



卒業論文

Eu 原子における誘導ラマン断熱過程を用いた
準安定状態への移行効率の向上

東京工業大学 理学院 物理学系

野村 堯平

指導教員 上妻 幹旺 教授

2021 年 3 月

概要

レーザー冷却による中性原子気体の Bose-Einstein 凝縮 (BEC) が実現されて以来、量子縮退した冷却原子気体を用いた研究が盛んに行われるようになった。冷却原子気体における BEC では一般に短距離等方的な s 波散乱相互作用が支配的に働く。一方、大きな磁気モーメントを持つ原子種では、通常は s 波散乱相互作用に比べて弱いものの、長距離異方的な磁気双極子相互作用も働くようになる。このような原子種に対しては Feshbach 共鳴という方法を用いることで s 波散乱相互作用を抑制し磁気双極子相互作用が支配的な状況を作り出すことができ、それによって磁気双極子相互作用に起因するような物理現象の観測が可能となる。現に磁気モーメントの大きい原子種である Cr, Dy, Er の BEC を用いて d 波崩壊や Rosenweig 不安定性などの新奇な物理現象の観測が報告されている。ただ、これらの原子種に対して Feshbach 共鳴を行う際には外部から静磁場をかけるためスピン自由度が失われてしまう。他方、十分に残留磁場を抑圧してスピン自由度が保たれた量子縮退気体では磁気双極子相互作用を支配的にすることでスピンの空間構造と超流動渦とを伴う興味深い基底状態量子相が発現すると予測されている。そこで、我々の研究室ではこうした新奇な物理現象を探索あたり、大きな磁気モーメントを有し、さらにスピン自由度を保ったまま原子間相互作用を制御できる可能性のある原子種としてユーロピウム (Eu) に着目した。Eu 原子は上で述べた Cr, Dy, Er などの原子種と異なりボソン同位体が基底状態に超微細構造を持ち、静磁場ではなくマイクロ波によって Feshbach 共鳴を行えるためスピン自由度を保った BEC が生成できることが期待される。

Eu 原子気体の BEC を生成するためには複数の状態遷移を経て原子をレーザー冷却、トラップし、蒸発冷却を施す必要がある。しかし、これまでの実験では上記の過程において多くの原子が失われてしまい十分な原子数の確保が困難であるという問題を抱えていた。私はこの問題を解決すべく、基底状態から準安定状態への遷移に着目し、その遷移における原子の移行効率の向上を目指した。これまでは、基底状態の原子にレーザーを照射して励起状態へ遷移させ、そこからの緩和を利用して目的とする準安定状態を準備していた。しかし、目的とする準安定状態への分枝比が小さく、高い移行効率を得ることができていない。そこで、私は誘導ラマン断熱過程という異なる原理による遷移によってさらなる高効率化を目指し、理論計算による移行効率の推定と実験による検証を行った。誘導ラマン断熱過程を用いることによって従来の方法による移行に比べて二倍以上のフラックスの増加に成功した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	冷却原子気体	1
1.1.2	Bose-Einstein 凝縮	1
1.1.3	原子間相互作用	2
1.2	研究目的	3
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	基底状態から準安定状態への移行	5
2.1	Eu 原子の冷却方法	5
2.2	着目する遷移過程	6
第 3 章	誘導ラマン断熱過程 (STIRAP) の原理とその評価	9
3.1	原子と光の相互作用	9
3.1.1	二準位系	9
3.1.2	三準位系	12
3.1.3	STIRAP の原理	16
3.2	レーザー線幅の影響	20
3.2.1	断熱条件 (位相変化を考慮する場合)	21
3.2.2	線幅によるロス	22
3.2.3	数値計算による評価	23
第 4 章	STIRAP による Eu 原子の準安定状態への移行	29
4.1	用意した実験系	29
4.1.1	実験系の位置関係	29
4.1.2	スピン偏光用磁場	30
4.1.3	作成したビーム形	32
4.2	実験	32
4.2.1	STIRAP の確認	33

4.2.2	最大ローディングレートの評価	34
4.2.3	ローディングレートの 1204nm 光パワー依存性	35
4.3	考察	36
第 5 章	まとめと今後の展望	39
Appendix A	Wiener — Khinchin の定理	41
参考文献		43

目次

2.1	冷却に用いるエネルギー準位	6
2.2	基底状態からの遷移	7
3.1	二準位系	9
3.2	緩和が無視できるときの励起状態にいる確率の時間変化	13
3.3	緩和があるときの励起状態にいる確率の時間変化	13
3.4	三準位系 (Λ 型)	13
3.5	緩和が無視できるときの各準位での存在確率の時間変化	16
3.6	緩和が無視できないときの各準位での存在確率の時間変化 ($\Gamma_{12} = \Gamma_{23} = \Omega/10, \Gamma_2 = 0$)	16
3.7	ラビ振動数の時間変化	18
3.8	$\Theta(t)$ の時間変化	19
3.9	各準位の占有確率	19
3.10	本実験で STIRAP を行うエネルギー準位	23
3.11	上から見た実験系	24
3.12	オープンから放出される原子の速度分布	24
3.13	横から見た実験系	24
3.14	ラビ振動数の時間変化	26
3.15	243m/s についての移行効率のビーム間隔依存性	27
3.16	100m/s についての移行効率のビーム間隔依存性	27
4.1	上からみた光学系の配置図	29
4.2	遷移に用いる磁気副準位	30
4.3	Adiabatic Passage を行う箇所に巻いたコイル	30
4.4	$y = z = 0$ での x 方向の磁場の大きさ	31
4.5	$z = x = 0$ での y 方向の磁場の大きさ	31
4.6	$x = y = 0$ での z 方向の磁場の大きさ	31
4.7	横から見た STIRAP 用レーザーと原子ビームの交点でのビーム形	32
4.8	誘導ラマン断熱過程から磁気光学トラップへ	32

4.9	蛍光量のビーム間隔依存性	33
4.10	MOT 中の原子数の時間変化	35
4.11	ローディングレートの 1204nm 光パワー依存性	35
4.12	線幅を考慮しないで計算した移行効率のビーム間隔依存	36
4.13	線幅を考慮して計算した移行効率のビーム間隔依存性	36
4.14	蛍光量のビーム間隔依存性 (460nm 光パワーが 10mW と 1mW のとき)	37
4.15	線幅を無視した移行効率の 1204nm 光パワー依存性 (速度 243m/s の原子について)	38

第 1 章

序論

1.1 研究背景

1.1.1 冷却原子気体

冷却原子気体とは、光や磁場などを用いて真空中にトラップされ冷やされた原子集団のことを指し、典型的には μK から nK オーダーまで冷やされる。冷却原子系の原子集団は非常に希薄であり、原子数密度が大気中の 100 万から 1 万分の 1 ほどしかない。

通常、我々が生活しているような環境下での温度では、原子の波動的性質の広がりを表すパラメータである熱的ドブロイ長が原子間距離に比べて非常に小さいため、原子は古典的な粒子の振る舞いとして扱うことができる。しかし、冷却原子系で実現するような極低温の状況下では熱的ドブロイ長が原子間距離程度のオーダーまで大きくなり、量子力学的な性質が顕著に現れるようになる。それによって例えば Bose 粒子であれば Bose-Einstein 凝縮が、Fermi 粒子であれば Fermi 縮退などが実現される。

冷却原子系における大きな特徴の一つはその高い制御性にある。通常の系では変えることができないような、粒子間相互作用の強さや内部自由度などの様々なパラメータを高い精度で変えることができ、系のハミルトニアンを操作できる。単一原子を対象にした系から量子多体系を対象にしたものまで幅広い物理系が扱われており、物性物理、素粒子物理、量子情報など様々な分野に及ぶ研究舞台として注目されている。

1.1.2 Bose-Einstein 凝縮

冷却原子気体を用いた研究中で盛んに行われているものの一つとして、Bose-Einstein 凝縮体 (BEC) を用いた研究がある。通常、原子がバラバラに存在するとその干渉効果を失い量子現象を観測することは困難となるが、原子集団が BEC を起こすとミクロなスケールで起こる量子効果が $10\mu\text{m}$ 程度の我々が実験によってカメラで観察できるほど巨視的なスケールまで増幅されて起こるようになり、様々な量子現象を研究することができる。

BEC とは巨視的な数の理想 Bose 粒子が、ある量子相転移点を境に引力なしに量子統計性に

起因して基底状態に落ちて凝縮する現象である。これはインドの物理学者である S. N. Bose が考案した Bose 統計をもとに Einstein が 1925 年に予言した現象である。この現象は長らく数学上のものであると考えられていたが、1938 年に F. London が液体ヘリウムの超流動現象を Bose-Einstein 凝縮によるものであると説明したことによって実際に起こる現象であると認識されるようになった。その後、超伝導現象が電子のクーパー対の BEC として説明されたり (BCS 理論) とさらに注目を集めた。しかし、これらが観測された実験系では粒子間の相互作用が大きいため、理想 Bose 気体として記述し導き出される BEC 理論とはかけ離れており、理論計算を実際の実験結果と比較することが困難であった。そこで、粒子間相互作用の小さく、理想気体と近似できるような非常に希薄な原子集団を扱う冷却原子系が注目され始め、この系での BEC 生成に向けて研究が盛んに行われた。

理想 Bose 系で BEC ができる条件というのは位相空間密度 ρ が

$$\rho = n\lambda^3 \geq 2.612 \quad (1.1)$$

を満たすときである。ここで n は原子数密度であり、 $\lambda = h/(2\pi mk_B T)$ は熱的ドブロイ長である。この条件式が示すように、BEC 実現のためにはトラップしている体積内に十分な原子数を確保しつつ、さらにそれらを低温状態にしなければならない。原子気体を冷却するためには、通常の物性系での液体ヘリウムを使った冷却法などとは異なり、レーザー冷却と呼ばれる技術や原子集団を磁場や光を使ってトラップする技術などが必要である。多くの研究者の努力とアイデアによってこれらの技術的進歩が行われ、ついに 1995 年に JILA のグループが ^{87}Rb 原子 [1] を用いて、MIT のグループが ^{23}Na 原子 [2] を用いてそれぞれ Bose-Einstein 凝縮体の生成に成功した。そしてレーザー冷却技術の発展への貢献に対して 1998 年に S. Chu, C. Cohen-Tannoudji, W. D. Phillips らへ、冷却原子系での BEC を初めて成功させた功績に対して 2001 年に E. A. Cornell, W. Ketterle, C. E. Wieman らへそれぞれノーベル物理学賞が与えられた。

1.1.3 原子間相互作用

冷却原子系での中性原子気体の BEC は通常、短距離等方的な s 波散乱が支配的に働いており、そのポテンシャルは

$$V_s(r) = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s \delta(r) \quad (1.2)$$

とかける。 m は原子の質量、 a_s は s 波散乱長である。希薄かつ低温である原子系では原子間相互作用は上式のようなデルタ関数的な相互作用となる。

一方、大きな磁気モーメントを持つ原子種に関してはこれに加え長距離異方的な相互作用が働く。二つの原子の磁気双極子モーメントをそれぞれ μ_1, μ_2 とおいたとき、それらが作るポテンシャルは

$$V_{md}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\mu_1 \cdot \mu_2 - 3(\mu_1 \cdot \hat{r})(\mu_2 \cdot \hat{r})}{r^3} \right) \quad (1.3)$$

とかける。ただし、 μ_0 は真空の透磁率、 \mathbf{r} は二つの磁気双極子モーメントの相対位置ベクトル、 $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$ である。

この磁気双極子相互作用の強さを特徴づける指標として

$$a_{dd} = \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi \hbar^2} \quad (1.4)$$

を定義することにする。これを用いて s 波散乱相互作用と磁気双極子相互作用の相対的な強さの比を表す

$$\varepsilon_{dd} \equiv \frac{a_{dd}}{a_s} = \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi \hbar^2 a_s} \quad (1.5)$$

が定義できる。例えば、冷却原子系の BEC でよく用いられる ^{87}Rb 原子（磁気モーメント： $1\mu_B$ 、 μ_B はボーア磁子）であれば $\varepsilon_{dd} \simeq 0.007$ ほどであり、s 波散乱長に比べて磁気双極子相互作用は無視できるほど小さいことがわかる [3]。大きな磁気モーメントをもつ原子種であればその値はもう少し大きくなり、例として $^{52}\text{Cr}(6\mu_B)$ であれば $\varepsilon_{dd} \simeq 0.16$ となる [3]。ただ、磁気モーメントが大きな原子であってもそのままでは ε_{dd} は小さく、s 波散乱が依然支配的な相互作用となっている。 ε_{dd} が大きい、すなわち長距離異方的な磁気双極子相互作用が支配的に働くような状況を作り出すには Feshbach 共鳴という方法を用いて s 波散乱による相互作用を抑制して a_s を小さくすればよい。現在までに大きな磁気モーメントをもつ物質である $^{52}\text{Cr}(6\mu_B)$ 、 $^{164}\text{Dy}(10\mu_B)$ 、 $^{168}\text{Er}(7\mu_B)$ に対して Feshbach 共鳴を用いて磁気双極子相互作用に起因するような現象、例えば d 波崩壊 [4, 5] や Rosensweig 不安定性 [6]、フェルミ面の歪み [7] といった新奇現象の観測が報告されている。しかし、これらの実験では Feshbach 共鳴をさせる際に外部から静磁場を印加しており、それによって原子のスピン自由度が固定されてしまっている。一方、外部磁場を十分抑圧したゼロ磁場付近の環境下では各スピンの自発的にその向きを変えることができ、その際にスピン角運動量と軌道角運動量が結合することによりスピンの空間構造の形成や超流動渦とを伴う新奇な量子相が発現すると予想されている [8, 9, 10]。そこで我々の研究室では大きな磁気モーメントを持ちさらにスピン自由度を保ったまま磁気双極子相互作用の強さを制御できると考えられるユーロピウム $\text{Eu}(7\mu_B)$ に着目することにした。Eu は上記の原子種と異なり、ボソン同位体の基底状態に超微細構造をもつため、Feshbach 共鳴を磁場ではなくマイクロ波で行え、それによってスピン自由度を保ったまま BEC を生成することができる可能性がある。

1.2 研究目的

上記のように、Eu 原子気体を用いた BEC を生成すること新奇な物理現象を探索できると期待される。この Eu 原子気体の BEC 生成には位相空間密度を高めるために十分な原子数をトラップ領域内に確保する必要がある*1。さらに今後 BEC を用いた実験を行っていく上での十分な S/N 比の確保や、実験的制約の緩和などの観点からも BEC の原子数を増やすことは重要である。

*1 私がこの研究を開始した時点では BEC の生成は実現できていなかったが、2021 年 2 月に当研究室博士課程在籍の宮澤がついに世界で初めてユーロピウム原子気体の BEC 生成に成功した。

Eu 原子気体の BEC を生成するには複数の状態遷移を経て原子をレーザー冷却し、その後トラップ、そして蒸発冷却を行う必要がある。しかし、これまでの実験では上記の過程において多くの原子が失われてしまい十分な原子数の確保が困難であるという問題を抱えていた。私はこの問題を解決すべく、基底状態から準安定状態への遷移に着目し、その遷移における原子の移行効率の向上を目指した。今までは基底状態の原子にレーザーを照射して励起状態へ遷移させ、そこからの緩和を利用して目的とする準安定状態を準備していた。しかし、目的とする準安定状態への分枝比が小さいために高い効率での移行ができていない。そこで私は本研究で、誘導ラマン断熱過程 (stimulated Raman adiabatic passage: STIRAP) という異なる原理による遷移を行うことでさらなる高効率化を目指した。通常、三準位系に対して STIRAP を行う際は二つのレーザーの相対線幅を小さくすることで実現する。しかし、私は本研究で 1204nm 光と 460nm 光と波長が大きく異なり、さらにそれぞれの周波数ノイズに相関が無いような二つの光を用いて STIRAP による状態遷移の移行効率の理論計算による推定と実験によるその検証を行った。

