

Symmetrieabhängige Frequenzverschiebungen in Atomuhren

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
– **Dr. rer. nat.** –

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. **Johannes Will**,

geboren am 19. November 1982 in Hannover

2012

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Jan Arlt
Tag der Promotion: 14. Mai 2012

Zusammenfassung

Aktuelle Forschung im Bereich der Quantenphysik ist ohne ultrakalte atomare Gase kaum mehr vorstellbar. Sie dienen seit einigen Jahrzehnten vor allem in den Bereichen der Atom- und Molekülphysik sowie der Präzisionsmetrologie als wichtige Werkzeuge für die Grundlagenforschung. Dabei werden auf der Basis ultrakalter Quantengase Messgeräte mit revolutionärer Genauigkeit entwickelt, die in interferometrischen Messungen die Kohärenzeigenschaften der Ensembles ausnutzen. Besonders die Messung der Zeit anhand der Bestimmung einer atomaren Übergangsfrequenz gelingt in optischen Atomuhren mit zuvor unerreichter Präzision. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Untersuchung von wechselwirkungsinduzierten Frequenzverschiebungen des Uhrenübergangs von ^{87}Rb geplant und aufgebaut.

Die Erzeugung quantenentarteter Ensembles gelingt an diesem Experiment mit den Methoden der Laserkühlung und anschließender evaporativer Kühlung in einer Hybridfalle. Diese Hybridfalle kombiniert den starken Einschluss einer Magnetfalle mit der Flexibilität, die optische Potenziale bieten. Es konnten Bose-Einstein-Kondensate mit mehr als 1×10^6 Atomen erzeugt werden. Darüber hinaus konnte die Hybridfalle genutzt werden, um einen langsamen Atomlaser auszukoppeln. Dieser behält aufgrund seiner geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit eine kleine De Broglie Wellenlänge und weist eine sehr gute Strahlqualität auf.

Den Hauptteil der vorliegenden Arbeit bildet die Untersuchung einer neuen Verschiebung des Uhrenübergangs von ^{87}Rb mit Rabi- und Ramsey-Spektroskopie in einer optischen Dipolfalle. Die theoretische Beschreibung des Systems mit Teilchenpaaren resultiert in einer Singulett- und Triplet Pseudo-Spinbasis. In Abhängigkeit der Symmetrie der räumlichen Zweiteilchen-Wellenfunktion erfahren nur die Triplet- oder nur der Singulett-Zustand eine wechselwirkungsbedingte Energieverschiebung. Diese erzeugt bei räumlich inhomogener Abfrage eine Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs sowohl für fermionische als auch für bosonische Ensembles.

Die vorhergesagte Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der Pulslänge einer Ramsey-Spektroskopie ist in diesem System jedoch nicht messbar. Die Verwendung von hochauflösender Rabi-Spektroskopie des Systems findet Hinweise auf den Übergang in einen Singulett-Zustand. Außerdem zeigt die Messung, dass die Bewegungsseitenbänder der optischen Dipolfalle sich wie Übergänge in Singulett-Zustände verhalten. Diese Ergebnisse und insbesondere die Diskrepanz zwischen theoretischen und experimentellen Resultaten sind von großer Relevanz für das Verständnis der erwarteten Frequenzverschiebung und damit für die weitere Verbesserung optischer Atomuhren.

Schlagwörter: Ultrakalte Quantengase, Dichteabhängige Uhrenverschiebung, Atomuhren

Abstract

Current research in the field of quantum physics greatly benefits from the progress made after the first creation of ultracold atomic gases. For two decades, these quantum gases serve as important tools for fundamental research in the field of atomic and molecular physics, and precision metrology in particular. Their coherence properties are utilized to develop measurement devices based on ultracold atomic samples with unrivaled precision. Especially, the measurement of time realized by measuring atomic transition frequencies with optical atomic clocks reaches unprecedented accuracy. In the framework of this thesis an experimental apparatus was setup to investigate collisionally induced clock-shifts of the ^{87}Rb clock transition.

Cooling atoms into the quantum degenerate regime is achieved by laser cooling and subsequent evaporative cooling in a hybrid trap. The latter combines the tight confinement of a magnetic quadrupole trap with the versatility of an optical trap. It allows for the Bose-Einstein condensation of more than 10^6 atoms. The trap depth was reduced and the out-coupling of a slow, gravity compensated atom laser was demonstrated. Due to its small velocity of propagation, the atom laser maintains a small de Broglie wavelength and hence a good beam quality.

The main part of this thesis is the investigation of a new clock-shift of the ^{87}Rb clock transition. The measurements are carried out in an optical dipole trap using the methods of Rabi and Ramsey interferometry. A theoretical description employs pairwise pseudospin singlet and triplet states. Depending on the symmetry of the spatial two-particle wave function, the singlet or the triplet states suffer from collisional energy shifts. Introducing a spatially inhomogeneous coupling field, this leads to a novel clock-shift for fermions and bosons.

The predicted shift has a dependency on the pulse length in Ramsey spectroscopy which could not be verified experimentally in our system. Rabi spectroscopy at high resolution showed evidence for a singlet transition. In addition, this measurement showed that the motional sidebands of the optical dipole trap behave like singlet transitions. The results obtained, and the discrepancy between theoretical and experimental results in particular, are extremely relevant for the understanding of this novel frequency shift and hence, for future improvements of optical atomic clocks.

Keywords: ultracold quantum gases, collisional clock shift, atomic clocks

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
1 Einleitung	7
2 Experimenteller Aufbau	13
2.1 Präparation und Transport kalter Atomwolken	14
2.1.1 Vakuumsystem	14
2.1.2 Laserkühlung	15
2.1.3 Magnetischer Transport	24
2.1.4 Mikrowellenevaporation in der Quadrupolfalle	27
2.2 Quantenentartete Gase in optischen Potenzialen	30
2.2.1 Hybridfalle	32
2.2.2 Adiabatisches Umladen und Dimple-Trick	35
2.3 Quantenentartetes Gas in der gekreuzten Dipolfalle	38
2.4 Absorptionaufnahmen	39
3 Langsamer Atomlaser	41
3.1 Gravitationskompensation in der Hybridfalle	41
3.2 Experimentelle Realisierung des Atomlasers	43
3.3 Analyse des Strahlprofils	45
3.4 Messung der transversalen Fallenfrequenz mit einem Bild	48
4 Wechselwirkungsinduzierte Frequenzverschiebungen für Bosonen und Fermionen	51
4.1 Dichteverschiebung im Einteilchen-Bild	51
4.1.1 “Faktor 2 Kontroverse”	53
4.1.2 Fermi-Uhrenverschiebung	55
4.2 Frequenzverschiebungen in der Pseudo-Spinbasis	56
4.2.1 Der Faktor 2 ist immer 2	61
4.2.2 Reduktion der Dephasierung	62
4.2.3 Unterdrückung der Frequenzverschiebung	65
4.2.4 Bosonisches Rubidium als Fermion	66

5 Rabi- und Ramsey-Spektroskopie	71
5.1 Räumlich homogene Rabi- und Ramsey-Spektroskopie	72
5.1.1 Theorie	72
5.1.2 Experimentelle Vorbereitungen	79
5.1.3 Raman-Lasersystem	82
5.2 Räumlich inhomogene Spektroskopiepulse	91
5.2.1 Einstellbare räumliche Inhomogenität	91
5.2.2 Bestimmung der Inhomogenität des Kopplungsfelds im Experiment	93
6 Die Fermi-Uhrenverschiebung in bosonischem Rubidium	99
6.1 Frequenzverschiebungen in ^{87}Rb	100
6.1.1 Zeeman-Verschiebung	100
6.1.2 Differenzielle AC-Stark Verschiebung der Dipolfalle . . .	101
6.1.3 Kompensation der differentiellen AC-Stark Verschiebung der Raman-Laser	102
6.1.4 Kalibrierung der mittleren Dichte	103
6.2 Ramsey Spektroskopie mit veränderlicher zweiter Pulsdauer . .	105
6.3 Direkte Spektroskopie der Pseudo-Spinbasis	108
6.3.1 Rabi-Spektroskopie mit inhomogenem Raman-Feld . . .	108
6.3.2 Spektroskopie ausgehend vom anderen Uhrenzustand . .	112
6.3.3 Spin-Selbstrephasierung zur Bestimmung der Austausch- energie	113
6.4 Ergebnisse	114
7 Zusammenfassung und Ausblick	119
Literaturverzeichnis	123
Abbildungsverzeichnis	133
Publikationsliste	135
Lebenslauf	137

1 Einleitung

Die Physik der letzten Jahrzehnte wurde stark durch Experimente an ultrakalten atomaren Gasen geprägt. Der Grundstein für den rasanten Fortschritt auf den Gebieten der Quantenoptik und der Atomphysik wurde im Jahr 1960 mit der ersten Realisierung eines Lasers gelegt [1]. Diese Entwicklung gab den Anstoß für eine Reihe bahnbrechender Entdeckungen, wie zum Beispiel der Laserkühlung von neutralen Atomen [2, 3], die (gemeinsam mit weiteren Techniken) das Erreichen der Quantenentartung bosonischer Atome im Jahr 1995 ermöglichte [4, 5, 6]. Solch quantenentartete bosonische Ensembles haben sich seitdem als Modellsysteme zur Überprüfung fundamentaler theoretischer Zusammenhänge, zum Beispiel in der Quantenstatistik oder der Festkörperphysik, etabliert.

Neben der Grundlagenforschung ergeben sich Möglichkeiten für die Realisierung revolutionärer Messgeräte auf Basis von kalten Atomen. Analog zu optischen Interferometern können die Kohärenzeigenschaften der kalten Wolken für interferometrische Anwendungen genutzt werden. Atome sind im Gegensatz zu den Photonen eines Laserstrahls zum Beispiel auf elektromagnetische Felder oder die Gravitation sensitiv und diese Größen können somit in einer interferometrischen Messung mit hoher Präzision ausgelesen werden [7]. Ideale Voraussetzungen für die Interferometrie mit kohärenten Materiewellen bieten sogenannte Atomlaser [8], denen sich inzwischen ein eigenes Forschungsfeld widmet.

Atomlaser für die Materiewellen-Interferometrie

Atomlaser versprechen insbesondere großes Potenzial für die hochpräzise Messung von Beschleunigungen [9, 7, 10]. Um die Auflösung eines auf kohärenten Materiewellen basierenden Messgerätes zu maximieren, ist es notwendig sie unterbrechungsfrei, amplituden- und insbesondere phasenstabil zu betreiben.

Die ersten Experimente in Hinblick auf die Realisierung eines solchen Atomlasers wurden bereits kurz nach der ersten Herstellung von Bose-Einstein Kondensaten (BEC) durchgeführt [11, 12]. Der grundlegende Schritt zur Umsetzung ist die Wahl des Auskoppelmechanismus, wobei die einfachste Möglichkeit darin besteht, die Atome aus einem im magnetischen Potenzial gefangenen Zustand in einen ungefangenen Zustand zu transferieren. Dazu wurden zum Beispiel

Radiofrequenzpulse [11] oder Zwei-Photonen Raman-Übergänge [13] genutzt. Der erste quasi-kontinuierliche Auskoppelmechanismus wurde im Jahr 1999 mit schwacher Radiofrequenz-Strahlung realisiert [12]. Für diesen Fall wurde Kohärenz erster Ordnung [14] und zweiter Ordnung [15] und die daraus resultierende Poisson-Verteilung nachgewiesen. Großer experimenteller Aufwand führte kürzlich zum Nachweis lang reichweitiger Kohärenz eines Helium BEC anhand der Korrelationsfunktion dritter Ordnung [16]. Dieses Resultat unterstreicht die Analogie eines Atomlasers zu kohärentem Licht. Die Umsetzung eines kontinuierlichen Atomlasers scheidet bisher jedoch an einem geeigneten Pumpmechanismus für das als Quelle genutzte BEC. Die Umsetzung eines kontinuierlichen Kondensats ist mit einem durch optische Pinzetten nachgefüllten BEC gelungen [17] und sogar ein Pumpmechanismus für ein BEC, aus dem ein Atomlaser während des Nachfüllvorgangs ausgekoppelt wird, wurde realisiert [18]. Das letztgenannte Experiment kann aber nur genau ein Kondensat in die Atomlaserquelle pumpen und beide Gruppen können keinerlei Aussage über den Erhalt der Kohärenz des resultierenden Kondensats machen.

Alle bisher angesprochenen Realisierungen haben gemeinsam, dass Atome aus einem Potenzial ausgekoppelt werden und dann den Gesetzen des freien Falls unterliegen. Für diese Atomlaser wurden umfangreiche Untersuchungen zur Charakterisierung und Optimierung des Flusses [19, 20], der longitudinalen Geschwindigkeits-Dispersion [21] und der transversalen Modenqualität [22, 23] durchgeführt. Ihr größter Nachteil besteht darin, dass die de Broglie Wellenlänge eines frei fallenden Atomlasers aufgrund der Beschleunigung durch die Gravitation sehr schnell abnimmt. Dieses Problem wird durch Auskopplung der Atome in horizontal ausgerichtete Fallengeometrien umgangen [24, 25] und es kann eine mittlere de Broglie Wellenlänge in der Größenordnung von einem Mikrometer über mehrere Millimeter erreicht werden. Solche geführten Materie-Wellen bilden die zweite Generation von Atomlasern.

Atomuhren und wechselwirkungsbedingte Frequenzverschiebungen

Die am weitesten fortgeschrittene metrologische Anwendung ultrakalter Quantengase stellt die Bestimmung der Zeit dar. Atomuhren basieren auf der Spektroskopie eines atomaren Übergangs und der gleichzeitigen Stabilisierung eines lokalen Oszillators auf diese Frequenz. Für die ersten Frequenzstandards auf Basis atomarer Ensembles wurden thermische Cäsium Atomstrahlen mit Geschwindigkeiten von etwa 100 m/s verwendet, deren Auflösung auf 100 Hz begrenzt war [26]. Mithilfe von lasergekühlten Atomen wird inzwischen eine relative Genauigkeit von 5×10^{-16} für die Spektroskopie des Hyperfeinübergangs des Grundzustands von bosonischem ^{133}Cs erreicht [27]. Eine weitere Verbesserung ist möglich, wenn optische Frequenzen als Referenz verwendet werden. Die

Entwicklung des optischen Frequenzkamms im Jahr 1998 [28] erweiterte dieses Forschungsgebiet enorm, da er die optische Frequenz eines Lasers im Bereich von 10^{14} Hz in die Größenordnung von Radiowellenstrahlung übersetzt und somit elektronisch zugänglich macht. Der beste optische Frequenzstandard basiert zur Zeit auf einem positiv geladenen Aluminium-Ion und erreicht eine relative Unsicherheit von $8,6 \times 10^{-18}$ [29].

Beide genannten Ansätze haben gemeinsam, dass eine sehr präzise Kenntnis der Effekte, die den atomaren Übergang verschieben, notwendig ist. Eine der größten Limitierungen des Cäsium Frequenzstandards sind Frequenzverschiebungen aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Atomen [30, 31, 32]. Daher werden große wissenschaftliche Anstrengungen zu deren Verständnis [33] und ihrer Unterdrückung unternommen [34, 35, 36]. In einer Fontänenuhr werden die Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und senkrecht durch einen Mikrowellenresonator nach oben geschossen. Unter dem Einfluss der Schwerkraft fallen die Atome ein zweites Mal durch den Resonator und das Interferometer wird geschlossen. Während der gesamten Flugzeit wechselwirken die Atome miteinander und es müssen geringe Dichten verwendet werden, um die daraus resultierende Frequenzverschiebung zu minimieren [27]. Geringe Atomzahlen wiederum verschlechtern das Signal zu Rausch Verhältnis der Messung und ihre Präzision ist limitiert. Jeder Verbesserungsansatz resultiert folglich immer in einem Kompromiss aus der Verwendung geringer Dichten und dem dadurch reduzierten Signal zu Rausch Verhältnis. Die Verwendung gefangener Ensembles ist aufgrund der starken Dichteverschiebungen meist von vornherein ausgeschlossen.

In dem Bestreben Atomuhren weiter zu verbessern gerieten aufgrund der Relevanz von Wechselwirkungseffekten schon früh fermionische Atome in den Blickpunkt der wissenschaftlichen Anstrengungen [37]. Fermionen versprechen eine starke Unterdrückung von wechselwirkungsbedingten Uhrenverschiebungen, da das Pauli-Prinzip Stöße zwischen ultrakalten Fermionen verbietet. Die kalten Fermionen erfahren keine s-Wellen Streuung und eine wechselwirkungsbedingte Uhrenverschiebung scheint ausgeschlossen, selbst wenn die Atome mit hoher Dichte in einer Falle gehalten werden [38]. Aktuelle optische Atomuhren benutzen beispielsweise fermionische Strontiumatome, die in einem optischen Gitter gefangen werden. Sie erreichen bereits Genauigkeiten in der Größenordnung 10^{-16} und Stabilitäten im niedrigen 10^{-15} Bereich bei einer Integrationszeit von einer Sekunde [39].

Umso erstaunlicher war die Entdeckung einer Verschiebung der Übergangsfrequenz an einer fermionischen Strontium Atomuhr in Abhängigkeit von der Dichte des atomaren Ensembles [39, 40]. Wird ein homogenes Kopplungsfeld zur Spektroskopie verwendet, ist eine solche Fermi-Uhrenverschiebung ausgeschlossen [41, 42]. In diesem Fall dient folglich eine inhomogene Kopplung der Atome

als Grundlage für die Erklärung der Verschiebung. Die theoretische Beschreibung des Problems basiert auf der paarweisen Betrachtung der Atome als Spin- $1/2$ -Teilchen mit einer symmetrischen Triplett- und einer anti-symmetrischen Singulett-Superposition [43]. In diesem Modell kann ein räumlich inhomogenes Kopplungsfeld zu einer Anregung des anti-symmetrischen Singulett-Zustands führen. Dieser hat im Fall von Fermionen eine symmetrische räumliche Wellenfunktion und erlaubt s-Wellen Stöße auch bei kalten Temperaturen. Der Singulett-Zustand verschiebt sich folglich respektive zum Triplett-System und eine wiederum räumlich inhomogene Abfrage detektiert die wechselwirkungsabhängige Verschiebung des Uhrenübergangs.

Im Vorfeld dieser Arbeit wurden an dem verwendeten Experiment Untersuchungen zur Unterdrückung der Dephasierung eines optisch gefangenen Ensembles durchgeführt [44]. Die Erklärung dieser Beobachtungen gelingt auch mit der paarweisen Betrachtung der Atome. Die Dephasierung wird in der neuen Basis als eine Kopplung zwischen der Triplett- und der Singulett-Superposition dargestellt. Solange die Interferometer-Sequenz räumlich homogene Pulse verwendet, verringert die Dephasierung nur den Kontrast und nicht, wie lange Zeit im Rahmen der “Faktor 2 Kontroverse” diskutiert, die Frequenz der Messung [45, 38]. Wird nun die Wechselwirkung zwischen den Atomen erhöht, führt die energetische Trennung zwischen Singulett- und Triplett-Zustand zu einem Spin-Selbstrephasierungseffekt der bewirkt, dass der Kontrast oszilliert und die Dephasierung unterdrückt wird. Auf diese Weise wurden Kohärenzzeiten eines optisch gefangenen Ensembles von mehr als 20 Sekunden erreicht [44]. Der Spin-Selbstrephasierungseffekt wird in dieser Arbeit zur Bestimmung des Frequenzunterschieds von Singulett- und Triplett-Zustand verwendet.

Darüber hinaus ermöglicht das bosonische Element ^{87}Rb auch die weitergehende Untersuchung der Konsequenzen aus der neuen theoretischen Beschreibung für fermionische Atomuhren. Die entscheidenden interatomaren Streulängen von ^{87}Rb weisen sehr ähnliche Größen auf und dieses bosonische Atom stellt ein ideales Modellsystem für die Untersuchung der neuen Fermi-Uhrenverschiebung dar. In dieser Arbeit wird mithilfe räumlich inhomogener Rabi- und Ramsey-Spektroskopie die im Zweiteilchen-Bild der Pseudo-Spinbasis vorhergesagte Frequenzverschiebung experimentell überprüft.

Gliederung der Arbeit

- In **Kapitel 2** wird der experimentelle Aufbau zur Erzeugung ultrakalter bosonischer ^{87}Rb Ensembles beschrieben. Es werden die Methoden der Laserkühlung, der magnetische Transport und die evaporative Kühlung erläutert. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Realisierung einer Hybridfalle gelegt, in der Bose-Einstein Kondensate mit mehr als 1×10^6 Atomen erzeugt und sehr langsame Atomlaser ausgekoppelt werden können [8].
- Die Untersuchungen an diesem langsamen Atomlaser werden in **Kapitel 3** vorgestellt. Die Hybridfalle ermöglicht die Kompensation der Gravitation und die Auskopplung eines Atomlasers gelingt durch Absenken der Fallentiefe. Abschließend werden die Strahleigenschaften dieser geführten kohärenten Materie-Wellen untersucht und die Messung der Fallenfrequenz in nur einem experimentellen Durchlauf vorgestellt.
- In **Kapitel 4** wird die theoretische Beschreibung der Pseudospin Singulett- und Triplett-Basis eingeführt. Ein Kernpunkt der Beschreibung ist die neue Verschiebung von Übergängen in bosonischen und fermionischen Ensembles aufgrund von Wechselwirkungseffekten in Zusammenhang mit räumlich inhomogenen Anregungsfeldern.
- **Kapitel 5** bereitet die experimentelle Überprüfung der neuen Theorie vor und beschreibt die verwendeten Methoden der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie mit Zwei-Photonen Übergängen in einer rein optischen Falle. Die notwendigen experimentellen Erweiterungen zur Realisierung des Raman-Lasersystems und einer räumlich inhomogenen Kopplung der Atome werden ausführlich erläutert. Abschließend wird anhand von numerischen Simulationen die realisierte räumliche Inhomogenität quantitativ bestimmt und es wird die Größe der neuen Uhrenverschiebung berechnet.
- Die zentralen Ergebnisse sind in **Kapitel 6** dargestellt. Die Vorhersagen der Singulett- und Triplett-Basis werden mithilfe der vorgestellten experimentellen Erweiterungen und den Methoden der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie überprüft. Mit Ramsey-Spektroskopie kann die berechnete Verschiebung des Übergangs unter Variation der Dauer des zweiten Pulses nicht bestätigt werden. Die Analyse des Systems mit Rabi-Spektroskopie findet Hinweise auf einen Singulett-Zustand und eine dichteabhängige Verschiebung der Bewegungsseitenbänder.
- **Kapitel 7** fasst die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Untersuchungen.

2 Experimenteller Aufbau

Die vorgestellte experimentelle Apparatur zur Erzeugung ultrakalter Quantengase ist zu wesentlichen Teilen im Rahmen dieser Arbeit geplant und aufgebaut worden. Von Beginn der Planungsphase an wurde Wert darauf gelegt ein System zu entwickeln, welches durch seine Vielseitigkeit den Fragestellungen im Bereich der Physik atomarer Ensembles gerecht wird. In diese Planungen wurden daher zusätzlich zu der Verwendung von bosonischem ^{87}Rb die bosonischen Elemente ^{39}K und ^{41}K sowie das fermionische ^{40}K einbezogen und die entsprechenden Lasersysteme zum Fangen und Kühlen dieser Isotope aufgebaut. Die für die magneto-optische Falle (MOT) verwendete Optik ist zudem auch für die Kühlübergänge von Cäsium und Lithium ausgelegt, was eine spätere Erweiterung erheblich vereinfacht.

Vielfältiger optischer Zugang zu den atomaren Wolken wird durch den verwendeten Vakuumaufbau und die benutzte Fallengeometrie für die Erzeugung der ultrakalten Ensembles gewährt. Die Wahl einer reinen Quadrupolfalle, in der die Atome anfänglich evaporiert werden, unterstützt diesen Vorteil zusätzlich, da sie mit einem Spulenpaar auskommt. Um ein harmonisches Fallenpotenzial zu erhalten, wird diese Quadrupolfalle mit einem 12 W starken Laser bei 1064 nm zu einer sogenannten Hybridfalle ergänzt. Diese Vorgehensweise bietet die Kombination der schnellen Evaporation in einer linearen Fallengeometrie mit den Vorteilen des optischen Einschlusses. Die realisierbare Geschwindigkeit der Evaporation in einem solchen Aufbau ist nicht zu vernachlässigen, da viele der durchgeführten Messungen eine Anzahl von mehreren 1000 Messpunkten erfordern. In dem hier beschriebenen Aufbau ist es möglich in deutlich weniger als 30 s ein Bose-Einstein Kondensat von mehr als 1×10^6 Atomen zu erzeugen.

Aus der Hybridfalle konnte insbesondere ein langsamer Atomlaser ausgekoppelt und untersucht werden. Aus diesem Grund konzentriert sich dieses Kapitel auf die Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensats in dieser Hybridfalle und orientiert sich dafür an dem im Folgenden zusammengefassten experimentellen Ablauf. Für weitere Details sei auf [46] und die Diplomarbeiten [47, 48, 49, 50, 51] verwiesen.

- Die magneto-optische Falle wird in 10 s aus dem Hintergrundgas geladen. Den notwendigen Hintergrundgasdruck von ^{87}Rb Atomen stellt die Verwendung von Dispensern einerseits und die Desorption von bereits auf der Glaszelle haftenden Atomen mithilfe von lichtinduzierter Atomdesorption (LIAD) bereit.
- In einer optischen Melasse werden die Atome in den Bereich von einigen μK gekühlt und anschließend mit einem Laserpuls in einem magnetisch fangbaren Zustand präpariert.
- Mit zwei Quadrupolspulen wird die Wolke komprimiert und magnetisch gefangen. Das Spulenpaar wird mit einem automatischen Verschiebetisch bewegt und die Atome werden so in die Experimentier-Zelle transportiert.
- Ein rein magnetischer Transport transferiert die Atome in ein weiteres Quadrupol-Spulenpaar in dem eine Mikrowellenevaporation durchgeführt wird.
- Die Quadrupolspulen werden mit einem fokussierten Laserstrahl zu einer Hybridfalle mit harmonischem Einschluss kombiniert. Die Atome werden in dieser Hybridfalle weiter evaporiert und bis zur Bose-Einstein Kondensation gekühlt.
- Alternativ kann der Einschluss, den die Quadrupolspulen bereitstellen, auch durch das Einstrahlen eines zweiten Laserstrahls ersetzt werden. Die Atome sind dann in einem rein optischen Potenzial gefangen, in dem ebenso große BEC erzeugt werden können.

Die notwendigen experimentellen Erweiterungen und Abläufe für die spektroskopische Untersuchung von wechselwirkungsinduzierten Uhrenverschiebungen in ^{87}Rb werden in Kapitel 5 erläutert.

2.1 Präparation und Transport kalter Atomwolken

2.1.1 Vakuumsystem

Die erste Voraussetzung für Experimente mit ultrakalten Atomen ist die Bereitstellung eines **Ultra-Hoch-Vakuums (UHV)**, dessen Aufbau in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Die beiden Glaszellen gewähren optischen Zugang zu den Atomen. Die Zelle auf der MOT-Seite wurde deutlich größer als die Experiment-Zelle gewählt, um durch die Nutzung von Laserstrahlen mit einem $1/e$ -Durchmesser von 3,4 cm eine effiziente Beladung der magneto-optischen Falle aus dem Hintergrundgas zu ermöglichen. Die Experiment-Zelle wurde

L-förmig gewählt, um die spätere Implementierung eines dreidimensionalen Gitters zu vereinfachen.

Die beiden Vakuumbereiche sind durch eine differenzielle Pumpstufe voneinander getrennt. Diese Pumpstufe ermöglicht durch den erzeugten Druckunterschied von zwei Größenordnungen eine effiziente Beladung der magneto-optischen Falle aus dem Hintergrundgas bei einigen wenigen 10^{-10} mbar. Gleichzeitig ist auf der Seite mit dem geringeren Druck bei weniger als 1×10^{-11} mbar die Lebensdauer der Atome groß genug, um die notwendigen Kühlverfahren bis zur Quantenentartung anzuwenden.

Als **Atomquellen** werden am Experiment kommerzielle Dispenser der Firma *SAES Getters* (Bestellnummer: 5G01308, Typbezeichnung: RB/NF/7/25 FT10+10) verwendet. Diese kleinen Metallröhrchen enthalten eine chemische Verbindung aus Rubidium, Chrom und Sauerstoff (Rb_2CrO_4). Sie werden mit einem elektrischen Strom zwischen 3,5 und 4 A auf Temperaturen über 500°C erhitzt und geben dann kontinuierlich eine kleine Menge des Alkali-Metalls frei. Die chemische Verbindung wird innerhalb des Röhrchens von einer Zirconium-Aluminium Legierung in einer nur leicht exothermen Reaktion reduziert, wobei die verwendete Legierung bei diesen Temperaturen nicht verdampfen kann und die entstehenden Gase absorbiert. Erstaunlicherweise wird im Experiment ein für die Bereitstellung von Kalium geplanter Dispenser (Bestellnummer: 5G00208, Typbezeichnung: K/NF/4.5/25 FT10+10) verwendet, der bei einem geringeren Hintergrundgasdruck unerwünschter Atome ebensoviel Rubidium freisetzt wie sein für diesen Zweck eingebautes Pendant.

Der Dispenser wird im Experiment kontinuierlich bei einem Strom von 3,8 A betrieben, um eine magneto-optische Falle mit 2×10^9 Atomen in 10 s laden zu können. Dies ist jedoch nur durch die gleichzeitige Verwendung von **lichtinduzierter Atomdesorption (LIAD)** [52] möglich. Das Einstrahlen von UV-Licht bei ungefähr 400 nm bewirkt eine Verfielfachung der Teilchenzahl nach dieser Ladezeit. Schon vor dem magnetischen Transport wird dieses Licht wieder ausgeschaltet und verlängert die Lebensdauer der Atome auf der MOT-Seite aufgrund eines geringeren Hintergrundgasdrucks.

2.1.2 Laserkühlung

Den ersten Schritt auf dem Weg zur Quantenentartung stellt die sogenannte Laserkühlung dar. Sie ist in den letzten drei Jahrzehnten zur Standardmethode auf dem Gebiet der ultrakalten, neutralen Atome geworden. Die Grundlage für alle Kühlprozesse, die auf der Wechselwirkung zwischen Atomen und Photonen beruhen, ist die Spontankraft, deren erste Beschreibung als Druckkraft von Licht [53] bereits auf den Anfang des letzten Jahrhunderts zurückgeht. Sie be-

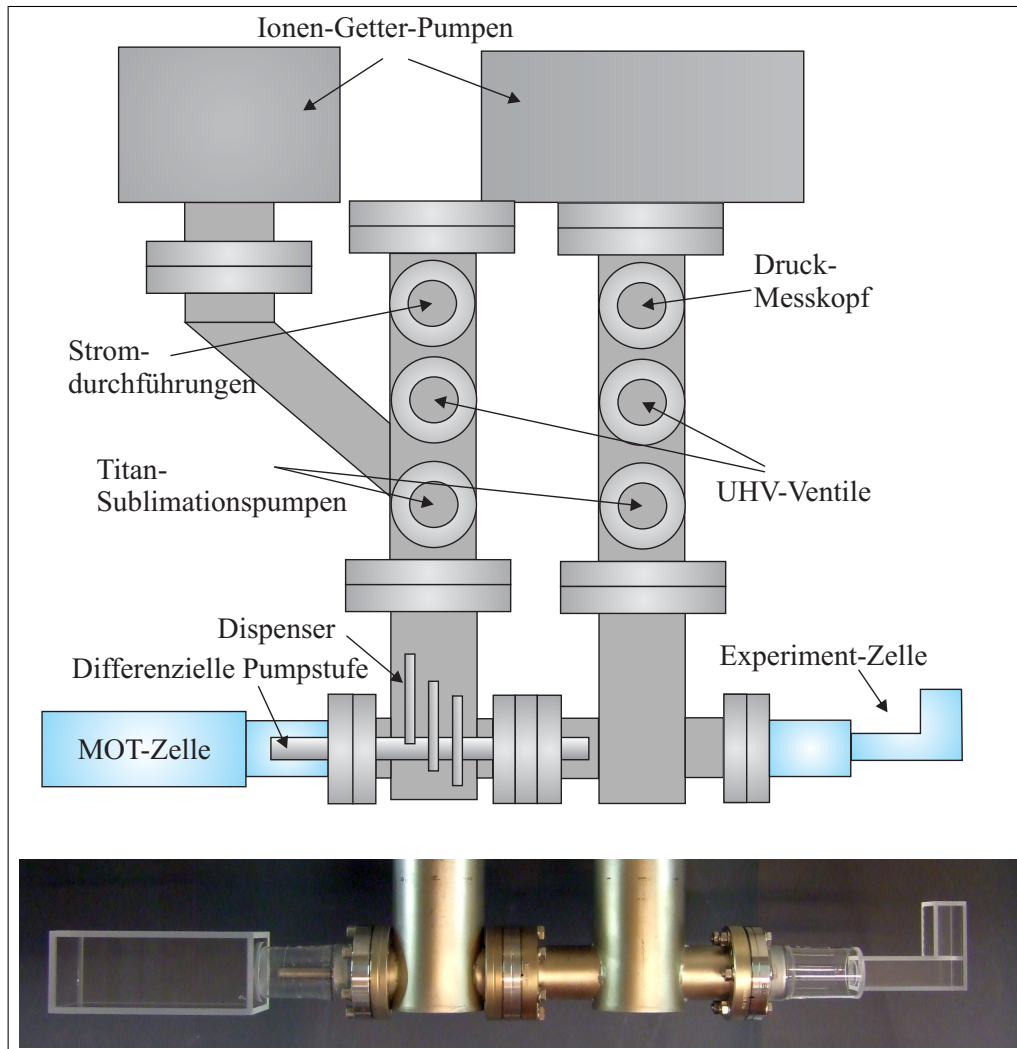


Abbildung 2.1: Skizze und Foto des Vakuumsystems. Auf der linken Seite befindet sich die für große Laserstrahlen ausgelegte MOT-Zelle in der die von Dispensern bereitgestellten Atome aus dem Hintergrundgas gefangen werden können. Durch eine differenzielle Pumpstufe getrennt, befindet sich auf der rechten Seite die L-förmige Experiment-Zelle, die nahezu uneingeschränkten optischen Zugang bietet. Die Skizze veranschaulicht einerseits die Anbringung der Dispenser und deren Zuleitungen, andererseits werden die zur Aufrechterhaltung des Ultra-Hoch-Vakuums notwendigen Pumpen dargestellt

ruht auf dem Impuls $\hbar k$, den ein Photon bei Absorption auf ein Atom überträgt und kann genutzt werden, um Atome fast vollständig abzubremsen [3, 2]. Die Erweiterung auf räumlich eingeschlossene Atome wurde im Jahr 1986 vorgeschlagen [54] und die erste magneto-optische Falle (MOT) wurde mit Natrium Atomen im Jahr 1987 realisiert [55].

Die minimale in der MOT erreichbare Temperatur ist durch die Doppler-Temperatur beschränkt. Bei jeder spontanen Emission eines Photons wird dessen Rückstoßenergie $E_r = \hbar k^2/2m$ und sein Impuls $\hbar k$ auf das Atom übertragen. Da dieser Rückstoß über viele Emissionen isotrop erfolgt, wird es stets eine nicht verschwindende Geschwindigkeit besitzen. Im Gleichgewicht zwischen der Spontankraft und diesem Heizprozess ergibt sich für die optimale Verstimmung $\delta = -\Gamma/2$ des Laserlichts für ^{87}Rb eine Dopplertemperatur von $T_D = 146 \mu\text{K}$. Ein Jahr nach der ersten Realisierung der MOT wurde dieses Limit bereits unterschritten [56]. Diese Messung wurde mittels eines Kühlprozesses durch Polarisationsgradienten [57], der theoretisch im Dressed-Atom-Bild beschrieben wird [58], erklärt. Diese Beschreibung hat das sogenannte Rückstoßlimit als fundamentales Limit für die Temperatur zur Folge, welches der oben genannten Rückstoßenergie eines einzelnen spontanen Emissionsprozesses entspricht. Für ^{87}Rb liegt dieses Limit bei $T_R = E_R/k_B = 181 \text{ nK}$, ein Wert der experimentell jedoch nicht erreicht wird.

Im Experiment werden stets beide Verfahren der Kühlung, einerseits die MOT und andererseits die Polarisationsgradientenkühlung kombiniert. Da die Polarisationsgradientenkühlung bei geringem Magnetfeld besonders gut funktioniert, wird nach der 10 sekundigen Ladephase der MOT der Magnetfeldgradient von ca. 11 G/cm für 7 ms abgeschaltet. Die Laserfrequenzen werden während dieser Zeit stark verstimmt und die Atome erreichen nach dieser Melasse-Phase eine Temperatur von ca. 30 μK . Im Folgenden werden kurz die Anforderungen an das verwendete Lasersystem, dessen Aufbau und der Aufbau der Optik für die magneto-optische Falle beschrieben.

Lasersystem

Aufgrund des schnellen technologischen Fortschritts im Bereich der Laserentwicklung sind heutige Experimente, die mit ^{87}Rb arbeiten, in der glücklichen Lage alle benötigten Wellenlängen für das Fangen und Kühlen der Atome mit einfachen Diodenlasern bereitstellen zu können. Dasselbe gilt auch für die drei in diesem Experiment eingeplanten Kalium-Isotope, Lithium und Cäsium. Es besteht keine Notwendigkeit mehr die noch bis vor 5 Jahren standardmäßig eingesetzten störanfälligeren Titan-Saphir Laser zu nutzen. Eine der wichtigsten Entwicklungen, die dazu beigetragen hat diese alten Systeme sukzessive zu

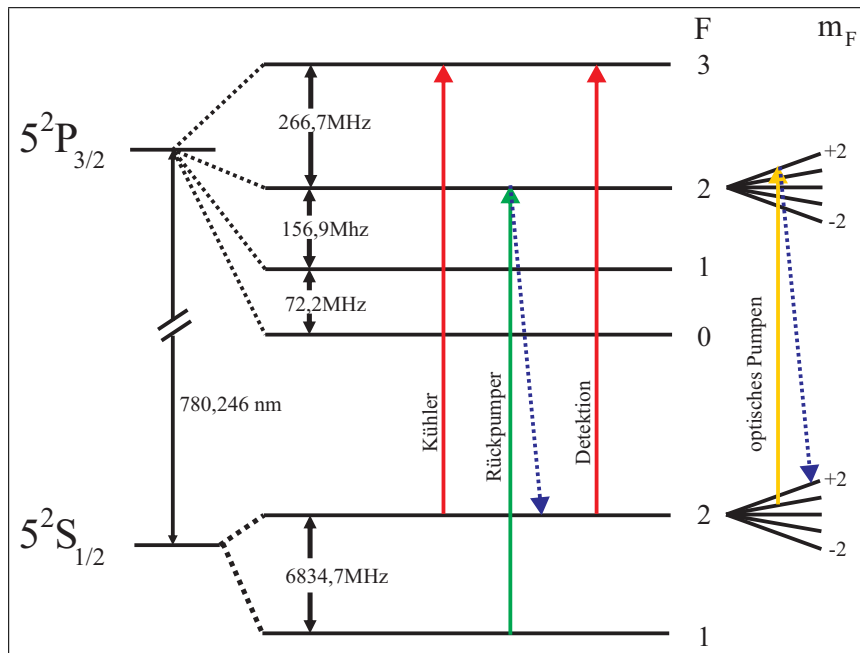


Abbildung 2.2: Termschema von ^{87}Rb . Die verwendeten Laserübergänge für das Kühl- und Rückpumplicht sowie für Detektion und optisches Pumpen sind eingezeichnet.

ersetzen, ist der sogenannte Trapez-Verstärker [59, 60, 61]. Bei diesen Halbleiterbauteilen handelt es sich um sehr kompakte Laserverstärker, die in der Lage sind optische Leistungen ab einigen Milliwatt ohne Verlust der schmalen Linienbreite und der Stabilitätseigenschaften zu verstärken. Somit reduziert sich der Aufwand für atomoptische Experimente auf die Bereitstellung und die Stabilisierung der notwendigen Frequenzen, die benötigte Leistung wird abschließend mithilfe von Trapez-Verstärkern erzeugt.

Wie bereits erwähnt können alle notwendigen Wellenlängen mit günstigen und einfach zu betreibenden Diodenlasern bereitgestellt werden. Als Masterlaser wird ein gitterstabilisierter Laser (ECDL) [62] mit einer Ausgangsleistung von weniger als 10 mW verwendet. Mithilfe einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie wird dieser auf die Cross-Over-Linie zwischen dem Übergang $F = 2$ nach $F' = 2$ und dem Übergang $F = 2$ nach $F' = 3$ stabilisiert. Seine Leistung reicht aus, um einen sogenannten Slavelaser per Injection-Lock [63] zu stabilisieren, der die für die weiteren Frequenzeinstellungen notwendige Leistung von ungefähr 80 mW bereitstellt. Ein akusto-optischer Modulator (AOM) in Doppelpasskonfiguration erzeugt davon ausgehend die Frequenzen für MOT, Melasse und Detektion, ein weiterer die Frequenz für das optische Pumpen. Dieses Licht wird abschließend in einem Trapez-Verstärker auf mehr als 1 W Lichtleistung verstärkt und polarisationserhaltende optische Fasern führen das Licht zum Experimentaufbau.

Der Rückpump-Übergang liegt mehr als 6 GHz entfernt vom Kühllicht und es ist einfacher einen weiteren Diodenlaser mittels eines Trombone-Locks [64] auf den Kühllaser zu stabilisieren als die entsprechenden Frequenzverschiebungen mit optischen Bauelementen anzupassen. Dieses Licht wird nach einer Überlagerung zur Verstärkung in den Trapez-Verstärker gegeben, um für die MOT zur Verfügung zu stehen. Zusätzlich wird es in einer separaten optischen Faser ans Experiment geleitet, um die Detektion von Atomen im Zustand $F = 1$ zu ermöglichen.

Die für das Fangen und Kühlen, die Spin-Präparation sowie die Detektion von ^{87}Rb genutzten Frequenzen sind in dem Termschema in Abbildung 2.2 gezeigt. Die einzelnen Übergänge auf der D-2 Linie bei einer Wellenlänge von 780 nm werden hier kurz beschrieben.

Auf dem **Kühlübergang** von $F = 2$ nach $F' = 3$ finden die Kühlprozesse während der MOT-Ladephase und der Melasse-Phase statt. Ebenso wird dieses Licht für die Absorptionsdetektion kalter Atome im Zustand $F = 2$ genutzt. Dieser Übergang wird für die Laserkühlung verwendet, da er ein geschlossener Übergang ist und die Atome aus dem Zustand $F' = 3$ nur nach $F = 2$ zurückfallen können. Die verwendeten Verstimmungen des Lichts und die dafür am Experiment einzustellenden Frequenzen am entsprechenden AOM finden sich in Tabelle 2.1.

Laserlicht auf dem **Rückpumpübergang** von $F = 1$ nach $F' = 2$ ist notwendig, da das Kühllicht mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Atome in das $F' = 2$ -Niveau anregt und diese, falls sie in $F = 1$ zurückfallen, für den Kühlkreislauf verloren sind. Dieses Licht wird auch genutzt, wenn Atome im Zustand $F = 1$ detektiert werden. Es wird dann über eine separate Faser (vgl. Abbildung 2.3) seitlich auf die Atome gestrahlt und transferiert diese in den Zustand $F = 2$, sodass sie mit dem üblichen Detektionslicht detektiert werden können.

Für das **optische Pumpen** wird Laserlicht benutzt, das den Übergang $F = 2$ nach $F' = 2$ treibt. Dieses Licht wird benötigt, um die unpolarisierten Atome nach der Melasse-Phase in den magnetisch fangbaren Zustand $F = 2, m_F = 2$ zu Pumpen. Dies geschieht durch Anlegen eines homogenen Magnetfelds zur Aufspaltung der Zeeman-Zustände und gleichzeitiges Einstrahlen von optischem Pumplicht mit σ_+ -Polarisation. Die Einstellung des AOM findet sich erneut in Tabelle 2.1.

Der tatsächliche Aufbau und eine schematische Skizze des Lasersystems zur Erzeugung der notwendigen Frequenzen ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Erzeugung des Laserlichts ist komplett vom Vakuumaufbau entkoppelt und es wird mit optischen Fasern an seinen Bestimmungsort geführt. Störendes Streulicht ist so relativ einfach vom Experiment fernzuhalten. Zudem gewinnt der Auf-

2 Experimenteller Aufbau

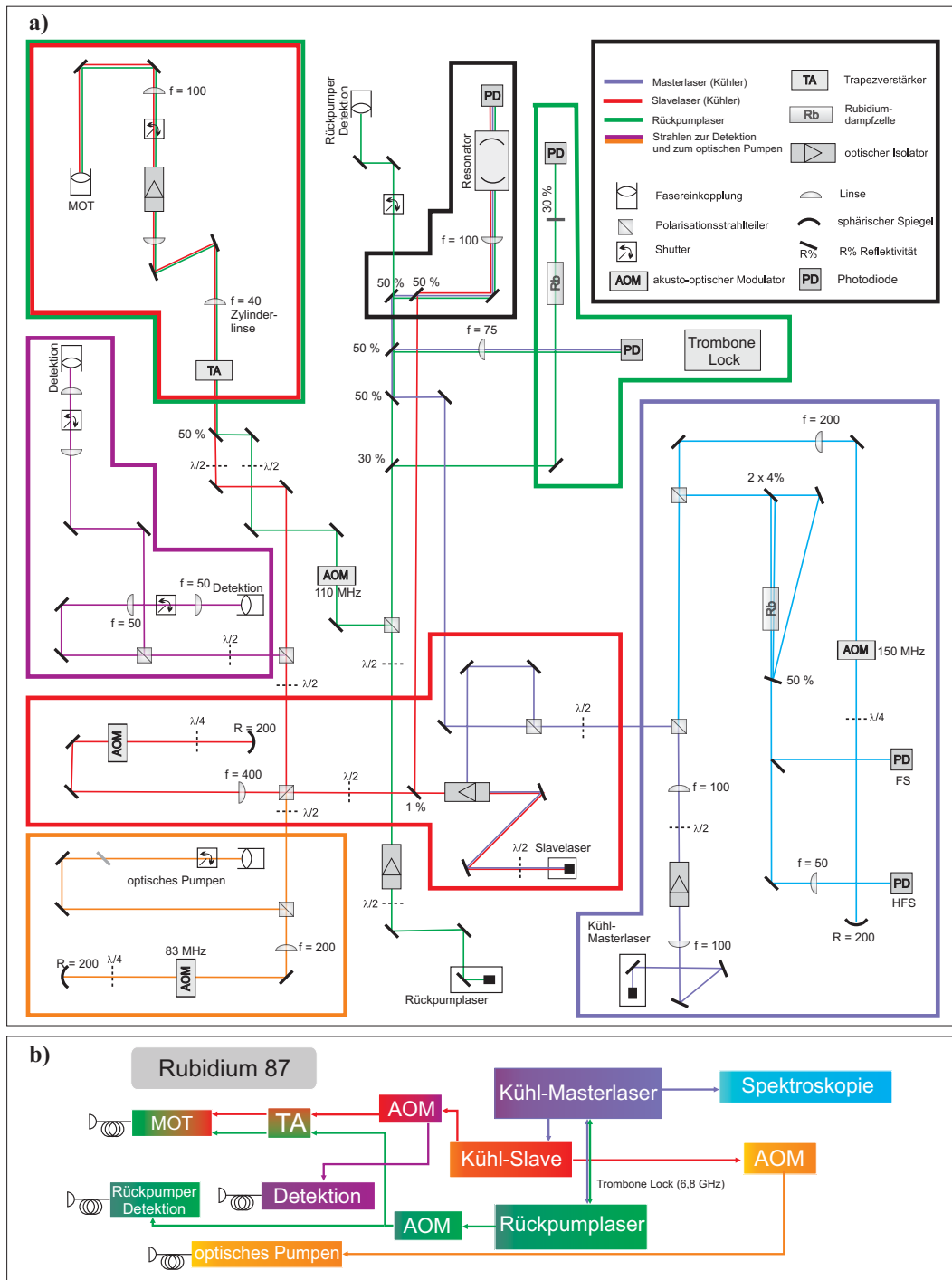


Abbildung 2.3: Aufbau und schematische Darstellung des Lasersystems für ^{87}Rb . Alle verwendeten optischen Elemente sind in (a) dargestellt und der tatsächliche Aufbau auf dem Lasertisch wird wiedergegeben. Das in (b) gezeichnete Schema verdeutlicht übersichtlich die Frequenzstabilisierungen und die verwendeten Fasern, die das Laserlicht zum Experiment führen.

