

Technische Universität München
Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Elektrisches Speichern neutraler Atome und Moleküle

Thomas Rieger

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. H. Friedrich

Prüfer der Dissertation:

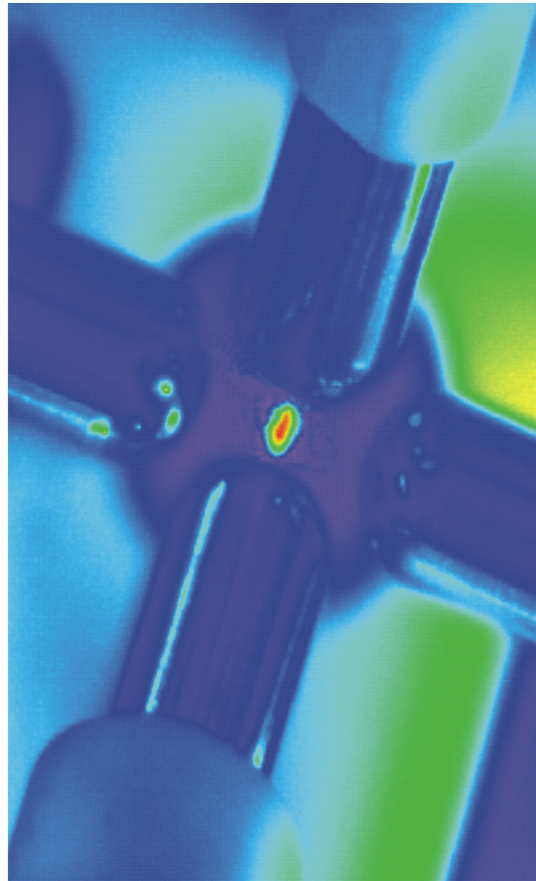
1. Hon.-Prof. Dr. G. Rempe

2. Univ.-Prof. Dr. St. Paul

Die Dissertation wurde am 21.08.07 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 13.09.07 angenommen.

Technische Universität München
Max-Planck-Institut für Quantenoptik

Elektrisches Speichern neutraler Atome und Moleküle



Thomas Rieger

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das elektrische Fangen von Molekülen und Atomen in zwei verschiedenen Experimenten untersucht. Dazu wurde zum einen eine Quelle kalter Moleküle aufgebaut und zum anderen eine dreidimensionale elektrische Falle für lasergekühlte Atome.

Das Molekülexperiment beschäftigt sich mit dem gleichzeitigen zweidimensionalen Fangen von Molekülen, die sich in einem hochfeldsuchenden oder einem niedrigfeldsuchenden Zustand befinden. Mit zeitabhängigen Feldern lässt sich für Moleküle wie ND_3 eine Falltiefe von ungefähr 20 mK erzeugen. Im Experiment werden mit Hilfe zeitlich veränderlicher elektrischer Felder langsame Moleküle mit einer longitudinalen Geschwindigkeit kleiner als 20 m/s entlang eines 50 cm langen, gebogenen Quadrupols geführt. Simulationen stehen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt jedoch auf der Realisierung einer elektrischen Falle für Atome. In diesem Experiment werden mit Hilfe zeitlich veränderlicher elektrischer Felder neutrale Rubidium Atome, die sich im Grundzustand befinden, gefangen. Dazu werden drei unterschiedliche elektrostatische Feldkonfigurationen zyklisch abwechselnd erzeugt. Aufgrund der geringen Falltiefe müssen die Rubidium Atome zuerst lasergekühlt und danach in einer Magnetfalle gespeichert werden. Danach werden die magnetisch gespeicherten Atome ins Zentrum der elektrischen Falle transportiert. Die elektrische Falle für Atome besteht aus sechs zylindrischen mit Endkappen versehenen Elektroden, in einer kubischen Anordnung. Die so angeordneten Elektroden ermöglichen einen ausgezeichneten optischen Zugang. In der elektrischen Falle werden $1,7 \cdot 10^5$ Atome bei einer Dichte von $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ bis zu 360 ms bei einer Anfangstemperatur von $20 \mu\text{K}$ gespeichert. Alle experimentellen Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit analytischen Rechnungen und numerischen Simulationen.

Abstract

In this thesis electric trapping of neutral molecules and atoms is demonstrated. Two different experiments namely a source of cold molecules and a three dimensional electric trap for neutral atoms have been setup.

In the molecule experiment simultaneous two-dimensional trapping of neutral dipolar molecules in low- and high-field seeking states is analyzed. A trapping potential on the order of 20 mK can be produced for molecules such as ND_3 with time-dependent electric fields. The analysis is in agreement with an experiment where slow molecules with longitudinal velocities of the order of 20 m/s are guided between four 50 cm long rods driven by an alternating electric potential at a frequency of a few kHz.

In addition we have trapped neutral rubidium atoms in a macroscopic trap based on purely electric fields. For this, three electrostatic field configurations are altered in a periodic manner. The rubidium is precooled in a magneto-optical trap, transferred into a magnetic trap and then translated into the electric trap. The electric trap consists of six rod-shaped electrodes in cubic arrangement, giving ample optical access. From a magnetically trapped ensemble we trapped up to $1,7 \cdot 10^5$ atoms at a density of $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ for 360 ms with an initial temperature of around $20 \mu\text{K}$ in the three-phase electric trap. The observations are in good agreement with analytic calculations and detailed numerical simulations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Allgemeine Einführung	1
1.2	Motivation	1
1.3	Erzeugung kalter Moleküle	2
1.4	Fallen für Atome und Moleküle	4
1.4.1	Elektrische Fallen für Atome	5
1.4.2	Elektrische Fallen für Moleküle	5
1.5	Experimente der Rempe Gruppe	6
2	Führen in elektrischen Wechselfeldern	8
2.1	Einführung	8
2.2	Earnshaw-Theorem	8
2.2.1	Einführung	8
2.2.2	Geladene Teilchen	9
2.2.3	Neutrale Teilchen mit quadratischer Starkverschiebung	10
2.2.4	Neutrale Teilchen mit linearer Starkverschiebung	10
2.3	Überwindung des Earnshaw-Theorems	11
2.4	Stabilitätstheorie	12
2.5	Vorhersagen für das Atomexperiment	14
2.6	Monte-Carlo-Simulation	15
2.6.1	Berechnung der elektrischen Felder	15
2.6.2	Atome und Moleküle in elektrischen Feldern	15
2.6.3	Trajektorien	16
2.6.4	Falltiefe	16
2.7	Unterschied zu Ionenfallen	17
3	Führen von Molekülen in zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern	18
3.1	Einführung	18
3.2	Aufbau des Molekülexperimentes	19
3.3	Ergebnisse des Molekülexperimentes	20

4 Die elektrische Falle für Atome	23
4.1 Einführung	23
4.2 Magneto-Optische-Falle	24
4.2.1 Einführung	24
4.2.2 Lasersystem	24
4.2.3 Atomquelle	26
4.2.4 LIAD	27
4.2.5 Kompression der MOT	28
4.2.6 Zusammenfassung der MOT-Parameter	28
4.3 Polarisationsgradientenkühlen	28
4.4 Optisches Pumpen	28
4.5 Magnetisches Speichern	29
4.6 Der magnetische Transport	30
4.7 Die elektrische Falle	31
4.7.1 Elektrodenkonfiguration	31
4.7.2 Hochspannungsschalter	32
4.7.3 Hochspannungskonditionierung	34
4.8 Überlapp von elektrischer und magnetischer Falle	34
4.9 Experimentelle Methoden	35
4.9.1 Absorptionsabbildung	35
4.9.2 Temperaturmessung	37
4.10 Vakuumsystem	38
4.11 Experiment Steuerung	39
5 Ergebnisse der elektrischen Falle für Atome	40
5.1 Atome in der elektrischen Falle	40
5.2 Optimale Frequenz	41
5.3 Lebensdauer	42
5.4 Begrenzung der Lebensdauer	43
5.5 Atomzahl in Abhängigkeit der Spannung	45
5.6 Zeitaufgelöste Untersuchung	46
6 Zusammenfassung und Ausblick	49
A Resonanzen bei 20 ms	51
B Eigenschaften von ^{85}Rb	52
C Steuerelektronik für den IGBT	53
D Sequenz	54

Literaturverzeichnis	55
Abbildungs- und Tabellenverzeichnisse	62
Veröffentlichungen	65
Danksagung	66

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Allgemeine Einführung

Die Fähigkeit ultrakalte Atome zu erzeugen und diese zu speichern hat in den letzten zwei Jahrzehnten herausragende physikalische Einsichten in die Eigenschaften und Wechselwirkungen von Atomen ermöglicht. Stellvertretend für diese Experimente sei hier nur die Erzeugung des ersten Bose-Einstein-Kondensates im Jahre 1995 [1] erwähnt. Die erzielten Erfolge in der Atomphysik legen es nahe, ähnliche Experimente mit Molekülen vorzunehmen. So entstand in den letzten Jahren eine Vielzahl von Vorschlägen für Experimente die von kalten Molekülen profitieren würden. Die Motivation für einige dieser Experimente wird im nächsten Abschnitt 1.2 vorgenommen. Voraussetzung für alle diese Experimente ist zunächst die Erzeugung und Speicherung kalter Moleküle. Aufgrund der komplexen internen Struktur der Moleküle lassen sich diese nicht ohne weiteres wie Atome mit Hilfe von Laserstrahlen kühlen. Deshalb wurden in den letzten Jahren eine Vielzahl alternativer Methoden experimentell untersucht, um kalte Moleküle zu erzeugen (siehe Abschnitt. 1.3). Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment entwickelt und aufgebaut, das mit Hilfe elektrischer Felder und der Ausnützung des Stark-Effektes in der Lage ist, einen Strahl kalter dipolarer Moleküle zu erzeugen (siehe Kapitel 3). In einem zweiten Experiment wurde diese Technik auf lasergekühlte Atome angewandt (siehe Kapitel 4). Damit gelang es Atome dreidimensional elektrisch zu speichern. In einem zukünftigen Experiment könnten beide Apparaturen vereinigt werden, um die kalten Moleküle mit Hilfe der ultrakalten Atome sympathetisch zu kühlen.

1.2 Motivation

Im folgende Abschnitt soll nun eine Motivation für die Erzeugung kalter Moleküle gegeben werden. Allgemein würde z.B. die **hochauflösende Spektroskopie** von kalten Molekülquellen profitieren. Die Auflösung in einer spektroskopischen Messung ist begrenzt durch die Zeitdauer, in der die Moleküle mit dem Strahlungsfeld wechselwirken. Die Zeitdauer t der Wechselwirkung hängt von der Größe der Wechselwirkungsregion z.B. eines Mikrowellen-Resonators, bzw. der Geschwindigkeit mit der die Teilchen den Resonator durchfliegen, ab. Die Fouriertransformation des zeitlichen Verlaufs der Strahlung bestimmt die spektrale Auflösung $\Delta f = 1/(2\Delta t)$. Durch eine Quelle kalter Moleküle und einer damit verbundenen niedrigen Geschwindigkeit kann die Wechselwirkungszeit Δt verlängert und damit die spektrale Auflösung erhöht werden. Von dieser hochauflösenden Spektroskopie an Molekülen würden einige der nun im folgenden dargestellten Experimente profitieren.

Seit der experimentellen Entdeckung der Verletzung der Paritätssymmetrie im β -Zerfall an

^{60}Co durch das berühmte Wu-Experiment [2] wurde versucht auch in anderen Systemen Verletzungen diskreter Symmetrien festzustellen. Zum Beispiel könnte durch die Messung des **Elektron-Dipolmoments** (EDM) die Verletzung der T-Symmetrie nachgewiesen werden. Das Standardmodell der Physik sagt ein EDM von weniger als 10^{-38} e cm voraus. Dies ist weitaus kleiner, als alle im Moment erreichbaren Messmethoden zu bestimmen in der Lage sind. Jedoch gibt es einige Theorien wie z.B. die Supersymmetrie die Werte vorhersagen die weit über die des Standardmodells hinausgehen. Diese Werte liegen jedoch im Bereich des experimentell Realisierbaren ($10^{-26} - 10^{-28}$ e cm). Die besten Messungen des EDM's wurden von Regan et al. [3] an atomaren Thallium vorgenommen. Experimente mit Molekülen sollten allerdings eine um mehrere Größenordnungen bessere Genauigkeit liefern [4]. Deshalb werden in einigen Gruppen Versuche zur Bestimmung des EDM mit dipolaren Molekülen wie YbF [5] und PbO [6] vorgenommen. Die an diese Molekülen vorgenommene hochauflösende Spektroskopie könnte um Größenordnungen verbessert werden, gäbe es Quellen für kalte YbF oder PbO Moleküle. Deshalb beschäftigen sich diese Gruppen ebenfalls mit dem Aufbau kalter Molekülquellen [7, 8]. Neben den Experimenten zu Verletzung der T-Symmetrie gibt es Experimente die versuchen, die in chiralen Molekülen durch die schwache Wechselwirkung induzierte Paritäts-Verletzung nachzuweisen [9]. Dabei wird der Frequenzunterschied in den Spektren der links- und rechtshändigen Variante eines chiralen Moleküls gesucht. Auch für diese Experimente gilt, daß sie von kalten Molekülen profitieren würden.

Neben der Spektroskopie entstanden eine Vielzahl von Proposals, die Experimente aus dem Gebiet der **kalten Chemie** [10, 11, 12, 13, 14] vorschlagen. Theoretische Berechnungen zeigen, daß durch die lange Zeitdauer der Stöße bei kalten Molekülen Tunnelprozesse auftreten, die Reaktionen möglich machen, obwohl es abstoßende Potentiale zwischen der Reaktionspartner gibt. Diese Art von chemischen Reaktionen wurden bis heute noch nie beobachtet. Deshalb würde sich hier ein völlig neues Feld eröffnen.

Es gibt auch Ideen, kalte dipolare Moleküle als Quantum-Bits in einem **Quantencomputer** [15, 16] zu verwenden. Dazu werden die dipolaren Moleküle in einem elektrischen Feld orientiert (parallel oder antiparallel). Dabei sollte es möglich sein, die in einer eindimensionalen Falle gehaltenen Moleküle einzeln zu adressieren. Die Bits sind mit Hilfe der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung gekoppelt. Aus diesem Grund beruht dieses Proposal besonders auf dem Vorhandensein kalter dipolarer Moleküle.

Wie zu Beginn erwähnt löste die Realisierung eines atomaren **Bose-Einstein-Kondensates** (BEC) den Wunsch aus, dieses auch mit Molekülen zu erreichen. Besonderes Interesse gilt dabei wiederum den dipolaren Molekülen, da sie aufgrund der langreichweitigen Dipol-Dipol Wechselwirkung [17, 18] ein stark von der Fallengeometrie beeinflusstes Verhalten zeigen sollten. Die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten aus unpolaren Molekülen ist bereits in mehreren Gruppen gelungen [19, 20]. Die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates aus natürlich vorkommenden Molekülen bleibt jedoch immer noch eine große Herausforderung.

1.3 Erzeugung kalter Moleküle

Um die im vorigen Abschnitt dargestellten physikalischen Fragen zu beantworten müssen zunächst kalte Moleküle erzeugt werden. Aufgrund der komplexen internen Struktur der Moleküle ist dies nicht mit Hilfe von **Laserkühlung** zu erreichen. Betrachtet man die Laserkühlung von Atomen so findet dort die gerichtete Absorption eines Photons und dessen statistisch über alle Raumwinkel verteilte Emission statt. Um relevante Kühlkräfte durch den Impulsübertrag der Photonen zu erreichen muß dieser mehrmals wiederholt werden. Voraussetzung für die Wiederholung ist das Vorhandensein eines so genannten geschlossenen Übergangs. Das Atom muß sich nach einem Zyklus der Absorption und Emission wieder im selben Grundzustand befinden. Selbst in Ato-

men ist dies nicht immer vollständig möglich, da es z.B. im Fall der Alkalimetalle immer zwei zu besetzende Grundzustandsniveaus gibt. Dieses Problem kann bei Alkaliatomen leicht durch die Verwendung eines Rückpumpers umgangen werden. Der Rückpumper verhindert eine Besetzung des unerwünschten Zustandes und damit eine Unterbrechung des Kühlkreislaufes. Hier beginnt nun das Problem der Laserkühlung von Molekülen. Moleküle haben zu viele dicht beieinander liegende Zustände und damit keine Möglichkeit einen geschlossenen Übergang zu treiben. Obwohl Vorschläge für die Laserkühlung von Molekülen [21, 22] gemacht wurden konnte bis zum heutigen Tag noch niemand davon berichten. Aus diesem Grund entwickelten sich in den letzten Jahren eine Vielzahl von alternativen Methoden kalte Moleküle zu erzeugen.

Da die direkte Laserkühlung von Molekülen nicht möglich ist, entstanden zwei verschiedene Verfahren, um erst Atome abzukühlen und danach aus den kalten Atomen Moleküle zu formen. Das ältere Verfahren von beiden ist die **Photoassoziation**, die erstmals 1995 in der Lage war kalte Moleküle zu erzeugen [23]. In späteren Experimenten konnten diese Moleküle dann auch gespeichert werden [24]. Durch die Photoassoziation der Moleküle befanden sich diese aber in einem hochangeregten Schwingungszustand. Im Jahre 2005 gelang es erstmals in der Gruppe von David DeMille photoassoziierte RbCs Moleküle in den Schwingungsgrundzustand zu bringen [25].

Parallel zur Photoassoziation hat sich in den letzten Jahren eine Methode entwickelt mit Hilfe von magnetisch induzierten **Feshbach-Resonanzen** Moleküle aus einem BEC von Atomen herzustellen [26]. In Arbeitsgruppen, die sich mit der Erzeugung von entarteten Fermigasen beschäftigen, ist es sogar gelungen molekulare Bose-Einstein-Kondensate herzustellen [27]. In der Gruppe von Wolfgang Ketterle konnte damit der Übergang von einem BEC aus Molekülen zur BCS-Superfluidität von schwach gebundenen Fermionenpaaren nachgewiesen werden [28].

Neben diesen auf der Laserkühlung von Atomen basierenden Methoden Moleküle herzustellen gibt es auch eine Vielzahl von Verfahren, die vollständig auf Laser verzichten um kalte Moleküle zu erzeugen.

Den Startschuß für diese Projekte lieferte 1998 die Gruppe von John Doyle. Dort gelang es CaH in einer Atmosphäre von kaltem Helium zu kühlen und danach die Moleküle in einer Magnetischen Falle zu speichern [29]. Dieses so genannte **Helium-Puffergaskühlen** hat den Nachteil, daß durch den hohen Partialdruck des Heliums die Lebensdauer der Moleküle sehr begrenzt ist. Die Lebensdauer der gespeicherten Moleküle betrug in diesem Experiment 0.5 s und ist damit zu gering um evaporatives Kühlen durchzuführen. Deshalb wurde in weiterführenden Experimente versucht das Helium zu entfernen oder die kalten Moleküle aus der Zelle mit dem Helium zu extrahieren [7].

Ein weiteres Verfahren kalte Moleküle zu erzeugen ist die **Überschall-Expansion** eines Gases aus einer Düse [30]. Dazu wird ein Gas auf mehrere hundert bar komprimiert und ins Vakuum expandiert. Durch die Expansion der Moleküle entsteht ein Strahl von Molekülen mit einer sehr hohen mittleren Geschwindigkeit (250 - 1000 m/s). Die Verteilung der Geschwindigkeiten im Strahl ist aber sehr eng und entspricht einer Temperatur von nur 1 K. Durch die Stöße der Moleküle untereinander in der Düse werden die Temperaturen der internen Freiheitsgrade erniedrigt. Sie liegen für die Rotation bei ungefähr 5 K und für die Schwingung bei 50 K. Das Problem dieser Methode liegt in der hohen Geschwindigkeit des Molekülstrahls relativ zum Bezugssystem des Labors. Aus diesem Grund wurden mehrere Methoden ersonnen Überschallstrahlen abzubremesen.

Die vielleicht meistbeachteten Versuche wurden in der Gruppe von Gerhard Meijer durchgeführt. Dort gelang es die aus einer Überschalldüse austretenden Moleküle mit einem **Starkabbremsen** zu verzögern [31] und sogar zu speichern [32]. Bei dieser an die Beschleunigerphysik angelehnten Technik bewegen sich polare Moleküle in einem niedrigfeldsuchenden Zustand auf elektrisch geladene Elektroden zu und werden dabei mittels des Starkeffektes abgebremst. Haben die Moleküle den durch die Elektroden gebildeten Potentialwall erklommen, schalten sich die Elektroden ab, um eine ungewollte Beschleunigung im konservativen Potentialfeld zu vermeiden. Durch eine Hintereinanderschaltung vieler Elektroden werden die Überschallstrahlen dann sukzessive abgebremst. Diese

Technik wurde im weiteren auch auf hochfeldsuchende Moleküle ausgeweitet. Die Grundlage dazu lieferte ebenfalls die Teilchenphysik mit der Methode des alternierenden Gradienten-Fokussierens [33, 34]. Diese Methode aus der Teilchenphysik wurde in den sechziger Jahren des letzten Jahrhunderts von Auerbach et al. [35] auf Moleküle übertragen und in der Gruppe von Gerard Meijer experimentell realisiert [8, 36, 37]. Die Technik des Starkabbremsers wurde in anderen Gruppen auch auf optischem Wege mit gekreuzten Dipolstrahlen [38, 39] erreicht.

Eine weitere Methode um einen Überschallstrahl abzubremesen ist die Verwendung **rotierender Düsen** [40]. Dabei wird die Überschalldüse an einem schnell rotierenden Arm befestigt. Der entgegengesetzt zur Drehrichtung entweichende Strahl besitzt dann im Bezugssystem des Labors eine niedrige Geschwindigkeit von ungefähr 70 m/s. In einer Abwandlung dieser Idee wird der aus einer feststehenden Düse austretende Überschallstrahl auf ein schnell rotierende Siliziumoberfläche geschossen [41]. Der durch Reflexion an dieser bewegten Oberfläche entstehende Strahl hat ebenfalls eine geringe Geschwindigkeit.

Ebenfalls auf Stößen beruht die Methode der **gekreuzte Atomstrahlen** [42]. Dabei werden Moleküle in einer gekreuzten Molekularstrahlapparatur mit Hilfe eines einzigen Stoßes, im Bezugssystem des Labors, zum Stillstand gebracht. In weiterführenden Experimenten wurde zusätzlich zum Stoß eine exotherme Reaktion zwischen Molekülen verwendet, um ebenfalls langsame Moleküle zu erzeugen [43].

Die in unserer Arbeitsgruppe entwickelte Idee des **Stark-Filters** stellt eine weitere Methode dar einen Strahl kalter Moleküle zu erzeugen. Die Idee des Stark-Filters besteht darin, daß kalte Moleküle nicht erzeugt werden müssen, da sie bereits vorhanden sind. Betrachtet man die Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung eines Gases bei Raumtemperatur ist das Verhältnis von Teilchen mit einer Geschwindigkeit kleiner als 30 m/s zwar nur 10^{-4} zur Gesamtzahl. In einem Molekülstrahl mit einem Fluß von 10^{14} Teilchen pro Sekunde bedeutet dies aber einen Fluß kalter Moleküle von 10^{10} Teilchen pro Sekunde. Mit Hilfe des Starkeffektes und eines gebogenen Quadrupols gelang es in unserer Gruppe kalte neutrale Moleküle auszufiltern [44]. In einem weiteren Experiment wurden mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern Moleküle geführt [45].

Abschließend ist zu bemerken, daß bis zum heutigen Tag keine der hier vorgestellten alternativen Methoden in der Lage ist, Temperaturen und Dichten zu erreichen, die es z.B. möglich machen evaporativ zu kühlen und damit mit natürlich vorkommenden Molekülen in das ultrakalte Regime ($T < 1 \mu\text{K}$) vorzustößen.

1.4 Fallen für Atome und Moleküle

Alle Fallen, die in der modernen Atomphysik benützt werden, hier ausführlich darzustellen würde mit Sicherheit den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Das Speichern von Atomen hat eine fast 70-jährige Tradition. Angefangen von den ersten Versuchen Ionen in Penning- und Paul-Fallen einzufangen, bis zur Speicherung von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern. Die Speicherung von Ionen gestaltete sich noch relativ einfach, da aufgrund der Coulombwechselwirkung diese Fallen eine sehr große Tiefe ($T > 10^4 \text{ K}$ [46]) besitzen. Erst die Entdeckung der Laserkühlung machte es dann in den 80er Jahren möglich auch Fallen mit einer im Vergleich zu Ionenfallen geringeren Fallentiefe zu laden. Für eine Übersicht über die in der Atomphysik verwendeten Fallen verweise ich auf Tabelle 1.1. Dort sind die Gruppen angegeben, in denen die Fallen entwickelt wurden, sowie deren Entstehungsjahr.

Neben der Falltiefe ist eine weitere Eigenschaft von Bedeutung. In der Atom- und Molekülphysik unterscheidet man zwischen hochfeldsuchenden und niedrigfeldsuchenden Teilchen. Teilchen, die in eine Region mit höherem elektrischen oder magnetischen Feld eindringen und dabei ihre innere Energie erhöhen (erniedrigen), nennt man Niedrigfeldsucher (Hochfeldsucher). Im Termschema haben Niedrigfeldsucher eine positive Steigung; folglich haben Hochfeldsucher eine negative. Die Fähigkeit in einer Falle hochfeldsuchende Teilchen zu speichern ist deshalb von Bedeutung, weil Atome und Moleküle im absoluten Grundzustand immer Hochfeldsucher sind. Dies erklärt die besondere Bedeutung von Fallen die in der Lage sind Hochfeldsucher zu speichern.

Art	Teilchen	Ref.	Gruppe	Jahr
Penning	Ion	[47]	F.M. Penning	1936
Paulfalle	Ion	[48]	W. Paul	1954
Magnetfalle	neutral	[49]	J. Metcalf	1985
Dipolfalle	neutral	[50]	A. Cable	1986
MOT	neutral	[51]	D.E. Prichard	1987
Elektrische Falle	neutral	[52]	H. Katori	2006

Tabelle 1.1: *Fallen, die in der Atomphysik zum Speichern von Atomen verwendet werden und die Gruppen, in denen die erste Realisierung stattgefunden hat.*

1.4.1 Elektrische Fallen für Atome

Die ersten Vorschläge zum elektrischen Speichern von Atomen wurden Anfang der neunziger Jahre des letzten Jahrhunderts von F. Shimizu und M. Morinaga gemacht [53, 54]. In dieser Veröffentlichung wird ein Elektrodensystem vorgeschlagen, das aus 3 Elektrodenpaaren in einer kubischen Anordnung besteht. Jedes Elektrodenpaar hat dabei entgegengesetzte Polarität. Um nun hochfeldsuchende Atome mit elektrischen Feldern zu fangen werden die Elektrodenpaare zyklisch, ähnlich einer Ionenfalle, mit elektrischen Spannungen versorgt. Die dabei erzeugten zeitlich veränderlichen elektrischen Felder erlauben es unter der Ausnützung des Stark-Effektes neutrale Atome zu fangen. Die erste Realisierung einer elektrischen Falle für Atome gelang in der Gruppe von H. Katori [55, 52] im Jahr 2006. Die dabei verwendeten Strontium Atome wurden in einer mikrostrukturierten Falle für 80 ms gespeichert. Aufgrund der Größe der Falle von $100 \mu\text{m}$ konnten nur 10^2 Atome gespeichert werden. Diese Falle eignet sich also nicht, um mit ihr Moleküle sympathetisch zu kühlen. Für diese Gruppe stellt dies aber auch kein Problem dar, da die Chip-Falle für Präzisionsmessungen gedacht ist. Kurz vor Vollendung dieser Arbeit konnte ebenfalls die Gruppe von Gerard Meijer über das erfolgreiche dreidimensionale Fangen von Rb Atomen in einer elektrischen Falle berichten [56].

