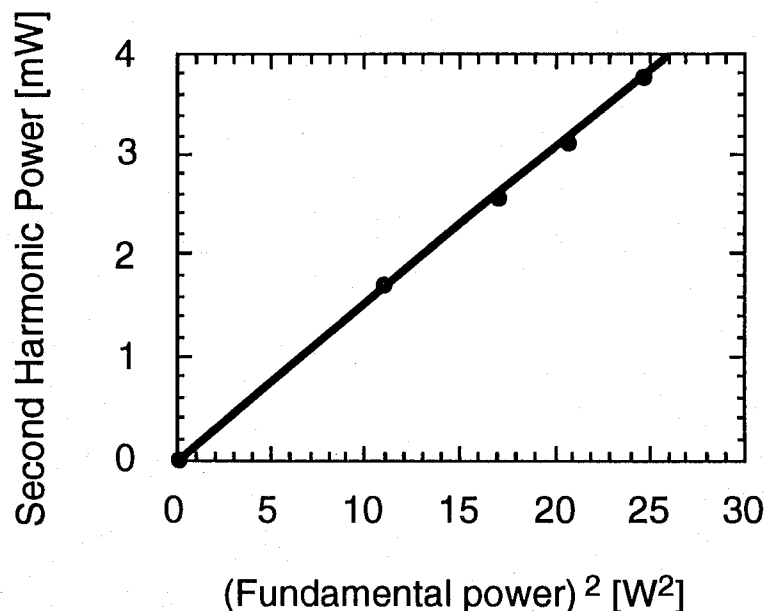
横軸は波長であり、単位は[nm]である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は[μW]である。掃引範囲が波長 370nm から 405nm までに限定されているのは、チタンサファイアレーザの掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が 375nm から離れるにつれて出力強度がわずかに低下しているのは、結晶が波長 375nm の基本波が結晶端面にブリュースター角で入射したときに位相整合がとれるように切り出されているため、基本波の波長が 750nm から離れるにつれ、位相整合をとるために入射光が結晶端面の光軸からずれて、反射損失が生じているためと考えられる。

A.3.2. L I O 結晶の第二高調波発生

ここでは、L I O 結晶をリング型共振器に配置して、光を共鳴維持し位相整合をとり、第二高調波を発生させ、共振器による第二高調波発生の特性を測定した。A.1.節で行った理論計算と比較検討し、考察を行った。測定した項目は、第二高調波変換効率、掃引特性の 2 項目である。

第二高調波変換効率

リング型共振器にチタンサファイアレーザの光を共鳴維持した状態で、共振器内に共鳴維持されている光強度を測定し、その 2 乗に対する第二高調波の強度の依存性を測定した。図 A.3.4 に示す。

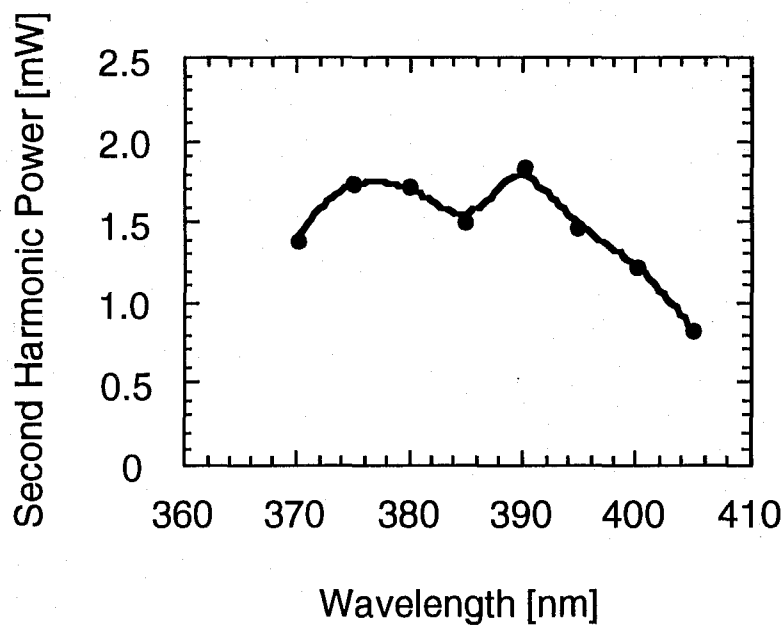


図A.3.4 L I O 結晶を共振器に配置したときの第二高調波変換効率

横軸は基本波の強度の2乗であり、単位は $[W^2]$ である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は $[mW]$ である。この結果は、ほとんど完全に直線にのっており、第二高調波の強度が基本波の強度の2乗に比例することが確認できる。この直線の傾きから、第二高調波発生効率の実測値を計算すると、 $\gamma_{SH} = 4.8 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ である。ここで、これは、A.1節において計算した理論値 $\gamma_{SH} = 8.9 \times 10^{-5} [W^{-1}]$ に比べると、小さな値になっているが、出力鏡M4、分光用合成石英プリズム及びフィルターの反射損失と透過損失を考慮に入れると、ほぼ理論値通りと考えてよい。

掃引特性

さらに、基本光源の波長を変化させ、第二高調波の掃引特性を調べた。図A.3.5に示す。横軸は波長であり、単位は $[nm]$ である。また、縦軸は第二高調波の出力強度であり、単位は $[mW]$ である。



図A.3.5 L I O結晶を共振器に配置したときの第二高調波の掃引特性

掃引範囲が波長370nmから405nmまでに限定されているのは、チタンサファイアレーザの掃引範囲によって制限を受けているためである。波長が長くなるにつれて出力強度が低下している理由としては、2点考えられる。1点は、結晶単体の掃引特性測定の時にも述べたとおり、位相整合をとるために基本波の入射光がブリュースター角からずれて、反射損失が生じているためである。も

う1点は、基本波の波長に対する共振器の鏡の反射率が波長 750nm から離れるにつれて低下し、共振器に共鳴維持されている光強度の増倍率が低下しているためである。

また、出力強度は波長 385nm 付近で極小値を形成している。この理由としては、出力鏡M4において、3.2節において、LBO結晶を用いて同様の実験を行った際に生じたハーフウェーブホール効果によるものであると考えられる。

A.4.総括

非線形光学結晶であるLIO結晶を用いてチタンサファイアレーザのレーザー光の第二高調波発生の実験を行った。具体的には以下の結果を得た。

1. LIO結晶について、それぞれ、常光線、異常光線の屈折率の波長依存性を計算し、位相整合時の角度許容幅及び波長許容幅、有効非線形定数、光線間の分離角及び変換効率係数を求めた。
2. LIO結晶の基礎特性を測定し、理論値との比較検討を行った。
3. チタンサファイアレーザを基本光源とし、リング型共振器に配置したLIO結晶によって、第二高調波を発生させた。これにより、378nm付近で波長掃引可能な紫外連続コヒーレント光源を実現した。このとき、最大光強度は3.8mWであった。
4. 3において、さらに波長掃引を行い、波長370nmから405nmまで35nmに渡って掃引した。このとき、平均の光強度は約1.5mWであった。

参考文献

[A.1]V.I.Kabelka, A.S.Piskarskas, A.Yu.Stabinis and R.L.Sher, Sov. J. Quantum Electron. **5** (1975) 255

[A.2]J.F.Ney, Physical Properties of Crystals (Oxford University Press, London, 1957) Chaps. VII and XIII

[A.3]R.C.Eckardt, M.Masuda, Y.X.Fan and R.L.Byer, IEEE J. Quantum Electron **QE-26** (1990) 922