Übergang	MOT-Phase	Melasse-Phase	Detektion
Kühler	-22 MHz (206 MHz)	-80 MHz (175 MHz)	0 MHz(217 MHz)
Rückpumper	0 MHz(110 MHz)		
Umpumper	0 MHz(83 MHz)		

Tabelle 2.1: Die verwendeten Verstimmungen (AOM-Frequenz) während der verschiedenen Phasen des Experiments. Das Rück- und das optische Pumplicht werden nicht verstimmt, weshalb lediglich die Frequenzeinstellung des entsprechenden AOM angegeben ist.

bau deutlich an Stabilität, da die optischen Wege kurz und damit der Einfluss temperaturabhängiger Dejustagen klein gehalten wird.

Aufbau und Betrieb der MOT

Bei der Planung und Umsetzung des verwendeten optischen Aufbaus für die magneto-optische Falle wurde vor allem auf eine möglichst stabile Umsetzung geachtet. Dies findet sich in mehreren Punkten wieder. Das Laserlicht mit einer Leistung von mehr als 350 mW wird mit einer einzelnen optischen Faser auf den Experiment-Tisch geleitet und erst dort auf sechs Strahlen aufgeteilt. Dies hat gegenüber Konzepten, die sechs optische Fasern verwenden, den großen Vorteil, dass die Verringerung der Einkoppeleffizienz der Faser(n) nur die Gesamtleistung, nicht jedoch das Strahlgleichgewicht beeinträchtigt. Der Aufbau ist somit deutlich weniger anfällig auf Temperaturschwankungen oder andere Einflüsse, die die Dejustage von optischen Elementen begünstigen können. Aus dem gleichen Grund wurden für den realisierten Aufbau sehr große Strahlen verwendet. Der Faser-Auskoppler auf der Experiment Seite erzeugt einen Strahldurchmesser von 4,5 mm und Galileo-Teleskope [48] vergrößern diesen um den Faktor 7,5 auf einen $1/e$ Strahldurchmesser von ca. 34 mm. Die verwendeten Spiegel sind mit einer Silberschicht beschichtet, um in einem möglichst großen Bereich hohe Reflektivität aufzuweisen und keine Polarisationsdrehung des reflektierten Lichts hervorzurufen. Letzteres ist gerade dann wichtig wenn dem experimentellen Aufbau weitere Wellenlängen zum Fangen und Kühlen anderer Atomsorten hinzugefügt werden. Der optische Aufbau mit allen verwendeten Komponenten ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldgradienten für die MOT sind dieselben mit denen auch der magnetische Transport durchgeführt wird.

Die Messung der erreichten Teilchenzahl in diesem Aufbau erfolgt über die Analyse des von den Atomen gestreuten Lichts. Dazu wird eine verstärkte Fotodi-

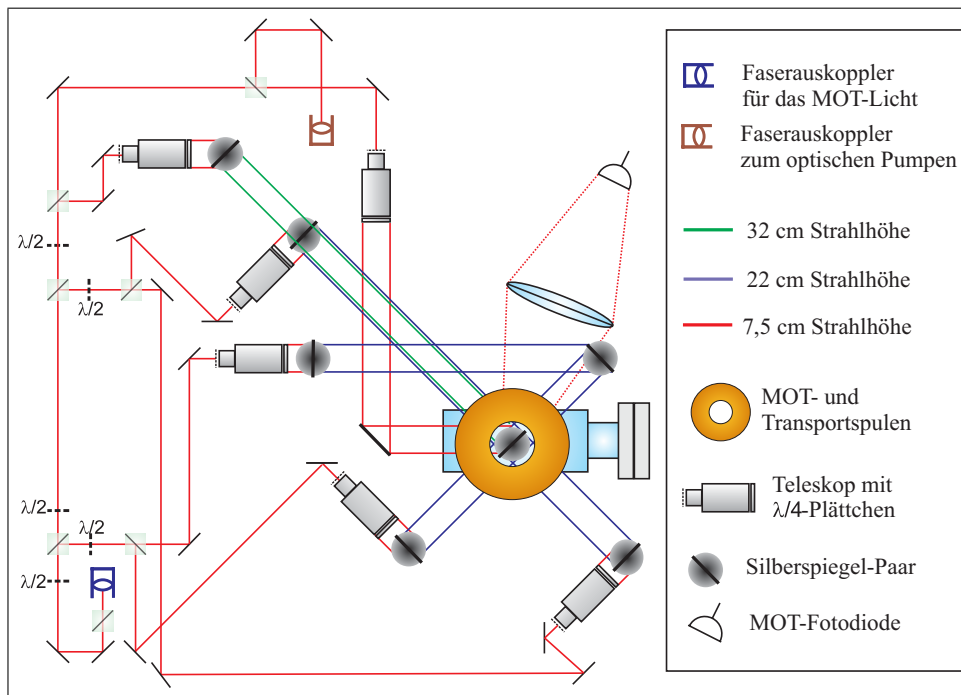


Abbildung 2.4: Der optische Aufbau der magneto-optischen Falle. Die vier horizontalen Strahlen werden auf einer Strahlhöhe von 22 cm eingestrahlt, die beiden vertikalen aus Höhen von 32 cm bzw. 7,5 cm. Die Aufteilung auf sechs Strahlen mit gleicher Leistung geschieht vor den Teleskopen auf einer Strahlhöhe von 7,5 cm. Der Strahlengang für das optische Pumplicht und die Fotodiode zur Diagnose der Atomzahl in der MOT sind eingezeichnet.

ode mit einem Ansprechverhalten von 0,22 V pro μW optischer Leistung bei 780 nm verwendet. Mit einer Linse ($f=80$ mm) wird die MOT ohne Vergrößerung (in 2f-Konfiguration) auf diese Diode abgebildet und die Anzahl der Atome kann in Abhängigkeit der Fotodiodenspannung bestimmt werden. In dem hier realisierten Aufbau ergibt diese Berechnung bei der verwendeten Verstimmung von 22 MHz und einer Gesamtleistung der MOT-Strahlen von 350 mW (entsprechens einer Gesamtintensität von ca. 80 mW/cm^2) eine Atomzahl N von

$$N \approx 0,96 \times 10^9 / V \times U_{\text{PD}}$$

in Abhängigkeit von der Spannung der Fotodiode U_{PD} . Im experimentellen Dauerbetrieb wird zur stabilen Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten mit einigen 10^5 Atomen in 10 s eine MOT mit einem Fotodiodensignal von $U_{\text{PD}}=2$ V, also mit ungefähr 2×10^9 Atomen geladen. Für die Experimente mit kalten thermischen Wolken reicht ein Fotodiodensignal von 1,2 V bis 1,5 V vollkommen aus. Alternativ zu dieser Methode der Teilchenzahlbestimmung kann die Fluoreszenz der kalten Wolke auf einer Kamera abgebildet werden, um das räumliche Dichteprofil zu analysieren. Dazu wird die Atomwolke kurz mit den MOT Strahlen angeblitzt und die Fluoreszenz auf einer CCD-Kamera aufgenommen.

Melasse-Phase

Im Anschluss an die Ladephase der MOT wird eine kurze Melasse-Phase zur Polarisationsgradientenkühlung genutzt. Das Magnetfeld wird mit einer MosFet-Schaltung schnell ausgeschaltet, gleichzeitig wird das Laserlicht auf dem Kühlübergang deutlich stärker rotverstimmt (-80 MHz) und zusammen mit Rückpumplicht für 7 ms eingestrahlt. Um die Temperatur der Wolke nach der Melasse zu bestimmen, kann das Dichteprofil des Ensembles näherungsweise durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden. Für die Breite $\sigma(t)$ einer gaußverteilten Wolke während einer freien Expansionszeit t gilt

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0 + t^2 \frac{k_{\text{B}} T}{m}} \quad (2.1)$$

mit der initialen Breite σ_0 , der Boltzmann-Konstante k_{B} , der Masse m und der Temperatur T . In Abbildung 2.5 ist die horizontale Breite als Funktion der freien Fallzeit aufgetragen. Ein Fit an Gleichung (2.1) ergibt eine Temperatur von ca. 34 μK . Dies ist kalt genug, um die Atome im nächsten Schritt rein magnetisch fangen zu können.

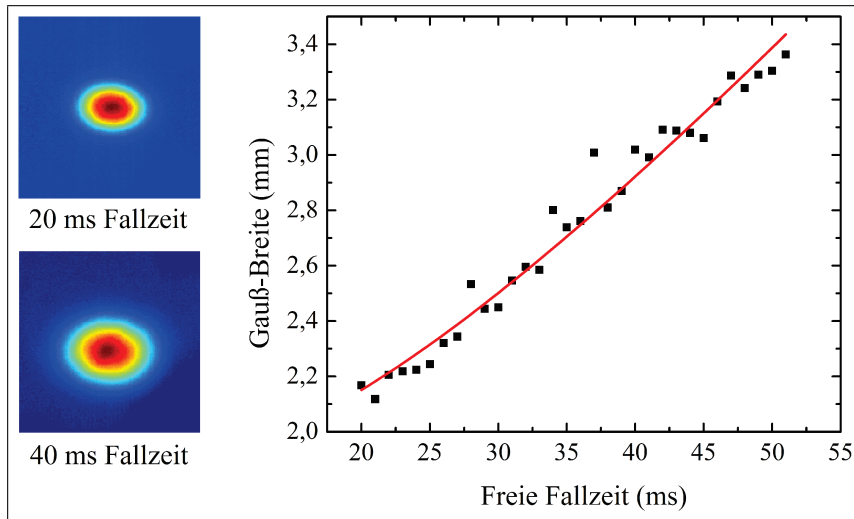


Abbildung 2.5: Die Temperatur nach der Melasse-Phase wird aus der Analyse der horizontalen Gauß-Breite nach verschiedenen Fallzeiten bestimmt. Beispielhaft sind zwei Absorptionsspektren der kalten Wolke nach 20 ms bzw. 40 ms Fallzeit gezeigt.

2.1.3 Magnetischer Transport

In den beiden folgenden Abschnitten wird erläutert wie die Atome im Experiment durch optisches Pumpen in einen magnetisch fangbaren Zustand präpariert, von den Transportspulen eingefangen und schließlich in die Magnetfalle auf der Seite der Experiment-Zelle transportiert werden. Eine schematische Darstellung dieses Transports der Atome findet sich in Abbildung 2.6.

Die Atome können mithilfe magnetischer Felder gefangen werden, da sich ihre Energieniveaus in einem Magnetfeld durch den linearen Zeeman-Effekt gemäß

$$\Delta E = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (2.2)$$

verschoben. Hier bezeichnet μ_B das Bohr'sche Magneton, g_F den Landé-Faktor und $|\mathbf{B}|$ ist der Betrag des Magnetfeldes. Atome in einem Zustand mit $m_F g_F > 0$ haben umso weniger Energie je kleiner der Betrag des Magnetfeldes $|\mathbf{B}|$ ist. Sie erfahren folglich eine Kraft in Richtung $-\nabla|\mathbf{B}|$ und werden in die Richtung kleinerer Feldstärke beschleunigt. Atome in diesen Zuständen werden *low-field seeker* genannt und können in lokalen Magnetfeldminima gefangen werden. Solche Magnetfeldminima lassen sich am Experiment mit stromdurchflossenen Spulen, die in Anti-Helmholtzkonfiguration aufgebaut werden, erzeugen. Da sich die Atome nach der Melasse-Phase gleichverteilt in den fünf magnetischen Unterzuständen des $F = 2$ -Zustands ($F = 2, m_F = -2, -1, 0, +1, +2$) befinden, ist es wünschenswert den Spin des atomaren Ensembles vor dem Einfangen zu polarisieren.

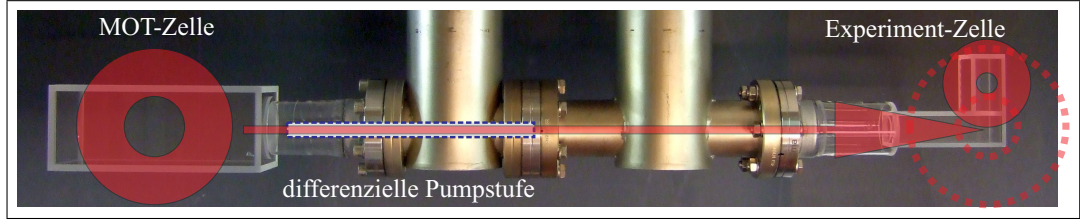


Abbildung 2.6: Schematisch dargestellt ist das Vakuumsystem mit den beiden durch eine differenzielle Pumpstufe getrennten Vakuumbereichen. Die MOT-Spulen sind beweglich auf einer Schiene montiert und können die Atome so in den Bereich besseren Vakuums in der Experiment-Zelle transportieren.

Optisches Pumpen

Den stärksten magnetischen Einschluss erfährt nach Gleichung (2.2) der Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Aus diesem Grund wird nach der Melasse-Phase eine optische Pumpsequenz appliziert, die die Atome in diesen Zustand transferiert. Dazu wird ein schwaches homogenes Magnetfeld erzeugt, um die Zeeman-Unterstufen aufzuspalten und für 500 μs optisches Pumplicht sowie Rückpumplicht eingestrahlt. Das optische Pumplicht, das den Übergang $F = 2$ nach $F' = 2$ treibt, wird mit σ_+ -Polarisation eingestrahlt und kann somit nach den Auswahlregeln nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ anregen. Nach einer Kaskade von Übergängen befindet sich ein Atom folglich im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ von wo es aufgrund der σ_+ -Polarisation des Lichts nicht weiter angeregt werden kann. Ergebnis ist eine spinpolarisierte Wolke von Atomen im $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand. Diese kann nun mit den Transportspulen eingefangen und in die Experiment-Zelle transportiert werden.

Magnetische Quadrupolfalle und Transport

Das Spulenpaar für den magnetischen Transport ist in Abbildung 2.7 auf der linken Seite dargestellt. Nahe dem Zentrum $\mathbf{r} = 0$ zwischen den Spulen verläuft das Magnetfeld linear

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) \approx B' \begin{pmatrix} x/2 \\ y/2 \\ -z \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Sein Betrag berechnet sich folglich zu

$$|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = B' \sqrt{(x^2 + y^2)/4 + z^2}, \quad (2.4)$$

wobei die z -Achse durch die Mittelpunkte der beiden Spulen verlaufe. Daraus ergibt sich das Fallenpotenzial dieser Spulenkonfiguration

$$U(\mathbf{r}) = \alpha \sqrt{(x^2 + y^2)/4 + z^2} \quad \text{mit} \quad \alpha = m_F g_F \mu_B B'. \quad (2.5)$$

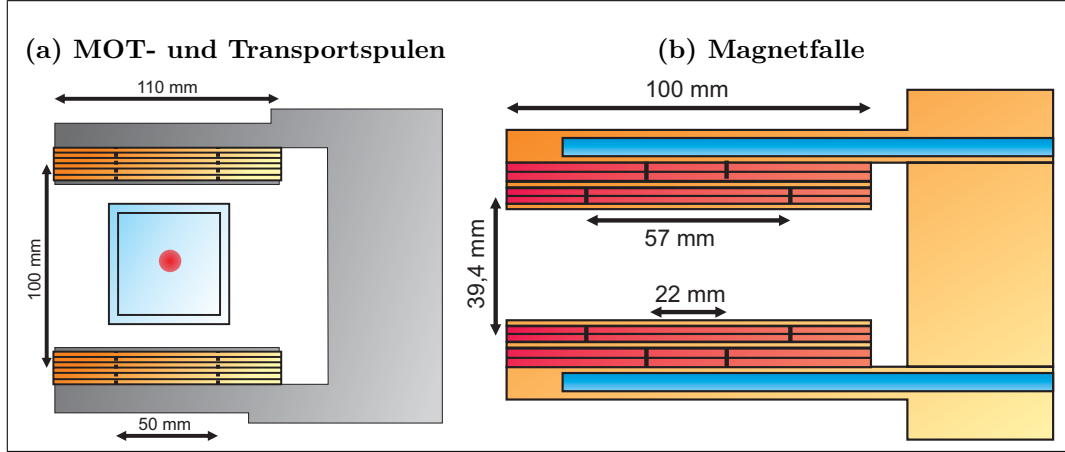


Abbildung 2.7: Aufbau der Spulen zur Erzeugung der Magnetfelder zum Transport der Atome in die Experiment-Zelle (a) und der Aufbau der verwendeten Magnetfalle (b). Die Wicklungen der Magnetfalle sind in zwei Lagen aufgeteilt, sodass sie auch zur Erzeugung sehr homogener Magnetfelder genutzt werden kann.

Entlang der z -Achse ist der Gradient doppelt so stark wie in radialer Richtung. Um die Atome in diesem Potenzial zu halten, muss mindestens die Gravitationskraft ausgeglichen werden. Dies ist für den Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ bei einem Gradienten von $B'_z = 15,3 \text{ G/cm}$ der Fall. Der vertikale Gradient als Funktion des Stroms I beträgt für die am Experiment verwendeten Spulen $B'_z = 4,35 \text{ G/(cm A)} \times I$. Die Atome können also ab einem Strom von ungefähr 3,5 A im Magnetfeld gefangen werden.

Zum Einfangen der Atome wird der Strom auf 10 A und damit der Magnetfeldgradient auf $B'_z = 43,5 \text{ G/cm}$ erhöht. Um das Ensemble verlustarm durch die differentielle Pumpstufe transportieren zu können, wird das Magnetfeld zur Komprimierung der Atomwolke innerhalb von 150 ms weiter erhöht und bei einem Strom von 45 A ein Gradienten von 196 G/cm erreicht. Diese starke Kompression resultiert in einer sehr kleinen Ausdehnung der Wolke. Die Boltzmann-Verteilung für das Potenzial $U(\mathbf{r})$

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-U(\mathbf{r})/k_B T} \quad (2.6)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T führt für das Potenzial (2.5) auf eine Laplace-Verteilung der Dichte

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-\alpha \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2}/k_B T}. \quad (2.7)$$

Die radiale Ausdehnung dieser Verteilung ist aufgrund des genau halb so großen Gradienten in der horizontalen Ebene doppelt so groß wie entlang der vertikalen Achse

$$z_L = \sqrt{2} k_B T / \alpha \quad x_L = y_L = 2z_L. \quad (2.8)$$

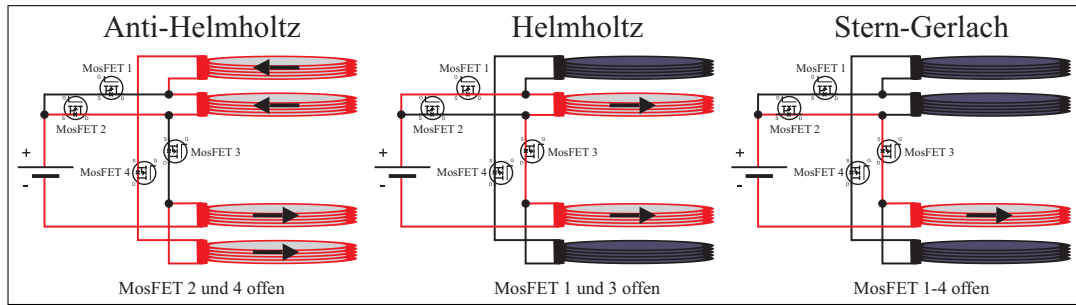


Abbildung 2.8: Aufbau der MosFET-Schaltung, die zwischen Anti-Helmholtzkonfiguration, Helmholtzkonfiguration und starkem Gradienten für den Stern-Gerlach Puls (siehe Abschnitt 5.1.3) umschalten kann. In rot sind die jeweils stromdurchflossenen Leiter markiert.

In der horizontalen Ebene beträgt die Ausdehnung für die genannte Konfiguration $x_L \approx 1,3$ mm und die durchgeführte Kompression ermöglicht den Transport durch die differenzielle Pumpstufe mit einem Innenradius von 4 mm.

Der eigentliche Transport (vgl. Abbildung 2.6) in die 60 cm entfernte Experiment-Zelle wird in 1,2 s durchgeführt. In der Endposition überlappen sich die Transportspulen mit der fest installierten Magnetfalle. Es findet ein weiterer rein magnetischer Transport der Atome in diese Spulen statt, indem die Ströme in beiden Spulenpaaren simultan mit linearen Rampen hoch bzw. hinunter gerammt werden. Die Atome befinden sich dann in der Magnetfalle auf der Seite der Experimentier-Zelle und die Transport-Spulen können zurückgefahren werden. Der mit diesen Spulen erzeugbare Gradient beträgt $B'_z = 8,776 \text{ G}/(\text{cm A}) \times I$. Aufgrund ihrer mehrlagigen Konstruktion kann diese Magnetfalle auch zur Erzeugung sehr homogener Magnetfelder eingesetzt werden. Entsprechend geschaltet erzeugen sie ein homogenes Magnetfeld von $B = 9,6 \text{ G}/(\text{A}) \times I$. Zwei digitale Kanäle der Experimentansteuerung werden benutzt um eine MosFET-Schaltung zwischen den verschiedenen Konfigurationen umzuschalten (vergleiche Abbildung 2.8).

2.1.4 Mikrowellenevaporation in der Quadrupolfalle

Mit den Methoden der Laserkühlung können Atome bis in den Bereich weniger μK gekühlt werden. Diese Temperatur ist ausreichend, um die Ensembles in magnetischen Potenzialen fangen zu können, aber noch einige Größenordnungen von der Bose-Einstein Kondensation entfernt. Für die weitere Kühlung bis in die Quantenentartung wird das Verfahren der evaporativen Kühlung verwendet [65, 66, 67]. Dafür werden die energiereichsten Atome aus der Falle entfernt, das

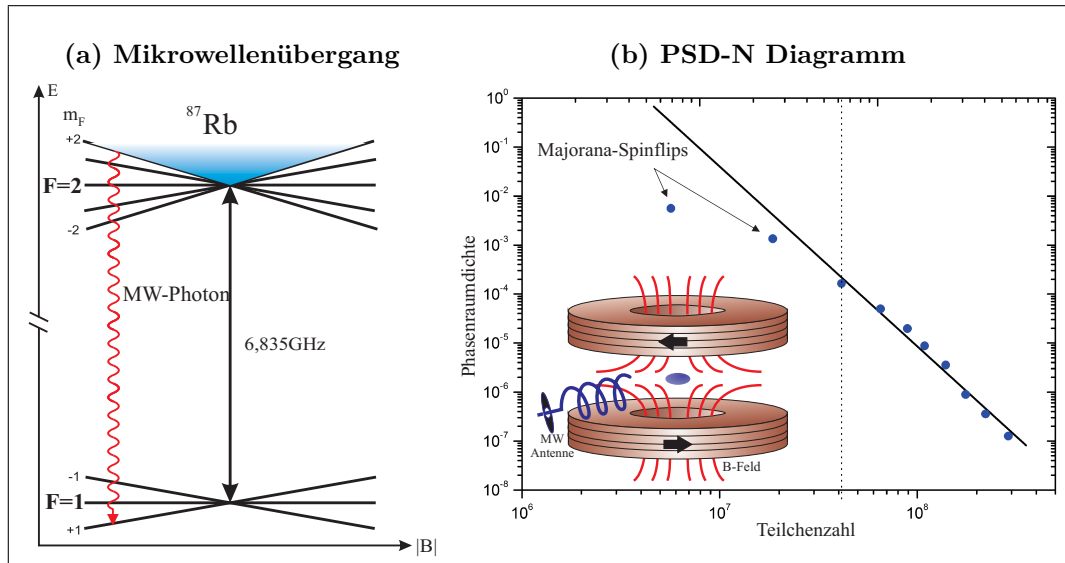


Abbildung 2.9: (a) Energieschema des verwendeten Mikrowellenübergangs auf dem selektiv energiereiche Atome aus dem äußeren Bereich der Falle entfernt werden. Die Mikrowellenstrahlung wird mit einer Helix-Antenne eingestrahlt und ermöglicht eine sehr effiziente Evaporation in der Quadrupolfalle. Dies belegt die in (b) gegen die Teilchenzahl aufgetragene Entwicklung der Phasenraumdichte. Erst unterhalb einer Temperatur von ca. 50 μK verringert sich die Effizienz aufgrund von Majorana-Verlusten deutlich.

verbliebene Ensemble rethermalisiert durch Stöße untereinander und die Wolke wird gekühlt.

Die experimentelle Implementierung gelingt mit Mikrowellenstrahlung, die gezielt die energiereichsten Atome adressiert. Das Potenzial des Zeeman-Effekts ist proportional zum Betrag der Magnetfeldstärke. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit energieärmerer Atome sinkt somit mit steigendem Abstand vom Fallenminimum. Die Mikrowellenstrahlung wird gezielt genutzt, um energiereiche Atome in den äußeren Fallenbereichen aus dem gefangenen Zustand $|F=2, m_F=2\rangle$ in den ungefangenen Zustand $|F=1, m_F=1\rangle$ zu transferieren und damit aus der Falle zu entfernen. Eine Skizze des verwendeten Übergangs und der experimentelle Aufbau zur Einstrahlung der Mikrowelle sind in Abbildung 2.9 dargestellt.

Es bringt mehrere Vorteile mit sich nicht wie üblich Übergänge zwischen Zeeman-Unterstufen mit Radiofrequenzstrahlung zu treiben. Der erste wichtige Grund für die Nutzung von Mikrowellen ist, dass bei Evaporation einer Mischung von ^{87}Rb und bosonischem Kalium auf diese Weise nur das Rubidium aus der Falle entfernt wird. Da es deutlich schwieriger ist große Atomzahlen bosonischen Kaliums über alle zuvor erwähnten Kühschritte bis in die Magnetfalle zu transportieren, soll es vorzugsweise nur durch Stöße mit dem Rubidium

sympathetisch [68] gekühlt werden. Ein weiterer Vorteil ist die einfache Anpassung einer Mikrowellenantenne für die effiziente Abstrahlung von Frequenzen um die 6,8 GHz, die sich während der Evaporation um weniger als 1 % ändern. Die üblicherweise verwendete Radiofrequenz wird für die selbe Aufgabe von mehreren 10 MHz bis unter 1 MHz über mehr als eine Größenordnung durchgestimmt. Dies steigert die Anforderungen an die Antenne zur Abstrahlung deutlich. Auch die Unempfindlichkeit von Elektronik-Komponenten gegenüber Frequenzen im Mikrowellen-Bereich stellt einen großen Vorteil dar. Starke Radiofrequenz-Strahlung stört häufig die verwendeten Regelungselektroniken im Labor und erzeugt auf diese Weise schwer zu diagnostizierende Probleme im experimentellen Ablauf.

Die Effizienz der am Experiment eingesetzten Evaporation lässt sich ermitteln, indem die Phasenraumdicke gegen die Teilchenzahl in einem doppelt logarithmischen Diagramm aufgetragen wird. Die Evaporation beginnt bei einer Differenzfrequenz zum magnetfeldfreien Übergang von $(\omega - \omega_0)/2\pi = 135$ MHz, wobei der magnetfeldfreie Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus von ^{87}Rb 6,834682611 GHz [69] beträgt. Mit einer Magnetfeldabhängigkeit von 2,1 MHz/G entspricht dies einem Magnetfeld von 64 G. In Abbildung 2.9 lässt sich erkennen, dass zu Beginn der Evaporation die Phasenraumdicke des Ensembles um 4 Größenordnungen pro evaporierter Größenordnung Atome zunimmt. Unterhalb einer Differenzfrequenz von $(\omega - \omega_0)/2\pi = 10$ MHz bricht diese Steigerung aufgrund von Majorana-Verlusten ein und im Experiment wird die Evaporation bei 10 MHz bei einer Teilchenzahl von 4×10^7 Atomen, einer Phasenraumdicke von 2×10^{-4} und einer Temperatur von ungefähr 40 μK gestoppt. Diese Sequenz der Mikrowellenevaporation dauert im Experiment 6 s.

Majorana-Verluste treten auf, sobald das magnetische Dipolmoment eines Atoms der Richtungsänderung des Magnetfelds im Zentrum der Magnetfalle nicht folgen kann. Das Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}$ des Atoms präzidiert schnell um die Achse des Magnetfelds und seine Orientierung folgt dessen Richtung solange die Präzessionsfrequenz $\mu B/\hbar$ sehr groß gegenüber der charakteristischen Frequenz für die Änderung der Richtung des Magnetfelds ist. Diese Bedingung ist für das Zentrum einer Quadrupolfalle mit $\mathbf{B} = 0$ nicht erfüllt und Atome im Mittelpunkt der Falle können ihr Zeeman-Niveau wechseln, in einen ungefangenen Zustand gelangen und die Falle verlassen. Nach [70] gilt für die Rate Γ_m dieser sogenannten Majorana-Spinflips unter Vernachlässigung des Gravitationspotenzials

$$\Gamma_m = 1,85 \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu_B B'}{k_B T} \right)^2. \quad (2.9)$$

Die entscheidenden Größen sind hierbei der Magnetfeldgradient B' und die Temperatur T , \hbar ist das Plancksche Wirkungsquantum und m die Masse von ^{87}Rb .

Sobald durch die Evaporation die Temperatur der Wolke abfällt, steigt folglich die Rate an Majorana-Verlusten, da sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Fallenzentrum erhöht. Um möglichst tief evaporieren zu können, wird der Magnetfeldgradient adiabatisch heruntergefahren. In diesem Fall skaliert die Temperatur mit $T \propto (B')^{2/3}$ [71] und die Rate kann durch Absenken des Magnetfeldgradienten verringert werden. Dies verringert allerdings gleichzeitig die Dichte der Wolke, also auch die Rethermalisierungsrate und damit die maximale Geschwindigkeit der Evaporation. Im Experiment hat sich gezeigt, dass ein Absenken des Gradienten von 220 G/cm zu Beginn der Evaporation auf 132 G/cm bei der Endfrequenz von $(\omega - \omega_0)/2\pi = 10$ MHz die besten Ergebnisse erzielt.

Aufgrund der Problematik auftretender Majorana-Verluste ist ein Erreichen der Quantenentartung in einem reinen Quadrupolpotenzial nicht möglich. Um ein harmonisches Fallenpotenzial zu erhalten, muss dieses entweder mit einem Offset-Feld zu einer Magnetfalle oder mit einem Dipolpotenzial zu einer sogenannten Hybridfalle ergänzt werden. Alternativ kann ein rein optisches Potenzial verwendet werden. Die letzten beiden Ansätze werden im Experiment genutzt und in den folgenden beiden Abschnitten näher erläutert.

2.2 Quantenentartete Gase in optischen Potenzialen

Im Wesentlichen sind drei grundsätzlich zu unterscheidende Fallen-Typen zum Speichern neutraler Atome bekannt. Der erste Typ sind Fallen, die auf der Spontan-Kraft des Lichts auf die Atome basieren. Der zweite Mechanismus ist die Kraft auf das magnetische Dipolmoment der Atome in inhomogenen Magnetfeldern und der letzte und bei weitem schwächste Mechanismus ist die Wechselwirkung von stark verstimmttem Licht mit dem elektrischen Dipolmoment von neutralen Atomen. Die beiden ersten Mechanismen kommen bereits in der MOT und bei der Speicherung der Atome in der Quadrupolfalle zum Einsatz. Die letztgenannten optischen Dipolpotenziale bieten die größte Flexibilität, da sie in der Regel zustandsunabhängig sind und vielfältige Potenzialformen wie zum Beispiel Gitter unterschiedlicher Dimensionalität oder auch zylinderförmige Fallen zum Führen von Atomstrahlen ermöglichen [72].

Am Experiment wird eine rotverstimtete Dipolfalle bei 1064 nm verwendet, die von einem Faserlaser mit einer Ausgangsleistung von 12 W erzeugt wird. Sie wird entweder verwendet, um in Kombination mit einem Quadrupolpotenzial oder in rein optischer Konfiguration harmonischen Einschluss in drei Dimensionen zu erzeugen. Das Potenzial dieser beiden Varianten und die experimentelle Realisierung wird im Folgenden erläutert.

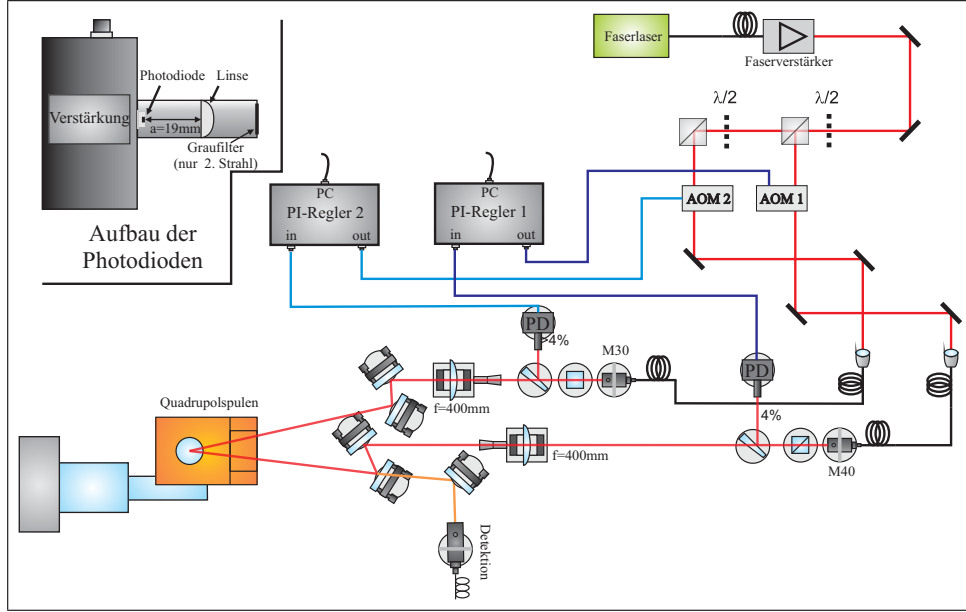


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau der Strahlen für die Dipolfalle. Beide Strahlen werden unabhängig voneinander in der Leistung geregelt. Für die Hybridfalle wird nur der unten dargestellte Dipolstrahl verwendet, der mit dem axialen Detektionslicht überlagert ist. Der Aufbau für die Regelung der Leistung ist in der oberen linken Ecke dargestellt

Das Dipolpotenzial U_{dip} berechnet sich aus dem Produkt der Intensität $I(\mathbf{r})$ mit der Polarisierbarkeit α

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\alpha}{2c\epsilon_0} I(\mathbf{r}). \quad (2.10)$$

Für den Hyperfein-Grundzustand von ^{87}Rb beträgt die Polarisierbarkeit bei 1064 nm $\alpha = 1,1325 \times 10^{-38} \text{ Cm}^2/\text{V}$ [73]. In experimentell nutzbaren Einheiten ausgedrückt ergibt sich damit für das Dipolpotenzial

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = 2\pi\hbar \times (-322 \text{ kHz}) \cdot \left(\frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}\right)^{-1} \times I(\mathbf{r}). \quad (2.11)$$

Der Aufbau der beiden verwendeten Dipolstrahlen und deren Intensitätsstabilisierung sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Ein Faserverstärker (*Firma Nufern: SUB-1151-50*) verstärkt die Leistung eines Faserlasers schmaler Linienbreite (4 kHz, *NP Photonics, Scorpio*) auf 12 W. Diese Leistung wird auf zwei Pfade aufgeteilt und mit akusto-optischen Modulatoren in entgegengesetzter Richtung um 110 MHz in der Frequenz verschoben. Diese beiden Modulatoren werden für die Intensitätsstabilisierung genutzt. Die beiden Strahlen werden mit zwei optischen Fasern zum Experiment geführt und Strahltaillen von 7,2 mm

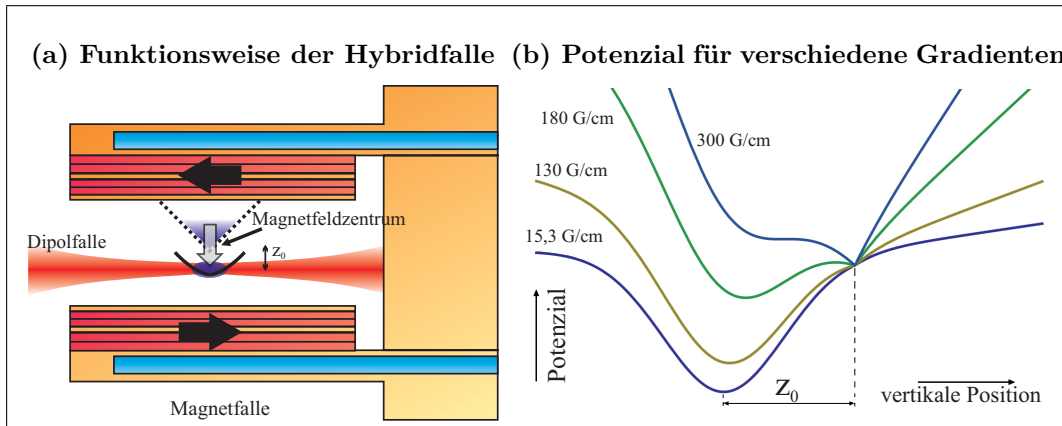


Abbildung 2.11: (a) Das Funktionsschema der Hybridfalle. Der erste Dipolstrahl wird um den Abstand z_0 zum Magnetfeldminimum versetzt eingestrahlt. (b) Der Potenzialverlauf entlang der vertikalen Achse für verschiedene Magnetfeldgradienten zeigt, dass bei $B'=15,3$ G/cm gerade die Gravitationskraft kompensiert und das reine Dipolpotential sichtbar wird.

bzw. 5,4 mm führen nach Fokussierung mit zwei achromatischen Linsen der Brennweite $f = 400$ mm auf experimentell bestimmte Strahltaillen von $60 \mu\text{m}$ bzw. $75 \mu\text{m}$ am Ort der Atome. Diese Werte stimmen im Rahmen von 10% sehr gut mit vorher berechneten Werten überein und die Diskrepanz lässt sich mit Abbildungsfehlern der verwendeten Linsen erklären. Die beiden Strahlen werden in einem Winkel von 18° zueinander in der horizontalen Ebene eingestrahlt. Die elektronische Umsetzung der verwendeten Intensitätsstabilisierung und weitere experimentelle Details des Aufbaus finden sich in [49, 50]

2.2.1 Hybridfalle

Die Nutzung einer sogenannten Hybridfalle, also einer Kombination von magnetischem Einschluss und optischem Dipolpotential, hat mehrere interessante Aspekte. Sie stellt eine einfache Möglichkeit dar, schnell und effizient Bose-Einstein Kondensate zu erzeugen ohne komplexere Magnetfallengeometrien zu benötigen. Weiterhin ermöglicht ihre Fallengeometrie vom sogenannten Dimple-Trick zu profitieren, der auf einer adiabatischen Änderung der Potenzialform beruht und zu einer deutlichen Erhöhung der Phasenraumdicke führen kann. Gerade aufgrund rasanter Fortschritte im Bereich der Faserlaser-Entwicklung und damit kostengünstig verfügbarer Laserquellen mit hoher Ausgangsleistung bietet diese Fallengeometrie ein sehr vielversprechendes Konzept zur schnellen Erzeugung von großen Bose-Einstein Kondensaten [71].

Den Aufbau und das Prinzip der Hybridfalle verdeutlicht Abbildung 2.11. Unterhalb des Minimums der Magnetfalle wird mit einem Versatz z_0 ein Dipolstrahl einjustiert. Für den Umladevorgang aus der reinen Quadrupolfalle wird deren Gradient bei eingestrahlem Dipolstrahl bis auf einen Wert von 15,3 G/cm abgesenkt und damit genau die Gravitationskraft auf den $|F=2, m_F=2\rangle$ -Zustand kompensiert. Das resultierende Fallenpotenzial während des Umladeprozesses ist in Abbildung 2.11 (b) dargestellt. Es berechnet sich als Kombination des magnetischen, des Dipol- und des Gravitationspotenzials zu

$$\begin{aligned} U(\mathbf{r}) &= U_{\text{mag}} + U_{\text{dip}} + U_{\text{grav}} \\ &= m_F g_F \mu_B B' \sqrt{x^2/4 + y^2/4 + z^2} - U_0 e^{-2[y^2 + (z-z_0)^2]/w_0^2} + mgz. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Im gravitationskompensierten Fall wird die Falltiefe des Dipolpotenzials vollständig ausgenutzt und das Zentrum der Falle liegt nicht mehr im Magnetfeldzentrum sondern im Zentrum des Dipolstrahls. Der sehr geringe axiale Einschluss entlang des Dipolstrahls wird durch das verbleibende Quadrupolfeld unterstützt, das in Abhängigkeit von z_0 in horizontaler Richtung nach Gleichung (2.5) zu einer Fallenfrequenz

$$\omega_x = \sqrt{\frac{m_F g_F \mu_B B'_z}{4m z_0}} \quad (2.13)$$

führt. Der Vorteil gegenüber der Dipolfalle mit einem Strahl wird bei einem Vergleich der Fallenfrequenzen und Fallentiefen der beiden Konfigurationen gerade in axialer Richtung (vergleiche Tabelle 2.2) deutlich.

Potenzial	U_0/k_B	ω_1	ω_2	ω_3
$U_{\text{dip1}} + U_g$	138 μK	$2\pi \times 2,5 \text{ Hz}$	$2\pi \times 633 \text{ Hz}$	$2\pi \times 633 \text{ Hz}$
$U_{\text{mag}} + U_{\text{dip}} + U_g$	149 μK	$2\pi \times 30,0 \text{ Hz}$	$2\pi \times 633 \text{ Hz}$	$2\pi \times 633 \text{ Hz}$
$U_{\text{dip1}} + U_{\text{dip2}} + U_g$	134 μK	$2\pi \times 32 \text{ Hz}$	$2\pi \times 620 \text{ Hz}$	$2\pi \times 620 \text{ Hz}$

Tabelle 2.2: Falltiefe U_0 und Fallenfrequenzen ω_{r_i} der verschiedenen Potenziale. Für die Berechnungen wird eine Laserleistung von $P_L = 6 \text{ W}$ und ein Magnetfeldgradient von $B' = 15,3 \text{ G/cm}$ angenommen. Für das Dipolpotenzial der gekreuzten Strahlen wurde der Schnittwinkel von $\Theta = 18^\circ$, eine Strahltaile von $w_0 = 60 \mu\text{m}$ bzw. $w_0 = 75 \mu\text{m}$ und eine Leistung von $P_L = 5,6 \text{ W}$ bzw. $0,4 \text{ W}$ für die beiden Strahlen verwendet.

Es stellt sich heraus, dass die Justageprozedur nicht allein auf eine maximale Anzahl umgeladener Atome optimiert werden sollte, sondern vielmehr gleichzeitig auf die Lebensdauer der Atome in der Hybridfalle geachtet werden muss.

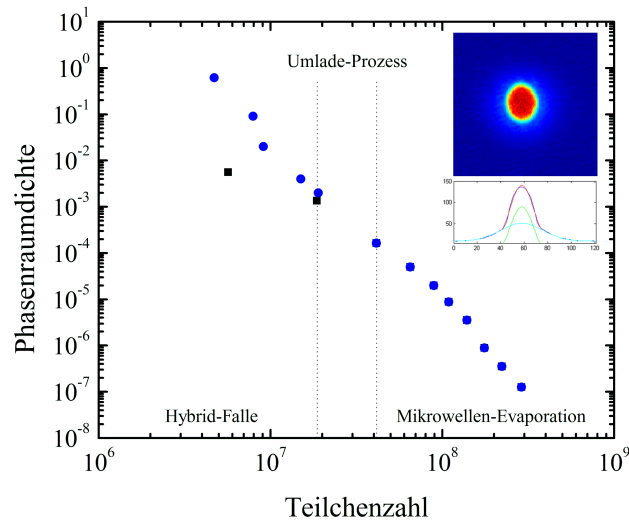


Abbildung 2.12: Die Phasenraumdicke aufgetragen gegen die Teilchenzahl für die Evaporation in der Hybridfalle (blaue Kreise). Zum Vergleich sind die Messpunkte der durch Majorana-Verluste beeinträchtigten Evaporation in der reinen Quadrupolfalle eingezeichnet. Mit der realisierten Hybridfalle können Bose-Einstein Kondensate mit mehr als einer Million Atomen erzeugt werden (eine Absorptionaufnahme in Falschfarbendarstellung ist oben rechts gezeigt).

Ist der Versatz z_0 klein funktioniert das Umladen sehr gut, aber das Problem der auftretenden Majorana-Verluste besteht aufgrund des nahen Magnetfeldminimums weiterhin. Am Experiment wurde der minimal notwendige Versatz auf diese Weise zu $z_0 = 70 \mu\text{m}$ bestimmt. Einmal in die Hybridfalle umgeladen kann das Ensemble weiter evaporieren, indem die Leistung des Dipolstrahls verringert wird. Auf diese Weise werden am Experiment Bose-Einstein Kondensate mit mehr als einer Million Atomen in deutlich weniger als 30 s erzeugt.

Der Vergleich von Phasenraumdicke und Teilchenzahl für diesen Fall (siehe Abbildung 2.12) zeigt während des Umladeprozesses einen Zuwachs von einer Größenordnung in der Phasenraumdicke. Dies kann in erster Linie dem Effekt einer zusätzlichen Evaporation zugesprochen werden. Das Öffnen des magnetischen Potentials erzeugt eine große Atomwolke, aus der nur die energieärmsten Atome in dem auch räumlich sehr viel kleineren Bereich des Dipolstrahls gefangen werden können. Durch das Absenken des Magnetfeldgradienten knapp unter den Wert der Gravitationskompensation werden so die energiereichsten Atome evaporieren.

