

1. はじめに	1
2. 外部共振型半導体レーザーの原理	2
2.1. 外部共振型半導体レーザー	2
2.2. 回折格子の設置方法	3
2.3. 外部共振型半導体レーザーの発振条件	5
2.3.1. 回折格子による条件	6
2.3.2. 共振器長による条件	7
2.4. ピボットポイント	9
2.5. ピボットポイントの導出	11
3. 外部共振型半導体レーザーの製作	14
3.1. 半導体レーザー	14
3.2. 回折格子	16
3.3. ベースプレート・アームプレートの設計	17
3.4. 外部共振型半導体レーザーの構成	20
4. 外部共振器型半導体レーザーの特性	21
4.1. 発振線幅特性	21
4.2. 波長掃引量の測定	23
5. まとめ	25
付録	26
外部共振器型半導体レーザーの製作に用いた図面一覧	26
謝辞	30
参考文献	30

1. はじめに

近年の地球環境については、悪化しているのが現状であり、世界的にも最も憂慮すべき問題となってきた。その中でも主に問題となっているのが大気汚染による地球温暖化、オゾン層破壊、酸性雨などである。温暖化については、二酸化炭素(CO₂)、メタン(CH₄)、亜酸化窒素(N₂O)、六フッ化硫黄(SF₆)などが挙げられる。オゾン層破壊の主な原因となる気体は、フロン(クロロフルオロカーボン:CFCl₃)、ハロン(CF₃Br)、四塩化炭素(CCl₄)、トリクロロエチレン(C₂HCl₃)、ブロモメタン(CH₃Br)などの気体である。酸性雨の原因としては、窒素酸化物(NO_x)、硫黄酸化物(SO_x)、亜硫酸(H₂SO₃)の発生が挙げられ、問題視されている。これらの物質は、大気中に気体として存在していて、その濃度は数 ppb(10⁻⁹)から数十 ppt(10⁻¹¹)と非常に微量である。この微量な気体成分を測定するときは、高感度な測定方法やその方法に用いるための実験器具が必要となる。

微量気体の高感度な測定方法の一つとして、吸収分光法が挙げられる。吸収分光法とは、原子分子の準位間と等しいエネルギーのレーザ光を照射し、光励起による吸収を利用して透過光強度を検出する方法である。

吸収分光法による微量気体成分を測定するためには、単一周波数による発振で、数百 MHz 以下の狭い発振線幅と、発振波長が広範囲にわたって連続掃引できる光源が必要となる。しかし、一般的な半導体レーザでは発振線幅が数 nm 程度と広く、波長をモードホップなしで連続掃引することが困難である。そのため、吸収分光法の光源としての使用には不向きである。

そこで、吸収分光法の光源として、これまでに発振線幅が狭く、波長の連続掃引が可能である外部共振型半導体レーザの研究が行なわれてきた。

現在までに構築された外部共振型半導体レーザは、発振線幅については条件を満たしているものの、波長掃引量についての条件は満たしていない。そこで、本研究ではこの波長掃引量を増加させることを目的とした。

2. 外部共振型半導体レーザーの原理

2.1. 外部共振型半導体レーザー

外部共振型半導体レーザー(ECDL : External Cavity Diode Laser)は、半導体レーザー(LD : Laser Diode)と回折格子によって構成される。図 2.1 に ECDL の基本構成図を示す。まず、回折格子に LD が発振した光を入射する。そのレーザー光は回折格子に当たり、0 次の反射光と 1 次の回折光に分光される。この 1 次の回折光を LD 内部に戻すことで、回折格子と LD の後方端面に新たな共振器を形成されるため、本来 LD 内部に構成されていた共振器長が長くなる。また、1 次回折光は LD が発振した光を波長ごとに分光しているため、特定の波長のみを LD 内部に帰還させている。また、回折格子の反射率は、LD の前方端面よりも高くなっている。本来 LD は内部に形成される共振器長の両端面が鏡面加工されていて、前方端面の反射率が低くなっているために、LD 内部で発生した光が増幅して漏れだし、光が出力される。このため、回折格子の反射率を用いることにより、高効率、高出力な光を取り出すことが出来る。これらの条件から、レーザーの発振線幅の狭窄化が可能になる。

回折格子により分光された光は、1 次回折光として 0 次反射光と異なる向きに照射される。この光を LD 内部に戻すため、回折格子の角度によって異なる波長が LD の内部に戻されることとなる。従って、回折格子の角度を変化させることによって波長の選択ができる。このことを利用して、回折格子の角度を連続的に変化させると、連続的に波長を変化させることが可能となる。

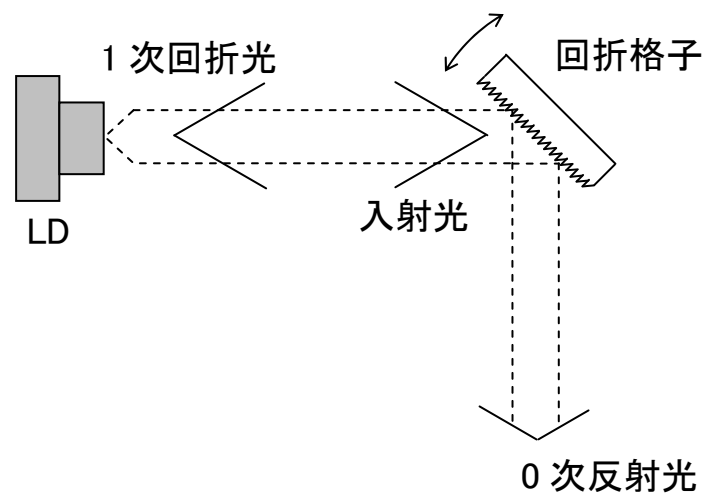
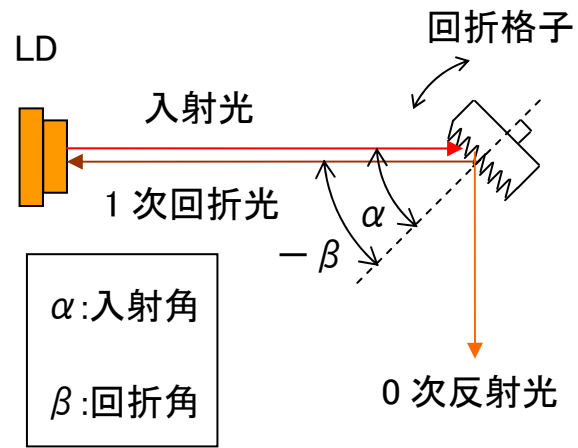


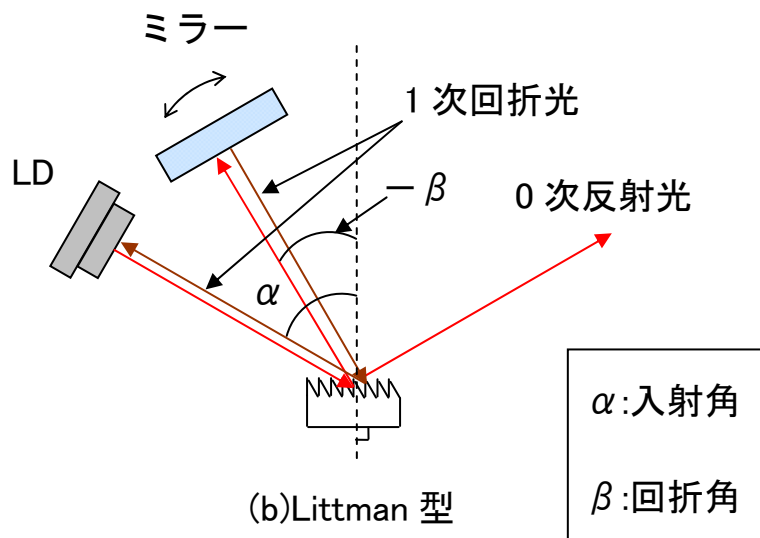
図 2.1 外部共振型半導体レーザーの基本構成図

2.2. 回折格子の設置方法

回折格子とは、多数の波長が混ざった光を波長ごとに分ける光学素子である。この素子には、表面に多数の溝が等間隔に刻まれており、白色光が入射すると入射した光に対する反射光と、波長ごとに分かれた回折光が照射される。この回折光は決まったある角度で光が強めあい、この強めあった光を取り出すことで波長の選択が出来る。ECDL における代表的な設置方法を図 2.2 に示す。Littrow 型は、LD と回折格子のみで構成され、回折光を直接 LD の内部に戻している。この Littrow 型の特徴として、共振器長が短くなり、出力光強度が高いという点がある。一方、Littman 型は LD、回折格子、ミラーの 3 つの素子で構成され、LD から出たレーザ光を回折格子に照射し、回折格子で分光された光がミラーを用いて間接的に LD の内部に戻すという構造となっている。Littman 型の特徴は、Littrow 型と比較して発振線幅が狭いという点、入射角を変化させても出射方向が一定となる点である。本研究では、調整が容易で出力光強度が高い Littrow 型 ECDL を用いて製作を行なった。



(a)Littrow 型



(b)Littman 型

図 2.2 外部共振型半導体レーザーにおける回折格子の設置方法

2.3. 外部共振型半導体レーザーの発振条件

ECDL を発振させるためには、以下に示す図 2.3 のようにレーザー媒質の利得スペクトル、共振器の縦モード、回折格子による分光のスペクトルが一致する必要がある。レーザー媒質の利得スペクトルは他の 2 つのスペクトルに比べて十分に広いため、本研究では共振器の縦モードと回折格子の分光スペクトルの条件について検討を行なう。

共振器の縦モードによるスペクトルは、共振器内で光の振幅を強めあう定在波が存在している間隔を示している。従って、共振器長が縦モード間隔の整数倍となっていないと ECDL は発振しない。このことから、縦モードのスペクトルと回折格子で分光されたスペクトルが一致することによって、ECDL が発振し、LD より狭い発振線幅が実現される。また、この縦モードはある一定の間隔で存在しており、この縦モードの間隔は共振器長により変化する。従って、構成されている ECDL において、レーザーダイオードと回折格子間の間隔を変化させることにより、発振したスペクトルを連続的に掃引することができる。

