

# 表題：レーザーRF二重共鳴分光法による $^{85}\text{Rb}$ と $^{87}\text{Rb}$ の 基底状態 $5s^2S_{1/2}$ における超微細分岐エネルギーの測定

研究室：量子エレクトロニクス

学生番号：97R705 氏名：荒木幸治

## < 要旨 >

原子の超微細分岐エネルギーを高精度で測定するために、レーザーRF二重共鳴分光法を用いた。5種類のRFループ（ソレノイド型が2種類、円型が3種類）を使い、RF共鳴スペクトルを観測した。このスペクトルから、 $^{85}\text{Rb}$ と $^{87}\text{Rb}$ の基底状態 $5s^2S_{1/2}$ における超微細分岐エネルギーをそれぞれ、 $3035732.76(11)\text{kHz}$ 、 $6834683.52(66)\text{kHz}$ と求めた。また、 $^{85}\text{Rb}$ と $^{87}\text{Rb}$ の基底状態 $5s^2S_{1/2}$ における Hyperfine Anomaly を  $0.0035140(23)$  と導いた。

# 目次

1 章 序論 .....	4
2 章 理論 .....	6
2.1 アルカリ原子の微細構造 .....	6
2.2 アルカリ原子の超微細構造 .....	9
2.3 磁場中のアルカリ原子 (基底状態 $S_{1/2}$ ) .....	14
3 章 スペクトル .....	17
3.1 スペクトルの幅 .....	17
3.2 相対遷移強度 .....	21
4 章 実験方法 .....	24
4.1 レーザー誘起蛍光分光法 (LIF法) .....	24
4.2 レーザーRF二重共鳴分光法 (LRDR法) .....	25
5 章 実験装置 .....	26
5.1 レーザー誘起蛍光分光装置 (LIF直交法) .....	26
5.2 原子線源 .....	27
5.3 真空チェンバー .....	28
5.4 外部共振器型半導体レーザー .....	30
5.5 集光系、測定系 .....	33
5.6 周波数較正系 .....	35
5.7 レーザーRF二重共鳴分光装置 .....	36

5.8 RFループ、シンセサイザー、パワーアンプ .....	37
6章 結果 .....	38
7章 考察 .....	40
謝辞 .....	43
参考文献 .....	44
付録 .....	45
図と表の説明 .....	46
図、表	

# 1 章 序論

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つが超微細構造の測定である。

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の原子核の電磁モーメント、Bohr-Weisskopf 効果(Hyperfine Anomaly)、原子核の形状、電子密度などである。その中でも、高次の電磁モーメントや Hyperfine Anomaly は、通常のレーザー分光精度では無視されるほど非常に小さな情報なので、これらの情報を得るためには精密測定が必要とされている。超微細構造の精密測定には、伝統的に原子線磁気共鳴法(ABMR法)が用いられているが、準安定状態や基底状態の超微細構造の精密測定に関しては、1975年、レーザーの発達により Rosner らが提案したレーザーRF二重共鳴法(LRDR法)を用いることができる。LRDR法は、ABMR法に比べて装置が簡単で感度が良いのが特徴である。

レーザー分光の試料となる原子・分子の中でも、アルカリ原子は、閉殻に1電子配置という構造から、理論的にも理解しやすいため、さまざまな新しい実験技術の対象として利用されてきた。その分光学的特徴として、数百Kで高い蒸気圧をもつため気体原子を生成しやすく、気体原子をレーザー光で制御しながら

ら測定することが容易であることがあげられる。

以上のことから、我々は、Rb 原子（アルカリ原子）を対象とし、LRDR 法を用いて、RF 共鳴スペクトルを観測した。そこから、 $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の基底状態  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーをそれぞれ求め、Hyperfine Anomaly を計算した。

## 2章 理論

### 2.1 アルカリ原子の微細構造

原子の電子には、スピン・軌道相互作用や 2 個以上の電子間で生じる静電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微細構造である。

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。ここでの  $L$  と  $S$  は、 $J$  のまわりにゆっくりと歳差運動をする (Fig2.1 (1))。  $L$ 、 $S$  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。

アルカリ原子の場合、閉殻と電子 1 つの電子配置をするため、閉殻を崩さなければ、1 電子で近似的に扱える。つまり、アルカリ原子の微細相互作用は近似的にスピン・軌道相互作用だけとなる。以下、アルカリ原子の場合 (1 電子配置) で考えていく。

スピン・軌道相互作用とは、電子の軌道角運動量  $l$  と電子のスピン角運動量  $s$

の相互作用である。その相互作用エネルギーは、

$$W_{FS}^{so} = \frac{Z_{n,l}}{\hbar^2} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (2.1.3)$$

と表せ、電子の全角運動量  $j=l+s$  と、 $l$ 、 $s$ 、 $j$  の量子数  $l$ 、 $s$ 、 $j$  と、大きさ  $|\mathbf{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ 、 $|\mathbf{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ 、 $|\mathbf{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}$  から、

$$W_{FS}^{so} = Z_{n,l} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2} \quad (2.1.4)$$

$$Z_{n,l} = \frac{e^2 \hbar^2 Z_i}{8\pi^2 m_e^2 c^2} \langle r^{-3} \rangle_{n,l} \quad (2.1.5)$$

となる。ここで、 $e$  は素電荷、 $m_e$  は電子質量、 $c$  は光速、 $\hbar = h/2\pi$  はプランク定数、 $\langle \rangle_{n,l}$  は平均値、 $r$  は原子核と電子の距離であり、 $Z_i$  は理論的に求めることが困難な定数であるが、原子番号  $Z$  でおおまかな値を表すと、 $s$  電子の場合  $Z_i \approx Z$ 、 $p$  電子の場合  $Z_i \approx Z-4$ 、 $d$  電子の場合  $Z_i \approx Z-11$  となる。

以上より、アルカリ原子の微細相互作用エネルギー  $W_{FS}$  はスピン・軌道相互作用エネルギー  $W_{FS}^{so}$  と同等なので、

$$W_{FS} = W_{FS}^{so} = Z_{n,l} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2} \quad (2.1.6)$$

となる。また、その微細分岐エネルギーは、

$$DW_{FS} = W_{FS}(j+1) - W_{FS}(j) = z_{n,l}(j+1) \quad (2.1.7)$$

となる。

## 2.2 アルカリ原子の超微細構造

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。ここでの  $J$  と  $I$  は、 $F$  のまわりにゆっくりと歳差運動をする (Fig2.1 (2))。  $J$ 、 $I$  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。

超微細相互作用の一般的なハミルトニアンは、

$$H_{HFS} = \sum_k T_e^{(k)} \cdot T_N^{(k)} \quad (2.2.3)$$

で表せる。ここで、 $T_e^{(k)}$ 、 $T_N^{(k)}$  は電子、原子核空間での  $k$  階の球面テンソルオペレーターである。 $k$  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。

アルカリ原子の場合、必ず核スピンを持つ。原子全体の量子化された全角運動量  $f$ 、その量子数は  $f$  と表せ、 $f = I + j$  の関係がある。以下、アルカリ原子の場合（1 電子配置）で考えていく。

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

$$W_{HFS} = \langle I, j, f | H_{HFS} | I, j, f \rangle = \sum_k W_{HFS}^{(k)} = \sum_k \langle I, j, f | T_e^{(k)} \cdot T_N^{(k)} | I, j, f \rangle \quad (2.2.4)$$

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。その相互作用のエネルギーは、

$$W_{HFS}^{(1)} = \langle I, j, f | T_e^{(1)} \cdot T_N^{(1)} | I, j, f \rangle = \frac{1}{2} hAK \quad (2.2.5)$$

$$K = f(f+1) - I(I+1) - j(j+1) \quad (2.2.6)$$

で表せる。 $A$  は磁気双極子超微細構造定数とよばれ、非相対論近似では、

$$A = -\frac{1}{h} \frac{16\pi}{3} m_B \frac{m_l}{I} |\mathbf{y}_s(0)|^2, (l=0) \quad (2.2.7)$$

$$A = -\frac{1}{h} m_B \frac{m_l}{I} \frac{2l(l+1)}{j(j+1)} \langle r^{-3} \rangle_{n,l}, (l \geq 1) \quad (2.2.8)$$

で求められる。ここで、 $m_B (= eh/4\pi m_e c)$  はボーア磁子、 $m_l$  は原子核の磁気双極子モーメント、 $|\mathbf{y}_s(0)|^2$  は  $r=0$  位置での  $s$  電子の密度である。原子核の磁気双極子

モーメント  $m_I$  は、

$$m_I = m_B g_I I \quad (2.2.9)$$

で表される。ここで、 $g_I$  は原子核の  $g$  因子である。

$k=2$  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、

$$W_{HFS}^{(2)} = \langle I, j, f | T_e^{(2)} \cdot T_N^{(2)} | I, j, f \rangle = hB \frac{3K(K+1) - 4I(I+1)j(j+1)}{8I(2I-1)j(2j-1)} \quad (2.2.10)$$

で表せる。 $B$  は電気四極子超微細構造定数とよばれ、非相対論近似では、

$$B = \frac{1}{h} e^2 Q \frac{2j-1}{2j+2} \langle r^{-3} \rangle_{n,l} \quad (2.2.11)$$

で求められる。ここで、 $Q$  は原子核の電気四極子モーメントである。原子核の電気四極子モーメント  $Q$  は、原子核の形状の情報を持ち、 $Q=0$  のときは球形、 $Q>0$  のときは縦長の楕円形、 $Q<0$  のときは横長の楕円形になると考えられている (Fig2.1 (3))。

$k=3$  の項は、磁気八極子相互作用であり、電子が原子核の位置に作る磁場と原子核の磁気八極子モーメントとの相互作用で、 $I \geq 3/2$  かつ  $j \geq 3/2$  のときあらわれる。その相互作用エネルギーは、

$$\begin{aligned}
W_{HFS}^{(3)} &= \langle I, j, f | T_e^{(3)} \cdot T_N^{(3)} | I, j, f \rangle \\
&= hC \frac{20 \left[ K^3 + 4K^2 + \frac{4}{5}K \{-3I(I+1)j(j+1) + I(I+1) + j(j+1) + 3\} - 4I(I+1)j(j+1) \right]}{2I(2I-1)(2I-2)2j(2j-1)(2j-2)}
\end{aligned} \tag{2.2.12}$$

で表せる。Cは磁気八極子超微細構造定数とよばれる。

$k=4$ の項は、電気十六極子相互作用であり、電子が原子核の位置に作る電場勾配と原子核の電気十六極子モーメントとの相互作用で、 $I \geq 2$ かつ  $j \geq 2$ のときあらわれる。その相互作用エネルギーは、

$$\begin{aligned}
W_{HFS}^{(4)} &= \langle I, j, f | T_e^{(4)} \cdot T_N^{(4)} | I, j, f \rangle \\
&= hD \frac{70}{2I(2I-1)(2I-2)(2I-3)2j(2j-1)(2j-2)(2j-3)} \\
&\times \left[ K^4 + 10K^3 + \frac{4}{7}K^2 \{-6I(I+1)j(j+1) + 5I(I+1) + 5j(j+1) + 39\} \right. \\
&+ \frac{4}{7}K \{-34I(I+1)j(j+1) + 12I(I+1) + 12j(j+1) + 18\} \\
&\left. - \frac{24}{35}I(I+1)j(j+1) \{-2I(I+1)j(j+1) + 4I(I+1) + 4j(j+1) + 27\} \right]
\end{aligned} \tag{2.2.13}$$

で表せる。Dは電気十六極子超微細構造定数とよばれる。

さらに、 $k=5,6,7,\dots$ 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、アルカリ原子の超微細相互作用エネルギーは、

$$W_{HFS} = W_{HFS}^{(1)} + W_{HFS}^{(2)} = \frac{1}{2}hAK + hB \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)j(j+1)}{2I(2I-1)2j(2j-1)} \tag{2.2.14}$$

となる。また、その超微細分岐エネルギーは、

$$\begin{aligned} DW_{HFS} &= W_{HFS}(f+1) - W_{HFS}(f) \\ &= hA(f+1) + 3hB(f+1) \frac{2(f+1)^2 - 2I(I+1) - 2j(j+1) + 1}{2I(2I-1)2j(2j-1)} \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

となる。ただし、式(2.2.14)、(2.2.15)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。

また、補足として、 $A$ を電子が原子核の位置に作る磁場 $H_j$ で表すと、

$$A = \frac{\mu_l \cdot H_j}{I \cdot j} \quad (2.2.16)$$

となり、 $H_j$ は、すべての同位体について同じであると考えてよく、電子のエネルギー準位が同じならば、 $j$ も同じであるので、2つの同位体、 $^{A_1Z}$ 、 $^{A_2Z}$ について、

$$\frac{A}{g_l} = \frac{A}{g_l} (1 + D) \quad (2.2.17)$$

が成立する。ここで、 $D$ は、Bohr-Weisskopf効果(Hyperfine Anomaly)とよばれ、原子核の磁気モーメントの有限な空間分布に伴う修正項である。この効果は、通常のレーザー分光精度において、無視できるほど小さいが、ABMR法やLRDR法などの精密測定に対しては考慮する必要がある。

## 2.3 磁場中でのアルカリ原子（基底状態 $S_{1/2}$ ）

原子を磁場中に置くと、原子の磁気モーメントと外部磁場との相互作用によりエネルギー準位が分岐する。

超微細準位が外部磁場（非常に強い場合を除く<sup>1</sup>）により分岐する場合、その分岐した準位は磁気量子数  $M_F$  で特徴づけられる。その取りうる値は、

$$M_F = F, F-1, \dots, -F \quad (2.3.1)$$

であり、 $2F+1$ 個に分岐する。以下、基底状態  $S_{1/2}$  アルカリ原子の場合で考えていく。

外部磁場が弱い場合、ゼーマン効果として扱われる。そのときのアルカリ原子の基底状態  $S_{1/2}$  における超微細相互作用エネルギーは、

$$W_{HFS}^{ze} = \frac{1}{2} hAK - \left\{ \frac{\mathbf{m}_I}{I} [f(f+1) + I(I+1) - j(j+1)] + \frac{\mathbf{m}_j}{j} [f(f+1) + j(j+1) - I(I+1)] \right\} \frac{m_f H_{ex}}{2f(f+1)} \quad (2.3.2)$$

$$m_f = f, f-1, \dots, -f \quad (2.3.3)$$

---

<sup>1</sup> 外部磁場が非常に強い場合には、 $I$ と $j$ の結合は崩れ、パッシェンバック効果として扱われる。その結果、分岐は $m_f$ に依存しなくなり、原子核の磁気量子数 $m_I$ と電子の磁気量子数 $m_j$ にそれぞれ依存して分岐する。そのときのアルカリ原子の基底状態 $S_{1/2}$ における

超微細相互作用エネルギーは、 $W_{HFS}^{pb} = hAm_I m_j - \frac{\mathbf{m}_j}{j} m_j H_{ex} - \frac{\mathbf{m}_I}{I} m_I H_{ex}$ と表せる。

と表せる。ここで、 $\mathbf{m}_j$ は電子の磁気モーメント、 $m_f$ は原子の磁気量子数、 $H_{ex}$ は外部磁場である。電子の磁気モーメント  $\mathbf{m}_j$ は、

$$\mathbf{m}_j = -\mathbf{m}_B g_j \mathbf{j} \quad (2.3.4)$$

で表せ、 $g_j$ はランダウの  $g$  因子である。また、ボーア磁子と核磁子の関係から  $g_j \approx g_l$  なので、近似的に、

$$W_{HFS}^{ze} \approx \frac{1}{2} hAK + \mathbf{m}_B m_f g_f H_{ex} \quad (2.3.5)$$

とも表せる。ここで、 $g_f$ は超微細準位の  $g$  因子であり、ランダウの  $g$  因子  $g_j$ と、

$$g_f = g_j \frac{f(f+1) + j(j+1) - I(I+1)}{2f(f+1)} \quad (2.3.6)$$

で関係づけられる。ここで、 $g_j$ は、

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2.3.7)$$

で与えられる。

外部磁場が中程度の場合、アルカリ原子の基底状態  $S_{1/2}$ における超微細相互作用エネルギーは、 $j=1/2$ を代入し、Rabi と Breit によって導かれた式で、

$$W_{HFS}^{r,b} = -\frac{DW_{HFS}^g}{2(2I+1)} - \frac{m_l}{I} H_{ex} m_f \pm \frac{DW_{HFS}^g}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_f}{2I+1} x + x^2}, (f = I \pm \frac{1}{2}) \quad (2.3.8)$$

$$DW_{HFS}^g = \frac{1}{2} hA(2I+1) \quad (2.3.9)$$

$$x = \frac{(-m_j/j + m_l/I)H_{ex}}{DW_{HFS}^g} \quad (2.3.10)$$

と表せる。ここで、 $DW_{HFS}^g$  は  $H_{ex} = 0$  での基底状態  $S_{1/2}$  の超微細分岐エネルギーである。

## 3章 スペクトル

### 3.1 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幅、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幅、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は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 5Torr 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。本実験では装置内の真空度を  $10^{-5}$ Torr 程度まで落とし、電氣的に励起されている気体も非常に少ないので、前文の 3 つの広がりは無視できると考えられる。

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、

$$DE \cdot Dt \geq \hbar \tag{3.1.1}$$

また、上式(3.1.1)の  $DE$  と同じエネルギーを周波数  $D$  で表すと、

$$DE = hD \tag{3.1.2}$$

であるので、式(3.1.1)、(3.1.2)より、

$$D \geq \frac{1}{2pDt} \quad (3.1.3)$$

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  $\omega$ 、共鳴周波数  $\omega_0$ 、励起状態の寿命  $t$  の逆数  $t^{-1} = g$  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、

$$L(\omega) = \frac{\frac{1}{p} \left( \frac{g}{2} \right)}{4p^2 (\omega - \omega_0)^2 + \left( \frac{g}{2} \right)^2} \quad (3.1.4)$$

で表され、 $\omega = \omega_0$  を中心に半値全幅 (FWHM) は、

$$2|\omega - \omega_0| = \frac{g}{2p} \quad (3.1.5)$$

となる。

スペクトルのドップラー幅は運動している原子からの蛍光の周波数が、本来放出している蛍光の周波数からずれて観測される。これはドップラー効果によるものである。観測される周波数  $\omega$  は、周波数  $\omega_0$  の光を放出する原子が観測者の方向に対して、 $q$  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。

$$= \omega_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (3.1.6)$$

上式(3.1.6)より、 $v$ が正ならば観測される周波数は $\omega_0$ よりも高くなり、 $v$ が負ならば観測される周波数は $\omega_0$ よりも低くなるのがわかる。よって、

$$\omega = \omega_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (3.1.7)$$

だけはずれた周波数で共鳴する。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。原子線の場合、速度成分は観測者方向 1次元の問題  $v_z = v \cos \theta$  だけとなり、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、

$$f(v_z) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{m v_z^2}{2k_B T} \right) dv_z \quad (3.1.8)$$

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  $\omega$  の値を用いて表すとガウス分布は上式(3.1.8)から、

$$G(\omega) = \exp \left\{ -\frac{m}{2k_B T} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 c^2 \right\} \quad (3.1.9)$$

と表され、 $\omega = \omega_0$  を中心に FWHM は、

$$2| - 0| = \frac{2}{c} \left( \frac{2k_B T \ln 2}{m} \right)^{1/2} \quad (3.1.10)$$