1.3 本論文の構成

この章では研究背景と研究目的を記した。第2章では Eu 原子気体の BEC を生成するまでの過程と其中で本研究で着目する遷移について述べ、第3章では STIRAP の原理とレーザー線幅の影響について、そして第4章では実験系の準備と実験結果、そしてその考察について記した。最後の第5章では本論文のまとめと今後の展望に関して記述した。

第 2 章

基底状態から準安定状態への移行

この章では我々がどのように Eu 原子を冷却してトラップしているのかの大まかな流れと、それを行うために用いているエネルギー準位について簡単に紹介する。その後、私が本研究で着目する遷移過程を示し現段階での問題点について触れる。

2.1 Eu 原子の冷却方法

レーザー冷却によって Eu 原子気体の BEC を生成するためにはいくつかの過程を経なければならぬ。大まかな流れは以下の通りである。

1. 固体の Eu をオーブンで 500 °C 程度まで熱し昇華させて基底状態の原子ビームを真空中に放出する
2. 基底状態の Eu 原子気体を準安定状態に遷移させる
3. 高速で動いている準安定状態 Eu 原子ビームをゼーマン減速器を用いて減速させる
4. 磁気光学トラップによって減速した準安定状態 Eu 原子をトラップする
5. 磁気光学トラップでトラップしたまま準安定状態から基底状態へと遷移させる
6. 基底状態の原子を光トラップによってトラップする
7. 蒸発冷却によってさらに温度を下げることで位相空間密度を上げて BEC を生成する

Eu 原子のレーザー冷却に用いるエネルギー準位を一部抜粋したのが下図である。

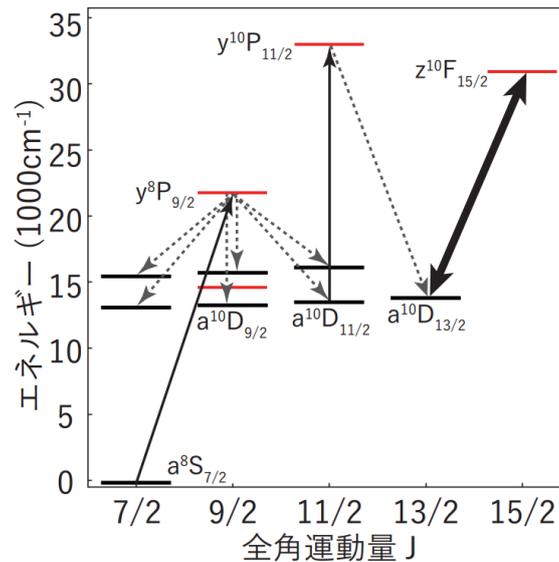


図 2.1 冷却に用いるエネルギー準位

過程 1 で作られた基底状態原子ビームに対して過程 2 では基底状態 $a^8S_{7/2}$ に 460nm 光の共鳴光を当て、励起状態 $y^8P_{9/2}$ にポンピングし、その励起状態からの緩和から下準位へ落ちてきた原子のうち、準安定状態 $a^{10}D_{11/2}$ に遷移した原子を用いる。なお当研究室での先行研究によってこの際の基底状態から励起状態 $a^{10}D_{11/2}$ への分枝比は 17% であることがわかっている [11]。次にこの準安定状態に共鳴する 513nm 光を入射し、励起状態 $y^{10}P_{11/2}$ へとたたき上げ、準安定状態 $a^{10}D_{13/2}$ に緩和した原子を用いる。この遷移の効率はおよそ 76% であるため、基底状態から準安定状態 $a^{10}D_{13/2}$ への遷移効率は 13% 程度である。この準安定状態まで原子を遷移させたのち、過程 3 では $a^{10}D_{13/2}$ と励起状態 $z^{10}F_{15/2}$ の間の遷移を用いてゼーマン減速を行い、過程 4 ではこの遷移間で磁気光学トラップ (Magneto-optical trap: MOT) を行っている。その後、過程 5 で MOT でトラップしている準安定状態原子に対して適切な光を入射して基底状態まで戻して基底状態 MOT を実現している。なお、基底状態 MOT を直接行わずに準安定状態を経ているのは基底状態とその他の遷移間において冷却を行うのにふさわしい遷移間が存在しないからである。

2.2 着目する遷移過程

BEC を生成するためには位相空間密度を高めるために十分な原子数をトラップ領域内に確保する必要がある。原子数を増やすことは BEC 生成のため以外にも BEC 生成後それを用いた研究を行う際の十分な S/N 比の確保や実験的制約の緩和などの観点からも重要である。

さて、基底状態 Eu 原子をトラップしている際の原子数を増やすにはいくつかの方法が考えられ、遷移効率を上げる以外にもオープンの温度をあげることで今よりも多くの原子を放出させる手段もある。しかし私の目的は一時的な原子数の増加ではなく、今後 Eu 原子を用いて実験を行っていくうえで安定した原子数の確保をすることである。そこで、冷却過程において行っている状態遷移の効率化をすることによってそれを実現することとした。特に、様々な遷移を行っていく

過程の中で大幅な増加が見込めると考えられる一番はじめの遷移、すなわち基底状態 $a^8S_{7/2}$ 、励起状態 $y^8P_{9/2}$ 、準安定状態 $a^{10}D_{11/2}$ の遷移における移行効率を上げることにした。

図 2.1 で一部省略した基底状態から準安定状態 $a^{10}D_{11/2}$ へ遷移させる際に関与するエネルギー準位をあらわに記したのが図 2.2 である。この図のように励起状態からの緩和先の候補となる準位は 11 個と多く、そのなかでも特に分枝比が大きいと考えられているものが図 2.1 の 6 つの準位であり、先行研究 [11] でそれらの分枝比は測定されている。先ほど述べたように励起状態からこれらの準位への緩和のうち目的の準安定状態 $a^{10}D_{11/2}$ への遷移効率は最大 17% 程度と低い。従来の方では基底状態 $a^8S_{7/2}$ の原子に対して 460nm 光を入射して励起状態 $y^8P_{9/2}$ へのポンピングを通じて目的の準安定状態 $a^{10}D_{11/2}$ への移行を行っていたため移行効率が励起状態から目的の準安定状態への分枝比に依存してしまい高い効率を実現することが困難である。そこで私は基底状態、励起状態、準安定状態の三準位に対して従来のポンピングによる遷移とは異なる原理である誘導ラマン断熱過程 (stimulated Raman adiabatic passage: STIRAP) を用いて遷移させることで効率化を行うことを目指した。STIRAP を用いた遷移では、次の章で述べるように原理的に非常に高い効率の移行を可能にすると考えられる。

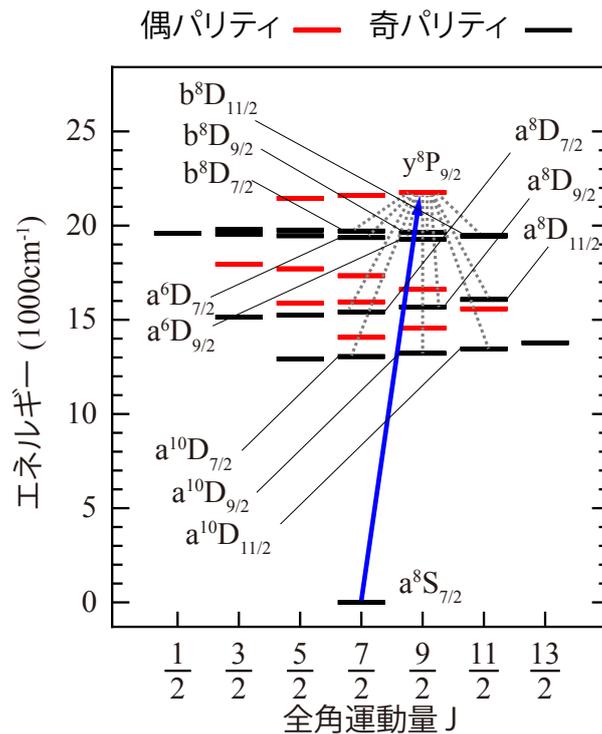


図 2.2 基底状態からの遷移

第3章

誘導ラマン断熱過程 (STIRAP) の原理とその評価

この章では誘導ラマン断熱過程 (STIRAP) の原理について説明を行う前に、STIRAP を用いることのメリットについて理解するためにまず通常の二準位系と三準位系での原子と光の相互作用について見ていく。その後、STIRAP の原理とそれを行える条件についてを記し、そこから推測される移行効率計算する。

3.1 原子と光の相互作用

以下では準古典論的な議論を進め、密度行列による表現で記述する。

3.1.1 二準位系

次の図のように、エネルギーが $\hbar\omega_0$ だけ離れている二準位系に対して $\Delta = \omega_0 - \omega$ だけ離調させた $\hbar\omega$ の光を入射するような状況を考える。なお、 $|1\rangle$ と $|2\rangle$ のパリティは異なるとする。

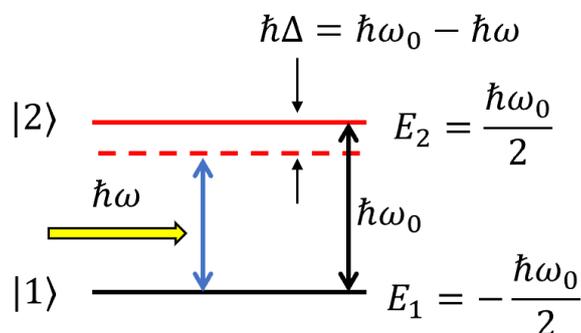


図 3.1 二準位系

この系のハミルトニアン \hat{H} を、相互作用のない時のハミルトニアン \hat{H}_0 と光との相互作用によ

るポテンシャル $\hat{V}(t)$ を用いて

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad (3.1)$$

とかく。

ただし、それぞれ

$$\cdot \hat{H}_0 = -\frac{\hbar\omega_0}{2}|1\rangle\langle 1| + \frac{\hbar\omega_0}{2}|2\rangle\langle 2| \quad (3.2)$$

$$\cdot \hat{V}(t) \simeq -\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E} \quad (3.3)$$

$$= \frac{1}{2}e\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) \quad (3.4)$$

$$= \frac{1}{2}e(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t})(r_{12}|1\rangle\langle 2| + r_{21}|2\rangle\langle 1|) \quad (3.5)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{p}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ は電気双極子モーメント演算子、 $\hat{\mathbf{r}}$ は原子核に対しての電子の位置ベクトル演算子。 $r_{12} = \langle 1|\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}|2\rangle$, $r_{21} = \langle 2|\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}|1\rangle$ であり、 $r_{12} = r_{21}^*$ 。また $\boldsymbol{\epsilon}$ は光の偏光ベクトル。(3.3) 式では原子の大きさに比べて入射させる光の波長が十分長く、原子には一定の大きさの電場がかかっているとした (双極子近似)。

電場は一般に $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \boldsymbol{\epsilon}E_0(t) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - \omega t + \phi(t))$ とかける (振幅 $E_0 \in \mathbb{R}$)。 $\phi(t)$ は入射光の周波数を変化させたり、ノイズによる位相変化の項。ここでは簡単のため原子の位置は $\mathbf{R} = 0$ で一定として原子の運動を考えないこととする。(3.4) 式の E は $E = E_0(t)e^{i\phi(t)} := E(t)$ と書くことにする。

まず、

$$|1\rangle \doteq \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |2\rangle \doteq \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

と表現して、上のハミルトニアンを行列表示する。

$$\hat{H} \doteq \begin{pmatrix} -\frac{\hbar\omega_0}{2} & \frac{1}{2}er_{21}^*(E^*e^{i\omega t} + Ee^{-i\omega t}) \\ \frac{1}{2}er_{21}(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) & \frac{\hbar\omega_0}{2} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$= \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\omega_0 & \Omega^*e^{i\omega t} + \Omega e^{-i\omega t} \\ \Omega e^{-i\omega t} + \Omega^*e^{i\omega t} & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$\equiv H \quad (3.9)$$

ただし

$$\Omega(t) = \frac{er_{21}}{\hbar}E(t) \quad (3.10)$$

とおき、これをラビ振動数と呼ぶ。

ここで非対角項に関して、 $\Omega e^{-i\omega t}$ に比べると $\Omega^* e^{i\omega t}$ の項は非常に早く振動しているので時間平均を考えた場合に無視できると近似すると（回転波近似）、

$$H \simeq \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\omega_0 & \Omega^* e^{i\omega t} \\ \Omega e^{-i\omega t} & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

とかける。すなわち、

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \{-\omega_0 |1\rangle\langle 1| + \omega_0 |2\rangle\langle 2| + \Omega^* e^{i\omega t} |1\rangle\langle 2| + \Omega e^{-i\omega t} |2\rangle\langle 1|\} \quad (3.12)$$

とかける。

さて後の計算の便宜上、ここで状態ベクトルの基底として $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ ではなく $\{|\tilde{1}\rangle = e^{\frac{i}{2}\omega t}|1\rangle, |\tilde{2}\rangle = e^{-\frac{i}{2}\omega t}|2\rangle\}$ を選ぶこととする。Schrödinger 方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (3.13)$$

の解 $|\psi(t)\rangle$ を

$$|\psi(t)\rangle = \tilde{c}_1(t) e^{\frac{i}{2}\omega t} |1\rangle + \tilde{c}_2(t) e^{-\frac{i}{2}\omega t} |2\rangle \quad (3.14)$$

$$= \tilde{c}_1(t) |\tilde{1}\rangle + \tilde{c}_2(t) |\tilde{2}\rangle \quad (3.15)$$

のように展開し、それらの係数を $\tilde{c}_1(t)$, $\tilde{c}_2(t)$ とおく。ハミルトニアンについてもこれらの基底を用いて書き換えると、(3.12) 式は

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \{-\omega_0 |\tilde{1}\rangle\langle \tilde{2}| + \omega_0 |\tilde{2}\rangle\langle \tilde{2}| + \Omega^* |\tilde{1}\rangle\langle \tilde{2}| + \Omega |\tilde{2}\rangle\langle \tilde{1}|\} \quad (3.16)$$

と書き直せる。行列表現では

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta & \Omega^* \\ \Omega & \Delta \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

とかける。(3.13) 式を係数 \tilde{c}_1 , \tilde{c}_2 についての微分方程式に書き直すと

$$i\hbar \dot{\tilde{c}}(t) = \tilde{H} \tilde{c}(t) \quad (3.18)$$

となる。ただし、 $\tilde{c}(t) = (\tilde{c}_1(t), \tilde{c}_2(t))^t$ 。

密度行列は

$$\tilde{\rho}(t) = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{11} & \tilde{\rho}_{12} \\ \tilde{\rho}_{21} & \tilde{\rho}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\tilde{c}_1|^2 & \tilde{c}_1 \tilde{c}_2^* \\ \tilde{c}_1^* \tilde{c}_2 & |\tilde{c}_2|^2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

と定義される。密度行列が満たすべき方程式は

$$\frac{d}{dt} \tilde{\rho}(t) = \frac{1}{i\hbar} [\tilde{H}(t), \tilde{\rho}(t)] \quad (3.20)$$

