

Doppel-Spezies Bose-Einstein-Kondensat von Rubidium und Cäsium Atomen in räumlich getrennten optischen Fallen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades an der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

vorgelegt von

Almar D. Lercher

durchgeführt am Institut für Experimentalphysik
unter der Leitung von
a. Univ.-Prof. Dr. Hanns-Christoph Nägerl

September 2010

für Hanna

Zusammenfassung

In der vorliegenden Doktorarbeit beschreibe ich unsere Methode zur gleichzeitigen Erzeugung zweier Bose-Einstein-Kondensate bosonischer ^{87}Rb und ^{133}Cs Atome in zwei räumlich getrennten optischen Dipolfallen. Die beiden Kondensate können für zukünftige Experimente mit Quantengasgemischen oder zur Erzeugung ultrakalter Ensembles dipolarer RbCs Moleküle überlagert werden.

Die Rb und Cs Atome werden zunächst mit Hilfe eines Zeeman-Abbremsers verlangsamt und dann in eine zweifarbige magneto-optische Falle geladen. Anschließend kühlen wir die Atome noch weiter mit Hilfe der Raman-Seitenbandkühlung ab, die wir gleichzeitig für beide Elemente durchführen. Diese Kühlmethode hat den Vorteil, dass die Atome (als Nebeneffekt) in den niedrigsten Spinzustand gepumpt werden. Danach laden wir das Rb-Cs Gemisch in eine großvolumige levitierte Dipolfalle.

Das ist der Ausgangspunkt für eine Reihe von Experimenten, die in dieser Doktorarbeit im Einzelnen beschrieben werden: Zuerst haben wir in den zwei Spingemischen $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ und $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ durch inelastische Verlustspektroskopie nach interspezies Feshbach-Resonanzen gesucht und mit der Entdeckung von insgesamt 25 verschiedenen Resonanzen (in dem uns zugänglichen Magnetfeldbereich) die Grundlage für die Entwicklung eines umfassenden theoretischen Rb-Cs Streumodells geschaffen. Um abschätzen zu können, ob eine weiterführende gemeinsame Kühlstrategie sinnvoll ist, haben wir anschließend inelastische Rb-Cs Dreikörperstoßverluste untersucht und dabei für Stoßprozesse, in die zwei Rb Atome und ein Cs Atom involviert sind, bei einem Magnetfeldwert jenseits der beobachteten Feshbach-Resonanzen einen Verlustkoeffizienten von $1.7(9) \times 10^{-24} \text{ cm}^6/\text{s}$ gemessen. Für eine effiziente Verdampfungskühlung ist dieser Wert zu groß, so dass wir uns dazu entschieden haben, die beiden Spezies räumlich voneinander zu trennen. Hierzu laden wir die Rb und Cs Atome selektiv aus der großvolumigen Dipolfalle in zwei getrennte Dipolfallen mit einem stärkeren räumlichen Einschluss. Nach wenigen Sekunden gleichzeitig durchgeführter Verdampfungskühlung erhalten wir zwei reine Kondensate mit einigen Zehntausend Atomen. Ihr räumlicher Abstand zueinander beträgt ca. $400 \mu\text{m}$.

Schließlich haben wir demonstriert, dass wir die beiden Kondensate überlagern und durch eine Magnetfeldrampe über eine der heteronuklearen Feshbach-Resonanzen ein Ensemble schwach gebundener RbCs Feshbach-Moleküle assoziieren können. Hieraus lassen sich zukünftig durch die Verwendung eines geeigneten kohärenten Zweiphotonen-Raman-Übergangs dipolare Grundzustandsmoleküle erzeugen.

Abstract

In this thesis I describe our method of simultaneously creating Bose-Einstein condensates of bosonic ^{87}Rb and ^{133}Cs atoms in two spatially separated optical dipole traps. The two condensates can be overlapped for quantum gas mixture experiments and for the production of ultracold samples of dipolar molecules.

We first load the Rb and Cs atoms into a two-color magneto-optical trap from Zeeman slowed atomic beams. The mixture is further cooled by applying two-color degenerate Raman sideband cooling, which also polarizes the atoms into their lowest spin states. We then load the Rb-Cs sample into a large-volume levitated dipole trap.

This is the starting point for a set of experiments, which are described in this thesis in detail: First, we search for interspecies Feshbach resonances in two different spin channels, $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ and $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$, by performing inelastic loss spectroscopy. In total, we find 25 resonances in the accessible magnetic field range. Our results provide fundamental experimental input to determine the relevant parameters of a theoretical model describing the Rb-Cs scattering properties. Second, we examine inelastic heteronuclear three-body recombination processes in order to answer the question whether a subsequent combined cooling strategy is possible. For a collision of two Rb atoms and one Cs atom we measure a loss rate coefficient of $1.7(9) \times 10^{-24} \text{ cm}^6/\text{s}$. We perform this measurement at a magnetic field value far from any Feshbach resonance. Due to this comparatively large loss rate coefficient efficient evaporative cooling is very unlikely. We therefore spatially separate the two species. To do this, we selectively load the Rb and Cs atoms from the large-volume dipole trap into two spatially separated, more tightly confining dipole traps. After several seconds of simultaneous evaporative cooling, we obtain two pure condensates with $10^4 - 10^5$ atoms. The condensates are separated in space by about $400 \mu\text{m}$.

Finally, we show that we are able to overlap the two condensates and to produce weakly bound RbCs Feshbach molecules by making use of a heteronuclear Feshbach resonance. This is a good starting point for the creation of dipolar ground state molecules using a coherent two-photon Raman transition.

Danksagung

Experimentelle Aufbauten, deren Ziel die Untersuchung ultrakalter Quantengase ist, haben heutzutage eine Komplexität erreicht, die nur noch im Team bewältigt werden kann. Außerdem erstreckt sich eine auf diesem Forschungsgebiet durchgeführte Doktorarbeit in der Regel über mehrere Jahre und ist mit Einschränkungen unterschiedlicher Natur verbunden. Daher habe ich es als sehr hilfreich empfunden, Unterstützung auch im privaten Umfeld zu erfahren.

Ich bedanke mich an dieser Stelle sehr herzlich bei allen Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dabei gilt mein besonderer Dank: **Hanns-Christoph Nägerl**, meinem "Doktorvater", für seine hervorragende Betreuung und Unterstützung, vor allem in der heißen Endphase meiner Doktorarbeit. Er war stets ansprechbar, bereit zu Hilfestellungen und offen für eigene Vorschläge. **Rudi Grimm**, der die Leitung unseres Projektes in den ersten Jahren meiner Doktorarbeit inne hatte und uns für den Umbau des Experimentes einen großen Teil seines Wittgenstein-Preisgeldes zukommen ließ. Er steuert auch jetzt noch wichtige physikalische Ideen bei und ist für die sehr gute Gruppenorganisation verantwortlich. **Tetsu**, unserem Postdoc, mit dem ich zahlreiche Stunden im Labor verbracht habe und von dessen Wissen ich durch viele Diskussionen profitiert habe. Mit ihm war eine stimulierende und wertschätzende Zusammenarbeit am Experiment möglich! **Francesca**, für ihre hilfsbereite, kompetente und schnelle Unterstützung, wenn ich sie benötigt habe. **Den restlichen Mitgliedern des GOST/RbCs Teams**, mit denen ich in den letzten Jahren zusammen gearbeitet habe. Dazu gehören Bastian E., Antti, Karl, Andrea, Gabriel, David und neuerdings Bastian S., Markus und Raffael. **Gerhard, Christine, Karin, Toni und Helmut**, die in vielerlei Hinsicht die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Laborarbeit geschaffen haben. Und natürlich - das private Umfeld betreffend - **Hanna**, meiner Frau, für ihre liebevolle Unterstützung, die sie mir auch dann zukommen ließ, wenn ich schlecht gelaunt oder etwas später aus dem Labor nach Hause gekommen bin. **Meiner Familie und allen Freunden** dafür, dass sie mich auf meinem Weg bis hierher begleitet haben. Danke!

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
2	Dipolare Quantengase	15
2.1	Theoretische Grundlagen	15
2.2	Erzeugung dipolarer Quantengase	20
2.3	Forschungsstand	24
3	Erzeugung einer Rb-Cs Mischung	27
3.1	^{87}Rb und ^{133}Cs Atome	28
3.2	Experimenteller Aufbau	32
3.3	Experimenteller Ablauf	36
3.3.1	MOT	38
3.3.2	Raman-Seitenbandkühlung	39
3.3.3	Levitierte Dipolfallen	42
4	Rb-Cs Feshbach-Resonanzen	47
4.1	Was ist eine Feshbach-Resonanz?	47
4.2	Messmethode	50
4.2.1	Präparation geeigneter Rb-Cs Mischungen	50
4.2.2	Feshbach-Spektroskopie	52
4.3	Ergebnisse	54
4.4	Diskussion	55
5	Rb-Cs Dreikörperstoßverluste	57
5.1	Inelastische Dreikörperstöße	57
5.2	Messmethode und Datenanalyse	59
5.3	Ergebnisse und Diskussion	64
6	Doppel-Spezies BEC	69
6.1	Grundlegende Konzepte	70
6.1.1	Bose-Einstein-Kondensation	70
6.1.2	Verdampfungskühlung	74
6.2	Experimentelle Realisierung	75
6.3	Ergebnisse und Diskussion	82

Inhaltsverzeichnis

7 RbCs Feshbach-Moleküle	87
7.1 Magnetoassoziation	87
7.2 Messung der Bindungsenergie	90
8 Ausblick	93
8.1 RbCs Grundzustandsmoleküle	93
8.1.1 Präparation der Grundzustandsmoleküle	93
8.1.2 Experimente mit den Grundzustandsmolekülen	98
8.2 Experimente mit einem Rb-Cs Doppel-BEC	99
A Lasersystem	101
B Faserverstärker	104
C Publikationen	110
D Curriculum Vitae	111
Literaturverzeichnis	112

1 Einleitung

Es tritt: „... etwas Ähnliches [ein] wie beim isothermen Komprimieren eines Dampfes über das Sättigungsvolumen. Es tritt eine Scheidung ein; ein Teil »kondensiert«, der Rest bleibt ein »gesättigtes ideales Gas« ...“

A. Einstein

Mit diesen Worten beschreibt Albert Einstein 1924 in seiner Abhandlung zur "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases" [Ein24] zum ersten Mal ein Phänomen, das später Bose-Einstein-Kondensation (im Folgenden mit BEC abgekürzt) getauft wird. Bemerkenswert ist, dass diese Arbeit ca. ein Jahr vor der Begründung der modernen Quantenmechanik (dessen Beginn u.a. die Formulierung der Matrizenmechanik durch W. Heisenberg, M. Born und P. Jordan markiert) veröffentlicht wird. Es sind keine weiteren Kommentare oder Publikationen Einsteins zu diesem Thema bekannt. Vermutlich hat er nicht geahnt, dass seine Vorhersage 1995 mit der ersten experimentellen Realisierung eines BECs in verdünnten Gasen ultrakalter Alkaliatome [And95, Bra95, Dav95] eine neue Ära im Bereich der Atom- und Molekülphysik, sowie der Quantenoptik einläuten sollte. Und nicht nur das: In den letzten Jahren wurde immer deutlicher, dass die entwickelten experimentellen Techniken eine nahezu einzigartige Kontrolle über Vielteilchen-Quantensysteme (von denen man bisher annahm, dass sie v.a. Gegenstand der Festkörperphysik seien) ermöglichen. Insbesondere kristallisierte sich dabei die Tatsache heraus, dass mit Hilfe ultrakalter Atome und Moleküle - obwohl diese "nur" in Form verdünnter Quantengase endlicher Ausdehnung und typischerweise inhomogener Dichteverteilung vorliegen - das Regime stark korrelierter Quantensysteme untersucht werden kann. Hiervon legen einige bahnbrechende Experimente der letzten Jahre, wie z.B. die Beobachtung der Superfluidität in einem stark wechselwirkenden Fermi-Gas [Chi04a, Zwi05], die damit verknüpfte Untersuchung des BEC-BCS Übergangs [Reg04, Bar04, Par05] oder der Nachweis des Phasenübergangs bosonischer Atome in einem optischen Gitter von einem superfluiden in einen Mott-Isolator Zustand [Gre02], Zeugnis ab.

Aus heutiger Sicht eröffnen dipolare Quantengase (vor allem in Kombination mit optischen Gittern) einen der vielversprechendsten, in absehbarer Reichweite liegenden Zugänge in eine neue Welt stark korrelierter Quantensysteme. Dafür gibt es zwei Gründe: Erstens wurden in den letzten Jahren enorme experimentelle Fortschritte bei

1 Einleitung

der Erzeugung kalter Atom- und Molekülensembles, die dipolare Eigenschaften aufweisen, erzielt. Exemplarisch seien hier die erstmalige Realisierung eines ^{52}Cr BECs [Gri05] und die Präparation heteronuklearer Moleküle im ro vibronischen Grundzustand [Dei08, Ni08] genannt. Es wurden daneben weitere, sehr aussichtsreiche Ansätze, polare Moleküle direkt abzukühlen und einzufangen, entwickelt (s. hierzu die Übersichtsartikel [Dul09, Car09, Doy04]). Zweitens unterscheidet sich die Dipol-Dipol-Wechselwirkung in zwei Eigenschaften (die zur Beobachtung neuer faszinierender physikalischer Phänomene führen werden) grundlegend von der in ultrakalten Quantengasen üblicherweise vorherrschenden Kontakt-Wechselwirkung: sie ist langreichweitig und anisotrop.

In welcher Beziehung steht der experimentelle Aufbau, an dem die vorliegenden Doktorarbeit durchgeführt wurde, zu diesem spannenden Forschungsumfeld? Allgemein gesprochen besteht die Zielsetzung unseres Experimentes in der Untersuchung von Gemischen bosonischer ^{87}Rb und ^{133}Cs Atome. Während Mischexperimente vor ca. 10 Jahren vor allem zu dem Zweck aufgebaut wurden, eine fermionische mit Hilfe einer bosonischen Spezies sympathetisch zu kühlen [Sch01, Tru01], so stehen heutzutage die Gemische selber im Fokus der Forschungsaktivitäten. In unserem Fall gilt das Interesse zunächst der Erzeugung eines ultrakalten, wenn möglich quantenentarteten Gases von RbCs Grundzustandsmolekülen. Aufgrund ihres theoretisch vorhergesagten elektrischen Dipolmomentes von 1.25 D [Kot05, Aym05], sollte es anschließend möglich sein, unter Zuhilfenahme dieser Moleküle Experimente im Bereich stark korrelierter dipolarer Quantengase durchzuführen.

Auf dem Weg zur Umsetzung dieses Vorhabens, galt es in den letzten Jahren einige Hürden zu meistern: Wir mussten zunächst die technischen Voraussetzungen zur Erzeugung kalter Rb-Cs Mischungen schaffen (Kapitel 3). Da die Wechselwirkungseigenschaften der beiden Elemente nicht bekannt waren, haben wir anschließend nach interspezies Feshbach-Resonanzen gesucht (Kapitel 4). Beim Versuch, das Gemisch weiter abzukühlen, stellten wir fest, dass hohe inelastische Rb-Cs Dreikörperstoßverluste auftraten (Kapitel 5), die uns in Folge dazu veranlassten ein Doppel-Spezies BEC in zwei räumlich getrennten optischen Fallen zu erzeugen (Kapitel 6), aber dennoch die Möglichkeit zu haben, die beiden BECs zu überlagern und z.B. heteronukleare Feshbach-Moleküle zu assoziieren (Kapitel 7). Der nächste Schritt wird darin bestehen, die schwach gebundenen RbCs Moleküle mit Hilfe einer geeigneten STIRAP-Sequenz in den ro vibronischen Grundzustand zu transferieren (Kapitel 8). Kapitel 2, das sich dipolaren Quantengasen widmet, sei als Motivation für die gesamte Doktorarbeit vorangestellt.

Es sei noch angemerkt, dass ich in den Abbildungen eine einheitliche Farbgebung für die Rb Atome (in rot) und die Cs Atome (in blau) verwendet habe.

2 Dipolare Quantengase

Ultrakalte atomare und molekulare Quantengase zeichnen sich z.B. im Vergleich zu Systemen aus der Festkörperphysik durch eine einzigartige experimentelle Kontrolle aus. Sie ist u.a. der Schlüssel zur Realisierung grundlegender Quantenphasen. In diesem Zusammenhang seien der BEC-BCS Übergang in atomaren Fermi-Gasen [Reg04, Bar04, Zwi05, Par05, Chi04a], der Kosterlitz-Thouless-Übergang [Had06] und der Phasenübergang bosonischer Atome in einem optischen Gitter von einem superfluiden in einen Mott-Isolator Zustand [Gre02, Spi07] erwähnt. Kürzlich konnte in einem eindimensionalen Quantengas bosonischer Cs Atome der Phasenübergang von einer superfluiden Luttinger-Flüssigkeit in einen Mott-Isolator Zustand beobachtet werden [Hal10].

Dipolare Quantengase ermöglichen den Zugang zu einem neuen Regime stark korrelierter Quantengase mit bisher unbeobachteten Quantenphasen. Dabei ist vor allem der langreichweitige und anisotrope Charakter der Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Bedeutung. Es ist anzunehmen, dass insbesondere kalte polare Moleküle aufgrund ihres vergleichsweise großen elektrischen Dipolmoments bei der Untersuchung dipolarer Quantengase eine entscheidende Rolle spielen werden.

In diesem Kapitel beschreibe ich zunächst wichtige theoretische Grundlagen in Zusammenhang mit dipolaren Quantengasen. Danach gehe ich auf die verschiedenen Möglichkeiten ein, solche Gase zu erzeugen, und schließlich fasse ich den derzeitigen Forschungsstand zusammen. Eines der vorrangigen kurzfristigen Ziele unseres experimentellen Aufbaus besteht darin, ultrakalte bosonische RbCs Grundzustandsmoleküle zu erzeugen. Daher liegt der inhaltliche Schwerpunkt in diesem Kapitel auf bosonischen dipolaren Quantengasen. Für darüber hinausgehendes Interesse sei auf die Übersichtsartikel [Lah09, Bar08, Pup08] verwiesen.

2.1 Theoretische Grundlagen

Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die meisten physikalischen Eigenschaften verdünnter Quantengase werden durch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen bestimmt. Im ultrakalten Regime finden dabei normalerweise nur s -Wellenstreuungsprozesse statt (s. Kapitel 3.1). Diese Tatsache ermöglicht es uns, das reale interatomare Wechselwirkungspotential durch ein Pseudopotential zu ersetzen, das kurzreichweitig und isotrop ist und sich nur mit Hilfe eines

2 Dipolare Quantengase

einzigem Parameters, der s -Wellenstreuungslänge a , charakterisieren lässt. Es wird auch als Kontakt-Wechselwirkungspotential bezeichnet und es gilt:

$$V_{\text{Kontakt}}(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r}) \equiv g \delta(\vec{r}). \quad (2.1)$$

Für die meisten atomaren Spezies kann die Größe und das Vorzeichen der Streulänge in der Nähe einer Feshbach-Resonanz (s. Kapitel 4.1) und damit das Kontakt-Wechselwirkungspotential verändert werden.

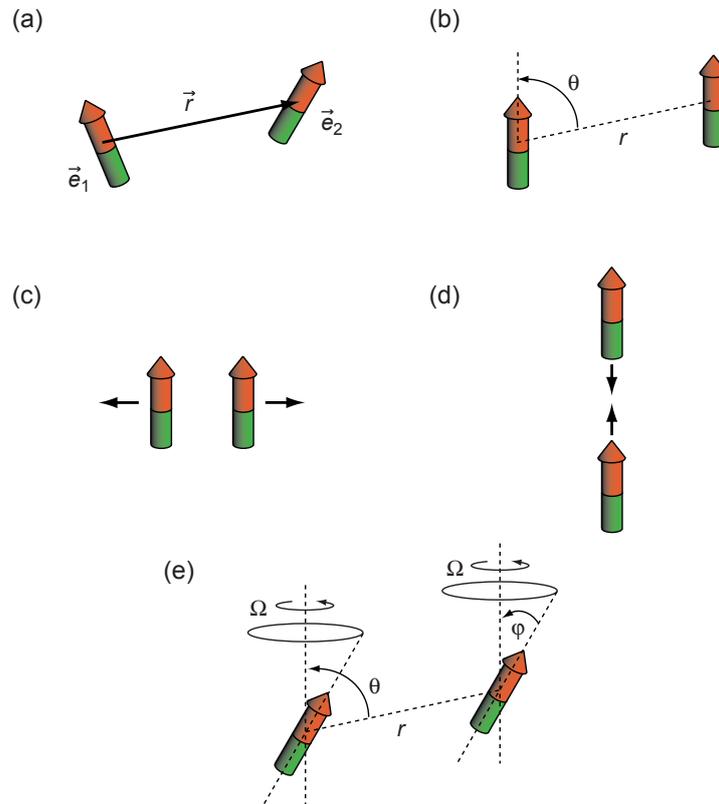


Abbildung 2.1: Dipol-Dipol-Wechselwirkung zweier Teilchen, deren Dipolmomente in Richtung der Einheitsvektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 weisen. (a) zeigt zwei unpolare Dipole, (b) zwei polarisierte Dipole, (c) zwei Dipole, die sich seitlich nebeneinander befinden und sich dadurch gegenseitig abstoßen und (d) zwei sich in der "head-to-tail" Konfiguration gegenseitig anziehende Dipole. Die Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann mit Hilfe eines rotierenden Polarisationsfeldes kontinuierlich verändert werden (e).

Die Eigenschaften eines Quantengases ändern sich grundlegend, wenn die Teilchen, aus denen es besteht, zusätzlich ein permanentes elektrisches oder magnetisches Dipolmoment aufweisen. Das liegt an dem langreichweitigen und anisotropen Charakter der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Für die durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung

bedingte Energie zweier Teilchen, deren Dipolmomente in Richtung der Einheitsvektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 zeigen und deren relative Position zueinander durch den Vektor \vec{r} beschrieben wird (s. Abbildung 2.1(a)), gilt:

$$V_{\text{dd}}(\vec{r}) = \frac{C_{\text{dd}}}{4\pi} \frac{(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2) r^2 - 3 (\vec{e}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{e}_2 \cdot \vec{r})}{r^5}, \quad (2.2)$$

wobei die Kopplungskonstante C_{dd} davon abhängt, ob es sich um Teilchen mit einem magnetischen oder elektrischen Dipolmoment handelt:

$$C_{\text{dd}} = \begin{cases} \mu_0 \mu^2 & \text{Teilchen mit einem magnetischen Dipolmoment } \mu \\ d^2 / \epsilon_0 & \text{Teilchen mit einem elektrischen Dipolmoment } d \end{cases} \quad (2.3)$$

Für ein polarisiertes Ensemble, in dem alle Dipole in dieselbe Richtung zeigen, vereinfacht sich Gleichung 2.2 zu:

$$V_{\text{dd}}(r) = \frac{C_{\text{dd}}}{4\pi} \frac{1 - 3 \cos^2 \theta}{r^3}. \quad (2.4)$$

Dabei gibt θ den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung und der Richtung des Raumvektors \vec{r} an (s. Abbildung 2.1(b)). Für Werte zwischen 0 und 90° variiert der Wert des Faktors $1 - 3 \cos^2 \theta$ zwischen -2 und 1 . Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist also abstoßend, wenn sich die beiden Dipole seitlich nebeneinander befinden und anziehend, wenn sie sich relativ zueinander in der "head-to-tail" Konfiguration befinden (s. Abbildung 2.1(c) und (d)). Für den "magischen Winkel" $\theta_m = \arccos(1/\sqrt{3}) \simeq 54.7^\circ$ nimmt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung den Wert Null an.

Die neben der Anisotropie zweite wichtige Eigenschaft der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, ihre Langreichweitigkeit ($\propto 1/r^3$), kann ebenfalls an Gleichung 2.4 abgelesen werden. Es gibt mehrere Möglichkeiten, ein Wechselwirkungspotential V_{WW} als langreichweitig zu definieren [Ast08]: Eine Definitionsmöglichkeit besteht darin, dass es sich bei dem zugehörigen chemischen Potential um eine extensive Zustandsgröße handelt. In diesem Fall hängt μ nicht nur von der Teilchendichte, sondern auch von der Gesamtteilchenzahl ab. Das kann daran überprüft werden, ob das Integral

$$\int_{r_0}^{\infty} V_{\text{WW}}(r) r^{D-1} dr \quad (2.5)$$

für große Distanzen r konvergiert oder divergiert. Dabei gibt D die Dimensionalität des Systems an und r_0 ist ein kurzreichweitiger Grenzparameter. Das Wechselwirkungspotential V_{WW} wird also dann als kurzreichweitig bezeichnet, wenn es für große Distanzen schneller als r^{-D} abfällt, und ansonsten als langreichweitig. Daher ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (mit $n = 3$) in drei Dimensionen lang- und in ein oder zwei Dimensionen kurzreichweitig.

2 Dipolare Quantengase

Die effektive Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann (außer durch Änderung des Winkels θ) auch mit Hilfe eines rotierenden Polarisationsfeldes abgestimmt werden [Gio02]. Dabei werden die Dipole zur Präzession um die Polarisationsrichtung mit einer Winkelgeschwindigkeit Ω angeregt, die sehr viel kleiner als die Larmor-Frequenz, aber sehr viel größer als die Fallenfrequenzen ist (s. Abbildung 2.1(e)). In diesem Fall erhalten wir ein über die Periode $2\pi/\Omega$ gemitteltes effektives Wechselwirkungspotential

$$\langle V_{\text{dd}}(t) \rangle = \frac{C_{\text{dd}}}{4\pi} \frac{1 - 3 \cos^2 \theta}{r^3} \left[\frac{3 \cos^2 \varphi - 1}{2} \right], \quad (2.6)$$

wobei φ den Öffnungswinkel des Präzessionskegels angibt. Für Werte zwischen 0 und 90° nimmt der (im Vergleich zu Gleichung 2.4 zusätzliche) Faktor in der eckigen Klammer Werte zwischen 1 und $-1/2$ an. Damit lässt sich der durch Änderung des Winkels θ erzielbare abstoßende oder anziehende Charakter der Dipol-Dipol-Wechselwirkung umkehren.

Nichtlokale Gross-Pitaevskii-Gleichung

Es ist möglich, eine verallgemeinerte Form der Gross-Pitaevskii-Gleichung (s. Kapitel 6.1.1) anzugeben, die den Effekt der Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigt [Yi00, Yi01]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) + g |\Psi(\vec{r}, t)|^2 + \Phi_{\text{dd}}(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t), \quad (2.7)$$

wobei Φ_{dd} den dipolaren Beitrag zum Mean-Field-Potential beinhaltet:

$$\Phi_{\text{dd}}(\vec{r}, t) = \int |\Psi(\vec{r}', t)|^2 V_{\text{dd}}(\vec{r} - \vec{r}') d^3 \vec{r}'. \quad (2.8)$$

Dieser Term ist aufgrund des langreichweitigen Charakters der Dipol-Dipol-Wechselwirkung nichtlokal. Mit Hilfe der Gleichung 2.7 ist es möglich, die wesentlichen physikalischen Eigenschaften dipolarer Quantengase zu ermitteln [Bar08].

Es kann ein im Vergleich zu 2.1 verallgemeinertes, effektives Pseudo-Potential angegeben werden, das für den Fall elektrischer Dipole die folgende Form hat:

$$V_{\text{eff}}(\vec{r}) = g \delta(\vec{r}) + \frac{d^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 - 3 \cos^2 \theta}{r^3}, \quad (2.9)$$

wobei zu beachten ist, dass die im Ausdruck für g enthaltene Streulänge a nun zusätzlich von der Größe des Dipolmoments abhängt [Maz07].

Dipolare Quantengase in optischen Gittern

Ein besonderes Interesse gilt der Untersuchung dipolarer Quantengase in optischen Gittern, da es aufgrund der starken und langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechsel-

wirkung möglich sein wird, Systeme zu erzeugen, bei denen die Wechselwirkung zwischen Teilchen an benachbarten Gitterplätzen ähnlich stark ist, wie die Wechselwirkung der Teilchen an demselben Gitterplatz. Diese Situation kann mit Hilfe der bisher erzeugten Quantengase nicht realisiert werden. Eine große Anzahl theoretischer Veröffentlichungen sagt den Zugang zu einem neuen Regime stark korrelierter Quantengase mit bisher unbeobachteten Quantenphasen voraus (s. Kapitel 8.1).

Für den Hamilton-Operator eines polarisierten dipolaren Bose-Gases in einem optischen Gitter gilt [Bar08]:

$$\hat{H} = \int d\vec{r} \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{Gitter}}(\vec{r}) + \frac{1}{2}g |\hat{\psi}(\vec{r})|^2 \right] \hat{\psi}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \int d\vec{r} d\vec{r}' \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}') V_{\text{dd}}(\vec{r} - \vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}), \quad (2.10)$$

wobei das Gitterpotential $V_{\text{Gitter}}(\vec{r})$ üblicherweise die folgende Form hat:

$$V_{\text{Gitter}}(\vec{r}) = \sum_{\alpha=x,y,z} V_{0,\alpha} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_\alpha} \alpha \right). \quad (2.11)$$

Zur Lösung des Hamilton-Operators 2.10 ist es vorteilhaft, den Feldoperator $\hat{\psi}$ in der Basis von Wannier-Funktionen, die exakte Lösungen der Einteilchen-Schrödinger-Gleichung für das periodische Potential 2.11 sind, darzustellen:

$$\hat{\psi}(\vec{r}) = \sum_{j,m} \hat{a}_{jm} w^{(m)}(\vec{r} - \vec{r}_j). \quad (2.12)$$

Dabei ist die Wannier-Funktion $w^{(m)}(\vec{r} - \vec{r}_j)$ im Gitter am Ort \vec{r}_j lokalisiert, und m ist der Bandindex. Unter der Annahme, dass die relevanten Energien des betrachteten Systems kleiner als die Anregungsenergien in das zweite Band sind (d.h. es werden nur Wannier-Funktionen mit $m = 0$ berücksichtigt, wobei $w(\vec{r} - \vec{r}_j) \equiv w^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_j)$ sei), kann der Hamilton-Operator 2.10 in der Form des Bose-Hubbard-Modells angegeben werden:

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle ij \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{1}{2} U_0 \sum_j \hat{n}_j (\hat{n}_j - 1) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij} \hat{n}_i \hat{n}_j, \quad (2.13)$$

wobei es sich bei \hat{a}_j^\dagger und \hat{a}_j um die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren und bei $\hat{n}_j = \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j$ um den Teilchenzahloperator am Gitterplatz j handelt. Die Summe $\langle ij \rangle$ läuft nur über die Paare nächster Nachbarn. t gibt den Energiegewinn durch Tunneln zwischen benachbarten Gitterplätzen (im Englischen auch "hopping" genannt) an:

$$t = - \int d\vec{r} w^*(\vec{r} - \vec{r}_i) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{Gitter}}(\vec{r}) \right] w(\vec{r} - \vec{r}_j). \quad (2.14)$$

Die beiden anderen Terme in der Gleichung 2.13 beschreiben die Wechselwirkung der Teilchen an demselben Gitterplatz mit der Wechselwirkungskonstanten

$$U_0 = \int d\vec{r} d\vec{r}' |w(\vec{r} - \vec{r}_i)|^2 \left[g \delta(\vec{r} - \vec{r}') + V_{\text{dd}}(\vec{r} - \vec{r}') \right] |w(\vec{r}' - \vec{r}_i)|^2, \quad (2.15)$$

2 Dipolare Quantengase

und an zwei unterschiedlichen Gitterplätzen mit der Wechselwirkungskonstanten

$$U_{ij} = \int d\vec{r} d\vec{r}' |w(\vec{r} - \vec{r}_i)|^2 V_{dd}(\vec{r} - \vec{r}') |w(\vec{r}' - \vec{r}_j)|^2. \quad (2.16)$$

Entscheidend für die Beobachtung neuer Quantenphasen ist das Verhältnis U_0/U_{ij} . Es kann durch Änderung der räumlichen Ausrichtung der Dipole zueinander oder durch Änderung der s -Wellenstreuungslänge in der Nähe einer Feshbach-Resonanz abgestimmt werden. Für ein entartetes dipolares Quantengas von ^{52}Cr Atomen kann nur ein Verhältnis von $U_0/U_{ij} \approx 400$ erzielt werden [Lah09]. Dieser Wert reicht nicht aus, um in den Bereich stark korrelierter dipolarer Quantengase vorzudringen. Hierzu werden Werte von z.B. $U_0/U_{ij} = 20$ benötigt, die beispielsweise mit polaren RbCs Grundzustandsmolekülen realisiert werden können.

2.2 Erzeugung dipolarer Quantengase

Für die Erzeugung eines Quantengases mit signifikanter Dipol-Dipol-Wechselwirkung können entweder Teilchen mit einem elektrischen Dipolmoment d oder einem magnetischen Dipolmoment μ verwendet werden. Typische Werte sind $d \sim e \cdot a_0$ und $\mu \sim \mu_B$ mit der Elementarladung e , dem Bohr-Radius a_0 und dem Bohrschen Magneton μ_B . Das Verhältnis der dipolaren Kopplungskonstanten 2.3 beträgt in diesem Fall:

$$\frac{\mu_0 \mu^2}{d^2 / \epsilon_0} \sim \alpha^2 \sim 10^{-4} \quad (2.17)$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha \simeq 1/137$. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist also für Teilchen mit elektrischem Dipolmoment in der Regel viel größer als für Teilchen, die ein magnetisches Dipolmoment aufweisen.

Um die Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu quantifizieren werden in der Literatur zwei Größen verwendet: die "Dipollänge"

$$a_{dd} \equiv \frac{C_{dd} m}{12\pi \hbar^2}, \quad (2.18)$$

welche ein Maß für die absolute Stärke der Wechselwirkung ist, und das Verhältnis

$$\epsilon_{dd} \equiv \frac{a_{dd}}{a} = \frac{C_{dd}}{3g}, \quad (2.19)$$

welches die Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Stärke der s -Wellenstreuung in Relation zueinander setzt und damit die physikalischen Eigenschaften eines dipolaren Quantengases bestimmt. Die numerischen Faktoren in der Definition 2.18 sind so gewählt, dass ein homogenes BEC für $\epsilon_{dd} \geq 1$ instabil gegen einen dreidimensionalen Kollaps wird (z.B. [Lah09]). In Tabelle 2.1 sind die Dipolmomente

2.2 Erzeugung dipolarer Quantengase

und Dipollängen verschiedener Atome und Moleküle zusammengestellt. Das elektrische Dipolmoment wird in der Regel in der im CGS-Einheitensystem gebräuchlichen Einheit

$$1 \text{ Debye (D)} = 10^{-18} \text{ Fr} \cdot \text{cm} \simeq 3.34 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m} \simeq 0.39 e \cdot a_0 \quad (2.20)$$

angegeben. Es gilt:

$$1 \text{ Franklin (Fr)} = \frac{1}{10 \text{ c}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})} \text{ A} \cdot \text{s} . \quad (2.21)$$

Tabelle 2.1: Vergleich der Dipolmomente und der über die Gleichung 2.18 definierten Dipollängen a_{dd} verschiedener Atome und Moleküle im atomaren bzw. rovibronischen Grundzustand. Die Dipollänge für die ^{52}Cr Atome konnte durch Messung der Größe ε_{dd} experimentell verifiziert werden [Gri06]. Bei dem Dipolmoment für die $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ Moleküle handelt es sich um einen gemessenen Wert [Ni08], bei dem Dipolmoment für die $^{87}\text{Rb}^{133}\text{Cs}$ Moleküle um einen theoretisch vorhergesagten Wert [Kot05, Aym05].

Spezies	Dipolmoment	a_{dd}/a_0
^{87}Rb	$0.5 \mu_B$	0.2
^{133}Rb	$0.75 \mu_B$	0.6
^{52}Cr	$6 \mu_B$	16
$^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$	0.57 D	4×10^3
$^{87}\text{Rb}^{133}\text{Cs}$	1.25 D	3×10^4

Bisher konnten dipolare Effekte in drei verschiedenen Quantensystemen beobachtet werden: in entarteten Quantengasen von Atomen, die ein magnetisches Dipolmoment aufweisen, in Ensembles hoch angeregter Rydberg-Atome, die sehr große elektrische Dipolmomente $\propto n^2$ aufweisen, und in einem ultrakalten Gas polarer Grundzustandsmoleküle (s. Abschnitt 2.3). Polare Moleküle eignen sich aus heutiger Sicht am besten zur Realisierung stark korrelierter dipolarer Quantengase und werden daher im Folgenden genauer beschrieben.

Polare Moleküle

Drei Bedingungen müssen erfüllt sein, damit ein Molekül ein signifikantes elektrisches Dipolmoment aufweist:

- Es muss sich um ein heteronukleares Molekül handeln. (Die kürzlich beobachteten, stark langreichweitigen homonuklearen Rydberg-Moleküle [Ben09] stellen eine Ausnahme dar.)
- Das Molekül muss sich in einem niedrigen rovibronischen Zustand befinden, da das Dipolmoment asymptotisch mit R^{-7} skaliert, wobei R der Kernabstand ist [Kot03].

2 Dipolare Quantengase

- Ein äußeres elektrisches Feld muss angelegt werden, um das Molekül im Labor-Bezugsrahmen auszurichten und dadurch den asymptotischen Wert des permanenten elektrischen Dipolmoments, das (im Falle eines zweiatomigen Moleküls) in Richtung der Achse durch die beiden Kerne herrscht, zu erzielen (s.u.).

Wie in mehreren Übersichtsartikeln [Dul09, Car09, Doy04] zusammengefasst, gibt es verschiedene Ansätze, Moleküle direkt abzukühlen und einzufangen. Allerdings reichen die in den Molekülwolken bisher erzielten Dichten und Temperaturen nicht aus, dipolare Effekte im Bereich der Quantenentartung zu untersuchen. Dagegen hat sich die folgende Methode zur Erzeugung eines Gases polarer Moleküle mit einer hohen Phasenraumdicke als sehr erfolgreich herausgestellt: In einem ultrakalten atomaren Gemisch werden unter Zuhilfenahme einer Feshbach-Resonanz heteronukleare schwach gebundene Moleküle assoziiert und anschließend in einem STIRAP-Prozess in den Grundzustand transferiert [Ni08]. Diese Strategie möchten wir auch zur Realisierung eines Ensembles polarer RbCs Moleküle anwenden (s. Kapitel 8). In Abbildung 2.2 sind die elektrischen Dipolmomente verschiedener, sich im Singulett-Zustand $X^1\Sigma^+$ befindender, heteronuklearer Moleküle, die aus zwei Alkaliatomen bestehen, dargestellt.

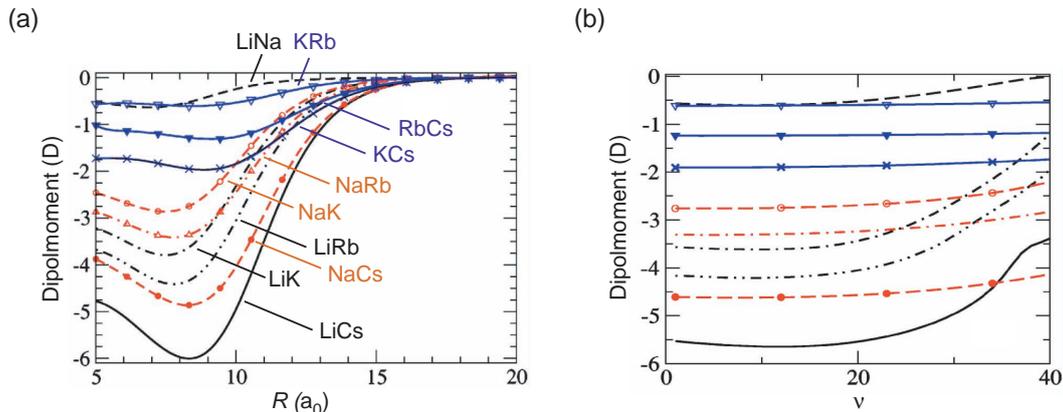


Abbildung 2.2: Elektrische Dipolmomente verschiedener, sich im Zustand $X^1\Sigma^+$ befindender, heteronuklearer Moleküle in Abhängigkeit (a) des Kernabstands R und (b) der Vibrationsquantenzahl ν . Es handelt sich um Berechnungen, die in der Arbeitsgruppe von O. Dulieu durchgeführt wurden [Aym05].

Ein zweiatomiges Molekül im rovibronischen Grundzustand mit $J = 0$ ist rotationssymmetrisch und weist daher nach außen hin, d.h. im Labor-Bezugssystem, im Durchschnitt kein Dipolmoment auf. Erst mit Hilfe eines elektrischen Feldes (z.B. in z -Richtung) kann eine Symmetriebrechung herbeigeführt werden, so dass das durchschnittliche Dipolmoment $\langle d_z \rangle$ einen Wert ungleich Null annimmt. Nehmen wir an, dass das Molekül in erster Näherung durch das Modell des starren Rotators (Hantel-

Modell) mit dem Hamilton-Operator

$$\hat{H}_{\text{rot}} = B \hat{\mathbf{J}}^2 \quad (2.22)$$

beschrieben werden kann. $\hat{\mathbf{J}}$ ist der Operator des Gesamtdrehimpulses des Moleküls in Einheiten von \hbar . B wird als Rotationskonstante bezeichnet und ist mit dem Gleichgewichtsabstand R_e und der reduzierten Masse m_r durch die Gleichung $B = \hbar^2 / (2m_r R_e^2)$ verknüpft. In der Abbildung 2.3(a) sind die niedrigsten, $2J + 1$ -fach entarteten Eigenzustände des Hamilton-Operators 2.22 mit den Energien $BJ(J+1)$ dargestellt. Bezogen auf die Achse durch die beiden Atomkerne, d.h. im Molekül-Bezugsrahmen, weist das Molekül ein permanentes elektrisches Dipolmoment \hat{d} auf. In einem äußeren elektrischen Feld $\vec{E} = \mathcal{E} \vec{e}_z$ gilt dann:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{rot}} - \hat{d} \cdot \vec{E} = \hat{H}_{\text{rot}} - d \mathcal{E} \cos \theta, \quad (2.23)$$

wobei θ den Winkel zwischen z und der Achse durch die beiden Atomkerne angibt. Abbildung 2.3(b) zeigt die Stark-Aufspaltung der niedrigsten Eigenzustände des Hamilton-Operators 2.23 in Abhängigkeit von \mathcal{E} . Hieraus kann das durchschnittliche Dipolmoment $\langle d_z \rangle = d \langle \cos \theta \rangle$ für den Grundzustand $|\phi_0\rangle$ mit Hilfe des Hellmann-Feynman-Theorems berechnet werden:

$$\langle d_z \rangle = - \left\langle \phi_0 \left| \frac{\partial \hat{H}}{\partial \mathcal{E}} \right| \phi_0 \right\rangle = - \frac{\partial E_0}{\partial \mathcal{E}}, \quad (2.24)$$

wobei $E_0(\mathcal{E})$ die Energie des Grundzustands ist. In der Abbildung 2.3(c) ist der Verlauf des Dipolmoments als Funktion von \mathcal{E} dargestellt. Für kleine \mathcal{E} steigt $\langle d_z \rangle$ zunächst linear an und nähert sich dann asymptotisch dem Wert d an. Es gilt [Loi95]:

$$\frac{\langle d_z \rangle}{d} \sim \begin{cases} \frac{\omega}{3} & \text{für kleine Felder} \\ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}\omega} & \text{für große Felder} \end{cases} \quad (2.25)$$

mit der Abkürzung $\omega \equiv d\mathcal{E}/B$. Für RbCs Grundzustandsmoleküle mit $d = 1.25$ D und $B/h \sim 0.5$ GHz werden also zur Erzeugung eines signifikanten Dipolmoments (im Labor-Bezugsrahmen) elektrische Felder im Bereich von $10^3 - 10^4$ V cm $^{-1}$ benötigt. ω nimmt dann Werte zwischen 1.26 und 12.6 (in SI-Einheiten) an. Es sei noch erwähnt, dass die in Abbildung 2.3(c) dargestellte Abhängigkeit auch zur Abstimmung der Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung genutzt werden kann.

Können in einem Ensemble ultrakalter polarer Grundzustandsmoleküle, die in einer (normalerweise schwachen) Falle gehalten werden, Verluste durch Stoßprozesse auftreten? Wenn sich die Atome der beiden Spezies, aus denen die Moleküle bestehen, in ihrem absoluten Grundzustand befinden, dann können keine inelastischen Stöße stattfinden. Allerdings sind Stoßprozesse denkbar, bei denen eine chemische Reaktion abläuft. Die Arbeitsgruppe von J. Hutson hat verschiedene Reaktionsprozesse analysiert

2 Dipolare Quantengase

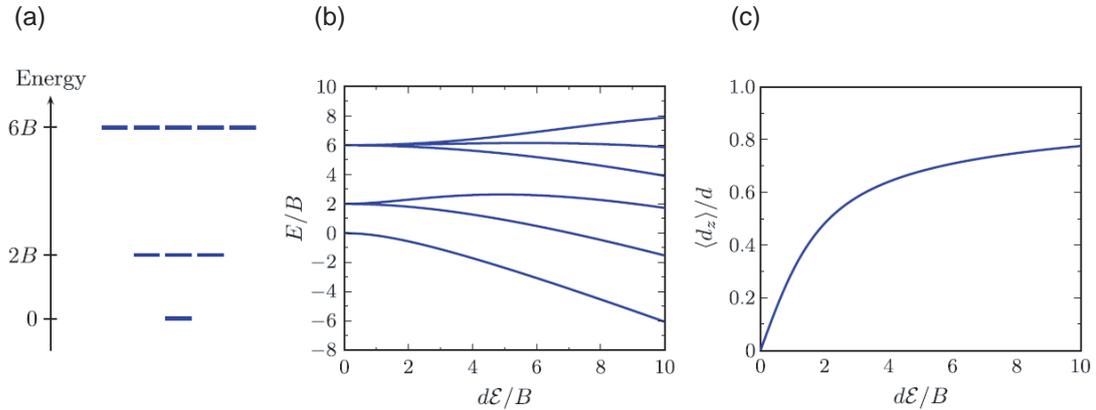
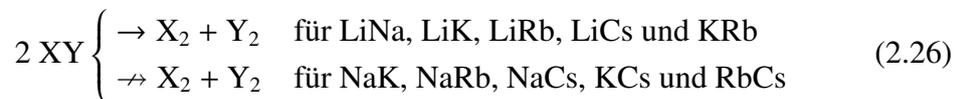


Abbildung 2.3: (a) Entartetes Rotationsspektrum eines zweiatomigen Moleküls ohne äußeres Feld. (b) Stark-Aufspaltung der niedrigsten Energiezustände in einem angelegten elektrischen Feld der Stärke \mathcal{E} . (c) Gemitteltetes Dipolmoment für den Grundzustand als Funktion von \mathcal{E} (im Labor-Bezugssystem). Die Abbildung wurde dem Übersichtsartikel [Lah09] entnommen.

und ist zu folgendem Ergebnis gekommen [Zuc10]: Reaktionen, bei denen es zu einem Austausch der Atome kommt, sind für einige der heteronuklearen Moleküle, die aus zwei verschiedenen Alkalimetallatomen X und Y bestehen, energetisch möglich (s. Tabelle 2.2):



Im Gegensatz dazu, sind Reaktionen, bei denen es zu einem Transfer einzelner Atome kommt und Trimere gebildet werden, energetisch immer verboten:



Ospelkaus *et al.* [Osp10] haben mit Hilfe fermionischer $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ Moleküle die exotherme Austauschreaktion $2 \text{KRb} \rightarrow \text{K}_2 + \text{Rb}_2$ experimentell untersucht und dabei festgestellt, dass die Reaktionsrate deutlich (aufgrund des Pauli-Prinzips) herabgesetzt werden kann, wenn sich alle Moleküle im gleichen nuklearen Spinzustand befinden. In einem Ensemble polarer RbCs Grundzustandsmoleküle sollte die analog ablaufende Austauschreaktion energetisch vollständig unterdrückt sein. Es bleibt noch zu klären, inwieweit Dreikörperstoßverluste eine Rolle spielen.

