
Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome in optischen Mikropotentialen

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. André Lengwenus
geboren am 21. Februar 1979 in Hannover

Referent: Prof. Dr. Gerhard Birkel
Korreferent: Prof. Dr. Thomas Halfmann

Tag der Einreichung: 28.11.2007
Tag der Prüfung: 14.01.2008

Darmstadt 2008
Hochschulkennziffer D17

Zusammenfassung

Der Einsatz mikrostrukturierter optischer Elemente ist in der heutigen quantenoptischen Forschung ein äußerst attraktiver Zugang zur kompakten und robusten Realisierung atomoptischer Experimente. Besondere Beachtung findet dabei die Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome in magnetischen und optischen Mikropotentialen. Motiviert werden diese Untersuchungen sowohl durch Anwendungen auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung, als auch durch die Möglichkeit kompakte, hochpräzise Atominterferometer zu entwickeln. Von äußerster Wichtigkeit ist hierbei sowohl der kontrollierte Transport und das Führen atomarer Ensembles in diesen Potentialen, als auch deren Auswirkungen auf die Kohärenz der atomaren Zustände.

In dieser Arbeit wird ein System untersucht, bei dem neutrale ^{85}Rb -Atome in einem zweidimensionalen Register von Dipolfallen gefangen werden können. Die Fallen werden durch homogenes Ausleuchten eines Mikrolinsenregisters mit einem einzelnen kollimierten Laserstrahl erzeugt. Durch Einstrahlen des Lichts unter einem variablen Winkel lassen sich die in der Fokalebene des Registers gefangenen Atome transportieren. Mit dieser Methode kann ein Transportweg von einem kompletten Fallenabstand ($54\ \mu\text{m}$) erreicht werden. Die Präzision in der Anfahrt definierter Positionen liegt dabei unter $10\ \text{nm}$. Bei einer Transportzeit bis hinunter zu $2\ \text{ms}$ wird weder eine signifikante Erhöhung der Temperatur des atomaren Ensembles noch ein Teilchenzahlverlust beobachtet. Für den Transport über größere Distanzen wird ein Schieberegister demonstriert, das auf einem sequentiellen Verschieben und Umladen zwischen zwei getrennten Dipolfallenregistern basiert.

Neben der Kontrolle der externen Freiheitsgrade können mit einem Ramanlasersystem beliebige kohärente Superpositionen der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands induziert werden. Mit Hilfe von Ramsey- und Echosequenzen wird die Kohärenz der internen Superpositionen untersucht. Die Ramseymessung weist dabei eine inhomogene Dephasierung mit einer Zeitkonstanten von $T_2^* = 3,8\ \text{ms}$ aufgrund der endlichen Temperatur der Atome in den Dipolfallen auf. Diese ist reversibel und lässt sich durch Erweitern der Sequenz zu einer Echomessung umkehren. Auf diese Weise ist es möglich die Kohärenzzeit der Superposition zu $T_2' = 74\ \text{ms}$ zu bestimmen. Eine Analyse der kohärenzzerstörenden Effekte führt auf die homogene Dephasierung induziert durch Heizeffekte des Dipolfallenlasers als wahrscheinlichste Ursache für den Kontrastverlust. Der Transportprozess wirkt sich nicht auf die Kohärenzzeit aus ($T_2' = 71\ \text{ms}$), jedoch wird eine konstante und reproduzierbare Phasenverschiebung von $\Delta\phi < \pi/11$ beobachtet.

Als zweiter Schwerpunkt wird in dieser Arbeit eine neuartige mikrooptische Ringlinse vorgestellt, mit der es möglich ist, eine ringförmige Dipolfallenstruktur mit einem Durchmesser von $1,5\ \text{mm}$ zu erzeugen. Nach dem Laden neutraler Atome in die Ringstruktur wird sowohl ein freies als auch ein beschleunigtes Umlaufen des atomaren Ensembles im Ring demonstriert. Durch partielles Ausleuchten der Ringlinse mit einem elongierten Gaußstrahl wird ein kontrolliertes Führen von Atomen im Ring ermöglicht. Ein verlustfreies variables Teilen der atomaren Wolke im Ring ergänzt dieses Verfahren zu einer geschlossenen Interferometerstruktur für zukünftige atominterferometrische Messungen.

Abstract

The application of micro-structured optical elements to create compact and robust experiments in atom optics is an exceedingly appealing approach in today's research in the field of quantum optics. In this process, the manipulation of the internal and external degrees of freedom of neutral atoms in magnetic and optical micropotentials is of particular interest. These studies are motivated by applications in quantum information processing as well as the possibility to develop compact atom interferometers with high precision. The controlled transport and guiding of ensembles of atoms in magnetic and optical potentials and consequently the coherence of the internal states is of importance.

In this thesis, a system is investigated in which neutral ^{85}Rb atoms are trapped in a two-dimensional array of dipole traps. The traps are formed by homogeneously illuminating a micro-lens array with a single collimated laser beam. Atoms trapped in the focal plane of the array can be transported by changing the incident angle of the laser beam. In this way, a transport distance of a full trap separation ($54\ \mu\text{m}$) can be achieved. The precision in approaching defined position is smaller than $10\ \text{nm}$. With transport times of $2\ \text{ms}$ neither a heating of the ensemble of atoms nor a loss of atoms is observed. To transport atoms over larger distances, a shift register is demonstrated, which is based on a consecutive transport and reloading of two independent dipole trap arrays.

In addition to controlling the external degrees of freedom, it is possible to induce arbitrary coherent superpositions of the hyperfine splitting of the groundstate by using a Raman laser system. The coherence of the internal superpositions is investigated using Ramsey and echo sequences. The Ramsey measurements reveal an inhomogeneous dephasing with a time constant $T_2^* = 3,8\ \text{ms}$, which relates to the finite temperature of the atoms in the dipole traps. This effect is reversible by extending the sequence to an echo measurement. Thus, it is possible to determine the coherence time of the superposition, which is $T_2' = 74\ \text{ms}$. An analysis of the effects limiting the coherence leads to homogeneous dephasing. The loss in contrast is due to heating effects induced by the dipole trap laser. The transport does not affect the coherence time ($T_2' = 71\ \text{ms}$), though a constant and reproducible phase shift of $\Delta\phi < \pi/11$ was observed.

In the second part of this thesis, a novel micro-optical ringlens is presented. With this it is possible to create a circular dipole trap with a diameter of $1,5\ \text{mm}$. After loading the atoms into the ring structure, a free as well as an accelerated circular movement of the ensemble of atoms was demonstrated. By partially illuminating the ring lens with an elongated gaussian laser beam, a controlled guiding of atoms inside the ring can be realized. A lossless and variable splitting of the atomic cloud inside the ring expands this procedure to a closed interferometer structure for future measurements in atom interferometry.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Präparation kalter Atome in optischen Dipolfallenregistern	5
2.1	Einleitung	5
2.2	Dipolfallenpotential	5
2.2.1	Theoretische Beschreibung	6
2.2.2	Intensitätsverteilung in Dipolfallen	8
2.3	Experimenteller Aufbau	11
2.3.1	Dipolfallen basierend auf Mikrolinsenregister	11
2.3.2	Vakuumkammer	13
2.3.3	Magnetspulen	14
2.3.4	Atomquelle	14
2.3.5	Lasersysteme	16
2.3.6	Ablauf des Experiments	18
2.4	Detektion	19
2.4.1	Abbildungsoptik	19
2.4.2	Kameraeigenschaften	20
2.4.3	Fokusanalyse	22
2.5	Bestimmung der Atomzahl	23
2.5.1	Absorptionsbildgebung	24
2.5.2	Vergleich mit Fluoreszenzbildern	26
2.5.3	Detektion weniger Atome	27
3	Transport von Atomen in Dipolfallenregistern	33
3.1	Einleitung	33
3.2	Verschieben eines zweidimensionalen Registers	34
3.2.1	Experimentelle Umsetzung	34
3.2.2	Galvanometer und Ansteuerung	36
3.2.3	Transport von Atomen im Register	38
3.2.4	Deformation des Fallenpotentials	38
3.2.5	Rampenformen	40
3.2.6	Teilchenzahlen und Temperaturen	42
3.3	Realisierung eines Schieberegisters	44
3.3.1	Experimentelle Umsetzung	45
3.3.2	Transport von Atomen im Register	47
4	Kohärenzuntersuchungen an neutralen Atomen	51
4.1	Einleitung	51
4.2	Theorie des Drei-Niveau-Systems	52
4.2.1	Stimulierter Ramanprozess	52
4.2.2	Kohärente Dynamik	55
4.3	Experimentelle Umsetzung	59

4.3.1	Ramanlasersystem	60
4.3.2	Zustandspräparation	65
4.3.3	Zustandsselektiver Nachweis	67
4.4	Raman-Spektroskopie an freien Atomwolken	68
4.4.1	Spektroskopie der Hyperfeinaufspaltung	68
4.4.2	Ramsey-Spektroskopie	71
5	Kohärenzzeiten und Quantenzustandstransport	75
5.1	Einleitung	75
5.2	Klassifizierung von Dekohärenzeffekten	76
5.3	Kohärente Manipulation von Atomen in Dipolfallenregistern	77
5.4	Ramsey-Spektroskopie	79
5.4.1	Experimentelle Durchführung	79
5.4.2	Inhomogene Dephasierung	80
5.5	Echo-Spektroskopie	83
5.5.1	Experimentelle Durchführung	83
5.5.2	Homogene Dephasierung	86
5.5.3	Analyse der Dephasierungsmechanismen	88
5.6	Kohärenzeigenschaften während des Transports	89
5.6.1	Experimentelle Durchführung	90
5.6.2	Beobachtungen	91
6	Optischer Speicherring für neutrale Atome	95
6.1	Einleitung	95
6.2	Experimenteller Aufbau	96
6.3	Führen von kalten Atomen im Ring	98
6.3.1	Laden und freie Expansion	98
6.3.2	Beschleunigte Bewegung	99
6.4	Berechnung des Potentials	100
6.5	Interferometerstruktur für neutrale Atome	105
6.5.1	Variabler Strahlteiler	106
6.5.2	Demonstration einer Interferometerstruktur	108
6.6	Ausblick und Diskussion	109
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
A	Daten von Rubidium 85	117
B	Energieverteilung in Dipolfallenpotentialen	119
	Literaturverzeichnis	121

Einleitung

Die Entwicklung der Quantentheorie hat das physikalische Weltbild im letzten Jahrhundert revolutioniert. Während zunächst der wissenschaftliche Schwerpunkt noch auf der Erforschung und dem genauen theoretischen Verständnis quantenmechanischer Systeme lag, gewinnt seit Beginn des 21. Jahrhunderts die gezielte Manipulation und Nutzbarmachung individueller Systeme immer mehr an Bedeutung. Dies ebnet den Weg hin zur praktischen Anwendung und Nutzbarmachung von Quanteneffekten, von denen bis dahin allenfalls angenommen wurde, dass sie nur von theoretischem Interesse wären.

Als vielversprechenden Zugang hat sich hierbei die Manipulation neutraler Atome mittels Laserkühlung etabliert. Darauf aufbauend hat sich ein neuer Forschungsschwerpunkt, die Atomoptik, entwickelt. Durch die enormen Fortschritte auf diesem Gebiet [1–4] ist es heutzutage möglich, sowohl eine große Anzahl von Atomen, als auch einzelne Atome zu fangen und gezielt zu untersuchen [5–8]. Es stehen damit isolierte Quantensysteme zur Verfügung, deren Eigenschaften und Wechselwirkungen mit der Umgebung hinreichend genau bekannt sind. Dabei ist es möglich sowohl die inneren, als auch die äußeren Freiheitsgrade von gefangenen Atomen gezielt zu manipulieren.

Die Fähigkeit zur aktiven Kontrolle von Quantensystemen hat in den letzten Jahren die Forschung auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung stark motiviert. Die Grundlage bildet dabei die Speicherung von Information in den Quantenzuständen physikalischer Systeme, den *Qubits*. Die Nutzbarmachung quantenmechanischer Konzepte, wie der Superposition und der Verschränkung, führt dabei auf Ansätze zur Realisierung eines Quantencomputers. Dieser verspricht einen dramatischen Geschwindigkeitsanstieg bei der Lösung bestimmter Rechenprobleme. Die Rechenoperationen lassen sich dabei in Netzwerke elementarer Logikgatter zerlegen, wobei gezeigt wurde, dass im Falle eines Quantencomputers alle komplexeren Gatter auf die Verwendung von Ein- und Zwei-Qubit-Gatter zurückgeführt werden können [9]. Als vielversprechendes physikalisches System bieten sich auch hier neutrale Atome aufgrund hervorragender Eigenschaften an. Die Hyperfeinstruktur des Grundzustands

liefert bereits ein gut bekanntes und von der Umgebung isoliertes Quantensystem. Die daraus resultierenden langen Kohärenzzeiten und die einfache Zustandsmanipulation mittels Laserlicht macht sie zu favorisierten Kandidaten als Träger von *Quanteninformation*. Dieser Ansatz benötigt allerdings ein Register, sozusagen die zentrale Speicher- und Prozessoreinheit eines Computers. Darin kann eine bekannte Anzahl Atome, die alle in einem wohlbekanntem Zustand präpariert wurden, gespeichert werden. Schreiboperationen in diesem Quantenregister werden dabei durch Ein-Qubit-Gatter, also kohärente Zustandsmanipulationen von individuell adressierbaren Atomen, durchgeführt. Leseoperationen basieren auf der zustandsselektiven Messung der atomaren Zustände.

Komplexere Quantengatter machen sich die Eigenschaften der Verschränkung von Qubits zunutze. Solche Verschränkungen zwischen wenigen Qubits können bereits seit geraumer Zeit zwischen in Paul-Fallen gespeicherten Ionen erzeugt werden. Die Wechselwirkung wird hier über das langreichweitige Coulombpotential induziert. Bei neutralen Atomen ist diese Wechselwirkung kurzreichweitig und basiert in den meisten Ansätzen auf der zeitlichen Entwicklung der Wellenfunktionen in einem externen Potential in Abhängigkeit von der Anzahl der darin gespeicherten Atome [10]. Diese Wechselwirkung lässt sich demnach ein- und ausschalten, indem die Atome für eine genau definierte Zeit aneinander angenähert und wieder voneinander getrennt werden. So ist es bereits gelungen, massive Vielteilchenverschränkungen in einem optischen Gitter zwischen neutralen Atomen, basierend auf kalten Stößen, herzustellen [11]. Die Kontrolle über den Abstand der Atome konnte bei diesem Ansatz durch einen spinabhängigen Transport realisiert werden [12]. Ein Nachteil dieser Methode ist allerdings die geringe räumliche Distanz zwischen den in benachbarten Fallen gefangenen Atomen. Dies erschwert die Manipulation und Detektion individueller Atome erheblich.

Für die Realisierung von deterministischen Zwei-Qubit-Gattern ist jedoch die individuelle Wechselwirkung zweier Atome nötig. Damit verbunden ist die Notwendigkeit für einen kontrollierten Transport der Atome mit höchster Präzision. Systeme, die dieser Anforderung genügen, werden derzeit sowohl mittels optischer Stehwellenkonfigurationen [13], als auch einzelner optischer Dipolfallen [14] untersucht. Die Qualität des Transportprozesses nimmt hierbei einen hohen Stellenwert in der Prüfung dieser Systeme auf Tauglichkeit ein. Sollen die Gatteroperationen deterministisch bleiben, so dürfen sich während des Transports die externen Freiheitsgrade, also die Vibrationszustände in den Fallen und damit verbunden die Temperaturen der Atome, nicht ändern. Auch darf sich der Transport möglichst nicht auf die Kohärenz der internen Zustände auswirken, da dies die Güte des Quantengatters beeinträchtigen würde.

Eine weitere Anwendung finden neutrale Atome im Bereich der Atominterferometrie, mit der gegenüber Lichtinterferometern eine um Größenordnungen gesteigerte Sensitivität erreicht werden kann. So haben sich atominterferometrische Messungen bereits bei der Bestimmung fundamentaler physikalischer Konstanten und atomarer Eigenschaften bewährt [15, 16]. Nicht zuletzt basiert das Zeitnormal auf einer interferometrischen Messung eines atomaren Quantensystems. Besondere Anwendung finden ultrakalte Atome in der hochgenauen Bestimmung von Beschleunigungen und Rotationen [17–19]. Wichtig, vor allem bei der Rotationsmessung, ist hierbei, dass die Atome in einem Atominterferometer möglichst weit voneinander getrennte Wege

durchlaufen, bevor sie wieder zusammengeführt werden. Bei den meisten bisher bestehenden Atominterferometern werden die für das Interferometer benötigten Spiegel und Strahlteiler durch resonante Laserstrahlen und dem damit verbundenen Photonenrückstoß realisiert. Damit verbunden ist ein nur geringer Aufspaltungswinkel der Interferometerarme. Um dennoch genügend große Flächen einzuschließen, müssen die zurückgelegten Wege der Atome möglichst lang und damit natürlich die experimentellen Apparate sehr groß sein. Hier wird die Notwendigkeit für die kontrollierte Manipulation der externen Freiheitsgrade von atomaren Ensembles deutlich. Ein Ansatz liefert z.B. das Führen in optischen und magnetischen Leiterstrukturen, mit denen praktisch beliebige Aufteilungswinkel erreicht werden können.

Aufgrund der Vielzahl an praktischen Anwendungen auch im Alltag besteht ein großes Interesse an kompakten, zuverlässigen und wirtschaftlich ökonomischen atomoptischen Systemen. Als Folge dieser Forderungen wurde in den letzten Jahren verstärkt an miniaturisierten integrierten atomoptischen Systemen geforscht. Dabei wurde das Hauptaugenmerk auf mikrostrukturierte stromdurchflossene Leiterstrukturen, die *Atomchips*, gelegt. Mit dieser Technik ist es möglich, integrierte und stabile atomoptische Aufbauten zu realisieren. So ist es bereits mehrfach gelungen, mit diesen mikrostrukturierten Fallen atomare Ensembles zu präparieren und bis zur Bose-Einstein Kondensation zu kühlen, was das hohe Potential dieser Ansätze widerspiegelt. Ebenfalls konnte ein Führen und Teilen, der kontrollierte Transport, sowie die Interferenz von Materiewellen beim Zusammenführen von atomaren Ensembles demonstriert werden [20–22].

Im Rahmen dieser Arbeit wird als alternativer Zugang zu integrierten und atomoptischen Systemen der Einsatz mikrostrukturierter optischer Systeme [23] und deren Tauglichkeit auf die bereits beschriebenen atomoptischen Experimente untersucht. Atomoptische Systeme basierend auf integrierten Mikrooptiken bieten gegenüber herkömmlichen Ansätzen eine erhebliche Reduzierung des Volumens der Aufbauten und die damit verbundenen geringen Kosten in der Herstellung. Aufgrund der aus der Halbleiterindustrie übernommenen lithographischen Herstellungsverfahren bringen Mikrooptiken eine Reihe von weiteren Vorteilen mit sich, die herkömmliche optische Komponenten nicht bieten: So ist zunächst aufgrund der größeren Designflexibilität die Herstellung völlig neuartiger optischer Komponenten möglich. Neben den herkömmlichen Mikrooptiken wie Mikrospiegel, Mikroprismen und integrierter Wellenleiteroptik ist es ebenfalls möglich nahezu beliebige Linsenkonfigurationen zu entwerfen [24]. Beispiele sind hier die in der Industrie etablierten refraktiven und diffraktiven Mikrolinsenregister, Zylinderlinsenregister oder die in dieser Arbeit präsentierte ringförmige Linse. Ein weiterer Vorteil in der Herstellung von Mikrooptiken bietet die parallele Fertigung vieler identischer Komponenten auf einem Substrat und die Integration von elektrooptischen Komponenten, wie z.B. Detektoren, Laserquellen und magnetischen oder elektrischen Strukturen. Aufgrund dieser Vorteile bieten Systeme basierend auf mikrooptischen Komponenten zusammen mit mikrofabrizierten geladenen oder stromtragenden Strukturen einen wichtigen Bestandteil der neueren Forschung auf dem Gebiet der Atomoptik.

In Publikationen, die dieser Arbeit vorangingen, wurden bereits auf Mikrolinsen basierende Dipolfallenregister als Register für die Quanteninformationsverarbeitung untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass grundlegende Kriterien, denen ein physikalisches System genügen muss, um als Grundlage für einen Quantencomputer zu

dienen [25], von dem hier verfolgten Ansatz erfüllt werden [26]. Dazu gehören die Forderung nach einem skalierbaren System, der Präparation der Atome in einen definierten Ausgangszustand, sowie die zustandsselektive Detektion individueller Atome. Aufbauend hierauf konnte ebenfalls die kohärente Manipulation neutraler Atome in Dipolfallenregistern, und damit die Realisierung von Ein-Qubit-Gattern demonstriert werden [27, 28]. In dieser Arbeit wird nun der Transportprozess neutraler Atome in Dipolfallenregistern demonstriert, der für die Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern immens wichtig ist, und die Effizienz analysiert. In diesem Rahmen werden Kohärenzuntersuchungen der internen Zustände in Mikrolinsenregister vorgestellt und die Ursachen der Dekohärenz diskutiert. Die Auswirkungen des Transports auf die Kohärenz der internen Zustände wird ebenfalls untersucht.

Im Bereich der Interferometrie konnte bereits die Tauglichkeit von Mikrooptiken für atomoptische Experimente demonstriert werden [24, 29, 30]. Aufbauend auf diesen Arbeiten wird hier eine neuartige Speicherstruktur basierend auf einer mikrooptischen Ringlinse untersucht, die einen vielversprechenden Ansatz für kompakte zukünftige Rotations- und Beschleunigungssensoren darstellen könnte.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

Ausgangspunkt für alle hier vorgestellten Messungen ist ein kaltes atomares Ensemble (hier: ^{85}Rb – *Atome*), das als Testobjekt in die zu untersuchenden Dipolfallenstrukturen geladen werden kann. Als Quelle dient hierbei eine magnetooptische Falle (MOT). Im Rahmen dieser Arbeit wurden aufgrund eines Umzugs der Arbeitsgruppe von der Universität Hannover an die Technische Universität Darmstadt die experimentellen Aufbauten überarbeitet und, genau wie die Laborinfrastruktur, in vielen Punkten verbessert wieder aufgebaut. Kapitel 2 beschreibt diesen neuen experimentellen Aufbau, an dem die Experimente aus Kapitel 4 und 5 durchgeführt wurden. In diesem Rahmen wird außerdem ausführlich auf die Detektionsoptik und die Detektion weniger Atome eingegangen. Kapitel 3 geht auf das Verfahren ein, wie Atome in Dipolfallenregistern basierend auf der Fokussierung durch Mikrolinsen bewegt werden können. Es konnte gezeigt werden, dass der Transport möglich, jedoch nur auf eine Distanz von einem vollen Fallenabstand beschränkt ist. Um diese Limitierung zu umgehen wird ein Schieberegister basierend auf zwei getrennten Dipolfallenregister demonstriert, mit dem es möglich ist, Atome innerhalb des Registers über mehrere Plätze zu transportieren. In Kapitel 4 wird die kohärente Manipulation von frei expandierenden Atomen demonstriert und der nötige experimentelle Aufwand erläutert. Mit diesen Methoden wird in Kapitel 5 die kohärente Manipulation von Atomen in optischen Dipolfallenregistern untersucht. Nach einer ausführlichen Diskussion der Dephasierungs- und Dekohärenzphänomene wird der Kohärenzerhalt beim Transportprozess analysiert. Ergänzend zu den vorherigen Untersuchungen beschäftigt sich Kapitel 6 mit neutralen ^{85}Rb -Atomen in einer ringförmigen Dipolfallengeometrie, die durch Verwendung einer Ringlinse erzeugt wird. Die freie Expansion und eine beschleunigte Bewegung von Atomen im Ring wird demonstriert. Eine numerische Berechnung des Dipolfallenpotentials führt auf eine Methode, mit der atomare Ensembles im Ring kontrolliert geführt, geteilt und wieder zusammengeführt werden können. Mit dieser Methode ist die zukünftige Realisierung einer Interferometerstruktur mit neutralen Atomen denkbar. Kapitel 7 bietet einen Ausblick auf mögliche weiterführende Schritte und Untersuchungen und schließt diese Arbeit ab.

Präparation kalter Atome in optischen Dipolfallenregistern

2.1 Einleitung

Die Manipulation von Atomen in miniaturisierten Systemen hat sich als neues Teilgebiet der Atomphysik entwickelt. Dieser Ansatz bietet gegenüber herkömmlichen Systemen eine flexible Integration mechanischer, magnetischer und optischer Komponenten auf geringem Raum. Damit verbunden zeichnen sich diese Systeme durch eine hohe Stabilität aus. Neben den immer beliebter werdenden Atomfallen basierend auf geladenen oder stromdurchflossenen Mikrochips [20, 31–33] kristallisieren sich während der vergangenen Jahre rein optische Fallengeometrien basierend auf Mikrooptiken [34] heraus. Somit wurden bereits variable holographisch erzeugte optische Mikrofallen basierend auf LCD-Systemen [35] als auch Fallengeometrien basierend auf der Fokussierung von Laserlicht durch Mikrolinsenregister [26] erzeugt. Die durch die Fokussierung von Laserlicht geeigneter Wellenlänge erzeugten Dipolfallen können dann zum Fangen und Speichern neutraler Atome genutzt werden. Abschnitt 2.2 gibt einen kurzen Abriss über die Theorie und die Berechnung wichtiger Parameter von optischen Dipolfallen. Der in dieser Arbeit aufgebaute und verwendete experimentelle Aufbau wird in Abschnitt 2.3 beschrieben. In Abschnitt 2.4 wird auf die experimentelle Vermessung der Fallenfoki und die hiermit verbundene Detektions- und Abbildungsoptik eingegangen. Dies ist Voraussetzung für die in Abschnitt 2.5 vorgestellten Methoden zur Bestimmung der absoluten Atomzahl im Experiment. Das Kapitel schließt mit einem Statusbericht zur Detektion von wenigen (einzelnen) Atomen.

2.2 Dipolfallenpotential

Im Folgenden soll zunächst ein allgemeiner kurzer Abriss über die Theorie des Fangens und Speicherns idealisierter neutraler Zwei-Niveau-Atome gegeben werden. Da-

nach erfolgt die Erweiterung des Modells auf Viel-Niveau-Atome, wie z.B. ^{85}Rb -Atome, welche in dem hier beschriebenen Experiment verwendet werden. Es folgt eine Darstellung des Fallenpotentials anhand von durch Mikrooptiken fokussierten ebenen Wellen, als auch der Vergleich mit fokussierten gaußschen Strahlen. Es zeigt sich ein einfacher Zusammenhang, der es erlaubt, die bekannten Eigenschaften gaußscher Strahlen auf die von Mikrolinsen fokussierten ebenen Wellen umzurechnen.

2.2.1 Theoretische Beschreibung

Klassisches Modell

Im Folgenden soll das Dipolfallenpotential aufbauend auf einem klassischen Ansatz hergeleitet werden. Das Atom wird dabei zunächst als ideales Zwei-Niveau-System betrachtet. Dieser Ansatz liefert einen leichten Zugang zu den im Folgenden wichtigen Größen wie Fallenpotential und Streurrate. Im Anschluss sollen dann die Ergebnisse einer quantenmechanischen Behandlung zusammengefasst werden [36].

Im klassischen Bild lässt sich das Dipolfallenpotential durch die Wechselwirkung eines fokussierten, gegenüber der atomaren Resonanz ω_0 verstimmt Lichtfeldes erklären, für dessen Frequenz $\omega < \omega_0$ (rotverstimmt) gilt. Das Atom wird dabei als ein geladener harmonischer Oszillator mit der Resonanzfrequenz ω_0 betrachtet, der in Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t$ steht. Diese Wechselwirkung induziert ein elektrisches Dipolmoment $p = \alpha E$, mit der im Allgemeinen komplexen Polarisierbarkeit des Atoms α . Bei einem, gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt elektrischen Feld, schwingen induzierter Dipol und Feld in Phase. Das Dipolpotential ist dann proportional zum zeitlichen Mittelwert der Wechselwirkungsenergie W

$$U_{\text{dip}}(r) = \langle W \rangle = -\frac{1}{2} \langle p \cdot E_0 \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(r). \quad (2.1)$$

Das Dipolfallenpotential hängt somit maßgeblich von der Feldintensität $I(r) = \epsilon_0 c |E_0|^2 / 2$ ab. Für die Photonenstreurrate ergibt sich analog

$$\Gamma_{\text{sc}}(r) = \frac{P_{\text{abs}}(r)}{\hbar \omega} = \frac{\langle \dot{p} \cdot E_0 \rangle}{\hbar \omega} = \frac{1}{\hbar \epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(r). \quad (2.2)$$

Der Realteil von α beschreibt den dispersiven (gleichphasigen) Anteil der Wechselwirkung. Der imaginäre Anteil $\text{Im}(\alpha)$ beschreibt hingegen den absorptiven (gegenphasigen) Anteil und ist somit proportional zur absorbierten (und als Dipolstrahlung emittierten) Leistung P_{abs} . In den meisten Experimenten ist die Verstimmung des Lichtfeldes $\Delta = \omega - \omega_0$ relativ klein gegenüber der Übergangsfrequenz $|\Delta| \ll \omega_0$. In dieser Näherung ergibt sich für das Dipolpotential und die Streurrate [36]

$$U_{\text{dip}}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(r), \quad (2.3)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(r). \quad (2.4)$$

Hierbei ist Γ die natürliche Linienbreite des betrachteten Übergangs. Ist das eingestrahlte Lichtfeld gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ($\Delta < 0$),

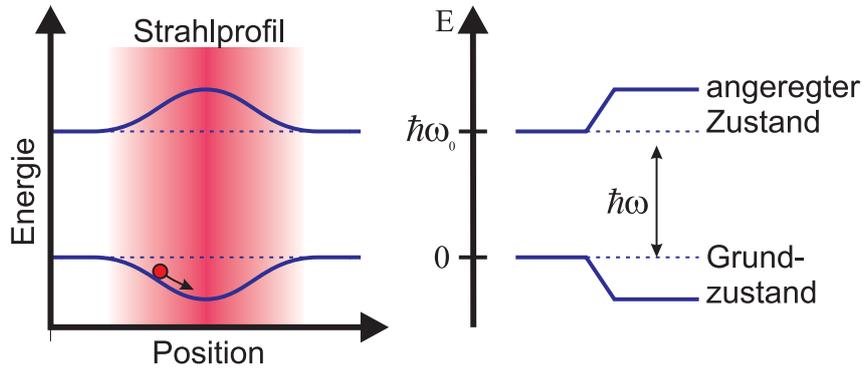


Abbildung 2.1: *Dynamische Stark-Verschiebung für ein Zwei-Niveau-System. Links: Einwirkung eines Lichtfeldes mit räumlich inhomogener Intensitätsverteilung erzeugt ein Fallenpotential, in dem Atome gefangen werden können. Rechts: Rotverstimmttes Licht ($\Delta < 0$) schiebt die atomaren Niveaus auseinander.*

so ist das Dipolpotential in Gleichung 2.3 negativ und ein Atom wird in Richtung hoher Feldstärken gezogen (Abbildung 2.1). Eine einfache und oft verwendete Möglichkeit, eine so genannte Dipolfalle zu erzeugen, ist die Fokussierung eines gaußschen Strahls. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Dipolfallen basieren im Wesentlichen auf diesem Prinzip. Aus Gleichung 2.4 ist ersichtlich, dass für die Realisierung effektiver Dipolfallen die Streurate durch Wahl großer Verstimmungen, bei gleichzeitiger Erhöhung der eingestrahelten Leistung, reduziert werden kann.

Atome mit mehreren Niveaus

Bei realen Atomen muss in der Regel die Wechselwirkung des Lichtfeldes mit einer Vielzahl von atomaren Übergängen betrachtet werden. Im Rahmen des klassischen Modells kann dies berücksichtigt werden, indem jedem Übergang eine eigene Polarisierbarkeit α_{ij} zugeordnet wird. Ein alternativer Ansatz dieses Problems ergibt sich aus der quantenmechanischen zeitunabhängigen Störungsrechnung zweiter Ordnung [37, 38]. Die Wechselwirkung eines Lichtfeldes mit dem Atom führt nun zu einer Verschiebung der atomaren Niveaus

$$\Delta E_i = - \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | \vec{p} \cdot \vec{E} | i \rangle|^2}{E_i - E_j}. \quad (2.5)$$

Diese Energieverschiebung wird als *dynamische Stark-Verschiebung* bezeichnet. Für ein Zwei-Niveau-System führt Gleichung 2.5 auf das gleiche Ergebnis wie Gleichung 2.3. Dies bedeutet, dass das Dipolpotential der dynamischen Stark-Verschiebung des Grundzustandes entspricht. Der angeregte Zustand zeigt die gleiche Verschiebung in entgegengesetzte Richtung. Können Sättigungseffekte vernachlässigt werden, so befindet sich das Atom bevorzugt im Grundzustand und die Verschiebung des Grundzustandes kann als relevantes Potential für die Bewegung der Atome angesehen werden.

Liegen, wie z.B. im Termschema von ^{85}Rb , mehrere Niveaus vor, die an das

Lichtfeld koppeln, so müssen in Gleichung 2.5 alle Beiträge der entsprechenden Niveaus jeweils gewichtet mit der zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeit und Verstimmung summiert werden. Ist die Verstimmung des Lichtfeldes wesentlich größer als die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustandes, so lässt sich die Summe stark vereinfachen und es ergibt sich für das Dipolpotential eines Zustandes mit dem Gesamtdrehimpuls F und der zugehörigen magnetischen Quantenzahl m_F

$$U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Gamma^2}{24} \frac{I}{I_0} \left(\frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{3/2}} + \frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{1/2}} \right). \quad (2.6)$$

Hierbei ist I_0 die Sättigungsintensität. Da die Übergangswahrscheinlichkeiten im Allgemeinen für unterschiedliche Polarisierungen \mathcal{P} des Lichtfeldes verschieden sind, zeigt auch das Potential eine entsprechende Abhängigkeit. Dabei entspricht $\mathcal{P} = 0$ linearer Polarisation und $\mathcal{P} = \pm 1$ abhängig von der Helizität zirkularer Polarisation. Die Verstimmungen $\Delta_{3/2}$ und $\Delta_{1/2}$ beziehen sich auf die Frequenzdifferenzen zwischen dem Grundzustand ${}^5S_{1/2}$ und den Mittelpunkten der D2 und D1 Linie (respektive ${}^5P_{3/2}$ und ${}^5P_{1/2}$) von ${}^{85}\text{Rb}$. Außerdem ist g_F der Landé-Faktor. Unter Verwendung der effektiven Verstimmung

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\Delta_{3/2}} + \frac{1}{\Delta_{1/2}} \right) \quad (2.7)$$

und perfekter linearer Polarisation $\mathcal{P} = 0$ geht Gleichung 2.6 wieder in Gleichung 2.3 über.

Berücksichtigt man zusätzlich die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustand ${}^5S_{1/2}$ in die Komponenten $F = 2$ und $F = 3$, so ist die Verstimmung für Atome im $F = 3$ -Zustand um 3 GHz geringer, als für Atome in $F = 2$. Als Konsequenz erfährt der $F = 3$ -Zustand eine geringfügig stärkere Verschiebung, was zu einer relativen Verschiebung des $F = 2 \rightarrow F = 3$ -Übergangs hin zu kleineren Resonanzfrequenzen führt. Die Differenz der Frequenzverschiebungen der zwei Hyperfeingrundzustände wird als *differentielle Starkverschiebung* $\hbar\delta_0$ bezeichnet. Näherungsweise ist diese gegeben durch

$$\hbar\delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} = U_0(\Delta_{\text{eff}}) - U_0(\Delta_{\text{eff}} + \Delta_{\text{HFS}}). \quad (2.8)$$

Für eine typische Wellenlänge des Dipolfallenlasers von 815 nm ergibt sich für die effektive Verstimmung aus Gleichung 2.7 $\Delta_{\text{eff}} = 2,2 \times 10^6 \Gamma$. Weiterhin ist $\Delta_{\text{HFS}} = 5,1 \cdot 10^2 \Gamma$ die Grundzustandsaufspaltung. Da $\Delta_{\text{HFS}} \ll \Delta_{\text{eff}}$ erhält man für die differentielle Starkverschiebung

$$\delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}} U_0. \quad (2.9)$$

Die Gleichung zeigt, dass die differentielle Starkverschiebung proportional zur absoluten Starkverschiebung U_0 mit einem Skalierungsfaktor $\eta = \Delta_{\text{HFS}}/\Delta_{\text{eff}} = 2,33 \cdot 10^{-4}$ ist. Für Atome, die beispielsweise in einem Potential von $U_0 = k_B \times 1$ mK gefangen sind, beträgt die differentielle Starkverschiebung $\delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} = -2\pi \times 4,9$ kHz.

2.2.2 Intensitätsverteilung in Dipolfallen

Wie bereits in Kapitel 2.2 erwähnt wurde, lassen sich mit inhomogenen und gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt Lichtfeldern konservative Fallen für

neutrale Atome realisieren. Eine einfache Anordnung um ein solches Lichtfeld zu generieren ist die Fokussierung eines gaußschen Laserstrahls. Diese Methode wurde erstmals in [39] benutzt um neutrale Atome in einer Dipolfalle zu fangen und findet aufgrund ihrer Einfachheit häufige Anwendung in zahlreichen Experimenten. Bei Fokussierung mit Mikrolinsen geringer Abmessung müssen die einfallenden Feldverteilungen im Allgemeinen jedoch durch ebene Wellen beschrieben werden. Im zweiten Abschnitt wird im Spezialfall von sphärischen Mikrolinsen gezeigt, dass die Feldverteilung nach fokussierenden mikrooptischen Elementen angenähert im Rahmen der Gaußoptik betrachtet werden kann. Werden refraktive oder diffraktive mikrooptische Elemente verwendet um optische Dipolpotentiale zu erzeugen, so lassen sich bekannte Zusammenhänge auf diese Approximation zurückführen und anwenden.

Fokussierter gaußscher Strahl

Die Intensitätsverteilung eines gaußschen Laserstrahls, der durch eine Linse fokussiert wird, lässt sich im Fokus durch die Einführung von Zylinderkoordinaten durch

$$I(r,z) = I(z)e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad \text{mit } I(z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \quad (2.10)$$

mit der Gesamtleistung P beschreiben. Der Strahlradius $w(z)$ beschreibt den Abstand r von der optischen Achse, bei dem die Intensität $I(r,z)$ auf $1/e^2 \cdot I(z)$ abgefallen ist. Die Variation des Strahlradius entlang der Ausbreitungsrichtung lässt sich durch die Rayleigh-Länge z_R beschreiben, die den Abstand zum Fokus angibt, bei dem $I(z_R) = 1/2 \cdot I(0)$ ist

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}. \quad (2.11)$$

Bei $z = 0$ ergibt sich eine minimale Strahltaile w_0 (*waist*) von

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w(f)} \quad (2.12)$$

mit der Wellenlänge des Lasers λ , der Brennweite der Linse f und dem Strahlradius am Ort der Linse $w(f)$. Die maximale Intensität im Fokus ergibt sich aus 2.10 und der Gesamtleistung P zu

$$I(0) = \frac{2P}{\pi w_0^2}. \quad (2.13)$$

Wird ein fokussierter gaußscher Strahl zum Fangen von Atomen benutzt, deren thermische Energie $k_B T$ wesentlich kleiner als die maximale Tiefe des Potentials $U_0 := U_{\text{dip}}(0)$ ist, so ist die Ausdehnung des atomaren Ensembles in radialer und axialer Richtung klein gegenüber w_0 bzw. z_R . In diesem Fall kann das Fallenpotential aus Gleichung 2.3 unter Verwendung von Gleichung 2.10 durch einen zylindersymmetrischen harmonischen Oszillator angenähert werden. Damit ergeben sich die Oszillationsfrequenzen in radialer und axialer Richtung zu

$$\Omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{und} \quad \Omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (2.14)$$

mit der atomaren Masse m .

Fokussierte ebene Welle

Ist die fokussierende Linse wesentlich kleiner als der Strahldurchmesser des einfallenden Laserstrahls, so kann die für die Linse relevante Intensitätsverteilung als konstant betrachtet werden. Dieser Grenzfall wird durch ebene Wellen beschrieben. Die Aperturbegrenzung der Linse führt dann allerdings zu Beugungserscheinungen. Der Linsendurchmesser, der in dieser Arbeit verwendeten Mikrolinsen liegt im Bereich von 100 Mikrometern. Dieser ist damit wesentlich kleiner, als der Strahldurchmesser des ausleuchtenden Laserstrahls, so dass der Grenzfall der ebenen Wellen gerechtfertigt ist.

Die Intensitätsverteilung eines durch eine Mikrolinse beugungslimitierten Fokus ist in der Nähe des Fokus gegeben durch [40]

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{2}{u(z)} \right)^2 \left[\left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{1+2s} J_{1+2s}(v(r)) \right)^2 + \left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{2+2s} J_{2+2s}(v(r)) \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

mit den Besselfunktionen n -ter Ordnung $J_n(x)$. Dabei sind die Parameter $u(z)$ und $v(r)$ von dem Aperturradius a der Linse abhängig und gegeben durch

$$v(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right) r, \quad \text{und} \quad u(z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right)^2 z. \quad (2.16)$$

Häufig interessieren lediglich die Profilschnitte durch die Fokusebene, sowie entlang der optischen Achse. Gleichung 2.15 lässt sich in diesen Fällen vereinfachen zu

$$I(r) = I(0) \left(2 \frac{J_1(v(r))}{v(r)} \right)^2 \quad \text{und} \quad I(z) = I(0) \left(\frac{\sin(u(z)/4)}{u(z)/4} \right)^2. \quad (2.17)$$

Die maximale Intensität $I(0)$ im Fokus ergibt sich durch Integration von 2.17 in der Fokusebene und der Gesamtleistung P zu

$$I_0 = P \frac{\pi}{\lambda^2} \left(\frac{a}{f} \right)^2. \quad (2.18)$$

Wird ein Dipolpotential im Fall der ebenen Welle durch ein aperturbegrenztes fokussierendes Element erzeugt, so lassen sich auch hier die Fallenfrequenzen durch quadratische Näherung von Gleichungen 2.17 herleiten

$$\Omega_r = \frac{\sqrt{2}\pi}{\lambda} \frac{a}{f} \sqrt{\frac{U_0}{m}} \quad \text{und} \quad \Omega_z = \frac{\pi}{\sqrt{6}\lambda} \frac{a^2}{f^2} \sqrt{\frac{U_0}{m}}. \quad (2.19)$$

Der Vergleich von erzeugtem Fallenpotential eines fokussierten Gaußstrahls und einer fokussierten ebenen Welle zeigt einfache Verhältnisse zwischen den für eine Dipolfalle charakteristischen Größen Maximalintensität und Fallenfrequenzen auf. Für gleiche Maximalintensität bzw. gleiche radiale Fallenfrequenz ergibt sich der Strahlradius eines äquivalenten Gaußstrahls auf der fokussierenden Linse zu $w(f) = a/\sqrt{2}$ und damit für den minimalen Strahlradius $w_0 = \sqrt{2}(\lambda f)/(\pi a)$. Das Verhältnis zwischen

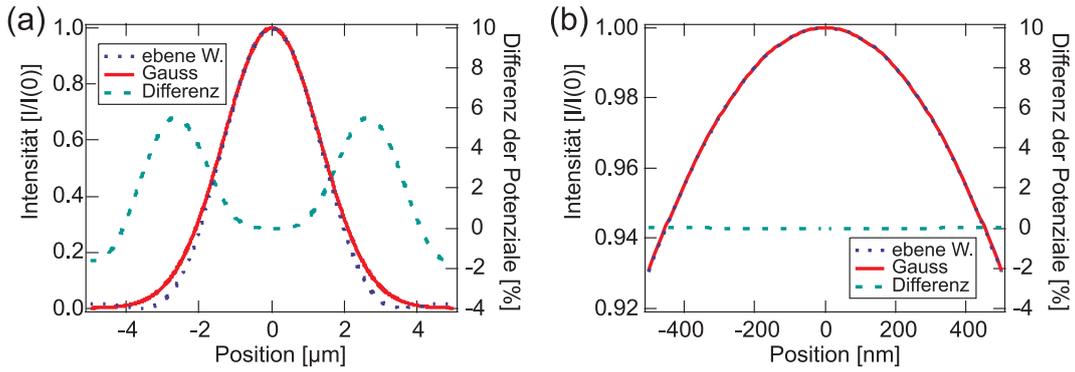


Abbildung 2.2: (a) Vergleich der Intensitätsprofile von fokussierter ebener Welle und fokussiertem Gaußstrahl in radialer Richtung für das Mikrolinsenregister ML0253. (b) Vergrößerung des Bereiches nahe des Intensitätsmaximums.

den axialen Fallenfrequenzen von äquivalentem Gaußstrahl und fokussierter ebener Welle beträgt $\Omega_{z(\text{Gauß})}/\Omega_{z(\text{eb.W.})} = 2/\sqrt{3}$. Die radiale Intensitätsverteilungen in der Fokusebene sind in Abbildung 2.2 zusammen mit den relativen Abweichungen dargestellt. Die Abweichungen betragen für die in dieser Arbeit verwendeten refraktiven Linsen ($2a = 100 \mu\text{m}$ und $f = 1 \text{ mm}$) über den gesamten Intensitätsverlauf unter 6% (Abbildung 2.2(a)). Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Experimente in Dipolfallenregistern ist die thermische Energie der Atome kleiner als 10% der Fallentiefe. Eine Vergrößerung der Intensitätsverteilung im Bereich des Maximums zeigt Abbildung 2.2(b). Für diesen interessierenden Bereich beträgt die Abweichung beider Potentiale weitaus weniger als 1%. Somit ist für gefangene atomare Ensembles, deren mittlere thermische Energie genügend gering ist, eine durch eine fokussierte ebene Welle erzeugte Dipolfalle mit den Umrechnungsvorschriften gut durch einen Gaußstrahl approximierbar.

2.3 Experimenteller Aufbau

Zunächst werden in diesem Abschnitt die verwendeten Mikrooptiken vorgestellt und die Speicherung neutraler Atome in mikrooptischen Dipolfallen demonstriert. Darauf folgend werden die experimentellen Aufbauten beschrieben, die in dieser Arbeit verwendet wurden um kalte atomare Ensembles zu erzeugen, in optische Dipolpotentiale zu laden und zu manipulieren. Bis auf die Experimente, die in Kapitel 4 und 5 beschrieben werden, wurden alle Experimente an einem Aufbau durchgeführt, der z.B. in [28] beschrieben wurde. Die übrigen Experimente wurden an einem überarbeiteten und in vielen Punkten verbesserten Aufbau durchgeführt, der im Folgenden beschrieben werden soll.

2.3.1 Dipolfallen basierend auf Mikrolinsenregister

Das in dieser Arbeit verwendete Mikrolinsenregister *ML0253* der Firma Rochester Photonics besteht aus 50×50 refraktiven Mikrolinsen mit jeweils einem Durchmesser

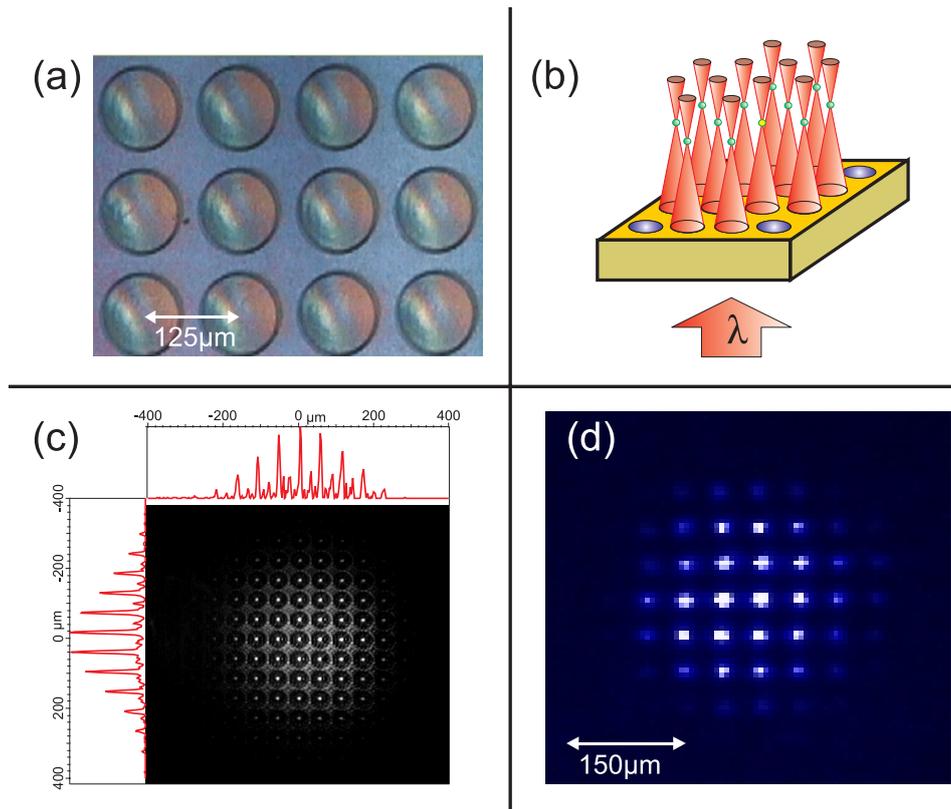


Abbildung 2.3: (a) Vergrößerte Aufnahme des refraktiven Mikrolinsensubstrats. (b) Durch simultanes Ausleuchten mehrerer Linsen mit einem Laserstrahl geeigneter Wellenlänge, können in der Fokalebene des Registers Dipolfallen erzeugt werden. (c) Aufnahme der Fokalebene des Registers. Durch die Abbildungsoptik reduziert sich der Abstand der Foki auf $54 \mu\text{m}$. (d) Fluoreszenzaufnahme der im Dipolfallenregister gefangenen ^{85}Rb -Atome.

von $d = 100 \mu\text{m}$. Der Abstand der Linsen untereinander entspricht $125 \mu\text{m}$, so dass sich ein Füllfaktor von etwa 50% ergibt. Die Brennweite der Mikrolinsen beträgt $f = 1 \text{ mm}$, woraus eine numerische Apertur von $NA \approx 0,05$ folgt. Alle Angaben sind Herstellerangaben, spezifiziert für eine Wellenlänge von 633 nm . Abbildung 2.3(a) zeigt eine vergrößerte Aufnahme des verwendeten Mikrolinsenregisters.

Die in dieser Arbeit untersuchten Dipolfallenregister werden durch das Ausleuchten des Mikrolinsenregisters mit einem kollimierten gaußschen Strahl erzeugt. Ist der Strahldurchmesser wesentlich größer als der Durchmesser einer Mikrolinse, so werden mehrere Linsen simultan ausgeleuchtet und in deren Fokalebene ergeben sich mehrere nebeneinander liegende Foki, in denen bei geeigneter Wahl der Wellenlänge neutrale Atome mittels der optischen Dipolkraft gefangen werden können (Abbildung 2.3(b)). Da man in der Regel durch die Laserleistung begrenzt ist, können immer nur relativ wenige Mikrolinsen ausgeleuchtet werden. Dies bedeutet, dass die Tiefen der so erzeugten Dipolfallen dem Gaußprofil des Fallenlaserstrahls entsprechen. Die gemessene Intensitätsverteilung in einem solchen Dipolfallenregister ist in

Abbildung 2.3(c) gezeigt. Neutrale Atome können hierbei nur in den Fallen gefangen werden, deren Potential genügend tief ist, was in der Praxis einen begrenzenden Faktor für die Größe des Registers darstellt. Die Abbildungseffizienz des refraktiven Mikrolinsenregisters beträgt 65%, was bedeutet, dass lediglich dieser Anteil der eingestrahnten Lichtleistung tatsächlich in die Brennpunkte fokussiert wird. Der restliche Anteil fällt auf den Bereich zwischen den Linsen und kann ungehindert passieren. Eine Fluoreszenzaufnahme von gefangenen Atomen in einem Dipolfallenregister ist in Abbildung 2.3(d) dargestellt. Es handelt sich bei dieser experimentellen Realisierung um etwa 40 Fallen, die signifikant mit Atomen beladen sind. Die zentrale Falle hat hierbei eine Potentialtiefe von etwa 100 μK und enthält etwa 200 Atome bei einer Temperatur von etwa 20 μK .

2.3.2 Vakuumkammer

Für die experimentelle Realisierung von Atomfallen ist die Erzeugung eines Ultrahochvakuums essentiell, um die Atome bestmöglichst von der Umgebung zu isolieren. Die Vakuumkammer ist in Abbildung 2.4 (a) dargestellt. Sie besteht aus zwei Bereichen. Der erste Teil ist der experimentell zugängliche Bereich und besteht im Wesentlichen aus einer Glasküvette, die mit einem Glas-Metall-Übergang verschmolzen wurde. Letzterer ist an die übrige Vakuumkammer angeflanscht. Die äußeren Abmessungen der Glaszelle betragen $22 \times 22 \times 50 \text{ mm}^3$ bei einer Wandstärke von 2 mm. Die Glaszelle ist von außen mit einer Anti-Reflex-Beschichtung versehen. Aufgrund technischer Limitierungen beim Aufdampfen einer Beschichtung auf den Innenseiten der Glaszelle, mussten diese unbeschichtet bleiben. Um auch in axialer Richtung der Glaszelle einen optischen Durchgang zu erreichen, ist an der gegenüberliegenden Seite der Vakuumkammer ein beschichtetes Fenster angebracht. Der zweite Bereich der Vakuumkammer besteht aus dem eigentlichen Pumpensystem und der Atomquelle. Zur Erzeugung des Ultrahochvakuums wird eine Ionen-Getter-Pumpe (Typ: **Noble Diode Plus 20**, Fa. **Varian**, Saugleistung 15 L/s) im Dauerbetrieb benutzt, die so dicht wie möglich an der Glaszelle positioniert wurde. Bei Bedarf kann zusätzlich eine Titan-Sublimations-Pumpe (Typ: SB-1020, Fa. Hositrad) eingesetzt werden. Damit lässt sich der Druck im Vakuumsystem in den unteren 10^{-10} mbar-Bereich absenken. Zur Kontrolle des Druckes ist im hinteren Teil des Vakuumsystems eine Vakuum-Messröhre angeflanscht (Typ: BPG400, Fa. **Inficon**). Die Messröhre ist eine Kombination aus einem Heisskathoden-Ionisations-Messsystem nach Bayard-Alpert (für $p < 2.0 \times 10^{-2}$ mbar) und einem Pirani-Messsystem (für $p > 5.5 \times 10^{-3}$ mbar). Im überlappenden Bereich wird ein gemischtes Signal aus beiden Messsystemen ausgegeben. Die beschriebenen Pumpen erfordern für den ordnungsgemäßen Betrieb ein Vorvakuum von ca. 10^{-4} mbar. Zur Erzeugung dieses Druckes kann über ein Ventil ein Pumpstand bestehend aus einer Drehschieberpumpe und einer Turbomolekularpumpe an die Vakuumkammer angeschlossen werden. Der Pumpstand kann nach Erreichen des Vorvakuums und Einschalten der Ionen-Getter-Pumpe entfernt werden.

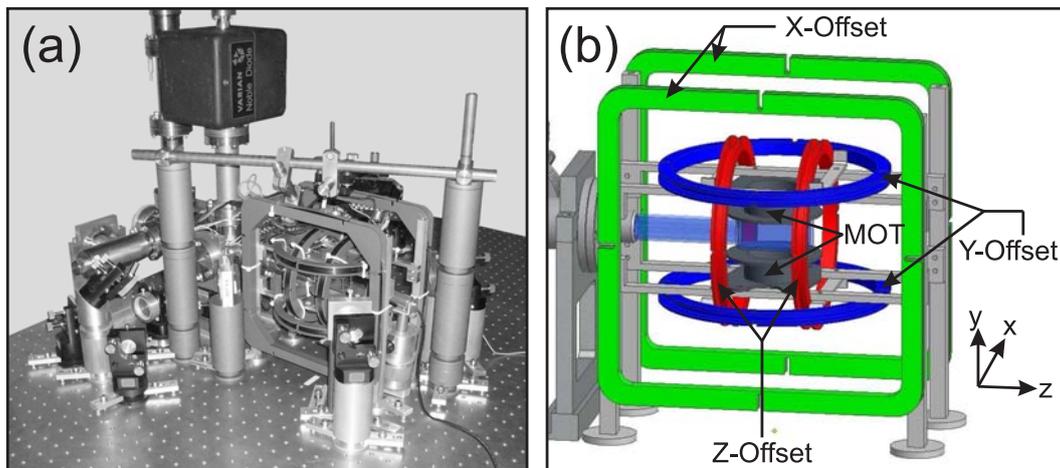


Abbildung 2.4: (a) Experimenteller Aufbau der magnetooptischen Falle. (b) Geometrische Spulenanordnung.