1.4.2 Elektrische Fallen für Moleküle

Zeitlich gesehen gelang die elektrische dreidimensionale Speicherung von Molekülen vor der von Atomen. Der erste erfolgreiche Versuch niedrigfeldsuchende Moleküle elektrisch zu fangen gelang der Gruppe von Gerhard Meijer [32] im Jahr 2000. Mit Hilfe eines Starkabbremsers gelang es der Gruppe Ammoniak Moleküle abzubremsen und in einer Falle zu speichern. Dabei wurden die Moleküle bei einer Dichte von 10^6cm^{-3} für 240 ms in statischen elektrischen Feldern gefangen. Zwei Jahre später gelang es derselben Gruppe hochfeldsuchende Moleküle in zeitlich veränderlichen Feldern zu speichern [57, 58]. Die Anzahl der gespeicherten Moleküle betrug 10^4 nach einer Speicherzeit von 72 ms. Die dabei verwendeten Elektrodengeometrien gehen auf die Arbeit von Ekkehard Peik zurück [59]. Kurz vor Vollendung dieser Arbeit gelang es auch in der Gruppe von Jun Ye mit einer Kombination aus magnetischer und elektrischer Falle Moleküle zu speichern [60].

1.5 Experimente der Rempe Gruppe

Die Bemühungen in unserer Arbeitsgruppe begannen im Jahre 2001 mit dem Aufbau eines elektrisch geladenen und gebogenen Quadrupols zur Filterung von langsamen Molekülen aus einer effusiven Quelle bei Raumtemperatur. Mit Hilfe dieser Apparatur konnten im Jahr 2003 ein Molekularstrahl von 10^9 Formaldehyd Molekülen pro Sekunde bei einer Temperatur von einigen K erzeugt werden [44, 61]. Da der Quadrupol mit einer konstanten Spannung betrieben wurde (DC-Führen), konnten nur niedrigfeldsuchende Moleküle geführt werden. Um nun Hochfeldsucher zu führen, mussten wir von statischen Feldern auf zeitlich veränderliche (AC-Führen) übergehen. Damit gelang es uns im Jahr 2004 neutrale Moleküle zu führen [45]. Die geführten Moleküle erreichten eine Temperatur von 0.5 K. In diesem Experiment gelang uns jedoch nur der experimentelle Nachweis des Führens von Niedrigfeldsuchern, obwohl Simulationen zeigten, daß beide Spezies, also Hoch- und Niedrigfeldsucher, gleichzeitig geführt werden. Die Fähigkeit beide simultan zu führen, könnte sich in zukünftigen Experimenten, in denen z.B. versucht wird Moleküle sympathetisch zu kühlen, von großem Vorteil sein. Bei den zu erwartenden Kollisionen können nämlich Moleküle von einem niedrig- in einen hochfeldsuchenden Zustand und umgekehrt überwechseln. Da der experimentelle Nachweis der Anwendbarkeit unserer Technik auf Hochfeldsucher noch ausstand entstand die Idee, ein Experiment mit Atomen durchzuführen (Atome im Grundzustand sind immer Hochfeldsucher). Da wir aber gleichzeitig unsere experimentellen Techniken vom zweidimensionalen Führen auf dreidimensionales Fangen erweitern wollten wurden von da an zwei Experimente parallel aufgebaut: Zum einen wurde eine elektrostatische Falle in das Molekülexperiment eingebaut und die Quelle vorgekühlt [62]. Zum anderen wurde ein neues Experiment mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern zum dreidimensionalen Fangen für neutrale Atome aufgebaut. Im Molekülexperiment konnten ND_3 Moleküle mit einer Dichte von 10^8 cm^{-3} mit einer Temperatur von 300 mK für 130 ms gespeichert werden [63]. Das in dieser Arbeit vorgestellte Atomexperiment konnte 10^5 Atome bei einer Dichte von $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ bis zu 360 ms lang speichern [64]. Der ungefähre zeitliche Verlauf der Experimente in unserer Arbeitsgruppe ist in Abb. 1.5 dargestellt.

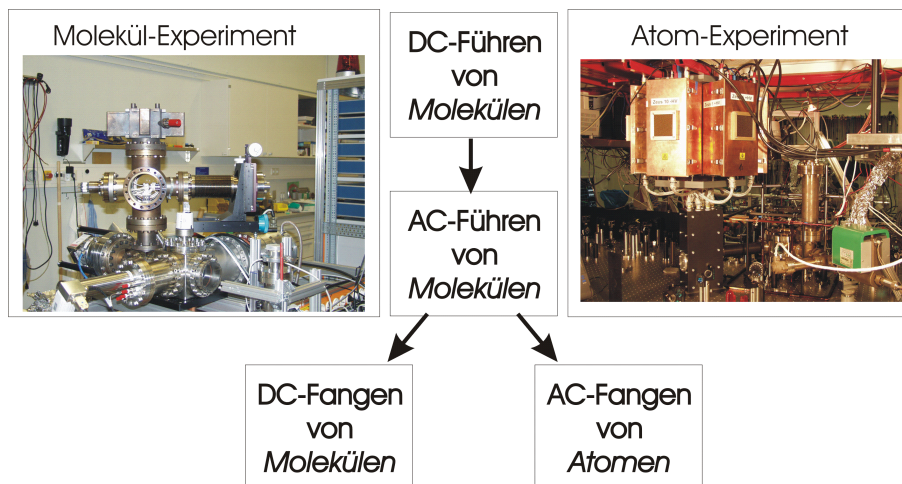


Abbildung 1.1: In diesem Schema ist der zeitliche Verlauf der Experimente in unserer Arbeitsgruppe dargestellt.

In dieser Arbeit sollen nun alle Ergebnisse, die mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern erzielt wurden, aufgezeigt werden. Alle Ergebnisse, die mit statischen Feldern gemessen wurden, sind in der Dissertation von Tobias Junglen niedergeschrieben [65]. Aus diesem Grund wird der experimentelle Aufbau des Molekülexperimentes in dieser Arbeit nur auf die unbedingt zum physikalischen Verständnis notwendigen Teile reduziert. Aufgrund der vollkommen unterschiedlichen experimentellen Techniken zwischen dem Molekülexperiment und dem Atomexperiment wird besonderer Augenmerk auf die Planung, Durchführung und die Ergebnisse des Atomexperimentes gelegt.

Kapitel 2

Führen in elektrischen Wechselfeldern

2.1 Einführung

Im folgenden Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen des Führens und Fangens von neutralen Atomen und Molekülen in elektrischen Wechselfeldern dargelegt werden. Die Theorie dazu wurde bereits Ende der sechziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts von Auerbach et al. [35] für das Fokussieren von neutralen Molekülstrahlen gelegt. Anfang der neunziger Jahre erweiterten F. Shimizu und M. Morinaga [53, 54] die Theorie auf das dreidimensionale Fangen von Atomen.

In diesem Theoriekapitel soll nun zunächst auf die Auswirkungen des Earnshaw-Theorems für das Fangen von Teilchen eingegangen werden. Dieses von Samuel Earnshaw aufgestellte Theorem [66] besagt in seiner Grundform, daß es unmöglich ist mit Hilfe statischer Felder elektrische Ladungen im freien Raum zu fangen. Dieses Theorem wird dann auf neutrale Teilchen erweitert um im Anschluß daran zu erläutern wie mit elektrischen Wechselfeldern dieses Gesetz überwunden werden kann. Damit wird eine Möglichkeit aufgezeigt elektrisch neutrale Teilchen zwei- und dreidimensional zu fangen. Im weiteren wird auf die Stabilitätstheorie für gespeicherte neutrale Teilchen eingegangen. Neben den in dieser Arbeit verwendeten Elektrodenkonfigurationen können auch noch andere verwendet werden. Eine detaillierte Beschreibung dieser Konfigurationen ist in den Arbeiten von Peik [59] und Bethlem et al. [58] nachzulesen.

2.2 Earnshaw-Theorem

2.2.1 Einführung

Um ein Teilchen im konservativen Feld zu fangen muß es mindestens einen Punkt \vec{r}_f im Raum geben an dem keine Kraft \vec{F} auf das Teilchen wirkt: $\vec{F}(\vec{r}_f) = 0$. Außerdem müssen auf einer Oberfläche O in einer beliebig kleinen Umgebung V um diesen Punkt alle Kräfte auf das Fallenzentrum gerichtet sein. Mathematisch wird dies durch Gl. 2.1 ausgedrückt:

$$\int_O \vec{F} \cdot d\vec{s} < 0 \quad (2.1)$$

Mit Hilfe eines der Fundamentalsätze der Differential- und Integralrechnung, des Satzes von Gauß [67], läßt sich die linke Seite von 2.1 umformen.

$$\int_O \vec{F} d\vec{s} = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dV \quad (2.2)$$

Hiermit wird das Oberflächenintegral auf ein Volumenintegral der Divergenz des Kraftfeldes überführt. Durch die Einführung eines Potentials W im konservativen Kraftfeld [68] läßt sich die Kraft F auf folgende Weise berechnen:

$$\vec{F} = -\nabla W \quad (2.3)$$

Damit ergibt sich für den Integranden von 2.2 folgende Gleichung:

$$\text{div} \vec{F} = -\text{div grad} W = -\sum_i \frac{\partial^2 W}{\partial x_i^2} = -\Delta W \quad (2.4)$$

Wobei Δ der Laplace Operator ist. Mit Hilfe dieser Gleichung kann nun die ursprüngliche Gleichung 2.1 zu folgender Bedingung umformuliert werden:

$$\int_V -\Delta W dV < 0 \quad (2.5)$$

Damit ist gezeigt, um ein Teilchen fangen zu können muß das Integral über den negativen Laplace-Operator in einem endlichen Volumen um das Fallenzentrum kleiner als null sein. Im folgenden soll nun diese Bedingung auf geladene Teilchen und neutrale Teilchen angewendet werden.

2.2.2 Geladene Teilchen

Für geladene Teilchen ist W gleich dem elektrische Potential Φ :

$$W = \Phi \quad (2.6)$$

Nach [69] gelten die Maxwell-Gleichungen im Vakuum und dabei für das elektrische Feld:

$$\text{div} \vec{E} = 4\pi\rho \quad (2.7)$$

Dabei ist \vec{E} der elektrische Feldvektor und ρ die Ladungsdichte. Speziell ist Gl. 2.7 gleich null in einem ladungsfreien Raum und damit auch noch null im Zentrum einer Falle. Drückt man nun \vec{E} wiederum durch das elektrische Potential aus so ergibt sich die Laplace Gleichung:

$$\text{div} \vec{E} = -\text{div grad} \Phi = -\Delta \Phi = 0 \quad (2.8)$$

In einem ladungsfreien Raum ist also der Laplace-Operator angewandt auf das elektrische Potential gleich null. Damit kann unmöglich Gleichung 2.1 erfüllt werden da folgendes gilt:

$$\int_O \vec{F} d\vec{s} = \int_V -\Delta \Phi dV = 0 \quad (2.9)$$

Da das Integral unmöglich negativ werden kann ist damit gezeigt, daß ein geladenes Teilchen niemals mit elektrostatischen Feldern in einem ladungsfreien Raum gefangen werden kann. Alternativ kann man auch formulieren, daß es nicht möglich ist im freien Raum ein Potentialmaximum zu erzeugen. Im folgenden soll nun diese Überlegung auf neutrale Teilchen ausgeweitet werden.

2.2.3 Neutrale Teilchen mit quadratischer Starkverschiebung

Nun soll die Frage behandelt werden, ob ein neutrales Teilchen mit einer quadratischen Starkverschiebung (z.B. ein Atom im Grundzustand) gefangen werden kann. Bewegt sich ein Atom in ein elektrisches Feld so wird in ihm ein Dipolmoment der Größe $\vec{\mu} = \alpha \cdot \vec{E}$ induziert. Dabei ist α die Polarisierbarkeit des Atomes. Nach [69] ist die potentielle Energie W des Atoms gleich $-1/2 \vec{\mu} \vec{E}$. Damit ergibt sich:

$$W = -\frac{1}{2} \alpha |\vec{E}|^2 \quad (2.10)$$

Ersetzt man das elektrische Feld durch den Gradienten des elektrischen Potentials so ergibt sich:

$$|\vec{E}|^2 = \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right)^2 \quad (2.11)$$

Durch Gradientenbildung berechnen sich die einzelnen Komponenten der Kraft auf folgende Weise:

$$\vec{F}_i = -\frac{\partial}{\partial x_i} W = \frac{1}{2} \alpha \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right)^2 = \alpha \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.12)$$

Damit berechnet sich die Divergenz des Kraftfeldes zu:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{F} &= \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right) \\ &= \alpha \sum_{i,j=1}^3 \left(\underbrace{\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2}_{\geq 0} + \underbrace{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i^2} \right)}_{=0} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Der rechte Teil dieser Summe ist immer null, da sich wiederum die Laplace Gleichung $\Delta \Phi = 0$ erkennen läßt. Der linke Teil der Summe ist aber wegen des Quadrates immer größer gleich null. Das heißt, daß das Vorzeichen von Gl. 2.13 einzig durch das Vorzeichen von α bestimmt wird. Setzt man Gl. 2.13 in 2.2 ein bestimmt also das Vorzeichen von α ob ein Teilchen gefangen werden kann oder nicht. Teilchen in einem Zustand mit positiven α nennt man *Hochfeldsucher*, da sie in elektrischen Feldern ihre Energie absenken können. Umgekehrt nennt man Teilchen mit einem negativen α *Niedrigfeldsucher*. Moleküle und Atome im Grundzustand sind immer Hochfeldsucher [70]. Für neutrale Teilchen im Grundzustand mit einer quadratischen Starkverschiebung und positiven α bedeutet dies, daß sie nicht im freien Raum mit elektrostatischen Feldern gefangen werden können.

2.2.4 Neutrale Teilchen mit linearer Starkverschiebung

Für Moleküle in einem Zustand mit linearer Starkverschiebung gilt:

$$W = -\mu |\vec{E}| \quad (2.14)$$

Dabei ist μ das Dipolmoment des Moleküls. Der Wert des Dipolmoments hängt vom besetzten Zustand des Moleküls ab. Berechnet man nun wie in den vorherigen Abschnitten die Kraftkomponenten so ergibt sich:

$$F_j = \frac{\mu}{|\vec{E}|} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (2.15)$$

Daraus kann nur wieder die Divergenz des Kraftfeldes berechnet werden:

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{\mu}{|\vec{E}|} \sum_{i,j,k=1}^3 \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right) \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} \right) \right]. \quad (2.16)$$

Mit Hilfe der Schwarzischen Ungleichung [67] kann gezeigt werden, daß der linke Teil der Differenz in Gl. 2.16 immer größer ist als der Rechte.

$$\sum_{i,j,k=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right)^2 \geq \sum_{i,j,k=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j} \right) \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} \right) \quad (2.17)$$

Daraus ergibt sich, daß wiederum die Summe in Gl. 2.16 positiv und damit ist vom Vorzeichen von μ abhängig ob ein Teilchen mit statischen Feldern gefangen werden kann. Wiederum gilt wie im vorherigen Abschnitt, daß man niedrigfeldsuchende Teilchen ($\mu < 0$) fangen kann, hingegen hochfeldsuchende Teilchen ($\mu > 0$) nicht. Im nächsten Abschnitt soll nun gezeigt werden, wie man mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern Fallen für neutrale Moleküle und Atome bauen kann.

2.3 Überwindung des Earnshaw-Theorems

Potentialsymmetrie ermöglicht es, unabhängig vom Vorzeichen von α oder μ , die Divergenz des Kraftfeldes $\nabla \cdot F$ für bestimmte Punkte im Raum verschwinden zu lassen.

Betrachtet man im zweidimensionalen Fall zwei zueinander senkrecht stehende Ebenen, wobei in einer Ebene das Potential Φ symmetrisch und in der anderen Φ antisymmetrisch ist, dann ist die Divergenz des Kraftfeldes immer null. Dies folgt aus der Erkenntnis, daß die Krümmung $\partial^2 \Phi / \partial^2 x = 0$ im antisymmetrischen Fall und die Steigung $\partial \Phi / \partial x = 0$ im symmetrischen Fall ist. Zusammen mit der Annahme eines ladungsfreien Raumes $\Delta \Phi = 0$ ist damit sowohl für Teilchen mit linearer (Gl. 2.13) als auch quadratischer Starkverschiebung (Gl. 2.16) gezeigt, daß die Divergenz des Kraftfeldes immer null ist. Im folgenden soll nun ein Potential aufgezeigt werden, daß diese Symmetrieforderungen erfüllt. Betrachtet man das elektrische Potential zweier Punktladungen ergibt sich im SI-System folgende Gleichung [71]:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(x+d)^2 + y^2 + z^2}} \quad (2.18)$$

Dabei ist Q die Ladung und d der Abstand zum Ursprung im Koordinatensystem x, y und z . Berechnet man hieraus das Starkpotential für eine quadratische Starkverschiebung $W_s = -1/2\alpha|E|^2$, so erhält man in harmonischer Näherung um den Nullpunkt folgende Gleichung:

$$W_s(x, y, z) = -\frac{Q^2}{\epsilon_0^2} \cdot \frac{\alpha(d^2 + 3(2x^2 - y^2 - z^2))}{8\pi d^6} \quad (2.19)$$

Um Gl. 2.19 durch die im Experiment meßbare Spannung V auszudrücken wird mit Hilfe von $V = \int E \cdot dx$ in den Integrationsgrenzen von 0 und $d/2$ sowie der in Abb. 2.3 gezeigten Elektrodenkonfiguration die Gleichung umgewandelt. Es ergibt sich mit $Q/\epsilon_0 = -3\pi d \cdot V$, $a = -9\alpha/8d^2$ und $b = -27\alpha/8d^4$ folgende Gleichung:

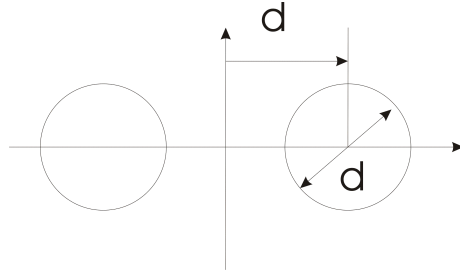


Abbildung 2.1: Elektrodenkonfiguration für die analytischen Berechnungen.

$$W_s(x, y, z) = V^2 (a + b(2x^2 - y^2 - z^2)) \quad (2.20)$$

Im nächsten Abschnitt wird nun gezeigt, wie man mit Hilfe von zeitabhängigen Sattelpotentialen elektrisch neutrale Teilchen fangen kann.

2.4 Stabilitätstheorie

Die Theorie zur Stabilität der Trajektorien in einem elektrischen Wechselfeld wurden bereits von Shimizu und Morinaga [54] in den neunziger Jahren durchgeführt. Wie im Abschnitt 2.3 dargelegt kann durch ein Sattelpotential die Divergenz des Kraftfeldes in einem bestimmten Punkt immer zu null gemacht werden. Für die Überlegungen zur Stabilitätsanalyse gehen wir im folgenden nun von einem zeitabhängigen Starkpotential folgender Form aus (siehe Abb. 2.2):

$$\begin{aligned} W_1 &= V^2(a + b(2x^2 - y^2 - z^2)) \\ W_2 &= V^2(a + b(-x^2 + 2y^2 - z^2)) \\ W_3 &= V^2(a + b(-x^2 - y^2 - 2z^2)) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet W_i ($i = 1, 2, 3$) die Starkpotentiale die in den drei Schaltphasen der elektrischen Falle vorliegen. Mit $F_i = -\text{grad} W_i$ kann nun die Beschleunigung \ddot{r}_i in den einzelnen Phasen i berechnet werden:

$$\ddot{r}_1 = \begin{pmatrix} 2\Omega^2 & x \\ -\Omega^2 & y \\ -\Omega^2 & z \end{pmatrix}, \ddot{r}_2 = \begin{pmatrix} -\Omega^2 & x \\ 2\Omega^2 & y \\ -\Omega^2 & z \end{pmatrix}, \ddot{r}_3 = \begin{pmatrix} -\Omega^2 & x \\ -\Omega^2 & y \\ 2\Omega^2 & z \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{27\alpha V^2}{4d^4 m}}$$

Zur Lösung des Stabilitätsbereiches wird aus Symmetriegründen nur die x-Komponente gewählt. Damit stellt sich die Bewegungsgleichung für die drei Schaltphasen folgendermaßen dar:

$$\ddot{x} = \begin{cases} 2\Omega^2 & x : 0 < t \leq T/3 \\ -\Omega^2 & x : T/3 < t \leq T \end{cases} \quad (2.23)$$

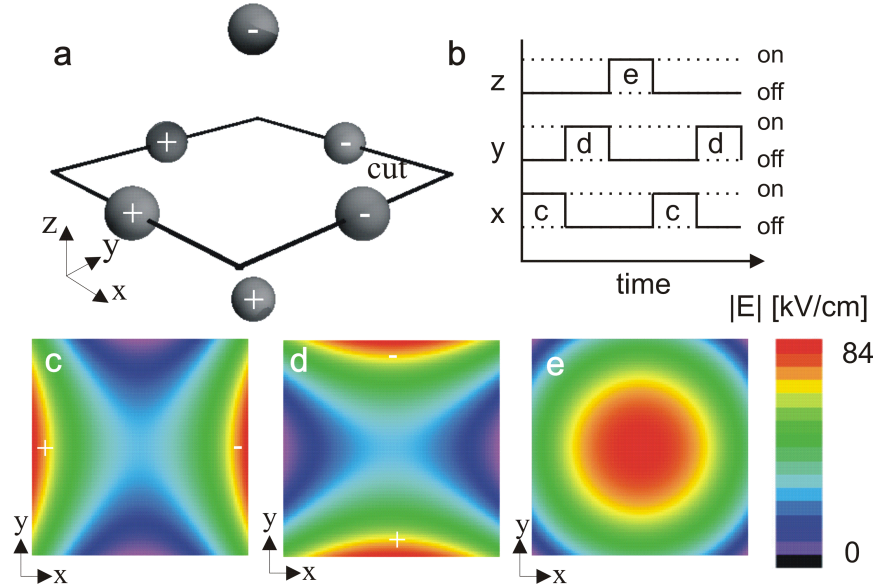


Abbildung 2.2: (a) Die für die analytischen Berechnungen verwendete Elektrodenanordnung zum Fangen von Hochfeldsuchern in drei Dimensionen. Zwischen den hier gezeigten drei Konfigurationen des Starkpotentials (c,d,e) wird wie in (b) gezeigt hin und her geschaltet. Damit wird ein zeitabhängiges Potential geschaffen, daß in der Lage ist, Hochfeldsucher zu fangen. Für die theoretischen Betrachtungen ist hier die harmonische Näherung des Starkpotentials dargestellt.

Dabei bezeichnet T die Gesamtdauer eines Schaltzyklus. Die obere Zeile in Gl. 2.23 gilt dabei in der ersten Schaltphase, die zweite Zeile in der zweiten und dritten Phase. Damit löst sich die homogene lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung im ersten Schaltzyklus ($0 \leq t < T/3$) mit den Nebenbedingungen ($x(t=0) = x_o, v(t=0) = v_o$) zu [72]:

$$\begin{aligned} x(t) &= \cosh(\sqrt{2}\Omega t) \cdot x_o + \frac{1}{\sqrt{2}\Omega} \sinh(\sqrt{2}\Omega t) \cdot v_o \\ v(t) &= \sqrt{2}\Omega \sinh(\sqrt{2}\Omega t) \cdot x_o + \cosh(\sqrt{2}\Omega t) \cdot v_o \end{aligned} \quad (2.24)$$

Gleichung 2.24 kann auch in Matrixform geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ v(t) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{2}\Omega t) & \frac{1}{\sqrt{2}\Omega} \sinh(\sqrt{2}\Omega t) \\ \sqrt{2}\Omega \sinh(\sqrt{2}\Omega t) & \cosh(\sqrt{2}\Omega t) \end{pmatrix}}_{U_1(t)} \cdot \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Analog gilt für den Zeitbereich im zweiten und dritten Schaltzyklus ($T/3 \leq t < T$):

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ v(t) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos(\Omega t) & \frac{1}{\Omega} \sin(\Omega t) \\ -\Omega \sin(\Omega t) & \cos(\Omega t) \end{pmatrix}}_{U_2(t)} \cdot \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Damit berechnet sich die Position und Geschwindigkeit eines Teilchens nach einer vollständigen Schaltphase $t = T$ zu:

$$\begin{pmatrix} x(T) \\ v(T) \end{pmatrix} = \underbrace{U_2(2/3T) \cdot U_1(T/3)}_{U(T)} \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Allgemein kann die Evolutionsmatrix $U(t)$ wie folgt berechnet werden:

$$U(n \cdot T + t) = U(t) \{U(T)\}^n \quad (2.28)$$

Mit Gl. 2.28 kann nun die Evolutionsmatrix für beliebige Zeiten ausgerechnet werden und damit die Position und die Geschwindigkeit von Teilchen in der elektrischen Falle:

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ v(t) \end{pmatrix} = U(t) \cdot \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Als stabil kann eine Falle betrachtet werden, wenn das Teilchen nach dem Schaltzyklus keine größere Distanz vom Fallenzentrum und keine größere Geschwindigkeit hat als vorher.

$$\begin{pmatrix} x(T) \\ v(T) \end{pmatrix} = \lambda_{1/2} \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix} = U(T) \begin{pmatrix} x_o \\ v_o \end{pmatrix} \text{ mit } |\lambda_{1/2}| = 1 \quad (2.30)$$

Anders ausgedrückt: Die elektrische Falle ist stabil, solange die Eigenwerte $\lambda_{1/2}$ der Evolutionsmatrix U gleich eins sind. In Abb. 2.3 ist das Maximum von $\lambda_{1/2}$ gegenüber ΩT aufgetragen.