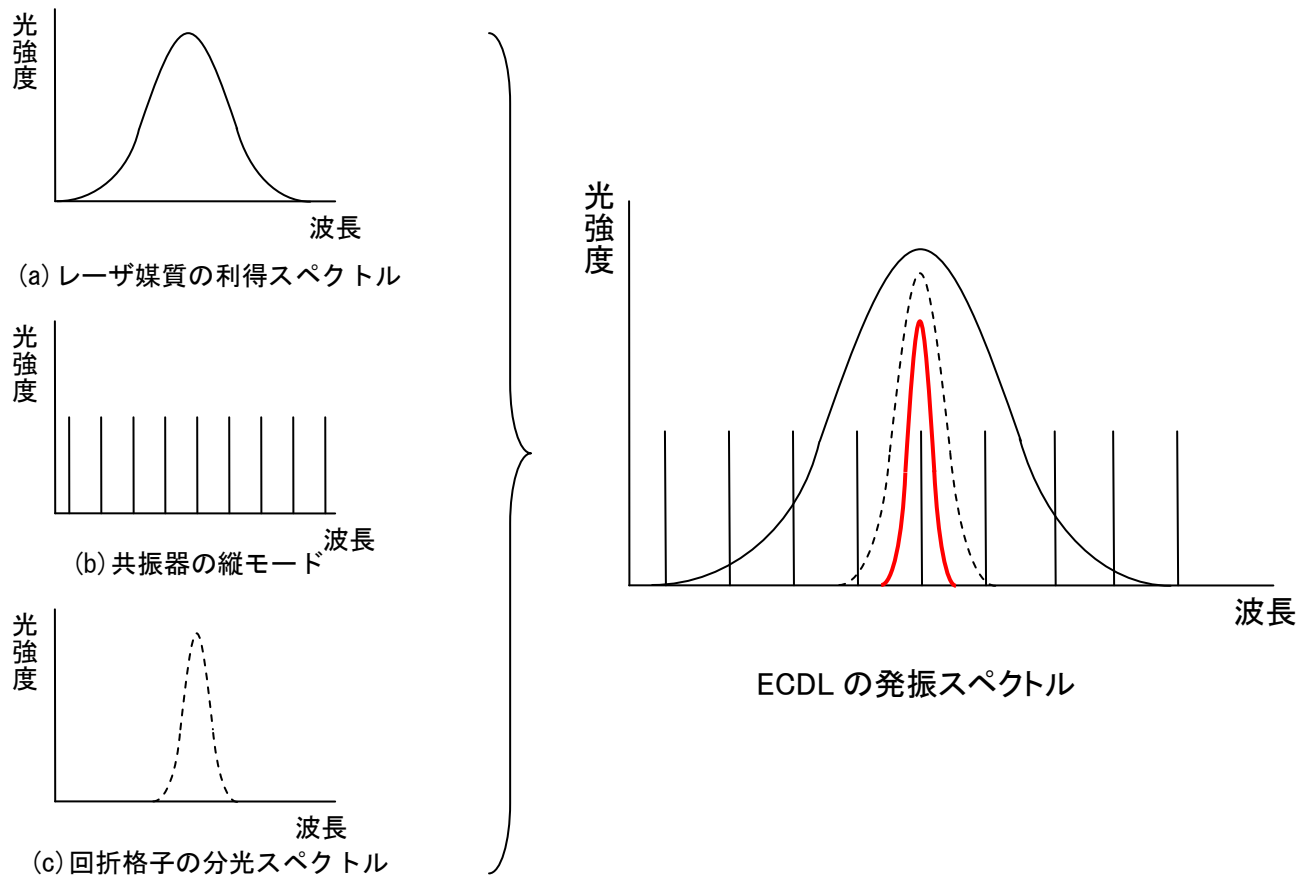


図 2.3 外部共振型半導体レーザーの発振条件

2.3.1. 回折格子による条件

回折格子は、さまざまな波長を含んだ光を入射すると、波の回折効果により特定の波長だけが強めあい、一次の回折光として分光できる素子のことである。回折格子の分光の原理を図 2.4 に示す。このとき、観測点における波長 λ_1 、 λ はそれぞれの光路長の違いにより波長が異なる。このとき、光路長の差 Δl は

$$\Delta l = \sin \alpha - \sin \beta \quad \dots(2.1)$$

となる。波長 λ は光路長の差により変化するので、回折格子によりレーザー光が強められる条件は、以下の式で表される。

$$d(\sin \alpha - \sin \beta) = m\lambda \quad \dots(2.2)$$

ここで、 d は回折格子の溝間隔(mm)、 m は回折の次数、 λ は波長、 α は回折格子への入射角、 β は回折格子からの回折角である。

今回設計・製作に用いた Littrow 型配置では、図 2.2(a)より入射角と回折角が等しくなるので、

$$\alpha = -\beta \quad \dots(2.3)$$

となる。よって、式(2.2)は式(2.3)より、以下のようなになる。

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin \alpha \quad \dots(2.4)$$

この式によって、回折格子の角度による条件の波長を求めることができる。本研究では、格子溝本数 $D(D=1/d)$ が 1800 本/mm のものを使用した。

2.3.2 共振器長による条件

LDやECDLで形成される共振器において、光が出力される原理を図2.5に示す。LDやECDLでは両端面で光を反射できるようになっていて、半導体の屈折率が空気の屈折率よりも高いので共振器の片端面は光の反射において自由端となっている。

LD内部で発生した光は共振器内を往復しながら増幅される。このとき、共振器長が光の波長の整数倍となっていないと、自由端において反射された波が干渉を起こし、光の共振が起こらず増幅されない。この共振を起こす波長を持つ波を定在波といい、LDやECDLが発振するとこの定在波の波長の光が出力される。

また、共振器長における定在波は複数存在していて、共振器長が波長の整数倍となっている場合なら決まった波長の光を発振させることができる。この発振が許容される波長のことを縦モードという。^[1]

この共振器長の縦モード間隔である自由スペクトル領域(FSR : Free Spectral Range)は次式で定義される。

$$FSR = \frac{c}{2L} \quad \dots(2.5)$$

ここで、 c は光速、 L は共振器長である。光の周波数と波長の関係より、

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad \dots(2.6)$$

で表すことができる。式(2.5)と式(2.6)より、共振器長と縦モードの波長に次の関係が成り立つ。

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad \dots(2.7)$$

ここで、 n は縦モードの次数である。本研究においては発振波長が784nmのLDを使用しているので、共振器長は $L = n \cdot 392\text{nm}$ の条件を満たす必要がある。

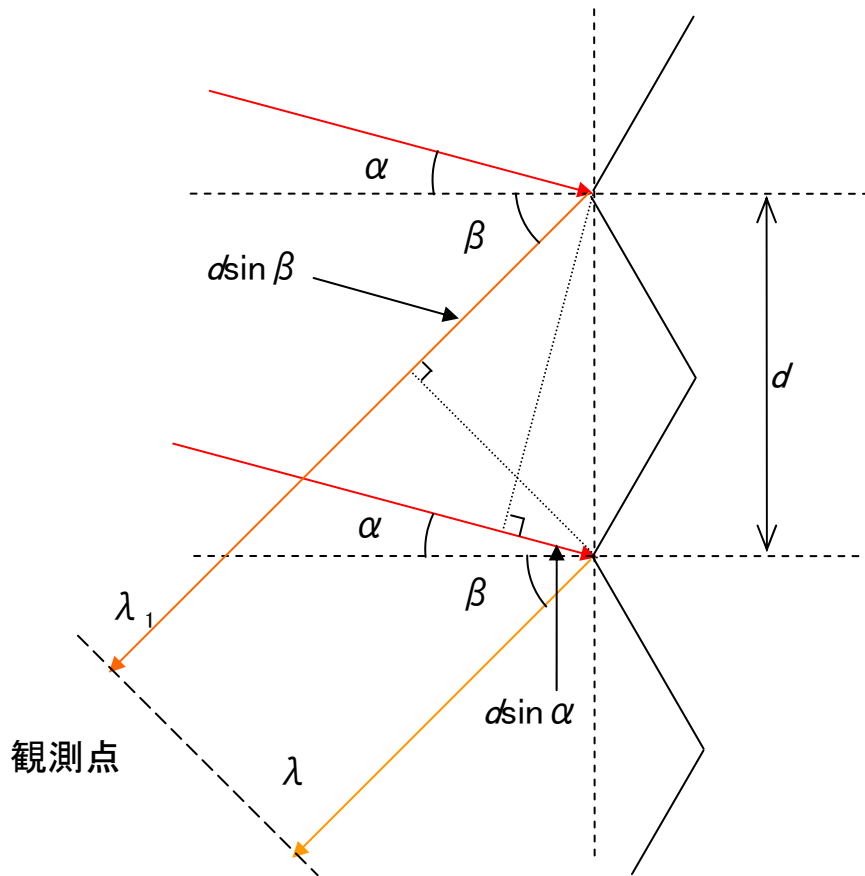


図 2.4 回折格子による分光の原理

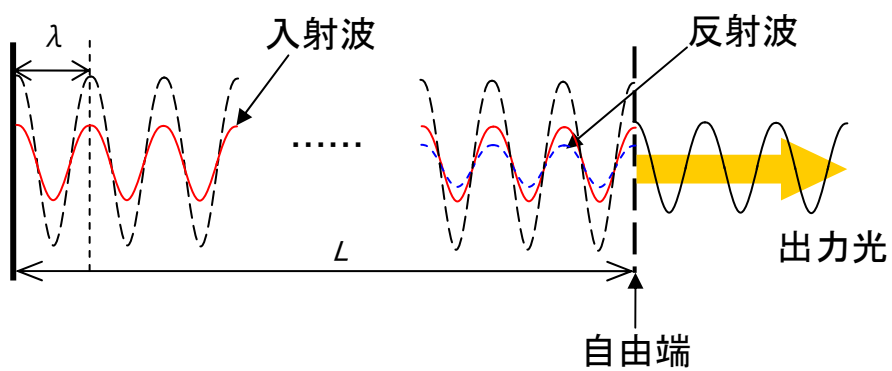


図 2.5 共振器において光が出力される原理

2.4. ピボットポイント

Littrow 型 ECDL において、波長が連続的かつ広域に渡って掃引されるためには、2.3.1 と 2.3.2 に示された回折格子の角度による条件と共振器長による条件が一致して掃引する必要がある。そのためには、ある平面上において回折格子の角度と共振器長を同時に変化させて、それぞれの条件が一致したまま波長掃引ができる点が必要となる。これをピボットポイントといい、この点を中心にして回折格子を回転させて動かすことによって、上に記した 2 つの条件を満たすことが可能となる。図 2.6 のピボットポイント P を中心に回折格子を回転させると、回折格子の角度はピボットポイントを中心にして回転させた角度 $\Delta\theta$ だけ変化する。また、回転させることにより回折格子の位置も変化するため、それにより共振器長が変化する。