Neben diesem Effekt einer Evaporation kann aber auch gezeigt werden, dass das adiabatische Umladen zwischen den beiden beteiligten Potenzialformen zu einer Erhöhung der maximalen Phasenraumdicke führen kann, was als Dimple-

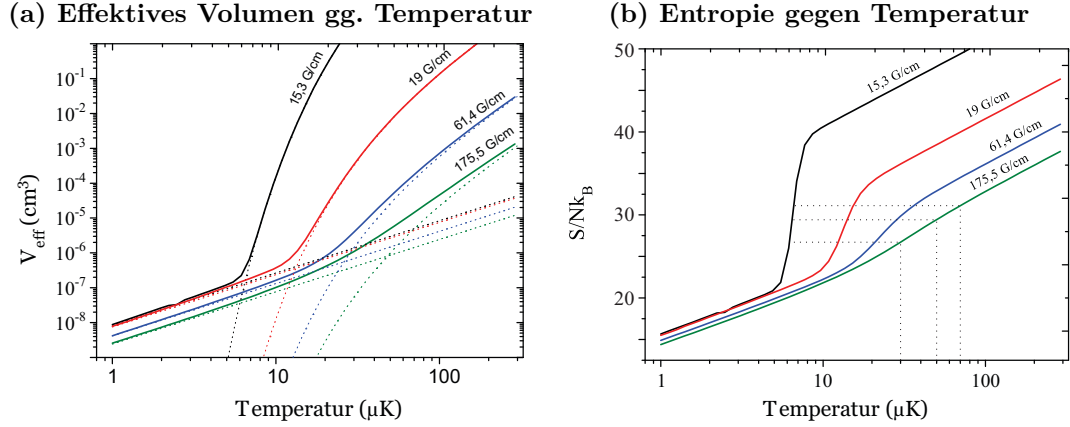


Abbildung 2.13: (a) Ergebnis der numerischen Simulationen für das effektive Volumen V_{eff} als Funktion der Temperatur (Linie) und asymptotische Näherungen (gestrichelt). (b) Die Entropie als Funktion der Temperatur für verschiedene Magnetfeldgradienten B' . Gestrichelt ist für drei Starttemperaturen der Pfad zur Bestimmung der Temperatur während des Umladeprozesses eingezeichnet. Aus diesen Pfaden wird der Verlauf der Phasenraumdicke in Abbildung 2.14 bestimmt.

Trick [74, 75] bezeichnet wird. Im Folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass der experimentelle Ablauf deutlich von diesem Effekt profitieren kann, wenn ein Faserverstärker mit höherer Ausgangsleistung implementiert wird.

2.2.2 Adiabatisches Umladen und Dimple-Trick

Der potenzielle Gewinn an Phasenraumdicke durch den am Experiment verwendeten Umladeprozess wird im Folgenden (ähnlich [71]) simuliert, wobei die experimentellen Parameter genutzt werden. Der Gradient der Quadrupolspulen wird während der Prozedur von 175,5 G/cm schrittweise auf den Wert der Gravitationskompensation von 15,3 G/cm eingestellt. Die Starttemperatur ist ca. 35 μK . Während des Umladeprozesses wird das Ensemble als thermische Gaswolke betrachtet, deren thermodynamische Eigenschaften durch die Zustandssumme $Z = V_{\text{eff}}/\lambda_{\text{dB}}^3$ bestimmt werden. Hier ist

$$V_{\text{eff}} = \int d^3r e^{-U(\mathbf{r})/k_B T} \quad (2.14)$$

das effektive Volumen der Atomwolke. Die Entropie S des Gases bestimmt sich aus der Zustandssumme Z durch

$$S = Nk_B \frac{\partial}{\partial T} [T \ln(Z)] , \quad (2.15)$$

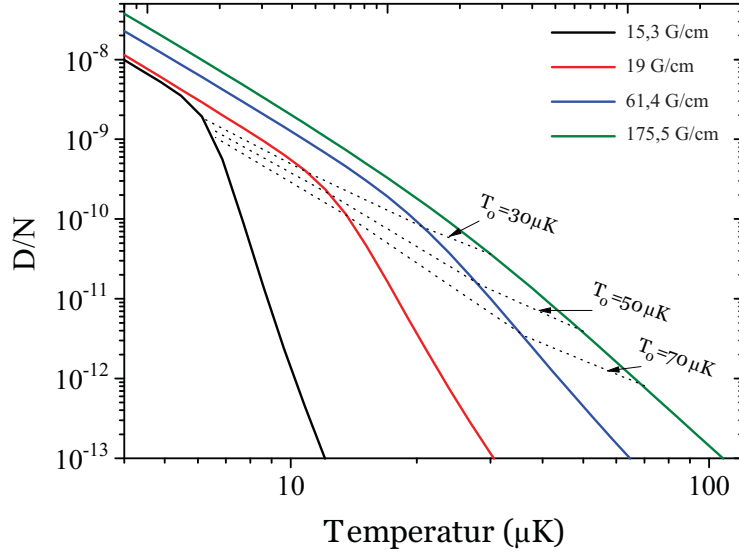


Abbildung 2.14: Amplitude der Phasenraumdicke D bezogen auf die Teilchenzahl N . Für die Starttemperaturen $T_0 = 70 \mu\text{K}$, $T_0 = 50 \mu\text{K}$ und $T_0 = 30 \mu\text{K}$ sind die Trajektorien während des Umladens gestrichelt eingezeichnet. Für $T_0 = 30 \mu\text{K}$ ergibt sich eine Erhöhung der PSD um einen Faktor 50, bei $T_0 = 70 \mu\text{K}$ wird bereits ein Faktor 1000 gewonnen.

mit der Teilchenzahl N des Gases. Die Dichte einer Atomwolke bei einer Temperatur T ist durch die Boltzmann-Verteilung (2.6) gegeben. Damit errechnet sich die Phasenraumdicke zu

$$\rho = n(\mathbf{r})\lambda_{\text{dB}}^3 = n_0\lambda_{\text{dB}}^3 e^{-U(\mathbf{r})/k_B T} = \frac{N}{V_{\text{eff}}}\lambda_{\text{dB}}^3 e^{-U(\mathbf{r})/k_B T}. \quad (2.16)$$

Bei den durchgeführten Berechnungen wird zur Vereinfachung stets nur der Maximalwert der Phasenraumdicke in der Wolke

$$D = \frac{N}{V_{\text{eff}}}\lambda_{\text{dB}}^3 = N/Z \quad (2.17)$$

betrachtet, der das entscheidende Maß für den Übergang zur Bose-Einstein Kondensation darstellt. Für die Simulation des adiabatischen Umladens wird nun die Entropie für verschiedene Magnetfeldgradienten bestimmt. Während eines adiabatischen Prozesses bleibt die Entropie konstant und es kann ausgehend von einer Starttemperatur T_0 der Temperaturverlauf bestimmt werden, aus dem mit Gl. (2.17) der Verlauf der Phasenraumdicke folgt.

Ausgangspunkt für diese Berechnung ist das effektive Volumen V_{eff} aus (2.14). Das Fallenpotenzial aus Gleichung (2.13) muss um eine Konstante E_0 ergänzt

werden, damit es an der Stelle des minimalen Potenzials r_{\min} verschwindet und die Teilchenzahl während des Prozesses erhalten bleibt

$$U(\mathbf{r}) = m_F g_F \mu_B B' \sqrt{x^2/4 + y^2/4 + z^2} - U_0 e^{-2[y^2 + (z-z_0)^2]/w_0^2} + mgz + E_0. \quad (2.18)$$

Das Integral in Gl. (2.14) kann nur numerisch bestimmt werden. Um die Gültigkeit der Wahl der Integrationsgrenzen zu überprüfen, wird die numerische Lösung mit den analytisch lösbaren asymptotischen Näherungen verglichen. Es lässt sich zeigen, dass die beiden Näherungen

$$V_{\text{eff}} \approx \frac{(2\pi k_B T)^{3/2}}{\sqrt{U_{xx} U_{yy} U_{zz}}} \quad \text{für } T \ll U_0/k_B, \quad (2.19)$$

$$V_{\text{eff}} \approx \frac{32\pi e^{-E_0/k_B T}}{[1 - (mg/m_F g_F \mu_B B')^2]} \left(\frac{k_B T}{m_F g_F \mu_B B'} \right)^3 \quad \text{für } T \gg U_0/k_B \quad (2.20)$$

gelten, wobei U_{xx}, U_{yy} und U_{zz} die zweiten Ableitungen am Ort des Fallenminimums $\mathbf{r} = (0, 0, z_{\min})$ beschreiben.

In Abbildung 2.13 sind die numerischen Lösungen für die Entwicklung des effektiven Fallenvolumens, deren asymptotische Lösungen für ausgewählte Magnetfeldgradienten B' und die daraus berechnete Entropie dargestellt. Aus der Konstanz der Entropie lässt sich aus dem zweiten Diagramm die Temperaturentwicklung für eine Starttemperatur T_0 ablesen. Diese Temperaturentwicklung ist für drei Starttemperaturen $T_0 = 70 \mu\text{K}$, $T_0 = 50 \mu\text{K}$ und $T_0 = 30 \mu\text{K}$ gestrichelt eingezeichnet.

Mit den Ergebnissen lässt sich der Verlauf des Maximalwerts der Phasenraumdicke nach Gl. (2.17) berechnen. Das Resultat ist in Abbildung 2.14 dargestellt und es verdeutlicht, dass durch den Dimple-Trick große Erhöhungen in der Phasenraumdicke erzielt werden können. Für eine Starttemperatur von $T_0 = 30 \mu\text{K}$ ergibt sich aus den Simulationen eine Steigerung um einen Faktor 50, wird mit einer Temperatur $T_0 = 70 \mu\text{K}$ gestartet beträgt der Faktor bereits über 10^3 .

Der Gewinn an Phasenraumdicke durch die vorgestellte adiabatische Expansion und das Umladen ist physikalisch tatsächlich nicht limitiert. Allerdings erzeugt der am Experiment verwendete Dipollaser mit der verwendeten Strahltaile von ca. $60 \mu\text{m}$ und einer Leistung von maximal 6 W am Ort der Atome eine relativ geringe Falltiefe von $138 \mu\text{K}$ (siehe Tabelle 2.2). Diese reicht nicht aus, um alle Atome einer Wolke mit einer Temperatur von $T_0 = 70 \mu\text{K}$ einzufangen. Die zweite Beschränkung betrifft die Adiabaticität des Prozesses, da alle Berechnungen darauf beruhen, dass zu jeder Zeit ein thermisches Gleichgewicht existiert. In Wirklichkeit sinkt bei hohen Starttemperaturen während der Expansion der Wolke die elastische Streurrate so stark ab, dass eine adiabatische Expansion nicht mehr realisierbar ist [71]. Die erste Limitierung kann durch einen Dipollaser mit höherer Ausgangsleistung umgangen werden.

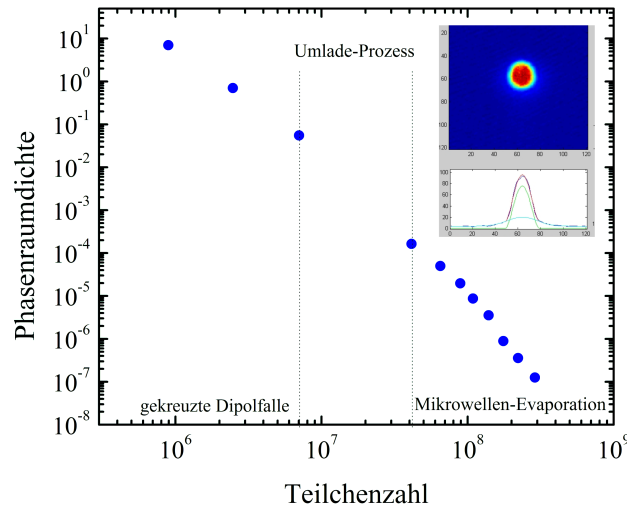


Abbildung 2.15: Phasenraumdichte aufgetragen gegen die Teilchenzahl für die Evaporation in der gekreuzten Dipolfalle (blaue Kreise). Es können ebenso große Bose-Einstein Kondensate wie in der Hybridfalle erzeugt werden (eine Absorptionaufnahme in Falschfarbendarstellung ist oben rechts gezeigt).

Im Experiment wird der Umladeprozess in die Hybridfalle bei einer Temperatur von $T_0 \approx 35 \mu\text{K}$ begonnen. Nach den Berechnungen sind dann Erhöhungen der Phasenraumdichte um einen Faktor 100 zu erwarten. Der tatsächliche Gewinn beträgt etwa einen Faktor 10 und ist sicherlich zu großen Teilen ein Evaporationseffekt. In naher Zukunft wird allerdings ein Faserverstärker mit einer Ausgangsleistung von 50 W zum Einsatz kommen. Können von dieser Leistung 30 W für die Dipolfalle verwendet werden, ergibt sich bereits eine Falltiefe von 744 μK , was die simulierten Szenarien bei Starttemperaturen um die 50 μK oder sogar 70 μK sehr realistisch werden lässt.

2.3 Quantenentartetes Gas in der gekreuzten Dipolfalle

Die Realisierung von Bose-Einstein Kondensaten in beliebigen Spin-Zuständen ist am Experiment in einer reinen optischen Dipolfalle möglich. Der für die Hybridfalle verwendete erste Strahl wird dazu nicht mehr mit einem Quadrupolfeld, sondern mit einem zweiten Dipolstrahl ergänzt, um den Einschluss in axialer Richtung zu gewährleisten (vgl. Tabelle 2.2). Der experimentelle Aufbau wurde bereits in Abbildung 2.10 dargestellt. Der zweite Strahl mit einer leicht größeren Strahltaile von 75 μm wird in einem Winkel von 18° zum ersten Strahl eingestrahlt. Er wird mit einer deutlich geringeren Leistung von 400 mW be-

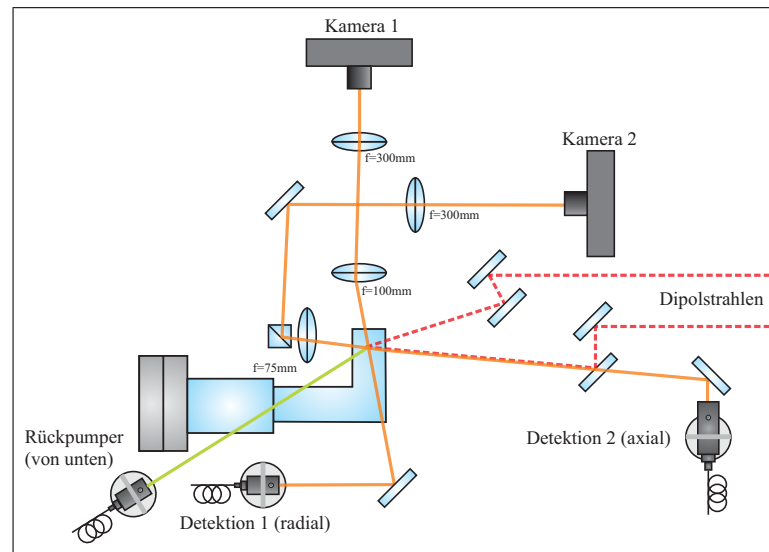


Abbildung 2.16: Aufbau für die beiden Pfade der Absorptionsoptionen. Beide Richtungen vergrößern die atomare Wolke um etwa einen Faktor drei. Laserlicht auf dem Rückpumpübergang wird von unten eingestrahlt, um die Detektion von Atomen im Zustand $F = 1$ zu ermöglichen, gleichzeitig aber nicht zur Belichtung der Absorptionsoptionen beizutragen.

trieben und trägt in erster Linie zur Vergrößerung der Fallenfrequenz in axialer Richtung bei.

Die experimentelle Sequenz beinhaltet genau genommen weiterhin die Nutzung der Hybridfalle, da ein verwendeter Zwischenschritt während des Umladens das Magnetfeld in die Nähe der Gravitationskompensation fährt, bevor es endgültig ausgeschaltet wird. Dieses Vorgehen ermöglicht ein sehr effizientes Umladen der Atome in die gekreuzte Dipolfalle. Das Ergebnis der abschließenden Evaporation bis in die Quantenentartung ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Die Evaporation verläuft nicht ganz so effizient wie in der Hybridfalle, es können aber ähnlich große Bose-Einstein Kondensate erzeugt werden. Als letzte experimentelle Voraussetzung für alle Experimente wird im nächsten Abschnitt kurz die Absorptionsoptionen erläutert.

2.4 Absorptionsoptionen

Um Informationen aus den durchgeführten Messungen ziehen zu können, müssen die Atome detektiert werden. Hier wird die Methode der Absorptionsoptionen gewählt. Dabei wird ein Schatten der kalten Wolke mit einem resonanten Laserstrahl auf eine CCD-Kamera abgebildet. Der optische Aufbau für die zwei

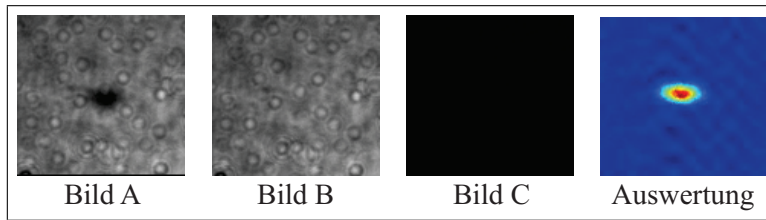


Abbildung 2.17: Beispielhaft sind alle an der Auswertung beteiligten Bilder dargestellt. Bild A zeigt den Schattenwurf einer kalten Wolke, die Aufnahme B das verwendete Detektionslicht und Bild C das Hintergrundlicht. Das Ergebnis der Auswertung ist in Form eines Dichteprofiles in der üblichen Falschfarbendarstellung gezeigt.

in horizontaler Ebene verwendeten Detektionsrichtungen ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Die hauptsächlich verwendete Detektionsrichtung (radial) verläuft senkrecht zu den beiden Dipolstrahlen. Für diese wird ein kleiner Strahl möglichst schräg durch die Experiment-Zelle gestrahlt, um Reflektionen und damit Interferenzen zu vermeiden. Die zweite Detektionsrichtung wird entlang des ersten Dipolstrahls eingestrahlt und auf einer zweiten Kamera abgebildet. Pro Durchlauf und Detektionsrichtung werden drei Bilder aufgenommen. Das erste zeigt den Schattenwurf der Atome, das zweite den Detektionsstrahl ohne Atome und das dritte das Hintergrundlicht (vgl. Abbildung 2.17). Der eigentliche Detektionspuls hat eine Länge von $40 \mu\text{s}$, die Belichtungszeit der Kamera ist allerdings aufgrund von technischen Limitierungen deutlich länger.

Die Bestimmung aller Ensemble-Parameter geschieht auf Grundlage der Auswertung dieser Bilder. Beispielhaft sei dies hier kurz für die Teilchenzahl erläutert. Mit drei weiteren Größen lassen sich die Intensitätsprofile des Bilds der Atome I_{Atome} und des Strahls I_{Strahl} nach Abzug des Hintergrundbilds berechnen. Zum einen wird ein kameraspezifischer Umrechnungsfaktor von eingestrahelter Energie zu Zählereignissen pro Pixel benötigt, zum anderen muss die räumliche Ausdehnung eines Kamerapixels in der Gegenstandsebene bekannt sein. Die letzte wichtige Größe beschreibt das Streuverhalten der Atome für die experimentelle Situation. Sie wird in Form des Faktors α eingeführt und kann experimentell bestimmt werden [76]. Die Bestimmung der Teilchenzahl erfolgt dann mit

$$n = \left(\log(I_{\text{Strahl}}) - \log(I_{\text{Atome}}) + \frac{I_{\text{Strahl}} - I_{\text{Atome}}}{\alpha I_{\text{sat}}} \right) \frac{\alpha}{\sigma_0}. \quad (2.21)$$

Hier ist $\sigma_0 = 2,907 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$ der Streuquerschnitt und $I_{\text{sat}} = 1,669 \text{ mW/cm}^2$ die Sättigungsintensität für σ^+ -polarisiertes Licht [69]. Der Parameter α dient zur Korrektur dieser Werte für die experimentelle Konfiguration von Lichtpolarisation und Magnetfeld, er wurde experimentell zu 3,4 bestimmt.

3 Langsamer Atomlaser

Experimente mit ultrakalten dünnen Gasen haben großen Einfluss auf die Physik der letzten 20 Jahre genommen. Die Entwicklung des Lasers im Jahr 1960 [1] machte ein rasantes Fortschreiten des Gebiets der Quantenoptik möglich und führte zu den dafür notwendigen Entdeckungen zum Beispiel im Bereich der Laserkühlung. Das erste Erreichen der Quantenentartung von Bosonen im Jahr 1995 stellte den nächsten großen Schritt auf diesem Weg dar. In einem Bose-Einstein Kondensat befinden sich eine makroskopische Anzahl bosonischer Atome im Grundzustand eines Fallenpotenzials und können durch eine einzelne Wellenfunktion beschrieben werden. Kann nun eine kohärente Materie-Welle von Bosonen kontinuierlich aus einem Bose-Einstein Kondensat ausgekoppelt werden, weist sie große Ähnlichkeit mit einem optischen Laserstrahl auf und man spricht von einem Atomlaser. Wird das Kondensat als ein einzelner Quantenzustand in einer Falle betrachtet, entspricht dies dem Analogon zu Photonen, die in einem optischen Resonator gespeichert sind.

In den folgenden Abschnitten wird ein, aus der im letzten Kapitel beschriebenen Hybridfalle ausgekoppelter Atomlaser, untersucht. Das Potenzial der Hybridfalle bietet den Vorteil, dass der Atomlaser nicht dem freien Fall ausgesetzt und damit die Dispersion in longitudinaler Richtung gering ist. Die Falltiefe der Hybridfalle wird so weit abgesenkt, dass die Atome nicht mehr gefangen sind und die Falle verlassen. Aufgrund der Gravitationskompensation des Fallenpotenzials kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieses Atomlasers sehr genau über die Stärke des Quadrupolpotenzials kontrolliert werden und die Atome können über mehrere hundert Millisekunden beobachtet werden. Das Strahlprofil wurde untersucht und mit dem eines aus der gekreuzten Dipolfalle ausgekoppelten Atomlasers verglichen.

3.1 Gravitationskompensation in der Hybridfalle

Die Kalibrierung des Magnetfeldgradienten erfolgt über die Messung der residuellen Beschleunigung von Bose-Einstein Kondensaten, die aus der Hybridfalle bei verschiedenen Gradienten fallen gelassen werden. Dazu wird nur der Dipollaser ausgeschaltet während das Magnetfeld weiter anliegt. Für die Mes-

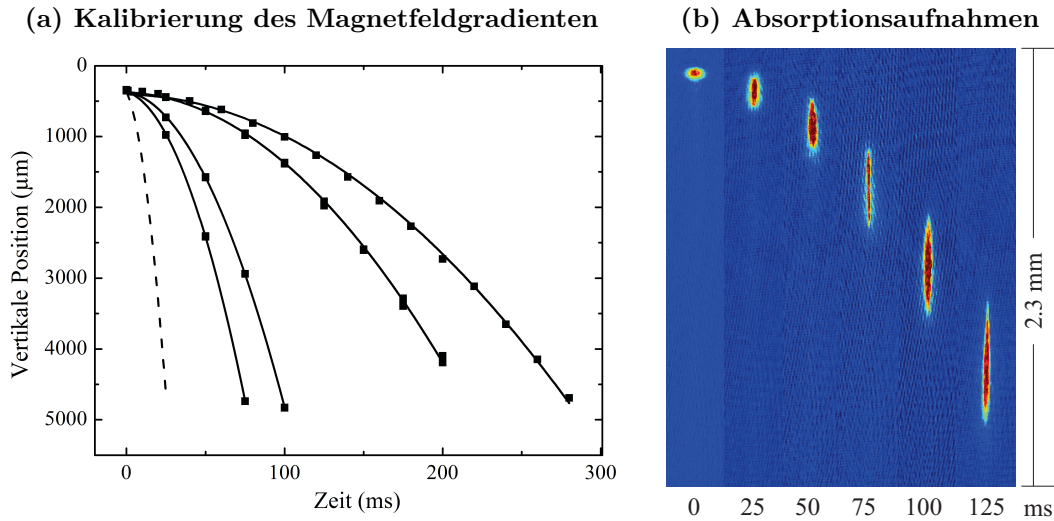


Abbildung 3.1: (a) Zur Kalibrierung des Magnetfeldgradienten wird die vertikale Position von Bose-Einstein Kondensaten in Abhängigkeit von der Fallzeit für verschiedene Gradienten B' aufgenommen. Es wurden Beschleunigungen von 0,14 g, 0,082 g, 0,018 g und 0,010 g realisiert. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf für freien Fall mit Beschleunigung g . (b) Die Absorptionenaufnahmen rechts zeigen den Fall einer residuellen Beschleunigung von 0,018 g.

sung werden Absorptionenaufnahmen nach verschiedenen Fallzeiten aufgenommen und die Position der Wolke aus diesen Bildern bestimmt. In Abbildung 3.1 ist das Ergebnis für Ströme durch die Quadrupolspulen von 1,5 A, 1,6 A, 1,71 A und 1,725 A dargestellt. Die entsprechenden Gradienten führen auf Beschleunigungen der Wolke von 0,14 g, 0,082 g, 0,018 g und 0,010 g. Die Absorptionenbilder, die beispielhaft für einen Gradienten von 0,018 g gezeigt sind, lassen den Einschluss des Hybridpotenzials in horizontaler Richtung erkennen. Aus dem Quadrupolpotenzial (2.5) lässt sich die Krümmung des Potenzials und damit die Fallenfrequenz in horizontaler Richtung in Abhängigkeit des vertikalen Versatzes vom Zentrum der Falle zu

$$\omega_x = \sqrt{\frac{m_{\text{F}} g_{\text{F}} \mu_{\text{B}}}{4m} \frac{B'_z}{z_0}} \quad (3.1)$$

berechnen. Am Experiment wird ein Versatz des Dipolstrahls von 230 μm verwendet und damit eine harmonische Falle mit ausreichend großer Fallenfrequenz $\omega_x = 2\pi \times 16$ Hz in axialer Richtung realisiert. Gleichzeitig wird durch diesen Abstand die Rate der Majorana-Verluste (vgl. Abschnitt 2.1.4) minimiert. Die berechnete Fallenfrequenz ω_x ist in Abbildung 3.2 in Abhängigkeit des Abstands zum Magnetfeldzentrum dargestellt. Dieser Zusammenhang wird experimentell überprüft, indem ein BEC in der Hybridfalle mit einer schlagartigen Änderung der Leistung des Dipolstrahls zu Schwingungen angeregt wird und dann

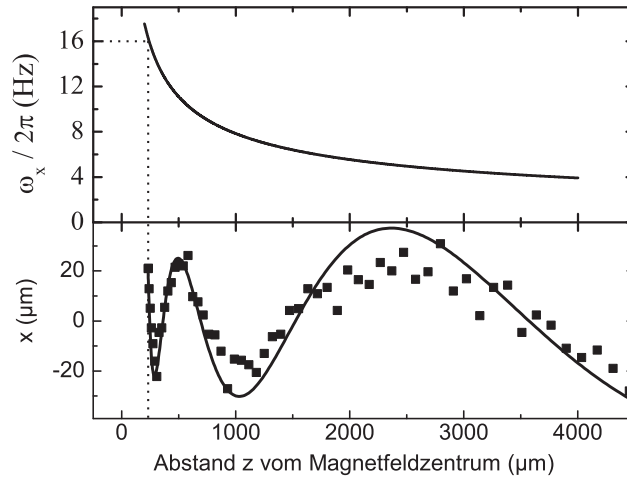


Abbildung 3.2: Simulierte horizontale Fallenfrequenz der Hybridfalle in Abhängigkeit vom vertikalen Versatz zum Magnetfallenzentrum. Die gestrichelte Linie zeigt den Versatz von $230 \mu\text{m}$ am Experiment, der zu einer horizontalen Fallenfrequenz von 16 Hz führt. Der untere Graph zeigt die horizontale Position eines zu Schwingungen angeregten BEC während des Falls durch das Magnetfeld bei einer Beschleunigung von $0,010 \text{ g}$. Die durchgezogene Linie ist die Lösung der entsprechenden Bewegungsgleichung mit horizontaler Position und Startgeschwindigkeit als freie Parameter.

nach Ausschalten des optischen Potentials im Potential des Magnetfelds fällt. Die resultierenden Oszillationen sind ebenfalls in Abbildung 3.2 dargestellt. Die durchgezogene Linie ist die Lösung der Bewegungsgleichung für dieses Potential mit lediglich der Startgeschwindigkeit und der horizontalen Position als freie Parameter.

3.2 Experimentelle Realisierung des Atomlasers

Zur experimentellen Realisierung eines Atomlasers wird am Experiment ein Bose-Einstein Kondensat in der Hybridfalle erzeugt und die Leistung des Dipolstrahls schrittweise auf einen Wert eingestellt, der sicherstellt, dass die Fallentiefe in der Größenordnung des chemischen Potentials des Bose-Einstein Kondensats liegt. Dies führt dazu, dass die Wellenfunktion des Kondensats in vertikaler Richtung durch die repulsive Wechselwirkung aus der Falle gedrückt wird und die Auskopplung des Atomlasers beginnt. Die Form des Potentials für verschiedene Gradienten unterhalb der Gravitationskompensation und die experimentell bestimmten Grenzwerte ab derer die Atome aus der Falle ausgekoppelt wer-

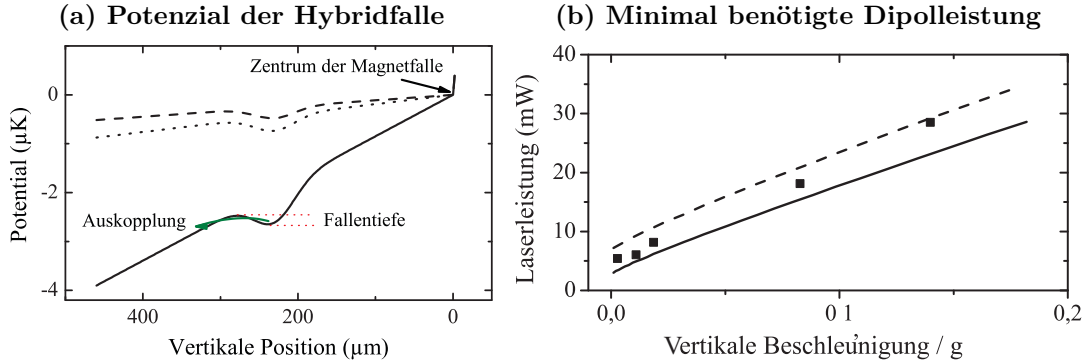


Abbildung 3.3: (a) Verlauf des Potentials der Hybridfalle für Beschleunigungen von $0,0010\text{ g}$ (gestrichelt), $0,018\text{ g}$ (gepunktet) und $0,082\text{ g}$ (durchgezogen). (b) Minimal benötigte Leistung des Dipolfallenstrahls, um alle Atome im Potenzial der Hybridfalle fangen zu können. Die experimentell bestimmten Werte werden mit zwei berechneten Kurven für eine Falltiefe von $100\ \text{nK}$ (durchgezogene Linie) und $250\ \text{nK}$ (gestrichelte Linie) verglichen.

den sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Als Näherung kann angenommen werden, dass dieser Grenzwert durch das chemische Potenzial

$$\mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(\frac{15Na}{\bar{a}_{\text{ho}}} \right)^{2/5} \quad (3.2)$$

gegeben ist. Hierbei ist N die Teilchenzahl, a die Hintergrundstreuungslänge von ^{87}Rb und $\bar{a}_{\text{ho}} = \sqrt{\hbar/m\bar{\omega}}$ die charakteristische Länge des harmonischen Potentials mit dem geometrischen Mittel der Oszillatorfrequenzen $\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$.

Das chemische Potenzial des BEC wird mit der Zeit und größerem Verlust an Atomen kleiner. Dadurch wird der Auskoppelmechanismus unterbunden und keine weiteren Atome verlassen die Falle. Ist das anfängliche BEC allerdings groß genug und der Fluss an Atomen klein, kann dieser Effekt vernachlässigt werden, da das chemische Potenzial nach Gleichung (3.2) nur mit $N^{2/5}$ skaliert. Für einen Gradienten von $0,018\text{ g}$ konnte auf diese Weise ein langsamer Atomlaser mit einer longitudinalen Ausdehnung von nur 5 mm nach 200 ms realisiert werden (vgl. Abbildung 3.4). Mit einer residuellen Beschleunigung von nur $0,0027\text{ g}$ war es möglich einen Atomlaser über den Zeitraum von 500 ms zu beobachten, was die langen Interrogationszeiten, die in diesem System zur Verfügung stehen, verdeutlicht. Eine sehr ausführliche Untersuchung des verwendeten Auskoppelmechanismus und dessen Auswirkungen auf die longitudinale Dispersion eines Atomlasers findet sich in [77].

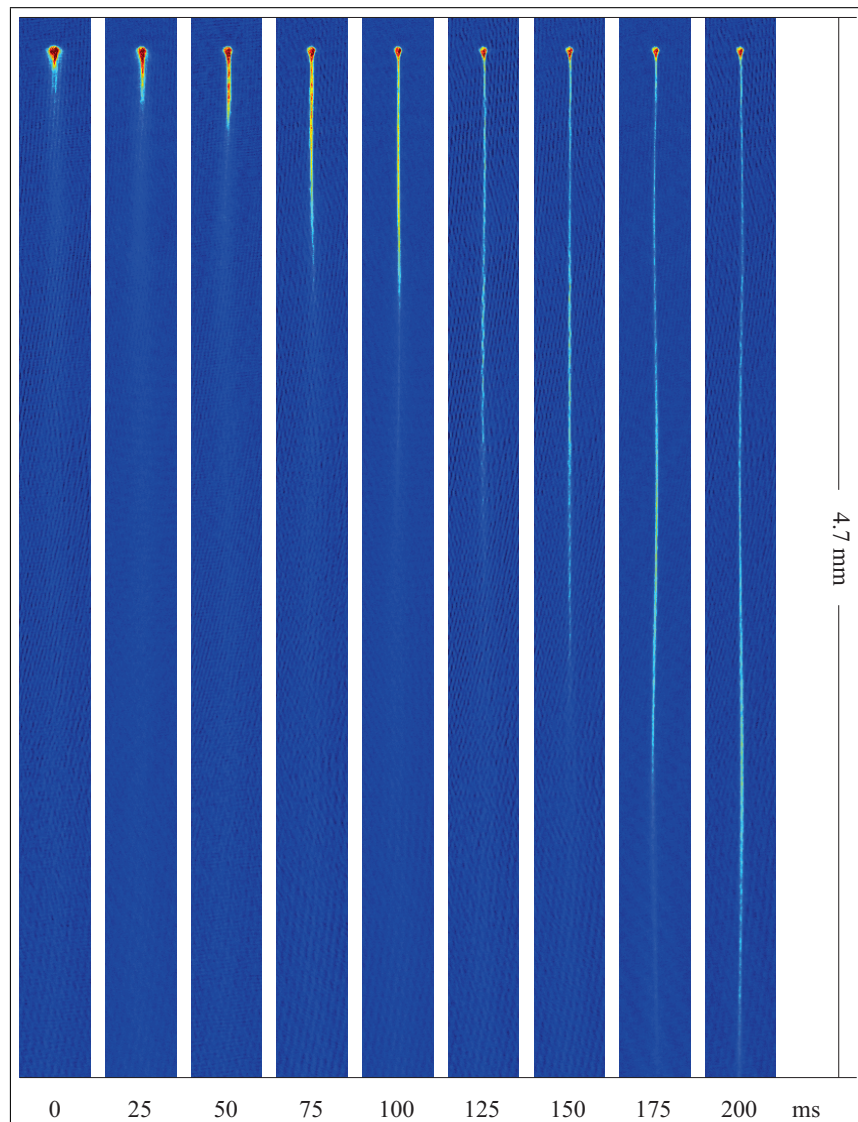


Abbildung 3.4: Absorptionbilder eines gravitationkompensierten Atomlasers mit einer residuellen Beschleunigung von $0,018\text{ g}$. Die Auskoppelzeit wird von links nach rechts in Schritten von 25 ms auf 200 ms erhöht.

3.3 Analyse des Strahlprofils

Das Strahlprofil des realisierten Atomlasers soll anhand des in Abbildung 3.5 dargestellten Absorptionbilds quantitativ analysiert werden. Dieser Strahl wurde für 30 ms bei einer Beschleunigung von $0,14\text{ g}$ ausgekoppelt. Das Bild wird in vertikaler Richtung in $45\text{ }\mu\text{m}$ hohe Scheiben aufgeteilt und jeweils ein Gauß-Fit zur Bestimmung von Breite und Atomzahl durchgeführt. In Abbildung 3.5 sind die Anzahl der Atome pro μm , der daraus berechnete Fluss und die Breite über

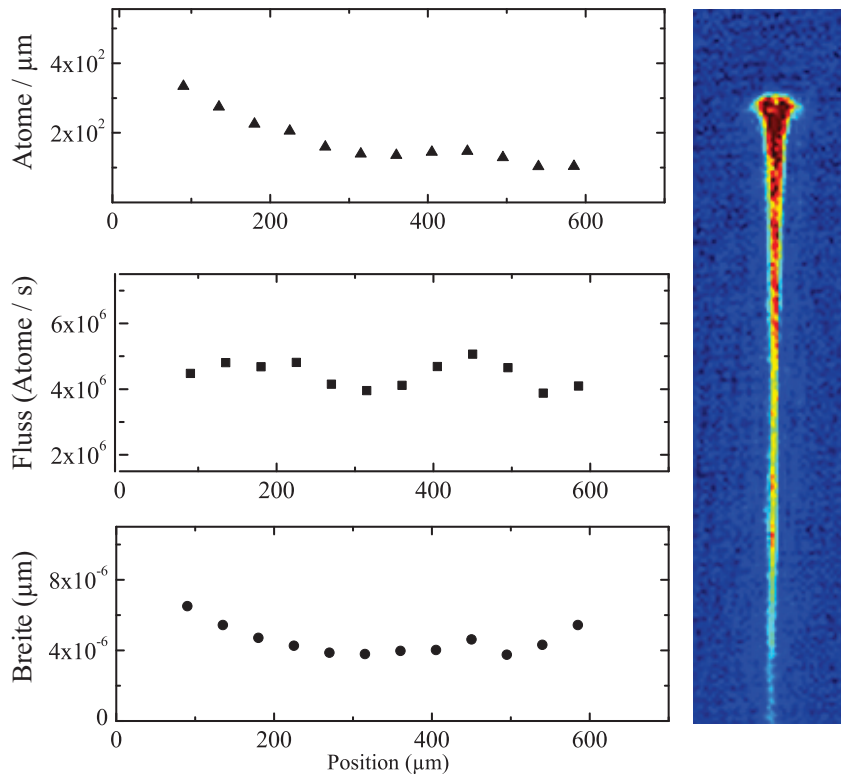


Abbildung 3.5: Analyse eines Atomlasers, der bei einer Beschleunigung von $0,15 \text{ g}$ aus der Hybridfalle ausgekoppelt wurde. Unterhalb des BEC wurden Gauß-Fits an $45 \mu\text{m}$ Abschnitte gelegt, um die Atomzahl pro μm zu bestimmen (oberer Graph). Daraus wurde der Fluss berechnet (mittlerer Graph). Die Breite pro Abschnitt ist im unteren Graph dargestellt und die mittlere Breite beträgt $4,6 \mu\text{m}$

den gesamten Strahl dargestellt. Die Atomzahl pro ausgewertetem Abschnitt nimmt wie erwartet in vertikaler Richtung ab, da der Atomlaser durch die residuelle Beschleunigung in die Länge gezogen wird. Der Fluss ist über die gesamte Länge nahezu konstant bei einem Wert von $4,5 \times 10^6$ Atomen pro Sekunde, was zeigt, dass der gewählte Mechanismus für kurze Zeiten eine konstante Auskopplung ermöglicht.

Zusätzlich zu der analysierten räumlichen Verteilung wird die Strahlqualität durch die transversale Geschwindigkeitsverteilung definiert. Diese wurde bestimmt, indem ein 30 ms lang ausgekoppelter Atomlaser nach Ausschalten aller Potenziale für 25 ms frei fallen gelassen wurde. Aus der Verbreiterung des Strahls während dieser Fallzeit wurde eine transversale Geschwindigkeitsverbreiterung von $0,2 \text{ mm/s}$ bestimmt.

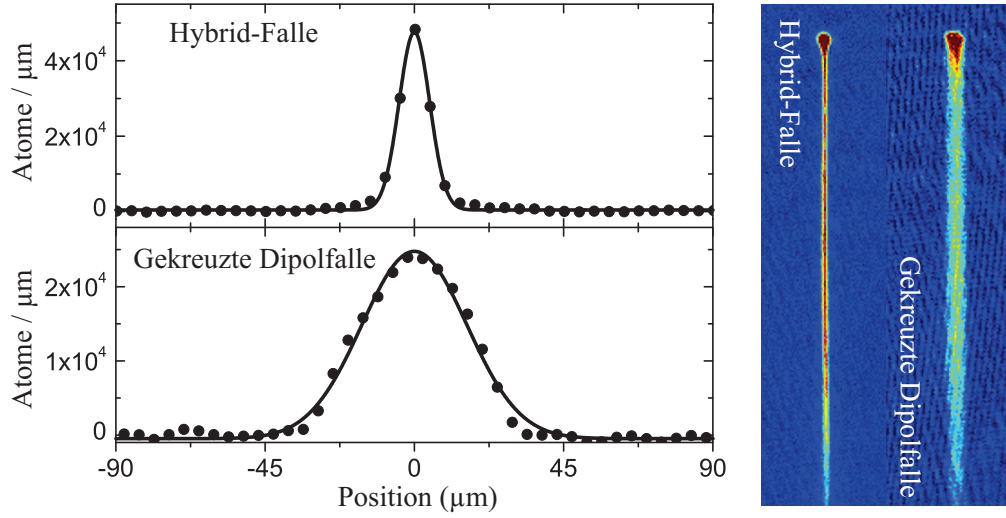


Abbildung 3.6: Vergleich eines bei einer Beschleunigung von 0,018 g aus der Hybridfalle ausgekoppelten Atomlasers mit einem aus der gekreuzten Dipolfalle erzeugten Atomlaser. Die Absorptionsspektren haben eine vertikale Länge von 1,3 mm. Im gravitationskompensierten Fall entspricht dies einer Fallzeit von 120 ms, der rein optisch erzeugte Atomlaser fällt 16 ms. Gauß-Fits an das Strahlprofil ohne das BEC ergeben eine Breite von 4,6 μm bzw. 16 μm .

Analog zur Analyse des Strahlprofils eines optischen Lasers [78] kann das Strahlprofil eines Atomlasers auch durch den Strahlparameter M^2 bestimmt werden. Dieser ist für Atomlaser in [22] zu

$$M^2 = \frac{2m_{\text{Rb}}}{\hbar} \Delta x \Delta v_x \quad (3.3)$$

mit der Strahlbreite Δx und der horizontalen Geschwindigkeitsverteilung Δv_x definiert. Für eine mittlere Breite des untersuchten Atomlasers von 4,6 μm und das gemessene Δv_x von 0,2 mm/s ergibt sich auflösungsbedingt ein oberes Limit von $M^2 = 2,5$ für den gravitationskompensierten Atomlaser. Dieser Wert unterschreitet das Heisenberg-Limit für einen Atomlaser und kann mit Atomlasern, die durch Radiofrequenzstrahlung ausgekoppelt werden, konkurrieren [23, 22].

Um den direkten Vergleich mit einem völlig frei propagierenden Atomlaser führen zu können, wurde ein Atomlaser aus einer rein optischen Falle, wie sie in Abschnitt 2.3 beschrieben ist, realisiert. Der axiale Einschluss des Quadrupolpotenzials wird durch das Einstrahlen eines weiteren Dipolstrahls mit einer Strahltaile von 75 μm ersetzt und auf diese Weise ein harmonisches Fallenpotenzial erzeugt. Die Auskopplung eines Atomlasers geschieht erneut durch Absenken der Leistung im ersten Dipolstrahl auf einen Wert bei dem die Falltiefe in der Größenordnung des chemischen Potenzials liegt und der Auskoppelvorgang beginnt. Der auf diese Weise ausgekoppelte Atomstrahl erfährt die volle Beschleunigung g und keinerlei Einschluss. Abbildung 3.6 zeigt einen Vergleich des frei

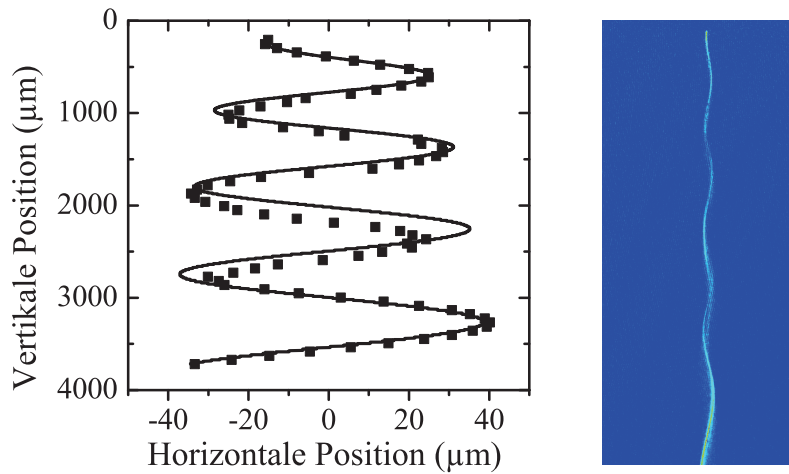


Abbildung 3.7: Absorptionaufnahme eines oszillierenden Atomlasers bei einer Beschleunigung von $0,0027\text{ g}$ und die horizontale Position dieses Strahls in Abhängigkeit von der vertikalen Position. Die durchgezogene Linie ist eine Lösung der Bewegungsgleichung, die die Schwingung des zur Auskopplung genutzten BEC in der Falle berücksichtigt. Die kleinen Abweichungen lassen sich durch zusätzliche vertikale Oszillationen des Kondensats, die hier vernachlässigt wurden, erklären.

propagierenden Lasers mit einem Atomstrahl gleicher Länge, der bei einer residuellen Beschleunigung von $0,018\text{ g}$ aus der Hybridfalle ausgekoppelt wurde. Beide Strahlen sind gut kollimiert, wobei der gravitationskompensierte Atomlaser deutlich schmäler ist und damit eine höhere Dichte aufweist. Ein weiterer Vorteil ist die Symmetrie des Quadrupolpotenzials in Bezug auf die horizontale Ausbreitungsrichtung. Die Symmetrie des aus dem Dipolpotenzial ausgekoppelten Strahls hängt hingegen stark von der Geometrie der beiden Dipolstrahlen ab, was in der Regel zu einem asymmetrischen Profil führt.

3.4 Messung der transversalen Fallenfrequenz mit einem Bild

Der große Vorteil einer langen Beobachtungszeit eines aus der Hybridfalle ausgekoppelten Atomlasers kann mit der Messung der transversalen Fallenfrequenz mit einem einzigen Absorptionbild demonstriert werden. Dafür wird der Magnetfeldgradient nahe an den Wert zur Kompensation der Gravitation und damit eine residuelle Beschleunigung von $0,0027\text{ g}$ eingestellt. Das BEC wird in der Hybridfalle zu Schwingungen angeregt, der Atomlaser für ca. 150 ms ausgekoppelt und ein Absorptionbild aufgenommen. Dank der langsamen Ausbreitung des Atomstrahls können auf diese Weise vier Oszillationen vollstän-

dig aufgelöst werden. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 3.7 dargestellt, sie ersetzt die vielen einzelnen Messpunkte, die für die Auswertung in Abbildung 3.2 aufgenommen wurden. Die durchgezogene Linie ist erneut eine Lösung der Bewegungsgleichung für das Potenzial aus Gleichung (2.5), dieses Mal unter Berücksichtigung des während des Auskoppelvorgangs kontinuierlich oszillierenden BEC.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen das große Potenzial des vorgestellten Konzepts zur Realisierung geführter langsamer Atomlaser. Aktuelle Forschung auf diesem Gebiet beschäftigt sich mit Transportphänomenen rein quantenmechanischer Natur, wie zum Beispiel dem in [79] realisierten Bragg-Reflektor für einen geführten Atomlaser.