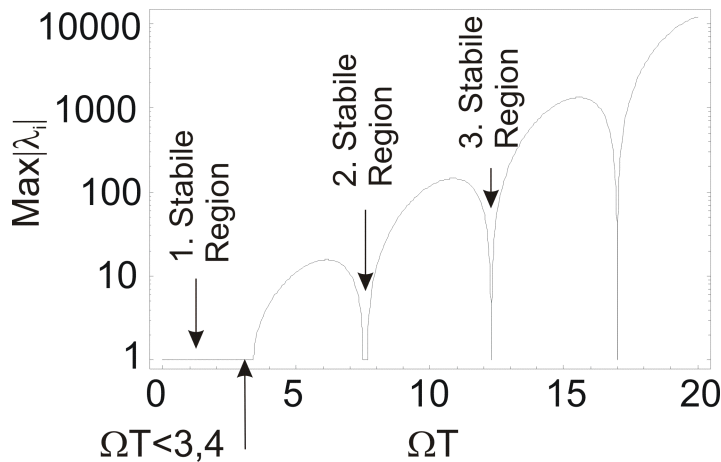


Abbildung 2.3: Stabilitätsdiagramm für die elektrische Falle. Atome werden stabil gefangen, wenn das Maximum der Eigenwerte der Evolutionsmatrix gleich eins ist. Außer dem ersten Stabilitätsbereich ($\Omega T < 3,4$) existieren theoretisch auch noch höhere Stabilitätsbereiche.

Im Bereich $\Omega T < 3,4$ liegt der erste Stabilitätsbereich. Dieser ist auch der später im Experiment untersuchte. Neben dem ersten Stabilitätsbereich existieren theoretisch wie aus Abb. 2.3 ersichtlich auch noch weitere, höhere Stabilitätsbereiche.

2.5 Vorhersagen für das Atomexperiment

Mit den aus dem vorherigen Abschnitt gewonnen Erkenntnissen kann nun eine Vorhersage für das Atom-Experiment gemacht werden. Mit der Bedingung für den ersten Stabilitätsbereich $\Omega T < 3,4$ und der Definitionsgleichung von Ω ergibt sich für die im Experiment verwendeten Parameter, der

Polarisierbarkeit von ^{85}Rb $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-39} \text{ Asm}^2/\text{V}$ [73], Masse von Rb $m = 1,41 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$ [74], eine Spannung $V = \pm 7 \text{ kV}$ und ein Elektrodenabstand von $d = 3 \text{ mm}$, eine Grenzfrequenz f_g von 112 Hz.

2.6 Monte-Carlo-Simulation

2.6.1 Berechnung der elektrischen Felder

In den bisherigen Theorieabschnitten wurde immer von einer harmonischen Näherung des Potentials ausgegangen. Dies hat zur Voraussetzung, daß sich die Teilchen immer in der Nähe des Fallenmittelpunktes aufhalten. Um den Einfluß dieser Näherung zu untersuchen und die reale Konstruktion der Falle zu optimieren wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Dazu mußte zuerst das elektrische Feld mit Hilfe des Softwarepaketes SIMION [75] berechnet werden. Das Ergebnis dieser Berechnungen für die elektrische Falle von Atomen ist in Abb. 2.4 zu sehen.

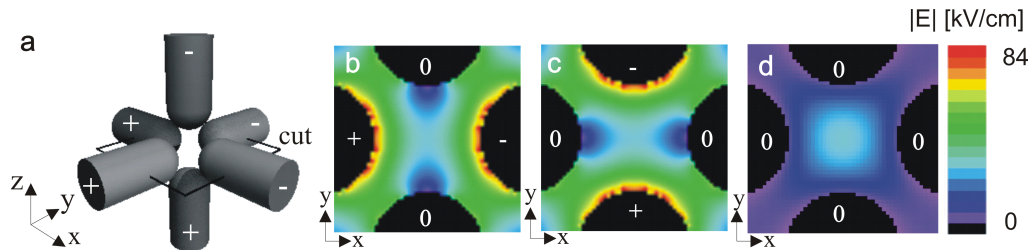


Abbildung 2.4: (a) Elektrodenkonfiguration und der zeitliche Verlauf des Betrages des elektrischen Feldes in den drei Schaltphasen (b, c, d) aus einer numerischen Berechnung.

2.6.2 Atome und Moleküle in elektrischen Feldern

Nach der Berechnung des Betrages des elektrischen Feldes können nun die Kräfte, die auf die Teilchen wirken, ermittelt werden. Sowohl für Atome als auch für Moleküle gilt $F = -\text{grad } W_s$. Für Atome gestaltet sich die Berechnung von W_s einfach nach Gl. 2.10. Für Moleküle gestaltet sich die Berechnung wegen der Vielzahl von besetzten Zuständen weitaus schwieriger. Für Ammoniak gilt für die Starkverschiebung in Abhängigkeit der Rotationsquantenzahl J näherungsweise folgende Gleichung[76]:

$$W_s = \pm \sqrt{\left(\frac{W_{inv}}{2}\right)^2 + \left(\mu |\vec{E}| \frac{MK}{J(J+1)}\right)^2} \quad (2.31)$$

Dabei ist W_{inv} die Energie der Inversionsaufspaltung des Ammoniak Moleküls, μ das Dipolmoment, K die Projektion von J auf die Symmetrieachse des Moleküls und M die Projektion von J auf den elektrischen Feldvektor \vec{E} . Für das im Experiment verwendete ND_3 ist $\mu = 1.5 \text{ D}$. W_{inv} für ND_3 im niedrigsten Zustand ist 0.053 cm^{-1} . Wegen dieser geringen Inversionsaufspaltung verhalten sich die meisten Zustände für elektrische Felder $< 100 \text{ kV/cm}$ linear. Für die Berechnung der Inversionsaufspaltung in Abhängigkeit von J und K wird auf Referenz [77] verwiesen. Für die in der Simulation verwendeten Starkverschiebungen wurde die lineare Näherung verwendet. Für ND_3 bei Raumtemperatur wird maximal bis $J=25$ thermisch besetzt (99.99% der Zustände). Damit würden sich 23400 verschiedene Zustände ergeben. Da diese enorme Anzahl in der Simulation

nicht zu verarbeiten war, wurden diese Zustände in 25 verschiedene Gruppen mit unterschiedlichen Stark Verschiebungen einsortiert und jeweils die Häufigkeit dieser Gruppen berechnet. Damit war es möglich die Anzahl der Zustände für die Simulation zu reduzieren.

2.6.3 Trajektorien

Die numerische Berechnung der Felder und der Starkverschiebung war die Voraussetzung um die Bewegungsgleichungen der Teilchen lösen zu können. Zur Ermittlung der Bewegungsgleichungen wurden die in Mathematica [78] implementierten Algorithmen zur Lösung von Differentialgleichungen benützt. Abb. 2.5 zeigt eine Beispieltrajektorie. In der Trajektorie des Teilchens sind die Mikro- und Makrobewegungen sehr gut zu sehen. Man erkennt, dass diese den Bewegungen eines Ions in einer Ionenfalle ähneln. Die verwendeten Algorithmen und Techniken die für die Simulation des Molekülexperimentes im DC Betrieb verwendet wurden können in meiner Diplomarbeit [79] und in der Dissertation von Tobias Junglen [65] nachgelesen werden.

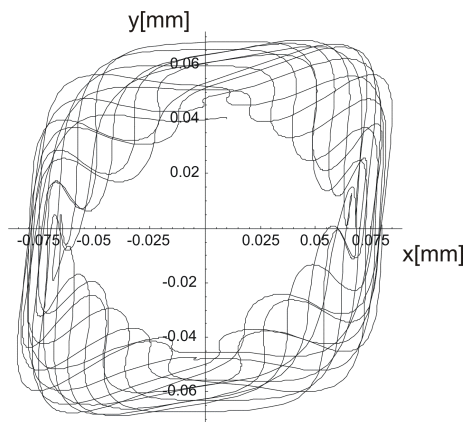


Abbildung 2.5: *Beispiel Trajektorie*

2.6.4 Fallentiefe

Mit den in den vorherigen Abschnitten erläuterten numerischen Verfahren konnte sowohl für den zweidimensionalen Quadrupol als auch für die dreidimensionale Falle für Atome die jeweiligen Fallentiefen bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Fallentiefe im Molekülexperiment wurden die Moleküle entlang der Achse des Quadrupols gestartet. In Bezug auf die Phase des Schaltvorganges wurde die Startzeit variiert. Außerdem wurden die Anfangsgeschwindigkeiten v_x und v_y variiert. Um die Rechenzeit einzuschränken war die Gesamtdauer der Simulation auf 10 ms beschränkt. Dies entsprach ungefähr der Flugdauer der Moleküle im Quadrupol. Verließ ein Molekül einen Radius von 1.25 mm wurde es als verloren betrachtet. Mit Hilfe dieser Simulation war es möglich die Fallentiefe des Quadrupols für Moleküle mit einem Wert von 20 mK zu bestimmen. Außerdem konnte mit dieser Simulation gezeigt werden, daß ungefähr vier mal so viel Niedrigfeldsucher wie Hochfeldsucher geführt werden.

Für die Simulation der Atomfalle wurde ähnlich vorgegangen. Um die Verhältnisse nach der Abschaltung der Magnetfalle zu beschreiben wurden die Atome gaußförmig um das Zentrum verteilt. Auch hier wurde wiederum die Anfangsgeschwindigkeiten v_x , v_y und v_z variiert. Die Fallentiefe für die dreidimensionale Atomfalle berechnete sich damit zu 30 μ K.

2.7 Unterschied zu Ionenfallen

Obwohl Ionenfallen und elektrische Fallen Ähnlichkeiten aufweisen gibt es wichtige Unterschiede. Diese sollen im folgenden dargestellt werden. Der wesentliche Unterschied liegt natürlich darin, daß die elektrische Falle für neutrale Teilchen wirksam ist und nicht für geladene wie die Ionenfalle. Dies ist durch die in Tabelle 2.2 gezeigten Kraftgleichungen dargestellt. Aus diesem fundamentalen Unterschied ergibt sich eine Reihe von Konsequenzen betreffend der Frequenzen und Fallentiefen. Die Unterschiede sind in Tabelle 2.2 angegeben.

	Ion	Moleküle	Atome
Kraft	$\vec{F} = q \cdot \vec{E}$	$\vec{F} = \nabla(\mu \vec{E})$	$\vec{F} = \nabla \left(\frac{1}{2\alpha} \vec{E} ^2 \right)$
Frequenz	rf	8 kHz	170 Hz
Fallentiefe	10^5K	20 mK	$30 \mu\text{K}$

Tabelle 2.2: Vergleich zwischen dem Fangen von neutralen Teilchen und Ionenfallen in zeitlich veränderlichen Feldern.

Kapitel 3

Führen von Molekülen in zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern

3.1 Einführung

Bereits in den fünfziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts versuchte J.R. Zacharias [80, 81], langsame Atome durch die nach ihm benannte "Zacharias Fountain" zu erzeugen. Seine Idee war es einen Molekularstrahl entgegen der Schwerkraft auszurichten und die Geschwindigkeit der Moleküle damit abzubremesen. Um Raumtemperatur Moleküle ($v \approx 400$ m/s) zum Stillstand zu bringen würde man eine 8km lange Vakuumapparatur benötigen. Da es aber in der Maxwell-Boltzmann-Verteilung auch einen Bereich mit langsamen ($v < 10$ m/s) Molekülen gibt, sollten zumindest diese in einer experimentell realisierbaren Anordnung mit einer Höhe von ungefähr 5 m erzeugt werden. Zacharias Experiment war jedoch ein negativer Ausgang beschieden, da er keine langsamen Moleküle nachweisen konnte. Die Erklärung dafür ist in den Stößen zu suchen, welche die schnellen Moleküle mit den langsamen im Strahl ausführen. Das Resümee seines Experiments war also, daß es in einem Molekularstrahl keine langsamen Moleküle gibt, da diese von schnellen getroffen werden und damit selbst wiederum beschleunigt werden.

Die zentrale Idee für unser Molekülexperiment besteht nun darin, die aus einer effusiven Quelle austretenden langsamen Moleküle von den schnellen zu trennen, damit keine Stöße stattfinden können (siehe Abb. 3.1). Diese Filterung soll mit Hilfe des Starkeffektes und inhomogener elektrischer Felder vonstattan gehen. In den ersten Experimenten in unserer Gruppe wurde dazu der Quadrupol statisch aufgeladen (siehe [44]) und damit Moleküle in einem niedrigfeldsuchenden Zustand geführt. In dem hier beschriebenen Experiment wurden zeitlich veränderliche elektrische Felder benutzt um sowohl niedrigfeldsuchende als auch gleichzeitig hochfeldsuchende Moleküle zu führen [45]. Dazu fliegen die Moleküle aus der effusiven Quelle [82, 83] in den Quadrupol. Dort findet im ersten, kurzen und geraden Stück eine Filterung der transversalen Geschwindigkeitskomponente statt. In der darauffolgenden Biegung wird dann eine Filterung in longitudinaler Richtung vorgenommen. Moleküle mit einer geringen Geschwindigkeit sind nicht in der Lage den vom Quadrupol erzeugten Potentialwall zu überwinden und werden durch zwei differentielle Pumpstrecken in die Experimentierkammer geführt. Dort werden sie mit einem Massenspektrometer detektiert. Die Idee des Führens ist den Experimenten von Ghaffari et al. [84] nachempfunden bei denen magnetische Felder benutzt wurden.

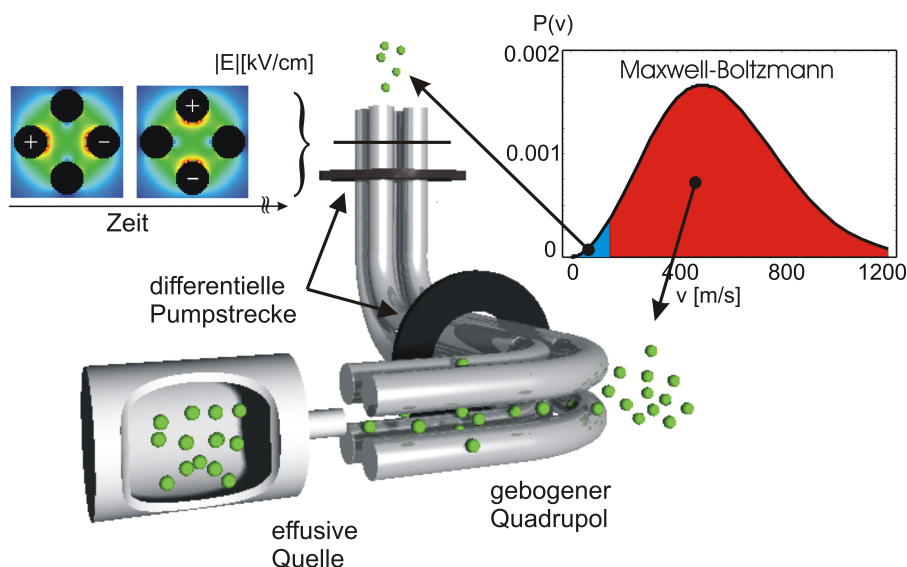


Abbildung 3.1: *Prinzipieller Aufbau des Molekülexperimentes.* Moleküle fliegen aus einer effusiven Quelle in die quadrupolförmig angeordneten Elektroden. Die Elektroden werden mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern so beschaltet, daß sie für langsame Moleküle ein Fallenpotential darstellen. In der ersten geraden Sektion der Elektroden überwinden diejenigen Moleküle, die eine zu hohe transversale Geschwindigkeit haben, das Fallenpotential. Eine zweite Filterung, diesmal in longitudinaler Richtung, findet in der ersten Biegung statt. Da die zeitlich veränderlichen Felder sowohl für Hochfeldsucher und Niedrigfeldsucher gleichzeitig einschließend wirken, werden sie durch zwei differentielle Pumpstrecken in die Experimentierkammer geführt. Mit diesem Aufbau gelingt es, aus einer Raumtemperatur Quelle einen Molekülstrahl mit wenigen 10 mK Translationsenergie zu erzeugen.

3.2 Aufbau des Molekülexperimentes

In diesem Abschnitt soll der experimentelle Aufbau des Molekülexperimentes dargestellt werden. Für dieses Experiment wurde ein Aufbau benützt, der in der Dissertation von Tobias Junglen [65] beschrieben wird. Abgesehen von den Biegungsradien, die in dem hier beschriebenen Experiment bei 2,5 cm liegen, blieben die Geometrien der Elektroden und die differentielle Pumpstrecken gleich. Das Experiment wurde durchgeführt zu einer Zeit, als noch keine kryogenen Techniken am Molekülexperiment verwendet wurden. Die Elektroden waren um die effusive Quelle gebaut. Diese maß 1,5 mm im Durchmesser und war 2 cm lang. Die Düse verband den Gaseinlaß, in dem ein typischer Druck von 0,05 mbar herrschte mit der ersten Vakuumkammer. Die Geometrie der Düse und der in ihr herrschende Druck gewährten einen Betrieb im Regime der Molekularströmung [83]. Die meisten in die Elektroden injizierten Moleküle werden nicht geführt und entkommen in die erste Vakuumkammer, in der ein typischer Druck von 10^{-7} mbar herrscht. Die geführten Moleküle gelangen nun durch zwei differentielle Pumpstrecken in die Detektionskammer in der ein Druck von 10^{-10} mbar vorliegt. In dieser Detektionskammer befindet sich ein Massenspektrometer (Hiden Analytical [85]). Das Massenspektrometer ist leider nicht in der Lage einen zustandsselektiven Nachweis der Moleküle durchzuführen, da die Ionisation durch Elektronenstoß vorgegeben wird und nicht durch zustandsselektive Laserionisation. Numerische Simulationen zeigten außerdem, daß sich die in einem hochfeldsuchenden (engl.: high-field-seeker) Zustand befindlichen Moleküle am Ende der Elektroden umdrehen und am äußeren Rand wieder zurückfliegen und so-

mit nicht das Massenspektrometer erreichen. Deshalb rührt das gemessene Signal ausschließlich von Molekülen her, die sich in einem niedrigfeldsuchenden Zustand (engl.: low-field-seeker) befinden. Die zeitlich veränderlichen elektrischen Felder werden mithilfe von Hochspannungsschaltern der Firma Belke im sogenannten push-pull Modus [86] erzeugt. Dabei werden Schaltfrequenzen von mehreren kHz und Spannungen von bis zu 7 kV erreicht.

3.3 Ergebnisse des Molekülexperimentes

Um die geführten Moleküle vom Hintergrundgas und dem Rauschen zu unterscheiden werden die alternierenden Spannungen für einen Zeitraum von 250 ms angeschaltet und danach für einen gleichlangen Zeitraum wieder ausgeschaltet. Abb. 3.2 zeigt das resultierende Ergebnis für einen über 140000 mal gemittelten Schaltvorgang. Zum Zeitpunkt $t=50$ ms wird dabei die AC-Hochspannung eingeschaltet. Die schnellsten geführten Moleküle brauchen nun ungefähr 10 ms, um entlang des gebogenen Quadrupols zum Massenspektrometer zu gelangen. Bei $t=60$ ms beginnt das Massenspektrometersignal zu steigen. Nach 75 ms erreicht es ungefähr 50 % des maximalen Wertes. Dies entspricht ungefähr Molekülen mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s, also einer Temperatur von 0.5 K. Sogar nach 100 ms steigt das Signal immer noch an. Dieser Anstieg wird aber nicht nur durch direkt geführte Moleküle verursacht, sondern auch durch einen Anstieg des Partialdruckes in der Detektionskammer. Dies ist sehr schön im Bereich von 250 ms bis 260 ms zu sehen. Obwohl die Hochspannung instantan bei 250 ms abgeschaltet wird, und damit auch keine Moleküle mehr geführt werden, klingt das Signal nach einem kleinen Sprung aber nur langsam ab. Die Zeitkonstante dieses Abfalls wird durch die Saugleistung der Ionengetterpumpen in der Kammer bestimmt. Um sicherzustellen, daß durch das Schalten der Hochspannung kein künstliches Signal erzeugt wird, wurde die gleiche Messung ohne Gas durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung war positiv, d.h. es entstand eine Nulllinie.

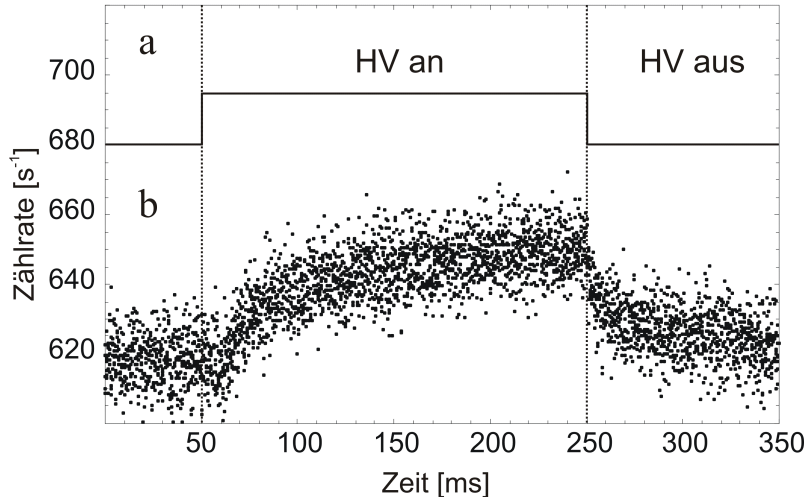


Abbildung 3.2: (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Hochspannung. Dabei bedeutet "HV an", daß während dieser Zeit der Quadrupol mit einer Frequenz von 8 kHz beschaltet wird. Im Teilbild (b) ist das Massenspektrometersignal als Funktion der Zeit dargestellt. Dabei ist sehr schön zu sehen, daß die Moleküle nach Einschalten der Hochspannung erst einige Millisekunden brauchen, um durch den 50 cm langen Quadrupol zum Massenspektrometer zu gelangen. Ab 60 ms beginnt dann das Signal anzusteigen. Aus diesem Anstieg kann die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle berechnet werden.

Im folgenden soll nun die Effizienz des Führens in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz untersucht werden. Dazu wird die Schaltfrequenz bei einer festgelegten Spannung von ± 5 kV in einem Bereich von 4 bis 15 kHz variiert. Dabei wird der Fluß der Moleküle in Frequenzschritten von 500 Hz bestimmt. Für die folgende Messung wurde die Hochspannung für 200 ms angelegt, gefolgt von einer 200 ms langen Phase, in der keine Hochspannung angelegt wurde. Das dabei entstandene Signal wurde über 40.000 Messzyklen gemittelt. Der maximale Molekülfluß wurde durch Abziehen des Hintergrundflusses von dem über die letzten 20 ms gemittelten Fluß des Intervalles, in dem die Hochspannung angelegt ist, berechnet. Die experimentellen Daten in Abb. 3.3 (a) zeigen ein ausgeprägtes Maximum in der Zählrate des Massenspektrometers bei einer Frequenz von 8 kHz. Für Frequenzen kleiner als 4 kHz ist kein Signal sichtbar. Dieses Verhalten kann leicht aus der Theorie verstanden werden. Für jeden molekularen Zustand existiert eine bestimmte Grenzfrequenz, unter der kein Führen möglich ist. Diese Frequenz steigt mit der Starkverschiebung an. Zum Beispiel ergeben sich für Moleküle mit einer Starkverschiebung von 0.6 cm^{-1} und 1.2 cm^{-1} bei einer elektrischen Feldstärke von 100 kV/cm zwischen den Elektroden Grenzfrequenzen von 3.3 kHz und 4.7 kHz. Bei kleinen Schaltfrequenzen ergeben sich nur für Moleküle mit kleinen Starkverschiebungen stabile Bahnen. Da aber Moleküle mit kleiner Starkverschiebung nicht ihren Weg durch die Biegungen finden, für sie ist die Potentialtiefe klein im Vergleich zur kinetischen Energie, können sie keinen Beitrag zum Signal liefern. Höhere Frequenzen lassen stabile Bahnen für Moleküle mit hoher Starkverschiebung zu; und damit nimmt die Anzahl an geführten Zuständen zu. Dieser Effekt führt zu einem Anstieg der Zählrate für Frequenzen kleiner 8 kHz. Für höhere Frequenzen sinkt die Zählrate wieder, da der geführte Fluß für jeden molekularen Zustand von der Potentialtiefe abhängt, welche mit ω^{-2} abfällt.

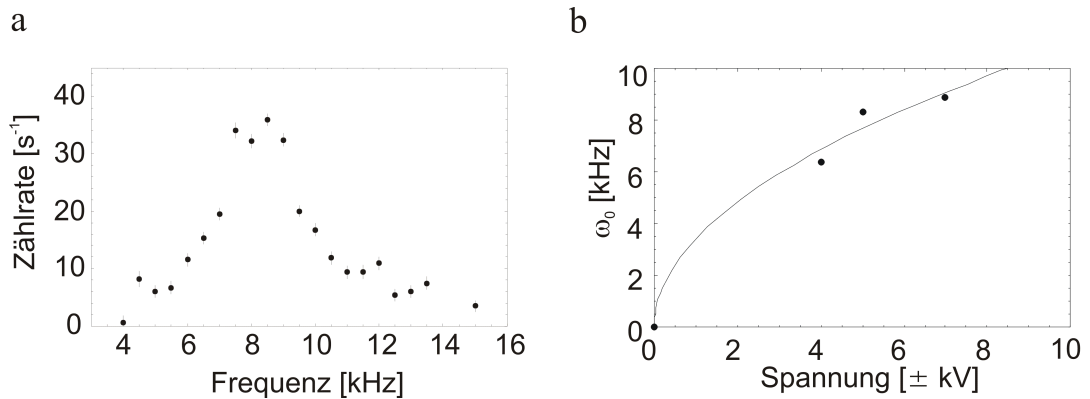


Abbildung 3.3: Teilbild (a) zeigt den molekularen Fluß in Abhängigkeit der Schaltfrequenz bei einer angelegten Hochspannung von 5 kV. Bei einer Frequenz ω_0 von ungef. 8 kHz zeigt sich eine ausgeprägte optimale Zählrate. Mißt man nun die Lage dieser optimalen Frequenz in Abhängigkeit verschiedener Hochspannungen, so ergibt sich Bild (b). Der Verlauf der Kurve läßt, wie die Theorie vorhersagt, eine Abhängigkeit der Form \sqrt{V} erahnen.

Im folgenden soll nun die Abhängigkeit zwischen angelegter Spannung und der Schaltfrequenz ω_0 , bei der die Zählrate im Massenspektrometer am höchsten ist, untersucht werden. Analog zu der in Kapitel 2.4 erläuterten Theorie für dreidimensionales Fangen, ist stabiles Führen in zwei Dimensionen im Bereich von $|\Omega T| \leq 3,75$ mit $\Omega \propto \sqrt{\beta}$ möglich. Da die Krümmung β linear mit der angelegten Hochspannung V skaliert, erhalten wir $\omega \propto \sqrt{V}$. In Abb. 3.3 (b) sind die experimentellen Ergebnisse und die zu erwartende theoretische Abhängigkeit aufgetragen. Unglücklicherweise deckt die Messung nur einen kleinen Spannungsbereich ab. Für kleine Spannungen konnte kein Signal ermittelt werden und für höhere Spannungen ereigneten sich Hochspannungsüberschläge, die

Messungen unmöglich machten. Nichtsdestoweniger stimmen die gemessenen Daten mit der theoretisch zu erwartenden Kurve überein. Aus dieser Kurve kann nun für eine vorgegebene Spannung die optimale Schaltfrequenz ermittelt werden.