このピボットポイントを求める際、回折格子に LD から出力されたレーザ光を回折格子に照射するとき、図 2.6 のように回折格子の中心に照射されない。よって、共振器長の変化 ΔL は

$$\Delta L = 2l \sin \frac{\Delta\theta}{2} \left\{ \cos \left(\phi + \frac{\Delta\theta}{2} \right) + \frac{\sin \left(\phi + \frac{\Delta\theta}{2} \right)}{\tan(\theta - \Delta\theta)} \right\} \quad \dots(2.8)$$

で考慮される。ここで、 l は原点 O からピボットポイント P までの長さ、 ϕ はピボットポイントから入射光の線分に垂線を引き、それらが交差する点を Q とすると、線分 OP と線分 PQ の間の角である。

また、ピボットポイントが図 2.7 のような位置にある場合、共振器長の変化 ΔL を

$$\Delta L = 2l \sin \frac{\Delta\theta}{2} \left\{ \cos \left(\phi - \frac{\Delta\theta}{2} \right) - \frac{\sin \left(\phi - \frac{\Delta\theta}{2} \right)}{\tan(\theta - \Delta\theta)} \right\} \quad \dots(2.9)$$

とする。

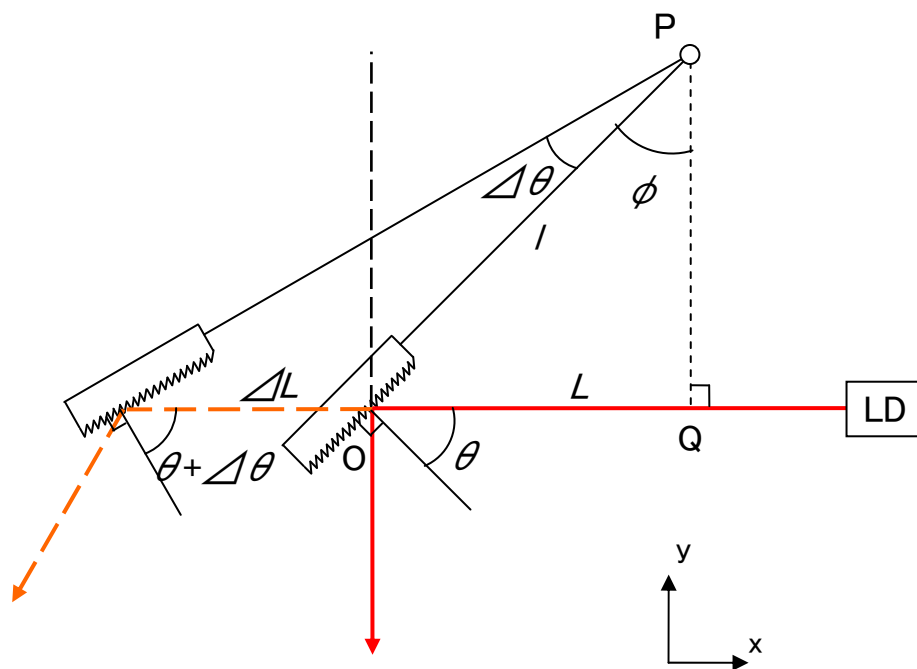


図 2.6 Littrow 型 ECDL におけるピボットポイントの概略図(1)

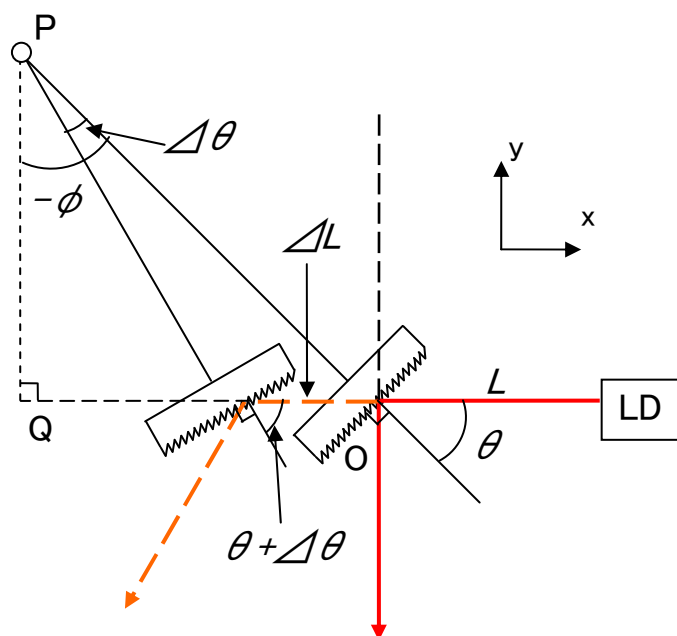


図 2.7 Littrow 型 ECDL におけるピボットポイントの概略図(2)

2.5. ピボットポイントの導出

回折格子の位置を変化させる前の波長を λ_a, λ_b とした。ここで、 λ_a を回折格子の角度による条件の波長、 λ_b を共振器長による条件の波長とすると、

$$\lambda_a = 2d \sin \theta \quad \dots(2.10)$$

$$\lambda_b = \frac{2L}{n} \quad \dots(2.11)$$

となる。これらの波長は、回折格子の位置を変化させる前の波長であるので、条件を一致させているものとして、それぞれ 784nm とした。ここで、それぞれの波長に対しての回折格子の角度 θ が 44.87°、縦モードの次数 n は 127551 となった。

それぞれ回折格子の位置を変化させた後の波長をそれぞれ λ_c, λ_d とすると、

$$\lambda_c = 2d \sin(\theta + \Delta\theta) \quad \dots(2.12)$$

$$\lambda_d = \frac{2(L + \Delta L)}{n} \quad \dots(2.13)$$

となる。ここで、 ΔL は 2.4 で示した共振器長の変化である。これらの波長より、 λ_a と λ_c 、 λ_b と λ_d それぞれの条件による波長が一致したまま回折格子の位置を移動させる必要がある。この条件は、それぞれの条件において波長の変化量が等しくなるようにピボットポイントを設定するので、

$$|\lambda_a - \lambda_c| = |\lambda_b - \lambda_d| \quad \dots(2.14)$$

というように表される。 λ_a と λ_b では回折格子の位置がピボットポイントを中心にして動かす前の波長であり、外部共振型半導体レーザが構築されているものとしている。よって、これらの2つの波長の差は0となり、このことから λ_c と λ_d の関係は、式(2.12)と式(2.13)より、

$$|\lambda_c - \lambda_d| = \left| 2d \sin(\theta + \Delta\theta) - \frac{2(L + \Delta L)}{n} \right| = 0 \quad \dots(2.15)$$

となる。この式から、式(2.8)と式(2.9)に含まれているピボットポイントまでの長さ l を求めた。ここで式(2.14)の左辺より、回折格子の角度による条件の波長 λ_a 、 λ_c はピボットポイントが

なす角 ϕ に依存せず、回折格子の初期の角度 θ とピボットポイントを中心とする回転量 $\Delta\theta$ によって回折格子の条件による波長掃引量が決定される。今回は、この θ と $\Delta\theta$ の値を一定とし、式(2.14)の左辺による波長掃引量を 100GHz とするようにピボットポイントを求めた。

この条件により導出したピボットポイントがなす角度 ϕ とピボットポイントまでの長さ l の関係を図 2.8 に示す。このとき、回折格子の位置を変化させる前に LD から照射されたレーザー光が当たる点を原点 O として、図 2.6 に示されているように原点 O に対して右半平面かつ上半平面に存在するときを正の向きとした。この時、ピボットポイントがなす角度 ϕ が負の値となる場合は、図 2.7 のように原点 O に対して左半平面かつ上半平面にピボットポイントが存在するときの値である。また、図 2.6 から算出した、LD と回折格子の同一平面上に存在するピボットポイントを図 2.9 に示す。このときも図 2.6 と同じように原点 O を設定し、ピボットポイントがなす角度 ϕ をそれぞれ変化させたときのピボットポイント P を示している。

