

修士論文

磁気光学トラップされた  
冷却Rb原子の分光

1996年1月

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

鳥井寿夫

# 目次

<b>1 序論</b>	<b>1</b>
1.1 中性原子のレーザー冷却	1
1.2 磁気光学トラップとその応用	7
1.3 本研究の目的～磁気光学トラップされた冷却原子の分光	9
<b>2 基礎事項</b>	<b>10</b>
2.1 磁気光学トラップの原理	10
2.2 アルカリ原子の超微細構造	12
2.3 Rb 原子の超微細構造	15
2.4 アルカリ原子の磁気光学トラップに用いる遷移	16
2.5 アルカリ原子の超微細構造のゼーマン分裂	17
<b>3 実験</b>	<b>21</b>
3.1 半導体レーザーの周波数制御および Rb 原子の飽和分光	21
3.1.1 光源の開発：半導体レーザー	21
3.1.2 Rb 原子の飽和分光スペクトル	23
3.1.3 飽和分光信号を用いた LD の周波数ロック	25
3.1.4 ゼーマン効果を用いたロック周波数の制御	26
3.2 Rb 原子の磁気光学トラップ	28
3.2.1 Rb 気体セルの圧力調整	28
3.2.2 磁気光学トラップのための光学系	28

3.2.3	トラップされた Rb 原子の観測	30
3.3	トラップされた Rb 原子の分光	31
<b>4</b>	<b>実験結果とその解釈</b>	<b>32</b>
4.1	吸収 (透過) スペクトル	32
4.2	位相共役 (反射) スペクトル	36
<b>5</b>	<b>まとめと今後の課題</b>	<b>39</b>
<b>A</b>	<b>アルカリ原子の超微細構造間の遷移選択則</b>	<b>40</b>

## 図一覧

1.1 Na 原子の超微細構造 . . . . .	3
1.2 原子線冷却の実験スキーム . . . . .	3
1.3 ドップラー冷却 . . . . .	4
1.4 Na 原子の三次元的ドップラー冷却 (optical molasses) の実験装置 . . . . .	5
1.5 磁気光学トラップのための磁場とレーザーの偏光 . . . . .	7
1.6 気体セルを用いた磁気光学トラップ . . . . .	8
2.1 磁気光学トラップの原理 . . . . .	11
2.2 アルカリ原子の微細構造 . . . . .	13
2.3 アルカリ原子の超微細構造 . . . . .	14
2.4 Rb 原子の超微細構造準位 . . . . .	15
2.5 Rb 原子の磁気光学トラップにおけるトラップ光、リポンピング光 . . . . .	16
2.6 $^{85}\text{Rb}:5S_{1/2}$ と $5P_{3/2}$ のゼーマン分裂 . . . . .	18
2.7 磁場による $^{85}\text{Rb} : 5S_{1/2}; F=3, 5P_{3/2}; F'=4$ 間の $\sigma^{\pm}$ 光遷移周波数の変化 . . . . .	20
3.1 GaAs-GaAlAs ダブルヘテロ構造半導体レーザー . . . . .	21
3.2 半導体レーザーの光出力とそのコリメーション . . . . .	21
3.3 LD の発振周波数制御のスキーム . . . . .	22
3.4 常温における Rb 原子の線形吸収スペクトル . . . . .	23
3.5 $^{85}\text{Rb}$ 原子 $F = 3 \rightarrow F'$ 遷移の飽和吸収分光 . . . . .	24
3.6 FM 変調法による $^{85}\text{Rb}$ 原子 $F = 3 \rightarrow F'$ 遷移の飽和吸収スペクトル . . . . .	25



3.7	ゼーマン効果による飽和吸収信号の周波数シフト	26
3.8	LD 周波数の $^{85}\text{Rb}:F = 3 \rightarrow F' = 4$ 遷移付近へのロック	27
3.9	イオンポンプの付いた Rb 気体セル	29
3.10	磁気光学トラップのための光学系	29
3.11	磁気光学トラップされた $^{85}\text{Rb}$ 原子の CCD カメラ像とその説明図	30
3.12	磁気光学トラップされた原子の分光	31
4.1	トラップされた $^{85}\text{Rb}$ 原子の吸収スペクトル	32
4.2	吸収スペクトルのドレスド原子の描像による説明	33
4.3	摂動論的なスペクトル構造の解釈	34
4.4	吸収スペクトルのトラップ光離調依存性	35
4.5	トラップされた原子による位相共役発生	36
4.6	トラップされた $^{85}\text{Rb}$ 原子の位相共役スペクトル	37
4.7	位相共役波発生条件	37
4.8	位相共役スペクトルのトラップ光離調依存性	38
5.1	五光子のラマン過程による二光子利得	39
A.1	遷移確率 $w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F}$ の $M_F$ 依存性	43

## 表一覧

2.1 Rb 原子の核スピンと超微細構造結合定数 $a, b$ . . . . .	15
A.1 $^{85}\text{Rb}, ^{87}\text{Rb}$ : $D_2$ 線の相対周波数と相対強度 . . . . .	43

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 中性原子のレーザー冷却

イオンなど電荷をもつ粒子の運動の制御は、電場 (クーロン力), または磁場 (ローレンツ力) を用いれば容易に実現でき、その歴史も古い。イオンを空間的に閉じ込めるイオントラップの技術などは、そのルーツを 1920 年代にまで遡れる。それに対し、電荷を持たない中性原子の運動の制御は、近年に至るまでは困難であった\*。原子がスピンを持っていれば、それに付随する磁気モーメントと不均一磁場との相互作用による力 ( $F = \nabla(\mu \cdot B)$ ) によって、いくらかは原子の軌道を (シュテルン-ゲルラッハの実験のように) 曲げることができる。また同じように、不均一電場があれば、シュタルク効果によって誘起された双極子との相互作用により、原子に力を加えることができるだろう。しかしいずれの場合でも、その力は (電荷にかかるクーロン力、ローレンツ力に比べ) 非常に弱く、例えば常温で飛び回っている原子の運動 (数百 m/s) を止める、つまり冷却するようなことは、到底できない。

1960 年に Maiman によってレーザーが発明され、それ以後、単色性のよい波長可変レーザーの開発が進んだことにより、1970 年代には、レーザー光の輻射圧による原子の運動制御の可能性が本格的に議論されるようになった。ここで Na 原子を例にとって、輻射圧が原子に及ぼす効果を定量的に見積もってみよう。アルカリ原子である Na の基底状態  $3S_{1/2}$  と励起状態  $3P_{3/2}$  は、強い遷移モーメント (電気双極子遷移) で結ばれている。この遷移は、いわゆるナトリウムの  $D_2$  線と呼ばれているもので、その波長  $\lambda = 589\text{nm}$  は、色素レーザーがカバーしている領域にある。励起状態の寿命  $\tau_L$  は約 16ns であり、これによる自然幅は約 10MHz である。さて、温度  $T$  における質量  $M$  の平均速度  $\bar{v}$  は、おおよそ

$$\bar{v} = \sqrt{k_B T / M} \quad (k_B \text{ はボルツマン定数})$$

\*中性原子のレーザークーリング、トラッピングの最近までの詳しい歴史については文献 [1][2] などを参照されたい。

である<sup>†</sup>。この式に常温 ( $T = 300\text{K}$ ) とナトリウム原子の質量 ( $M = 23 \times 1.66 \times 10^{-27}\text{kg}$ ) を代入すると、

$$\bar{v} \approx 330\text{m/s} \quad (T=300\text{K}, \text{Na 原子の場合})$$

となる。今、この速度で運動している Na 原子に、その運動方向に対向し、 $D_2$  線に共鳴したレーザー光を当てるとする。原子がレーザーの光子一個を吸収する際、速度変化  $\Delta v$  は、

$$\Delta v = \left( \frac{h}{\lambda} \right) / M \approx 2.9\text{cm/s} \quad (h \text{ はプランク定数})$$

になる。よって、この原子を静止させるためには、計  $\frac{33000}{2.9} = 11000$  回の自然放出が起きる必要がある<sup>‡</sup>。原子が励起状態にある確率が  $\frac{1}{2}$  に近くなる程度に、レーザーの強度があると仮定すると<sup>§</sup>、この原子を停止させるのに要する時間は、

$$11000 \cdot 2\tau_L \approx 350\mu\text{s}$$

その間に原子は、

$$\frac{330[\text{m/s}] \cdot 350[\mu\text{s}]}{2} \approx 5.8\text{cm}$$

だけ飛行する。このことから、レーザーによる中性原子の有意義な運動制御が、常識的なサイズの実験装置で、原理的には実現可能であることがわかる。

上の議論は、しかしながらいささか状況を理想化しすぎている。まず第一に、運動している原子の共鳴周波数はドップラーシフトしており、そのシフト量  $\Delta\nu = v/\lambda$  は速度に比例して変化する。先の例でいくと、Na 原子の共鳴周波数は、減速の過程で 560MHz も変化することになり（自然幅は 10MHz であることに注意されたい）、レーザーの共鳴を維持するには、この変化を何らかの方法で補償しなければならない。第二に、 $^{23}\text{Na}$  のように質量数が奇数の原子には核スピンの存在し、その基底状態のエネルギー準位は、核スピンと電子スピンの相互作用により分裂している (2.2 を参照)。図 1.1 は、Na の場合の分裂の様子 (超微細構造) を示している。原子が光子の吸収、放出を繰り返している過程で、レーザーに共鳴していない方の基底状態のエネルギー準位へ一旦緩和してしまうと (光ポンピング)、もはやそれ以上光子を吸収できなくなってしまう。

<sup>†</sup>正確には  $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2}$

<sup>‡</sup>原子がレーザーの光子を吸収した後、誘導放出によって基底状態に戻るならば、結果として運動量変化はない。しかし自然放出によって基底状態に戻る場合は、等方的に光子を放出できるため、(自然放出が多数起こるような時間スケールでみると) 原子は自然放出が起こった回数分、光子の運動量を獲得することになる。自然放出過程自体は、その揺らぎにより、原子を加熱する傾向があるが、自然放出が起きなければ、レーザー光による原子の冷却は不可能になる。

<sup>§</sup>実際、そのような状況は、Na の D 線ほど強い遷移ならば、数十  $\text{mW}/\text{cm}^2$  程度の強度で実現される。

1980年代前半にかけて、上の様な問題点を克服した原子線減速の実験が、主にNaを用いて行われた。1985年に、Ertmerらは、Naの原子線を50mKという低温にまで冷却することに成功している[3]。図1.2に彼らが用いた実験スキームを紹介する。二台の電気光学変調器のそれぞれが、先述の問題点(ドップラーシフト、光ポンピング)を巧みに克服しているのがわかる。

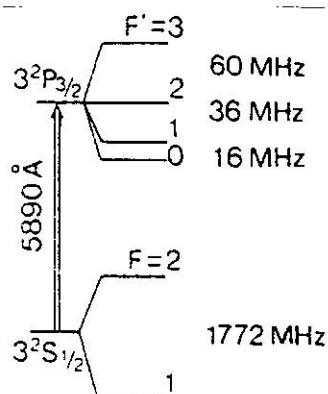


図 1.1: Na 原子の超微細構造

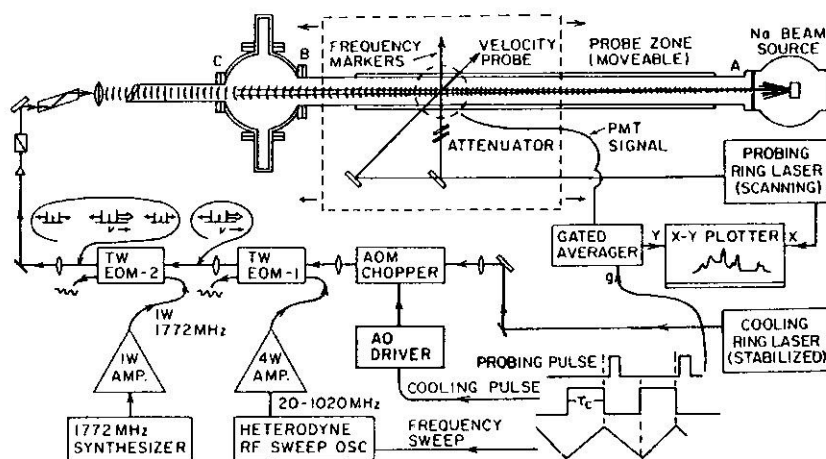


FIG. 2. Schematic of two-laser-atom-beam cooling experiment. The cooling-laser output is fed through an acousto-optic shutter, a  $\text{LiTaO}_3$  traveling-wave electro-optic modulator (TW EOM) which puts on the frequency-swept sidebands, and an additional TW EOM to provide the  $F=1$  atom recovery sideband. The sigma-polarized 35-mW cooling-laser beam is carefully "mode matched" to the weakly diverging atomic beam (3 mrad full angle). After the sweep, the cooling-laser beam is cut off and we briefly sample the fluorescence induced by the slowly scanning weak ( $100 \mu\text{W}$ ) probe laser, thus measuring the resultant velocity distribution as a function of time (and axial position). A  $3.5\text{-}\mu\text{W}$  transverse probe beam provides frequency markers for the probe scan.

図 1.2: 原子線冷却の実験スキーム

今までの議論は、原子線の冷却、つまり一次元的な原子の運動の制御についてのものであった。では、任意の方向に対する原子の運動制御は可能なのだろうか。1975年に Hänsch と Schawlow は、今日ドップラー冷却と呼ばれている原子の三次元的な冷却技術のアイデアを提示した[4]。このアイデアを、簡単のため、二準位原子、一次元の場合に限って説明

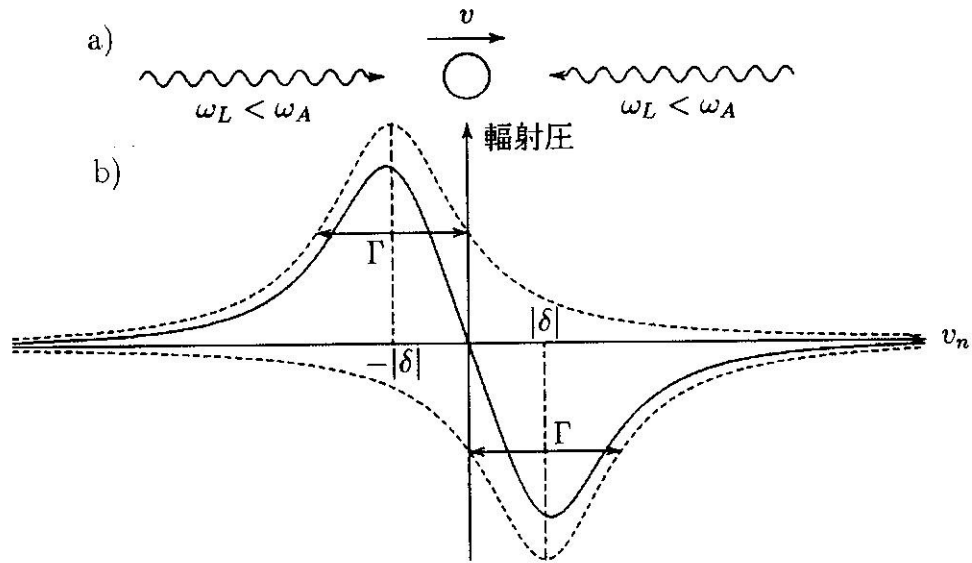


図 1.3: ドップラー冷却

しよう。今、図 1.3a) のように、速度が  $v$  で、共鳴周波数  $\omega_A$ 、上準位の寿命  $\tau \equiv 1/\Gamma$  の二準位原子が、±方向から、同じ強度、同じ周波数の二本のレーザー光に照射されている状況を考える。このレーザーの線幅は自然幅に比べて十分細く、その周波数  $\omega_L$  は共鳴より低いとする ( $\delta = \omega_L - \omega_A < 0$ )。原子が静止していれば、左右のレーザー光から受ける輻射圧は、対称性により等しい。が、もし運動していると、共鳴周波数のドップラーシフトにより、そのバランスが崩れる。図 1.3b) に、原子にかかる輻射圧を、原子の速度の関数として定性的にグラフ化したものを示す。横軸は、その値がドップラーシフトの量を角周波数で表す規格化速度  $v_n = 2\pi v/\lambda$  である。図中の点線は、+、-方向それぞれのレーザー光の輻射圧を表して、原子の吸収曲線と同じ半値全幅  $\Gamma$  の Lorentz 型をしている。レーザーの周波数は共鳴より  $|\delta|$  だけ低いので、+方向のレーザーに対する原子の吸収（輻射圧）の最大は、原子がそれとは反対の  $-|\delta|$  の速度（規格化した速度）で運動しているときに訪れる。-方向のレーザーの場合は、状況は反対になり、 $+|\delta|$  の速度で運動しているときに、吸収（輻射圧）は最大になる。結果として、それらの和、つまり原子が受けるトータルの輻射圧は図中の実線のような分散型なる。このグラフより、 $|v_n| < |\delta|$ 、つまり原子の運動によるドップラーシフトがレーザーの離調より小さい速度では、原子にかかる力  $F$  は近似的に  $F = -\alpha v$  と表せる。今までの議論は、一次元の場合についてのものだったが、 $x, y, z$  それぞれの軸で、図 1.3 と同じ状況を（負に離調した計六本のレーザー光を用いて）構成すれば、直ちに三次元に拡張できる。六本のレーザー光が交わる領域において、速度  $v$  の原子にかかる力は、一次元の場合と同様に、

$$F = -\alpha v \quad (\text{ただし } |v_n| < |\delta|) \quad (1.1)$$

と近似できる。この式は、粘性の高い媒質中の物体にかかる力と同じ形をしている。原子

の運動は、この力によって減衰し、つまりは冷却されることになる。ただしいくらでも冷却できる訳ではない。原子の冷却作用は、先述したように光子の自然放出過程によるものだが、放出する光子の方向のランダムさによる原子の運動量の揺らぎは避けることができない<sup>¶</sup>。この冷却方法で到達できる最低温度は、この揺らぎと冷却効果のバランスで決まる。計算によると [2]、 $\delta = -\Gamma/2$  のときに最も効率良く冷却され、その到達温度  $T_D$  は、

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (1.2)$$

になる。この温度はドップラー冷却限界 (Doppler cooling limit) と呼ばれている。Na 原子におけるそれは、約  $240\mu\text{K}$  である。

しかしながら、このドップラー冷却が有効に作用するのは、あくまでも  $|v_n| < |\delta|$  を満たす速度で運動している原子だけである。これを温度に換算すると、 $\delta = -\Gamma/2$  で Na 原子の場合、

$$T = \frac{Mv^2}{k_B} = \frac{M}{k_B} \left( \frac{10[\text{MHz}]}{2} \cdot \lambda \right)^2 \approx 24\text{mK}$$

となり、常温の原子を有効に冷却することはできない。しかしこの温度は、先に紹介した Ertmer の Na 原子線の冷却で得られた温度と同じオーダーである。1985 年、Chu らは、この Ertmer の方法で予備冷却された Na 原子線を、六本のレーザー光が交わる領域 (約  $0.2\text{cm}^3$ ) に注ぎ込んでドップラー冷却を施した (図 1.4 はその実験装置)。原子はこの領域で更に速度を奪われ、動きにくい状態になる。これにより、彼らは原子を  $10^6\text{cm}^{-3}$  の密度で、過渡的に (寿命約 0.1sec) 閉じ込めることに成功した [5]。

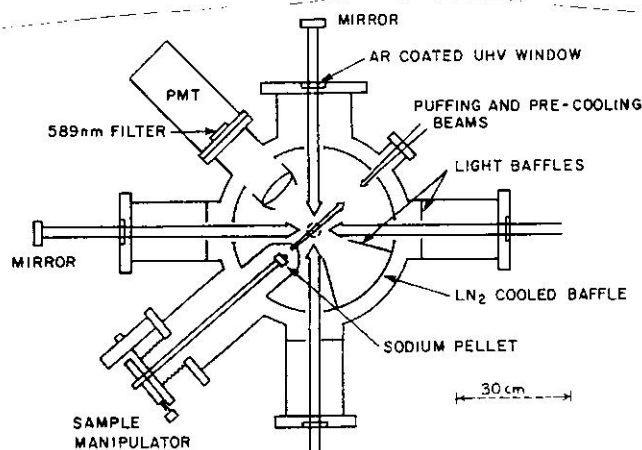


FIG. 1. Schematic of the vacuum chamber and intersecting laser beams and atomic beam. The vertical confining beam is indicated by the dashed circle. The "puffing" beam is from the pulsed YAG laser.