2.3.3 Magnetspulen

Für viele in dieser Arbeit beschriebenen Experimente ist eine genaue Kontrolle der Magnetfelder von Bedeutung. Die Kontrolle der Magnetfelder lässt sich in zwei Teilbereiche gliedern. Zum einen das Kompensieren unerwünschter externer Streufelder (z.B. Erdmagnetfeld, Laborgeräte) und zum anderen die Erzeugung kontrollierter Magnetfelder für die magnetooptische Falle und die Aufhebung der Entartung magnetischer Unterzustände für die kohärente Manipulation (Kapitel 4). Die Magnetfelder werden allesamt durch Spulen erzeugt, deren Konfiguration in Abbildung 2.4 (b) dargestellt ist. Das Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle basiert auf einer ortsabhängigen Wechselwirkung mit den eingestrahelten Lichtfeldern. Diese Ortsabhängigkeit wird durch ein inhomogenes Quadrupolfeld zweier in entgegengesetzter Richtung von Strom durchflossenen Spulen (MOT) erzeugt. Für die homogenen Kompensationsfelder sind drei Spulenpaare (X-, Y-, Z-Offset) in jeder der drei Raumrichtungen angeordnet. Auf die Kompensationsspule in z-Richtung wurden außerdem weitere Wicklungen aufgebracht (Z-Offset (2)), die separat geschaltet werden können um ein zusätzliches homogenes Magnetfeld in Zellenrichtung anzulegen. Die Spulenparameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Typischerweise wird das MOT-Magnetfeld mit einem Strom von 4 A betrieben, was in einem Magnetfeldgradienten in y-Richtung am Ort der Atome von $\partial_y B = 22,3 \text{ G/cm}$ resultiert.

2.3.4 Atomquelle

Als Atomquelle werden zwei sogenannte Dispenser eingesetzt, die im *neuen* Experimentaufbau im ersten Vakuumknoten nach der Glaszelle ober- und unterhalb der Zellenachse positioniert sind (Abbildung 2.5). Somit verbleibt entlang der Zellenrichtung ein optischer Durchgang durch die Vakuumapparatur. Die Dispenser sind kleine gefaltete Metallfolien, die mit einer inerten Rubidiumverbindung gefüllt sind.

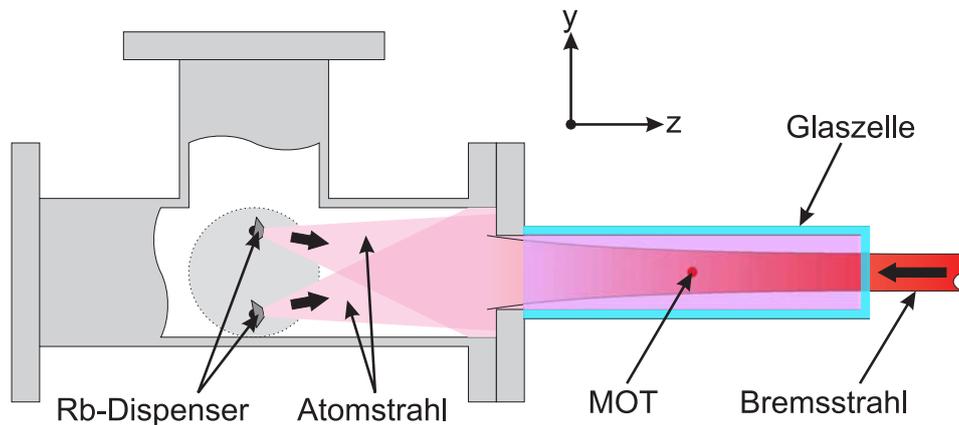


Abbildung 2.5: Geometrische Anordnung der Dispenser im ersten Vakuunkreuz hinter der Glaszelle. Entgegen der Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls wird entlang der Zellenachse der Bremslaserstrahl eingestrahlt.

Bei Anlegen eines Stromes von einigen wenigen Ampere wird das gebundene Rubidium aufgrund der Erwärmung freigesetzt. Die Dispenser sind so ausgerichtet, dass sich der vermutlich stark aufgefächerte Strahl von Rubidium-Atomen in Richtung Glaszelle ausbreitet. Die Laderate von Atomen aus dem Atomstrahl in die MOT ist hierbei sehr gering. Dies liegt daran, dass in der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Atomstrahl nur wenige Atome eine Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT haben. Um diesen Anteil zu erhöhen wird in entgegengesetzter Richtung zum Atomstrahl ein rotverstimmter zirkular polarisierter Laserstrahl ($P \approx 5.5 \text{ mW}$, $w(z_{\text{MOT}}) \approx 5 \text{ mm}$) durch die Frontseite der Zelle eingestrahlt. Dieser ist ca. 26 MHz ($\equiv 4.4\Gamma$) gegenüber dem Kühlübergang von ^{85}Rb verstimmmt. Diesem wird zusätzlich ein Rückpumpstrahl überlagert. Analog zur optischen Melasse findet ein Kühlen des Atomstrahls statt, so dass die Atome abgebremst werden. Der Anteil der Atome, deren Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt, steigt somit. Mit dieser recht einfachen Konstruktion ließ sich die Teilchenzahl in der MOT um bis zu einen Faktor fünf steigern.

Spule	N	Radius [mm]	Abstand [mm]	Magnetfeld
X-Offset	30	107	112	$245 \mu\text{T/A}$ (2.45 G/A)
Y-Offset	30	77	90	$315 \mu\text{T/A}$ (3.15 G/A)
Z-Offset	30	62	60	$444 \mu\text{T/A}$ (4.44 G/A)
Z-Offset (2)	30	65	60	$434 \mu\text{T/A}$ (4.34 G/A)
MOT	50	22	50	56 mT/ (Am) ($5,6 \text{ G/(Acm)}$)

Tabelle 2.1: Spulenkonfiguration mit dazugehörigen erzeugten Magnetfeldern. Die Größe N gibt die Anzahl der Windungen an. Man beachte: Bei den Kompensationspulen handelt es sich um ein absolutes Magnetfeld, bei den MOT-Spulen um einen Magnetfeldgradienten entlang der y -Achse.

2.3.5 Lasersysteme

MOT-Laser, Bremslaser

Die dissipative Laserkühlung von neutralen Atomen basiert auf den Spontankräfte, die bei Absorption und Emission (und den damit verbundenen Rückstoßimpulsen) von Photonen aus einem Laserstrahl auftreten. Nutzt man eine Konfiguration, bei der der Laserstrahl gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ist und der Bewegungsrichtung der Atome entgegenläuft, so wirken aufgrund des Dopplereffekts geschwindigkeitsabhängige Kräfte auf das Atom. Eine Konfiguration aus drei retroreflektierten orthogonalen, sich kreuzenden Laserstrahlen kann zum Kühlen von Atomen verwendet werden. Man spricht auch davon, dass sich die Atome in einer optischen 3D-Melasse [41] befinden. Eine Falle für neutrale Atome benötigt zusätzlich zur Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kräfte auch ortsabhängige rücktreibende Kräfte. Dies wird durch Anlegen des bereits beschriebenen inhomogenen Magnetfeldes erreicht. Wählt man die Polarisation der rotverstimmt Laserstrahlen in geeigneter Weise zirkular, so finden Absorptionsprozesse nur in bestimmte magnetischen Unterebenen des Atoms statt, deren Übergangsfrequenzen durch die Inhomogenität des Magnetfeldes abhängig vom Ort sind. Bei geeigneter Wahl der Laserfrequenz und der Polarisation können rücktreibende Kräfte realisiert werden, was als magnetooptischen Falle (MOT) [42] bezeichnet wird.

Bei ^{85}Rb wird für den Kühlzyklus der Übergang ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 4$) verwendet, der im Folgenden als *Kühlübergang* bezeichnet wird. Der diesen Übergang treibende Laser wird als *Kühl Laser* bezeichnet und ist um 15 MHz ($\equiv 2.5\Gamma$) rotverstimmt. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit kann das Atom auch in den $5P_{3/2}, F' = 3$ Zustand angeregt werden, wovon es unter Emission eines Photons in den $5S_{1/2}, F' = 2$ Zustand gelangen kann. Um diese Atome in den Kühlzyklus zurückzupumpen benötigt man einen zweiten Laser, den *Rückpump Laser*, der mit dem Übergang ($F = 2 \rightarrow F' = 3$) resonant ist.

Bei den MOT-Lasern und dem in Abschnitt 2.3.4 beschriebenen Bremslaser handelt es sich um gitterstabilisierte Diodenlaser in Littrow-Konfiguration. Zur Frequenzstabilisierung wird jeweils ein geringer Teil der Laserleistung ausgekoppelt und mit dem Strahl eines stabilen Referenzlasers auf einer Photodiode überlagert. Aus dem resultierenden Schwebungssignal lässt sich ein Regelsignal proportional zur Frequenzdifferenz ableiten, auf das der entsprechende Laser stabilisiert werden kann. Mit dieser Technik ist es auch möglich, die Frequenz der Laser in einem weiten Bereich zu variieren. Bei dem Referenzlaser handelt es sich um einen interferenzfilterstabilisierten Diodenlaser [43], der auf eine Rubidium-Sättigungsspektroskopie stabilisiert wurde. Mittels akustooptischer Modulatoren (AOMs) lässt sich die Leistung der Laser variieren. Zum vollständigen Blocken der Leistung sind mechanische Verschlüsse (*Shutter*) mit einer Schaltzeit von etwa 1 – 2 ms in den Strahl eingebracht.

In dem hier beschriebenen Aufbau sind Lasersysteme und Vakuumkammer auf zwei verschiedenen Experimentiertischen untergebracht. Das Licht wird mittels polarisationserhaltenden Glasfaserkabel vom *Lasertisch* zum *Experimentiertisch* geleitet, wo letztendlich die Aufteilung des MOT-Lichts in die drei MOT-Strahlen erfolgt. Die Überlagerung von Kühlstrahl und Rückpumpstrahl erfolgt auf dem Experimentiertisch.

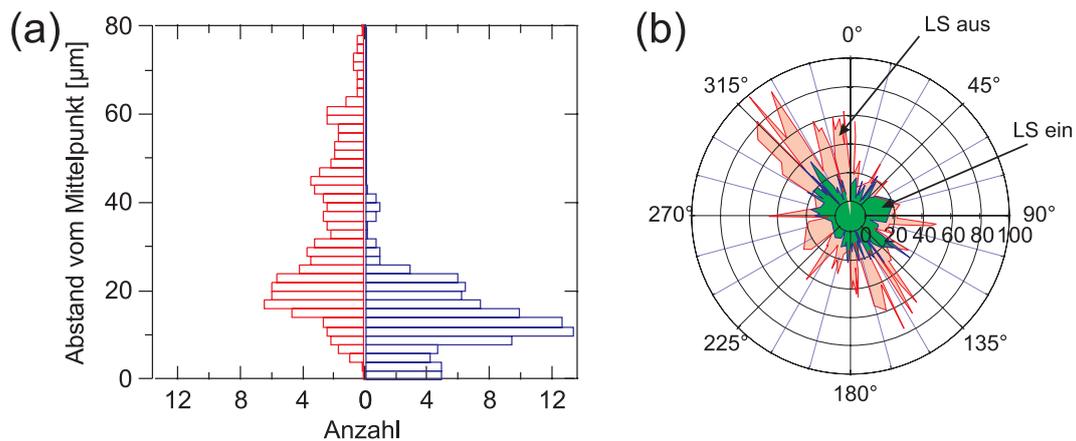


Abbildung 2.6: (a) Histogramme aus jeweils 100 Messpunkten des Abstandes vom mittleren Aufenthaltsort der Atomwolke mit ein- und ausgeschalteten Lautsprechern. (b) Das Polardiagramm zeigt die Abweichung der MOT vom mittleren Aufenthaltsort für ein- und ausgeschalteten Lautsprechern.

Vermeidung von Interferenzeffekten

Da die Innenflächen der Glaszelle nicht entspiegelt sind, kommt es zu Interferenzeffekten der MOT-Strahlen am Ort der Atome durch die an den Innenseiten der Glaszelle reflektierten Teilstrahlen. Aufgrund von unvermeidbaren mechanischen Instabilitäten und thermischen Ausdehnungen des Aufbaus fluktuieren diese Interferenzerscheinungen mit einer Zeitkonstanten von einigen Hertz. Diese variierende Intensitätsverteilung wirkt sich direkt auf die Position der gefangenen Atomwolke aus. Um diese Interferenzerscheinungen im zeitlichen Mittel zu unterbinden, wurde an den Rückreflexspiegeln der MOT Lautsprechermembranen installiert, die bei einer Frequenz von ca. 450 Hz die Spiegel in Vibration versetzen. In Abbildung 2.6(a) sind die Abweichungen aus 100 Messpunkten als Histogramme dargestellt. Es zeigt sich ein deutlicher Gewinn an Stabilität der Atomwolke bei eingeschalteten (rechtes Histogramm) gegenüber ausgeschalteten Lautsprechern (linkes Histogramm). Abbildung 2.6(b) veranschaulicht die Abweichungen vom mittleren Aufenthaltsort der MOT bei ein und ausgeschaltetem Lautsprecher anhand eines Polardiagramms. Es hat sich gezeigt, dass die Stabilität der MOT-Position beim Umladen in das Dipolfallenregister zu einer geringeren Fluktuation bei der Verteilung der Atome auf die einzelnen Fallen führt.

Dipolfallenlaser

Für die Erzeugung der optischen Dipolfallen wird ein Titan-Saphir-Ringlaser (*Coherent 899-01*), der von einem (*Coherent Verdi V18*) gepumpt wird eingesetzt. Der Ringlaser besitzt einen großen Durchstimmbereich zwischen 760 und 850 nm. Die Ausgangsleistung hängt von der Effizienz des Resonators für die verschiedenen Wellenlängenbereiche ab. Bei einer häufig verwendeten Wellenlänge im Bereich von 815 nm besitzt der Laser bei einer typischen Pumpleistung von 8 W eine Ausgangsleistung von ca. 800 mW. Da das Ausgangsstrahlprofil leicht elliptisch ist, wird dieses

über ein Paar Zylinderlinsen angepasst. Das Licht kann über einen AOM geschaltet und in der Intensität geregelt werden. Da sich gezeigt hat, dass der Laser hohen Intensitätsschwankungen ausgesetzt war, wurde die Intensität, die dem Experiment zur Verfügung steht, über eine Regelung stabilisiert. Die Anpassung der Intensität geschieht durch den AOM. Das Licht wird, ebenso wie der MOT-Laser über eine polarisationserhaltende Lichtleitfaser zum Experimentiertisch geleitet.

2.3.6 Ablauf des Experiments

Ein typischer Ablauf eines Experiments beginnt mit dem Laden von Atomen in die magnetooptische Falle. Die Ladezeit liegt dabei für gewöhnlich zwischen 1 – 5 s. Während dieser Zeit werden maximal ca. 10^7 Atome geladen und besitzen eine kinetische Energie von $\sim k_B \times 10$ mK. Danach schließt sich eine optische Melassenphase mit einer Dauer von 1 – 50 ms an, bei der die Atome bereits nach der ersten Millisekunde auf eine Temperatur von bis zu ca. 10 μ K gekühlt werden. Die Melasse wird durch Verstärken des Kühllasers auf ca. 42 MHz ($\equiv 7\Gamma$) und Reduzierung der Rückpumpleistung erzeugt. Außerdem wird das inhomogene Quadrupolfeld der MOT ausgeschaltet. In der weiteren Melassenzeit dehnt sich die Atomwolke lediglich aus, gewinnt allerdings nicht an kinetischer Energie. Am Anfang der Melassenzeit wird der Dipolfallenlaser eingeschaltet, was dazu führt, dass sich die Atome am Ort der Foki des Dipolfallenlaserstrahls aufgrund des tieferen Potentials sammeln [44]. Über die Ausdehnung der Atomwolke lässt sich die Anzahl der geladenen Fallen im Fallenregister und damit auch die geladene Atomzahl (da die Teilchendichte mit der Expansion der Atomwolke sinkt) steuern. Die Kühlung durch die optische Melasse ist für das Umladen in die Dipolfalle unbedingt erforderlich. Danach werden die Atome für 10 ms in der Dipolfalle gehalten. Während dieser Zeit fallen alle nicht gefangenen Atome aufgrund der Gravitation aus dem Detektionsbereich der Abbildungsoptik. Nachdem diese Präparation der Atome in den Dipolfallen abgeschlossen ist, schließen sich die eigentlichen Experimente mit den gefangenen Atomen an, die Gegenstand der nächsten Kapitel sind. Der Experimentzyklus endet mit der Fluoreszenzdetektion der Atome und dem Abbilden des gestreuten Lichts auf einer CCD-Kamera.

Für die Steuerung des Experimentablaufs werden zwei Computersysteme eingesetzt. Der *Steuercomputer* ist mit einer digitalen und einer analogen Ausgangskarte bestückt. Die digitalen Ausgänge sind für die Taktgebung der TTL-Signale zum Schalten verschiedener Geräte (Shutter, AOMs, Spulen etc.) zuständig. Mit den analogen Ausgängen hingegen werden die Frequenzen und Intensitäten der Laser kontrolliert. Eine GPIB-Karte erlaubt die Kommunikation zwischen Computer und diversen Messgeräten (Spulen-Netzteile, Signalgeneratoren, Auslesen von Oszilloskopen und Spektrumanalysatoren). Das zeitgenaue Zusammenspiel aller Komponenten wird durch Einsatz des Softwarepakets *LabVIEW* von *National Instruments* erreicht. Der *Kameracomputer* wird für das Auslesen der CCD-Kamera eingesetzt. Die Ansteuerung der Kamera erfolgt über das Programm *Igor Pro* von *WaveMetrics* und einer darunter programmierten Benutzerschnittstelle. Neben der Aufnahme und Sicherung der Kamerabilder ist auch eine instantane automatisierte Bildverarbeitung möglich. Zusätzlich stellt auch der *Kamerarechner* eine GPIB-Karte zur Kommunikation mit Messgeräten zur Verfügung. Auf beiden Rechnern wurde ein VISA¹-System einge-

¹Virtual Instrument System Architecture

richtet, dass die Funktionen der meisten angeschlossenen Geräte in einem Netzwerk zur Verfügung stellt. Damit können die Computer untereinander auf die angeschlossenen Ressourcen zugreifen, was einen erheblichen Gewinn an Flexibilität darstellt.

2.4 Detektion

Die experimentell zugänglichen Größen in Experimenten mit ultrakalten Atomen sind deren räumliche Verteilung sowie die Anzahl der Atome, die sich in einem bestimmten Zustand aufhalten. Diese Größen lassen sich z.B. über die *Fluoreszenzdetektion* bestimmen. Bei dieser Detektion werden die Atome mit dem nahresonanten Kühl- und Rückpumplicht aus den MOT-Strahlen beleuchtet. Das von den Atomen gestreute Licht wird dann durch eine Transferoptik auf einer Kamera abgebildet. Aus dem Kamerabild lässt sich somit direkt auf die räumliche Verteilung der Atome schließen. Um die Anzahl der Atome zu bestimmen, muss neben der Streurate der Atome bekannt sein, wie viele Photonen des gestreuten Lichts durch die Abbildungsoptik transmittiert und von der Kamera detektiert werden (Kapitel 2.4.1). Der CCD-Chip der Kamera wandelt die einfallenden Photonen in Photoelektronen um und übermittelt die entstehenden Photoströme als Digitalwerte an den Computer. Die Detektion durch die Kamera ist Bestandteil von Kapitel 2.4.2 und wichtige Voraussetzung für die quantitativen Betrachtungen in Kapitel 2.5.

2.4.1 Abbildungsoptik

Die Streuung von Photonen durch die zu detektierenden Atome erfolgt ungerichtet und isotrop in alle Raumrichtungen. Um ein möglichst hohes Signal zu Rausch Verhältnis zu erhalten, müssen möglichst viele der gestreuten Photonen detektiert werden. Der Raumwinkel, der durch die im Strahlengang nächstgelegene abbildende Linse abgedeckt wird, ist hierfür maßgeblich. Dieser ist in guter Näherung gegeben durch

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{\pi R^2}{4\pi f^2}. \quad (2.20)$$

Hierbei ist R der Radius der abbildenden Linse und f deren Brennweite. Die abbildende Linse soll außerhalb der Glaszelle positioniert werden können, so dass eine genügend große Brennweite gewährleistet sein muss. Da ebenfalls kleine Strukturen abgebildet werden sollen, ist eine ausreichend hohe numerische Apertur (NA) erforderlich. Aufgrund sphärischer Aberrationen ist es bei hohen numerischen Aperturen nicht ohne Abbildungsfehler möglich eine einzelne Linse zu benutzen. Bei einem System aus mehreren Linsen ist es allerdings möglich die sphärischen Aberrationen einer Linse durch die Aberrationen einer nachfolgenden Linse zu kompensieren. Das in dieser Arbeit eingesetzte beugungslimitierte Linsensystem [45] besteht aus insgesamt vier Linsen mit einem Radius von $R = 30$ mm und besitzt eine NA von 0,29. Dies entspricht einem abgedeckten Raumwinkel von $\Omega/(4\pi) = 2,1\%$. Die Brennweite beträgt $f = 36$ mm. Das Linsensystem ist so konzipiert, dass im Wellenlängenbereich von 400 – 1064 nm sphärische Aberrationen unterdrückt werden². Der Strahlengang

²Aufgrund chromatischer Aberrationen verschiebt sich jedoch die Brennweite geringfügig mit der Wellenlänge.

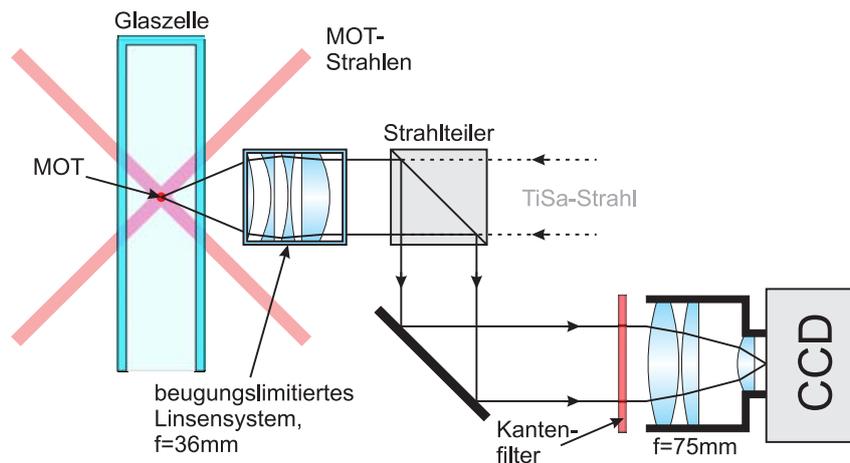


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Abbildungsoptik. Das beugungslimitierte Linsensystem, das zur Abbildung der Dipolfallen dient, sammelt bei Belichtung das von den Atomen emittierte Streulicht. Ein Kantenfilter blockt das weitverstimmte Streulicht des Dipolfallenstrahls.

der Abbildungsoptik ist in Abbildung 2.7 abgebildet. Das von den Atomen emittierte Streulicht wird durch das beugungslimitierte Objektiv kollimiert. Da das Fluoreszenzlicht unpolarisiert ist, lenkt der nachfolgende Polarisationsstrahlteiler lediglich 50% des Lichts in Richtung Kamera ab. Das kollimierte Fluoreszenzlicht wird durch ein kommerzielles Objektiv mit einer Brennweite von 75 mm auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet. Dadurch ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von 75 : 36. Durch den zweiten Ausgang wird in umgekehrter Richtung das Licht des Dipolfallenlasers eingestrahlt. Dieses wird an den unbeschichteten Innenflächen der Glaszelle teilweise reflektiert. Das reflektierte Licht wird beim rückwärtigen Durchgang durch den Polarisationsstrahlteiler zu einem sehr geringen Teil (Extinktionsverhältnis ca. $1/10^4$) in Richtung Kamera reflektiert. Bei geringen Fluoreszenzintensitäten kann sich dieser Anteil als störend erweisen, so dass vor dem Kameraobjektiv ein Kantenfilter platziert wurde. Dieser Filter hat bei $\lambda = 780$ nm eine Transmission von ca. 75%. Bei $\lambda \geq 795$ nm liegt die spezifizizierte Transmission bei $\leq 10^{-5}$. Die gesamten Verluste durch Reflexionen an den optischen Komponenten, dem Raumwinkel, der Transmission durch den Polarisationsstrahlteiler und den Filter sind in Tabelle 2.2 angegeben. Zusammengerechnet ergibt sich eine gemessene Effizienz der Abbildungsoptik von $\eta_{\text{opt}} = 0,007 = 0,7\%$.

2.4.2 Kameraeigenschaften

Die verwendete Kamera (*Andor iXon DV887BV*) wurde hinsichtlich ihrer Fähigkeiten zur Detektion nur weniger Photonen ausgewählt. Der verwendete CCD-Chip (*E2V Technologies CCD97*) besteht aus 512×512 Pixeln mit einer Pixelgröße von $16 \mu\text{m}$. Er besitzt laut Hersteller eine Quanteneffizienz von ca. $QE = 70\%$ bei 780 nm, d.h. dass 70% aller einfallenden Photonen ein primäres Photoelektron auslösen. Bei dem Chip handelt es sich um einen sogenannten EMCCD-Chip (*Electron Multiplication CCD*) [46]. Dieser setzt ein spezielles Verstärkungsverfahren der aus-

gelösten Photoelektronen ein. Ähnlich einer Avalanche Photodiode werden die Primärelektronen während des Transfers in das Ausleseregister durch einen Lawineneffekt vervielfacht. Dieser Verstärkungsprozess geschieht vor der AD-Wandlung und der Übertragung des Signals an den Computer. Dadurch ist es möglich das Signal so zu verstärken, dass das Ausleserauschen gegenüber dem Signal vernachlässigbar ist. Durch Kühlung des CCD-Chips auf $-50\text{ }^\circ\text{C}$ kann zudem das Dunkelrauschen, das durch thermische Auslösung von Primärelektronen entsteht, minimiert werden. Um die Bildung von Kondenswasser auf dem CCD-Chip zu vermeiden ist dieser in einem Vakuum eingeschlossen. Das Dunkelrauschen und Ausleserauschen beträgt laut Herstellerangaben $\leq 0,5e^-/(s \cdot \text{pixel})$. Das Verhältnis von Signal zu Rauschen ist somit im Wesentlichen nur durch das Schrotrauschen gegeben. Schrotrauschen basiert auf der Quantennatur des Lichtes und ist ein unvermeidlicher Effekt der Poissonstatistik der Photonen. Der Rauschbeitrag entspricht der mittleren Abweichung und ist durch die Wurzel aus der Anzahl der erzeugten Elektronen $\sigma_S = \sqrt{N_e}$ gegeben. Werden die Beiträge von Dunkelrauschen und Ausleserauschen vernachlässigt ergibt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis (S/N) zu

$$\frac{S}{N} \approx \frac{N_e}{\sigma_S} = \sqrt{N_e}. \quad (2.21)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich die effektive Verstärkung, d.h. der Umwandlungskoeffizient η_{AD} von ausgelösten Elektronen in Analog-Digital-Einheiten (ADU, *Analog-Digital-Unit*) bestimmen. Eine Beschreibung des Verfahrens findet sich in [47, 48]. Das Signal eines homogen ausgeleuchteten Bereichs des CCD-Chips wird durch seine Varianz (Quadrat der Standardabweichung, N^2) geteilt. Daraus ergibt sich mit 2.21 der AD-Wandlungskoeffizient

$$\frac{S^2}{N^2} = N_e \quad \Leftrightarrow \quad \frac{S}{N^2} = \frac{N_e}{S} =: \eta_{\text{AD}}^{-1}. \quad (2.22)$$

Der inverse AD-Wandlungskoeffizient wird per Definition auch *Gain* genannt. Dieser *Gain* darf nicht mit der in der Software eingestellten Verstärkung, die auch als *Software EM-Gain* bezeichnet wird, verwechselt werden. Der Zusammenhang ist bei der verwendeten Kamera nichtlinear. Der nach obigem Verfahren gemessene Wandlungskoeffizient ist in Abbildung 2.8 in Abhängigkeit des in der Software eingestellten *EM-Gain* dargestellt. Die Messung erfolgte bei einer CCD-Temperatur von $-50\text{ }^\circ\text{C}$. Gewöhnlich wird bei den Experimenten, in denen wenig Fluoreszenz erwartet wird

Optisches Element	Transmission [%]
Glaszelle	96
Raumwinkel	2,1
Linsensystem	> 99
Strahlteilerwürfel	50
Filter (AESP785)	75
75mm-Objektiv	90

Tabelle 2.2: Transmissionen durch die einzelnen optischen Komponenten des Detektionsstrahlenganges.

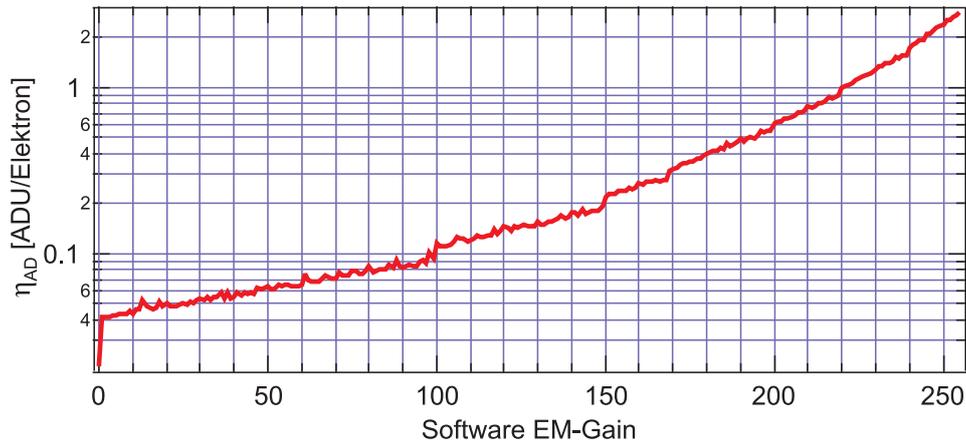


Abbildung 2.8: Gemessener Zusammenhang des AD-Wandlungskoeffizienten und des in der Software eingestellten EM-Gain für die verwendete Kamera. Die Messwerte wurden bei einer Temperatur von -50 °C aufgenommen.

(z.B. alle Experimente in Dipolfallen), mit einem Software EM-Gain von 255 gearbeitet (maximale Verstärkung). Dies entspricht einem AD-Wandlungskoeffizienten von $\eta_{AD} = 2,8$.

2.4.3 Fokusanalyse

Das Mikrolinsenregister, das bei Ausleuchten der Linsen durch einen gaußschen Laserstrahl zur Erzeugung der Mikrofallen dient ist außerhalb der Glaszelle positioniert. Durch eine Transferoptik kann nun die Fokalebene des Mikrolinsenregisters in die Glaszelle an den Ort der Atome abgebildet werden. Dies hat den Vorteil, dass zum einen eine nachträgliche Verkleinerung (Vergrößerung) der Foki erreicht werden kann. Zum anderen erlaubt dieses System den einfachen Austausch der Mikrolinsoptik. So kann bei Bedarf das Mikrolinsenregister einfach durch andere Linsengeometrien ausgetauscht werden (siehe auch Kapitel 6). Die Abbildungsoptik basiert auf einem 80 mm-Achromaten, der die im Brennpunkt liegende Fokalebene des Mikrolinsenregisters zunächst auf unendlich abbildet. Das so kollimierte Licht wird nun durch den zweiten Eingang des Polarisationsstrahlteilers auf der optischen Bank, der zum Auskoppeln des Fluoreszenzlichtes der Atome dient, mit der optischen Achse der Bank überlagert. Das in Abschnitt 2.4.1 beschriebene beugungslimitierte Linsensystem mit einem Arbeitsabstand von 36 mm bildet dann das Register direkt an die Position der Atome ab. Die so realisierte Transferoptik verkleinert damit die Fokalebene des Mikrolinsenregisters um einen Faktor $36 : 80$. Unter Verwendung der in Abschnitt 2.2.2 dargestellten Zusammenhänge lässt sich aus den Herstellerangaben die Fokusgröße am Ort der Atome zu $w_0 = 2,59\text{ }\mu\text{m}$ berechnen. Hierbei wurde eine Wellenlänge des Fallenlasers von $\lambda_L = 800\text{ nm}$ angesetzt. Da das Mikrolinsenregister eigentlich für 633 nm spezifiziert wurde, werden die Foki bei den hier verwendeten Parametern in der Praxis größer sein. Um dies zu überprüfen wurde in einem separaten Aufbau die Abbildungsoptik dupliziert und das refraktive Mikrolinsenregister vermessen. Dazu wurde die Fokalebene mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs (*Linos*

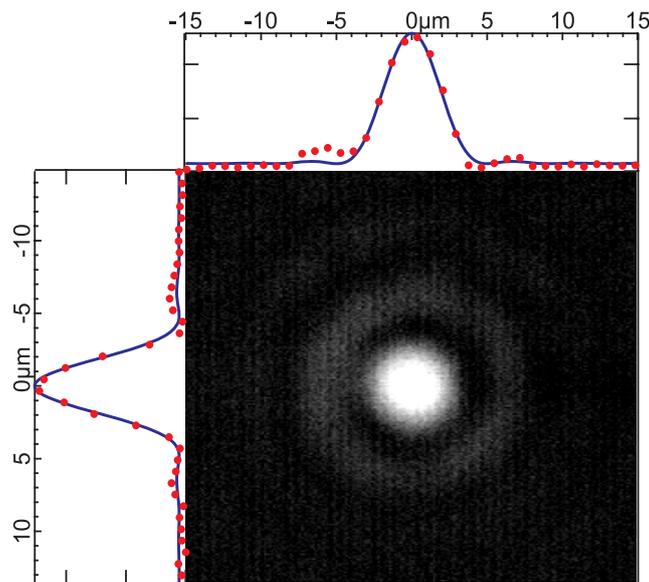


Abbildung 2.9: Bild eines einzelnen Fokus des refraktiven Linsenregisters (ML0253) mit Querschnittsprofilen. Deutlich erkennbar sind die Beugungsstrukturen um den Fokus, die durch die begrenzte Apertur der Mikrolinse entstehen.

$40\times$, $NA = 0,65$) auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die Abbildung auf die CCD-Kamera wurde zuvor mit einer Strichplatte (*Edmund Optics 1951 USAF Resolution Target*) geeicht. Die NA des verwendeten Mikroskopobjektivs ist höher als die NA von beugungslimitierten Linsensystem und Mikrolinsenregister, so dass eine korrekte Abbildung sichergestellt ist. Abbildung 2.9 zeigt einen der vermessenen Foki mit den entsprechenden Querschnittsprofilen. Aus der Anpassung von Gleichung 2.17 an die Profile ergibt sich eine minimale Strahltaile des Fokus in horizontaler Richtung von $(3,67 \pm 0,03) \mu\text{m}$ und in vertikaler Richtung von $(3,58 \pm 0,03) \mu\text{m}$, was wie erwartet höher gegenüber dem berechneten Wert liegt.

2.5 Bestimmung der Atomzahl

Aus der Fluoreszenzdetektion ist zunächst nur die räumliche Verteilung der Atomwolke ersichtlich. Bei genauer Kenntnis der Transmissionen aller verwendeten optischen Elemente im Abbildungsstrahlengang, der Quanteneffizienz der Kamera und dem AD-Wandlungskoeffizienten η_{AD} lässt sich im Prinzip aus der Streurrate der Atome die Atomzahl berechnen. Dazu müssen zusätzlich die Intensität des zur Belichtung benutzten Laserlichts und deren Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz bekannt sein. Prinzipiell lassen sich alle diese Werte experimentell ermitteln. Um die Richtigkeit dieser Annahmen zu überprüfen, wurden die Fluoreszenzbilder in Abschnitt 2.5 mit einem zweiten Abbildungsverfahren, der *Absorptionsdetektion*, geeicht und mit den berechneten Werten verglichen. Die Anzahl der Atome ist aus den aufgenommenen Absorptionbildern direkt ersichtlich. Da das Experiment auf die Detektion einzelner Atome konzipiert worden ist, wurde dessen Tauglichkeit auf

die Detektion weniger Atome in Abschnitt 2.5.3 näher untersucht. Die Experimente in den folgenden Abschnitten wurden am *alten* Versuchsaufbau durchgeführt, der in [28] beschrieben wird.

2.5.1 Absorptionsbildung

Bei der Absorptionsdetektion wird ein kurzer Puls resonanten Detektionslaserlichts auf der optischen Achse durch die Atomwolke gesandt und durch die Abbildungsoptik auf die Kamera abgebildet. Das von den Atomen absorbierte Licht erscheint auf dem aufgenommenen Bild als Schattenwurf. Das von den Atomen in Richtung Kamera gestreute Licht entspricht dem Anteil des von dem abbildenden Objektivs überdeckten Raumwinkels. Wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, beträgt dieser Anteil nur ca. 2,1%. Das spontan emittierte Licht kann also gegenüber dem Absorptionssignal vernachlässigt werden.

Betrachtet wird zunächst der Teilstrahl des Detektionslichts, der eine Säule mit Grundfläche A der atomaren Wolke durchleuchtet. Ist b die Größe eines Kamerapixels (in diesem Fall $16 \mu\text{m}$) und V die Vergrößerung der Abbildungsoptik ($36 : 75$), so beträgt die Säulengrundfläche $A = (b \cdot V)^2$. Der Teilstrahl habe eine Intensität I_s . Beim Durchtreten der Säule entlang der x-Achse, wird der Teilstrahl abgeschwächt. Die Intensität nach dem Durchtreten ist nach dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$I = I_s e^{-\tilde{D}} = I_s e^{-\tilde{n}\sigma}. \quad (2.23)$$

Dabei ist $\tilde{D} = \tilde{n}\sigma$ die optische Dichte der durch den Teilstrahl durchlaufenen Fläche A mit der Säulendichte $\tilde{n} = \int n dx$. Die Gesamtzahl der Atome in der auf einen Pixel abgebildeten Säule ergibt sich dann zu

$$N_{\text{Pixel}} = \tilde{n}A. \quad (2.24)$$

Der Streuquerschnitt σ ist für ein resonant bestrahltes Zwei-Niveau-Atom durch $\sigma_0 = 3\lambda^2/(2\pi)$ mit der Wellenlänge λ des Detektionslichts gegeben. Ist das Detektionslicht nicht resonant muss der Streuquerschnitt σ_0 mit der Streurate eines nichtresonant bestrahlten Atoms [4]

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.25)$$

multipliziert werden. Dabei ist Γ die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs und Δ die Verstimmung. Die Größe $s_0 = I/I_0$ ist das Verhältnis von eingestrahelter Intensität I zur Sättigungsintensität

$$I_0 = 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{1}{3} \frac{\pi \hbar c}{\lambda^3 \tau}. \quad (2.26)$$

Hierbei ist Ω die Rabi-Frequenz und $\tau = \Gamma^{-1}$ die Lebensdauer des angeregten Zustands. Für den geschlossenen $|F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4, m_{F'} = 4\rangle$ -Übergang von ^{85}Rb und σ^+ -polarisiertem Detektionslicht ist $I_0 = 1.645 \text{ mW/cm}^2$. Hierbei soll lediglich darauf hingewiesen werden, dass im Falle nicht-zirkular-polarisierten Lichts Korrekturfaktoren für die Sättigungsintensität angewendet werden müssen, die die

Kopplung an mehr als nur zwei Zustände berücksichtigen. Bei der Absorptionsdetektion wählt man für ein hohes Kontrastverhältnis im Allgemeinen resonantes Licht mit einer Intensität $I \ll I_0$.

Zur Minimierung von Störeinflüssen und Kalibrationsfehlern werden für jede Absorptionsdetektion drei Bilder gemacht. Bild A ist das Schattenbild der Atomwolke mit Detektionslicht und Hintergrundsignal. Bei Bild B wird mit gleichen Parametern nur das Detektionslicht und das Hintergrundsignal ohne Atome aufgenommen. Bei Bild C wird schließlich auch das Detektionslicht abgeschaltet, so dass man nur das Hintergrundsignal erhält, welches dann von den Bildern A und B zu subtrahieren ist. Die AD-Werte eines betrachteten Pixels für die jeweiligen Bilder werden im Folgenden als c_A , c_B und c_C bezeichnet.

Aus diesen drei Bildern ergibt sich die optische Dichte \tilde{D} zu

$$-\ln\left(\frac{c_A - c_C}{c_B - c_C}\right) \equiv -\ln\left(\frac{I_0 e^{-\tilde{n}_{A-C}\sigma}}{I_0 e^{-\tilde{n}_{B-C}\sigma}}\right) = (\tilde{n}_{A-C} - \tilde{n}_{B-C})\sigma = \tilde{n}_{A-C}\sigma = \tilde{D}. \quad (2.27)$$

Hierbei wurde $\tilde{n}_{B-C} = 0$ gesetzt, da in dem aufgenommenen Bild B keine Atome vorhanden sind und somit die Dichte ebenfalls Null sein muss. Aus Gleichung 2.24 ergibt sich dann die auf ein Pixel abgebildete Atomzahl zu

$$N_{\text{Pixel}} = \frac{A}{\sigma} \tilde{D} \quad (2.28)$$

und unter Verwendung von Gleichung 2.25, Gleichung 2.26 und der Annahme $I \ll I_0$ der für die Praxis anwendbare Ausdruck

$$N = \sum_{\text{Pixel}} \frac{2AI_0}{\hbar\omega_L\Gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right] \cdot \ln\left(\frac{c_A - c_C}{c_B - c_C}\right) \right\}. \quad (2.29)$$

Dabei ist $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ die Frequenz des eingestrahlt Lichts. Die Bestimmung der Atomzahl ist also für kleine Intensitäten unabhängig von der Intensität des Detektionsstrahls und den Verlusten in der Abbildungsoptik. Dies macht die Absorptionsdetektion zu einem einfachen Hilfsmittel zur Bestimmung der tatsächlich vorliegenden Atomzahl im Experiment. Beachtet werden muss allerdings, dass für einen guten Kontrast die Dichte n der atomaren Wolke groß genug sein muss, damit sich die durch die Atome absorbierte Leistung vom Schrotrauschen abhebt. Dies ist für die Dichten, die in der untersuchten MOT vorherrschen gegeben. Für spätere Experimente, bei denen nur noch Atomzahlen in der Größenordnung $< 10^3$ auftreten ist dies nicht mehr erfüllt, so dass hier auf die Fluoreszenzdetektion zurückgegriffen werden muss.

Im Experiment wurde für die Absorptionsdetektion ein zusätzlicher Laser aufgebaut, dessen Frequenz auf die Resonanzfrequenz der Atome abgestimmt wurde. Der Strahl wurde auf der der Abbildungsoptik gegenüberliegenden Seite der Glaszelle aus einer Faser ausgekoppelt, so dass Strahlachse, Atomwolke und die optische Achse der Abbildungsoptik kollinear lagen. Die optimale Leistung des Detektionsstrahls wird durch die Vorgabe, ein möglichst hohes Signal-zu-Rauschen Verhältnis zu erhalten, abgeschätzt. Dazu soll die Kamera mit einem möglichst großen Signal ausgeleuchtet werden, ohne dabei zu sättigen. Die Intensität des Probestrahls lässt sich durch die

Anzahl der in die Kamera einfallenden Photonen N_d und der Belichtungszeit Δt ausdrücken

$$I_p = \frac{\hbar\omega_L N_d}{A\Delta t\eta_{\text{opt}}}. \quad (2.30)$$

Sei c_{ADU} der gewünschte Bildwert (ADU) des hellsten Pixels im Bild, bei der die Kamera noch nicht sättigt, so ergibt sich die nötige Anzahl der einfallenden Photonen zu

$$N_d = QE \cdot \eta_{\text{AD}} c_{\text{ADU}}, \quad (2.31)$$

woraus sich I_p mit Gleichung 2.30 berechnen lässt. Bei einer Software-Gain Einstellung von 255, einem maximalen Bildwert von 6000 ADU und einer typischen Belichtungszeit von 500 μs ergibt sich als Beispiel eine zu verwendende Intensität von $I_p = 2.5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, welche um vier Größenordnungen kleiner als die Sättigungsintensität ist. Der Strahldurchmesser des Detektionslasers betrug $2w_0 = 1,6 \text{ cm}$. Die Leistung wurde auf ca. 5 μW abgeschwächt, was zu einer maximalen Leistung von ca. $I_p = 5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ führt. Diese liegt in der gleichen Größenordnung wie der berechnete Wert. Um den geschlossenen Übergang $F = 3, m_F = 3 \rightarrow F' = 4, m_{F'} = 4$ zu treiben, wurde σ^+ -polarisiertes Licht verwendet.

2.5.2 Vergleich mit Fluoreszenzbildern

Sind bei der Fluoreszenzdetektion Verstimmung und Intensität des Detektionsstrahls und die Belichtungszeit genau genug bekannt, so lässt sich bei Kenntnis der Detektionseffizienz der Abbildungsoptik ebenfalls prinzipiell die Atomzahl bestimmen. Mit den in den vorhergehenden Abschnitten eingeführten Größen ergibt sich die Atomzahl zu

$$N_{\text{Atome}} = \frac{c_{\text{ADU}}}{\Gamma_{\text{sc}} \cdot \Delta t \cdot \eta_{\text{opt}} \cdot \eta_{\text{AD}} \cdot QE}, \quad (2.32)$$

bzw. bei bekannter Atomzahl und einer Belichtungszeit Δt die Anzahl gestreuter Photonen $N_{\text{mess}} = \Gamma \cdot \Delta t$ pro Atom zu

$$N_{\text{mess}} = \frac{c_{\text{ADU}}}{N_{\text{Atome}} \cdot \eta_{\text{opt}} \cdot \eta_{\text{AD}} \cdot QE}. \quad (2.33)$$

Die Atomzahl wird dabei aus einer Absorptionsdetektion (Abschnitt 2.5.1) bestimmt. Ziel dieser Messung war es, die Anzahl der gestreuten Photonen mittels gemessener Atomzahl und Kenntnis der Abbildungsoptik aus Gleichung 2.33 zu bestimmen und mit der berechneten Anzahl detektierter Photonen $N_{\text{Photon}} = \Gamma_{\text{sc}} \cdot \Delta t$ im der Zeit δt zu vergleichen.

Für diese Messung wurden bei unterschiedlichen Belichtungszeiten und unterschiedlichen Kameraverstärkungen sowohl über Absorptionsdetektion, als auch über Fluoreszenzdetektion Bilder von Atomwolken in der MOT aufgenommen. Da beide Detektionsverfahren destruktiv auf das atomare Ensemble wirken, ist es nie möglich genau die selbe Wolke auf beide Arten gleichzeitig zu detektieren. Um dennoch weitestgehend unabhängig von Fluktuationen in der Teilchenzahl zu sein, wurde jedes Bild zehn mal unter gleich bleibenden Bedingungen gemittelt. Ein Vergleich eines Fluoreszenzbildes mit einem Absorptionbild ist in Abbildung 2.10 gezeigt. Die Belichtungszeit betrug bei beiden Bildern 500 μs . Bei der Fluoreszenzdetektion wurde

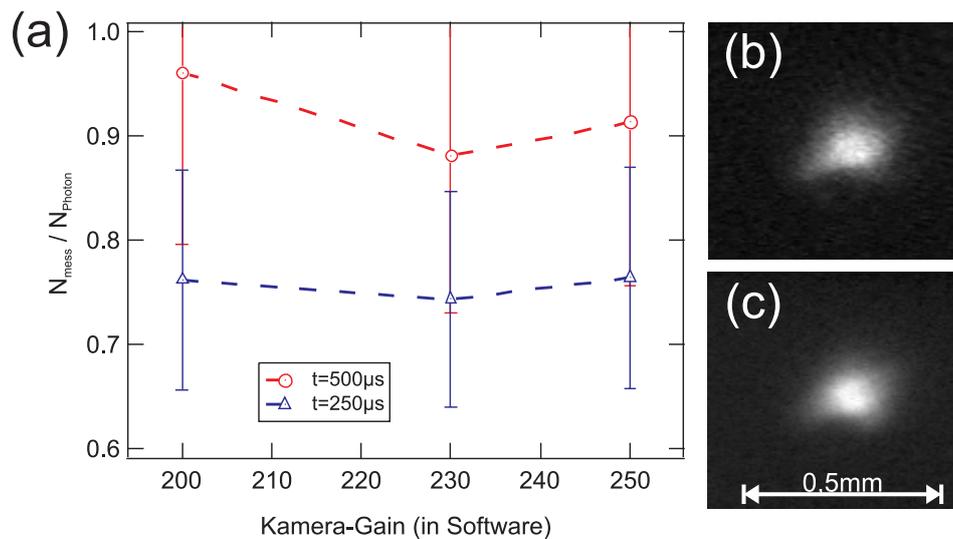


Abbildung 2.10: (a) Verhältnis der aus Gleichung 2.33 bestimmten Anzahl gestreuter Photonen zur theoretisch berechneten Anzahl gestreuter Photonen. Rechts: Atomare Ensemble in der MOT detektiert durch Absorptionsdetektion (b) und Fluoreszenzdetektion (c).

mit den MOT-Lasern belichtet, die eine minimale Strahltaile von 3,5 mm und eine Leistung von 7 mW besitzen. Die Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz wurde zu $\Delta = 2\pi \cdot 39,1$ MHz ermittelt.

Die aus der Absorptionsdetektion ermittelte Atomzahl liegt hier bei $4,0 \cdot 10^5 \pm 0,5 \cdot 10^5$ Atomen in der MOT. Abbildung 2.10 zeigt das Verhältnis der aus Gleichung 2.33 erhaltenen Anzahl gestreuter Photonen N_{mess} und der berechneten Anzahl gestreuter Photonen $N_{\text{Photon}} = \delta t \Gamma_{\text{sc}}$. Die Berechnung wurde für die Belichtungszeiten von 500 μs und 250 μs für jeweils drei verschiedene Kameraverstärkungen durchgeführt. Für 500 μs stimmt das Verhältnis der Photonenzahlen mit $0,91 \pm 0,16$ relativ gut mit dem theoretisch erwarteten Wert überein. Für die kürzere Belichtungszeit von 250 μs beträgt das Verhältnis nur noch $0,76 \pm 0,10$. Erklären lässt sich dies z.B. dadurch, dass bei der längeren Belichtungszeit Atomverluste durch ein Aufheizen des atomaren Ensembles während der Belichtung auftritt. Dies würde, wie beobachtet, bei längeren Belichtungszeiten in einem größeren Verhältnis resultieren. Als Resultat lässt sich jedoch festhalten, dass die durch Gleichung 2.32 ermittelten Atomzahlen bei genauer Kenntnis aller Umgebungsparameter bei den folgenden Messungen verwendet werden kann, um die Größenordnung der Atomzahl zu bestimmen. Als realistischen Fehler wird somit bei Atomzahlbestimmungen durch Fluoreszenzbilder im Folgenden eine Abweichung von 30% angenommen.

2.5.3 Detektion weniger Atome

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Atomzahl ist die direkte Bestimmung der Fluoreszenz von nur einzelnen isolierten Atomen. Das Fluoreszenzsignal nimmt dann nur ganzzahlige Vielfache des Fluoreszenzpegels c_s eines einzelnen Atoms

ein. Nach Gleichung 2.21 ist das ausgelesene Signal um die Standardabweichung $\sigma_{c_s} = \sqrt{c_s}$ verbreitert. Ein Problem bei der Detektion einzelner Atome sind Streulichtquellen, die für ein Signal auf dem auszulesenden Bild sorgen und nicht von den Atomen stammen. Solche Störsignale entstehen in diesem Experiment hauptsächlich durch Streulicht. Eine große Streulichtquelle sind die bei der Detektion eingestrahelten MOT-Strahlen, die nach der Reflexion an den unbeschichteten Innenseiten der Glaszelle in das Abbildungsobjektiv fallen. Ist das Streulicht konstant, so sorgt dieses lediglich für ein konstantes Untergrundsignal c_{bg} , dass durch Subtraktion eines Hintergrundbildes abgezogen werden kann. Allerdings ist auch c_{bg} um die Standardabweichung $\sigma_{c_{bg}} = \sqrt{c_{bg}}$ verbreitert. Die Standardabweichungen (Rauschbeiträge) können quadratisch addiert werden, so dass sich für die gesamte Breite des Fluoreszenzpegels eines einzelnen Atoms

$$\sigma_{\text{ges}} = \sqrt{\sigma_{c_s}^2 + \sigma_{c_{bg}}^2} \quad (2.34)$$

ergibt. Damit die Fluoreszenzpegel der einzelnen Atome voneinander diskriminiert werden können muss die Verbreiterung des Signals kleiner sein, als der Fluoreszenzpegel eines einzelnen Atoms

$$c_s > \sigma_{\text{ges}}. \quad (2.35)$$

In diesem Experiment soll die Detektion weniger (einzelner) Atome im Dipolfallenregister erfolgen. Das Experiment wurde am *alten* Experimentaufbau [28] durchgeführt und es wurde das diffraktive Mikrolinsenregister (ML0254) verwendet. Die Leistung des Titan-Saphir-Laser-Strahls am Faserausgang betrug 400 mW bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Tisa}} = 805$ nm. Bei einer gemessenen Strahltaile von 410 μm auf dem Linsenregister ergibt sich damit eine Falltiefe von $U_0/k_B \approx 400$ μK in der zentralen Falle des Registers. Damit folgt eine Stark-Verschiebung der Niveaus des Kühlübergangs ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 4$) von jeweils $U_0/h = 12,5$ MHz. Der MOT-Kühlaser wurde zudem um zusätzliche 42 MHz rotverstimmt³. Damit ergibt sich eine effektive Verstimmung von 67 MHz gegenüber dem unverschobenen Kühlübergang. Um den Hauptanteil an Streulicht zu unterbinden wurde lediglich der senkrechte MOT-Strahl zum Detektieren benutzt, da dessen Reflexionen an den Innenwänden der Glaszelle nur zu einem sehr geringen Anteil in das Abbildungsobjektiv fallen. Die Leistung innerhalb des senkrechten MOT-Strahls wurde zu 1 mW ermittelt. Mit diesen Parametern erwartet man z.B. für eine Belichtungszeit von 1 ms einen berechnete Bildwert von 5,79 ADU pro Atom. Das entspricht einer Zählrate von ca. 3000 Photonen, die pro Atom und Sekunde auf den CCD-Chip der Kamera fallen.

Durch Stöße mit dem Hintergrundgas ist die Lebensdauer der Atome in der hier beschriebenen Dipolfalle auf 620 ms limitiert. Aufgrund resonanter Streuung von Photonen während der Detektion treten jedoch zusätzlich lichtinduzierte Verlustprozesse in der Dipolfalle auf [49–51]. Verlassen die nicht mehr gefangenen Atome den Detektionsbereich, so tragen sie nicht mehr zum Fluoreszenzsignal bei, so dass bei längerer Belichtung die Fluoreszenz der Atome mit der Zeit abnimmt. Um diese Verluste zu

³Durch diese zusätzliche Verstimmung sollten die Atome in den Dipolfallen durch eine optisch Melasse während der Belichtung zusätzlich gekühlt werden. Die Parameter erwiesen sich im Nachhinein allerdings als unzureichend gewählt.