であり、個々の方程式に書き下すと

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\rho}}_{11}(t) = -i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{22}(t) = +i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{12}(t) = +i\Delta\tilde{\rho}_{12}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{21}(t) = -i\Delta\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) \end{cases}$$

とかける。

自然放出による緩和を考慮する場合は、現象論的に自然放出レート Γ を用いた項をそれぞれの微分方程式に加えて

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\rho}}_{11}(t) = -i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) + \Gamma\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{22}(t) = +i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) - \Gamma\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{12}(t) = +i\Delta\tilde{\rho}_{12}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{21}(t) = -i\Delta\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) \end{cases}$$

とすればよい。

さて、入射している電場の振幅の変化、位相の揺らぎ、緩和が無いとすると、励起状態 $|2\rangle$ にいる確率 $P_2 = |\tilde{c}_2(t)|^2 = \tilde{\rho}_{22}$ は、初期条件 $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0$ として上の微分方程式を解くことで、

$$P_2 = \frac{|\Omega|^2}{2(|\Omega|^2 + \Delta^2)}(1 - \cos \Omega't) \quad (3.21)$$

と求まる。ただし $\Omega' = \sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2}$ であり、これを一般ラビ振動数と呼ぶ。

緩和が無視できるときの励起状態への遷移確率の時間変化を離調の大きさごとにプロットしたものが図 3.2 である。緩和を考慮した場合の励起状態への遷移確率は図 3.3 である。なお、両方とも初期条件として $t = 0$ で基底状態 $|1\rangle$ にいるとした。

これからわかることは、離調 Δ に依存して二準位間での遷移確率の振幅は小さくなり、共鳴付近の周波数でないと励起状態への高効率の移行はできないということである。さらに、励起状態からの緩和がラビ振動数に比べて無視できないとき場合には共鳴周波数であっても励起状態への高い効率での移行は難しいということである。

3.1.2 三準位系

次に下図のように三準位系に二つの光が入射する場合を考える。 $|1\rangle, |2\rangle$ 間のエネルギー差は $\hbar\omega_1$ 、 $|2\rangle, |3\rangle$ 間のエネルギー差は $\hbar\omega_3$ 。 $|1\rangle, |2\rangle$ 間に作用する周波数 ω の一つの光 \mathbf{E} は $\Delta = \omega_1 - \omega$ だけ離調されていて、 $|2\rangle, |3\rangle$ 間に作用する周波数 ω' の二つ目の光 \mathbf{E}' は $\Delta' = \omega_3 - \omega'$ だけ離調されているとする。なお、入射光 \mathbf{E}, \mathbf{E}' はそれぞれ $|1\rangle, |2\rangle$ 間、 $|3\rangle, |2\rangle$ 間のみ作用するものと仮定する。また、 $|1\rangle$ と $|3\rangle$ のパリティは同じで、 $|2\rangle$ のそれは他とは異なるとする。

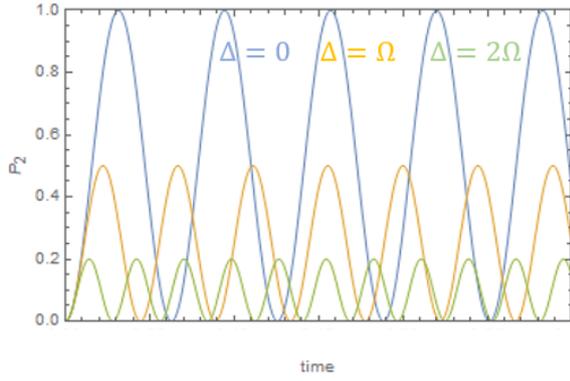


図 3.2 緩和が無視できるときの励起状態にいる確率の時間変化

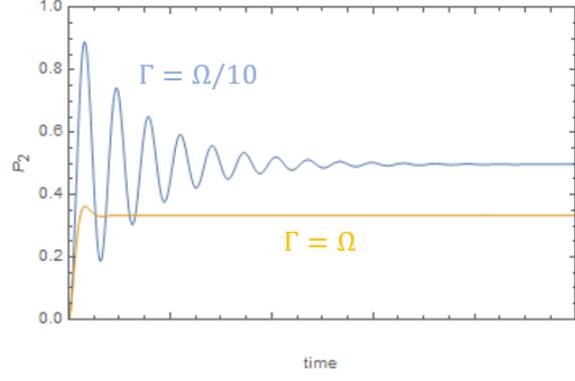


図 3.3 緩和があるときの励起状態にいる確率の時間変化

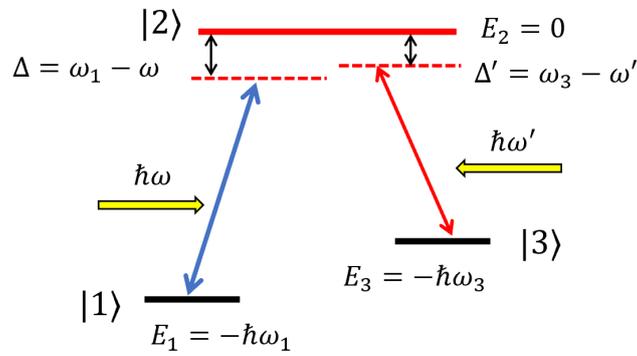


図 3.4 三準位系 (Λ 型)

この系のハミルトニアン \hat{H} を、相互作用のない時のハミルトニアン \hat{H}_0 と光との相互作用によるポテンシャル $\hat{V}(t)$ を用いて

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \tag{3.22}$$

とかく。

ただし、それぞれ

$$\hat{H}_0 = -\hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| - \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \tag{3.23}$$

$$\hat{V}(t) = -\hat{\mathbf{p}} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{E}') \tag{3.24}$$

$$= -\frac{1}{2}\hat{\mathbf{p}} \cdot \{\epsilon(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) + \epsilon'(E'e^{-i\omega' t} + E'^*e^{i\omega' t})\} \tag{3.25}$$

$$= \frac{1}{2}e\{\hat{\mathbf{r}} \cdot \epsilon(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) + \hat{\mathbf{r}} \cdot \epsilon'(E'e^{-i\omega' t} + E'^*e^{i\omega' t})\} \tag{3.26}$$

ここで、 $\hat{\mathbf{p}}$ は双極子モーメント演算子、 $\hat{\mathbf{r}}$ は原子核に対しての電子の位置ベクトル演算子。 ϵ, ϵ' は一つ目、二つ目それぞれの光の偏光ベクトル。

まず、 \hat{H}_0 の固有状態 $\{|n\rangle\}$ ($n = 1, 2, 3$) を用いた $V_{nm} = \langle n|\hat{V}(t)|m\rangle$ について、パリティを考えると $V_{11} = V_{22} = V_{33} = V_{13} = V_{31} = 0$ である。また $V_{12} = V_{21}^*$, $V_{23} = V_{32}^*$ である。 V_{12}, V_{23}

に関して回転波近似を行うと

$$V_{21} = \frac{er_{21}}{2}(Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}) \simeq \frac{\hbar}{2}\Omega e^{-i\omega t} \quad (3.27)$$

$$V_{32} = \frac{er_{32}}{2}(E'e^{-i\omega' t} + E'^*e^{i\omega' t}) \simeq \frac{\hbar}{2}\Omega' e^{i\omega' t} \quad (3.28)$$

となる。 $r_{21} = \langle 2|\hat{r} \cdot \epsilon|1\rangle$, $r_{32} = \langle 3|\hat{r} \cdot \epsilon'|2\rangle$ であり、 $r_{12} = r_{21}^*$, $r_{23} = r_{32}^*$ 。

$$\Omega = \frac{er_{21}}{\hbar}E, \quad \Omega' = \frac{er_{32}}{\hbar}E'^* \quad (3.29)$$

としてそれぞれのラビ振動数を定義した。

以上よりハミルトニアンは、 $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$ で展開すると

$$\hat{H} = -\hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| - \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \frac{\hbar}{2}\Omega e^{-i\omega t}|2\rangle\langle 1| + \frac{\hbar}{2}\Omega^* e^{i\omega t}|1\rangle\langle 2| + \frac{\hbar}{2}\Omega' e^{i\omega' t}|3\rangle\langle 2| + \frac{\hbar}{2}\Omega'^* e^{-i\omega' t}|2\rangle\langle 3| \quad (3.30)$$

とかげ、 $\{|\tilde{1}\rangle = e^{i\omega t}|1\rangle, |\tilde{2}\rangle = |2\rangle, |\tilde{3}\rangle = e^{i\omega' t}|3\rangle\}$ で展開すると、

$$\hat{H} = -\hbar\omega_1|\tilde{1}\rangle\langle \tilde{1}| - \hbar\omega_3|\tilde{3}\rangle\langle \tilde{3}| + \frac{\hbar}{2}\Omega|\tilde{2}\rangle\langle \tilde{1}| + \frac{\hbar}{2}\Omega^*|\tilde{1}\rangle\langle \tilde{2}| + \frac{\hbar}{2}\Omega'|\tilde{3}\rangle\langle \tilde{2}| + \frac{\hbar}{2}\Omega'^*|\tilde{2}\rangle\langle \tilde{3}| \quad (3.31)$$

とかける。行列表現では

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta & \Omega^* & 0 \\ \Omega & 0 & \Omega'^* \\ 0 & \Omega' & -2\Delta' \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

とかける。 $|\psi(t)\rangle$ を $\{|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle, |\tilde{3}\rangle\}$ で展開したときの係数をそれぞれ $\tilde{c}_1(t), \tilde{c}_2(t), \tilde{c}_3(t)$ とおき、これらが満たすべき微分方程式は

$$i\hbar\dot{\tilde{c}}(t) = \tilde{H}\tilde{c}(t) \quad (3.33)$$

である。 ($\tilde{c}(t) = (\tilde{c}_1(t), \tilde{c}_2(t), \tilde{c}_3(t))^t$)

密度行列

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(t) &= \tilde{c}^t(t)\tilde{c}(t) \\ &= \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{11} & \tilde{\rho}_{12} & \tilde{\rho}_{13} \\ \tilde{\rho}_{21} & \tilde{\rho}_{22} & \tilde{\rho}_{23} \\ \tilde{\rho}_{31} & \tilde{\rho}_{32} & \tilde{\rho}_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\tilde{c}_1|^2 & \tilde{c}_1\tilde{c}_2^* & \tilde{c}_1\tilde{c}_3^* \\ \tilde{c}_2\tilde{c}_1^* & |\tilde{c}_2|^2 & \tilde{c}_2\tilde{c}_3^* \\ \tilde{c}_3\tilde{c}_1^* & \tilde{c}_3\tilde{c}_2^* & |\tilde{c}_3|^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.34)$$

に関する方程式は

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}(t) = \frac{1}{i\hbar}[\tilde{H}, \tilde{\rho}(t)] \quad (3.35)$$

であるとわかり、この方程式の上三角要素について書き表すと、

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\tilde{\rho}}_{11}(t) = -i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{22}(t) = +i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) - i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{33}(t) = i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) - i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{12}(t) = +i\Delta\tilde{\rho}_{12}(t) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{13}(t) = +i(\Delta - \Delta')\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) + i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{23}(t) = -i\Delta'\tilde{\rho}_{23}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega'^*}{2}(\tilde{\rho}_{33}(t) - \tilde{\rho}_{22}(t)) \end{array} \right.$$

とかける。

自然放出による緩和を現象論的に加えると、

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\tilde{\rho}}_{11}(t) = -i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) + \Gamma_{21}\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{22}(t) = +i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) - i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) - (\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_2)\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{33}(t) = +i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) - i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) + \Gamma_{23}\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{12}(t) = +i\Delta\tilde{\rho}_{12}(t) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) - \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{13}(t) = +i(\Delta - \Delta')\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega^*}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) + i\frac{\Omega'^*}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{23}(t) = -i\Delta'\tilde{\rho}_{23}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega'^*}{2}(\tilde{\rho}_{33}(t) - \tilde{\rho}_{22}(t)) - \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) \end{array} \right.$$

と書き直せる。ただし、 Γ_{21}, Γ_{23} はそれぞれ $|2\rangle$ から $|1\rangle, |3\rangle$ への自然放出レート。 Γ_2 は励起状態から状態 $|1\rangle, |3\rangle$ 以外（今考えている三準位系以外）の準位へ緩和し失われるロスレートである。実際、本研究で扱う Eu 原子で考える準位でも閉じた三準位系として扱うことはできず、既述の通り他の準位への緩和が存在する。（通常は原子の衝突レートも緩和に考慮するが、今回の実験ではオープンから原子ビームが同方向に出射されているような状況を考えているためこれらの項は考慮する必要がないと判断したため加えてない。）

緩和が無視できるときの励起状態への遷移確率の時間変化を離調の大きさごとにプロットしたものが図 3.5 である。緩和を考慮した場合の励起状態への遷移確率は図 3.6 である。なお、両方とも初期条件として $t=0$ で基底状態 $|1\rangle$ とし、 $P_1(t), P_2(t), P_3(t)$ はそれぞれ時刻 $t=t$ において $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ にいる確率である。また、ここでは例としてどちらも $\Delta = \Delta' = 0, \Omega = \Omega'$ において計算を行った。

三準位系においても各準位間でラビ振動を行う。考えている三準位系以外への緩和が無視できるような状況であっても、励起状態からの状態 $|1\rangle, |3\rangle$ への緩和が無視できないような場合は、図 3.6 のように高い遷移確率を実現することは難しい。また、励起状態の寿命時間より短いスケールの緩和が無視できるような状況では図 3.5 のように原理的には高い効率で移行させることは可能ではあるが、そのためにはラビ振動をちょうど目的準位での存在確率が高いときに止められるようにしなければいけなく、レーザーを当てる時間を精度よく制御しなければいけない。止まっ

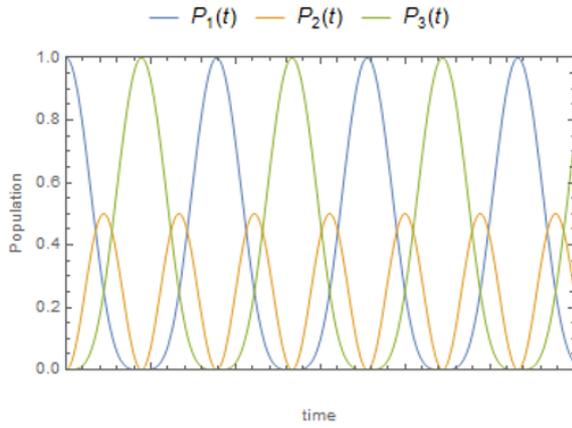


図 3.5 緩和が無視できるときの各準位での存在確率の時間変化

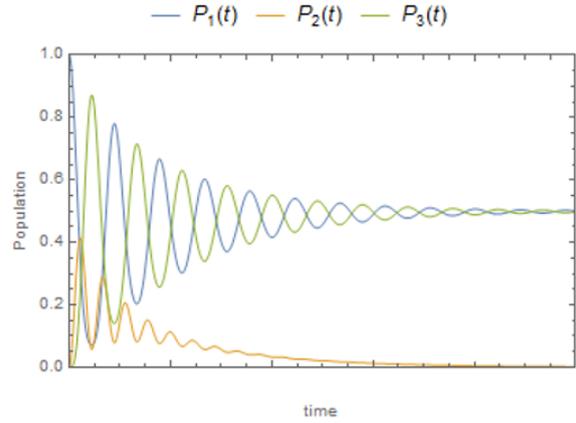


図 3.6 緩和が無視できないときの各準位での存在確率の時間変化 ($\Gamma_{12} = \Gamma_{23} = \Omega/10$, $\Gamma_2 = 0$)