図 1.4: Na 原子の三次元的ドップラー冷却 (optical molasses) の実験装置

<sup>¶</sup>最初静止していた原子が、 $N$ 個の光子を等方的に放出した後の運動量の期待値は、 $\langle p \rangle = 0$  であるが、運動量の二乗の期待値は、おおよそ  $\langle p^2 \rangle = N \left( \frac{\hbar}{\lambda} \right)^2$  となり、 $N$  に比例する

この様な原子の状態は ‘optical molasses’(「光の糖蜜」の意)と名付けられた。彼らの molasses の温度は、ドップラー冷却限界と測定精度の範囲で一致していた。

1988年に、Lettらが、この Na 原子の molasses の温度を TOF 法<sup>||</sup>を用いて正確に測定したところ、ドップラー冷却限界を破る  $43 \pm 20 \mu\text{K}$  という結果を得た [6]。しかも、その最低温度はレーザーの離調  $\delta$  が自然幅  $\Gamma$  の数倍のところでは実現されていた。同年のうちに、この驚くべき事実を説明する polarization gradient cooling(偏光冷却)と呼ばれる新しい冷却のメカニズムが、Dalibard, Cohen-Tannoudji, Chu などによって提出された [7]。このメカニズムは、ゼーマン副準位間の光ポンピング、レーザーによるエネルギー準位の光シフト(ac シュタルクシフト)、空間的に変化するレーザーの偏光を、巧みに利用する。詳しい原理は文献 [7] を参照されたい。1990年には、Salomonらはこの新しい冷却技術を積極的に利用して、ドップラー冷却限界より二桁近く低い、 $2.5 \mu\text{K}$  という温度を、Cs 原子の molasses で実現した。この温度における原子の平均速度は、わずか  $1.3 \text{cm/s}$  で、これは光子の運動量 3~4 個分である。

ランダムな自然放出過程を利用するレーザー冷却では、一光子の反跳エネルギー  $\frac{\hbar^2 k^2}{2M}$  (one-photon recoil energy) 以下に原子を冷却することは難しい(反跳限界)。この限界を超える様々なレーザー冷却技術が提案され、実験的にも幾つかの成功例があるが [8]-[10]、最終的な冷却過程にはレーザー(光子)を用いない次のような冷却方法が現在のところ最も有効である [11]。

1. まず磁気光学トラップにより原子を集める。
2. 瞬間的に磁場を切り、optical molasses を形成させて偏光冷却を施す。
3. 円偏光パルスで原子集団を偏向させ、磁気トラップ [12] に移行する。
4. このトラップに適当な rf をあてることによって、蒸発冷却\*\* [13] を施す。

1995年に Petrich らがこの方法により達成した温度は、反跳限界以下の  $200 \text{nK}$  であった [11]。原子冷却技術の究極的な目標であった気相での Bose-Einstein 凝縮は、Wieman のグループによって、まさしくこの方法を用いて実現された [14]。彼らの実験では、磁気トラップ中の  $^{87}\text{Rb}$  原子集団が  $170 \text{nK}$  にまで蒸発冷却された時点でボーズ凝縮相へ転移することが確認された。今後、この全く新しい物質の状態に関する研究が盛んに行われることは間違いない。

<sup>||</sup> molasses 用レーザーを瞬間的に切ると、冷却原子集団は、そのときの温度を反映した拡散をしながら重力に従って落下する。その拡散の様子は、下方のプローブ光領域を通過する際の蛍光を時間の関数としてモニターすることにより測定できる。この拡散パターンから molasses の温度を逆算できる。この手法を TOF(Time-of-flight) 法と呼ぶ。

\*\*トラップされた原子集団の内、運動エネルギーの大きい原子を選択的にトラップから脱落させることによって冷却する技術。



## 1.2 磁気光学トラップとその応用

optical molasses の寿命はせいぜい 1 秒程度で、その原子数密度もたいして上がらない ( $\leq 10^7 \text{cm}^{-3}$ ) ので、molasses を使った応用実験は、いささか難しい。冷却された原子集団を長時間、高密度で空間の狭い領域に留めておくことはできないのだろうか。

1987年に Raab らは、この目的のために図 1.4にある Chu の molasses の実験に多少の改良を施した。それは図 1.5のように、互いに逆向きに電流を流した二つのコイルで、レーザーの交点を中心とする四重極磁場をつくるもので、このときレーザーの偏光を図のように選んでやると、輻射圧がレーザーの交点へと向かうようにすることができる（その原理については 2.1で述べる）。この改良により、数百 $\mu\text{K}$  にまで冷却された Na 原子約  $10^7$  個 (直径約 1mm) を 2 分間にわたりトラップすることに成功した [15]。このトラップの方式は今日、磁気光学トラップ (MOT: Magneto- Optical Trap) と呼ばれている。

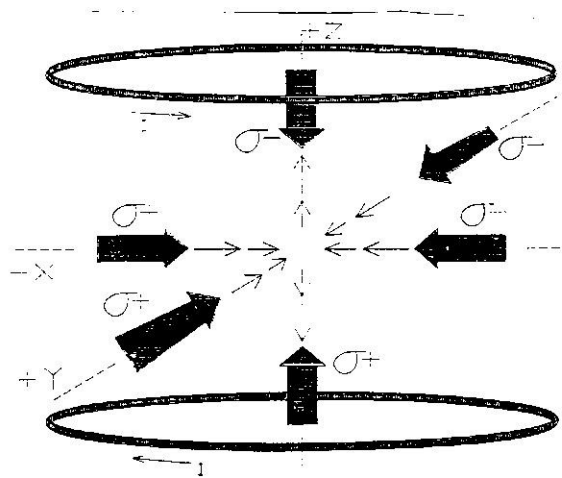


図 1.5: 磁気光学トラップのための磁場とレーザーの偏光

Raab らの実験では、レーザーによって予備冷却された Na 原子線をトラップ領域にロードして磁気光学トラップを実現していた。しかし、常温の原子集団であっても、その速度は Maxwell-Boltzmann 分布しているので、磁気光学トラップのポテンシャル (約 0.4K) に捕らえられる程十分低速な原子も、僅かに存在する。この成分だけから磁気光学トラップを実現できないのだろうか。1990年に Monroe らは、実際に常温の Cs 原子の気体セル内で、このトラップを実現してみせた [16]。図 1.6にそのときの実験装置を示す。図 1.4と比べると、格段に実験装置が簡単になったことがわかる。この気体セルを用いた簡易な磁気光学トラップでも、原子線を用いた時と同程度の密度 ( $10^{11} \text{cm}^{-3}$ ) [17] で、極低温 (数十

$\mu\text{K}$ [18]の原子サンプルが得られるため、それ以後、多くの研究者がこの方式を採用している。磁気光学トラップの応用実験は枚挙にいとまがないが、代表的なものを挙げると、高分解能分光 [19]–[21]、原子時計 [22]、原子波干渉 (原子光学)[23] などがある。先に紹介した Bose-Einstein 凝縮実現のための実験にも、気体セル内の磁気光学トラップが実験の第一段階 (原子の捕獲及び予備冷却) に利用されている。

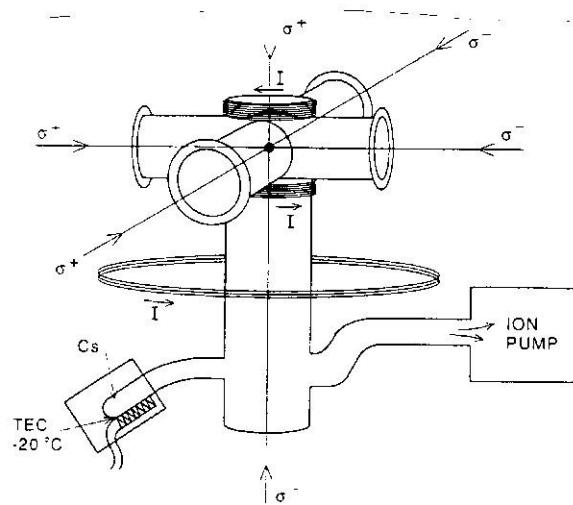


図 1.6: 気体セルを用いた磁気光学トラップ

### 1.3 本研究の目的～磁気光学トラップされた冷却原子の分光

磁気光学トラップされた原子サンプルの温度は数十 $\mu\text{K}$ で、これによるドップラー幅は、トラップされる原子にもよるが、だいたい数百 kHz のオーダーである。これは一般的な原子の光学遷移の自然幅 (数 MHz) と比べると一桁程度小さい。つまりトラップされた原子の分光は、近似的にドップラーフリーで行える。原子線に垂直にプローブ光を当てることによっても、実効的にドップラーフリー分光が行えるが、装置がトラップに比べ大がかりになってしまうし、また、原子線で得られる原子数密度は、せいぜい  $10^{10}\text{cm}^{-3}$  程度で、トラップの方 ( $\sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$ ) が勝っている。

原子における二光子吸収や光混合のような多光子過程を観測するには、一般に高い原子数密度を必要とするため、原子線ではなく、加熱して圧を高くした気体セルが用いられる。また、多光子過程をエンハンスするため、ポンプ光周波数の共鳴からの離調はできるだけ小さくする。しかし、不本意なポンプ光の (一光子過程による) 吸収を避けたい場合は、その離調をドップラー幅より小さくはできない。よって、ポンプ光の強度は、この不利を補うために十分強くする必要がある。また、遷移のパワー広がり、ドップラー広がりを凌駕する程にレーザー強くして、実効的にドップラー広がりを無視できるようにすることもある。

この原子による多光子過程の観測に、トラップされた原子を用いることを考えてみよう。トラップの原子数密度は、一般にその原子の常温における蒸気圧の気体より一桁～二桁程度高い<sup>††</sup>。そして、ほぼドップラーフリーなので、ポンプ光の離調を自然幅程度にまで小さくして多光子過程を大幅にエンハンスすることができる。更にその多光子過程に、トラップされたすべての原子が同様に参与する。よって、気体セルの場合よりもずっと弱いポンプ光強度で、同様の、または新しい多光子過程がトラップされた原子によって観測されると期待される。

以上の様な考察から、本研究はトラップ原子を用いて、種々の多光子過程を観測する事を目的とする。具体的には、トラップを構成しているレーザーを、そのままポンプ光として用い、トラップされた原子集団にプローブ光を照射する。ポンプ光とプローブ光によって誘起されたトラップ原子における多光子過程は、このプローブ光の透過、または反射スペクトル上に反映されるはずである。ポンプ光の離調や強度など様々なパラメータに対するプローブ光のスペクトルの依存性を系統的に調べ、実際に起こっている多光子過程のメカニズムを解明する。

<sup>††</sup>Rb 原子の場合、常温の蒸気圧は $\sim 10^{-7}\text{Torr}$ 、この時の原子数密度は $\sim 3.5 \times 10^9\text{cm}^{-3}$ である。

## 第 2 章

### 基礎事項

#### 2.1 磁気光学トラップの原理

この節では、本実験が用いる磁気光学トラップの原理について説明する。このトラップは図 1.5 の様に互いに逆向きに電流を流した二つのコイル (Anti-Helmholtz coil) と、 $x, y, z$  軸に沿った六本の円偏光のレーザー光によって構成される\*。簡単のために、図 2.1a) のように、二つのコイルの中心軸を  $z$  軸とし、この軸上に限って話を進める。そして、基底状態の全スピンの  $J=0$  ( $m_J = 0$ )、励起状態の全スピンの  $J=1$  ( $m_J = -1, 0, 1$ ) である仮想的な原子を考える。コイルによる不均一 (四重極) 磁場は、 $z=0$  付近では近似的に

$$B_z = bz \quad (b > 0)$$

と表せる。この磁場中における、ゼーマン効果による磁気量子数  $m_J$  の準位のエネルギーシフトは、

$$\Delta E = \mu \cdot \mathbf{B} = g\mu_B m_J z \quad (\mu_B \text{ はボーア磁子、} g \text{ はランデの } g\text{-因子})$$

となる。このエネルギーシフトの  $z$  依存性を図 2.1b) に示す。この原子に、 $-z$  方向の  $\sigma^-$  光レーザーと、 $+z$  方向の  $\sigma^+$  光レーザーを当てる。レーザーの周波数は、 $B_z = 0$  における原子の共鳴より遷移の自然幅  $\Gamma$  の数倍程度低いとする。図 2.1b) からわかるように、 $z > 0$  の領域では、原子は  $-z$  方向の  $\sigma^-$  光の光子を、 $+z$  方向の  $\sigma^+$  光の光子より多く吸収する。なぜなら  $\sigma^-$  光の方が  $\sigma^+$  光より、より共鳴に近いからである ( $\sigma^{+(-)}$  光は、角運動量の保存則より、 $\Delta m_J = +1(-1)$  の遷移しか引き起こせないことに注意)。  $z < 0$  の領域では、逆に  $+z$  方向の  $\sigma^-$  光の光子をより多く吸収する。結果的に、原子は  $z=0$  へ向かう復元

\* $\sigma^+$  とは、レーザーの進行する軸を量子化軸としたとき (その正の向きはレーザーの進行方向と無関係でよい)、光子が角運動量  $+\hbar$  を持つような円偏光状態を表す。つまり  $\sigma^+$  光の光子は磁気量子数  $m=+1$  を持つ。  $\sigma^-$  は、 $\sigma^+$  光とは逆回りの円偏光状態を表し、 $\sigma^-$  光の光子は磁気量子数  $m=-1$  を持つ。ちなみに直線偏光は  $\sigma^+$  光と  $\sigma^-$  光の重ね合わせで表現され、角運動量が (ゼロではなく)  $\hbar$  と  $-\hbar$  である確率は半々の状態である。詳しくは Appendix A を参照のこと。

力を受けることになる。また、レーザーを離調を負にしているため、1.1 で説明したドップラー冷却作用も同時に働く。

$x, y$ 軸に関しても、磁場は中心付近で  $B \propto x, y$  型の依存性をしているので、上の議論は直ちに三次元に拡張できる。結果として、変位  $\mathbf{r}$  にある原子が受けるトータルの力  $\mathbf{F}$  は、 $|\mathbf{r}|, |\dot{\mathbf{r}}|$  が小さい範囲では近似的に、

$$\mathbf{F} = -\kappa\mathbf{r} - \alpha\dot{\mathbf{r}} \tag{2.1}$$

と表すことができる。これはダンピングのある三次元調和ポテンシャル中の物体にかかる力と同じである。この力によって、原子は三次元的に冷却かつトラップされることになる。

実際の原子は、上で仮定したような単純なスピン構造はしていない。しかし 2.5 で説明するように、励起状態の全角運動量が基底状態よりも大きいような遷移を用いれば、実効的に図 2.1b) のような状況になり、トラップが実現できる。

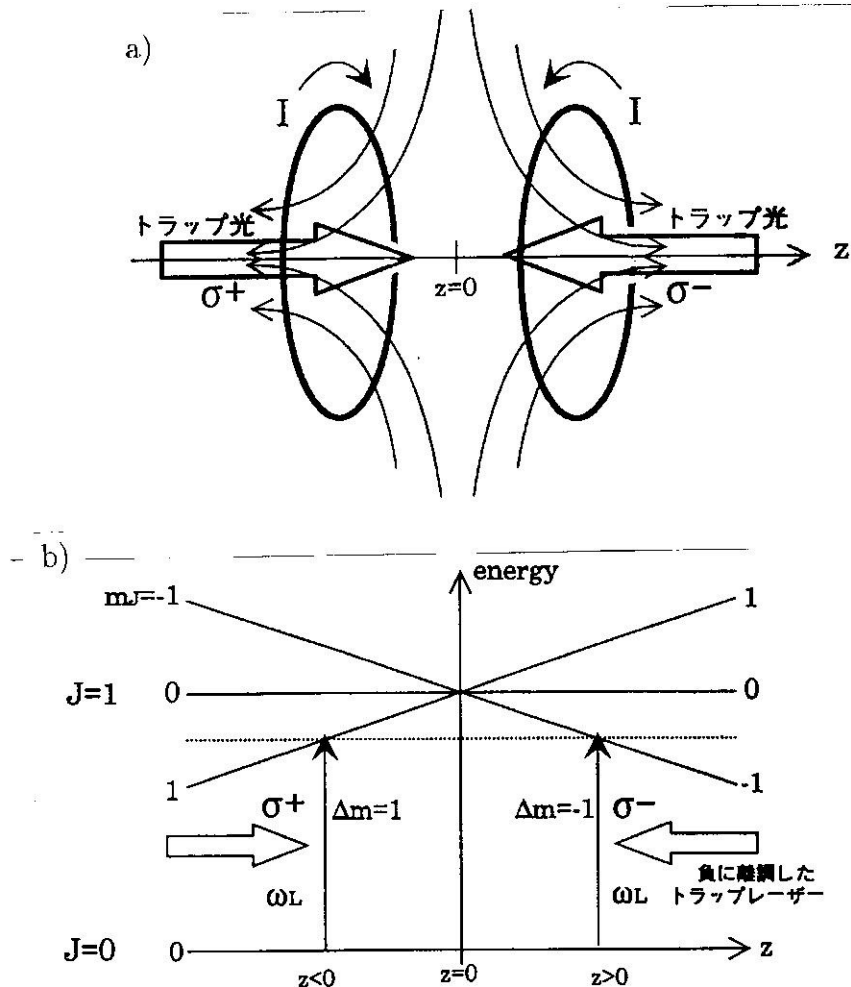


図 2.1: 磁気光学トラップの原理

## 2.2 アルカリ原子の超微細構造

原子の冷却、及びトラップには、Na,Rb,Cs といったアルカリ原子がよく用いられる。その理由には、

- $D$ 線 ( $S \leftrightarrow P$ 遷移) の遷移モーメントが大きい
- $D$ 線が、現存するレーザーの発振波長域にある

などが挙げられる。この節では、このアルカリ原子のエネルギー準位 (微細構造、超微細構造) や、そのゼーマンシフトについて説明する。

アルカリ原子の基底状態の電子配置は、(希ガス)( $ns$ )<sup>1</sup>であり、全スピン角運動量  $\mathbf{S}$ 、全軌道角運動量  $\mathbf{L}$  への寄与は最外殻の  $s$  電子からのみである (なぜなら、希ガスの閉殻構造の電子配置では、全角運動量が必ずゼロになるからである)。そのスペクトル項<sup>†</sup> (ラッセル-ソーネダース結合) は  $n^2S_{1/2}$  と表せる。上付きの添字の 2 (スピン多重度を表す) は省略されることが多い。第一励起状態の電子配置は (希ガス)( $np$ )<sup>1</sup> であり、そのスペクトル項は、 $J = 1 \pm 1/2 = 1/2, 3/2$  より<sup>‡</sup>  $n^2P_{1/2}$  と  $n^2P_{3/2}$  の二種類ある。

