

修士論文

電磁場による極低温原子の内部状態の制御

指導教員 井上 慎 准教授

平成 22 年 2 月提出

東京大学大学院 工学系研究科 物理工学専攻

086602 藤掛 陽輔

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.1.1	原子冷却の技術と極低温原子系	1
1.1.2	極低温原子系から極低温極性分子系へ	2
1.1.3	井上研究室における研究	4
1.2	本研究の目的	4
第 2 章	極低温極性分子の物理	6
2.1	極性分子の性質	6
2.1.1	極性分子の電気双極子	6
2.2	極低温極性分子を用いた物性物理	8
第 3 章	常温 Rb 原子を用いた電場測定	11
3.1	静電場と原子の相互作用	11
3.1.1	水素原子の基底状態における Stark shift	12
3.1.2	アルカリ原子の Stark shift	16
3.1.3	Rb 原子の分極率	17
3.2	Rb 原子を用いた電場測定系の構築	18
3.2.1	実験手法の概要	19
3.2.2	実験系	20
3.2.3	実験手順	25
3.3	計算による電場の評価方法	25
3.3.1	ラプラス方程式の差分近似	25
3.3.2	電場の評価	28
3.3.3	電極間のガラスの効果	30
3.4	実験結果	31
3.4.1	実験データの解釈	31

3.4.2	Stark shift の電場依存性	32
3.4.3	Stark shift の時間変化	33
3.4.4	電場によるガラス表面からの原子の剥離	35
3.5	結論	37
第 4 章	極性分子の双極子制御に向けた電極の設計	38
4.1	実験系と電極の設計	38
4.1.1	極性分子生成用装置と電極配置の概要	39
4.1.2	ITO 電極の設計と光学特性	41
4.1.3	水平方向用アルミ箔ラミネート電極	46
4.1.4	放電対策	46
4.2	電極の各種配置における電場の数値的評価	47
4.2.1	垂直方向の ITO 電極に単一の電源で電圧を印加した場合	48
4.2.2	垂直方向の ITO 電極に異なる極性の 2 つの電源で電圧を印加した 場合	48
4.2.3	水平方向のアルミ箔ラミネート電極に単一の電源で電圧を印加し た場合	49
4.2.4	水平方向のアルミ箔ラミネート電極に異なる極性の 2 つの電源で 電圧を印加した場合	50
4.3	冷却原子を用いた電場の不均一性の測定	52
4.3.1	測定の原理	52
4.3.2	実験系と実験手順	53
4.3.3	実験結果	54
第 5 章	Rb 原子の超微細構造準位間の Rabi 振動	57
5.1	原子と振動電磁場の相互作用	57
5.1.1	2 準位モデルと Rabi 振動	57
5.2	ヘリカルアンテナ	59
5.2.1	ヘリカルアンテナの特徴と設計	59
5.3	実験系のセットアップ	60
5.3.1	実験系の概要	61
5.4	実験結果	62
5.4.1	超微細構造準位間の Rabi 振動の観測	62
第 6 章	DDS を用いた周波数制御システムの開発	63
6.1	DDS のセットアップ	63

6.1.1	DDS の特徴と原理	63
6.1.2	AD9958 のセットアップ	66
6.2	Lab VIEW による DDS の制御	68
6.2.1	AD9958 のシリアル制御系	68
6.3	蒸発冷却用周波数制御システム	71
6.3.1	磁場トラップ中の Rb 原子の蒸発冷却	71
6.3.2	システムの概要	73
6.3.3	DDS を用いた蒸発冷却の実験結果	74
第 7 章	まとめと今後の展望	75
7.1	本研究のまとめ	75
参考文献		76
謝辞		81

目次

1.1	井上研究室における極低温極性分子の生成手順	5
2.1	KRb の Stark shift と電気双極子モーメントの電場依存性	8
2.2	2D 4-site 2 molecules の Toy モデル	9
3.1	静電場中における波動関数の等高線と z 軸に沿った変化	15
3.2	Rb 原子 D2 line の Stark shift	18
3.3	Rb 原子の Stark shift の測定系の概要	19
3.4	吸収の微分信号を用いた Stark shift 評価方法	20
3.5	Rb 原子を用いた電場測定系の概要	21
3.6	Rb 原子 D2 line の飽和吸収分光	22
3.7	^{85}Rb F=3 の飽和吸収分光の微分信号	22
3.8	ガラスセルと電極	23
3.9	高電圧系配線図	24
3.10	ラプラス方程式の離散化	26
3.11	十分に大きい平行平板電極の数値解	28
3.12	ラプラス方程式を解く際の電極の配置	29
3.13	電場分布の計算結果	29
3.14	電場評価のメッシュ間隔 Δ 依存性	30
3.15	電場の大きさへのガラスの影響	30
3.16	6kV, 9kV を印加した場合の Stark 分光信号	32
3.17	Stark 分光信号の 2 つの時定数を持つ関数によるフィッティング結果	33
3.18	Stark shift の電場依存性	33
3.19	Stark shift の時間変化	34
3.20	ガラスセル内側の表面電流による帯電のメカニズム	35
3.21	電場による吸収量の増加	36
3.22	真空中電極と外側電極の組み合わせ	37

4.1	極低温極性分子生成用装置の概要	39
4.2	極低温極性分子生成用装置のガラスセル周り	40
4.3	電極配置の概要	40
4.4	ITO 透明電極の寸法	42
4.5	ITO 透明電極の光学特性	44
4.6	ITO 透明電極の空間モードへの影響	45
4.7	水平軸用アルミ箔ラミネート電極	46
4.8	磁場トラップの模型を用いた放電開始電圧の測定系	47
4.9	垂直方向の ITO 電極に単一の電源で電圧を印加した場合の電場分布	48
4.10	垂直方向の ITO 電極に異なる極性の 2 つの電源で電圧を印加した場合の電場分布	49
4.11	水平方向のアルミ箔ラミネート電極に単一の電源で電圧を印加した場合の電場分布	50
4.12	水平方向のアルミ箔ラミネート電極に異なる極性の 2 つの電源で電圧を印加した場合の電場分布	51
4.13	吸収イメージング	52
4.14	OD の積分値のプロープ周波数依存性	54
4.15	極低温原子気体の Stark 分光系の概要	54
4.16	極低温 Rb 原子に対する Stark 分光の結果	55
4.17	極低温 Rb 原子を用いた電場の不均一性の測定結果	56
5.1	Rabi 振動	59
5.2	ヘリカルアンテナの概要	59
5.3	ヘリカルアンテナの外観	60
5.4	Rabi 振動観察の原理	60
5.5	実験系の概要	61
5.6	実験系の概要	62
6.1	DDS の概要	64
6.2	Phase Accumulator	65
6.3	ラッチの入出力関係	65
6.4	AD9958 評価ボードの外観	66
6.5	AD9958 の出力振幅の周波数依存性	67
6.6	シリアルデータの例	69
6.7	磁場トラップの原理	72

6.8	マイクロ波による速度選択的スピントリップ	73
6.9	原子の蒸発と熱平衡化	73
6.10	Rb 原子の蒸発冷却用周波数スイープシステムの概要	74
6.11	Rb BEC	74

表目次

3.1	Rb 原子の D line の分極率	17
4.1	極低温 Rb 原子に対する Stark 分光の結果	55
6.1	レジスタアドレス指定のためのシリアルデータの構造	70
6.2	今回用いるシリアルデータ	71

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

1.1.1 原子冷却の技術と極低温原子系

20 世紀の初頭、黒体輻射のエネルギースペクトル、原子のエネルギー準位、光電効果などの実験事実を説明する理論として量子論が急速に定式化されてきた。Planck の量子仮説に始まり、Einstein の光量子仮説、Bohr や Sommerfeld らによる原子模型と量子条件、de-Broglie の物質波の概念、Heisenberg による行列力学、Schrödinger による波動力学、そして Dirac の変換理論による包括的定式化を経て、量子論は物理現象を記述するもつとも基本的な理論であるという認識が確立された。

量子論が確立されるとその応用範囲は多岐に渡り、新しい科学技術が次から次へと生まれた。その中でも、特にレーザーの発明はその後の物理学の進歩に大きな影響を及ぼした。レーザー技術の進歩は主に、光と原子の相互作用が量子論によって詳しく理解できたことによる。1980 年代に入ると、そのレーザー技術を応用して中性原子気体を冷却する技術が本格的に研究され始め、Zeeman 減速器、光モラセスが実現された [2, 1]。そして 1987 年、レーザーと磁場を利用することによって中性原子を 3 次元的に冷却し、かつ空間的にトラップする磁気光学トラップ (Magnet Optical Trap, MOT) が実現された [3]。これらレーザー冷却技術の発達により、原子気体を一瞬で $100\mu\text{K}$ もの低温にまで冷却することが可能になった。

レーザー冷却は非常に強力であったが光の吸収・放出を用いる以上、光の反跳による加熱を防ぐことが困難であり*¹、中性原子気体の Bose-Einstein 凝縮 (BEC) 転移温度である $\sim 100\text{nK}$ 程度には到達しなかった。その後、レーザー冷却と磁気トラップ [4]、蒸発冷

*¹ Raman 冷却、速度選択コヒーレント分布トラップといったレーザー冷却では反跳限界以下に冷却することができる。

却 [5, 6] を組み合わせることによって、1995年に JILA の Cornell, Wieman のグループが ^{87}Rb [7]、MIT の Ketterle のグループが ^{23}Na [8] の BEC の生成に成功した。Einstein は 1924 年に Ehrenfest に宛てた手紙に「ある温度を境に、分子たちは、引力なしに『凝縮』する、つまり、速度 0 の状態にたまってしまう。理論はきれいなのだが、ここにいくらかでも真実があるのだろうか?」と書きつづった [9, 10]。いまや、中性原子気体によって BEC が達成され、Einstein の理論が真実であることが証明されたのだ。

ひとたび原子気体の BEC の生成に成功すると、基礎から応用まで様々な実験が行われ、対応して理論も成熟していった [11, 12, 13]。例えば、BEC の干渉実験によって BEC がマクロなコヒーレンスを持つことが示され [14]、また原子気体の BEC が超流動性を持つことの強い証拠である量子化された渦の生成にも成功した [15]。現在では BEC が実現された原子種は、 ^7Li [16], ^1H [17], ^{85}Rb [18], 準安定 He [19], ^{41}K [20], ^{133}Cs [21], ^{174}Yb [22], ^{52}Cr [23], ^{170}Yb [24], ^{39}K [25], ^{40}Ca [26], ^{84}Sr [27] にも及んでいる。

数多くの輝かしい成果がある中で、とりわけその後の研究に影響を与えたものとしては、原子気体の Feshbach 共鳴の観測 [28, 29]、光格子を用いた超流動・モット絶縁体転移 [30]、フェルミ原子気体における BEC-BCS crossover[31] が挙げられる。Feshbach 共鳴を用いることで原子間の相互作用の大きさ (s 波散乱長) を $-\infty$ から $+\infty$ まで変化させることができる。また、光格子によって原子気体を周期ポテンシャルに閉じ込めることが可能になった。これはつまり、固体中の電子とほぼ同等の環境を人工的に作り出すことができるようになったことを意味する。冷却原子系では、系の次元、ポテンシャル、原子の密度、量子統計性、相互作用の大きさなど、系を特徴づけるパラメーターのほとんどすべてを人工的に決定することができる。また、不純物がないため、固体物理の基礎研究を行うのに格好の舞台となっている。

1.1.2 極低温原子系から極低温極性分子系へ

極低温原子系の成功を受け、興味はさらに分子にまで広がった [32]。分子は原子に比べて複雑な内部自由度を持ち、さらに極性分子の場合は分子間相互作用が電気双極子・双極子相互作用であるという特徴を持つ。2つの電気双極子間の相互作用は

$$V_{\text{dd}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{r^2 \boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_2 - 3(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{r})(\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \boldsymbol{r})}{r^5} \quad (1.1)$$

と書くことができる。このことから双極子・双極子相互作用は、双極子の向きによって相互作用の大きさと符号が異なる異方性を持ち、距離依存性が r^{-3} であるため長距離*2にま

*2 原子の場合には van der Waals 相互作用がメインであり、これは r^{-6} の距離依存性を持つため、短距離力として扱える [33]。

で相互作用が及ぶ、という特徴を持つ。それゆえ、原子とは質的に異なる研究を行うことができる」と期待される。

極低温の極性分子を用いた実験の提案としては、(1) 電気双極子相互作用を用いた物性物理 [34, 35, 36]、(2) 量子コンピューター [37]、(3) eEDM 測定 [38] や微細構造定数の時間変化の検出 [39]、などがあり、その応用範囲は非常に広い。

極性分子を用いた物性物理などの実験を行うためには、振動基底状態の極性分子を量子縮退領域まで冷却する必要がある。分子はその複雑な内部自由度のため、閉じた光学遷移を作り出すことが困難であり、レーザー冷却を適用することが難しい。したがって、レーザー冷却以外の方法を用いて分子を冷却する必要がある。また、分子同士の衝突に対する安定性を確保するため、さらに十分に大きな電気双極子モーメントを得るためには基底状態の分子を生成する必要がある。

極低温の分子を生成する方法としてまず挙げられるのは分子を直接冷却する直接法である。直接法には電場勾配を利用して分子線を減速する Stark 減速法 [40] や、He 気体を冷媒として用いて分子を冷却するバッファーガス冷却法 [41] がある。これらの方法によって分子の冷却に成功したものの、その到達温度は目下 1mK 程度であり、量子縮退領域にはほど遠い。

次に考えられたのは、極低温の原子を加熱することなく分子に変換する方法、間接法である。原子に対してはレーザー冷却を適用することができ、蒸発冷却と組み合わせて量子縮退領域までの冷却が可能である。したがって極低温の原子を準備し、加熱することなく分子に変換することができれば極低温の分子が生成できる。この手法で重要なことは、いかにして原子を加熱することなく、高効率で分子に変換するか、ということである。

極低温原子を振動基底状態の極性分子に変換する方法として最初に実践されたのは、Photo Association (PA) と Stimulated Emission Pumping (SEP) を組み合わせた方法である [42]。PA とは光によって2つの原子を分子の励起状態に遷移させ、その後自然放出によって浅く束縛された分子になる、というものである。この浅く束縛された分子を振動基底状態の分子に遷移させるために SEP を用いる。SEP では浅く束縛された分子と適当な励起状態（中間準位）に共鳴する光を入射して中間準位の分子を生成し、その後中間準位と基底状態に共鳴する光を入射して基底状態の分子を生成する。この手法により、 $100\mu\text{K}$ にまで冷却された RbCs 分子の生成に成功した。しかし、1 秒間の実験で生成される極低温極性分子は 500 個程度と非常に生成効率が悪い。この効率の悪さの原因としては PA による分子生成では分子状態の選択性が乏しいこと、SEP による遷移効率が低いことが挙げられる。PA による分子生成では、励起状態の分子は自然放出によって様々な準位に遷移するため、準位の選択性に乏しい。また、SEP による振動基底状態への遷移効率は最大でも 25 % に限られてしまっている（この実験における効率は 6 %）。また、PA にしろ SEP にしろ実励起を伴う光学遷移を用いているので光散乱による加熱が生じ

てしまうという問題点がある。

極低温極性分子を生成する別の手法として Feshbach 共鳴と Stimulated Raman Adiabatic Passage (STIRAP) を組み合わせたものが考えられる。Feshbach 共鳴は原子が衝突する際に仮想的に分子状態を経ることによって、原子間の実効的な相互作用が変化するというものである [43]。分子状態と原子状態の重なり具合は Zeeman 相互作用を通じて磁場によって制御することが可能である。つまり、磁場を Feshbach 共鳴点を横切って断熱的に掃引することにより、原子状態が断熱的に分子状態に変換されることになる。Feshbach 共鳴によって、2つの極低温原子を加熱することなくしかも非常に高効率で1つの分子状態に遷移させることができる。Feshbach 共鳴によって生成される分子は比較的原子状態に近い浅く束縛された分子となる。浅く束縛された分子をより安定で電気双極子モーメントが大きい振動基底状態の分子に遷移させるために STIRAP を用いる。STIRAP では始状態と終状態と中間状態の λ 型 3 準位系を利用する [44]。3 準位系と電磁場の相互作用を考えると、dark state という電磁場と実効的に相互作用しない状態が存在することが分かる。この dark state は系に入射している2つの光の強度によって決まっている。そこで、最初に浅く束縛された分子状態が dark state になるように光を入射し、その後2つの光の強度を断熱的に変化させて dark state が振動基底状態になるようにする。この方法によって分子に光を吸収させることなく、高効率で浅く束縛された分子から振動基底状態の分子に変換することができる。2008年に JILA の D. S. Jin らのグループは上記の Feshbach 共鳴と STIRAP を組み合わせた方法によって、量子縮退近くまで冷却された極性分子 $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ の生成に成功している [45]。

1.1.3 井上研究室における研究

井上研究室ではボゾンの極低温極性分子 $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ の生成を目標に研究を行っている。

図 1.1 に井上研究室における極低温極性分子の生成手順を示す。我々はボゾンである ^{41}K と ^{87}Rb を用いて、極低温極性分子を作成しようと考えている。分子種がボゾンであることの特徴として、極低温ではボース凝縮することが期待されている。

1.2 本研究の目的

極低温極性分子の電気双極子モーメントの大きさは外から印加する電場によって制御することができる。したがって、極低温極性分子を用いた物理を研究するには電場を制御する技術が不可欠である。また、極性分子の内部状態、特に回転準位のエネルギースケールは $\sim 1\text{GHz}$ であり、マイクロ波の領域である。したがって、極性分子の内部状態を制御するためのマイクロ波技術もまた重要である。これらのことから、今回は電場制御とマイ

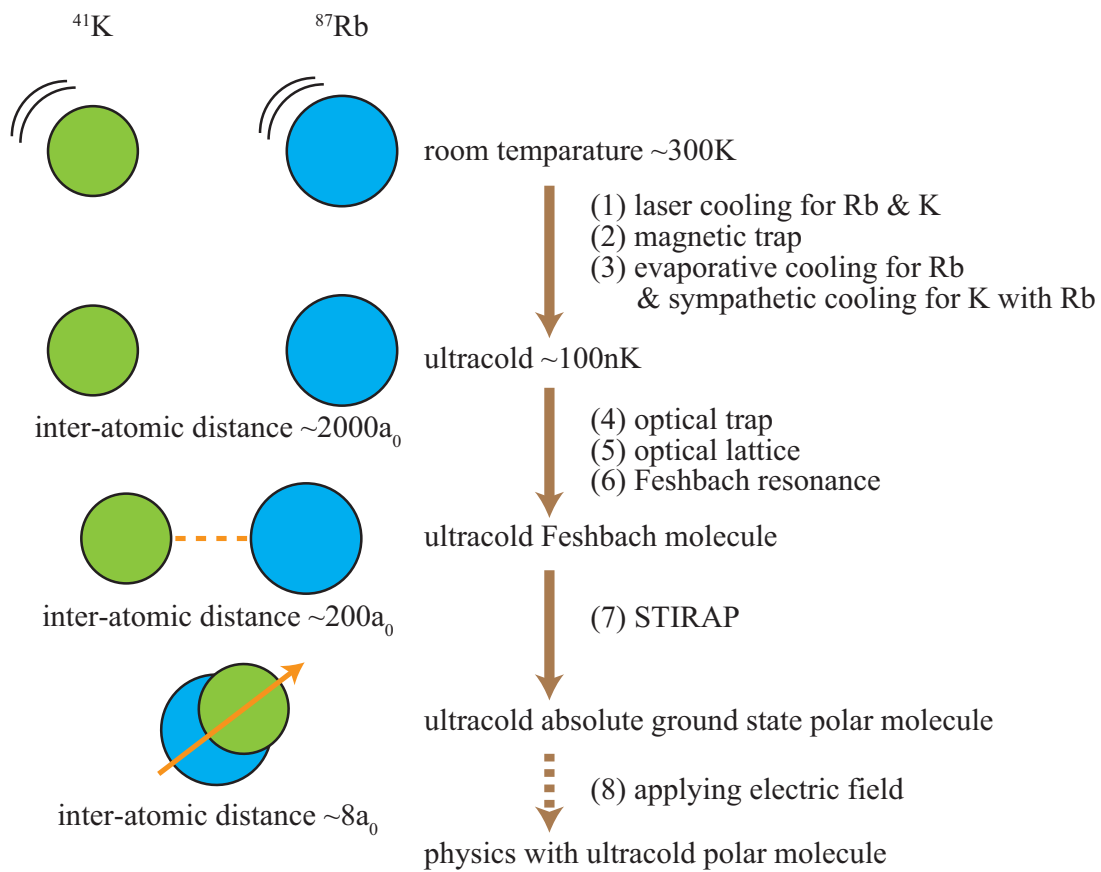


図 1.1 井上研究室における極低温極性分子の生成手順

クロ波制御などを行う技術の開発を目標とした。

第2章

極低温極性分子の物理

2.1 極性分子の性質

2.1.1 極性分子の電気双極子

極性分子を用いた物理を研究する上で最も重要な量は電気双極子モーメントである。ここでは電場によって極性分子の電気双極子モーメントがどの程度誘起されるのか見積もる。極性分子の自由度の中で電場との相互作用をするものは、電子軌道、分子振動、分子の回転である。それぞれのエネルギースケールは $\sim 100\text{THz}$, $\sim 1\text{THz}$, $\sim 1\text{GHz}$ となっている。分子の回転運動が最もエネルギースケールが小さく、電場による摂動に敏感であると考えられる。したがって、極性分子と電場の相互作用を考えた時、電場がそれほど大きくない範囲では分子の回転運動のみ考えればよい。

分子の電気双極子モーメントを $\hat{\mu}$ とし、回転の角運動量を \hat{J} とする。極性分子に一樣な静電場 \mathcal{E} を印加したとき、系のハミルトニアンは、

$$\hat{H} = \tilde{B}\hat{J}^2 - \hat{\mu} \cdot \mathcal{E} \quad (2.1)$$

となる。ここで $\tilde{B} = 2\pi B/h$ であり、 B は回転定数である。今回は回転準位の基底状態 $|J=0, m_J=0\rangle$ の Stark shift と電気双極子モーメントを求める。簡単のため、基底状態と第一励起状態 $|1, 0\rangle$ のみを考える。この2つの状態を用いて式(2.1)のハミルトニアンを行列表現すると、

$$H = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\mu\mathcal{E}}{\sqrt{3}} \\ -\frac{\mu\mathcal{E}}{\sqrt{3}} & 2hB \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

となる。ここで μ は飽和電気双極子モーメントの大きさである。このハミルトニアンを

対角化すると、固有エネルギーは、

$$E_{\text{Stark}} = hB \pm hB \sqrt{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu\mathcal{E}}{hB} \right)^2} \quad (2.3)$$

となる。Stark shift の表式を見ると、エネルギーの典型的なスケールが回転定数 B によって決まっていて、電場の大きさのスケールが $\mathcal{E}_0 = hB/\mu$ で決まていることが分かる。KRb の場合、 $B = 1.11\text{GHz}$ 、 $\mu = 0.57\text{ Debye}$ であるので [45]、典型的な電場スケールは $\mathcal{E}_0 = 3.9\text{kV/cm}$ 程度となる。

電場が \mathcal{E}_0 よりも十分小さい場合はエネルギーシフトが電場の 2 次で生じる。これは電気双極子モーメントが電場によって誘起されて、 $\mu_{\text{induced}} = \alpha\mathcal{E}$ のように電場に比例していることを表している。実際、相互作用エネルギーは $-\mu\mathcal{E} \propto \mathcal{E}^2$ となり、電気双極子モーメントが電場によって誘起される場合には 2 次の Stark shift が見えることが分かる。

電場が \mathcal{E}_0 よりも十分大きい場合はエネルギーは電場の 1 次で変化する。これは電気双極子モーメントがすでに飽和していることを表している。つまり、電場が十分大きい場合、電気双極子モーメントの大きさは電場の値に依らず一定値をとり、それ以上大きくなることを意味している。

電場によって誘起される電気双極子モーメントの大きさを計算すると、

$$\begin{aligned} \mu_{\text{induced}} &= -\frac{\partial E_{\text{Stark}}}{\partial \mathcal{E}} \\ &= \mu \frac{\frac{\mu\mathcal{E}}{hB}}{3\sqrt{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu\mathcal{E}}{hB} \right)^2}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ここで、電場が十分に大きい場合を考えると電気双極子モーメントの値は $\mu/\sqrt{3}$ になる。電場が十分に大きくても、電気双極子モーメントの値が飽和双極子モーメントの値より小さいという結果が得られた訳であるが、これは $|1, 0\rangle$ までの状態しか考慮していないからである。すべての励起状態の寄与を取り入れると、電場が十分大きい場合は誘起された電気双極子モーメントは飽和双極子モーメントの値に一致する。

電場中での極性分子の振る舞いに関する定性的な知見は得られたが、より正確な評価を行うためによりエネルギーの高い励起状態の寄与も考慮することにする。 $|0, 0\rangle$, $|1, 0\rangle$,

$|2,0\rangle, |3,0\rangle, |4,0\rangle$ の5つの状態に関して、式(2.1)のハミルトニアンを行列表現すると、

$$H = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\mu\mathcal{E}}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\mu\mathcal{E}}{\sqrt{3}} & 2B & -\frac{2\mu\mathcal{E}}{\sqrt{15}} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2\mu\mathcal{E}}{\sqrt{15}} & 6B & -\frac{3\mu\mathcal{E}}{\sqrt{35}} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{3\mu\mathcal{E}}{\sqrt{35}} & 12B & -\frac{4\mu\mathcal{E}}{\sqrt{63}} \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{4\mu\mathcal{E}}{\sqrt{63}} & 20B \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

となる。この式を解析的に解くのは困難であるので、KRbの場合に関して数値的に解く。図2.1に基底状態のKRbの Stark shift と誘起された電気双極子モーメントの電場依存性を示す。飽和電気双極子モーメントの値の半分程度を誘起するには8kV/cm程度の電

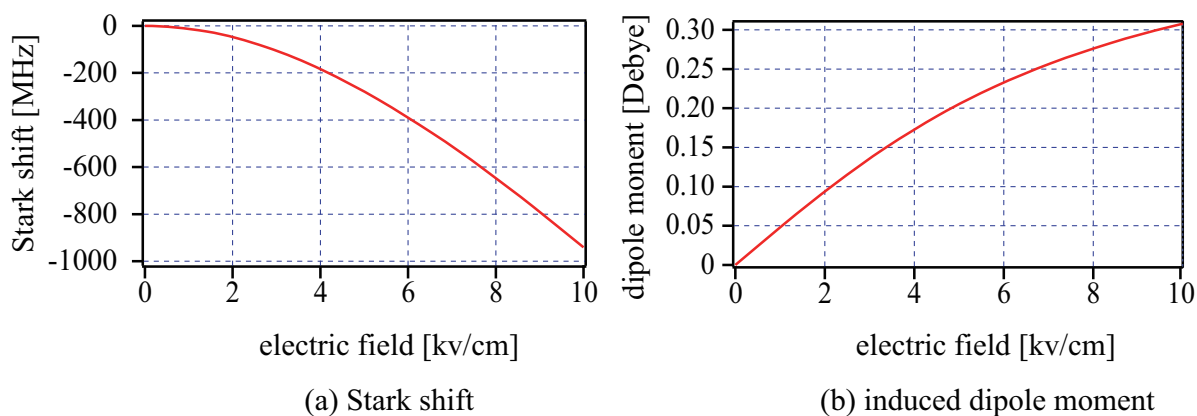


図2.1 KRbの Stark shift と電気双極子モーメントの電場依存性

場が必要となる。

2.2 極低温極性分子を用いた物性物理

極低温極性分子を用いた物性研究として様々なアイデアが挙げられている [34, 35, 36]。今回、Toyモデルを用いて極性分子による物性研究を行うために必要な双極子相互作用の大きさを見積もってみた。

図2.2に示すように、サイト数4の2次元正方格子中に2つの極性分子が入っている場合を考える。電場は紙面に垂直に印加し、電気双極子モーメントも紙面に垂直に誘起されているものとする。隣接するサイト間にいる極性分子の双極子相互作用の大きさは

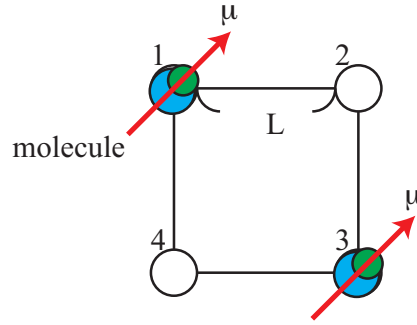


図 2.2 2D 4-site 2 molecules のトイモデル。電場は紙面に垂直な方向に印加しており、電気双極子モーメントも紙面に垂直な向きを向いているとする。

$V = \mu^2/4\pi\epsilon_0 L^3$ で、斥力相互作用になる。このとき、系のハミルトニアンは

$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + V \sum_{i < j} \frac{\hat{n}_i \hat{n}_j}{r_{ij}} \quad (2.6)$$

と書ける。 \hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_i) はサイト i の生成 (消滅) 演算子で、 $\hat{n}_i = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$ はサイト i の個数演算子である。 J はサイト間のトンネリングレートであり、光格子の場合自由に制御することができる。