Mit Hilfe dieses Wissens konnte nun der Fluß der Moleküle in Abhängigkeit der Hochspannung bestimmt werden (siehe Abb. 3.4 a). Der gemessene Fluß Φ zeigt, wie theoretisch zu erwarten eine quadratische Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E :

$$\Phi \propto \int_{v_t=0}^{v_{tmax}} 2\pi v_t dv_t \int_{v_l=0}^{v_{lmax}} v_l dv_l \propto v_{tmax}^2 v_{lmax}^2 \propto E^2 \quad (3.1)$$

Dabei ist v_t die transversale Geschwindigkeit und v_l die longitudinale. Die Geschwindigkeiten v_{tmax} und v_{lmax} bezeichnen die maximalen geführten Geschwindigkeiten für die longitudinale und die transversale Richtung. Gl. 3.1 gilt für jedes Molekül mit einer linearen Starkverschiebung und damit auch für ein Ensemble von Molekülen mit unterschiedlichen aber linearen Starkverschiebungen. Zur Berechnung von Gl. 3.1 macht man sich die besondere Eigenschaft unseres Aufbaues zu Eigen, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle für kleine Geschwindigkeiten ($v \ll \alpha$) linear ist: $\Phi(v_l) \propto v_l \exp(-v_l^2/\alpha^2)$. Dabei ist α die wahrscheinlichste Geschwindigkeit in der Verteilung. Diese Geschwindigkeitsverteilung steht im Kontrast zur Geschwindigkeitsverteilung in einem herkömmlichen Molekülstrahl: $\Phi(v_l) \propto v_l^3 \exp(-v_l^2/\alpha^2)$. Der Grund dieses Unterschiedes liegt in der Tatsache, daß ein herkömmlicher kollimierter Molekülstrahl durch Blenden und damit durch die Filterung eines Raumwinkels erzeugt wird. Longitudinal langsame Moleküle gehen dabei verloren. Der Quadrupol filtert jedoch nicht den Raumwinkel sondern die Energie der Teilchen. Longitudinal langsame Moleküle werden dabei im Strahl geführt. Dies führt zu einer linearen Geschwindigkeitsverteilung für kleine Geschwindigkeiten.

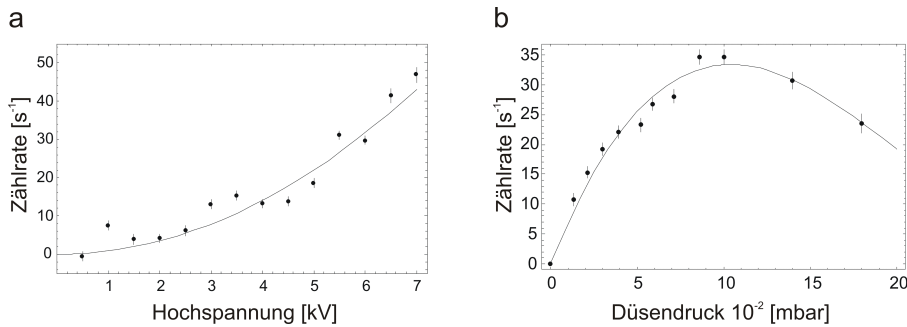


Abbildung 3.4: a) Hochspannungsabhängigkeit des Flußes. b) Effusiver Charakter der Düse.

Abb. 3.4 b zeigt noch einmal den effusiven Charakter der Quelle langsamer Moleküle. Im Bereich von 0 bis $3 \cdot 10^{-2}$ mbar ist die Zählrate und damit der Fluß linear vom Druck in der Düse abhängig. Dies ist das sogenannte Knudsenregime in dem die mittlere freie Weglänge größer ist als die Dimension der Düse. Steigert man nun den Druck verläßt man das Knudsenregime und kommt in den Bereich einer viskosen Strömung. Dabei wird die mittlere freie Weglänge zusehens kleiner. Die daraus resultierenden Stöße zwischen langsamen und schnellen Molekülen führen zu einer Beschleunigung der langsamen Moleküle in der Düse. Dies wird besonders drastisch bei Drücken größer als 0,1 mbar deutlich. Wird dieser Druck in der Düse überschritten kommt es zu einer Reduzierung der Anzahl der geführten Moleküle. Mit dieser Messung wurde der effusive Charakter der Quelle für langsame Moleküle gezeigt.

Kapitel 4

Die elektrische Falle für Atome

4.1 Einführung

In diesem Kapitel soll der Aufbau des Atom-Experimentes beschrieben werden. Hinsichtlich der Konzeptionierung des Experimentes wurde besonderer Wert auf einen möglichst einfachen Versuchsaufbau gelegt. Dies leitete die Überlegungen dahin einen Einkammeraufbau zu wählen, bei dem sich die elektrische Falle und die Atomquelle (Dispenser) mit MOT in einer Kammer befinden (siehe Abschnitt 4.10). Durch diesen Planungsschritt erreichte man auch einen möglichst kurzen magnetischen Transport der Atome von der Position der MOT zur elektrischen Falle (siehe Abschnitt 4.6). Das Prinzip des Experimentes ist in Abb. 4.1 zu sehen. Zunächst soll mit einer Magneto-Optischen-Falle eine möglichst große Anzahl von Atomen gefangen und mit Hilfe von Lasern auf wenige μK abgekühlt werden (siehe Abschnitt 4.3). Nach dem Kühlen der Atome befinden sich diese in einem undefinierten Polarisationszustand. Um die Atome nun für die Speicherung in einer Magnetfalle vorzubereiten, müssen diese in einen magnetisch speicherbaren Zustand gepumpt werden (siehe Abschnitt 4.4). Befinden sich die Atome nun in einem niedrigfeldsuchenden Zustand, kann die magnetische Falle eingeschaltet werden. Dabei muß besonders darauf geachtet werden für einen möglichst adiabatischen Übergang zu sorgen, um die Phasenraumdicke nicht mehr als nötig zu reduzieren. Die so gefangenen Atome werden nun über eine Strecke von 2 cm in das Zentrum der elektrischen Falle transportiert. Dort angekommen kann nun die eigentliche Speicherung der Atome mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern beginnen. Da die hier beschriebenen experimentellen Techniken heute zum Standardrepertoire der modernen Atomphysik gehören und deren Funktionsweise und Aufbau in vielfältigen Publikationen veröffentlicht ist, sollen die folgenden Abschnitte kurz gehalten werden und nur die nötigsten Informationen zum Verständnis des Experimentes beinhalten. Allgemeine Informationen zum Aufbau moderner optischer Experimente können aus [87] und [88] entnommen werden. Weitaus detailliertere Anleitungen können aus den Dissertationen von Andreas Marte [89] und Johannes Schuster [90] gewonnen werden. Besondere Aufmerksamkeit verdient dabei die Publikation von Lewandowski et al. [91], in der der vollständige Aufbau eines BEC-Experimentes bis ins Detail beschrieben ist. Der im Zusammenhang mit dieser Arbeit entstandenen Diplomarbeit von Patrick Windpassinger [92] können ebenfalls Informationen zum Aufbau des Lasersystems entnommen werden. Der Aufbau und die Inbetriebnahme der elektrischen Falle soll jedoch in dieser Arbeit besonders genau beleuchtet werden.

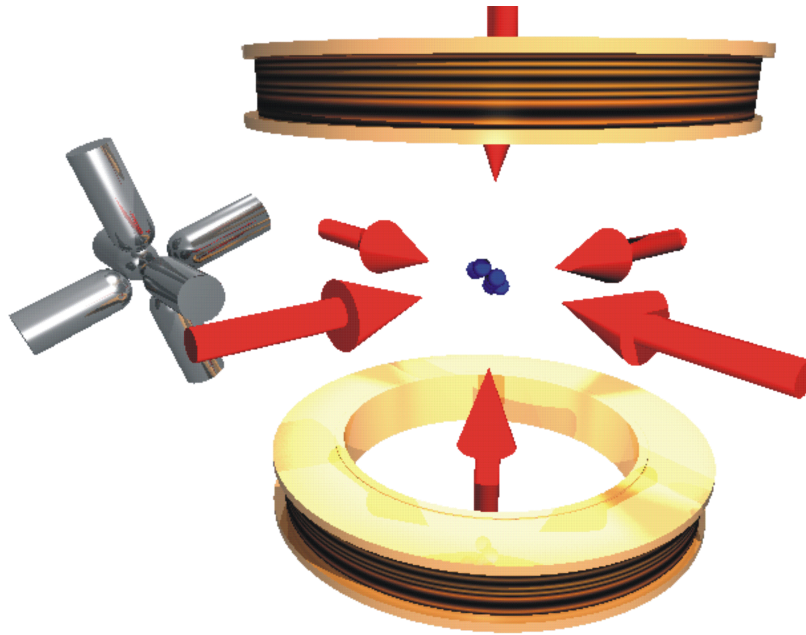


Abbildung 4.1: *Prinzipische Skizze des Atomexperimentes. In einer Magneto-Optischen-Falle (MOT) werden ^{85}Rb Atome gefangen und auf wenige μK abgekühlt. Die Atome werden dann in den Zustand $f=3$, $m_f=3$ gepumpt und magnetisch gespeichert. Danach werden die Spulen der Magnetfalle und mit ihnen die Atome mit einem Piezo-Verschiebetisch zwei Zentimeter ins Zentrum der elektrischen Falle geschoben.*

4.2 Magneto-Optische-Falle

4.2.1 Einführung

Die Magneto-Optische-Falle (engl: Magneto Optical Trap (MOT)) ist heute das "Arbeitspferd" der modernen Atomphysik. Nach ihrer ersten Realisierung im Jahre 1987 [51] entstand eine Vielzahl herausragender Experimente deren Grundlage die Magneto-Optische-Falle bildet. Die physikalische Funktionsweise ist in der Literatur vielfältig beschrieben [93]. Im Experiment wurde eine MOT mit sechs geeignet zirkularpolarisierten Strahlen, die sich in der Mitte der Vakuumapparatur kreuzten verwendet. Am Kreuzungspunkt der Strahlen befindet sich ebenfalls der Nullpunkt eines in Anti-Helmholtz-Konfiguration betriebenen Spulenpaares (siehe Abschnitt 4.5).

4.2.2 Lasersystem

Wie in der Literatur beschrieben benötigt man zum Aufbau einer Magneto-Optischen-Falle für ^{85}Rb MOT-Licht und Rückpumper-Licht (siehe Abb. 4.2.2). Das MOT-Licht wird durch einen Tapered-Amplifier (TA) der Firma Toptica erzeugt. Der TA besteht aus einem sogenannten Masterlaser, der eine Tapered-Amplifier-Diode pumpt. Die 600 mW entstehende Laserleistung wird danach in drei Zweige aufgespalten. Der größte Anteil wird dabei für die MOT selbst abgezweigt. Zur Veränderung des Detunings und der Intensität wird der Strahl durch einen Akusto-Optischen-Modulator (AOM)[94] im Doppelpass-Aufbau [95] geschickt. Zur Modenbereinigung wird der Strahl danach in eine Faser eingekoppelt und zum Experiment geschickt. Für das Experiment stehen da-

mit ungefähr 60 mW an Laserleistung zur Verfügung. Ein weiterer Anteil des TA Lichtes wird zur Detektion der Atome in der Absorptionsabbildung benötigt. Da hierbei meist Licht verwendet wird, das der Resonanzfrequenz entspricht und das unabhängig vom MOT-Stahl geschaltet werden muß, benötigt man einen zweiten AOM. Dasselbe gilt auch für den Strahl, der zum Umpumpen der Verteilung in den magnetisch speicherbaren Zustand benötigt wird. Für diesen Strahl reicht eine Endleistung von 5 mW. Zur Stabilisierung der Frequenz des TA wird eine geringe Menge Licht des Master-Lasers abgezweigt und mittels Rubidium-Absorptionsspektroskopie auf den Übergang $f_g = 3$ nach $f_e = 4$ von ^{85}Rb elektronisch stabilisiert. Die elektronische Stabilisierung wird mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens [96, 97] vorgenommen. Der allgemein in unserer Arbeitsgruppe verwendete Aufbau ist in den Referenzen [98, 99] beschrieben. Die Hyperfeinaufspaltung und die verwendeten AOM Frequenzen sind im Anhang B vermerkt.

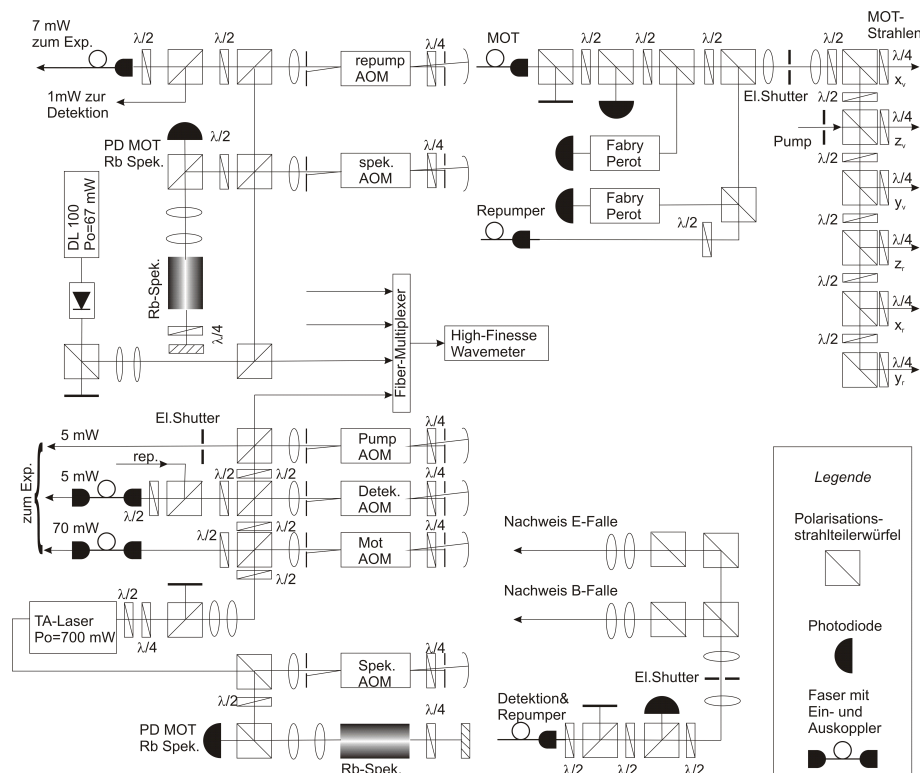


Abbildung 4.2: Aufbau des Lasersystems mit den wesentlichen optischen Komponenten.

Da die Frequenz des Rückpumper Lichtes 3 GHz vom MOT-Licht entfernt ist, muß ein separates Lasersystem aufgebaut werden. Als Laser wird ein DL100 der Firma Toptica verwendet. Der Aufbau dieses Lasersystems gestaltet sich ähnlich wie der Aufbau des MOT-Lasersystems. Das aus dem Laser austretende Licht wird durch einen Faraday-Isolator geschickt und danach aufgespalten. Ein Teil des Lichtes wird wiederum zur Frequenzstabilisierung verwendet und der andere zum Experiment geleitet. Beide Strahlen werden ebenfalls durch AOM's geschickt, um Frequenz und Intensität des Lichtes einstellen zu können. Die genauen Frequenzen können wiederum in Anhang B gesehen werden. Da die Laserleistung für den Rückpumper sehr knapp bemessen war, wurde für den AOM des Rückpumper-Lichtes ein anderer Aufbau verwendet. Dieser Aufbau kann in der Referenz [100] nachgelesen werden.

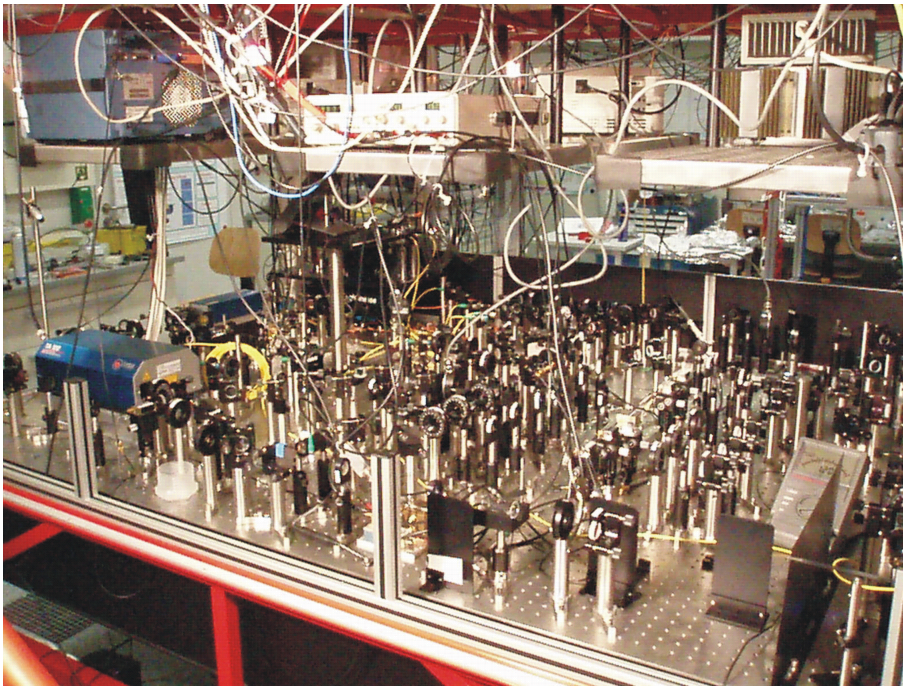


Abbildung 4.3: Aufnahme des Lasersystems. Im linken mittleren Teil des Bildes sind die beiden Laser an ihren blauen Abdeckungen zu erkennen. Im zentralen Teil befinden sich die AOM-Bänke für den MOT und den Rückpump-Laser. Dieser Teil des Lasersystems besteht aus mehr als 200 Komponenten.

4.2.3 Atomquelle

Als Quelle für die Atome wurde ein sogenannter Dispenser verwendet [101]. Dispenser haben den Vorteil gegenüber einer Dampfzelle, daß eine genaue Kontrolle des Druckes in der Vakuumkammer möglich ist. Lädt man die MOT direkt aus dem Dispenser ist es möglich bei Hintergrundgasdrücken von 10^{-10} mbar sehr hohe Laderaten zu erzeugen. Im Experiment selbst werden zwei Dispenser der Firma SAES-Getter verwendet. Der Dispenser selbst besteht aus einem kleinen Metallgehäuse in dessen Innerem Rubidium chemisch gebunden (Rb_2CrO_4) ist. Leitet man durch den Dispenser einen Strom größer 2,5 A heizt sich der Dispenser auf Temperaturen größer 550°C auf und setzt dabei Rubidium frei. Zum Transport an Luft ist der Dispenser in seinem Metallgehäuse versiegelt und muß beim erstmaligen Betrieb im Vakuum mit einem Strom $I > 7,5$ A geöffnet werden. Zum Zwecke des Ausbackens der Vakuumapparatur kann der Dispenser mit einem Strom von 2 A auf Temperaturen von 300°C aufgeheizt werden.

Im Experiment selbst wurden zwei Dispenser verwendet (siehe Abb. 4.4) wobei der erste direkt auf das Zentrum der MOT gerichtet ist. Dieser Dispenser ist so mit Abschirmblechen umgeben, daß ein Bedampfen der Elektroden und der Macorhalter der Falle nicht möglich ist. Der zweite Dispenser ist für den Fall reserviert, daß der erste seinen Dienst versagt. Er ist mit seinem Auslaßschlitz so positioniert, daß ebenfalls kein direktes Bedampfen der Elektroden möglich ist.

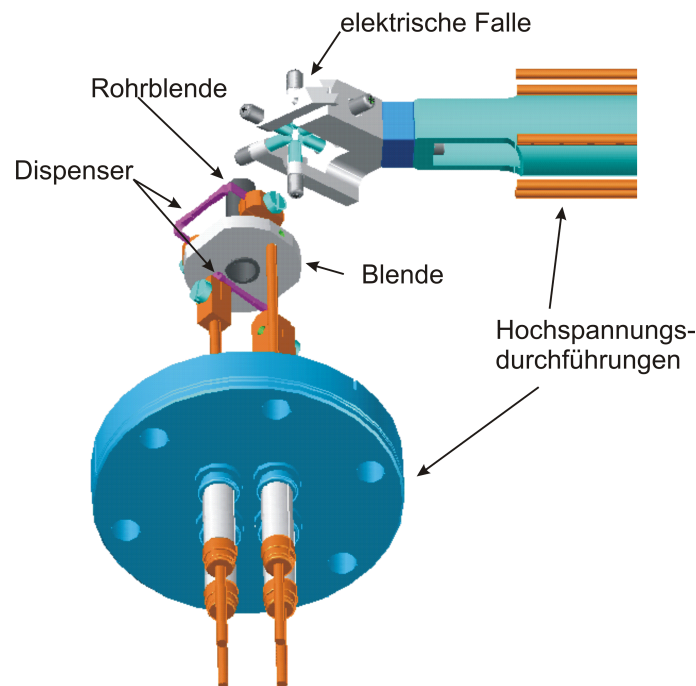


Abbildung 4.4: Die Anordnung der Dispenser. Besonderer Wert bei der Konstruktion wurde darauf gelegt, daß die Dispenser nicht direkt die Elektroden und die Keramikhalter bedampfen. Deshalb ist vor dem ersten Dispenser ein Abschirmblech angebracht. Die Öffnung des zweiten Dispensers zeigt vollständig von der elektrischen Falle weg.

4.2.4 LIAD

Um die Laderate bei möglichst geringem Hintergrundgasdruck noch weiter zu steigern wurde ebenfalls mit einem Verfahren namens LIAD (Light Induced Atom Desorption) experimentiert. Dieses von Mark Kasevich im Jahre 2001 entdeckte Verfahren [102] macht sich zu nutze, daß Licht in der Lage ist das auf den Wänden des Vakuumgefäßes adsorbierte Rubidium zu lösen und damit eine schaltbare Atomquelle aufzubauen. Dazu wird der Dispenser einige Tage bei hohem Strom betrieben, um die Vakuumapparatur mit Rubidium zu beschichten. Nach dem Abschalten des Dispensers kann nun jederzeit durch Einschalten einer geeigneten Lichtquelle instantan ein hoher Fluß von Rubidium-Atomen erzeugt werden. Gegenüber dem Dispenser hat dieses Verfahren den Vorteil, daß damit die thermische Trägheit des Dispensers umgangen wird. Ebenso schnell wie der Rubidiumfluß eingeschalten werden kann, kann er auch ausgeschalten werden. Mit einem optimierten Verfahren, bei dem UV-Dioden zum Einsatz kamen, wurden in anderen Experimenten Laderaten von 10^8 Atomen pro s bei einem Hintergrundgasdruck von 10^{-10} mbar gemessen [103]. Für dieses Experiment verwendeten wir Hochleistungs-UV-Dioden der Firma Roithner Lasertechnik LED395-66-60 mit einer Leistung von 270 mW bei einer Wellenlänge von 395 nm. Obwohl es mit Hilfe dieser Technik gelang eine MOT zu laden konnten die in anderen Experimenten realisierten Laderaten nicht gemessen werden. Dieser Unterschied ist wohl im Aufbau der Vakuumapparatur zu suchen. In den anderen Experimenten wurden große Glasflächen beschichtet, während in dem hier

vorliegenden Experiment im wesentlichen Stahloberflächen bedampft wurden. Wegen der geringen Teilchenzahl, die mit dem LIAD-Verfahren erreicht wurden, kam es für die eigentlichen Messungen nicht zum Einsatz.

4.2.5 Kompression der MOT

Zur Erhöhung der Dichte wird diese im Anschluß an die MOT-Sequenz komprimiert [104]. Dazu wird innerhalb von 200 ms die Laserleistung von 60 mW auf 55 mW heruntergefahren und gleichzeitig der Strom durch die Spulen von 9,5 A auf 10 A und das Detuning von 16 auf 23 MHz erhöht. Neben der Erhöhung der Phasenraumdicke wird mit diesem Verfahren auch die Nachweisbarkeit der Atome vereinfacht, da die Atomwolke eine runde Form und stabile Position einnimmt.

4.2.6 Zusammenfassung der MOT-Parameter

Der Vollständigkeit halber werden in diesem Abschnitt noch einmal alle wesentlichen physikalischen Parameter die zum Betrieb der MOT verwendet wurden in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Parameter	MOT
Gradient $\partial B_z / \partial z$	10 G/cm
Verstimmung $ \delta / 2\pi$	16 MHz
Leistung	60 mW
Strahldurchmesser $1/e^2$	15 mm
Rückpumpleistung	7 mW
Laderate	$2 \cdot 10^6$ Atome/s
Hintergrundgasdruck	$2,4 \cdot 10^{-10}$ mbar
mittlere Teilchenzahl	$1,7 \cdot 10^7$
Ladedauer	8 s

Tabelle 4.1: *Typische Parameter, mit denen die Magneto-Optische-Falle betrieben wurde.*

4.3 Polarisationsgradientenkühlen

Um beim Polarisationsgradientenkühlen [105, 106] niedrige Temperaturen im Bereich weniger μK zu erreichen muß das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Dies wird mit drei orthogonal um das Experiment angebrachten Spulenpaaren vorgenommen. In einem ersten Schritt werden mit einer Förstersonde die Ströme durch die Spulenpaare so eingestellt, daß kein Magnetfeld am Ort der MOT zu messen ist. Auf diese Grobeinstellung des Magnetfeldes folgt eine verfeinerte Messung bei laufender Apparatur. Abb. 4.5 zeigt die Ausdehnung der Atomwolke 5 ms nach Beendigung des Polarisationsgradientenkühlens. Die Ausdehnung der Wolke ist ein Maß für die Temperatur der Wolke (siehe Abschnitt 4.9.2). Die Ströme in den Spulenpaaren werden nun solange variiert, bis die kleinste Ausdehnung und damit niedrigste Temperatur erreicht ist. Damit ist die Erdmagnetfeld-Kompensation optimal eingestellt.

4.4 Optisches Pumpen

Nach dem Polarisationsgradientenkühlen befinden sich die Atome verteilt über alle Zeeman-Zustände. Für die magnetische Speicherung in ^{85}Rb eignet sich am besten der in Abb. 4.6 markierte Zustand

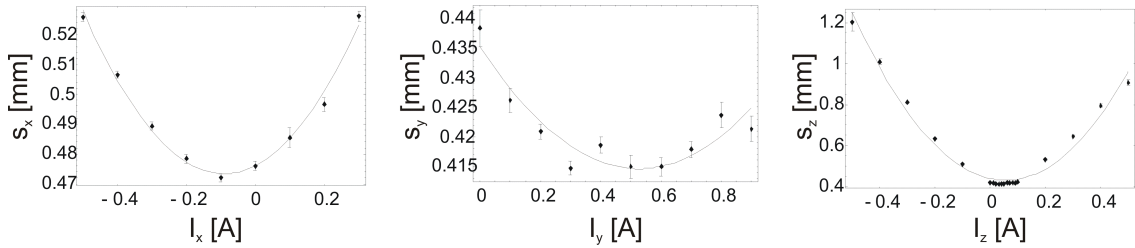


Abbildung 4.5: Überprüfung der Erdmagnetfeld-Kompensation für das Polarisationsgradientenkühlen. Ausdehnung s_x, s_y, s_z der Atomwolke nach 5 ms freier Expansionszeit in Abhängigkeit vom Strom durch die Spulen der Erdmagnetfeld-Kompensation. Ist das Erdmagnetfeld gut kompensiert und damit die Temperatur der Atome niedrig, ergibt sich ein geringer Durchmesser der Atomwolke nach der freien Expansion.

