

卒業研究報告

題 目

半導体レーザとボレート系結晶による遠紫外 SHG 光の発生

指 導 教 員

野中 弘二 助教授

報 告 者

学籍番号：1030180

氏名：小原 健治

平成 15 年 2 月 25 日

高知工科大学 電子・光システム工学科

目次

第 1 章 序論	1
1-1 背景	1
1-2 研究目的・意義	2
1-3 論文構成	2
第 2 章 非線形光学効果	3
2-1 非線形光学効果	3
2-1-1 結晶分類	4
2-1-2 常光線・異常光線	5
2-1-3 結晶タイプ	6
2-2 第 2 次高調波	6
2-2-1 出力光強度	7
2-2-2 変換効率	8
2-2-3 位相整合	8
2-2-3-(1)ウォークオフ角	12
2-2-3-(2)非線形光学定数	12
2-3 ボレート系結晶	13
第 3 章 青紫半導体レーザ光源	14
3-1 実験系構成	14
3-1-1 レンズ系構成	14
3-1-2 基本構成	16
3-2 青紫レーザの静特性・動特性	18
3-2-1 静特性	18
3-2-2 動特性	18
3-2-2-(1) 利得スイッチング	19
3-2-2-(2) SHG 発生指数	20
3-2-3-(1)シンセサイザによる利得スイッチング法	22

3-2-3-(2)FET Power Amplifier で変調振幅を増強した 利得スイッチング法.....	23
3-2-3-(3)任意パルス発生器(PPG)を用いた低デューティ比 変調利得スイッチング法.....	27
第 4 章 紫外線発生法.....	32
4-1 蛍光シートを用いた SHG 光の観測.....	32
4-2 UV センサを用いた SHG 光の観測 および入射光・SHG 光強度関係の測定.....	33
4-3 UV センサを用いた CW・パルス光比較.....	37
4-4 考察.....	39
第 5 章 結論.....	40
5-1 まとめ.....	40
5-2 今後の展開・課題.....	41
謝辞.....	42
参考文献.....	43

第1章 序論

1-1 背景

LSI 等電子素子部品の高集積化・小型化は年々急速に進んでいる。電子部品を微細加工するカギとなる技術である半導体リソグラフィにおいて紫外域の単一波長光源は欠かすことのできないものである。現在は主に希ガスハライド系ガス(KrF、ArF 等)のエキシマレーザが用いられている。

また近年では紫外光は光子エネルギーと空間分解能力が高いため、超微細加工、物質表面改質、細胞解析などの医用等多くの分野にその応用が期待されている。その際エキシマレーザの多くの欠点（高コスト、ガスの交換に伴う危険性、低動作効率、短寿命、大装置サイズ、運転・メンテナンスに多くの労力と費用・時間を要す等）からまだ LSI 加工を除く多くの分野では良質の紫外光の活用が広がっていない。

よって今後多くの分野で単一波長の紫外光を用いるためには、メンテナンスコスト、負荷の大きい気体レーザから固体レーザに置き換え高効率化、小型化、長寿命化を達成しようとする研究が盛んに行われている^[1,2]。

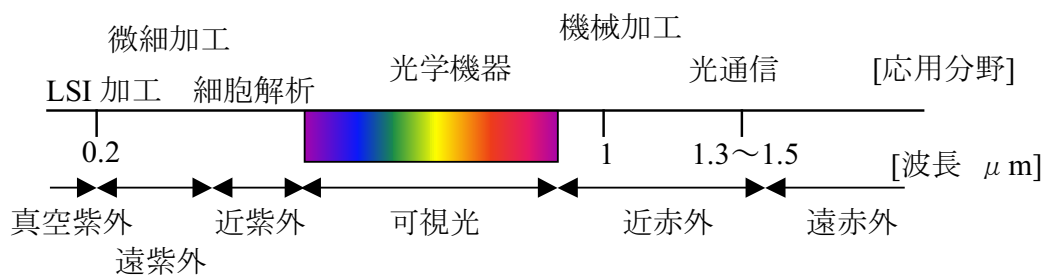


図1 波長と応用分野

1-2 研究目的・意義

既存の固体レーザーの多くは赤外から赤色が発生可能な波長であり、短波長のレーザー光を得るのは困難である。よって固体レーザーと非線形結晶の組み合わせによる紫外光発生が試みられている。現在ではエキシマより安全性に優れた全固体紫外レーザーの研究報告がされているが^[2,3]、それでも経済性、大装置サイズから抜け出す事は厳しいと考えられる。

そこで、単一波長、コンパクト、ローコスト、メンテナンスフリーの紫外域光源を達成すべく、半導体レーザーと非線形光学結晶の組み合わせによって紫外光を発生させる事を本研究の目的とする。

1-3 論文構成

1 章で本研究の背景、目的を述べた。2 章では本研究に用いた SHG のメカニズムについて明らかにし、本研究に用いる結晶の期待されるパラメータを求める。また 3 章では SHG への変換効率の向上のために LD をパルス化させた実験について述べる。そして 4 章で高調波発生の実験を行い、5 章で得られた結果の考察より結論・今後の展開・課題をのべる。

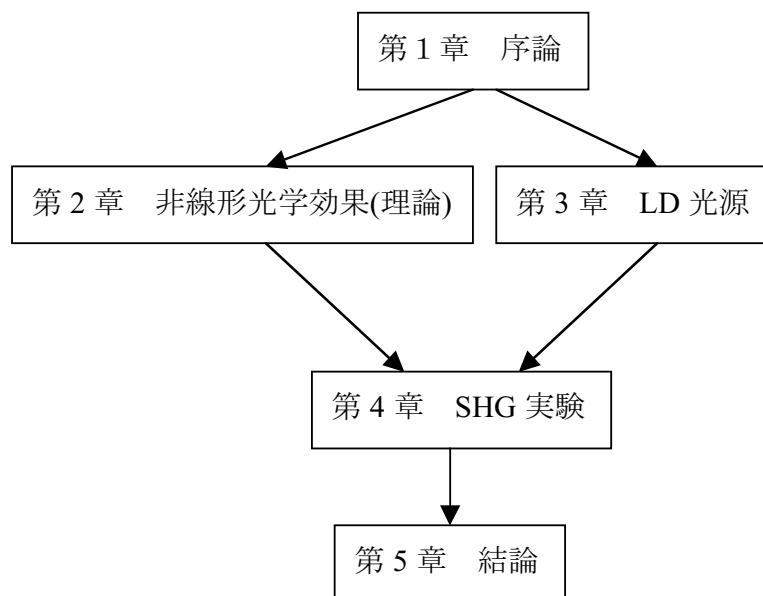


図2 論文構成

第2章 非線形光学効果

エネルギー変換効率の高い半導体レーザにおいても可視域を超える高いエネルギーを出力可能な短い波長のレーザ光を得ることは材料工学的に大きな困難を伴い、現状では 350nm より短い波長域の光発生が目処はたっていない。表 1 に現在利用されている代表的半導体レーザの波長、閾値電流、出力を示す。

本研究では比較的高出力が得られる最短の波長である発振波長 420nm 近傍の青紫半導体レーザを用い、その基本波の光電界分極に起因する非線形光学効果を利用して遠紫外の発生を目指す。本章では非線形光学効果を本研究の波長、材料に適用して説明する。

表 1 一般的な半導体レーザ例

用途	波長 λ [nm]	閾値電流 I_{th} [mA]	出力 P [mW]
本研究	420	45	30
DVD	655	25	10
固体レーザ励起、計測	808	350	2×10^3
通信用 VCSEL レーザ	850	1	3

2-1 非線形光学効果

非線形光学効果とはある（結晶）材料中で光の電場が伝搬する際、材料分子に非線形分極が生じることにより異なる周波数の光の電場が発生する現象である。非線形光学結晶にレーザ光が入射すると、その光電場 $\mathbf{E}$ により電気分極 $\mathbf{P}$ (electric polarization)が生じ、光電場 $\mathbf{E}$ によって生じた電気分極 $\mathbf{P}$ の大きさは

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \right)$$

で表され、電気変位 D (electric displacement)は

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ &= \epsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} |\mathbf{E}| + \chi^{(3)} \mathbf{E}^2 + \dots \right) \mathbf{E} \end{aligned}$$

となる。 ϵ_0 は真空中の誘電率(dielectric constant)、 $\chi^{(1)}$ は線形電気感受率(linear electric susceptibility)、 $\chi^{(2)}$ は2次の非線形感受率、 $\chi^{(3)}$ は3次の非線形感受率である。 E^2 に比例する分極は第2次高調波やポッケルス効果等の2次の光非線形効果を生じ、 E^3 に比例する分極は第3次高調波や光 Kerr 効果等の効果を生じるものである。このように、入射する光電場振幅の2乗や3乗に比例して発生するものを非線形光学効果という。

2-1-1 結晶分類

全ての透明結晶をその光学特性によって分類すると以下の3種類に分けられる。

- ・ **第1グループ 等方性結晶**

結晶構造的に等価で互いに直交する3方向(x,y,z)が存在し、 $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ が成する。全ての軸の長さが等しく光学的に等方

- ・ **第2グループ 単軸結晶(uniaxial crystal)**

結晶構造的には等価な2つまたはそれ以上の等価な方向が同一平面内に存在する。 $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$ であり2つの軸の長さが等しく光学的に1軸

- ・ **第3グループ 双軸結晶(biaxial crystal)**

結晶構造学的に等価な方向が存在しない結晶。 $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$ であり全ての軸の長さが異なり光学的に2軸

これら3つのグループの中で、第1のグループでは入射する光によって起こる分極成分は線形であり、その方向も一致し非線形光学効果は発生しない。しかし、第2, 3のグループでは結晶構造の異方性のために、分極に光電場 $\mathbf{E}$ の2乗や3乗に比例して発生する非線形項が生じ非線形光学効果が発生する。以下単軸結晶について説明する^[4]。

表 2 結晶分類

結晶系	誘電軸	波面法線楕円体	光学的分類
三斜	CCC	一般的な楕円体	2 軸
単斜	CCF	" "	"
斜方	FFF	" "	"
三方 正方 六方	FRR	回転楕円体	1 軸
立方	RRR	球	等方

C = 色分散を持つ軸
 F = 方向の固定した軸
 R = 自由に回転可能または不定の軸

出典：光学の原理Ⅲ

2-1-2 常光線・異常光線

一般には等方な均一材料は異なる波長に対し異なる屈折率を持ち位相速度が一致することはない。しかし、図 2 のように単軸結晶に光軸 z と波数ベクトル k を含む平面を考えると、平面に対して電場振幅が垂直な偏光は常光線(ordinary ray)と呼ばれ、屈折率は伝搬方向に依存しない。逆に、平面に対して平行な偏光は異常光線(extraordinary ray)と呼ばれ、屈折率は伝搬方向に依存する。そのため常光線と異常光線の間では位相速度を一致させることが可能となる。