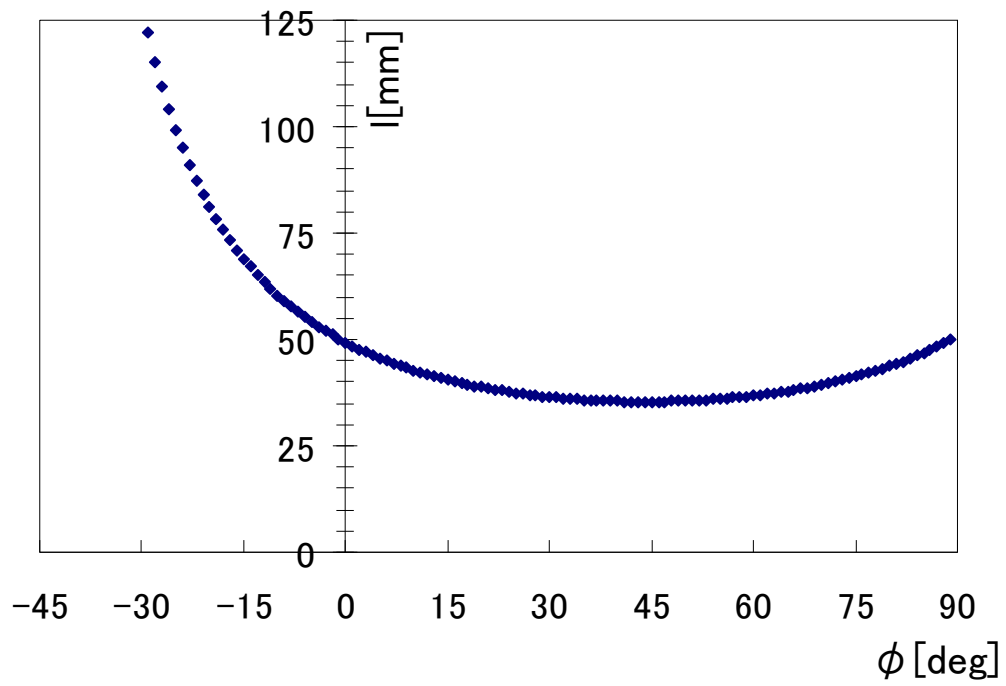


図 2.8 ピボットポイントがなす角度 ϕ とピボットポイントまでの長さ

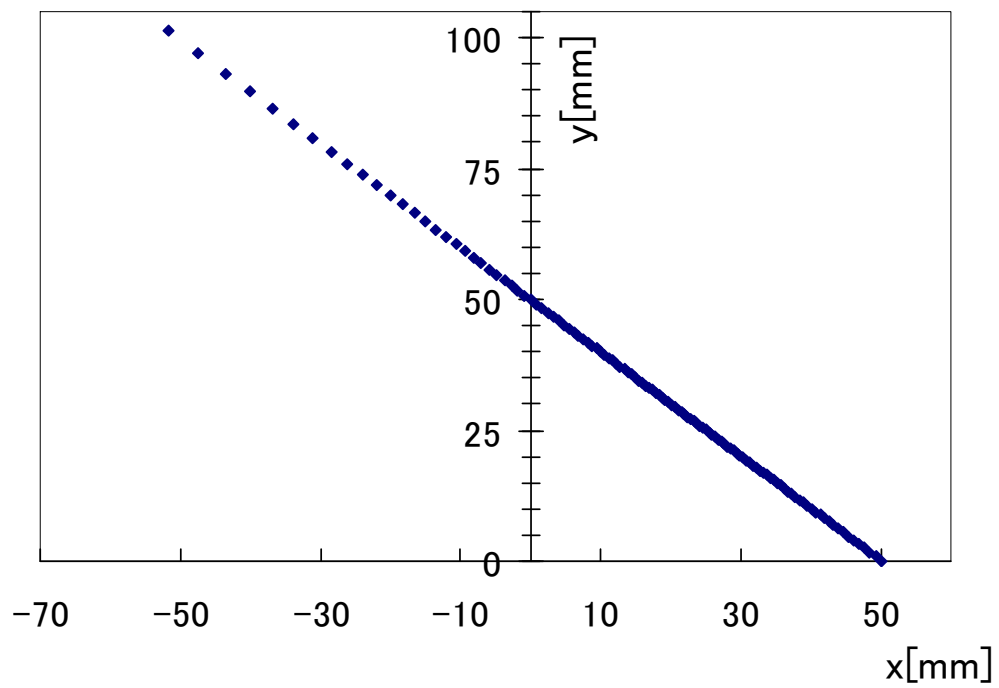


図 2.9 平面上におけるピボットポイントが存在する位置

3. 外部共振型半導体レーザーの製作

3.1. 半導体レーザー

近赤外域半導体レーザー(LD)は、半導体の p-n 接合により構成されている半導体素子である。LD の基本となる構成図を図 3.1 に示す。この素子の p 型半導体と n 型半導体の間に接合層があり、この層は活性層、この両側をはさむ層はクラッド層と呼ばれている。LD に順方向のバイアスが印加されると、p 型領域には正孔、n 型領域には電子のそれぞれのキャリアが活性領域に注入される。注入されたそれぞれのキャリアは、クラッド層の間に出来た活性層のエネルギーギャップ内で誘導放出を行なう。この誘導放出において、活性層のエネルギーギャップに相当するエネルギーを放出し、それが光となり放出される。さらに、LD は両端面が鏡面加工されているため、エネルギーギャップにより放出された光をフィードバックし、増幅させている。この時、LD の一方の端面の反射率が低いということにより、増幅された光が透過することによってレーザー光が出力される。この両端を鏡面にして光を増幅させるという共振器の方式はファブリ-ペロ共振器と呼ばれている。市販されている LD は、AlGaAs 結晶などの直接遷移型半導体が使用されており、ダブルヘテロ(DH)構造が用いられている。この DH 構造は、活性層とクラッド層の半導体材料に異なる半導体材料を用いて、結晶を接合させている構造のことである。この構造では活性層部に屈折率の高い層、クラッド層部に屈折率の低い層を用いることで発生した光が増幅作用のある活性領域に導波される。また、活性層とクラッド層でエネルギーギャップが生じるため、注入されたキャリアが活性層のエネルギーギャップに蓄積することになる。そのため、斑がなくキャリア同士が誘導放出されるので、効率よくレーザーを発振させることができる。これらの理由から、LD は低閾値、高効率での発振が可能となっている。^[2]

本研究では 2.3 で示した ECDL の発振条件において、適合する波長域の LD として GH0781JA2C(SHARP 製)を使用した。その仕様を表 3.1 に示す。

表 3.1 LD の仕様(動作温度 $T=25^{\circ}\text{C}$)

中心波長	784nm
直流光出力	120mW(動作電流 $I_0=141\text{mA}$)
閾値電流	30mA
スロープ効率	0.9mW/mA
ビーム広がり角(平行)	8.7°
ビーム広がり角(垂直)	16°

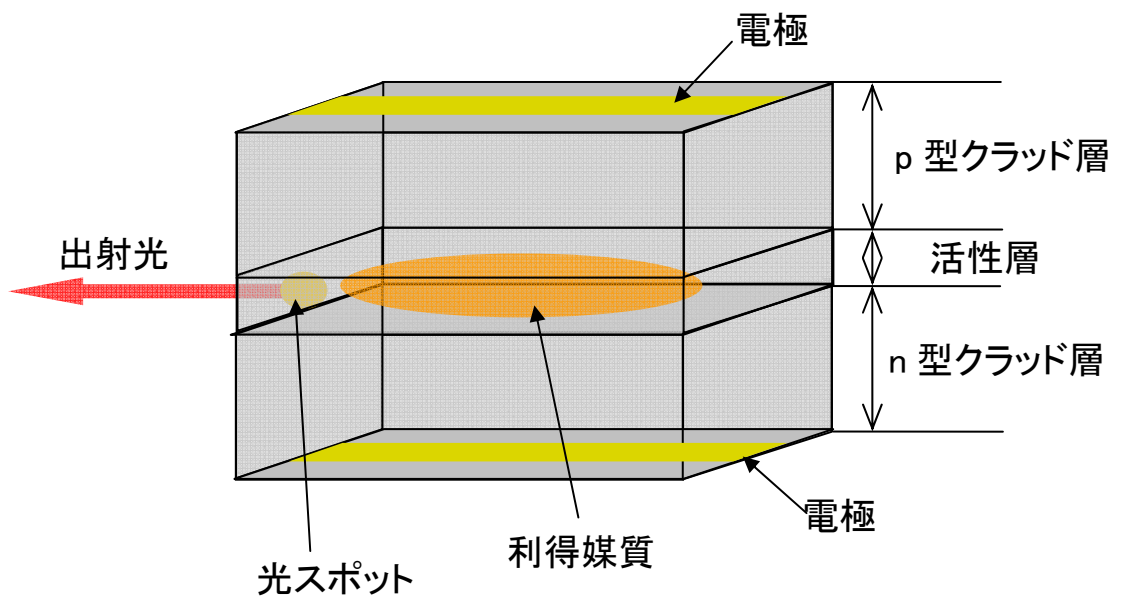


図 3.1 LD の基本構成図

3.2. 回折格子

回折格子は Thorlabs 製 GH13-18V を使用した。図 3.2 は分光波長と回折効率の特性を示したものであり、この回折格子は幅広い波長領域において回折効率が高いホログラフィック型である。図 3.2 より、 $\lambda=785\text{nm}$ の S 偏光で回折効率は約 65%となる。