となる。

実際に観測されるスペクトルは、ローレンツ分布とガウス分布の両者が混在する。

## 3.2 相対遷移強度

超微細構造を持つ原子にレーザー光を当て、微細準位間の電気双極子遷移を起こさせる場合、複数の磁気副準位と相互作用する。よって、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、 $J = 0 \rightarrow J' = 0$ と $F = 0 \rightarrow F' = 0$ のときは、禁止遷移）である。その相対遷移強度 $I$ は、以下の式によって計算することができる（ただし、遷移始状態の原子が、磁気副準位で均等に分布していると仮定）。ここで、 $A$ と $B$ は定数である。

$J \rightarrow J' = J$  遷移の場合、

$F \rightarrow F' = F + 1$  :

$$I = -\frac{A(J+F+I+2)(J+F-I+1)(J-F+I)(J-F-I-1)}{F+1} \quad (3.2.1)$$

$F \rightarrow F' = F$  :

$$I = \frac{A[J(J+1)+F(F+1)-I(I+1)]^2(2F+1)}{F(F+1)} \quad (3.2.2)$$

$F \rightarrow F' = F - 1$  :

$$I = -\frac{A(J+F+I+1)(J+F-I)(J-F+I+1)(J-F-I)}{F} \quad (3.2.3)$$

$J \rightarrow J' = J + 1$  遷移の場合、

$F \rightarrow F' = F + 1$  :

$$I = \frac{B(J+F+I+3)(J+F+I+2)(J+F-I+2)(J+F-I+1)}{F+1} \quad (3.2.4)$$

$F \rightarrow F' = F$  :

$$I = -\frac{B(J+F+I+2)(J+F-I+1)(J-F+2)(J-F-I)(2F+1)}{F(F+1)} \quad (3.2.5)$$

$F \rightarrow F' = F - 1$  :

$$I = \frac{B(J-F+I+2)(J-F+I+1)(J-F-I+1)(J-F-I)}{F} \quad (3.2.6)$$

超微細構造を持つ原子に高周波をかけ、超微細準位間の磁気双極子遷移を起こさせる場合、起こりうる遷移の選択則は、 $DF = 0 \pm 1$ かつ $DM_F = 0 \pm 1$ である。その相対遷移強度 $I$ は、以下の式によって計算することができる（ただし、遷移始状態の原子が磁気副準位で均等に分布していると仮定）。ここで、 $a$ と $b$ は定数である。

$F \rightarrow F+1$  遷移の場合、

$M_F \rightarrow M'_F = M_F + 1$  :

$$I = -\frac{a(J+F-I+1)(J-F-I-1)(J+F+I+2)(J-F+I)(F+M_F+1)(F+M_F+2)}{16(F+1)^2(2F+1)(2F+3)} \quad (3.2.7)$$

$M_F \rightarrow M'_F = M_F$  :

$$I = -\frac{a(J+F-I+1)(J-F-I-1)(J+F+I+2)(J-F+I)[(F+1)^2 - M_F^2]}{4(F+1)^2(2F+1)(2F+3)} \quad (3.2.8)$$

$M_F \rightarrow M'_F = M_F - 1$  :

$$I = -\frac{a(J+F-I+1)(J-F-I-1)(J+F+I+2)(J-F+I)(F-M_F+1)(F-M_F+2)}{16(F+1)^2(2F+1)(2F+3)} \quad (3.2.9)$$

$F \rightarrow F-1$  遷移の場合、

$M_F \rightarrow M'_F = M_F + 1$  :

$$I = -\frac{b(J+F-I)(J-F-I)(J+F+I+1)(J-F+I+1)(F-M_F)(F-M_F-1)}{16F^2(2F-1)(2F+1)} \quad (3.2.10)$$

$$M_F \rightarrow M'_F = M_F :$$

$$I = -\frac{b(J+F-I)(J-F-I)(J+F+I+1)(J-F+I+1)(F^2-M_F^2)}{4F^2(2F-1)(2F+1)} \quad (3.2.11)$$

$$M_F \rightarrow M'_F = M_F - 1 :$$

$$I = -\frac{b(J+F-I)(J-F-I)(J+F+I+1)(J-F+I+1)(F+M_F)(F+M_F-1)}{16F^2(2F-1)(2F+1)} \quad (3.2.12)$$

## 4 章 実験方法

### 4.1 レーザー誘起蛍光分光法 (LIF 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。この蛍光を検出する方法をレーザー誘起蛍光分光法 (LIF 法) と呼ぶ。この分光法は大変感度が高い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。LIF 法で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的手段として、容易で感度の高い原子線を用いた LIF 直交法がある。これはレーザー光の発振線幅が 100kHz 程度と単色性に優れているので、蒸気化した原子をコリメートして原子線とし、原子線に対し垂直にレーザー光を照射すればドップラー幅を大きく抑えられるという方法である。この方法でおこなえば、ドップラー幅を十数MHz 程度に抑えることができ、高分解能な原子スペクトルが観測できるようになる。

簡単な例として Fig4.1 (1) のような準位で、LIF 直交法により微細準位  $J$ 、 $J'$  間の遷移の分光をおこなう場合、レーザーを掃引すると、Fig4.1 (2) のようなスペクトルが観測される。それぞれのピークが Fig4.1 (1) の遷移に対応する場合、 $\nu_1$  と  $\nu_2$  または、 $\nu_2$  と  $\nu_3$  のスペクトルの間隔から準位  $J'$  の超微細分岐エネルギー  $b$  を求めることができ、 $\nu_1$  と  $\nu_2$  または、 $\nu_2$  と  $\nu_3$  の間隔から準位  $J$  の分岐エネルギー  $a$  を求めることができる。

## 4.2 . レーザーRF 二重共鳴分光法 (LRDR 法)

LRDR 法は、LIF 直交法に、プローブレザーと同じ波長のポンブレザーと、RF ループを導入したものである。

RF の可干渉性は非常に高く、LRDR 法では 1kHz 以下の精度が期待できる。

LRDR 法の測定方法を、簡単な例として  $F$  が整数の値をとり、ゼーマン効果として扱える弱い磁場をかけた場合で、Fig4.2 と Fig4.3 で説明する。遷移  $a$  にレーザー波長を固定し、ポンブレザーを入れると、ポンブレザーによって  $F_1$  の準位にいる原子は励起状態の  $F_2'$  の準位に励起される。励起された原子は、ns 程度の寿命で  $F_1$  だけでなく  $F_2$  の準位にも遷移する。 $F_1$ 、 $F_2$  のように同じパリティ内の準位間では、 $F_2$  の準位にいる原子が自然に  $F_1$  の準位に遷移することはない。そして、ポンブレザーの波長が固定され続けているので  $F_1$  の準位に遷移した原子は再び励起され、その後、再び  $F_1$ 、 $F_2$  の準位に遷移する。これが繰り返されるために  $F_2$  の準位にいる原子は増える ( $F_1$  の準位にいる原子の数が減る)。これを光ポンピングという。このとき、プローブレザーによって検出される蛍光強度は Fig4.3 (1) のようなポンブレザーがないときに比べて、Fig4.3(2) のように減少する。この状態で、 $J$  の  $F_1$ 、 $F_2$  準位 (磁気量子数  $M=0$ 、 $M'=0$  準位) 間の分岐エネルギー と等しい RF を入れると、 $F_2$  の準位にいる原子が  $F_1$  の準位に遷移する。すると、蛍光強度は Fig4.3 (3) のように完全ではないが回復する。従って、RF 周波数を掃引しながら、蛍光を観測すれば、Fig4.3 (4) のように RF 共鳴ピークが検出される。そのピークの中心の RF 周波数から、超微細分岐エネルギー  $a$  が直接求められる。また、ポンブレザーの遷移波長をかえて、光ポンピングで  $F_1$  の準位に原子を増やしたときは、分岐エネルギー と等しい RF を入れると、 $F_1$  の準位にいる原子が  $F_2$  の準位に遷移する。このときも、同様に RF 共鳴ピークが検出される。

## 5 章 実験装置

### 5.1 レーザー誘起蛍光分光装置（LIF 直交法）

外部共振器型波長可変レーザーを使用し、ビームスプリッターでレーザー光を 2 本に分け、1 本は周波数較正に用いるファブリーペロー干渉計に照射し、もう 1 本はプローブレザーとして原子線に対して  $90^\circ$  方向から照射する（LIF 直交法）。

Fig5.1 に光電子増倍管、フィルター、バッフル、ミラー、球面ミラー、ビームスプリッター、レンズ（2.0m）、ファブリーペロー干渉計、フォトダイオードなどの配置図を示す。

## 5.2 原子線源

原子線源全体はステンレス製でL字型をしたパイプ状のものである。Fig5.2にその断面図を示す。原子線源は試料を封入するための容器、原子線の量などを調節するためのバルブ、加熱用のリボンヒーター、熱電対などからなる。

試料は末端に固定されている容器におさめられ、その上部に原子線の放出量を調節したり、酸化防止するためのバルブがある。

フランジ取り付け口の手前には、蒸気化した試料を噴出させるために直径1.0mmのアルミ製スリットがある。

原子線源全体には加熱用のリボンヒーターを一様にらせん状に巻きつけ、さらにその外側全体を保温のために、アルミホイルで巻きつけている。リボンヒーターは幅4.0cm、長さ100cm、厚さ0.20cm、最大出力160Wである。電源には最大電圧130Vのスライダー（YAMABISHI VOLT SLIDER）を用いた。

試料容器の側面には原子線源の温度を測定するために熱電対を取り付ける。試料容器は高さ5.0cm、直径2.0cmの円筒形である。熱電対は2種類の異なる金属線を接着して作られたもので、2つの接点に温度差を与えると熱起電力を生じて電流が流れるので、なるべく熱起電力の大きい材料を用いるのがよい。本実験ではクロメル・アルメル熱電対を使用し、電圧計（DIGITAL MULTIMETER）で測定した。測定中（真空度 $1.0 \times 10^{-5}$  Torr程度）にRb原子線を生成した際の熱電対の起電力5mV、これを温度に換算するとおよそ420Kであり、必要とした最大の電源電圧はおよそ80Vであった。

原子線源で蒸気化した原子は、5枚のバツフルを通り原子線となる。バツフルの直径は原子線側から、1.6、1.5、1.3、1.2、1.0cmという構成でチェンバー内に取り付けられている。最後の1.0cmのバツフルは、原子線源から距離150cmのところであり、コリメーション比は1/150となっている。

## 5.3 真空チェンバー

真空チェンバーを横から見たときの外観図を Fig5.3 に示す。

真空チェンバーは低真空時にはロータリーポンプであらびきし、その後、高真空にするために油拡散ポンプで排気し、油拡散ポンプをロータリーポンプで排気する。

真空チェンバーの真空度は、電離真空計によって測定し、低真空のときはピラニ真空計によって測定した。

真空チェンバー内の真空度が悪いと残留ガスにレーザー光が乱反射したり、残留ガスと原子線との衝突により、バックグラウンドが増えて、蛍光検出の感度が悪くなる。本実験では真空度を高めるためにロータリーポンプ、油拡散ポンプをそれぞれ2ヶ所に設置した。これにより、真空度は  $1.0 \times 10^{-5}$  Torr 以下になる。

真空チェンバーを上から見たときの断面図を Fig5.4 に示す。180°方向のアームと45°方向のアームについてはレーザー冷却の実験に使われたもので今回は使われてないので省略する。

真空チェンバーは、原子線源がおさめられている原子線源チェンバー、レーザーと原子線との相互作用に使用される蛍光検出チェンバーの2つのチェンバーをパイプで結びつけたもので構成されている。真空チェンバーはステンレス製であり、レーザー光の乱反射によるバックグラウンドを抑えるために、チェンバー内は Aerodag G<sup>2</sup> (日本アチソン) により黒く塗装してある。

チェンバーに取り付けてあるアームの内側には、レーザー光の乱反射によるバックグラウンドを抑えるために、アルミニウム製の筒とバッフルが入れられており、これらにも Aerodag G が塗装してある。

---

<sup>2</sup> Aerodag G は、超微粒子黒鉛をイソプロピルアルコールに分散させた塗料である。

90°方向のアームのバッフルは円錐状であり、入射側ではレーザー光がバッフルを通過する際に、エッジに当たった光を散乱させて、チェンバー内に入らないようにした。出射側では、入射側とは逆にエッジでの散乱光がチェンバーに戻らないようにバッフルの向きが逆になっている。パイプの内側には、原子線のコリメート比の向上のためにプレート状のバッフルが入れられてある。バッフルの径と間隔は、実験的に最適化されたものである。

90°方向のアームの入出射口には、レーザー光の光軸と窓面とのなす角  $q$  が  $q = \tan^{-1} n$  となる偏向角の窓が取り付けられている。ここで、 $n$  は窓に使った材質とレーザー波長に依存する屈折率である。この偏向角は、ブリュースター角とよばれる。本実験ではブリュースター角を 42° と設定した。

## 5.4 外部共振器型半導体レーザー

### 半導体レーザー：

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する。励起を十分強くすると、Fig5.5 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、

$$W_g < h < W_{fc} - W_{fv} \quad (5.4.1)$$

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(5.4.1)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。

### 外部共振器型半導体レーザー：

外部共振器型半導体レーザーは、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次の回折光を半導体レーザーチップに直接戻す 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半導体レーザーチップに間接的に戻す 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。

Fig5.6、Fig5.7 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、

$$d(\sin q_1 + \sin q_2) = ml \quad (5.4.2)$$

である。

本実験で用いた外部共振器型波長可変半導体レーザー (Newport Tunable Laser Diode Controller Model 2010A、Model2010M) は、レーザーモジュール、回折格子、およびピエゾ素子上に固定されている調整ミラーからなる Littman-Metcalf 型で、波長 (回折格子)、電流、温度、ピエゾ素子が制御できるレーザーコントローラーが接続されたものである。このレーザーの発振線幅は 100kHz 以下である。レーザーモジュールからのレーザー光の発振周波数は、電流と温度により変化する。波長の微調整は調整ミラーに取り付けられたピエゾ素子に電圧をかけることにより、ミラーと回折格子の距離を変化させることでおこなう。

波長掃引はレーザーコントローラーのモジュレーション入力端子にモジュレーターからのモジュレーション電圧を印加することによっておこなう。波長掃引の速度や範囲は、モジュレーターにより設定する。レーザー、コントローラー、モジュレーターの配線図を Fig5.8 に示す。

レーザーモジュールは交換可能で、今回使用したモジュールのレーザー光の発振波長とパワーの関係 Fig5.9 に示す。使用したモジュールの発振波長領域は、770nm ~ 795nm ものと 784nm ~ 811nm ものである。

## 5.5 集光系、測定系

原子線とレーザー光との相互作用によって放出される蛍光は、球面ミラーにより集光し、光電子増倍管 (PMT) (Hamamatsu R2257) により検出する。検出した蛍光信号は増幅器 (Amp)、A-D 変換器 (ADC) を経由して、コンピューター (PC) に記録する。Fig5.10 に集光系と測定系の概略図を示す。

蛍光検出の有効立体角を大きくするために、直径 10cm、曲率半径 7.0cm の球面ミラーを取り付けた。球面ミラーの立体角は約  $2.04\text{psr}$  である。また、球面ミラーおよびアームの接続部分にはバックグラウンドを減少させるために黒色の紙製の筒が取り付けられている。

レーザー光と原子線の相互作用による蛍光光子が、PMT の光電面に入射すると、光電効果により光電子が放出される。放出された電子は、強い電場により加速され 2 次電子放出面をたたく。さらに、放出された電子は次の電子放出面との間にかけて電場により加速されて、次の電子放出面にあたり、さらに多数の電子をつくる。このことを繰り返して、1 個の光子から多数の電子が生成され電流として観測される。PMT からの信号は、パルスとして出力される。出力パルスは、波高弁別器に導かれ、設定された波高に満たないものや超えるものを排除する。PMT は電源 (CANBERRA MODEL 3002) から  $-1800\text{V}$  印加されている。また、PMT の暗電流によるバックグラウンドをおさえるために、光電子増倍管はペルチェ素子を用いて、PMT COOLER (HAMAMATSU C2761) で常に  $-20$  に冷却されている。PMT の暗電流によるバックグラウンドはおよそ 50cps である。

この集光系での検出効率は、有効立体角 (%)  $\times$  ミラーの反射率 (%)  $\times$  光電子増倍管の量子効率 (%) によって得られる。本実験では、

有効立体角	51.0%
ミラーの反射率	90%
量子効率	9%

となっている。これらを用いると、集光系全体の集光効率は 4.1% となる。

## 5.6 周波数較正系

測定した蛍光スペクトルは、周波数較正系によって相対周波数に較正される。周波数較正系は、共焦点型ファブリーペロー干渉計 (FPI)、フォトダイオード (PD)、照度計などから構成される。概略を Fig5.11 に示す。FPI は、25cm 離れた 1 対の球面反射鏡によって構成される。ミラーの曲率半径は 25cm、反射率は 98%、透過率は 2% である。

FP 共振器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  $\lambda$ 、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 FP 共振器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、コンピューター記録した。

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。本実験では、すでに知られている Ba 原子の蛍光スペクトルと透過スペクトルを比較することにより、FPI の FSR は 300.828(46)MHz と決定されている。この値を用いると、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。

## 5.7 レーザーRF 二重共鳴分光装置

原子線レーザー誘起蛍光分光装置に2つの改良を加え、レーザーRF 二重共鳴分光装置とした。

1つ目は、プローブレーザーと同じ波長のポンプレーザーを原子線源チャンバーのアルミのスリットと4つのバッフルの間に入射し、さらにポンピング効果を高めるために、キュービクミラーを設置し、レーザー光を最低でも2往復させた。

2つ目は、RF場をつくるためのRFループを取り付け、ポンプレーザーとプローブレーザーの間に置き、シンセサイザー<sup>3</sup>からのRF信号をパワーアンプで増幅し、原子線に平行に置いたRFループに送った。配置図を Fig5.12 に示す。

---

<sup>3</sup> RFの周波数はシンセサイザーで設定できるので、周波数較正のためのファブリーペロ干涉計は必要なくなる。

## 5.8 RF ループ、シンセサイザー、パワーアンプ

Fig5.13 に RF ループ、シンセサイザー、パワーアンプの配線を示す。

本実験で使用した RF ループを Fig5.14 に示す。RF ループのコイルには銅線を使用した。Fig5.14 (4) のループは、巻数 2 のループが 2 つで、電流を一定方向に流したときにループの中心にできる磁場の向きは両方とも同じ向きになり、その磁場の向きが原子線と  $90^\circ$  になるようにした。Fig5.14 (5) のループはパワーを強くするため他より銅線を太くした。

RF を出力、制御するシンセサイザー (HP SIGNAL GENERATOR 8360B) は、0.1Hz までの精度まで掃引できる。

パワーアンプ (HP MICROWAVE SYSTEM AMPLIFIER 83017A) は RF パワーが十分でないときのみ使用した。

## 6章 結果

Rb 原子を LIF 直交法で観測した蛍光スペクトルを Fig6.1 (1)、Fig6.1 (2) に示す。Fig6.1 (1) は  $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^65p^2P_{1/2}$  遷移 (794.760nm) のスペクトルである。そのスペクトルの FWHM は約 15MHz となっている。Fig6.1 (2) は  $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^65p^2P_{3/2}$  遷移 (780.023nm) のスペクトルである。そのスペクトルの FWHM は約 30MHz である。Fig6.1 (3) には、Fig6.1 (1)、Fig6.1 (2) に対応する遷移図と超微細分岐エネルギーを示す。