2.3 Forschungsstand

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung wurde erstmalig 2005 in einem BEC von ^{52}Cr Atomen, die ein magnetisches Dipolmoment aufweisen, beobachtet [Stu05, Gio06]. Hier-

2.3 Forschungsstand

Tabelle 2.2: Energieänderungen (in cm^{-1}) für Reaktionen der Art $2 XY \rightarrow X_2 + Y_2$, in die heteronukleare Moleküle, die aus zwei verschiedenen Alkalimetallatomen X und Y bestehen, involviert sind [Zuc10].

	Na	K	Rb	Cs
Li	-328(2)	-533.9(3)	-618(200)	-415.38(2)
Na		74.3(3)	45.5(5)	236.75(20)
K			-8.7(9)	37.81(13)
Rb				29.1(1.5)

zu wurde die Expansionsdynamik des Kondensats untersucht und es konnte eine anisotrope Deformation, die von der Orientierung der Dipolmomente abhing, nachgewiesen werden. Es schloss sich ein Experiment an, in dem es durch Reduktion der s -Wellenstrelänge gelang, die Größe des Parameters ε_{dd} (s. Gleichung 2.19) deutlich zu erhöhen [Lah07]. Dieselbe Forschungsgruppe (um T. Pfau) untersuchte anschließend die Stabilität des Cr BECs in Abhängigkeit von der Strelänge und der Geometrie des externen Fallenpotentials [Koc08]. Es konnte demonstriert werden, dass es möglich ist, ein reines dipolares Quantengas mit Hilfe einer pfannkuchenförmigen Fallenkonfiguration, in der die Dipole in Richtung der kurzen Achse ausgerichtet sind, zu stabilisieren. Abbildung 2.4 zeigt die 2008 beobachtete d -wellenförmige Dynamik des Kollapses eines dipolaren Cr BECs. Und schließlich wurde kürzlich, ebenfalls mit einem BEC von Cr Atomen, aber in der Forschungsgruppe von B. Laburthe-Tolra, die Auswirkung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung auf die Frequenz einer angeregten Schwingungsmode untersucht [Bis10].

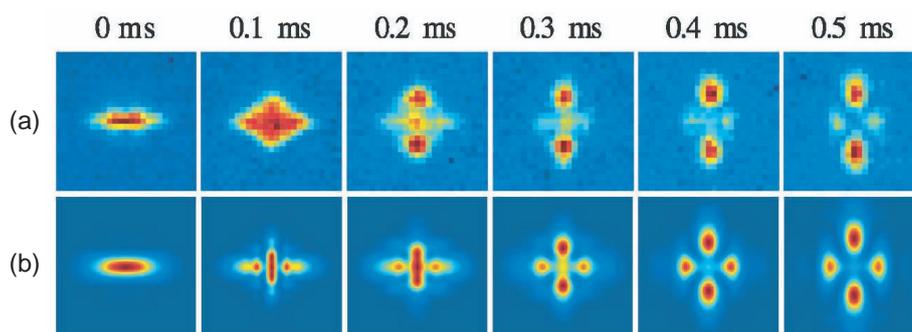


Abbildung 2.4: d -wellenförmige Dynamik des Kollapses eines dipolaren ^{52}Cr BECs in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Erreichen eines kritischen Werts für die Strelänge [Lah08]. Bei (a) handelt es sich um eine Abfolge experimentell gewonnener Bilder. In (b) sind die Ergebnisse einer numerischen Simulation dargestellt.

2 Dipolare Quantengase

Im Vergleich zu anderen atomaren Spezies, mit denen bisher entartete Quantengase erzeugt werden konnten, weisen Cr Atome ein vergleichsweise großes magnetisches Dipolmoment auf (s. Tabelle 2.1). Trotzdem konnten kürzlich auch (schwache) dipolare Effekte in einem ^{87}Rb Spinor-BEC [Ven08] und in BECs bei einer sehr kleinen Streulänge durch Untersuchung der Kondensatgröße (im Falle eines ^7Li BECs [Pol09]) und durch Messung der Dekohärenz von Bloch-Oszillationen (im Falle eines ^{39}K BECs [Fat08]) beobachtet werden.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung für Teilchen mit einem elektrischen Dipolmoment in der Regel größer als für Teilchen, die ein magnetisches Dipolmoment aufweisen. Allerdings ist die Erzeugung eines Quantengases mit elektrischen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen, sei es im Falle hoch angeregter Rydberg-Atome oder im Falle ultrakalter polarer Grundzustandsmoleküle, technisch etwas aufwendiger. Das ist der Grund dafür, dass bisher nur in zwei Quantengas-Experimenten die Wechselwirkung elektrischer Dipole untersucht wurde: Zum einen konnte in einem Gas aus Cs Atomen, die sich in Rydberg-Zuständen befanden, eine Dipol-Blockade an einer Förster-Resonanz beobachtet werden [Vog06]. Zum anderen ist es kürzlich der Forschungsgruppe von D. Jin gelungen, dipolare Stoßprozesse in einem Gas ultrakalter polarer $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ Grundzustandsmoleküle zu untersuchen [Ni10].

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

Experimente mit ultrakalten Quantengasen stellen eine große technische Herausforderung dar, die in der Regel von mehreren Generationen an Doktoranden und Diplomanden gemeistert wird.

Zum besseren Verständnis unseres experimentellen Aufbaus sei hier kurz die "Geschichte" unseres Experiments skizziert. Das Experiment war zunächst der Untersuchung zweidimensionaler Quantengase gewidmet. Hierzu wurden Cs Atome in eine mit Hilfe von evaneszenten Lichtfeldern erzeugte gravito-optische Oberflächenfalle geladen [Ham03]. 2004 gelang die Erzeugung eines zweidimensionalen Bose-Einstein-Kondensats von Cs Atomen [Ryc04]. Im Rahmen der Doktorarbeit von B. Engerer [Eng06] wurde das Experiment anschließend zum ersten Mal umgebaut. Wesentliche Teile, wie zum Beispiel die Glaszelle mit dem Prisma, resultieren von diesem Umbau. 2006 konnten wir dann an unserem und an einem benachbarten Experiment in Innsbruck die Existenz der Efimov-Dreikörperzustände nachweisen [Kra06b]. In demselben Jahr wurde entschieden, das Experiment künftig zur Untersuchung von Rb-Cs Gemischen (in drei Dimensionen) zu verwenden. Die hierzu notwendigen Umbauten fanden im Rahmen der Doktorarbeit von K. Pilch [Pil09a] und der vorliegenden Doktorarbeit statt. Wir konnten dabei auf einen reichhaltigen Erfahrungsschatz mit der Arbeit mit ultrakalten Rb und Cs Gasen hier in Innsbruck zurückgreifen [Web03a, The05, Tha07, Gus08a].

Das Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Zunächst beschreibe ich die für Experimente mit Rb-Cs Gemischen wichtigen Eigenschaften von ^{87}Rb und ^{133}Cs Atomen. Anschließend gehe ich näher auf den experimentellen Aufbau ein. Da die meisten Bereiche des Aufbaus schon in diversen Diplom- und Doktorarbeiten detailliert beschrieben wurden, verfolge ich in diesem Abschnitt die folgenden zwei Ziele: Zum einen möchte ich einen Überblick vermitteln, der als Orientierungshilfe für nachfolgende Studenten dienen kann. Zum anderen beschreibe ich die noch nicht dokumentierten technischen Neuerungen. Das Kapitel endet mit einer Darstellung des experimentellen Ablaufs zur Erzeugung optisch gefangener ultrakalter Rb-Cs Gemische.

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

3.1 ^{87}Rb und ^{133}Cs Atome

Bei Rb und Cs handelt es sich um die beiden schwersten stabilen Alkalimetalle. Von Rb existieren zwei stabile Isotope, ^{85}Rb und ^{87}Rb , während von Cs nur das Isotop ^{133}Cs stabil ist. Bei allen der genannten Isotope handelt es sich um Bosonen, da die Kombination des jeweiligen Kernspins mit dem Spin $\frac{1}{2}$ des einzigen Valenzelektrons jeweils einen ganzzahligen Wert ergibt. Die für unser Experiment mit einem Gemisch aus ^{87}Rb und ^{133}Cs Atomen wichtigsten physikalischen Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Übersicht über die für unser Experiment wichtigsten Eigenschaften von ^{87}Rb und ^{133}Cs . Die angegebene Sättigungsintensität gilt für zirkular polarisiertes Licht. Das magnetische Moment bezieht sich auf den jeweils niedrigsten Spinzustand. Eine umfassendere Auflistung der Eigenschaften von ^{87}Rb und ^{133}Cs findet sich in [Ste09a, Ste09b].

	^{87}Rb	^{133}Cs
Kernspin I	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$
Masse m	86.91 u	132.91 u
Schmelzpunkt	39.3°C	28.5°C
Natürliche Linienbreite Γ der D_2 Linie	$2\pi \cdot 6.07$ MHz	$2\pi \cdot 5.23$ MHz
Sättigungsintensität des Kühlübergangs	$1.7 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	$1.1 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Doppler-Temperatur	146 μK	126 μK
Rückstoßtemperatur	362 nK	198 nK
Magnetisches Moment	$\mu_{\text{Rb} 1,1\rangle} \sim \frac{1}{2} \mu_B$	$\mu_{\text{Cs} 3,3\rangle} \sim \frac{3}{4} \mu_B$

In Abbildung 3.1 ist die Hyperfeinstruktur der D_2 Übergänge von ^{87}Rb und ^{133}Cs dargestellt. Die SI-Definition der Sekunde basiert auf dem Mikrowellenübergang zwischen den beiden Hyperfeinzuständen im Grundzustand des Cs Atoms. In der Abbildung sind auch die atomaren Übergänge $S_{1/2}(F) \rightarrow P_{3/2}(F')$ eingezeichnet, die wir zum Kühlen der Atome verwenden. Sie werden in Abschnitt 3.3 näher erläutert.

Aufgrund der niedrigen Rückstoßtemperaturen und der experimentell relativ leicht zu generierenden Wellenlängen von $\lambda_{\text{Rb}} = 780$ nm und $\lambda_{\text{Cs}} = 852$ nm eignen sich die beiden Elemente hervorragend zur Laserkühlung. Sie wird mittlerweile an beiden Elementen standardmäßig in zahlreichen Laboren weltweit durchgeführt. 1995 konnte das erste Bose-Einstein-Kondensat überhaupt mit ^{87}Rb realisiert werden [And95]. Obwohl man mit Hilfe der Laserkühlung in einem Gas von Cs Atomen etwas tiefere Temperaturen erreichen kann, gelang die Bose-Einstein-Kondensation in diesem Fall erst 2002 [Web03b]. Der Grund hierfür sind vergleichsweise große inelastische Zweikörperverluste in höheren, vom absoluten Grundzustand abweichenden Spinzuständen aufgrund starker Spin-Bahn-Kopplungen zweiter Ordnung [Leo98]. Der Trick, dieses

3.1 ^{87}Rb und ^{133}Cs Atome

Problem zu umgehen, bestand darin, die Cs Atome in ihren energetisch niedrigsten Spinzustand zu überführen. Auf diese Weise sind die Zweikörperverluste komplett unterdrückt (s. auch Kapitel 5.1). Wie weiter unten ausgeführt, weist dieser Zustand darüber hinaus breite Feshbach-Resonanzen auf, in deren Nähe die ansonsten sehr großen Streuquerschnitte auf passend kleine Werte eingestellt werden können. Allerdings ist es nicht möglich, Cs Atome, die sich im absoluten Grundzustand befinden, magnetisch zu fangen. Stattdessen müssen sie in optischen Dipolfallen präpariert werden.

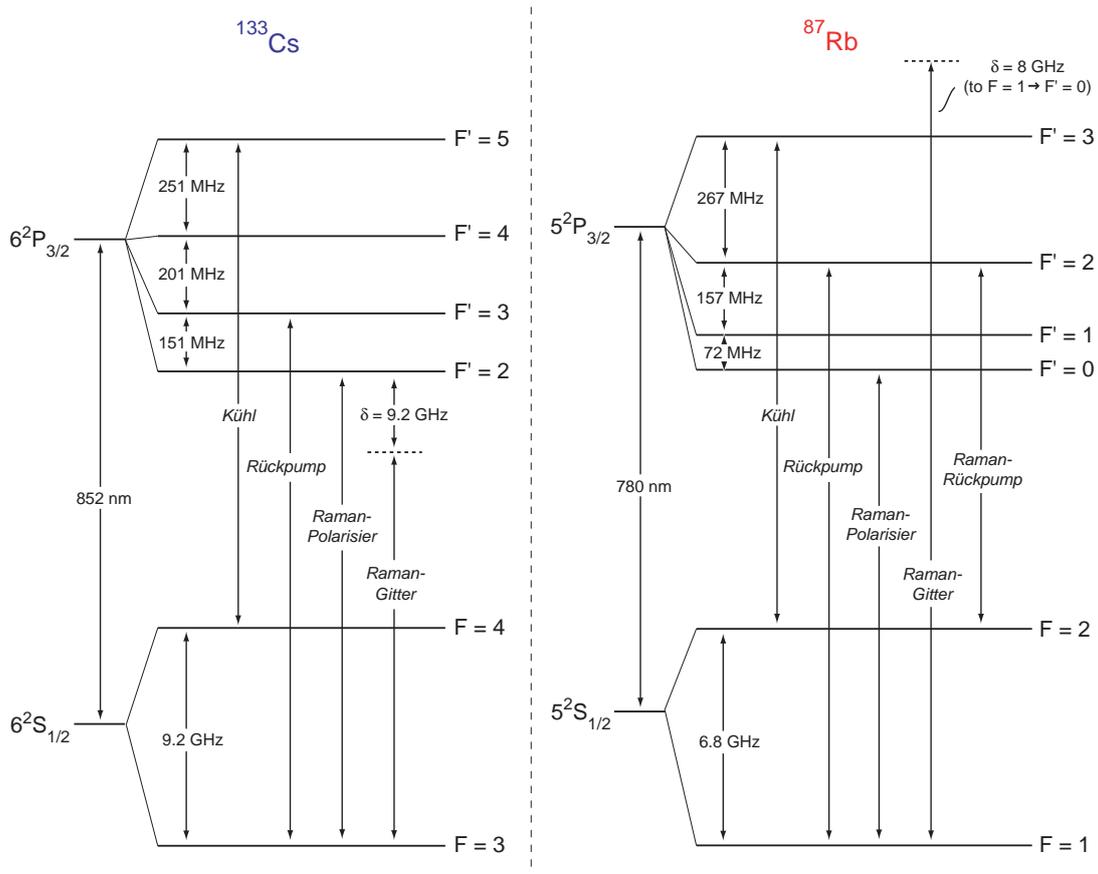


Abbildung 3.1: Hyperfeinstruktur der D_2 Übergänge von ^{87}Rb und ^{133}Cs . Es sind ebenfalls die für den experimentellen Ablauf relevanten Übergänge $S_{1/2}(F) \rightarrow P_{3/2}(F')$ eingezeichnet (s. Abschnitt 3.3). Die genauen Werte der Aufspaltungen finden sich in [Ste09a, Ste09b].

Ein wichtiger Parameter für die Erzeugung ultrakalter Quantengase ist die Streulänge. Stöße zwischen niederenergetischen Atomen können, wie in Standardwerken zur Quantenmechanik beschrieben, im Rahmen der Streutheorie durch Partialwellenzerlegung der Streuwellenfunktion beschrieben werden. Für Energien, die klein im Vergleich zur Zentrifugalbarriere sind, spielen nur noch Stöße zwischen Atomen mit einem Drehmoment $l = 0$ eine Rolle. Für Cs Atome beträgt die Zentrifugalbarriere für

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

$l = 1$ z.B. $k_B \times 37 \mu\text{K}$ [Chi01]. Im Vergleich dazu müssen wir eine Cs Atomwolke aber typischerweise deutlich unter eine Temperatur von $1 \mu\text{K}$ abkühlen, um z.B. den Phasenübergang zum BEC zu erreichen. Im Falle solch niedriger Energien sind elastische Stoßprozesse isotrop und vollständig durch die Phasenverschiebung δ_0 zwischen ein- und auslaufender Streuwelle charakterisiert. Normalerweise wird die Phasenverschiebung für den Grenzfall $k \rightarrow 0$ mit Hilfe der s -Wellenstreuung a parametrisiert:

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k}, \quad (3.1)$$

wobei k den Betrag des Wellenvektors angibt, der die relative Bewegung der Atome zueinander beschreibt. Das Streuverhalten zweier Atome im Grenzfall niedriger Energien ist also vollständig durch einen einzigen Parameter, die Streulänge, charakterisiert, unabhängig von den Details des Wechselwirkungspotentials. Allerdings ist dabei zu beachten, dass man je nachdem, ob bei dem Stoß die Spins der zwei Valenzelektronen antiparallel oder parallel zueinander ausgerichtet sind, zwischen der Singulett-Streulänge a_S und der Triplett-Streulänge a_T unterscheidet. Ganz allgemein ergibt sich für jede Spinkombination eine (vom Magnetfeld abhängige) Streulänge, z.B. a_{aa} , a_{ab} oder a_{ac} etc., wobei die Indices a, b und c im Falle der Cs Atome die Spinzustände $|3, 3\rangle$, $|3, 2\rangle$ und $|3, 1\rangle$ etc. bezeichnet.

Die Streulänge wird in der Regel in Einheiten von Bohr-Radien a_0 angegeben. Sie kann sowohl negative, als auch positive Werte annehmen. Negative Werte entsprechen einer anziehenden Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern, positive Werte einer abstoßenden Wechselwirkung.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass mit Hilfe der Streulänge auch der elastische Streuquerschnitt identischer Bosonen σ_{el} angegeben werden kann [Dal99b]:

$$\sigma_{el} = 2 \cdot \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2}. \quad (3.2)$$

Dieser Ausdruck hat zwei Grenzfälle: Für große Streulängen, d.h. $ka \gg 1$, ist der Streuquerschnitt durch die Energie der Stoßpartner begrenzt. Gleichung 3.2 nimmt dann die Form $\sigma_{el} = 8\pi/k^2$ an. Man bezeichnet diesen Grenzfall auch als "Unitaritätslimes". Für den Fall kleiner Streulängen, $ka \ll 1$, gilt: $\sigma_{el} = 8\pi a^2$.

In Abbildung 3.2 ist die Streulänge von ^{87}Rb und ^{133}Cs Atomen im jeweils niedrigsten Spinzustand zwischen 0 und 150 G dargestellt. Wie zu sehen ist, weisen die Cs Atome in diesem experimentell relativ leicht zugänglichen Magnetfeldbereich eine sehr reichhaltige Struktur an Feshbach-Resonanzen auf (zur Erläuterung des Begriffs der "Feshbach-Resonanz" s. Kapitel 4.1). Der sich langsam mit dem Magnetfeld ändernde Hintergrundverlauf der Streulänge kann dazu genutzt werden, die Streulänge präzise zwischen $\pm 1500 a_0$ abzustimmen. Hierbei kommt vor allem dem Bereich um den Nulldurchgang der Streulänge bei 17.1 G eine große Bedeutung zu. In diesem Bereich ändert sich die Streulänge mit einer Steigung von $61 a_0/\text{G}$ und kann mit einer

Präzision von besser als $0.1 a_0$ abgestimmt werden [Gus08b]. Die schmalen d - und g -Wellenresonanzen, die in Abbildung 3.2 zu sehen sind, eignen sich sehr gut dazu, Cs_2 Feshbach-Moleküle zu assoziieren [Her03] und diese dann in verschiedene l -Zustände zu überführen [Mar07a].

Im Vergleich dazu weist die ^{87}Rb Streulänge keine Magnetfeldabhängigkeit in dem in Abbildung 3.2 dargestellten Bereich auf [Mar02]. In Experimenten wird typischerweise eine Feshbach-Resonanz bei 1007 G z.B. zur Assoziation von Rb_2 Feshbach-Molekülen verwendet (z.B. [Tha06]).

Erzeugt man nun ein Rb-Cs Gemisch im Bereich niedriger Magnetfelder, so kann die Wechselwirkung der Cs Atome ohne Beeinflussung der Rb Streulänge abgestimmt werden. Eine zentrale Rolle spielt dabei aber zusätzlich auch noch die interspezies Streulänge a_{RbCs} , für die es allerdings bislang noch keinen theoretischen Wert gibt. Erste Messungen der molekularen Bindungsenergie weisen darauf hin, dass a_{RbCs} (jenseits schmaler Feshbach-Resonanzen) im Bereich von $+550 a_0$ liegt (s. Kapitel 7).

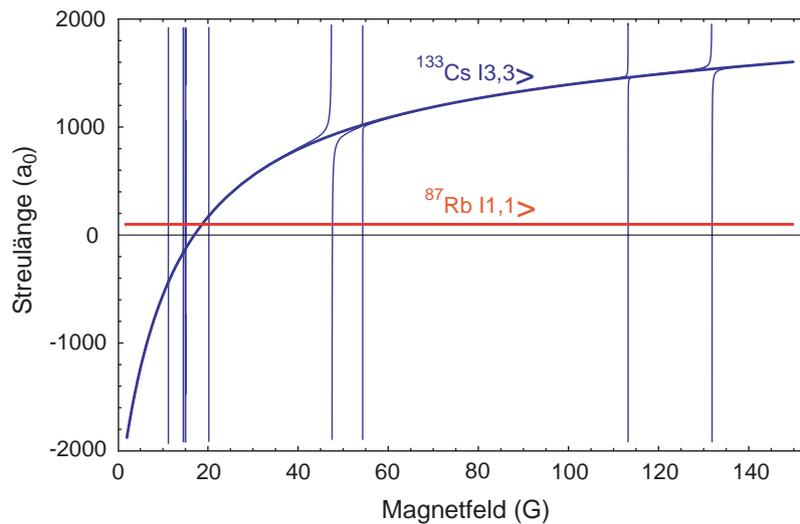


Abbildung 3.2: Streulänge von ^{87}Rb und ^{133}Cs Atomen im jeweils niedrigsten Spinzustand zwischen 0 und 150 G. Die ^{87}Rb Streulänge weist in diesem Bereich keine Magnetfeldabhängigkeit auf. Die zugehörige Hintergrundstreulänge beträgt $100.5 a_0$ [Vol03]. Der Verlauf der ^{133}Cs Streulänge wird durch ein sich langsam mit dem Magnetfeld ändernden Anteil, der von einer breiten s -Wellenresonanz bei -11.74 G herrührt, und mehreren schmalen d - und g -Wellenresonanzen bestimmt. Die Kurve für die ^{133}Cs Streulänge beruht auf einer Modellierung der Daten von [Chi04b] durch E. Tiesinga und P. Julienne, NIST. Der Hintergrundverlauf der ^{133}Cs Streulänge, also ohne d - und g -Wellenresonanzen, kann mit Hilfe der Fitformel $a/a_0 = (1722 + 1.52B/\text{G})\left(1 - \frac{28.72}{B/\text{G} + 11.74}\right)$ angenähert werden (dicke durchgezogene blaue Linie).

3.2 Experimenteller Aufbau

Bei unserem experimentellen Aufbau kommen viele der "Standardtechniken" zur Erzeugung ultrakalter Quantengase zum Einsatz. Es gibt mittlerweile mehrere Lehrbücher, die eine gute Einführung hierzu geben (z.B. [Foo05]). Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel ausgeführt, sind die meisten Bereiche des Aufbaus schon in diversen Diplom- und Doktorarbeiten detailliert beschrieben worden. Daher beschränke ich mich in diesem Abschnitt darauf, einen Überblick zu geben und die noch nicht dokumentierten technischen Neuerungen darzustellen.

Tabelle 3.2: Übersicht über die wesentlichen Sektionen des experimentellen Aufbaus. Es ist jeweils eine kurze Beschreibung mit Literaturangaben beigefügt.

Sektion	Kurzbeschreibung mit Referenzen
Doppel-Spezies Ofen	Unser Rb-Cs Ofen (s. Abbildung 3.3) beruht auf einem Zweikammer-Design, das mit leichten Modifikationen von dem ${}^6\text{Li}$ - ${}^{40}\text{K}$ Experiment in Innsbruck [Wil09] übernommen wurde. Weitere Details finden sich in [Pil09a].
Zeeman-Abbremsler	Der Zeeman-Abbremsler ist für die Cs Atome optimiert [Eng06]. Es werden aber auch die Rb Atome ohne großen Effizienzverlust abgebremst.
Glaszelle mit Prisma	Unsere Glaszelle (s. Abbildung 3.3) ermöglicht einen guten optischen Zugang [Eng06]. Im Vergleich zu Stahlkammern werden außerdem Eddy-Ströme vermieden. Das Prisma kann dazu genutzt werden, zweidimensionale Quantengase zu untersuchen [Ryc04].
Magnetfeldspulen	Alle relevanten Angaben zu den Magnetfeldspulen finden sich in [Eng06]. Durch geeignete Kombination der Spulen können wir zwei verschiedene Konfigurationen für das homogene Feld und das Gradientenfeld realisieren (s. Abbildung 3.4 und Tabelle 3.3).
Lasersystem	Der Anhang A enthält jeweils eine Übersichtsdarstellung zum Rb und Cs Lasersystem. Weitere Details finden sich in [Pil05, Pra08]. Das Licht für unsere stark fokussierten Dimplefallen (s. Abschnitt 3.3.3) erzeugen wir mit Hilfe eines selbstgebauten Faserverstärkers, der in Anhang B beschrieben ist.

Die Atome werden zuerst in die Dampfphase gebracht. Anschließend gelangen sie in die beiden Dampfdruckkammern unseres Doppel-Spezies Ofens. Die Temperaturen der Kammern betragen 150°C für die Rb Atome und 135°C für die Cs Atome.

3.2 Experimenteller Aufbau

Die aus dem Ofen emittierten Rb (Cs) Atome haben dann innerhalb der Maxwell-Boltzmann-Verteilung am wahrscheinlichsten eine longitudinale Geschwindigkeit von 285 (225) m/s. Anschließend durchqueren die Atome mehrere differentielle Pumpstrecken und gelangen schließlich in den UHV-Bereich unserer Vakuumkammer. Hier werden sie mit Hilfe eines Zeeman-Abbremsers soweit abgebremst, dass sie in einer zweifarbigem magneto-optischen Falle (im Folgenden mit MOT abgekürzt) eingefangen werden können. Die MOT bildet den Ausgangspunkt für den weiteren, in Abschnitt 3.3 im Detail beschriebenen, experimentellen Ablauf.



Abbildung 3.3: Fotos von dem Doppel-Spezies Ofen (links) und von der Vakuumkammer (rechts). Die Glaszelle mit dem integrierten Prisma bildet das Herzstück der Vakuumkammer. Hier finden die Experimente mit den Rb-Cs Gemischen statt. Die Fotos entstanden während der Umbauphasen des Experiments. Nicht zu sehen sind die Magnetfeldspulen, der optomechanische Aufbau usw.

Tabelle 3.2 enthält eine Übersicht über die wesentlichen Sektionen des experimentellen Aufbaus. Für jede Sektion sind weiterführende Referenzen angegeben. Abbildung 3.3 enthält zwei Fotos, die während der zwei Umbauphasen des Experiments entstanden sind. Auf einem der beiden Fotos ist der Doppel-Spezies Ofen zu sehen, und auf dem anderen Foto die Vakuumkammer mit der Glaszelle.

Wir messen im UHV-Bereich unserer Vakuumkammer in der Nähe der Glaszelle einen Druck von wenigen 10^{-11} mbar. Um die Vakuumbedingungen direkt am Ort der MOT zu überprüfen, messen wir die Lebensdauer der Atome in einer Magnetfalle. Hierzu erhöhen wir im Anschluss an die MOT-Phase das Quadrupolfeld und schalten alle Laserstrahlen aus. Die $1/e$ -Lebensdauer beträgt ca. 100 s [Pil09a]. Dieser Wert ist konsistent mit Lebensdauern, die in anderen experimentellen Aufbauten, bei denen ähnliche Druckbedingungen vorherrschen, gemessen wurden (z.B. [Gus08a]).

In unserem Aufbau befinden sich mehrere Magnetfeldspulen, die unterschiedliche Zwecke erfüllen:

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

- Wir verwenden drei vertikale Spulenpaare in unmittelbarer Nähe zur Glaszelle dazu, homogene Felder und Quadrupolfelder zu erzeugen. Das Quadrupolfeld ist wesentlicher Bestandteil der MOT. Es kann aber auch zur Realisierung einer Magnetfalle oder zur Levitation der Atome eingesetzt werden (s. Abschnitt 3.3). Das homogene Magnetfeld verwenden wir dazu, die Streulängen a_{Cs} und a_{RbCs} in der Nähe von Feshbach-Resonanzen abzustimmen.
- Zwei horizontale Spulenpaare in x - und y -Richtung, ebenfalls in unmittelbarer Nähe zur Glaszelle, dienen dazu, homogene Offsetfelder bis zu 25 G zu erzeugen. Mit ihrer Hilfe ist es uns möglich, die Richtung des Levitationsgradienten genau an unsere experimentellen Bedürfnisse anzupassen. Z.B. können wir auf diese Weise zusätzliche Kräfte in horizontaler Richtung auf die Atome ausüben.
- Der gesamte Aufbau auf unserem zentralen optischen Tisch wird von drei großen Magnetfeldspulenpaaren in x -, y - und z -Richtung umschlossen. Mit ihrer Hilfe können wir in allen drei Raumrichtungen zusätzliche homogene Felder bis zu 1 G erzeugen und auf diese Weise z.B. das Erdmagnetfeld kompensieren. Wir verwenden diese Spulen auch dazu, das für die Raman-Seitenbandkühlung notwendige Magnetfeld zur Entartung der Vibrationsniveaus der Gittertöpfe bereitzustellen (s. Abschnitt 3.3).

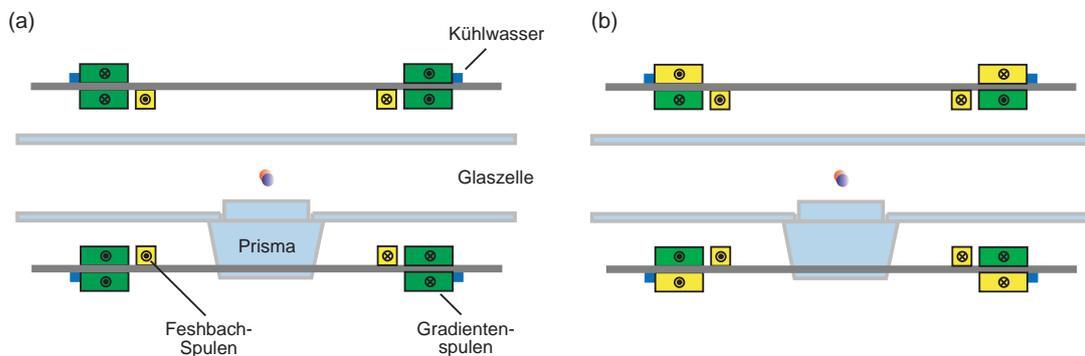


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der beiden Spulenkonfigurationen, die wir mit unserem experimentellen Aufbau realisieren können. Durch geeignete Kombination der drei Spulenpaare haben wir die Wahl zwischen (a) einem großen Gradientenfeld oder (b) einem großen homogenen Feshbach-Feld (s. Tabelle 3.3). Die Spulen werden durch eine Wasserkühlung und mit Hilfe eines Interlocks vor Überhitzung geschützt.

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, können wir durch geeignete Kombination der drei vertikalen Spulenpaare zwei unterschiedliche Magnetfeldkonfigurationen realisieren. Das ist notwendig, da wir einerseits z.B. für die Messung der Rb-Cs Feshbach-Resonanzen homogene Magnetfelder bis zu 300 G benötigen (s. Kapitel 4) und andererseits z.B. für die Stern-Gerlach-Separation der RbCs Feshbach-Moleküle von den

Atomen ein hoher Levitationsgradient erforderlich ist (s. Kapitel 5). Beide Anforderungen können wir mit dem derzeitigen Aufbau, der ursprünglich nur für Experimente mit Cs Atomen ausgelegt war, nicht erfüllen. Wir können aber mit geringem Aufwand zwischen den beiden Magnetfeldkonfigurationen hin- und herwechseln. Denkbar ist, dass man in Zukunft einen geeigneten Schalter einbaut, der diese Aufgabe automatisch erfüllt. In Tabelle 3.3 sind die Spezifikationen von homogenem Feld und Gradientenfeld für die beiden Spulenkonfigurationen aufgelistet.

Tabelle 3.3: Magnetfeldspezifikationen zu den beiden in Abbildung 3.4 dargestellten Spulenkonfigurationen. Es sind auch die maximalen Spannungs- und Stromwerte für die beiden DELTA-Netzgeräte angegeben, mit denen wir das Feshbach-Feld und das Gradientenfeld erzeugen.

	Feshbach-Feld (Homogenes Magnetfeld)	Gradientenfeld
DELTA-Netzgerät	30 V, 200 A	60 V, 100 A
Konfiguration (a)	$1.16 \frac{\text{G}}{\text{A}}$ (max. 231.8 G)	$0.76 \frac{\text{G}}{\text{A cm}}$ (max. $76.5 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$)
Konfiguration (b)	$3.34 \frac{\text{G}}{\text{A}}$ (max. 667.8 G)	$0.39 \frac{\text{G}}{\text{A cm}}$ (max. $38.9 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$)

Zur Kalibrierung des homogenen Magnetfeldes bieten sich zwei Methoden an: Zum einen können wir die schon bekannten Magnetfeldpositionen der Cs Feshbach-Resonanzen [Chi04b] ausnutzen. In diesem Fall variieren wir den Strom, der durch die Spulen fließt und versuchen dabei, die Feshbach-Resonanzen durch Messung der inelastischen Verluste (s. Kapitel 4) wiederzufinden. Das ist eine sehr schnelle Methode. Zum anderen können wir uns die Tatsache zunutze machen, dass durch den Zeeman-Effekt die Entartung der m_F Zustände der Hyperfeinniveaus aufgehoben wird. Die zugehörige Energieauspaltung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld kann für die Hyperfeinniveaus des Grundzustands exakt mit Hilfe der weiter unten angeführten Breit-Rabi-Formel 3.3 berechnet werden. Daher ist es möglich, mit Hilfe von Mikrowellenübergängen zwischen verschiedenen m_F Zuständen der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands das Magnetfeld zu bestimmen. Dabei variieren wir die Frequenz des eingestrahlten Mikrowellenpulses. Sobald Atome bei der passenden Frequenz aus dem unteren Hyperfeinniveau angeregt werden, kommt es zu schnellen inelastischen Zweikörperverlusten aus der Falle. Das Verlustmaximum tritt bei der Resonanzfrequenz des Mikrowellenübergangs auf. Details zum technischen Aufbau finden sich in der Doktorarbeit von B. Engeser [Eng06]. Diese Methode zur Kalibrierung des homogenen Magnetfeldes ermöglicht eine etwas höhere Genauigkeit, nimmt dafür aber etwas mehr Zeit in Anspruch.

Zur Kalibrierung des Gradientenfeldes präparieren wir eine kalte Atomwolke z.B. in einer Dipolfalle (s. Abschnitt 3.3), schalten die Falle aus und warten einige ms. Nun passen wir in einem iterativen Prozess den Strom, der durch die Gradientenspulen fließt, derart an, dass sich die Position des Zentrums der Atomwolke während der

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

Wartezeit nicht verändert. Aus dem Vergleich mit dem berechneten optimalen Levitationsgradienten (vgl. Formel 3.6) ergibt sich die Kalibrierung des Gradientenfeldes.

Eine wesentliche technische Neuerung im Vergleich zu dem in [Pil09a] beschriebenen Aufbau ist unser neues Abbildungssystem, mit dem wir neuerdings in der Lage sind, die Atomwolken beider Spezies innerhalb des gleichen experimentellen Zyklus abzubilden. Das war bei der ersten Messung von Rb-Cs Feshbach-Resonanzen (s. Kapitel 4) noch nicht möglich.

Es kommt nun eine neue CCD-Kamera (Andor iXon+ DV885-KCS-VP) zum Einsatz, die eine Pixelgröße von $8\ \mu\text{m} \times 8\ \mu\text{m}$ hat. Der aktive Bereich umfasst 1004×1002 Pixel. Die Kamera unterstützt vier verschiedene vertikale Verschiebezeiten, von denen die kürzeste $0.57\ \mu\text{s}/\text{Zeile}$ beträgt. Möchte man also zwei aufeinander folgende Bilder nehmen, so beträgt der kürzeste zeitliche Abstand $0.58\ \text{ms}$. Zur Abbildung der Atomwolken verwenden wir ein Teleskop in konfokaler Anordnung, das aus achromatischen Linsen aufgebaut ist. Die den Atomen nähere Linse (Melles Griot 01LA0551) hat eine Brennweite von $150\ \text{mm}$ und einen Durchmesser von $50\ \text{mm}$. Die andere Linse (Melles Griot 01LA0677) weist eine Brennweite von $350\ \text{mm}$ und einen Durchmesser von $40\ \text{mm}$ auf. Diese Linsenkonfiguration hat eine beugungsbegrenzte Auflösung von $3.1\ \mu\text{m}$ und stellt eine Vergrößerung von 2.3 bereit. Wir haben die Vergrößerung mit Hilfe einer Wurfparabelmessung an einer frei fallenden Atomwolke bestimmt. Ein Pixel entspricht $3.48\ \mu\text{m} \times 3.48\ \mu\text{m}$. Der gesamte Lichtweg ist mit Hilfe geeigneter Metallabdeckungen von Streulicht abgeschirmt.

Unser Abbildungsverfahren beruht auf der Methode der Absorptionsabbildung, die auch in anderen Experimenten mit ultrakalten Quantengasen standardmäßig zum Einsatz kommt [Ket99].

3.3 Experimenteller Ablauf

In diesem Abschnitt beschreibe ich die wesentlichen experimentellen Schritte zur Erzeugung optisch gefangener ultrakalter Rb-Cs Gemische in der energetisch niedrigsten Spinzusammensetzung $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$. Wir verwenden aus folgenden Gründen genau dieses Spingemisch: In einem Gas von Cs Atomen treten im Vergleich zu Gasen anderer Alkalimetallatome vergleichsweise hohe inelastische Zweikörperverluste in höheren, vom absoluten Grundzustand abweichenden Spinzuständen aufgrund starker Spin-Bahn-Kopplungen zweiter Ordnung auf [Leo98]. Daher verwenden wir Cs Atome im energetisch niedrigsten m_F Zustand. Diese weisen allerdings einen negativen Landé-Faktor auf und können daher nicht magnetisch gefangen werden, sondern müssen in optischen Dipolfallen präpariert werden. Gleichzeitig bietet diese Tatsache aber auch die Möglichkeit, die Schwerkraft durch Anlegen eines magnetischen Levitationsgradientens zu kompensieren. Zufälligerweise erfüllen Rb Atome, die in den beiden Spinzuständen $\text{Rb}|1, 1\rangle$ oder $\text{Rb}|2, -1\rangle$ vorliegen, nahezu die gleiche Levitationsbedingung wie Cs Atome im Zustand $\text{Cs}|3, 3\rangle$. Das liegt an einem ähnlichen Verhältnis von

3.3 Experimenteller Ablauf

magnetischem Moment zu atomarer Masse. Wir verwenden vorzugsweise Rb Atome im Zustand $Rb|1, 1\rangle$, da das ebenfalls der energetisch niedrigste Spinzustand ist und damit jegliche Rb-Cs Zweikörperverlustprozesse ausgeschlossen sind. In Abbildung 3.5 ist die Abfolge der drei wesentlichen Schritte innerhalb des experimentellen Zyklus schematisch dargestellt. Jeder der Schritte wird in den folgenden Unterabschnitten im Detail beschrieben.

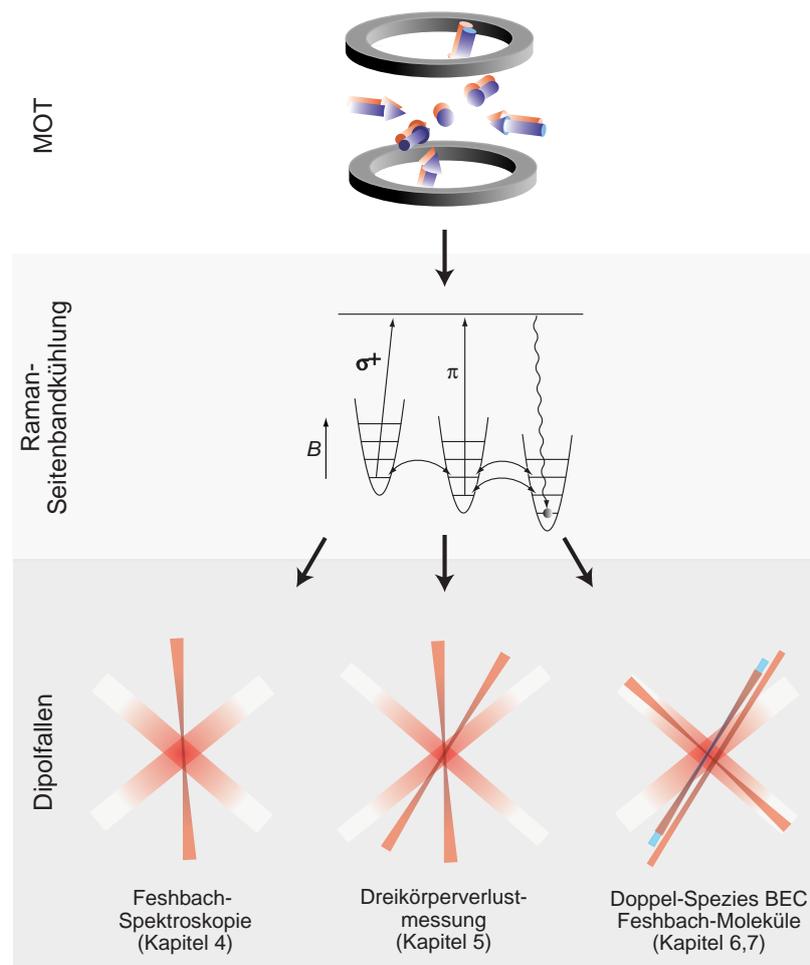


Abbildung 3.5: Übersicht über die drei wesentlichen Phasen innerhalb des experimentellen Ablaufs. Die Rb und Cs Atome werden zunächst mit Hilfe eines Zeeman-Abbremsers verlangsamt und dann in eine zweifarbige magneto-optische Falle (MOT) geladen. Anschließend kühlen wir die Atome noch weiter mit Hilfe der Raman-Seitenbandkühlung ab, die wir gleichzeitig für beide Elemente durchführen. Danach wird das Rb-Cs Gemisch in eine an die jeweilig beabsichtigte Messung angepasste Dipolfallenkonfiguration geladen.

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

3.3.1 MOT

In fast allen Experimenten mit ultrakalten atomaren Gasen werden heutzutage magneto-optische Fallen (MOTs) als erster Schritt eingesetzt, um große atomare Ensembles mit Temperaturen im μK Regime zu erzeugen. Eine MOT beruht auf der Kraft, die durch spontane Streuung von nah resonantem Laserlicht auf Atome ausgeübt wird [Raa87]. Normalerweise kommt dabei eine Konfiguration aus drei zueinander orthogonalen Paaren entgegenlaufender Laserstrahlen, die gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt sind, zum Einsatz. Die Strahlen weisen eine zirkuläre Polarisation auf und kreuzen sich im Fallenzentrum. Durch ein zusätzliches magnetisches Quadrupolfeld hängt die Lichtkraft aufgrund des Zeeman-Effekts von der Entfernung der Atome zum Fallenzentrum ab, wodurch es zu einem Einschluss der Atomwolke kommt. Gleichzeitig werden die Atome aufgrund des Doppler-Effekts abgekühlt.

In unserem Fall müssen wir eine zweifarbige MOT einsetzen, um die Atome beider Spezies gleichzeitig einzufangen und abzukühlen. Wir erzeugen die MOTs mit Hilfe der üblicherweise verwendeten atomaren Übergänge $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ für die Rb Atome und $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ für die Cs Atome (s. Abbildung 3.1). Wir überlagern das Licht beider Wellenlängen mit Hilfe dichroitischer optischer Komponenten, koppeln es zusammen in eine polarisationserhaltende Singlemode-Glasfaser ein und teilen es dann in die drei Paare entgegenlaufender Laserstrahlen auf. Auf diese Weise erzielen wir einen sehr guten räumlichen Überlapp der beiden Lichtfelder für die Rb und Cs Atome. Zur Aufteilung verwenden wir optische Elemente, die sich gleichermaßen gut für das Licht beider Wellenlängen eignen. Wie sich gezeigt hat, muss dabei allerdings ein besonderes Augenmerk auf die Phasensprünge an den Spiegeln gelegt werden, da sie für das Licht der beiden Wellenlängen unterschiedlich groß ausfallen können. Wir haben dieses Problem empirisch mit Hilfe von Kombinationen mehrerer Wellenplatten, die z.T. selektiv die Polarisation von nur einer der zwei Wellenlängenkomponenten drehen, gelöst.

Nach einer typischerweise 7 s andauernden Ladezeit der MOT schalten wir den Zeeman-Abbremsler aus und komprimieren die MOTs innerhalb von 15ms. Hierzu erhöhen wir die Stärke des Quadrupolfeldes ca. um einen Faktor 2 und vergrößern zugleich die Verstimmung des MOT-Lichts für die Rb (Cs) Atome gegenüber dem jeweiligen atomaren Übergang von -10 (-8) auf -110 (-80) MHz. Am Ende dieser Kompressionsphase schalten wir das MOT-Licht und das Gradientenfeld aus.