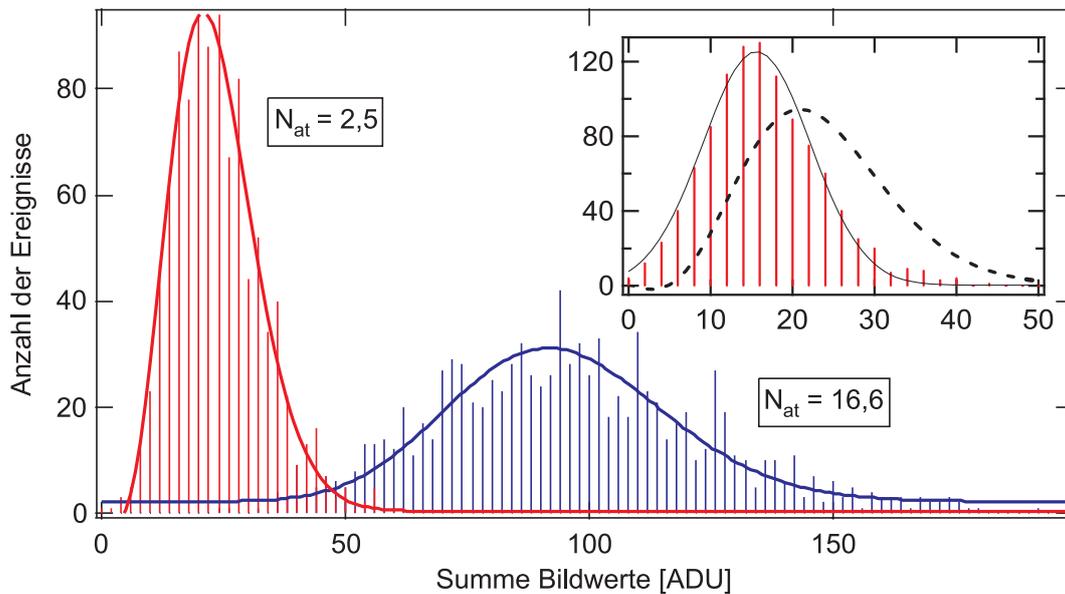


Abbildung 2.11: Histogramme für zwei unterschiedliche Anzahlen an geladenen Atomen in der zentralen Falle des diffraktiven Registers (ML0254). Das Inset zeigt die Fluktuation des Hintergrundlichts und zum Vergleich die Poissonverteilung für $N_{\text{at}} = 2,5$ (gestrichelte Linie).

untersuchen wurden die in der Dipolfalle gefangenen Atome für variable Zeit mit dem Detektionsstrahl beleuchtet, was einer *simulierten* Belichtung gleichkommt, da die Kamera hierbei die Fluoreszenzphotonen zunächst nicht detektiert. Damit die hierdurch verlorenen Atome den Detektionsbereich verlassen konnten wurde 20 ms gewartet und anschließend die verbleibende Atomzahl detektiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Im linken Graph ist das auf eins normierte Kamerasi­gnal gegenüber der simulierten Belichtungszeit für drei verschiedene Leistungen des Detektionsstrahls aufgetragen. Es zeigt sich hierbei, dass es zugunsten eines höheren Signals Vorteile bringt möglichst kurz (1 ms) und mit hoher Intensität (1 mW) zu belichten. Um dies zu verdeutlichen ist in Abbildung 2.12 rechts die Anzahl detektierter Photonen mit der jeweiligen Belichtungszeit für die vier verschiedenen Leistungen gewichtet dargestellt. Da die Belichtungszeit linear in die Anzahl detektierter Photonen eingeht, sollte eine geringere Leistung des Detektionsstrahls durch eine längere Belichtungszeit kompensiert werden können. Da die Atome jedoch aufgrund der beschriebenen Fallenverlusten den Detektionsbereich verlassen, nimmt die Zählrate mit sinkender Leistung und entsprechend steigender Belichtungszeit ab. Für die kurze Belichtungszeit von 1 ms wird hier jedoch angenommen, dass alle Atome über den gesamten Belichtungszeitraum detektiert werden. Da im *alten* Experimentaufbau [28] das MOT-Licht über nicht-polarisationserhaltende Fasern zur MOT-Optik transferiert wurde, stellte sich heraus, dass durch Polarisationsdrehungen in der Faser und den anschließenden polarisationsabhängigen Strahlteilern Intensitätsschwankungen des MOT-Lichts auf einer Zeitskala von einigen wenigen Minuten auftraten. Bei langwierigen Histogrammaufnahmen würde dies in einer zusätzlichen Verbreiterung des Signals eines einzelnen Atoms resultieren. Bei den hier dargestellten Messungen

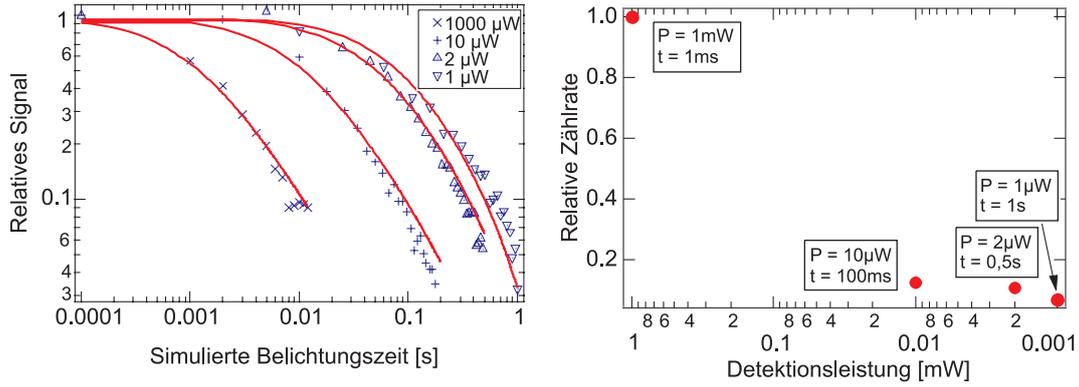


Abbildung 2.12: *Simulierte Belichtung*. Links: *Normierte Atomzahl der Dipolfalle gefangenen Atome nach der simulierten Belichtung*. Rechts: *Detektiertes Signal für gleichbleibendes Verhältnis von Detektionsleistung und Belichtungszeit*.

wurde daher über eine Photodiode kontrolliert, dass während der gesamten Messzeit keine großen Intensitätsschwankungen auftraten.

Werden nur wenige Atome in eine Dipolfalle geladen, so erwartet man für jeden Ladeprozess eine zufällige Anzahl von Atomen in der Falle. Bei mehreren Experimentzyklen wird für die statistische Verteilung der Atomzahl n um die mittlere Atomzahl $N \equiv \langle n \rangle$ eine Poissonverteilung angenommen [8], so dass sich für die Wahrscheinlichkeit in einem Experimentzyklus n Atome zu messen

$$p_{\text{at}}(n) = \frac{N^n}{n!} e^{-N} \quad (2.36)$$

ergibt. In Abbildung 2.11 sind zwei aufgenommene Histogramme für eine unterschiedliche Anzahl an geladenen Atomen, zusammen mit einem Histogramm des Hintergrundlichts (im Inset) gezeigt. Die Anzahl der Atome in der Dipolfalle wurde durch die vorhergehende Ladezeit der MOT kontrolliert. Belichtet wurde hierbei wieder lediglich durch den senkrechten MOT-Strahl bei einer Leistung von 1 mW. Die Belichtungszeit wurde auf 1 ms reduziert. Da keine diskreten Stufen im Fluoreszenzsignal unterschieden werden konnten, wurde zur Auswertung der Messdaten in Gleichung 2.36 die Fakultät durch eine kontinuierliche Gamma-Funktion ersetzt und der dadurch entstehende Ausdruck an die Messdaten angepasst. Die mittlere Anzahl Atome ergibt sich für eine geringe Ladezeit zu $N_{\text{at}} = 2,5$ und für eine längere Ladezeit zu $N_{\text{at}} = 16,6$. Das Histogramm für die geringe Ladezeit zeigt eindeutig die charakteristische Form einer Poisson-Verteilung für kleine N . Pro Atom ergibt sich aus beiden Histogrammen ein Bildwert von 5,37 ADU was in sehr guter Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Wert auf Seite 28 ist. Für das Hintergrundsignal ergibt sich hingegen eine Standardabweichung von 9,28 ADU. Dies ist somit größer als der erwartete Bildwert pro Atom und erklärt damit, warum in den Histogrammen keine diskreten Stufen auftreten. Ebenfalls ist die gemessene Standardabweichung größer, als das aus dem Mittelwert (15,51 ADU) errechnete Schrotrauschen von ca. 4 ADU. Es muss also zusätzliche Fluktuationen im Hintergrundlicht geben, die zu einer Verbreiterung des Histogramms führen. Neben den bereits erwähnten Polari-

sationsschwankungen könnten z.B. Interferenzen des Detektionslichts mit Reflexen an der Glaszelle zu einer erhöhten Fluktuation führen.

Obwohl in diesen Messungen eine Unterscheidung der Fluoreszenzpegel einzelner Atome nicht erreicht wurde, zeigt sich dennoch eine sehr gute Übereinstimmung der erwarteten Bildwerte mit den gemessenen Signalen. Um die detektierte Photonenzahl pro Atom gegenüber dem Hintergrundsignal zu erhöhen kann einerseits versucht werden das Streulicht stärker zu filtern. Vielversprechender ist allerdings der Ansatz die Atome länger zu belichten, da die Anzahl emittierter Photonen pro Atom linear, das Hintergrundrauschen jedoch nur über die Wurzel mit der Belichtungszeit ansteigt. In ähnlichen Experimenten [5, 13, 14] konnten z.B. durch gleichzeitige Kühlung der Atome in einer optischen 3D-Melasse die Fallenverluste unterbunden werden und Belichtungszeiten in der Größenordnung von Sekunden erreicht werden. Eine optische Melasse würde allerdings das Belichten aus allen drei Raumrichtungen bedeuten, so dass Reflexionen der horizontalen MOT-Strahlen an der Glaszelle zu mehr Streulicht führen. Um dieses Streulicht zu blocken könnten die MOT-Strahlen durch geschwärzte Röhrchen bis an die Zelle herangeführt werden, die gleichzeitig das Streulicht abfangen. Ebenfalls könnte die Verwendung polarisationserhaltender Fasern (wie im *neuen* Experimentaufbau verwendet) und eine eventuelle Stabilisierung des MOT-Kühlasers eine Verbreiterung der Signale durch Intensitätsfluktuationen unterbinden.

Transport von Atomen in Dipolfallenregistern

3.1 Einleitung

Die hier bereits vorgestellten Mikrolinsenregister bieten außerordentliche Vorteile für die Realisierung eines Systems für die Quanteninformationsverarbeitung. Ein wesentlicher Vorteil der Dipolfallenregister ist dabei der große Abstand der einzelnen Fallen zueinander, die eine individuelle Präparation, Manipulation und Detektion zulassen. Für die erfolgreiche Umsetzung von Zwei-Qubit-Gattern und der damit verbundenen Wechselwirkung der Atome mit Hilfe von kontrollierten kalten Stößen ist jedoch eine Verringerung des Abstands auf weniger als einen Mikrometer erforderlich. Dies setzt somit einen Transport der Atome in den Dipolfallenregistern in der Größenordnung des Abstands zweier benachbarten Fallen voraus. Unter Verwendung sogenannter *Atomchips*, konnte bereits ein mikroskopisches *Transportband* für neutrale Atome demonstriert werden [20]. Weiterhin gibt es Ansätze zum Transport mittels *optischer Pinzetten* [52, 53], optischer Stehwellenkonfigurationen [54, 55], sowie auf LCD-Technologie basierende holographisch erzeugte Dipolfallengeometrien [35].

In diesem Kapitel wird ein Verfahren beschrieben und untersucht, das auf dem Transport von wenigen neutralen Atomen in optischen Dipolfallen, erzeugt durch Mikrolinsenregister, basiert. Die Reduzierung auf einzelne Atome ist prinzipiell realisierbar. Mit diesem Verfahren wurde bereits in dieser Gruppe gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, den Abstand zweier Fallen zu reduzieren [26]. Diese Untersuchungen beschränkten sich jedoch auf statische Experimente. Der dynamische Transport soll nun in diesem Kapitel untersucht werden. Die hier beschriebenen Verfahren verbinden die Vorzüge von Mikrooptiken mit den hohen Anforderungen an einen deterministischen Transport von Atomen und erlauben zudem einen simultanen Transport vieler Fallen und eine flexible elektronische Steuerung des Vorgangs.

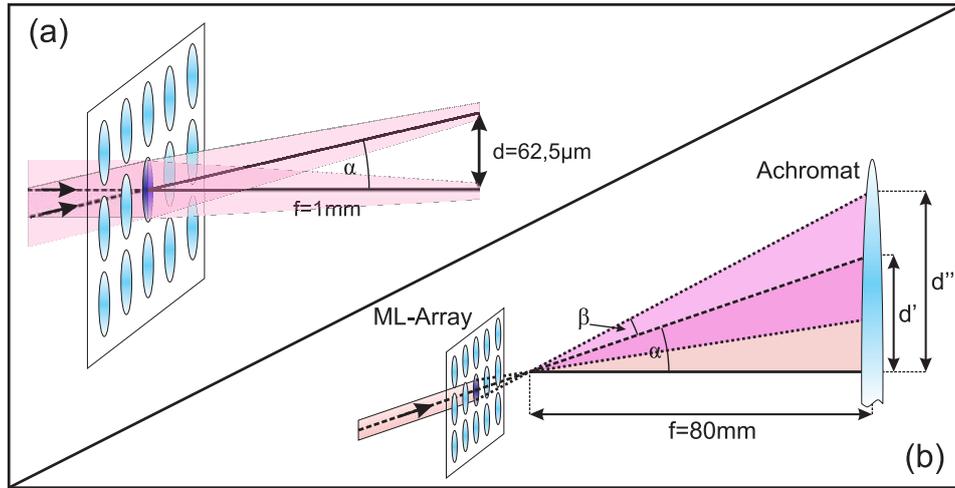


Abbildung 3.1: (a) Abhängigkeit der verschobenen Distanz d vom Einfallswinkel α . (b) Die überstrichene Fläche setzt sich aus Verkipfungswinkel und Öffnungswinkel der Mikrolinse zusammen und gibt damit die Mindestmaße des abbildenden Achromaten vor.

3.2 Verschieben eines zweidimensionalen Registers

3.2.1 Experimentelle Umsetzung

Um Atome im Mikrolinsenregister zu verschieben, müssen die Foki parallel zur Fokalebene des Registers bewegt werden können. Der hier verfolgte Ansatz, dies zu erreichen, basiert auf der Einstrahlung des Fallenlaserstrahls unter einem Winkel α gegenüber der optischen Achse des Registers. Befindet sich der Drehpunkt des Fallenlaserstrahls direkt auf dem Mikrolinsenregister, so kann durch Ändern des Einstrahlwinkels die Position der abgebildeten Foki variiert werden. Es ist damit möglich alle Fallen des Registers simultan zu verschieben. Für die hier präsentierten Experimente wurde das in Abschnitt 2.3.1 beschriebene refraktive Mikrolinsenregister *ML0253* gewählt. Sollen die durch das Mikrolinsenregister erzeugten Fallen um eine Strecke d bewegt werden, so ergibt sich für den nötigen Einstrahlwinkel aus Abbildung 3.1 (a)

$$\alpha = \arctan\left(\frac{d}{f_{\text{reg}}}\right), \quad (3.1)$$

mit der Brennweite f_{reg} des verwendeten Mikrolinsenregisters. Für kleine Winkel lässt sich der Arcustangens durch sein Argument ersetzen. Soll das Register über einen vollen Fallenabstand ($2d = 125 \mu\text{m}$) verschoben werden, so muss der Einfallswinkel über einen Bereich von $\alpha = \pm 3,58^\circ$ variiert werden. Die Ruhelage, bei der die Foki des Registers nicht ausgelenkt werden, entspricht 0° .

Um den Einfallswinkel auf dem Register zu verändern wird der Aufbau, wie ihn Abbildung 3.2 zeigt, verwendet. Das Dipolfallenlicht wird zunächst durch die Faserauskopplung kollimiert und auf einen Galvanometerscanner gelenkt, auf dem ein Spiegel montiert ist. Wird der Spiegel gedreht, so ändert sich der Reflexionswinkel

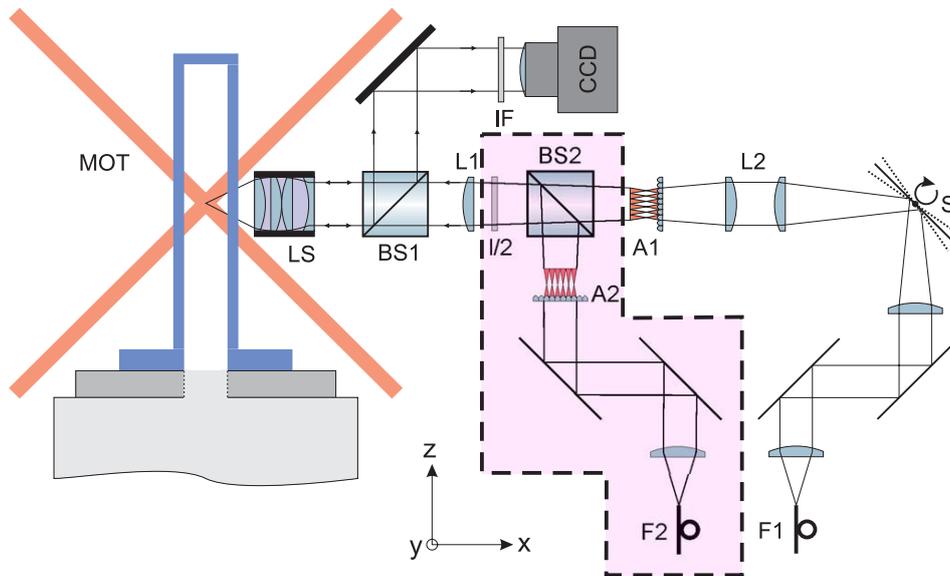


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau zum Transport von Atomen in Dipolfallenregistern. Das Licht des TiSa-Lasers wird aus der Faser (F1) ausgekoppelt und vom Scanner (S) in einem variablen Winkel reflektiert. Der Drehpunkt auf dem Spiegel des Scanners wird durch ein Teleskop (L2) bestehend aus zwei 200 mm-Achromaten auf das Register abgebildet. Die Fokalebene des Registers wird durch einen 80 mm-Achromaten und dem beugungslimitierten Linsensystem (LS) an den Ort der Atome in die Vakuumzelle abgebildet. Gestrichelt umrandet ist der Strahlengang des zweiten Registers, das für das Schieberegister (siehe Abschnitt 3.3) Anwendung findet. Dessen Fokalebene wird über einen Strahlteilerwürfel (BS2) mit dem Strahlengang des ersten Registers überlagert. Eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte dient zum Einstellen des Intensitätsverhältnisses beider Strahlen hinter dem nächsten Strahlteilerwürfel (BS1).

des Strahls. Der Drehpunkt wird nun über zwei 200 mm-Achromate auf das Register abgebildet. Hierbei liegen sowohl der Drehpunkt auf dem Spiegel, als auch der Drehpunkt auf dem Register jeweils im Brennpunkt eines Achromaten. Zwischen den Achromaten verläuft der Strahl dann mit einem Versatz parallel zur optischen Achse. Bei einem Drehwinkel von $\alpha = 3,58^\circ$ beträgt der Parallelversatz bereits 12,5 mm. Um sphärische Aberrationen durch die Linsen zu vermindern, wurden Achromate mit einem Durchmesser von 2 Zoll (etwa 50,8 mm) verwendet. Wird das Register nun unter einem Winkel α durchstrahlt, verläuft der Strahlengang hinter dem Register idealisiert um den gleichen Winkel α zur optischen Achse weiter. Hinter der Fokalebene divergiert die Abbildung jedoch zusätzlich um den Öffnungswinkel $\beta = \arctan(2a/f_{\text{reg}}) = 2,86^\circ$ des Registers ($a \equiv$ Radius der Linsen). Abbildung 3.1 (b) verdeutlicht den vom Fallenlaserstrahl überstrichenen Winkel und die beleuchtete Fläche. Der gesamte überstrichene Bereich auf dem 80 mm-Achromaten der optischen Bank entspricht dann $d'' \approx \pm 9$ mm. Als Achromatengröße konnte damit eine 1 Zoll Optik (entspricht 25,4 mm Durchmesser) verwendet werden. Aus der NA des abbildenden beugungslimitierten Linsensystems ($NA = 0,29$) und dem Ar-

beitsabstand von $f = 36$ mm am anderen Ende der optischen Bank folgt damit die fehlerfreie Abbildung der verschobenen Fokalebene, sofern der Parallelversatz auf der optischen Bank zur optischen Achse nicht mehr als 11 mm beträgt. Mit $d''' \approx \pm 9$ mm ist dies gewährleistet, so dass die hier verwendete Optik das prinzipielle Verschieben um einen vollen Fallenabstand¹, bzw. das Verkippen des Einfallstrahls auf dem Register um $\alpha = \pm 3,58^\circ$ erlaubt. Soll weiter verschoben werden, so muss mit starken Abbildungsfehlern durch den 80 mm-Achromat und das beugungslimitierte Linsensystem gerechnet werden.

3.2.2 Galvanometer und Ansteuerung

Technische Daten

Der verwendete Galvanometerscanner (Typ: **dynAXIS XS**, Fa. **Scanlab**) wurde hinsichtlich Geschwindigkeit, Drehwinkel, sowie Anfahrtgenauigkeit ausgewählt. Der maximal erreichbare Auslenkwinkel beträgt $\pm 12^\circ$ ($\equiv 48^\circ$ optisch). Der Spiegel auf dem Scanner ist mit einer Silberbeschichtung versehen, die für den Wellenlängenbereich von 750 – 850 nm optimiert ist. In diesem Bereich beträgt die Reflektivität des Spiegels etwa 99%. Der Scanner wird über eine Verstärkerkarte (Typ: **SSV30**, Fa. **Scanlab**) angesteuert, die ebenfalls die Position des Scanners über einen Regelkreis aktiv kontrolliert. Die mechanische Anfahrtgenauigkeit liegt laut Herstellerangaben bei $< 11 \mu\text{rad}$. Am Ort der Atome ergibt sich damit eine Genauigkeit des Verschiebens der Fokalebene von 9,9 nm. Die Steuerung des Scanners erfolgt analog über eine angelegte Spannung im Bereich von $\pm 9,6$ V. Diese wird von einem Funktionsgenerator (Typ: **Agilent 33120A**, Fa. **Agilent Technologies**) bereitgestellt. In den Funktionsgenerator lassen sich beliebige Rampen über eine GPIB-Schnittstelle einprogrammieren, so dass die zeitliche Positionsänderung des Scanners kontrolliert werden kann. Die Amplitudenauflösung beträgt hierbei 12 Bit (4096 Amplitudenwerte). Der Funktionsgenerator kann in einen sogenannten *Burst*-Modus gestellt werden, bei dem nach Anlegen eines TTL-Pulses am Funktionsgenerator die einprogrammierte Rampe abgefahren wird. Die Zeit, in der die Rampe abgefahren wird, entspricht der inversen eingestellten Frequenz am Generator.

Trägheit des Scanners

Aufgrund der Trägheit von Scannerachse und aufmontiertem Spiegel ergibt sich für schnelle Positionsänderungen kein linearer Zusammenhang zwischen Steuerspannung und Drehwinkel. Vielmehr muss der Scanner bei einer plötzlichen Änderung der Steuerspannung zunächst die entsprechende Position anfahren und wird danach über die Regelungselektronik auf die Endposition eingestellt. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wurde das vom Scanner reflektierte Licht durch einen beweglichen Spalt auf eine Photodiode gelenkt. Das Photodiodensignal wurde zeitlich auf einem Oszilloskop dargestellt, wobei das Oszilloskop auf definierte Zeitpunkte t_x nach dem Starten der plötzlichen Positionsänderung getriggert wurde. Durch Verschieben des Spaltes lässt sich das Signal nun zum Triggerzeitpunkt maximieren, daraus

¹Die Abbildung durch 80 mm-Achromat und beugungslimitiertes Objektiv bewirkt eine Verkleinerung des Registers. Der Fallenabstand am Ort der Atome beträgt somit lediglich $54 \mu\text{m}$.

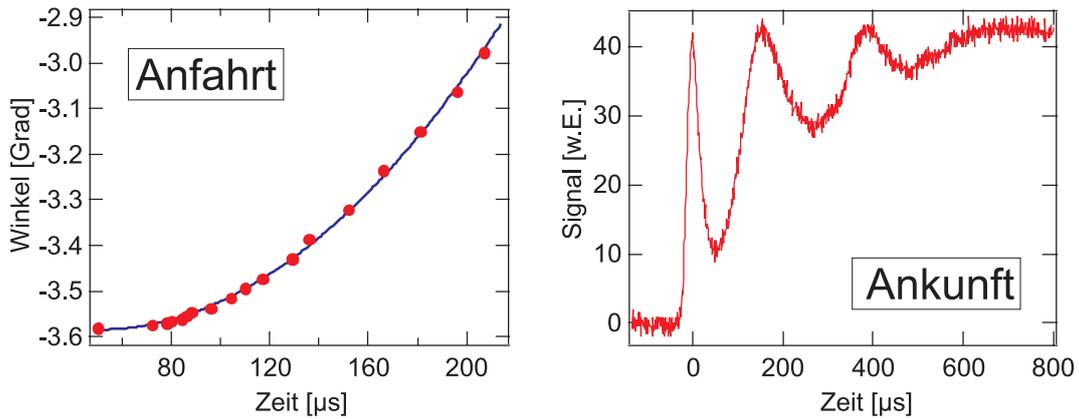


Abbildung 3.3: (a) Anfahrt des Scanners bei einer linearen Zunahme des Drehwinkels in 1 ms. Der gesamte überstrichene Winkel beträgt $2 \cdot 3,58^\circ$. (b) Überschwingen des Scanners bei Erreichen der Endposition und instantaner Abbremsung. Aufgetragen ist das Signal der Photodiode in willkürlichen Einheiten. Es treten Oszillationen um die Endposition im Bereich der Fallenfrequenzen des Registers auf.

die Strahlposition zum Zeitpunkt t_x bestimmen und daraus der aktuelle Drehwinkel des Scanners berechnen. Das Ergebnis einer derartigen Messung zeigt Abbildung 3.3 (a). Hierbei wurde über die Spannung eine lineare Drehung des Spiegels in einer Zeit von 1 ms um $\alpha = 2 \cdot 3,58^\circ$ symmetrisch um die Ruhelage des Spiegels eingeleitet. Zunächst erkennt man, dass sich der Scanner bei der Anfahrt erst ab einer Zeit von etwa $50 \mu\text{s}$ in Bewegung versetzt. Wird für den weiteren Verlauf eine konstante Winkelbeschleunigung des Spiegels angenommen, so ergibt sich für diese aus dem Graphen ein Wert von $\ddot{\varphi}_{\text{max}} = 0,05 \text{ mGrad}/\mu\text{s}^2$. Am Ort der Atome werden damit die Foki um eine maximale Beschleunigung von $a_{\text{max}} = 391 \text{ m/s}^2$ beschleunigt.

Die Ankuft des Scanners bei einer linearen Rampe in einer Verschiebezeit von 1 ms ist in Abbildung 3.3 (b) dargestellt. Bei dieser Messung handelt es sich eher um eine qualitative Messung. Der Spalt vor der Photodiode wurde hierbei auf die Endposition des Strahls eingestellt. Das Photodiodensignal ist in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Es zeigt sich, dass in diesem Fall der Scanner über die Endposition hinaus ausschwingt, um dann von der Regelungselektronik wieder zurückbewegt zu werden. Dies führt zu gedämpften Schwingungen im Bereich einiger Kilohertz. Diese Oszillationen um die Endposition wirken sich auf die gefangene Atome im Register negativ aus, da dieser Frequenzbereich sehr dicht an den radialen Fallenfrequenzen der Fallen liegt. Die Atome können hierdurch zu parametrischen Oszillationen angeregt werden, was zu einem Temperaturanstieg des atomaren Ensembles und damit verbunden zu Fallenverlusten führen kann [56]. Eine Vermeidung des Überschwingens kann zum Beispiel durch die Verwendung geeigneter Beschleunigungsrampen gewählt werden, so dass der Spiegel nicht schlagartig, sondern schon vor Erreichen der Endposition moderat abgebrems wird. Hierauf wird in Abschnitt 3.2.5 genauer eingegangen.

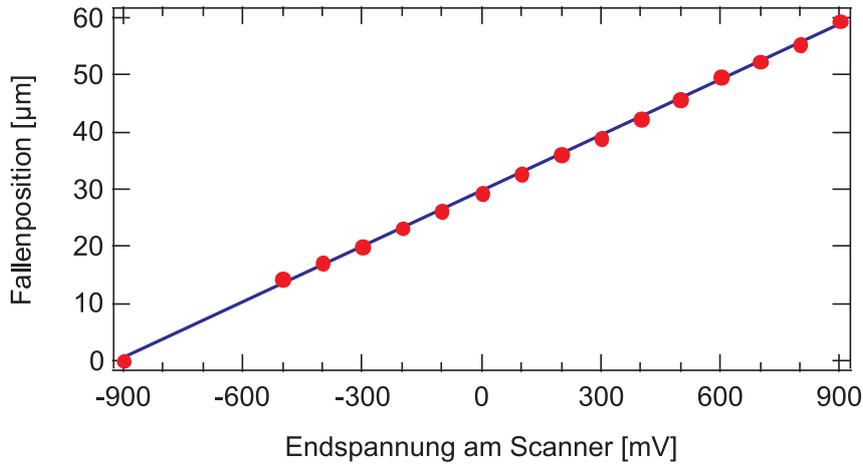


Abbildung 3.4: Positionsabhängigkeit der in das Register geladenen Atome von der am Galvanometerscanner angelegten Endspannung.

3.2.3 Transport von Atomen im Register

In dieser Arbeit konnte erstmals ein simultaner Transport von Atomen in getrennten Fallen des Registers realisiert werden. Zu Beginn eines solchen Experiments wurden die Atome zunächst in das Dipolfallenregister geladen. Dies geschah im Wesentlichen analog zu dem im Abschnitt 2.3.6 erläuterten Ablauf. Der TiSa wurde bei diesen Experimenten auf eine Wellenlänge von $\lambda_L = 805$ nm gestellt und die Lichtleistung nach der Faserauskopplung auf $P = 275$ mW stabilisiert. Bei einem Strahlradius von 450 μm am Ort des Mikrolinsenregisters betrug die Tiefe der zentralen Falle des Registers $U_0 = k_B \times 680$ μK . Zum Bewegen wurde zunächst eine lineare Rampe in den Funktionsgenerator geladen, deren Endposition variiert wurde. Die Zeit, in der die Rampe abgefahren wurde, betrug zunächst konstant 10 ms. Nach dem Beladen des Dipolfallenregisters wurde die Rampe gestartet, was dazu führte, dass sich die Fokalebene lateral bewegte. Die in den Fallen gefangenen Atome folgen dieser Bewegung. Abbildung 3.4 zeigt die Position der zentralen Falle im Register abhängig von der durch die Rampe vorgegebenen Endspannung. Es ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der Endposition mit der Endspannung der Rampe. Aus der Grafik errechnet sich eine Steigung von $0,0325$ $\mu\text{m}/\text{mV}$.

3.2.4 Deformation des Fallenpotentials

Beim verkippten Einstrahlen des Fallenlaserstrahls auf das Mikrolinsenregister sind Abbildungsfehler unvermeidbar. Der Abbildungsfehler der entsteht, wenn ein stark seitlich von der optischen Achse liegender Punkt durch eine Linse abgebildet wird, nennt man Koma und macht sich in einer *tropfenförmigen* Verzerrung des Fokus bemerkbar [57]. Die Verzerrung rührt daher, dass die Randstrahlen auf der Linse nicht im gleichen Punkt fokussiert werden wie die mittelpunktsnahen Strahlen. Dies resultiert in einer Verformung der erzeugten Dipolfallen. Betroffen sind davon in erster Linie die Ausdehnung der Fallen in Transportrichtung sowie die Fallentiefe. Damit verbunden ist eine Änderung der Fallenfrequenzen. Um die Auswirkung der

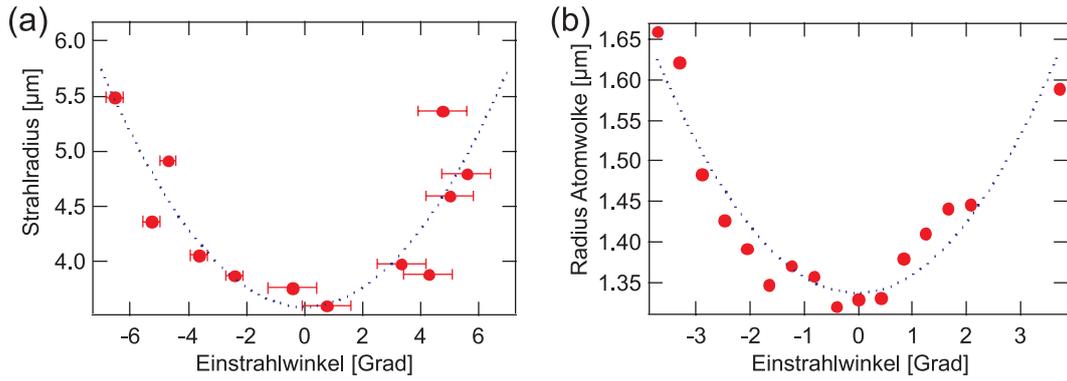


Abbildung 3.5: (a) Vergrößerung des Fokus in Transportrichtung bei Veränderung des Einstrahlwinkels. Die Fokusgröße ändert sich beim Transport über einen vollen Fallenabstand maximal um etwa einen Faktor 1,3. (b) Analog dazu ändert sich ebenfalls die Größe der gefangenen atomaren Wolke. Hier beträgt der Vergrößerungsfaktor maximal etwa 1,2. An beide Graphen wurde zur Veranschaulichung ein Polynom zweiter Ordnung angepasst.

Abbildungsfehler auf die Foki des Registers zu untersuchen, wurden die Foki unter verkippter Einstrahlung mit dem bereits in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Verfahren vermessen. Dazu wurden die verschobenen Foki mittels Mikroskopobjektiv und Kamera jeweils direkt in Strahlrichtung, d.h. unter dem entsprechenden Winkel α zur optischen Achse des Registers, betrachtet. Der Strahlradius wurde dann in Abhängigkeit des Einstrahlwinkels untersucht. Die resultierende Messung ist in Abbildung 3.5 (a) dargestellt. Innerhalb des hier relevanten Bereiches des Einfallswinkel bis $\alpha = 3,58^\circ$ findet eine Vergrößerung des minimalen Strahlradius im Fokus von $3,58 \mu\text{m}$ auf etwa $4,15 \mu\text{m}$ statt. Dies entspricht einem Vergrößerungsfaktor von $F_w = 1,3$. Die Auswirkung der Fokusvergrößerung macht sich ebenfalls in den Abmessungen der in den Fallen gefangenen atomaren Ensembles bemerkbar, was in Abbildung 3.5 (b) dargestellt ist. Die Breite der Atomwolke wurde hierbei durch Anpassen einer gaußschen Glockenfunktion an die entsprechenden Fluoreszenzbilder ermittelt. Beträgt der Radius der Atomwolke unter einem Einstrahlwinkel von $\alpha = 0^\circ$ etwa $1,34 \mu\text{m}$, so vergrößert sich die Wolke unter einem Einstrahlwinkel von $\alpha = 3,58^\circ$ auf etwa $1,61 \mu\text{m}$. Der Vergrößerungsfaktor beträgt hierbei etwa $F_a = 1,2$. An die Messdaten aus Abbildung 3.5 wurde zur Veranschaulichung ein Polynom zweiter Ordnung angepasst. Aus dessen Minimum konnte damit die Lage des zentralen Einstrahlwinkels ermittelt werden.

Nach Gleichung 2.13 und Gleichung 2.14 führt eine Änderung des Strahlradius in Transportrichtung zu einer Änderung der Fallentiefe um $F_U = F_w^{-1}$ und die radialen Fallenfrequenzen ändern sich um einen Faktor $F_\Omega = F_w^{-3/2} \approx 1,5$. Eine zu schnelle Änderung der Fallentiefe beim Bewegen kann ebenfalls zu parametrischen Oszillationen der Atome und damit zur Aufheizung des atomaren Ensembles führen. Um solche Effekte zu minimieren werden nun im folgenden Abschnitt verschiedene Beschleunigungsvorgänge untersucht.

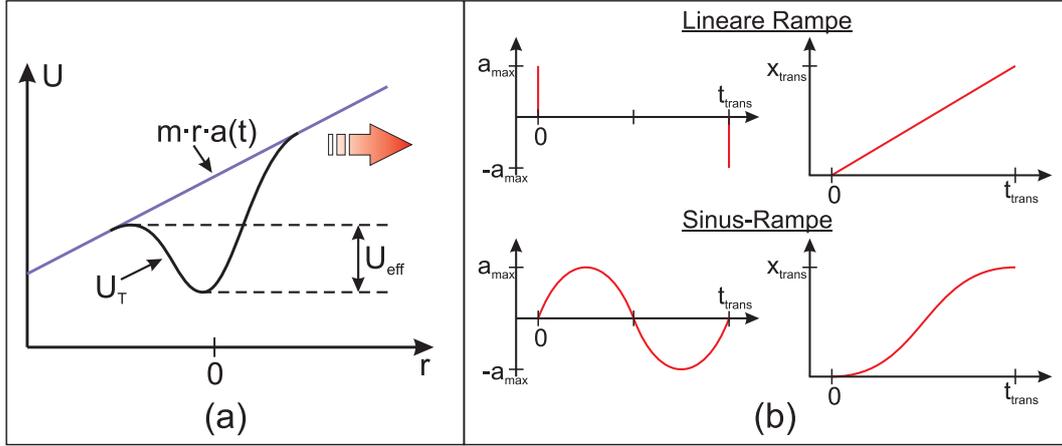


Abbildung 3.6: (a) Effektives Potential beim Transport. Das Potential setzt sich aus dem Dipolfallenpotential und dem Beschleunigungspotential zusammen. (b) Beschleunigung und resultierende Ortsabhängigkeit bei einer linearen Rampe und einer sinusförmigen Rampe. Die sinusförmige Beschleunigung bremst den Spiegel schon vor Erreichen der Endposition ab, so dass ein Überschwingen des Scanners vermieden wird.

3.2.5 Rampenformen

Bei einem Transport parallel zur Fokalebene des Registers werden die Atome entlang des radialen Einschlusses der Fallen beschleunigt. Das Potential $U_T(r)$ ist während des Bewegens die Summe aus dem Dipolfallenpotential 2.6 und dem Beitrag der Beschleunigung

$$U_T(r,z,t) = U_0 e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}} + m \cdot r \cdot a(t). \quad (3.2)$$

Hierbei ist U_0 die maximale Potentialtiefe, m die Masse eines ^{85}Rb -Atoms und a die Beschleunigung, die im Allgemeinen zeitabhängig ist. Das Resultat ist ein *verkipptes* Dipolfallenpotential mit einer effektiven Falltiefe $U_{\text{eff}} < U_0$ (Abbildung 3.6 (a)). Die Atome bleiben in diesem Potential gefangen, bis die Beschleunigungskraft ma_{max} die Dipolkraft überwiegt. Dies ist äquivalent zur Bedingung der Existenz eines lokalen Minimums des Potentials

$$-\frac{dU_T(r,z)}{dr} = 0 \quad \Rightarrow \quad ma_{\text{max}} - 4U_0 \frac{r}{w(z)^2} e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}} = 0. \quad (3.3)$$

Die maximale Beschleunigung, bei der die Potentialwände komplett verschwinden, ergibt sich dann für $z = 0$ und $r = w_0/2$ zu

$$a_{\text{max}} = \frac{2U_0}{mw_0} e^{-1/2}, \quad (3.4)$$

mit $w_0 = w(z = 0)$. Für eine typische Falltiefe von $U_0 = k_B \times 100 \mu\text{K}$ erhält man mit den in Kapitel 2.4.3 gemessenen Fallenparametern eine maximal zulässige Beschleunigung von $a_{\text{max}} = 3,303 \cdot 10^3 \text{ m/s}^2$. Dies liegt etwa eine Größenordnung über den in Abschnitt 3.2.2 ermittelten Beschleunigungen. Ein Verlust von Atomen aufgrund zu hoher Beschleunigungen des Scanners erscheint damit eher unwahrscheinlich. Dieses Limit gilt allerdings nur für Atome, die sich am absoluten Fallenboden

befinden. Da die Atome in der Regel höhere kinetische Energien besitzen, werden somit auch höhere Fallenzustände eingenommen. Die Atome können dann aus der Falle verloren gehen, noch bevor die theoretisch maximale Beschleunigung erreicht wurde. Ebenfalls führt die Deformation des Fallenpotentials zu einer effektiven Absenkung der Potentialbarriere. Zusätzlich kann das Überschwingen des Scanners über die Endposition zu parametrischen Oszillationen der Atome in der Falle und damit zu Fallenverlusten führen. In den hier präsentierten Experimenten fanden vor allem zwei Rampenformen Anwendung.

Lineare Rampe

Hängt der Transportweg $x(t)$ linear von der Zeit ab

$$x(t) = v_0 \cdot t \quad \text{mit} \quad v_0 = \frac{x_{\text{trans}}}{t_{\text{trans}}} \quad (3.5)$$

mit dem Endpunkt des Transportweges x_{trans} und der Transportzeit t_{trans} , so ergibt sich für die Beschleunigung eine Kombination zweier Delta-Funktionen (Abbildung 3.6 (b) oben)

$$a = a_0 \delta(t) - a_0 \delta(t_{\text{trans}} - t). \quad (3.6)$$

Die maximale Beschleunigung a_0 hängt dabei von der Trägheit des Scanners ab. Die lineare Rampe resultiert somit in maximalen Beschleunigungen und ist daher für den Transport der Atome ungeeignet. In der Praxis wurden für kürzere Transportzeiten von einigen Millisekunden Dauer Teilchenzahlverluste von bis zu 25% beobachtet, die hauptsächlich durch das Überschwingen des Scanners aufgrund des plötzlichen Abbremsvorganges am Ende der Rampe entstehen. Experimente mit linearen Rampen wurden daher nicht weiter durchgeführt.

Sinusförmige Beschleunigung

Um einen möglichst glatten Verlauf der Beschleunigung ohne Unstetigkeiten zu erhalten, wurde der Einfachheit halber eine sinusförmige Beschleunigung (Abbildung 3.6 (b) unten)

$$a(t) = a_0 \sin(bt), \quad (3.7)$$

mit der maximalen Beschleunigung a_0 und der Periode $b = 2\pi/t_{\text{trans}}$ gewählt. Die Rampenform für den Transportweg ergibt sich daraus zu

$$x(t) = \frac{a_0 t_{\text{trans}}}{2\pi} t - \frac{a_0}{b^2} \sin(bt). \quad (3.8)$$

Aus der Endbedingung $x(t_{\text{trans}}) = x_{\text{trans}}$, wobei x_{trans} der gesamte Transportweg ist, folgt die maximale Beschleunigung dieser Rampenform

$$a_0 = 2\pi \frac{x_{\text{trans}}}{t_{\text{trans}}^2}. \quad (3.9)$$

Für eine Transportzeit von $t_{\text{trans}} = 1$ ms und einen Transportweg von $x_{\text{trans}} = 54$ μm ergibt sich daraus eine maximale Beschleunigung von $a_0 = 339$ m/s^2 . Der Vorteil dieser Beschleunigungsrampe liegt darin, dass in der zweiten Hälfte des gesamten Zeitintervalls konsequent abgebremst wird. Es kommt dadurch nicht mehr zu einem Überschwingen des Scanners in der Endposition. Bei allen weiteren Messungen in dieser Arbeit wurde daher die in Gleichung 3.8 angegebene Rampe in den Frequenzgenerator einprogrammiert.

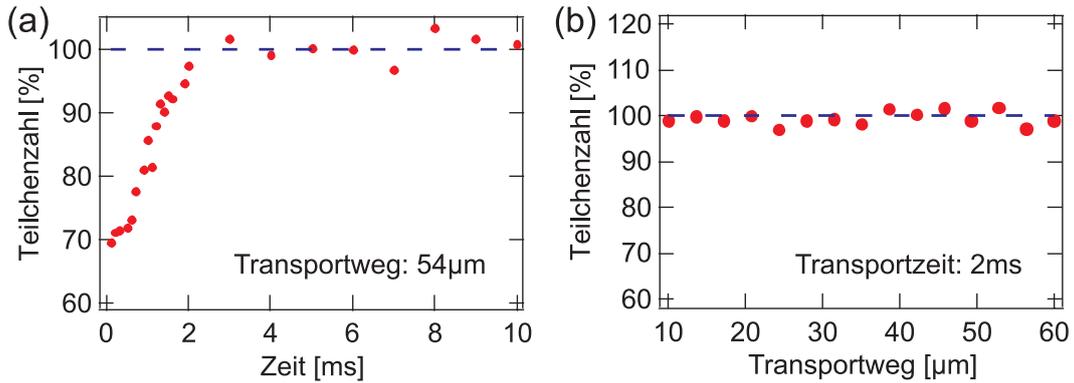


Abbildung 3.7: Teilchenzahlverluste beim Transport. In (a) wurde die Transportzeit t_{trans} bei einem Transportweg von $54 \mu\text{m}$ (entspricht einem ganzen Fallenabstand) variiert. In (b) wurde hingegen der Transportweg bei einer festen Transportzeit von 2 ms variiert. Die gestrichelten Linien entsprechen den Teilchenzahlen ohne Transport (100%). Jeder Messpunkt resultiert aus einer Mittelung über 15 Einzelmessungen.

3.2.6 Teilchenzahlen und Temperaturen

In praktisch jeder Anwendung, die auf dem Transport von Atomen beruht, ist eine hohe Effizienz des Transports unabdingbar. „Effizienz“ bedeutet in diesem Fall, dass während des Transportprozesses möglichst keine Teilchenzahlverluste auftreten. Ein weiteres Kriterium ist ein *adiabatischer* Transport, bei dem sich die Gesamtenergie des atomaren Ensembles und damit verbunden die Temperatur nicht ändert. Erhöht sich die Temperatur der Atome, so werden höhere Vibrationsniveaus in der Falle besetzt. Dies ist z.B. bei der Gestaltung von Zwei-Qubit-Gattern basierend auf dem Annähern zweier in Dipolfallen gefangener neutraler Atome unerwünscht. Um ein deterministisches Gatter zu realisieren, werden die Atome hierbei in den Grundzustand der Falle gekühlt. Jegliche Temperaturerhöhung würde nun zu einer zufälligen Besetzung höherer Fallenzustände führen, was sich in nicht vorhersagbarer Weise auf die Wechselwirkung der beiden Atome auswirken würde. Temperaturerhöhungen des atomaren Ensembles aufgrund des Transportprozesses sind somit unerwünscht.

Um die Teilchenzahlverluste im Register zu bestimmen, wurde das Register wie bereits beschrieben geladen, und in einer Zeit t_{trans} um den Transportweg x_{trans} verschoben. Bei den Messungen wurde die sinusförmige Beschleunigung verwendet. Die Fallenparameter entsprechen denen in Abschnitt 3.2.3. Nach dem Transportprozess wird die Teilchenzahl anhand von Fluoreszenzbildern bestimmt und mit der Fluoreszenz der Atome in einem unbewegten Register ins Verhältnis gesetzt. Die maximale Teilchenzahl in der zentralen Falle konnte zu etwa 220 Atomen aus den Fluoreszenzbildern bestimmt werden. Um Verfälschungen der Teilchenzahlverluste aufgrund der endlichen Lebensdauer der Atome in der Falle zu vermeiden, ist deren Verweildauer in den Fallen bei allen Messpunkten gleich lang. Werden die Fallen in einer variablen Zeit über den vollen Fallenabstand ($x_{\text{trans}} = 54 \mu\text{m}$) bewegt, so ergibt sich aus der Messung der in Abbildung 3.7 (a) dargestellte Verlauf. Bei dieser Entfernung treten Teilchenzahlverluste erst unterhalb einer Transportzeit von $t_{\text{trans}} < 2 \text{ ms}$ auf.

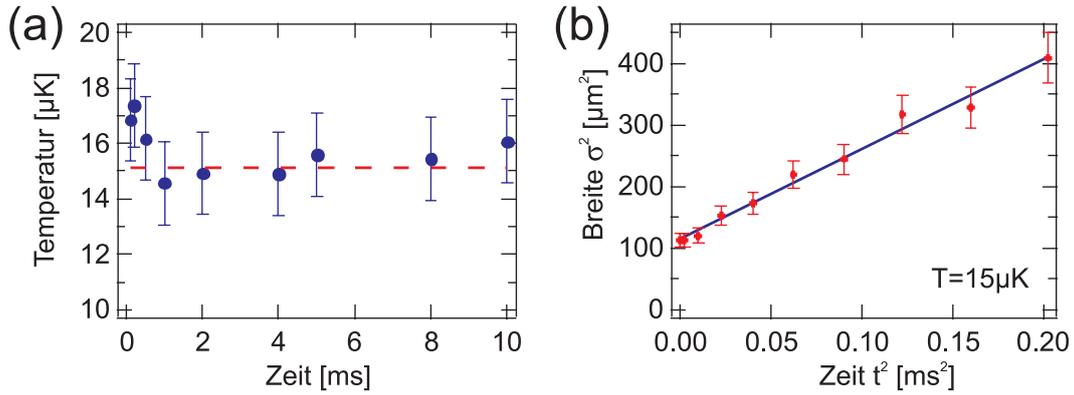


Abbildung 3.8: (a) Mittels Flugzeitmethode bestimmte Temperaturentwicklung in Abhängigkeit der Transportzeit t_{trans} für einen Transportweg von einem vollen Fal-lenabstand ($54 \mu\text{m}$). Die gestrichelte Linie entspricht der Temperatur der Atome ohne Transport. Jeder Messpunkt resultiert aus einer Mittelung über 15 Einzelmessungen. (b) Zunahme der Breite des atomaren Ensembles mit der Flugzeit nach Abschalten des Fallenregisters (Werte quadriert). Aus der Steigung der angepassten Geraden lässt sich mittels Gleichung 3.10 die mittlere Temperatur bestimmen.

Trotz der sinusförmigen Beschleunigung kann für diese Transportzeiten ein Überspringen des Scanners über die Endposition hinaus nicht verhindert werden und es kommt zu Fallenverlusten aufgrund parametrischer Oszillationen der Atome in den Fallen. Bei instantaner Ortsänderung, also einem stufenförmigen Steuerspannungssignal am Scanner, treten Fallenverluste von etwa 69% auf. Der Vollständigkeit halber zeigt Abbildung 3.7 (b) die Teilchenzahlentwicklung bei der minimalen Transportzeit $t_{\text{max}} = 2 \text{ ms}$ und einem variablen Endpunkt des Transports. Wie erwartet bleibt die Teilchenzahl konstant.

Um die Temperatur der Atome zu messen wird die sogenannte *Flugzeitmethode* (engl.: *time-of-flight, TOF*) angewendet. Dazu wird das Fallenpotential ausgeschaltet und aus der ballistischen Expansion der Atome mit der Zeit auf die mittlere

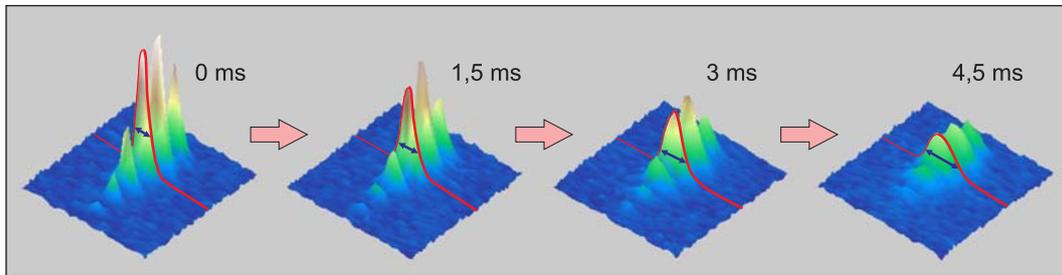


Abbildung 3.9: Dreidimensionale Darstellung der Fluoreszenzbilder bei einer Flugzeitmessung. Wird nur eine Spalte des Registers ausgeleuchtet, lässt sich die Temperaturverteilung in Zeilenrichtung aus der ballistischen Expansion der Atome bestimmen.

Temperatur des Ensembles zurückgeschlossen. Die mittlere Temperatur hängt dabei mit der Expansion der Wolke über

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_{t_1}^2 - \sigma_{t_2}^2}{t_1^2 - t_2^2}, \quad (3.10)$$

mit den aus den Fluoreszenzbildern gemessenen $1/e$ -Radien σ_x der atomaren Wolke zu den Zeitpunkten t_x zusammen [58]. Da sich nach dem Abschalten des Fallenpotentials die atomaren Wolken unterschiedlicher Fallen nach kürzester Zeit überschneiden, wurde zur Temperaturmessung ein Schlitz mit einer Breite von $125 \mu\text{m}$ direkt vor das Mikrolinsenregister gestellt, so dass lediglich eine Spalte des Registers vom Fallenlaser ausgeleuchtet wurde. Die Temperatur kann dann durch Auswerten der Expansion der Atome in der Richtung senkrecht zum Spalt bestimmt werden, ohne dass sich in dieser Dimension die Fallen überschneiden. Abbildung 3.9 demonstriert anhand einer 3D-Darstellung der Fluoreszenzbilder die Expansion der Atome. Eine typische Flugzeitmessung ist in Abbildung 3.8 (b) gezeigt. Um die Auswirkungen des Transports auf die Temperatur des Ensembles zu untersuchen wurde nach dem Beladen des Registers der Transport bei variablem Transportweg und Transportzeit gestartet. Danach wurde der Fallenlaser instantan ausgeschaltet und die Expansion der Atome mit der Zeit beobachtet. Die gemessenen Temperaturveränderungen zu verschiedenen Transportzeiten sind in Abbildung 3.8 (a) dargestellt. Zum Vergleich wurde die Temperatur der Atome in einem nicht bewegten Register zu $T = (15 \pm 1,5) \mu\text{K}$ gemessen. Konsistent mit den Teilchenzahlverlusten treten bei einem Transportweg, der dem vollen Fallenabstand entspricht, signifikante Temperaturerhöhungen erst bei Transportzeiten unterhalb von $t_{\text{trans}} < 2 \text{ ms}$ auf (Abbildung 3.8). Bei einer instantanen Positionsänderung, die auch hier wieder nur durch die Trägheit des Scanners limitiert ist, tritt eine maximale Temperatur von $T = (17,5 \pm 1,5) \mu\text{K}$ auf.

3.3 Realisierung eines Schieberegisters

Die Experimente in Abschnitt 3.2 erlauben einen effizienten und kontrollierten Transport von neutralen Atomen mit Sub-Mikrometer Präzision. Der maximal zugängliche Transportweg ist allerdings durch den optischen Aufbau und die damit verbundenen Abbildungsfehler auf lediglich einen vollen Fallenabstand begrenzt. Für eine Vielzahl von Anwendungen, z.B. die Untersuchung kontrollierter Wechselwirkungen zwischen einzelnen Atomen, ist dies bereits ausreichend. Weiterführende Anwendungen verlangen jedoch einen weitreichenderen Transport über viele Fallenpositionen. Dies ist z.B. bei Vielteilchenverschränkungen, der damit verbundenen Entwicklung komplexer Quantengatter oder der Realisierung von Quantenprozessoren mit getrennten Speicher- und Recheneinheiten von Bedeutung. In diesem Kapitel wird durch eine einfache Erweiterung des experimentellen Aufbaus der Transport über eine Fallenposition auf einen Transport über prinzipiell beliebig viele Fallen ermöglicht. Mit dieser Erweiterung wird für ein Fallenregister der Transport über mehrere Fallen in einer Dimension demonstriert. Die Erweiterung auf zwei Dimensionen ist prinzipiell möglich.

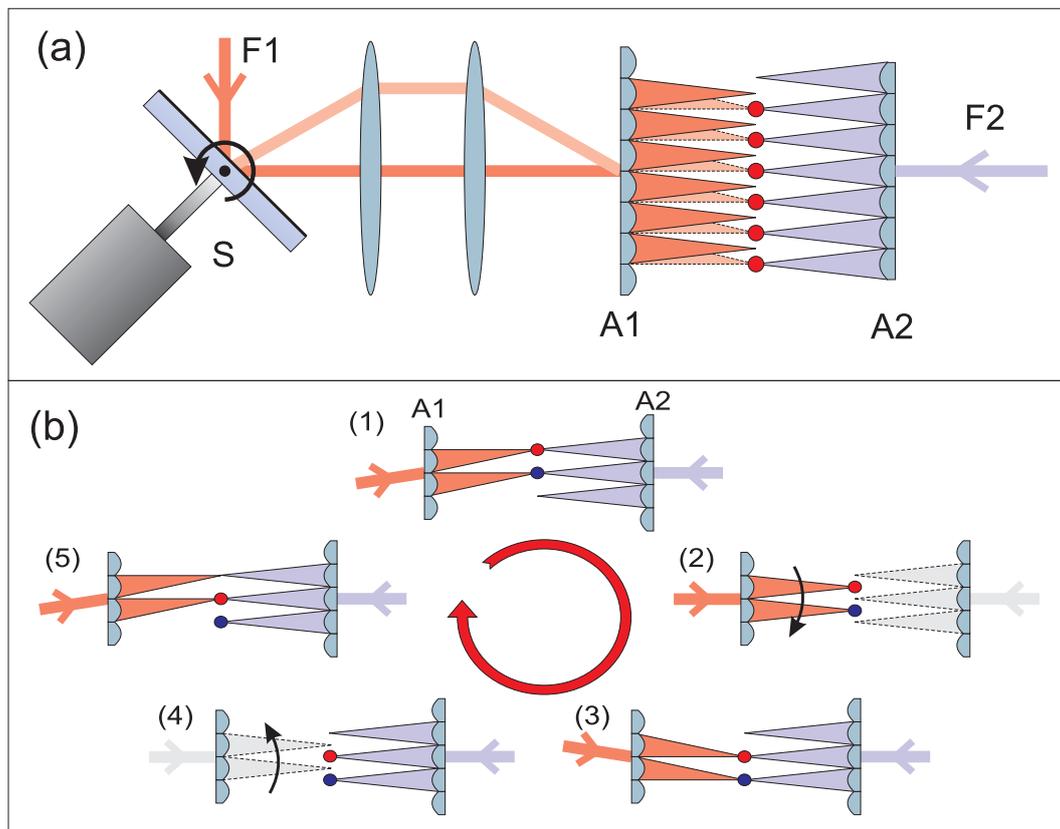


Abbildung 3.10: Prinzipielle Funktionsweise des Schieberegisters. (a) Das bewegliche Register (A1) und das feste Register (A2) werden im nicht ausgelenkten Fall um eine halbe Fallenposition versetzt überlagert. Die Einstrahlung des Lichtes in entgegengesetzter Richtung ist hier nur zur Veranschaulichung dargestellt. Im Experiment verlaufen die Strahlengänge kollinear. (b) Ablauf eines Transportzyklus. Details entnehme man dem Text.