今回、計算を簡単にするためにハードコアボゾン近似というものを用いる。この近似ではオンサイトの相互作用を無限大とし、1サイトに1つの極性分子しか存在できないとする。すると、系のとり得る状態は $|1100\rangle$, $|1010\rangle$, $|1001\rangle$, $|0110\rangle$, $|0101\rangle$, $|0011\rangle$ の6つだけとなる。ケットの中の左から i 番目の数字は i 番目のサイトの分子数を表している。これら6つの状態によってハミルトニアンを行列表現すると、

$$\begin{pmatrix} V & -J & 0 & 0 & -J & 0 \\ -J & \frac{V}{2\sqrt{2}} & -J & -J & 0 & -J \\ 0 & -J & V & 0 & -J & 0 \\ 0 & -J & 0 & V & -J & 0 \\ -J & 0 & -J & -J & \frac{V}{2\sqrt{2}} & -J \\ 0 & -J & 0 & 0 & -J & V \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

となる。この行列を対角化し基底状態を求めると、

$$|\text{GS}, \beta\rangle = \frac{|1100\rangle + \beta(V/J)|1010\rangle + |1001\rangle + |0110\rangle + \beta(V/J)|0101\rangle + |0011\rangle}{\sqrt{4 + 2(\beta(V/J))^2}} \quad (2.8)$$

が得られる。ここで

$$\beta(V/J) = \frac{(4 - \sqrt{2})\frac{V}{J} + \sqrt{2^9 + (18 - 8\sqrt{2})\left(\frac{V}{J}\right)^2}}{16} \quad (2.9)$$

である。パラメーター β の大小によって系の基底状態の様子が決定される。2つの極端な場合、(1) $V/J \rightarrow 0$ (2) $V/J \rightarrow \infty$ について基底状態がどのような状態になっているか確認してみる。

(1) $V/J \rightarrow 0$ の場合 $\beta \rightarrow \sqrt{2}$ となり基底状態は、

$$|\text{GS}, V/J \rightarrow 0\rangle = \frac{|1100\rangle + \sqrt{2}|1010\rangle + |1001\rangle + |0110\rangle + \sqrt{2}|0101\rangle + |0011\rangle}{2\sqrt{2}} \quad (2.10)$$

となる。これはすべての状態がほぼ等しい割合で重ね合わさったものであり、超流動状態的なものと解釈することができる。ここで、 $\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3$ という演算子の期待値を計算してみると、 $\langle \text{GS}, V/J \rightarrow 0 | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3 | \text{GS}, V/J \rightarrow 0 \rangle = 2/7$ となる。これは「擬似(?)」非対角長距離秩序が存在することを示しており、系が超流動的であることを示唆する。

(2) $V/J \rightarrow \infty$ の場合 $\beta \rightarrow \infty$ となり基底状態は、

$$|\text{GS}, V/J \rightarrow \infty\rangle = \frac{|1010\rangle + |0101\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.11)$$

となる。この状態では、分子数の分布にパターンが生じており、チェッカーボード状態と呼ばれている。このように、簡単なトイモデルを考えただけでも、双極子相互作用の大きさによって超流動的状态とチェッカーボード的な状態の移り変わりがあることが分かる。ただし、現在考えている系はただの2粒子系であり、相転移は存在しない。おおよその指標としては $V/J \sim 10$ 程度を境に状態が変化する。

今回の我々の実験において、格子間のトンネリングレートは 1Hz 程度まで下げることができる。すると双極子相互作用の大きさとしては 10Hz 程度あればよい。格子間隔を 500nm とすると、必要な電気双極子モーメントの大きさは、0.1Debye 程度になる。したがって、図 2.1 より電場の大きさとしては数 kV/cm 程度必要となることが分かる。

第3章

常温 Rb 原子を用いた電場測定

極低温極性分子を用いた実験では、極性分子の電気双極子を制御するための電場制御技術が重要である。電場を発生させるには一組の電極に電圧を印加すればよいが、この際に期待通りの電場強度が得られているかどうか調べる必要がある。特に（1）電場強度は計算通りか、（2）帯電などの効果によって電場が遮蔽されることはあるか、といったことを実験によって確認する必要がある。そこで、以上のようなことを調べるために、極低温極性分子生成のメイン装置に似せた電場測定のための実験系を構築した。

電場分布は磁場の場合と異なり、導体の存在によって大きく影響を受ける。したがって単純に電場プローブを用意した場合、そのプローブが電場分布を大きく乱してしまい正確な電場測定が不可能になると考えられる。そこで今回、ガラスセル中の Rb 原子に電場を印加し、飽和吸収分光によって Rb 原子の Stark shift を測定することにした。Stark shift の大きさと時間変化から電場強度と遮蔽効果の時定数を見積もり、電極をガラスセルの外側に配置した場合にも期待通りの電場を印加することが可能であることを確認した。またその際に、電場によってガラスセル表面に吸着されていた Rb 原子が剥離されるという興味深い現象を発見したので、合わせて述べる。

3.1 静電場と原子の相互作用

この節では、静電場によって原子のエネルギー準位がどのように変化するのか、つまり Stark shift について説明する。一般に電場の中に中性原子を置くと、正負の電荷がそれぞれ逆向きに力を受け、電荷の偏りが生じる。これを原子の分極と呼ぶが、分極と電場の関係について簡単なモデルを通して理解する。

3.1.1 水素原子の基底状態における Stark shift

原子が静電場とどのように相互作用をするのか、その描像を得るためにもっとも簡単な場合である水素原子の基底状態の場合について考察する。

Stark shift の計算

まず水素原子の内部電場の大きさを見積もり、どの程度の大きさの外場なら摂動的に扱えるのかを調べてみる。水素原子の大きさ、つまり陽子と電子の間の距離はおおよそボーア半径 a_0 程度である。したがって、電子の位置に陽子を作る電場の大きさは $e/4\pi\epsilon_0 a_0^2 \sim 6 \times 10^6 \text{ kV/cm}$ 程度にもなる。我々の実験における典型的な電場の大きさは 10 kV/cm 程度*1であるので、水素原子内部の電場の大きさに比べて非常に小さいと言える。したがって、我々は外部静電場の効果を摂動として扱うことにする。

水素原子に z 方向の一様な静電場 \mathcal{E} を印加するとすると、電子のハミルトニアンは

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hat{r}} + e\mathcal{E}\hat{z} \quad (3.1)$$

となる。ここで、ハミルトニアンを無摂動項 \hat{H}_0 と摂動項 \hat{H}' に分解し、

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hat{r}} \quad (3.2)$$

$$\hat{H}' = e\mathcal{E}\hat{z} \quad (3.3)$$

とする。水素原子のエネルギー固有状態はよく知られているように主量子数 n 、方位量子数 l 、磁気量子数 m_l によってラベルすることができ*2、 $|n, l, m_l\rangle$ と書く。 $|n, l, m_l\rangle$ を座標表示で表現すると

$$\psi_{n,l,m_l}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | n, l, m_l \rangle = R_n^l(r) Y_l^{m_l}(\theta, \phi) \quad (3.4)$$

となる。ここで、 $Y_l^{m_l}(\theta, \phi)$ は球面調和関数であり、 $R_n^l(r)$ はラゲール陪多項式から構成される動径波動関数である。また $|n, l, m_l\rangle$ はエネルギー \hat{H}_0 、角運動量の 2 乗 $\hat{\mathbf{L}}^2$ 、角運動量の z 成分 \hat{L}_z の同時固有状態になっており、それぞれ

$$\hat{H}_0 |n, l, m_l\rangle = E_n |n, l, m_l\rangle, \quad \left(E_n = \frac{1}{2} \alpha^2 \frac{m_e c^2}{n^2} \right) \quad (3.5)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^2 |n, l, m_l\rangle = \hbar^2 l(l+1) |n, l, m_l\rangle \quad (3.6)$$

$$\hat{L}_z |n, l, m_l\rangle = \hbar m_l |n, l, m_l\rangle \quad (3.7)$$

*1 10 kV/cm 以上の電場になると空気中では放電が生じ得る。

*2 スピン状態については今は考えない。

を満たす。水素原子の場合、主量子数 n が等しいとき異なる方位量子数 l をもつ状態は縮退している*3。

縮退のない状態である基底状態 $|n=1, l=0, m_l=0\rangle$ について考える。縮退のない場合の摂動論から 1 次の摂動エネルギー、2 次の摂動エネルギーはそれぞれ

$$E^{(1)} = \langle 1, 0, 0 | \hat{H}' | 1, 0, 0 \rangle \quad (3.8)$$

$$E^{(2)} = \sum_{n \neq 1} \sum_{l, m_l} \frac{|\langle 1, 0, 0 | \hat{H}' | n, l, m_l \rangle|^2}{E_1 - E_n} + \int_0^\infty dk \sum_{l, m_l} \frac{|\langle 1, 0, 0 | \hat{H}' | k, l, m_l \rangle|^2}{E_1 - E_k} \quad (3.9)$$

となる。ここで、2 次の摂動エネルギーの表式 (3.9) の右辺第 2 項は電子が陽子の束縛から解放された連続状態からの寄与を表し、 $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ である。

摂動エネルギーの表式 (3.8)、(3.9) を見ると $\langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle$ といった行列要素の計算がたくさん出てくることが分かる。実は、この行列要素の計算は系のパリティ-対称性や交換関係を考慮することで、簡単に行うことができる場合がある。まず角運動量の z 成分 \hat{L}_z と摂動 $\hat{H}' = e\mathcal{E}\hat{z}$ の交換関係を計算すると、 $[\hat{L}_z, \hat{H}'] = e\mathcal{E}[\hat{x}\hat{p}_y - \hat{y}\hat{p}_x, \hat{z}] = 0$ となる。この交換関係の左から $\langle n, l, m_l |$ 、右から $|n', l', m_l'\rangle$ を作用させると、

$$\begin{aligned} 0 &= \langle n, l, m_l | \left(\hat{L}_z \hat{H}' - \hat{H}' \hat{L}_z \right) | n', l', m_l' \rangle \\ &= (m_l - m_l') \langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。したがって $m_l = m_l'$ 以外の場合 0 となり、 $\langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle = \delta_{m_l, m_l'} \langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle$ と書くことができる。

パリティ-演算子 \hat{P} を $\hat{P}|\mathbf{r}\rangle = |-\mathbf{r}\rangle$ で定義すると、 $\hat{P}^\dagger \hat{z} \hat{P} = -\hat{z}$ が成り立つ*4。したがって、

$$\hat{P} \hat{H}' \hat{P} = -\hat{H}' \quad (3.11)$$

となり、 \hat{H}' は奇パリティ-の演算子であることが分かる。上式と $\hat{P}|n, l, m_l\rangle = (-1)^l |n, l, m_l\rangle$ 、 $\hat{P}^2 = \hat{1}$ を用いると、

$$\begin{aligned} \langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle &= \langle n, l, m_l | \hat{P}^2 \hat{H}' \hat{P}^2 | n', l', m_l' \rangle \\ &= \left(\langle n, l, m_l | \hat{P} \right) \hat{P} \hat{H}' \hat{P} \left(\hat{P} | n', l', m_l' \rangle \right) \\ &= (-1)^{l+l'+1} \langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle \end{aligned} \quad (3.12)$$

が得られ、 $l+l'+1 = \text{even}$ 以外では行列要素は 0 になることが分かる*5。つまり、奇パリティ-の演算子は異なるパリティ-固有状態間の行列要素しか持たない。これをパリティ-

*3 微細構造やラムシフトは考えない。

*4 パリティ-演算子の性質として他に $\hat{P}^2 = \hat{1}$ 、 $\hat{P}^\dagger = \hat{P}$ などがある。

*5 \hat{z} に関する考察をもう少し進めると $l = l' \pm 1$ でなければならないことが分かる。

ティール選択則と言う。以上をまとめると、

$$\langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle = \delta_{m_l, m_l'} \delta_{l, l' \pm 1} \langle n, l, m_l | \hat{H}' | n', l', m_l' \rangle \quad (3.13)$$

となり、 $m_l = m_l', l = l' \pm 1$ を満たす状態間の行列要素しか値を持たないことが分かった。

以上の議論から、1次摂動のエネルギー $E^{(1)}$ は、

$$E^{(1)} = \langle 1, 0, 0 | \hat{H}' | 1, 0, 0 \rangle = 0 \quad (3.14)$$

となる。したがって、水素原子の基底状態では \mathcal{E} の1次のエネルギー変化はない*6。これは、水素原子の基底状態の波動関数が等方的であることによる。

これから、2次摂動のエネルギーを計算していきたいわけであるが、式(3.9)を評価するのは技巧が必要となる[65]。しかし、式(3.9)を見るとエネルギー差のある状態ほど重みが小さくなっていることが分かる。したがって、行列要素が0でないものの中で基底状態にもっともエネルギーが近い状態 $|2, 1, 0\rangle$ のみを考慮して計算を進めることにする。すると、2次摂動のエネルギー $E^{(2)}$ は

$$\begin{aligned} E^{(2)} &= \frac{|\langle 1, 0, 0 | \hat{H}' | 2, 1, 0 \rangle|^2}{E_1 - E_2} \\ &= -\frac{8}{3} (4\pi\epsilon_0 a_0) |\langle 1, 0, 0 | \hat{z} | 2, 1, 0 \rangle|^2 \mathcal{E}^2 \\ &= -\frac{2^{18}}{3^{11}} (4\pi\epsilon_0 a_0^3) \mathcal{E}^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

と評価することができる*7。 $n = 2$ 以上の励起状態すべての寄与を計算した場合には $9(4\pi\epsilon_0 a_0^3) \mathcal{E}^2 / 4$ となるが、上記の簡略化した計算でもそれなりによい近似になっていることが分かる（正確な計算の7割程度の大きさ）。以上のように、静電場中の原子は特殊な場合を除いて、エネルギーが電場の2次で変化する。これを2次の Stark shift と言う。

原子の分極率

Stark shift をより深く理解するために静電場中における原子の電子密度分布を計算することにする。摂動による波動関数の1次の補正は

$$|\psi\rangle^{(1)} = \sum_{n \neq 1} \sum_{l, m_l} |1, 0, 0\rangle \frac{\langle n, l, m_l | \hat{H}' | 1, 0, 0 \rangle}{E_1 - E_n} + \int_0^\infty dk \sum_{l, m_l} |k, l, m_l\rangle \frac{\langle k, l, m_l | \hat{H}' | 1, 0, 0 \rangle}{E_1 - E_k} \quad (3.16)$$

*6 原子で \mathcal{E} の1次のエネルギー変化があるのは、方位量子数 l が異なる状態が縮退している場合（水素原子の第1励起状態など）のみである。

*7 $\langle 1, 0, 0 | \hat{z} | 2, 1, 0 \rangle = \int_0^\infty r^2 dr \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi R_1^0(r) Y_0^0(\theta, \phi) r \cos\theta R_2^1(r) Y_1^0(\theta, \phi) = 2^8 a_0 / 3^5 \sqrt{2}$.

と書けるが、先ほどと同様に行列要素が 0 にならない状態のうちもっともエネルギーに近い $|2, 1, 0\rangle$ の寄与のみを考えることにする。すると、摂動による波動関数の 1 次補正は

$$\begin{aligned} |\psi\rangle^{(1)} &= |2, 1, 0\rangle \frac{\langle 2, 1, 0 | \hat{H}' | 1, 0, 0 \rangle}{E_1 - E_n} \\ &= -\frac{8}{3} \frac{4\pi\epsilon_0 a_0}{e} \langle 2, 1, 0 | \hat{z} | 1, 0, 0 \rangle \mathcal{E} |2, 1, 0\rangle \\ &= -\frac{2^{11}}{3^6 \sqrt{2}} \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}'} |2, 1, 0\rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

と求まる。ここで $\mathcal{E}' = e/4\pi\epsilon_0 a_0^2$ は水素原子の内部電場の大きさである。これから、静電場中での原子の波動関数 $|\psi\rangle$ は座標表示で

$$\begin{aligned} \psi(r, \theta, \phi) &= \langle x | \psi \rangle \\ &= \langle x | (|1, 0, 0\rangle + |\psi\rangle^{(1)}) \rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{\pi}} \left(\frac{1}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left[e^{-\frac{r}{a_0}} + \frac{2^8}{3^6} \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}'} \frac{r \cos \theta}{a_0} e^{-\frac{r}{2a_0}} \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

となる。静電場中の波動関数の様子を図 3.1 に示す。図では電場の効果を強調するために

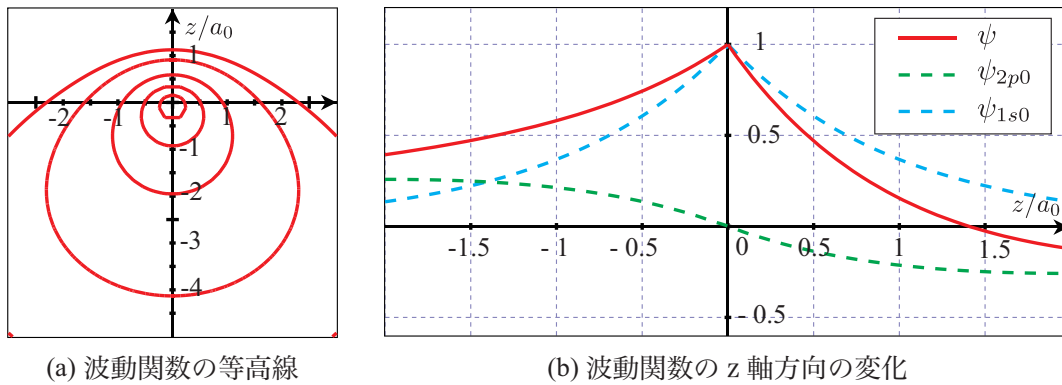


図 3.1 静電場中における波動関数の等高線と z 軸に沿った変化 ($\mathcal{E}/\mathcal{E}' = 1$ の場合)。1s 軌道 ψ_{1s0} (青色の点線) が無摂動状態の波動関数、2p 軌道 ψ_{2p0} (緑色の点線) が波動関数の 1 次摂動の補正である。静電場中の波動関数 ψ (赤色の曲線) は電場の影響によって z 軸に対して非対称に歪んでいることが分かる。

非現実的で摂動論的にも許されないが $\mathcal{E}/\mathcal{E}' = 1$ と選んでいる。もともと球対称であった s 軌道の波動関数に摂動の効果として励起状態の波動関数が混じり、結果として波動関数の形が z 軸方向に大きく歪んでいることが分かる。これはつまり電場によって電子と陽子が逆方向に力を受け、電荷の偏りが生じることの量子力学的な表現になっている。このように、電場によって原子の電荷分布に偏りが生じることを分極という。

分極を特徴づける量として、電気双極子モーメント $\hat{\boldsymbol{\mu}} = -e\hat{\boldsymbol{r}}$ の期待値を計算する。電気双極子モーメントの期待値 $\boldsymbol{\mu}$ は \mathcal{E} の 1 次近似で、

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\mu} &= \langle \psi | \hat{\boldsymbol{\mu}} | \psi \rangle \\ &= \langle 1, 0, 0 | \hat{\boldsymbol{\mu}} | 1, 0, 0 \rangle + 2\langle 1, 0, 0 | \hat{\boldsymbol{\mu}} | \psi \rangle^{(1)} \\ &= -2e\langle 1, 0, 0 | \hat{\boldsymbol{r}} | \psi \rangle^{(1)}\end{aligned}\quad (3.19)$$

となる。ここで、パリティ—選択則から $\langle 1, 0, 0 | \hat{\boldsymbol{r}} | 1, 0, 0 \rangle = 0$ を用いた。また、 $|1, 0, 0\rangle$ と $|\psi\rangle^{(1)}$ のどちらも z 軸に関して円柱対称性を持つため、電気双極子モーメントの x 、 y 成分は $\mu_x = \mu_y = 0$ となる。 μ_z を計算すると、

$$\begin{aligned}\mu_z &= -2e\langle 1, 0, 0 | \hat{z} | \psi \rangle^{(1)} \\ &= \frac{2^{12}}{3^6\sqrt{2}} \frac{e\mathcal{E}}{\mathcal{E}'} \langle 1, 0, 0 | \hat{z} | 2, 1, 0 \rangle \\ &= \frac{2^{19}}{3^{11}} (4\pi\epsilon_0 a_0^3) \mathcal{E}\end{aligned}\quad (3.20)$$

となる。電場が十分に小さい場合、電気双極子モーメントは電場に比例し、その比例係数を**分極率**と呼び α で表す。今回の計算の場合、分極率は

$$\alpha = \frac{\mu_z}{\mathcal{E}} = \frac{2^{19}}{3^{11}} (4\pi\epsilon_0 a_0^3)\quad (3.21)$$

となる。

ここで、電場の大きさを 0 から \mathcal{E} まで増加させていったときの系のエネルギー変化を求めてみる。電場 \mathcal{E}' 中の原子の分極が $\boldsymbol{\mu} = \alpha\mathcal{E}'$ で与えられるとき、電場の大きさを微量 $d\mathcal{E}'$ だけ変化させると、系のエネルギーは $-\boldsymbol{\mu} \cdot d\mathcal{E}'$ だけ変化する。したがって、電場を 0 から \mathcal{E} まで変化させたときの系のエネルギー変化は

$$\begin{aligned}\Delta E &= -\int_0^{\mathcal{E}} \alpha\mathcal{E}' \cdot d\mathcal{E}' \\ &= -\frac{1}{2}\alpha\mathcal{E}^2\end{aligned}\quad (3.22)$$

となる。このエネルギー変化は Stark shift そのものであり、実際に上式 (3.22) の分極率 α に式 (3.21) の値を代入すると $\Delta E = -2^{18}(4\pi\epsilon_0 a_0^3)\mathcal{E}^2/3^{11}$ となり、式 (3.15) と一致していることが分かる。以上の議論から分かるように、原子の Stark shift は分極率 α によって特徴づけられている。

3.1.2 アルカリ原子の Stark shift

水素原子の基底状態を例に Stark shift の考察を進めてきたが、今までの議論は一般の原子の場合もほぼ同様に進めることができる。原子の場合、エネルギー固有状態は同時に

パリティ固有状態となっている。したがって原子の場合、電場が十分に小さい領域では 1 次の Stark shift は存在しない。これはつまり、孤立している原子には特別な方向が存在せず、電荷の偏りが無いことを示している。

電場を印加すると、電荷に偏りが生じて原子は電場に比例した電気双極子モーメントを持つようになる。この誘起された電気双極子モーメントと電場の間の相互作用によって、2 次の Stark shift が生じる。原子の状態によっては印加した電場の向きとは異なる向きに分極を生じることがあり、分極率は一般にテンソル量となる。

これから先、主にアルカリ原子に関しての結果を述べる。原子の全軌道角運動量を \hat{L} 、全スピン角運動量を \hat{S} 、核スピンを \hat{I} とする。 \hat{L} と \hat{S} の合成角運動量を $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ とし、原子の全角運動量を $\hat{F} = \hat{J} + \hat{I}$ とする。J の値によって微細構造を、F の値によって超微細構造を指定することができる。孤立した原子の場合、全角運動量 F を持つ状態は $2F+1$ 重に縮退しており、おのおの全角運動量の z 成分を指定する量子数 m_F で指定される。したがって、アルカリ原子の超微細構造は $|F, m_F, J, I\rangle$ によって指定することができる。

状態 $|F, m_F, J, I\rangle$ の原子に z 軸方向の電場 \mathcal{E} を印加したとき、2 次の Stark shift は

$$\Delta E_{|F, m_F, J, I\rangle} = -\frac{1}{2}\alpha_0\mathcal{E}^2 - \frac{1}{2}\alpha_2\mathcal{E}^2 \frac{[3m_F^2 - F(F+1)][3X(X+1) - 4F(F+1)J(J+1)]}{(2F+3)(2F+2)F(2F-1)J(2J-1)} \quad (3.23)$$

で与えられる [49, 50]。ここで、 $X = F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)$ とした。右辺第 1 項はスカラー分極率による Stark shift を表しており、角運動量の状態によらずスカラー分極率 α_0 の値だけで定まる。右辺第 2 項はテンソル分極率による Stark shift を表しており、 $J \neq 1/2$ の場合のみ存在する。テンソル分極率が 0 でない場合には角運動量の状態、特に m_F の値によって Stark shift の量が異なる。

3.1.3 Rb 原子の分極率

今回の我々の実験において用いる Rb 原子の分極率を表 3.1 に示す [51, 52]。我々が用いる Rb の同位体は ^{85}Rb と ^{87}Rb の 2 種類であるが、分極率は同じである。また D1 line ($J = 1/2$) の場合、テンソル分極率は 0 である。

表 3.1 Rb 原子の D line の分極率

基底状態の分極率	$\alpha_0(5^2S_{1/2})$	$h \cdot 0.0794(16)\text{Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$	[53]
D1 line のスカラー分極率	$\alpha_0(5^2P_{1/2}) - \alpha_0(5^2S_{1/2})$	$h \cdot 0.122\ 306(16)\text{Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$	[54]
D2 line のスカラー分極率	$\alpha_0(5^2P_{3/2}) - \alpha_0(5^2S_{1/2})$	$h \cdot 0.1340(8)\text{Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$	[55]
D2 line のテンソル分極率	$\alpha_2(5^2P_{3/2})$	$h \cdot -0.0406(8)\text{Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$	[55]

ここで、我々の実験における Rb 原子の Stark shift の典型的な大きさを求めてみる。我々の実験では数 kV/cm 程度の大きさの電場を用いる。図 3.2 に Rb 原子 D2 line のスカラー分極率のみを考慮した Stark shift のグラフを示す。図から分かるように、数

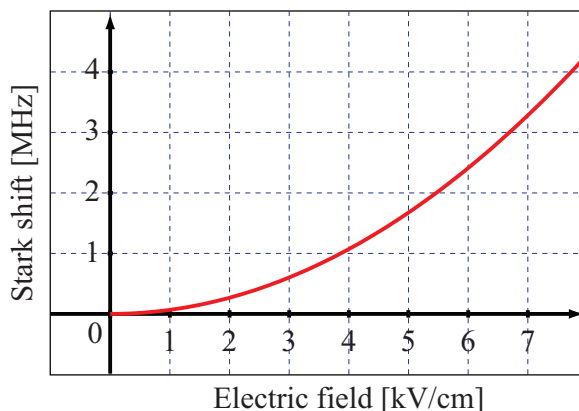


図 3.2 Rb 原子 D2 line の Stark shift の計算値。スカラー分極率のみを考慮している。

kV/cm 程度の電場を印加したときの Rb 原子の Stark shift は ~ 1 MHz 程度である。この値は非常に小さく、例えば常温の Rb 原子気体のドップラーシフト (~ 500 MHz) と比べて 2 ケタも小さく、D2 line の自然幅 (6 MHz) と同程度である。したがって、Rb 原子の Stark shift を観測するにはドップラーシフトフリーな精度の良い実験系を構築する必要がある。

3.2 Rb 原子を用いた電場測定系の構築

この節では Rb 原子を用いた電場測定の目的と手法に関して述べる。我々の極低温極性分子を生成する装置は主に超高真空用系とガラスセル、磁気トラップなどから構成されている [56, 57]。ここで電場生成用の電極をどこに配置するのかが問題になるが、ガラスセル中は 10^{-11} torr 程度の超高真空になっており、電極をガラスセル中に配置したときに真空を悪くする恐れがある。また、すでにシステムが確立されておりガラスセル中に電極を入れるのには手間がかかる。したがって、電極をガラスセルの外側に配置することにした。

電極をガラスセルの外側に配置する際に、ガラスセル中に期待通りの電場強度が得られるかどうか調べる必要がある。特に (1) 計算通りの電場強度が得られているか、(2) ガラスの帯電などの効果によって電場が遮蔽されることはあるか、といったことを実験によって確認する必要がある。しかし、極低温極性分子を生成する装置は電場測定を行うのには適しておらず、また放電による機器の破壊の可能性もあるため上記の実験を行うのに

はふさわしくない。そこで、極低温極性分子生成のメイン装置と同じガラスセルを用いた電場測定のための実験系を新たに構築することにした。

3.2.1 実験手法の概要

磁場分布の場合と異なり、電場分布は導体の存在によって大きく影響を受ける。したがって単純に電場プローブを用意した場合、そのプローブが電場分布を大きく乱してしまい正確な電場測定が不可能になると考えられる。そこで今回、ガラスセル中の Rb 原子の Stark shift を分光的に測定することで電場強度を評価することにした。

図 3.3 に Stark shift を測定するための実験系の概要を示す。Rb 原子の共鳴周波数に

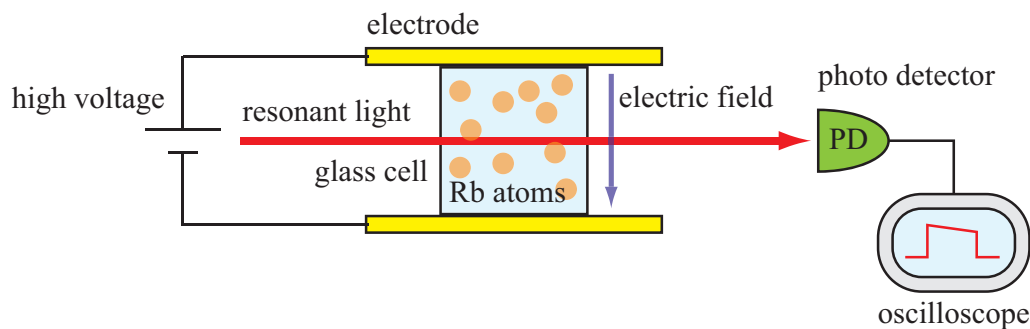


図 3.3 Rb 原子の Stark shift の測定系の概要。電圧を印加すると Rb 原子の共鳴周波数が Stark shift によって変化するので、Rb 原子による光の吸収量に変化する。透過光強度の変化から Stark shift が見積もれる。実際の実験では吸収の微分信号を測定する。

