

実験 3 : レーザー分光

外部共振器型半導体レーザーを用いた
Rb の飽和吸収分光

目次

1章 序論	4
1.1 歴史的背景	4
1.2 目的	4
2章 理論	5
2.1 微細構造 (<i>LS</i> 結合)	5
2.2 超微細構造 (Hyperfine Structure)	6
3章 遷移スペクトル	8
3.1 遷移の選択則	8
3.2 スペクトルの幅	8
4章 実験法	11
4.1 飽和吸収分光法	11
5章 実験装置	14
5.1 外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Laser Diode: ECLD)	14
5.2 偏光板	16
5.3 偏光ビームスプリッター (Polarization Beam Splitter: PBS)	17
5.4 フォトダイオード (Photo Diode: PD)	17
5.5 ファブリーペロー干渉計 (: FPI)	17
5.6 音響光学変調器 (Acoust-Optic Modulator: AOM)	18
5.7 試料	20
5.8 アイソレータ	20
6章 Rb 原子の基礎データ	21

7章 実験手順	22
7.1 理論計算	22
7.2 ECLD の特性	22
7.3 吸収スペクトルの観測	22
7.4 飽和吸収分光によるスペクトルの観測	23
7.5 周波数校正	24
8章 課題およびレポート評価	25

1章 序論

1.1 歴史的背景

レーザー分光の研究は、主に原子・分子を対象としておこなわれてきた。歴史的背景には、1970年代に、発振波長を広範囲変化できる色素レーザー、半導体レーザーなどが開発されたことが大きな変化のきっかけとなった。特に、半導体レーザーは他のレーザーと比べ、小型、安価、線幅が狭い、高効率、操作が容易であるという理由から、現在は半導体レーザーが多く使用されている。しかし、色素レーザーも完成度が高く、色素を交換することにより、可視～近赤外の全域をカバーできるという利点から、まだ広い用途に使用されている。これらの波長可変レーザーが利用されてから、レーザー分光の研究は飛躍的に進歩し、その対象も大きく広がった。その1つが¹超微細構造の測定である。

1.2 目的

比較的装置が簡単、高分解能の飽和吸収分光法を用いて、Rb（アルカリ原子）の超微細構造を測定する。測定することで、光学装置の原理、飽和吸収分光の原理、原子の光学的性質を理解する。

¹ 超微細構造の測定から得られる情報は、原子核の基本的な物理量である核スピンや原子核の電磁モーメント、原子核の形状、電子密度などである。

2章 理論

2.1 微細構造 (LS 結合)

一般に、原子の電子には、スピン・軌道相互作用が存在する。その相互作用により、分岐するエネルギー準位が微細構造 (LS 結合) である。

電子系の全角運動量 J は、電子系の全軌道角運動量 L と電子系の全スピン角運動量 S との合成によりできる。すなわち、

$$J = L + S \quad (2.1.1)$$

である。 L 、 S の大きさを表す量子数を L 、 S とすると、 J の大きさを表す量子数 J の取りうる値は、

$$J = |L + S|, |L + S - 1|, \dots, |L - S| \quad (2.1.2)$$

で $2S + 1$ 個 ($S \leq L$) または、 $2L + 1$ 個 ($S > L$) のエネルギー準位に分岐し微細構造が生じる。スピン・軌道相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_{FS} = x(L \cdot S) \quad (2.1.3)$$

である。係数 x は、アルカリ原子の場合正であることが知られている。ここで、 L と S を結合した角運動量演算子 $J = L + S$ を考えると、相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_{FS} = x \frac{J^2 - S^2 - L^2}{2} \quad (2.1.4)$$

と表せる。このハミルトニアンは J と交換するので、 J の固有状態は \hat{H}_{FS} の固有状態である。

式(2.1.3)から、微細構造の固有状態を $|J, L, S\rangle$ とすると相互作用エネルギーは、

$$\langle J, L, S | \hat{H}_{FS} | J, L, S \rangle = \frac{x \hbar^2}{2} [J(J+1) - S(S+1) - L(L+1)] \quad (2.1.5)$$

となる。

2.2 超微細構造 (Hyperfine Structure)

原子の原子核が核スピンをもつとき、電子と原子核の間には電磁相互作用が存在する。それらの相互作用により、分岐するエネルギー準位が超微細構造である。

原子全体の量子化された全角運動量 F は、電子系の全角運動量 J と、原子核の核スピン I との合成によりできる。すなわち、

$$F = J + I \quad (2.2.1)$$

である。 J 、 I の大きさを表す量子数をそれぞれ J 、 I とすると、 F の大きさを表す量子数 F の取りうる値は、

$$F = |J + I|, |J + I - 1|, \dots, |J - I| \quad (2.2.2)$$

で、 $2I + 1$ 個 ($I \leq J$) または、 $2J + 1$ 個 ($I > J$) の非常に接近したエネルギー準位に分岐し超微細構造が生じる。

超微細構造の相互作用の一般的なハミルトニアンは、

$$\hat{H}_{HFS} = \sum_k \hat{H}_{HFS}^{(k)} \quad (2.2.3)$$

で表せる。 k が偶数の項は電氣的相互作用、 k が奇数の項は磁氣的相互作用を示す。

超微細構造の固有状態を $|F, J, I\rangle$ とすると超微細相互作用エネルギーは、

$$\langle F, J, I | \hat{H}_{HFS} | F, J, I \rangle = \sum_k \langle F, J, I | \hat{H}_{HFS}^{(k)} | F, J, I \rangle \quad (2.2.4)$$

となる。

$k = 1$ の項は、磁気双極子相互作用であり、磁気双極子相互作用とは、電子が原子核の位置に作る磁場と原子核の磁気双極子モーメントとの相互作用で、 $I \geq 1/2$ かつ $J \geq 1/2$ のときあらわれる。その相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_{HFS}^{(1)} = A(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) \quad (2.2.5)$$

で表せる。Aは磁気双極子超微細構造定数とよばれる。

$k = 2$ の項は、電気四極子相互作用であり、電子が原子核の位置につくる電場勾配と原子核の電気四極子モーメントとの相互作用で、 $I \geq 1$ かつ $J \geq 1$ のときあらわれる。その相互作用エネルギーは、

$$\hat{H}_{HFS}^{(2)} = B \frac{6(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + 3\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (2.2.6)$$

で表せる。Bは電気四極子超微細構造定数とよばれる。

さらに、 $k = 3, 4, 5, \dots$ と続くが、通常のレーザー分光精度において、 $k \geq 3$ の相互作用は無視できる。

以上より、超微細構造の相互作用エネルギーは、

$$\langle F, J, I | \hat{H}_{HFS} | F, J, I \rangle = AK + B \frac{6K^2 + 3K - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (2.2.7)$$

$$K = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (2.2.8)$$

となる。ただし、式(2.2.7)は、 $I \geq 1$ かつ $J \geq 1$ のとき成立する式で、 $1/2 \leq I$ かつ $J = 1/2$ のときは、第1項のみである。