3.3.1 Experimentelle Umsetzung

Das Verfahren um in Dipolfallenregistern gefangene Atome über mehr als eine Fallenposition zu verschieben basiert auf dem kontrollierten Transport und Umladen zwischen zwei separaten Mikrofallenregistern. Die Funktionsweise ist schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt. Register A1 ist über den Scanner beweglich und ermöglicht den Transport der Atome über einen vollen Fallenabstand. Register A2 hingegen ist fest eingestellt und nicht beweglich. Die Fokalebene der beiden nicht ausgelenkten Mikrolinsenregister sind um genau einen halben Fallenabstand lateral zueinander versetzt. Dies bedeutet, dass sich die Foki der beiden Register nur bei ausgelenktem Register A1 überschneiden. Je nach Auslenkrichtung lässt sich somit Register A1 mit zwei um einen vollen Fallenabstand zueinander separierten Fallen von Register A2 überlagern. Die Leistungen in den Foki sind für Register A1 und Register A2 getrennt einstellbar. Die prinzipielle Funktionsweise des Schieberegisters gleicht dem einer Eimerkette und ist in Abbildung 3.10 (b) dargestellt. Eine typische Sequenz beginnt mit dem Laden der Atome in das bewegliche Register A1 in voll

ausgelenkter Position (Bild (1)). Die Leistung in den Foki von Register A2 bleibt bei Beginn der Sequenz abgeschaltet. Nach dem Transport der Atome über einen vollen Fallenabstand (Bild (2)) überlagern sich nun die Foki von Register A1 und Register A2 (Bild(3)). Durch Hinunterrampen der Leistung in Register A1 und gleichzeitigem Hochrampen der Leistung in Register A2 werden die Atome von Register A1 in das fixierte Register A2 umgeladen. Danach wird das ausgeschaltete Register A1 wieder in die Startposition zurückbewegt (Bild (4)), während die Atome um einen vollen Fallenabstand verschoben in Register A2 verbleiben. Ist Register A1 in der Startposition angekommen, wird die Leistung in Register A2 wieder heruntergerampft und die Leistung in Register A1 hochgerampft (Bild(5)). Dadurch werden die Atome wieder in Register A1 umgeladen und der Zyklus kann von vorne beginnen.

Der optische Strahlengang von Register A1 entspricht im Wesentlichen dem in Abschnitt 3.2. Das Licht für das zweite Register wurde durch einen zweiten Titan-Saphir-Laser bereitgestellt, der von einem Argon-Ionen-Laser gepumpt wurde. Die Ausgangsleistung des zweiten TiSa-Lasers betrug ca. 750 mW bei der verwendeten Wellenlänge von 805 nm und einer Pumpleistung von etwa 7 W. Das Licht wurde analog zum Strahlengang des ersten TiSa-Lasers durch einen AOM zum schnellen Schalten der Leistung justiert und in eine Glasfaser eingekoppelt, die das Licht zum Experimentiertisch leitet. Nachdem der Strahl ausgekoppelt und kollimiert wurde, wird der größte Teil der Leistung über Spiegel auf das zweite Mikrolinsenregister A2 gelenkt. Hierbei handelt es sich ebenfalls um ein refraktives ML0253-Mikrolinsenregister von *Rochester Photonics*. Es wurde dabei darauf geachtet, dass die Strahltaillen der Fallenlaserstrahlen auf den Mikrolinsenregistern A1 und A2 jeweils gleich groß sind. Ein geringer Teil der Leistung wird ausgekoppelt und zur Stabilisierung der Intensität auf eine Photodiode gegeben. Nach Durchstrahlen des Registers A2 wird der Strahl über einen polarisationsabhängigen Strahlteiler, der zwischen Register A1 und dem 80 mm-Achromat positioniert ist, mit dem Strahlengang von Register A1 überlagert (Abbildung 3.2). Die Fokalebene beider Register werden in den Brennpunkt des Achromaten justiert, so dass beide Register über die gleiche Abbildungsoptik in die Glaszelle abgebildet werden. Um die laterale Verschiebung um einen halben Fallenabstand von Register A2 zu Register A1 einstellen zu können, wurde Register A2 auf einen XYZ-Mikrometerverschiebetisch montiert. Nach dem Überlagern der beiden zueinander orthogonal polarisierten Strahlen wurde deren Polarisationsachse mittels einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte um 45° gedreht. Dies führte dazu, dass die Leistung von beiden Strahlen den polarisationsabhängigen Strahlteilerwürfel auf der optischen Bank, der zum Auskoppeln des Fluoreszenzlichtes dient, passieren konnte. Dadurch gehen allerdings etwa 50% der Laserleistung von jedem Strahl verloren. Nach dem Strahlteilerwürfel weisen beide Strahlen gleiche Polarisation auf. Da beide Strahlen jedoch von verschiedenen Lasern mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge erzeugt werden, treten Interferenzeffekte zwischen den sich überlagernden Foki von Register A1 und Register A2 während des Umladens nicht auf. Das Rampen der Intensität erfolgt mittels der AOMs, die in die Strahlengänge der beiden Titan-Saphir-Laser eingebaut wurden.

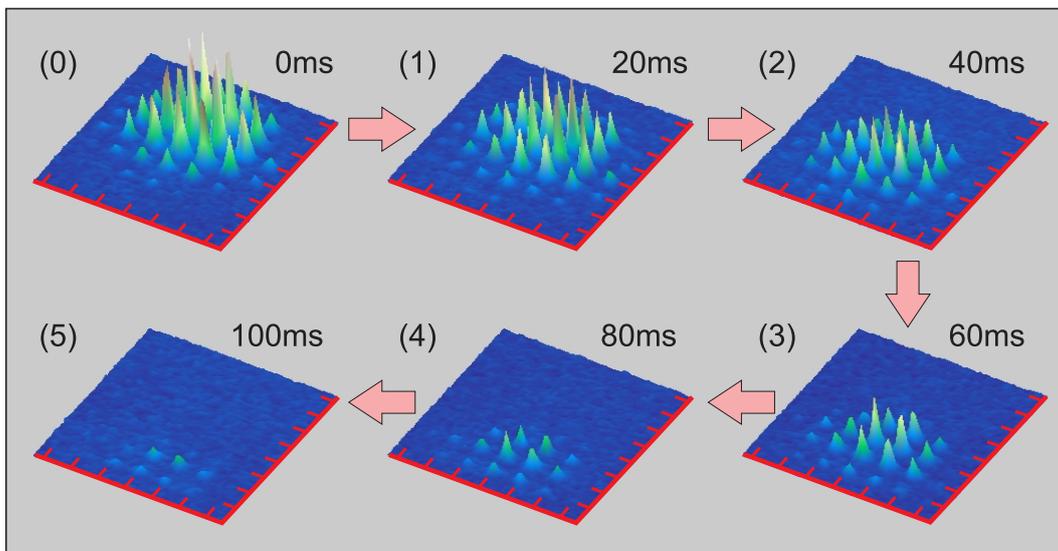


Abbildung 3.11: 3D-Darstellung der Fluoreszenzbilder nach jedem Transportzyklus im Schieberegister. Deutlich erkennbar ist der Verlust der Atome, die aus der unteren Begrenzung des Registers (durch die Ausdehnung des Fallenlaserstrahls) herausgeschoben werden.

3.3.2 Transport von Atomen im Register

Mit Hilfe der im vorigen Abschnitt beschriebenen Experimentsequenz konnte ein vielfaches Bewegen der gefangenen Atome demonstriert werden. Die Fluoreszenzbilder der um jeweils eine Fallenposition weiterbewegten Atome zeigt Abbildung 3.11 als 3D-Darstellung. Zur Demonstration der Funktionsweise des Registers wurden beide Fallenlaser auf eine Frequenz von 805 nm gestellt. Die Leistung am Faserausgang jedes Strahls wurde auf etwa 250 mW stabilisiert, wobei am letzten polarisationsabhängigen Strahlteiler jeweils 50% Leistungsverlust auftreten. Die maximale Fallentiefe für die zentrale Falle eines jeden Registers ergibt sich dann zu $U_0 = k_B \times 310 \mu\text{K}$. Die Transportzeit betrug in jedem Zyklus jeweils $t_{\text{trans}} = 5 \text{ ms}$. Die Umladezeiten betragen ebenfalls jeweils 5 ms. Die Leistung wurde während dieser Zeit jeweils linear herauf bzw. herunter geramppt. Zum Zurückbewegen des Registers A1 auf die Ausgangsposition wurde weitere 5 ms gewartet, während denen die Atome in Register A2 gehalten wurden. Für einen gesamten Zyklus ergibt sich somit eine Zeit von 20 ms. Abbildung 3.12 veranschaulicht den zeitlichen Ablauf der Zyklen anhand einer *Bändergrafik*. Hierbei wurde zu den entsprechenden Zeitpunkten jeweils die mittlere Spalte des Registers aus den Fluoreszenzbildern ausgeschnitten und aneinandergereiht. Deutlich erkennbar ist die sinusförmige Rampe für den Transportweg. Die 15 ms-Umladezeiten wurden in dieser Darstellung ausgelassen und sind durch die schwarzen Bereiche gekennzeichnet. Das Ende eines jeden Zyklus ist durch einen Zeitpunkt t_x gekennzeichnet. Über den gesamten Zeitraum treten Teilchenzahlverluste auf. Eine quantitative Untersuchung der Verluste ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

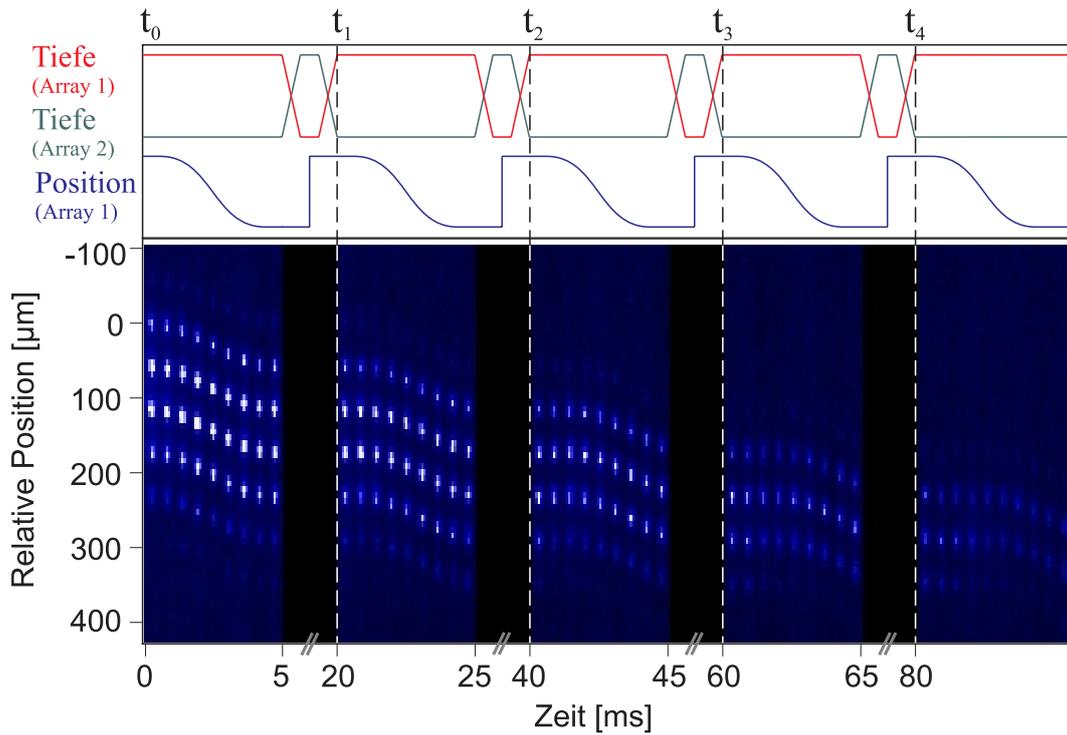


Abbildung 3.12: *Bildmontage des Schieberegisters in Aktion. Aus dem Fallenregister wurde die mittlere Spalte ausgeschnitten und in zeitlicher Abfolge aneinandergesetzt. Parallel dazu ist schematisch der Verlauf der Fallenlaserintensitäten für Register A1 und Register A2 sowie die derzeitige Position des Scanners geplottet.*

Verlustprozesse, Temperaturen

Um die Verluste und die Temperaturen zu messen wurde wieder mit Hilfe des $125\ \mu\text{m}$ -Schlitzes eine einzelne Spalte des Registers ausgeleuchtet, so dass wiederum nur in den ausgeleuchteten Foki Atome gefangen werden konnten. Die zu bestimmten Zeitpunkten in der Sequenz gemessenen Teilchenzahlen sind in Abbildung 3.13 (a) dargestellt. Dabei wurden die Atome bei jedem Messpunkt zusätzlich bis an das Ende der gesamten Sequenz von 60 ms in den Fallen gehalten. Dadurch werden die Fallenverluste von der Lebensdauer in den Dipolfallen unabhängig, da die Aufenthaltsdauer in den Fallen für jeden Messpunkt gleich ist. Das Inset zeigt zunächst die geladenen Fallen, wovon die vier gekennzeichneten Fallen genauer untersucht wurden. Abbildung 3.13 (b) zeigt eine Vergrößerung der Messdaten von Falle 1. Die Zeitintervalle t_x sind mit denen in Abbildung 3.12 identisch. Man erkennt, dass die Fallen mit einer höheren Nummer stärkere Verluste erleiden. Dies lässt sich durch die räumliche Begrenzung des Registers erklären, das durch das Strahlprofil des Fallenlaser bestimmt ist, der das Mikrolinsenregister ausleuchtet. Durch den wiederholten Transport werden die weiter unten liegenden Fallen im Bild aus dem Bereich der ausgeleuchteten Foki herausbewegt und gehen somit dem Register verloren. So ist es auch verständlich, dass die Teilchenzahlen von Falle 4 im letzten Zeitintervall sogar unter denen von Falle 1 liegen. Aufgrund technischer Limitierungen konnten die Messpunkte im Zyklus nur zu bestimmten Zeitpunkten genommen werden. Betracht-

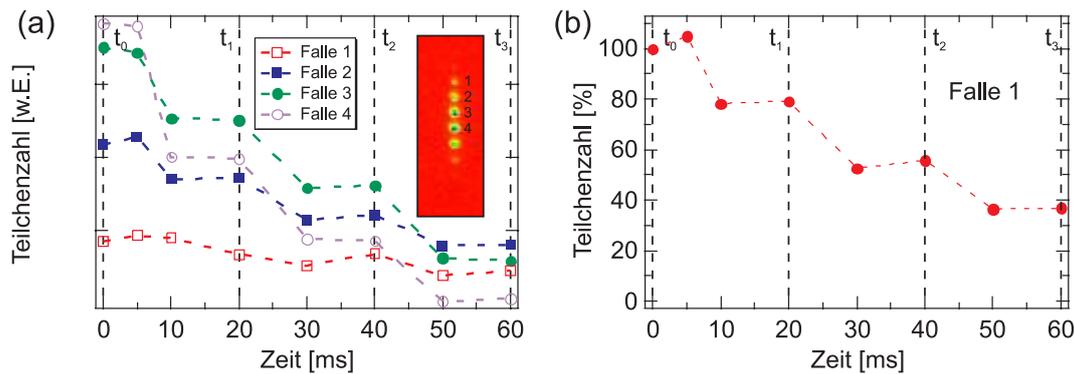


Abbildung 3.13: Verlustmessungen im Register. (a) Vergleich der Teilchenzahlverluste für die betrachteten Fälle in einer ausgeschnittenen Spalte des Registers. (b) Vergrößerte Darstellung der Teilchenzahlverluste für Falle Nr. 1. Es werden Stufen in der zeitlichen Abfolge des Registers sichtbar. Keine Teilchenzahlverluste treten während des Transports und des Umladens von Register A2 in Register A1 auf.

tet man z.B. den Zyklus zwischen t_1 und t_2 , so entspricht die Zeit zwischen 20 ms und 30 ms dem Verschieben von Register A1 und dem Umladen von Register A1 in Register A2. Das zweite Zeitintervall zwischen 30 ms und 40 ms entspricht dem Zurückbewegen des abgeschalteten Registers A1 und dem Zurückladen von Register A2 in Register A1. Ein weiterer Messpunkt konnte bei 5 ms genommen werden, wo lediglich Register A1 bewegt wurde. Auffällig ist der stufenförmige Verlauf der Graphen. Im zweiten Teil jedes Zeitintervalls, also dem Umladen von Register A2 in Register A1 bleibt die Teilchenzahl nahezu konstant. Da, wie in Abschnitt 3.2.6 gezeigt, während des Transports keine Verluste auftreten, kommen sie hier lediglich durch das Umladen von Register A1 in Register A2 zustande. Eine Erklärung ergibt sich daraus, dass sich beim Umladen Register A1 jeweils in der maximal ausgelenkten Position befindet. Durch Abbildungsfehler sind die Foki von Register A1 gegenüber denen von Register A2 vergrößert. Wird nun von Register A2 in Register A1 umge-

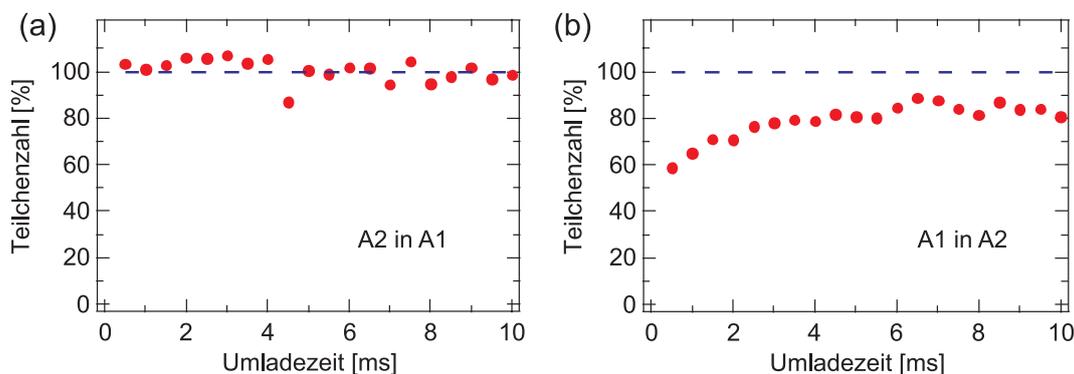


Abbildung 3.14: Verluste während des Umladens von (a) Register A2 in Register A1 und von (b) Register A1 in Register A2. Verluste treten nur im letzteren Fall auf. Die gestrichelte Linie zeigt die Anzahl der Atome ohne Umladen an.

laden (Abbildung 3.14 (a)), also von der Falle mit der kleineren Ausdehnung in die größere, so treten beim Umladen keine Fallenverluste auf. Im umgekehrten Fall ist die Ausdehnung der atomaren Ensembles von Register A1 größer als die Fallen von Register A2, so dass Verluste beim Umladen auftreten (Abbildung 3.14 (b)). Da die Umladeeffizienz von Register A1 in Register A2 von der Umladezeit abhängig ist, ließ sich diese für eine Umladezeit von 5 ms maximieren. Verluste aufgrund von Interferenzen zwischen den gleich polarisierten Fallenstrahlen während des Umladens konnten nicht festgestellt werden. Bei einem Test, bei dem beide Register ohne Versatz (also auch ohne Auslenkung) übereinander einjustiert wurden, traten während des Umladens keine Verluste auf. Die Umladezeit konnte hierbei verhältnismäßig schnell ($\approx 100 \mu\text{s}$) gewählt werden, ohne dass sich Verluste ergaben.

Die Temperaturentwicklung während der Sequenz zeigt Abbildung 3.15. Als Fehler für die Temperaturmessungen tritt im Experiment eine Fluktuation von etwa $1,5 \mu\text{K}$ auf. Die Temperaturen weichen während der Sequenz innerhalb der Messgenauigkeit nicht von der Temperatur des nicht bewegten Registers von $(11 \pm 1,5) \mu\text{K}$ ab. Ein signifikantes Aufheizen des Ensembles tritt also weder während des Transports, noch während der Umladephasen auf.

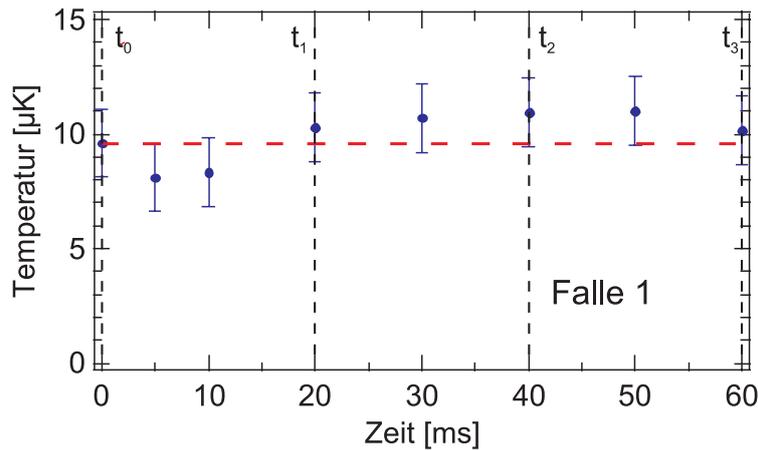


Abbildung 3.15: Temperaturentwicklung des atomaren Ensembles während des Transports im Schieberegister. Die durchgezogene Linie gibt die Temperatur ohne Transport an. Es tritt keine signifikante Temperaturerhöhung auf.

Kohärenzuntersuchungen an neutralen Atomen

4.1 Einleitung

Dieses Kapitel beinhaltet die kohärente Manipulation der beiden Hyperfeinstrukturgrundzustände von kalten Rubidium-Atomen mittels Zwei-Photonen-Anregung. Der Begriff der Kohärenz bezieht sich hierbei auf die deterministische Entwicklung der relativen Phase zwischen den beiden Zuständen, was im Wesentlichen bedeutet, dass spontane Prozesse während der Kopplung vernachlässigbar sein müssen. Dies erklärt die Wahl der Hyperfeinzustände des Grundzustands, da deren Lebensdauer lang gegenüber der Kopplungsdauer ist. Somit ist die natürliche Linienbreite dieses Übergangs extrem schmal. Aufgrund dieser Eigenschaft dient die Grundzustandsaufspaltung in Alkali-Atomen als Basis für Präzisionsexperimente in der Metrologie und der Atominterferometrie. Eine besondere Anwendung ergibt sich in der Quanteninformation mit neutralen Atomen, bei der die Hyperfeinniveaus als Darstellung eines Qubits dienen können. Aufgrund der geringen Wechselwirkung neutraler Atome mit ihrer Umgebung können Superpositionen der beiden Hyperfeinzustände lange Kohärenzzeiten aufweisen, was für die Realisierung zukünftiger Gatter-Operationen wichtig ist. In den folgenden Abschnitten soll zunächst die kohärente Manipulation von freien ^{85}Rb -Atomen dargestellt werden. Dies dient als Charakterisierung des Systems bevor dann im nächsten Kapitel auf die Untersuchungen in Dipolfallenregistern eingegangen werden soll. Nach einer theoretischen Beschreibung, dessen Inhalt die Zurückführung der Zwei-Photonen-Anregung auf einen effektiven Ein-Photonen-Übergang im Zwei-Niveau-System ist, werden die experimentellen Methoden zur kohärenten Manipulation vorgestellt. Das zur Kopplung der Zustände verwendete Ramanlasersystem wird ebenso beschrieben und charakterisiert, wie auch die Vorgehensweise zum Präparieren und zustandsselektiven Detektieren der Atome. Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine Demonstration zur kohärenten Manipulation freier Atome und die Charakterisierung von externen Einflüssen, die zu Abweichungen der atomaren Resonanzfrequenz führen können.

4.2 Theorie des Drei-Niveau-Systems

Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeinstruktur-Grundzustände kann bei Rubidium-Atomen mit einer Zwei-Photonen Anregung erfolgen, die Ramanprozess genannt wird. Bei einem solchen Prozess erfolgt die Kopplung über ein Zwischen-niveau $|i\rangle$, das bei genügend großer Verstimmung nicht signifikant bevölkert wird. Spontane Zerfallsprozesse aus diesem Niveau finden also nicht merklich statt, so dass die Kohärenz dieses Übergangs erhalten bleibt.

Zusätzlich bietet der Ramanprozess in technischer Hinsicht bestimmte Vorteile in der Realisierung. So muss beispielsweise nicht die absolute optische Frequenz des Übergangs stabilisiert werden, sondern nur die Differenzfrequenz der beiden Lichtfelder, die bei ^{85}Rb 3,035 GHz beträgt. Diese kann somit direkt elektronisch generiert und verarbeitet werden (siehe auch Abschnitt 4.3.1).

4.2.1 Stimulierter Ramanprozess

Die theoretische Beschreibung des Ramanprozesses ist angelehnt an die aus [59, 60] und beinhaltet die Kopplung von drei Zuständen (Grundzustand $|g\rangle$, angeregter Zustand $|e\rangle$ und intermediärer Zustand $|i\rangle$) an die beiden Lichtfelder am Ort der Atome

$$\vec{E}_1(t) = \vec{E}_{1,0} \cos(\omega_1 t + \phi_1) \quad \text{und} \quad \vec{E}_2(t) = \vec{E}_{2,0} \cos(\omega_2 t + \phi_2). \quad (4.1)$$

mit den Feldamplituden $\vec{E}_{n,0}$, den Frequenzen ω_n sowie eventuellen Phasen ϕ_n ($n = 1, 2$). Es wird nun gezeigt, dass unter bestimmten Annahmen eine derartige Kopplung von drei Zuständen auf die Dynamik eines effektiven Zwei-Niveau-System zurückgeführt werden kann. Zur Verdeutlichung der beteiligten Lichtfelder und deren Kopplung an die Niveaus dient Abbildung 4.1. Die jeweiligen Verstimmungen der Laserfelder ω_n bezüglich der Übergangsfrequenzen ω_{lm} seien mit Δ_{nlm} bezeichnet. Die Differenzfrequenz der beiden Lichtfelder wird als effektive Laserfrequenz $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$ bezeichnet. Die Verstimmung zum Übergang ω_{eg} sei $\delta_{12} = \omega_{\text{eff}} - \omega_{eg}$. Des Weiteren sei angenommen, dass die Verstimmung Δ viel größer als die natürliche Linienbreite Γ_i des Zwischen-niveaus $|i\rangle$ ist, so dass keine signifikante Bevölkering des Zwischen-niveaus auftritt und spontane Emissionsprozesse vernachlässigt werden können. Ebenfalls soll eine Kopplung des Lichtfeldes mit der Frequenz ω_1 an den Zustand $|g\rangle$ aufgrund der großen Verstimmung Δ nicht stattfinden. Gleiches gilt für die Kopplung des Lichtfeldes mit der Frequenz ω_2 an das Niveau $|e\rangle$. Betrachtet man diese Einschränkungen, so lässt sich das atomare System stark vereinfachen und der reduzierte Hamiltonoperator für dieses System angeben

$$\hat{H} = \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i|i\rangle\langle i| - \vec{d} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2). \quad (4.2)$$

Hierbei ist \vec{d} der Dipoloperator des Atoms. Eine den Zustand beschreibende Wellenfunktion lässt sich als allgemeine Superposition der Zustände angeben

$$|\Psi(t)\rangle = C_g(t)|g\rangle + C_e(t)|e\rangle + C_i(t)|i\rangle. \quad (4.3)$$

Da die Dynamik des Systems interessiert, ist das Ziel der Rechnung die Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle. \quad (4.4)$$

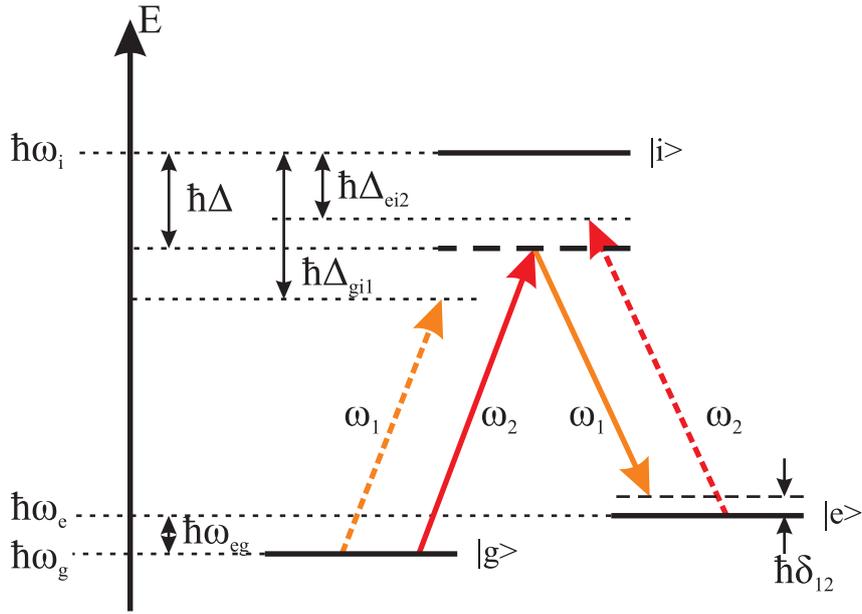


Abbildung 4.1: Nicht maßstabsgetreue Darstellung der Frequenzverhältnisse beim Ramanübergang. Bei $\Delta \gg \omega_{eg} \gg \delta_{12}$ findet lediglich der geschlossene Übergang (hier durchgezogen gezeichnet) statt und es gilt $\Delta \approx \Delta_{ei2} \approx \Delta_{gi1}$.

Zur Vereinfachung empfiehlt es sich, die Koeffizienten C_f durch folgende Substitution zu ersetzen

$$C_f(t) = c_f(t) \cdot e^{-i\omega_f t}. \quad (4.5)$$

Damit ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 4.2 und 4.3 in 4.4 ein Gleichungssystem für die nur langsam mit der Zeit variierenden Koeffizienten c_f

$$\dot{c}_g = -i \frac{\Omega_g^*}{2} e^{i(\Delta t + \Phi_1)} c_i \quad (4.6a)$$

$$\dot{c}_e = -i \frac{\Omega_e^*}{2} e^{i((\Delta - \delta_{12})t + \Phi_2)} c_i \quad (4.6b)$$

$$\dot{c}_i = -i \frac{\Omega_g}{2} e^{-i(\Delta t + \Phi_1)} c_g - i \frac{\Omega_e}{2} e^{-i((\Delta - \delta_{12})t + \Phi_2)} c_e. \quad (4.6c)$$

Die Koeffizienten Ω_k sind die jeweiligen Rabi-Frequenzen der Kopplung zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|k\rangle$ (mit $k = e, g$) mit den entsprechenden Lichtfeldern

$$\Omega_g = -\frac{\langle i | \vec{d} \cdot \vec{E}_{1,0} | g \rangle}{\hbar}, \quad \Omega_e = -\frac{\langle i | \vec{d} \cdot \vec{E}_{2,0} | e \rangle}{\hbar}. \quad (4.7)$$

Mit der Voraussetzung $\Delta \gg |\Omega_g|, |\Omega_e|, \delta_{12}$ kann Gleichung 4.6 auf ein effektives Zwei-Niveau-System zurückgeführt werden, indem der Koeffizient c_i *adiabatisch* eliminiert wird [61]. Dieser Schritt erfolgt unter der Annahme, dass sich die Koeffizienten c_g und c_e im Ausdruck für \dot{c}_i gegenüber der Verstimmung Δ zeitlich nur sehr langsam entwickeln. Vernachlässigt man unter dieser Annahme deren Zeitentwicklung, lässt

sich Gleichung 4.6c direkt integrieren und in die Gleichungen 4.6a und 4.6b einsetzen

$$\dot{c}_g = -i\Omega_g^{\text{AC}}c_g - \frac{i}{2}\Omega_{\text{eff},g}c_e e^{-i(\delta_{12}t+\Phi)} \quad (4.8a)$$

$$\dot{c}_e = -i\Omega_e^{\text{AC}}c_e - \frac{i}{2}\Omega_{\text{eff},e}c_g e^{-i(\delta_{12}t+\Phi)}. \quad (4.8b)$$

Bei dem letzten Schritt wurden für den Ramanprozess aussagekräftige Größen eingeführt, die die Gleichungen 4.8 direkt mit den Ratengleichungen eines Zwei-Niveau-Atoms vergleichbar machen

$$\Omega_{\text{eff},g} = \frac{\Omega_g^*\Omega_e}{2(\Delta - \delta_{12})}, \quad \Omega_{\text{eff},e} = \frac{\Omega_e^*\Omega_g}{2\Delta} \quad (4.9a)$$

$$\Omega_g^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_g|^2}{4\Delta}, \quad \Omega_e^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_e|^2}{4(\Delta - \delta_{12})} \quad (4.9b)$$

Weiterhin wurde eine eventuell auftretende Phasendifferenz durch

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2. \quad (4.10)$$

definiert. Für den hier betrachteten Fall $\Delta \gg \delta_{12}$ ist außerdem $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_{\text{eff},e} = \Omega_{\text{eff},g}^*$. Die Terme Ω_k^{AC} beschreiben anschaulich gesprochen die jeweiligen Energieverschiebungen der Niveaus $|k\rangle$ aufgrund des Stark-Effekts induziert durch die Ramanlaser selbst. Im Gegensatz zum Zwei-Niveau-System sind die Energieverschiebungen der beiden Niveaus nicht symmetrisch, was auch an Gleichung 4.9b ersichtlich ist. Die relative Verschiebung der Niveaus gegeneinander wird auch als differentielle Starkverschiebung bezeichnet

$$\delta^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_g^{\text{AC}}. \quad (4.11)$$

Um die explizit zeitabhängigen Koeffizienten in Gleichung 4.8 zu eliminieren, wird eine weitere Variablentransformation durchgeführt

$$c_g = a_g \cdot e^{i\left(\frac{AC-\delta_{12}}{2}\right)t}, \quad (4.12a)$$

$$c_e = a_e \cdot e^{-i\left(\frac{AC+\delta_{12}}{2}\right)t}. \quad (4.12b)$$

Hierbei wurde $AC = \Omega_e^{\text{AC}} + \Omega_g^{\text{AC}}$ als Abkürzung definiert. Die Transformation resultiert in einem Ratengleichungssystem mit zeitlich unabhängigen Koeffizienten, das in völliger Analogie zum Zwei-Niveau-System gelöst werden kann

$$\dot{a}_g = -\frac{i}{2} [(\delta_{12} - \delta^{\text{AC}})a_g + \Omega_{\text{eff}}^* e^{i\Phi} a_e] \quad (4.13a)$$

$$\dot{a}_e = -\frac{i}{2} [-(\delta_{12} - \delta^{\text{AC}})a_e + \Omega_{\text{eff}} e^{-i\Phi} a_g]. \quad (4.13b)$$

Nach Lösen der Ratengleichungen und anschließender Rücktransformation gemäß Gleichungen 4.12 und 4.5 lässt sich das endgültige Ergebnis der Dynamik für einen stimulierten Ramanübergang angeben

$$C_g(t) = \left(\cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) - i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\omega_g)t/2} C_g(0) - i e^{i\Phi} \frac{|\Omega_{\text{eff}}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\omega_g)t/2} C_e(0) \quad (4.14a)$$

$$C_e(t) = \left(\cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) + i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\omega_e)t/2} C_e(0) - i e^{i\Phi} \frac{|\Omega_{\text{eff}}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\omega_e)t/2} C_g(0). \quad (4.14b)$$

Bei diesen Gleichungen wurde die verstimmungsabhängige Rabi-Frequenz

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta_{12} - \delta^{AC})^2} \quad (4.15)$$

eingeführt, die im Gegensatz zum Zwei-Niveau-System nun auch den Anteil der Starkverschiebung δ^{AC} durch die Ramanlaser enthält. Die Bedingung für resonante Kopplung der zwei Niveaus lautet demnach für einen Ramanübergang

$$(\delta_{12} - \delta^{AC}) = 0. \quad (4.16)$$

Für gewöhnlich werden zu Beginn alle Atome in einem der beiden Zustände präpariert. Für den Fall, dass zu Beginn ($t = 0$) alle Atome im Grundzustand $|g\rangle$ präpariert wurden ($C_g(0) = 1$, $C_e(0) = 0$), erhält man für die Anregungswahrscheinlichkeit des oberen Hyperfeinzustandes $|e\rangle$ in Abhängigkeit von der Einstrahldauer t

$$P_e(t) = |C_e(t)|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right). \quad (4.17)$$

4.2.2 Kohärente Dynamik

Für die kohärente Manipulation der inneratomaren Zustände ist ein Verständnis des Verhaltens der Gleichungen 4.14 mit der Zeit unabdingbar. Vor allem bei der Applikation mehrerer zeitlich voneinander getrennter Lichtpulse wird eine Beschreibung der zeitlichen Entwicklung schnell unübersichtlich. Eine anschauliche Beschreibung der Dynamik in einem Zwei-Niveau-System liefert das Modell des Blochvektors, das ursprünglich zur Beschreibung von Atomkern-Magnetresonanzen entwickelt wurde [62–64]. Dieses Modell lässt sich direkt auf ein atomares Zwei-Niveau-System, das an ein externes Feld gekoppelt ist, übertragen. Die Reduzierung eines Drei-Niveau-Systems unter Kopplung an zwei externe Lichtfelder wurde im vorhergehenden Kapitel beschrieben und ist daher auf die Beschreibung im Blochvektorbild übertragbar.

Blochvektormodell

Ausgangspunkt ist das Ratengleichungssystem 4.8, bei dem der mit den Übergangsfrequenzen schnell oszillierende Anteil bereits absepariert wurde. Im Bild des Bloch-

vektormodels wird zunächst ein Vektor, der sogenannte Blochvektor, aus Wahrscheinlichkeitsamplituden gebildet

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_e^* c_g + c_e c_g^* \\ -i(c_e^* c_g - c_e c_g^*) \\ |c_e|^2 - |c_g|^2 \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

Die dritte Komponente des Blochvektors w wird Inversion genannt und beschreibt anschaulich die Differenz der Wahrscheinlichkeiten, dass sich das Atom im angeregten Zustand oder im Grundzustand befindet. Die Bewegungsgleichung für die drei Komponenten des Blochvektors ergeben sich dann zu

$$\dot{u} = \delta \cdot v \quad (4.19a)$$

$$\dot{v} = -\delta \cdot u + \Omega_{\text{eff}} \cdot w \quad (4.19b)$$

$$\dot{w} = -\Omega_{\text{eff}} \cdot v \quad (4.19c)$$

und lassen sich elegant in einer Gleichung zusammenfassen

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = -\vec{\Omega} \times \vec{R}, \quad \text{mit } \vec{\Omega} = (\Omega_{\text{eff}}, 0, \delta). \quad (4.20)$$

Hierbei ist $\delta = \delta_{12} - \delta^{\text{AC}}$ die Verstimmung der Differenzfrequenz der Ramanlaser gegenüber der Resonanz abzüglich der Starkverschiebung durch die Ramanlaser. Die Gleichungen 4.19 werden *optische Blochgleichungen* genannt, in Anlehnung an die von F. Bloch aufgestellten Bewegungsgleichungen für ein atomares Spin 1/2-System in Wechselwirkung mit einem externen oszillierenden magnetischen Feld [65].

Aus Gleichung 4.19c ist ersichtlich, dass v als *absorptive* Komponente des Dipolmoments verstanden werden kann. Diese koppelt an das Feld und ist für Veränderungen der Inversion verantwortlich. Demnach stellt u die *dispersive* Komponente des Dipolmoments dar.

Für die drei Komponenten des Blochvektors gilt weiterhin die Beziehung

$$u^2(t) + v^2(t) + w^2(t) = 1. \quad (4.21)$$

Der Blochvektor lässt sich also als Einheitsvektor verstehen. Die Bewegungsgleichungen 4.20 beschreiben eine Präzession des Blochvektors auf der Einheitskugel (der *Blochugel*) um die Achse, die durch den Drehvektor $\vec{\Omega}$ gegeben ist. Befindet sich das Atom im Grundzustand, so gilt für den Blochvektor $\vec{R} = (0, 0, -1)$. Für den angeregten Zustand gilt demnach $\vec{R} = (0, 0, 1)$. In den folgenden Abschnitten werden nun spezielle für das Experiment relevante dynamische Änderungen des Systems beschrieben.

Resonante Pulse

Befindet sich ein Atom zum Zeitpunkt $t = 0$ im Grundzustand, so gilt für den Blochvektor $\vec{R}(t = 0) = (0, 0, -1)$. Bei Wechselwirkung mit den beiden Lichtfeldern beim Ramanübergang folgt aus 4.17 für die w -Komponente des Blochvektors

$$w(t, \delta) = -1 + 2 \cdot P_e(t) = -1 + \frac{2\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_R t}{2} \right), \quad (4.22)$$

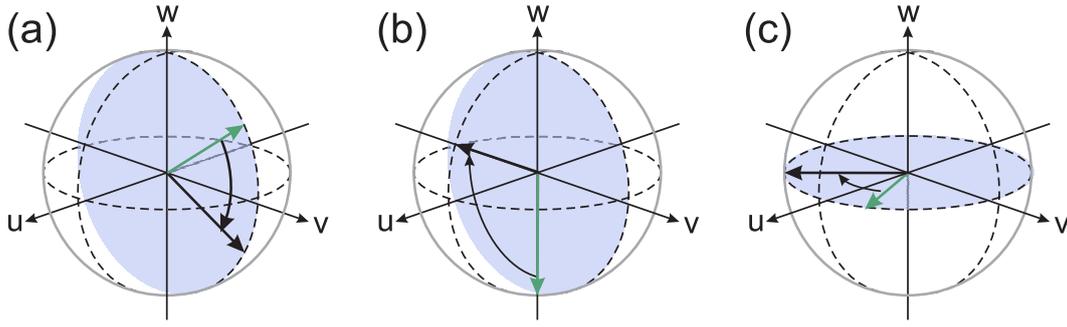


Abbildung 4.2: Blochvektordynamik. (a) Resonante Einstrahlung entspricht einer Rotation des Blochvektors um die u -Achse. (b) Ein $\pi/2$ -Puls transformiert $(0,0,-1)$ in $(0,-1,0)$. (c) Präzession in der uv -Ebene.

wobei die verallgemeinerte Rabi-Frequenz durch

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta^2} \quad (4.23)$$

definiert wurde. Wie bereits beschrieben muss für eine resonante Anregung die differentielle Starkverschiebung der Ramanlaser ausgeglichen werden, so dass für einen resonanten Ramanübergang $\delta = \delta_{12} - \delta^{\text{AC}} = 0$ und damit $\delta_{12} = \delta^{\text{AC}}$ gelten muss (Gleichung 4.16). In diesem Fall entspricht $\Omega_R^2 = \Omega_{\text{eff}}^2$ und ein vollständiger Populationstransfer kann erreicht werden. Bei einem resonanten Puls gilt für den Drehvektor $\vec{\Omega} = (\Omega_{\text{eff}}, 0, 0)$. Der Blochvektor präzediert also um die u -Achse der Blochkugel (Abbildung 4.2(a)). Für einen allgemeinen Blochvektor \vec{R}_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ lässt sich die zeitliche Entwicklung

$$\vec{R}(t) = \Theta(t) \cdot \vec{R} \quad (4.24)$$

durch die Drehmatrix $\Theta(t)$ beschreiben, die den Vektor um den Winkel $\theta(t)$ um die u -Achse dreht

$$\Theta(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta(t) & \sin \theta(t) \\ 0 & -\sin \theta(t) & \cos \theta(t) \end{pmatrix}. \quad (4.25)$$

Der Winkel $\theta(t)$ hängt dabei von der *Pulsfläche* des applizierten Lichtpulses ab

$$\theta(t) = \int_0^t \Omega_{\text{eff}}(t') dt' \quad (4.26)$$

Je nach Einstrahldauer des Pulses lässt sich somit auf die Komponenten des Blochvektors Einfluss nehmen. Für die hier vorgestellten Experimente sind vor allem zwei Pulsformen interessant, die nun näher vorgestellt werden sollen.

$\pi/2$ -Puls: Für $\theta(t_{\pi/2}) = \pi/2$ reduziert sich die Drehmatrix 4.25 zu

$$\Theta(t_{\pi/2}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.27)$$

Dies resultiert in einer Vertauschung der v - und w -Komponente des Blochvektors (Abbildung 4.2(b)). Ein Atom, das z.B. im Grundzustand präpariert wurde, wird

durch einen $\pi/2$ -Puls in eine Superposition aus Grundzustand und angeregtem Zustand überführt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für beide Zustände ist nun jeweils $P_k = 1/2$ ($k=g,e$).

π -Puls: Im Fall $\theta(t_\pi) = \pi$ reduziert sich die Drehmatrix zu

$$\Theta(t_\pi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.28)$$

Dies entspricht einer Spiegelung an der u -Achse, kehrt also die Besetzungsdifferenz komplett um. Ein zu Anfang im Grundzustand präpariertes Atom wird durch einen π -Puls komplett in den angeregten Zustand transferiert.

Freie Präzession

In Abwesenheit eines treibenden Feldes ($\vec{\Omega} = (0,0,\delta)$) entspricht die zeitliche Entwicklung einer Rotation um die w -Achse der Blochkugel mit der Rotationsfrequenz δ (Abbildung 4.2(c)). Die Besetzungsinversion ändert sich also während der freien Präzession nicht. Die zugehörige Drehmatrix lautet

$$\Phi_{\text{frei}}(t) = \begin{pmatrix} \cos \phi(t) & \sin \phi(t) & 0 \\ -\sin \phi(t) & \cos \phi(t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.29)$$

mit dem durch die akkumulierte Phase bestimmten Drehwinkel

$$\phi(t) = \int_0^t \delta(t') dt'. \quad (4.30)$$

Zustandsänderungen

Die Beschreibung der Zustandsänderung durch Drehmatrizen erlaubt es eine beliebige Sequenz aus $\pi/2$ - bzw. π -Pulsen und Phasen freier Präzession als Produkt der Matrizen Θ und Φ darzustellen, das auf einen anfänglichen Zustandsvektor (Blochvektor) \vec{R}_0 wirkt. Hiervon wird in späteren Kapiteln noch Gebrauch gemacht.

Offen geblieben ist die explizite Transformation eines quantenmechanischen Zustandes unter Einfluss einer der oben beschriebenen Manipulationen. Der allgemeine Zustand $|\Psi\rangle$ eines Zwei-Niveau-Systems mit den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ist gegeben durch eine allgemeine Superposition

$$|\Psi\rangle = C_g \cdot |g\rangle + C_e \cdot |e\rangle, \quad \text{mit } |C_g|^2 + |C_e|^2 = 1. \quad (4.31)$$

Die Erhaltung der Norm verlangt, dass eine allgemeine Transformation, die einen Zustand $|\Psi_0\rangle$ in einen anderen Zustand $|\Psi\rangle$ überführt, unitär sein muss. Der allgemeine Zustandsvektor $|\Psi\rangle$ lässt sich also ebenfalls als Vektor auf einer Einheitskugel (Blochkugel) darstellen. In Analogie zur Rotation des Blochvektors bei resonanter Einstrahlung ergibt sich dann die unitäre Transformation als Rotation des Zustandes $|\Psi\rangle$ um die x -Achse

$$|\Psi\rangle = U_\Theta |\Psi_0\rangle = e^{-i\frac{\theta}{2}\sigma_x} |\Psi_0\rangle. \quad (4.32)$$

Hierbei ist die Pauli-Matrix σ_x die Erzeugende der unitären Transformation. Für die Transformation ergibt sich dann explizit

$$U_{\Theta} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -i \sin \frac{\theta}{2} \\ -i \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (4.33)$$

Für einen $\pi/2$ -Puls hat U_{Θ} die Form

$$U_{\pi/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

und überführt damit beispielsweise den Zustand $|g\rangle$ in eine kohärente Superposition mit der Wahrscheinlichkeit $1/2$, das Atom im Zustand $|g\rangle$ bzw. $|e\rangle$ zu finden.

$$|g\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - i|e\rangle). \quad (4.35)$$

Für einen π -Puls nimmt U_{Θ} folgende Gestalt an:

$$U_{\pi} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.36)$$

Diese Transformation vertauscht die Wahrscheinlichkeitsamplituden, den Zustand in $|g\rangle$ bzw. in $|e\rangle$ zu finden. Dabei wird ein Phasenfaktor von $-i$ akkumuliert. Dies bedeutet, dass bei zweifacher Anwendung von U_{π} ein allgemeiner Zustand $|\Psi\rangle$ nicht in sich selbst, sondern in $-|\Psi\rangle$ überführt wird.

Die unitäre Transformation der freien Präzession entspricht einer Rotation um die z -Achse mit der Pauli-Matrix σ_z als Erzeugende. Analog zu 4.32 ergibt sich dann für die Transformation

$$U_{\text{frei}} = \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (4.37)$$

Im Rahmen der Quanteninformationsverarbeitung werden Drehungen von Zuständen auf der Bloch-Kugel als Ein-Qubit-Gatter bezeichnet. Die analoge Beschreibung von Besetzungswahrscheinlichkeiten durch den Blochvektor und Zustandsänderungen durch unitäre Transformationen zeigt, dass ein atomares Zwei-Zustands-System, das unter Einwirkung eines externen Lichtfeldes koppelt, durch geeignete Wahl von Dauer und Verstimmung des Lichtfeldes in jeder beliebigen Superposition von $|g\rangle$ und $|e\rangle$ erzeugt werden kann. Die experimentelle Realisierung der kohärenten Manipulation inneratomarer Zwei-Zustands-Systeme ist Gegenstand der folgenden Kapitel.

4.3 Experimentelle Umsetzung

Dieses Kapitels beschreibt die experimentelle Realisierung der kohärenten Manipulation der beiden Hyperfeingrundzustände von ^{85}Rb . Nach einer Erläuterung des Lasersystems, das zur Kopplung der beiden Grundzustände dient, wird auf die initiale Präparation der Atome eingegangen, die der kohärenten Manipulation vorausgeht. Schließlich wird die zustandsselektive Detektion beschrieben, mit der die endgültige Population der Zustände bestimmt werden kann.

4.3.1 Ramanlasersystem

Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeingrundzustände von ^{85}Rb erfolgt durch das Einstrahlen zweier Lichtfelder $\vec{E}_1(t)$ und $\vec{E}_2(t)$, deren Differenzfrequenz phasenstarr an einen Referenzoszillator gekoppelt ist. Um Übergänge zwischen den beiden Zuständen treiben zu können, muss der Referenzoszillator eine Frequenz liefern, die der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes von $\omega_{\text{eff}} = 2\pi \cdot 3,035732 \text{ GHz}$ entspricht. Um eine Spektroskopie des Übergangs durchführen zu können, muss der Referenzoszillator in der Frequenz variiert werden können. Zusätzlich soll die Absolutfrequenz der Lichtfelder, also die Verstimmung Δ gegenüber dem $5P_{3/2}$ -Zustand, genau reproduzierbar sein. Um spontane Zerfallsprozesse aus dem Zwischenzustand $|i\rangle$ in einen der beiden Grundzustände $|g\rangle$ oder $|e\rangle$ zu verringern, muss diese Verstimmung ausreichend groß gewählt werden können.

Prinzip der Phasenstabilisierung

Die hier gewählte Methode zur Erzeugung zweier phasenstabiler Laserfelder basiert auf einer Regelungstechnik, die optischer Phase-Lock-Loop (PLL) genannt wird [66–68]. Da die optischen Frequenzen der zu stabilisierenden Lichtfelder nicht direkt gemessen werden können, werden zur Bildung der Differenzfrequenz beide Laserstrahlen auf einer schnellen Fotodiode überlagert. Deren Ausgangsspannung ist proportional zur Lichtintensität

$$U_{\text{PD}} \propto I \propto |\vec{E}_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1) + \vec{E}_2 \sin(\omega_2 t + \phi_2)|^2. \quad (4.38)$$

Lediglich der langsame Differenzterm beider Frequenzen $\omega_{\text{eff}} = \omega_2 - \omega_1$ (abzüglich eines konstanten Untergrundsignals) kann von der Fotodiode detektiert werden, was ein Schwebungssignal beider Frequenzen ergibt

$$U_{\text{PD}}(t) \propto \sin(\omega_{\text{eff}} t + \phi_{\text{RF}}). \quad (4.39)$$

Zusätzlich zur Frequenzdifferenz ω_{eff} tritt eine Phasendifferenz $\phi_{\text{RF}} = \phi_2 - \phi_1$ auf. Ziel der Regelung ist es nun, die Frequenz eines der beiden Lichtfelder kontrolliert so gegenüber dem anderen Lichtfeld zu variieren, dass sowohl die Frequenzdifferenz als auch die Phasendifferenz denen des Referenzoszillators entspricht.

Hierzu wird das Signal 4.39 mit Hilfe eines Phasendetektors mit dem Signal des Referenzoszillators $U_{\text{LO}}(t) \propto \cos(\omega_{\text{LO}} t + \phi_{\text{LO}})$ verglichen. Bei dem hier verwendeten rein analogen PLL basiert der Phasendetektor auf einem analogen Mischer, der die beiden Eingangssignale im Wesentlichen multipliziert

$$U_{\text{Mischer}} \propto U_{\text{PD}} \cdot U_{\text{LO}} \quad (4.40)$$

$$= \sin(\omega_{\text{eff}} t + \phi_{\text{RF}}) \cdot \sin(\omega_{\text{LO}} t + \phi_{\text{LO}}) \quad (4.41)$$

$$= \sin[(\omega_{\text{eff}} - \omega_{\text{LO}}) + (\phi_{\text{RF}} - \phi_{\text{LO}})] + \quad (4.42)$$

$$\sin[(\omega_{\text{eff}} + \omega_{\text{LO}}) + (\phi_{\text{RF}} + \phi_{\text{LO}})]. \quad (4.43)$$

Ein anschließender Tiefpassfilter blockt den hochfrequenten Anteil, so dass am Ausgang nur der Differenzterm vorliegt. Sind Schwebungsfrequenz und Referenzfrequenz gleich $\omega_{\text{eff}} = \omega_{\text{LO}}$, so ergibt sich das in Abbildung 4.3 dargestellte Signal

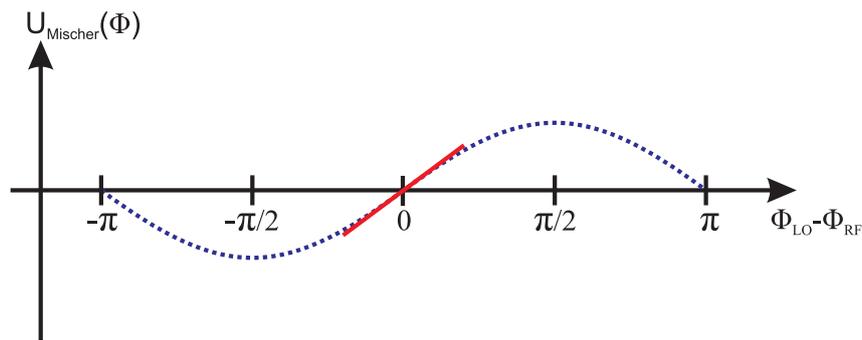


Abbildung 4.3: Niederfrequentes Ausgangssignal eines analogen Mixers in Abhängigkeit der Phasendifferenz der beiden Eingangsschwingungen. In der Nähe der Phasengleichheit lässt sich die lineare Steigung des Signals zur Regelung benutzen.

