

Diplomarbeit

**Implementierung und Untersuchung von
Raman-Seitenbandkühlung zur Erzeugung
eines ultrakalten Cäsiumgases**

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Anton Flir

Institut für Experimentalphysik
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

Dezember 2006

Danke

Gleich zu Beginn möchte ich mich bei allen Menschen bedanken die mich auf meinem Weg durchs Studium begleitet, mir Türen geöffnet und mich unterstützt haben.

Mein erster Dank gilt meinem Betreuer und gleichzeitig dem wahrscheinlich besten Salsatänzer (von Innsbruck oder vielleicht auch der Welt) Christoph Nägerl. Er ist maßgeblich dafür verantwortlich, dass diese Diplomarbeit nicht nur für Tiroler sondern auch für deutschsprachige Physikinteressierte lesbar ist.

Weiters möchte ich mich bei meinem, musikalisch nicht weniger talentierten Professor Rudi Grimm bedanken, der mich als Häuptling des international sehr erfolgreichen Stamms der ultrakalten Atomphysiker aus Innsbruck in seine Arbeitsgruppe aufnahm und mir diese Diplomarbeit ermöglichte.

Begeistert war ich von der herzlichen Aufnahme ins CS-III-Team, dem zu jener Zeit Mattias und Peter angehörten. Der „alte Schwede“ und der noch ältere Tiroler Meister im Cross-Country-Biken wiesen mich in die hohe Kunst der Laserkühlung ein. Ein großer Gewinn für unser Team in physikalischer und vor allem in menschlicher Hinsicht sind Elmar und Gabriel. Danke für die unterhaltsame und angenehme Atmosphäre und die eine oder andere Kekspackung die mich in den Nachtstunden im Labor am Leben gehalten hat.

Einen speziellen Dank möchte ich Gregor aussprechen. Zweifelsohne ein unschätzbares Juwel unserer Arbeitsgruppe, der nicht nur versuchte auf all meine Fragen eine Antwort zu finden, sondern auch die Fähigkeit besaß mir diese plausibel zu machen.

In den harten Stunden des „Zusammenschreibens“, die ich mit Tobias teilen durfte, sorgten seine Motivations-Torpedos immer wieder für Abwechslung. Gleichzeitig war er eine unglaubliche Bereicherung für mein Repertoire an Witzen und Flüchen. Danke Captain Cosmotic.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch allen weiteren Mitgliedern unserer Gruppe. Vor allem Stefan, Klaus und Michael für den oft wenig sinnreichen aber dafür umso lustigeren Gedankenaustausch zwischen Tür und Angel. Danke auch Almar, Gerhard, Stefan R., Jens, Charly, Clarice, Florian, Alexander, Christoph, Hans, Andrea und Bastian, der mir bei einem Stromausfall während des Ausheizens zur Seite stand, für die gemeinsamen Aktivitäten und die ausgelassene Stimmung auf zahlreichen Festen.

Für die schöne Zeit in der gemeinsamen Wohnung möchte ich Elsa danken, die mich immer wieder daran erinnerte, die wirklich wichtigen Dinge im Leben nicht aus den Augen zu lassen.

Besonderer Dank gilt meiner Familie, die mich in all meinen Vorhaben unterstützt und an mich glaubt. Sie gibt mir den Rückhalt, der mir vor allem in schwierigen Zeiten wieder neuen Aufwind verleiht und mich zu einem stolzen Mitglied dieser Familie macht.

Am meisten Dank gebührt Moni, die ich über alles liebe, für ihr besonderes Talent mich selbst in der traurigsten Stimmung zum Lachen zu bringen.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Das Cs-Atom | 3 |
| 2.2 | Streueigenschaften von ultrakaltem Cäsium | 3 |
| 2.2.1 | Das Konzept der Streulänge | 3 |
| 2.2.2 | Feshbach-Resonanzen | 5 |
| 2.3 | Laserkühlung | 6 |
| 2.3.1 | Zeeman-Abbremsler und MOT | 6 |
| 2.3.2 | Raman-Seitenbandkühlen | 8 |
| 2.4 | Verdampfungskühlen | 10 |
| 2.5 | Verlust- und Heizprozesse | 11 |
| 2.5.1 | Stöße mit dem Hintergrundgas | 11 |
| 2.5.2 | Nicht-resonante Streuung | 11 |
| 2.5.3 | Inelastische Zwei-Körper-Stöße | 11 |
| 2.5.4 | Drei-Körper-Stöße | 12 |
| 2.5.5 | Parametrisches Heizen | 13 |
| 2.5.6 | Die Gesamtverlust- und Heizrate | 13 |
| 2.6 | Optisches Gitter und Raman-Kopplung | 14 |
| 2.6.1 | Berechnung des Potentials | 14 |
| 2.6.2 | Fallenfrequenzen und Raman-Kopplung | 17 |
| 3 | Experimenteller Aufbau | 23 |
| 3.1 | Vakuum-Kammer | 24 |
| 3.1.1 | Cäsiumofen | 25 |
| 3.1.2 | Fensterwürfel | 25 |
| 3.1.3 | Glaszelle | 26 |
| 3.2 | Magnetspulen | 28 |
| 3.2.1 | Ausgleichsspulen | 28 |
| 3.2.2 | Zeeman-Spulen | 29 |
| 3.2.3 | Gradienten- und Biasfeld-Spulen | 30 |
| 3.3 | Diodenlasersystem | 32 |
| 3.3.1 | Aufgaben des Diodenlasersystems | 32 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.3.2 | Realisierung des Diodenlasersystems | 34 |
| | Master-Laser I | 35 |
| | Slave-Laser I | 36 |
| | Slave-Laser II und III | 37 |
| | Master-Laser II | 38 |
| 4 | Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen | 41 |
| 4.1 | Vorkühlen | 41 |
| 4.2 | Raman-Seitenbandkühlen | 42 |
| 4.2.1 | Die Bestimmung der Teilchenzahl | 43 |
| 4.2.2 | Die Bestimmung der Temperatur | 44 |
| 4.2.3 | Das Kühllicht | 45 |
| 4.2.4 | Fallenfrequenzen und Raman-Kopplung | 46 |
| 4.2.5 | Das optimale Magnetfeld | 46 |
| 4.2.6 | Die optimale Raman-Lichtleistung | 48 |
| 4.2.7 | Die optimale Polarisierer-Lichtleistung | 49 |
| 4.2.8 | Die optimale Polarisierer-Verstimmung | 49 |
| 4.2.9 | Die optimale RSK-Zeit | 50 |
| 4.2.10 | Der Polarisierungsgrad | 51 |
| 4.2.11 | Raman-Kühlen nicht gebundener Atome | 52 |
| 4.3 | Verdampfungskühlen | 53 |
| 4.3.1 | Reservoir-Falle | 54 |
| 4.3.2 | Laden der Dimple-Falle | 55 |
| 4.3.3 | Thermalisieren in der Dimple-Falle | 55 |
| 4.3.4 | Erzwungene Verdampfung | 56 |
| 4.3.5 | Der Phasenübergang | 56 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 59 |

1 Einleitung

Die Erzeugung der ersten *Bose-Einstein-Kondensate* mit ^{87}Rb -Atomen [And95] und ^{23}Na -Atomen [Dav95b], für die E. A. Cornell, C. E. Wieman und W. Ketterle 2001 den Nobelpreis für Physik erhielten, hat die Tür zu vielen neuen interessanten Experimenten geöffnet. Diese reichen von der Physik der Materiewellen bis hin zur Chemie von ultrakalten Molekülen. Zu den prominentesten Experimenten zählen die Interferenz von Materiewellen [And97], die Anregung von Vortizes [Mat99, Mad00] und Materiewellen-Solitonen [Bur99, Den00, Kha02], die Erzeugung von molekularen Quantengasen aus Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) [Her03, Xu03, Dür04] und die ersten molekularen BECs [Joc03, Gre03].

Einen ungeheuren Aufschwung erlebte das Forschungsfeld der ultrakalten Quantengase durch die Idee, Atome in einem optischen Gitter einzuschließen. Diese wurde zwar schon 1968 geboren [Let68], doch erst 1989 stellt die optische Melasse [Let89] die erste Realisierung von Letokhovs Theorie dar. Seither kamen optische Gitter in einer großen Zahl von Experimenten zur Anwendung. Neben der Entwicklung von neuen Laserkühltechniken, wie dem Raman-Seitenbandkühlen [Ham98], wurden mit ihrer Hilfe Atominterferometer realisiert [Gil95, Roa04, Shi04] und Bloch-Oszillationen nachgewiesen [Dah96, Mor01, Fer06]. Darüber hinaus gelang in einem Aufsehen erregenden Experiment die Beobachtung eines Quantenphasenübergangs (Suprafluid zu Mott-Isolator Phase) [Gre02].

Unter all den bis heute zu einem BEC kondensierten Alkalimetallen wie ^{87}Rb [And95], ^{23}Na [Dav95b], ^7Li [Bra95], ^{85}Rb [Cor00] und ^{41}K [Mod01] hielt Cs den Kondensationsversuchen [Arl98, Sö98] am längsten Stand. Ähnlich wie bei der Kondensation von ^{87}Rb versuchte man auch bei Cs, den Phasenübergang zum BEC in magnetischen Fallen zu erreichen. Die Atomverluste durch inelastische Zwei-Körper-Stöße waren jedoch so hoch, dass man sich fragte, ob die Erzeugung eines Cs-BECs überhaupt möglich ist [GO98]. Am 5. Oktober 2002 gelang es in einem Experiment in unserer Arbeitsgruppe dennoch, ein Ensemble von ^{133}Cs -Atomen zu kondensieren [Web03b]. Die Lösung des Problems lag darin, die Atome, anstatt wie in den früheren Experimenten im oberen Hyperfein-Grundzustand ($F=4$), im absoluten Grundzustand ($F=3$, $m_F=3$) zu fangen. In diesem Zustand ist keine Spinrelaxation möglich, wodurch die Verluste durch inelastische Zwei-Körper-Stöße verschwinden. Gleichzeitig bietet dieser Zustand nahezu optimale Abstimmungsmöglichkeiten für die atomare Wechselwirkung. Da dieser Zustand magnetisch nicht fangbar ist, wurde statt der ma-

1 Einleitung

gnetischen eine optische Falle verwendet. Durch Verdampfungskühlen des Ensembles in dieser Falle erzielte man schlussendlich den Phasenübergang zum BEC.

Mit den Erfahrungen, die man mit diesem Cs BEC Experiment gewann, wurde ein Experiment der zweiten Generation zum Kondensieren von ^{133}Cs -Atomen aufgebaut. Der Aufbau der Apparatur wird zum ersten Mal in dieser Diplomarbeit vorgestellt und charakterisiert. Er stellt eine Weiterentwicklung des 3D Cs BEC Experiments dar und ist mit seinen Neuerungen vor allem auf ein BEC mit höheren Atomzahlen und optimalen optischen Zugang ausgelegt. Ein leicht zu implementierendes optisches Gitter kombiniert mit der magnetischen Abstimbarkeit der atomaren Wechselwirkung über Feshbach-Resonanzen bietet uns ein hohes Maß an Kontrolle über fast alle Freiheitsgrade. Dies ermöglicht uns eine Reihe von interessanten Experimenten. Sie reichen von der Untersuchung eines BECs im optischen Gitter in Abhängigkeit der Wechselwirkungsstärke über die Bildung von Molekülen und die Ermittlung der Stoßeigenschaften von genau zwei oder drei Atomen bis hin zur Atom- und Molekülinterferometrie.

Die Schwerpunkte dieser Arbeit liegen in

- der Fertigstellung des Diodenlasersystems zum Fangen und optischen Kühlen von ^{133}Cs -Atomen, was den optischen Aufbau (Diodenlaser, Kontrollspektroskopie, Frequenzverschiebung mit akusto-optischen Modulatoren (AOM)) und die gesamte dafür notwendige Elektronik (Dioden- und AOM-Treiber, Temperatur- und Intensitätsstabilisierungen) miteinschließt,
- der Entwicklung und dem Bau der Gradienten und Biasfeldspulen samt Kühlkörper und Wasserkühlung und der Implementierung einer CCD-Kamera zur Fluoreszenz-Abbildung der Atom-Wolke,
- der analytischen Berechnung der Fallenfrequenzen und Raman-Übergangsraten des Raman-Gitters und dem Simulieren des Gitterpotentials mit Hilfe von Computerprogrammen (Matlab, Maple), um die Einflüsse von Änderungen in den Strahlparametern, wie Polarisationswinkel, Strahlintensität oder Phasenfluktuationen besser zu verstehen,
- dem optischen Aufbau der magneto-optischen Falle und des Raman-Seitenbandkühlens, der Charakterisierung des Raman-Seitenbandkühlens unter Variation der verschiedenen Kühlparameter und dem anschließenden Vergleich mit Berechnungen aus dem Modell für das Gitterpotential.

2 Grundlagen

2.1 Das Cs-Atom

Das Cs-Atom, dessen Hyperfeinübergang von $F=3$ nach $F=4$ bei einer Frequenz von ca. 9,2 GHz nun schon seit fast vier Jahrzehnten die Dauer einer Sekunde definiert, ist im Periodensystem der Elemente in vielerlei Hinsicht ausgezeichnet. Mit der Kernladungszahl 55 ist ^{133}Cs das schwerste stabile Alkaliatom. Es ist das weichste von allen Metallen und hat einen niedrigen Schmelzpunkt von $28,5^\circ\text{C}$. Darüber hinaus hat Cäsium die niedrigste Ionisationsenergie und die stärkste Van-der-Waals Wechselwirkung unter allen Elementen.

Aufgrund der hohen Masse hat Cäsium im Vergleich zu den anderen Alkalis eine sehr niedrige Photonenrückstossenergie, die einer Temperatur von $T_R = 200\text{ nK}$ entspricht. Eine Eigenschaft, die für die Laserkühlung sehr von Vorteil ist. Obwohl das Cs-Atom als „heißer“ Kandidat zur Erzeugung des ersten BECs gehandelt wurde [Mon90], war es schließlich das letzte der stabilen Alkaliatome, welches man zu einem BEC kondensierte [Web03b]. Die Gründe dafür liegen zum Großteil in den exotischen Streueigenschaften von Cäsium bei sehr niedrigen Stoßenergien.

2.2 Streueigenschaften von ultrakaltem Cäsium

Stöße zwischen Atomen können in zwei Kategorien eingeteilt werden, elastische und inelastische. Bei elastischen Stößen wird die kinetische Energie der beteiligten Stoßpartner umverteilt, ohne dass sich dabei ihr innerer Quantenzustand verändert. Stöße dieser Art sorgen für die Thermalisierung der gefangenen Atome, eine Grundvoraussetzung für die Verdampfungskühlung. Hingegen ändern inelastische Stöße den inneren Quantenzustand eines oder mehrerer Stoßpartner, was im allgemeinen den Verlust von Atomen und das Aufheizen des gesamten Ensembles zur Folge hat. Generell gilt es, auf dem Weg zum BEC die inelastischen Stöße zu vermeiden bzw. relativ zu den elastischen Stößen zu unterdrücken.

2.2.1 Das Konzept der Streulänge

Im Prinzip muss zur Beschreibung der Streuung zweier Partikel deren Wechselwirkungspotential genau bekannt sein. Im Fall eines ultrakalten Gases oder insbesondere

2 Grundlagen

eines BEC's sind die relevanten Stossenergien jedoch so niedrig, dass das Verhalten des Ensembles allein durch einen Parameter, der *Streulänge* a , beschrieben werden kann.

Eine Standardtechnik zum Lösen von Streuproblemen in der Quantenmechanik ist die Partialwellenzerlegung [CT99]. Dabei werden die einlaufenden Wellenpakete nach Partialwellen mit unterschiedlichem Bahndrehimpuls l entwickelt. Es genügt, die *Phasenverschiebungen* $\delta_l(k)$ zwischen den einlaufenden und den auslaufenden Wellen, die vom relativen Impuls $k = \sqrt{2\mu E_c}/\hbar$ mit der reduzierten Masse $\mu = m/2$ und der Kollisionsenergie E_c abhängen, zu kennen, um daraus die für die Streuung charakteristischen Größen wie *Streuamplitude* und *Streuquerschnitt* zu berechnen. Findet die Streuung bei hinreichend niedrigen Energien statt, so stellt das abstoßende Zentrifugal-Potential $(l(l+1)/2\mu r)$ für Atome mit $l > 0$ eine unüberwindbare Barriere dar. In diesem Fall werden nur einlaufende Partialwellen mit $l = 0$ gestreut und das Stoßverhalten ist allein durch die Phasenverschiebung $\delta_{l=0}(k)$ gegeben. Man spricht von der sogenannten *s-Wellen-Streuung* [Dal99]. Die Phasenverschiebung wird in diesem niederenergetischen Bereich ($k \rightarrow 0$) durch die s-Wellen Streulänge

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k} \quad (2.1)$$

parametrisiert. Die physikalische Bedeutung dieser Streulänge kann durch das asymptotische Verhalten der Streuwellenfunktion im Bereich der Wechselwirkungszone erklärt werden. Interpoliert man die asymptotische Streuwellenfunktion, so erhält man einen Knotenpunkt. Die Lage dieses Knotenpunktes relativ zum Stoßzentrum bestimmt die Art und Stärke der Wechselwirkung. Negative Streulängen kennzeichnen dabei eine attraktive und positive Streulängen eine repulsive Wechselwirkung. Bei einer Streulänge von Null gibt es effektiv keine Wechselwirkung mehr (*Ramsauer-Townsend-Effekt* [Tay72, Sit75]).

Vernachlässigt man inelastische Streuprozesse, so ist der *elastische Wirkungsquerschnitt* bei einem Stoß zwischen polarisierten Bosonen gegeben durch [Chi01]

$$\sigma_{el}(k) = \frac{8\pi a^2}{(1 - r_e k^2 a/2)^2 + k^2 a^2} \quad (2.2)$$

wobei r_e die effektive Reichweite des Wechselwirkungspotentials berücksichtigt. Für Cäsium kann die Korrektur des elastischen Wirkungsquerschnitts $r_e k^2 a/2$ bei Temperaturen unter $1 \mu\text{K}$ vernachlässigt werden, vorausgesetzt, dass die Streulänge nicht resonant erhöht wird (siehe nächster Abschnitt). In diesem Limit reduziert sich der elastische Wirkungsquerschnitt von Gl. 2.2 zu

$$\sigma_{el}(k) = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (2.3)$$

Betrachtet man Gl. 2.3 für niedrige Stossenergien und kleine Streulängen ($ka \ll 1$), so ergibt sich der elastische Wirkungsquerschnitt zu $\sigma_{el}(k) = 8\pi a^2$. Befindet man sich hingegen im sogenannten unitären Limes ($ka \gg 1$), so erhält man den Ausdruck $\sigma_{el}(k) = 8\pi/k^2$. Er stellt eine obere Grenze für den elastischen Wirkungsquerschnitt dar, die in unserem Experiment relevant wird, wenn die Streulänge von Cäsium durch Resonanzphänomene divergiert. Für bosonische Cs-Atome mit einer Temperatur von $1 \mu\text{K}$ beträgt der maximale elastische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{el}^{max} = (0,43 \mu\text{m})^2$ [Chi01].

2.2.2 Feshbach-Resonanzen

Feshbach-Resonanzen [Fes62], benannt nach Herman Feshbach, der Resonanzphänomene im Bereich der Kernphysik untersuchte, kommen in der Streuwechselwirkung von Atomen dadurch zustande, dass das asymptotische Energieniveau des Streuzustandes mit dem eines gebundenen Molekülzustandes nahe der Dissoziationsgrenze entartet. In diesen Fällen koppelt die atomare Wellenfunktion resonant an die des Moleküls, was eine drastische Änderung der Streueigenschaften zur Folge hat [Chi01, Tie93].

Das Potential der einlaufenden Streuwelle, der sogenannte *Eingangskanal* ist in Abb. 2.1(a) dargestellt. Darüber sieht man eine zweite Potentialkurve, die einen gebundenen Molekülzustand besitzt. Liegt dessen Energie über dem asymptotischen Energieniveau des Eingangskanal, spricht man von einem *geschlossenen Kanal*. Sind die magnetischen Momente des Streu- und des Molekülzustandes unterschiedlich, so kann man deren Energieniveaus über ein externes Magnetfeld verschieben (siehe Abb. 2.1(b) unten). Bei einer Annäherung der Energien divergiert die Streulänge. Liegt der Molekülzustand knapp unterhalb (oberhalb) des Streuzustandes, so nimmt die Streulänge große positive (negative) Werte an (siehe Abb. 2.1(b) oben). Das Atom besitzt an dieser Stelle eine Feshbach-Resonanz. Die Breite einer solchen Feshbach-Resonanz ist vom Unterschied im magnetischen Moment und von der Kopplungsstärke abhängig.

In Abb. 2.2 ist die berechnete Streulänge von Cäsium im Hyperfeinzustand $|F = 3, m_F = 3\rangle$ in Einheiten des Bohr'schen Radius a_0 in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes gezeigt [Chi04]. Eine sehr breite Feshbach-Resonanz in der Nähe von $B = -12 \text{ G}$ dominiert den Verlauf der Streulänge. Durch sie ergibt sich ein relativ flacher Nulldurchgang bei $17,06 \text{ G}$ (siehe Inset in Abb. 2.2). Dieser erlaubt eine präzise Abstimmung der Streulänge a von negativen zu positiven Werten und ermöglicht das „Ausschalten“ der sogenannten „Meanfield“-Wechselwirkung in einem BEC bei $a = 0$. Schnelle Änderungen der Streulänge werden durch schmale Resonanzen, wie z.B. die bei 48 G , ermöglicht. Die Resonanzen sind mit den Quantenzahlen (l, f, m_f) , welche die beteiligten Molekülzustände charakterisieren, beschriftet. Dabei ist l der Bahndrehimpuls, f der innere Gesamtdrehimpuls und m_f die magnetische Quanten-

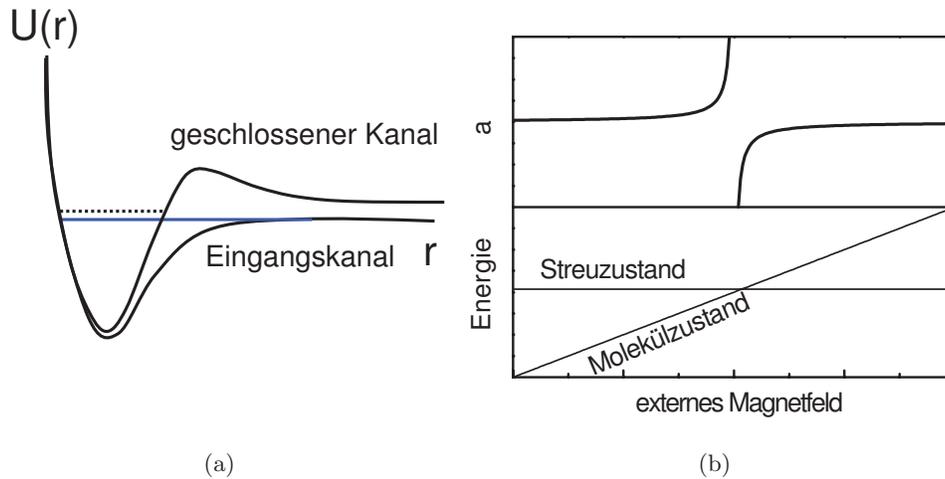


Abb. 2.1: Die Potentialkurven des Eingangskanals und eines geschlossenen Kanals, der einen Molekülzustand trägt (a). Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes kann das Energieniveau des Molekülzustands relativ zum Eingangskanal verschoben werden (b unten). Dies ermöglicht die Entartung des Streuzustandes mit dem Molekülzustand. Ist eine Kopplung zwischen diesen Zuständen möglich, so tritt an dieser Stelle eine Feshbach-Resonanz auf und die Streulänge a zeigt dispersives Verhalten (b oben).

zahl. Die Tatsache, dass man die Wechselwirkung und mit ihr die Stoßrate in einer thermischen Wolke von Cs-Atomen mit einem externen Magnetfeld über die Variation der Streulänge gezielt steuern kann, ermöglicht eine effiziente Verdampfungskühlung (siehe Kap. 2.4) und hat somit maßgeblich zur Erzeugung des ersten BECs mit Cs-Atomen beigetragen [Web03b].

2.3 Laserkühlung

Um die Cs-Atome zu einem BEC bei den typischen Atomdichten von 10^{12} bis 10^{13} Atome/cm³ zu kondensieren, muss ihre anfängliche Temperatur von ca. 370 K auf wenige nK reduziert werden. Den größten Schritt in Richtung Kondensationstemperatur $T_c \approx 50$ nK erreicht man mit Laserkühlung. In unserem Experiment kommen eine Technik zum Abbremsen von Atomen und zwei Laserkühltechniken zur Anwendung. Dazu gehört das *Zeeman-Abbremsen* [Phi82], die *magneto-optische Falle* (MOT) [Met89] und das *3D-Raman-Seitenbandkühlen* [Ker00].