3章 遷移スペクトル

3.1 遷移の選択則

超微細構造を持つ原子にレーザー光をあて、微細構造準位間の電気双極子遷移をおこさせる場合、起こりうる遷移の選択則は、 $DJ = 0, \pm 1$ かつ $DF = 0, \pm 1$ (ただし、 $J_g = 0 \rightarrow J_e = 0$ と $F_g = 0 \rightarrow F_e = 0$ のときは、禁止遷移) である。

3.2 スペクトルの幅

高分解能な実験装置で観測されたスペクトルは、単純な幅のない幾何学的な線ではなく、ある周波数範囲にわたって強度分布をもっていることがわかる。

スペクトルに幅を生じる主な原因には励起状態の寿命が有限であることによる自然広がり、気体を構成する原子分子が運動していることによるドップラー広がり、共存する別の気体原子分子との衝突によるローレンツ広がり、特定の気体原子分子と同種の原子分子によるホルツマルク広がり、電子またはイオンとの衝突によるシュタルク広がりなどが挙げられる。

10^{-2} Torr 以下程度の圧力のもとで電氣的に励起されていない気体ではシュタルク広がり とホルツマルク広がりは無視でき、さらに共存する多種の気体の圧力を 5 Torr 以下にするならば、ローレンツ広がりを小さくすることができる。ここでは、前文の 3 つの広がりを無視できる高真空の場合で、問題となる自然幅とドップラー幅について記述する。

スペクトルの自然幅は、不確定性原理を用いて求めることができる。スペクトルのエネルギー幅 DE 、励起準位の寿命 Dt とすると、

$$DE \cdot Dt \geq \hbar \quad (3.2.1)$$

また、上式(3.2.1)の DE と同じエネルギーを周波数 D で表すと、

$$DE = hD \quad (3.2.2)$$

であるので、式(3.2.1)、(3.2.2)より、

$$D \geq \frac{1}{2pDt} \quad (3.2.3)$$

となる。このような自然幅を与えるスペクトルの式は、観測される周波数 ω 、共鳴周波数 ω_0 、励起状態の寿命 t の逆数 $\Gamma = \frac{1}{t}$ で表されるローレンツ分布から求まる。そのローレンツ分布 $L(\omega)$ は、

$$L(\omega) = \frac{\frac{1}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma}{2} \right)}{4\omega^2 \left(\omega - \omega_0 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2} \quad (3.2.4)$$

で表され、 $\omega = \omega_0$ を中心に半値全幅 (Full Width of Half Maximum: FWHM) は、

$$2 \left| \omega - \omega_0 \right| = \frac{\Gamma}{2} \quad (3.2.5)$$

となる。

運動している原子において、原子が吸収する光の周波数は、本来、共鳴する光の周波数からずれて吸収される。これはドップラー効果によるものである。周波数 ω は、周波数 ω_0 の光で共鳴する原子は、光軸の方向に対して、 θ の角度をなして速度 v で運動しているとすると、次式のように表すことができる。

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta \right) \quad (3.2.6)$$

上式(3.2.6)より、 v が正ならば原子が吸収する周波数は ω_0 よりも高くなり、 v が負ならば吸収する周波数は ω_0 よりも低くなることからわかる。よって、

$$\omega - \omega_0 = \frac{v}{c} \cdot \cos \theta \cdot \omega_0 \quad (3.2.7)$$

だけではずれた周波数で吸収が起こる。ところが、気体原子はある速度分布をもっている。気体が熱平衡にあればマクスウェル - ボルツマン分布となる。簡単にするため速度成分は、光軸方向 1 次元 $v_z = v \cos \theta$ で考えると、マクスウェル - ボルツマン分布 $f(v_z)$ は、質量 m の原子が v_z と $v_z + dv_z$ の間にある分布で、

$$f(\nu) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m \nu^2}{2k_B T} \right) \quad (3.2.8)$$

と表せる。ここで k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。ここで、ドップラー効果で定まる ν の値を用いて表すとガウス分布は上式(3.2.8)から、

$$G(\nu) = \exp\left\{ -\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 c^2 \right\} \quad (3.2.9)$$

と表され、 $\nu = \nu_0$ を中心に FWHM は、

$$2\left| \nu - \nu_0 \right| = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2k_B T \ln 2}{m} \right)^{1/2} \quad (3.2.10)$$

となる。

4章 実験法

4.1 飽和吸収分光法

原子の準位間と等しいエネルギーのレーザー光を照射すると、原子はレーザー光を吸収し励起する。励起された原子はある特定の寿命を経て、蛍光しながら基底状態や準安定状態へ遷移する。この吸収を利用し、透過光強度を検出する方法の一つとして飽和吸収分光法がある。この分光法は比較的高分解能かつ、装置が簡単な分光法として知られており、可視域、紫外域、近赤外域で多用されている。

原子スペクトルが超微細構造によって分岐する場合、その分岐エネルギーは数十MHz ~ 数GHz 程度である。通常、気体原子に分光をおこなうと、そのスペクトルは原子の熱運動により数百MHz ~ 数GHz のドップラー幅をもつ。つまり、超微細構造によって分岐した原子スペクトルは、ドップラー幅に埋もれてしまう。これを回避する一つの手段として、飽和吸収分光法があげられる。

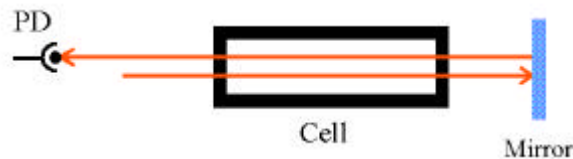


Fig4.1

飽和吸収分光法とは、Fig4.1 のように、レーザー光は試料（この場合は、セル）を透過させ光路が完全に重なるようにミラーで折り返し、その折り返した光の透過光強度をフォトディテクターで検出する方法である（1次元の分光）。

2 準位系：

実際に見られる、吸収スペクトルは Fig4.2 グラフを使い説明する。ただし、簡単にするために 2 準位系で考えていく。熱平衡状態にある原子は 3.1 節で説明したように、Fig4.2 のグラフのようなマクスウェルボルツマン分布する。そこへ、共鳴周波数からややずれた光 ν_1 をセルに入れたとする。ずれた周波数分に相当する速度（ドップラーシフト）を持つ原子は、その光を吸収する。そのときの原子の個数を N_1 個とすると、折り返した光 ν_1 は、 N_1 個の正負が逆