今回の LRDR 法には、 $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^65p^2P_{3/2}$  遷移 (780.023nm) (Fig6.1(2)) を用いた。この遷移で光ポンピングできる遷移は、 $^{85}\text{Rb}$  ではピーク 12、13、16、17、 $^{87}\text{Rb}$  ではピーク 9、10、19、20 となる。Fig6.2 にピーク 13 で光ポンピングの結果を示す。このグラフから光ポンピング効率は約 90% となる。

RF ループについて、巻数 14 のソレノイド型 (Fig5.14(1)) は、 $^{85}\text{Rb}$  の RF 共鳴スペクトル ( $5s^2S_{1/2} f=2 \leftrightarrow 3$  遷移、約 3.0GHz) は観測できたが、 $^{87}\text{Rb}$  の RF 共鳴スペクトル ( $5s^2S_{1/2} f=1 \leftrightarrow 2$  遷移、約 6.5GHz) は観測できなかった。巻数 5 のソレノイド型 (Fig5.14(2)) は、 $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  とともに観測できなかった。銅線の太さ 0.20cm の円型 (Fig5.14(3)) は  $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  とともに観測できた。巻数 2 のループが 2 つ型 (Fig5.14(4)) は、 $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  とともに観測できなかった。銅線の太さ 0.27cm の円型 (Fig5.14(5)) は、 $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  とともに観測でき、蛍光強度も強かった。このことから、今回は銅線が太い円型 (Fig5.14(5)) を使用することにした。

$^{85}\text{Rb}$  原子を  $5s^2S_{1/2} f=2$  (下準位) に光ポンピングする遷移は、ピーク 12、13、 $5s^2S_{1/2} f=3$  (上準位) に光ポンピングする遷移はピーク 16、17 である。 $^{87}\text{Rb}$  原子を  $5s^2S_{1/2} f=1$  (下準位) に光ポンピングする遷移は、ピーク 9、10、 $5s^2S_{1/2} f=2$  (上準位) に光ポンピングする遷移はピーク 19、20 である。今回

は、蛍光強度が強い遷移で光ポンピングし、RF 共鳴スペクトルを観測した。

Fig6.3 (1)、Fig6.3 (2) には、ピーク 13、16 で光ポンピングしたとき観測した RF 共鳴スペクトルを示し、Fig6.3 (3) には、それらに対応する遷移図を示す。 $^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーと同等の遷移は、 $5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0 \leftrightarrow 5s^2S_{1/2} f=3, m_f=0$  遷移の中心スペクトル、ピーク 28 である。その中心スペクトル、ピーク 28 の FWHM は、Fig6.3 (1) で約 20kHz、Fig6.3 (2) で約 30kHz となっている。このときのシンセサイザーからの RF パワーは 15dBm である。また、Fig6.3 (1) と Fig6.3 (2) の S/N 比を比較すると、Fig6.3 (1) ( $5s^2S_{1/2} f=2$  (下準位) 3 (上準位) 遷移) のほうが Fig6.3 (2) ( $5s^2S_{1/2} f=3$  (上準位) 2 (下準位) 遷移) に比べよくなっている。

Fig6.4 (1)、Fig6.4 (2) には、ピーク 10、19 で光ポンピングしたとき観測した RF 共鳴スペクトルを示し、Fig6.4 (3) には、それらに対応する遷移図を示す。 $^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーと同等のピークは、 $5s^2S_{1/2} f=1, m_f=0 \leftrightarrow 5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0$  遷移の中心スペクトル、ピーク 40 である。その中心スペクトル、ピーク 40 の FWHM は、Fig6.4 (1) で約 25kHz、Fig6.4 (2) で約 30kHz となっている。このときのシンセサイザーからの RF パワーは 15dBm である。また、Fig6.3 (1) と Fig6.3 (2) の S/N 比を比較すると、Fig6.3 (1) ( $5s^2S_{1/2} f=1$  (下準位) 2 (上準位) 遷移) のほうが Fig6.3 (2) ( $5s^2S_{1/2} f=2$  (上準位) 1 (下準位) 遷移) に比べよくなっている。

$^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーの測定には、S/N 比がよい Fig6.3 (1) の  $5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0 \rightarrow 5s^2S_{1/2} f=3, m_f=0$  遷移、ピーク 28 を使い、RF 共鳴スペクトルを 1kHz ごとに測定した。その結果を Fig6.5(1) に示す。

$^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーの測定には、S/N 比がよい Fig6.4 (1) の  $5s^2S_{1/2} f=1, m_f=0 \rightarrow 5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0$  遷移、ピーク 28 を使い、RF 共鳴スペクトルを 1kHz ごとに測定した。その結果を Fig6.5(2) に示す。

## 7章 考察

$^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の  $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^65p^2P_{1/2}$  遷移の相対遷移強度と  $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の  $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^65p^2P_{3/2}$  遷移の相対遷移強度を式(3.2.1) ~ (3.2.6)から計算してその結果を Table7.1 に示す。この理論値の相対遷移強度と観測したスペクトル Fig6.1 (1)、Fig6.1 (2) と比較してみると、ピーク 15 はピーク 16 に埋もれているので比較できないが、それ以外は大差なく一致する。

RF ループは、その RF ループの形状によって、RF 信号の入りやすい周波数があることがわかった。また、Fig5.14 (4) の RF ループが RF 共鳴スペクトルを観測できなかった理由には、2 つのループ間が広くなりすぎて原子線まで RF 場が届かなかった可能性がある。これは、RF 場が原子線まで届くように 2 つのループ間を狭くし、さらに RF 場が強くなるように太い銅線でループの径を小さくすることで改善されると考えられる。

$^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の基底状態の下準位から上準位に遷移させたときの相対遷移強度を式(3.2.7) ~ (3.2.9)から計算して比にした。これは、基底状態の上準位から下準位に遷移させたときの相対遷移強度を式(3.2.10) ~ (3.2.12)から計算したものと同じになる。この理論値を Table7.2 に示す。この理論値の相対遷移強度と観測したスペクトル Fig6.3 (1)、Fig6.4 (1) を比較してみると、あまり一致しない。しかし、 $Dm_f = 0$  遷移、 $Dm_f = \pm 1$  遷移ごとに比較してみると、 $^{85}\text{Rb}$  の  $Dm_f = 0$  遷移以外は大差なく一致する。このように、完全に一致しない理由には、遷移始状態の原子が磁気副準位で均等に分布していると理論式では仮定されているが、本実験では、光ポンピングで原子が磁気副準位に振り分けるときの比により遷移始状態の原子が磁気副準位で均等に分布していなかったためと考えられる。他にも、光ポンピングに使う遷移のレーザー波長が安定していなかった可能性も考えられる。

Fig6.3 (1) のピークは約 120kHz、Fig6.4 (1) のピークは約 190kHz の等間隔で分岐している。このことから磁場による分岐はゼーマン効果で扱えると考えられ、式(2.3.5)から磁場を計算すると約 270mG と求まる。測定は、地磁気による磁場 (約 300mG) の影響があるので、ほぼ一致している。

RF 場は時間  $t$  に依存して振動する磁場である。その磁場を  $DH_{RF}(t)$  とすれば、原子線の位置にできる磁場  $H_{ex}$  は、地磁気による磁場  $H_E$  と RF 場  $DH_{RF}(t)$  の和、つまり  $H_{ex} = H_E + DH_{RF}(t)$  となる。本実験ではゼーマン効果で扱えるのでゼーマン効果の式(2.3.5)に  $H_{ex} = H_E + DH_{RF}(t)$  を代入すると、

$$W_{HFS}^{ze} = \frac{1}{2}AK + \mathbf{m}_B m_f g_f H_E + \mathbf{m}_B m_f g_f DH_{RF}(t)$$

(7.1)

となり、RF 場  $DH_{RF}(t)$  の影響でエネルギーが  $DW_{RF} = \mathbf{m}_B m_f g_f DH_{RF}(t)$  だけシフトする。しかし、RF 場  $DH_{RF}(t)$  は高速で振動しているため、シフトするというよりは、エネルギー幅ができて見えるように見える。そのエネルギー幅は、 $DW_{RF} = \mathbf{m}_B m_f g_f DH_{RF}(t)$  から、磁気量子数  $m_f$  に比例して広がるのがわかる。ただし、 $m_f = 0$  では  $DW_{RF} = 0$  となり、この場合、RF 場  $DH_{RF}(t)$  の影響はうけないことになる。実際に、この考えのとおり、Fig6.3(1) のスペクトルの FWHM は、中心ピークから離れると約 15kHz ずつ、Fig6.4(1) のスペクトルの FWHM は、中心ピークから離れると約 20kHz ずつ広がっている。

Fig6.5(1)、Fig6.5(2) のピークは 2 本に分岐し、片方のピークはやや蛍光強度が弱くなっている。蛍光強度の弱いほうのピークは、RF 信号が RF ループのグラウンドでやや損失し、反射することで生じる逆方向の RF で共鳴したものと考えられる (Fig7.1)。この考えが正しければ、原子線と RF が起こすドップ

ラーシフト  $| - \nu_0 |$  で分岐幅は  $2| - \nu_0 |$  と表せ、ここから、式(3.1.7)を使い、原子線の速度を計算し、さらに、ボルツマン分布していると仮定すれば、

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (7.2)$$

から原子線源の温度を求めることができる。測定したピークに分岐幅は Fig6.9 (1) で約 7kHz、Fig6.9 (2) で約 16kHz となっているので、この方法で計算すると、原子線の速度は平均して約 350m/s、原子線源の温度は約 420K となる。この温度は、原子線源を熱電圧計で測定し、換算した温度 (約 420K) とよく一致するので、逆方向にも RF が生じているという考えは正しいと思われる。以上より、2 つに分岐したピークの中心 (平均) の周波数がドップラーシフトのない真の共鳴周波数  $\nu_0$  (基底状態  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギー) であるとわかった。

$^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の基底状態  $5s^2S_{1/2}$  における超微細分岐エネルギーは、それぞれ、3035732.76(11)kHz、6834683.52(66)kHz と求められた。ここで、式(2.2.15)から磁気双極子超微細構造定数  $A$  を計算するとそれぞれ、 $A^{85} = 1011910.92(4)\text{kHz}$ 、 $A^{87} = 3417341.76(33)\text{kHz}$  となった。さらに、原子核の  $g$  因子 (文献値)  $g_I^{85} = -0.0002936400(6)$ 、 $g_I^{87} = -0.0009951414(10)$  を使い、式(2.2.17)から  $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の基底状態  $5s^2S_{1/2}$  の Hyperfine Anomaly  $^{85}D^{87}$  を計算すると 0.0035140(23) と求めることができた。本実験の LIF 法と LRDR 法から求めた Rb 原子の基底状態  $5s^2S_{1/2}$  における情報を Table7.3 に示す。今回使った文献値は付録に示す。

## 謝辞

本実験および論文作成にあたり、本大学理学部物理学科量子エレクトロニクス研究室の桂川秀嗣教授、箕輪達哉助教授、金衛国助教授の皆様には、懇切丁寧なご教授ならびに、実験のご指導を賜り厚く御礼申し上げます。また、様々なアドバイスを頂いた学習院大学理学部物理学科量子光学研究室の平野琢也助教授、鳥居寿夫助手（現在 MIT のポスドク）、本研究室の大学院修士課程の遠藤俊明さん、斎藤宏悦さんの皆様にも心から感謝致します。

最後に、本研究室の4年生の皆様、本実験で何度も失敗を繰り返しても根気強く共に実験してきた立野賢作さんにも深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] H.J.Metcalf, P.van der Straten; *Laser Cooling and Trapping*  
(Springer-Verlag 1999)
- [2] E.Arimondo, M.Inguscio, P.Violino; *Rev.Mod.Phys.* **49** (1977) 31.
- [3] C.H.Townes, A.L.Schawlow; *MICROWAVE SPECTROSCOPY* (Dover 1975)
- [4] N.F.Ramsey; *Molecular Beams* (Clarendon Press 1956)
- [5] C.Schwartz; *Phys.Rev.* **97** (1955) 380.
- [6] I.I.Sobelman; *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Second Edition  
(Springer-Verlag 1992)
- [7] Wolfgang Demtröder; *Laser Spectroscopy*, Second Edition (Springer-Verlag 1996)
- [8] W.J.Childs; *Physics Reports* **211** (1992) 3.
- [9] W.F.Meggers, C.H.Corliss, B.F.Scribner; *Table of Spectral-Line Intensities*,  
Second Edition (COMMERCE 1975)
- [10] 物理辞典 改訂版 (培風館 1992)
- [11] 涌井崇志; レーザーRF二重共鳴法による  $^{180\text{m}}\text{Ta}$  の核モーメントの測定  
(東邦大学 卒業論文 1993)
- [12] 新田朋子; レーザーRF二重共鳴分光 (東邦大学 卒業論文 1998)
- [13] 長谷川賢治; 外部共振器型波長可変半導体レーザーによる原子の超微細構造と  
同位体シフトの研究 (東邦大学 修士論文 1998)
- [14] 佐藤克行; Rb のレーザー冷却 (東邦大学 卒業論文 1999)
- [15] 斎藤広晴; 外部共振器型波長可変半導体レーザーによる Rb のレーザー冷却  
(東邦大学 修士論文 1999)
- [16] 鳥井寿夫; ルビジウム原子気体のボーズ・アインシュタイン凝縮体の生成および  
原子波干渉計への応用 (東京大学 博士論文 2000)
- [17] 中嶋貞雄; 量子力学 (岩波書店 1998)

# 付録

## 物理定数

\*理論式はcgs単位系で表記したので物理定数もcgs単位系で表記する

文献[17]

光速	$c = 2.99792458 \times 10^{10}$ cm/sec
アボガドロ数	$N_A = 6.0221367 \times 10^{23}$ mol <sup>-1</sup>
素電荷	$e = 4.80320680 \times 10^{-10}$ esu
	$e' = e/c = 1.60217733 \times 10^{-20}$ emu
電子質量	$m_e = 9.1093897 \times 10^{-28}$ g
陽子質量	$m_p = 1.6726231 \times 10^{-24}$ g
	$h = 6.6260755 \times 10^{-27}$ erg·sec
プランク定数	$h = h/2\pi = 1.05457266 \times 10^{-27}$ erg·sec
ボーア磁子	$\mu_B = h e/4\pi m_e c = 0.92740154 \times 10^{-20}$ erg/gauss
核磁子	$\mu_N = h e/4\pi m_p c = 0.50507866 \times 10^{-23}$ erg/gauss
ボルツマン定数	$k_B = 1.380658 \times 10^{-16}$ erg/K

## Rb原子の基礎データ

文献[16]	原子番号	核スピン	原子質量	存在比[%]	融点[°C]	沸点[°C]
<sup>85</sup> Rb	37	5/2	84.9118	72.17	38.89	679.5
<sup>87</sup> Rb		3/2	86.9097	27.83	大気圧中 (760Ton)	大気圧中 (760Ton)
		$5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ 遷移 [nm]		$5s^2S_{1/2}$ のランダウのg因子 $g_I$		原子核のg因子 $g_I$
		文献[9]		文献[9]		文献[2]
<sup>85</sup> Rb						-0.0002936400(6)
<sup>87</sup> Rb						-0.0009951414(10)

## 図と表の説明

Fig2.1 : 原子の角運動量ベクトルの表示、原子核の形状

Fig4.1 : LIF 法測定原理図

Fig4.2 : 光ポンピングの原理図

Fig4.3 : LRDR 法測定原理図

Fig5.1 : LIF 法実験配置図

Fig5.2 : 原子線源断面図

Fig5.3 : 真空チェンバー外観図

Fig5.4 : 真空チェンバー断面図

Fig5.5 : 半導体レーザー原理図

Fig5.6 : 外部共振器型半導体レーザー ( Littrow 型 )

Fig5.7 : 外部共振器型半導体レーザー ( Littman-Metcalf 型 )

Fig5.8 : 外部共振器型半導体レーザー配線図

Fig5.9 : 本実験で使用したレーザーモジュールの発振波長とパワーの関係

Fig5.10 : 集光系、測定系の概略図

Fig5.11 : FPI 原理図

Fig5.12 : LRDR 法実験配置図

Fig5.13 : RF ループ、シンセサイザー、パワーアンプの配線図

Fig5.14 : 使用した RF ループの形状

Fig6.1 :  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$  ( 794.760nm )  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$  ( 780.023nm ) 遷移の

蛍光スペクトルと遷移図

Fig6.2 : ピーク 13 での光ポンピング効率

Fig6.3 :  $^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 2 \rightarrow 3$ 、 $f = 3 \rightarrow 2$  遷移の RF 共鳴スペクトルと遷移図

Fig6.4 :  $^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 1 \rightarrow 2$ 、 $f = 2 \rightarrow 1$  遷移の RF 共鳴スペクトルと遷移図

Fig6.5 :  $^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 2 \rightarrow 3$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 1 \rightarrow 2$  遷移の中心ピーク

Fig7.1 : RF ループでの RF 信号の流れ

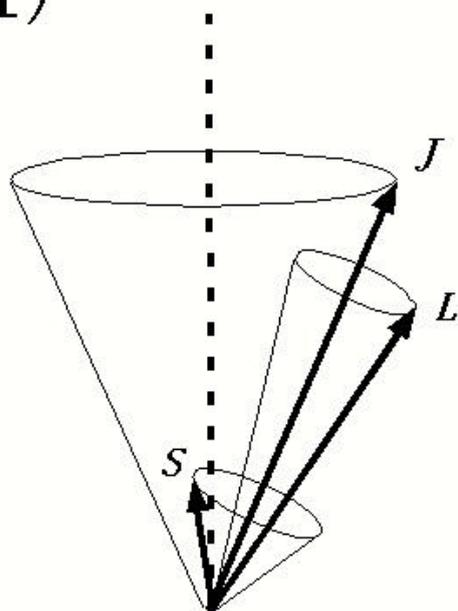
Table7.1 :  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ 、 $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$  遷移の遷移強度 (理論値)

Table7.2 :  $^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 2 \rightarrow 3$ 、 $f = 3 \rightarrow 2$ 、 $^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f = 1 \rightarrow 2$ 、 $f = 2 \rightarrow 1$   
遷移の相対遷移強度 (理論値)

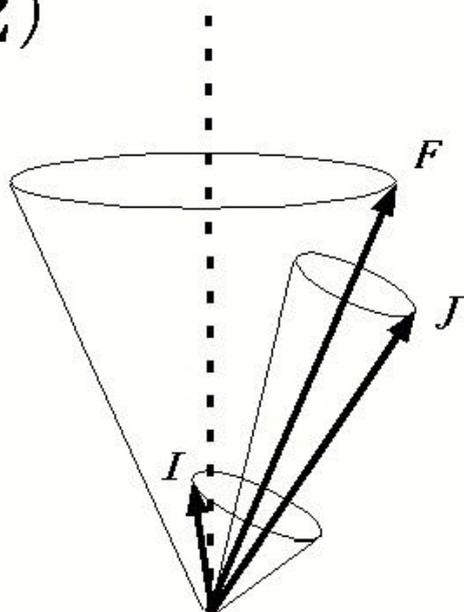
Table7.3 : 本実験 (LIF、LRDR) から求めた Rb 原子の基底状態  $5s^2S_{1/2}$  における情報

# 原子の角運動量ベクトルの表示

(1)



(2)



