

**ERZEUGUNG UND CHARAKTERISIERUNG
ULTRAKALTER RUBIDIUM- UND
YTTERBIUMATOME - AUF DEM WEG ZU
EINEM GEMISCHTEN QUANTENGAS**

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Alexander Batär

aus Stuttgart-Bad Cannstatt

2005

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Axel Görlitz

Co-Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juni 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Ultrakalte Quantengase	7
1.2	Das System Rubidium - Ytterbium	12
2	Grundlagen	17
2.1	Kühlung durch dissipative Lichtkräfte	18
2.1.1	Spontankraft	18
2.1.2	Dopplerkühlung und optische Melasse	19
2.1.3	Dopplerlimit	21
2.1.4	Polarisationsgradientenkühlung	22
2.1.5	Atomstrahlabbremung	24
2.2	Fallen für neutrale Atome	28
2.2.1	Magneto-optische Falle	28
2.2.2	Magnetfalle	33
2.2.3	Optische Dipolfalle	39
2.3	Verdampfungskühlung	41
2.3.1	Prinzip	41
2.3.2	Verdampfungskühlung durch Radiofrequenzeinstrahlung	43
2.4	Quantenentartung	45
2.4.1	Bose-Einstein-Kondensation	45
2.4.2	Entartetes Fermigas	49
2.5	Gemische	51
3	Experimenteller Aufbau	53
3.1	Atomsorten	53
3.1.1	Das Element Rubidium	53
3.1.2	Das Element Ytterbium	58

3.2	Vakuumkammer	61
3.2.1	Öfen	63
3.2.2	Hauptkammer	65
3.3	Zeeman-Abbremsler	67
3.3.1	Konzeption	68
3.3.2	Feinabstimmung des Rb-Zeemanslowers	72
3.3.3	Elektrische Ansteuerung und Schaltverhalten	72
3.3.4	Atomfluss der Zeemanslower	73
3.4	Kleeblatt-Magnetfalle	75
3.4.1	Theoretische Berechnung	75
3.4.2	Charakterisierung	77
3.4.3	Elektrische Ansteuerung und Schaltverhalten	78
3.4.4	Kompensationsspulen	80
3.5	Magneto-optische Falle	81
3.5.1	MOT-Magnetfeld	81
3.5.2	Rubidium-Laser	82
3.5.3	Ytterbium-Laser	89
3.6	Optische Dipolfalle	97
3.7	Abbildungssystem	98
3.7.1	Abbildungssystem für zeitaufgelöste Messungen	98
3.7.2	Abbildungssystem für orts aufgelöste Messungen	99
3.8	Messtechniken	101
3.8.1	MOT-Dynamik	101
3.8.2	MOT-Temperatur	102
3.8.3	Atomzahl- und Dichtemessung magnetisch gefangener Atome .	104
3.8.4	Detektion eines BECs	106
3.9	Kontrolle des Experiments	108
4	Ergebnisse	111
4.1	Rubidium Bose-Einstein-Kondensation	112
4.1.1	Rubidium-MOT	112
4.1.2	Laden der Magnetfalle	119
4.1.3	Radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung	121
4.1.4	Das Bose-Einstein-Kondensat	123
4.2	Kühlen und Fangen von Ytterbiumatomen	130
4.2.1	Ytterbium-MOT	130
4.2.2	Gemischte MOT	139

4.3	Magnetisches Fangen von metastabilem Ytterbium	141
5	Zusammenfassung und Ausblick	151
5.1	Zusammenfassung	151
5.2	Ausblick	154
A	Notation	163
B	Ytterbium im metastabilen Zustand - quantitativ	167
B.1	Übergangswahrscheinlichkeiten	167
B.2	Laderaten in den magnetisch fangbaren Zustand	168
B.3	Detektion metastabiler Ytterbiumatome	169
B.4	Lebensdauer im metastabilen Zustand	170
B.5	Zweikörper-Verlustrate im metastabilen Zustand - Bestimmung aus der Gleichgewichtsatomzahl	172
C	Bichromatische optische Dipolfalle	173
C.1	Rechnung zur Einstrahl-Falle	173
C.2	Rechnung zur gekreuzten Falle	177
	Literaturverzeichnis	181

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Ultrakalte Quantengase

Diese Arbeit befasst sich mit der "Erzeugung und Charakterisierung ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome" und ist eingebettet in ein Forschungsprojekt zur Herstellung eines quantenentarteten Gemisches. Ziel dieses Projektes sind Untersuchungen zur Mischbarkeit und Superfluidität an gemischten Quantengasen aus Rubidium und Ytterbiumatomen, und insbesondere die Erzeugung ultrakalter heteronuklearer Moleküle, sowie die Erzeugung eines fermionischen Ytterbium-Quantengases. Weiterführende Untersuchungen zu dipolaren Quantengasen und Präzisionsmessungen ergänzen die Vielfalt der möglichen Experimente an diesem System.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst durch die Konzeption und den Aufbau einer Messapparatur die experimentelle Basis zur Durchführung von Experimenten mit ultrakalten Gemischen aus Ytterbium- und Rubidiumatomen geschaffen. Zudem wurden erste Charakterisierungen des Systems durchgeführt. Dies beinhaltete sowohl die Erzeugung und Charakterisierung eines Bose-Einstein-Kondensates aus Rubidiumatomen als auch das Fangen und Kühlen von Ytterbiumatomen. Dabei ist es erstmalig gelungen fermionische Ytterbiumisotope in einer magneto-optischen Falle unter das Dopplerlimit, einer fundamentalen Temperaturgrenze bei der Laserkühlung, zu kühlen. Zudem wurden wichtige Erkenntnisse zur Lebensdauer magnetisch gefangener Ytterbiumatome in einem metastabilen Zustand erlangt. Schließlich wurden erste Versuche unternommen beide Spezies simultan in der selben Falle zu fangen. Diese Ergebnisse, sowie die grundlegenden Charakteristika der Messapparatur bilden die Basis zur erstmaligen Erzeugung eines gemischten Quantengases aus einer para- und einer diamagnetischen Atomsorte und zu weiteren oben genannten Experimenten mit gemischten Quantengasen.

Dieses erste einleitende Kapitel beschreibt zunächst allgemein die Entwicklung auf

dem Forschungsgebiet der bosonischen Quantengase, der Bose-Einstein-Kondensate, das heute eines der zentralen Forschungsfelder der Quantenoptik ist. Danach wird das fermionische Gegenstück, das entartete Fermigas vorgestellt, bevor die Besonderheiten zweikomponentiger Quantengase skizziert werden. Daraufhin wird näher auf das hier vorliegende zweikomponentige System aus Rubidium- und Ytterbiumatomen eingegangen und grundlegende Charakteristika dieses System in Hinsicht auf mögliche Experimente erläutert. Daran schließt sich eine Gliederung dieser Arbeit an.