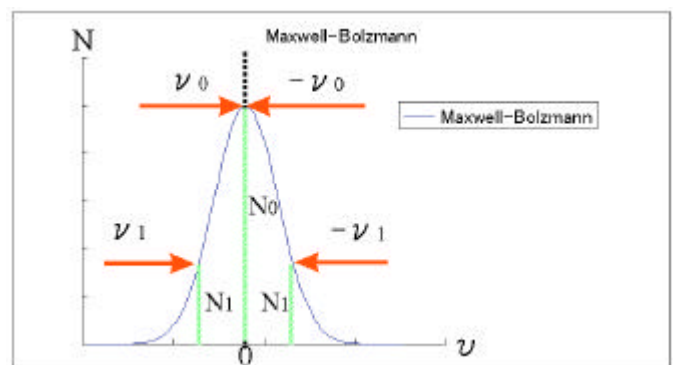


Fig4.2

転した速度を持つ原子に吸収される。すなわち、 $2 N_1$ 個の原子が光を吸収するわけである。こうして、共鳴周波数 ν_0 に近づけていくと、光を吸収する原子は増えていくので、フォトディテクターで検出される透過光強度は少なくなっていく、そのスペクトルは、ドップラー広がりを反転させたような形になる (Fig4.3)。

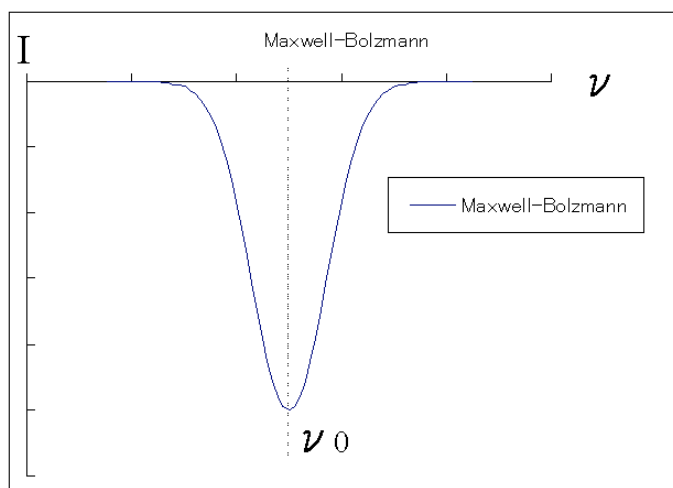


Fig4.3

しかし、共鳴周波数と同じ光を入れたとき、Fig4.2 のグラフからもわかるように、速度 0 のところで極大になっているので、セルに入れる光 (ポンプレーザー) と折り返してきた光 (プローブレーザー) は同じ点で共鳴し、1 箇所では光を吸収しなくなる (光を吸収する原子が急激に少なくなる)。そうすると共鳴周波数のところでは急激に透過光強度が強くなる (Fig4.4)。このため、ドップラー広がりの頂点に鋭いくぼみができる。このくぼみは、このラムディップと呼ばれ、自然広がりだけで決まる。こうして、自然幅のみの高分解能なスペクトルが得ることができる。

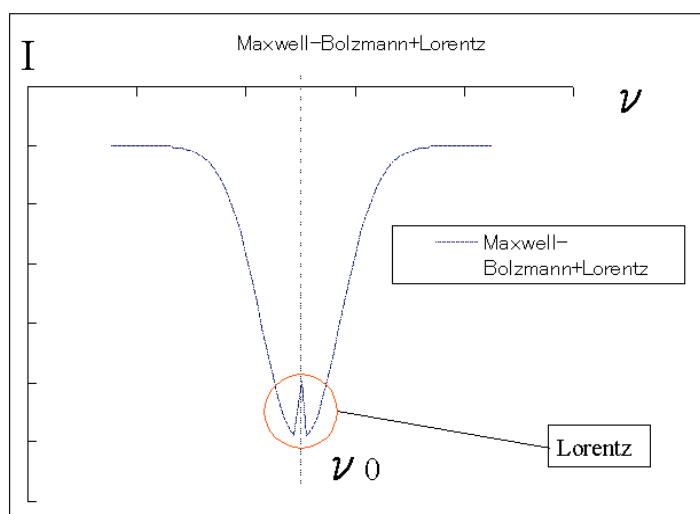


Fig4.4

多準位系（3準位以上）:

複数の準位が隣接するような原子に対して常温で飽和吸収分光する場合、ドップラー広がりや隣接する準位間で重なり合い、複雑な形のスペクトルになる。この場合、ややこしくなるので、Fig4.5 のような3準位系を考え、得られるスペクトルについて説明する。