(3) 原子核の形状

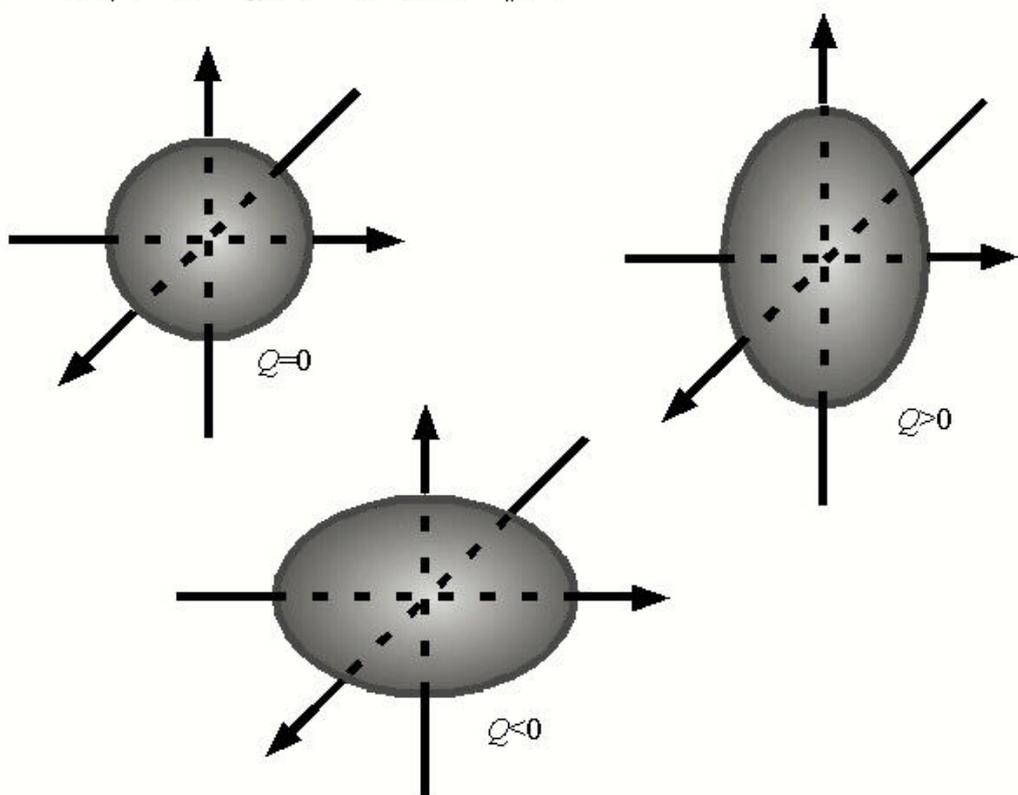


Fig2.1

# LIF法測定原理図

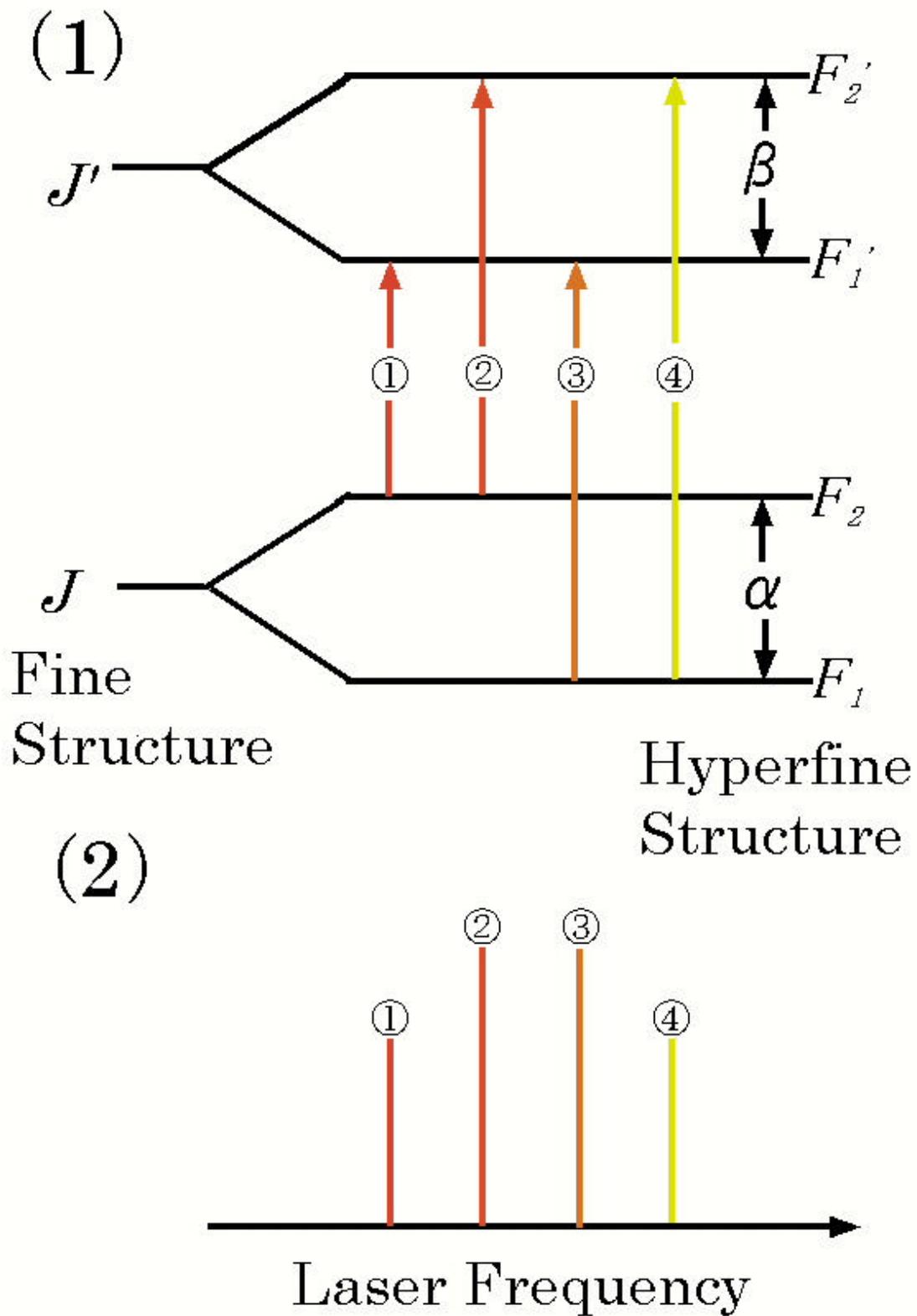


Fig4.1

# 光ポンピングの原理図

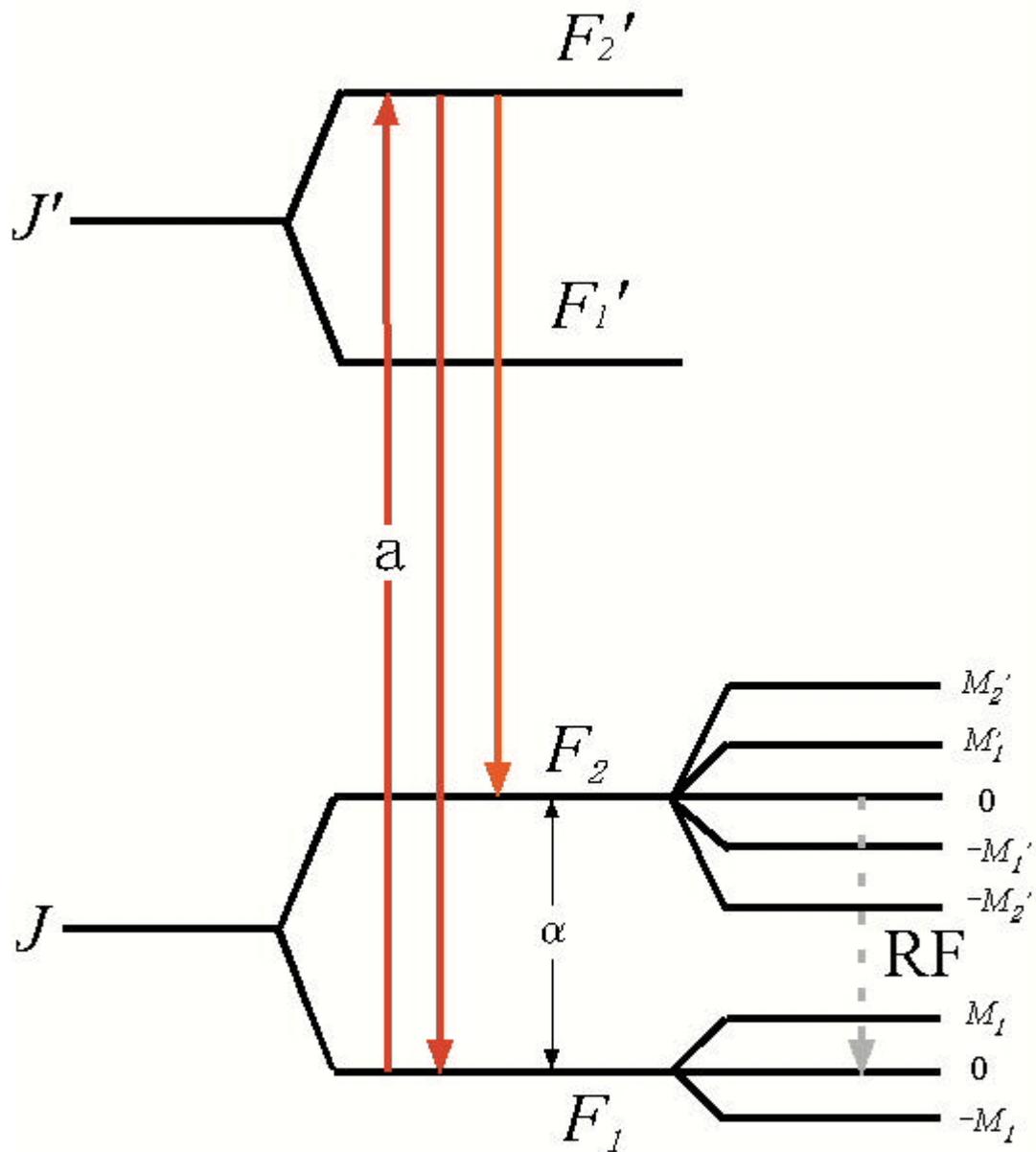


Fig4.2

# LRDR法测定原理图

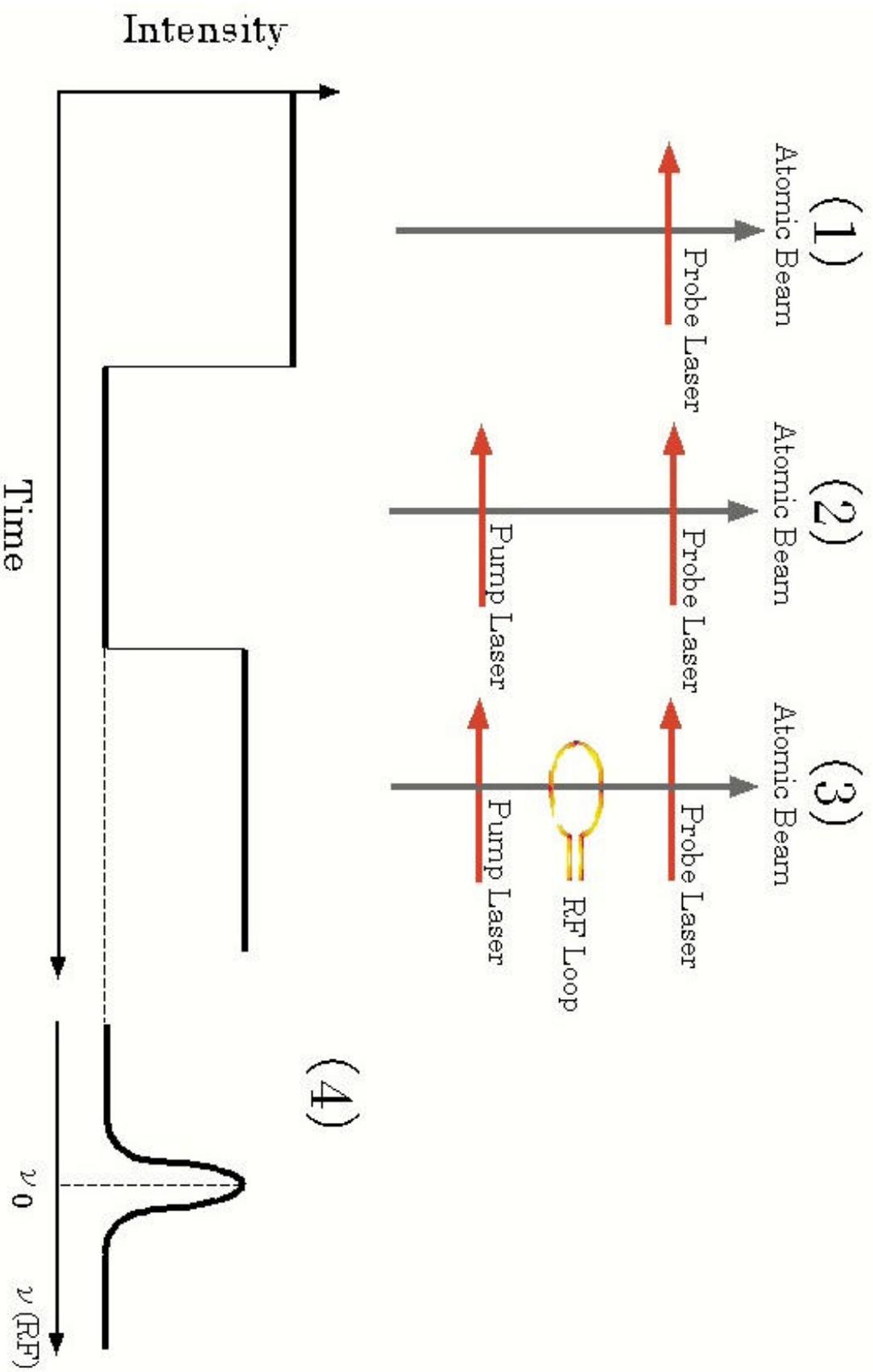


Fig4.3

# LIF法実験配置図

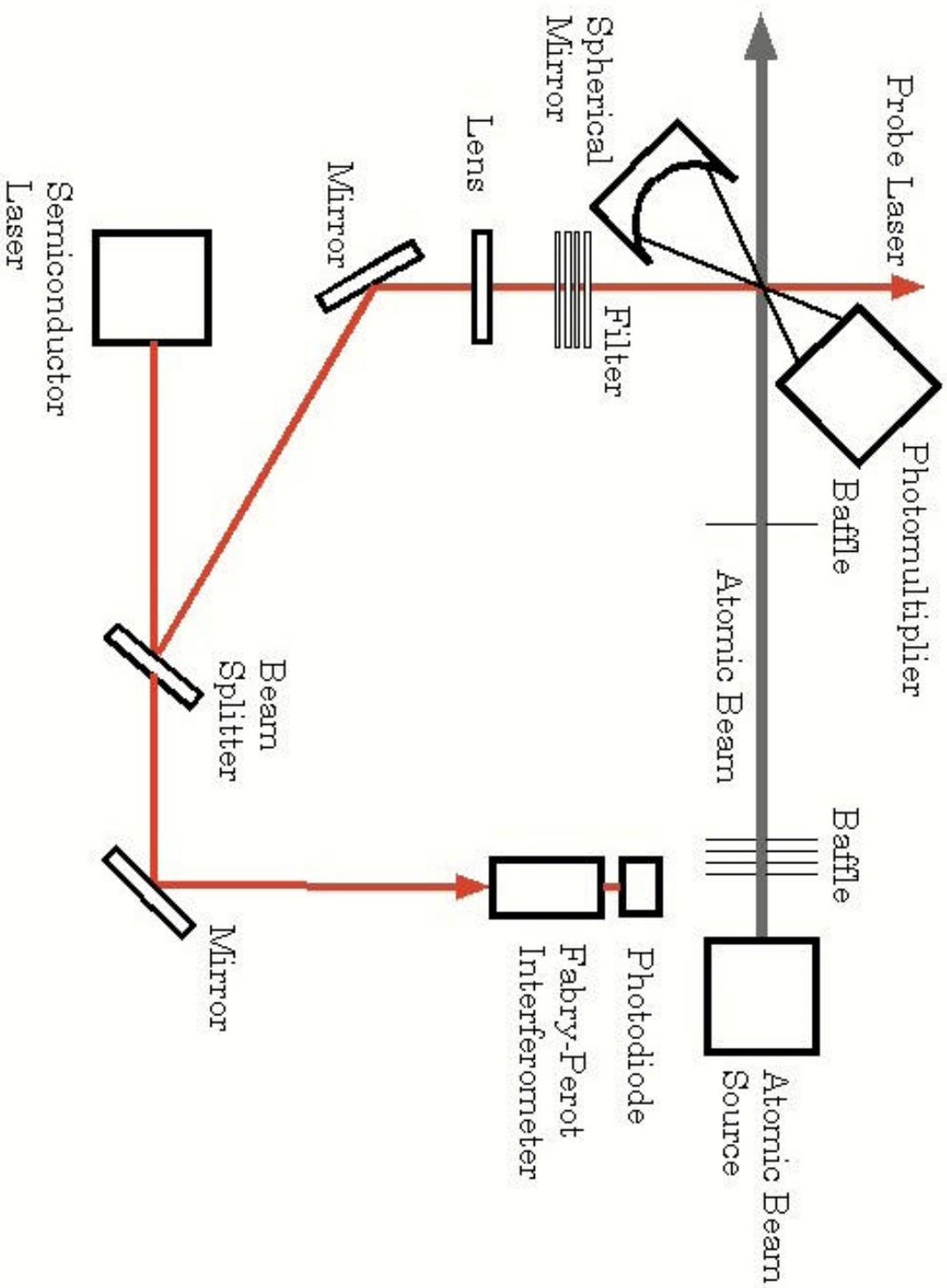