2.3.1 Zeeman-Abbremsen und MOT

Wenn die Cs-Atome vom Dispenser abdampfen und von den Ofenwänden auf einer Temperatur von ca. 90 °C gehalten werden, verlassen sie die Ofensektion (Kap. 3.1)

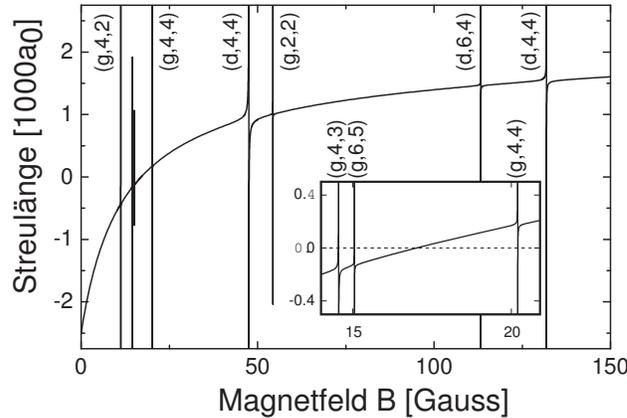


Abb. 2.2: Die berechnete Streulänge für den Zustand $F = 3, m_F = 3$ als Funktion des Magnetfeldes. Der Verlauf wird von einer Feshbach-Resonanz in der Nähe von -12 G dominiert. Unter den weiteren Feshbach-Resonanzen gibt es eine breitere bei $48,0$ G, verursacht durch Kopplung an einen d -Wellen Molekülzustand. Die Quantenzahlen, welche die Molekülzustände charakterisieren, sind hier angegeben als (l, f, m_f) . Das Inset zeigt den Nulldurchgang bei $17,06$ G mit einer Steigung von ca. $0,6 a_0/10$ mG. Die Abbildung ist entnommen aus Ref. [Chi04].

durch eine 3 mm große Öffnung und bildet einen Atomstrahl. Mit Hilfe einer MOT [Met89] in Kombination mit einem Zeeman-Abbremsler [Phi82] werden Atome aus diesem Atomstrahl abgebremst, gefangen und gleichzeitig gekühlt.

Die magneto-optische Falle wurde 1987 von Raab et al. [Raa87] zum ersten Mal realisiert und hat sich schnell als Standardtechnik zur Erzeugung von kalten Atom-Wolken etabliert. Ein besonderer Vorteil dieser Fang- und Kühltechnik ist ihre einfache Konstruktion. Nebenbei ist die Falle sehr robust gegenüber Ungenauigkeiten in der Strahlbalance oder der Polarisation.

Das Fallenzentrum einer typischen MOT befindet sich im Überlappungsbereich von sechs rotverstimmten zirkular polarisierten Laserstrahlen, die entlang jeder Raumrichtung jeweils paarweise gegenläufig angeordnet sind. Ein zusätzliches inhomogenes Magnetfeld sorgt für eine positionsabhängige Zeeman-Verschiebung der Atome. Ein Atom, welches sich entgegen der Richtung eines Laserstrahls bewegt, erfährt eine zum Fallenzentrum hin gerichtete Kraft, da aufgrund der geeignet gewählten Polarisation des Laserlichts und der Zeeman-Verschiebung die Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz umso geringer wird, je weiter sich das Atom vom Fallenzentrum entfernt. Gleichzeitig werden die Atome wegen der Rotverschiebung des MOT-Lichts gekühlt.

2.3.2 Raman-Seitenbandkühlen

Die Technik des *Raman-Seitenbandkühlens* (RSK) wurde ursprünglich entwickelt, um die Bewegungsenergie von geladenen Atomen in Ionenfallen zu reduzieren [Mon95]. Diese Kühltechnik lässt sich aber auch auf neutrale Atome anwenden [Ham98]. An die Stelle der Ionenfalle tritt ein optisches Gitter, welches die Atome während des Kühlprozesses einschließt.

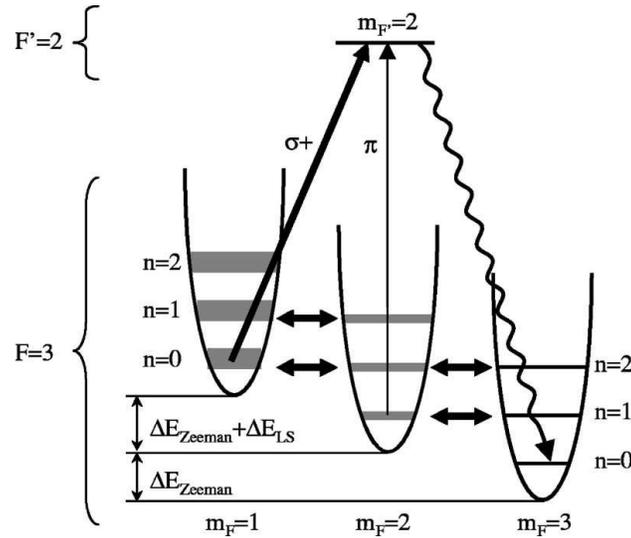


Abb. 2.3: Die Abbildung zeigt das Raman-Seitenbandkühlschema von S. Chu et al.. Ziel ist es, die im optischen Gitter gefangenen Atome in einer Sequenz von Kühlzyklen in den Vibrations-Grundzustand $n = 0$ zu bringen. Jeder Zyklus besteht aus zwei Raman-Übergängen (Doppelpfeile), gefolgt von schnellem optischen Pumpen durch die σ^+ -Komponente des sogenannten Polarisierers. Nur der letzte Zyklus besteht aus nur einem einzigen Raman-Übergang, gefolgt von langsamen optischen Pumpen durch die π -Komponente. Der Kühlprozess endet im Zustand $|F = 3, m_F = 3, n = 0\rangle$, welcher für den Pumpstrahl als auch für den Gitterstrahl einen Dunkelzustand darstellt. Die verschiedenen Vibrationsniveaus werden mit Hilfe eines Magnetfeldes entartet (ΔE_{Zeeman}). Das Pumplicht sorgt für eine Verbreiterung der Zustände mit $m_F = 1, 2$ und induziert die Lichtverschiebung ΔE_{LS} .

Das Kühlschema unseres Aufbaus ist dem, welches von S. Chu und seiner Gruppe [Ker00, Tre01] vorgeschlagen wurde, sehr ähnlich. Es ist in Abb. 2.3 zu sehen. Es basiert darauf, die in einem optischen Gitter gefangenen Atome in den Vibrations-Grundzustand zu kühlen und gleichzeitig in den elektronischen Zustand $|F = 3, m_F = 3\rangle$ zu polarisieren. Dazu werden die Vibrationsniveaus eines Gittertopfs mit magnetischer Quantenzahl m_F und Vibrationsquantenzahl n an jene des selben Gittertopfs mit $m_F \pm 1$ und $n \pm 1$, durch vom Gitter induzierte Raman-Übergänge aneinander gekoppelt, während gleichzeitig die entsprechenden Zustände durch Anlegen eines ex-

ternen Magnetfeldes entartet werden. In Kombination mit optischem Pumpen über den $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ Zustand sorgt diese Kopplung für den effektiven Transfer aller Atome in den Dunkelzustand $|F = 3, m_F = 3, n = 0\rangle$.

Im Detail läuft dies folgendermaßen ab: Die Cs-Atome werden in einem zum Übergang ($F = 3$) \rightarrow ($F' = 2, 3, 4$) um 9,2 GHz rot verstimmt optischen Gitter gefangen (siehe Kap. 2.6). Die relativ hohe thermische Energie, die die Atome zu Beginn besitzen, spiegelt sich in der Besetzung hoch angeregter Vibrationsniveaus innerhalb der Gittertöpfe wieder. Die Kühlung verläuft in mehreren Zyklen. Zur Erklärung eines Kühlzyklus starten wir mit einem Atom im $F = 3, m_F = 3$ Zustand mit Vibrationsquantenzahl n . Durch Anlegen eines kleinen Magnetfeldes B_z in Richtung der z -Achse bringt man die Zustände $|F = 3, m_F = 3, n\rangle$ mit $|3, 2, n - 1\rangle$ und $|3, 1, n - 2\rangle$ zur Entartung. Nun ist es energetisch möglich, mit den Gitterstrahlen Raman-Übergänge zu treiben, welche diese Zustände aneinander koppeln (siehe Kap. 2.6.2). Bei jedem Raman-Übergang mit $\Delta m_F = -1$ verliert das Atom ein Vibrationsquant, während sich die Ausrichtung des Spins im Magnetfeld ändert.

Ein zusätzlicher Laserstrahl (*Polarisierer*) mit starker σ^+ - und schwacher π -Polarisation, der zum Übergang $6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 2$ um $\delta_{Pol} = 6$ MHz blau verstimmt ist, pumpt die Atome in den Zustand $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$. Von dort zerfallen sie vorzugsweise in den $m_F = 3$ Zustand. Im Lamb-Dicke Regime (siehe Kap. 2.6.2) ist es sehr unwahrscheinlich, dass sich bei diesem Vorgang die Vibrationsquantenzahl ändert. Zudem induziert das Pumplicht (vor allem der σ^+ -Anteil) eine Lichtverschiebung der Vibrationszustände und verbreitert sie. Diese Verbreiterung hilft, die Entartungsbedingung durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes zu erfüllen.

Die Raman-Übergänge sind wesentlich schneller als das Pumpen mit der π -Komponente des Polarisierers. Aus diesem Grund wird ein Atom im $m_F = 3$ Zustand durch die Raman-Kopplung direkt in den $m_F=1$ -Topf transferiert, außer es befindet sich bereits im Grundzustand des $m_F=2$ -Topfs. Von dort kann es nur noch von der π -Komponente des Polarisierers in den $F' = 2$ Zustand gepumpt werden. Die Kopplung durch die σ^+ -Komponente ist ihrerseits wesentlich stärker als die Raman-Kopplung. Deshalb pumpt sie Atome direkt in den $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ Zustand, bevor sie durch Raman-Übergänge in einem der benachbarten m_F -Töpfe landen.

Bei jedem Kühlzyklus verliert das Atom zwei Vibrationsquanten und wird in den $m_F = 3$ Zustand polarisiert. Die dabei entzogene Energie steckt am Ende im Zerfalls-Photon. Beim letzten Kühlzyklus von $n = 1$ auf $n = 0$ kommt die π -Komponente des Polarisierers zum tragen. Danach befindet sich das Cs-Atom im absoluten Grundzustand $|F = 3, m_F = 3, n = 0\rangle$ des Systems. Dieser ist sowohl für den Pumpstrahl als auch für den Gitterstrahl ein Dunkelzustand. Weitere Reduktion der Energie ist nur noch durch Verringerung der Grundzustandsenergie möglich. Dazu wird die Lichtleistung der Gitterstrahlen adiabatisch heruntergefahren.

Mit *3DRaman-Seitenbandkühlen* wurden ultrakalte Cs-Atom-Wolken mit einer Tem-

peratur von unter 300 nK erzeugt [Han00]. In unserer Arbeitsgruppe wird diese Kühltechnik in allen Labors, in denen mit Cäsium gearbeitet wird, zur Nachkühlung zwischen der MOT und der Verdampfungskühlung (siehe nächster Abschnitt) angewendet.

2.4 Verdampfungskühlen

Obwohl die Laserkühlung vor allem bei Cäsium ein sehr effizientes Instrument zur Erzeugung kalter Atomensembles darstellt, muss der letzte Schritt in Richtung BEC immer noch mit einer weiteren Kühlmethode genommen werden.

Die Verdampfungskühlung wurde zuerst für Wasserstoff entwickelt [Hes86] und fand später Verwendung bei der Kühlung von Alkali-Atomen [Dav95a]. Bereits ein Jahr nach der ersten Demonstration wurde damit das erste BEC erzeugt [And95]. Das Prinzip der Verdampfungskühlung basiert darauf, Atome, die dem hochenergetischen Teil der thermischen Energieverteilung angehören, aus der Falle zu entfernen. Mit den entfernten Atomen wird dem Ensemble mehr kinetische Energie entzogen, als ein Atom im Mittel besitzt. Über die Rethermalisierung durch elastische Stöße wird somit das gesamte Ensemble gekühlt. Bei dem ganzen Prozess gehen zwar Teilchen verloren, aber die verbleibenden Atome besetzen aufgrund der geringeren Temperatur ein kleineres Volumen nahe dem Fallgrund, wodurch sich die Teilchendichte erhöht. Beides zusammen, die geringere Temperatur und die höhere Teilchendichte, führen zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte $\rho = n\lambda_{dB}^3$ (mit der Teilchendichte n und λ_{dB} , der de Broglie Wellenlänge).

Ohne Veränderung des Potentials dampfen heiße Atome aus der Atom-Wolke ab, bis sie eine Temperatur erreicht hat, die ungefähr einem Zehntel der Potentialtiefe entspricht. Um die Verdampfung zu beschleunigen, wird die Potentialtiefe $U(t)$ kontinuierlich verringert. Diesen Prozess nennt man *erzwungenes Verdampfen*. Er wird optimiert, in dem man ihn in mehrere Verdampfungsstufen unterteilt, für die man jeweils die Effizienz [Ket96]

$$\epsilon \equiv \frac{\log(\rho'/\rho)}{\log(N/N')} \quad (2.4)$$

maximiert. Dabei sind ρ und ρ' die Phasenraumdichten am Anfang und am Ende der Verdampfungsstufe und N und N' die jeweiligen Teilchenzahlen. Der Gewinn an Phasenraumdichte wird somit auf einer logarithmischen Skala mit dem Verlust von Atomen verglichen. Im Experiment werden typischerweise Werte von $\epsilon \approx 2 - 4$ erreicht. Das entspricht einer Erhöhung der Phasenraumdichte um zwei bis vier Größenordnungen bei einem Verlust von 90% aller Atome.

2.5 Verlust- und Heizprozesse

Die Prozesse, die in diesem Kapitel erläutert werden, sind die „Stolpersteine“ auf dem Weg zur Maximierung der Phasenraumdichte. Sie beschränken einerseits die Lebensdauer von gefangenen Atomen und führen andererseits zur Aufheizung des gesamten Ensembles. Deshalb ist es wichtig, diese Mechanismen genau zu verstehen, um ihren Einfluss auf das Experiment so gering wie möglich zu halten.

2.5.1 Stöße mit dem Hintergrundgas

Das Hintergrundgas in der Experimentierkammer besitzt Raumtemperatur. Daher findet bei einem Stoß mit einem Atom oder Molekül aus diesem Gas ein großer Impulsübertrag auf das gefangene Cs-Atom statt, der es ihm ermöglicht, aus der Falle zu entweichen. Betrachtet man die gesamte Atom-Wolke, so hat dies eine exponentielle Abnahme der Anzahl von gefangenen Atomen zur Folge. Dieser Zerfall wird durch τ , der $1/e$ Zeitkonstante charakterisiert. Um dem entgegenzuwirken, benötigt man am Ort der Atome ein Ultrahochvakuum im Bereich unter 10^{-12} mbar, so dass dieser Prozess auf der Zeitskala einer Experiment-Sequenz (ca. 5-30 s) keine große Rolle spielt.

2.5.2 Nicht-resonante Streuung

In optischen Dipolfallen kann die nicht-resonante Streuung von Photonen einen Impulsübertrag auf ein gefangenes Atom verursachen. Wenn dieser Impulsübertrag groß genug ist, um das Atom aus der Falle zu entfernen, führt dies ebenfalls zu einem exponentiellen Verlust. Kleinere Impulsüberträge produzieren hingegen ein „heißes Teilchen“, welches das gesamte Ensemble aufheizt.

2.5.3 Inelastische Zwei-Körper-Stöße

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, ändern inelastische Stöße den inneren Quantenzustand der beteiligten Stoßpartner. Wird dabei innere (potentielle) Energie in kinetische Energie umgewandelt, führt dies im Allgemeinen zum Verlust der beiden Stoßpartner, da die kinetische Energie zu groß wird, um sie in der Falle zu halten. Der Teilchenverlust bei diesem Prozess ist von der Dichte abhängig und kann durch folgende Ratengleichung beschrieben werden

$$\left(\frac{\dot{N}}{N}\right)_{2K} = -L_2 \langle n \rangle \quad \text{mit } L_2 = \sigma_{inel} v. \quad (2.5)$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit und σ_{inel} der inelastische Wirkungsquerschnitt.

In früheren Experimenten mit Cs in magnetischen Fallen versuchte man die Atome im $|F = 4, m_F = 4\rangle$ Zustand zu kondensieren [Arn97, Arl98]. Doch man scheiterte

an der hohen Spinrelaxationsrate [Sö98], welche durch die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Spins der Valenzelektronen zweier Atome verursacht wird. Bei der Spinrelaxation befinden sich nach einer Kollision zweier polarisierter Atome ein oder beide Atome im $F=3$ Zustand und die freiwerdende innere Energie (ΔE oder $2\Delta E$) wirft beide Atome aus der Falle. In unserem Experiment sind die Atome nach dem Raman-Seitenbandkühlen im elektronischen Grundzustand $|F = 3, m_F = 3\rangle$ polarisiert (Kap. 2.3.2). Exotherme Zwei-Körper-Stöße sind also ohne vorangehende Anregungsprozesse nicht möglich. Bei einer Temperatur im μK Bereich sind auch endotherme Prozesse energetisch verboten, solange das Magnetfeld

$$B \gg \frac{k_B T}{\hbar \cdot 0,3 \frac{\text{MHz}}{\text{G}}} \quad (2.6)$$

ist. Bei zu geringem Magnetfeld kommt es zu einer stoßinduzierten Änderung des Spins, da die thermische Energie ausreicht, um Atome in den $m_F = 2$ Zustand zu heben. Bei typischen Magnetfeldern und typischen Temperaturen spielt dieser Prozess jedoch in unserem Experiment keine Rolle.

2.5.4 Drei-Körper-Stöße

Bei der *Drei-Körper-Rekombination*, dem Prozess, in dem zwei Atome ein Molekül bilden, während sie mit einem dritten wechselwirken, wird die molekulare Bindungsenergie ε als kinetische Energie freigesetzt. Das Molekül und das dritte am Stoß beteiligte Atom erhalten dabei jeweils $\varepsilon/3$ und $2\varepsilon/3$. Im Allgemeinen ist es sehr wahrscheinlich, dass bei einem solchen Ereignis alle drei Atome aus der Falle verloren gehen [Web03c].

Die Rate solcher inelastischen Drei-Körper-Stöße ist proportional zur mittleren quadratischen Teilchenzahldichte $\langle n^2 \rangle$ mit dem Proportionalitätsfaktor L_3 .

$$\left(\frac{\dot{N}}{N} \right)_{3K} = -L_3 \langle n^2 \rangle \quad (2.7)$$

Somit ist der Teilchenverlust im Fallenzentrum, wo die Teilchenzahldichte maximal wird, am größten. Dort befinden sich auch die kältesten Atome. So führt ein Teilchenverlust durch Drei-Körper-Rekombination gleichzeitig zu einem Aufheizen des Ensembles durch „Anti-Evaporation“.

Ein zweiter Heizmechanismus ist das *Rekombinationsheizen*. Es tritt vor allem bei positiven Streulängen auf, wenn die freigewordene Bindungsenergie nicht ausreicht, um das dritte Atom aus der Falle zu heben. Stattdessen wird die Energie auf das gesamte Ensemble verteilt.

Solche Prozesse spielen vor allem bei hohen Dichten oder in Systemen, wie dem unserem, in denen Zwei-Körperverluste stark unterdrückt sind, eine Rolle.

2.5.5 Parametrisches Heizen

Instabilitäten bei den Fallenfrequenzen oder in der Position des Fallenzentrums führen dem System zusätzliche Energie zu. In magnetischen Fallen kann dies durch Fluktuationen im Strom durch die Magnetspulen verursacht werden. In optischen Fallen sind Veränderungen in der Strahlführung, der Strahlgröße oder der Laserintensität Ursachen von Instabilitäten. In Ref. [Geh98] werden die Fluktuationen der Fallenfrequenzen bzw. der Position des Fallenzentrums einer harmonischen Falle modelliert. Aus diesem Modell werden die Heizraten, welche durch die jeweiligen Fluktuationen verursacht werden, berechnet. Die Heizrate aufgrund von Fluktuationen in den Fallenfrequenzen ist demnach durch

$$\left(\frac{\dot{T}}{T}\right)_\nu = \frac{\Gamma_\nu^x + \Gamma_\nu^y + \Gamma_\nu^z}{3} = \Gamma_\nu, \quad \text{mit } \Gamma_\nu^i = \pi^2 \nu_i^2 S_I(2\nu_i) \quad (2.8)$$

gegeben. Dabei ist ν_i die Fallenfrequenz in Hz in der entsprechenden Raumrichtung und $S_I(2\nu_i)$ das Frequenzspektrum der Intensitätsfluktuationen.

Fluktuationen in der Position des Fallenzentrums führen hingegen zu folgender Heizrate,

$$\left(\frac{\dot{T}}{T}\right)_r = \frac{\Gamma_r^x + \Gamma_r^y + \Gamma_r^z}{3} = \Gamma_r, \quad \text{mit } \Gamma_r^i = \pi^2 \nu_i^2 \frac{S_r^i(\nu_i)}{\langle r_i^2 \rangle}. \quad (2.9)$$

Hier ist $S_r^i(\nu_i)$ das Frequenzspektrum der Positionsfluktuationen des Fallenzentrums in m^2/Hz und $\langle r_i^2 \rangle$ die Varianz der Position eines Atoms in der Falle. Die Gesamtheizrate verursacht durch parametrisches Heizen ergibt sich dann zu

$$\left(\frac{\dot{T}}{T}\right)_p = \Gamma_\nu + \Gamma_r = \Gamma_p. \quad (2.10)$$

2.5.6 Die Gesamtverlust- und Heizrate

Berücksichtigt man alle oben erwähnten Verlustprozesse, so ist die Gesamtverlustrate durch folgende Differentialgleichung gegeben

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{1}{\tau} - L_2 \langle n \rangle - L_3 \langle n^2 \rangle. \quad (2.11)$$

Da die Atome nach dem RSK im elektronischen Grundzustand polarisiert sind, und ihre Temperatur zu gering ist, um sie durch Zwei-Körper-Stöße in den nächst höheren Zustand anzuregen, kann man für unser Experiment den Verlust durch Zwei-Körper-Stöße vernachlässigen. Geht man von einem Atomensemble von N Teilchen in einer dreidimensionalen harmonischen Falle mit Fallenfrequenzen ω_x , ω_y , ω_z und der Temperatur T aus, so kann die Teilchenzahldichte ausgedrückt werden durch

$$\langle n^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{27}} \left(\frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi k_B T} \right)^3 N^2 \quad (2.12)$$

2 Grundlagen

mit der gemittelten Frequenz $\bar{\omega}^3 = \omega_x \omega_y \omega_z$. Setzt man diesen Ausdruck in Gl. 2.11 ein, so erhält man eine Differentialgleichung für die Atomzahl,

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \gamma \frac{N^3}{T^3} \quad (2.13)$$

$$\text{mit} \quad \alpha = \frac{1}{\tau}, \quad \gamma = L_3 \frac{1}{\sqrt{27}} \left(\frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi k_B} \right)^3 \quad (2.14)$$

Aufgrund der Heizeffekte ist die Temperatur dieses Ensembles ebenfalls von der Zeit abhängig. Die mittlere potentielle Energie eines Atoms, welches an einem Drei-Körper-Prozess beteiligt ist, kann durch Integration über eine thermische Verteilung mit Gewichtungen proportional zu n^3 berechnet werden und ergibt $\frac{1}{2}k_B T$. Über das gesamte Ensemble gemittelt erhält man eine Energie von $\frac{3}{2}k_B T$. Somit heizt jedes verlorene Atom den Rest mit der Energie $1k_B T$ auf. Um das Rekombinationsheizen zu berücksichtigen, führen wir die zusätzliche konstante Energie $k_B T_h$ pro verlorenem Atom ein. Damit ergibt sich die Heizrate aufgrund des Teilchenverlusts zu $\dot{T}/T = (\dot{N}/N)_{3K} k_B (T + T_h) / (3k_B T)$. Setzt man darin Gl. 2.7 ein und berücksichtigt das parametrische Heizen, so erhält man einen Ausdruck für die zeitliche Temperaturänderung

$$\frac{dT}{dt} = \gamma \frac{N^2}{T^3} \frac{(T + T_h)}{3} + \Gamma_p T \quad (2.15)$$

2.6 Optisches Gitter und Raman-Kopplung

Unter einem optischen Gitter versteht man ein sich räumlich periodisch änderndes Potential, welches durch die Wechselwirkung eines Atoms mit einem Stehwellenlichtfeld erzeugt wird. Schon 1968 hielt es V. S. Letokhov [Let68] für möglich, Atome in einer Region einer Stehwelle einzuschließen, deren Ausdehnung nicht größer ist als die Wellenlänge des zur Erzeugung der Stehwelle verwendeten Lichtes. Für den Einschluß verantwortlich ist dabei die Dipolkraft [Dem93, Gri00]. Sie ist das Ergebnis der Wechselwirkung eines induzierten atomaren Dipolmoments mit dem anregenden Lichtfeld.

2.6.1 Berechnung des Potentials

Das Raman-Seitenbandkühlen basiert auf einem Gitterpotential, das von vier linear polarisierten Strahlen erzeugt wird. Die Strahlkonfiguration und die jeweiligen Polarisationen sind in Abb. 2.4 skizziert. Die „Vier-Strahl Geometrie“ hat den Vorteil, dass Phasenfluktuationen zwischen den einzelnen Strahlen lediglich zu einer Translation des Gitterpotentials führen, während die Form des Potentials unverändert bleibt [Gry93].