Das Bose-Einstein-Kondensat

Basierend auf einer Ableitung der Planckschen Strahlungsformel aus der " ... Lichtquantenhypothese in Verbindung mit der statistischen Mechanik ... "[1] von Bose aus dem Jahre 1924 veröffentlichte Einstein in demselben und darauffolgenden Jahr seine "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases"[2, 3]. Hierin übertrug er Boses Überlegungen allgemein auf ein ideales bosonisches Gas aus massiven Teilchen. Er sagte für tiefe Temperaturen einen Phasenübergang voraus, bei dem " ... eine mit der Gesamtdichte stets wachsende Zahl ... " von Atomen "... in den I. Quantenzustand (Zustand ohne kinetische Energie) übergeht". Mit dieser Aussage begründete Einstein das Themengebiet der Bose-Einstein-Kondensation(BEC) und damit allgemein den physikalischen Themenkomplex der ultrakalten Quantengase.

Es sollte jedoch 70 Jahre dauern bis auf die theoretischen Überlegungen zum BEC experimentelle Ergebnisse folgten. Dies liegt an den nötigen Bedingung für die Entstehung eines BEC. Startet man mit einem verdünnten atomaren Gas, welches abgekühlt wird, so wird das Verhalten des Gases zunehmend durch dessen quantenmechanische Eigenschaften bestimmt. Die hierbei relevante Größe, die thermische deBroglie-Wellenlänge $\lambda_{DB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/Mk_B T}$, welche ein Maß für die räumliche Ausdehnung des Wellenpaketes darstellt, nimmt mit abnehmender Temperatur immer weiter zu. Sobald die thermische deBroglie-Wellenlänge die Größenordnung des mittleren interatomaren Abstandes erreicht hat, genauer gesagt unter der Bedingung $\lambda_{DB}^3 \cdot n \geq 2,61$, beginnen die Wellenpakete zu überlappen und ein makroskopischer Anteil der Atome wird in den Grundzustand kondensieren, obwohl die mittlere kinetische Energie größer ist als der Energieabstand der beide untersten Zustände. Theoretische Detailrechnungen hierzu sind in einer Vielzahl von Büchern der statistischen Mechanik[4, 5] dargelegt. Die oben genannte Bedingung setzt für den experimentellen Verlauf voraus, dass es möglich sein muss, ein Gas bei einer Dichte im Bereich von 10^{15} cm^{-3} bis auf Temperaturen einiger 100 nK abzukühlen. Dies war das größte Hindernis auf dem langen Weg von der theoretischen Überlegung

Einsteins bis zur ersten experimentellen Realisierung eines BEC in einem nahezu idealen nur schwach wechselwirkenden Gas.

Ein entscheidender Fortschritt auf dem Weg zum BEC wurde durch die Entwicklung der Laserkühlung erzielt. Damit war es erstmals möglich ein atomares Gas von Raumtemperatur in den Bereich einiger $10\ \mu\text{K}$ abzukühlen. "Für die Entwicklung von Methoden zum Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht"¹[6] wurde im Jahr 1997 der Nobelpreis für Physik an Chu, Cohen-Tannoudji und Phillips verliehen[7, 8, 9]. Von diesem Punkt an war es mit Hilfe von radiofrequenzinduzierter Verdampfungskühlung[10] in Magnetfallen, welche die restliche nötige Phasenraumdichteerhöhung ermöglichte vom heutigen Standpunkt aus nur noch ein kleiner Schritt bis zur ersten Erzeugung eines BEC. Zum damaligen Zeitpunkt bildete dies jedoch einen wissenschaftlich signifikanten Meilenstein.

Seit der ersten experimentellen Realisierung eines BEC in verdünnten atomaren Gasen im Jahre 1995[11, 12, 13] errang dieses faszinierende Themengebiet zunehmend an Popularität und bildet seither einen wesentlichen Stützpfeiler in der modernen Quanten- und Atomoptik.

Jedoch wurden schon vor dieser ersten Erzeugung eines BEC in einem verdünnten atomaren Gas andere Phänomene beobachtet, die mit dem BEC in Verbindung gebracht oder erklärt wurden. So wurde die Superfluidität von flüssigem Helium mit dem Bild des BEC erklärt[14]. Ebenso wurde eine niederenergetische Komponente in einem Excitonenspektrum als Bose-Einstein-Kondensat interpretiert[15]. Desweiteren kann man eine Analogie zwischen den Atomen im BEC und den Photonen in einem Laserresonator sehen. Die Photonen im Laser befinden sich alle in der selben Resonatormode und besetzen somit wie die Atome im BEC einen gemeinsamen quantenmechanischen Zustand. Aus diesem Grund haben sich Begriffe wie "Atomoptik" und "Atomlaser" etabliert, die die Themengebiete der Quantenoptik und die Physik der ultrakalen Atome in sich vereinen.

Neben den gebräuchlichsten Elementen für die Bose-Einstein-Kondensation, den Alkalimetallen Rubidium, Natrium und Lithium, wurden seither eine Reihe anderer Elemente in die Quantenentartung überführt. Hierzu gehören die Elemente Wasserstoff[16] im Jahr 1998, metastabiles Helium[17, 18] und Kalium[19] im Jahr 2001, Cäsium[20] und Ytterbium[21] im Jahr 2003 und Chrom[22] im Jahr 2005. Das große Interesse an diesem Themengebiet wurde im Jahr 2001 durch die Verleihung des Physik-Nobelpreises "für das Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation in verdünnten Gasen von Alkaliatomen und für frühe fundamentale Studien der Eigen-

¹Übersetzung des englischen Originals: "for development of methods to cool and trap atoms with laser light"

schaften von Kondensaten”²[23] an Cornell, Ketterle und Wieman[24, 25] bestätigt. Seit der ersten Erzeugung eines BEC wurden eine Vielzahl interessanter Experimente im und am BEC durchgeführt. Diese atomoptischen Experimente befassten sich zunächst mit der Untersuchung von Anregungen im Kondensat[26, 27, 28]. Dem folgten vielfältige Experimente wie die Erzeugung von quantisierten Wirbeln[29, 30, 31] durch ”rühren” im Kondensat, die Erzeugung von Solitonen im Kondensat[32, 33] als Analogon zur nichtlinearen Optik und weitere atomoptische und nichtlineare Experimente wie die Vierwellenmischung[34] und die kohärente Materiewellenverstärkung[35]. Ein ebenso sehr interessanter Aspekt ist die Veränderung der Streulänge und damit der Wechselwirkung im Kondensat mit Hilfe von Feshbachresonanzen[36]. Mit Hilfe der Feshbachresonanz, welche es ermöglichte die attraktive Wechselwirkung in eine repulsive umzukehren, war es möglich ein stabiles ⁸⁵Rb Kondensat[37] zu erzeugen. Ohne dies würde die attraktive Wechselwirkung zu einem Kollaps des Kondensates[38] führen. Hieran wird deutlich, dass Wechselwirkungen in entscheidendem Maße die beobachtbaren Phänomene in Bose-Einstein-Kondensaten beeinflussen, wenngleich der Phasenübergang selbst ein rein quantenstatistischer Prozess ist, der nicht durch Wechselwirkungen ausgelöst wird. Neben dieser Vielzahl an hier aufgeführten Phänomenen birgt das Bose-Einstein-Kondensat noch ein grosses Spektrum an interessanten zu erforschenden Aspekten. So bietet sich z.B. die Möglichkeit die Atome auf sogenannten ”Atom Chips”, auf Mikrostrukturen zu fangen, zu manipulieren und deren Wechselwirkung zu kontrollieren[39]. Auch eine weiterführende Überlegung der Verschränkung quantenmechanischer Zustände und damit der Möglichkeit zur Erzeugung von Quantengattern oder der Benutzung dieser Verschränkung zur Quantenkryptographie oder zur Quantenteleportation bieten vielfältige und vielversprechende Forschungsaspekte.