Fig5.1

# 原子線源断面图

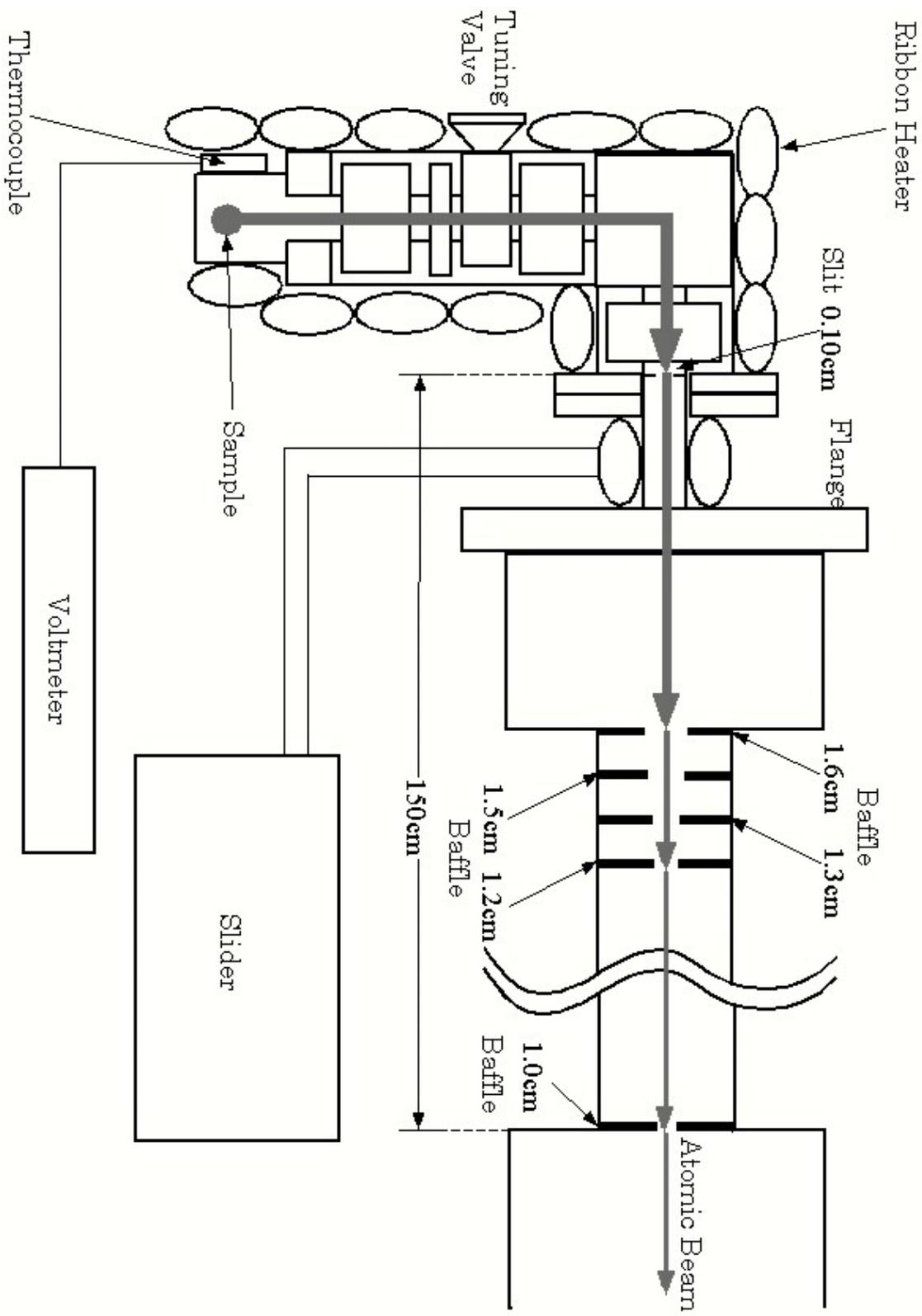


Fig5.2

# 真空チェンバー外観図

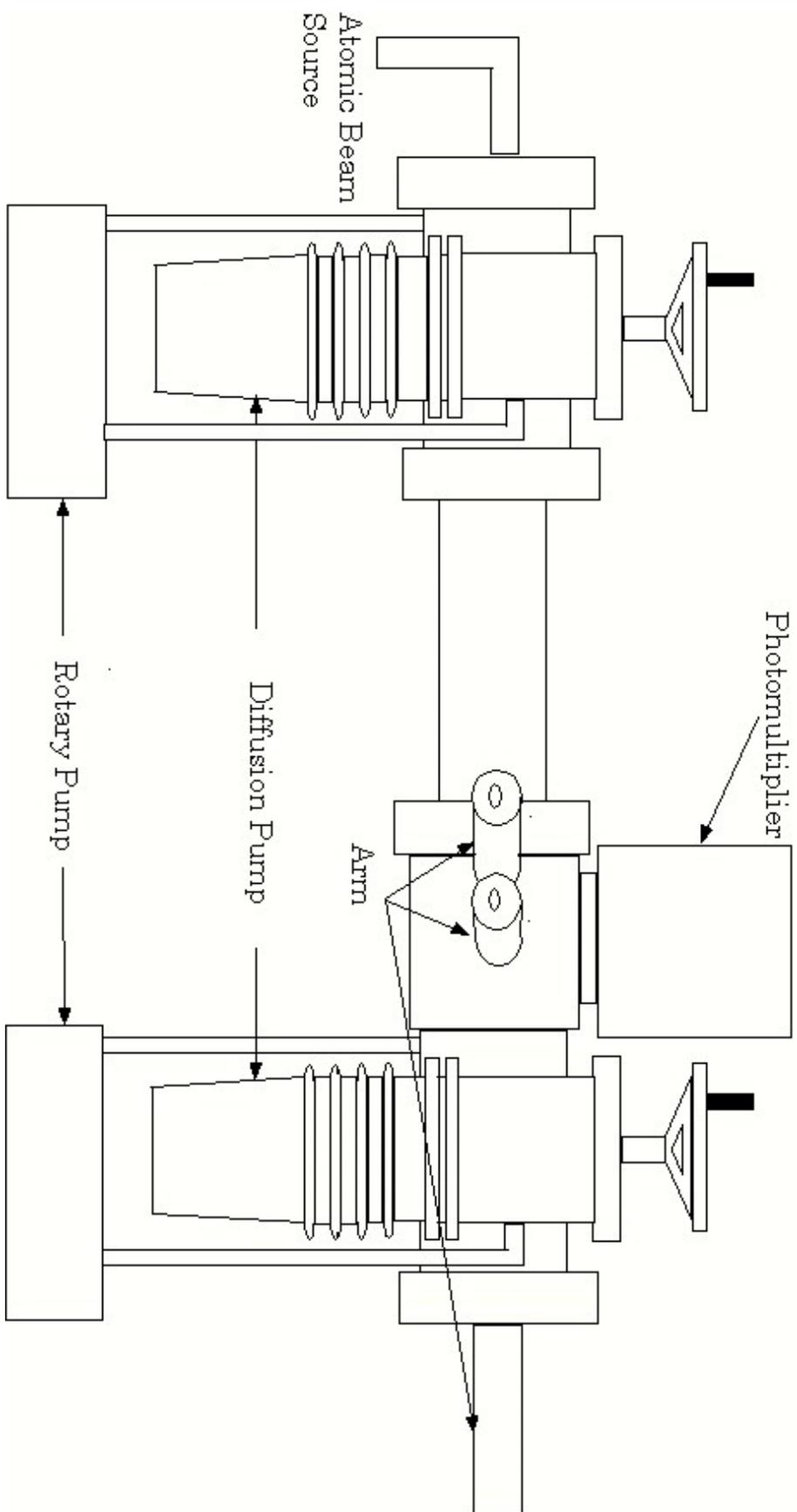


Fig5.3

# 真空チェンバー断面図

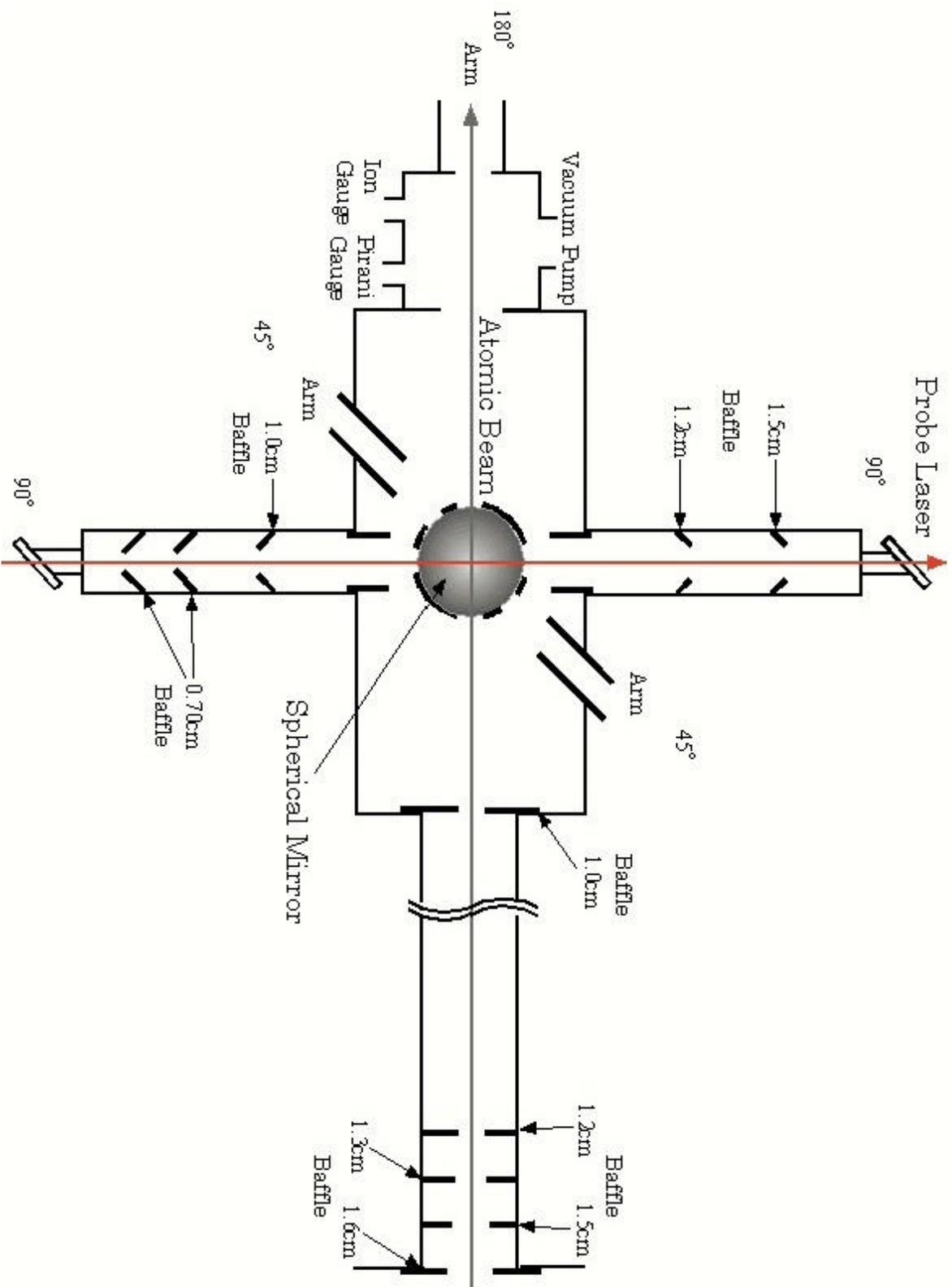


Fig5.4

# 半導体レーザーの原理図

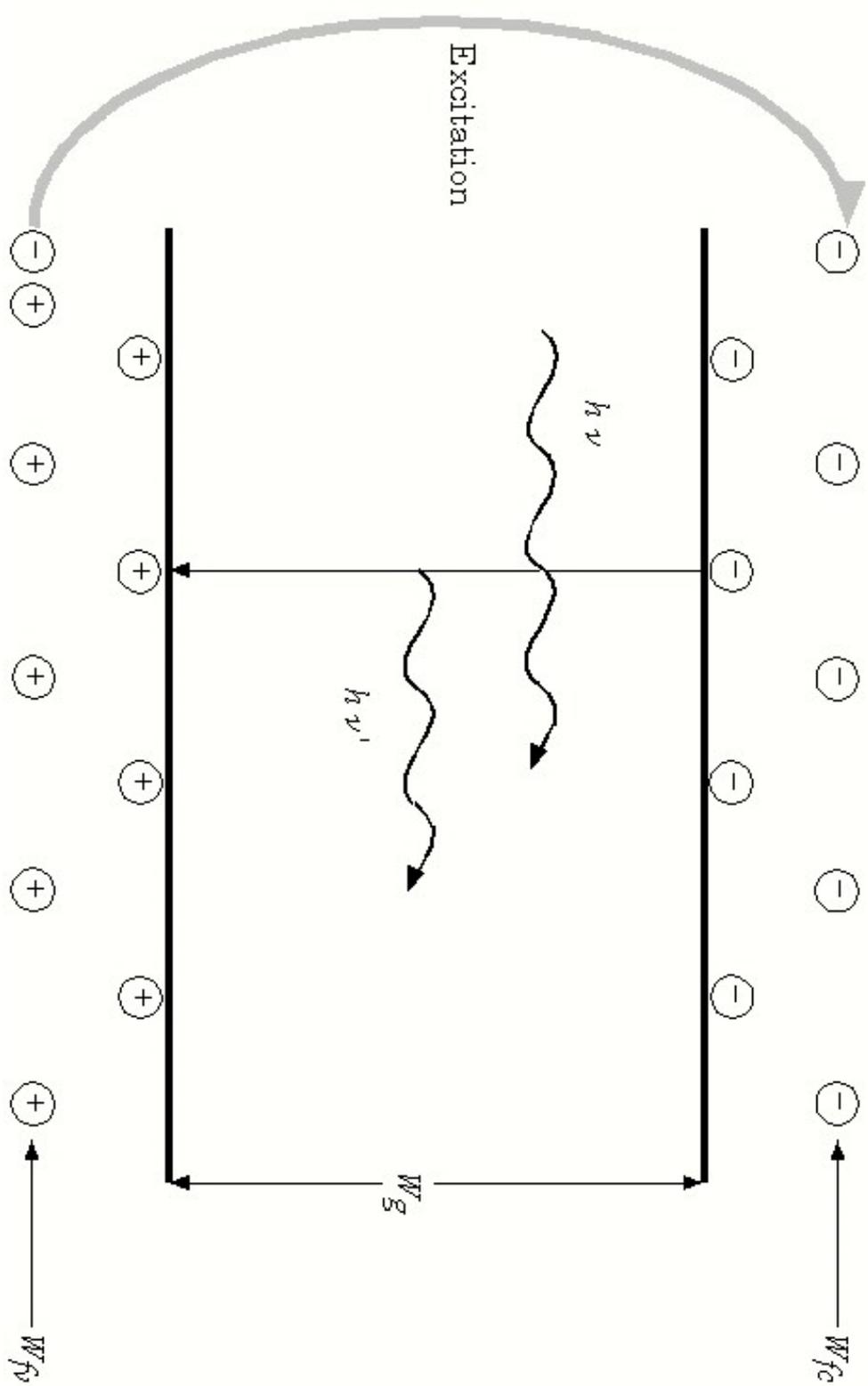
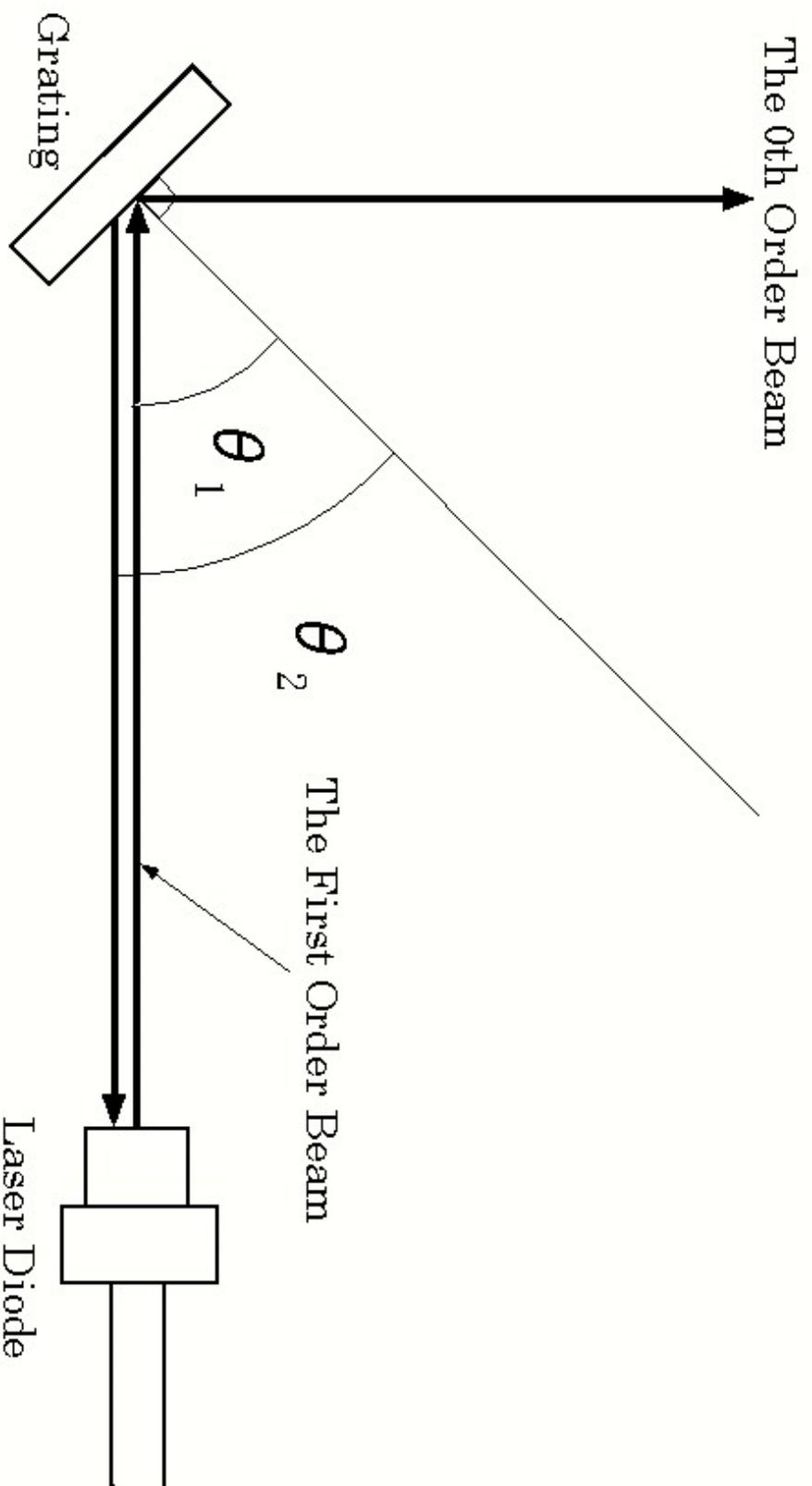