ロックしたレーザーを用意し、Stark 分光用ガラスセル（以後 Stark セルと呼ぶ）に入射する。Stark セルに入射したレーザー光は Rb 原子に吸収され、透過光は入射前より強度が弱くなっている。このとき電場を印加すると Stark shift によって Rb 原子の共鳴周波数が変化し、光の吸収量に変化する。あらかじめ吸収スペクトルの形が分かっているならば、透過光強度の変化から Stark shift を見積もることができる。また、電圧を印加する時間を変化させることで Stark shift の時間変化、すなわち電場の強さの時間変化も測定することができる。

以上のような方法では Stark shift の絶対値は分かるがその符号が分からない。したがって実際には吸収スペクトルの微分信号を測定する。図 3.4 に吸収の微分信号を用いた Stark shift 評価方法を示す。レーザーの周波数を f_0 に合わせておき、Stark セル中の Rb 原子の吸収スペクトルの微分信号の大きさを観測する。電場がないとき、微分信号の大き

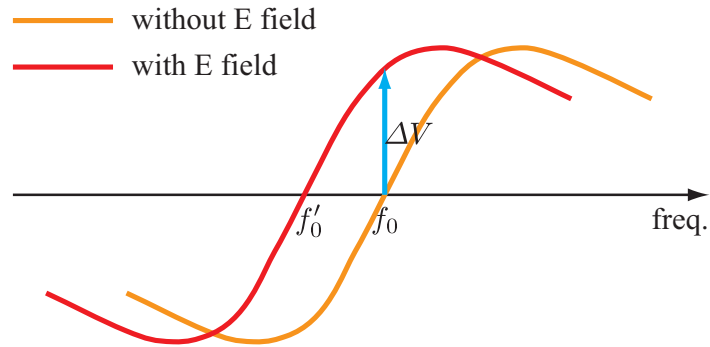


図 3.4 吸収の微分信号を用いた Stark shift 評価方法。図の線は吸収の微分信号を表す。レーザーの周波数を f_0 に合わせておくと、Stark shift が生じたとき矢印の分だけ微分信号の大きさが変化する。

さは 0 である*⁸。電場を印加すると吸収の微分信号の中心位置がシフトし、微分信号の大きさが ΔV だけ変化する。微分信号の中心付近では微分信号の変化は線形であると考えてよいので、中心付近での微分信号の傾き $\delta f / \delta V$ を用いて Stark shift Δf は

$$\Delta f = \left(\frac{\delta f}{\delta V} \right) \Delta V \quad (3.24)$$

と求めることができる。微分信号を得るため代表的な方法として FM sideband 法というものがある [58]。FM sideband 法では EOM (Electro Optic Modulator) を用いてレーザー光に周波数変調をかけ、微分信号を取り出す。また、FM sideband 法はレーザーの周波数を Rb 原子の共鳴周波数にロックするのもにも用いられる。

また図 3.2 で計算したように、我々が扱える範囲の電場の大きさでは Rb 原子の Stark shift は非常に小さい ($\sim 1\text{MHz}$)。そのため、通常の線形吸収分光では Stark shift による共鳴周波数の変化はドップラーシフトの幅*⁹ ($\sim 500\text{MHz}$) の中に埋もれてしまい観測することができない。そこで今回はドップラーシフトフリーな分光法の 1 つである飽和吸収分光法を用いる [59]。飽和吸収分光法では原子の遷移の自然幅程度の精度で周波数を測定することができる。Rb 原子の D2 line の自然幅は 6MHz であり、観測したい Stark shift とほぼ同程度である。したがって、飽和吸収分光法を用いて Stark shift の観測は可能となる。

3.2.2 実験系

図 3.5 に実験系の概要を示す。実験系は主に 2 つのパート (1) レーザーロック用光学

*⁸ 実際の実験ではオフセットが残る場合もある。

*⁹ 気体のドップラー幅は $\Delta f_D = \frac{1.7}{\lambda} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ で与えられる。

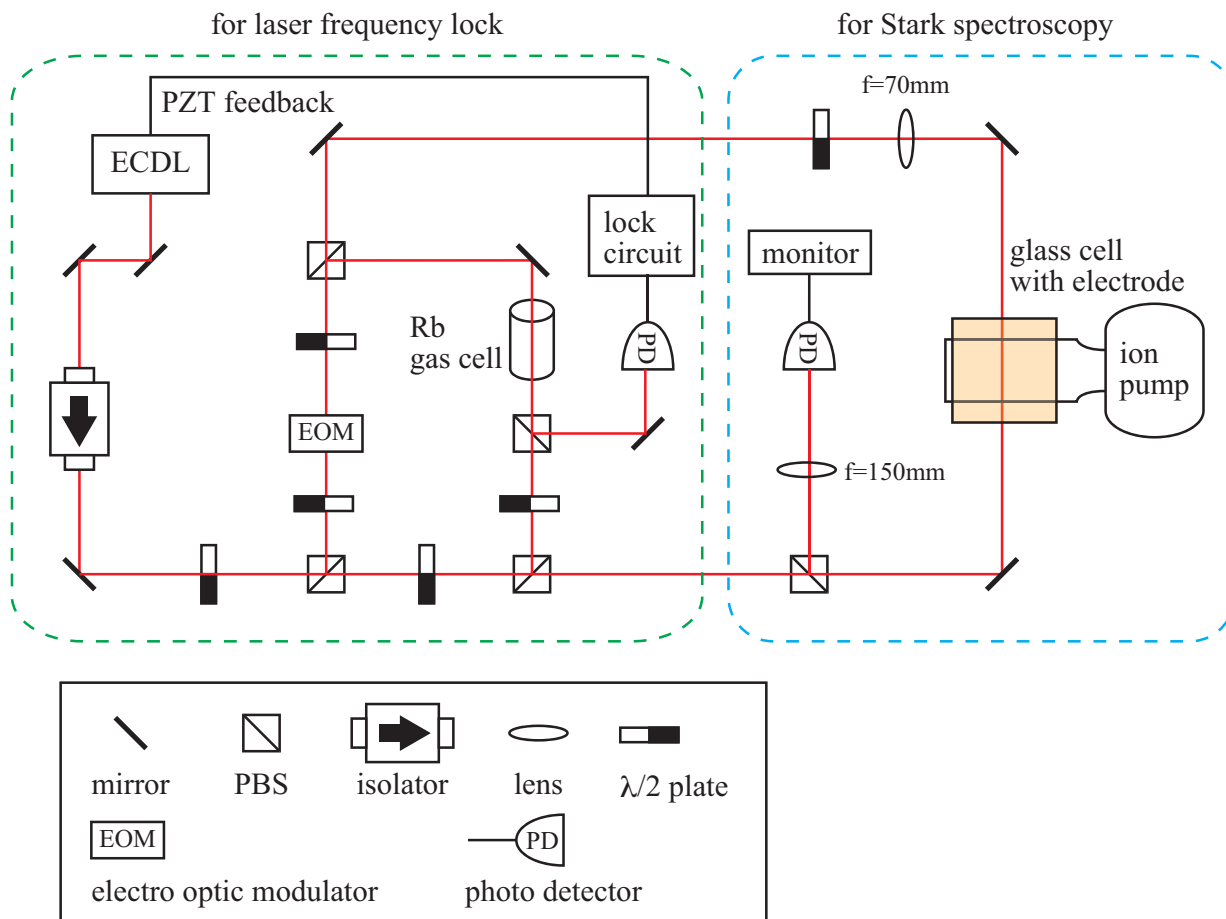


図 3.5 Rb 原子を用いた電場測定系の概要

系、(2) Stark 分光用光学系から成り立っている。

レーザーロック系

飽和吸収分光と FM sideband 法を用いて、ECDL (External Cavity Diode Laser) の周波数を Rb の D2 line にロックする^{*10}。我々の研究室で用いている ECDL やロック回路の詳細は [60] に詳しく書かれており、ここでは簡単に概要だけを述べる。EOM を用いて laser の周波数に 15MHz 程度の変調をかけ Rb ガスセルに入射する。対向する方向から Rb gas cell に pump 光を入射して飽和吸収分光を行う。PD の出力は AC 成分と DC 成分の 2 つに分けられており、AC 成分からミキサ、フィルターなどを用いて微分信号を取り出す。微分信号を feedback 回路に通し、ECDL の PZT に feedback しレーザーの周波数をロックする。

^{*10} 本来であればテンソル分極率が 0 である D1 line のほうが電場測定に向いている。今回は元々 Rb D2 line 用に作られた ECDL を用いているため、D2 line を用いて実験を行う。

Stark 分光に用いる遷移

レーザーロック用 Rb ガスセルの飽和吸収分光の結果を図 3.6、3.7 に示す。

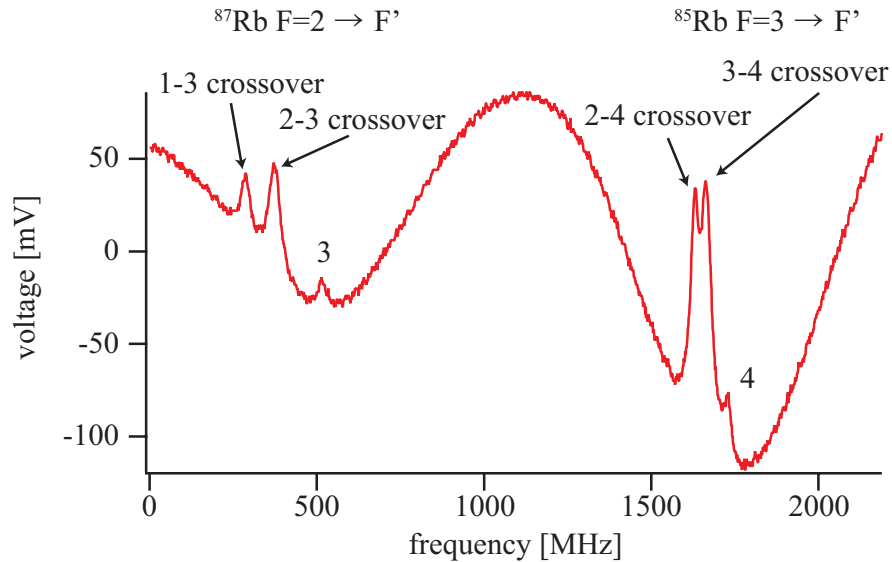


図 3.6 Rb 原子 D2 line の飽和吸収分光。遷移のアサイメントは [61] の Figure 2.2 を参考にした。

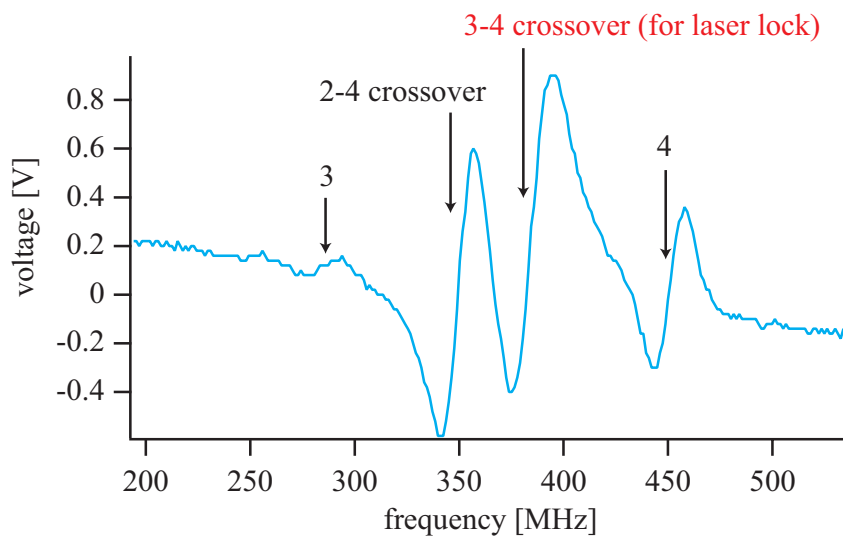


図 3.7 ^{85}Rb F=3 の飽和吸収分光の微分信号。 ^{85}Rb 原子の F=3 から 3-4 crossover の信号が最も大きいため、今回は 3-4 crossover にレーザーをロックする。Stark セルでは Rb ガスの量が少ないので、飽和吸収分光の微分信号はこの図 (Rb ガスセル) より 1 ケタ小さい。

^{85}Rb 原子の $F=3$ から 3-4 crossover の信号が最も大きいため、Stark 分光を行う際に最も信号が大きくとれる。したがって、今回の実験では ^{85}Rb 原子の $F=3$ から 3-4 crossover を用いる*11。

Stark 分光用ガラスセル (Stark セル)

極低温極性分子生成用のメイン装置と同じ条件で実験をするために同じ $3\text{cm} \times 3\text{cm} \times 10\text{cm}$ のガラスセル (素材は Pyrex で厚さは 0.25cm) を使い、イオンポンプによって 10^{-9}torr 後半程度の真空度にしてある。図 3.8 に実験で用いたガラスセルと電極を示す。ガラスセルの中には Rb ディスペンサーが入っており、これに電流を流すことでガラスセル中に Rb 原子を放出させる。Stark セルでは Rb ガスの量が少ないので、飽和吸収分光の微分信号は Rb ガスセルのものより 1 ケタ程度小さい。

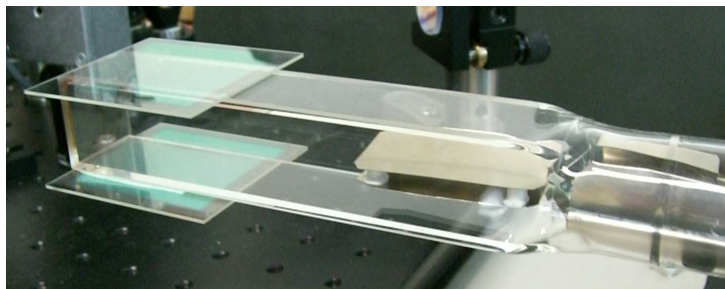


図 3.8 ガラスセルと電極。ガラスセルの左側についているものが ITO 透明電極である。電極の大きさは $6\text{cm} \times 6\text{cm}$ で、極板間の距離は 3cm となっている。ガラスセル中にはアルミ箔を用いた電極 (極板間距離 0.65cm) が入っており、比較のため真空中での電場実験が行えるようになってる。

電極

今回、AR コート付き ITO 透明電極を株式会社昭和真空の瀧本昌行様のご好意により試作していただいた。極低温極性分子の生成には MOT、光格子などを用いるため光のアクセスの確保が重要となる。一方、均一な電場を生成するには十分大きな平行平板電極を用意する必要があるが、金属製の電極だと光のアクセスとの両立が非常に難しくなる。そこで、ITO + AR コートによって電場の均一性と光のアクセスの両方を同時に満たす電極を実現した。本章の実験は ITO 電極が高電圧の Stark 分光の実験に用いることができるかどうかを確認するという意味もある。ITO 電極の光学特性などの詳細は後の 4.1.2 節にて述べる。本章の実験では光のアクセスに関しては特に問題にならないので、ITO 電極以外にもアルミ箔などで作った電極を用いて実験することができる。

*11 他の遷移を用いても実験はできる。

ガラスセル中にはアルミ箔を用いて作った電極が入っており、外側電極との比較のため真空中での Stark 分光を行えるようになっている。極板間距離は 0.65cm である。3kV 以上印加すると feedthrough の間で放電が生じる。また、後の 3.4.4 節での実験において、外側の電極と合わせてガラスセルの上下面両方に対して外向き、または内向きの電場を作るためにも用いられる。

高電圧機器

高電圧電源として 30kV、10mA の松定プレジジョン HAR-30R10 を用いる。この電源は外部入力により出力の ON/OFF ができるが、立ち上がり立ち下がりの時定数が 100ms 程度である。より高速に ON/OFF するために Behlke 社の push-pull 型高電圧用高速スイッチ HTS 301-03-GSM を用いる。図 3.9 に高電圧系配線図を示す。特に注意すべき点

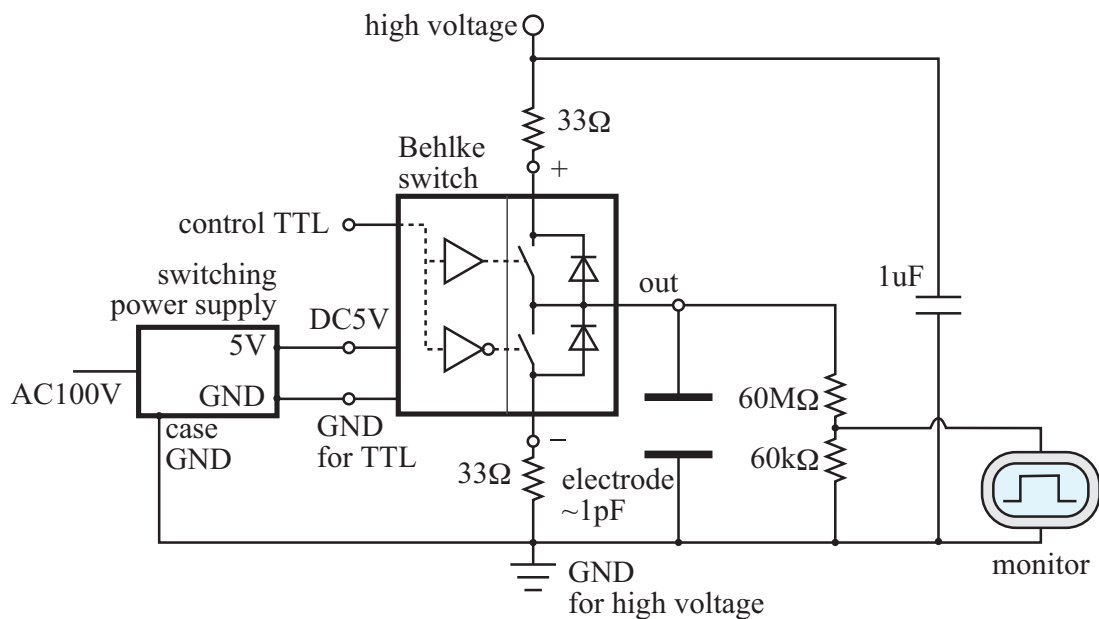


図 3.9 高電圧系配線図。GND が高電圧系と TTL 系で分かれている。Behlke へ電源を供給しているスイッチング電源のケース GND は高電圧 GND に落とす。60M Ω と 60k Ω の抵抗で高電圧を分圧してオシロスコープでモニターできるようにしてある。

として高電圧系と制御用 TTL 系で GND を別々にしてあり、GND はできるだけ配線の距離を短く、1 点で接続するほうがよい^{*12}。また、高電圧スイッチにはスイッチング電源から 5V を供給しているが、スイッチング電源のケース GND を高電圧側の GND に落とさないとなぜかスイッチングがうまくいかない。33 Ω の抵抗は保護用のもので、スイッチに付属のものを用いている。高圧電源に並列に入れてある 1 μ F のコンデンサーは負荷に

*12 配電盤では最終的にどの GND も同じになる。しかし、GND をとる距離が重要になってくるようだ。

高速の電荷供給を行うために入っている。高圧電源に並列に入れてあるコンデンサーの値は負荷側の容量の 100 倍程度あればよい（電極の静電容量は計算では 1pF 程度）。スイッチからの出力は抵抗で 1:1000 に分圧してあり、オシロスコープでモニターすることができる。このモニターで確認したところ、Behlke の高電圧スイッチによって 1ms 以下の時定数で高電圧を ON/OFF できている。

3.2.3 実験手順

以下に Rb 原子を用いた Stark 分光の実験手順を示す。

1. Stark セルの飽和吸収分光の微分信号の傾き $\delta f/\delta V$ をオシロスコープから求める。この傾きの典型的な値は 0.085MHz/mV 程度であるが、毎回異なるので毎回測る。
2. レーザーの周波数を ^{85}Rb 原子の F=3 から 3-4 crossover にロックする。この後 Stark セルの飽和吸収分光の微分信号はある一定値をとり続ける。
3. 高電圧スイッチに TTL 信号を送り、高電圧を電極に印加する。
4. Stark セルの飽和吸収分光の微分信号の変化から式 (3.24) を用いて Stark shift の値を導く

3.3 計算による電場の評価方法

今回用いている電極の大きさは 6cm × 6cm であり、ガラスセルの幅 3cm とほぼ同程度の大きさである。したがって、電極の端の効果は無視できないと考えられる。また、ガラスセルは誘電率 $\varepsilon/\varepsilon_0 = 4.8$ の誘電体である。電極間のガラスの厚みは 0.25cm × 2 = 0.5 cm であり、電極間距離の 2 割程度を占めている。したがって、ガラスの効果も考慮する必要がある。

3.3.1 ラプラス方程式の差分近似

一般に、対称性の低い系では電場分布を解析的に求めるのは困難である。したがって、何らかの数値的な解法に依る必要があるが、今回はラプラス方程式を差分近似によって数値的に解いた*13。簡単のため、2次元の場合について説明する。

図 3.10 のように空間を間隔 Δ の格子状に離散化する。このとき x, y 座標を $(x_i, y_j) = (i\Delta, j\Delta)$ 、x, y 方向の格子点の数をそれぞれ N_x, N_y 、ポテンシャルを $\phi_{i,j} = \phi(x_i, y_j)$ と

*13 ここではガラスの誘電率の効果は考えない。

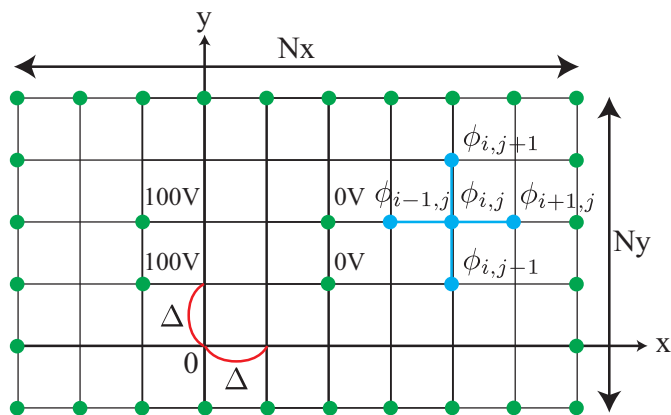


図 3.10 ラプラス方程式の離散化。座標は格子点 (i, j) によって指定され、各格子点のポテンシャルの値は $\phi_{i,j}$ とする。ある点のポテンシャルの値は周りの点のポテンシャルの値の平均値として与えられる。緑の点は境界条件を表している。内部の緑の点は例えば電極を表している。

書く。一回微分、二回微分を差分で書くと、

$$\left. \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{x=x_i, y=y_j} = \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta} + \mathcal{O}(\Delta) \quad (3.25)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} \right|_{x=x_i, y=y_j} = \frac{\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} - 2\phi_{i,j}}{\Delta^2} + \mathcal{O}(\Delta^2) \quad (3.26)$$

となる。この式をラプラス方程式 $\nabla^2 \phi(x, y) = 0$ に代入すると、

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi(x, y) &= \left. \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} \right|_{x=x_i, y=y_j} + \left. \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} \right|_{x=x_i, y=y_j} \\ &= \frac{\phi_{i-1,j} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} - 4\phi_{i,j}}{\Delta^2} + \mathcal{O}(\Delta^2) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.27)$$

したがって、 $\mathcal{O}(\Delta^2)$ を無視するとラプラス方程式の差分近似式として

$$\phi_{i,j} = \frac{1}{4} (\phi_{i-1,j} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1}) \quad (3.28)$$

が得られる。この式を見ると、ある点のポテンシャルの値は周りの点のポテンシャルの値の平均値で与えられることが分かる^{*14}。この式を連立して解くことで、ポテンシャルを得ることができる。

^{*14} 3次元の場合も同様である。ラプラシアンは周りの平均値とのズレを表す演算子である。ラプラス方程式 $\nabla^2 \phi = 0$ は、 ϕ の値とまわりの平均値の差は 0 であるという意味の方程式である。

ここで、境界の取り扱い方について考えてみる。境界点は $2(N_x + N_y) - 4$ だけあるが、境界では式 (3.28) を作ることができないため、連立方程式の数は $(N_x - 2) \times (N_y - 2)$ コになる。しかし未知数の数を数えてみると $N_x \times N_y$ コであり、 $2(N_x + N_y) - 4$ コだけ方程式の数が足りない。これは元のラプラス方程式で境界条件を定めないと解が一意的に定まらないことの反映であり、今回の場合も $2(N_x + N_y) - 4$ コの境界値を定めることで方程式と未知数の数が等しくなる。また、電極などのポテンシャル値が定まっているものを内部に配置する場合には、式 (3.28) の代わりに $\phi_{i,j} = \text{const}$ を用いればよい。1 点のポテンシャル値を定めると、それによって未知数と方程式の数がともに 1 つ減るので、未知数と方程式の数は等しいままであり、連立方程式の解が一意に定まる。

以上見てきたように、差分近似を用いることで「ラプラス方程式（偏微分方程式）＋境界条件」を解く問題が、「 $(N_x N_y - \text{境界条件の数})$ コの連立方程式 (3.28)」を解く問題になった。しかし、例えば領域の大きさが $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ で分割幅を $\Delta = 1\text{mm}$ とすると、連立方程式の数は 10^4 コにもなる。これだけの数の連立方程式を厳密に解くのは非常に手間がかかる。そこで、このような連立方程式を近似的に解く手法の一つであるガウス・ザイデル法というものを用いることにする。ガウス・ザイデル法のアルゴリズムを簡単に説明すると、

1. 境界と電極内部以外の点の初期値 $\phi_{i,j}^{(0)}$ を定める。今回の場合は例えばすべて 0 としておく。
2. 境界と電極内部のポテンシャルの値 $\phi_{i,j}$ を定める。この値は以降、変化させない。
3. $\phi_{i,j}^{(n+1)} = (\phi_{i-1,j}^{(n)} + \phi_{i+1,j}^{(n)} + \phi_{i,j-1}^{(n)} + \phi_{i,j+1}^{(n)}) / 4$ に従って各格子点のポテンシャルの値を計算する。すべての点を計算し終えたら、更新された値を用いて再び計算する。
4. ある正の数 ε に対して $|\phi_{i,j}^{(n)} - \phi_{i,j}^{(n-1)}| < \varepsilon$ がすべての格子点で成り立つならば計算を終了する。この ε がガウス・ザイデル法の誤差を定める。

となる。2次元の場合、Excel を用いて簡単にガウス・ザイデル法を実行することができる [62]。ポテンシャルが得られたら中央差分*15を用いて電場を

$$E_x(x_i, y_j) = -\frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta} + \mathcal{O}(\Delta^2) \quad (3.29)$$

のように求めることができる (y 成分も同様)。

*15 後進差分と前進差分の誤差は $\mathcal{O}(\Delta)$ だが、中央差分は $\mathcal{O}(\Delta^2)$ である。

3.3.2 電場の評価

これから先、特に必要がない場合以外は二次元で計算を行う。ラプラス方程式の差分近似とガウス・ザイデル法によって正確な電場分布が得られるかどうか確認するため、十分に大きい平行平板電極の場合を計算してみる。極板間距離を 3cm、電極の大きさを

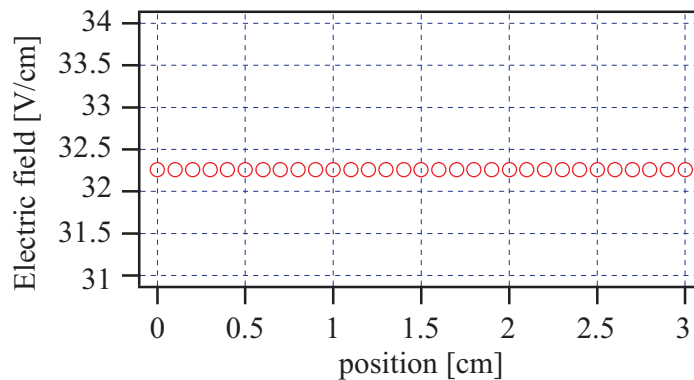


図 3.11 十分に大きい平行平板電極の数値解。極板間距離が 3cm で、電圧を 100V 印加している。一様な電場が得られていることが分かる。

20cm、メッシュ間隔 $\Delta=1\text{mm}$ として計算すると、印加電圧 100V の場合、図 3.11 のような電場分布が得られる。これは十分に均一な電場であり、差分近似+ガウス・ザイデル法が有効に働いていることを示す。ここで、電極が十分に大きい場合の電場の大きさは $E = V/l = 33.3\text{V/cm}$ であるので、計算値は 3%程度小さい。これは、電極の有限サイズ効果やメッシュ間隔、境界条件の選び方（後述）などが影響しているものと考えられる。今後、この程度の誤差は認めて計算を進めていく。

今回の実験の電場分布を求めるため、図 3.12 に示すような電極配置と境界条件で計算を行う。周りを囲っている GND は、ポテンシャルは無限遠で 0 になるという境界条件を表している。理想的には無限遠で課すべきだが、今回は電極から 10cm 離れた場所で境界条件を課す。実際の実験では電極から 10cm 以内に真空チャンバーやブレッドボードなどの導体が存在しており、計算でそれらの効果まですべて考慮するのは困難である。したがって、電極から 10cm 程度の距離にある導体は無視するという近似を用いる。そのような近似において、上記の近似的な境界条件で十分であると考えられる。