ている原子に対してはパルス波などを当てることによって実現可能であるが、のちに詳しく述べる通り今回の実験系では広い速度分布をもつ動いている原子を考えているため、この方法で遷移を行うのは現実的ではない。

このようにラビ振動を用いた単純な移行では高い遷移確率を実現するのは難しいと考えられる。しかし、この後に述べる STIRAP という方法では原理的に上記の方法と比べて高い移行効率が見込め、さらに実験的容易さからも今回のような実験状況には適した方法であることがわかる。

3.1.3 STIRAP の原理

原理について記す前にまず、”断熱”の意味することについて説明するために断熱定理というものを紹介する。

断熱定理

時間に依存する Schrödinger 方程式は

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}(t) |\Psi(t)\rangle \quad (3.36)$$

とかける。ここでは断熱的、すなわちハミルトニアンの変化が非常にゆっくりである場合を考える。そこでまずこの方程式の瞬間固有状態を考える（ここでは縮退は無いものとする）。瞬間固有状態とは上の Schrödinger 方程式を、ある時刻 $t = t$ でのハミルトニアンに関する時間に依存しない Schrödinger 方程式の形として書きかえた式

$$\hat{H}(t) |n(t)\rangle = E_n(t) |n(t)\rangle \quad (3.37)$$

の固有状態である。この $|n(t)\rangle$ を基底として Schrödinger 方程式の一般を展開し、

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t) e^{i\theta_n(t)} |n(t)\rangle \quad (3.38)$$

とかく。ただし、

$$\theta_n(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t dt' E_n(t') \quad (3.39)$$

である。ここではこの後の計算の便宜上、展開係数と $e^{i\theta(t)}$ を分けて展開を行った。

(3.38) 式を (3.36) 式に代入して整理すると、

$$\frac{d}{dt} c_m(t) = - \sum_n c_n(t) e^{i(\theta_n(t) - \theta_m(t))} \langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) \quad (3.40)$$

$$= -c_m(t) \langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |m(t)\rangle \right) - \sum_{n \neq m} c_n(t) e^{i(\theta_n(t) - \theta_m(t))} \langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) \quad (3.41)$$

となり、右辺第二項に (3.37) 式を微分して整理した結果を代入すると、

$$\frac{d}{dt} c_m(t) = -c_m(t) \langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |m(t)\rangle \right) - \sum_{n \neq m} c_n(t) e^{i(\theta_n(t) - \theta_m(t))} \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) \frac{\langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} \hat{H} \right) |n(t)\rangle}{E_n(t) - E_m(t)} \quad (3.42)$$

とかける。ここで上式において

$$\left| \frac{\langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} \hat{H} \right) |n(t)\rangle}{E_n(t) - E_m(t)} \right| \ll \langle m(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |m(t)\rangle \right) \quad (3.43)$$

であるならば、すなわちハミルトニアンが時間変化が小さいとき、微分方程式を解くと

$$c_n(t) = c_n(0) e^{i\gamma(t)} \quad (3.44)$$

とかける。ただし、

$$\gamma(t) = i \int_0^t dt' \langle n(t') | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t')\rangle \right) \quad (3.45)$$

である。

また、

$$0 = \frac{\partial}{\partial t} (\langle n(t) | n(t) \rangle) = \langle n(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) + \left(\frac{\partial}{\partial t} \langle n(t) | \right) |n(t)\rangle \quad (3.46)$$

$$\therefore \langle n(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) = - \left(\langle n(t) | \left(\frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \right) \right)^* \quad (3.47)$$

であるので、 $\gamma(t)$ は実数であり展開係数 $c_n(t)$ は位相だけが変化するとわかる。

以上より 3.43 式を仮定すると初期状態がその時の瞬間固有状態 $|n(t=0)\rangle$ であったとき、それが断熱的に時間発展をすると、時刻 t での量子状態は $e^{i\gamma(t)} e^{i\theta_n(t)} |n(t=t)\rangle$ とかけるということである。すなわち、ハミルトニアンをゆっくり変化させるような断熱的な時間発展では量子状態は各時刻のハミルトニアンの n 番目の量子状態を取り続けるということである。

Stimulated Raman Adiabatic Passage (STIRAP)

三準位系において、2光子離調が $\delta = \Delta - \Delta' = 0$ の場合を考える。

三準位系において原子と光の相互作用に関するハミルトニアンは (3.32) 式のように書けた。今、2光子離調がゼロとなる場合を考えているのでこのハミルトニアンのエネルギー基準点をずらして次のように書き換えておく。

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega(t) & 0 \\ \Omega(t) & 2\Delta & \Omega'(t) \\ 0 & \Omega'(t) & 0 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

($|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$) の位相をうまくとることでそれぞれのラビ振動数を実数とした。

さて、STIRAP ではその名前の通りハミルトニアンを断熱的に変化させる。まずこのハミルトニアンの時刻 t での瞬間固有状態を求めると、

$$|+\rangle = \sin \Theta(t) \sin \Phi(t) |\tilde{1}\rangle + \cos \Phi(t) |\tilde{2}\rangle + \cos \Theta(t) \sin \Phi(t) |\tilde{3}\rangle \quad (3.49)$$

$$|D\rangle = \cos \Theta(t) |\tilde{1}\rangle - \sin \Theta(t) |\tilde{3}\rangle \quad (3.50)$$

$$|-\rangle = \sin \Theta(t) \cos \Phi(t) |\tilde{1}\rangle - \sin \Phi(t) |\tilde{2}\rangle + \cos \Theta(t) \cos \Phi(t) |\tilde{3}\rangle \quad (3.51)$$

とわかる。ただし、 $\tan \Theta(t) = \Omega(t)/\Omega'(t)$, $\tan 2\Phi(t) = \sqrt{\Omega^2(t) + \Omega'^2(t)}/\Delta$ である。

このことから次のことが理解できる。時刻 $t = 0$ で $\Theta = 0$ としてそこから断熱的に時刻 $t = t$ まで $\Theta = \pi/2$ に変化させれば、時刻 $t = 0$ で三つの瞬間固有状態のうち $|D\rangle = |\tilde{1}\rangle$ が選択され、断熱的な時間発展を行えば固有状態 $|D\rangle$ を取り続け、時刻 $t = t$ で $|D\rangle = |\tilde{3}\rangle$ となる。すなわち断熱過程によって基底状態 $|1\rangle$ から目的の準安定状態 $|3\rangle$ まで 100% 遷移させることができることがわかる。

例えばそれぞれの一光子離調を Δ で固定したままラビ振動数を図 3.7 のように時間変化させれば、それらの比で決まる $\Theta(t)$ は図 3.8 のように変化する。すると、状態 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ それぞれにいる確率 P_1 , P_2 , P_3 は図 3.9 のようになり、基底状態から励起状態を経由することなく目的の準安定状態への遷移ができることがわかる。

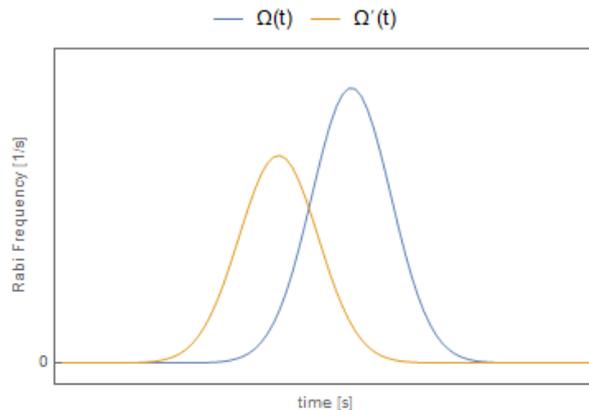


図 3.7 ラビ振動数の時間変化

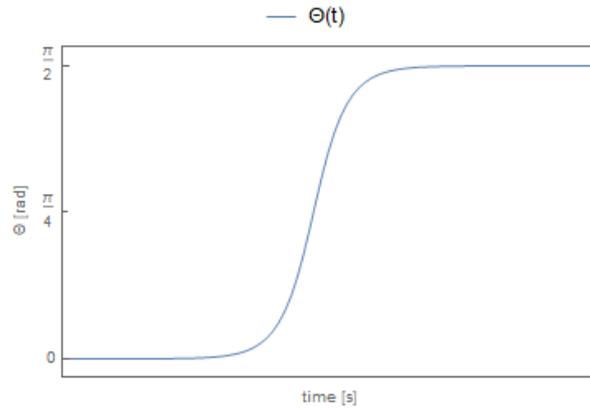
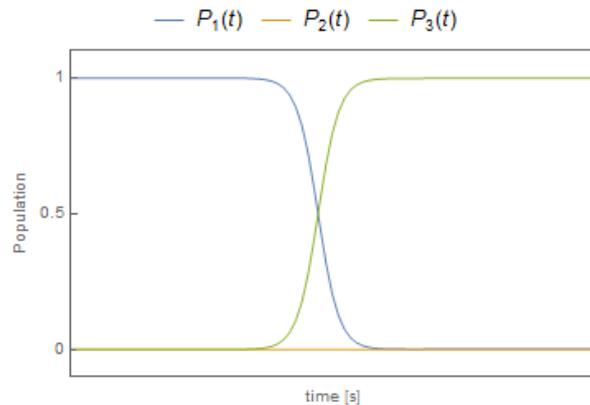
図 3.8 $\Theta(t)$ の時間変化

図 3.9 各準位の占有確率

この方法が既に述べたラビ振動と本質的に異なる点は、まず入射している 2 つの光がそれぞれ共鳴周波数である必要が無く一光子離調に対しては鈍感であり、二光子離調がゼロとなっていればよい。さらに、状態 $|D\rangle$ は励起状態 $|2\rangle$ を含まないため、励起状態 $|2\rangle$ から $|1\rangle$, $|3\rangle$ への緩和、さらには励起状態 $|2\rangle$ から考えている 3 準位系以外の準位への緩和が存在しても、それらによる移行効率の悪化の影響を原理的に無視できる。すなわち、この STIRAP による遷移は励起状態への実励起がないため、励起状態の緩和が無視できない大きさであってもラビ振動による遷移とは違い、励起状態での寿命時間より長い時間スケールでの遷移ができるということを意味する。また、ラビ振動のときと異なり光を当てる時間を正確に制御する必要がなく、今回の実験系のように速度分布を持つ原子に対して遷移を行うという点では先ほどの方法より優れている。なお、(3.50) 式の $|D\rangle$ は光を吸収しないことから dark state と呼ばれる。

ただし注意しなければならないのは、この遷移が断熱的に行われていないといけないということであり、その詳しい条件（断熱条件）を次に記す。

断熱条件

瞬間固有状態である $|+\rangle$, $|D\rangle$, $|-\rangle$ を基底としてハミルトニアンを書き換えると

$$\tilde{H}_b = \hbar \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\Delta + \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2 + \Omega'^2}) & i\dot{\Theta}(t) \sin \Phi(t) & i\dot{\Phi}(t) \\ -i\dot{\Theta}(t) \sin \Phi(t) & 0 & -i\dot{\Theta}(t) \cos \Phi(t) \\ -i\dot{\Phi}(t) & i\dot{\Theta}(t) \cos \Phi(t) & \frac{1}{2}(\Delta - \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2 + \Omega'^2}) \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

とわかる。任意の量子状態 $|\psi(t)\rangle$ を上の固有状態を基底として展開したときの係数 ($|\psi(t)\rangle = b_+(t)|+\rangle + b_D(t)|D\rangle + b_-(t)|-\rangle$) についての微分方程式は次のようになる。

$$i\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{b}(t) = \hbar \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\Delta + \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2 + \Omega'^2}) & i\dot{\Theta}(t) \sin \Phi(t) & i\dot{\Phi}(t) \\ -i\dot{\Theta}(t) \sin \Phi(t) & 0 & -i\dot{\Theta}(t) \cos \Phi(t) \\ -i\dot{\Phi}(t) & i\dot{\Theta}(t) \cos \Phi(t) & \frac{1}{2}(\Delta - \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2 + \Omega'^2}) \end{pmatrix} \mathbf{b}(t) \quad (3.53)$$

ただし、 $\mathbf{b}(t) = (b_+(t), b_D(t), b_-(t))^t$ とした。

状態遷移に用いる dark State $|D\rangle$ から他の固有状態への遷移が無視できる条件は dark State と他の固有状態の結合を意味する非対角項成分が対角項に比べて小さいときである。すなわち、

$$\left| \frac{\dot{\Theta}(t)}{\sqrt{\Omega^2(t) + \Omega'^2(t)}} \right| \ll 1 \quad (3.54)$$

であり、これが各時刻で満たされていることが断熱条件となる。ただし、ここでは $\Delta = 0$ とした。(STIRAP ではラビ振動数に比べて一光子離調 Δ が小さいような状況を考える。一光子離調を非常に大きくとる場合についても dark state を用いた遷移が可能であり、二光子ラマン遷移と呼ばれる。)

図 3.8 において、 $\Theta(t)$ の 0 から $\frac{\pi}{2}$ まで変化するのにおよそ T 秒間かかったとして $\dot{\Theta}(t) \sim \frac{\pi}{2T}$ であるとき、簡単のため二つのラビ振動数の振幅が Ω_0 で同じであるとすると、上の条件は

$$\Omega_0 T \gg \frac{\pi}{2} \quad (3.55)$$

とかける。

以上のことから、STIRAP が実現できる条件とは、二光子離調をゼロに保った状態のもと、ラビ振動 Ω_0 と $\Theta(t)$ の時間変化の積が大きいことである。

3.2 レーザー線幅の影響

STIRAP では状態 $|1\rangle$ から $|3\rangle$ への移行がコヒーレントに行われる必要があるため、現実的には上でみた $\Theta(t)$ をゆっくり立ち上げればよいとは限らず、このコヒーレンスを崩し得る原因となるレーザーの周波数ノイズによる影響を考慮しなければいけない。

実際の実験で扱うレーザーは単一周波数のみを持つわけではなく、電場の位相項が揺らぐため有限の線幅を持つ。すでに上で見たように STIRAP が実現されるための条件として二光子離調がゼロであるというものがあった。しかし、それぞれのレーザーの周波数が揺らぐとその条件が崩れてしまうため位相の揺らぎに関する影響を別途考える必要がある。

3.2.1 断熱条件（位相変化を考慮する場合）

位相変化を考慮した場合の断熱条件について考える。位相の時間変化を考慮した電場の式を

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_{12} + \mathbf{E}_{23} \quad (3.56)$$

$$= \epsilon_{12}(E_{12}e^{-i(\omega t + \phi_{12}(t))} + E_{12}^*e^{i(\omega t + \phi_{12}(t))}) + \epsilon_{23}(E_{23}e^{-i(\omega' t + \phi_{23}(t))} + E_{23}^*e^{i(\omega' t + \phi_{23}(t))}) \quad (3.57)$$

とかく。ただし、 $\phi_{12}(t)$, $\phi_{23}(t)$ が位相の時間変化する項である。電場の振幅については一定であると仮定する。

ここで基底として $\{|\tilde{1}\rangle = e^{i(\omega t + \phi_{12}(t))}|1\rangle, |\tilde{2}\rangle = |2\rangle, |\tilde{3}\rangle = e^{i(\omega' t + \phi_{23}(t))}|3\rangle\}$ を選ぶ。するとハミルトニアン of 行列表示は

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2(\Delta_{12} - \dot{\phi}_{12}(t)) & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{12} & 0 & \Omega_{23} \\ 0 & \Omega_{23} & -2(\Delta_{23} - \dot{\phi}_{23}(t)) \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

