



卒業論文

イッテルビウム光格子系における
各サイトの原子数測定に向けた光会合分光

東京工業大学 理学部 物理学科
反保 尚基

指導教員 上妻 幹旺 教授

2015年3月

概要

我々の研究室ではイッテルビウム (Yb) 原子を用いた二次元光格子系に対する量子気体顕微鏡を作成する研究を行っている。すでに光格子中の一サイトよりも細かい分解能で原子の蛍光画像を取得することに成功しているが、各サイトを占める原子数を測定するには至っていない。例えば、光格子中で Mott 絶縁転移、あるいはバンド絶縁転移が起これば、各サイトを原子が一個ずつ占有する状況が生まれる。このように量子相転移を対象とした実験を進める上で、サイト内の原子数を測定することは本質的に重要である。私は、この問題を光会合という現象を用いて解決することにした。

光会合とは、二原子に外部から光を照射することで分子を形成する現象である。光会合により形成された分子は、すぐに二原子へと解離するが、その際、大きな運動エネルギーを受け取るためトラップから逸脱する。一方、光格子中のサイトを一つの原子が占有している場合は、光会合が生じないため、原子が逸脱することはない。よって光会合光を照射した後で、各サイトにおける原子の有無を測定することで初期状態の原子数を判断することができる。

サイト内の原子数測定を行うためには、二原子が占有しているサイトでは確実に光会合が起これ、かつ一つの原子が占有しているサイトからの逸脱が起これないという条件が必要であり、これを満たすようなレーザー光の実験パラメータを求めなくてはならない。本研究では、非共鳴光によってトラップされた冷却 Yb 原子集団に、レーザー光を照射し、原子数変化を測定することで光会合分光を行った。レーザー光の周波数、光強度、照射時間を変えながら分光を行うことで、光会合による二体ロス及び一原子がレーザー光を吸収してしまうことによる一体ロスの起こるレートを実験的に求めた。得られた結果をもとに二次元光格子系において光会合を起こすことに適した各種実験パラメータを決定した。

目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	研究目的	2
第2章	光会合の理論	3
2.1	光会合	3
2.2	光会合分光のスペクトル信号	5
2.2.1	光会合による原子数変化	5
2.2.2	Franck-Condon Factor	7
2.2.3	光会合の飽和	9
2.3	Yb 原子について	10
2.4	本研究の方針	12
2.4.1	光会合光に求める条件	12
2.4.2	原子数測定に用いる振動準位	13
第3章	実験準備・実験方法	17
3.1	Yb 原子の冷却と輸送	17
3.1.1	レーザー冷却及び輸送	17
3.1.2	光トラップ、吸収撮像法	19
3.2	光会合光の光学系	23
3.2.1	光源	23
3.2.2	分光領域	24
第4章	光会合分光	27
4.1	光会合遷移の共鳴周波数の探索	27
4.2	光会合現象に伴う各定数の測定	30
4.2.1	トラップ中原子の寿命	30
4.2.2	Photon Scattering による一体ロス	32
4.2.3	光会合共鳴点における測定	34
4.2.4	光会合レートの光強度依存性	38

第 5 章	実験パラメータの決定	43
5.1	遷移周波数	43
5.2	光強度及び照射時間	45
5.2.1	光格子系におけるロスレート	46
5.2.2	$n_1(I, t)$ と $n_2(I, t)$ の比	47
5.3	光会合パラメータの決定	49
第 6 章	まとめ	53

目 次

2.1	二原子間ポテンシャル	4
2.2	理論式から求めた光会合信号	8
2.3	$S - P$ ポテンシャルの束縛状態	9
2.4	$ S ^2$ の関数形	10
2.5	イッテルビウム原子のグロトリアン図	12
2.6	古典転回点の位置及び基底状態波動関数 (文献 [1] より引用)	15
3.1	真空チャンバー	17
3.2	トラップ光	18
3.3	磁気光学トラップ (MOT)	20
3.4	光双極子トラップと輸送	22
3.5	光会合光の光学系	24
4.1	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移のスペクトル	28
4.2	各振動準位の光会合スペクトル	29
4.3	トラップ中原子の寿命	32
4.4	Photon Scattering による一体ロス	33
4.5	$v=13$ 光会合光照射時間依存性	36
4.6	$v=14$ 光会合光照射時間依存性	36
4.7	$v=15$ 光会合光照射時間依存性	37
4.8	$v=13$ 光会合光強度依存性	39
4.9	一体ロスの強度依存性	40
4.10	各振動準位に対する光会合レート	41
4.11	振動準位間の光会合レートの比較	42
5.1	光会合レートの線形フィッティング	44
5.2	$R_{12}(I, t)$ のプロット	48
5.3	$n_1(I, t) > 0.95 \quad \wedge \quad n_2(I, t) < 0.05$ を満たすパラメータ	50

第1章 序論

1.1 研究の背景

レーザー冷却の手法により、原子気体を数 μK まで冷却することが可能となった。この冷却原子気体を光の定在波を用いて生成される光格子ポテンシャルに配置することで、相互作用をする量子多体系に関する物性研究を行えることが期待されている。この冷却原子気体の系に対して、従来は Time of flight(TOF) 測定法によって運動量空間の物理量を測定することが主であった。ところが2009年、M.Greiner らの研究チームが二次元光格子にトラップされた Rb 原子を高開口数の対物レンズと半球型固浸レンズを用いて高分解能に観察することに成功した [2]。この量子気体顕微鏡の作成により、冷却原子気体の運動量空間での振る舞いだけでなく、実空間の物理量が測定可能となり更に詳細な物性研究が可能となった。これまでに超流動-Mott 絶縁体相転移の観測 [3]、強磁性-反強磁性間の磁気相転移の量子シミュレーション [4] などがなされている。このような理論的解析が困難な臨界現象や、他の実験系では測定が難しいパラメータでの物性研究が行えるという点からこの冷却原子気体は注目されている。

M.Greiner らのグループが Rb 原子を使用したのに対し、我々の研究室では Yb 原子を用いた二次元光格子中の量子気体顕微鏡の実現を目指して研究を行っている。Yb はアルカリ土類金属と同様に最外殻に二つの電子を持つ原子である。アルカリ金属である Rb は基底状態に電子スピンを持ち大きな磁気モーメントを有するためコヒーレンス時間が短い。一方で Yb は基底状態でスピンスングレットであるため核スピン由来のわずかな磁気モーメントしかもたず、コヒーレンス時間が長い。また Yb には長寿命な準安定状態が存在し、この状態への遷移は線幅が非常に細いため、この遷移を用いた単一サイトアクセスを行うことが原理的には可能である。さらに安定同位体の種類が豊富でありボソンとフェルミオンが共に存在し Mott 絶縁転移のみならず、バンド絶縁転移を観測できる可能性を持つ。これら Yb 原子の特徴を活かした物性研究が行えることを期待している。

1.2 研究目的

二次元光格子中の量子気体顕微鏡を用いて物性研究を行うためには、蛍光画像の分解能が光格子の1サイトの大きさよりも高いこと、各サイトを占める原子の個数が測定できることが必要である。我々の研究室ではすでに光格子1サイト(周期:543nm)の大きさよりも細かい分解能(377(13)nm)で蛍光画像を取得することに成功しているが、各サイトを占める原子数を測定するに至っていない[5]。二次元光格子の量子気体顕微鏡を用いた実験の例として Mott 絶縁転移やバンド絶縁転移などの量子相転移の観測が挙げられる。これらの量子相転移点を境に光格子の各サイトを占める原子数の振る舞いに変化が生じるため、各サイトの原子数を測定することで量子相転移を観測できるということになる。したがって、量子気体顕微鏡を用いた量子物性研究を行うためには、二次元光格子の各サイトを占める原子数が正確に測定できる技術が本質的に重要である。このサイト内原子数測定を光会合という現象を用いて行うことを計画している。

光会合とは、二原子に外部から光を照射することで分子を形成する現象である。光会合により形成された分子は、すぐに二原子へと解離するが、その際に大きな運動エネルギーを受け取るためトラップから逸脱する。この現象を光格子系で引き起こすことを考える。二原子が一サイトを占めている場合には、今述べたとおり光会合により分子を形成しその後光トラップから逸脱する。一方、サイト内に一つの原子しか存在しない場合には光会合が生じないため、原子が逸脱することはない。したがって光会合光を照射した後の各サイトにおける原子の有無を測定することで初期状態の原子数の偶奇を判断することができる。

以上で述べたような光会合現象を用いたサイト内原子数の測定を行うためには、一つのサイトを占めている二つの原子は確実に光会合を起こし、また一つの原子しか占めていない場合には測定をするまでトラップから逸脱せずに留まっている必要がある。この条件を満たすように光会合光の周波数、強度、照射時間といったパラメータを設定して実験を行う必要がある。本研究では光双極子トラップ中の Yb 原子に光会合光を照射し原子数変化を測定する光会合分光の結果から原子数変化のレートを求め、光格子系に照射する光会合光の最適な実験パラメータを決定することを目的とした。

第2章 光会合の理論

本章でははじめに光会合現象についての一般論及び光会合分光により得られるスペクトル信号について説明する。続けて、Yb 原子についての説明と理論を踏まえた上での本研究の方針を述べる。本章の理論を書くにあたり参考文献 [6]、[7]、[8]、[9]、[10] を参照した。

2.1 光会合

光会合とは、二原子が衝突をする際に共鳴する光を照射しておくことで、光を吸収し分子を形成する現象である。この光会合現象が起こる理由及び光会合現象の測定方法について述べる。

光会合現象を理解するには二原子間の距離 r にのみ依存する中心力ポテンシャルを考えるとよい。二つの原子が基底状態 S にいる場合を $S-S$ 、片方の原子が基底状態 S 、もう片方が励起状態 P にいる場合を $S-P$ と表現することにする。縦軸をエネルギー、横軸を原子間距離として二原子の状態が $S-S$ 及び $S-P$ のポテンシャルの概形を描いたものが図 2.1 である。図中で E_{atom} は解離極限 ($r \rightarrow \infty$) における $S-S$ ポテンシャルと $S-P$ ポテンシャル間のエネルギー差、 E_{th} は原子の運動エネルギー、 E_b は $S-P$ ポテンシャルの解離極限と、ある束縛状態のエネルギー差、 E_{PA} は衝突原子の運動エネルギーと束縛状態のエネルギーの差、 r_{CT} は束縛状態の古典転回点を表している。 E_{atom} は一原子の励起エネルギー、 E_b は二原子の束縛エネルギー、 E_{PA} は束縛状態への励起エネルギーと解釈することができる。

図 2.1 を用いながら、二つの原子が結合して分子を形成する過程を説明する。まずは $S-S$ 状態と $S-P$ 状態の原子間ポテンシャルの違いを見る。 $S-S$ 状態のとき、二原子間には誘起双極子-誘起双極子相互作用であるファンデルワールス力が働き、そのポテンシャルの遠距離部分は $-C_6r^{-6}$ に従う。もう一方の、 $S-P$ 状態を考える。相互作用をする二原子をそれぞれ 1,2 と呼ぶことにすると、原子 1 が基底状態・原子 2 が励起状態にある状態 ($|S\rangle_1|P\rangle_2$) と、両者を交換した状態 ($|P\rangle_1|S\rangle_2$) は縮退しており、 $S-P$ 状態はこれらの重ね合わせで表される ($|S\rangle_1|P\rangle_2 + e^{i\phi}|P\rangle_1|S\rangle_2$)。この状態を用いて原子間相互作用を摂動とみなして計算すると、相互作用は（永

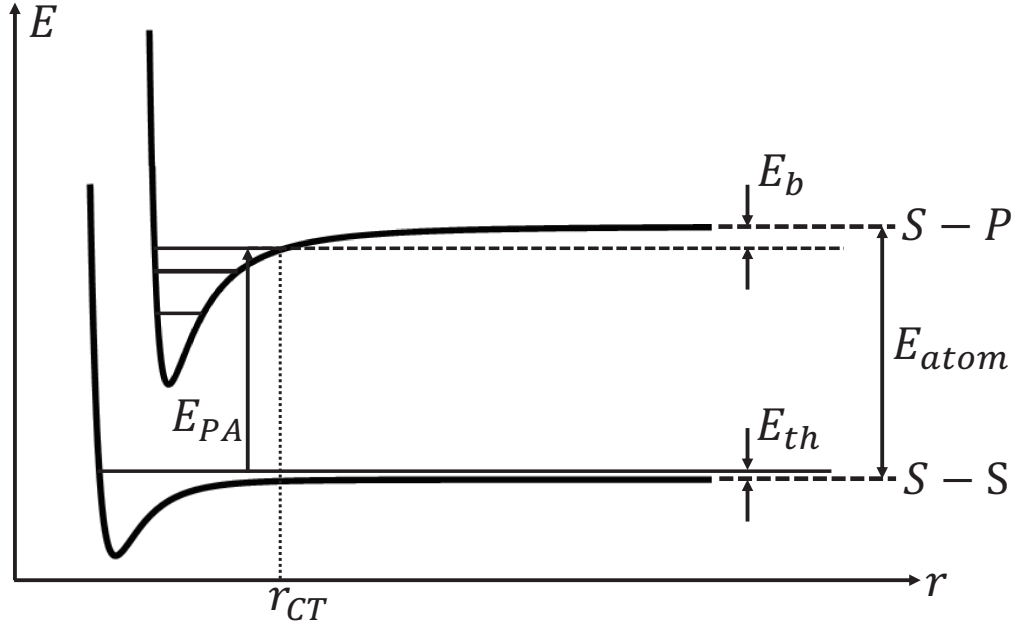


図 2.1: 二原子間ポテンシャル

久) 双極子-双極子間と等しくポテンシャルの遠距離部分が $-C_3r^{-3}$ に従うことが導かれる。これは重ね合わせの位相 $e^{i\phi}$ に応じて引力相互作用にも斥力相互作用にもなり得る。この相互作用の違いのために、一般に $S-S$ 状態と比較して $S-P$ 状態の方がより遠方まで相互作用が及び、ポテンシャルの束縛状態もまた遠方まで伸びている。

ポテンシャルの形状を確認したところで二原子の運動を追う。はじめの状態では、二つの原子が基底状態にあり、また十分離れているとする。この状況は $S-S$ ポテンシャルの r が大きいところに対応するので、原子間の相互作用はほぼ働いていない。二つの原子が衝突をする過程では二原子間の距離 r が次第に近くなっていく。ある時点で $S-P$ ポテンシャルの束縛状態が伸びている領域にまで二原子は近づく ($r \sim r_{CT}$)。このときに外部から、束縛状態への励起エネルギー E_{PA} を持つ周波数 ω_{PA} の光

$$E_{PA} = E_{atom} - E_{th} - E_b$$

$$E_{PA} = \hbar\omega_{PA}$$

を照射しておくと状態は $S-P$ ポテンシャルの束縛状態へと遷移をする。束縛状態では二原子間の距離 r が近いところにとどまるため、一電子が励起した分子が形成されたと解釈することができる。以上が共鳴する光を照射することにより一

電子励起した分子が形成される、光会合現象の起こる過程である。

$S - P$ ポテンシャルの束縛状態にとどまる時間は有限であり、光会合により形成された励起分子には寿命が存在する。一定の時間が経過すると吸収した光子を放出し分子は原子へと崩壊するが、このとき原子は初めに持っていた量よりも大きな運動エネルギーを受けとるためトラップから逸脱する。このトラップロスを用いることで、光会合現象が起こったことを検出できる。はじめに光会合光を照射していないときのトラップ中の原子数を測定し、続けて光会合光を照射すると上記の過程により原子はトラップから逸脱するため、原子数の減少が確認できる。

ところで光会合を引き起こす光周波数は一つではない。 $S - P$ ポテンシャルには複数の束縛状態が存在し、それぞれの束縛状態への遷移に対して光会合は起こるため、光会合を引き起こす光会合光の周波数 ω_{PA} は複数存在する。各々の角運動量に対する $S - P$ ポテンシャル中の束縛状態は振動の自由度によるものであることからこれらを振動準位と呼び、解離極限 ($r \rightarrow \infty$) に近い方から $v = 1, 2, 3, \dots$ と数える。最後に回転の自由度について述べる。本研究では原子集団の温度は $10\mu\text{K}$ であり、高次の部分波 (d 波) の遠心力障壁 $\sim 300\mu\text{K}$ と比較して低い。またボソンである ^{174}Yb を用いた同種粒子間の衝突であるため、量子統計性から p 波散乱は起こらない。 $S - S$ 状態と $S - P$ 状態の全角運動量を J_g, J_e とすると、選択則は $\Delta J = |J_g - J_e| = 1$ となる。以上を考慮すると、本研究では $J_g = 0$ から $J_e = 1$ への遷移のみが観測されることが期待される。先行研究 [11] によると $25\mu\text{K}$ の温度において d 波形状共鳴 (d-wave shape resonance) の存在により $J_e = 3$ への遷移が観測されているが、本研究では $J_e = 1$ への遷移のみを測定した。

2.2 光会合分光のスペクトル信号

光会合現象はトラップ中の原子数の変化によって検出できる。本節ではこの原子数変化の測定により得られるスペクトル信号について、その形状や強度を決める要因について説明する。

2.2.1 光会合による原子数変化

トラップ中の原子数は、光会合現象による二体のロス、また光の吸収あるいは背景ガスとの衝突等から起こる加熱による一体のロスによって減少する。これらの寄与によるトラップ中の原子数密度の時間変化を表すレート方程式は次のように与えられる。

$$\dot{n} = -2Kn^2 - \Gamma n \quad (2.1)$$

ここで K ($[K] = \text{s}^{-1}\text{m}^{-3}$) は光会合による二体ロスのレート係数、 Γ ($[\Gamma] = \text{s}^{-1}$) は一体ロスのレート係数である。光会合が起こると二個の原子がトラップから逸脱するため係数に二倍が掛かっている。この微分方程式を解くと t 秒後の原子数密度 $n(t)$ は、

$$n(t) = \frac{n_0 e^{-\Gamma t}}{1 + \frac{2n_0 K}{\Gamma} (1 - e^{-\Gamma t})} \quad (2.2)$$

の形になる。光会合信号はレート係数 K によって特徴づけられる。

K は次のように与えられる。

$$K = \left\langle \frac{\pi v}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S(\epsilon, l, \omega)|^2 \right\rangle \quad (2.3)$$

ここで v は初期の速度、 k は解離極限における原子の運動エネルギーを $\epsilon = (\hbar k)^2/2\mu$ (μ : 換算質量) と書いたときの波数、 l は角運動量、 S は $S-S$ 状態と $S-P$ 状態間の遷移を表す行列要素、 ω は光会合光の周波数、 $\langle \dots \rangle$ は初期の速度 v についての平均を表す。ボルツマン分布を仮定すると $\langle \dots \rangle$ は積分形で書くことができ、

$$K = \frac{k_B T}{h Q_T} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \int_0^{\infty} |S(\epsilon, l, \omega)|^2 e^{-\epsilon/k_B T} \frac{d\epsilon}{k_B T} \quad (2.4)$$

となる。ここで $Q_T \equiv (2\pi\mu k_B T/h^2)^{3/2}$ は分配関数である。本研究で対象とする原子集団は低温であるから、散乱には $l=0$ の s 波の寄与しかなく、また速度分布も無視してよいと近似をするとレート係数 K の振る舞いは $S(\epsilon, l, \omega)$ によって決まることになる。 $S(\epsilon, l, \omega)$ の値を与える簡単な近似式が次のように求められている [6]。

$$|S(\epsilon, l, \omega)|^2 = \frac{\gamma_d \gamma_s(\epsilon, l)}{\left(\frac{\epsilon}{\hbar} - \delta\right)^2 + \left(\frac{\gamma_d + \gamma_s(\epsilon, l)}{2}\right)^2} \quad (2.5)$$

$$\hbar\delta = E_{\text{PA}} - \hbar\omega_{\text{PA}} \quad (2.6)$$

ここで $\gamma_s(\epsilon, l)$ は光会合光により誘導されて起こる遷移レート、 γ_d はそれ以外の機構（自然放出、分子の前期解離等）による遷移レート、 δ はある振動準位への遷移周波数に対する光周波数の離調である。この $\gamma_s(\epsilon, l)$ が光の照射による光会合遷移からの分子形成に関わる情報を含んでおり、光会合光のパラメータと二体ロスレート K すなわちトラップ中原子数密度の変化の関係を示す量である。