Die Effizienz des Ladevorgangs einer MOT kann sehr stark durch inelastische Stoßprozesse beeinflusst werden. Eine umfassende Darstellung dieser Stoßprozesse findet sich in dem Übersichtsartikel [Wei99]. In mehreren Experimenten mit einer Rb-Cs Doppel-MOT wurden sehr große interspezies Verluste beobachtet [Tel01, Har08]. Diese Verluste hängen aber entscheidend von dem räumlichen Überlapp der Atomwolken der beiden Spezies während des Ladevorgangs ab und können durch einen relativen Versatz unterdrückt werden. Für die sich an die MOT-Phase anschließenden Kühl Schritte muss dieser Versatz allerdings wieder am Ende des Ladevorgangs rückgängig gemacht werden. In unserem Experiment erfüllen wir diese Vorgaben mit Hilfe der Kraft, die

durch das Lichtfeld des Zeeman-Abbremsers auf die Atome ausgeübt wird: Während der Ladephase ist der Zeeman-Abbremsler eingeschaltet und wir erzeugen durch die Justage der beiden Zeeman-Strahlen für die Rb und Cs Atome einen relativen räumlichen Versatz von mehreren mm, der größer als der Durchmesser der beiden MOTs ist. Anschließend schalten wir den Zeeman-Abbremsler aus und überlagern die beiden Atomwolken während der Kompressionsphase der MOT.

Am Ende der MOT-Phase haben wir typischerweise zwei Atomwolken mit jeweils 1×10^8 Atomen erzeugt. Die Temperatur der Rb (Cs) Atome beträgt ca. 40 (30) μK . Für einige der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente ist es erforderlich, Rb-Cs Gemische zu präparieren, in denen eine der beiden Komponenten unterrepräsentiert ist. Das erreichen wir durch eine selektive Verringerung der Lichtleistung der MOT-Strahlen oder/und durch eine selektive Verkürzung der MOT-Ladezeit für die entsprechende Atomsorte.

Weitere technische Details z.B. zu den verwendeten Strahldurchmessern oder den Leistungen der einzelnen Strahlen finden sich in [Pil05, Pra08, Pil09a]. Darüberhinaus enthält der Anhang A jeweils eine Übersichtsdarstellung zum Rb und Cs Lasersystem.

3.3.2 Raman-Seitenbandkühlung

Im Anschluss an die MOT-Phase kühlen wir die Rb und Cs Atome weiter mit Hilfe der Raman-Seitenbandkühlung ab, die wir gleichzeitig für beide Elemente durchführen. Mit dieser Kühlmethode ist es möglich, tiefere Temperaturen und höhere Phasenraumdichten als z.B. in einer "optischen Melasse" zu erzielen. Gleichzeitig werden die Atome in ihren energetisch niedrigsten Spinzustand gepumpt. Wir müssen also keine weiteren Schritte zur Spinpolarisation unternehmen, um das gewünschte Spingemisch $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ zu präparieren.

Die Methode der Raman-Seitenbandkühlung wurde zum ersten Mal an einem Gas von Cs Atomen [Ker00, Tre01] und später dann auch an einem Gas von Rb Atomen [Wei05] durchgeführt. In unserem Experiment haben wir diese Kühltechnik zum ersten Mal überhaupt für den Fall eines Gemisches erweitert. Das zugrundeliegende Konzept ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Die Rb und Cs Atome werden gleichzeitig in zwei unabhängigen dreidimensionalen optischen Gittern gefangen. Wie bei dem optischen Aufbau zur Doppel-MOT überlagern wir das Licht beider Wellenlängen mit Hilfe dichroitischer optischer Komponenten, koppeln es zusammen in eine polarisationserhaltende Singlemode-Glasfaser ein und teilen es dann in die Gitterstrahlen auf. Auf diese Weise erzielen wir einen sehr guten räumlichen Überlapp der beiden Gitter für die Rb und Cs Atome. Wir realisieren das zweifarbige Gitter mit Hilfe einer Konfiguration aus vier Strahlen [Pil09a] mit einer jeweiligen Leistung von 55 (10) mW für das Rb (Cs) Gitter und einem $1/e^2$ -Intensitätsradius von ca. 1.2 mm. Die zwei frei propagierenden Gitterstrahlen sind in Bezug auf die Glaszelle p -polarisiert. Die Polarisation der Stehwelle ist um ca. 30° gegenüber der Vertikalen gedreht. Für das Gitter, in dem wir die Cs Atome fangen, verwenden wir Licht, dessen Frequenz dem Übergang $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$ entspricht und damit

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

gegenüber dem Übergang $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2)$ um 9.2 GHz rotverstimmt ist (s. Abbildung 3.1). Das hat zwei Vorteile: Zum einen können wir das Licht leicht frequenzstabilisieren. Zum anderen pumpt es Atome, die durch nicht resonante Anregungen im Zustand $6S_{1/2}(F=4)$ landen, automatisch wieder in den Kühlkreislauf zurück. Für das Gitter, in dem wir die Rb Atome fangen, können wir leider nicht einfach den analogen Übergang $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ verwenden. Licht mit dieser Frequenz wäre gegenüber dem Übergang $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=0)$ nur um 6.8 GHz rotverstimmt. Das führt schon zu einem beobachtbaren Heizeffekt durch Photonenstreuung. Für die Messung der Rb-Cs Feshbach-Resonanzen (s. Kapitel 4) haben wir daher Licht eines nicht frequenzstabilisierten Diodenlasers verwendet, dessen Frequenz um ca. 18 GHz rotverstimmt war. Wie sich später herausgestellt hat, ist es allerdings noch besser, die Frequenz dieses Lasers um ca. 8 GHz blauzuverstimmen. Hierdurch werden Photonenstreuungsprozesse nahezu komplett unterdrückt, da die Atome in den Intensitätsminima des Gitters lokalisiert sind. Im direkten Vergleich konnten wir auf diese Weise die Anzahl der Atome in der gekühlten Raman-Wolke um ca. 60% erhöhen. Darüberhinaus strahlen wir nun auch noch Licht ein, dessen Frequenz dem Übergang $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ entspricht und wie für die Cs Atome eine Rückpumpfunktion für nicht resonant angeregte Rb Atome übernimmt. Hierdurch konnten wir die Zeit für die Raman-Seitenbandkühlung von 10 ms (vgl. [Pil09b]) auf 3 ms reduzieren. In der Zukunft könnte man die Frequenz des bisher frei laufenden Diodenlasers z.B. noch mit Hilfe eines Schwebungslocks frequenzstabilisieren, um die Stabilität des Aufbaus noch weiter zu erhöhen. Allgemein gilt, dass das Gitterlicht für eine der beiden Spezies keinen beobachtbaren Effekt auf die jeweils andere Spezies hat. Das zweifarbige Gitter stellt also zwei voneinander unabhängige Anordnungen harmonischer Gittertöpfe bereit.

Wir legen während der Raman-Seitenbandkühlung ein kleines homogenes Magnetfeld an (s. Abschnitt 3.2), um unter Ausnutzung des Zeeman-Effekts die harmonischen Gittertöpfe derart gegeneinander zu verschieben, dass die Energien der Vibrationsniveaus (m_F, ν) und $(m_F+1, \nu+1)$ entarten (s. Abbildung 3.6). Ist diese Bedingung erfüllt, so findet durch das Gitterlicht gleichzeitig auch eine Kopplung zwischen diesen entarteten Vibrationsniveaus aufgrund von Zwei-Photonen-Ramanübergängen statt. Die Magnetfeldwerte liegen typischerweise im Bereich von 500 mG. Um die Entartungsbedingung für beide Spezies gleichzeitig zu erfüllen, optimieren wir zuerst das Magnetfeld für eine der beiden Spezies und passen dann die Gittertiefe für die andere Spezies an.

Schließlich müssen wir für die Rb bzw. Cs Atome noch Polarisierlicht einstrahlen, dessen Frequenz dem Übergang $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=0)$ bzw. $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2)$ entspricht (s. Abbildung 3.1). Die zugehörige Polarisation enthält eine starke σ^+ - und eine schwache π -Komponente. Mit Hilfe dieses Lichts werden die Atome optisch in die energetisch niedrigsten Zustände $(m_F=1, \nu=0)$ bzw. $(m_F=3, \nu=0)$ gepumpt. Es handelt sich hierbei um Dunkelzustände, die vom Lichtfeld entkoppelt sind. Nach 3 ms fahren wir die Leistung der Gitterstrahlen adiabatisch herunter.

Leider können wir im unmittelbaren Anschluss an die Raman-Seitenbandkühlung nicht direkt die Atomanzahlen und die Temperaturen messen, da seit der Kompressi-

3.3 Experimenteller Ablauf

onsphase der MOT noch nicht genügend Zeit vergangen ist, um die durch die Raman-Seitenbandkühlung gekühlten und spinpolarisierten Atome von den restlichen Hintergrundatomen, die z.B. nicht in das Raman-Gitter geladen werden konnten, klar voneinander unterscheiden zu können. Daher legen wir nach der Raman-Seitenbandkühlung einen Magnetfeldgradienten an, bei dem für die Atome im niedrigsten Spinzustand die Schwerkraft kompensiert ist und lassen die beiden levitierten Raman-Wolken frei expandieren. Nach 50 ms messen wir typischerweise jeweils $2\text{-}3 \times 10^7$ Atome bei einer Temperatur von $1\text{-}2 \mu\text{K}$.

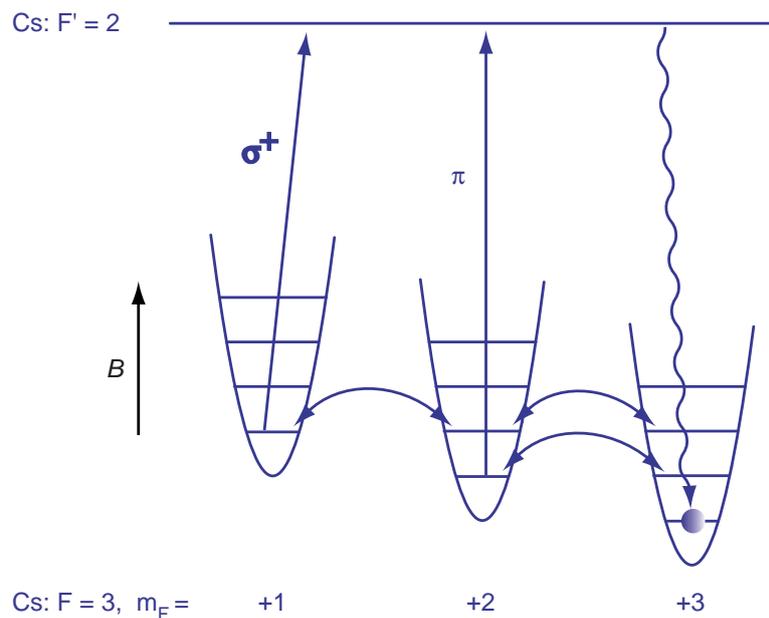


Abbildung 3.6: Illustration der Raman-Seitenbandkühlung, die wir gleichzeitig für die Rb und die Cs Atome (hier dargestellt) durchführen. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes oder durch geeignete Wahl der Gittertiefe werden die Vibrationsniveaus der harmonischen Gittertöpfe für die verschiedenen m_F Zustände in Entartung gebracht. Mit Hilfe von Zweiphotonen-Raman-Übergängen findet eine Kopplung zwischen diesen entarteten Vibrationsniveaus statt (gebogene Doppelpfeile). Zusätzliches Polarisierlicht mit einer starken σ^+ - und einer schwachen π -Komponente pumpt die Atome in den jeweils niedrigsten Spinzustand Rb $|1, 1\rangle$ bzw. Cs $|3, 3\rangle$. Schließlich sammeln sich alle Atome in dem jeweiligen vibronischen Grundzustand dieser beiden Spinzustände an, da sie Dunkelzustände sind.

Im Anschluss an die Raman-Seitenbandkühlung laden wir die Atome in optische Dipolfallen. Wenn es sich dabei um relativ steife Fallen handelt, so kann es sein, dass die Atome in die Falle "hineinfallen" und dabei viel potentielle in kinetische Energie umgewandelt wird. Wir haben beobachtet, dass wir in diesem Fall die Phasenraumdicke der gefangenen Atomwolke etwas erhöhen können, indem wir zwei Raman-Kühlpulse mit einem zeitlichen Abstand von 6 ms durchführen.

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

3.3.3 Levitierte Dipolfallen

Da wir Rb-Cs Gemische in der Spinzusammensetzung $Rb|1, 1\rangle + Cs|3, 3\rangle$ verwenden, sind wir, wie zu Beginn dieses Abschnitts ausgeführt, für die sich an die Raman-Seitenbandkühlung anschließenden experimentellen Schritte auf den Einsatz optischer Dipolfallen angewiesen. Wir passen die Dipolfallenkonfiguration dabei jeweils an die Erfordernisse der beabsichtigten Messung an (s. Abbildung 3.5). Ich erläutere in diesem Unterabschnitt einige der grundlegenden, für unser Experiment wichtigen Eigenschaften (levitierter) optischer Dipolfallen und beschreibe die für die verschiedenen Experimente jeweils verwendeten Dipolfallenkonfigurationen an geeigneten Stellen in den Kapiteln 4-7.

Magnetische Levitation

Mit Hilfe der bekannten Breit-Rabi-Formel [Bre31],

$$E(B, m_F)/\text{Hz} = -\frac{\Delta E_{\text{hf}}}{2(2I+1)} + g_I \frac{\mu_B}{h} m_F B \pm \frac{\Delta E_{\text{hf}}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F x}{2I+1} + x^2}, \quad (3.3)$$

kann die Zeeman-Aufspaltung der m_F Zustände im Grundzustand von ^{87}Rb und ^{133}Cs berechnet werden. Dabei gilt das Pluszeichen vor dem dritten Term für die beiden oberen Hyperfeinniveaus $5S_{1/2}(F=2)$ bzw. $6S_{1/2}(F=4)$ und das Minuszeichen für die beiden unteren Hyperfeinniveaus $5S_{1/2}(F=1)$ bzw. $6S_{1/2}(F=3)$. g_I ist der g -Faktor des Kerns und $\Delta E_{\text{hf}} = A(I + \frac{1}{2})$ die Hyperfeinaufspaltung (in Hz). Für x gilt:

$$x = \frac{(g_J - g_I) \frac{\mu_B}{h} B}{\Delta E_{\text{hf}}}, \quad (3.4)$$

wobei g_J der g -Faktor des Elektrons ist. Unter normalen Umständen wird der m_F Zustand eines Atoms, das sich z.B. in einer Dipolfalle hin- und herbewegt, nicht geändert, da der Spin adiabatisch dem lokalen Magnetfeld folgt. Die Zeeman-Energie $E(B, m_F)$ entspricht dann der potentiellen Energie U_{mag} der externen atomaren Bewegung. Um die Schwerkraft zu kompensieren, muss die Levitationsbedingung,

$$\frac{\partial U_{\text{mag}}}{\partial z} = -\frac{\partial U_{\text{grav}}}{\partial z}, \quad (3.5)$$

erfüllt sein. Es kann dann ein optimaler magnetischer Levitationsgradient berechnet werden, für den diese Bedingung erfüllt ist:

$$B_{\text{grad,opt}} \equiv \frac{\partial B}{\partial z} = \frac{mg}{-h \frac{\partial E}{\partial B}}. \quad (3.6)$$

In Abbildung 3.7 ist $B_{\text{grad,opt}}$ für die beiden Spinzustände $Rb|1, 1\rangle$ und $Cs|3, 3\rangle$ in Abhängigkeit von einem äußeren homogenen Magnetfeld aufgetragen. Je größer das angelegte Magnetfeld ist, desto mehr unterscheidet sich der Wert des optimalen Levitationsgradientens für die Rb und Cs Atome. Das kann unter Umständen zu einem nicht zu vernachlässigenden vertikalen Versatz der beiden Atomwolken führen.

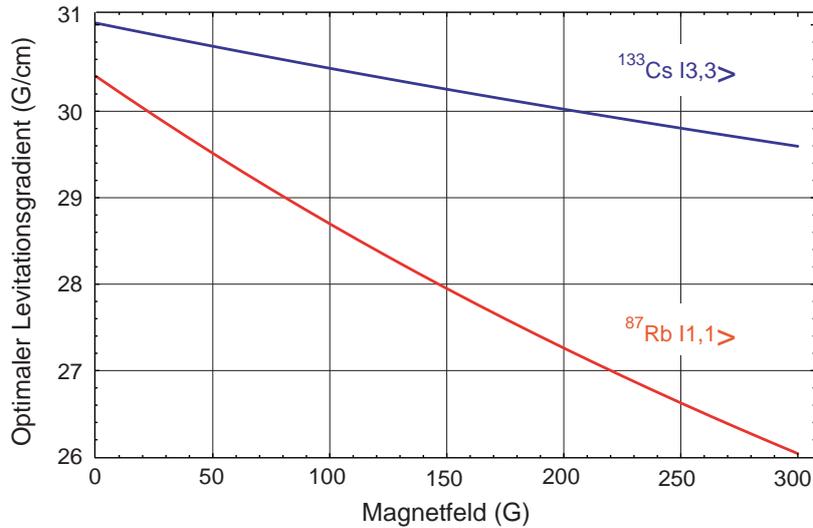


Abbildung 3.7: Durch Anlegen des mit Hilfe der Formel 3.6 berechneten optimalen Levitationsgradientens kann die Schwerkraft kompensiert werden. Je größer das angelegte homogene Magnetfeld ist, desto mehr unterscheidet sich der optimale Levitationsgradient für $\text{Rb}|1, 1\rangle$ und $\text{Cs}|3, 3\rangle$.

Optische Dipolfallen

Eine umfassende Darstellung zu optischen Dipolfallen im Kontext ultrakalter neutraler Atome findet sich in dem Übersichtsartikel [Gri00]. Ich gehe im Folgenden nur spezifisch auf die für uns relevanten Zusammenhänge ein.

Unter der Annahme, dass die Dipolfalle mit Hilfe von Licht erzeugt wird, das linear polarisiert ist und dessen Frequenz eine große Verstimmung gegenüber der Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands aufweist, gilt für das zugehörige Fallenpotential:

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma_{\text{eff}}}{2\omega_{\text{eff}}^3} \left(\frac{2}{\omega_{D_2} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D_1} - \omega} \right) \cdot I(\vec{r}), \quad (3.7)$$

wobei $\omega_{\text{eff}} = \frac{1}{3}\omega_{D_1} + \frac{2}{3}\omega_{D_2}$ die effektive, über die D_1 und die D_2 Linie gemittelte Übergangsfrequenz angibt [Web03a]. In analoger Weise kann die effektive Linienbreite Γ_{eff} berechnet werden.

Nehmen wir im Weiteren die räumliche Intensitätsverteilung eines fokussierten gaußförmigen Strahls mit der Leistung P und der Ausbreitungsrichtung a an:

$$I(r, a) = \frac{2P}{\pi w^2(a)} e^{-2r^2/w^2(a)}, \quad (3.8)$$

wobei für den $1/e^2$ -Intensitätsradius w , auch als Strahltaile bezeichnet, gilt:

$$w(a) = w_{0,a} \sqrt{1 + \left(\frac{a}{l_R} \right)^2}. \quad (3.9)$$

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

Dabei ist $l_R \equiv \pi w_{0,a}^2 / \lambda$ die sogenannte Rayleigh-Länge mit der minimalen Strahltaile $w_{0,a}$, die im Fokus des Strahls gemessen wird. Durch Einsetzen in die Gleichung 3.7 ergibt sich dann:

$$U_{\text{dip}}(\omega, P, r, a) = U_0(\omega, P) \cdot \frac{e^{-2r^2/w^2(a)}}{w^2(a)}, \quad (3.10)$$

mit der Abkürzung

$$U_0(\omega, P) \equiv \frac{\pi c^2 \Gamma_{\text{eff}}}{2\omega_{\text{eff}}^3} \left(\frac{2}{\omega_{D_2} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D_1} - \omega} \right) \cdot \frac{2P}{\pi}. \quad (3.11)$$

Es sei erwähnt, dass die für Experimente mit optischen Dipolfallen wichtige Größe Γ_{sc} , welche die Photonenstreurate angibt, in einfacher Weise aus der Dipolfallentiefe berechnet werden kann [Gri00]:

$$\Gamma_{\text{sc}} = U_{\text{dip}} \frac{\Gamma}{\hbar \delta}. \quad (3.12)$$

Levitierte Dipolfallen

Betrachten wir nun den Fall zweier levitierter optischer Dipolfallen, die sich unter einem Winkel von 90° kreuzen. Die Ausbreitungsrichtungen seien x und y . Das effektive Fallenpotential der Atome kann dann für die drei Raumrichtungen in folgender Weise berechnet werden:

$$U_{\text{ges}}(x, y) = -U_0(\omega_1, P_1) \cdot \frac{e^{-2y^2/w^2(x)}}{w^2(x)} - U_0(\omega_2, P_2) \cdot \frac{e^{-2x^2/w^2(y)}}{w^2(y)} - \frac{1}{2} m \omega_a^2 (x + y)^2 \quad (3.13a)$$

$$U_{\text{ges}}(z) = -U_0(\omega_1, P_1) \cdot \frac{e^{-2z^2/w_{0,x}^2}}{w_{0,x}^2} - U_0(\omega_2, P_2) \cdot \frac{e^{-2z^2/w_{0,y}^2}}{w_{0,y}^2} + mgz + h \frac{\partial E}{\partial B} B_{\text{grad}z} \quad (3.13b)$$

Es muss noch erwähnt werden, dass ein vertikaler Magnetfeldgradient aufgrund der Maxwellschen Gleichung $\text{div} \vec{B} = 0$ immer auch ein horizontales Gradientenfeld zur Folge hat (vgl. z.B. [Web03a]). Das führt zu einer nach außen gerichteten Kraft auf die gefangenen Atome. Für die zugehörige Fallenfrequenz ω_a , die auch als Antifallenfrequenz bezeichnet wird, gilt:

$$\omega_a = B_{\text{grad}} \sqrt{\frac{\mu}{4mB_{\text{hom}}}}, \quad (3.14)$$

wobei μ das magnetische Moment der Atome ist (s. Tabelle 3.1). Insgesamt gilt dann für die beiden horizontalen Fallenfrequenzen ω_x und ω_y , die durch harmonische Näherung der Gleichung 3.13a ermittelt werden können:

$$\omega'_{x,y} = \sqrt{\omega_{x,y}^2 - \omega_a^2}, \quad (3.15)$$

mit

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4U_{x,y}}{m\omega_{0,x,y}^2}}. \quad (3.16)$$

Hieraus lässt sich auch die z.B. für die Berechnung der Phasenraumdicke wichtige effektive Fallenfrequenz (s. Kapitel 6) bestimmen:

$$\omega_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}}. \quad (3.17)$$

Es ist möglich, levitierte Dipolfallen durch geschickte Dimensionierung der zugehörigen Fallentiefe als Spinfilter einzusetzen, da Rb und Cs Atome im jeweils niedrigsten m_F Zustand das im Vergleich zu anderen Spinzuständen des unteren Hyperfeinniveaus größte magnetische Moment aufweisen.

In unserem Experiment verwenden wir in der Regel Dipolfallen, die durch Laserlicht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm erzeugt werden. In Abbildung 3.8 ist die mit Hilfe der Gleichung 3.13b berechnete vertikale Fallentiefe einer solchen Dipolfalle für Rb|1, 1) und Cs|3, 3) dargestellt. Bei der Berechnung wurde angenommen, dass die Schwerkraft für beide Elemente kompensiert ist. Es stellt sich heraus, dass die Falle für die Cs Atome im Vergleich zu den Rb Atomen um den Faktor $\times 1.7$ tiefer ist. Wie sich später zeigen wird (s. Kapitel 4-7) hat diese Tatsache weitreichende Konsequenzen, wenn wir in diesen Fallen z.B. ein Rb-Cs Gemisch fangen oder mit Hilfe der Verdampfungskühlung abkühlen möchten.

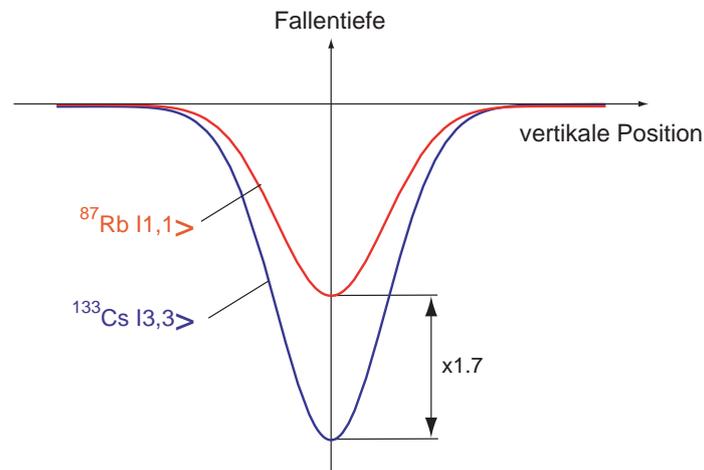


Abbildung 3.8: Gegenüberstellung der vertikalen Fallentiefe einer optischen Dipolfalle für Rb|1, 1) und Cs|3, 3), die durch Laserlicht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm erzeugt wird. Bei der Berechnung wurde angenommen, dass die Schwerkraft für beide Elemente kompensiert ist. Die Falle ist für die Cs Atome im Vergleich zu den Rb Atomen um den Faktor $\times 1.7$ tiefer.

3 Erzeugung einer Rb-Cs Mischung

Wir verwenden zwei verschiedene Lichtquellen, um das Licht für die Dipolfallen bereitzustellen: Zum einen kommt ein breitbandiger Yb Faserlaser (IPG YLP-100) mit einer zentralen Wellenlänge von 1070 nm und einer Linienbreite von ca. 3 nm zum Einsatz. Er hat eine maximale Ausgangsleistung von 100 W. Wir nutzen ihn in der Regel dazu, eine großvolumige gekreuzte Reservoirfalle zu erzeugen, in die wir möglichst viele Atome aus der gekühlten Raman-Wolke laden. Leider hat dieser Laser einige technische Probleme, auf die ich an dieser Stelle aber nicht näher eingehen möchte, da sie schon umfassend in der Doktorarbeit von K. Pilch beschrieben worden sind [Pil09a].

Zum anderen verwenden wir einen schmalbandigen Laser (InnoLight Mephisto 2000) mit einer zentralen Wellenlänge von 1064 nm und einer Linienbreite von weniger als 1 kHz. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 2 W. Wir verstärken das Licht dieses Lasers mit Hilfe eines selbstgebauten Faserverstärkers (s. Anhang B) und nutzen es dann zur Erzeugung stark fokussierter Dimplefallen. Die Verwendung einer Kombination aus Reservoir- und Dimplefallen hat sich z.B. bei der Realisierung des ersten Cs Bose-Einstein-Kondensats als sehr erfolgreich erwiesen [Web03b, Kra04].

4 Rb-Cs Feshbach-Resonanzen

Obwohl die individuellen Streueigenschaften von ^{87}Rb und ^{133}Cs , wie in Kapitel 3.1 beschrieben, schon sehr gut charakterisiert sind [Mar02, Chi04b], weiß man bisher nur wenig über die interspezies Wechselwirkungen. In Experimenten mit Rb-Cs Mischungen in magnetischen Fallen wurde eine schnelle Thermalisierung zwischen den beiden Elementen beobachtet [And05, Haa07]. Dies deutet auf eine große interspezies Hintergrundstreuränge hin [Tie07]. Um die Wechselwirkungseigenschaften zwischen Rb und Cs im Detail zu verstehen, haben wir in einem ersten Experiment nach interspezies Feshbach-Resonanzen gesucht. Das Experiment wurde umfassend in [Pil09a] beschrieben und die Ergebnisse wurden in [Pil09b] veröffentlicht. Das folgende Kapitel hat daher nur einen zusammenfassenden Charakter. Zunächst erläutere ich kurz den Begriff der Feshbach-Resonanz. Anschließend beschreibe ich unsere Messmethode und die Ergebnisse. Das Kapitel endet mit einer Diskussion der Ergebnisse.

4.1 Was ist eine Feshbach-Resonanz?

In diesem Abschnitt beschreibe ich kurz die Physik einer Feshbach-Resonanz. Eine umfassende Darstellung von Feshbach-Resonanzen in ultrakalten Gasen findet sich in dem Übersichtsartikel [Chi10].

Man kann den Ursprung und die grundlegenden Eigenschaften einer Feshbach-Resonanz anhand eines einfachen Modells verstehen (s. Abbildung 4.1). Betrachten wir zwei Molekülpotentialkurven. Eine der beiden Kurven (in der Abbildung 4.1 in schwarz gezeichnet) beschreibt für einen großen Atomabstand asymptotisch das Verhalten von zwei freien Atomen, z.B. in einem ultrakalten Gas. Bei einem Streuprozess stellt diese Potentialkurve den energetisch offenen einlaufenden Kanal dar. Die andere Molekülpotentialkurve (in der Abbildung 4.1 in rot gezeichnet) entspricht dem energetisch geschlossenen Streukanal. Dieses Potential weist einen gebundenen Molekülzustand auf, dessen Energie an der Schwelle zum Kontinuum des einlaufenden offenen Streukanals liegt. Kommt es nun bei dem Streuprozess zweier niederenergetischer Atome zu einer resonanten Kopplung an den gebundenen Molekülzustand, so bezeichnet man dieses Phänomen als Feshbach-Resonanz.

Wenn der gebundene Molekülzustand und der Streuzustand im offenen Kanal ein unterschiedliches magnetisches Moment aufweisen, dann ist es möglich, die resonante Kopplung mit Hilfe eines äußeren homogenen Magnetfeldes zu kontrollieren. In die-

4 Rb-Cs Feshbach-Resonanzen

sem Fall spricht man von einer magnetisch abstimmbaren Feshbach-Resonanz. Sie wurde erstmals von [Ino98] experimentell beobachtet. Alternativ kann die resonante Kopplung auch mit Hilfe optischer Methoden erzielt werden [The04].

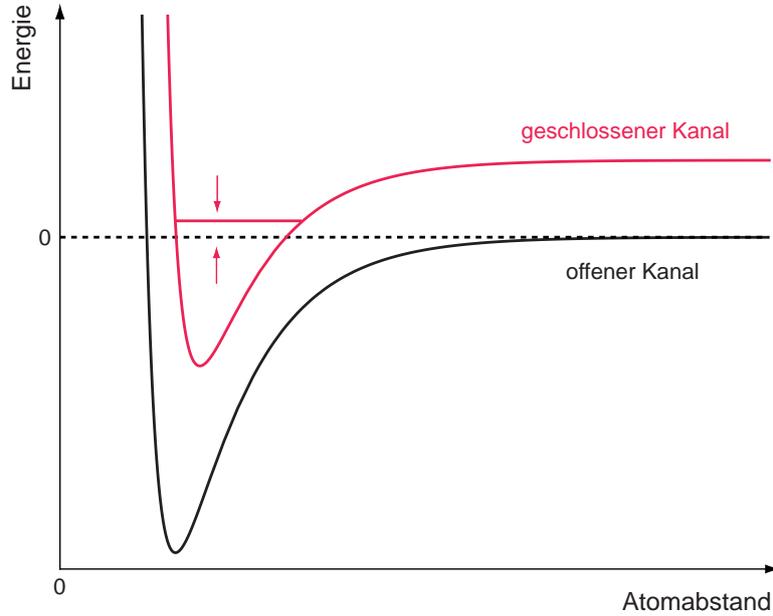


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung zweier Molekülpotentialkurven in Abhängigkeit vom Atomabstand. Man spricht dann von einer Feshbach-Resonanz, wenn bei einem Streuprozess zwei Atome im energetisch offenen einlaufenden Kanal (in schwarz) resonant an einen in der Nähe liegenden gebundenen Molekülzustand des energetisch geschlossenen Kanals (in rot) koppeln.

Eine magnetisch abstimmbare Feshbach-Resonanz kann mit Hilfe der folgenden Formel beschrieben werden [Moe95]:

$$a(B) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right). \quad (4.1)$$

Die Formel beschreibt das in Abbildung 4.2(a) dargestellte divergente Verhalten der s -Wellenstreuungslänge a in Abhängigkeit vom Magnetfeld B in der Nähe einer Feshbach-Resonanz bei B_0 . Der Parameter a_{bg} ist die Hintergrundstreuungslänge, die direkt mit der Energie des letzten gebundenen Vibrationszustandes des offenen Streukanals (s. Abbildung 4.1) verknüpft ist. Die Streulänge nähert sich asymptotisch an a_{bg} an, je weiter B von B_0 entfernt ist. Die Größe Δ ist die Breite der Feshbach-Resonanz. Sowohl a_{bg} als auch Δ können positive oder negative Werte annehmen. Der Nulldurchgang der Streulänge findet beim Magnetfeld $B = B_0 + \Delta$ statt.

4.1 Was ist eine Feshbach-Resonanz?

In Abbildung 4.2(b) ist die molekulare Bindungsenergie relativ zur Dissoziationsschwelle zweier ungebundener Atome ohne kinetische Energie in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgetragen. In dem Bereich der Feshbach-Resonanz, in dem die Streulänge sehr groß und positiv wird (in Abbildung 4.2 durch eine rote Umrandung markiert), hängt die Bindungsenergie E_b quadratisch vom Magnetfeld B bzw. von der Streulänge a ab [Köh06]:

$$E_b = \frac{\hbar^2}{2\mu a^2}, \quad (4.2)$$

wobei μ die reduzierte Masse des Atompaars ist. Dieser Bereich wird auch als universell bezeichnet, da die Eigenschaften des letzten gebundenen Molekülzustands vollständig durch die Streulänge bestimmt sind, nicht aber von der genauen Form des Wechselwirkungspotentials abhängen.

Weiter entfernt von der Feshbach-Resonanz ändert sich die Bindungsenergie linear mit dem Magnetfeld, wobei die Steigung durch die Differenz der magnetischen Momente von offenem und geschlossenem Streukanal gegeben ist.

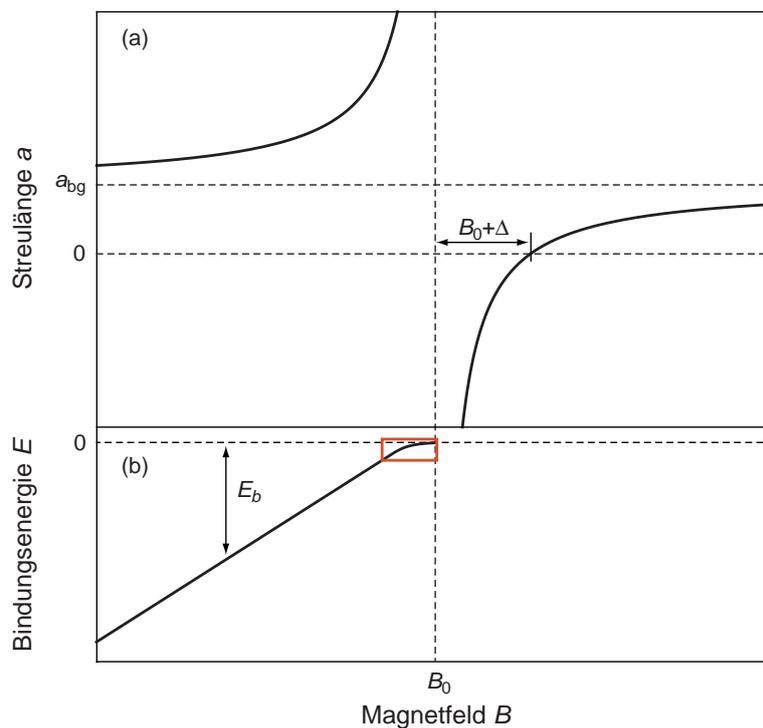


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung (a) der Streulänge a und (b) der molekularen Bindungsenergie $E = -E_b$ in der Nähe einer magnetisch abstimmbaren Feshbach-Resonanz bei $B = B_0$. Die Streulänge hat einen Nulldurchgang bei $B = B_0 + \Delta$. Der rot markierte Bereich, in dem die Streulänge sehr groß und positiv wird, weist universelle Eigenschaften auf.

4 Rb-Cs Feshbach-Resonanzen

In der Nähe einer Feshbach-Resonanz finden vermehrt Dreikörperstöße statt, die zu hohen inelastischen Verlusten führen. Ich beschreibe den Prozess eines Dreikörperstoßes in Kapitel 5.1 noch detaillierter. Wichtig ist, dass diese Dreikörperverluste dazu verwendet werden können, Feshbach-Resonanzen experimentell nachzuweisen. Auf diese Weise ist es uns, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, zum ersten Mal gelungen, heteronukleare Rb-Cs Feshbach-Resonanzen zu beobachten.

4.2 Messmethode

4.2.1 Präparation geeigneter Rb-Cs Mischungen

Wir verwenden im Wesentlichen den im Kapitel 3.3 beschriebenen experimentellen Ablauf, um optisch gefangene Rb-Cs Mischungen zu erzeugen, die für eine Feshbach-Spektroskopie geeignete sind.

Zum einen ist es vorteilhaft, Mischungen mit einem starken Ungleichgewicht zwischen den Atomanzahlen der zwei Komponenten zu erzeugen, da hierdurch die Visibilität heteronuklearer Feshbach-Resonanzen erhöht werden kann [Deh08, Wil08]: In der Nähe einer Feshbach-Resonanz treten verstärkt inelastische Verluste auf [Chi10]. Wenn nun eine der beiden Mischungskomponenten stark unterrepräsentiert ist, geht diese nahezu vollständig verloren, während die andere Komponente kaum beeinflusst wird. Auf diese Weise kann die unterrepräsentierte Komponente als Sensor für heteronukleare Feshbach-Resonanzen fungieren.

Zum anderen bietet es sich an, die Feshbach-Spektroskopie in Mischungen mit unterschiedlicher Spinzusammensetzung durchzuführen. Hierdurch wird zusätzlicher experimenteller Input bereitgestellt, mit dessen Hilfe theoretische Streumodelle auf unabhängige Weise überprüft werden können.

Nach der MOT-Phase, die 10 s dauert, kühlen wir die Rb und Cs Atome noch weiter mit Hilfe der Raman-Seitenbandkühlung ab, die wir gleichzeitig für beide Elemente durchführen. Im Gegensatz zu den späteren Experimenten (s. Kapitel 5ff) benutzen wir für die Durchführung der Feshbach-Spektroskopie ein Raman-Gitter für die Rb Atome, das gegenüber dem atomaren Übergang $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=0)$ um 18 GHz rotverstimmt ist. Außerdem verwenden wir nur einen Raman-Kühlpuls, der 10 ms dauert. Bei den späteren Experimenten dauert ein Puls nur 3 ms, da wir zusätzlich noch Licht einstrahlen, dessen Frequenz dem Übergang $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ entspricht. Dieses Licht pumpt Atome, die durch nicht resonante Anregung im Zustand $5S_{1/2}(F=2)$ landen, wieder in den Kühlkreislauf zurück (s. Kapitel 3.3).

Im Anschluss an die Raman-Seitenbandkühlung laden wir die Rb und Cs Atome gemeinsam in eine Dipolfallenkonfiguration, die in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Um einen möglichst guten räumlichen Überlapp mit den gekühlten Raman-Wolken zu erreichen, verwenden wir zunächst eine großvolumige levitierte Dipolfalle (genannt Reservoirfalle), die aus zwei gekreuzten Strahlen gebildet wird. Die Fallenparameter sind außerdem so dimensioniert, dass die Falle als Spinfilter funktioniert (s. Kapitel 3.3).

Auf diese Weise realisieren wir wohldefinierte Spingemische, in denen die Rb und Cs Atome jeweils in nur einem m_F Zustand auftreten.

Im weiteren Verlauf warten wir 2 s. In dieser Zeit thermalisiert die in der Reservoirfalle gefangene Rb-Cs Mischung. Als letzten Schritt komprimieren wir die Mischung, um die Wahrscheinlichkeit für interspezies Dreikörperstöße zu erhöhen. Dies geschieht mit Hilfe einer zusätzlichen stark fokussierten Dimplefalle (genannt Dimplefalle), die der Reservoirfalle überlagert wird. Hierdurch erhöhen wir die maximale Teilchendichte um ca. eine Größenordnung.

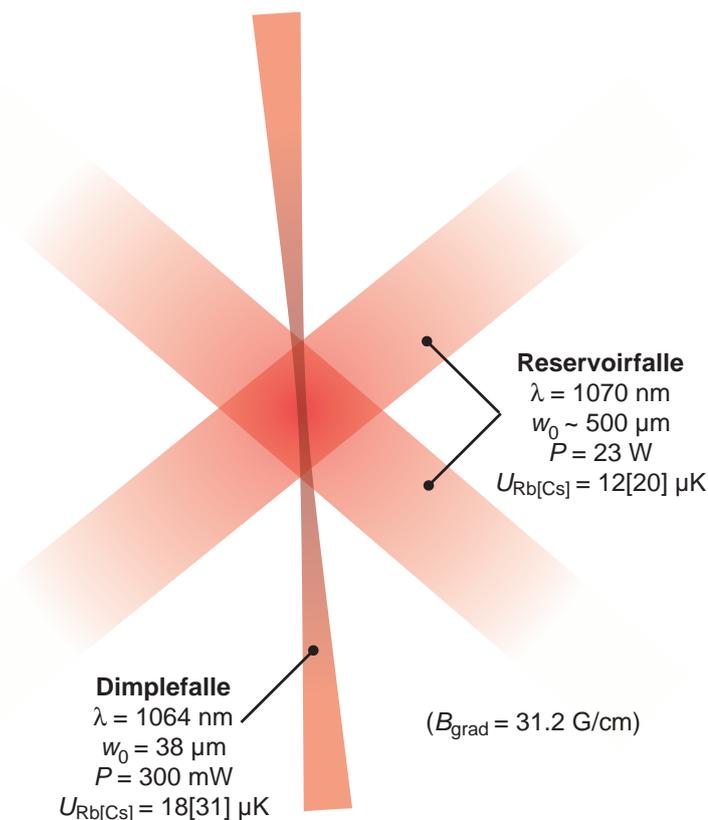


Abbildung 4.3: Dipolfallenkonfiguration zur Messung der Rb-Cs Feshbach-Resonanzen. Wir präparieren eine Rb-Cs Mischung in einer großvolumigen Reservoirfalle, die mit einer zusätzlichen stark fokussierten Dimplefalle überlagert wird, um die maximale Teilchendichte zu erhöhen. Es sind jeweils die zugehörigen Fallenparameter und der Wert des Magnetfeldgradienten zur Levitation angegeben. Alle Strahlen verlaufen in der horizontalen Ebene.

Als Ausgangspunkt für die sich anschließende Feshbach-Spektroskopie erzeugen wir Rb-Cs Mischungen, deren Temperatur circa $7 \mu\text{K}$ beträgt. Durch selektives Anpassen der Leistung der MOT-Strahlen für eine der beiden Atomsorten ist es außerdem möglich, ein Mischungsverhältnis von 1:10 zu realisieren. Die Hauptkomponente weist dann typischerweise eine maximale Teilchendichte von $n_0 = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und

4 Rb-Cs Feshbach-Resonanzen

eine Teilchenzahl von 5×10^5 Atomen auf.

Da die Rb und Cs Atome durch die Raman-Seitenbandkühlung jeweils in den energetisch tiefsten m_F Zustand gepumpt werden (s. Kapitel 3.3), können wir ohne weiteres das Spingemisch $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ präparieren. Wie in den ersten Sätzen von diesem Abschnitt erwähnt, ist es zusätzlich wünschenswert, die Feshbach-Spektroskopie auch noch an einem weiteren Spingemisch durchzuführen. Bezüglich der Cs Atome sind wir dabei auf den energetisch niedrigsten m_F Zustand festgelegt, da bei Stößen zweier Cs Atome, die in höheren Spinzuständen vorliegen, hohe dipolare Relaxationsverluste auftreten [GO98]. Bezüglich der Rb Atome bietet sich der Spinzustand $\text{Rb}|2, -1\rangle$ an, da er als einziger anderer Zustand die gleiche Levitationsbedingung erfüllt. Außerdem sind in dem Gemisch $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ Stöße, bei denen sich der m_F Zustand unter Beibehaltung der Quantenzahl F ändert, energetisch nicht möglich. Denkbar sind dagegen Zweikörperstöße, bei denen sich der Hyperfeinzustand ändert. Allerdings haben wir experimentell im Vergleich zu dem Spingemisch $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ keine signifikant erhöhten Hintergrundverluste beobachtet, die auf diesen Stoßprozess zurückgeführt werden können.

Ausgehend von dem Zustand $\text{Rb}|1, 1\rangle$ präparieren wir die Rb Atome im Zustand $\text{Rb}|2, -1\rangle$ mit Hilfe eines Zweiphotonenübergangs, der in der eingefügten Grafik von Abbildung 4.4(b) schematisch dargestellt ist. Dieser Zweiphotonenübergang besteht aus einem kombinierten Mikrowellen- und Radiofrequenzpuls, den wir 400 ms bei einem Magnetfeld von 20 G einstrahlen. Die Mikrowellenfrequenz ist gegenüber dem Übergang $\text{Rb}|1, 1\rangle \rightarrow \text{Rb}|2, 0\rangle$ um einige MHz verstimmt. Um den gleichen Betrag ist die Radiofrequenz gegenüber dem Übergang $\text{Rb}|2, 0\rangle \rightarrow \text{Rb}|2, -1\rangle$ verstimmt. Wir haben diese Verstimmung experimentell optimiert. Insgesamt können wir 50% der Atome, die sich im Zustand $\text{Rb}|1, 1\rangle$ befinden, inkohärent in den Zustand $\text{Rb}|2, -1\rangle$ transferieren. Weitere Details zur technischen Realisierung und zu den möglichen Ursachen für die Inkohärenz dieses Pumpschemas finden sich in [Pil09a]. Die im Zustand $\text{Rb}|1, 1\rangle$ verbleibenden Atome entfernen wir mit Hilfe eines kurzen Lichtpulses, dessen Frequenz resonant mit dem Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$ ist. Von den auf diese Weise in die verschiedenen m_F Unterzustände vom Hyperfeinzustand $F' = 2$ gepumpten Atomen, bleiben nur diejenigen Atome in der Dipolfalle gefangen, die sich im Zustand $\text{Rb}|2, -1\rangle$ befinden, da nur sie die Levitationsbedingung erfüllen. Wir können die Feshbach-Spektroskopie also auch an dem Spingemisch $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ durchführen.

4.2.2 Feshbach-Spektroskopie

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, präparieren wir optisch gefangene Rb-Cs Gemische in einer der beiden Spinzusammensetzungen $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ oder $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ und erzeugen gleichzeitig ein starkes Ungleichgewicht in den Atomanzahlen der beiden Mischungskomponenten. Anschließend halten wir das Gemisch 5 s lang in der gekreuzten levitierten Dipolfalle bei einem bestimmten Magnetfeldwert. In dieser Zeit finden mögliche Dreikörperverluste statt. Die verbleibenden Atome der

unterrepräsentierten Komponente fangen wir dann wieder in der MOT ein und messen ihr Fluoreszenzsignal. Wir haben uns in diesem Fall aufgrund der geringen Atomanzahlen gegen die übliche Methode der Absorptionsabbildung entschieden.

