

光格子中の原子のダイナミクスに関する研究

井戸 賢也

①

博士論文
光格子中の原子のダイナミクスに関する研究

井戸 哲也

平成 10 年 3 月 30 日

目次

1 Introduction	3
1.1 研究の概要	3
1.2 本論文の構成	6
2 レーザー冷却, トラップ概論	7
2.1 輻射場が中性原子に及ぼす力	7
2.1.1 散乱力	9
2.1.2 反極子力	9
2.2 冷却原子群を得る方法	10
2.2.1 散乱力による一次元減速	10
2.2.2 ドップラー冷却	11
2.2.3 偏光均配冷却	12
2.2.4 磁気光学トラップ	14
3 光格子 (一般論)	16
3.1 光格子研究の変遷	16
3.2 磁気副準位を考慮したオプティカルブロッホ方程式	17
3.2.1 密度行列の運動方程式	17
3.3 光格子生成光の configuration	21
3.3.1 光格子の次元と入射光の本数	21
3.4 光格子ポテンシャルの異方性	22
4 準安定状態希ガス原子での光格子	23
4.1 ^{40}Ar , ^{84}Kr のスペクトル	23
4.2 光シフトポテンシャル	25
4.3 断熱追従近似の妥当性について	27
4.3.1 断熱近似	27
4.3.2 $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ での 1 次元 lin-lin configuration の場合	28
4.3.3 $J_g = 2 \leftrightarrow J_e = 3$ での 1 次元 lin-lin configuration の場合	29
4.4 準安定状態希ガス原子の極低温衝突	31
4.4.1 二体衝突レート	31
4.4.2 共鳴双極子相互作用による光誘起衝突	32

5	実験装置	33
5.1	真空系	33
5.2	トラップ光学系	35
5.2.1	半導体レーザー光源	35
5.2.2	マスターレーザーのスペクトル幅狭帯化	35
5.2.3	マスターレーザーの周波数安定化	36
5.2.4	二重光路法による周波数シフト	37
5.2.5	スレーブレーザー	38
5.2.6	Ti-Sp レーザーをトラップ光に用いた場合	39
5.2.7	トラップ光の構成	39
5.3	光格子光学系	39
5.3.1	光源	39
5.3.2	path	40
5.4	測定系	40
5.5	概略	40
6	実験及び結果	42
6.1	トラップ密度の測定	42
6.2	光格子生成光の configuration	43
6.3	磁場の補償	46
6.4	光格子生成の手順	47
6.5	飛行時間法による温度測定	48
6.6	衝突レートの測定	51
6.7	光格子ポテンシャルに入るまでの過渡的過程	53
7	ホッピング過程のモンテカルロシミュレーション	54
7.1	原子の運動の軌道追跡	54
7.1.1	光格子におけるサイト間輸送過程	54
7.1.2	軌跡のモンテカルロシミュレーション	55
7.1.3	光格子中の原子の位置分布	56
7.2	光格子における二体衝突過程	56
7.2.1	2原子が1サイトにトラップされた場合	56
7.2.2	原子が既にトラップされているサイトを別の原子が通過する場合	56
7.3	衝突レートのモンテカルロシミュレーションからの導出	61
7.4	光格子の温度	64
7.5	シミュレーションから見る光格子中の原子の拡散	65
7.5.1	拡散の異方性	65
7.5.2	正常拡散と異常拡散	66
8	まとめと今後の展望	67
	References	69
	謝辞	73

Chapter 1

Introduction

1.1 研究の概要

今世紀最大の発明とさえ言われるレーザーの物理学への貢献は計り知れない。20年前から実用となった狭帯域連続発振レーザーから得られる光はほぼ完全にコヒーレント状態の光といって良く、我々は干渉・回折等の波動現象特有の現象をごく簡単に非常にきれいな形で見えるようになった。例えば単色平面波を同一領域に複数本入射すると、光電場は干渉効果によりその強度及び偏光において光の波長オーダーの周期的構造を作る。この周期的構造はレーザー光のコヒーレント長のオーダーでは欠陥等が存在しない理想的なものである。

このような光によって出来た周期的構造の中に輻射場と相互作用をする中性原子を入れたものが本論文のテーマである光格子である [1]。原子は近共鳴光が存在する時 AC シュタルクシフトによってエネルギー準位がシフトする。シフト量は光強度及び偏光によって大きく変化する為、単色平面波の交差している領域では光の干渉に応じて原子は周期ポテンシャルを感じる。そして原子の運動エネルギーが周期ポテンシャル障壁よりも低い場合は原子は1つのサイトにトラップされ、原子も光の波長オーダーの秩序を形成することになるのである。むしろ光格子を形成する為には AC シュタルクシフトと同程度迄に原子の運動エネルギーを下げる、つまり冷却する必要がある。AC シュタルクシフトは温度にして高々数 mK 程度であるため、その実現にはレーザー冷却技術の発展 [2] を待たねばならなかった。

レーザー冷却は1985年にS. Chuらの発明したモラセスによるナトリウム原子の3次元冷却法 [3] に端を発した技術である。彼らは原子の共鳴周波数から負に離調した3次元のレーザー一定在波中で、ナトリウム原子を密度 10^{10}cm^{-3} 、温度 240 μK に冷却し、0.1sec にわたって空間的に保持できることを示した。1987年には、E. L. Raabらはモラセスを四重極磁場中に置き、磁場中での原子の共鳴周波数のゼーマンシフトと光吸収の偏光選択性を巧妙に利用することで原子の運動に復元力を生じさせる磁気光学トラップを開発し、2分間もの長時間原子をトラップ出来ることを示した [4]。さらに1988年には、モラセスによる冷却温度が今まで知られていた2準位原子に対する理論限界温度(ドップラー温度)を大幅に下回っていることが発見され [5]。その後まもなくC. Cohen-Tannoudjiらにより提案された偏光勾配冷却理論によって、冷却遷移の下準位に磁気縮退のある系ではモラセスによって1光子の反跳エネルギーの数倍、数 μK まで冷却可能であることが示され [6, 7]。実際にCsの冷却において達成された [8]。これらはここ数十年の間に急速に発展したレーザー冷却技術の基礎となっており、その功績に対して1997年ノーベル物理学賞が贈られたことは記憶に新しい。1光子の反跳エネルギーは、原子の運動量変化が光子の運動量を単位として行われる自発放出がある限りそれを下回る温度の達成は非常に難しかった。しかし90年代に入ると、ダークステートを用いて自発放出を抑制する方法 [9] や、ラマン遷移での冷却 [10] [11] 等によって反跳エネルギーの壁も破られた。

こうして発展してきた希薄原子気体の冷却はその先にボーズアインシュタイン冷却の実現があった。希

薄原子気体では超流動や超伝導とは違い原子間の相互作用が小さいためにボゴリョーブ理論が適用でき、BECの実現はその妥当性を実験的に確認できることが期待される。そしてついに1995年Cornell大のCornellのグループはレーザー冷却によって得られたルビジウム気体に対して更に磁場トラップ中においてRF蒸発 [12] を施して数100nKに冷却してボーズアインシュタイン凝縮 (以下 BEC) を実現した [13]。これに遅れること2ヶ月ではMITのKetterleのグループがナトリウムで同じく BEC を実現し [14]、量子統計力学において貴重なサンプルを提供した。

レーザー冷却によって得られる原子気体は量子縮退領域に達していないまでも、原子物理における今までにない理想的な実験環境であり、その利用価値は非常に高く種々の実験がなされてきた。基礎的な部分では、極低温原子間の衝突過程の探求 [15, 16, 17]、中性原子における異なる量子統計性の確認 isotope、原子の高次の干渉効果 [19]、数十秒に及ぶ準安定状態の寿命測定 [20] 等がある。また、実用を目指した研究としては、冷却原子線による原子波干渉計 [21]、ジャイロスコープや原子波ホログラフ [22, 23]、時間標準の飛躍的精度向上を狙った原子泉による超微細遷移のラムゼイ分光 [24] などがある。こうした数々の極低温原子気体を用いた実験の一つに本論文の主題である光格子 [1] がある。

光格子はレーザー冷却の観点からは、偏光勾配冷却過程の解明に大きな役割を果たす。偏光勾配冷却理論は「複数本の輻射場による空間的な偏光勾配の存在により冷却過程が生じる」としているため、偏光勾配が厳密に定義されている光格子はその妥当性を探るには好適である。また一般物理学的には周期ポテンシャル中での粒子のダイナミクスを詳しく調べられる特徴がある。現代社会を支える半導体技術は固体物理学をその基礎としているが、固体物理とはつまり固体結晶構造中の電子の性質を調べることであり、光格子とは固体物理学における固体結晶を輻射場に、電子を中性原子に置き換えたものと見ることが出来る。そのため光格子で得られる知見は固体物理への貢献も大である。固体結晶においては、格子欠陥が避けられないため長距離オーダーでの秩序を維持できないことや電子同士の相互作用によって周期ポテンシャルとの相互作用が乱されること等の原因で、周期ポテンシャル中のダイナミクスを抽出することが難しい。これらの点は光格子にはなく、周期ポテンシャル中での粒子のダイナミクスのみを純粋に調べることができるのである。その他、応用的にも光シフトポテンシャルによる局在化で衝突を抑制し極低温気体の高密度化を実現すること等が期待されている。これは希薄原子気体においては高密度領域で原子間の非弾性衝突によるロスが高密度化を妨げるからである。

さて、一般にレーザー冷却に用いる原子種は主にアルカリ金属であり、これは、光格子においても同じである。一方我々は準安定状態希ガス原子のクリプトン・アルゴンを採用した。準安定状態希ガス原子でのレーザー冷却は1989年にF. Shimizuらが準安定状態ネオン原子をトラップして以来 [25]、彼を筆頭とした我々のグループが世界をリードしてきた。準安定状態希ガス原子ではアルカリ金属では不可能な実験が可能であり、これまで我々が成し遂げた数多くの成果はレーザー冷却の分野に大きく貢献してきた。光格子においても準安定状態希ガス原子ゆえの特色を生かした実験が可能であり、我々はクリプトン・アルゴン原子において本邦初の光格子を生成し、数々の興味ある知見を得た [26, 27]。本論文はその実験及び結果の解析を詳細に記したものである。

我々が用いた準安定状態希ガス原子クリプトン・アルゴンでの光格子の特徴は以下の点である。

- 支配的な衝突過程がベニングイオン化過程であるため、衝突の検出が容易である。
- 核スピニングがなく超微細構造による近接準位が存在しないため、離調や光強度のパラメーターのダイナミックレンジを広く取れる。
- クリプトンとアルゴンでは遷移準位、遷移波長、遷移強度が殆ど変わらないため、質量依存性が明快に見られる。

¹ 準安定状態キセノン原子でも殆ど同じ実験が既にJ. Lawallらによって行われている [28]。

これらの特徴を生かして、実験においてはペニングイオン化衝突によって生じる希ガスイオンをカウントすることにより衝突レートを算出し、そこから次のような実験結果を得た。

- クリプトン原子において離調を自然幅の1000倍程度離れた領域で光シフトポテンシャル障壁による衝突抑制効果を初めて観測した。
- 光格子中の原子の二体衝突レートはポテンシャルの深さには依存せず、励起レートのみで1/2乗で依存することが分かった。
- 光格子の秩序形成に到達するまでの必要な光子反跳数がポテンシャルの深さや励起レートに依らないことを確認した。
- 光格子の温度はポテンシャルの深さには比例することを確認した。

従来、原子が確実にサイトにトラップされていることは分光学的手法によって確認されてきたが、衝突抑制効果の確認はより直接的に原子が空間的に束縛されていることを証明したといえよう。

次に、良く定義された光シフトポテンシャルの中で原子のダイナミクスを外部自由度に関しては古典的に取り扱って、原子のホッピングの軌跡をモンテカルロシミュレーションによって追跡し、その結果から衝突レートを算出して実験結果と比較検討した。その結果次のような知見が得られた。

- ポテンシャル障壁がリコイルエネルギーの100倍以上の領域では原子を質点とみなし、外部自由度に関して古典的に扱っても定性的には問題がない。
- ポテンシャル障壁がリコイルエネルギーの80倍以下の浅い光格子では原子の拡散が拡散的から弾道的へとその性質を変え始める。
- 衝突の抑制のためには励起レートを下げることが必要だが、それは一旦ホッピングを始めた原子が長い距離を動いてしまうことを意味し、従って劇的な衝突の抑制は不可能である。

前にも述べたように、光格子とはポテンシャルが良く定義された偏光均配冷却過程ということが出来る。偏光均配冷却理論は原子集団の温度がポテンシャルの深さに比例すること等によってその正当性が認められてきたが、本質である多数サイト間におたる原子の輸送現象等のダイナミクスに関しては確認されていない。これは、従来のアルカリ金属を用いた実験ではサイトにトラップされている原子については分光学的手法を用いて詳細に調べられるが、サイト間を移動する原子についてはそれを見るための適当なプローブがないからである。一方で準安定状態希ガス原子ならばホッピング過程が原子の二体衝突という形で検出できるのであり、シミュレーションの結果を実験と比較検討できる。二体衝突レートが両者において良い一致をみたことは光格子における原子のホッピング過程を明らかにすることが出来たといえよう。

また、一般にランダムな反跳を受ける周期ポテンシャル中の粒子は、ポテンシャルが十分深い場合は $l=0$ からの変位の絶対値が時間の平方根で増加するが、ポテンシャルが浅くなってくると平方根からニアへと依存性が変化する。その変化の様子が近年理論家によって1次元光格子において予測されてきた[29]。本論文において行った古典的シミュレーションは単純な軌跡追跡の手法で完全3次元においてもそれを予測しており、我々の実験によって得られた衝突レートはそれを裏付けた。完全3次元での計算を量子力学的に行うのはメモリ等の資源の問題から困難であるだけに、単純な半古典的シミュレーションによって実験結果を説明できたことは価値があると言える。

一方、光格子には希薄原子原子気体の量子輸送領域到達のための道具になりうるのではないかと、という応用上の期待があった。ボーズアインシュタイン凝縮はアルカリ金属においては蒸発冷却によって達せられているが、準安定状態希ガス原子ではペニングイオン化過程が支配的な二体衝突過程であり、弾性衝突を利用した蒸発冷却は不可能である。従って高密度化のためには衝突を抑制することが必要である。光格子におい

て原子がポテンシャル障壁にトラップされてしまえば衝突は抑制可能であり、高密度化を狙える可能性がある。本論文での実験及びシミュレーションは残念ながらその可能性を否定することになったが、原子を完全に束縛できない原因が自発放出による断熱ポテンシャルの乗り換えにあることをつきとめた。

1995年に実現されたボーズアインシュタイン凝縮の実現 [13] 以来、レーザー冷却の分野では量子縮退原子を用いた物理へとそのテーマを移しつつあり、光格子は既に過去のものとなりつつある。本論文で得られた一連の知見は、レーザー冷却の発明以来十年あまりその主役の座にあった偏光勾配冷却過程を明らかにすると同時に、量子縮退領域への冷却技術としては光格子及び偏光勾配冷却に引導を渡したといえるかもしれない。

1.2 本論文の構成

第2章「レーザー冷却・トラップ概説」では本論文で実験に用いた基本的なレーザー冷却・トラップの理論及び方法について述べる。

第3章「光格子」では本論文の主題である光格子についてその始まりから現在に至る変遷を述べたのち、光格子における基本的な方程式である複数の磁気調準位を考慮したオプティカルブロッホ方程式を導出する。

第4章「準安定状態希ガス原子での光格子」では、本実験に採用した準安定状態希ガス原子でのレーザー冷却及び光格子について原子種としての特色を述べる。

第5章「実験装置」では本論文での実験に用いた装置・光源等について詳説する。

第6章「実験及び結果」では作成した光格子の諸パラメーターについてまとめた後、衝突レート及び温度の測定の結果を示す。

第7章「ホッピング過程のモンテカルロシミュレーション」では光格子中の原子の運動の半古典的モンテカルロシミュレーションのスキーム及びそこから衝突レートのシミュレーション値を導出し、実験で得られた衝突レートと比較検討する。

第8章「まとめと今後の展望」では本論文の成果をまとめ、今後の研究の展望を占う。

Chapter 2

レーザー冷却, トラップ概論

高々数 100 μ K の光格子ポテンシャルに原子を閉じこめるためには同程度まで冷却された原子集団を用意する必要があるが, 80 年代半ばから発展してきたレーザー冷却技術 [2] によって我々は比較的容易に極低温原子を得ることが出来るようになった。本実験でもこの技術によって光格子のための極低温原子集団を得ており, レーザー冷却は光格子を扱う上での基礎である。そこでまず本章においてレーザー冷却・トラップ技術についてまとめる。

2.1 輻射場が中性原子に及ぼす力

荷電粒子の運動を制御することはクーロン力やローレンツ力と言う強い力を用いることにより比較的容易にできるが, 中性原子の場合は電気双極子モーメントもしくは磁気双極子モーメントを利用するしかなく, 輻射場を用いることとなる。原子に近共鳴光を照射させると, 原子と輻射場の相互作用により素性の違う 2 種類の力が原子には働く。一つは原子が光を自然放出する際の光子の反跳による力であり, もう一つは光電場によって誘起された原子の双極子モーメントが光電場から受ける双極子力である。以下にこれらの力を導出する。

縮退のない基底状態 $|g\rangle$, 励起状態 $|e\rangle$ をもつ 2 単位原子を考え, そのエネルギー差を $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$, 励起状態 $|e\rangle$ の自然幅を Γ , 入射したレーザー光の周波数 ω_L , 共鳴周波数からの離調 $\omega_L - \omega_0 = \delta$ とする。原子と輻射場からなる系のハミルトニアンは, 電気双極子相互作用を考えることにより,

$$\mathcal{H} = \frac{P^2}{2M} + \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| + H_V - d \cdot E_L(\mathbf{R}, t) - d \cdot E_V(\mathbf{R}) \quad (2.1)$$

ここで H_V は真空場のハミルトニアンであり, 電気双極子モーメント d は,

$$d = d \epsilon_0 (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|)$$

である。長波長近似を入れて非共鳴項を無視し, ラビ周波数 $\Omega(\mathbf{R})$ を用いると (2.1) の第 4 項は

$$\frac{\hbar\Omega(\mathbf{R})}{2} \left[e^{-i\Phi(\mathbf{R})} e^{-i\omega t} |e\rangle\langle g| + \text{h.c.} \right]$$

となる。

さて, 原子の動きを調べるには原子の波束の中心の変化を表すハイゼンベルグ方程式を用いる。ハイゼンベルグ方程式より

$$\dot{\mathbf{R}} = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{R}, \mathcal{H}] = \frac{i\hbar}{\partial \mathbf{P}} = \frac{\mathbf{P}}{M} \quad (2.2)$$

$$\dot{\mathbf{P}} = M\dot{\mathbf{R}} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}} = \sum_{j=x,y,z} d_j \nabla_{\mathbf{R}} [E_{Lj}(\mathbf{R}, t) + E_{Vj}(\mathbf{R})] = \mathbf{F}(\mathbf{R}) \quad (2.3)$$

これを原子の波動関数全体にわたって期待値を取って (エーレンフェストの定理), 古典的な運動方程式のようにする

$$M \langle \dot{\mathbf{R}} \rangle = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla_{\mathbf{R}} [E_{Lj}(\mathbf{R}, t) + E_{Vj}(\mathbf{R})] = \mathbf{F}(\mathbf{R}) \quad (2.4)$$

ここで原子の波束が実空間でも運動量空間でも十分光の波長及び光子の運動量に比べて小さいとすると, 波束の中心 \mathbf{r}_G における電場を考えればよく, また真空場は場所に依存しないので (2.4) の最終項は消えて,

$$M\dot{\mathbf{r}}_G = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla E_{Lj}(\mathbf{r}_G, t) \quad (2.5)$$

よって, 原子に働く力はその点でのレーザー電場と原子の電気双極子モーメントの関数となる. 直線偏光の場合, レーザー電場は

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} E_0(r) \cos[\omega_L t + \Phi(r)] \quad (2.6)$$

と書け, $\mathbf{r} = \mathbf{0}, t = 0$ で位相 $\Phi = 0$ となるように時間原点をとると, (2.5) の電場勾配の項は

$$\nabla E_e = \mathbf{e} [\cos \omega_L t \nabla E_0 - \sin \omega_L t \cdot E_0 \nabla \Phi] \quad (2.7)$$

つぎに原子の電気双極子モーメントの平均値を求める. 密度行列の運動方程式は自然放出を無視すると

$$i\hbar \dot{\sigma} = [\mathcal{H}, \sigma] = [\hbar \omega_0 |e\rangle \langle e| - \mathbf{d} \cdot E_0 \cos \omega_L t, \sigma] \quad (2.8)$$

これを $|g\rangle, |e\rangle$ の基底で展開し, 自然放出による緩和項を入れると

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ee} &= i\Omega \cos \omega_L t (\sigma_{eg} - \sigma_{ge}) - \Gamma \sigma_{ee} \\ \dot{\sigma}_{gg} &= -i\Omega \cos \omega_L t (\sigma_{eg} - \sigma_{ge}) + \Gamma \sigma_{ee} \\ \dot{\sigma}_{ge} &= i\omega_0 \sigma_{ge} - i\Omega \cos \omega_L t (\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ge} \\ \dot{\sigma}_{eg} &= -i\omega_0 \sigma_{eg} + i\Omega \cos \omega_L t (\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{eg} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで量子エレクトロニクスの処方箋に従い, プロパベクトル (u, v, w) を用いる.