Das entartete Fermigas

Neben der Bose-Einstein-Kondensation, der Quantenentartung der bosonischen Elemente, welche für Rubidium und die bosonischen Ytterbiumisotope wichtig sein wird, ist es ebenso möglich Fermionen, wie im hier vorliegenden Fall die beiden fermionischen Ytterbiumisotope, in den quantenentarteten Zustand zu überführen. Hierbei spricht man dann von einem entarteten Fermigas. Dabei gehorchen die Fermionen im Gegensatz zu den Bosonen nicht der Bose-Einstein-Statistik, sondern der Fermi-Dirac-Statistik. Gemäß dem Pauli-Prinzip können dabei zwei Teilchen nie den selben quantenmechanischen Zustand besetzen. Somit ist also auch eine makro-

²Übersetzung des englischen Originals: ”for the achievement of Bose-Einstein condensation in dilute gases of alkali atoms, and for early fundamental studies of the properties of the condensates”

skopische Besetzung des Grundzustands wie beim BEC, bei dem mehrere Teilchen diesen besetzen, ausgeschlossen. Statt dessen werden die energetisch niedrigsten Zustände nacheinander besetzt, wodurch ein nicht-klassisches Verhalten auftritt.

Auch die Erzeugung eines entarteten Fermigases unterscheidet sich von der eines BEC. Da bei geringen Temperaturen zwischen zwei identischen Fermionen keine Stöße mehr auftreten und somit eine Thermalisierung unmöglich ist, kann eine evaporative Kühlung auf diesem Weg nicht funktionieren. Deshalb bedient man sich der sympathetischen Kühlung der Fermionen[40] mit einem zweiten Ensemble von Atomen. Diese Methode der Kühlung wurde bereits vielfach angewendet um mehrkomponentige Quantengase zu kühlen[19, 41].

Nach einer Vielzahl theoretischer Überlegungen, allgemein zu gefangenen Fermigasen[42, 43] und im speziellen zur Quantenentartung[44], wurde die experimentelle Realisierung eines entarteten Fermigases erstmals im Jahr 1999 mit fermionischem Kalium erreicht[45]. Hierbei wurde die sympathetische Kühlung in einem Gemisch zweier verschiedener Spinzustände des Isotops ^{40}K ausgenutzt, um die Quantenentartung zu erreichen. In ersten Experimenten mit diesem neuen System wurden die Streulänge im Bereich einer Feshbachresonanz[46] und Spinanregungen im quantenentarteten Fermigas[47] untersucht.

Das im Moment wohl am intensivsten verfolgte Forschungsthema auf dem Gebiet ultrakalter Fermionen ist der durch eine Vielzahl an theoretischen Veröffentlichungen vorhergesagte[48, 49, 50] BCS-Übergang in einem fermionischen Quantengas. Abhängig vom Vorzeichen der Streulänge ist entweder für repulsive Wechselwirkung eine schwache Molekülbildung oder für attraktive Wechselwirkung eine Cooper-Paarbildung zu erwarten[51]. Hierzu wurden bereits experimentelle Untersuchungen dieses sogenannten BCS-BEC Crossover-Regimes[52, 53] bzw. des Übergangs eines molekularen BECs in ein atomares entartetes Fermigas unter Ausnutzung einer Feshbachresonanz durchgeführt[54]. Wichtigstes Forschungsziel ist es derzeit zu zeigen, dass ein superfluides Verhalten auf der fermionischen Seite dieser Feshbachresonanz vorliegt.

Da bei ultrakalten fermionischen Gasen aufgrund der fehlenden s-Wellen-Streuung sämtliche Wechselwirkungen unterdrückt sind, bieten fermionische Quantengase gegenüber Bosonen klare Vorteile bei Experimenten wie z.B. einem Atominterferometer. Man erhält eine höhere Präzision und somit sind Fermionen hierfür prinzipiell besser geeignet.

Zweikomponentige Quantengase

Wenn man im Allgemeinen von einem zweikomponentigen Quantengas spricht, so kann es sich um ein zweikomponentiges Gas zweier interner Zustände eines Atoms (z.B. Spinzustände), zweier Isotope einer Atomsorte oder zweier verschiedener Atomsorten handeln. In diesem Experiment ist vor allem das zweikomponentige Gas der beiden Atomsorten, Rubidium und Ytterbium, von Bedeutung.

Hierbei ist es vor allem interessant die interatomaren Wechselwirkungen zu untersuchen bzw. Veränderungen der physikalischen Eigenschaften einer Spezies (oder im Allgemeinen einer Komponente) durch die Wechselwirkung mit der anderen zu beobachten und zu erklären. Das Verständnis um diese Wechselwirkungsprozesse, und insbesondere der interspezies Streulängen, bildet eine wichtige Voraussetzung für sympathetische Kühlmechanismen, die zur Erzeugung ultrakalter Quantengase bestimmter Elemente unabdingbar nötig sind. Diese Wechselwirkungen spielen auch eine wichtige Rolle bei der in letzter Zeit immer mehr in den Mittelpunkt des Forschungsinteresses tretenden Herstellung ultrakalter heteronuklearen Moleküle bei.

Ensembles ultrakalter Moleküle, die in einem wohldefinierten Quantenzustand kohärent präpariert werden, eröffnen die Möglichkeit zustandsselektiv die Wechselwirkungen zwischen Molekülen oder zwischen Atomen und Molekülen zu untersuchen. Gerade polare heteronukleare Moleküle, mit einem an das Molekül fest gebundenen und ausgerichteten elektrischen Dipolmoment, eröffnen hier aufgrund der anisotropen langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung sehr interessante Perspektiven. Weiter in die Zukunft gerichtete Überlegungen zielen auf die Erzeugung von Quantencomputern aufgebaut aus Molekülen hin.

1.2 Das System Rubidium - Ytterbium

Ein Gemisch aus Ytterbium und Rubidium ist hervorragend geeignet, um ein zweikomponentiges ultrakaltes Quantengas zu erzeugen und mit diesem System Untersuchungen zur Superfluidität und Mischbarkeit zu machen, sowie ultrakalte Moleküle herzustellen.