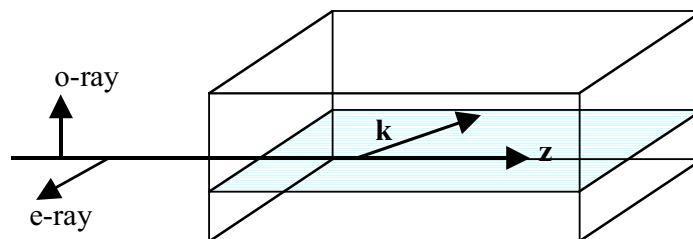


図 3 常光線と異常光線

2-1-3 結晶タイプ

高調波発生に用いる結晶には2種のタイプがあり入射光と高調波の偏光関係が 90° になるタイプ I 結晶と、入射光と高調波の偏光関係が 45° になるタイプ II 結晶がある。本研究に用いた BBO ではタイプ I 結晶はタイプ II 結晶に比べて短波長域が発生可能であることから、タイプ I 結晶を今後の研究に用いる。

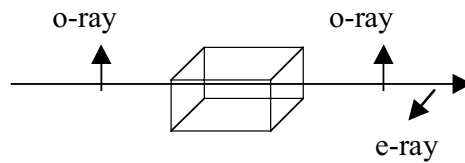


図 4 タイプ I 結晶

2-2 第 2 次高調波(SHG : Second Harmonic Generation)

非線形光学結晶に異なる周波数 ω_1, ω_2 の光が入射すると

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$$

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_4$$

となる和周波 ω_3 (SFG : Sum-Frequency Generation)や差周波 ω_4 (DFG : Difference Frequency Generation)が発生するが、この入射する2つの波長が同じ特別な場合に

$$\omega_3 = 2\omega_1$$

$$\omega_4 = 0$$

となり第2次高調波が発生する。

第2次高調波において電気変位 D は

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon_0 E + P \\ &= \varepsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} |E| \right) E \end{aligned}$$

となり、2次の非線形項の電気変位 $D_{2\omega}$ は E^2 に比例する。

また、基本波(ω)に対する光強度は電場の2乗に比例するので第2次高調波(2ω)の光強度は基本波電場(E_ω)の4乗に比例することがわかる。

2-2-1 出力光強度

電場と光強度の間で長さ L の結晶の出力端における出力光強度は、

$$P_{2\omega} = E^{(2\omega)}(L)E^{(2\omega)*}(L)$$

であり、参考文献[5]では SI 単位系で

$$P_{2\omega} = \frac{2\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 P_{\omega}^2}{\epsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{2\omega}^2 A} \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}$$

と表される。

ここで、 d_{eff} : 非線形光学定数、 ϵ_0 : 真空の誘電率、 n : 屈折率、 c : 光速、 A : 入射ビーム断面積、 λ : 波長、 L : 結晶長である。

また、 $\frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}$ は後に詳しく述べるが基本波と高調波の位相速度のズレによる高調波出力の減少を表し

$$F = \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}$$

と置け最大($\Delta k=0$)で $F=1$ である。

この式より $\frac{2\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{\epsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{2\omega}^2 A}$ は定数と考えられるのでこれを X とすると

$$P_{2\omega} = XF|E^{(\omega)}|^4$$

となる。

また、波長 $\lambda = 420 \times 10^{-9} [m]$ に対するそれぞれの値は

$$d_{\text{eff}} = 0.6 \times 10^{-12} [m/V]$$

$$n_{\omega} = 1.688$$

$$n_{2\omega} = 1.565$$

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [A \cdot s / V \cdot m]$$

$$c = 3.0 \times 10^8 [m/s]$$

となるので、結晶長 $L = 7 \times 10^{-3} [m]$ では $X = 6.67 \times 10^{-13}$ である。

よって第 2 次高調波光強度 $P_{2\omega} [W]$ の発生期待値は

$$P_{2\omega} = 6.67 \times 10^{-13} F \frac{P_{\omega}^2}{A} [W]$$

である。

2-2-2 変換効率

また基本波から高調波への変換効率 η_{SHG} は

$$\eta_{SHG} \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = XF \frac{P_{\omega}}{A}$$

であるので、

$$\eta_{SHG} \equiv 6.67 \times 10^{-13} F \frac{P_{\omega}}{A}$$

ここで位相整合 $F=1$ とすると

$$\eta_{SHG} \propto \frac{P_{\omega}}{A}$$

として考えられるので、変換効率は入射光パワー密度に比例し入射ビーム断面積に反比例することがわかる。

2-2-3 位相整合

それぞれ角周波数 ω_1 、 ω_3 である光の伝搬定数 k は位相整合の満たされた、つまり基本波と高調波の伝搬する位相速度 v_{ph} が整合する

$$\Delta k \equiv k^{2\omega} - 2k^{\omega} = 0$$

$$k^{\omega} = \omega n^{\omega} / c$$

c : 光速、 n^{ω} 角周波数 ω に対する屈折率

この状態では、その光強度は非線形光学結晶の結晶長 l の 2 乗に比例して大きくなる。しかし、複屈折をもつ異方性結晶でも位相整合のとれていない場合、結晶中を伝搬する位相速度は波長によって異なるため、基本波と高調波は同相にはならない。そのため

$$\Delta k \equiv k_{2\omega} - 2k_{\omega} \neq 0$$

となる、このような状態では係数

$$F = \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}$$

に応じて減少しコヒーレンス長 L_0

$$L_0 = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{2[n^{2\omega} - n^{\omega}]}$$

より $I_{2\omega} = 0$ になってしまうため、位相整合を満たす ($\Delta k \equiv k^{2\omega} - 2k^{\omega} = 0$) が SHG を発生する際必要な条件の一つとなる。

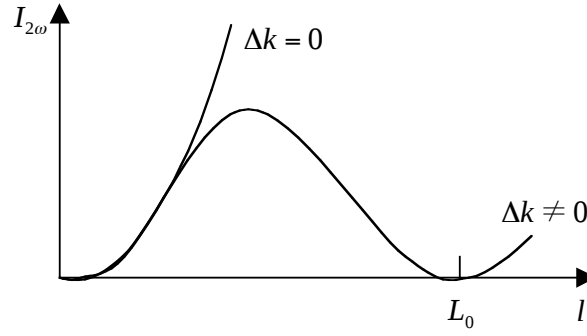


図5 SHG 光強度と結晶長 l の関係

位相整合方法には、角度、温度、疑似等があるが本研究では角度位相整合を用いる。また角度位相整合には、スカラー位相整合とベクトル位相整合があるが、本章では同方向への高調波発生に関するスカラー位相整合について説明する。

図6の球座標系において、位相速度が同じになる波数ベクトル $\mathbf{k}$ の向きは θ と ϕ で与えられ光学軸と呼ばれる。 θ は z 軸からの角度、 ϕ は xy 面に射影したときの x 軸からの角度である。

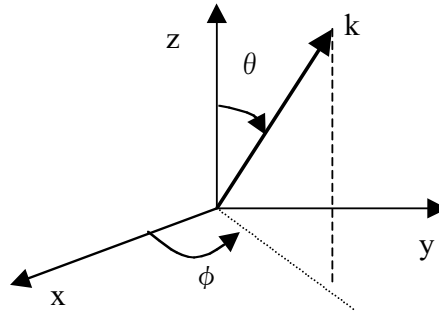


図6 球座標

光学軸はフレネルの法線方程式(Fresnel's equation of wave normals)^[6,7]より、

$$s_x + s_y + s_z = 1$$

$$n(s_x, s_y, s_z) = \frac{c}{v_{ph}(s_x, s_y, s_z)}$$

$\mathbf{s}$: 伝搬方向の単位ベクトル、 $\mathbf{n}$: 伝搬方向の屈折率

c : 光速、 v_{ph} : 位相速度、 $\epsilon_{(x,y,z)}$: 主軸の誘電率

として、

$$\frac{s_x^2}{1/n^2 - 1/n_x^2} + \frac{s_y^2}{1/n^2 - 1/n_y^2} + \frac{s_z^2}{1/n^2 - 1/n_z^2} = 0$$

$$n_x \equiv \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_0}, \quad n_y \equiv \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0}, \quad n_z \equiv \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}$$

が得られる。

単軸結晶では、 $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$ であり ϕ に依存しないので

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_o, \quad \varepsilon_z = \varepsilon_e$$

とすると

$$\left(\frac{1}{n^2} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} \right) \left\{ (s_x^2 + s_y^2) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_e} \right) + s_z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} \right) \right\} = 0$$

が得られる。

ここで球座標においても ϕ は無関係となるので、

$$s_x^2 + s_y^2 = \sin^2 \theta, \quad s_z^2 = \cos^2 \theta$$

よって

$$\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon} = n^2(\theta) = n_o^2, \quad \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} = \frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_e^2(\theta)}$$

が求められる。これより

$$n_o(\theta) = n_o, \quad n_e(0^\circ) = n_o, \quad n_e(90^\circ) = n_e$$

となるので、常光線の屈折率は θ に依存せず異常光線の屈折率は θ に依存して変化することがわかる。

常光線屈折率 n_o と異常光線屈折率 n_e は個々の結晶に基づくセルマイヤ方程式から求める事ができるので、 θ に対する屈折率が求められる。図 7 に本研究で対象とする光学結晶である BBO のセルマイヤ方程式と負の結晶($n_o > n_e$)のグラフを図 8 に示す。

セルマイヤ方程式($\beta - B_a B_2 O_4$ の場合)

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01354 \times \lambda^2 \quad (\lambda[\mu m], T = 20^\circ C)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.3753 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01516 \times \lambda^2 \quad (\lambda[\mu m], T = 20^\circ C)$$

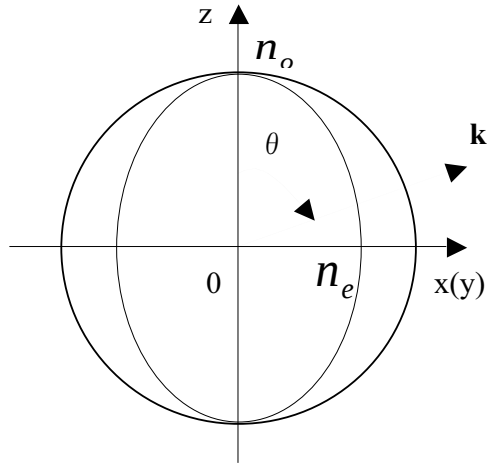


図 7 常光線、異常光線の屈折率変化

また SHG では $\lambda_1 = \lambda_2$ であるので

$$\frac{n_e(\lambda_3)}{\lambda_3} = \frac{n_o(\lambda_1)}{\lambda_1} + \frac{n_o(\lambda_2)}{\lambda_2} = 2 \frac{n_o(\lambda_1)}{\lambda_1}$$

の式を満たす θ が光学軸であり、その方向に光を伝搬させれば位相整合が満たされる。図 8 に本研究で着目する半導体 LD の発振波長 420nm における BBO の屈折率変化を示す。図中で n_o と n_e の交点になる θ が 420nm での位相整合角である。