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2} (\sigma_{ge} e^{-i\omega_L t} + \sigma_{eg} e^{i\omega_L t}) \\ v &= \frac{1}{2i} (\sigma_{ge} e^{-i\omega_L t} - \sigma_{eg} e^{i\omega_L t}) \\ w &= \frac{1}{2} (\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

すると電気双極子モーメントの平均値は

$$\langle \mathbf{d} \rangle = \text{Tr}(\sigma \mathbf{d}) = 2d_{ge} (u_{st} \cos \omega_L t - v_{st} \sin \omega_L t) \quad (2.11)$$

と書ける. ただし u_{st}, v_{st} は u, v, w の定常値

$$\begin{aligned} u_{st} &= \frac{\delta}{\Omega(1+s)} \\ v_{st} &= \frac{\Gamma}{2\Omega(1+s)} \\ w_{st} &= \frac{1}{2(1+s)} \end{aligned} \quad (2.12)$$

であり, s は飽和パラメーター

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}$$

である。(2.7) と (2.11) を (2.5) に代入して, 原子に輻射場が及ぼす力は

$$\mathbf{F} = \sum_{j=x,y,z} \langle u_j \rangle \nabla E_{\epsilon_j}(\mathbf{r}_G, t) = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{d}_{ge}) [u_{st} \nabla E_0 + v_{st} E_0 \nabla \Phi] \quad (2.13)$$

上式の二項で二種類の力がはたらくことがわかる。第一項は電場振幅の空間的勾配に比例する力であり双極子力という。第二項は電場の位相の空間的勾配に比例する力であり, 散乱力という。これらはラビ周波数を用いて

$$\begin{aligned} \text{散乱力} &: \mathbf{F}_{\text{dissip}} = -\hbar \Omega v_{st} \nabla \Phi \\ \text{双極子力} &: \mathbf{F}_{\text{react}} = -\hbar \Omega u_{st} \frac{\nabla \Omega}{\Omega} \end{aligned} \quad (2.14)$$

とも表せる。以下に二つを簡単な例で詳しく説明する。

2.1.1 散乱力

散乱力は光電場の位相に空間的勾配があれば生じるので, 普通の平面波が最も簡単な例である

$$E_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 E_0(\mathbf{r}) \cos(\omega_L t - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r})$$

とすると $\Phi(\mathbf{r}) = -\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}$ であり, (2.14) より

$$F_{\text{dissip}} = \hbar \Omega k_L v_{st} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4) + (\Omega^2/2)} \quad (2.15)$$

となる。これは $\Omega \ll |\delta|$ のときは強度に比例し, 十分強いときは最大値 $\hbar k_L \Gamma/2$ となる。 $\hbar k_L$ は原子の速度を cm/s 位しか変えないが, 自然幅 Γ がレーザー冷却に用いるような強い遷移では 10^9s^{-1} のオーダーで大きいために, 散逸力は重力の 10^3 倍程度の大きさであり十分原子の運動を変化させうる。

この力の物理的捕像としては, 原子が光を誘導吸収・自発放射することによるものと考えられる。吸収の際には一方 (レーザー光の方向) のみに運動量変化が生じるが, 自発放射は等方的なので, 平均すると運動量変化がなく, 結果レーザー光の波数ベクトルの方向に力を受けることになる。

この力は散逸を伴うので, 原子の冷却の際には主役を演じる。

2.1.2 双極子力

双極子力が生じるには光電場の強度に空間的勾配が必要だが, これは1つの平面波では不可能であり, 複数の平面波が存在すると生じる。最も簡単な例は, 対向する同じ直線偏光の平面波によって定常波が出来ている場合である。

この場合電場は

$$E(\mathbf{r}, t) = e E_0 \cos k_L z \cos \omega_L t$$

であり, (2.14) より,

$$F_{\text{react}} = -\frac{\hbar \omega}{4} \frac{\nabla(\Omega^2)}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} \quad (2.16)$$

となる。

この力の物理的描像としては、原子がある平面波の光子を吸収して、別の平面波のモードに誘導放出することによるものと考えられる。いわば光子の再分配である。(2.16)より分かるようにこの力はポテンシャルを用いて表すことが出来る保存力である。

$$U = \frac{\hbar k}{2} \ln \left[1 + \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right]$$

このポテンシャル U は光の波長オーダーで空間的に変化し、その深さはレーザー冷却された原子ならば十分トラップできる深さにある。このような双極子力により生じるポテンシャルに原子をトラップするのが我々の目指す光格子である。ただし実際のレーザー冷却では上準位が磁気副準位を持っているのでこれより複雑である。

2.2 冷却原子群を得る方法

光格子を作るためには双極子ポテンシャル (数 $10\mu\text{K}$) でトラップ出来るような冷却原子群が必要である。我々は 80 年代半ばより急速に発展してきたレーザー冷却・トラップ技術を用いてこのような原子群を得ている。以下に、その詳細を示す。尚、具体的な諸量は特に断りのない限り実験に用いた ^{84}Kr の準安定状態 ($1s_5$) からの遷移を使う場合である。

2.2.1 散乱力による一次元減速

室温 (300K) の原子は数 100m/s の速度を持っておりその方向はランダムであるから、ドップラーシフトを考えると室温原子気体に漫然とレーザーを当てても吸収される光子はごくわずかであり、冷却できない。そこでまずはじめは、ノズルから原子を吹き出させて速度方向の分散を少なくした原子線に対向してレーザー光を照射し、散乱力により原子線を減速する。(2.15)より十分強い光からの散乱力は $F = \hbar k \Gamma/2$ であるから、原子線を停止させるための諸量は表 2.1 のようになる。括弧内には我々が実際に行っている ^{84}Kr (300K) からの冷却での数値を示した。

質量	m	$1.4 \times 10^{-26}\text{g}$
1 光子の吸収・自発放出に要する時間	2τ ($\tau = 1/\Gamma$)	$2 \times 31\text{ns}$
原子の受ける加速度	$a = \hbar k/2\tau m$	$9.5 \times 10^4\text{m/s}^2$
原子の初速度	$v = \sqrt{2kT/m}$	210m/s
1 光子の吸収・放出に伴う速度変化	$\hbar k/m$	$5.8 \times 10^{-3}\text{m/s}$
停止までの吸収・放出サイクル数	$N = mv/(\hbar k) = \lambda\sqrt{kTm}/k$	41000
停止時間	$t = 2N\tau$	2.6ms
停止距離	$l = v^2/(2a) = 2\lambda\tau kT/h$	31cm
ドップラー温度	$T_D = \hbar\Gamma/2k_B$	123 μK
リコイル温度	$T_R = \frac{(\hbar/\lambda)^2}{2mk_B}$	172nK
飽和強度	$I_0 = \frac{2\pi^2\hbar c}{3\lambda^3\tau}$	1.3mW/cm ²

表 2.1: クリプトン原子冷却の諸量

室温の原子は数 100m/s の速度を持っているため、ドップラー幅は自然幅より十分広い。そのため減速した原子はすぐに共鳴から外れてしまい十分に冷やすことが出来ない。これを補償する方法として原子が減

速するにつれてレーザー周波数を減速するチャープ法と、レーザー周波数は固定したままで、空間的に変化する磁場をかけてゼーマンシフトで周波数のずれを補償する方法がある。チャープ冷却法は連続的な原子系に対しては冷却できないので、もっぱらゼーマン補償法が用いられている。

2.2.2 ドップラー冷却

ドップラーシフトが自然幅の数倍程度に小さくなるまで減速された原子をさらに冷却するにはドップラー冷却が最も効果的である。散乱力を用いた冷却では放出光子が吸収光子より大きなエネルギーを持っているなければならないが、ドップラー冷却はドップラー効果により巧妙に実現している。

原子の共鳴周波数 ω_0 より負の離調をつけた対向する2本のレーザー中を動く原子を考えると、原子は自分の速度方向に対向するレーザー光は周波数を高く感じ、共鳴に近く感じる。また、自分の速度方向と同じ方向のレーザー光は周波数を低く感じ、共鳴からより遠くに感じる。従って、原子は自分の速度方向に反対方向の光子を選択的に吸収するため減速される。また、自然放出は等方的に行われるため放出する光子のエネルギーは平均すれば共鳴周波数であるから、これは吸収する光子よりエネルギーが大きく原子は運動エネルギーを自然放出光子のエネルギーに変えて冷えていく。またこの力は原子の速度に比例する摩擦力となる。以下に定量的に議論する。

(2.15)において、離調 δ にドップラー効果 $\pm kv$ を入れると、2つの光から受ける散乱力は

$$F_{\pm}(v) = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\delta \pm kv)^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + [2(\delta \pm kv)/\Gamma]^2}$$

となる。ただし、 I_0 は飽和強度で $I/I_0 = 2\Omega^2/\Gamma^2$ である。レーザー強度は十分弱く($I/I_0 \ll 1$)、原子のドップラーシフトは自然幅や離調より十分小さいとして $|kv| \ll \Gamma$, $|\delta|$ の近似を行うと、結局力の足し合わせは

$$F(v) = 2\hbar k^2 \frac{2I}{I_0} \frac{(2\delta/\Gamma)}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} v \quad (2.17)$$

となり、速度に比例する摩擦力となっている。

一方、原子が光を吸収・放出する過程はランダムであるから、その揺らぎによって加熱が起きる。これは速度によらず、光を吸収・放出する回数に比例する。単位時間当たりの、冷却・加熱は

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{cool}} = Fv = -\alpha v^2$$

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{heat}} = \frac{\langle \dot{r}^2 \rangle}{2m} = \frac{D_p}{m} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} \Gamma \frac{I/I_0}{1 + (2\delta_L/\Gamma)^2}$$

ここで D_p は運動量拡散係数である。

従って、温度は両者の平衡点 $\left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{cool}} + \left(\frac{dW}{dt}\right)_{\text{heat}} = 0$ となり、これより温度は

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta_L/\Gamma)^2}{2(\delta_L/\Gamma)} \geq \frac{\hbar \Gamma}{2}$$

となり、温度は強度にはよらず離調のみに依存し $\delta_L = -\Gamma/2$ のとき最小温度 $T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}$ となる。これをドップラーリミットと言い、ドップラー冷却のみを考えるとときの最小到達温度である。

2.2.3 偏光勾配冷却

1988年NISTのグループはNa原子のモラセスの温度がドップラーリミットよりさらに低い温度になっていることを発見した[5]。後にDalibard, Chuらはこれを説明するための新たな冷却機構を考えた[6]。彼らによると、冷却遷移の下準位に複数の磁気調単位があることがポイントであり、この磁気調単位間の光ポンプ、光シフト、レーザー偏光の空間的な変化(偏光勾配)を考慮している。

原子と光との相互作用は、「光シフト」とよばれるエネルギーシフトを基底状態にもたらす。 $N+1$ 個の光子が存在するときの基底状態 $|g\rangle$ と N 個の光子が存在するときの励起状態 $|e\rangle$ からなるdressed atomを考える。原子と光との相互作用が無いときは、2状態のエネルギー差は原子の共鳴周波数とレーザー光子のエネルギー差に等しく $h\delta$ (但し、 δ は離調)であるが、2状態間に遷移モーメントが存在するときには、ラビ周波数で決まる $h\Omega$ の相互作用エネルギーが非対角項に入ってくる結果、2状態は混ざり合い、2状態間のエネルギー差は反発し合って $h\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$ となる。基底準位に $2J_g + 1$ 重の磁気調単位があり、偏光状態が空間的に変化している場合には、この非対角項は M_J および偏光状態に依存して変化するため磁気調単位の縮退は解けてそのエネルギーは空間的に変化することになる。

最も簡単な例として、 $J_g = 1/2, J_e = 3/2$ の遷移をもつ原子が、互いに直交する直線偏光が対向している光電場中にある場合を考えてみる。この光電場では、 $1/2$ 波長の周期で直線偏光、左回り円偏光、直線偏光、右回り円偏光と原子が z 軸に沿って動くに従って変化する。先述のように、非対角項は偏光状態によって違うので、基底状態の原子は誘導吸収・誘導放出をする限りに置いては、偏光勾配によって出来るポテンシャルの山や谷を登り下りする。ここで自然放出を考えると M_J の値が変わって別のポテンシャルに移ることが可能になる。この自然放出の後にポテンシャルを乗り移る確率は円偏光の点より直線偏光の点の方が大きい。従って平均すると、図2.1に示すように $z=0$ で $M_J = -1/2$ であった原子はポテンシャルを登って運動エネルギーを失い、 $z = \lambda/4$ において $M_J = +1/2$ に移ることによりポテンシャルエネルギーに変えた運動エネルギーを自然放出の光子のエネルギーとして散逸させて冷えていくことになる。

このモデルでの到達温度を考えてみよう。原子が $\lambda/4$ 動くときポテンシャルの頂点に達して別のポテンシャルの底にポンプされるとする。このとき単位時間当たりのエネルギー損失は光シフトによるエネルギー差を U_0 として、

$$\frac{dW}{dt} = \frac{U_0}{\tau_p} \quad (\tau_p \cdot v \sim \lambda/4)$$

となる。この失うエネルギーを摩擦力 F で換算すると $dW/dt = Fv$ であるから、摩擦係数 $\alpha = F/v$ は

$$\alpha \sim \frac{U_0 \tau_p}{\lambda^2}$$

となる。ここで光シフト量は光強度に比例し、光ポンプ時間 τ_p は光強度に反比例するから、 α は光強度に依存しない。ドップラー冷却の場合は冷却効果と加熱効果ともに光強度に比例するので光強度には到達温度は依存しなかったが、偏光勾配冷却では冷却効果は強度によらない一定量であり、加熱効果は強度に比例するので光強度を弱くすれば常に冷却効果が加熱効果より大きい状態に出来る。しかし、運動エネルギーが光シフトポテンシャル U_0 より小さいと原子はポテンシャルの坂を登ることが出来ず、エネルギーの散逸が出来なくなる。よって到達温度 T_p は光シフト量に等しく、 $|\delta_L| \gg \Omega$ では

$$k_B T_p \sim h\Omega^2 / |\delta_L|$$

程度になる。

我々が目指す光格子とは、偏光勾配冷却の最終状態である。上述のように偏光勾配冷却の最低温度は光シフトポテンシャルを原子が登れなくなったときであり、このとき原子はポテンシャルに閉じこめられることになる。このポテンシャルは光の干渉によって出来る光強度に依存するため、波長オーダーの周期的ポテンシャルであり従って原子が周期的に配列するのである。

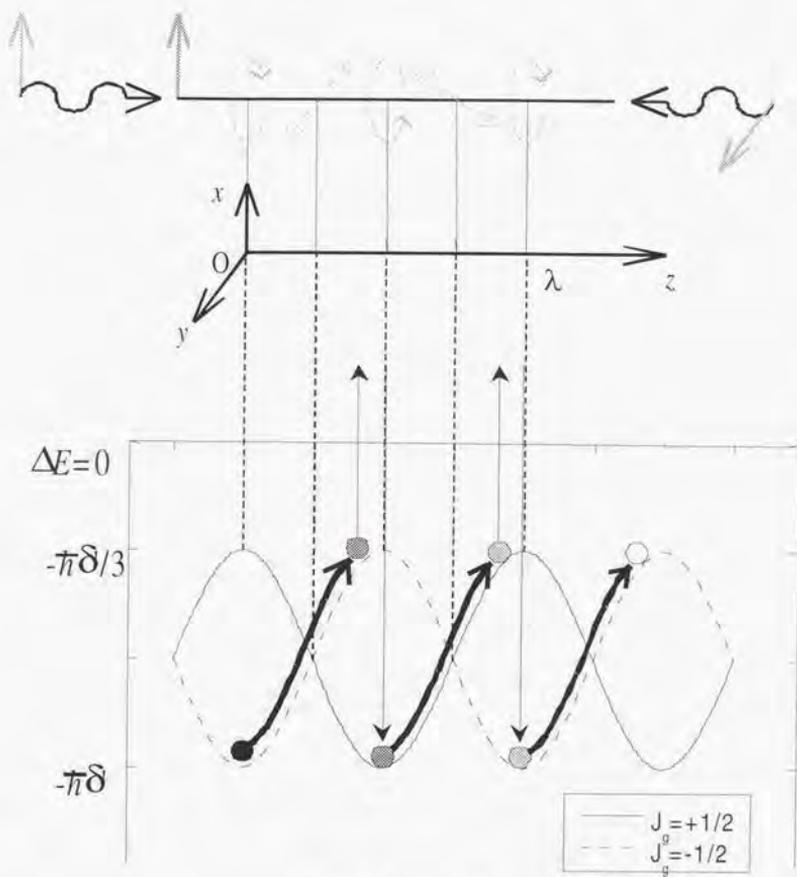


图 2.1: 偏光匀配冷却

2.2.4 磁気光学トラップ

レーザー冷却によって、我々は $\sim 10\mu\text{K}$ オーダーまで原子を冷却できるようになった。しかしながら、この冷却原子の応用を考えるとき、冷却原子を集め長時間空間的に保持することが必要である(トラップ)。我々が目指す光格子においても、格子状に配列させるには、格子をつくるための光を照射する前に冷却原子を狭い空間に蓄積しておく必要がある。単純に考えると、光を対称に原点に向けて照射してやれば空間的に閉じこめられるかと思われるが、散乱力は波数ベクトルの方向に働くことを考えると、散乱力のみでトラップするためには波数ベクトルの吸込みが存在しなければならない。これは電磁気学の原理に反するため不可能である。つまり2準位原子に対しては、散乱力のみを用いたトラップは構成できないのである(optical Earnshaw theorem [30])。しかしながら、冷却準位に磁気縮退がある場合には磁場による効果を巧妙に利用してトラップを構成できる。1986年、Raabらによって、考案された磁気光学トラップである[4]。彼らは四重極磁場と遷移の偏光選択性を組み合わせることで、散乱力を用いたトラップを構成した。このトラップの方法は、比較的深いトラップ深度(数K)をもつこと、光軸、偏光等のアライメントの調整が比較的許容度が広いこと等により、現在のトラップの主流である。我々もこの方法を用いてトラップしている。

図2.2を用いて1次元での動作原理を考えてみよう。直線的に変化する磁場中 $B(z) = bz$ で、ゆっくりと運動する原子を仮定する。冷却用遷移として $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ をもつとき、磁場中で原子の上準位の磁気副単位は、 $z = 0$ で交差してそれ以外の点では分裂する。原子の上準位のゼーマンシフトを、 $\omega(z) = \beta z$ とする。このとき、共鳴から負に離調した σ^+ レーザー光を左側から、 σ^- 光を右側から入射する。 $z > 0$ にいる原子は σ^- 光を共鳴に近く見るため、正側からくるレーザー光を選択的に吸収し、原点に向かう力が働く。

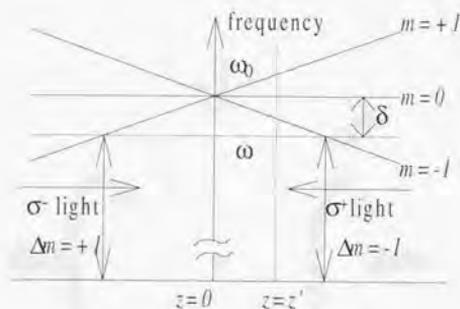


図 2.2: 1次元磁気光学トラップ

このときの原子に働く散乱力は、それぞれのレーザー光から独立に力が働くことすれば、

$$F = F_{\sigma^+} + F_{\sigma^-} = \frac{\hbar k \gamma}{2} \left[\frac{I/I_0}{1 + 4\{(\delta - kv - \beta z)/\Gamma\}^2} - \frac{I/I_0}{1 + 4\{(\delta + kv + \beta z)/\Gamma\}^2} \right]$$

ここで、 $kv, \beta z \ll \Gamma$ のもとでは

$$F(v, z) = \frac{4\hbar k(I/I_0)(2\delta_L/\Gamma)(kv + \beta z)}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2}$$

とかけ、これはドップラー冷却での力の表現 (2.17) において、 kx を $kx + \beta z$ に置き換えた形で、速度に対する抵抗力 (摩擦力) と空間的位置に対する戻す力 (弾性力) がともに働いている。従って原子は減衰調和振動を行い、

$$\ddot{z} + \gamma_{\text{dump}} \dot{z} + \omega_{\text{trap}}^2 z = 0$$

の形に当てはめると、減衰調和振動の性質を表すパラメーター $\gamma_{\text{dump}}^2 / 4\omega_{\text{trap}}^2$ は

$$\frac{\gamma_{\text{dump}}^2}{4\omega_{\text{trap}}^2} = \frac{\hbar k^2 (I/I_0) (2\delta_L/\Gamma)}{\beta M [1 + (2\delta_L/\Gamma)^2]}$$

となる。この値はクリプトン原子の場合、 $dH/dz = 10\text{G/cm}$ 、離調は自然幅の 1/2、光強度は飽和強度として計算すると

$$\frac{\gamma_{\text{dump}}^2}{4\omega_{\text{trap}}^2} \approx 10 > 1$$

であり、過減衰振動となっている。

この動作原理は 3 次元へも拡張可能である。互いに逆向きの電流を流したアンチヘルムホルツコイルで四重極磁場を作る。この四重極磁場の中心に向かい互いに直交する 3 方向の両側から負に離調した円偏光のレーザー光を入射する。図 2.3 にこの様子を示す。このとき、原子はどの方向にずれても、中心に向かうレーザー光が共鳴に近く、常に中心方向に力が働き、また、複数の負に離調した円偏光により偏光勾配ができていたため、偏光勾配冷却も起きる。

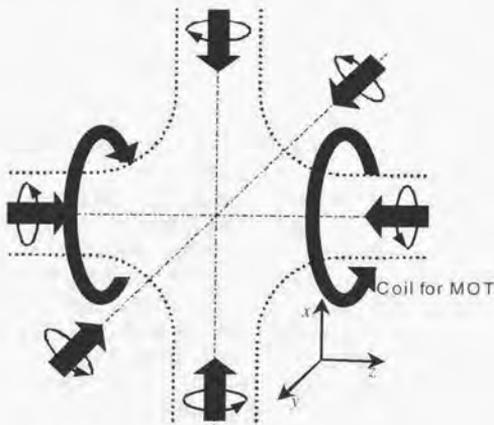


図 2.3: 3次元磁気光学トラップの構成

Chapter 3

光格子 (一般論)

3.1 光格子研究の変遷

光格子とは、偏光勾配冷却の最終状態であり、原子が AC シュタルク効果による光の波長オーダーの空間的なポテンシャルに閉じこめられて規則的に配列する状態を言う [1]。このポテンシャル中での原子の運動については理論的には Y. Castin らが調べている [31]。彼らは原子の状態は、振動子準位 n 、第一ブリルアンゾーン中のブロッホインデックス q 、原子の内部状態 (輻射場が無ければ磁気量子数に相当する) の 3 つの離散値で決めることが出来、セシウムの場合の典型的な実験条件における、バンド構造や振動子準位占有確率等を計算している。この論文はまた、振動子準位の基底状態と第一励起状態が数 10kHz 程度離れてバンド幅が十分小さいことを示しており、初期において実験家をしてラマン遷移を用いた分光をさせることとなった。

実験では、まず AC シュタルクシフトによるポテンシャルの効果がレーザー冷却を用いることなく確認された [32]。彼らは 1 次元で 2 本の互いに直交した直線偏光が作る偏光勾配に垂直に原子線を入れて、原子がポテンシャルの低い偏光の位置に選択的に分かれることを示した。周期的配列については 1992 年、P. Verkerk らによるセシウム原子の 1 次元格子 [33]、P. S. Jessen らによる Rb 原子の 1 次元格子 [34] が実現され、1993 年には A. Hemmerich らがルビジウムを用いた 2 次元格子 [35] を、G. Grynberg らがセシウムで 3 次元の格子 (体心立方格子) [36] を実現した。これらの実験において振動準位間の遷移をラマン分光で見ることにより原子が周期ポテンシャルに束縛されていることを確認した。光格子の実験は磁気光学トラップが出来れば付加的な装置が殆ど必要ない。Grynberg らに指摘されたように、4 本のビームでの 3 次元光格子は特にビーム間の位相を制御する必要が無い [36] し、光源もパラメータを広く取るにはパワーが必要であるがトラップ光源と同スペクトルの光源でも実験可能ではある。光源を増やすに当たり、ルビジウム・セシウム等ならば安価なレーザーダイオードの光源で十分である。よって光格子は以降レーザー冷却における分野となった。この後光格子の応用としてポテンシャルの高さを断熱的に減らすことによってセシウムにおいて 700nK まで冷却する [37] 等の応用を目指した研究が始まった。この 700nK という温度はボーズ凝縮が実現する以前では 3 次元の原子集団の温度としては最低温度であった。

光格子の研究が始まった当初は、光結晶とも言った。この言葉には、全格子に原子が入った格子欠陥の無い光格子への期待があった。そして実現の暁には、隣合う原子のスピンが反対を向く反磁性体の生成や、1 サイトに複数の原子が入る場合の量子統計効果を観測すること等の興味ある現象が予想されていた。しかしながらアルカリ金属でも充填率は 10 個に 1 個程度までしか上げられなかった。レーザー冷却・トラップした原子を用いる以上、トラップの時点で密度が低い。光格子生成光を入射する前に高密度化をする必要があるのだが 1 つの原子の自発放出光を他の原子が吸収することによる輻射トラップ [38] のため、密度が制限されてしまうのである。輻射トラップは自発放出を抑制出来れば避けられるため、dark state を

用いた光格子が提案され [39]、実現された [40]。しかしながら磁気光学トラップのときと比べて密度を上げる手法がないため、実際の密度は高くなっていない。そして一方で、光格子の実験は低い充填率でも可能なもので周期ポテンシャルに特有な現象を探ることになる。

周期ポテンシャル特有の現象としては光格子の原子によるブラッグ散乱の観測 [41]、時間領域でのブロッホ振動の観測 [42]、Wannier-Stark ladder の観測 [43] 等が実現した。またトンネル現象の観測 [44] もなされた。

さて、光格子の実験は基本的に自発放出によって制限が課される。自発放出は光シフトポテンシャルとは無関係な光子反跳を原子に与える。そのためランダムな反跳による加熱効果によってポテンシャル内に束縛されていた原子はやがて障壁より高いエネルギーを持つことになる。また、自発放出はその光子の発生地点が光子の波長オーダーすなわち周期ポテンシャルのオーダーで確定するために原子の存在するサイトが確定してしまう。周期ポテンシャル内の粒子に特有のブロッホ状態とは粒子の波束が多数サイトに渡る状態であるが、光格子においては自発放出がそれを破壊することになる。よって光格子の実験では雑調を大きく取って自発放出を抑制する必要がある。雑調を大きく取ることは同時にポテンシャルの深さが浅くなることも意味するが、[42, 43, 44] の実験はラマンクーリング等の方法によって1次元方向でリコイル温度よりも低い温度で実験をしている。