光会合光の強度が弱いとき、 $\gamma_s(\epsilon, l)$ は次のように与えられる。

$$\gamma_s(\epsilon, l) = 2\pi |\langle \epsilon, l | V(r) | b' \rangle|^2 \quad (2.7)$$

$$V(r) = \left(\frac{2\pi I}{c} \right)^{1/2} d(r) \quad (2.8)$$

ここで初期の基底状態及び励起ポテンシャル中束縛状態の状態ベクトルを $|\epsilon, l\rangle |b'\rangle$ としてあり、 $d(r)$ は分子の遷移双極子モーメント、 I は光会合光のレーザー強度である。(2.7) 式はフェルミの黄金律による計算であり、光会合光の照射による摂動項を始状態と終状態で挟むことで遷移確率を表した式となっている。始状態と終状態を原子核 ($|g\rangle, |b\rangle$) と電子 ($|ge\rangle, |be\rangle$) の直積で表して書くことにすると (Born-Oppenheimer 近似)、相互作用 $V(r)$ は電子の運動に寄与するため、次のように書ける。

$$\begin{aligned}\gamma_s(\epsilon, l) &= 2\pi |\langle \epsilon, l | V(r) | b' \rangle|^2 \\ &= 2\pi \left(\frac{2\pi I}{c} \right) |\langle g | b \rangle|^2 |\langle ge | d(r) | be \rangle|^2\end{aligned}\quad (2.9)$$

ここで Franck-Condon Factor

$$f_{\text{FC}} \equiv |\langle g | b \rangle|^2 \quad (2.10)$$

を導入すると、(2.9) 式は

$$\gamma_s(\epsilon, l) \propto I f_{\text{FC}} \quad (2.11)$$

と書け、 $\gamma_s(\epsilon, l)$ は光会合光の強度と Franck-Condon Factor に比例することが分かる。以上がレート方程式 (2.1) における二体ロスレート K の説明である。

周波数を掃引して測定を行うときに得られる光会合スペクトルの形を考える。光会合レート K の周波数 ω 依存性は $|S|^2$ ((2.5) 式) に含まれている。光会合遷移の共鳴周波数からの離調 δ を変数としてみたとき、 $|S|^2$ は擬ローレンツ型の関数である。(2.4) において、積分を無視して K の関数系が $|S|^2$ に等しいと近似し (2.2) に代入して、縦軸を原子数密度、横軸を離調 δ としてプロットすると下に示すような信号が得られることが分かる。光会合光の強度と照射時間を一定にし、周波数を掃引しながら原子数を測定することで、光会合遷移の共鳴周波数を探索することができる。

2.2.2 Franck-Condon Factor

光の照射により光会合遷移の起こる確率を表す Franck-Condon Factor について説明する。上で述べたように照射した光に誘起される光会合遷移の起こる確率 $\gamma_s(\epsilon, l)$ は Franck-Condon Factor f_{FC} に比例する。Franck-Condon Factor は始状態と終状態における原子核波動関数の内積で与えられるので、

$$f_{\text{FC}} = \left| \int dr \psi_g^*(r) \psi_b(r) \right|^2 \quad (2.12)$$

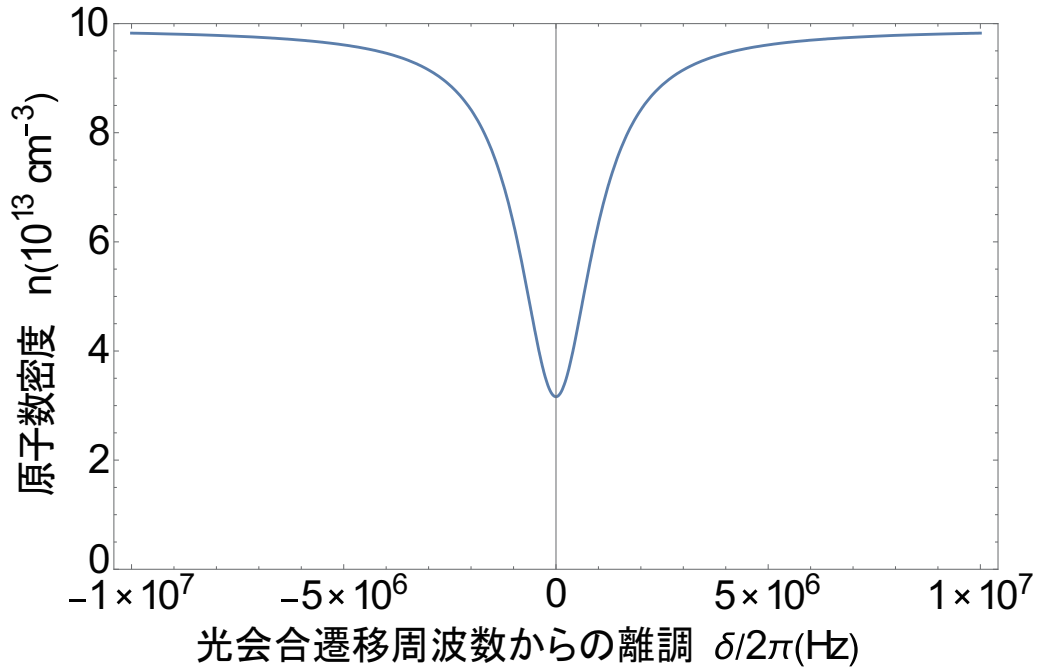


図 2.2: 理論式から求めた光会合信号

と書け、各原子間距離 r における基底状態波動関数と励起状態波動関数の積を足し合わせることで Franck-Condon Factor が求まることが分かる。全区間において波動関数の重なりを積分するのであるが、実際には Franck-Condon Factor の大きさはほぼ $S-P$ ポテンシャルでの古典転回点 r_{CT} における基底状態波動関数の振幅 $\psi_g(r_{CT})$ で決まる。このことを説明する。 $S-S$ 状態のポテンシャルと比較して $S-P$ 状態のポテンシャルは強く、また束縛状態を考えているため $\psi_b(r)$ は激しく振動する。このため $\psi_g^*(r)\psi_b(r)$ を積分すると打ち消されてしまい、特に r が小さい領域の寄与は少ない。ただし $r \sim r_{CT}$ の近傍は $\psi_e(r)$ の腹となっているためにこのあたりでの $\psi_g^*(r)\psi_b(r)$ の値は Franck-Condon Factor に効いてくる。もし $\psi_g(r_{CT})$ が大きな値をとっているならば Franck-Condon Factor の値も大きくなるが、古典転回点が基底状態波動関数の節 ($\psi_g(r_{CT}) = 0$) に相当するならば、Franck-Condon Factor は非常に小さい値となる。古典転回点 r_{CT} の位置は励起状態ポテンシャルの振動準位によって異なるため、各振動準位への光会合遷移の Franck-Condon Factor の値は異なる。

以上の議論の参考として、 $S-P$ ポテンシャル中の束縛状態波動関数を図示する。次のシュレーディンガー方程式

$$\left[-\frac{d^2}{dr^2} + V(r) \right] \psi(r) = E\psi(r)$$

$$V(r) = -\frac{C_3}{r^3} + \frac{C_{12}}{r^{12}}$$

を差分法を用いて数値的に解き、束縛状態波動関数を求めた。物理定数は全て1とし ($\hbar, m = 1$)、係数 C_3, C_{12} の値は図示のしやすさと計算時間を踏まえて適当に決め ($C_3 = 100, C_{12} = 1$)、また遠心力ポテンシャルの項を無視した。この計算結果から解離極限に近い固有エネルギーを持つ第5励起状態の波動関数を図示したものが図 2.2.2 である。横軸は原子間距離 r 、縦軸はエネルギー及び波動関数の振幅を表す。古典転回点の位置は r_{CT} で示した点である。この図から確かに古典転回点近傍で波動関数は最も深く広い腹となっていることが確認できる。

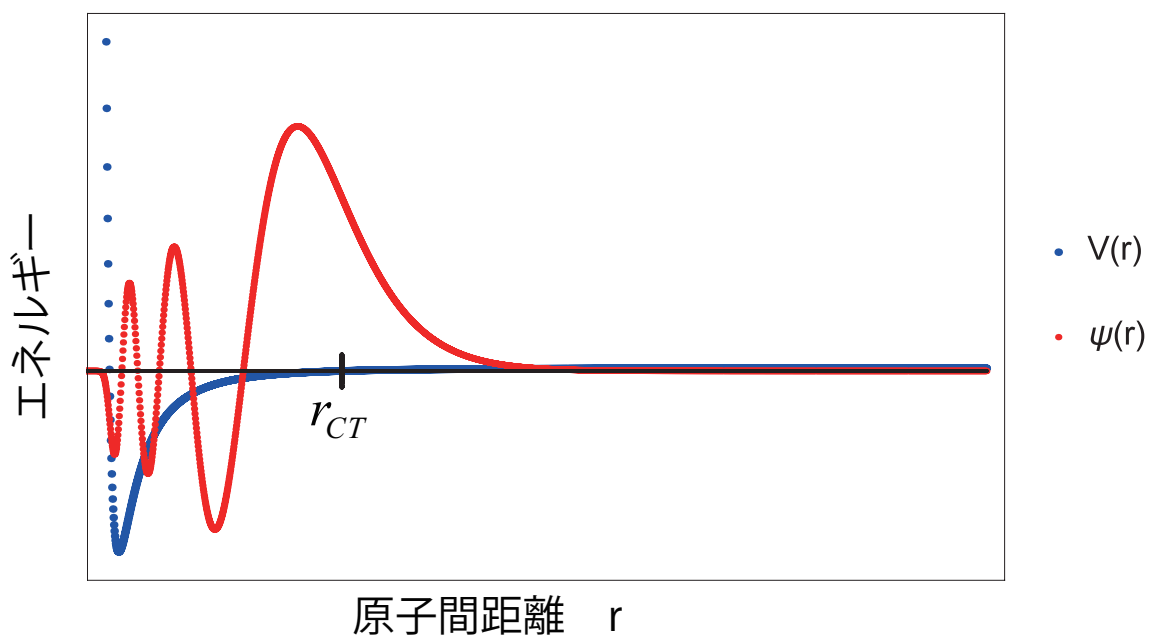
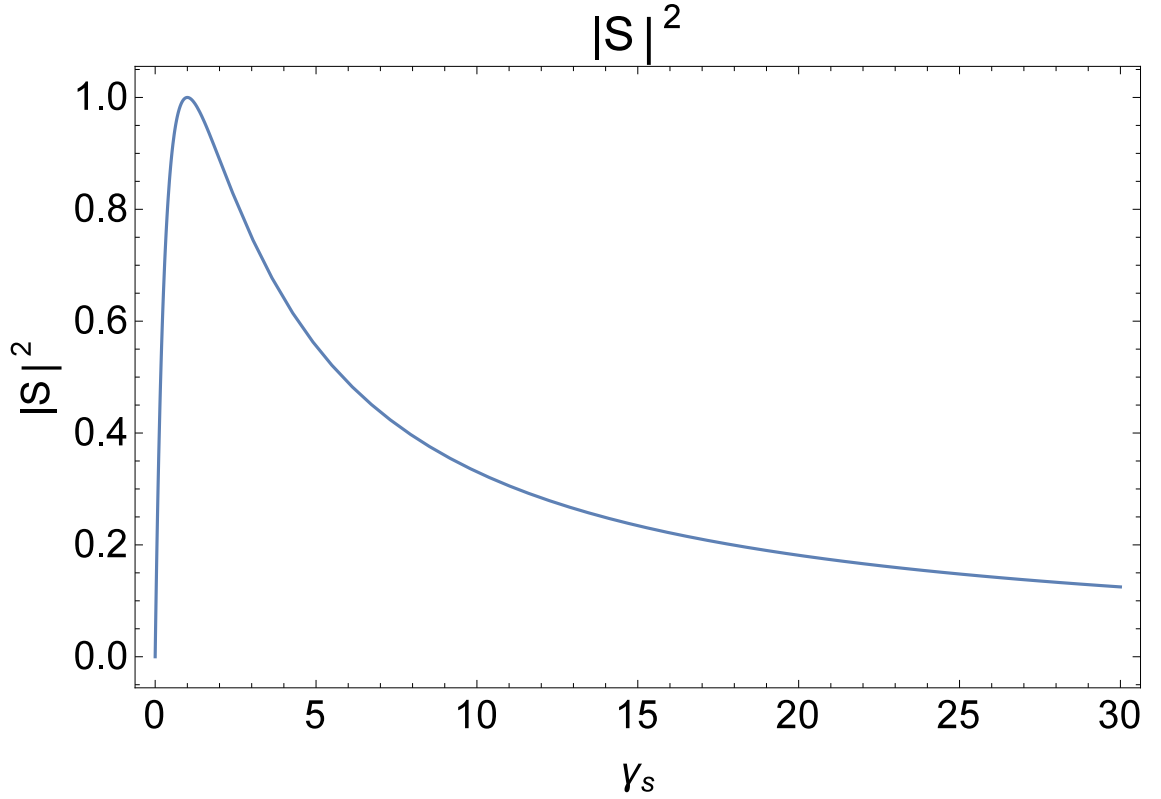


図 2.3: $S - P$ ポテンシャルの束縛状態

2.2.3 光会合の飽和

光会合遷移は光に誘起される現象であるため、照射する光の強度が強いほど遷移が起こりやすくなりトラップロスが多くなることは直観的に理解しやすい。実際 2.2.1 節で述べたように、光強度の弱い領域では光会合の遷移確率 $\gamma_s(\epsilon, l)$ は光強度 I に比例して大きくなり、それに伴いレート係数 K も大きくなる。ここで $|S|^2$ の関数形 (2.5) に着目する。 $|S|^2$ の関数形を見るために、各パラメータを無次元量として考え、 $\epsilon = 0, \delta = 0, \gamma_d = 1$ として、縦軸を $|S|^2$ 、横軸を γ_s としてプロットしたものを示す。

図 2.4: $|S|^2$ の関数形

これを見ると、 $|S|^2$ は $\gamma_s(\epsilon, l)$ に対して単調ではなく $\gamma_s(\epsilon, l) = \gamma_d$ のとき極大値をとり、それより $\gamma_s(\epsilon, l)$ が大きくなるとロスのレート係数はむしろ小さくなることが分かる。つまり、ある程度までは光強度が強い方が光会合信号は大きくなるが、ある強度でレートは飽和し、さらに光強度を強くするとレートは減っていくということになる。実際に光強度を強くしていくと光会合ロスが飽和することが実験的にも確認されており [9]、[12]、また本研究においてもこの現象を確認した。

2.3 Yb 原子について

我々の研究室ではイッテルビウム原子を用いた実験を行っている。ここではイッテルビウム原子について説明する。

イッテルビウム原子は原子番号 70 の希土類元素で元素記号は Yb である。Yb には 5 つのボソンと 2 つのフェルミオンが安定同位体として存在する。

	Boson					Fermion	
質量数	168	170	172	174	176	171	173
自然存在比	0.13	3.05	21.9	31.8	12.7	14.3	16.12
核スピン	0	0	0	0	0	1/2	5/2

我々の研究室では現在 Boson の ^{174}Yb を用いた実験を行っており、本研究においてもこの同位体を用いて実験を行う。

Yb はアルカリ土類金属元素と同様に二つの原子を最外殻に持つ。この電子配置により、スピン量子数が $S = 0$ のシングレット状態と $S = 1$ のトリプレット状態が存在する。 $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ 遷移は選択則を満たす許容遷移であり、この遷移はレーザー冷却におけるゼーマン減速、及び吸収撮像に用いている。 $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ は選択則を満たしていない禁制遷移であり、この遷移はレーザー冷却における磁気光学トラップに使用しており、また本研究ではこの遷移による光会合を測定した。これらの遷移の波長、自然幅、飽和強度は次に示す値である。

	$^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$	$^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$
波長	398.8nm	555.8nm
自然幅	$2\pi \times 27.9\text{MHz}$	$2\pi \times 181\text{kHz}$
飽和強度	57mW/cm^2	0.14mW/cm^2

^{174}Yb の代表的な遷移のグロトリアン図を示す。

Yb 原子の $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 遷移と $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移のそれぞれの遷移による光会合分光が行われており、励起状態ポテンシャル中の振動準位への遷移の共鳴周波数が調べられている [1]。光格子系の各サイトを占める原子数測定のために適している遷移を考える。 $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ 遷移による光会合は振動準位間隔が大きく GHz のオーダーである。このオーダーの周波数を掃引するためには音響光学素子 (AOM) では十分ではなく、光源の共振器長を変更する必要がある。将来的には、レーザー冷却用のレーザー光源と光会合光の光源には同じ物を用いることを考えているため、光源の周波数を変える程の周波数変調を行う必要がある。 $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ 遷移による光会合を用いるのは本研究では不適であると考えた。レーザー光源出射の周波数を GHz オーダーで変調しなくとも、解離極限に近い、すなわち振動準位の小さい束縛状態への光会合遷移を用いれば良いということが考えられるが、この場合には原子の $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ 遷移の線幅が太いため、一原子が光を吸収して加熱されることによる一体ロスの効果が大きくなってしまいやはり不適である。一方 $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ 遷移による光会合では、振動準位間隔が 100MHz のオーダーであり、AOM で十分掃引可能である。また禁制遷移であるから $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ 遷移の線幅が狭く、解離極限に近い周波数を用いても一体ロスの寄与が少ない。以上を踏まえ、本研究では $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ 遷移による光会合について測定を行うことにした。

^{174}Yb 原子のグロトリアン図

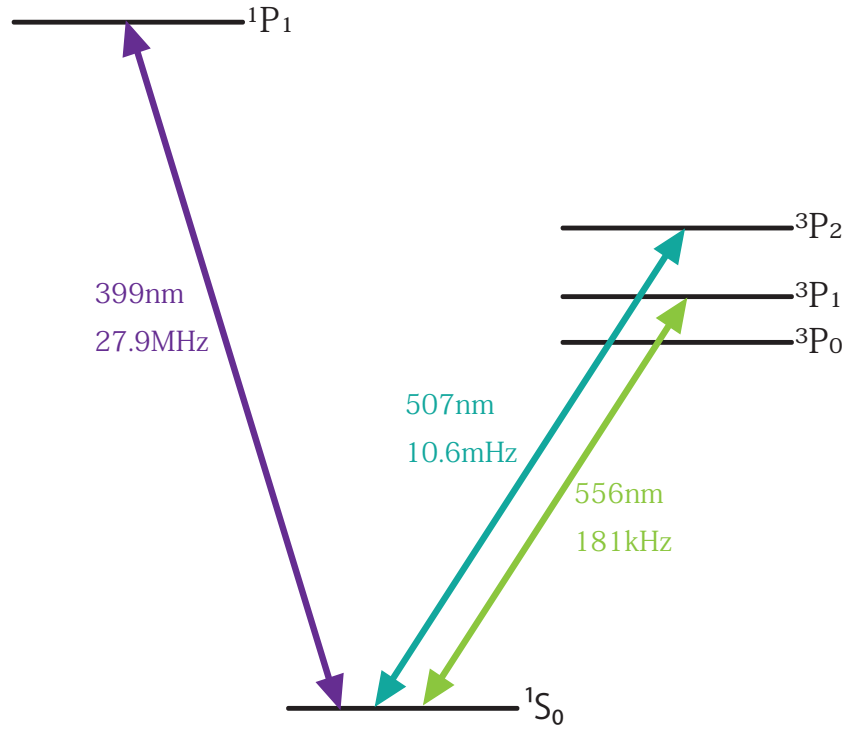


図 2.5: イッテルビウム原子のグロトリアン図

2.4 本研究の方針

本研究を行う際に考慮すべき点を挙げ、どのような方針で実験を行っていくのかを述べる。

2.4.1 光会合光に求める条件

本研究の目的は光格子各サイト内の原子数測定を行うことに適した光会合光の実験パラメータを決定することである。光会合光のパラメータを決定するために考慮すべき点は次の三つである。