Rubidium hat sich im Bereich für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten als einfach zu handhabendes Element herausgestellt und wurde aufgrund dessen auch in einer Vielzahl von Experimenten zweikomponentiger Quantengase eingesetzt [19, 55, 56, 57]. Angefangen mit der Laserkühlung, dem Laden einer MOT aus einem gekühlten Atomstrahl, über das Fangen in einer Magnetfalle bis hin zur radiofrequenzinduzierten Verdampfungskühlung haben sich in den letzten zehn Jahren seit dem ersten BEC Standardtechniken entwickelt um ein Rubidiumkondensat

mit grossen Atomzahlen zu erzeugen. Da es als Reservoir zum sympathetischen Kühlen der Ytterbiumatome und somit als "Arbeitspferd" verwendet werden soll, ist sowohl eine große Atomzahl als auch die einfache Handhabung extrem wichtig, zumal sich Rubidium schon in diversen Experimenten[19, 41] als tauglich für die sympathetische Kühlung herausgestellt hat. Ob dies auch für die sympathetische Kühlung von Ytterbium zutrifft, hängt jedoch von den interspezies Stoßeigenschaften zwischen Rubidium und Ytterbium ab, und muss untersucht werden. Aufgrund der Vielzahl an stabilen Ytterbiumisotopen ist mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit von einem positiven Ausgang einer solchen Untersuchung zu rechnen. Mit dem Element Rubidium wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Bose-Einstein-Kondensat experimentell realisiert.

Das Element Ytterbium bietet sowohl technische Vorteile in Bezug auf das Kühlen und Fangen der Atome als auch eine Vielzahl interessanter physikalischer Aspekte in Bezug auf die möglichen wissenschaftlichen Untersuchungen. Es wurde schon experimentell gezeigt, dass sowohl das Fangen der Atome in einer magneto-optischen Falle[58, 59, 60, 61] als auch die Bose-Einstein-Kondensation[21] erreicht werden kann, und somit keine prinzipiellen Probleme bestehen, welche die Quantenentartung des Ytterbium verhindern sollten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Ytterbiumatome in einer magneto-optischen Falle und in einem metastabilen angeregten Zustand in einer Magnetfalle gefangen. Da sie im diamagnetischen Grundzustand nicht von der Magnetfalle für Rubidium beeinflusst werden, bietet sich die Möglichkeit beide Atomsorten in je einer separaten konservativen Falle, die sich gegenseitig nicht beeinflussen, zu fangen und zu manipulieren. Ytterbium besitzt 7 stabile Isotope von denen fünf bosonisch und zwei fermionisch sind, so dass mit Ytterbium sowohl die Erzeugung eines BECs als auch eines entarteten Fermigas möglich ist. Ytterbium besitzt zwei für die Laserkühlung relevante Übergänge, ein breiter Übergang mit einer Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 28 \text{ MHz}$ und eine schmale Interkombinationslinie, ähnlich den Erdalkaliatomen. Diese bietet im Vergleich zum breiten Übergang die Möglichkeit einer sehr guten Kühlung der Atome in einer magneto-optischen Falle.

Mit diesem zweikomponentigen System ist es möglich, Mischungen aus bosonischen Rubidiumatomen mit sowohl bosonischen als auch fermionischen Ytterbiumisotopen zu erzeugen. Hierbei sind Untersuchungen der interatomaren Wechselwirkungen wie der Rb-Yb-Streulänge oder einer Feshbach-Resonanz der beiden Spezies wie sie in anderen Mischungen gemacht wurden [62, 63] zum Verständnis des Systems Rubidium-Ytterbium aber auch in Hinblick auf Anwendungen sehr interessant, zumal die interatomaren Stoßeigenschaften für die geplante sympathetische Kühlung

des Ytterbiums mit Rubidium eminent wichtig sind.

Das mittelfristige Ziel dieses Forschungsprojektes, in dessen Rahmen meine Promotionsarbeit stattfand, ist die kohärente Erzeugung heteronuklearer Moleküle durch Photoassoziation. Dabei besteht die Möglichkeit sowohl bosonische als auch fermionische YbRb-Moleküle herzustellen. Die Molekülbildung von Alkaliatomen[64, 65, 66], speziell Rubidiumatomen[67], und deren Überführung in den quantenentarteten Zustand, sowie die Beobachtung heteronuklearer Moleküle unter Beteiligung von Rubidium[68] erfreut sich zunehmenden Interesses. Speziell die Erzeugung polarer Moleküle[69] mit einem permanenten elektrischen Dipolmoment sind hierbei interessant und wurden bislang mit anderen Spezies vor allem durch Photoassoziation[70, 71] erzeugt. Zum Verständnis der theoretischen Hintergründe der Molekülbildung besteht eine Kollaboration mit einem Institut der theoretischen Chemie der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf in dessen Rahmen zur Zeit die bisher unbekanntenen Molekülpotenzial-Kurven des Systems Rubidium-Ytterbium berechnet werden[72].

Neben der Molekülbildung soll zur Untersuchung der Interspezies-Wechselwirkung die Mischbarkeit der beiden Spezies isotonenabhängig erforscht werden. Darüberhinaus bieten sich aufgrund der Möglichkeit die beiden Spezies getrennt voneinander kontrollieren und bewegen zu können, Untersuchungen zur Superfluidität an, indem z.B. eine kleine Ytterbiumwolke durch ein Rubidium-BEC bewegt wird.

Über die Experimente gemischter Quantengase hinaus, bietet Ytterbium allein die Möglichkeit Präzisionsexperimente durchzuführen. Die extrem niedrigen Temperaturen der Quantengase ermöglichen hierbei lange Beobachtungszeiten und machen dadurch ultrakalte Gase im Allgemeinen für Präzisionsmessungen sehr interessant. Dies war auch ein entscheidender Faktor, der in der Wahl des Elements für Ytterbium sprach. Die fermionischen Ytterbiumisotope besitzen einen Interkombinationsübergang mit einer relativen Breite von $\delta\nu/\nu = 2 \cdot 10^{-17}$, wodurch dieser Übergang hervorragend als optischer Uhrenübergang geeignet ist. Desweiteren bietet Ytterbium die Möglichkeit, Messungen der Paritätsverletzung und damit den Einfluss der schwachen Wechselwirkung zu untersuchen[73, 74]. Ytterbium besitzt einen verbotenen Interkombinationsübergang zwischen einem Singulett-Grundzustand und einem angeregten Triplettzustand, der aufgrund seines geringen Energieabstandes zu einem anderen Singulett-Zustand eine hohe Beimischung dieses Zustandes erfährt[75]. Deshalb, und aufgrund der hohen Ordnungszahl von $Z = 70$ welche kubisch in das Signal der Paritätsverletzung eingeht, ist mit einer hohen Messgenauigkeit zu rechnen. Zudem lassen sich durch die 7 stabilen Isotope isotonenunabhängige systematische Effekte eliminieren. Diese Präzisionsmessung spielt ergänzend zu Hochenergiephysik-

Experimenten eine wichtige Rolle um Niederenergie-Versuche zum Standardmodell der Elektroschwachen Wechselwirkung durchzuführen.

Eine weitere vielversprechende Möglichkeit ist die Messung eines permanenten elektrischen Dipolmoments des Kerns bzw. des Neutrons, um die Supersymmetrie-Theorie zu testen. Auch hier spielt die hohe Ordnungszahl des Ytterbiums eine positive Rolle bezüglich der erwarteten Messpräzisionen. Besonders interessant in dieser Hinsicht könnte die Ausnutzung der innermolekularen elektrischen Felder im polaren YbRb-Molekül sein.