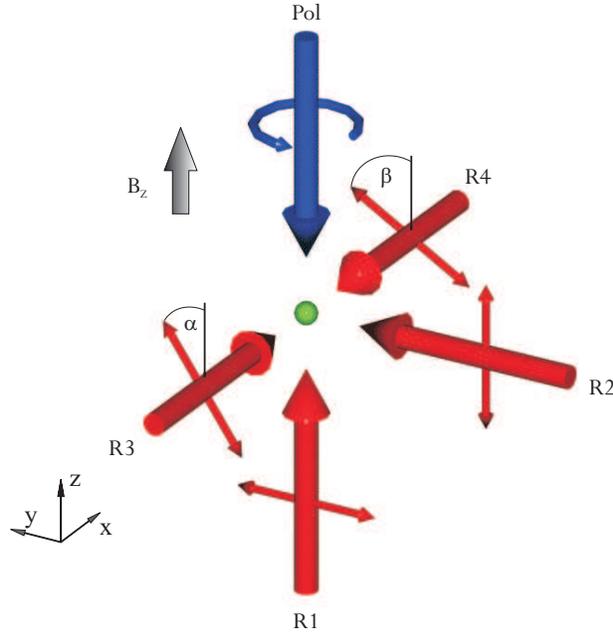


Abb. 2.4: Strahlkonfiguration für das *Raman-Seitenbandkühlen*. Die Polarisationen der Raman-Strahlen (rot) in y- und z-Richtung sind senkrecht aufeinander und zeigen in die Ausbreitungsrichtung des jeweils anderen Strahls. Die Polarisationen der gegenläufigen Raman-Strahlen in x-Richtung weisen die Winkel α und β zur Vertikalen auf. Der Polarisierer kommt von oben und ist bezüglich der Magnetfeldrichtung σ_+ polarisiert.

Das daraus resultierende elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ mit Polarisationsvektor $\vec{\epsilon}(\vec{r})$ ist gegeben durch:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \vec{\epsilon}(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} + c.c. \quad (2.16)$$

$$\vec{\epsilon}(\vec{r}) = \vec{n}_1 e^{ikx} + \vec{n}_2 e^{-ikx} + \vec{n}_3 e^{iky} + \vec{n}_4 e^{ikz} \quad (2.17)$$

Aus Gründen der Vereinfachung nehmen wir an dieser Stelle an, dass die Gesamtintensität gleichmäßig auf die vier Strahlen aufgeteilt wird. Dies schränkt jedoch die allgemeine Gültigkeit nicht ein, da eine andere Aufteilung der Gesamtintensität durch Vorfaktoren in Gl. 2.17 berücksichtigt werden kann. E_0 ist dann die E-Feld Amplitude eines einzelnen Strahls und \vec{n}_i ist der Einheitspolarisationsvektor des i ten Strahls. Alle Strahlen haben die selbe Frequenz ω_L , in unserem Fall auf den $F = 4 \rightarrow F' = 4$ Übergang abgestimmt. Somit ist die Laserfrequenz ω_L zu den Übergängen ($F = 3$) \rightarrow ($F' = 2, 3, 4$) um ca. $2\pi \times 9,2$ GHz rot verstimmt.

Für ein Atom im Grundzustand $F = 3$ ergibt sich das Potential aus der Dipol-Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld zu [Deu98]:

$$\hat{U}(\vec{r}) = -\vec{E}^*(\vec{r}) \cdot \hat{\alpha} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.18)$$

$$\hat{\alpha} = - \sum_{F'} \frac{\vec{d}_{FF'} \otimes \vec{d}_{F'F}}{\hbar \Delta_{FF'}}$$

Dabei ist $\hat{\alpha}$ der atomare Polarisierbarkeits-Tensoroperator mit Verstimmung $\Delta_{FF'} = \omega_L - \omega_{F,F'}$ und den elektrischen Dipoloperatoren $\vec{d}_{F'F}$ zwischen dem Grundzustand mit Quantenzahl F und den angeregten Zuständen mit Quantenzahlen F' . In Ref. [Deu98] wird gezeigt, wie sich $\hat{\alpha}$ vereinfachen lässt, wenn die Verstimmung $\Delta_{FF'} \gg \omega_{F'_{min},F'_{max}}$ viel größer als die maximale Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes ist. Es lässt sich das Potential in folgender Form schreiben:

$$\hat{U}(\vec{r}) = -\frac{2}{3}u_e |\vec{\varepsilon}(\vec{r})|^2 \hat{I} + \underbrace{\frac{i}{3}u_e [\vec{\varepsilon}(\vec{r})^* \times \vec{\varepsilon}(\vec{r})]}_{\vec{B}_{eff}(\vec{r})} \cdot \frac{\vec{F}}{F} \quad (2.19)$$

$$\text{mit } u_e = \frac{\hbar \Gamma^2}{\Delta} \frac{I}{8I_s}$$

Hier ist $\frac{\vec{F}}{F}$ der (dimensionslose) Drehimpulsoperator und \hat{I} der Einheitsoperator. Die von einem einzigen Strahl verursachte Lichtverschiebung u_e ist proportional zur Intensität I eines einzelnen Strahls und umgekehrt proportional zur Verstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_{F,F'_{max}}$. Die natürliche Linienbreite des Übergangs ist $\Gamma = 2\pi \times 5,3$ MHz und $I_s = 1,1$ mW/cm² ist die Sättigungsintensität. Der erste Term in Gl. 2.19 beschreibt eine isotrope Energieverschiebung (die gleiche für alle Zeeman-Unterstufen). Der zweite Term wirkt wie ein effektives Magnetfeld $\vec{B}_{eff}(\vec{r})$, dessen Größe und Richtung vom Vektor $i[\vec{\varepsilon}(\vec{r})^* \times \vec{\varepsilon}(\vec{r})]$ bestimmt werden. Im Allgemeinen ist die Beziehung zwischen dem skalaren und dem vektoriellen Term des Potentialoperators durch die Polarisationsvektoren \vec{n}_i festgelegt. Diese ergeben sich wiederum aus der Wahl der Polarisationswinkel α und β , die die Winkel der Polarisationsachsen der beiden gegenläufigen Strahlen in x-Richtung zur Vertikalen angeben.

Ist das Lichtfeld überall linear polarisiert, so verschwindet das effektive Magnetfeld und die Lichtverschiebung ist unabhängig vom magnetischen Unterzustand. Wählt man jedoch die Polarisierungen der einzelnen Strahlen so, dass durch Interferenz ein Polarisationsgradient entsteht, so erhält man das effektive Magnetfeld, welches räumlich mit einer Periode in der Größenordnung der optischen Wellenlänge variiert. Dieser Teil des Potentials ist wichtig für den Kühlprozess, denn er schafft die Kopplung zwischen den Vibrationsniveaus.

2.6.2 Fallenfrequenzen und Raman-Kopplung

Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes $\vec{B}_{ext}(\vec{r}) = B_{ext}\vec{e}_z$ lässt sich eine Labo-
 rachse festlegen. Für die von uns gewählte Gitterkonfiguration (siehe Abb. 2.4), die
 sich schon in den Experimenten von S. Chu [Tre01] bewährt hat, lassen sich nun mit
 Hilfe von Gl. 2.19 die Fallenfrequenzen und die Stärke der Raman-Kopplung berech-
 nen. Dazu wird der Potentialoperator in seinen diagonalen und seinen nichtdiagonalen
 Anteil aufgespalten.

$$\hat{U} = \hat{U}^{(D)} + \hat{U}^{(R)} \quad (2.20)$$

Der erste Anteil $\hat{U}^{(D)}$ ergibt die anisotropen Potentialtöpfe, in denen die Atome
 während des Kühlprozesses gefangen werden. Der zweite Teil $\hat{U}^{(R)}$ induziert die
 Raman-Übergänge zwischen den Vibrationsniveaus der verschiedenen Zeeman-Unter-
 zustände. Die Polarisierungen der einzelnen Strahlen

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 &= \sin(\alpha)\vec{e}_y + \cos(\alpha)\vec{e}_z & \vec{n}_3 &= \vec{e}_z \\ \vec{n}_2 &= \sin(\beta)\vec{e}_y + \cos(\beta)\vec{e}_z & \vec{n}_4 &= \vec{e}_y \end{aligned} \quad (2.21)$$

sind so gewählt, dass sie alle in der $y - z$ -Ebene liegen. Dies hat den Vorteil, dass
 das effektive Magnetfeld $\vec{B}_{eff}(\vec{r})$ und deshalb auch das Skalarprodukt $\vec{B}_{eff}(\vec{r}) \cdot \vec{F}$
 nur eine x-Komponente besitzt und deshalb zum Diagonalteil des Potentialoperators
 nicht beiträgt. Aus diesem Grund wird der Diagonalteil nur vom ersten Summand in
 Gl. 2.19 gebildet

$$\hat{U}^{(D)} = -\frac{2}{3}u_e |\vec{\varepsilon}(\vec{r})|^2 \hat{I} \quad (2.22)$$

und der Nebendiagonalteil ergibt sich zu

$$\hat{U}^{(R)} = B_{eff}(\vec{r}) \frac{\hat{F}_x}{F}. \quad (2.23)$$

Würde man die Polarisierungen der Strahlen $R1$ und $R2$ aus der in Abb. 2.4 gegebene
 Position verdrehen, so hätte $\vec{B}_{eff}(\vec{r})$ auch eine z-Komponente und die Tiefe und
 Form der Potentialtöpfe und somit die Fallenfrequenzen wären vom magnetischen
 Unterzustand abhängig. In Abb. 2.5 ist ein Schnitt des dreidimensionalen Potenti-
 als parallel zur x-y-Ebene für gegebene Intensität I und Polarisationswinkel α und
 β dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Form des Potentials bei der verwendeten
 Strahlkonfiguration nicht die eines einfachen „Eierkartons“ annimmt. Die absoluten
 Potentialminima ordnen sich im Raum in einer bcc-Struktur an.

„Tight-Binding“-Regime und Lamb-Dicke Näherung

Für die Berechnung der Fallenparameter beschränken wir uns an dieser Stelle auf ein
 Regime, in dem folgende Näherungen gültig sind:

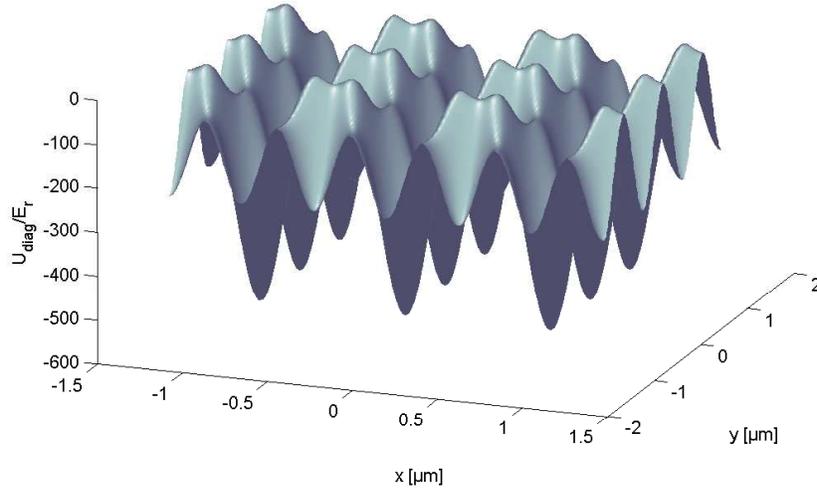


Abb. 2.5: Gitterpotential in Einheiten der Rückstoßenergie E_R in x-y Ebene mit Polarisationswinkel $\alpha = \beta = 45^\circ$ und Intensität $I = 425 \text{ mW/cm}^{-2}$. Schnitt durch z-Achse bei $z = 0 \mu\text{m}$.

„Tight-Binding“-Regime: Ist die Potentialtopftiefe im Verhältnis zur kinetischen Energie der Teilchen sehr groß, so kann das Tunneln zwischen den Potentialtöpfen vernachlässigt werden und es ist möglich, jeden Gitterplatz als unabhängigen Potentialtopf zu sehen. Der Zustand eines dort eingeschlossenen Atoms kann dann durch Wannier-Funktionen [Wei03] beschrieben werden. Beschränkt man sich darüber hinaus auf die am stärksten gebundenen Zustände, so können die Wannier-Funktionen durch harmonische Oszillator Zustände $|\Phi_n\rangle$ genähert werden.

$$|F, m, n\rangle = |F, m\rangle |\Phi_n\rangle \quad (2.24)$$

Lamb-Dicke-Regime: Ist die Ausdehnung des Grundzustands-Wellenpakets sehr gering im Vergleich zur Wellenlänge des Gitterlichts und die Quantenzahl n des besetzten Vibrationszustandes hinreichen klein, so befindet sich das System aus optischem Gitter mit darin eingeschlossenem Atom im Lamb-Dicke-Regime. Der Lamb-Dicke-Parameter η erfüllt dabei die folgende Ungleichung,

$$\sqrt{n}\eta = \sqrt{n}kl_0 = \sqrt{\frac{nE_R}{\hbar\omega}} \ll 1. \quad (2.25)$$

Hier ist $E_R = (\hbar k)^2/2m$ die Rückstoßenergie und $l_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega}$ die Ausdehnung der Wellenfunktion des untersten Vibrationszustandes $|n = 0\rangle$ für eine Fallenfrequenz ω .

Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen werden durch harmonische Näherung der Potentialtöpfe in der Umgebung eines Potentialminimums ermittelt.

$$\omega_i = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U(D)}{\partial r_i^2} \Big|_{x_{min}, y_{min}, z_{min}}} \quad r_i = x, y, z \quad (2.26)$$

Wie nahe das harmonische Potential dem realen kommt, ist in Abb. 2.6 illustriert.

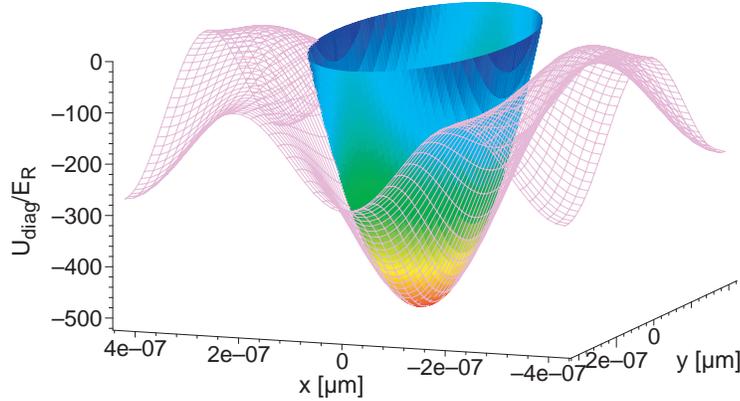


Abb. 2.6: Harmonische Näherung für einen Gitterpotentialtopf in der x-y Ebene mit Polarisationswinkel $\alpha = \beta = 45^\circ$ und Intensität $I = 425 \text{ mW/cm}^2$. Schnitt durch z-Achse bei $z = 0 \mu\text{m}$. Zur Ermittlung der Fallenfrequenzen wird an das berechnete Potential (lila) ein harmonisches (bunt) genähert.

Mit den Polarisationsvektoren in Gl. 2.21 ergeben sich die Fallenfrequenzen in den jeweiligen Raumrichtungen zu:

$$\omega_x = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3u_e k^2 (\sin(\alpha) + 4 \sin(\beta) \sin(\alpha) + 4 \cos(\beta) \cos(\alpha) + \sin(\beta) + \cos(\beta) + \cos(\alpha))}{m}} \quad (2.27)$$

$$\omega_y = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3u_e k^2 (\cos(\beta) + \cos(\alpha))}{m}} \quad (2.28)$$

$$\omega_z = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3u_e k^2 (\sin(\alpha) + \sin(\beta))}{m}} \quad (2.29)$$

In Abb. 2.7 sind die drei Fallenfrequenzen in Abhängigkeit der Polarisationswinkel α und β dargestellt. Die Raman-Kopplung wird resonant verstärkt, indem die Vibrationsniveaus benachbarter Zeeman-Töpfe mit $\delta n = 1$ energetisch mit Hilfe des externen Magnetfeldes $\vec{B}_{ext}(\vec{r})$ entartet werden. Um dies für die Vibrationsniveaus in allen Raumrichtungen zu realisieren, müssen die Fallenfrequenzen ω_x , ω_y und ω_z gleich sein. Für die vorliegende Strahlkonfiguration gilt $\omega_y = \omega_z$ für $\alpha + \beta = 90^\circ$,

2 Grundlagen

doch wie aus der Abbildung ersichtlich, ist der Einschluß in x-Richtung für alle Werte der Polarisationswinkel immer stärker als in den zwei anderen Raumrichtungen. Daran ändert auch eine Umverteilung der Lichtleistung nichts. Am geringsten ist die Differenz zwischen den Fallenfrequenzen bei $\alpha_{1,2} = 0^\circ, 90^\circ$ und $\beta_{1,2} = 90^\circ, 0^\circ$.

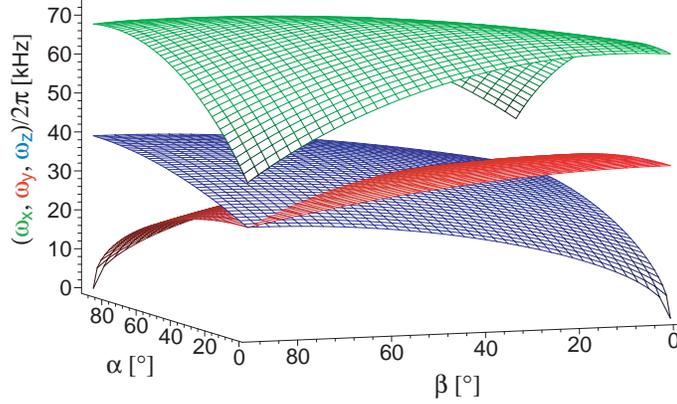


Abb. 2.7: Die Fallenfrequenzen ω_x (grün), ω_y (rot) und ω_z (blau) in den drei Raumrichtungen in Abhängigkeit der Polarisationswinkel α und β . Die Intensität jedes einzelnen Strahls beträgt $I = 425 \text{ mW/cm}^2$.

Raman-Kopplung

Die Stärke der Raman-Kopplung zwischen den Zuständen $|F = 3, m_F, n\rangle$ und $|F' = 3, m_F - 1, n - 1\rangle$ lässt sich mit Hilfe des Nebendiagonalteils $U^{(R)}$ (Gl. 2.23) des Lichtverschiebungsoperators ermitteln. Das effektive Magnetfeld $B_{eff}(\vec{r})$ besitzt für die vorliegende Strahlgeometrie folgende Form:

$$B_{eff}(\vec{r}) = \frac{2}{3} u_e [\sin(\alpha - \beta) \sin(2kx) - \sin(\beta) \sin(k(x + y)) + \sin(\alpha) \sin(k(x - y)) + \cos(\beta) \sin(k(x + z)) - \cos(\alpha) \sin(k(x - z)) - \sin(k(y - z))] \quad (2.30)$$

Die Berechnung der Matrixelemente $\langle F' = 3, m_F - 1, n - 1 | B_{eff}(\vec{r}) \hat{F}_x | F = 3, m_F, n \rangle$ vereinfacht sich aufgrund der „Tight-Binding“-Näherung (siehe Gl. 2.24), da das effektive Magnetfeld $B_{eff}(\vec{r})$ und der Drehimpulsoperator \hat{F}_x unabhängig von einander auf die jeweiligen Unterzustände $|F = 3, m_F\rangle$ und $|\{n_x, n_y, n_z\}\rangle$ wirken. Bei den Strahlparametern, die für eine effektive Kühlung relevant sind, erhält man folgende Lamb-Dicke-Parameter:

$$\eta_x \approx 0,2 \quad \eta_y \approx 0,2 \quad \eta_z \approx 0,3 \quad (2.31)$$

Da sich das System für $n_i \approx 1$ noch im Lamb-Dicke-Regime befindet und folglich die Grundzustands-Wellenfunktion gegenüber der Wellenlänge eine geringe Ausdehnung besitzt, ist es sinnvoll, die sin-Terme in $B_{eff}(\vec{r})$ in erster Ordnung zu entwickeln.

$$\sin(kr_i) \approx kr_i \quad r_i = x, y, z \quad (2.32)$$

Somit bleiben in Gl. 2.30 nur noch Matrixelemente der Form $\langle n_i - 1 | kr_i | n_i \rangle$ übrig, die sich mit Hilfe der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren a^\dagger und a einfach berechnen lassen.

$$\langle n_i - 1 | kr_i | n_i \rangle = \frac{k}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}} [\langle n_i - 1 | a^\dagger | n_i \rangle + \langle n_i - 1 | a | n_i \rangle]$$

$$\langle n_i - 1 | kr_i | n_i \rangle = \sqrt{\frac{E_R}{\hbar\omega_i}} \sqrt{n_i} = \eta_i \sqrt{n_i}$$

Zur Berechnung der Kopplung der magnetischen Unterzustände ist es ebenfalls von Vorteil, den Drehimpulsoperator \hat{F}_x in den Auf- und Absteigeoperator \hat{F}_+ und \hat{F}_- zu zerlegen.

$$\langle 3, m_F - 1 | \hat{F}_x | 3, m_F \rangle = \frac{1}{2} [\langle 3, m_F - 1 | \hat{F}_+ | 3, m_F \rangle + \langle 3, m_F - 1 | \hat{F}_- | 3, m_F \rangle] = \frac{1}{2} \sqrt{12 - m_F(m_F - 1)}$$

Schließlich ist die Raman-Kopplung zwischen den Zuständen $|F = 3, m_F, n\rangle$ und $|F' = 3, m_F - 1, n - 1\rangle$ gegeben durch:

$$U_{m_F, x}^{(R)} = \frac{1}{9} u_e \eta_x \sqrt{n_x} [2 \sin(\alpha - \beta) + \sin(\alpha) - \sin(\beta) - \cos(\alpha) + \cos(\beta)] \sqrt{12 - m_F(m_F - 1)} \quad (2.33)$$

$$U_{m_F, y}^{(R)} = -\frac{1}{9} u_e \eta_y \sqrt{n_y} [1 + \sin(\beta) + \sin(\alpha)] \sqrt{12 - m_F(m_F - 1)} \quad (2.34)$$

$$U_{m_F, z}^{(R)} = \frac{1}{9} u_e \eta_z \sqrt{n_z} [1 + \cos(\beta) + \cos(\alpha)] \sqrt{12 - m_F(m_F - 1)} \quad (2.35)$$

Die Summe der Raman-Übergangsraten über alle drei Raumrichtungen

$$\Omega_{m_F=3}^{(R)} = \sum_{i=x,y,z} \Omega_{m_F, i}^{(R)} = \sum_{i=x,y,z} \frac{|U_{m_F=3, i}^{(R)}|}{\hbar} \quad (2.36)$$

ist in Abb. 2.8 in Abhängigkeit der Polarisationswinkel dargestellt. In der Darstellung wurden für α und β nur Werte zwischen 3° und 87° gewählt, da für $\alpha_{3,4} = 0^\circ, 90^\circ$ und $\beta_{3,4} = 0, 90^\circ$ der Einschluß in y bzw. in z -Richtung verschwindet (siehe Abb. 2.7) und die Übergangsrate scheinbar divergiert. Der Grund dafür ist, dass bei diesen Polarisationswinkeln die beiden gegenläufigen Strahlen in x -Richtung ausschließlich mit dem Strahl in y - oder dem in z -Richtung interferieren. In diesem Bereich befindet sich das System nicht mehr im Lamb-Dicke-Regime und die Näherung 2.32 und somit auch Gl. 2.36 sind nicht länger gültig.

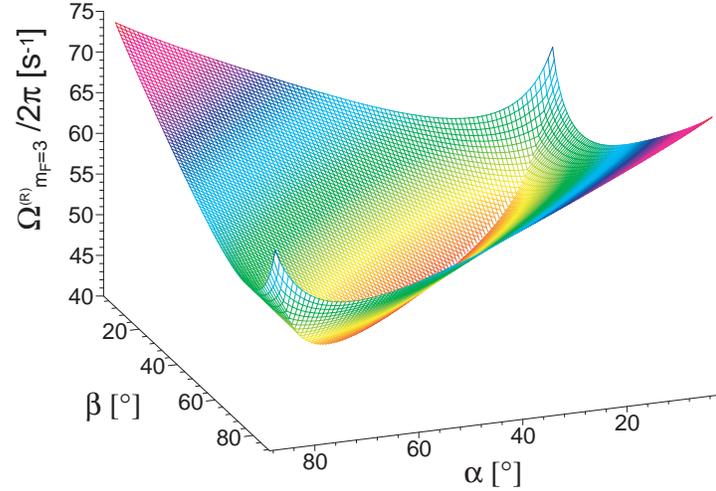


Abb. 2.8: Summe der Raman-Übergangsraten über die drei Raumrichtungen x , y und z in Abhängigkeit der Polarisationswinkel α und β . Die Intensität jedes einzelnen Strahls beträgt $I = 425 \text{ mW/cm}^2$.