$m_f = +3$. Um die Atome in diesen Zustand zu bringen, müssen die Atome umpumpt werden [107]. Dazu wird ein magnetisches Führungsfeld von ungefähr 1 Gauß angelegt. Dieses Magnetfeld wird durch einen kurzzeitig erhöhten Strom durch die z-Spulen der Erdmagnetfeld-Kompensation erreicht. Zusätzlich zum Magnetfeld wird noch für den Zeitraum von 2 ms in Richtung der z-Achse σ^+ polarisiertes Licht mit einer Leistung von $150 \mu\text{W}$ eingestrahlt. Mit Hilfe dieses Vorgangs konnten bis zu 48 % der nach dem Polarisationsgradientenkühlen vorhandenen Atome in die Magnetfalle überführt werden.

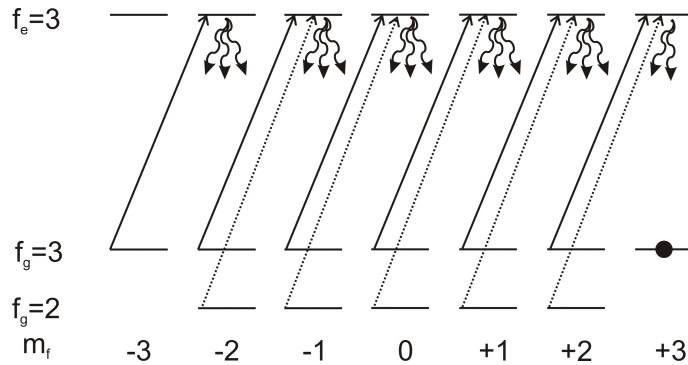


Abbildung 4.6: Pumpschemata für Rb 85. Der mit \bullet markierte Zustand ist der für die Speicherung geeignetste niedrigfeldsuchende.

4.5 Magnetisches Speichern

Zum magnetischen Speichern der Atome werden die selben Spulen verwendet wie für die MOT. Die Spulen sind auf einen wassergekühlten Kupferkörper aufgewickelt. Jede Spule besteht aus 48 Windungen eines speziell abgeflachten Drahtes. Der abgeflachte Draht gewährleistet aufgrund seiner größeren Kontaktfläche einen besseren Wärmeübergang als ein runder Draht gleichen Querschnitts. Außerdem sind die einzelnen Lagen der Spule mit Stycast umgeben, um einen höheren Wärmeübertrag als eine Spule mit Luft in den Zwischenräumen zu gewährleisten.

Atome, die sich in einem schwachen Magnetfeld befinden, haben die potentielle Energie:

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = m_f g_f \mu_B |\vec{B}| \quad (4.1)$$

Auch hier gilt wie bei den Atomen im elektrischen Feld, daß Atome mit einem negativen $m_f \cdot g_f$ sogenannte Niedrigfeldsucher sind. Da auch im magnetischen Fall kein Maximum des Feldes im Raum erzeugt werden kann [108], eignen sich nur Atome in einem niedrigfeldsuchenden Zustand zur magnetischen Speicherung. Analog zum im Theoriekapitel behandelten elektrischen Feld gilt hier nun auch für die Kraft im Magnetfeld:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}W(\vec{r}) = -m_f g_f \mu_B \vec{\nabla}|\vec{B}(\vec{r})| \quad (4.2)$$

Für den Zustand, in dem sich die Atome nach der Pumpsequenz befinden, gilt $m_f = 3$, $g_f = 1/3$ und $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-25} \text{ J/T}$. Um die Atome in der Magnetfalle halten zu können, müssen Felder um die 100 Gauß pro Zentimeter erzeugt werden. Vor der Konstruktion der Spulen wurden diese mit dem Softwarepaket Industrial Electromagnetism für Mathematica berechnet. Im Betrieb floss durch die in Anti-Helmholtz-Anordnung angebrachten Spulen ein Strom von ca. 74 A und erzeugten damit ein quadrupolförmiges Magnetfeld mit einem Minimum im Zentrum, in dem die Atome gefangen waren. Durch die Gravitationskraft ist die Gleichgewichtslage der Atome gegenüber dem geometrischen Zentrum der Falle leicht abgesenkt. Dieser Absenkung mußte bei der Justage der MOT in Bezug auf die Magnetfalle Rechnung getragen werden. Beim Umladen von der MOT in die Magnetfalle erwärmen sich die Atome. Um diese Erwärmung möglichst klein zu halten, wird die Falle nicht instantan eingeschaltet, sondern von 64 A auf 74 A in 200 ms hochgerampft. Im Experiment wurde nach der Magnetfalle eine Temperatur der Atome von ungefähr $30 \mu\text{K}$ gemessen. Da diese Temperatur im Bereich der simulierten Fallentiefe der elektrischen Falle lag, hielt sich die Erwärmung in akzeptablen Grenzen. Ein weiterer wichtiger Parameter der Magnetfalle ist die Lebensdauer der Atome in ihr. Diese ist im Bereich von einigen Sekunden durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt. Im Experiment wurde eine Lebensdauer von ca. 2 s bei einem Druck von $2,4 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ ermittelt. Die dazugehörige Lebensdauerkurve ist in Abbildung 5.5 a zu sehen. Mit dieser Lebensdauer war nun die Maximaldauer des magnetischen Transports festgelegt.

Die zum Betrieb der Magnetfalle nötige Schaltelektronik (siehe Anhang C) mußte für dieses Experiment entwickelt werden. Als Schalter wurde ein so genannter Isolated Gate Bipolar Transistor (IGBT) verwendet. Dieser Schalter machte es möglich die für das Experiment benötigte Signalform zu erzeugen. Der Einschaltvorgang von null auf 64 A dauerte 2 ms, danach wurde der Strom innerhalb von 100 ms auf 74 A hochgerampft. Der Abschaltvorgang von 74 A auf null dauerte $25 \mu\text{s}$. Da bei einem Versagen des IGBT's beträchtliche Gefahren durch den hohen Strom von 74 A ausgingen, war das System mit mehreren Sicherheitsmechanismen ausgestattet.

4.6 Der magnetische Transport

Um Atome mit Hilfe von magnetischen Feldern zu transportieren gibt es mehrere Möglichkeiten [109, 91]. Im Experiment benutzten wir einen Piezoelektrischen-Verschiebetisch der Firma Physik-Instrumente Model PiLine M 665-265. Auf diesem Tisch war der Halter für die Magnetfalle montiert (siehe Abb. 4.7). Für die Feinjustage war der Spulenhalter nochmals auf manuell verstellbaren Verschiebetischen mit Mikrometerschrauben befestigt. Mit dem Piezo-Verschiebetisch konnte die Magnetfalle innerhalb von 0,8 s verschoben werden. Die Schnelligkeit des Tisches war eine Voraussetzung für das Gelingen des Experimentes, da durch die kurze Transportzeit wenig Atome bei einem Hintergrundgasdruck von 10^{-10} mbar verloren gingen.

Aufgrund der Bauweise des Piezo-Verschiebetisches war es nötig, jeweils zwei PID-Parametersätze an die Bewegung des Tisches anzupassen. Die in [110] beschriebene Prozedur zur Einstellung dieser Parameter ist relativ langwierig und schwierig. Außerdem komplizierten die elastischen Schläuche für das Kühlwasser der Spulen und die elektrischen Zuleitungsdrähte für die Magnetfalle die Situation weiter. Wurden die Kühlwasserschleuche oder die Stromzuführung in ihrer Position verändert,

war jedes mal eine Anpassung der PID-Parameter von Nöten. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte die Piezo-Verschiebeeinheit die ca. 5 kg schwere Masse der Spulen und der Halterung bis zu 1500 mal an einem Tag bewegen, ohne die auf dem selben optischen Tisch befindlichen und gelockten Laser zu stören.

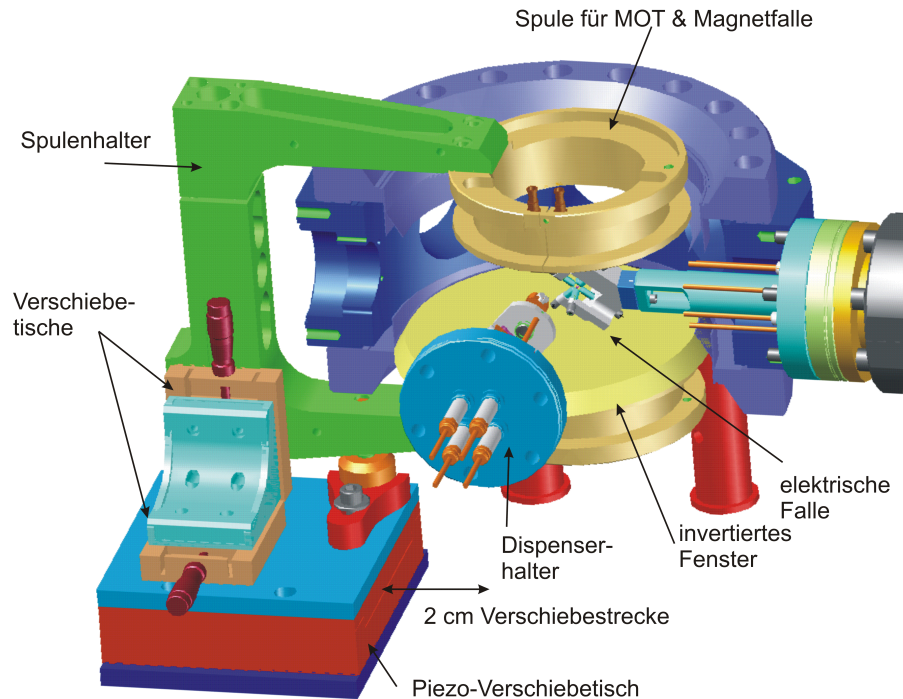


Abbildung 4.7: Piezo-Verschiebeeinheit mit Spulen und Experimentierkammer. Mit Hilfe des Verschiebetisches konnten die Atome innerhalb von $0,8\text{ s}$ vom Ort der MOT in das Zentrum der elektrischen Falle transportiert werden.

4.7 Die elektrische Falle

4.7.1 Elektrodenkonfiguration

Die elektrische Falle besteht aus sechs Elektroden mit einem Durchmesser von 3 mm, in einer kubischen Konfiguration (siehe Abb. 4.8). Der Abstand von gegenüberliegenden Elektroden beträgt ebenfalls 3 mm. Die Elektroden bestehen aus Titan, um eventuelle Streumagnetfelder auszuschließen. Zur Halterung der Elektroden wurde Macor wegen seiner Vakuumtauglichkeit verwendet. Um die Elektroden an diesem Halter zu befestigen, wurden spezielle Aluminiumschrauben verwendet. Der Kopf dieser Schrauben diente zugleich der Kontaktierung für die Kapton-Drähte. Die Drähte konnten in den Kopf eingesteckt und mit einer Schraube befestigt werden. Die Kapton-Drähte waren an ihrem anderen Ende mit der Hochspannungsdurchführung verbunden. Bei allen Bauteilen, die mit Hochspannung in Berührung kamen, wurde darauf geachtet, daß es keine scharfen Ecken und Kanten gab.

Um maximalen optischen Zugang zur elektrischen Falle zu gewährleisten war diese in nicht trivialer Weise an der Vakuumpappatur befestigt. Im Prinzip hätte man Strahlen für eine zweite MOT im Zentrum der Falle justieren können. Mitten im Zentrum von Abb. 4.8 a ist außerdem die Öffnung, die für den Abbildungsstrahl verwendet wurde, zu sehen. Dieser Abbildungsstrahl mußte aus 50 cm Entfernung durch das Zentrum der elektrischen Falle justiert werden und diente zum Nachweis der Atome.

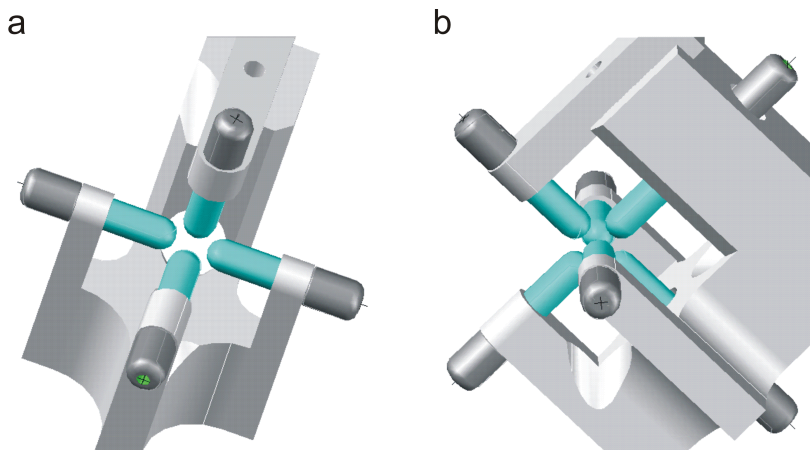


Abbildung 4.8: Die elektrische Falle. a) Ansicht entlang der Richtung der Absorptionsabbildung. b) 90° gedrehte Ansicht. Um magnetische Streufelder zu vermeiden bestehen die Elektroden aus Titan. Zur Befestigung der Elektroden an dem Makor-Keramikhalter werden Aluminium Schrauben verwendet. Am Kopf der Aluminium Schrauben befinden sich Bohrungen zur Befestigung der Kapton Zuleitungen. Bei der Konstruktion der Falle wurde darauf geachtet, daß alle Bauteile möglichst runde Kanten besitzen.

4.7.2 Hochspannungsschalter

Die Hochspannungsschalter waren so konstruiert, daß sie sowohl für das Atomexperiment (Schaltfrequenz im 100 Hz Bereich) als auch wesentlich anspruchsvoller im Molekülexperiment (Schaltfrequenz bis zu 15 kHz) verwendet werden konnten. Zum Schalten der Hochspannung wurde ein Schalter der Firma Behlke Modell HTS 151-03-GSM verwendet. Die Schalter wurden im so genannten Push-Pull-Modus betrieben (siehe Abb. 4.9 a). Zusätzlich war an die Schaltung noch eine Monitorelektronik angebracht die es ermöglichte die Schaltspannungen auf einem Oszilloskop zu überwachen. Die Hochspannungsschalter wurden über Netzteile der Firma Fug Modell HCL 140-20000 mit Spannung versorgt.

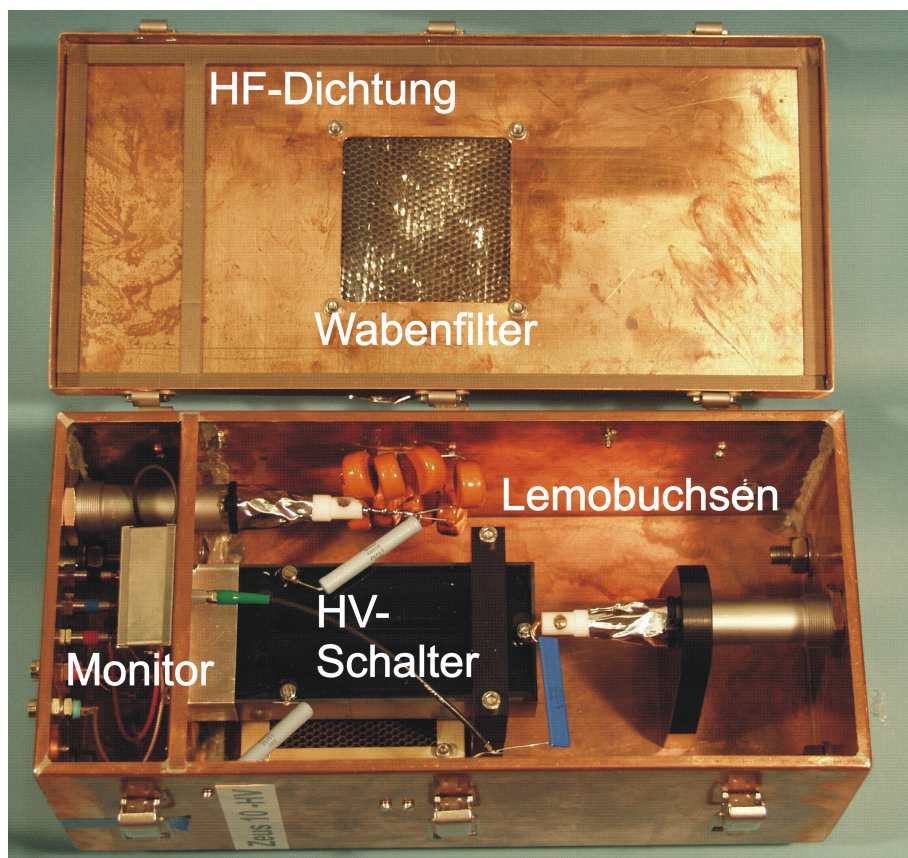
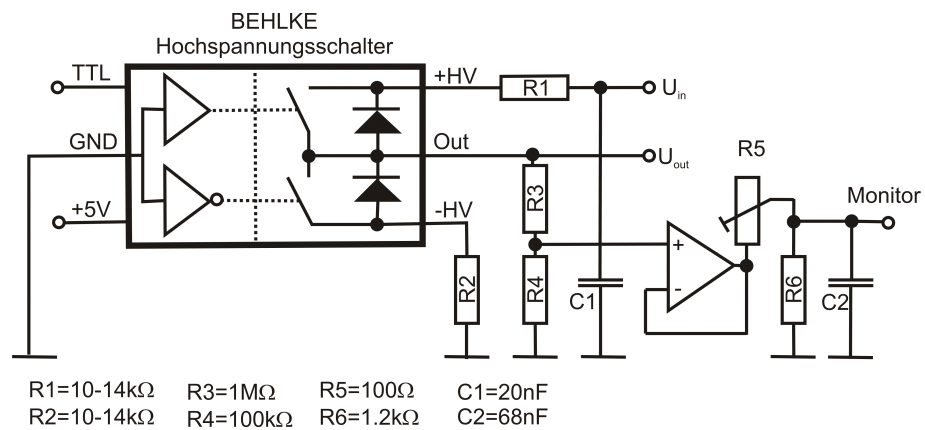


Abbildung 4.9: Der Schaltplan für die Hochspannungsschalter mit Monitorausgang. Um die für das Experiment benötigten Schaltfrequenzen zu erreichen, werden die Schalter im sogenannten Push-Pull-Modus betrieben. Für die Überwachung des Schaltvorganges ist eine Monitorschaltung integriert.

Da Spannungen von 5 kV mit bis zu 15 kHz geschaltet enorme Störsignale erzeugen, die sogar in anderen weit entfernten Laboren messbar waren, wurde besonderer Wert auf eine Abschirmung der Hochspannungsschalter gelegt. Die Schalter wurden in die in Abb. 4.9 b ersichtliche Kupferbox

eingebaut. Die Kupferbox enthielt alle zum Betrieb des Schalters nötigen Bauteile. Zur Kühlung der Schalter war an jeder Kupferbox ein Lüfter angebracht, der die Boxen über sogenannte Wabenfilter mit Luft versorgte. Die Deckel der Boxen waren zusätzlich mit Hochfrequenzdichtungen umgeben, um ein Austreten von Strahlung zu verhindern. Die Monitorelektronik war von einem Schutzgehäuse umgeben und zusätzlich mit einer Kupferwand von den hochspannungstragenden Bauteilen abgeschirmt. Mit Hilfe dieser Maßnahme war es möglich die Schaltboxen zu betreiben ohne die gelockten Laser zu stören.

4.7.3 Hochspannungskonditionierung

Zum Betrieb der elektrischen Falle bei einem Hintergrundgasdruck von einigen 10^{-11} mbar müssen die Elektroden der Falle einer so genannten Hochspannungskonditionierung unterzogen werden [111]. Dabei startet man mit einer Spannung von 1 kV, läßt die elektrische Falle ca. 5 min. in Betrieb und erhöht danach sukzessive die Spannung in 200 V-Schritten mit den jeweiligen Haltezeiten dazwischen. Die Haltezeit konnte verlängert werden, wenn an den Elektroden die typische Koronaentladung sichtbar wurde. Die Zugabe von hochreinem Sauerstoff während des Konditionierens erzielte deutlich bessere Ergebnisse. Im Laufe des Experimentes wurden neben Sauerstoff auch noch andere Gase wie Argon, Stickstoff und Helium erprobt. Mit diesen Gasen konnte jedoch keine Verbesserung festgestellt werden. Die in Abb. 4.10 verwendete Apparatur zum Einlaß des Sauerstoffes machte es möglich, die Vakuumapparatur bis auf einen Druck von 10^{-5} mbar mit Sauerstoff zu fluten und nach dem Konditionieren wieder einen Druck von 10^{-11} mbar *ohne Ausheizen* der Vakuumapparatur zu erreichen. Da sich während des Betriebes der Dispenser die Elektroden allmählich mit Rubidium belegte und dabei Entladungen entstanden, die einen Betrieb der elektrischen Falle unmöglich machten, war ein Hochspannungskonditionieren von Zeit zu Zeit nötig.

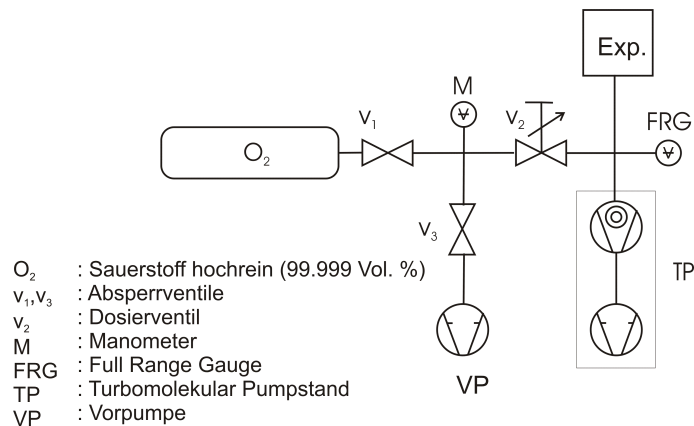


Abbildung 4.10: Das Vakuumsystem zum Einlassen von hochreinem Sauerstoff für das Hochspannungskonditionieren.

4.8 Überlapp von elektrischer und magnetischer Falle

Um eine grobe Ausrichtung von MOT und Magnetfalle einerseits mit der um 2 cm verschobenen Magnetfalle und andererseits der elektrischen Falle zu erreichen, wurden Blenden in die Spulenhälter eingesetzt. Diese Blenden markierten die Position der elektrischen Falle und der MOT. Der

Piezo-Verschiebetisch samt Spulen wurde nun so ausgerichtet, daß die erste Blende sich über der elektrischen Falle befand. Danach wurden die z-Strahlen der MOT durch die zweite Blende justiert. Trotz dieses Vorgehens ist die genaue Lage der MOT von sehr vielen Parametern abhängig. Um nun die Ausrichtung der MOT zu überprüfen, wurde folgende Messung vorgenommen (siehe Abb. 4.11). Die Magnetfalle wurde geladen und danach eine bestimmte Wegstrecke in Richtung Zentrum der elektrischen Falle verschoben. Danach wurde die elektrische Falle bei kontinuierlich laufender Magnetfalle für eine kurzen Moment eingeschaltet ($V=2.5$ kV). Befand sich die Magnetfalle und mit ihr die Atome nun nicht im Zentrum der elektrischen Falle, wurden die Atome durch die elektrischen Felder aus der Magnetfalle entfernt. Nach dem Betrieb der elektrischen Falle wurden die Atome zum Ort der MOT zurücktransportiert, um durch die Absorptionsabbildung nachgewiesen werden zu können. Variierte man nun die Transportstrecke, so konnte man Positionen finden, an denen bis zu 80% der Atome diesen Vorgang überlebten. Sie befanden sich dort also im Zentrum der elektrischen Falle. Diese Messung war die erste Indikation, für das Funktionieren der elektrischen Falle.

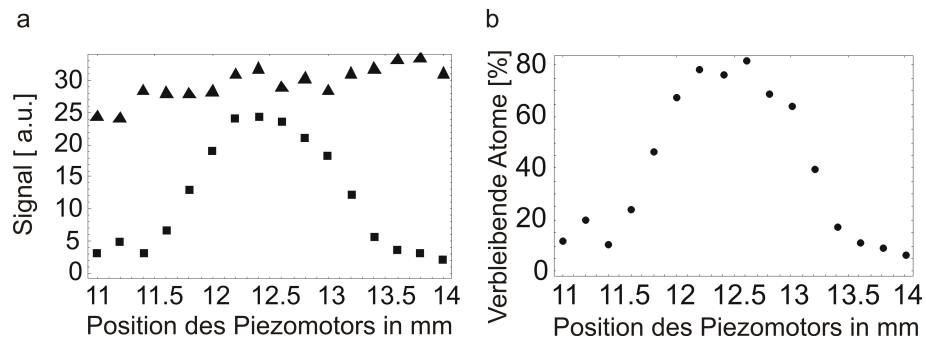


Abbildung 4.11: Messungen zum Überlapp von Magnetfalle und elektrischer Falle. (a) ▲ Anzahl der Atome die sich nach dem Transport in die elektrische Falle und wieder zurück ($V=0$ kV) noch in der Magnetfalle befinden. ■ Hin und Rücktransport mit zwischenzeitlichem Einschalten der Hochspannung auf 2.5 kV. (b) ● Prozentualer Anteil der Atome die das Einschalten der elektrischen Falle in der Magnetfalle überlebten.