Einen solchen Zyklus führen wir für alle Magnetfeldwerte zwischen 20 und 300 G mit einer Schrittgröße von 250 mG in zufälliger Reihenfolge durch. Zusätzlich wiederholen wir die Messungen für jeden Magnetfeldwert 5-10 Mal und mitteln über die gemessenen Atomanzahlen.

Wir verwenden für den gesamten Magnetfeldbereich Cs als anzahlmäßig unterrepräsentierten Sensor. Um unsere Messmethode auf Konsistenz zu überprüfen, wiederholen wir die Messungen noch einmal mit Rb als Sensor für einige der beobachteten Feshbach-Resonanzen. Außerdem wiederholen wir die Messungen für alle der beobachteten Feshbach-Resonanzen mit reinen Rb und Cs Atomwolken, um zwischen homo- und heteronuklearen Resonanzen unterscheiden zu können.

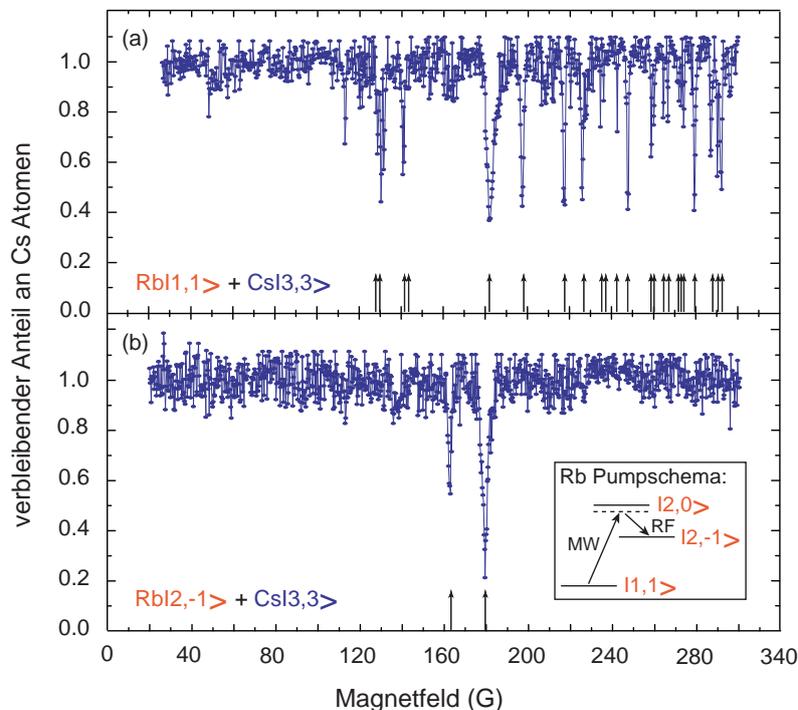


Abbildung 4.4: Verlustspektrum der Cs Atome in einer Rb-Cs Mischung, die jeweils 5 s lang bei einem bestimmten Magnetfeldwert in einer Dipolfalle gehalten wird. Der verbleibende Anteil an Atomen ist auf die durchschnittliche Atomanzahl normiert, die bei Magnetfeldern gemessen wurde, bei denen kein resonanter Verlust auftrat (s. Text). Die Pfeile markieren die Positionen der Rb-Cs Feshbach-Resonanzen. (a) zeigt das Verlustspektrum für das Spingemisch $Rb|1, 1\rangle + Cs|3, 3\rangle$ und (b) das Spektrum für das Spingemisch $Rb|2, -1\rangle + Cs|3, 3\rangle$. Die eingefügte Grafik stellt schematisch den Zweiphotonenübergang dar, den wir benutzen, um die Rb Atome in den $|2, -1\rangle$ Zustand zu pumpen.

4.3 Ergebnisse

In Abbildung 4.4 ist das Verlustspektrum der Cs Atome für die beiden Spingemische $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ und $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ dargestellt. Der verbleibende Anteil an Atomen ist auf die durchschnittliche Atomanzahl normiert, die bei Magnetfeldern gemessen wurde, bei denen kein resonanter Verlust auftrat. Die Normierung der Teilchenzahl wurde unabhängig voneinander für die beiden Spingemische durchgeführt und lässt sich daher nicht in Relation zueinander setzen. Bei der Auswertung wurden nur Verlustpeaks berücksichtigt, bei denen mehr als 20% der Atome verloren gehen.

In dem untersuchten Magnetfeldbereich haben wir insgesamt 23 heteronukleare Rb-Cs Feshbach-Resonanzen im Spingemisch $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ und 2 heteronukleare Rb-Cs Feshbach-Resonanzen im Spingemisch $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ gemessen. Diese Resonanzen sind in Abbildung 4.4 mit Pfeilen markiert. Bei den restlichen Verlustpeaks handelt es sich um homonukleare Cs Feshbach-Resonanzen [Chi04b].

In Tabelle 4.1 sind die genauen Positionen der Rb-Cs Resonanzen zusammen mit den jeweils gemessenen Verlusten aufgelistet. Außerdem sind in der Tabelle die zugehörigen Halbwertsbreiten enthalten, wenn sie größer als unsere Schrittgröße von 250 mG sind. Die Breiten wurden mit Hilfe von Lorentz-Fits ermittelt.

Tabelle 4.1: Rb-Cs Feshbach-Resonanzen im Bereich von 20 bis 300 G. Es sind jeweils die Magnetfeldposition B , der Verlustanteil an Atomen und die Breite ΔB der in den beiden Spingemischen $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ und $\text{Rb}|2, -1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$ gemessenen Feshbach-Resonanzen aufgelistet.

	B (G)	Verlust (%)	ΔB (G)	B (G)	Verlust (%)	ΔB (G)
$\text{Rb} 1, 1\rangle + \text{Cs} 3, 3\rangle$	128.0	40		258.0	55	0.4
	129.6	60		259.3	30	0.5
	140.0	50		263.8	30	0.5
	140.5	50		265.9	30	
	181.6	70	3.1	271.2	25	
	196.8	60	1.2	272.3	25	0.3
	216.7	60	1	273.4	30	0.4
	225.3	60	1	278.4	65	0.95
	233.9	30		286.2	45	0.8
	235.5	25		289.4	50	0.5
	241.9	35		291.5	55	1.1
	246.9	65	0.7			
$\text{Rb} 2, -1\rangle + \text{Cs} 3, 3\rangle$	162.3	50	1.4			
	179.1	80	2.8			

4.4 Diskussion

Unsere Feshbach-Spektroskopie kann essentiell dazu beitragen, die Struktur schwach gebundener Molekülzustände in der Nähe der Dissoziationsschwelle und die Streueigenschaften von Rb-Cs Systemen zu ermitteln. Mit Hilfe der Resonanzpositionen können die Parameter quantenmechanischer Streumodelle, wie z.B. dem "asymptotic bound state"-Modell [Wil08, Sta04] und der "coupled channels"-Theorie [Sto88], bestimmt werden, die schon sehr gut die Wechselwirkungseigenschaften leichterer Alkalimischungen, wie zum Beispiel Li-K [Wil08] und K-Rb [Fer06, Kle07], beschreiben. Für schwerere Alkalimischungen, wie im Falle unserer Rb-Cs Mischung, ist die Zuordnung der Feshbach-Resonanzen mit Hilfe solcher Modelle allerdings sehr viel schwieriger. Das hängt damit zusammen, dass unser beobachtetes Feshbach-Spektrum sehr viel mehr Resonanzen aufweist als die Spektren leichterer Alkalimischungen [Deh08, Wil08, Sta04, Fer06, Ino04]. Hierfür gibt es mehrere Gründe. Zunächst einmal ist die Energieaufspaltung der Hyperfeinniveaus von Rb und Cs Atomen groß im Vergleich zum Abstand der schwach gebundenen molekularen Vibrationszustände. Das hat zur Folge, dass mindestens fünf Vibrationszustände in ein theoretisches Modell miteinbezogen werden müssen [Kok08]. Des Weiteren müssen in unserem Fall auch starke Spin-Bahn-Kopplungen zweiter Ordnung berücksichtigt werden. Hierdurch können Rb und Cs Atome, deren einlaufender Streukanal bei einem Stoß s -Wellencharakter hat, in der Nähe einer Feshbach-Resonanz auch an RbCs Molekülzustände koppeln, die neben s - auch d - und/oder g -Wellencharakter haben. Dieses Phänomen spielt beispielsweise für die homonukleare Wechselwirkung ultrakalter Cs Atome eine große Rolle [Chi00]. Und schließlich können bei einer Streuung zweier nicht identischer Bosonen auch Partialwellen ungerader Parität auftreten. Dabei sind in unserem Fall vor allem p -Wellenresonanzen wichtig, da die Höhe der zugehörigen Zentrifugalbarriere $k_B \times 55 \mu\text{K}$ beträgt und wir die hier beschriebenen Messungen an Gemischen mit Temperaturen von $7 \mu\text{K}$ durchgeführt haben. Wie in [Tic04] beschrieben, können sich p -Wellenresonanzen experimentell in einer Doppelpeakstruktur manifestieren. Durch die unterschiedliche Spin-Spin Dipolwechselwirkung der beiden Magnetfeldprojektionen $m_\ell = 0$ und $|m_\ell| = 1$ wird die Feshbach-Resonanz in zwei Komponenten aufgespalten. In unserem Feshbach-Spektrum sind mehrere Resonanzen enthalten, die paarweise auftreten (s. Abbildung 4.5). Möglicherweise handelt es sich in diesen Fällen also um p -Wellenresonanzen. Wir beobachten typischerweise eine Aufspaltung von circa 1 G. Dies würde auf eine starke Spin-Spin Wechselwirkung zwischen den Valenzelektronen der Rb und Cs Atome hindeuten.

Erste Berechnungen, die auf den oben angesprochenen Streumodellen beruhen, bestätigen die Komplexität des Rb-Cs Feshbach-Spektrums [Kok08, Kot08]. Allerdings ist es aufgrund der oben beschriebenen Schwierigkeiten bisher noch nicht gelungen, ein Modell zu entwickeln, welches die Rb-Cs Streueigenschaften umfassend beschreibt. Wir haben die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen im Jahr 2008 durchgeführt. Wie in Kapitel 6 ausgeführt, sind wir mittlerweile in der Lage, Rb-Cs Gemische mit sehr viel tieferen Temperaturen und höheren Teilchendichten zu realisieren. Eine unter

4 Rb-Cs Feshbach-Resonanzen

diesen Umständen erneut durchgeführte Feshbach-Spektroskopie könnte vor allem aus zwei Gründen entscheidend dazu beitragen, ein geeignetes theoretisches Modell für die Rb-Cs Wechselwirkungseigenschaften zu entwickeln. Zunächst einmal ist es denkbar, dass bei der Messung von 2008 nicht alle Resonanzen gefunden wurden, da wir zum einen Rb-Cs Gemische mit relativ niedrigen Teilchendichten verwendet haben. Dies trifft vor allem auf das Spingemisch $Rb|2, -1\rangle + Cs|3, 3\rangle$ zu, da hier die Transfereffizienz nur 50% betrug. Zum anderen haben wir den Magnetfeldbereich zwischen 20 und 300 G mit einer Schrittweite von 250 mG abgesucht. Obwohl es dabei aufgrund des Levitationsgradienten und der Temperatur zu einer Verbreiterung der gemessenen Verlustpeaks von 50 bis 200 mG kam [Pil09b], könnte diese Schrittweite nicht klein genug gewesen sein, um alle Resonanzen zu detektieren. Der zweite Grund für die Annahme, dass eine erneute Messung entscheidend dazu beitragen könnte, ein Rb-Cs Streumodell zu entwickeln, ist die Tatsache, dass wir jetzt in der Lage wären, zwischen s - und p -Wellenresonanzen zu unterscheiden, da sich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von p -Wellenresonanzen bei tieferen Temperaturen deutlich verringert. Wie in Kapitel 7 näher beschrieben werden wird, haben wir schon bei der Assoziation heteronuklearer RbCs Feshbach-Moleküle neue Erkenntnisse über den Partialwellencharakter einiger der beobachteten Feshbach-Resonanzen gewonnen.

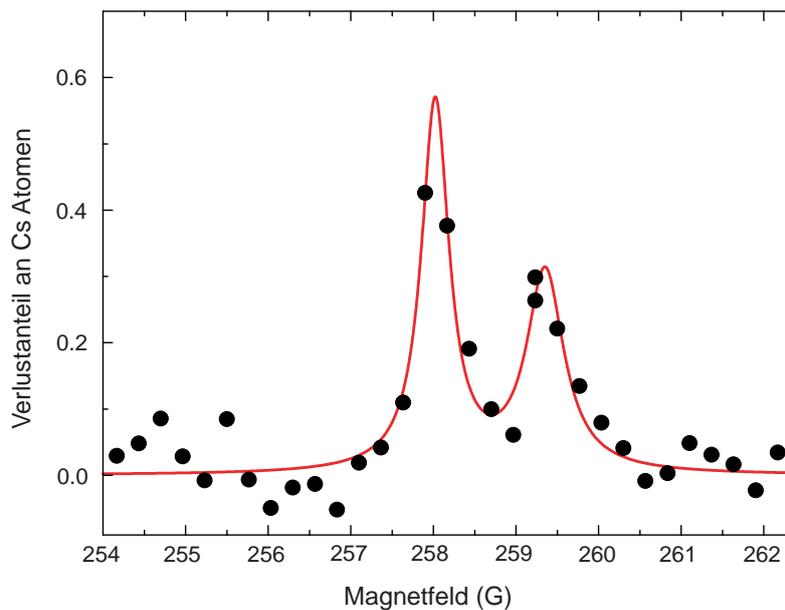


Abbildung 4.5: Beispiel für zwei dicht nebeneinander liegende Rb-Cs Feshbach-Resonanzen im Spingemisch $Rb|1, 1\rangle + Cs|3, 3\rangle$. Es ist ein Ausschnitt der Daten (in schwarz) aus Abb. 4.4, zusammen mit einem Doppel-Lorentz-Funktions-Fit (in rot) dargestellt. Der Abstand der beiden Maxima beträgt ungefähr 1.3 G. Weitere Resonanzpaare treten bei 140, 234, 259 und 273 G auf (s. Tabelle 4.1).

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

Möchte man ein verdünntes Gasgemisch zweier Atomsorten gleichzeitig abkühlen, so bietet sich hierzu die Methode der sympathetischen Kühlung an, bei der die eine Atomsorte mit Hilfe der Verdampfungskühlung aktiv gekühlt wird und die andere Atomsorte durch den thermischen Kontakt passiv mitgekühlt wird [Mya97]. Zur Erzeugung eines entarteten Fermi-Gases ist dieses Vorgehen sogar sehr wichtig, da die s -Wellenstreuung in einem Gas spinpolarisierter identischer Fermionen verboten ist. Für den Bereich sehr tiefer Temperaturen hat dies zur Konsequenz, dass direkte Verdampfungskühlung aufgrund fehlender Rethermalisierung nicht möglich ist. Es gibt zwei Möglichkeiten, dieses Problem zu umgehen: durch die sympathetische Kühlung der Fermionen mit Hilfe von Bosonen [Sch01, Tru01] oder durch die Verwendung von Spingemischen [DeM99].

Es ist denkbar, dass dieses Verfahren auch auf Rb-Cs Mischungen angewendet werden kann. Hierfür spricht, dass in Experimenten mit Rb-Cs Mischungen in magnetischen Fallen eine schnelle Thermalisierung zwischen den beiden Elementen beobachtet wurde [And05, Haa07]. Allerdings ist sympathetische Kühlung nur dann möglich, wenn außerdem noch das Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stoßprozessen groß genug ist. Dabei können vor allem inelastische Dreikörperstöße ein Problem darstellen. Für reine ^{87}Rb und ^{133}Cs Ensemble gibt es jeweils schon detaillierte Dreikörperverlustmessungen [Smi07, Kra06a], nicht aber für Rb-Cs Gemische. Um die Dreikörperverluste in diesem Fall näher zu charakterisieren, haben wir ein Experiment durchgeführt, das in diesem Kapitel beschrieben wird. Dabei ging es uns primär darum, eine Größenordnung für den Verlustkoeffizienten dieses Verlustprozesses zu ermitteln.

Das Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Zunächst gehe ich kurz auf die Physik des Dreikörperstoßes in Zusammenhang mit ultrakalten Quantengasen ein. Anschließend stelle ich unsere Messmethode vor und beschreibe die Datenanalyse. Das Kapitel endet mit der Darstellung und Diskussion unserer Ergebnisse.

5.1 Inelastische Dreikörperstöße

Hält man ultrakalte Atome in einer Falle, so nimmt die Atomanzahl aufgrund verschiedener Verlustmechanismen mit der Zeit ab. Es ist möglich, die drei wichtigsten Verlustprozesse mit Hilfe der folgenden Ratengleichung zu quantifizieren:

$$\dot{n} = -\alpha n - L_2 n^2 - L_3 n^3 . \quad (5.1)$$

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

Dabei ist zu beachten, dass diese Gleichung im Prinzip auch noch durch eine zweite Gleichung für $n = n(T)$ ergänzt werden muss, da sich, wie weiter unten ausgeführt, die Temperatur mit der Zeit ändern kann (s. auch [Web03a]).

Der erste Beitrag in Gleichung 5.1, $\dot{n} = -\alpha n$, der zu einer exponentiellen Abnahme der Atomdichte n führt, wird beispielsweise durch Lücken im Fallenpotential, Photonenstreuung oder das verbleibende Hintergrundgas im Vakuumsystem verursacht. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Atom aus der Falle herausgestoßen wird, unabhängig von der Dichte der umgebenden Atome. Daher handelt es sich hier um einen Einkörperverlustprozess.

Während die Verringerung der Einkörperverluste im Wesentlichen eine technische Herausforderung darstellt, kommt es unabhängig davon auch noch zu Verlustprozessen, bei denen zwei oder mehr Atome miteinander stoßen. Die Wahrscheinlichkeit für den Verlust eines Atoms hängt dann von der Dichte der umgebenden Atome ab. Dies führt zu einem nicht-exponentiellen Verlust, der mit Hilfe der beiden anderen Terme $-L_2 n^2$ und $-L_3 n^3$ für Zwei- bzw. Dreikörperverluste beschrieben werden kann.

Zu inelastischen Zweikörperverlusten kommt es, wenn zwei Atome dadurch Energie gewinnen, dass ihr innerer Zustand durch einen Stoßprozess geändert wird. Man kann diese Verluste sehr einfach dadurch vermeiden, dass man die Atome in den energetisch niedrigsten Spinzustand überführt. Allerdings ist dies nur in optischen Dipolfallen möglich, da Atome im niedrigsten Spinzustand nicht magnetisch gefangen werden können.

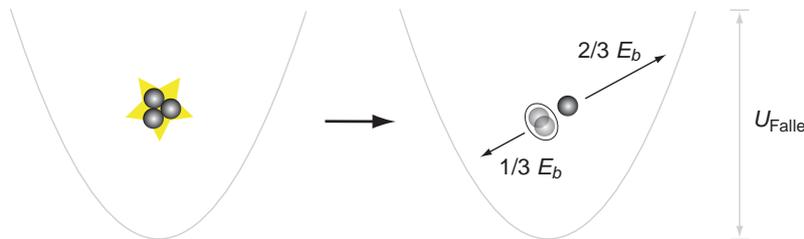


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines Dreikörperstoßes. Zwei Atome bilden einen gebundenen Zustand. Das dritte Atom ist notwendig, um die Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Die molekulare Bindungsenergie E_b wird als freie kinetische Energie auf die Stoßpartner übertragen. Je nach Falltiefe U_{Falle} bleibt das Molekül und/oder das Atom gefangen.

In unserem Fall verwenden wir (bis auf das zweite Spingemisch bei der Messung der Feshbach-Resonanzen, s. Kapitel 4.2) ein Rb-Cs Gemisch, in dem die Atome in den beiden energetisch niedrigsten Spinzuständen $\text{Rb}|1, 1\rangle$ bzw. $\text{Cs}|3, 3\rangle$ vorliegen. Dadurch können inelastische Dreikörperstöße zum vorherrschenden Verlustprozess werden. Wie in Abbildung 5.1 dargestellt, gehen bei einem Dreikörperstoß zwei Atome in einen gebundenen Zustand über. Das dritte Atom ist notwendig, um die Energie- und

Impulserhaltung zu gewährleisten. Die molekulare Bindungsenergie E_b (s. Formel 4.2) wird in Form von kinetischer Energie auf das Molekül bzw. das dritte Atom übertragen. In der Regel ist E_b im Vergleich zur Falltiefe U_{Falle} so groß, dass sowohl das Molekül, als auch das Atom aus der Falle herausgestoßen werden. Wenn dies nicht der Fall ist, z.B. im Bereich sehr großer Streulängen, dann kann das dritte Atom und/oder das Molekül gefangen bleiben. Das Molekül wird dann sofort mit einem vierten Atom stoßen, in einen tiefer gebundenen Energiezustand übergehen und dadurch auf jeden Fall aus der Falle gestoßen werden. Die frei werdende kinetische Energie der nach einem Dreikörperstoß in der Falle verbleibenden Stoßpartner wird durch elastische Stöße auf die restliche Atomwolke in der Falle verteilt. Diesen Prozess nennt man Rekombinationserwärmung (von engl. "recombination heating").

Es gibt noch einen zweiten Prozess, der zur Erwärmung der Atomwolke aufgrund von Dreikörperstößen beitragen kann, nämlich die sogenannte Anti-Evaporationserwärmung (von engl. "anti-evaporation heating"). Dieser Prozess rührt von der Tatsache her, dass die Verluste vorzugsweise im Fallenzentrum stattfinden, da hier die Teilchendichte am größten ist. Gleichzeitig tendieren die Atome im Fallenzentrum dazu, eine Energie zu haben, die unterhalb des Durchschnitts liegt, wodurch es im Falle eines Dreikörperstoßes zu einer Erwärmung der gesamten Atomwolke kommt (s. auch [Eng06]).

Im Grenzfall kleiner Wechselwirkungsenergien kann der Dreikörperverlustkoeffizient L_3 durch folgende Formel mit der Theorie verknüpft werden:

$$L_3 = n_l C(a) \frac{\hbar}{m} a^4, \quad (5.2)$$

wobei n_l die Anzahl der Atome angibt, die pro Dreikörperstoßprozess aus der Falle verloren gehen. Der Ausdruck 5.2 enthält eine universelle a^4 -Abhängigkeit des Dreikörperverlustkoeffizienten [Fed96, Web03c] und eine zusätzliche Abhängigkeit $C(a)$ [Esr99, Bra01, Bed00]. In dieser Abhängigkeit ist die Physik der schwach gebundenen Efimov-Dreikörperzustände enthalten, die 1970 von V. Efimov theoretisch vorhergesagt [Efi70, Efi71] und 2006 experimentell an unserem und an einem benachbarten Experiment in Innsbruck nachgewiesen wurden [Kra06b]. Ich gehe an dieser Stelle nicht näher auf diese Zustände ein, da sie schon umfassend in den Doktorarbeiten von B. Engeser und T. Krämer beschrieben worden sind [Kra06a].

5.2 Messmethode und Datenanalyse

Das Ziel unserer Messung ist es, heteronukleare Rb-Cs Dreikörperstöße zu charakterisieren. Im Prinzip sind vier unterscheidbare Arten von Dreikörperstößen denkbar. Neben den homonuklearen Dreikörperstoßprozessen L_3^{RbRbRb} bzw. L_3^{CsCsCs} kann es auch noch zu Dreikörperstößen kommen, an denen zwei Rb Atome und ein Cs Atom beteiligt sind (L_3^{RbRbCs}) und umgekehrt (L_3^{RbCsCs}). Die physikalischen Prozesse, die dabei jeweils ablaufen können, wie z.B. die Relaxation in tiefer gebundene Molekülzustände, sind dabei die gleichen, die ich im vorhergehenden Abschnitt beschrieben

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

habe, ohne dabei zwischen Atomen unterschiedlicher Spezies zu unterscheiden. Die Wahrscheinlichkeit für den Stoß dreier Rb Atome ist in dem für uns experimentell zugänglichen Magnetfeldbereich (s. Kapitel 3.2) sehr klein [Smi07] und kann daher vernachlässigt werden. Stöße dreier Cs Atome können dagegen eine sehr große Rolle spielen [Kra06a]. Durch geschickte Wahl des Magnetfeldes und der Teilchendichte ist es uns aber möglich, auch diesen Verlustprozess zu minimieren. Unter diesen Randbedingungen (und der Tatsache, dass Zweikörperverluste im energetisch niedrigsten Spingemisch ausgeschlossen sind) nimmt Gleichung 5.1 dann folgende Form an:

$$\dot{n}_{\text{Cs}} = -\alpha_{\text{Cs}}n_{\text{Cs}} - L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbCsCs}}n_{\text{Rb}}n_{\text{Cs}}^2 - L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}n_{\text{Rb}}^2n_{\text{Cs}} \quad (5.3a)$$

$$\dot{n}_{\text{Rb}} = -\alpha_{\text{Rb}}n_{\text{Rb}} - L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbCsCs}}n_{\text{Rb}}n_{\text{Cs}}^2 - L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}n_{\text{Rb}}^2n_{\text{Cs}} \quad (5.3b)$$

Je nachdem, ob man den Verlust an Rb Atomen oder den Verlust an Cs Atomen misst, können dabei die Koeffizienten L_3^{RbCsCs} und L_3^{RbRbCs} unterschiedliche Werte annehmen. Der Grund dafür ist, dass die Anzahl n_l der Atome, die pro Dreikörperstoßprozess aus der Falle verloren gehen, für Rb und Cs unterschiedlich groß sein können, da auch die Fallentiefen für Rb und Cs unterschiedlich groß sind (s. Kapitel 3.3). Dieser Tatsache wird mit den zusätzlichen tiefgestellten Indizes "Rb" und "Cs" Rechnung getragen. Die Koeffizienten $L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}$ und $L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}$ hängen also z.B. auf folgende Weise miteinander zusammen:

$$L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}} = \frac{n_{l,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}}{n_{l,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}} L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}. \quad (5.4)$$

Um die Interpretation der Messung noch klarer zu machen, ist es wünschenswert, die Koeffizienten L_3^{RbCsCs} und L_3^{RbRbCs} unabhängig voneinander zu bestimmen. Dies kann in erster Näherung dadurch erreicht werden, dass man (ähnlich wie bei der Messung der Rb-Cs Feshbach-Resonanzen, s. Kapitel 4) Mischungen mit einem starken Ungleichgewicht in den Atomanzahlen präpariert. Betrachten wir im Folgenden also den Fall einer Rb-Cs Mischung, in der die Cs Atome stark unterrepräsentiert sind. Die Differentialgleichungen 5.3 vereinfachen sich dann zu:

$$\dot{n}_{\text{Cs}} = -\alpha_{\text{Cs}}n_{\text{Cs}} - L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}n_{\text{Rb}}^2n_{\text{Cs}} \quad (5.5a)$$

$$\dot{n}_{\text{Rb}} = -\alpha_{\text{Rb}}n_{\text{Rb}} - L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}n_{\text{Rb}}^2n_{\text{Cs}} \quad (5.5b)$$

Die Gleichungen müssen jetzt noch so umgeformt werden, dass sie nur experimentell direkt zugängliche Parameter enthalten. Wir haben uns dabei bei dieser Messung für die Teilchenzahl N und die Größe der Atomwolke σ , die ein Maß für die Temperatur ist, entschieden. Der Einfachheit halber betrachte ich für die folgenden Rechenschritte nur die Gleichung 5.5a. Die Umformung der Gleichung 5.5b erfolgt in analoger Weise. Zuerst integrieren wir Gleichung 5.5a über den Raum:

$$\dot{N}_{\text{Cs}} = -\alpha_{\text{Cs}}N_{\text{Cs}} - L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}} \int_V n_{\text{Rb}}^2 n_{\text{Cs}} d^3r. \quad (5.6)$$

5.2 Messmethode und Datenanalyse

Wir können annehmen, dass die Teilchendichte in der optischen Dipolfalle einer gaußförmigen Verteilung unterliegt:

$$n(\vec{r}) = n_0 \prod_{i=x,y,z} e^{-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}} . \quad (5.7)$$

Durch Einsetzen in den Ausdruck für die Dichten in Gleichung 5.6 erhält man:

$$n_{\text{Rb}}^2 n_{\text{Cs}} = n_{0,\text{Rb}}^2 n_{0,\text{Cs}} \prod_{i=x,y,z} e^{-r_i^2 \left(\frac{1}{\sigma_{i,\text{Rb}}^2} + \frac{1}{2\sigma_{i,\text{Cs}}^2} \right)} . \quad (5.8)$$

Da beide Spezies in der gleichen, gegenüber den D_2 -Linien weitverstimmtten Dipolfalle gefangen sind, kann man annehmen, dass es einen konstanten Wert ζ gibt, für den gilt:

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{Cs}}}{\bar{\sigma}_{\text{Rb}}} = \zeta , \quad (5.9)$$

wobei $\bar{\sigma} = \sqrt[3]{\sigma_x \sigma_y \sigma_z}$ das geometrische Mittel der Größe der Atomwolke ist. Führt man das Raumintegral in Gleichung 5.6 aus, so ergibt sich:

$$\dot{N}_{\text{Cs}} = -\alpha_{\text{Cs}} N_{\text{Cs}} - L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}} n_{0,\text{Rb}}^2 n_{0,\text{Cs}} \left(\sqrt{\frac{\pi}{\frac{1}{\sigma_{\text{Rb}}^2} \left(1 + \frac{1}{2\zeta^2} \right)}} \right)^3 . \quad (5.10)$$

Setzt man nun noch die Integrationskonstante,

$$N = n_0 (2\pi)^{\frac{3}{2}} \bar{\sigma}^3 , \quad (5.11)$$

ein, so erhalten wir abschließend das folgende System zweier gekoppelter Differentialgleichungen:

$$\dot{N}_{\text{Cs}} = -\alpha_{\text{Cs}} N_{\text{Cs}} - \frac{L_{3,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}}{(2\pi)^3 \bar{\sigma}_{\text{Rb}}^6 (2\zeta^2 + 1)^{3/2}} N_{\text{Rb}}^2 N_{\text{Cs}} \quad (5.12a)$$

$$\dot{N}_{\text{Rb}} = -\alpha_{\text{Rb}} N_{\text{Rb}} - \frac{L_{3,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}}{(2\pi)^3 \bar{\sigma}_{\text{Rb}}^6 (2\zeta^2 + 1)^{3/2}} N_{\text{Rb}}^2 N_{\text{Cs}} \quad (5.12b)$$

Es ist zu beachten, dass die Temperatur und damit die Größe der Atomwolke $\bar{\sigma}$ zeitabhängig sein können. In diesem Fall muss diese Zeitabhängigkeit z.B. mit Hilfe einer geeigneten Differentialgleichung modelliert werden (vgl. z.B. [Web03a]).

Wie in der Einleitung erwähnt, bestand die Zielsetzung dieses Experimentes darin, eine Größenordnung für den Rb-Cs Dreikörperverlust zu ermitteln. Daher haben wir nur den Koeffizienten L_3^{RbRbCs} gemessen. Zudem haben wir die Messung bei nur einem

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

Magnetfeldwert durchgeführt. Im letzten Teil dieses Kapitels diskutiere ich eine mögliche Strategie für eine umfassendere Charakterisierung der Rb-Cs Dreikörperverluste.

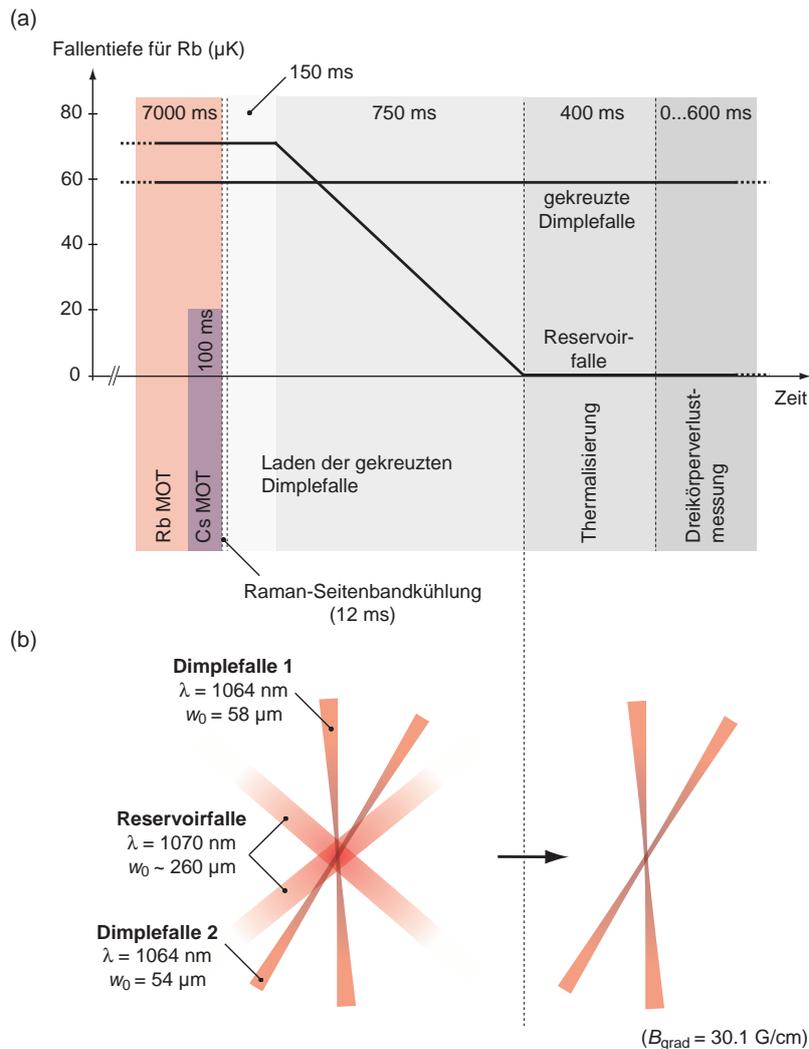


Abbildung 5.2: Übersicht über den experimentellen Ablauf zur Dreikörperverlustmessung. Wir fangen die Rb und Cs Atome zunächst in einer großvolumigen Reservoirfalle. Um die Teilchendichte zu erhöhen, laden wir das Rb-Cs Gemisch anschließend in eine steife Dimplefalle um. In (a) sind die zugehörigen Fallentiefen für Rb in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Fallentiefen für Cs sind um den Faktor 1.7 größer (s. Kapitel 3.3). In (b) ist die Konfiguration der Dipolfallen abgebildet. Es sind auch die jeweiligen Fallenparameter und der Wert des Magnetfeldgradienten zur Levitation angegeben. Alle Strahlen verlaufen in der horizontalen Ebene.

In Abbildung 5.2 ist der experimentelle Ablauf dargestellt, den wir verwenden, um eine für die Messung des Koeffizienten L_3^{RbRbCs} geeignete Rb-Cs Mischung zu präparieren. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, laden wir die Rb und Cs Atome zunächst in eine zweifarbige MOT. Die Ladezeit der Rb-MOT beträgt 7000 ms. Um ein Gemisch zu erzeugen, in dem die Cs Atome stark unterrepräsentiert sind, beträgt die Ladezeit der Cs-MOT nur 100 ms. Nach der MOT-Phase kühlen wir die Rb und Cs Atome noch weiter mit Hilfe der Raman-Seitenbandkühlung ab. In diesem Fall benutzen wir ein blauverstimmtes Raman-Gitter für die Rb Atome und verwenden zwei jeweils 3 ms lange Raman-Kühlpulse mit einem Abstand von 6 ms. Anschließend laden wir die Rb und Cs Atome gemeinsam in eine großvolumige levitierte Reservoirfalle. Von dort laden wir das Rb-Cs Gemisch weiter in eine steifere, ebenfalls levitierte Dimplefalle um, indem wir das Potential der Reservoirfalle nach einer kurzen Haltezeit linear herunterfahren. Durch die Verwendung der Dimplefalle erzielen wir eine Erhöhung der Teilchendichte. Dies ist notwendig, da die Teilchendichte der für die Dreikörpermessung entscheidende Parameter ist. Abschließend müssen wir noch sicherstellen, dass das Rb-Cs Gemisch thermalisiert ist und die Bedingung 5.9 erfüllt wird. Hierzu warten wir weitere 400 ms. Damit haben wir den Ausgangspunkt für die Dreikörperverlustmessung erreicht. Das Rb-Cs Gemisch enthält zu diesem Zeitpunkt typischerweise 10^5 Rb Atome und 10^4 Cs Atome mit Temperaturen von $T_{\text{Rb}} = 8.6(5) \mu\text{K}$ bzw. $T_{\text{Cs}} = 8.8(5) \mu\text{K}$. Die maximale Teilchendichte beträgt für Rb circa $n_{0,\text{Rb}} = 2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und für Cs $n_{0,\text{Cs}} = 7.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Wir führen die in diesem Kapitel beschriebene Messung bei einem Magnetfeld von 40.8 G durch. Die Wahl dieses Magnetfeldes hängt mit der Schwierigkeit zusammen, ein Rb-Cs Gemisch zu präparieren, in dem die Cs Atome stark unterrepräsentiert sind. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, ist eine Dipolfalle, die mit Laserlicht erzeugt wird, deren Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ beträgt, für die Cs Atome um einen Faktor 1.7 tiefer als für die Rb Atome. In Kombination mit der beobachteten schnellen Rb-Cs Thermalisierungsrate [And05, Haa07] führt diese Tatsache dazu, dass beim gleichzeitigen Laden eines Rb-Cs Gemisches in eine solche Falle vor allem die Rb Atome verloren gehen. Daher ist es wünschenswert, dass schon möglichst wenige Cs Atome in die Reservoirfalle geladen werden. Der darauf folgende Umladeprozess in die steife Dimplefalle funktioniert jedoch umso besser, je größer die elastische Stoßrate ist. Daher haben wir ein Magnetfeld von 40.8 G gewählt, bei dem die s -Wellenstreuungslänge von Cs deutlich erhöht ist. Wir haben dabei sichergestellt, dass keine homonuklearen Cs Dreikörperverluste auftreten. Diese würden sich an einem nicht-exponentiellen Atomverlust in einem reinen Cs Ensemble mit gleichen Anfangsbedingungen manifestieren.

Nachdem wir ein Rb-Cs Gemisch in der oben beschriebenen Weise präpariert haben, halten wir es weitere 0 bis 600 ms lang in der Dimplefalle gefangen. Anschließend messen wir für Rb und Cs die verbleibende Atomanzahl N und die Größe der Atomwolke σ mit Hilfe zweier kurz aufeinander folgender Absorptionsabbildungen. Die Expansionszeiten zwischen dem Ausschalten der Falle und der Abbildung betragen

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

1.4 ms für die Rb Atome und 2.25 ms für die Cs Atome.

In einer zweiten und dritten Messung präparieren wir reine Rb und Cs Atomwolken mit gleichen Anfangsbedingungen und bestimmen erneut den Atomverlust in Abhängigkeit von der Zeit. Das hat zwei Gründe. Zum einen können wir, wie im letzten Abschnitt ausgeführt, sicherstellen, dass keine homonuklearen Dreikörperverluste stattfinden. Zum anderen können wir auf diese Weise die Einkörperhintergrundverluste $-\alpha_{\text{Cs}}N_{\text{Cs}}$ und $-\alpha_{\text{Rb}}N_{\text{Rb}}$ unabhängig von den Rb-Cs Dreikörperverlusten messen (s. Gleichung 5.12). Das ist notwendig, da bei einem Stoß zweier Rb Atome mit einem Cs Atom der Verlust an Cs Atomen effektiv den Charakter eines Einkörperverlustes hat.

Die Gleichungen 5.12a und 5.12b bilden ein System zweier gekoppelter nicht linearer Differentialgleichungen für N_{Cs} , N_{Rb} und $\bar{\sigma}_{\text{Rb}}$ und den Parametern α_{Cs} , α_{Rb} und L_3^{RbRbCs} . Bei der Analyse der Daten gehen wir wie folgt vor. Zuerst ermitteln wir mit Hilfe einfacher exponentieller Fits an die Daten aus den Messungen mit den reinen Atomwolken die Parameter α_{Cs} und α_{Rb} . Danach überprüfen wir, ob $\bar{\sigma}_{\text{Rb}}$ eine Zeitabhängigkeit aufweist. Ist das der Fall, so muss diese Abhängigkeit mit Hilfe einer geeigneten Funktion modelliert werden. Anschließend wählen wir einen Anfangswert für L_3^{RbRbCs} , ermitteln numerisch eine Lösung für die Gleichungen 5.12a und 5.12b und berechnen den χ^2 Wert für den Fit dieser numerischen Lösung an die Datenpunkte. In einem iterativen Verfahren wiederholen wir diese Schritte mit jeweils leicht geänderten Werten für L_3^{RbRbCs} und versuchen dabei, den χ^2 Wert zu minimieren. Wir benutzen hierfür eine geeignete, in MATLAB bereitgestellte Funktion, die auf dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus beruht.

5.3 Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 5.3 sind unsere Messdaten zur Bestimmung des Koeffizienten L_3^{RbRbCs} bei einem Magnetfeld von 40.8 G dargestellt. Zu sehen sind die Verlustkurven für die Messung an dem Rb-Cs Gemisch und für die beiden Vergleichsmessungen an den reinen Rb und Cs Atomwolken. Wir haben die verbleibende Atomanzahl für jeden Zeitpunkt 6-8 Mal in zufälliger Reihenfolge gemessen und anschließend gemittelt. Die Fehlerbalken repräsentieren eine Standardabweichung.

Für die Größe der beiden Atomwolken, $\bar{\sigma}_{\text{Cs}}$ und $\bar{\sigma}_{\text{Rb}}$, konnten wir innerhalb des statischen Fehlers keine Zeitabhängigkeit feststellen. Der Effekt der zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Rekombinationserwärmung spielt bei der vorliegenden Messung also keine Rolle. Mit Hilfe der Formel $\sigma = \sqrt{(k_{\text{B}}T)/(m\omega^2)}$, wobei ω die Fallenfrequenz ist (s. Gleichung 3.16), erhalten wir für die mittlere Größe der Rb Atomwolke den Wert $\bar{\sigma}_{\text{Rb}} = 13.2(5) \mu\text{m}$. Der zugehörige Fehler ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern bei der Messung der Strahltaillen $w_1 = 58(1) \mu\text{m}$ und $w_2 = 54(1) \mu\text{m}$ (s. Abbildung 5.2) und der Messungenauigkeit der Lichtleistungen am Ort der Atome in Höhe von 10%.

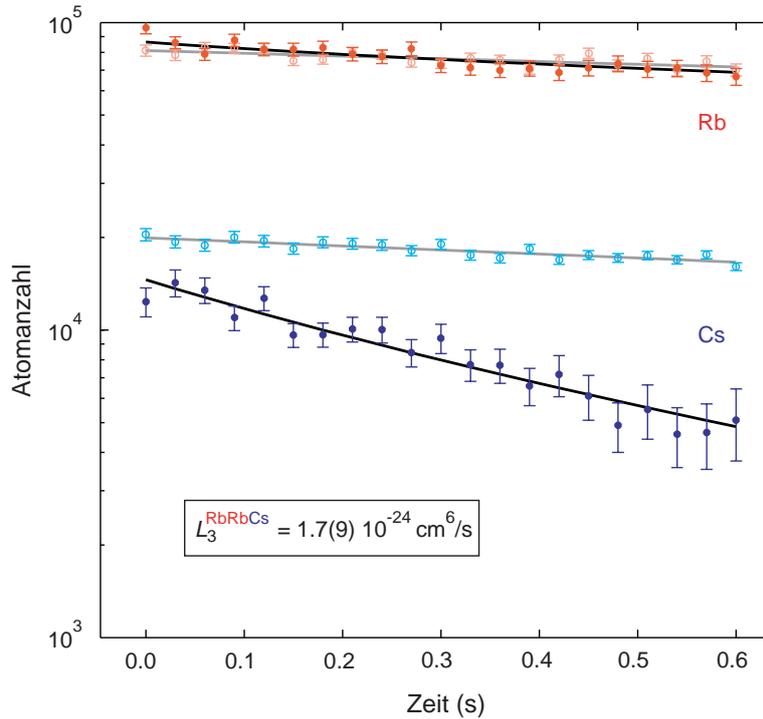


Abbildung 5.3: Atomanzahl als Funktion der Haltezeit in der Falle bei einem Magnetfeld von 40.8 G. Wir messen zuerst den Einkörperhintergrundverlust an reinen Rb und Cs Atomwolken. Die geöffneten Kreise in rosa (hellblau) stellen die zugehörigen Messwerte für Rb (Cs) dar. Gleichzeitig können wir überprüfen, ob homonuklearen Dreikörperverluste auftreten. Anschließend präparieren wir ein Rb-Cs Gemisch mit gleichen Atomanzahlen und gleicher Temperatur. Die gefüllten Kreise in rot (blau) stellen die zugehörigen Messwerte für Rb (Cs) dar. Aus dem zusätzlichen Verlust an Atomen können wir den heteronuklearen Dreikörperverlustkoeffizienten ermitteln. In diesem Fall handelt es sich um eine Messung des Rb-Rb-Cs Koeffizienten, da Cs stark unterrepräsentiert ist. Die durchgezogenen Linien entsprechen numerischen Fits an die Daten (s. Text). Die Fehlerbalken repräsentieren den statistischen Fehler.

Zur Auswertung der Messung mit Hilfe des Gleichungssystems 5.12 benötigen wir noch einen Wert für ζ . Für ein thermalisiertes Rb-Cs Gemisch, das in einer levitierten Dipolfalle eingeschlossen ist, die mit Hilfe von Lasern mit der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm erzeugt wird, gilt folgender Zusammenhang:

$$\zeta = \frac{\bar{\sigma}_{\text{Cs}}}{\bar{\sigma}_{\text{Rb}}} = \sqrt{\frac{T_{\text{Cs}} U_{\text{Rb}}}{T_{\text{Rb}} U_{\text{Cs}}}} = 0.751 . \quad (5.13)$$

Schließlich erhalten wir mit Hilfe der im letzten Abschnitt beschriebenen iterativen Fitmethode für den Rb-Rb-Cs Dreikörperverlustkoeffizienten bei einem Magnetfeld von 40.8 G den Wert $L_3^{\text{RbRbCs}} = 1.7(9) \times 10^{-24} \text{ cm}^6/\text{s}$. Der angegebene Fehler resultiert aus den statistischen Fehlern von N_{Cs} und N_{Rb} und der Messunsicherheit von

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

$\bar{\sigma}_{\text{Rb}}$. Unberücksichtigt sind systematische Fehler, die beispielsweise bei der Messung der Atomanzahl auftreten können. Es ist auch denkbar, dass die beiden Atomwolken nicht perfekt überlagert waren. Eine Berechnung des vertikalen Versatzes aufgrund der Schwerkraft ergibt $0.045 \mu\text{m}$. Das ist im Vergleich zur Größe der Atomwolken ein vernachlässigbar kleiner Wert.