上述の実験は全てサイトにトラップされている原子の性質を調べた実験であるが、光格子では原子のホッピング過程も興味ある対象である。先に述べたように光格子は自発放出による加熱効果と偏光均配冷却による冷却効果が共存しており、1つの原子に着目すればホッピングしては他のサイトに捕まるという過程を繰り返している動的な平衡状態である。そのホッピング周期や、ホッピング距離等は未だ解明されていなかった。というのもアルカリ金属では原子のホッピング距離等を調べる良いプローブが存在しなかったからである。アルカリ金属においては実験では唯一 Jurkzak らがルビジウム光格子からの蛍光の偏光相関を取ることによって調べている程度である [45]。一方、理論ではポテンシャルの高さを下げていくと粒子の拡散が拡散的 (diffusive) から弾道的 (ballistic) にその性質を大きく変えることが S. Marksteiner らによって指摘されており [29]、実験的には H. Katori らがシングルイオンの1次元拡散においてポテンシャルエネルギーの拡散を調べている [46]。

1.1 節でも述べたが、本論文に記した準安定状態希ガス原子での実験はこの光格子中での原子の拡散過程を衝突の検出から調べたもので、上述の報告と比して、完全3次元であること、最も象徴的である位置の拡散を調べられること等の特徴があり、その意義は大きい。

3.2 磁気調準位を考慮したオプティカルブロッホ方程式

2.2.3 節で述べたように、光格子は偏光均配冷却の最終状態で原子が十分に冷えて光シフトによるポテンシャルを越えられなくなり、ポテンシャル井戸に閉じこめられた状態である。従って光格子の生成を理解するには偏光均配冷却を詳しく理解することが必要である。偏光均配冷却は、遷移の下準位において磁気調準位による節退があることが重要である。そこでまず、磁気調準位がある場合の密度行列の運動方程式を示す。尚、以降の導出は C. Cohen-Tannoudji の議論 [47] を参考にした。

3.2.1 密度行列の運動方程式

遷移の下準位に磁気調準位が存在する場合 (i.e. $J_B \neq 0$)、共鳴に近い光が入射すると各磁気調準位は上準位とミキシングを起こして節退が解ける。つまり原子のエネルギーは共鳴光がない場合からシフトする。これを光シフトという。ここでは偏光均配冷却の最終状態を考えるので十分飽和していない状態 (飽和パラメータ $s \ll 1$) かつ原子の速度が十分遅い ($kv \ll \Gamma$) のもとで考える。この場合、光子を吸収して上準位に上がることは非常に希であるため、下準位の光ポンプ時間 τ_D は上準位の寿命 τ_R に比べて非常に長い ($\tau_D \gg \tau_R$)。

従って τ_P の時間オーダーで考えると断熱的に速い変数は無視することが出来、基底準位の密度行列のみを考えれば良くなる。この様な近似のもとで以下に詳細を示す。

基底準位及び励起準位のサブスペースへの射影演算子

$$P_g = \sum_{\mu=-J_g}^{+J_g} |J_g \mu\rangle \langle J_g \mu|, \quad P_e = \sum_{\mu=-J_e}^{+J_e} |J_e \mu\rangle \langle J_e \mu|$$

を定義する。また、密度行列を

$$\sigma = \sigma_{gg} + \sigma_{ge} + \sigma_{eg} + \sigma_{ee}$$

と4つの密度行列の和で表しておく。ここで $\sigma_{ab} = P_a \sigma P_b$ であり、チルダはその変数が速い光の周波数で振動していることを意味する。原子と輻射場との相互作用ハミルトニアン V_{AL} は

$$V_{AL} = -d^+ \cdot E_L^+(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} - d^- \cdot E_L^-(\mathbf{r}) e^{+i\omega_L t}$$

と書ける。ただし $d^+ = P_e d P_g$, $d^- = P_g d P_e$ である。さらに演算子 $G^\pm(\mathbf{r})$, 単位ベクトル ϵ_q を以下のように定義しておく。

$$\hbar G^\pm(\mathbf{r}) = d^\pm \cdot E_L(\mathbf{r}) \quad (3.1)$$

$$\epsilon_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon_x \pm i \epsilon_y), \quad \epsilon_0 = \epsilon_z \quad (3.2)$$

ただし、 d は双極子モーメント演算子であり、以下のように無次元化しておく。

$$\langle J_e m | \epsilon_q \cdot d^+ | J_g l \rangle = D \langle J_e m | J_q | J_g l \rangle \quad (3.3)$$

ここで $\langle J_e m | J_q | J_g l \rangle$ はクレブシユゴルダン係数であり、

$$d^+ = D \tilde{d}^+ \quad (3.4)$$

として無次元化した双極子モーメント \tilde{d}^+ を定義する。(すると $\epsilon_q \cdot \tilde{d}^+$ の行列要素はクレブシユゴルダン係数そのものである。) そして $E_L^+(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \epsilon(\mathbf{r}) \mathcal{E}_L(\mathbf{r})$ として実電場 \mathcal{E} が書けて、ラビ周波数 $\Omega(\mathbf{r})$ が

$$\hbar \Omega(\mathbf{r}) = -D \mathcal{E}_L(\mathbf{r}) \quad (3.5)$$

と書ける。尚、この Ω はクレブシユゴルダン係数が1であるような遷移におけるラビ周波数であってそうでない遷移においてはラビ振動周波数はクレブシユゴルダン係数がかかることに注意せねばならない。密度行列の運動方程式は

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\frac{i}{\hbar} P_a [\hbar \omega_A P_g^+ + V_{AL}, \sigma] P_b + \left(\frac{d}{dt} \sigma_{ab} \right)_{sp} \quad (3.6)$$

緩和項については二準位の場合の(2.9)とは、 σ_{ee} から σ_{gg} への項だけが違い、選択則から落ちてくる磁気副準位は限られることを考えて

$$\left(\frac{d}{dt} \sigma_{gg} \right)_{sp} = \Gamma \sum_{q=\pm 1, 0} (\mathcal{E}_q^* \cdot \tilde{d}^-) \sigma_{ee} (\mathcal{E}_q \cdot \tilde{d}^+)$$

となる。(3.6)を展開すると、

$$\sigma_{ee} = -\Gamma\sigma_{ee} + i[G^+(\mathbf{r})\sigma_{ge} - \sigma_{eg}G^-(\mathbf{r})] \quad (3.7)$$

$$\sigma_{eg} = -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\delta\right)\sigma_{eg} + i[G^+(\mathbf{r})\sigma_{gg} - \sigma_{ee}G^+(\mathbf{r})] \quad (3.8)$$

$$\sigma_{gg} = \left(\frac{d}{dt}\sigma_{gg}\right)_{sp} + i[G^-(\mathbf{r})\sigma_{eg} - \sigma_{ge}G^+(\mathbf{r})] \quad (3.9)$$

ここで断熱近似を入れる。我々は偏光均配冷却の最終段階の飽和パラメータ $s \ll 1$ という状態を考えている。この場合原子は基底状態にある時間が励起状態にいる時間より十分長いので、励起状態寿命 $\tau_R = \Gamma^{-1}$ の時間スケールでは密度行列は殆ど変化しない。従って

$$|\sigma'_{ee}| \cdot \Gamma^{-1} \ll \sigma_{ee}, \quad |\sigma'_{eg}| \cdot \Gamma^{-1} \ll \sigma_{eg}$$

であるため、(3.6)の σ'_{ee} 、 σ'_{eg} は右辺の緩和項に対して十分小さく無視できる。また、光強度が弱いのでラビ周波数の3乗以上の項は無視すると(3.8)における $\sigma_{ee}G^+(\mathbf{r})$ は消えて、結局

$$\sigma_{eg} = -\frac{1}{\delta + i(\Gamma/2)}G^+(\mathbf{r})\sigma_{gg} \quad (3.10)$$

$$\sigma_{ge} = \frac{1}{\delta - i(\Gamma/2)}\sigma_{gg}G^-(\mathbf{r}) \quad (3.11)$$

となり、(3.7)で σ'_{ee} を無視して(3.10)(3.11)を代入して

$$\begin{aligned} \sigma_{ee} &= -\frac{i\Gamma}{\delta - i(\Gamma/2)}G^+(\mathbf{r})\sigma_{gg}G^-(\mathbf{r}) + \text{h.c.} \\ &= \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}(\epsilon(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^+) \sigma_{gg} (\epsilon^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^-) \end{aligned} \quad (3.12)$$

よって σ_{gg} もまた σ_{gg} のみで表現できて

$$\begin{aligned} \sigma_{gg} &= \frac{-i}{\delta + i\Gamma/2}G^-(\mathbf{r})G^+(\mathbf{r})\sigma_{gg} + \frac{i}{\delta - i\Gamma/2}\sigma_{gg}G^-(\mathbf{r})G^+(\mathbf{r}) \\ &\quad + \frac{\Gamma}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \sum_{q=\pm 1,0} (\epsilon_q^+ \cdot \hat{\mathbf{d}}^-) G^+(\mathbf{r})\sigma_{gg}G^-(\mathbf{r})(\epsilon_q \cdot \hat{\mathbf{d}}^+) \end{aligned} \quad (3.13)$$

となる。

(3.13)の1行目はレーザーによる励起を表し、2行目は自発放射の効果を表している。1行目については実数部分と虚数部分に分けると交換子と反交換子を用いて表すことが出来、

$$(\sigma_{gg})_{\text{las}} = -i\frac{\delta}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}[G^-(\mathbf{r})G^+(\mathbf{r}), \sigma_{gg}] - \frac{\Gamma/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)}\{G^-(\mathbf{r})G^+(\mathbf{r}), \sigma_{gg}\}_+ \quad (3.14)$$

さらに、

$$\Lambda(\mathbf{r}) = (\epsilon^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^-) (\epsilon(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^+) = \Lambda^\dagger(\mathbf{r}) \quad (3.15)$$

$$\Gamma'(\mathbf{r}) = \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} = \Gamma \frac{s(\mathbf{r})}{2} \quad (3.16)$$

$$\delta'(\mathbf{r}) = \delta \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} = \delta \frac{s(\mathbf{r})}{2} \quad (3.17)$$

を用いて書き直すと

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{gg} = & -i\delta'[\Lambda(\mathbf{r}), \sigma_{gg}] - \frac{\Gamma'}{2} \{\Lambda(\mathbf{r}), \sigma_{gg}\}_+ \\ & + \Gamma' \sum_{q=\alpha, \pm 1} (\epsilon_q^* \cdot \hat{d}^-) (\epsilon(\mathbf{r}) \cdot \hat{d}^+) \sigma_{gg} (\epsilon^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{d}^-) (\epsilon_q \cdot \hat{d}^+) \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\text{where, } \{A, B\}_+ = AB + BA$$

これが遷移の準位に磁気副準位が存在するときの基底準位の密度行列の運動方程式である。

この式において第1項は光子の自発放出を考えない場合の項であって、これが光シフトを表している。第2項は自発放出によってその基底準位が空になることを表す項であり、第3項は他の励起準位からの自発放出によって基底準位が満たされる場合を表す項である。この3つの項について以下に詳細を示す。

光シフト

(3.18)の第1項 $-i\delta'[\Lambda(\mathbf{r}), \sigma_{gg}]$ を $[H_{\text{eff}}(\mathbf{r}), \sigma_{gg}]/i\hbar$ と表すと

$$H_{\text{eff}} = \frac{\hbar\delta}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} G^-(\mathbf{r})G^+(\mathbf{r}) = \hbar\delta'(\mathbf{r})\Lambda(\mathbf{r}) \quad (3.19)$$

と書ける。原子の自発放出がない場合には原子はこの H_{eff} に従っていると考えることが出来る。 H_{eff} は輻射場を入れる前の準位間におけるミキシングを引き起こすので、原子はこれを対角化した固有状態をとり、またその固有値分のエネルギーだけもとの基底準位からシフトする。このシフトを光シフトと言う。

今、 $\Lambda(\mathbf{r})$ の固有値・固有状態を

$$\Lambda(\mathbf{r})|g_\alpha(\mathbf{r})\rangle = \lambda_\alpha(\mathbf{r})|g_\alpha(\mathbf{r})\rangle \quad (3.20)$$

と表すと、光シフト δE_α は

$$\delta E_\alpha = \hbar\delta'\lambda_\alpha \quad (3.21)$$

と書ける。

さて (3.17) より δ は光強度の空間依存性を通して、また (3.15) より $\Lambda(\mathbf{r})$ は偏光の空間依存性を通して、いずれも空間の位置に依存している。従って空間的にポテンシャルは光の波長オーダーで周期的に変化しており、よく冷えた原子ならばトラップすることが可能である。これにより原子を光の波長オーダーで規則的に並べるのが光格子である。

自発放出が後に続く誘導吸収

(3.18)の第2項は自発放出によって上状態とミキシングを起こした基底状態の population が減少する過程を表している。この項によって σ_{gg} の $|g_\alpha\rangle$ 表現での対角要素の変化は

$$(|g_\alpha\rangle\langle g_\alpha|)_{\text{dec}} = -\Gamma'_\alpha |g_\alpha\rangle\langle g_\alpha| \quad \Gamma'_\alpha = \Gamma\lambda_\alpha \quad (3.22)$$

光シフトにおいては自発放出は、原子を光シフトによるポテンシャル井戸から逸脱させるため、可能な限り少なくする必要がある。原子が偏光勾配の腹(光シフトポテンシャルの底)によく局在した状態の場合に

は、その点では偏光が σ^+ もしくは σ^- の完全な円偏光であるため $M_{Jg} = \pm J$ から $M_{Jg} = \pm(J+1)$ しか遷移できず、その後自発放射によって落ちる準位は元の基底準位しかない。よって再びポテンシャル井戸に捕捉されるが、吸収した光子の反跳によって加熱されるため徐々に空間的な振幅を増やし、反対の円偏光を吸収することも可能となり、反対の円偏光を吸収した後の自発放射では元いた副準位とは違う副準位の基底状態基底状態に落ちることが可能となる。すると原子は完全にポテンシャルから逸脱する。従ってポテンシャル逸脱のスピードは (3.22) の Γ^{-1} の時定数とポテンシャルの深さの積に比例する。

3.3 光格子生成光の configuration

光格子は 3.2.1 節で述べた偏光勾配による光シフトポテンシャルに原子をトラップするものである。これらの力がはたらく様な光電場は複数の光を干渉させることによって得られる。複数の光をどのような角度で入れると光格子を生成するのに都合がよいかをここでは考える。

3.3.1 光格子の次元と入射光の本数

光格子は複数の光を使って空間的な偏光及び強度の勾配をつくり、この偏光勾配の形が格子の形を決定する。いわば干渉縞がそのまま格子の形である。従って鏡の振動等により干渉縞が動くことが原因で偏光勾配の形が変化もしくは弱くなって光格子が生成できないことは十分あり得る。特に本実験では準安定状態希ガス原子を用い、装置は大きな真空槽を用いるため、真空ポンプの振動等は決して無視できない。そこで振動に強い入射光の構成にせねばならないがそれには、「入射光間の位相の変化があっても結晶全体が平行移動するだけで結晶構造までは変えない」という構成が良い。

実は、 n 次元の光格子においては入射光の本数が $n+1$ 本以内ならば入射光間の位相差が変化しても結晶が全体として平行移動するだけで結晶構造は変わらないことが知られている。

以下に証明を示す。

2次元で3本の入射光の場合を考える。ある成分に着目し、3本の入射電場は E_1 に対して E_2, E_3 は位相がそれぞれ α, β ずれているとする。

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1 \exp[i(k_{1x}x + k_{1y}y - \omega t)] = E_1 \exp[i(k_{1x}x + k_{1y}y)] e^{-i\omega t} \\ E_2 &= E_2 \exp[i(k_{2x}x + k_{2y}y - \omega t) + \alpha] = E_2 \exp[i(k_{2x}x + k_{2y}y + \alpha)] e^{-i\omega t} \\ E_3 &= E_3 \exp[i(k_{3x}x + k_{3y}y - \omega t) + \beta] = E_3 \exp[i(k_{3x}x + k_{3y}y + \beta)] e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

これを x, y それぞれ x_0, y_0 平行移動すると

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1 \exp[i\{k_{1x}(x-x_0) + k_{1y}(y-y_0)\}] e^{-i\omega t} \\ E_2 &= E_2 \exp[i\{k_{2x}(x-x_0) + k_{2y}(y-y_0) + \alpha\}] e^{-i\omega t} \\ E_3 &= E_3 \exp[i\{k_{3x}(x-x_0) + k_{3y}(y-y_0) + \beta\}] e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

ここで

$$-k_{1x}x_0 - k_{1y}y_0 = -k_{2x}x_0 - k_{2y}y_0 + \alpha = -k_{3x}x_0 - k_{3y}y_0 + \beta = \delta$$

を満たす x_0, y_0, δ を考えると、

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1 \exp[i(k_{1x}x + k_{1y}y)] e^{i(\omega t + \delta)} \\ E_2 &= E_2 \exp[i(k_{2x}x + k_{2y}y)] e^{i(\omega t + \delta)} \\ E_3 &= E_3 \exp[i(k_{3x}x + k_{3y}y)] e^{i(\omega t + \delta)} \end{aligned}$$

と書き直せる。つまり任意の α, β を空間の平行移動と時間のずらしによって吸収してしまい、 α, β のない状態と同じに出来るため結晶構造の変化には等らない。

これまでに報告のあった光格子の実験はその殆どがこのような結晶構造が変化しない本数でなされており、例外は初期の Hemmerich らのグループのみである。彼らは2次元では互いに直交する2本の定在波 [35]、3次元で3本の定在波 [49] を用いておりそれぞれ4, 6本の光を用いていることになる。従って入射光間の位相が変化しないように鏡に取り付けたピエゾ電圧素子でフィードバックをかけて補償している。

3.4 光格子ポテンシャルの異方性

現在もっともよく使われている光格子の configuration は3次元において4本の光格子生成光を用いるものである [51]。図3.1のように1Dlin+lin configurationにおける2本の直線偏光をそれぞれ2分割して広げて4本に分ける。この場合の分割の角度 θ がそれぞれの報告例において違うだけである。この configuration では容易に分かるように分割する前の対向ビーム方向に異方性がある。この結果、できるポテンシャル障壁においてはこの方向にはポテンシャルが浅くなる。従って原子が選択的に1次元運動している可能性が指摘されてきた [45]。

本論文ではこのホッピングの異方性については7章にてモンテカルロシミュレーションによって議論をしている。

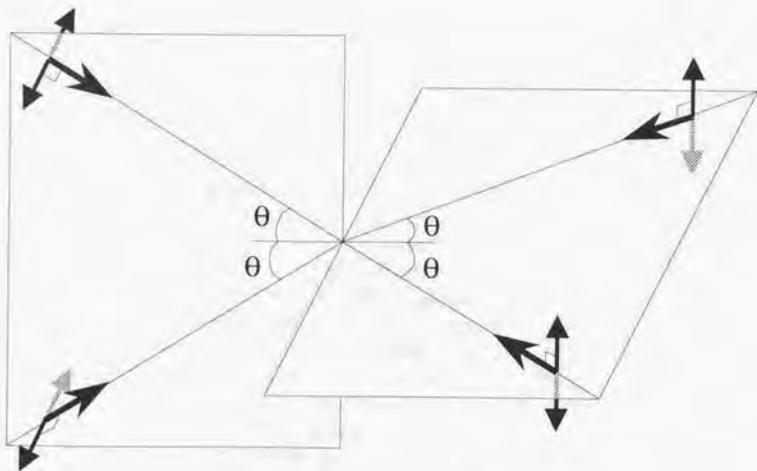


図 3.1: 典型的な 3 次元光格子の configuration

Chapter 4

準安定状態希ガス原子での光格子

本章では本論文において用いた準安定状態希ガス原子クリプトン・アルゴンでの光格子に特徴的な事項についてまとめる。

4.1 ^{40}Ar , ^{84}Kr のスペクトル

光格子を作るためには、まずレーザー冷却・トラップによって極低温の原子群を用意せねばならない。光格子は偏光均配冷却の延長線上にあるので、結局レーザー冷却・トラップが可能であることが光格子に用いる原子種の条件となる。冷却・トラップのための条件とは、連続発振レーザー光源で励起できる大きな遷移モーメントをもつ閉じた二準位系があることである。これまでに報告のあった光格子は原子種としては全てアルカリ金属原子のみであった。これは、アルカリ金属原子では、基底状態 $^2S_{1/2}$ から $^2P_{3/2}$ 励起状態への遷移が可視から近赤外領域にあるため、既存の周波数安定化レーザーとの整合性がよく、しかも大きな遷移モーメントをもつからである。

1章でも述べたように、本実験では準安定状態希ガス原子 ^{40}Ar , ^{84}Kr を用いた。図 4.1 にその準位図を示す。各準位の表示は、Paschen の記法に従い、また、LS 結合の表しも示した。希ガス原子では、基底状態からの閉じた遷移を用いると必要なレーザー波長は真空紫外光となり、その実現は難しい。次に最外殻の np 電子を $(n+1)s$ 軌道に励起するとき、4つの P 状態を生じる。このうち、三重項状態 $1s_3, 4s_3$ は基底状態とスピン禁制になるが、 $1s_3$ 状態では $1s_2$ 状態との強いスピン軌道相互作用により、基底状態と電気双極子遷移で結ばれるため、 $1s_3$, $1s_2$ 状態が双極子遷移の禁止された準安定状態となる。 $1s_5$ ($4p^5 5s$, 3P_2) 準安定状態からの励起を考えると、その上の $2p_3$ ($4p^5 5p$, 3D_3) 状態との間に閉じた 2 準位系を見いだすことができ、これを冷却・トラップ遷移として用いることが出来る。 $1s_5$ 状態からの緩和は $\Delta J = 2$ の磁気四重極遷移による $1p_0$ ($4p^0$, 1S_0) 基底状態へのもののみであり、 $1s_5$ 準安定状態は数十秒の非常に長い寿命を持つことが計算で示され [52]。トラップを利用して測定もされている [20]。

Kr の場合、 $1s_5$ 準安定状態の $1p_0$ 基底状態からのエネルギーは 9.92eV であり、一方イオン化エネルギーは 14.00eV であることから、 $1s_5$ 準安定状態原子同士の二体衝突ではベニングイオン化 (4.1)、または結合性イオン化 (4.2) 等のイオン化衝突が支配的になる。イオン化衝突は検出器に負電位をかけることによってリアルタイムに検出が可能であり、これが準安定状態希ガス原子を用いることの最大の特徴である。



一方でこのイオン化衝突という非弾性衝突が支配的である為に準安定状態希ガス原子では衝突によって密度が制限されており、アルカリ金属で行われているような弾性衝突を利用した蒸発冷却によるボーズア

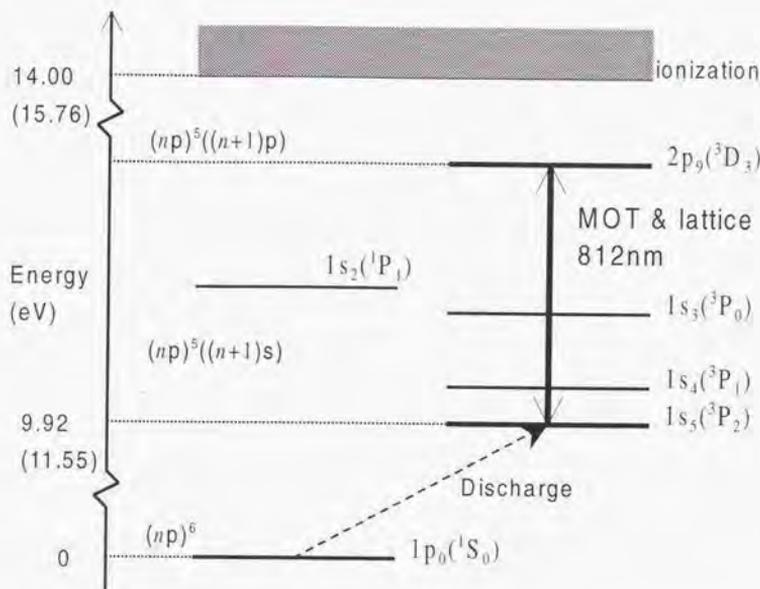


図 4.1: クリプトン・アルゴン原子のエネルギー準位図. ()内はアルゴン原子における値

インシュタイン凝縮等は不可能である。

その他にも以下のような特徴がある。

- ^{84}Kr , ^{40}Ar 原子は核スピンの 0 であるために、超微細構造がなく、アルカリ金属原子の場合に比べて非常に明かな議論が出来、実験上でも超微細構造ポンプ光を用意する必要がなく、それらの影響を考慮する必要がなくなるため、冷却光の雑調を大きく取ることができる。
- Kr, Ar においてはトラップ準位、トラップ遷移波長、トラップ遷移強度、が殆ど同じである為、レーザー冷却における種々の実験において質量依存性を見るのに好適である。
- トラップ遷移の下準位 $1s_5$ 状態から $2p_9$ 状態への光ポンプによって半分近い確率で冷却原子を別の準安定状態 $1s_3$ へ移すことが出来る。 $1s_3$ 状態は角運動量が 0 であり、磁場の影響を受けないため、干渉計等に用いるのに最適である。準安定状態希ガス原子での下海実験 [19, 21] やホログラフイーの実験 [22, 23] はすべてこの準位の原子で行っている。
- また、クリプトンには ^{83}Kr というフェルミ粒子の同位体が 11.5% も存在し、トラップにより同位体分離が可能である為、量子統計性を確認する実験が期待される。