4 Wechselwirkungsinduzierte Frequenzverschiebungen für Bosonen und Fermionen

Atomuhren beruhen auf der Spektroskopie einer atomaren Übergangsfrequenz zur Stabilisierung eines Oszillators auf diese Frequenz. So ist die heutige Definition der Sekunde auf den Hyperfeinübergang des Grundzustands von bosonischem ^{133}Cs referenziert, der typischerweise an frei fallenden Cäsiumatomen in Fontänenuhren spektroskopiert wird.

In diesem Kapitel wird zunächst die bekannte und aus einem Einteilchen-Bild folgende Mean-Field Dichteverschiebung vorgestellt. Im Anschluss daran wird eine auf der Beschreibung von Teilchenpaaren basierende Theorie, die eine neue Uhrenverschiebung für Bosonen und auch Fermionen vorhersagt, erläutert [43]. Die Konsequenzen aus dieser neuen theoretischen Beschreibung sind vielfältig und werden zum Abschluss des Kapitels genauer beleuchtet. Die sogenannte “Faktor 2 Kontroverse” [45] und die Experimente zur Spin-Selbstrephasierung können erklärt werden [44]. Insbesondere folgt aus der neuen Beschreibung eine bisher nicht bekannte Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenzen aufgrund inhomogener Kopplungsfelder. Diese neue Fermi-Uhrenverschiebung, die auch in bosonischen Ensembles auftritt, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit experimentell an bosonischem ^{87}Rb untersucht.

4.1 Dichteverschiebung im Einteilchen-Bild

Die Energieniveaus von Atomen verschieben sich in der Mean-Field Näherung aufgrund von interatomarer Wechselwirkung. Die Größe dieser stoßbedingten Verschiebung hängt von der Streulänge a zwischen den Atomen, ihrer Masse m der Dichte n und der Kohärenz des Ensembles ab. Die Kohärenz einer kalten Atomwolke ist eng mit ihren quantenstatistischen Eigenschaften verknüpft, sie lässt sich quantitativ mit der Zweiteilchen-Korrelationsfunktion α für den Abstand 0 bestimmen. Diese Korrelationsfunktion misst die Wahrscheinlichkeit zwei Atome gleichzeitig am selben Ort zu detektieren und ihre Größe ist für

die Betrachtung von Stößen in kalten Gasen relevant, da die dafür betrachtete s-Wellen Streuung von einem Überlapp der Atome abhängt. Werden elastische Stöße zwischen zwei Atomen betrachtet, ändern die zwei Atome während des Stoßes ihren Zustand nicht. Beide Teilchen erhalten ihren Impuls oder tauschen ihn aus. Unter diesen Voraussetzungen lassen sich vier unterschiedliche Fälle betrachten:

- Zwei identische Bosonen in einer thermische Wolke können entweder ihren Impuls austauschen oder ihn erhalten. Die korrespondierende Zweiteilchen-Korrelationsfunktion nimmt folglich den Faktor $\alpha = 2$ an. Identische Bosonen liegen zum Beispiel dann vor, wenn kohärent eine Superposition zweier Zustände aus einem polarisierten Ensemble erzeugt wird. Dieser Faktor 2 findet Anwendung in der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie (vergleiche Kapitel 5).
- In einem Bose-Einstein Kondensat haben alle Atome den gleichen Impuls und der Pfad der Austausch-Wechselwirkung bei dem zwei Atome ihren Impuls tauschen ist verboten. Die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion nimmt aus diesem Grund den Faktor $\alpha = 1$ an.
- Für zwei unterscheidbare Bosonen oder Fermionen ist der Pfad der Austausch-Wechselwirkung ebenfalls verboten. In diesem Fall würde der Austausch des Impulses den Ausgangszustand verändern. Die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion ist also für eine Mischung von Bosonen oder Fermionen in unterschiedlichen Zuständen ebenfalls $\alpha = 1$. Dieser Fall kann beispielsweise erzeugt werden, wenn separat zwei Ensembles von Bosonen in zwei unterschiedlichen Zuständen erzeugt und dann gemischt werden.
- Zwei identische kalte Fermionen erfahren keine s-Wellenstreuung und die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion nimmt den Wert $\alpha = 0$ an.

Die Energieverschiebung eines atomaren Niveaus aufgrund der Wechselwirkungsenergie ist

$$\Delta E = \left(\frac{4\pi\hbar^2}{m} \right) \alpha a n, \quad (4.1)$$

wobei α die beschriebene Teilchenkorrelation zwischen zwei Atomen ist. Diese Energieverschiebung ist linear in Dichte n und Streulänge a . Dieser Ausdruck lässt sich einfach auf ein Ensemble mit zwei Zuständen erweitern und die jeweilige Verschiebung der beiden beteiligten Niveaus ist

$$\Delta E_0 = \frac{4\pi\hbar^2}{m} (\alpha_{00}a_{00}n_0 + \alpha_{01}a_{01}n_1) \quad \text{und} \quad (4.2)$$

$$\Delta E_1 = \frac{4\pi\hbar^2}{m} (\alpha_{01}a_{01}n_0 + \alpha_{11}a_{11}n_1). \quad (4.3)$$

Die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion α_{ij} muss dafür in Abhängigkeit der beiden Zustände i und j angegeben werden. Sie berechnet sich zu

$$\alpha_{ij} = \frac{\langle \psi_i^\dagger \psi_j^\dagger \psi_i \psi_j \rangle}{\langle \psi_i^\dagger \psi_i \rangle \langle \psi_j^\dagger \psi_j \rangle}. \quad (4.4)$$

Die Frequenzverschiebung des Übergangs ergibt sich aus der Differenz der beiden Energieverschiebungen

$$\Delta_{01} = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} (\alpha_{01} a_{01} n_0 + \alpha_{11} a_{11} n_1 - \alpha_{00} a_{00} n_0 - \alpha_{01} a_{01} n_1). \quad (4.5)$$

Für eine kohärent erzeugte und gleichverteilte Superposition von ^{87}Rb Atomen in den beiden Hyperfeinzuständen des Grundzustands ist $\alpha_{00} = \alpha_{11} = 2$, da es sich um ununterscheidbare Bosonen handelt. Der Ausdruck für die dichteabhängige Verschiebung vereinfacht sich mit der Dichte $n = n_0 + n_1$ zu

$$\Delta_{\text{WW}} = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} (a_{11} - a_{00}) \bar{n} = \gamma_{ww} n. \quad (4.6)$$

Mit den sehr präzise bekannten Streulängen $a_{00} = 100,76 a_0$ und $a_{11} = 94,55 a_0$ [80], a_0 bezeichnet den Bohr'schen Atomradius, berechnet sich die Frequenzverschiebung für den Uhrenübergang von ^{87}Rb in Abhängigkeit der Dichte zu

$$\Delta_{\text{Rb}}/2\pi = -0,48 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ cm}^{-3}). \quad (4.7)$$

Diese Verschiebung kann am Experiment mithilfe von Ramsey-Spektroskopie sehr genau bestimmt werden und wird in Abschnitt 6.1.4 zur Kalibrierung der mittleren Dichte der verwendeten atomaren Ensembles verwendet.

4.1.1 “Faktor 2 Kontroverse”

Die sogenannte “Faktor 2 Kontroverse” beschreibt einen bis vor wenigen Jahren unverständlichen Aspekt der vorgestellten Beschreibung der Dichteverchiebung von atomaren Energieniveaus. Wird eine kohärente Superposition von Bosonen erzeugt, ist die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion zwei, da die Teilchen ununterscheidbar sind und Austausch-Symmetrie vorliegt. Ebenso eindeutig ist die Aussage, dass der Wert der Zweiteilchen-Korrelationsfunktion für zwei Ensembles die separat in zwei verschiedenen Zuständen erzeugt und dann gemischt werden aufgrund der Unterscheidbarkeit 1 sein muss. Die Fragestellung ist, was mit einer kohärent erzeugten Superposition während einer Dephasierung geschieht. Die Vermutung bestand darin, dass sich die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion von ihrem Startwert für kohärente Superpositionen der

beiden Zustände $\alpha_{01} = 2$ ausgehend mit der Zeit in Richtung eines Wertes $\alpha_{01} = 1$ verändern muss. Die beiden Werte für Korrelation innerhalb eines Zustands bleiben dabei $\alpha_{00} = \alpha_{11} = 2$.

Gleichung (4.5) schreibt sich für eine nicht gleichverteilte Mischung

$$\Delta_{01} = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} [\alpha_{11}a_{11} - \alpha_{00}a_{00} + (2\alpha_{01}a_{01} - \alpha_{00}a_{00} - \alpha_{11}a_{11})f] \quad (4.8)$$

mit der Partialdichte

$$f = (n_0 - n_1)/\bar{n} \quad \text{und} \quad \bar{n} = n_0 + n_1. \quad (4.9)$$

Dies führt mit den Streulängen $a_{00} = 100,76 a_0$, $a_{11} = 94,55 a_0$ [80] und $a_{01} = 98,09 a_0$ [81] für ^{87}Rb auf die beiden Zusammenhänge

$$\Delta_{\text{Rb}}(\alpha_{01} = 2) = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} a_0 \bar{n} (-6,21 + 0,87f) \quad \text{und} \quad (4.10)$$

$$\Delta_{\text{Rb}}(\alpha_{01} = 1) = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} a_0 \bar{n} (-6,21 - 97,22f). \quad (4.11)$$

Wird nun ein ungleichverteiltes Mischungsverhältnis $f \neq 0$ gewählt, erwartet man folglich eine starke Veränderung der Übergangsfrequenz in Abhängigkeit von α_{01} . Die Ramsey-Spektroskopie an einem dephasierenden Ensemble müsste eine zeitliche Änderung der Frequenz aufweisen. Dieser Umstand wurde für bosonisches ^{87}Rb in [45] überprüft, es wurde jedoch keine Veränderung des Wertes von $\alpha_{01} = 2$ festgestellt. Dieses Ergebnis ist unter der Bezeichnung ‘‘Faktor 2 Kontroverse’’ bekannt geworden und hat viel wissenschaftliches Interesse erregt, da ein atomares zwei-Niveau System als verstanden galt.

Ein ähnlich überraschendes Ergebnis wurde im Jahr 2003 bei der Untersuchung der Eigenschaften einer fermionischen Wolke erzielt. Für eine kohärent erzeugte Superposition ist wie zu erwarten keine Verschiebung der atomaren Niveaus zu beobachten, da für identische Fermionen $\alpha_{01} = 0$ ist. Überraschenderweise tritt allerdings auch dann keine Verschiebung auf, wenn vorher sichergestellt wurde, dass das Ensemble vollständig dephasiert ist und aufgrund der Unterscheidbarkeit der Fermionen $\alpha_{01} = 1$ sein sollte [38]. Diese Messungen wurden für unterschiedliche Mischungsverhältnisse f eines zweikomponentigen Gases aus fermionischen ^6Li Atomen vorgenommen. Ein erster Erklärungsansatz für die verschwindende Verschiebung beruht auf der Tatsache, dass die zur Spektroskopie verwendete Radiofrequenzstrahlung kohärent ist [38].

Aufgrund dieser Untersuchungen wurde bis vor wenigen Jahren angenommen, dass kohärente und selbst inkohärente Mischungen von fermionischen Atomen keine dichteabhängige Uhrenverschiebung aufweisen. Die Notwendigkeit diese theoretischen Beschreibungen zu überarbeiten ergab sich dann im Jahr 2009 nachdem eine eben solche Verschiebung in einer fermionischen Gitteruhr mit Strontiumatomen nachgewiesen wurde [40].

4.1.2 Fermi-Uhrenverschiebung

In den vorangegangenen Abschnitten wird klar warum keine wechselwirkungs-abhängigen Verschiebungen von Übergängen in einem kalten fermionischen Ensemble zu erwarten sind. Aus diesem Grund arbeiten optische Atomuhren an den weltweit führenden Metrologie Institutionen wie zum Beispiel dem NIST (National Institute of Standards and Technology) oder der PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) mit fermionischen Atomen, die in optischen Gitterpotenzialen gefangen werden. Eine große Atomzahl verspricht eine hohe Präzision der Messungen und die dabei auftretende hohe Dichte stellt kein Hindernis dar, da Fermionen nicht miteinander wechselwirken. Es bedurfte 10 Jahren intensiver Forschung an diesen optischen Atomuhren bis sie mit Unsicherheiten im niedrigen 10^{-16} Bereich eine nicht erwartete dichteabhängige Verschiebung des verwendeten Übergangs messen konnten. Für die Atomuhr des NIST, die mit ^{171}Yb Atomen arbeitet, wurde die Verschiebung 2009 veröffentlicht [82]. Kurz zuvor publizierte eine Gruppe des JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics) die Ergebnisse einer Messung an ^{87}Sr Atomen, die ebenfalls eine dichteabhängige Verschiebung aufzeigte [40].

Beide Ergebnisse lassen sich nicht mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen theoretischen Modell in Einklang bringen. Konsequenterweise haben mehrere Gruppen theoretische Erklärungen für die nicht erwarteten Ergebnisse veröffentlicht. Insbesondere wird in [43] ein Modell vorgestellt, das anhand einer Basis aus Singulett- und Triplett-Zuständen für Teilchenpaare eine neue Verschiebung aufgrund von Wechselwirkungseffekten beschreibt. Elementarer Bestandteil dieses Modells ist die Kopplung des Singulett- und des Triplett-Systems durch ein räumlich inhomogenes Feld. Die Betrachtung des Vielteilchen-Systems unter Berücksichtigung der Inhomogenität, Wechselwirkung, der Temperatur des Ensembles und der Dynamik des Systems erfolgte kurz darauf in [83]. Aufbauend auf der Singulett- und Triplett-Basis wird die Verschiebung für die fermionischen Atomuhren auch in [84] berechnet und eine Erweiterung der Theorien auf gemischte interne Zustände mithilfe eines Dichtematrix Formalismus erfolgt in [85].

Das Zweiteilchen-Modell [43] gibt Aufschluss über die unterschiedlichen Effekte und die relevanten Parameter, die zum Verständnis der beobachteten Verschiebung und deren Unterdrückung hilfreich sind. Der folgende Abschnitt konzentriert sich deshalb auf die detaillierte Beschreibung der Zweiteilchen Pseudo-Spinbasis.

4.2 Frequenzverschiebungen in der Pseudo-Spinbasis

Der größte Schritt zum Verständnis der Dichteverschiebungen in kalten fermionischen Ensembles ist der Übergang zu der Beschreibung mithilfe einer Singulett- und Triplett-Basis, in der die Atome als Paare von Spin-1/2-Teilchen betrachtet werden. Aus der Beschreibung folgt direkt eine Verschiebung für Fermionen und für Bosonen, die von der räumlichen Variation des Kopplungsfelds abhängt. In diesem Abschnitt wird diese neue Frequenzverschiebung anhand der theoretischen Betrachtungen in [43] hergeleitet und die resultierenden Effekte diskutiert.

Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen ist der Hamilton-Operator für N Bosonen oder Fermionen (mit $\hbar = 1$)

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i=1\dots N \\ \eta=a,b,c\dots}} \Omega_\eta |\mathbf{0}\psi_\eta(\mathbf{r}_i)\rangle \langle \mathbf{1}\psi_\eta(\mathbf{r}_i)| + \Omega_\eta^* |\mathbf{1}\psi_\eta(\mathbf{r}_i)\rangle \langle \mathbf{0}\psi_\eta(\mathbf{r}_i)| + \sum_{i<j}^N V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (4.12)$$

Der Term \hat{H}_0 beschreibt die Freiheitsgrade der Falle, die als unabhängig von den internen atomaren Zuständen angenommen werden. Weiterhin wird eine starke Falle, die eine spektroskopische Auflösung ihrer Seitenbänder erlaubt, vorausgesetzt und die Doppler-Verschiebung und die Auswirkungen von Photonen-Rückstößen werden vernachlässigt. Die Wellenfunktion des Systems setzt sich aus Produkten von Einteilchen-Wellenfunktionen $|\mathbf{0}\psi_\eta\rangle$ und $|\mathbf{1}\psi_\eta\rangle$ zusammen, die wiederum Produkte räumlicher Wellenfunktionen $\psi_a(\mathbf{r}_1), \psi_b(\mathbf{r}_2)$ und der Wellenfunktionen der internen Zustände $\mathbf{0}$ und $\mathbf{1}$ sind. Der Index $\eta = a, b, c \dots$ beschreibt die verschiedenen Fallenzustände und $i = 1, 2, 3 \dots$ nummeriert die Teilchen. Die räumliche Inhomogenität des Kopplungsfelds wird mit der Rabi-Frequenz Ω_η in Abhängigkeit des Fallenzustands eingeführt. Wechselwirkungen zwischen den Atomen werden näherungsweise durch das Potenzial $V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ beschrieben, wobei Korrekturen aufgrund von Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Fallenzuständen vernachlässigt werden.

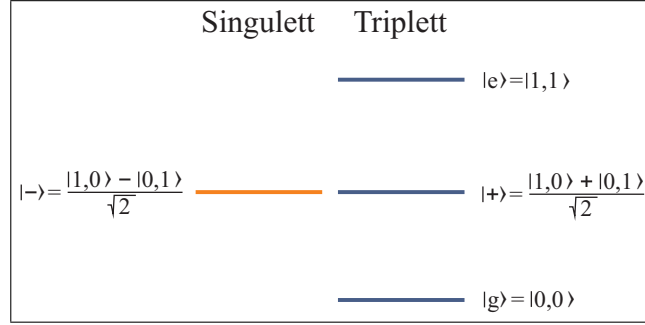


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Pseudospin Singulett- und Triplet-Basis mit den vier beteiligten Energieniveaus.

Die gesuchten Stoßverschiebungen ergeben sich aus der Betrachtung zweier identischer Atome, als deren Basis die Singulett- und Triplet-Zustände

$$\begin{aligned}
 |g\rangle &= |0, 0\rangle \psi_{ab}^{\pm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\
 |e\rangle &= |1, 1\rangle \psi_{ab}^{\pm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\
 |+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0, 1\rangle + |1, 0\rangle) \psi_{ab}^{\pm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\
 |-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0, 1\rangle - |1, 0\rangle) \psi_{ab}^{\mp}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)
 \end{aligned}$$

gewählt werden. Abbildung 4.1 verdeutlicht diese Basis mit den Triplet-Zuständen $|g\rangle$, $|e\rangle$ und $|+\rangle$ und dem Singulett-Zustand $|-\rangle$. Je nachdem ob Bosonen (obere Vorzeichen) oder Fermionen (untere Vorzeichen) betrachtet werden, ist die räumliche Wellenfunktion

$$\psi_{ab}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\psi_a(\mathbf{r}_1)\psi_b(\mathbf{r}_2) \pm \psi_b(\mathbf{r}_1)\psi_a(\mathbf{r}_2)) \quad (4.13)$$

symmetrisch oder anti-symmetrisch in Abhängigkeit vom Zustand. Nur Zustände mit symmetrischer Wellenfunktion können wechselwirken, folglich erfahren für Bosonen die Triplet-Zustände s-Wellen Streuung und für Fermionen nur der Singulett-Zustand. Die aus der Singulett- und Triplet-Basis resultierende Frequenzverschiebung wird von diesem Punkt an für Bosonen berechnet, da sich das Ergebnis für fermionische Atome einfach aus diesem Resultat erkennen lässt.

Ein allgemeiner Zustand des Systems für zwei Teilchen ist $g|g\rangle + e|e\rangle + t|+\rangle + s|-\rangle$. Der Hamiltonoperator (4.2) für zwei ununterscheidbare bosonische Atome ist dann in Matrixschreibweise

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 2g_{00} & 0 & \bar{\Omega}/\sqrt{2} & -\Delta\Omega/\sqrt{2} \\ 0 & 2g_{11} & \bar{\Omega}^*/\sqrt{2} & \Delta\Omega^*/\sqrt{2} \\ \bar{\Omega}^*/\sqrt{2} & \bar{\Omega}/\sqrt{2} & 2g_{01} & 0 \\ \Delta\Omega^*/\sqrt{2} & \Delta\Omega/\sqrt{2} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

mit den Definitionen des Mittelwerts $\bar{\Omega} = (\Omega_a + \Omega_b)/2$ und der Differenz $\Delta\Omega = (\Omega_a - \Omega_b)/2$ der Rabi-Frequenzen für die zwei betrachteten Bosonen. Die Wechselwirkungsparameter für die Wechselwirkung zwischen den zwei Atomen in den Zuständen x und y

$$g_{xy} = \frac{2\hbar a_{xy}}{m} \int |\psi_{ab}^+|^2 dV \quad (4.15)$$

sind proportional zu der jeweiligen Streulänge a_{xy} . Nur die symmetrischen Triplet-Zustände, die für Bosonen folglich auch eine symmetrische räumliche Wellenfunktion haben, wechselwirken miteinander. Die Faktoren zwei begründen sich, wie weiter oben ausführlich erläutert, in der Austauschsymmetrie ununterscheidbarer Bosonen.

Die zeitlichen Entwicklungen der einzelnen Zustände lassen sich in den folgenden Differentialgleichungen zusammenfassen

$$\begin{aligned} i\dot{g} &= \frac{\bar{\Omega}}{\sqrt{2}}t - \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{2}}s + 2g_{00} \cdot g, \\ i\dot{e} &= \frac{\bar{\Omega}^*}{\sqrt{2}}t + \frac{\Delta\Omega^*}{\sqrt{2}}s + 2g_{11} \cdot e, \\ i\dot{t} &= \frac{\bar{\Omega}}{\sqrt{2}}e + \frac{\bar{\Omega}^*}{\sqrt{2}}g + 2g_{01} \cdot t, \\ i\dot{s} &= \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{2}}e - \frac{\Delta\Omega^*}{\sqrt{2}}g. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Anhand dieses Differentialgleichungssystems und der schematischen Darstellung in Abbildung 4.2 wird deutlich, wie die Singulett- und Triplet-Basis eine Frequenzverschiebung für den atomaren Übergang zwischen den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ aufgrund räumlich inhomogener Kopplungsfelder erzeugen kann.

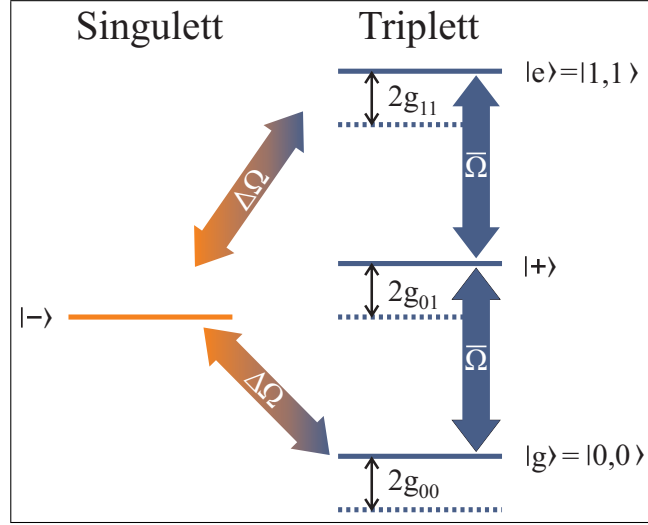


Abbildung 4.2: Darstellung der Singulett- und Triplet-Basis für bosonische Atome. Alle symmetrischen Zustände werden aufgrund der Wechselwirkung energetisch verschoben. Eine Verschiebung des hier dargestellten Übergangs tritt auf, wenn ein räumlich inhomogenes Kopplungsfeld $\Delta\Omega$ an das nicht verschobene Singulett-Niveau koppelt.

Der Singulett-Zustand $|-\rangle$ koppelt nur über eine räumliche Inhomogenität $\Delta\Omega$ an die Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Zusätzlich erfährt er keine energetische Verschiebung aufgrund von s-Wellen Streuung, da seine räumliche Wellenfunktion anti-symmetrisch ist. Ohne Inhomogenität ändert sich der spektroskopierte Übergang folglich nicht, mit Inhomogenität spielt die Anregung des Singulett-Niveaus eine entscheidende Rolle.

Aus den Bewegungsgleichungen (4.16) kann die Frequenzverschiebung einer Ramsey-Sequenz (vgl. Kapitel 5) berechnet werden. Wird von allen Zuständen die Energie $2\bar{g} = g_{00} + g_{11}$ abgezogen, führt dies mit den Definitionen

$$\Delta g = g_{11} - g_{00} \quad \text{und} \quad \delta g = 2g_{01} - g_{11} - g_{00}$$

auf die Verschiebung des spektroskopierten Übergangs

$$2\pi \times \Delta\nu = \Delta g + 2\delta g \cos(\bar{\theta}_1) \cos(\Delta\theta_2) \frac{\sin(\bar{\theta}_1) \sin(\bar{\theta}_2)}{A} - \frac{2\bar{g}}{A} \sin(2\Delta\theta_1) \sin(\Delta\theta_2) \cos(\bar{\theta}_2). \quad (4.17)$$

Dabei bezeichnen $\bar{\theta}_j = \bar{\Omega}\tau_j$ die Rabi-Winkel des ersten ($j = 1$) oder zweiten ($j = 2$) Rabi-Pulses und τ_j die zugehörige Pulsdauer. Analog ist $\Delta\theta_j = \Delta\Omega\tau_j$ definiert. Die Amplitude der beobachtbaren Ramsey-Oszillationen ist durch $A = \sum_k \sin(\theta_{1k}) \sin(\theta_{2k}) \approx N \sin(\bar{\theta}_1) \sin(\bar{\theta}_2)$ für N Teilchen und kleine $\Delta\Omega$ gegeben. Anhand dieses Ergebnisses lassen sich die qualitativen Eigenschaften der

Verschiebung diskutieren. Die ersten beiden Terme sind bereits bekannt. Die Verschiebung der Energieniveaus proportional zur Differenz der Streulängen a_{11} und a_{00} ist bereits in Abschnitt 4.1 berechnet worden. Auch der zweite Term wurde bereits in Abschnitt 4.1.1 verwendet. Er ist relevant, wenn der erste Rabi-Puls keine gleichverteilte Besetzung erzeugt und ist demzufolge proportional zu der dort eingeführten Partialdichte $f = \cos(\bar{\theta}_1)$. Der dritte Term

$$2\pi \times \Delta\nu_{neu} = -\frac{2\bar{g}}{A} \sin(2\Delta\theta_1) \sin(\Delta\theta_2) \cos(\bar{\theta}_2)$$

beschreibt die neue Frequenzverschiebung für bosonische Ensembles aufgrund einer Anregung des Singulett-Zustands. Werden Fermionen betrachtet, wechselt das Vorzeichen und die Verschiebung ist proportional zu dem Vorfaktor $2g_{01}$. Diese neue Verschiebung hat mehrere bemerkenswerte Eigenschaften:

- Bisher wurden die Wechselwirkungsparameter g_{xy} nur für Atompaaire betrachtet (siehe Gl. 4.15). Die berechnete Verschiebung muss über alle Paaire eines Ensembles summiert werden und nimmt daher mit steigender Dichte zu.
- Wie zu erwarten verschwindet der Term wenn keine räumliche Inhomogenität des Kopplungsfelds vorliegt ($\Delta\Omega = 0$). Das Singulett-Niveau wird dann nicht angeregt und es tritt keine Verschiebung des spektroskopierten Übergangs auf.
- Die Länge des zweiten Ramsey-Pulses ist von Bedeutung, da die Verschiebung bei einem Puls mit der Länge $\pi/2$ nicht auftritt. Im Falle eines solchen $\pi/2$ -Pulses wird eine entgegengesetzt identische Verschiebung der beiden Teilchen mit gleicher Sensitivität abgefragt und beide addieren sich zu Null.
- Im Gegensatz zu den theoretischen Erklärungen in [83] ist die Verschiebung nicht von der Partialdichte f , sondern im Fall von Bosonen von $2\bar{g} = (g_{00} + g_{11})$ (bzw. $2g_{01}$ im Fall von Fermionen) abhängig.

Die Diskrepanz der hier vorgestellten theoretischen Beschreibung nach [43] mit anderen Arbeiten [83, 84, 85] liegt in der Verwendung des Zweiteilchen-Bilds für ein thermisch verteiltes Ensemble von N Atomen begründet. Näherungsweise wird im weiteren Verlauf trotzdem mit dieser Beschreibung gearbeitet, da sie ein sehr gutes qualitatives Verständnis verschiedener beobachteter Phänomene vermittelt. Um die Beschreibung auf N Atome zu erweitern, wird die Größe der Inhomogenität für N Teilchen zu der Standardabweichung der Rabi-Frequenz über die atomare Wolke

$$\Delta\Omega = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1\dots N} (\Omega_i - \bar{\Omega})^2\right)} \quad (4.18)$$

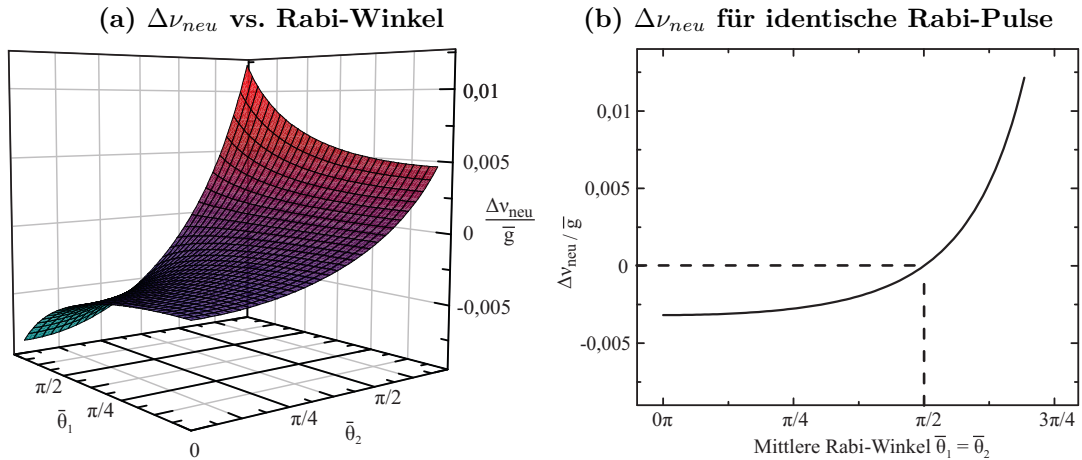


Abbildung 4.3: (a) Frequenzverschiebung für ein bosonisches Teilchenpaar während einer Ramsey-Sequenz. Berechnet wurde die Verschiebung für eine Inhomogenität $\Delta\Omega = 10\%$ in Abhängigkeit der mittleren Rabi-Winkel $\bar{\theta}_1$ und $\bar{\theta}_2$. Die Skalierung ist in Einheiten des Wechselwirkungsparameter \bar{g} dargestellt. In der Regel werden Rabi-Pulse mit identischer Länge $\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2$ verwendet. Diese Situation ist in Abbildung (b) dargestellt. Für eine Pulslänge von $\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2 = \pi/2$ verschwindet die Verschiebung.

mit dem Mittelwert der Rabi-Frequenzen $N^{-1}\bar{\Omega} = \sum_{i=1}^N \Omega_i$ definiert.

In den folgenden Unterkapiteln werden die Effekte, zu deren qualitativen Verständnis die Singulett- und Triplet-Basis beigetragen hat, erläutert:

- Die Lösung der “Faktor 2 Kontroverse” fällt mit der neuen Beschreibung leicht.
- Die Dephasierung der Atome in den beteiligten Zuständen wird in diesem Zweiteilchen-Bild als eine Kopplung zwischen dem Triplet- und dem Singulett-Zustand beschrieben.
- Die Fermi-Uhrenverschiebung entsteht aufgrund einer räumlichen Inhomogenität der Kopplung.
- Für bosonische Atome mit sehr ähnlichen Streulängen a_{00} , a_{11} und a_{01} verhält sich die neue Frequenzverschiebung ähnlich zu der Verschiebung des Übergangs bei Fermionen.

4.2.1 Der Faktor 2 ist immer 2

Die Auflösung der Faktor 2 Kontroverse gelingt mit der Beschreibung in der Singulett- und Triplet-Basis leicht. Aufgrund der Austauschsymmetrie nimmt die Zweiteilchen-Korrelation für zwei identische Bosonen den Wert 2 an. In Ab-

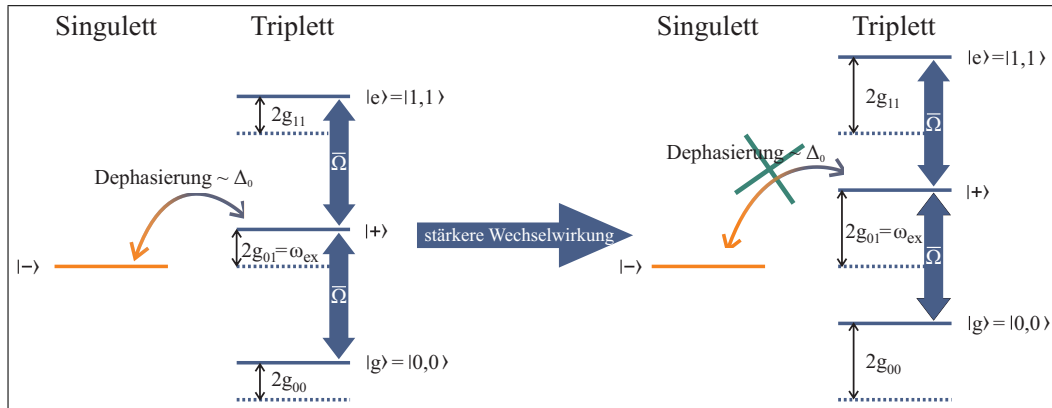


Abbildung 4.4: Dephasierung kann in der Singulett- und Triplet-Basis durch Rabi-Oszillationen mit der Rate Δ_0 zwischen den Niveaus $|+\rangle$ und $|-\rangle$ beschrieben werden. Diese Dephasierung kann unterdrückt werden, indem die Wechselwirkung des Ensembles erhöht und damit die Austauschrate ω_{ex} größer als die Dephasierungsrate eingestellt wird.

schnitt 4.1.1 wurde die Frage aufgeworfen, ob dieser Wert sich durch eine Dephasierung des Ensembles zu 1 ändert und eine damit einhergehende zeitliche Änderung der Übergangsfrequenz spektroskopiert werden kann. In der eingeführten Pseudo-Spinbasis wird die Dephasierung der Atome aufgrund inhomogener Frequenzverschiebungen über die Wolke durch eine Kopplung des Singulett- an das Triplet-Niveau beschrieben und es finden die in Abbildung 4.4 dargestellten Rabi-Oszillationen zwischen den Zuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ statt. Da während der Ramsey-Sequenz nicht an den Singulett gekoppelt wird, nimmt der Kontrast der Messung ab. Die Zweiteilchen-Korrelation geht über $\delta g = 2g_{01} - g_{00} - g_{11}$ jedoch nur in die Verschiebung des symmetrischen $|+\rangle$ Niveaus ein und bleibt damit von der Dephasierung unbeeinflusst. Der Faktor 2 ist folglich immer 2.

Das Verständnis dieses Zusammenhangs führt unter anderem dazu, dass durch geeignete Parameterwahl experimentell die Kontrastabnahme einer solchen Ramsey-Spektroskopie stark unterdrückt werden kann. Die Einstellung der angesprochenen Rabi-Frequenz mit der die Atome dephasieren kann genutzt werden, um das Ensemble zu rephasieren und den Kontrast wieder aufleben zu lassen. Die entsprechenden Bedingungen unter denen eine möglichst effiziente Rephasierung und besonders lange Kohärenzzeiten einer Ramsey-Spektroskopie realisiert werden können werden im folgenden Abschnitt erläutert.

4.2.2 Reduktion der Dephasierung

Im Bild der Pseudo-Spinbasis mit ihren Singulett- und Triplet-Zuständen kann die Dephasierung eines atomaren Ensembles aufgrund von inhomogenen Fre-

quenzverschiebungen durch Rabi-Oszillationen zwischen den Zuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ beschrieben werden. Diesem Prozess wirkt die Wechselwirkung zwischen den Atomen entgegen. Eine hohe Dichte der atomaren Wolke hat eine starke Wechselwirkung zur Folge und bewirkt eine große energetische Verschiebung der symmetrischen Superposition $|+\rangle$ respektive der anti-symmetrischen Superposition $|-\rangle$. Wenn es gelingt diese energetische Verschiebung deutlich größer als die Energie der Dephasierungsrate einzustellen kann die Dephasierung nahezu vollständig unterdrückt werden (vgl. Abbildung 4.4).

Die Experimente in dieser Arbeit werden in einer optischen Dipolfalle (vgl. Abschnitt 2.3) durchgeführt. In einer Dipolfalle führen zwei Effekte zu einer Dephasierung der Atome. Zum einen ist das Fallenpotenzial für die beiden verwendeten Zustände nicht identisch und es tritt eine differenzielle Frequenzverschiebung auf, die inhomogen über die gefangene Wolke ist. Zum anderen ist die Frequenzverschiebung aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Atomen (vgl. Abschnitt 4.1) von der Dichte abhängig und damit auch inhomogen über das Ensemble. Beide Effekte führen gemeinsam zu einer Dephasierungsrate [44, 86]

$$\Delta_0 = \frac{1}{2\hbar} \frac{\delta\alpha}{\alpha} k_B T - \frac{1}{4} \gamma_{\text{ww}} n. \quad (4.19)$$

Der erste Term resultiert aus der Verschiebung durch das Dipolpotenzial mit dem Verhältnis aus differenzieller $\delta\alpha$ und absoluter Polarisierbarkeit α . Der zweite Term beschreibt den Anteil aus Wechselwirkungseffekten, deren Inhomogenität $\Delta_{\text{ww}}(\mathbf{r}) = \gamma_{\text{ww}} n(\mathbf{r})$ abhängig vom Dichteprofil $n(\mathbf{r})$ ist. Der Vorfaktor γ_{WW} wurde bereits in Gleichung (4.6) verwendet und ist proportional zu der Differenz der beiden relevanten Streulängen.

Ganz analog zu der Vorgehensweise in Abschnitt 4.1 kann die wechselwirkungsbedingte energetische Verschiebung des Triplett-Zustands $|+\rangle$ berechnet werden. Anstelle der Frequenzdifferenz von oberem und unterem Niveau berechnet sich die Verschiebung der symmetrischen Superposition ausgedrückt als Frequenz zu

$$\Delta_+ = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} a_{01} n \quad (4.20)$$

mit der relevanten Streulänge a_{01} . Diese Größe wird in Anlehnung an die Veröffentlichungen [87] im Folgenden als Austauschrate ω_{ex} bezeichnet

$$\omega_{ex} = \Delta_+ = 2\pi \times \frac{2\hbar}{m} a_{01} n. \quad (4.21)$$

Diese Bezeichnung verdeutlicht die Analogie der hier vorgestellten Beschreibung zu der equivalenten Beschreibung durch den Rotationseffekt identischer Spins [88, 89]. Das Zusammenspiel der Raten für die Dephasierung Δ_0 einerseits und der Austauschrate ω_{ex} zwischen den Zuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ ande-

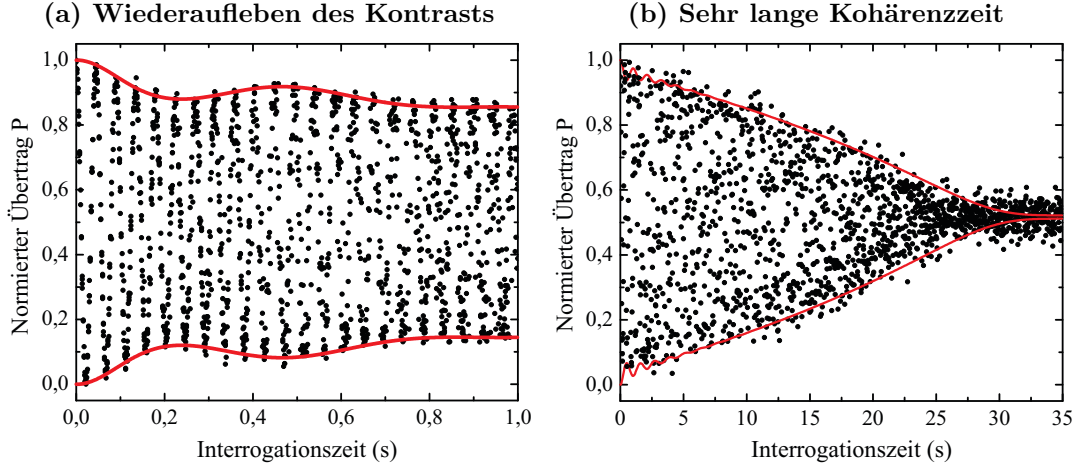


Abbildung 4.5: (a) Ramsey-Spektroskopie für den Fall $\omega_{ex} \gtrsim \Delta_0$. Dichte und Temperatur des Ensembles sind so gewählt, dass der Kontrast der Messung wiederauflebt und die Rephasierung mit der Austauschrate ω_{ex} erfolgt schneller als die Dephasierung. Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach dem numerischen Modell aus [87], das auch die fallenzustandsändernden Stöße berücksichtigt. In (b) ist eine auf maximale Rephasierungsrate eingestellte Ramsey-Spektroskopie gezeigt. Der Kontrast bleibt aufgrund von $\omega_{ex} \gg \Delta_0$ sehr lange erhalten und es können Kohärenzzeiten von mehr als 20 s erreicht werden [44]. Erneut zeigt die durchgezogene Linie den Fit mit dem numerischen Modell.

rerseits, führt auf drei zu unterscheidende Fälle hinsichtlich der Rephasierung eines atomaren Ensembles:

- Ist $\omega_{ex} < \Delta_0$, so ist die Frequenz der Rephasierung zu langsam, um einen positiven Effekt auf die Kohärenzzeit einer spektroskopischen Messung zu haben und die Abnahme des Kontrasts wird sogar beschleunigt.
- Sobald der energetische Abstand in der Größenordnung der Dephasierung liegt und $\omega_{ex} \gtrsim \Delta_0$ ist, rephasiert das Ensemble schneller als die Dephasierung erfolgt. Es kann ein Wiederaufleben des Kontrasts während einer Ramsey-Spektroskopie beobachtet werden und die Kohärenzzeit wird deutlich verlängert (vgl. Abbildung 4.5 (a)).
- Wird die Bedingung $\omega_{ex} \gg \Delta_0$ erfüllt, so wird die Dephasierung nahezu vollständig unterdrückt und es können sehr lange Kohärenzzeiten von mehr als 20 s in einer optischen Dipolfalle realisiert werden (vgl. Abbildung 4.5 (b)).

Für diese Betrachtung wurde der Effekt von Stößen zwischen den Atomen, die den Fallenzustand ändern, vernachlässigt. Um genaue Vorhersagen für die experimentellen Parameter zum Erreichen sehr langer Kohärenzzeiten treffen zu können, muss die Rate dieser Stöße mit einbezogen werden [44].

4.2.3 Unterdrückung der Frequenzverschiebung

Die direkte Anregung des Singulett-Zustands, wie sie aus einer inhomogenen Anregung mit einem räumlich inhomogenen Kopplungsfeld resultiert, ist nicht mit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Dephasierung zu verwechseln. Eine räumlich inhomogene Kopplung führt zu einer direkten Anregung des Singulett-Niveaus und damit zu einer Verschiebung des betrachteten Übergangs, sowohl von Bosonen, als auch von Fermionen.

Im Jahr 2008 wurde eine solche Verschiebung in einer fermionischen Gitteruhr, die mit Strontiumatomen arbeitet, beobachtet [39, 40]. Die ersten Erklärungsansätze greifen Gleichung (4.8) auf und argumentieren mit der Zweiteilchen-Korrelationsfunktion, die für identische Fermionen zwar verschwinden sollte, unter Annahme eines inhomogenen Kopplungsfelds und damit unterscheidbarer Teilchen jedoch den Wert eins annimmt. Folglich besteht eine Abhängigkeit der neuen Verschiebung von der Partialdichte $f = (n_0 - n_1)/\bar{n}$, woraus gleichzeitig die Unterdrückung für eine gleichverteilte Mischung folgt [83]. Die in diesem Kapitel vorgestellte theoretische Beschreibung mithilfe von Teilchenpaaren in der Pseudospin Singulett- und Triplett-Basis widerspricht diesem Ergebnis [43]. Die Berechnung der Verschiebung aufgrund einer Anregung des Singulett-Zustands ergibt keine Abhängigkeit von der Partialdichte, wie Gleichung (4.2) zeigt.

Ein einfaches Gegenbeispiel, an dem drei Fermionen beteiligt sind, widerlegt die Vermutung einer Abhängigkeit von der Partialdichte. Befinden sich drei Teilchen gemeinsam in einer Falle und haben zwei von ihnen identische Kopplung zum Kopplungsfeld während das dritte keine Kopplung erfährt, so kann die folgende Ramsey-Sequenz durchgeführt werden. Ein erster Ramsey-Puls der Länge $2\pi/3$ koppelt an zwei Fermionen und erzeugt jeweils eine Besetzung von $3/4$ im angeregten Zustand (vgl. Abbildung 4.6). Folglich ist die Besetzung von angeregtem und Grundzustand jeweils $3/2$ und jede Betrachtung, die eine Abhängigkeit von der Partialdichte beinhaltet, ergibt eine verschwindende Verschiebung. Während der Ramsey-Zeit sind die beiden Fermionen, die sich zum größten Teil im angeregten Zustand befinden, nicht mit dem Atom im Grundzustand identisch, sie können mit diesem Fermion stoßen und sammeln aus diesem Grund eine Phasenverschiebung auf. Ein zweiter Ramsey-Puls, der zum Beispiel die Länge $\pi/2$ für die beiden angeregten Fermionen, also einen mittleren Rabi-Winkel von $\bar{\theta}_2 = 2\pi/6$ hat, liest diesen Phasenunterschied aus und detektiert eine wechselwirkungsbedingte Verschiebung. Das Fermion im Grundzustand sammelt auch eine Phasenverschiebung auf, die jedoch nicht ausgelesen wird, da das betrachtete Feld nicht an es koppelt.

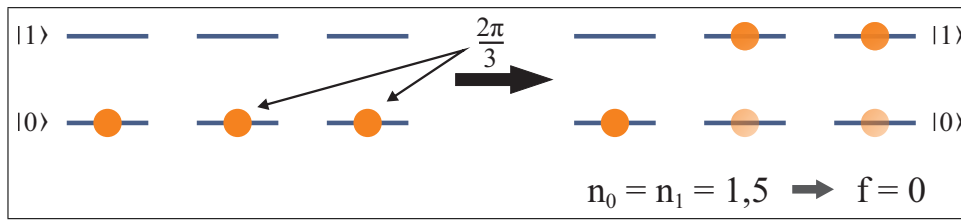


Abbildung 4.6: Dieses einfache Beispiel zeigt die im Text beschriebene Situation dreier Fermionen mit unterschiedlicher Kopplung. Trotz einer verschwindenden Partikeldichte können die sich größtenteils im angeregten Zustand befindlichen zwei Fermionen mit dem dritten stoßen. Sie sammeln eine Phasenverschiebung auf und die detektierte Verschiebung verschwindet nicht.

Aus diesem einfachen Beispiel wird deutlich wie wichtig es ist die Effekte aufgrund von Besetzungsunterschieden, die vom ersten Ramsey-Puls erzeugt werden, von den Effekten der Detektion der Verschiebungen mit dem zweiten Puls zu unterscheiden. Dies ist in den Veröffentlichungen [83, 84, 90] für Rabi-Pulse nicht geschehen, was erneut zu einer kontroversen Diskussion auf dem Gebiet führt. Entgegen der bisherigen Überlegungen konnte allerdings bisher auch keine Abhängigkeit von der Länge eines zweiten Ramsey-Pulses bestätigt werden [90].