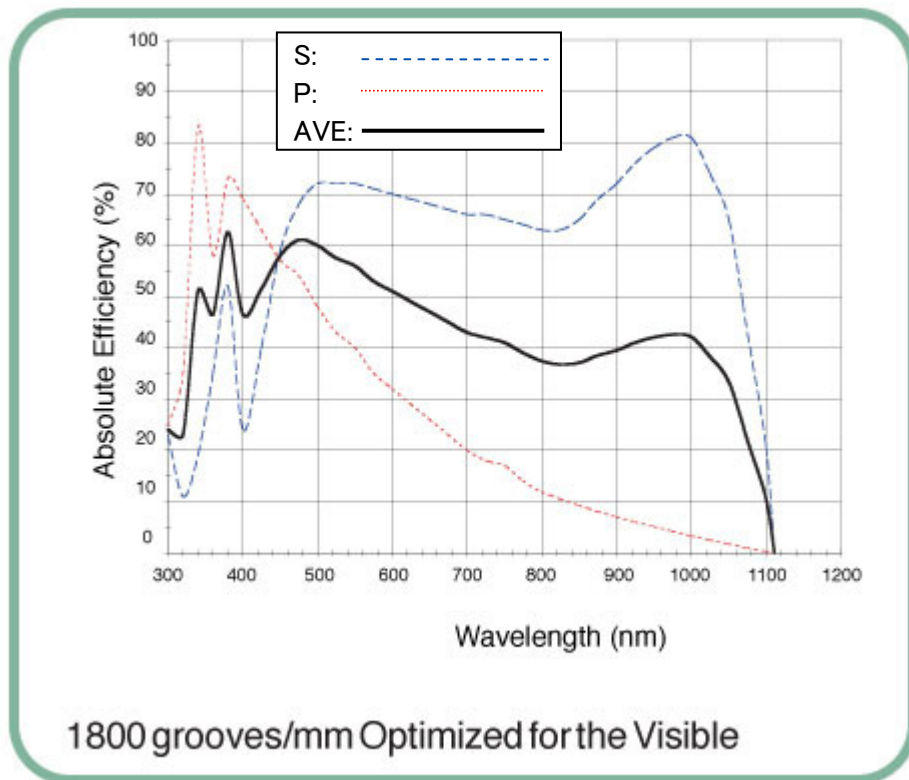


図 3.2 回折格子における分光波長の回折効率

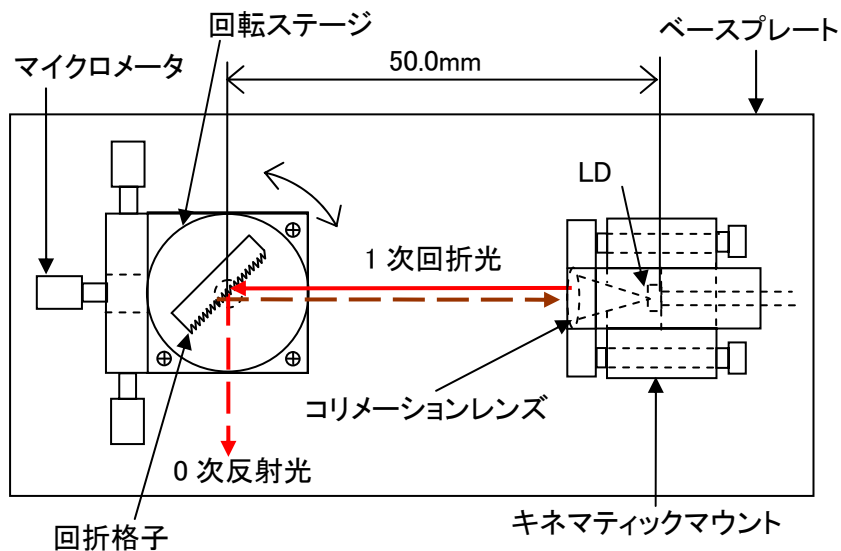
3.3. ベースプレート・アームプレートの設計

ECDL は、微小量の変位が必要となり、精密な動作が求められる。この光源の発振を得るためには、LD と回折格子を正確に配置する必要がある。それぞれの光学素子の配置を微調整するために、キネマティックマウント(Thorlabs 製 KS1D)と θ 軸粗微動ステージ(シグマ光機製 KSP-406M)を使用した。KS1D の外形寸法は $50 \times 50 \times 43\text{mm}$ 、KSP-406M の外形寸法は $59 \times 40 \times 13\text{mm}$ である。(詳細図面は付録:外部共振器型半導体レーザの製作に用いた図面一覧に記載)

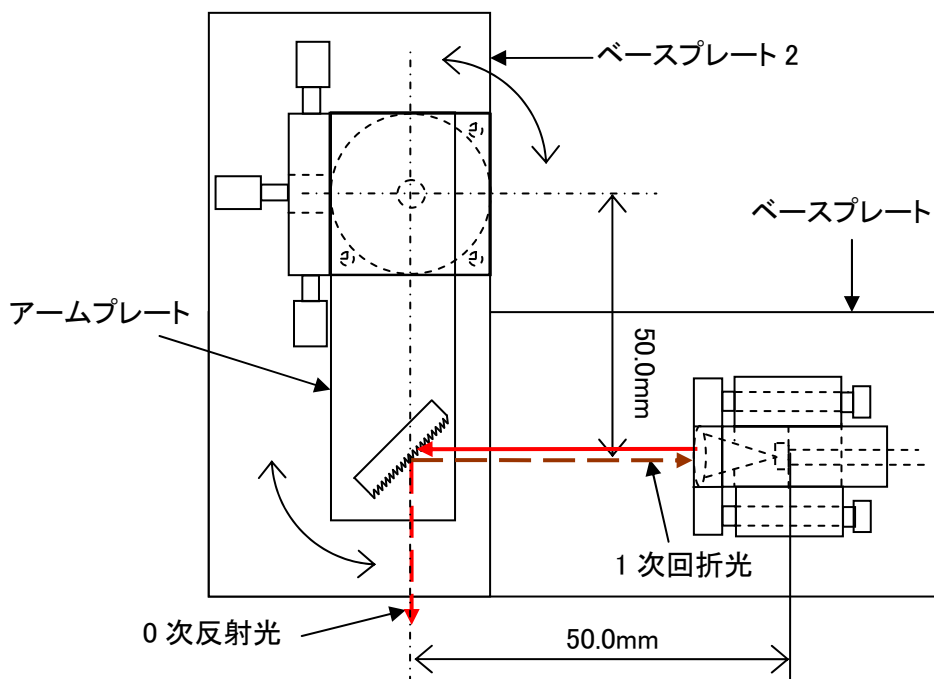
現在まで構成されていた ECDL を図 3.3 に示す。また、今回ピボットポイントを考慮して構築したものを図 3.4 に示す。本研究で構築した ECDL のベースプレートは図 3.3 のものと同様のものを使用している。(詳細図面は付録:外部共振器型半導体レーザの製作に用いた図面一覧に記載)ただし、ピボットポイントは回折格子の回転中心の位置を示しているため、既存のベースプレートの上に設置するベースプレート 2 が必要となる。このベースプレート 2 は回転ステージを取り付けるためのものであり、今回のようなピボットポイントにより回転中心が移動するものに対してはそれぞれのピボットポイントに適したものを製作した。また、ピボットポイントを考慮する際にピボットポイントまでの長さが角度 ϕ によって変化しているので、図 3.3(b)のように回転ステージの中心から回折格子を設置する位置まで、別のプレートを使用する必要がある。これをアームプレートとし、ピボットポイントを変えて波長を掃引する際には、をそのピボットポイントに適合したものを設置する必要がある。今回は図 2.6 において $\phi = -15, -10, -5, 5, 10$ の 5 種類のピボットポイントで実験を行った。(それぞれのプレートの詳細図面は付録:外部共振器型半導体レーザの製作に用いた図面一覧に記載)表 3.2 に図 2.6、図 2.7 においてのピボットポイントの位置を示す。

表 3.2 実験に使用したピボットポイントの位置

ϕ [deg]	l [mm]	x[mm]	y [mm]
10	43.14	7.491	42.48
5	46.12	4.019	45.94
-5	54.92	-4.786	54.71
-10	61.51	-10.68	60.58
-15	70.51	-18.25	68.11



(a) ピボットポイントを考慮しない場合



(b) ピボットポイントを考慮する場合

図 3.3 現在まで構成されていた ECDL の構成図

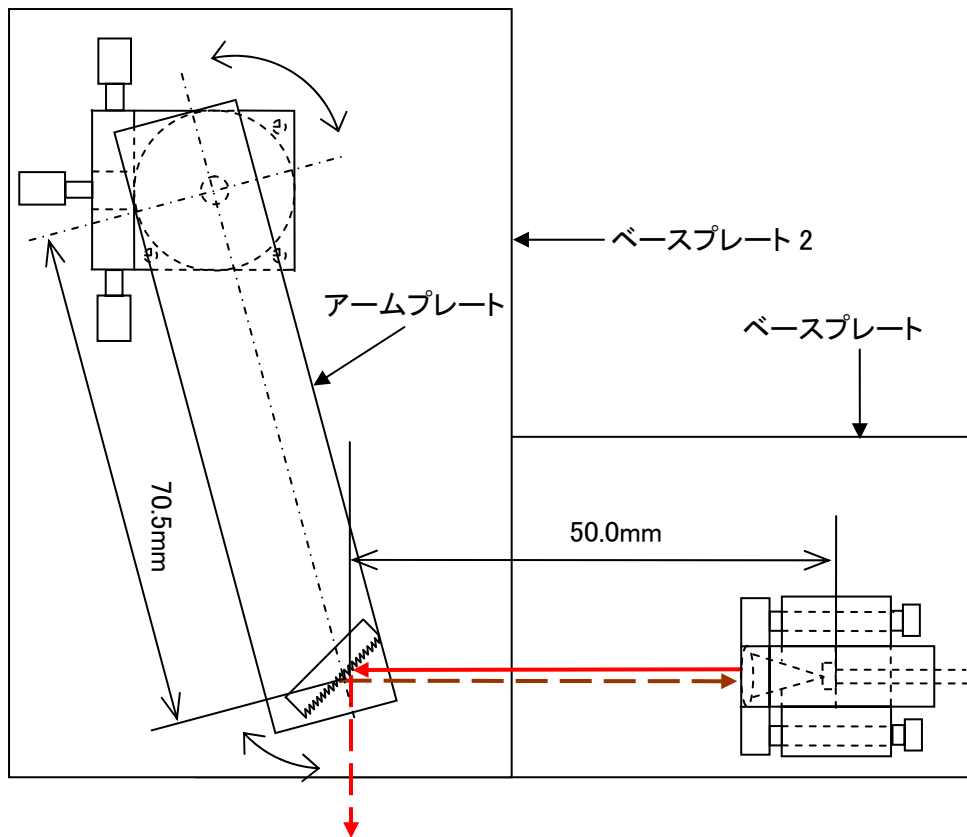


図 3.4 今回構築した ECDL の構成図($\phi = -15^\circ$)

3.4. 外部共振型半導体レーザーの構成

今回構成した ECDL の外観図を図 3.5 に示す。ECDL において、分光波長の分解能は回折角の可変量に依存する。そこで、ピボットポイントを中心にした回転量を調節するには θ 軸粗微動ステージを用いた。この回転ステージはマイクロメータによって 40 秒の位置分解能で回折格子の調節が可能となる。また、手で回転ステージのマイクロメータを調整しながら波長を掃引させると、熱や振動によるモードホップが発生してしまう。そのため、回転ステージの回転量調整には電圧の印加量により変位が生じる piezo 素子 (PZT : Piezo Electric Transducer) (日本セラテック製 PAC166J) を使用した。この PZT は 150V 印加することで $10\mu\text{m}$ 変化する特性がある。これを粗微動調整ネジの頭にセットし、波長掃引量の測定を行なう。PZT の駆動には PZT ドライバー (Direct Industry 製 NV/40IS) を使用した。