Weiterführende Überlegungen zu den hier vorgestellten Präzisionsexperimenten sind zum optischen Uhrenübergang in [76, 77, 78, 79], zur Paritätsverletzung in [76, 75] und zur Messung des permanenten elektrischen Dipolmoments in [76] ausgeführt.

Gliederung der Arbeit

- Kapitel 2 erläutert die theoretischen Grundlagen, welche nötig sind, um die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse verstehen und interpretieren zu können. Dies beinhaltet die Theorie der Kühlung und des Fangens atomarer Ensembles in verschiedenen Fallentypen. Desweiteren wird hier auf die theoretischen Aspekte der Quantenentartung von Bosonen und Fermionen eingegangen und es werden atomare Gemische behandelt.
- Kapitel 3 stellt die verwendeten Atomsorten, Rubidium und Ytterbium, vor und erläutert den experimentellen Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und aufgebauten Versuchsapparatur. Dies beinhaltet eine komplexe Vakuumkammer mit diversen Magnetspulenkonfigurationen, sowie verschiedenste Lasersysteme. Ein weiterer Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf den Abbildungssystemen und Messtechniken welche zur Datenaufnahme und Analyse verwendet wurden. Zudem werden die Kontrollelemente des Experiments vorgestellt.
- Kapitel 4 behandelt die wissenschaftlichen Ergebnisse, die im Rahmen dieser Promotionsarbeit mit der in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsapparatur erzielt wurden. Dies unterteilt sich in die Erzeugung und Charakterisierung eines Rb-BEC und die Charakterisierung magneto-optischer und magnetisch gefangener Ytterbiumatome. Es wurde vor allem ein Schwerpunkt auf die Charakteristika des, im Vergleich zum Rubidiumatom, noch nicht so intensiv erforschten Ytterbiumatom gelegt. Hierbei wurden erstmalig fermionische Ytterbiumatome in einer MOT unter das Dopplerlimit gekühlt. Zudem wurde erstmals Ytterbium in einem metastabilen Triplett-Zustand magnetisch gefangenen und

dabei Untersuchungen zur Lebensdauer in diesem Zustand durchgeführt, die die theoretischen Vorhersagen bestätigen. Desweiteren wurde eine gemischte Falle aus Rubidium und Ytterbiumatomen erzeugt und somit ein Grundstein zur Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases gelegt.

- Kapitel 5 stellt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dar und gibt einen Ausblick auf die weitere wissenschaftliche Entwicklung des Forschungsprojekts. Dies beinhaltet sowohl apparative Änderungen und Ergänzungen an dem bestehenden Versuchsaufbau als auch mittel- und langfristige Forschungsziele.
- Der Anhang startet mit einer Übersicht über die am Häufigsten in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Größen. Darüberhinaus beinhaltet er eine quantitative Analyse des metastabilen Triplett-Niveaus des Ytterbium, bezüglich Lade- und Zerfallsverhalten. Weiterhin ist eine quantitative Rechnung zur konzipierten bichromatischen optischen Dipolfalle enthalten.

Kapitel 2

Grundlagen

Das folgende Kapitel behandelt die wichtigsten theoretischen Grundlagen zum Verständnis des beschriebenen Experimentes.

Hierzu werden zunächst im Abschnitt “Kühlmechanismen dissipativer Lichtkräfte“ die erforderlichen theoretischen Hintergründe zum Kühlen der Atome erläutert. Dies beinhaltet die Einführung der Lichtkraft auf Atome als grundlegendes Prinzip. Im Detail wird die Dopplerkühlung bzw. optische Melasse als dreidimensionaler Kühlmechanismus für Atomwolken erklärt und auf die Kühlung bzw. das Abbremsen eines thermischen Atomstrahls eingegangen. Zudem wird der über das Dopplerlimit hinaus gehende Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung eingeführt, der sowohl für fermionisches Ytterbium als auch für Rubidium relevant ist. Nähere Details können zur Vertiefung in folgenden Standardwerken nachgeschlagen werden: Zur Spontankraft und Dopplerkühlung in [80, 81], zur optischen Melasse in [82, 83, 84], zur Sub-Doppler-Kühlung in [85, 86] und zur Atomstrahlabbremmung in [87].

Im Abschnitt “Fallen für neutrale Atome“ wird zunächst die magneto-optische Falle[80] eingeführt. Diese wird zum Fangen von Atomen aus einem thermischen Gas oder auch aus einem mittels Atomstrahlabbremmer vorgekühlten Strahl genutzt. Desweiteren werden auch die Magnetfalle[88] und die optische Dipolfalle[89], die zum Fangen von Rubidium- und Ytterbium-Atomen nötig sind, vorgestellt. Hierbei wird speziell auf die Besonderheiten in unserem System eingegangen.

Anschließend wird der Kühlmechanismus der Verdampfungskühlung[90], der durch Radiofrequenzeinstrahlung in einer Magnetfalle erreicht wird, erklärt. Dies stellt den letzten Schritt auf dem Weg zum Bose-Einstein-Kondensat dar.

Der Abschnitt ”Quantenentartung“ befasst sich mit ultrakalten Quantengasen. Hierzu wird die Theorie der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates aus einem Ensemble gefangener kalter Atome vorgestellt[88, 91, 92]. Weiterhin wird eine

kurze Einführung in Fermigase gegeben. Schlussendlich befasst sich der Abschnitt "Gemische" noch mit Gemischen aus Quantengasen.

2.1 Kühlung durch dissipative Lichtkräfte

Strahlt man nahresonantes Licht³ auf ein Atom ein, so wird dieses absorbiert und in einem Zeitraum, welcher der Lebensdauer des Übergangs entspricht, wieder emittiert. Diese Absorptions- und Emissionszyklen verursachen eine Lichtkraft auf das Atom und bilden somit die Basis zu Laserkühlung. Im Folgenden wird dieser Mechanismus näher erläutert.

2.1.1 Spontankraft

Eine sehr ausführliche Behandlung der Spontankraft ist in Standardwerken der Laserkühlung[80] und Atomoptik[81] gegeben, so dass hier der Themenkomplex nur angerissen wird.