Der Messfehler von L_3^{RbRbCs} ist so groß, dass es nicht möglich ist, eine Aussage über die Größe der Koeffizienten $n_{l,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}}$ und $n_{l,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}}$ zu treffen (s. Gleichung 5.4). Normalerweise würde man erwarten, dass bei einem Dreikörperstoß, in den ein Cs Atom und zwei Rb Atome involviert sind, $n_{l,\text{Cs}}^{\text{RbRbCs}} = 1$ und $n_{l,\text{Rb}}^{\text{RbRbCs}} = 2$ ist. Da uns bisher aber genaue Kenntnisse über die Bindungsenergie des letzten schwach gebundenen RbCs Molekülzustandes fehlen (s. Kapitel 7), können wir nicht ausschließen, dass einer der Stoßpartner (vorerst) in der Falle verbleibt. Allerdings hätten wir in diesem Fall den Effekt der Rekombinationserwärmung beobachten müssen.

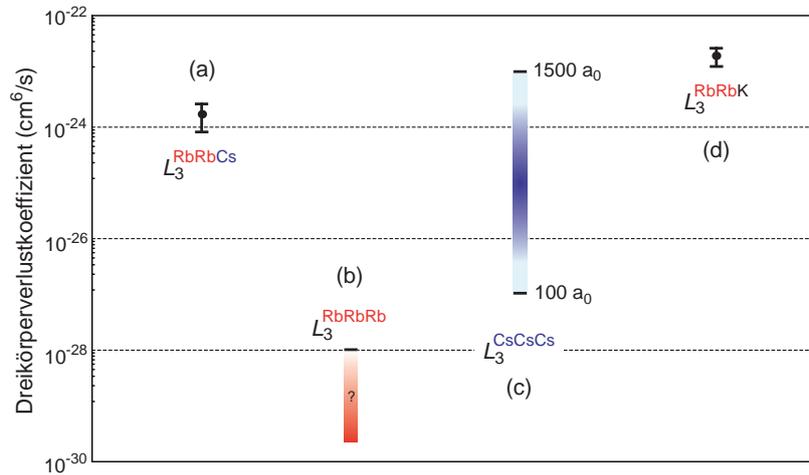


Abbildung 5.4: Vergleich (a) unseres Messwertes des Rb-Rb-Cs Dreikörperverlustkoeffizienten mit (b,c) den Messwerten der homonuklearen L_3 -Koeffizienten für $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ [Smi07] und $^{133}\text{Cs}|3, 3\rangle$ [Kra06a] und (d) dem einzigen anderen in einer Bose-Bose Mischung gemessenen heteronuklearen L_3 -Koeffizienten für $^{41}\text{K}|1, 1\rangle + ^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ [Bar09]. Der Wert von $L_3^{^{133}\text{Cs}|3,3\rangle}$ ist proportional zu a^4 , wobei a die Streulänge ist [Web03c]. Für $L_3^{^{87}\text{Rb}|1,1\rangle}$ ist bisher nur ein oberer Grenzwert für den Bereich der Hintergrundstreulänge von $100.5 a_0$ bekannt.

Welche Konsequenzen hat unsere Rb-Cs Dreikörperverlustmessung für weitere Experimente mit Rb-Cs Gemischen? Wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, liegt unser Messwert für L_3^{RbRbCs} mindestens vier Größenordnungen über dem Wert für den homonuklearen L_3 -Koeffizienten für $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ und bei günstiger Wahl des Magnetfeldes zwei bis drei Größenordnungen über dem Wert für $^{133}\text{Cs}|3, 3\rangle$. Basierend auf Messungen in der Nähe der Feshbach-Resonanz bei 1007G [Mar02], kann dabei für Rb bisher nur

ein oberer Grenzwert von $L_3^{\text{RbRbRb}} < 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ für den Bereich der Hintergrundstreuungslänge von $100.5 a_0$ angegeben werden.

Unser Ziel ist es, das Rb-Cs Gemisch bis in den Bereich der Quantenentartung abzukühlen. Am technisch einfachsten wäre es, wenn man hierzu die am Anfang des Kapitels beschriebene Methode der sympathetischen Kühlung in Kombination mit der Verdampfungskühlung einer der beiden Atomsorten nutzen könnte. Aufgrund der Tatsache, dass unsere typischerweise verwendeten Dipolfallen tiefer für die Cs Atome als für die Rb Atome sind (s. Kapitel 3.3), würde es sich anbieten, mit einem Rb-Cs Gemisch zu arbeiten, in dem die Cs Atome stark unterrepräsentiert sind. In diesem Fall würde man dann die Rb Atome mit Hilfe der Verdampfungskühlung aktiv kühlen und die Cs Atome durch den thermischen Kontakt passiv mitkühlen. Für eine effiziente Verdampfungskühlung von Rb Atomen in einer optischen Dipolfalle werden typischerweise Teilchendichten von $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bis $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ verwendet, um eine möglichst hohe elastische Stoßrate sicherzustellen [Bar01, Cen03, Ger07]. Unter Verwendung unseres Messwertes $L_3^{\text{RbRbCs}} = 1.7(9) \times 10^{-24} \text{ cm}^6/\text{s}$ für den Rb-Cs Dreikörperverlustkoeffizienten kann man dann leicht abschätzen, dass die Lebensdauer der Cs Atomwolke in einem Rb-Cs Gemisch nur noch 6 ms oder weniger beträgt. Auf dieser Zeitskala kann die Methode der Verdampfungskühlung aber nicht erfolgreich angewendet werden, auch wenn eine große interspezies Hintergrundstreuungslänge [Tie07] und damit eine große elastische Stoßrate vorliegen sollten.

In Abbildung 5.4 ist auch noch der einzige andere in einer Bose-Bose Mischung gemessenen heteronuklearen L_3 -Koeffizienten für $^{41}\text{K}|1, 1\rangle + ^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ zu sehen [Bar09]. Obwohl dieser Koeffizient sogar noch einen etwas größeren Wert als L_3^{RbRbCs} annimmt, war es im Falle dieser Mischung möglich, mit Hilfe der sympathetischen Kühlung ein Doppel-Spezies BEC zu erzeugen [Tha08]. Der Trick bestand darin, die interspezies Streulänge an einer heteronuklearen Feshbach-Resonanz in der Nähe des Nulldurchgangs in geeigneter Weise abzustimmen und damit auch die K-Rb Dreikörperverluste zu kontrollieren. Für uns kommt dies, zumindest in dem Spingemisch $\text{Rb}|1, 1\rangle + \text{Cs}|3, 3\rangle$, nicht in Frage, da alle von uns beobachteten Rb-Cs Feshbach-Resonanzen bei Magnetfeldwerten liegen (s. Kapitel 4), bei denen sehr große homonukleare Cs Dreikörperverlust auftreten, die eine gemeinsame Kühlstrategie unmöglich machen.

Aufgrund dieser Schwierigkeiten haben wir uns dazu entschieden, die beiden Spezies für die Verdampfungskühlung räumlich zu trennen und danach wieder zu überlagern (s. Kapitel 6). Mit Hilfe dieses Verfahrens wäre es möglich, eine umfassendere Charakterisierung der Rb-Cs Dreikörperverluste durchzuführen. Zunächst einmal könnte man Gemische in jedem gewünschten Mischungsverhältnis realisieren und damit auch den zweiten Rb-Cs Dreikörperverlustkoeffizienten L_3^{RbCsCs} messen. Es wären hierdurch Aussagen über die Symmetrieeigenschaften des Rb-Cs Dreikörperstoßes möglich. Des Weiteren würde man die Messung bei deutlich tieferen Temperaturen wie-

5 Rb-Cs Dreikörperstoßverluste

derholen. Wenn sich dabei der Wert des Koeffizienten L_3^{RbRbCs} ändert, so könnte man den Effekt endlicher Temperaturen abschätzen [D'I04]. Zu einer umfassenderen Charakterisierung der Dreikörperverluste würde auch eine Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit, gerade im Bereich der Nulldurchgänge der heteronuklearen Feshbach-Resonanzen, gehören.

Die Messung zeigt, dass es nicht möglich ist, ein Doppel-Spezies BEC in nur einer Falle zu erzeugen. Es ist aber sehr wohl denkbar, ein Rb-Cs BEC in zwei räumlich getrennten Fallen zu realisieren, die Fallen adiabatisch zu öffnen und damit die Teilchendichten z.B. auf jeweils $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ zu reduzieren ohne dabei an Phasenraumdichte zu verlieren, und schließlich die beiden Atomwolken zu überlagern. Unter diesen Bedingungen würde die durch Rb-Cs Dreikörperstöße limitierte Lebensdauer ca. 600 ms betragen. Diese Zeit reicht aus, um z.B. heteronukleare Feshbach-Moleküle zu assoziieren.

6 Doppel-Spezies BEC

Zeikomponentige entartete Quantengase ermöglichen die Untersuchung einer Vielzahl faszinierender physikalischer Phänomene, die in Quantengase mit nur einer Komponente nicht auftreten. Das erste zweikomponentige BEC wurde mit Hilfe von ^{87}Rb Atomen, die in zwei verschiedenen Hyperfeinzuständen vorlagen, erzeugt [Mya97]. In diesem Experiment konnte auch eine repulsive Wechselwirkung der beiden Kondensatanteile beobachtet werden. In mehreren sich anschließenden Experimenten wurde das dynamische Verhalten eines solchen binären BECs untersucht [Hal98, Lew02]. Dabei wurden u.a. schwach gedämpfte kollektive Oszillationen festgestellt [Mer07]. Mit Hilfe von Spinor-Kondensaten, in denen Atome in unterschiedlichen magnetischen Spinzuständen vorliegen, konnten zum ersten Mal sowohl mischbare, als auch nicht mischbare zweikomponentige BECs erzeugt werden [Ste98]. Es schlossen sich in diesen Systemen die Beobachtung langlebiger metastabiler angeregter Spin-Domänen [Mie99] und der Nachweis von Tunneleffekten zwischen diesen Domänen an [SK99].

In der letzten Zeit hat das Interesse an zweikomponentigen Quantengasen sehr stark zugenommen. Der Grund dafür ist, dass es mit ihrer Hilfe gelungen ist, ultrakalte heteronukleare Moleküle im rovibronischen Grundzustand zu erzeugen [Ni08]. Diese Moleküle weisen ein permanentes elektrisches Dipolmoment auf, und eignen sich aus diesem Grund z.B. zur Quanteninformationsverarbeitung [DeM02] oder zur Messung des (möglicherweise existierenden) elektrischen Dipolmoments des Elektrons [Hud02] (s. auch Kapitel 8). Kürzlich wurden in einem ultrakalten dichten Gas polarer $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ Grundzustandsmoleküle dipolare Stoßprozesse beobachtet [Ni10].

Bisher konnten in zwei Forschungsgruppen binäre BECs, die aus zwei atomaren Spezies bestehen, erzeugt werden: in der Gruppe von M. Inguscio mit Hilfe eines Gemisches aus ^{41}K und ^{87}Rb Atomen [Mod02, Cat08, Tha08] und in der Gruppe von C. Wieman mit ^{85}Rb und ^{87}Rb Atomen [Pap08]. Eingebettet in dieses spannende Umfeld ist es uns gelungen, ein drittes Doppel-Spezies BEC (in zwei räumlich getrennten Dipolfallen) mit unserem ^{87}Rb - ^{133}Cs Gemisch zu realisieren. In dem vorliegenden Kapitel beschreibe ich die dabei zum Einsatz kommende experimentelle Methode. Vorangestellt sei ein kurzer Abschnitt, in dem ich auf einige für das Verständnis grundlegende Zusammenhänge eingehe. Das Kapitel schließt mit der Darstellung und Diskussion der Ergebnisse.

6.1 Grundlegende Konzepte

In dem folgenden Abschnitt beschreibe ich nur einige für das Verständnis dieser Arbeit wichtige Zusammenhänge. Darüber hinaus gibt es mittlerweile eine Vielzahl an weiterführender Literatur, wie z.B. Übersichtsartikel [Ket99, Dal99a] oder Bücher [Pet02, Pit03, Foo05].

6.1.1 Bose-Einstein-Kondensation

Im Bereich der Raumtemperatur verhalten sich die Atome eines Bose-Gases wie punktförmige Teilchen, d.h. die räumliche Ausdehnung der Atome ist sehr viel kleiner als ihr mittlerer Abstand voneinander. Wenn nun die Temperatur reduziert wird, müssen die Atome als quantenmechanische Wellenpakete mit einer Ausdehnung in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge,

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_{\text{B}}T}}, \quad (6.1)$$

beschrieben werden. Je kleiner die Temperatur T ist, desto kleiner wird auch der interatomare Abstand. Gleichzeitig nimmt die Ausdehnung der Wellenpakete zu. Bei einer bestimmten, kritischen Temperatur kommt es zu einem Überlapp der Wellenpakete, der mit Hilfe der Phasenraumdichte,

$$\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3, \quad (6.2)$$

quantifiziert werden kann. ρ ist definiert als die Dichte des Gases n , multipliziert mit dem Volumen, das ein Atom einnimmt. Erreicht ρ einen Wert von 2.6 (s.u.), findet ein Phasenübergang statt und die Atome bilden ein Bose-Einstein-Kondensat, in dem alle Atome denselben Quantenzustand einnehmen. Die Atome können dann mit Hilfe einer einzigen makroskopischen Wellenfunktion beschrieben werden. Um den Phasenübergang zu einem BEC beobachten zu können, muss das Gas hinreichend stark verdünnt sein, da es ansonsten während des Abkühlprozesses in die flüssige oder feste Phase übergehen würde.

Werfen wir nun einen Blick auf die zugrundeliegende Quantenstatistik, um ein quantitatives Bild der Bose-Einstein-Kondensation zu erhalten (vgl. [Foo05]). Ein Gas nicht miteinander wechselwirkender Bosonen, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet, unterliegt der Bose-Einstein-Verteilungsfunktion,

$$f_{\text{BE}}(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} - 1}, \quad (6.3)$$

welche die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit des Ein-Teilchen-Niveaus ϵ_i angibt ($\beta = 1/k_{\text{B}}T$). Das chemische Potential μ kann über die Bedingung

$$N = \sum_i f_{\text{BE}}(\epsilon_i) \quad (6.4)$$

bestimmt werden. Nehmen wir nun an, dass sich ein signifikanter Anteil der Atome N_0 im Grundzustand mit der Energie ϵ_0 befindet:

$$N_0 = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_0 - \mu)} - 1} \Rightarrow \frac{\epsilon_0 - \mu}{k_B T} = \ln \left(1 + \frac{1}{N_0} \right) \simeq \frac{1}{N_0} . \quad (6.5)$$

Die Differenz $\epsilon_0 - \mu$ ist dann im Vergleich zur thermischen Energie vernachlässigbar. Dagegen gilt z.B. für den ersten angeregten Zustand:

$$\epsilon_1 - \mu = (\epsilon_1 - \epsilon_0) + (\epsilon_0 - \mu) \simeq \hbar\omega + \frac{k_B T}{N_0} \simeq \hbar\omega . \quad (6.6)$$

Daraus folgt, dass μ bis auf die Population der Atome im Grundzustand vernachlässigt werden kann. f_{BE} geht dann in die (auch für Photonen gültige) Verteilungsfunktion

$$f(\epsilon) \simeq \frac{1}{e^{\beta\epsilon} - 1} \quad (6.7)$$

über und Gleichung 6.4 kann in der folgenden Form ausgedrückt werden:

$$N = N_0 + N_{\text{th}} = N_0 + \int_0^\infty f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon . \quad (6.8)$$

Grob gesprochen wird auf diese Weise das chemische Potential μ mit dem durch Gleichung 6.5 verknüpften Parameter N_0 ersetzt. Wir können die N_{th} Atome in den angeregten Energiezuständen ($\epsilon > \epsilon_0$) als Teilsystem betrachten, aus dem die Atome in den Grundzustand übergehen können (und umgekehrt). Die Atome in den angeregten Zuständen verhalten sich so, als gäbe es (wie bei den Photonen) keine Erhaltung der Teilchenanzahl: $N_{\text{th}} \rightarrow 0$ für $T \rightarrow 0$.

Die Größe $D(\epsilon)$ in Gleichung 6.8 beschreibt die Zustandsdichte von Teilchen in einem dreidimensionalen Potentialkasten und kann in Standardwerken zur Festkörperphysik nachgeschlagen werden:

$$D(\epsilon) = \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon^{1/2} . \quad (6.9)$$

Führt man nun noch das Integral in Gleichung 6.8 aus [Foo05], so erhält man eine kritische Phasenraumdicke von

$$\rho_c = n\lambda_{\text{dB}}^3 = 2.6 , \quad (6.10)$$

bei der die Besetzung des Grundzustands (bei ansteigender Temperatur) in Null übergeht, $N_0 \rightarrow 0$.

BEC in einer harmonischen Falle

Für die mit der kritischen Phasenraumdicke verknüpfte kritische Temperatur T_c kann für ein Fallenpotential, welches die Form eines dreidimensionalen harmonischen Oszillators hat, der folgende Ausdruck berechnet werden [Pet02]:

$$T_c = \frac{\hbar\omega_{\text{eff}}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \approx 4.5 \frac{\omega_{\text{eff}}/2\pi}{100 \text{ Hz}} N^{1/3} \text{ nK} , \quad (6.11)$$

6 Doppel-Spezies BEC

wobei es sich bei ω_{eff} um die effektive Fallenfrequenz handelt, die mit Hilfe der Gleichung 3.17 ermittelt werden kann. ζ ist die Riemannsche Zeta-Funktion mit $\zeta(3) \approx 1.2$. Um den Abkühlprozess eines Quantengases unter dem Gesichtspunkt des Erreichens der Bose-Einstein-Kondensation zu optimieren, verwenden wir als charakteristischen Parameter in der Regel die Phasenraumdichte anstelle der Temperatur. Für die maximale Teilchendichte eines thermischen Gases in einer harmonischen Falle gilt (unter Zuhilfenahme der Maxwell-Boltzmann-Verteilung):

$$n_0 = N\omega_{\text{eff}}^3 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2}. \quad (6.12)$$

Setzen wir diesen Ausdruck in die Gleichung 6.2 ein, so erhalten wir für die Phasenraumdichte:

$$\rho = N \left(\frac{\hbar\omega_{\text{eff}}}{k_B T} \right)^3. \quad (6.13)$$

Eine weitere wichtige charakteristische Größe bei der Erzeugung eines BECs in einem harmonischen Fallenpotential ist der Anteil der Atome N_0 , die sich im Grundzustand befinden [Pet02]:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (6.14)$$

BEC eines wechselwirkenden Gases

Ein BEC miteinander wechselwirkender Teilchen in einem Fallenpotential $V(\vec{r})$ kann für $T \ll T_c$ im Rahmen der Mean-Field-Theorie behandelt werden [Gro61, Pit61]. Insbesondere ist es möglich, das BEC mit Hilfe einer einzigen makroskopischen Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}, t)$ (auch als Ordnungsparameter bezeichnet) zu beschreiben, für welche die Gross-Pitaevskii-Gleichung gilt:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + g |\Psi(\vec{r}, t)|^2 + V(\vec{r}) \right] \Psi(\vec{r}, t). \quad (6.15)$$

Dabei enthält die Kopplungskonstante

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (6.16)$$

die Wechselwirkung der Teilchen (s. Kapitel 2.1). Die Dichteverteilung des Kondensats ist über $n(\vec{r}, t) = |\Psi(\vec{r}, t)|^2$ gegeben. Diese Beschreibung im Rahmen der Molekularfeldtheorie ist nur für den Fall verdünnter Gase ($n|a|^3 \ll 1$) gültig. Ohne Wechselwirkungen ($g=0$) geht Gleichung 6.15 in die "normale" Schrödinger-Gleichung über. Unter Verwendung des Ansatzes $\Psi(\vec{r}, t) = \Phi(\vec{r}) e^{-i\mu t/\hbar}$ erhalten wir eine zeitunabhängige Form der Gross-Pitaevskii-Gleichung:

$$\mu \Phi(\vec{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + g |\Phi(\vec{r})|^2 + V(\vec{r}) \right] \Phi(\vec{r}). \quad (6.17)$$

Die Funktion Φ ist real und auf die Gesamtteilchenzahl normiert, $\int d\vec{r} \Phi^2 = N$. In der Regel ist die Teilchenzahl in einem BEC groß ($N > 10^3$). In diesem Fall kann die kinetische Energie gegenüber der Wechselwirkungsenergie in Gleichung 6.17 vernachlässigt werden (Thomas-Fermi-Näherung) und wir erhalten für $\Phi \neq 0$:

$$n(\vec{r}) = |\Phi(\vec{r})|^2 = \frac{\mu - V(\vec{r})}{g}. \quad (6.18)$$

Daraus folgt, dass die Dichteverteilung der Atome in einem harmonischen Potential die Form einer invertierten Parabel hat:

$$n(\vec{r}) = n_0 \left[1 - \sum_{j=x,y,z} \left(\frac{j}{R_j^{TF}} \right)^2 \right], \quad (6.19)$$

wobei für die maximale Dichte n_0 im Zentrum des Kondensats gilt:

$$n_0 = \frac{\mu}{g} = \frac{\mu m}{4\pi\hbar^2 a}. \quad (6.20)$$

Das Kondensat hat die Form eines Ellipsoids und die Dichte wird in den drei Raumrichtungen an den Stellen $j = \pm R_j^{TF}$ Null:

$$\frac{1}{2} m \omega_j^2 (R_j^{TF})^2 = \mu \Rightarrow R_j^{TF} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_j^2}}. \quad (6.21)$$

Die Größen R_j^{TF} werden auch als Thomas-Fermi-Radien bezeichnet. Für das chemische Potential μ erhalten wir aus der Normierungsbedingung für die Teilchenzahl den Ausdruck:

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{\text{eff}}}{2} \left(\frac{15Na}{a_{\text{ho}}} \right)^{2/5}, \quad (6.22)$$

wobei $a_{\text{ho}} = \sqrt{\hbar/(m\omega_{\text{eff}})}$ die Länge des harmonischen Oszillators ist.

Mischbarkeit eines Doppel-Spezies BECs

Ein Doppel-Spezies BEC kann im einfachsten Fall mit Hilfe eines Systems zweier gekoppelter Gross-Pitaevskii-Gleichungen beschrieben werden:

$$\mu_1 \Phi_1(\vec{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla^2 + g_1 |\Phi_1(\vec{r})|^2 + g_{12} |\Phi_2(\vec{r})|^2 + V_1(\vec{r}) \right] \Phi_1(\vec{r}) \quad (6.23a)$$

$$\mu_2 \Phi_2(\vec{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_2} \nabla^2 + g_{21} |\Phi_1(\vec{r})|^2 + g_2 |\Phi_2(\vec{r})|^2 + V_2(\vec{r}) \right] \Phi_2(\vec{r}) \quad (6.23b)$$

Dabei gilt für die Kopplungskonstanten:

$$g_1 = \frac{4\pi\hbar^2 a_1}{m_1} \quad (6.24a)$$

6 Doppel-Spezies BEC

$$g_{12} = 2\pi\hbar^2 a_{12} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) = g_{21} \quad (6.24b)$$

$$g_2 = \frac{4\pi\hbar^2 a_2}{m_2} \quad (6.24c)$$

Im Thomas-Fermi-Grenzfall kann mit Hilfe der Determinante Δ leicht vorhergesagt werden, ob das Doppel-Spezies BEC mischbar ist oder nicht [Rib02, Jez02]:

$$\Delta \equiv g_1 g_2 - g_{12}^2 \begin{cases} > 0 & \text{mischbar} \\ < 0 & \text{nicht mischbar} \end{cases} \quad (6.25)$$

Es lässt sich auch die Topologie des Grundzustands der beiden miteinander wechselwirkenden Kondensate berechnen.

In einem eindrucksvollen Experiment ist es der Forschungsgruppe von C. Wieman gelungen, in einem ^{85}Rb - ^{87}Rb Doppel-BEC durch Variation der ^{85}Rb Streulänge in der Nähe einer geeigneten Feshbach-Resonanz zwischen einem mischbaren und einem nicht mischbaren Regime gemäß Gleichung 6.25 hin- und herzuwechseln [Pap08]. Das dabei beobachtete räumliche Verteilungsmuster der atomaren Dichte konnte mit qualitativer Übereinstimmung theoretisch simuliert werden [Ron08].

Es sei noch erwähnt, dass wir Gleichung 6.25 beispielsweise auch dazu nutzen können, einen Grenzwert für die interspezies Streulänge a_{12} anzugeben, wenn die Streulängen a_1 und a_2 und das Mischbarkeitsverhalten eines Doppel-Spezies BECs bekannt sind.

6.1.2 Verdampfungskühlung

Die Methode der Verdampfungskühlung spielt eine entscheidende Rolle bei der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats, da es mit ihrer Hilfe möglich ist, die Temperatur einer Atomwolke um mehrere Größenordnungen zu reduzieren. Eine z.B. mit Hilfe von Standardtechniken der Laserkühlung (s. Kapitel 3.3) vorgekühlte Atomwolke wird in ein konservatives Fallenpotential mit der Falltiefe U geladen. Die Verdampfungskühlung besteht nun darin, dass kontinuierlich diejenigen Atome aus der Falle entfernt werden, deren Geschwindigkeit über der mittleren Geschwindigkeit aller (der Maxwell-Boltzmann-Verteilung unterworfenen) Atome liegt. Durch elastische Stöße rethermalisiert das Ensemble dabei immer wieder. Man unterscheidet die von alleine ablaufende Verdampfungskühlung (im Englischen als "plain evaporation" bezeichnet) von der erzwungenen Verdampfungskühlung ("forced evaporation"), bei der das Fallenpotential kontinuierlich abgesenkt wird. Erstere findet typischerweise unmittelbar nach dem Laden der Atome in die Falle statt und endet dann, wenn eine Temperatur von $T \approx U/(10k_B)$ erreicht ist. Die Effizienz der erzwungenen Verdampfungskühlung kann mit Hilfe des Parameters

$$\varepsilon \equiv \frac{\ln(\rho/\rho_0)}{\ln(N_0/N)} \quad (6.26)$$

quantifiziert werden [Ket96]. Diese Größe eignet sich experimentell sehr gut dazu, die erzwungene Verdampfungskühlung zu optimieren.

Entscheidend für eine erfolgreiche Anwendung der Methode der Verdampfungskühlung ist ein möglichst günstiges Verhältnis der währenddessen stattfindenden elastischen zu inelastischen Stoßprozessen. Durch inelastische Stöße (s. Kapitel 5) gehen die Atome in der Regel aus der Falle verloren, während elastische Stöße für die Rethermalisierung der Atomwolke verantwortlich sind. Die zugehörige elastische Stoßrate kann mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden:

$$\gamma_{\text{el}} = \bar{n} \bar{v} \sigma_{\text{el}}, \quad (6.27)$$

wobei \bar{n} die durchschnittliche Dichte, \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit und σ_{el} den elastischen Streuquerschnitt der Atome (s. Gleichung 3.2) angibt. Durch Anpassen z.B. der Streulänge kann die elastische Stoßrate maximiert werden. Allerdings ist dabei darauf zu achten, dass $\gamma_{\text{el}} < \omega_{x,y,z}$ ist, da sich das Ensemble ansonsten im hydrodynamischen Regime befindet. In diesem Fall findet nur noch eine schnelle lokale Thermalisierung bei gleichzeitiger Erhöhung der inelastischen Dreikörperverluste statt (z.B. [Her05]).

6.2 Experimentelle Realisierung

Um die Methode der Verdampfungskühlung erfolgreich bei der Erzeugung eines Rb oder Cs BECs zum Einsatz bringen zu können, muss die anfängliche Teilchendichte typischerweise im Bereich von $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bis $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ liegen, da anderenfalls die elastische Stoßrate nicht groß genug ist. Aufgrund der hohen heteronuklearen Rb-Cs Dreikörperverluste (s. Kapitel 5) würde die Lebensdauer der Atome in einem Rb-Cs Gemisch mit solchen Teilchendichten dann nur noch wenige Millisekunden betragen. Die Verdampfungskühlung findet aber normalerweise auf einer Zeitskala von mehreren Sekunden statt. Aufgrund dieses Problems haben wir uns dazu entschieden, die beiden Spezies für die Durchführung der Verdampfungskühlung voneinander zu trennen.

Abbildung 6.1 enthält eine schematische Darstellung der Dipolfallenkonfiguration, die uns das ermöglicht. Ausgangspunkt ist ein Rb-Cs Gemisch, das wir auf die in Kapitel 3.3 beschriebene Weise in einer großvolumigen Reservoirfalle präparieren. Dabei kommen zwei Raman-Kühlpulse und ein blauverstimmtes Raman-Gitter für die Rb Atome zum Einsatz. Die maximale Teilchendichte der beiden Atomwolken in der Reservoirfalle beträgt ca. $n_0 = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Interspezies Dreikörperverluste haben zu diesem Zeitpunkt also nur geringe Auswirkungen. Wie ist es nun möglich, ausgehend von diesem Rb-Cs Gemisch die beiden Atomsorten selektiv in zwei räumlich getrennte Fallen zu laden? Hierzu verwenden wir eine Kombination dreier sogenannter Dimplestrahlen. Zwei dieser Strahlen werden mit Hilfe von Licht der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ erzeugt. Der dritte Dimplestrahl besteht aus dem Licht zweier verschiedener Wellenlängen $\lambda_1 = 820 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 1064 \text{ nm}$, deren Intensitäten wir unabhängig voneinander

6 Doppel-Spezies BEC

kontrollieren können. Die Wellenlänge $\lambda_1 = 820$ nm liegt genau zwischen den Wellenlängen der D_2 Übergänge von ^{87}Rb und ^{133}Cs (s. Abbildung 3.1), so dass Licht mit dieser Wellenlänge eine repulsive Kraft auf die Cs Atome und eine anziehende Kraft auf die Rb Atome ausübt. Überlagern wir es mit Licht der Wellenlänge $\lambda_2 = 1064$ nm, das auf beide Spezies eine anziehende Kraft ausübt, so können wir durch geeignete Kombination der Intensitäten sowohl ein repulsives als auch ein attraktives Fallenpotential für die Cs Atome realisieren und auch das in Abbildung 3.8 dargestellte Verhältnis der Fallentiefen für die Rb und Cs Atome umkehren.

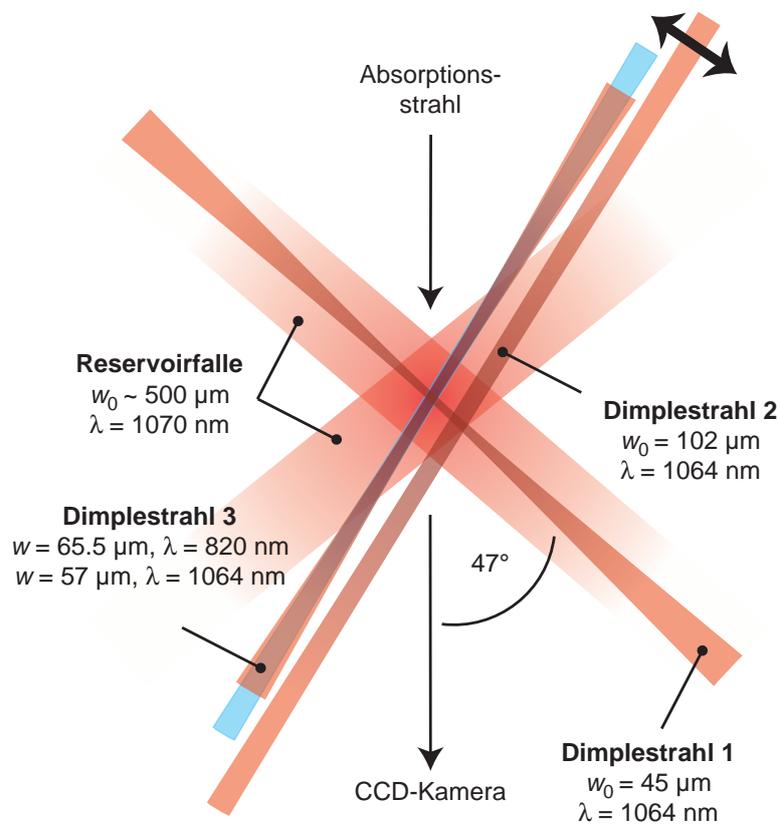


Abbildung 6.1: Dipolfallenkonfiguration zur Erzeugung eines Rb-Cs Doppel-BECs in zwei räumlich getrennten optischen Fallen. Wir fangen die Rb und Cs Atome nach der Raman-Seitenbandkühlung zunächst in einer großvolumigen Reservoirfalle. Für die sich anschließende Verdampfungskühlung, die mehrere Sekunden dauert, müssen wir die Rb und Cs Atome aus der Reservoirfalle selektiv in zwei getrennte Dipolfallen laden, um interspezies Dreikörperverluste (s. Kapitel 5) zu vermeiden. Die Dipolfalle für die Rb (Cs) Atome wird aus den gekreuzten Dimplestrahlen 1 und 3 (1 und 2) gebildet. Wir können den Abstand der Strahlen 2 und 3 mit Hilfe eines Spiegelhalters mit Piezomotor kontinuierlich zwischen 0 und $420 \mu\text{m}$ variieren (s. Abbildung 6.2). Alle Strahlen verlaufen in der horizontalen Ebene.

6.2 Experimentelle Realisierung

In dem Kreuzungspunkt der Strahlen 1 und 2 sammelt sich ein reines Cs Ensemble an, da die Rb Atome zwar ebenfalls in diese Falle gelangen, sie aber aufgrund der im Vergleich zu den Cs Atomen reduzierten Falltiefe in Kombination mit der schnellen Rb-Cs Thermalisierungsrate sofort wieder verlassen. Als Nebeneffekt reduzieren sie dabei die Temperatur der Cs Atome. In dem Kreuzungspunkt der Strahlen 1 und 3 können wir unter Ausnutzung der beschriebenen Abstimbarkeit der Falltiefen diese Situation genau umkehren und ein reines Rb Ensemble präparieren.

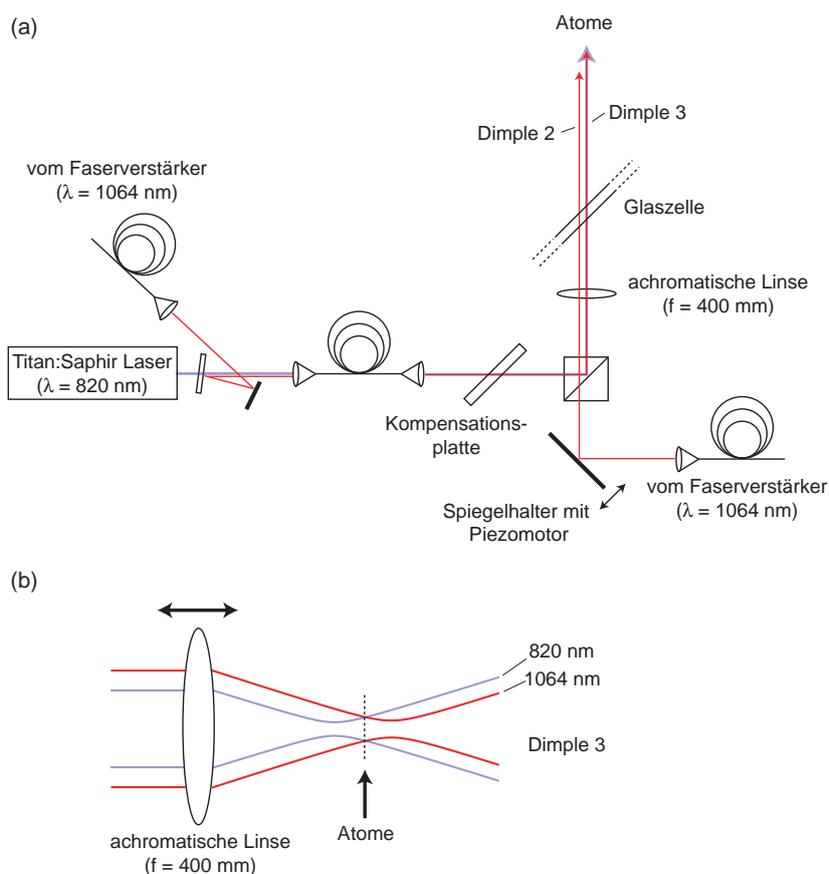


Abbildung 6.2: (a) Optischer Aufbau der Dimplestrahlen 2 und 3. Dimple 2 besteht aus dem Licht zweier verschiedener Wellenlängen $\lambda_1 = 820 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 1064 \text{ nm}$, das wir mit Hilfe einer Glasfaser überlagern. Wir korrigieren einen späteren, nach der Faser beim Eintritt in die Glaszelle auftretenden Strahlversatz mit Hilfe einer Glasplatte. Durch den Einsatz von AOMs können wir die Intensitäten des Lichts der beiden Wellenlängen unabhängig voneinander kontrollieren. Um einen möglichst guten Überlapp der beiden Strahltaillen am Ort der Atome zu erzielen, passen wir den Abstand der achromatischen Linse vor der Glaszelle zu den Atomen an (b). Mit Hilfe eines Spiegelhalters mit Piezomotor sind wir zusätzlich in der Lage, den Abstand der Strahlen 2 und 3 zu variieren.

6 Doppel-Spezies BEC

In Abbildung 6.2 ist der optische Aufbau der Dimplestrahlen 2 und 3 dargestellt. Es sind dabei nur die wesentlichen, für das Verständnis des Grundprinzips wichtigen optischen Elemente eingezeichnet. Hervorzuheben ist die Tatsache, dass wir mit Hilfe eines Spiegelhalters mit Piezomotor in der Lage sind, den Abstand der Strahlen 2 und 3 kontinuierlich zwischen 0 und $420 \mu\text{m}$ zu variieren. Ich gehe auf die Relevanz dieser Tatsache weiter unten noch näher ein. Das Licht der Wellenlänge $\lambda = 820 \text{ nm}$ wird von einem kontinuierlich abstimmbaren Titan:Saphir Laser erzeugt. Es ist dabei wichtig, bei der Wahl der genauen Wellenlänge darauf zu achten, keine der in diesem Wellenlängenbereich liegenden Photoassoziationslinien von Rb_2 Molekülen [Mil93] zu treffen. Wäre das der Fall, so müsste bei einer leichten Verstimmung der Wellenlänge ein Atomverlust zu beobachten sein. Eine besondere Aufmerksamkeit erfordert auch die Justage des zweifarbigem Dimplestrahls 3, um einen möglichst guten räumlichen Überlapp des Lichts der beiden Wellenlängen zu erzielen. Hierzu verwenden wir eine Singlemode-Glasfaser, in die wir das Licht gemeinsam einkoppeln. Wir korrigieren einen späteren, nach der Faser z.B. beim Eintritt in die Glaszelle auftretenden Strahlversatz mit Hilfe einer kleinen Glasplatte. Obwohl wir zur Fokussierung der beiden Strahlen eine achromatische Linse verwenden, liegen die beiden Fokuspunkte darüber hinaus axial ca. 1 cm weit entfernt voneinander. Daher passen wir den Abstand der Linse zu den Atomen so an, dass ein guter Überlapp der beiden Strahltaillen am Ort der Atome vorliegt (s. Abbildung 6.2 (b)). In Abbildung 6.1 sind für die Strahltaillen immer die am Ort der Atome gemessenen Werte angegeben. Abgesehen von den Werten für den Dimplestrahl 3 handelt es sich dabei gleichzeitig auch immer um die minimalen Strahltaillen w_0 .

Eine genaue Kenntnis der Strahltaillen der Dipolfallen am Ort der Atome ist also, auch im Hinblick auf die Charakterisierung des BEC-Phasenübergangs, sehr wichtig. An dieser Stelle sei exemplarisch erläutert, wie wir die Strahltaillen in unserem Experiment in der Regel messen. Hierzu präparieren wir eine möglichst kalte Atomwolke in einer gekreuzten levitierten Dipolfalle, schalten einen der beiden Dipolfallenstrahlen aus, so dass sich die Atome nur noch in dem zu vermessenden Strahl befinden und warten einige Millisekunden. Anschließend reduzieren wir den Wert des Levitationsgradientens linear in 15 ms um 5-10% und springen dann möglichst schnell auf den ursprünglichen Wert zurück. Hierdurch erfahren die Atome einen "Kick" in vertikale Richtung und die Atomwolke vollzieht eine Oszillation in dem Dipolfallenstrahl, die wir messen (s. Abbildung 6.3). Befinden wir uns im harmonischen Regime des Fallenpotentials, so entspricht die gemessene Oszillationsfrequenz der Fallenfrequenz und wir können mit Hilfe der Formel 3.16 bei bekannter Lichtleistung die Strahltaille bestimmen. Bei einer Messungengenauigkeit der Lichtleistung am Ort der Atome in Höhe von 10% beträgt der Fehler der Strahltaille typischerweise 1-2%. Die genauen Werte der Parameter zur Anregung der Oszillationsbewegung der Atomwolke müssen von Fall zu Fall jeweils etwas angepasst werden. Es gibt auch noch andere Arten, die Fallenfrequenz zu messen, z.B. die Methode des parametrischen Heizens (z.B. [Eng06]).

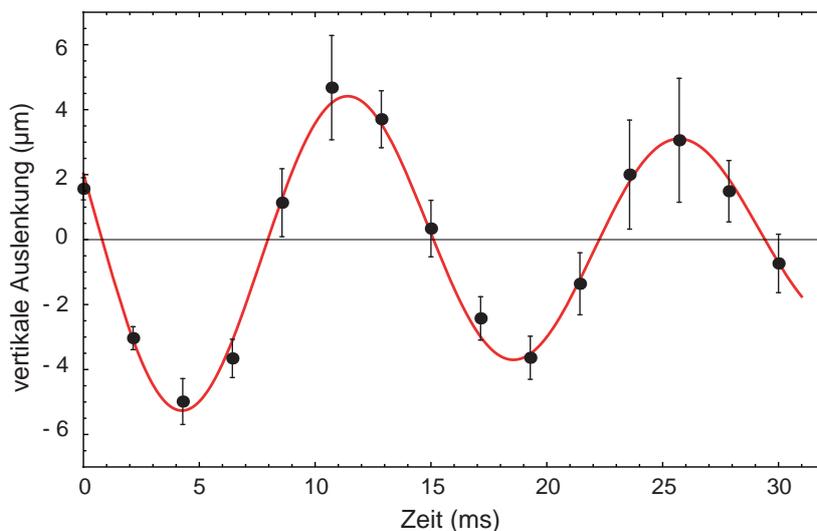


Abbildung 6.3: Fallenfrequenzmessung zur Bestimmung der Strahltaile. Wir laden eine Atomwolke in den zu vermessenden, levitierten Dipolfallenstrahl und geben ihr mit Hilfe des Levitationsgradientens einen "Kick" in vertikale Richtung. Anschließend beobachten wir die Oszillation der Atomwolke in der Falle. In dem dargestellten Beispiel haben wir mit Hilfe von Cs Atomen im Dimple 2 bei einer Leistung von 560 mW eine Fallenfrequenz von 70 Hz gemessen. Daraus lässt sich für die Strahltaile der Wert $w_0 = 102 \mu\text{m}$ bestimmen. Die durchgezogene rote Linie entspricht dem Fit der Lösungsfunktion einer Schwingungsdifferentialgleichung mit Dämpfung an die Datenpunkte.

In Abbildung 6.4 ist der zeitliche Verlauf der Leistungen der Dipolfallenstrahlen nach der Raman-Seitenbandkühlung dargestellt, und Tabelle 6.1 enthält eine genaue Beschreibung der in dieser und in den nachfolgenden Abbildungen mit ① - ③ markierten Zeitpunkte. Während der ersten 2.4 s findet der selektive Umladeprozess der Atome aus dem Rb-Cs Gemisch in der Reservoirfalle in die beiden räumlich getrennten gekreuzten Dimplefallen statt. Es schließen sich drei (in der Abbildung in Grau unterlegte) Schritte zur erzwungenen Verdampfungskühlung an, die insgesamt ca. 9 s dauern. Wichtig dabei ist, dass die Atome die Fallen in Richtung der Dimplestrahlen 2 bzw. 3, nicht aber in Richtung des Dimples 1 verlassen. In diesem Fall würden die Atome nämlich auch z.T. in die für die jeweils andere atomare Spezies vorgesehene Falle gelangen und dort heteronukleare Dreikörperstoßverluste verursachen. Um diese Vorgabe zu erfüllen, reduzieren wir die Leistung des Dimplestrahls 1 derart, dass die zugehörige Fallentiefe immer kleiner als die Fallentiefen der Strahlen 2 und 3 ist. Während des dritten Schritts der Verdampfungskühlung erhöhen wir sogar wieder die Leistungen der Strahlen 2 und 3, um den beschriebenen Übersprecheffekt zu vermeiden. Der Verlauf der Leistung des Dimplestrahls 1 folgt insgesamt gesehen grob einem exponentiellen Abfall. Die Wahl des Endwertes des dritten Teilstücks ermöglicht uns die Untersuchung des BEC-Phasenübergangs (s. Abschnitt 6.3). Den Titan:Saphir La-

6 Doppel-Spezies BEC

ser können wir nur in den ersten Sekunden für den selektiven Umladeprozess zum Einsatz bringen, da das Licht dieser Wellenlänge eine nicht zu vernachlässigende Photonenstreuung (s. Gleichung 3.12) für die Rb Atome zur Folge hat.

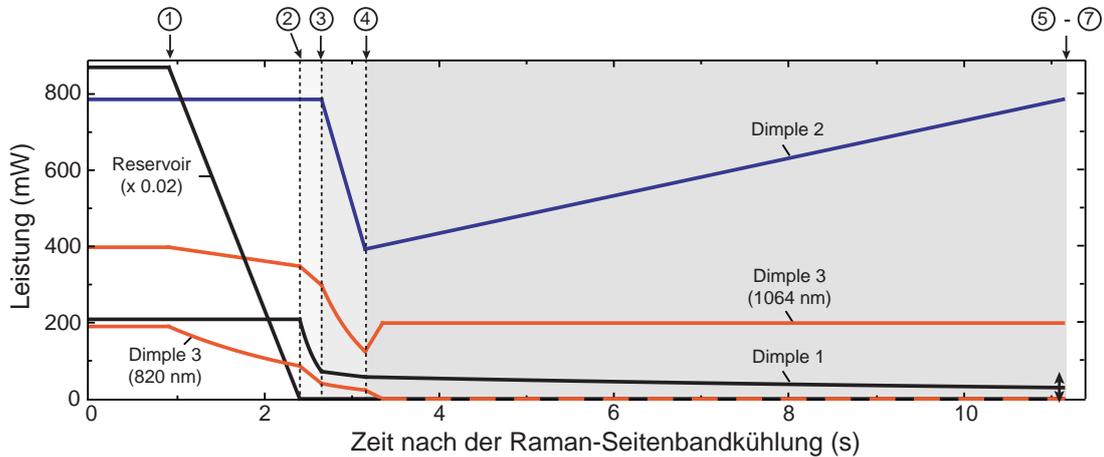


Abbildung 6.4: Zeitlicher Verlauf der Leistungen des Lichts, das wir zur Erzeugung der Reservoirfalle und der drei Dimplestrahlen verwenden. Die Reservoir-Leistung ist um einen Faktor 0.02 reduziert dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 0$ entspricht dem Ende der Raman-Seitenbandkühlung. Die drei Schritte der Verdampfungskühlung in den gekreuzten Dimplefallen (s. Abbildung 6.1) sind grau unterlegt. In Tabelle 6.1 sind die mit 1 - 7 markierten Zeitpunkte näher beschrieben. Die Gesamtdauer eines experimentellen Zyklus zur Erzeugung eines Doppel-BECs beträgt ca. 20 s.