Stark shift は電場の 2 乗に比例するので、電場の大きさ $E = \sqrt{E_x^2 + E_z^2}$ を求めると図 3.13 のようになる。電圧が 100V のとき電場の大きさは $E=34\text{V/cm}$ 程度である。これは無限平板の時よりも値が大きい、これも数値計算の誤差であると考えられる。z 軸方向において、電極の有限サイズ効果によって不均一性が生じていることが分かる。中心付近

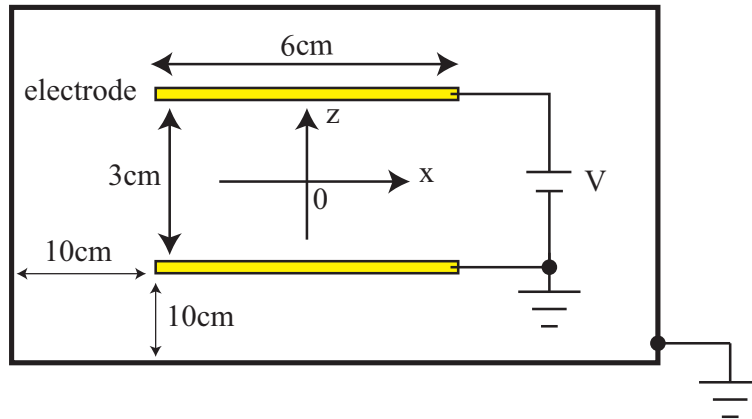


図 3.12 ラプラス方程式を解く際の電極の配置。周りを囲っている GND は近似的な境界条件である。理想的には無限遠で課すべきだが今回は電極から 10cm の地点で課している。

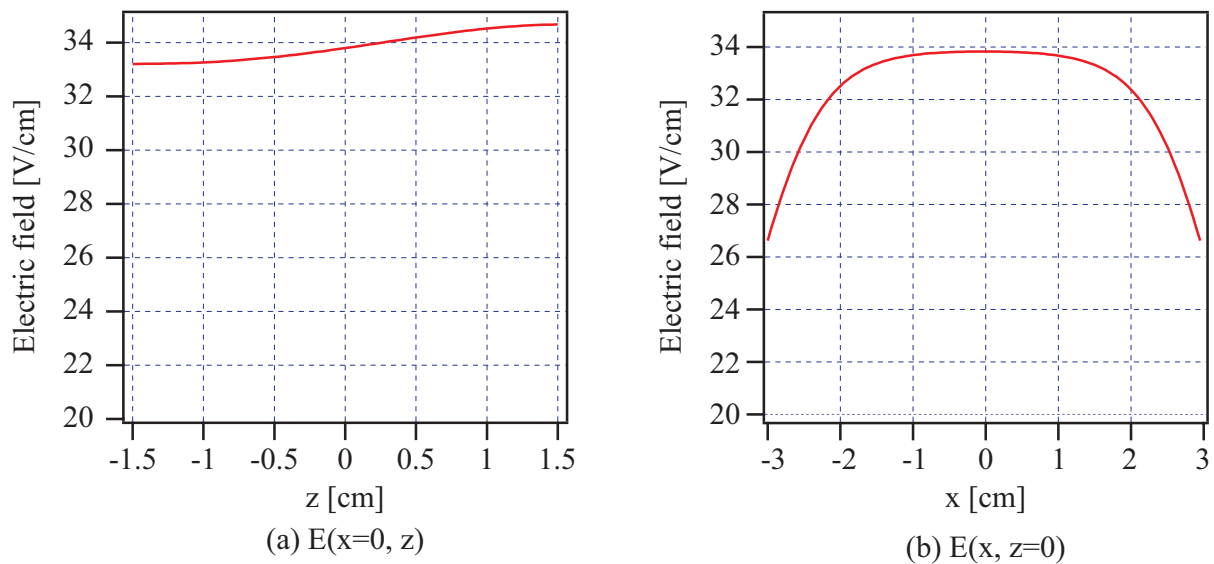


図 3.13 電場分布の計算結果 ($V=100V$)。 (a) 有限サイズ効果によって一様な電場分布からのズレが見える。 (b) 電極中心付近ではほぼ一様と見なせる。電極の端に近づくと急激に値が落ちる。

での不均一性を求めると、 $\frac{dE}{dz}/E \sim 0.002/\text{mm}$ 程度であり、非常に小さいことが分かる。したがって、Stark 分光用の光が電極間の中心から数ミリずれても電場の値は 1 % 程度しか変化しない。x 方向に関しても $|x| < 1\text{cm}$ の範囲であればほぼ不均一性は問題にならないと考えられる。

最後に計算値のメッシュ間隔依存性を見てみる。電極間の中心 ($x=0, z=0$) における電場を、メッシュの間隔が $\Delta = 5\text{mm}, 2\text{mm}, 1\text{mm}, 0.5\text{mm}$ の場合について求めたものを図

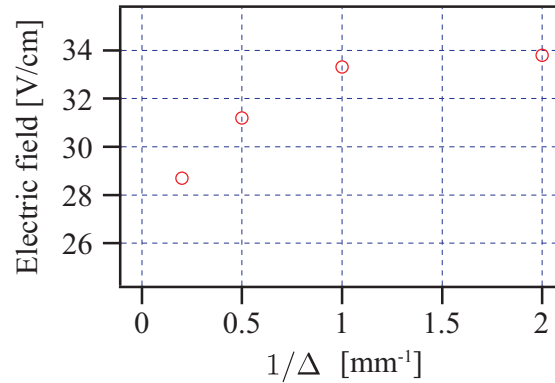


図 3.14 電場評価のメッシュ間隔 Δ 依存性 (Δ の逆数を軸にとっているのに注意)。メッシュ間隔 Δ を小さくすると値が収束していく様子が見える。

3.14 に示す。メッシュ間隔 Δ を小さくしていくと値が収束していく様子が分かる (図では $1/\Delta$ の関数としてプロットしてある)。 $\Delta = 1\text{mm}$ の時と $\Delta = 0.5\text{mm}$ の時の差は 2% 程度であるため、 $\Delta = 0.5\text{mm}$ での計算で十分な精度が得られていると考えられる。

3.3.3 電極間のガラスの効果

ガラスセルの材質である Pyrex の誘電率は $\epsilon/\epsilon_0 = 4 \sim 4.9$ であり [63]、電極間のガラスの領域が $0.25\text{cm} \times 2 = 0.5\text{cm}$ あるため、ガラスの効果は無視できないと考えられる。そこで、電極間にガラスがあることによる電場の大きさの変化を求める。ここでは簡単のため、電極の端の効果は無視する。ガラス 2 枚分の厚さを $2d$ 、ガラスの誘電率を ϵ_g 、ガ

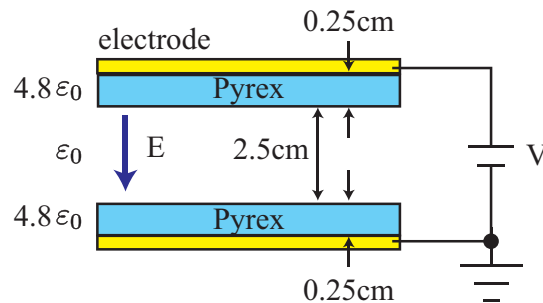


図 3.15 電場の大きさへのガラスの影響

ラス以外の領域の長さを l とする。このときガラスのない領域の電場の大きさ E は

$$E = \frac{V}{l + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_g} 2d} \quad (3.30)$$

$$= \frac{V}{2.6\text{cm}}$$

となる。したがって、ガラスがない場合より 15 % 程度電場の大きさが大きくなる。

電場評価のまとめ

電場評価に関することをまとめる。数値計算によって電極の中心付近での不均一性は問題にならず、また電場の値は無限平板電極の場合と計算の誤差の範囲内 (3 % 程度) で変わらないことが分かった。さらに、電極間にあるガラスの効果で電場は $E = V/2.6\text{cm}$ となる。これは何も無いとき $E = V/3\text{cm}$ に比べて 15 % 程度大きい値である。また、ラプラス方程式の数値計算による誤差 3 %、メッシュ間隔の取り方による誤差 2 %、Stark 分光用の光の通過場所の誤差を数 mm 程度とするとそれによる電場の誤差 1 %、以上を合わせると電場の計算値の誤差は 5 % 程度となる。

3.4 実験結果

3.4.1 実験データの解釈

図 3.16 に 6kV, 9kV を印加した場合の Stark セルの飽和吸収分光の微分信号の変化を示す。ここでは $t=0$ に電圧を印加して、ここではデータをサンプリングしている間は電圧を印加し続けている。Stark shift の値を評価する前に、得られた信号の時間変化に関して考えてみる。この信号の時間変化の特徴として、電場を印加した直後に非常に早い減衰があること、そしてその後ある一定値に落ち着くことが挙げられる。これを時定数 1 つの指数関数 $A \exp(-(t-t_0)/\tau) + V_0$ でフィッティングすると、図 3.16 に示したようにデータをうまくフィットできない。これは、得られた信号の時定数が 2 つ以上存在することを示唆している。そこで、時定数を 2 つ持つ関数 $A_1 \exp(-(t-t_0)/\tau_1) + A_2 \exp(-(t-t_0)/\tau_2) + V_0$ でフィッティングをしてみると図 3.17 のようになる。この結果から、Stark 分光の信号には 2 つ以上の時定数が存在することが分かる。短い方の時定数は 5ms 程度。長い方の時定数は今回のデータの場合 50ms 程度と出ているが、より長時間データをとって改めて解析する必要がある。

ここで、Stark shift の値を見積もってみる。レーザー周波数をロックしている点付近の微分信号の傾きはだいたい、 $\delta f/\delta V = 0.085 \text{ MHz/mV}$ 程度となっている。図 3.17 (b) 9kV の場合、ピーク値が -65mV 、その後の一定値が -10mV 程

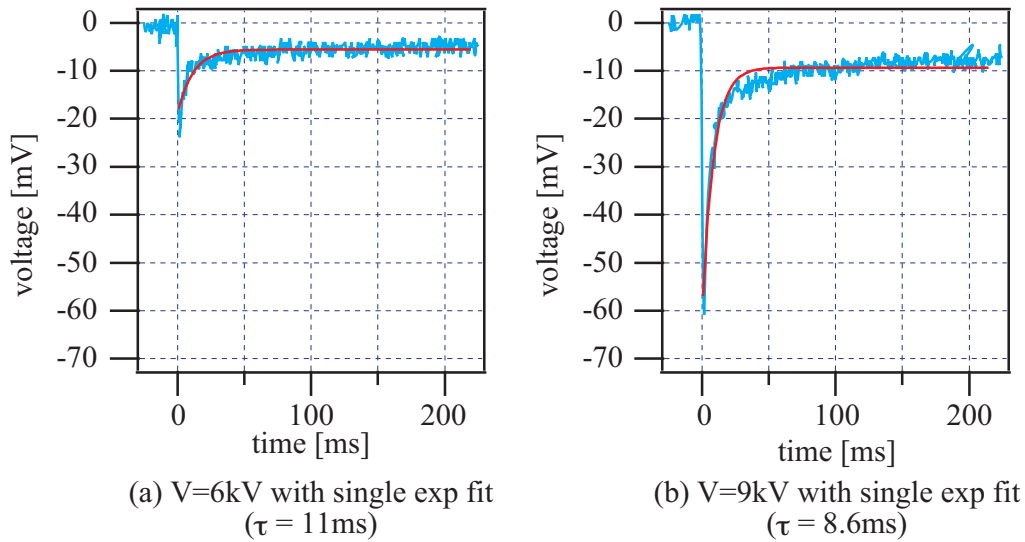


図 3.16 6kV, 9kV を印加した場合の Stark 分光信号。t=0 で電圧を印加している。青い線が実験データで、赤い曲線は指数関数によるフィッティングである。(a)6kV, (b)9kV とともに fitting curve とデータのずれが見られる。

度となっている。それぞれ対応する Stark shift の量を求めてみると、ピークのと
 き -5.5MHz 、その後の一定値のとき -0.85MHz となる。Rb の D2 line の分極率
 $\alpha_0(5^2P_{3/2}) - \alpha_0(5^2S_{1/2}) = 0.134\text{MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ から Stark shift を計算してみると、
 $\Delta f = -0.134\text{MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2 \times (9\text{kV}/2.6\text{cm})^2/2 = -0.8\text{MHz}$ となる。したがって遅い
 時定数の部分が本当の Stark shift であり、早い時定数の部分は Stark shift ではない別の
 何かを見ている可能性がある。ここで、早い部分の振る舞いに関する考察は後の 3.4.4 節
 で議論することとし、まずは長い時定数の部分に関して議論する。

3.4.2 Stark shift の電場依存性

Stark 分光で得られた信号の長い時定数の部分が本当に Stark shift の信号かどうか確
 認するため、信号の電場依存性をとってみる。今回、短い時定数の部分を無視するために
 電圧を 500ms 印加した後の値を読んでいる。図 3.18 に Stark 分光信号の電場依存性を示
 す。実験データを見ると理論曲線によく乗っていることが分かる。信号が電場の 2 乗に比
 例していることが Stark shift を見ていることの強い証拠である。また、実験データから分
 極率 $0.134\text{MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ を仮定して電場の大きさを求めると、 $E = V/(2.5 \pm 0.01)\text{cm}$
 が得られる。この値は理論値の誤差の範囲内である。したがって、電場は計算通りに印加
 できていると考えられる。

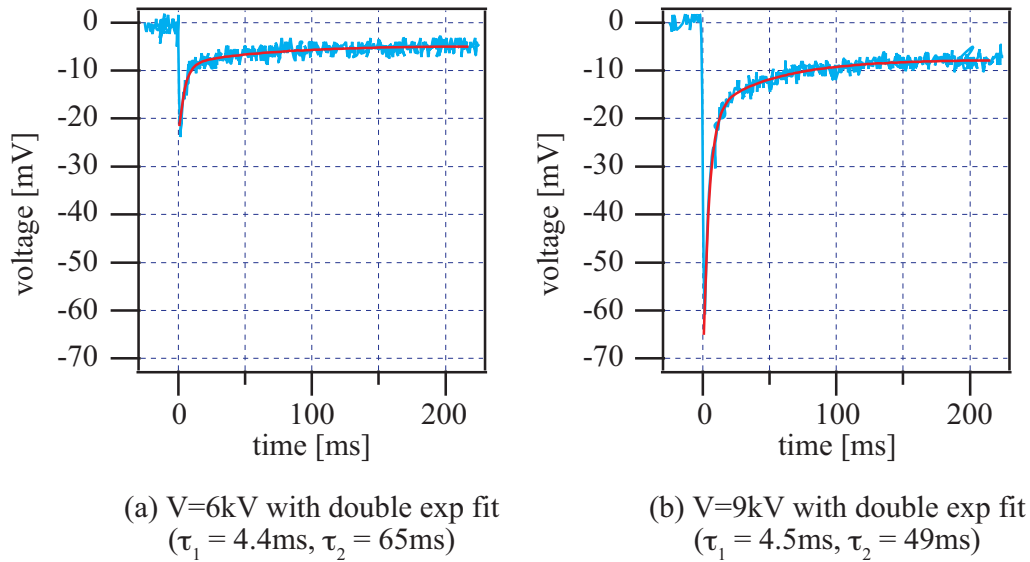


図 3.17 Stark 分光信号の 2 つの時定数を持つ関数によるフィッティング結果。図 3.16 の場合と比較して、データをうまくフィットできていることが分かる。

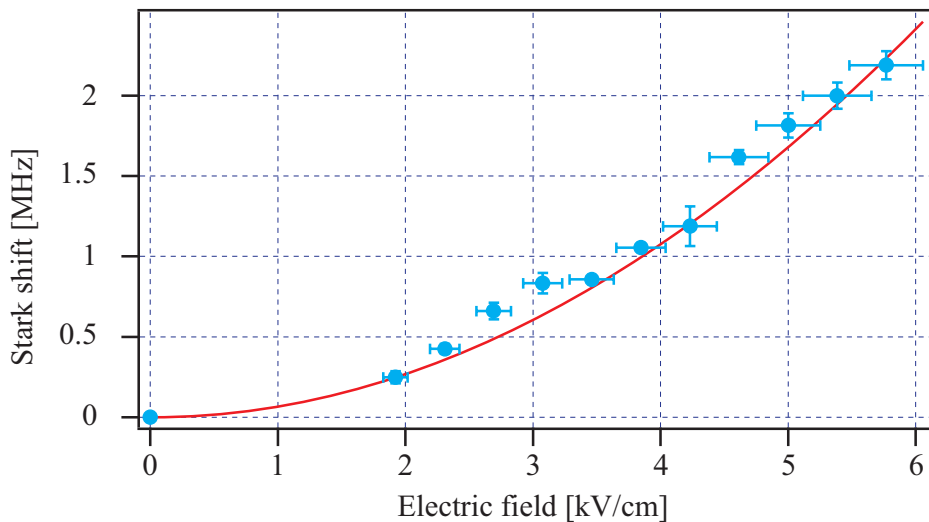


図 3.18 Stark shift の電場依存性。横軸のエラーバーは数値計算の誤差などからの系統誤差 (5%)、縦軸のエラーバーは統計誤差である。赤色の曲線は D2 line の分極率 $0.134\text{MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ から求めた理論曲線である。

3.4.3 Stark shift の時間変化

長い時定数の部分が Stark shift を見ていることが確認できたので、Stark shift の時間変化、すなわち電場の時間変化を測定する。図 3.19 に 12kV 印加したときの Stark shift

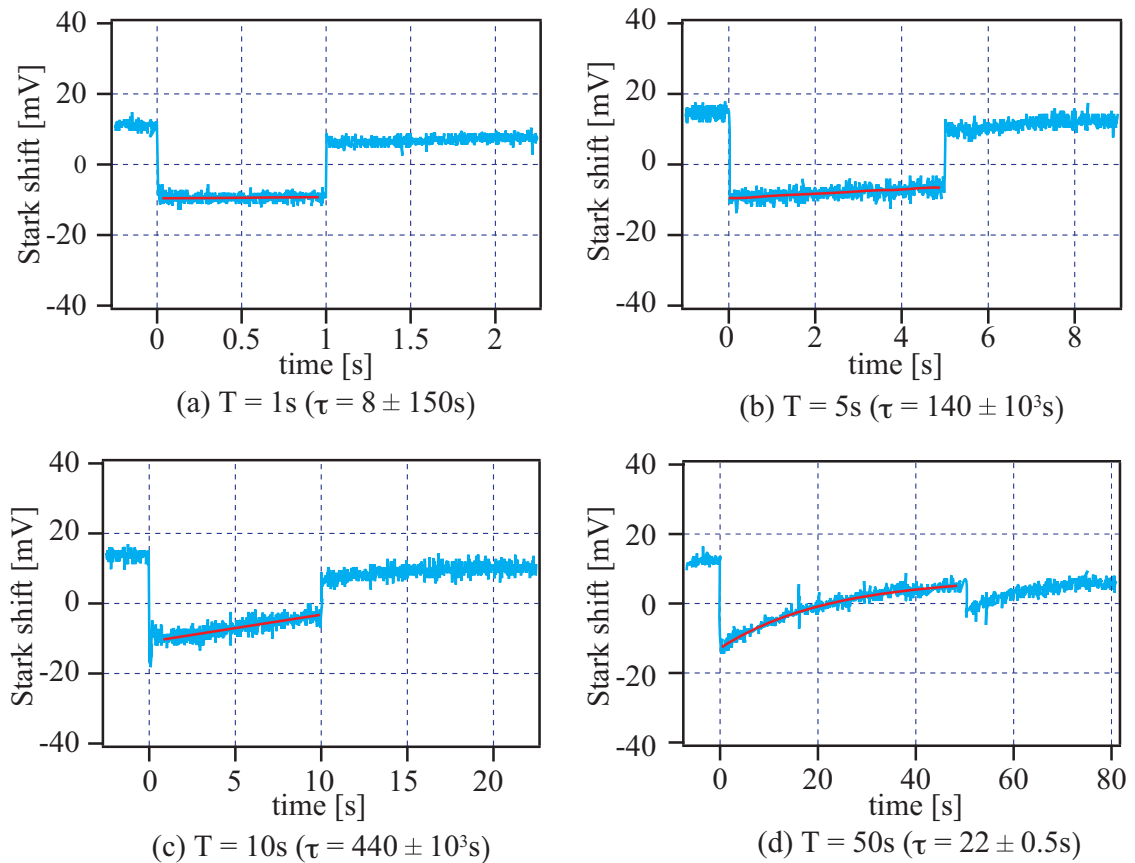


図 3.19 Stark shift の時間変化。印加電圧は 12kV、電圧を印加している時間はそれぞれ (a)1s, (b)5s, (c)10s, (d)50s である。赤い曲線は指数関数によるフィッティング曲線であり、 τ はフィッティングにより得られた時定数である。

の時間変化の測定結果を示す。極低温極性分子の実験の典型的な時間スケールは 1s 以下であり、図 3.19 (a) の結果からそのような時定数では電場の減衰は見られないということが分かる。したがって、帯電などの効果によって電場が遮蔽される効果は問題にならないと考えられる。

より長時間電場を印加してみると、(d) の結果から減衰の時定数が数十 s 程度であることが分かる。ただし、今回の実験では Stark セルの飽和吸収分光の微分信号のオフセットがドリフトすることもあり長時間の振る舞いを正確に測定するのは困難であった。また、電圧を OFF した後も信号が元の値に戻らないことがあるが、これは 1 つには微分信号のオフセットのドリフトが原因であると考えられる。もう 1 つには帯電の効果が考えられる。

(d) の結果において特徴的なのが、電場を OFF にすると信号が増加することである。これは電場を OFF にした後も電場が残っていることを表しており、帯電が生じていることを強く示唆している。つまり、電場を印加している間にどこからか電荷が移動してき

てそれが電場を遮蔽し、電場を切るとその電荷が残って電場を作り出していると考えることができる。

ガラスの表面電流による電場の遮蔽

帯電のメカニズムとして考えられるものの1つとしてガラスセル内側表面を流れる表面電流が考えられる。この表面電流による帯電の時定数を簡単に求めてみる。図 3.20 に示

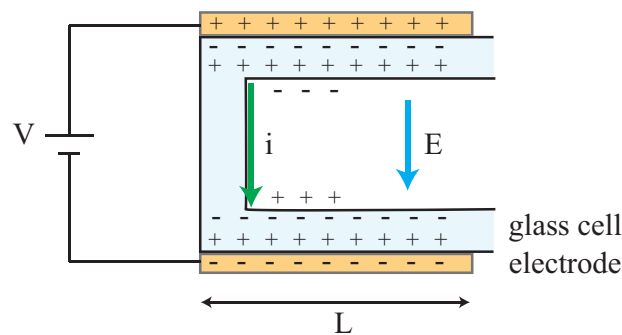


図 3.20 ガラスセル内側の表面電流による帯電のメカニズム。ガラスセルの厚さ（紙面に垂直方向）を w とする。ガラスセルの表面に電流が流れ、ガラスセルの内側表面に電荷が溜まり、電場を遮蔽する。

すように、電場によってガラス中には分極電荷が生じている。この時のガラス表面の表面電荷密度を σ とすると、ガウスの法則から $E = \sigma/\epsilon_0$ となる。また、ガラスの表面抵抗率を ρ_s とすると、表面電流密度は $i = E/\rho_s = \sigma/\epsilon_0\rho_s$ となる。ガラス表面の電荷の総量は $Q = \sigma wL$ 、表面を流れる電流は $I = iw = \sigma w/\epsilon_0\rho_s$ となるので、遮蔽の時定数は $\tau = Q/I = \rho_s\epsilon_0L$ となる。パイレックスの表面抵抗率は $1 \times 10^{12}\Omega$ [64], $L = 6\text{cm}$ なので、 $\tau \sim 1\text{s}$ となる。実際にはガラスの表面状態などで表面抵抗率は大きく変わり、またガラスセルの側面は電極の端なので電場が弱いなどの効果もあり、時定数が1ケタ程度変わることがあり得ると考えられる。

3.4.4 電場によるガラス表面からの原子の剥離

3.4.1 節で説明したように、Stark 分光信号の短い時定数の部分は Stark shift 以外の現象を見ている可能性が高い。実は、短い時定数の部分は電場によって、ガラス表面に吸着されていた Rb 原子が剥離するという現象を見ていることが分かった。実際、共鳴光を Stark セル中に入れ、Rb 原子からの蛍光を IR スコープで観察していると電場をかけた瞬間に蛍光が急激に増えるのを見た。これは Stark セル中で Rb 原子の数が電場をかけた瞬間に増加したことを示している。

電場をかけた際の吸収量の増加を見るために、共鳴光を Stark セルに入射し、透過光の

強度を観測する。Stark shift は 1MHz 程度しかないため、周波数のシフトによる吸収量の変化はほとんどないとしてよい。図 3.21 に 12kV, 100ms 印加した時の結果を示す。電

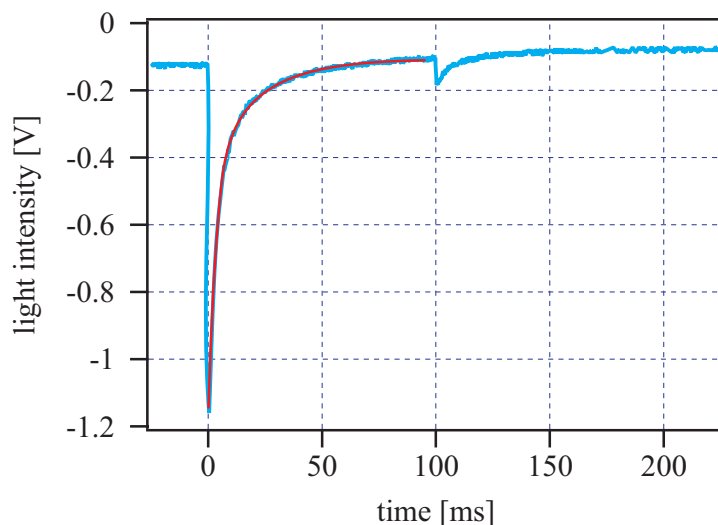


図 3.21 電場による吸収量の増加。電場を印加すると急激に透過光強度が小さくなっているのが分かる（Stark セルからの透過光強度を観測しているが、測定の都合上電圧に負のオフセットをつけてあり負の電圧も出力される）。2つの時定数の指数関数でフィッティングすると $\tau_1 = 3.3\text{ms}$, $\tau_2 = 21\text{ms}$ が得られる。

場を印加すると急激に透過光強度が小さくなることが分かる。これはつまり、原子数が増加して吸収量が増加していることを示している。時間変化を見るとこの信号も時定数が2つの指数関数でうまくフィッティングされ、 $\tau_1 = 3.3\text{ms}$, $\tau_2 = 21\text{ms}$ が得られる。この値は図 3.17 における値とほぼ同程度であり、図 3.17 で見えていた短い時定数の現象^{*16}と同じ現象を見ていることが推測される。

この現象の興味深い点として、電場の向き依存性があるということを見出した。図 3.22 に示すように、真空中電極と外側電極を組み合わせることでガラス表面に対して内向き (a) と外向き (b) の2通りの向きに電場を印加することができる。真空中電極には 3kV 以上の電圧を印加することができないので、3kV 以下の電圧で両者を比較する。すると、(a) と (b) の場合で原子の放出のされ方がまったく異なることが分かる。(a) の場合、原子はほとんど放出されず、ちょっと出てきた原子も数 ms でなくなってしまう。対照的に (b) では (a) に比べて原子が多量に放出され、驚くべきことに原子数の減衰の時定数が数秒もある。