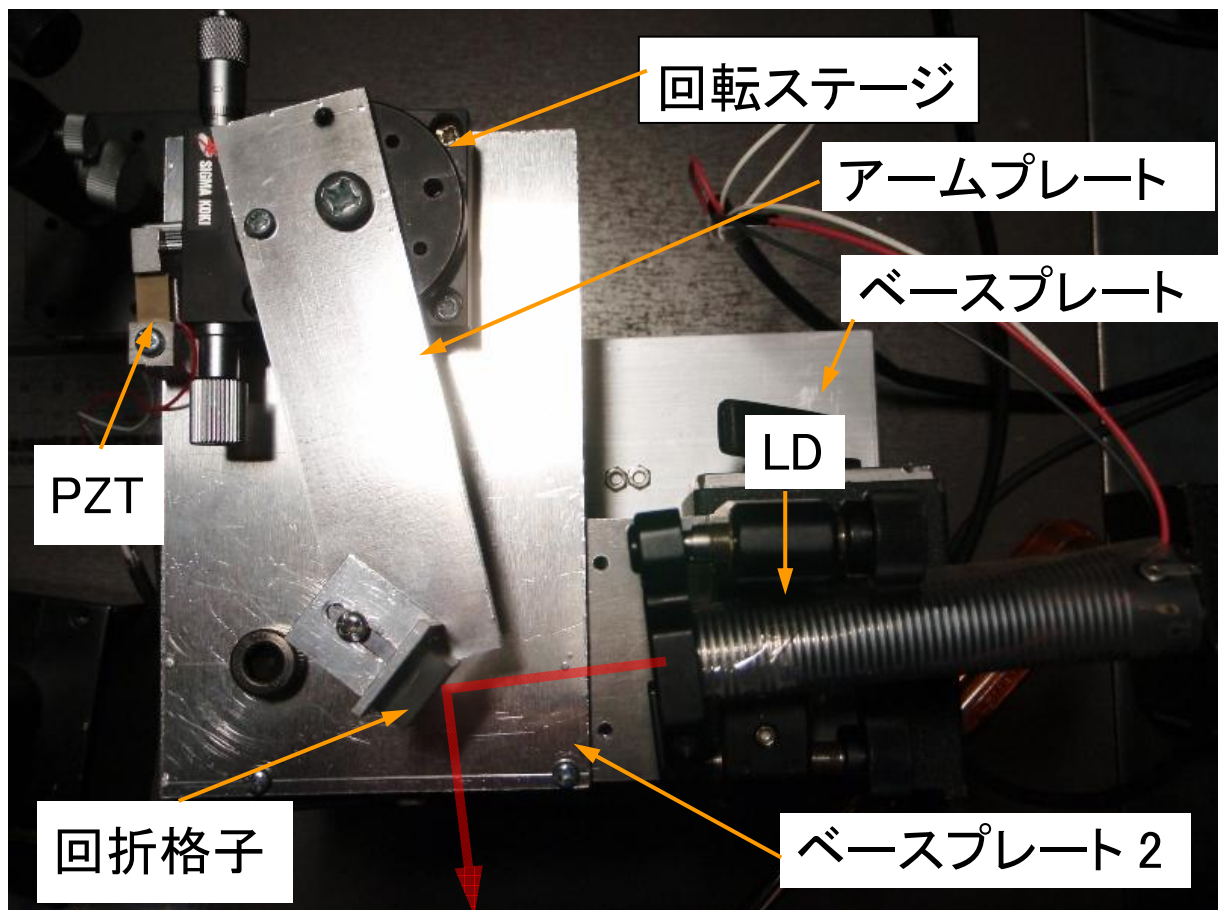


図 3.5 今回構築した ECDL の外観図 ($\phi = -15^\circ$)

4. 外部共振器型半導体レーザーの特性

4.1. 発振線幅特性

発振線幅は、Burleigh 社製光スペクトルアナライザ(FPSA)を用いて測定した。この装置は、ファブリ-ペロ(FP)共振器の片側に取り付けられたピエゾ素子(PZT)による共振器長の変化を用いて LD の発振モードに共振させ、オシロスコープで線幅の測定を行なうものである。表 4.1 に測定器の仕様を示す。PZT に印加する電圧により共振器長を調節することができる。FP 共振器の FSR は 2GHz であり、測定分解能は

$$\Delta\nu = \frac{FSR}{F} \quad \dots(4.1)$$

のように表すことができる。^[3]F はフィネスと呼ばれ、共振器の反射率で決まる値である。この FP 共振器のフィネスは 300 であり、測定分解能は約 6MHz である。

表 4.1 ファブリ-ペロ型スペクトルアナライザの仕様

FSR	2GHz
フィネス	300
測定分解能	約 6MHz

構成した ECDL の発振線幅を表 4.2、発振されたスペクトルを図 4.1 に示す。これらは全て縦シングルモード発振時の発振スペクトルであり、線幅は発振スペクトルの半値全幅である。図 4.1 では、 $\phi=-15^\circ$ のときに計測した発振スペクトルであり、この発振線幅は 5.08MHz となっている。これらの数値は、実験を数回行なった上で最も発振線幅が狭いものを表に示していて、 $\phi=0^\circ$ の時のデータは前年度までの実験データで発振線幅が最も狭いものを使用した。

表 4.2 構成した ECDL における発振線幅

ϕ [deg]	線幅[MHz]
0	10.40
10	10.56
5	10.18
-5	10.80
-10	12.15
-15	10.32

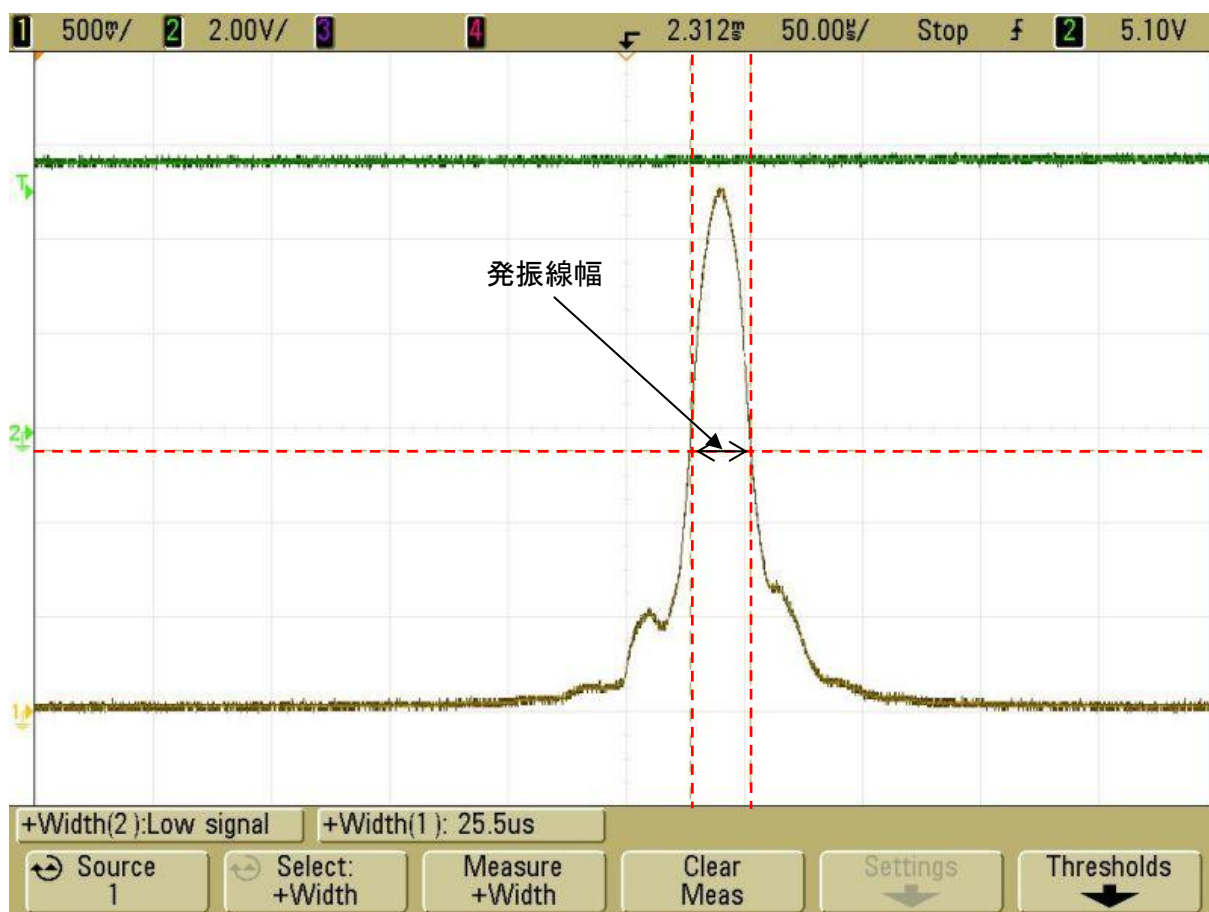


図 4.1 FPSA の画面上に表示された発振のスペクトル

4.2. 波長掃引量の測定

設計・製作した ECDL に設置されている piezo 素子(PZT)に印加する電圧を変化させることにより、2.5 μm での波長の条件が一致しながら波長が掃引される。このとき、温度や光出力の変化によって LD の縦モードが飛び移る現象であるモードホップが発生するまで PZT に電圧を印加し続ける。このとき、PZT には電圧-変位量においてヒステリシス特性があるため、初期変位量のばらつきが大きいと考えられる。そこで、PZT の使用の際には 50V 以上の初期入力電圧とした。波長掃引量を測定する際には、4.1 と同様にして光スペクトルアナライザを用いて波長掃引量の測定を行った。それぞれのピボットポイントでの波長掃引量を表 4.2 に示す。また、光スペクトルアナライザの画面上での波長が掃引される様子を図 4.2 に示す。図 4.2 では、 $\theta = -15^\circ$ のときの波長掃引の様子であり、このときの PZT の印加電圧は 47→148V で、波長掃引量は 1.25GHz となった。ここで、表 4.2 に示されている値は、表 4.1 の値と同様に数回実験したデータで最も波長掃引量が大きいものとしていて、 0° の時のデータは前年度までの実験データから値を選択した。

表 4.2 ピボットポイントによる波長掃引量

ϕ [deg]	波長掃引量[GHz]	PZT 印加電圧[V]
0	1.60	
10	1.31	47→109
5	1.08	55→84
-5	2.12	0→148
-10	2.28	0→148
-15	2.22	38→136