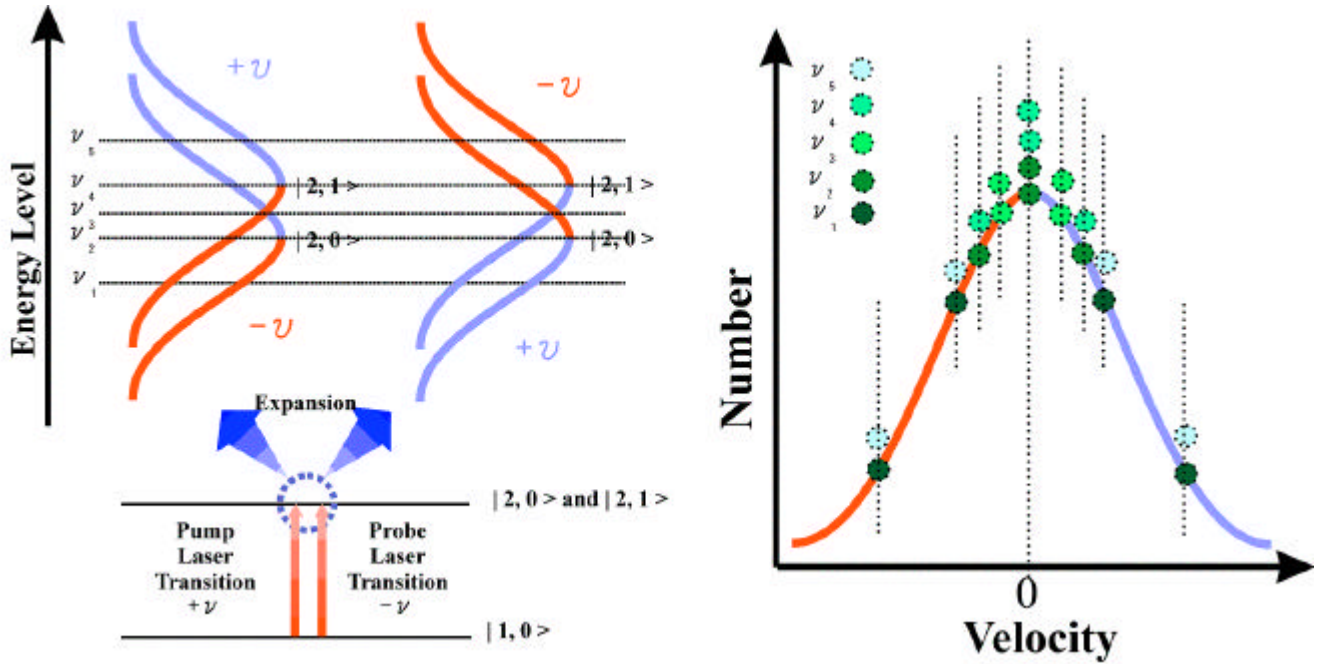


Fig4.5

Fig4.5 左図の励起準位を拡大して見ると、ドップラー広がりにより、励起準位が仮想的に広がる（本来、基底準位が共鳴遷移周波数ごとに広がっているのが正しいのだが、エネルギー差として考えれば、励起準位のほうを広げても相対的には同じで、これで説明するほうが簡単なので、こちらで説明する）。注意すべきところは、ポンプレーザーとプローブレーザーは正反対の向きになっているので、ポンプレーザーは、プローブレーザーの準位を反転させた広がりになる（ドップラーシフトが反転）。原子が遷移するところは、ポンプレーザー、プローブレーザーともに 2 箇所となっている。それぞれの遷移が、原子の速度分布のどの辺りを励起させているかを Fig4.5 右図に示す。レーザーの周波数 ν_1 は 0 箇所、 ν_2 は 1 箇所、 ν_3 は 2 箇所、 ν_4 は 1 箇所、 ν_5 は 0 箇所重なり、2 準位系で説明したとおり、重なる箇所があれば吸収が減少するので、透過光強度が増大し、ディップが観測される。 ν_3 は、 $|2,0\rangle$ と $|2,1\rangle$ の共鳴周波数の間のちょうど半分 ($\nu_3 = (\nu_4 + \nu_2)/2$) であることは、Fig4.5 左図を見れば明らかであり、重なる箇所が 2 箇所から透過光強度は 1 箇所重なる ν_2 、 ν_4 より多く増大する（ディップが高い）。このディップをクロスオーバーディップと言う。このように、多準位系において観測されるディップについては、準位間のできるクロスオーバーディップがあるのを注意しなければならない。基本的には、ラムディップとクロスオーバーディップで、励起準位数 $\times 2 - 1$ 個のディップ（スペクトル）が観測される。

5章 実験装置

5.1 外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Laser Diode: ECLD)

半導体レーザー (Laser Diode: LD):

GaAs などの半導体結晶を、波長の短い光や電子線などで励起すると結晶固有の蛍光を発生する。励起を十分強くすると、Fig5.1 のように、伝導体にくみ上げられた電子、価電子帯につくられた正孔の密度が大きくなり、反転分布の状態になる。反転分布の状態では、蛍光に近い波長の光が外からきたときに、外来光誘導された発光、誘導放射が起こるようになる。誘導放射が起これば、光の増幅が可能で、増幅された光をフィードバックする機構を付加すれば、光発振器すなわちレーザーができるようになる。誘導放射を生ずる条件は、外来光のエネルギー h について、

$$W_g < h < W_{fc} - W_{fv} \quad (5.1.1)$$

である。ここで、 W_g は半導体のバンドギャップエネルギー、 W_{fc} 、 W_{fv} はそれぞれ励起状態における伝導帯または価電子帯の擬フェルミ・エネルギーである。すなわち反転分布の条件、 $W_g < W_{fc} - W_{fv}$ が成り立っている場合に、上式(5.1.1)に示す値の h をもつ外来光に対しては、誘導放射 h' の確率が、吸収のそれよりも大きくなることを示している。

Laser Diode

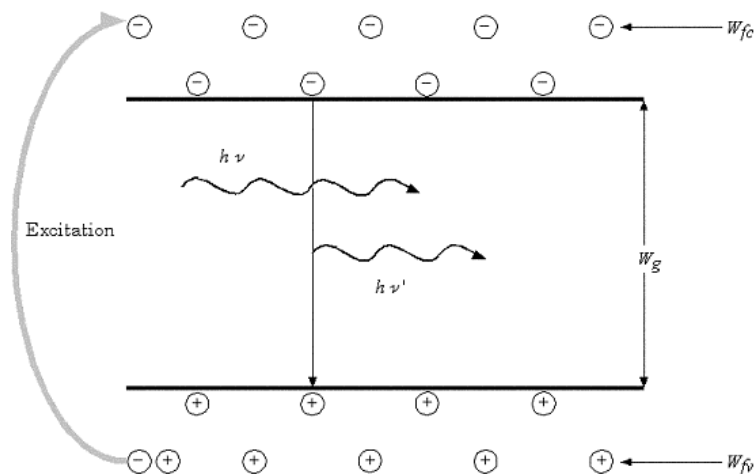


Fig5.1

外部共振器型半導体レーザー (ECLD):

ECLD は、広い波長可変領域と非常に狭い発振線幅及び、高い安定性などの特徴がある。その構造によって主に、外部に回折格子を置き、レーザーの1次の回折光を LD 素子に直接戻す Littrow 型と、レーザー光を浅い角度で外部の回折格子に照射させ、回折された1次光をミラーに反射させて LD 素子に間接的に戻す Littman-Metcalf 型の2つがある。

前者は共振器長が短く安定したモードを得やすい。一方後者は前者に比べ、レーザー光が回折格子に照射する面積が広いために分解能が高く、波長を変える際に、出力光の出射方向が変化しないという利点がある。