Diskussion

Die Raman-Kopplung ist für $\alpha_{1,2} = 0^\circ, 90^\circ$ und $\beta_{1,2} = 90^\circ, 0^\circ$ am stärksten. Bei diesen Polarisationswinkeln ist auch der Unterschied zwischen den Fallenfrequenzen in den verschiedenen Raumrichtungen am geringsten (siehe Abb. 2.7), was die Entartung der Vibrationsniveaus in alle Raumrichtungen erleichtert. Deshalb wählten wir für alle weiteren Messungen $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$.

Im Experiment von S. Chu wird zur Erzeugung des Raman-Gitters im Prinzip die selbe Strahlkonfiguration wie die unsere verwendet. Ihre experimentell optimierten Polarisationswinkel $\alpha = 30^\circ$ und $\beta = 15^\circ$ unterscheiden sich jedoch von unserem berechneten Optimum. Eine experimentelle Optimierung unserer Polarisationswinkel ergab, dass die Wahl der Polarisationswinkel α und β einen wesentlich geringeren Einfluss auf das RSK hatte, als erwartet. Dies ist hauptsächlich auf die mit dem Strahlprofil variierende Strahlintensität zurückzuführen, welche in die obigen Berechnungen der Fallenfrequenzen und der Raman-Kopplung nicht mit eingeht.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird die technische Seite des Experiments beleuchtet. Das Grundkonzept für den Aufbau ist im Prinzip dem des 3D Cs BEC Experiments [Web03a, Her05] sehr ähnlich. Doch im Gegensatz zu diesem Experiment, in dem ein BEC mit ca. 200.000 Atomen alle 20s erzeugt werden kann, sollen uns die Neuerungen an unserem Aufbau in die Lage versetzen, ein 5 mal größeres BEC in weniger als der Hälfte der Zeit zu erzeugen. Im Moment liegt unser Rekord bei 70.000 Atomen in 8s.

Zu den Neuerungen an unserem Experiment gehört eine Glaszelle aus Quarzglas, welche bei uns die Aufgabe der Hauptvakuumkammer aus Stahl des 3D Cs BEC's übernimmt. Sie bietet einen optimalen optischen Zugang und das Fehlen von magnetisierbarem Material ermöglicht schnellere Schaltzeiten der angelegten Magnetfelder. Ein weiterer großer Unterschied ist die Dimensionierung des Zeeman-Abbremsers. Mit einer Abbremsstrecke von 68cm ist er fast drei mal so lang wie der des 3D Cs BEC Experiment. Sein Design ist so gewählt, um Atome mit einer maximalen Anfangsgeschwindigkeit von 260 m/s abzubremesen. Zum Vergleich: die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit von Cs bei der Ofentemperatur von 90 °C ist $v_{pO} = 213$ m/s [O'H89]. Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit eines Atoms in einem Atomstrahl ist jedoch etwas höher, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom durch die kleine Öffnung am Ofen entkommt geschwindigkeitsabhängig ist [Ram85]. Dies muss bei der Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls berücksichtigt werden, deren Maximum bei $v_{pB} = \sqrt{3/2}v_{pO} = 260$ m/s liegt. Es tragen also Atome aus einem weiten Bereich der thermische Geschwindigkeitsverteilung zum Ladeprozess bei, was die Laderate im Vergleich zum 3D Cs BEC Experiment um bis zu zwei Größenordnungen erhöhen sollte. Zusätzlich ist unser Experiment mit einem Fensterwürfel ausgestattet. Dabei handelt es sich um ein würfelförmiges Element der Vakuumkammer, welches direkt nach dem Ofen angebracht und an den vier Seitenflächen mit Fenstern versehen ist. Diese bieten einen optischen Zugang zum Atomstrahl und ermöglichen somit ein transversales Kühlen des Strahls. Außerdem steht uns ein High-Power-Laser bei 1064 nm zur Verfügung, der im Vergleich zum 3D Cs BEC Experiment bei der Erzeugung der Reservoir-Falle (siehe Kap. 4.3) den CO₂-Laser ($\lambda=10,6 \mu\text{m}$) ersetzt und somit den Einsatz der Quarzglaszelle erst möglich macht.

3 Experimenteller Aufbau

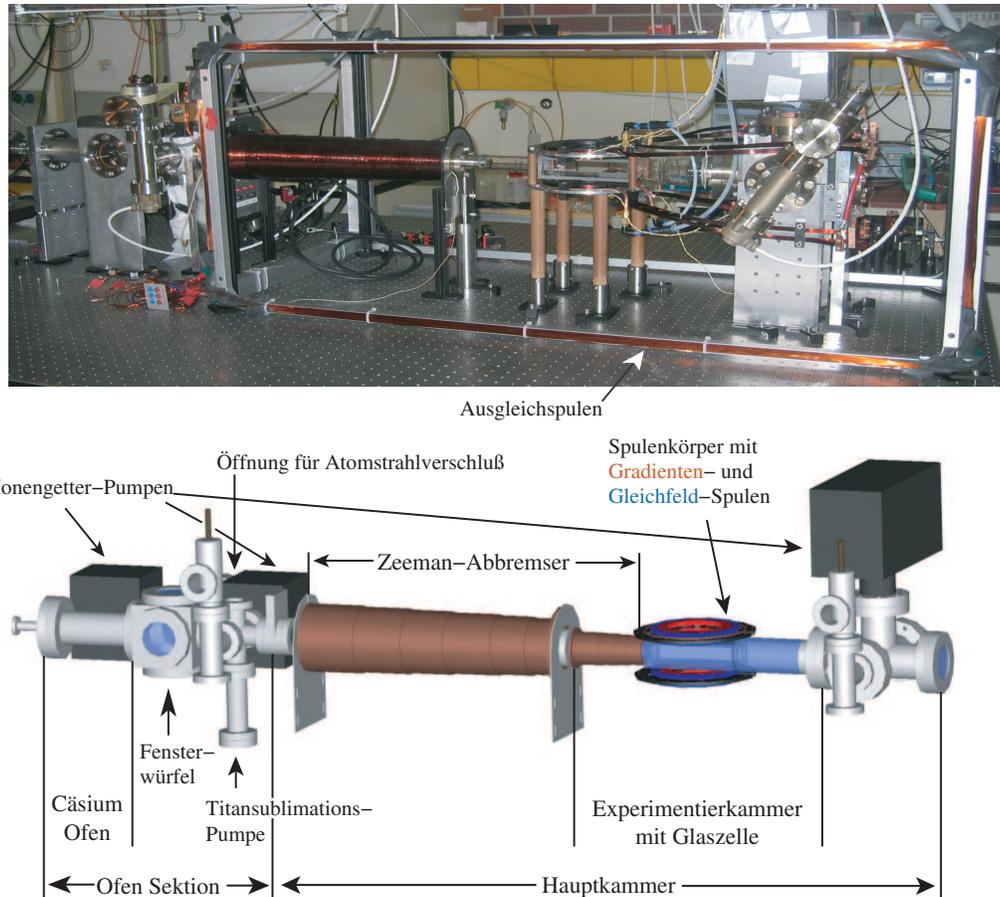


Abb. 3.1: Vakuumkammer: Das Bild oben zeigt die Vakuumkammer im Feb. 2005 auf dem damals noch leeren Experimentiertisch. Darunter sieht man eine AutoCad-Zeichnung des Aufbaus aus dem selben Blickwinkel. Die Vakuumapparatur hat eine Gesamtlänge von 180 cm und besteht aus der Ofensektion und der Hauptkammer, die durch ein Ventil von einander getrennt werden können.

3.1 Vakuum-Kammer

Um die Stoßrate mit dem Hintergrundgas so gering wie möglich zu halten, müssen Experimente mit ultrakalten Atomen unter Ultrahochvakuum (UHV) durchgeführt werden. Dazu wurde eine Vakuumkammer entwickelt, die aus mehreren Einzelsegmenten zusammengesetzt ist. Das Schema der Vakuumkammer (Abb. 3.1) besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, die aufgrund der unterschiedlichen Druckverhältnisse ($3 \cdot 10^{-4}$ mbar im Ofen und $< 10^{-11}$ mbar in der Experimentierkammer) durch eine doppelte und eine einfache *differentielle Pumpstrecke* miteinander verbunden sind,

und die durch ein Schieberventil von einander getrennt werden können. Zur Ofensektion gehören der *Cäsiumofen*, ein nachfolgender *Fensterwürfel* und eine Pumpsektion, an der eine von zwei kleinen *Ionengerter-Pumpen*, eine *Titansublimator-Pumpe* und ein mechanischer *Atomstrahlverschluß*, der den Atomstrahl nach der MOT-Ladephase blockiert, angeschlossen sind. Die Hauptkammer umfasst hingegen den Zeeman-Abbremsler, die Experimentierkammer mit der Glaszelle und den Gradienten- und Gleichfeld-Spulen und ebenfalls eine Pumpsektion mit einer Titansublimations- und einer Ionengerter-Pumpe.

3.1.1 Cäsiumofen

Der Cäsiumofen mit den darin eingebauten *Cäsium-Dispensern* bildet die Cäsiumquelle für unser Experiment. Das Design ist dem im 3D Cs BEC Experiment sehr ähnlich und ist in Ref. [Her05] beschrieben. Eine Neuerung stellt das verlängerte Düsenrohr dar (siehe Abb. 3.2). Es besitzt einen größeren Durchmesser von 3 mm und sorgt somit für einen höheren Teilchenstrom. Durch die Länge von 150 mm wird gleichzeitig der Öffnungswinkel auf 3° verkleinert. Gegenüber der Edelstahldüse befindet sich die Stromdurchführungen, an denen direkt die Cs-Dispenserblättchen montiert sind. Zur Inbetriebnahme müssen sie mit einem Strom von 7 A aktiviert werden, der auch dafür sorgt, dass genug Cs abdampft, um damit die gesamte Innenfläche des Ofens zu bedecken. Im laufenden Betrieb reicht ein Strom von ca. 2 A bis 4 A für den kontinuierlichen Nachschub von Cs-Atomen aus. Die Außenfläche des Ofens ist mit einem Heizband aus Silikongummi umwickelt, mit welchem die Temperatur der Ofenwände auf 90°C gehalten wird. Bei dieser Temperatur beträgt der Cs-Dampfdruck laut Ref. [Ste02] ca. $4 \cdot 10^{-4}$ mbar. Am Ende des Ofens ist ein antireflexbeschichtetes Fenster angebracht, das die Justierung des Zeeman-Abbremsler-Strahls erleichtert. Um das Korrodieren der Glas-Metallverbindung dieses Fensters durch angelagertes Cäsium zu verhindern, wird das Fenster mit einer separaten Heizfolie auf eine etwas höhere Temperatur von ca. 100°C gehalten.

3.1.2 Fensterwürfel

Der Fensterwürfel ist im Vergleich zum Aufbau in Ref. [Web03a, Her05] neu. Er besteht aus vier Fensterflächen, die ein Metallrohr umschließen. Das Metallrohr ist so ausgefräht, dass es einen transversalen optischen Zugang zum Atomstrahl bietet (siehe Abb. 3.2). Dieser kann für Messungen am Atomstrahl, aber auch zum transversalen Kühlen des Strahls genutzt werden. An einer der Seitenflächen befindet sich zwischen Fenster und Würfel ein Vakuumrohr, an welches eine Ionengerter-Pumpe angeschlossen ist. Sie dient dazu, das vom Fensterwürfel umschlossene Volumen laufend zu evakuieren und bildet gemeinsam mit der Edelstahldüse des Cs-Ofens den ersten Abschnitt der doppelten differentiellen Pumpstrecke. Aufgrund ihrer Pumpleistung

3 Experimenteller Aufbau

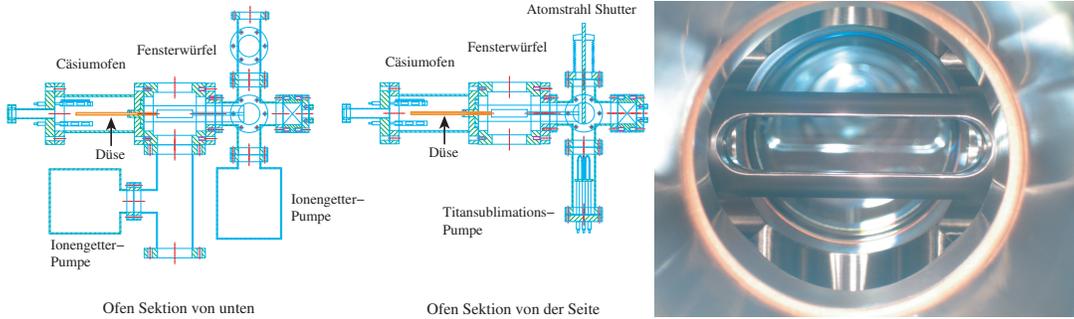


Abb. 3.2: Die zwei Skizzen links zeigen die Ofensektion. Das kupferfarbene Rohr, welches den Ofen mit dem Fensterwürfel verbindet, ist die Düse. Es hat einen größeren Durchmesser und ist etwas länger als das im 3D Cs BEC Experiment [Her05]. So erhöht sich der Teilchenstrom ohne Vergrößerung des Öffnungswinkels. Rechts ist ein Blick ins Innere des Fensterwürfels. Das ausgefräste Metallrohr bietet einen transversalen optischen Zugang zum Atomstrahl.

von 20 l/s und dem Leitwert der Düse ($l=150$ mm, $d=3$ mm) $C_D = 1,1 \cdot 10^{-5}$ m³/s lässt sich der Druck im Inneren des Fensterwürfels auf den Wert $p_{FW} = 10^{-7}$ mbar abschätzen. Der zweite Abschnitt dieser Pumpstrecke zwischen Fensterwürfel und Pumpstrecke wird von einem 88,5 mm langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 5 mm und zwei Pumpen gebildet. Der Druck in der Pumpstrecke wird von einem UHV-Druckmesskopf gemessen und beträgt $p_{PS} = 2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

3.1.3 Glaszelle

Die Glaszelle, das Herzstück des verbesserten Aufbaus, bietet einen optimalen optischen Zugang und macht das Experiment somit für spätere Umbauten und Nachrüstungen flexibel. Außerdem ermöglicht das Fehlen von magnetisierbaren Materialien wesentlich schnellere Schaltzeiten der angelegten Magnetfelder.



Abb. 3.3: Die Glaszelle, ein 170 cm×78 cm×48 cm großen Quader bietet optimalen optischen Zugang. Zwei Glass-Metallübergangsröhre mit den Innendurchmessern $d_1=28$ mm und $d_2=58$ mm verbinden sie mit den Metallflanschen. Die vier Seitenflächen haben eine Stärke von 6,5 mm und die zwei Stirnflächen eine Stärke von 5 mm.

Den Hauptkörper der Glaszelle (Abb. 3.3), einem $170\text{ cm} \times 78\text{ cm} \times 48\text{ cm}$ großen Quader aus vier $6,5\text{ mm}$ und zwei 5 mm dicken Glasplatten, verbinden zwei Glasrohre mit unterschiedlichen Innendurchmessern ($d_1=28\text{ cm}$, $d_2=58\text{ cm}$) mit zwei Metallflanschen. Das Rohr mit dem kleineren Durchmesser zeigt zur Ofenseite des Experiments und ist Teil der differentiellen Pumpstrecke zwischen der Ofensektion und der Hauptkammer. Das andere Rohr verbindet die Zelle mit der Pumpsektion der Hauptkammer und unterstützt mit dem größeren Durchmesser die Evakuierung der Experimentierkammer, in der ein Druck von $p_E < 10^{-11}\text{ mbar}$ herrscht.

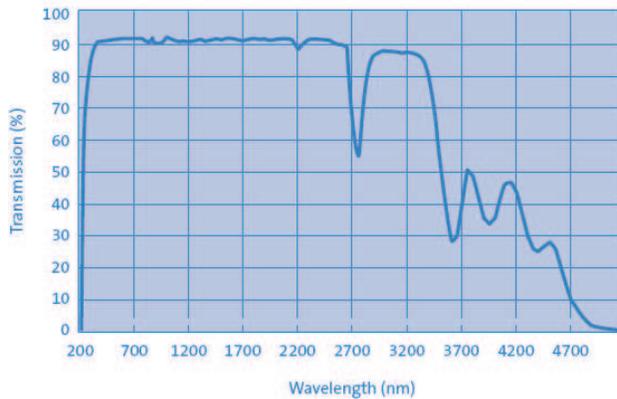


Abb. 3.4: Transmittanzkurve des verwendeten Glastyps 7913 VYCOR für eine Dicke von $1,2\text{ mm}$. Das Glas ist für Licht mit einer Wellenlänge von 300 nm bis 2600 nm transparent. Der Verlust von ca. 10% in diesem Bereich ist auf (zweifache) Reflexion zurückzuführen. Dieser kann unter $1,7\%$ minimiert werden, indem man den Laserstrahl unter dem Brewsterwinkel einfallen lässt.

Die Zelle selbst besteht zu 96% aus Quarzglas und ist weder auf der Innen- noch auf der Außenseite beschichtet. Deshalb sollten sehr leistungsstarke Strahlen, wie die der Reservoir-Falle, mit geeigneter Polarisation im Brewsterwinkel in die Zelle geführt werden, um den Reflexionsgrad so gering wie möglich zu halten. Das Glas hat einen Brechungsindex von $n=1,458$, womit sich der Brewsterwinkel zu $\alpha_B=55,6^\circ$ ergibt. Die Transmittanzkurve in Abb. 3.4 zeigt, dass das Glas hauptsächlich für Licht mit einer Wellenlänge zwischen 300 nm und 2600 nm durchsichtig ist. Dies verhindert den Einsatz eines CO_2 Lasers ($\lambda=10,6\ \mu\text{m}$) zur Erzeugung der Reservoir-Falle [Her05]. Dafür verwenden wir im vorliegenden Aufbau das Licht eines High-Power-Lasers mit einer Wellenlänge von 1064 nm .

Der niedrige thermische Expansionskoeffizient kommt der Stabilität des Glases während des Ausheizens des Vakuumaufbaus zugute. Zudem ist die Glaszelle über einen Edelstahlbalg mit dem Rohr der differentiellen Pumpstrecke verbunden. Dieser verhindert die Übertragung von transversalen Drehmomenten und Kräften auf das Glas.

3.2 Magnetspulen

Die Stärke und Richtung des Magnetfeldes am Ort der Cs Atome spielt während des gesamten Experiments eine große Rolle. Insgesamt wurden 16 Spulen gefertigt, mit deren Hilfe das Magnetfeld mit hoher Präzision kontrolliert wird. Dabei hat die Wahl der zur Versorgung verwendeten Netzgeräte einen großen Einfluss, insbesondere auf die Geschwindigkeit, mit der die Felder ein, aus oder auf einen fixen Wert gestellt werden können.

3.2.1 Ausgleichsspulen

Die Ausgleichsspulen, die in unserem Fall die gesamte Hauptkammer umschließen (Abb. 3.5), dienen in erster Linie der Kompensation von Störfeldern, wie dem Erdmagnetfeld oder den Feldern der Ionengetter-Pumpen. Im Weiteren erzeugen sie auch die Felder, die zum RSK benötigt werden.

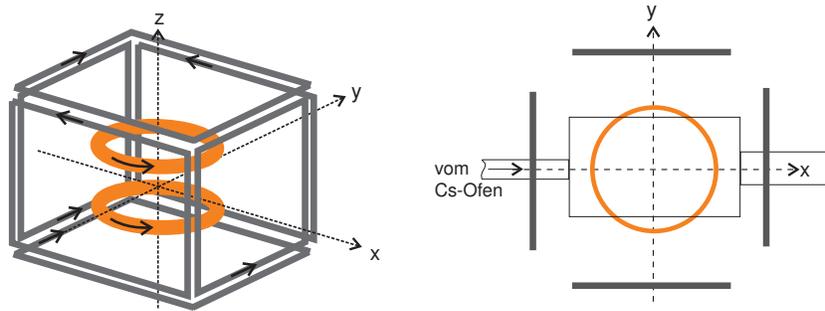


Abb. 3.5: Schematische Zeichnung der Ausgleichsspulen und Definition der Raumrichtungen, von der Seite (links) und von oben (rechts). Als Orientierungshilfe sind rechts die Glaszelle und die Biasfeld-Spulen (Kreise) eingezeichnet.

Ein Käfig ($128\text{ cm} \times 59\text{ cm} \times 56\text{ cm}$) aus drei Spulenpaaren, eins für jede Raumrichtung, ist auf die Position der MOT zentriert und erzeugt dort ein homogenes Magnetfeld. Aufgrund der Geometrie ist die berechnete Inhomogenität in x-Richtung etwas größer als die in y- und z-Richtung. Der Spulenstrom wird von konventionellen Labornetzgeräten bereitgestellt und mit Hilfe von MOSFET-Regelungen gesteuert. Ein, für das Funktionieren des RSK wichtiger Parameter ist die Schaltgeschwindigkeit der Ausgleichsspulen, insbesondere die Schaltzeit zwischen dem Magnetfeld, welches vor dem RSK anliegt, auf jenes, das zum RSK benötigt wird. Während der MOT-Ladephase erzeugen die Zeeman-Spulen am Ort der MOT ein magnetisches Störfeld von ca. 2,5 G, welches vor allem durch die Ausgleichsspulen in x-Richtung kompensiert werden muss. Genau 100 ms vor dem Ende der Ladephase wird der Strom durch die Zeeman-Spulen ausgestellt. Gleichzeitig werden die Ströme durch die Ausgleichsspulen auf die Werte I_C gesetzt, um die verbleibenden Störfelder zu kompensieren. Dies

sind die Werte, die der Strom durch die Ausgleichsspulen vor dem RSK annimmt. Die Zeiten Δt , welche die MOSFET-Regelungen benötigen, um die Ströme von den Werten I_C auf die während dem RSK benötigten Werte I_R zu regeln, sind in Tab. 3.1 dargestellt. Die Δt -Werte beziehen sich dabei auf jene Dauer, in der der Strom von 10% auf 90% der Stromänderung ansteigt bzw. abfällt.

| | I_C (mA) | - | I_R (mA) | Δt (ms) |
|---|------------|---|------------|-----------------|
| x | 71 | - | 176 | 0,6 |
| y | 580 | - | 120 | 0,4 |
| z | 596 | - | 360 | 1,0 |

Tabelle 3.1: Schaltzeiten der Ausgleichsspulenströme von den Werten vor dem RSK I_C zu den während des RSK benötigten Werten I_R . Die Δt -Werte beziehen sich auf jene Dauer, in der der Strom von 10% auf 90% der Stromänderung ansteigt bzw. abfällt.

3.2.2 Zeeman-Spulen

Um eine nahezu gleichförmige Geschwindigkeitsabnahme auf der gesamten Länge z_0 des Zeeman-Abbremsers zu gewährleisten, muss das Design der Zeeman-Spulen so gewählt werden, dass das resultierende Magnetfeld folgendem Verlauf in guter Näherung entspricht,

$$B(z) = B_0 + B_1 \sqrt{1 - z/z_0}. \quad (3.1)$$

In unserem Experiment wird das Magnetfeld für den Zeeman-Abbremsers von zwei konisch gewickelten Spulen erzeugt (Abb. 3.6 links). Die erste Spule ist über dem 470 mm langen Edelstahlrohr der zweiten differentiellen Pumpstrecke angebracht. Wegen der Verbindung zwischen Rohr und Glaszelle, deren Flansch auf einem gefederten Stützfinger aufliegt, endet die erste Spule dort und wir brachten eine zweite über dem Glas-Metallverbindungsrohr der Glaszelle an. Dabei entstand ein Zwischenraum von etwa 2 cm. Zusätzliche Windungen am breiten Ende der zweiten Spule wirken einem Einbruch des Magnetfeldverlaufs an dieser Stelle entgegen. Dieser lässt sich aber nicht komplett kompensieren, wie man am berechneten Verlauf des Gesamtmagnetfeldes in Abb. 3.6 rechts bei einem Abstand vom MOT-Zentrum von 0,2 m sehen kann.

Um den Magnetfeldverlauf dem in Gl. 3.1 besser anpassen zu können, wurden beide Spulen in mehrere Windungsabschnitte unterteilt. Die erste Spule besteht aus vier Teilspulen. Die erste davon erstreckt sich in vier Lagen zu je 474 Windungen über die gesamte Länge der Spule 1. Sie wird bei einem Strom von 4,4 A betrieben und trägt den größten Teil zum Gesamtmagnetfeld bei. Die drei anderen Teilspulen bestehen ebenfalls jeweils aus vier Lagen und werden bei einem Strom von 2 A betrieben. Ihre Windungszahl und damit auch ihre Länge nimmt mit jeder Lage ab. Spule 2 ist in 2 Teilspulen gegliedert, die beide mit einem Strom von 2 A betrieben werden. Vier Lagen zu je 50 Windungen und drei weitere mit abnehmender Windungszahl bilden

3 Experimenteller Aufbau

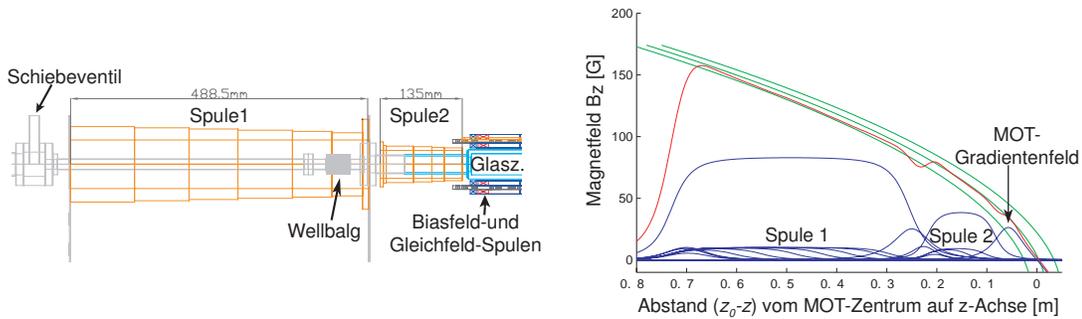


Abb. 3.6: Zeeman-Abbremsers: Links sieht man eine schematische Zeichnung der Zeeman-Abbremsstrecke mit den zwei konisch gewickelten Zeeman-Spulen. Die rechte Grafik zeigt den Verlauf des Gesamtmagnetfeldes (rot) für das vorliegende Design, die Beiträge der einzelnen Windungsabschnitte und der Gradienten-Spulen (blau) und die Idealverläufe (grün) der Magnetfeldstärke für verschiedene Werte für z_0 .

die erste Teilspeule. Die zweite besteht aus 12 Lagen mit jeweils nur 1 Windung und erzeugt das zusätzliche Magnetfeld, welches den Magnetfeldverlauf in der Nähe des Spulenzwischenraums korrigiert.