また $\theta = 90^\circ$ が最短 SHG でありそれ以上では位相整合は満たされない。

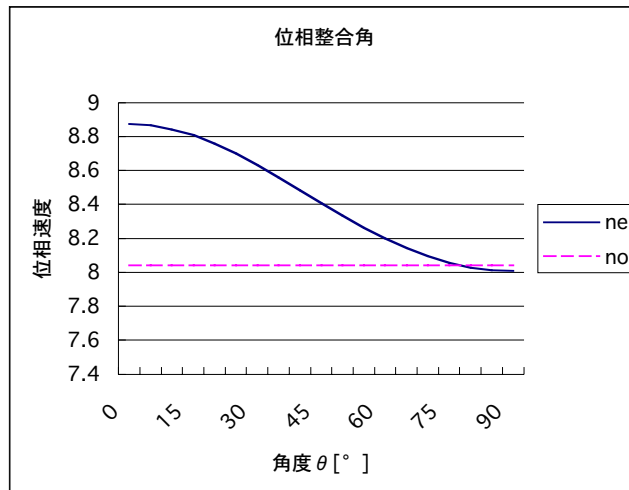


図 8 位相整合

2-2-3-(1) ウォークオフ角

非線形光学結晶には、その複屈折性によって常光線と異常光線がある角度で別れるウォークオフ角があり、入力ビーム系が小さいとウォークオフの影響が大きくなり高調波出力が減少する。

ウォークオフ角 ρ は

$$\rho(\theta) = \pm \tan^{-1} \left[\left(n_o / n_e \right)^2 \cdot \tan \theta \right] \mp \theta$$

で表され、結晶長 L から出力されるビーム幅 δ は

$$\delta = L \cdot \tan \rho$$

である。よって本研究に用いた BBO の結晶角度 76° 、結晶長 7mm では $\rho = \pm 2.5^\circ$ 、 $\delta = 0.3\text{mm}$ 程度であると予想される。

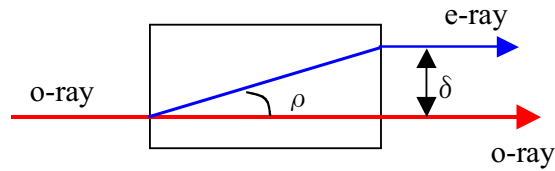


図 9 ウォークオフ角

2-2-3-(2) 非線形光学定数

基本波から高調波への変換に関して先ほど求めた角度 θ と ϕ が関係し、本研究で用いた BBO のタイプ I 型では

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

であり

$$d_{11} = 4.1 \times d_{36}(KDP), d_{31} = 0.4 \times d_{36}, d_{36}(KDP) = 0.4 \text{ pm/V}$$

である。結晶の角度 $\theta = 76^\circ$ 、 $\phi = 0^\circ$ では

$$d_{eff} = d_{31} \sin \theta + d_{11} \cos \theta$$

$$d_{eff} \approx 0.6 \left[\frac{\text{pm}}{\text{V}} \right]$$

である。

2-3 ボレート系結晶

ボレート系結晶とは酸素とホウ素の結合による基本構造（ボレートリング）とその中にアルカリ金属やアルカリ土類金属を含んだ材料のことである[2]。表に紫外光発生可能なボレート系結晶を示す。

また表からも分かるように本研究ではコンパクトな青紫半導体 LD を基本波として、200nm 近傍の遠紫外光を発生することが目的であるので、

1. 透過波長域が可視～紫外光
2. 最短 SHG 波長が約 200nm 程度
3. 大きな非線形光学定数を持つ

などの条件を満たす結晶を用いる必要がある。

そこでこれらの条件を満たす結晶として BBO、KBBF、SBBO が上げられるが、KBBF、SBBO はまだ結晶育成速度が極めて遅く現在では入手が困難である。そのため本研究では BBO を用いた。

表 3 ボレート系結晶

結晶名	結晶構造	透過波長域 (nm)	非線形光学 定数(pu/V)	複屈折率 Δn	最短 SHG 波長(nm)	融点 (°C)	基本 ボレートリング	
β -BaB ₂ O ₄ (BBO)	R 3 c	190-3,300	$d_{11}=1.844$	0.12	205	1,105		B ₂ O ₃
LiB ₃ O ₆ (LBO)	Pna 2 ₁	160-2,600	$d_{31}=0.94$ $d_{32}=1.13$ $d_{33}=0.256$	0.045	277	834		B ₂ O ₃
CsB ₃ O ₆ (CBO)	P 2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	170-3,000	$d_{14}=0.863$	—	-270	842		B ₂ O ₃
KB ₂ BO ₃ F ₂ (KBBF)	R 32	155~	$d_{11}=0.863$	~0.07	185	825 (分解温度)		BO ₃
Sr ₂ Be ₂ BO ₇ (SBBO)	P 6 ₃	155-3,800	$d_{13}=-2$	~0.07	200	~1,500		BO ₃
CsLiB ₆ O ₁₆ (CLBO)	I 42 d	180-2,750	$d_{34}=0.95$	0.052	236	848		B ₂ O ₃

出典：単結晶成長技術

第3章 青紫半導体レーザ光源

3-1 実験系構成

本研究では SHG を用いて紫外域の単色光を発生させるコンパクトな装置を実現するために、基本波が短い波長で比較的输出の高い半導体レーザを用いる必要がある。今回、具体的な SHG 波長として 210nm に設定した。

基本波の光源として用いた青紫半導体レーザのデータを下に示す。

$$\begin{aligned}\lambda &= 419[\text{nm}] \quad I_{th} = 42.9[\text{mA}] \\ I_{op} &= 63.9[\text{mA}] \quad V_{op} = 4.67[\text{V}] \\ \eta &= 1.54[\text{W/A}] \\ \theta_{//} &= 10.7^\circ \quad \theta_{\perp} = 25.6^\circ\end{aligned}$$

3-1-1 レンズ系構成

半導体レーザの活性領域は矩形導波路で近似される光導波路であり、活性領域の端面は非常に縦横比が大きい。そのため近似式

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi\omega_0} = 0.637 \frac{\lambda}{\omega_0}$$

λ : 波長、 ω_0 : 最小ビーム幅からビーム広がり角(θ)も接合面に垂直な方向と平行な方向では大きく異なり、上記データのように偏光方向に対して垂直($\theta_{\perp} \cong 25.6^\circ$)、平行($\theta_{//} \cong 10.7^\circ$)となっている^[8]。

よって、本研究では光を 1 方向について縮小、又は拡大させることのできるシリンダリカルレンズを用いて、2 方向の比が同じ平行ビームを作る。LD のビーム広がり角は、光出力が 1/2 になる角度すなわち半値全幅(FWHM : full width at half maximum)の 2 倍から $\theta_{\perp} \cdot \theta_{//}$ と定義される。

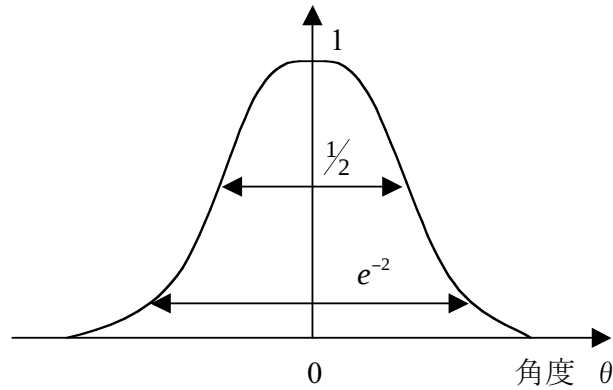


図 10 FWHM

広がり角の違うビームを、対称形のビームとして得るためには 2 つのレンズの焦点距離 F の比は、ビームの広がり角とほぼ等しくなり

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{F_2}{F_1}$$

このとき、2 つのビームの広がり角の比がレンズの焦点距離の比になるので平行ビームのビーム幅、直径は

$$W = \frac{2 \cdot F \cdot \tan \theta}{2}$$

$$D = 2F \tan \theta$$

である。

また、第 2 章からも分かるように変換効率を上げるには、入射光強度が高い方がよい。そのためできる限りの光をレンズ内に入れることが望ましいので、本実験ではレンズに入射させる光を、ガウシアンビーム径(パワー分布値がピーク値の e^{-2} になる角度 θ_0)までをレンズ内に入れることを考える。よってこの角度 θ_0 とビーム幅との間には以下の関係式が成り立ち

$$\exp\left(-\frac{2\theta_{1/2}^2}{\theta_0^2}\right) = \frac{1}{2}$$

$\theta \perp$ と $\theta //$ とは

$$\theta_0 = \frac{2\theta_{1/2}}{\sqrt{2\ln 2}}$$

となる^[9]。実際に今回用いた LD の $\theta \perp$ と $\theta \parallel$ ではパワー分布値が e^{-2} となる角度は

$$\theta_0(\parallel) = 18.2^\circ$$

$$\theta_0(\perp) = 43.5^\circ$$

である。以上より本研究では $F=60\text{mm}$, $F=25\text{mm}$ のレンズを用いることにした。またシリンドリカルレンズ透過後のビーム径 D は

$$D(\parallel) = 19.2[\text{mm}]$$

$$D(\perp) = 19.9[\text{mm}]$$

である。

3-1-2 基本構成

図 11 に実験系のレンズ配置等を示す。LD の出力光は先ほどのデータにあったシリンドリカルレンズ 1,2 を用いて平行ビームにした。その後、焦点距離の長い平凸レンズで絞り込めば結晶でのビーム広がり角を小さくできるが、SHG への変換効率は入射ビーム断面積に反比例するため、2 枚の平凸レンズ 1,2 で絞り入射光の面密度を上げることにした。全レンズ透過後の焦点を結晶の位置と仮定し以下実験を行った。

実験では LD をパルス変調させた場合にパルス光の測定にマルチモード光ファイバに入射させオシロスコープ等を用いた。その際の光強度減衰率とファイバコア径($50\mu\text{m}$)の比から入射ビーム断面積を求めた。また以下の実験においてカップリング効率は変化するものの同じ構成である。表 4 に実験に用いたレンズを、表 5 にこの実験系を最適化した場合に得られた減衰率を示す。

表 5 を用いて、ファイバに入射した光強度の比から入射ビーム半径 R 、断面積 A は

$$R = 44[\mu\text{m}]$$

$$A = 6.08 \times 10^{-9}[\text{m}^2]$$

と求められるので、第 2 章で得られた SHG 光強度の式から

$$\begin{aligned} P_{2\omega} &= 6.67 \times 10^{-13} \frac{P_{\omega}^2}{6.08 \times 10^{-9}} \\ &= 1.1 \times 10^{-4} P_{\omega}^2 [\text{W}] \end{aligned}$$

として、以下の実験データに適用し理論値の SHG 強度を求めた。なお、この値には位相整合を完全にとれているものとしている。

表 4 使用レンズ一覧

	Cylindrical1	Cylindrical2	平凸 1	平凸 2
焦点距離 F [mm]	25.0	60.0	150	20
直径 D [mm]	20.0	20.0	30	7
材質	Fused Silica	Fused Silica	BK7	BK7