Fig5.2、Fig5.3 に Littrow 型、Littman-Metcalf 型の主な構成図を示す。

レーザー光が干渉し発振する条件は、 q_1 を入射角、 q_2 を回折角、 m を干渉次数、 d を格子定数、 l を波長とすると、

$$d(\sin q_1 + \sin q_2) = ml \tag{5.1.2}$$

である。

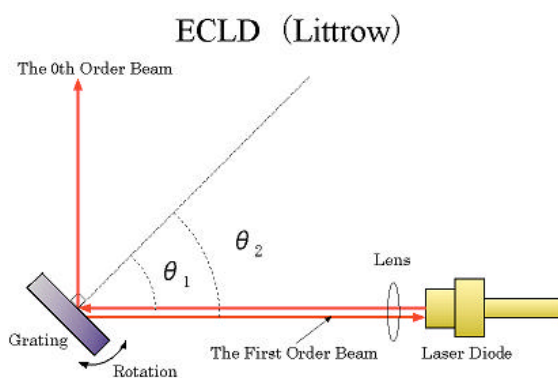


Fig5.2

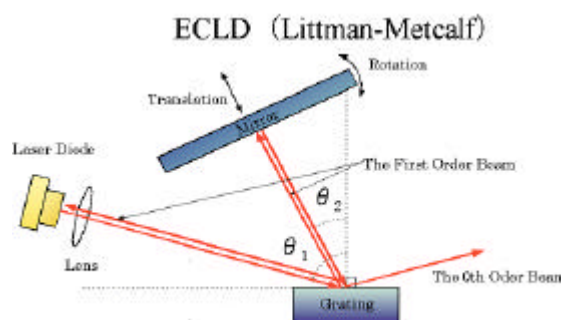


Fig5.3

本実験では Littrow 型を使用する (Fig5.2)。以下 Littrow 型で説明していく。本実験で使用する半導体 LD 素子は、市販の 780nm 付近のもので、出力されたレーザー光をコリメーションレンズで平行光にした後、回折格子($d=1/1800\text{mm}$)入射にさせる(Fig5.4)。780nm 付近の光源を使う場合、式(5.1.2) (Littrow なので $q_1 \sim q_2$) から、回折格子への入射角度を 45° 付近に合わせると、1 次光はもとのパスに戻り共振器を形成する。共振器が形成されると、その共振器で許されるモードのみが LD 素子から発振する。回折格子に接着させた圧電素子 (PZT) に電圧を加えることにより回折格子を動かし、共振器長を微調することで周波数を振ることができる。

LD は温度や電流量で周波数が変わる。安定した発振を得るには、電流と温度ともに安定している必要がある。このため、電源には、精密電流電源を用い、温度はサーミスタで測った電圧を、LD の底に敷いてあるペルチェ素子にフィードバックすることで安定化させて

いる。LD の波長は温度、電流値に敏感であり、これと PZT の電圧をあわせることで、ほしい波長が得られる。

LD のビームプロファイルは楕円形で、偏光はその短軸方向に向いている。この偏光が垂直になるようにあわせると、回折格子の反射率は 80% となり、強度の強いビーム(数十 mW) を取り出すことができる。

このようにして発振されたレーザー光は、自然幅より十分小さい数百 kHz 程度の線幅となるので、レーザー分光による超微細構造の観測が可能になる。

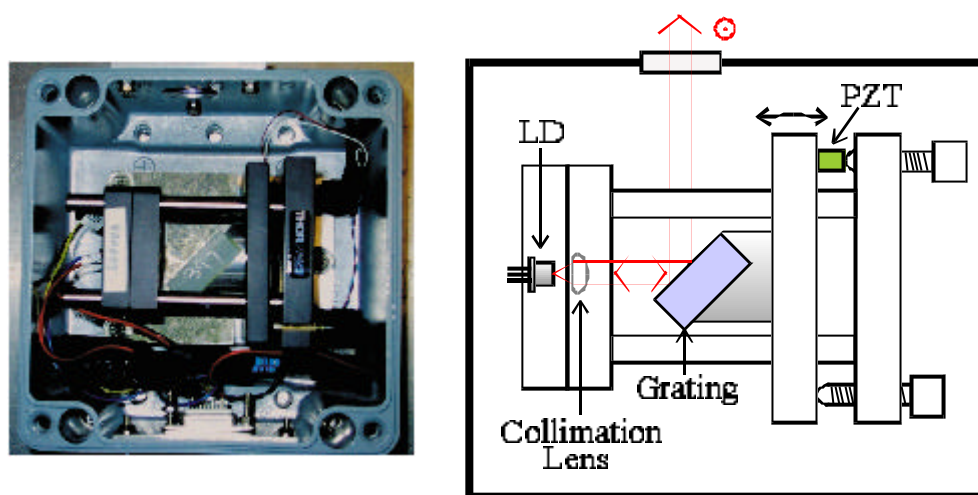


Fig5.4

5.2 偏光板

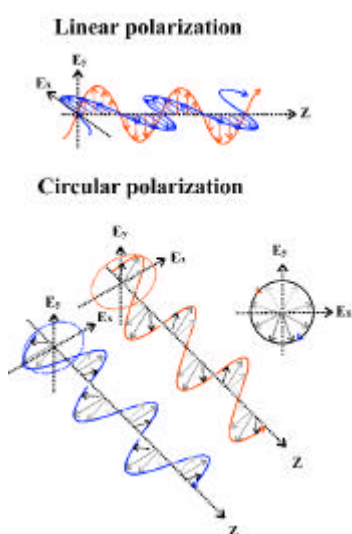


Fig5.5

偏光板には $1/2$ 板と $1/4$ 板がある。 $1/2$ 板は、光の偏光を直線偏光にし、 $1/4$ 板は、直線偏光を円偏光に、円偏光を直線偏光にすることができる。偏光の向きは偏光板を回すことで調整が可能である。Fig5.5 に直線偏光と円偏光について示す。

Fig5.5 の直線偏光は、赤が x 方向、青が y 方向に変更されたもので式で表すと、

$$E_{lin_red} = E_0 \hat{x} \sin(\omega t + kz + f_{lin_red})$$

$$E_{lin_blue} = E_0 \hat{y} \sin(\omega t + kz + f_{lin_blue})$$

(5.2.1)

となる。ここで ω は光の周波数、 k は波数、 \hat{x} 、 \hat{y} はそ

それぞれの偏光方向の単位ベクトル、 \hat{e}_x は位相差である。

Fig5.5 の円偏光は、反時計回りの赤が $+$ 円偏光、時計回りの青が $-$ 円偏光であり、完全な円偏光をなすとき、式で表すと、

$$\begin{aligned} E_{lin_red} &= E_0 \hat{x} \sin(\omega t - kz + f) + E_0 \hat{y} \sin(\omega t - kz + f + p/2) \\ E_{lin_blue} &= E_0 \hat{x} \sin(\omega t + kz + f) + E_0 \hat{y} \sin(\omega t + kz + f - p/2) \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

となる。この式からもわかるように、円偏光は x、y 方向の直線偏光の重ね合わせである。つまり、直線偏光を重ねて円偏光を作ることも可能である。

5.3 偏光ビームスプリッター (Polarization Beam Splitter: PBS)

PBS は、偏光によってビームを反射、透過させる。具体的には、Fig5.6 のような反射と透過をする。

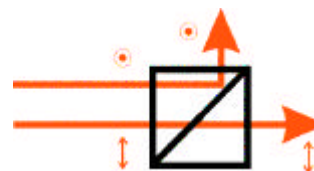


Fig5.6

5.4 フォトダイオード (Photo Diode: PD)