電子のスピンの存在は、相対論的量子論から導きだされるが、それよると、スピン  $\mathbf{s}$ 、軌道角運動量  $\mathbf{l}$  の電子は、

$$\mathcal{H}_{ls} = \zeta(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \quad (\zeta \text{ は正の定数})$$

という形の相互作用エネルギーをもつ。これはスピン-軌道相互作用と呼ばれ、古典的には、スピンに付随する磁気モーメント  $\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{e}{m}\mathbf{s}$  と、電荷の回りの軌道運動によって原子が感じる有効磁場  $\mathbf{B}_{eff}$  との相互作用  $\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_{eff}$  によるものと考えられる。多電子系の場合でも、この相互作用は、次のように簡単な形に帰着されることが証明されている。

$$\mathcal{H}_{LS} = \sum_i \zeta_i(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i) = \xi(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}).$$

係数  $\xi$  は、その値も符号も原子によってまちまちだが、アルカリ原子の場合は、その符号は正である。このハミルトニアンが  $\mathcal{H}_{LS} = \xi(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) = \frac{\xi}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$  と書き表せるこ

<sup>†</sup> スペクトル項は、 $n$  を各電子の主量子数の最大値、 $S, L, J$  をそれぞれ全スピン角運動量 ( $\mathbf{S}$ )、全軌道角運動量 ( $\mathbf{L}$ )、合成全角運動量 ( $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$ ) の大きさとして、 $n^{2S+1}L_J$  と表される。ただし  $L=0, 1, 2, 3, \dots$  に対して、 $S, P, D, F, \dots$  の文字が使用される。このスペクトル項は、 $J$  の固有状態の集まり  $\{|J, M_J\rangle\}$  を指定するラベルのようなもので、後に説明するように、微細構造のエネルギー準位を分類する際に便利になる。

<sup>‡</sup> 角運動量の合成の一般則：合成角運動量  $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$  ( $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2$  は任意の角運動量) の  $J$  として許される値は  $J = J_1 + J_2, J_1 + J_2 - 1, \dots, |J_1 - J_2|$ 。

とに注意すると、明らかに  $nP_{1/2}, nP_{3/2}$  ( $J$ の固有状態  $|J, M_J\rangle$ ) は、このハミルトニアン  
の固有状態であることがわかる。それらのエネルギーシフトは容易に計算できて、

$$\langle J, M_J | \mathcal{H}_{LS} | J, M_J \rangle = \frac{\hbar^2 \xi}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) = \begin{cases} \frac{1}{2} \hbar^2 \xi & (nP_{3/2}) \\ -\hbar^2 \xi & (nP_{1/2}) \end{cases} \quad (2.2)$$

となる。このようなスピン-軌道相互作用によるエネルギー準位の分裂は、一般に微細構造と呼ばれている。 $S$ 準位は軌道角運動量がないので、分裂は起きない。アルカリ原子の  $P$ 準位の微細構造を図 2.2 に示す。 $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}, S_{1/2} \leftrightarrow P_{3/2}$  遷移は、それぞれ  $D_1, D_2$  線と呼ばれている。

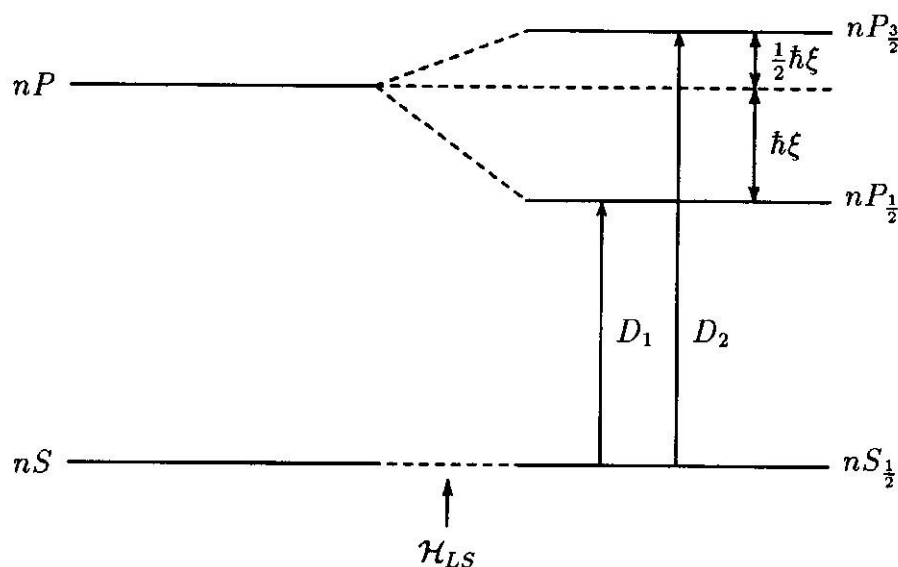


図 2.2: アルカリ原子の微細構造

微細構造は電子のスピンと軌道角運動量との相互作用によるものだが、アルカリ原子の原子核には必ず核スピン  $I$  が存在し<sup>§</sup>、これと電子系の全合成スピン  $J$  との相互作用により、更なるエネルギーの分裂が引き起こされる。この核スピン-電子スピン相互作用は、以下のようなハミルトニアンで記述される [24]。

$$\mathcal{H}_{IJ} = a \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + b \frac{6(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + 3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (\text{ただしプランク定数は } 1) \quad (2.3)$$

ここで、 $I$  は核種によって決まる数で  $^{23}\text{Na}$  なら  $3/2$  である。 $J$  は、 $S_{1/2}, P_{1/2}$  なら  $1/2$ 、 $P_{3/2}$  なら  $3/2$  である。式中の  $a$  は磁気双極子結合定数、 $b$  は磁気四重極子結合定数と呼ばれ、

<sup>§</sup>原子番号、質量数がともに偶数の偶-偶核 (の基底状態) は核スピン  $0$  で、それ以外の核は質量数が偶数なら整数の、奇数なら半整数の核スピンを持つ。アルカリ原子の原子番号は奇数なので、必ず核スピンを持つ。

通常 MHz の単位で表される。このハミルトニアンをよく見ると、演算子の部分はすべて  $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$  の項よりなっている。よって、微細構造のときの議論と同様に、 $\mathbf{I}$  と  $\mathbf{J}$  を合成した全角運動量  $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$  の固有状態  $|F, M_F\rangle$  は、このハミルトニアンの固有状態でもある。そしてこの新しい角運動量  $\mathbf{F}$  の大きさが  $F$  である準位のエネルギーは、式 (2.3) より次のように表せる。

$$\langle F, M_F | \mathcal{H}_{IJ} | F, M_F \rangle = \frac{1}{2} a K + b \frac{3K(K+1)/2 - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (2.4)$$

ただし  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$  である。このように同じ微細構造 ( $nP_{1/2}$ , または  $nP_{3/2}$ ) 内の、更なるエネルギー準位の分裂のことを、超微細構造と呼び、そのエネルギー準位は量子数  $F$  で指定できる。図 2.3 に、 $I \geq 3/2$  の場合<sup>¶</sup> の、アルカリ原子の超微細構造による分裂の様子を示す。

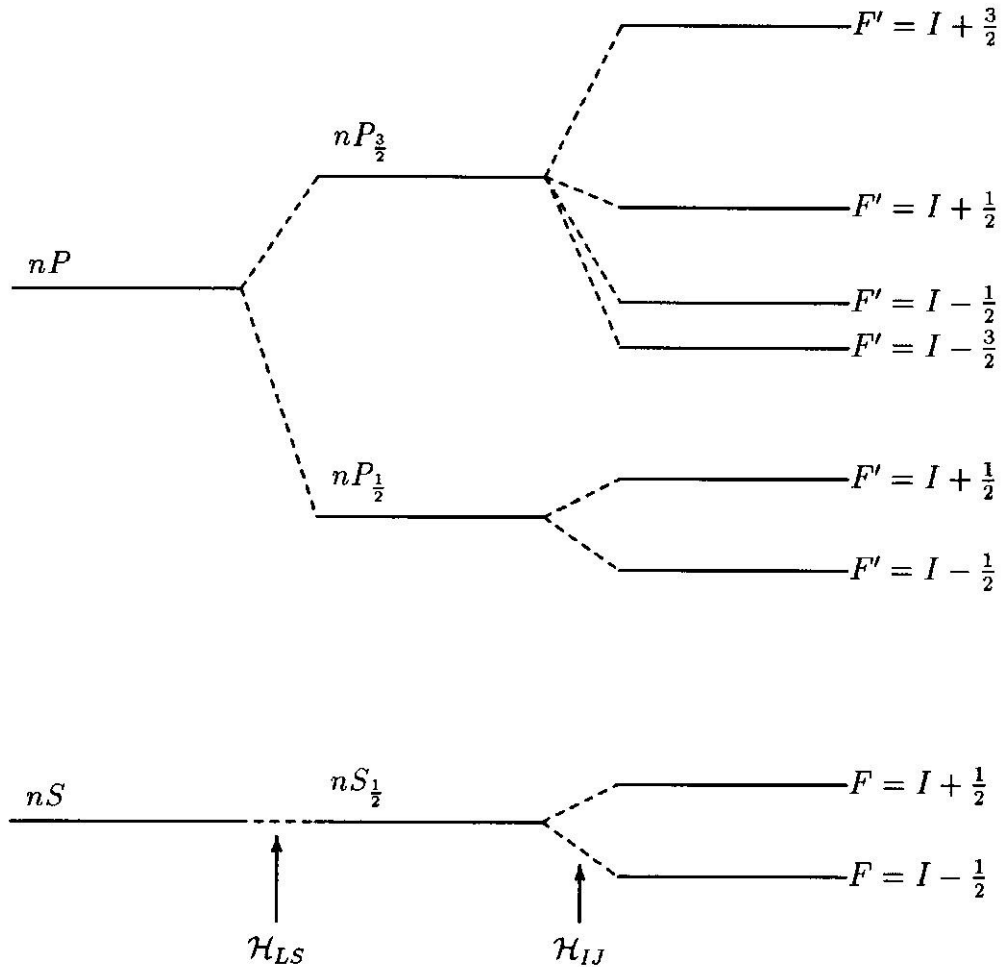


図 2.3: アルカリ原子の超微細構造

<sup>¶</sup>この条件は、 ${}^6_3\text{Li}$  以外のすべてのアルカリ原子の安定同位体について成立する。



## 2.3 Rb 原子の超微細構造

本実験で、磁気光学トラップに用いるアルカリ原子は Rb で、天然で二種類の同位体  $^{85}\text{Rb}$ (72.2%),  $^{87}\text{Rb}$ (27.8%) が存在する。それぞれの同位体の核スピんと、超微細構造の結合定数  $a, b$  は、表 2.1 のように、実験的に求められている。

$^{85}\text{Rb} \quad I = \frac{5}{2}$			$^{87}\text{Rb} \quad I = \frac{3}{2}$		
	a (MHz)	b (MHz)		a (MHz)	b (MHz)
$5^2S_{1/2}$	$1011.9166 \pm 0.0007^a)$	0	$5^2S_{1/2}$	$3417.3502 \pm 0.0005^b)$	0
$5^2P_{1/2}$	$120.7 \pm 0.1^a)$	0	$5^2P_{1/2}$	$409 \pm 4^a)$	0
$5^2P_{3/2}$	$25.3 \pm 0.2^a)$	$24.4 \pm 1.3^a)$	$5^2P_{3/2}$	$85.8 \pm 0.7^a)$	$11.8 \pm 0.6^a)$

表 2.1: Rb 原子の核スピんと超微細構造結合定数  $a, b$ 

これらの結合定数と式 (2.4) より、 $^{85}\text{Rb}$  と  $^{87}\text{Rb}$  の超微細構造のエネルギー準位が計算できる (実際は、実験で得えられたエネルギー準位の間隔から  $a, b$  を求めるのだが)。図 2.4 は、 $5S_{1/2}, 5P_{3/2}$  ( $D_2$ 線) に関する計算結果である。

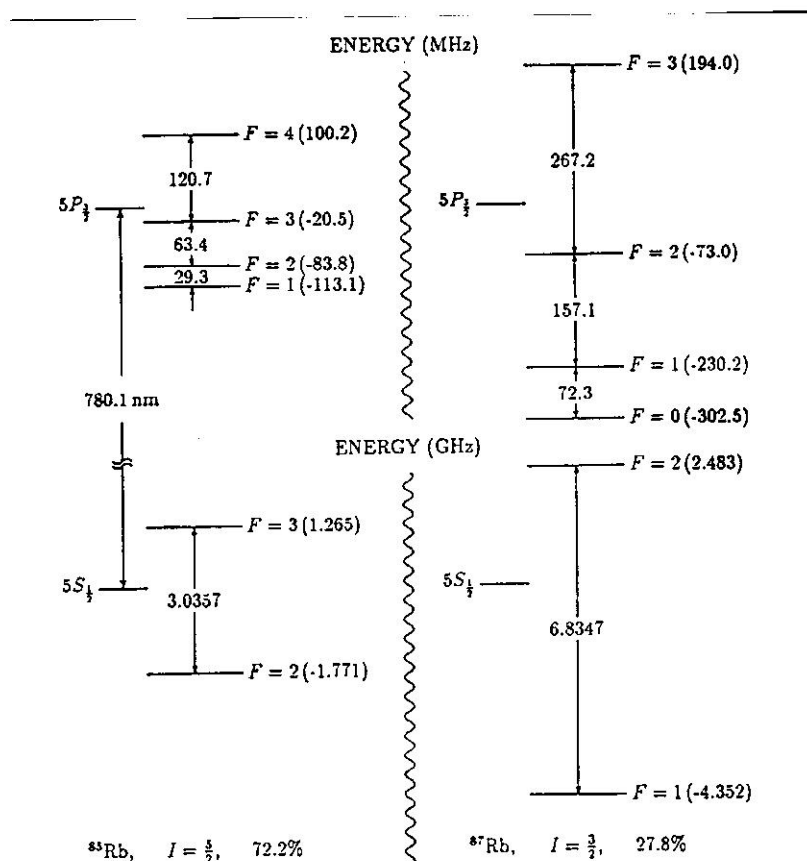


図 2.4: Rb 原子の超微細構造準位

## 2.4 アルカリ原子の磁気光学トラップに用いる遷移

アルカリ原子を磁気光学トラップするには、どの遷移を用いればよいのだろうか。まず第一に、「2.1 磁気光学トラップの原理」のところで説明したように、励起状態の全角運動量が基底状態よりも大きいような遷移を用いなければならない。第二に、「1.1 中性原子のレーザー冷却」のところで説明したように、励起された原子が、トラップレーザーに共鳴している方の基底状態のエネルギー準位に戻るようであればならない。

これらの条件をクリアーする遷移は  $D_2$  線の  $S_{1/2} : F = I + \frac{1}{2} \rightarrow P_{3/2} : F' = I + \frac{3}{2}$  遷移のみであることがわかる (図 2.3 を参照)。なぜなら、選択則  $\Delta F = 0, \pm 1$  (Appendix A を参照) により、 $P_{3/2} : F' = I + \frac{3}{2}$  へ励起された原子は、必ず  $S_{1/2} : F = I + \frac{1}{2}$  へ戻るからである。しかし、たとえトラップレーザーをこの遷移 (のやや低周波側) に合わせていたとしても、レーザーには周波数揺らぎがあるので、原子が  $P_{3/2} : F' = I + \frac{1}{2}$  や  $P_{3/2} : F' = I - \frac{1}{2}$  へ励起され、これらの準位を経由してトラップサイクルから外れた  $S_{1/2} : F = I - \frac{1}{2}$  の方へ緩和してしまう確率はゼロではない。また原子同志の衝突による  $S_{1/2} : F = I - \frac{1}{2}$  への緩和も起こり得る [25]。よって、そうした原子をもとのトラップサイクルに戻してやるため、 $S_{1/2} : F = I - \frac{1}{2} \rightarrow P_{3/2} : F' = I + \frac{1}{2}$  または  $I - \frac{1}{2}$  遷移付近に合わせたレーザー光がトラップ光とは別に必要になる。これはリポンピング光と呼ばれ、一般にレーザー冷却には不可欠なものである。図 2.5 に、Rb 原子の場合の、トラップ光、リポンピング光のスキームを示す。

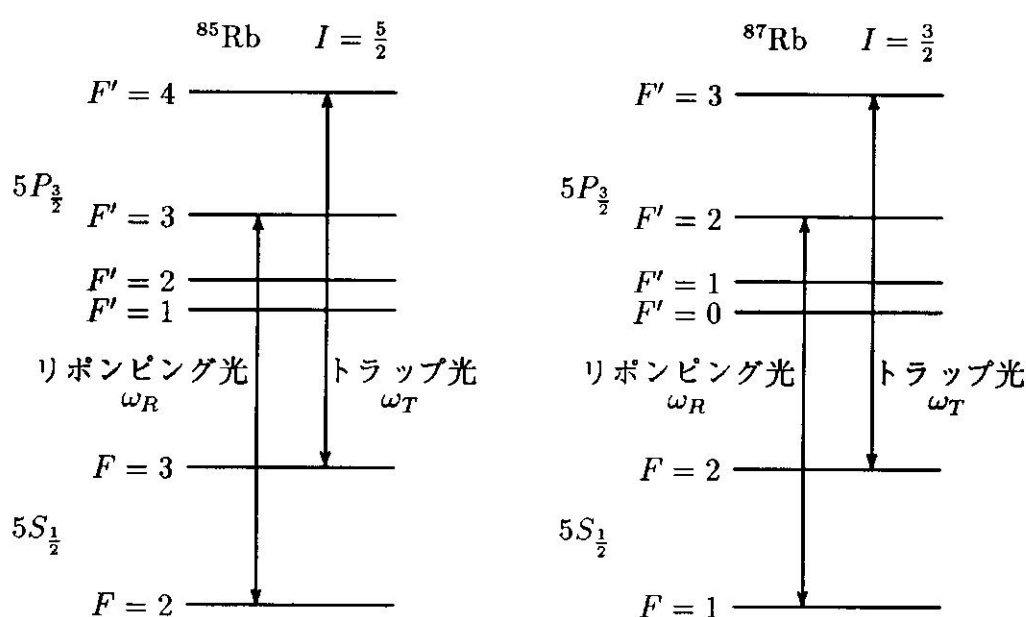


図 2.5: Rb 原子の磁気光学トラップにおけるトラップ光、リポンピング光

## 2.5 アルカリ原子の超微細構造のゼーマン分裂

量子化軸  $z$  と平行な磁場を加えたときの、アルカリ原子のエネルギー準位の変化、つまりゼーマンシフト求めるには、式 (2.3) と、外部磁場とスピンの相互作用ハミルトニアンを足し合わせた、次のハミルトニアンを対角化すればよい\* [24]。

$$\mathcal{H}_{IJ} = a\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + b \frac{6(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + 3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} + \mu_B(g_J J_z + g_I I_z)B_z \quad (2.5)$$