表 5 光強度減衰率

	LD-ファイバ入射前	ファイバ入射前-出力
減衰率 [%]	48	68

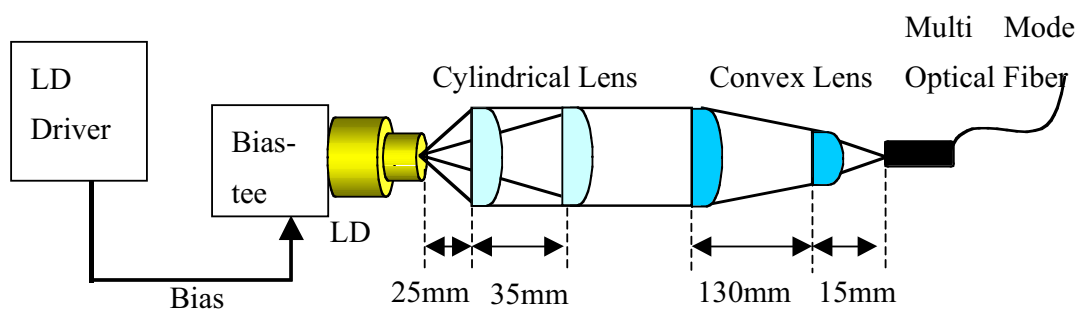


図 11 実験系の基本構成

3-2 青紫レーザの静特性・動特性

3-2-1 静特性

ここで本研究に用いた LD の静特性図 12(a)を示す。このデータは LD 直後の光強度である。また、バイアス電流 50~100mA で得られる CW 光強度から見積もった SHG 光強度を、図 12(b)に示す。この時の SHG 光強度は、全レンズ透過後の結晶に入射されると仮定して測定した光強度を用いて求めている。

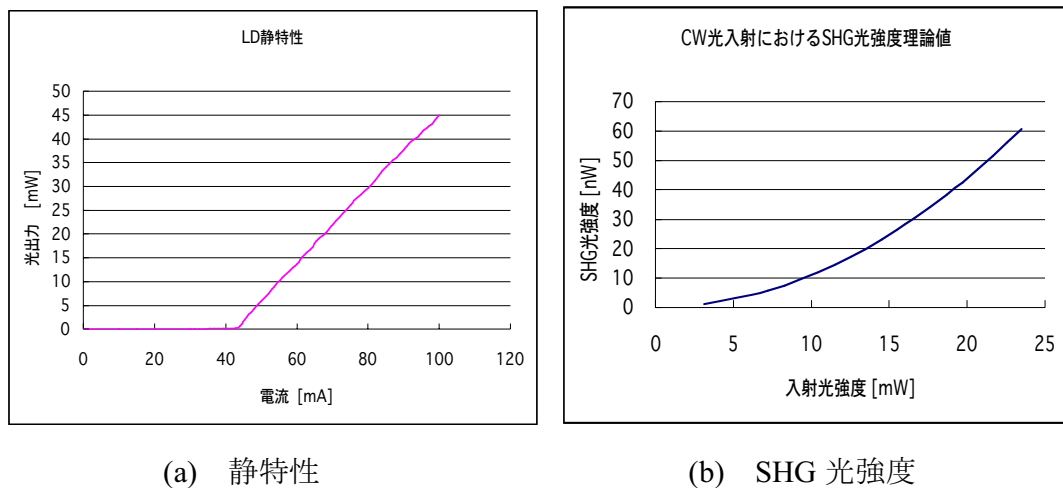


図 12 静特性(a)と SHG 光強度(b)

この図から分かるように、CW 光を入射した場合に発生する SHG 光強度は数十 nW であり、その変換効率は最大でも 1%以下であると予想される。

3-2-2 動特性

第 2 章で述べたように、SHG への変換効率を上げるには入射する基本波の光強度を上げる事が有効である。よってアベレージでのパワーは同じでも瞬間的なピークパワーの高くなるように、半導体レーザを変調しパルス発振させる。本実験では、以下の 3 通りの手法で変調させた。

1. シンセサイザーを用いたサイン波形電気変調による利得スイッチング法
2. 電気 Amp を用いて増幅した大振幅変調信号による利得スイッチング法

3. 任意パルス発生器(PPG)を用いた低デューティ比変調利得スイッチング法

この3つの手法によって SHG の発生量が最も高くなるものを用いる。

3-2-2-(1) 利得スイッチング法

本研究で LD の変調手法として用いた利得スイッチングについて説明する。

半導体レーザに変調電流をかけると、LD のキャリア密度(利得)は時間とともに増加していく。その際、変調信号が LD のキャリアライフタイム等に対して十分低速であれば、キャリア密度が閾値を超えレーザ発振した後もキャリアが供給されることから LD 出力の波形は変調信号と同じになる。

一方、変調信号がキャリアライフタイム等に対して高速である場合、キャリア密度が閾値を超えレーザ発振すると、キャリアの供給が追い付かないためレーザの発振は止まる。そのため LD より出力される波形は変調信号に比べて細い短パルス光が得られる。これが利得スイッチング法である^[10]。

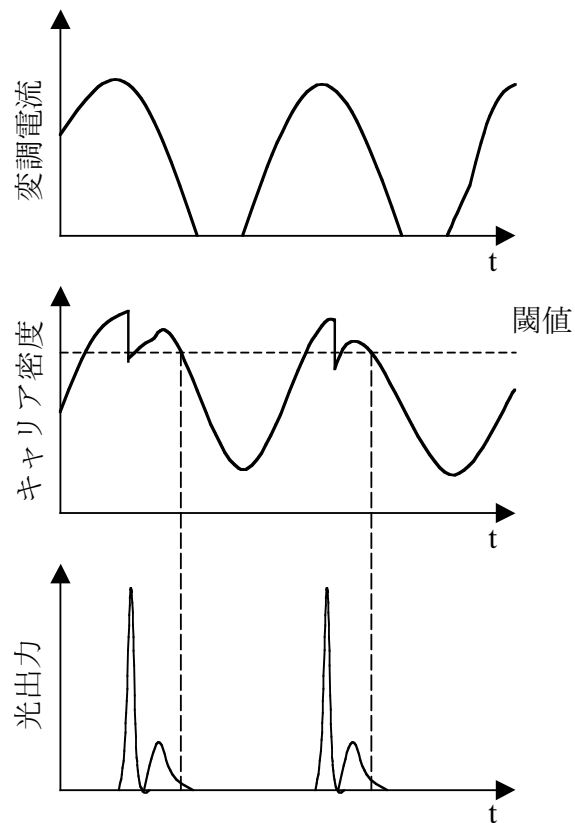


図 13 利得スイッチング法

3-2-2-(2) SHG 発生指数

先ほどの実験系においてレンズ等のズレからファイバとのカップリング効率は変化しているが、入射ビームの断面積 A は一定であると仮定すると

$$\eta_{SHG} \propto P_{\omega}$$

であるので、入射光のアベレージパワーとピークパワーが最も高くなるパルス光が SHG の発生に適していると考えられる。

そこで、3 つの手法によって得られたデータの中から、SHG への変換効率を見積り最も SHG 発生に適したパルスを求める。

まず、SHG 発生指数の定義を述べる。

第 2 章で述べたように、第 2 高調波の光強度 $P_{2\omega}$ [W] は

$$P_{2\omega} = 6.67 \times 10^{-13} F \frac{P_{\omega}^2}{A} [W]$$

である。このとき、面積 A と位相整合に関する定数 F が一定であると仮定すると、 $6.67 \times 10^{-13} F/A$ を新たに定数 A とおき、

$$P_{2\omega} = AP_{\omega}^2 [W]$$

と表すことが出来る。ここで、

$$P_{2\omega} [W] \propto P_{\omega}^2$$

が成り立つ。そこで、ここでは P_{ω}^2 を SHG 発生指数として定義した。

下記の図に示すように、波形を時間軸に沿って一定の間隔で区切ったものを考える。このとき、1 周期 T における高さの平均値を $k=1$ とおき、さらに、それにより規格化した $t_0, t_1, t_2, \dots$ のときの高さを k とおく。この k を用いて、SHG 発生指数 P_{ω}^2 を近似的に求める。

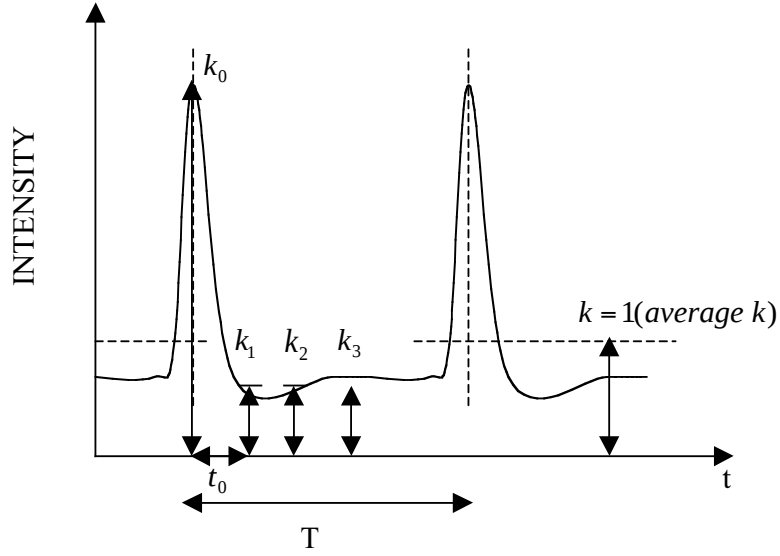


図 14 SHG 発生指数

SHG 光の場合、基本波の平均強度を $P_{a\omega}$ [W] とすると、平均の SHG 強度 $P_{a2\omega}$ [W] は

$$P_{a2\omega} = \frac{Ak^2 P_{a\omega}^2 T}{T} = AP_{a\omega}^2 [W] \quad (k = 1)$$

となり、 P_{ω}^2 は

$$P_{\omega}^2 = P_{a\omega}^2 [W]$$

と表せる。

パルス波の場合は、瞬時の SHG 強度 $P_{2\omega}$ は

$$P_{2\omega} = Ak_n^2 P_{a\omega}^2 [W]$$

となり、この大きさは k の値によって異なる。平均 SHG 強度 $P_{a2\omega}$ [W] は

$$P_{a2\omega} = \frac{\sum_{n=0}^m Ak_n^2 P_{a\omega}^2}{T} = AP_{a\omega}^2 \frac{1}{m+1} \sum_{n=0}^m k_n^2 [W] \quad (T = m+1)$$

と表せ、従って、 P_{ω}^2 は

$$P_{\omega}^2 = P_{a\omega}^2 \cdot \frac{1}{m+1} \sum_{n=0}^m k_n^2 [W]$$

と表せる。ここでは、これを SHG 発生指数として定義する。

3-2-3-(1) Synthesizer による利得スイッチング法

ここでは簡素な装置で実現ができるという理由から利得スイッチング法を用いて LD をパルス発振させた。

実験手法

LD にはバイアスとして直流電源をかけ、シンセサイザーから RF を直接入力した。またシンセサイザーからはオシロスコープへのトリガー用に 10MHz のクロックを入力した。

測定方法は LD のバイアスを 70mA から 100mA まで 10mA ずつ変化させていき、それぞれの電流値に対して変調信号を変化させた。また、RF はシンセサイザーの出力できる最大パワーを用いた。測定点はオシロスコープの波形からピーク電圧が高くなった値とした。