3.2.3 Gradienten- und Biasfeld-Spulen

Viele Anwendungen, wie das Fangen der Atome in der MOT, oder die Levitation der Atome, benötigen Magnetfelder von mehreren 10 G und Magnetfeldgradienten in der Größenordnung von mehreren 10 G/cm. Um Felder dieser Größenordnung mit möglichst wenig Strom zu realisieren und um Platz zu sparen, wurde ein kompaktes Spulendesign entwickelt, das in Abb. 3.7 zu sehen ist. Es besteht aus insgesamt 8 Spulen, die paarweise auf zwei wassergekühlten Aluminiumplatten montiert sind.

Die Spulen selbst sind mit einem 1 mm starken Flachlackdraht von 8 mm Breite der Firma Synflex gewickelt. Für diese Aufgabe wurde eine eigene Wickelhilfe aus Hartplastik entworfen, die es uns ermöglichte, mehrere baugleiche Spulen zu fertigen. Damit die Spulen ihre Form beibehalten, wurden die ersten 5 und die letzten 5 Windungen aneinander geklebt. Aufgrund guter Erfahrungen in einem anderen unserer Cs-Labore (GOST-Labor) entschieden wir uns dabei für den Zweikomponentenkleber *Eccobond 285* der Firma Emerson & Cuming, den wir im (Gewichts-) Verhältnis 3/100 mit dem Katalysator *Catalyst 9* kurz vor der Anwendung anrührten. Ab diesem Zeitpunkt blieben uns 45 Minuten, die Spule zu fertigen, bevor der Kleber seine Streichfähigkeit verlor. Um die Spule nach der Aushärtezeit von ca. 24 Stunden (bei Raumtemperatur) von der Wickelhilfe herunterlösen zu können, wurde diese an geeigneten Stellen mit Löcher versehen. Durch diese hindurch wurde die Spule mit

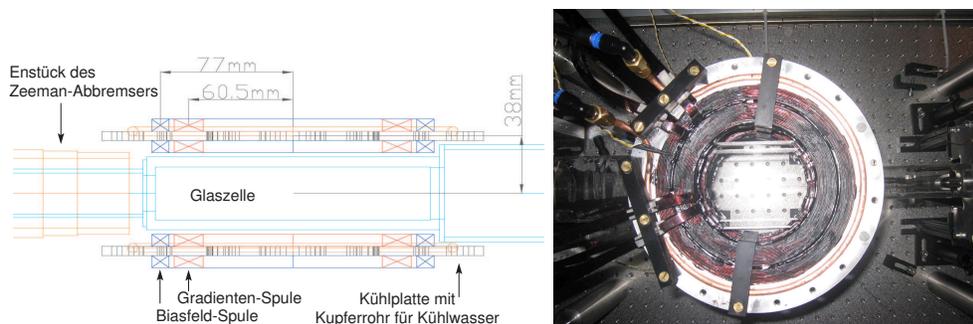


Abb. 3.7: Links: Konstruktionszeichnung der Experimentierkammer mit Glazelle, Gradienten- und Biasfeldspulen samt Kühlplatte und einem Teil der Spule 2 des Zeeman-Abbremsers. Rechts: Bild des selben Abschnitts von oben nach dem Einbau der Aluminiumkühlplatten, auf die die Gradienten- und Biasfeld-Spulen aufgeklebt und mit Hartplastik-Klammern gesichert wurden.

Aluminiumstäben gleichmäßig von der Wickelhilfe gedrückt. Zusätzlich wurden die Außenflächen der Wickelhilfe mit Teflonfolie versehen, um ein Ankleben der Spule an die Wickelhilfe zu verhindern.

Die Dimensionierung der Spulen richtet sich nach den maximalen Werten für Feldstärke und Feldgradienten, die wir im Laufe unseres Experiments voraussichtlich benötigen werden. Die äußeren Spulenpaare in Abb. 3.7 bestehen aus 11 Windungen und haben einen mittleren Durchmesser von 154 mm. Sie sind ungefähr in Helmholtz-Konfiguration angeordnet. Mit ihnen lässt sich bei einem maximalen Strom von 100 A ein Biasfeld von 250 G erzeugen. Das Quadrupolfeld wird von den inneren Spulenpaaren, die ungefähr in Anti-Helmholtz Konfiguration angeordnet sind, erzeugt. Sie haben einen mittleren Durchmesser von 121 mm und bestehen aus 15 Windungen. Mit einem Strom von maximal 100 A können wir damit ein Gradientenfeld bis 80 G/cm realisieren. Widerstand R , Induktivität L und Anstiegszeit des Spulenstroms Δt der Gradienten- und Biasfeldspulen findet man in Tab. 3.2. Die Δt -Werte beziehen sich auf jene Dauer, in der der Strom von 10% auf 90% der Stromänderung ansteigt.

| | R (m Ω) | L (μ H) | Δt (μ s) |
|--------------|-------------------|----------------|----------------------------|
| Grad.-Spulen | 65 | 250 | 250 (von 0,2 A auf 37,0 A) |
| Bias.-Spulen | 74 | 290 | 300 (von 0,2 A auf 30,0 A) |

Tabelle 3.2: Widerstand R , Induktivität L und Anstiegszeit des Spulenstroms Δt der Gradienten- und Biasfeldspulen. Die Δt -Werte beziehen sich auf jene Dauer, in der der Strom von 10% auf 90% der Stromänderung ansteigt.

3.3 Diodenlasersystem

Das Diodenlasersystem für unser Experiment ist Thema der Diplomarbeit von P. Unterwaditzer [Unt05] und wird darin sehr ausführlich erklärt. Deshalb beschränke ich dieses Kapitel auf einen kurzen Überblick über die Aufgaben und die Realisierung unseres Systems.

Für die verschiedenen Laserkühl-Techniken (Kap 2.3), die in unserem Experiment zur Anwendung kommen, benötigen wir Laserlicht bei 852 nm mit einer Linienbreite möglichst unter 100 kHz. Die maximal benötigte Laserleistung pro Anwendung liegt in der Größenordnung von 100 mW. Um diese Parameter zu erreichen, stehen mehrere Methoden zur Verfügung. Die meisten davon basieren auf einem sogenannten *Master-Laser*, der Licht der geforderten spektralen Güte liefert und bei einer fixen Frequenz stabilisiert wird. Die Ausgangsleistung eines einzelnen Masters von ca. 60 mW reicht jedoch nicht für sämtliche Anwendungen aus. Daher muss dessen Licht weiter verstärkt oder die Frequenz und die Linienbreite des emittierten Lichts auf eine andere Laserquelle übertragen werden. Dies kann zum Beispiel durch sogenannte *Tapered Amplifier Chips* erfolgen, oder über DBR-Laserdioden, die über ein *Beat-Lock*-Verfahren [Sch98] in Bezug zum Master-Laser stabilisiert werden. Da verlässliche Tapered Amplifier Chips und DBR-Laserdioden bei der Wellenlänge um 852 nm zur Zeit nicht auf dem Markt erhältlich sind, entschieden wir uns für die weit verbreitete Methode des *Injektions-Locks* [Lan82, Sie86, Ger99] von sogenannten *Slave-Lasern*.

Beim Injektions-Lock wird das Master-Laserlicht in eine Laserdiode (Slave-Laser) mit hoher Ausgangsleistung injiziert, die dann die spektralen Eigenschaften des Masters übernimmt. Da man nur sehr wenig Leistung (ca. 1 mW) für dieses Verfahren benötigt, kann man über einen Master-Laser mehrere Slave-Laser betreiben und so eine Vervielfachung der Laserleistung erreichen. Die Vorteile dieses Verfahrens sind zum einen die geringen Anschaffungs- und Betriebskosten, da man auch bei den Slave-Lasern mit kommerziellen Laserdioden arbeiten kann, und zum anderen die Verlässlichkeit des Systems, da es sich kompakt und stabil aufbauen lässt.

3.3.1 Aufgaben des Diodenlasersystems

Die Laserkühlung in unserem Experiment (Kap. 2.3) besteht aus drei Stufen, dem Zeeman-Abbremsler, der MOT und dem RSK. Die Aufgabe unseres Diodenlasersystems ist es, das Licht für alle diese drei Kühltechniken inklusive des Lichts für die Absorptionsabbildung und für das optische Pumpen in ausreichender Qualität und Stärke bereit zu stellen. Dazu gehören folgende Laserstrahlen:

- Zeeman-Abbremsler-Laserstrahl
 - ca. 50 MHz rotverstimmt von $F=4 \rightarrow F'=5$

- zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
- Leistung: ca. 50 mW
- Zeeman-Rückpumper-Laserstrahl
 - 65 MHz rotverstimmt von $F=3 \rightarrow F'=3$
 - zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
 - Leistung: ca. 5 mW
- 6 MOT-Laserstrahlen
 - leicht rotverstimmt von $F=4 \rightarrow F'=5$
 - Für Melasse-Phase um bis zu 60 MHz rot verstimmbar, dynamisch
 - Gesamtleistung: ca. 120 mW
- MOT-Rückpumper-Laserstrahl
 - auf $F=3 \rightarrow F'=3$
 - zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
 - Leistung: ca. 2 mW
- 4 Raman-Gitter-Laserstrahlen
 - auf $F=4 \rightarrow F'=4$
 - zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
 - Gesamtleistung: ca. 120 mW
- Polarisierer-Laserstrahlen
 - ca. 10 MHz blauverstimmt von $F=3 \rightarrow F'=2$
 - zur Optimierung ca. 15 MHz verstimmbar, nicht dynamisch
 - Leistung: ca. 1 mW
- Abbildungslaserstrahl
 - auf $F=4 \rightarrow F'=5$
 - zur Optimierung leicht verstimmbar, nicht dynamisch
 - Leistung: < 1 mW

3 Experimenteller Aufbau

Die Leistungsangaben beziehen sich immer auf das Licht an der Glasfaserauskopplung am Experimenttisch. Leistungsverluste durch Frequenzverschiebungen mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) (ca. 10-50%) und durch Glasfasereinkopplungen (ca. 20-30%) müssen beim Aufbau des Lasersystems berücksichtigt werden. Es müssen Übergänge aus beiden Hyperfeinzuständen ($F=3$ und $F=4$) des Cs-Grundzustandes getrieben werden. Diese Niveaus liegen $E_{hf} = h \cdot 9,2 \text{ GHz}$ auseinander, eine Differenz, welche nur unter großem technischen Aufwand überbrückt werden kann. Es ist deshalb einfacher, mit zwei Referenzfrequenzen zu arbeiten.

3.3.2 Realisierung des Diodenlasersystems

In unserem Experiment liefern zwei Master-Laser, die auf den Übergängen $F=4 \rightarrow F'=5$ (Master I) und $F=3 \rightarrow F'=2$ (Master II) laufen, diese Referenzfrequenzen. Die einzeln benötigten Lichtfrequenzen werden dann über AOMs aus diesen Referenzquellen gewonnen. Bei den Master-Lasern handelt es sich um gitterstabilisierte Diodenlaser in Littrow-Konfiguration. Sie sind mit Dioden des Typs SDL-5411-G1 (852 nm) der Firma JDS-Uniphase bestückt, welche laut Spezifikation freilaufend eine maximale Ausgangsleistung von 100 mW liefern. Den mechanischen Aufbau der Laser und die Funktionsweise der Frequenzstabilisierung findet man in Ref. [Unt05].

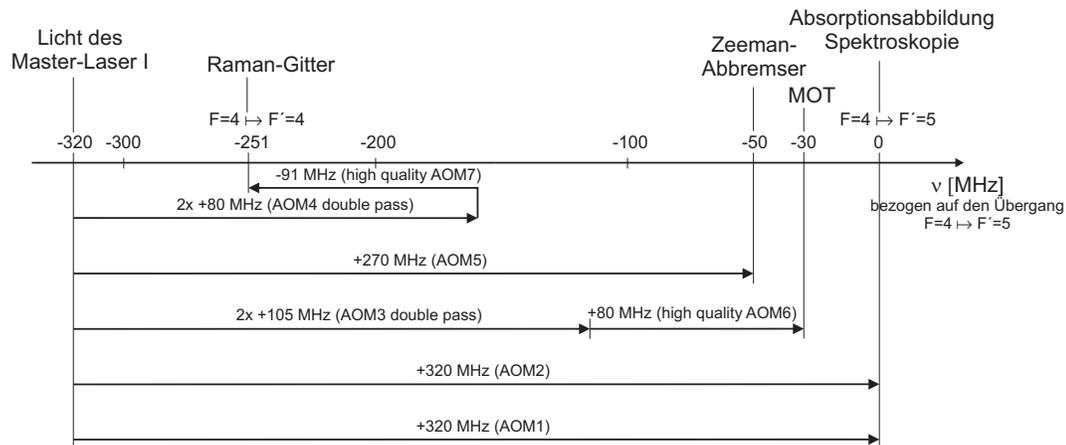


Abb. 3.8: Schema der Frequenzverschiebungen für die einzelnen Laseranwendungen, bezogen auf den Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ für Master I. Dessen Licht ist zu diesem Übergang um 320 MHz rotverstimmt und wird über AOMs zu den jeweiligen Frequenzen verschoben. In Klammern neben den Verschiebungsfrequenzen ist der jeweils zuständige AOM wie in Abb. 3.9 und 3.11 nummeriert.

Master-Laser I

Der Master-Laser I stellt das Licht für die Absorptionsabbildung und das Injektionslicht für sämtliche Slave-Laser zur Verfügung. In Abb. 3.8 ist das Schema für die Frequenzverschiebungen dargestellt. In Abb. 3.9 sieht man den optischen Aufbau mit den verschiedenen AOMs, mit welchen die Frequenzverschiebungen realisiert werden. Durch den AOM1 wird das Spektroskopielicht um 320 MHz blau verstimmt. Unter Verwendung der sogenannte Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie-Methode [Ma93, Shi82] wird mit diesem Licht ein Fehlersignal erzeugt. Es wird dazu verwendet, den Master-Laser so zu stabilisieren, dass das Spektroskopielicht mit dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ resonant ist. Die Laserdiode emittiert also -320 MHz verschobenes Licht. Diese Frequenz ist der Ausgangspunkt für alle weiteren Frequenzverschiebungen. Eine Messung der Allen-Varianz des Master-Laser I [Unt05] ergab eine Linienbreite von $\Delta\nu \simeq 8$ kHz.

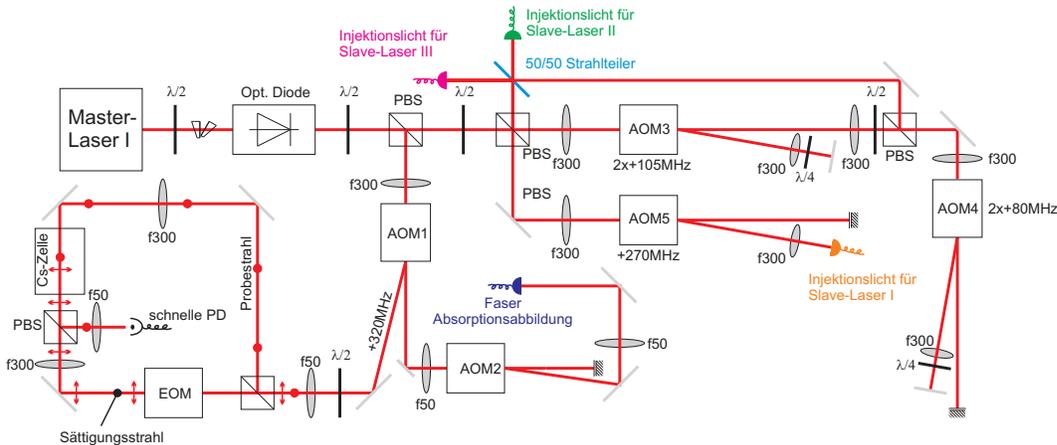


Abb. 3.9: Optischer Aufbau des Master Laser I: Sowohl AOM1 als auch AOM2 verursachen eine Frequenzverschiebung des Laserlicht um +320 MHz, die für das Spektroskopie, als auch für die Absorptionsabbildung benötigt wird. Die übrigen AOMs werden jeweils im Double-Pass durchlaufen und liefern die entsprechenden Frequenzverschiebungen für den Injektions-Lock der Slave-Laser. Das verschobene Licht aus AOM3 und AOM4 wird mit einem 50/50-Strahlteiler überlagert und in zwei Glasfasern eingekoppelt.

Durch AOM2 wird das Laserlicht ebenfalls um +320 MHz für die Absorptionsabbildung verschoben. Für diese Anwendung benötigt man einen eigenen AOM, da der Abbildungsstrahl unabhängig vom Spektroskopielicht ein- und ausgeschaltet werden soll. Die übrigen AOMs liefern die entsprechenden Frequenzverschiebungen für den Injektions-Lock der Slave-Laser. Da die Frequenz des Injektionslichts zum Optimieren der einzelnen Anwendungen, oder (wie bei der MOT) dynamisch während des

3 Experimenteller Aufbau

Experimente variiert wird, werden diese AOMs im sogenannten Double Pass durchlaufen. Dies verringert den Strahlversatz, der durch eine Frequenzänderung bei den AOMs entsteht und die Effizienz der Glasfasereinkopplung beeinträchtigt. Die vier, von Master-Laser I generierten Laserstrahlen werden in polarisationserhaltende Glasfasern eingekoppelt. Dies hat im Wesentlichen zwei Vorteile. Zum einen erhält man am anderen Ende der Faser einen Strahl mit gaussförmigem Intensitätsprofil und zum anderen können Änderungen des Strahlengangs im optischen Aufbau des Master-Lasers einfach durch erneutes Einkoppeln des Lichts in die jeweilige Faser wieder korrigiert werden.

Slave-Laser I

Die drei Slave-Laser sind mit Dioden des Typs SDL-5421-G1 (852nm) der Firma JDS-Uniphase bestückt. Diese Dioden liefern freilaufend laut Spezifikation eine maximale Ausgangsleistung von 150 mW. Um ihre spektralen Eigenschaften (Linienbreiten von über 10 MHz freilaufend) zu verbessern und sie auf bestimmte Frequenzen zu stabilisieren, wird ihnen Licht des gitterstabilisierten Master-Laser I injiziert. Schwabungsmessungen des Master-Laser I und des Slave-Lasers mit einem anderen Master-Laser [Unt05] bestätigen die Übernahme der spektralen Eigenschaften.

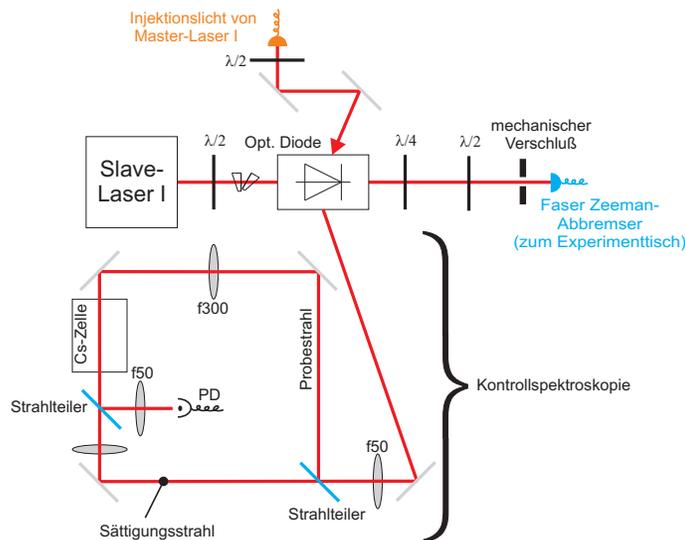


Abb. 3.10: Optischer Aufbau des Slave-Laser I: Das Injektionslicht des Master-Laser I wird über den entsprechenden Exit-Port des Strahlteilers in der optischen Diode in die Laserdiode injiziert. Ein vom selben Exit-Port kommender Laserstrahl wird für die Kontrollspektroskopie verwendet, die zur Beurteilung der Qualität des Injektions-Locks benötigt wird.

Der optische Aufbau des Injektions-Locks ist für alle Slave-Laser exakt gleich und

ist in Abb. 3.10 zu sehen. Das Injektionslicht kommt über eine polarisationserhaltende Faser direkt vom Master-Laser I und wird über eine spezielle optische Diode (Isowave I-80-T4-H) in den Slave-Laser gekoppelt. Dafür verwendet man den zusätzlichen Eingang an der Seite der optischen Diode, der es ermöglicht, auch Licht in die andere Richtung zu führen. Damit der Slave-Laser mit dieser Methode überhaupt gelockt werden kann, muss seine Wellenlänge freilaufend schon möglichst genau der Wellenlänge des Injektionslichts entsprechen. Dazu werden die Temperatur und der Diodenstrom des temperaturstabilisierten Slave-Lasers so gewählt, dass die entsprechende Wellenlänge erreicht wird. Um beurteilen zu können, ob der Slave-Laser im Lock ist, wurde eine Kontrollspektroskopie aufgebaut (Abb. 3.10). Dabei handelt es sich um eine normale Sättigungsspektroskopie, in der sämtliche Hyperfeinkomponenten des Übergangs aufgelöst werden können.

Der Slave-Laser I erzeugt das Licht für den Zeeman-Abbremsler, welches ca. 50 MHz rotverstimmt vom Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ läuft. In einem ersten Aufbau wurde es über einen polarisierenden Strahlteiler (PBS) mit dem Zeeman-Rückpumper-Laserstrahl überlagert, bevor es mit einer polarisationserhaltenden Faser zum Experimenttisch geführt wird. Dies hatte zwar den Vorteil zweier perfekt überlagerter Strahlen mit gleichem Strahlprofil, aber auch gleichzeitig den Nachteil, dass nur einer der beiden Strahlen mit der optimalen Polarisationsrichtung in die Glasfaser eingekoppelt werden kann. Die Intensitätsschwankungen aufgrund von Polarisationschwankungen, verursacht durch Temperatur- und Druckveränderungen in der Glasfaser, können durch Optimieren der Polarisation vor der Fasereinkopplung auf etwa 3% reduziert werden. Ein zweites Schwankungsminimum ist für Licht mit einer zur optimalen Richtung um 90° gedrehten Polarisation gegeben. Die Schwankungen betragen in diesem Fall aber etwa 10%. Beim Optimieren des Zeeman-Abbremsers stellte sich heraus, dass ein verlässliches Laden der MOT durch die Polarisationschwankungen des Zeeman-Rückpumpers limitiert war. Daraufhin bauten wir den PBS für die Überlagerung aus und führten die beiden Strahlen mit zwei separaten Glasfasern zum Experimenttisch.

Slave-Laser II und III

Eine Besonderheit unseres Aufbaus ist die Tatsache, dass die zwei Slave-Laser (Slave-Laser II und III), welche die MOT-Laserstrahlen erzeugen, ebenfalls zur Erzeugung der Strahlen des Raman-Gitters verwendet werden. Da diese beiden Kühltechniken niemals gleichzeitig in Betrieb sind, steht die gesamte Lichtleistung beider Laser zuerst für die MOT und dann für das Raman-Gitter zu Verfügung.