*16 図 3.17 では微分信号を見ていたが、原子数の変化によってももちろん微分信号も同じ時定数で変化する。

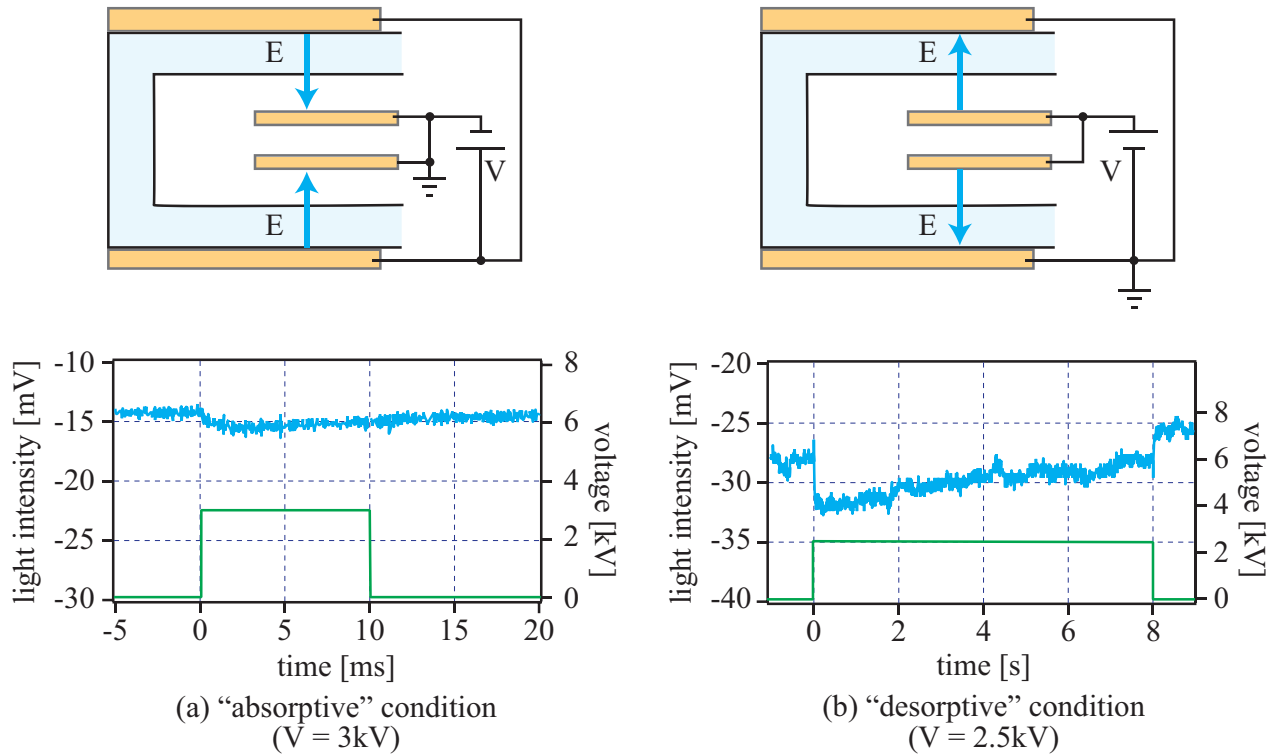


図 3.22 真空中電極と外側電極の組み合わせ。青線が光の強度で、緑の線が印加電圧である。(a) の方向では原子が剥離されにくく、(b) の方向では原子が剥離されやすい。(b) の場合、放出された原子がなくなる時定数が数秒ほどある (2つのグラフの時間スケールに注意)。

3.5 結論

Rb 原子の Stark shift を測定することで、電場が計算通り印加されていることが確認できた。また、ガラスセルの表面電流などによって電場が遮蔽される時定数は数十秒であり、我々の典型的な実験時間よりも十分長いために問題にならないと考えられる。電場によって原子が放出される現象を発見したが、このメカニズムについてはまだ分かっていない。

第4章

極性分子の双極子制御に向けた電極の設計

極低温極性分子の生成には MOT、光トラップ、光格子などを用いるため光のアクセスの確保が重要となる。一方、均一な電場を生成するには十分大きな平行平板電極を用意する必要があるが、金属製の電極だと光のアクセスとの両立が非常に難しくなる。そこで、ガラスセルの垂直方向には ITO 透明電極 + AR コートによって電場の均一性と光のアクセスの両方を同時に満たす電極を用いることにした。また、電極の周りには磁場トラップ用のコイルなどの導体が存在するため、それらへの放電を防ぐ必要がある。今回、プラスチックのフィルムを電極と導体の間に挟むことにより、絶縁性能を向上させることができたことを確認した。水平方向の電極としては、MOT 光を通す穴を空けたアルミ箔をプラスチックのフィルムでラミネートしたものを準備した。

電極によって適切な電場が生成されているか確認する必要があるが、今回は極低温の Rb 原子に対して Stark 分光を行うことにより電場の大きさを評価した。特に、磁場トラップから Rb 原子を解放して Stark 分光を行うまでの間の時間を調整することにより、電場の重力方向の不均一性を測定した。

4.1 実験系と電極の設計

極性分子に電場を印加する場合、電場の向きが重要になってくる場合がある。そこで、今回は垂直方向、水平方向のどちらにも電場を生成できるように電極を配置することにした。ここでは極低温極性分子生成用装置の概要と電極の設計について述べる。

4.1.1 極性分子生成用装置と電極配置の概要

1章で述べたように我々の極低温極性分子を生成する手法は、まず2原子種を極低温まで冷却し混合気体を作り、その後 Feshbach 共鳴と SIRAP を用いて加熱なく分子の振動基底状態に持っていくというものである。そのために多数のレーザー光、コイル、アンテナを用いる。ここでは、電極の設計において重要な部分について述べる。図 4.1, 図 4.2 に装置の概要を示す。より詳しい情報は [56, 57] を参照のこと。

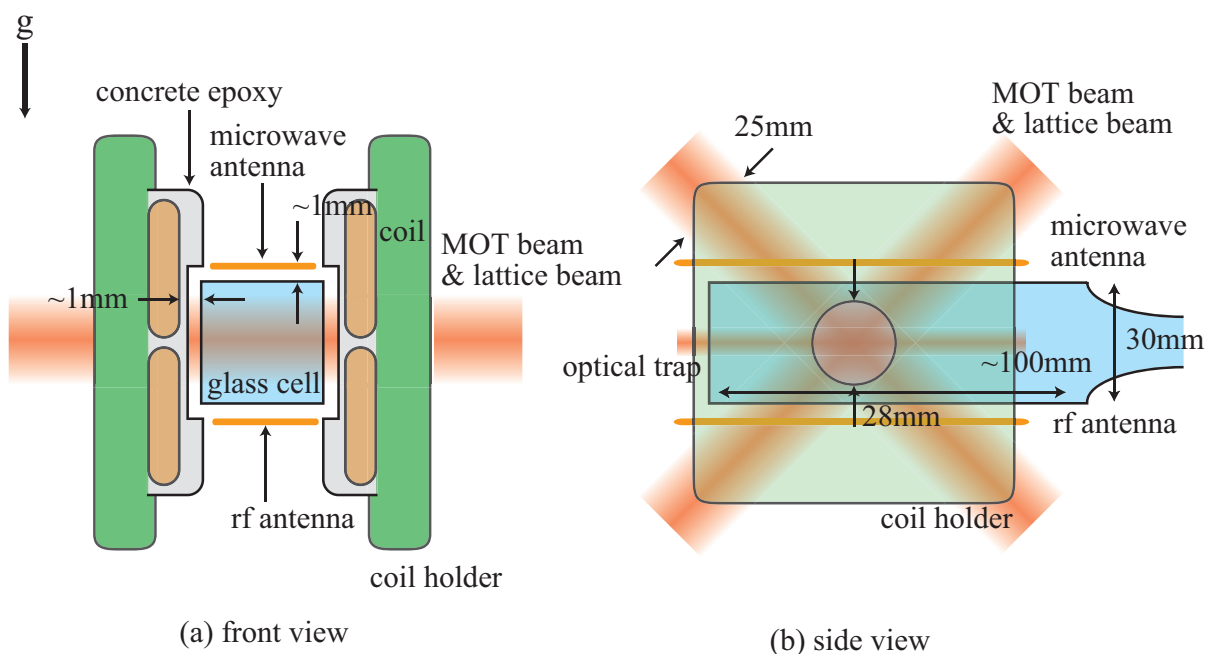


図 4.1 極低温極性分子生成用装置の概要。ガラスセルの周りには磁場トラップ、ループアンテナなどの導体がある。ガラスセルには MOT 光、光格子、光トラップなど多数の光が入射する。コイルとガラスセルの距離は 1mm 程度で、その間には非常に薄いコンクリートエポキシが塗られている。

ガラスセルの上下面には MOT 光や光格子用の光が入射する。ここで最も径の大きい光は MOT 光であり、原子の捕獲・冷却力を十分に得るために直径 25mm 程度の幅が必要である。したがって、電極としてはこの MOT 光を遮らないことが必要となる。また、ガラスセルの周りには磁場トラップのコイル、アンテナなどが非常に近い位置 (1mm) に配置されている。したがって、これらの導体に放電をしないように絶縁を行う必要がある。

今回はガラスセルの垂直方向に ITO 電極、水平方向にアルミ箔をプラスチックフィル

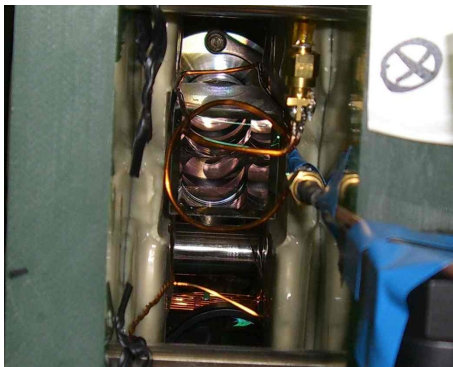


図 4.2 極低温極性分子生成用装置のガラスセル周り。ガラスセル上の導線はマイクロ波用アンテナであり、丸いループアンテナは現在取り外してある。灰色の部分がコンクリートエポキシによって固定されているコイルである。

ムでラミネートしたしたものを用いることにした^{*1}。図 4.3 に電極の配置を示す。アルミ

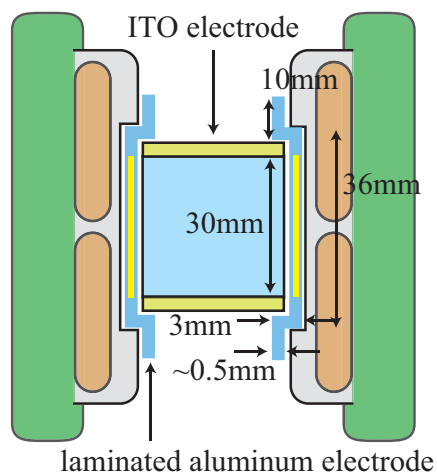


図 4.3 電極配置の概要。垂直方向に ITO 透明電極、水平方向にアルミ箔ラミネート電極を用いる。ラミネートによって磁場トラップのコイルへの放電を防ぐことができる。

箔ラミネート電極は MOT 光を遮らないための穴が空いている。後の 4.2 節において説明するが、12kV 印加したとき垂直方向の ITO 透明電極は 3.4kV/cm の電場を、水平方向のアルミ箔ラミネート電極は 1kV/cm の電場をそれぞれ生成することができる。この差はアルミ箔ラミネート電極に穴が空いていることによる。また、水平方向のアルミ箔ラミネート電極のプラスチックフィルム部分によって、磁場トラップのコイルへの放電を防ぐことができる。

^{*1} ITO 電極の厚さが 1mm 程度であるため、ガラスセルの左右面とコイルの間 (1mm 以下) に ITO 電極を入れることが不可能である。

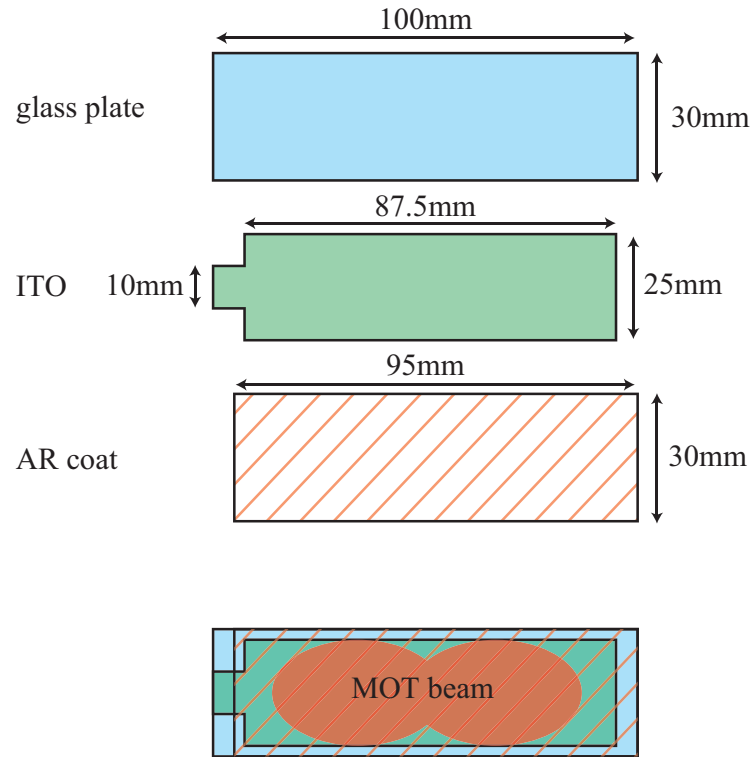
4.1.2 ITO 電極の設計と光学特性

光アクセスと電極面積を両立させるために今回、Indium Tin Oxide (ITO) を用いた透明電極を使うことにした。今回用いた透明電極はガラス基板に ITO を塗布し、さらに両面に AR コートを施したものであり、株式会社昭和真空の瀧本昌行様のご好意により作成していただいた。

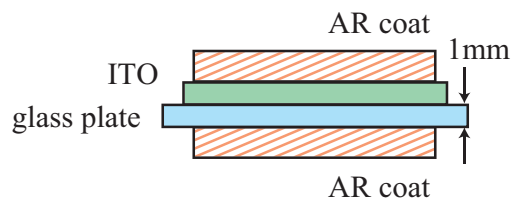
ITO 電極の寸法

図 4.4 に ITO 透明電極の寸法を示す。ガラス基板の大きさは 100mm × 30mm でガラスセルの大きさに合わせてある。ITO 面の幅は MOT 光の大きさに合わせて 25mm 以上が望ましいが、広げすぎるとコイルとの距離が近くなり放電しやすくなるので、ギリギリの 25mm とした。AR コートの面もできる限り大きい方がよいため、ITO とケーブルを接触させる部分（図 (a) の左端の部分）を除いて全面に施してある。ITO の表面抵抗は 60 Ω/□ 程度であるが、今回の用途では電流を流さないなので抵抗値はそれほど関係ない*2。ITO と高電圧ケーブルは導電性接着剤（ドータイト）を用いて接着する。今回用いたドータイトは藤倉化成株式会社の FA-705BN というもので、150 °C 30 分で硬化する。ITO 電極は蒸着したときの温度以下であれば、加熱することができる。

*2 電流の流れる時定数（3.4.3 節の議論を参照）が十分に短ければよい。



(a) top view



(b) layer

図 4.4 ITO 透明電極の寸法。ITO はガラス基板上に蒸着されており、左端の AR コートが乗っていない部分に導電性接着剤によってケーブルを接続する。AR コートは入射角 0° , 45° において 767nm, 780nm, 1064nm の光に最適化されている。図 (a) の眼鏡型の赤い陰は MOT 光が通過する領域を示している。

ITO 電極の光学特性

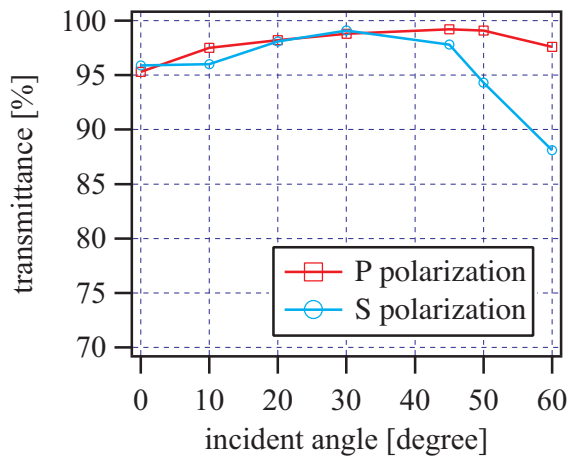
極低温極性分子の生成において我々が用いる光としては ^{41}K 用の 767nm、 ^{87}Rb 用の 780nm、光トラップや光格子用の 1064nm がある。そこでこれらの波長の光に対して、入射角 0° 、 45° で透過率を最適にする AR コートを施した。MOT や光トラップ、光格子などを用いる場合、反射によるパワーのロス以上に、反射した光が透過光と干渉して光の空間モードを悪くするということが問題になる。その干渉縞にガラスセルなどの振動が乗ってパラメトリック励起などを引き起こし、系を加熱させる可能性がある。それらを防ぐためにも電極への AR コートは必須である。

図 4.5 に ITO 電極の各波長ごとの透過率、円偏光を入射したときの透過光の楕円率の入射角度依存性の測定値を示す。

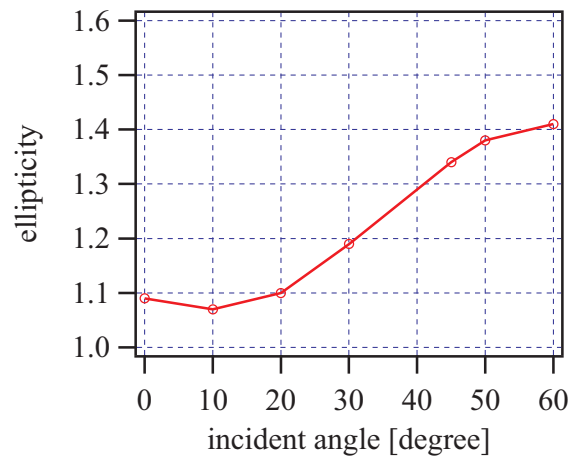
透過率のグラフを見ると、どの波長でも 0° から 45° までの間であれば透過率が 95% 以上ある。したがって、ITO 電極による光のパワーのロス是非常に小さいと言える。透過しなかった光のうちおよそ 2.5% が反射で 2.5% が吸収となっている。反射率が大きいと何度か反射した光と透過光が干渉して光のモードを悪くすることがあるが、現在までの実験 (MOT, 光格子) ではその効果は問題になっていない。

図 (b), (d) において偏光の楕円率は E_x を楕円偏光の短軸方向の振幅、 E_y を長軸方向の振幅とするとき $\varepsilon = E_y^2/E_x^2$ で定義される。楕円率 1 のとき完全な円偏光であるが、完全な円偏光を作り出すのは難しいため今回は楕円率 1.09 の光を入射し、透過光の楕円率を測定した。もっとも悪い時 (780nm, 60°) でも透過光の楕円率は 1.6 程度である。これを円偏光成分 $\sigma+$ と $\sigma-$ の比に換算すると $\sigma+$ が 98.6%、 $\sigma-$ が 1.4% となる (入射光の偏光を $\sigma+$ とする)。したがって、ITO 電極による偏光への影響はほぼないと考えてよい。

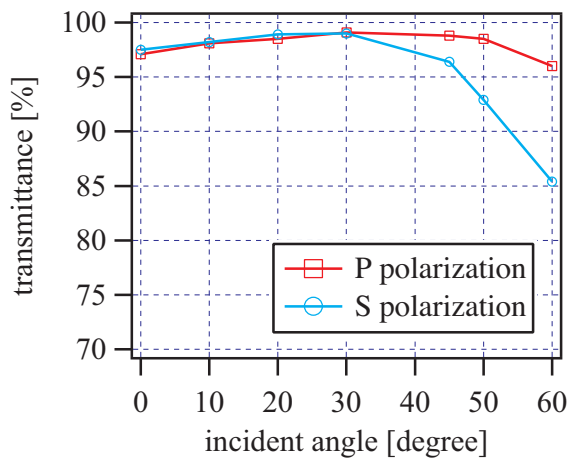
図 4.6 に ITO 電極の透過光の空間モードを示す。ITO 電極透過前と透過後で空間モードの楕円率はほぼ等しい。したがって ITO 電極は光の空間モードに対して影響を与えない。以上のことから、ITO 電極は MOT 光や光格子に対して特に悪影響を及ぼすことはないと考えられる。



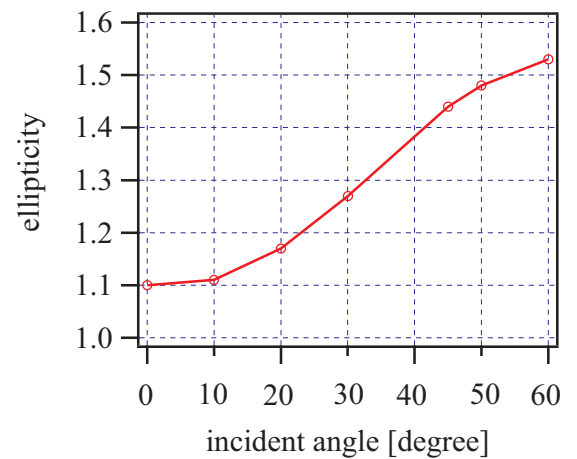
(a) 767nm transmittance



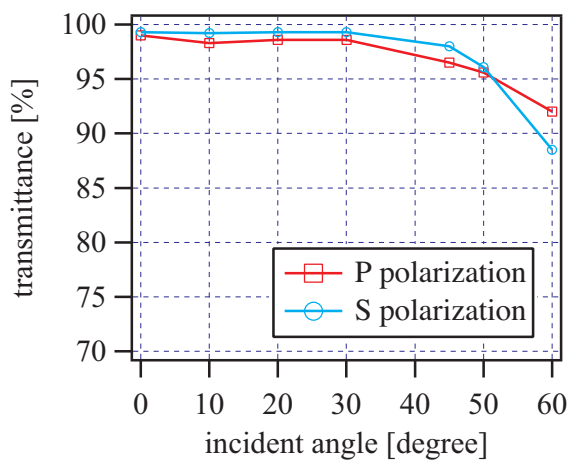
(b) 767nm ellipticity



(c) 780nm transmittance



(d) 780nm ellipticity



(e) 1064nm transmittance

図 4.5 ITO 透明電極の光学特性。(a), (c), (e) は入射角、偏光ごとの透過率の測定値である。(b), (d) は円偏光 (楕円率 1.09) の光を入射したときに偏光の楕円率がどう変化するかを測定したものである。

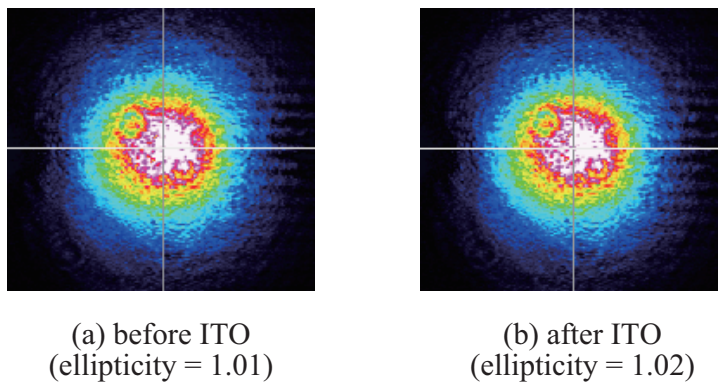


図 4.6 ITO 透明電極の空間モードへの影響。ビームプロファイラーによって測定した。(a) はファイバー直後のビームプロファイルで、(b) は ITO に垂直入射した後の透過光のビームプロファイルである。

4.1.3 水平方向用アルミ箔ラミネート電極

水平方向ではガラスセルとコイルの間の距離が1mm以下であるため、ITO透明電極を入れることができない。そこで、MOT光を遮らないように穴を空けたアルミ箔電極を作成した。後の4.1.4節で述べるように、プラスチックのフィルムでラミネートすることによって耐電圧を高めている。図4.7に水平方向用アルミ箔電極の概要を示す。ラミネート

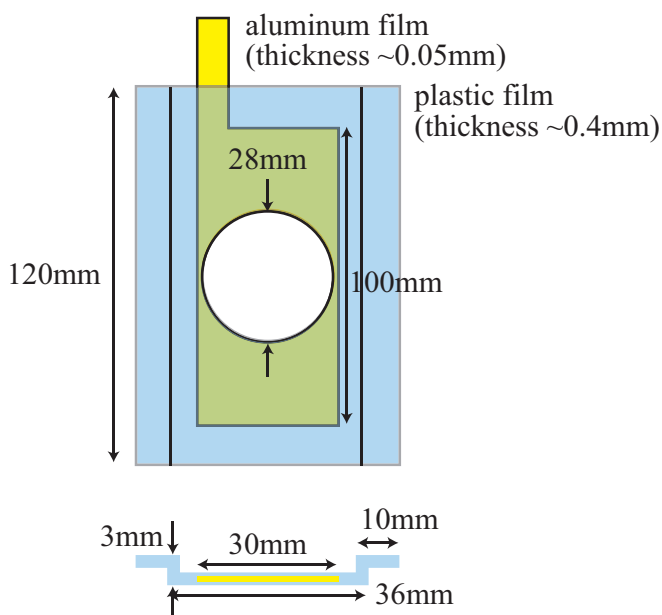


図 4.7 水平軸用アルミ箔ラミネート電極

部分を大きくとることで、コイルとITO電極間の放電も同時に防ぐことができる。

4.1.4 放電対策

通常、空気中では10kV/cm以上の電場あたりから絶縁破壊が生じ、放電することが知られている。電極とコイルの間の距離は1mm程度であるので、コイルの電位がGNDだとすると1kVの印加によって放電が生じることになってしまう。するとガラスセル内部の電場は0.3kV/cm程度までしか生成することができず、我々の目標よりも1ケタ小さい値になる。したがって、いかに放電を防ぐかが重要になってくる。

電極に非常に近い導体としては磁場トラップのコイルやアンテナがある。図4.8に示すように実際のコイルと電極の位置を模倣した系を用いて、放電開始電圧を調べた。現実の系同様、コンクリートエポキシはアルミ箔が透けて見えるほど薄く塗ってある。コイルと電極の間の距離は3.5mm程度になっている。

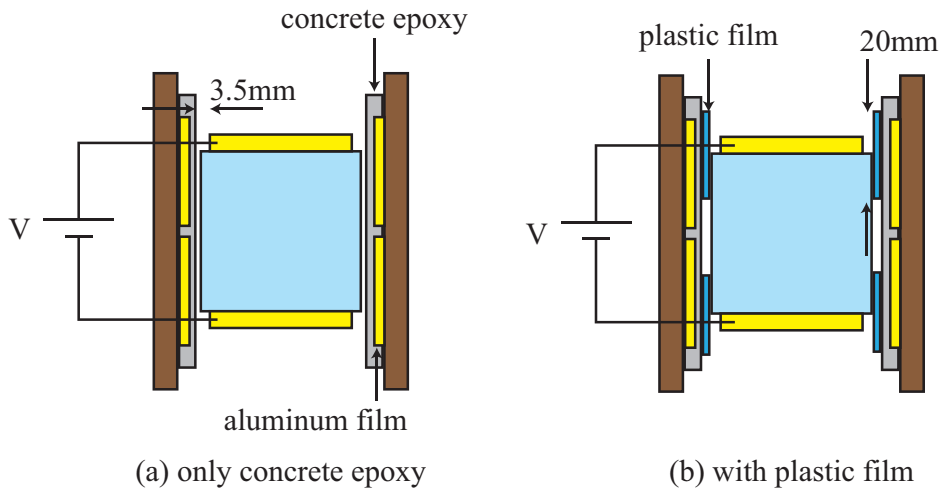


図 4.8 磁場トラップの模型を用いた放電開始電圧の測定系。段ボールにアルミ箔を張りコイルの配置を再現し、その上に薄くコンクリートエポキシを塗る。(b) では電極とコイルの間にプラスチックフィルム（厚さ $\sim 0.4\text{mm}$ ）を挟んでいる。

まず、コンクリートエポキシがない場合について調べると、このときは 5kV 程度の電圧で放電が生じた。電場に直すと 14kV/cm 程度となる。コンクリートエポキシありの場合、 12kV で放電が生じた。これからコンクリートエポキシによって耐電圧があがったことが分かる。さらに図 4.8(b) のように、コイルと電極の間にプラスチックフィルム（厚さ $\sim 0.4\text{mm}$ ）を挟んだ場合、 16kV まで放電が生じなかった。つまり、導体と電極の間にプラスチックのフィルムを挟むことで耐電圧を上げることができると分かった。

アンテナも電極に非常に近い位置にあるが、アンテナの場合もカプトンテープを 3~4 巻きした上にエポキシ樹脂を塗って耐電圧を上げることができる。

以上の対策のもと、電極を極低温極性分子の装置にインストールし、高電圧を印加した。上側 ITO 電極には 10kV 、下側 ITO 電極には 12kV 、左右のアルミ箔ラミネート電極には 10kV までの電圧が印加できた。今回は下側 ITO 電極に 12kV まで印加して実験を行うことにする。また将来的には正極の電源によって下側に 12kV 、負極の電源によって上側に -10kV 印加することで電極間の電位差を 22kV にすることができる。

4.2 電極の各種配置における電場の数値的評価

垂直方向には ITO 透明電極、水平方向にはアルミ箔ラミネート電極という配置で電場分布がどのようになるのか計算する。計算方法は 3.3 節と同様で、ラプラス方程式の差分近似+ガウス・ザイデル法によって求める。3.3 節との大きな違いは、電極に非常に近い位置に磁場トラップのコイルがある点である。この効果を正確に取り入れるのは困難であ

るため、今回はこのコイルを近似的に GND に接続された平面に置き換えた。この GND 平面と水平電極の間の距離を 1mm としている。さらに、水平電極には MOT 光用の穴が空いているが、この穴を 25mm × 25mm の正方形で近似する。また 3.3.3 節で述べたように、電極間にあるガラス領域の効果としてガラスセルがない場合に比べて 15 % 程度電場が大きくなる。今回は、数値計算で求めた値を 1 割増することでガラスの効果を取り入れていることにする。

4.2.1 垂直方向の ITO 電極に単一の電源で電圧を印加した場合

下側の ITO 電極に 100V の電圧を印加し、それ以外の電極は GND に落としておく場合の電場分布を図 4.9 に示す。下側 ITO 電極が最も耐圧が高いので、今回の実験はこの