Um die Wechselwirkung eines Photons mit einem Atom zu verstehen, wird als einfachstes Modell, das Atom als Zweiniveausystem mit einem Grundniveau $|g\rangle$ und einem angeregten Niveau $|e\rangle$ betrachtet. Dieses Zweiniveaumatom ist durch seine atomare Übergangsfrequenz ω_A , die natürliche Linienbreite $\Gamma = 1/\tau$ des Übergangs zwischen Grund- und angeregtem Niveau, sowie dessen Sättigungsintensität $I_{sat} = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau$ charakterisiert. Hier ist τ die Lebensdauer des angeregten Zustandes. Die Wechselwirkung eines Lichtfeldes der Frequenz ω_L mit dem ruhenden Zweiniveau-Atom erzeugt eine Spontankraft[80] auf das Atom gemäß

$$\vec{F}_{sp} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta_0/\Gamma)^2} = \gamma_p\hbar\vec{k} \quad , \quad (2.1)$$

wobei \vec{k} mit $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ den Wellenvektor, I die Intensität des Lichtfeldes und $\delta_0 = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung des einfallenden Lichtfeldes gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz des Zweiniveaumatoms darstellt. Der Impulsübertrag $\hbar\vec{k}$ je Photon auf das Atom wird somit mit einer Streurrate von

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta_0/\Gamma)^2} \quad (2.2)$$

durchgeführt. Jedes dieser Streuereignisse setzt sich aus einer Absorption mit einem gerichteten Impulsübertrag $\hbar\vec{k}$ in Richtung des Wellenvektors \vec{k} des absorbierten

³Als nahresonantes Licht wird hier Licht bezeichnet, dessen Frequenzverstimmung zur atomaren Übergangsfrequenz nicht größer ist, als die Größenordnung der natürlichen Linienbreite dieses Übergangs.

Photons und einer spontanen Emission, welche eine isotrope Richtungsverteilung aufweist, zusammen. Dabei verschwindet der Impulsübertrag bei der Emission im Mittel über viele Streuereignisse. Wie aus den Gleichungen (2.1) und (2.2) ersichtlich, führt eine Erhöhung der Intensität über die Sättigungsintensität ($I \gg I_s$) bei nahresonanter Anregung ($|\delta_0| \ll \Gamma$) zu einer Sättigung der Spontankraft und spontanen Streurrate gegen

$$\vec{F}_{sp} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \quad , \quad (2.3)$$

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \quad . \quad (2.4)$$

Eine Erhöhung der Intensität im Bereich $I \gg I_s$ wirkt sich nur noch auf stimulierte Prozesse, jedoch nicht mehr auf eine Absorption in Verbindung mit spontaner Emission, welche die Ursache für die dissipative Spontankraft ist, aus.

Eine im Zusammenhang mit der Lichtkraft auf Atome häufig gebrauchte Größe ist der Sättigungsparameter⁴ $s = \frac{I/I_s}{1+(2\delta/\Gamma)^2}$. Für $s = 1$ (also z.B. $I = I_s$ und $\delta = 0$) nimmt die Streurrate die Hälfte ihres Maximalwertes, $1/2 \cdot \Gamma/2 = \Gamma/4$, an.

2.1.2 Dopplerkühlung und optische Melasse

Zusätzlich zu Standardlehrbüchern[80, 81] bieten diverse Übersichtsartikel[82, 83, 84] einen ausführlichen Einblick in die Details der Dopplerkühlung.

Zur Kühlung eines Ensembles von Atomen muss man die im vorigen Abschnitt eingeführte Spontankraft auf Atome verschiedener Geschwindigkeitsklassen anwenden. Ausgehend von dem im vorigen Abschnitt erläuterten Modell, wird nun die Bewegung des Atoms mit einer Geschwindigkeit \vec{v} eingeführt. Dies führt für den Absorptionsprozess zu einer Frequenzverschiebung, der Dopplerverschiebung, mit der Kreisfrequenz $\omega_D = \vec{k} \cdot \vec{v}$, so dass die Gleichungen (2.1) und (2.2) gemäß $\delta_0 \rightarrow \delta_0 + \omega_D$ verändert werden müssen. Für die dissipative Kraft bzw. die Streurrate erhält man somit

$$\vec{F}_{sp} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2(\delta_0 + \omega_D)/\Gamma)^2} = \gamma_p \hbar \vec{k} \quad , \quad (2.5)$$

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2(\delta_0 + \omega_D)/\Gamma)^2} \quad . \quad (2.6)$$

⁴Als Verallgemeinerung kann in sämtlichen Gleichungen dieses Absatzes die Laserverstimmung δ_0 durch eine Verstimmung δ ersetzt werden, die außer $\delta_0 = \omega_L - \omega_A$ noch weitere Terme, wie Doppler-, Zeeman- oder Starkverschiebungen beinhalten können. Diese allgemeine Verstimmung wird im Folgenden schrittweise eingeführt werden.

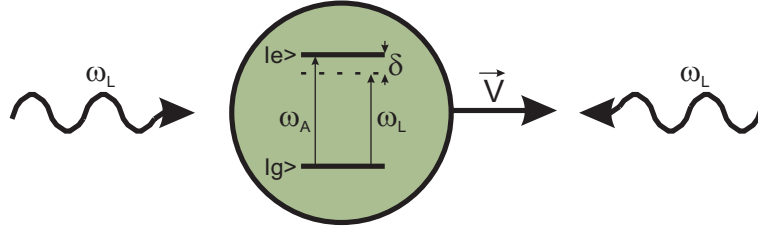


Abbildung 2.1: Atom als Zweiniveausystem mit den beiden Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$, sowie der Übergangsfrequenz ω_A zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$, schematisch im eindimensionalen Fall dargestellt. Zwei rotverstimmte Laserstrahlen der Frequenz $\omega_L = \omega_A + \delta_0$ üben eine Kraft auf das Atom, das sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, aus.

Diese geschwindigkeitsabhängige Streurrate bzw. Kraft bildet die Grundlage zur Dopplerkühlung bzw. optischen Melasse.

Im einfachsten Fall, der eindimensionalen Dopplerkühlung, wird ein Atom in einer Dimension betrachtet. Dieses Atom bewege sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} . Werden nun von beiden Seiten Laserstrahlen der Frequenz ω_L eingestrahlt (Abbildung 2.1), so wirkt von jedem dieser Laserstrahlen jeweils eine Kraft auf das bewegte Atom. Die beiden Kraftkomponenten des linken (\vec{F}_+) bzw. rechten (\vec{F}_-) Laserstrahls ergeben

$$\vec{F}_{\pm} = \frac{\hbar \vec{k}_{\pm} \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_0 + (2(\delta_0 \pm |\omega_D|)/\Gamma)^2} \quad (2.7)$$

Nun setzt man voraus, dass $\vec{k}_+ = -\vec{k}_-$ und $k = |\vec{k}_{\pm}|$, also beide Laserstrahlen die gleiche Frequenz besitzen. Betrachtet man die Gesamtkraft $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ so lässt sich für kleine Dopplerverschiebungen ($|\omega_D| \ll \delta_0$) bzw. kleinen Geschwindigkeiten eine Näherung angeben, bei der unter Vernachlässigung aller Terme $O(\frac{|\omega_D|}{\Gamma})^4$ diese Kraft folgende Form annimmt:

$$\vec{F} = \frac{8\hbar k^2 \delta \cdot I/I_s \cdot \vec{v}}{\Gamma(1 + I/I_s + (2\delta_0/\Gamma)^2)^2} = -\beta \vec{v} \quad (2.8)$$

Für $\delta_0 < 0$, was einer Rotverschiebung des Lasers gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz entspricht, erhält man also eine dämpfende Kraft, mit der positiven Dämpfungskonstanten $\beta > 0$. Dieser Reibungsterm führt wie beim gedämpften harmonischen Oszillator zur Dissipation der Energie. Dadurch vermindert sich die Geschwindigkeit und entsprechend die Temperatur der Atome in der betrachteten Dimension, die somit gekühlt werden. Abbildung 2.2 zeigt beide Kraftkomponenten \vec{F}_{\pm} , die Gesamtkraft \vec{F} , sowie die Näherung für negative Verstimmungen $\delta < 0$ und