基本的には LD と反対の現象で、光の検出器として利用できる。PD に光が入ると正孔の密度が変化し、電圧差ができる。そして、この電圧から、光強度を知ることができる。

5.5 ファブリーペロー干渉計 (: FPI)

測定した蛍光スペクトルを周波数較正系によって相対周波数に較正するために、FPI を用いて較正する方法がある。概略を Fig5.7 に示す。FPI は、離れた 1 対の球面反射鏡によって構成される。ここで使うミラーは、透過率がわずかにあるものである。

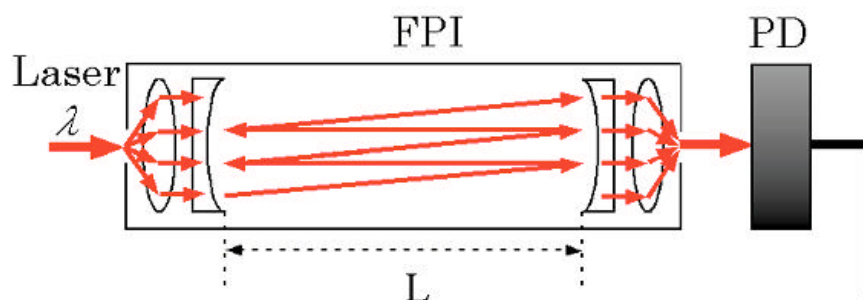


Fig5.7

FPI 内に単色光が入射すると、そこで反射を繰り返しながら、互いに干渉しあう。この入射光の波長を λ 、2 つの球面反射鏡間の距離を L とすると、 $4L = n\lambda$ (n : 整数) のとき FPI を透過する光の強度が最大になる。これを蛍光スペクトルと同時に、記録することで周波数を較正する。

FPI により得られた透過スペクトルのピークの周波数間隔は自由波長領域 (FSR) と呼ばれる。FSR がわかっているならば、蛍光スペクトルのピークの中心から他のピークの中心までの差を FSR と比較することにより、スペクトルの相対周波数が得られる。また、FPI を使用することにより、半導体レーザーが単一モードでの発振であるか、波長掃引がモードホップせずにスムーズであるかなどを確認することができる。

本実験では、FPI がないので、代わりに音響光学変調器 (AOM) を使い相対周波数を求める。AOM については 5.6 で詳しく述べる。

5.6 音響光学変調器 (Acoust-Optic Modulator: AOM)

概要 :

一般にどのような固体、液体も超音波を伝搬する媒体となる。媒体中の弾性歪や圧力が変化し媒体中を伝搬している。弾性媒体では弾性歪や圧力により屈折率が変化する (光弾性効果) ため、媒体内に超音波の波長を周期とする屈折率変動が生じる。この変動領域に入射した光は回折を受け、回折光の強度や回折角が超音波の強度や周波数により変化する。この回折現象は音響光学効果と呼ばれ、この効果を利用したものが音響光学変調器 (AOM) である。

動作原理 :

テルライトガラスやモリブデン酸鉛単結晶 (PbMoO_4) などの音響光学媒体に圧電素子 (トランスデューサ) を接着し超音波を媒体中に発生させると、光弾性効果により媒体中に周期的な屈折率変化が生じる。これが回折格子の作用をなし、入射光の角度がある条件を満足するとき、効率の良い回折効果を示す。光と超音波の相互作用距離を L 、真空中での光の波長を λ_0 、媒体中の音速を V 、超音波周波数を f_a 、媒体の屈折率を n とすると、

$$\frac{2pL_0L f_a^2}{nV^2} > 4p \quad (5.6.1)$$

が成立するときブラッグ回折が生じ、Fig5.8 に示す回折を受けない 0 次光のほか、光強度の高い 1 次回折光を得る。この 1 次回折光の方向 \mathbf{q}_B は、媒体の光入出射面での屈折を考慮すると、

$$q_B = \sin^{-1} \left(\frac{I_0 f_a}{2V} \right) \quad (5.6.2)$$

で与えられる。ブラッグ回折では光入射角を q_B としたとき最も高い回折効率が得られ、90%以上とすることも可能です。このため、ブラッグ回折は多くの音響光学機器に用いられている。

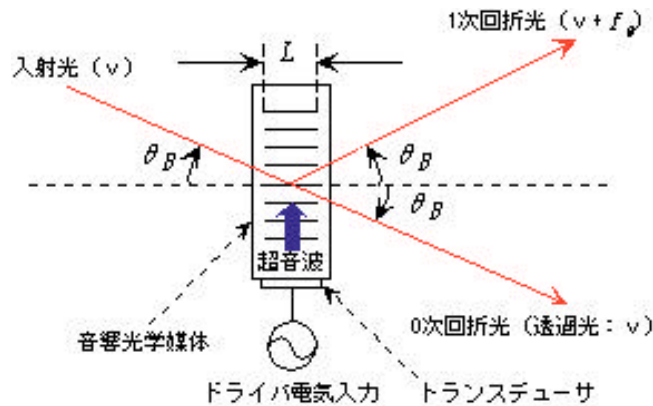


Fig5.8

1 次回折光の強度 I_1 は媒体中の超音波パワー P_a に依存する。その関係は次式で示される。

$$I_1 \propto \sin^2 (K_1 \sqrt{MeP_a} / I_0) \quad (5.6.3)$$

ここで Me は媒体の物性値で決まる定数で、この値が大きいほど高い回折効率が得られ、媒体の性能指数と呼ばれる。また K_1 は素子による定数である。光変調器では、超音波パワー P_a を変化させ 1 次回折光の強度変調を行う。

また、音響光学効果には光ドップラー効果という大きな特性がある。光と超音波を共に粒子と扱った場合、これらが衝突する過程においては、エネルギーと運動量の保存則が成立する。エネルギーの保存則により、入射光、回折光の周波数をそれぞれ ν_i 、 ν_d とすると、

$$\nu_d = \nu_i \pm f_a \quad (5.6.4)$$

となり、回折された光の周波数は、超音波周波数 f_a だけシフトする。

さらに光のスペクトルを分離する作用もある。

本実験では、1 本のレーザー光を AOM で 0 次光と 1 次光の 2 本にわけ、1 次光を周波数校正 (0 次光の周波数 + f_a より相対周波数を計算) 0 次光をプローブ光として使用する。

5.7 試料

本実験で使用する試料は、 ^{85}Rb と ^{87}Rb の安定同位体で、ガラスセルに封入された原子気体である。このとき、常温でほんのりガラスセルの内側に飽和して付着するぐらいの Rb 原子を封入しておく。このガラスセル内は、ある程度の真空になっていて、Rb 以外の原子・分子が極微量だが入っている。