1. 二つの原子が占めるサイトでは確実に光会合現象が起こるようにする。
2. 光会合光による一体ロスが起こらないようにする。
3. 原子の共鳴周波数に対する光会合光の周波数の離調を 1GHz 以下に抑える。

条件 1. に関しては光会合現象が起こらなくては各サイトの原子の占有数が求まらないため必要な条件である。光強度を強くまた照射時間を長くするとこの点は解決される。また光会合遷移の起こりやすい振動準位を選択することが重要である。

条件 2. で述べた光会合光による一体ロスとは、原子が $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ の遷移の光を吸収する際に光子の反跳エネルギー (recoil energy) を受けて加熱されることによるトラップからの逸脱を意味する。一体ロスが多ければ一つの原子しか占有していないサイトの原子もトラップから逸脱してしまうため、一つの原子が占有していたサイトと二つの原子が占有していたサイトの区別がつかなくなってしまい原子数測定を行うことができない。この一体ロスを抑制するためには、原子の共鳴周波数からの離調を大きくとる、光強度を弱くする、照射時間を短くするといった方法が挙げられる。

条件 3. は実験上の都合である。本研究では解離極限が $^1S_0 + ^3P_1$ である 0_u^+ 状態への光会合遷移を測定する。この解離極限である $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ 遷移は磁気光学トラップ (MOT) に用いている遷移である。このため MOT 用の波長 556nm のレーザー光源が用意してある。将来的には MOT 用レーザー光の一部を光会合光として用いることを計画している。この際 MOT 用の光と光会合光の間に周波数差をつける必要があるが、その周波数差が音響光学素子 (AOM) 一つを用いて変えられる 100MHz のオーダーであることが望ましい。この理由により原子の共鳴周波数に対する離調が 1GHz 以下の遷移の中から原子数測定に適した振動準位を選ぶこととした。

2.4.2 原子数測定に用いる振動準位

光会合光に要求する条件を考慮してどの振動準位への遷移が原子数測定に適しているのかを考える。

原子の共鳴周波数に対する光会合遷移周波数の離調の下限は一体ロスが起こらないという条件により決まり、上限は磁気光学トラップと同じ光源を用いるという理由から 1GHz となる。

光会合光による一体ロスを考慮して、原子の共鳴周波数から少なくともどれだけ離調を付ければよいのかを計算する。単位時間あたりに原子が光を吸収する回数 (photon scattering rate) γ_p は次式で与えられる。

$$\gamma_p = \frac{\frac{\gamma_e}{2} \frac{I}{I_s}}{1 + \frac{I}{I_s} + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2} = \frac{\gamma_e}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2} \quad (2.13)$$

ここで γ_e は励起状態からの放出レート、 I は光会合光の強度、 I_s は遷移の飽和強度、 Δ は原子の遷移周波数からの離調である。原子が一度光子を吸収するとき受ける反跳エネルギー E_{re} は光の運動量を p 、原子の質量を m として、 $E_{re} = p^2/2m$

で与えられる。 N 個の光子を吸収する過程を考える。常に同じ方向から N 個の光子が飛んでくる場合には $p = N\hbar k$ ($\hbar = h/2\pi$, h : プランク定数、 k : 光の波数) であるから反跳エネルギー E_{re} は

$$E_{re} = \frac{N^2 \hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.14)$$

で与えられる。 ^{174}Yb が波長 556nm の光を吸収するときの反跳エネルギーを温度に換算すると $E_{re} \sim 180\text{nK}$ となる。

実験を行うポテンシャル深さは温度に換算して約 $100\mu\text{K}$ である。大まかな見積もりとして光会合光の強度 $400\text{mW}/\text{cm}^2$ 、照射時間 50ms とすると、光会合光による一体ロスが起こらないようにするためには原子の共鳴周波数からの離調を $\Delta/2\pi = 200\text{MHz}$ ほど付ける必要があることが計算から求まる。

最後に光会合遷移の起こるレート K を考慮して適した遷移周波数を決める。光会合遷移の起こるレート K は Franck-Condon Factor

$$f_{FC} \propto |\langle \psi_e | \psi_g \rangle|^2$$

で決まる。2.2.2 で述べたように、Franck Condon Factor の値に最も効いてくるのは古典転回点 r_{CT} における基底状態波動関数の振幅 $\psi_g(r_{CT})$ である。

[1] により、 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移による光会合の起こる周波数が実験により測定されており、その値から $S-P$ ポテンシャルの形を特徴付ける係数 C_n を計算し、そこから各振動準位の古典展開点 r_{CT} が求められている。さらに、基底状態 $S-S$ の散乱波動関数の絶対値の二乗が計算されている。この結果を引用すれば、各振動準位の古典転回点における基底状態波動関数の大きさが分かるため、Franck-Condon Factor f_{FC} の振る舞いを予測することができる。この見積によると $v = 12$ (原子の共鳴点からの離調 119MHz) のあたりで f_{FC} は大きな値を取り、そこから次第に f_{FC} は減少し、 $v = 17$ (離調 993MHz) のあたりで最も小さくなる。さらに離調が大きい 2GHz のあたりで再び f_{FC} は大きくなるがこの遷移は MOT 光との周波数が大きいため本研究では測定しないこととする。

以上の点を踏まえ光格子系で各サイトに適した遷移は振動準位 $v = 13, 14, 15$ への光会合遷移であることが予測される。本研究においてはこれらの遷移を重点的に測定した。

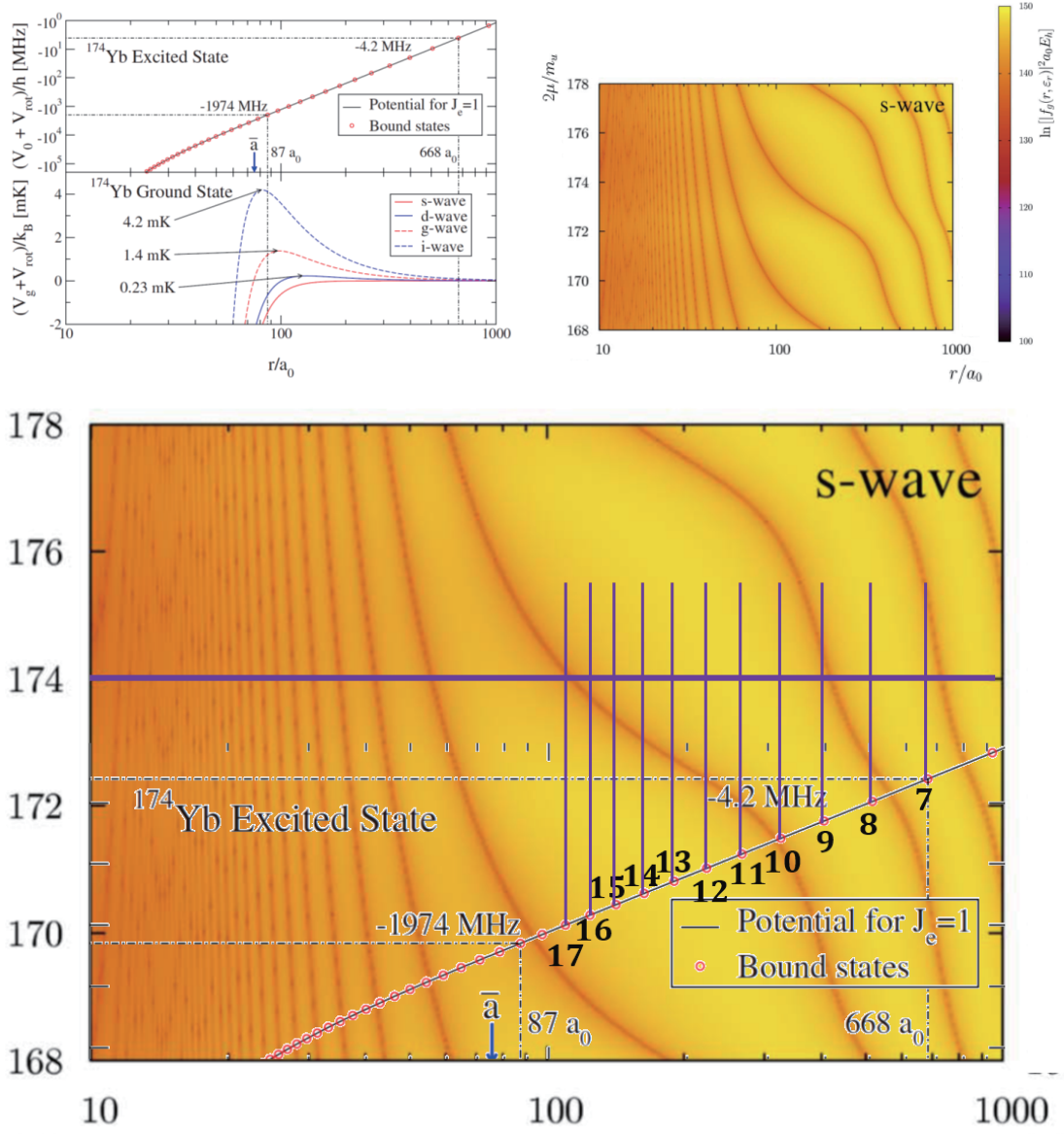


図 2.6: 古典転回点の位置及び基底状態波動関数 (文献 [1] より引用)

第3章 実験準備・実験方法

本章では光会合分光を行う対象となる光トラップ中の冷却原子集団の生成方法と、光会合光の光学系に関する説明を行う。

3.1 Yb 原子の冷却と輸送

実験は真空チャンバー及びガラスセルの内部で行う。この実験系でトラップされた Yb の冷却原子集団を作る方法を説明する。

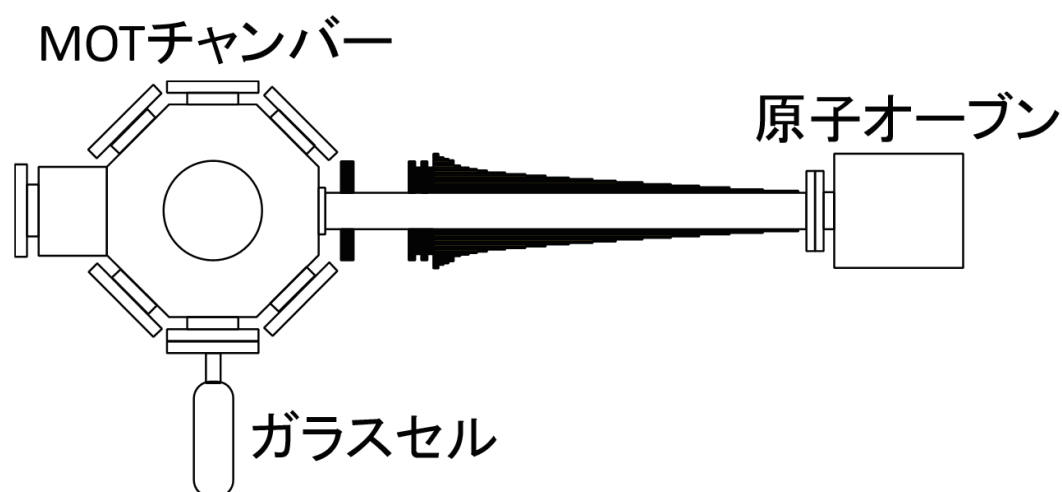


図 3.1: 真空チャンバー

3.1.1 レーザー冷却及び輸送

Yb 原子がオーブンから放出されてから、光会合分光を行う光双極子トラップに捕獲されるまでの機構を説明する。固体の Yb が入っているオーブンの温度を 425°C まで上げることで昇華が起こり、Yb 原子気体がオーブンから放出する。オーブンから放出した後はゼーマン減速、磁気光学トラップ (MOT) という冷却機構を用い

ることにより数十 μK にまで冷やす。続いて非共鳴な波長 532nm のレーザー光を用いた光双極子トラップ (ODT) の機構により原子をトラップし、また空気式移動台を用いて光学素子を動かすことで原子を分光領域まで輸送する。この過程の途中でトラップポテンシャルを浅くすることで、蒸発冷却を行う。ポテンシャル深さが浅くなると、トラップ中でボルツマン分布を形成していた原子集団の中から浅くなったポテンシャルよりも高い温度を持つ原子が選択的にトラップから逸脱する。トラップ中に残った原子ははじめよりも低い温度のボルツマン分布を再形成するため、この工程を繰り返すことでトラップ中の原子集団は冷却される。以上の操作により分光領域であるガラスセル中に冷却原子集団をトラップすることができ、ここに光会合光を照射した後に、吸収撮像法により原子数を測定することで分光を行う。

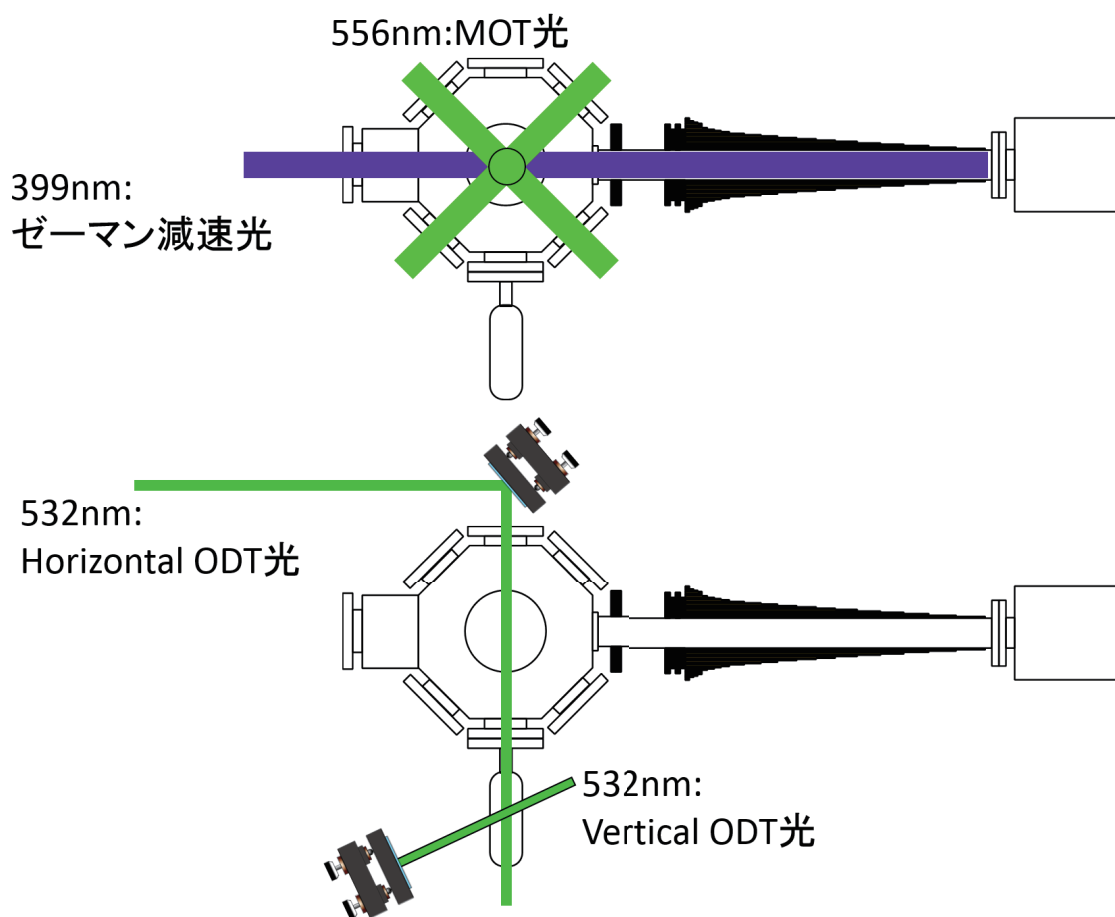


図 3.2: トラップ光

3.1.2 光トラップ、吸収撮像法

3.1.1 節で述べたトラップの方法について説明する。

ゼーマン減速

オーブンの温度は 425°C に設定してあるため、出射直後の Yb 原子気体もまた高温である。これをトラップ可能な温度まで減速をする必要がある。原子ビームに対向する方向にレーザー光を照射することで、光の輻射圧による減速を行う。これをゼーマン減速と呼ぶ。光の輻射圧は、

$$\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (3.1)$$

$$s = \frac{I/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.2)$$

で与えられる。ここで s は飽和パラメータ、 I_s は飽和強度、 Γ は自然幅、 δ は遷移の共鳴周波数からの離調である。この式から輻射圧は遷移の自然幅が太い方が大きくなることが分かる。このため Yb 原子では自然幅が太く寿命の短い $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ 遷移に共鳴する波長 399nm のレーザー光をゼーマン減速に用いている。

原子が高速で運動している場合にはドップラーシフトが起こるため、原子は対向しているレーザー光の周波数を高く感じる。このことを考慮し、ゼーマン減速光は負に離調をとってある。原子が減速されるに従いドップラーシフトの量が少なくなり十分な輻射圧を受け取らなくなり、効率的に減速が行えなくなる。ゼーマン減速を行う領域に磁場を印加してゼーマンシフトを起こすことでドップラーシフト量の変化を補正し、常に十分な輻射圧を受けて減速されるようにしている。

ドップラー冷却機構

次に説明する磁気光学トラップに先立ち、ドップラー冷却機構の説明を行う。ゼーマン減速の項で述べたように運動している原子はドップラーシフトの効果により光の周波数がずれて見える。このことを利用して原子の減速を行うのがドップラー冷却である。ゼーマン減速は一本のレーザー光を照射することによる一方向の減速であった。原子に六方向から対向するレーザー光を負に離調を取って入射する。原子の運動に対向しているレーザー光はドップラーシフトにより遷移の共鳴周波数に近づき離調 δ が小さくなるため大きな輻射圧を受ける。一方原子の運動と同じ方向に進むレーザー光は離調 δ が大きくなる方向にシフトするため輻

射圧が小さくなる。このため常に原子は運動している方向に対向する加速度を受けて減速する。ドップラー冷却で到達可能な冷却限界温度は

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (3.3)$$

で与えられるため、自然幅の細い遷移を利用することで、到達温度を下げるができる。ドップラー冷却機構は各原子を冷却することが可能であるが、位置の依存性がないため空間に原子をトラップする働きは持っていない。

磁気光学トラップ

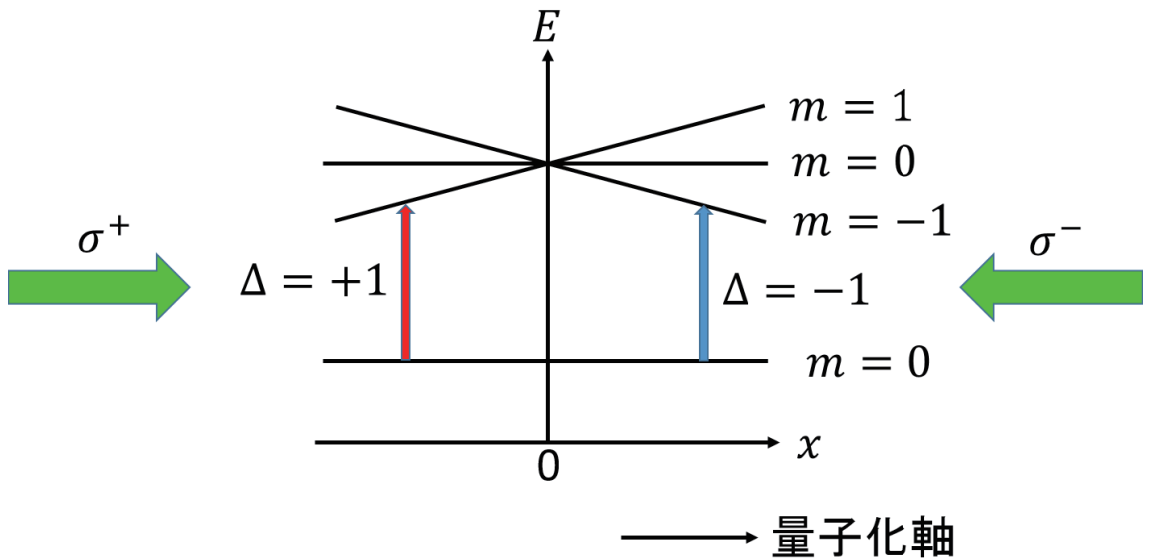


図 3.3: 磁気光学トラップ (MOT)