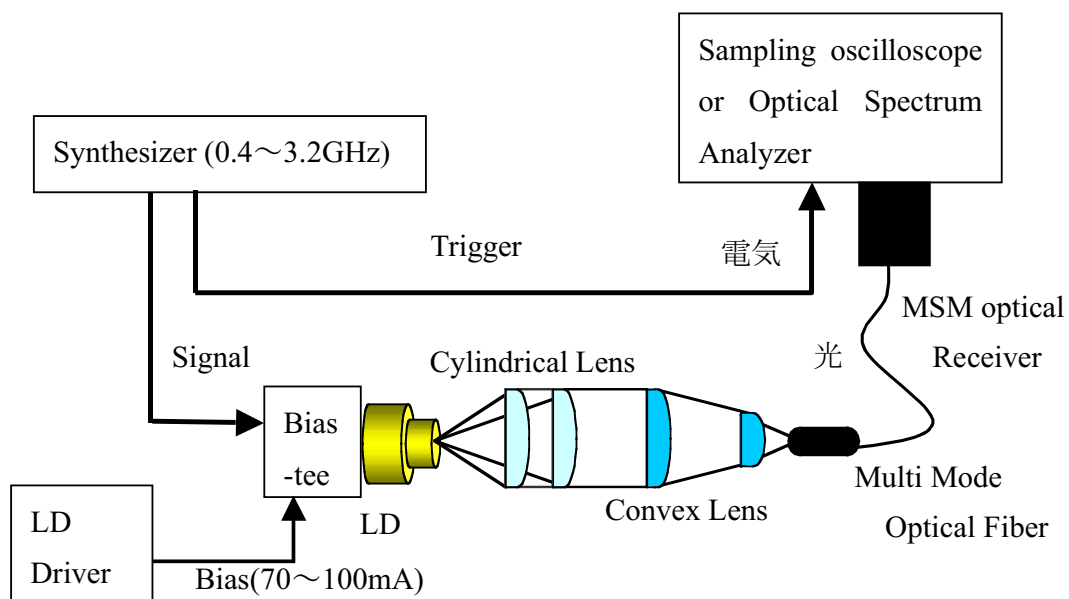


図 15 シンセサイザによる直接利得スイッチング法構成図

結果

バイアス電流の低いところでは利得スイッチングがかかりデューティ比の低いパルスが得られた。表 6 と図 16 に測定データの中から SHG 発生指数を用いた場合の最もよいデータと波形を示す。このデータでは CW に比較して 2 倍ほどの SHG アベレージ強度が得られることから、入射光のパルス化が有効であ

ることが分かる。また、70mA からバイアスを上げていくとデューティ比が約50%となり利得スイッチングがかからなかった。原因としてはLD への RF が小さいことが考えられる。

また LD のアベレージ光強度は静特性との比較より、バイアス電流にほぼ依存することが分かった。これよりバイアス電流の高い値でデューティ比の低いパルスが発生させることが最も望ましいと考えられる。

表 6 パルス出力データ

バイアス 電流 [mA]	周波数 [GHz]	アベレージ 強度 [mW]	SHG 出力 性能指数 [W ²]	pulse/CW SHG 出力 性能指数比	期待される SHG 強度 [nW]
70	1.22	11.5	3.E-04	2.028	29.5

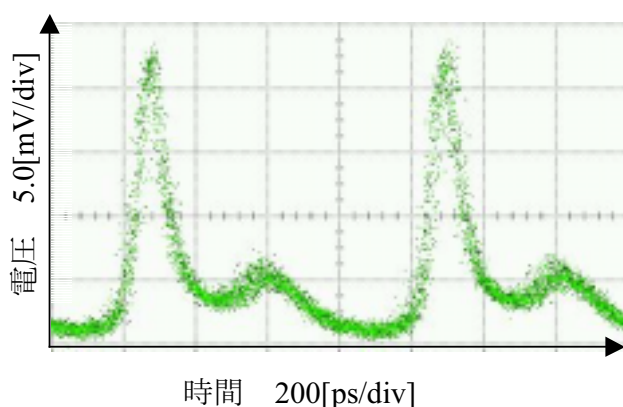


図 16 出力パルス波形

3-2-3-(2) FET Power Amplifier で変調振幅を増強した利得スイッチング法

前節でパルス繰り返し時間がゆっくりでパルス幅が狭くバイアス電流が高いことが望ましいことを述べた。しかし、シンセサイザーのサイン状変調波形を直接用いた利得スイッチング法では、バイアス電流の高い所では RF が弱いため発振が OFF にならない。そのためパルス化せず利得スイッチングによる短パルス光が得られなかった。そこでアベレージ光強度の高くなるバイアス電流値でも十分な RF が得られれば、高アベレージ光強度で高ピークパワーを得ることが

できる可能性がある。そこで電気アンプを用いて RF を増幅しパルス発振させ実験した。

実験手法

実験系の基本的な構成は同じであるが、シンセサイザからの RF は電気アンプを通し増幅した後 LD に入力した。変調周波数はアンプの増幅可能な帯域が 1GHz～26GHz であるため、800MHz 以上とした。またシンセサイザからの RF が大きい場合、アンプの増幅によって歪みが生じるため LD の変調に有効に活かすことができない。そのため RF はアンプによって歪みが生じないよう出力を -10dBm とした。

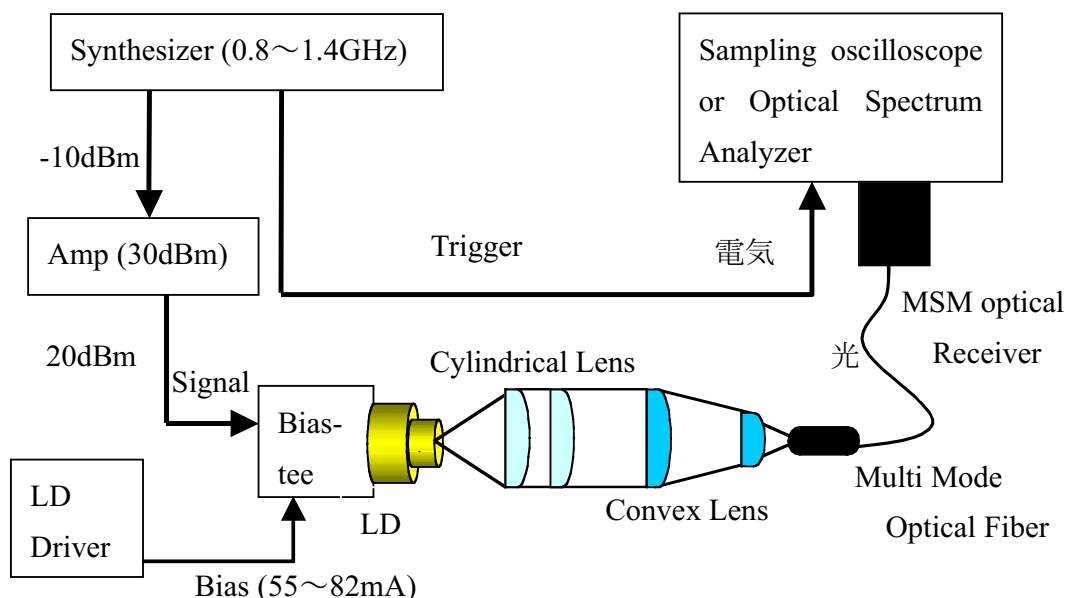


図 17 FET Power Amplifier で変調振幅を増強した利得スイッチング法

結果

バイアス電流の低い点ではパルス発振し、直接シンセサイザーで変調したものよりピークの高い短パルス光が得られた。また、直接シンセサイザーを使用したものに比べて、高バイアスの所まで変調することができた。しかし、さらにバイアスを上げるとパルス発振しなかった。せっきくの高振幅の電気変調パルスが十分に素子の駆動電力となっていない可能性が高い。別の LD によって

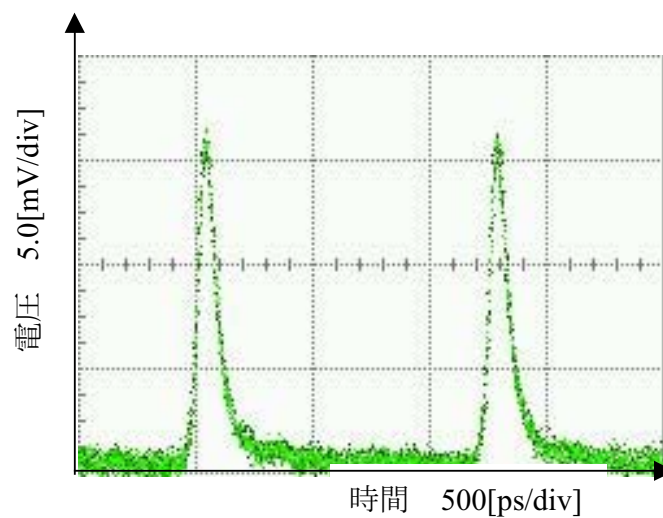
は高周波でも利得スイッチングがかかるものもあるため、LD の特性又はハンダ付けなどの配線の不具合が高周波電力を効率よく供給できていないことが主な原因であると考えられる。

SHG 発生指数を用いて得られたデータを表 7 に示す。

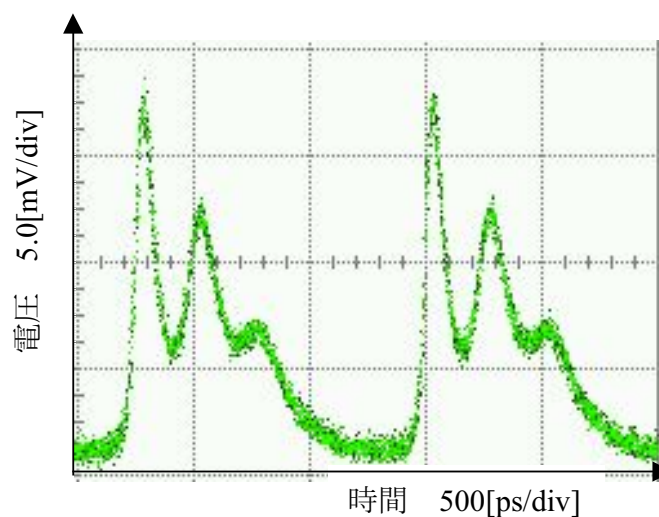
表 7 出力パルスデータ

No	Bias 電流 [mA]	周波数 [GHz]	Average 光強度 [mW]	SHG 出力 性能指数 [W ²]	pulse/CW SHG 出力 性能指数比	期待される SHG 強度 [nW]
1	55	0.8	5.7	1.67.E-04	5.151	18.4
2	60	1	7.5	2.21.E-04	3.924	24.3
3	61	1.2	7.9	2.23.E-04	3.580	24.6
4	64	1.4	9	2.34.E-04	2.894	25.8
5	70	0.8	11.3	3.10.E-04	2.428	34.1
6	70	1.4	11.3	2.21.E-04	1.733	24.3
7	72	1	12.5	3.65.E-04	2.339	40.2
8	73	1.2	12.7	3.05.E-04	1.890	33.5
9	80	1.2	15.6	3.49.E-04	1.434	38.4
10	80	1.4	15.8	3.32.E-04	1.331	36.6
11	82	0.8	16.2	4.37.E-04	1.665	48.1

図 18 にパルス/CW 比が最も良かった No.1 と SHG 指数が最も良かった No.11 の出力波形を示す。



(a) No.1 出力波形



(b) No.11 出力波形

図 18 出力パルス波形 (a) No.1 (b) No.11

SHG 発生指数比は、CW 光に比べパルス化させた場合にすべて上回っていることから、入射光をパルス化することが有効であると言える。

個々のパラメータについて考えると、全てのデータのパルス/CW 比では、パルス波形によって SHG 指数比が大きく異なり、CW 光と比較した場合に最も SHG 光強度が増える波形は、図 18(a)となる。また、バイアス電流を高くして