表 4.1 にクリプトン及びアルゴン原子における冷却の諸定数を示した。

	Krypton	Argon
$1s_5$ - $2p_9$ 遷移波長	811.6nm	811.8nm
$1s_5$ 準安定状態寿命 (theory)[52]	85 fs	55.9 fs
$1s_5$ 準安定状態寿命 (experiment)[20]	39 fs	43 fs
$2p_9$ 寿命 [53, 54]	31 ns	27 ns
$1s_5$ 準安定状態エネルギー	9.92 eV	11.6 eV
イオン化エネルギー	14.00 eV	15.8 eV
ドップラー温度	123 μ K	141 μ K
リコイル温度	172 nK	36 lnK
飽和強度 ($2\pi^2\hbar c/3\lambda^3\tau$)	1.3 mW/cm ²	1.4 mW/cm ²

表 4.1: クリプトン及びアルゴン原子の冷却に関する諸定数

4.2 光シフトポテンシャル

本実験で目指す光格子は偏光勾配による光シフトの変化によって出来るポテンシャル井戸に原子をトラップするものである。

偏光による光シフトの変化を調べるには、互いに対向して進む偏光を直交させた 2 本の光が存在する場合 (lin \perp lin-configuration) の空間的な変化を見ることが多い。この光の構成では図 4.2 のように 2 分の 1 波長の周期で σ^+ 偏光、直線偏光、 σ^- 偏光、直線偏光と偏光が変化するため光シフトの偏光依存性を調べるには好都合である。実際、光格子を作る始の場合には 3 次元空間内のある直線状をみればこのような偏光勾配が出来ているところを見つけることが出来る。

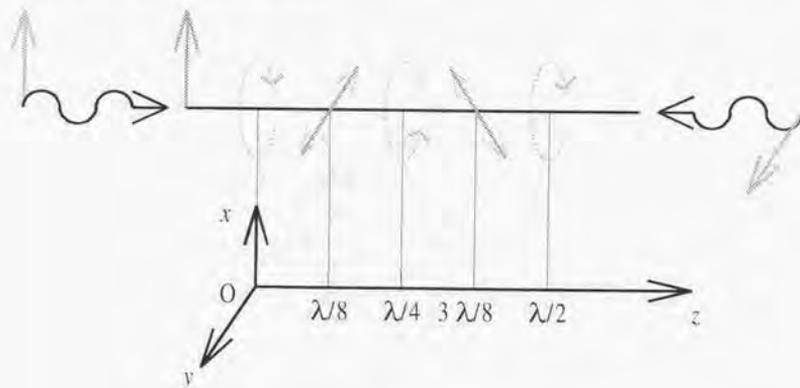


図 4.2: lin \perp lin configuration

3.2.1 節で述べたように、光シフトは実効的な Hamiltonian

$$H_{\text{eff}} = \hbar \delta'(\mathbf{r}) \Lambda(\mathbf{r})$$

の固有値として求められる。

ここで $\Lambda(r)$ は無次元化したラマンコヒーレンスを表す行列

$$\Lambda(r) = \left(\epsilon^*(r) \vec{d}^- \right) \left(\epsilon(r) \vec{d}^+ \right) = \Lambda^\dagger(r) \quad (4.3)$$

である。これは

$$\delta^j(r) = \delta \frac{\Omega(r)^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} = \delta \frac{s(r)}{2} \quad (4.4)$$

で表される。ここで Ω はラビ周波数、 δ は離調、 s は飽和パラメーターである。

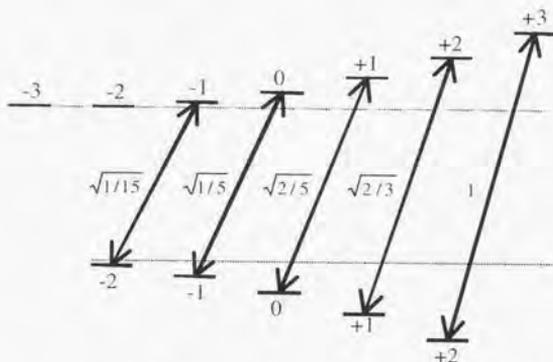


図 4.3: $J=2 \leftrightarrow J=3$ のクレブシェゴルダン係数

偏光ベクトルは $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration では

$$\epsilon(r) = \epsilon_+ \cos kz + i \epsilon_- \sin kz$$

と書け、図 4.3 に示した $J=2 \leftrightarrow J=3$ の遷移におけるクレブシェゴルダン係数を用いると Λ は

$$\Lambda(z) = \begin{bmatrix} s^2 + \frac{1}{15}c^2 & 0 & i\frac{\sqrt{2}}{5\sqrt{3}}sc & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{3}s^2 + \frac{1}{5}c^2 & 0 & i\frac{1}{5}sc & 0 \\ -i\frac{\sqrt{2}}{5\sqrt{3}}sc & 0 & \frac{2}{5}s^2 + \frac{2}{5}c^2 & 0 & i\frac{\sqrt{2}}{5\sqrt{3}}sc \\ 0 & -i\frac{1}{5}sc & 0 & \frac{1}{5}s^2 + \frac{2}{3}c^2 & 0 \\ 0 & 0 & -i\frac{\sqrt{2}}{5\sqrt{3}}sc & 0 & \frac{1}{15}s^2 + c^2 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

(where $s = \sin kz$, $c = \cos kz$)

となる。これは当然ながらエルミートであり、固有値は実数でヤコビ法により数値的に求められる。これを対角化した固有値 λ_a が実際の光シフトポテンシャルを表す。この空間(偏光)依存性をプロットしたのが図 4.4 である。この図におけるポテンシャルの底は完全な円偏光になっており、底の固有値をもつ固有状態は、 σ^+ では $M_J = +J$ 、 σ^- では $M_J = -J$ という相互作用を入れる前の固有状態である。従ってこのポテンシャルの底に完全に原子が局在した場合には、原子群は $\lambda/4$ ごとにスピンの反転する反磁性体のような性質を帯びることになる。

典型的な実験パラメーターとして、

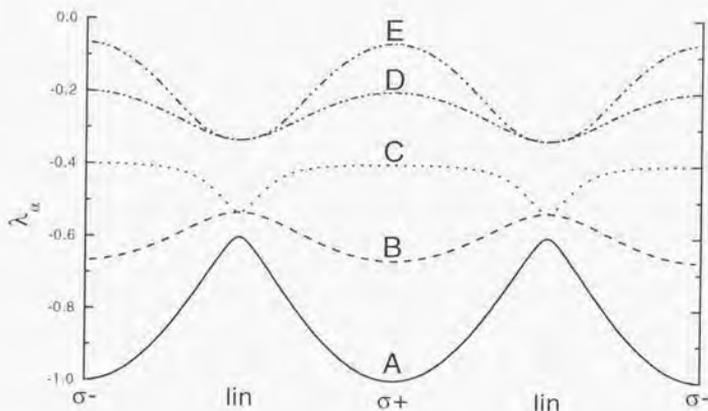


図 4.4: λ の空間 (偏光) 依存性

$$^{81}\text{Kr}, \text{ 離調 } \delta = -1\text{GHz}, \text{ 光強度 } 1.4\text{W/cm}^2$$

とすると,

$$\Omega = 123\text{MHz}, \delta' = 3.8\text{MHz} \quad (4.6)$$

$h\delta' = 3.8\text{MHz}$ は温度にして $180\mu\text{K}$ 程度に相当し, 図 4.4 におけるポテンシャルの深さは 0.4 であるので, 上述の条件下におけるポテンシャルの深さは $72\mu\text{K}$ となり, レーザー冷却された原子をトラップするには十分な深さがある.

4.3 断熱追従近似の妥当性について

偏光均配冷却を半古典的に考えるとき, 原子は光シフトポテンシャルに従って運動すると考えるが, この場合は断熱近似を仮定している. 原子を質点と見なし, その位置の電場によるラマンコヒーレンスを入れた実効的なハミルトニアン H_{eff} を対角化した固有関数を考え, 原子がポテンシャル面に従って運動する場合は固有関数も追従して変化していくと仮定している. 量子力学の教えることころでは, ハミルトニアンが十分ゆっくり時間的に変化する場合は, 始状態がハミルトニアンの固有状態である場合ずっと固有状態であり続けるからだ. 今節ではこの断熱近似が偏光均配冷却の際にも許されるかどうかを考える.

4.3.1 断熱近似

ハミルトニアン H が時間に依存するときを考える. シュレディンガー方程式は

$$H(t)u_n(t) = E_n(t)u_n(t) \quad (4.7)$$

であり、このとき一般解は

$$\psi = \sum_n a_n(t) u_n(t) \exp \left\{ \frac{1}{i\hbar} \int_0^t E_n(t') dt' \right\} \quad (4.8)$$

とかける。(4.8)を(4.7)に代入して u_k^* をかけて積分すると、

$$\dot{a}_k = - \sum_n a_n \int a_k^* \frac{\partial u_n}{\partial t} u_k^* \exp \left\{ \frac{1}{i\hbar} \int_0^t (E_n - E_k) dt' \right\} \quad (4.9)$$

(4.7)の時間微分

$$\frac{\partial H}{\partial t} u_n + \mathcal{H} \frac{\partial u_n}{\partial t} = \frac{\partial E_n}{\partial t} u_n + E_n \frac{\partial u_n}{\partial t} \quad (4.10)$$

より、 $k \neq n$ ならば

$$\left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| n \right\rangle + E_k \int a_k^* \frac{\partial u_n}{\partial t} u_k^* = E_n \int \frac{\partial u_n}{\partial t} u_k^* \quad (4.11)$$

$$\rightarrow \int a_k^* \frac{\partial u_n}{\partial t} u_k^* = \frac{1}{\hbar \omega_{nk}} \left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| n \right\rangle \quad (4.12)$$

ただし、 $\hbar \omega_{nk} = E_n - E_k$ これを(4.9)に代入して、

$$\dot{a}_k = \sum_n \frac{a_n}{\hbar \omega_{kn}} \left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| n \right\rangle \exp \left\{ i \int_0^t \omega_{kn}(t') dt' \right\} \quad (4.13)$$

$t=0$ で固有状態 $|m\rangle$ にあったとしたとき、 $\langle k | (\partial H / \partial t) | m \rangle$ と ω_{km} 共に一定だとすると時刻 t における違う固有状態 $|k\rangle$ の成分は、

$$a_k = \frac{1}{\hbar \omega_{km}} \left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| m \right\rangle e^{i \omega_{km} t} \quad (4.14)$$

$$\rightarrow |a_k| = \frac{\sqrt{2} \sin \omega_{km} t}{\hbar \omega_{km}^2} \left| \left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| m \right\rangle \right| \quad (4.15)$$

$$\sim \frac{\left| \left\langle k \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| m \right\rangle \right| \times \frac{2\pi}{\omega_{km}}}{|E_k - E_m|} \quad (4.16)$$

となる。このように他の固有状態の振幅の大きさは二状態間のエネルギー差の Bohr 周期 $2\pi/\omega_{km}$ の時間の間でのハミルトニアンの変化と状態間のエネルギー差 $E_k - E_m$ との比のオーダーである。従って固有状態間のエネルギー差が小さく、ハミルトニアンの時間変化が大きい時には断熱近似が崩れる。

4.3.2 $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ での1次元 lin-lin configuration の場合

図4.5に $J_g = 1/2 - J_e = 3/2$ での場合のミキシングを示した。図のように1次元 lin-lin configuration ではハミルトニアンに $M_J = +1/2$ と $M_J = -1/2$ の間にラマンコヒーレンスがなからず、従って

$$\left\langle J_g = -1/2 \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| J_g = 1/2 \right\rangle = 0 \quad (4.17)$$

であるため、 π 偏光が0である限り非断熱遷移は起きない。

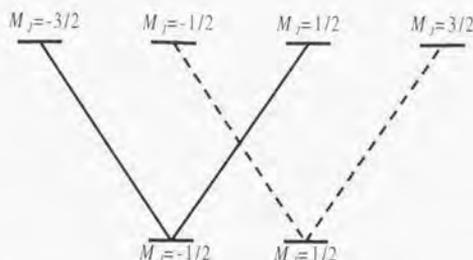


図 4.5: $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_c = 3/2$ で σ 偏光のみの時の双極子遷移による磁気副準位のミキシング。基底の 2 つの磁気副準位はミキシングを起こさない。

4.3.3 $J_g = 2 \leftrightarrow J_c = 3$ での 1 次元 lin \perp lin configuration の場合

本論文で用いている準安定状態希ガス原子では、光格子に用いる遷移の各運動量は $J_g = 2 \leftrightarrow J_c = 3$ である。この場合も σ 偏光のみの場合はラマンコヒーレンスによって 5 つの磁気副準位は図 4.6 に示したように 2 つのグループに分かれる。しかし、前節と違い同一グループに複数の磁気副準位があり、図 4.4 における A, C, E 間及び B, D 間では非断熱遷移が起こりうる。

ここで、A, C 間での非断熱遷移について 1 次元 lin \perp lin configuration において考える。図 4.7 のように原子が完全円偏光の点で磁気副準位を C として $v = 0$ で直線偏光の点へ動く場合を考える。この場合 $t = 0$ において $a_C = 1, a_A = 0$ である。(4.14) より a_A は次の方程式に従う。

$$a_A = \frac{1}{\hbar\omega_{AC}} \left\langle A \left| \frac{\partial H}{\partial t} \right| C \right\rangle \exp \left\{ i \int_0^t \omega_{AC}(t') dt' \right\} \quad (4.18)$$

原子が直線偏光の点まで運動する間この方程式を積分して a_A を求め、 $|a_A|^2$ を横軸に原子の位置としてプロットしたのが、図 4.7 である。ここでは、 $a_C = 1$ という近似の上で積分計算を行っているため、直線偏光の点を横切ったあとの値は意味がないが、直線偏光の点で 0.2 程度の確率で C に遷移する事が分かる。原子が円偏光の点で A \rightarrow C の遷移を起こすことは無いが、円偏光と直線偏光の点の間で速度をもって起きるため C 面での頂点程度のエネルギーを持って直線偏光の点に向かうと考えるのは悪くない、これから断熱近似は決して保たれないが、断熱遷移を起こした場合でもそれによって原子のサイト間ホッピングが止まったりする事はない。本来 C 面においてサイト間を移っている途中であった原子が非断熱遷移で A 面に移っても、A 面上でサイト間を移って行くからである。また、ここでは C \rightarrow A の遷移を考えたが、これ以外の遷移はその確率が小さい。逆過程 A \rightarrow C では偏光勾配冷却過程により原子が A 面のポテンシャル障壁より有意に大きいエネルギーを持つことはない¹⁾ので、最もエネルギー差が小さい直線偏光の点ではあまり速度を持たない。B \rightarrow D ではさらに直線偏光の点でのエネルギー差が上述の AC 間より大きい速度にはならないので非断熱遷移は起きない。以上より偏光勾配冷却過程を外部自由度に関して古典的に扱うことが非断熱遷移によって意味を無くすることはないと言える。

¹⁾ 原子の運動を量子論的に扱ったとき、ポテンシャルエネルギーより非常に大きな運動エネルギーを持つことが許される [55]。

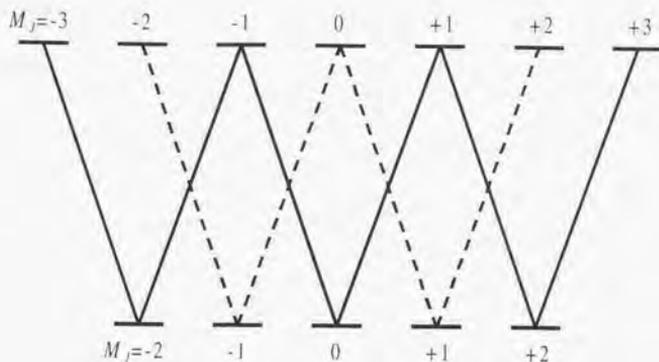


図 4.6: $J_g = 2 \rightarrow J_e = 3$ で σ 偏光のみの時の双極子遷移による磁気副準位のミキシング。基底の 5 つの磁気副準位は実線の 3 つと破線の 2 つに分かれてミキシングが起きる。実線の 3 つによるミキシングが図 4.4 における A, C, E を形成し、破線の 2 つが B, D を形成する。

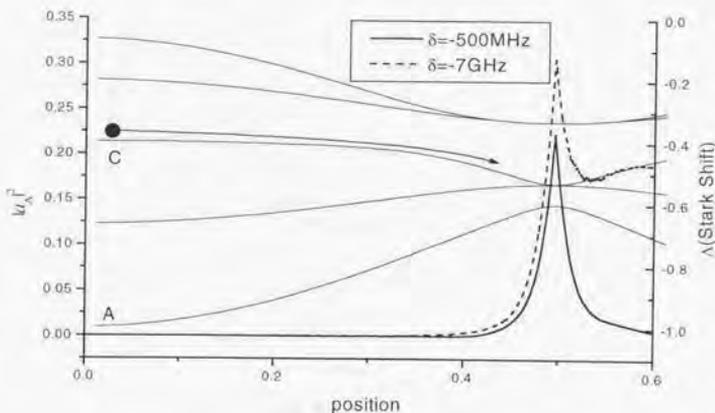


図 4.7: 非断熱遷移によるポテンシャル面乗り換えの確率。横軸は位置であり、細線がポテンシャル形状を表している。原子が状態 C でその頂点から $r=0$ で直線偏光の点へ運動するときに A へ非断熱遷移が起きる確率を太線で示した。条件は Kr, $I=180\text{mW/cm}^2/\text{beam}$, 離調 $\delta = 500\text{MHz}, -7\text{GHz}$ 。直線偏光の点近傍では非断熱遷移の可能性が十分あることがわかる。

4.4 準安定状態希ガス原子の極低温衝突

本実験では準安定状態希ガス原子の特色であるペンギンイオン化衝突を利用している。そこで本節ではレーザークーリングによって得られる極低温領域での準安定状態希ガス原子の衝突についてまとめる。

4.4.1 二体衝突レート

一般に原子雲の密度 n は次の微分方程式に従う。

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n - \beta n^2 + \phi \quad (4.19)$$

ここで、 αn はバックグラウンドガスとの衝突及び準安定状態からの基底状態への磁気四重極遷移によるロスを表す項、 βn^2 は原子間同士のペンギンイオン化衝突によるトラップロス項、 ϕ は原子源からの供給を表す。

本論文中の光格子は磁気光学トラップの後原子の供給を止めたのち作成するため $\phi = 0$ であり、光格子生成は 0.1sec 程度の間行う。生成後 0.1sec 程度では大きな密度の減衰はなく、 $\beta n^2 \gg \alpha n$ としてよい。従って、

$$\frac{dn}{dt} = -kn^2 \quad (4.20)$$

と書ける。

ここで、 t は時刻であり、比例定数 k を二体ペンギンイオン化衝突レート (以下二体衝突レート) という。二体衝突レート k は古典的には衝突断面積 σ と原子の速度 v の積で $k = \sigma v$ と表すことが出来、原子間の二体衝突の起こりやすさを表す量と言える。本論文での実験の目的の一つが光格子中での衝突レート k_{lattice} を求めることである。

ペンギンイオン化衝突過程は非弾性衝突過程であり、我々が扱っている極低温領域では遠心力ポテンシャルのために衝突に関与する部分波は s 波のみである。このような衝突ではベレーテの $1/v$ 則 [56] より、衝突断面積は速度に反比例する。よって衝突レートにおいては速度 v がキャンセルされて原子の速度によらず一定となる。この自由空間での一定の衝突レートを以降 k_{free} と表記する。

衝突レートを実験的に直接求めるのは難しい。準安定状態希ガス原子では衝突の検出はイオンカウントにより容易にできるが、カウント数から衝突レートはすぐには求まらない。原子雲の体積 V が時間的に変化しないとすると単位時間あたりのカウント数 I は (4.20) を用いて

$$I = \frac{V}{2} \frac{dn}{dt} = \frac{V}{2} k_{\text{lattice}} n^2 \quad (4.21)$$

となる。原子数 N を蛍光から見積もることが可能だとすると、 $n = N/V$ だから

$$I = k_{\text{lattice}} \frac{N^2}{2V} \quad (4.22)$$

よってイオンカウントから衝突レートを直接求めるには原子数と原子雲の体積を正確に見積もる必要がある。しかしながら原子雲の半径を CCD カメラ等で見ても正確に測るのは難しく、トラップ体積は半径の 3 乗で効くため、得られる衝突レートの信頼性が損なわれる。

上記の問題点を克服する方法に、自由空間での衝突レートが一定であることを巧妙に利用する方法がある。光格子中の衝突レートを測るのに、光格子生成光を切る直前直後のイオンカウント数を調べるのである。トラップサイズの距離を動く時間よりも十分短い直前直後の時間では原子数及び原子雲の体積は変わらないと見なせる。トラップ原子の速度 10cm/s 及びトラップ半径 1 μ m を考慮すると 1ms 程度の時間ではこの仮定は成立する。するとカウント数の比率は (4.22) より、そのまま衝突レートの比率になる。直後の光

がない自由空間での衝突レートは $1/v$ 則より一定値 k_{free} であるから、そこから光格子中の衝突レートが分かる。過去に計測された自由空間での衝突レートは信頼性が高いとは言えないため、光格子中での衝突レートの絶対値の信頼性は出ないが、異なるレーザーパラメーター間での比率は正確に出る。

4.4.2 共鳴双極子相互作用による光誘起衝突

上述の二体衝突レートは双極子遷移近共鳴光が存在する時には大きく変化することが知られている。近接原子対が双極子遷移で結ばれた異なる電子状態にあるときは2原子間のクーロン相互作用の多重極展開は双極子-双極子相互作用による r^{-3} から始まる。この共鳴双極子相互作用 $V(r)$ は原子間距離 r の関数として

$$V(r) = \pm a \hbar \gamma (\lambda/2\pi r)^3 = \pm C_3/r^3 \quad (4.23)$$

と書ける [60]。ここで λ, γ は双極子遷移の波長、自然幅を表す。 a は1のオーダーの相互作用に依存した定数である。相互作用半径は数 10nm に及び、これは自由空間での r^{-6} 次のファンデルワールス相互作用の相互作用半径数 nm を考慮すると非常に長距離で原子の運動を変化させる。また、±は近共鳴光の離調が負の場合はマイナスで引力ポテンシャル、正の場合はプラスで斥力ポテンシャルとなる。本論文中の光格子はすべて離調が負の bright lattice であるため、引力ポテンシャルによって衝突が増強される。従って、光格子中の原子間の二体衝突レートはポテンシャル障壁による抑制効果と引力ポテンシャルによる衝突増強効果の力比べとなる。

Chapter 5

実験装置

実験装置は大きく分けて真空系・トラップ光学系・格子生成光学系・測定系の4つに分けられる。以下に詳細を記す。

5.1 真空系

図 5.1 に真空系の配置図を示す。ソース部分、ゼーマン冷却部分、トラップ・光格子部分の3領域による差動排気である。

ビームソース部分は油拡散ポンプもしくはヘビードューティーのターボポンプで排気をしており、 10^{-8} Torr 程度の真空度である。ここで直流グロー放電によって準安定状態原子線を生成する。放電の電極部分は液体窒素で冷却してある。これは、放電による電極の劣化を抑制すると同時に放電で加熱された原子線を冷却してトラップされる原子数を多くするためである。実際にソース直後の原子線の温度は液体窒素冷却無しで 1160K のものが、350K にまで下げられる。原子はソース直後でトラップ遷移を用いた deflector[57] によりその方向を曲げると同時に collimate される。これは flux をあげると同時にトラップに関与しない基底状態原子が高真空側へ流れ込むのを防いでいる。