磁気光学トラップ (MOT) について説明する。MOT は三次元に働くトラップであるがここでは簡単のため一次元 x のみを考える。アンチヘルムホルツコイルを用いて四重極磁場を作る。作られる磁場は原点を中心に対称で、原点から離れるほど大きくなる。この磁場により、磁気副順位がゼーマン分裂を起こす。量子化軸を x 軸正の向きにとり、 $x > 0$ では $m = -1$ が最も低く、 $x < 0$ では $m = 1$ が最も低いエネルギー状態へとシフトしたとする。ここで σ^+ 偏光の光を $x > 0$ の方向に、 σ^- 偏光の光を $x < 0$ の方向に照射する。またこれらの光は負に離調を取ってある。 $x > 0$ の方向にずれた原子は選択則と離調の関係から、 σ^- の光をより多く吸収し、原点に戻ろうとする。反対に $x < 0$ の方向にずれた原子は σ^+ 偏光の光の輻射圧を

より大きく感じるため正の方向の加速度が生じやはり原点に戻ろうとする。 y, z 方向にも同様に磁場の印加とレーザー光の照射を行うことで $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ の点にトラップさせる力が働くことになる。また負に離調をつけているため、トラップをすると同時にドップラー冷却の機構が働き原子は減速・冷却されることになる。Yb 原子では、線幅の細い $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ 遷移に共鳴する波長 556nm のレーザー光を MOT に用いている。

光双極子トラップと輸送

原子に非共鳴なレーザー光を照射すると電場の二乗に比例するエネルギーシフトが起こる (AC シュタルク効果)。負に離調を取ったレーザー光を照射した場合には光強度が強いほど基底状態のエネルギーは下がるため、光強度の強い点に原子をトラップすることができる。この機構を光双極子トラップ (ODT) と呼ぶ。レーザー光はガウシアンビームであるから、光軸の中心に原子はトラップされる。またレンズを用いて焦点を結ぶことで、最もパワー密度の高い焦点位置に原子をトラップすることができる。レンズの位置を動かし、焦点の位置を変えることで原子の輸送を行う事ができる。この方法で MOT にトラップされていた冷却原子を分光を行うガラスセルへ輸送する (Horizontal ODT)。ガラスセルへの輸送が完了したらもう一本の非共鳴トラップ光を角度をつけて輸送した先の原子に照射する (Vertical ODT)。原子に二本の ODT 光が照射されたところで Horizontal ODT の強度を弱くしていく。こうすることで原子を Vertical ODT に移すと同時に蒸発冷却の機構により原子の温度を μK のオーダーまで冷す。蒸発冷却の後、Vertical ODT 光をミラーで跳ね返すことで定在波とし、原子を定在波の腹にトラップする。定在波を作るミラーを動かすことで Vertical ODT の光軸方向に原子を動かすことができ、ガラスセルに接着されている Solid Immersion Lens (SIL: 固浸レンズ) の表面まで原子を輸送する [13], [5]。以上の操作により原子のトラップ、冷却、輸送は完了し、この位置でトラップされた冷却原子に光会合光を照射し、分光を行う。トラップ中の原子の最終的な温度は $10\mu\text{K}$ である。

吸収撮像法

光会合分光を行うにはトラップ中の原子数を測定する必要がある。我々の研究室では吸収撮像法を用いて原子数を測定している。吸収撮像法とはトラップ中の原子に光を照射し、その影の大きさと濃さを測定することで原子数を求める手法

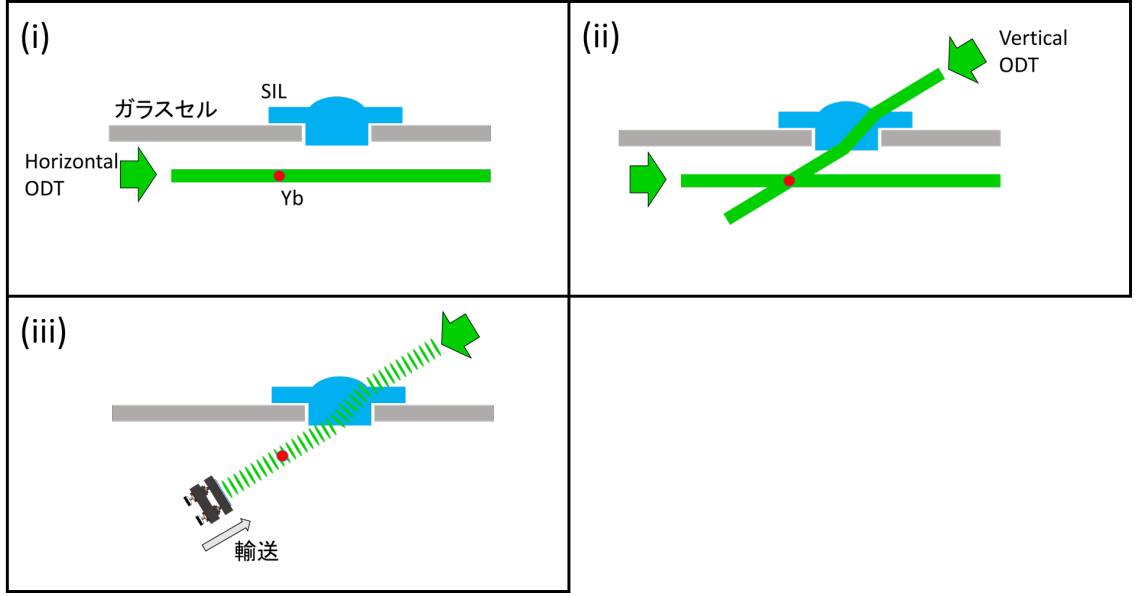


図 3.4: 光双極子トラップと輸送

である。共鳴する光を照射すると光は原子気体に吸収されるため、透過光強度は

$$I = I_0 e^{-OD} \quad (3.4)$$

$$OD(\mathbf{r}) = \int n(\mathbf{r}, z) \sigma_{ab} dz \quad (3.5)$$

まで減衰される。ここで $OD(\mathbf{r})$ は原子の柱密度、 σ_{ab} は散乱断面積である。実験では CCD カメラを用いて三枚の画像を取得する。原子に撮像光を照射した後の透過光を測定したもの (I_{probe})、撮像光の元の強度を測定したもの (I_{shadow})、撮像光を照射しない時の背景光の強度を測定したもの (I_{back}) である。これらの結果から

$$OD(\mathbf{r}) = -\ln \left(\frac{I_{shadow}(\mathbf{r}) - I_{back}(\mathbf{r})}{I_{probe}(\mathbf{r}) - I_{back}(\mathbf{r})} \right) \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} N &= \int n(\mathbf{r}, z) dz d\mathbf{r} = \frac{1}{\sigma_{ab}} \int OD(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \sum_{pixel(i,j)} -\frac{tS}{\sigma_{ab}} \ln \left(\frac{I_{shadow}(\mathbf{r}) - I_{back}(\mathbf{r})}{I_{probe}(\mathbf{r}) - I_{back}(\mathbf{r})} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\sigma_{ab}(\delta, s) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)} \frac{1}{1 + s} \quad (3.8)$$

を計算することにより原子数 N を求めることが可能である。ここで $pixel(i, j)$ は CCD カメラの各ピクセル、 S は各ピクセルの面積、 t は吸収撮像系の倍率、 λ は撮像の倍率を表す。

3.2 光会合光の光学系

3.2.1 光源

波長 556nm の光会合用レーザー光の光学系について説明する。将来的に光格子ポテンシャルの各サイトを占める原子数測定を行う際には、MOT 光と光会合光を同じレーザー光源から取ることを予定している。しかし本研究においては、MOT 光として用いている光源とは独立の別の系を用いることが可能であったため、そちらを用いることにした。光会合光の光源として図 3.5 に示した光学系を使用した。

レーザー出射は外部共振器型半導体レーザー (ECLD) である。ECLD の回折格子を操作することで波長を選択することが可能になっている。本研究では ECLD の出射光を波長 1112nm(周波数 269.693THz) に設定してある。ECLD から出射した光は PBS により二つに分けられ、片方は ULE 共振器へ行き ECLD の周波数安定化用に、もう片方は光会合光として用いる。

我々の研究室では ULE ガラスで作られたファブリペロー型共振器 (ULE 共振器) を絶対周波数の基準として用いている。ULE 共振器の反射信号を用いて周波数をロックすることで ECLD の出力周波数を安定化させている。ULE 共振器へ行くファイバーの手前に AOM1(中心周波数 350MHz) によるダブルパスを組んである。AOM に印加する RF 周波数を変えることで、ULE 共振器のロックポイントに対する ECLD の出射光の周波数が変わるため、光会合光の周波数を変調することができる仕組みになっている。

光会合光の説明に移る。ECLD の出射光は Fiber Amp により 400mW にまで増幅された後、二次高調波発生により倍波の波長 556nm の光となる。二次高調波発生には、非線形結晶である PPKTP 結晶を組み込んだ Bowtie 型共振器を用いた。Bowtie 型共振器の先に AOM2(中心周波数:80MHz)、AOM3(中心周波数:110MHz) のダブルパスを組むことで、AOM1 だけでは変調しきれない周波数の光を作ることが可能となっている。最後に 556nm の光を PBS により二つに分け、片方は光検出器 (PD) により光強度を測定し、もう片方は光会合光として分光を行うガラスセルへ続く光ファイバーに入射する。ここで光検出器により光強度を測定しているのは、レーザー光の強度安定化を行うためである。AOM に印加する RF 周波数のパワーに応じて、AOM の回折効率に変化する。このことを用いて、検出した光強度が弱い時には RF 周波数のパワーを強くし回折効率を上げ、光強度が強いときには RF 周波数のパワーを弱くし回折効率を下げることで光会合光の強度が一定になるようにフィードバックを掛けることができる。

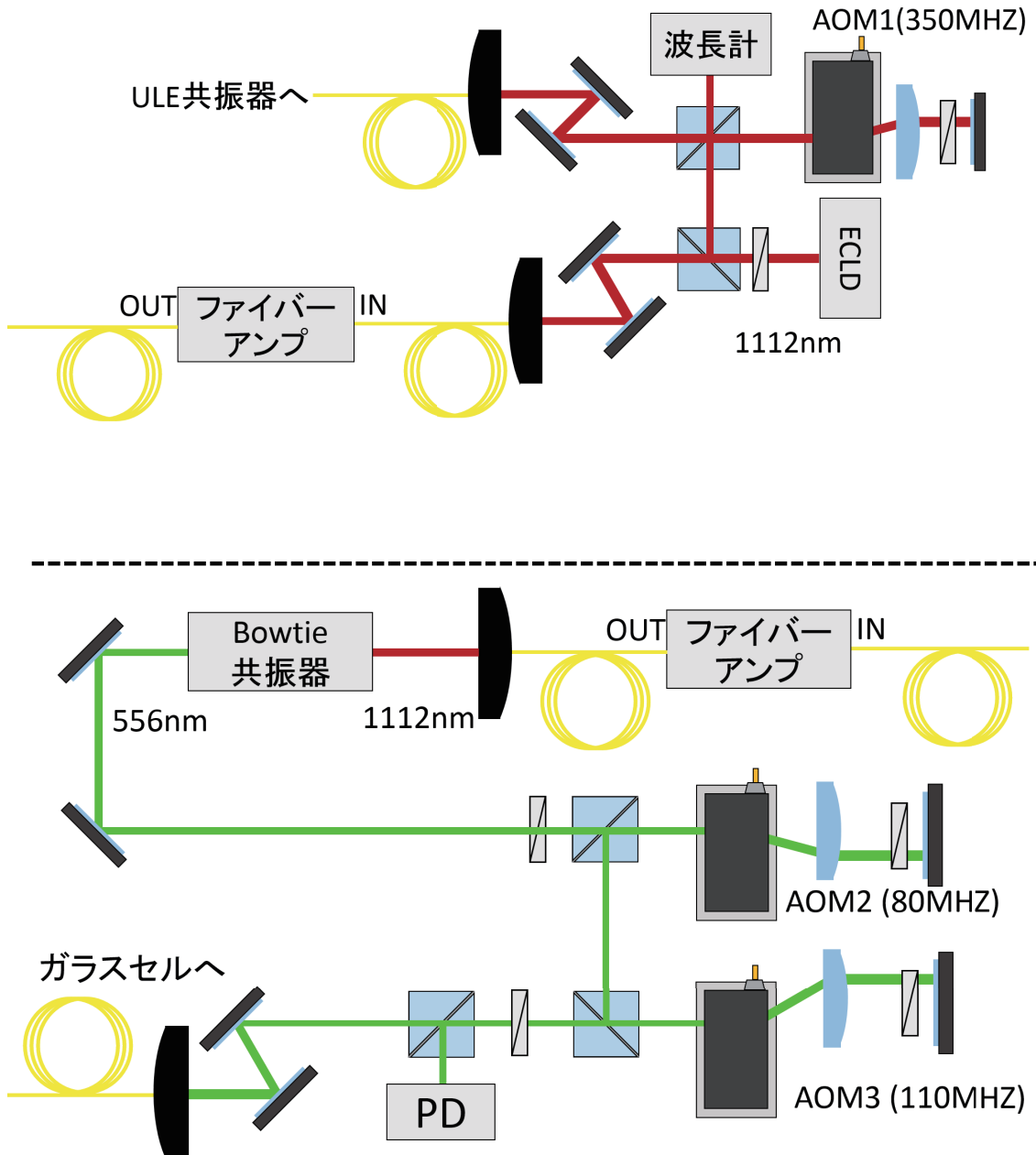


図 3.5: 光会合光の光学系

3.2.2 分光領域

実際に光会合を行うガラスセル中での実験系を説明する。3.1 節で述べた方法でガラスセルへ冷却原子集団を輸送する。ガラスセル中の原子の温度は $10\mu\text{K}$ 、ト

ラップ中の全個数は測定する日によってわずかに異なるが $2 \times 10^5 \sim 4 \times 10^5$ 個である。

光会合光は 3.2.1 で説明した光源からの光を用いる。ファイバー出射の先にレンズを入れ、トラップ原子の位置に焦点を結ぶようになっている。ビームウエストは $\omega_0 = 85 \mu\text{m}$ である。照射時間は 100ms、光強度は最大 $100 \text{W}/\text{cm}^2$ まで上げて実験を行った。

第4章 光会合分光

トラップ中の原子に共鳴光を照射すると、二原子が結合し分子を形成する光会合現象が起こる。光会合により形成された分子は一定時間経過した後に崩壊し、トラップから逸脱する。このためトラップ中の原子数変化を測定することで光会合現象の観測が可能である。

トラップ中の原子集団に波長 556nm の光会合光を照射し、残った原子数を測定することで光会合分光を行った。分光では光会合光の周波数及び強度を変更しながら測定する。本研究では原子数を破壊測定である吸収撮像法を用いて測定しているため、光会合光のパラメータを変更するたびに、原子の冷却、輸送、光会合光の照射、原子数測定のサイクルを繰り返している。以後周波数や強度を変更しながら分光をしようとした場合にはこのような測定の繰り返しを意味する。

本章では、実験により得られた光会合分光のデータを示す。

4.1 光会合遷移の共鳴周波数の探索

光会合現象に関する各係数を測定するために、まず光会合遷移の起こる共鳴周波数を探索した。先行研究により一原子の $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移の共鳴周波数と光会合遷移の共鳴周波数との間の離調 Δ が求まっている [8]。その値をもとに、光会合遷移周波数の探索を行った。

はじめに $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移の共鳴周波数 (以後原子の共鳴周波数と呼ぶ) の探索を行った。 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移は MOT に用いている遷移であるため、光会合光の周波数を MOT 用のレーザー光源と同じ周波数に設定することで共鳴点を探す事ができる。我々の研究室では絶対周波数の基準として用いている ULE 共振器の反射信号にロックをすることで光源の周波数を固定している。光会合用光源の ULE 共振器のロックポイント及び AOM に印加する RF 周波数を MOT 用レーザー光源と同じにすることで原子の共鳴周波数に合わせることができる。実際には MOT 用のレーザー光は原子の共鳴周波数から負に離調をつけてあるため、今設定した値から少しづつ AOM に印加する RF 周波数を変更し光会合光の周波数を掃引しながらトラップ内原子数の測定を行うことで、離調のついていない原子の共鳴周波数を求めた。縦軸を光照射後のトラップ内原子数、横軸を光の周波数 (MHz) とすると、

グラフの形は共鳴周波数を中心としたローレンツ型の関数になる。原子の共鳴周波数についての原子数測定及びフィッティングの結果を示す。縦軸はトラップ内原子数、横軸は AOM に印加する RF 周波数である。光会合光の強度を $44\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 、照射時間を 8ms として測定をし、フィッティングは

$$N(\omega) = a - \frac{b \times w}{(\omega - c)^2 + w^2} \quad (4.1)$$

という関数形で行った。

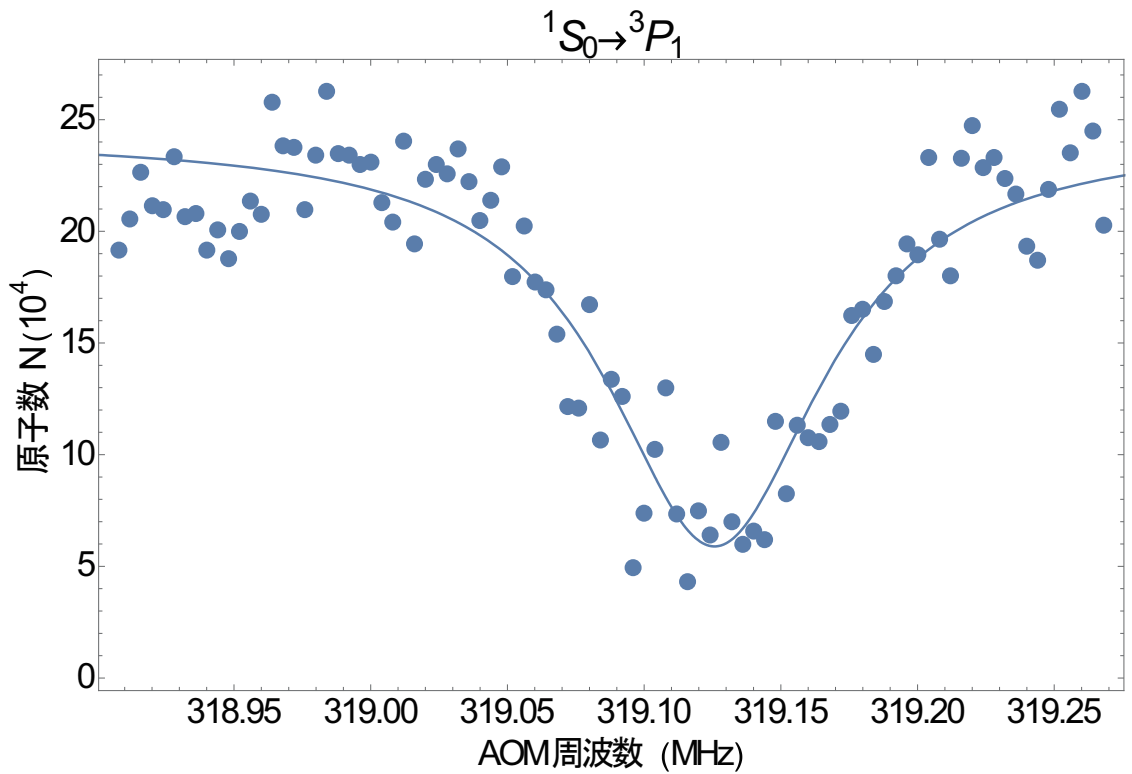


図 4.1: $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移のスペクトル

この結果より原子の共鳴周波数を与える RF 周波数が求まった。原子の共鳴点を探した後は、AOM を用いてレーザー光の周波数を掃引することで光会合遷移の共鳴周波数を探索した。実験パラメータについて、光会合光強度を $4.4\text{mW}/\text{cm}^2 \sim 270\text{mW}/\text{cm}^2$ 、照射時間を 10ms~100ms、原子集団の温度を $10\mu\text{K}$ として測定を行った。