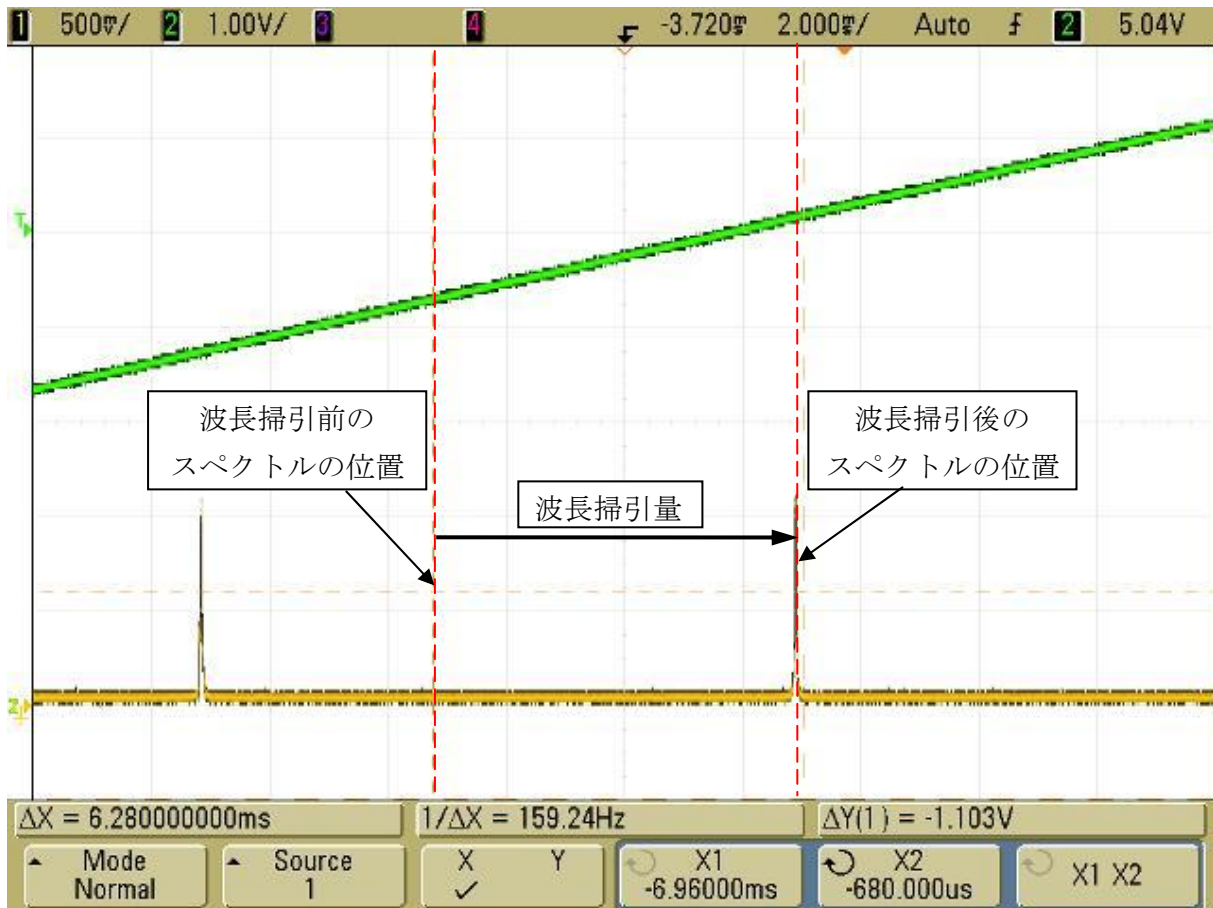


図 4.2 ECDL での波長掃引の発振状態

5. まとめ

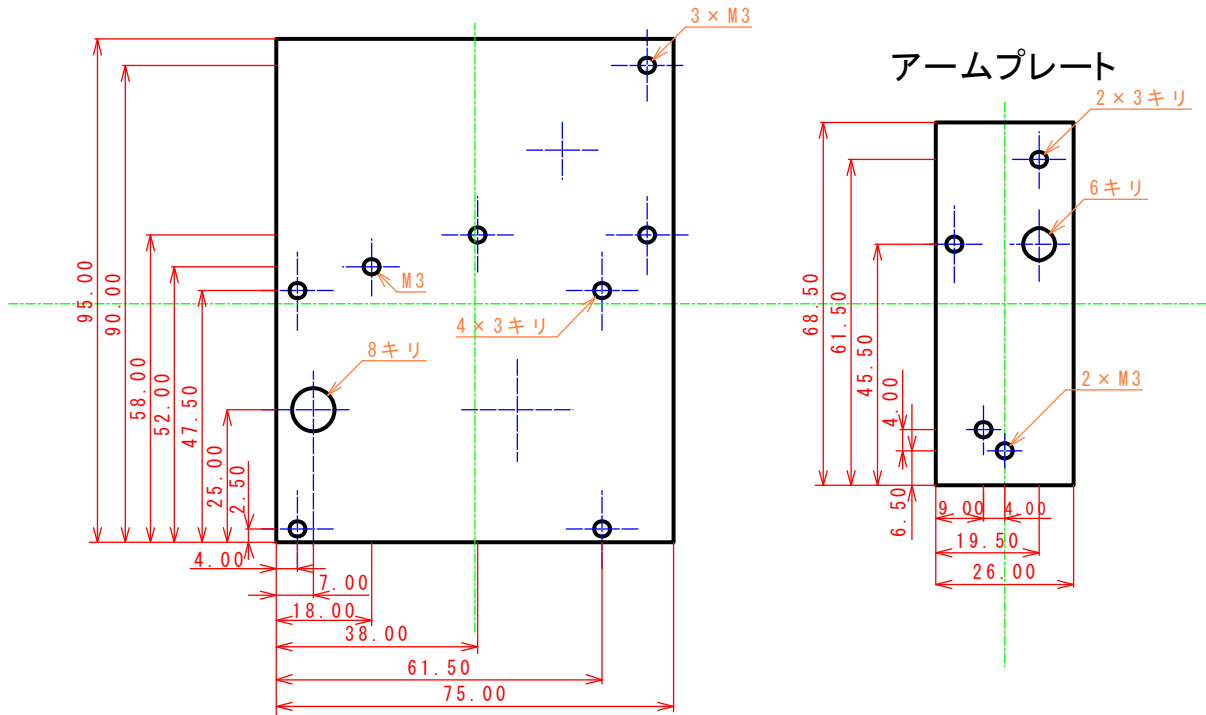
外部共振型半導体レーザ(ECDL)の共振条件の検討を行い、その条件を満たすような設計で ECDL の構築を行なった。また、ECDL の構築では共振条件を満たしたまま波長の掃引が出来るピボットポイントを考慮した。この構築した ECDL において、発振線幅、波長掃引量の測定を行なった。その結果 ECDL の発振線幅は、単一モード発振において約 10MHz~12MHz となり、波長掃引量は約 1.0GHz~2.3GHz となった。波長掃引量に関しては、前年度までの実験データを上回り、ECDL の波長掃引量特性を改善することが出来た。

低圧力下の気体分子ではドップラー広がりによって決定されるため、マクスウェル・ボルツマン速度分布より、その最小吸収線幅は分子種にもよるが、最小値がおおよそ 1GHz とされている。今回製作した ECDL では、発振線幅がおおよそ 10~12MHz であったため、気体分子の吸収スペクトルを測定する際には、高分解能で測定することが可能である。また、複数の組成気体で構成されている微量気体に関しては、衝突における均一広がりでの吸収線幅が決定するので、その最小線幅は 10GHz となる。今回設計・製作を行なった ECDL は波長掃引量特性が最大でも 2.28GHz となっていて、微量気体の吸収分光法に用いるための光源としては更に改善が必要となる。また、ECDL において理論上では波長掃引時にモードホップが起らないものとしているが、実際の ECDL では波長掃引時にモードホップが発生している。また、ECDL の発振時に光強度が下がり、波長のスペクトルにノイズが混ざるなど、発振波長が図 4.1 のスペクトルのように安定せず場合によってはピエゾ素子により波長掃引ができないときがあった。

今後は、波長掃引量を更に増加させ、ECDL を実際の吸収分光法に使用できる光源として開発する必要がある。また、ECDL のスペクトルを安定させるために振動や温度による外乱を軽減することも必要となる。外乱については、動吸振器や温度調節器を用いて外乱によるモードホップを低減させなければならない。また、LD そのものの共振器と回折格子による共振器が ECDL 内に構成されていて、複合共振器が形成されている。これもモードホップを発生させる原因となっており、解決するためには LD の片端面に無反射コーティングを施して複合共振器を形成させないことが必要となる。