続いて原子は、差動排気領域を経て、まずゼーマン同調法により一次元減速される。ここでは減速過程で変化するドップラシフトを距離の平方根で磁場が減少するソレノイド磁場のゼーマンシフトで補償することによってレーザー光との共鳴条件を保っている。

ゼーマンコイルの終端で 10K 程度まで冷えた原子はトラップ領域まではトラップコイルによる磁場を受けるが、これによるゼーマンシフトは十分大きく、共鳴を外れた状態で等速運動をしてトラップ地点でトラップされる。トラップコイルはアンチヘルムホルツコイルであり、磁場の零点で原子はトラップされる。光格子の実験では光格子生成用のビームも入るためトラップ地点は障害物を出来るだけ少なくせねばならない。従ってトラップコイルの半径及びコイルの先端間の距離は約 60mm と広めにどってあり、コイルは両端から支持してある。

真空度についてはゼーマンコイルの部分はターボ分子ポンプ (400ℓ/s) を用いており、またトラップ領域はターボ分子ポンプ (400ℓ/s) とタイバックポンプを用いており、トラップ領域の真空度は $10^{-9} \sim 10^{-10}$ Torr となっている。トラップチャンパーには磁場補償用のヘルムホルツコイルが巻いてあり、地磁気やゼーマンコイルからの漏れ磁場を補償している。

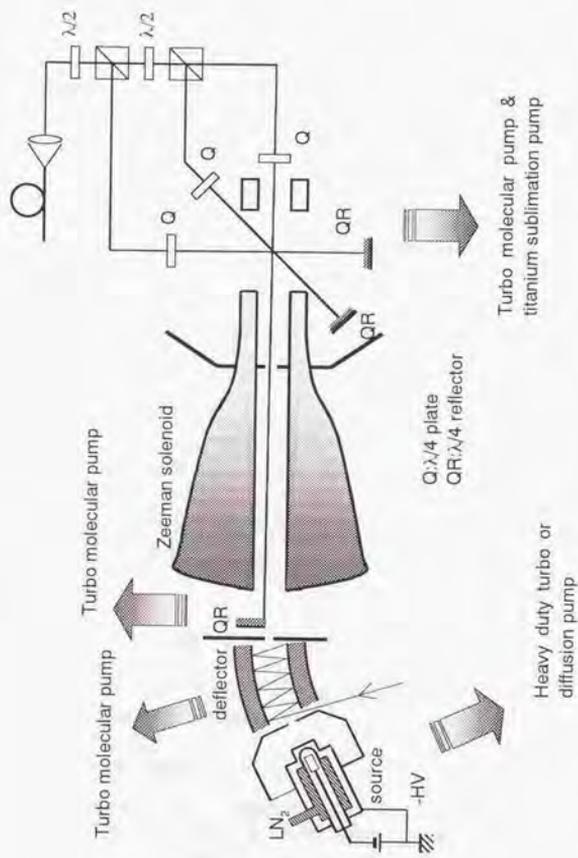


图 5. 1: 真空系配置图

5.2 トラップ光学系

トラップ光の光源としては、Ar での実験において初期に半導体レーザーを、後期にチタンサファイアレーザーを、また Kr での実験ではチタンサファイアレーザーを用いた。それぞれについて以下に詳細を記す。

5.2.1 半導体レーザー光源

半導体レーザーは、順バイアスされた pn 接合において高密度の電子・正孔を発生させ、その誘導結合過程を利用したレーザーである。半導体中には非平衡状態の電子・正孔を高密度に発生させることができ、これにより光増幅が可能になり、共振器長が数百 μm という小型である割には数 10mW もの単一縦横モード出力が得られる。半導体レーザーは光通信・光情報機器としての需要から大量生産されるようになり、他のレーザーと比して格段に安価に入手できる。よって実験においては半導体レーザーならば本数を容易に増やすことが出来るため、実験の自由度を増やすことが出来る。

本実験では高出力半導体レーザー (SHARP LT017MD0, 50mW) を用いた。実際には定格一格で使うことは温度揺らぎ等による発振周波数の揺らぎ等により素子を破壊する恐れがあるため最大 40mW 程度で使用する。以下に示すように、半導体レーザーでは周波数を安定化するためには光帰還をする必要があり、それにより得られる出力は 30mW 程度に減少する。そこで安定化を施した半導体レーザーの出力を別のレーザーに注入同期することにより 40mW 程度の出力を出した。以下にマスターレーザー及びスレーブレーザーの詳細を述べる。

5.2.2 マスターレーザーのスペクトル幅狭帯化

半導体レーザーは本来分光を目的として作られた素子ではないため、素子単体にただ電流を流すだけでは発振周波数・線幅・強度等の揺らぎが激しく、またマルチモードになったりモードホップが起きたりするためトラッピング光源等の高度な使い方は無理である。そこで我々は以下に示すような方法で発振周波数の決定及び種々の安定化及び線幅の狭帯化を行っている。尚、以下にあげる値は我々の用いた 810nm 帯 AlGaAs 半導体レーザーにおいてである。

温度安定化

半導体レーザーにおいては温度変化は熱膨張 (収縮) により素子の共振器長を変化させるために発振周波数の変化、ついにはモードホップを引き起こす。そこで素子のソケットを保持しているジェラルミン板の下に貼ったベルチエ素子により PI 制御で温度を安定化している。温度安定度は 1mK/min 程度である。同時に設定温度により発振周波数の粗調をしている。

ダイオードドライブ用定電流源

半導体レーザーを流れる電流は共振器内のキャリア数を決めており、キャリア数により共振器内の屈折率が変化する。従ってドライブ電流に揺らぎがある場合には発振周波数も揺らいでしまうので、電源は定電流源としている。発振周波数の温度依存性は $\sim 2.8\text{GHz}/\text{mA}$ であるので、周波数揺らぎを 1MHz 以下に抑えるには電流ノイズは $1\mu\text{A}$ 以下であることが必要である。また、電源 ON/OFF 時のサージを防ぐためのスロースタート回路、最大光出力を越えないための保護回路 (素子内の光強度モニタ用フォトダイオード出力を見る) 等の保護回路もある。

回折格子による光掃選を用いたの線幅狭帯化

半導体レーザー単体での発振スペクトル幅は、共振器のQ値の低さと自然放出によるキャリア密度の揺らぎのために10MHzから100MHzに及ぶ。一方、トラッピング光源として用いる際にはトラップ遷移の線幅数MHz程度のスペクトル幅が必要であるため、線幅の狭帯化をする必要がある。一般には狭帯化の方法として電氣的掃選と光掃選の方法があるが、本実験では光掃選を用いた。図5.2にその方法を示した。

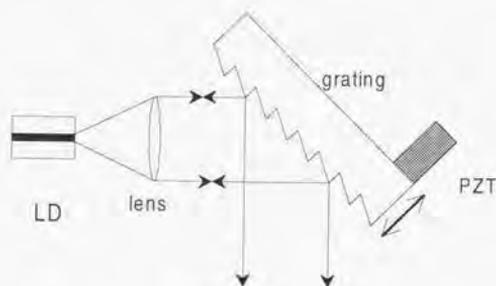


図 5.2: 回折格子による線幅狭帯化

レーザー素子には端面の出射側が減反射コーティング(反射率 $< 10\%$)されている高出力タイプを使用し、回折格子の1次光をレーザー素子に掃選する。この場合、レーザー素子の反射コーティング(反射率 $> 99\%$)してある端面と回折格子によって外部共振器を形成することになる。当然ながらこの外部共振器の共振器長(15mm)は素子による共振器長(0.25mm)に比して大きく、回折格子の1次光の反射率は20%程度と素子のみよりも高くなっているため、共振器のQ値を上げることができ、線幅1MHz程度を達成している。また回折格子をピエゾ電圧素子で動かすことにより周波数掃引も可能としている。

5.2.3 マスターレーザーの周波数安定化

5.2.2節で示した方法で線幅を狭帯化した半導体レーザーは熱的变化や機械的振動によって外部共振器長が揺らぐため、より安定な基準共振器もしくは原子の共振線に安定化することが必要である。我々は数GHz程度の波長掃引が必要などときには前者の方法で、トラップする際には後者の方法で周波数を安定化している。さらにトラップ光源として用いるには周波数をトラップ遷移から最大50MHz程度の任意の離調を持たせられること、レーザー光自体には変調を乗せないことが必要であるため、吸収線に安定化するにはゼーマンシフトによって遷移周波数をシフトさせて離調をつけられるようにしている。図5.3に周波数安定化装置のブロック図を示す。

基準共振器としてはポリウレタンで側面を包むことによって温度変化を低減したエタロンを用いた。この共振器の透過出力にオフセットをつけることによりエタロン出力の肩に安定化する。この誤差信号はそのまま回折格子のピエゾドライバに送られる。原子の準安定状態への励起にはグロー放電により行った。Ar原子を0.5Torr程度封じた放電管を用意して、これに σ^+ 偏光のレーザー光を入れて $\Delta M = +1$ の飽和吸収線を得る。飽和吸収を得るための反射鏡には半透鏡を用いてその透過光強度を飽和吸収信号から適当な重みを持って引くことでグロー放電による雑音を軽減している。安定化のための変調信号は放電管の回り

に巻いたソレノイドに2kHzのAC電流を流して磁場を変調してこれによりロッキング検出する。このAC電流にオフセットをつけることにより原子準位をゼーマンシフトさせて離調をつけることが可能である。離調は±100MHz程度というトラップ光としては十分な範囲をつけられた。

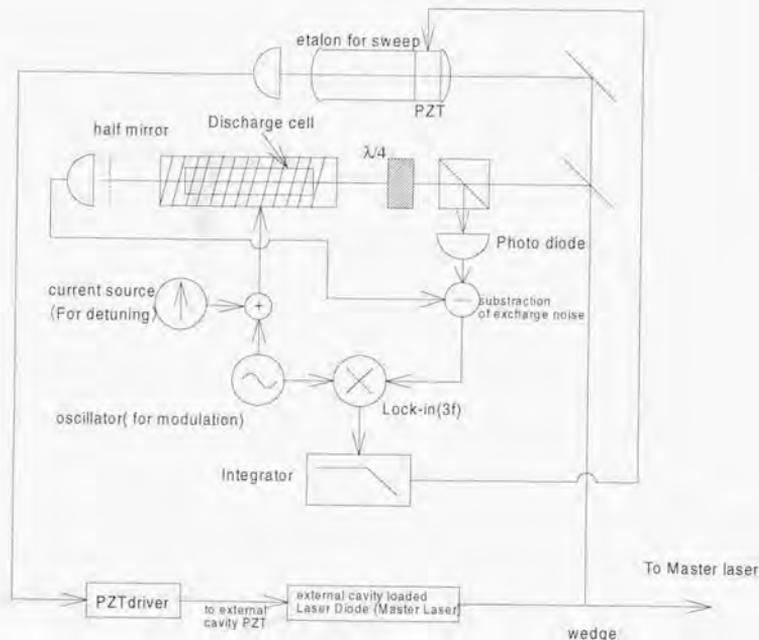


図 5.3: 周波数安定化装置ブロック図

実験においてはまず原子の吸収線を見つけるために波長を基準共振器にロックして基準共振器の共振器長を掃引する。その後、原子の吸収線からの誤差信号によって基準共振器の共振器長を変化させて安定化する。

5.2.4 二重光路法による周波数シフト

6.4節でも述べるが、トラップレーザーの周波数はmsecよりも速いスピードで20~30MHz程度シフトする必要がある。msecオーダーで放電セルに巻いたソレノイドの電流量を変化させることはコイルのインダクタンスの関係上非常に難しく、また周波数のロックが不安定になる。ここではマスターレーザーの出力に音響光学素子(AOM)を入れて、そのドライブ周波数を変化させることによって行った。音響光学素子ならば数10nsもの追従スピードがあるため問題ない。しかしAOMはその周波数により回折角が変化するため周波数をシフトすると光路が大きく変化してしまう。ここでは、図5.4に示したような同一のAOMに二重光を通す方法(二重光路法)により、光路のシフトを防いでいる。この場合AOMのドライブ周波数によ

らず回折光は元の光路を逆向きに進むため、周波数シフトによる光路の変化が起きない。しかし AOM を 2 回通るため、周波数シフトはドライブ周波数の 2 倍になり、回折効率は落ちることになる。

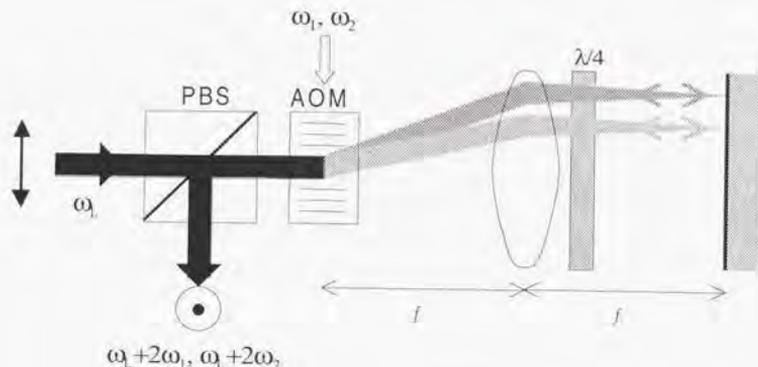


図 5.4: 二重光路法による高速な光周波数シフト

5.2.5 スレーブレザー

5.2.2, 5.2.3 節の方法で得られる光は線幅が小さく、周波数が安定ではあるが、出力は高々 25mW である。これは回折格子による光掃選のため、素子のスベックより小さい出力しか取り出せないこと、及び周波数安定化装置に出力が使われるからである。そこでこの狭線幅・周波数安定なレーザーをマスターレーザーとしてもう一つの半導体レーザーに注入同期することによって半導体レーザーの出力 40mW の大半を使えるようにした。その配置を図 5.5 に示す。マスターレーザーからの注入光は 200 μ W 程度で十分であるため、ウエッジを使ってスレーブレザーに注入し、スレーブレザーの出力の損失を抑えた。本実験では 185 μ W の注入光で 38mW の出力を得ることが出来た。実験ではトラップ光の ON/OFF のため AOM (光学音響素子) の 1 次光を使う。その回折効率が 70% 程度なので最終的にトラップに使われる強度は 25mW 程度である。またこの AOM への RF のドライブ強度を変化させることによって 6.4 節に述べるようなトラップ光の強度の変化を実現させている。

また、スレーブレザーの光がマスターレーザーに戻るとマスターレーザーは不安定になるのでアイソレーターは欠かせない。ここではファラデー回転を用いた光アイソレーター (-30dB) を用いたが、1 つでは不十分だったので 2 つ用いた。また、スレーブレザーは注入光と、注入光が無いときの素子自体での発振波長とが競合する。この競合の結果は温度によって変化するのでスレーブレザーにも温度安定化を施して安定に注入同期が行えるような温度を保った。

本実験で用いた六面体トラップではトラップ光は定常波となり戻り光が存在する。これがスレーブレザーの安定性を乱すのでスレーブレザーの出力にも光アイソレーターを用いた。また、半導体レーザーのビーム形状は、活性層の形状を反映しておよそ 1:3 の楕円形をしているので、アナモルフィックプリズムペアを用いて真円状にしている。

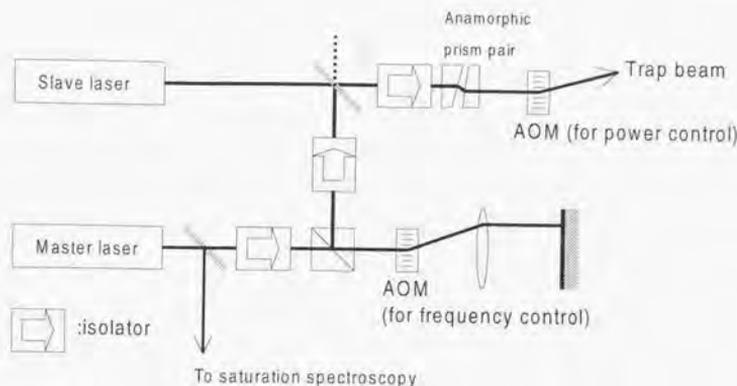


図 5.5: インジェクションロック配置図

5.2.6 Ti:Sp レーザーをトラップ光に用いた場合

Ar での後半の実験, Kr での実験においては, トラップ光に $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ レーザー (Coherent R899) を用いた. この場合も周波数安定化に関しては R899 のリファレンスキャビティにロックし, 放電セルで見た共鳴線からのエラーシグナルをリファレンスキャビティのキャビティ長にフィードバックした. 周波数や強度を変化させる方法は基本的に半導体レーザー光源の場合と同じである.

5.2.7 トラップ光の構成

上述の方法で得られたトラップ光は図 2.3 に示したように構成される. トラップに使う定在波は 2 本の円偏光が違うものが必要であるため, $\lambda/4$ 波長板に反射コーティングを施した鏡を用いている. 光格子の実験では光格子生成用のビームが入射され, トラップ地点の付近には鏡を置けないので, 真空槽の内面に張り付けてある. トラップ光のうち 1 本はゼーマン冷却の冷却光としても使われている. 従ってこちら方向の反射鏡はビームソースの近くに置かれている.

5.3 光格子光学系

5.3.1 光源

光格子生成光としては $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ レーザー (Coherent R899) を用いた. 3 章で述べたように光格子生成用レーザーは実験において強度のダイナミックレンジを大きく取るために出力の大きい必要があるからである. 光格子生成光はそれを分けた後干渉させることになるため単一モードの整った波面・対称な強度プロファイルが要求される. しかし, 本実験では光格子生成光の ON/OFF が不可欠であり, AOM (音響光学素子) の使用は避けられない. AOM 通過後の光はモードパターンが悪いため, ビームエキスパンダーとピンホール ($50\mu\text{m}$) によるモードクリーニングを行っている. 周波数の安定化については R899 のリファレンスキャビティにロックするだけにしており, 光格子生成光は共鳴から数 GHz 程度の離調をとるため放電

セルに巻き付けたコイルへのオフセット電流によるシフトは出来ない。R899のリファレンスキャパシターは $\sim 10\text{MHz/hour}$ 程度の安定度があるため大きく補正をとる場合はそれだけで十分である。

5.3.2 path

光格子生成光は入射光間の位相差の変化を少なくするために複数の path に分けるオプティクスは定盤の上でなく、真空槽上のジェラルミンステージにつけ、その他の鏡等のオプティクスはステンレスパイプ($\phi = 5\text{cm}$)で保持した。ターボ分子ポンプ等の振動により共振しないためには直径を大きくするのが良いが、普通のロッドでは重量があるためパイプにして軽量にした。

複数の path に分けるのは偏光ビームスプリッターと $\lambda/2$ 板の組み合わせによった。この方法は $\lambda/2$ 板を回転させることにより4本間の強度のバランスが調整でき、正確に4本の強度を一致させることが出来る。真空槽内への入射については、ウインドウにARコーティングを施しており、真空槽内からの出射側にもARコーティングウインドウを用いて、真空槽内に光が散乱しないようにしている。

5.4 測定系

光格子はCCDカメラで常にモニターし、二体衝突により生成されるヘリウムイオンは、 3kV をかけたマルチチャンネルプレート(HAMAMATSU F4655以下MCP)をトラップの横 6cm 程度の位置において測定した。またトラップの下 14cm には 4kV をかけたエレクトロンマルチプライヤー(HAMAMATSU R2362以下EMT)を設置して、飛行時間法による温度測定が出来るようにした。

MCPの出力はプリアンプを通した後、マルチチャンネルスケーラー(SRS SR430)でカウントされる。EMTの出力はプリアンプを通した後、フォトンカウンター(SRS SR400)でディスクリミネートした後にパソコンに取り込まれる。

5.5 概略

図5.6にトラップ地点の回りの概略を記した。

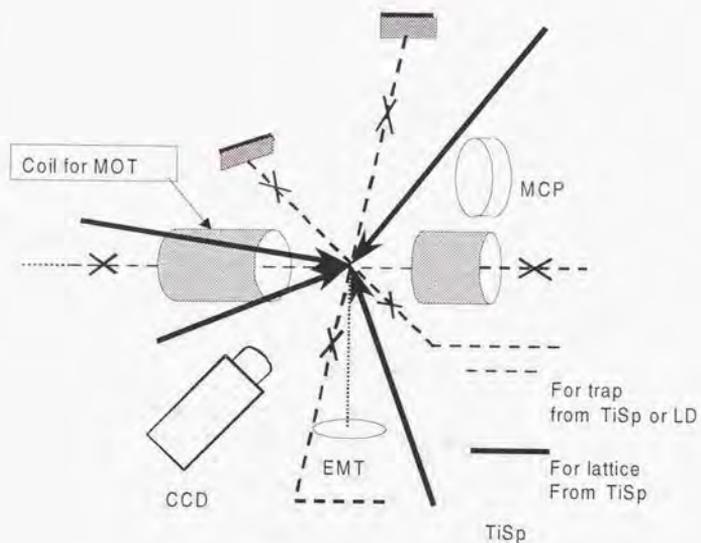


図 5.6: トラップ回り概略図

Chapter 6

実験及び結果

6.1 トラップ密度の測定

(4.19) 式を $t=0$ において $n=0$ のもとで解くと、トラップの開始時からの密度の時間依存性が得られ、次式で与えられる。

$$n = \frac{1 - \exp\{-\beta(a-b)t\}}{1 - (a/b)\exp\{-\beta(a-b)t\}} a \quad (6.1)$$

ただし、

$$a = \sqrt{\frac{\phi}{\beta} + \frac{\alpha^2}{4\beta^2} - \frac{\alpha}{2\beta}} \quad (6.2)$$

$$b = -\sqrt{\frac{\phi}{\beta} + \frac{\alpha^2}{4\beta^2} - \frac{\alpha}{2\beta}} \quad (6.3)$$

である。しかし、本論文の実験においては最終的な密度は $n \sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ 、Katori によると 10^{-9}torr では $\alpha \sim 10^{-2} \text{sec}^{-1}$ [58]、 $\beta = 10^{-9} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ であるため、 $\alpha n \ll \beta n^2$ が成り立つ。よって一次減衰項を無視すると

$$n = \frac{1 - e^{-2n_0\beta t}}{1 + e^{-2n_0\beta t}} n_0 \quad (6.4)$$

とかけると、ここで $\phi = \beta n_0^2$ であり、 n_0 が最終到達密度である。(6.4) において、 $n(t) = n_0/2$ となる時刻を $t_{1/2}$ とすると、

$$n_0 = \frac{\ln 3}{2\beta t_{1/2}} \quad (6.5)$$

と最終密度 n_0 が $t_{1/2}$ 及び β から概ね求めることができる。

図 6.1 はトラップの蛍光の立ち上がりを見たものである。トラップの体積は光強度と磁場勾配によって決まるため立ち上がりの際にも一定と見なせる。従って、レーザーパラメーターが同じ間は蛍光強度は密度に比例すると考えられる。ここでは強度が半分になるまでに要する時間が 17ms であることより、最終的なトラップ密度が $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 程度であることが分かる。トラップ密度を蛍光強度と体積から算出する場合はトラップ体積の正確な見積もりが CCD カメラの非線形性等により非常に難しいだけにこの方法は β に信頼性がある場合は非常に有効である。

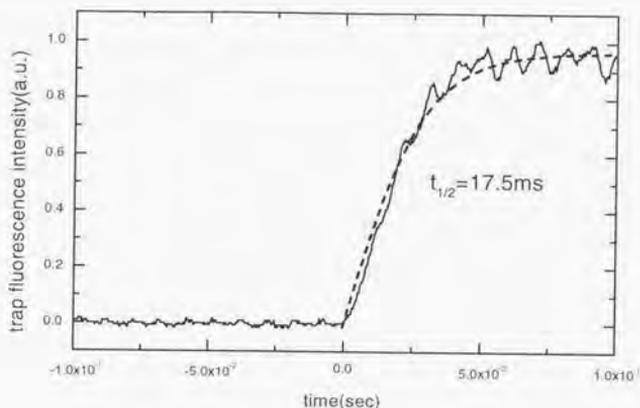


図 6.1: トラップの蛍光強度の立ち上がり。最終強度の 1/2 になるまで 17.5ms であることから密度が $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ であることが分かる。