離調 39.6MHz に位置する $v = 10$ の遷移から離調 462.9MHz に位置する $v = 15$ の遷移までの合計 6 本の光会合信号を取得した。原子数測定及びフィッティング

の結果を示す。縦軸は原子数、横軸は原子の共鳴周波数からの離調である。フィッティングは先程の原子の共鳴点の測定と同様に (4.1) 式で行った。

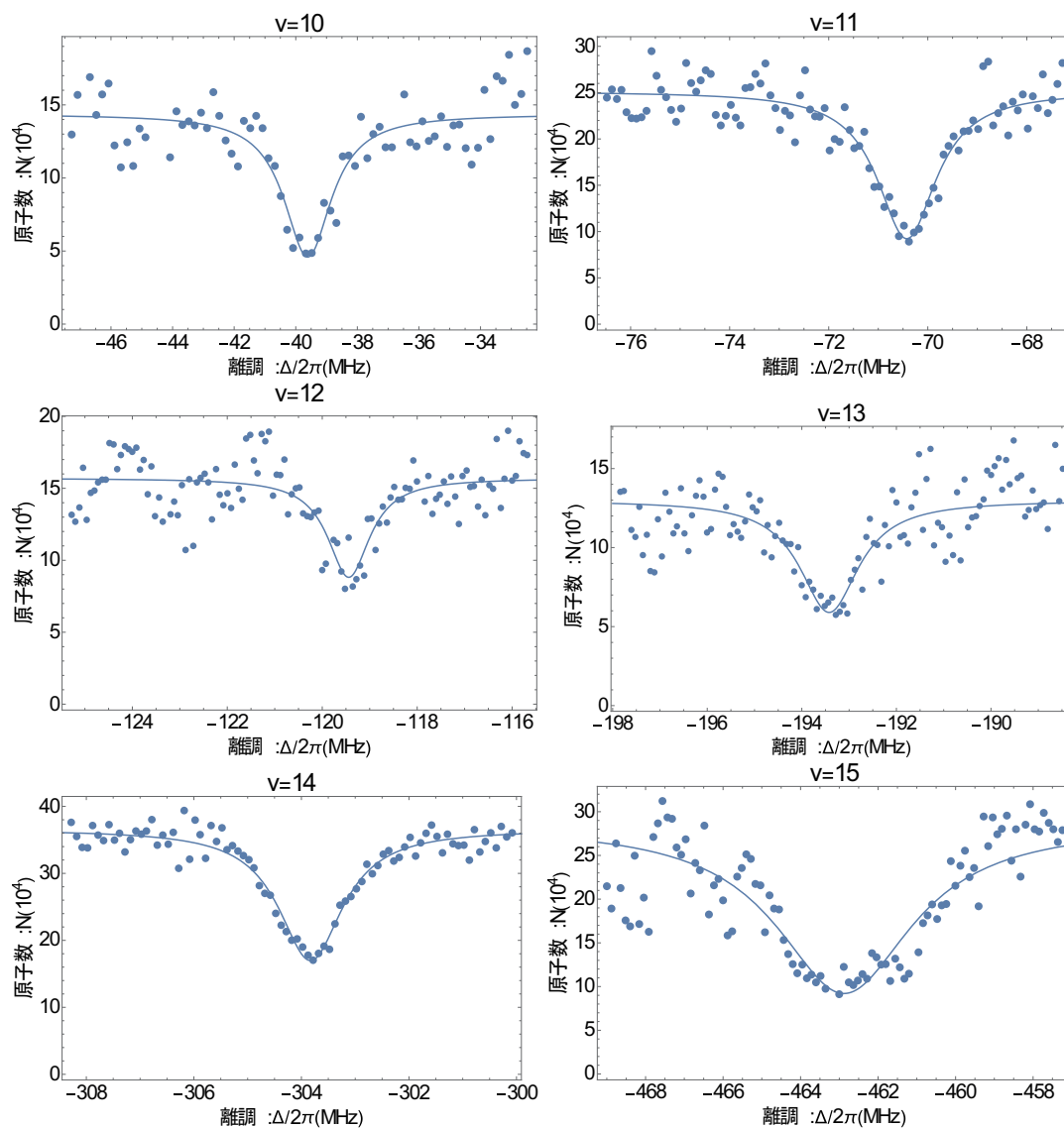


図 4.2: 各振動準位の光会合スペクトル

以上が全 6 本の遷移のスペクトルである。共鳴点における原子数は非共鳴点における原子数の半分以下にまで減少している。線幅はいずれも 1MHz のオーダーである。

以上の測定により各振動準位への光会合遷移の共鳴周波数を得た。値をまとめたものを示す。

振動準位	原子の共鳴周波数からの離調 ($\Delta/2\pi$)
10	-39.61MHz
11	-70.42MHz
12	-119.4MHz
13	-193.4MHz
14	-303.8MHz
15	-462.9MHz

4.2 光会合現象に伴う各定数の測定

前節 4.1 で述べた方法により光会合遷移の共鳴周波数を 6 つの振動準位について求めた。本研究の目的は、光格子のサイト内原子数の測定に適した光会合遷移を求めることである。このために光会合光に要求される条件については 2.4 で述べた。そこでの議論を考慮し、振動準位 $v = 13, 14, 15$ の遷移について測定を行うことにした。

実験で確認したいパラメータは一体ロスのレート係数 Γ と、二体ロスのレート係数 K である。これらの値が求まれば、光会合光を照射したときの原子数の振る舞いを計算することができる。共鳴周波数の探索においては、光会合光の強度と照射時間を一定にして周波数を掃引したが、係数を測定するためには、周波数を固定して光会合光の強度及び照射時間を掃引すればよい。周波数は 4.1 節で求めた振動準位 $v = 13, 14, 15$ への遷移周波数及び、非共鳴での値を調べるために光会合遷移から大きく離調を付けた周波数に合わせて以上の測定を行う。このようにして行った測定の結果を示す。

4.2.1 トラップ中原子の寿命

光会合光を照射せず、トラップに原子を保持する時間を変えて原子数変化を測定することでトラップに保持される原子の寿命 (一体ロスレート) を求めた。原子のトラップロスの機構が一体衝突のみであるとき、トラップ中原子数の時間変化は、

$$\begin{aligned}\dot{N}(t) &= -\Gamma_{\text{atom}}N(t) \\ N(t) &= N_0 e^{-\Gamma_{\text{atom}}t}\end{aligned}$$

で与えられる。ここで N_0 は初期の原子数、 Γ_{atom} はトラップ中原子のロスレートである。原子の寿命を τ_{atom} とすると $\Gamma_{\text{atom}} = 1/\tau_{\text{atom}}$ の関係にある。この式を用いることで、原子数の時間変化の測定結果からトラップ中原子の寿命が求められる。

トラップ中に原子を保持する時間を 0s から 30s の間に設定し、各保持時刻に対してトラップに残った原子数を測定した。この測定結果を見ると、はじめの約 1 秒間で急速に原子数が減り、その後、緩やかな原子数の減り方へと変わっていることが分かる。原子数の減衰の仕方が途中で変化したことから、トラップ中の原子は二つの機構による寿命を持っていると考えられる。現在の実験方法を踏まえると、一つは背景ガスとの衝突などによる所謂一体ロス、もうひとつは蒸発冷却であるとされる。原子集団をガラスセルに輸送した後、光会合光を照射し原子数を測定する前に、トラップ用の光強度を弱くすることでポテンシャルを浅くしている。このためトラップの中で高い温度を持っていた原子は、ポテンシャルが浅くなったことに起因してトラップから逸脱する。この蒸発冷却の機構により、原子ははじめの一秒間で急速にトラップから逸脱したと考えられる。このことを考慮し、実験結果を単純な指数関数でフィッティングするのではなく、二つの機構を取り入れた次の関数系でフィッティングを行った。

$$N(t) = N_0 [\alpha \exp(-\Gamma_{\text{atom}} t) + (1 - \alpha) \exp(-\Gamma_{\text{atom}} t) \exp(-\Gamma_{\text{eva}} t)] \quad (4.2)$$

N_0 は初期の原子数、 Γ_{atom} , Γ_{eva} はそれぞれ一体ロス、蒸発冷却によるロスのレート係数である。蒸発冷却の機構はトラップ中の全ての原子に働くのではなく、浅くなったポテンシャルよりも高いエネルギーを持っていた一部の原子にのみ働くためその割合を α で表現している。

原子数測定とフィッティングの結果を示す。グラフの縦軸は対数軸で原子数を、横軸はトラップの保持時間を表している。

$$\begin{aligned} N_0 &= (5.5 \pm 0.1) \times 10^5 \\ \Gamma_{\text{eva}} &= 1.0 \pm 0.6 \text{ s}^{-1} \\ \Gamma_{\text{atom}} &= (4.7 \pm 1.2) \times 10^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \alpha &= (7.0 \pm 0.9) \times 10^{-1} \end{aligned}$$

光格子系で実験を行う際には、蛍光画像の取得の際にトラップのポテンシャルを高くするため蒸発冷却の機構による原子のロスは起こらないので、蒸発冷却に関しては考えなくて良い。一体ロスのレート係数は $\Gamma_{\text{atom}} = 0.047 \text{ s}^{-1}$ 、すなわちトラップ中原子の寿命は約 20s であることが求まった。この時間は光会合光の照射時間である 10 ~ 100ms と比較して二桁以上長く、光会合分光及びサイト内原子数測定における原子の一体ロスは非常に少ないことが分かる。

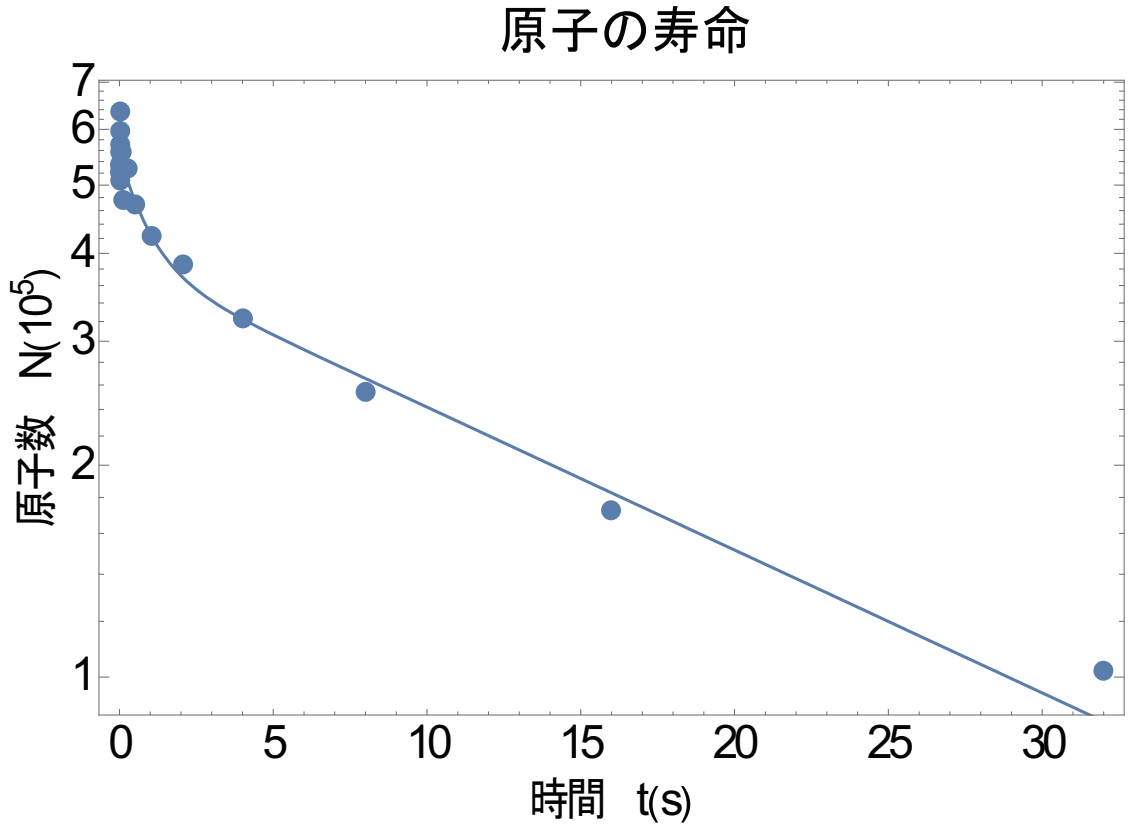


図 4.3: トラップ中原子の寿命

4.2.2 Photon Scattering による一体ロス

前節では光会合光を照射しない条件下におけるトラップ中原子の一体ロスレートの測定結果を説明した。光会合光を照射している際には、原子が光を吸収し反跳エネルギーを受け加熱されること (photon scattering) による一体ロスも起こる。本論文では背景ガスなどとの衝突による一体ロスと photon scattering による一体ロスを分けて考え、前者の係数を Γ_{atom} 、後者を Γ_{PS} と書くことにする。

光会合遷移周波数は原子の $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移の共鳴周波数と数百 MHz 程度の離調しかついておらず、かつ光会合光を飽和パラメータが $s_0 = 10^3$ から 10^4 のオーダーとなる強度で照射している。このような条件下では photon scattering による一体ロスが十分起こり無視できないため、このレートを原子数の測定により求める。

測定方法は前節 (4.2.1) で行ったトラップ中原子の寿命測定と同様である。光会合光の周波数と強度を一定にして、光の照射時間を変えながら、トラップに残った原子数を測定する。光会合光の周波数を原子の共鳴周波数からの離調を -232.8MHz ($\nu =$

13 への遷移周波数からの離調：-42.8MHz)、光強度を $1.3 \times 10^2 \text{ mW/cm}^2$ とした。光会合現象による二体のロスが起こると photon scattering による一体ロスのレートが測定できないため、 $\nu = 13$ への遷移周波数から約 40MHz の離調をとってある。4.1 節で示した光会合信号の線幅は 1MHz のオーダーであるため、共鳴周波数から 40MHz 以上の離調を付けることで光会合現象による二体ロスの寄与は十分少なくなると判断した。

以上の条件下で光会合光の照射時間を変えながら、トラップに残った原子数の測定を行った。測定及びそのフィッティングの結果を示す。横軸を光会合光の照射時間 $t(\text{s})$ として、縦軸に原子数を対数軸でプロットしてある。今回の測定においても、photon scattering による一体ロスの他に、蒸発冷却による原子数変化が見られたため、フィッティングの関数は、二つの機構による原子数の変化を取り入れた (4.2) 式を用いた。

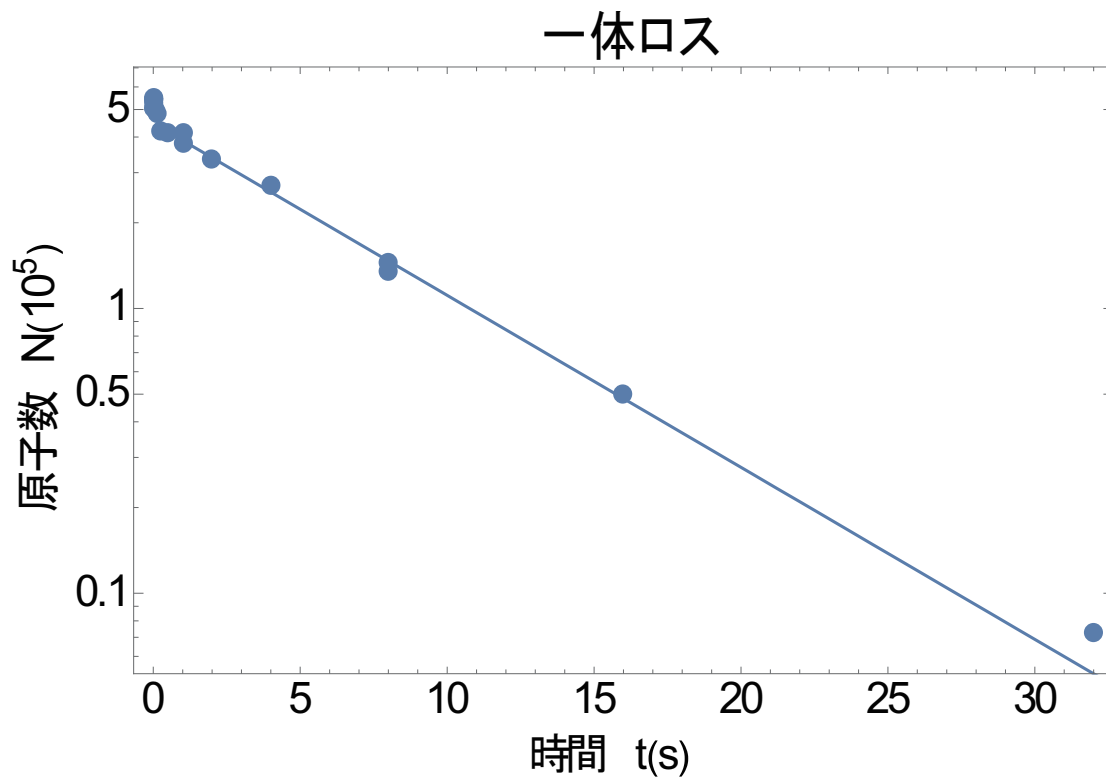


図 4.4: Photon Scattering による一体ロス

$$\begin{aligned}
N_0 &= (5.4 \pm 0.1) \times 10^5 \\
\Gamma_{eva} &= 6.6 \pm 3.4 \text{ s}^{-1} \\
\Gamma_{PS} &= (1.4 \pm 0.1) \times 10^{-1} \text{ s}^{-1} \\
\alpha &= (8.3 \pm 0.3) \times 10^{-1}
\end{aligned}$$

一体ロスレート Γ_{atom} と比較して photon scattering によるロスレート Γ_{PS} は大きくなっており、光の照射に起因するトラップからの逸脱が確認できる。Photon scattering が起こっているときの寿命は $\tau_{\text{PS}} = 7\text{s}$ である。

ところで今議論している photon scattering について、一秒間に原子が光を吸収するレート γ_p は2.4節において (2.13) 式で示したように、光強度 I と原子の共鳴周波数からの離調 Δ が分かっているならば計算で求めることができる。今の実験パラメータを代入すると $\gamma_p = 82.5\text{s}^{-1}$ と求まる。測定により求めた $\Gamma_{\text{PS}} = 0.14\text{s}^{-1}$ との比を取ると、

$$\begin{aligned}
\frac{\gamma_p}{\Gamma_{\text{PS}}} &= 594, \quad N_p \equiv \sqrt{\frac{\gamma_p}{\Gamma_{\text{PS}}}} = 24 \\
\exp\left[-\frac{\gamma_p}{N_p^2}t\right] &= \exp[-\Gamma_{\text{PS}}t]
\end{aligned}$$