Fig5.5

# 外部共振器半導体レーザー (Littrow型)



**Fig5.6**

# 外部共振器型半導体レーザー (Littman-Metcalf型)

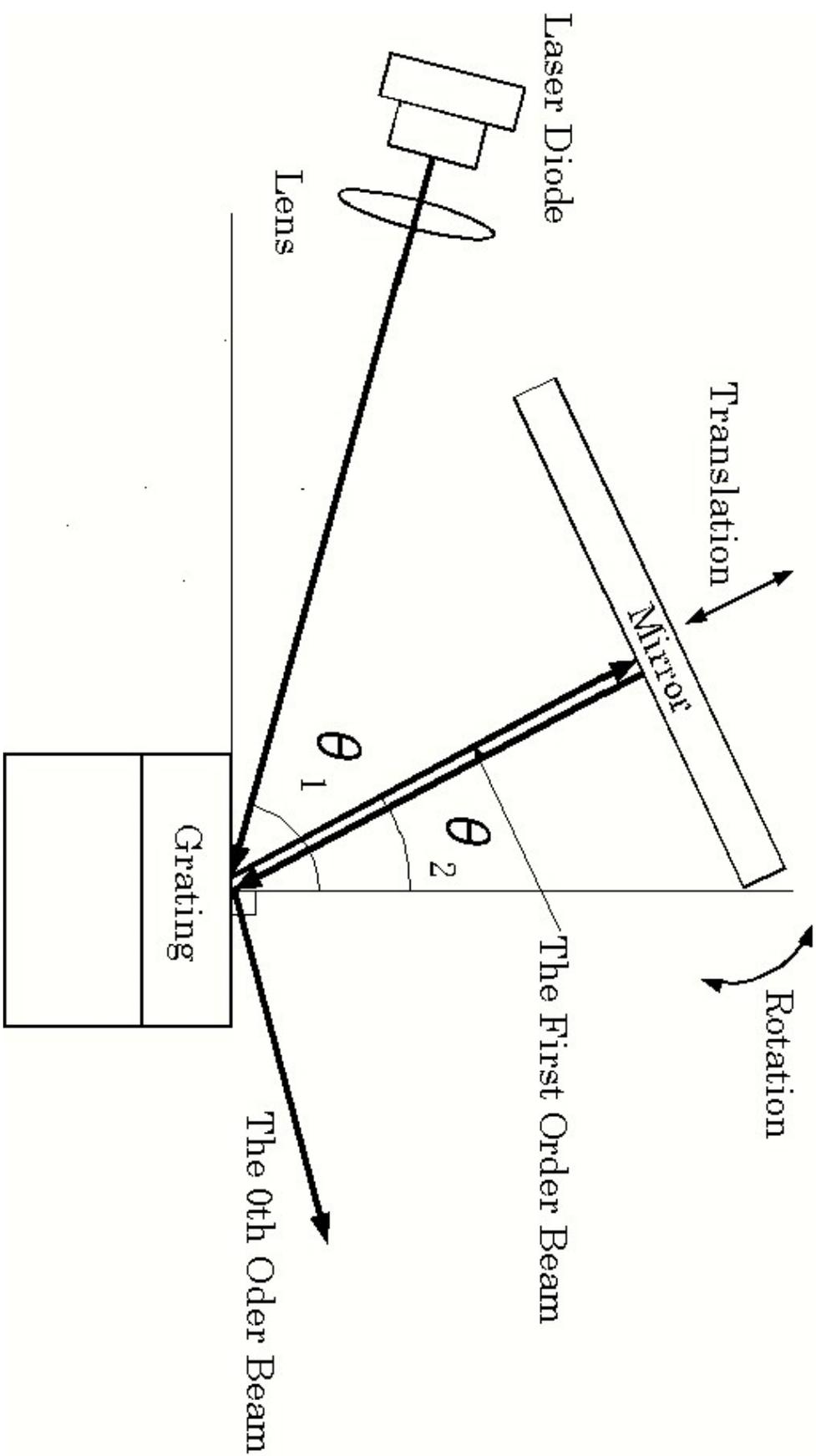


Fig 5.7

# 外部共振器型半導体レーザー配線図

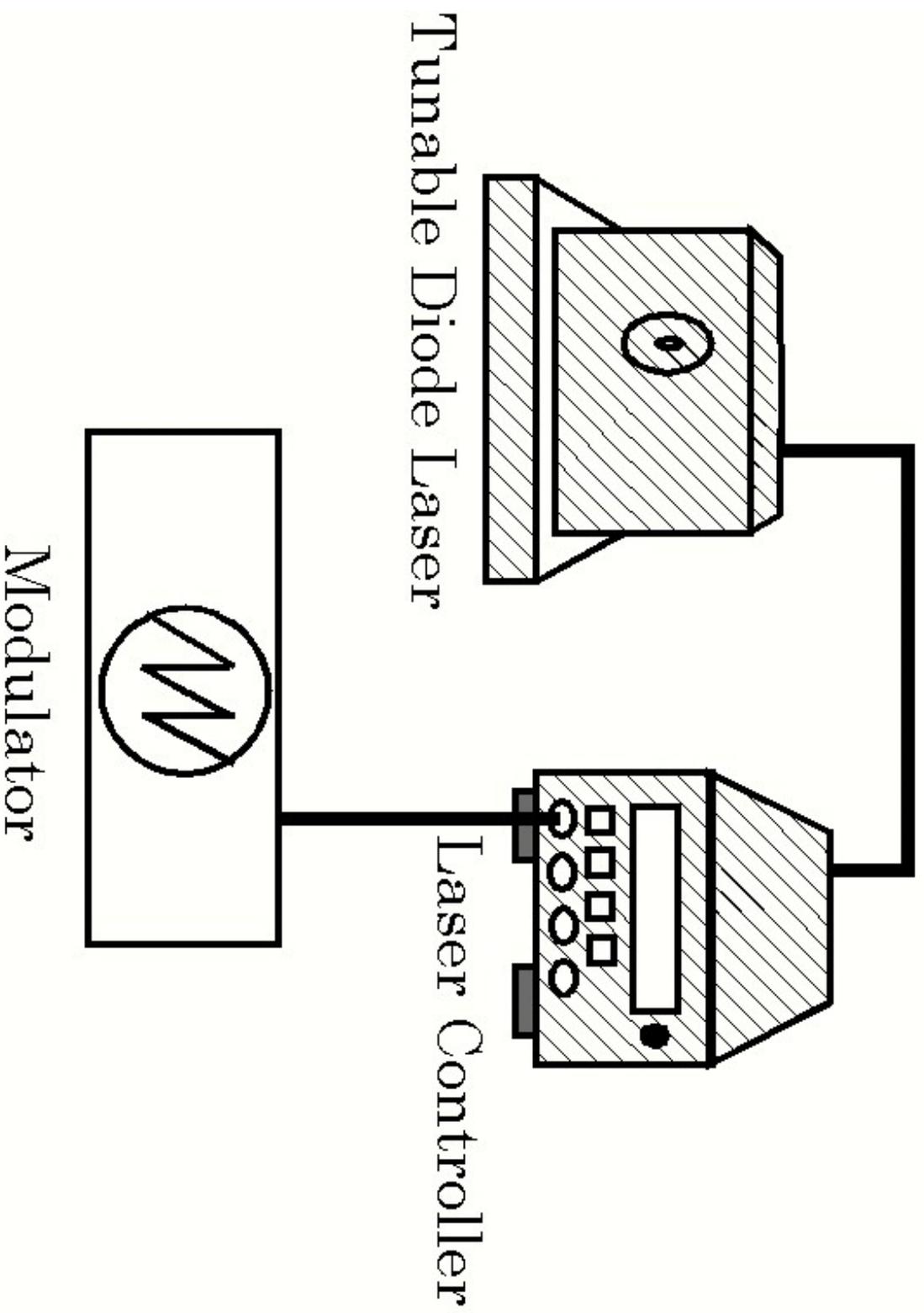


Fig5.8

# レーザーモジュールの発振波長とパワーの関係

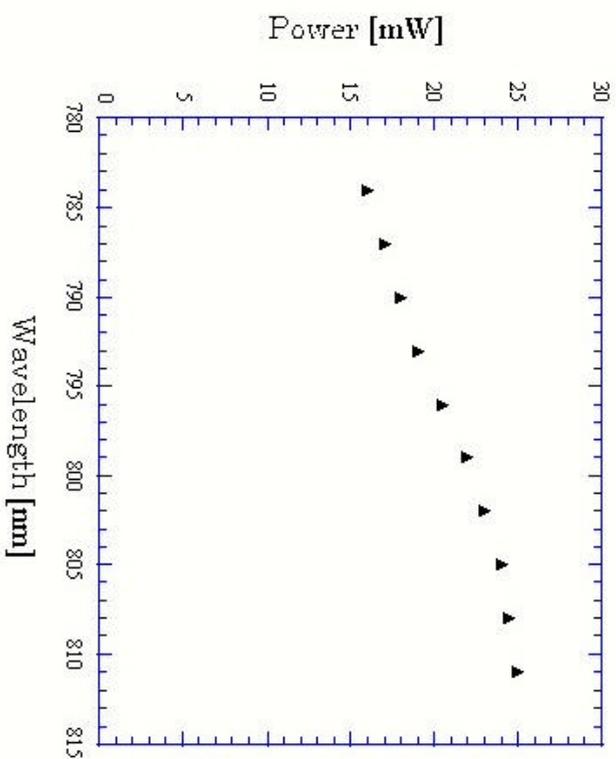
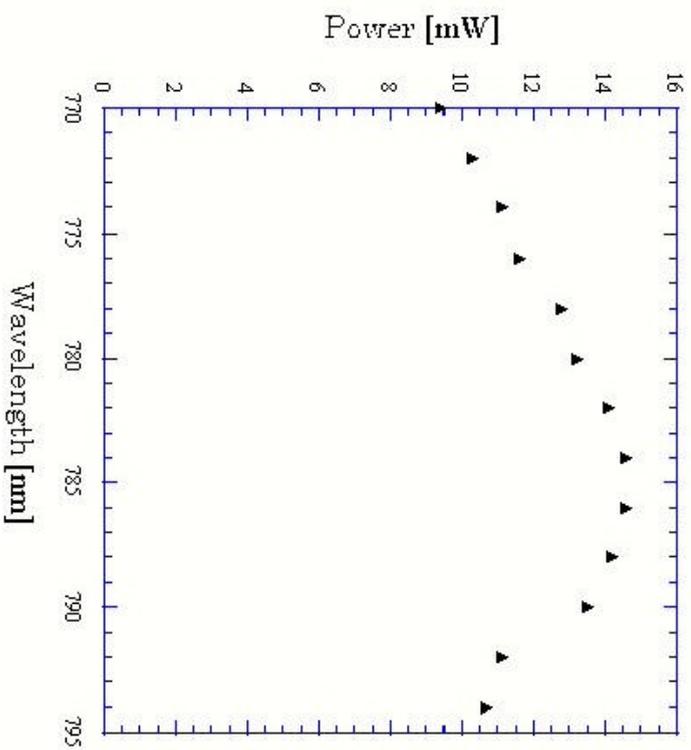