Um dies zu Realisieren, müssen beide Slave-Laser sowohl auf die Frequenz des MOT-Lichts als auch auf die Frequenz des Raman-Gitter-Lichts gelockt werden können. Dazu wird das von Master-Laser I gelieferte Injektionslicht für die MOT und

3 Experimenteller Aufbau

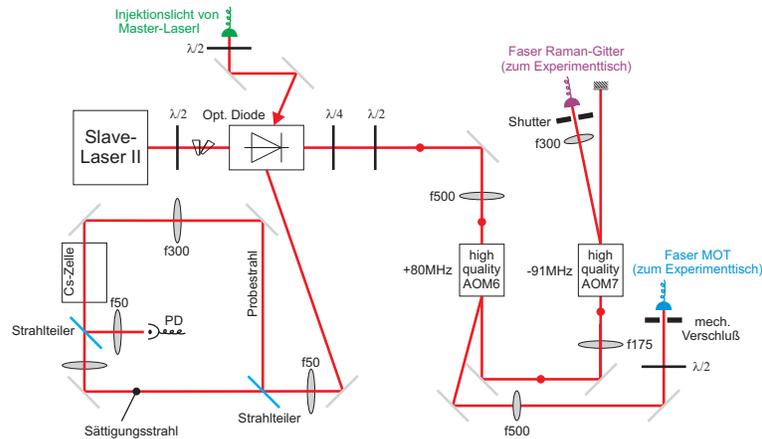


Abb. 3.11: Optischer Aufbau des Slave-Lasers II: Zum Aufteilen in MOT-Licht und Raman-Gitter-Licht und zum schnellen und kontrollierten Schalten wird das vom Slave-Laser ausgesendete Licht durch zwei hochqualitative AOMs geführt. Diese AOMs sind in der Lage, bis zu 90 % der Eingangsleistung in die erste Ordnung zu beugen, wodurch man relativ wenig Leistung verliert. Danach wird das Licht in die entsprechenden polarisationserhaltenden Glasfasern eingekoppelt und zum Experiment geführt.

für das Raman-Gitter über einen 50/50-Strahlteiler in die selben polarisationserhaltenden Fasern eingekoppelt (siehe Abb. 3.9). Welches Licht man nun durch die Faser leitet und somit auch in den Slave Laser injiziert, wird über ein zeitlich geregeltes An- und Abschalten der AOM's 6 und 7 gesteuert. Da der Slave Laser die Mode des injizierten Lichtes praktisch instantan übernimmt, ist man dabei im Wesentlichen nur durch die Schaltzeiten der AOM's begrenzt, die je nach Strahldurchmesser zwischen 50 ns und 250 ns betragen.

In Abb. 3.11 ist der optische Aufbau des Slave-Lasers II dargestellt. Er ist gleich dem des Slave-Lasers III. Der vom Slave-Laser emittierte Strahl durch zwei weitere AOM's (high quality AOM6 und high quality AOM7) geführt wird. Diese AOM's sind von hoher Qualität. Bei optimierter Justage und vertikaler Polarisation des einfallenden Lichts beugen sie bis zu 90 % der Eingangsleistung in die erste Beugungsordnung. Diese AOM's ermöglichen ein kontrolliertes und schnelles Abschalten der MOT- und Raman-Gitter-Strahlen. Ein mechanischer Verschluss (engl. Shutter) direkt vor der jeweiligen Faser, welche das Licht zum Experimenttisch führt, stellt überdies sicher, dass im abgeschalteten Zustand der AOMs kein Streulicht mehr über diese Faser zum Experiment gelangt.

Master-Laser II

Der Master-Laser II stellt das Licht für den Zeeman-Rückpumper, den MOT-Rückpumper und den Polarisierer zur Verfügung. Eine Messung der Allen-Varianz des

Master-Laser II [Unt05] ergab eine Linienbreite von $\Delta\nu \simeq 28$ kHz. Dieser, im Vergleich zum Master-Laser I, höhere Wert ist auf das schlechtere Spektroskopiesignal zurückzuführen. Nach dieser Messung wurde die Spektroskopie umgebaut und mit einer neuen Cs-Dampfzelle versehen. Mit dieser Maßnahme konnte das Spektroskopie- und damit auch das Fehlersignal verbessert werden.

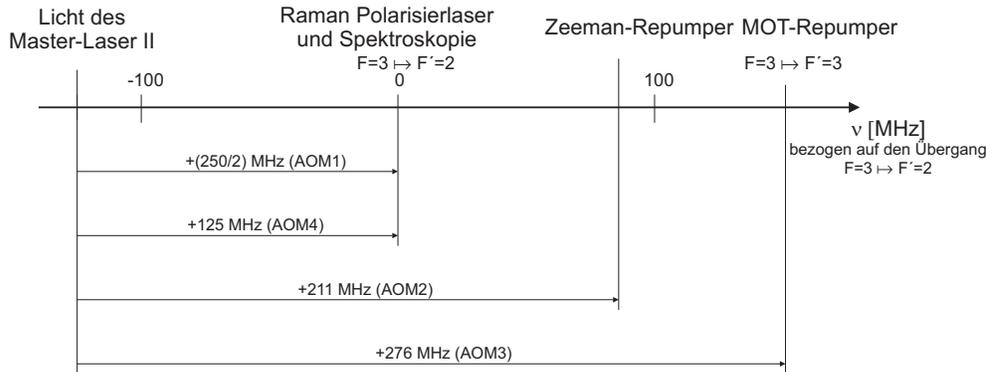


Abb. 3.12: Schema der Frequenzverschiebungen für die einzelnen Laseranwendungen, bezogen auf den Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$ für Master II. In Klammern neben den Verschiebungsfrequenzen ist der jeweils zuständige AOM wie in Abb. 3.13 nummeriert.

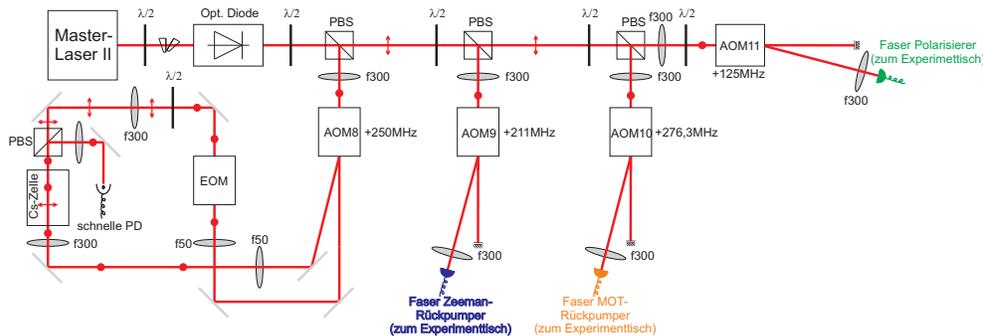


Abb. 3.13: Optischer Aufbau des Master Laser II: Der AOM1 teilt das Spektroskopielicht in Probe- und Sättigungsstrahl auf und verschiebt gleichzeitig die Frequenz des Probestrahl um 250 MHz. AOM2, 3 und 4 liefern frequenzverschobenes Licht für den MOT-Rückpumper-, den Zeeman-Rückpumper- und den Polarisierer-Laserstrahl.

Der optische Aufbau ist in Abb. 3.13 dargestellt, und die jeweils erforderlichen Laserfrequenzen sieht man in Abb. 3.12. Während beim Master-Laser I das Spektroskopielicht von einem PBS in einen Probestrahl und einen Sättigungsstrahl aufgeteilt wird, übernimmt beim Master-Laser II der AOM1 diese Aufteilung. Dabei wird der Probestrahl um 250 MHz blau verstimmt. Passieren beide gegenläufigen Strahlen nun die Cs-Dampf Zelle der Sättigungsspektroskopie, wechselwirken sie nicht mehr

3 Experimenteller Aufbau

gleichzeitig mit Atomen der Geschwindigkeitsklasse Null, sondern mit denen, die eine Dopplerverschiebung von 125 MHz aufweisen. Ist das Spektroskopielicht mit dem Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$ resonant, emittiert die Laserdiode um -125 MHz rot verschobenes Licht. Diese Frequenz ist dann der Ausgangspunkt für alle weiteren Frequenzverschiebungen. Das Licht für den MOT-Rückpumper- den Zeeman-Rückpumper- und den Polarisierer-Laserstrahl wird von AOM2, 3 und 4 frequenzverschoben und im jetzigen Aufbau direkt über eine polarisationserhaltende Glasfaser zum Experimenttisch geführt.

4 Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen

Bei der Erzeugung unseres BEC's aus Cs-Atomen, welche zu Beginn des Experiments als Strahl aus einem 90°C heißen Ofen austreten, sind mehrere Kühlstufen beteiligt. Das Vorkühlen, das das Abbremsen und Fangen von Atomen aus diesem Atomstrahl miteinschließt, erfolgt durch den Zeeman-Abbremsen und die MOT. Es endet mit der MOT-Kompressionsphase, während der die ca. $2,5 \cdot 10^8$ in der MOT gefangenen Atome auf die Größe des Raman-Gitters komprimiert werden. Darauf folgt eine RSK-Phase, die die Atome auf $1\ \mu\text{K}$ herunterkühlt und in den Grundzustand $|F=3, m_F=3\rangle$ polarisiert. Danach hat das Ensemble eine Phasenraumdichte von $\rho \simeq 2 \cdot 10^{-4}$. Im letzten Schritt werden die Atome in eine Dipolfalle geladen und durch Verdampfungskühlen unter die Kondensationstemperatur $T_c \approx 50\ \text{nK}$ heruntergekühlt. In diesem Kapitel werden alle Kühlstufen, im besonderen das RSK charakterisiert.

4.1 Vorkühlen

Der erste Schritt in einem Experimentzyklus ist das Laden der MOT aus dem vom Cäsiumofen kommenden Atomstrahl. Dabei werden die Atome vom Zeeman-Abbremsen so weit abgebremst, dass die magneto-optischen Kräfte der MOT ausreichen, um sie in der Falle zu halten und zu kühlen.

Das Licht des Zeeman-Abbremsen-Strahls hat am Experimenttisch eine Leistung von $58\ \text{mW}$, und ist zum Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ ca. $-50\ \text{MHz}$ rotverstimmt. Es wird mit dem Licht des Zeeman-Rückpumpers auf einem PBS überlagert und mit Hilfe eines Teleskops auf einen Durchmesser von $25\ \text{mm}$ aufgeweitet. Über die Distanz zwischen den beiden Teleskoplinsen wurde die Konvergenz der beiden Laserstrahlen der Divergenz des Atomstrahls angepasst. Das Design des Zeeman-Abbremsen ist darauf ausgelegt, Atome mit einer maximalen Geschwindigkeit von $260\ \text{m/s}$ abzubremesen.

Bei unserer MOT handelt es sich um eine Standard-MOT, die von drei Strahlenpaaren (jeweils gegenläufig) erzeugt wird. Die zwei horizontal einfallenden Strahlenpaare weisen zueinander einen Winkel von ca. 75° auf. Das Licht dafür wird von Slave-Laser II erzeugt. Das dritte Strahlenpaar ist zur Vertikalen leicht gekippt, da diese Strahlrichtung dem Raman-Seitenbandkühlen vorbehalten ist, und wird von Slave-Laser III erzeugt. Die Lichtstrahlen der beiden Slave-Laser werden nach der Glasfaser

4 Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen

jeweils gleichmäßig auf die einzelnen Strahlen aufgeteilt und mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von 20 mm aufgeweitet. Die daraus resultierende Intensität für die horizontalen Strahlen ist ca. 10 mW/cm^2 und für die vertikalen ca. 5 mW/cm^2 . Beide Slave-Laser werden während der MOT-Ladephase mit einer Verstimmung von -10 MHz zum Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ betrieben. Bei einem Strom von $5,5 \text{ A}$ erzeugen zur selben Zeit die zwei Gradientenspulen-Paare ein magnetisches Gradientenfeld von $4,51 \text{ G/cm}$.

Die Laderate mit Zeeman-Abbremsen optimierten wir auf ca. 10^8 Atome/s und erreichten maximale Teilchenzahlen bis zu $3 \cdot 10^8$ Atomen. Nach einer Kompressionsphase, während der das Gradientenfeld von $4,5 \text{ G/cm}^{-1}$ auf $25,0 \text{ G/cm}^{-1}$ erhöht und die Verstimmung von -10 MHz auf -70 MHz verfahren wird, ist die Cäsiumwolke im Durchmesser ca. $600 \mu\text{m}$ groß und $45 \mu\text{K}$ kalt.

4.2 Raman-Seitenbandkühlen

Das RSK wird in unserem Experiment dazu genutzt, die Cs-Atome von typischen MOT-Temperaturen von ca. $50 \mu\text{K}$ auf $1 \mu\text{K}$ herunterzukühlen. Dabei erreichen wir zur Zeit eine Teilchendichte von $n \simeq 4,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und eine Phasenraumdichte von $\rho \simeq 2 \cdot 10^{-4}$. Gleichzeitig polarisiert es das Ensemble in den absoluten Grundzustand und schafft somit die Bedingungen, welche für eine effiziente Verdampfung bis zum BEC nötig sind.

Beim Optimieren des RSK gibt es im Wesentlichen zwei Größen auf die es ankommt, die Anzahl der im Raman-Gitter gehaltenen Atome und deren Temperatur. Auf sie werden alle RSK-Parameter optimiert. Dazu gehören das Magnetfeld, welches die Vibrationsniveaus der Potentialtöpfe zu den einzelnen Zeeman-Unterstufen energetisch entartet, die Lichtleistung des Raman-Gitters und des Polarisierers-Strahls, die beiden Polarisationswinkel α und β (siehe Abb. 4.1), die Polarisation und die Verstimmung des Polarisierers zum Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$, und die zeitliche Koordinierung dieser Parameter. Alle diese Parameter sind von einander abhängig. Der optimale Wert für das z-Magnetfeld richtet sich zum Beispiel nach dem Energieabstand der Vibrationsniveaus, der wiederum von der Fallenfrequenz ω (siehe Kap. 2.6.2) und somit von der Intensität des Raman-Gitter-Lichts und den beiden Polarisationswinkeln α und β abhängt. Der optimale Wert für das Magnetfeld in der x-y Ebene hingegen hängt von der Strahlrichtung und der Polarisation des Polarisierers ab.

Diese Tatsache machte es unmöglich, die RSK-Parameter einzeln zu optimieren. Stattdessen war ein iterativer Prozess notwendig, bei dem sämtliche Parameter P_i bis auf einen P_o auf einem fixen Wert gehalten wurden, während die Werte für P_o in einem zuvor abgeschätzten Bereich in diskreten Schritten abgerastert wurden. Der Parameter P_o wurde dann auf dem Optimum fixiert und ein anderer Parameter wurde variiert. Durch mehrfache Wiederholung dieser Prozedur mit allen Parametern

konvergierten die Positionen der Optima. Zur Charakterisierung wurden sämtliche Parameter nach dem Optimierungsprozess noch einmal variiert. Die Messungen dazu sind in diesem Kapitel dargestellt.

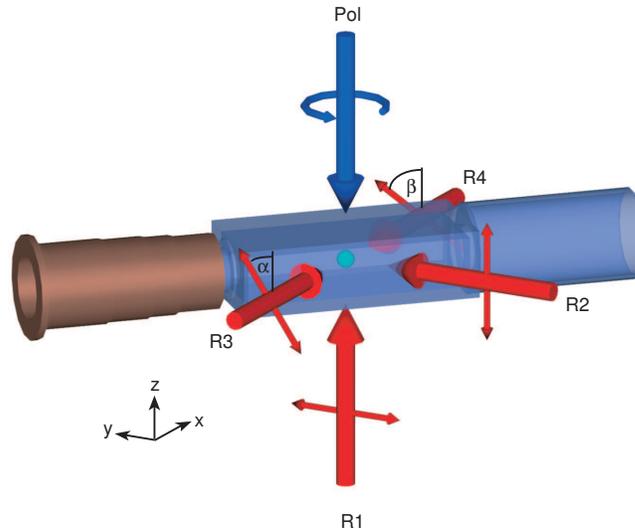


Abb. 4.1: Strahlkonfiguration für das RSK: Die horizontalen Strahlen des Raman-Gitters treffen in einem Winkel von ca. 45° auf die Seitenwände der Glaszelle. Die Polarisierungen der gegenläufigen Raman-Strahlen in x-Richtung weisen die Winkel α und β zur Vertikalen auf, während die Polarisierungen der Raman-Strahlen in y- und z-Richtung senkrecht aufeinander stehen und in die Ausbreitungsrichtung des jeweils anderen Strahls zeigen. Der Polarisierer kommt von oben und ist bezüglich der Magnetfeldrichtung σ^+ polarisiert.

4.2.1 Die Bestimmung der Teilchenzahl

Um die Zahl der Atome und ihre räumliche Verteilung zu messen, verwenden wir die Methode der Absorptionsabbildung. Ein resonanter Laserstrahl wird dabei auf die Atom-Wolke gerichtet. Durch Absorption wirft diese einen Schatten auf den Chip einer CCD-Kamera. Aus der Stärke der Absorption kann auf die Atomdichte geschlossen werden. Diese Methode ist bereits eine Standardtechnik und wird in vielen Experimenten mit kalten Atomen verwendet [Ket99].

Ein Abbildungszyklus beginnt mit dem Einschalten des MOT-Rückpumpers, der alle Atome in den $F=4$ Zustand pumpt. Nach $100 \mu\text{s}$ erfolgt ein $200 \mu\text{s}$ langer Absorptionspuls mit Licht, welches mit dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ resonant ist. Die Intensität des Absorptionsstrahls muss dabei so gewählt werden, dass man einerseits ein möglichst großes Signal erhält, aber andererseits den CCD-Chip nicht sättigt. Die Magnetfelder sind während dem Abbildungszyklus immer ausgeschaltet. Unter diesen

4 Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen

Bedingungen ist der Absorptionsquerschnitt gegeben durch $\sigma = 0,1945 \lambda^2$ [Web03a]. Der Abbildungsstrahl und die Achse der Kamera (Apogee Alta U,32) verlaufen horizontal und definieren in unserem Abbildungssystem die z -Achse. Die horizontale Richtung des Abbildungsbereichs wird im folgenden mit x und die vertikale mit y bezeichnet. Es ist darauf zu achten, dass dieses Koordinatensystem aus praktischen Gründen nicht mit dem der Raman-Strahlen (siehe Abb. 4.1) übereinstimmt.

Ein Bild entsteht in zwei Schritten. Zuerst nehmen wir den Schatten der Atom-Wolke auf. Dadurch wird das Ensemble stark aufgeheizt und somit der zuvor präparierte Zustand zerstört. Deshalb muss nach jeder Messung ein neuer Experimentzyklus gestartet werden. Dann werden alle Laserstrahlen für eine Zeit von 1500 ms ausgestellt, in der die Atome aus dem Abbildungsbereich fliegen. Anschließend wird ein Referenzbild des Abbildungslichts aufgenommen. Wir dividieren das erste Bild durch das zweite und erhalten die ortsabhängige Transmission

$$T(x, y) = e^{-\sigma\eta(x,y)}. \quad (4.1)$$

in Pixeleinheiten. Dabei ist $\eta(x, y) = \int n(x, y, z)dz$ die Säulendichte in Richtung des Absorptionsstrahls mit $n(x, y, z)$ der Teilchenzahldichte. Hat ein Pixel in der Abbildungsebene die Fläche $l \times l$, so kann man die Teilchenzahl mit Hilfe der Säulendichte $\eta(x, y) = -\ln(T(x, y))/\sigma$ folgendermaßen berechnen:

$$N_{gez} = \int \eta(x, y) dx dy = \sum l^2 \eta(x, y) \quad (4.2)$$

Bei einem sehr kleinen Signal wird N_{gez} von Rauschen ¹ dominiert. Dieses kann jedoch durch einen gaussförmigen Fit an die räumliche Verteilung

$$\eta(x, y) = \hat{\eta} e^{-(x/\omega_x)^2} e^{-(y/\omega_y)^2} \quad (4.3)$$

herausgemittelt werden, wobei $\omega_{x,y}$ die $1/e$ -Radien der Atom-Wolke bezeichnen. Die Teilchenzahl N_{fit} ist dann gegeben durch

$$N_{fit} = \pi l^2 \omega_x \omega_y \hat{\eta} \quad (4.4)$$

mit ω_x und ω_y in Pixeleinheiten.

Die Pixelgröße wird bestimmt, indem man die Atom-Wolke frei fallen lässt und an die zeitabhängige Position der Gaussverteilung eine Gravitationsparabel anpasst. Bei uns beträgt die Seitenlänge eines Pixels $l = 2,88 \mu\text{m}$.

4.2.2 Die Bestimmung der Temperatur

Die Temperatur der Cs-Atome nach dem RSK wird nach der „Time of Flight“-Methode gemessen. Dazu wird das Fallenpotential instantan ausgeschaltet, so dass die

¹Vor allem elektronische Rauschen, verursacht vom Kamerasensor und der Signalverstärkung.

Atome frei in den Raum expandieren können. In Abhängigkeit dieser Flugzeit wird nun die räumliche Ausdehnung $\sigma_x = \sqrt{2}\omega_x$ (Standardabweichung) der Atom-Wolke gemessen. Unter der Annahme einer gaussförmigen Geschwindigkeitsverteilung der Breite σ_v , wird der zeitliche Verlauf von σ_x beschrieben durch

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_x(t=0)^2 + (\sigma_v t)^2} \quad (4.5)$$

Ein Fit dieser Formel an die aufgenommenen Datenpunkte liefert σ_v . Ist die Atom-Wolke am Beginn der Expansion thermalisiert, so entspricht ihre Geschwindigkeitsverteilung einer Boltzmann-Verteilung und die Temperatur ist gegeben durch

$$T = \frac{m\sigma_v^2}{k_B} \quad (4.6)$$

Für eine Temperaturmessung mit einer Genauigkeit von unter 10 % ist eine Aufnahme von mindestens 10-20 Datenpunkten erforderlich, was eine Zeit von ca. 2 Minuten in Anspruch nimmt. Um den Optimierungsprozess zu verkürzen, beschränkten wir uns darauf, den zu optimierenden Parameter in Abhängigkeit der Ausdehnung $\sigma_x(t)$ nach einer Zeit von $t = 30 - 50$ ms nach dem Ausschalten des Raman-Gitters zu messen. Damit die Atome nicht aus dem Abbildungsbereich unserer Kamera fallen, wurden sie während dieser Zeit durch ein Gradientenfeld von ca. 31,3 G/cm levitiert. Es ist darauf zu achten, dass sich die Ausdehnung $\sigma(t)$ nicht nur mit der Temperatur, sondern auch mit der Anfangsausdehnung $\sigma(t=0)$, welche von der Teilchenzahl abhängig ist, ändert. Wir führten jedoch Kontrollmessungen mit etwas längerer Levitationszeit durch, welche aber keine merklichen Änderungen in den Positionen der Temperaturminimas ergaben. Nach dem Optimierungsprozess wurden Temperaturmessungen für bestimmte Parametereinstellungen durchgeführt. Dabei war $T = 1,08 \pm 0,06 \mu\text{K}$ die niedrigste gemessene Temperatur nach dem RSK.

4.2.3 Das Kühllicht

Zur Realisierung des Kühlschemas ist Licht mit zwei unterschiedlichen Frequenzen nötig. Das Licht für das optische Gitter wird von den selben beiden Lasern produziert, die auch das MOT-Licht generieren. Während der Raman-Seitenbandkühlphase laufen beide resonant auf dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=4$ und sind somit für Atome im Grundzustand $F=3$ um 9,2 GHz rot verstimmt. Bei dieser Wellenlänge fungiert das Gitterlicht nebenbei auch als Rückpumper, der Atome im $F=4$ Zustand in den Kühlkreis zurückpumpt.

Für den Polarisierer kommt Licht zum Einsatz, welches zum Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$ um $\delta_{Pol} = 6$ MHz blau verstimmt ist. Es wird vom selben Master-Laser generiert, der auch das Licht für den MOT- und den Zeeman-Rückpumper liefert. Die Verstimmung δ_{Pol} ist nötig, um der Lichtverschiebung durch das Pumplicht Rechnung zu tragen.

Die Strahlen des Gitterlichts und des Polarisierers werden nach der Glasfaserauskopplung am Experimenttisch auf einen Durchmesser von 3,1 mm aufgeweitet. Alle am RSK beteiligten Strahlen durchlaufen nach der Glasfaser einen PBS und werden hinsichtlich ihrer Polarisierung gefiltert. Mit einer Rückkopplung auf die AOMs vor der Glasfaserauskopplung wird die Intensität dieser polarisierten Strahlen stabilisiert.

Das Licht für die zwei gegenläufigen Strahlen entlang der x-Achse (R3 und R4 in Abb. 4.1) stammt von Slave-Laser III und hat am Experimenttisch eine maximale Leistung von 60 mW, welche auf beide Strahlen gleichmäßig aufgeteilt wird. Das Licht für die Strahlen entlang der y- und z-Achse werden hingegen von Slave Laser-II produziert und haben gemeinsam ebenfalls eine maximale Lichtleistung von 60 mW.

4.2.4 Fallenfrequenzen und Raman-Kopplung

Sowohl die Raman-Kopplung als auch die Fallenfrequenzen hängen von den Polarisationswinkeln α und β der zwei gegenläufigen Gitterstrahlen in x-Richtung ab. Für die Polarisationswinkel wählten wir gemäß den Berechnungen von Kap. 2.6.2 die Werte $\alpha = 0^\circ$ und $\beta = 90^\circ$. In Tab. 4.1 sind die Fallenfrequenzen und die Raman-Übergangsraten dargestellt, die mit den Gl. 2.27-2.29 und 2.36 für die Spitzenintensität eines Strahls von $I_{max} = 590 \text{ mW/cm}^2$ (bei $P_{ges} = 90 \text{ mW}$) im Zentrum des Gitters und für $I_{max}/e^2 = 92 \text{ mW/cm}^2$ in 1,55 mm Entfernung davon berechnet wurden.

| | $\omega_x/2\pi$ (kHz) | $\omega_y/2\pi$ (kHz) | $\omega_z/2\pi$ (kHz) | $\Omega_{m_F=3}^{(R)}/2\pi$ (s^{-1}) |
|---------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--|
| I_{max} | 92 | 65 | 65 | 275 |
| I_{max}/e^2 | 34 | 24 | 24 | 62 |

Tabelle 4.1: Fallenfrequenzen und Raman-Übergangsraten bei der Intensität I_{max} im Zentrum und I_{max}/e^2 am Rand des Raman-Gitters.