となる。この計算は次のように解釈することができる。 γ_p は単位時間あたりの光子の吸収回数、 Γ_{PS} は実験で求めた原子の寿命の逆数である。両者の比は原子が光子を何回吸収するとトラップから逸脱するの量という量を表す。原子が受ける反跳エネルギーは吸収した光子の数の二乗に比例するため、 γ_p 、 Γ_{PS} の比の平方根 $N_p = 24$ が、トラップから逸脱するまでに原子の吸収する光子数を表している。24回の光子を吸収したとき原子が受けるエネルギー E_{re} を計算すると、温度に換算して $E_{re} \sim 100\mu\text{K}$ となる。現在実験を行っている光双極子トラップのポテンシャル深さも約 $100\mu\text{K}$ であることから、以上の測定結果は妥当であると考えられる。

4.2.3 光会合共鳴点における測定

ここまで光会合遷移の共鳴周波数から離調をつけた光周波数で分光を行い、トラップ中原子の一体ロスレート Γ_{atom} , Γ_{PS} を求めた。ここからは光会合光の周波数を振動準位 $v = 13, 14, 15$ への共鳴周波数に固定し測定を行うことで、光会合現象による二体ロスのレート係数 K を求める。

ここで光会合現象による二体ロスを含んだレート方程式を考える。一体、二体のロスを含んだ原子数密度の時間変化を表す微分方程式は

$$\dot{n}(t) = -2Kn^2(t) - \Gamma n(t) \quad (4.3)$$

で与えられ、この解は

$$n(t) = \frac{n_0 e^{-\Gamma t}}{1 + \frac{2n_0 K}{\Gamma} (1 - e^{-\Gamma t})} \quad (4.4)$$

である。光会合光を照射する場合、一体ロスレート Γ は前節で求めた Γ_{PS} と同じく秒のオーダー $\Gamma \sim 1\text{s}^{-1}$ となる。一方 2.2.1 節で示した光会合レート K の値を与える理論式から値を概算すると、初期密度 n_0 との積 $n_0 K$ は計算によると $n_0 K \sim 100\text{s}^{-1}$ となる。この結果を見ると光会合による二体のロスレートの方が大きいため、原子数変化に対して支配的であるのは二体ロスであると考えられる。このことを踏まえ、(4.3)、(4.4) 式において Γ が十分小さく無視できるという近似を用いることにするとレート方程式及びその解は

$$\dot{n}(t) = -2K n^2(t) \quad (4.5)$$

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + 2n_0 K t} \quad (n_0 \text{ は初期の原子数密度}) \quad (4.6)$$

となる。(4.6) は微分方程式 (4.5) を解く、または (4.4) 式において

$$e^{-\Gamma t} = 1 - \Gamma t + \mathcal{O}((\Gamma t)^2)$$

と展開することで得られる。

(4.6) の両辺を初期の原子数密度 n_0 で割ると

$$\begin{aligned} \frac{n(t)}{n_0} = \frac{N}{N_0} &= \frac{1}{1 + 2n_0 K t} \quad (N_0 \text{ は初期の原子数}) \\ &\equiv \frac{1}{1 + 2\kappa t} \quad (\kappa \equiv n_0 K) \end{aligned} \quad (4.7)$$

と書けるため、原子数密度を使わなくても、実験により測定した原子数で議論をすることができる。この章では二体ロスのレート係数 K の代わりに κ を用いてフィッティング等の計算を行う。いずれの測定においても初期の原子数密度 n_0 は大きく変化しておらず、 K と κ はほぼ一対一の対応である。

以上を踏まえて、光会合遷移の共鳴点における原子数変化の時間依存性を調べる。4.1 節において各振動準位に対する光会合遷移の共鳴周波数を求めた。各共鳴周波数に光会合光の周波数を合わせてトラップ中の原子に照射することで各振動準位への遷移について測定をすることができる。光強度を $1.3 \times 10^2 \text{mW/cm}^2$ 、照射時間を $0 \sim 1\text{s}$ の間で変えながらトラップ中原子数の測定を行った。

振動準位 $v = 13, 14, 15$ の三つの遷移についての測定及びフィッティングの結果を示す。各測定点における原子数 N を光会合光を照射しない場合 ($t = 0$) の原子数 N_0 で割ることで規格化してある。縦軸は対数軸で規格化された原子数 N/N_0 、横軸は光会合光の照射時間 t を表している。(4.7) 式において、フィッティングパラメータを $\kappa \equiv n_0 K$ として測定結果のフィッティングを行った。

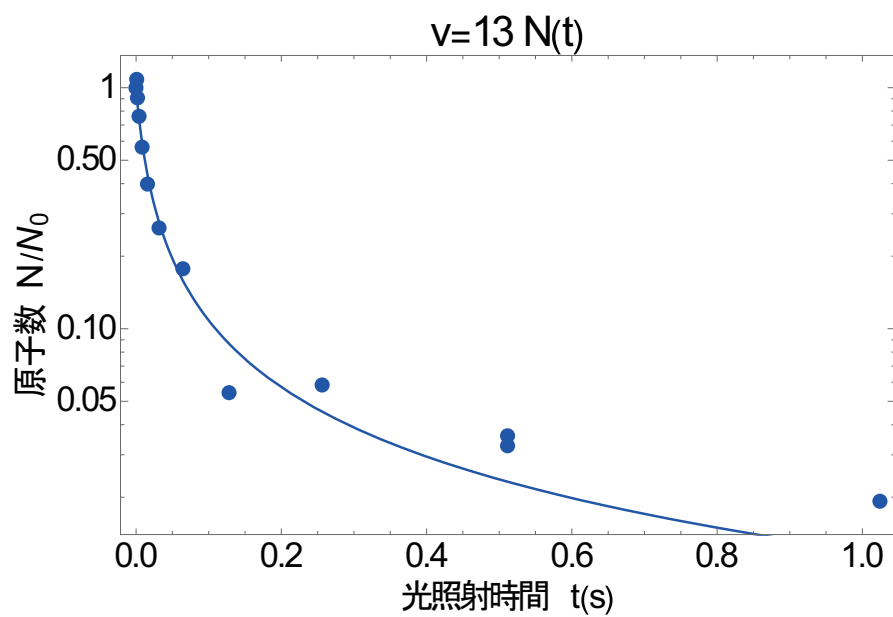


図 4.5: $v=13$ 光会合光照射時間依存性

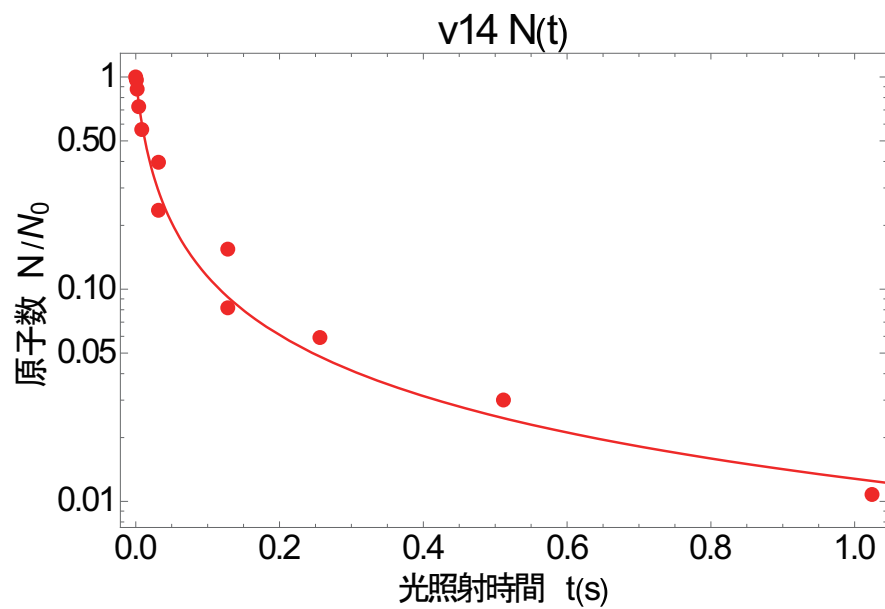
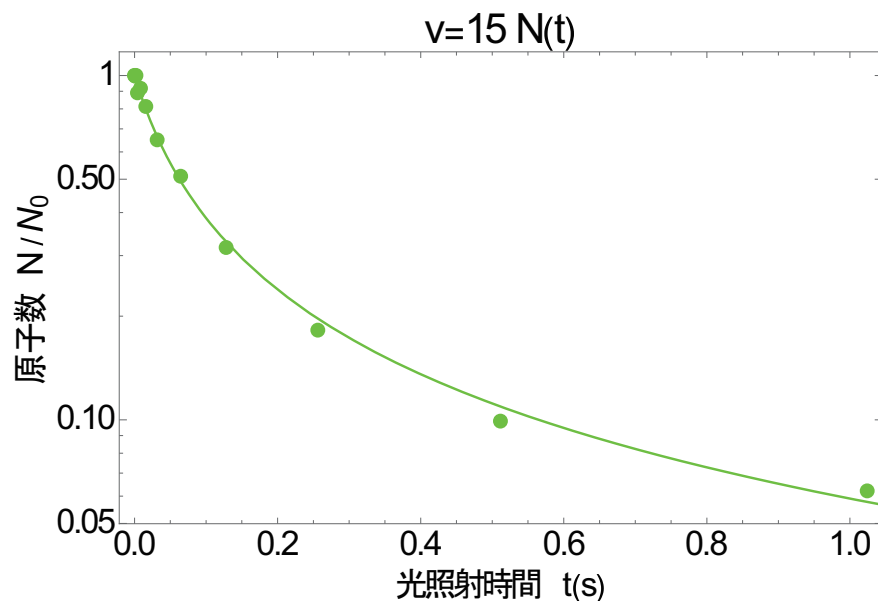


図 4.6: $v=14$ 光会合光照射時間依存性

図 4.7: $v=15$ 光会合光照射時間依存性

この結果を見ると光会合による二体ロスを仮定した (4.7) によく従っていることが分かる。一体ロスのみを仮定した場合の原子数変化は指数関数

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t} \quad (4.8)$$

で与えられるが、実験結果はこの関数形に従っていない。このことから確かに光会合による二体ロスによりトラップ内の原子数が減少していることが確認できる。この実験結果のフィッティングから強度 $1.3 \times 10^2 \text{ mW/cm}^2$ におけるレート κ が得られた。各振動準位に対してのレート κ の値は以下のとおりである。

振動準位 v	13	14	15
光会合レート κ	41.2 s^{-1}	38.6 s^{-1}	7.97 s^{-1}

いずれの測定においても初期の原子数は 4×10^5 個と等しく初期の原子数密度 n_0 は変化していない。したがって振動準位間の κ の大きさの違いは光会合ロスのレート係数 K の違いを意味している。 $v = 13$ への遷移によるロスレートが最も大きく、 $v = 15$ が最も小さいという結果は、2.4 節で立てた Franck-Condon Factor の振る舞いの予測と一致している。

4.2.4 光会合レートの光強度依存性

本節では光会合レート K の光強度依存性について述べる。光会合レート $K(I)$ は光強度の弱い領域では線形に振る舞うことが知られている。光強度を強くするに従い飽和が起こり強度を上げてても光会合レート $K(I)$ が上昇しなくなる領域が存在する。さらに光強度を強くすると光会合レートの値は小さくなる。このように光会合レート K は光会合光の強度 I に依存して値が変わる。本研究では二つの理由により光会合レートの光強度依存性を調べる。一つ目の理由は弱い光強度でも光会合レート K が飽和する遷移を探すためである。2.2.1 節で述べたように、光強度の弱い領域では光会合レート $K(I)$ は強度に比例するが、その傾きは各振動準位に特有の Franck-Condon Factor によって異なる。光会合現象によるロスを多くするためにあまりにも強い光強度が必要ならば、photon scattering による一体ロスの寄与が強くなってしまうためサイト内の原子数測定には不適である。したがって二体ロスのレート係数、より正確には Franck-Condon Factor の大きい遷移を探索することが一つ目の理由である。もう一つの理由は、サイト内原子数測定に適した光会合光のパラメータを決めるための情報を得るためである。光格子各サイトの原子数を測定するためには、各サイトで光会合は確実に起こり、どのサイトでも photon scattering による一体のロスを起こしたくない。光強度が弱いと photon scattering によるロスが起こらない代わりに光会合も起こらない。反対に光強度が強すぎると、光会合は起こりやすくなるが、photon scattering によって一つの原子しか占めていないサイトの原子もトラップから逸脱してしまう。つまり光会合光は強すぎても弱すぎても問題があり、ある適した強度が存在する。これを決めるためには、 $K(I)$ の I に対する応答を知っている必要がある。以上の理由により、光会合レートの強度依存性を測定する。

光会合光の周波数を 4.1 節で求めた共鳴周波数に合わせてトラップ中の原子に 10ms 照射する。光強度を変えながらトラップに残った原子数を測定し、各光強度 I に対するレート $\kappa(I)$ を求める。光会合による原子数変化を表す (4.7) 式

$$\frac{N(I)}{N_0} = \frac{1}{1 + 2\kappa(I)t}$$

を $\kappa(I)$ について解いた式

$$\kappa(I) = \frac{1 - \frac{N(I)}{N_0}}{2t \frac{N(I)}{N_0}} \quad (4.9)$$

に測定値を代入することで光会合レート $\kappa(I)$ を得る。

はじめに $v = 13$ について光強度が $0 \sim 100 \text{ W/cm}^2$ の範囲で測定を行った。その結果を示す。各測定点の原子数を光会合光を照射しないときの原子数 N_0 で割る

ことで規格化してある。縦軸は規格化された原子数 $N(I)/N_0$ 、横軸は光強度 I を表す。

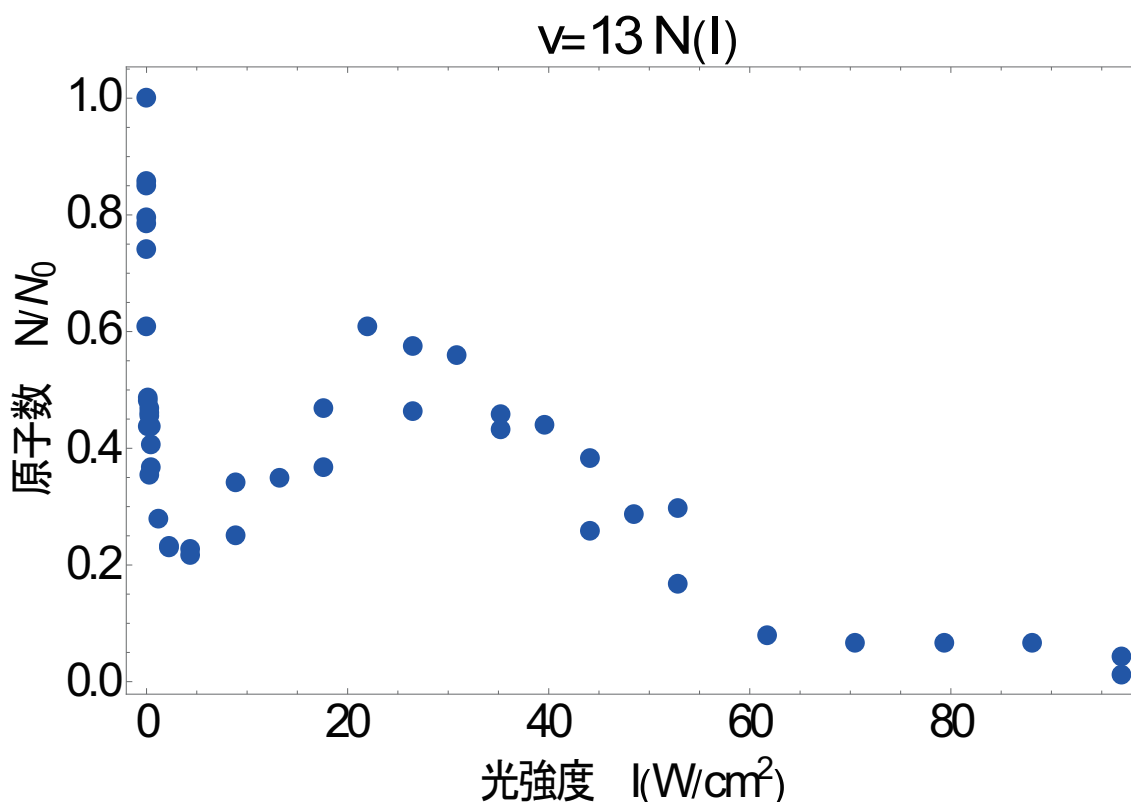


図 4.8: $v=13$ 光会合光強度依存性

この結果を見ると原子数変化は光強度に対して単調に変化していない。光強度が $0 \sim 5 \text{ W}/\text{cm}^2$ の領域ではトラップ中原子数は単調に減少しており、光強度が増すにつれて光会合レート $K(I)$ が大きくなることが分かる。光会合光が $5 \text{ W}/\text{cm}^2$ のあたりで原子数は極小値をとっており、それ以上光強度を増やした場合には原子数は増加していることが見て取れる。これは光強度が $5 \text{ W}/\text{cm}^2$ のあたりで光会合レート $K(I)$ が飽和し、それよりも強い光強度ではレートが減少することを示している。さらに光強度を強くすると再び原子数は減少し、 $60 \text{ W}/\text{cm}^2$ に達したあたりからトラップ中の原子はほぼ存在しなくなる。これは光強度が非常に大きい領域では photon scattering による一体ロスの影響が大きくなり、原子がほぼ全てトラップから逸脱したのだと説明できる。

最後に述べた photon scattering による一体ロスを検証するために、光会合遷移から離調をつけ光会合光の強度を $90\text{W}/\text{cm}^2$ まで強くしていき原子数の減少を測定した。原子の共鳴点からの離調を -268MHz ($\nu = 13$ への遷移周波数からの離調 -78MHz)、照射時間を 10ms として、光強度を変えながら原子数を測定した結果を示す。縦軸は規格化した原子数 $N(I)/N_0$ 、横軸は光強度 I を表す。また一体ロスによる原子数変化

$$N(I, t) = N_0 e^{-\Gamma(I)t}$$

を $\Gamma(I)$ について解いた次式

$$\Gamma(I) = -\frac{1}{t} \ln \frac{N(I, t)}{N_0}$$

から各光強度における一体ロスレート $\Gamma(I)$ を計算した。縦軸を $\Gamma_{\text{PS}}(\text{s}^{-1})$ 、横軸を光強度 $I(\text{mW})$ としたグラフを示す。

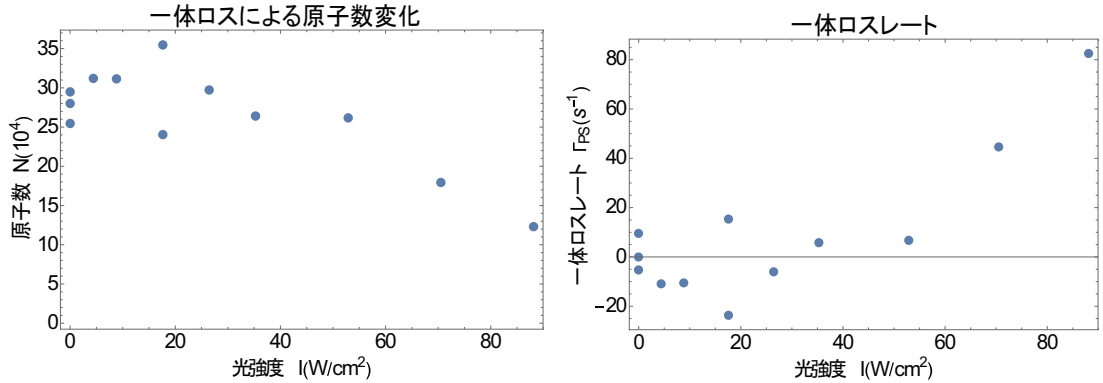


図 4.9: 一体ロスの強度依存性

光の照射時間が 10ms のとき $50\text{W}/\text{cm}^2$ あたりまでは photon scattering による一体ロスはほぼ観測できない。しかし光強度がそれより強くなると原子数の減少が見られる。光強度が $90\text{W}/\text{cm}^2$ においては $\Gamma_{\text{PS}} = 80\text{s}^{-1}$ と非常に大きなロスレートとなっており先ほどの図 4.2.4 の結果が説明できる。