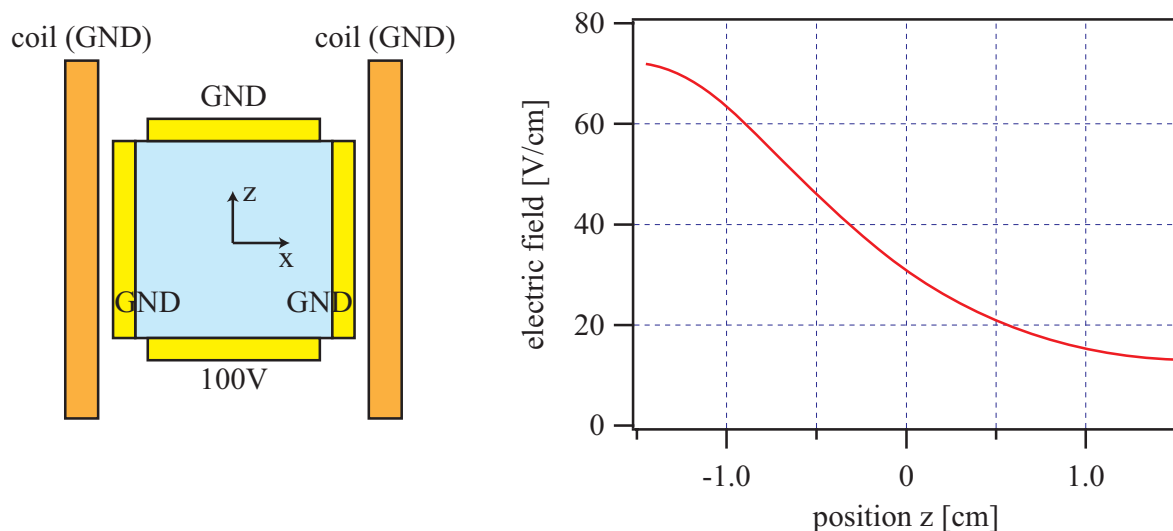


図 4.9 垂直方向の ITO 電極に単一の電源で電圧を印加した場合の電場分布。今回の実験はすべてこの配置で行う。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 31V/cm、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 8\%/mm$ 程度となっている。

配置で行っている。水平電極やコイルが非常に近い距離にあるため、電場分布の不均一性が非常に大きく出ている。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 31V/cm、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 8\%/mm$ 程度となっている。下の電極に放電しない最大の電圧 12kV を印加すると、原子の位置では 3.7kV/cm の電場ができる。

4.2.2 垂直方向の ITO 電極に異なる極性の 2 つの電源で電圧を印加した場合

上の電極に -50V、下の電極に 50V 印加した時の電場分布を図 4.10 に示す。電源の配置

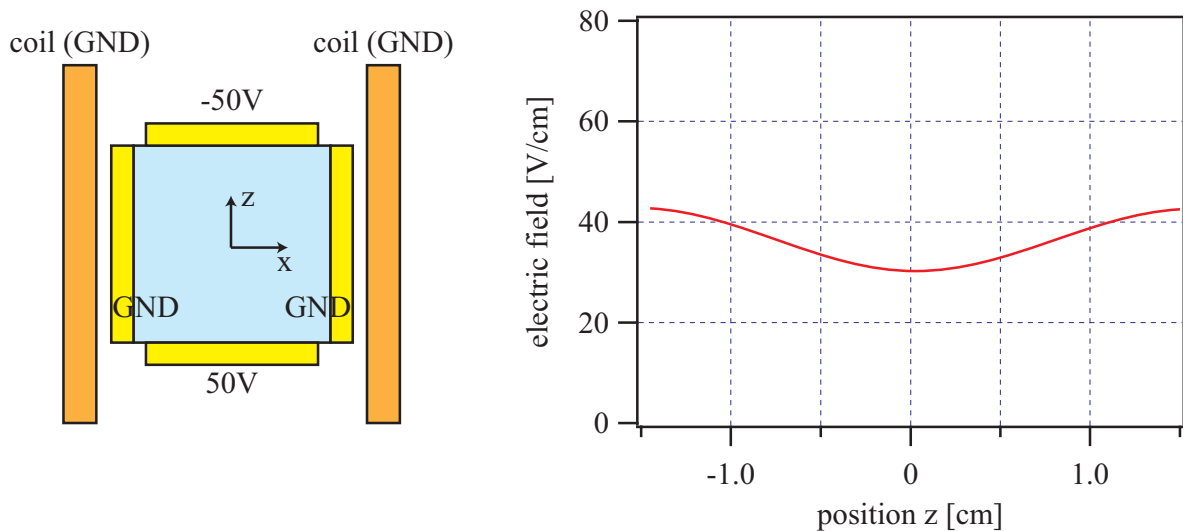


図 4.10 垂直方向の ITO 電極に異なる極性の 2 つの電源で電圧を印加した場合の電場分布。1 つの電源の場合に比べて不均一性が緩和されている。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 30V/cm 、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 0.2\%/\text{mm}$ 程度となっている。

が z 方向に対して対称的になったために電場分布も対称的になり、不均一性が緩和されていることが分かる。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 30V/cm 、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 0.2\%/\text{mm}$ 程度となっている。電場の大きさは電源 1 つの場合と変わらず、不均一性が 1 ケタ良くなっている。将来的にはこちらの配置を採用しようと考えている。この配置のもう 1 つのメリットとして、上下電極それぞれに耐電圧ギリギリまで電圧を印加できるため、電源 1 つの場合の 2 倍の電圧を印加できるということがある。上の電極に -10kV 、下の電極に 12kV (放電しないギリギリの電圧) を印加すると、原子の位置では 6.6kV/cm の電場ができる。

4.2.3 水平方向のアルミ箔ラミネート電極に単一の電源で電圧を印加した場合

水平方向のアルミ箔ラミネート電極に 100V を印加し、それ以外の電極は GND に落としておく場合の電場分布を図 4.11 に示す。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 9.4V/cm 、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 0.6\%/\text{mm}$ 程度となっている。電場の大きさが垂直方向の ITO 電極の 3 分の 1 程度しかないが、これは電極の中心に MOT 光用の穴が空いているためである。電極に放電しない最大の電圧 10kV を印加すると、原子の位置では 1kV/cm の電場ができる。

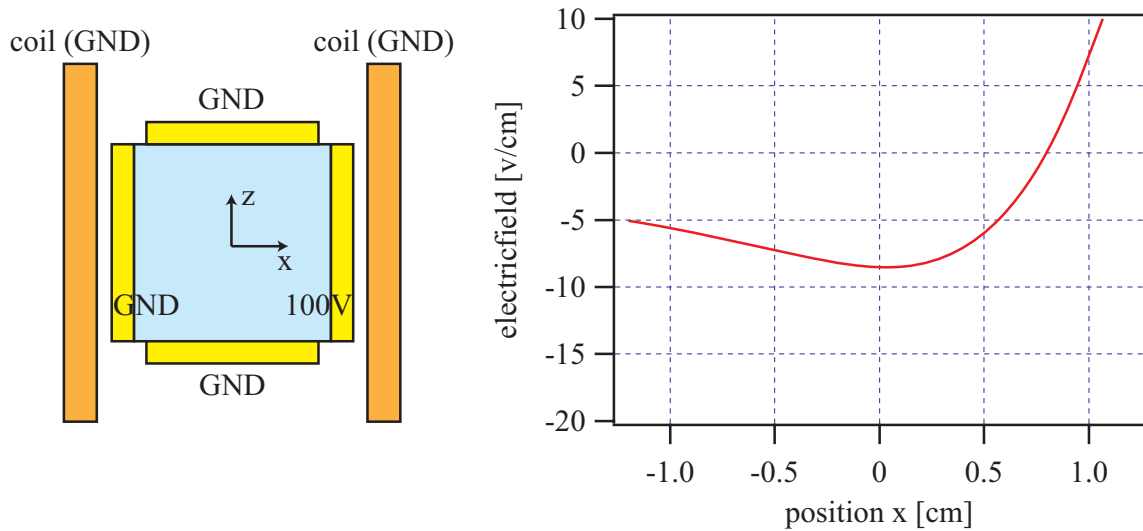


図 4.11 水平方向のアルミ箔ラミネート電極に単一の電源で電圧を印加した場合の電場分布。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 9.4V/cm 、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 0.6\%/\text{mm}$ 程度となっている。

4.2.4 水平方向のアルミ箔ラミネート電極に異なる極性の2つの電源で電圧を印加した場合

水平電極の左側に -50V 、右側に 50V を印加したときの電場分布を図??に示す。この場合でもやはり不均一性が緩和されていることが分かる。以上のことから電極対を用いる場合には正負両極の電源を用いるのがよいことが分かる。

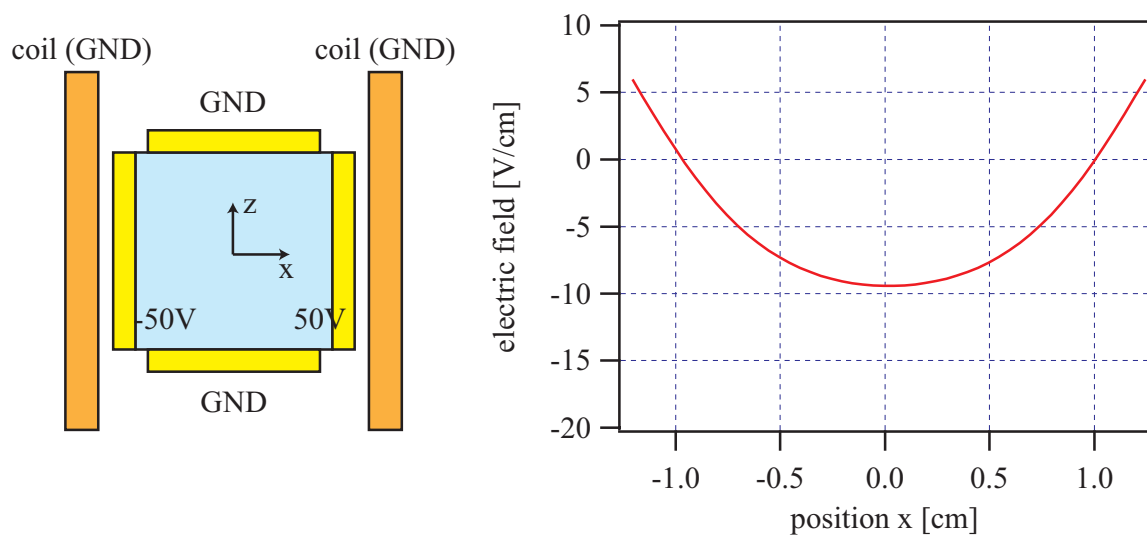


図 4.12 水平方向のアルミ箔ラミネート電極に異なる極性の2つの電源で電圧を印加した場合の電場分布。中心付近 ($x = 0, z = 0$) での電場の大きさは 9.3V/cm 、不均一性は $\frac{dE}{dz}/E \times 100 = 0.4\%/\text{mm}$ 程度となっている。

4.3 冷却原子を用いた電場の不均一性の測定

今まで電極の設計と配置について述べてきたが、最後にこの電極で期待通りの電場を生成することができるか確認する必要がある。今回も Rb 原子に対して Stark 分光を行い Stark shift の量から電場強度を評価する。今回は冷却原子に対して様々なプローブ光の周波数で吸収イメージングを行い、Rb 原子の共鳴周波数が Stark shift によって変化することを直接確認した。Rb 原子気体は $1\mu\text{K}$ 程度まで冷えておりドップラー広がりには 30kHz 程度と小さい。したがって、十分に Stark シフトを観測することができる。また Rb 原子を磁場トラップより解放し、適当な時間だけ自由落下させた後に Stark 分光を行うことにより、電場の重力方向の不均一性を測定した。

4.3.1 測定の原理

吸収イメージング

冷却原子の性質を調べるのにはよく吸収イメージングというものが用いられる。図 4.13 に示すように、吸収イメージングでは共鳴光を原子気体に吸収させ、できた影の濃さから原子気体の密度分布を得るというものである。プローブ光の強度を $I_0(x, y)$ 、スクリーン

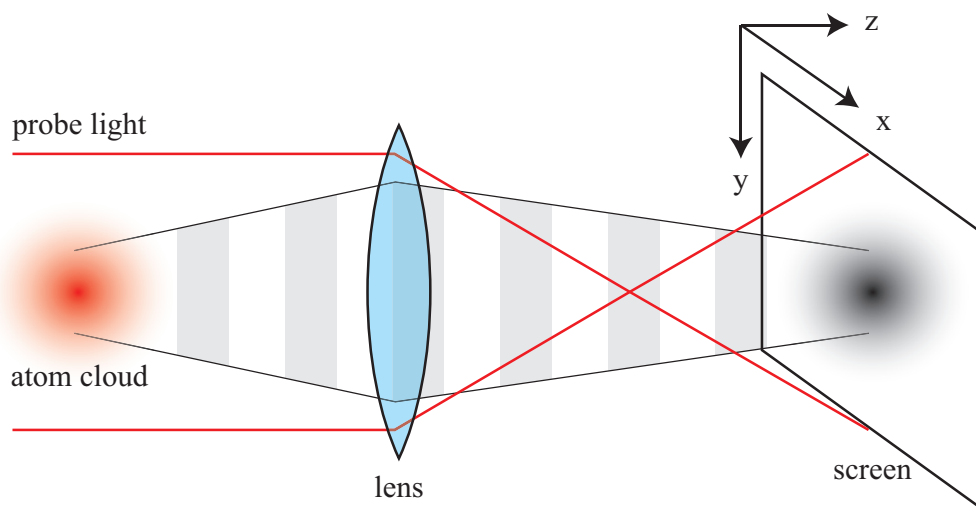


図 4.13 吸収イメージング。共鳴光を原子気体に入射すると光は吸収され、スクリーン上に原子気体の影ができる。影の濃さや形から原子気体の密度分布などの情報を読み取ることができる。

上での光の強度を $I(x, y)$ とすると、

$$I(x, y) = e^{-\text{OD}(x, y)} I_0(x, y) \quad (4.1)$$

と書ける。ここで $OD(x, y)$ は光学的密度 (OD) と呼ばれる量で、物体がどれほど光を吸収するかを表す量である。実験的には、

1. 原子気体に対してプローブ光を入射して透過光強度 $I(x, y)$ を測定。
2. 原子気体を吹き飛ばし、何もないときにプローブ光の強度 $I_0(x, y)$ を測定。
3. 光を入射せずに背景ノイズ $I_D(x, y)$ を測定。

という手順でデータを取り

$$OD(x, y) = -\log \frac{I(x, y) - I_D(x, y)}{I_0(x, y) - I_D(x, y)} \quad (4.2)$$

を計算することによって OD を求めることができる。得られた OD から原子数や密度分布などの情報を引き出すことができる。

原子気体の密度分布が $n(x, y, z)$ である時、縦密度を $\tilde{n}(x, y) = \int n(x, y, z) dz$ で定義する (z 方向は光の伝搬方向)。すると、原子気体の OD は

$$\begin{aligned} OD(x, y) &= \frac{\sigma_0 \tilde{n}(x, y)}{1 + I_0/I_S + \delta^2} \\ &= \frac{\sigma_0 \tilde{n}(x, y)}{1 + I_0/I_S + (2\delta/\Gamma)^2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

と書ける。ここで I_S は飽和強度、 $\delta = \omega - \omega_0$ は離調 (ω はプローブ光の周波数)、 Γ は自然放出レート、 $\sigma_0 = 6\pi\lambda^2$ は光の (共鳴) 吸収断面積である ($\lambda = \lambda/2\pi$)。実験的に得られた OD を全領域で積分すると、

$$\begin{aligned} \iint OD(x, y) dx dy &= \frac{\sigma_0}{1 + I_0/I_S + \delta^2} \iint \tilde{n}(x, y) dx dy \\ &= \frac{\sigma_0 N}{1 + I_0/I_S + 4(\omega - \omega_0)^2/\Gamma^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

となることが分かる。ここで N は全原子数である。つまり、プローブ光の強度 I_0 が十分弱く、周波数が原子の共鳴周波数と一致している場合は、OD を全領域で積分して光の吸収断面積で割ったものが全原子数になる。プローブ光の周波数が共鳴周波数からずれると、式 4.4 から OD の積分値は図 4.14 のように変化する。OD の積分値のプローブ周波数依存性はローレンツ型分布関数になる。原子の共鳴周波数でピーク値を取り、半値幅は自然放出レート Γ になる。様々なプローブの周波数で OD の積分値を求めてフィッティングによってピークの位置を出すことで、共鳴周波数の値を求めることができる。

4.3.2 実験系と実験手順

図 4.15 に実験系の概要を示す [56, 57, 60]。

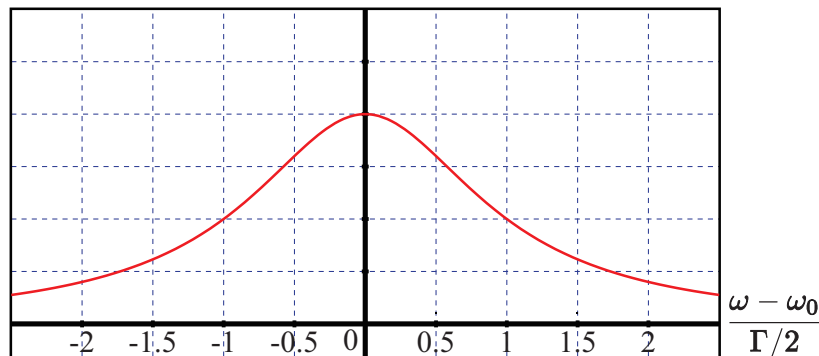


図 4.14 OD の積分値の周波数依存性。ローレンツ型分布関数になる。半値幅は自然放出レート Γ であり、Rb 原子の場合は 6MHz となる。

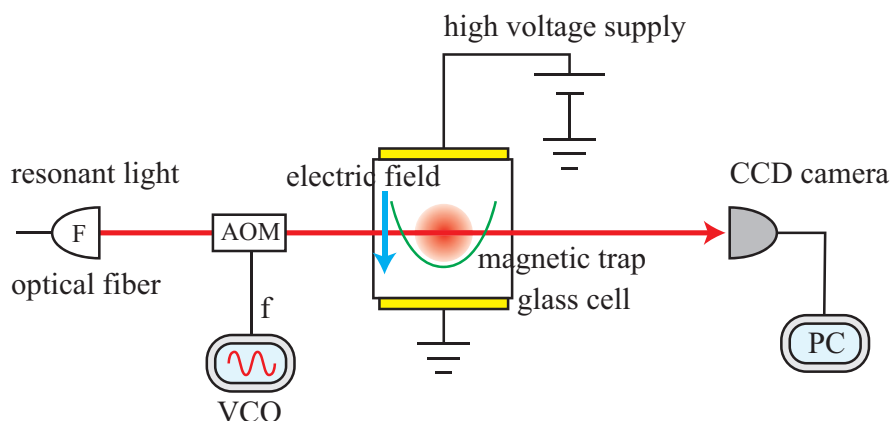


図 4.15 極低温原子気体の Stark 分光系の概要。

MOT と蒸発冷却によって極低温 ($\sim 1\mu\text{K}$) にまで冷やされた Rb 原子 (スピン状態 $F=2, m_F=2$) が磁場トラップによってガラスセル中にトラップされている。吸収イメージングには D2 line の $F=2, m_F=2$ から $F'=3, m'_F=3$ 遷移を用いる。プローブ光の周波数は AOM (Acoustic Optic Modulator) によって調整できる。プローブ光はガラスセルを通過後、レンズを通して CCD カメラに結像され、PC を用いてデータ処理される。

4.3.3 実験結果

極低温 Rb 原子に対する Stark 分光

図 4.16、表 4.1 に TOF10ms の Rb 原子に対して Stark 分光を行った結果を示す。TOF10ms で原子はトラップの中心位置から 0.5mm 程度落ちる。

実験結果から Stark shift は $0.61(20)\text{MHz}$ が得られる。スカラー分極率とテンソル分極率を合わせて考えると分極率は $0.073\text{MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ であるので、電場の大きさは

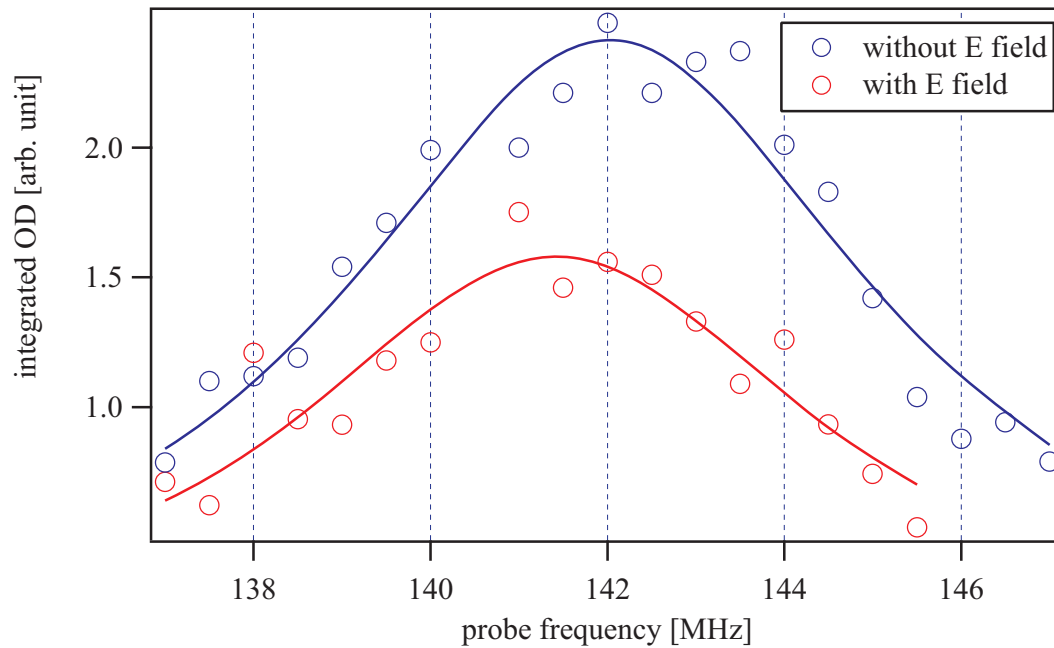


図 4.16 極低温 Rb 原子に対する Stark 分光の結果。青い点が電場なしの場合、赤い点が電場ありの場合の実験結果である。曲線はローレンツ型分布関数によるフィッティング曲線である。電場がある場合はない場合より原子数が少ないが、これは Stark shift によって共鳴周波数が変わり、MOT の条件が悪くなったためである。

表 4.1 極低温 Rb 原子に対する Stark 分光の結果

	中心周波数 [MHz]	半値全幅 [MHz]
電場なし	142.03(11)	7.5(3)
電場あり (3.9kV/cm)	141.42(17)	7.2(6)

4.1(7)kV/cm と見積もれる。計算値は 3.9(2)kV/cm であるので、誤差の範囲内で一致していることが分かる。したがって、トラップの中心付近では計算通りの電場が生成できていると考えられる。半値全幅は Rb 原子の自然幅 6MHz よりも 1MHz ほど大きい、これはプローブ光の線幅が 1MHz 程度であることに起因していると考えられる。

電場の不均一性の測定

正極の電源のみを用いた場合と、正極と負極の電源両方を用いて対称的な電位配置にしたときの電場の不均一性の測定結果を示す。

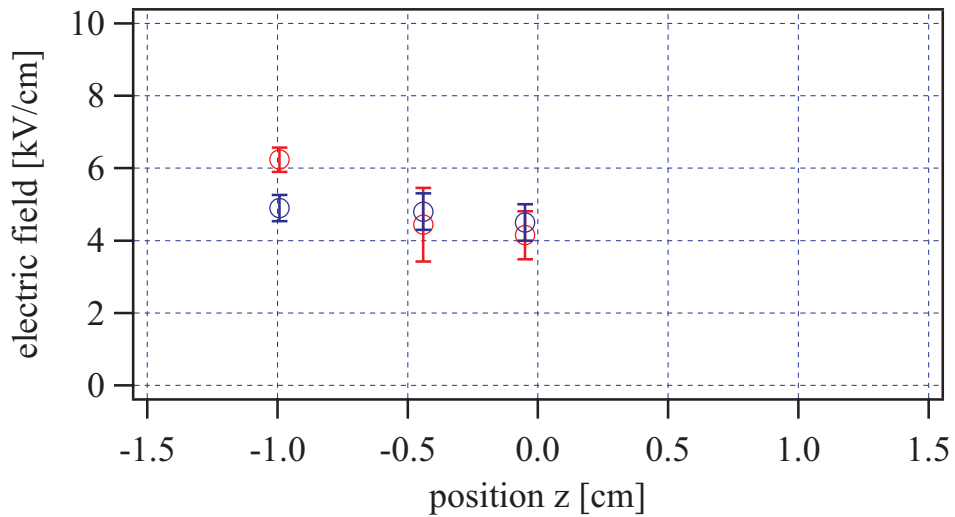


図 4.17 極低温 Rb 原子を用いた電場の不均一性の測定結果。赤い点が正極の電源のみを用いた場合で、青い点が正極と負極の電源を両方用いた場合である。どちらの場合も電極間の電位差は 12kV である。

図から分かるように、正極の電源のみを用いた場合には不均一性があり、両方の電源を用いた場合には不均一性が小さくなっていることが分かる。

第 5 章

Rb 原子の超微細構造準位間の Rabi 振動

5.1 原子と振動電磁場の相互作用

5.1.1 2 準位モデルと Rabi 振動

一般に原子は超微細構造などの複雑なエネルギー準位構造をもっている。しかし、振動電磁場との相互作用によって状態の遷移を起こす場合には、その遷移の共鳴周波数にほぼ等しい周波数の電磁場だけと相互作用すると考えてよい。したがって、振動電磁場との相互作用を考える時にはその 2 つの準位だけを考えればよく、2 準位モデルがよい近似で成り立つ。

一般的に 2 準位モデルのハミルトニアンは、

$$\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| \quad (5.1)$$

とかける。ここで、 $|1\rangle$, $|2\rangle$ はそれぞれ基底状態と励起状態の固有状態であり、 E_1 , E_2 は固有エネルギーである。たとえば、z 方向の一様な静磁場中のスピンなどを考えると $E_1 = -\mu_B B$, $E_2 = \mu_B B$ である。原子の磁気双極子モーメントを $\hat{\mu} = \mu(|1\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 1|)$ 、振動磁場を $\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 \cos(\omega t)$ とすると、原子と電磁場の相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{H}_I(t) = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{B}(t) = -\frac{\mu \cdot \mathbf{B}_0}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})(|1\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 1|) \quad (5.2)$$

で与えられる。また、系全体のハミルトニアンは $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I(t)$ で与えられる。この問題ではハミルトニアンが時間に依存するので、時間に依存する Schrödinger 方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle \quad (5.3)$$

を解く必要がある。いま、状態ベクトル $|\Psi(t)\rangle$ の形として

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t}|1\rangle + c_2(t)e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t}|2\rangle \quad (5.4)$$

を仮定する*1。これを Schrödinger 方程式 (5.3) に代入すると、

$$i\hbar\dot{c}_1(t) = -\frac{\hbar\Omega}{2}(e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t})c_2(t) \quad (5.5)$$

$$i\hbar\dot{c}_2(t) = -\frac{\hbar\Omega}{2}(e^{i(\omega+\omega_0)t} + e^{-i(\omega-\omega_0)t})c_1(t) \quad (5.6)$$

となる。 $\Omega = \frac{\mu\cdot B_0}{\hbar}$ を Rabi 周波数、 $\hbar\omega_0 = E_2 - E_1$ を共鳴周波数という。また、離調と呼ばれる量を $\delta = \omega - \omega_0$ で定義する。ここで、角周波数 $\omega + \omega_0$ で振動する速い項は、原子と電磁場が相互作用する時間スケールでみると平均して 0 になってしまう。したがって、この速く振動する項を無視してしまうと*2、

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{c}_1(t) &= -\frac{\hbar\Omega}{2}e^{i\delta t}c_2(t) \\ i\hbar\dot{c}_2(t) &= -\frac{\hbar\Omega}{2}e^{-i\delta t}c_1(t) \end{aligned} \quad (5.7)$$

が得られる。この方程式を初期条件 $c_1(t=0) = 1$ 、 $c_2(t=0) = 0$ の元で解くと、

$$c_1(t) = e^{i\frac{\delta}{2}t} \left\{ \cos \frac{W}{2}t - i\frac{\delta}{W} \sin \frac{W}{2}t \right\} \quad (5.8)$$

$$c_2(t) = ie^{-i\frac{\delta}{2}t} \frac{\Omega}{W} \sin \frac{W}{2}t \quad (5.9)$$

が得られる。ここで、 $W = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$ を章動周波数という。電子が各状態をとる確率は Born の確率規則により $|\langle i|\Psi(t)\rangle|^2$ ($i = 1, 2$) で与えられるので、

$$\begin{aligned} |c_1(t)|^2 &= \cos^2 \frac{W}{2}t + \frac{\delta^2}{W^2} \sin^2 \frac{W}{2}t \\ |c_2(t)|^2 &= \frac{\Omega^2}{W^2} \sin^2 \frac{W}{2}t \end{aligned} \quad (5.10)$$

となる。

2 準位原子が振動電磁場と相互作用をすると、図 5.1 のように励起状態と基底状態の間を行ったり来たり振動する Rabi 振動という現象が見られる。離調 δ が大きくなると、遷移確率の振幅が小さくなることが分かる。つまり、電子が基底状態から励起状態に遷移する場合には、原子の共鳴周波数 ω_0 に近い周波数の電磁場をよく吸収する。この Rabi 振動を観測することで、共鳴周波数や電磁波の強度が分かる。