6.2 光格子生成光の configuration

本実験での光格子生成光の configuration を図 6.2(a) に示す。生成光の本数は 4 本であり、これは 3.3 節で述べたように生成光間の位相のずれが結晶の平行移動で済み、結晶構造の変化までは引き起こさないからである。各 4 本は四面体の頂点から中心へ向かう構成であり、当然ながらその中心に光格子を作る。偏光はいずれも直線偏光であり、いずれも xy 平面を含んでいる。従って、出来る光電場は z 軸を量子化軸として考える σ 偏光のみであり、ある直線上を見ると 1 次元の lin||lin configuration が見られたりする。[†]

これによって出来る偏光の配置図を図 6.2(b) に示した。黒丸・白丸で示した点が偏光が完全に σ^+ もしくは σ^- となっており、ここに原子がトラップされる。図 6.2(b) で z 軸に平行な立方体の稜の上ではまさに 1 次元の lin||lin configuration となっている。また z 軸に平行で立方体の稜の中点を結ぶ直線上では $E = 0$ である。そのため、 x 軸、 y 軸方向へは偏光均配でなく、光強度の変化によりポテンシャルが出来ている。

ポテンシャルの極小点即ち純粋に円偏光の点から原子が逃げるとすると、 z 軸方向と xy 平面に平行で x 軸・ y 軸と 45° をなす方向の 2 つが考えられる。そこで図 6.2(b) 中の平面 (α)、(β) 上の点のポテンシャルの様子を図 6.3 に 3 次元プロットした。 xy 平面に平行で x 軸・ y 軸と 45° をなす方向については lin||lin configuration となっているが、直線偏光の点では電場強度が弱くなっているため、ポテンシャルの非円は強度変化も効いてより深くになっている。もっとも浅いポテンシャルの谷は z 軸に平行な lin||lin configuration の方向であ

[†] これに類似した構成での光格子は、P.Verkerk らが Cs を用いて始めた [51]。彼らは、1 次元の lin||lin configuration からの発展として、2 本の対向し偏光を直交した光それぞれを電場ベクトルに直交した平面内で元の波数ベクトルに関して対称に 2 つに分ける構成を考えている。この際に分けた 2 つの光の波数ベクトルのなす角 θ を $\cos \theta = -1/3$ とするようにしたものが本実験に用いた構成と一致する。

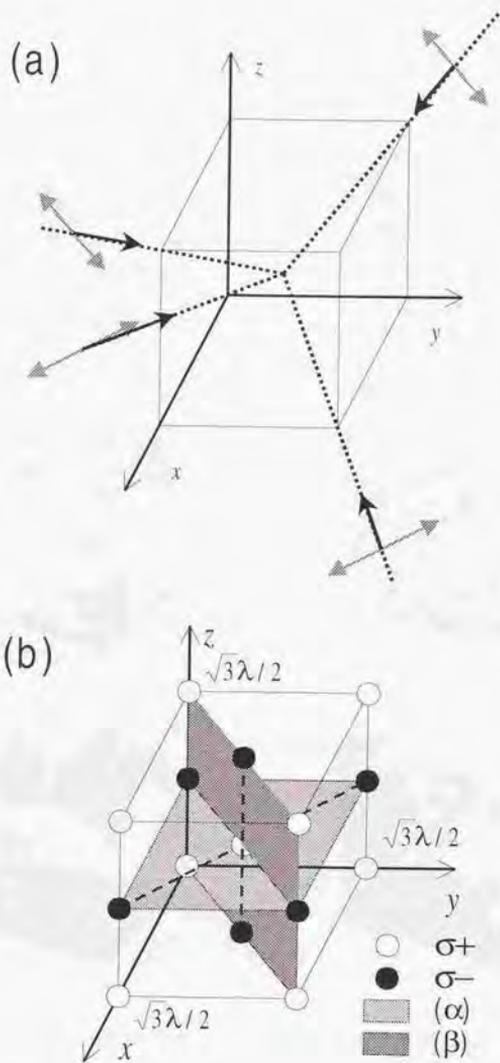


図 6.2: (a) 本実験で採用した光格子生成光の configuration. 4 本の直線偏光が正四面体の頂点から中心に向かう方向に入射し、偏光ベクトルは xy 平面と平行である。(b) 偏光勾配の地勢図。黒丸・白丸それぞれが完全円偏光の点であり、サイトの中心を意味する。平面 (α) 、 (β) は図 6.3 において述べる。

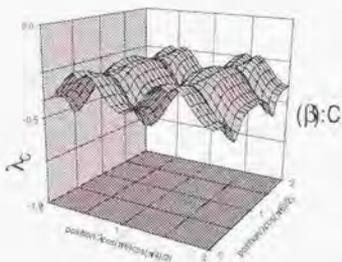
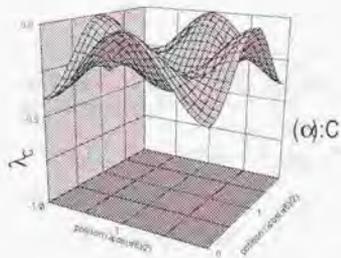
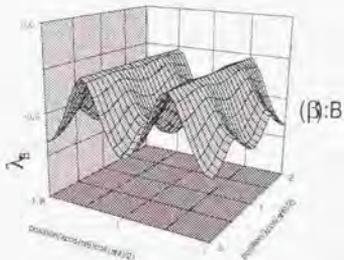
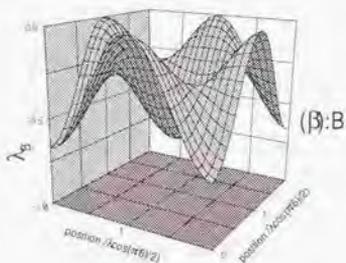
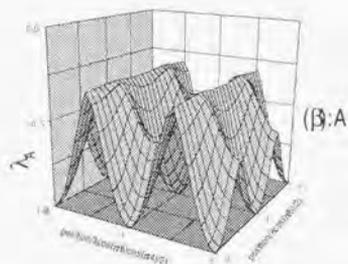
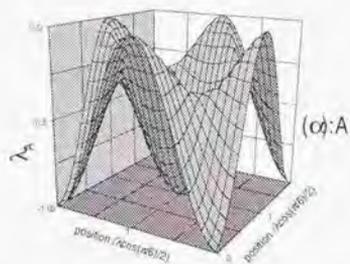


図 6.3: 光格子ポテンシャル面. 縦軸がポテンシャルの深さを表す. 左の列が図 6.2(b) での平面 (α) 上の点のポテンシャル面 A, B, C それぞれを表す. 同じく右の列は平面 (β) 上の点のポテンシャル面を表す.

る、このようにポテンシャルは x 方向に浅くなっており、原子の拡散の方向に異方性が出る可能性がある。

6.3 磁場の補償

光格子は光シフトポテンシャルという非常に浅いポテンシャルに原子を閉じこめるのであって、レーザー冷却された原子だからこそできる。このことは原子の準位をシフトさせる要因がある場合は比較的小さいものでもポテンシャル井戸の形を崩す危険性があるということの意味している。このような要因として実際上最も大きいものは磁場によるゼーマンシフトである。

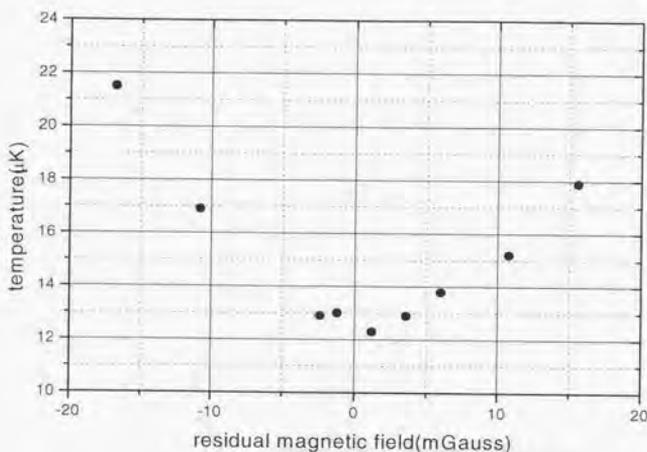


図 6.4: 温度測定による磁場の最適化。偏光勾配冷却の最低温度を与える補正磁場から一方方向の磁場を振った時の温度の上昇を示している。

光格子を作る時にトラップ領域にできる磁場には、

- 地磁気 (~ 0.5 Gauss)
- イオンポンプにある永久磁石による磁場 (~ 0.1 Gauss)
- ゼーマン冷却磁場による磁場 (2Gauss)

がある。トラップコイルによる磁場は、光格子生成の際には切っているがゼーマン冷却磁場は切らない。これはゼーマン冷却磁場はトラップコイルに比して巻き数が非常に多く、自己インダクタンスが大きいため高速に切ることが出来ないからである。6.4節でも述べるが、光格子はトラップした原子群に対してトラップ光及びトラップコイル磁場を切って、その後光格子生成光を入射して作るために、高速で磁場が定常状態

にならないと出来ない。従ってゼーマン冷却磁場については常に付けておき、それによりトラップ地点へ漏れてくる磁場は地磁気等の他の磁場と共に補償磁場により補償する。

補償磁場は真空槽に巻き付けた3対のコイルによって行った。真空槽の形状のためもちろん完全なヘルムホルツコイルとはなっていないが、それに近いものとはなっている。コイルに流す電流の調整は飛行時間法による温度測定 (cf. 6.5 節) を用いて行った。偏光匀配冷却では光シフトポテンシャルの形状が磁場で乱されるため、温度の最小値は残留磁場で制限される。よって測定温度が最低になるように補償磁場を調整することによって磁場を補償できる。

図 6.4 に残留磁場に対する TOF 測定の結果を示す。10mGauss 程度の残留磁場でも温度に有意な差があり、地磁気が 500mGauss 程度であることを考えると、地磁気等の磁場の補正がいかに重要であることを示している。

6.4 光格子生成の手順

一般に AC シュタルクシフトによるポテンシャル障壁の高さは高々数 mK である。本論文中の光格子の実験では $10\mu\text{K}$ から $100\mu\text{K}$ 程度である。よって普通の磁気光学トラップによって得られる温度 ($50\mu\text{K}$ 程度) では光格子生成光を入射してもポテンシャルの深さによっては原子は拡散してしまうので、磁気光学トラップから光格子への移行の際にさらに冷却する必要がある。具体的には磁気光学トラップのための磁場を切り偏光匀配冷却として、徐々にトラップ光の離調を大きくしさらに光強度を下げることに断熱的に冷却する。

以下及び図 6.5 にそのタイムチャートを示す。

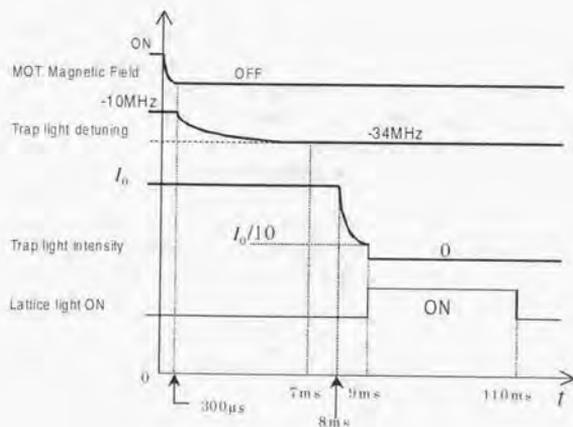


図 6.5: 光格子生成のタイムチャート

1. MOTにより原子をトラップ.
2. 時刻 $t = 0$ に MOT の四重極磁場を OFF
3. $t = 300\mu\text{s}$ から $t = 7\text{ms}$ にかけて離調を -10MHz から -34MHz に変える
4. $t = 8\text{ms}$ から $t = 9\text{ms}$ にかけて光強度を $1/10$ 迄下げる
5. $t = 9\text{ms}$ でトラップ光を切り同時に光格子生成光を入射する.
6. $t = 110\text{ms}$ に光格子生成光を切る.

磁場を切った後, 光格子生成光を入れるまでを一般には偏光勾配冷却過程と言う. この時間ではトラップ光の6本の光をいれているため, 光シフトポテンシャルの形状は入射光間の位相の揺らぎと共に大きく動いている. この一連の操作によりトラップ時の温度は $50\mu\text{K}$ 程度が光格子ポテンシャルを作る直前では $10\mu\text{K}$ 程度になる.

実験では光格子生成光は 100ms 程度入射させた後に切る. 温度測定はこの後原子が自由落下するのを電子増倍管で検出して測定し, 衝突レート測定は MOT 磁場を切った時から光格子生成光を切った後原子が拡散してしまうまでのペンディングイオンを測定する.

6.5 飛行時間法による温度測定

冷却原子の温度測定法には, レーザーを切って原子をトラップから解放してしばらく後の原子の空間分布から解放時の速度分布を得て算出する方法や重力による自由落下をさせてある水平面を通る原子数の時間分布から算出する方法(飛行時間法)がある. 両者では後者の飛行時間法の方が信頼性ある温度評価を与える. 準安定状態希ガス原子では, その高い内部エネルギーのために起こるペンディングイオン化過程により自由落下する中性原子の検出が電子増倍管 (EMT) やマルチチャンネルプレート (MCP) を用いてできる. よって飛行時間法による温度測定は蛍光強度で見るアルカリ金属に比べて非常に良い S/N 比で測定できる.

図 5.6 に示すようにトラップ直下 15cm に電子増倍管 (HAMAMATSU R2362) を置き, 準安定状態原子の検出を行う. ダイノードの直径は 20mm . 陽極を接地して, 検出器表面の陰極には 3.5kV を引加して用いる. ダイノードは銅ベリリウム (CuBeO) でできており, 準安定状態原子による表面でのペンディングイオン化現象によって検出が可能になる. この場合の検出効率は Kr, Ar の $1s_5$ 準安定状態でそれぞれ 2.0% , 3.5% とされている [59].

トラップ原子の初期条件として, 温度 T の Maxwell-Boltzmann 分布, 半径 r のガウシアン空間分布を仮定する. 重力加速度 g での自由落下によって, 時刻 t にトラップ直下 H に設置した半径 H の観測領域に到達する原子数は拡散方程式に重力によるドリフト項を考慮することで, 次式によって与えられる.

$$n(t) = \frac{\left\{ 1 - \exp\left(-\frac{H^2}{2\sigma_r^2}\right) \right\} \exp\left\{-\frac{(gt^2/2 - t)^2}{2\sigma_r^2}\right\}}{\sqrt{2\pi\sigma_r^2}} \quad (6.6)$$

ここで

$$\sigma_r^2 = r^2 + \frac{k_B T}{M} t^2 \quad (6.7)$$

であるが, 本文中においては $r^2 \sim 10^{-3}\text{cm}^2$, $k_B T/M \sim 10^{-4}\text{cm}^2$ であり,

$$\sigma_r^2 = \frac{k_B T}{M} t^2 \quad (6.8)$$

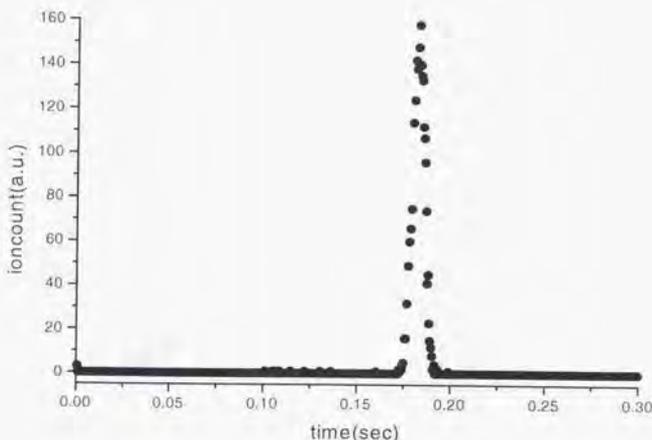


図 6.6: 飛行時間法による温度測定の一例。条件は Kr, $I = 183 \text{ mW/cm}^2$, $\delta = -2 \text{ GHz}$ 。測定温度は $18.3 \mu\text{K}$

とできる。図 6.6 に測定の一例を示す。縦軸が EMT によるイオンカウントであり、横軸がトラップ解放後の時刻である。

2.2.3 節で述べたように偏光勾配冷却理論によると温度は光シフトポテンシャルに比例することが知られている。光シフトポテンシャルは雑調が自然幅より十分大きい場合には光強度に比例し、雑調に反比例する。

$$k_B T \propto \hbar \delta \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \gamma^2/4} \sim \hbar \frac{\Omega^2}{\delta} \quad (\delta \gg \gamma) \quad (6.9)$$

図 6.7 は測定結果である。縦軸は測定した温度から得られる原子の運動エネルギーをリコイルエネルギーでノーマライズしたものであり、横軸は最もシフトする磁気副準位のポテンシャルの深さ ($2\hbar\delta/5$) を同じくリコイルエネルギーでノーマライズしたものである。偏光勾配冷却理論では温度及びポテンシャル深さをリコイルエネルギーでノーマライズすると、遷移の上準位の角運動量が同じならば温度はポテンシャル深さの一次関数であり、原子の質量や自然幅によらないことが知られている。本論文では Ar と Kr では原子の質量のみが違いますが、この結果はそれを追認している。

またこのことは偏光勾配冷却 (光格子) で得られる最低温度に対するリコイルエネルギーの個数は原子種によらないことを示している。本実験での結果は Ar で 22 個程度、Kr で 30 個程度であるが、これは温度の絶対値が低い Kr の場合はより残留磁場によるポテンシャル形状の歪みの影響を受けやすいからだと思われる。

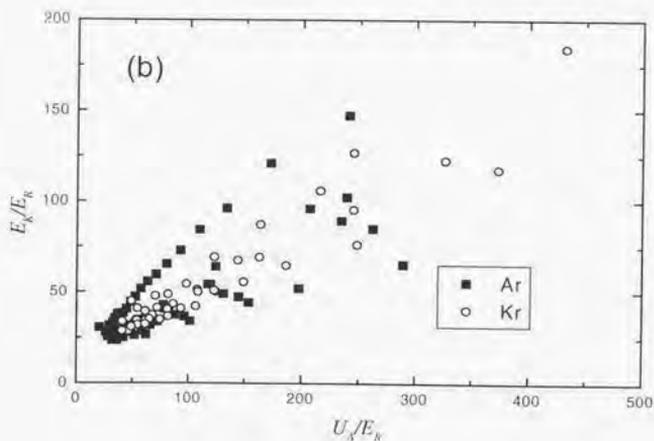
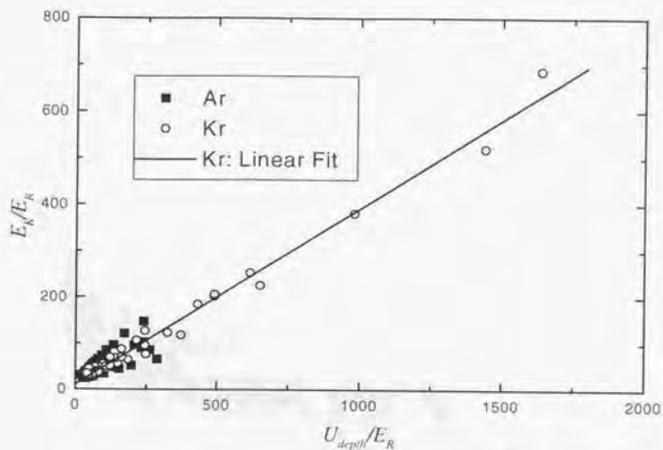


図 6.7: TOF 測定温度のポテンシャル深さ及び質量依存性. E_K は温度の運動エネルギーへ換算したもの ($E_K = 3k_B T/2$) で, U_A は分枝 A のポテンシャルの深さである. E_K, U_A 双方ともリコイルエネルギーでノーマライズした. (a) における Linear Fit は Kr の測定値に対するフィッティングであり, フィッティング直線は $E_K/E_R = 10.2 + 0.38U_A/E_R$. (b) は (a) の原点付近を拡大したもの

6.6 衝突レートの測定

4.4.1節で述べたように、準安定状態希ガス原子での衝突レートは光格子生成光を切る直前直後の衝突数の比率から良いS/N比で求められる。衝突によるイオンカウントの測定例を図6.8に示す。

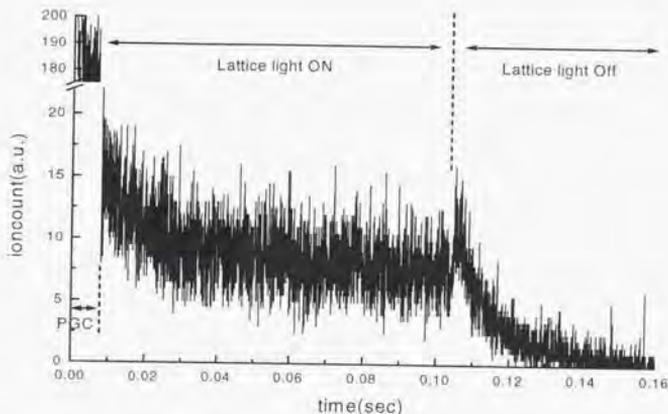


図 6.8: 衝突レート測定例, Kr, $\delta = 5\text{GHz}$. $0 < t < 0.01\text{sec}$ は偏光匀配冷却で MOT から更に温度を下げる過程, $0.01\text{sec} < t < 0.105\text{sec}$ が光格子生成光を入射している時間, $t = 0.105\text{sec}$ で光格子生成光を切った際のイオンカウントの増大が光格子ポテンシャルによる衝突の抑制を示している。

実験手順については 6.4 節で示した通りである。1 回の手順を 1000 回積算した。光格子生成光を入射した直後のイオンカウントの緩和はランダムに分布していた原子が格子ポテンシャルの中に捕まっても動的な安定状態(サイトからの出入りが均衡した状態)に到達するまでの過程を示している。これについては次節で述べる。この例では光格子生成光を切った直後の衝突カウントの増大が、光格子ポテンシャルによる衝突抑制がなされていることを示している。しかしながらこの抑制は Ar では見ることが出来ず、Kr のみにおいて雑調 5GHz 以上と非常に共鳴からはずした時のみ見られた。また抑制の比率も自由空間に比べて 0.7 倍程度とわずかなものだった。

図 6.9 に自由空間での衝突レートに対する光格子中の衝突レートの比率(以降、相対衝突レート)の励起レート Γ に対する依存性を示す。ここでは光格子生成光 OFF の直前直後 200 μsec の間のカウント数から算出した。トラップサイズ 1mm, 原子速度 $\sim 10\text{cm/s}$ であるから原子雲の密度、体積は不変とできる。

衝突レートはポテンシャルの深さには依存せず、励起レートの 1/2 乗に比例した。また、Ar では Kr に対して同一励起レートにおいて、相対衝突レートが 1.4 倍程度大きかった。さらに自由空間での衝突レートは Ar の方が Kr よりも大きいことが知られている [58]。従って光格子中での衝突レートの 2 原子間の差はさらに大きいと言える。詳しい解析は次章のモンテカルロシミュレーションとの比較により行う。本実験はレーザーパワーによって励起レートの下限がある。励起レートを下げるべく雑調を離すとそれはポテンシャルの深さも小さくなり原子がトラップできなくなってしまうからである。従ってレーザーパワーに制

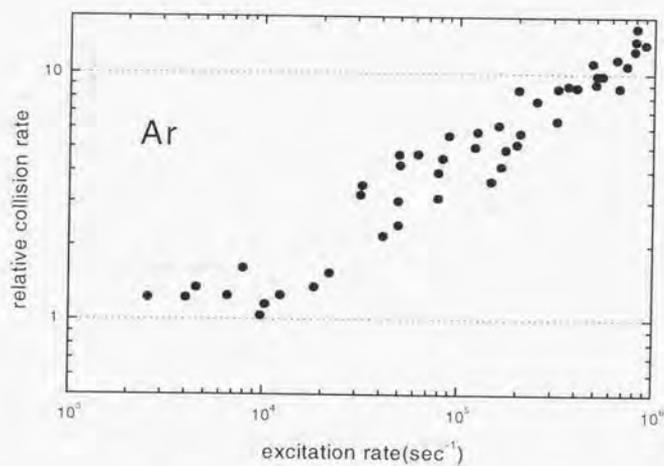
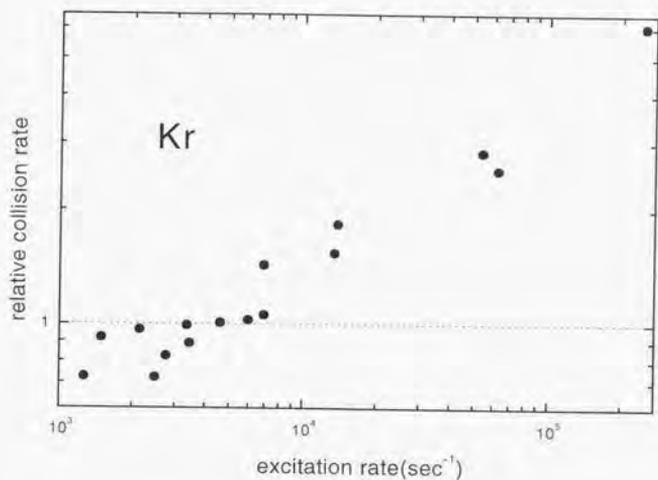


図 6.9: Kr, Ar における相対衝突レートの励起レートに対する依存性. 衝突レートは励起レートのほぼ $1/2$ 乗に比例している. 1 以下の衝突レートが光格子ポテンシャルによる衝突抑制効果を示している. 衝突抑制は Kr のみで見られる.