5.8 アイソレータ

レーザーの偏光を利用し、レーザーを 1 方向にしか通さないもので、主に、戻り光による LD の破損などを防ぐために用いられる。透過率は製品によるがおよそ 6~7 割程度である。

6章 Rb 原子の基礎データ

$5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ (795nm) , $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ (780nm) 遷移の蛍光スペクトルと遷移図

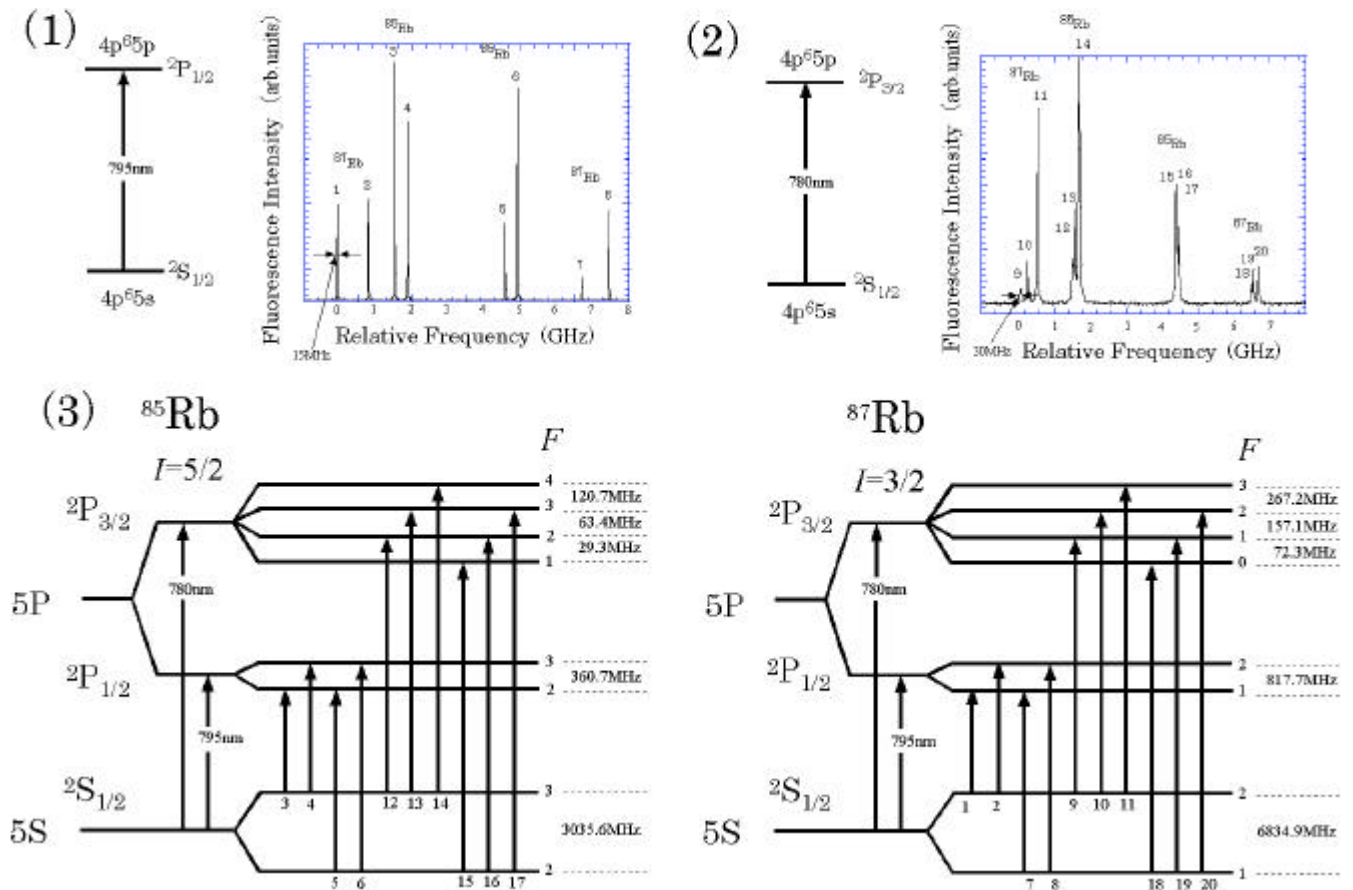


Fig6.1

* $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ は $L = S, P, D, \dots$ に対応し、微細構造準位は $n^{2S+1}L_J$ とあらわすこともある。

* Fig6.1 のスペクトルはレーザー誘起蛍光分光法で観測されたもので、飽和吸収分光法で観測したスペクトルではない。

* Rb 原子において、795nm 遷移を D1 遷移、780nm 遷移を D2 遷移と呼ぶこともある。

原子番号	核スピン	原子質量	存在比[%]	自然幅[MHz] (D2遷移)	寿命[ns] (D2遷移)
^{85}Rb	5/2	84.9118	72.17	5.98	26.63
^{87}Rb	3/2	86.9097	27.83		

Fig6.2

7章 実験手順

7.1 理論計算

Fig6.1 を使い、本実験で観測する D2 (780nm) 遷移から求めることが可能な超微細構造定数を計算せよ。

求めた超微細構造定数から、それぞれの超微細構造準位が微細構造準位から \pm でどれだけシフトしているか計算せよ。

- * 超微細構造定数は微細構造準位ごとにあることに注意せよ。
- * 計算は Visual Basic で作ったプログラムを使い計算するが、どういう計算をしているか式を考えておくこと。

7.2 ECLD の特性

ECLD は流す電流によってレーザーパワーが変わるが、あるしきい値をもつ。単色光の強度が計測できるパワーメータを使用し、精密電流電源の値によりレーザーパワーがどのような変化をするか計測する。(特にしきい値を調べる。)

波長計を用いて、LD の波長を測定する。このとき、PZT コントローラ、温度コントローラ、精密電流電源のうち 2 つを固定し、1 つの値を変えることで波長がどのように変化するか測定する。

- * 精密電流電源の電流値は 100mA 以上にならないようにすること (LD が壊れる)。
- * PZT の電圧値は 100V 以上にならないようにすること (PZT が壊れる)。

7.3 吸収スペクトルの観測

飽和吸収分光をする前に吸収分光のスペクトルを観測するために、実験装置を Fig7.1 のように設置する。

スペクトルの見える波長にレーザー周波数を合わせ、ファンクションジェネレータを使い PZT の値を (電圧は時間に対して比例) 振ることでレーザー周波数を振る。

観測したスペクトルはプリントアウトとデータ保存しておく (レポート時に使用するため)。

ファンクションジェネレータの電圧から横軸相対電圧、縦軸透過光強度のグラフを書く。

* スペクトルの見える波長は ^{87}Rb で 780.248nm、780.234nm、 ^{85}Rb で 780.245nm、780.236nm ぐらいの位置にある。(確かではなく大体である)