とかける。ただし $\Delta_{12} = \omega_{12} - \omega$, $\Delta_{23} = \omega_{23} - \omega'$ 。また、無摂動での量子状態の位相をうまくとることでラビ振動数は実数にとった。

今、基底として $\{|\tilde{1}\rangle, |\tilde{2}\rangle, |\tilde{3}\rangle\}$ ではなく

$$|B\rangle = \sin \Theta(t)|\tilde{1}\rangle + \cos \Theta(t)|\tilde{3}\rangle \quad (3.59)$$

$$|\tilde{2}\rangle = |\tilde{2}\rangle \quad (3.60)$$

$$|D\rangle = \cos \Theta(t)|\tilde{1}\rangle - \sin \Theta(t)|\tilde{3}\rangle \quad (3.61)$$

を用いることにする。ただし $\Theta(t) = \Omega_{12}(t)/\Omega_{23}(t)$ である。（先ほどの二光子離調が無い時、位相ノイズが無い時を仮定しているときに用いた基底とは異なり、今回の場合は上記の状態がよい量子状態であり、これを基底とした。）

これを用いてハミルトニアンを行列表示すると

$$\tilde{H}_D = \frac{\hbar}{2} \times \begin{pmatrix} -2\sin^2 \Theta(t)\zeta_{12} - 2\cos^2 \Theta(t)\zeta_{23} & \sqrt{\Omega_{12}^2(t) + \Omega_{23}^2(t)} & -2\sin \Theta(t)\cos \Theta(t)(\zeta_{12} - \zeta_{23}) + 2i\dot{\Theta}(t) \\ \sqrt{\Omega_{12}^2(t) + \Omega_{23}^2(t)} & 0 & 0 \\ -2\sin \Theta(t)\cos \Theta(t)(\zeta_{12} - \zeta_{23}) - 2i\dot{\Theta}(t) & 0 & -2\cos^2 \Theta(t)\zeta_{12} - 2\sin^2 \Theta(t)\zeta_{23} \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

と求まる。また、 $\zeta_{12} = \Delta_{12} - \dot{\phi}_{12}(t)$, $\zeta_{23} = \Delta_{23} - \dot{\phi}_{23}(t)$ とおいた。

エネルギー準位の基準点をずらしてもう少し見やすい形に書き換えると、

$$\tilde{H}_D = \frac{\hbar}{2} \times \quad (3.64)$$

$$\begin{pmatrix} 2\dot{\phi}_{12}(t) \sin^2 \Theta(t) + 2\dot{\phi}_{23}(t) \cos^2 \Theta(t) + \delta \cos 2\Theta(t) & \Omega_0(t) & (\dot{\phi}_{12}(t) - \dot{\phi}_{23}(t) - \delta) \sin 2\Theta(t) + 2i\dot{\Theta}(t) \\ & \Omega_0(t) & -2\Delta & 0 \\ (\dot{\phi}_{12}(t) - \dot{\phi}_{23}(t) - \delta) \sin 2\Theta(t) - 2i\dot{\Theta}(t) & 0 & 2\dot{\phi}_{12}(t) \cos^2 \Theta(t) + 2\dot{\phi}_{23}(t) \sin^2 \Theta(t) - \delta \cos 2\Theta(t) \end{pmatrix} \quad (3.65)$$

とかける。ただし、 $\Omega_0(t) = \sqrt{\Omega_{12}^2(t) + \Omega_{23}^2(t)}$, $\delta = \Delta_{12} - \Delta_{23}$, $\Delta = (\Delta_{12} + \Delta_{23})/2$ である。

dark State $|D\rangle$ を取り続ける条件は $|D\rangle$ と他の固有状態の結合が小さいことである。すると、断熱条件には $\dot{\Theta}(t)$ が小さいだけでなく、 $\dot{\phi}_{12}(t) - \dot{\phi}_{23}(t) - \delta$ も小さくなくてはならないという条件が加わる。このように、線幅を考慮すると $\delta = 0$ であってもそれぞれの位相の時間変化についても考える必要があることがわかる。

3.2.2 線幅によるロス

まずはじめに電場の位相項の時間微分をそれぞれ次のようにおく。

$$\xi_{12}(t) = \frac{d}{dt} \phi_{12}(t) \quad (3.66)$$

$$\xi_{23}(t) = \frac{d}{dt} \phi_{23}(t) \quad (3.67)$$

参考文献 [12] で用いられている Ornstein-Uhlenbeck process による確率モデルによる理論を採用する。上の $\xi_{12}(t)$, $\xi_{23}(t)$ は

$$\langle \xi_i(t) \rangle = 0, \quad \langle \xi_i(t) \xi_j(t + \tau) \rangle = \begin{cases} DG \exp(-G|\tau|), & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (3.68)$$

と書けるとする。 i, j は 1, 2 間もしくは 2, 3 間の光である。 G はノイズのコヒーレンス時間の逆数、すなわちノイズの振動の速さを表し、 D はノイズのパワースペクトル密度の最大値、すなわちノイズの大きさを表す変数である。なお、二つのレーザーのノイズに相関はなく、さらにそれぞれの周波数ノイズに関する性質 (G, D) は同じであるとする。また、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を表す。ここではこの統計平均が時間によらない定常的な状況を考え、エルゴード性を仮定することで $\langle \rangle$ を時間平均としてもよいとする。

線幅による影響を考えた時の移行効率 P を、ノイズによる影響が無視できるときの効率 $P^{(0)}$ と、ノイズによる影響の項 $P^{(\xi)}$ を用いて

$$P = P^{(0)} \cdot P^{(\xi)} \quad (3.69)$$

と書いたとき、今回の実験で用いているような二つの光のノイズに相関がないような場合は

$$P^{(\xi)} = \exp \left(-DG(2G + \gamma) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \cos 4\Theta(t)}{\Omega_0(t)^2 + 4G^2 + 2\gamma G} dt \right) \quad (3.70)$$

とかける。ここで $\Omega_0(t) = \sqrt{\Omega_{12}(t)^2 + \Omega_{23}(t)^2}$, $\Theta(t) = \arctan \Omega_{12}/\Omega_{23}$ である。なお、上記のノイズによる影響の項 $P^{(\xi)}$ とは dark state として存在し続ける確率である。

(3.70) 式からノイズが存在していてもラビ振動数が非常に大きければノイズによるロスを抑制できることがわかる。

3.2.3 数値計算による評価

(3.54) 式,(3.70) 式より、ラビ振動数が非常に大きいような理想的な状況であれば STIRAP による移行効率が高くすることができる。しかし、実際には用意できるレーザーのパワーや線幅には制限があるためこの理想的な状況とは異なるものとなる。特に、今回用いるレーザーの一方は十分なパワーを確保できておらず、さらに二つのレーザーのノイズには相関が無く線幅についても特別な狭窄化は行っていない。そこでまず、実際の実験系でどのくらいの移行効率が見込めるのかということに関して数値計算を行うことにした。

数値計算を行う準備

本実験では図 3.10 の基底状態から準安定状態への移行を行う。STIRAP を行うには原理でも述べたように、移行させたい先である目的の準位と励起状態間の光を、初期状態と励起状態間の光に先行して入射し図 3.7 のようなラビ振動の時間変化を実現する必要がある。

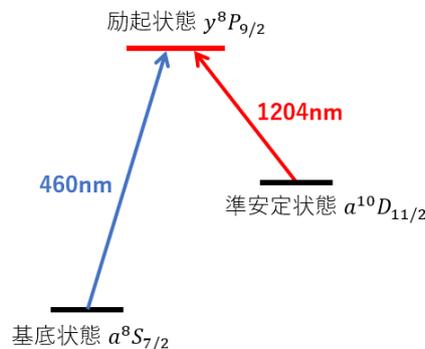


図 3.10 本実験で STIRAP を行うエネルギー準位

今回の実験はオープンから出てきた原子に対して STIRAP を行うため、図 3.11 のように横から 1204 nm, 460 nm の順に光を入射させればよい。さらに、用いるレーザーのビーム形に関しては現在 1204 nm 光のパワーが弱いことでラビ振動数が小さくなってしまうため、レーザーを絞ることを想定し短軸は 0.1mm を仮定して計算を行った。長軸に関しては STIRAP を行う位置での原子ビームの半径がおおよそ 3.5mm 程度であるのでこれに重なるように 3.5mm を仮定した。

オープンから放出された Eu 原子の速度は、Maxwell-Boltzmann 分布で記述されるとすると図 3.12 のようになり平均速度がおおよそ 300 m/s 付近であることがわかる。小方の研究 [13] によって STIRAP を行った後の過程であるゼーマン減速では最大で 243 m/s 程度までの原子を 20 m/s 程度まで減速できることがわかっている。したがって本研究では 243 m/s までの速度を持つ原子

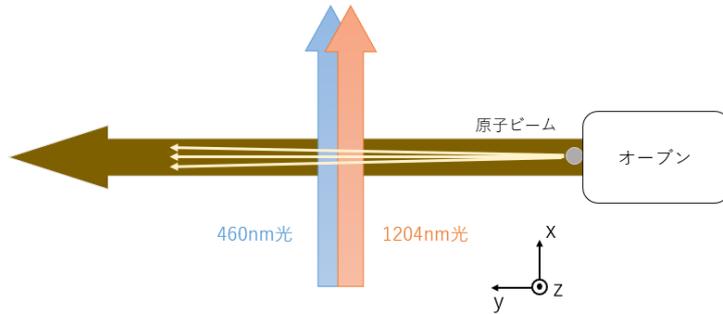


図 3.11 上から見た実験系

に対しての STIRAP を計算した。

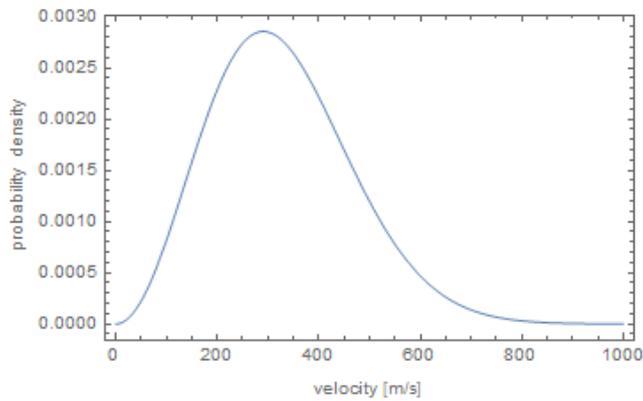


図 3.12 オープンから放出される原子の速度分布

オープンから放出された原子は完全に平行な原子ビームではなく空間上を進むとともに拡散していく。STIRAP を行う位置では x 軸方向に最大で 3 m/s 程度の速度を持つため、これによってドップラーシフトを起こし、入射したレーザーの周波数から正負で数 MHz 程度のシフトが生じてしまう。この影響も今回の数値計算では考慮した。

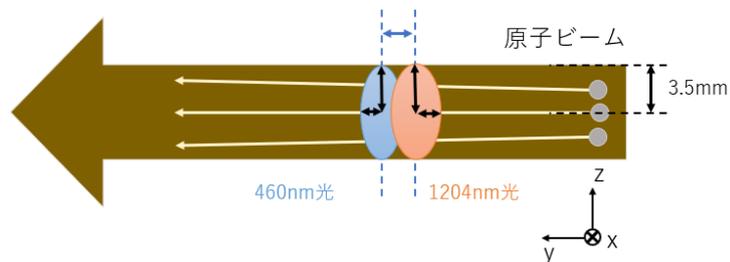


図 3.13 横から見た実験系

まず、線幅を考慮してない場合として数値計算で解くべき連立微分方程式を再掲する。

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}_{11}(t) = -i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{21}(t) - \tilde{\rho}_{12}(t)) + \Gamma_{21}\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\rho}_{22}(t) = +i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{21}(t) - \tilde{\rho}_{12}(t)) - i\frac{\Omega'}{2}(\tilde{\rho}_{32}(t) - \tilde{\rho}_{23}(t)) - (\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_2)\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\rho}_{33}(t) = +i\frac{\Omega'}{2}(\tilde{\rho}_{32}(t) - \tilde{\rho}_{23}(t)) + \Gamma_{23}\tilde{\rho}_{22}(t) \\ \dot{\rho}_{12}(t) = -i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) + i\Delta\tilde{\rho}_{12}(t) - \frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}+\Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\rho}_{21}(t) = +i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{22}(t) - \tilde{\rho}_{11}(t)) - i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{31}(t) - i\Delta\tilde{\rho}_{21}(t) - \frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}+\Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) \\ \dot{\rho}_{13}(t) = +i(\Delta - \Delta')\tilde{\rho}_{13}(t) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) + i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\rho}_{31}(t) = -i(\Delta - \Delta')\tilde{\rho}_{31}(t) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) - i\frac{\Omega'}{2}\tilde{\rho}_{21}(t) \\ \dot{\rho}_{23}(t) = -i\frac{\Omega'}{2}(\tilde{\rho}_{33}(t) - \tilde{\rho}_{22}(t)) - i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{13}(t) - i\Delta'\tilde{\rho}_{23}(t) - \frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}+\Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{23}(t) \\ \dot{\rho}_{32}(t) = +i\frac{\Omega'}{2}(\tilde{\rho}_{33}(t) - \tilde{\rho}_{22}(t)) + i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{31}(t) + i\Delta'\tilde{\rho}_{32}(t) - \frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}+\Gamma_2}{2}\tilde{\rho}_{32}(t) \end{array} \right.$$

なお、 Γ_{21} 、 Γ_{23} 、 Γ_2 はそれぞれ励起状態から基底状態への緩和レート、励起状態から目的の準安定状態への緩和レート、励起状態からその他への緩和レートである。先行研究 [11] より、それぞれの値は

$$\Gamma_{21} \simeq 27 \text{ MHz} \quad (3.71)$$

$$\Gamma_{23} \simeq 4.8 \text{ kHz} \quad (3.72)$$

$$\Gamma_2 \simeq 23.46 \text{ kHz} \quad (3.73)$$

であるとわかっている。

この実験ではガウシアンビームを用いるため光の強度 $I(t)$ はガウシアンとなっている（ここでは原子とともに動く座標系で考え、光強度を位置座標 y ではなく時間 t の関数として考える）。光の強度は電場 $E(t)$ を用いて

$$I(t) = \frac{1}{2}c\epsilon_0|E(t)|^2 \quad (3.74)$$

とかける（ c は光速、 ϵ_0 は真空中の誘電率）。また、ある二準位間におけるラビ振動数は既にみたように電気双極子モーメント $\mu = er$ を用いて $\Omega(t) = \mu E(t)/\hbar$ と書けたので、これと上式から

$$\Omega(t)^2 = \frac{2\mu^2}{c\epsilon_0\hbar^2}I(t) \quad (3.75)$$

とかける。

一方、エネルギー差が $\hbar\omega$ の二準位間では、Weisskopf-Wigner 理論から緩和レート（自然放出レート） Γ と電気双極子モーメント μ は

$$\Gamma = \frac{\omega^3\mu^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \quad (3.76)$$

と書けるので、最終的にラビ振動数は緩和レートを用いて

$$\Omega(t)^2 = \frac{6\pi c^2}{\omega^3 \hbar} \Gamma I(t) \quad (3.77)$$

と表されることがわかる。

例として二つの光とも短軸が 0.1mm、長軸が 3.5mm、ビーム間隔が 0.15mm、1204nm 光のパワーが 6.5mW、460nm 光のパワーが 0.6mW のとき、243m/s の速さの原子に関してのラビ振動数の時間変化を求めると図 3.14 のようになる。