いくと、SHG 指数は上がっていくがパルス/CW 比は下がっている。これより、高バイアスではパルス化による SHG 光強度の向上ではなく、入射光強度のアベレージが高くなったため SHG 発生指数が上がったと考えられる。よって、波形がパルスとして崩れていても、アベレージ光強度が高い方が望ましいことが分かる。アベレージ光強度がほぼ同じになる組み合わせ(2&3,5&6,7&8,9&10)から、周波数特性は高周波数になるほど SHG 指数比が下がっており、低繰り返しの変調が望ましいと言える。

以上より、SHG 変換効率が最大になる条件は

- ・入射光の波形は図 18(a)のような短パルスのピークを持つ
- ・入射光のアベレージ光強度ができるだけ高い
- ・LD の変調周波数が遅い

となることであることが分かった。

3-2-3-(3) 任意パルス発生器(PPG)を用いた

低デューティ比変調利得スイッチング法

これまでの実験では変調信号はサイン波であったため、LD を変調させる変調パルスのデューティ比は 50%固定であった。任意パターン発生手段によりデューティ比の低い変調パルスが LD に入力でき、高バイアス電流と短時間変調でパルス発振すれば高ピークパワーを得る可能性がある。そこで PPG(Pulse Pattern Generator)を用いて、デューティ比が低い RF をレーザに入力し実験した。

実験手法

PPG から得られる出力電圧は最大で $P-P=2V$ 程度と LD の変調には低いため、アンプの増幅によって歪みが生じないようにアッテネータ(-10dBm)を通し増幅した。またアンプの周波数特性(1~26GHz)から、低周波より高周波成分が大きく増幅されるため高周波成分をカットするようローパスフィルタを用いた。

測定にはアンプのカットオフ周波数が約 700MHz であることから変調パルスの周波数を 800MHz とし電流を変化させた。また PPG のパルスはアンプで反転するため 0111(1 周期 3.2GHz)を出力した。

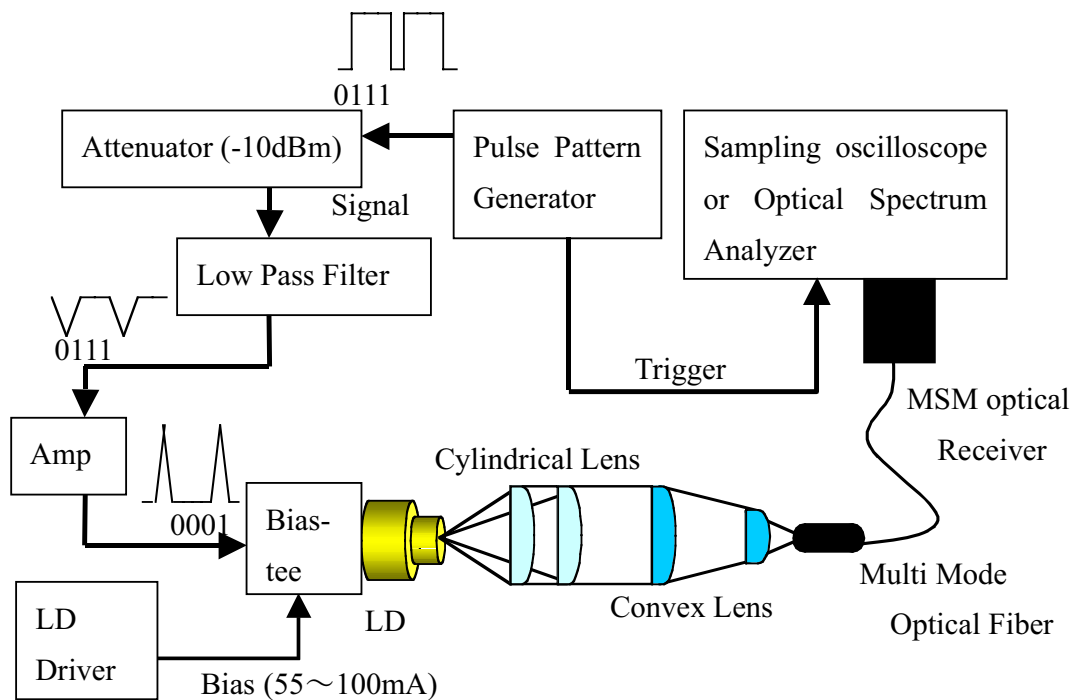


図 19 PPG を用いた利得スイッチング法

結果

LD から出力された光パルスはデューティ比が最も低くなり、今回の手法が LD を変調させるのに最も適していると思われる。しかし、今回の実験系でもバイアス電流を上げていくと発振がパルス化しなかった。

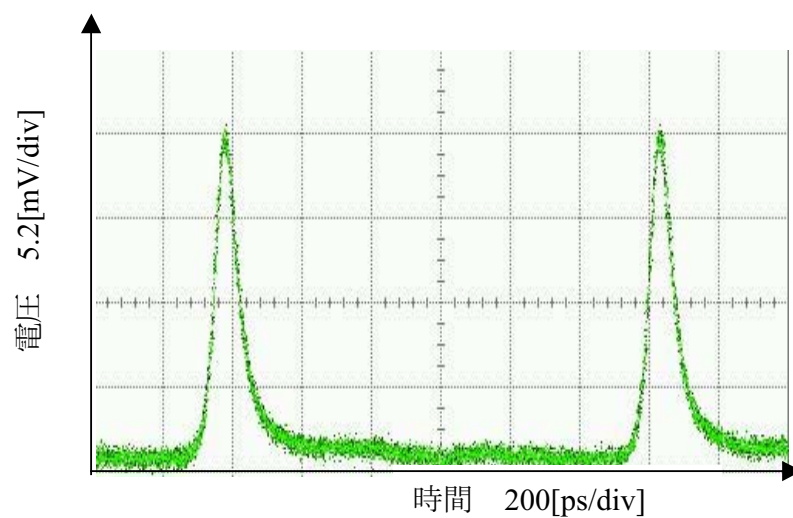
先ほどのシンセサイザとアンプを用いた実験系の結果と同じように、バイアス電流の低いときにパルス/CW 指数比は最も高くなり、バイアス電流を上げていくと下がっていった。

また、SHG 指数はバイアス電流 100mA のときに最大であり、これまでに得られた 3 つの実験結果の中でも最も高い値となった。しかし、パルス/CW 指数比 1.2 程度であり CW 出力時から大きく向上していないことから、最適なパルスを出すことができれば、さらに光強度が向上する可能性がある。

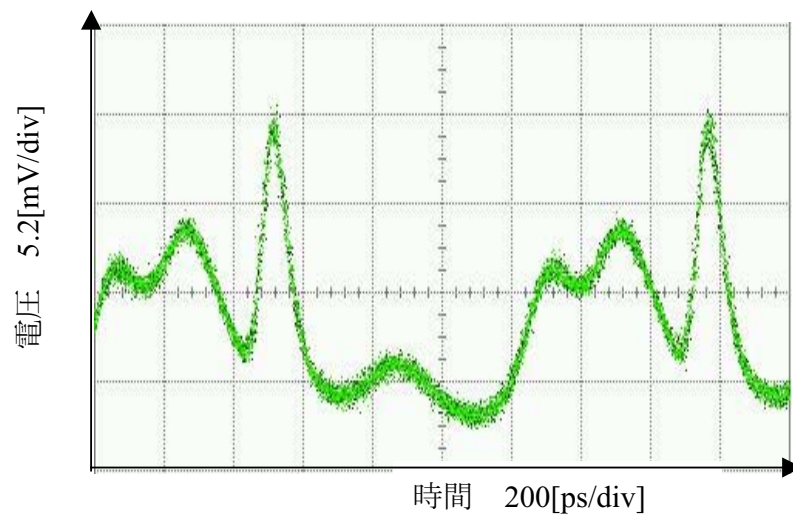
表 8 出力パルスデータ

No	Bias 電流 [mA]	周波数 [GHz]	Average 強度 [mW]	SHG 出力 性能指数 [W ²]	pulse/CW SHG 出力 性能指数比	期待される SHG 強度 [nW]
1	55	3.2	5.8	1.11.E-04	3.286	12.2
2	65	3.2	9.8	2.40.E-04	2.499	26.4
3	77	3.2	14	3.45.E-04	1.760	37.9
4	100	3.2	23	6.58.E-04	1.243	72.4

パルス/CW 比が最も高くなった No.1 と No.4 の出力波形を図 20(a),(b)に示す。



(a) No.1



(b) No.4

図 20 出力パルス波形 (a) No.1、(b) No.4

考察

これまで LD をパルス変調させる目的で
 シンセサイザを用いたサイン波形電気変調による利得スイッチング法
 電気 Amp を用いて増幅した大振幅変調信号による利得スイッチング法
 PPG を用いた利得スイッチング法
 の実験を行ったが、これらの実験から得られたことを示す。

- ・ LD のアベレージ光強度はバイアス電流にほぼ依存することが分かった。
- ・ SHG 発生指数比は、CW 光に比べパルス化させた場合に上回っていることから、入射光をパルス化することが有効であることを確認した。
- ・ 最も SHG 強度が高くなる波形が得られた実験系は、PPG と FET Power Amplifier を用い変調を行なったものであった。しかし、最もパルス/CW 比が高くなるデータが得られたのは、シンセサイザとアンプを組み合わせたものであった。今回実験に用いた LD では回路接合の不十分さからか変調特性が十分でないため高周波でのパルス発振ができていない。高周波成分の活かせる別の LD を用いて、どちらが有効であるか確認すべきである。

SHG 変換効率が最大になる条件は

- ・入射光の波形は、図 21 のような波形
- ・アベレージ光強度が高い
- ・LD の変調周波数が遅い

であることを確認した。

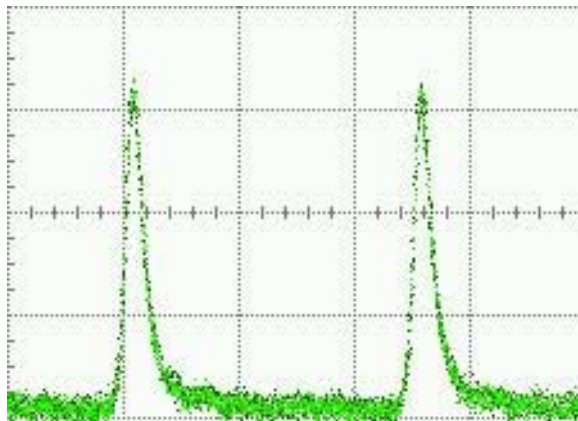


図 21 ピークが高くデューティ比が低いパルス波形

第4章 紫外線検出法

本実験に用いた非線形光学結晶(BBO)のパラメータを以下に示す。

Type 1 結晶

位相整合角 $\theta = 76^\circ$ $\phi = 0$

非線形光学定数 $d_{\text{eff}} = 0.6 \times 10^{-12} \left[\frac{\text{m}}{\text{V}} \right]$