*1 相互作用表示をとっているのと同様である。

*2 回転波近似と言う。

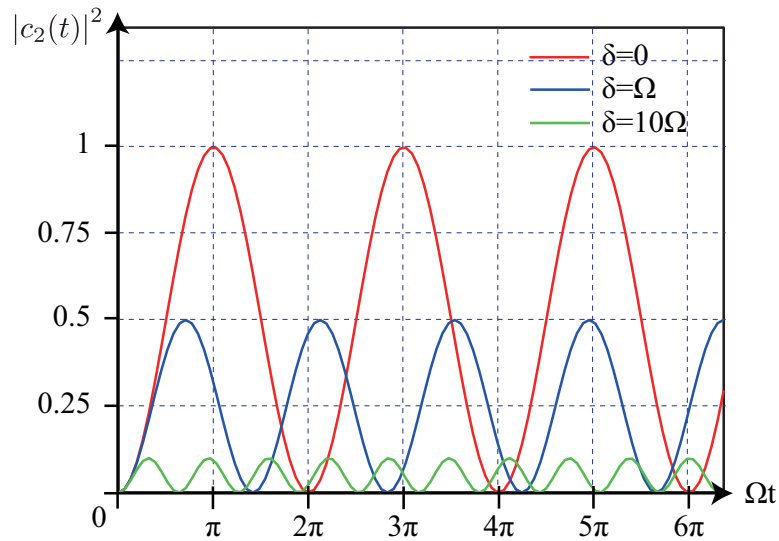


図 5.1 Rabi 振動

5.2 ヘリカルアンテナ

偏光が制御可能なアンテナとしてヘリカルアンテナを作成した。

5.2.1 ヘリカルアンテナの特徴と設計

ヘリカルアンテナは図 5.2 に示すように螺旋状のアンテナである。ヘリカルアンテナは

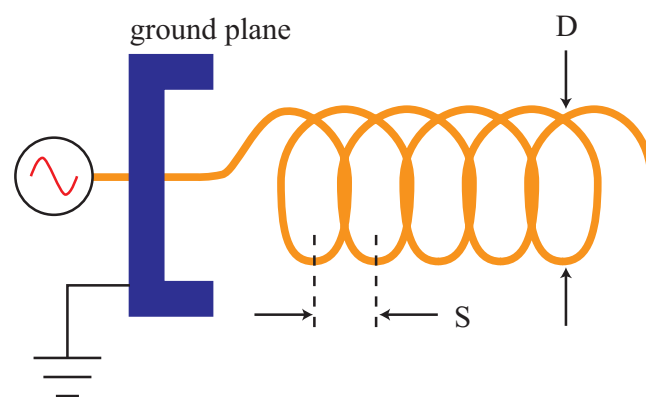


図 5.2 ヘリカルアンテナの概要

その大きさが放出したい電磁波の波長と同程度の場合、指向性がよいアキシアルモードと呼ばれる動作をする。もっとも指向性がよくなるのは $\pi D = \lambda$ 、 $S \simeq \lambda/4$ (λ は電磁波の

波長) となる時である。今回は 6.8GHz (波長 4.4cm) のマイクロ波を放出したいので、 $D=4.4\text{cm}$, $S=1.1\text{cm}$ とした。グラウンド板はインピーダンスマッチングをよくするように設計されている。実際に作成したヘリカルアンテナを図 5.3 に示す。

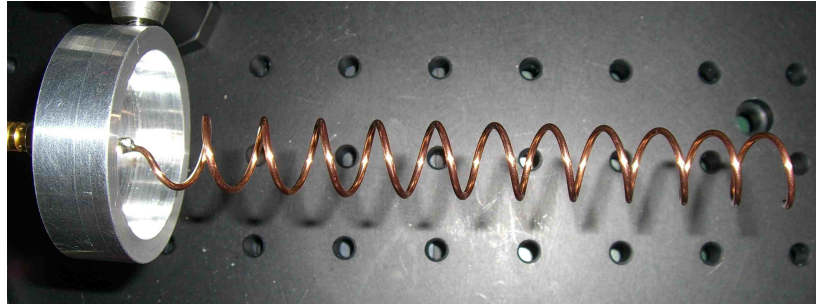


図 5.3 ヘリカルアンテナの外観

5.3 実験系のセットアップ

今回は Rb 原子の基底状態超微細構造準位間の Rabi 振動を観測することでアンテナの評価を行う。まず、実験の原理を説明する。図 5.4 に示すように、 $F = 2$ から励起状態

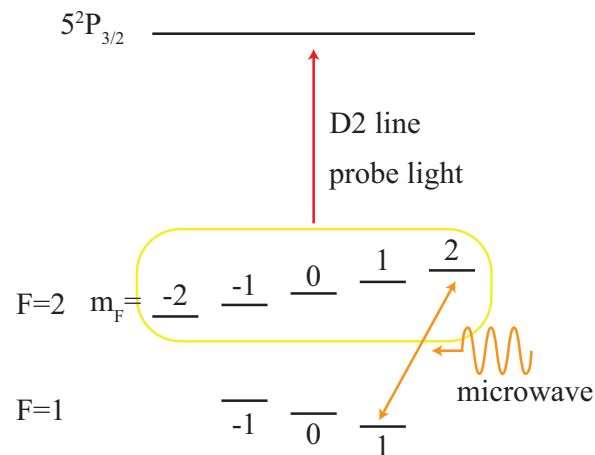


図 5.4 Rabi 振動観察の原理

$5^2P_{3/2}$ への励起光を入射して、その吸収量から $F=2$ の原子数を観測する。マイクロ波を入射すると Rabi 振動が生じて $F = 2$ の原子数が時間的に変動する。するとプローブ光の吸収量も時間的に変化するので、それから Rabi 振動が観測できる。

5.3.1 実験系の概要

図 5.5 に実験系の概要を示す。

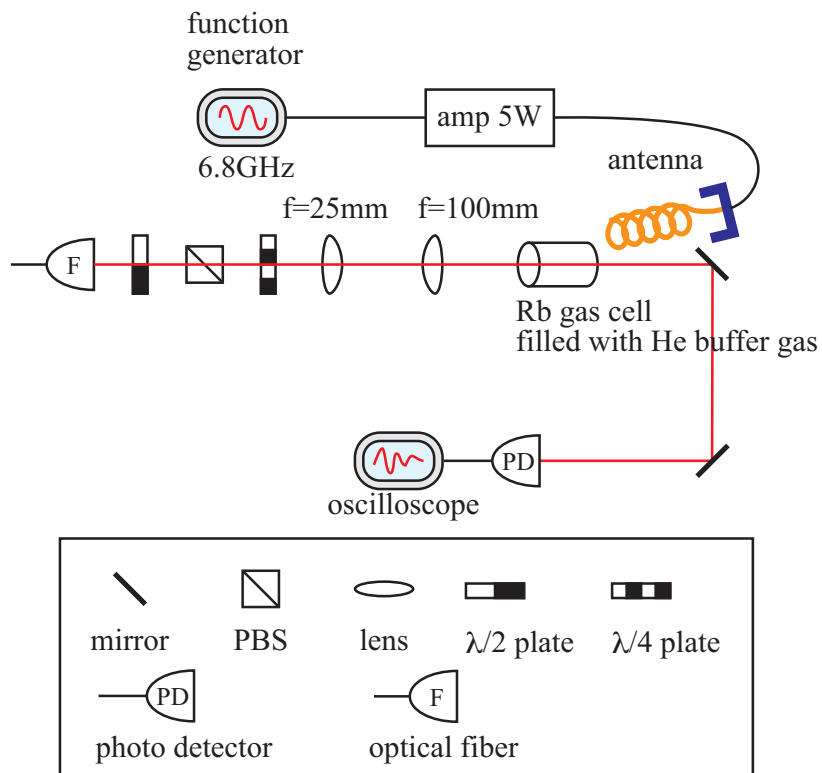


図 5.5 実験系の概要

今回、コヒーレンス時間を稼ぐためにバッファーガス入りの Rb ガスセルを用いた。

5.4 実験結果

5.4.1 超微細構造準位間の Rabi 振動の観測

図 5.6 に実験結果を示す。

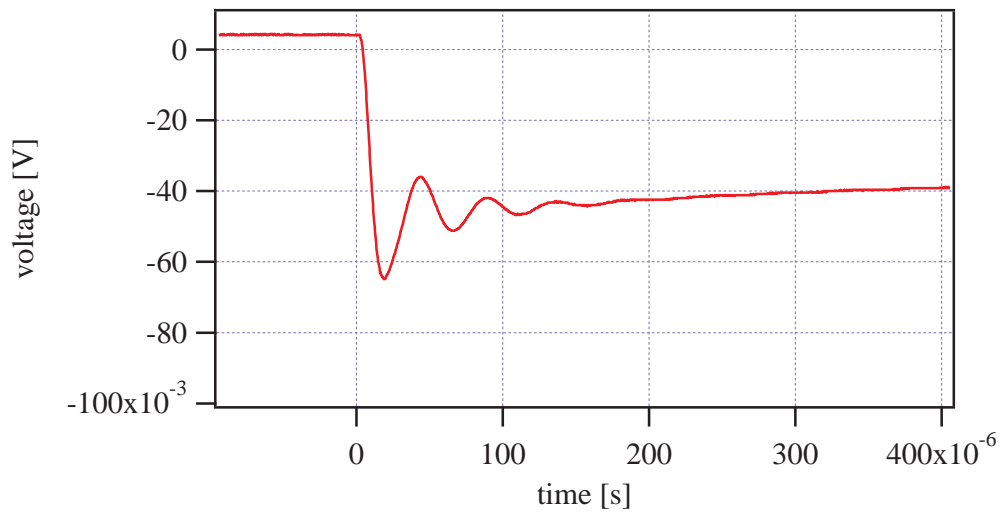


図 5.6 実験系の概要

Rabi 振動数は 20kHz 程度であった。これは磁場の振幅に直すと 10mGauss 程度に対応する。

第 6 章

DDS を用いた周波数制御システムの開発

原子や分子の内部状態（スピン、回転など）を制御するためには振動電磁場を用いるが、その際に電磁場の周波数を精密に制御する必要がある。今回、Direct Digital Synthesizer (DDS) と Lab VIEW を組み合わせて周波数を高速でスイープできるシステムを構築した。DDS の制御は完全にデジタルで行えるため高い周波数安定性と周波数分解能を持ち、周波数の高速切り替えが可能である。今回はこのシステムのデモンストレーションとして Rb 原子の蒸発冷却を行った。

6.1 DDS のセットアップ

Direct Digital Synthesizer (DDS) の特徴と原理について説明し、今回の実験に用いた ANALOG DEVICES 社の AD9958 のセットアップについて述べる。

6.1.1 DDS の特徴と原理

DDS は内部に正弦波の数値データをそのまま記憶していて、それを外部クロックのタイミングで読み出すことにより、クロックと同程度の精度を持つ正弦波を生成することができる。したがって、安定なクロックを用いることで安定な周波数を生成することができる。また、完全にデジタル制御なので周波数の切り替えを高速に行うことができる。実際、研究室のファンクションジェネレーターは周波数を変更するのに 10ms 程度の時間がかかるが、今回作った DDS システムだと $10\mu\text{s}$ 以下の時間で切り替えられる。これらの特徴から、周波数を滑らかにスイープしたい時（蒸発冷却、Adiabatic Rapid Passage によるスピン操作など）に非常に有効であると考えられる。

図 6.1 に DDS の基本構成を示す。この構成要素がどのような働きをするかについて解説する。

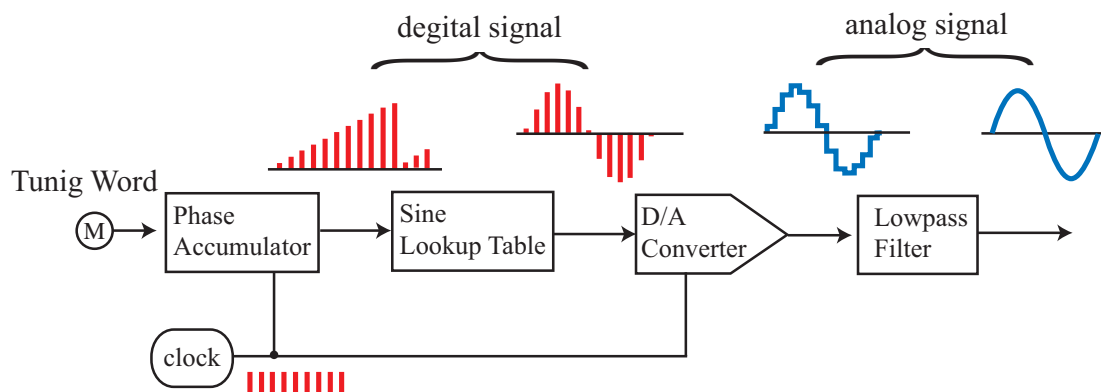


図 6.1 DDS の概要。DDS は主に上記の 5 つの要素から構成されている。クロックが動作の基準になるため、DDS の精度はクロックの精度によって決まる。また、周波数を変更する際には PC などの外部機器から Tuning Word を変更する。

Sine Lookup Table

DDS は内部に正弦波の数表を持っており、それを読み出すことによって正確な正弦波を出力する。その正弦波の数表が Sine Lookup Table と呼ばれる部分である。これは programmable ROM (Read Only Memory) に 1 周期分の正弦波のデータを記憶させているものである。ROM の各アドレスに 1 つの値が収納されており、アドレスが位相に対応し、収納されている値がその位相に対応した正弦波の値となっている。クロックの周期に合わせて、次から次へとアドレスに格納された正弦波の値を読み出すことによって、正弦波を生成することができる。

例えば、Sine Lookup Table には正弦波の値が 1024 分割して入っていると*¹。これをクロック周波数 10.24MHz で読み出すとすると、クロックからの信号を 1024 個受け取ると正弦波 1 周期分を出力するので、 $10.24\text{MHz}/1024 = 10\text{kHz}$ の周波数の正弦波が得られる。

Phase Accumulator

Sine Lookup Table と clock だけで正弦波を作ろうとする場合、出力周波数を変えるにはクロック周波数を変えるか、Sine Lookup Table のアドレスの数や収納されている値を変えるかのどちらかしかない。このどちらも現実的でないが、Phase Accumulator を用

*¹ 10-bits の Phase Accumulator に相当。

いと周波数を簡単に変更することができる。

Phase Accumulator は図 6.2 に示すように、N-bits の全加算器とラッチからなる回路である。これはクロックに同期して、ある決まった値 M (Tuning Word) をそれまでの Phase Accumulator の出力に加算して出力する積算回路の働きをする。ラッチとは一種

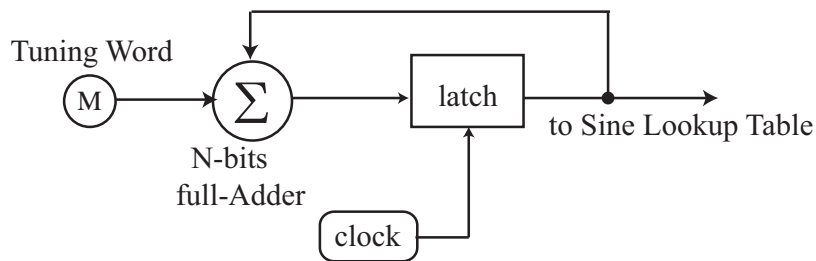


図 6.2 Phase Accumulator

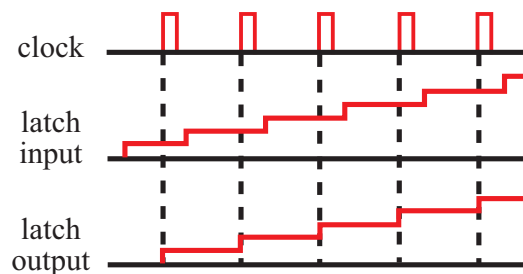


図 6.3 ラッチの入出力関係

のメモリーで、クロックが入力されているときのラッチへの入力値を、次のクロックが入力されるまで出力し続けるものである (図 6.3 にラッチの入出力関係を示す)。そのため、クロックが来るとラッチの出力は M ずつ加算され、値が 2^N になったところで全加算器が overflow して 0 に戻る。このサイクルが正弦波 1 周期分に対応している。つまり初期値を 0 としたとき、t 秒後の Phase Accumulator の出力はクロック信号が $f_{\text{clock}}t$ 回来ているので $Mf_{\text{clock}}t$ となる。この出力の値が Sine Lookup Table のアドレス番号、つまり正弦波の位相に対応している。N-bits の Phase Accumulator では、 $0 \sim 2\pi$ の位相を 2^N 分割することができる。したがって、Tuning Word が M、クロック周波数が f_{clock} のとき、DDS の出力周波数は $Mf_{\text{clock}}/2^N$ となる。よって Tuning Word M を変更することにより、自在に周波数を変えることができる。

また、N-bits の Phase Accumulator では DDS の出力周波数を $f_{\text{clock}}/2^N$ 間隔で設定できる。したがって、Phase Accumulator の性能が DDS の周波数分解能を決定する。今回用いる AD9958 には 32-bits の Phase Accumulator が内蔵されておりクロック周波数として 500MHz を用いるので、周波数分解能はおよそ 0.1Hz である。

D/A コンバーターとローパスフィルター

Sine Lookup Table から読み出された正弦波の出力は 2 進数のデジタル信号なので、これをアナログ信号に直す必要がある。それを行うのが D/A コンバーターである。また、D/A コンバーターでアナログ信号に直した後の出力波形はギザギザしており、高周波成分を含んでいる。したがって、ローパスフィルターに通すことにより、望みの周波数成分だけを取り出す。

DDS 出力周波数の上限

DDS の原理から DDS は本質的にサンプリング系であることが分かる。つまり、DDS は Sine Lookup Table の離散的な正弦波の値をクロック周波数でサンプリングし、連続的な正弦波を生成するものである。したがって、標本化定理（ナイキストの定理とも言う）から最大でクロック周波数の半分までの周波数の正弦波しか正しく再現できない。つまり、DDS の出力できる周波数の上限は入力するクロック周波数によって定まる。しかし、実際には上限に達しなくても波形が乱れてきたりすることがあり、実用的な上限はクロック周波数の 4 分の 1 程度である。

6.1.2 AD9958 のセットアップ

今回の実験には ANALOG DEVICES 社の AD9958 の評価ボードを用いる [47]。図 6.4 に AD9958 の外観を示す。AD9958 は 2 チャンネルの DDS を内蔵したデバイスで、

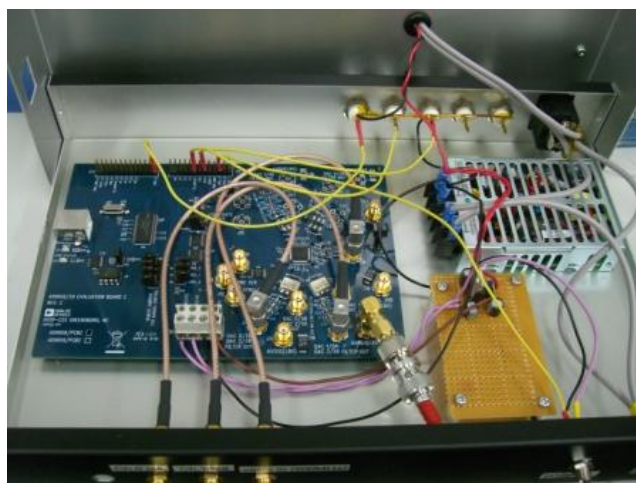


図 6.4 AD9958 評価ボードの外観。前面の 3 つの SMA 端子はそれぞれ DDS 出力 2 チャンネル分と外部クロック入力である。背面の BNC 端子（5 つあるが実際には 3 つしか使っていない）はシリアル通信用のものである。電源には 1.8V, 3.3V を用いる。

シリアル通信によって外部制御可能である。周波数、位相、振幅の制御 bit 数はそれぞれ 32-bits, 14-bits, 10-bits である。今回の用途では位相制御は行わない。外部クロックには 1~500MHz までのものを用いることができ、今回は RFX 社の TCVCXO series TA400-10, 1GHz のオシレーターを周波数ディバイダー (RF BAY 社 FPS-2-12) で半分の 500MHz に落として使っている。TA400-10 の周波数ゆらぎは $\pm 20\text{ppm}$ 程度であり、ノイズレベルも -50dB と非常に低いので DDS を安定に動作させることが可能である。

AD9958 の出力周波数、振幅を決定するパラメーターとしてそれぞれ FTW (Frequency Tuning Word), ASF (Amplitude Scale Factor) がある。これらのパラメーターを用いて周波数と振幅はそれぞれ

$$f_{\text{DDS}} = \frac{\text{FTW}}{2^{32}} f_{\text{clock}} \quad (6.1)$$

$$A_{\text{DDS}} = \frac{\text{ASF}}{2^{10}} A_0 \quad (6.2)$$

と書ける。ここで A_0 は DDS が出力できる最大の振幅で、周波数ごとに決まっている (下の図 6.5 参照)。これらの値を外部制御機器から変更することで周波数と振幅の制御が可能になる。

前節で説明したように、DDS の出力周波数の上限はクロック周波数によって決まっている。振幅の設定値 ASF をマックス (2^{10}) にしたとき、出力レベルの周波数依存性を図 6.5 に示す。200MHz を超えたあたりから急激にパワーが出なくなっていることがわか

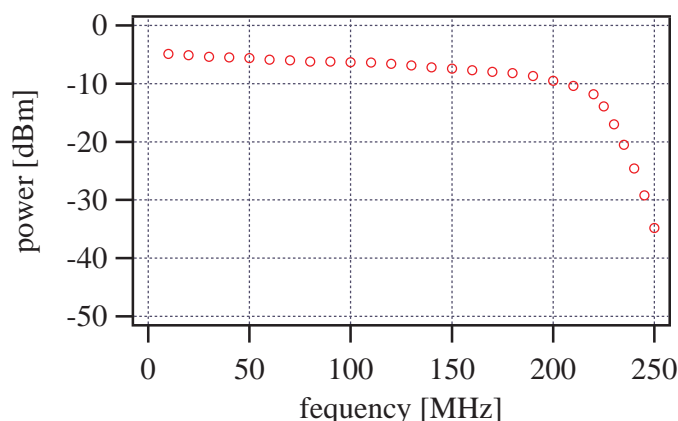


図 6.5 AD9958 の出力振幅の周波数依存性。RBW (Resolution Band Width) を 3kHz に設定したスペクトラムアナライザーで測定。

る。クロック周波数が 500MHz であるので標本化定理より 250MHz までしか出力できないわけであるが、実際にはより低い周波数から信号が乱れていることが分かる。このように周波数によって振幅が変化するので振幅を精密に制御する必要があるような実験の場合には注意が必要である。

6.2 Lab VIEW による DDS の制御

実験機器の制御においてよく用いられるプログラミング言語 Lab VIEW を用いて AD9958 を制御する方法について述べる。市販のファンクションジェネレーターは DDS と PLL (Phase Lock Loop) を組み合わせたものが主流であり、周波数をスイープしたいときに周波数の更新に 10ms 以上時間がかかることがある。今回作成したシステムではそれよりも 3 ケタ速い $10\mu\text{s}$ 以下の時間で周波数を更新することができる。この節では AD9958 のシリアル通信と Lab VIEW プログラムの概要について述べる。

6.2.1 AD9958 のシリアル制御系

AD9958 のシリアル通信の最大速度は 200MHz であり、5ns ごとに 1-bit を送ることができる*2。1 回の周波数更新に 200bits 程度必要 (2 チャンネル分) なので $1\mu\text{s}$ 程度で周波数が更新できるのであるが、今回は Lab VIEW 側の通信速度が 50MHz に制限されているので更新時間は $4\mu\text{s}$ 程度となる。また、AD9958 には様々な動作モードが用意されているが、今回はその中でも最も基本的な SINGLE-TONE MODE を用いることにする。SINGLE-TONE MODE は DDS の電源を入れた時のデフォルトモードであり、DDS の 2 つの出力チャンネルからそれぞれ正弦波が出力されるものである。

シリアル通信に用いる信号

シリアル通信とは 1 度に 1bit ずつ逐次的にデータを送って通信を行う方法である。AD9958 のシリアル通信には以下の 3 つの信号が必要である。

シリアルデータ (SDIO) DDS への命令をビットの列によって表現したもの。これを 1bit ずつ逐次的に DDS に送る。

シリアルクロック (SCLK) シリアルデータをやり取りする際に同期をとるために用いる。この信号が立ち上がった時の SDIO の値を DDS は読み込む。

周波数更新信号 (FUD) この信号が立ちあがったときに送信したシリアルデータが反映されて周波数が更新される。

シリアル通信のデータはまずバッファメモリに蓄えられる。この段階ではまだ DDS の出力にシリアルデータは反映されない。シリアルデータを反映したいタイミングで FUD を立ち上げる (low から high にする) とバッファメモリからレジスタメモリにデータが

*2 これはデフォルトの single bit serial 2-wire mode を用いた場合である。4-bit serial mode を用いるとさらに高速な 800Mbps でシリアル通信が行える。

移り、DDS の出力に反映されるようになる。上記の信号以外にもチップセレクトや I/O リセットなどがあるが、本質的ではないのでこれらに関する説明は省く。

シリアルデータ送信の例

シリアルデータの例として 01101 という信号を考えてみる。左端のビットを最上位ビット (Most Significant Bit, MSB) と呼び、右端のビットを最下位ビット (Least Significant Bit, LSB) と呼ぶ。この例の場合、MSB は 0 で LSB は 1 である。シリアル通信では MSB と LSB のどちらから先に送るかを決めておかなければならない。AD9958 のデフォルトでは MSB から送ることになっているので、今後は MSB から送る場合について考えていく*3。実際に 01101 というシリアルデータを送りたいのであれば、図 6.6 のようにすればよい。SDIO の値は SCLK の立ち上がりで AD9958 のバッファメモリに読

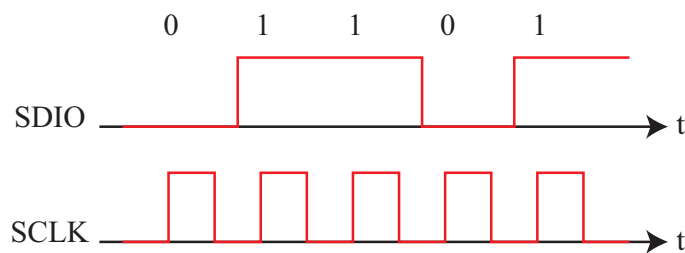


図 6.6 シリアルデータの例。01101 というデータを MSB から順に送っている。データはクロックの立ち上がりで読み込まれる。

み込まれる。シリアル通信の速度はシリアルクロックの周波数で決まるが、AD9958 は 200MHz までのシリアルクロックを用いることができる。

シリアルデータの構造

DDS の動作はレジスターメモリの値によって決定されており、レジスターメモリのアドレスには DDS の各パラメーターや動作モードが対応している。つまり、変更したいパラメーター (例えば周波数) に対応するレジスターのアドレスに適切な値を入力することで、DDS の出力周波数を変更することができる。AD9958 のレジスターマップ (レジスターの各アドレスが何に対応しているかを示した表) はデータシートに載っているのもので、そちらを参照されたい [47]。

AD9958 のシリアルデータには (1) レジスタのアドレス、(2) 指定したアドレスに書き込みたい値、の 2 つの情報が必要である。まず最初に書き込みたいレジスターのアドレスを表 6.1 に示すような 8bits のシリアルデータで指定する。MSB の値でレジスター

*3 LSB から送るように変更することもできる。

表 6.1 レジスタアドレス指定のためのシリアルデータの構造

MSB (bit-7)	bit-6	bit-5	bit-4	bit-3	bit2	bit-1	LSB (bit-0)
R/W	X	A5	A4	A3	A2	A1	A0

の値を書き込むか、読み出すかを定めることができる。MSB (R/W) の値が0の時指定されたアドレスに書き込みを行い、1のとき指定されたアドレスに入っている値を読み出す。今回は値を書き込むことしかしないので、MSBの値は常に0になっている。その後のbit-5, 4, 3, 2, 1, 0の値でアドレスを指定する。例えば、アドレス4(001000)に書き込みを行いたいのであれば00001000と送信すればよい(Xはどんな値でもよい)。

次に、指定したアドレスに書き込みたいデータを送信する。このデータの長さは指定したアドレスごとに決まっていて、例えば周波数であれば32bitsのデータを送る必要がある。DDSの周波数を f_{DDS} に設定するには、式(6.1)を変形してFTWを

$$\text{FTW} = 2^{32} \cdot \frac{f_{\text{DDS}}}{f_{\text{clock}}} \quad (6.3)$$

によって計算して2進数に直してMSBから送ればよい。仮にクロック周波数が500MHzのとき、125MHzの周波数に設定したいのであればFTWの値を 2^{30} にすればよい。シリアルデータとしては、01000000 00000000 00000000 00000000になる。振幅(ASF)も同様である。

2つのチャンネルの独立制御

AD9958には独立した2つの出力チャンネルがある。しかしFTWやASFを設定するレジスタアドレスは1つしか用意されていない。したがって、デフォルトではFTWなどを変更すると2つのチャンネルが同時に変更されてしまう。AD9958には2つのチャンネルを独立に制御するために、チャンネルイネーブルビットが用意されている。アドレス0のbit-6,7がそれぞれチャンネル0, 1のイネーブルビットになっており、1でイネーブル、0でディスエーブルとなる。ディスエーブル状態ではレジスタの値の変更を受け付けず、変更前の周波数・振幅で出力し続ける。

AD9958のシリアル通信の Protokol

AD9958の2つのチャンネルで周波数と振幅を独立に制御するためには以下のようなプロトコルでシリアルデータを送信すればよい。

1. チャンネル0をイネーブル、チャンネル1をディスエーブルにする。
2. 周波数、振幅を変更。

3. チャンネル0をディスエーブル、チャンネル1をイネーブルにする。
4. 周波数、振幅を変更。
- 5.