また光強度が強くなると photon scattering の寄与以外に AC シュタルクシフトの効果を考えなくてはならない。強い電場がかかると原子の基底状態と励起状態間のエネルギー差が変化するため、遷移周波数も変化する。光強度 $22\text{W}/\text{cm}^2$ の場合にシュタルクシフトを計算すると周波数単位で約 2.5MHz マイナスにシフトするため、光会合光の周波数は遷移の共鳴周波数からずれていることが予想される。

以上の理由により今の測定方法では、光強度の強い領域における正確な光会合ロスのレート係数 K の値が求まらない。現在の照射時間での一体ロスの量、及びシュタルクシフトと光会合スペクトルの線幅の大きさを考慮し、レーザー光の強度が 4.5 W/cm^2 までの結果をレート係数 K の値として信頼する。

$v = 13, 14, 15$ について光強度 I 対レート $\kappa(I) = n_0 K$ の結果を示す。 κ は上で説明したように (4.9) 式を用いて求める。縦軸を κ 、横軸を光強度 I とした。

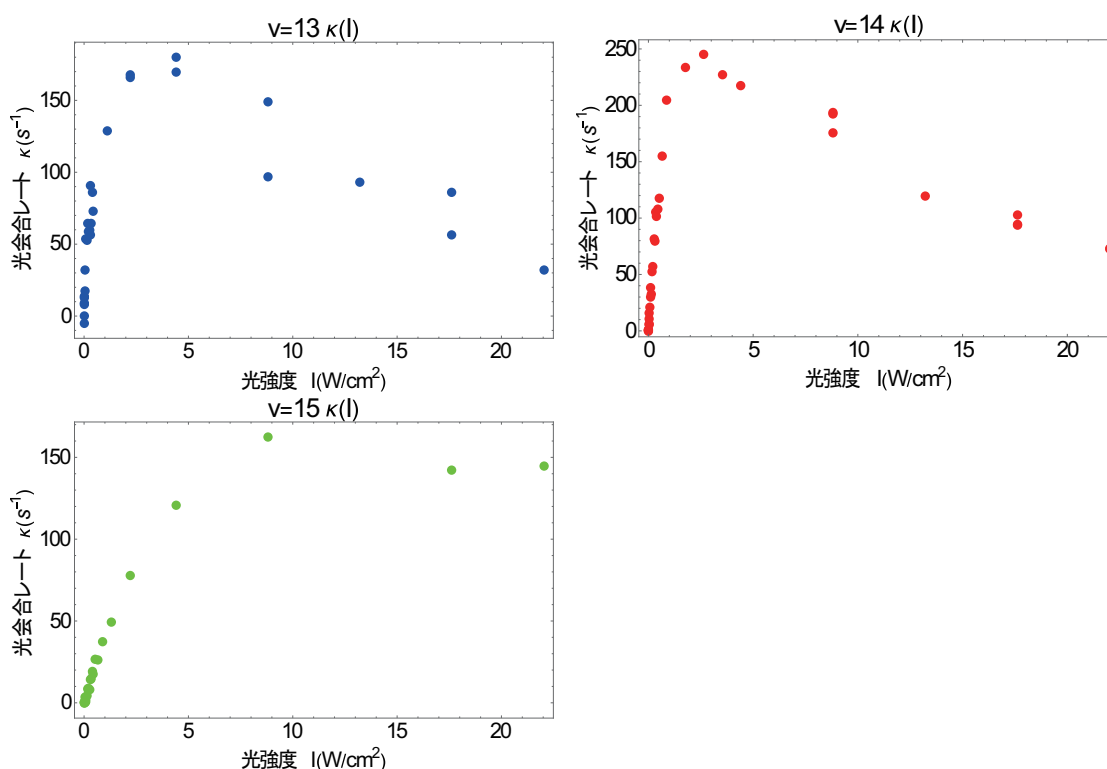


図 4.10: 各振動準位に対する光会合レート

強度の弱い領域ではレート $\kappa(I)$ は強度に比例して増えていき、ある強度に達すると非線形に振るまい飽和していく様子が確認できる。レート κ の大きさを振動準位間で比較すると、 $v = 13$ と 14 はあまり変わらず、 $v = 15$ が他の二つに比べて小さな値となることが分かる。

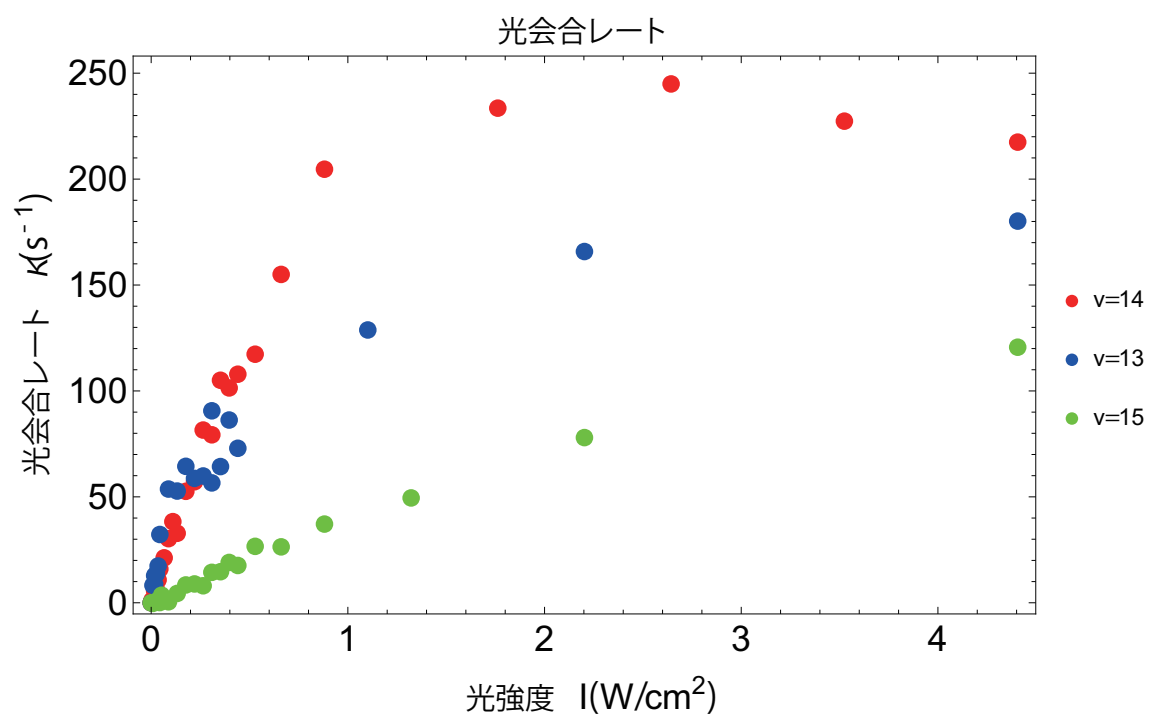


図 4.11: 振動準位間の光会合レートの比較

第5章 実験パラメータの決定

4章では、分光を行った結果から一体ロスのレート Γ 及び光会合ロスのレート κ を求めた。本章ではその結果を用いて、光格子系で各サイトの原子数測定に適した実験パラメータを決める。

光格子各サイトの原子数測定を行うためには

- 二つの原子が占めるサイトでは確実に光会合を起こす
- Photon scattering による一体ロスが起こらない

という条件が課される。この条件を定量的に評価するために二体ロスによる原子数変化と一体ロスによる原子数変化の比を取り、その値が最大になるパラメータを求める。この方法で適切な振動準位、光強度、照射時間を決定する。

5.1 遷移周波数

サイト内の原子数測定に適する振動準位を考える。光会合光に要求される条件を満たすためには、光の周波数が原子の共鳴周波数から十分離れており、かつ光会合レートが大きい光会合遷移を用いると良い。

本研究では振動準位 $v = 13, 14, 15$ への光会合遷移に関して光会合レート K を測定した。一体ロスを抑制するために少なくとも 200MHz 程度の離調が必要であると考え、 $v = 13$ よりも原子の共鳴点に近い周波数の遷移は除外した。また現在の周波数領域における基底状態波動関数の形から、離調が大きくなるほど Franck-Condon Factor は小さくなることが予想されていた。レート $\kappa(I)$ の測定結果から、強度が弱い領域では確かに離調が大きくなるほど $\kappa(I)$ が小さくなっていることが確認できる。 $v = 15$ の遷移において $\kappa(I)$ の値の減少が確認できたため、この遷移までで探索を終了した。

4.2.4 節の結果から最適な振動準位を選択する。まず $v = 13$ と $v = 14$ への遷移を比較する。図 4.2.4 を見ると、 $\kappa(I)$ が I に比例する領域では $v = 13$ と 14 との間で光会合レート $\kappa(I)$ はほぼ変わっておらず、 $\kappa(I)$ が飽和する領域まで含めると最大値は $v = 14$ の方が大きな値となっている。一方 Photon scattering の効果を考える

と、原子の共鳴周波数からの離調が大きい $v = 14$ の遷移のほうが一体ロスは起こりにくい。以上より、 $v = 13$ と比較して $v = 14$ の方が光会合レートが大きくかつ一体ロスが少ないため、より適しているのは振動準位 $v = 14$ への遷移であると判断する。

続いて $v = 14$ と 15 の遷移を比較する。図 4.2.4 を用いて光会合レートを比較する。 $\kappa(I)$ が線形に振る舞う光強度が弱い領域を比較する。測定結果を線形フィッティングすると次のようになる。

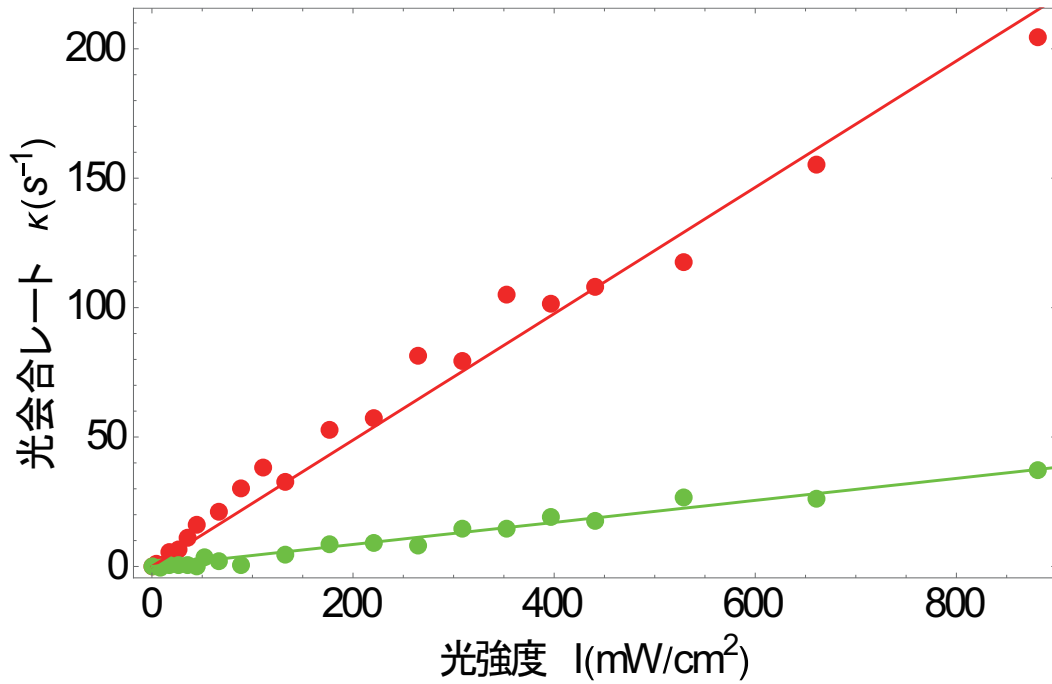


図 5.1: 光会合レートの線形フィッティング

振動準位 v	14	15
傾き ($\text{cm}^2/(\text{s} \cdot \text{mW})$)	0.24	0.043

傾きの比を取ると 5.7 倍となり、同じ光強度を照射した場合では $v = 14$ 遷移の方が 5.7 倍レート K が大きいことが分かる。

$$R_{\kappa} \equiv \frac{\kappa_{v=14}}{\kappa_{v=15}} = 5.7$$

一方で photon scattering による一体ロスのレートを計算する。Photon scattering による一体ロスレート Γ_{PS} は単位時間あたりに光子を吸収する回数 γ_p に比例する

ためこちらで考える。 γ_p は

$$\gamma_p = \frac{\frac{\gamma_e}{2} \frac{I}{I_s}}{1 + \frac{I}{I_s} + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2} = \frac{\gamma_e}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2}$$

で与えられるのであったが、今の実験パラメータは $s_0 \sim 10^4$ 、 $(2\Delta/\gamma_e)^2 \sim 10^6$ 、 $(1 \ll s_0 \ll (2\Delta/\gamma_e)^2)$ であるので $v = 14, 15$ についての γ_p の比は主に原子の共鳴周波数からの離調 Δ の比の二乗で決まる。 $v = 14$ 遷移の離調は $\Delta_{v=14}/2\pi = -303.8\text{MHz}$ 、 $\Delta_{v=15}/2\pi = -462.9\text{MHz}$ であるから、 γ_p の比は 2.3 となる。

$$R_{\gamma_p} \equiv \frac{\gamma_{p,v=14}}{\gamma_{p,v=15}} = \left(\frac{462.9}{303.8}\right)^2 = 2.3$$

$v = 14$ ほうが $v = 15$ よりも二体ロスレート κ と一体ロスレート γ_p がともに大きい、その変化量を比較すると

$$\frac{R_{\kappa}}{R_{\gamma_p}} = 2.4 > 1$$

である。つまり $v = 15$ と比較して、 $v = 14$ の方が原子の共鳴点に近いことによる γ_p の増加量よりも光会合レート κ の増加量のほうが大きい。よって一体ロスと比較して光会合による二体ロスが多い遷移は振動準位 $v = 14$ への遷移であることが分かる。

以上より、光会合遷移による二体ロスと photon scattering による一体ロスの比が最も大きいのは $v = 14$ の遷移であることが求まった。この結果から光格子各サイトの原子数測定に適した遷移は原子の共鳴周波数から 303.8MHz 離れた振動準位 $v = 14$ への光会合遷移であると結論付ける。

5.2 光強度及び照射時間

本節では最適な光会合光の強度と照射時間を決定する。一体ロスによる原子数変化と二体ロスによる原子数変化は共に光強度と照射時間に依存する。各機構による原子数変化の比を各強度、照射時間について計算する。各機構による原子数変化は

$$n_1(I, t) \equiv \frac{N_1(I, t)}{N_0} = e^{-\Gamma t} \quad (5.1)$$

$$n_2(I, t) \equiv \frac{N_2(I, t)}{N_0} = \frac{1}{1 + 2n_0 K t} = \frac{1}{1 + 2\kappa t} \quad (5.2)$$

に従う。これらの計算を行うために光格子ポテンシャルにおけるレート Γ と κ の値を確認しておく必要がある。

本研究で光会合分光を行った光双極子トラップのポテンシャルと二次元光格子ポテンシャルの間ではポテンシャル深さと原子数ピーク密度の値が異なっており、各値は次のとおりである。

	光双極子トラップ	光格子
ポテンシャル深さ	100 μ K	130 μ K
ピーク密度	10 ¹⁴ cm ⁻³	10 ¹⁷ cm ⁻³

5.2.1 光格子系におけるロスレート

Photon scattering による一体ロスのレート

光格子中での photon scattering による一体ロスのレート係数 Γ の値を求める。4.2.2 節において原子の共鳴点からの離調 $\Delta_{\text{EXP}}/2\pi = -232.8\text{MHz}$ 、強度 $I_{\text{EXP}} = 1.3 \times 10^2 \text{mW/cm}^2$ のパラメータでレートを測定し、一体ロスレート $\Gamma_{\text{PS}} = 0.14\text{s}^{-1}$ を得た。

この値はポテンシャル深さ、原子の共鳴点からの離調、光強度によって変わるため補正する必要がある。はじめにポテンシャル深さの寄与を考える。一体ロスは photon scattering により受ける反跳エネルギー E_{re} がポテンシャル深さを上回ったときに起こり、その反跳エネルギー E_{re} は吸収した光子の数 N_p の二乗に比例する。このモデルで一体ロスを考えると一体ロスレート Γ はポテンシャル深さの平方根に反比例することになる。したがって光双極子トラップポテンシャルと光格子ポテンシャルにおける一体ロスレートの比は

$$\frac{\Gamma_{\text{LATTICE}}}{\Gamma_{\text{ODT}}} = \sqrt{\frac{V_{\text{ODT}}}{V_{\text{LATTICE}}}} = \sqrt{\frac{100}{130}} = 0.877$$

である。ここで V_{ODT} , V_{LATTICE} はそれぞれ光双極子トラップポテンシャル、光格子ポテンシャルの深さを表す。

続いて離調と光強度の違いによる補正を考える。原子が単位時間あたりに光を吸収する回数は

$$\gamma_p = \frac{\frac{\gamma_e}{2} \frac{I}{I_s}}{1 + \frac{I}{I_s} + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2} = \frac{\gamma_e}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)^2}$$

で表される。今の状況では $s_0 \ll \left(\frac{2\Delta}{\gamma_e}\right)$ であるから、 Γ の絶対値に支配的であるのは離調 Δ の大きさであり、かつ光強度 I に対しては線形に振る舞うとして考える。原子の

共鳴周波数から振動準位 $v = 14$ への遷移周波数の離調は $\Delta_{v=14}/2\pi = -303.8\text{MHz}$ であることを踏まえ、光強度 I を mW/cm^2 の単位で表すことにすると光格子ポテンシャル中の原子の一体ロスレート Γ は次のようになる。

$$\begin{aligned}\Gamma(I) &= \Gamma_{\text{PS}} \times \frac{\Gamma_{\text{LATTICE}}}{\Gamma_{\text{ODT}}} \times \left(\frac{\Delta_{\text{EXP}}}{\Delta_{v=14}} \right)^2 \times \left(\frac{I}{I_{\text{EXP}}} \right) \\ &= 0.14 \times 0.877 \times \left(\frac{232.8}{303.8} \right)^2 \times \left(\frac{I}{130} \right) s^{-1} \\ &= 7.2 \times 10^{-2} \times \left(\frac{I}{130} \right) s^{-1}\end{aligned}\tag{5.3}$$

二体ロスレート

4.2.4 節で FORT 中の原子の二体ロスレート $\kappa = n_0 K$ を求めた。光格子ポテンシャル中では密度 n_0 が変わるためその補正をする必要がある。しかし、実際に計算を行うと光会合光の最適なパラメータを決定する上では今の段階で κ の補正をする必要がないため、はじめは光格子中の原子集団を考える際にも 4.2.4 節で求めた結果を用いることにする。