ただしプランク定数は 1 とし、 $\mu_B$  はボーア磁子<sup>†</sup>、 $g_J, g_I$  はそれぞれ電子系と核の  $g$ -因子である<sup>‡</sup>。このハミルトニアンは、もはや  $F$  とは交換しないが、 $F_z = I_z + J_z$  とは交換する。よって、基底として  $F_z$  の固有状態である  $|M_I, M_J\rangle$  を選んで対角化するとき、 $F_z$  の固有値  $M_F = M_I + M_J$  が同じである部分空間内でこれを行えばよい<sup>§</sup>。  $M_F$  の取りうる値は  $I+J, I+J-1, \dots, -I-J$  の  $2(I+J)+1$  通りあり（ここで、 $M_F$  にはもはや  $F$  の  $z$  成分という意味がないことに注意）、それらの部分空間の次元は高々  $\min\{2I+1, 2J+1\}$  ( $I$  と  $J$  のスピン多重度のうち、小さい方) である。つまり  $S_{1/2}, P_{1/2}$  なら  $3 \times 3$ 、 $P_{3/2}$  なら  $4 \times 4$  の行列の固有値問題に帰着する [26]。

図 2.6 に、 $^{85}\text{Rb}(I=5/2)$  の  $5S_{1/2}$  と  $5P_{3/2}$  における超微細構造準位のゼーマン分裂の様子を、実際に計算した結果を示す。ここで、まず注目すべきは、 $5S_{1/2}; M_F = \pm 3$  と  $5P_{3/2}; M_F = \pm 4$  のエネルギー準位は、磁場に対して線形にシフトしている点である。一般に  $M_F = \pm(I+J)$  となるような  $|M_I, M_J\rangle$  は  $|\pm I, \pm J\rangle$  だけで、この状態がそのままハミルトニアンの固有状態となっていることに注目すれば、このことは容易に理解できる。具体的に、 $5S_{1/2}; M_F = \pm 3$  と  $5P_{3/2}; M_F = \pm 4$  のゼーマンシフトの量を書き表すと、

$$\Delta E = \langle \pm I, \pm J | \mu_B(g_J J_z + g_I I_z) B_z | \pm I, \pm J \rangle \approx \pm \mu_B g_J J B_z = \begin{cases} \pm \mu_B B_z & (5S_{1/2}; M_F = \pm 3) \\ \pm 2\mu_B B_z & (5P_{3/2}; M_F = \pm 4) \end{cases}$$

となる。ここで  $g_I I_z$  の項を無視する近似を用いた。この近似の範囲では、上式の結果はすべてのアルカリ原子に共通である（ただし  $M_F = \pm(I+J)$  のみ）。

\*ここでは磁場による相互作用エネルギーが、軌道-スピン相互作用よりずっと小さく、 $\mathbf{J}$  が良い量子数になっていると仮定している。このときには、本来  $\mu_B(L_z + 2S_z + g_I I_z)B_z$  と書くべきところが  $\mu_B(g_J J_z + g_I I_z)B_z$  と近似でき、異なる  $J$  の状態が交わらないので、対角化の際に軌道-スピン相互作用ハミルトニアン  $\mathcal{H}_{LS} = \xi(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$  を考えなくてもよい。

<sup>†</sup>今の単位系では  $1.399961 \times 10^4 \text{MHz} \cdot \text{T}^{-1}$

<sup>‡</sup>電子系において、 $LS$  結合が成り立つ場合、 $g$  因子はランダウの  $g$  公式

$$g_J = 1 + \{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)\} / 2J(J+1)$$

より求められる。 $S_{1/2}$  なら 2、 $P_{3/2}$  なら  $4/3$  である。 $g_I$  は核種に依存するが、 $g_J$  と比べて  $10^{-3}$  のオーダーであり、通常無視できる。

<sup>§</sup>一般に、二つの物理量  $\mathbf{A}, \mathbf{B}$  が交換するとき、 $\mathbf{A}|p\rangle = p|p\rangle, \mathbf{A}|q\rangle = q|q\rangle$  かつ  $p \neq q$  ならば、 $\langle p|\mathbf{B}|q\rangle = 0$  である（なぜなら  $0 = \langle p|\mathbf{A}, \mathbf{B}|q\rangle = (p-q)\langle p|\mathbf{B}|q\rangle$ ）。このことは、物理量  $\mathbf{A}, \mathbf{B}$  の同時対角化が可能であることを言っていることになる。

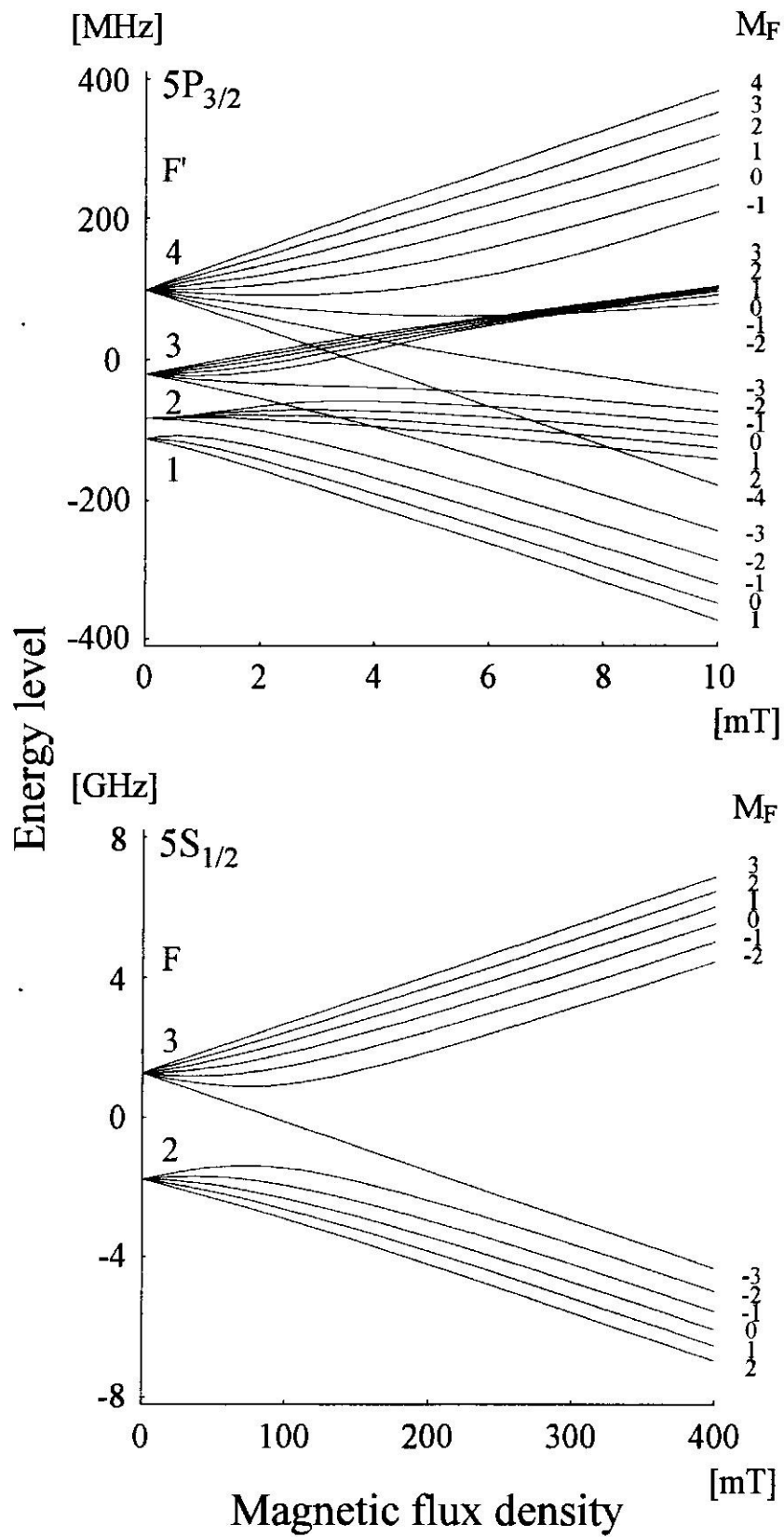


図 2.6:  $^{85}\text{Rb}$ : $5S_{1/2}$ と $5P_{3/2}$ のゼーマン分裂

もう一つ注目すべきことがある。本実験で扱う磁場（例えば飽和分光においてセルにかける磁場や、磁気光学トラップに必要な四重極子磁場）の強さはせいぜい数 mT 程度までだが、このような範囲では、トラップに用いる  $5S_{1/2}; F = 3$  と  $5P_{3/2}; F' = 4$  準位は、ほぼ等間隔に分裂している。つまり、トラップサイクルにある  $^{85}\text{Rb}$  原子を、基底状態がスピン 3、励起状態がスピン 4 の粒子と見立てることができる。そして、その磁気副準位のエネルギーシフトは、 $\Delta E_{M_F} = g\mu_B M_F B_z$  ( $g$  は  $g$ -因子) と近似できる。ここで、それぞれの準位の  $g$ -因子の値が問題となるが、それらは、先程計算された  $5S_{1/2}; M_F = \pm 3$  と  $5P_{3/2}; M_F = \pm 4$  のエネルギーシフト量を再現するような値になっているはずである。よって、

$$^{85}\text{Rb} \text{ の場合 : } g = \frac{\Delta E_{M_F}}{\mu_B M_F B_z} = \begin{cases} 1/3 & (5S_{1/2}; F = 3) \\ 1/2 & (5P_{3/2}; F' = 4) \end{cases}$$

となる。このように基底状態の  $g$  因子が励起状態より大きくなる状況は、他のアルカリ原子のトラップサイクルに関しても成立している。

ここで、トラップサイクルにおける  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  光の遷移周波数が、磁場の存在によりどう変化するかを考えよう。引き続き  $^{85}\text{Rb}; 5S_{1/2}; F = 3$  と  $5P_{3/2}; F' = 4$  準位を例にとる。磁場が量子化軸  $z$  の正の向きにかかっているときの、これらの磁気副準位のゼーマンシフトの様子は、図 2.7 のようになる。図中では  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  光それぞれの許容遷移を  $\uparrow$  で表してある。これらの遷移周波数の磁場による変化  $\Delta E_{\sigma^\pm}$  は、上、下準位それぞれのエネルギーシフト  $\Delta E_{P, M_F \pm 1}$ ,  $\Delta E_{S, M_F}$  から容易に計算できる。

$$\Delta E_{\sigma^\pm} = \Delta E_{P, M_F \pm 1} - \Delta E_{S, M_F} = \frac{1}{2}\mu_B (M_F \pm 1) B_z - \frac{1}{3}\mu_B M_F B_z = \mu_B B_z \left( \frac{1}{6} M_F \pm \frac{1}{2} \right)$$

遷移周波数のエネルギーシフトは、上式のように下準位の  $M_F$  に依存するが、すべての  $M_F (-3 \leq M_F \leq 3)$  に対して次式が成立している。

$$\Delta E_{\sigma^+} \geq 0, \quad \Delta E_{\sigma^-} \leq 0 \quad (B_z > 0 \text{ の時})$$

また当然、 $B_z < 0$  の時は不等号の向きは反対になる。このような遷移周波数の磁場依存性は、2.1 のトラップの原理の説明の際に仮定した、基底状態のスピンが 0、励起状態のスピンが 1 の原子と同じである。実際、 $^{85}\text{Rb}$  に限らず、すべてのアルカリ原子は原理的にトラップが可能である。

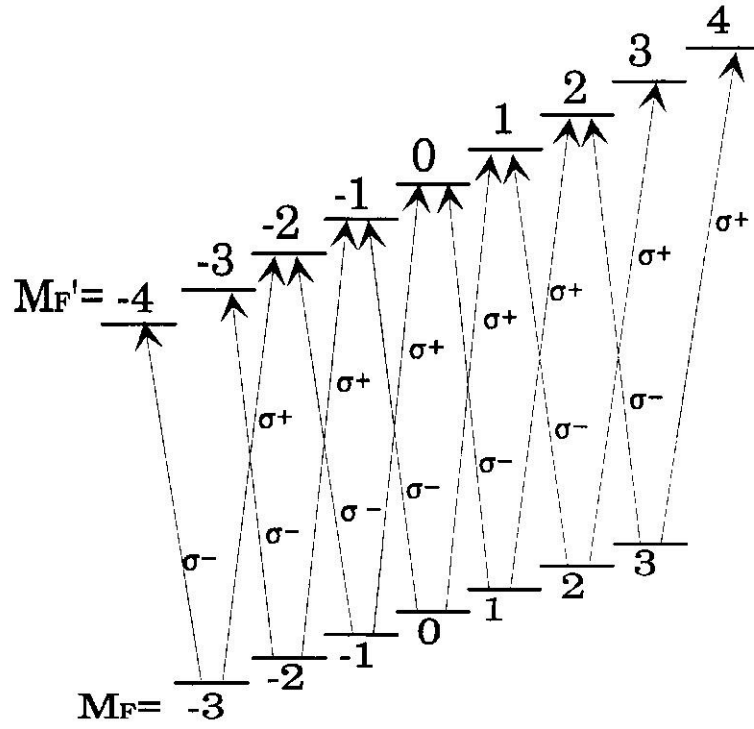


図 2.7: 磁場による $^{85}\text{Rb} : 5S_{1/2}; F=3, 5P_{3/2}; F'=4$ 間の $\sigma^\pm$ 光遷移周波数の変化

## 第 3 章

### 実験

#### 3.1 半導体レーザーの周波数制御および Rb 原子の飽和分光

##### 3.1.1 光源の開発：半導体レーザー

GaAs-GaAlAs ダブルヘテロ構造半導体レーザー (図 3.1) の発振波長域 (750~850nm) は、ちょうど Rb 原子の  $D_2$  線の波長 (空気中で 780.1nm) をカバーしている。よって本実験では、このタイプの半導体レーザー (以下、単に LD と呼ぶ) を磁気光学トラップのための光源とする。実際に用いるのは、多重量子井戸構造 (MQW:Multi-Quantum Well) を持つ、高出力シングルモード LD (Hitachi HL7851G:  $\lambda = 775 \sim 790 \text{nm}$ ) で、その最大パワーは 50mW、線幅は約 10MHz である。半導体レーザーの光出力は図 3.2a) のように広がりをもって放射されるので、これを平行光線にするため図 3.2b) のようにコリメーションレンズ付きのソケットを用いる。

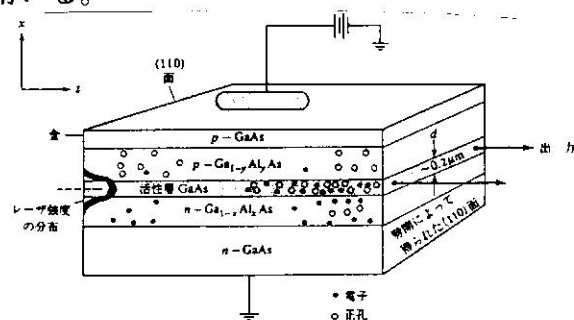


図 3.1: GaAs-GaAlAs ダブルヘテロ構造半導体レーザー

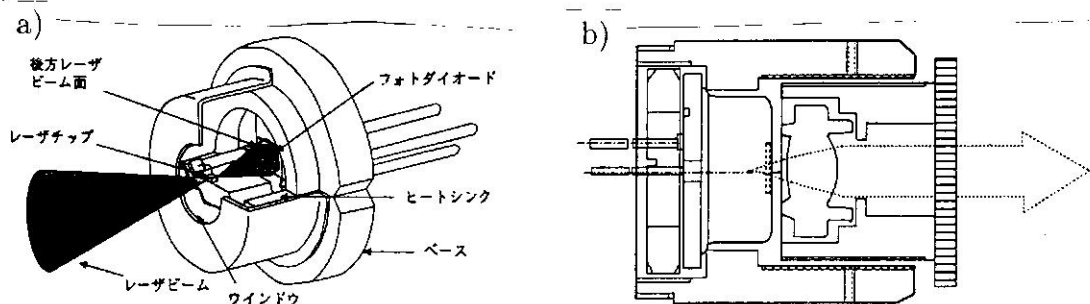


図 3.2: 半導体レーザーの光出力とそのコリメーション

LDの発振周波数は、LDに注入する電流とLD素子の温度に敏感に依存する。よって安定な発振を実現するには、LDの温度を一定に保つ温度コントローラーと、低ノイズ、低ドリフトの定電流電源が必要である。これらについては、本実験では市販のものを用いる。

LDの発振周波数の制御、特に周波数のロックは、磁気光学トラップでは重要である。注入電流と温度を適当にコントロールすることによっても、それは可能である。しかし温度による制御は応答が遅く、また電流による制御は、出力光のパワー変化を伴ってしまう。そこで本実験では、図3.3のように、LDの外部に回折格子による共振器を構成する。LDの発振周波数は、この外部共振器のモードに引き込まれるので、この回折格子の角度を圧電素子(以下、PZT:piezo-electric transducer)により変化させることにより、LDの発振周波数を制御することができる。このとき、LDの線幅は2MHz程に狭帯化される。これはRb: $D_2$ 線の自然幅5.9MHzより狭い。

PZTにかける電圧を変化させると、それにだいたい比例してLDの発振周波数も変化し、数GHz程度の周波数範囲ならモードホップ(異なる縦モード周波数への飛び)なく掃引できる。PZTにかける電圧のコントロールは図3.3のようにコンピューターとDAC,ADCを用いてデジタル的に行う。周波数の掃引は、単に、時間的に変化する電圧を出力させるデジタル信号を、コンピューターからDACに送ればよい。また周波数のロックは、(例えば飽和分光シグナルのような)標準となる信号(電圧)を、ADCよりコンピューターに取り込み、それをリアルタイム処理をしてDACへフィードバックすることにより、容易に実現できる。

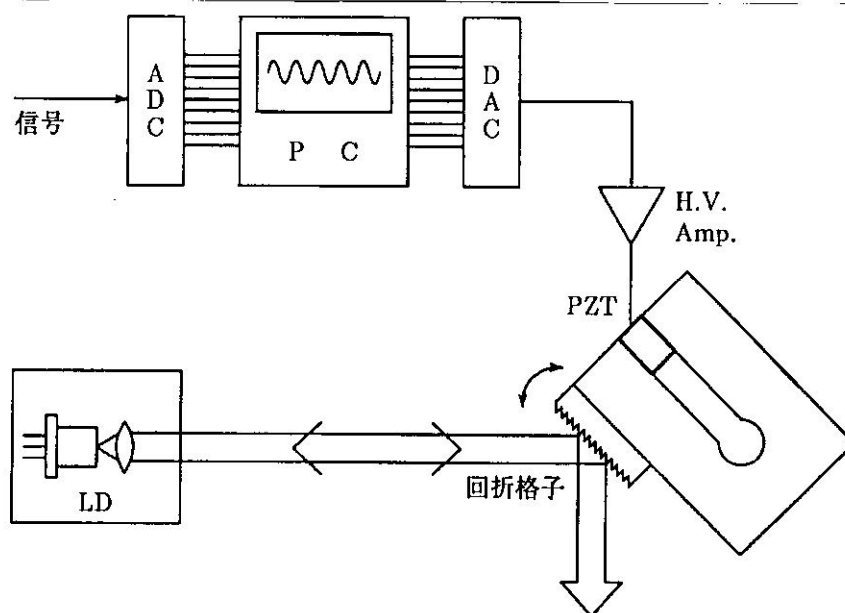


図 3.3: LD の発振周波数制御のスキーム



### 3.1.2 Rb 原子の飽和分光スペクトル

Rb 原子の気体セルを用いた飽和分光についての説明をする前に、単なる線形吸収スペクトルを図 3.4a) に紹介する。計四本の大きな吸収線が観測され、それぞれは図 3.4b) の ↓ で示した遷移に対応している。遷移の常温におけるドップラー広がり (~600MHz) のために、上準位 ( $5P_{3/2}$ ) の超微細構造がスペクトル上で分離されていないのがわかる。