Abbildung 6.5 zeigt den Potentialverlauf für die Rb und Cs Atome in Richtung des Dimplestrahls 1 zu den Zeitpunkten ① - ⑤. Es wurden dabei die Potentiale aller jeweils angeschalteten Dipolfallenstrahlen und auch der Effekt des horizontalen Gradientenfeldes gemäß Gleichung 3.13a miteinberechnet. Die Rb (Cs) Atome halten sich in dem linken (rechten) Potentialminimum auf. Der Grund dafür ist der oben beschriebene selektive Umladeprozess der Atome aus dem Rb-Cs Gemisch in der Reservoirfalle. Zu dem Zeitpunkt ② ist das invertierte Verhältnis der Fallentiefen für die Rb und Cs Atome bei 0 und $130 \mu\text{m}$ zu sehen. Für den Umladeprozess haben wir den Abstand der beiden Fallen so gewählt, dass die Falle für die Rb Atome im Zentrum der Reservoirfalle, wo die elastische Stoßrate der Rb Atome am größten ist, und die Falle für die Cs Atome am Rand der Reservoirfalle liegt. Hier können wir die elastische Stoßrate der Cs Atome mit Hilfe der Abstimbarkeit der Cs Streulänge genau anpassen (was für die Rb Atomen in dem uns experimentell zugänglichen Magnetfeldbereich ja nicht möglich ist). Im Laufe der sich an den Umladeprozess anschließenden erzwungenen Verdampfungskühlung vergrößern wir den Abstand der beiden Fallen in zwei Schritten auf $420 \mu\text{m}$, um das "Übersprechen" der Atome noch weiter zu unterdrücken.

6.2 Experimentelle Realisierung

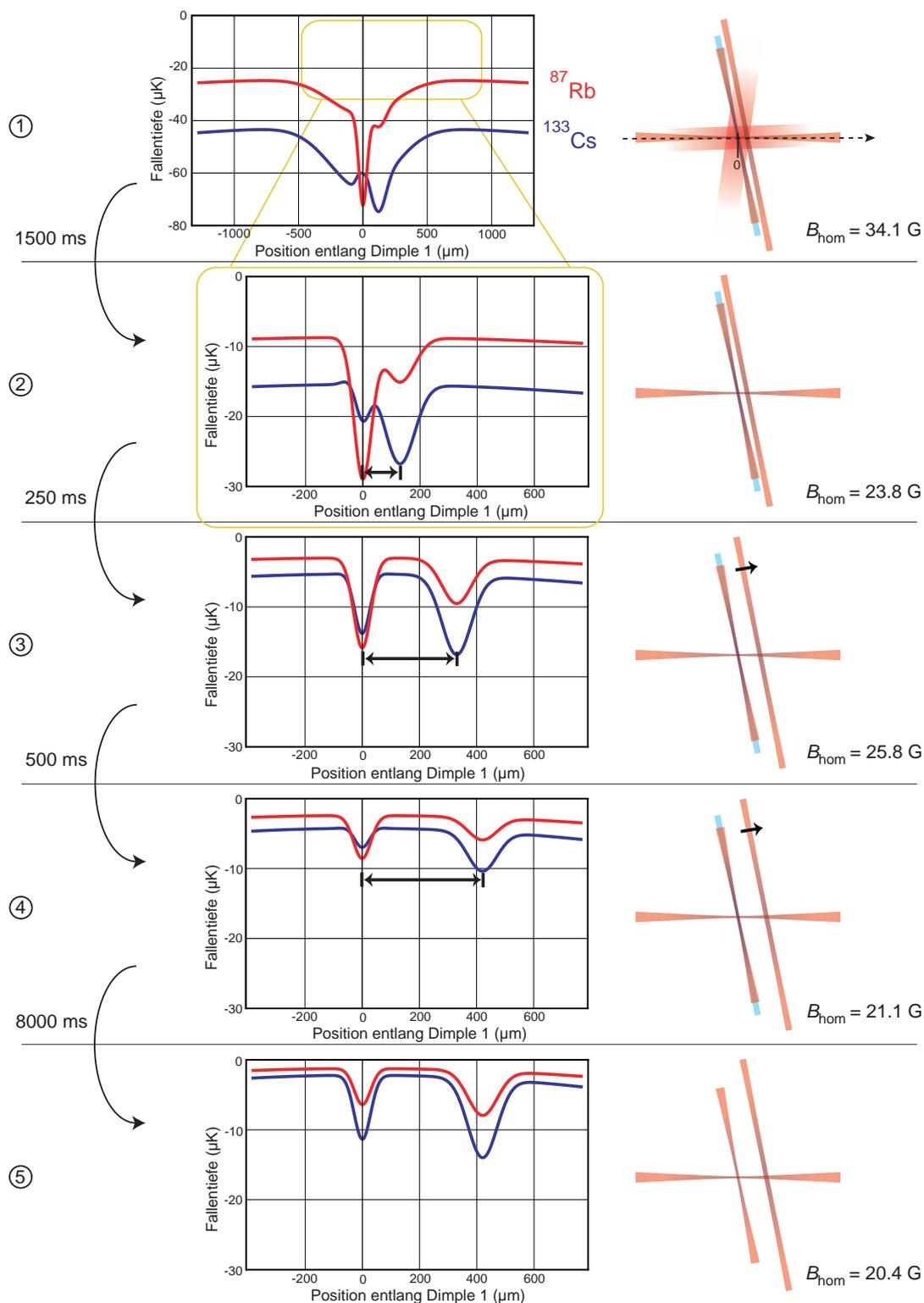


Abbildung 6.5: Der mit Hilfe der Gleichung 3.13a berechnete Potentialverlauf für die Rb und Cs Atome in Richtung des Dimplestrahls 1 (gestrichelten Pfeil rechts oben) zu den Zeitpunkten 1 - 5 (s. Tabelle 6.1). In der rechten Spalte sind die jeweilige Fallenkonfiguration und der Wert des homogenen Magnetfeldes angegeben. Es ist zu beachten, dass sich die Skalen des Graphen 1 von den Skalen der Graphen 2 - 5 unterscheiden (gelbe Umrandung).

6 Doppel-Spezies BEC

Tabelle 6.1: Beschreibung der in den Abbildungen 6.4 - 6.7 mit 1 - 8 markierten Zeitpunkte nach der Raman-Seitenbandkühlung.

Zeitpunkt	Beschreibung
①	Rb-Cs Gemisch in der Reservoirfalle nach einer Haltezeit von 900 ms. Für den in weiterer Folge stattfindenden Umladeprozess sind die drei Dimplestrahlen (s. Abbildung 6.1) zu diesem Zeitpunkt auch schon angeschaltet. Nur bei der Messung der in Abbildung 6.6 dargestellten Parameter waren die drei Dimplestrahlen ausgeschaltet.
②	Reine Rb und Cs Atomwolken in zwei räumlich getrennten Fallen, die aus den gekreuzten Dimplestrahlen 1 und 3 bzw. 1 und 2 gebildet werden. Der Abstand der beiden Fallen beträgt $130 \mu\text{m}$.
③	Nach dem ersten Schritt der Verdampfungskühlung. Der Abstand der beiden Fallen beträgt zu diesem Zeitpunkt $330 \mu\text{m}$.
④	Nach dem zweiten Schritt der Verdampfungskühlung. Der Abstand der beiden Fallen beträgt zu diesem Zeitpunkt $420 \mu\text{m}$.
⑤ - ⑧	In der Rb Atomwolke ist die kritische Temperatur von ca. 260 nK nach dem dritten Schritt der Verdampfungskühlung bei einer Leistung des Dimplestrahls 1 von 57.4 mW erreicht ⑤. Wenn wir die Leistung des Strahls stattdessen auf 29.4 mW reduzieren, erhöhen wir den Kondensatanteil im Rb BEC und erreichen gleichzeitig in der Cs Atomwolke die kritische Temperatur von ca. 180 nK ⑥. Um darüberhinaus möglichst reine Kondensate zu erzielen, reduzieren wir die Leistung auf 5.0 mW ⑦ bzw. 2.5 mW ⑧. Für den Punkt ③ ist ein weiterer Verdampfungskühlschritt notwendig, der nicht in Abbildung 6.4 dargestellt ist.

6.3 Ergebnisse und Diskussion

Nach einer Haltezeit von 900 ms in der Reservoirfalle enthält das Rb-Cs Gemisch jeweils 1.7×10^6 Rb und Cs Atome bei Temperaturen von ca. $5 \mu\text{K}$. Die maximale Teilchendichte beträgt zu diesem Zeitpunkt für beide Spezies ungefähr $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, die Phasenraumdichte 3×10^{-5} . Nach dem selektiven Umladeprozess messen wir für die beiden reinen Atomwolken in den räumlich getrennten gekreuzten Dimplefallen Teilchenzahlen von $N_{\text{Cs}} = 2.6 \times 10^5$ und $N_{\text{Rb}} = 3.6 \times 10^5$ bei Temperaturen von $T_{\text{Cs}} = 2.8 \mu\text{K}$ und $T_{\text{Rb}} = 2.4 \mu\text{K}$. Die maximalen Teilchendichten liegen im Bereich von $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, die Phasenraumdichten drei Größenordnungen über dem in der Reservoirfalle ermittelten Wert. Die elastische Stoßraten betragen $\gamma_{\text{el, Cs}} \approx 500 \text{ Hz}$ und $\gamma_{\text{el, Rb}} \approx 200 \text{ Hz}$. Insgesamt gesehen sind das sehr gute Voraussetzungen für die sich anschließende er-

6.3 Ergebnisse und Diskussion

zwungene Verdampfungskühlung. In Abbildung 6.6 ist der Verlauf der charakteristischen Parameter ρ , T , n_0 und γ_{el} in Abhängigkeit von der Teilchenzahl N dargestellt. Wie der Graph für die Entwicklung der Phasenraumdicke zeigt, ist die Verdampfungskühlung mit $\varepsilon \approx 3$ für beide Spezies sehr effizient (s. Formel 6.26), obwohl sie nur (wie in Abschnitt 6.2 ausgeführt) in Richtung der Dimplestrahlen 2 und 3 erfolgt.

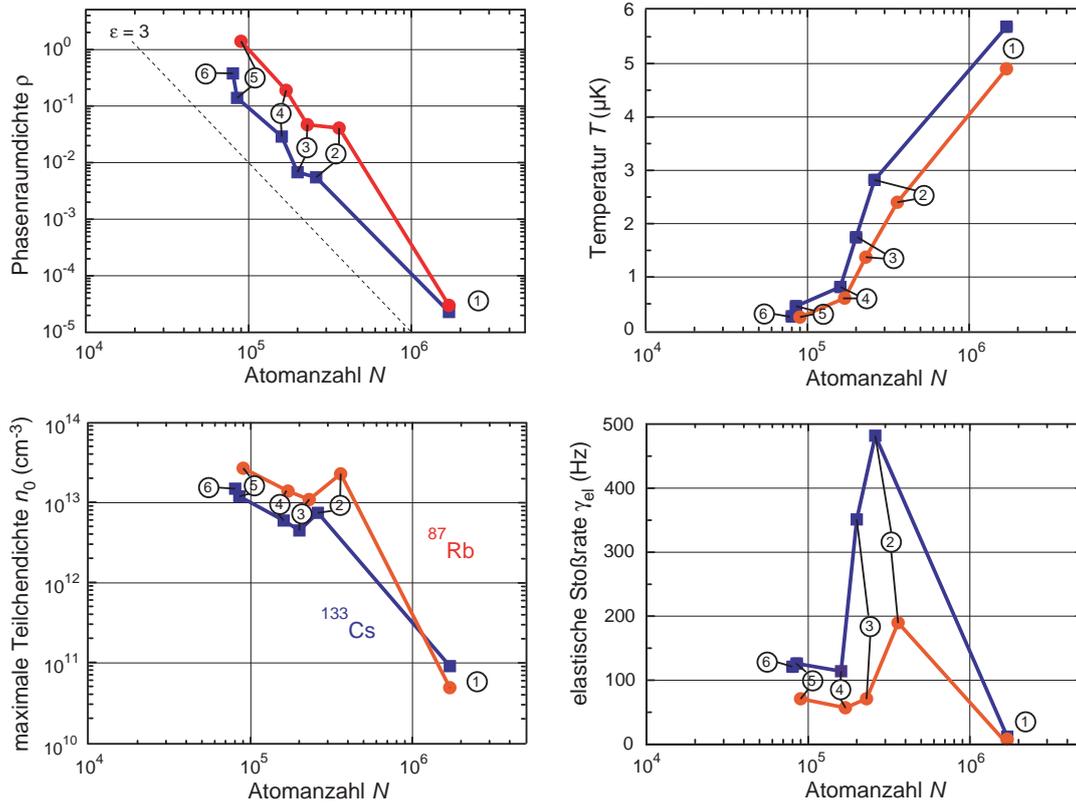


Abbildung 6.6: Entwicklung der Phasenraumdicke ρ , der Temperatur T , der maximalen Teilchendichte n_0 und der elastischen Stoßrate γ_{el} für die Rb und Cs Atomwolke in Abhängigkeit von der Teilchenzahl N zu den Zeitpunkten 1 - 6 (s. Tabelle 6.1). Bei N und T handelt es sich um direkt gemessene Werte, bei ρ , n_0 und γ_{el} um auf der Grundlage von Messdaten berechnete Werte (s. Formeln 6.13, 6.12 und 6.27). Zur Abschätzung der Effizienz der Verdampfungskühlung (s. Formel 6.26) ist eine gestrichelte Gerade mit $\varepsilon = 3$ in den Graphen für ρ eingezeichnet.

Durch Variation der Leistung des Dimplestrahls 1 am Ende des letzten Verdampfungskühlschritts können wir den BEC-Phasenübergang für die Rb und Cs Atome untersuchen (Abbildung 6.7). Der Phasenübergang in der Rb Atomwolke setzt zuerst, d.h. bei höherer Leistung ein. In der Abbildung sind von links nach rechts die Dichteverteilungen der Atome ⑤ unmittelbar vor dem Übergang zum Rb BEC, ⑥ unmittelbar vor dem Übergang zum Cs BEC, ⑦ beim Erreichen eines nahezu reinen Rb BECs und ⑧ beim Erreichen eines nahezu reinen Cs BECs dargestellt. Als nahezu reines

6 Doppel-Spezies BEC

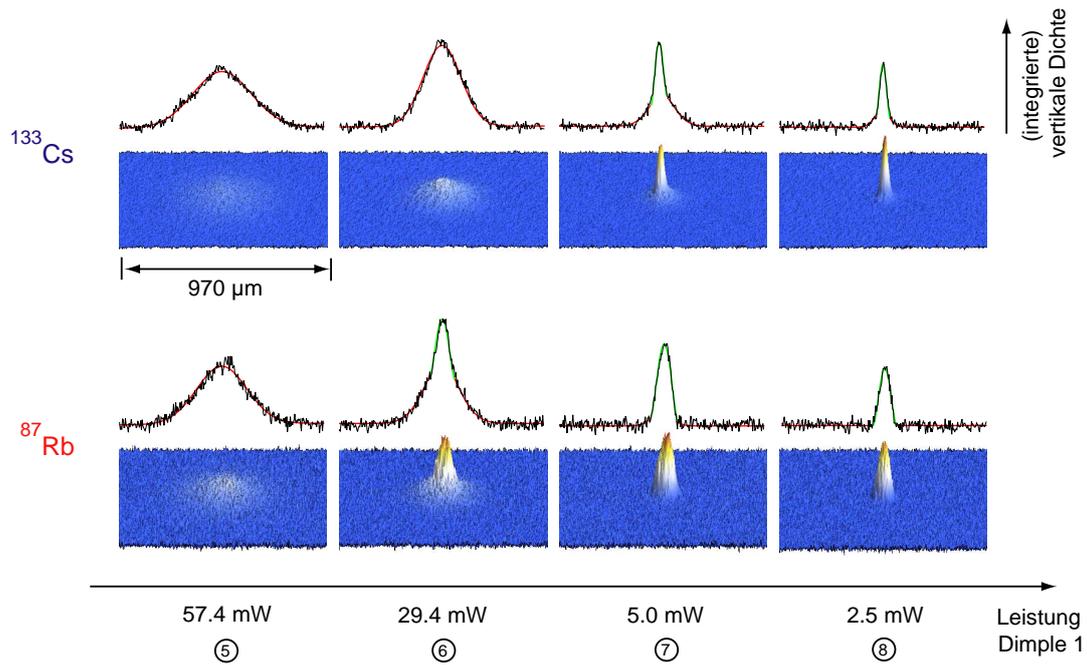


Abbildung 6.7: Entwicklung der Dichteverteilung der Rb und Cs Atome in Abhängigkeit von der Leistung des Dimplestrahls 1 am Ende des letzten Verdampfungskühlschritts. Es handelt sich um Absorptionsabbildungen, die nach einer Expansionszeit von 25 ms und bei einem Magnetfeld von 17.4 G (also in der Nähe des Nulldurchgangs der Cs Streulänge) genommen wurden. Der Phasenübergang von einer gaußförmigen zu einer viel schmaleren Thomas-Fermi-Verteilung ist jeweils klar erkennbar. Der Phasenübergang in der Rb Atomwolke findet bei höherer Leistung statt. Die kritische Temperatur beträgt für die Rb (Cs) Atome 260 nK (180 nK). Es ist jeweils auch das integrierte vertikale Dichteprofil zusammen mit einem Gauß-Fit (rote Linie), einem bimodalen Fit oder einem reinen Thomas-Fermi-Fit (grüne Linie) dargestellt. Die Skalierung der Dichteverteilungen und der Dichteprofile ist jeweils einheitlich. Der räumliche Abstand der beiden BECs beträgt $420 \mu\text{m}$. (Zur Bedeutung der Punkte 5 - 8 s. Tabelle 6.1.)

BEC sei dabei ein BEC bezeichnet, dessen Kondensatanteil größer als 90% ist. Für die kritischen Temperaturen haben wir Werte von $T_{c, \text{Rb}} = 260 \text{ nK}$ und $T_{c, \text{Cs}} = 180 \text{ nK}$ gemessen. In der Abbildung sind auch die integrierten vertikalen Dichteprofile zu sehen. Der BEC-Phasenübergang manifestiert sich sehr deutlich an dem Übergang von einer gaußförmigen Dichteverteilung eines thermischen Gases (vgl. Gleichung 5.7) hin zu einer sehr viel schmaleren Thomas-Fermi-Verteilung, die für ein reines BEC charakteristisch ist (vgl. Gleichung 6.20). In dem Bereich dazwischen liegt eine bimodale Dichteverteilung vor (z.B. [Ket99]), deren quantitative Analyse nicht trivial ist. Unsere Fitmethode beruht auf der in [Szc09] beschriebenen Vorgehensweise. Der räumliche Abstand der beiden BECs beträgt $420 \mu\text{m}$. Für die Lebensdauern haben wir einen Wert von 8 s gemessen. In der Tabelle 6.2 sind weitere Parameter zur Charakterisierung des Rb-Cs Doppel-BECs zum Zeitpunkt ⑧ aufgelistet.

Tabelle 6.2: Parameter zur Charakterisierung des Rb-Cs Doppel-BECs zum Zeitpunkt 8 (s. Tabelle 6.1 und Abbildung 6.7). Für das Rb BEC konnte kein thermischer Hintergrund gemessen werden, der Kondensatanteil beim Cs BEC ist größer als 90 %. Für die Streulänge ist der Wert bei der Erzeugung der BECs angegeben. Bei N und ω handelt es sich um Messwerte, bei R_i^{TF} , μ und n_0 um auf der Grundlage von Messdaten berechnete Werte (s. Formeln 6.21, 6.22 und 6.20). Der kombinierte statistische und systematische Fehler bei der Bestimmung von N beträgt 10-20 %, derjenige bei der Bestimmung von ω 1-2 %. Aus diesen beiden Werten lassen sich alle übrigen Fehler mittels Fehlerfortpflanzung ermitteln.

	^{87}Rb BEC	^{133}Cs BEC
Atomanzahl N	2×10^4	1×10^4
Streulänge a (bei $B_{\text{hom}} = 20.4$ G)	100.5 a_0	188.8 a_0
Fallenfrequenzen	$\omega_{\text{Dimple 1}} = 2\pi \cdot 22.3$ Hz $\omega_{\text{Dimple 3}} = 2\pi \cdot 124.1$ Hz	$\omega_{\text{Dimple 1}} = 2\pi \cdot 24.1$ Hz $\omega_{\text{Dimple 2}} = 2\pi \cdot 44.3$ Hz
Thomas-Fermi-Radien	$R_{\text{Dimple 1}}^{\text{TF}} = 16.9$ μm $R_{\text{Dimple 3}}^{\text{TF}} = 3.0$ μm	$R_{\text{Dimple 1}}^{\text{TF}} = 9.0$ μm $R_{\text{Dimple 2}}^{\text{TF}} = 4.9$ μm
chemisches Potential μ	$k_B \times 292$ nK	$k_B \times 147$ nK
maximale Teilchendichte n_0	7.8×10^{13} cm^{-3}	3.2×10^{13} cm^{-3}

Im Vergleich zu den zwei anderen bislang realisierten Doppel-Spezies BECs, dem ^{85}Rb - ^{87}Rb [Pap08] und dem ^{41}K - ^{87}Rb BEC [Mod02, Cat08, Tha08], liegen die beiden Komponenten in dem von uns realisierten ^{87}Rb - ^{133}Cs BEC in ähnlich großer Teilchenzahl vor. Damit stellt unser System einen sehr guten Ausgangspunkt für weitere Experimente dar. Unter Zuhilfenahme des Spiegels mit Piezomotor sind wir in der Lage, die beiden räumlich getrennt erzeugten BECs kontrolliert zur Überlagerung zu bringen. Dabei kommt uns die Tatsache zugute, dass die beiden Elemente bei niedrigen homogenen Magnetfeldern die nahezu gleiche Levitationsbedingung erfüllen (s. Kapitel 3.3) und daher einen in den meisten Fällen vernachlässigbar kleinen vertikalen Versatz aufgrund der Schwerkraft aufweisen. Allerdings müssen wir adiabatisch die Teilchendichten um 1-2 Größenordnungen reduzieren, um die durch heteronukleare Dreikörperstöße limitierte Lebensdauer zu erhöhen (s. Kapitel 5). Auf diese Weise ist es uns gelungen, in der Nähe einer heteronuklearen Feshbach-Resonanz RbCs Feshbach-Moleküle zu erzeugen (s. Kapitel 7), die sich mit Hilfe einer geeigneten STIRAP-Sequenz in ihren rovibronischen Grundzustand transferieren lassen sollten. Denkbar sind darüber hinaus z.B. auch Experimente zu Quantengasgemischen in optischen Gittern oder Experimente, in denen die beiden BECs kontrolliert zur Kollision gebracht werden (s. Kapitel 8).

In Experimenten, welche die Untersuchung von Quantengasen mit nur einer Kompo-

6 Doppel-Spezies BEC

nente zur Zielsetzung haben, weisen ^{87}Rb und ^{133}Cs BECs, die in optischen Fallen erzeugt werden, typischerweise Teilchenzahlen von 1×10^5 auf [Kin05, Kra04]. Im direkten Vergleich der experimentellen Vorgehensweisen lassen sich im Wesentlichen drei Ursachen dafür identifizieren, dass wir (noch) nicht solche Teilchenzahlen in unserem Doppel-Spezies Aufbau erreichen:

- Die Dimensionalität der erzwungenen Verdampfungskühlung ist in unserem Fall eingeschränkt. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, müssen wir in der derzeitigen Konfiguration aus drei Dimplestrahlen dafür sorgen, dass die Atome der beiden Spezies während der Verdampfungskühlung nur in Richtung der Strahlen 2 und 3 entweichen, da sie ansonsten z.T. auch in die für die jeweils andere Spezies vorgesehene Falle gelangen und dort heteronukleare Dreikörperverluste verursachen. Aufgrund dieser eingeschränkten Dimensionalität läuft die Verdampfungskühlung weniger effizient ab (z.B. [Ket96]). Eine Lösungsmöglichkeit bestünde darin, zwei voneinander unabhängige gekreuzte Dimplefallen, die z.B. übereinander angeordnet sind, zu verwenden.
- Die beiden BEC-Phasenübergänge finden zueinander verzögert, d.h. bei unterschiedlichen Leistungen des Dimplestrahls 1 statt. Zum Zeitpunkt ⑦ enthält das nahezu reine Rb BEC ca. 4×10^4 Teilchen. Um aber gleichzeitig auch ein reines Cs BEC zu erzeugen, ist ein weiterer Verdampfungskühlschritt notwendig, der weitere 3 s dauert. In Kombination mit der Lebensdauer von 8 s führt das zu einer verringerten Teilchenzahl im Rb BEC zum Zeitpunkt ⑧. Es bieten sich zwei Lösungsstrategien an: Zum einen könnte man versuchen, die Lebensdauer der BECs zu erhöhen. Wir haben überprüft, ob die Anwesenheit der Cs Atome eine Auswirkung auf die Lebensdauer des Rb BECs hat. Bei einem selektiven Entfernen der Cs Atome vor dem dritten Verdampfungskühlschritt konnten wir aber keine Erhöhung der Lebensdauer feststellen. Es kommen also nur noch Einkörperverlustprozesse als Ursache für die vergleichsweise niedrige Lebensdauer in Frage. Deren Behebung stellt im Prinzip (nur) eine technische Herausforderung dar. Die zweite Lösungsstrategie bestünde darin, den Abkühlprozess der Cs Atome beispielsweise unter Zuhilfenahme einer zusätzlich durchgeführten RF-Verdampfungskühlung (z.B. [Web03a]) zu beschleunigen.
- Wir verwenden das Licht des Titan:Saphir Lasers dazu, ein selektives Umladen der Atome aus dem Rb-Cs Gemisch in der Reservoirfalle in die beiden räumlich getrennten gekreuzten Dimplefallen herbeizuführen. Allerdings hat das Licht dieser Wellenlänge eine nicht zu vernachlässigende Photonenstreurate für die Rb Atome zur Folge. Sie beträgt z.B. in den ersten 900 ms (s. Abbildung 6.4) ca. 1 Hz. Hierdurch können Spinflips und in Folge inelastische Zweikörperverlustprozesse auftreten. Zur Behebung diese Problems ist es möglich, die Reservoirfalle durch "Unterlevitation" zu kippen und sie dadurch als Spinfilter einzusetzen. Auf diese Weise haben wir nach Erhebung des obigen Datensatzes ein Rb-Cs Doppel-BEC mit 1×10^5 Rb und 2×10^4 Cs Atomen erzeugen.

7 RbCs Feshbach-Moleküle

Eines der vorrangigen kurzfristigen Ziele unseres Projektes besteht darin, ein ultrakaltes, wenn möglich quantenentartetes Gas polarer RbCs Grundzustandsmoleküle zu präparieren und damit die Grundlage für eine Vielzahl spannender Experimente in einem völlig neuen Regime stark korrelierter Quantengase zu schaffen. Um dieses Ziel zu erreichen, ist es, wie in Kapitel 8.1 im Einzelnen beschrieben, in einem ersten Schritt notwendig, schwach gebundene RbCs Feshbach-Moleküle zu erzeugen, die anschließend mit Hilfe einer geeigneten STIRAP-Sequenz in den rovibronischen Grundzustand des Singulett-Potentials transferiert werden. Aber ist es tatsächlich möglich, ausgehend von unserem räumlich getrennten Rb-Cs Doppel-BEC heteronukleare Feshbach-Moleküle zu erzeugen? Welche der beobachteten Feshbach-Resonanzen (s. Kapitel 4) eignen sich für die Magnetoassoziation? Und können wir zusätzliche Informationen über das Energiespektrum der Feshbach-Moleküle erhalten, die für die Entwicklung eines geeigneten, die Lage aller Feshbach-Resonanzen vorhersagenden Rb-Cs Streumodells (vgl. Kapitel 4.4) hilfreich sind? Diesen Fragestellungen haben wir uns im Anschluss an die Erzeugung des Doppel-BECs gewidmet. In diesem Kapitel fasse ich die dabei gewonnenen Erkenntnisse zusammen. Sie sind z.T. vorläufiger Natur. Eine abschließende Beantwortung der aufgeworfenen Fragen wird Gegenstand zukünftiger Veröffentlichungen und Doktorarbeiten sein.

7.1 Magnetoassoziation

Die in Kapitel 4 beschriebene Feshbach-Spektroskopie haben wir an Rb-Cs Gemischen durchgeführt, die eine endliche Temperatur aufwiesen. Daher waren wir nicht in der Lage, zwischen s - und p -Wellenresonanzen zu unterscheiden. Im Vergleich dazu hat sich unsere experimentelle Ausgangslage durch die zur Erzeugung des Doppel-BECs entwickelte Kühlstrategie dahingehend verändert, dass wir jetzt die Möglichkeit haben, Rb-Cs Gemische mit deutlich tieferen Temperaturen und höheren Teilchendichten zu realisieren. Hierzu müssen wir lediglich die beiden räumlich getrennten Atomwolken zu einem bestimmten Zeitpunkt während der Verdampfungskühlung unter Zuhilfenahme des Spiegels mit Piezomotor überlagern. Bei Teilchendichten über $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ist es zusätzlich notwendig, die beiden Fallen kurz vor der Überlagerung adiabatisch zu öffnen, damit die durch Rb-Cs Dreikörperstöße limitierte Lebensdauer nicht zu klein wird (s. Kapitel 5). Mit Hilfe eines auf diese Weise präparierten Rb-Cs Gemisches, das

7 RbCs Feshbach-Moleküle

wir für einige hundert Millisekunden in einer gekreuzten Dimplefalle hielten, konnten wir zeigen, dass der einlaufende Streukanal der ersten vier und der achten der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Feshbach-Resonanzen im Spingemisch $Rb|1, 1\rangle + Cs|3, 3\rangle$ p -Wellencharakter haben - und zwar aufgrund der Tatsache, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von p -Wellenresonanzen bei tieferen Temperaturen deutlich abnimmt. Dagegen weisen die Feshbach-Resonanzen 5 – 7 s -Wellencharakter auf. Sie kommen damit prinzipiell für die Magnetoassoziation von RbCs Feshbach-Molekülen in Frage. Den Partialwellencharakter der übrigen Resonanzen haben wir bisher nicht untersucht.

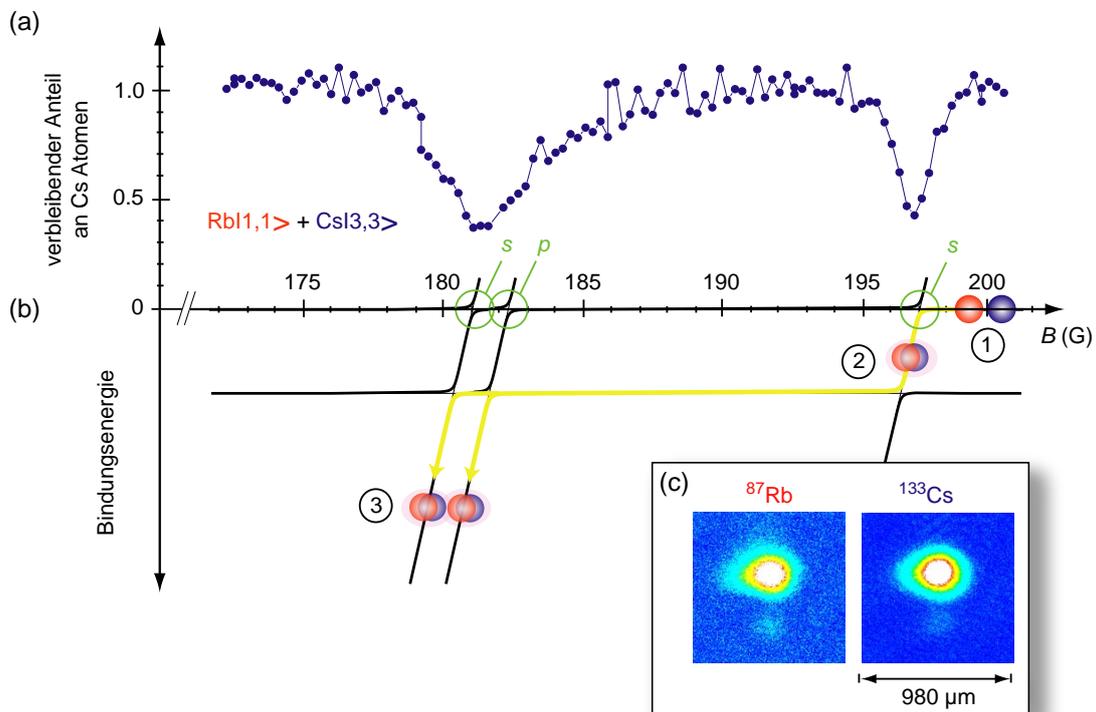


Abbildung 7.1: (a) Ausschnitt des in Abbildung 4.4 dargestellten Verlustspektrums der Cs Atome in einer Rb-Cs Mischung zur Bestimmung der Positionen heteronuklearer Feshbach-Resonanzen (s. Kapitel 4). (b) Qualitative Abhängigkeit der Energiezustände schwach gebundener RbCs Feshbach-Moleküle vom Magnetfeld B . Die Buchstaben s und p geben den Wellencharakter des einlaufenden Streukanals der drei in dem dargestellten Magnetfeldbereich liegenden Feshbach-Resonanzen an. Der genaue Ablauf zur Assoziation und zum Nachweis der RbCs Feshbach-Moleküle, sowie die Bedeutung der Ziffern 1 – 3 sind im Text beschrieben. (c) Absorptionsabbildungen der zu Feshbach-Molekülen assoziierten Atome (untere Wolke) und der durch Stern-Gerlach-Separation hiervon getrennten restlichen Atome (obere Wolke). Zur Erhöhung der Sichtbarkeit des Molekül-Signals wurden jeweils vier Absorptionsabbildungen überlagert.

Zur Assoziation und zum anschließenden Nachweis der Feshbach-Moleküle verwenden wir im Wesentlichen die in [Her03] für den Fall eines Cs BECs demonstrierte Methode: Zuerst erzeugen wir Moleküle, indem wir das Magnetfeld, ausgehend von einem höheren Magnetfeldwert, mit einer Geschwindigkeit von 270 G/s über die Feshbach-Resonanz bei ~ 197 G rampen (① \rightarrow ②, s. Abbildung 7.1(b)). Die Dauer der Rampe beträgt 1.5 ms. Um die Moleküle nachzuweisen, möchten wir sie anschließend durch Stern-Gerlach-Separation in einem angelegten Levitationsfeld von den verbleibenden Atomen trennen. Das ist aber nur dann möglich, wenn die Atome und die Moleküle ein unterschiedliches magnetisches Moment aufweisen. In unserem Fall gehen die Moleküle unmittelbar nach ihrer Assoziation an einer vermiedenen Kreuzung in einen schwach gebundenen, zur Dissoziationsschwelle nahezu parallel verlaufenden Energiezustand über. Die Differenz der magnetischen Momente reicht nicht für eine Stern-Gerlach-Separation aus. Daher reduzieren wir den Wert des Magnetfeldes (in 1 ms) um weitere ~ 17 G (② \rightarrow ③). Dadurch überqueren wir eine weitere vermiedene Kreuzung in der Nähe der Feshbach-Resonanz bei ~ 182 G und gelangen in einen Molekülzustand, der ein von den Atomen deutlich abweichendes magnetisches Moment aufweist.

In Abbildung 7.1(a) ist der (für den hier betrachteten Magnetfeldbereich relevante) Ausschnitt des in Abbildung 4.4 dargestellten Verlustspektrums der Cs Atome zur Bestimmung der Positionen heteronuklearer Feshbach-Resonanzen (s. Kapitel 4) dargestellt. Unsere derzeitige Annahme ist, dass bei ~ 182 G zwei dicht beieinander liegende Feshbach-Resonanzen ($\Delta B \sim 1.5$ G) vorhanden sind, von denen die bei dem niedrigeren Magnetfeldwert liegende Resonanz einen *s*-Wellencharakter und die andere Resonanz einen *p*-Wellencharakter hat. Diese Annahme stützt sich auf zwei Beobachtungen: Zum einen haben wir bei tieferen Temperaturen eine Verlustkurve gemessen, deren Breite um ca. die Hälfte kleiner war und die darüberhinaus eine symmetrische Form aufwies. Zum anderen beobachten wir auch dann eine Stern-Gerlach-Separation der Moleküle von den Atomen, wenn wir das Magnetfeld auf einen Wert reduzieren, der über dem (neu vermessenen) Verlustminimum liegt. Beide Beobachtungen legen die Vermutung nahe, dass bei ~ 182 G zwei dicht nebeneinander liegende vermiedene Kreuzungen vorhanden sind (s. Abbildung 7.1(b)). Abschließende Gewissheit wird uns die Entschlüsselung des Energiespektrums der Feshbach-Moleküle verschaffen.

Nach einer Haltezeit von 2 ms invertieren wir die Magnetfeldrampen (③ \rightarrow ② \rightarrow ①) und dissoziieren dadurch die Moleküle wieder in freie Atome. In den in Abbildung 7.1(c) gezeigten Absorptionsabbildungen sind für beide Spezies jeweils deutlich die räumlichen Verteilungen der Molekül- und Atomewolken zu sehen. In dem konkreten Fall enthielt die Rb Atomwolke kurz vor dem Überlapp ca. 80000 Atome und war z.T. kondensiert, während die Cs Atomwolke 100000 Atome enthielt und eine Phasenraumdichte von ~ 0.4 aufwies. Nach dem Überlapp, der Erzeugung, sowie der Separation der Moleküle haben wir jeweils ~ 2000 Rb und Cs Atome in den beiden unterlevitierten Wolken gemessen. Das bedeutet, dass wir mindestens die gleiche Anzahl an RbCs Molekülen erzeugt haben müssen. Die Erzeugungseffizienz betrug somit $\geq 2 - 3\%$.

Eine Möglichkeit, die Erzeugungseffizienz der Feshbach-Moleküle deutlich zu erhöhen, besteht darin, in einem optischen Gitter einen Mott-Isolator Zustand mit genau einem Rb und einem Cs Atom an jedem Gitterplatz zu präparieren und die Atompaa-re anschließend in Feshbach-Moleküle zu konvertieren. Ein solcher Zustand könnte in der folgenden Weise implementiert werden: Zunächst lädt man die beiden räumlich getrennten BECs in ein (für beide Spezies rot verstimmt) optisches Gitter und erzeugt einen Mott-Isolator Zustand der Cs Atome, für die das Gitterpotential tiefer als für die Rb Atome ist und sie daher eher ausfrieren. Anschließend reduziert man den Wert der interspezies Streulänge in der Nähe einer geeigneten heteronuklearen Feshbach-Resonanz auf Null, schiebt die noch superfluide Wolke der Rb Atome (z.B. mit Hilfe eines zusätzlichen Dipolfallenpotentials) an den Ort der Cs Atome und erzeugt ebenfalls einen Mott-Isolator Zustand der Rb Atome. Es sei noch erwähnt, dass ein solcher Zustand mit genau einem Rb und einem Cs Atom an jedem Gitterplatz nicht nur für die Molekülerzeugung interessant ist, sondern auch als Ausgangspunkt für die Untersuchung bosonischer Gemische in optischen Gittern dienen kann (s. Kapitel 8.2).

7.2 Messung der Bindungsenergie

Wie groß ist die Bindungsenergie des letzten schwach gebundenen, zur Dissoziationschwelle nahezu parallel verlaufenden Energiezustands? Die Beantwortung dieser Frage ist sehr wichtig, da durch diesen Zustand im Wesentlichen die interspezies Streueigenschaften (jenseits schmaler Feshbach-Resonanzen) determiniert sind. Ein genauer Wert trägt damit auch entscheidend zur Entwicklung eines umfassenden, die Lage aller Feshbach-Resonanzen vorhersagenden Rb-Cs Streumodells bei [Jul10].

Es stehen verschiedene experimentelle Methoden zur Vermessung des Energiespektrums von Feshbach-Molekülen zur Verfügung. Z.B. ist es möglich, das magnetische Moment der einzelnen Zustände, oder direkt die Bindungsenergien mit Hilfe von Mikrowellenspektroskopie zu bestimmen [Mar07a]. Eine weitere Methode beruht auf einer schwachen Modulation des homogenen Magnetfeldes, deren Frequenz ν resonant mit der Bindungsenergie E_b der Moleküle ist (s. Abbildung 7.2(a)):

$$h\nu = E_b + E_{\text{kin}} , \quad (7.1)$$

wobei E_{kin} die thermische Energie der freien Atome angibt. Diese "Wiggle"-Methode wurde 2005 am JILA entwickelt und diente einerseits dazu, das Anregungsspektrum eines Fermi-Gases im BCS-BEC Übergangsregime zu untersuchen [Gre05], und andererseits $^{85}\text{Rb}_2$ Moleküle zu erzeugen und deren Bindungsenergie zu messen [Tho05]. Mittlerweile handelt es sich um eine standardmäßig eingesetzte Technik [Pap06, Web08], die auch Gegenstand einer Reihe theoretischer Untersuchungen war [Ber06, Han07, Ber07, Kle08]. Hier in Innsbruck haben wir sie dazu verwendet, die Bindungsenergien von $^{133}\text{Cs}_2$ Molekülen im Bereich niedriger [Lan09] und hoher Magnetfelder [Ber10] zu spektroskopieren.

7.2 Messung der Bindungsenergie

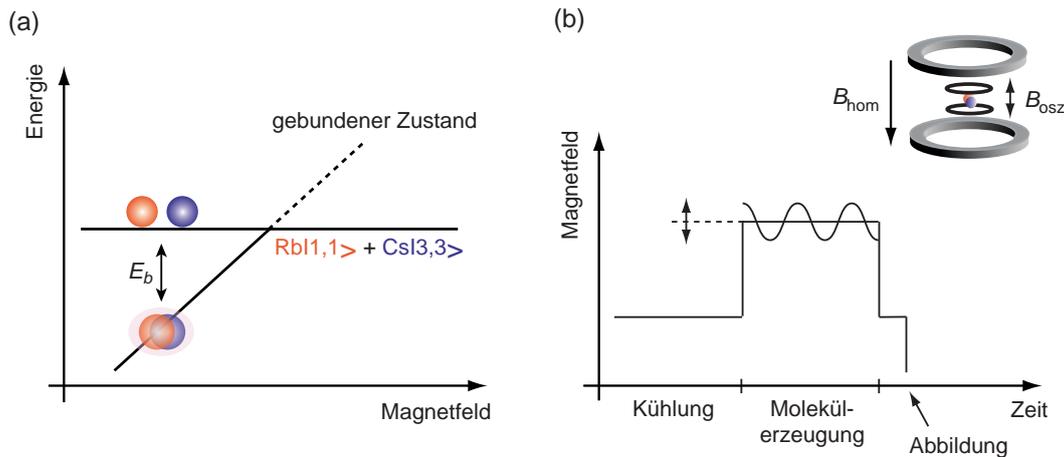


Abbildung 7.2: (a) Illustration der "Wiggle"-Methode zur Messung der Bindungsenergie E_b schwach gebundener Moleküle in der Nähe einer Feshbach-Resonanz durch Einstrahlen eines vergleichsweise schwachen, sinusförmig modulierten Magnetfeldes B_{osz} mit der Oszillationsfrequenz ν , das dem homogenen Magnetfeld B_{hom} überlagert ist. (b) Schematische Darstellung der Konfiguration der zum Einsatz kommenden Magnetfeldspulen, sowie des zeitlichen Ablaufs der Messung.

In der Abbildung 7.2(b) ist der zeitliche Ablauf der "Wiggle"-Messmethode dargestellt: Zunächst präparieren wir auf die in Abschnitt 7.1 beschriebene Weise ein ultrakaltes Rb-Cs Gemisch. Dabei unterbrechen wir den Prozess der Verdampfungskühlung kurz vor Erreichen des BEC-Phasenübergangs. Anschließend rampen wir das homogene Magnetfeld in wenigen Millisekunden auf einen gewünschten Wert, bei dem wir die Bindungsenergie messen möchten und strahlen (für die Dauer von typischerweise 1 s) ein sinusförmig modulierte Magnetfeld $B_{\text{osz}} = A \sin(2\pi\nu t)$ ein. Die Modulationsamplitude A beträgt dabei einige hundert Milligauß. Zum Schluss warten wir noch 100 ms, damit die assoziierten Moleküle durch inelastische Stöße mit den Atomen aus der Dipolfalle verloren gehen. Die verbleibende Atomanzahl messen wir mittels Absorptionsabbildungen. Für Modulationsfrequenzen ν , welche die Bedingung 7.1 erfüllen, werden Paare freier Atome resonant an einen gebundenen Molekülzustand gekoppelt [Han07], und wir beobachten einen Atomverlust (z.B. [Lan09]). Die Stärke dieser Kopplung (und damit des beobachteten Atomverlustes) ist dabei umso größer, je größer das relative magnetische Moment $\delta\mu$ der Moleküle im Vergleich zu den freien Atompaaaren ist [Han07]. Die Bindungsenergie des letzten schwach gebundenen, zur Dissoziationsschwelle nahezu parallel verlaufenden Energiezustands können wir daher nur indirekt über die Beobachtung vermiedener Kreuzungen mit anderen Energiezuständen, die ein größeres $\delta\mu$ aufweisen, bestimmen.

Abbildung 7.3 zeigt die Ergebnisse einer vorläufigen Messung der Bindungsenergien schwach gebundener RbCs Moleküle in der Nähe der drei heteronuklearen Fesh-

7 RbCs Feshbach-Moleküle

bach-Resonanzen bei 182 G, 197 G und 217 G (vgl. Tabelle 4.1). Die beobachteten vermiedenen Kreuzungen sind konsistent mit einem nahezu parallel zur Dissoziationsschwelle verlaufenden Zustand mit einer Bindungsenergie von ca. 115 kHz. Unter Verwendung der in Kapitel 4.1 angegebenen Formel 4.2 können wir mit diesem Wert die interspezies Streulänge a_{RbCs} (jenseits schmaler Feshbach-Resonanzen) mit $+550 a_0$ abschätzen. Es sei noch erwähnt, dass der Messbereich bei 182 G nicht ausreicht, um die in Abschnitt 7.1 aufgestellte These der zwei dicht nebeneinander liegenden vermiedenen Kreuzungen (s. Abbildung 7.1(b)) zu verifizieren oder zu falsifizieren.