4.9 Experimentelle Methoden

4.9.1 Absorptionsabbildung

Mit Hilfe der Absorptionsabbildung wurden alle experimentellen Ergebnisse für das Atomexperiment ermittelt. Für die Absorptionsabbildung schickt man einen nahresonanten Laserstrahl der vom Durchmesser her größer ist als die Atomwolke durch diese hindurch. Auf dem Weg durch die Atomwolke verliert der Strahl an Intensität laut dem Beerschen Gesetz.

$$dI(\vec{r}) = -I(\vec{r})\sigma(\delta, I)n(\vec{r})dx \quad \text{mit} \quad \sigma(\delta, I) = \frac{f\sigma_o}{1 + \frac{f}{I_s}I(r) + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet $\sigma_o = 3\lambda^2/2\pi$ den resonanten Absorptionsquerschnitt eines Zwei-Niveau-atoms für polarisiertes Licht, δ die Verstimmung des Nachweislasers gegenüber der Resonanz, I_s die Sättigungsintensität und Γ die natürliche Linienbreite des Übergangs. Für unpolarisierte Atome ist σ_o um einen Faktor f reduziert, der sich aus der Mittelung über die Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten der beteiligten Übergänge ermitteln läßt. Im vorliegenden Fall ermittelt man für ^{85}Rb

und die beteiligten Zustände einen Wert von $f = 0,42$. Um nun aus dem Beerschen Gesetz die sogenannte Säulendichte zu erhalten muß über Gl. 4.3 integriert werden:

$$f\sigma_o n(x, y) = f\sigma_o \int_{-\infty}^{+\infty} n(\vec{r}) dz = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(1 + f/I_s I(\vec{r}) + 4\delta^2/\Gamma^2)}{I(\vec{r})} dI(\vec{r}) \quad (4.4)$$

Als Resultat dieser Integration erhält man die Säulendichte:

$$n(x, y) = \frac{1}{f\sigma_o} \ln \frac{I_o(x, y)}{I_t(x, y)} \cdot \left(1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}\right) + \frac{1}{I_s\sigma_o} (I_o(x, y) - I_t(x, y)) \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet I_o die Intensitätsverteilung des Laserstrahls vor dem Durchgang durch die Atomwolke und I_t die Intensitätsverteilung nach der Atomwolke. Im Experiment werden für die Absorptionsmessung drei Aufnahmen gemacht. Bei der ersten Aufnahme befinden sich die zu messenden Atome im Strahlengang, dies entspricht der Aufnahme I_t . Nach dieser Aufnahme benötigt man 300 ms um das Kamerabild auszulesen. Nun kann davon ausgegangen werden, daß keine Atome mehr im Strahlengang sind und es wird eine zweite Aufnahme I_o getätigt. Nach weiteren 300 ms Auslesezeit wird ein drittes Bild aufgenommen wobei diesmal alle Laserstrahlen aus sind. Dieses Bild soll eventuelles Streu und Hintergrundlicht aufnehmen und wird deshalb von den beiden vorigen Bildern I_o und I_t abgezogen. Um etwaige Intensitätsschwankungen des Abbildungsstrahles auszugleichen werden die Bilder I_o und I_t in einem Bereich wo es sicher keine Atome gibt aufeinander skaliert. Danach werden die Bilder nach Gl. 4.5 im Kameraprogramm verarbeitet. Um aus den Kamerabildern die Intensitätsverteilungen berechnen zu können wurde vorher der Abbildungsmaßstab des Kamerasystems durch Abfotografieren eines geeichten Mikroskop-Maßstabes bestimmt. Außerdem wurde die zur Abbildung verwendete Laserleistung gemessen. Daraus kann dann die Intensitätsverteilung berechnet werden. Aus den so gewonnenen Dichtebildern kann natürlich durch Integrieren leicht die Atomzahl bestimmt werden.

Im Experiment wurden zwei Kamerasysteme verwendet (siehe Abb. 4.12). Das erste Kamerasystem war auf die Position der MOT ausgerichtet und diente zu Überwachung und Optimierung der Präparation der kalten Atome und des Umladens in die Magnetfalle. Für dieses Kamerasystem konnten große Strahlen, Durchmesser ungefähr zwei cm, verwendet werden. Da dadurch die Intensität des Nachweisstrahls niedriger als die Sättigungsintensität ist, spielte hier zur Berechnung der Säulendichte nur der erste Term der Rechten Seite von Gl. 4.5 eine wesentliche Rolle. Der Nachweisstrahl wurde über die Strahlteilerwürfel der MOT eingestrahlt. Um die Kamera nicht, mit der unvermeidbaren Komponente des MOT-Lichtes, daß aus dem Strahlteilerwürfel in den falschen Zweig strahlt zu sättigen, befand sich vor der Kamera ein elektromechanischer Shutter. Das zweite Kamerasystem war auf die elektrische Falle ausgerichtet. Dazu mußte der Abbildungsstrahl aus einer Entfernung von ca. 1 m durch die elektrische Falle (freier Elektrodenabstand 1 mm) hindurchfokussiert werden. Hier erreichte nun die Intensität des Nachweisstrahls die Sättigungsintensität und der zweite Term der rechten Seite von Gl. 4.5 spielte eine Rolle. Da für die Aufnahme in der elektrischen Falle der Durchmesser des Nachweisstrahls genauso groß wie der der Atomwolke war, konnte das im vorherigen Abschnitt beschriebene Verfahren zur Intensitätskorrektur nicht angewendet werden. Deshalb wurde eine Photodiode im Nachweisstrahl angebracht. Durch Integrieren des Photodiodensignales jedes Laserpulses sollten die Schwankungen herausgerechnet werden. Mit dieser Methoden konnten jedoch keine so guten Ergebnisse, wie mit der in den Bildern selbst vorgenommenen Korrektur, erreicht werden.

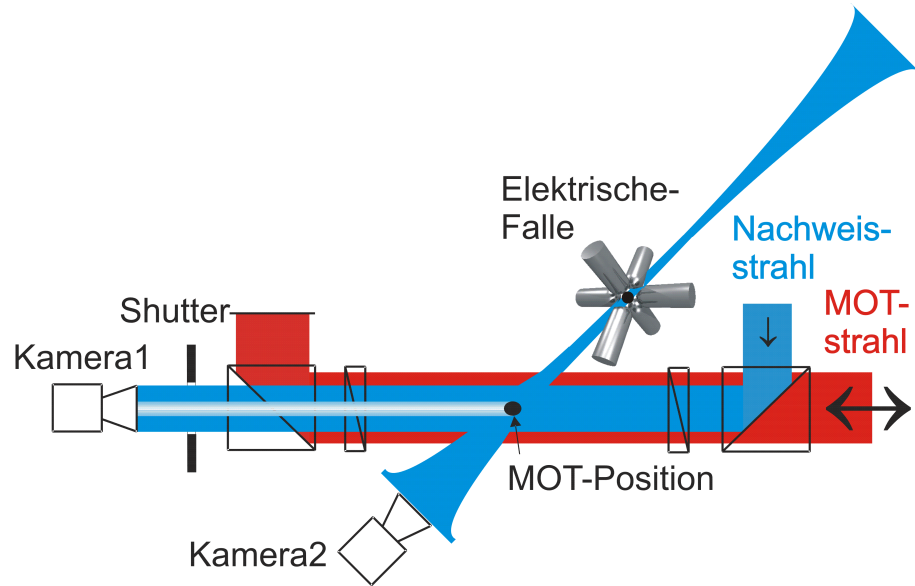


Abbildung 4.12: Das Kamerasystem für die zwei Absorptionsabbildungen. Kamera 1 wird für die Überwachung und Optimierung der MOT und der Magnetfalle verwendet. Das zweite Kamerasystem ist für den Nachweis der Atome in der elektrischen Falle bestimmt.

4.9.2 Temperaturmessung

Zur Bestimmung der Temperatur von ultrakalten Atomen wird sich zu Nutze gemacht, daß die freie Expansion einer Atomwolke von der Temperatur abhängt. Die Dichteverteilung einer Atomwolke kann durch folgende Gleichung angenähert werden:

$$f(x, t) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)}\right) \quad (4.6)$$

Nach [112] gilt für die zeitliche Entwicklung von σ in Abhängigkeit der Temperatur folgende Gleichung:

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_x(0)^2 + \frac{k_b T}{m} t^2} \quad (4.7)$$

Um im Experiment die Temperatur der Atomwolke zu bestimmen wurde eine Serie von Messungen durchgeführt. Dabei wurde die eigentliche Absorptionsaufnahme von Messung zu Messung immer um eine kleine Verzögerungszeit später angefertigt. Aus dieser Serie von Aufnahme war also nun die Expansion der Atomwolke zu sehen. Zur besseren Verarbeitung der Aufnahme wurde die Zeilen- und Spaltensumme der Bilder berechnet. Durch Anfitzen von Gl. 4.6 an diese Summen konnte $\sigma(t)$ bestimmt werden und damit aus Gl. 4.7 die Temperatur der Atomwolke. Temperaturmessungen konnten nur mit dem ersten Kamerasystem vorgenommen werden da hier die Größe des Abbildungsstrahles ausreichend war, um eine Expansion des Gases zu vermessen. Aufgrund der starken Fokussierung des Laserstrahles durch die elektrische Falle war es nicht möglich Temperaturen nach dem elektrischen Speichern zu bestimmen.

4.10 Vakuumsystem

Abbildung 4.13 zeigt das im Experiment verwendete Vakuumsystem. Für die Dimensionierung der Vakuumanlage wurde die in [88, 113] angegebene Literatur verwendet. Der zentrale Teil der Vakuumanlage besteht aus einem Achteck in dem sich die elektrische Falle und die Dispenser befanden. Um die Magnetfalle möglichst klein bauen zu können verwendeten wir für den Deckel und den Boden der Apparatur nach innen versenkte Vakuumfenster (CF-100). Der Flansch und der Glas-Metall-Übergang bestanden aus einer speziellen nicht magnetisierbaren Legierung. Die war eine unabdingbare Voraussetzung für das Gelingen des Polarisationsgradientenkühlens. Die kleinen Fenster (CF-40) an den Seiten des Achteckes bestanden ebenfalls aus dieser Legierung. Alle Fenster waren an der innen und außen Seite antireflexbeschichtet. Das Vakuumsystem war im Normalbetrieb mit zwei Vakuumpumpen versehen. Es wurde eine Ionenpumpe von Meca und ein Titan-Sublimator von Varian verwendet. Damit wurde ein Druck von $p < 2 \cdot 10^{-11}$ mbar bei ausgeschalteten Dispensern erreicht. Der Druck wurde mittels einer Bayard-Alpert-Röhre der Firma Varian überwacht. Zum Ausheizen der Apparatur konnte diese mit einem Ganzmetallventil an die in Abb. 4.10 gezeigte Turbopumpe angeschlossen werden. Abb. 4.14 zeigt eine Fotografie des Vakuumsystems mit der sie umgebenden Optik.

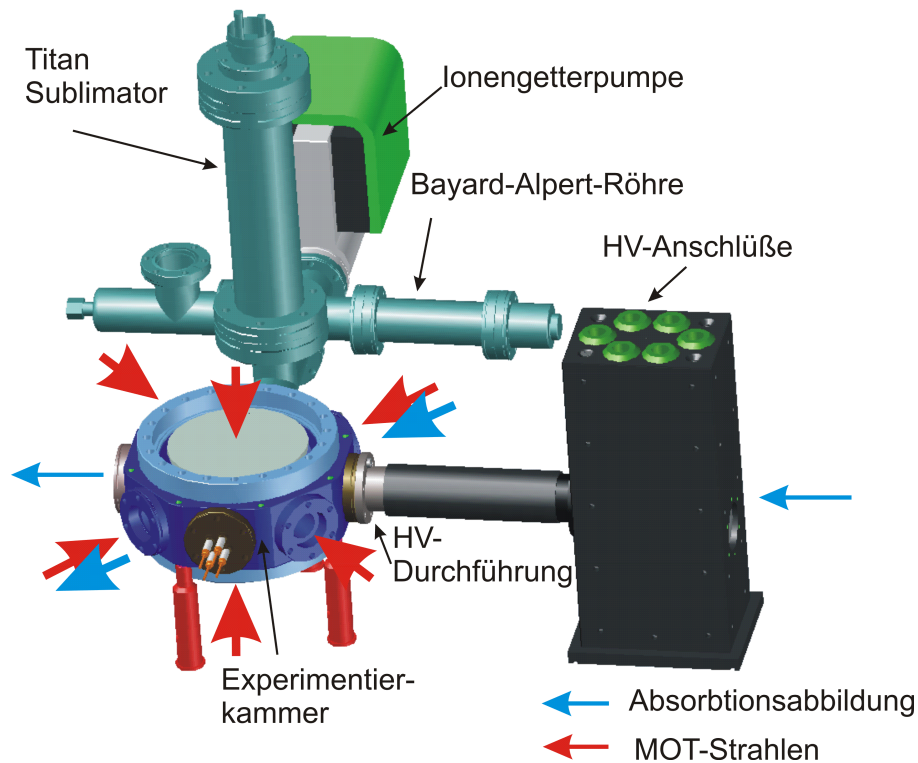


Abbildung 4.13: Vakuumsystem mit Anschlußturm für die Hochspannung.

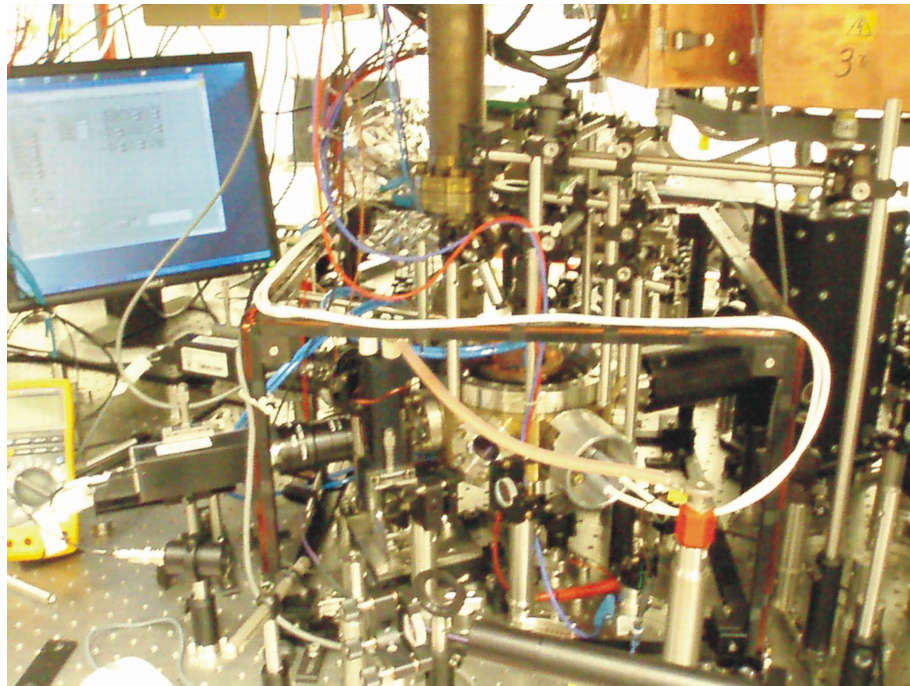


Abbildung 4.14: Experimentierkammer mit der umgebenden Optik und den Spulen für die Erdmagnetfeldkompensation. In der linken Bildhälfte sind die beiden Kamerasysteme zu erkennen.

4.11 Experiment Steuerung

Die Experimentsteuerung wurde mit einem ADWIN-Pro System der Firma Jaeger vorgenommen. Der digitale Signalprozessor des Adwin Systems steuerte alle zeitkritischen und relevanten Experimentgrößen wie Laserintensitäten, Detunings, Magnetfelder, und die Kameras. Ebenfalls wurden alle Sicherheitsüberprüfungen wie Kühlwasser, Druck und Temperatur von diesem System überwacht. Die für die Programmierung des Adwin-Systems notwendigen Daten wurden von einem Labview Programm erzeugt. Neben der Steuerung der Sequenz übernahm das Labview Programm auch die Auswertung der Kamerabilder und damit die Bestimmung der Atomzahl und der Temperatur der Atomwolke in allen Experimentzyklen. Die Verwendung von Labview im Zusammenspiel mit dem Adwinsystem erwies sich als äußerst ökonomisch und trägt wesentlich dazu bei, daß dieses Experiment innerhalb von 3 Jahren unter Einsatz von 4 Mannjahren am Experiment realisiert werden konnte.

Kapitel 5

Ergebnisse der elektrischen Falle für Atome

5.1 Atome in der elektrischen Falle

In den folgenden Abschnitten sollen nun die experimentellen Ergebnisse der elektrischen Falle für Atome dargestellt werden. Diese experimentellen Ergebnisse konnten mit den Ergebnissen der numerischen Simulation untermauert werden.

Um Atome in der elektrischen Falle beobachten zu können wurde zunächst die Magneto-Optische-Falle für 10 s geladen. Die 10^7 gefangenen Atome wurden komprimiert und mittels Polarisationsgradientenkühlung auf ungefähr $15 \mu\text{K}$ abgekühlt. Danach wurden die Atome spinpolarisiert und in der magnetischen Falle gespeichert. Durch Verschieben der Magnetspulen mit Hilfe eines Piezo-Verschiebetisches wurden die Atome in das Zentrum der elektrischen Falle transportiert. Nachdem die Atome das Zentrum der elektrischen Falle erreicht hatten wurde die Magnetfalle innerhalb von $25 \mu\text{s}$ abgeschaltet. Nun wurden die zeitlich veränderlichen elektrischen Felder erzeugt, die die Atome speicherten. Abb. 5.1 zeigt die über zehn Bilder gemittelte Absorbitionsaufnahme von 10^5 elektrisch gespeicherten Atomen. Die Aufnahme wurde nach einer Speicherzeit von 300 ms und einer Spannung von 7 kV bei 170 Hz Schaltfrequenz getätigt. Die Wahl für diese Fallenparameter wird genauer in den Abschnitten 5.2 und 5.5 erklärt. Im Abschnitt 5.6 wird genauer auf die zeitabhängige Form der Atomwolke in der elektrischen Falle eingegangen. Aus dieser Form der Atomwolke und der Kalibrierung der optischen Abbildung des Kamerasystems kann die Dichte der Atome berechnet werden. Dazu werden durch Anfitzen einer zweidimensionalen Gaußfunktion die Halbachsen der elliptischen Atomwolke bestimmt ($a = 0,4 \text{ mm}$, $b = 0,6 \text{ mm}$). Das Volumen des Ellipsoids wird mit $V = 4/3 \pi a \cdot b \cdot b$ berechnet; mit $1,7 \cdot 10^5$ Atomen ergibt sich eine Dichte von $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

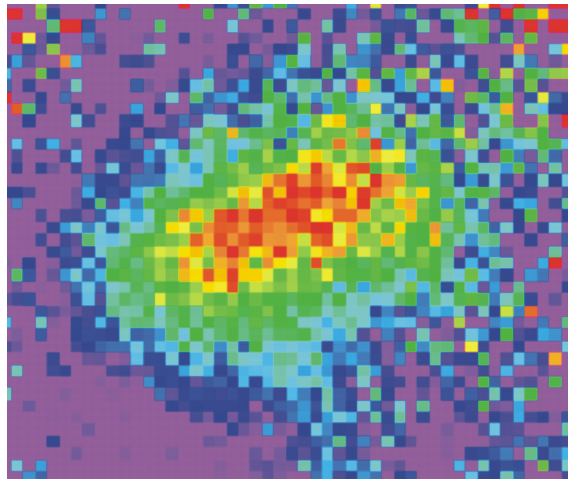


Abbildung 5.1: Absorptionaufnahme von $1,6 \cdot 10^5$ elektrisch gespeicherten Atomen nach 300 ms Speicherzeit. Dabei wurde die Falle mit einer Spannung von 7kV bei einer Frequenz von 170 Hz betrieben. Es wurden zehn einzelne Absorptionaufnahmen gemacht und über diese gemittelt. Der Durchmesser der Atomwolke beträgt 0,5mm. Daraus ergibt sich eine Dichte von ungefähr $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ Atomen.

5.2 Optimale Frequenz

In diesem Abschnitt sollen nun die Eigenschaften der elektrischen Falle in Abhängigkeit der Schaltfrequenz experimentell untersucht werden. Wie in Kapitel 2.4 gezeigt gibt es, abgesehen von einigen höheren Stabilitätsbereichen, elektrisches Fangen erst ab einer bestimmten Grenzfrequenz. Abb. 5.2 zeigt die Anzahl der elektrisch gespeicherten Atome in Abhängigkeit der Schaltfrequenz der Elektroden. In einem Frequenzbereich von 0 - 110 Hz gibt es keine stabilen Bahnen für die Atome. Die schmalen, höheren Stabilitätsbereiche (siehe Kapitel 2.4) konnten experimentell nicht nachgewiesen werden. Aufgrund des begrenzten Frequenzbereichs dieser höheren Stabilitätsbereiche ist dies aber auch nicht verwunderlich. Bei einer Frequenz von ungefähr 110 Hz setzt elektrisches Fangen ein. Dies ist der Beginn des in Kapitel 2.4 bezeichneten ersten Stabilitätsbereiches. Bei einer Frequenz von 170 Hz stellt sich der optimale Parameter für das Fangen ein. Bei dieser optimalen Frequenz f_{opt} werden $6 \cdot 10^5$ Atome gefangen. Nach dem Erreichen des Maximums sollte die Fallentiefe laut Theorie mit ω^{-2} abfallen. Für eine genauere theoretische Untersuchung des Signals wurde die in Kapitel 2.6 beschriebene Simulation benützt. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist, spiegelt diese numerische Simulation die Form der experimentellen Messung sehr gut wieder. Die Simulation kann allerdings nur eine begrenzte Anzahl von ungefähr 40.000 Atomen berechnen. Um nun die Atomzahlen widerzuspiegeln ist das Maximum der Simulationskurve mit dem Maximum der experimentell ermittelten Kurve skaliert worden. Der Skalierungsfaktor beträgt ungefähr zwei.

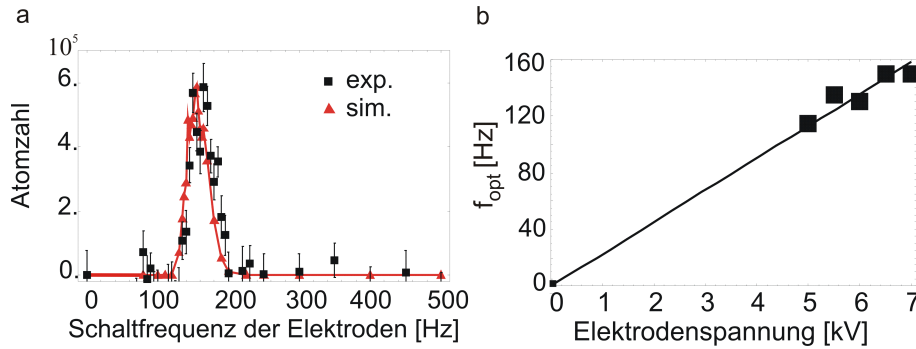


Abbildung 5.2: a) Resonanzverhalten elektrisch gespeicherter Atome. Für niedrige Frequenzen (0-110 Hz) gibt es keine stabilen Bahnen für die Atome. Von 110 Hz bis 200 Hz findet elektrisches Speichern statt. Mit einem ausgeprägten Optimum bei 170 Hz. Dort werden bis zu $6 \cdot 10^5$ Atome gefangen. Die Kurve wurde nach 50 ms aufgenommen. Die Simulation spiegelt sehr gut die Form der gemessenen Kurve wider. Die Simulationskurve wurde mit dem Wert des gemessenen Maximums skaliert. b) Abhängigkeit des Maximums der Atomzahl von der Elektrodenspannung. Wie aus der Theorie erwartet ergibt sich eine lineare Abhängigkeit.

In weiteren Messungen wurde nun die Lage der optimalen Frequenz in Abhängigkeit von der Hochspannung untersucht (siehe Abb. 5.2 a). Dazu wurden 5 weitere Kurven, wie im vorigen Absatz beschrieben, bei verschiedenen Hochspannungen gemessen und jeweils deren Maximum bestimmt. Da die Kraft auf ein Teilchen $F = -1/2 \alpha \nabla |E|^2$ ist, die Schwellenfrequenz aber wiederum proportional zu \sqrt{F} ist, muß sich eine lineare Abhängigkeit zwischen E und der Schwellenfrequenz ergeben. Da E proportional zur angelegten Hochspannung ist und die Schwellenfrequenz wiederum linear von der optimalen Frequenz abhängt, sollte sich ein linearer Zusammenhang zwischen f_{opt} und der Hochspannung ergeben. In Abb. 5.2 b ist dieser lineare Zusammenhang zu erkennen. Nachdem nun die optimalen Bedingungen für das Schalten der elektrischen Falle bekannt sind, kann nun dazu übergegangen werden, die Lebensdauer in der Falle zu bestimmen.

5.3 Lebensdauer

Im Hinblick auf spätere Experimente, in denen man Stöße zwischen Molekülen und Atomen beobachten möchte, ist die Lebensdauer die vielleicht wichtigste Zahl, die die elektrische Falle charakterisiert. Da der dominante Mechanismus, der die Lebensdauer der Atome in der elektrischen Falle begrenzt, Stöße mit dem Hintergrundgas sind, sollte sich eine exponentielle Abnahme der Teilchenzahl (siehe Gl. 5.1) zeigen.

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (5.1)$$

Abb. 5.3 zeigt eine gemessene Lebensdauerkurve. Zur Messung dieser Kurve wurde für jeden Datenpunkt die elektrische Falle jeweils zehnmals geladen und mit Hilfe der Absorptionsabbildung die Teilchendichte bestimmt. Anschließend wurde über diese zehn Aufnahmen gemittelt und durch Integration die Teilchenanzahl bestimmt. In der Lebensdauerermessung ist in den ersten 50 ms ein rapider Abfall der Teilchenzahl zu erkennen. Dieser Abfall hat zwei Ursachen. Zum einen verlassen in dieser Zeit Teilchen die Falle, die von Anfang an eine Temperatur haben, die höher als die Falltiefe von $30 \mu\text{K}$ ist. Zum anderen verlassen Teilchen die Falle, die zwar eine entsprechend niedrige Temperatur haben, aber sich im Phasenraum an Stellen befinden, die zu keinen stabilen Bahnen führen.

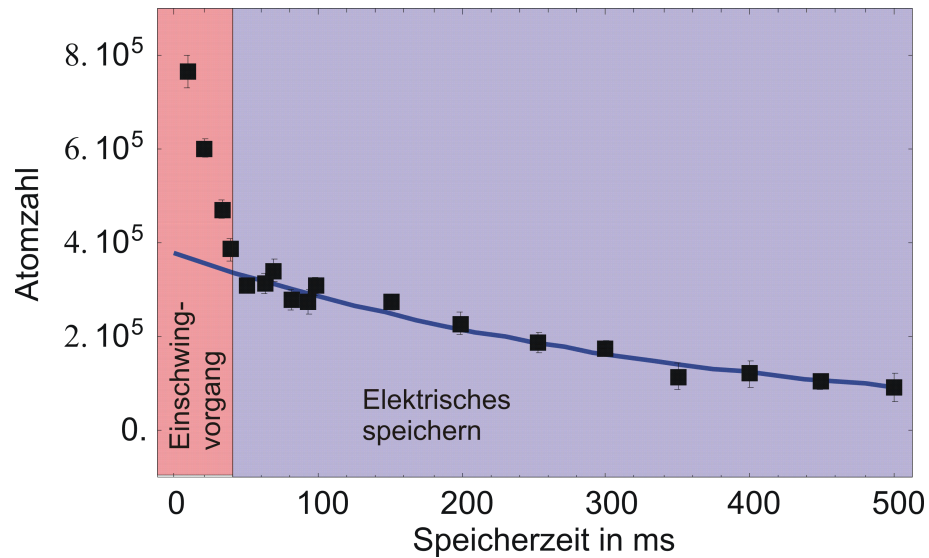


Abbildung 5.3: Lebensdauer elektrisch gespeicherter Atome. In den ersten 50 ms zeigt die Lebensdauerkurve einen rapiden Abfall. Dieser Abfall entsteht durch Atome, die eine Temperatur größer $30\mu K$ (Falltiefe) besitzen oder sich im Phasenraum an ungeeigneten Stellen befinden. Für die elektrisch gespeicherten Atome ergibt sich eine Lebensdauer von 360 ms.