Die Wahl einer gleichverteilten Mischung (und damit $f = 0$) unterdrückt die Frequenzverschiebung im Bild der Singulett- und Triplett-Basis nicht. Doch auch dieses einfache Modell zeigt auf, wie die Verschiebung unterdrückt werden kann. Wie erwartet nimmt die Frequenzverschiebung bei kleinen Dichten und entsprechend schwacher Wechselwirkung mit steigender Dichte zu. Mit weiter steigender Dichte wird der Singulett-Zustand energetisch aber so stark verschoben, dass die Kopplung unterdrückt und der Singulett-Zustand nicht mehr angeregt wird (Abbildung 4.7). Experimentell wird dieses Vorgehen umgesetzt, indem ein optisches Gitter in einer Dimension auf ein zweidimensionales Gitter erweitert und so der Einschluss und die Dichte stark erhöht werden. Durch diese experimentelle Erweiterung ist es am JILA inzwischen gelungen sowohl die Verschiebung als auch deren Unsicherheit in den Bereich von 10^{-17} zu reduzieren [91].

4.2.4 Bosonisches Rubidium als Fermion

In dem besonderen Fall von ^{87}Rb sind die beteiligten Streulängen a_{00} , a_{01} und a_{11} , die in die Berechnung der neuen Verschiebung einfließen, sehr ähnlich. Die

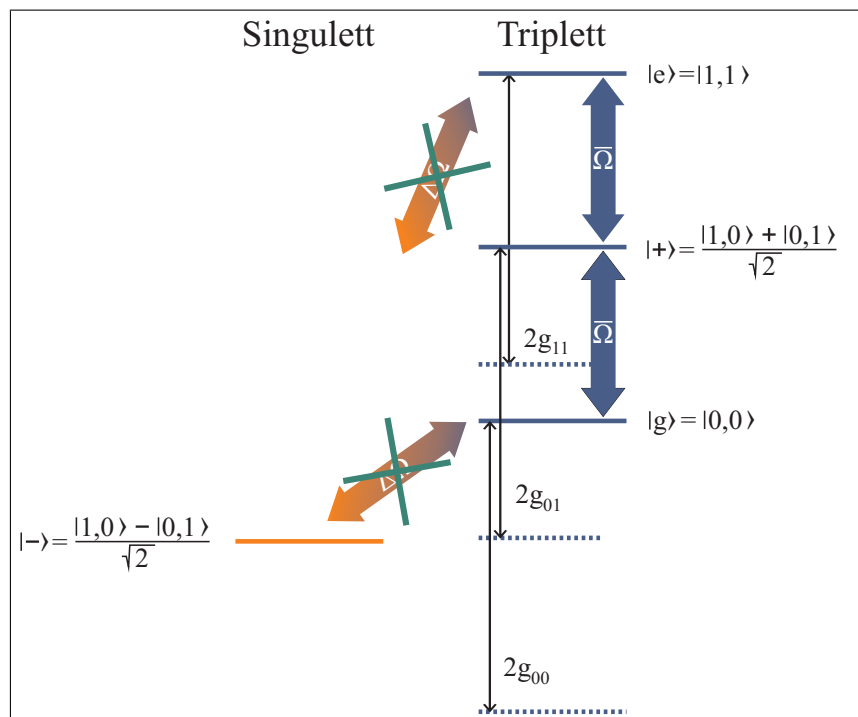


Abbildung 4.7: Analog zur Unterdrückung einer Dephasierung des atomaren Ensembles aus dem $|+\rangle$ -Zustand kann auch die direkte Anregung des Singulett-Niveaus $|-\rangle$ unterdrückt werden. Wird die Dichte stark genug erhöht, ist die räumlich inhomogene Anregung $\Delta\theta$ nicht mehr resonant zum Singulett-Übergang und die Frequenzverschiebung wird unterdrückt.

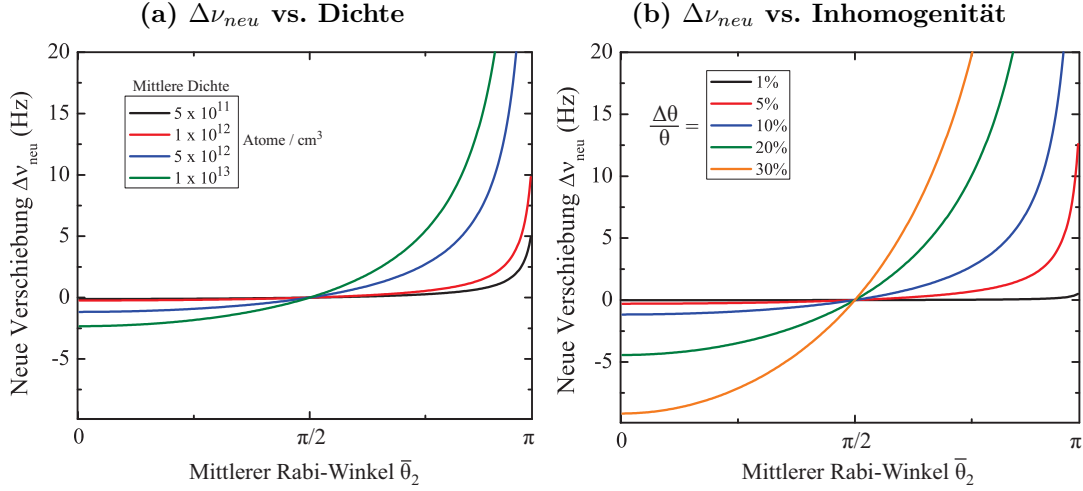


Abbildung 4.8: Berechnung der Frequenzverschiebung für ein Ensemble von ^{87}Rb Atomen dessen Uhrenübergang in einer Ramsey-Sequenz spektroskopiert wird. Der erste Ramsey-Puls hat stets einen mittleren Rabi-Winkel $\bar{\theta}_1 = \pi/2$. **(a)** Neue Verschiebung in Abhängigkeit vom zweiten Rabi-Winkel $\bar{\theta}_2$ für verschiedene mittlere Dichten und eine räumliche Inhomogenität von $\Delta\theta/\theta = 10\%$. **(b)** Frequenzverschiebung für verschiedene räumliche Inhomogenitäten der beiden Ramsey-Pulse $\Delta\theta_1 = \Delta\theta_2$ bei einer Dichte von 5×10^{12} Atomen/cm³.

Größen $\Delta g = g_{11} - g_{00}$ und $\delta g = 2g_{01} - g_{11} - g_{00}$ werden sehr klein und Gleichung (4.17) berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \Delta\nu = & -0,48 \text{ Hz} / (10^{12} \text{ cm}^{-3}) \\ & + 0,067 \text{ Hz} / (10^{12} \text{ cm}^{-3}) \cdot \cos(\bar{\theta}_1) \cos(\Delta\theta_2) \frac{\sin(\bar{\theta}_1) \sin(\bar{\theta}_2)}{A} \\ & - 7,54 \text{ Hz} / (10^{12} \text{ cm}^{-3}) \cdot \frac{1}{A} \sin(2\Delta\theta_1) \sin(\Delta\theta_2) \cos(\bar{\theta}_2). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Dies führt dazu, dass in der dargestellten Betrachtung lediglich der Singulett-Zustand, also der dritte Term, eine relevante energetische Verschiebung erfährt und das ^{87}Rb Atom in dieser Beschreibung die Situation für ein Fermion nachbildet. Dieser Umstand macht ^{87}Rb zu einem sehr guten Kandidaten für die experimentelle Überprüfung der Frequenzverschiebung. Die Abbildungen 4.8 zeigen das zu erwartende Ergebnis von Ramsey-Spektroskopie unter Veränderung der Länge des zweiten Ramsey-Pulses. Die Vorhersagen zeigen, dass bereits für moderate Dichten von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und räumliche Inhomogenitäten von $\Delta\theta/\theta = 10\%$ deutliche Abweichungen im Bereich einiger Hertz unter Variation des zweiten Ramsey-Pulses zu erwarten sind. Die Verschiebung ist, wie aus Gleichung (4.2) zu erkennen, proportional zu dem Vorfaktor \bar{g} , der $2\pi \times 7,54 \text{ Hz}$ je Dichteinheit von $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ beträgt und sie ist damit deut-

lich größer als die in Abschnitt 4.1 berechnete Mean-Field Dichteverschiebung von $\Delta_{\text{RB}} = 2\pi \times -0,48 \text{ Hz} / (10^{12} \text{ cm}^{-3})$.

Dieser deutliche Größenunterschied der beiden Effekte ermöglicht eine experimentelle Überprüfung der Zusammenhänge. Zunächst muss zu diesem Zweck der in Kapitel 2 vorgestellte experimentelle Aufbau auf die Nutzung räumlich inhomogener Kopplungsfelder erweitert werden. Diese notwendigen Erweiterungen und die Methoden der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie werden ausführlich im folgenden Kapitel beschrieben.

5 Rabi- und Ramsey-Spektroskopie

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie [92, 93] auf dem Hyperfeinübergang von ^{87}Rb erläutert.

Nach einer kurzen Einführung in die Theorie dieser interferometrischen Messungen mit kalten Atomen werden die experimentellen Schritte und notwendigen Erweiterungen des Aufbaus diskutiert. Die Atome werden mit schnellen adiabatischen Passagen in den oberen Uhrenzustand $|F=1, m_F=0\rangle$ transferiert und es erfolgt eine Dichtepräparation in den $|F=2, m_F=0\rangle$ Zustand, die die Temperatur des Ensembles nicht verändert. Nach der Rabi- bzw. Ramsey-Sequenz wird mit einem starken inhomogenen Magnetfeldpuls ein Stern-Gerlach Experiment durchgeführt, das die beiden beteiligten Zustände aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts trennt. Mit einer einzelnen Absorptionaufnahme kann so das Verhältnis der Teilchenzahlen und damit der aufgesammelte Phasenunterschied bestimmt werden.

Die in Kapitel 4 vorhergesagte Verschiebung des Uhrenübergangs beruht auf der räumlich inhomogenen Kopplung der beteiligten Zustände durch das Abfragefeld, weshalb die bereits implementierte Kopplung mit Mikrowellenstrahlung nicht für die Spektroskopie verwendet werden kann. Es wird daher ein sogenanntes Raman-Lasersystem eingesetzt, das aus zwei aufeinander phasenstabilisierten Lasern besteht, die über einen Zwei-Photonen-Prozess Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus induzieren. Laserstrahlen können stark fokussiert werden, was die Realisierung einer starken räumlichen Inhomogenität ermöglicht. Sowohl Rabi- als auch Ramsey-Spektroskopie mit dieser inhomogenen Kopplung werden genutzt (Kapitel 6), um die vorhergesagte dichteabhängige Verschiebung des Uhrenübergangs (Kapitel 4) zu überprüfen. Eine Schwierigkeit besteht darin die Stärke der Inhomogenität zu bestimmen. Die dazu durchgeführten numerischen Simulationen und der Vergleich mit experimentellen Daten zur Analyse der Inhomogenität für die gewählten Parameter komplettieren das vorliegende Kapitel.

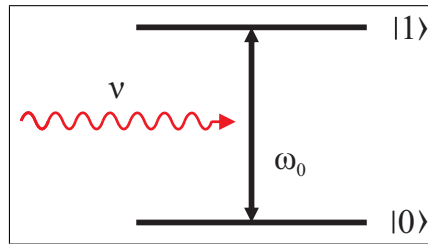


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Zwei-Niveau Systems. Ein elektromagnetisches Feld mit der Frequenz ν koppelt die beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$, deren energetischer Abstand ω_0 beträgt.

5.1 Räumlich homogene Rabi- und Ramsey-Spektroskopie

Im folgenden Abschnitt wird ein Matrixformalismus vorgestellt, der die Spektroskopie mit einzelnen Rabi-Pulsen oder einer Ramsey-Sequenz beschreibt [94]. Aus dieser theoretischen Beschreibung folgen die Möglichkeiten, die diese Spektroskopiemethoden zur Bestimmung von Phasen- und damit Frequenzdifferenzen bieten. Die beschriebene Methode betrachtet ein Zwei-Niveau System mit den Uhrenzuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ ohne Berücksichtigung der in Kapitel 4 vorgestellten Pseudo-Spinbasis. Dephasierungsprozesse und die daraus resultierende Kontrastabnahme aufgrund inhomogener Pulse oder aufgrund von Ramsey-Pulsen mit unterschiedlicher Dauer können mit diesem Matrixformalismus aber sehr einfach beschrieben werden.

5.1.1 Theorie

Der Quantenzustand des Zweiniveausystems aus den beiden Uhrenzuständen kann unter Vernachlässigung von Stößen durch

$$|\Psi(t)\rangle = C_0(t)|0\rangle + C_1(t)|1\rangle \quad (5.1)$$

mit den Wahrscheinlichkeitsamplituden C_0 und C_1 der beiden Zustände beschrieben werden. Die zugehörige Schrödinger-Gleichung lautet

$$|\dot{\Psi}(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar}(\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1)|\Psi(t)\rangle. \quad (5.2)$$

Die beiden Hamilton-Operatoren \mathcal{H}_0 und \mathcal{H}_1 repräsentieren den ungestörten Fall des Zwei-Niveau Systems und die Störung durch die Wechselwirkung mit einem Abfragefeld (vgl. Abbildung 5.1). Wird die mittlere Energie der ungestör-

ten Eigenzustände als Nullpunktsenergie ω_0 definiert, können beide Hamilton-Operatoren wie folgt in Matrixschreibweise formuliert werden

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\omega_0 & 0 \\ 0 & \omega_0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \mathcal{H}_1 = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 2\Omega \cos(\nu t) \\ 2\Omega \cos(\nu t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Hierbei wird das abfragende Feld als klassische elektromagnetische Welle in Dipolnäherung $E(t) = \mathcal{E} \cos \nu t$ mit der Amplitude \mathcal{E} angenommen. Die Kopplung an den atomaren Übergang erfolgt über die Rabifrequenz $\Omega = |d_{10}| \mathcal{E}$ mit dem Dipolmatrixelement d_{10} . Für einen Mikrowellenübergang zwischen den Zuständen wird die Kopplung durch das Produkt der Magnetfeldamplitude \mathcal{B} mit dem Bohrschen Magneton μ_B beschrieben $\Omega = \mu_B \mathcal{B} / \hbar$. Die Lösung von Gleichung (5.2) erfolgt, indem die Wahrscheinlichkeitsamplituden aus (5.1) in zwei Teile separiert werden

$$C_0(t, \theta) = \Gamma_0(\theta) e^{i\nu t/2} \quad (5.4)$$

$$C_1(t, \theta) = \Gamma_1(\theta) e^{-i\nu t/2}. \quad (5.5)$$

Der erste Teil hängt von der seit der ersten Störung vergangenen Zeit θ ab, der zweite von der gesamten Beobachtungszeit t . Diese Ausdrücke in Gleichung (5.2) eingesetzt und nach der Zeit $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \theta}$ abgeleitet ergeben das Differentialgleichungssystem

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \Gamma_0}{\partial \theta} &= \frac{\Delta}{2} \Gamma_0(\theta) + \frac{\Omega}{2} \Gamma_1(\theta) \\ i \frac{\partial \Gamma_1}{\partial \theta} &= \frac{\Omega}{2} \Gamma_0(\theta) - \frac{\Delta}{2} \Gamma_1(\theta). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Hierbei wurden im Rahmen der Drehwellen-Näherung (engl.: *rotating wave approximation*) Terme mit der Frequenz 2ν vernachlässigt und $\Delta = 2\pi \times \nu - \omega_0$ bezeichnet die Verstimmung des störenden Felds zum ungestörten atomaren Übergang. Aus diesen beiden Differentialgleichungen lassen sich die Operationen für Rabi- und Ramsey-Spektroskopie in Matrixschreibweise ableiten. Die Berechnung einer Sequenz erfolgt mit den entsprechenden Matrizen nach dem Schema

$$\begin{pmatrix} \Gamma_0(\text{Sequenzende}) \\ \Gamma_1(\text{Sequenzende}) \end{pmatrix} = M_k \cdots M_1 \begin{pmatrix} \Gamma_0(\text{Sequenzbeginn}) \\ \Gamma_1(\text{Sequenzbeginn}) \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Für einen Rechteckpuls mit der Länge τ ergibt sich aus der Lösung von (5.6) die Matrix

$$M_{\text{Rabi}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} - \frac{i\Delta}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} & -\frac{i\Omega}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \\ -\frac{i\Omega}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} & \cos \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} + \frac{i\Delta}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

mit der effektiven Rabi-Frequenz Ω_{eff} , die von der resonanten Rabi-Frequenz Ω und der Verstimmung Δ abhängt. Sie berechnet sich zu

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}. \quad (5.9)$$

Für die Realisierung der Ramsey-Spektroskopie wird ein Rabi-Puls auf zwei Pulse aufgeteilt und eine variable Haltezeit eingefügt. Die Matrix für eine variable Haltezeit T_{R} , während der eine freie Phasenentwicklung stattfindet, berechnet sich mit $\Omega = 0$ zu

$$M_{\text{Ramsey}} = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\Delta T_{\text{R}}}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\Delta T_{\text{R}}}{2}} \end{pmatrix}, \quad (5.10)$$

das Atom sammelt also eine Phasendifferenz ΔT_{R} auf.

Wird nun das Schema aus Gleichung 5.7 angewandt, kann die Übergangswahrscheinlichkeit eines Atoms während einer beliebigen Sequenz berechnet werden. Ausgehend von einem Atom im unteren Uhrenzustand $|0\rangle$ ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, dass es mit einem Rabi-Puls der Länge τ in den oberen Zustand $|1\rangle$ transferiert wird, zu

$$P = |\Gamma_1(\tau)|^2 = \left| M_{\text{Rabi}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \right). \quad (5.11)$$

Vollkommen analog dazu kann diese Wahrscheinlichkeit für eine Ramsey-Sequenz mit variabler Haltezeit bestimmt werden

$$\begin{aligned} P &= |\Gamma_1(\tau + T_{\text{R}} + \tau)|^2 \\ &= \left| M_{\text{Rabi}}(\tau) M_{\text{Ramsey}}(T_{\text{R}}) M_{\text{Rabi}}(\tau) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{4\Omega^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \right) \left(\cos \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \cos \frac{\Delta T_{\text{R}}}{2} - \frac{\Delta}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \sin \frac{\Delta T_{\text{R}}}{2} \right)^2. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich für eine Ramsey-Sequenz mit Pulsen der Länge $\Omega\tau = \pi/2$ erheblich, wenn diese Länge zusätzlich deutlich kürzer als $1/\Delta$ ist. Eine Reihentwicklung für $\tau \ll \Delta$ und $\Omega \gg \Delta$ ergibt

$$P = \cos^2 \left(\frac{\Delta T_{\text{R}}}{2} \right) = \frac{1}{2} (1 + \cos(\Delta T_{\text{R}})). \quad (5.13)$$

Anhand der Ergebnisse in Gleichungen (5.11) und (5.12) lassen sich die konzeptionellen Unterschiede der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie gut verdeutlichen:

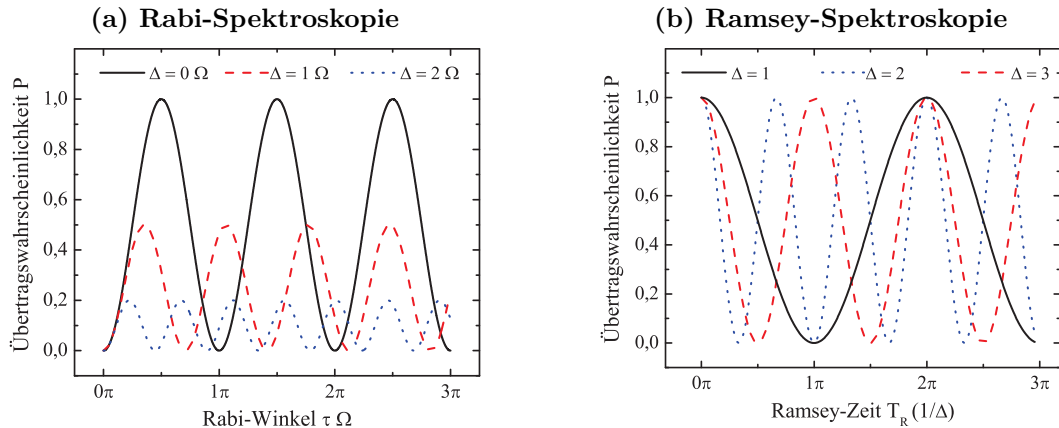


Abbildung 5.2: Rabi- und Ramsey-Spektroskopie in der Zeitdomäne. (a) Übertragungswahrscheinlichkeit eines Rabi-Pulses in Abhängigkeit vom Rabi-Winkel $\Omega\tau$. Amplitude und Frequenz hängen von der Verstimmung Δ ab. Das Ergebnis einer Ramsey-Spektroskopie in Abhängigkeit der Interrogationszeit T_R ist in (b) dargestellt. Die Amplitude ist maximal für $\tau \ll \Delta$ und die Frequenz der Oszillation hängt lediglich von der Verstimmung Δ zum spektroskopierten Übergang ab.

- Die Rabi-Spektroskopie verwendet Abfragepulse der Länge τ , während derer Rabi-Oszillationen mit der Frequenz Ω_{eff} zwischen den beiden Zuständen stattfinden. Diese Frequenz hängt von der Intensität des Abfragesignals und von der Verstimmung Δ zum spektroskopierten Übergang ab (vgl. Abbildung 5.2). Aus der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeit kann auf die Frequenzdifferenz zwischen Abfragefeld und atomarem Übergang geschlossen werden. Da die präzise Kontrolle und Kenntnis der Intensität des Abfragefelds über lange Strecken und Zeiten große technische Schwierigkeiten bereitet, ist diese Methode zum Beispiel für Fontänenuhren ungeeignet.
- Für die Ramsey-Spektroskopie wird der Abfragepuls in zwei einzelne Pulse mit der Dauer $\Omega\tau = \pi/2$ aufgeteilt. Der erste dieser sogenannten $\pi/2$ -Pulse erzeugt eine kohärente Superposition der beiden Zustände mit gleichverteiltem Amplitudenquadrat. In der Haltezeit T_R entwickeln sich die Phase der Superposition und des Abfragefelds mit $\Delta \cdot T_R$ und dieser Phasenunterschied wird mit dem zweiten $\pi/2$ -Puls in Form der Besetzungsverteilung der beiden Zustände ausgelesen. Der große Vorteil der Ramsey-Spektroskopie besteht darin, dass die Frequenz der resultierenden Oszillation ausschließlich von der Verstimmung Δ und nicht wie im Fall der Rabi-Spektroskopie auch von der Intensität des Abfragesignals abhängt (vgl. Abbildung 5.2). Ein weiterer Vorteil ist, dass die Atome während der Zeit T_R unbeeinflusst vom Abfragesignal bleiben.

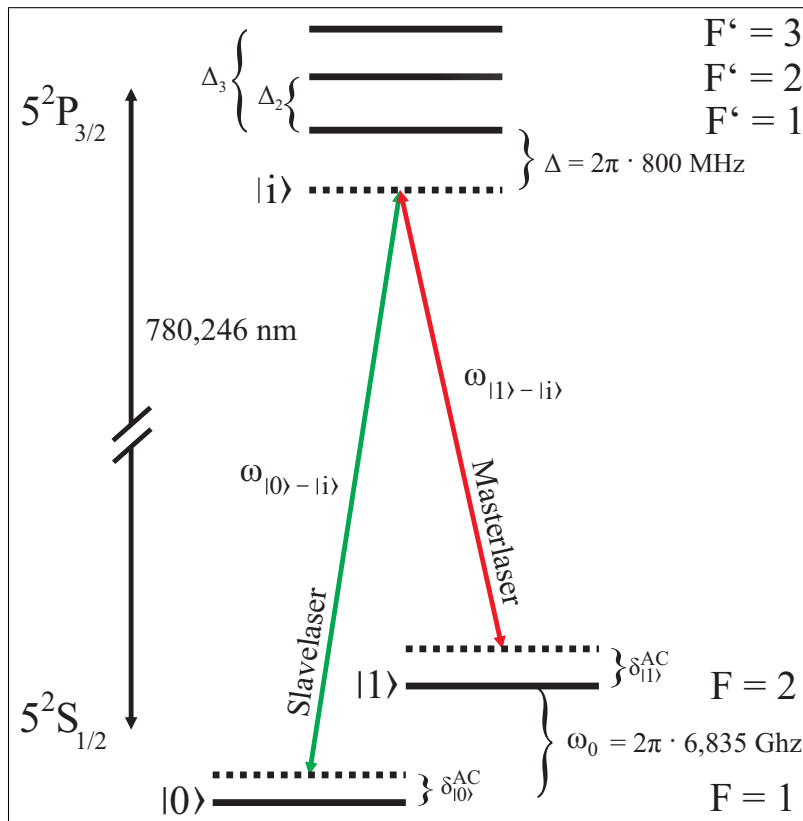


Abbildung 5.3: Darstellung der relevanten Zustände und deren energetischer Verschiebungen für einen Zwei-Photonen Übergang.

Der vorgestellte Matrixformalismus ermöglicht eine einfache Erweiterung der Ergebnisse auf unterschiedlich lange Pulse einer Ramsey-Sequenz oder die Verwendung von inhomogenen Rabi-Pulsen. Die Berechnung von Rabi-Oszillationen für die Situation inhomogener Pulse erfolgt in Abschnitt 5.2.

Zwei-Photonen Übergänge

Die Erweiterung der dargestellten Theorie auf die Verwendung von Zwei-Photonen Übergängen mit einem Raman-Lasersystem erfolgt ohne großen Aufwand. Anstelle der direkten Kopplung der Hyperfeinniveaus mit Mikrowellenstrahlung bei 6,835 GHz werden zwei Lichtfelder benutzt, die jeweils einen der beiden Uhrenzustände mit einem dritten, dem sogenannten Zwischenniveau, koppeln. In diesem Fall wird der $|5^2P_{3/2}, F=1\rangle$ -Zustand verwendet. Aufgrund einer groß gewählten Verstimmung von ca. $2\pi \times -800$ MHz zu diesem Zwischenniveau wird es während des Prozesses nicht besetzt und Auswirkungen von spontaner Emission aus diesem Zustand können vernachlässigt werden. Die

Situation mit allen für die weiteren Betrachtungen relevanten Verstimmungen ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Jedes der beiden Lichtfelder treibt einen Übergang zwischen dem jeweiligen Uhrenzustand $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ und dem Zwischenniveau $|i\rangle$ mit der Rabifrequenz

$$\Omega_{|0\rangle-|i\rangle} = \sqrt{\frac{I_0}{2I_{\text{sat}}}}\Gamma \quad \text{bzw.} \quad \Omega_{|1\rangle-|i\rangle} = \sqrt{\frac{I_1}{2I_{\text{sat}}}}\Gamma. \quad (5.14)$$

Dabei bezeichnet Γ die natürliche Linienbreite, I_{sat} die Sättigungsintensität und I_0 bzw. I_1 sind die Intensitäten von Master- und Slavelaser. Die kombinierte Rabifrequenz für den Übergang von $|0\rangle$ nach $|1\rangle$ ist dann

$$\Omega_{|0\rangle-|1\rangle} = \frac{\Omega_{|1\rangle-|i\rangle}\Omega_{|0\rangle-|i\rangle}}{2\Delta} \quad (5.15)$$

und analog zu (5.9) kann damit die effektive Rabifrequenz

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_{|0\rangle-|1\rangle}^2 + \Delta^2} \quad (5.16)$$

definiert werden. In beiden Fällen wurde eine Phasendifferenz zwischen den beiden Lichtfeldern vernachlässigt. Damit sind alle Größen, die zur Verwendung des vorgestellten Matrix-Formalismus benötigt werden, gegeben.

Ein Problem bei der Verwendung zweier Lichtfelder zur Kopplung der Zustände stellt der differenzielle AC-Stark Effekt dar. Jeder der beiden eingestrahlenen Laser koppelt nicht nur den gewünschten sondern auch den stark verstimmten zweiten Hyperfeinübergang und verschiebt diesen in Abhängigkeit von seiner Intensität. Diese Verschiebung durch den jeweils anderen Laser unterscheidet sich für die beiden Zustände und resultiert in einer differenziellen Verschiebung. Somit führen nicht nur Fluktuationen des Intensitätsverhältnisses der beiden Laser zu einer Verschiebung des Übergangs. Selbst gemeinsame Schwankungen der Intensität, wie sie zum Beispiel durch eine Faserkopplung auftreten können, verschieben den verwendeten Übergang. Diese Problematik kann nur umgangen werden, wenn ein Intensitätsverhältnis I_1/I_0 der beiden Laser eingestellt wird, dass eine genau gleichgroße Verschiebung erzeugt.

Eine einfache Berechnung dieses Verhältnisses unter Berücksichtigung aller Niveaus des $|5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ -Zustands wird im Folgenden kurz skizziert. Die

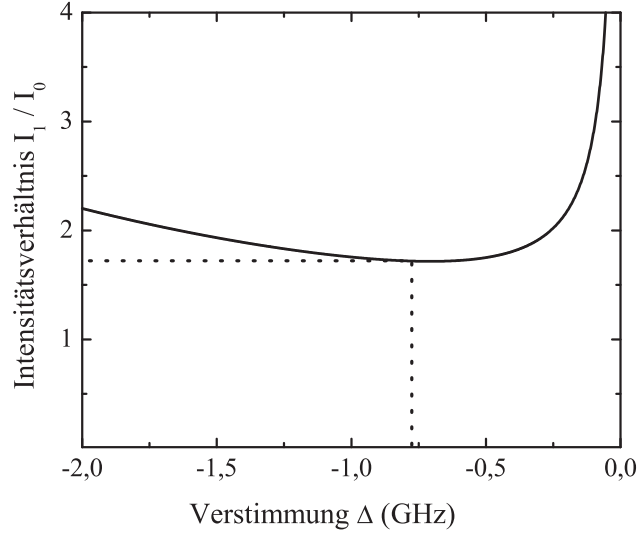


Abbildung 5.4: Kompensation des differentiellen AC-Stark Effekts durch Wahl eines geeigneten Intensitätsverhältnisses I_1/I_0 der beiden Laserstrahlen. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die am Experiment gewählte Verstimmung von $-2\pi \times 775$ MHz und das in einem verschwindenden differentiellen AC-Stark Effekt resultierende Intensitätsverhältnis von 1,72.

AC-Stark Verschiebungen der beiden Uhrzustände hervorgerufen durch die beiden Raman-Laser und deren Kopplungen sind

$$\begin{aligned} \delta_{|0\rangle}^{\text{AC}} &= \frac{\Omega_{|0\rangle-|i\rangle}^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) \\ &+ \frac{\Omega_{|1\rangle-|i\rangle}^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - \omega_0)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - \omega_0)} \right) \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \text{bzw. } \delta_{|1\rangle}^{\text{AC}} &= \frac{\Omega_{|0\rangle-|i\rangle}^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + \omega_0)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + \omega_0)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + \omega_0)} \right) \\ &+ \frac{\Omega_{|1\rangle-|i\rangle}^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Dabei bezeichnet Δ die Verstimmung zum Zwischenniveau und die Δ_k die Verstimmungen zwischen diesem und den $|5^2P_{3/2}, F = k\rangle$ Zuständen. Die Übergänge wurden zudem bereits mit den entsprechenden Kopplungsstärken für σ^+ polarisiertes Licht gewichtet [69]. Abbildung 5.3 verdeutlicht die Situation. Ziel ist es die differentielle Verschiebung

$$\delta^{\text{AC}} = \delta_{|0\rangle}^{\text{AC}} - \delta_{|1\rangle}^{\text{AC}} \quad (5.19)$$

zu unterdrücken. Wird dieser Ausdruck gleich null gesetzt und Gleichungen (5.17) und (5.18) eingesetzt, ergibt sich ein Ausdruck für das Intensitäts-

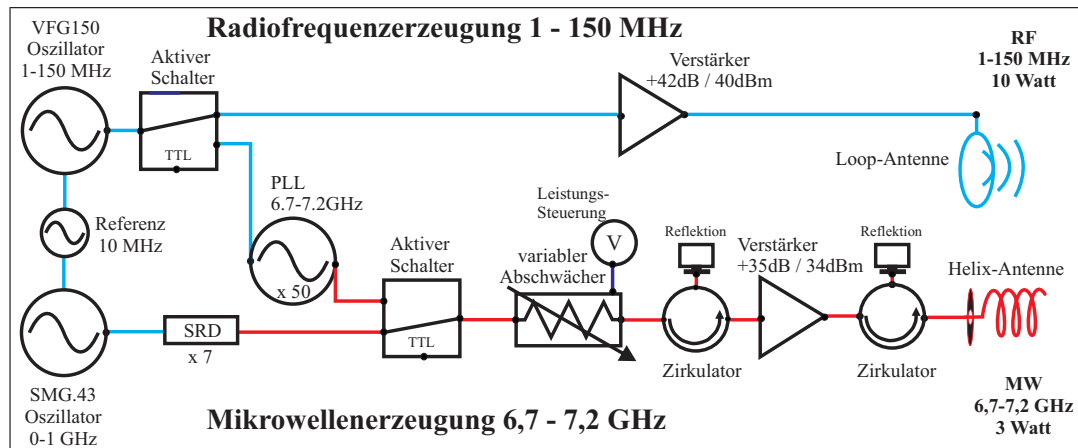


Abbildung 5.5: Aufbau der verwendeten Komponenten zur Erzeugung der Radiofrequenz- und Mikrowellenstrahlung. Die dargestellten Bauteile können je nach Ansteuerung zur Erzeugung von Radiofrequenzen zwischen 1 und 150 MHz (blauer Pfad) oder Mikrowellen zwischen 6,5 GHz und 7,5 GHz (roter Pfad) mit hoher Leistung genutzt werden.

verhältnis I_1/I_0 der beiden Laser zueinander mit dem die differentielle Verschiebung ausgeglichen werden kann. Dieser Zusammenhang zwischen Verstimmung Δ und dem Intensitätsverhältnis, das die differentielle AC-Stark Verschiebung gerade kompensiert, ist in Abbildung 5.4 dargestellt. In den später vorgestellten Messungen wird eine Verstimmung Δ zum Zwischen-Niveau von $2\pi \times -775$ MHz verwendet, für die sich ein Intensitätsverhältnis zwischen den beiden Lasern von 1,72 errechnet. Für diesen Wert fallen gemeinsame Intensitätsschwankungen der Lichtfelder für die Raman-Übergänge nicht mehr ins Gewicht. Er wird in Abschnitt 6.1.3 experimentell überprüft und an die experimentellen Gegebenheiten angepasst.

5.1.2 Experimentelle Vorbereitungen

In den folgenden Abschnitten wird die experimentelle Umsetzung der Interferometrie auf dem Uhrenübergang von ^{87}Rb beschrieben. Ausgehend von Atomen im $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand in der gekreuzten Dipolfalle werden die notwendigen Schritte zur Präparation eines Ensembles im unteren Uhrenzustand $|0\rangle$ mit variabler Dichte dargestellt und die anschließende Interferometrie mit dem aufgebauten Raman-Lasersystem diskutiert.

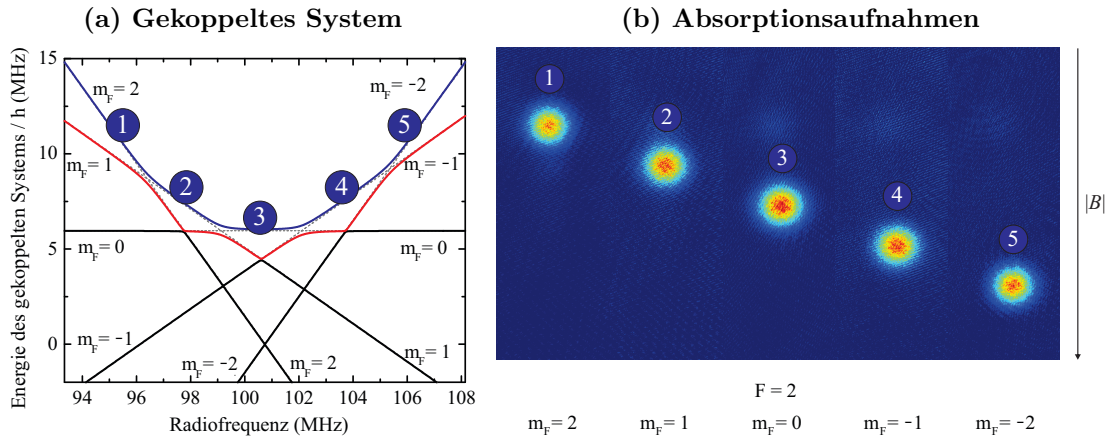


Abbildung 5.6: (a) Energie des gekoppelten Systems aus Atom und Radiofrequenzphoton im Dressed-Atom-Bild. Im Experiment wird eine Passage von Punkt eins nach Punkt 3 genutzt und damit die Atome aus dem $|F=2, m_F=2\rangle$ in den $|F=2, m_F=0\rangle$ -Zustand transferiert. (b) Absorptionsoptionen nach verschiedenen schnellen adiabatischen Passagen und Stern-Gerlach Separation durch ein inhomogenes Magnetfeld B . Das atomare Ensemble lässt sich aus dem Ausgangszustand der Evaporation $|F=2, m_F=2\rangle$ nahezu verlustfrei in jeden beliebigen Unterzustand des Hyperfein-Grundzustands $5S_{1/2}$ transferieren.

Schnelle adiabatische Passagen

Die in Abschnitt 2.3 beschriebene gekreuzte Dipolfalle wird verwendet, da in ihrem Potenzial im Gegensatz zur Magnetfalle alle magnetischen Quantenzustände gefangen werden können. Um die Atome aus dem Ausgangszustand der Evaporation $|F=2, m_F=2\rangle$ in einen beliebigen anderen Zustand zu transferieren, werden sogenannte schnelle adiabatische Passagen verwendet. Dazu werden die beteiligten Zustände mit einem möglichst starken Magnetfeld getrennt und mit einem Radiofrequenzfeld aneinander gekoppelt. Im sogenannten Dressed-Atom-Bild [58], in dem die Energie des gekoppelten Systems aus Atom und Radiofrequenzphoton betrachtet wird, entstehen je nach Stärke der Kopplung verbotene Kreuzungen. Entlang dieser kann das Atom mit schnellen Rampen der Radiofrequenz kohärent in die benachbarten Zustände transferiert werden. Je stärker das elektromagnetische Feld ist, desto stärker ist die Kopplung an die Atome. Dies führt zu einer stärkeren Vermeidung der Zustandskreuzungen und es können Transfereffizienzen von nahezu 100 % erreicht werden.

Die verwendete Radiofrequenz wird nach dem in Abbildung 5.5 dargestellten Schema erzeugt. Radiofrequenzen bis zu einer Frequenz von 150 MHz werden am Experiment mit einem Funktionsgenerator *VFG150* der Firma *Toptica* generiert. Die Frequenz wird direkt in einen breitbandigen Radiofrequenzverstär-

ker der Firma *Dressler* gespeist, auf bis zu 10 W Ausgangsleistung verstärkt und über eine Loop-Antenne, die aus einer Leiterschleife besteht, abgestrahlt. Die Magnetspulen werden in der Konfiguration zur Erzeugung homogener Magnetfelder (vgl. Abbildung 2.8) verwendet und es wird mit einem Strom von 15 A ein Magnetfeld von 144 G erzeugt.

In Abbildung 5.6 sind die theoretische Berechnung des Systems für das am Experiment verwendete homogene Magnetfeld von 144 G und die Absorptionenaufnahmen nach unterschiedlichen Rampen dargestellt. Zur Vorbereitung der Rabi- und Ramsey-Spektroskopie auf dem Uhrenübergang von ^{87}Rb werden zwei Rampen mit einer Länge von 800 kHz verwendet. Die erste startet bei 95,05 MHz und transferiert die Atome in 2.5 ms in den $|F=2, m_F=1\rangle$ -Zustand. Die zweite Rampe mit gleicher Dauer präpariert das Ensemble ausgehend von 97,7 Mhz im magnetisch insensitiven $|F=2, m_F=0\rangle$ -Zustand.

Das Schema der schnellen adiabatischen Passagen ist vollständig auf die Änderung des Hyperfeinzustands übertragbar, wobei für diesen Transfer Mikrowellenstrahlung verwendet werden muss. Diese wird am Experiment ebenfalls durch den *VFG150* in Verbindung mit einem Frequenzvervielfacher erzeugt. Der Vervielfacher erhöht die Frequenz um einen Faktor 50 (Firma *Miteq*, Modell *BCO-135-145-06950-4-15P*) und ist gleichzeitig auf die Eingangsfrequenz phasenstabilisiert (vgl. Abbildung 5.5). Das erzeugte Signal wird anschließend in einem breitbandigen Mikrowellenverstärker auf 3 W verstärkt und mit einer angepassten Helix-Antenne abgestrahlt. Ein zweiter Pfad für die Erzeugung von Mikrowellenstrahlung in der Nähe des Hyperfeinübergangs von ^{87}Rb wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

Teilchenzahlpräparation

Um eine stabile und reproduzierbare Präparation der Dichte für die durchgeführten Experimente zu gewährleisten, werden Rabi-Oszillationen verwendet. Dies ist möglich, da die Atome mit schnellen adiabatischen Passagen bereits in den magnetisch insensitiven Uhrenzustand $|F=2, m_F=0\rangle$ transferiert wurden. Rabi-Oszillationen auf magnetisch sensitiven Übergängen sind aufgrund von Magnetfeldinstabilitäten nur schwer mit hoher Reproduzierbarkeit realisierbar. Über die Wahl der Dauer eines Mikrowellenpulses bei hoher Leistung wird die gewünschte Teilchenzahl vom $|F=2, m_F=0\rangle$ -Zustand in den $|F=1, m_F=0\rangle$ -Zustand transferiert. Die in $|F=2, m_F=0\rangle$ verbliebenen Atome werden mit einem resonanten Lichtpuls aus der Falle entfernt. Die notwendige Mikrowellenstrahlung wird in einem weiteren Pfad (Abbildung 5.5) erzeugt. Für diesen Pfad werden aus dem Signal eines Frequenzsynthesizers (*Marconi 2024*), der Frequenzen zwischen 9 kHz und 2,4 GHz erzeugen kann, höhere Harmonische in einer so-

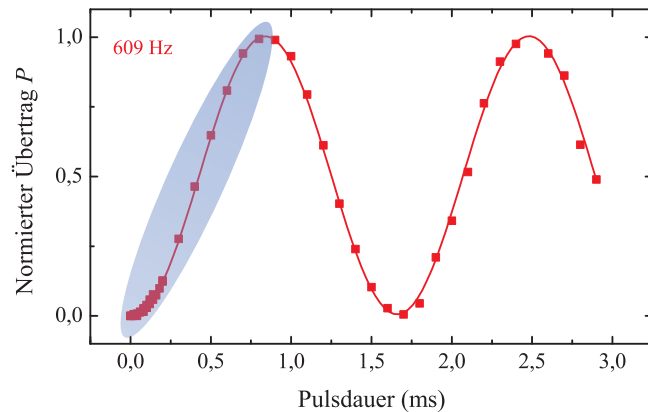


Abbildung 5.7: Die Teilchenzahl- und Dichtepreparation erfolgt mithilfe von Rabi-Oszillationen. Über die Variation der Rabi-Zeit kann auf der ersten Flanke der gewünschte Bruchteil der Atome in den unteren Uhrenzustand transferiert und damit die Dichte ohne Beeinflussung der Temperatur eingestellt werden. Die restlichen Atome im oberen Uhrenzustand werden durch einen resonanten Lichtpuls aus der Falle entfernt.

genannten step-recovery Diode (*GC 1000 RC* der Firma *Herotek*) generiert. Die siebte Harmonische der eingestellten Frequenz von 976,383230 MHz wird mit einer Kombination aus Hoch- und Tiefpass (*VHF-7150+HP* und *VLF-6400+LP* von *Minicircuits*) selektiert und in den Mikrowellenverstärker gespeist. Dies stellt eine einfache und stabile Realisierung der Frequenz für den ungestörten Hyperfeinübergang von ^{87}Rb bei 6 834 682 610,9 Hz [95] dar.

Der große Vorteil der gewählten Methode besteht darin, dass die Teilchenzahl während der vorangehenden experimentellen Schritte, die das Ensemble in den Temperaturbereich von Nanokelvin kühlen, nicht von dieser Teilchenzahlpräparation beeinflusst wird. Eine Teilchenzahlpräparation, z.B. durch Variation der Ladezeit der magneto-optischen Falle, würde durch die Beeinflussung der nachfolgenden Kühlprozesse nicht nur die Teilchenzahl des präparierten Ensembles sondern auch die Temperatur ändern. Die verwendeten Rabi-Oszillationen mit einer Frequenz von 609 Hz sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Es wird die erste Flanke bis zu einem vollständigen π -Puls, folglich eine Dauer zwischen 0 und 1 ms genutzt.

5.1.3 Raman-Lasersystem

Die vorhergesagte Verschiebung des Uhrenübergangs von ^{87}Rb beruht auf der räumlich inhomogenen Kopplung der beteiligten Zustände. Daher wurde ein Raman-Lasersystem zur Erweiterung des vorhandenen Systems aufgebaut. Im Gegensatz zur Kopplung mit Mikrowellen, die nur im Nahfeld als inhomogen

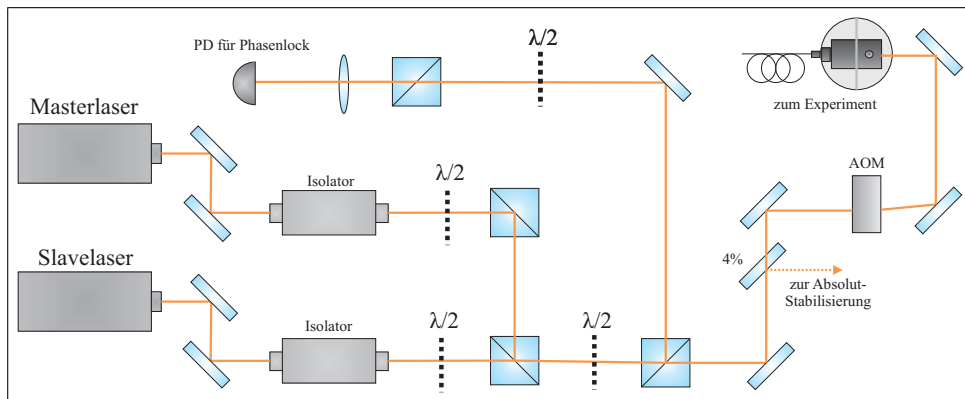


Abbildung 5.8: Das Raman-Lasersystems besteht aus zwei Diodenlasern mit linearen Resonatoren. Die beiden Strahlen werden miteinander überlagert, um das Schwebungssignal für die Stabilisierung ihrer Phase zu generieren. Ein AOM wird zum Schalten und für die Einstellung der Intensität genutzt und das Licht wird mit einer optischen Faser zum Experiment geführt.

angesehen werden können, ist die Realisierung einer starken Inhomogenität mit einem Laserstrahl verhältnismäßig einfach. In den folgenden beiden Abschnitten wird das Lasersystem beschrieben und die Phasenstabilisierung der beiden Laser auf einen Abstand von 6,835 GHz erläutert.