$U_{\text{Mischer}} \propto \sin(\phi_{\text{eff}} - \phi_{\text{LO}})$, das nahe des Nullpunktes eine lineare Funktion der Fehlergröße ist. Dieses Fehlersignal lässt sich jetzt direkt zur Anpassung der Frequenz- und Phasendifferenz benutzen. Für das Ramanlasersystem wurden zur Erzeugung der Lichtfelder zwei in Littrow-Konfiguration gitterstabilisierte Diodenlaser verwendet, die im folgenden als Master- und Slavelaser bezeichnet werden. Der Masterlaser mit der Frequenz ω_1 wird dabei lediglich auf eine Absolutfrequenz stabilisiert, die gegenüber dem Übergang von $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergang um die Frequenz Δ verstimmt ist. Die eigentliche Phasenregelung findet, wie weiter unten beschrieben, durch Stallelemente am Slavelaser statt. Eine schematische Darstellung des Ramanlasersystems zeigt Abbildung 4.4.

Optischer Aufbau

Master- und Slavelaser haben jeweils eine Linienbreite von etwa 1,5 MHz und eine Ausgangsleistung von etwa 20 mW. Vom Masterlaser wird ein Teil der Leistung für die absolute Frequenzstabilisierung ausgekoppelt. Die Stabilisierung erfolgt hierbei über eine temperaturstabilisierte Kavität, die aus zwei sphärischen Endspiegeln (Krümmungsradius 50 mm) im Abstand von 1 cm besteht. Der freie Spektralbereich beträgt etwa 15 GHz. Die Stabilisierung erfolgt hierbei auf eine Flanke des Transmissionspeaks. Um ein Übersteuern der Regelung zu vermeiden, wurde die Finesse des Resonators bewusst sehr niedrig gewählt und liegt in der Größenordnung $\mathcal{F} \sim 10$. Mittels der Kavität ist es möglich die Absolutfrequenz des Masterlasers während eines Tages in einem Bereich von ca. 0,5 GHz zu stabilisieren. Dabei treten lediglich langfristige Schwankungen im Bereich von einigen Stunden auf. Um das jeweils richtige Transmissionsmaximum zu finden, kann die Wellenlänge mit einem Lambdameter (*Coherent WaveMaster*) kontrolliert werden. Der Masterlasers ist für gewöhnlich gegenüber dem Übergang von $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ um etwa $\Delta = 23$ GHz rotverstimmt.

Für die Phasenstabilisierung werden sowohl vom Master- als auch vom Slavelaser ca. 30% der Leistung an einem Strahlteiler ausgekoppelt, überlagert und in eine Lichtleitfaser eingekoppelt. Die Auskopplung der Faser wurde direkt vor die schnelle Fotodiode zur Detektion des Schwebungssignals positioniert. Damit ist ein optimaler

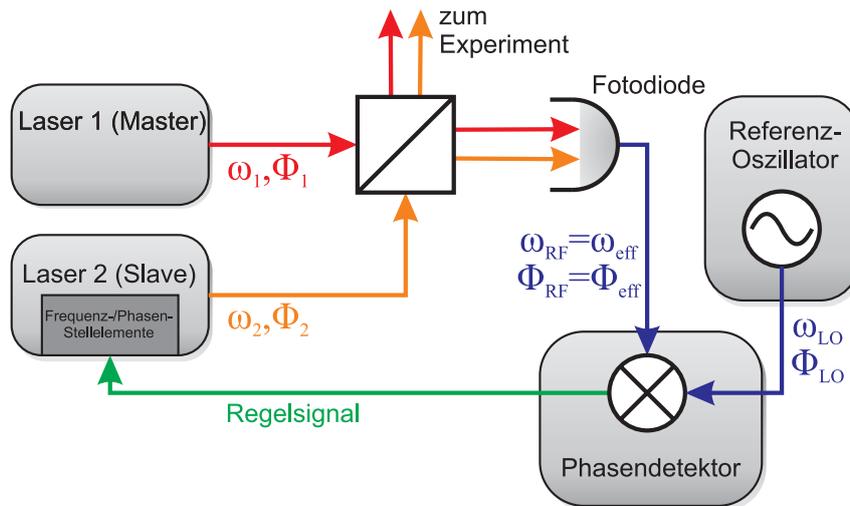


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung eines optischen Phasenlocks. Das durch die Fotodiode aufgenommene Schwebungssignal des Master- und Slavelasers wird mit dem Referenzsignal im Phasendetektor verglichen. Der analoge Mischer erzeugt ein Regelsignal, das auf die Stellelemente des Slavelasers gegeben wird. Frequenz und Phase werden angeglichen, bis das Schwebungssignal phasengleich mit dem Referenzsignal übereinstimmt.

Überlapp der Strahlen auf der Fotodiode gewährleistet. Die verbleibende Leistung von Master- und Slavelaser wird durch eine jeweils nachgeschaltete Laserdiode verstärkt (*injection locking*). Zur Überprüfung der korrekten Verstärkung wird ein Teil der Ausgangsleistung beider Laserverstärker auf eine Kavität gegeben. Deren Länge kann durch einen Spiegel, dessen Position durch einen Piezokristall variierbar ist, verändert werden. Das Transmissionsignal wird mit einer Fotodiode aufgenommen und auf einem Oszilloskop grafisch dargestellt. Der Hauptteil der Ausgangsstrahlen beider Laserverstärker wird an einem polarisationsabhängigen Strahlteiler überlagert, durch ein Zylinderteleskop in der Strahlform optimiert und nach der Fokussierung durch einen AOM in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt. Der AOM dient hierbei nur zum schnellen Schalten der Laserleistung innerhalb weniger Mikrosekunden. Die Polarisation der beiden Laserstrahlen ist am Faserausgang linear und senkrecht zueinander. Das Laserlicht wird durch die Faser zum Experimentiertisch geleitet. Da für die Ramanübergänge in diesem Fall beide Laserstrahlen gleiche zirkuläre Polarisation aufweisen müssen, wird die Polarisation zunächst um 45° gegenüber der senkrechten Achse eines nachfolgenden polarisationsabhängigen Strahlteiler gedreht. Nach dem Durchlaufen dieses Strahlteiler treten zwar Leistungsverluste von 50% auf, jedoch besitzen beide Laser am gegenüberliegenden Ausgang des Strahlteilers parallele lineare Polarisation. Schließlich erzeugt eine nachfolgende $\lambda/4$ -Platte gleichsinnige zirkuläre Polarisation. Die so präparierten Strahlen werden kollinear entlang der Zellenrichtung (z-Achse) durch das entspiegelte Fenster der Vakuumapparatur auf die Atome eingestrahlt. Die Leistung pro Laser liegt bei etwa 5.0 ± 0.5 mW. Der Strahldurchmesser am Ort der Atome entspricht 3,1 mm, so dass sich eine Maximalintensität von $I_0 = 159$ mW/cm² pro Strahl ergibt.

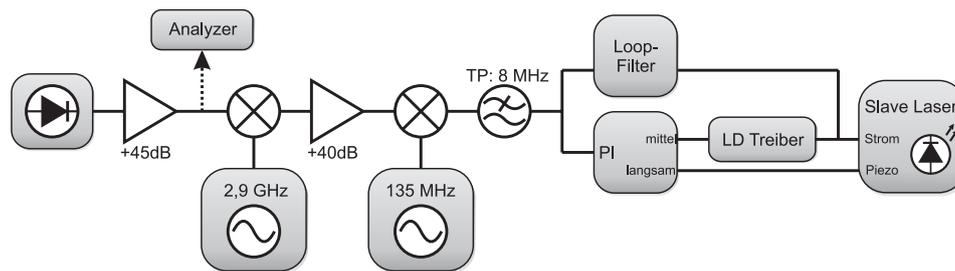


Abbildung 4.5: Blockschaltbild der Elektronik des Raman-Lasersystems. Neben dem Verstärken des Photodiodensignals wird das Signal heruntergemischt. Das resultierende Regelsignal wird in drei Regelpfade aufgeteilt und an unterschiedliche Stellenelemente der Laserdiode gegeben.

Elektronik

Um das durch die schnelle Fotodiode aufgenommene Schwebungssignal zur Regelung zu verwenden, muss dieses zunächst aufbereitet und mit dem Referenzsignal gemischt werden. Letzteres geschieht in einem mehrstufigen Prozess. Eine schematische Darstellung der Regelkette stellt Abbildung 4.5 dar. Die schnelle Fotodiode (*Hamamatsu G4176*) wird mit Hilfe eines *Bias-Tees* (*Pulsar BT-26-463/1S*) vorgespannt. Die Ausgangsleistung des Bias-Tees beträgt etwa -60 dBm. Der nachfolgende Verstärker (*Cernex CBL02084530*) verstärkt das Signal zunächst um 45 dB. Zu Diagnosezwecken werden etwa -10 dB des Signals an einem Richtkoppler (*MAC Technology C2034-10*) ausgekoppelt und auf einem Spektrum-Analysator dargestellt. Danach folgt die erste Mischstufe (*Mini-Circuits ZX05-C42LH*), bei der das Signal um 2,9 GHz heruntergemischt wird. Die Frequenz wird durch den ersten Referenzoszillator fest vorgegeben. Hierbei handelt es sich um einen kommerziellen Frequenz-Synthesizer (*Hewlett-Packard 8671A*). Ein zweiter nachfolgender Verstärker verstärkt das heruntergemischte Signal bei etwa 135,7 MHz um weitere 40 dB. Das eigentliche Regelsignal wird nun durch einen zweiten Mischer (*Mini-Circuits ZX30-13-4*) und den anschließenden Tiefpass erzeugt. Der Mischer mischt das Eingangssignal mit einem zweiten Frequenz-Synthesizer (*Rohde & Schwarz SMG43*), dessen Ausgangssignal sich in einem Bereich von 100 kHz bis 1 GHz mit einer Genauigkeit von 1 Hz einstellen lässt. Der Synthesizer wird über GPIB-Kommandos vom Kamera-Rechner angesteuert. Sowohl der *R&S SMG43*- als auch der *HP 8671A*-Synthesizer beziehen eine 10 MHz-Referenzfrequenz von einem Rubidium Frequenznormal (*EFI Communications FE-5650A*).

Die hochfrequenten Anteile des Ausgangssignals des letzten Mixers werden durch den anschließenden Tiefpass geblockt (3 dB-Punkt: 8 MHz). Der transmittierte niederfrequente Anteil dient direkt als Regelsignal für die Regelungselektronik. Diese besteht aus drei Regelpfaden unterschiedlicher Bandbreite. Der langsame Regelpfad dient zum Ausgleichen langfristiger Frequenzdrifts und steuert das externe Gitter des Slavelaserresonators über einen Piezo an. Der mittelschnelle Regelpfad gibt das Regelsignal auf den Modulationseingang des Laserdientreibers und sorgt für die kurzfristige Frequenzstabilität. Durch den schnellen Regelpfad wird letztendlich der eigentliche Phasenlock realisiert. Das Ausgangssignal des letzten Mixers wird hier-

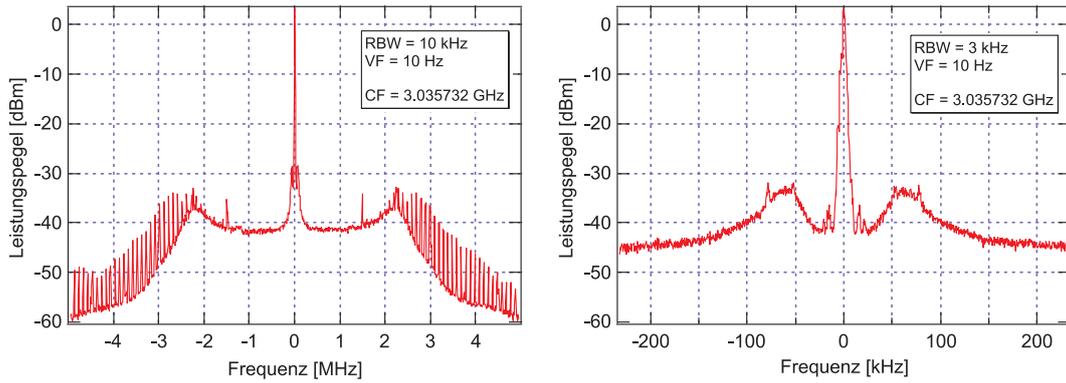


Abbildung 4.6: Spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals ausgekoppelt am Richtkoppler nach der ersten Verstärkerstufe in zwei verschiedenen Auflösungen. Links: Gesamte Regelbandbreite (2,2 MHz) des schnellen Regelkreises. Rechts: Bei 65 kHz um den Träger ist die Regelbandbreite des mittleren Regelpfades erkennbar. (CF=Zentrale Frequenz, RBW=Auflösungsbandbreite, VF=Videofilter)

zu direkt über einen Bias-Tee auf den Laserdiodenstrom aufmoduliert. Für eine hohe Bandbreite der schnellen Regelung und einem damit verbunden geringen Phasenfehler, muss der durch die Signallaufzeit durch die Elektronik aufgesammelte Phasenhub minimiert werden. Dies wird zunächst dadurch erreicht, dass die optischen und elektronischen Signalwege möglichst kurz gehalten werden und die gesamte Verstärkungs- und Mischelektronik auf SMA-Technik basiert. Um den Phasenfehler weiter zu reduzieren ist der Einsatz eines Phasenschiebers (*Loop-Filter*) nötig, der die Phase des Signals nach vorne schiebt. Um einen (im nachhinein) äußerst guten Anhaltspunkt über den Aufbau des Loop-Filters zu erhalten, wurde dessen Phasenverhalten zunächst mit dem Programm *Orcad PSpice* simuliert und später im Experiment optimiert. Die Regelbandbreite konnte dabei auf etwa 2,2 MHz maximiert werden.

Analyse des Schwebungssignals

Die spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals des optimierten Ramanlasersystems zeigt Abbildung 4.6. Bei einsetzendem Phasenlock bildet sich bei der vorgegebenen Referenzfrequenz ein schmales Maximum, der sogenannte Träger, heraus. Der Phasenfehler ergibt sich aus dem Verhältnis η der Leistung im Träger zur Gesamtleistung des Schwebungssignals und ist mit dem mittleren Phasenfehler $\sqrt{\langle\phi^2(t)\rangle}$ gegeben durch [69]

$$\eta = e^{-\langle\phi^2(t)\rangle}. \quad (4.44)$$

Damit ergibt sich mit den Daten aus Abbildung 4.6 ein mittlerer Phasenfehler von $\sqrt{\langle\phi^2(t)\rangle} = 0,32 \text{ rad} = 18^\circ$. Dieser wurde ermittelt, indem die Maximalleistung durch die Summe aller Datenpunktwerte geteilt wurde. Für den schnellen Regelpfad ergibt sich aus der gemessenen spektralen Leistungsdichte eine Regelbandbreite von 2,2 MHz (Abbildung 4.6 links). Dies ist aus den beiden großen Nebenmaxima ersichtlich, die dadurch zustande kommen, dass im Frequenzbereich außerhalb dieser

Maxima Phasenverschiebungen von über 180° auftreten. Ist dies der Fall, so wirkt die Rückkopplung durch den Regelkreis wie eine Verstärkung und eine Stabilisierung kann nicht mehr realisiert werden. Bei einer höheren Auflösung werden zusätzliche Nebenmaxima bei etwa 65 kHz um den Hauptträger sichtbar (Abbildung 4.6 rechts). Diese Nebenmaxima kennzeichnen die Regelbandbreite des mittelschnellen Regelkreises, also dem Modulationsstrom am Laserdiodentreiber.

In einer parallel zu dieser Arbeit angefertigten Diplomarbeit [70] wurde ein neues Ramanlasersystem basierend auf zwei interferenzfilterstabilisierten Diodenlasern aufgebaut und charakterisiert. Mit diesem konnte der mittlere Phasenfehler auf 0,174 rad reduziert werden. Das System zeichnet sich außerdem durch eine erhöhte Langzeitstabilität gegenüber dem in dieser Arbeit ausschließlich verwendeten Ramanlasersystem aus.

4.3.2 Zustandspräparation

Nachdem die Atome durch das Einfangen in der MOT, Nachkühlen in der optischen Melasse und eventuelles Umladen in das Dipolfallenregister bereitgestellt wurden, können nun Kohärenzuntersuchungen an den Atomen durchgeführt werden. Bevor eine kohärente Manipulation jedoch stattfindet, muss sichergestellt werden, dass der Anfangszustand wohlbekannt ist. Eine selektive Bevölkung einer der beiden Hyperfeingrundzustände $5S_{1/2}, F = 2$ und $5S_{1/2}, F = 3$ lässt sich durch ein zeitlich versetztes Ausschalten von Kühl- und Rückpumplaser erreichen. Wird nach der Melassenphase der Kühllaser länger eingestrahlt und der Rückpumplaser ausgeschaltet, so findet ein vollständiges Umpumpen der Population in den $|F = 2\rangle$ -Zustand statt. Sollen die Atome vollständig im $|F = 3\rangle$ -Zustand präpariert werden, so wird der Rückpumplaser länger eingestrahlt. Der Zeitversatz beim Abschalten der Laser beträgt in beiden Fällen $100 \mu\text{s}$ und wurde bei maximaler Präparationseffizienz so kurz wie möglich gewählt. Die gemessene Präparationseffizienz im $|F = 2\rangle$ -, bzw. $|F = 3\rangle$ -Zustand liegt bei jeweils 100%.

Im Allgemeinen ist nach dem Umpumpen durch Kühler- und Rückpumplaser die Population in den entsprechenden Hyperfeinzuständen über alle magnetischen Unterzustände verteilt. Da sich diese Zustände bei fluktuierenden magnetischen Streufeldern aufgrund des Zeeman-Effekts energetisch verschieben, bietet sich eine Präparation im magnetischen Unterzustand $|m_F = 0\rangle$ an. Dieser Zustand ist in erster Ordnung insensitiv gegenüber Zeeman-Verschiebungen. Um die Atome in diesem Zustand zu präparieren wird nach dem Ausschalten von Kühler- und Rückpumplaser zunächst ein homogenes Offsetmagnetfeld durch das Spulenpaar Z-Offset(2) von etwa $40 \mu\text{T}$ (400 mG) entlang der Strahlachse der Ramanlaser angelegt. Dadurch wird die Entartung der magnetischen Unterzustände aufgehoben und die Quantisierungsachse festgelegt. Zum Umpumpen wird linear polarisiertes Licht eines *Umpumpplasers* senkrecht zur Achse des Offsetmagnetfeldes (x-Achse) eingestrahlt. Dieser Laser ist resonant zum $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ -Übergang. Hierbei wird nun ausgenutzt, dass aufgrund der Auswahlregeln Übergänge mit $\Delta F = 0, \Delta m_F = 0$ dipolverboten sind. Dies bedeutet, dass Atome, die sich im $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand sammeln, nicht mehr durch den linear polarisierten Umpumpplaser in den $|F' = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand angeregt werden können. Hingegen findet Absorption auf den anderen erlaubten Übergängen statt. Die Emission kann dann spontan zurück

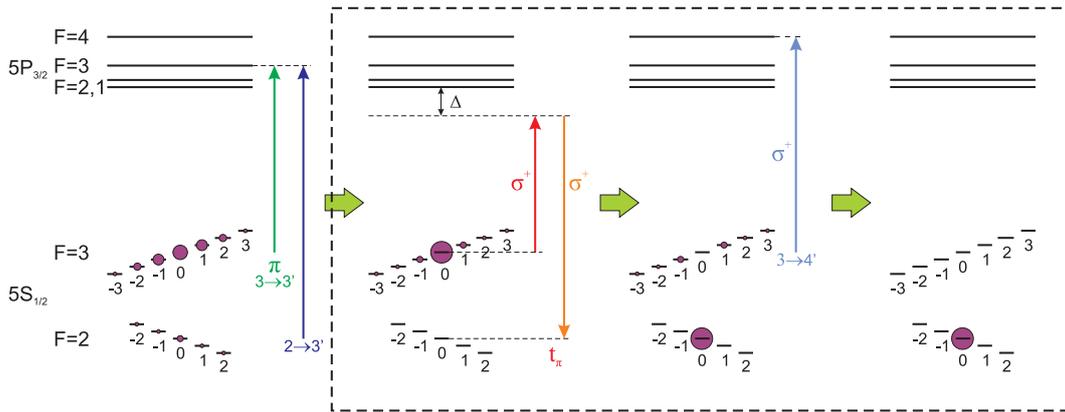


Abbildung 4.7: Schematischer Ablauf der Präparation. Gezeigt sind die beteiligten Niveaus der verschiedenen Präparationsschritte. Das angelegte Offset-Magnetfeld hebt die Entartung der magnetischen Unterzustände auf. Am Ende der Melassenphase sind die meisten Atome in $|F = 3\rangle$ und über alle Unterzustände verteilt. Im gestrichelten Kasten ist die erweiterte Präparation durch selektives Umpumpen in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand mit anschließender Reinigung des $|F = 3\rangle$ -Niveaus gezeigt (vgl. Abschnitt 5).

in den $|F = 3\rangle$ -Zustand erfolgen. Da hier auch Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ auftreten können, sammeln sich bei genügend langer Umpumpzeit die Atome letztendlich im dunklen $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand. Zusätzlich zum Umpumpplaser wird ebenfalls der Rückpumplaser eingestrahlt um Atome, die spontan in den $|F = 2\rangle$ -Zustand zerfallen, zurück in das Umpumpschema zu bringen. Auch hier wird der Rückpumplaser für $100 \mu\text{s}$ länger eingestrahlt um den $|F = 2\rangle$ -Zustand vollständig zu entvölkern. Abbildung 4.7 veranschaulicht die Präparation.

Die Leistung des Umpumpplasers beträgt $55 \mu\text{W}$ bei einem Strahldurchmesser von $6,2 \text{ mm}$. Dies ergibt eine maximale Intensität von etwa $360 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ($\approx 0.2I_0$). Die Einstrahldauer beträgt 1 ms . Einstrahldauer und Intensität wurden experimentell optimiert, so dass bei optimaler Umpumpeffizienz weder Atomverluste noch signifikante Temperaturerhöhungen des atomaren Ensembles während des Umpumpens auftreten. Um zu vermeiden, dass ein neuer Laser mit zusätzlicher Stabilisierung im Experiment integriert werden musste, wurde das Licht zum Umpumpen aus dem Strahlengang für die Erzeugung des Bremsstrahls gewonnen. Um die ca. 94 MHz Frequenzdifferenz der beiden Laser zu erzeugen, wurde vom AOM, dessen $+1$. Ordnung zum Schalten der Leistung des Bremsstrahls verwendet wurde, die ebenfalls vorhandene -1 . Ordnung für den Umpumper ausgekoppelt. Der AOM wird nun bei einer Frequenz von 60 MHz betrieben, so dass Bremsstrahl und Umpumpstrahl zunächst eine Frequenzdifferenz von 120 MHz aufweisen. Die verbleibenden -26 MHz Frequenzdifferenz können nun durch die in Abschnitt 2.3.5 beschriebene Regelung überbrückt werden.

Es hat sich im Verlauf der Experimentierphase herausgestellt, dass das Umpumpen in den $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand nicht vollständig erfolgt und etwa 10% der Atome in den magnetischen Unterzuständen mit $m_F \neq 0$ verbleiben. Eine mögliche

Erklärung hierfür ist, dass der Strahl des Umpumpers nicht perfekt senkrecht zur Quantisierungsachse der Atome einjustiert ist. Dies führt zu zirkular polarisierten Anteilen im Umpumplicht, was die Effizienz des Umpumpens beeinträchtigt. Bei den Experimenten in Kapitel 5 wurde daher eine *erweiterte* Zustandspräparation (eingerahmter Bereich in Abbildung 4.7) angewandt. Nach der oben beschriebenen Präparation wird durch Einstrahlen eines π -Pulses durch die Ramanlaser die Population im $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand komplett in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand umgepumpt. Auf die Atome in $|F = 3, m_F \neq 0\rangle$ hat der π -Puls keinerlei Auswirkung. Im letzten Präparationsschritt werden nun diese verbleibenden Atome durch Einstrahlen eines resonant auf dem Übergang $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ zirkular polarisierten Laserstrahls (siehe auch Abschnitt 4.3.3) entfernt. Die Präparation endet mit einem nahezu perfekt spinpolarisierten atomaren Ensemble im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand.

4.3.3 Zustandsselektiver Nachweis

Bei der üblichen Detektion, bei der Kühl- und Rückpumplaser eingestrahlt werden und die durch die Atome gestreuten Photonen detektiert werden, ist es nur möglich, die Gesamtzahl der Atome zu bestimmen. Durch den Pumpzyklus, der sich hierbei auf beide Hyperfeingrundzustände erstreckt, ist also eine Unterscheidung der Population in $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ nicht möglich. Um dies zu umgehen, wird direkt nach der kohärenten Manipulation der Atome ein Laserstrahl, der sogenannte *Rausschießstrahl*, der resonant zum $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang ist, für $200 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Dieser Laser übt auf die Atome in $|F = 3\rangle$ die Spontankraft [4] aus und beschleunigt somit die Atome in diesem Zustand entlang der Einstrahlrichtung. Nach einer Wartezeit von 5 ms haben die beschleunigten Atome den Detektionsbereich der Abbildungsoptik verlassen und tragen somit bei anschließender Detektion durch Kühler- und Rückpumper nicht mehr zum Fluoreszenzsignal bei. Detektiert werden also nur Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand.

Um eine hohe Effizienz des zustandsselektiven Nachweises zu erreichen, müssen die Atome aus der Falle gestoßen werden, bevor sie nichtresonant in den $|F' = 3\rangle$ -Zustand gepumpt werden und von dort spontan in den $|F = 2\rangle$ -Zustand zerfallen. Aus diesem Grund ist der Rausschießstrahl σ^+ -zirkular polarisiert, so dass das Atom optisch in den geschlossenen Übergang $|F = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 4\rangle$ -Zustand gepumpt wird. Bei den Experimenten in Kapitel 5 sind die Atome in einem Dipolfallenregister gefangen. Die Spontankraft durch den Rausschießprozess muss daher größer sein, als die durch die Dipolfalle erzeugte Kraft in radialer Richtung. Zudem dürfen die Atome in der Falle nicht rethermalisieren, was bedeutet, dass der Rausschießprozess genügend schnell erfolgen muss. Bei einer verwendeten Leistung von etwa 5.6 mW und einem Strahldurchmesser von 6 mm am Ort der Atome ($\Rightarrow I/I_0 \approx 25$) ist das Verhältnis von Spontankraft zur maximalen Dipolkraft für die in Kapitel 5 typischerweise verwendeten Parameter $F_{\text{spontan}}/F_{\text{dipol}} \approx 4$, so dass die Atome innerhalb eines Bruchteils der radialen Oszillationsperiode aus der Falle gestoßen werden. Dadurch kommt es nicht zur Rethermalisierung des Ensembles und ein Temperaturanstieg durch den Rausschießprozess findet nicht statt. Zusätzlich wurde die Frequenz des Lasers um etwa 7 MHz gegenüber dem Übergang

$|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ blauverstimmt. Hierdurch wird bewirkt, dass die Starkverschiebung der Dipolfalle für den $|F = 3\rangle$ -Zustand teilweise kompensiert, für den $|F = 2\rangle$ -Zustand jedoch noch verstärkt wird. Dies unterstützt den Rausschießprozess in positiver Weise.

Für den Rausschießprozess wurde im Experiment der gleiche Strahl wie für den in Kapitel 2.3.4 bereits beschriebenen Bremsstrahl, jedoch ohne eingeschalteten Rückpumper verwendet. Die abweichende Verstimmung ($\approx +33\text{MHz}$) kann durch die Regelung eingestellt werden.

4.4 Raman-Spektroskopie an freien Atomwolken

Zur Untersuchung der Frequenz- und Phasenstabilität der Ramanlaser wurden die ersten kohärenten Manipulationen inneratomarer Zustände an freien Atomen vorgenommen, die durch Einfangen in der MOT und anschließender Kühlung in der optischen Melasse produziert wurden. Dadurch, dass die atomare Wolke ohne Einwirkung eines zusätzlichen Potentials frei im Gravitationsfeld der Erde fällt und expandiert, ist die Wechselwirkungszeit der Ramanlaser mit den Atomen auf nur wenige Millisekunden begrenzt. Positiv demgegenüber steht jedoch eine deutlich höhere Teilchenzahl, die zum Signal beiträgt und die fehlende differentielle Starkverschiebung des Dipolfallenlasers.

In diesem Abschnitt wird anhand des freien atomaren Ensembles die Kopplung der Ramanlaser an die beiden HyperfeinGrundzustände und Einflüsse eines externen Magnetfeldes auf die Übergänge experimentell untersucht. Im darauf folgenden Abschnitt wird die Effizienz der Präparation und des zustandsselektiven Nachweises untersucht. Eine abschließende Demonstration einer Ramsey-Spektroskopie, wie sie auch bei Atomuhren Anwendung findet, verifiziert die Stabilität des Phasenlocks des Ramanlasersystems

4.4.1 Spektroskopie der Hyperfeinaufspaltung

Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundzustandes erfolgt durch Einstrahlen der Ramanlaser auf das freie atomare Ensemble. Bei anfänglicher Präparation der Atome im Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$, lässt sich abhängig von der Einstrahldauer nach Gleichung 4.17 die Population im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ angeben

$$P_2(t) = P_0 \cdot \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right), \quad (4.45)$$

mit der anfänglichen Population P_0 und der Rabi-Frequenz $\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta^2}$. Maximaler Populationstransfer kann für $\delta = 0$ und die Pulslänge $t = \pi/\Omega_{\text{eff}}$ (π -Puls) erzielt werden. Abbildung 4.8 zeigt ein typisches Spektrum des Übergangs bei Variation der Differenzfrequenz der Ramanlaser unter Einstrahlung eines π -Pulses. Der eingestrahelte Puls wird instantan ein- und ausgeschaltet. Das Spektrum weist damit die Form einer Fouriertransformierten eines Rechteckpulses auf. Bei allen in diesem

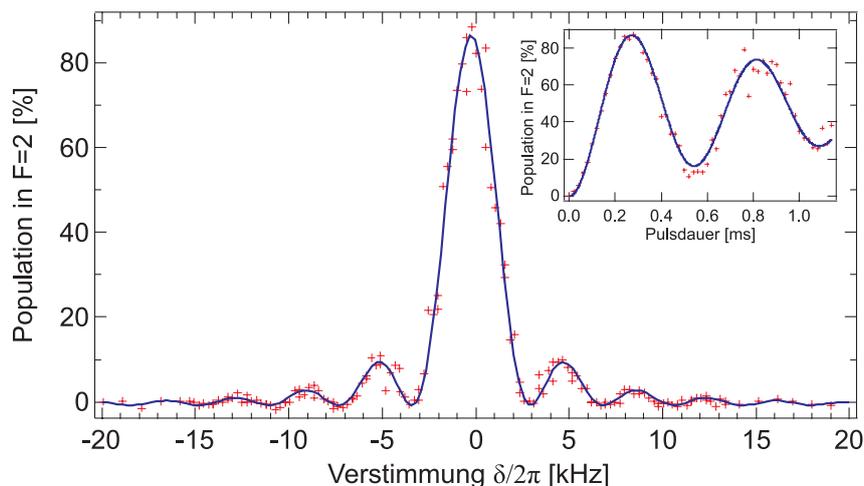


Abbildung 4.8: Spektroskopie des $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ -Übergangs einer freien Atomwolke bei einer π -Pulsdauer von $280 \mu\text{s}$. Der Nullpunkt der Frequenzachse ist auf den Literaturwert der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands geeicht. Das Inset zeigt Rabi-Oszillationen bei resonanter Einstrahlung und Variation der Pulslänge.

Kapitel gezeigten Messungen zur kohärenten Manipulation wurde die Verstimmung der Ramanlaser zum Zwischenzustand $|i\rangle$ auf $\Delta = (23,0 \pm 0,3)$ GHz eingestellt.

Die aus der Anpassung von Gleichung 4.45 ermittelte effektive Rabifrequenz beträgt $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \cdot (1821 \pm 7)$ Hz. Der maximale Populationstransfer des $|F = 2\rangle$ -Zustands von $P_0 = 87.2 \pm 0.4\%$ ergibt sich aus der Anpassung von Gleichung 4.45 an die Messpunkte¹. Daraus folgt, dass durch den Umpumpprozess in den $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand etwa 12% der Atome in den $|m_F \neq 0\rangle$ -Zuständen verbleiben. Dies lässt sich z.B. dadurch erklären, dass der Umpumpstrahl unter einem kleinen Winkel zur x-Achse eingestrahlt wird. Dadurch enthält das von den Atomen absorbierte Licht zu einem geringen Teil auch zirkulares Licht, das dem Umpumpprozess in den $|m_F = 0\rangle$ -Zustand entgegenwirkt. Die Verschiebung auf der Frequenzachse kann aus der Messung zu (-239 ± 8) Hz gegenüber dem Literaturwert [71] von $\omega_{\text{eg}} = 2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5)$ Hz ermittelt werden. Für freie Atome setzt sich dieser Beitrag hauptsächlich aus dem Zeeman-Effekt zweiter Ordnung und der differentiellen Starkverschiebung der Ramanlaser zusammen.

Für den quadratischen Zeeman-Effekt lässt sich durch Näherung der Breit-Rabi-Formel [72] in zweiter Ordnung für die Verschiebung der Grundzustandsaufspaltung durch das Magnetfeld B der Ausdruck

$$\delta_B = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2\hbar \Delta E_{\text{HFS}}} \cdot B^2 \quad (4.46)$$

herleiten. Hierbei sind $\Delta E_{\text{HFS}} = \hbar \omega_{\text{eg}}$ die energetische Hyperfeinaufspaltung, $g_J = 2$ der elektronische und $g_I = -2,93 \times 10^{-3}$ der nukleare Landé-Faktor. Bei dieser

¹Bei dieser Messung wurde noch nicht die erweiterte Präparation (siehe Abschnitt 4.3.2), die die Zustände $|F = 3, m_F \neq 0\rangle$ reinigt, angewendet. Es zeigte sich jedoch, dass bei Anwendung der erweiterten Präparation eine Präparationseffizienz nahe 100% erreicht werden konnte.

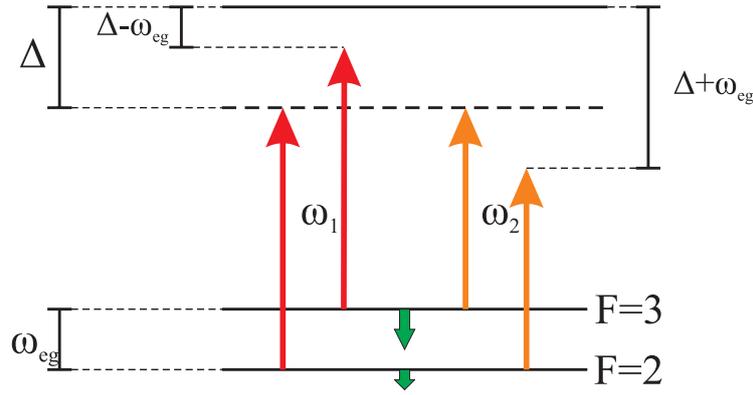


Abbildung 4.9: Entstehung der differentiellen Starkverschiebung δ^{AC} induziert durch die Ramanlaser. Die Lichtfelder der Frequenzen ω_1 und ω_2 koppeln jeweils die Grundzustände $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ mit dem angeregten Niveau. Durch die insgesamt geringere Verstimmung der an $|F = 2\rangle$ koppelnden Lichtfelder gegenüber dem angeregten Zustand wird die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands, selbst bei übereinstimmender Leistung der Ramanlaser, zusammengedrückt.

Messung wurde mit einem Offset-Magnetfeld von $13 \mu\text{T}$ (130 mG) gearbeitet. Dies resultiert in einer energetischen Verschiebung des $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ -Übergangs von $\delta_B = +22 \text{ Hz}$.

Gemäß Gleichung 4.11 lässt sich die differentielle Starkverschiebung der Hyperfein-groundzustände induziert durch die Ramanlaser nur für unterschiedliche Intensität der Lichtfelder verstehen. In den Voraussetzungen wurde jedoch auf die Kopplung des Lichtfeldes \vec{E}_1 an den Zustand $|e\rangle$ und \vec{E}_2 an den Zustand $|g\rangle$ verzichtet. Berücksichtigt man diese Kopplungen, so lässt sich die differentielle Starkverschiebung anhand Abbildung 4.9 verstehen. Beide Ramanlaser koppeln nun jeweils beide Hyperfein-groundzustände an das Zwischenniveau. Da die Verstimnungen der beiden Lichtfelder, die an den $|F = 2\rangle$ -Zustand koppeln, zum oberen Niveau in Summe größer sind als die Verstimmung der Lichtfelder, die an den $|F = 3\rangle$ -Zustand koppeln, ist die Starkverschiebung des unteren Grundzustands geringer als die des oberen. Der Abstand beider Niveaus wird dadurch, auch bei gleicher Intensität beider Ramanstrahlen, verringert. Die Beiträge zur differentiellen Verschiebung lassen sich mit Gleichung 2.6 bestimmen zu

$$\delta^{AC} = \delta_{g1}(I_1, \Delta - \omega_{eg}) + \delta_{g2}(I_2, \Delta) - \delta_{e1}(I_1, \Delta) - \delta_{e2}(I_2, \Delta + \omega_{eg}) \quad (4.47)$$

mit den jeweiligen Starkverschiebungen δ_{kn} des Zustands ($k=g,e$) induziert durch das Lichtfeld mit Intensität I_n ($n=1,2$). Die hiermit ermittelte differentielle Starkverschiebung beträgt $-310 \pm 30 \text{ Hz}$. Zusammen mit der oben ermittelten quadratischen Zeemanverschiebung von 22 Hz stimmt die berechnete Gesamtverschiebung recht gut mit der experimentell bestimmten Verschiebung überein.

Das Inset von 4.8 zeigt gemessene Rabi-Oszillationen an der freien Atomwolke. Rabi-Oszillationen sind gemeinhin ein Indiz für die kohärente Kopplung zweier Energieniveaus aneinander. Bei dieser Messung wird die Differenzfrequenz der Ramanlaser

direkt auf Resonanz mit der Grundzustandsaufspaltung gesetzt und die eingestrahlte Pulslänge variiert. Nach Gleichung 4.45 kommt es nun zu Oszillationen in den Besetzungszahlen der Zustände. Der durchgezogene Graph folgt aus einer Anpassung der numerischen Lösung der Blochgleichungen mit empirisch eingeführten Dämpfungsterm. Die effektive Rabi-Frequenz $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \cdot (1842 \pm 10)$ Hz) stimmt sehr gut mit der aus der Spektrumsmessung ermittelten Frequenz überein. Für die Dämpfungskonstante ergibt sich $\Gamma = 1016 \text{ s}^{-1}$. Diese resultiert nur zum geringen Teil aus der spontanen Streuung von Photonen aus den Ramanstrahlen, die sich zu $\Gamma_{\text{sc}} = 50 \text{ s}^{-1}$ ergibt. Eine mögliche Erklärung wäre, dass der endliche Strahldurchmesser der Ramanstrahlen dafür sorgt, dass Atome an unterschiedlichen Orten in der frei expandierenden Wolke Rabi-Oszillationen mit verschiedenen Frequenzen ausführen. Im Mittel über alle Atome ergäbe sich dann eine Dämpfung des Signals. Da die atomare Wolke jedoch einen wesentlich kleineren $1/e$ -Radius von etwa $90 \mu\text{m}$ gegenüber dem $1/e^2$ -Radius der Ramanlaser von $1,57 \text{ mm}$ besitzt, ist dieser Effekt viel zu gering ist, um die starke Dämpfung zu erklären. Es wäre weiterhin möglich, dass nahresonantes Streulicht, z.B. durch einen breiten Frequenzuntergrund der Diodenlaser des Ramansystems am Ort der Atome präsent war. Abschließend ließ sich nicht klären, warum in diesem Experiment eine so hohe Dämpfung beobachtet wurde.

Auflösung der magnetischen Unterzustände

Sind beide Ramanlaserstrahlen σ^+ -polarisiert, so werden nur Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ getrieben. Es gibt daher fünf mögliche Übergänge bei Aufhebung der m_F -Entartung des HyperfeinGrundzustandes. Die Energieverschiebung der Unterzustände ergibt sich aus der linearen Zeemanverschiebung

$$\Delta E_{m_F} = -\mu_B g_F m_F B. \quad (4.48)$$

Im Spektrum werden diese Übergänge sichtbar, falls der Umpumplaser (Abschnitt 4.3.2) während der Präparation nicht eingestrahlt wird und somit die ursprüngliche Besetzung der Unterzustände erhalten bleibt. Abbildung 4.10 zeigt drei aufgenommene Spektren. Im Gegensatz zum oberen Spektrum wurde bei den beiden unteren Graphen der Umpumplaser nicht eingestrahlt, so dass alle fünf möglichen Übergänge sichtbar werden. Die Gesamtpopulation im $F = 2$ -Zustand verteilt sich hier über alle sieben magnetischen Unterzustände, so dass die Signalhöhe pro Übergang im Vergleich zum oberen Graph kleiner erscheint. In den beiden unteren Graphen wurden zudem unterschiedliche Offset-Felder in z -Richtung angelegt, wodurch sich durch den linearen Zeeman-Effekt unterschiedliche Frequenzabstände der Übergänge ergeben. Rechnet man aus den Frequenzabständen mit 4.48 auf das angelegte Magnetfeld zurück, so ergibt sich ein Wert von $422 \mu\text{T/A}$ ($4,22 \text{ G/A}$), was in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Wert aus Abschnitt 2.3.3 ist.

4.4.2 Ramsey-Spektroskopie

Die Ramsey-Spektroskopie wird hauptsächlich bei Experimenten eingesetzt, bei denen eine systematische Untersuchung von Effekten, die zu einer Verschiebung der atomaren Resonanz führen, durchgeführt werden soll. Die ersten Ramsey-Messungen

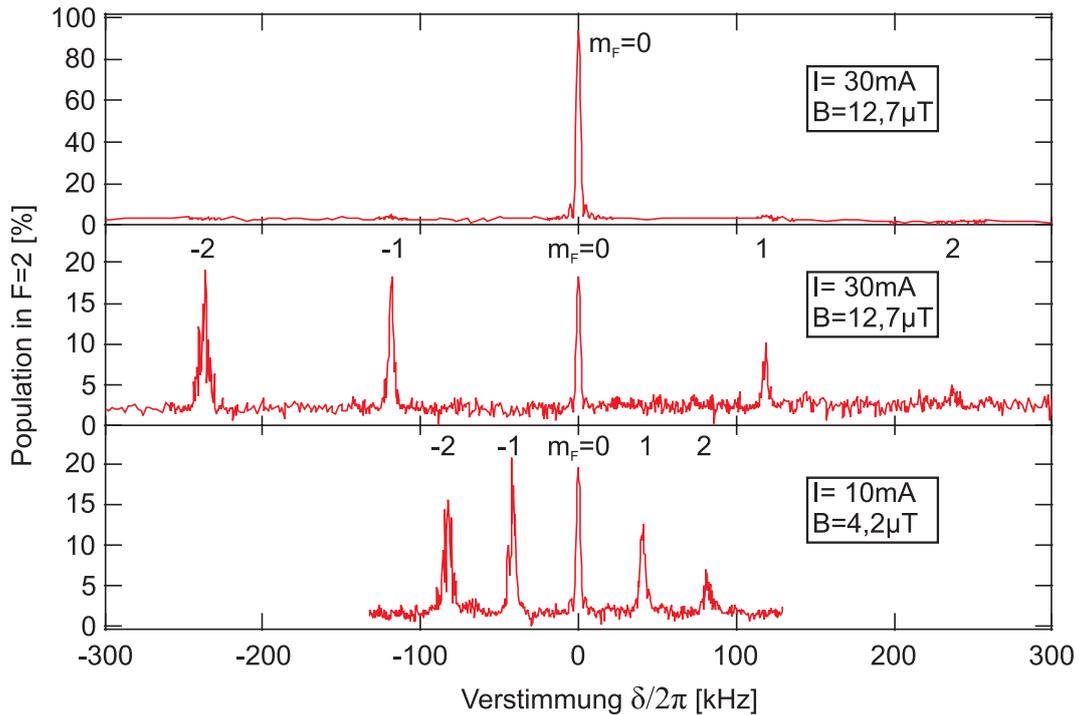


Abbildung 4.10: Spektrum aller möglichen Übergänge mit $\Delta m_F = 0$. Oben: Umpumper war während Präparationsphase eingeschaltet. Die Population wurde in den $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand umpumpt. Mitte: Spektrum bei einem angelegten Offset-Magnetfeld von $12,7 \mu\text{T}$ ($I_{\text{Spule}} = 30 \text{ mA}$). Unten: Spektrum bei einem angelegten Offset-Magnetfeld von $4,2 \mu\text{T}$ ($I_{\text{Spule}} = 10 \text{ mA}$). Die Übergänge rücken linear mit dem angelegten Magnetfeld zusammen.

wurden ursprünglich an Atom- und Molekülstrahlen durchgeführt und wurden als *magnetische Resonanzspektroskopie mit getrennten oszillierenden Feldern* bezeichnet [73, 74]. Die zentrale Idee ist die Einstrahlung von zwei zeitlich getrennten kohärenten Mikrowellenpulsen, die an zwei verschiedenen Orten auf den Atomstrahl eingestrahlt werden. Ramsey-Messungen sind zu einem Standardwerkzeug bei der Realisierung von Atomuhren geworden, bei denen eine äußerst genaue Auflösung der atomaren Resonanzfrequenz erforderlich ist [75, 76].

Veranschaulichung im Bloch-Vektor Modell

Das Prinzip der Ramsey-Spektroskopie ist in Abbildung 4.11 verdeutlicht. Es besteht im Wesentlichen aus der Einstrahlung zweier durch ein Zeitintervall t getrennten Ramanlaser-Pulsen. Zu Anfang zeigt der Blochvektor nach unten, $\vec{R}_0 = (0, 0, -1)$, was einem ^{85}Rb -Atom im Zustand $|F = 2\rangle$ entspricht. Ein $\pi/2$ -Puls dreht nun den Blochvektor um 90° um die u -Achse in die Äquatorialebene $\vec{R} = (0, -1, 0)$. Das Atom befindet sich nun in einer Superposition aus den beiden Hyperfeingrundzuständen. Nachdem die Einstrahlung des $\pi/2$ -Pulses abgeschlossen ist, präzediert der Blochvektor mit der Winkelgeschwindigkeit δ frei in der uv -Ebene. Hierbei ist $\delta = \omega_{12} - \omega_{\text{eg}}$ wiederum die Verstimmung der Differenzfrequenz der Ramanlaser ge-

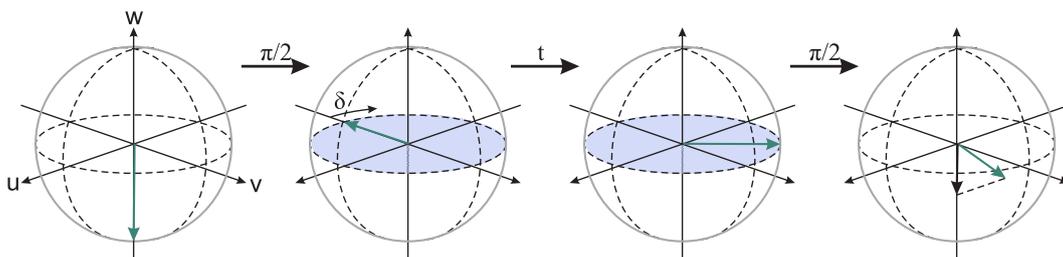


Abbildung 4.11: Ramsey-Spektroskopie veranschaulicht im Blochvektor-Modell. Nach dem ersten $\pi/2$ -Puls rotiert der Blochvektor mit der Kreisfrequenz δ , die der Verstimmung von der atomaren Resonanz entspricht, für eine Zeit t um die w -Achse. Nach dem zweiten $\pi/2$ -Puls wird die w -Komponente des Blochvektors gemessen.

genüber der atomaren Resonanz. In erster Näherung wird δ als klein gegenüber der Rabi-Frequenz und der spektralen Pulsbreite angenommen, so dass eine vollständige Populationsumkehr bei Einstrahlen eines π -Pulses stattfinden könnte. Nach einer freien Präzessionszeit mit der Länge t wird ein zweiter $\pi/2$ -Puls eingestrahlt, so dass der Blochvektor erneut um 90° um die u -Achse gedreht wird. Dabei werden die v - und w -Komponenten des Blochvektors vertauscht. Eine anschließende zustandsselektive Detektion misst nun die Wahrscheinlichkeit, das Atom im Zustand $|F = 2\rangle$ zu finden, was durch die Projektion des Blochvektors auf die w -Achse dargestellt wird. Als Resultat erhält man das Ramsey-Signal, also eine Oszillation der Population im $|F = 2\rangle$ -Zustand als Funktion der Zeit und der Verstimmung δ .

Die Ramsey-Sequenz lässt sich durch den Matrix-Formalismus aus Abschnitt 4.2.2 ausdrücken

$$\vec{R}_{\text{Ramsey}}(t) = \Theta_{\pi/2} \cdot \Phi_{\text{frei}} \cdot \Theta_{\pi/2} \cdot \vec{R}_0, \quad (4.49)$$

wobei $\Theta_{\pi/2}$ und Φ_{frei} die Rotationsmatrizen sind, die bereits in Gleichung 4.28 und 4.29 definiert wurden. Befindet sich der Blochvektor ursprünglich im Zustand $|F = 2\rangle$ ($\vec{R}_0 = (0, 0, -1)$) folgt für die Besetzungsinversion w

$$w_{\text{Ramsey}}(t) = -\cos(\delta t), \quad (4.50)$$

und für die Population im Zustand $|F = 2\rangle$ ergibt sich

$$P_2 = \frac{1}{2} \cdot [1 + \cos(\delta t)]. \quad (4.51)$$

Experimentelle Beobachtung

Bei der nun folgenden Messung wurde auf die frei expandierende Atomwolke eine Ramsey-Sequenz angewandt, bei der die freie Evolutionszeit (Präzessionszeit der Blochvektors) konstant bei 2 ms gehalten wurde. Variiert wurde hingegen die Verstimmung δ der Ramanlaser gegenüber der atomaren Resonanz. Eine solche Sequenz findet ebenfalls bei der Stabilisierung von Atomuhren Anwendung. Das beobachtete Ramsey-Signal ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Die Ramsey-Oszillationen werden dabei durch Gleichung 4.51 beschrieben. Den Oszillationen überlagert zeigt sich zusätzlich eine Einhüllende, die Gleichung 4.45 für $t = \tau_{\pi/2}$ entspricht ($\tau_{\pi/2}$ entspricht

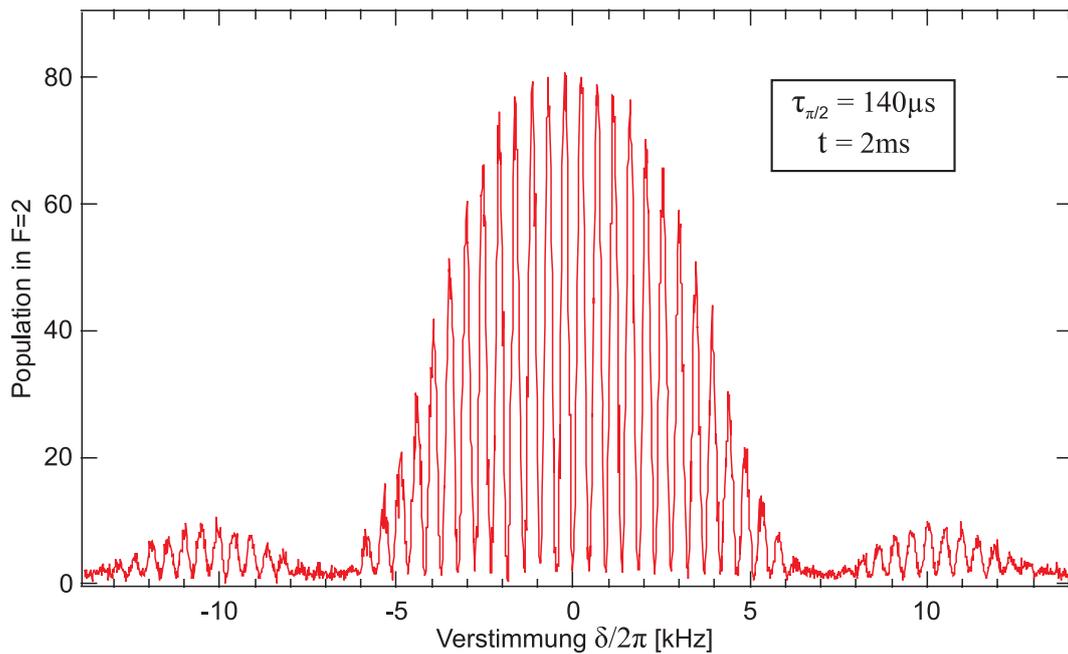


Abbildung 4.12: Population im $F=2$ -Zustand aufgenommen in der Ramsey-Konfiguration. Die Verstimmung ist bezüglich der atomaren Übergangsfrequenz von $\omega_{eg} = 3,035732$ GHz angegeben. Die Variation der Verstimmung δ gegenüber der Resonanzfrequenz führt zu den von Atomuhren bekannten Ramsey-Oszillationen. Die Gesamtmesszeit betrug mehr als vier Stunden!

der Einstrahldauer eines $\pi/2$ -Pulses) und damit doppelt so breit wie das in Abbildung 4.8 gezeigte Spektrum ist. Die Messung ist eine eindrucksvolle Demonstration der Stabilität des Phasenlocks der Ramanlaser. Die vollständige Messzeit betrug über vier Stunden, während denen beide Ramanlaser phasenstabil waren.

Kohärenzzeiten und Quantenzustandstransport

5.1 Einleitung

In einem perfekt geschlossenen Quantensystem kann die Information, die in einer kohärenten Superposition eines atomaren Zweizustandssystems gespeichert wurde nicht verloren gehen. Jegliche Manipulation des Zustandes erfolgt unitär und ist somit reversibel. Ein Quantensystem kann jedoch niemals perfekt von der Umgebung isoliert werden. Ein solches offenes Quantensystem ist charakterisiert durch die Kopplung an die Umgebung. Diese Kopplung bewirkt Dekohärenz, also die Entwicklung eines reinen Zustandes in eine statistische Mischung von Zuständen. Dekohärenz steht somit für die Verbindung von Quantenphysik und klassischer Physik [77].

Die theoretische und experimentelle Untersuchung von Dekohärenz hat in den vergangenen Jahren wachsende Aufmerksamkeit erhalten, z.B. in Verbindung mit Quantencomputern. Ein möglicher Quantencomputer basiert auf der kohärenten Manipulation von *Quantenbits* (Qubits), also Quantensystemen mit zwei koppelbaren Zuständen. Die Kohärenzzeit von Quantenzuständen ist somit ein wichtiger Parameter um die Eignung physikalischer Systeme zur Speicherung und Manipulation von Quanteninformation zu beurteilen. Überdies sind lange Kohärenzzeiten von äußerster Wichtigkeit für Anwendungen in der Präzisionsspektroskopie, wie z.B. Atomuhren. Die Dekohärenz von Quantenzuständen von gefangenen Teilchen ist bisher sowohl an Ionen [78, 79], als auch in optischen Fallen [80, 81] und Magnetfallen (*Atomchips*) [82] untersucht worden.

Die Experimente in diesem Kapitel wurden an in Dipolfallenregistern gefangenen Atomen vorgenommen. Nach einer allgemeinen Beschreibung des experimentellen Ablaufs wird auf die Messung der Kohärenzzeiten eingegangen. Um diese zu messen bedient man sich im Wesentlichen der Echo-Spektroskopie, in Erweiterung zur

Ramsey-Spektroskopie. Nach einer Analyse der Ursachen der Dekohärenz im Experiment, werden die Einflüsse des in Kapitel 3 beschriebenen Transports auf die Kohärenz und Phasenbeziehung der atomaren Zustände untersucht.

5.2 Klassifizierung von Dekohärenzeffekten

Im Experiment werden Ensembles von Atomen untersucht, so dass bei einer Zustandsmessung lediglich Mittelwerte der Populationen beobachtet werden können. Bei einer Ramsey-Messung manifestiert sich dies in einem Abfall des gemessenen Signals mit der Zeit, was auch als *Dephasierung* bezeichnet wird. Im Allgemeinen wird zwischen *homogenen* und *inhomogenen* Effekten unterschieden. Homogene Effekte beeinflussen alle Atome in der gleichen Art und Weise. Inhomogene Effekte hingegen treten nur bei Ensembles von Atomen auf und entstehen aus unterschiedlichen Beeinflussungen der Resonanzfrequenz jedes einzelnen Atoms. Wie weiter unten erklärt wird, ist der wichtigste Unterschied zwischen homogener und inhomogener Dephasierung die Tatsache, dass inhomogene Dephasierung rückgängig gemacht werden kann, wohingegen die homogene Dephasierung einen irreversiblen Prozess darstellt.