Nach den ersten 50 ms findet nun das eigentliche elektrische Speichern statt. In diesem Bereich zeigt die Teilchenzahlmessung einen klaren exponentiellen Abfall. Durch fitten von Gl. 5.1 an die gemessenen Daten kann eine Lebensdauer ($1/e$ -Zeit) von 360 ms ermittelt werden. Die Behandlung der Frage wodurch die Lebensdauer in diesem Experiment begrenzt ist, soll Gegenstand des nächsten Abschnittes sein.

5.4 Begrenzung der Lebensdauer

Die im vorherigen Abschnitt bestimmte Lebensdauer von 360 ms ist durch einen Druckanstieg, der während des Betriebs der elektrischen Falle zu messen ist, bestimmt. Um nun den Einfluß dieses Druckanstieges zu charakterisieren, wurden die folgenden Messungen durchgeführt. Die Idee ist es, Atome in der magnetischen Falle am Ort der MOT zu speichern und gleichzeitig die elektrische Falle mit Hochspannung zu versorgen. Der durch den Betrieb der elektrischen Falle entstehende Druckanstieg sollte nun die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle verringern. Um nicht für jede Betriebszeit der elektrischen Falle eine eigene Lebensdauerermessung durchführen zu müssen, wurde in Abb. 5.4 a die Anzahl der Atome in der Magnetfalle nach 1,1 s bestimmt. Es zeigt sich eindeutig, je länger die elektrische Falle an ist, umso weniger Atome befinden sich nach 1,1 s in der Magnetfalle. Außerdem ist ein Druckanstieg an dem Bayard-Alpert-Druckmesskopf zu beobachten (siehe Abb. 5.4 b). Jeder Datenpunkt besteht aus 10 gemittelten Meßwerten. Die Meßwerte wurden nicht konsekutiv aufgenommen. Zwischen den Messungen mit verschiedenen Betriebszeiten der elektrischen Falle wurde jeweils eine Wartezeit von 3 Min eingelegt, damit sich der Druck in der Kammer wieder auf einen Wert um die $2,4 \cdot 10^{-10}$ mbar stabilisieren konnte.

Mit den in Abb. 5.4 gezeigten Messungen kann nun eine Abschätzung der Lebensdauer in der elektrischen Falle gemacht werden, die zu erwarten wäre wenn es keinen negativen Einfluß der Hochspannung auf den Hintergrundgasdruck gäbe. Dazu wird zunächst die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle ohne den Betrieb der elektrischen Falle bestimmt (siehe Abb. 5.5 a). Aus der

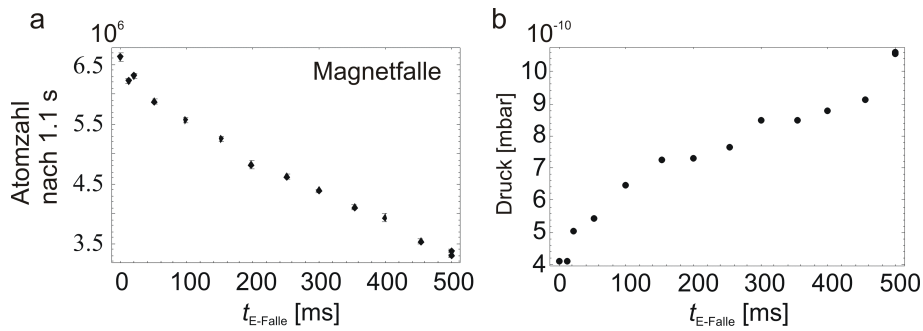


Abbildung 5.4: a) Anzahl der Atome, die sich nach einer fixen Zeit von 1,1 s noch in der Magnetfalle befinden. Die Zeit t bezeichnet die Zeitdauer mit der die elektrische Falle am Anfang der 1,1 s separat betrieben wurde. Je länger die elektrische Falle an ist, desto weniger Atome befinden sich nach 1,1 s in der Magnetfalle. b) Parallel dazu kann ein lang anhaltender Druckanstieg mit einer Bayard-Alpert-Röhre gemessen werden

Messung, wie sich die Atomzahl bei 1,1 s reduziert, wenn die elektrische Falle angeschaltet wird, kann nun mit Hilfe folgender Gleichung jeweils die reduzierte Lebensdauer bestimmt werden:

$$\tau = \frac{-1,1 \text{ s}}{\ln\left(\frac{N_{red}}{N_0}\right)}$$

Dabei ist N_{red} die bei 1,1 s berechnete, reduzierte Anzahl von Atomen und N_0 die Anzahl der Atome, die am Anfang zur Verfügung stehen. Für N_0 kann ein Wert von $1,4 \cdot 10^7$ Teilchen aus Abb. 5.5 a) entnommen werden. Mit diesen Informationen kann nun die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Zeitdauer des Betriebes der elektrischen Falle berechnet werden. Das Resultat dieser Überlegung ist in Abb. 5.5 b) zu sehen. Da der Betrieb der elektrischen Falle für 500 ms die Lebensdauer der Atome um einen Faktor 2 reduziert, kann davon ausgegangen werden, daß dies auch für Atome in der elektrischen Falle gilt. Damit würde sich eine korrigierte Lebensdauer für Atome in der elektrischen Falle von 720 ms ergeben.

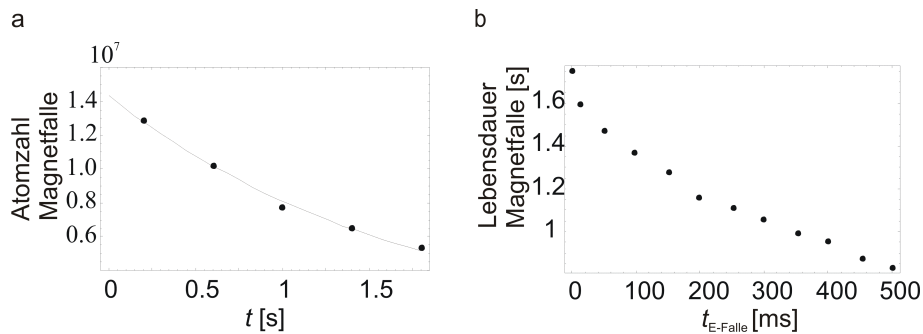


Abbildung 5.5: a) Gemessene Lebensdauer der Magnetfalle ohne den Betrieb der elektrischen Falle. b) Die reduzierte Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle. Bei einem Betrieb von 500 ms der elektrischen Falle reduziert sich die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle um einen Faktor 2. Mit diesem Faktor kann man eine korrigierte Lebensdauer der Atome in der elektrischen Falle von 720 ms abschätzen.

Um das Problem der kurzen Lebensdauer experimentell zu lösen, hätte man wieder ein Hochspannungstraining, wie in Kapitel 4.7.3 beschrieben, durchführen müssen. Mit diesem Hochspan-

nungstraining sollten die in Abb. 5.6 gezeigten Entladungen, die die Ursache für den Druckanstieg sind, verschwinden. Da die Dispenser aber zum Zeitpunkt der Datenaufnahme bereits zwei Jahre in Betrieb waren und Alterungserscheinung aufwiesen, wurde dies nicht durchgeführt. In einem vorherigen Hochspannungstraining zeigte sich, daß die Dispenser durch den Kontakt mit Sauerstoff altern. Dies äußert sich in erhöhtem Stromfluß durch den Dispenser, um den selben Partialdruck von Rb, wie er vor dem Training in der Vakuumkammer herrschte, zu erzeugen.

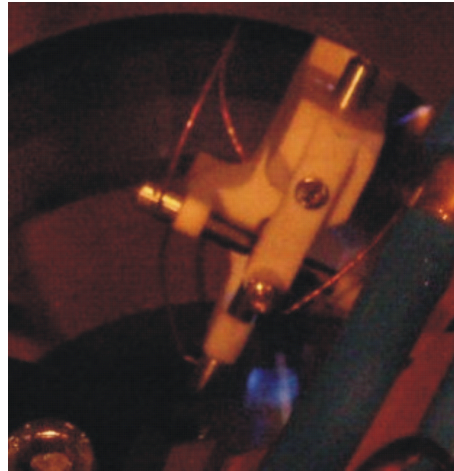


Abbildung 5.6: Koronaentladung an der elektrischen Falle. Das blaue Leuchten ist nur sichtbar, wenn die elektrische Falle an ist. Diese Entladungen erzeugen einen Druckanstieg, der die Lebensdauer in der elektrischen Falle stark reduziert.

Prinzipiell sollte allerdings mit einem erfolgreichen Hochspannungstraining die Lebensdauer der Atome in der elektrischen Falle auf mehrere Sekunden anwachsen. Erst eine Lebensdauer von mehreren Sekunden würde den Versuch, in einem zukünftigen Experiment Stöße zwischen Atomen und Molekülen sichtbar zu machen, in greifbare Nähe rücken.

5.5 Atomzahl in Abhängigkeit der Spannung

Die letzte Messung, die zur Charakterisierung der elektrischen Falle vorgenommen wurde, war die Abhängigkeit der maximalen Teilchenzahl von der Spannung der Elektroden. Bei einer Spannung um die 4 kV ist die elektrische Falle nicht mehr in der Lage, die Atome zu speichern. Die ermittelten Daten können in Abb. 5.7 a) gesehen werden. Zusätzlich sind dort auch die Ergebnisse der Simulation abgebildet. Die Anzahl der Teilchen aus der Simulation wurden auch hier, wie in Abschnitt 5.2, mit dem höchsten Datenpunkt bei 7 kV skaliert. Es zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation.

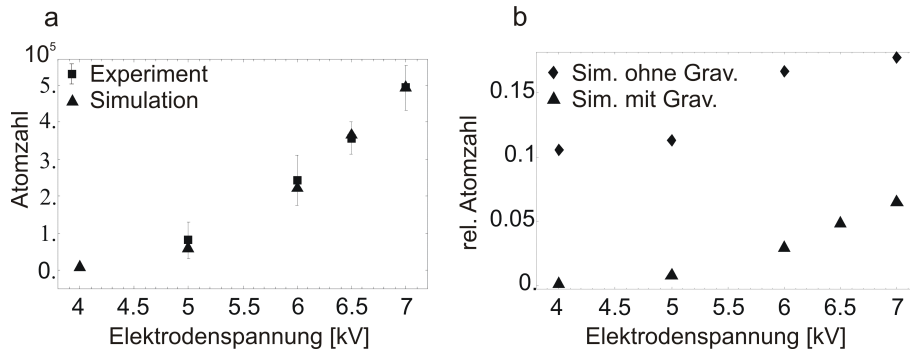


Abbildung 5.7: a) Atomzahl in Abhängigkeit der Hochspannung. Bei einer Spannung von 4 bis 5 kV ist die Falle nicht mehr in der Lage Atome zu speichern. b) Die Simulation zeigt den negativen Einfluß der Gravitationskraft auf die relative Anzahl der gespeicherten Atome.

In Abb. 5.7 b ist eine Simulation zu sehen in der der negative Einfluß der Gravitation auf die Anzahl der zu speichernden Atome deutlich wird. In einem zukünftigen Experiment könnte ein Teil dieses Atomverlustes durch asymmetrisches Schalten der Elektroden kompensiert werden.

5.6 Zeitaufgelöste Untersuchung

In den letzten Abschnitten wurden alle wesentlichen Parameter der Falle charakterisiert. In diesem Abschnitt soll nun eine zeitaufgelöste Untersuchung der Bewegung der Atomwolke innerhalb einer Schaltphase präsentiert werden. Dazu wurde die in Abb. 5.8 gezeigte Serie von Absorptionenaufnahmen gemacht.

Jedes einzelne Bild ist wieder wie in den anderen Abschnitten eine Mittelung über zehn Aufnahmen. Die fünf Bilder jeder Zeile wurden jeweils innerhalb einer Schaltphase der elektrischen Falle gemacht. Auf den ersten Blick erkennt man, daß sich das Aspekt-Verhältnis der Atomwolke mit den einzelnen Schaltphasen verändert. Um das Aspekt-Verhältnis quantifizieren zu können, sollte eine zweidimensionale Gaußfunktion an die Daten gefittet werden.

$$f(x, y) = a \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot s_x^2} - \frac{y^2}{2 \cdot s_y^2}\right)$$

Da die elektrische Falle aber unter einem Winkel von $\delta = 19,5^\circ$ zur Kamera steht mußte folgende Koordinatentransformation durchgeführt werden. Die folgende Formel ist das Ergebnis dieser Transformation.

$$f(x, y) = a \cdot \exp\left(-\frac{(x \cdot \cos \delta - y \cdot \sin \delta)^2}{2 \cdot s_x'^2} - \frac{(y \cdot \cos \delta + x \cdot \sin \delta)^2}{2 \cdot s_y'^2}\right)$$

In Abb. 5.9 a ist das Verhältnis von s_x'/s_y' zu sehen. Außerdem sind die Ergebnisse einer numerischen Simulation aufgetragen. Experiment und Simulation sind in guter Übereinstimmung. Besonders in der Nähe der Minima der Kurven ist der Überlapp sehr gut. Im Maximum gibt es Abweichungen, die durch die Absorptionsabbildung hervorgerufen werden. Sehr gut ist dies in Abb. 5.8 im zweiten Bild in der zweiten Zeile zu erkennen. Dort bildet sich in der linken, oberen Ecke eine kleine Delle aus. Bei genauerer Betrachtung kann dies bei den meisten Bildern erahnt werden.

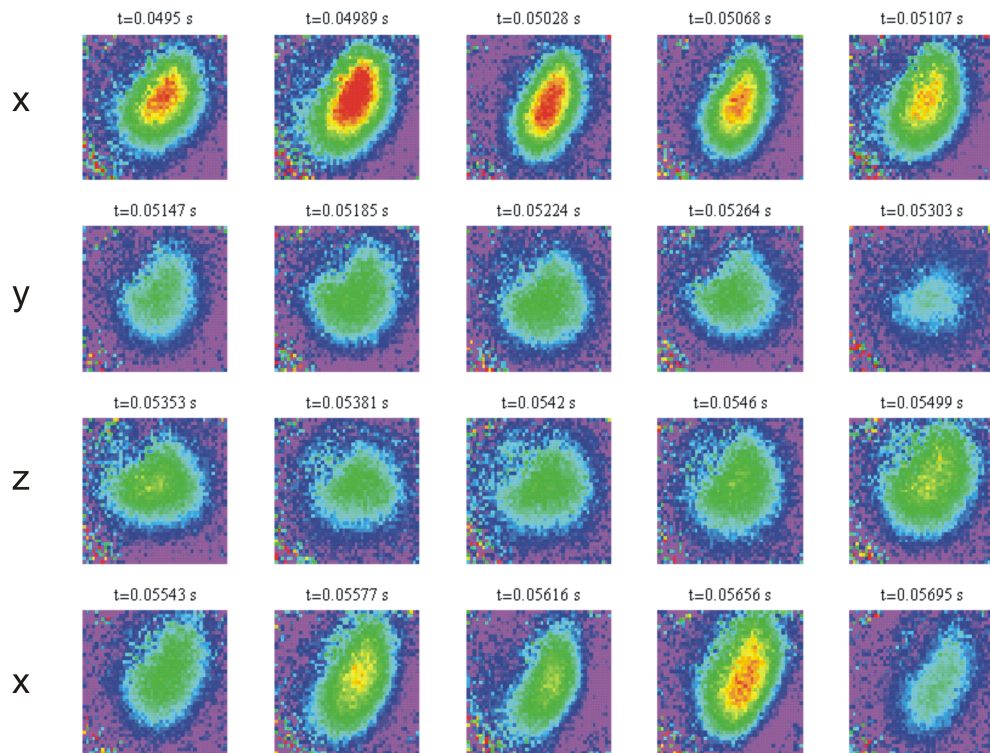


Abbildung 5.8: a) Absorptionaufnahme elektrisch gefangener Atome in den vier Schaltphasen (x, y, z und x). Dabei ist eine Änderung des Aspekt-Verhältnisses der Atomwolke zu beobachten. Die elektrische Beschaltung der Elektroden in den einzelnen Schaltphasen ist in Abb. 5.10 zu erkennen

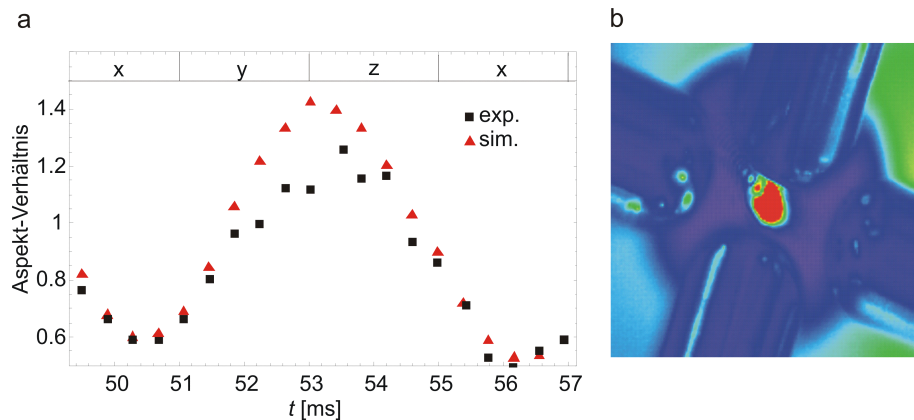


Abbildung 5.9: a) Periodische Veränderung des Aspektverhältnisses der Atomwolke in den zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern der Falle. b) Aufnahme des abbildenden Laserstrahls. Das Interferenzmuster in der linken oberen Ecke des Strahls ist die Ursache für die leichten Abweichungen zwischen Experiment und Simulation im Aspektverhältnis.

Diese Delle wird durch einen Reflex hervorgerufen, der in den Einzelbildern der jeweiligen Absorptionenaufnahmen zu erkennen ist. In Abb. 5.9 b ist der Abbildungsstrahl mit dem Reflex sehr schön zu sehen. Dieser Reflex verhindert, daß bei Aufnahmen, in denen sich die Wolke an dieser Stelle ausdehnen müßte, Atome angezeigt werden. Das gemessene Aspekt-Verhältnis kann deshalb nicht die Werte annehmen, die die Simulation vorhersagt.

Betrachtet man die Absorptionenaufnahmen in der ersten Zeile in Abb. 5.8, so erkennt man, daß die Atomwolke mit ihrer großen Halbachse fast vertikal nach oben zeigt. Dies ist zunächst verwunderlich, da bei diesen Aufnahmen die Elektroden in x-Richtung geladen sind (siehe Abb. 5.10). Da die Atome Hochfeldsucher sind, würde man eine Ausrichtung der langen Halbachse der Atomwolke entlang der x-Achse erwarten. Da die Atome aber dem schnellen Wechsel der Felder nicht unmittelbar folgen können tritt eine Phasenverzögerung von ungefähr 180° auf. Die Lage der Atomwolke in den einzelnen Schaltphasen nach 50 ms ist schematisch in Abbildung 5.10 dargestellt.

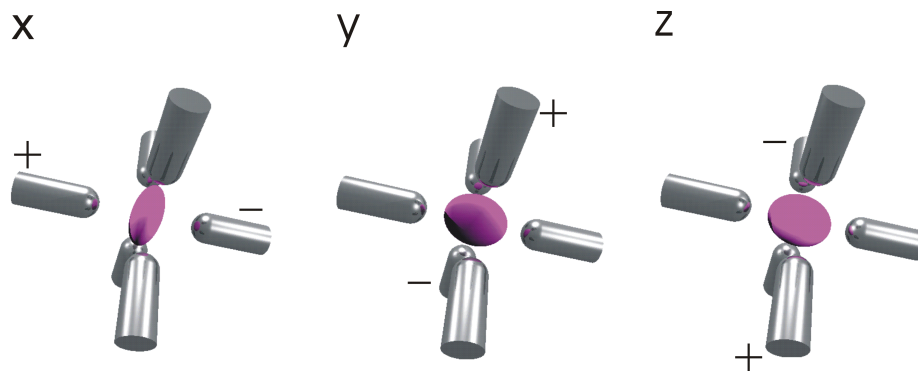


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der phasenverzögerten Bewegung der Atomwolke in der elektrischen Falle. Zur Verdeutlichung der Lage der Atomwolke sind die Bilder leicht gekippt um die Position der Elektroden zu verdeutlichen.

Mit dieser Messung ist es gelungen, die Bewegung der Atomwolke in den zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern der Falle mit Hilfe der Simulation vorherzusagen und experimentell sichtbar zu machen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei Experimente aufgebaut und deren Ergebnisse beschrieben. Im Molekülexperiment konnte gezeigt werden, daß ein kontinuierlicher Molekülstrahl von ND_3 Molekülen mit einer Geschwindigkeit kleiner als 20 m/s erzeugt werden konnte. Die dafür neu entwickelte Technik nützt den Starkeffekt und gebogene Elektroden, um aus einer effusiven Quelle bei Raumtemperatur kalte Moleküle zu filtern. Um sowohl Hochfeldsucher als auch Niedrigfeldsucher auszufiltern wurden die gebogenen Elektroden mit zeitlich veränderlichen Feldern beschaltet. Diese Technik wurde in einem zweiten Experiment, dem Atomexperiment angewendet, um neutrale Atome im Grundzustand (Hochfeldsucher) dreidimensional zu speichern. In einer kubischen Anordnung von drei sich gegenüberstehenden Elektroden gelang es 10^5 Atome bei einer Dichte von $2,5 \cdot 10^8 \text{cm}^{-3}$ über 360 ms zu speichern. Für die Realisierung dieses Experimentes war der Aufbau eines Lasersystems für eine Magneto-Optische-Falle notwendig. Die mit der Magneto-Optischen-Falle gefangenen Atome wurden in eine Magnetfalle überführt und dann in das Zentrum der elektrischen Falle transportiert um daran anschließend elektrisch gespeichert zu werden.

In der gegenwärtigen Anordnung von Elektroden kann der negative Einfluß der Schwerkraft auf die Falltiefe nicht kompensiert werden. Durch die Ausrichtung eines Elektrodenpaares entlang der Schwerkraft könnte dies erreicht werden. Dabei würden dann die Elektroden mit kleinen Offset-Spannungen so versehen, daß diese eine zusätzliche Kraft entgegen der Schwerkraft erzeugen. Simulationen zeigen, daß die Falltiefe mit dieser Methode von $30 \mu\text{K}$ auf $80 \mu\text{K}$ gesteigert werden könnte.

In einem zukünftigen Experiment könnte versucht werden, in der elektrischen Falle Moleküle mit Atomen sympathetisch zu kühlen. Eine in unserer Gruppe im Aufbau befindliche kryogene Molekülquelle sollte in der Lage sein, einen nahezu zustandselektiven Strahl von niedrigfeldsuchenden Molekülen zu erzeugen. Dieser Molekülstrahl könnte mit einem Quadrupol durch eine differentielle Pumpstrecke geführt werden und auf die elektrische Falle ausgerichtet werden. Auf dem Flug vom Ende des Quadrupols ins Zentrum der elektrischen Falle müßten dann die Moleküle von einem niedrigfeldsuchenden in einen hochfeldsuchenden Zustand gepumpt werden. Die hochfeldsuchenden Moleküle müßten dann elektrisch gespeichert werden, wie dies auch schon in anderen Gruppen gelungen ist. Sind die Moleküle einmal elektrisch gespeichert, könnte man die in der Magnetfalle gefangenen Atome überlagern. Vorexperimente haben gezeigt, daß elektrische Falle und Magnetfalle parallel betrieben werden können.

Da in anderen Gruppen Experimente aufgebaut werden, die ebenfalls versuchen Moleküle mit lasergekühlten Atomen sympathetisch zu kühlen, wird dieses Gebiet in den nächsten Jahren weiterhin spannende Entwicklungen bereithalten.

Anhang A

Resonanzen bei 20 ms

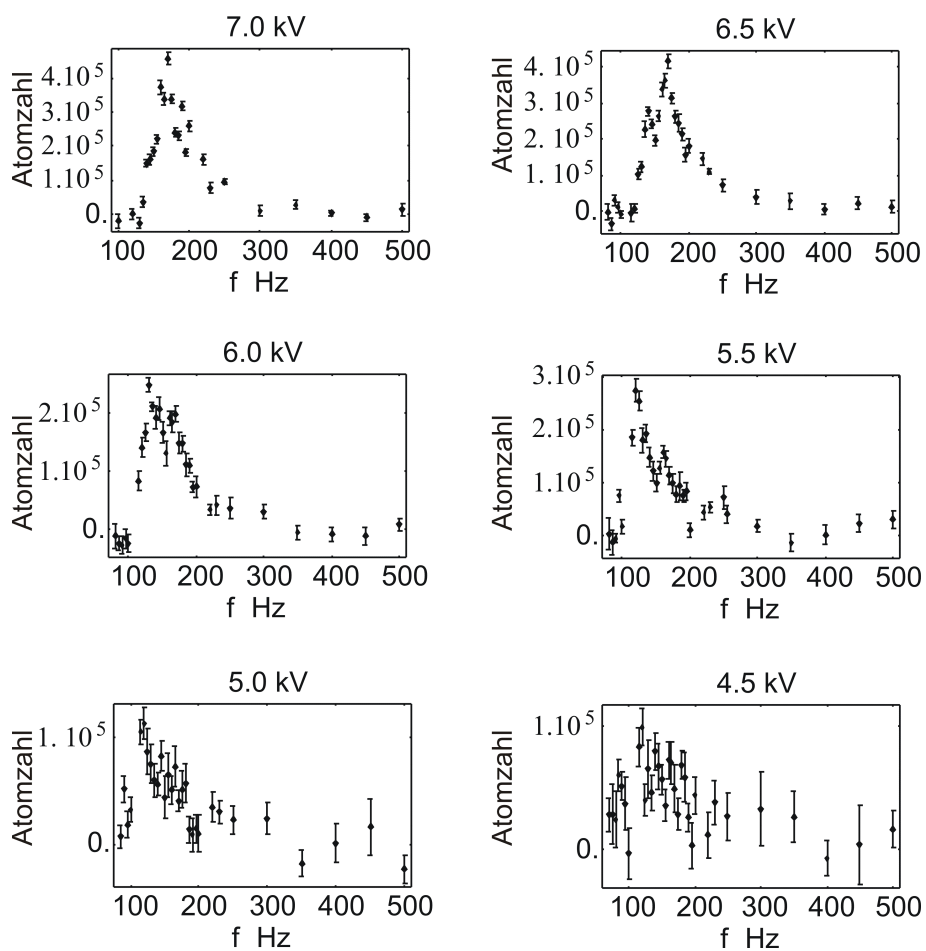
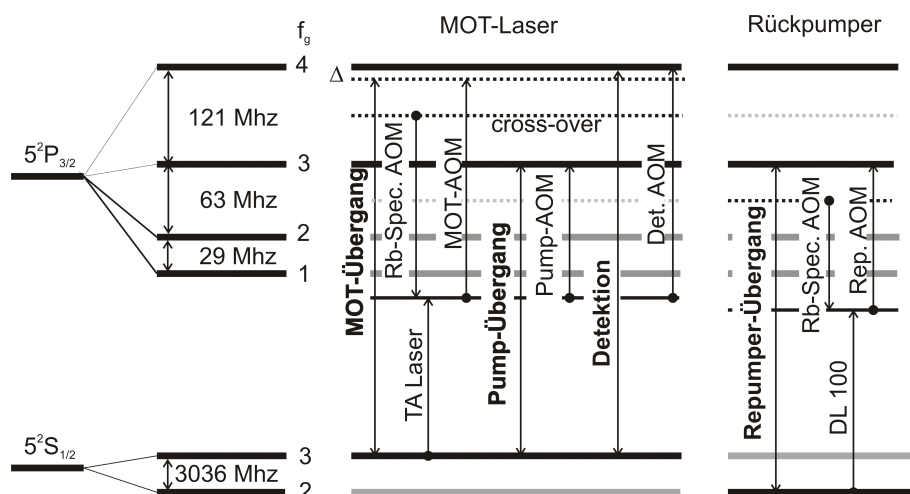


Abbildung A.1: Resonanzen bei 20 ms

Anhang B

Eigenschaften von ^{85}Rb



AOM	Frequenz in MHz
MOT-Spektroskopie	80.56
MOT	102.7
Detektion	110.26
Pump	40.89
Rückpumper-Spek.	80.28
Rückpumper	97.46

Abbildung B.1: Hyperfeinstruktur von ^{85}Rb mit dem im Experiment verwendeten Übergängen. In der Tabelle sind die verwendeten AOM-Frequenzen zur Erzeugung dieser Übergänge eingetragen.