飽和分光と呼ばれるテクニックを用いると、ドップラー広がりによって隠された上準位 ( $5P_{3/2}$ ) の超微細構造を確認することができる。具体的には図 3.5a) のように、ポンプ光が励起しているセル内の領域に、ポンプ光と同じ周波数で、進行方向が逆のプローブ光を通して、その吸収スペクトルをとる。図 3.5b) に、この方法で得られた  $^{85}\text{Rb}: F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$  遷移付近の吸収スペクトルを示す。ドップラーの吸収線の底に、計六本の 'くぼみ' が観測されている。これは、ポンプ光によって速度選択的に励起される原子集団の速度分布に '穴' が掘られ (ホールバーニング現象)、それがプローブ光の吸収の減少として観測されるもので、Lamb ディップと呼ばれる。簡単な考察よりこのディップは、図 3.5c) のように許容遷移の速度ゼロにおける共鳴周波数の位置だけでなく、それらの任意の二つのちょうど中心の位置にも現われることがわかる (crossover ディップと呼ばれる)。実験で得られたスペクトルはまさしくそのようになっている。

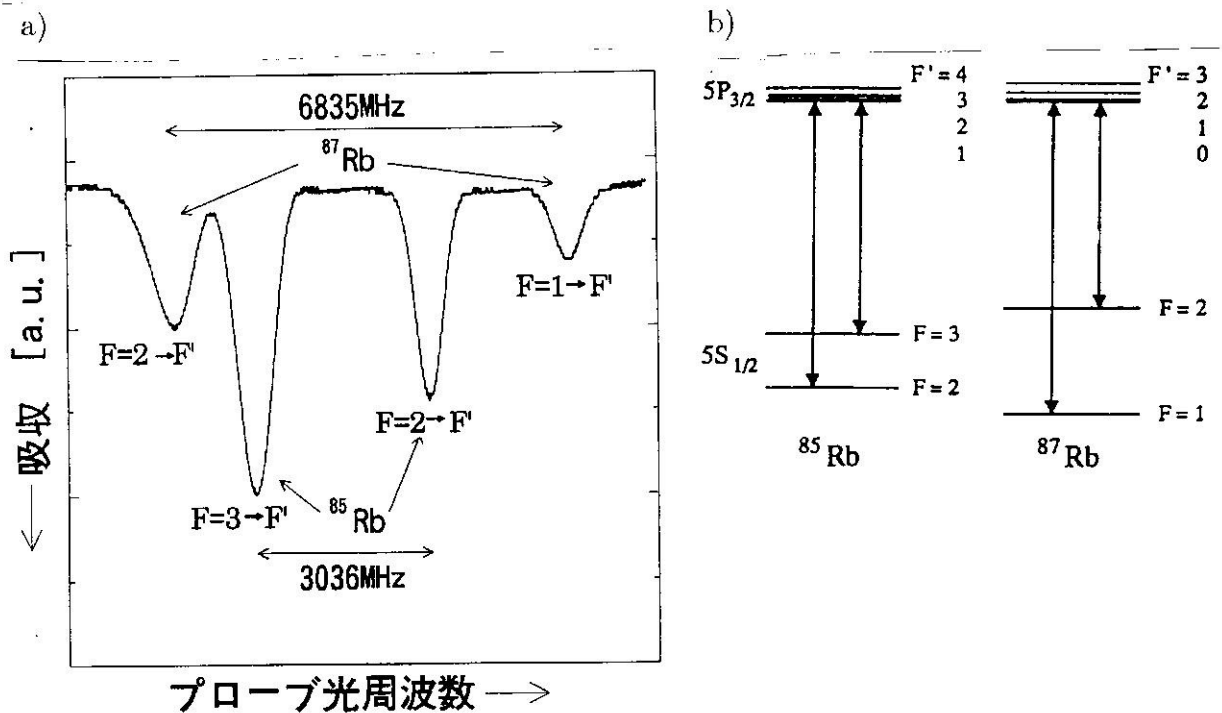


図 3.4: 常温における Rb 原子の線形吸収スペクトル

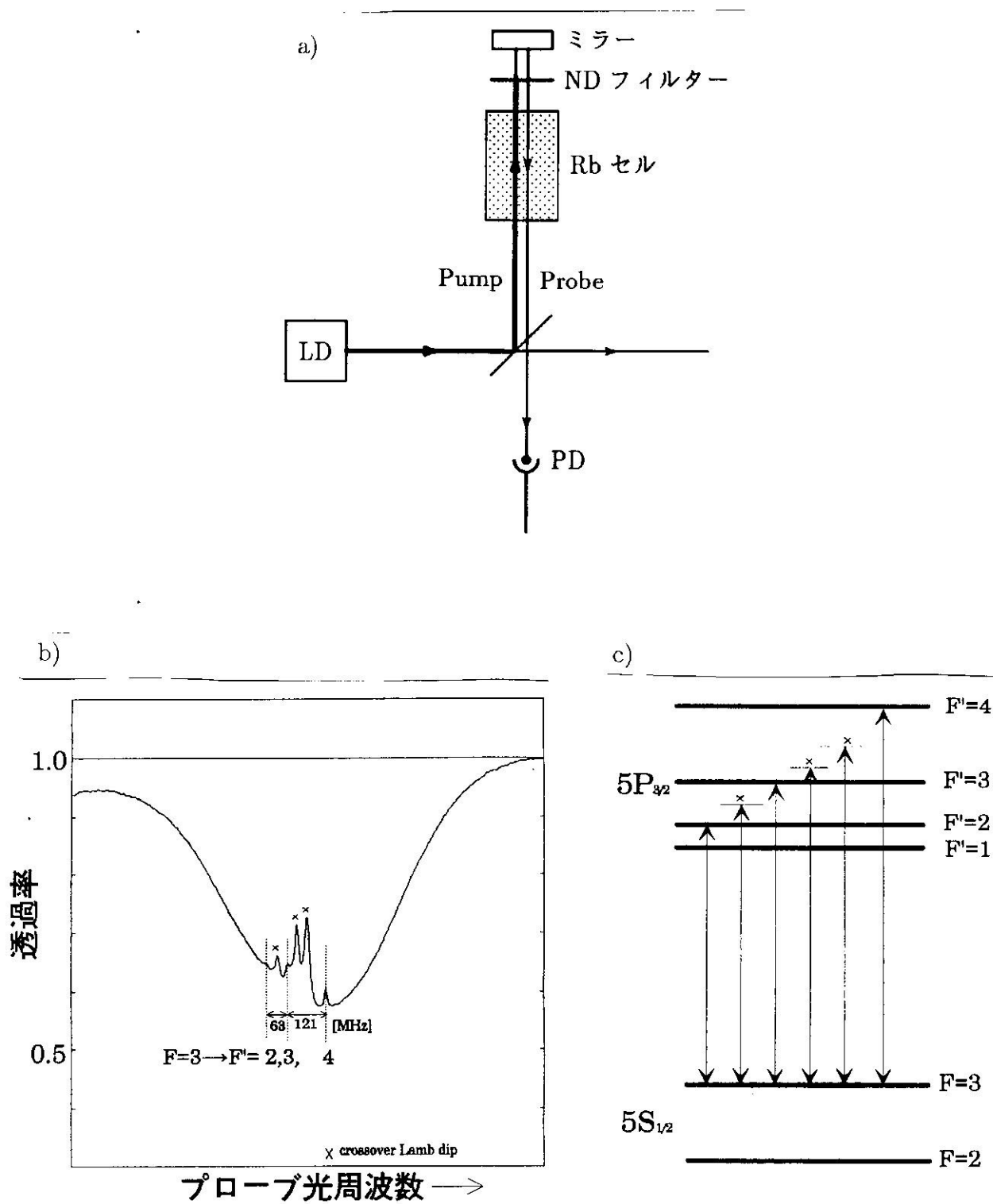


図 3.5:  $^{85}\text{Rb}$  原子  $F=3 \rightarrow F'$  遷移の飽和吸収分光

## 3.1.3 飽和分光信号を用いた LD の周波数ロック

磁気光学トラップにおいて要求されるように、LD の周波数をある特定の遷移付近にロックするには、その遷移周波数付近で敏感に変化する標準信号電圧を適当な分光法によって得ればよい。そのような信号電圧と、基準電圧との差をゼロにするように LD にフィードバックをかければ、周波数ロックが実現される。

図 3.5b) のような飽和吸収信号は、線形吸収信号と違い、超微細構造準位を反映した鋭い周波数依存性を示すので、確かに LD の周波数ロックに適していると言える。

しかし、周波数ロックに適した信号として更に優れたものを得る方法がある [27]。それは図 3.6a) のように、LD の注入電流を変調 ( $\sim 10\text{kHz}$ ) することにより、LD の発振波長を FM 変調 ( $\leq 1\text{MHz}$ )、このときの飽和吸収信号の変化を Lock-in アンプで検出する方法である。この方法で得られるスペクトルを図 3.6b) に示す。これはちょうど図 3.5b) の微分形になっており、更に敏感な周波数依存性を持つ。この信号をゼロにするように LD へフィードバックをかけることは、図 3.5b) の極値 (Lamb ディップ) の位置に LD の周波数をロックすることに相当する。そしてこの Lamb ディップの位置にロックしている限り、光源の出力パワーのドリフトの影響を受けないで済む。

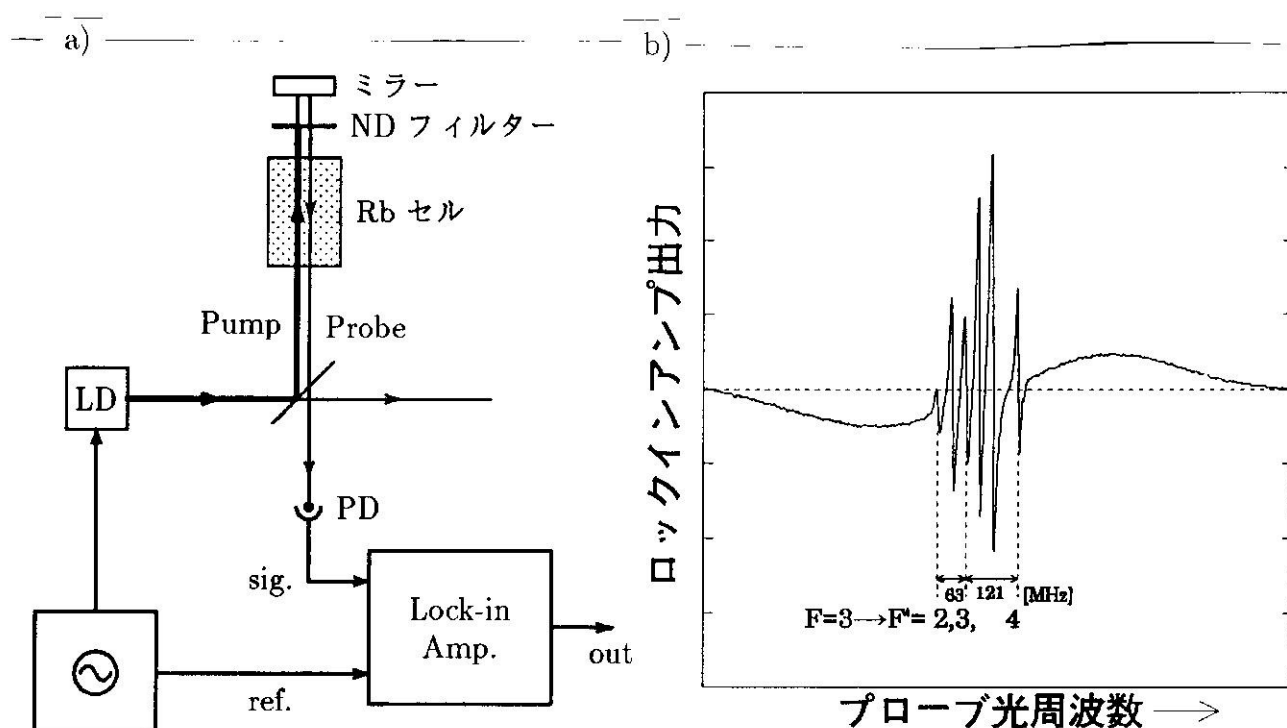


図 3.6: FM 変調法による  $^{85}\text{Rb}$  原子  $F = 3 \rightarrow F'$  遷移の飽和吸収スペクトル

### 3.1.4 ゼーマン効果を用いたロック周波数の制御

2.5で議論したように、トラップサイクルの遷移において、量子化軸に対し+方向の磁場を加えれば、 $\sigma^+$ 光に対する共鳴周波数は高(低)周波側にシフトする。この原理により、飽和分光においても、ポンプ光とプローブ光を共に $\sigma^{+(-)}$ 偏光にし、光軸と平行な量子化軸に対して+方向に磁場を加えれば、Lambディップは高(低)周波側に移動すると予想される。これを実際に行うには、図3.7a)のように $\lambda/4$ 板と円筒形のコイルを用いればよい。その際、偏光の純度向上と、ポンプ光、プローブ光の分離のために、偏光ビームスプリッター(PBS)を利用する。図3.7b)に、この方法により得られるスペクトルの、磁場依存性を示す。トラップサイクルである $F=3 \rightarrow F'=4$ 遷移に関する信号の位置は予想通りのシフトをしている。しかしその形は、磁場がゼロの時のそれとはだいぶ異なったものになっている[28]。これは、主に上,下準位の $g$ -因子の違いによるものであるが、ロックをする上では、さほど問題にならない。

図3.8a)は、このゼーマンシフトした飽和分光信号を用いて、実際にLDの周波数を $^{85}\text{Rb}:F=3 \rightarrow F'=4$ 遷移付近にロックしている様子を示している。また、3.8b)は、そのときのLDの周波数の共鳴からの離調を、コイルに流す電流の関数としてプロットしたものである。この周波数ロック技術を用いれば、トラップ光周波数の共鳴からの離調を、自在に調節することができる。

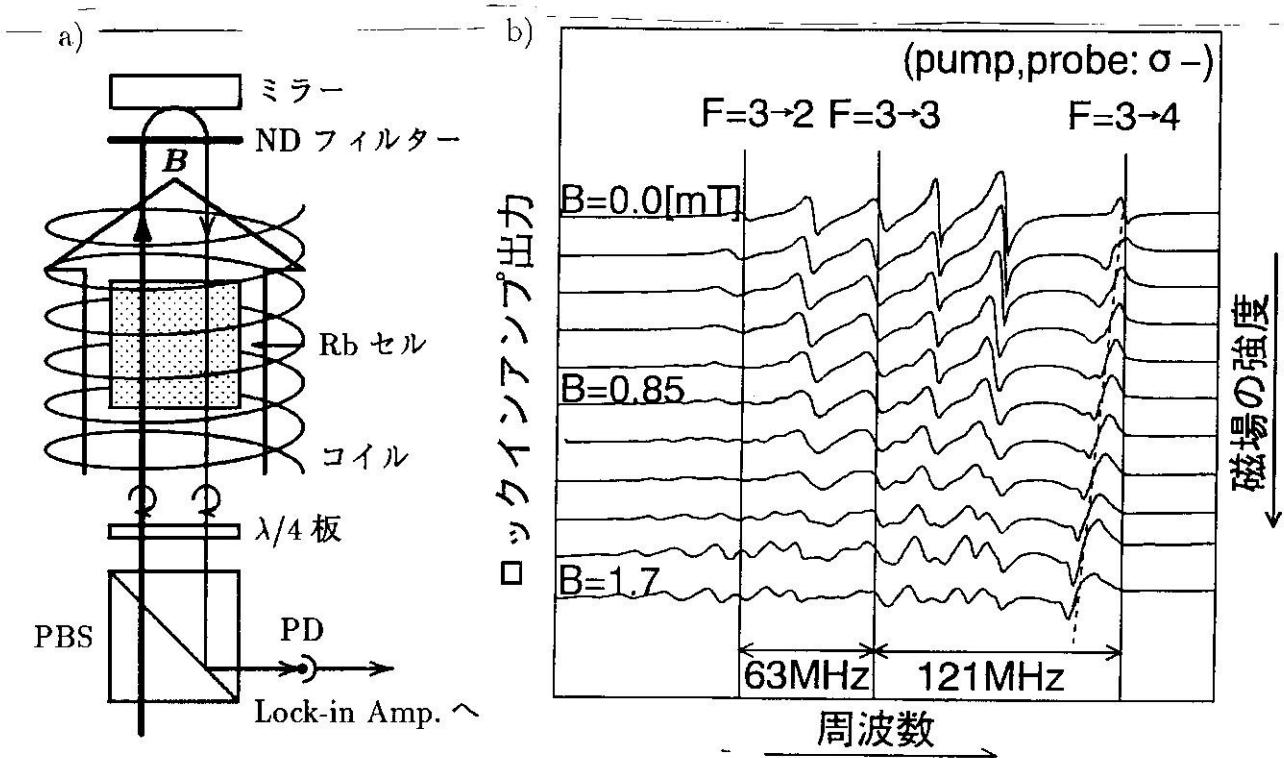


図 3.7: ゼーマン効果による飽和吸収信号の周波数シフト

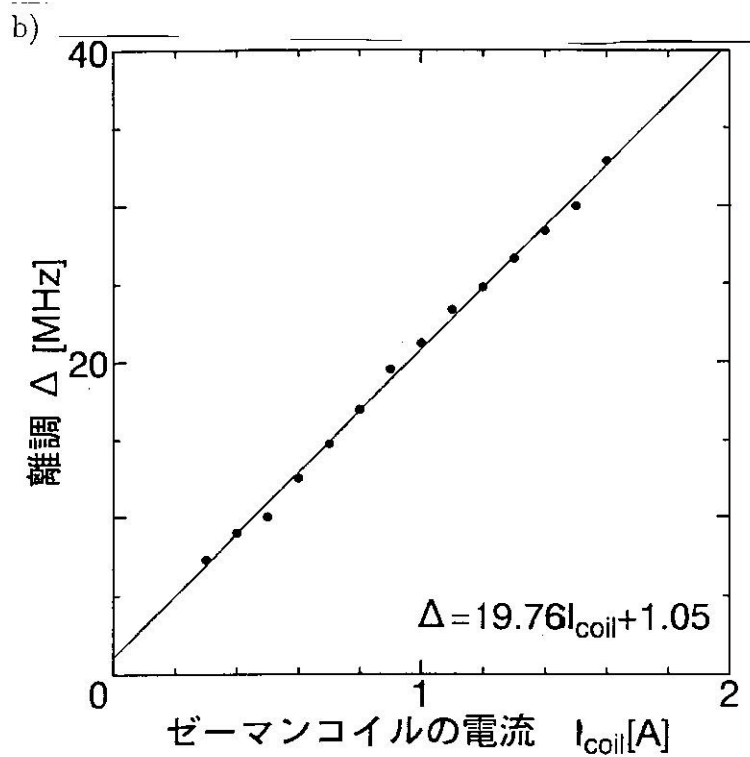
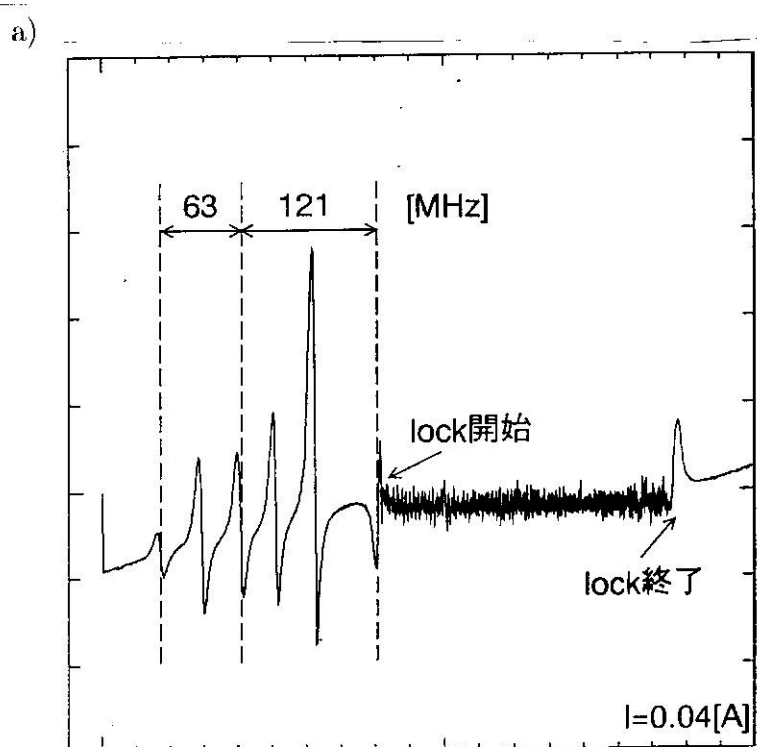