Bloch-Gleichungen mit Dämpfung - Homogene Effekte

Die zeitliche Entwicklung eines Zweizustandssystems kann durch die Blochgleichungen 4.19 beschrieben werden. Diese resultieren aus der Herleitung der Dynamik des Zweizustandssystems unter Vernachlässigung von Dämpfungseffekten, wie z.B. dem spontanen Zerfall des angeregten Niveaus. Unter Einbeziehung der Dämpfungsterme lassen sich die optischen Blochgleichungen schreiben als

$$\dot{u} = \delta v - \frac{u}{T_2'} \quad (5.1a)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega_{\text{eff}} w - \frac{v}{T_2'} \quad (5.1b)$$

$$\dot{w} = -\Omega_{\text{eff}} v - \frac{w - w_{\text{st}}}{T_1}. \quad (5.1c)$$

Hierbei wird die in der Kernspinresonanz übliche Notation verwendet. Die longitudinale Relaxationszeit T_1 beschreibt die Zerfallskonstante der Populationsdifferenz w in ihren stationären Zustand w_{st} . Auch Verluste der Atomzahl tragen zu einer Verkürzung von T_1 bei. Die transversale Relaxationszeit T_2' beschreibt den Zerfall der Polarisation des Systems. Die transversale Relaxationszeit T_2' wird hauptsächlich von Effekten beeinflusst, die nicht mit einer Änderung der Populationsdifferenz zusammenhängen. Mögliche Mechanismen, die zum homogenen Dephasieren beitragen sind zum Beispiel Fluktuationen der Intensität des Dipolfallenlasers oder fluktuierende magnetische Felder, die beide eine zeitliche Veränderung der atomaren Resonanzfrequenz aufgrund von Stark- bzw. Zeemanverschiebung bewirken.

Inhomogene Effekte

Abhängig von ihrem Aufenthaltsort können die Atome unterschiedliche Resonanzfrequenzen haben. Dies bedeutet im Blochvektorbild, dass der Blochvektor für jedes

individuelle Atom mit einer anderen Phasengeschwindigkeit präzediert. Die Blochvektoren verlieren damit ihre feste Phasenbeziehung, sie *dephasieren*. Die hiermit verbundene Dephasierungszeit wird als T_2^* bezeichnet. Die Blochgleichungen für ein Ensemble von Atomen behält damit ihre ursprüngliche Form (Gleichungen 5.1) mit dem Unterschied, dass die Komponenten des Blochvektors nun Ensemblemittelwerte darstellen und die homogene Dephasierungszeit T_2' durch die inhomogene Dephasierungszeit T_2^* zur gesamten transversalen Relaxationszeit T_2 ergänzt wird. Der Zusammenhang der Relaxationszeiten ergibt sich aus

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (5.2)$$

Bei in einer Dipolfalle gefangenen Atomen ergibt sich die inhomogene Dephasierungszeit hauptsächlich aus der Energieverteilung der Atome in der Falle. Dies resultiert in einer Verteilung von Starkverschiebungen, da heiße und kalte Atome im Mittel unterschiedliche Intensitäten des Fallenlasers erfahren. Die inhomogene Dephasierung lässt sich besonders gut anhand von Ramsey-Messungen untersuchen und ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

5.3 Kohärente Manipulation von Atomen in Dipolfallenregistern

Das Laden der Atome in das Register ist im Wesentlichen analog zu dem in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren. Der Dipolfallenstrahl besitzt eine Gesamtleistung von 133 mW bei einer Wellenlänge von $\lambda = 815$ nm. Die Strahltaile auf dem Mikrolinsenregister konnte zu etwa $350 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Dies resultiert in einer Falltiefe von $k_B \times 317 \mu\text{K}$ in der zentralen Falle. Beim Umladen der Atome in das Register werden neun Mikrofallen signifikant geladen, wobei in der tiefsten Falle etwa 150 Atome gefangen werden. Alle folgenden Messungen werden, soweit nicht anders erwähnt, nur an der zentralen Falle des Registers vorgenommen.

Nach dem Umladen wird ein Offset-Magnetfeld von $44 \mu\text{T}$ (100 mA Spulenstrom) in z -Richtung, parallel zur Strahlachse der Ramanlaser angelegt, um die Quantisierungsachse zu definieren. Es schließt sich die in Kapitel 4.3.2 beschriebene Präparation an, um die Atome in den $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand zu pumpen. Hierbei beträgt die Präparationseffizienz etwa 68%. Die restlichen Atome verbleiben in den äußerem m_F -Unterzuständen und tragen nicht zu den anschließenden kohärenten Manipulationen bei. Für die Erklärung der verminderten Präparationseffizienz gegenüber der Effizienz bei der freien atomaren Wolke kommen Starkverschiebungen durch den Dipolfallenlaser in Frage, der sich auf die Atome in der Dipolfalle, abhängig von ihrer Gesamtenergie, unterschiedlich auswirkt (siehe Abschnitt 5.4.2). Der Umpumplaser ist somit nicht mit allen Atomen resonant. Es hat sich außerdem gezeigt, dass sich bei geringeren als den hier verwendeten Offset-Magnetfeldern die Präparationseffizienz vermindert. Hier könnten durch den Dipolfallenlaser induzierte Zwei-Photonen-Übergänge zu einer Kopplung der m_F -Unterzustände führen und die Präparationseffizienz vermindern.

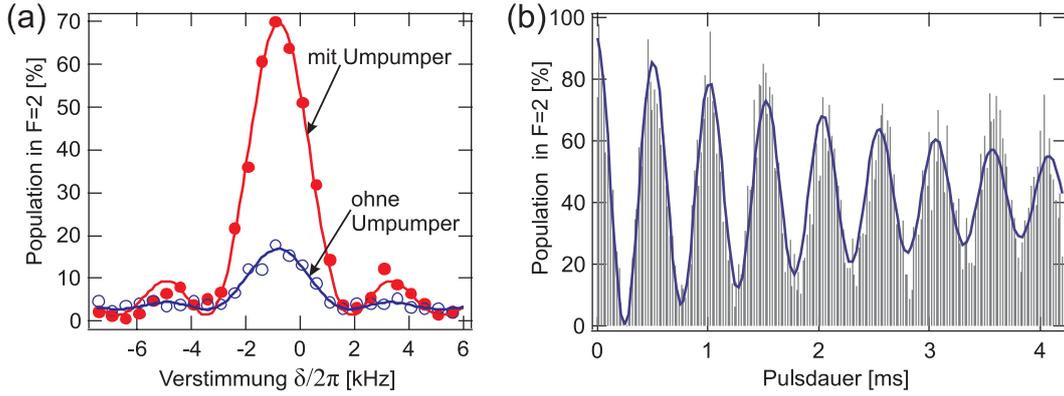


Abbildung 5.1: Kohärente Manipulation von Atomen im Dipolfallenregister. (a) Spektrum aufgenommen in der zentralen Falle des Registers. (b) Rabi-Oszillationen der Atome in der zentralen Falle des Registers.

Ein Vergleich der Spektroskopie des $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergangs mit und ohne Einstrahlen des Umpumpasers während der Präparation zeigt Abbildung 5.1(a). Die Präparation durch den Umpumpaser führt zu einem viermal so starken Signal auf dem $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$ -Übergang, als ohne Umpumpaser. Aus dem Spektrum ergibt sich eine π -Pulsdauer von $t_\pi = (250 \pm 10) \mu\text{s}$ und eine Verschiebung des Spektrums von $(-787 \pm 17) \text{ Hz}$ gegenüber der ungestörten Resonanz. Die Verschiebung durch den quadratischen Zeemaneffekt berechnet sich zu $+251 \text{ Hz}$ und die Verschiebung durch den differentiellen Starkshift der Ramanlaser ergibt sich wieder zu -310 Hz . Die verbleibende Verschiebung von -728 Hz lässt sich durch die differentielle Starkverschiebung des Dipolfallenlasers erklären. Die nach Gleichung 2.9 berechnete differentielle Starkverschiebung am Boden der zentralen Falle des Registers ergibt sich zu -754 Hz . Da die Verschiebung des Spektrums aus einer Mittelung über die Fluoreszenz von Atomen auch in höheren Fallenzuständen resultiert, lässt sich damit die geringere gemessene Verschiebung gegenüber dem Theoriewert erklären.

Um die Atome, die nach dem Umpumpprozess in den $|m_F \neq 0\rangle$ -Zuständen verbleiben, zu entfernen wird die erweiterte Präparation, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, angewendet. Die Atome werden damit zu Anfang im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand präpariert. Abbildung 5.1(b) zeigt Rabi-Oszillationen, die mit den so präparierten Atomen aufgenommen wurden. Jeder Datenpunkt wurde vier mal gemittelt. Aufgrund der anfänglichen Präparation im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand zeigt diese Grafik gegenüber Abbildung 4.8 eine Phasenverschiebung um π . Da nach der erweiterten Präparation alle in der Falle verbleibenden Atome zum Oszillationssignal beitragen, wurde die Population im $F=2$ -Zustand zum Zeitpunkt $t = 0$ auf 100% normiert. Die Schwankungen des Signals von einem Datenpunkt zum nächsten sind eine Folge der Umladeeffizienz von der optischen Melasse in das Dipolfallenregister. Durch leichte Variationen der Position der Melasse zum Umladezeitpunkt treten Fluktuationen von bis zu 20% in der Teilchenzahl auf.

Aus einer Anpassung der numerischen Berechnung der optischen Blochgleichungen mit Dämpfung ergibt sich eine π -Pulsdauer von $(255 \pm 5) \mu\text{s}$ und eine Zerfallsrate

von $\Gamma = 438 \text{ s}^{-1}$. Die Einstrahlung eines $\pi/2$ -Pulses geht also mit einer Reduktion des Gesamtsignals von 94%, die Einstrahlung eines π -Pulses mit einer Reduktion des Gesamtsignals von 89% einher. Die hohe Zerfallsrate lässt sich nur zum Teil aus der Streuung von Photonen aus den Ramanlaserstrahlen erklären, die insgesamt lediglich 50 s^{-1} beträgt. Die spontane Streuung von Photonen aus dem Dipolfallenstrahl ergibt eine Streurrate von weiteren 22 s^{-1} , erklärt die hohe Zerfallsrate jedoch auch nicht. Eine mögliche Erklärung ergibt sich aus der im folgenden Abschnitt 5.2 besprochenen Dephasierung der Phasen der einzelnen Atome, die bereits während der Einstrahlung der Ramanlaser auftritt.

5.4 Ramsey-Spektroskopie

Neben ihrer Bedeutung in der hochgenauen Frequenzauflösung ist die Ramsey-Spektroskopie eine geeignete Technik um Dephasierungs- und Dekohärenzeffekte zu untersuchen. Die in diesem Kapitel durchgeführten Ramsey-Experimente wurden in Dipolfallenregistern durchgeführt.

5.4.1 Experimentelle Durchführung

Für die experimentelle Realisierung der Ramsey-Spektroskopie sind Aufbau und Abfolge des Experiments im Wesentlichen identisch zu der im vergangenen Kapitel beschriebenen Aufnahme von Rabi-Oszillationen. Gearbeitet wurde auch hier mit der erweiterten Präparation, bei der alle Atome im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand präpariert werden. Die Leistung des Dipolfallenlasers wurde bei einer Wellenlänge von $\lambda = 815 \text{ nm}$ auf 149 mW stabilisiert. Bei einem Strahldurchmesser von $(523 \pm 11) \mu\text{m}$ am Ort des Registers folgt für die zentrale Falle eine Tiefe von $U_0 = k_B \times 161 \mu\text{K}$. Untersucht werden auch hier wieder nur die Atome, die in der zentralen Falle gefangen wurden.

Das erwartete Signal entspricht Gleichung 4.51. Anstatt allerdings die Verstimmung δ der Ramanlaser zu verändern, wurde bei dieser Messung die Zeit t bei konstantem δ variiert. Die Verstimmung δ wurde so gewählt, dass mehrere Oszillationen während der zugänglichen Messzeit sichtbar wurden. Es wurde darauf geachtet, dass die Verstimmung genügend klein gegenüber der Rabi-Frequenz bleibt, um im Bereich einer resonanten Anregung zu bleiben. Ein experimentell aufgenommenes Ramsey-Signal ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Untersucht wurde die zentrale Falle im Register, in der nach der Präparationsphase etwa 125 Atome gefangen sind. Jeder Datenpunkt resultiert aus einer Mittelung von drei Einzelmessungen. Die maximale Population im $F=2$ -Zustand beträgt lediglich etwa 90%. Dies ist eine Folge des Abfalls im Signal, dass während der Einstrahlung der beiden $\pi/2$ -Pulse auftritt, wie dies bereits bei der Messung der Rabi-Oszillationen beschrieben wurde. Das gemessene Ramsey-Signal zeigt einen deutlichen Abfall mit der Zeit, der nicht exponentiell ist. Dieser Abfall resultiert aus der inhomogenen Dephasierung, die durch die Zeitkonstante T_2^* beschrieben wird. Dephasierung tritt dadurch auf, dass zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen (und genau genommen auch *während* der $\pi/2$ -Pulse) die Blochvektoren jedes einzelnen Atoms mit einer unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeit präzedieren (Abbildung 5.3). Da die Präzessionsfrequenzen den Oszillationsfrequenzen des

Ramsey-Signale entsprechen, ist das beobachtete Ramsey-Signal eine Überlagerung vieler Oszillationen unterschiedlicher Frequenz, welche sich daher mit der Zeit auswaschen. Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass der dominierende Effekt, der für diese Frequenzauffächerung verantwortlich ist, auf die Energieverteilung der Atome in der Falle zurückgeführt werden kann, die zu unterschiedlichen Starkverschiebungen der atomaren Resonanz führt.

5.4.2 Inhomogene Dephasierung

In Gleichung 2.9 wurde die differentielle Starkverschiebung für Atome angegeben, die sich im Potentialminimum befinden, wo die differentielle Starkverschiebung am größten ist. Üblicherweise besitzen die Atome jedoch eine endliche Temperatur, so dass diese im Fallenpotential unterschiedlich hohe Oszillationen um den Fallennullpunkt ausführen. Im Mittel erfährt damit ein *heißes* Atom ein geringeres Fallenpotential, ein *kaltes* Atom hält sich vorzugsweise nahe des Fallenbodens auf, wo die differentielle Starkverschiebung am größten ist.

Die Energieverteilung der Atome in der Falle kann als eine dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (5.3)$$

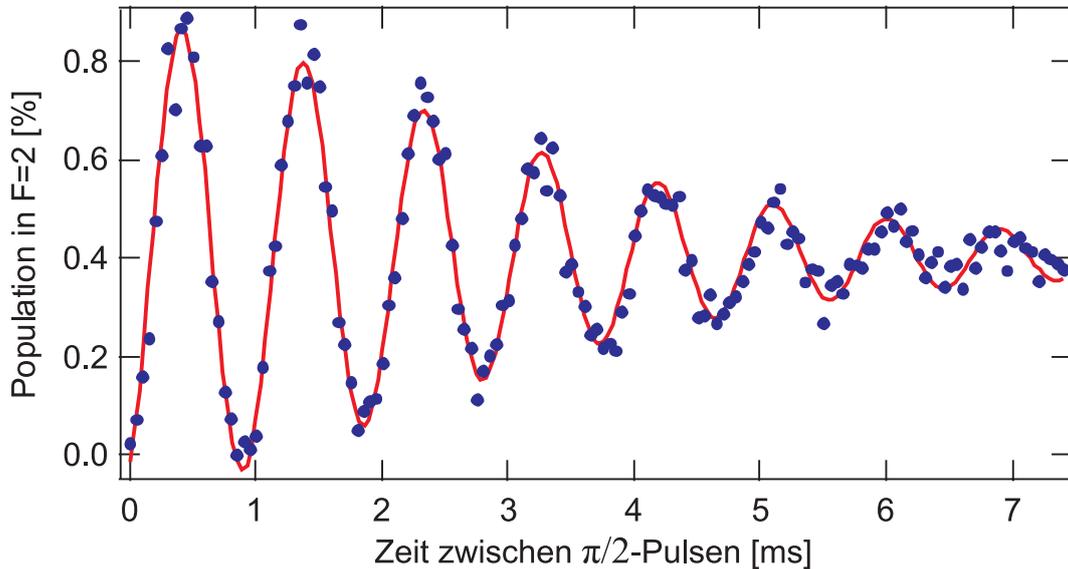


Abbildung 5.2: Ramsey-Oszillationen in der zentralen Falle des Registers für eine Falltiefe von 149 μK . Der Abfall des Signals mit einer Zeitkonstanten von $T_2^* = 3,8 \text{ ms}$ wird hauptsächlich durch die inhomogene Dephasierung bestimmt. Jeder Datenpunkt resultiert aus einer Mittelung über drei Einzelmessungen. Zu Anfang tragen etwa 125 Atome zum Signal bei. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus einer Anpassung von Gleichung 5.14.

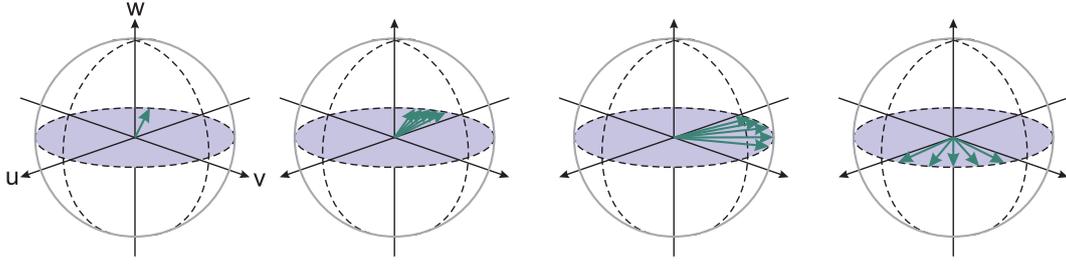


Abbildung 5.3: *Inhomogene Dephasierung.* Die Blochvektoren der einzelnen Atome präzedieren mit unterschiedlicher Winkelgeschwindigkeit. Dadurch unterscheiden sich bei Detektion die w -Komponenten der einzelnen Atome und führen zu einem Signalverlust charakterisiert durch die Dephasierungszeit T_2^* .

angenommen werden (siehe Anhang B). Hierbei ist $E = E_{\text{kin}} + U$ die Summe aus kinetischer und potentieller Energie. In einem harmonischen Potential sagt das Virialtheorem aus, dass die mittlere potentielle Energie gerade der halben Gesamtenergie $U = E/2$ entspricht. Mit Gleichung 2.9 ist somit die differentielle Starkverschiebung eines Atoms der Energie E gegeben durch

$$\delta_{\text{diff}}(E) = \delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} + \frac{E}{2\hbar} \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}}, \quad (5.4)$$

wobei $\delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} < 0$ die maximale differentielle Starkverschiebung in der Falle ist. Für ein Atom am Boden der Falle ist $E = 0$. Die Verteilung der differentiellen Starkverschiebungen $\tilde{\alpha}(\delta_{\text{diff}})$ entspricht nun bis auf einen konstanten Faktor der Energieverteilung $p(E)$ [83]

$$\tilde{\alpha}(\delta_{\text{diff}}) = \frac{K^3}{2} (\delta_{\text{diff}} - \delta_{\text{dip}}^{\text{AC}})^2 \exp[-K(\delta_{\text{diff}} - \delta_{\text{dip}}^{\text{AC}})] \quad \text{mit} \quad K(T) = \frac{2\hbar}{k_B T} \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\Delta_{\text{HFS}}}. \quad (5.5)$$

Um den Einfluss der Verteilung der Verstimmungen auf die Form des Ramsey-Signals zu berechnen, geht man zunächst wieder von der w -Komponente des Bloch-Vektors aus

$$w_{\text{Ramsey}} = \cos(\delta t), \quad (5.6)$$

wobei δ die Verstimmung der Ramanlaser gegenüber der atomaren Resonanz ω_0 ist. Diese ist, wie bereits beschrieben, im Normalfall von der Grundzustandsaufspaltung ω_{eg} verschieden

$$\omega_0 = \omega_{\text{eg}} + \delta_{\text{diff}} + \delta^{\text{AC}} + \delta', \quad (5.7)$$

so dass sich die Verstimmung der Ramanlaser gegenüber der ungestörten atomaren Resonanz ω_{eg} zu

$$\delta_{\text{sum}} = \delta_{12} + \delta^{\text{AC}} + \delta_{\text{diff}} + \delta' \quad (5.8)$$

ergibt. Hierbei ist δ_{12} die Verstimmung vom ungestörten Übergang, δ^{AC} die differentielle Starkverschiebung induziert durch die Ramanlaser, δ_{diff} die differentielle Starkverschiebung induziert durch den Dipolfallenlaser, und δ' kennzeichnet alle sonstigen Verschiebungen, die sich auf die Resonanzfrequenzen aller Atome gleichartig auswirken (z.B. Magnetfeldfluktuationen und Intensitätsfluktuationen des Fallenlasers).

Mittelt man nun über alle differentiellen Starkverschiebungen δ_{diff} erhält man für die Besetzungsinversion

$$w_{\text{Ramsey}}(t) = \int_{\delta_{\text{dip}}^{\text{AC}}}^{\infty} \tilde{\alpha}(\delta_{\text{diff}}) \cos[(\delta_{12} + \delta^{\text{AC}} + \delta_{\text{diff}} + \delta')t] d\delta_{\text{diff}}. \quad (5.9)$$

Dies bedeutet, dass sich die Form des Ramsey-Signals auf die Kosinus-Fouriertransformierte der atomaren Energieverteilung zurückführen lässt. In 5.9 wurde der obere Integrand entgegen dem physikalisch sinnvollen Wert von 0 auf ∞ gesetzt. Dies ändert nicht das physikalische Ergebnis, macht hingegen das Integral analytisch lösbar

$$w_{\text{Ramsey}}(t) = \alpha(t, T_2^*) \cos[\delta' t + \kappa(t, T_2^*)], \quad (5.10)$$

mit der zeitabhängigen Amplitude $\alpha(t, T_2^*)$ und der Phasenverschiebung $\kappa(t, T_2^*)$

$$\alpha(t, T_2^*) = \left[1 + 0,95 \left(\frac{t}{T_2^*} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad \text{und} \quad \kappa(t, T_2^*) = -3 \arctan \left(0,97 \frac{t}{T_2^*} \right). \quad (5.11)$$

Die Phasenverschiebung resultiert aus der Asymmetrie der Wahrscheinlichkeitsverteilung $\tilde{\alpha}(\delta_{\text{diff}})$. Die heißen Atome im Schwanz der Maxwell-Boltzmann-Verteilung tragen zu einer schnelleren Phasenveränderung bei als die kalten Atome und dephasieren damit schneller. Die Tatsache, dass die heißen Atome für lange Zeiten nicht mehr zum Signal beitragen, resultiert in einer Verschiebung der mittleren differentiellen Starkverschiebung δ_{diff} in Richtung negativer Werte.

Die Dämpfung der Amplitude des Ramsey-Signals erfolgt nicht exponentiell. Ungeachtet dessen lässt sich eine inhomogene (reversible) Dephasierungszeit T_2^* als $1/e$ -Wert der Amplitude $\alpha(t)$ angeben

$$\alpha(T_2^*) \stackrel{!}{=} e^{-1} \quad \Rightarrow \quad T_2^* = \sqrt{e^{2/3} - 1} K = 0,97 \frac{2\hbar}{k_B T} \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\Delta_{\text{HFS}}}. \quad (5.12)$$

Somit hängt die reversible Dephasierungszeit T_2^* nur invers proportional von der Temperatur des atomaren Ensembles ab und zeigt keine Abhängigkeit von jeglichen anderen Parametern.

Bei der erweiterten Präparation ergibt sich nun für die Anzahl der Atome im Zustand $F=2$

$$P_{2,\text{Ramsey}}(t) = A \cdot w_{\text{Ramsey}}(t) + B \quad (5.13)$$

$$= A \cdot \left[1 + 0,95 \left(\frac{t}{T_2^*} \right)^2 \right]^{-3/2} \cos[\delta_{\text{sum}} t + \kappa(t) + \phi] + B. \quad (5.14)$$

Hierbei wurden die Konstanten A und B als freie Parameter eingeführt, die sich aus der Anpassung von Gleichung 5.14 an die Messdaten ergeben¹. Die anderen freien Parameter sind die Summe aller Verstimmungen $\delta_{\text{sum}} = \delta_{12} + \delta^{\text{AC}} + \delta_{\text{dip}}^{\text{AC}} + \delta'$ und die inhomogene Dephasierungszeit T_2^* . Weiterhin wird ein Phasenfaktor ϕ eingeführt, der die Rotation des Bloch-Vektors um die w -Achse berücksichtigt, die bereits während der Raman-Pulse auftritt. Aus Gleichung 5.12 lässt sich außerdem prinzipiell

¹Bei der erweiterten Präparation sind die Parameter A und B im allgemeinen negativ.

die Temperatur des atomaren Ensembles aus der inhomogenen Dephasierungszeit T_2^* berechnen.

Eine Anpassung von Gleichung 5.14 an die Messdaten von Abbildung 5.2 führt auf eine Dephasierungszeit von $T_2^* = 3,8$ ms. Daraus berechnet sich aus der Energieverteilung der Atome in der Falle eine Temperatur von $T = 16,8$ μ K. Für die Phase ϕ ergibt sich ein Wert von $\phi = 0,47$, der durch die Präzession des Blochvektors bereits während der Einstrahlung der $\pi/2$ -Pulse zustande kommt.

5.5 Echo-Spektroskopie

Die Ramsey-Spektroskopie erlaubt lediglich eine Untersuchung der inhomogenen Dephasierungszeit T_2^* . Die wesentlich längeren Zeitkonstanten T_2' und T_1 werden durch das Messverfahren nicht sichtbar. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass sich die inhomogene Dephasierung im Prinzip umkehren lässt. Hierfür wird die sogenannte Spin-Echo-Methode verwendet, die erstmals für Kernspinresonanz angewandt [84] und ebenfalls in optischen Dipolfallen demonstriert wurde [85].

5.5.1 Experimentelle Durchführung

Veranschaulichung im Blochvektor-Model

Die Spin-Echo-Methode unterscheidet sich von der Ramsey-Spektroskopie durch Einfügen eines π -Pulses und einer anschließenden variablen Wartezeit t zwischen den $\pi/2$ -Pulsen. Den Effekt veranschaulicht Bild 5.4(a). Nach dem ersten $\pi/2$ -Puls zum Zeitpunkt $t = 0$, starten alle Blochvektoren bei $\vec{R}(0) = (0, -1, 0)$. Innerhalb des folgenden Zeitintervalls dephasieren die Blochvektoren der einzelnen Atome. Zum Zeitpunkt $t = \tau_\pi$ wird der π -Puls eingestrahlt, der die Blochvektoren um 180° um die u -Achse dreht. Die nun folgende zeitliche Entwicklung lässt die Blochvektoren nun wieder rephasieren, so dass zum Zeitpunkt $t = 2\tau_\pi$ alle Blochvektoren komplett rephasiert im Zustand $\vec{R}(2\tau_\pi) = (0, 1, 0)$ vorliegen. Analog zur Ramsey-Sequenz lässt sich die zeitliche Entwicklung des Blochvektors durch den Matrixformalismus ausdrücken,

$$\vec{R}_{\text{echo}}(t) = \Theta_{\pi/2} \cdot \Phi_{\text{free}}(t - \tau_\pi) \cdot \Theta_\pi \cdot \Phi_{\tau_\pi} \cdot \Theta_{\pi/2} \cdot \vec{R}_0. \quad (5.15)$$

Hierbei ist τ_π die Zeit zwischen dem $\pi/2$ - und dem π -Puls und $t > \tau_\pi$ der Zeitpunkt des zweiten $\pi/2$ -Pulses. In Abwesenheit der inhomogenen Dephasierung ergibt sich dann für die w -Komponente des Bloch-Vektors

$$w_{\text{echo}}(t) = -\cos \delta(t - 2\tau_\pi), \quad (5.16)$$

wobei δ wiederum die Verstimmung der Ramanlaser gegenüber der atomaren Resonanz ist. Analog zu Abschnitt 5.4.2 ergibt sich dann das Echo-Signal mit inhomogener Dephasierung durch Integration über alle differentiellen Starkverschiebungen δ_{diff}

$$w_{\text{echo}}(t) = \int_{\delta_{\text{dip}}}^{\infty} -\tilde{\alpha}(\delta_{\text{diff}}) \cos[(\delta_{12} + \delta^{\text{AC}} + \delta_{\text{diff}} + \delta')(t - 2\tau_\pi)] d\delta_{\text{diff}}, \quad (5.17)$$

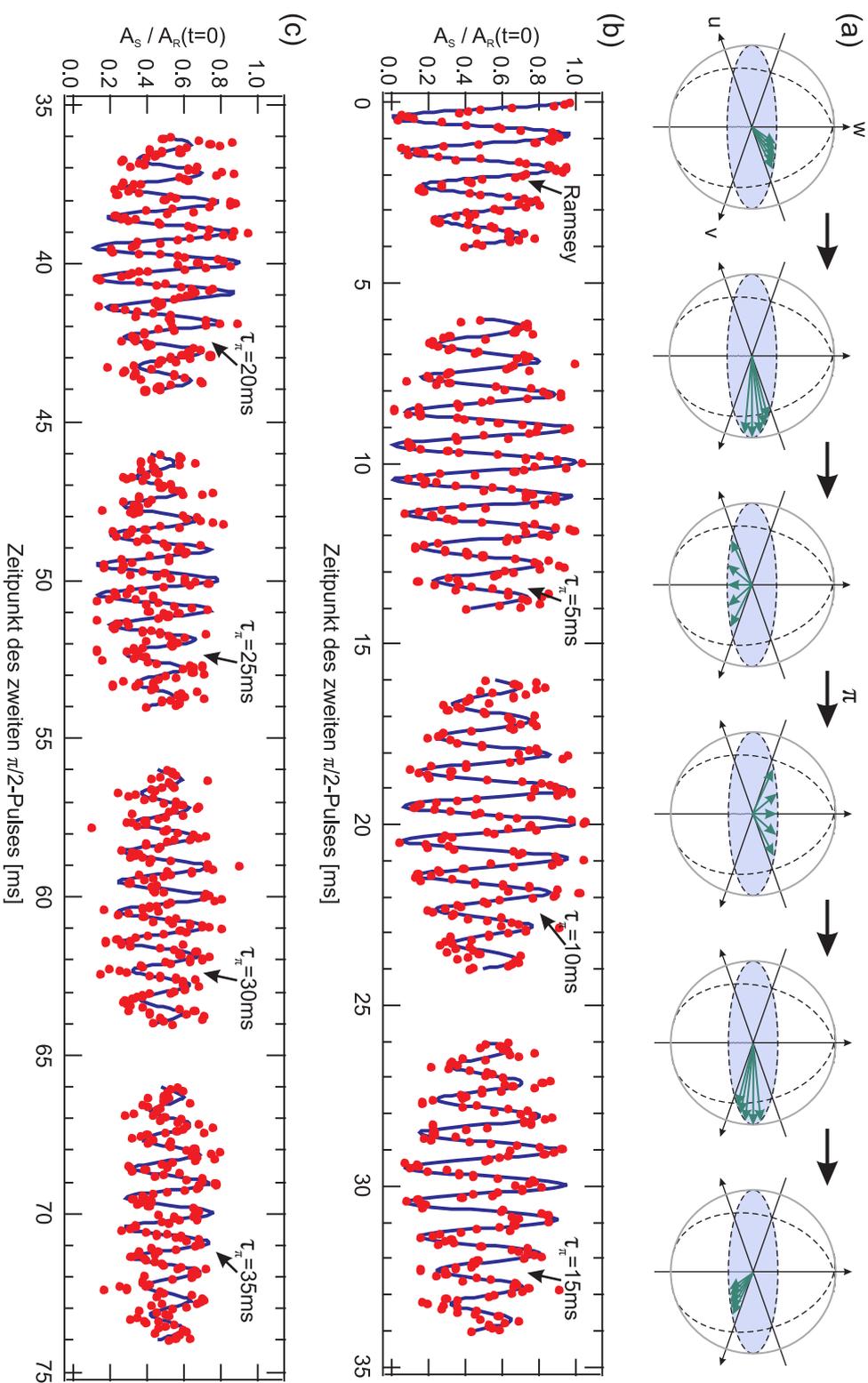


Abbildung 5.4: (a) Spin-Echo. Das Einfügen eines π -Pulses zwischen den beiden Ramsey-Pulsen führt zu einer Rephasierung des Blochvektors. (b) und (c) Gemessene Spin-Echos für variable freie Evolutionszeiten in der zentralen Falle des Registers. Für spätere Zeitpunkte des π -Pulses führt die homogene Dephasierung zu einer Verringerung des Signals. Die Amplituden sind im Verhältnis zur Ramsey-Amplitude zum Zeitpunkt $t = 0$ angegeben. Die Messpunkte wurden nicht gemittelt.

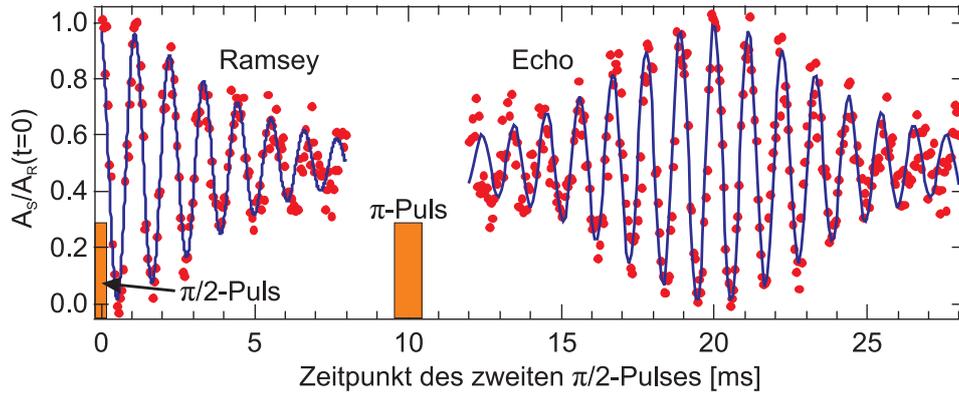


Abbildung 5.5: Ramsey- und Echo-Messung an Atomen in der zentralen Falle des Registers. Das Einstrahlen eines π -Pulses bei $t = 10$ ms führt zu einer Umkehr der inhomogenen Phasenentwicklung. Jeder Datenpunkt resultiert aus einer Mittelung von fünf Einzelmessungen.

wobei δ wieder durch die Summe aller beitragenden Verstimmungen ersetzt wurde. Die Integration führt zu dem bereits bekannten Resultat

$$w_{\text{echo}}(t) = -\alpha(t - 2\tau_{\pi}) \cos[(\delta_{12} + \delta^{\text{AC}} + \delta_{\text{diff}} + \delta')(t - 2\tau_{\pi}) + \kappa(t - 2\tau_{\pi})], \quad (5.18)$$

mit der in Abschnitt 5.4.2 definierten Amplitude $\alpha(t)$ und der Phasenverschiebung $\kappa(t)$. Die Form des Echo-Signals ist damit die gleiche, wie die des Ramsey-Signals mit Ausnahme des vorstehenden Minus-Zeichens, dass durch die zusätzliche Einstrahlung des π -Pulses entsteht. Das Maximum des Echo-Signals erhält man bei $t = 2\tau_{\pi}$.

Beobachtungen

Ein typisches Echo-Signal ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Messdaten wurden an einem atomaren Ensemble (etwa 150 Teilchen) in der zentralen Falle des Registers ($U_0 = k_B \times 161 \mu\text{K}$) aufgenommen. Jeder Datenpunkt resultiert aus einer Mittelung von fünf Einzelmessungen. Die Einstrahlung des π -Pulses bei $\tau_{\pi} = 10$ ms führt zu einem Spin-Echo-Signal, das wie erwartet um $2\tau_{\pi} = 20$ ms erscheint. Als Vergleich wurde zusätzlich eine Ramsey-Messung unter identischen Parametern aufgenommen. Da allerdings die gesamte Einstrahldauer der Ramanlaser beim Echo-Signal doppelt so hoch ist, wie bei der Ramsey-Messung, verliert man bei ersterer durch die spontane Streuung von Photonen aus den Ramanlaserstrahlen doppelt so viel an Signal wie bei der Ramsey-Messung. Um die Amplitude des Echo-Signals A_S trotzdem mit der Amplitude des Ramsey-Signals $A_R(t = 0)$ vergleichen zu können, wurde der zweite $\pi/2$ -Puls der Ramsey-Sequenz durch einen $3\pi/2$ -Puls ersetzt. Damit wird lediglich das Ramsey-Signal invertiert, die gesamte Einstrahldauer der Ramanlaser sind jedoch für die Ramsey-Messung sowohl für die Echo-Messung gleich lang.

An die Daten wurden die Funktionen aus Gleichung 4.51 bzw. 5.18 angepasst. Als Amplitudenverhältnis ergibt sich daraus ein Verhältnis von $A_S/A_R(t = 0) = 96\%$. A_S bezeichnet dabei die maximale Amplitude des Echo-Signals, $A_R(t = 0)$ die maximale Amplitude des Ramsey-Signals. Da Dephasierung und Rephasierung auf

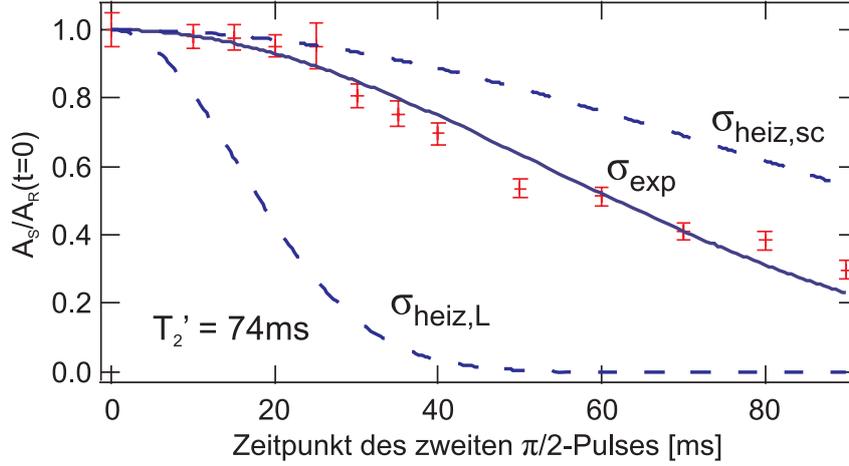


Abbildung 5.6: Abfall des Amplitudenverhältnisses von gemessenen Echo- zu Ramsey-Signal σ_{exp} mit dem Zeitpunkt des zweiten $\pi/2$ -Pulses, bzw. längerer freier Evolution. Das Signal zeigt einen gaussförmigen Abfall, was auf die homogene Dephasierung als Zerfallsmechanismus zurückschließen lässt. Die gestrichelten Kurven basieren auf der theoretischen homogenen Dephasierung durch Heizeffekte abgeschätzt durch die Lebensdauer in der Falle ($\sigma_{\text{heiz,L}}$) und Energiegewinn der Atome bewirkt durch Photonstreuung ($\sigma_{\text{heiz,sc}}$).

den gleichen inhomogenen Effekten beruhen, stimmen die reversiblen Zeitkonstante des Ramsey-Signals $T_{2,\text{Ramsey}}^* = (5,05 \pm 0,29)$ ms und des Echo-Signals $T_{2,\text{echo}}^* = (5,41 \pm 0,24)$ ms innerhalb der Fehler gut überein. Bei der Aufnahme mehrerer Echo-Signale mit steigender Wartezeit τ_π beobachtet man einen Abfall der maximalen Echo-Amplitude (Abbildung 5.4(b) und (c)). Aus der Anpassung von Gleichung 5.18 an jedes aufgenommene Echo-Signal ergibt sich der Abfall des Amplitudenverhältnisses $A_S/A_R(t=0)$ mit dem Zeitpunkt des zweiten $\pi/2$ -Pulses. Dies ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Ein Modell für den Abfall des Amplitudenverhältnisses gibt der nächste Abschnitt.

5.5.2 Homogene Dephasierung

Der Abfall der Spin-Echo-Amplitude resultiert aus der homogenen (irreversiblen) Dephasierung, die durch die Zeitkonstante T_2' charakterisiert wird. Der Zerfall der Population mit der Zeitkonstanten T_1 wird vernachlässigt, da diese hauptsächlich durch die spontane Streuung von Photonen aus dem Dipolfallenstrahl resultiert, der die beiden Hyperfeingrundzustände über einen Raman-Prozess aneinander koppelt. Im Falle großer Verstimmungen lässt sich zeigen [86], dass sich für einen den Zustand ändernden Prozess die beteiligten Übergangsmatrixelemente zu Null addieren. Für die bei diesen Messungen verwendeten Fallenparametern ergibt sich eine spontane Streurrate von Photonen aus dem Dipolfallenstrahl von 11 s^{-1} . Bei diesen Parametern ist die Wahrscheinlichkeit für einen den Zustand ändernden Raman-Prozess lediglich $< 1 \text{ s}^{-1}$. Als Konsequenz können die unterschiedlichen Zeitkonstanten ($T_2^* \gg T_2' \gg T_1$) unabhängig voneinander untersucht werden.

Homogene Dephasierung kommt durch eine Fluktuation der Verstimmung $\delta(t)$ während der Phasen der freien Präzession des Blochvektors zustande, die nicht rückgängig gemacht werden kann. Während der freien Präzession überstreicht der Blochvektor im allgemeinen Fall in einem Zeitintervall t_1 bis t_2 den Winkel

$$\Phi(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \delta(t') dt'. \quad (5.19)$$

Wenn die aufgesammelten Phasen während der freien Präzession vor und nach dem π -Puls nicht gleich sind $\Phi(0, \tau_\pi) \neq \Phi(\tau_\pi, 2\tau_\pi)$, führt dies zu einer Phasenverschiebung der Oszillationen des Echo-Signals. Um die aufgesammelte Phasendifferenz $\Phi(\tau_\pi, 2\tau_\pi) - \Phi(0, \tau_\pi)$ zu berücksichtigen, lässt sich diese als über die Zeit τ_π gemittelte Frequenzverschiebung $\Delta\delta$ ausdrücken, die nur während der zweiten freien Evolutionszeit auftritt. Die zeitliche Entwicklung des Blochvektors während der Echo-Sequenz lautet dann

$$\vec{R}_{\text{echo}}(\Delta\delta, 2\tau_\pi) = \Theta_{\pi/2} \cdot \Phi_{\text{frei}}(\delta + \Delta\delta, \tau_\pi) \cdot \Theta_\pi \cdot \Phi_{\text{frei}}(\delta, \tau_\pi) \vec{R}_0, \quad (5.20)$$

was für die Inversion

$$w_{\text{echo}}(\Delta\delta, 2\tau_\pi) = -\cos(\Delta\delta \cdot \tau_\pi) \quad (5.21)$$

ergibt. Die homogene Dephasierung tritt einerseits auf, wenn die Atome in der Falle eine jeweils andere zufällige Verstimmungsdifferenz $\Delta\delta$ erfahren. Andererseits tritt homogene Dephasierung auf, wenn jedes Atom die gleiche Verstimmungsdifferenz $\Delta\delta$ erfährt, egal in welchem Zustand es sich befindet und welche Energie es in der Falle besitzt, die Verstimmungsdifferenz jedoch zwischen den Experimentzyklen fluktuiert. Bei einer Mittelung über viele Datenpunkte (bzw. über viele Atome) ergibt sich dann ein reduziertes Signal. Die Fluktuationen der Verstimmungsdifferenzen lassen sich durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\Delta\delta, \tau_\pi)$ beschreiben, die als normierte Gaussverteilung angenommen wird

$$p(\Delta\delta, \tau_\pi) = \frac{1}{\sigma(\tau_\pi)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta\delta)^2}{2\sigma(\tau_\pi)^2}}, \quad (5.22)$$

mit der quadratischen Abweichung $\sigma(\tau)^2$ vom Mittelwert $\overline{\Delta\delta} = 0$. Da sich das gemessene Signal im Wesentlichen aus einer Wiederholung der gleichen experimentellen Sequenz ergibt, folgt für die Inversion bei der angenommenen Streuung $p(\Delta\delta, \tau_\pi)$

$$w_{\text{echo}}(2\tau_\pi) = \int_{-\infty}^{\infty} -\cos(\Delta\delta\tau_\pi) p(\Delta\delta, \tau_\pi) d\Delta\delta \quad (5.23)$$

$$= e^{-\frac{1}{2}\tau_\pi^2\sigma(\tau_\pi)^2}, \quad (5.24)$$

und damit im Falle homogener Dephasierung eine gaussförmige Abnahme der Echo-Amplitude zum Zeitpunkt $t = 2\tau_\pi$, also bei vollständiger Umkehr der inhomogenen Dephasierung. Die homogene Dephasierungszeit T'_2 wird nun als die Zeit definiert, in der die maximale Amplitude des Echo-Signals auf ihren $1/e$ -Wert abgefallen ist

$$T'_2 = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\tau_\pi}}. \quad (5.25)$$

Für die homogene Dephasierungszeit der in Abbildung 5.6 dargestellten Messung, ergab sich aus der Anpassung von Gleichung 5.24 an die Messdaten ein Wert von $T_2' = (74 \pm 1,3)$ ms. Dies liegt weit unter dem Inversen der Streurrate, die sich durch die spontane Absorption von Photonen aus dem Dipolfallenstrahl ergibt, die bei Änderung des Hyperfeingrundzustandes zur Dekohärenzzeit T_1 beitragen würde. Der Beobachtete Abfall der Echo-Amplitude wird also durch homogene Dephasierung bewirkt. Im folgenden Kapitel sollen nun deren Ursachen diskutiert werden.

5.5.3 Analyse der Dephasierungsmechanismen

Intensitätsfluktuationen des Fallenlasers

Die Intensitätsfluktuationen des Fallenlasers konnten mithilfe der Photodiode überprüft werden, die für die Stabilisierung der Fallenlaserleistung im Experiment eingesetzt wird, und betragen $\Delta I/I < 0,01\%$. Die Fluktuationen der Intensität wurden mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen und aus den ausgelesenen Daten die Standardabweichung bestimmt. Die Intensitätsfluktuationen übertragen sich durch den differentiellen Starkshift direkt auf die Fluktuation der Frequenz der atomaren Resonanz (Gleichung 2.9). Damit lässt sich die Breite der Fluktuationen zu $\sigma_1 < 0,01$ Hz abschätzen, was zu einer homogenen Dephasierungszeit T_2' im Bereich von mehreren Minuten führt. Die Intensitätsfluktuationen des Fallenlasers tragen somit nicht zur homogenen Dephasierung bei.

Magnetfeldfluktuationen

Magnetfeldfluktuationen entstehen in erster Linie durch elektrische Geräte im Labor und durch die Netzteile für die Offset-Spulen. Die Magnetfeldfluktuationen konnten am Experiment lediglich außerhalb der Glaszelle, etwa 3 cm von der Position der Atome entfernt mit einem Teslameter gemessen werden. Auch hier wurden die Daten mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen und die Standardabweichung bestimmt. Hierfür ließ sich, bedingt durch die Messgenauigkeit des Teslameters nur eine Obergrenze von $\Delta B < 0,1 \mu\text{T}$ (1 mG) angeben. Die Frequenzverschiebung des $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergangs wird nur durch den quadratischen Zeeman-Effekt beeinflusst, was zu einer Breite der Frequenzverschiebungen in der Größenordnung von etwa $\sigma_B \approx 1$ Hz führt. Die homogene Dephasierungszeit liegt damit im Bereich mehrerer Sekunden. Die Magnetfeldfluktuationen tragen somit nicht zur homogenen Dephasierung bei.

Heizeffekte

Heizeffekte können in Dipolfallen signifikante Quellen für irreversible Dephasierung sein. *Heizen* bedeutet eine Erhöhung der kinetischen Energie eines Teilchens, was dazu führt, dass es in der Falle höhere Energiezustände einnehmen kann. Eine konstante Heizrate \dot{E} erhöht somit die mittlere Energie der Atome im zweiten Zeitintervall der freien Präzession $[\tau_\pi, 2\tau_\pi]$ gegenüber dem ersten Intervall $[0, \tau_\pi]$ um $\dot{E}\tau_\pi$. Die Energie eines einzelnen Teilchens kann sich wohlgeerntet um einen höheren Betrag ändern, was im atomaren Ensemble zu einer unkorrelierten Fluktuation der Verstimmungsdifferenzen $\Delta\delta$ zwischen den Atomen führt. Die Energieänderung in der

Falle wirkt sich direkt auf die atomare Resonanzfrequenz in Form der differentiellen Starkverschiebung aus. Nach [54] lässt sich nun die Breite der Fluktuation der Verstimmungsdifferenzen für die für das Experiment relevante Zeitskala $\tau_\pi = T'_2/2$ ausdrücken als

$$\sigma_{\text{heiz}} = \frac{\eta}{\hbar} \sqrt{\frac{3}{2} \dot{E} T_2 k_B T}. \quad (5.26)$$

Eine Abschätzung der maximalen Breite ergibt sich aus der Lebensdauer der Falle, die zu $t_L = 1,5$ s bestimmt werden konnte. Verlässt ein am Boden der Falle gefangenes Teilchen innerhalb dieser Lebensdauer aufgrund von Heizeffekten die Falle, so ergibt sich die maximale Heizrate zu $\dot{E} = U_0/t_L = k_B \cdot 107 \mu\text{K/s}$. Bei einer mittleren Temperatur der Atome von etwa $11 \mu\text{K}$ ergibt sich dann $\sigma_{\text{heiz,L}} = 2\pi \cdot 64,8$ Hz. Dies entspricht einer homogenen Dephasierungszeit von $T'_2 = 21,8$ ms, was kürzer als die gemessene Dephasierungszeit von $T'_2 = 74$ ms ist, jedoch bereits in der richtigen Größenordnung liegt. Beachtet werden muss jedoch, dass Teilchenzahlverluste in der hier realisierten Dipolfalle hauptsächlich durch Stöße mit dem Hintergrundgas bewirkt werden. Bei solchen Stoßprozessen verlassen die beteiligten Teilchen in der Regel instantan die Falle, ohne wesentlich zur Erhöhung der Ensembletemperatur beizutragen. Die obige Annahme für die Heizrate ist somit genaugenommen nicht korrekt, so dass die eigentliche Dephasierungszeit wesentlich länger sein wird.

Ein weiterer Heizprozess ergibt sich aus der Absorption von Photonen aus dem Dipolfallenstrahl und dem damit verbundenen Rückstoßimpuls (nach Reemission) $p = 2\hbar k$. Werden im für das Experiment relevanten Zeitintervall ($\tau_\pi = T'_2/2$) n Photonen gestreut, so ergibt sich eine durch den Photonenrückstoß bewirkte Heizrate von

$$\dot{E} = n \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \frac{1}{\tau_\pi}. \quad (5.27)$$

Mit der gestreuten Photonenzahl $n = \Gamma_{\text{sc}} \tau_\pi$ folgt aus Gleichung 5.26 für die Breite der Fluktuationen der Verstimmungsdifferenzen

$$\sigma_{\text{heiz,sc}} = \eta k \sqrt{\frac{3k_B T \Gamma_{\text{sc}} \tau_\pi}{m}}. \quad (5.28)$$

Mit einer mittleren Temperatur des atomaren Ensembles von $15 \mu\text{K}$ ergibt sich $\sigma_{\text{heiz,sc}} = 2\pi \cdot 12,3 \text{ s}^{-1}$, woraus eine homogene Dephasierungszeit von $T'_2 = 115$ ms folgt. Dieser Wert liegt höher als die gemessene Dephasierungszeit von $T'_2 = 74$ ms, was bedeutet, dass Heizprozesse durch Photonenstreuung nur zum Teil für die beobachtete homogene Dephasierung verantwortlich sind.

Die Amplitudenverluste des Echo-Signals durch die beiden in diesem Abschnitt vorgestellten Heizeffekte sind in Abbildung 5.6 mit aufgetragen. Der gemessene Amplitudenverlust liegt zwischen diesen Kurven. Die homogene Dephasierung bleibt damit ein Effekt mit mehreren Ursachen, von denen die Heizeffekte jedoch dominieren.

5.6 Kohärenzeigenschaften während des Transports

Die Kontrolle der internen und externen Freiheitsgrade von neutralen Atomen eröffnet die Möglichkeit der Realisierung noch komplexerer Experimente, wie z.B. das

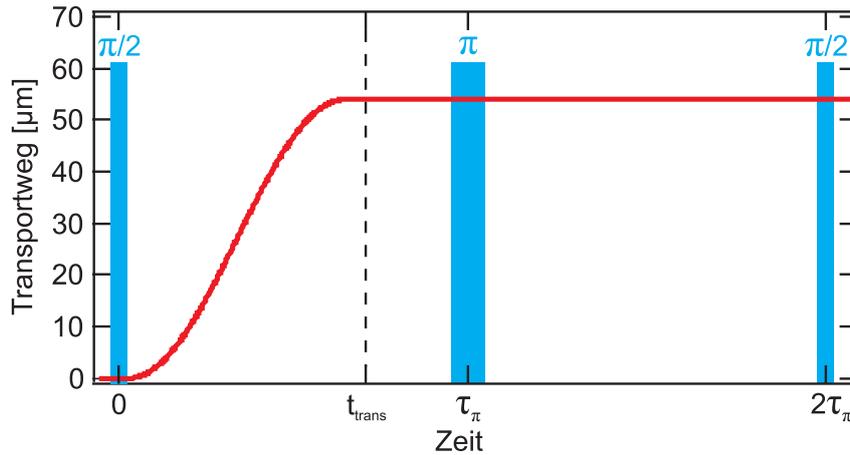


Abbildung 5.7: Position des Registers während des Echo-Experiments. Nach Einstrahlen des $\pi/2$ -Pulses werden die Atome zu Anfang der ersten freien Evolutionszeit über den vollen Fallenabstand in der Zeit t_{trans} bewegt. Nach dem Einstrahlen des π -Pulses verbleiben die Atome während der Rephasierungszeit in der Endposition.

Studium kontrollierter Wechselwirkungen von wenigen (einzelnen) Atome. Im Bereich des Quantencomputers wird der Bau einer Computerarchitektur mit räumlich getrennter Rechen- und Speichereinheit oder die Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern basierend auf der direkten Wechselwirkung von zwei Atomen ermöglicht. Notwendige Voraussetzung für diese Experimente ist jedoch ein Erhalt der Kohärenz der internen Superpositionszustände während des Transports. Gelingt der Kohärenzerhalt während des Transports, ist es für die Realisierung von Quantengattern unabdingbar, dass die Einflüsse des Transports auf die Atome, wie Änderungen der relativen Phase der Superpositionszustände, minimal oder zumindest reproduzierbar gehalten werden können.

In diesem Kapitel wird das in dieser Arbeit verwendete System, basierend auf von Mikrolinsen erzeugten Dipolfallen, auf die Tauglichkeit bezüglich Kohärenzerhalt während eines Transports untersucht. Die bereits im vorhergehenden Abschnitt präsentierten Ramsey- und Echomessungen stellen ein ideales Werkzeug dar, um den Einfluss des Transports auf Kohärenz, homogene Dephasierung und Phasenverschiebung zu untersuchen. Vergleichbare Experimente wurden bereits an Ionen [87], als auch an neutralen Atomen in optischen Gittern [12], sowie parallel zu dieser Arbeit in einzelnen Dipolfallen [53] demonstriert.

5.6.1 Experimentelle Durchführung

Die hier durchgeführten Experimente entsprechen im Wesentlichen den im Abschnitt 5.5 durchgeführten Echo-Experimenten, mit der Erweiterung, dass die Atome zwischen den Raman-Pulsen wie in Abschnitt 3 beschrieben transportiert werden. Die experimentellen Parameter bezüglich Fallentiefen und Ramanlaser-Parametern entsprechen im Wesentlichen denen von Kapitel 5.5. Die durchgeführte Sequenz ist in Abbildung 5.7 schematisch dargestellt. Nach dem Herstellen der kohärenten Superposition durch Einstrahlen des ersten $\pi/2$ -Pulses, werden die Atome zu

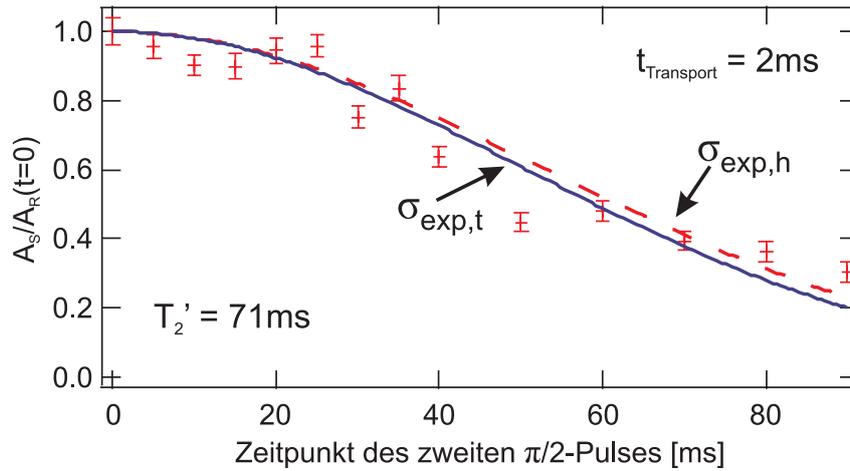


Abbildung 5.8: Abfall des Amplitudenverhältnisses von gemessenen Echo- zu Ramsey-Signal mit dem Zeitpunkt des zweiten $\pi/2$ -Pulses. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung von Gleichung 5.24 an die Daten, bei deren Messung die Atome im Register innerhalb 2 ms um den vollen Fallenabstand transportiert wurden ($\sigma_{\text{exp},t}$). Zum Vergleich zeigt die gestrichelte Linie den Abfall der Amplitude (aus Abbildung 5.6) ohne Bewegungen.