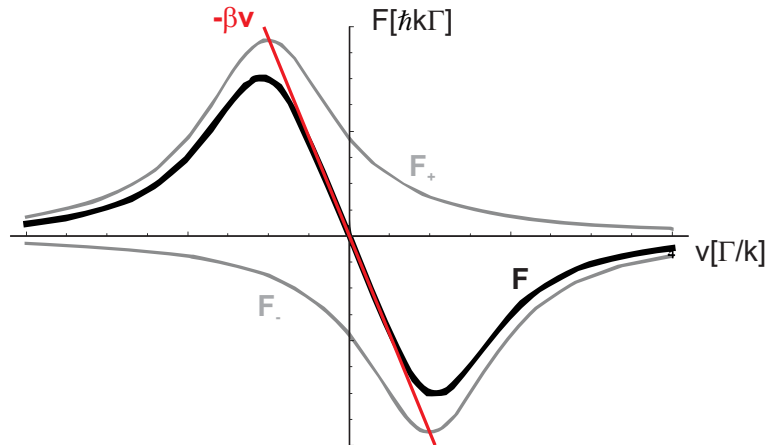


Abbildung 2.2: geschwindigkeitsabhängige Kraftkomponenten \vec{F}_{\pm} (grau) durch Kühllaser im Falle der eindimensionalen Dopplerkühlung und die Gesamtkraft $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ (schwarz) beider Laser auf das Atom, sowie die dissipative Näherung für geringe Geschwindigkeiten $\vec{F} = -\beta\vec{v}$ (rot)

kleine Geschwindigkeiten $\vec{k} \cdot \vec{v} \ll \Gamma$. Da der Grund für die Dissipation der kinetischen Energie die Frequenzverschiebung aufgrund des Dopplereffektes ist, nennt man diese Methode der Kühlung Dopplerkühlung. Erweitert man nun diese Betrachtung auf 3 räumliche Dimensionen, strahlt man also aus 6 Raumrichtungen mit Laserstrahlen der Verstimmung $\delta_0 < 0$ auf ein Ensemble von Atomen ein, so werden diese in allen Raumrichtungen gekühlt. Hierbei spricht man von einer optischen Melasse. Wie aus Gleichung (2.8) ersichtlich ist diese dissipative Kraft proportional zur Geschwindigkeit und nimmt zwar Einfluss auf die Verteilung im Geschwindigkeitsraum, jedoch nicht auf die Ortsverteilung des Ensembles.

2.1.3 Dopplerlimit

Zur effektiven Kühlung eines Atoms müssen aufgrund der sehr geringen dissipativen Kraft je Absorptionsprozess sehr viele dieser Kühlzyklen durchlaufen werden. Jeder dieser Kühlzyklen besteht aus einer Absorption, gefolgt von einer spontanen Emission, welche eine Impulsänderung $\Delta p = \hbar k$ des Atoms nach sich zieht. Diese Emission, deren Richtung statistisch verteilt ist, und somit zu einem random-walk im Impulsraum führt, ist ein Heizmechanismus, der mit dem oben erläuterten Kühlmechanismus in Konkurrenz tritt. Betrachtet man das Gleichgewicht aus der Heizrate und der Kühlrate der dissipativen Kraft, so erhält man ein fundamentales Limit für die erreichbare Temperatur. Um dieses Limit näher zu verstehen wird im Folgenden die Kühl- sowie die Heizrate näher betrachtet [82]. Die Kühlrate berechnet sich aus

der Dämpfungskraft (2.8), so dass man für sie folgenden Ausdruck erhält:

$$\frac{\partial E_K}{\partial t} = F \cdot v = -\beta \cdot v^2 = \frac{8\hbar k^2 \delta_0 I/I_s}{\Gamma (1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \cdot v^2 \quad (2.9)$$

Für die Heizrate kann man eine Impulsdiffusionskonstante $D_p = 2\hbar^2 k^2 \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2}$ definieren, mit Hilfe derer man die Impulsdiffusion mittels $\frac{d\langle p^2 \rangle}{dt} = \alpha_{dim} D_p$ ausdrückt. α_{dim} stellt hierbei dar, in wieviele Raumdimensionen sich der random-walk ausdehnt[82]. Für eine eindimensionale Kühlung beträgt $\alpha_{dim} = 2$, wohingegen für eine dreidimensionale $\alpha_{dim} = 4/3$ ist. Die Heizrate im eindimensionalen Fall errechnet sich gemäß

$$\frac{\partial E_H}{\partial t} = \frac{d\langle p^2 \rangle / dt}{2M} = \frac{2 \cdot 2\hbar^2 k^2 \Gamma}{2M} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.10)$$

Setzt man nun gemäß (2.9) und (2.10) die Beziehung $\frac{\partial E_H}{\partial t} + \frac{\partial E_K}{\partial t} = 0$ an, so erhält man für kleine Laserintensitäten $I \ll I_s$ eine Temperaturabhängigkeit von $k_B T = -\frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\delta} + \frac{2\delta}{\Gamma} \right)$, was für $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$ ein Minimum von

$$k_B T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.11)$$

erreicht. Diese minimal erreichbare Temperatur für den eindimensionalen Fall wird gemeinhin als Dopplertemperatur[93] bezeichnet, wenngleich diese Temperatur im dreidimensionalen Fall noch mit den Korrekturfaktor $2/3$ multipliziert werden müsste. Sie liegt typischerweise in der Größenordnung einiger $100\mu K$.

Wie im folgenden Abschnitt 2.1.4 erläutert werden wird, gibt es jedoch Möglichkeiten der Kühlung jenseits des Dopplerlimits. Dies wird im Verlaufe dieser Arbeit, bei der Kühlung der verwendeten Spezies, noch eine wichtige Rolle spielen, da diese Kühlmechanismen jenseits des Dopplerlimits experimentelle Anwendung finden werden.

2.1.4 Polarisationsgradientenkühlung

Trotz des scheinbar fundamentalen und unbeugsamen Dopplerlimits beim Prozess der Laserkühlung wurde erstmalig im Jahre 1988 ein Kühlmechanismus beobachtet[94] und im darauffolgenden Jahr erklärt[85], der die Temperatur eines atomaren Ensembles jenseits des Dopplerlimits abkühlte.