Der Aufbau des Raman-Lasersystems ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Es besteht aus zwei baugleichen Lasern mit einem linearen externen Resonator. Das Design [96] verwendet einen Interferenzfilter als frequenzselektives Element im Resonator. Die Länge von 70 mm des Resonators ermöglicht eine schmale Linienbreite von ca. 300 kHz bei einer Ausgangsleistung von bis zu 30 mW. Die initial schmale Linienbreite dieses Aufbaus bietet gute Voraussetzungen für die folgende Phasenstabilisierung und der modensprungfreie Bereich der Laser ist mit einigen Gigahertz groß genug für viele Anwendungen. Beide Laser werden von optischen Isolatoren mit einer Isolationsunterdrückung von mehr als 60 dB vor Reflektionen aus dem Aufbau geschützt und in einem Polarisationsstrahlteiler miteinander überlagert. Aus dem überlagerten Laserstrahl werden wenige Milliwatt ausgekoppelt und auf eine sehr schnelle Photodiode (*Hamamatsu G4176-03*) gegeben. Das resultierende Schwebungssignal wird zur elektronischen Phasenstabilisierung des Slavelasers auf den Masterlaser verwendet. Die restliche optische Leistung wird mit einem AOM um 200 MHz in der Frequenz verschoben und in eine optische Faser eingekoppelt, die das Licht zum Experiment leitet. Der akusto-optische Modulator dient in erster Linie als einfache Möglichkeit die optische Leistung am Experiment reproduzierbar einzustellen und zu verändern und er wird von einem Frequenzgenerator der Firma *Rhode & Schwarz (SMG 01)* angesteuert.

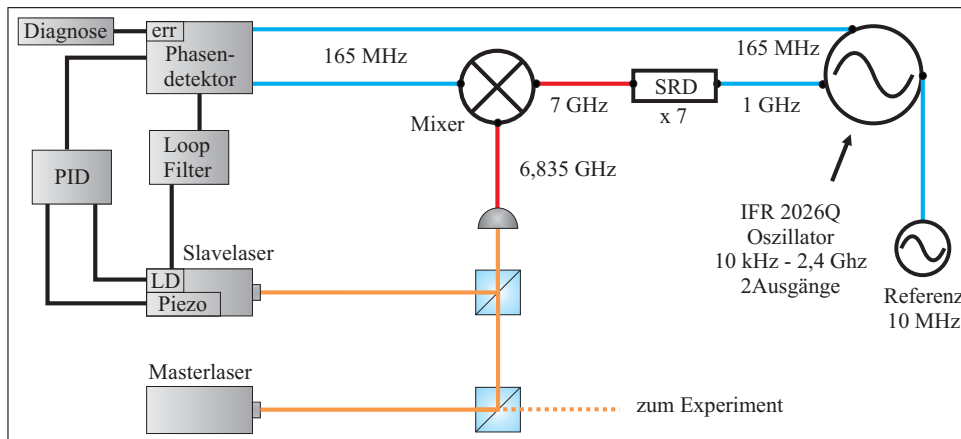


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau der Phasenstabilisierung der Raman-Laser. Das Schwebungssignal wird mit einer schnellen Photodiode aufgenommen, heruntergemischt und mit einer Radiofrequenz bei ca. 165 MHz verglichen. Ein Phasendetektor generiert aus diesem Vergleich ein Fehlersignal, das über mehrere Pfade zur Rückkopplung auf den Slavelaser verwendet wird.

Die absolute Frequenzstabilisierung des Masterlasers erfolgt durch die Überlagerung etwa eines Milliwatts seiner Leistung mit Licht des Masterlasers des Rubidium-Lasersystems (vgl. Kapitel 2) und einer elektronischen Stabilisierung auf die Frequenzdifferenz.

Elektronische Stabilisierung der Phase

Die Herausforderung bei der Realisierung eines Raman-Lasersystem besteht im Aufbau der notwendigen Phasenstabilisierung des Slavelasers auf den Masterlaser. Deren Aufgabe besteht darin die relative Frequenz und Phase der beiden Laser mit einer Referenz zu vergleichen und den Laserstrom des Slavelasers so nachzuregeln, dass diese Differenz minimiert wird. Der wichtigste Baustein in diesem Aufbau ist der Phasendetektor, der aus dem Schwebungssignal der überlagerten Laser und dem Referenzsignal ein Fehlersignal generiert. Dieses Fehlersignal wird auf zwei Pfade aufgeteilt. Einer dieser beiden Pfade wird über einen sogenannten Loopfilter direkt auf den Strom der Laserdiode moduliert und realisiert damit bei einer Bandbreite von 1,6 MHz den eigentlichen Phasenlock. Ein Loop-Filter ist notwendig, um Phasenverschiebungen der elektronischen Signallaufzeiten auszugleichen. Der zweite Pfad wird in einen konventionellen PID-Regler gespeist, der über die Ansteuerung des piezoelektrischen Aktuators im Slavelaser die Regelung im niedrigeren Frequenzbereich bis zu 5 kHz übernimmt. Ein schneller Pfad dieses PID-Reglers wird zudem auf einen Modulationseingang des Laserstromtreibers gegeben und realisiert eine Regel-

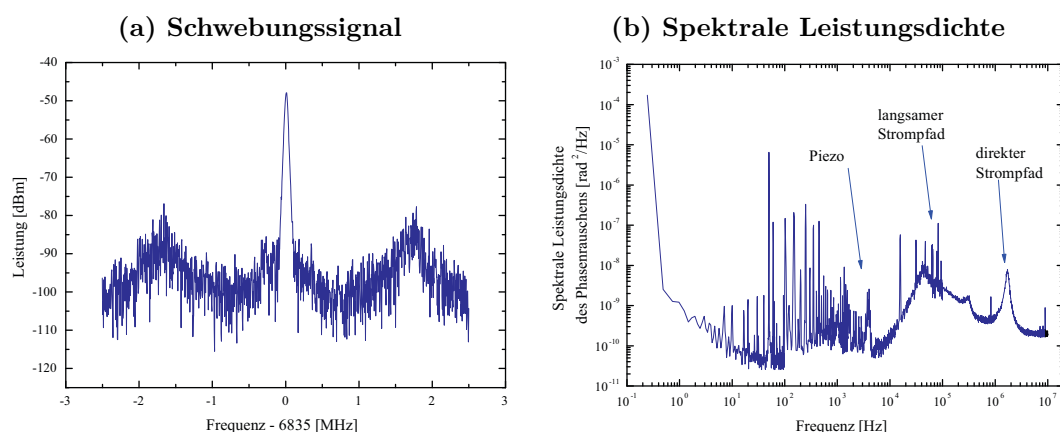


Abbildung 5.10: (a) Schwebungssignal der beiden Raman-Laser. Es wurde mit einem 20 dB Auskoppler direkt hinter der Photodiode aufgenommen und zeigt die starke Unterdrückung von mehr als 40 dB des Rauschens um die Trägerfrequenz. Die Bandbreite kann an den Regelhügeln bei ca. $\pm 1,6$ MHz abgelesen werden. (b) Messung der spektralen Leistungsdichte des Phasenrauschens. Sie wurde aus dem Fehlersignal der Phasenstabilisierung bestimmt und verdeutlicht die Frequenzbereiche der einzelnen Regelpfade.

bandbreite von bis zu 100 kHz. Eine schematische Darstellung der verwendeten Komponenten und deren Aufbau ist in Abbildung 5.9 gezeigt.

Die technische Realisierung erfolgt mit einigen zusätzlichen Bauteilen nach dem gezeigten Schema. Das Schwebungssignal von 6,835 GHz wird mit einer sehr schnellen Fotodiode (Firma: *Hamamatsu*, Model: *G4176-03*), die von einem Bias-Tee *ZX85-12G+* der Firma *Minicircuits* vorgespannt wird, gemessen. Da die Abstrahlung dieser zum atomaren Übergang resonanten Frequenz in das Labor und allgemein die elektronische Handhabung von Signalen im Mikrowellenbereich sehr aufwendig ist, wird die Frequenz in einem ersten Schritt mit einem 7 GHz Signal gemischt und fortan mit dem heruntergemischten Signal von 165 MHz gearbeitet. Die Erzeugung der Frequenz bei 7 GHz erfolgt in einem weiteren Aufbau, der eine step-recovery Diode verwendet. Ein zweiter Ausgang des Synthesizers, der die step-recovery Diode mit 1 GHz speist, wird zur Erzeugung des Referenzsignals bei 165,317389 MHz genutzt. Beide Signale werden in den eigentlichen Phasendetektor gegeben, der das notwendige Fehlersignal zur Phasenstabilisierung des Slavelasers generiert. Der verwendete Phasendetektor ist eine Leihgabe aus der Gruppe von Prof. Rasel und wird in den folgenden Abschnitten charakterisiert.

Das von der Fotodiode aufgenommene Schwebungssignal der beiden Laser ist in Abbildung 5.10 um die Differenzfrequenz der beiden Laser von 6,835 GHz verschoben dargestellt. Die Unterdrückung des Rauschens um die Trägerfrequenz

herum ist deutlich erkennbar. Die Erhöhung des Rauschens im Abstand von 1,6 MHz ist auf die Regelungselektronik zurückzuführen und gibt Aufschluss über die Bandbreite der realisierten Phasenstabilisierung. Diese Erhöhungen entstehen, da die Gegenkopplung des Phasendetektors für weit vom Träger entfernte Frequenzen aufgrund der Phasenverschiebung zu einer Mitkopplung wird und das Rauschen in diesen Bereichen verstärkt wird. Die Bandbreite ist in erster Linie durch Signallaufzeiten in der Elektronik und die nicht perfekte Phasenkompensation des Loop-Filters begrenzt. Zur weiteren Analyse wird das Fehler-signal des Phasendetektors verwendet und daraus die spektrale Leistungsdichte mit einem Spektralanalysator bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.10 gezeigt und die Bereiche, in denen die jeweiligen Regelpfade arbeiten, sind mit Pfeilen markiert. Aus dieser Messung der spektralen Leistungsdichte kann durch numerische Integration von 1 Hz bis 10 MHz das Phasenrauschen bestimmt werden. Die Berechnung der Standardabweichung des Phasenrauschen in diesem Bereich ergibt einen Wert von $\sigma_{\Phi} = 76$ mrad. Dieses Ergebnis bestätigt, dass die Elektronik fehlerfrei arbeitet und ähnlich gute Ergebnisse wie an dem zuvor eingesetzten Experiment [97] erzielt. Im folgenden Abschnitt werden die ersten Messungen unter Verwendung des Raman-Lasersystems vorgestellt und dessen Eignung zur präzisen Spektroskopie des Uhrenübergangs von ^{87}Rb gezeigt.

Rabi- und Ramsey-Spektroskopie mit dem Raman-Lasersystem

Die relative Phasenstabilisierung der beiden Raman-Laser erfolgt mithilfe der beschriebenen Elektronik. Zusätzlich wird eine Stabilisierung der absoluten Frequenz des Masterlasers realisiert, mit der die Verstimmung Δ zum Zwischen-niveau eingestellt werden kann. Für diese Stabilisierung wird ein Schwebungs-signal zwischen dem Kühllaser des Rubidium-Lasersystems und dem Raman-Masterlaser aufgenommen und wiederum elektronisch mit einem Referenzsignal verglichen. Über diese Stabilisierung wird eine Frequenzdifferenz zwischen den beiden Lasern von $2\pi \times -566$ MHz eingestellt. Der Rubidium Kühllaser ist $2\pi \times -433$ MHz unterhalb des Übergangs von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 3\rangle$ stabilisiert und es ergibt sich ein Δ von $2\pi \times -575$ MHz respektive des $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 1\rangle$ -Übergangs. Zum schnellen Schalten des Lichts wird ein akusto-optischer Modulator verwendet, der die Frequenz um weitere -200 MHz verschiebt und es resultiert schließlich eine Verstimmung Δ von ca. $2\pi \times -775$ MHz. Für diese Verstimmung ergibt sich nach Abbildung 5.4 ein Intensitätsverhältnis zwischen Master- und Slavelaser von 1,72. Der Masterlaser auf dem Übergang $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 1\rangle$ wird folglich mit einer um den Faktor 1,72 höheren Intensität eingestrahlt als der Slavelaser auf dem Übergang $|F = 1\rangle$ nach $|F' = 1\rangle$.

Ziel der Verwendung des Raman-Lasersystems ist es eine große Inhomogenität des Lichtfelds über die Atomwolke zu erreichen. Gleichzeitig geht aus Kapitel 4

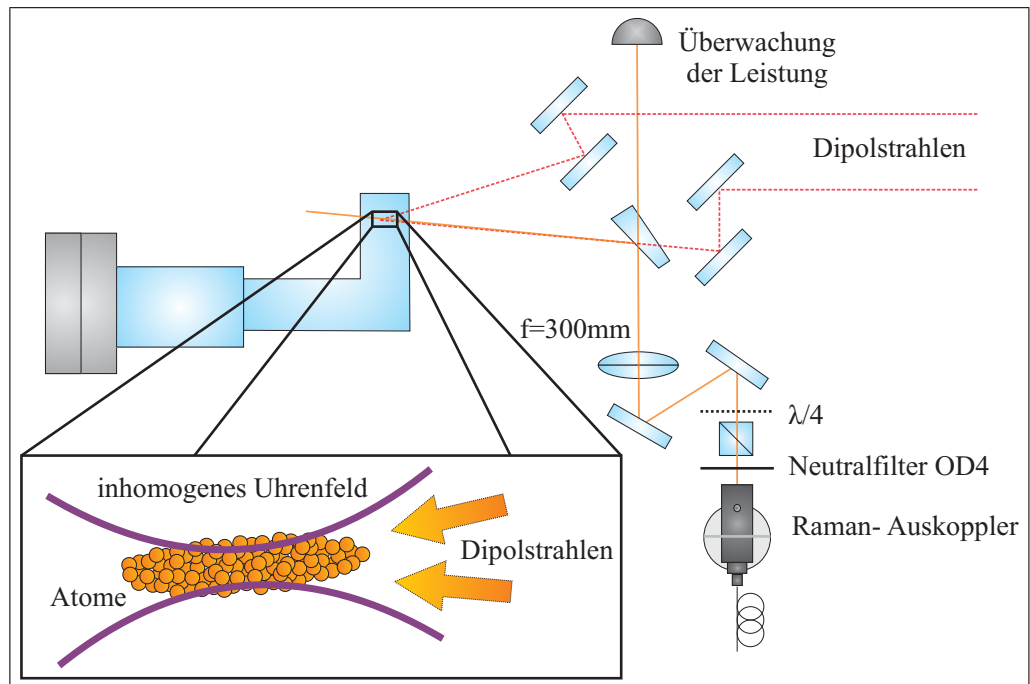


Abbildung 5.11: Schematischer Aufbau der Überlagerung der Raman-Strahlen mit der Dipolfalle. Das Licht aus der optischen Faser wird mit einem Neutralfilter um vier Größenordnungen abgeschwächt, in der Polarisation gereinigt und zirkular polarisiert. Die Linse zur Erzeugung der räumlichen Inhomogenität hat eine Brennweite von 300 mm und die Überlagerung mit dem ersten Strahl der Dipolfalle erfolgt auf einem Glaskeil.

die Anforderung hervor, dass die verwendeten Pulse keine Übergänge zwischen Fallenzuständen in radialer Richtung erzeugen sollen. Die radialen Fallenfrequenzen liegen in der beschriebenen Fallengeometrie der gekreuzten Dipolfalle bei ca. 100 Hz woraus nach Fourier-Transformation die Bedingung an die Länge der verwendeten Pulse von $\tau > 10$ ms folgt. Die Kombination der hohen Intensitäten durch den kleinen Fokus mit einer Strahltaile von ca. $30 \mu\text{m}$ am Ort der Atome und der sehr langsamen gewünschten Rabi-Frequenz von weniger als 50 Hz resultieren nach Gleichung (5.14) in optischen Leistungen im Bereich von Nanowatt.

Der experimentelle Aufbau auf der Experiment-Seite ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die sehr geringen Leistungen werden realisiert, indem direkt nach der Auskopplung der Strahlen ein Neutralfilter mit einer Abschwächung von 4 Größenordnungen eingesetzt wird. Gleichzeitig wird die Leistung der Radiofrequenz, die an den AOM vor der Faser gegeben wird, auf Werte in der Größenordnung von 1 mW gesenkt. Die genaue Kontrolle der Polarisation des Raman-Lichts erfolgt hinter der optischen Faser durch die Kombination aus einem polarisier-

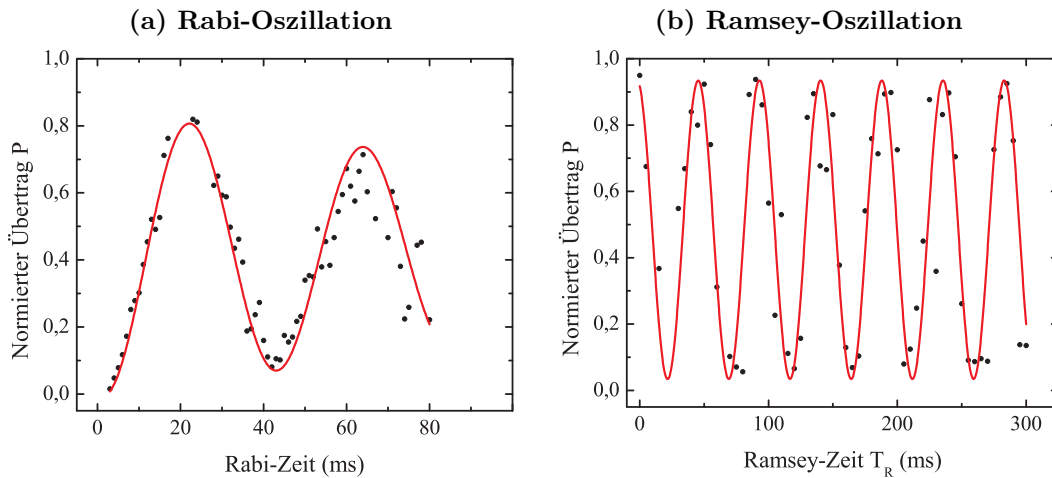


Abbildung 5.12: (a) Rabi-Oszillationen mit geringer Inhomogenität und einer Verstimmung von $2\pi \times 9$ Hz. Die zur Fokussierung der Raman-Laser verwendete Linse ist ca. 1 cm weiter als ihre Brennweite von den Atomen entfernt positioniert. Die Dämpfung der Oszillationen resultiert aus der verbleibenden räumlichen Inhomogenität des Strahls und den inhomogenen Frequenzverschiebungen, die die Wolke erfährt. Die mittlere Dichte der Wolke beträgt $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Das Verhältnis aus Zerfallskonstante und der halben Schwingungsperiode beträgt ca. 10. (b) Ramsey-Oszillationen mit 10 ms langen $\pi/2$ -Pulsen bei einer Verstimmung von ca. $2\pi \times 18$ Hz. Der Kontrast ist trotz der dephasierenden Rabi-Oszillationen ausgezeichnet.

renden Strahlteilerwürfel und einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, um die erwünschte zirkulare Polarisation einzustellen. Die Überlagerung des Lichts mit dem ersten Dipolfallenstrahl erfolgt auf einem unbeschichteten Glaskeil, der in den bestehenden Aufbau eingefügt wurde. Abbildung 5.11 zeigt, dass eine Linse der Brennweite 300 mm die Strahlen vor der Überlagerung fokussiert, was die spätere Realisierung der Inhomogenität am Ort der Atome ermöglicht.

Zu Beginn der Arbeiten mit dem Raman-Lasersystem wurde diese Linse um mehr als 1 cm aus ihrer Fokalebene geschoben, um erste Tests mit einer möglichst geringen räumlichen Inhomogenität durchzuführen und die Funktionsweise aller Komponenten sicherzustellen. Zu diesem Zweck wurden Rabi-Pulse bei einer Verstimmung von $2\pi \times 9$ Hz und eine exemplarische Ramsey-Spektroskopie bei einer Verstimmung von $2\pi \times 18$ Hz zum ungestörten atomaren Übergang aufgenommen, die in Abbildung 5.12 dargestellt sind. Das Intensitätsverhältnis der beiden Laser wurde wie weiter oben beschrieben auf einen Wert von 1,72 eingestellt. Die Gesamtleistung beider Laser kann anhand der eingestellten Radiofrequenzleistung am AOM und der verwendeten Abschwächer auf ca. 60 nW abgeschätzt werden. Die gemessene effektive Rabi-Frequenz von $2\pi \times 23,9$ Hz führt auf die Länge eines $\pi/2$ -Pulses von ca. 10 ms womit im Anschluss daran ei-

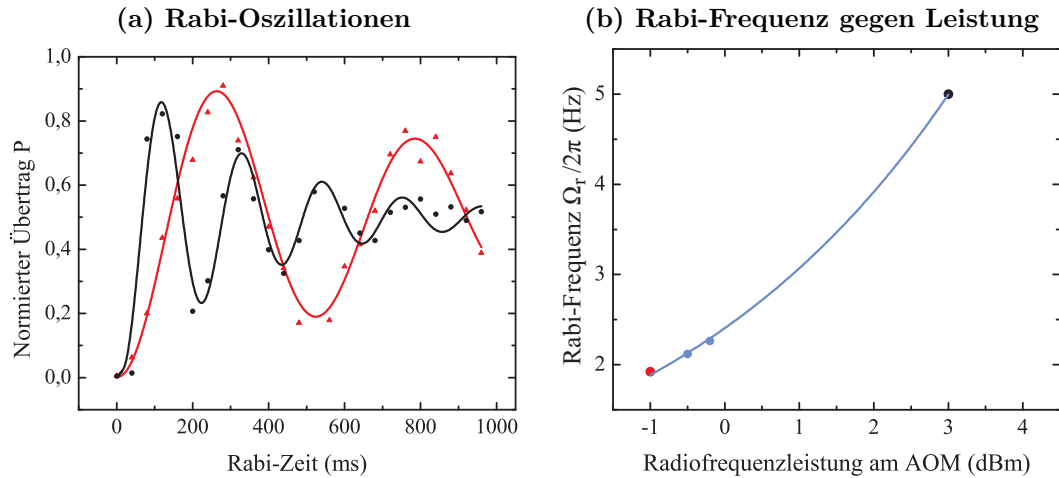


Abbildung 5.13: (a) Rabi-Oszillationen für unterschiedliche Radiofrequenzleistungen am AOM. Die schwarzen Punkte zeigen Messdaten für eine Leistung von +3 dBm, die roten Punkte eine Messung mit -1 dBm Leistung. (b) Weitere Messpunkte bestätigen den linearen Zusammenhang zwischen Radiofrequenzleistung (optischer Leistung) und Rabi-Frequenz.

ne Ramsey-Sequenz aufgenommen wurde. An die Messdaten der Rabi-Sequenz wird, um ein Maß für die Stärke der Dämpfung zu erhalten, eine Funktion der Form

$$P = A(1 - e^{-\tau/t_0} \cos(\Omega_{\text{eff}} \tau)) \quad (5.20)$$

angepasst, wobei der exponentielle Abfall $e^{-\tau/t_0}$ die Dämpfung der Oszillationen beschreibt. Diese Dämpfung der Rabi-Oszillationen ist in erster Linie auf die räumliche Inhomogenität des Anregungsfelds, die von dem fokussierten Strahl ausgeht, zurückzuführen. Das Verhältnis aus der Zerfallskonstante t_0 und der halben Periode einer Rabi-Oszillation π/Ω wird in den folgenden Abschnitten genauer betrachtet und dazu genutzt die räumliche Inhomogenität der Strahlen in Bezug auf die Atome zu bestimmen. In diesem Fall ist dieses Verhältnis ca. 10, wobei zu beachten ist, dass stets die zurückgerechnete resonante Rabi-Frequenz zur Berechnung herangezogen wird.

Um die Funktion der Intensitätseinstellung mithilfe der Radiofrequenzleistung am AOM zu überprüfen, wurden vier Rabi-Oszillationen bei unterschiedlichen Leistungen aufgenommen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Es zeigt, dass die Frequenz der Rabi-Oszillationen wie nach Gleichung (5.15) erwartet linear von der angelegten Radiofrequenzleistung abhängt.

Die gezeigten Messungen verdeutlichen, dass die Verwendung des Raman-Lasersystems alternativ zur Einstrahlung von Mikrowellenpulsen und auch die

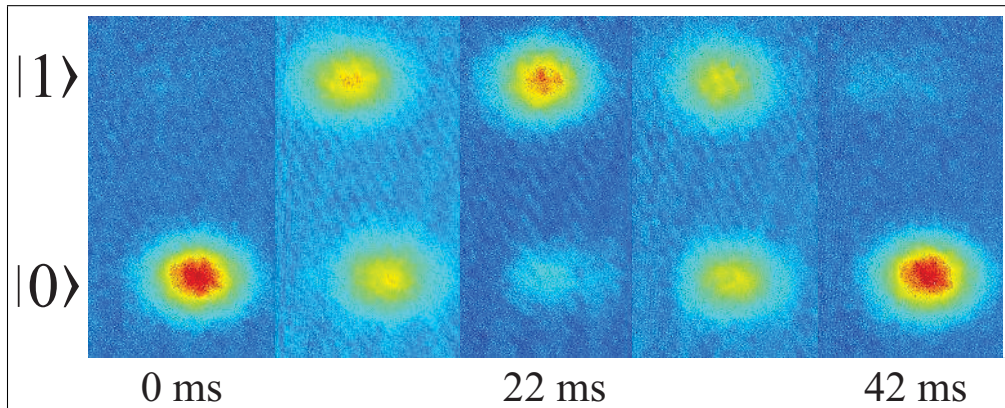


Abbildung 5.14: Fünf verschiedene Absorptionsspektren nach Stern-Gerlach Separation. Die Komponenten des atomaren Ensembles wurden 3,5 ms durch ein starkes inhomogenes Magnetfeld in unterschiedliche Richtung beschleunigt, anschließend weitere 13 ms frei fallen gelassen und räumlich getrennt detektiert. Die fünf Bilder entsprechen den angegebenen Rabi-Pulsängen aus Abbildung 5.12(a).

Realisierung langer Rabi-Pulse durch Verringerung der Intensität in den Bereich von Nanowatt keine Probleme bereitet.

Stern-Gerlach Detektion

Für die Bestimmung des Übertrags aus dem unteren in den oberen Uhrenzustand müssen die beiden Komponenten der atomaren Wolke getrennt detektiert werden. Ist die Teilchenzahlstabilität zwischen den einzelnen Experimentzyklen sehr gut, kann dies mit einer rein differentiellen Bestimmung einer der beiden Komponenten gelöst werden, während die Gesamtteilchenzahl nur einmal aufgenommen werden muss. Ein weiterer Ansatz ist die Aufnahme zweier Absorptionsspektren pro Zyklus. Das erste wird verwendet, um die Teilchenzahl im oberen Zustand zu bestimmen, während nach einigen Millisekunden weiterer freier Fallzeit und Einstrahlung von Rückpumplicht die verbliebenen Atome im unteren Uhrenzustand detektiert werden können. Diese Methode ermöglicht eine Bestimmung der Gesamtteilchenzahl für jeden einzelnen Durchlauf.

Im Fall des hier beschriebenen Experiments wird eine dritte Variante gewählt, die die getrennte Detektion mit nur einer Absorptionsspektrenaufnahme realisiert. Dazu wird die unterschiedliche Abhängigkeit der beiden Zustände von einem externen Magnetfeldgradienten ausgenutzt. Da die beiden magnetisch in erster Ordnung insensitiven Zustände $|F=1, m_F=0\rangle$ und $|F=2, m_F=0\rangle$ benutzt werden, ist eine Trennung allerdings nur mithilfe des quadratischen Zeeman-Effekts möglich. Die Energieverschiebung der beiden Zustände beträgt $-\hbar \times 288 \text{ Hz/G}^2$ bzw.

$+h \times 288 \text{ Hz/G}^2$ und es wird ein hohes Magnetfeld und ein starker Magnetfeldgradient für die Separation benötigt. Um dies zu realisieren werden die Spulen der Magnetfalle so geschaltet, dass der Strom nur durch die dichter an den Atomen liegende untere Spulenanlage (vgl. Abbildung 2.7) fließt. In dieser Konfiguration wird ein Magnetfeld von 4,8 G/A und ein Gradient von 1,45 G/(cm A) am Ort der Atome erzeugt. Die freie Fallzeit der Atome wird in zwei Abschnitte unterteilt. In den ersten 3,5 Millisekunden fließt ein Strom von 50 A durch die untere Spule und erzeugt ein Magnetfeld von 240 G und einen Magnetfeldgradienten von 72,5 G/cm. In weiteren 13 ms Fallzeit bei ausgeschaltetem Magnetfeld trennen sich die beiden Wolken aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeit schließlich so weit, dass beide Wolken in einem einzelnen Absorptionsspektrum erfasst werden können. Um auch die Atome im Zustand $|0\rangle$ detektieren zu können, wird 200 μs vor dem eigentlichen Detektionspuls Rückpumplicht auf dem Übergang $|F=1\rangle$ nach $|F'=2\rangle$ eingestrahlt. Das Ergebnis dieser Methode ist in Abbildung 5.14 für vier verschiedene Rabi-Pulse dargestellt.

Der große Vorteil der gewählten Methode besteht darin, dass zur Bestimmung von Frequenzen mithilfe der Rabi- oder Ramsey-Spektroskopie stets nur der Besetzungsunterschied zwischen den beiden abgebildeten Komponenten von Relevanz ist. Das gemeinsame Rauschen in der Teilchenzahlbestimmung für die beiden Wolken wirkt sich nicht auf den normierten Übertrag $P = N_1/(N_0 + N_1)$ und damit nicht auf die Frequenzmessung aus.

5.2 Räumlich inhomogene Spektroskopiepulse

5.2.1 Einstellbare räumliche Inhomogenität

Eine inhomogene Anregung des atomaren Ensembles führt stets zu einer Dämpfung der beobachteten Rabi-Oszillationen. Erfahren unterschiedliche Atome unterschiedliche Rabi-Frequenzen, dephasiert das Ensemble mit der Zeit bis eine gleichmäßige Verteilung auf die beiden Zustände erreicht ist. Die Zeit, die diese Dephasierung benötigt, hängt von der Stärke der Inhomogenität ab.

Die räumliche Inhomogenität der Anregungspulse wird in den folgenden Abschnitten erst qualitativ untersucht und daraufhin quantitativ bestimmt. Anhand der Dämpfung der beobachteten Rabi-Oszillationen wird die Stärke der Dephasierung der Atome in Abhängigkeit von der Fokusgröße des Raman-Laserstrahls untersucht. In einem weiteren Abschnitt wird eine Methode entwickelt mit der aus theoretischen Simulationen von räumlich inhomogenen Rabi-Pulsen und der daraus resultierenden Dephasierung der Oszillationen die In-

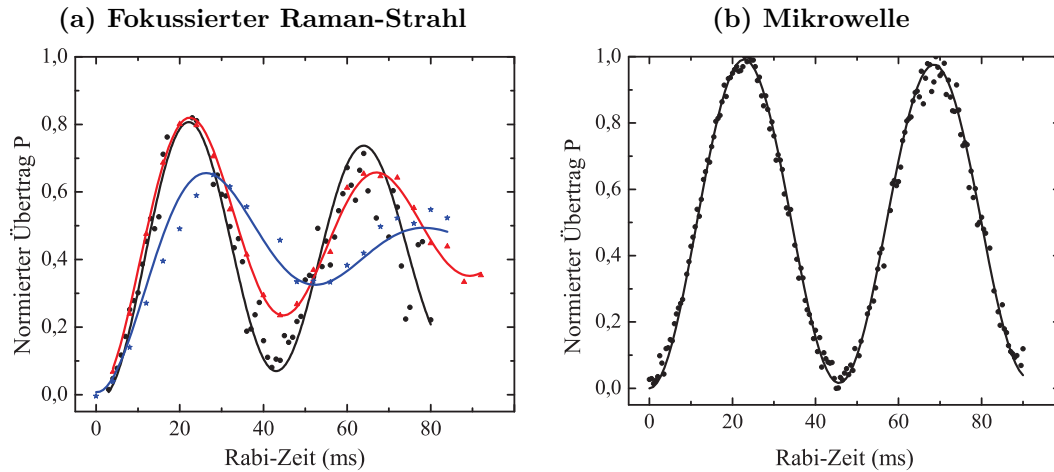


Abbildung 5.15: (a) Messung der Dämpfungsparameter von Rabi-Oszillationen für drei verschiedene Positionen der verwendeten Linse. Je dichter die Linse am Abstand ihrer Brennweite zu den Atomen positioniert wird, desto kleiner wird der Strahl am Ort der Atome (schwarz: 67 μm , rot: 39 μm und blau: 26 μm) und umso größer wird die Inhomogenität. Mit größerer räumlicher Inhomogenität des Strahls am Ort der Atome verstärkt sich die Dephasierung der Oszillationen und der Dämpfungsparameter beträgt 10 bzw. 3 bzw. 1,4. Die mittlere Dichte beträgt ca. $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bei einer mittleren Fallenfrequenz von $2\pi \times 55 \text{ Hz}$. Zum Vergleich sind in (b) Rabi-Oszillationen mit homogener Mikrowellenstrahlung bei gleicher Dichte in der selben Falle dargestellt. Diese Messung bestätigt, dass die Dephasierung in (a) aufgrund von räumlicher Inhomogenität auftritt.

homogenität der Raman-Strahlen über die Wolke im Sinne der Definition aus Abschnitt 4.2 bestimmt werden kann.

Um eine starke Inhomogenität der Raman-Strahlen über die Wolke zu erzeugen, wird die in Abbildung 5.11 dargestellte Linse in verschiedenen Positionen nahe ihrer Brennweite zu den Atomen positioniert. Die Raman-Strahlen werden parallel zur schwachen axialen Fallenrichtung eingestrahlt. Die fokussierte Strahltaile ($1/e^2$) berechnet sich aus dem Strahldurchmesser von 5,7 mm und der Brennweite von 300 mm zu 26 μm . Dieser Wert hat die gleiche Größenordnung wie die Ausdehnung der verwendeten Atomwolken in der gekreuzten Dipolfalle mit Strahlleistungen von 380 mW im ersten bzw. 320 mW im zweiten Strahl.

Unterschiedlich starke Inhomogenitäten werden ausgehend von dieser Konfiguration realisiert, indem die Position der Linse um wenige Millimeter entfernt oder genau im Abstand ihrer Brennweite zu den Atomen positioniert wird. Die resultierenden Rabi-Oszillationen für drei verschiedene Positionen sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Die am Ort der Atome gemessenen $1/e^2$ Strahlteilen betragen für diese drei Messungen 67 μm , 39 μm bzw. 26 μm . Anhand

der verwendeten Verstimmung für die einzelne Messung kann auf die resonante Rabi-Frequenz zurückgerechnet werden, um diese mit der Zerfallskonstante des exponentiellen Abfalls zu vergleichen und den weiter oben bereits erwähnten Dämpfungsparameter $t_0\Omega/\pi$ zu berechnen. Der Dämpfungsparameter beträgt 10 bzw. 3 bzw. 1,4 für die durchgeführten Messungen und bestätigt, dass die Inhomogenität mit sinkender Strahltaile steigt.

Die Überprüfung, ob diese Dephasierung der Rabi-Oszillationen mit der räumlichen Inhomogenität des Raman-Strahls zusammenhängt, erfolgt mit der Messung von Rabi-Oszillationen mit homogener Mikrowellenstrahlung unter ansonsten gleichen Bedingungen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.15 (b) dargestellt. Das Ergebnis verdeutlicht, dass die starke Dephasierung der mit Raman-Strahlen beobachteten Oszillationen nicht durch andere Dephasierungsprozesse als die räumliche Inhomogenität des Raman-Lichts hervorgerufen wird. Es sei angemerkt, dass die Zeitskala für den Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Rephasierungsprozess zu klein ist, dieser also in diesem Fall keine Rolle spielt. Um die tatsächliche Inhomogenität über die Wolke bestimmen zu können, werden im folgenden Abschnitt numerische Simulationen präsentiert, die einen Rückschluss auf die räumliche Inhomogenität zulassen.

5.2.2 Bestimmung der Inhomogenität des Kopplungsfelds im Experiment

Die theoretische Simulation der räumlich inhomogenen Anregung bzw. der gedämpften Rabi-Oszillationen und der anschließende Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen gliedert sich in vier Schritte.

- Die Beschreibung der Wellenfunktionen einzelner Atome in der verwendeten Falle ermöglicht es die **Rabi-Frequenz in Abhängigkeit des jeweiligen Fallenzustands** zu ermitteln. Dazu wird die Intensitätsverteilung des Raman-Strahls mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Atoms multipliziert und idealerweise über alle drei Raumrichtungen integriert. Das Problem wird im Folgenden jedoch näherungsweise auf Zylindersymmetrie vereinfacht.
- Die Berechnung der **Zustandsverteilung des atomaren Ensembles** mit der Boltzmann-Verteilung gibt Information, wie stark die einzelnen Fallenzustände besetzt sind.
- Anhand der Zustandsverteilung und der Rabi-Frequenzen der einzelnen Zustände lässt sich die **Standardabweichung der Rabi-Frequenz über die Wolke** bestimmen. Dies entspricht der Definition der räumlichen Inhomogenität im Sinne der Beschreibung in Abschnitt 4.2.

- In einem letzten Schritt werden die Simulationen genutzt, um die **inhomogenitätsbedingte Dephasierung der zugehörigen Rabi-Oszillationen** zu bestimmen und anhand des Vergleichs mit den experimentellen Daten auf die räumliche Inhomogenität am Experiment zurückzuschließen.

Die vorgestellte Problematik bedarf der Beschreibung der atomaren Wellenfunktionen in einem dreidimensionalen harmonischen Oszillatorpotenzial für die Geometrie der gekreuzten Dipolfalle. Als eine erste Näherung wird diese Beschreibung auf eine zylindrische Form der Falle und die Verwendung von Polarkoordinaten vereinfacht, was die numerische Integration deutlich beschleunigt. Es wird ein isotroper ($\omega_1 = \omega_2$) harmonischer Oszillator in zwei Dimensionen betrachtet. Die experimentell gemessenen Fallenfrequenzen betragen in der Konfiguration, die mit den Simulationen nachgebildet werden soll, in horizontaler Richtung $\omega_{horiz} = 2\pi \times 112$ Hz und in vertikaler Richtung $\omega_{vert} = 2\pi \times 124$ Hz. Alle folgenden Berechnungen verwenden den Mittelwert $\omega = 2\pi \times 118$ Hz für den angenommenen isotropen Fall. Die schwache Fallenrichtung hat eine Fallenfrequenz von $\omega_{axial} = 2\pi \times 12$ Hz und wird für die Berechnungen der Wellenfunktionen vernachlässigt. Zur Bestimmung der Besetzung der einzelnen Fallenzustände mithilfe der Boltzmann-Statistik wird auch diese dritte Dimension herangezogen.

Die Beschreibung der Wellenfunktionen eines isotropen harmonischen Oszillators in zwei Dimensionen [98] erfolgt mithilfe der sogenannten verallgemeinerten Laguerre-Polynome

$$L_k^r(x) = \frac{d^r}{dx^r} L_k(x). \quad (5.21)$$

Die darin enthaltenen Laguerre-Polynome $L_k(x)$ lassen sich mit der Rodriguez-Formel

$$L_k(x) = e^x \frac{d^k}{dx^k} \left(e^{-x} x^k \right) \quad (5.22)$$

erzeugen. Die gesuchten Wellenfunktionen $\psi_{n_r, m}$ schreiben sich damit in Abhängigkeit der radialen Quantenzahl n_r , der azimuthalen Quantenzahl m , dem Ort r und dem Azimutwinkel ϕ als

$$\psi_{n_r, m}(r, \phi) = N_{n_r, m} \cdot e^{-\frac{r^2}{2R^2}} \cdot \left(\frac{1}{R} r \right)^{|m|} \cdot L_{n_r}^{|m|} \left(\frac{1}{R^2} r^2 \right) e^{im\phi}. \quad (5.23)$$

Orthogonalität und Normierung dieser Wellenfunktionen werden durch die Konstante

$$N_{n_r, m} = \sqrt{\left(\frac{1}{R^2} \frac{2 \cdot n_r!}{(n_r + |m|)!} \right)} \cdot \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \quad (5.24)$$

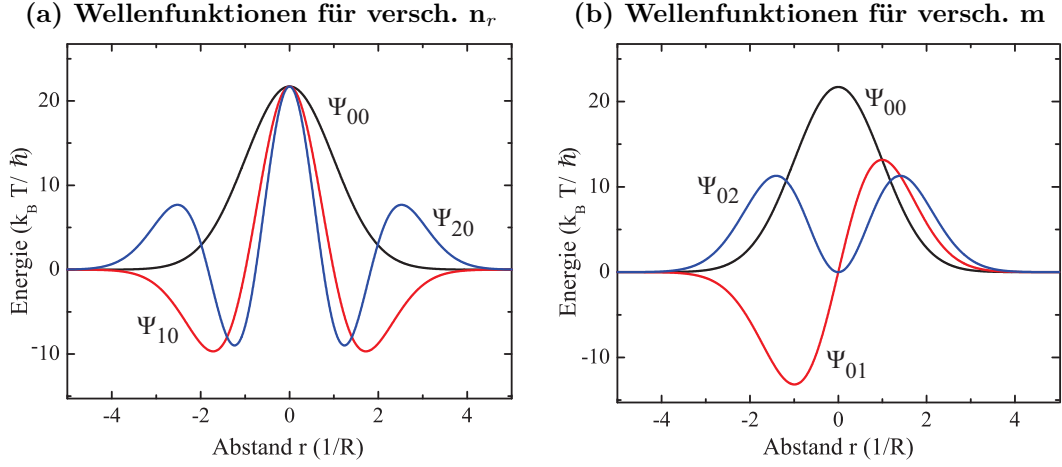


Abbildung 5.16: (a) Wellenfunktionen $\psi_{n_r, m}$ für drei verschiedene Quantenzahlen n_r und drei verschiedene Quantenzahlen m (b). Die Symmetrie der Zustände wird durch die Quantenzahl m bestimmt.

sichergestellt, hierbei beschreibt R die harmonische Oszillatorlänge

$$R = \left(\sqrt{\frac{\hbar}{m_0 \omega}} \right). \quad (5.25)$$

Die Größe m_0 ist dabei die Masse eines ^{87}Rb -Atoms. Beispielhaft sind in Abbildung 5.16 die Wellenfunktionen für jeweils drei Werte der Quantenzahlen n_r und m dargestellt.

Zur Bestimmung der Rabi-Frequenz für Atome in einem bestimmten Fallenzustand muss deren Aufenthaltswahrscheinlichkeit mit der Intensität des Raman-Lichts multipliziert und über diesen Ausdruck in den zwei Dimensionen integriert werden. Die kreisförmige Integration über den Azimutwinkel ϕ führt stets auf einen Faktor 2π und das Problem wird auf eine Dimension vereinfacht. Die Rabi-Frequenz für einen Fallenzustand mit den Quantenzahlen n_r und m ergibt sich somit zu

$$\Omega_{n_r, m}(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(P, r, 0) |\psi_{n_r, m}(r)|^2 2\pi r dr. \quad (5.26)$$

Die Intensität des fokussierten Raman-Strahls schreibt sich für die zylindrische Geometrie

$$I(P, r, z) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega(z, \omega_0)} \right)^2 e^{-\frac{2(r^2)}{\omega(z, \omega_0)^2}} \quad (5.27)$$

$$\text{bzw. im Fokus} \quad I(P, r, 0) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} e^{-\frac{2(r^2)}{\omega(z, \omega_0)^2}} \quad (5.28)$$

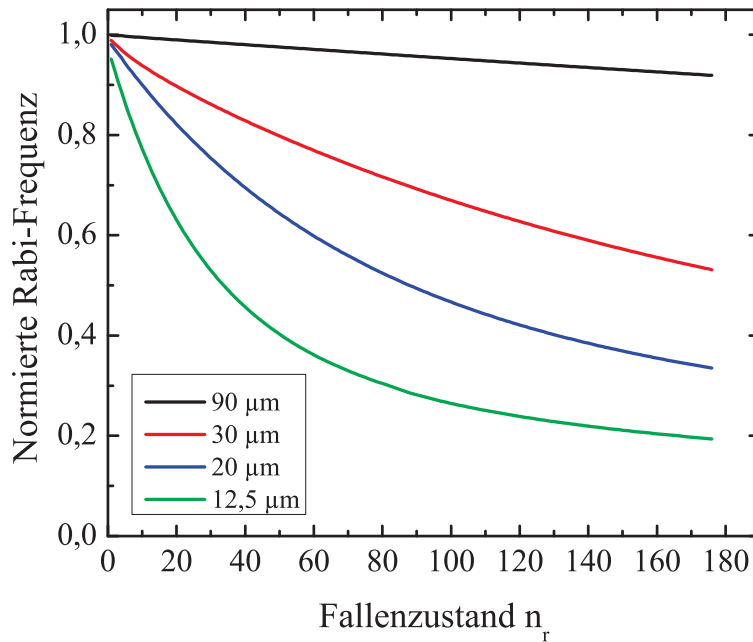


Abbildung 5.17: Rabi-Frequenz für Atome in Abhängigkeit ihres Fallenzustands n_r für verschiedene Strahltaillen des Raman-Strahls. Die Rabi-Frequenz ist auf den Zustand ($n_r = 0, m = 0$) normiert.

und berechnet sich anhand der Leistung des Strahls P , der radialen Position r und der Position entlang der Ausbreitungsrichtung, die hier aufgrund der Nutzung des Fokus zu null angenommen wird. Die Strahltaile $\omega_z(0)$ ist dann durch die Strahltaile im Fokus ω_0 gegeben

$$\omega(z, \omega_0) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi\omega_0^2}\right)^2}. \quad (5.29)$$

Die Abhängigkeit der resultierenden Rabi-Frequenz von der Quantenzahl n_r ist in Abbildung 5.17 normiert auf die Rabi-Frequenz im Zentrum dargestellt.