Beginn der ersten freien Evolutionszeit τ_π in einer Zeit t_{trans} über einen vollen Fallenabstand bewegt. Nach dem Einstrahlen des π -Pulses, werden die Atome dann an ihrer verschobenen Position bis zum Einstrahlen des zweiten $\pi/2$ -Pulses gehalten. Ein möglicher Kohärenzverlust durch das Verschieben manifestiert sich dann in einer Reduktion der maximalen Echo-Amplitude. Es wird davon ausgegangen, dass sich der Transport homogen, also auf alle Atome gleichmäßig, auswirkt.

5.6.2 Beobachtungen

Kontrastverlust

Der Abfall der Amplitude wurde wie zuvor in Abhängigkeit des Zeitpunktes des zweiten $\pi/2$ -Pulses gemessen. Das resultierende Signal bei einer minimalen Transportzeit von 2 ms zeigt Abbildung 5.8. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung von Gleichung 5.24 an die Messdaten. Es ergibt sich eine nur geringfügig kürzere homogene Dephasierungszeit von $T_2' = (71 \pm 1,2)$ ms, und weist damit eine nur äußerst geringe Differenz zur homogenen Dephasierungszeit bei der gleichen Messung ohne Transport auf ($T_2' = (74 \pm 1,3)$ ms). Als Vergleich zeigt die gestrichelte Linie in der Abbildung nochmals die Anpassung von Gleichung 5.24 an die Daten aus der Messung ohne Transport. Es lässt sich also zusammenfassen, dass ein zusätzlicher Kontrastverlust durch homogene Dephasierung (z.B. induziert durch Heizeffekte während des Transports) nicht auftritt.

Phasenverschiebungen

Eine Phasenverschiebung des Echo-Signals tritt auf, wenn die Differenz der aufgesammelten Phasen während der ersten und zweiten freien Evolutionszeit unabhängig

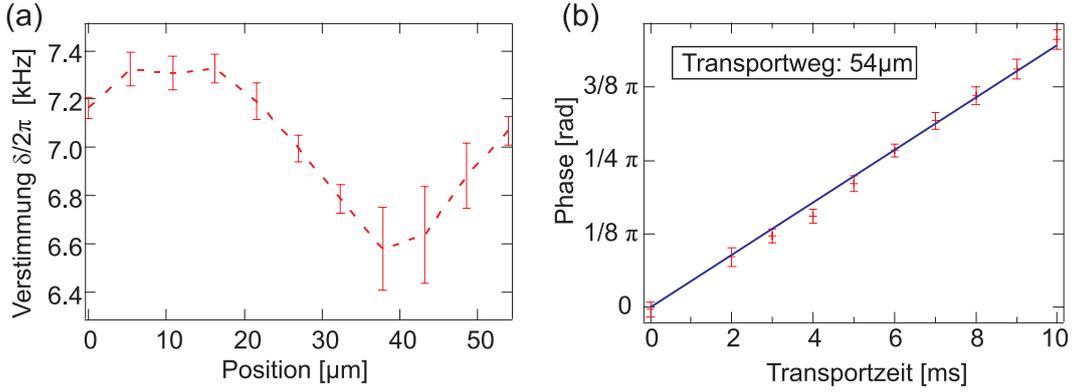


Abbildung 5.9: (a) Gesamtverstimmung δ der Ramanlaserdifferenzfrequenz gegenüber der atomaren Resonanz abhängig vom Fallenort entlang des Transportweges. Die Änderung der Verstimmung kommt durch die Verzerrung der Falle beim Transport zustande, die eine sich ändernde differentielle Starkverschiebung bewirkt. (b) Linearer Zusammenhang des Phasenhubes des Echo-Signals bei variabler Transportzeit. Der Transportweg betrug einen vollen Fallenabstand (54 μm).

von der Länge der Evolutionszeit τ_π ist. Diese Phasenverschiebung lässt sich dann als Summation der Änderungen der Verstimmungen gegenüber der Resonanzfrequenz ausdrücken

$$\Delta\Phi(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \delta(t') dt', \quad (5.29)$$

und hängt damit vom Zeitintervall $[t_1, t_2]$ ab. Bei der Untersuchung der Kohärenzverluste durch einen Transport wurden die Atome immer in einer festen Zeit von 2 ms zu Anfang der ersten freien Evolutionszeit über den gleichen Weg bewegt. In diesem Fall führt die Veränderung des Fallenpotentials zu einem sich ändernden differentiellen Starkshift und damit zu einer zeitlichen Änderung der Verstimmung $\delta(t)$ im Zeitintervall des Verschiebens $[t_1, t_2]$. Die daraus resultierende Phasenverschiebung tritt nur während der ersten freien Evolutionszeit auf, so dass das Echo-Signal zum Zeitpunkt des zweiten $\pi/2$ -Pulses um genau diese Phase verschoben ist.

Der Einfluss der differentiellen Starkverschiebung während des Verschiebens ist in Abbildung 5.9 anhand der gemessenen Daten dargestellt. In (a) ist die Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz in Abhängigkeit der Position während des Transportweges dargestellt. Dazu wurden die Atome jeweils an den entsprechenden Ort gefahren und danach eine Echo-Messung durchgeführt, aus der die Verstimmung δ abgeleitet wurde. Man erkennt, dass tatsächlich während des Transports die Verstimmung bei zunehmendem Weg abnimmt, was einer ansteigenden Intensität entspricht. Dies bestätigt nochmals die in Kapitel 3 gemessenen Ergebnisse, dass sich das Fallenpotential während des Bewegens deformiert und zwar zu größeren Foki am Anfang und Ende des Verschiebeprozesses. Bei größerem Verschiebeweg steigt somit die Verstimmung δ wieder an, da sich die Foki wieder vergrößern und der damit verbundene differentielle Starkshift abgeschwächt wird (die atomaren Niveaus entfernen sich wieder voneinander). Es zeigt sich hier, dass das verkippte Einstrahlen des Dipolfallenstrahls auf das Mikrolinsenregister während des Transports bei dieser

Messung nicht symmetrisch erfolgte, da das Minimum der Verstimmung nicht in der Mitte des Verschiebeweges liegt. Da dennoch kein Teilchenzahlverlust und Temperaturanstieg während des Verschiebens beobachtet wurden, ist dies eine Demonstration für die Robustheit des Aufbaus gegenüber Justagefehlern.

Die Phasenverschiebung, resultierend aus der sich ändernden Verstimmung δ während des Verschiebens, ist in Abbildung 5.9(b) in Abhängigkeit der Transportgeschwindigkeit dargestellt. Bei variabler Transportgeschwindigkeit ändern sich in Gleichung 5.29 lediglich die Integrationsgrenzen $[t_1, t_2]$, was somit zu einer linear ansteigenden Phasenverschiebung mit der Transportzeit t_{trans} führt. Dies wird durch die Messdaten bestätigt. Aus der Anpassung einer Geraden an die Messdaten ergibt sich bei einem Transportweg, der dem vollen Fallenabstand entspricht, für die Steigung $m = \text{Phasenhub}/\text{Transportzeit} = 0,14 \text{ mrad/ms}$. Für die minimale Transportzeit von 2 ms beträgt der Phasenhub somit $\Delta\Phi_{\text{echo}} = 0,28 \text{ mrad} \approx \pi/11$. Die Phasenverschiebung des Signals ist im Vergleich zu anderen aktuellen Arbeiten, bei denen die Atome in einer Einzeldipolfalle bewegt wurden [53, 88], äußerst gering. Die Phasenverschiebung ist zudem bei gleichbleibenden Umgebungsparametern reproduzierbar, was die Anforderungen an einen kontrollierten Transport erfüllt.

Optischer Speicherring für neutrale Atome

6.1 Einleitung

In den letzten Jahren hat sich die Manipulation der externen Freiheitsgrade von Atomen zu einem wichtigen Forschungszweig in der Atomphysik entwickelt. Die Erfindung der Laserkühlung und die Möglichkeit, Atome bis in den Sub-Mikrokelvinbereich hinunterzukühlen, erlaubt die Manipulation der Bewegung von neutralen Atomen mit relativ schwachen magnetischen und elektrischen Feldern, wie sie im Labor zur Verfügung stehen. Besonderes Interesse besteht dabei im Fangen und Führen von ultrakalten Atomen in zweidimensionalen Fallengeometrien. Motiviert werden diese Arbeiten von der Möglichkeit, die Kohärenzeigenschaften atomarer Materiewellenpakete bei einem kontrollierten Transport zu untersuchen. Mögliche Anwendungsgebiete ergeben sich dabei insbesondere in der Atominterferometrie, bei der die um Größenordnungen kleinere Wellenlänge der Materiewellen im Vergleich zur Lichtwellenlänge zu hochgenauen Präzisionsmessungen physikalischer Größen ausgenutzt wird. Eine erhöhte Präzision ergibt sich bei vielen Ansätzen durch die Verwendung von Bose-Einstein Kondensaten.

Um zweidimensionale Leiterstrukturen für neutrale Atome zu entwickeln, werden hauptsächlich Magnetfeldgeometrien, die durch stromdurchflossene Leiter erzeugt werden, verwendet [33, 89–91]. Erweiterungen dieser Systeme erlauben es sogar atomare Ensembles zu teilen [21, 92, 93]. Der große Nachteil dieser Systeme liegt in den Inhomogenitäten der Leiterstrukturen, die durch die Oberflächenbeschaffenheit der verwendeten Drähte hervorgerufen wird. Es hat sich gezeigt, dass Bose-Einstein-Kondensate, die in solchen Strukturen geführt werden, fragmentieren und dabei ihre Kohärenz verlieren. Alternative Ansätze bieten hier rein optische Systeme, die auf Dipolfallen basieren [94, 95]. Hiermit konnten bereits auf mikrooptischen Komponenten basierende Strahlteiler und Interferometerstrukturen für neutrale Atome realisiert werden [24, 29, 30].

Eine Weiterentwicklung dieser Strukturen ist die Konstruktion von ringförmigen Interferometerstrukturen. Diese bieten im Verhältnis zum Umlaufweg eine maximale eingeschlossene Fläche, was für Rotationsmessungen basierend auf dem Sagnac-Effekt für eine hohe Sensitivität des Interferometers maßgebend ist. Auch die Möglichkeit, multiple Umläufe der Atome in einem solchen Speicherring zu realisieren, erhöht die Sensitivität des Interferometers um ein Vielfaches. Bisher konnten solche Ringstrukturen jedoch nur mit Magnetfeldgeometrien experimentell realisiert werden [96–99].

In diesem Kapitel soll ein optischer Speicherring für neutrale Atome basierend auf mikrooptischen Komponenten vorgestellt werden. Hierfür wird eine Ringlinse verwendet, mit der beim Durchstrahlen mit einem gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmten Laserstrahl eine ringförmige Dipolfallengeometrie erzeugt werden kann (Abschnitt 6.2). Das Laden, das Umlaufen und die freie Expansion von Atomen im Ring ist Inhalt von Abschnitt 6.3. Weiterhin wird eine Möglichkeit demonstriert, ein kaltes atomares Ensemble vielfach zu teilen und gemäß einer Interferometerstruktur wieder zu vereinigen (Abschnitt 6.5.1). Es zeigt sich, dass sich hierbei beliebige Aufteilungsverhältnisse erreichen lassen.

6.2 Experimenteller Aufbau

Eigenschaften der Ringlinse

Die im folgenden Kapitel beschriebenen Experimente basieren auf einer neuartigen mikrooptischen Linsenstruktur. Es handelt sich dabei um eine diffraktive Ringlinse. Diese lässt sich anschaulich als Zylinderlinse auffassen, die auf einem Quarzsubstrat zu einem Ring gebogen ist. Die Ringlinse wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Jahns an der Fernuniversität Hagen mit lithographischen Methoden gefertigt. Der Durchmesser der Ringlinse beträgt insgesamt 3 mm. Das von dieser Ringlinse produzierte Bild entspricht einem ringförmigen Fokus mit einem Durchmesser von $d = 1,5$ mm. Außerhalb der Ringlinse ist das Substrat metalliert, so dass Licht, das außerhalb des Radius von 1,5 mm auftrifft, reflektiert wird und nicht zum Bild beiträgt. Die minimale Strahltaile des Ringfokus wird vom Hersteller zu $w_0 = 1,2 \mu\text{m}$ angegeben.

Für die Gesamtleistung im Fokus der Ringlinse ergibt sich dann

$$P = I_0 \cdot 2\pi R \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} dr \quad (6.1)$$

$$= I_0 \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \pi \cdot R \cdot w_0, \quad (6.2)$$

mit dem Radius $R = d/2$ des Ringfokus. Für die Maximalintensität folgt damit

$$I_0 = \frac{P}{\sqrt{2\pi} \cdot \pi \cdot R \cdot w_0}, \quad (6.3)$$

womit sich aus Gleichung 2.6 die maximale Falltiefe U_0 berechnen lässt.

Als Fallenlaser wurde der zuvor beschriebene Titan-Saphir-Laser eingesetzt. Die zur Verfügung stehende Leistung betrug bei den hier vorgestellten Experimenten etwa $P = 450 \text{ mW}$. Da für die Erzeugung einer geschlossenen Struktur die gesamte Fläche der Ringlinse ausgeleuchtet werden muss, ist die Maximalintensität im Fokus relativ niedrig, was eine geringe Potentialtiefe zur Folge hat. Um trotzdem eine Fallenstruktur zu erhalten, die tief genug ist, um neutrale Atome zu halten, wurde der Laser auf eine Wellenlänge von $\lambda_L = 795,4 \text{ nm}$ gestellt, was einer Verstimmung von lediglich $\Delta\lambda = 0,65 \text{ nm}$ ($\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 200 \text{ GHz}$) vom $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ -Übergang entspricht. Für diese Werte ergibt sich eine maximale Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 1,97 \text{ mK}$. Mit der geringen Verstimmung geht ebenfalls eine hohe Streurrate von $\Gamma_{sc} = 4,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ einher.

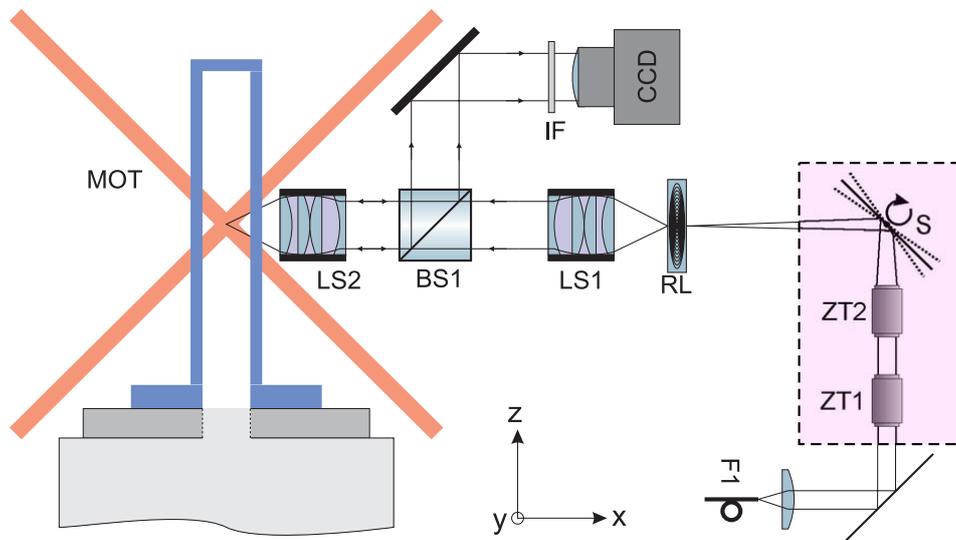


Abbildung 6.1: Optischer Aufbau für die Experimente in einer ringförmigen Dipolfalle. Das aus einer Faser (F1) ausgekoppelte Licht des TiSa-Lasers wird kollimiert und über zwei Spiegel auf die Ringlinse (RL) gelenkt. Der Fokus der Ringlinse wird über ein Teleskop bestehend aus zwei beugungslimitierten Linsensystemen (LS1 und LS2) 1 : 1 in die Vakuumzelle abgebildet. Die Detektion erfolgt über Aufsammeln des Fluoreszenzlichtes und Detektion mit der Kamera (CCD). Ein Interferenzfilter (IF) blockt das an den Zellwänden reflektierte Dipolfallenlicht. Für die Experimente mit geführten Atomen wurden zusätzlich zwei 3 : 1-Zylinderteleskope (ZT1 und ZT2) zur Strahlformung eingebaut. Das Bewegen des Strahls erfolgt mit dem Galvanometerscanner (S).

Optischer Aufbau

Die hier vorgestellten Experimente wurden am *alten* Experimentaufbau [28] durchgeführt, der im Wesentlichen dem optischen Aufbau von Kapitel 3 entspricht. Der Aufbau ist in Abbildung 6.1 schematisch gezeigt. Das Mikrolinsenregister wurde hierbei durch die Ringlinse ausgetauscht. Ebenfalls wurde der 80 mm-Achromat auf der optischen Bank durch ein zweites Linsensystem ersetzt, das mit dem bereits eingebauten abbildenden beugungslimitierten Linsensystem im Wesentlichen identisch

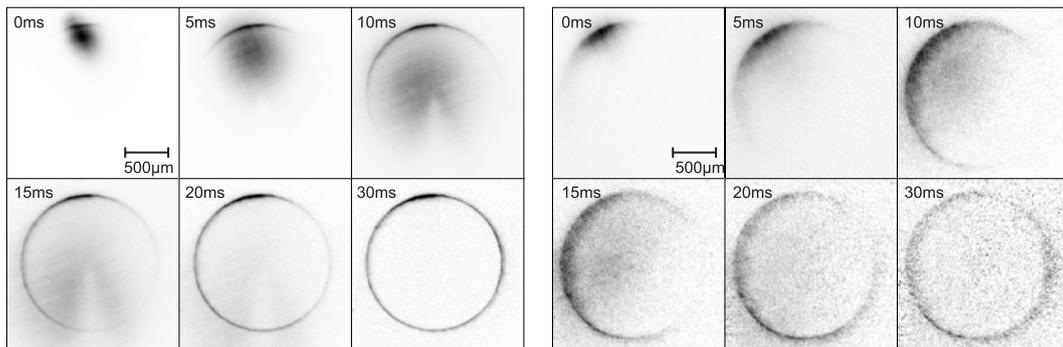


Abbildung 6.2: Freie Expansion der Atome in der ringförmigen Dipolfalle. Links: Die Atome werden aus einer Melasse direkt in den Ring geladen. Die Belichtungszeit der Fluoreszenzdetektion betrug hierbei $500 \mu\text{s}$. Rechts: Die Atome werden durch eine Lade-Dipolfalle in den Ring umgeladen. Die Unschärfe in den Bildern kommt durch die höhere Belichtungszeit von 2 ms zustande.

ist¹. Der Ringfokus wird also mit einer 1 : 1-Abbildung in die Vakuumzelle an den Ort der Atome abgebildet. Die optischen Elemente im gestrichelten Bereich finden erst in Abschnitt 6.5.1 Anwendung und wurden zunächst nicht eingebaut.

6.3 Führen von kalten Atomen im Ring

6.3.1 Laden und freie Expansion

Um Atome in die Ringstruktur zu laden, wird der Ringfokus zunächst so einjustiert, dass dessen oberer Rand mit der Position der MOT übereinstimmt. Nachdem eine genügend hohe Anzahl Atome in der MOT gefangen wurde, wird der Dipolfallenlaser zu Beginn der sich anschließenden Melassenphase eingeschaltet. Die Atome werden in der Melasse auf etwa $105 \mu\text{K}$ gekühlt, was mit der Flugzeitmethode aus der freien Expansion der Wolke bestimmt wurde. Im Vergleich zu den vorherigen beschriebenen Experimenten ist diese Temperatur wesentlich höher. Es wird davon ausgegangen, dass in diesem Fall die Melasse nicht optimal justiert, bzw. die Kompensationsmagnetfelder nicht optimal eingestellt waren. Nach Abschalten der Melasse fallen die Atome im Gravitationsfeld der Erde nach unten, wobei die expandierende atomare Wolke den Ringfokus überstreicht. Dabei verbleiben die Atome teilweise innerhalb der ringförmigen Dipolfalle. Der Ladeprozess aus der MOT ist in Abbildung 6.2 (links) dargestellt. Man erkennt, dass die Oberkante des Ringfokus nicht völlig mittig mit der Atomwolke überlagert ist. Dadurch werden in die linke Ringhälfte zunächst mehr Atome geladen, als in die rechte Ringhälfte. Da die Atome eine Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, laufen die Atome mit der Zeit um den Ring, und nach etwa 30 ms ist der komplette Ring mit einem Durchmesser von $1,5 \text{ mm}$ gefüllt. Dabei sind etwa 3000 Atome über eine gesamte Strecke von insgesamt

¹Der einzige Unterschied liegt in der Einbeziehung einer größeren optischen Weglänge beim Linsensystem LS2, was durch den Durchgang durch die Seitenfläche der Vakuumzelle entsteht

4,7 mm verteilt. Es fällt auf, dass das Maximum der Teilchendichte am Ladepunkt verbleibt. Dies könnte von einer unsymmetrischen Ausleuchtung der Ringlinse herühren, so dass das Dipolfallenpotential an der Oberseite des Ringfokus tiefer als an der Unterseite ist. Die Lebensdauer der Atome im Ring wurde zu 120 ms bestimmt.

Die beschriebene Methode beim direkten Laden aus der MOT ist nicht geeignet, um Atome an eine definierte Position im Ringfokus einzubringen. Ferner ist es mit dieser Methode nicht möglich Aussagen über die mittlere Position der Atomverteilung zu machen, da die im Ringfokus gefangenen Atome von der fallenden Atomwolke überlagert sind. Dies lässt sich durch Verwendung einer separaten Lade-Dipolfalle umgehen. Der Fallenlaserstrahl wurde dazu zunächst in zwei Strahlen aufgeteilt, die durch jeweils einen AOM fokussiert, und danach vor der Ringlinse mit einem Strahlteiler überlagert wurden. Der erste Teilstrahl wurde nun so aufgeweitet, dass er die Ringlinse homogen mit einer Leistung von 260 mW ausleuchtet. Der zweite Teilstrahl wurde auf die Oberkante der Ringlinse fokussiert, wodurch der Ring an dieser Stelle nur partiell ausgeleuchtet wurde und sich dadurch eine kleinere Dipolfalle an der Oberseite des Ringes ergibt. Die Leistung des zweiten Teilstrahls betrug am Ort der Ringlinse 50 mW.

Die Atome wurden nun zunächst von der Melasse in die kleinere Dipolfalle geladen, die durch den zweiten Teilstrahl erzeugt wurde. Nachdem die nicht gefangenen Atome nach 10 ms Wartezeit aus dem Detektionsbereich der Abbildungsoptik gefallen waren, wurde die Leistung in der Lade-Dipolfalle herunter- und die Intensität im Ringfokus hochgerampft. Die freie Expansion der Atome ist in Abbildung 6.2 (rechts) dargestellt. Nach 30 ms verbleiben etwa 400 Atome im Ring.

6.3.2 Beschleunigte Bewegung

Um die Atome im Ring zu beschleunigen, werden diese kurzzeitig mit nahresonanten Licht entlang der Tangentialachse des Ringes beleuchtet. Dadurch erfahren die Atome eine gemittelte Kraft aufgrund des Photonenrückstoßes in Strahlrichtung und werden in diese Richtung beschleunigt. Hierfür wurden die Atome zunächst aus der Melasse in den Ring geladen. Die Intensität des Beschleunigungsstrahls (resonant zum $F = 3 \rightarrow F' = 4$ -Übergang) betrug etwa 400 mW/cm^2 . Die Einstrahldauer betrug 3 ms. Der Strahl wurde zu einem Zeitpunkt eingestrahlt, an dem die Melasse noch nicht unterhalb der Oberseite des Ringes gefallen war. Dadurch erfahren nicht nur die bereits in den Ring umgeladenen Atome eine Beschleunigung, sondern auch die Melasse selbst wird durch den Beschleunigungsstrahl seitwärts aus dem Bildbereich gestoßen. Abbildung 6.3 zeigt die Propagation der Mitte der atomaren Wolke entlang des Ringfokus einmal mit und einmal ohne Beschleunigung. Die Positionsangaben sind in Radian, wobei die Oberseite des Rings 0 rad entspricht und der Winkel im Uhrzeigersinn ansteigt. Ohne zusätzlichen Beschleunigungsstrahl werden die Atome aufgrund der Gravitation und eventueller Potentialgradienten beschleunigt und bewegen sich durch die sich links von der Ringmitte befindende Umladeposition auf der linken Ringseite herunter. Dabei erreicht deren mittlere Position eine Geschwindigkeit von $(67 \pm 2) \text{ mm/s}$. Wird zusätzlich der Beschleunigungsstrahl eingestrahlt, so werden die Atome beim Umladen in dazu entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Die Atome laufen dann mit einer konstanten Geschwindigkeit von $v = (809 \pm 7) \text{ mm/s}$ um den Ring. Es konnten mit dieser Methode zwei vollständige

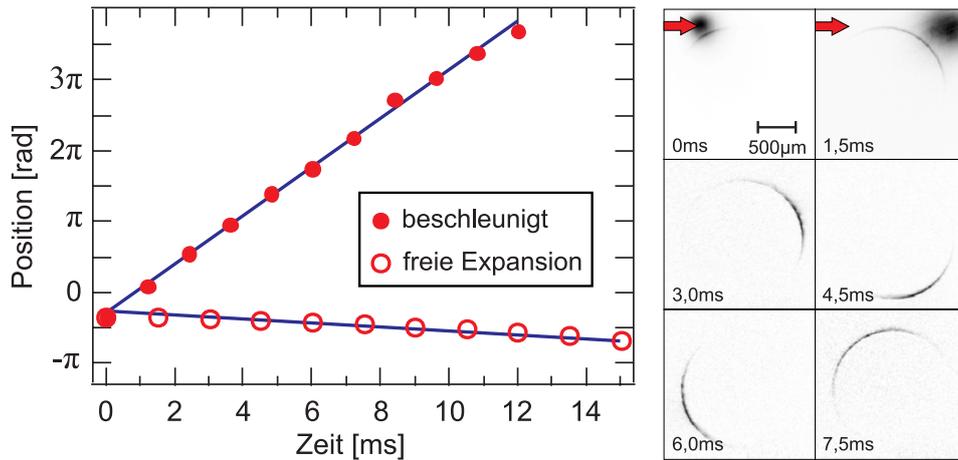


Abbildung 6.3: (a) Mittlere Position der atomaren Wolke in Abhängigkeit der Zeit. Im Gegensatz zur freien Bewegung der Atome unter Einfluss von Potentialgradienten und Gravitation kehrt sich bei Beschleunigung mit einem resonanten Laserstrahl die Bewegungsrichtung um und die Geschwindigkeit steigt um das zwölffache. (b) Fluoreszenzbilder der beschleunigten Bewegung. Bis einschließlich 1,5 ms beschleunigt ein resonanter Laserstrahl die atomare Wolke (roter Pfeil). Die Melasse, aus der die Atome geladen werden, wird dabei nach rechts aus dem Bildbereich hinausgestoßen.

Umläufe der atomaren Wolke im Ring beobachtet werden. Aufgrund der thermischen Temperaturverteilung der Atome im Ring, expandiert die Wolke entlang des Fokus. Nach mehr als zwei Umläufen ist dadurch der gesamte Ring homogen mit Atomen gefüllt.

6.4 Berechnung des Potentials

In diesem Abschnitt soll ein Verfahren hergeleitet werden, mit dem das Dipolfallenpotential numerisch gelöst werden kann. Aus den numerischen Lösungen können dann Rückschlüsse auf Fallentiefen und Fallenfrequenzen gezogen werden. Es wird sich zudem zeigen, dass mit Hilfe elongierter Gaußstrahlen Potentiale erzeugt werden können, die eine Realisierung eines Strahlteilers und einer Interferometerstruktur für neutrale Atome erlauben.

Die prinzipielle Idee der Berechnung basiert auf der Zerlegung der Ringlinse in infinitesimal dünne radiale Segmente (Abbildung 6.4(a)). Im Grenzfall unendlich vieler Segmente kann jedes als eindimensionale Zylinderlinse mit dem Linsendurchmesser $d = 2R$ angesehen werden. Erfolgt die Parametrisierung in Polarkoordinaten (r, Θ) , so ergibt sich für jeden Winkel Θ eine Achse, deren Koordinate durch die Radialkoordinate r beschrieben wird. Fällt nun eine beliebige Intensitätsverteilung $I(r, \Theta)$ auf die Ringlinse, so ergibt sich für die Intensitätsverteilung entlang der betrachteten Achse ein radialer Schnitt $I(r) = I(r, \Theta = \text{const.})$. Die Feldverteilung am Ort r lässt sich dann durch

$$A(r) \sim \sqrt{I(r)} \quad (6.4)$$

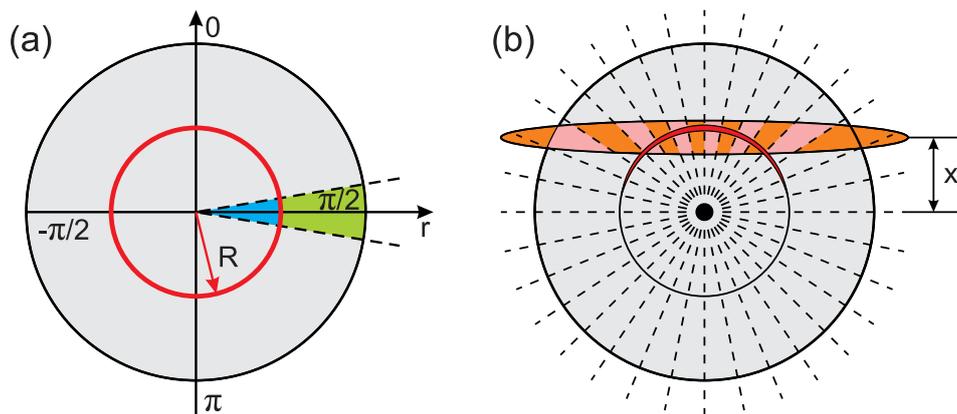


Abbildung 6.4: (a) Veranschaulichung der prinzipiellen Idee zur numerischen Berechnung des Fallenpotentials. Der Ring wird in infinitesimal kleine Segmente geteilt, die alle für sich einer eindimensionalen Zylinderlinse entsprechen. Die berechneten Foki werden hinterher wieder radial zusammengesetzt. (b) Auch Foki asymmetrischer Lichtverteilungen lassen sich mit dieser Methode berechnen. Bei einem elongierten Gaußstrahl werden bei $x_0 = 0$ mm weniger Segmente ausgeleuchtet, als für größere Abstände x_0 .

beschreiben. Die Idee ist nun, die Amplituden $A(r)$ mit denen durch die Linse erzeugten relativen Phasenverschiebungen am Ort des Fokus zu summieren. Im Wesentlichen ist dies das Prinzip der Berechnung von Beugungsmustern mittels eines Beugungsintegrals. Die Linse sorgt für eine Abbildung der Beugungsstruktur im Fernfeld (Fraunhofer-Beugung). Mit diesem Ansatz lässt sich dann die Fokalebene des Rings für beliebige Intensitätsverteilungen berechnen (Abbildung 6.4(b)).

Der Einfachheit halber wird angenommen, dass die Phase an jedem Ort r auf der Zylinderlinse konstant gleich Null ist. Um das Problem anschaulicher zu gestalten wird zunächst der Ort, an dem die Feldverteilung $A(r)$ betrachtet wird, und die Position der Linse um einen Abstand U separiert. Dies ist in Abbildung 6.4(b) dargestellt.

Dass dies nichts an den physikalischen Ergebnissen ändert, macht man sich dadurch klar, dass alle parallel verlaufenden Strahlen, die auf die Linse treffen, in den gleichen Bildpunkt P abgebildet werden. In Abhängigkeit von U erlangen diese Strahlen alle die gleiche Phasenverschiebung, was im Punkt P lediglich zu einer konstanten Phasenverschiebung führt. Da im Endresultat allerdings Intensitäten betrachtet werden, spielt diese U -abhängige Phasenverschiebung keine Rolle.

In Abbildung 6.5(b) sind z.B. die Strahlen XB , OA und YC von der Ebene bei $z = 0$ parallel ausgehende Strahlen und werden alle im Punkt P abgebildet. Die Amplitude des Lichts in P ist daher die Summe der Amplituden an den Stellen X bei $z = 0$, jeweils mit dem passenden Phasenfaktor $\exp(ik_0 \overline{XBP})$ versehen, wobei k_0 die Wellenzahl ist. \overline{XBP} steht für den optischen Weg von X nach P über B , wobei der effektive Weg durch die Linse mit dem entsprechend höheren Brechungsindex mit einbezogen ist. Die unterschiedlichen optischen Weglängen der Parallelstrahlen von der Ebene bei $z = 0$ zum Punkt P auf dem Schirm bewirken somit eine Phasenverschiebung der Wellen im Punkt P zueinander.

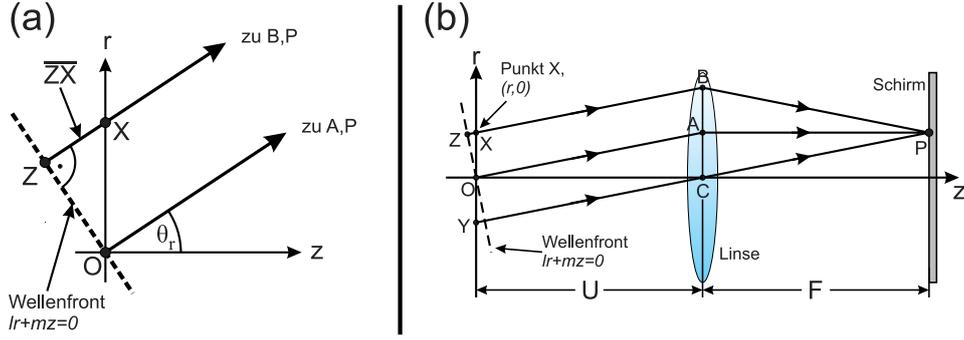


Abbildung 6.5: Geometrische Überlegung zur Berechnung der Fokalebene. Die Phasenverschiebung der Teilstrahlen von den Punkten X bei $z = 0$ zum Schirm ergeben sich aus dem Gangunterschied der Teilstrahlen im Vergleich zu einer ebenen Wellenfront.

Um diese Phasenverschiebung zu berechnen macht man sich zunächst klar, dass bei der Abbildung einer ebenen Wellenfront durch eine Linse alle optischen Weglängen von den verschiedenen Punkten auf der Wellenfront zu dem Brennpunkt gleich lang sind. So sind die optischen Weglängen \overline{ZBP} und \overline{OAP} gleich lang. Anhand Abbildung 6.4(a) sieht man, dass

$$\overline{XBP} = \overline{OAP} - \overline{ZX} \quad (6.5)$$

gilt, wobei \overline{ZX} gerade der Gangunterschied der Weglängen \overline{XBP} und \overline{OAP} ist. Bei Kenntnis von \overline{ZX} lässt sich dann im Prinzip die Phasenverschiebung der Strahlen zueinander bestimmen. Die einfallende Wellenfront lässt sich in der r, z -Ebene durch den Normalenvektor $\vec{n} = (l, m)$ parametrisieren

$$\vec{n} \cdot \vec{r} = lr + mz = 0. \quad (6.6)$$

Der Gangunterschied \overline{ZX} ist nun die Projektion des Vektors $\overrightarrow{OX} = (r, 0)$ auf den Vektor \overrightarrow{ZB} , der parallel zum Normalenvektor $\vec{n} = (l, m)$ verläuft

$$\overline{ZX} = \overrightarrow{OX} \cdot \vec{n} = lr. \quad (6.7)$$

Die Gesamtamplitude im Punkt P kann nun unter Verwendung von Gleichung 6.5 und Gleichung 6.7 durch Integration von $A(r) \exp(ik_0 \overline{XBP})$ über die Ebene bei $z = 0$ berechnet werden

$$\Psi(u) = \exp(ik_0 \overline{OAP}) \int A(r) \exp(-iur) dr. \quad (6.8)$$

Die Größe $u = lk_0$ bestimmt die Neigung der einlaufenden Wellenfront und damit die Position des Punktes P auf der Schirmebene. Der genaue Wert von \overline{OAP} ist unwesentlich, da für das Potential der Dipolfalle die Intensität $I \sim |\Psi|^2$ interessiert und der Phasenfaktor keine Rolle mehr spielt. Er kann daher hier vernachlässigt werden. Mit Gleichung 6.8 ist somit die Feldverteilung $\Psi(u)$ durch eine Fouriertransformation mit den Feldamplituden $A(r)$ verknüpft.

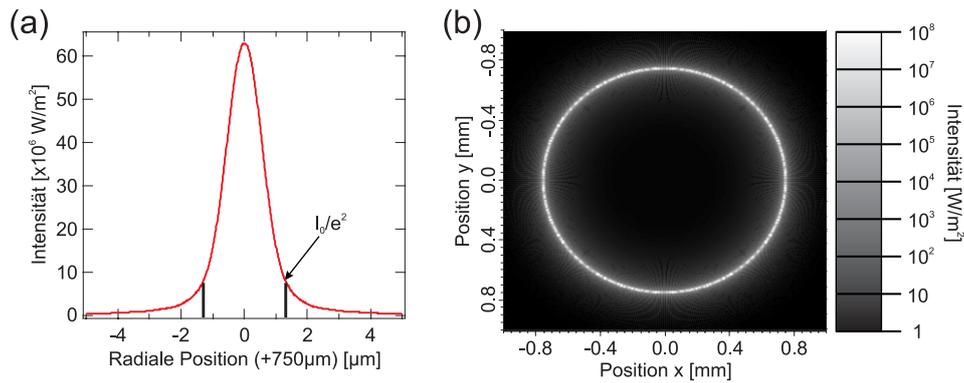


Abbildung 6.6: Numerisch berechnetes Potential bei homogener Ausleuchtung des Ringes. (a) Schnitt durch den Ringfokus in radialer Richtung. Eingezeichnet ist der Strahlradius von $w = 1,32 \mu\text{m}$. (b) Berechnete Intensitätsverteilung im Ring. Die Bildwerte wurden logarithmiert um den um drei Größenordnungen kleineren Ringfokus gegenüber dem Durchmesser des Ringes sichtbar zu machen.

Mit der Brennweite F der Linse lässt sich dann die Koordinate p_r von P in der Fokalebene der Ringlinse angeben

$$p_r = \frac{Fl}{m} \approx \frac{uF}{k_0}. \quad (6.9)$$

Im letzten Schritt wurde $m \approx 1$ gesetzt, was in dem hier betrachteten Fall der Gaußschen Optik gerechtfertigt ist. Anschaulich bedeutet dies, dass die betrachteten Strahlen nur sehr kleine Winkel mit der optischen Achse einschließen.

Die numerische Berechnung wurde mit Hilfe der integrierten Programmiersprache von *Igor Pro* realisiert. Um Gleichung 6.8 zu berechnen wurde eine bereits vorhandene FFT-Funktion (FFT=*Fast Fourier Transform*) benutzt, die im Falle genügend vieler Datenpunkte in eine kontinuierliche Fourier-Transformation überführt werden kann [100].

Gleichmäßige Ausleuchtung des Rings

Um die Gültigkeit der numerischen Berechnung zu überprüfen, wurde der Ringfokus am Ort der Atome zunächst bei zentraler Ausleuchtung der Ringlinse mit einer zweidimensionalen symmetrischen gaußförmigen Intensitätsverteilung berechnet. Als Parametersatz wurde hierbei ein Strahl mit einer Strahltaile von $w = 750 \mu\text{m}$ und einer Leistung von $P = 450 \text{ mW}$ angenommen. Das Ergebnis ist eine homogene Intensitätsverteilung im Fokus des Ringes. Abbildung 6.6(a) zeigt den radialen Schnitt durch die Intensitätsverteilung um die Fokusposition herum. Der Radius, an dem die Intensität auf ihren $1/e^2$ -Wert abgefallen ist, ergibt sich aus dem Profil zu $w = 1,32 \mu\text{m}$, was gut mit dem vom Hersteller gemessenen Strahlradius von $1,2 \mu\text{m}$ übereinstimmt. Als Maximalintensität ergibt sich ein Wert von $I_0 = 6,31 \cdot 10^6 \text{ mW/cm}^2$. Dies entspricht relativ gut dem gemäß Gleichung 6.3 berechneten Wert von $I_0 = 6,18 \cdot 10^6 \text{ mW/cm}^2$. In Abbildung 6.6(b) ist die berechnete Ringstruktur dargestellt. Da der Strahldurchmesser im Verhältnis zum Durchmesser

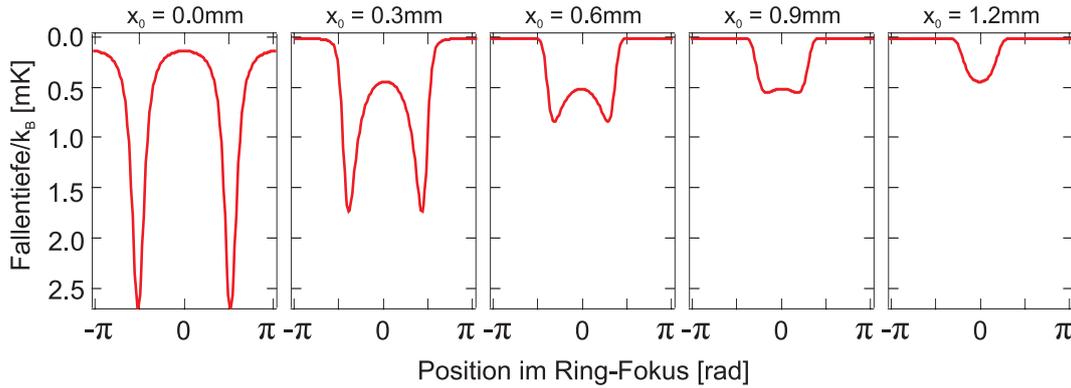


Abbildung 6.7: Numerisch berechnetes Potential bei partieller Ausleuchtung des Ringes in Abhängigkeit des Abstandes x_0 des ausleuchtenden Gaußstrahls von der Ringmitte.

des Ringes um drei Größenordnungen kleiner ist, wurden zur besseren Darstellung die Bildwerte logarithmiert.

Ausleuchtung mit elongiertem Gaußstrahl

Die numerische Berechnung erlaubt es, den Ringfokus auch bei nicht symmetrischer Ausleuchtung der Ringlinse zu berechnen. Betrachtet werden soll der in Abbildung 6.4 gezeigte Fall, bei dem die Ringlinse mit einem elongierten Gaußstrahl nur partiell ausgeleuchtet wird. Bei konstanten Strahldurchmessern lässt sich die Form des Fokus lediglich durch den Abstand der Strahlmitte x_0 vom Mittelpunkt der Ringlinse festlegen. Es interessiert nun die Veränderung des Fokus bei Änderung des Abstands x_0 . Dazu wurde die Intensitätsverteilung und damit die Potentialtiefe der Falle entlang des Ringfokus berechnet. Als Parameter wurde ein elongierter Gaußstrahl mit einem vertikalen Strahlradius von $w_v = 301 \mu\text{m}$ und einem horizontalen Strahlradius von $w_h = 1853 \mu\text{m}$ angenommen. Für die Leistung wurde ein Wert von 350 mW angenommen. Die Wellenlänge des Fallenlasers betrug hierbei 795,332 nm. Die Werte entsprechen den in Abschnitt 6.5 verwendeten experimentellen Parametern. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Wird der elongierte Strahl zentral auf die Linse eingestrahlt ($x_0 = 0$), so werden hauptsächlich die nahe der horizontalen Achse des Strahlprofils liegenden Anteile der Ringlinse das Licht fokussieren. Es ergibt sich entlang des Ringfokus ein Doppelpotential, wobei die beiden Potentialmulden auf den gegenüberliegenden Seiten des Ringes liegen. Wird nun der Abstand des Fallenstrahls zum Zentrum der Linse vergrößert ($x_0 > 0$), so verringert sich der Abstand der Potentialmulden. Diese wandern somit entlang des Ringfokus symmetrisch zur Oberseite des Ringes. Bei $x_0 = 1,2 \text{ mm}$ ergibt sich schließlich nur noch eine einzelne Potentialmulde.

Die Potentiale werden mit zunehmendem x_0 immer flacher und die Potentialbreite zunehmends größer. So beträgt die Fallentiefe bei $x_0 = 0 \text{ mm}$ etwa $k_B \times 2,6 \text{ mK}$, fällt für $x_0 = 1,2 \text{ mm}$ jedoch auf etwa ein Sechstel ab. Dies lässt sich anschaulich aus Abbildung 6.4(b) verstehen. Je größer x_0 wird, desto mehr der eingezeichneten Segmente werden von dem elongierten Strahl ausgeleuchtet. Jedes Segment fokus-

siert nun das einfallende Licht in dessen Fokus. Für größere x_0 bedeutet dies also größere Ausdehnungen der Foki entlang der Ringes. Das Einzelpotential ergibt sich somit erst, wenn x_0 schon wesentlich größer als der Radius des Ringfokus R ist. Die Änderung der Potentialtiefe um etwa einen Faktor sechs ließe sich beispielsweise durch die adaptive Anpassung der Intensität des Fallenlasers ausgleichen.

Die Breite des Potentials in azimuthaler Richtung ($r = \text{const.}$) und in radialer Richtung ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Trifft der elongierte Fallenlaserstrahl zentral auf die Ringlinse, so beträgt die Breite des Potentials in radialer Richtung $1.27 \mu\text{m}$, was mit der Breite des Potentials bei Ausleuchtung mit einem symmetrischen Gaußstrahl gut übereinstimmt. Die Breite des Potentials in Ringrichtung ist mit $345 \mu\text{m}$ hingegen relativ groß und liegt gemäß der Erwartung im Bereich des vertikalen Strahldurchmessers des elongierten Gaußstrahls. Durch Vergrößern von x_0 ändern sich die Potentialbreiten und wachsen maximal auf etwa die doppelte Breite an.

6.5 Interferometerstruktur für neutrale Atome

Der Aufteilungsprozess eines atomaren Ensembles erfordert in den meisten Experimenten eine hohe Effizienz. Ein effizienter *Strahlteiler* für neutrale Atome kombiniert einen möglichst großen Separationswinkel beider Ausgänge mit möglichst geringen Verlusten in der Teilchenzahl. Die meisten atomaren Strahlteiler nutzen für den Teilungsprozess den Impulsübertrag eines resonanten Laserstrahls, um Atome voneinander zu trennen. Doch selbst wenn dieser Laserstrahl orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls steht, konnten auf diese Weise Separationswinkel von nur wenigen Milliradian erreicht werden [17, 101, 102]. Dies ist für Atominterferometer, die zum Beispiel auf dem Sagnac-Effekt beruhen, ungünstig, denn die Sensitivität eines solchen Interferometers hängt entscheidend von der eingeschlossenen Fläche der Interferometerarme ab. Atominterferometer, die auf dem Impulsübertrag von Photonen zur Aufteilung beruhen, benötigen daher lange Interferometerarme, die in einem

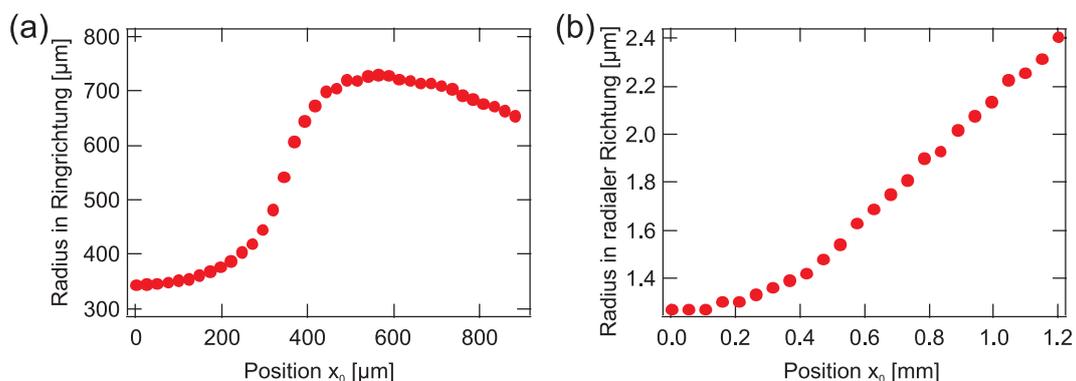


Abbildung 6.8: Strahlradien entlang des Ringes (a) und in radialer Richtung (b) in Abhängigkeit des Abstandes des ausleuchtenden Gaußstrahls zu Ringmitte.

große Aufbau resultieren. Eine Alternative hierzu stellen mikrooptische Fallengeometrien dar. Wie bereits in [29] gezeigt wurde, erlaubt die Verwendung mikrooptischer Komponenten, eine Interferometerstruktur basierend auf optischen Dipolfallen zu erstellen. Der enorme Vorteil eines Interferometers mit geführten Atomen ist, dass in kompakter Form große eingeschlossene Flächen realisierbar sind.

6.5.1 Variabler Strahlteiler

Die numerischen Berechnungen in Abschnitt 6.4 zeigten, dass bei Ausleuchten der Ringlinse mit einem elongierten Gaußstrahl ein Doppelpotential mit variablem Abstand der Potentialmulden realisiert werden kann. Die Potentialbarriere zwischen den Potentialmulden kann im Extremfall sogar zum Verschwinden gebracht werden. Lädt man Atome in eine solche Potentialmulde, kann man durch Erhöhen des Abstands die Atomwolke teilen und auseinanderführen.

In diesem Experiment wird dies erreicht, indem der Fallenlaserstrahl durch zwei 3:1 Zylinderteleskope elongiert und über einen Galvanometerscanner, auf dem ein Spiegel montiert ist, auf die Ringlinse reflektiert wird (Abbildung 6.1). Der verwendete Scanner wurde bereits in Kapitel 3 beschrieben und fand hier erneut Anwendung. Für die Bewegung wurde eine sinusförmige Rampe gewählt, so dass die Atome während des Teilungsprozesses nur eine geringfügige Beschleunigung in Abwärtsrichtung erfahren. Die Strahltaile in vertikaler Richtung entsprach $w_v = 301 \mu\text{m}$ und in horizontaler Richtung $w_h = 1853 \mu\text{m}$. Zur Präparation der Atome im Ring wurde zusätzlich vor der Ringlinse ein Shutter eingebaut, der eine Hälfte des Fallenstrahls blocken kann, so dass nur eine Seite der Ringlinse ausgeleuchtet wird.

Zur Präparation der Atome wird zunächst der Fallenlaser mit dem Scanner auf die Oberseite der Ringlinse reflektiert ($x_0 = 1,2 \text{ mm}$) und die Atome nach Abschalten der MOT aus der Melasse in das entstehende Einfachpotential geladen. Der Shutter bleibt hierbei geschlossen. Der weitere Ablauf ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Durch Hinabbewegen des Fallenlasers zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ s}$ werden die Atome aufgrund des geschlossenen Shutters zunächst nur einseitig den Ring hinuntergeführt (Falle 1). Bei Erreichen der Mittelstellung ($t = 50 \text{ ms}$) wird der Shutter geöffnet, so dass nun auch die zweite Ringhälfte ausgeleuchtet wird. Am gegenüberliegenden Umkehrpunkt ($t = 100 \text{ ms}$) findet nun der Teilungsprozess statt. Durch Zurückbewegen des Fallenlaserstrahls in die Mittelstellung ($t = 150 \text{ ms}$) werden nun auch Atome in der zweiten Ringhälfte (Falle 2) gefangen und die atomare Wolke somit geteilt.

Wird die maximale Amplitude x_0 am Teilungspunkt variiert, so kann die Höhe der resultierenden Potentialbarriere zwischen den Fallen verändert werden. Da die Temperaturverteilung in der anfangs präparierten Falle einer Maxwell-Boltzmannverteilung entspricht, werden je nach Potentialhöhe die Atome mit einer höheren Geschwindigkeit die Barriere überwinden und die zweite Falle bevölkern. Um dies zu überprüfen wurde die Atomzahl in den beiden Fallen in Abhängigkeit der maximalen Auslenkung x_0 gemessen. Die Resultate sind in Abbildung 6.10 (a) dargestellt. Über Variation von x_0 konnte somit das Aufteilungsverhältnis zwischen 0 : 100 und 57 : 43 beliebig eingestellt werden. Die Abweichung von einer 50 : 50-Aufteilung liegt wahrscheinlich in einer ungenauen Justage begründet. Der Endwert wird für etwa $x_0 = 1,0 \text{ mm}$ erreicht. Ein weiteres Absenken der Potentialbarriere führt zu keinen signifikanten

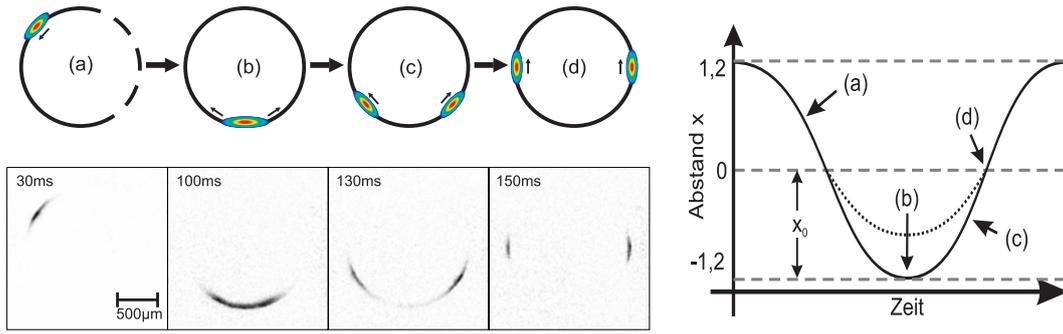


Abbildung 6.9: Links: Schematische Darstellung der Präparation und des Teilungsprozesses mit den dazugehörigen Fluoreszenzaufnahmen. Rechts: Positionsabhängigkeit des Abstands des Fallenlasers auf der Ringlinse.

Änderungen des Aufteilungsverhältnisses. Anhand der Summe der Teilchenzahlen aus den beiden Fallen wird ersichtlich, dass für $x_0 < 1,0$ mm der Teilungsprozess nahezu verlustfrei verläuft. Für größere Werte von x_0 treten Teilchenzahlverluste auf, da hier das Potential immer weiter abgesenkt wird und die heißeren Atome die Falle verlassen.

Um das Aufteilungsverhältnis von der Höhe der Potentialbarriere zu beschreiben geht man zunächst von der Energieverteilung der Atome gemäß Anhang B aus

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\left(\frac{E}{k_B T}\right)}, \quad (6.10)$$

die von der Temperatur T des Ensembles abhängt. Beträgt die Höhe der Potentialbarriere E_0 , so werden sich alle Atome, deren Energie $E > E_0$ ist zu gleichen Anteilen auf beide Potentialmulden verteilen. Die Anzahl der Atome in der zweiten Potentialmulde ist demnach

$$N_2 = \frac{N_0}{2} \int_{E_0}^{\infty} \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\left(\frac{E}{k_B T}\right)} dE, \quad (6.11)$$

wobei N_0 die Gesamtzahl der Atome ist. Das Integral ist analytisch lösbar [103] mit dem Ergebnis

$$N_2 = \frac{N_0}{4} \left[\left(\frac{E_0}{k_B T} \right)^2 + 2 \frac{E_0}{k_B T} + 2 \right] e^{-\left(\frac{E_0}{k_B T}\right)}. \quad (6.12)$$

Die Höhe der Potentialbarriere wurde mit Hilfe der numerischen Berechnung des Fallenpotentials abhängig von der Auslenkung x_0 des Fallenlaserstrahls ermittelt. Die Besetzung N_2 der zweiten Falle ist in Abbildung 6.10 (b) von der Barrierenhöhe dargestellt. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung von Gleichung 6.12 an die Messdaten. Für die Temperatur als freien Parameter ergibt sich aus der Anpassung ein Wert von $T_{\text{fit}} = (111 \pm 2) \mu\text{K}$. Die gemessene Temperatur im Experiment betrug kurz vor dem Teilungsprozess $T_{\text{exp}} = (102 \pm 10) \mu\text{K}$ was in guter Übereinstimmung mit T_{fit} ist. Warum die Temperatur des atomaren Ensembles im Vergleich zu allen anderen Messungen hier recht hoch ist, konnte nicht abschließend geklärt werden. Wahrscheinlich führt eine ineffiziente Kühlung durch die Melasse zu den erhöhten Temperaturen im Ringpotential.