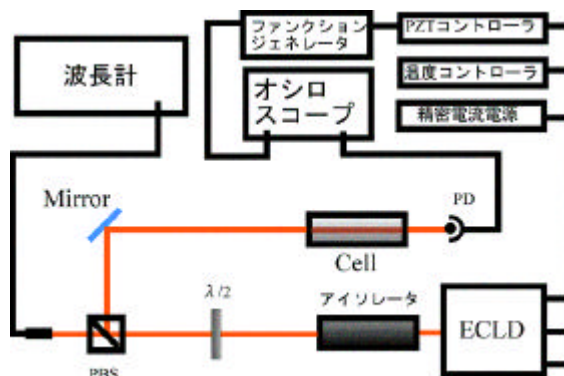


Fig7.1

7.4 飽和吸収分光によるスペクトルの観測

飽和吸収分光によるスペクトルを観測するために、実験装置を Fig7.2 のように設置する。

スペクトルの見える波長にレーザー周波数を合わせ、ファンクションジェネレータを使い PZT の値を (電圧は時間に対して比例) 振ることでレーザー周波数を振る。

観測したスペクトルはプリントアウトとデータ保存しておく (レポート時に使用するため)。

ファンクションジェネレータの電圧から横軸相対電圧、縦軸透過光強度のグラフを書く。

* 相対周波数を出すためのレーザーはあらかじめ AOM でレーザーを 2 本に分けておく。回折光のレーザーは汚くなることがあるので、0 次光を使ってスペクトルを見るようにする。

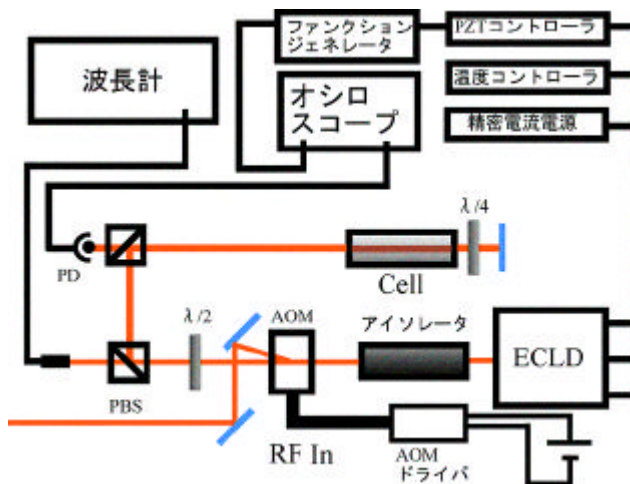


Fig7.2

7.5 周波数校正

飽和吸収分光によるスペクトルを周波数校正するために、実験装置を Fig7.3 のように設置する。本実験では+80MHzの1次回折光が周波数校正に使用される。スペクトルの見える波長にレーザー周波数を合わせ、ファンクションジェネレータを使いPZTの値を（電圧は時間に対して比例）振ることでレーザー周波数を振る。観測したスペクトルはプリントアウトとデータ保存しておく（レポート時に使用するため）

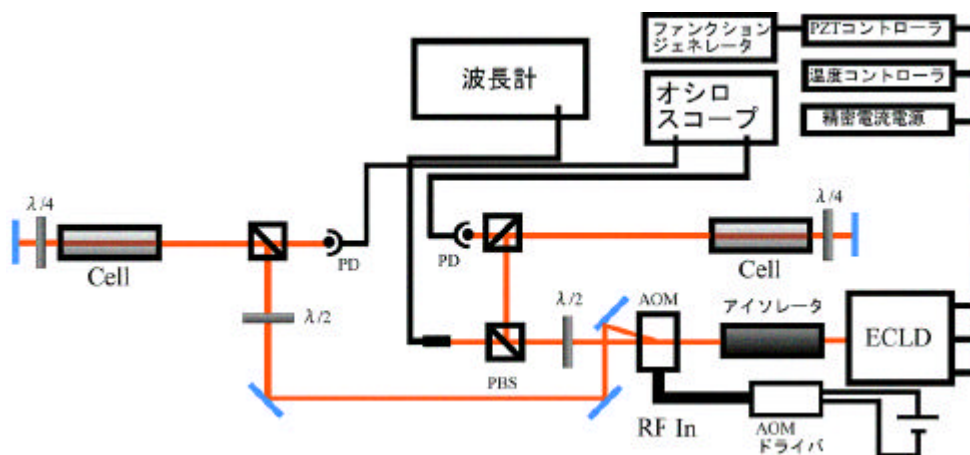


Fig7.3

ファンクションジェネレータが正確に電圧を時間に対して比例するように振っていれば、ECLDの周波数は電圧に比例するので、0次光と1次光の80MHzのずれから、0次光から得られるピークと1次光から得られるピークの差の時間が80MHzとなり、時間あたりの周波数がわかり、そこから相対周波数を計算する。

相対周波数と透過光強度の関係のグラフを書く。

8章 課題およびレポート評価

課題について：

- ECLD の電流値とレーザーパワーの関係のグラフ
- 吸収分光の相対電圧と透過光強度の関係のグラフ
- 飽和吸収分光の相対電圧と透過光強度の関係のグラフ
- 0 次光、1 次光の飽和吸収分光の両方が同じグラフに載っている時間と透過光強度の関係のグラフ
- 飽和吸収分光の相対周波数と透過光強度の関係のグラフ
- 相対周波数から超微細構分岐エネルギーを計算しを書き込んだ D2 遷移図
- 超微細分岐エネルギーから計算した超微細構造定数の表

レポート評価について：

3 年生には理論的に難しいものなので、レポートは、このテキストをもとに書いてもかまわず、その点の評価は十分考慮する。普通に実験をしていれば課題はできるはずなので課題を全部こなすことで平均点とし、実験結果がおかしくとも実験方法、計算方法があっても減点の対象にはしないものとする。

実験に対する考察や自分なりの考えなどの工夫が見られるものには、それなりの考慮をし、加点する。

例えば・・・

- 誤差評価
- 文献値と違った原因についての考察
- 飽和吸収分光スペクトルの FWHM を求め、自然幅と比較
- 吸収分光もファンクションジェネレータの振り方（時間当たりの電圧）が同じなら相対周波数と透過光強度のグラフが書けるはず・・・
- 吸収分光スペクトルの FWHM を求め、マクスウェルボルツマンから温度を求めてみるなど