また、表 6.2 に今回よく用いたシリアルデータの値を示す。これらのシリアルデータを先

表 6.2 今回用いるシリアルデータ

	アドレス指定	書き込む値
チャンネル0のみイネーブル	00000000	01000000
チャンネル1のみイネーブル	00000000	10000000
周波数書き込み	00000100	FTW(32bits)
振幅書き込み	00000110	00000000 000100 ASF(10bits)

ほど示したプロトコルで順次送ることにより、DDS のシリアル制御ができる。

6.3 蒸発冷却用周波数制御システム

DDS を用いた周波数制御システムのデモンストレーションとして、磁場トラップ中の Rb 原子の蒸発冷却を行う。通常のレーザー冷却（磁気光学トラップ（MOT）や偏光勾配冷却（PGC））では光による散乱のために、 $100\mu\text{K}$ 程度が冷却限界となる。しかし Rb 原子気体がボース凝縮を起こすには 100nK 程度まで冷却する必要がある。そこで Rb 原子気体をさらに冷却するために磁場トラップ中で蒸発冷却を行う。その際にマイクロ波（ $\sim 6.8\text{GHz}$ ）の周波数をスイープする必要があるのだが、今回そのためのシステムを DDS を用いて構築した。

6.3.1 磁場トラップ中の Rb 原子の蒸発冷却

蒸発冷却とはエネルギーの大きい粒子を選択的に取り除いて、全体として冷却するというものである。磁場トラップ中で Rb 原子を蒸発冷却する方法について簡単に説明する。

磁場トラップ

磁場トラップとは磁場とスピンの相互作用を利用して原子を空間的に閉じ込める技術である [5]。いま、 z 方向の磁場 B 中に基底状態 $|F, m_F\rangle$ の Rb 原子がいるとする。Rb 原子と磁場の相互作用エネルギー（Zeeman エネルギーという）は磁場が十分に弱い時、

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = \mu_B g_F m_F B \quad (6.4)$$

と書ける。ここで g_F は Landé の g 因子と呼ばれるもので、Rb の基底状態では $F = 2$ のとき $1/2$ 、 $F = 1$ のとき $-1/2$ である。この式から、磁場が十分に弱いときは相互作用エネルギーは磁場の強さに比例することが分かる。したがって、図 6.7 のように空間的に極小を持つような磁場分布を作り出すことで、原子に対するトラップポテンシャルを作り出すことができる*4。図??に示すように、 $|2, 2\rangle$, $|2, 1\rangle$, $|1, -1\rangle$ の状態をトラップするこ

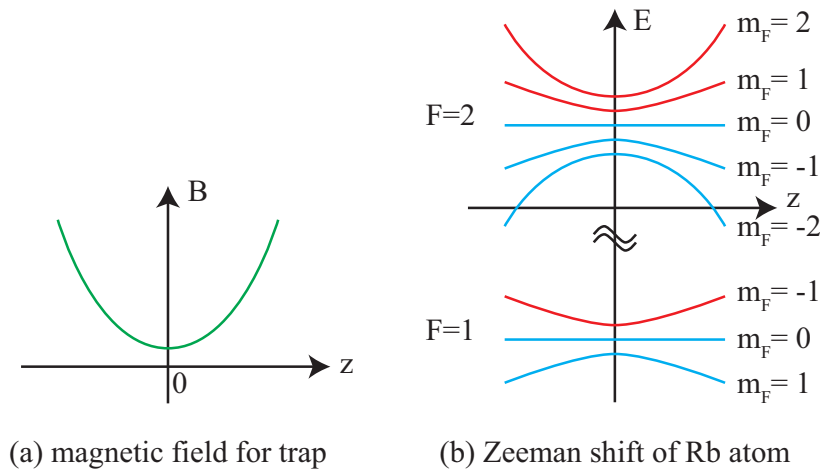


図 6.7 磁場トラップの原理。赤い線 ($|2, 2\rangle$, $|2, 1\rangle$, $|1, -1\rangle$) はトラップできる状態である。これらは基本的には電子スピンの磁場と同じ方向を向いている状態である。

とができる。今回、我々が磁場トラップ中で準備するのは $|2, 2\rangle$ 状態であるので、この状態に関して話を進めていく。

蒸発冷却

磁場トラップ中の熱平衡状態の $|2, 2\rangle$ 状態の Rb 原子について考える。熱平衡状態の気体の速度分布は Maxwell-Boltzmann 分布則に従っている。運動エネルギーの大きい原子も小さい原子も両方存在し、古典的な場合には温度と原子の平均運動エネルギーの間に $3k_B T/2 = m\langle v^2 \rangle/2$ という関係が成り立つ。

ここで、運動エネルギーが大きい原子の方がポテンシャルの外側まで到達するというこに注目する。ポテンシャルの外側にまで到達するということは、より磁場の強い領域にまで到達するということであり、大きな Zeeman shift を生じる。つまり、運動エネルギーの大きい原子は $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ への遷移周波数が大きい領域（ポテンシャルの外側）での滞在時間が長い。図 6.8 に示すように、ポテンシャルの外側の Zeeman shift が大きい原子だけが共鳴するような、 $|2, 2\rangle$ から $|1, 1\rangle$ へ遷移させるマイクロ波を入射する。すると $|1, 1\rangle$ 状態はトラップされない状態であるので、どこかへ飛んでいってしまう。つま

*4 電流のない領域で磁場の極大点を作り出すことは不可能である [48]。

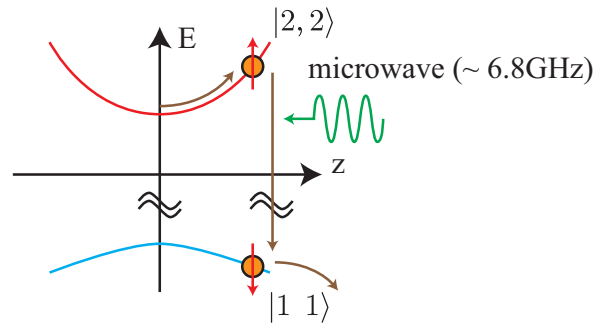


図 6.8 マイクロ波による速度選択的スピントリップ。

り、運動エネルギーの大きい原子だけが選択的に取り除かれることになる。

運動エネルギーの大きな原子が取り除かれた直後、原子気体の運動エネルギー分布は図 6.9 (a) の斜線部を取り除いたような形になっている。その後、原子気体は熱平衡化して

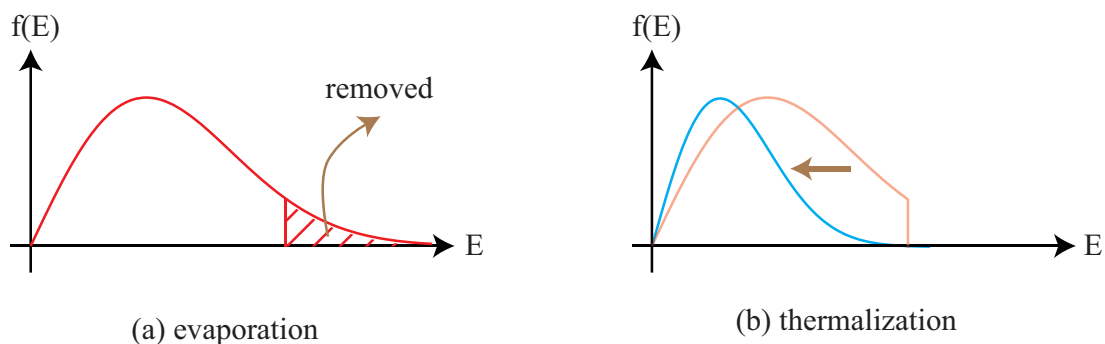


図 6.9 原子の蒸発と熱平衡化。

また Maxwell-Boltzmann 分布になる。このとき、運動エネルギーの大きな原子が取り除かれた結果、以前のものより平均のエネルギーが小さくなり、温度が下がった状態になる。そして、マイクロ波の周波数を少し小さくしていくとまた、運動エネルギーの大きな原子が取り除かれ、温度が下がる。この繰り返しのよって原子気体の温度を極低温にまで持っていくことができる。このことから分かるように、蒸発冷却を行うためにはマイクロ波周波数のスイープが必須の技術となっている。

6.3.2 システムの概要

図 6.10 に Rb 原子の蒸発冷却用マイクロ波の周波数スイープシステムの概要を示す。ファンクションジェネレーターによって、6.8GHz の正弦波を生成する。その信号と DDS からの信号をミキサーによって掛け合わせ、蒸発冷却用のマイクロ波を作り出す。10W のアンプで増幅し、アンテナによって放出する。サーキュレーターはアンテナからの反射

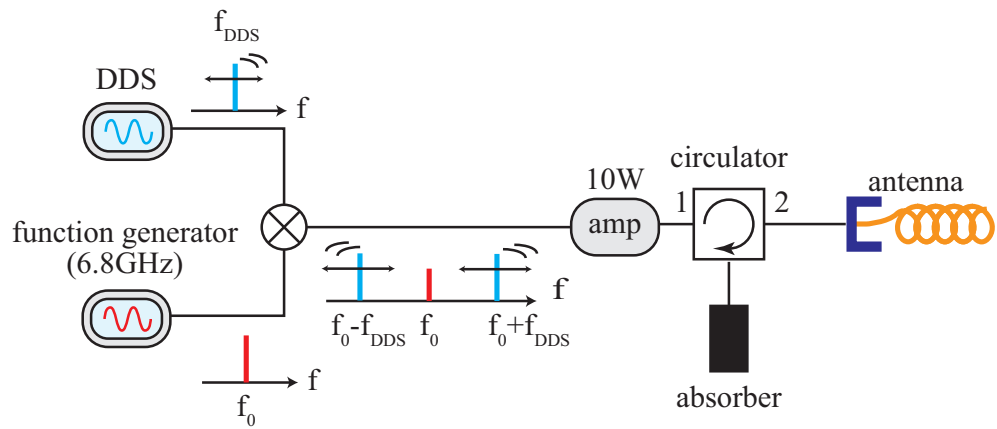


図 6.10 Rb 原子の蒸発冷却用周波数スイープシステムの概要。

をアッテネーターに送って吸収させるために用いている。

6.3.3 DDS を用いた蒸発冷却の実験結果

図 6.11 に蒸発冷却の結果を示す。原子数 4×10^5 個の Rb BEC の生成に成功した。

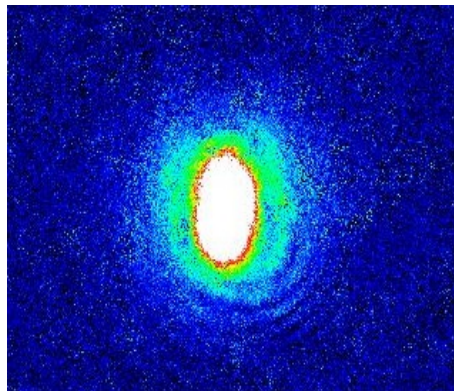


図 6.11 Rb BEC

第7章

まとめと今後の展望

7.1 本研究のまとめ

今回の研究では電場や振動電磁波を用いて極性分子を制御するための基礎技術を開発した。今回研究したことは大きく分けて、マイクロ波関係のものと静電場関係のものに分かれる。

第3章では Rb 原子の Stark 分光に基づく電場の評価法を確立した。この実験において、ガラスセルの外側の電極を用いて期待通りの電場を印加することができることを示した。さらに、帯電などによる電場の遮蔽はあってもほぼ無視できる程度の長い時定数で生じることを示した。この実験を通じて、電場によってガラス表面から原子が剥離するという現象を発見したが、そのメカニズムに関しては現在考察中である。

第4章では極低温極性分子を生成するための装置に電極をインストールした。光のアクセスと電場の均一性を両立するために AR コート付きの ITO 透明電極を用いた。また、装置への放電を防ぐためには電極との間にプラスチックのフィルムを挟むことが有効であることを示した。最後に極低温の Rb 原子を用いて電場の不均一性を測定した。

第5章ではヘリカルアンテナを用いて効率よくマイクロ波を生成できることを示した。マイクロ波を効率よく生成することと同時に、マイクロ波の周波数を精密に制御する技術も不可欠である。第6章では DDS と Lab VIEW を用いて周波数制御システムを作成した。このシステムを用いての Rb 原子の蒸発冷却に成功し、システムの有効性を示すことができた。

参考文献

- [1] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin, **Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure**, Phys Rev. Lett., **55**, 48 (1985)
- [2] John V. Prodan, William D. Phillips, and Harold Metcalf, **Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam**, Phys. Rev. Lett., **49**, 1149 (1982)
- [3] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard, **Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure**, Phys. Rev. Lett., **59**, 2631 (1987)
- [4] Alan L. Migdall, John V. Prodan, and William D. Phillips, **First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms**, Phys. Rev. Lett., **54**, 2596 (1985)
- [5] Harald F. Hess, **Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen**, Phys. Rev. B, **34**, 3476 (1986)
- [6] Naoto Masuhara, John M. Doyle, Jon C. Sandberg, Daniel Kleppner, and Thomas J. Greytak, **Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen**, Phys. Rev. Lett., **61**, 935 (1988)
- [7] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, **Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor**, Science, **269**, 198 (1995)
- [8] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, **Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms**, **75**, 3969 (1995)
- [9] Abraham Pais, **Subtle Is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein**, Oxford University Press (1983)
- [10] 田崎晴明, **統計力学 2 (新物理学シリーズ 38)**, 培風館 (2008)
- [11] W. Ketterle, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn, **Making, probing and un-**

-
- derstanding **Bose-Einstein condensates**, arXiv, 9904034 (1999)
- [12] Anthony J. Leggett, **Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts**, Rev. Mod. Phys., **73**, 307 (2001)
- [13] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, Wilhelm Zwerger, **Many-body physics with ultracold gases**, Rev. Mod. Phys., **80**, 885 (2008)
- [14] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, **Observation of Interference Between Two Bose Condensates**, Science, **275**, 637 (1997)
- [15] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, **Vortices in a Bose-Einstein Condensate**, Phys. Rev. Lett., **83**, 2498 (1999)
- [16] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, **Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions**, Phys. Rev. Lett., **75**, 1687 (1995)
- [17] Dale G. Fried, Thomas C. Killian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C. Moss, Daniel Kleppner, and Thomas J. Greytak, **Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen**, Phys. Rev. Lett., **81**, 3811 (1998)
- [18] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, **Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions**, Phys. Rev. Lett., **85**, 1795 (2000)
- [19] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, **A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms**, Science, **292**, 461 (2001)
- [20] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, **Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling**, Science, **294**, 1320 (2001)
- [21] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nagerl, Rudolf Grimm, **Bose-Einstein Condensation of Cesium**, Science, **299**, 232 (2003)
- [22] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, **Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms**, Phys. Rev. Lett., **91**, 040404 (2003)
- [23] Axel Griesmaier, Jorg Werner, Sven Hensler, Jurgen Stuhler, and Tilman Pfau, **Bose-Einstein Condensation of Chromium**, Phys. Rev. Lett., **94**, 160401 (2005)
- [24] Takeshi Fukuhara, Seiji Sugawa, and Yoshiro Takahashi, **Bose-Einstein con-**

- densation of an ytterbium isotope**, Phys. Rev. A, **76**, 051604 (2007)
- [25] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno, **^{39}K Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions**, Phys. Rev. Lett., **99**, 010403 (2007)
- [26] Sebastian Kraft, Felix Vogt, Oliver Appel, Fritz Riehle, and Uwe Sterr, **Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms: ^{40}Ca** , Phys. Rev. Lett., **103**, 130401 (2009)
- [27] S. Stellmer, M. Khoon Tey, B. Huang, R. Grimm, F. Schreck, **Bose-Einstein Condensation of Strontium**, Phys. Rev. Lett., **103**, 200401 (2009)
- [28] Herman Feshbach, **Unified theory of nuclear reactions. 2.**, Ann. Phys., **19**, 287 (1962)
- [29] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, W. Ketterle, **Observation of Feshbach resonances in a Bose - Einstein condensate**, Nature, **392**, 151 (1998)
- [30] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hänsch, Immanuel Bloch, **Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms**, Nature, **415**, 39 (2002)
- [31] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, **Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs**, **92**, 040403 (2004)
- [32] L. D. Carr, D. DeMille, R. Krems, and J. Ye, **Cold and Ultracold Molecules - Science, Technology, and Applications**, New. J. Phys., **11**, 055049 (2009)
- [33] G. E. Astrakharchik, Yu. E. Lozovik, **Super-Tonks-Girardeau regime in trapped one-dimensional dipolar gases**, Phys. Rev. A, **77**, 013404 (2008)
- [34] M. A. Baranov, **Theoretical progress in many-body physics with ultracold dipolar gases**, Physics Report, **464**, 71 (2008)
- [35] A. Micheli, G. Pupillo, H. P. Büchler and P. Zoller, **Cold polar molecules in two-dimensional traps: Tailoring interactions with external fields for novel quantum phases**, Phys. Rev. A, **76**, 043604 (2007)
- [36] B. Capogrosso-Sansone, C. Trefzger, M. Lewenstein, P. Zoller, G. Pupillo, **Quantum Phases of Cold Polar Molecules in 2D Optical Lattices**, arXiv, 0906.2009 (2009)
- [37] D. DeMille, **Quantum Computation with Trapped Polar Molecules**, Phys. Rev. Lett., **88**, 067901 (2002)
- [38] M. G. Kozlov, L. N. Labzowsky, **Parity violation effect in diatomics**, J. Phys. B, **28**, 1933 (1995)

-
- [39] Cheng Chin, V. V. Flambaum and M. G. Kozlov, **Ultracold molecules: new probes on the variation of fundamental constants**, New J. of Phys., **11**, 055048 (2009)
- [40] J. van Veldhoven, H. L. Bethlem, and G. Meijer, **ac Electric Trap for Ground-State Molecules**, Phys. Rev. Lett., **94**, 083001 (2005)
- [41] Jonathan D. Weinstein, Robert deCarvalho, Thierry Guillet, Bretislav Friedrich, John M. Doyle, **Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures**, Nature, **395**, 148 (1998)
- [42] Jeremy M. Sage, Sunil Sainis, Thomas Bergeman, and David DeMille, **Optical Production of Ultracold Polar Molecules**, Phys. Rev. Lett., **94**, 203001 (2005)
- [43] Cheng Chin, Rudolf Grimm, Paul Julienne, Eite Tiesinga, **Feshbach Resonances in Ultracold Gases**, arXiv, 0812.1496 (2009)
- [44] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, **Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules**, Rev. of Mod. Phys., **70**, 1003 (1998)
- [45] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Péer, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye, **A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules**, Science, **322**, 231 (2008)
- [46] K. Aikawa, D. Akamatsu, J. Kobayashi, M. Ueda, T. Kishimoto and S. Inouye, **Toward the production of quantum degenerate bosonic polar molecules**, $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$, New J. of Phys., **11**, 055035 (2009)
- [47] ANALOG DEVICES 社, <http://www.analog.com/en/index.html>
- [48] W. H. Wing, **On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields**, Prog. in Quantum Electronics, **8**, 181 (1984)
- [49] Abbas Khadjavi, Allen Lurio and W. Happer, **Stark Effect in the Excited States of Rb, Cs, Cd, and Hg**, Phys. Rev., **167**, 128 (1968)
- [50] Robert W. Schmieder, **Matrix Elements of the Quadratic Stark Effect on Atoms with Hyperfine Structure**, American Journal of Physics, **40**, 297 (1972)
- [51] Daniel A. Steck, **Rubidium 87 D Line Data**, <http://steck.us/alkalidata/>
- [52] Daniel A. Steck, **Rubidium 85 D Line Data**, <http://steck.us/alkalidata/>
- [53] Robert W. Molof, Henry L. Schwartz, Thomas M. Miller, and Benjamin Bederson, **Measurements of electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms**, Phys. Rev. A, **10**, 1131 (1974)

- [54] K. E. Miller, D. Krause, Jr., and L. R. Hunter, **Precise measurement of the Stark shift of the rubidium and potassium D1 lines**, Phys. Rev. A, **49**, 5128 (1994)
- [55] C. Krenn, W. Scherf, O. Khait, M. Musso, L. Windholz, **Stark effect investigations of resonance lines of neutral potassium, rubidium, europium and gallium**, Zeitschrift für Physik D, **41**, 229 (1997)
- [56] 野田 開, **Bose-Einstein Condensates in an Optical Lattice**, 修士論文, 東京大学 (2009)
- [57] 野田 開, 新栄拓人 **^{41}K の蒸発冷却のための磁場トラップの制作**, 卒業論文, 東京大学 (2007)
- [58] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward, **Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator**, Appl. Phys. B, **31**, 97 (1983)
- [59] Christopher J. Foot, **Atomic Physics**, OXFORD UNIVERSITY PRESS
- [60] 相川清隆, **Preparation of ultracold atomic sources towards ground state polar molecules**, 修士論文, 東京大学 (2008)
- [61] Heather J. Lewandowski, **Coherences and correlations in an ultracold Bose gas**, thesis, JILA (2002)
- [62] 木下照弘, **Excel を使用した電位分布のシミュレーション (2次元静電界)**, <http://www.cs.t-kougei.ac.jp/cn/emt/laplace/index.html>
- [63] 静電気学会 [編], **新版 静電気ハンドブック**, オーム社 (1998)
- [64] F. DEYHIMI, J-L. MUNOZ, **Surface resistivity of different silylated glasses**, JOURNAL OF APPLIED ELECTROCHEMISTRY, **14**, 803(1984)
- [65] 高柳和夫, **朝倉物理学大系 11 原子分子物理学**, 朝倉書店
- [66] J. J. Sakurai, **Modern Quantum Mechanics**, Addison Wesley Longman

謝辞

本論文は東京大学大学院物理工学専攻 2009 年度の修士論文として書かれたものです。研究を進めていく上でお世話になった方々にお礼の言葉を述べることで、本論文の結びとしたいと思います。

まず最初に、修士課程の指導教員である井上慎准教授に心から感謝の意を表します。井上先生の熱心なご指導があったからこそ本論文「電磁場による極低温原子の内部状態の制御」をまとめることができました。私が卒業研究生として井上研究室に配属された 2007 年からの 3 年間、井上先生はその行動すべてで研究者のあるべき姿を私に示してくださいました。井上先生の物理の一端に触れることは、私にとってこの上ない幸せでした。私が研究や人生で悩んでいるときも、私にとって最良の道はなにか、という観点から助言をくださいました。私は井上先生と出会うことで、物理だけでなく、人としてどうあるべきかということも学ぶことができました。

電気通信大学 岸本哲夫特任准教授（元井上研究室助教）には私の研究テーマのアイデアをはじめ、実験・理論の両面で本当に丁寧に面倒を見てくださいました。1つのアイデアで2つも3つもの問題を同時に解決する能力には畏敬の念を覚えました。ご自身の研究が忙しい中、私の研究が行き詰まった時には手を貸してくださいました。また、私が精神的に苦しいときも常に励ましてくださり、大変感謝しております。

井上研究室 小林淳助教には実際に実験を行う際にきめ細かくご指導していただきました。小林助教の物理の本質をつかみ取る能力、実験に対する粘り強さには大変刺激を受けました。電場の不均一性を測定する実験を行ったときも、早朝まで付き合ってください、大変感謝しております。また、小林助教には実験装置が動作する際の様々な擬音語（コイルを「ぎゃっ!!」と立ち上げる、など）を教えてくださいました。

上田 ERATO 研究員の福原武博士とは異なる研究グループでしたが、その幅広い物理の知識をもって様々なアドバイスをくださいました。研究と研究以外の時間のメリハリの付け方は大変参考になりました。福原博士の自宅に伺った際には奥様にももてなしていただき、大変感謝しております。

博士課程の相川清隆氏は研究室のミーティングを通じて、様々な助言を与えてください

ました。相川氏の物理に対する幅広い知識や洞察力、完璧を目指す姿勢など、ただただ圧倒されるばかりでした。相川氏は私にとっての目標です。

修士課程2年の山陸芳之氏とは修士課程が始まったときからお互いに励まし合い、刺激し合う仲でした。山陸氏の粘り強さは、わたしにとって大きな励みになりました。また、学会などでの非常に楽しい思い出もありますが、それは私の心の奥底に大切にしまっておきたいと思います。

修士課程1年の大麻浩平氏の物事を徹底的に追及し、最大限の成果を目指す姿勢は非常にいい刺激になりました。同じく修士過程1年の加藤宏平氏は向上心に溢れ、氏が複雑な実験装置を1人で操っている姿を見て私も負けてられないと、刺激を受けました。お二人との様々な物理の議論や研究以外の時間を通じて、非常に楽しい時間を過ごすことができました。

学部4年の斉藤祐介氏と福岡健太氏とは学位論文執筆時期が重なっており、居室で論文を執筆している際にもお互いに励ましあってこれたと思います。お二人の卒業論文の出来は非常に素晴らしく、私も負けてられないとここまでたどり着くことができました。お二人が協力して実験を着実に進めていく姿は大変美しいものでした。また、斉藤氏は私が毎週楽しみにしている書物、通称『週刊少年ジャンプ』を買ってきてくださり、大変感謝しております。

2008年度学振研究員の赤松大輔博士とは幅広く物理の議論をさせていただきました。特に熱力学や統計力学に関しての議論は大変楽しかったです。また、赤松氏は私を様々な研究会に誘ってくださり、おかげで広い分野の方との交流を持つことができました。

2008年度に修士課程を卒業された野田開氏と林正泰氏は私が卒業研究で井上研究室に配属されたときから面倒を見てくださいました。何も分かっていなかった私に、実験器具の使い方などを一から丁寧に教えてくださいました。また、今回私が作成したLab VIEWのプログラムは野田氏が以前に GPIB 制御用に作成されたものを土台にさせていただきました。

2008年度に卒業研究生として井上研究室に配属された大島淳氏と森圭輔氏とは、一緒に研究室で過ごしたのは1年間だけでしたが、お二人のおかげで非常に楽しい時間を過ごせました。特に森氏は2008年の夏、私と一緒にヘリカルアンテナの実験を行いました。森氏の物理を徹底的に理解しようとする態度には非常に刺激を受けました。

上田マクロ量子制御プロジェクトを通じて、上田 ERATO 研究総括である東京大学 上田正仁教授、不確定性制御グループ・グループリーダーの東京工業大学 上妻幹旺准教授、強相関量子制御グループ・グループリーダーの電気通信大学特任准教授 向山敬博士にも大変お世話になりました。この御三方は上田プロジェクトのグループミーティングの際に私の稚拙な英語にも熱心に耳を傾けてくださり、鋭い質問やアドバイスをくださいました。そのおかげで、私は自分の研究についてより深く考えを巡らすことができました。特

に上妻先生には私の実験を行う上で欠かせない機器、バッファーガス入り Rb セルやマイクロ波アンプなどをお貸しくいただきました。これらの機器がなければ私の研究は成り立ちませんでした。

上田プロジェクト研究員の堀越宗一博士、上田研究室は博士課程2年の中島秀太氏、東京工業大学上妻幹旺研究室研究員の衛藤雄二郎博士、同修士課程1年の野口篤史氏とは同じ居室を用いていることもあり、物理だけでなく、様々なことを話し、とても有意義な時間を過ごすことができました。グループミーティング時の発言や、輪講のときの話は皆様それぞれ個性があり、とても興味深かったです。堀越博士の研究に対する情熱や知識、物理に対する洞察力には畏敬の念を覚えました。また、堀越博士のおかげで人を愛するとはどういうことなのかを理解することができました。中島氏はその美しい歌声で人生の真理について語ってくださいました（作詞：中島みゆき）。また、研究室のセミナーで超流動とは何か、という非常に興味深いテーマを話され、私の超流動に対する理解を深めてくださいました。衛藤博士とは研究だけでなく映画や音楽、愛とは何か、など非常に多くのことを議論することができました。衛藤博士が楽しそうに物理を話す姿に、思わず胸キュンが生じてしまいました。野口氏は上妻グループの研究内容や量子情報に関して非常に分かりやすく説明してくださいました。野口氏の物理に対する深い理解や実験に対する情熱は刺激になりました。

元上田 ERATO 上妻グループ研究員である武井宣幸博士、竹内誠博士、2008 年度東京大学工学部五神研究室博士課程卒業の稲田安寿博士にも非常にお世話になりました。御三方はそれぞれ個性あふれる物理の話をしてくださり、大変興味深かったです。また、武井博士が居室に残してくれたティファールは修士論文執筆に欠かせないものとなっています。

東京工業大学上妻研究室助教の本多和仁博士から電場実験に関して有益な助言をいただきました。大変感謝しています。

株式会社昭和真空瀧本昌行様、築瀬健介様には AR コート付き ITO 透明電極を作成していただきました。真空蒸着に関する知識のない私の無茶な要求にも快く応えてくださりました。本研究は ITO 透明電極なしでは成り立つものではありませんでした。大変感謝しております。

ここに書くことが出来なかった方々も含めて、研究を御指導、御支援くださった方々に改めてお礼を申し上げます。皆様のご恩に報いるよう、これからも精進していきたいと思う次第です。