図 3.8: LD 周波数の  $^{85}\text{Rb}: F = 3 \rightarrow F' = 4$  遷移付近へのロック

## 3.2 Rb 原子の磁気光学トラップ

### 3.2.1 Rb 気体セルの圧力調整

1990年に、Cs 気体セルを用いた磁気光学トラップに初めて成功した Monroe らの論文 [16]によると、トラップされる原子数は、トラップされる原子のセル内の圧力に寄らないとされている。ただし、飽和蒸気圧程度まで高くなると、セル内の原子がトラップ光を大きく吸収してしまい、トラップが実現できない。また、あまりにも低すぎると、残留している他の原子、分子との衝突によるロスの効果が無視できなくなり、やはりトラップができない。つまり、‘トラップに適切な圧力’と言うものが存在する。

本実験でトラップを試みる Rb 原子の、常温における蒸気圧は約  $10^{-7}$ Torr である。Rb 原子がこの圧力で充満した長さ 4cm の気体セルに、 $D_2$ 線に共鳴したレーザー光を通したときの吸収は、50%程度にもなる。よって、この Rb 原子をトラップするには、 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 程度にまで圧力を下げる必要がある。また、Rb 以外の原子、分子の存在は、衝突によるトラップのロスにつながるの、これらを極力取り除く必要もある。

これらの要請を満たすように、本実験では図 3.9 のような装置を作製した。これは、十字型のステンレス製パイプに、トラップ用のガラスセル、ビューポート、イオンポンプ、Rb アンブル、そしてターボポンプと接続するためのバルブをとりつけたものである。この装置を、まずターボポンプに接続して十分ベイクしておく。装置内の真空度が約  $10^{-9}$ Torr に達したところで、ターボポンプから切り離し、イオンポンプのみでこの真空度を保つ。後は、適宜アンブルのバルブを開け、アンブルをヒーターで暖めて Rb 原子を放出させることにより、装置内の Rb 原子の圧力を調整する。

この方法で、トラップに最適な Rb 原子の圧力 ( $\sim 10^{-8}$ ) をイオンポンプのみで数ヶ月間保つことが可能である。

### 3.2.2 磁気光学トラップのための光学系

Rb 気体セルの圧力調整と、レーザーのロックシステムさえ確立していれば、磁気光学トラップ自体はそれほど難しくない。図 3.10 に、トラップのための光学系を示す。トラップ光は最初の  $\lambda/4$  板 ( $\lambda/4$ ) でまず円偏光され、ビームスプリッター (BS) によって  $x, y, z$  軸に分けられる。 $y$  光線の途中の  $\lambda/2$  板 ( $\lambda/2$ ) はミラーでの反射の際の偏光状態の変化を補償するためにある。各々の光線はセルを通過した後、ミラーによって折り返される。その際  $\lambda/4$  板を二回通過することにより、その偏光状態は反転する ( $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ )。このようにして図 1.5 のようなトラップ光の偏光が実現される。リポンピング光は、ビームスプリッターによってトラップ光と重ねられ、同様に  $x, y, z$  軸に分けられる。いずれの光線もミラーによって折り返されるので、これらがレーザー光源に戻るのを防ぐアイソレーター

はなくてはならない。さもないとレーザーの発振が不安定になる。リポンピング光周波数は、3.1.3で説明したFM変調飽和分光法でロックする。しかしトラップ光の場合は、レーザーのFM変調が分光の際の分解能に影響するので、代わりにセルにかける磁場の方を変調する [29]。これは、実効的に光源をFM変調することになり、図 3.7a) と同じスキームでロックができる。

四重極磁場を生成するための二つのコイル (銅線を 160 回巻いたもの) の直径は約 6cm、間隔は 5cm で、これらに互いに逆向きの電流を 1A 程度の流す。この時、トラップ位置における磁場の勾配は約 2mT/cm となる。また、 $x, y, z$  軸それぞれのトラップ光、リポンピング光強度は、 $10\text{mW}/\text{cm}^2$  程度にする。

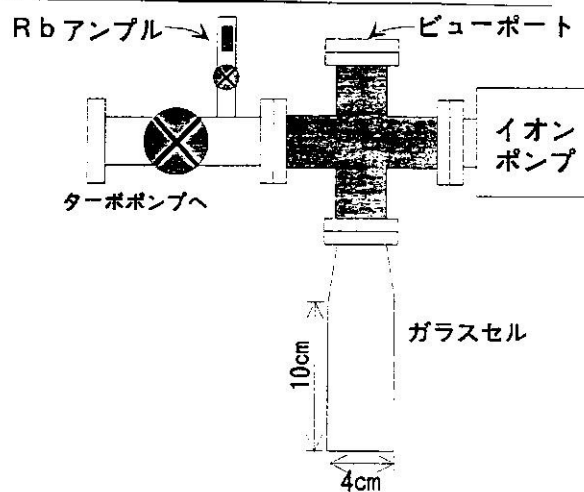


図 3.9: イオンポンプの付いた Rb 気体セル

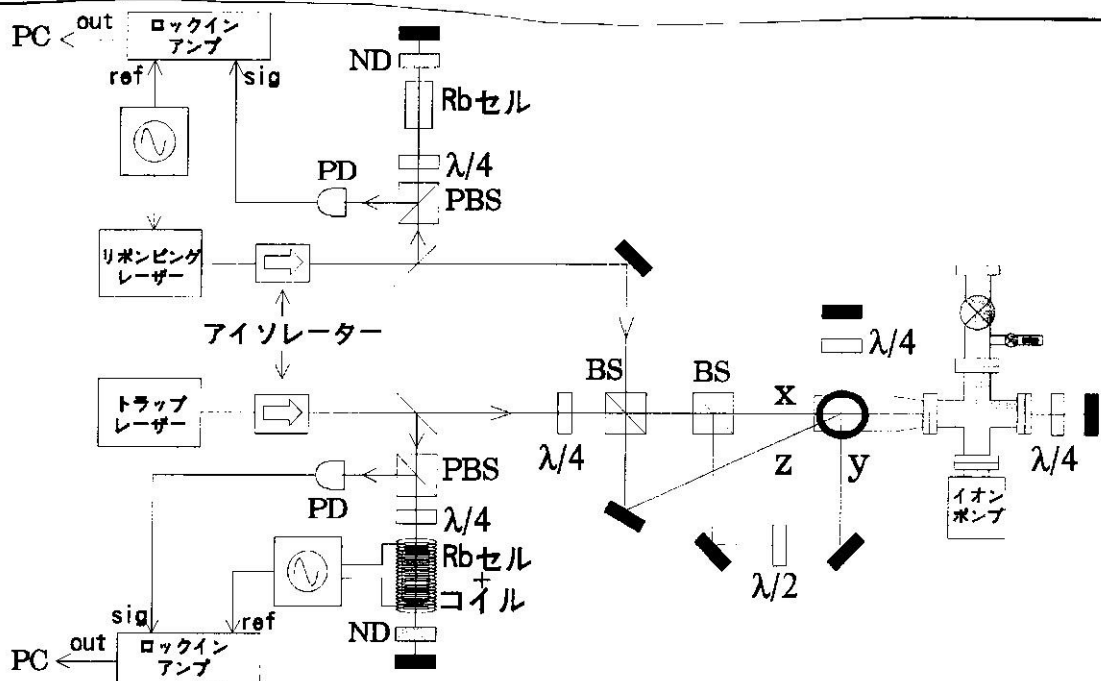


図 3.10: 磁気光学トラップのための光学系

### 3.2.3 トラップされた Rb 原子の観測

図 3.11a) は、気体セル中で $^{85}\text{Rb}$  が磁気光学トラップされている様子を CCD カメラで撮影したものである。図 3.11a) はその説明図である。このトラップの直径は、約 2mm である。Rb 原子の  $D_2$  線の波長は近赤外の 780nm で、このトラップは、かろうじて肉眼でも確認できる。

a)

b)

図 3.11: 磁気光学トラップされた $^{85}\text{Rb}$  原子の CCD カメラ像とその説明図



### 3.3 トラップされた Rb 原子の分光

本研究の目的は、トラップされた原子を用いて、種々の多光子過程を観測することである。具体的には、図 3.12 のように、トラップされた原子集団にプローブ光をあて、そのときの透過 (吸収)、反射 (位相共役) スペクトルをとる。実際にトラップする原子は、 $^{85}\text{Rb}$  と  $^{87}\text{Rb}$  のどちらでもよいが、この実験では天然存在比の大きい  $^{85}\text{Rb}$  の方を用いる。

トラップされている  $^{85}\text{Rb}$  原子のほとんどは、トラップサイクル ( $5S_{1/2}; F=3 \leftrightarrow 5P_{3/2}; F'=4$ ) 内で光子の吸収、放出を繰り返している。この状況は、二準位原子が強いポンプ光によって共鳴的に励起されていると見立てることができる。そしてこの‘疑似’二準位原子の遷移周波数付近にプローブ光を合わせたときに、何か面白い光学過程が観測されるのではないかと期待される。よって本実験では、プローブ光を  $^{85}\text{Rb}; F=3 \rightarrow F'=(2,3,4)$  遷移付近でスキャンしてスペクトルをとることにする。

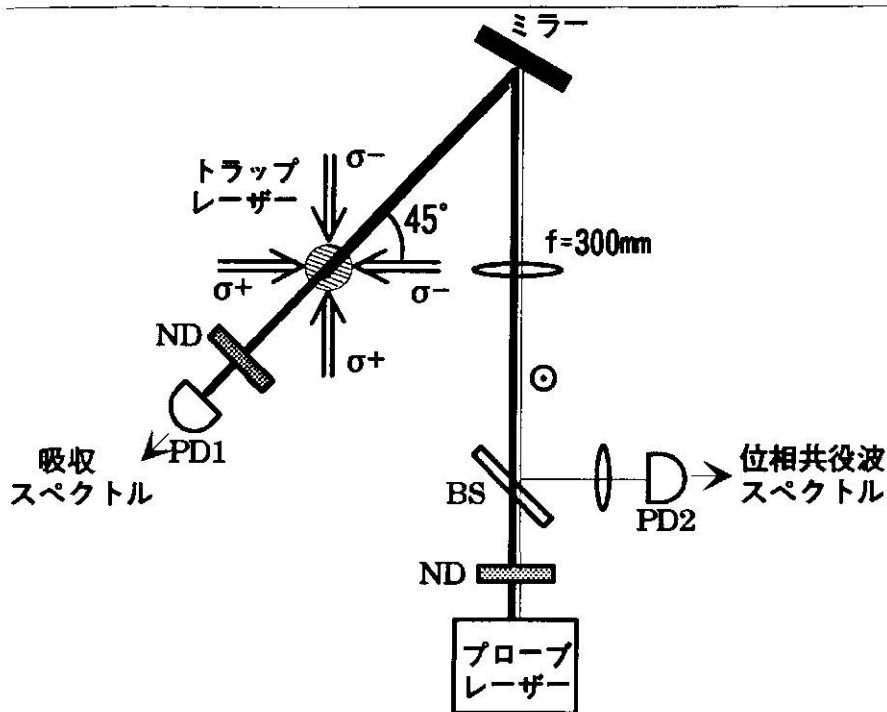


図 3.12: 磁気光学トラップされた原子の分光

## 第 4 章

### 実験結果とその解釈

#### 4.1 吸収 (透過) スペクトル

プローブ光の周波数 $\omega_P$ を図 4.1a) のように  $F=3 \rightarrow F'$  遷移付近でスキャンしたときの吸収スペクトルは、もしトラップ光の影響を考えなければ、 $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$  の三本の吸収線が観測されるだけだろう。しかし実際にスペクトルをとってみると、図 4.1b) のように、 $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$  の三本の吸収線 (a,c,e) の他に、付加的な構造 (b,d,f,g) がはっきりと現われている。このときのトラップ光の周波数は、18MHz(遷移の自然幅 5.9MHz の約 3 倍) だけ負に離調しており、原子とトラップ光の輻射場が強く結合した状況となっている。このようなときは、吸収スペクトルといったエネルギー準位にかかわる実験結果を説明するのに、ドレスド原子(‘輻射場の衣をまとった原子’の意)の描像を用いるのが便利である [30]。実際、今から示すように、この描像は得られたスペクトルの構造を非常に直感的に説明する。

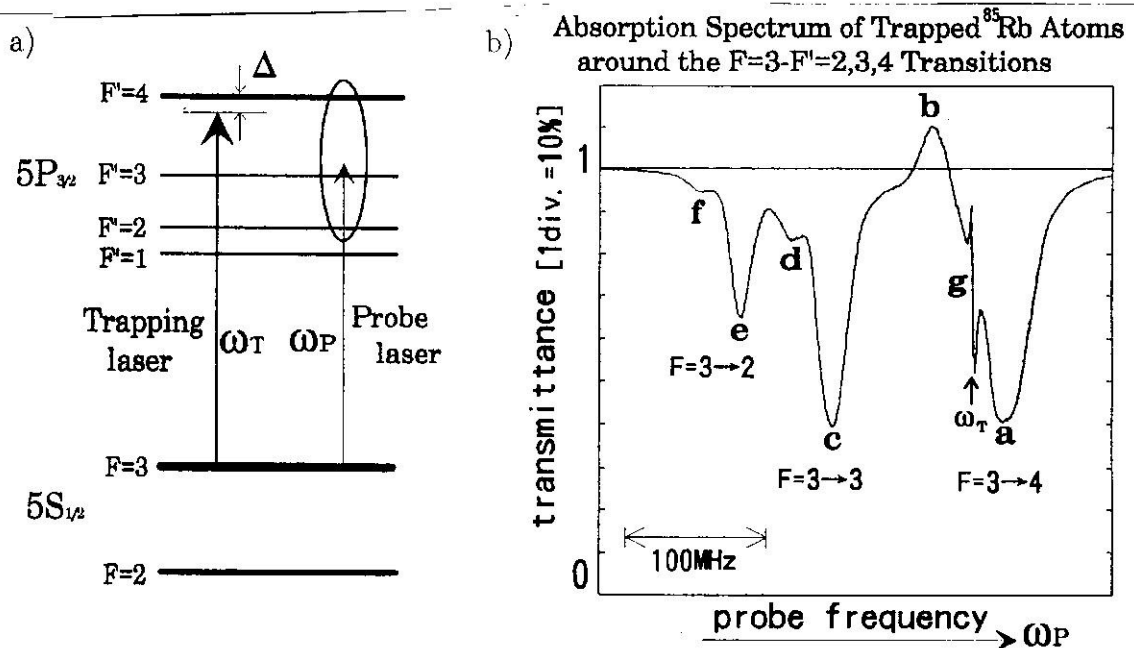


図 4.1: トラップされた $^{85}\text{Rb}$  原子の吸収スペクトル

ドレスド原子の描像では、原子とトラップ光の輻射場を一つの系とみなしてエネルギーの固有状態を考える。原子-輻射場間の相互作用が存在しなければ、この新しい描像でも状態  $|F=3,n\rangle$  (原子が基底状態  $|F=3\rangle$  にあり、輻射場の光子数が  $n$  個の状態) と、状態  $|F'=4,n-1\rangle$  (原子が励起状態  $|F'=4\rangle$  にあり、輻射場の光子数が  $n-1$  個の状態) は依然エネルギー固有状態 (図 4.2左) で、そのエネルギー差はトラップ光の離調  $\Delta$  に等しい。しかし相互作用が存在すれば、これらの準位はもはや固有状態ではなくなり、 $|F=3,n\rangle$  と  $|F'=4,n-1\rangle$  の線形結合で表される状態

$$\begin{aligned} |-,n\rangle &= \sin\theta|F=3,n\rangle + \cos\theta|F'=4,n-1\rangle \\ |+,n\rangle &= \cos\theta|F=3,n\rangle - \sin\theta|F'=4,n-1\rangle \end{aligned} \quad (\text{ただし } \tan 2\theta = -\frac{\Omega_0}{\Delta})$$

が、新たな系の固有状態となる<sup>†</sup>。そして、そのエネルギー差はもはや  $\Delta$  ではなく一般化ラビ周波数  $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_0^2}$  になる。つまり相互作用によってエネルギー準位がシフトする (ac シュタルクシフト)。図 4.2の右側は、そのようなドレスド準位の ‘はしご’ の一部を表している。準位を表す線の太さは、相対的なポピュレーションを表現している。また、ドレスド準位間で可能なプローブ光による電気双極子遷移を波線で示してある。図 4.1のスペクトル上の構造 a,b,...,f は、まさしくこのドレスド準位間の遷移 A,B,...,F 対応していると考えられる。

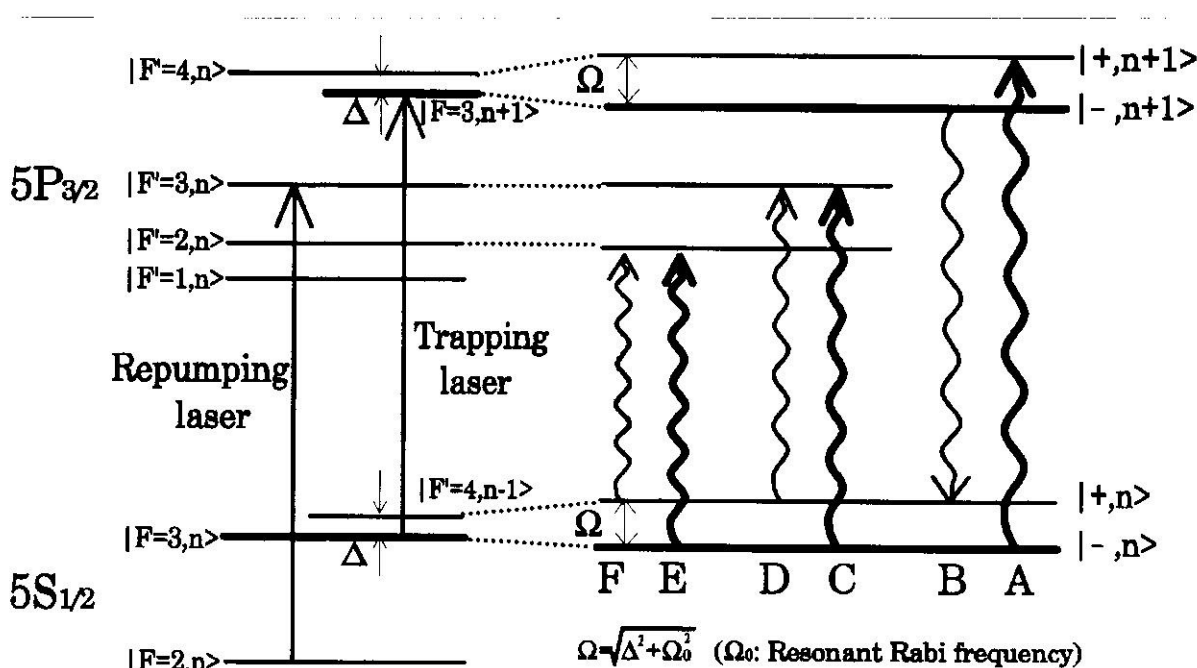


図 4.2: 吸収スペクトルのドレスド原子の描像による説明

<sup>†</sup> $\Omega_0$  は共鳴ラビ周波数と呼ばれ、 $\Omega_0 = \mu E / \hbar$  ( $\mu$  は原子の電気双極子モーメント、 $E$  は電場の振幅)。