Fig5.9

# 集光、測定系の概略図

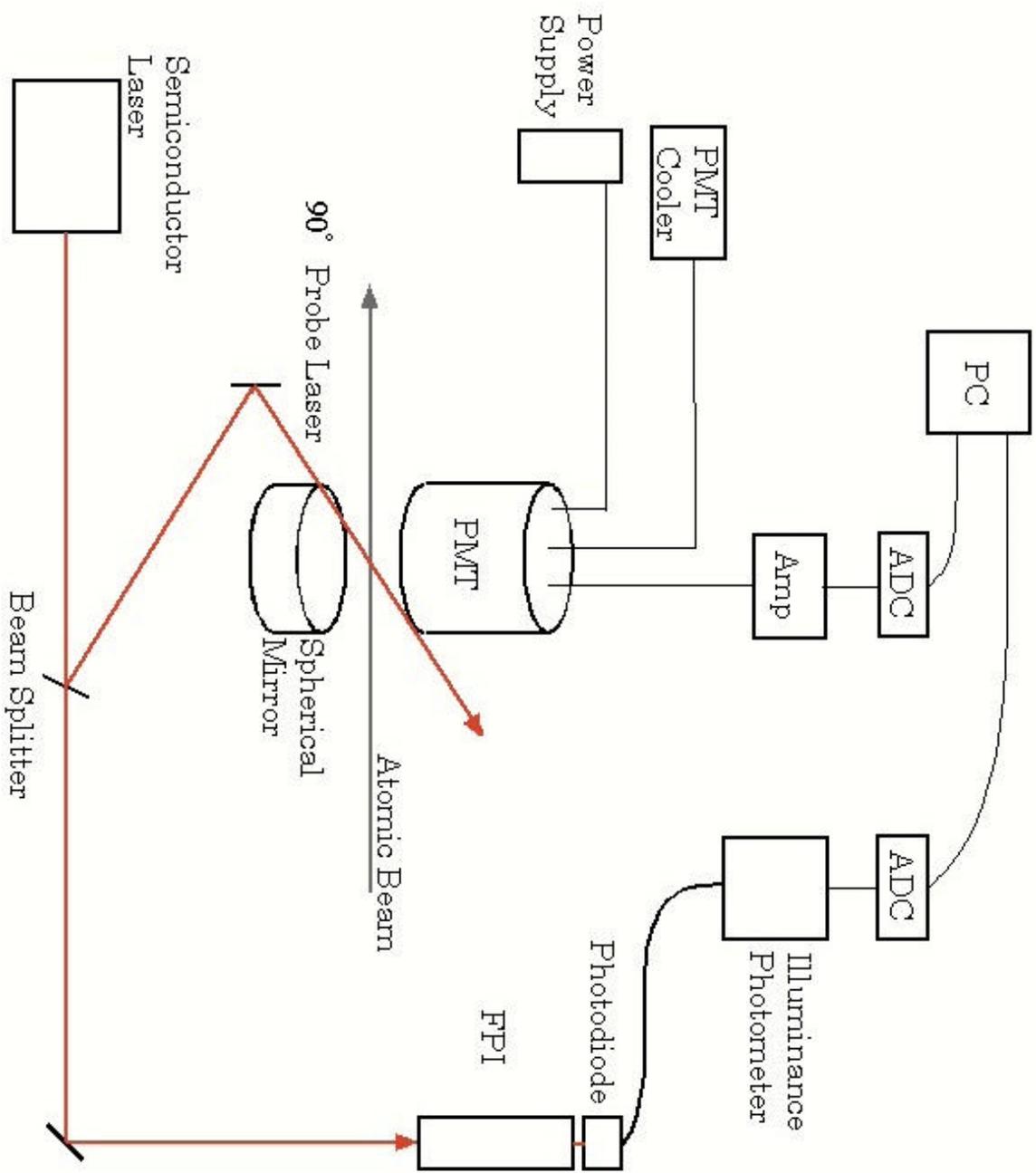


Fig5.10

# FPI原理图

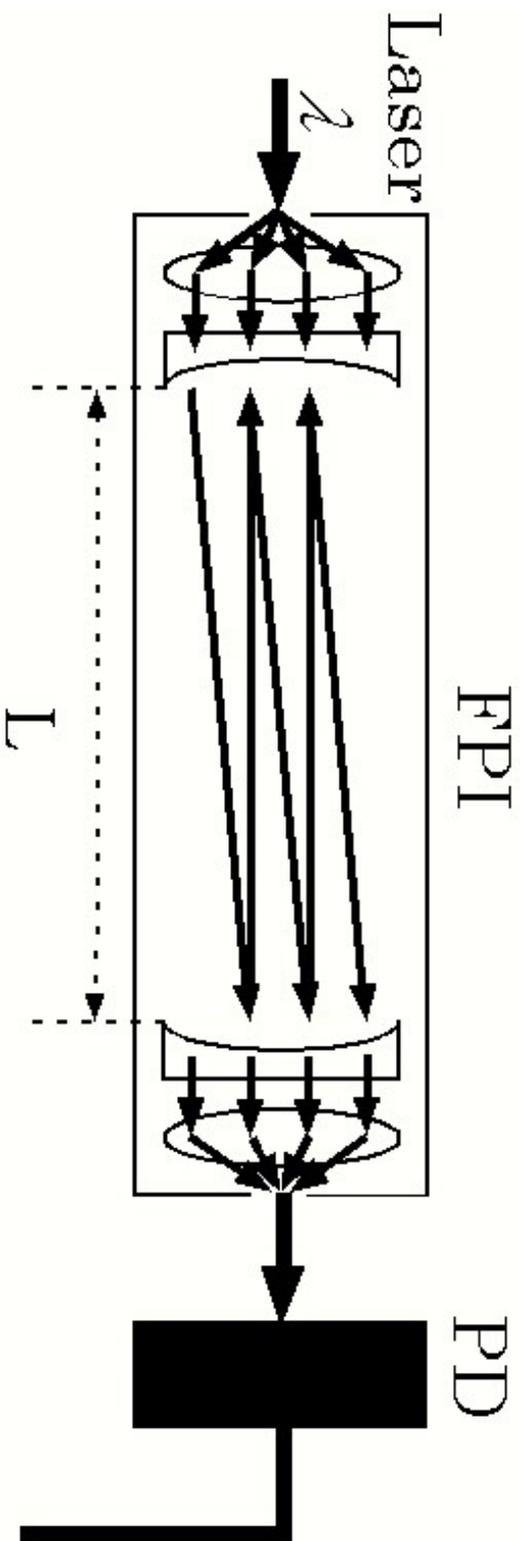


Fig5.11

# LRDR法実験配置図

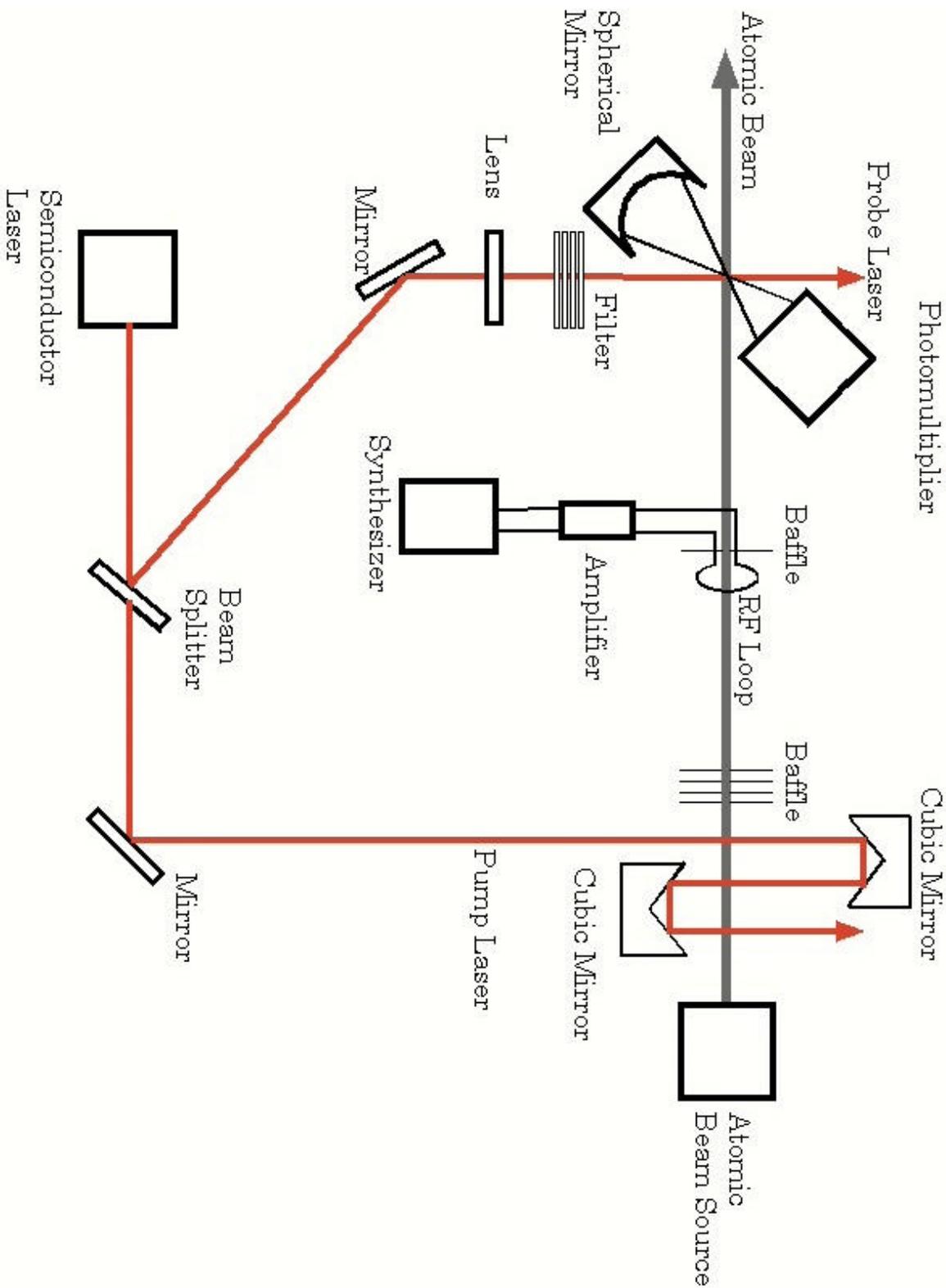


Fig5.12

# RFループ、シンセサイザー、パワーアンプの配線図

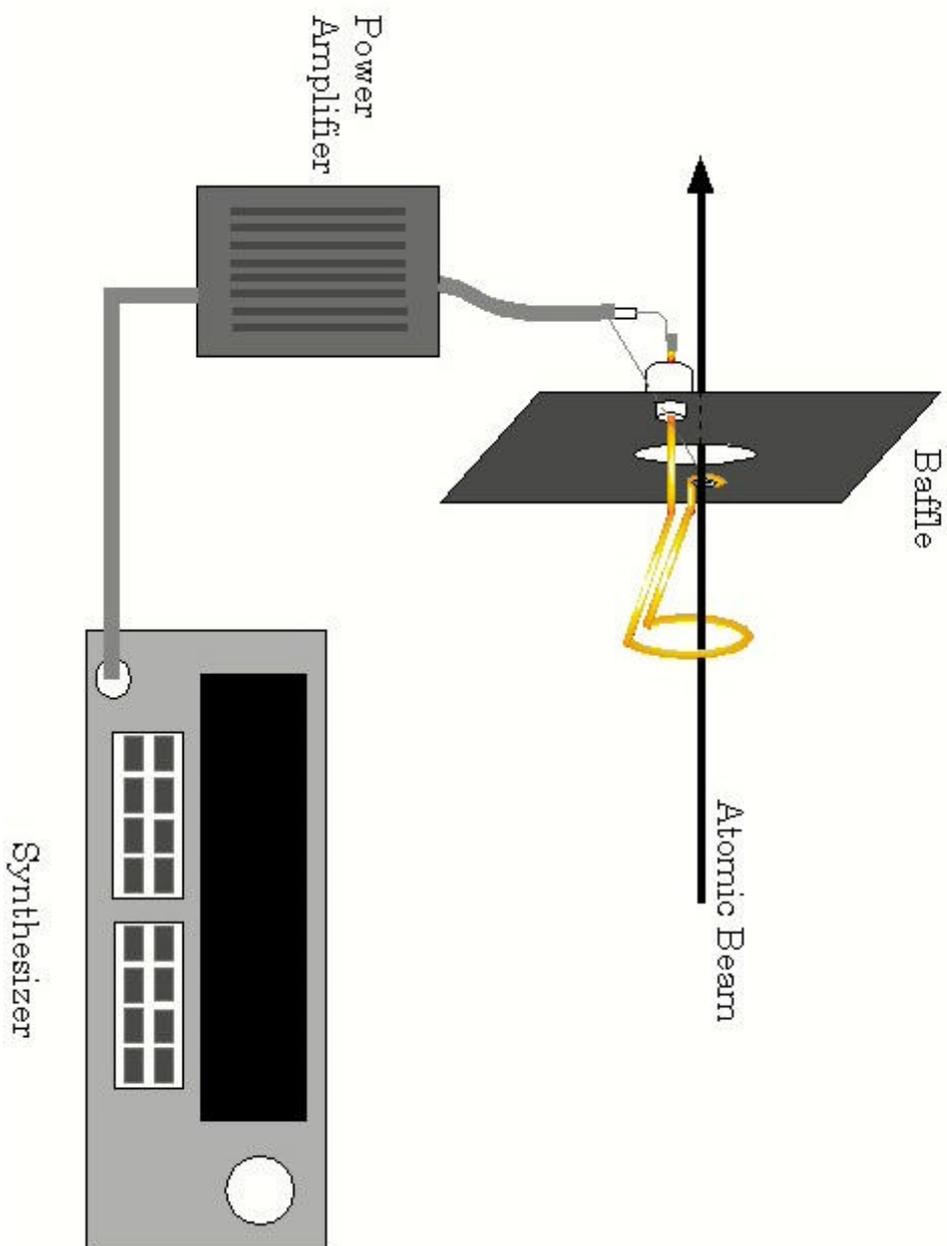


Fig5.13

# RFループの形状

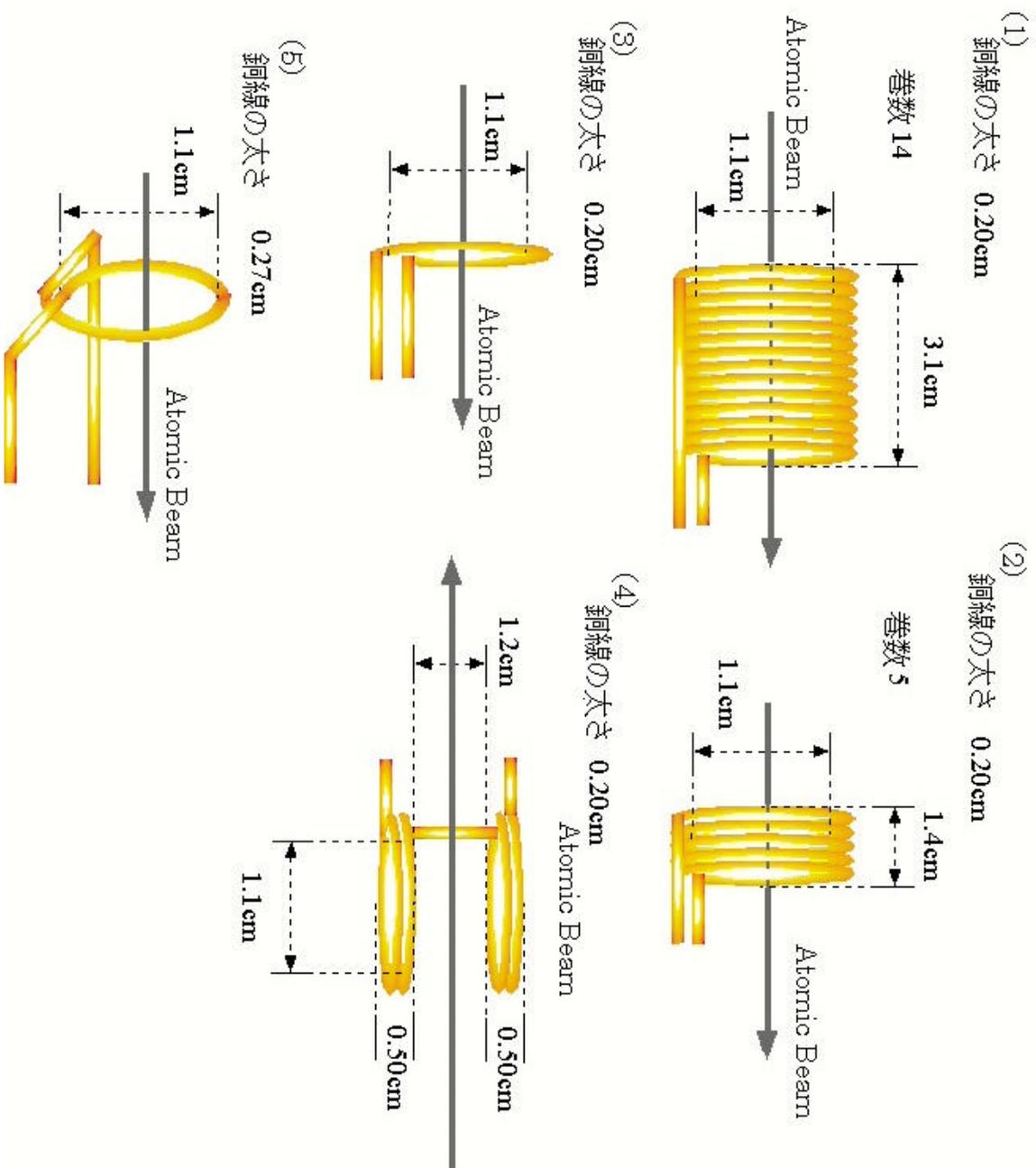


Fig5.14

$5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$  (794.760nm) ,  $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$  (780.023nm) 遷移の蛍光スペクトルと遷移図

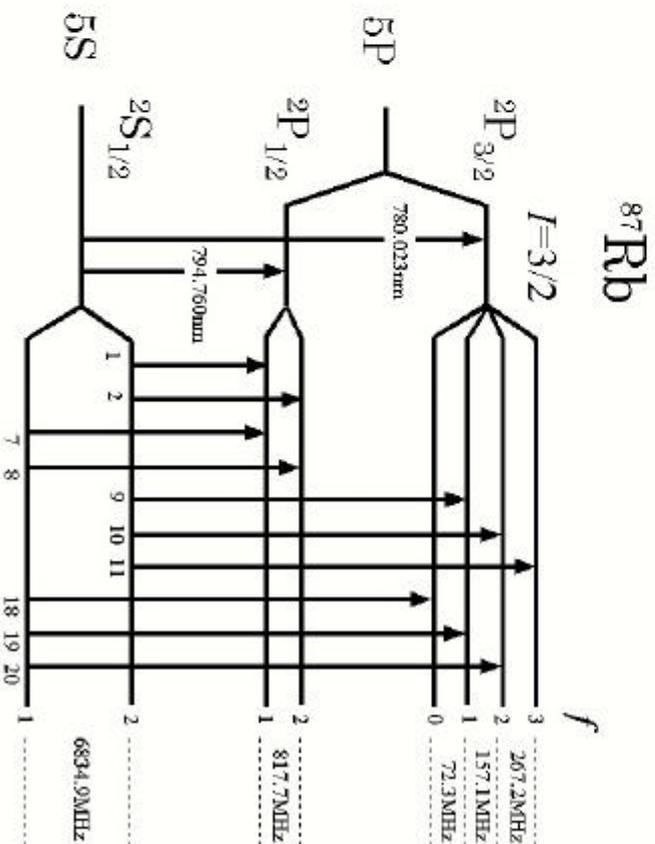
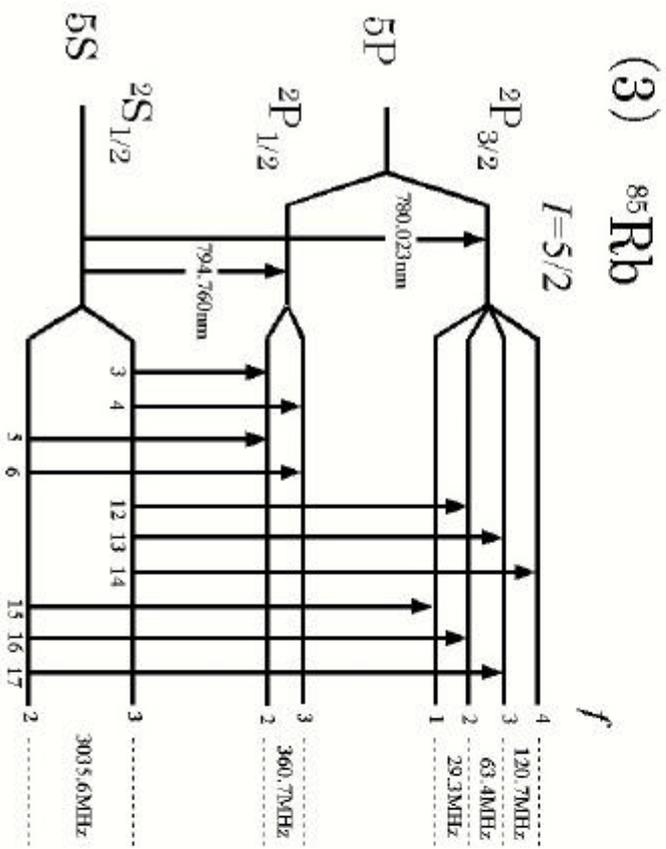
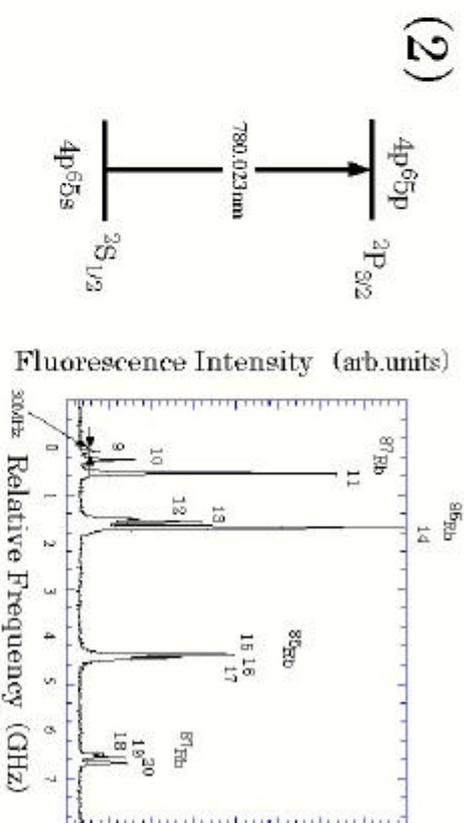
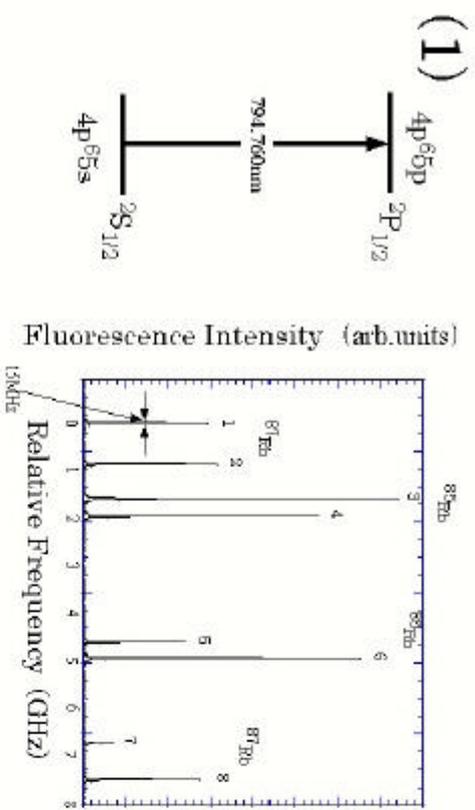


Fig6.1

# ピーク13での光ポンピング効率

Optical Pumping at Peak 13

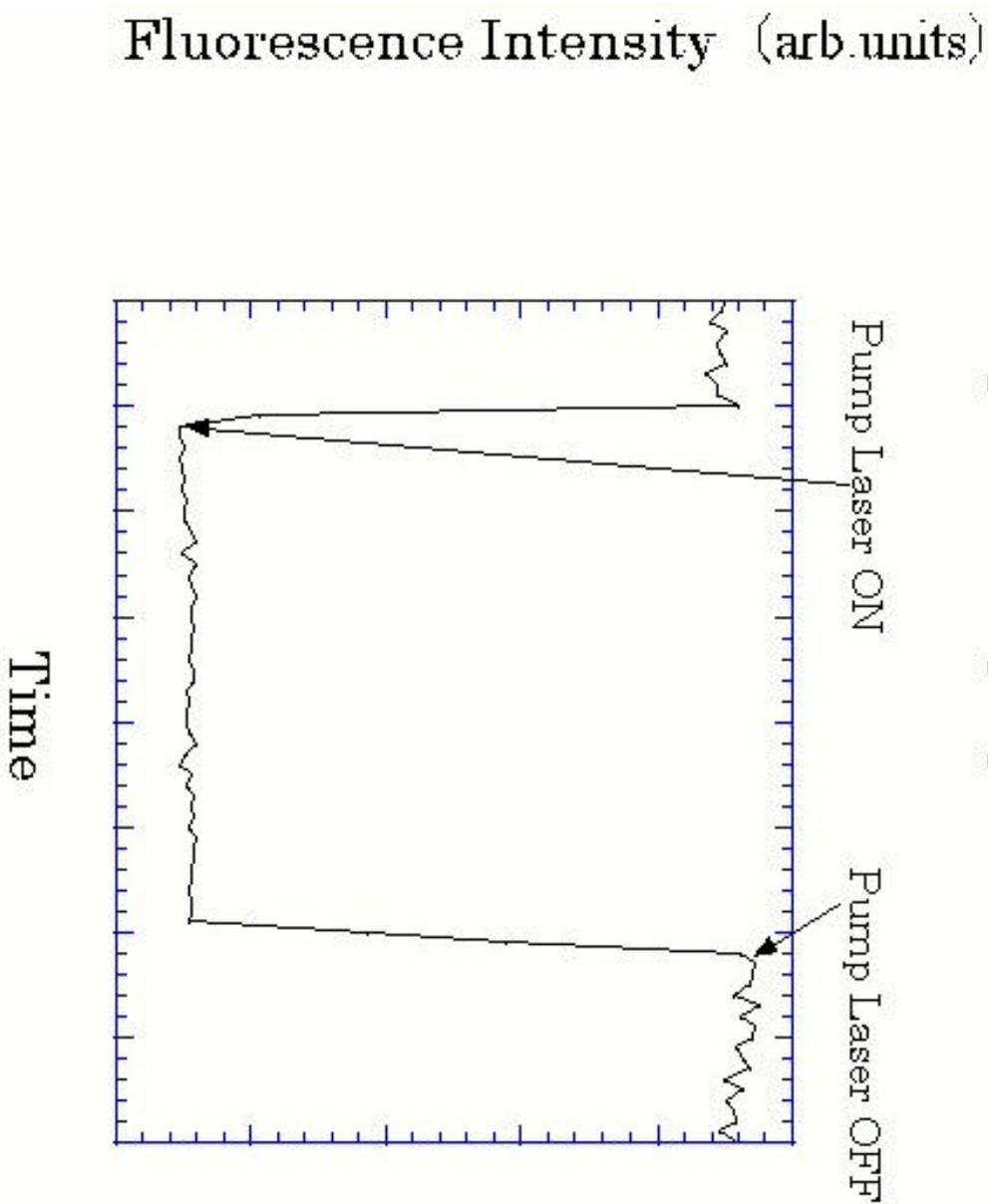


Fig6.2

$^{85}\text{Rb}$ の $5s^2S_{1/2} f=2 \rightarrow 3, f=3 \rightarrow 2$ 遷移の  
RF共鳴スペクトルと遷移図