結晶長 ($W \times H \times L$) $4 \times 4 \times 7$

4-1 蛍光シートを用いた SHG 光の観測

シンセサイザーから直接利得スイッチングによって発振したパルス光を入射し蛍光シートを用いて SHG を確認した。

実験系は第 3 章で用いたレンズ配置と同じであるが、ファイバ固定部に結晶角度の微調整のための回転ステージ等を用いて結晶を固定した。

LD のバイアス電流 100mA、変調周波数 1.32GHz で発振させ、結晶を少しずつ回転させていき SHG を観測した。ここで SHG 観測用として用いたシートの成分は $\text{Zn}_2\text{SiO}_4 : \text{Mn}^{2+}$ であり、その感度特性を図 22 に示す。

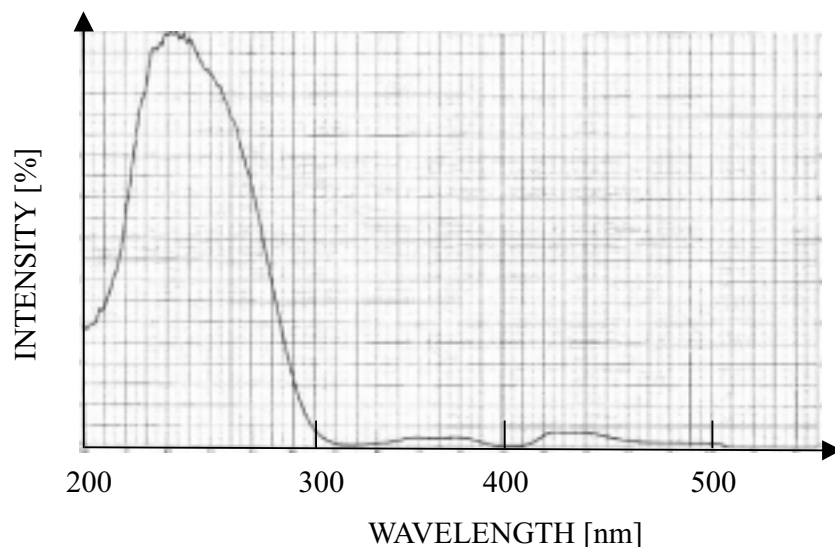


図 22 UV ホスファ感度特性

実験系構成

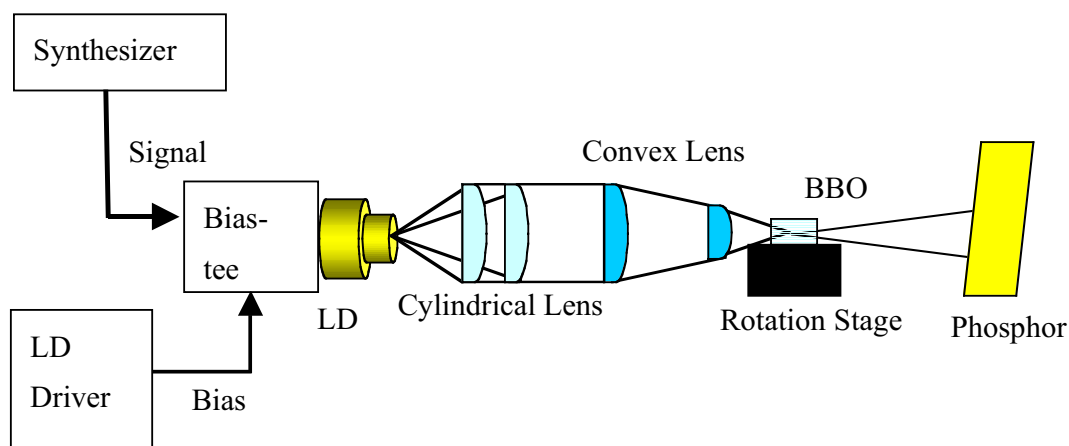


図 23 蛍光シートを用いた SHG 光観測実験

結果

結晶へのビーム入射角、偏光方向を変化させても蛍光シートの発光に変化が見られず、SHG を観測することはできなかった。この主な原因としては基本波と微弱な高調波が分離されていなかったため、基本波の強い青色発光の残像と紫外光に基因する緑蛍光とを識別して確認できなかったことであると考えられている。よってプリズム、波長選択ミラー等を用いるなどして高調波のみを選択し観測することが必要である。

4-2 UV センサを用いた SHG 光の観測、 および入射光・SHG 光強度関係の測定

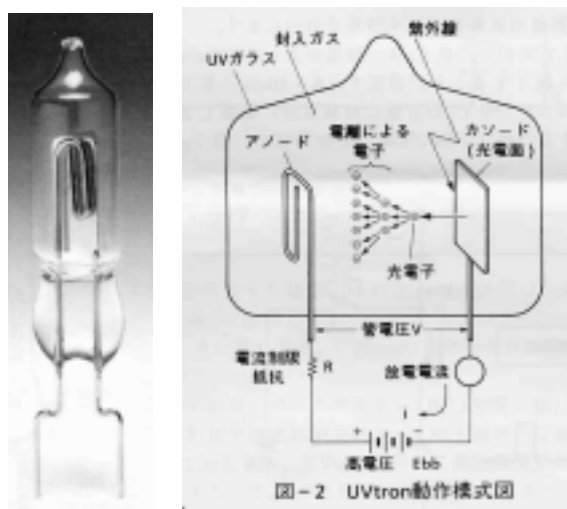
実験 1 では基本波と高調波の分離ができていないため、SHG を観測することができなかった。そこで紫外域(180~260nm)のみに感度をもつ高感度 UV センサ(特性表上の最低受光感度>1pW)を用いて SHG 確認実験を行った。

本実験の UV センサには浜松ホトニクス社の UV トロン、(図 24)を用いた。この UV センサの構造は光電子増倍管とほぼ同じであるが、ガラス管内は真空ではなく特殊ガスで満たされている。紫外光子が管内の高電圧のかかった光電面(カソード)にぶつかると、光電子放出効果によって放出された電子がアノー

ドへ向かう間にガス分子と衝突し電離させ電子・正イオンを発生させる。この衝突・電離を繰り返しアノードに達することでアノード、カソード間に電流が流れ、放電されることから電気パルスの出力が得られる構造になっている。

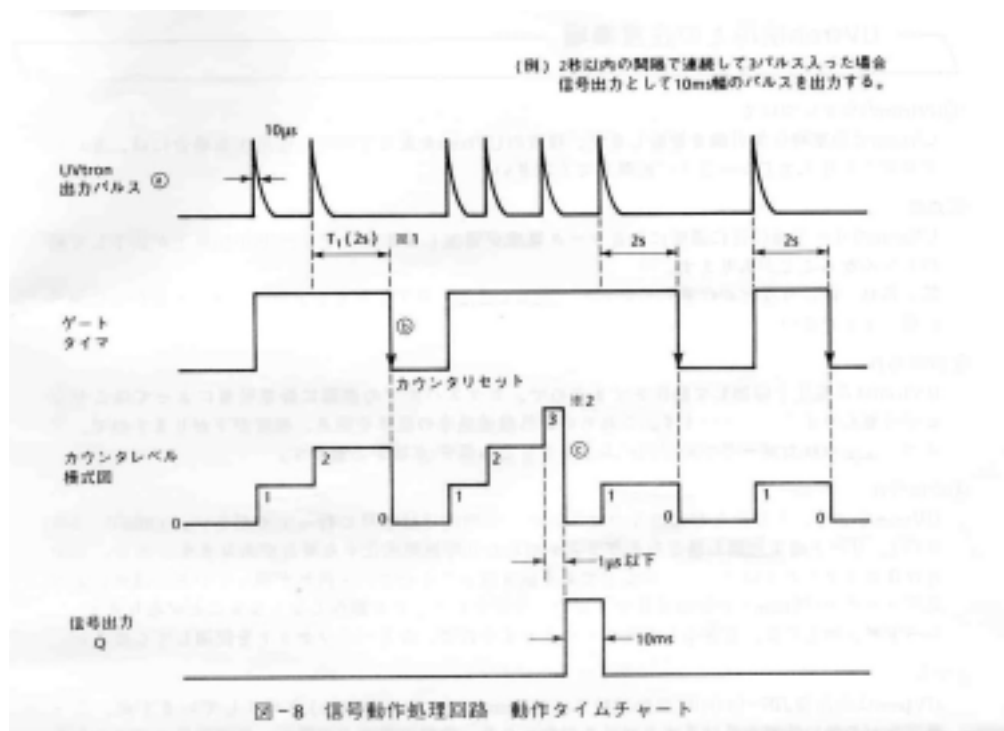
また、本実験には UV センサ用の駆動・外部出力用をかねて同社の駆動回路 C3704-03 を用いた。この回路の外部出力は、UV トロンから出力されたパルスが 2 秒以内の間隔で 3 パルス以上連続して入った場合にのみ出力される^[12]。図 25 に回路動作チャートを示す。ここでゲートタイマ、カウンタは駆動回路内の動作であり、信号出力 Q がオシロスコープへ出力される信号である。

このため間欠的雑音を誤動作することはない。しかし、単位時間当たりに発光する紫外量が非常に多すぎたり、微弱だった場合カウント数は出力紫外パワーに線形とはならない。誤差が大きく SHG 光強度・変換効率を正確に求めることはできないが、わずかな紫外光を効率よく検知するには有効である。



出典：浜松ホトニクス技術資料

図 24 UV トロン外観と原理図



出典：浜松ホトニクス技術資料

図 25 UV トロンパルス電力と外部信号出力

この UV センサを用いて、入射光強度と時間辺りの電気パルス発生数(SHG 光強度)の関係を測定するために、LD を DC 駆動(CW 光)で閾値から変化させ、その時の回路からの外部出力パルス数をオシロスコープのモニタからカウントした。