限がなければもっと大きい抑制が実現するかもしれない。

6.7 光格子ポテンシャルに入るまでの過渡的過程

図 6.8 において光格子生成光入射直後の衝突数の緩和はポテンシャル形状が揺らぐ偏光均配冷却過程でのランダムな原子の分布から光格子の安定状態への過渡的過程を示している。光格子への過渡的過程については NIST のグループが Cs の光格子においてブラッグ散乱の信号により見ている [61]。それによると、安定状態になるまでに必要な自発放出の数は光格子生成光のパラメーターにはよらず 50 程度であるとされている。

この過渡的状态はペンニングイオン化衝突のイオンカウントを見ても調べられる。安定状態になるまでは光格子生成光入射時にポテンシャルの頂点付近にいた原子は多数のサイト間を動くため衝突が頻繁に起きるからである。図 6.10 は図 6.8 の緩和部分を指数減衰関数でフィティングしてその時定数 τ をもとめ、そのレーザーパラメーターでの励起レート Γ' との積 $\Gamma'\tau$ をとったものである。 $\Gamma'\tau$ は安定になるのに要する光子散乱の数を意味する。ここではポテンシャルの深さ一定で励起レートを変えたり、ポテンシャルの深さと共に励起レートも変えたりしているが、どんな条件でも必要な光子散乱数は 60-80 個程度で一定である。衝突イオンカウントも NIST のグループの実験結果を裏付けていると言える。

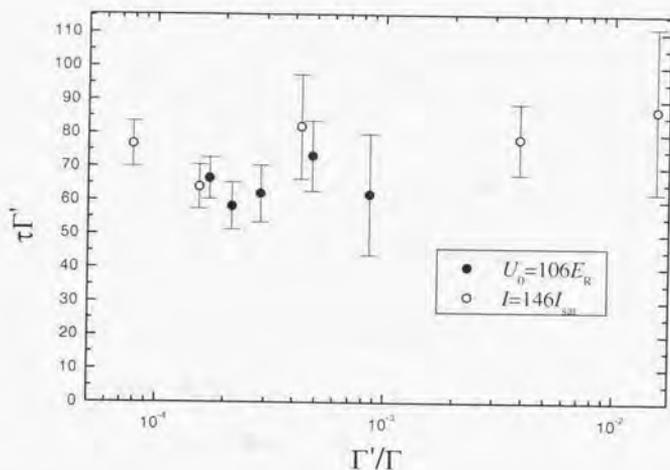


図 6.10: 光格子生成までに必要な光子散乱数。●はポテンシャルの深さ一定で、離調光強度ともに変化させた場合。○は光強度一定で離調を変えて、励起レートとともにポテンシャルの深さを変えた場合。どちらも励起レートにはよらずほぼ 60 回から 80 回程度で一定であることが分かる。

Chapter 7

ホッピング過程のモンテカルロシミュレーション

前章の実験結果は、原子の温度がポテンシャル障壁より小さいにも関わらず、劇的な衝突の抑制は起きないことを示している。ここではこのような直観的には理解しにくい前章の実験結果のシミュレーションによる説明を試みる。光格子は偏光勻配冷却の最終状態でもあるためここで試みたことは偏光勻配冷却機構の説明にもなる。

Cohen-Tannoudji らによって提案された偏光勻配冷却理論は、外部自由度に関しては古典的に取り扱って考えると非常に理解しやすい。しかしながら実験的には、温度がポテンシャルの高さに比例することが確かめられているに過ぎない。偏光勻配冷却理論はポテンシャルのサイト間を原子が動くところに本質があるのだが、それについては確かめられていない。その原因は、以下の2点である。

- 多数のサイト間にわたる原子の輸送現象に対するプローブがない
- 従来の 6-beam によるモラセスでは鏡の振動等による入射光間の位相差の変動により光シフトポテンシャル形状が時間的に変化する

前者は準安定状態希ガス原子ならば衝突レートがプローブとなりうることによって、後者は 4beam でポテンシャル形状を不変と出来る光格子を作ることによって解決できる。本章ではポテンシャル形状の安定性から、ポテンシャル形状の揺らぎを無視して原子の動きを古典的にモンテカルロ法により完全に追跡し、その結果から衝突レート及び温度を導出し前章の実験値と比較する。

7.1 原子の運動の軌道追跡

7.1.1 光格子におけるサイト間輸送過程

光格子中の原子の輸送過程は次の2つが考えられる。

- 断熱ポテンシャルの乗り換えによるホッピング
- ポテンシャル障壁からの熱的な漏れ

それぞれについて詳しい説明を以下に 1 次元 $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration の場合で示す。

ポテンシャル乗り換えによるホッピング

光格子中の原子は自発放出によってポテンシャル面を乗り換えることがある。図 7.1 中のポテンシャル面 A に乗っていてサイトにトラップされていた原子は自発放出によって B, C の 2 つのポテンシャル面に移り移る可能性がある¹⁾。この場合原子の速度は自発放出光子による反跳分しか変化しない。そして B 面は A 面より井戸の深さが浅いし、C 面に至っては x 軸方向へは向きが逆になっているため、A 面に乗っていたときはトラップされていた原子も B, C 面に移るとサイトから動き出すことが可能である。このホッピング過程がポテンシャル乗り換えによるホッピングである。

ポテンシャル障壁からの熱的な漏れ

原子は自発放出光子によるランダムな反跳により加熱される。その際に述べたようにポテンシャル面を乗り換えることもあるが多くは同じ A 面上のままである。従って連続した多数回の自発放出においてポテンシャル乗り換えが起これない場合はついに A 面のポテンシャル障壁よりも高いエネルギーをもってサイトから漏れ、A 面上で動いていくことになる。これがポテンシャル障壁からの熱的な漏れである。

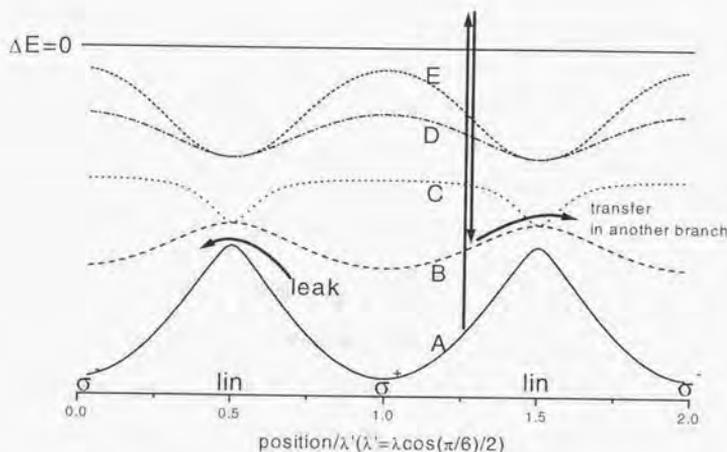


図 7.1: 2 種類のサイト間輸送プロセス。

7.1.2 軌跡のモンテカルロシミュレーション

モンテカルロ法による軌道追跡のスキームを示す。追跡は 1 原子において行う。

1. $t=0$ での原子の位置を乱数により決める。初速度は偏光均配終了時の温度の最確速度とした。

¹⁾ D, B 面に移る確率も 0 ではないが、B, C への確率に比べると無視できる。

2. ポテンシャル面 A 上でトラップされている場合は面 A を 3 次元調和振動ポテンシャルとみなして自発放出が起きるまで運動させる。速度が大きくなり、原子が A 面のポテンシャル障壁を乗り越える場合は、自発放出が起きるまで A 面上で運動方程式を積分して追跡する。自発放出が起きる時刻はレーザーの励起レートに従って乱数で決める。
3. 自発放出した点での光電場から他のポテンシャル面への乗り換えの確率を算出し、乱数により乗り換えか否かを決定。さらに自発放出による光子の反跳を速度に加える。乗り換ええない場合は再び 3 次元調和振動、乗り換えた場合は次項。
4. 原子の位置・速度を繰り越し、乗り換えたポテンシャル面上で運動方程式を次の自発放出まで積分していく。
5. 自発放出の点での光電場から A に落ちる確率を求め、乱数により A に落ちてトラップされるかどうか決定する。
6. 以上を $t = 110\text{ms}$ まで続ける。

図 7.2、図 7.3 にポテンシャルの深さがそれぞれリコイルエネルギーの 870 倍の場合と 62 倍の場合の追跡の例を示す。

7.1.3 光格子中の原子の位置分布

前節で行った原子の運動の古典的軌道追跡はサイトにトラップされている原子やホッピングしている原子の位置分布をも与える。図 7.4 はトラップされている原子と B, C 面上をホッピングしている原子それぞれのサイト内での位置分布を示している。ここでは分布の xy 平面への正射影及び yz 平面への正射影を記した。面内を 20×20 に分割し、対称性を考慮して $1/4$ 部分にまとめて示している。6.2 節で述べたように本論文で取り扱っている光格子ポテンシャルは x 方向にポテンシャルが浅くなっている異方性がある。ここに示した分布はそれを忠実に表現している。トラップ原子の分布にはわずかに x 方向にすそを多く引いているのが分かるし、ホッピング原子は z 軸に沿って大きく分布しているのが分かる。

7.2 光格子における二体衝突過程

光格子における二体衝突過程は次の 3 種類に分類できる。

7.2.1 2 原子が 1 サイトにトラップされた場合

2 原子が 1 サイトにトラップされた場合、速やかに衝突する。 $0 < t < t'$ の間に原子がトラップされたサイトの数を $N_1(t')$ とすると、単位時間あたりに原子が衝突を起こす確率は、 N_1 の増加率に 1 サイトあたりの原子数をかけたものである。この衝突による密度の減少率は

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_1 = -\frac{dN_1}{dt} (Vn) n = -\frac{dN_1}{dt} Vn^2 \quad (7.1)$$

と表せる。

7.2.2 原子が既にトラップされているサイトを別の原子が通過する場合

励起されない時

ホッピングをしている原子がすでに他の原子によって占有されているサイトを通過しようとする場合は、すれ違うことがおこりうるため、衝突確率を入れて考える必要がある。衝突確率は両原子がサイト内で空間

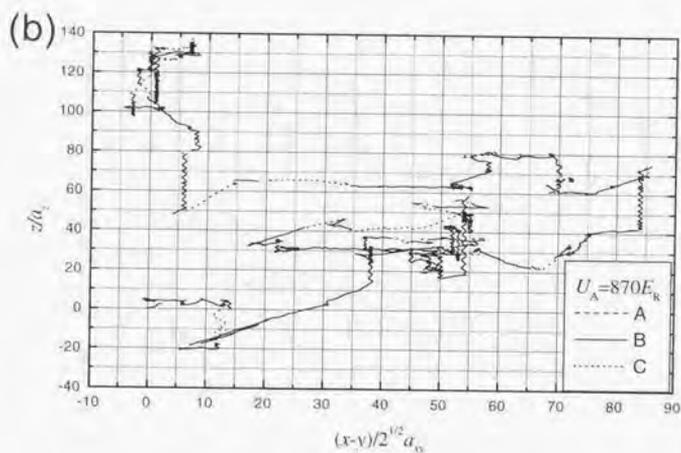
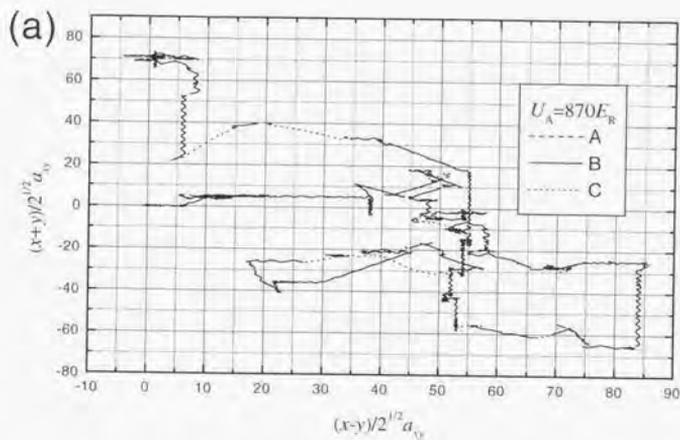


図 7.2: 追跡の一例。時刻 $t=0$ で $(0, 0, 0)$ にいた原子の $t=0.4\text{sec}$ までの原子の動きの (a) yz 平面及び (b) xz 平面への正射影を示す。ポテンシャルの深さ U_A は $U_A = 870 E_R$ 。凡例の A, B, C は原子の乗っているポテンシャル面を示している。

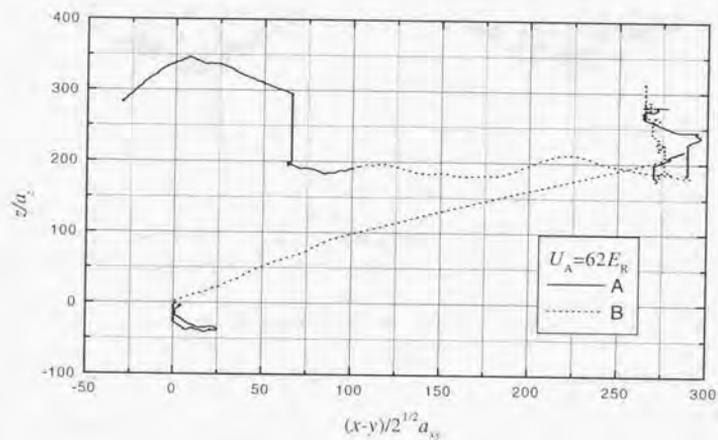
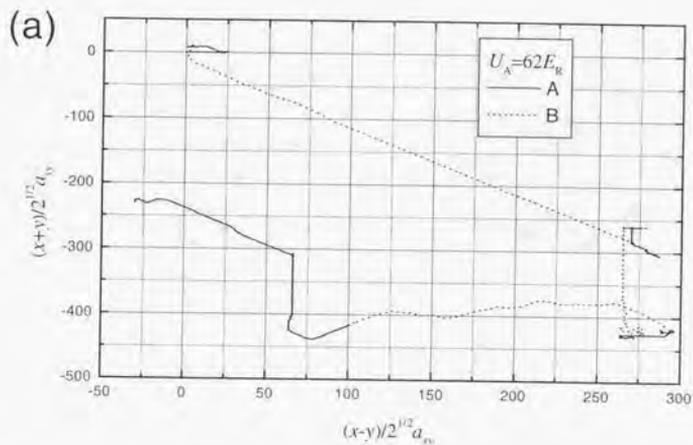


図 7.3: 図 7.2 と同じ 0.4 秒間の追跡の一例だがポテンシャルが浅く $U_A = 62 E_R$. (a) z 平面及び (b) x 平面への正射影を示す. 雑調を大きくした場合のため, 自発放出のレートも小さくなっている. そのため動き出す回数が少ないが, いったん動き出した原子は止まりにくく, 長い距離を動く.

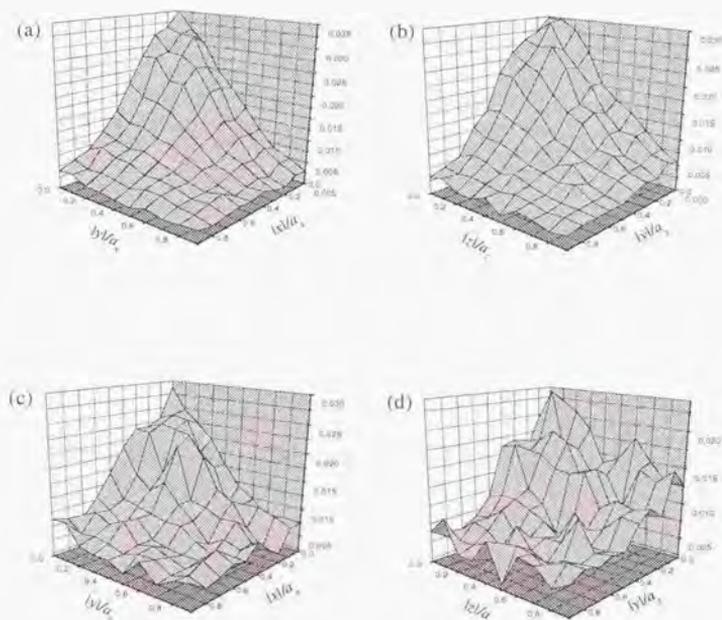


図 7.4 シミュレーションにより得られた原子の位置分布. Kr, $\delta = 5 \text{ GHz}$, $I = 183 \text{ mW/cm}^2/\text{beam}$. (a) トラップされている原子の分布の z 平面への正射影. (b) トラップされている原子の分布の x 平面への正射影. (c) ホッピングしている原子の分布の z 平面への正射影. (d) ホッピングしている原子の分布の x 平面への正射影. ポテンシャルの形状を反映して z 軸に沿って方向へホッピング原子が存在しているのが分かる.

的に一様に分布しているならば、基底状態原子同士の衝突断面積 σ_{gg} を原子のホッピング方向に垂直なサイトの断面積 S_z (or S_{xy}) で割った値となる。しかし図 7.4 から分かるように、実際にはトラップされている原子及びホッピング原子共にサイトの中心にいる確率が高いため、空間分布の重なりから来る増強を考慮しなければならない。ここではこの増強因子 w_z (or w_{xy}) を入れて、衝突確率は $p_2 = w_z \sigma_{gg} / S_z$ (or $p_2 = w_{xy} \sigma_{gg} / S_{xy}$) とする。密度の減少率は

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_2 = -p_2 \frac{dN_2}{dt} (Vn) u = -w_z \frac{\sigma_{gg}}{S_z} \cdot \frac{dN_2}{dt} V n^2 \quad (7.2)$$

となる。ここで N_2 は $0 < l < l'$ の間にホッピング原子が通過するサイトの数である。

衝突断面積 σ_{gg} は自由空間での衝突レート k_{free} と原子の速度 v により $\sigma_{gg} = k_{free}/v$ と表せるが、速度 v に

については TOF 測定で得られる最確速度で代表させた。

$$\sigma_{gg} = \frac{k_{free}}{v} = \frac{k_{free}}{\sqrt{3k_B T/m}} \quad (7.3)$$

増強因子 w の導出法を以下に述べる。サイトを原子の進行方向に対して垂直に $N \times N$ に分割してそれぞれの部分のトラップ原子およびホッピング原子の存在確率を前節のシミュレーションから求める。求めたトラップ原子ホッピング原子それぞれの $[m, n]$ 番目のサイトの存在確率を $p_{tr}(m, n), p_{hp}(m, n)$ とすると、同じ分割部分に入る確率は

$$\sum_{m,n} p_{tr}(m, n) p_{hp}(m, n) \quad (7.4)$$

である。一方向者が一様に分布している場合は $p_{tr}(m, n) = p_{hp}(m, n) \equiv 1/N^2$ であるから

$$\sum_{m,n} p_{tr}(m, n) p_{hp}(m, n) = N^{-2} \quad (7.5)$$

となり両者の比をとって

$$w_{z(\text{or } y)} = N^2 \sum_{m,n} p_{tr}(m, n) p_{hp}(m, n) \quad (7.6)$$

となる。

本シミュレーションでは 20×20 に分割した。結果 w はポテンシャルの深さによらず z 方向のホッピングの時には 1.5 程度、 x, y 方向へのホッピングの時は 1.3 程度であった。

励起されたとき

既に占有されているサイトを通過する時一方の原子が励起されると数 10ns の上状態寿命の間、二原子間には双極子相互作用による強い引力が働く (cf. 4.4.2 節)。この為に原子の軌道は強く曲げられ、衝突断面積は数十倍から数百倍増える。従ってこの場合は (7.2) の σ_{gg} を増強された σ_{eg} に変えて実効的に取り入れる。よって $0 < l < l'$ の間にホッピング原子が励起されるサイトの数を N_3 として

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_3 = -n_3 \frac{dN_3}{dt} (Vn) n = -w_z \frac{\sigma_{eg}}{S} \cdot \frac{dN_3}{dt} V n^2 \quad (7.7)$$

となる。

増強された断面積の求め方は以下の通り。図 7.5 のように、簡単のため原子が重心座標系においてその進行方向に垂直で原点に垂直な面内で励起が起き、励起される点の原点からの距離を r_{ex} とする。励起されると非常に短い上準位の自然状態寿命の間引力が働く。引力は共鳴双極子相互作用ポテンシャルの空間微分

$$F = \nabla V(r) = \frac{dV}{dr} \frac{r}{r} = -3C_3 r^{-4} \frac{r}{r} \quad (7.8)$$

で与えられる。この力による運動量変化の結果、相対座標の軌跡が原点から自由空間での衝突半径内に入ってくる限界の r_{ex} を求めこれを r_{max} とする。この r_{max} から

$$\sigma_{eg} = \pi r_{max}^2 \quad (7.9)$$

としてもとめる。

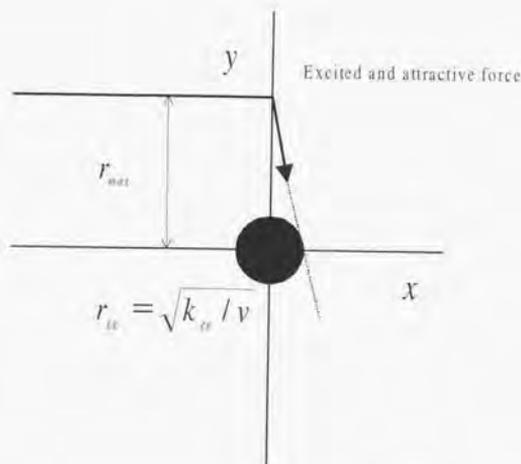


図 7.5: 共鳴及極子相互作用による衝突断面積の増強

7.3 衝突レートのモンテカルロシミュレーションからの導出

前節で述べた3つの衝突過程により、二体衝突による密度の減衰は次のように書ける。

$$\frac{dn}{dt} = \sum_{i=1}^3 \left. \frac{dn}{dt} \right|_i = - \left(\frac{dN_1}{dt} + p_2 v \frac{dN_2}{dt} + p_3 v \frac{dN_3}{dt} \right) V n^2 \quad (7.10)$$

よって光格子における衝突レート k_{lattice} は

$$k_{\text{lattice}} = \left(\frac{dN_1}{dt} + p_2 v \frac{dN_2}{dt} + p_3 v \frac{dN_3}{dt} \right) V \quad (7.11)$$