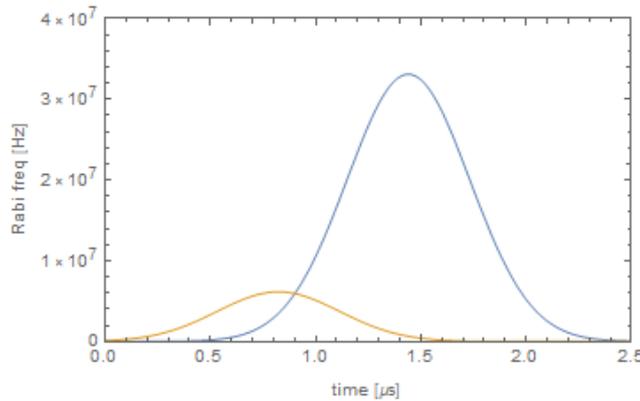


図 3.14 ラビ振動数の時間変化

また、今回はレーザーの一光子離調とともにゼロとする ($\Delta = \Delta' = 0$)。

以上より、上の連立微分方程式を解く準備ができた。それぞれ適切な値に対して $\tilde{\rho}_{33}$ について解けば目的の準安定状態への遷移確率がわかる。

線幅を考慮しない場合の移行効率の計算

今回の実験では既に研究室に使われている 1204, 460nm レーザーを用いることにした。 Γ_{23} が小さいことからわかるように励起状態と準安定状態間のラビ振動数 Ω' を大きくするためにはレーザー強度を上げる必要があるが、今回 1204nm のレーザーパワーは最大で 6.5mW 程度までしかでないため、この場合についての移行効率を計算することとする。また、原子は速度分布を持つため一番早い 243m/s とその半分程度の速度である 100m/s についてそれぞれ計算を行った。(速度分布まで含んで計算を行うと計算時間が長くなるため今回はこのような二つの速度に対する移行効率を行うことで全体での移行効率の推測を行うこととした。)

上で述べたそれぞれのビーム形と 1204nm 光のパワー 6.5mW に対してビーム間隔と 460nm 光のパワーを変数として移行効率を求めると、243m/s ではビーム間隔が 0.02 ~ 0.06mm 付近、460nm 光のパワーが 0.3 ~ 0.8mW 程度の時最大となり移行効率はおおよそ 60% 程度であることがわかる。100m/s についてはビーム間隔が 0.04 ~ 0.08mm、460nm 光のパワーが 0.4 ~ 0.8mW 程度の時最大となり移行効率はおおよそ 90% 程度である。したがって、線幅を考慮しない場合における最大移行効率は全体では 70% 前後であると推測される。

線幅を考慮した場合の移行効率

線幅を考慮した場合に関しては (3.70) 式を用いて計算し (3.69) 式で評価することができる。今回の実験で用いるレーザーのノイズに関する情報は持ち合わせていないため、ここでは仮に二つの光とも $G = 1\text{MHz}$ として計算することにする。また、二つのレーザーの線幅もおおよそ 1MHz とする。これらの仮定により Appendix A の (A.7) 式を用いると $D \simeq 1.6 \times 10^5\text{Hz}$ と求まる。

線幅を含めて数値計算を行って移行効率を求めると 243m/s では 460nm 光のパワーが $0.5 \sim 1\text{mW}$ 、ビーム間隔が $0.08 \sim 0.1\text{mm}$ のとき移行効率は最大となりおおよそ 50% 程度である。 100m/s に関しては 460nm 光のパワーが $0.5 \sim 2\text{mW}$ 、ビーム間隔が $0.08 \sim 0.14\text{mm}$ のとき最大となり 75% 程度となる。

例として移行効率が最大付近をとるときである 460nm 光のパワーが 0.6mW のときについて移行効率のビーム間隔依存性を示すと図 3.15, 3.16 のようになる。なお、図の横軸のビーム間隔は原子ビームに対して $1204, 460\text{nm}$ の順 (STIRAP を行う順番) で光を当てている時のビーム間隔である。線幅も考慮すると全体でおおよそ 50% 程度の移行効率が見込めるという計算結果を得た。なお、今回は 1204nm 光のパワーが弱いので 50% 程度の移行効率であるが、さらにパワーを強めていくことで移行効率をもっと高めていくことができる。仮に現在用意できている 1204nm 光のパワーの 10 倍程度である 60mW の場合について同じビーム形に関して計算を行うと、線幅を考慮しなければ 98% 程度、線幅を考慮する場合では 90% 程度の移行効率が見込まれる。

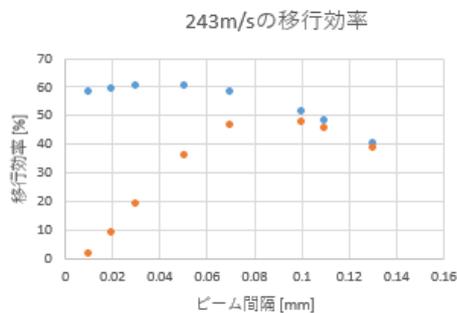


図 3.15 243m/s についての移行効率のビーム間隔依存性

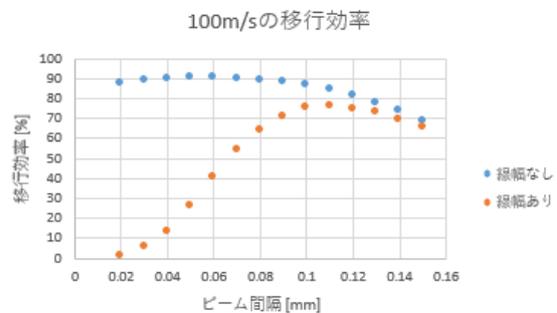


図 3.16 100m/s についての移行効率のビーム間隔依存性

第4章

STIRAP による Eu 原子の準安定状態への移行

4.1 用意した実験系

4.1.1 実験系の位置関係

今回の実験のために作成した光学系の位置関係は図 4.1 のようである。

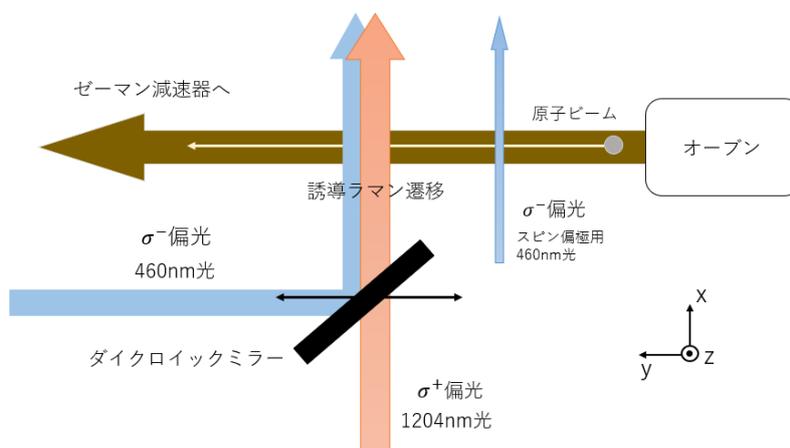


図 4.1 上からみた光学系の配置図

本実験で用いる三つの準位の超微細構造は $F \neq 0$ であるため図 4.2 のように複数の磁気副準位が存在する。STIRAP を行った後の過程であるゼーマン減速では磁気副準位のうちの最も m_F が小さいものを用いることを考慮し、STIRAP でも図 4.2 のように m_F が最も小さいものを用いて遷移を行う。そのため、まず初めにオープンから放出された原子ビームに対して準安定状態への遷移を起こさせない程度のパワーでスピン偏極用の 460nm 光を照射し基底状態の磁気副準位のうち $m_F = -6$ にスピン偏極させる。

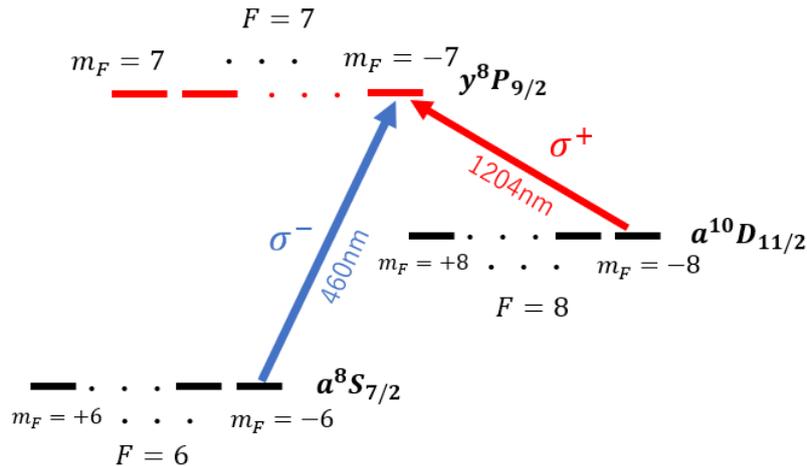


図 4.2 遷移に用いる磁気副準位

その後、それぞれ適切な偏光にした STIRAP 用の二つの光を 1204nm, 460nm 光の順で光を横から入射して STIRAP を行い準安定状態へと遷移させ、ゼーマン減速器へと進んでいく。なお、今回は実験を行うにあたってビーム間隔を調節しやすい系を作るために図 4.1 のようにダイクロイックミラーを用いた。このミラーは波長の長い光を透過し、波長の短い光を反射するようなミラーである。これを可動式ステージの上に乗せて設置することによって、実験中にこのミラーを左右に動かしてビーム間隔を容易に変化させられるようにした。

4.1.2 スピン偏光用磁場

上で述べたように STIRAP を行う際には適切な偏光によって特定の磁気副準位間を遷移させたい。偏光を定義するにあたり、量子化軸（STIRAP 用レーザーの進行方向にとることとする）の方向へと 1 Gauss 程度の強さの磁場を印加しておくことが必要である。また、今回 STIRAP を行う位置はゼーマン減速器に近いということもあり、そこで使用しているコイルの影響で望まない磁場が作られてしまっている。実際、1 Gauss 程度の大きさの磁場が原子ビーム方向に作られていることがわかっている [13]。さらに地磁気も考慮する必要がある。これらを考慮して計算を行い、図 4.3 のように STIRAP を行う箇所に適切な巻き数のコイルを巻き、必要な電流源を用意した。

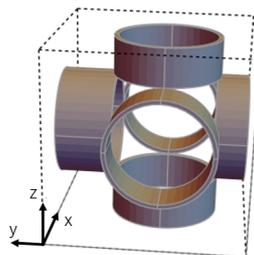


図 4.3 Adiabatic Passage を行う箇所に巻いたコイル

各軸方向の磁場の大きさは図 4.4,4.5,4.6 の通りである。なお、原点を原子ビームと入射光の交

点とした。

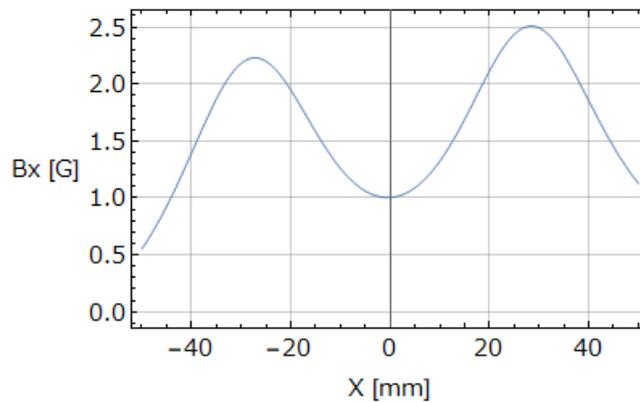


図 4.4 $y = z = 0$ での x 方向の磁場の大きさ

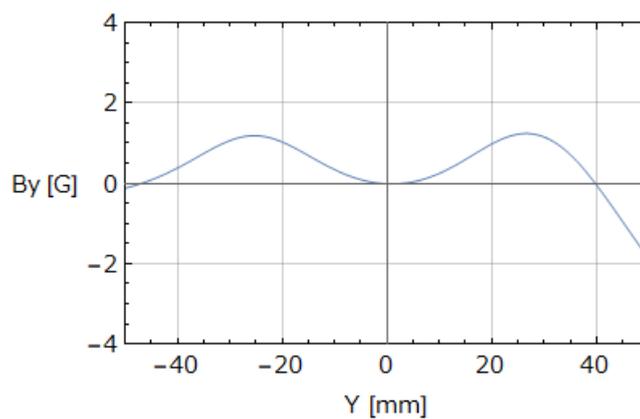


図 4.5 $z = x = 0$ での y 方向の磁場の大きさ

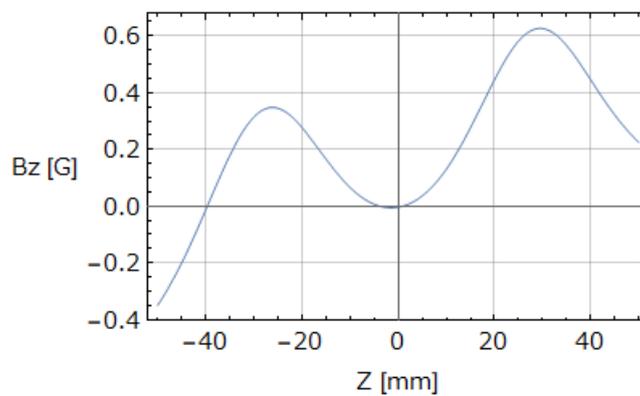


図 4.6 $x = y = 0$ での z 方向の磁場の大きさ

4.1.3 作成したビーム形

本実験で適切な光学系を準備し実際に作成した二つのビーム形は図 4.7 のようである。なお、STIRAP を行う際は原子ビームに対してコリメートな光を当てたいため、原子ビームと交わる位置でそれぞれのガウシアンビームのウェストがくるように光学系を調節した。

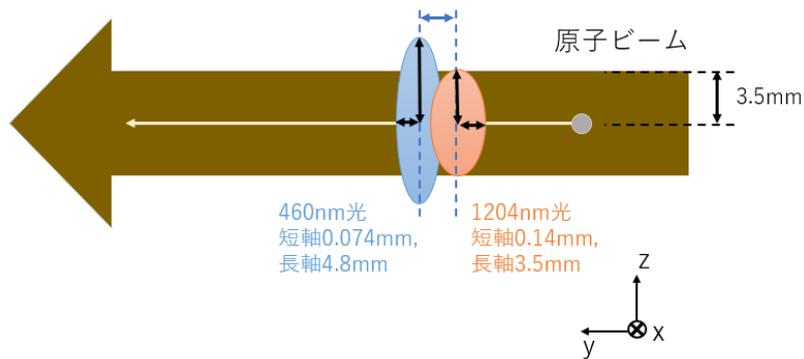


図 4.7 横から見た STIRAP 用レーザーと原子ビームの交点でのビーム形

4.2 実験

本実験では、STIRAP による移行効率の確認方法として準安定状態 MOT を用いて評価した。第 2 章の Eu 原子の冷却方法で述べたように現在の実験系では今回着目した遷移を行った後に別の準安定状態へと遷移させ図 2.1 の $a^{10}D_{13/2}$, $z^{10}F_{15/2}$ 準位を用いて準安定状態 MOT を行っている。実験装置の配置関係は図 4.8 のようになっている。MOT を行っている箇所では既に原子数を評価する実験系が導入されているため、本実験では STIRAP での目的の移行先の準安定状態への移行効率を直接的に測定するのではなく、準安定状態 MOT を用いて間接的に評価することとした。なお、本実験では普段準安定状態 MOT を行った後に基底状態 MOT を実現する際に用いている 1204nm 光レーザーを使用したため、基底状態 MOT ではなく準安定状態 MOT によって評価した。