Die Zeeman-Frequenzverschiebung zweier benachbarter magnetischer Unterzustände beträgt für ein Cs-Atom im Hyperfein-Grundzustand 350 kHz/G. Mit diesem Wert und den berechneten Fallenfrequenzen lässt sich das benötigte Magnetfeld in z-Richtung abschätzen zu $B_{max} \approx 200 \text{ mG}$ im Zentrum und $B_{min} \approx 70 \text{ mG}$ am Rande des Raman-Gitters.

4.2.5 Das optimale Magnetfeld

Die Stärke und Richtung des Magnetfeldes am Ort der Atome hat eine große Auswirkung auf das RSK. Die richtige Stärke des Magnetfeldes verschiebt die Potentialtöpfe zu den einzelnen Zeeman-Unterzuständen energetisch so, dass deren Vibrationsniveaus entarten (siehe Kap. 2.3.2). Mit der richtigen Orientierung erreicht man hinge-

gen eine möglichst reine rechtszirkulare Polarisation des Polarisierstrahls entlang der Quantisierungsachse. Dafür wird die Magnetfeldrichtung mit Hilfe der x- und y-Kompensationsspulen aus der Richtung der z-Achse gedreht und der Polarisation des Polarisierstrahls angepasst. Durch diese Korrektur des leicht elliptisch polarisierten Polarisierstrahls erhält man neben der σ^+ -Polarisierung auch eine schwache π -Komponente. Sie pumpt die Atome vom untersten Vibrationsniveau des $m_F = 2$ Niveaus in den $F' = 2$ Zustand (Abb. 2.3) und wird für die vollständige Polarisierung der Atome in den $m_F = 3$ Zustand benötigt.

z-Magnetfeld

Das Raman-Gitter wird von Laserstrahlen mit einem gaussförmigen Intensitätsprofil erzeugt, was dazu führt, dass die Tiefe der Potentialtöpfe und somit auch die Fallenfrequenzen vom Gitterzentrum nach außen hin abnehmen. Die Vibrationsniveaus können demnach mit Hilfe des z-Magnetfeldes nicht für alle Gitterplätze gleichzeitig entartet werden. Doch vor allem die Verbreiterung der Vibrationsniveaus durch das Pumplicht macht es möglich, ein Magnetfeld zu finden, welches die Entartungsbedingung im Mittel für möglichst viele Gitterplätze erfüllt.

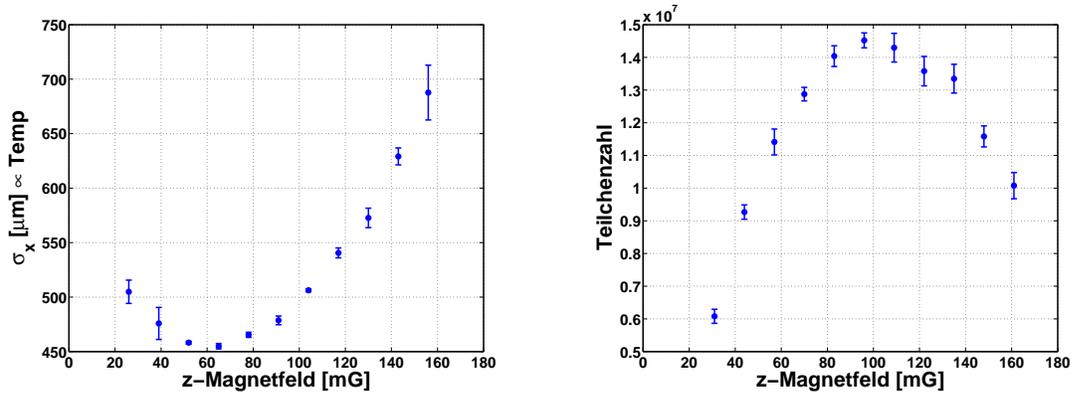


Abb. 4.2: RSK in Abhängigkeit des z-Magnetfeldes: links ist die Ausdehnung σ_x der Cs-Wolke nach 15 ms RSK und weiteren 30 ms im levitierten Zustand in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke in z-Richtung abgebildet. σ_x ist proportional zur thermischen Energie und dient in diesem Fall als Maß für die Temperatur des Ensembles. Rechts sieht man, wie sich während derselben Messreihe die Zahl der im Raman-Gitter gehaltenen Atome ändert.

Wir haben die Zahl der im Raman-Gitter gehaltenen Atome und die Ausdehnung σ_x der Cs-Wolke nach 30 ms im levitierten Zustand in Abhängigkeit des z-Magnetfeldes gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.2 dargestellt. Die Fehlerbalken für die Teilchenzahl und die Ausdehnung σ_x entsprechen der Standardabweichung der Messdaten. Die Magnetfeldachse wurde mit Hilfe von RF-Spektroskopie geeicht. Der größte Fehler

dabei entstand bei der Festlegung der Magnetfeldnull und ist systematischer Natur. Die Magnetfeldnull wurde über die Bewegung der Atome während der Melasse-Phase bestimmt. Den dabei auftretenden Fehler schätzen wir auf $\pm 20\text{mG}$ ab. Wir fanden heraus, dass die Atome bei einem Magnetfeld von $B_z \approx 70\text{ mG}$ ($T=1,08\text{ K}$) nach dem RSK am kältesten sind, während für $B_z \approx 100\text{ mG}$ ($T=1,70\text{ }\mu\text{K}$) die Teilchenzahl maximal wird. Beide Magnetfeldwerte liegen innerhalb des in Kap. 4.2.4 abgeschätzten Bereichs.

4.2.6 Die optimale Raman-Lichtleistung

Wir untersuchten auch den Einfluss der Lichtleistung des Raman-Gitters auf die Effizienz des RSK (Abb. 4.3). Dabei wurden die Lichtleistungen der von Slave-Laser II und III erzeugten Strahlen auf den selben Wert gesetzt und gemeinsam variiert. Wir stellten fest, dass die Zahl der im Raman-Gitter gefangenen Atome mit der Gesamtlichtleistung der Raman-Strahlen stetig zunimmt, bis sie bei ca. 90 mW in Sättigung geht. Neben der Zahl der Atome im $m_F = 3$ Zustand wurde auch jene der Atome im $m_F = 2$ Zustand aufgenommen. Denn durch die 30 ms andauernde Levitationsphase, während der nur die im Grundzustand polarisierten Atome gehalten wurden, konnten die Atome in den verschiedenen Zeeman-Unterstufen von einander getrennt werden. Das Signal der Population in den anderen m_F Zuständen waren jedoch zu gering, um sich vom Hintergrundsignal der Absorptionbilder hervorzuheben.

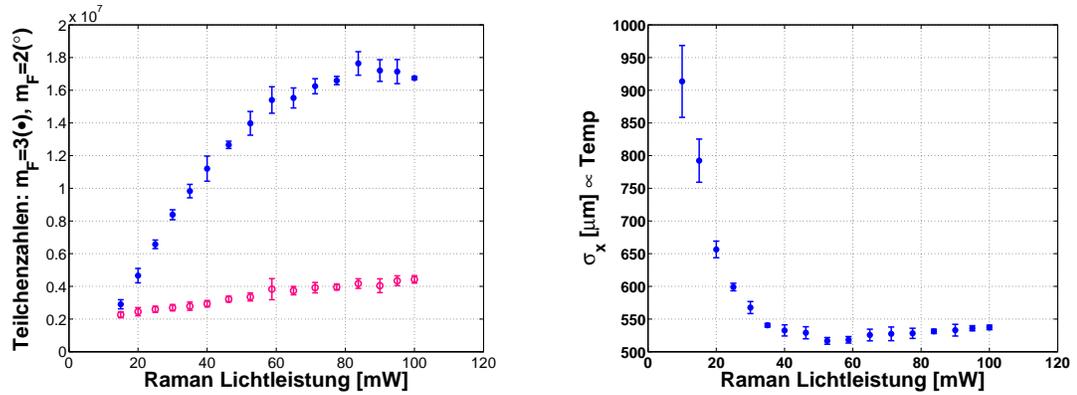


Abb. 4.3: Population des $m_F = 3$ (\bullet) und $m_F = 2$ (\circ) Zustandes (links) und Ausdehnung σ_x der Ramanwolke (rechts) in Abhängigkeit der Lichtleistung des Raman-Gitters nach 12 ms RSK. Die Werte für beide Messreihen wurden nach 30 ms Levitation aufgenommen. Das Magnetfeld in z-Richtung blieb konstant auf $B_z = 65\text{ mG}$

Es ist zu berücksichtigen, dass das Magnetfeld während der gesamten Messreihe auf einem fixen Wert gehalten wurde. Dies sollte jedoch die Messergebnisse nicht signifikant ändern, da sich die optimale Magnetfeldstärke, welche bei $P = 90\text{ mW}$

ermittelt wurde, rund um diesen Wert nicht viel ändert.

4.2.7 Die optimale Polarisierer-Lichtleistung

Die Intensität des Polarisiererstrahls bestimmt die Rate, mit der Atome im Raman-Gitter über den Zustand $|F' = 2, m_F = 2\rangle$ optisch in den Grundzustand $|F = 3, m_F = 3\rangle$ gepumpt werden. In Abb. 4.4 ist zu sehen, dass sich die Zahl der im Raman-Gitter gehaltenen Atome ab $120 \mu\text{W}$ mit der Lichtleistung des Polarisiererstrahls nicht mehr erhöhen lässt. Dies entspricht, bei einem gaussförmigen Strahl mit einem $1/e^2$ -Durchmesser von $3,1 \text{ mm}$, einer Spitzenintensität von $3,2 \text{ mW/cm}^2$. Jenseits dieser Grenze nimmt die Temperatur des Ensembles nach dem RSK zu. Der Grund dafür ist möglicherweise die Polarisation des Pumplichts. Ein kleiner Anteil von σ^- Polarisation, der aufgrund der oben erwähnten Sättigung besonders bei höheren Intensitäten zum tragen kommt, wirkt entgegen dem Kühlzyklus und heizt die Atome auf.

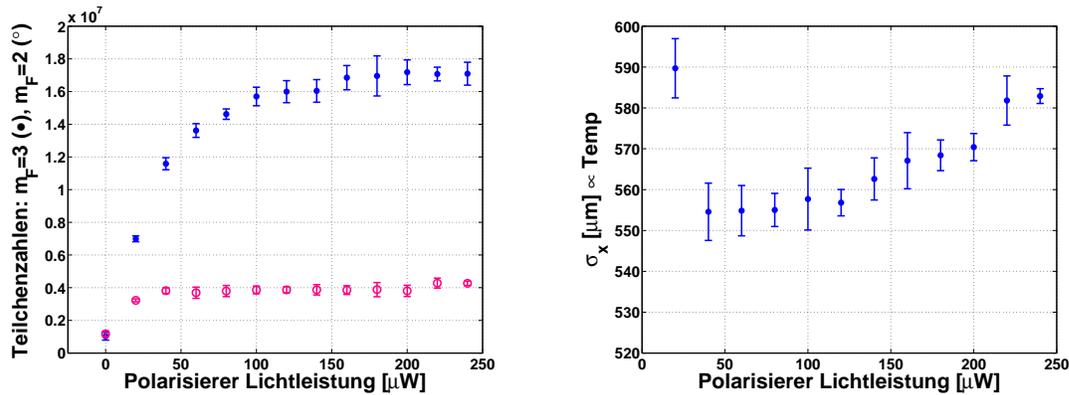


Abb. 4.4: Anzahl der im Raman-Gitter gefangenen Atome im $m_F = 3$ (\bullet) und $m_F = 2$ (\circ) Zustand in Abhängigkeit der Pumplichtleistung (links) und Ausdehnung σ_x der Ramanwolke (rechts). Die Messung wurde unter den selben Bedingungen wie in Abb. 4.3 bei einer Lichtleistung des Raman-Gitters von 90 mW durchgeführt.

4.2.8 Die optimale Polarisierer-Verstimmung

Die Frequenz des Pumplichts (Polarisierers) hat einen starken Einfluss auf die Kühlleistung. Eine Messung der im Raman-Gitter gefangenen Atome in Abhängigkeit der Polarisierfrequenz (Abb.4.5) ergab ein Maximum auf der blauverstimmten und einen Verlust der Atome auf der rotverstimmten Seite des Übergangs $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Dieser Effekt lässt sich durch die Größe und das Vorzeichen der Lichtverschiebung der verschiedenen Zeeman-Unterstufen der $F = 3$ Mannigfaltigkeit erklären. Wegen der σ^+ Polarisation des Pumplichts wird zwar der $|F = 3, m_F = 1\rangle$ Unterzustand verschoben, aber die Zustände $|F = 3, m_F = 2\rangle$ und $|F = 3, m_F = 1\rangle$ hingegen nicht,

4 Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen

da sie für das σ^+ Pumplicht Dunkelzustände darstellen. Im Fall einer Rotverstimmung des Pumplichts ist die Lichtverschiebung negativ. Ist zusätzlich ihr Betrag vergleichbar mit der Zeeman-Verschiebung, so wird aus dem Kühlzyklus ein Heizzyklus und die Atome werden nicht mehr im Raman-Gitter gehalten. Die maximale Teilchenzahl im Raman-Gitter erhielten wir bei einer Blauverstimmung von 6 MHz.

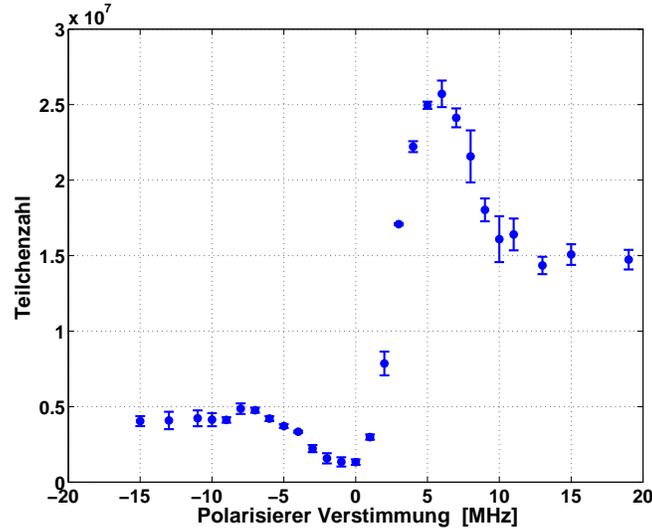


Abb. 4.5: Zahl der im Raman-Gitter gehaltenen Atome in Abhängigkeit der Verstimmung des Pumplichts vom Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$ bei einer Lichtleistung des Polarisierers von $120 \mu\text{W}$. Die Lichtleistung des Raman-Gitters betrug 90 mW und wurde auf alle 4 Strahlen gleichmäßig aufgeteilt.

4.2.9 Die optimale RSK-Zeit

Das Licht des Raman-Gitter wird gemeinsam mit dem des Polarisierers nach der MOT-Kompressionsphase mit Hilfe der Schalt-AOMs ($t_{\text{ein}} < 0,5 \mu\text{s}$) eingeschaltet. Die Zeit, in der die Lichtleistung beider Strahlen konstant gehalten wird, wird in dieser Diplomarbeit mit RSK-Zeit bezeichnet und schließt jene Zeit, die zum Herunterfahren des Gitters benötigt wird, nicht mit ein.

Eine Messung der Teilchenzahl in Abhängigkeit dieser Zeit (Abb. 4.6) zeigt, dass das Maximum der im Gitter haltbaren Atome schon nach 5 ms erreicht wird. Zu diesem Zeitpunkt ist der Anteil der Atome, die nicht im Grundzustand polarisiert sind noch relativ hoch, wird aber durch das optische Pumpen in den darauf folgenden 5-7 ms verringert. Aufgrund von Verlustprozessen, wie der spontanen Streuung von Photonen des Raman-Gitter-Lichts oder dem Teilchenverlust durch Heizzyklen, verursacht durch den σ^- Anteil im optischen Pumplicht, steigt die Population im $m_F = 3$ Zustand während dieser Zeit nicht merklich an. Nach ca. 12 ms ist die kälteste Tem-

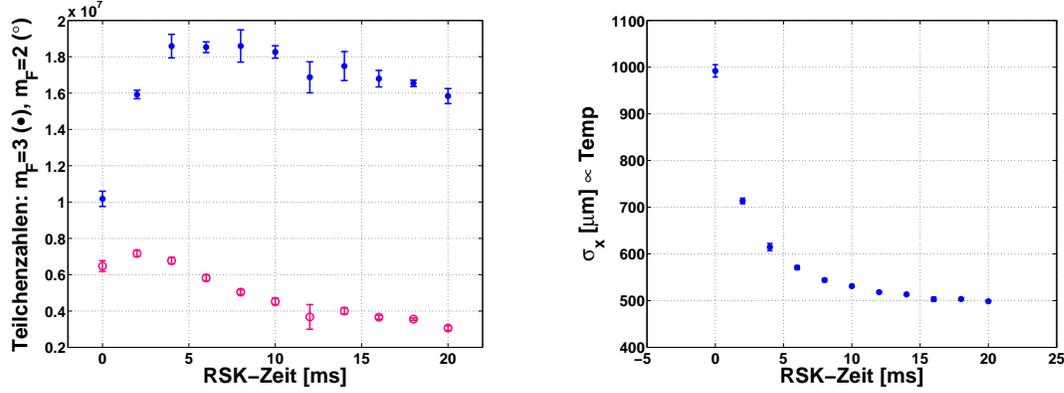


Abb. 4.6: Population des $m_F = 3$ (●) und $m_F = 2$ (○) Zustandes (links) und Ausdehnung σ_x der Raman-Wolke (rechts) in Abhängigkeit der RSK-Zeit. Die Messung wurde unter den selben Bedingungen wie in Abb. 4.3 bei einer Raman Lichtleistung von 90 mW durchgeführt.

peratur erreicht und weitere Kühlung führt wegen der Verlustprozesse lediglich zu einem Teilchenverlust im Raman-Gitter.

Neben der RSK-Zeit spielt das Herunterfahren des Gitters eine entscheidende Rolle beim Erreichen tiefer Temperaturen. Um das im Raman-Gitter gefangene Ensemble adiabatisch zu kühlen, sollte die Leistung des Gitterlichts P gemäß der Relation [Kas95]

$$P(t) = P(0)[1 + t/t_0]^{-2} \quad (4.7)$$

verringert werden. Dabei ist t_0 ein Parameter, der optimiert werden muss und der typischerweise im Bereich um $100\mu\text{s}$ liegt. Nach dem Einfügen einer linearen Intensitätsrampe, welche die Leistungen aller am RSK beteiligten Strahlen innerhalb von 0,5 ms auf null herunterregelt, konnte die Temperatur von $3\mu\text{K}$ auf $1\mu\text{K}$ gesenkt werden. Ein Versuch, die lineare Rampe durch eine adiabatische (Gl. 4.7) zu ersetzen, führte jedoch zu keiner weiteren Verringerung der Temperatur.

4.2.10 Der Polarisierungsgrad

Kurz vor dem Ende der MOT-Kompressionsphase wird das MOT-Rückpumper Licht ausgestellt. Die Atome werden nun durch das MOT-Licht in den $F = 3$ Zustand gepumpt. Mit einer Stern-Gerlach Analyse untersuchten wir die Populationen der 7 magnetischen Unterzustände der $F = 3$ Mannigfaltigkeit. Dafür setzten wir die Atome für 4 ms einem Gradientenfeld von $57,4\text{ G/cm}$ und einem Biasfeld von $51,0\text{ G}$ aus. Bei diesen Parametern wurden die Atome in den $m_F = 3, -3$ Zuständen so weit von einander getrennt, dass beide Populationen gerade noch am oberen und am unteren Rand des CCD-Chips abgebildet wurden.

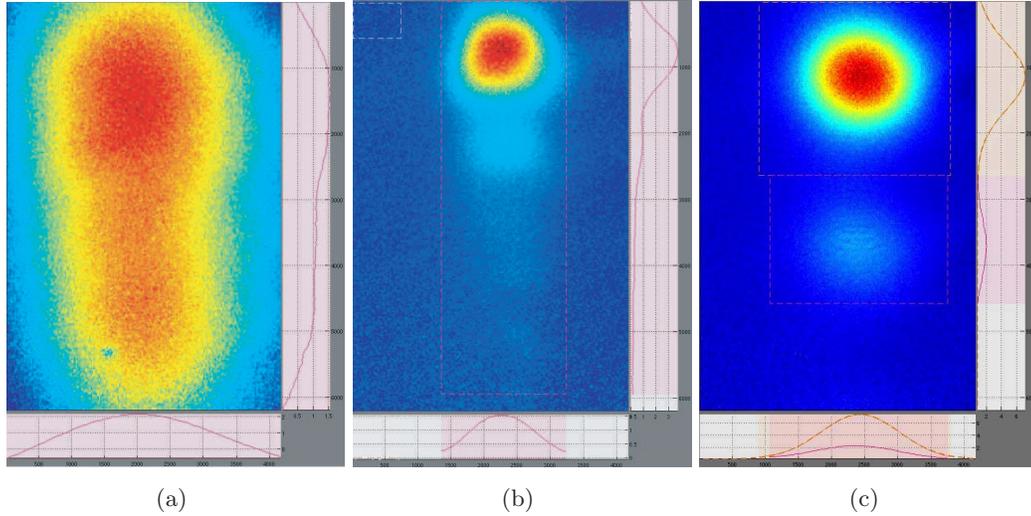


Abb. 4.7: Absorptionen der Atom-Wolke vor und nach dem RSK: Stern-Gerlach Experiment bei einem Magnetfeldgradienten von $57,4 \text{ G/cm}$ und einem Biasfeld von $51,0 \text{ G}$ nach MOT-Kompressionsphase (a) und nach 12 ms RSK (b). Vor dem RSK befinden sich die Atome in einem Zustandsgemisch der $F = 3$ Mannigfaltigkeit. Aufgrund der hohen Temperatur können die Populationen in den einzelnen magnetischen Unterzuständen nicht aufgelöst werden. Eine dritte Messung (c), bei der die Populationen in den $m_F = 2, 3$ Zuständen durch eine 30 ms lange Levitationsphase von einander getrennt wurden, ergab, dass von etwa $4,7 \cdot 10^7$ Atomen ca. 80% im $m_F = 3$ Zustand polarisiert sind. Der Rest befindet sich hauptsächlich im $m_F = 2$ Zustand.

Zu Beginn des Raman-Seitenband Kühlens befinden sich die Atome in einem Spingemisch (Abb. 4.7(a)). Aufgrund der hohen Temperatur nach der MOT-Kompressionsphase ($T \simeq 45 \text{ K}$) und der daraus resultierenden hohen Expansionsgeschwindigkeit der Atome konnten die Populationen der einzelnen magnetischen Unterzustände nicht aufgelöst werden. Durch das RSK werden sie in den $m_F = 3$ Zustand polarisiert. Die Messung zum Bild in Abb. 4.7(b) wurde mit den selben Stern-Gerlach Parametern durchgeführt wie die zum Bild links daneben. Der Hauptteil der Atome, welche nicht im Grundzustand polarisiert sind, befinden sich im $m_F = 2$ Zustand. Um die Populationen in beiden Zeeman-Unterzuständen getrennt von einander messen zu können, wurde die Atom-Wolke nach dem RSK bei einem Magnetfeldgradienten von $31,7 \text{ G/cm}$ für 30 ms levitiert (Abb. 4.7(c)). Dabei ergab sich ein Polarisierungsgrad von ca. 80%

4.2.11 Raman-Kühlen nicht gebundener Atome

Nach der MOT-Kompressionsphase haben die Cs-Atome eine Temperatur von ca. $45 \mu\text{K}$. Die Falltiefe der Potentialtöpfe im Raman-Gitter bei optimierten Kühlparametern entspricht hingegen je nach Raumrichtung einer Temperatur zwischen $10 \mu\text{K}$

und $25 \mu\text{K}$. Obwohl demnach eigentlich nur ein geringer Teil dieser Atome gleich zu Beginn des Umladens gebunden ist, können wir doch über 80% der Atome im Gitter halten, wenn die Größe der MOT-Atomwolke kleiner ist als unser Gittervolumen.

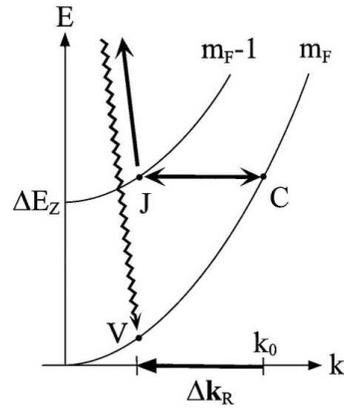


Abb. 4.8: Kühlschema aus Ref. [Ker00]: Atome, die zu Beginn des Umladeprozesses nicht gebunden sind, werden von $m_F(C)$ nach $m_F-1(J)$ transferiert, wenn ein Raman-Übergang gleichzeitig die Energie- und Impulserhaltung erfüllt. Optisches Pumpen zurück zu $m_F(V)$ kühlt die Atome um eine Zeeman-Aufspaltung ΔE_Z .