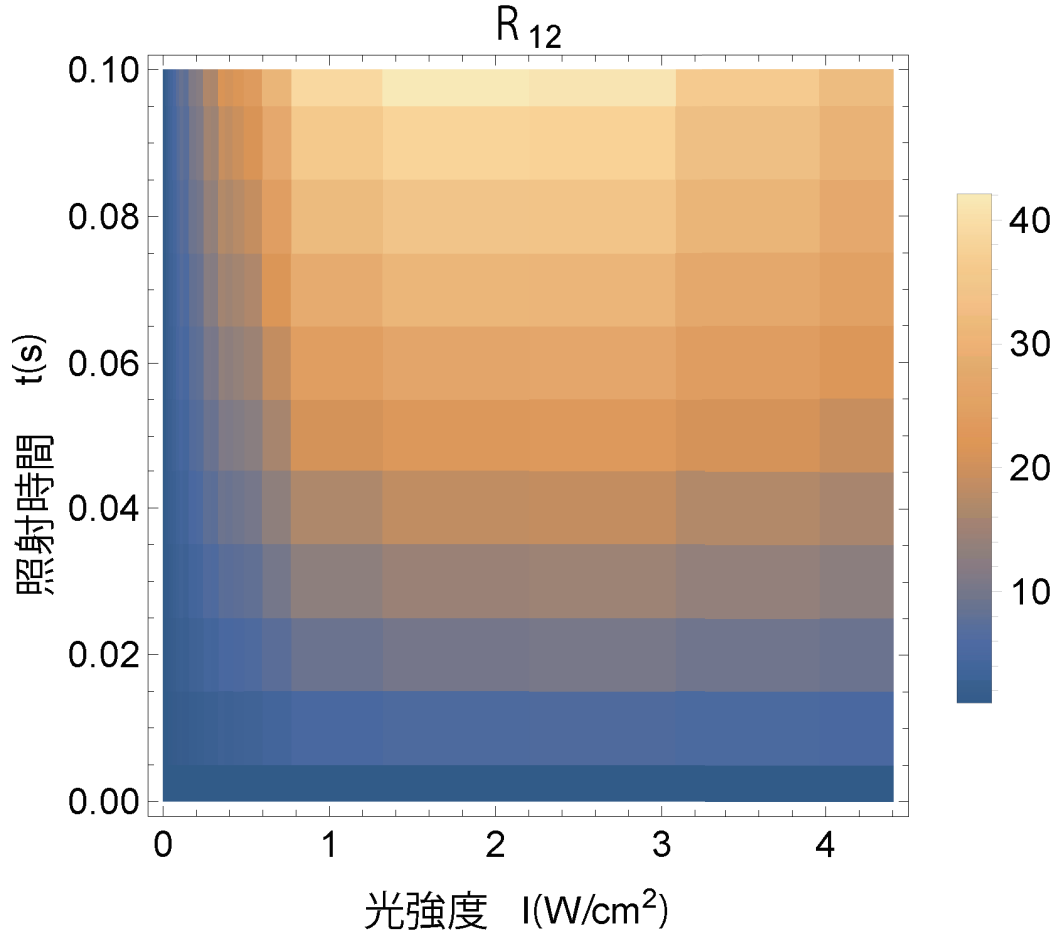
5.2.2 $n_1(I, t)$ と $n_2(I, t)$ の比

ここまでで光会合光を照射したときのトラップ中の原子数変化を計算するのに必要な係数は求まった。本章のはじめに述べたように、光会合遷移による二体ロスと photon scattering 等による一体ロスの比が最も大きくなるパラメータが各サイトの原子数測定に適していると判断する。(5.1)(5.2) 式で示した一体及び二体ロスによる原子数変化 $n_1(I, t)$, $n_2(I, t)$ に係数 Γ, κ を代入して光強度 I と照射時間 t に対してどのように振る舞うのかを計算した。一体ロスによる変化量 $n_1(I, t)$ と二体ロスによる変化量 $n_2(I, t)$ の比、

$$R_{12}(I, t) \equiv \frac{n_1(I, t)}{n_2(I, t)}\tag{5.4}$$

を計算しその値が最大になる (I, t) を求めることにした。

各 I, t について $R_{12}(I, t)$ をプロットした図を示す。ここで I は二体ロスレート κ が飽和しかつ実験結果の信頼できる $4.5\text{mW}/\text{cm}^2$ まで、 t は 100ms までをプロットしてある。光強度 I については実験で測定を行った値、時間 t は連続的な値を用いて計算を行った。

図 5.2: $R_{12}(I, t)$ のプロット

この計算結果の振る舞いを見る。はじめに各照射時間に対して最適な強度を求める。現在の離調 -303.8MHz においては一体ロスのレート Γ の方が二体ロスのレート κ よりも小さい。よって照射時間が短い場合には一体ロスがほぼ無視できるため、光強度を強くして κ を大きくしたほうが $R_{12}(I, t)$ の値が大きくなる。しかし照射時間が長くなると、一体ロスによる原子数変化 $n_1(I, t)$ は指数関数的に増えるためその寄与が無視できなくなってくる。このときは κ の値を少し小さくしてでも、光強度を弱くして photon scattering を抑制したほうが $R_{12}(I, t)$ は大きな値をとる。計算結果を見ると $t = 70\text{ms}$ までは κ が最も大きな値となる $I = 2.6\text{W/cm}^2$ のとき $R_{12}(I, t)$ が最大となるが、それよりも照射時間を伸ばしたときに $R_{12}(I, t)$ を最大とする光強度は $I = 1.8\text{W/cm}^2$ となっている。しかしいずれにせよこの光強度は κ が飽和している強い領域であるため、一体ロスの抑制を考える必要はなく、 κ を最大にする光強度で照射すれば良いことが分かる。照射時間が $t = 500\text{ms}$ の

ように長くすると一体ロスの寄与が大きくなってくるため、 $\kappa(I)$ が飽和しているような領域ではなく強度 I に対して線形に振る舞う領域で $n_{12}(I, t)$ が最大となる。

照射時間の依存性を見る。 Γ が小さいために $t < 100\text{ms}$ の範囲では二体ロスの増加量のほうが一体ロスよりも多くなっており照射時間が長いほど $R_{12}(I, t)$ は大きくなることが確認できる。

以上より光会合による二体ロスの原子数変化と photon scattering による一体ロスの原子数変化の比を最大にする光強度と照射時間が $I = 1.8\text{W}/\text{cm}^2, t = 100\text{ms}$ であることが求まった。

5.3 光会合パラメータの決定

サイト内原子数測定に適した光会合光の実験パラメータを決定する。5.2.2 節での議論では一体ロスと二体ロスの比 $R_{12}(I, t)$ が最も大きくなるパラメータを計算した。この比が大きいということは、原子数測定の際に一つの原子が占めていたサイトと二つの原子が占めていたサイトの間のコントラストを決めるので大きいほうがよいと考えた。この条件に加えて一体ロスの起こる確率及び二体ロスの起こる確率そのものに閾値を設ける。今回は一体ロスの起こる確率を 5% 以下に抑えかつ二体ロスの起こる確率を 95% 以上にするという条件を課すことにする。この条件を課すことで、単にコントラストが良いだけでなく、一回一回の測定における原子数の評価の信頼性が高くなる。

以上の考えに基づき一体ロスと二体ロスの起こる確率を計算する。 $n_1(I, t), n_2(I, t)$ の値は光会合光照射後にトラップ中に残る原子の割合を表していたが、光格子ポテンシャル中ではこの値を個々のサイト内の原子がロスを起こす確率と解釈し直すことにする。つまり今の場合には

$$n_1(I, t) > 0.95 \quad \wedge \quad n_2(I, t) < 0.5 \quad (5.5)$$

を満たす (I, t) を求めればよい。この計算を行うにあたり

$$n_2(I, t) \equiv \frac{N_2(I, t)}{N_0} = \frac{1}{1 + 2n_0 K t} = \frac{1}{1 + 2\kappa t}$$

式の初期密度 n_0 が光双極子トラップポテンシャルと光格子ポテンシャルとで異なることを考慮する必要がある。ピーク密度の値を比較すると光格子ポテンシャル中では光双極子トラップ中と比較して 10^3 倍である。しかしどのサイトにおいても常にこのピーク密度で二原子が詰まっているとは限らない。このため n_0 の比を単純にピーク密度の比であるとするのは止め、平均的に密度は 10 倍違うと仮定して計算を行うこととした。

$$10 \times n_{0:\text{ODT}} = n_{0:\text{LATTICE}} \quad (5.6)$$

一体ロスが5%以下かつ二体ロスが95%以上となる条件を満たす領域を明示した図を示す。黒の実線で囲まれた領域内でこの条件が満たされる。

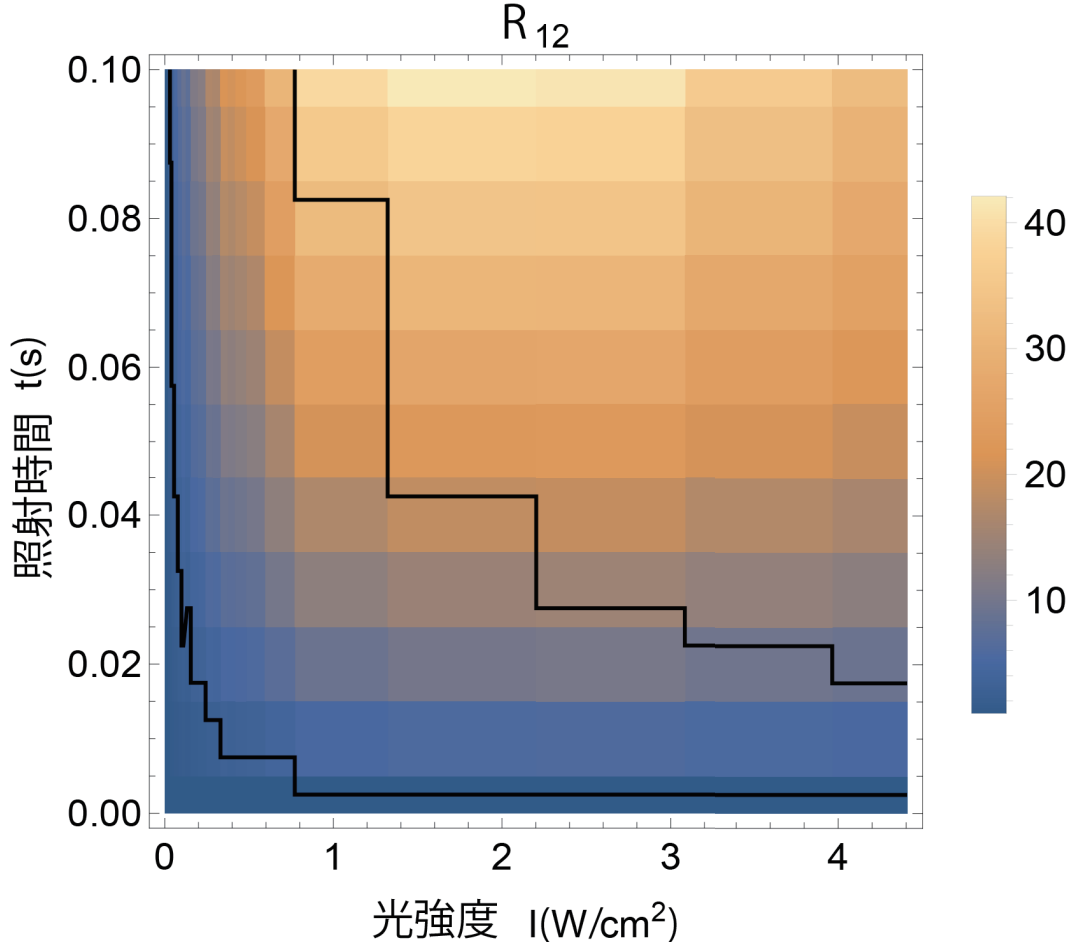


図 5.3: $n_1(I, t) > 0.95 \quad \wedge \quad n_2(I, t) < 0.05$ を満たすパラメータ

光強度が弱く、照射時間が短い領域では二体ロスの条件が満たされず、反対に光強度が強く、照射時間が長い領域では一体ロスの条件が満たされない。二体ロスのレート κ が大きいため密度プロットをした領域のほとんどで光会合による二体ロスの条件は満たされる。一方で photon scattering を起こさないためには照射時間 t を短く取らなければならない。双方の条件を満たし、かつコントラスト $R_{12}(I, t)$ が大きいパラメータを用いることにする。また定量的には判定できないが、今回考慮していない要素である実験系の安定性も踏まえて、照射時間を可能な限り短くすることにする。

以上の考察から、光格子ポテンシャル中の各サイト内原子数測定に適した光会合のパラメータを次のように決定する。

原子の共鳴周波数からの離調	光強度	照射時間
-303.8MHz	$880\text{mW}/\text{cm}^2$	30ms

一体ロスと二体ロスの比にのみ着目した場合には、レート $\kappa(I)$ が飽和しているような領域が適切であったが、この領域はコントラストはよいが一体ロスも多いため $n_1(I, t)$ の値そのものに条件を課す場合には適切な強度ではなくなる。結果的に $\kappa(I)$ が線形であるような強度を照射することとした。また照射時間は $t = 30\text{ms}$ よりも長いほうが $R_{12}(I, t)$ の値は大きくなるのだが、 30ms ですでに二体ロスの起こる確率が十分大きいこと、および実験系の安定性を考慮し、これで十分であると判断した。

最後に決定した実験パラメータにおいて光会合遷移の起こる確率および photon scattering によるトラップからの逸脱がどれだけ起こるのかを数値で示す。

$$n_1(I, t) \equiv \frac{N_1(I, t)}{N_0} = e^{-\Gamma t}$$

$$n_2(I, t) \equiv \frac{N_2(I, t)}{N_0} = \frac{1}{1 + 2n_0 K t} = \frac{1}{1 + 2\kappa t}$$

に実験パラメータを代入すると

$$n_1(I, t) = 0.98$$

$$n_2(I, t) = 8.1 \times 10^{-3}$$

となり、トラップ全体のうち photon scattering によるトラップロスは2%であり、また一つのサイトに二つの原子が存在する場合には99%以上の確率でトラップから逸脱することが求まる。この結果から光格子各サイトの原子数を測定するための条件を十分満たしている実験パラメータであると考ええる。

第6章 まとめ

本研究で得た成果を以下にまとめる。

- $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移による光会合信号を 6 つの振動準位について検出した。
- 振動準位 $v = 13, 14, 15$ への遷移に対する二体ロスのレート係数 K の強度依存性を求めた。
- 光格子系における各サイトの原子数測定に適した光会合光の実験パラメータを決定した。

最終的に決定した光会合光の実験パラメータは以下のとおりである。

原子の共鳴周波数からの離調	光強度	照射時間
-303.8MHz	$880\text{mW}/\text{cm}^2$	30ms

今後の課題は、実際に光会合光を光格子系の原子集団に照射し各サイトの原子数測定を行うことである。

関連図書

- [1] M. Borkowski, R. Ciuryło, P. S. Julienne, S. Tojo, K. Enomoto, and Y. Takahashi. Line shapes of optical Feshbach resonances near the intercombination transition of bosonic ytterbium. *Phys. Rev. A*, Vol. 80, p. 012715, Jul 2009.
- [2] Waseem S. Bakr, Jonathon I. Gillen, Amy Peng, Simon Fölling, and Markus Greiner. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice. *Nature*, Vol. 462, No. 7269, pp. 74–77, November 2009.
- [3] W. S. Bakr, A. Peng, M. E. Tai, R. Ma, J. Simon, J. I. Gillen, S. Fölling, L. Pollet, and M. Greiner. Probing the Superfluid-to-Mott Insulator Transition at the Single-Atom Level. *Science*, Vol. 329, No. 5991, pp. 547–550, July 2010.
- [4] Jonathan Simon, Waseem S. Bakr, Ruichao Ma, M. Eric Tai, Philipp M. Preiss, and Markus Greiner. Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice. *Nature*, Vol. 472, No. 7343, pp. 307–312, April 2011.
- [5] M. Miranda, R. Inoue, Y. Okuyama, A. Nakamoto, and M. Kozuma. Site-resolved imaging of ytterbium atoms in a two-dimensional optical lattice. *ArXiv e-prints*, October 2014.
- [6] Reginaldo Napolitano, John Weiner, Carl J. Williams, and Paul S. Julienne. Line Shapes of High Resolution Photoassociation Spectra of Optically Cooled Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 73, pp. 1352–1355, Sep 1994.
- [7] Kevin M. Jones, Eite Tiesinga, Paul D. Lett, and Paul S. Julienne. Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 78, pp. 483–535, May 2006.
- [8] 北川昌明. 高分解能光会合分光による冷却イッテルビウム原子間相互作用の決定. PhD thesis, 京都大学, 2010.

- [9] Pascal Gerry Mickelson. Saturation Effects in Photoassociation Spectroscopy of ^{86}Sr . Master's thesis, RICE UNIVERSITY, 2006.
- [10] ペシックスミス共著, 町田一成訳. ボーズ・アインシュタイン凝縮. 吉岡書店, 2005.
- [11] Satoshi Tojo, Masaaki Kitagawa, Katsunari Enomoto, Yutaka Kato, Yosuke Takasu, Mitsutaka Kumakura, and Yoshiro Takahashi. High-Resolution Photoassociation Spectroscopy of Ultracold Ytterbium Atoms by Using the Intercombination Transition. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, p. 153201, Apr 2006.
- [12] M. Junker, D. Dries, C. Welford, J. Hitchcock, Y. P. Chen, and R. G. Hulet. Photoassociation of a Bose-Einstein Condensate near a Feshbach Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 101, p. 060406, Aug 2008.
- [13] M. Miranda, A. Nakamoto, Y. Okuyama, A. Noguchi, M. Ueda, and M. Kozuma. All-optical transport and compression of ytterbium atoms into the surface of a solid immersion lens. *Phys. Rev. A*, Vol. 86, p. 063615, Dec 2012.
- [14] Long Yun, Xiong Zhuan-Xian, Zhang Xi, Zhang Meng-Jiao, L Bao-Long, and He Ling-Xiang. Observation of Photoassociation Spectra of Ultracold 174 Yb Atoms at $^1S_0\text{--}^3P_1$ Inter-Combination Line. *Chinese Physics Letters*, Vol. 30, No. 7, p. 073402, 2013.
- [15] 久我隆弘. 量子光学. 朝倉書店, 2003.
- [16] 松岡正浩. 量子光学. 裳華房, 2000.

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力を頂きました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

指導教官である上妻幹旺教授には、この1年様々な面でお世話になりました。ミーティングの際に私の理解が間違っていたり不足しているところがあると、それを訂正しわかり易く説明をしていただきました。また実験や結果の解析がうまく進まないときに、即座に原因を突き止めて私の研究を助けていただきました。

井上遼太郎助教には、私が研究や勉強で困ったときに的確な指導や助言をしていただきました。光学系の実験指導のみならず、電子回路について私に基礎から教えていただきました。また光会合の理論について何度も議論、説明をしていたのおかげで、正しい理解のもと本研究を行うことが出来ました。

博士課程2年のMartin Mirandaさんには、本研究の実験を行うにあたりあらゆる面でサポートをしていただきました。実験がうまくいかない時や私の理解が足りていないときには、いつも丁寧な説明をしてもらい、また研究の指針を与えていただきました。

修士課程2年の細谷俊之さんには、私が研究室に所属したばかりのときから、光学系における実験の基礎を指導していただきました。また論文執筆、ソフトの使い方や講義のことなど生活のあらゆる点で様々なアドバイスを頂いたおかげで順調に研究生活を進めることが出来ました。

修士課程1年の正村泉さんには、分からないことがあるとすぐに質問をしてしまいましたが、その度に問題を解決していただきました。またコンピュータやネットワーク環境に関する様々な手解きをしていただき効率的に研究を進めることが出来ました。

修士課程1年の西田慶次さんには、いつも私の勉強や研究の進捗状況を気にかけて頂きました。また研究室に所属したばかりで何も分かっていない私に量子光学の基礎や光共振器の原理についてのことを直観的にわかりやすく説明してもらい、勉強の励みになりました。

同期の宮澤裕貴君とは、よく物理の話をさせてもらいました。話が長くなっても嫌な顔をせず私が納得いくまで議論に付き合ってもらいました。論文執筆やミーティングの準備の際にとっても助かりました。

最後にこれまで四年間の大学生活を金銭面だけでなく、生活、精神面で支えてくれた家族に感謝します。本当にありがとうございました。