Die mittlere Rabi-Frequenz über die Wolke und deren Standardabweichung können nun bestimmt werden, indem die einzelnen Zustände mit ihrer Besetzung gewichtet werden. Für die folgende Betrachtung wird auch die axiale Richtung einbezogen, wobei die Rabi-Frequenz als konstant für alle Fallenzustände z angenommen wird. Die Besetzung ergibt sich aus der Boltzmann-Statistik, die auf die Zustandsverteilung

$$N_{n_r, m, z} = \frac{1}{e^{(e(n_r, m, z) - \mu)} - 1} \quad (5.30)$$

führt. Enthalten ist die Energie des Zustands mit den Quantenzahlen n_r , m und z

$$e(n_r, m, z) = \omega(2n_r + |m| + 1) + \omega_{axial}z \quad (5.31)$$

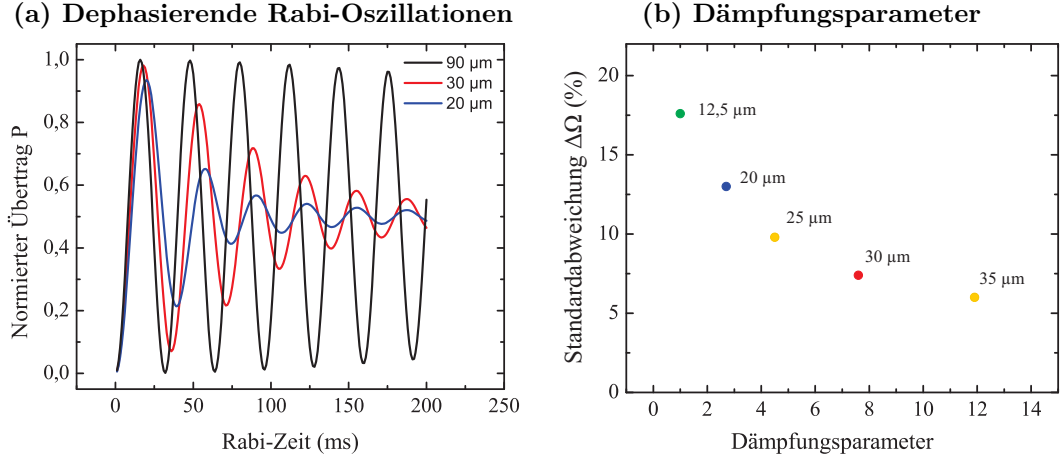


Abbildung 5.18: (a) Simulation dephasierender Rabi-Oszillationen für verschiedene Foki und ein Nanowatt Leistung. (b) Dämpfungsparameter in Abhängigkeit von der Größe des Fokus. Diese Dämpfungsparameter können zum Vergleich mit den experimentellen Daten herangezogen werden, um die am Experiment vorliegende Inhomogenität zu bestimmen.

und das chemische Potenzial μ , das für die genutzte Falle, eine Temperatur von 400 nK und 2×10^5 Atome auf einen Wert von $-0,8 k_B T$ bestimmt wurde. Die mittlere Rabi-Frequenz der Atome im Ensemble ist dann

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{N_{\text{ges}}} \cdot \sum_{n_r} \sum_m \sum_z \Omega_{n_r, m} \quad (5.32)$$

und die Standardabweichung der Rabi-Frequenz bestimmt sich mit der Atomzahl N_{ges} zu

$$\Delta\Omega = \sqrt{\left(\frac{1}{N_{\text{ges}}} \sum_{n_r} \sum_m \sum_z (\Omega_{n_r, m} - \bar{\Omega})^2 \cdot N_{n_r, m, z} \right)}. \quad (5.33)$$

Die Größe der Standardabweichung wird im Folgenden als quantitatives Maß für die Stärke der Inhomogenität des eingestrahlt fokussierten Raman-Strahls herangezogen. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen benötigt lediglich einen weiteren Zwischenschritt. Mit Gleichung (5.11) können die dephasierenden Rabi-Oszillationen für das atomare Ensemble berechnet werden, wenn über die Rabi-Frequenzen der einzelnen Fallenzustände summiert und mit der Besetzung gewichtet wird

$$P_{\text{inhom}} = \sum_{n_r} \sum_m \sum_z N_{n_r, m, z} \cdot P(n_r, m, \tau). \quad (5.34)$$

Diese Oszillationen sind beispielhaft für drei verschiedene Foki in Abbildung 5.18 (a) dargestellt. Die dazu bestimmten Standardabweichungen der

Rabi-Frequenz (Abb. 5.18 (b)) aufgetragen gegen die Dämpfungskoeffizienten ermöglichen nun für die verschiedenen experimentellen Realisierungen anhand der Aufnahme einer dephasierenden Rabi-Oszillation die Inhomogenität $\Delta\Omega$ zu bestimmen. Dieser Vergleich ergibt für die in Abbildung 5.15 dargestellten Rabi-Oszillationen zum Beispiel räumliche Inhomogenitäten von $\Delta\theta/\theta = 6,8\%$ bzw. $12,5\%$ bzw. $16,8\%$ über das atomare Ensemble. Die relativ große Abweichung der experimentell bestimmten Foki und den dazugehörigen Dämpfungsparametern zu den simulierten Werten liegt darin begründet, dass für die Simulationen näherungsweise ein zylinderförmiges Potenzial mit unendlicher Ausdehnung verwendet wurde.

Diese einfache Methode wird im folgenden Kapitel dazu verwendet die Größe der realisierten räumlichen Inhomogenität anhand des Dämpfungsparameters von dephasierenden Rabi-Oszillationen zu bestimmen. Die Größe der räumlichen Inhomogenität ist relevant für die Bestimmung der Größe der in Kapitel 4 vorgestellten stoßbedingten Frequenzverschiebung.

6 Die Fermi-Uhrenverschiebung in bosonischem Rubidium

Aus den theoretischen Beschreibungen in Kapitel 4 wird deutlich, dass die Betrachtung eines atomaren Ensembles in einer Singulett- und Triplett-Basis in einer neuen dichteabhängigen Frequenzverschiebung resultiert, die sich sehr deutlich von der bisher bekannten Mean-Field Dichteververschiebung unterscheidet [45, 43]. Die Verschiebung beruht auf der Anregung des Singulett-Niveaus durch eine räumliche Inhomogenität des Kopplungsfelds. Die Besetzung des Singulett-Zustands erzeugt eine Verschiebung des atomaren Übergangs sowohl für Bosonen als auch für Fermionen und ist aus diesem Grund von großer Relevanz für die Weiterentwicklung aktueller optischer Atomuhren auf Basis fermionischer Strontium- oder Ytterbiumatome.

Interessanterweise stellt ^{87}Rb aufgrund der Konstellation ähnlicher Streulängen der beteiligten Zustände ein sehr gutes Modell zur Nachbildung eines fermionischen Systems dar. Die energetischen Verschiebungen in der Teilchenpaar-Basis können für ^{87}Rb auf eine relative Verschiebung des Singulett-Niveaus reduziert werden, welche dann eine Größe ähnlich zu der eines fermionischen Ensembles aufweist. Die Verwendung des bosonischen ^{87}Rb erleichtert die experimentellen Abläufe stark. Spinpolarisierte fermionische Ensembles können in der Regel nicht evaporativ gekühlt werden und es muss zum Beispiel eine Mischung mit Bosonen zur sympathetischen Kühlung erzeugt werden, um in den Bereich der Quantenentartung vorzudringen [68]. Die aktuellen fermionischen Atomuhren arbeiten aus diesem Grund lediglich im niedrigen Mikrokelvin Temperaturbereich [39], der mit den Methoden der Laserkühlung erreichbar ist.

Die in Kapitel 5 beschriebenen Erweiterungen des experimentellen Aufbaus zur Erzeugung großer räumlicher Inhomogenitäten des für die Spektroskopie verwendeten Kopplungsfelds werden in den folgenden Abschnitten verwendet, um die Verschiebung experimentell zu untersuchen. Dabei wird die Methode der Ramsey-Spektroskopie zur Überprüfung einer Abhängigkeit von der Länge des zweiten Ramsey-Pulses sowie die Methode der Rabi-Spektroskopie für die Untersuchung der auftretenden Seitenbänder verwendet. Um die Verschiebung unter anderen Effekten identifizieren zu können, werden zunächst die bereits bekannten Frequenzverschiebungen im experimentellen System überprüft.

6.1 Frequenzverschiebungen in ^{87}Rb

Für die experimentellen Untersuchungen einer neuen Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs von ^{87}Rb müssen alle wesentlichen Effekte, die diesen Übergang beeinflussen, kontrolliert werden. Die ungestörte Frequenz zwischen den beiden Uhrenzuständen $|0\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$ und $|1\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ beträgt $\omega_0 = 2\pi \times 6,834682610904$ GHz [95]. Sie wird durch mehrere Effekte verschoben, die in den folgenden Abschnitten genauer untersucht werden:

- Die beiden Uhrenzustände werden aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts unterschiedlich stark verschoben und daher ist eine genaue Kontrolle des Hintergrundmagnetfelds notwendig.
- Das Dipolpotenzial der verwendeten Dipolfalle verschiebt die beiden Zustände unterschiedlich stark und erzeugt die differenzielle AC-Stark Verschiebung. Insbesondere müssen daher Intensitätsschwankungen der beiden Dipolstrahlen mit einer aktiven Regelung vermieden werden.
- Jeder der beiden Raman-Laserstrahlen verschiebt die Uhrenzustände unterschiedlich stark. Diese differenzielle AC-Stark Verschiebung kann durch die geeignete Wahl des Intensitätsverhältnisses zwischen den Strahlen ausgeglichen werden.
- Die unterschiedliche atomare Wechselwirkung zwischen Atomen in den jeweiligen Zuständen führt zu einer dichteabhängigen Verschiebung (Mean-Field Dichteverschiebung, vgl. Abschnitt 4.1), die dazu genutzt werden kann, die mittlere Dichte der Ensembles sehr genau zu bestimmen.

6.1.1 Zeeman-Verschiebung

Ein Magnetfeld B trennt die beiden (in erster Ordnung) magnetisch insensitiven Uhrenzustände aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts. Für alle in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wird ein Hintergrundmagnetfeld von 95(1) mG verwendet, das nach der Breit-Rabi-Formel [99] (und der resultierenden quadratischen Abhängigkeit von 575 Hz/G^2) zu einer Frequenzverschiebung von 5,2(1) Hz führt. Da dieser Wert während der Messungen nicht verändert wird, ist vor allem das Rauschen des Magnetfelds relevant. Dieses Rauschen wurde experimentell durch Mikrowellenspektroskopie mit 30 ms langen Pulsen und anschließender Detektion des normierten Übertrags P bestimmt. Die statistische Breite beträgt 1,2 mG (vgl. Abbildung 6.1). Für das verwendete Hintergrundmagnetfeld von 95(1) mG führt der quadratische Zeeman-Effekt auf eine lineare Abhängigkeit von 0,11 Hz/mG und das Rauschen des Magnetfelds limitiert damit die Frequenzstabilität auf 0,132 Hz oder $1,9 \times 10^{-11}$ pro Experi-

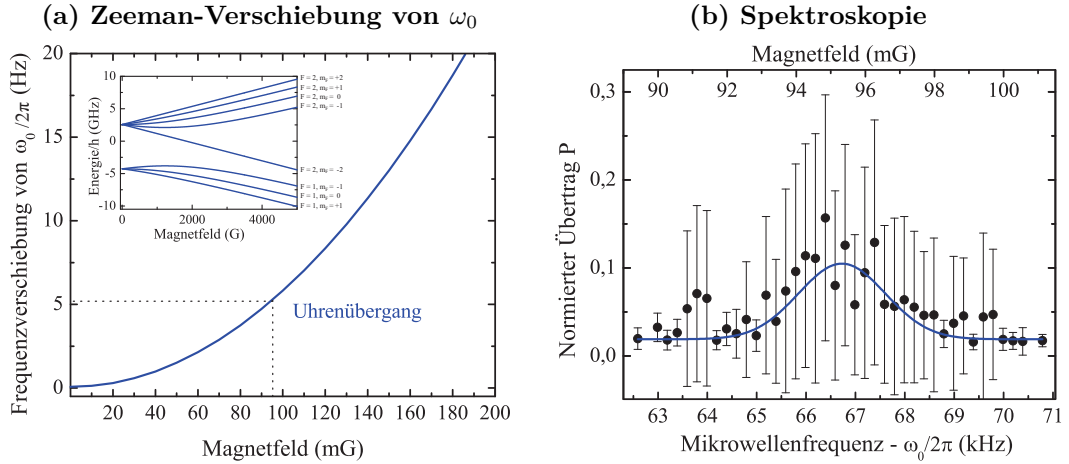


Abbildung 6.1: Das quadratische Verhalten der Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs ω_0 ist in Abhängigkeit des Magnetfelds in Abbildung (a) dargestellt. Oben links ist zusätzlich der energetische Verlauf aller magnetischen Unterzustände nach der Breit-Rabi Formel gezeigt. (b) Mikrowellenspektroskopie des Uhrenübergangs bei dem verwendeten Hintergrundmagnetfeld von 95 mG. Die verwendete Pulslänge von 30 ms resultiert in großen statistischen Fehlerbalken, da nicht alle Fluktuationen des Magnetfelds herausgemittelt werden. Die Breite von 1,2 mG übersetzt sich auf eine Frequenzstabilität von 0,132 Hz oder $1,9 \times 10^{-11}$ pro Experimentdurchlauf.

mentdurchlauf. Bestätigt werden diese Werte durch eine Messung des Magnetfelds mittels einer Hallsonde, die auf ein absolutes Rauschen von 1,14 mG führt. Die Allan-Standardabweichung [100] dieser Messung beträgt $1,9 \times 10^{-11}$ nach einem Zyklus.

6.1.2 Differenzielle AC-Stark Verschiebung der Dipolfalle

Das Dipolpotenzial der verwendeten optischen Falle bei einer Wellenlänge von 1064 nm unterscheidet sich für die beiden Uhrenzustände und erzeugt eine differenzielle AC-Stark Verschiebung. Für die Betrachtungen der Fallentiefe in Abschnitt 2.2 ist diese Differenz vernachlässigbar klein und wurde nicht beachtet. Für die Untersuchung von Dephasierungseffekten in einem optischen Potenzial und deren Unterdrückung, wie sie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben werden, wird diese Differenz jedoch relevant und wurde dort bereits näher untersucht.

An dieser Stelle muss ausgeschlossen werden, dass etwaige gemessene Frequenzverschiebungen des Uhrenübergangs auf Intensitätsfluktuationen der Dipolfalle beruhen. Sowohl die absolute Größe der differenziellen Verschiebung als auch deren Stabilität sind aus früheren Messungen [44] sehr genau bekannt.

Aus einer dort gemessenen linearen Abhängigkeit der Verschiebung von $-2,2(3)$ Hz/(kW/cm²) und einer oberen Abschätzung der mittleren Intensität der verwendeten Fallenkonfigurationen (10,0 kW/cm²) lassen sich die Intensitätsfluktuationen der Dipolfalle auf die Frequenz des Übergangs umrechnen. Am Experiment wurden diese Intensitätsfluktuationen mithilfe einer schnellen Fotodiode außerhalb des Regelkreises auf eine Standardabweichung der relativen Abweichung von der mittleren Intensität von $2,2 \times 10^{-4}$ bestimmt. Dieser Wert ergibt umgerechnet auf die Frequenz des Übergangs eine Stabilität von $1,4 \times 10^{-12}$ bzw. 9,6 mHz.

6.1.3 Kompensation der differentiellen AC-Stark Verschiebung der Raman-Laser

Das Dipolpotential der beiden Raman-Laserstrahlen verschiebt die beiden Uhrenzustände unterschiedlich stark, es erzeugt eine differentielle AC-Stark Verschiebung in Abhängigkeit von der Intensität und der Dauer der Laserpulse. Diese kann ausgeglichen werden, indem das Intensitätsverhältnis zwischen den Lasern so gewählt wird, dass sich die Verschiebungen beider Zustände gerade kompensieren. Da die Bestimmung der neuen Verschiebung in Abhängigkeit der Dauer eines zweiten Ramsey-Pulses erfolgen soll, muss dieses Verhältnis vorher möglichst genau bestimmt werden. Die Berechnung ist bereits in Abschnitt 5.1.1 erfolgt und im Folgenden wird der dort berechnete Wert von $I_1/I_0 = 1,72$ experimentell überprüft und entsprechend angepasst.

Das geeignete Intensitätsverhältnis der beiden Laser kann experimentell bestimmt werden, indem es bei konstanter Gesamtleistung verändert und mithilfe von Ramsey-Spektroskopie für jede Einstellung die atomare Übergangsfrequenz vermessen wird. Dafür wird der Abstand des Phasenlocks zwischen den beiden Raman-Lasern um 10 kHz verstimmt, damit die Raman-Kopplung beider Uhrenzustände vernachlässigt werden kann. Während die Raman-Laser eingestrahlt werden kann nun die Übergangsfrequenz mit einer Mikrowellenspektroskopie bestimmt und mit dem Wert für ausgeschaltete Raman-Laser verglichen werden.

Der resultierende lineare Zusammenhang der atomaren Übergangsfrequenz in Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses I_1/I_0 ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Es wurde ein Verhältnis zur Kompensation von 1,98 bestimmt. Die Abweichung zu dem in Abschnitt 5.1.1 berechneten Wert von 1,72 liegt in der dort gemachten Annahme idealer zirkularer σ_+ -Polarisation des Lichtfelds begründet. Alle vorgestellten Untersuchungen mithilfe von Rabi- oder Ramsey-Spektroskopie werden mit dem experimentell bestimmten Wert durchgeführt.

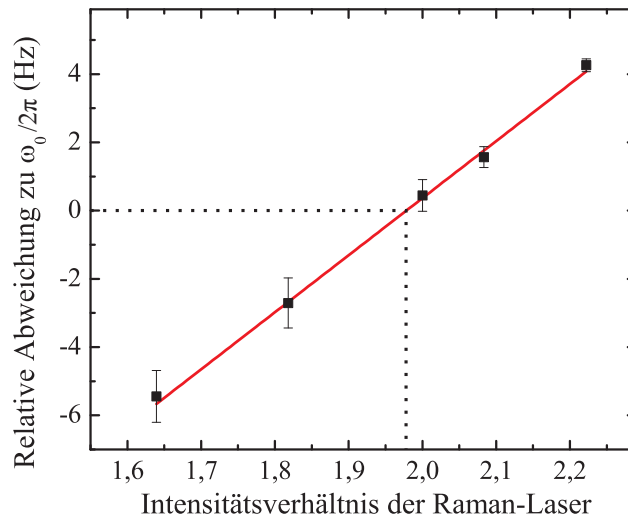


Abbildung 6.2: Kompensation des differentiellen AC-Stark Effekts der Raman-Strahlen durch experimentelle Bestimmung eines geeigneten Intensitätsverhältnisses der beiden eingestrahnten Laser. Bei gleichbleibender Gesamtintensität wird die Abweichung der Übergangsfrequenz zu ω_0 mit Mikrowellen Ramsey-Spektroskopie bestimmt. Die Abweichung aufgrund der differentiellen AC-Stark Verstimmung verschwindet für ein Intensitätsverhältnis I_1/I_0 von 1,98.

6.1.4 Kalibrierung der mittleren Dichte

Die Untersuchungen setzen eine genaue Kenntnis der Dichte der atomaren Ensembles voraus, da sie einerseits über die Dichteverchiebung den spektroskopierten Übergang beeinflusst und andererseits die zu überprüfende Verschiebung mit der Dichte skaliert.

Im Folgenden wird diese Dichteverchiebung dazu verwendet die mittlere Dichte der atomaren Ensembles zu kalibrieren. Die Dichteverchiebung des Uhrenübergangs aufgrund der interatomaren Wechselwirkung wurde in Abschnitt 4.1 zu einem Wert von $\Delta_{\text{Rb}}/2\pi = -0,48 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ cm}^{-3})$ bestimmt. Für die Spektroskopie der Verschiebung des Uhrenübergangs bei verschiedenen Dichten wird ein homogenes Kopplungsfeld in Form von Mikrowellenstrahlung verwendet, um den Einfluss einer räumlichen Inhomogenität zu unterdrücken.

Für Dichtepreparationspulse unterschiedlicher Länge (5.1.2) werden Ramsey-Sequenzen zur Bestimmung der Übergangsfrequenz verwendet. In Abhängigkeit der nach Abschnitt 2.4 bestimmten Atomzahl aus Absorptionenaufnahmen ergibt sich ein linearer Zusammenhang, der eine direkte Kalibrierung der mittleren Dichte des Ensembles erlaubt. Abbildung 6.3 zeigt den gemessenen Zusammenhang für eine Dipolfallenkonfiguration mit 700 mW im ersten und 450 mW Leistung im zweiten Strahl, deren mittlere Fallenfrequenz $\bar{\omega} = 81 \text{ Hz}$ beträgt. Die extrahierte Steigung beträgt $-0,68 \text{ Hz}/10^5$ Atome mit einer Unsicherheit

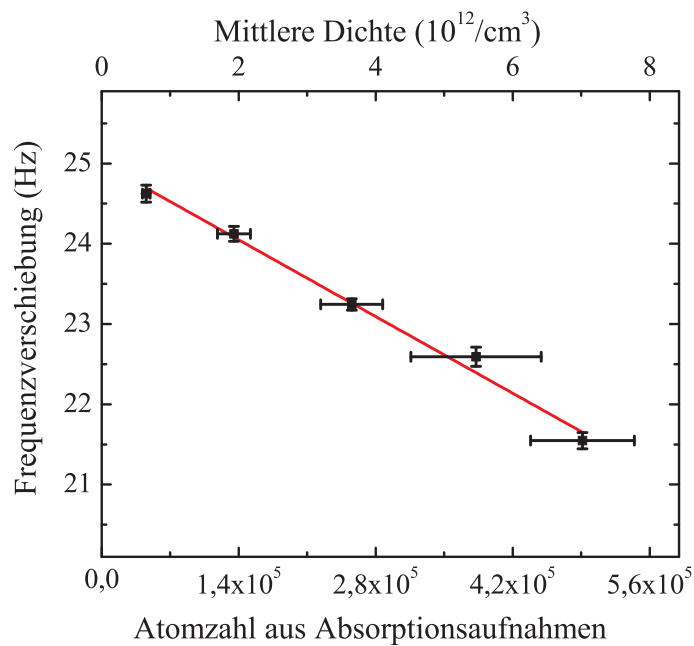


Abbildung 6.3: Kalibrierung der mittleren Dichte mithilfe der Dichteverschiebung in der gekreuzten Dipolfalle. Für unterschiedliche Atomzahlen wird bei gleichbleibender Temperatur von 375(20) nK des Ensembles die Verschiebung des Uhrenübergangs mit Ramsey-Spektroskopie vermessen. Aus der Steigung kann die Dichte des atomaren Ensembles in Abhängigkeit von der mit Absorptionenaufnahmen bestimmten Atomzahl kalibriert werden. Die vertikalen Fehlerbalken zeigen die statistische Unsicherheit der Frequenzbestimmung und horizontal ist die statistische Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung aufgetragen.

von 5 % und führt damit auf eine mittlere Dichte von $1,42(7) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ pro 1×10^5 Atome.

Das gewählte Vorgehen hat den großen Vorteil, dass alle Unsicherheiten in der Bestimmung der absoluten Atomzahl wegfallen, da eine Kalibrierung der mittleren Dichte direkt über die spektroskopische Messung von Übergangsfrequenzen erfolgt. Zur Überprüfung wurde zusätzlich eine direkte Berechnung der mittleren Dichte anhand gemessener Fallenfrequenzen und Temperaturen für die gewählte Konfiguration durchgeführt. Aus dieser Berechnung folgt eine mittlere Dichte von $1,39 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ pro 1×10^5 Atome. Die Übereinstimmung mit dem aus der Dichteverchiebung ermittelten Ergebnis zeigt, dass die experimentelle Kalibrierung der Atomzahlbestimmung nach [76], die Bestimmung der Temperatur und die Messung der Fallenfrequenz am Experiment mit hoher Präzision erfolgen.

6.2 Ramsey Spektroskopie mit veränderlicher zweiter Pulsdauer

Die in Kapitel 4 hergeleitete Abhängigkeit der Verschiebung des Uhrenübergangs von ^{87}Rb von der Dichte und der Länge des zweiten Pulses einer Ramsey-Sequenz wird im Folgenden experimentell überprüft. Die theoretische Beschreibung sagt eine Verschiebung voraus, die einerseits von der Wechselwirkung $2\bar{g}$ und andererseits von der Inhomogenität beider Rabi-Winkel $\Delta\theta_{1,2}$ und der mittleren Länge des zweiten Pulses θ_2 abhängt

$$2\pi \times \Delta\nu_{neu} = -\frac{2\bar{g}}{A} \sin(2\Delta\theta_1) \sin(\Delta\theta_2) \cos(\bar{\theta}_2). \quad (6.1)$$

Die Realisierung eines räumlich inhomogenen Kopplungsfelds erfolgt mit der Verwendung eines Raman-Lasersystems, dessen Strahlen fokussiert werden können. So wird eine räumlich inhomogene Intensitätsverteilung über die Atomwolke realisiert. Eine Quantifizierung der Inhomogenität erfolgt, indem die Dephasierung von Rabi-Oszillationen mit theoretischen Simulationen verglichen wird, um so auf die Variation der Intensität über die Wolke zu schließen.

Die Länge der verwendeten Ramsey-Pulse muss groß genug gewählt werden, so dass keine höheren Fallenzustände der Dipolfalle in radialer Richtung angeregt werden können. In axialer Richtung wird von einer deutlich geringeren räumlichen Inhomogenität ausgegangen, weshalb die Bedingung für diese Fallenfrequenz nicht erfüllt werden muss. In den Messungen werden unterschiedliche Falengeometrien mit radialen Fallenfrequenzen zwischen 110 Hz und 170 Hz ver-

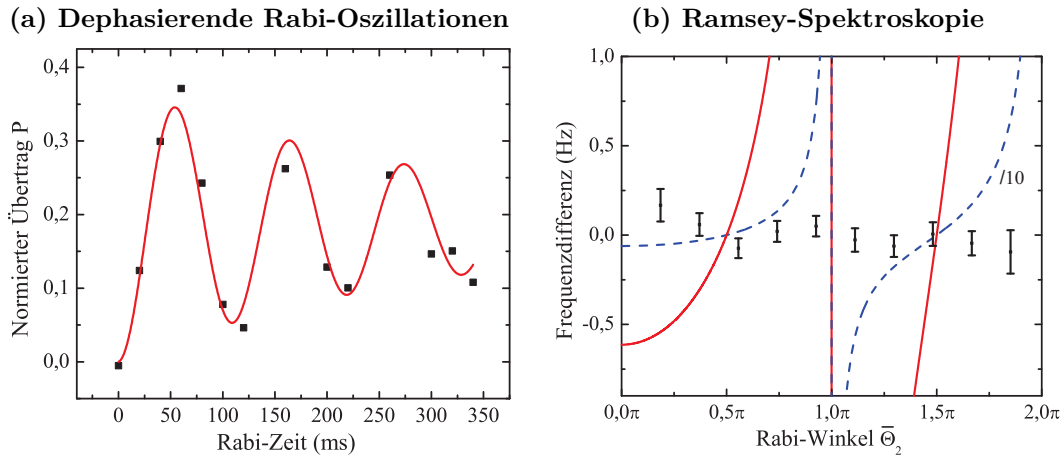


Abbildung 6.4: Messung der Uhrenverschiebung für eine Dichte von $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. (a) Rabi-Oszillationen mit einer Frequenz von $9,1(1) \text{ Hz}$ und einem Dämpfungsparameter von $3,1$. Daraus folgt eine räumliche Inhomogenität von $\Delta\theta/\theta = 12,5 \%$. Für eine Länge des ersten Ramsey-Pulses von 27 ms sind die mit Ramsey-Spektroskopie gemessenen Frequenzen für verschiedene Längen des zweiten Pulses in (b) aufgetragen. Die theoretische Vorhersage ist in rot bzw. durch einen Faktor 10 dividiert in blau eingezeichnet. Das Ergebnis zeigt keine Anzeichen für eine Abhängigkeit der Übergangsfrequenz von der Dauer des zweiten Pulses.

wendet. Um eine Anregung höherer Moden zu vermeiden werden Ramsey-Pulse verwendet, die eine Länge von mindestens 10 ms aufweisen.

Im Folgenden werden zwei Messungen zur Überprüfung der vorhergesagten Abhängigkeit der Verschiebung von der Länge des zweiten Ramsey-Pulses vorgestellt. Die erste Messung verwendet eine Dipolfallenkonfiguration mit Leistungen von 700 mW bzw. 450 mW in den beiden Strahlen, die in Fallenfrequenzen von 143 Hz , 171 Hz und $21,5 \text{ Hz}$ resultieren. Die Wolken werden in einem ersten Schritt stark evaporiert. Darauf erfolgt eine Dichtepreparation auf $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und im Anschluss werden die Dipolfallenleistungen in 500 ms adiabatisch auf ihre Endwerte eingestellt. Die Atome haben in dieser Konfiguration eine Temperatur von $375(25) \text{ nK}$. Die Raman-Strahlen werden mit einer Strahltaile von $26 \mu\text{m}$ eingestrahlt und in einem ersten Schritt werden dephasierende langsame Rabi-Oszillationen, die in Abbildung 6.4 dargestellt sind, aufgenommen. Die verwendete optische Leistung liegt im Nanowattbereich. Der in Abschnitt 5.2 beschriebene Dämpfungsparameter $t_0\Omega/\pi$ ergibt für diese Messung einen Wert von $3,1$, was nach den dort beschriebenen Simulationen auf eine räumliche Inhomogenität der Ramsey-Pulse von $\Delta\theta/\theta = 12,5 \%$ führt. Die Frequenz der Rabi-Oszillationen beträgt $9,1(2) \text{ Hz}$ und der erste Ramsey-Puls wird zu einem Rabi-Winkel $\theta_1 = \pi/2 = 27 \text{ ms}$ gewählt.

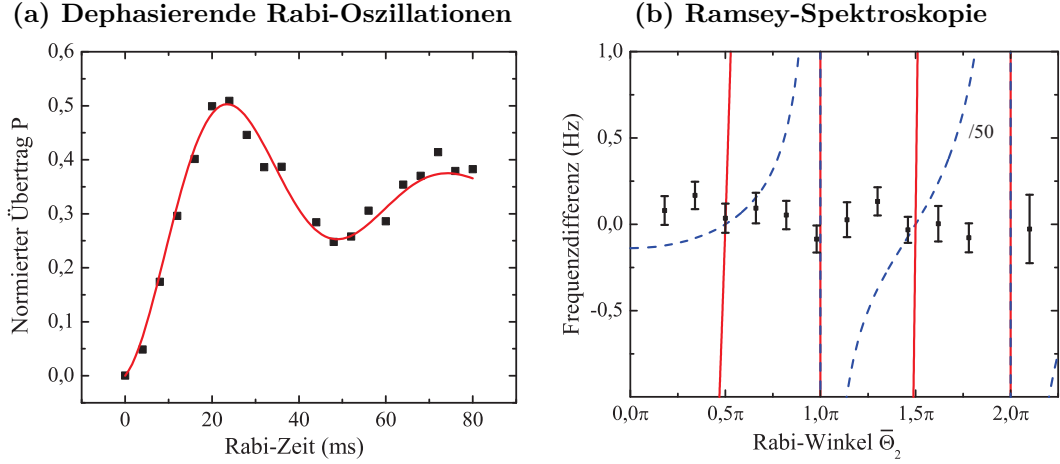


Abbildung 6.5: Überprüfung der theoretischen Berechnungen für eine Dichte von $1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. In (a) sind Rabi-Oszillationen mit einer Frequenz von $19,8(4) \text{ Hz}$ dargestellt, die einen Dämpfungsparameter von $3,1$ aufweisen. Daraus folgt eine räumliche Inhomogenität von $\Delta\theta/\theta = 17,5\%$. Mit dieser Inhomogenität und einem $12,5 \text{ ms}$ langen ersten Ramsey-Puls sind für verschiedene Längen des zweiten Pulses in (b) die ermittelten Frequenzen aufgetragen. Die theoretische Vorhersage ist in rot bzw. durch einen Faktor 50 dividiert in blau eingezeichnet.

Für Längen des zweiten Ramsey-Pulses zwischen 10 und 110 ms , also mittleren Rabi-Winkeln $\bar{\theta}_2$ zwischen $\pi/3$ und 2π , werden Ramsey-Sequenzen bis zu einer Haltezeit von 500 ms aufgenommen. Die resultierenden Frequenzdifferenzen sind in Abbildung 6.4 gegen die Länge des zweiten Pulses aufgetragen. Die Standardabweichung aller gemessenen Frequenzen beträgt 80 mHz . Um dieses Ergebnis mit den theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 4 zu vergleichen, ist der dritte Term des dort hergeleiteten Zusammenhangs

$$\Delta\nu = -7,54 \text{ Hz} / (10^{12} \text{ cm}^{-3}) \cdot \frac{1}{A} \sin(2\Delta\theta_1) \sin(\Delta\theta_2) \cos(\bar{\theta}_2) \quad (6.2)$$

in rot eingezeichnet. Die blau gestrichelte Linie zeigt diese theoretische Berechnung um einen Faktor 10 verringert.

Eine zweite Messung wurde mit einer höheren Dichte von $1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt, um die erwartete Verschiebung weiter zu maximieren. Nach Evaporation und Dichtepräparation wird die Falle nur auf 380 mW bzw. 300 mW in den beiden Dipolstrahlen komprimiert und es resultieren Fallenfrequenzen von 115 Hz , 111 Hz und 12 Hz . Die Temperatur der Ensembles beträgt in dieser Fallenkonfiguration $220(20) \text{ nK}$. Die Raman-Strahlen bleiben unverändert, trotzdem dephasieren die in Abbildung 6.5 dargestellten Rabi-Oszillationen aufgrund der um ca. 40% größeren Ausdehnung der Wolke schneller als im vorigen Beispiel. Aus einem Dämpfungsparameter von $1,1$ kann so eine räumliche

Inhomogenität von $\Delta\theta/\theta = 17,5\%$ bestimmt werden. Die Frequenz der Rabi-Oszillationen beträgt $19,8(4)\text{Hz}$ und der erste Ramsey-Puls wird mit einem mittleren Rabi-Winkel $\bar{\theta}_1 = \pi/2 = 12,5\text{ ms}$ eingestrahlt. Für Längen des zweiten Ramsey-Pulses zwischen $4,5$ und $52,5\text{ ms}$, also mittleren Rabi-Winkeln $\bar{\theta}_2$ zwischen $\pi/3$ und etwas mehr als 2π , werden nun erneut Ramsey-Sequenzen bis zu einer Haltezeit von 500 ms aufgenommen und die resultierenden Frequenzen in Abbildung 6.5 gegen die Länge des zweiten Pulses aufgetragen. Auch in diesem Fall wird die Theorie nicht bestätigt, da die Messdaten keine Abhängigkeit von der Länge des zweiten Ramsey-Pulses aufweisen.

Das eindeutige Ergebnis der durchgeführten Messungen zeigt, dass die Betrachtung im Zweiteilchen-System nicht direkt auf viele in einer harmonischen Falle gefangene Atome übertragen werden kann. Die in beiden Fällen resultierende Standardabweichung der gemessenen Frequenzen von 80 mHz führt auf eine obere Grenze der neuen Verschiebung von $1,2 \times 10^{-11}$. Desweiteren weisen beide Messungen einen geringen linearen Zusammenhang von ca. $-80\text{ mHz}/\pi$ mit der Länge des zweiten Ramsey-Pulses auf. Dies lässt sich mit einer nicht vollständig unterdrückten Verschiebung durch den differentiellen AC-Stark Effekt der Raman-Laser erklären. Je länger der zweite Ramsey-Puls eingestrahlt wird, desto größer wird das Verhältnis aus Pulsdauer und Haltezeit und umso größer folglich die mit Ramsey-Spektroskopie detektierte Frequenzänderung. Erklärungsansätze für die nicht auftretende Verschiebung werden in Abschnitt 6.4 dargestellt.

6.3 Direkte Spektroskopie der Pseudo-Spinbasis

Um ein genaueres Verständnis der Zweiteilchen Singulett- und Triplett-Basis zu erlangen, wird das System in den folgenden Abschnitten mit der Methode der Rabi-Spektroskopie untersucht. Auf diese Weise wird die Position und die Besetzung des Singulett-Zustands direkt sichtbar und die wechselwirkungsbedingte Verschiebung kann im Frequenzbild nachvollzogen werden. Ähnliche Messungen wurden bereits an Fermionen in ein- und mehrdimensionalen optischen Gittern durchgeführt und der verschobene Singulett-Zustand wurde untersucht [101, 90].

6.3.1 Rabi-Spektroskopie mit inhomogenem Raman-Feld

Für eine direkte Spektroskopie der Pseudo-Spinbasis werden ähnliche experimentelle Parameter wie im vorigen Abschnitt gewählt. Es wird die starke Dipolfallenkonfiguration mit 700 mW bzw. 450 mW in den beiden Strahlen und radialen Fallenfrequenzen von 143 Hz und 171 Hz gewählt. Die schwache axiale

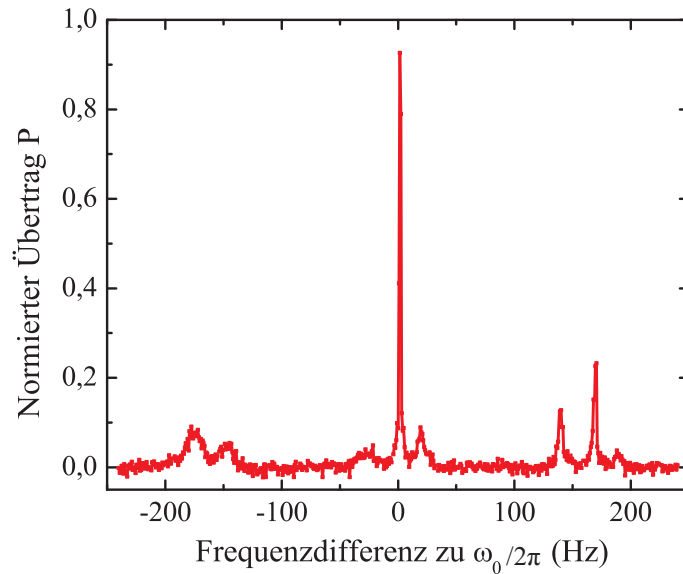


Abbildung 6.6: Ergebnis einer Rabi-Spektroskopie bei einer mittleren Dichte von $2,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Die Atome werden im unteren Uhrenzustand präpariert und der normierte Übertrag nach einem Rabi-Puls mit 500 ms Länge detektiert. Der zentrale Übergang und alle Seitenbänder der Falle sind gut erkennbar.

Fallenrichtung hat eine Fallenfrequenz von 21,5 Hz und die Atome haben eine Temperatur von 375(25) nK. Die Raman-Strahlen werden weiterhin mit einer Strahltaile von ca. 26 μm auf die Atome fokussiert und damit eine räumliche Inhomogenität von $\Delta\theta/\theta = 12,5 \%$ realisiert. Die optische Leistung des Raman-Lichts wird zusätzlich so stark reduziert, dass ein 500 ms langer resonant eingestrahelter Puls auf dem Uhrenübergang gerade einem Puls mit Rabi-Winkel π entspricht. Dieses Vorgehen führt zu einem zentralen Maximum auf der Resonanz, das die Bestimmung dieser Frequenz vereinfacht.

Nach der Dichtepräparation befinden sich die Atome im unteren Uhrenzustand $|0\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$. Von diesem Zustand aus werden für fünf verschiedene Dichten zwischen $0,47 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $4,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ Spektroskopie-Sequenzen von -240 Hz bis +240 Hz um den Uhrenübergang in Schritten von 0,8 Hz durchgeführt. Nach jedem Experimentdurchlauf wird der normierte Übertrag in den oberen Uhrenzustands detektiert. Dieser Übertrag ist in Abbildung 6.6 beispielhaft für eine Dichte des Ensembles von $2,0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gegen die Frequenzdifferenz zum ungestörten Uhrenübergang ω_0 aufgetragen. Gut erkennbar ist die zentrale Resonanz, die dem Uhrenübergang entspricht. Die Seitenbänder im Frequenzabstand der radialen Fallenfrequenzen bei ca. 143 Hz und 171 Hz und das axiale Seitenband bei ca. 21,5 Hz sind ebenso gut aufgelöst. Diese Seitenbänder entsprechen der An- bzw. Abregung des Bewegungszustands und der damit verbundenen Erhöhung bzw. Erniedrigung der entsprechenden Quantenzahl in

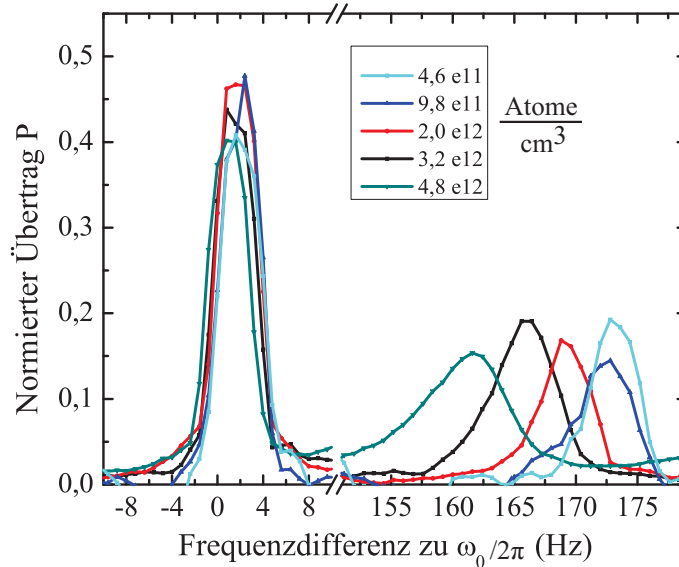


Abbildung 6.7: Die zentrale Resonanz und das blaue radiale Seitenband bei 171 Hz für verschiedene mittlere Dichten. Die Messdaten wurden überlappend über jeweils 5 Messpunkte, also eine Breite von 4 Hz, gemittelt. Die Trägerfrequenz verschiebt sich mit steigender Dichte wie erwartet um $-0,48$ Hz pro Dichteeinheit. Das blaue Seitenband hingegen wird um ca. das 6-fache dieses Wertes zu kleineren Frequenzen verschoben.

dieser Fallenrichtung. Der Unterschied in der Stärke der Anregung von rotem und blauem Seitenband liegt darin begründet, dass dem Ensemble auf dem rotverstimmten Seitenband Energie entzogen und es auf dem blauverstimmten Seitenband geheizt wird [102].

Der Vergleich der Messungen für fünf verschiedenen Dichten ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Er führt zu einem überraschenden Ergebnis:

- Erwartungsgemäß verschiebt sich die zentrale Resonanz auf der Trägerfrequenz mit steigender Dichte im Rahmen der Mean-Field Dichteververschiebung um ca. $-0,48$ Hz pro Dichteeinheit ($10^{12}/\text{cm}^3$). Aufgrund der gewählten Auflösung von $0,8$ Hz ist diese Verschiebung jedoch nur bedingt auflösbar.
- Der erwartete Singulett-Zustand wird nicht eindeutig aufgelöst. Aus den theoretischen Vorhersagen resultiert eine Verschiebung des Singulett-Zustands respektive des Triplett-Übergangs von $\omega_{ex} \propto g_{01} \approx g_{00}/2 + g_{11}/2 = -7,5$ Hz pro Dichteeinheit. Nicht weit von dieser erwarteten Position befinden sich die axialen Seitenbänder in einem Abstand von ca. $21,5$ Hz, die eine mögliche Resonanz verdecken könnten. Anzeichen für die Existenz eines Singulett-Zustands zeigt eine dichteabhängige Asymmetrie der zentralen Resonanz ω_0 . Diese Asymmetrie wird kurz

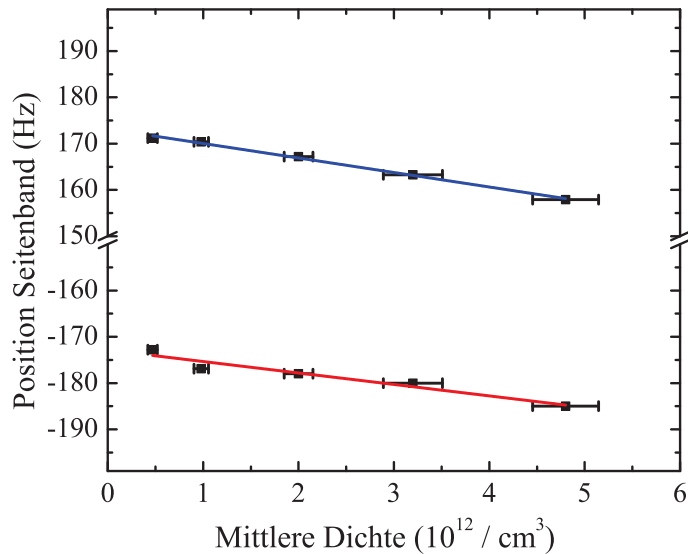


Abbildung 6.8: Verschiebung des roten und blauen Seitenbands der optischen Dipolfalle bei 171 Hz für verschiedene mittlere Dichten. Lineare Fits resultieren in $-3,1(2)$ Hz bzw. $-2,5(4)$ Hz Verschiebung pro Dichteeinheit (blaues bzw. rotes Seitenband).

in Abschnitt 6.4 durch Rabi-Spektroskopie mit höherer Auflösung untersucht ist aber nicht ausgeprägt genug um eine quantitative Auswertung vorzunehmen.

- Die Seitenbänder der Falle, die aus der An- bzw. Abregung des Bewegungszustands in der jeweiligen Fallenrichtung resultieren, zeigen mit ca. $-3Hz$ pro Dichteeinheit eine ungefähr 6-fach größere Verschiebung als die der zentralen Resonanz auf. Sowohl das rot- als auch das blauverstimmte Seitenband zeigen dieses Verhalten. Beide verschieben sich parallel zueinander in die gleiche Richtung. Das Ergebnis weist darauf hin, dass sie sich wie Übergänge in Singulett-Zustände verhalten, die mit steigender Dichte proportional zum Wechselwirkungsparameter $g_{00}/2 + g_{11}/2$ zu kleineren Energien verschoben werden.
- Verhalten sich die Seitenbänder tatsächlich wie Übergänge in Singulett-Zustände, so ist es verwunderlich, dass keine Übergänge in den zugehörigen unverschobenen Triplet-Zustand aufgelöst werden können.

Die genaue Quantifizierung der Größe der Verschiebung der Seitenbänder erfolgt in Abbildung 6.8. Die Positionen sind gegen die mittlere Dichte des Ensembles aufgetragen und lineare Fits resultieren in $-3,1(2)$ Hz bzw. $-2,5(4)$ Hz Verschiebung pro Dichteeinheit (blaues bzw. rotes Seitenband). Sie ist damit mehr als 5 mal größer als die Mean-Field Dichteverchiebung jedoch auch ca. einen Fak-

tor 2,5 kleiner als die theoretische Vorhersage der Singulett-Verschiebung von -7,5 Hz pro Dichteeinheit.

Im folgenden Abschnitt wird daher untersucht, ob es sich tatsächlich um eine wechselwirkungsinduzierte Verschiebung im Sinne der Zweiteilchen-Basis handelt.

6.3.2 Spektroskopie ausgehend vom anderen Uhrenzustand

Eine einfache Möglichkeit zur Überprüfung, ob es sich um Wechselwirkungseffekte im Sinne der Zweiteilchen-Beschreibung handelt, besteht in der Spektroskopie des Systems vom oberen Uhrenzustand. In diesem Fall müssen sich die Seitenbänder mit höherer Dichte energetisch entfernen, die beobachtete Verschiebung der Seitenbänder folglich umkehren.

Die Spektroskopie vom oberen Uhrenzustand aus wird realisiert, indem nach erfolgter Dichtepräparation im unteren Zustand ein zusätzlicher π -Puls mit Mikrowellenstrahlung appliziert wird. Dieser transferiert die Atome in das gewünschte obere Niveau und es können erneut für Frequenzen zwischen -240 Hz und +240 Hz Rabi-Pulse eingestrahlt werden. Das Ergebnis dieser Spektroskopie ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Erneut verschiebt die Trägerfrequenz zu kleineren Frequenzen. Wie nach der Beschreibung in der Singulett- und Triplett-Basis erwartet, bewegen sich alle Seitenbänder in dieser Messung allerdings in die entgegengesetzte Richtung. Eine erneute Analyse der Verschiebung ergibt in diesem Fall eine Steigung von 2,9(3) Hz bzw. 3,3(6) Hz pro Dichteeinheit. Diese Ergebnis bestätigt die Vermutung, dass sich die beobachteten Seitenbänder wie Übergänge in Singulett-Zustände verhalten.

Die beobachtete Verschiebung der Seitenbänder von etwa 3 Hz pro Dichteeinheit kann quantitativ mit einer Messung zum Spin-Selbstrephasierungseffekt verglichen werden. Die Spin-Selbstrephasierung resultiert wie in Abschnitt 4.2.2 im Wiederaufleben des Kontrasts einer Ramsey-Spektroskopie in Abhängigkeit von der sogenannten Austauschenergie ω_{ex} . Diese Austauschenergie beschreibt in der Singulett- und Triplett Basis gerade den energetischen Abstand zwischen Singulett- und Triplett-Zustand und ist somit für die neue wechselwirkungsbedingte Verschiebung verantwortlich. Handelt es sich bei den experimentell beobachteten Verschiebungen der Fallenseitenbänder um Übergänge in Singulett-Zustände, kann die Größenordnung ihrer Verschiebung mithilfe einer unabhängigen Bestimmung der Austauschenergie überprüft werden.