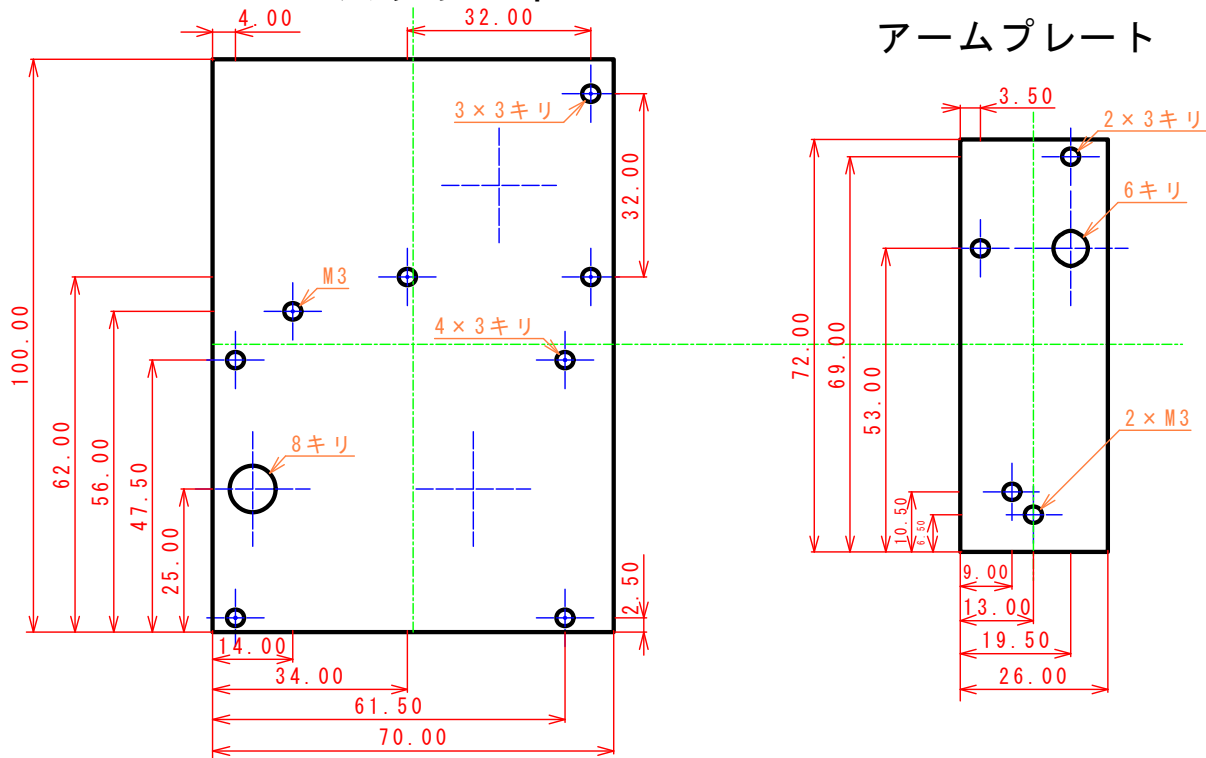
(a) $\phi = 10^\circ$

ベースプレート2



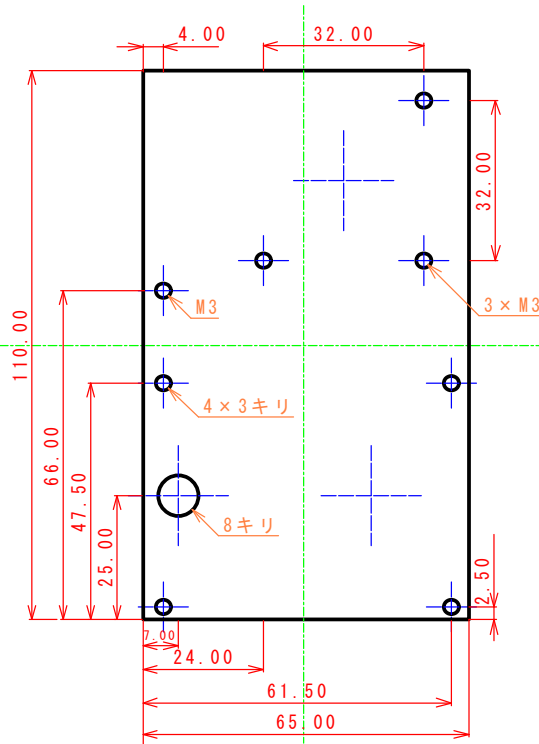
(b) $\phi = 5^\circ$

ベースプレート2

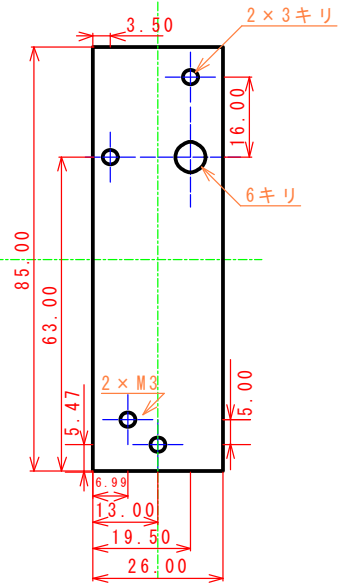


(c) $\phi = -5^\circ$

ベースプレート2

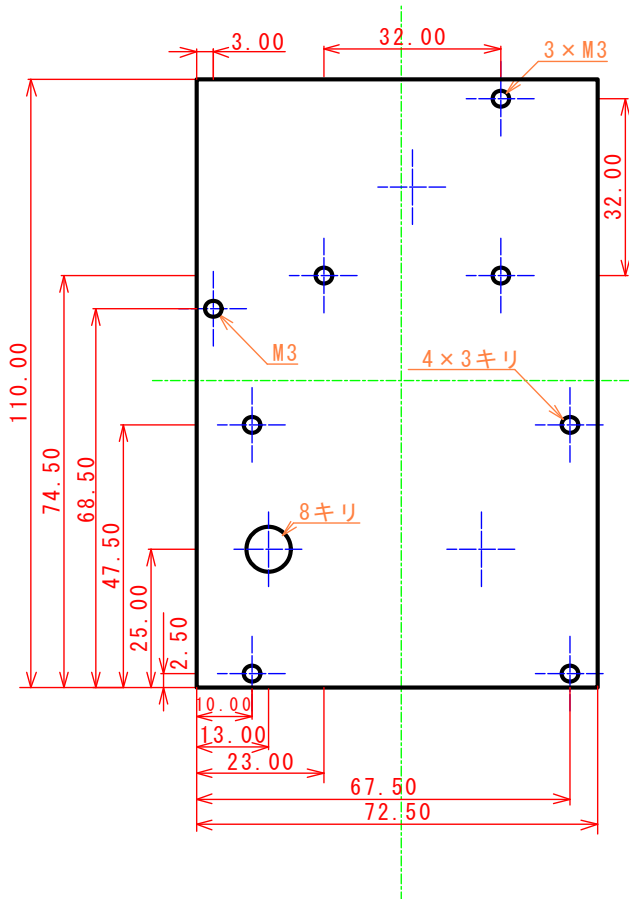


アームプレート

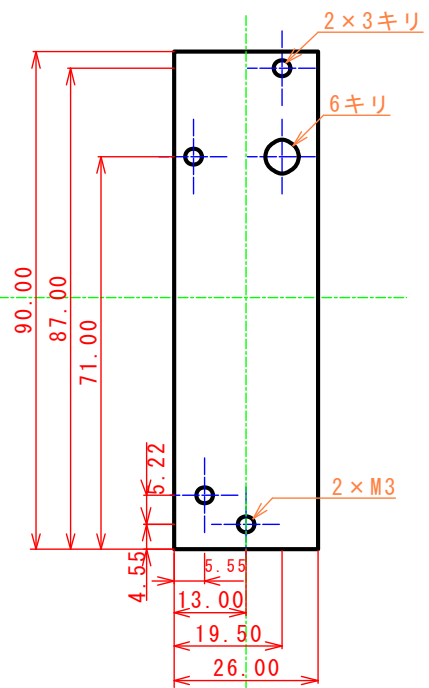


(d) $\phi = -10^\circ$

ベースプレート2

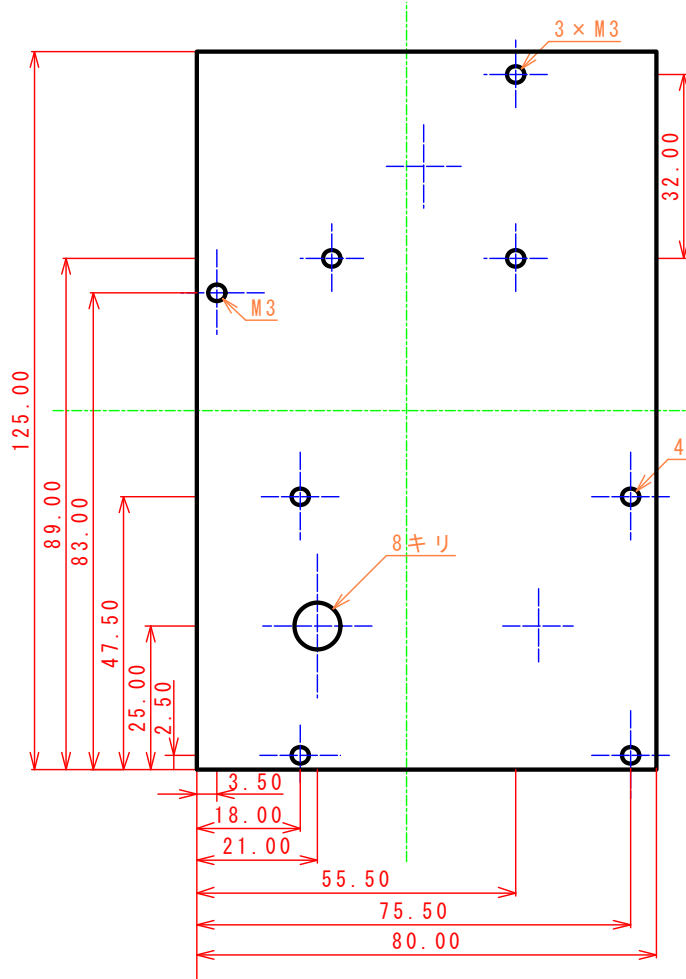


アームプレート



(e) $\phi = -15^\circ$

ベースプレート2



アームプレート

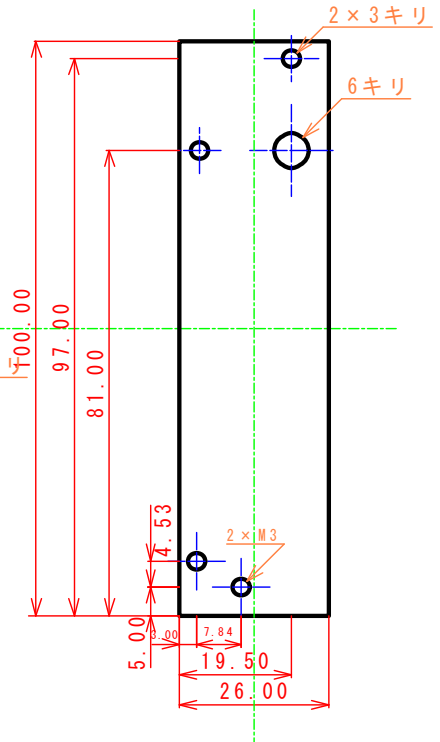


図3 各ピットポイントにおけるベースプレート、アームプレートの寸法図

謝辞

本研究は平成 20 年 4 月から平成 21 年 3 月まで卒業研究として富山商船高等専門学校電子機器実験室(由井研究室)において行われました。研究全般にわたって多くのご指導、助言をいただきました由井四海先生にお礼申し上げます。また、研究の方向性や考え方、工作作業の方法、実験器具の使用方法など、あらゆる面でご指導いただきました制御情報システム工学専攻 1 年太田光輔氏には、心からの謝辞を申し上げます。装置の製作に当たり、技術的に支援してくださった小竹外治技官、白川博樹技官にも感謝いたします。

参考文献

- [1] 平田照二：わかる半導体レーザーの基礎と応用，CQ 出版社，2001
- [2] 栖原敏明：半導体レーザーの基礎，共立出版，1998
- [3] 大津元一：入門レーザー，裳華房，1997