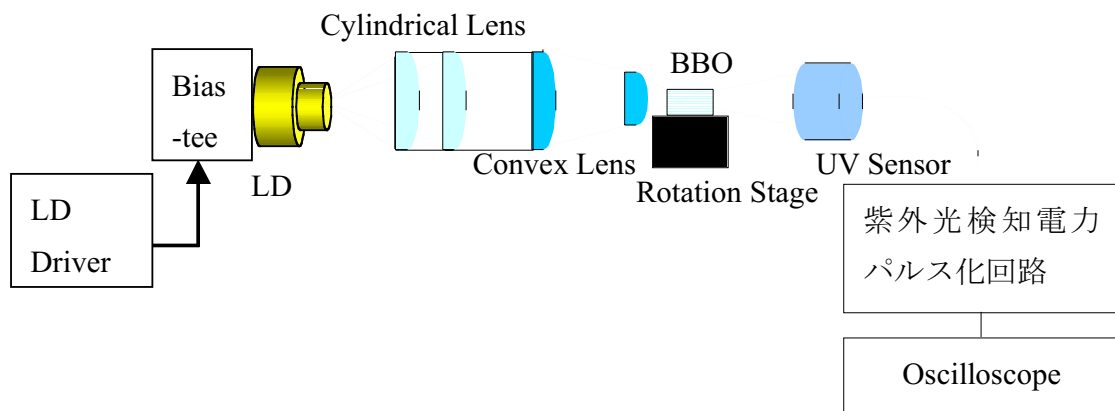


図 26 CW 光による SHG 光強度変化の測定実験系

結果

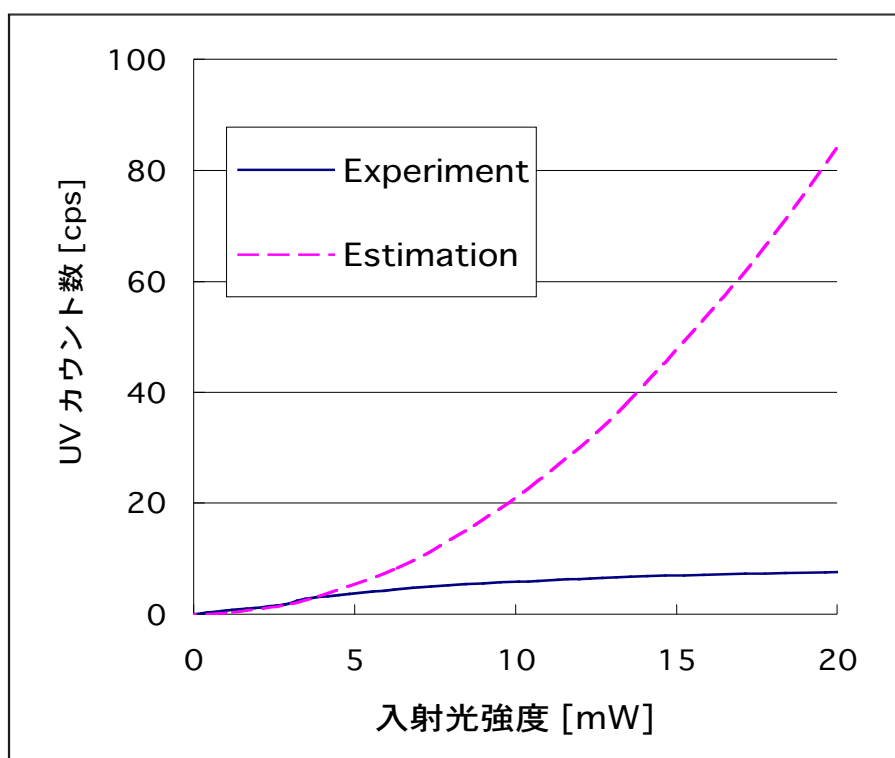


図 27 入射光強度と UV センサ外部出力パルス回数

この高感度 UV センサによって LD と BBO を用いた遠紫外 SHG 光の発生を初めて確認することができた。しかし、この UV センサを用いて SHG 光強度の微妙な変化を測定するには受光感度、出力の線形性があいまいであることから困難であったため、結晶－レンズ(小)間距離や位相整合角等の最適化はできなかった。よって今後 SHG 強度を正確な光強度の数値として測定できる検知器回路を再構成 PD、APD 等を用いて最適化することが必要である。

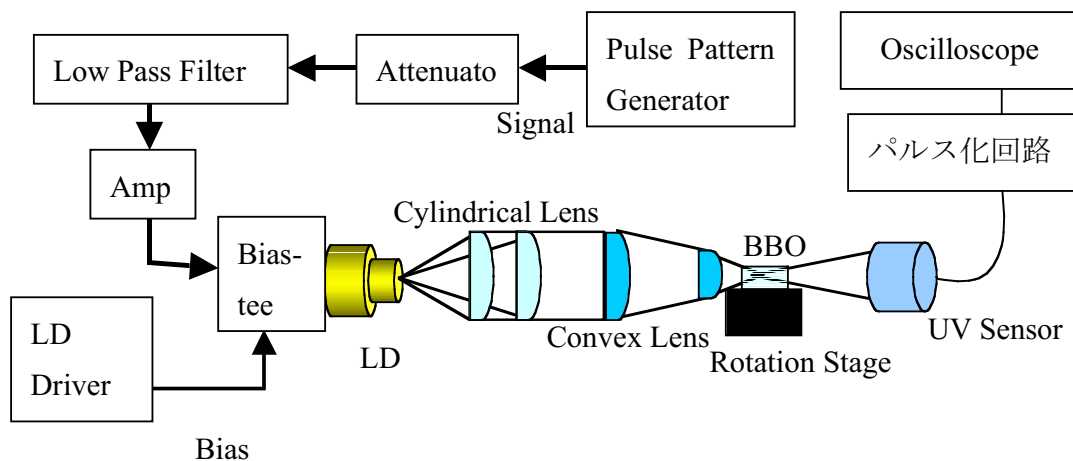
入射光強度とカウント数の関係は、入射光強度の低い所（図の a）では、入射光強度変化に対して見積もったカウント数とほぼ同じであることから SHG の 2 乗特性が得られていると言える。また UV センサから見積もった 5mW 付近での SHG 光強度はおよそ 10pW 程度であると考えられることから、実験系の最適化によって SHG 光強度は向上すると考えられる。

また、入射光強度が 5mW ほどから（図の b）はカウント数の増加はあまりみられない。この理由として、オシロスコープに入力する電気パルスは、紫外光強度が強くなると最短 0.15s までパルス発生間隔が変動する。このような間隔では目視による正確なカウントは困難であり、パルス数が増える SHG 光強度ではカウントもれが頻発し、正確なパルス数がカウントできていない。また、UV センサの飽和値が近くなっているため SHG の光強度を正確に測定することができていない。という 2 つが原因であると考えられる。よって正確に SHG 光強度変化を測定するには、UV センサの測定範囲内でパルスカウンタを用いるような実験系にする等が必要となる。

4-3 UV センサを用いた CW・パルス光比較

第 3 章では変換効率の向上を考え、入射光のピークパワーが高くなるようにパルス化させる条件を探す実験を行った。ここでは、入射光が CW とパルスの場合で発生するカウント数の比を求め、SHG 発生指数による見積もりが有効であるか確認する。

実験手法は PPG とアンプを用いて LD を変調させ、第 3 章で求めた 4 つの電流時におけるパルス/CW の SHG 発生指数比を実際に求める。その際、入射光強度が強い場合には UV センサが飽和して測定不可能となることが予想されるため、結晶手前のアベレージ光強度を 1mW になるよう入射光に光アッテネータを用いた。



結果

Bias 電流 [mA]	推測値 SHG 性能指数比	実験値 Pulse/CW Count 比
55	3.29	3.93
65	2.50	2.93
77	1.76	2.20
100	1.24	1.37

電流 55mA の高ピーク、短パルスのパルス波形が最も効率よく SHG を出す

のに適していることが確認できたことより、第 3 章で求めた SHG 発生の最適なパルス条件が正しいと考えられる。よって、今後は入射光強度の強くなる高バイアスで高ピーク、短パルスが得られるように変調することが必要である。

4-4 考察

今回、青紫半導体レーザを用いて SHG を発生させることを目的に、LD 波長 419nm、非線形光学結晶 BBO を用いて行った実験結果を以下に示す。

- ・ 基本波と高調波の混合状態では蛍光シートを用いて紫外光を識別して観測する事は困難だったが、可視光 (基本波長) に全く感度のない UV センサを用いることで CW 光のみでも SHG 光の発生を確認することができた。
- ・ 入射光をパルス化した場合に外部出力パルス数のパルス/CW 比は、SHG 発生指数比とほぼ同じ値であることから、近似的に SHG 変換効率を求める手法が有効であることを確認した。
- ・ UV センサ外部出力のパルス数が入射光強度に応じて変化することが確認できた。しかし、UV センサ出力カウンタがすぐ飽和値に達してしまうため、入射光強度の 2 乗に比例することは検出器の特性から確認できなかった。
- ・ SHG 光強度の絶対値、出力変化を高精度で測定できないため、実験系を最適化する手法はまだ確立できていない。

第5章 まとめ

5-1 まとめ

本研究において得られた結果を以下に示す。

- ・ 本研究の目的であった LD をボレート系結晶の組み合わせにより 210nm 真空紫外光の発生を初めて確認した。
- ・ 基本波と高調波の混合状態では蛍光体を用いて紫外光を観測する事は不可能だったが、UV センサで可視光の影響を除去することで LD の CW 光のみで遠紫外波長 SHG 発生を確認することができた。
- ・ LD のアベレージ光強度はバイアス電流にほぼ依存し、PPG と電力パワーアンプを用いた低デューティ比高振幅変調の方法がデューティ比の低い短パルスの発生に最も適していることが分かった。

入射光のパルス化によるピークパワー向上は SHG アベレージ出力増大に有効であることが確認できた。バイアス電流 55mA の短パルス、高ピークの実験によって CW 光に比べ約 4 倍ほど SHG 光が大きくなることが確認できた。

- ・ 今回測定した平均入射光強度の範囲では、変換効率の理論値は 1%以下と微弱であった。

5-2 今後の展開・課題

今回、青紫 LD と BBO の組み合わせによって SHG が発生することを確認できた。測定方法とともに解決すべき今後の課題を以下に示す。

- ・ SHG 光強度を上げるために、LD のバイアス電流の高い値でデューティ比の低い短パルス光を発生させ、最適なレンズ系とし結晶までの減衰を少なくする
- ・ 今後、UV センサの測定可能な範囲内でパルスカウンタ等を用いて正確なパルス数をカウントし、SHG 光強度が入射光強度の 2 乗に比例することを確認する。

高速応答かつ高精度な SHG 用の光強度の測定器を用いて、実験系を最適化し変換効率を求める。

上記結果をもとに、実用的な紫外光パワーが得られる構成法の研究を進める。

謝辞

本研究を進めるにあたり、御指導いただきました野中弘二助教授に感謝いたします。また、本研究を行なうにあたり研究の場を御提供いただきました神戸宏教授、原学科長に感謝いたします。研究のかぎとなる青紫半導体レーザを御提供いただいた、日亜化学工業株式会社にも深く感謝いたします。そして、本研究を行うにあたり参考となる資料等を拝見させていただきました中野雄大氏、非線形光学結晶や波長変換について多くの助言を頂きました大阪大学大学院博士課程の北野博史氏に感謝いたします。

最後に本研究を進めるにあたり、御協力いただきました左古美波子氏、中田勝氏、松久治可氏をはじめ、電子・光システム工学科教員、卒研室の同僚に感謝いたします。

参考文献

1. 菊地 正典 半導体のすべて 日本実業 出版社 1998, P196
2. 日本学術振興会 単結晶成長技術 東京 : 培風館 1999, P278~289
3. USHIO LIGHT EDGE <http://www1.ushio.co.jp/tech/le/>
(I) 波長変換による短波長光発生技術
(II) 微細加工用全固体紫外線レーザ装置とその応用
4. マックス・ボルン, エミル・ウォルフ 光学の原理Ⅲ 東京 : 東海大学出版会 1975, P972~994
5. Handbook of Nonlinear Optical Crystals Dmitriev, V. G. (Valentin Georgievich) P3~44
6. 宮本 健朗 光学入門 岩波書店 1995, P183~237
7. Amon Yariv 光エレクトロニクス 展開編 丸善 2000, P401~408
8. 神戸 宏 初めての半導体レーザ 工業調査会 2001
9. 河野 健治 光デバイスのための光結合系の基礎と応用 現代工学社 1991, P162~163
10. 渡辺 慶太 卒業論文「短光パルスのタイミングジッタ抑圧法の研究」
11. 中野 雄大 卒業論文「Ti:サファイアレーザによる超短光パルスの発生と応用」
12. 浜松ホトニクス株式会社 UV トロン技術資料