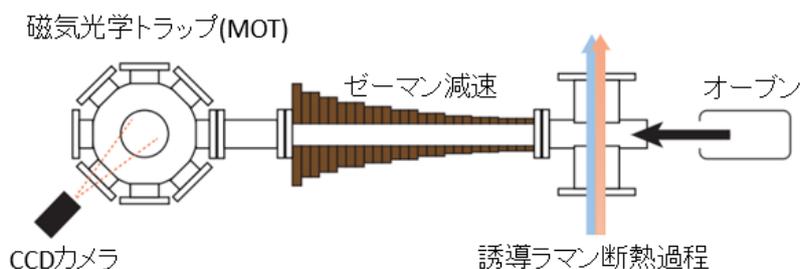


図 4.8 誘導ラマン断熱過程から磁気光学トラップへ

本実験では大きく分けて三つの実験を行った。まずはじめに、状態間遷移が STIRAP によっ

て遷移が起きていることを確認するために準安定状態 MOT の蛍光量をビーム間隔を変えながら測定した。その次に、作成したビーム形に対してビーム間隔や二つのレーザーパワーなどのパラメータを変え最適化を行った状態での準安定状態 MOT への原子のローディングレートを吸収撮像法を用いて評価した。その後、今後 1204nm 光のパワーを上げていったときに移行効率の上昇が見込めるのかどうかを判断するために、ローディングレートの 1204nm パワー依存性についての実験を行った。

4.2.1 STIRAP の確認

まず 1204nm 光のパワーを現状の最大の 6.5mW にする。その後、準安定状態 MOT の蛍光量を見ながら 460nm のパワーと変えていくとおおそよ 7mW 以上でビーム間隔が 0.1mm 程度のときに蛍光量が最大となった。実際、ビーム間隔以外すべてのパラメータを固定してビーム間隔ごとに蛍光量を測定すると図 4.9 のようになった。なお、横軸について、ビーム間隔が正の場合は原子ビームに対して STIRAP を行う順である 1204, 460nm の順で光を当てている場合に対応し、負の場合は順番が逆転して当たっている場合に対応している。また、図の縦軸の値 0.53 にある点線は 1204nm 光を入れず、上流のスピンの偏極用と STIRAP 用の 460nm 光のみを入れたときの蛍光量である。

この実験結果から、ビーム間隔に対して蛍光量が非対称的となっており、さらに最大蛍光強度が STIRAP を行える順に光を入れ、STIRAP が起こるであろう適切なビーム間隔である 0.1mm あたりにあるため、STIRAP による移行が行われていると考えてよいと推測される。

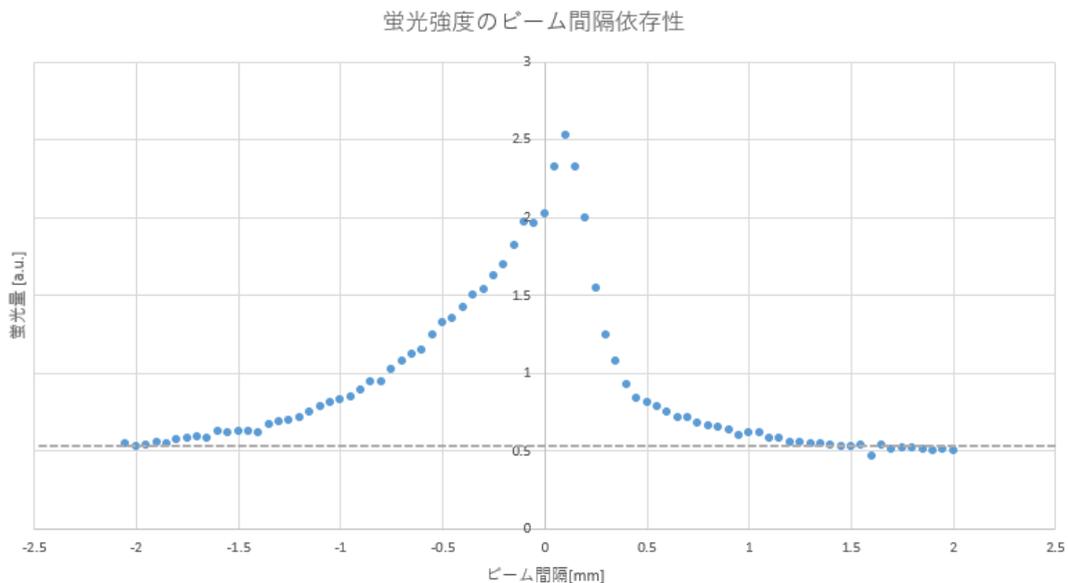


図 4.9 蛍光量のビーム間隔依存性

4.2.2 最大ローディングレートの評価

上の STIRAP は準安定状態 MOT の蛍光量を観測することで移行効率を評価したが、この方法は比較的簡単に行えるものの定量的な議論を行う際には適していない。そこで、もう少し詳しく STIRAP による効率の向上を確認するために吸収撮像法という方法を用いて原子数を割り出し、そこからローディングレートを評価する。最終的には基底状態をトラップしているときの原子数を増やしたいため、準安定状態 MOT では原子数ではなくローディングレートが上がるかどうかを確認する。また、上で計算していた移行効率とはローディングレートに対応している。

MOT 中の原子数 $N(t)$ は現象論的に次の式のようにかける [14]。

$$\frac{d}{dt}N(t) = R - L_1N(t) - L_2\frac{1}{V_{eff}}N(t)^2 \quad (4.1)$$

ただし、 R はローディングレート、 L_1 , L_2 はそれぞれ一体、二体衝突レート、 V_{eff} は実効体積でありトラップされてる原子数や時間に依存しないとする。

ここで、新たな変数 N_1 , N_2 を用いて (4.1) 式を書き換え

$$\frac{d}{dt}N(t) = -\beta(N - N_1)(N - N_2) \quad (4.2)$$

とおくと ($N_2 > N_1$ とする)、初期条件 $N(t=0) = 0$ として上式を解くと

$$N(t) = N_1N_2\frac{1 - e^{-\beta(N_2 - N_1)t}}{N_1 - N_2e^{-\beta(N_2 - N_1)t}} \quad (4.3)$$

とかける。これを用いて実験データに対してフィッティングを行い β , N_1 , N_2 を定め、

$$R = -\beta N_1 N_2 \quad (4.4)$$

によってローディングレートを求める。

実験では吸収撮像法によって各 MOT トラップ時間に対して MOT 中の原子数 $N(t)$ を測定し、そこから (4.1) 式のローディングレート R をフィッティングすることで求める。

1204nm 光を現在の最大パワー 6.5mW にしてビーム間隔と 460nm を最適化した状態で吸収撮像を行い、MOT 中の原子数測定とそのフィッティング結果が図 4.10 である。なお、本実験では各パラメータを最適化する際には蛍光量が最大となるように調節した (ビーム間隔は 0.1mm 程度、460nm 光は 7 10mW 程度)。原点を通過する青い直線の傾きがローディングレートに対応し、フィッティングパラメータによって (4.4) 式から計算すると

$$R \simeq 3.49 \times 10^7 \text{ 個/s} \quad (4.5)$$

と求まった。

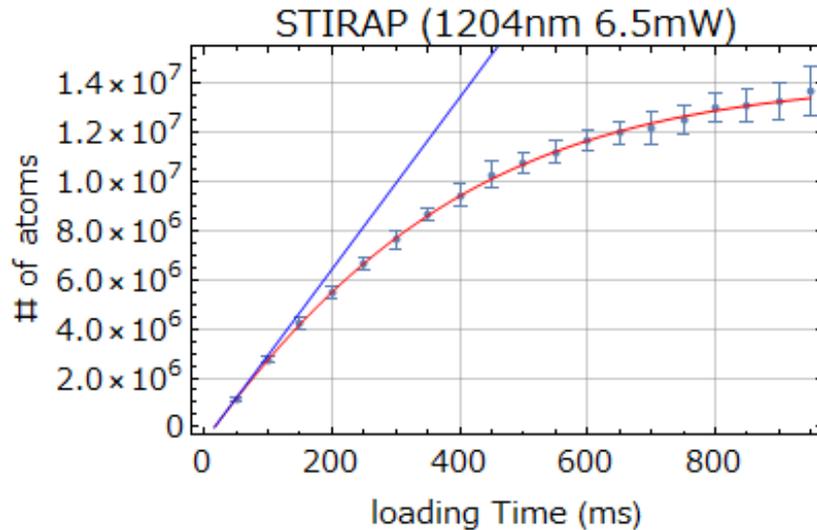


図 4.10 MOT 中の原子数の時間変化

4.2.3 ローディングレートの 1204nm 光パワー依存性

次に STIRAP による移行効率の 1204nm 光のパワー依存性を調べるために 0.5 ~ 6.5mW まで 1mW ずつ、毎度ビーム間隔と 460nm 光パワーを最適化してローディングレートを測定した。その結果が図 4.11 である。縦軸の値 $1.55 \times 10^7/s$ での点線は従来の方法で上流での 460nm 光のみによるポンピングを行ったときのローディングレートの結果である。

この結果から 1204nm 光のパワーを今後上げていけば更なる効率化を行えるであろうと考えられる。さらに、1204nm 光のパワーが 6.5mW の時では、従来の方法による移行と比べておおよそ 2.2 倍程度の高効率化ができたという結果を得た。なお、この実験ではそれぞれの最適であったパラメータは 1204nm 光パワーにほとんどよらず、ともにビーム間隔は 0.05mm 付近、460nm 光パワーは 7 ~ 10mW 付近であった。460nm 光のパワーは今回の測定では最大 10mW 程度まで確保しており、蛍光量の最大値はおおよそ 7mW より大きければほとんど変化がなかった。

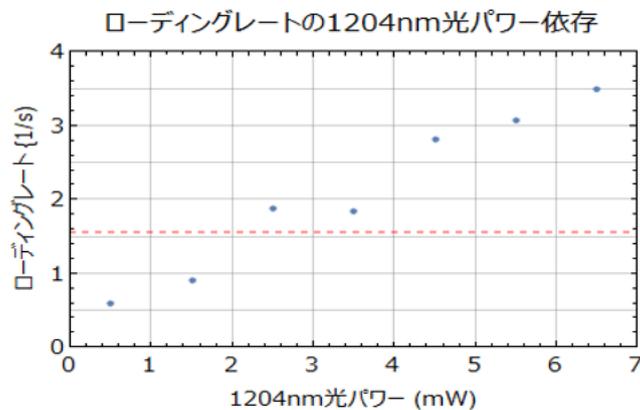


図 4.11 ローディングレートの 1204nm 光パワー依存性

4.3 考察

まずはじめに STIRAP の確認のために行った実験について。

図 4.9 では STIRAP を行う順序で光を入射したときに蛍光量が最大となっている。同じパラメータを用いて (243m/s と 100m/s の速度の原子それぞれについて) 計算を行った結果は図 4.12, 4.13 のようである。ただし、第 3 章の数値計算の結果の図 3.15, 3.16 とグラフの形が異なるのは、数値計算ではラビ振動数の時間変化を二つのビームとも同じガウシアンを仮定しているのに対し、実際の実験では異なるガウシアンの形に関して計算を行っているからである。また、STIRAP に関しての線幅の影響とは、初期状態の準位から目的の準位へ移行する際に dark state を取り続けるか否かという意味であるため、数値計算に関しては STIRAP が行える順に光を入射したとき (ビーム間隔が正のとき) のみについてプロットしている。

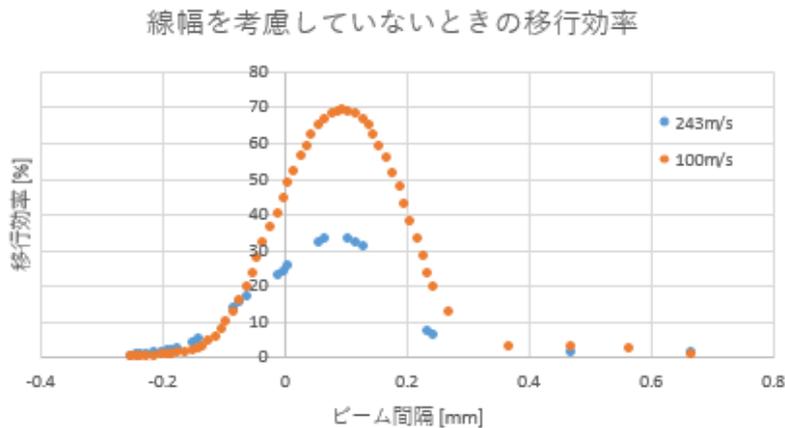


図 4.12 線幅を考慮しないで計算した移行効率のビーム間隔依存

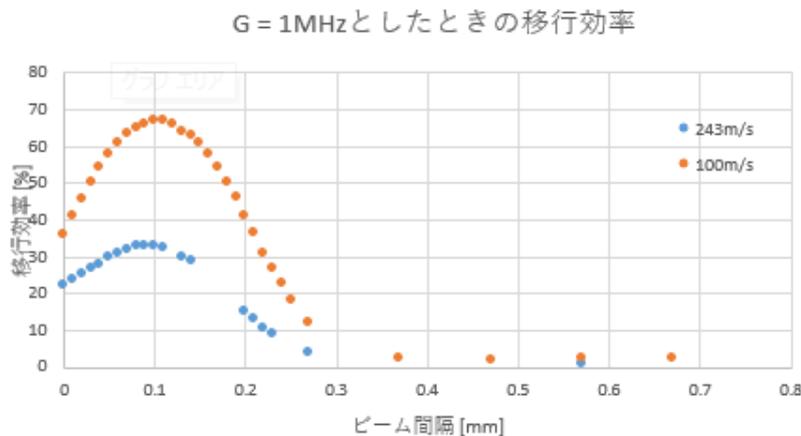


図 4.13 線幅を考慮して計算した移行効率のビーム間隔依存性

これらを比べると移行効率が最大となるビーム間隔はおおよそ理論と一致し STIRAP が起こっ

ていると考えられる。一方、二つのビームの位置関係が逆転したビーム間隔が負の時に理論計算と異なり、実験では蛍光を示している領域の袖が広がっている。現段階までに行った実験ではこの原因を突き止めることはできていないが、おそらく入射した 460nm 光がビューポートのガラスで反射したものが影響していると考えられる。実際、ビューポートの反射率は全体でおおよそ 1% 程度あるので、今回 10mW の光を入射しているとき反射した光は 1mW 程度であり、この光と STIRAP 用に入射している 1204nm 光で別の遷移が起こっている可能性が上げられる。反射光が弱い状況で実験を行うために入射光強度を 10mW ではなく 1mW まで下げて STIRAP のビーム間隔依存性を測定した結果が図 4.14 である。460nm 光の光を弱めるとビーム間隔が負の時の袖の広がり短くなることから、確証はないものの反射の影響があるのではないかと考えている。さらに詳しく調べるために今後はこの影響を取り除くために光学系を工夫して組みなおして実験を行う必要がある。