となる。

実際には今回のシミュレーションでは原子の通過サイトを塗りつぶしていき、“衝突サイト”の数を数えていった。1原子を追跡する際に、原子がトラップされたサイトは確率1で塗りつぶし、励起されない通過サイトは乱数を発生させその値により確率 p_2 で、励起される通過サイトは同様に確率 p_3 で塗りつぶしていく。塗りつぶされたサイトをここでは“衝突サイト”といい、 $N(t)$ で表す。 $N(t)$ がスムーズになるまで試行を繰り返し、その平均をとったものが図 7.6 である。(7.11) よりこの $N(t)$ の時間微分 dN/dt に1サイトの体積 V をかけたものが衝突レートとなる。実験で求めた相対衝突レートは k_{free} で割れば得られる。

図 7.7 にシミュレーションの結果を実験と比較したものを示す。光格子生成光の強度を一定で離調をパラメーターとしている。離調のみを増加させた場合、離調の2乗で励起レートが減少すると共にポテンシャルの深さも1乗で減少する。ここでは k_{free} をフィッティングパラメーターとして実験とシミュレーションが一致する k_{free} を選んだ。結果 Kr では $1.0 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{sec}$ 、Ar では $1.35 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{sec}$ でよく実験と一致した。この両者の値は Katori らが実験によって調べた値と比較的良好一致を示している。

また、図 7.7 の Kr 中の (f) で囲まれたシミュレーション値は、光格子生成光の強度が実験可能な値より大きい場合の値であるが、たとえもっと大きいレーザー強度が得られたとしても、劇的な衝突レートの減少は

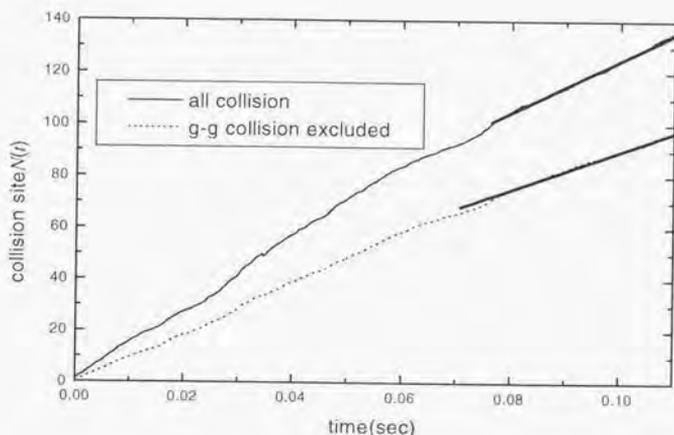


図 7.6: “衝突サイト” カウントの一例。点線は 7.2 節で述べた 3 種類の衝突のうち、1 つがトラップされたサイトをホッピングする原子が通過する際に基底状態同士で起きる衝突は数えなかったものであり、実線は全ての衝突をカウントしたものである。

不可能であることを示している。これは図からもわかるように、励起レートを下げると一旦動き出した原子は自発放出が起きにくく長い距離を動いてしまうために通過サイトが非常に多くなり、ホッピング中の原子とトラップされている原子との衝突が増えるためである。

図 7.7 では Ar においてポテンシャルが浅い時実験はシミュレーションより衝突レートが大きくなっているが、これは主に残留磁場の補正の厳密さによると思われる。実験の過程で Ar から Kr に原子を変えた後に補正磁場のコイルを改良したために、ポテンシャルの浅い領域での Ar では残留磁場によるポテンシャル形状の乱れが効いていると思われる。

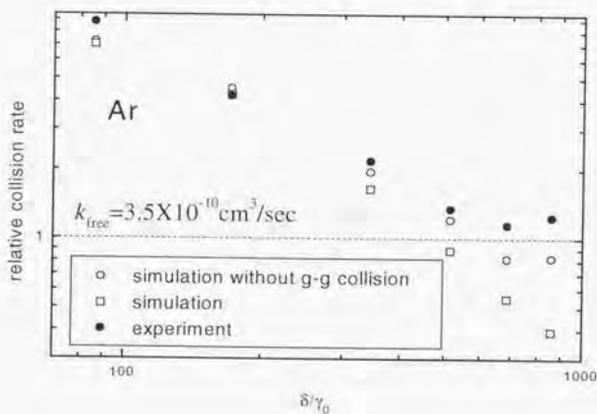
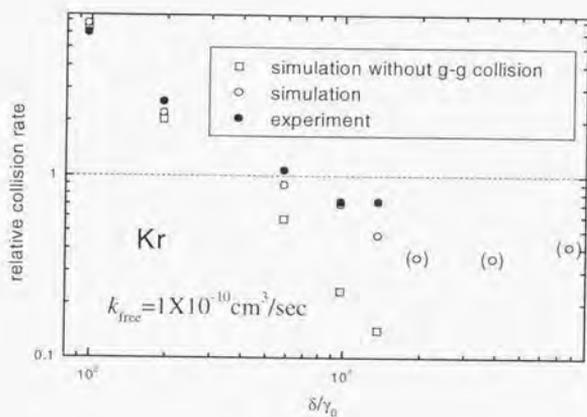


図 7.7: 衝突レートのシミュレーションと実験の比較. 横軸は離調 δ を自然幅 γ_0 でノーマライズした値. 励起を伴わないホッピング原子とトラップされている原子との衝突を除いた場合の値が白抜き四角である. Kr における (○) は, $\delta/\gamma_0 = 10^3$ のときの離調強度を共に 2, 4, 8 倍してポテンシャルの深さを保ったままの場合のシミュレーション値.

7.4 光格子の温度

このシミュレーションでは温度についても原子の運動エネルギーから求めることが出来る。偏光均配冷却理論はポテンシャルの深さで一意的に温度が決定し、質量には依存しないとなっている。図 7.8 に光格子の温度測定結果の一部と同じ条件でのシミュレーションの比較を示した。定量的には良い一致を示しているが定量的には、半古典的シミュレーションは実験と比較して温度が高めに出ている。W. Greenwood らは、1次元 ($J_g = 1/2 \leftrightarrow J_g = 3/2$) での半古典的及び量子論的シミュレーションでは半古典的シミュレーションの方が量子論的シミュレーションよりも温度・拡散係数共に高く出ると報告している [5]。3次元での量子論によるシミュレーションは計算機のメモリ等の資源の制限により非常に難しく報告がないためよく分からないが、本論文中の実験及び3次元半古典的シミュレーションは半古典的シミュレーションによる温度はポテンシャルが非常に深い領域では定量的には実験より高い値を示すことを示唆している。ここに示した結果は彼らの結果を追認していると言える。

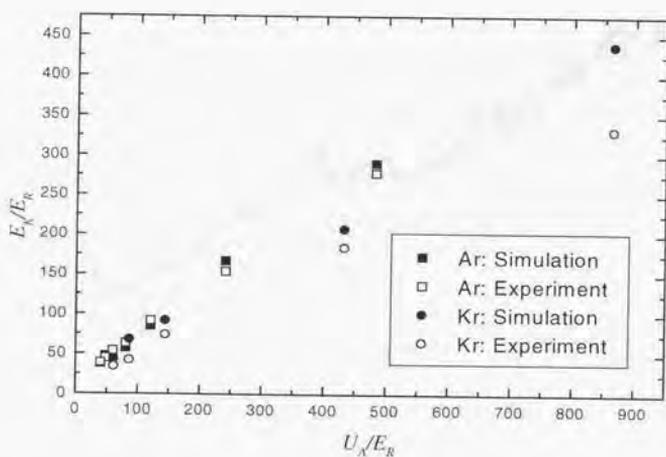


図 7.8: 温度の実験とシミュレーションの比較。ポテンシャルの深さにはほぼ比例する点は双方同じであるが、絶対値としてはシミュレーションは測定温度より大きい温度を出している。

7.5 シミュレーションから見る光格子中の原子の拡散

7.5.1 拡散の異方性

3.4節で述べたように、直線偏光4本で構成する最も多く採用されている光格子では偏光を含む面に対して垂直な方向に異方性がある。図6.3を見て分かるように、分枝Aは z 方向へは他の方向と比べてポテンシャルの高さが低くなっている。従って原子は z 方向に拡散しやすいと思われる。このように予測されている拡散の異方性だが、直接実験的には確認されていない。実験的には光格子生成直後の原子の空間分布を生成した後しばらく経った後の空間分布を近共鳴光を当てた蛍光を見ることにより容易に確認できるはずであるが顕著な拡散の異方性は見られなかった。

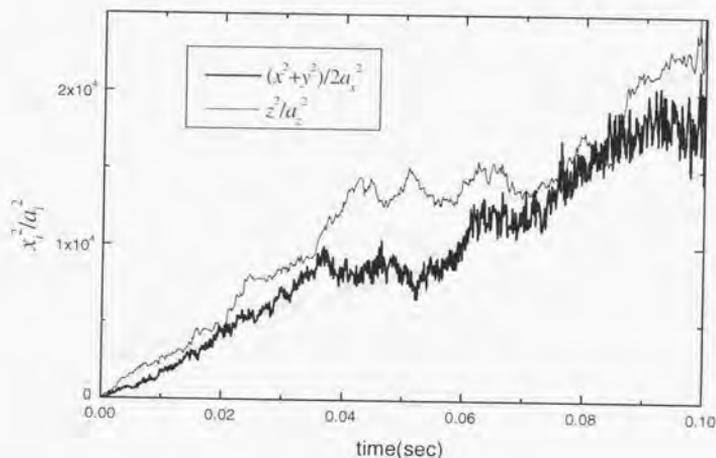


図 7.9: ポテンシャルの深さが十分大きい時 ($UA = 860Ea$) の拡散の様子。xy方向、z方向両方とも同様に拡散し、ともに完全に拡散的 ($\langle x^2 \rangle \propto t$)。

さて今回行ったシミュレーションでは原子の軌道を追跡しているため、拡散の異方性について調べるのは容易である。図7.9にその結果を示した。縦軸は $t=0$ での位置からの距離の二乗を格子定数でノーマライズしたものである。この結果は拡散に異方性が見られないことを意味している。一方で図7.4から分かるようにホッピングしている原子は z 軸に沿って多く存在している。従って、xy方向へのホッピングは回数は少ないが一旦ホッピングし始めると長い距離をホッピングすると考えることが出来る。図7.9においてxy方向のグラフはディザが z 方向より大きく、滑らかでない。これはxy方向へは動く際に変化が急激なので滑らかになりにくいためと思われる。

7.5.2 正常拡散と異常拡散

上述のディザの違いは xy 方向へは運動がより弾道的になっていると考えることができる。この運動の異方性はポテンシャルの深さが浅くなってくるとより顕著になる。上述の図は $\delta = -500\text{MHz}$, $I = 183\text{mW/cm}^2/\text{beam}$ であり、分枝 A の深さ U_A はリコイルエネルギーの 860 倍に相当する。次に示す同様の拡散の図 (図 7.10) は $\delta = -7\text{GHz}$, $I = 183\text{mW/cm}^2/\text{beam}$ で $U_A = 62E_R$ である。 xy 方向へは直線ではなく放物線に近くなっているのがわかる。フィティングした曲線は 1.75 乗であることを示している。つまりポテンシャルが浅い領域では xy 方向がより拡散が弾道的になっていることを顕著に示している。

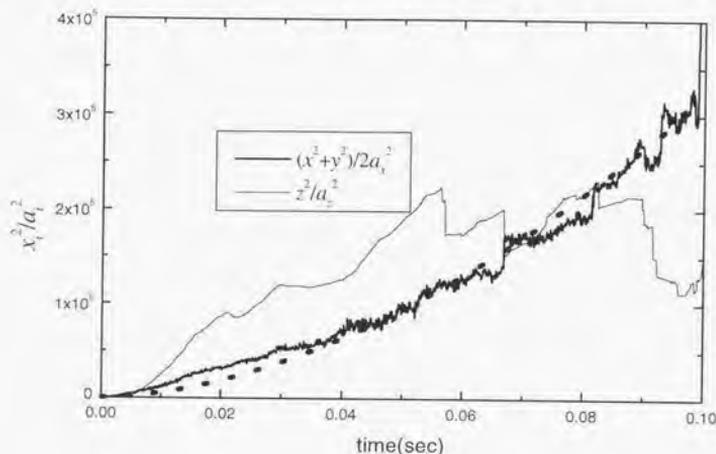


図 7.10: ポテンシャルの深さが浅い時 ($U_A = 62E_R$) の拡散の様子。フィティング曲線は xy 方向については $x^2 + y^2 \propto t^{1.75}$ であることを示しており、拡散的から弾道的の中間の異常な拡散をしている。 z 方向については異常拡散が顕著には見られない。

Chapter 8

まとめと今後の展望

本研究では、準安定状態 Kr, Ar を用いて光格子を生成して、サイト間の輸送現象について調べた。成果をまとめると以下のようになる。

- Kr 原子で、光格子ポテンシャルによって、衝突レートを自由空間と比べて抑制することに初めて成功した。
- 光格子のポテンシャルの深さがリコイルエネルギーの 100 倍程度以上の領域では、衝突レートが動レートの平方根に比例することが分かった。
- ランダムな分布から光格子へ移る過程において、必要な光子反跳の数がレーザーパラメーターによらず一定であることを確認した。
- 偏光均配冷却過程においては温度がリコイルエネルギーの 100 倍程度以上の領域では外部自由度を古典的に取り扱ってもそのホッピング過程は十分に説明できることを示した。
- 完全3次元での光格子では、ポテンシャルの深さがリコイルエネルギーの 60 倍程度から、ある方向に関して異常拡散が起きることがシミュレーションできた。
- 光格子のポテンシャル障壁によって衝突を抑制して原子の高密度化を狙うことは事実上不可能であることが分かった。

現在光格子の分野はボーズ凝縮の実現に伴いすたれつつある。本実験の後発展的な光格子の実験は非常に難しいと思われる。とりわけ準安定状態希ガスをを用いての実験は、アルカリ金属に比べてコストがかかることを考えると、それに見合う実験は無いに等しい。強いてあげるならば、クリプトンのフェルミ粒子同位体 ^{83}Kr を用いての光格子である。 ^{83}Kr では下準位の角運動量が $13/2$ であるため、14 個もの磁気調準位が存在し、隣の磁気調準位とのポテンシャルの深さの変化が小さく、ポテンシャルの一番下のトランプ磁気調準位から 5 つ離れた磁気調準位にならないとポテンシャル面の凹凸が逆にならないため、非常に原子が動きにくいことが予測される。従って ^{83}Kr ならばもっと劇的な衝突の抑制が観測されるかもしれない。

また、 $J_0 = 0 \rightarrow J_0 = 1$ の遷移で光格子を作れば、基底状態に複数の分枝が存在しないため、自発放出によるポテンシャルの乗り換えによってサイトから逸脱することが無くなる。しかし、ポテンシャル乗り換えが起きないことは偏光均配冷却作用が効かないことも意味するため、自発放出による加熱作用しか働かなく、光格子が形成されない。また、このような遷移はアルカリ土類金属での基底状態からの強い遷移及び準安定状態希ガス原子の $1s_3 (J=0)$ 状態からの遷移等が考えられるが、どちらも完全に閉じた二準位系でないこと等を考えるとそれによるロスからも光格子の生成は難しいと思われる。

光格子は偏光勾配冷却過程の最終段階であるため、本実験で得られた知見は光格子というレーザー冷却の中の一分野のみならず、レーザー冷却の根幹をなす偏光勾配冷却過程の仕組みを解明するのに大きな貢献をすると思われる。これらは光格子による良く定義された光シフトポテンシャルと、サイト間輸送をプローブする衝突レート測定という手段ゆえに出来たことであり、準安定状態希ガス原子の特徴を巧みに利用したものである。Cohen-Tannoudji らによって提案された偏光勾配冷却理論はその仕組みの直観的な理解しやすさと、温度が光シフト量に比例するという点が実験的に確認可能であったことから広く受け入れられてきた。本実験において理論に本質的な複数サイト間の移動による冷却過程の存在を概ね定性的に証明したことによってその半古典的な描像の信頼度は増したと思われる。しかし一方で、シミュレーションによる温度が定量的に 0.2 から 0.3 倍程度実験より小さいことや、平衡状態に達するのに要する光子反跳の数等細かな定量的な点においては半古典論では説明できないずれも見つかった。

また、応用的な側面においては、偏光勾配冷却では高密度化が達成できないことを本実験で示したことは、ボーズ凝縮が実現して偏光勾配冷却の影がうすくなりつつある今、レーザー冷却技術において偏光勾配冷却を主役の座から引き降ろすことになったと言えるかもしれない。

References

- [1] 光格子に関する Review としては、以下の2つがある。
P. S. Jessen and L. H. Deutsch, "Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics", edited by B. Bederson and H. Walther (Academic Press, San Diego, 1996), Vol. 37, P. 95;
G. Grynberg and C. Triche, in Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXXXI, edited by A. Aspect, W. Barletta, and R. Bonifacio (IOS Press, Amsterdam, 1996), p. 243
- [2] レーザー冷却に関する Review としては、
H. Metcalf and P. van der Straten, Phys. Rep. **244**, 203 (1994).
がよくまとまっている。また Journal of Optical Society of America B のレーザー冷却特集号 J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 6, No. 11, Nov.(1989) も初期のレーザー冷却技術についてよくまとめている。
- [3] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [4] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [5] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [6] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [7] P. Ungar, D. Weiss, E. Riis and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [8] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Philips, A. Clairon and S. Guelati, Europhys. Lett. **12**, 683 (1990).
- [9] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **75**, 4194 (1995)
- [10] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi and S. Shu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991);
N. Davidson, H. Lee, M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3158 (1994)
- [11] J. Reichel, O. Morice, G. M. Tino and C. Salomon, Euro. Phys. Lett. **28**, 477 (1994)
- [12] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher and E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995).
- [13] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
- [14] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995); M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996).

- [15] C. C. Tsai, R. S. Freeland, J. M. Vogels, H. M. J. M. Boesten, B. J. Verhaar and D. J. Heinzen, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1245 (1997).
- [16] P. S. Julienne and F. H. Mies, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2257 (1989).
- [17] H. Katori and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2555 (1994).
- [18] H. Katori, H. Kunugita and T. Ido, *Phys. Rev. A* **52**, 4324 (1995).
- [19] M. Yasuda and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).
- [20] H. Katori and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3345 (1993).
- [21] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **46**, R17 (1992).
- [22] J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui and F. Shimizu, *Nature* **380**, 691 (1996).
- [23] M. Morinaga, M. Yasuda, T. Kishimoto, F. Shimizu, J. Fujita and S. Matsui, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 802 (1996).
- [24] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991); K. Gibble and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993).
- [25] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L1847 (1987); F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **39**, 2758 (1989).
- [26] H. Kunugita, T. Ido and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 621 (1997); 榎田英之 東京大学大学院工学系研究科博士論文 (1997).
- [27] T. Ido, H. Kunugita and F. Shimizu, to be submitted.
- [28] J. Lawall, C. Orzel and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 480 (1998).
- [29] S. Marksteiner, K. Willinger and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **53**, 3409 (1996); M. Holland, S. Marksteiner, P. Marte and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3683 (1996).
- [30] A. Ashikin and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **8**, 511 (1983).
- [31] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14**, 761 (1991).
- [32] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1659 (1987).
- [33] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, and C. Cohon-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1992).
- [34] P. S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992).
- [35] A. Hemmerich and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 410 (1993).
- [36] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. -Y. Courtois, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993).

- [37] A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. Spreuw and P. S. Jessen, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1542 (1995).
- [38] D. Sesko, T. Walker and C. Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 946 (1991).
- [39] G. Grynberg and J. -Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994).
- [40] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann and T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 37 (1995).
- [41] G. Birkl, M. Gatzke, I. H. Deutsch, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4583 (1995).
- [42] E. Peik, M. B. Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin and C. Salomon, *Phys. Rev. A* **55**, 2989 (1997); M. B. Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996).
- [43] S. Wilkinson, C. Bharucha, K. Madison, Qian Xu and M. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4512 (1996).
- [44] C. F. Bharucha, K. W. Madison, P. R. Morrow, S. R. Wilkinson, B. Sundaram and M. G. Raizen, *Phys. Rev. A* **55**, 857 (1997).
- [45] C. Jurczak, B. Desnuelle, K. Sengstock, J. -Y. Courtois, C. I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1727 (1996).
- [46] H. Katori, S. Schlipf and H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2221 (1997).
- [47] C. Cohen-Tannoudji, "Fundamental Systems in Quantum Optics" in *Les Houches* edited by J. Dalibard, J. M. Raimond and J. Zinn-Justin (North-Holland, 1992).
- [48] H. Katori and F. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L2124 (1990).
- [49] A. Hemmerich, C. Zimmermann and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **22**, 86 (1993).
- [50] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- [51] P. Verkerk, D. R. Meacher, A. B. Coates, J. -Y. Courtois, S. Guibal, B. Lounis, C. Salomon and G. Grynberg, *EuroPhys. Lett.* **26**, 171 (1994).
- [52] N. E. Small-Wallen and L. -Y. Chou Chiu, *Phys. Rev. A* **11**, 1777 (1975).
- [53] M. V. Fonseca and J. Campos, *Phys. Rev. A* **17**, 1080 (1978).
- [54] R. S. F. Chang, H. Horiguchi and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **73**, 778 (1980).
- [55] W. Greenwood, P. Pax and P. Meystre, *Phys. Rev. A* **56**, 2109 (1997).
- [56] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, "Quantum Mechanics" §143.
- [57] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Chem. Phys.* **145**, 327 (1990).
- [58] 香取秀俊 東京大学工学部博士論文 (1994)
- [59] W. M. Borst, *Rev. Sci. Instrum.* **42**, 1543 (1971).
- [60] G. W. King, and J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **55**, 1165 (1935).

- [61] G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W. D. Phillips, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 630 (1997)
- [62] M. Prentiss, A. Cable, J. Bjorkholm, S. Chu, E. Raab, and D. Pritchard, *Opt. Lett.* **13**, 452(1988).
- [63] A. Gallagher and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).

謝辞

本論文は、東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻清水研究室において行った研究をまとめたものです。清水研究室には学部4年生から6年間の長きにわたり在籍し、その間多くの方々からの貴重なご指導、ご協力を頂きました。ここに感謝の意を表します。

清水富士夫教授には、比較的自由な実験環境を与えていただきながらも要所所では適切にご指導、ご鞭撻を賜り、まがりなりにも課程を修了することが出来ました。先生の下での研究においては実験の進め方やその解析の方針に関する議論以外にも、研究に対する真摯な姿勢等、背中で教えられたことも非常に多く、私にとっては今後の研究生生活へ向けての大きな糧となりました。

五神真助教授には、輪講等のみならず普段の何気ない議論等を通して、有益な助言を多く頂きました。また、実験が壁にぶつかっているときの激励は支えとなりました。ありがとうございました。

森永実助手は6年間の間、1番目の相談相手としてお世話になりました。自分では解決できなかった問題点のうちの相当数が初めに氏によって迅速に解決されたことは研究の進展に大きく貢献しました。

香取秀俊博士(元清水研助手)には本論文の実験を行っていた時期にドイツにいらしたにもかかわらず、我々の質問に丁寧に答えて頂きました。また本論文の実験装置の1/3程度は氏が製作・立ち上げをされたものであります。また結果の議論においても有益な助言・情報を頂きました。

葛野亮助手には急遽必要となった実験器具等を快く融通して頂き、立ち止まりそうになった実験を再開出来たことが多々ありました。

榊田英之博士は本論文における実験の部分と共に行った共同実験者であり、氏なくしては本実験の進展はあり得ませんでした。厚く御礼を申し上げます。

工作室の川端光洋氏には工作について無知な私に懇切丁寧に操作方法をご指導頂き、また数々の実験器具を製作していただき、実験に幅をもたせることができました。

安田正美氏は同期生、しかも同研究室ということで、公私にわたりお世話になりました。氏の実験にかかる真摯さにはいつも励まされてきました。

岸本哲夫氏には真空装置の開発等実験装置の製作・改良に大きく貢献して頂きました。本実験に使用した原子源真空槽は氏が設計したものであります。

瀬谷佳子氏、堀内久喜氏、石井啓文氏、大木泰氏、中村芳明氏には実験のみならず回路・機械工作等においても手伝って頂き非常に助かりました。

その他、清水研究室及び五神研究室の皆様には研究生生活全般にわたり、色々な形でお世話になりました。6年間の充実した研究生生活を全うできたのは研究室の雰囲気によるところが大きいと思われれます。

このように多くの方々からの支援のもとに本論文はあります。今一度皆様に厚く御礼申し上げます。