6.5.2 Demonstration einer Interferometerstruktur

Mit Hilfe des im vorherigen Abschnitt präsentierten Strahlteilers für neutrale Atome ist es möglich atomare Ensembles zu trennen und wieder zusammenzuführen. Es konnte hiermit gezeigt werden, dass es sogar möglich ist die atomare Wolke im Ring vielfach zu teilen und zu rekombinieren. Da es sich hierbei nur um ein Demonstrationsexperiment handelt, wurde auf die Präparation, wie sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurde, verzichtet und der erste Teilungsprozess sofort nach dem Umladen aus der MOT an der Oberkante des Ringes durchgeführt. Zur Veranschaulichung sind die Fluoreszenzbilder in Abbildung 6.11 entlang des Ringes aufgeklappt und untereinander angeordnet, so dass die zeitliche Abfolge erkennbar wird. In der Darstellung sind fünf Umläufe um den halben Umfang des Ringes erkennbar. Die Atome legen dabei eine makroskopische Wegstrecke von 11,8 mm zurück. Der

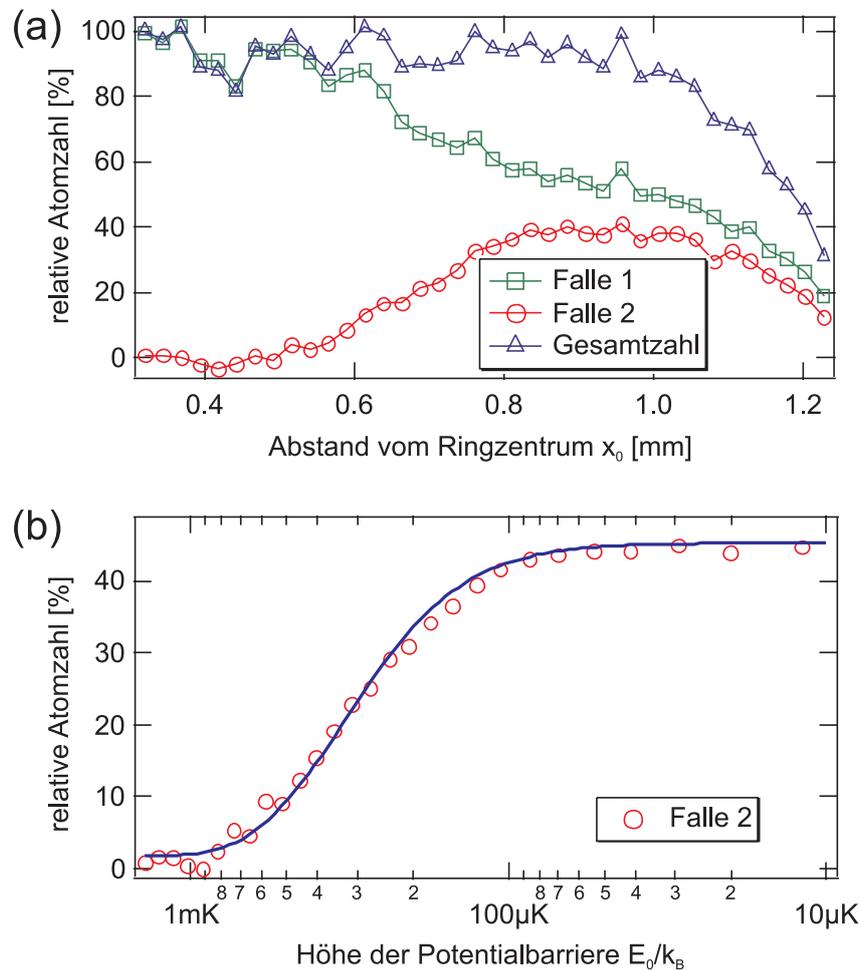


Abbildung 6.10: (a) Aufteilungsverhältnis in Abhängigkeit des Abstandes x_0 des Faltenlaserstrahls von der Ringmitte anhand der relativen Atomzahl in Falle 1 und Falle 2 nach dem Teilungsprozess. (b) Relative Teilchenzahl in Falle 2 in Abhängigkeit der Höhe der Potentialbarriere. Die durchgezogene Linie entspricht einer Anpassung von Gleichung 6.12 an die Messdaten.

Kontrastverlust für größere Zeiten resultiert aus der Lebensdauer der Atome in der Falle, die während des Umlaufens zu 105 ms gemessen wurde.

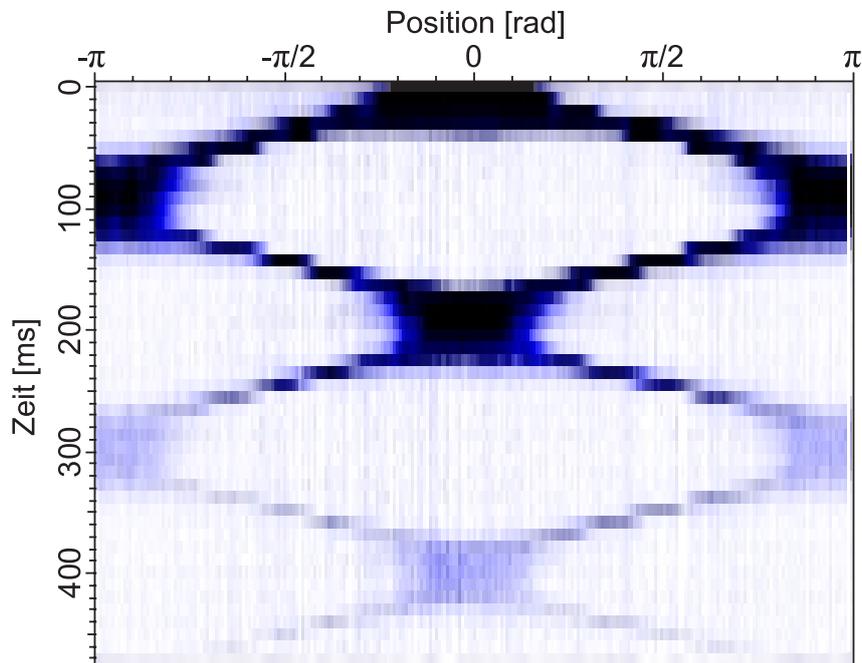


Abbildung 6.11: *Vielfaches Teilen und Zusammenführen eines atomaren Ensembles im optischen Speicherring. Für die Darstellung wurden die Fluoreszenzbilder entlang des Ringes aufgeklappt und aneinandergesetzt. Die Lebensdauer der Atome von etwa 105 ms bewirkt den starken Kontrastverlust mit der Zeit.*

6.6 Ausblick und Diskussion

In diesem Kapitel wurde eine neue Leiterstruktur für neutrale Atome basierend auf einer mikrooptischen Ringlinse vorgestellt. Eine mögliche Anwendung des Ringpotentials ergibt sich im Bereich der Atominterferometrie. So wäre z.B. in Analogie zu Lasergyroskopen eine Realisierung eines Sagnac-Interferometers mit neutralen Atomen denkbar. Die beobachtete Phasenverschiebung eines Interferenzsignals ergibt sich bei einem Sagnac-Interferometer in Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit Ω zu

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda v} A\Omega. \quad (6.13)$$

Diese hängt von der Geschwindigkeit v , der Wellenlänge λ der verwendeten Teilchen, als auch von der von den Interferometerarmen eingeschlossenen Fläche A ab. Der Wert von λv für lasergekühlte Atome im Vergleich zu Licht resultiert in einer Steigerung der Phasenverschiebung um einen Faktor $mc^2/(\hbar\omega) \approx 10^{11}$, wobei m die atomare Masse und ω die Frequenz des Photons ist. Dies gilt allerdings nur bei gleicher eingeschlossener Fläche A . Bei Lasergyroskopen lassen sich dabei leicht eingeschlossene Flächen von mehreren m^2 erreichen. Bei Atominterferometern ist die

Fläche gewöhnlich auf wenige mm^2 beschränkt. Dies resultiert aus dem geringen Impulsübertrag der Laserpulse, die als Strahlteiler und Spiegel fungieren und der Tatsache, dass für gewöhnlich frei expandierende atomare Wolken zur Atominterferometrie genutzt werden, so dass die Messzeit bei diesen Experimenten durch die thermische Ausdehnung der Wolke begrenzt ist.

Die hier gezeigte Ringleiterstruktur erlaubt das kontrollierte Führen atomarer Ensembles über einen langen Zeitraum. Sie bietet dabei eine eingeschlossene Fläche von $1,77\text{ mm}^2$, die sich durch mehrfache Umläufe der Atome im Ring um ein Vielfaches steigern lässt. Die somit erreichbare Sensitivität ist prinzipiell durchaus mit modernen Atominterferometern vergleichbar. Zusätzlich bietet die mikrooptische Struktur der Ringlinse eine hohe Stabilität des Interferometers im Vergleich zu den meist mehrere Meter umfassenden modernen Atominterferometern.

Eine wichtige Fragestellung ist, ob der Teilungsprozess im Ring kohärent erfolgt. Bei den in Abschnitt 6.5.1 vorgestellten Experimenten ist dies sicherlich nicht der Fall, da das Aufteilungsverhältnis vorrangig durch die thermische Verteilung der Atome in den Potentialmulden gegeben ist. Um dennoch kohärente Aufteilungen zu erhalten gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit ist es über die in Kapitel 4 beschriebene Ramsey-Methode Interferenzen der Wellenfunktionen der internen Zustände der Atome (bspw. der beiden Hyperfeingrundzustände) auszunutzen. Hierbei ist es wichtig, dass zur Rotationsmessung abhängig vom internen Zustand die Atome selektiv in die linke, bzw. rechte Ringhälfte abgelenkt werden. Dies könnte z.B. durch einen Impulsübertrag auf die Atome durch den ersten $\pi/2$ -Puls an der Oberseite des Ringes geschehen. Eine andere Möglichkeit ist es der einen Ringhälfte ein zustandsselektives Potential zu überlagern. Dieses müsste so beschaffen sein, dass es für den einen Zustand attraktiv, für den anderen jedoch repulsiv ist. Praktisch lässt sich ein solches Potential realisieren, indem die Verstimmung eines zusätzlichen Fallenlaser in geeigneter Weise zwischen der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands eingestellt wird, so dass die Starkverschiebung für den einen Zustand attraktiv, für den anderen jedoch repulsiv ist.

Um einen hohen Teilchenfluss und damit ein hohes Signal-zu-Rauschen Verhältnis zu erhalten, ist es denkbar den Speicherring kontinuierlich, z.B. unter Verwendung von Linienwellenleitern, aus einer MOT zu laden. In aktuellen Experimenten konnten mit solchen Anordnungen Teilchenflüsse von bis zu 10^8 Atome/s erreicht werden [104, 105]. Dies ist durchaus mit atomaren Flüssen in Atominterferometern vergleichbar, bei denen thermische Atomstrahlen verwendet werden [52]. Die Verwendung ultrakalter Atome bietet hierbei wie bereits geschildert den Vorteil erhöhter Sensitivität aufgrund der größeren de Broglie-Wellenlänge der Teilchen.

Neben der Atominterferometrie bietet der optische Speicherring die Möglichkeit zur Materiewelleninterferometrie durch Verwendung von Bose-Einstein Kondensaten. Die Fähigkeit ein solches atomares Ensemble kontrolliert zu teilen und wieder zusammenzuführen ermöglicht das Studium der Phaseneigenschaften eines Kondensats. So konnten bereits Interferenzerscheinungen zweier Kondensate nachgewiesen werden, die voneinander getrennt in einem Doppelpotential präpariert wurden [106]. Ebenfalls konnte unter Verwendung von *Atomchips* eine Geometrie erstellt werden, bei der ein Einfachpotential in ein Doppelpotential kontinuierlich umgewandelt wurde. Es konnte hiermit gezeigt werden, dass sich darin gefangene Kondensate so

weit voneinander separieren lassen, dass Tunnelwahrscheinlichkeiten durch die Potentialbarriere praktisch nicht mehr auftreten, die Kondensate bei Abschalten des Potentials jedoch immer noch interferieren [22]. Die hier vorgestellten Experimente mit thermischen Atomen weisen das Potential der Ringstruktur für zukünftige Experimente gepaart mit den Vorteilen mikrooptischer Strukturen auf.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Untersuchungen zur prinzipiellen Eignung neutraler ^{85}Rb -Atome, die in Registern von Dipolfallen gefangen sind, für die Quanteninformationsverarbeitung fortgeführt. Der große Vorteil des Dipolfallenregisters ist hierbei sowohl der große Abstand der Fallen zueinander, als auch deren gute Lokalisierbarkeit. Wie erstmals in [26] gezeigt wurde, ist im Vergleich zu Systemen mit optischen Stehwellen eine einfache individuelle Adressierung der einzelnen Fallen möglich. Dies gelingt z.B. durch fokussierte Laserstrahlen, deren Strahldurchmesser am Ort des Registers wesentlich kleiner als der Fallenabstand ist. In [27, 28] wurden erstmals kohärente Manipulationen der Atome in verschiedenen Fallen simultan ausgeführt und die prinzipielle Realisierung von Ein-Qubit-Gatter basierend auf neutralen Atomen demonstriert.

Sollen Wechselwirkungen zwischen Atomen in benachbarten Fallen induziert werden, so muss aufgrund der geringen Reichweite der Wechselwirkung ein Verfahren entwickelt werden, das es erlaubt, den Abstand der einzelnen Fallen im Sub-Mikrometerbereich genau zu verringern. In dieser Arbeit wurde erstmals der simultane kontrollierte Transport neutraler Atome in Dipolfallenregistern mit einer Präzision von unter 10 nm in einer Transportzeit von minimal 2 ms demonstriert. Die Reichweite des Transports beträgt hierbei genau einen Fallenabstand (54 μm). Diese kann durch ein hier gezeigtes Schieberegister im Prinzip beliebig in zwei Dimensionen erweitert werden. Es konnte gezeigt werden, dass während des Transports die Eigenschaften des atomaren Ensembles bezüglich Teilchenzahl und Temperatur erhalten bleiben. In Hinsicht auf die spätere Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern bedeutet dies, dass der Transport die äußeren Freiheitsgrade der Atome nicht ändert, was für deterministische Gatteroperationen hoher Güte erforderlich ist. Des Weiteren wurde der Kohärenzerhalt der internen Zustände demonstriert und gezeigt, dass sich der Transport lediglich in einem für alle Atome konstanten Phasenhub von weniger als $\pi/11$ niederschlägt. In diesem Rahmen wurden ebenfalls Dekohärenzprozesse im statischen Register untersucht. Es wurde gezeigt, dass, abgesehen von der praktisch umkehrbaren inhomogenen Dephasierung, die experimentell zugängli-

che Kohärenzzeit von 74 ms durch homogene Dephasierungseffekte limitiert ist. Dies liegt eine Größenordnung über der minimalen Transportzeit, so dass einfache Zwei-Qubit-Gatteroperationen und kontrollierte Wechselwirkungen von Atomen bereits in naher Zukunft mit diesem System demonstriert werden könnten. Zur Steigerung der Kohärenzzeit muss die Heizrate der Atome durch den Dipolfallenlaser verringert werden. Dies ließe sich beispielsweise durch Verwendung eines Lasers mit höherer Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz erreichen.

Ein wichtiger zukünftiger Schritt in Richtung Quanteninformation beinhaltet die Präparation einzelner Atome in den Fallen des Registers. Hierbei lässt sich beim Beladen der extrem kleinen Foki des Registers ein Effekt ausnutzen, der als Blockademechanismus bezeichnet wird [107]. Mittels dieses Effekts wird das Laden einzelner Atome begünstigt, da bei Eintritt eines zweiten Atoms in das Fallenvolumen beide Atome durch lichtinduzierte Kollisionen genug kinetische Energie aufnehmen, um die Falle zu verlassen. Es ergibt sich hiermit ein statistischer Ladeprozess, bei dem im Mittel jede zweite Falle des Registers mit einzelnen Atomen besetzt wäre. Eine weitere Möglichkeit, bei der exakt ein Atom pro Falle realisiert werden kann, basiert auf dem von 3D-optischen Gittern bekannten Mott-Isolator-Übergang [108]. Durch Variation der Potentialhöhen des 3D-Gitters können die Tunnelkopplungen zwischen den einzelnen Gitterplätzen kontrolliert werden. Wird die Tunnelkopplung durch Erhöhung der Potentialbarrieren unterbunden, kann ein superfluides, d.h. ein über viele Gitterplätze delokalisiertes atomares Ensemble, in ein stark lokalisiertes System überführt werden. Dies resultiert in einer wohldefinierte Anzahl von gefangenen Atomen in jedem Gitterplatz, die von der anfänglichen Dichte des Kondensats abhängt. Wird eine Möglichkeit gefunden, die Atome aus dem optischen Gitter gezielt in ein Dipolfallenregister umzuladen, können die Vorteile des Registers gegenüber einem optischen Gitter ausgenutzt werden. Neben der Präparation einzelner Atome spielt auch deren zustandsselektive Detektion eine wesentliche Rolle. In dieser Arbeit wurde der derzeitige Stand der Detektion einzelner Atome in einem Dipolfallenregister präsentiert. Probleme ergeben sich dabei durch die Detektion von Streulicht, dessen statistische Schwankung eine Unterscheidung einzelner Atome verhindert. Um diesen Effekt zu vermindern, ist bereits ein neues Experiment basierend auf einer neuen Vakuumkammer und eventuell verbesserter Detektionsoptik in Planung. Hierbei werden die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse über die Herkunft des Streulichts genutzt. Weiterhin besteht die Möglichkeit, die Atome während der Detektion durch eine optische Melasse zu kühlen und das dabei gestreute Fluoreszenzlicht zu detektieren. So konnte in [109] eine kontinuierliche Detektion einzelner Atome über Sekunden erreicht werden.

Für die Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern ist es weiterhin erforderlich, die Atome in definierte Vibrationszustände der Fallen zu präparieren. Hierfür bietet sich der Grundzustand der Fallen an. Ein Transfer der Atome in den Vibrationsgrundzustand von Dipolfallen ist durch Raman-Seitenbandkühlen [110–112] bereits demonstriert worden. Hierfür werden die Ramanlaser nicht kopropagierend sondern in entgegengesetzter Richtung eingestrahlt, sodass der nötige Impulsübertrag beim Übergang zwischen den Vibrationszuständen durch den hierdurch erzeugten Photonenrückstoß der Ramanlaser aufgebracht werden kann. Sind die Atome im Grundzustand präpariert, kann ein Zwei-Qubit-Gatter mittels des hier demonstrierten Transportprozesses über kontrollierte kalte Stöße induziert werden. Für die Verschränkung zweier

Atome ist zudem ein zustandsselektives Verschieben nötig. Dies kann z.B. durch Präparation der Atome in ihren äußeren magnetischen Unterzuständen und Transport in spinselktiven Dipolfallen geschehen. Eine solche Dipolfalle wurde bereits in unserer Gruppe aufgebaut und untersucht [113]. Wenn es gelingt, diese zusätzlichen Elemente in den derzeit existierenden experimentellen Aufbau mit einzubringen, so ließe sich das erste Zwei-Qubit-Gatter für neutrale Atome realisieren.

In dieser Arbeit wurde weiterhin eine neuartige Mikrolinsenstruktur basierend auf einer zu einem Ring geformten Zylinderlinse untersucht. Mit dieser Linse ist es möglich einen ringförmigen Fokus zu erzeugen, der bei Verwendung von gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmten Laserlichts als optische Dipolfalle für neutrale Atome genutzt werden kann. Es wurde das Laden und die freie Expansion, sowie das beschleunigte Umlaufen von Atomen im Ring demonstriert. Durch partielles Ausleuchten der Ringlinse konnte zudem eine geschlossene Interferometerstruktur für Atome demonstriert werden. Als wichtiges Element konnte gezeigt werden, dass ein variabler Teilungsprozess des atomaren Ensembles möglich ist. Die Ringlinse bietet trotz ihrer kompakten Abmessungen eine von den Interferometerarmen eingeschlossene Fläche von $1,77 \text{ mm}^2$. Sie bietet damit das Potential, die hohe Präzision von Atominterferometern mit dem Vorzügen mikrooptischer Strukturen zu verbinden. Hierfür soll an einem parallelen zu dieser Arbeit existierenden Experiment ein Bose-Einstein-Kondensat mit rein optischen Methoden erzeugt werden [114–117]. Die evaporative Kühlung erfolgt hierbei in einer gekreuzten Dipolfalle, die von einem bei 1030 nm laufenden Scheibenlaser erzeugt wird. In weiterführenden Experimenten lässt sich dann das Kondensat in die ringförmige Dipolfalle umladen. Hiermit sollte es dann möglich sein, Interferenzen des Kondensats im Ring zu beobachtbar. Ebenfalls bietet die Ringstruktur aufgrund ihrer geringen Fokusgröße die Möglichkeit, Kondensate in einem quasi-niederdimensionalen System mit periodischen Randbedingungen zu studieren und liefert damit die Grundlage für zukünftige Experimente und theoretische Untersuchungen.

A.

Daten von Rubidium 85

Name	Symbol	Wert
Masse	m	$1,411 \cdot 10^{-25}$ kg
Kernspin	I	5/2
nukl. Landé-Faktor	g_I	$-2,936\,400(6) \cdot 10^{-4}$
Streulänge	a	$-387(1) a_0$
$5S_{1/2}$ -Grundzustand		
elektr. Landé-Faktor	g_J	2,002 331 13(20)
HFS-Aufspaltung	ω_{HFS}	$2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5)$ Hz

Tabelle A.1: Atomare Eigenschaften von ^{85}Rb .

D_1 -Linie		
Wellenlänge	λ_{vac}	794,979 nm
Übergangsfrequenz	ν	377 107 385,675(50) MHz
Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 5,41$ MHz
D_2 -Linie		
Wellenlänge	λ_{vac}	780,242 nm
Übergangsfrequenz	ν	384 230 546,804(40) MHz
Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 5,98$ MHz
Sättigungsintensität	I_0	1,64 mW/cm ²
Doppler-Temperatur	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	143,31 μK
Rückstoßenergie	$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$	$(k_B/2) \cdot 370$ nK

Tabelle A.2: Daten der D-Linien von ^{85}Rb .

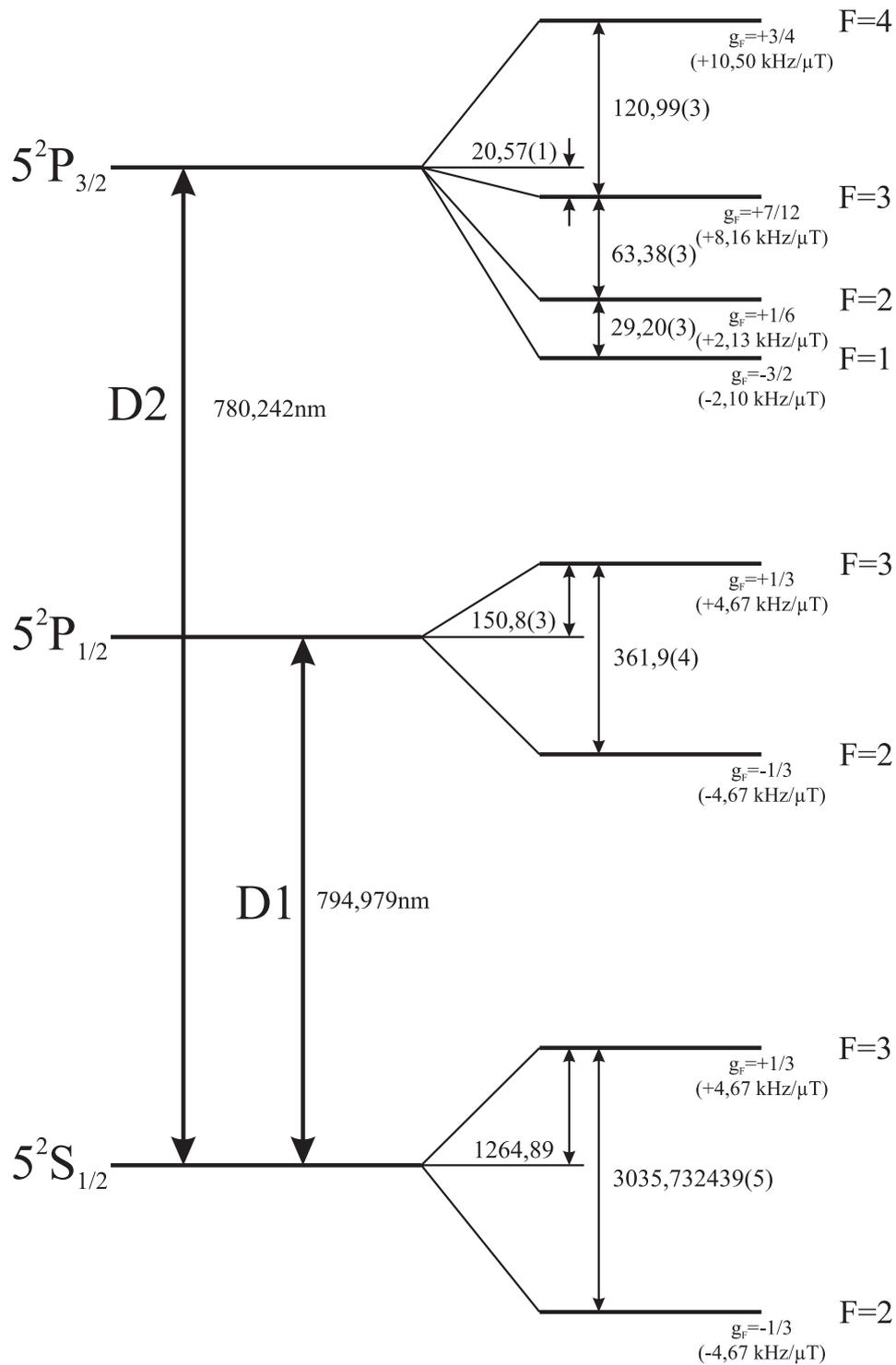


Abbildung A.1: Termschema der D-Linien für ^{85}Rb . Die Aufspaltungen der Hyperfeinstruktur sind in MHz angegeben. Neben dem g_F -Faktor ist ebenfalls die Zeeman-Aufspaltung der m_F -Zustände angegeben.

B.

Energieverteilung in Dipolfallenpotentialen

In einem externen Potential ist der Aufenthaltsort der Teilchen abhängig von ihrer Energie auf ein Volumen $V(E)$ eingeschränkt. Im thermodynamischen Gleichgewicht entspricht die Energieverteilung eines atomaren Ensembles einer Maxwell-Boltzmann Verteilung, die die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, das atomare Ensemble in einem Energieintervall $[E, E + dE]$ vorzufinden. Die Energieverteilung ist proportional zur Anzahl der Zustände in diesem Energieintervall. Diesem trägt man durch Einführen der Zustandsdichte $g(E)$ Rechnung

$$p(E) \sim g(E) e^{-\frac{E}{\kappa_B T}}. \quad (\text{B.1})$$

Die Zustandsdichte für ein nicht wechselwirkendes Gas in einem beliebigen Potential $U(\vec{r})$ ergibt sich zu

$$g(E) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \int_{V(E)} \sqrt{E - U(\vec{r})} d^3r, \quad (\text{B.2})$$

wobei m die Masse der Teilchen ist. Für Potentiale $U(\vec{r})$, die durch ein Polynom der Form

$$U(\vec{r}) = U_1 \left| \frac{x}{a} \right|^p + U_2 \left| \frac{y}{b} \right|^l + U_3 \left| \frac{z}{c} \right|^q \quad (\text{B.3})$$

dargestellt werden können, ergibt sich die Zustandsdichte nach [118] zu

$$g(E) = \left(\frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \right) \frac{abc}{U_1^{1/p} U_2^{1/l} U_3^{1/q}} E^\kappa F(p, l, q). \quad (\text{B.4})$$

Hierbei ist

$$\kappa = \frac{1}{p} + \frac{1}{l} + \frac{1}{q} + \frac{1}{2} \quad (\text{B.5})$$

und $F(p,l,q)$ ist gegeben durch

$$F(p,l,q) = \left(\int_{-1}^1 (1 - X^p)^{1/2+1/q+1/l} dX \right) \left(\int_{-1}^1 (1 - X^l)^{1/q+1/2} dX \right) \left(\int_{-1}^1 (1 - X^q)^{1/2} dX \right). \quad (\text{B.6})$$

Ein durch einen fokussierten Laserstrahl erzeugtes Dipolfallenpotential lässt sich durch Entwicklung in guter Näherung in eine polynomiale Form in zweiter Ordnung bringen [36]

$$U(\vec{r}) = U_0 \left[2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (\text{B.7})$$

Durch den Vergleich mit Gleichung B.3 ergeben sich $p = l = q = 2$, sowie $a = b = w_0$ und $c = z_R$. Damit ergibt sich $F(2,2,2) = \pi^2/4$ und die Zustandsdichte $g(E)$ wird zu

$$g(E) = \frac{2\pi(2m)^{3/2} w_0^2 z_R \pi^2}{\hbar^3 U_0^{3/2} 4} \cdot E^2 \propto E^2. \quad (\text{B.8})$$

Für die thermische Energieverteilung in einem Dipolfallenpotential folgt daraus nach Normierung die Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}}. \quad (\text{B.9})$$

Abbildung B.1 zeigt den Verlauf der Wahrscheinlichkeitsverteilung im Dipolfallenpotential im Vergleich zur Verteilung im freien Raum für eine Temperatur $T = 10 \mu\text{K}$. Die Verteilung im Potential ist breiter und zu höheren Teilchenenergien verschoben. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Gesamtenergie der Atome im Dipolfallenpotential jetzt nicht nur kinetische sondern auch potentielle Energien beinhaltet. Für die gleiche Temperatur T (also gleiche mittlere kinetische Energie $\overline{E_{\text{kin}}}$) wie im freien Raum ist somit die Gesamtenergie im Dipolfallenpotential höher.

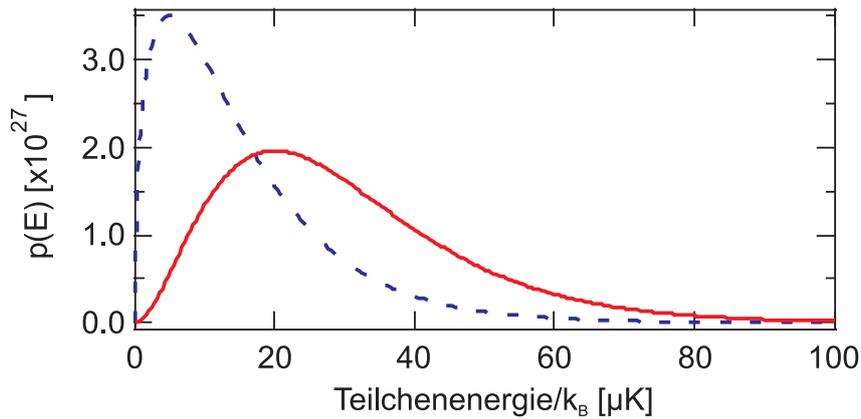


Abbildung B.1: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energien $p(E)$ bei einer Temperatur von $T = 10 \mu\text{K}$ im Dipolfallenpotential (durchgezogene Linie) und im freien Raum (gestrichelte Linie).

Literaturverzeichnis

- [1] CHU, S.: *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*. Reviews of Modern Physics, 70:685–706, Juli 1998.
- [2] PHILLIPS, W. D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Reviews of Modern Physics, 70:721–741, Juli 1998.
- [3] COHEN-TANNOUDJI, C. N.: *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*. Reviews of Modern Physics, 70:707–719, Juli 1998.
- [4] METCALF, H. J. und P. VAN DER STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer New York, 1999.
- [5] FRESE, D., B. UEBERHOLZ, S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, V. GOMER und D. MESCHEDE: *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*. Physical Review Letters, 85:3777–3780, Oktober 2000.
- [6] HU, Z. und H. J. KIMBLE: *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*. Optics Letters, 19:1888–1890, November 1994.
- [7] HAUBRICH, D., H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, R. WYNANDS und D. MESCHEDE: *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*. Europhysics Letters, 34:663–668, Juni 1996.
- [8] RUSCHEWITZ, F., D. BETTERMANN, J. L. PENG und W. ERTMER: *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*. Europhysics Letters, 34:651–656, Juni 1996.
- [9] LLOYD, S.: *Almost Any Quantum Logic Gate is Universal*. Physical Review Letters, 75:346–349, Juli 1995.
- [10] JAKSCH, D., H.-J. BRIEGEL, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER und P. ZOLLER: *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*. Physical Review Letters, 82:1975–1978, März 1999.
- [11] MANDEL, O., M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*. Nature, 425:937–940, Oktober 2003.
- [12] MANDEL, O., M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Coherent Transport of Neutral Atoms in Spin-Dependent Optical Lattice Potentials*. Physical Review Letters, 91(1):010407–+, Juli 2003.
- [13] ALT, W., D. SCHRADER, S. KUHR, M. MÜLLER, V. GOMER und D. MESCHEDE: *Single atoms in a standing-wave dipole trap*. Physical Review A, 67(3):033403–+, März 2003.

- [14] SCHLOSSER, N., G. REYMOND, I. PROTSSENKO und P. GRANGIER: *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*. Nature, 411:1024–1027, Juni 2001.
- [15] PETERS, A., K. YEOW CHUNG und S. CHU: *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*. Nature, 400:849–+, August 1999.
- [16] BERTOLDI, A., G. LAMPORESI, L. CACCIAPUOTI, M. DE ANGELIS, M. FATTORI, T. PETELSKI, A. PETERS, M. PREVEDELLI, J. STUHLER und G. M. TINO: *Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G* . European Physical Journal D, 40:271–279, November 2006.
- [17] RIEHLE, F., T. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE und C. J. BORDE: *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame - Sagnac effect in a matter-wave interferometer*. Physical Review Letters, 67:177–180, Juli 1991.
- [18] GUSTAVSON, T. L., P. BOUYER und M. A. KASEVICH: *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*. Physical Review Letters, 78:2046–2049, März 1997.
- [19] WANG, P., R.-B. LI, H. YAN, J. WANG und M.-S. ZHAN: *Demonstration of a Sagnac-Type Cold Atom Interferometer with Stimulated Raman Transitions*. Chinese Physics Letter, 24:27–30, Januar 2007.
- [20] HÄNSEL, W., J. REICHEL, P. HOMMELHOFF und T. W. HÄNSCH: *Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds*. Physical Review Letters, 86:608–611, Januar 2001.
- [21] HOMMELHOFF, P., W. HÄNSEL, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH und J. REICHEL: *Transporting, splitting and merging of atomic ensembles in a chip trap*. New Journal of Physics, 7:3–+, Januar 2005.
- [22] SCHUMM, T., S. HOFFERBERTH, L. M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, S. GROTH, I. BAR-JOSEPH, J. SCHMIEDMAYER und P. KRÜGER: *Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip*. Nature Physics, 1:57–62, Oktober 2005.
- [23] HERZIG, H. P.: *Micro-Optics*. Taylor & Francis, London, 1997.
- [24] BIRKL, G., F. B. J. BUCHKREMER, R. DUMKE und W. ERTMER: *Atom optics with microfabricated optical elements*. Optics Communications, 191:67–81, Mai 2001.
- [25] DIVINCENZO, D. P.: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschritte der Physik, 48:771–783, 2000.
- [26] DUMKE, R., M. VOLK, T. MÜTHER, F. B. BUCHKREMER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits*. Physical Review Letters, 89(9):097903–+, August 2002.

- [27] LENGWENUS, A., J. KRUSE, M. VOLK, W. ERTMER und G. BIRKL: *Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 86:377–383, Februar 2007.
- [28] VOLK, M.: *Kalte Atome für die Quanteninformationsverarbeitung*. Doktorarbeit, Universität Hannover, Institut für Quantenoptik, 2005.
- [29] DUMKE, R., T. MÜTHER, M. VOLK, W. ERTMER und G. BIRKL: *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*. Physical Review Letters, 89(22):220402–+, November 2002.
- [30] KREUTZMANN, H., U. V. POULSEN, M. LEWENSTEIN, R. DUMKE, W. ERTMER, G. BIRKL und A. SANPERA: *Coherence Properties of Guided-Atom Interferometers*. Physical Review Letters, 92(16):163201–+, April 2004.
- [31] HINDS, E. A. und I. G. HUGHES: *REVIEW ARTICLE: Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*. Journal of Physics D Applied Physics, 32:119–+, September 1999.
- [32] FOLMAN, R., P. KRÜGER, D. CASSETTARI, B. HESSMO, T. MAIER und J. SCHMIEDMAYER: *Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips*. Physical Review Letters, 84:4749–4752, Mai 2000.
- [33] DEKKER, N. H., C. S. LEE, V. LORENT, J. H. THYWISSEN, S. P. SMITH, M. DRNDIĆ, R. M. WESTERVELT und M. PRENTISS: *Guiding Neutral Atoms on a Chip*. Physical Review Letters, 84:1124–1127, Februar 2000.
- [34] SINZINGER, S. und J. JAHNS: *Microoptics*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 1999.
- [35] BERGAMINI, S., B. DARQUIÉ, M. JONES, L. JACUBOWIEZ, A. BROWAEYS und P. GRANGIER: *Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator*. Journal of the Optical Society of America B Optical Physics, 21:1889–1894, November 2004.
- [36] GRIMM, R., M. WEIDEMULLER und Y. B. OVCHINNIKOV: *Optical dipole traps for neutral atoms*. Molecular and Optical Physics, 42:95, 2000.
- [37] DALIBARD, J. und C. COHEN-TANNOUDJI: *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light - The dipole force revisited*. Journal of the Optical Society of America B Optical Physics, 2:1707–1720, 1985.
- [38] COHEN-TANNOUDJI, C., J. DUPONT-ROC und G. GRYNBERG: *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Wiley, New York, 1992.
- [39] CHU, S., J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN und A. CABLE: *Experimental observation of optically trapped atoms*. Physical Review Letters, 57:314–317, Juli 1986.
- [40] BORN, M. und E. WOLF: *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1965.

- [41] CHU, S., L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, A. CABLE und A. ASHKIN: *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*. Physical Review Letters, 55:48–51, Juli 1985.
- [42] RAAB, E. L., M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU und D. E. PRITCHARD: *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Physical Review Letters, 59:2631–2634, Dezember 1987.
- [43] STEINEBACH, F.: *Interferenzstabilisierte Diodenlaser für Licht bei 780 nm*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, Institut für Angewandte Physik, 2007.
- [44] KUPPENS, S. J. M., K. L. CORWIN, K. W. MILLER, T. E. CHUPP und C. E. WIEMAN: *Loading an optical dipole trap*. Physical Review A, 62(1):013406–+, Juli 2000.
- [45] ALT, W.: *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*. Optik, 113:142–144, 2002.
- [46] ROBBINS, M. S. und B. J. HADWEN: *The Noise Performance of Electron Multiplying Charge-Coupled Devices*. IEEE Trans. Electron. Dev., 50:1127, 2003.
- [47] MORTARA, L. und A. FOWLER: *Evaluations of Charge-Coupled Device / CCD / Performance for Astronomical Use*. In: *SOLID STATE IMAGERS FOR ASTRONOMY: SPIE#290 1981 P. 28, 1981*, Band 290 der Reihe *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, Seiten 28–+, 1981.
- [48] PRINCETON INSTRUMENTS: *CCD camera encyclopedia*. http://www.princetoninstruments.com/library_enc_gain.shtml, 2005.
- [49] SESKO, D., T. WALKER, C. MONROE, A. GALLAGHER und C. WIEMAN: *Collisional losses from a light-force atom trap*. Physical Review Letters, 63:961–964, August 1989.
- [50] GALLAGHER, A. und D. E. PRITCHARD: *Exoergic collisions of cold Na-Na*. Physical Review Letters, 63:957–960, August 1989.
- [51] GOULD, P. L., P. D. LETT, P. S. JULIENNE, W. D. PHILLIPS, H. R. THORSHHEIM und J. WEINER: *Observation of associative ionization of ultracold laser-trapped sodium atoms*. Physical Review Letters, 60:788–791, Februar 1988.
- [52] GUSTAVSON, T. L., A. P. CHIKKATUR, A. E. LEANHARDT, A. GÖRLITZ, S. GUPTA, D. E. PRITCHARD und W. KETTERLE: *Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers*. Physical Review Letters, 88(2):020401–+, Januar 2002.
- [53] BEUGNON, J., C. TUCHENDLER, H. MARION, A. GAËTAN, Y. MIROSHNYCHENKO, Y. R. P. SORTAIS, A. M. LANCE, M. P. A. JONES, G. MESSIN, A. BROWAEYS und P. GRANGIER: *Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers*. Nature Physics, 3:696–699, Oktober 2007.

- [54] KUHR, S., W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER und D. MESCHÉDE: *Deterministic Delivery of a Single Atom*. Science, 293:278–281, Juli 2001.
- [55] SCHRADER, D., S. KUHR, W. ALT, M. MÜLLER, V. GOMER und D. MESCHÉDE: *An optical conveyor belt for single neutral atoms*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 73:819–824, 2001.
- [56] FRIEBEL, S., C. D’ANDREA, J. WALZ, M. WEITZ und T. W. HÄNSCH: *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*. Physical Review A, 57:20–+, Januar 1998.
- [57] HECHT, E.: *Optik*. Addison-Wesley (Deutschland) GmbH, 1989.
- [58] BONGS, K.: *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten*. Doktorarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 1999.
- [59] YOUNG, B., M. KASEVICH, S. CHU und R. P. BERMAN: *Atom Interferometry*, Kapitel Precision Atom Interferometry with Light Pulses, Seite 363. Academic Press, 1997.
- [60] KASEVICH, M. und S. CHU: *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 54:321–332, Mai 1992.
- [61] MOLER, K., D. S. WEISS, M. KASEVICH und S. CHU: *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*. Physical Review A, 45:342–348, Januar 1992.
- [62] PAKE, G. E.: *Fundamentals of Nuclear Magnetic Resonance Absorption. I*. American Journal of Physics, 18:438–452, Oktober 1950.
- [63] PAKE, G. E.: *Fundamentals of Nuclear Magnetic Resonance Absorption. II*. American Journal of Physics, 18:473–486, November 1950.
- [64] RABI, I. I., N. F. RAMSEY und J. SCHWINGER: *Use of Rotating Coordinates in Magnetic Resonance Problems*. Reviews of Modern Physics, 26:167–171, April 1954.
- [65] BLOCH, F.: *Nuclear Induction*. Physical Review, 70:460–474, Oktober 1946.
- [66] EGAN, W. F.: *Phase-Lock Basics*. Wiley Interscience, 1998.
- [67] SANTARELLI, G., A. CLAIRON, S. N. LEA und G. M. TINO: *Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz*. Optics Communications, 104:339–344, Januar 1994.
- [68] PREVEDELLI, M. AND FREEGARDE, T. AND HÄNSCH, T. W.: *Phase locking of grating-tuned diode lasers*. Applied Physics B, 60(241), 1995.
- [69] NUSSMANN, S.: *Realisierung, Charakterisierung und Anwendung eines phasenstabilisierten Diodenlasersystems*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, 2000.

- [70] SCHERER, M.: *Aufbau eines Ramanlasersystems zur kohärenten Manipulation von ^{85}Rb für die Quanteninformation*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [71] PENSELIN, S., T. MORAN, V. W. COHEN und G. WINKLER: *Hyperfine Structure of the Electronic Ground States of Rb^{85} and Rb^{87}* . *Physical Review*, 127:524–528, Juli 1962.
- [72] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. Teubner Studienbücher Physik, 1994.
- [73] RAMSEY, N.: *Molecular Beams*. Oxford University Press, London, 1956.
- [74] RAMSEY, N. F.: *The method of successive oscillatory fields*. *Physics Today*, 33:25–30, Juli 1980.
- [75] VANIER, J. und C. AUDOIN: *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, Bristol, 1989.
- [76] KASEVICH, M. A., E. RIIS, S. CHU und R. G. DEVOE: *RF spectroscopy in an atomic fountain*. *Physical Review Letters*, 63:612–615, August 1989.
- [77] ZUREK, W. H.: *Decoherence and the transition from quantum to classical*. *Physics Today*, 44:36–44, Oktober 1991.
- [78] TURCHETTE, Q. A., C. J. MYATT, B. E. KING, C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, W. M. ITANO, C. MONROE und D. J. WINELAND: *Decoherence and decay of motional quantum states of a trapped atom coupled to engineered reservoirs*. *Physical Review A*, 62(5):053807–+, November 2000.
- [79] SCHMIDT-KALER, F., S. GULDE, M. RIEBE, T. DEUSCHLE, A. KREUTER, G. LANCASTER, C. BECHER, J. ESCHNER, H. HÄFFNER und R. BLATT: *The coherence of qubits based on single Ca^+ ions*. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 36:623–636, Februar 2003.
- [80] DAVIDSON, N., H. JIN LEE, C. S. ADAMS, M. KASEVICH und S. CHU: *Long Atomic Coherence Times in an Optical Dipole Trap*. *Physical Review Letters*, 74:1311–1314, Februar 1995.
- [81] OZERI, R., L. KHAYKOVICH und N. DAVIDSON: *Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap*. *Physical Review A*, 59:1750–+, März 1999.
- [82] TREUTLEIN, P., P. HOMMELHOFF, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH und J. REICHEL: *Coherence in Microchip Traps*. *Physical Review Letters*, 92(20):203005–+, Mai 2004.
- [83] KUHR, S., W. ALT, D. SCHRADER, I. DOTSENKO, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL und D. MESCHÉDE: *Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap*. *Physical Review A*, 72(2):023406–+, August 2005.
- [84] HAHN, E. L.: *Spin Echoes*. *Physical Review*, 80:580–594, November 1950.

- [85] ANDERSEN, M. F., A. KAPLAN und N. DAVIDSON: *Echo Spectroscopy and Quantum Stability of Trapped Atoms*. Physical Review Letters, 90(2):023001–+, Januar 2003.
- [86] CLINE, R. A., J. D. MILLER, M. R. MATTHEWS und D. J. HEINZEN: *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*. Optics Letters, 19:207–209, Februar 1994.
- [87] ROWE, M. A., A. BEN-KISH, B. DEMARCO, D. LEIBFRIED, V. MEYER, J. BEALL, J. BRITTON, J. HUGHES, W. M. ITANO, B. JELENKOVIC, C. LANGER, T. ROSEN BAND und D. J. WINELAND: *Transport of Quantum States and Separation of Ions in a Dual RF Ion Trap*. ArXiv Quantum Physics e-prints, Mai 2002.
- [88] BROWAEYS, A., J. BEUGNON, C. TUCHENDLER, H. MARION, A. GAËTAN, Y. MIROSHNYCHENKO, B. DARQUIÉ, J. DINGJAN, Y. R. P. SORTAIS, A. M. LANCE, M. P. A. JONES, G. MESSIN und P. GRANGIER: *Recent progress on the manipulation of single atoms in optical tweezers for quantum computing*. ArXiv e-prints, 708, August 2007.
- [89] DENSCHLAG, J., D. CASSETTARI und J. SCHMIEDMAYER: *Guiding Neutral Atoms with a Wire*. Physical Review Letters, 82:2014–2017, März 1999.
- [90] KEY, M., I. G. HUGHES, W. ROOIJAKKERS, B. E. SAUER, E. A. HINDS, D. J. RICHARDSON und P. G. KAZANSKY: *Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide*. Physical Review Letters, 84:1371–1373, Februar 2000.
- [91] TEO, B. K. und G. RAITHEL: *Loading mechanism for atomic guides*. Physical Review A, 63(3):031402–+, März 2001.
- [92] CASSETTARI, D., B. HESSMO, R. FOLMAN, T. MAIER und J. SCHMIEDMAYER: *Beam Splitter for Guided Atoms*. Physical Review Letters, 85:5483–5487, Dezember 2000.
- [93] MÜLLER, D., D. Z. ANDERSON, R. J. GROW, P. D. SCHWINDT und E. A. CORNELL: *Guiding Neutral Atoms Around Curves with Lithographically Patterned Current-Carrying Wires*. Physical Review Letters, 83:5194–5197, Dezember 1999.
- [94] PRUVOST, L., D. MARESCAUX, O. HOUDE und H. T. DUONG: *Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide*. Optics Communications, 166:199–209, August 1999.
- [95] HOUDE, O., D. KADIO und L. PRUVOST: *Cold Atom Beam Splitter Realized with Two Crossing Dipole Guides*. Physical Review Letters, 85:5543–5546, Dezember 2000.
- [96] ARNOLD, A. S., C. S. GARVIE und E. RIIS: *Large magnetic storage ring for Bose-Einstein condensates*. Physical Review A, 73(4):041606–+, April 2006.

- [97] GUPTA, S., K. W. MURCH, K. L. MOORE, T. P. PURDY und D. M. STAMPER-KURN: *Bose-Einstein Condensation in a Circular Waveguide*. Physical Review Letters, 95(14):143201–+, September 2005.
- [98] SAUER, J. A., M. D. BARRETT und M. S. CHAPMAN: *Storage Ring for Neutral Atoms*. Physical Review Letters, 87(26):A260401+, Dezember 2001.
- [99] WU, S., W. ROOIJAKKERS, P. STRIEHL und M. PRENTISS: *Bidirectional propagation of cold atoms in a “stadium”-shaped magnetic guide*. Physical Review A, 70(1):013409–+, Juli 2004.
- [100] INC., WAVEMETRICS: *Igor Pro V5.0 Manual*. WaveMetrics Inc., 5.04 Auflage, 2005.
- [101] WEISS, D. S., B. C. YOUNG und S. CHU: *Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry*. Physical Review Letters, 70:2706–2709, Mai 1993.
- [102] WEITZ, M., B. C. YOUNG und S. CHU: *Atomic interferometer based on adiabatic population transfer*. Physical Review Letters, 73:2563–2566, November 1994.
- [103] BRONSTEIN, I. N., K. A. SEMENDJAJEW und G. MUSIOL: *Taschenbuch der Mathematik*. Deutsch (Harri), 2000.
- [104] DIMOVA, E., O. MORIZOT, G. STERN, C. L. GARRIDO ALZAR, A. FIORETTI, V. LORENT, D. COMPARAT, H. PERRIN und P. PILLET: *Continuous transfer and laser guiding between two cold atom traps*. European Physical Journal D, 42:299–308, Mai 2007.
- [105] YANG, C. Y., P. HALDER, O. APPEL, D. HANSEN und A. HEMMERICH: *Continuous loading of 1S_0 calcium atoms into an optical dipole trap*. ArXiv e-prints, 706, Juni 2007.
- [106] ANDREWS, M. R., C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. KURN und W. KETTERLE: *Observation of interference between Bose-Einstein condensates*. APS Meeting Abstracts, Seiten J1901+, April 1997.
- [107] SCHLOSSER, N., G. REYMOND und P. GRANGIER: *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*. Physical Review Letters, 89(2):023005–+, Juni 2002.
- [108] GREINER, M., O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature, 415:39–44, Januar 2002.
- [109] MIROSHNYCHENKO, Y., D. SCHRADER, S. KUHR, W. ALT, I. DOTSENKO, M. KHUDAVERDYAN, A. RAUSCHENBEUTEL und D. MESCHÉDE: *Continued imaging of the transport of a single neutral atom*. Optics Express, 11:3498–+, Dezember 2003.

-
- [110] HAMANN, S. E., D. L. HAYCOCK, G. KLOSE, P. H. PAX, I. H. DEUTSCH und P. S. JESSEN: *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*. Physical Review Letters, 80:4149–4152, Mai 1998.
- [111] PERRIN, H., A. KUHN, I. BOUCHOULE und C. SALOMON: *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*. Europhysics Letters, 42:395–400, Mai 1998.
- [112] VULETIĆ, V., C. CHIN, A. J. KERMAN und S. CHU: *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*. Physical Review Letters, 81:5768–5771, Dezember 1998.
- [113] DUMKE, R.: *Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen*. Doktorarbeit, Universität Hannover, Institut für Quantenoptik, 2003.
- [114] BARRETT, M. D., J. A. SAUER und M. S. CHAPMAN: *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Physical Review Letters, 87(1):010404–+, Juli 2001.
- [115] WEBER, T., J. HERBIG, M. MARK, H.-C. NÄGERL und R. GRIMM: *Bose-Einstein Condensation of Cesium*. Science, 299:232–235, Januar 2003.
- [116] TAKASU, Y., K. MAKI, K. KOMORI, T. TAKANO, K. HONDA, M. KUMAKURA, T. YABUZAKI und Y. TAKAHASHI: *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*. Physical Review Letters, 91(4):040404–+, Juli 2003.
- [117] CENNINI, G., G. RITT, C. GECKELER und M. WEITZ: *Bose-Einstein condensation in a CO₂-laser optical dipole trap*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 77:773–779, 2003.
- [118] BAGNATO, V., D. E. PRITCHARD und D. KLEPPNER: *Bose-Einstein condensation in an external potential*. Physical Review A, 35:4354–4358, Mai 1987.

Danksagung

Die letzten Worte dieser Arbeit seien zum Dank all denen gewidmet, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

An erster Stelle danke ich Prof. Dr. Gerhard Birkl für die Möglichkeit diese Arbeit in einem interessanten Teilgebiet der Physik anfertigen zu können. Mit zahlreichen Anregungen und hilfreichen Diskussionen im Verlauf meiner Promotion hat er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. Thomas Halfmann danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit haben natürlich alle Mitarbeiter des Quips-Experiments. Jens Kruse danke ich für zwei fruchtbare Jahre, in denen er durch seinen hohen Arbeitseifer wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Ohne ihn wäre der Umzug von Hannover nach Darmstadt und die letzten Messungen sicherlich nicht in so kurzer Zeit erfolgreich gewesen. Unseren Diplomanden Manuel Scherer und Markus Wagner danke ich für die tatkräftige Unterstützung beim Wiederaufbau des Experiments in Darmstadt. Michael Volk danke ich für die Einarbeitung in das Experiment und die gute Zusammenarbeit in Hannover.

Bei Johanna Nes und Oliver Wille bedanke ich mich für zahlreiche fachliche Diskussionen. Zudem bin ich äußerst dankbar für die vielen Stunden, die wir außerhalb des Labors freundschaftlich miteinander verbracht haben.

Weiterhin danke ich natürlich allen weiteren Mitarbeitern für das sehr gute Arbeitsklima in der Gruppe.

Für die aufmerksame Unterstützung in vielen organisatorischen Dingen bedanke ich mich bei Gabriele Jenny-Deußer.

Stellvertretend für alle Mitglieder der Feinmechanikwerkstatt möchte ich mich bei Herrn Kalbfleisch für die zuverlässige und qualitativ hochwertige Bearbeitung meiner Aufträge bedanken.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, stellvertretend für alle Mitarbeiter des Instituts für Quantenoptik in Hannover. Die Zeit, die ich während der ersten Hälfte meiner Doktorarbeit in Hannover verbracht habe, wird mir noch lange positiv in Erinnerung bleiben.

Meinen Eltern und meiner Schwester Nicole möchte ich ganz besonders herzlich danken. Durch ihre Unterstützung haben sie mir mein Studium ermöglicht und standen mir auch ansonsten immer mit Rat und Tat zur Seite.

Der größte Dank gilt meiner Frau May für ihre Unterstützung und Aufmunterung während dieser Zeit von der ich viel zuwenig mit ihr verbringen konnte.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Andre Lengwenus
Giesenkamp 1
31711 Luhden
geboren am 21.02.1979 in Hannover
verheiratet

Schulabschluss:

07/1998 Abitur am Otto-Hahn-Gymnasium, Springe

Zivildienst:

07/1998-08/1999 Kreiskrankenhaus Springe

Studium:

10/1999-10/2001 Grundstudium Physik, Universität Hannover

10/2001 Vordiplom in Physik

10/2001-05/2004 Hauptstudium Physik, Universität Hannover

04/2003-03/2004 Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Thema: Effiziente Präparation von Atomen zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen

05/2004 Diplom in Physik

Promotion:

07/2004-10/2006 Institut für Quantenoptik, Universität Hannover

seit 11/2006 Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 16. Januar 2008

(André Lengwenus)