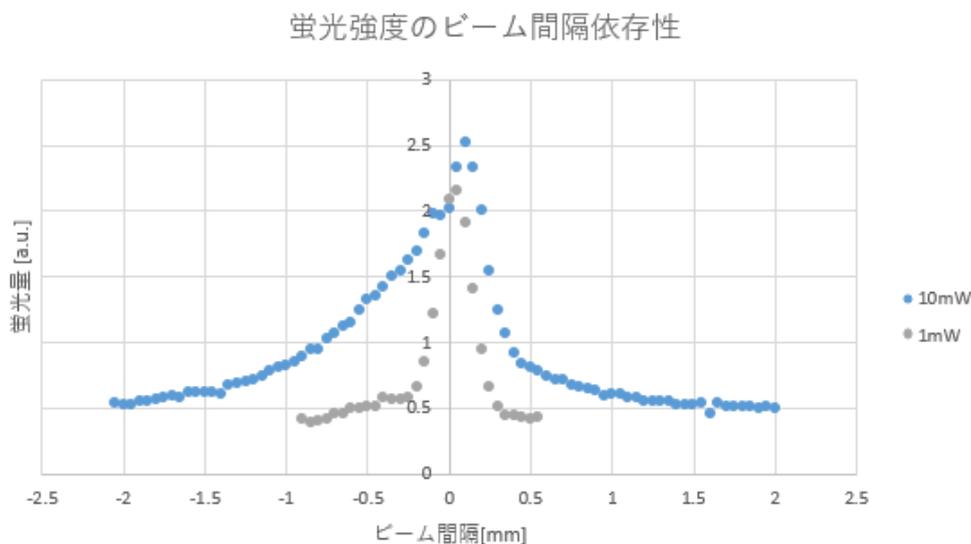


図 4.14 蛍光量のビーム間隔依存性 (460nm 光パワーが 10mW と 1mW のとき)

次に、ローディングレートについて。図 4.11 で得られた結果より、1204nm 光が 6.5mW のときに従来の方法である 460nm 光のみを用いた方法よりも二倍以上の効率化ができたことがわかる。従来の方法では移行効率が分枝比によって上限が決められており、既に述べたように最大でもおおよそ 17% である。しかし、従来の方法で行っていたポンピングが実際に 17% の効率があるかは現在のところ定かではないため、分枝比から決まる効率と今回の STIRAP の結果を比べることによって STIRAP の定量的な移行効率について議論することは現状のところできない。今後さらに詳しく STIRAP による移行効率を調べるために吸収分光などの方法を用いて定量的に評価したい。

図 4.11 で得られたローディングレートの 1204nm 光のパワー依存性から、1204nm 光のパワーが現在の移行効率を律速していることが確かめられた。この結果から 1204nm 光のレーザーパワーをあげていくと移行効率も上がっていくと推測される。例として、本実験で用意したビーム形と同じ形のビームに関して 460nm 光のパワーとビーム間隔を変数とし、線幅を無視した際の移

移行効率の最大値の1204nm光パワー依存性について数値計算を行うと図4.15のようになる。このように今後、例えば現在用意できる1204nm光のパワーの10倍程度が確保できればさらに移行効率が上昇すると期待できる。

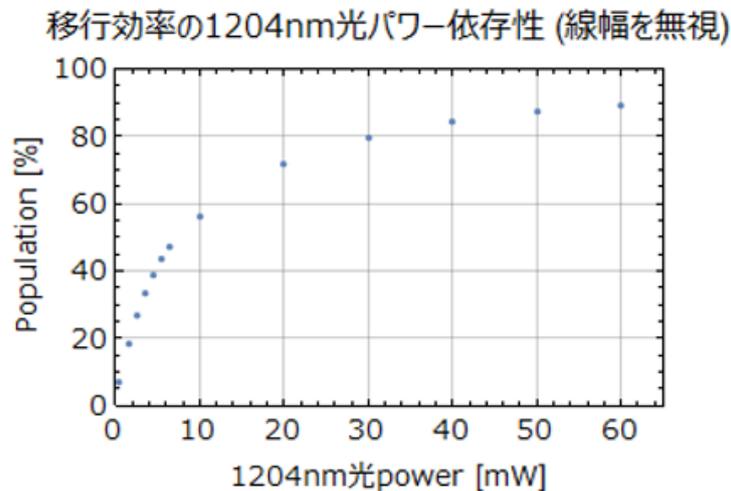


図4.15 線幅を無視した移行効率の1204nm光パワー依存性 (速度243m/sの原子について)

実験で最適化パラメータは理論計算での最適解とは異なった。今回の実験で用意したそれぞれのビーム形と1204nm光のパワーに対し、理論計算によって最大効率となるのは460nm光が0.5～1mW程度のときであった。一方、実験で蛍光量が最大となるように460nm光のパワーを最適化するとおおよそ7～10mW程度のときとなり、理論で予測したパワーに比べて10倍程度の大きさが必要であった(ビーム間隔に関してはどちらもあまり変わらない)。計算結果で予測される効率では460nm光のパワーが1mWのときはおおよそ40%弱となり、10mWでのときの計算結果に比べて10%程度高い。本実験でこのような結果が得られた理由として、入射した二つの光によるSTIRAPだけではなく460nm光の反射光による遷移も含まれておりそれらを合わせたものを観測しているからであると考えている。反射光による遷移は460nm光のパワーを強めると増えることからこの影響が関与しているのではないかと考えている。

今回の実験では従来の方法に比べて移行効率が上がったものの、STIRAPによる移行効率に関する定量的な議論はできない。今後はさらに研究を進めていき、上記で挙げた問題点の解決と1204nm光パワーを上げることでさらなる効率化を行っていく。

第 5 章

まとめと今後の展望

本研究では誘導ラマン断熱過程を用いた基底状態から準安定状態への移行効率の向上を目的とし、数値計算による理論予測と実験による検証を行うことによって従来の移行効率よりも 2 倍以上高い効率化ができたという結果を得た。これによって今後 Eu 原子気体の BEC 生成とそれを用いた研究を行うにあたり S/N 比の確保や実験的制約が緩和できると考えられる。さらに、1204nm 光のパワー依存性を測定した結果から今後 1204nm 光のパワーをさらに上げていくことでさらなる高効率化ができると期待される。

本研究の実験では波長が 460nm と 1204nm と大きく異なり、なおかつそれぞれ特別に線幅を狭窄化してない、そしてレーザーの周波数ノイズに相関が無いような二つの光による誘導ラマン断熱過程を行った。この条件において STIRAP が行えるか否かは自明ではないものの、本実験で STIRAP による遷移であると考えられる結果を得ることができ、さらにそれによって従来のポンピングに比べてよい効率を示した。しかし、現段階では STIRAP による移行効率や線幅の影響などに関する定量的な議論をこれ以上行うことができない。そのため、今後は吸収分光や蛍光量測定などによって STIRAP による遷移をもっと詳しく調べる必要がある。それ以外にも、今回の実験ではビューポートによる反射光などの STIRAP 以外の影響も疑われるため、今後光学系を一部変更して組みなおすことで反射の影響が取り除かれたような実験系を準備して研究を行っていく。

Appendix A

Wiener — Khinchin の定理

Wiener-Khinchin の定理とはパワースペクトル密度が自己相関関数のフーリエ変換であることを示した定理である。

すなわち、ノイズに関する自己相関関係 Γ_ω とパワースペクトル密度 S_ω は

$$\Gamma_\omega(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{+i\omega\tau} S_\omega(\omega) \quad (\text{A.1})$$

$$S_\omega(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} \Gamma_\omega(\tau) \quad (\text{A.2})$$

とかける。ちなみに本論文で線幅を議論した際に用いたノイズの自己相関関数

$$\Gamma_\omega(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = DG \exp(-G|\tau|) \quad (\text{A.3})$$

において、パワースペクトル密度は

$$S_\omega(\omega) = 2D \frac{G^2}{G^2 + \omega^2} \quad (\text{A.4})$$

とかける。また、[15] に記載されているようにノイズの自己相関関数もしくはパワースペクトル密度からレーザーの強度に関するそれらを求めることもできる。

レーザーの電場の自己相関関数

$$\Gamma_E(\omega) = \frac{1}{2} \langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle \quad (\text{A.5})$$

のフーリエ変換でかけるパワースペクトル密度 $S_E(\omega)$ は $\Gamma_\omega(\tau)$ と電場の振幅 E_0 を用いて

$$S_E(\omega) = \frac{E_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp^{-i(\omega-\omega_0)\tau} \exp\left[-\frac{1}{2} \int_{-\tau}^{\tau} \Gamma_\omega(t)(\tau-|t|)dt\right] \quad (\text{A.6})$$

と書け、例えばノイズの自己相関関係が (A.3) 式でかけるとき、上式は D , G を用いて

$$S_E(\omega) = \frac{E_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i(\omega-\omega_0)\tau} e^{-D\left(|\tau| + \frac{e^{-G|\tau|}-1}{G}\right)} \quad (\text{A.7})$$

と表される。レーザーの強度のパワースペクトル密度が求まればその関数の広がり線幅であり、ノイズの情報とレーザーの線幅が関係づけられることがわかる。

まとめると、 $\Gamma_\omega(\tau)$, $S_\omega(\omega)$, $\Gamma_E(\tau)$, $S_E(\omega)$ のいずれか一つの関数形を定めれば、残り三つについても Wiener-Khinchin の定理と (A.6) 式を用いて求めることができる。

参考文献

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, Vol. 269, No. 5221, pp. 198–201, 1995.
- [2] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 75, pp. 3969–3973, Nov 1995.
- [3] T Lahaye, C Menotti, L Santos, M Lewenstein, and T Pfau. The physics of dipolar bosonic quantum gases. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 72, No. 12, p. 126401, nov 2009.
- [4] T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi, and M. Ueda. d -wave collapse and explosion of a dipolar bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 101, p. 080401, Aug 2008.
- [5] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino. Bose-einstein condensation of erbium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 210401, May 2012.
- [6] Holger Kadau, Matthias Schmitt, Matthias Wenzel, Clarissa Wink, Thomas Maier, Igor Ferrier-Barbut, and Tilman Pfau. Observing the rosenzweig instability of a quantum ferrofluid. *Nature*, Vol. 530, No. 7589, p. 194–197, Feb 2016.
- [7] K. Aikawa, S. Baier, A. Frisch, M. Mark, C. Ravensbergen, and F. Ferlaino. Observation of fermi surface deformation in a dipolar quantum gas. *Science*, Vol. 345, No. 6203, p. 1484–1487, Sep 2014.
- [8] Yuki Kawaguchi, Hiroki Saito, and Masahito Ueda. Spontaneous circulation in ground-state spinor dipolar bose-einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, p. 130404, Sep 2006.
- [9] M. Takahashi, Sankalpa Ghosh, T. Mizushima, and K. Machida. Spinor dipolar bose-einstein condensates: Classical spin approach. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, p. 260403, Jun 2007.
- [10] Yuki Kawaguchi and Masahito Ueda. Spinor bose-einstein condensates. *Physics Reports*, Vol. 520, No. 5, p. 253–381, Nov 2012.
- [11] Yuki Miyazawa, Ryotaro Inoue, Keiji Nishida, Toshiyuki Hosoya, and Mikio Kozuma.

- Measuring the branching ratios from the $y8p9/2$ state to metastable states in europium. *Optics Communications*, Vol. 392, pp. 171 – 174, 2017.
- [12] L. P. Yatsenko, V. I. Romanenko, B. W. Shore, and K. Bergmann. Stimulated raman adiabatic passage with partially coherent laser fields. *Phys. Rev. A*, Vol. 65, p. 043409, Apr 2002.
- [13] 小方拓也. ユロピウム原子気体のボース凝縮に向けたゼーマン減速器の高効率化. Master's thesis, 東京工業大学, 02 2018.
- [14] Antoine Browaeys, Julie Poupard, Alice Robert, Stephan Nowak, Wilbert Rooijackers, Ennio Arimondo, Luis Marcassa, Denis Boiron, Christoph Westbrook, and Alain Aspect. Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable he. *European Physical Journal D*, Vol. 8, , 04 2012.
- [15] D. S. Elliott and S. J. Smith. Experimental synthesis of phase-diffusing optical fields. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 5, No. 9, pp. 1927–1939, Sep 1988.

謝辞

本卒業論文は、筆者が東京工業大学理学院物理学系の学士課程 4 年目に上妻研究室で行った研究をまとめたものです。本研究の遂行にあたり、多くの方から御指導、御助言をいただきました。ここに、深くお礼申し上げます。

指導教官である上妻幹旺教授には、一年間大変お世話になりました。何より一年前の研究室見学での先生の興味をそそられる説明で冷却原子系の研究に興味を持ちました。この分野に飛び込むきっかけをくださり大変感謝しております。またその後、研究内容に関するご指導のみならず、研究への向き合い方や研究者としてのあり方など多くのことを学ばせていただきました。先生のご指導なしに本研究の完成はできませんでした。ありがとうございました。

井上遼太郎特任准教授には、理論、実験双方の面から様々な点でご指導いただきました。特に、線幅の影響に関しての議論を親身になって行ってくださいました。また、本卒業論文を作成する際にも多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

ミランダ・マルティン特任助教には、実験の技術面に関して関してわからない点を教えていただきました。特に光学系周りに関しての助言をいただき、実験をスムーズに進めることができました。ありがとうございました。

佐藤智哉特任助教には、研究を進めていくスピードに驚かされました。研究に真摯に向き合う姿勢からとてもよい刺激をいただきました。ありがとうございました。

博士課程 4 年の細谷俊之さんには、よく話しかけていただき実験に関するだけでなく、研究室のことや研究生活など様々な話をしてくださり色々教えていただきました。ありがとうございました。

博士課程 4 年の宮澤裕貴さんには、同じユウロピウムグループのメンバーとして、実験に関する指導のみならず過去のユウロピウムグループの研究についてなど多くのことを教わりました。また、本卒業論文を提出する時期の直前でユウロピウム原子気体の BEC 生成をついに成功させ、一つのことを成し遂げる大切さとその偉大さを教えられました。ありがとうございました。

博士課程 2 年の小田拓実さんには、学生居室でも気さくに話しかけていただき、研究室内外の

話で楽しませていただきました。ありがとうございました。

博士課程1年の松井宏樹さんには、本卒業研究を通して大変お世話になりました。どんな時でも快く私の疑問に向き合ってください、さらに研究を進めるにあたって数値計算のプログラミングから実験の準備まであらゆることで助けていただきました。ありがとうございました。

修士2年の高梨健太さんには、同じユウロピウムグループのメンバーとして、研究の基礎的な知識を教えていただいたのみならず私の研究進捗なども気にかけてくださいました。ありがとうございました。

修士2年の谷口健人さんには、研究内容に関する議論のみならず、量子力学に関連した様々な研究に関して熱く話してください、日頃の研究生活をさらに楽しいものにしてくださいました。また、いつも快く私の相談にのってくださいました。ありがとうございました。

修士2年の久保直人さんには、学生居室で隣の席ということもありよく気にかけていただき他愛もない話し相手をしていただきました。ありがとうございました。

修士1年の松本諒也さんには、大学院入試や授業に関連することなど、学生生活の様々なことについて多くの助言をくださいました。ありがとうございました。

修士1年の大島悠司さんには、コロナ禍の外出自粛期間中での量子光学の勉強に付き合ってください、研究面のみならず精神面でも励みになりました。いつも明るく話しかけてください、研究室の雰囲気のを和ませてくださいました。ありがとうございました。

学部4年の本田一舟君とは、研究室の同期として、また、同じユウロピウムグループとして、多くの時間を共に過ごしました。この卒業研究仕上げるまで、研究に関する議論以外にも日頃の雑談などを通してお互い励まし合い、研究を行っていくうえでの心の支えとなりました。ありがとうございました。

最後に、学士課程の4年間で金銭面、精神面で支えてくれた家族に感謝いたします。本当にありがとうございました。

2021年3月
野村 亮平