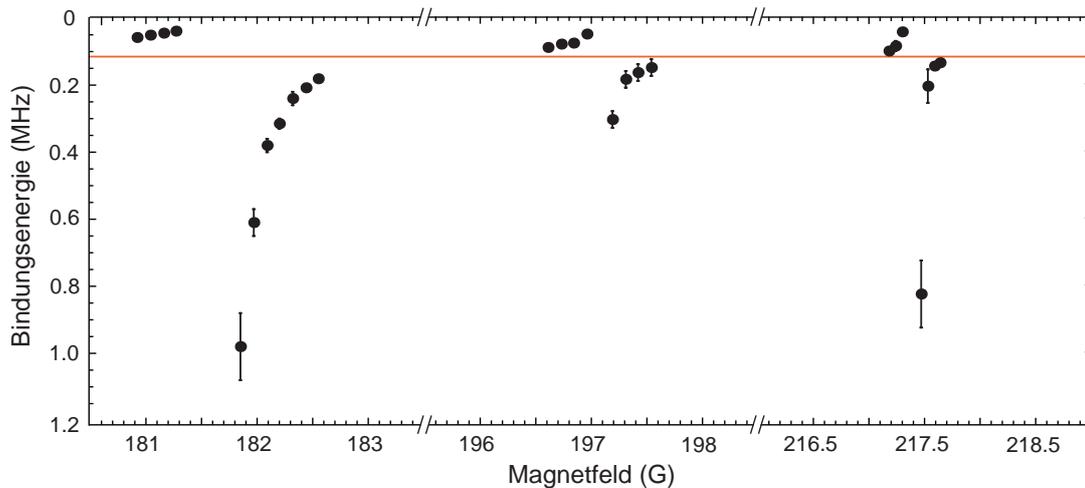


Abbildung 7.3: Mit Hilfe der "Wiggle"-Methode gemessene Bindungsenergie schwach gebundener RbCs Moleküle in der Nähe der drei heteronuklearen Feshbach-Resonanzen bei 182 G, 197 G und 217 G (vgl. Tabelle 4.1) in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Es handelt sich um die Ergebnisse einer vorläufigen Messung (Stand: 24.08.2010), deren Ziel primär darin bestand, die Bindungsenergie des letzten gebundenen Zustands von ca. 115 kHz (rote durchgezogene Linie) zu ermitteln.

8 Ausblick

Die Möglichkeit, ein Rb-Cs Doppel-BEC zu erzeugen (s. Kapitel 6), stellt einen exzellenten Ausgangspunkt für eine Vielzahl neuer und spannender Experimente dar. Es ergeben sich für unseren experimentellen Aufbau aus heutiger Sicht im Wesentlichen zwei Forschungsperspektiven: Zum einen ist es naheliegend, die schwach gebundenen RbCs Feshbach-Moleküle (s. Kapitel 7) mit Hilfe einer geeigneten STIRAP-Sequenz in den rovibronischen Grundzustand zu transferieren. RbCs Moleküle, die sich in diesem Zustand befinden, weisen ein vergleichsweise großes permanentes elektrisches Dipolmoment auf (s. Kapitel 2) und ermöglichen dadurch z.B. den Zugang zur Untersuchung eines neuen Regimes stark korrelierter, dipolarer Quantengase mit bisher unbeobachteten Quantenphasen. Als zweite Perspektive bieten sich Experimente mit dem Doppelkondensat selber an.

In diesem Kapitel beschreibe ich die beiden genannten Forschungsperspektiven im Einzelnen und stelle den Bezug zu theoretischen Vorhersagen, die experimentell untersucht werden könnten, her.

8.1 RbCs Grundzustandsmoleküle

8.1.1 Präparation der Grundzustandsmoleküle

2005 gelang es der Forschungsgruppe von D. DeMille, polare $^{85}\text{Rb}^{133}\text{Cs}$ Moleküle im vibronischen Grundzustand zu erzeugen [Sag05]. Ausgehend von einem Rb-Cs Gemisch in einer Doppel-Spezies MOT bei einer Temperatur von $\sim 75 \mu\text{K}$ wurden Paare kollidierender Atome durch Photoassoziation in einen elektronisch angeregten Molekülzustand RbCs^* überführt. Die Moleküle zerfielen anschließend sehr schnell in ein metastabiles Vibrationsniveau des Triplett-Potentials und konnten von dort aus unter Zuhilfenahme eines geeigneten Zweiphotonen-Übergangs optisch in das niedrigste Vibrationsniveau des Singulett-Potentials gepumpt werden. Das in diesem Zustand präparierte Molekülensemble wies eine Temperatur von $\sim 100 \mu\text{K}$ auf und war über mehrere Rotationsniveaus verteilt. Die Erzeugungsrate betrug $\sim 5 \times 10^2$ Moleküle/s. 2008 konnte die Forschungsgruppe von M. Weidemüller in ähnlicher Weise ein Ensemble von $^7\text{Li}^{133}\text{Cs}$ Molekülen im absoluten, d.h. rovibronischen Grundzustand mit einer Temperatur von ca. $260 \mu\text{K}$ und einer etwas höheren Erzeugungsrate präparieren [Dei08]. In diesem Fall wurde ein einziger Photoassoziationsschritt mit einem sich anschließenden spontanen Zerfall in den Grundzustand benötigt.

Die Erzeugung von Grundzustandsmolekülen aus einem Ensemble lasergekühlter Atome mittels Photoassoziation zeichnet sich durch einen vergleichsweise geringen technischen Aufwand aus. Allerdings war es auf diese Weise bisher nicht möglich, Molekülwolken mit Phasenraumdichten im Bereich der Quantenentartung zu präparieren. Das ist dagegen mit Hilfe der folgenden Methode möglich: Ausgangspunkt ist (je nachdem, ob homo- oder heteronukleare Grundzustandsmoleküle erzeugt werden sollen) ein entartetes atomares Quantengas oder Quantengasgemisch, in dem schwach gebundene Feshbach-Moleküle erzeugt und anschließend in einem STIRAP-Prozesses nahezu verlustfrei und unter Beibehaltung der Phasenraumdichte in den rovibronischen Grundzustand transferiert werden. In bisher drei bahnbrechenden Experimenten konnte dieses Verfahren erfolgreich angewendet werden: für die Erzeugung eines Ensembles homonuklearer $^{87}\text{Rb}_2$ Moleküle im Triplett-Grundzustand [Lan08b], homonuklearer $^{133}\text{Cs}_2$ Moleküle im Singulett-Grundzustand [Dan10] und heteronuklearer $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ Moleküle, ebenfalls im Singulett-Grundzustand [Ni08].

Die STIRAP-Methode (im Englischen Abkürzung für "stimulated Raman adiabatic passage") ist z.B. ausführlich in dem Übersichtsartikel [Ber98] beschrieben. Zusammenfassend gesagt ermöglicht diese Methode, einen kohärenten Transfer von Atomen oder Molekülen zwischen zwei Quantenzuständen mit Hilfe eines Zweiphotonen-Raman-Übergangs. Es wird also ein zusätzliches Zwischenniveau benötigt, in das aber durch einen geschickt gewählten zeitlichen Ablauf der zwei involvierten Laserpulse keine Population transferiert wird. Daher kann ein STIRAP-Schritt nahezu verlustfrei durchgeführt werden.

W. Stwalley hat 2004 darauf hingewiesen, dass ein einzelner STIRAP-Schritt ausreicht, um heteronukleare Feshbach-Moleküle, die aus zwei verschiedenen Alkalimetallatomen bestehen, in den Singulett-Grundzustand zu transferieren [Stw04]. Im Gegensatz dazu werden im Falle homonuklearer zweiatomiger Moleküle, wie z.B. $^{133}\text{Cs}_2$, zwei STIRAP-Schritte benötigt, da diese Moleküle ein inversionssymmetrisches Kernfeld besitzen, so dass die Elektronenterme eine zusätzliche gerade/ungerade-Symmetrie aufweisen. Das führt dazu, dass die Franck-Condon-Faktoren für einen einzelnen STIRAP-Übergang von einem ungeraden Triplett-Zustand, über ein gerades oder ungerades Zwischenniveau, in einen geraden Singulett-Zustand sehr niedrig sind. Zusätzlich werden die Franck-Condon-Faktoren dadurch verschlechtert, dass die angeregte Zustände S + P homonuklearer zweiatomiger Moleküle eine Abhängigkeit $\propto 1/R^{-3}$, anstelle der üblichen Abhängigkeit $\propto 1/R^{-6}$, aufweisen [Kin39]. Bei heteronuklearen Molekülen entfällt die gerade/ungerade-Symmetrie und es kommt zu einer starken Mischung der $\Omega = 0^+$ Komponenten der angeregten Zustände $b^3\Pi$ und $A^1\Sigma^+$, so dass die Franck-Condon-Faktoren für die beiden Übergänge ($a^3\Sigma^+ \rightarrow b^3\Pi \sim A^1\Sigma^+$) und ($b^3\Pi \sim A^1\Sigma^+ \rightarrow X^1\Sigma^+$) sehr günstig sind. Darüber hinaus weisen die Zustände S + S und S + P die gleiche $1/R^{-6}$ -Abhängigkeit auf.

8.1 RbCs Grundzustandsmoleküle

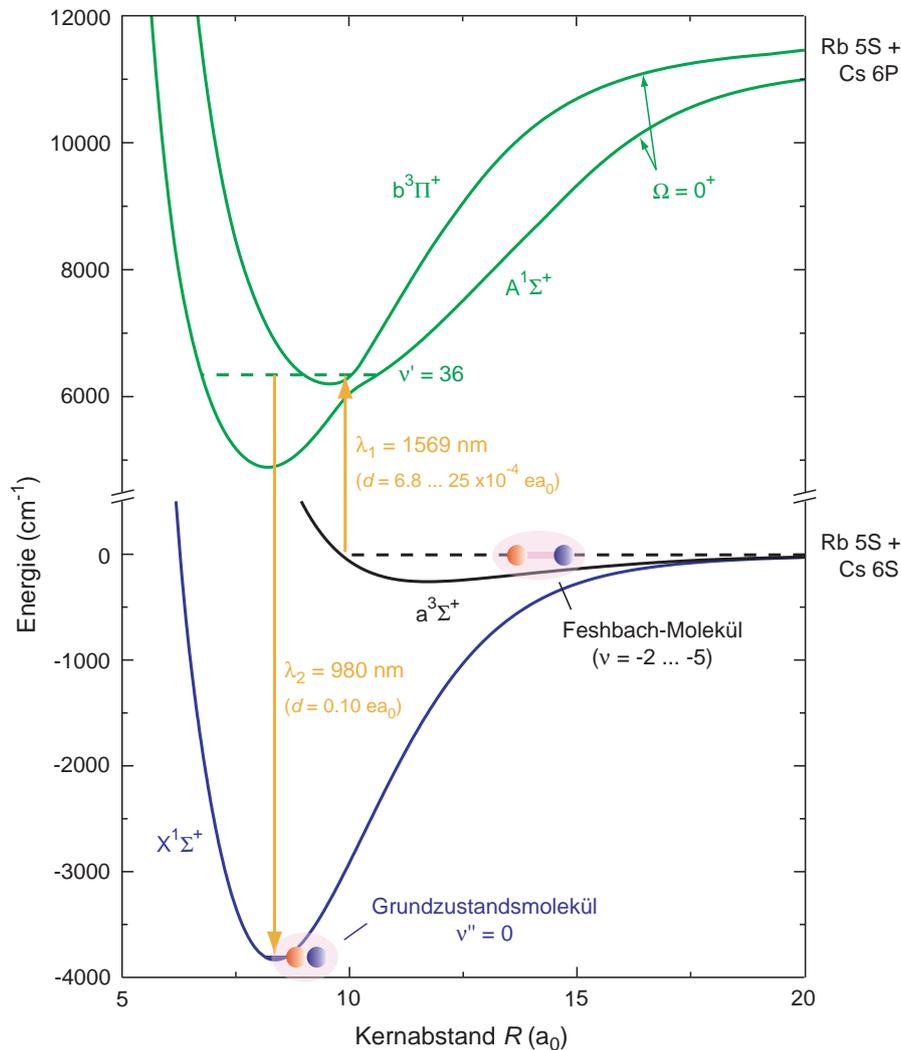


Abbildung 8.1: Potentialkurven von RbCs Molekülen, die für den Transfer in den Grundzustand via STIRAP relevant sind [Vex10]. Die Berechnung der Potentiale X¹Σ⁺, A¹Σ⁺ und b³Π beruhen auf spektroskopischen Daten [Fel99, Doc10]. Bei a³Σ⁺ handelt es sich um eine ab initio Berechnung von M. Aymar. Es sind außerdem die beiden Wellenlängen λ_{1,2} des Zweiphotonen-Übergangs zusammen mit den zugehörigen Dipolmatrixelementen *d* (vgl. Abbildung 8.2) angegeben.

Im Einzelnen läuft die Erzeugung von Molekülen im rovibronischen Grundzustand mittels STIRAP wie folgt ab: Zuerst werden in einem ultrakalten atomaren Quantengas unter Zuhilfenahme einer geeigneten Feshbach-Resonanz schwach gebundene Feshbach-Moleküle assoziiert, die sich bei Bedarf durch räumliche Stern-Gerlach-Separation in einem magnetischen Gradientenfeld von den verbleibenden Atomen trennen lassen [Her03]. Alternativ können auch Feshbach-Moleküle verwendet wer-

8 Ausblick

den, die in einem optischen Gitter gefangen sind [Tha06, Dan10] (s. auch Kapitel 7). Für den sich anschließenden STIRAP-Prozess kann es in Bezug auf die Franck-Condon-Faktoren vorteilhaft sein, die Feshbach-Moleküle in etwas tiefer gebundene Zustände des Triplett-Potentials zu transferieren. Das ist mit geeigneten zeitlichen Rampen des homogenen Magnetfeldes [Mar07b, Mar07a] oder Radiofrequenzübergängen [Lan08a] möglich. Auf diese Weise ist der Ausgangspunkt für den STIRAP-Übergang in den Grundzustand erreicht.

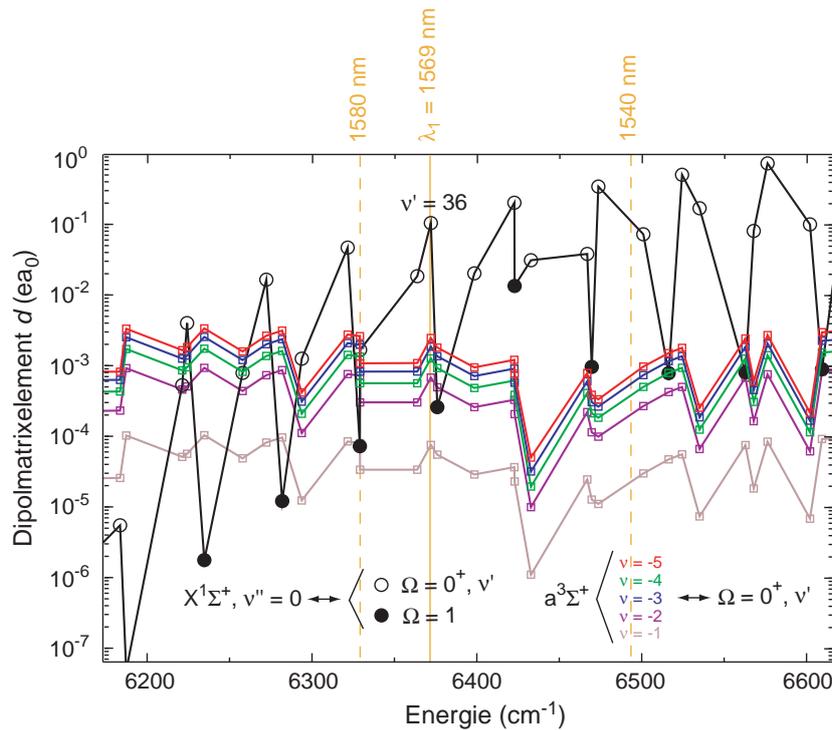


Abbildung 8.2: Dipolmatrixelemente als Funktion der Energie des angeregten Zustands [Vex10]. Der Nullpunkt der Energieachse entspricht der Energie der Dissoziationsschwelle. Für Übergänge aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand muss eine Energie von 3811 cm^{-1} addiert werden. In dem für uns zugänglichen Wellenlängenbereich (zwischen den orangen gestrichelten Linien) ist das Vibrationsniveau $\Omega = 0^+$, $v' = 36$ ein guter Kandidat für das Zwischenniveau im STIRAP-Schema (s. Text).

In Abbildung 8.1 sind die Vibrationsniveaus, die sich im Falle der RbCs Moleküle für den Zweiphotonen-Raman-Übergang anbieten, zusammen mit den dazugehörigen Molekülpotentialen dargestellt. Warum kommen genau diese spezifischen Vibrationsniveaus in Frage? Abbildung 8.2 zeigt die (ab initio berechneten) Dipolmatrixelemente für die Übergänge $a^3\Sigma^+$, $v = -(1 \dots 6) \rightarrow \Omega = 0^+$, $v' = 27 \dots 49$ und $X^1\Sigma^+$, $v'' = 0 \rightarrow \Omega = 0^+$, $v' = 27 \dots 49$. Es sind ebenfalls die Dipolmatrixelemente für Übergänge eingezeichnet, bei denen ein Vibrationsniveau der $\Omega = 1$ Komponenten (die nicht in

8.1 RbCs Grundzustandsmoleküle

Abbildung 8.1 dargestellt sind) als Zwischenniveau fungieren würde. Es ist ersichtlich, dass einer der Zustände $a^3\Sigma^+$, $\nu = -(2 \dots 6)$ als Ausgangspunkt für den Zweiphotonen-Übergang in Betracht kommt. Bei Molekülen, die sich im Zustand $a^3\Sigma^+$, $\nu = -1$ befinden, handelt es sich um "Halo"-Moleküle, da die zugehörige Bindungsenergie im "universellen" Regime liegt (s. Kapitel 4.1). Solche Moleküle haben eine geringere Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Bereich kleiner Kernabstände und damit einen deutlich schlechteren Franck-Condon-Überlapp mit einem der in Frage kommenden Vibrationsniveaus des angeregten Zustands. Weiterhin ist ersichtlich, dass in dem für uns zugänglichen Wellenlängenbereich das Vibrationsniveau $\Omega = 0^+$, $\nu' = 36$ ein guter Kandidat für das Zwischenniveau im STIRAP-Schema ist, da die Dipolmatrixelemente für beide der zugehörigen Übergänge vergleichsweise groß sind. Diese Bedingung wäre zwar auch für den Zustand $\Omega = 0^+$, $\nu' = 38$ erfüllt, allerdings befindet sich in dessen unmittelbarer Nähe (< 10 GHz) ein $\Omega = 1$ Niveau mit deutlich kleineren Dipolmatrixelementen. Das Dipolmatrixelement für einen der Übergänge $a^3\Sigma^+$, $\nu = -(2 \dots 6) \rightarrow \Omega = 0^+$, $\nu' = 36$ beträgt $6.8 \dots 25 \times 10^{-4} ea_0$ und $0.10 ea_0$ für den Übergang $X^1\Sigma^+$, $\nu'' = 0 \rightarrow \Omega = 0^+$, $\nu' = 36$. Beide Werte liegen deutlich über den Werten der Dipolmatrixelemente für den ersten STIRAP-Schritt im Falle der Cs_2 Moleküle, die in [Dan08] mit $d_1 = 3 \times 10^{-6} ea_0$ bzw. $d_2 = 2 \times 10^{-5} ea_0$ angegeben wurden.

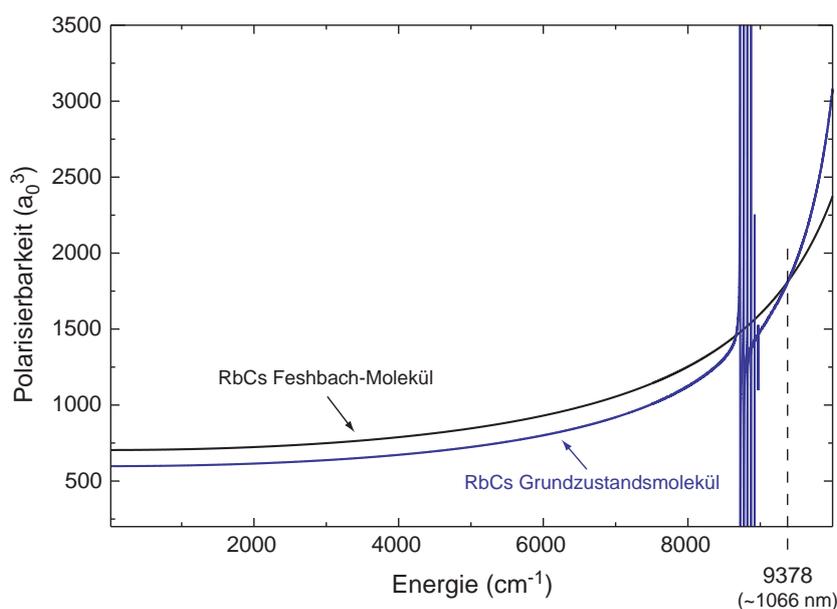


Abbildung 8.3: Polarisierbarkeit der RbCs Feshbach-Moleküle und der RbCs Grundzustandsmoleküle [Vex10]. Für die "magische" Wellenlänge von ca. 1066 nm nimmt die Polarisierbarkeit für die beiden Molekülarten den gleichen Wert an.

Der erste Schritt zur erfolgreichen experimentellen Implementierung des STIRAP-Transfers wird es sein, die Frequenz des ersten optischen Übergangs $a^3\Sigma^+$, $\nu \rightarrow \Omega = 0^+$, ν' zu ermitteln, da der Verlauf des Potentials $a^3\Sigma^+$ durch eine ab initio

8 Ausblick

Berechnung gewonnen wurde und daher nicht genau bekannt ist. Im Gegensatz dazu beruht die Berechnung der Potentiale $X^1\Sigma^+$, $A^1\Sigma^+$ und $b^3\Pi$ auf experimentellen Daten, die mittels Fourier-Transformations-Spektroskopie gewonnen wurden [Fel99, Doc10]. Daher ist die Frequenz des zweiten optischen Übergangs $\Omega = 0^+$, $\nu' \rightarrow X^1\Sigma^+$, $\nu'' = 0$ schon bekannt. Im Einzelnen kann die Spektroskopie der Übergänge wie im Falle der Cs_2 Moleküle (s. [Dan09]) durchgeführt werden.

Für zukünftige Experimente es wichtig, die RbCs Grundzustandsmoleküle in optischen Fallenpotentialen zu präparieren. Dabei sollten zwei Bedingungen erfüllt sein: Zum einen sollte die Wellenlänge so gewählt sein, dass keine resonanten Anregungen der Moleküle stattfinden. Zum anderen ist es wünschenswert, dass die Polarisierbarkeiten der RbCs Feshbach-Moleküle und der RbCs Grundzustandsmoleküle übereinstimmen. Wie aus Abbildung 8.3 hervorgeht, sind beide Bedingungen in der Nähe der "magischen" Wellenlänge von ca. 1066 nm, die in unserem experimentellen Aufbau leicht zugänglich ist (s. Kapitel 3), erfüllt.

8.1.2 Experimente mit den Grundzustandsmolekülen

Ausgehend von unserem räumlich getrennten Rb-Cs Doppel-BEC sollte es, wie in Kapitel 7 beschrieben, möglich sein, in einem optischen Gitter einen Mott-Isolator Zustand mit genau einem Rb und einem Cs Atom an jedem Gitterplatz zu präparieren. Diese Atompaare könnten dann in heteronukleare Feshbach-Moleküle konvertiert und anschließend mittels STIRAP in den Grundzustand transferiert werden. Auf diese Weise hätte man einen dipolaren Mott-Isolator Zustand erzeugt. In [Dam03] wird vorgeschlagen, durch "Schmelzen" dieses Mott-Isolator Zustands ein dipolares molekulares Kondensat zu realisieren. Bei dieser Vorgehensweise wäre sogar ein geringfügiger Verlust an Phasenraumdichte akzeptabel, da sich die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zur Verdampfungskühlung des Molekülensembles nutzen ließe.

Aber auch ohne Schmelzen des Mott-Isolator Zustands stellt ein Gas polarer RbCs Grundzustandsmoleküle in einem optischen Gitter ein überaus interessantes System mit zahlreichen Forschungsperspektiven dar. Es ermöglicht nämlich aufgrund der vergleichsweise großen Dipol-Dipol-Wechselwirkung (s. Kapitel 2) den Zugang zu einem neuen Regime stark korrelierter Quantengase in unterschiedlichen Dimensionen. In einer großen Anzahl theoretischer Veröffentlichungen werden verschiedene, unbeobachtete Quantenphasen vorhergesagt [G02, Bar06, Yi07, Bur09, Cap10, Pol10]. Als Beispiele seien hier die "supersolid" und die "checkerboard insulating" Phasen genannt. Bei ersterer handelt es sich um einen Zustand, bei dem sowohl eine diagonale, als auch eine nicht diagonale Ordnung vorherrscht. Als "checkerboard insulating" Phase wird eine Anordnung bezeichnet, bei der sich mit genau einem Atom besetzte Gitterplätze mit unbesetzten Gitterplätzen abwechseln. Weiterhin sei noch das System dipolarer Bosonen in einem eindimensionalen optischen Gitter herausgegriffen: Für diesen Fall sollte es möglich sein, verschiedene Mott-Isolator Zustände zu realisieren,

8.2 Experimente mit einem Rb-Cs Doppel-BEC

die sich durch ihren Füllfaktor $\nu = q/p$, der jeden rationalen Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann, unterscheiden. Dabei gibt q die über p Gitterplätze verteilte Anzahl an Atomen an. Für jeden dieser Zustände ist das System in einem endlichen Intervall des chemischen Potentials $\mu(\nu)$ stabil. Im Phasendiagramm folgt dieses Verhalten einer Cantor-Funktion, die im Englischen auch als "devil's staircase" bezeichnet wird [Bur09].

Es sollte sogar möglich sein, auch ohne optisches Gitter verschiedene Quantenphasen stark korrelierter dipolarer Quantengase zu untersuchen. In diesem Zusammenhang sei eine theoretische Arbeit aus der Gruppe um P. Zoller genannt [Büc07, Mic07], die sich damit beschäftigt, unterschiedliche Quantenphasen in einer zweidimensionalen, pfannkuchenförmigen Fallengeometrie unter Zuhilfenahme von statischen elektrischen und Mikrowellenfeldern zu adressieren.

2009 konnte hier in Innsbruck mit Hilfe ultrakalter bosonischer Cs Atome ein Super-Tonks-Girardeau-Gas in einer eindimensionalen Fallenkonfiguration erzeugt werden [Hal09]. Es handelt sich dabei um eine hoch angeregte, stark korrelierte Quantengasphase in einer Dimension [Ast05], die sich vergleichsweise leicht mit dipolaren Quantengasen untersuchen lassen sollte [Ast08].

Abschließend sei noch auf die Möglichkeiten hingewiesen, die ultrakalte polare Moleküle im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung [DeM02, Mic06], sowie in Bezug auf Präzisionsmessungen, wie z.B. des (möglicherweise existierenden) elektrischen Dipolmoments des Elektrons [Hud02], eröffnen.

8.2 Experimente mit einem Rb-Cs Doppel-BEC

Die Tatsache, dass wir das Rb-Cs Doppel-BEC in zwei räumlich getrennten optischen Fallen erzeugen und anschließend in einer kontrollierten Weise überlagern können, eröffnet zusätzliche experimentelle Möglichkeiten, die für ein in derselben Falle erzeugtes Doppel-Spezies BEC nicht gegeben wären. Beispielsweise können wir unmittelbar vor der Überlagerung die interspezies Wechselwirkung in der Nähe einer geeigneten Feshbach-Resonanz abstimmen (s. Kapitel 4). Es lassen sich auch das Teilchenzahlverhältnis oder die relative Geschwindigkeit der beiden Atomwolken zueinander an die jeweiligen experimentellen Anforderungen anpassen. Diese Flexibilität ermöglicht es uns z.B., Kollisionsexperimente im ultrakalten Regime durchzuführen. In diesem Zusammenhang ist die in einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung beschriebene Idee zu nennen, mit Hilfe zweier kollidierender BECs Efimov-Physik zu untersuchen [Wan10]. Weiterhin sind Experimente denkbar, deren Zielsetzung es ist, das Mischbarkeitsverhalten des Rb-Cs Doppel-BECs zu untersuchen (s. Kapitel 6.1.1). In einer theoretischen Arbeit der Gruppe um E. Timmermans wurde 2008 darauf hingewiesen, dass sich ein phasensepariertes BEC für hochsensitive Kräftermessungen eignet [Bho08].

8 Ausblick

In Kombination mit einem optischen Gitter verheißen nicht nur Ensembles dipolarer Moleküle vielversprechende Perspektiven, sondern auch bosonische Gemische. Bisher waren v.a. heteronukleare Bose-Fermi-Gemische in optischen Gittern Gegenstand experimenteller Untersuchungen [Gün06, Osp06, Bes09], nicht aber Fermi-Fermi- und (bis auf eine Ausnahme [Cat08]) Bose-Bose-Gemische. Dabei ermöglichen gerade bosonische Mischungen in optischen Gittern die Untersuchung zahlreicher interessanter Themen. Als erstes Beispiel sei das zweikomponentige Bose-Hubbard-Modell [Kuk03, Alt03, Isa05, GS09], insbesondere in Zusammenhang mit quantenmagnetischen Fragestellungen [Kuk03, Dua03], genannt. Ausgehend von einem Mott-Isolator Zustand mit genau einem Rb und einem Cs Atom an jedem Gitterplatz sollte es z.B. möglich sein, unter Zuhilfenahme eines zusätzlichen Übergitters (und auf die in [Kan10] für den Fall fermionischer Atompaare im Einzelnen beschriebene Weise), einen Quantenzustand mit einer antiferromagnetischen Ordnung zu realisieren. Des Weiteren gibt es den Vorschlag, einen dem Ising-Modell entsprechenden Zustand zu implementieren und anhand dessen Dekohärenz-Mechanismen zu untersuchen [Ort08]. Hinsichtlich der Simulation von Systemen aus der Festkörperphysik ist es vorstellbar, mit Hilfe bosonischer Mischungen in optischen Gittern z.B. die Physik der Polaronen [Sac06, Bru07] oder Auswirkungen von Fehlstellen und Fehlordnungen [Gav05, Ros07, Buo09] zu studieren.

A Lasersystem

In den Abbildungen A.1 und A.2 sind die derzeit verwendeten Lasersysteme für die ^{87}Rb und ^{133}Cs Atome schematisch dargestellt. Mit ihrer Hilfe erzeugen wir das Licht, das wir für die in der Abbildung 3.1 eingezeichneten optischen Übergänge $S_{1/2}(F) \rightarrow P_{3/2}(F')$ benötigen. Im Kapitel 3 ist die Funktion der einzelnen Übergänge erläutert. Weitere technische Details zu den Lasersystemen finden sich in den Diplomarbeiten von A. Prantner [Pra08] und K. Pilch [Pil05]. Allerdings wurden im Vergleich zu den in diesen beiden Arbeiten enthaltenen Darstellungen eine Reihe von Modifikationen vorgenommen. Die in Abbildung A.1 verwendete Nummerierung der Elemente folgt keinem Prinzip, sondern hat historische Gründe. Die benutzten Abkürzungen haben folgende Bedeutung:

ML Master laser (gitterstabilisierter Diodenlaser)

SL Slave laser (Diodenlaser ohne Giterrückkopplung)

TA Tapered amplifier

DBR Distributed Bragg reflector

AOM Acousto-optic modulator

DDS Direct digital synthesis

A Lasersystem

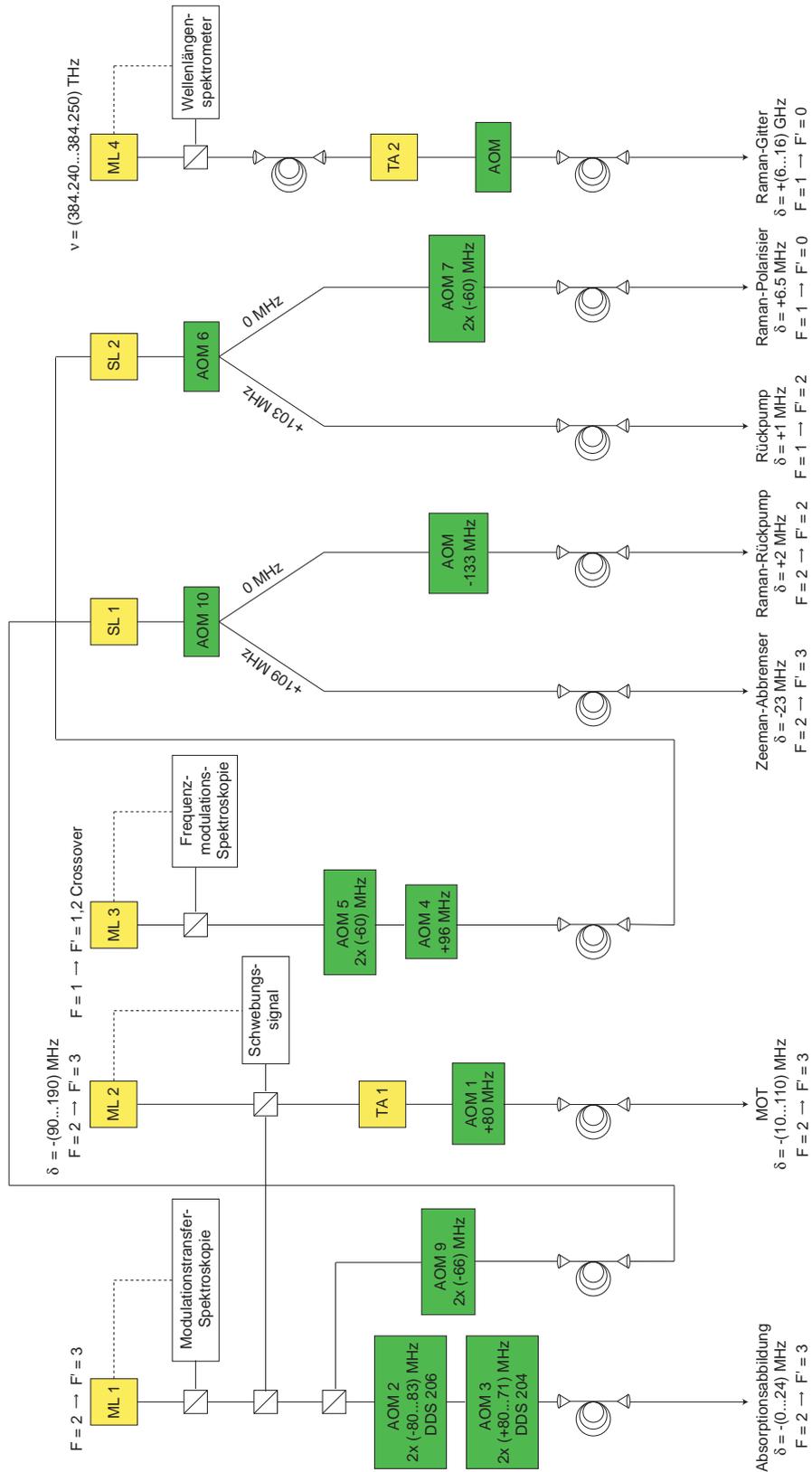


Abbildung A.1: ^{87}Rb Lasersystem zur Erzeugung des Lichts, das für die in Abbildung 3.1 eingezeichneten optischen Übergänge $5S_{1/2}(F) \rightarrow 5P_{3/2}(F')$ benötigt wird.

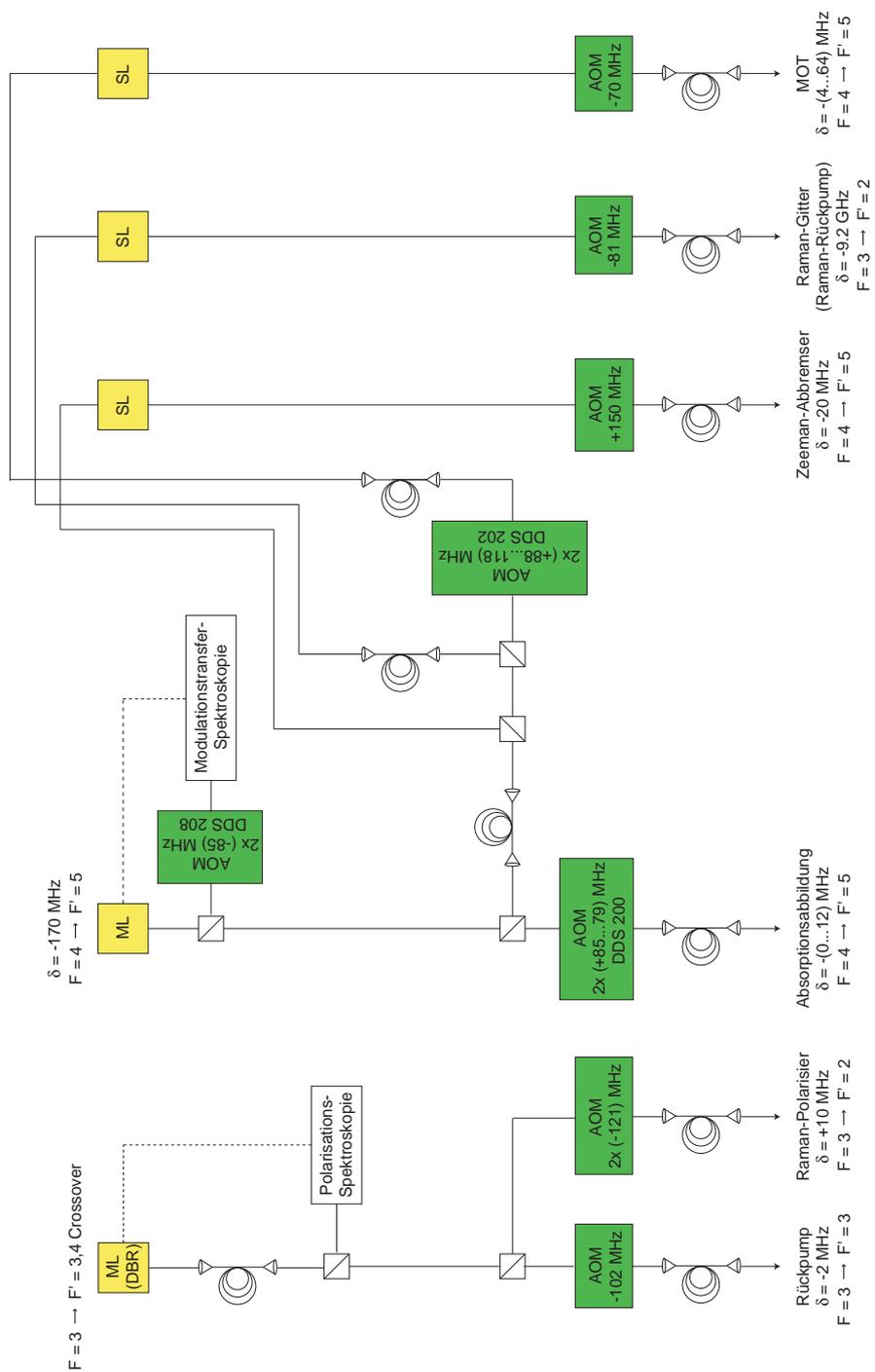


Abbildung A.2: ^{133}Cs Lasersystem zur Erzeugung des Lichts, das für die in Abbildung 3.1 eingezeichneten optischen Übergänge $6S_{1/2}(F) \rightarrow 6P_{3/2}(F')$ benötigt wird.

B Faserverstärker

In diesem Abschnitt beschreibe ich die Funktionsweise und den Aufbau unseres selbstgebaute Faserverstärkers, den wir zur Erzeugung des schmalbandigen Lichts für die stark fokussierten Dimplestrahlen (s. Kapitel 3) verwenden. Er stellt darüber hinaus genügend Licht zur (zukünftigen) Realisierung eines optischen Gitters bereit. Der Aufbau beruht auf einem Design, das in der Forschungsgruppe von A. Tünnermann [Lie03] entwickelt wurde.

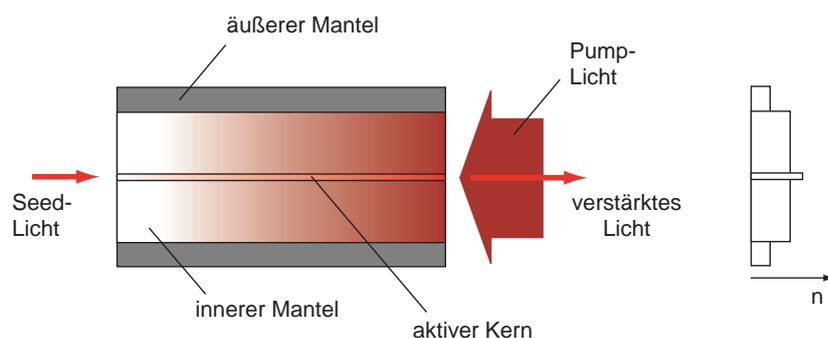


Abbildung B.1: Querschnitt der Glasfaser, die wir als aktives Medium für den Faserverstärker verwenden. Der aktive Kern ist mit Yb Atomen dotiert, die das in den inneren Mantel eingekoppelte Pump-Licht absorbieren (Besetzungsinversion). Die stimulierte Emission wird durch das in den Kern eingekoppelte Seed-Licht initiiert. Rechts ist das zugehörige Profil des Brechungsindex dargestellt.

In Abbildung B.1 ist der Querschnitt der Glasfaser (Nufern PLMA-YDF-20/400), die wir als aktives Medium für den Faserverstärker verwenden, schematisch dargestellt. Sie besteht aus einem Kern, der mit Yb Atomen dotiert ist und zwei Mänteln. Der innere Mantel mit einem Durchmesser von $400\ \mu\text{m}$ erfüllt zwei Funktionen: Zum einen dient er als Multimoden-Wellenleiter für breitbandiges Pump-Licht der Wellenlänge $\lambda = 975\ \text{nm}$ und zum anderen erfüllt er den Zweck der Ummantelung des aktiven Kerns, der einen Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ hat und als Wellenleiter für schmalbandiges Licht der Wellenlänge $\lambda = 1064\ \text{nm}$ fungiert. Damit im inneren Mantel das Pump-Licht propagieren kann, wird noch ein zweiter, der äußere Mantel benötigt. Die Energieniveaus der Yb Atome, mit denen der Faserkern dotiert ist, bilden ein Quasi-Drei-Niveau-

System, das zur Realisierung eines Festkörperlasers notwendig ist. Die Besetzungsinversion erfolgt durch Absorption des Pump-Lichts und die stimulierte Emission wird durch Seed-Licht, das in den Kern eingekoppelt wird, hervorgerufen. Dabei bleiben die Eigenschaften des Seed-Lichts (Linienbreite, Polarisation und Wellenlänge) erhalten. Das Pump-Licht muss sehr hohe Leistungen aufweisen. Daher hat der innere Mantel einen vergleichsweise großen Durchmesser, um nicht lineare Effekte, wie z.B. stimulierte Brillouin-Streuung, zu reduzieren [Sal02]. Man spricht im Englischen auch von LMA (large mode area) Glasfasern. Die Länge der Glasfaser beträgt in unserem Aufbau typischerweise 8-9 m, die numerischen Aperturen des Kerns und des inneren Mantels sind 0.06 und 0.46.

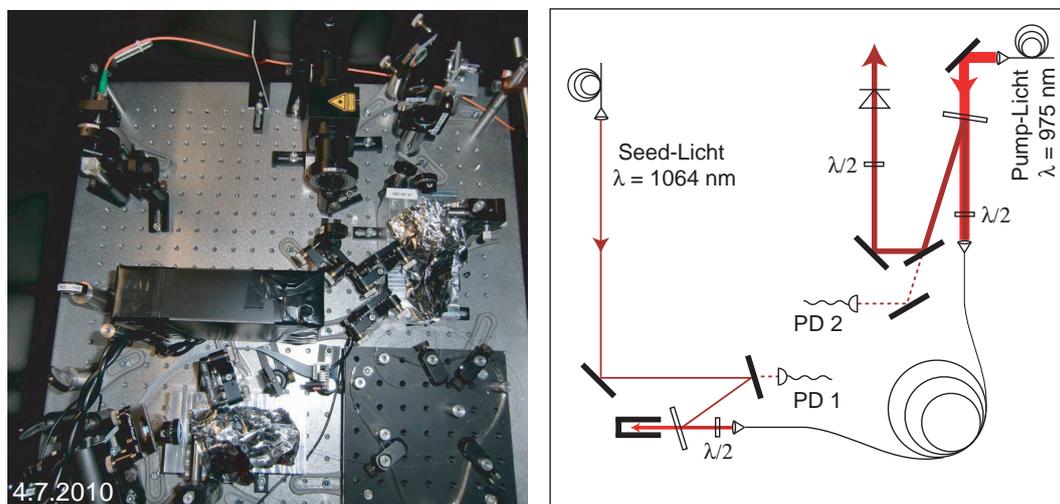


Abbildung B.2: Foto und schematische Darstellung des optischen Aufbaus des Faserverstärkers. Es sind nur die wesentlichen, für das Verständnis des Grundprinzips wichtigen optischen Elemente eingezeichnet (s. Text).

Abbildung B.2 enthält ein Foto und eine schematische Darstellung des optischen Aufbaus des Faserverstärkers. Als Seed-Licht verwenden wir das Licht eines Mephisto 2000 Lasers der Firma InnoLight mit eingebautem "noise eater". Es weist eine Linienbreite von ≤ 1 kHz auf. Von der maximal zur Verfügung stehenden Gesamtleistung in Höhe von 2 W benutzen wir 500-800 mW. Das Pump-Licht erzeugen wir mit Hilfe eines Diodenlasers der Firma DILAS (M1F4S22-980.10-100C-H139B). Es stehen bis zu 90 W Ausgangsleistung zur Verfügung. Die Überlagerung und Trennung des Lichts der beiden Wellenlängen erfolgt unter Zuhilfenahme von Kantenfiltern der Firma Layertec (102801). In Bezug auf die Glasfaser sind mehrere Punkte hervorzuheben: Zunächst einmal ist es wichtig, dass die beiden Faserenden unter einem Winkel von z.B. 8° poliert wurden, um die Verstärkung spontaner Emissionen zu unterdrücken. Weiterhin erfordert die Wicklung der Glasfaser (auf dem Foto rechts unten zu sehen)

B Faserverstärker

ein besonderes Augenmerk. Sie erfüllt nämlich zwei Zwecke: Erstens kommt es durch die Biegung der Faser zu Verlusten für Licht höherer transversaler Moden, so dass nur noch Licht der gaußförmigen Grundmode TEM_{00} durch den Faserkern geleitet und verstärkt wird [Kop00]. Zweitens trägt die Wicklung zu einer verbesserten Absorption des Pump-Lichts und damit zu einer größeren Effizienz der Verstärkung bei [Zel97].