In Abschnitt 4.6 wird berichtet, dass das Maximum der im Raman-Gitter gehaltenen Atome schon nach wenigen ms Kühlzeit erreicht wird. Dies ist viel zu schnell, um jene Atome, welche am Beginn zu heiß sind, um gebunden zu sein, durch elastische Stöße mit den bereits gebundenen Atomen ins Gitter zu kühlen.

A. Kerman et al. versuchen in Ref. [Ker00] dieses Phänomen mit dem Analogon des RSK im freien Raum zu erklären. Ein ungebundenes Atom, welches sich am Anfang im $m_F = 3$ Zustand befindet, wird durch das optische Potential beschleunigt, bis es den Punkt C erreicht (Abb. 4.8). Dort erfüllt ein Raman-Übergang zum $m_F = 2$ Zustand gleichzeitig Energie- und Impulserhaltung, und ändert den atomaren Impuls um Δk_R . Anschließend wird das Atom vom Punkt J aus durch optisches Pumpen mit π Licht oder durch einen zweiten Raman-Übergang zu $m_F = 1$ gefolgt von optischem Pumpen mit σ_+ Licht, zurück zum $m_F = 3$ Zustand (Punkt V) gekühlt, während es die Energie von einem bzw. zwei Zeeman-Aufspaltungen ΔE_Z verliert. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis das Atom im Gitter gebunden ist.

4.3 Verdampfungskühlen

Nach der Laserkühlung besteht unser Cs Ensemble aus $4 \cdot 10^7$ Atomen bei einer Temperatur von ca. $1 \mu\text{K}$ und einer geschätzten Phasenraumdichte von $\rho \simeq 2 \cdot 10^{-4}$. Für nicht wechselwirkende Bosonen in einer dreidimensionalen harmonischen Falle findet der Übergang von der Gasphase in die BEC-Phase bei einer Phasenraumdichte

4 Charakterisierung der verschiedenen Kühlstufen

von $\rho = 1,202$ statt [Pet02]. Demnach muss die Phasenraumdichte um den Faktor 10^4 erhöht werden, um das Cs zu einem BEC zu kondensieren. Dies erreichen wir durch Verdampfungskühlen (Kap. 2.4), das unsere Cs-Atom-Wolke noch kälter und gleichzeitig dichter macht.

Wie die Methode des „Kaltblasens“ eines heißen Getränks basiert die Verdampfungskühlung darauf, die heißesten Teilchen aus der Tasse bzw. aus der Falle zu entfernen. Dies geschieht bei unserem Experiment in vier Stufen, wie in Abb. 4.9 gezeigt.

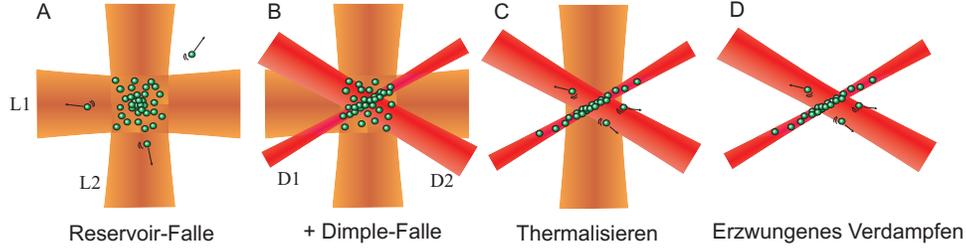


Abb. 4.9: Darstellung der vier Verdampfungsstufen auf dem Weg zum Cs-BEC: A) Laden der Reservoir-Falle (L1,L2) bei einem magnetischen Biasfeld von 130 G ($a \simeq 1400 a_0$); B) Laden der Dimple-Falle (D1,D2) bei 30,5 G ($a \simeq 560 a_0$); C) Thermalisieren im Dimple (400 ms) bei einem Biasfeld von 21 G ($a \simeq 210 a_0$); D) Erzwungene Verdampfungskühlung durch Herunterfahren der Leistungen von D1 und D2.

4.3.1 Reservoir-Falle

Die Reservoir-Falle wird durch den Kreuzungspunkt zweier Laserstrahlen gebildet, die einen Strahldurchmesser von ca. $1600 \mu\text{m}$ besitzen (Abb. 4.9 A). Sie basiert auf der optischen Dipolkraft [Gri00] die intensitätsabhängig ist und die Atome im Fall einer Rot-Verstimmung in Richtung Intensitätsmaximum zieht. Das Licht der Reservoir-Falle wird von einem 100 W Faserlaser bereitgestellt und während des RSK eingeschaltet. Da die Phasenraumverteilung der Atome aus dem Raman-Gitter nicht exakt an das gekreuzte Fallenpotential der Laserstrahlen angepasst ist, sieht ein Teil der Atome beim Umladen die zusätzliche Potentialenergie der Reservoirlaser, wodurch sich das Ensemble auf mehrere μK aufheizt.

Eine ausreichend große elastische Stoßrate für eine effiziente Verdampfung aus der Reservoir-Falle wird gewährleistet, indem die Streulänge a durch anlegen eines Biasfeld von $B_B = 130 \text{ G}$ auf einen großen Wert von $a \simeq 1400 a_0$ abgestimmt wird. Die Falle wird eine Sekunde lang bei diesen Parametern gehalten. Nach dieser Verdampfungsphase verbleiben etwa $1,2 \cdot 10^7$ Atome bei einer Temperatur von $\sim 1 \mu\text{K}$ in der Reservoir-Falle. Im Vergleich zu den Bedingungen nach dem RSK erhöht sich somit die Teilchendichte auf $n_0 \simeq 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und die Phasenraumdichte steigt leicht auf $\rho \simeq 3 \cdot 10^{-4}$.

4.3.2 Laden der Dimple-Falle

Zur weiteren Erhöhung der Phasenraumdicke benutzen wir den so genannten „Dimple-Trick“. Dieses Verfahren ist mittlerweile sehr gut erprobt [SK98, Ham02, Web03b] und dessen Prinzip wird in Ref. [Pin97] ausführlich beschrieben.

Zwei weitere, wesentlich stärker fokussierte Laserstrahlen erzeugen im Zentrum der Reservoir-Falle eine schmale und tiefe Potentialsenke (Dimple). Jene Atome, die sich während des Einschaltvorgangs im Bereich der zusätzlichen Laserstrahlen befinden und deren Energie genügend klein ist, werden in der Dimple-Falle gefangen. Darüber hinaus wird die Dimple-Falle durch elastische Stöße der Atome im Reservoir gefüllt. Durch die stärkere Kompression im Dimple erhöht sich auch die Temperatur der dort eingeschlossenen Atome. Die heißesten unter ihnen dampfen jedoch zurück in die Reservoirfalle, wodurch die Temperatur der übrigen Dimple-Atome sinkt. Aufgrund der höheren Dichte bei nahezu gleichbleibender Temperatur erhöht sich die Phasenraumdicke in der Dimple-Falle.

Erzeugt wird das Dimple-Potential im Zentrum der Reservoirfalle von den zwei Laserstrahlen $D1$ und $D2$ (Abb. 4.9 B). Ein schmalbandiger 2 W Laser bei 1064 nm stellt das Licht für den Strahl $D1$ bereit, welcher im Fokus eine Strahldurchmesser von $90 \mu\text{m}$ hat und somit für einen recht engen radialen Einschuss der Atome sorgt. Das Licht für den Strahl $D2$ kommt aus einem 2 W Faserlaser bei 1070 nm. Er hat einen Strahldurchmesser von $510 \mu\text{m}$ und sorgt dafür, dass die Atome längs des Strahls $D1$ nicht entweichen können.

Das Potential der Dimple-Falle wird adiabatisch hochgefahren, indem wir innerhalb einer Sekunde die Leistung von $D1$ von 0 auf 100 mW und die von $D2$ von 0 auf 1800 mW hochfahren. Um beim Laden des Dimples Drei-Körper-Verluste zu unterdrücken, verringern wir zu diesem Zeitpunkt das magnetische Biasfeld auf $B_B = 30,5 \text{ G}$, was einer Streulänge von $a \simeq 560 a_0$ entspricht.

4.3.3 Thermalisieren in der Dimple-Falle

Unmittelbar am Ende der Dimple-Ladephase wird einer der Reservoirstrahlen ausgeschaltet, wodurch sich das Atom-Reservoir entleert (Abb. 4.9 C). Nun geben wir dem Ensemble 400 ms Zeit, um sich im Dimple zu thermalisieren. Während dieser Zeit stellen wir das magnetische Biasfeld auf $B_B = 21 \text{ G}$, was einer Streulänge von $a \simeq 210 a_0$ entspricht. Dieser Magnetfeldwert wird nun für die weitere Verdampfung beibehalten, denn es zeigt sich bei diesem Feld ein optimales Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stößen. Der Grund dafür liegt in der Anwesenheit eines Efimov-Zustandes bei $a = 210 a_0$ [Kra06], der den Verlust durch Drei-Körper-Stöße an dieser Stelle minimiert. Nach der Thermalisierung bleiben etwa $1,3 \cdot 10^6$ Atome im Dimple gefangen. Die maximale Teilchendichte erhöht sich auf $n_0 \simeq 1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von $1 \mu\text{K}$. Damit erhalten wir einen Wert für die Phasenraumdicke von $\rho \simeq 6 \cdot 10^{-2}$.

4.3.4 Erzwungene Verdampfung

Der letzte Schritt besteht aus dem stufenweisen Herunterfahren aller Laserstrahlen (Abb. 4.9 D). Damit wird die Potentialtiefe des Dimples sukzessive verringert, und somit auch die Temperatur des darin eingeschlossenen Ensembles. Diesen Vorgang nennt man erzwungene Verdampfung (Kap. 2.4).

In unserem Experiment geschieht dies in drei Stufen, ähnlich dem Verfahren, wie es in Ref. [Kra04] beschrieben wird. Zuerst wird nur die Leistung des Strahls $D1$ innerhalb von 500 ms linear auf 25 mW heruntergefahren. Die Leistung von $D2$ bleibt währenddessen konstant. Es hat sich herausgestellt, dass es von Vorteil ist, auch den Reservoirstrahl zu diesem Zeitpunkt noch anzulassen. Wahrscheinlich reicht die Intensität des Strahls $D2$, welcher schon mit maximal möglicher Leistung betrieben wird, nicht aus, um den axialen Einschluß zu gewährleisten. Gleich zu Beginn der zweiten Stufe wird der Reservoirstrahl instantan ausgeschaltet. Indessen wird die Leistung von Strahl $D1$ in 1 s auf einen Wert von 10 mW reduziert. Während der letzten Stufe, die 1,5 s dauert, wird die Leistung von $D1$ auf 3,5 mW und die von $D2$ auf 800 mW verringert.

4.3.5 Der Phasenübergang

Der Phasenübergang zum BEC zeigt sich im Dichteprofil des kalten Ensembles. In Abb. 4.10 ist dieses für verschiedene Verdampfungsparameter nach 45 ms im Levitationsfeld dargestellt. Vor dem Phasenübergang besitzt die Atom-Wolke eine thermische Verteilung, was sich in einer gaussförmigen Dichteverteilung widerspiegelt. Das reine BEC hat hingegen die Form einer invertierten Parabel. Dazwischen besteht die Atom-Wolke sowohl aus dem Kondensat als auch aus thermischen Atomen und die Dichteverteilung entspricht deshalb einer Zweikomponenten-Verteilung (bimodalen Verteilung).

Durch das Ausschalten der beiden Dimple-Laser werden die Atome am Ende der Verdampfungsphase aus der optischen Falle frei gelassen. Gleichzeitig wird das magnetische Biasfeld auf ca. 17 G gestellt. Bei diesem Feld ist die Streulänge $a = 0$ und die „Meanfield“-Wechselwirkung zwischen den Atomen ist ausgeschaltet (siehe Kap. 2.2.2). Dadurch ist die Expansion des Kondensats unterdrückt und die Zweikomponenten-Verteilung ausgeprägter. Gegenwärtig sind wir in der Lage ein fast reines BEC aus 70.000 Atomen zu erzeugen.

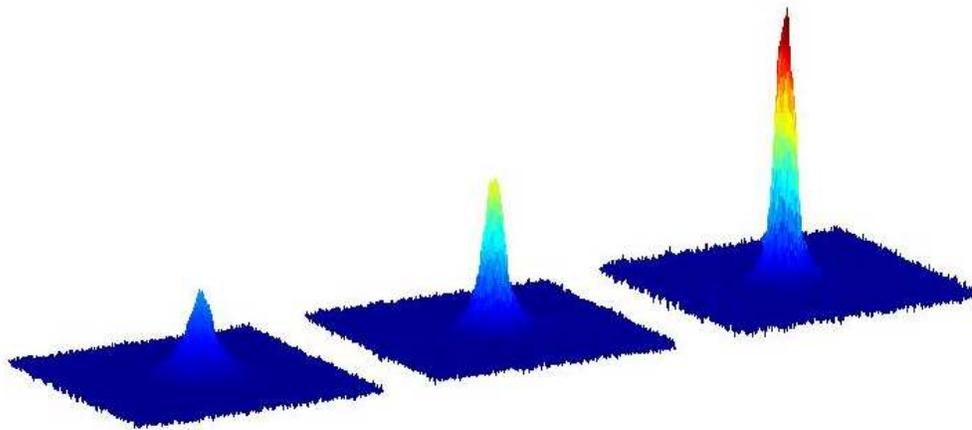


Abb. 4.10: Der Phasenübergang zum BEC: Dichteverteilung der Cs-Atome nach 45 ms freier Expansion (mit Streulänge $a=0$) für verschiedene Verdampfungsparameter. Links, eine thermische Verteilung. In der Mitte bimodale Verteilung mit Kondensat und thermischer Wolke. Rechts, ein fast reines BEC mit ca. 70.000 Atomen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das im Zuge dieser Diplomarbeit implementierte 3D-Raman-Seitenbandkühlen trägt maßgeblich dazu bei, dass wir mit unserem momentanen Aufbau im Stande sind, ein BEC aus 70.000 Cs-Atomen in weniger als 8 s zu erzeugen. Durch die effiziente Kühlung ist eine Melasse-Phase zwischen der MOT-Phase und dem RSK nicht mehr nötig. Zur Zeit stehen nach dem RSK $5 \cdot 10^7$ Atome im spinpolarisierten Zustand mit einer Temperatur von unter $1 \mu\text{K}$ zur Verfügung. Es lassen sich nun einerseits die Umladevorgänge vom Raman-Gitter in die Reservoir-Falle und von dort in die Dimple-Falle und andererseits die Parameter der Verdampfungskühlung optimieren. Zur Zeit laden wir bis zu 10^7 Atome im thermalisierten Zustand in die Reservoir-Falle.

Eine Möglichkeit zur weiteren Optimierung wäre, die durch den Umladeprozess aufgeheizten Atome durch gepulstes RSK in der Reservoir-Falle zu kühlen. Dabei würde sich nicht nur die Temperatur reduzieren, sondern zugleich auch die Teilchendichte im Fallenzentrum erhöhen. In Kombination führt dies zum Anstieg der Phasenraumdicke nach dem Laserkühlen. Dadurch könnte die Verdampfungskühlzeit verkürzt und somit die Atomzahl im Kondensat erhöht werden.

Gegenwärtig wird das Experiment mit einem optischen Gitter zur Erzeugung eines Mott-Isolator-Zustandes erweitert [Gre02]. Bis jetzt wurde dieser Zustand für Rb- und Na-Atome erzeugt. Mit Cs wäre man das erste Mal in der Lage, den Übergang zwischen der suprafluiden und der Mott-Isolator Phase durch Anheben oder Senken der Wechselwirkungsstärke zu treiben.

Die Mott-Isolator Phase würde es im folgenden erlauben, das optische Gitter mit jeweils genau zwei oder drei Atomen pro Gitterplatz zu laden. Die exakte Kontrolle der Wechselwirkung zwischen diesen Atomen über Feshbach-Resonanzen versetzt uns in die Lage, Moleküle zu erzeugen [Her03, Kra04] und sie spektroskopisch zu untersuchen. Die reichhaltige molekulare Struktur von Cs kann dazu verwendet werden, molekulare Interferometer zu realisieren oder molekulare Feshbach-Resonanzen [Chi05] zu untersuchen. Neben der Erzeugung von Molekülen ermöglicht das optische Gitter die Untersuchung der Stoßeigenschaften von zwei und drei Cs-Atomen. Insbesondere die Stoßeigenschaften des sogenannten „clock“-Zustandes $|F = 3, m_F = 0\rangle$ sind in Anbetracht der Wichtigkeit von Cs für Atomuhren von großem Interesse. Die Präparation von zwei Atomen im Grundzustand pro Gitterplatz und der darauf folgende Transfer der gesamten Population in den „clock“-Zustand erlauben es, die sogenannten „clock-shifts“ [Leo01] zu messen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Angesichts des Nachweises von Efimov-Quantenzuständen [Kra06] wäre es denkbar, mit drei Atomen pro Gitterplatz die Bildung und Stabilität von Efimov-Trimeren im optischen Gitter [Sto05] zu untersuchen. Mit interferometrischen Methoden könnten eventuell sogar Informationen über die Streuphase bei Drei-Körper-Stößen gewonnen werden. Darüber hinaus wäre man in der Nähe der breiten s-Wellen Feshbach-Resonanzen bei 550 G und 800 G in der Lage, die Streulänge über mehr als den Efimov-Faktor von 22,7 [Efi70] zu variieren und damit möglicherweise das Efimov-Szenario vollständig zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [And95] M. H. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [And97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, Science **275**, 637 (1997).
- [Arl98] J. Arlt, P. Bancet, S. Hopkins, J. Martin, S. Webster, A. Wilson, K. Zetie, and C. Foot, *Suppression of collisional loss from a magnetic trap*, J. Phys. B **31**, L321 (1998).
- [Arn97] M. Arndt, M. B. Dahan, D. Guéry-Odelin, M. Reynolds, and J. Dalibard, *Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*, Phys. Rev. Lett. **79**, 625 (1997).
- [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).
- [Bur99] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, *Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5198 - 5201 (1999) **83**, 5198 (1999).
- [Chi01] C. Chin, *Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap*, Dissertation, Stanford University (2001).
- [Chi04] C. Chin, V. Vuletic, 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).
- [Chi05] C. Chin, T. Kraemer, M. Mark, J. Herbig, P. Waldburger, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Observation of Feshbach-like resonances in collisions between ultracold molecules*, Phys. Rev. Lett. **94**, 123201 (2005).
- [Cor00] S. Cornish, N. Claussen, J. Roberts, E. Cornell, and C. Wieman, *Stable ⁸⁵Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1795 (2000).

- [CT99] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe, *Quantenmechanik*, de Gruyter GmbH & Co. KG, 1999.
- [Dah96] M. B. Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).
- [Dal99] J. Dalibard, *Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi (1999).
- [Dav95a] K. Davis, M.-O. Mewes, and W. Ketterle, *An analytical model for evaporative cooling of atoms*, App. Phys. B **60**, 155 (1995).
- [Dav95b] 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).
- [Dem93] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, 1993.
- [Den00] J. Denschlag, J. E. Simsarian, D. L. Feder, C. Clark, L. A. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, W. P. Reinhardt, S. L. Rolston, B. I. Schneider, and W. D. Phillips, *Generating Solitons by Phase Engineering of a Bose-Einstein Condensate*, Science **97**, 287 (2000).
- [Deu98] I. H. Deutsch and P. S. Jessen, *Quantum-state control in optical lattices*, Phys. Rev. A **57**, 1972 (1998).
- [Dür04] S. Dür, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe, *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004).
- [Efi70] V. Efimov, *Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system*, Phys. Lett. B. **33**, 563 (1970).
- [Fer06] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, and G. M. Tino, *Long-Lived Bloch Oscillations with Bosonic Sr Atoms and Application to Gravity Measurement at the Micrometer Scale*, Phys. Rev. Lett. **97**, 060402 (2006).
- [Fes62] H. Feshbach, *A Unified Theory of Nuclear Reactions. II*, Ann. Phys. **19**, 287 (1962).
- [Geh98] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard, and J. E. Thomas, *Dynamics of noise-induced heating in atom traps*, Phys. Rev. A **58**, 3914 (1998).
- [Ger99] M. Gertsch and M. Rosenbluh, *Injection Locking of a Diode Laser Locked to a Zeeman Frequency Stabilized Laser Oscillator*, Opt. Comm. **170**, 269 (1999).

- [Gil95] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, *Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
- [GO98] D. Guery-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).
- [Gre03] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi Gas*, Nature **426**, 540 (2003).
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000).
- [Gry93] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, and C. Salomon, *Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993).
- [Ham98] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, and P. S. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998).
- [Ham02] M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Cold-atom gas at very high densities in an optical surface microtrap*, Phys. Rev. A **66**, 051401(R) (2002).
- [Han00] D.-J. Han, S. Wolf, S. Oliver, C. McCormick, M. T. DePue, and D. S. Weiss, *3D Raman Sideband Cooling of Cesium Atoms at High Density*, Phys. Rev. Lett. **85**, 724 (2000).
- [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*, Dissertation, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck (2005).
- [Hes86] H. F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).

- [Joc03] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **301**, 2101 (2003), published online 13 November 2003; 10.1126/science.1093280.
- [Kas95] A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and P. S. Jessen, *Adiabatic Cooling of Cesium to 700 nK in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1542 (1995).
- [Ker00] A. J. Kerman, V. Vuletic', 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. v. Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 70 (1996).
- [Ket99] W. Ketterle, D. Durfee, and D. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi, 67, IOS Press (1999).
- [Kha02] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Formation of a Matter-Wave Bright Soliton*, Science **296**, 1290 (2002).
- [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).
- [Kra06] 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).
- [Lan82] R. Lang, *Injection locking properties of semiconductor lasers*, IEEE J. Quant. Electron **QE-18**, 976 (1982).
- [Leo01] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, and C. J. Williams, *Collisional Frequency Shifts in ^{133}Cs Fountain Clocks*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3743 (2001).
- [Let68] V. Letokhov, *Narrowing of the Doppler width in a standing light wave*, JETP Lett. **7**, 272 (1968).
- [Let89] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).

- [Ma93] L. S. Ma, P. Courteille, G. Ritter, W. Neuhauser, and R. Blatt, *Spectroscopy of Te2 with modulation transfer: Reference lines for precision spectroscopy in Yb+ at 467 nm*, Appl. Phys. **57**, 159 (1993).
- [Mad00] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000).
- [Mat99] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2498 (1999).
- [Met89] H. Metcalf, *Magneto-optical trapping and its application to helium metastables*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2206 (1989).
- [Mod01] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*, Science **294**, 1320 (2001).
- [Mon90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
- [Mon95] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland, and P. Gould, *Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4011 (1995).
- [Mor01] O. Morsch, J. H. Müller, M. Cristiani, D. Ciampini, and E. Arimondo, *Bloch Oscillations and Mean-Field Effects of Bose-Einstein Condensates in 1D Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **87**, 140402 (2001).
- [O'H89] J. F. O'Hanlon, *A User's Guide to Vacuum Technology*, Wiley, 1989.
- [Pet02] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press (2002).
- [Phi82] W. D. Phillips and H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [Pin97] P. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. Reynolds, T. Hijmans, and J. Walraven, *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **78**, 990 (1997).
- [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).

- [Ram85] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press, 1985.
- [Roa04] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno, and M. Inguscio, *Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases*, Phys. Rev. Lett. **92**, 230402 (2004).
- [Sch98] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, Review of Scientific Instruments **70**, 242 (1998).
- [Shi82] J. H. Shirley, *Modulation Transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy*, Opt. Lett. **7**, 537 (1982).
- [Shi04] Y. Shin, M. Saba, T. A. Pasquini, W. Ketterle, D. E. Pritchard, and A. E. Leanhardt, *Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential*, Phys. Rev. Lett. **92**, 050405 (2004).
- [Sie86] A. E. Siegmann, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [Sit75] A. G. Sitenko, *Scattering Theory*, Springer-Verlag, 1975.
- [SK98] D. Stamper-Kurn, H. Miesner, A. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, and W. Ketterle, *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2194 (1998).
- [Sö98] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869 (1998).
- [Ste02] D. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkali-data/cesiumnumbers.pdf> (2002).
- [Sto05] M. Stoll and T. Köhler, *Production of three-body Efimov molecules in an optical lattice*, Phys. Rev. A **72**, 022714 (2005).
- [Tay72] J. R. Taylor, *Scattering Theory: The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions*, John Wiley & Sons, Inc., 1972.
- [Tie93] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, *Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions*, Phys. Rev. A **47**, 4114 (1993).
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 51401 (2001).

- [Unt05] P. Unterwaditzer, *Aufbau eines vollständigen Diodenlasersystems zur Laserkühlung und Detektion von gespeicherten Cs-Atomen*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2005).
- [Web03a] T. Weber, *Bose-Einstein Condensation of Optically Trapped Cesium*, Dissertation, Universität 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. Nägerl, and R. Grimm, *Three-Body Recombination at Large Scattering Lengths in an Ultracold Atomic Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 123201 (2003).
- [Wei03] M. Weidemüller and C. Zimmermann (Eds.), *Interactions in Ultracold Gases*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2003.
- [Xu03] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, and W. Ketterle, *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 210402 (2003).