ドレスド原子の描像で見れば、遷移  $B$  により、トラップ光周波数  $\omega_T$  から  $-\Omega$  のところでプローブ光の増幅  $b$  が観測される理由が容易に理解できる（この遷移に関しては、上準位が下準位よりポピュレーションが多いことに注意）。このプローブ光の増幅を、摂動論的に考えると、図 4.3a) のように、原子がトラップ光の光子を二個吸収し、プローブ光に一個の光子を放出する三光子過程によるものと解釈できる。これは三光子ラマン増幅と呼ばれることもある [31]。

ドレスド準位のペア  $|-,n\rangle, |+,n\rangle$  から、第三の準位  $|F=3,n\rangle$  ( $|F=2,n\rangle$ ) への遷移  $C, D(E, F)$  による、 $\Omega$  だけ離れた二本の吸収線  $c, d(e, f)$  は、Autler-Townes 分裂と呼ばれる。この分裂も摂動論的に考えると、図 4.3b) のように普通のプローブ光の一光子吸収と、 $V$  型の誘導ラマン過程による吸収の、二成分からなっていると解釈できる。

図 4.1 中の  $g$  の分散形の鋭い構造は、単純な二準位原子の描像では説明できない。これは磁気副準位間のラマン過程によるもので [32][33]、ちょうどトラップ光周波数  $\omega_T$  の位置に現われる。

図 4.4a) は、吸収スペクトルのトラップ光離調依存性を示したものである。そして、これらのスペクトルの構造から見積られる一般化ラビ周波数  $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_0^2}$  のトラップ光離調依存性は、図 4.4b) のようになる。この依存性はドレスド原子の描像から予想される結果と良い一致をみている。

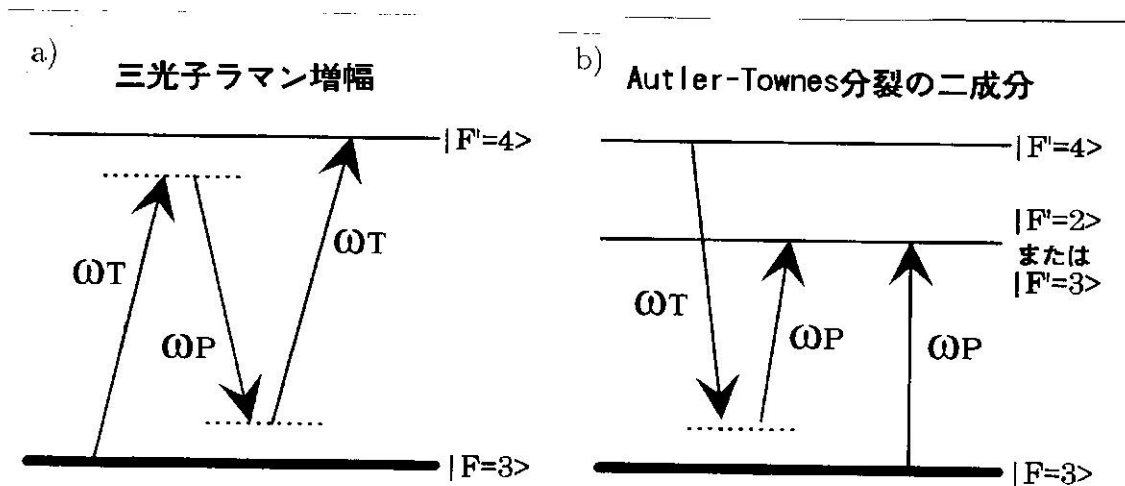
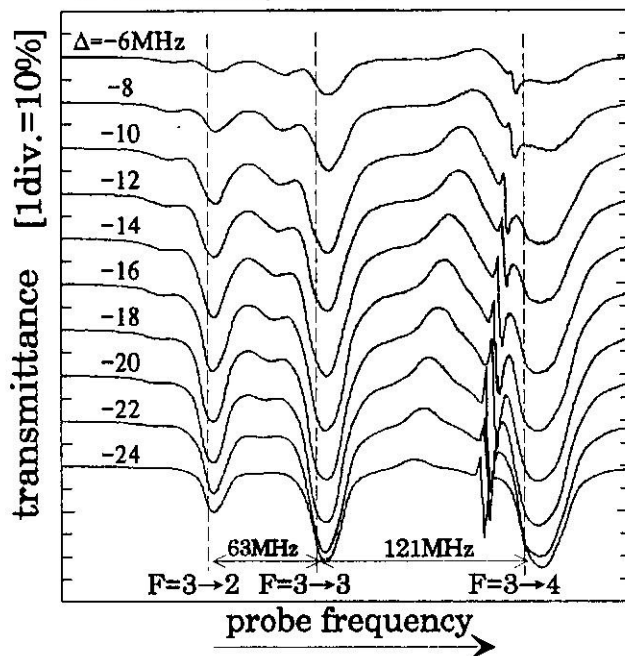


図 4.3: 摂動論的なスペクトル構造の解釈

a) Dependence of the Absorption Profile on the Trapping Laser Detuning



b) Generalized Rabi Frequency  $\Omega$  vs Trapping Laser Detuning  $\Delta$

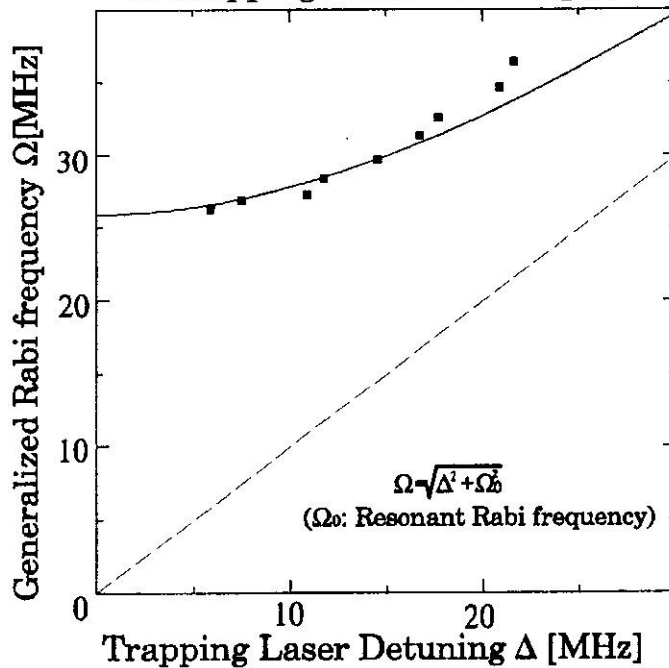


図 4.4: 吸収スペクトルのトラップ光離調依存性

## 4.2 位相共役(反射)スペクトル

トラップされた原子は、図4.5のように、対向した、共鳴に近いポンプ(トラップ)光に照射されている。これにプローブ光をあてれば、片方のポンプ光とプローブ光との相互作用により作られる屈折率の空間的变化によって、もう片方のポンプ光がプローブ光と反対方向に散乱される四光波混合(Four-Wave Mixing、以下FWM)、つまり位相共役波が観測されると期待される。本実験では、これを実際に観測することに成功した。

図4.6に、実験で得られた位相共役スペクトル(下側)を示す。この時のプローブ光のビーム径は1mm、パワーは $10\mu\text{W}$ (強度 $1\text{mW}/\text{cm}^2$ )で、位相共役波の強さは反射率にして $10^{-3}$ 程度である。図中では同時に観測した透過(吸収)スペクトル(上側)も描いてある。この透過スペクトルを同時にとることにより、トラップ光の周波数 $\omega_T$ の位置と、一般化ラビ周波数 $\Omega$ を知ることができる。

位相共役スペクトルの構造は、次の三つの成分からなっていると考えられる。

1.  $\omega_P = \omega_T$ での鋭い( $\sim 3\text{MHz}$ )ピーク
2.  $\omega_P = \omega_T$ 付近の山
3.  $\omega_P = \omega_T \pm \Omega$ 付近の山

このうち2と3に関しては、図4.7のように、二準位原子の縮退四光波混合(degenerate FWM)と、acシュタルク効果によってエンハンスされる近縮退四光波混合(nearly-degenerate FWM)によるものと解釈できる[34][35]。しかし1の鋭いピークに関しては、この二準位原子の描像では説明がつかない。

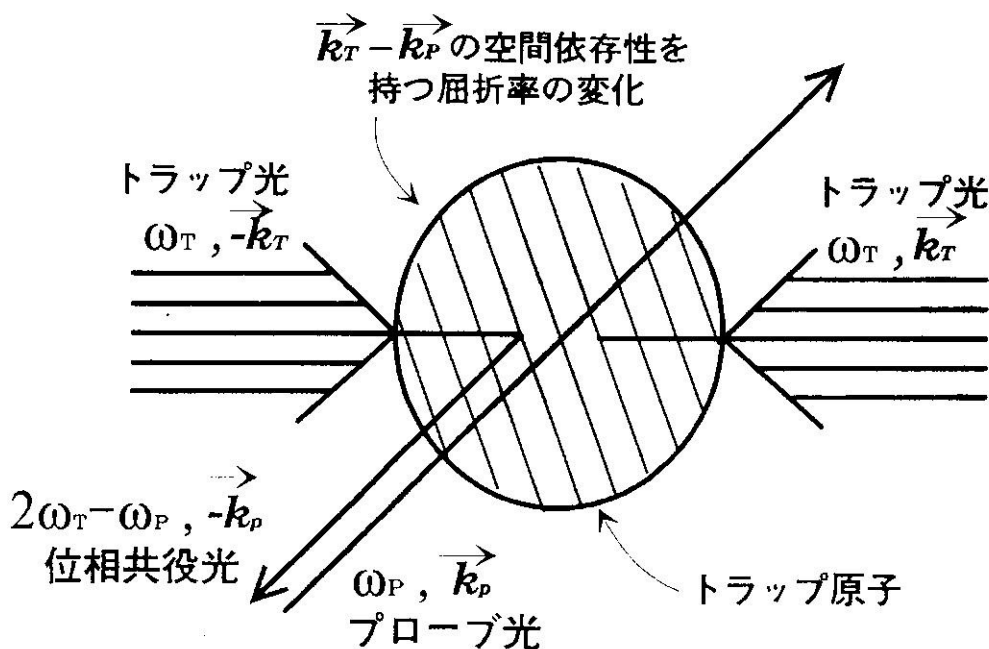


図4.5: トラップされた原子による位相共役発生

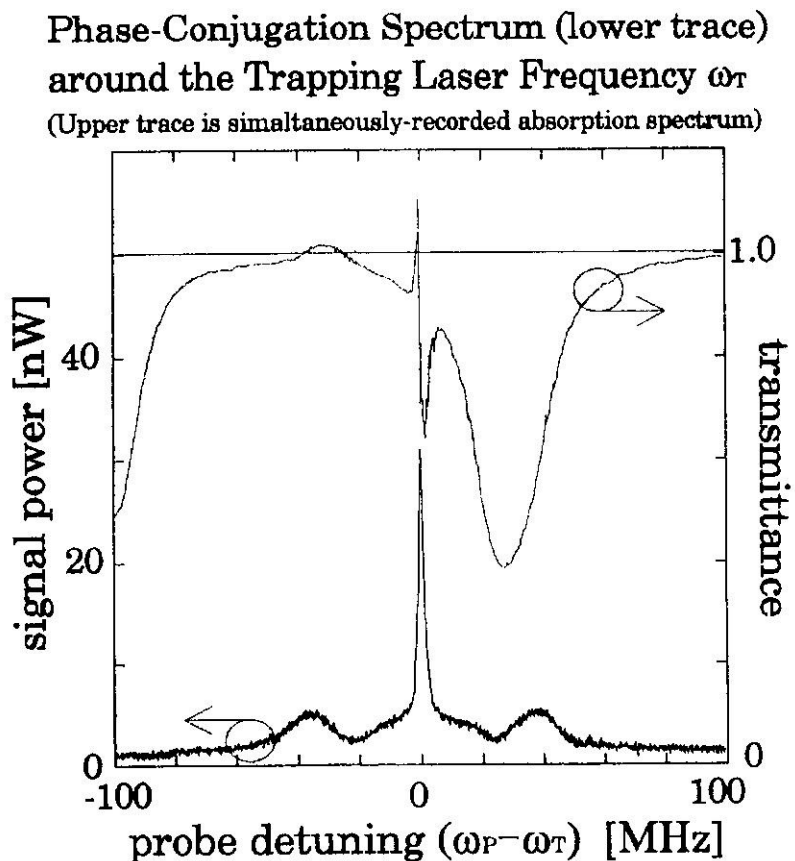
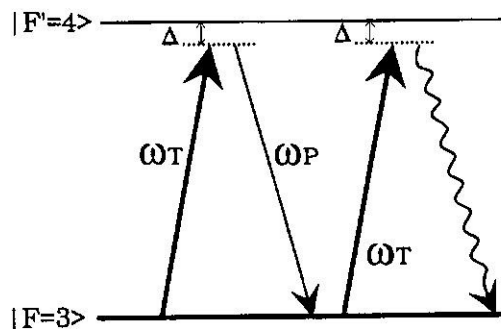


図 4.6: トラップされた<sup>85</sup>Rb 原子の位相共役スペクトル

• 縮退四光波混合 ( $\omega_P = \omega_T$ )



• 近縮退四光波混合 ( $\omega_P = \omega_T \pm \Omega$ )

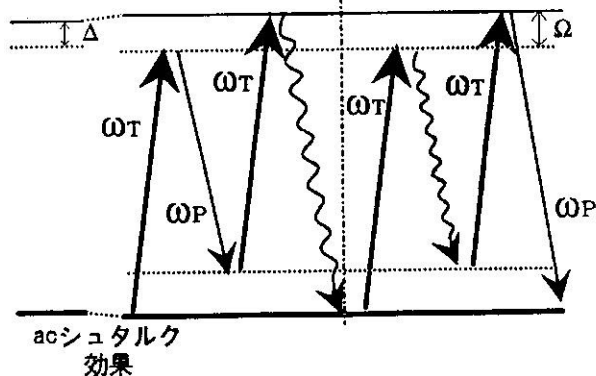


図 4.7: 位相共役波発生 の条件

図4.8は、位相共役スペクトルのトラップ光離調 $\Delta$ 依存性を示したものである。3の成分( $\omega_P = \omega_T \pm \Omega$ 付近の山)が、離調を大きくするに従って中心から離れていき、これは図4.7の近縮退四光波混合による解釈の正当性を示していると言える( $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_0^2}$ であることに注意)。中心の鋭いピークは、離調が小さいときは二本に分裂し、離調を大きくしていくに従って、その二成分が重なってピーク値が高くなっているように見える。

このような特異な離調依存性を持つ鋭いピークの発現機構については、現在のところよくわからないが、他のグループでもこの鋭いピークは観測されており [36][37]、基底状態の磁気副準位の効果であると考えられている。

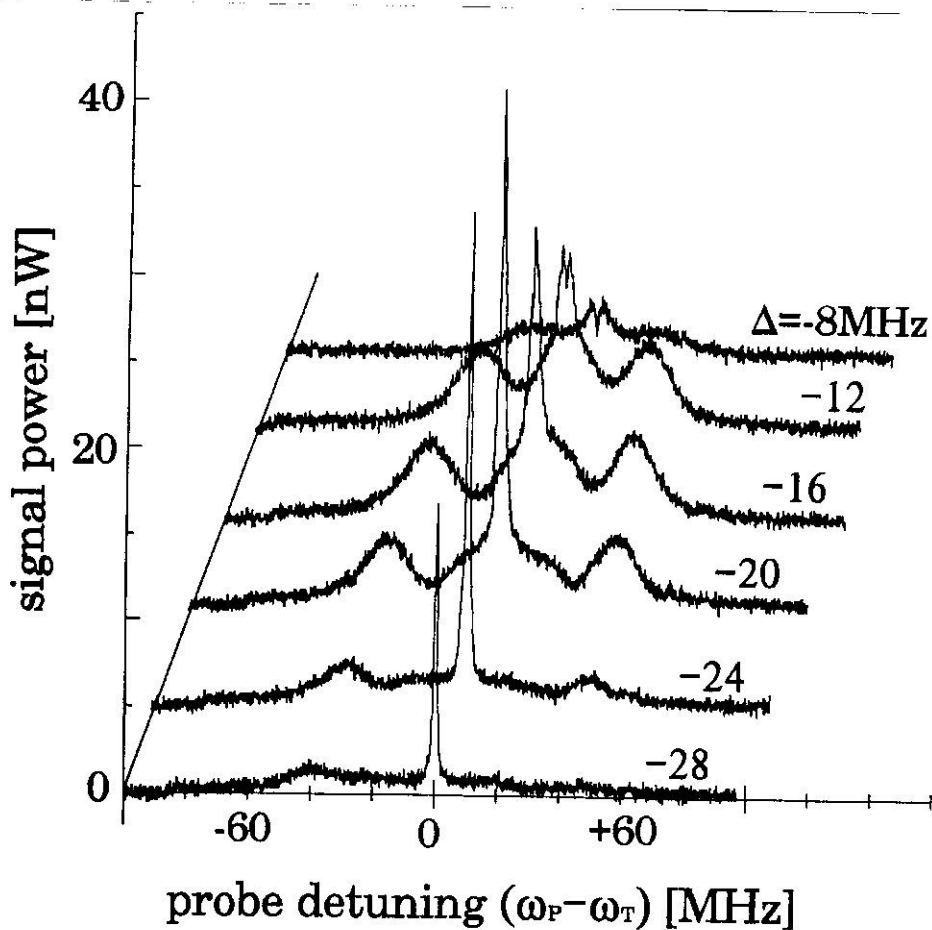


図4.8: 位相共役スペクトルのトラップ光離調依存性



## 第 5 章

### まとめと今後の課題

本研究の目的は、磁気光学トラップされた高密度、極低温の原子集団を用いて、種々の多光子過程を観測することであった。この目的のために、トラップされた原子集団にプローブ光をあて、吸収および反射スペクトルをとった。吸収スペクトル上には、三光子のラマン過程によるプローブ光の増幅、そして Autler-Townes 分裂 ( $V$ 字型の誘導ラマン散乱 + 通常の一光子吸収) が観測された。反射、つまり位相共役スペクトル上には、縮退、近縮退四光波混合それぞれに対応する信号を観測した。しかし、単純な二準位モデルでは説明のつかない鋭いピークも観測され、その説明は今後の課題として残っている。