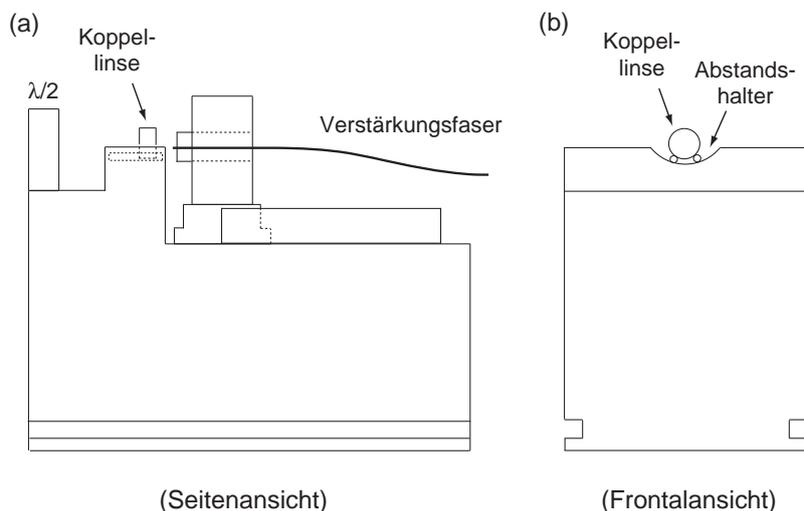


Abbildung B.3: Seiten- und Frontalansicht des Aufbaus zur Einkoppelung des Seed- bzw. Pump-Lichts in die Verstärkungsfaser. Es handelt sich um einen massiven Aluminiumblock, auf dem eine $\lambda/2$ -Wellenplatte, die Koppellinse und die Halterung der Verstärkungsfaser Platz haben. Die genaue Vorgehensweise zur Einkoppelung des Lichts und die darauffolgende Fixierung der Koppellinse mit Hilfe der Abstandshalter sind im Text beschrieben.

Eine technische Herausforderung bei der Einkopplung des Seed- und des Pump-Lichts in die Verstärkungsfaser besteht darin, dass die Faserenden nicht konfektioniert sind. Wie gelingt es uns trotzdem die beiden Enden stabil in einer gewünschten Position zu halten und gleichzeitig eine relative Bewegung der Koppellinsen in Bezug auf die Faserenden zu vermeiden? Die relative Bewegung können wir dadurch reduzieren, dass wir einen einzigen massiven Aluminiumblock verwenden, auf dem sowohl die Koppellinse als auch eine geeignete Halterung des Faserendes (und eine $\lambda/2$ -Wellenplatte) Platz haben (s. Abbildung B.3). Die Halterung erfolgt mit Hilfe zweier Halbschalen, die zusammengesetzt die Form eines Zylinders mit einer axial in der Mitte verlaufenden Kapillare haben. Der Durchmesser der Kapillare ist einige Mikrometer kleiner als der Gesamtdurchmesser der Glasfaser ($550 \mu\text{m}$). Die Faser kann nun in dieser Kapillare durch leichten äußeren Druck auf die beiden Halbschalen fixiert werden. Diese Vorrichtung steckt in einem geeigneten Halter, der flexibel in der horizontalen Ebene verstellt werden kann. Es ist auch eine Rotation in dieser Ebene und um die vertikale Achse möglich. Es muss noch erwähnt werden, dass die Halbschalen auf der Einkoppelseite des Seed-Lichts aus Stahl und die Halbschalen auf der Einkoppelseite des Pump-Lichts im Gegensatz dazu aus Glas bestehen. Das ist not-

wendig, da an dieser Stelle Licht mit sehr hohen Leistungen in die Faser ein- bzw. ausgekoppelt wird und möglicherweise auftretendes Streulicht durch die Verwendung von Glas nach außen entkommen kann. Die Grobjustage der Koppellinse findet nach erfolgter Halterung und Ausrichtung des Faserendes folgendermaßen statt: Zunächst wird die Linse mit Hilfe eines leicht wieder löslichen Klebers an einen kurzen Hebearm geklebt, der mit einer xyz-Hebebühne verbunden ist. Auf diese Weise kann die Linse in jede der drei Raumrichtungen bewegt werden. Wenn sie sich in der richtigen Position befindet, lassen wir vorsichtig zwei dünne Metallzylinder an die Linse heranrollen (s. Abbildung B.3(b)) und fixieren das gesamte System unter Zuhilfenahme eines UV-aushärtenden Klebers (Thorlabs NOA61). Anschließend lösen wir wieder die Klebestelle zwischen Linse und Hebearm. Die Feinjustage führen wir danach mit zwei Spiegeln, die sich vor der Koppellinse befinden, durch.

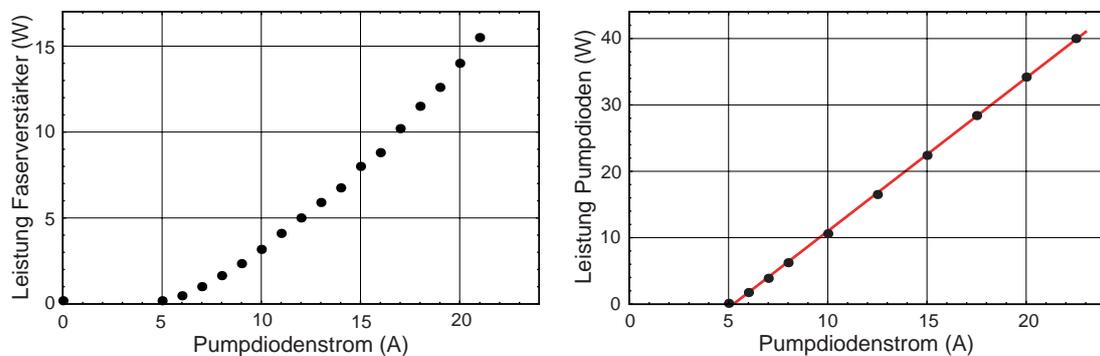


Abbildung B.4: Ausgangsleistungen des Faserverstärkers (nach dem optischen Isolator) und des Pumpdioden-Moduls in Abhängigkeit von dem Strom, der durch die Pumpdioden fließt. Die Leistung des Seed-Lichts beträgt 710 mW. Der Verlauf der Leistung des Pump-Lichts kann oberhalb des Schwellwerts durch die Gleichung $P/W = -12.1 + 2.3 \cdot I/A$ angenähert werden.

Wir haben für den Faserverstärker eine elektronische Schaltung entwickelt, die zwei Funktionen erfüllt: Zum einen enthält sie eine PID-Regelung, mit der wir (in Kombination mit einer Wasserkühlung und mehreren Peltierelementen) die Temperatur der drei sich in dem Pump-Laser befindenden Laserdioden auf 0.1°C genau stabilisieren können. Zum anderen dient die Schaltung an mehreren Stellen dem Schutz des Faserverstärkers. Im Einzelnen wird an verschiedenen Punkten des Pump-Lasers die Temperatur überwacht. Übersteigt sie einen kritischen Wert, so wird automatisch die Stromversorgung des Lasers unterbrochen. Gleichzeitig überprüfen wir die Einkoppelung des Seed-Lichts mit Hilfe der in Abbildung B.2 eingezeichneten Photodiode 1 (PD 1). Bei einer Unterbrechung dieses Lichts kann die Energie des Pump-Lichts nicht mehr abgeführt werden und es kommt zu irreversiblen Schäden an der Faser. Und schließlich können "self-pulsing" Effekte auftreten (s.u.), die ebenfalls die Faser zer-

B Faserverstärker

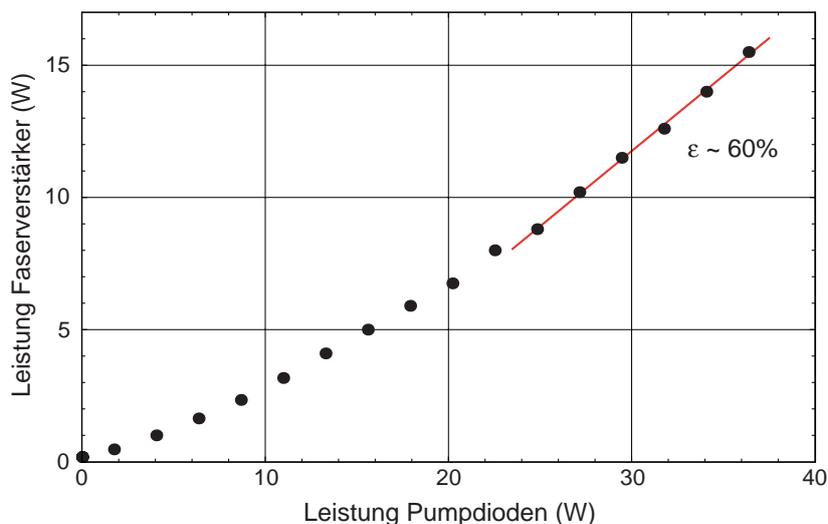


Abbildung B.5: Ausgangsleistungen des Faserverstärkers (nach dem optischen Isolator) in Abhängigkeit von der Leistung des Pump-Lichts, basierend auf den in Abbildung B.4 dargestellten Daten. Nähert man die letzten sechs Datenpunkte mit Hilfe einer Geraden an, so beträgt ihre Steigung, die ein Maß für die Effizienz des Faserverstärkers ist, ca. 60%.

stören, wenn sie sich über einen längeren Zeitraum erstrecken. Sie manifestieren sich in schnellen Oszillationen der Leistung des verstärkten Lichts mit Frequenzen ≥ 1 kHz. Daher differenzieren wir das Signal der PD 2 und stellen sicher, dass die Amplitude des differenzierten Signals nicht einen bestimmten Wert überschreitet. Dies oder die Abwesenheit des Seed-Lichts führen wiederum zu einer automatischen Abschaltung der Stromversorgung des Pump-Lasers.

In Abbildung B.4 sind die Ausgangsleistungen des Faserverstärkers nach dem optischen Isolator (Linus FI-1060-5 SI-HP) und des Pumpdioden-Moduls in Abhängigkeit von dem Strom, der durch die Pumpdioden fließt, dargestellt. Die Transmission des Isolators beträgt ca. 95%. Basierend auf diesen Messdaten können wir auch direkt die Ausgangsleistungen des Faserverstärkers in Abhängigkeit von der Leistung des Pump-Lichts auftragen (s. Abbildung B.5). Im Vergleich zu den in [Lie03] publizierten Messdaten erzeugen wir mit unserem Faserverstärker (nach dem optischen Isolator!) bei einer Pumpleistung von 37.5 W nahezu doppelt soviel Licht. Allerdings können wir derzeit im Dauerbetrieb nur eine maximale Ausgangsleistung von ca. 15-20 W erzielen. Im Vergleich dazu beträgt die maximale Ausgangsleistung des in [Lie03] beschriebenen Faserverstärkers über 100 W (bei einer Pumpleistung von ca. 160 W), wobei hier keine Aussagen über einen Dauerbetrieb vorliegen. In unserem Fall sind wir durch die schon weiter oben angesprochenen "self-pulsing" Effekte, die bei höheren Pump-Leistungen verstärkt auftreten, limitiert. In [Upa10] sind die möglichen Ursachen für diese Effekte zusammengefasst: externe Störungen (z.B. Rauschen des Pump-Lichts),

Re-Absorption in einem nicht gepumpten Teilstück der Glasfaser, Streuprozesse (z.B. Rayleigh-Streuung oder stimulierte Brillouin-Streuung) oder die Bildung von Ionenpaaren in stark dotierten Fasern. Wodurch werden die "self-pulsing" Effekte in unserem Aufbau verursacht und warum spielen sie für [Lie03] (scheinbar) keine Rolle? Der wesentliche technische Unterschied in dem Vergleichsaufbau besteht in der Verwendung einer Glasfaser mit einem D-förmigen inneren Mantel. Diese Form begünstigt nachweislich die Absorption des Pump-Lichts durch die Yb Atome [Zel97]. Daher könnten möglicherweise Re-Absorptionen in nicht gepumpten Teilstücken der Glasfaser der limitierende Faktor in unserem Aufbau sein. Die abschließende Beantwortung dieser Frage bedarf aber noch weiterer Untersuchungen.

C Publikationen

Dual-species Bose-Einstein condensate of ^{87}Rb and ^{133}Cs in spatially separated optical traps

A. D. Lercher *et al.*
in prep.

Observation of interspecies Feshbach resonances in an ultracold Rb-Cs mixture

K. Pilch, A. D. Lange, A. Prantner, G. Kerner, F. Ferlaino, H.-C. Nägerl, and R. Grimm
Phys. Rev. A **79**, 042718 (2009)

Determination of atomic scattering lengths from measurements of molecular binding energies near Feshbach resonances

A. D. Lange, K. Pilch, A. Prantner, F. Ferlaino, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, and C. Chin
Phys. Rev. A **79**, 013622 (2009)

Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms

T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm
Nature **440**, 315 (2006)

(Anmerkung: Die letzten drei Publikationen in der Liste entstanden vor meiner Heirat, bei der ich den Nachnamen *Lercher* meiner Frau angenommen habe, und tragen daher meinen alten Nachnamen *Lange*.)

D Curriculum Vitae

Zur Person

geboren am 02.12.1979 in Osnabrück
verheiratet
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Werdegang

seit 03/2005

Promotionsstudium der Physik an der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck
Projekt: "Ultracold polar RbCs molecules", Arbeitsgruppe Prof. Dr. R. Grimm, Institut für Experimentalphysik

10/2000-03/2005

Diplomstudium der Physik an der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg und an der State University of New York at Stony Brook, USA
Titel der Diplomarbeit: "Hyperfine splitting of the 6s level in Rb"
Doppelabschluss: Diplom-Physiker Univ. und Master of Arts Physics

06/1999-05/2000

Zivildienst auf der Säuglingsstation im Kinderhospital Osnabrück

1986-1999

Schul Ausbildung in Osnabrück

Stipendien/Mitgliedschaften

seit 2002

Mitglied der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

01/2001-03/2005

Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes

Literaturverzeichnis

- [Alt03] E. Altman, W. Hofstetter, E. Demler, and M. D. Lukin, *Phase diagram of two-component bosons on an optical lattice*, New J. Phys. **5**, 113 (2003).
- [And95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in dilute atomic vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [And05] M. Anderlini, E. Courtade, M. Cristiani, D. Cossart, D. Ciampini, C. Sias, O. Morsch, and E. Arimondo, *Sympathetic cooling and collisional properties of a Rb-Cs mixture*, Phys. Rev. A. **71**, 061401(R) (2005).
- [Ast05] G. E. Astrakharchik, J. Boronat, J. Casulleras, and S. Giorgini, *Beyond the Tonks-Girardeau Gas: Strongly Correlated Regime in Quasi-One-Dimensional Bose Gases*, Phys. Rev. Lett. **95**, 190407 (2005).
- [Ast08] G. E. Astrakharchik and Y. E. Lozovik, *Super-Tonks-Girardeau regime in trapped one-dimensional dipolar gases*, Phys. Rev. A **77**, 013404 (2008).
- [Aym05] M. Aymar and O. Dulieu, *Calculation of accurate permanent dipole moments of the lowest $^1,3\Sigma^+$ states of heteronuclear alkali dimers using extended basis sets*, J. Chem. Phys. **122**, 204302 (2005).
- [Bar01] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [Bar04] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Crossover from a Molecular Bose-Einstein Condensate to a Degenerate Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **92**, 120401 (2004).
- [Bar06] R. Barnett, D. Petrov, M. Lukin, and E. Demler, *Quantum Magnetism with Multicomponent Dipolar Molecules in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 190401 (2006).
- [Bar08] M. A. Baranov, *Theoretical progress in many-body physics with ultracold dipolar gases*, Phys. Rep. **464**, 71 (2008).

- [Bar09] G. Barontini, C. Weber, F. Rabatti, J. Catani, G. Thalhammer, M. Inguscio, and F. Minardi, *Observation of heteronuclear atomic Efimov resonances*, Phys. Rev. Lett. **103**, 043201 (2009).
- [Büc07] H. P. Büchler, E. Demler, M. Lukin, A. Micheli, N. Prokof'ev, G. Pupillo, and P. Zoller, *Strongly Correlated 2D Quantum Phases with Cold Polar Molecules: Controlling the Shape of the Interaction Potential*, Phys. Rev. Lett. **98**, 060404 (2007).
- [Bed00] P. F. Bedaque, E. Braaten, and H.-W. Hammer, *Three-body recombination in Bose gases with large scattering length*, Phys. Rev. Lett. **85**, 908 (2000).
- [Ben09] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw, and T. Pfau, *Observation of ultralong-range Rydberg molecules*, Nature **458**, 1005 (2009).
- [Ber98] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules*, Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
- [Ber06] J. F. Bertelsen and K. M. Imer, *Molecule formation in optical lattice wells by resonantly modulated magnetic fields*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **73**, 013811 (2006).
- [Ber07] J. F. Bertelsen and K. M. Imer, *Association of heteronuclear molecules in a harmonic oscillator well*, Physical Review A **76**, 043615 (2007).
- [Ber10] M. Berninger and A. Zenesini, private communication (2010).
- [Bes09] T. Best, S. Will, U. Schneider, L. Hackermüller, D. van Oosten, and I. Bloch, *Role of Interactions in ^{87}Rb - ^{40}K Bose-Fermi Mixtures in a 3D Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **102**, 030408 (2009).
- [Bho08] S. G. Bhongale and E. Timmermans, *Phase Separated BEC for High-Sensitivity Force Measurement*, Phys. Rev. Lett. **100**, 185301 (2008).
- [Bis10] G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, *Collective Excitations of a Dipolar Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **105**, 040404 (2010).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Bra01] E. Braaten and H.-W. Hammer, *Three-body recombination into deep bound states in a Bose gas with large scattering length*, Phys. Rev. Lett. **87**, 160407 (2001).

Literaturverzeichnis

- [Bre31] G. Breit and I. I. Rabi, *Measurement of Nuclear Spin*, Phys. Rev. **38**, 2082 (1931).
- [Bru07] M. Bruderer, A. Klein, S. R. Clark, and D. Jaksch, *Polaron physics in optical lattices*, Phys. Rev. A **76**, 011605(R) (2007).
- [Buo09] P. Buonsante, F. Massel, V. Penna, and A. Vezzani, *Gutzwiller approach to the Bose-Hubbard model with random local impurities*, Phys. Rev. A. **79**, 013623 (2009).
- [Bur09] F. J. Burnell, M. M. Parish, N. R. Cooper, and S. L. Sondhi, *Devil's staircases and supersolids in a one-dimensional dipolar Bose gas*, Phys. Rev. B **80**, 174519 (2009).
- [Cap10] B. Capogrosso-Sansone, C. Trefzger, M. Lewenstein, P. Zoller, and G. Pupillo, *Quantum Phases of Cold Polar Molecules in 2D Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **104**, 125301 (2010).
- [Car09] L. D. Carr, D. DeMille, R. V. Krems, and J. Ye, *Cold and ultracold molecules: science, technology and applications*, New J. Phys. **11**, 055049 (2009).
- [Cat08] J. Catani, L. De Sarlo, G. Barontini, F. Minardi, and M. Inguscio, *Degenerate Bose-Bose mixture in a three-dimensional optical lattice*, Phys. Rev. A **77**, 011603(R) (2008).
- [Cen03] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, and M. Weitz, *All-Optical Realization of an Atom Laser*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003).
- [Chi00] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, *High resolution Feshbach spectroscopy of cesium*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2717 (2000).
- [Chi01] C. Chin, *Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap*, Ph.d. thesis, Stanford University (2001).
- [Chi04a] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas*, Science **305**, 1128 (2004).
- [Chi04b] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, S. Chu, E. Tiesinga, P. J. Leo, and C. J. Williams, *Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs₂*, Phys. Rev. A **70**, 032701 (2004).
- [Chi10] C. Chin, R. Grimm, P. S. Julienne, and E. Tiesinga, *Feshbach resonances in ultracold gases*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1225 (2010).
- [Dal99a] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).

- [Dal99b] J. Dalibard, *Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*, in: M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman (Eds.), *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, 321, IOS Press (1999).
- [Dam03] B. Damski, L. Santos, R. Tiemann, M. Lewenstein, S. Kotochigova, P. Julienne, and P. Zoller, *Creation of a Dipolar Superfluid in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **90**, 110401 (2003).
- [Dan08] J. G. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, R. Hart, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, and H.-C. Nägerl, *Quantum Gas of Deeply Bound Ground State Molecules*, Science **321**, 1062 (2008).
- [Dan09] J. G. Danzl, M. J. Mark, E. Haller, M. Gustavsson, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, R. Hart, and H.-C. Nägerl, *Precision molecular spectroscopy for ground state transfer of molecular quantum gases*, Faraday Discuss. **142**, 283 (2009).
- [Dan10] J. G. Danzl, M. J. Mark, E. Haller, M. Gustavsson, R. Hart, J. Aldegunde, J. M. Hutson, and H.-C. Nägerl, *An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice*, Nature Phys. **6**, 265 (2010).
- [Dav95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [Deh08] B. Deh, C. Marzok, C. Zimmermann, and P. W. Courteille, *Feshbach resonances in mixtures of ultracold ^6Li and ^{87}Rb gases*, Phys. Rev. A **77**, 010701(R) (2008).
- [Dei08] J. Deiglmayr, A. Grochola, M. Repp, K. Mörtlbauer, C. Glück, J. Lange, O. Dulieu, R. Wester, and M. Weidemüller, *Formation of Ultracold Polar Molecules in the Rovibrational Ground State*, Physical Review Letters **101**, 133004 (2008).
- [DeM99] B. DeMarco and D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, Science **285**, 1703 (1999).
- [DeM02] D. DeMille, *Quantum Computation with Trapped Polar Molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002).
- [D'I04] J. P. D'Incao, H. Suno, and B. D. Esry, *Limits on Universality in Ultracold Three-Boson Recombination*, Phys. Rev. Lett. **93**, 123201 (2004).
- [Doc10] O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, T. Bergeman, S. Kotochigova, A. V. Stolyarov, A. de Faria Nogueira, and C. E. Fellows, *Spectroscopic data, spin-orbit functions, and revised analysis of strong perturbative interactions for the $A^1\Sigma^+$ and the $b^3\Pi$ states of RbCs* , Physical Review A **81**, 042511 (2010).

Literaturverzeichnis

- [Doy04] J. Doyle, B. Friedrich, R. V. Krems, and F. Masnou-Seeuws, *Editorial Quo vadis, cold molecules?*, Eur. Phys. J. D **31**, 149 (2004).
- [Dua03] L.-M. Duan, E. Demler, and M. D. Lukin, *Controlling Spin Exchange Interactions of Ultracold Atoms in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **91**, 090402 (2003).
- [Dul09] O. Dulieu and C. Gabbanini, *The formation and interactions of cold and ultracold molecules: new challenges for interdisciplinary physics*, Rep. Prog. Phys. **72**, 086401 (2009).
- [Efi70] V. Efimov, *Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system*, Phys. Lett. B **33**, 563 (1970).
- [Efi71] V. Efimov, *Weakly-bound states of three resonantly-interacting particles*, Sov. J. Nucl. Phys. **12**, 589 (1971).
- [Ein24] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung.*, Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. 1924 261 (1924).
- [Eng06] B. Engeser, *A novel surface trapping apparatus for ultracold cesium atoms and the investigation of an Efimov resonance*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2006).
- [Esr99] B. D. Esry, C. H. Greene, and J. P. Burke, *Recombination of Three Atoms in the Ultracold Limit*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1751 (1999).
- [Fat08] M. Fattori, G. Roati, B. Deissler, C. D. abd M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, L. Santos, M. Inguscio, and G. Modugno, *Magnetic Dipolar Interaction in a Bose-Einstein Condensate Atomic Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **101**, 190405 (2008).
- [Fed96] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, and G. V. Shlyapnikov, *Three-Body recombination of ultracold atoms to a weakly bound s level*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2921 (1996).
- [Fel99] C. E. Fellows, R. F. Gutterres, A. P. C. Campos, J. Vergès, and C. Amiot, *The RbCs $X^1\Sigma^+$ Ground Electronic State: New Spectroscopic Study*, J. mol. Spectrosc. **197**, 19 (1999).
- [Fer06] F. Ferlaino, C. D'Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, *Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture*, Phys. Rev. A **73**, 040702 (2006).
- [Foo05] C. J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press, New York, 2005.

- [G02] K. Góral, L. Santos, and M. Lewenstein, *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002).
- [Gav05] U. Gavish and Y. Castin, *Matter-Wave Localization in Disordered Cold Atom Lattices*, Phys. Rev. Lett. **95**, 020401 (2005).
- [Ger07] T. Gericke, P. Würtz, D. Reitz, C. Utfeld, and H. Ott, *All-Optical formation of a Bose-Einstein condensate for applications in scanning electron microscopy*, Appl. Phys. B **89**, 447 (2007).
- [Gio02] S. Giovanazzi, A. Görlitz, and T. Pfau, *Tuning the Dipolar Interaction in Quantum Gases*, Phys. Rev. Lett. **89**, 130401 (2002).
- [Gio06] S. Giovanazzi, P. Pedri, L. Santos, A. Griesmaier, M. Fattori, T. Koch, J. Stuhler, and T. Pfau, *Expansion dynamics of a dipolar Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **74**, 013621 (2006).
- [Gün06] K. Günter, T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl, and T. Esslinger, *Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 180402 (2006).
- [GO98] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?*, Europhys. Lett. **44**, 25 (1998).
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [Gre05] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, *Probing the Excitation Spectrum of a Fermi Gas in the BCS-BEC Crossover Regime*, Phys. Rev. Lett. **94**, 070403 (2005).
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [Gri05] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau, *Bose-Einstein condensation of chromium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 160401 (2005).
- [Gri06] A. Griesmaier, J. Stuhler, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, and S. Giovanazzi, *Comparing Contact and Dipolar Interactions in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **97**, 250402 (2006).
- [Gro61] E. P. Gross, *Structure of a Quantized Vortex in Boson Systems*, Il Nuovo Cimento **20**, 454 (1961).
- [GS09] Ş. G. Söyler, B. Capogrosso-Sansone, N. V. Prokof'ev, and B. V. Svistunov, *Sign-alternating interaction mediated by strongly correlated lattice bosons*, New J. Phys. **11**, 073036 (2009).

Literaturverzeichnis

- [Gus08a] M. Gustavsson, *A quantum gas with tunable interactions in an optical lattice*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2008).
- [Gus08b] M. Gustavsson, E. Haller, M. J. Mark, J. G. Danzl, G. Rojas-Kopeinig, and H.-C. Nägerl, *Control of interaction-induced dephasing of Bloch oscillations*, Phys. Rev. Lett. **100**, 080404 (2008).
- [Haa07] M. Haas, V. Leung, D. Frese, D. Haubrich, S. John, C. Weber, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Species-selective microwave cooling of a mixture of rubidium and caesium atoms*, New J. Phys. **9**, 147 (2007).
- [Had06] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, *Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas*, Nature **441**, 1118 (2006).
- [Hal98] D. S. Hall, M. R. Matthews, J. R. Ensher, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Dynamics of Component Separation in a Binary Mixture of Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1539 (1998).
- [Hal09] E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, J. G. Danzl, R. Hart, G. Pupillo, and H. Nägerl, *Realization of an Excited, Strongly Correlated Quantum Gas Phase*, Science **325**, 1224 (2009).
- [Hal10] E. Haller, R. Hart, M. J. Mark, J. G. Danzl, L. Reichsöllner, M. Gustavsson, M. Dalmonte, G. Pupillo, and H. Nägerl, *Pinning quantum phase transition for a Luttinger liquid of strongly interacting bosons*, Nature **466**, 597 (2010).
- [Ham03] M. Hammes, D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Evanescent-Wave Trapping and Evaporative Cooling of an Atomic gas at the Crossover to Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **90**, 173001 (2003).
- [Han07] T. M. Hanna, T. Köhler, and K. Burnett, *Association of molecules using a resonantly modulated magnetic field*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**, 013606 (2007).
- [Har08] M. L. Harris, P. Tierney, and S. L. Cornish, *Magnetic trapping of a cold Rb-Cs atomic mixture*, J. Phys. B **41**, 035303 (2008).
- [Her03] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Preparation of a pure molecular quantum gas*, Science **301**, 1510 (2003).
- [Her05] J. Herbig, *Quantum-Degenerate Cesium: Atoms and Molecules*, Ph.D. thesis, Innsbruck University (2005).

- [Hud02] J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds, *Measurements of the Electron Electric Dipole Moment Using YbF Molecules*, Phys. Rev. Lett. **89**, 023003 (2002).
- [Ino98] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*, Nature **392**, 151 (1998).
- [Ino04] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, *Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004).
- [Isa05] A. Isacsson, M.-C. Cha, K. Sengupta, and S. M. Girvin, *Superfluid-insulator transitions of two-species bosons in an optical lattice*, Phys. Rev. B **72**, 184507 (2005).
- [Jez02] D. M. Jezek and P. Capuzzi, *Interaction-driven effects on two-component Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **66**, 015602 (2002).
- [Jul10] P. S. Julienne, J. M. Hutson, and R. Le Sueur, private communication (2010).
- [Kan10] A. Kantian, A. J. Daley, and P. Zoller, *η Condensate of Fermionic Atom Pairs via Adiabatic State Preparation*, Phys. Rev. Lett. **104**, 240406 (2010).
- [Ker00] A. J. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, and S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*, Phys. Rev. Lett. **84**, 439 (2000).
- [Ket96] W. Ketterle and N. J. van Druten, *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 181 (1996).
- [Ket99] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein Condensates*, in: M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman (Eds.), *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, 67, IOS Press (1999).
- [Kin39] G. W. King and J. H. van Vleck, *Dipole-Dipole Resonance Forces*, Phys. Rev. **55**, 1165 (1939).
- [Kin05] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss, *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*, Phys. Rev. A **71** (2005).
- [Kle07] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann, and J. Arlt, *^{40}K - ^{87}Rb Feshbach resonances: Modeling the interatomic potential*, Phys. Rev. A **76**, 020701 (2007).

Literaturverzeichnis

- [Kle08] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, M. Scherer, L. Kattner, E. Tiemann, W. Ertmer, and J. J. Arlt, *Radio-frequency association of heteronuclear Feshbach molecules*, Phys. Rev. A **78**, 061602(R) (2008).
- [Koc08] T. Koch, T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, A. Griesmaier, and T. Pfau, *Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse*, Nature Phys. **4**, 218 (2008).
- [Köh06] T. Köhler, K. Góral, and P. S. Julienne, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, Rev. Mod. Phys. **78** (2006).
- [Kok08] S. J. J. M. F. Kokkelmans, private communication (2008).
- [Kop00] J. P. Koplrow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*, Opt. Lett. **25** (2000).
- [Kot03] S. Kotochigova, P. S. Julienne, and E. Tiesinga, *Ab initio calculation of the KRb dipole moments*, Phys. Rev. A **68**, 022501 (2003).
- [Kot05] S. Kotochigova and E. Tiesinga, *Ab initio relativistic calculation of the RbCs molecule*, J. Chem. Phys. **123**, 174304 (2005).
- [Kot08] S. Kotochigova, private communication (2008).
- [Kra04] T. Kraemer, J. Herbig, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Optimized production of a cesium Bose-Einstein condensate*, Appl. Phys. B **79**, 1013 (2004).
- [Kra06a] T. Kraemer, *Few-Body Interactions in an Ultracold Gas of Cesium Atoms.*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2006).
- [Kra06b] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms*, Nature **440**, 315 (2006).
- [Kuk03] A. B. Kuklov and B. V. Svistunov, *Counterflow Superfluidity of Two-Species Ultracold Atoms in a Commensurate Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **90**, 100401 (2003).
- [Lah07] T. Lahaye, T. Koch, B. Fröhlich, M. Fattori, J. Metz, A. Griesmaier, S. Giovanazzi, and T. Pfau, *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*, Nature **448**, 672 (2007).
- [Lah08] T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi, and M. Ueda, *d-wave collapse and explosion of a dipolar Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **101**, 080401 (2008).

- [Lah09] T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein, and T. Pfau, *The physics of dipolar bosonic quantum gases*, Rep. Prog. Phys. **72**, 126401 (2009).
- [Lan08a] F. Lang, P. v. d. Straten, B. Brandstätter, G. Thalhammer, K. Winkler, P. S. Julienne, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, *Cruising through molecular bound-state manifolds with radiofrequency*, Nature Phys. **4**, 223 (2008).
- [Lan08b] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, *Ultracold Triplet Molecules in the Rovibrational Ground State*, Phys. Rev. Lett. **101**, 133005 (2008).
- [Lan09] A. D. Lange, K. Pilch, A. Prantner, F. Ferlaino, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, and C. Chin, *Determination of atomic scattering lengths from measurements of molecular binding energies near Feshbach resonances*, Phys. Rev. A **79**, 013622 (2009).
- [Leo98] P. J. Leo, E. Tiesinga, P. S. Julienne, D. K. Walter, S. Kadlecek, and T. G. Walker, *Elastic and Inelastic Collisions of Cold Spin-Polarized ^{133}Cs Atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1389 (1998).
- [Lew02] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, *Observation of Anomalous Spin-State Segregation in a Trapped Ultracold Vapor*, Phys. Rev. Lett. **88**, 070403 (2002).
- [Lie03] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann, *100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier*, Opt. Lett. **28** (2003).
- [Loi95] J. C. Loison, A. Durand, G. Bazalgette, R. White, E. Audouard, and J. Vigué, *Molecular Axis Orientation by the "Brute Force" Method*, J. Phys. Chem. **99**, 13591 (1995).
- [Mar02] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, and B. J. Verhaar, *Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis*, Phys. Rev. Lett. **89**, 283202 (2002).
- [Mar07a] M. Mark, F. Ferlaino, S. Knoop, J. G. Danzl, T. Kraemer, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Spectroscopy of ultracold trapped cesium Feshbach molecules*, Phys. Rev. A **76**, 042514 (2007).
- [Mar07b] M. Mark, T. Kraemer, P. Waldburger, J. Herbig, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Stückelberg Interferometry with Ultracold Molecules*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007).
- [Maz07] I. E. Mazets and G. Kurizki, *Modification of Scattering Lengths via Magnetic Dipole-Dipole Interactions*, Phys. Rev. Lett. **98**, 140401 (2007).

Literaturverzeichnis

- [Mer07] K. M. Mertes, J. W. Merrill, R. Carretero-González, D. J. Frantzeskakis, P. G. Kevrekidis, and D. S. Hall, *Nonequilibrium Dynamics and Superfluid Ring Excitations in Binary Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **99**, 190402 (2007).
- [Mic06] A. Micheli, G. K. Brennen, and P. Zoller, *A toolbox for lattice-spin models with polar molecules*, Nature Phys. **2**, 341 (2006).
- [Mic07] A. Micheli, G. Pupillo, H. P. Büchler, and P. Zoller, *Cold polar molecules in two-dimensional traps: Tailoring interactions with external fields for novel quantum phases*, Phys. Rev. A **76**, 043604 (2007).
- [Mie99] H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur, and W. Ketterle, *Observation of Metastable States in Spinor Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2228 (1999).
- [Mil93] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, *Photoassociation Spectrum of Ultracold Rb Atoms*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2204 (1993).
- [Mod02] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio, *Two Atomic Species Superfluid*, Phys. Rev. Lett. **89**, 190404 (2002).
- [Moe95] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson, *Resonances in ultracold collisions of 6Li , 7Li , and 23Na* , Phys. Rev. A **51**, 4852 (1995).
- [Mya97] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, Phys. Rev. Lett. **78**, 586 (1997).
- [Ni08] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Pe'er, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye, *A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules*, Science **322**, 231 (2008).
- [Ni10] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, D. Wang, G. Quéméner, B. Neyenhuis, M. H. G. de Miranda, J. L. Bohn, J. Ye, and D. S. Jin, *Dipolar collisions of polar molecules in the quantum regime*, Nature **464**, 1324 (2010).
- [Ort08] P. P. Orth, I. Stanic, and K. Le Hur, *Dissipative quantum Ising model in a cold-atom spin-boson mixture*, Phys. Rev. A **77**, 051601(R) (2008).
- [Osp06] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs, *Localization of Bosonic Atoms by Fermionic Impurities in a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 180403 (2006).
- [Osp10] S. Ospelkaus, K.-K. Ni, D. Wang, M. H. G. de Miranda, B. Neyenhuis, G. Quéméner, P. S. Julienne, J. L. Bohn, D. S. Jin, and J. Ye, *Quantum-State Controlled Chemical Reactions of Ultracold Potassium-Rubidium Molecules*, Science **327**, 853 (2010).

- [Pap06] S. B. Papp and C. E. Wieman, *Observation of heteronuclear Feshbach molecules from a ^{85}Rb - ^{87}Rb gas*, Phys. Rev. Lett. **97**, 180404 (2006).
- [Pap08] S. B. Papp, J. M. Pino, and C. E. Wieman, *Tunable Miscibility in a Dual-Species Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **101**, 040402 (2008).
- [Par05] G. B. Partridge, K. E. Strecker, R. I. Kamar, M. W. Jack, and R. G. Hulet, *Molecular Probe of Pairing in the BEC-BCS Crossover*, Phys. Rev. Lett. **95**, 020404 (2005).
- [Pet02] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, New York, 2002.
- [Pil05] K. Pilch, *Weiterentwicklung eines Experiments zur Untersuchung zweidimensionaler Quantengase*, Diploma thesis, Univ. Innsbruck (2005).
- [Pil09a] K. Pilch, *Optical trapping and Feshbach spectroscopy of an ultracold Rb-Cs mixture*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2009).
- [Pil09b] K. Pilch, A. D. Lange, A. Prantner, G. Kerner, F. Ferlaino, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Observation of interspecies Feshbach resonances in an ultracold Rb-Cs mixture*, Phys. Rev. A **79**, 042718 (2009).
- [Pit61] L. P. Pitaevskii, *Vortex lines in an imperfect Bose gas*, Sov. Phys. JETP **13**, 451 (1961).
- [Pit03] L. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Oxford University Press, New York, 2003.
- [Pol09] S. E. Pollack, D. Dries, M. Junker, Y. P. Chen, T. A. Corcovilos, and R. G. Hulet, *Extreme Tunability of Interactions in a ^7Li Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **102**, 090402 (2009).
- [Pol10] L. Pollet, J. D. Picon, H. P. Büchler, and M. Troyer, *Supersolid Phase with Cold Polar Molecules on a Triangular Lattice*, Phys. Rev. Lett. **104**, 125302 (2010).
- [Pra08] A. Prantner, *Bau eines Lasersystems zum Fangen, Kühlen und Abbilden von ^{87}Rb -Atomen in einem Doppelspeziesexperiment*, Diploma thesis, Univ. Innsbruck (2008).
- [Pup08] G. Pupillo, A. Micheli, H. P. Büchler, and P. Zoller, *Condensed Matter Physics with Cold Polar Molecules*, arXiv:0805.1896 (2008).
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

Literaturverzeichnis

- [Reg04] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, *Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs*, Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004).
- [Rib02] F. Riboli and M. Modugno, *Topology of the ground state of two interacting Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **65**, 063614 (2002).
- [Ron08] S. Ronen, J. L. Bohn, L. E. Halmos, and M. Edwards, *Dynamical pattern formation during growth of a dual-species Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **78**, 053613 (2008).
- [Ros07] T. Roscilde and J. I. Cirac, *Quantum Emulsion: A Glassy Phase of Bosonic Mixtures in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **98**, 190402 (2007).
- [Ryc04] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004).
- [Sac06] K. Sacha and E. Timmermans, *Self-localized impurities embedded in a one-dimensional Bose-Einstein condensate and their quantum fluctuations*, Phys. Rev. A **73**, 063604 (2006).
- [Sag05] J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, and D. DeMille, *Optical Production of Ultracold Polar Molecules*, Physical Review Letters **94**, 203001 (2005).
- [Sal02] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Ozkul, and F. Sanchez, *Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser*, Opt. Lett. **27**, 1294 (2002).
- [Sch01] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon, *Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea*, Phys. Rev. Lett. **87**, 080403 (2001).
- [SK99] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, and W. Ketterle, *Quantum Tunneling across Spin Domains in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 661 (1999).
- [Smi07] G. Smirne, R. M. Godun, D. Cassettari, V. Boyer, C. J. Foot, T. Volz, N. Syassen, S. Dürr, G. Rempe, M. D. Lee, K. Góral, and T. Köhler, *Collisional relaxation of Feshbach molecules and three-body recombination in ^{87}Rb Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **75**, 020702(R) (2007).
- [Spi07] I. B. Spielman, W. D. Phillips, and J. V. Porto, *Mott-Insulator Transition in a Two-Dimensional Atomic Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **98**, 080404 (2007).
- [Sta04] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004).

- [Ste98] J. Stenger, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, and W. Ketterle, *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*, Nature **396**, 345 (1998).
- [Ste09a] D. A. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata>, Version 2.1.2 (2009).
- [Ste09b] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata>, Version 2.1.2 (2009).
- [Sto88] H. T. C. Stoof, J. M. V. A. Koelman, and B. J. Verhaar, *Spin-exchange and dipole relaxation rates in atomic hydrogen: rigorous and simplified calculations*, Phys. Rev. B **38**, 4688 (1988).
- [Stu05] J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, S. Giovanazzi, P. Pedri, and L. Santos, *Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas*, Phys. Rev. Lett. **95**, 150406 (2005).
- [Stw04] W. C. Stwalley, *Efficient conversion of ultracold Feshbach-resonance-related polar molecules into ultracold ground state ($X^1\Sigma^+v = 0, J = 0$) molecules*, Eur. Phys. J. D **31**, 221 (2004).
- [Szc09] J. Szczepkowski, R. Gartman, M. Witkowski, L. Tracewski, M. Zawada, and W. Gawlik, *Analysis and calibration of absorptive images of Bose-Einstein condensate at nonzero temperatures*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 053101 (2009).
- [Tel01] G. D. Telles, W. Garcia, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato, D. Ciampini, M. Fazzi, J. H. Müller, D. Wilkowski, and E. Arimondo, *Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **63**, 033406 (2001).
- [Tha06] G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, S. Schmid, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, *Long-Lived Feshbach Molecules in a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006).
- [Tha07] G. Thalhammer, *Ultrakalte gepaarte Atome in kohärenten Lichtfeldern*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2007).
- [Tha08] G. Thalhammer, G. Barontini, L. De Sarlo, J. Catani, F. Minardi, and M. Inguscio, *Double Species Bose-Einstein Condensate with Tunable Interspecies Interactions*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008).
- [The04] M. Theis, G. Thalhammer, K. Winkler, M. Hellwig, G. Ruff, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, *Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004).
- [The05] M. Theis, *Optical Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2005).

Literaturverzeichnis

- [Tho05] S. T. Thompson, E. Hodby, and C. E. Wieman, *Ultracold molecule production via a resonant oscillating magnetic field*, Physical Review Letters **95**, 190404 (2005).
- [Tic04] C. Ticknor, C. A. Regal, D. S. Jin, and J. L. Bohn, *Multiplet structure of Feshbach resonances in non-zero partial waves*, Phys. Rev. A **69**, 042712 (2004).
- [Tie07] E. Tiesinga, M. Anderlini, and E. Arimondo, *Determination of the scattering length of the $a^3 \Sigma^+$ potential of $^{87}\text{RbCs}$* , Phys. Rev. A. **75**, 022707 (2007).
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 051401(R) (2001).
- [Tru01] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*, Science **291**, 2570 (2001).
- [Upa10] B. N. Upadhyaya, A. Kuruvilla, U. Chakravarty, M. R. Shenoy, K. Thyagarajan, and S. M. Oak, *Effect of laser linewidth and fiber length on self-pulsing dynamics and output stabilization of single-mode Yb-doped double-clad fiber laser*, Appl. Opt. **49**, 2316 (2010).
- [Ven08] M. Vengalattore, S. R. Leslie, J. Guzman, and D. M. Stamper-Kurn, *Spontaneously Modulated Spin Textures in a Dipolar Spinor Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **100**, 170403 (2008).
- [Vex10] R. Vexiau, N. Bouloufa, and O. Dulieu, private communication (2010).
- [Vog06] T. Vogt, M. Viteau, J. Zhao, A. Chotia, D. Comparat, and P. Pillet, *Dipole Blockade at Förster Resonances in High Resolution Laser Excitation of Rydberg States of Cesium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **97**, 083003 (2006).
- [Vol03] T. Volz, S. Dürr, S. Ernst, A. Marte, and G. Rempe, *Characterization of elastic scattering near a Feshbach resonance in ^{87}Rb* , Phys. Rev. A **68**, 010702 (2003).
- [Wan10] Y. Wang, J. P. D’Incao, H.-C. Nägerl, and B. D. Esry, *Colliding Bose-Einstein condensates to observe Efimov physics*, Phys. Rev. Lett. **104**, 113201 (2010).
- [Web03a] T. Weber, *Bose-Einstein Condensation of Optically Trapped Cesium*, Ph.d. thesis, Univ. Innsbruck (2003).
- [Web03b] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of cesium*, Science **299**, 232 (2003).

- [Web03c] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nagerl, and R. Grimm, *Three-body recombination at large scattering lengths in an ultracold atomic gas*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003).
- [Web08] C. Weber, G. Barontini, J. Catani, G. Thalhammer, M. Inguscio, and F. Minardi, *Association of ultracold double-species bosonic molecules*, Phys. Rev. A **78**, 061601(R) (2008).
- [Wei99] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
- [Wei05] M. Weidemüller, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, J. Deiglmayr, and K. Singer, Laser Spectroscopy XVII, edited by E.A. Hinds, A. Ferguson, and E. Riis (World Scientific, New Jersey, 2005) 264 (2005).
- [Wil08] E. Wille, F. M. Spiegelhalder, G. Kerner, D. Naik, A. Trenkwalder, G. Hendl, F. Schreck, R. Grimm, T. G. Tiecke, J. T. M. Walraven, S. J. J. M. F. Kokkelmans, E. Tiesinga, and P. S. Julienne, *Exploring an Ultracold Fermi-Fermi Mixture: Interspecies Feshbach Resonances and Scattering Properties of ^6Li and ^{40}K* , Phys. Rev. Lett. **100**, 053201 (2008).
- [Wil09] E. Wille, *Preparation of an Optically Trapped Fermi-Fermi Mixture of ^6Li and ^{40}K Atoms and Characterization of the Interspecies Interactions by Feshbach Spectroscopy*, Ph.D. thesis, Innsbruck University (2009).
- [Yi00] S. Yi and L. You, *Trapped atomic condensates with anisotropic interactions*, Phys. Rev. A **61**, 041604(R) (2000).
- [Yi01] S. Yi and L. You, *Trapped condensates of atoms with dipole interactions*, Phys. Rev. A **63**, 053607 (2001).
- [Yi07] S. Yi, T. Li, and C. P. Sun, *Novel Quantum Phases of Dipolar Bose Gases in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **98**, 260405 (2007).
- [Zel97] H. Zellmer, A. Tünnermann, and H. Welling, *Double-Clad Fiber Laser with 30 W Output Power*, OSA TOPS Optical Amplifiers and Their Applications **16** (1997).
- [Zuc10] P. S. Zuchowski and J. M. Hutson, *Reactions of ultracold alkali-metal dimers*, Phys. Rev. A **81**, 060703(R) (2010).
- [Zwi05] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, and W. Ketterle, *Vortices and Superfluidity in a Strongly Interacting Fermi Gas*, Nature **435**, 1047 (2005).