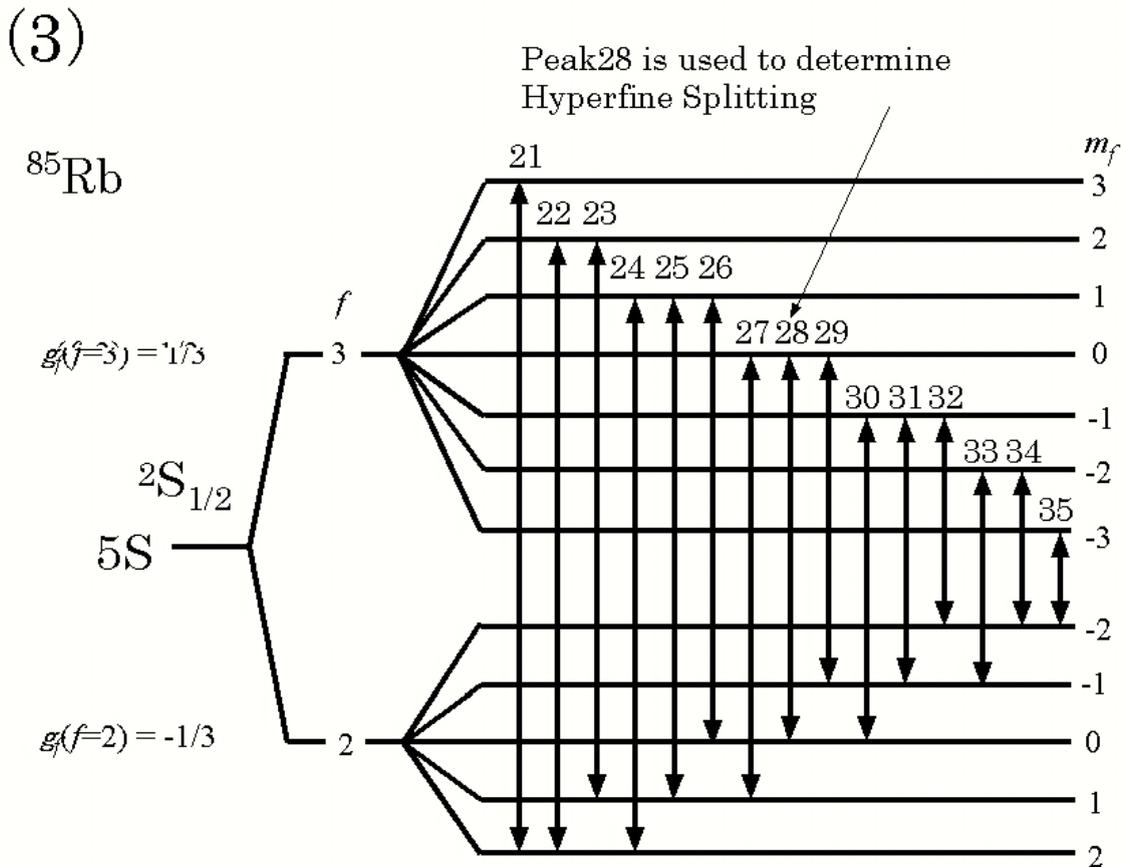
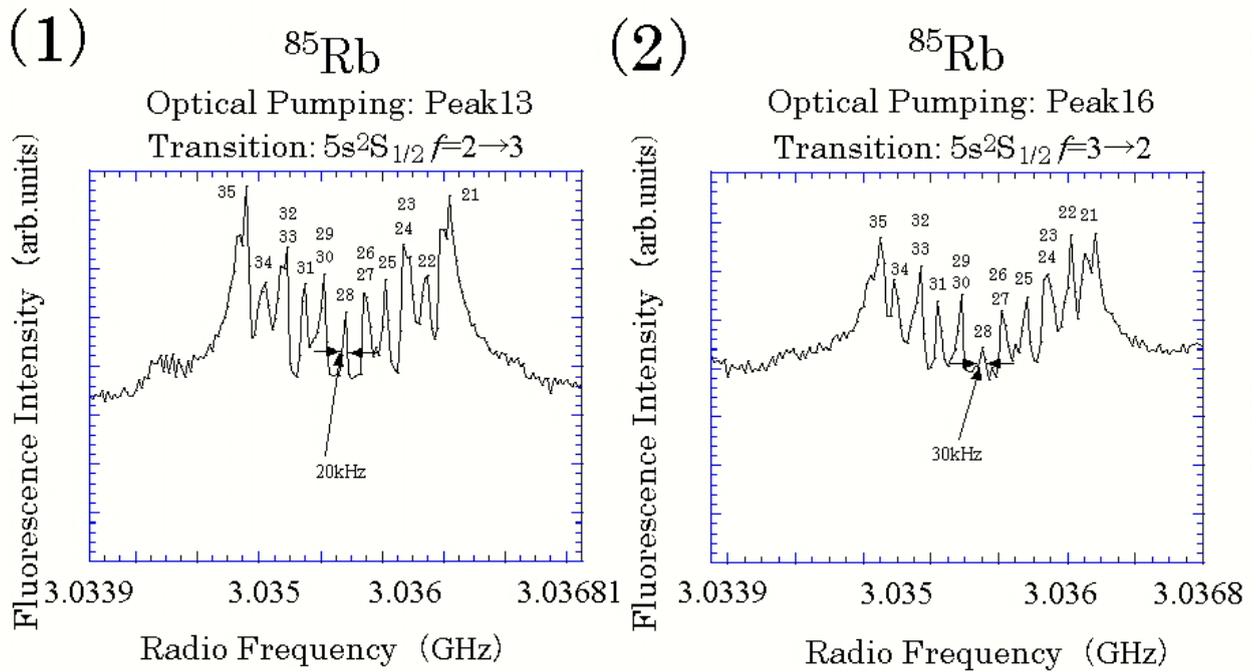


Fig6.3

$^{87}\text{Rb}$ の $5s^2S_{1/2} f=1 \rightarrow 2, f=2 \rightarrow 1$ 遷移の  
RF共鳴スペクトルと遷移図

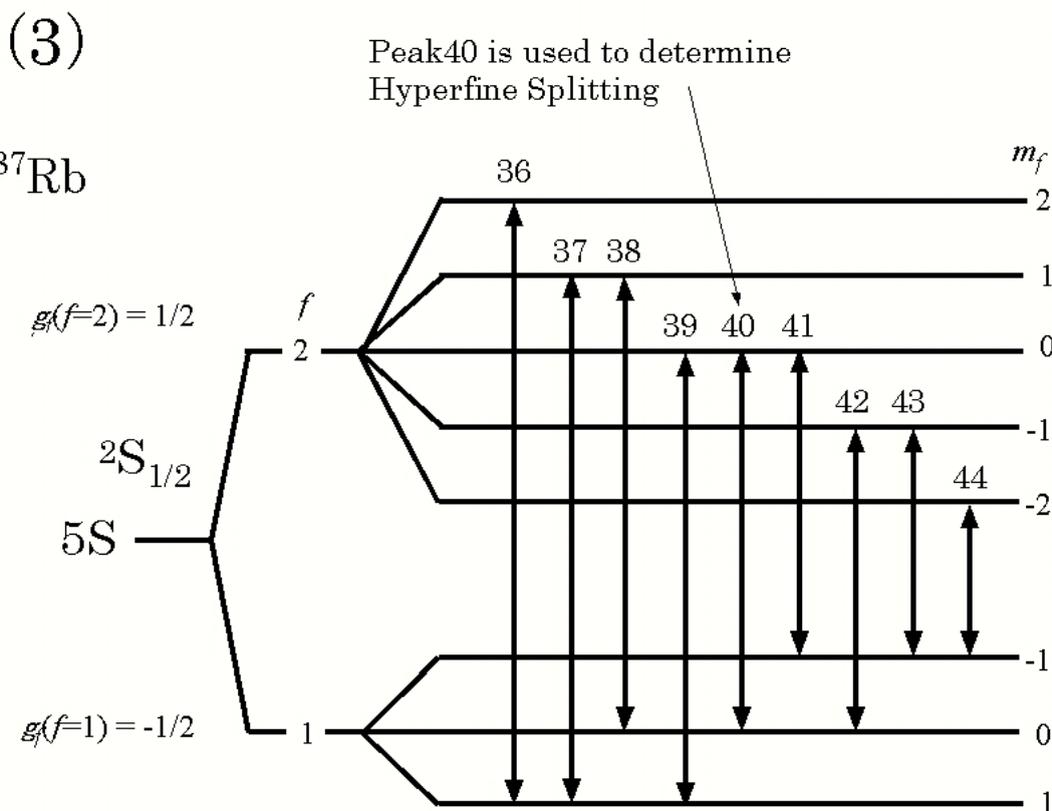
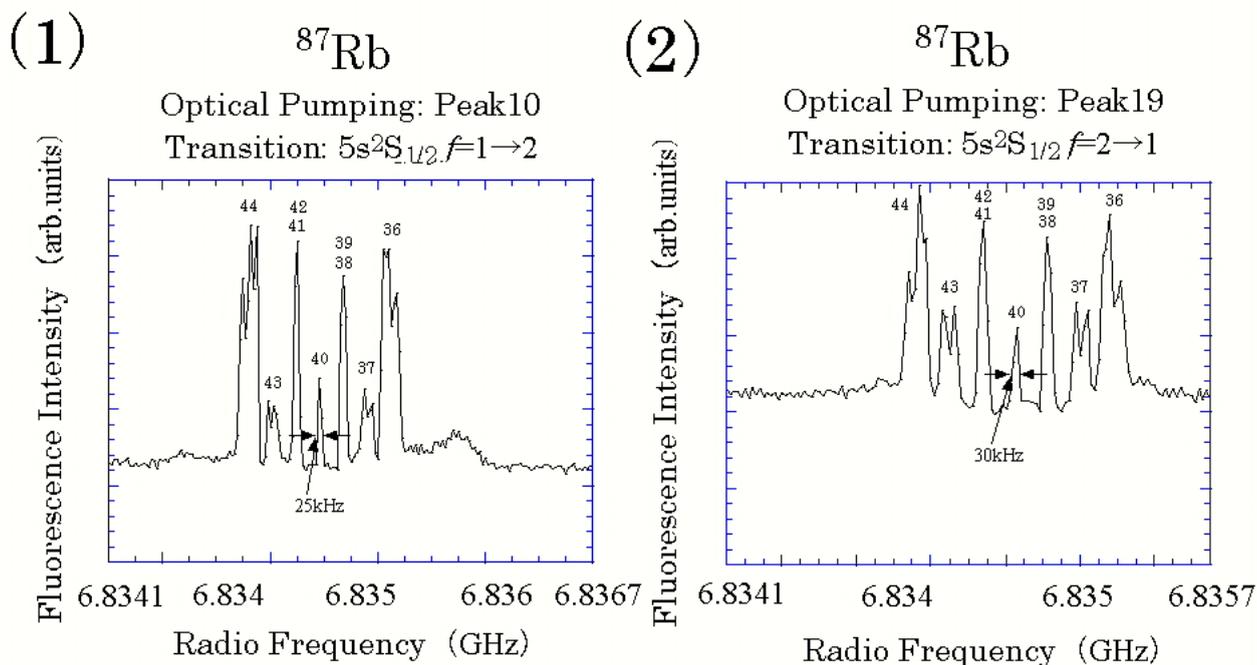
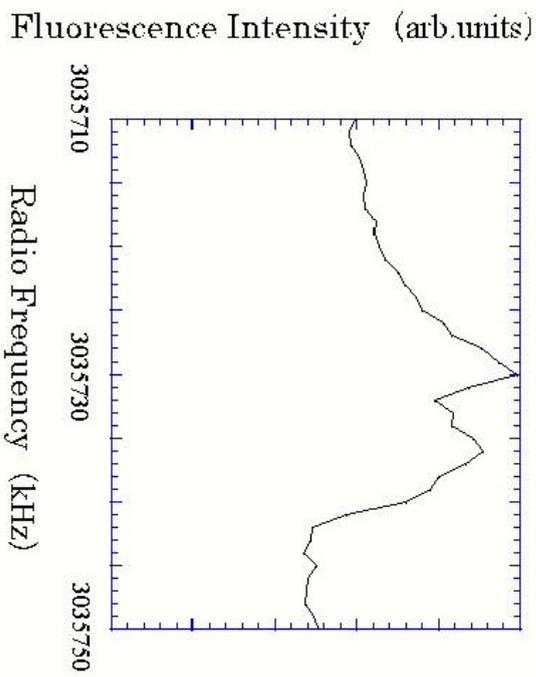


Fig6.4

$^{85}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f=2 \rightarrow 3$ ,  $^{87}\text{Rb}$  の  $5s^2S_{1/2} f=1 \rightarrow 2$  遷移  
RF共鳴スペクトルの中心ピーク

(1)  $^{85}\text{Rb}$  Optical Pumping: Peak 13  
Transition:  $5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0 \rightarrow 5s^2S_{1/2} f=3, m_f=0$



(2)  $^{87}\text{Rb}$  Optical Pumping: Peak 10  
Transition:  $5s^2S_{1/2} f=1, m_f=0 \rightarrow 5s^2S_{1/2} f=2, m_f=0$

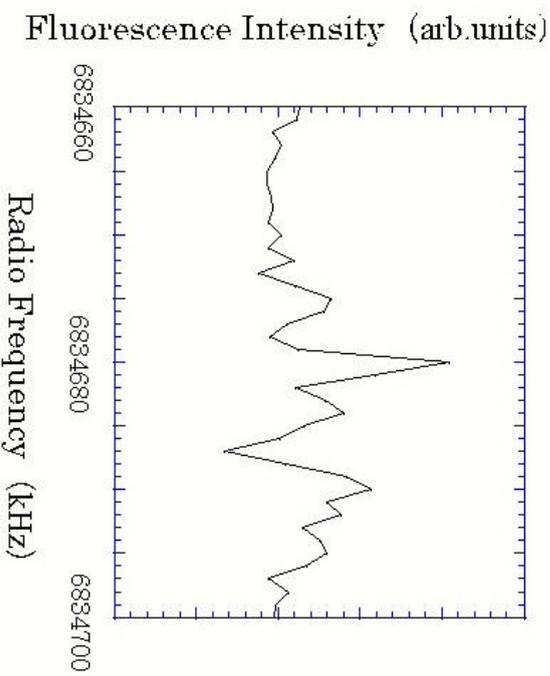


Fig6.5

# RFループ内のRF信号の流れ

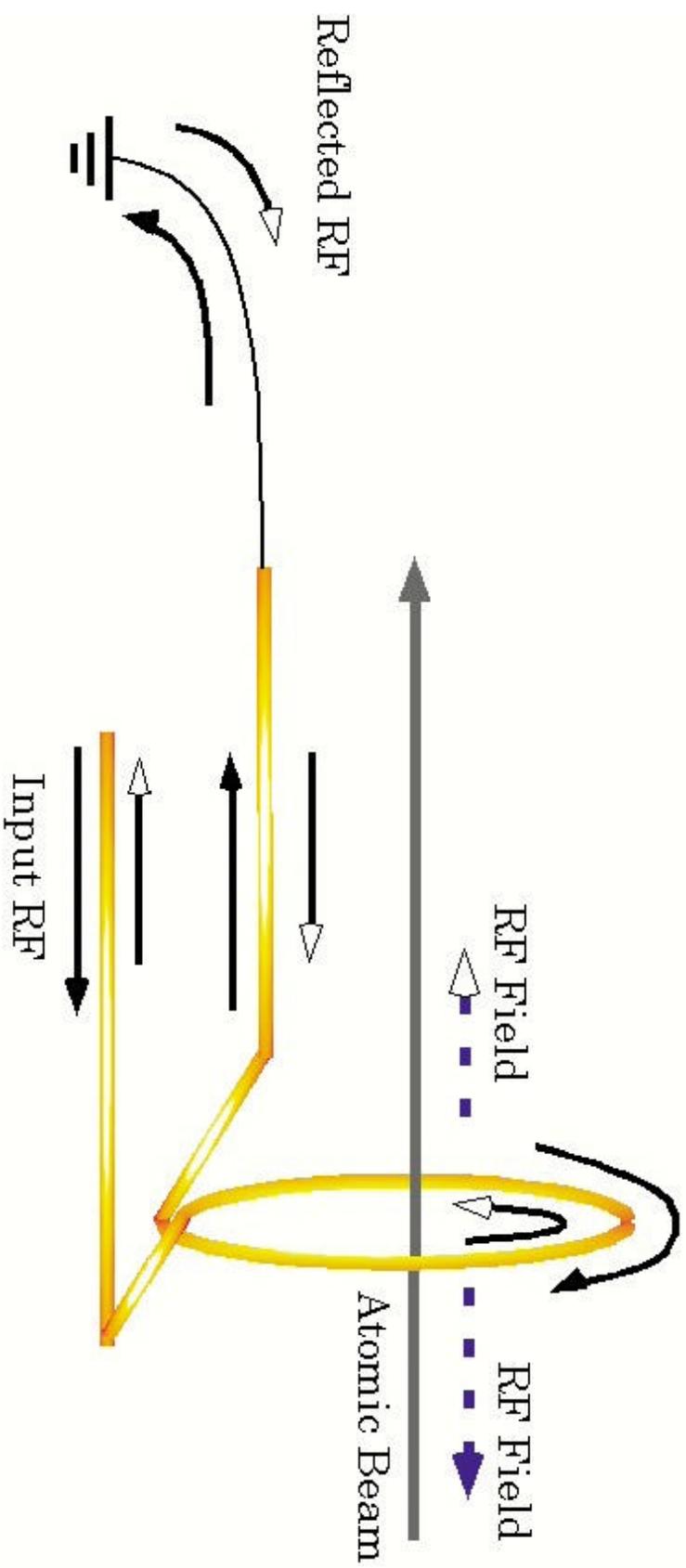


Fig7.1

# Table 7.1

$^{85}\text{Rb}$ と $^{87}\text{Rb}$ の $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ および  
 $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$ 遷移の相対強度 (理論値)

$4p^6 5s^2 S_{1/2} \rightarrow 4p^6 5p^2 P_{1/2}$		$4p^6 5s^2 S_{1/2} \rightarrow 4p^6 5p^2 P_{3/2}$	
$^{85}\text{Rb}$	$^{87}\text{Rb}$	$^{85}\text{Rb}$	$^{87}\text{Rb}$
Peak	Relative Intensity	Peak	Relative Intensity
3	35	12	10
4	28	13	35
5	10	14	81
6	35	15	27
		16	35
		17	28
			20
			5
Normalized at Peak5	Normalized at Peak8	Normalized at Peak12	Normalized at Peak9

## Table 7.2

$^{85}\text{Rb}$ の $5s^2S_{1/2} f=2\rightarrow 3 (3\rightarrow 2)$ および、  
 $^{87}\text{Rb}$ の $5s^2S_{1/2} f=1\rightarrow 2 (2\rightarrow 1)$ 遷移の相対強度 (理論値)

$^{85}\text{Rb } 2S_{1/2} f=2\rightarrow 3 (3\rightarrow 2)$		$^{87}\text{Rb } 2S_{1/2} f=1\rightarrow 2 (2\rightarrow 1)$	
Peak	Relative Intensity	Peak	Relative Intensity
21	15	36	6
22	5	37	3
23	10	38	3
24	1	39	1
25	8	40	4
26	6	41	1
27	3	42	3
28	9	43	3
29	3	44	6
30	6		
31	8		
32	10		
33	1		
34	5		
35	15		
Normalized at Peak 24, 33		Normalized at Peak 39, 41	

## Table 7.3

LRDR法から求めた $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ の基底状態 $5s^2S_{1/2}$ の超微細分岐エネルギー、磁気双極子超微細構造定数 $A$ および、Hyperfine Anomaly $^{85}\Delta^{87}$  (比較のため、LIF法からの値も含まれている)

	LRDR		LIF	
	$^{85}\text{Rb } 5s^2S_{1/2}$	$^{87}\text{Rb } 5s^2S_{1/2}$	$^{85}\text{Rb } 5s^2S_{1/2}$	$^{87}\text{Rb } 5s^2S_{1/2}$
Hyperfine Splitting	[MHz]	[MHz]	[MHz]	[MHz]
$A$	3035.73276(11)	6834.68352(66)	3035.6(11)	6834.9(14)
$^{85}\Delta^{87}$	1011.91092(4)	3417.34176(33)	1011.9(4)	3417.2(5)
	0.0035140(23)		0.00354(42)	