本研究の究極的な目標は、トラップされた原子を媒質として、コヒーレントな二光子放出過程によるレーザー発振 (二光子レーザー) を実現することである。この二光子レーザーは 1992 年に Mossberg のグループによって既にも実現されている [38]。彼らは、Ba 原子線を輻射場と強く結合させ、図 5.1 のような五光子のラマン過程を利用して二光子利得を得ている。本実験では、三光子のラマン過程によるプローブ光の一光子利得 (約 10%) は確認されたが、五光子の関与したいずれの光学過程も、今だ観測されていない。しかし四光子過程である位相共役波 (四光波混合) が容易に観測された事実から、適当な条件の元でなら、図 5.1 のような五光子過程を観測することも可能であると考えている。現在は、トラップされた原子の周りに共振器を組んで、その効果を観測する実験を試みているところである。

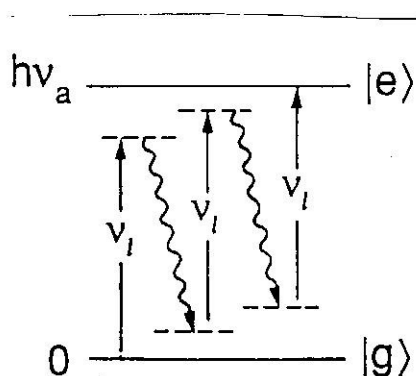


図 5.1: 五光子のラマン過程による二光子利得

## AppendixA

### アルカリ原子の超微細構造間の遷移選択則

アルカリ原子の超微細構造間  $|F, M_F\rangle \leftrightarrow |F', M'_F\rangle$  の遷移確率、遷移選択則について議論するのに、ここでは電磁場を古典的に扱った量子論を用いる。

原子を励起する電磁場の偏光として、次の三つを考える。

- 量子化軸 ( $z$  軸) と平行の直線偏光
- " と垂直で、反時計回りの円偏光
- " と垂直で、時計回りの円偏光

$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$  を  $x, y, z$  軸方向の単位ベクトルとすると、上のそれぞれの電場成分は、次のように表現される。

- $\mathbf{E}_\pi = E_0 \hat{z} \cos(\omega t)$
- $\mathbf{E}_{\sigma^+} = -E_0 \left( \frac{\hat{x}}{\sqrt{2}} \cos(\omega t) + \frac{\hat{y}}{\sqrt{2}} \sin(\omega t) \right)$
- $\mathbf{E}_{\sigma^-} = E_0 \left( \frac{\hat{x}}{\sqrt{2}} \cos(\omega t) - \frac{\hat{y}}{\sqrt{2}} \sin(\omega t) \right)$

$\mathbf{E}$  の添字 ( $\pi, \sigma^+, \sigma^-$ ) の意味は後に明らかになる。 $\mathbf{E}_{\sigma^+}$  の右辺の先頭の '−' は後の便宜のために付けてある (この '−' による物理的状況の変化はない)。

sin 的に変化する電磁場と原子との電気双極子相互作用は、もし電磁波の周波数が共鳴に近ければ、電場を複素表示にして、その時間依存性が  $e^{-i\omega t}$  の成分のみを考えればよい (回転波近似)。上の三種の電場の  $e^{-i\omega t}$  成分のみを残すと、

- $\mathbf{E}_\pi = \frac{E_0}{2} \hat{z} e^{-i\omega t}$
- $\mathbf{E}_{\sigma^+} = \frac{E_0}{2} \left( -\frac{\hat{x}}{\sqrt{2}} - i \frac{\hat{y}}{\sqrt{2}} \right) e^{-i\omega t}$
- $\mathbf{E}_{\sigma^-} = \frac{E_0}{2} \left( \frac{\hat{x}}{\sqrt{2}} - i \frac{\hat{y}}{\sqrt{2}} \right) e^{-i\omega t}$

となる。これらの電場と、電子数  $Z$  の全双極子モーメント  $e\mathbf{D} \equiv e\sum_j^Z \mathbf{r}_j$  との、電気双極子相互作用ハミルトニアンは、次のように表せる。

$$\mathcal{H}_{ED} = e\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = \begin{cases} \frac{eE_0}{2} D_z e^{-i\omega t} & (\mathbf{E}_\pi) \\ \frac{eE_0}{2} \left( -\frac{D_x}{\sqrt{2}} - i\frac{D_y}{\sqrt{2}} \right) e^{-i\omega t} & (\mathbf{E}_{\sigma+}) \\ \frac{eE_0}{2} \left( \frac{D_x}{\sqrt{2}} - i\frac{D_y}{\sqrt{2}} \right) e^{-i\omega t} & (\mathbf{E}_{\sigma-}) \end{cases}$$

これらのハミルトニアン中に現われる、全電子変位の演算子  $D_z$ ,  $\left(-\frac{D_x}{\sqrt{2}} - i\frac{D_y}{\sqrt{2}}\right)$ , および  $\left(\frac{D_x}{\sqrt{2}} - i\frac{D_y}{\sqrt{2}}\right)$  は、まさしく階数 1 の規約球面テンソル演算子\*の  $q = 0, +1, -1$  成分になっている。よって、これらをそれぞれ  $D_0^{(1)}$ ,  $D_{+1}^{(1)}$ , および  $D_{-1}^{(1)}$  というシンボルで表現することにする。

この  $D_q^{(1)}$  を用いて、 $|F, M_F\rangle$ 、 $|F', M'_F\rangle$  間の単位時間当りの遷移確率  $w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F}$  を計算しよう。 $\hbar\omega_0$  を  $|F, M_F\rangle$ 、 $|F', M'_F\rangle$  間のエネルギー差とすると、フェルミの黄金則により、

$$w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\langle f | \mathcal{H}_{ED} | i \rangle|^2 \delta(\omega_0 - \omega) = \frac{\pi e^2 E_0^2}{2\hbar^2} |\langle F', M'_F | D_q^{(1)} | F, M_F \rangle|^2 \delta(\omega_0 - \omega)$$

となる。ここでテンソル演算子  $D_q^{(1)}$  の行列要素  $\langle F', M'_F | D_q^{(1)} | F, M_F \rangle$  を求めることが問題になるが、これは次のウィグナー・エッカルトの定理を用いると、その基本的な性質がわかる。

### ウィグナー-エッカルトの定理

テンソル演算子  $T_q^{(k)}$  の角運動量  $j$  の固有状態に関する行列要素は

$$\langle j', m'_j | T_q^{(k)} | j, m_j \rangle = \langle jk; m q | jk; j', m' \rangle \frac{\langle j' || T_q^{(k)} || j \rangle}{\sqrt{2j+1}}$$

を満足する。 $\langle j' || T_q^{(k)} || j \rangle$  は  $m, m', q$  に寄らない。

上の定理において、 $\langle jk; m q | jk; j', m' \rangle$  は、 $j$  と  $k$  より合成された大きさ  $j'$ 、磁気量子数  $m'$  の状態  $|jk; j', m'\rangle$  を、基底  $|jk; m q\rangle = |j, m\rangle \otimes |k, q\rangle$  で展開したときの展開係数で、クレブシュ-ゴルダン係数と呼ばれる。また  $\langle j' || T_q^{(k)} || j \rangle$  は、還元行列要素と呼ばれる  $m, m', q$  に寄らない共通因子で、その具体的な値は実験的に求められるべき量である。

この定理を、いまの問題に適用すると、

$$\langle F', M'_F | D_q^{(1)} | F, M_F \rangle = \langle F 1; M_F q | F 1; F', M'_F \rangle \frac{\langle F' || D_q^{(1)} || F \rangle}{\sqrt{2F+1}}$$

\*  $\mathbf{J}$  を問題にしている空間の回転を記述できる (全) 角運動量演算子としたとき、 $[J_z, T_q^{(k)}] = \hbar q T_q^{(k)}$ , および  $[J_\pm, T_q^{(k)}] = \hbar \sqrt{(k \mp q)(k \pm q + 1)} T_{q\pm 1}^{(k)}$  ( $q = k, k-1, \dots, -k$ ) を満たす演算子  $T_q^{(k)}$  を (ベクトル演算子の  $x, y, z$  成分に対応して) 階数  $k$  の規約球面テンソル演算子の標準成分と呼ぶ。

が得られる。クレプシュ-ゴルダン係数  $\langle F 1; M_F q | F 1; F', M'_F \rangle$  がゼロでない値を持つ条件† より、次の遷移選択則が導かれる。

$$\Delta F = F' - F = \pm 1, 0 \quad (\text{ただし } 0 \leftrightarrow 0 \text{ は禁止})$$

$$\Delta M_F = M'_F - M_F = \begin{cases} 0 & q=0 \text{ つまり } E_\pi \text{ のとき} \\ +1 & q=+1 \quad \text{" } E_{\sigma^+} \quad \text{"} \\ -1 & q=-1 \quad \text{" } E_{\sigma^-} \quad \text{"} \end{cases}$$

ここで  $E$  の添字の意味が明らかになった。  $\pi, \sigma^+, \sigma^-$  とは、それぞれ  $\Delta M_F = 0, +1, -1$  の遷移を引き起こす光 (電場) の偏光状態を表す記号である。遷移確率  $w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F}$  の  $M_F$  は、クレプシュ-ゴルダン係数  $\langle F 1; M_F q | F 1; F', M'_F \rangle$  の二乗に比例し、それらは下の表のようになる。

	$\Delta M_F = \pm 1$	$\Delta M_F = 0$
$F' = F + 1$	$A(F \pm M_F + 1)(F \pm M_F + 2)$	$2A(F - M_F + 1)(F + M_F + 1)$
$F' = F$	$B(F \pm M_F + 1)(F \mp M_F)$	$2BM_F^2$
$F' = F - 1$	$C(F \mp M_F - 1)(F \mp M_F)$	$2C(F + M_F)(F - M_F)$

ただし  $A, B, C$  は比例係数である。これらの  $M_F$  依存性をグラフ化したものが、図 A.1 である。

普通の分光では、個々の磁気副準位間の遷移確率  $w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F}$  よりも、  $F \rightarrow F'$  遷移 (この中には様々の磁気副準位間の遷移が含まれる) のスペクトル強度  $f_{F \rightarrow F'}$  の方が重要であるし、実際に実験で確認しやすい。これは以下の式により計算される [39]。

$J-1 \rightarrow J(D_2)$  線 のとき :

$$f_{F-1 \rightarrow F} = B \frac{(J+F+I+1)(J+F-I)(J+F-I)(J+F-I-1)}{F}$$

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

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

$J \rightarrow J(D_1)$  線 のとき :

$$f_{F-1 \rightarrow F} = A \frac{(J+F+I+1)(J+F-I)(J-F+I+1)(J-F-I)}{F}$$

†クレプシュ-ゴルダン係数  $\langle j_1 j_2; m_1 m_2 | j_1 j_2; j, m \rangle$  の性質 :

$j_z = j_{1z} + j_{2z}$  より  $(j_z - j_{1z} - j_{2z}) | j_1 j_2; j, m \rangle = 0$ 。この式の左から  $\langle j_1 j_2; m_1 m_2 |$  をかけて、 $(m - m_1 - m_2) \langle j_1 j_2; m_1 m_2 | j_1 j_2; j, m \rangle = 0$ 。よって  $\langle j_1 j_2; m_1 m_2 | j_1 j_2; j, m \rangle$  は、 $m = m_1 + m_2$ 、また角運動量合成則より  $|j_1 - j_2| \leq j \leq j_1 + j_2$  を満たさなければゼロになる。

$$f_{F \rightarrow F} = -A \frac{J(J+1) + F(F+1) - I(I+1)^2(2F+1)}{F(F+1)}$$

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

上式より、スペクトル線  $F \rightarrow F-1, F, F+1$  の強度比が求められる。式中の  $A, B$  は比例定数であり、実験的に決められる量である。

$^{85}\text{Rb}, ^{87}\text{Rb}$  の  $D_2$  線の相対周波数と相対強度は表 A.1 のようになる [40]。

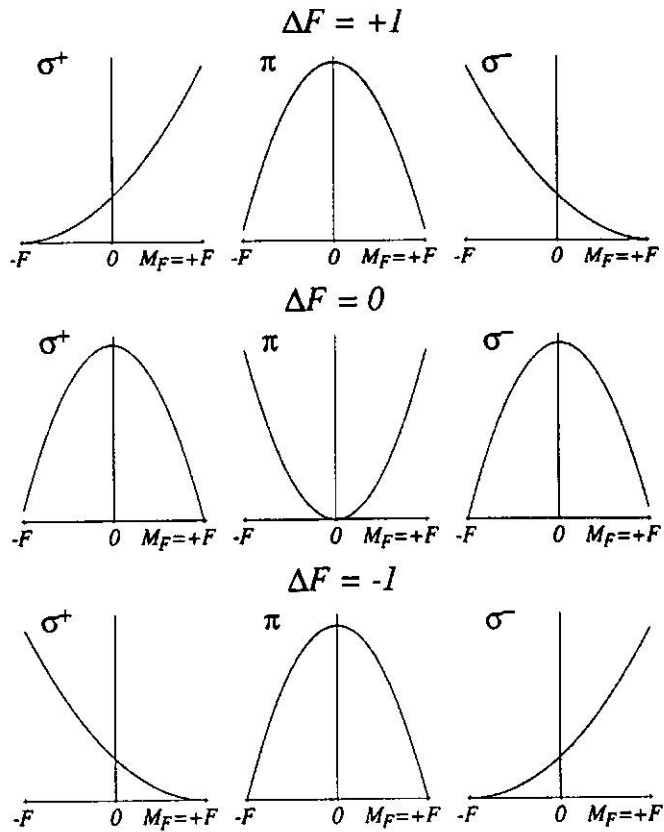


図 A.1: 遷移確率  $w_{F, M_F \leftrightarrow F', M'_F}$  の  $M_F$  依存性

		$^{85}\text{Rb}$			$^{87}\text{Rb}$		
comp	$i$	$\nu_i - \nu_D$ [MHz]	$B_i$	comp	$i$	$\nu_i - \nu_D$ [MHz]	$B_i$
	1				1	-2753.03	1
	2				2	-2595.86	5
	3				3	-2328.80	14
	4				10	4009.33	2
	5				11	4081.66	5
	6				12	4238.83	5
	7	1617.49	27				
	8	1646.80	35				
	9	1710.18	28				

表 A.1:  $^{85}\text{Rb}, ^{87}\text{Rb}$ :  $D_2$  線の相対周波数と相対強度

## 謝辞

本研究の遂行にあたっては、実に多くの方々からご指導、ご協力を賜りました。この場を借りて、感謝の意を述べさせて頂きたいと思います。

そもそも本研究は、久我隆弘助教授、松尾由賀利博士(理化学研究所研究員)が手がけていたものです。私をこの魅力ある研究に途中から加えて頂いたことに大変感謝致しております。

指導教官である久我隆弘助教授には、光学部品の取り扱い方から電子回路、真空技術、そして論文の書き方に至るまで、実に多くのことを、それこそ手取り足取り教えて頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

松尾由賀利博士には、半導体レーザー光源の設計、関連論文の調査、実験結果の理論的考察など様々なところで本研究をバックアップして頂きました。また、持ち前の美貌と明るさで、研究室の雰囲気をごやかなものにくれました。感謝の気持ちでいっぱいです。

助手の平野琢也博士には、ご多忙にも関わらず本実験の要所要所で適切なアドバイスをして頂きました。また本論文作成にあたり、 $\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ に関して一から指導して下さいました。感謝の念に耐えません。

同じ久我研の院生の塚本隆之さん(D2)、篠崎元君(M2)、小森克俊君(M2)、安部淳一君(M1)各々の実直で情熱的な研究姿勢は、私の研究意欲を大いにかき立ててくれました。

塩川教次君(M1)とは、この一年間共同でトラップの研究を行ってきました。三人寄れば文殊の知恵と言いますが、二人で一緒に研究することにより、次々に新しいアイデアが生まれ、そして新しい実験結果を得ることができました。研究の過程において、ディスカッションがいかに大切かを知りました。また彼はこの修士論文作成に全面的に協力してくれました。論文中の図は、ほとんど彼が描いてくれたものです。Rbのゼーマンシフトの計算は、彼が行ったものです。また、誤字脱字、数式ミス、わかりにくい箇所などは、彼がすべてチェックしてくれました。彼の存在がなければ、この論文はとうてい完成してはいなかったでしょう。全く頭が下がる思いです。ここに深く感謝致します。

また、桜井研助手の三井氏、東工大大津研の中川氏(現在東京工芸大)、上妻氏、NTT基礎研の光永氏、東大物理工学科の五神助教授には、折りにふれて適切な助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] H. Metcalf and P. Straten, *Phys. Rep.* **244**, 203 (1994).
- [2] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Robinson, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- [3] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [4] T. Hänsch, A. Shawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975).
- [5] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [6] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [7] J. Dalibard and D. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [8] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [9] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
- [10] N. Davidson, H. Lee, M. Kasevich, and Steven Chu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3158 (1994).
- [11] W. Pitrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [12] A. Migdall, J. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman and H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [13] H. F. Hess, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [14] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [15] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [16] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [17] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
- [18] A. M. Steane and C. J. Foot, *Europhys. Lett.* **14**, 231 (1991).
- [19] R. W. Fox, S. L. Gilbert, L. Hollberg, and J. H. Marquardt, *Opt. Lett.* **18**, 1456 (1993).
- [20] A. G. Sinclair, B. D. McDonald, E. Riis, and G. Duxbury, *Opt. Comm.* **106**, 207 (1994).
- [21] N. Ph. Georgiades, E. S. Polzik, and H. J. Kimble, *Opt. Lett.* **19**, 1474 (1994).
- [22] Mark A. Kasevich, Erling Riis, and Steven Chu, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989).
- [23] C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).

- [24] E. Arimand, M. Inguscio, and P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* **48**, 31 (1977).
- [25] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. N. Tan, T. t. Grove, and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992).
- [26] I. Hirano, *Metrologia* **21**, 27 (1985).
- [27] H. Hori, Y. Kitayama, M. Kitano, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-19**, 169 (1983).
- [28] H. S. Lee, S. E. Park, J. D. Park, and H. Cho, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 558 (1994).
- [29] T. Ikegami, S. Ohshima, and M. Ohtsu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1839 (1989).
- [30] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Rot, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interaction* (John Wiley & Sons, New York, 1992).
- [31] F. Y. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy, and B. R. Mollow, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1077 (1977).
- [32] J. W. R. Tabosa, G. Chen Z. Hu, R. B. Lee, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991).
- [33] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J. Y. Courtois, and G. Grynberg, *EL* **15**, 149 (1991).
- [34] D. J. Harter and R. W. Boyd, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-16**, 1126 (1980).
- [35] D. G. Steel and R. C. Lind, *Opt. Lett.* **6**, 587 (1981).
- [36] L. Hilico, P. Verkerk, and G. Grynberg, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **315**, 285 (1992).
- [37] B. Lounis, P. Verkerk, C. Salomon, J. Y. Courtois, and G. Grynberg, *Nonlinear Optics* **5**, 459 (1993).
- [38] D. J. Gauthier, Q. Wu, S. E. Morin, and T. W. Mossberg, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 464 (1992).
- [39] H. E. White, *Introduction to Atomic Spectra* (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1936).
- [40] M. Tetu, N. Cyr, B. Villeneuve, S. Theriault, M. Breton, and P. Tremblay, *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement* **40**, 191 (1991).