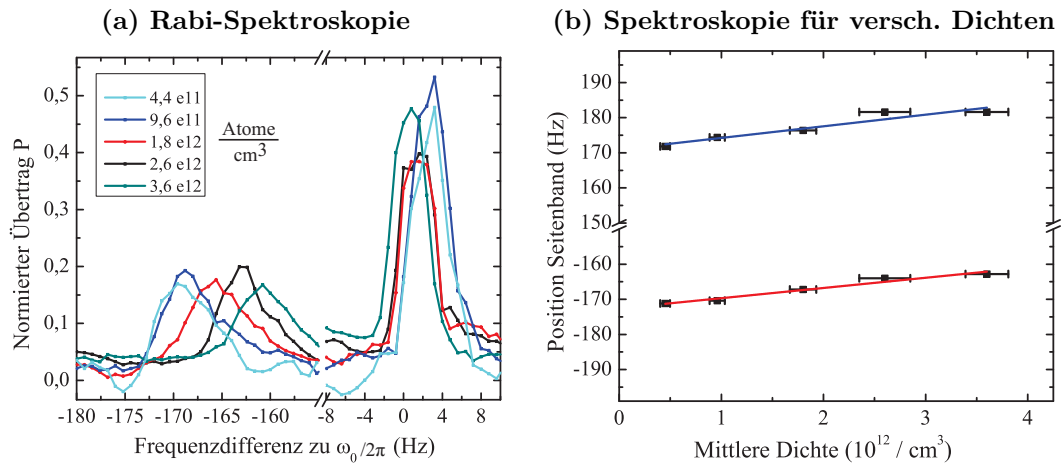


Abbildung 6.9: Rabi-Spektroskopie ausgehend vom oberen Uhrenzustand. **(a)** Die zentrale Resonanz und das rote radiale Seitenband für verschiedene mittlere Dichten. Der resonante Übergang verschiebt sich mit steigender Dichte erneut um $-0,48$ Hz pro Dichteeinheit. **(b)** Die Verschiebung von rotem und blauem Seitenband. Lineare Fits resultieren in $2,9(3)$ Hz bzw. $3,3(6)$ Hz Verschiebung pro Dichteeinheit (rotes bzw. blaues Seitenband).

6.3.3 Spin-Selbstrephasierung zur Bestimmung der Austauschenergie

Zur Bestimmung der Austauschenergie werden in diesem Abschnitt Ramsey-Spektroskopien für unterschiedliche Dichten in der oben genutzten Fallenkonfiguration durchgeführt. Für diese Messung wird räumlich homogene Mikrowellenstrahlung verwendet, da explizit keine direkte Anregung des Singulett-Zustands erwünscht ist. Für verschiedene atomare Dichten werden Ramsey-Sequenzen bis zu einer halben Sekunde Haltezeit durchgeführt. Die Ramsey-Pulse werden mit der selben Mikrowellenkette generiert, die auch für die Dichtepreparation verwendet wird und haben für einen Rabi-Winkel von $\pi/2$ eine Dauer von $500 \mu\text{s}$. Eine Messung für eine mittlere Dichte von $8,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Der Kontrast oszilliert in diesem Fall mit einer Frequenz von $2,2$ Hz. Die beobachtete Verschiebung der Seitenbänder bei einer Spektroskopie mit räumlich inhomogener Kopplung beträgt für diese Dichte ca. $2,5$ Hz.

Dieses Ergebnis bestätigt auch quantitativ die Annahme, dass es sich bei der beobachteten Verschiebung der Seitenbänder in der optischen Dipolfalle um die Verschiebung von Singulett-Zuständen handelt. Die Verschiebung ist kleiner als nach der theoretischen Vorhersage in Gleichung (6.2) erwartet, deckt sich aber mit den Untersuchungen des Spin-Selbstrephasierungseffekts. Auch bei diesen

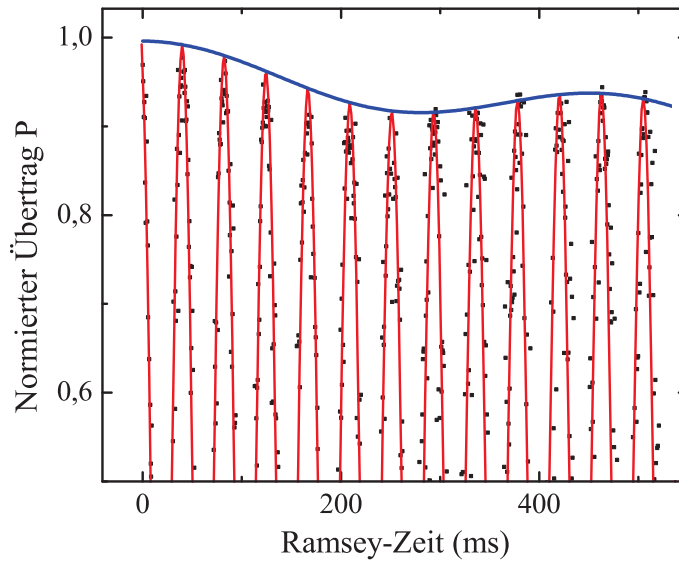


Abbildung 6.10: Ramsey Spektroskopie mit homogener Mikrowellenstrahlung bei einer mittleren Dichte von $8,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Der Kontrast des normierten Übertrags oszilliert mit einer Frequenz von ungefähr 2,2 Hz. Diese Frequenz entspricht dem energetischen Abstand von Singulett- und Triplett-Zustand zwischen denen Rabi-Oszillationen mit der Frequenz ω_{ex} stattfinden.

Untersuchungen wurde ein deutlich kleinerer Wechselwirkungsparameter gemessen als durch die Theorie vorhergesagt wird [87, 44].

Im folgenden Abschnitt werden mögliche Erklärungsansätze dargestellt, die zu einem Verständnis aller vorgestellten Messergebnisse beitragen.

6.4 Ergebnisse

Fehlende Verschiebung in Abhängigkeit der Länge des zweiten Ramsey-Pulses

Das zentrale Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen ist, dass die Frequenzverschiebung nicht mit Ramsey-Spektroskopie beobachtet werden konnte. Im Folgenden werden zwei Erklärungsansätze beschrieben, die zu einer Unterdrückung der Frequenzverschiebung führen können. In beiden Fällen muss die Annahme schwacher Wechselwirkung zwischen den Atomen, wie sie für das Zweiteilchen-Modell bisher verwendet wurde [43], aufgegeben werden.

Ist die Dichte der spektroskopierten Ensembles groß, wird der Singulett-Zustand, wie in Abschnitt 4.2.3 dargestellt, energetisch verschoben. Sind die Ramsey-Pulse lang genug, wird diese energetische Trennung aufgelöst und der

Singulett-Zustand wird nur sehr schwach angeregt. Die zwei Messungen mit veränderlichem zweitem Ramsey-Puls sind bei Dichten von $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt worden. Bei einer Verschiebung von ca. 3 Hz pro Dichteinheit, wie sie aus der Verschiebung der Seitenbänder bestimmt wurde, wird folglich eine Verschiebung des Singulett-Zustands von ca. 5,1 Hz bzw. 30 Hz erwartet. In beiden Fällen reicht diese Trennung nicht aus, um die vollständige Unterdrückung zu erklären, da Ramsey-Pulse zwischen 5 und 50 Millisekunden verwendet wurden.

Einen zweiten Aspekt stellt die in [103] dargestellte oszillierende Abhängigkeit der neuen Verschiebung vom Wechselwirkungsparameter dar. Für schwache Wechselwirkung wird der Singulett-Zustand während des ersten Ramsey-Pulses nur schwach angeregt und sammelt während der folgenden Ramsey-Zeit nur eine geringe Phase auf. Bei hoher Dichte ändert sich dies und die Amplitude des Singuletts oszilliert mit steigendem Wechselwirkungsparameter nun sehr schnell um Null. Ist die Ramsey-Zeit deutlich länger als die Pulsdauer und zusätzlich die Wechselwirkung stark, so sammeln die einzelnen Singulett-Zustände eine große Phase in Abhängigkeit des Wechselwirkungsparameters auf. Variiert dieser aufgrund der Dichteverteilung des Ensembles, so erfährt jedes Singulett-Paar eine unterschiedliche Verschiebung, die sich bei einer Summation über alle Paare effektiv zu Null herausmittelt. Dies führt dazu, dass die Verschiebung bei ausreichend hoher Dichte allein durch die Wahl einer langen Ramsey-Zeit unterdrückt werden kann [90]. Es sei angemerkt, dass eine Auswertung der aufgenommenen Messreihen bis zu einer Ramsey-Zeit von weniger als 100 Millisekunden testweise erfolgte. Diese Auswertung erhöht die Standardabweichung der Messergebnisse auf 500 mHz, da die Frequenzbestimmung nur noch ungenau erfolgt. Das Ergebnis zeigt aber auch in diesem Fall nicht die nach Gleichung (6.2) erwartete Abhängigkeit von der Länge des zweiten Ramsey-Pulses.

Beide Erklärungsansätze legen nahe, dass für die durchgeführten Messungen eine zu hohe Dichte und zu lange Ramsey-Zeiten für eine Auflösung der neuen Verschiebung verwendet wurden. Im Regime starker Wechselwirkung ist die Berechnung der neuen Verschiebung deutlich komplexer. Die Besetzung des Singulett-Zustands hängt sehr stark von seiner Verstimmung, also der Dichte des atomaren Ensembles, ab. Die einfache Beschreibung mit einem Zweiteilchen-System reicht für die Vorhersage der auftretenden Effekte nicht aus. Eine wichtige qualitative Schlussfolgerung aus der Betrachtung ist aber die starke Unterdrückung der neuen Verschiebung für hohe atomare Dichten. Dies wird inzwischen auch an fermionischen Gitteruhren ausgenutzt, um die Frequenzverschiebung durch einen stärkeren Einschluss der Atome zu minimieren [91, 104]. Die Erhöhung der Dichte gelingt zum Beispiel durch den Übergang von einem eindimensionalen in ein zweidimensionales optisches Gitter. Auf diese Weise wurde die neu

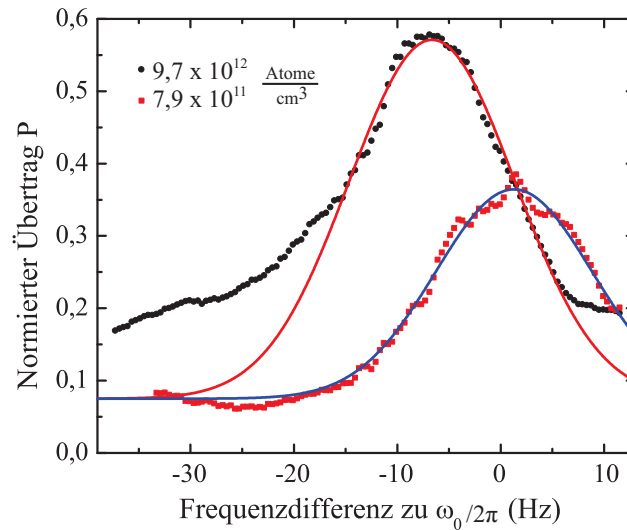


Abbildung 6.11: Zwei Rabi-Spektroskopien bei einer Dichte von $9,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (schwarze Punkte) bzw. $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (rote Quadrate). Als Hilfslinien sind zwei Gauß-Funktionen eingezeichnet, die die Asymmetrie der Resonanz bei hoher Dichte verdeutlichen. Sie ist ein Anzeichen für einen nicht ausreichend getrennten oder zu schwach angeregten Singulett-Zustand.

entdeckte Verschiebung in einer fermionischen Gitteruhr, die mit ^{87}Sr Atomen arbeitet, auf eine relative Unsicherheit von $5,6 \times 10^{-17}$ reduziert [91].

Fehlender Singulett-Übergang in Rabi-Spektroskopie

Die Rabi-Spektroskopie mit räumlich inhomogenen Rabi-Pulsen zeigt, dass die Anregung bzw. Auflösung des Singulett-Zustands schwer ist. In mehreren Messreihen sind allerdings asymmetrische Verformungen auf der zentralen Resonanz beobachtet worden, die hier kurz rein qualitativ dargestellt werden sollen. Für die angesprochenen Messungen werden Rabi-Spektroskopien mit einer höheren Auflösung von 0,1 Hz und besonderem Augenmerk auf die rotverstimmte Flanke der zentralen Resonanz durchgeführt. Abbildung 6.11 zeigt zwei Messungen für Dichten von $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und $9,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Zwei Gauß-Fits dienen als Hilfslinien, um die auftretende Asymmetrie bei sehr hoher Dichte zu verdeutlichen. Die rotverstimmte Flanke weist im Fall hoher Dichte eine deutliche Asymmetrie im Vergleich zu der Messung mit geringer Dichte auf. Eventuell handelt es sich dabei um das nicht aufgelöste Seitenband des Singulett-Übergangs, dessen Trennung vom zentralen Übergang nicht ausreicht oder dessen Anregung nicht stark genug ist [101, 90]. Dieses Ergebnis ist allerdings nicht eindeutig, da die axialen Seitenbänder der Falle in einem ähnlichen Bereich der Frequenzachse liegen und die Messung verfälschen können.

Gründe für eine nur schwache Anregung des Singulett-Zustands lassen sich aus Symmetrie-Überlegungen folgern. In einer Dimension betrachtet bedeutet der Übergang zwischen Singulett- und Triplett-System im Fall von Bosonen die Kopplung einer symmetrischen an eine anti-symmetrische Wellenfunktion. Das dafür benötigte Kopplungsfeld muss eine Krümmung der Intensität aufweisen, die im Falle eines fokussierten Gauß-Strahls bedeutend schwächer als ein typischer Gradient ist. Der Singulett-Zustand des angeregten Bewegungsseitenbands weist in dieser eindimensionalen Betrachtung wiederum eine symmetrische räumliche Wellenfunktion auf, was den Überlapp der Wellenfunktionen vergrößert und die Anregung durch einen Gradienten vereinfacht. Dieser Ansatz kann in gleicher Weise die fehlende Frequenzverschiebung des Übergangs bei der Variation der Länge des zweiten Ramsey-Pulses erklären, da ohne Anregung des Singulett-Zustands keine Frequenzverschiebung zu erwarten ist.

Bewegungsseitenbänder verhalten sich wie Übergänge in Singulett-Zustände

Ein weiteres Ergebnis der Rabi-Spektroskopie an kalten ^{87}Rb Wolken ist die wechselwirkungsbedingte Verschiebung der auftretenden Seitenbänder. In der optischen Dipolfalle entsprechen diese Seitenbänder der Erhöhung bzw. Erniedrigung der harmonischen Oszillatorniveaus der Atome in radialer Richtung. In mehreren Messreihen wurde unabhängig voneinander überprüft ob diese Seitenbänder sich wie Singulett-Übergänge verhalten. Sowohl die Umkehrung der Verschiebungsrichtung bei der Spektroskopie vom anderen Uhrenzustand als auch der quantitative Vergleich der Verschiebung mit der Oszillationsfrequenz des Spin-Selbstrephasierungseffekt bestätigen dies. Eine offene Fragestellung bleibt, warum in dieser Konfiguration kein unverschobener Triplett-Zustand detektiert werden kann. Eine erschwerte Anregung dieses Zustands kann erneut mit Symmetrie-Überlegungen begründet werden, die in einem sehr kleinen Überlappintegral resultieren.

Das Hauptaugenmerk liegt auch in diesem Fall darauf, dass die Zweiteilchen-Beschreibung nicht ausreicht, um das komplexe Vielteilchen-System zu beschreiben. Zusätzlich werden in der in Kapitel 4 dargestellten Beschreibung explizit keine Änderungen des Bewegungszustands der Atome zugelassen. Das Verständnis der Effekte bedarf weiterer theoretischer Arbeiten, die klären müssen, inwieweit sich der Singulett-Zustand auf dem Uhrenübergang oder die Triplett-Zustände auf den Seitenbändern anregen lassen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Betrachtung von Teilchenpaaren in einer Pseudo-Spinbasis zur Beschreibung von Wechselwirkungseffekten in kalten atomaren Gasen klärt offene physikalische Fragestellungen wie die sogenannte “Faktor 2 Kontroverse” [45] und gibt ein tieferes Verständnis der Beschreibung von Dephasierung in atomaren Ensembles [44]. Sie sagt darüber hinaus eine Fermi-Uhrenverschiebung aufgrund räumlich inhomogener Kopplungsfelder voraus, die ebenso für bosonische Atome auftritt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden weitergehende Untersuchungen zu den aus dieser Beschreibung resultierenden Wechselwirkungseffekten durchgeführt. Dafür wurden bosonische ^{87}Rb Atome verwendet, die aufgrund sehr ähnlicher Streulängen in allen beteiligten Zuständen ein gutes Modell für ein fermionisches System darstellen. Anstelle einer Verschiebung des Singulett-Zustands tritt in diesem Fall eine sehr ähnliche Verschiebung aller Triplett-Niveaus auf. Die Messungen an diesem System haben gezeigt, dass die Beschreibung in der Zweiteilchen-Basis nicht ohne weiteres auf viele Atome übertragen werden kann. Eine vorhergesagte Verschiebung in Abhängigkeit der Länge des zweiten Pulses einer Ramsey-Spektroskopie konnte nicht beobachtet werden. Die Untersuchung mithilfe von Rabi-Spektroskopie ergibt hingegen Hinweise auf einen Singulett-Zustand und zeigt, dass die Bewegungsseitenbänder der optischen Dipolfalle sich wie Singulett-Zustände verhalten. Dies wurde qualitativ mit Rabi-Spektroskopie vom anderen Uhrenzustand und quantitativ durch eine unabhängige Bestimmung der Wechselwirkungsenergie mit dem Spin-Selbstphasierungseffekt bestätigt.

Ein besseres Verständnis der Beschreibung und der Kontrolle von Wechselwirkungseffekten ist von großem Interesse für die weitere Verbesserung optischer Atomuhren auf Basis fermionischer Ensembles in optischen Gittern. Die Erhöhung von Genauigkeit und Stabilität dieser Messgeräte setzt ein hohes Verständnis der auftretenden wechselwirkungsinduzierten Frequenzverschiebungen voraus. Die theoretische Erweiterung des Zweiteilchen-Bilds auf ein Vielteilchen-System erfolgt in den theoretischen Arbeiten [83, 84, 85], die unterschiedlichen Ansätzen folgen. Die paarweise Betrachtung in [43, 103] und die Vielteilchen-Beschreibung in [83] kommen beide zu einem scheinbar paradoxen Ergebnis. Bei geringer Dichte erhöht sich die neue Verschiebung. Dringt man jedoch in

den Bereich starker Wechselwirkung vor, wird sie unterdrückt. Einerseits wird der Singulett-Zustand durch die hohe Dichte so stark verstimmt, dass er nicht mehr angeregt wird. Andererseits mittelt die Verschiebung sich aufgrund ihrer sinusförmigen Abhängigkeit von der Streuphase für lange Abfragezeiten sehr effektiv zu Null heraus.

Dieses Ergebnis ist von entscheidender Bedeutung. Es galt stets einen Kompromiss zwischen der Limitierung von Stabilität und Genauigkeit der einzelnen Messung aufgrund geringer Teilchenzahlen und der Limitierung aufgrund zu hoher Dichte zu finden. Für viele auf neutralen Atomen basierende optische Uhren löst sich dieser Widerspruch mit den neuen Erkenntnissen auf. Die einzelne Messung wird positiv durch eine hohe Zahl an Atomen und ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis beeinflusst und wechselwirkungsbedingte Verschiebungen werden gleichzeitig unterdrückt. Bisher wurde an komplexen Gittergeometrien geforscht, um Stoßverschiebungen zu unterdrücken [105], als weitere Konsequenz war es geplant, optische Gitter in drei Dimensionen zu verwenden, die mit durchschnittlich weniger als einem fermionischen Atom pro Gitterplatz beladen werden [106]. Die Unterdrückung mithilfe starker Wechselwirkung in einem zweidimensionalen optischen Gitter ist bereits zwei Jahre nach der Entdeckung der neuen Verschiebung bis auf eine relative Unsicherheit von $5,6 \times 10^{-17}$ gelungen [91].

Optische Atomuhren werden in Zukunft einen großen Beitrag für die Überprüfung fundamentaler physikalischer Zusammenhänge und Theorien leisten. Aktuell geplante Weltraummissionen, zum Beispiel zur präzisen Messung der gravitativen Rotverschiebung, die aus dem von A. Einstein formulierten Äquivalenzprinzip resultiert, benötigen sehr stabile und genaue Atomuhren. Die präziseste Messung der gravitativen Rotverschiebung gelang im Jahr 1980 bis auf 7×10^{-5} [107] mit der Weltraummission Gravity Probe A, bei der zwei Wasserstoff-Maser verwendet wurden. Dieses Ergebnis soll das Projekt ACES (Atomic Clock Ensemble in Space) in den nächsten zwei Jahren um knapp zwei Größenordnungen verbessern [108]. In diesem Projekt wird noch eine auf ungefangenen Cäsiumatomen basierende Mikrowellenuhr PHARAO verwendet, die auf der internationalen Raumstation (ISS) betrieben werden wird. Die vorgeschlagene Einstein Gravity Explorer Mission könnte dann auf Basis einer optischen Atomuhr eine Genauigkeit in der Bestimmung der gravitativen Rotverschiebung von 4×10^{-10} erreichen [109]. Besondere Relevanz hat auch der Vergleich von weltraumgestützten optischen Atomuhren mit transportablen erdbasierten Geräten. Er kann im Bereich der Geodäsie zum Beispiel zur Vermessung des Geoids der Erde oder der Ozeanographie verwendet werden. Der dazu notwendige Zeit- und Frequenzvergleich zwischen den Stationen kann über eine Mikrowellenverbindung durchgeführt werden, die bereits für das Projekt ACES entwickelt wurde [110].

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit wurde ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der aus der Pseudo-Spinbasis resultierenden Wechselwirkungseffekte geleistet. Die Diskrepanz zwischen der auf dem Zweiteilchen-Bild basierenden theoretischen Vorhersage und den experimentellen Resultaten sind von großer Relevanz für das Verständnis der erwarteten Frequenzverschiebung und damit für die weitere Verbesserung optischer Atomuhren.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, 187(4736):493–494, 1960.
- [2] W. D. Phillips und H. Metcalf: *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett., 48(9):596–599, 1982.
- [3] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall und M. Zhu: *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*. Phys. Rev. Lett., 54(10):996–999, 1985.
- [4] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell: *Observation of Bose-Einstein condensation in a gas of sodium Vapor*. Science, 269:198, 1995.
- [5] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Drunen, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Phys. Rev. Lett., 75(22):3969, 1995.
- [6] C. C. Bradley, C. A. Sacket, J. J. Tollet und R. G. Hulet: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett., 75(9):1687, 1995.
- [7] A. Peters, K. Chung und S. Chu: *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*. Nature, 400(6747):849–852, 1999.
- [8] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, C. Klempt und J. Arlt: *A slow gravity compensated atom laser*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 100:117–123, 2010.
- [9] M. Kasevich 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, 1992. 10.1007/BF00325375.
- [10] H. Müller, S.-w. Chiow, S. Herrmann, S. Chu und K.-Y. Chung: *Atom-Interferometry Tests of the Isotropy of Post-Newtonian Gravity*. Phys. Rev. Lett., 100:031101, 2008.
- [11] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend und W. Ketterle: *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*. Phys. Rev. Lett., 78(4):582–585, 1997.

- [12] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger: *Atom Laser with a cw Output Coupler*. Phys. Rev. Lett., 82(15):3008–3011, 1999.
- [13] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips: *A Well-Collimated Quasi-Continuous Atom Laser*. Science, 283(5408):1706–1709, 1999.
- [14] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger: *Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition*. Nature, 403(6766):166–170, 2000.
- [15] A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl und T. Esslinger: *Correlations and counting statistics of an atom laser*. Phys. Rev. Lett., 95(9):090404, 2005.
- [16] S. Hodgman, R. Dall, A. Manning, K. Baldwin und A. Truscott: *Direct measurement of long-range third-order coherence in Bose-Einstein condensates*. Science, 331(6020):1046, 2011.
- [17] A. P. Chikkatur, Y. Shin, A. E. Leanhardt, D. Kielpinski, E. Tsikata, T. L. Gustavson, D. E. Pritchard und W. Ketterle: *A continuous source of Bose-Einstein condensed atoms*. Science, 296(5576):2193–2195, 2002.
- [18] N. P. Robins, C. Figl, M. Jeppesen, G. R. Dennis und J. D. Close: *A pumped atom laser*. Nat Phys, 4(9):731–736, 2008.
- [19] N. P. Robins, C. Figl, S. A. Haine, A. K. Morrison, M. Jeppesen, J. J. Hope und J. D. Close: *Achieving peak brightness in an atom laser*. Phys. Rev. Lett., 96(14):140403, 2006.
- [20] J. E. Debs, D. Döring, P. A. Altin, C. Figl, J. Dugué, M. Jeppesen, J. T. Schultz, N. P. Robins und J. D. Close: *Experimental comparison of Raman and rf outcouplers for high-flux atom lasers*. Phys. Rev. A, 81(1):013618, 2010.
- [21] M. Johnsson, S. Haine, J. Hope, N. Robins, C. Figl, M. Jeppesen, J. Dugué und J. Close: *Semiclassical limits to the linewidth of an atom laser*. Physical Review A, 75(4):043618, 2007.
- [22] J.-F. Riou, W. Guerin, Y. L. Coq, M. Fauquembergue, V. Josse, P. Bouyer und A. Aspect: *Beam quality of a Nonideal atom laser*. Phys. Rev. Lett., 96(7):070404, 2006.
- [23] M. Jeppesen, J. Dugué, G. R. Dennis, M. T. Johnsson, C. Figl, N. P. Robins und J. D. Close: *Approaching the Heisenberg limit in an atom laser*. Phys. Rev. A, 77(6):063618, 2008.
- [24] W. Guerin, J.-F. Riou, J. P. Gaebler, V. Josse, P. Bouyer und A. Aspect: *Guided quasicontinuous atom laser*. Phys. Rev. Lett., 97(20):200402, 2006.

-
- [25] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet und D. Guéry-Odelin: *A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate*. EPL (Europhysics Letters), 83(5):50001, 2008.
- [26] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff und R. Schröder: *Performance of the PTB reconstructed primary clock CS1 and an estimate of its current uncertainty*. Metrologia, 35:829, 1998.
- [27] T. Heavner, S. Jefferts, E. Donley, J. Shirley und T. Parker: *NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations*. Metrologia, 42:411, 2005.
- [28] S. Diddams, D. Jones, J. Ye, S. Cundiff, J. Hall, J. Ranka, R. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem und T. Hänsch: *Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb*. Physical Review Letters, 84(22):5102–5105, 2000.
- [29] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland und T. Rosenband: *Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al^+ Optical Clocks*. Phys. Rev. Lett., 104(7):070802, 2010.
- [30] B. Verhaar, K. Gibble und S. Chu: *Cold-collision properties derived from frequency shifts in a cesium fountain*. Phys. Rev. A, 48:R3429–R3432, 1993.
- [31] P. J. Leo, C. J. Williams und P. S. Julienne: *Collision Properties of Ultracold ^{133}Cs Atoms*. Phys. Rev. Lett., 85:2721–2724, 2000.
- [32] K. Gibble und S. Chu: *Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions*. Phys. Rev. Lett., 70:1771–1774, 1993.
- [33] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies und C. J. Williams: *Collisional Frequency Shifts in ^{133}Cs Fountain Clocks*. Phys. Rev. Lett., 86:3743–3746, 2001.
- [34] C. Fertig und K. Gibble: *Measurement and Cancellation of the Cold Collision Frequency Shift in an ^{87}Rb Fountain Clock*. Phys. Rev. Lett., 85(8):1622–1625, 2000.
- [35] F. Pereira Dos Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon und C. Salomon: *Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry*. Phys. Rev. Lett., 89:233004, 2002.
- [36] K. Szymaniec, W. Chałupczak, E. Tiesinga, C. J. Williams, S. Weyers und R. Wynands: *Cancellation of the Collisional Frequency Shift in Cesium Fountain Clocks*. Phys. Rev. Lett., 98:153002, 2007.
- [37] K. Gibble und B. J. Verhaar: *Eliminating cold-collision frequency shifts*. Phys. Rev. A, 52:3370–3373, 1995.

- [38] M. W. Zwierlein, Z. Hadzibabic, S. Gupta und W. Ketterle: *Spectroscopic Insensitivity to Cold Collisions in a Two-State Mixture of Fermions*. Phys. Rev. Lett., 91(25):250404, 2003.
- [39] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, J. Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck und C. W. Oates: *Sr Lattice Clock at 1×10^{-16} Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock*. Science, 319(5871):1805–1808, 2008.
- [40] G. K. Campbell, M. M. Boyd, J. W. Thomsen, M. J. Martin, S. Blatt, M. D. Swallows, T. L. Nicholson, T. Fortier, C. W. Oates, S. A. Diddams, N. D. Lemke, P. Naidon, P. Julienne, J. Ye und A. D. Ludlow: *Probing Interactions Between Ultracold Fermions*. Science, 324(5925):360–363, 2009.
- [41] Z. Yu und G. Baym: *Spin-correlation functions in ultracold paired atomic-fermion systems: Sum rules, self-consistent approximations, and mean fields*. Phys. Rev. A, 73:063601, 2006.
- [42] G. Baym, C. J. Pethick, Z. Yu und M. W. Zwierlein: *Coherence and Clock Shifts in Ultracold Fermi Gases with Resonant Interactions*. Phys. Rev. Lett., 99:190407, 2007.
- [43] K. Gibble: *Decoherence and Collisional Frequency Shifts of Trapped Bosons and Fermions*. Phys. Rev. Lett., 103(11):113202, 2009.
- [44] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon und P. Rosenbusch: *Extended Coherence Time on the Clock Transition of Optically Trapped Rubidium*. Phys. Rev. Lett., 106(24):240801, 2011.
- [45] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk und E. A. Cornell: *Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas*. Phys. Rev. A, 66(5):053616, 2002.
- [46] G. Kleine Büning: *Lange Kohärenzzeit optisch gefangener Ensembles*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2011.
- [47] N. Murray: *Experimente zur Dynamik ungeordneter Quantengase*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [48] C. Affeldt: *Lasersystem zur Erzeugung dunkler Solitonen in Bose-Einstein Kondensaten*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [49] B. Lücke: *Aufbau und Planung einer Hybridfalle zur Erzeugung ultrakalter Quantengase*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.

-
- [50] M. Sabbar: *Mikrowellenevaporation in einer Hybridfalle zur Erzeugung quantenentarteter Mischungen*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [51] J. Peise: *Methoden zur Untersuchung von Dekohärenz und Frequenzverschiebungen in ultrakalten Atomen*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [52] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer und J. Arlt: *Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps*. Phys. Rev. A, 73(1):13410, 2006.
- [53] P. Lebedev und P. Lazarev: *Die druckkräfte des lichtes*. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. W. Engelmann, 1913.
- [54] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Bagnato, C. E. Wieman und R. N. Watts: *Light Traps Using Spontaneous Forces*. Phys. Rev. Lett., 57(3):310–313, 1986.
- [55] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., 59(23):2631–2634, 1987.
- [56] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf: *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*. Phys. Rev. Lett., 61(2):169–172, 1988.
- [57] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B, 6:2023, 1989.
- [58] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B, 2(11):1707–1720, 1985.
- [59] R. R. Craig und R. R. Stephans: *High power semiconductor laser amplifiers*. SPIE, 893(25), 1988.
- [60] J. N. Walpole, E. S. Kintzer, S. R. Chinn, C. A. Wang und L. J. Missaggia: *High-power strained-layer InGaAs/AlGaAs tapered traveling wave amplifier*. Appl. Phys. Lett, 61(7):740–742, 1992.
- [61] J. N. Walpole: *Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions*. Opt. Quantum Electron., 28:623–645, 1996.
- [62] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Köning und T. W. Hänsch: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*. Opt. Commun., 117:541–549, 1995.

- [63] H. L. Stover und W. H. Steier: *Locking of Laser Oscillators by Light Injection*. Appl. Phys. Lett, 8(4):91–93, 1966.
- [64] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, W. Weidemüller und M. Zielonkowski: *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*. Rev. Sci. Instrum., 70(1):242–243, 1999.
- [65] H. F. Hess: *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*. Phys. Rev. B, 34(5):3476–3479, 1986.
- [66] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess und G. P. Kochanski: *Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett., 61(8):935–938, 1988.
- [67] W. Ketterle und N. J. van Druten: *Evaporative cooling of trapped atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 37:181, 1996.
- [68] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. Brecha, A. Simoni und M. Inguscio: *Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling*. Science, 294(5545):1320, 2001.
- [69] D. A. Steck: *Rubidium 87 D Line Data*. Technischer Bericht, Oregon Center for Optics and Department of Physics, 2010.
- [70] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher und E. A. Cornell: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., 74(17):3352–3355, 1995.
- [71] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman und J. V. Porto: *Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential*. Phys. Rev. A, 79(6):063631, 2009.
- [72] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov: *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95, 2000.
- [73] M. S. Safronova, B. Arora und C. W. Clark: *Frequency-dependent polarizabilities of alkali-metal atoms from ultraviolet through infrared spectral regions*. Phys. Rev. A, 73(2):022505, 2006.
- [74] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans und J. T. M. Walraven: *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*. Phys. Rev. Lett., 78(6):990–993, 1997.
- [75] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger und W. Ketterle: *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., 81(11):2194–2197, 1998.
- [76] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang und D. Guéry-Odelin: *Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms*. Opt. Lett.,

- 32(21):3143–3145, 2007.
- [77] F. Vermersch, C. Fabre, P. Cheiney, G. Gattobogio, R. Mahevet und D. Guéry-Odelin: *Guided-atom laser: Transverse mode quality and longitudinal momentum distribution*. Physical Review A, 84(4):043618, 2011.
- [78] A. Siegman: *How to (maybe) measure laser beam quality*. In: *Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues*. Optical Society of America, 1998.
- [79] C. Fabre, P. Cheiney, G. Gattobigio, F. Vermersch, S. Faure, R. Mahevet, T. Lahaye und D. Guéry-Odelin: *Realization of a distributed Bragg reflector for propagating guided matter waves*. Arxiv preprint arXiv:1107.5416, 2011.
- [80] E. Tiemann: *Priv. Comm.*
- [81] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen und B. J. Verhaar: *Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments*. Phys. Rev. Lett., 88:093201, 2002.
- [82] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker und C. W. Oates: *Spin-1/2 Optical Lattice Clock*. Phys. Rev. Lett., 103:063001, 2009.
- [83] A. M. Rey, A. V. Gorshkov und C. Rubbo: *Many-Body Treatment of the Collisional Frequency Shift in Fermionic Atoms*. Phys. Rev. Lett., 103:260402, 2009.
- [84] Z. Yu und C. J. Pethick: *Clock Shifts of Optical Transitions in Ultracold Atomic Gases*. Phys. Rev. Lett., 104:010801, 2010.
- [85] Y. Band und I. Osherov: *Collisionally induced atomic clock shifts and correlations*. Arxiv preprint arXiv:1011.3311, 2010.
- [86] G. Kleine Büning: *Lange Kohärenzzeit optisch gefangener Ensembles*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2011.
- [87] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel und P. Rosenbusch: *Spin Self-Rephasing and Very Long Coherence Times in a Trapped Atomic Ensemble*. Phys. Rev. Lett., 105(2):020401, 2010.
- [88] E. Bashkin: *Spin waves in polarized paramagnetic gases*. JETP Letters, 33:8, 1981.
- [89] C. Lhuillier und F. Laloë: *Transport properties in a spin polarized gas, I*. Journal de Physique, 43(2):197–224, 1982.

- [90] N. D. Lemke, J. von Stecher, J. A. Sherman, A. M. Rey, C. W. Oates und A. D. Ludlow: *p-Wave Cold Collisions in an Optical Lattice Clock*. Phys. Rev. Lett., 107:103902, 2011.
- [91] M. D. Swallows, M. Bishof, Y. Lin, S. Blatt, M. J. Martin, A. M. Rey und J. Ye: *Suppression of Collisional Shifts in a Strongly Interacting Lattice Clock*. Science, 331(6020):1043–1046, 2011.
- [92] I. Rabi, S. Millman, P. Kusch und J. Zacharias: *The Molecular Beam Resonance Method for Measuring Nuclear Magnetic Moments*. Phys. Rev, 53(495):318, 1938.
- [93] N. Ramsey: *A new molecular beam resonance method*. Physical Review, 76(7):996, 1949.
- [94] C. Audoin und B. Guinot: *The measurement of time: time, frequency, and the atomic clock*. Cambridge Univ Pr, 2001.
- [95] J. Guena, P. Rosenbusch, P. Laurent, M. Abgrall, D. Rovera, G. Santarelli, M. Tobar, S. Bize und A. Clairon: *Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock*. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 57(3):647–653, 2010.
- [96] M. Gilowski, C. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E. Rasel und W. Ertmer: *Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms*. Optics Communications, 280(2):443–447, 2007.
- [97] P. Berg: *Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie*. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [98] L. Chaos-Cador und E. Ley-Koo: *Common generating functions of complete harmonic oscillator wave functions and transformation brackets in D dimensions*. International journal of quantum chemistry, 97(4):844–853, 2004.
- [99] G. Breit und I. I. Rabi: *Measurement of Nuclear Spin*. Phys. Rev., 38(11):2082–2083, 1931.
- [100] D. Allan: *Statistics of atomic frequency standards*. Proc. of the IEEE, 54(2):221–230, 1966.
- [101] M. Bishof, Y. Lin, M. Swallows, A. Gorshkov, J. Ye und A. Rey: *Resolved atomic interaction sidebands in an optical clock transition*. arXiv:1102.1016, 2011.
- [102] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule und C. Salomon: *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*. EPL (Europhysics Letters), 42:395, 1998.

- [103] K. Gibble: *Frequency shifts of colliding fermions in optical lattice clocks*. In: *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, Seiten 56–58. IEEE, 2010.
- [104] A. D. Ludlow, N. D. Lemke, J. A. Sherman, C. W. Oates, G. Quémener, J. von Stecher und A. M. Rey: *Cold-collision-shift cancellation and inelastic scattering in a Yb optical lattice clock*. *Phys. Rev. A*, 84:052724, 2011.
- [105] D. E. Chang, J. Ye und M. D. Lukin: *Controlling dipole-dipole frequency shifts in a lattice-based optical atomic clock*. *Phys. Rev. A*, 69:023810, 2004.
- [106] H. Katori, T. Ido und M. Kuwata-Gonokami: *Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement*. In: *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, Seiten 323–330. World Scientific, Singapore, 2002.
- [107] R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, E. L. Blomberg, T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrel, R. Decher, P. B. Eby, C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber und F. D. Wills: *Test of Relativistic Gravitation with a Space-Borne Hydrogen Maser*. *Phys. Rev. Lett.*, 45:2081–2084, 1980.
- [108] L. Cacciapuoti, N. Dimarcq, G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, P. Berthoud, A. Jornod, F. Reina, S. Feltham und C. Salomon: *Atomic Clock Ensemble in Space: Scientific Objectives and Mission Status*. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 166:303 – 306, 2007.
- [109] S. Schiller, G. Tino, P. Gill, C. Salomon, U. Sterr, E. Peik, A. Nevsky, A. Görlitz, D. Svehla, R. Rummel et al.: *Einstein Gravity Explorer—A class-M fundamental physics mission proposal for Cosmic Vision 2015–2025*. *Experimental Astronomy*, 10, 2007.
- [110] C. Salomon, L. Cacciapuoti und N. Dimarcq: *Atomic Clock Ensemble in Space: An Update*. *International Journal of Modern Physics D*, 16(12B):2511, 2007.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des Vakuumsystems	16
2.2	Termschema von Rubidium	18
2.3	Aufbau des Rubidium Lasersystems	20
2.4	Aufbau der magneto-optischen Falle	22
2.5	Temperatur nach der Melasse-Phase	24
2.6	Schema des magnetischen Transports	25
2.7	Aufbau der Spulen für den Transport und die Magnetfalle	26
2.8	MosFET-Schaltung zum Umschalten zwischen den Magnetfeldkonfigurationen	27
2.9	Mikrowellenübergang und PSD-N Diagramm	28
2.10	Schematischer Aufbau der beiden Dipolstrahlen	31
2.11	Schema der Hybridfalle und Potenzialform	32
2.12	PSD-N Diagramm für die Hybridfalle	34
2.13	Effektives Volumen und Entropie während des Umladens	35
2.14	Entwicklung der Phasenraumdichte beim Umladen zwischen Quadrupol- und Hybridfalle	36
2.15	PSD-N Diagramm für die gekreuzte Dipolfalle	38
2.16	Schematischer Aufbau der Detektion	39
2.17	Absorptionsaufnahmen	40
3.1	Kalibrierung des Magnetfeldgradienten	42
3.2	Fallenfrequenz in Abhängigkeit des Versatzes	43
3.3	Potenzial der Hybridfalle für verschiedene Gradienten	44
3.4	Absorptionsbilder eines langsamen Atomlasers	45
3.5	Strahlanalyse des langsamen Atomlasers	46
3.6	Vergleich zweier aus Hybrid- und Dipolfalle ausgekoppelter Atomlaser	47
3.7	Messung der transversalen Fallenfrequenz mit nur einem Bild	48
4.1	Pseudo-Spinbasis	57
4.2	Pseudo-Spinbasis mit Wechselwirkung	59
4.3	Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der Rabi-Winkel	61
4.4	Dephasierung in der Singulett- Triplett-Basis	62

4.5	Wiederaufleben des Kontrasts während Ramsey-Spektroskopie und sehr lange Kohärenzzeit	64
4.6	Die Verschiebung verschwindet nicht für $f = 0$	66
4.7	Unterdrückung der neuen Uhrenverschiebung	67
4.8	Fermi-Uhrenverschiebung für ^{87}Rb in Abhängigkeit von Dichte und Inhomogenität	68
5.1	Zwei-Niveau System	72
5.2	Rabi- und Ramsey-Spektroskopie	75
5.3	Zwei-Photonen Übergang	76
5.4	Kompensation des differentiellen AC-Stark Effekts	78
5.5	Aufbau zur Erzeugung von Radiofrequenz- und Mikrowellenstrahlung	79
5.6	Schnelle adiabatische Passagen	80
5.7	Teilchenzahl- und Dichtepräparation	82
5.8	Raman-Lasersystem	83
5.9	Schema der Phasenstabilisierung	84
5.10	Schwebungssignal und Rauschdichte des Raman-Lasersystems	85
5.11	Schematischer Aufbau der Überlagerung der Raman-Strahlen mit der Dipolfalle	87
5.12	Rabi- und Ramsey-Spektroskopie mit dem Raman-Lasersystem	88
5.13	Rabi-Oszillationen für unterschiedliche Radiofrequenzleistung am AOM	89
5.14	Absorptionsaufnahmen nach Stern-Gerlach Separation	90
5.15	Rabi-Oszillationen für verschiedene Inhomogenitäten	92
5.16	Wellenfunktionen für verschiedene Fallenzustände	95
5.17	Rabi-Frequenz in Abhängigkeit des Fallenzustands n_r	96
5.18	Dephasierende Rabi-Oszillationen und deren Dämpfungsparameter	97
6.1	Spektroskopie des Hintergrundmagnetfelds	101
6.2	Experimentelle Kompensation des differentiellen AC-Stark Effekts	103
6.3	Kalibrierung der mittleren Dichte	104
6.4	Ramsey-Spektroskopie unter Variation des zweiten Pulses 1	106
6.5	Ramsey-Spektroskopie unter Variation des zweiten Pulses 2	107
6.6	Rabi-Spektroskopie mit inhomogenen Pulsen	109
6.7	Seitenbandverschiebung bei inhomogener Rabi-Spektroskopie	110
6.8	Quantitative Auswertung der Seitenbandverschiebung	111
6.9	Rabi-Spektroskopie ausgehend vom oberen Uhrenzustand	113
6.10	Unabhängige Messung der Austauschenergie ω_{ex}	114
6.11	Asymmetrie auf der zentralen Resonanz	116

Publikationsliste

- *Extended coherence time on the clock transition of optically trapped Rubidium,*
G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon, P. Rosenbusch,
Phys. Rev. Lett. **106**, 240801 (2011),
dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.240801
- *A slow gravity compensated atom laser,*
G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, C. Klempt, J. Arlt,
Appl. Phys. B **100**, 117 (2010),
dx.doi.org/10.1007/s00340-010-4078-7
- *Transport of a quantum degenerate heteronuclear Bose-Fermi mixture in a harmonic trap,*
C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, St. Falke, W. Ertmer, and J. Arlt,
Eur. Phys. J. D **48**, 121 (2008),
dx.doi.org/10.1140/epjd/e2008-00067-5
- *Damped Bloch oscillations of Bose-Einstein condensates in disordered potential gradients,*
S. Drenkelforth, G. Kleine Büning, J. Will, T. Schulte, N. Murray, W. Ertmer, L. Santos, J. Arlt,
New J. Phys. **10**, 45027 (2008),
dx.doi.org/10.1088/1367-2630/10/4/045027
- *^{40}K - ^{87}Rb Feshbach resonances: Modeling the interatomic potential,*
C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann and J. Arlt,
Phys. Rev. A **76**, 020701(R) (2007),
dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.020701
- *Realisierung einer Magneto-Optischen Falle für ^{41}K ,*
J. Will,
Diplomarbeit (2007)

Im Rahmen meines Promotionsstudiums betreute Diplomarbeiten

- *Methoden zur Untersuchung von Dekohärenz und Frequenzverschiebungen in ultrakalten Atomen*
Jan Peise, (2010)
- *Mikrowellenevaporation in einer Hybridfalle zur Erzeugung quantenentarteter Mischungen*
Mazyar Sabbar, (2009)
- *Aufbau und Planung einer Hybridfalle zur Erzeugung ultrakalter Quantengase*
Bernd Lücke, (2009)
- *Lasersystem zur Erzeugung dunkler Solitonen in Bose-Einstein Kondensaten*
Christoph Affeldt, (2008)
- *Experimente zur Dynamik ungeordneter Quantengase*
Nils Murray, (2008)

Lebenslauf

Name Will, Johannes
Geburtsdatum/-ort 19. 11. 1982 in Hannover, Deutschland

Promotionsstudium

8/2007 - 5/2012 Promotion am *Institut für Quantenoptik* der *Leibniz Universität Hannover* mit dem Thema: „Symmetrieabhängige Frequenzverschiebungen in Atomuhren“

Förderung durch das *European Graduate College Interference and Quantum Applications* und das *Centre for Quantum Engineering and Space-Time Research (QUEST)*

Studium

10/2001 - 6/2007 Studium an der *Leibniz Universität Hannover* mit dem Abschluss zum Diplom-Physiker, Studienrichtung Technische Physik (Note: sehr gut)

7/2006 - 6/2007 Diplomarbeit am *Institut für Quantenoptik* der *Leibniz Universität Hannover* mit dem Thema: „Realisierung einer Magneto-Optischen Falle für ^{41}K “

01/2005 - 8/2005 Auslandsaufenthalt in Bergen, Norwegen an der *Universitetet i Bergen* im Rahmen des *Erasmus-Programms*

Schulabschluss

6/2001 Abitur an der *Ricarda-Huch-Schule* in Hannover

Praktika

9/2004 - 11/2004 Industriepraktikum
Simulation und Herstellung dielektrischer Beschichtungen für Hochleistungslaserspiegel
Laseroptik Garbsen GmbH, Garbsen