Anhang D

Sequenz

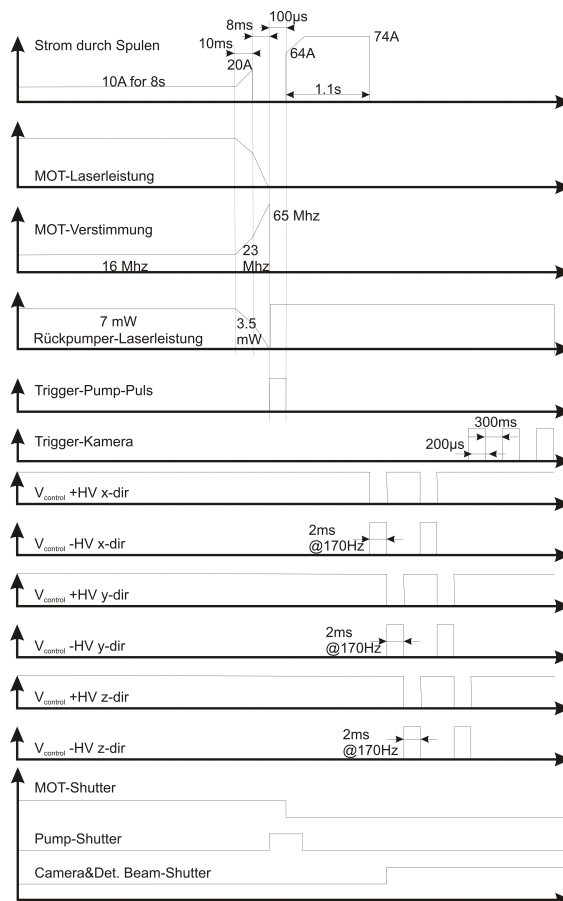


Abbildung D.1: Sequenz des Experimentes

Literaturverzeichnis

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, 1995.
- [2] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. F. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 105:1413, 1957.
- [3] B. C. Regan, E. D. Commins, C. J. Schmidt, and D. DeMille. New Limit on the Electron Electric Dipole Moment. *Phys. Rev. Lett.*, 88:071805, 2002.
- [4] D. E. Egorov, J. D. Weinstein, D. Patterson, B. Friedrich, and J. M. Doyle. Spectroscopy of laser-ablated buffer-gas-cooled PbO at 4 K and the prospects for measuring the electric dipole moment of the electron. *Phys. Rev. A*, 63:030501, 2001.
- [5] J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds. Measurement of the Electron Electric Dipole Moment Using YbF Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 89:023003, 2002.
- [6] D. Kowall, F. Bay, S. Bickman, Y. Jiang, and D. DeMille. Precision Zeeman-Stark Spectroscopy of the Metastable $a(1)[^3 \Sigma^+]$ State of PbO. *Phys. Rev. Lett.*, 92:133007, 2004.
- [7] S. E. Maxwell, N. Brahm, R. deCarvalho, D. R. Glenn, J. S. Helton, S. V. Nguyen, D. Patterson, J. Petricka, D. DeMille, and J. M. Doyle. High-flux Beam Source for Cold, Slow Atoms or Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 95:173201, 2005.
- [8] M. R. Tarbutt, H. L. Bethlem, J. J. Hudson, V. L. Ryabov, V. A. Ryzhov, B. E. Sauer, G. Meijer, and E. A. Hinds. Slowing Heavy, Ground-State Molecules using an Alternating Gradient Decelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 92:173002, 2004.
- [9] J. Crassous, F. Monier, J. P. Dutasta, M. Ziskind, C. Daussy, C. Grain, and C. Chardonnet. Search for Resolution of Chiral Fluorohalogenomethanes and Parity-Violation Effects at the Molecular Level. *Chem. Phys. Chem.*, 4:541, 2003.
- [10] N. Balakrishnan and A. Dalgarno. Chemistry at ultracold temperatures. *Chem. Phys. Lett.*, 341:653, 2001.
- [11] T. Takayanagi and Y. Kurosaki. Van der Waals resonances in cumulative reaction probabilities for the F+H₂, D₂, and HD reactions. *J. Chem. Phys.*, 109:8929, 1998.
- [12] E. Bodo and F. A. Gianturco. Features of chemical reactions at vanishing kinetic energy: the presence of internally "hot" reagents. *Eur. Phys. J. D*, 31:423, 2004.
- [13] P. F. Weck and N. Balakrishnan. Chemical reactivity of ultracold polar molecules: investigation of H+HCl and H+DCl collisions. *Eur. Phys. J. D*, 31:417, 2004.

- [14] E. Bodo, F. A. Gianturco, N. Balakrishnan, and A. Dalgarno. Chemical reactions in the limit of zero kinetic energy: virtual states and Ramsauer minima in $F+H_2 \rightarrow HF+H$. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 37:3641, 2004.
- [15] D. DeMille. Quantum Computation with Trapped Polar Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 88(6):067901, 2002.
- [16] P. Rabl, D. DeMille, J. M. Doyle, M. D. Lukin, R. J. Schoelkopf, and P. Zoller. Hybrid Quantum Processors: Molecular Ensembles as Quantum Memory for Solid State Circuits. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 2006.
- [17] L. Santos, G. V. Shlyapnikov, P. Zoller, and M. Lewenstein. Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1791, 2000.
- [18] K. Goral, L. Santos, and M. Lewenstein. Quantum phases of dipolar bosons in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 88:170406, 2002.
- [19] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin. Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature*, 426:537, 2003.
- [20] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Bose-Einstein Condensation of Molecules. *Science*, 302(2101), 2003.
- [21] J. T. Bahns, W. C. Stwalley, and P. L. Gould. Laser cooling of molecules: A sequential scheme for rotation, translation, and vibration. *J. Chem. Phys.*, 104(24), 1996.
- [22] S. G. Schirmer. Laser cooling of internal molecular degrees of freedom for vibrationally hot molecules. *Phys. Rev. A*, 6:013407, 2000.
- [23] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, and P. Pillet. Formation of Cold Cs_2 Molecules through Photoassociation. *Phys. Rev. Lett.*, 80:4402, 1998.
- [24] T. Takekoshi, B. M. Patterson, and R. J. Knize. Observation of Optically Trapped Cold Cesium Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 81(23), 1998.
- [25] J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, and D. DeMille. Optical Production of Ultracold Polar Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 94:203001, 2005.
- [26] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman. Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 417:529, 2002.
- [27] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91:240402, 2003.
- [28] M. W. Zwierlein, J. R. Aob-Shaer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas. *Nature*, 435(23), 2005.
- [29] J. D. Weinstein, R. DeCarvalho, J. Kim, D. Patterson, B. Friedrich, and J. M. Doyle. Magnetic trapping of atomic chromium. *Phys. Rev. A*, 57:R3173, 1998.
- [30] H. L. Bethlem. *Deceleration and Trapping of Polar Molecules using Time-varying Electric Fields*. Dissertation, Katholieke Universiteit Nijmegen, 2002.
- [31] H. L. Bethlem, G. Berden, and G. Meijer. Decelerating Neutral Dipolar Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1558, 1999.

- [32] H. L. Bethlem, G. Berden, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, A. J. A. van Roij, and G. Meijer. Electrostatic trapping of ammonia molecules. *Nature*, 406:491, 2000.
- [33] E. D. Courant, M. S. Livingston, and H. S. Snyder. The Strong-Focusing Synchrotron—A New High Energy Accelerator. *Phys. Rev.*, 88(5), 1952.
- [34] E. D. Courant and H. S. Snyder. Theory of the alternating-gradient synchrotron. *Ann. Phys.*, 3:1, 1958.
- [35] D. Auerbach, E. E. A. Bromberg, and L. Wharton. Alternate-Gradient Focusing of Molecular Beams. *J. Chem. Phys.*, 45:2160, 1966.
- [36] H. L. Bethlem, A. J. A. van Roij, R. T. Jongma, and G. Meijer. Alternate Gradient focusing and deceleration of a molecular beam. *Phys. Rev. Lett.*, 88:133003, 2002.
- [37] H. L. Bethlem, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, S. Y. T. van de Meerakker, and G. Meijer. Deceleration and trapping of ammonia using time-varying electric fields. *Phys. Rev. A*, 65:053416, 2002.
- [38] B. Friedrich. Slowing of supersonically cooled atoms and molecules by time-varying nonresonant dipole forces. *Phys. Rev. A*, 61:025403, 2000.
- [39] R. Fulton, A. I. Bishop, and P. E. Barker. Optical Stark Decelerator for Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 93:243004, 2004.
- [40] M. Gupta and D. Herschbach. Slowing and Speeding Molecular Beams by Means of a Rapidly Rotating Source. *J. Phys. Chem. A*, 105:1626, 2001.
- [41] E. Narevicius, A. Libson, M. F. Riedel, C. G. Parthey, I. Chavez, U. Even, and M. G. Raizen. Coherent Slowing of a Supersonic Beam with an Atomic Paddle. *Phys. Rev. Lett.*, 98:103201, 2007.
- [42] M. S. Elioff, J. J. Valentini, and D. W. Chandler. Subkelvin Cooling NO Molecules via "Billiard-like" Collisions with Argon. *Science*, 302:1940, 2003.
- [43] Ning-Ning Liu and Hansjürgen Loesch. Kinematic Slowing of Molecules Formed by Reactive Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 98:103002, 2007.
- [44] S. A. Rangwala, T. Junglen, T. Rieger, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. A continuous source of translationally cold dipolar molecules. *Phys. Rev. A*, 67:043406, 2003.
- [45] T. Junglen, T. Rieger, S. A. Rangwala, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Two-Dimensional Trapping of Dipolar Molecules in Time-Varying Electric Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 92:223001, 2004.
- [46] P. K. Ghosh. *Ion Traps*. Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [47] F. M. Pennig. The spark discharge in low pressure between coaxial cylinders in an axial magnet field. *Physika*, 3:873, 1936.
- [48] E. Fischer. Die dreidimensionale Stabilisierung von Ladungsträgern in einem Vierpolfeld. *Zeitschrift für Physik*, 156:1–26, 1959.
- [49] J. V. Prodan, A. L. Midgall, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24):2596, 1985.

- [50] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3):314–317, Jul 1986.
- [51] 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(23):2631–2634, Dec 1987.
- [52] J. Fujiki K. Nagato M. Yasuda T. Kishimoto, H. Hachisu and H. Katori. Electrodynamic Trapping of Spinless Neutral Atoms with an Atom Chip. *Phys. Rev. Lett.*, 96:123001, 2006.
- [53] F. Shimizu and M. Morinaga. Electric Trapping of Neutral Atoms. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 31:L1721, 1992.
- [54] M. Morinaga and F. Shimizu. Electric Trapping of Neutral Atoms: Stability Theory. *Laser Phys.*, 4:412, 1994.
- [55] Hidetoshi Katori and Tomoya Akatsuka. Electric Manipulation of Spinless Neutral Atoms on a Surface. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 43(1):358, 2004.
- [56] S. Schlunk, A. Marian, P. Geng, A. P. Mosk, G. Meijer, and W. Schöllkopf. Trapping of Rb Atoms by ac Electric Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 98:223002, 2007.
- [57] J. van Veldhoven, H. L. Bethlem, and G. Meijer. ac Electric Trap for ground-State Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 94:083001, 2005.
- [58] H. L. Bethlem, J. van Veldhoven, M. Schnell, and G. Meijer. Trapping polar molecules in an ac trap. *Phys. Rev. A*, 74:063403, 2006.
- [59] E. Peik. Electrodynamic trap for neutral atoms. *Eur. Phys. J. D*, 6:179, 1999.
- [60] B. C. Sawyer, B. L. Lev, E. R. Hudson, B. K. Stuhl, M. Lara, J. L. Bohn, and J. Ye. Magneto-electrostatic Trapping of Ground State OH Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 98:253002, 2007.
- [61] P. W. H. Pinkse, T. Junglen, T. Rieger, S. A. Rangwala, and G. Rempe. *Filtering Slow Polar Molecules from a Thermal Gas*. M. Weidemüller and C. Zimmermann (Ed.), Interactions in Ultracold Gases, Wiley-VCH, Weinheim, p. 477, 2003.
- [62] T. Junglen, T. Rieger, S. A. Rangwala, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Slow ammonia molecules in an electrostatic quadrupole guide. *Eur. Phys. J. D*, 31:365–373, 2004.
- [63] T. Rieger, T. Junglen, S. A. Rangwala, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Continuous Loading of an Electrostatic Trap for Polar Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 95:173002, 2005.
- [64] T. Rieger, P. Windpassinger, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe. Trapping of Rubidium with a Macroscopic Three-Phase Electric Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 99:063001, 2007.
- [65] T. Junglen. *Guiding and Trapping of Cold Dipolar Molecules*. Dissertation, Technische Universität München, 2005.
- [66] S. Earnshaw. On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether. *Trans. Camb. Phil. Soc.*, 7:97, 1842.
- [67] W. Hackbusch, H. R. Schwarz, and E. Zeidler. *Teubner-Taschenbuch der Mathematik*. Teubner, 1996.
- [68] T. Fließbach. *Mechanik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1996.

- [69] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter&Co, 2 edition, 1985.
- [70] B. H. Bransden and C. J. Joachain. *Physics of Atoms and Molecules*. Longman Group, 1996.
- [71] T. Fließbach. *Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1997.
- [72] K. Meyberg and P. Vachenauer. *Höhere Mathematik 2*. Springer, 1997.
- [73] Robert W. Molof, Henry L. Schwartz, Thomas M. Miller, and Benjamin Bederson. Measurement of electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms. *Phys. Rev. A*, 10(4), 1974.
- [74] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Inc., 74. edition, 6-94, 1993.
- [75] David A. Dahl. *Simion 3D*. Bechtel BWXT Idaho, LLC, 2000.
- [76] C. H. Townes and A. L. Schawlow. *Microwave Spectroscopy*. Dover Publications, Inc., New York, 1975.
- [77] R. G. Nuckolls, L. J. Rueger, and H. Lyons. Microwave Absorption Spectrum of ND₃. *Phys. Rev.*, 89:1101, 1953.
- [78] Michael Kofler and Hans-Gert Gräbe. *Mathematica*. Addison-Wesley, 2002.
- [79] T. Rieger. *Aufbau einer Quelle kalter Moleküle*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2005.
- [80] N. F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, Oxford, 1956.
- [81] J. R. Zacharias. Precision measurements with molecular beams. *Phys. Rev.*, 94:751, 1954.
- [82] P. Clausing. Über die Strahlformung bei der Molekularströmung. *Z. Phys.*, 66:471, 1930.
- [83] P. Zugenmayer. Zur Theorie der Molekularstrahlerzeugung mit Hilfe zylindrischer Rohre. *Z. Angew. Phys.*, 3, 1966.
- [84] B. Ghaffari, J. M. Gerton, W. I. McAlexander, K. E. Strecker, D. M. Homan, and R. G. Hulet. Laser-free slow atom source. *Phys. Rev. A*, 60(5):3878–3881, 1999.
- [85] Hiden Analytical. RC PIC Analyser Operators's Manual. 1998.
- [86] Behlke Electronic GmbH. Fast High Voltage. 2001.
- [87] Philip C. D. Hobbs. *Building Electro-Optical Systems*. Wiley, 2000.
- [88] J. H. Moore, C. C. Davis, and M. A. Coplan. *Building Scientific Apparatus: a Practical Guide to Design and Construction*. Addison-Wesley, 2.ed. edition, 1989.
- [89] Andreas Marte. *Feshbach-Resonanzen bei Stößen ultrakalter Rubidiumatome*. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [90] Johannes Schuster. *Stoßlawinen in einem Bose-Einstein-Kondensat*. Dissertation, Technische Universität München, 2002.
- [91] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell. Simplified System for Creating a Bose Einstein Condensate. *Journal of Low Temperature Physics*, 132(5-6):309, 2003.

- [92] P. Windpassinger. *Electric Trapping of Neutral Atoms*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2005.
- [93] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [94] Jieping Xu. *Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications*. Wiley, 1992.
- [95] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Rev. Sci. Instrum.*, 76:063112, 2005.
- [96] R. W. P. Drewer, 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*, 31:97–105, 1983.
- [97] G.C. Bjorklund, M. D. Levneson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. Theory of Lineshapes and Signal-to-Noise Analysis. *Appl. Phys. B*, 32:145, 1983.
- [98] S. Kunze. *Langsame Atome in stehenden Lichtwellen*. Dissertation, Universität Konstanz, 1996.
- [99] S. Wolf. *Entwicklung und Charakterisierung eines frequenzstabilisierten Diodenlasers*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1994.
- [100] E.A. Donley, T.P. Heavner, F. Levi, M.O. Tataw, and S.R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Rev. Sci. Instr.*, 76:063112, 2005.
- [101] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, and C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *Journal of Applied Physics*, 84(12):6499–6501, 1998.
- [102] B. P. Anderson and M. A. Kasevich. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption. *Phys. Rev. A*, 63(2):023404, 2001.
- [103] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A*, 73(1):013410, 2006.
- [104] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:1332, 1994.
- [105] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:2023, 1989.
- [106] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu. Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:2058, 1989.
- [107] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 2000.
- [108] W. H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Prog. Quant. Electr.*, 8:181, 1984.
- [109] Markus Greiner, Immanuel Bloch, Theodor W. Hänsch, and Tilman Esslinger. Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance. *Phys. Rev. A*, 63(3):031401, 2001.

-
- [110] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Tuning Closed-Loop PID Control Parameters*, 2004.
- [111] R. V. Latham. *High Voltage Vacuum Insulation*. Academic Press Limited, 1995.
- [112] B. Sang. Magnetische Speicherung eines ultrakalten atomaren Gases für die Bose-Einstein-Kondensation. *Diplomarbeit, Universität Konstanz und Max-Planck-Institut für Quantenoptik*, 2001.
- [113] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, K. Josten. *Handbuch Vakuumtechnik, 7. Auflage*. Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 2000.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zeitlicher Verlauf der Experimente	6
2.1	Elektrodenkonfiguration	12
2.2	Prinzip des AC-Führens	13
2.3	Stabilitätsdiagramm	14
2.4	Elektrodenkonfiguration für die Simulation.	15
2.5	Beispiel Trajektorie	16
3.1	Prinzipieller Aufbau des Molekül-Experiments	19
3.2	Molekularerfluss	20
3.3	AC-Resonanz	21
3.4	Hochspannungs Abhängigkeit des Flusses bei Molekülen.	22
4.1	Prinzipskizze des Atomexperimentes	24
4.2	Lasersystem	25
4.3	Bild des Lasersystems	26
4.4	Dispenser Anordnung	27
4.5	Erdmagnetfeldkompensation	29
4.6	Pumpschemata für Rb 85	29
4.7	Verschiebeeinheit mit Spulen	31
4.8	Die elektrische Falle	32
4.9	Schaltplan Hochspannungsschalter	33
4.10	Gaseinlaß System für das Hochspannungskonditionieren.	34
4.11	Überlapp von Magnetfalle und Elektrischerfalle	35
4.12	Das Kamerasystem	37
4.13	Das Vakuumsystem	38
4.14	Experimentierkammer mit Optik	39
5.1	Elektrisch gespeicherte Atome	41
5.2	Resonanzverhalten elektrisch gespeicherter Atome	42

5.3	Lebensdauer elektrisch gespeicherter Atome	43
5.4	Druckabhängigkeit der Lebensdauer	44
5.5	Lebensdauer Erniedrigung in der Magnetfalle	44
5.6	Koronaentladung an der elektrischen Falle	45
5.7	Atomzahl in Abhängigkeit der Spannung	46
5.8	Bewegung der Atomewolke in der Falle	47
5.9	Analyse der Bewegung der Atomwolke	47
5.10	Phasenverzögerung der Atomwolke	48
A.1	Resonanzen bei 20 ms	51
B.1	Hyperfeinstruktur von Rb 85	52
C.1	Schaltplan für den IGBT	53
D.1	Sequenz	54

Tabellenverzeichnis

1.1	Fallen in der Atomphysik	5
2.2	Vergleich zwischen Ionenfallen und elektrischen Fallen	17
4.1	Typische Parameter der MOT	28

Veröffentlichungen

- S.A. Rangwala, T. Junglen, T. Rieger, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe, Continuous source of translationally cold dipolar molecules, *Phys. Rev. A* **67**: 043406, 2003
- P.W.H. Pinkse, T. Junglen, T. Rieger, S. A. Rangwala, and G. Rempe, Filtering Slow Polar Molecules from a Thermal Gas, Interactions in Ultracold Gases, 477, edited by M. Weidemüller and C. Zimmermann, (Wiley-VCH, Weinheim, 2003)
- T. Junglen, T. Rieger, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe, Two-Dimensional Trapping of Dipolar Molecules in Time-Varying Electric Fields, *Phys. Rev. Lett.* **92**: 223001, 2004
- T. Junglen, T. Rieger, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe, Slow ammonia molecules in an electrostatic quadropole guide, *Eur. Phys. J. D* **31**: 365, 2004
- T. Rieger, T. Junglen, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, and G. Rempe, Continuous loading of an electrostatic trap for polar molecules, *Phys. Rev. Lett.* **95**: 173002, 2005
- T. Rieger, T. Junglen, S.A. Rangwala, G. Rempe, and P.W.H. Pinkse, Water vapor at a translational temperature of one kelvin, *Phys. Rev. A* **73**:061402, 2006.
- T. Rieger, P. Windpassinger, S.A. Rangwala, G. Rempe, and P.W.H. Pinkse, Trapping of Neutral Rubidium with a Macroscopic Three-Phase Electric Trap, *Phys. Rev. Lett.* **99**: 063001, 2007.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und damit für mich die Erfüllung eines Jugendtraumes Realität werden ließen.

- An erster Stelle danke ich Prof. Dr. Gerhard Rempe, der mir durch die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe die Möglichkeit gegeben hat, beim Aufbau neuer Experimente mitwirken zu können. Seine sachkundige Unterstützung und die vielen anregenden Gespräche in jeder Phase der Experimente waren mir immer eine große Hilfe. Besonders möchte ich für die stets angenehme Atmosphäre und das Vertrauen danken, das er mir entgegenbrachte.
- Mein besonderer Dank gilt Dr. Pepijn Pinkse, der mich seit den ersten Stunden dieser Experimente begleitet hat. Seine physikalische Weitsicht und seine Ideen sind untrennbar mit dem Zustandekommen dieser Arbeit verbunden. Besonderen Dank schulde ich ihm für die Simulationen zum Atomexperiment und das schnelle Verfassen des Atompapers.
- Dr. Sadiq Rangwala danke ich für die vielen physikalischen Ideen die im Laufe unserer Zusammenarbeit entstanden sind.
- Meinem Mitdoktoranden Dr. Tobias Junglen, danke ich für die von einem sehr freundschaftlichen Umgang geprägte Arbeit am Molekülexperiment. Die gemeinsam durchlebten Abenteuer, ausgehend von einem leeren Labor über die Schockbelüftung des Experimentes bis hin zur Anfertigung wissenschaftlicher Publikationen und so manchem Computerproblem, wird mir immer in herzlicher Erinnerung bleiben.
- Patrik Windpassinger meinem Diplomanden danke ich für ein Jahr harter Arbeit am Atomexperiment. Die dabei verrichtete Arbeit ist ein wesentlicher Bestandteil des Atomexperimentes.
- Michael Motsch und Martin Zeppenfeld danke ich für die hervorragende Laboratmosphäre und die Unterstützung in den letzten Jahren meiner Promotion.
- Josef Bayerl danke ich für all die bis zur Perfektion durchdachten Autocad Zeichnungen. Sowohl das Molekül als auch das Atomexperiment wären ohne diese Arbeit nicht denkbar gewesen.
- Thomas Wiesmeier danke ich ganz besonders für die Entwicklung der am Experiment verwendeten Elektronik. Nach überstandenen Hochspannungs- und Hochstromabenteuer trennt sich nun leider, mit einem Augenzwinkern die Tom Miesmeier und Carlos Rieger Sabotage INC.

- Franz Denk und Helmut Stehbeck danke ich für die professionelle Bearbeitung aller mechanischen Probleme am Experiment. Unser stetig wiederkehrender, im bairischen Idiom ausgeführter Dialog: Frage Eurerseits: “Bis wann brauchst des Drumm?”, Antwort Meinerseits: “Ja, eigentlich scho gestarn!” und die darauf folgende prompte und perfekte Ausführung der “Technical Details” wird mir in ewiger Erinnerung bleiben.
- Dr. Stefan Nußmann danke ich besonders, da er trotz der Arbeit an seiner eigenen Promotion immer Zeit fand, mir in meiner Lehrzeit am optischen Tisch, das Handwerkszeug der Laserstabilisierung und der Justage beizubringen.
- Der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre danken. Gruppen, in denen ein so großer Zusammenhalt und Hilfsbereitschaft für die Nachbarexperimente vorherrschen, sind mit Sicherheit nicht überall anzutreffen.
- Meinen Seilgefährten Markus Hijlkema, Andreas Marte, Sebastian Ernst und ganz besonders Thorsten Grundler danke ich für die vielen schönen Stunden im steilen Gemäuer der Fränkischen Schweiz.
- Zu guter Letzt aber doch eigentlich zuerst möchte ich meiner Familie, meinen Eltern und Großeltern für ihre große Hilfe danken. Auf ihre bedingungslose Unterstützung konnte ich mich in all den Jahren immer verlassen. Mein besonderer Dank gilt dabei meinem Großvater Erich Hennig dem ich seit frühester Jugend die Begeisterung für naturwissenschaftliche Zusammenhänge verdanke.