Sisyphus-Kühlung - $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ -Konfiguration

Dieser Effekt lässt sich anschaulich an einem Zweiniveausystem mit einem zweifach entarteten Grundniveau ($|J = -1/2\rangle$ und $|J = 1/2\rangle$) sowie einem vierfach entarteten

angeregten Niveau ($|J = -3/2\rangle, |J = -1/2\rangle, |J = 1/2\rangle$ und $|J = 3/2\rangle$) erläutern, welches sich in einem Lichtfeld zweier orthogonal zueinander linear polarisierten kontrapropagierenden Laserstrahlen befindet. Man erhält aus dieser Überlagerung der beiden Laserstrahlen eine alternierende Polarisation (Abbildung 2.3), welche einhergeht mit einer periodischen Energieverschiebung des aufgespaltenen Grundzustandes mit der räumlichen Periodizität $\lambda/2$. Ein sich bewegendes Atom wird nun den Potenzialberg eines Grundzustandes erklimmen, wobei es kinetische Energie verliert, bevor ein Absorptionsprozess und ein darauf folgender Emissionsprozess in das energetisch niedrigere Grundniveau erfolgt. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit mittels dieses Prozesses vom energetisch höheren in den energetisch tieferen Zustand gepumpt zu werden stets größer als der umgekehrte Prozess. In den Maxima der Potenzialberge ist die Wahrscheinlichkeit am größten. Die Energiedifferenz zwischen absorbiertem und emittiertem Photon wird der kinetischen Energie des Atoms entzogen und dem Strahlungsfeld zugeführt. Aufgrund der sich immer wiederholenden Prozedur des Erklommens des Potenzialbergs, nennt man den Prozess neben Polarisationsgradientenkühlung auch *Sisyphus-Kühlung*. Das fundamentale Temperaturlimit bei diesem Prozess ist das Rückstosslimit, also die Energie $E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$, welche ein Atom durch den Impulsübertrag eines Photons

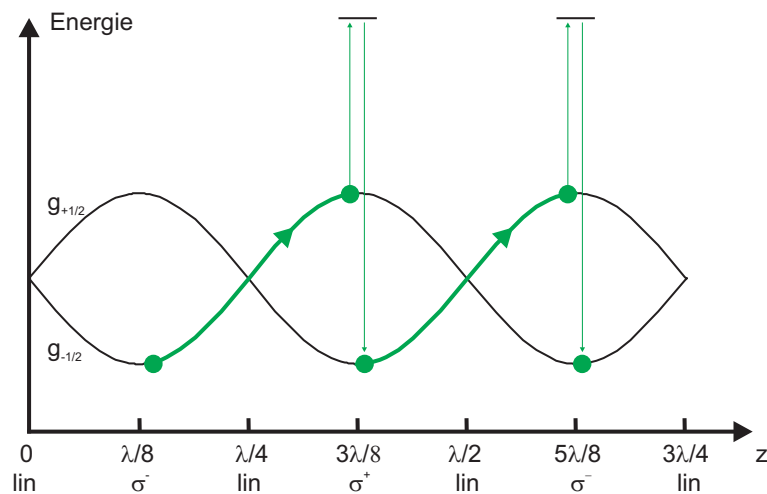


Abbildung 2.3: Schematisches Modell der Sisyphus-Kühlung. Beginnend im $g = -1/2$ -Zustand bei $z = \lambda/8$ bewegt sich das Atom nach rechts, und erklimmt den Potenzialberg des periodisch oszillierenden Grundniveaus, wo es bei $z = \lambda/4$ einen Absorptionsprozess durchläuft. Die Emission findet bevorzugt in das hier energetisch niedrigere $g = +1/2$ -Niveau statt, so dass sich dieser Prozess in periodischen Abständen wiederholt.

beim Emissionsprozess erhält. Somit ist die minimal erreichbare Temperatur, die Rückstosstemperatur $T_R = \hbar^2 k^2 / M k_B$.

Dieser Prozess, der hier für den eindimensionalen Fall kurz erläutert wurde, ist der ausschlaggebende Mechanismus, der ebenfalls in dreidimensionalen magneto-optischen Fallen auf die Atome wirkt und dadurch zur Subdopplerkühlung dieser Atome führt. Auch in diesen komplexen Polarisationsgeometrien ist in der Regel die Polarisationsgradientenkühlung, die zu Sub-Doppler-Temperaturen führen kann, möglich.

Im Allgemeinen ist zu sagen, dass im Falle eines Grundniveaus, welches im Lichtfeld energetisch aufspaltet, also für alle Atome mit einem endlichen Drehimpuls ($\neq 0$), Polarisationsgradientenkühlung beobachtbar ist. Dabei ist es unerheblich ob die Ursache für die Aufspaltung der Elektronenspin, mit einem magnetischen Moment proportional zum Bohrschen Magneton μ_B , oder der Kernspin, mit einem magnetischen Moment proportional zum wesentlich kleineren Kernmagneton μ_K , ist. In beiden Fällen ist der Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung voll funktionstüchtig.

2.1.5 Atomstrahlabbremmung

Die Abbremsung eines Strahls heisser Atome basiert, wie auch die oben genannte Dopplerkühlung, auf der Spontankraft in Verbindung mit der Dopplerverschiebung. Um einen Atomstrahl abzubremmen, strahlt man entgegengesetzt zu dessen Ausbreitungsrichtung einen Laserstrahl ein. Dieser, dem Atomstrahl kontrapropagierende Laserstrahl, übt analog zu (2.7) eine Kraft [87, 93] gemäß

$$\vec{F} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2(\delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma)^2} \quad (2.12)$$

auf die Atome aus und bremst sie somit ab. Die maximale Streurrate von $\gamma_p = \Gamma/2$ im gesättigten Fall, also für $I \gg I_s$ und $\delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} = 0$, erlaubt eine maximale Beschleunigung der Atome von

$$a_0 = \frac{\hbar k \Gamma}{2M} \quad . \quad (2.13)$$

Um eine größtmögliche Beschleunigung zu erhalten, muss also die Laserfrequenz immer an die atomare, dopplerverschobene Übergangsfrequenz der Atome angepasst sein. Während des Abbremsvorgangs erreicht man dies, z.B. durch eine zeitlich veränderliche Laserfrequenz, welche sich der im Zuge der fortschreitenden Abbremsung abnehmenden Dopplerverschiebung der Atome anpasst. Bei dieser Methode

spricht man von einem sogenannten “chirped slower“, der jedoch nur gepulst betrieben werden kann.

Die andere Alternative, mit der ein kontinuierlicher Betrieb möglich ist, ist ein sogenannter Zeemanslower, bei dem die Dopplerverschiebung unter Zuhilfenahme einer geeigneten Magnetfeldkonfiguration ausgeglichen wird. Da dieser Typ in dem hier vorliegenden Experiment Anwendung findet, wird im Folgenden noch näher auf den Zeemanslower eingegangen.

Geht man von Atomen der Masse M in einem Atomstrahl aus, welche sich zunächst in positiver z -Richtung mit einer Geschwindigkeit v_0 ausbreiten⁵, so können diese gemäß (2.13) eine maximale Beschleunigung von $a_0 = \frac{\hbar k \Gamma}{2M}$ erfahren. Somit würde sich die Geschwindigkeit folgendermaßen entwickeln:

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \quad . \quad (2.14)$$

Um nun die Dopplerverschiebung durch ein Magnetfeld auszugleichen, fügt man der Gesamtverstimmung in der Resonanzbedingung $\delta = 0$ noch einen Beitrag hinzu, welcher von der Zeemanverschiebung der atomaren Zustände im Magnetfeld B herrührt. Dieses Magnetfeld soll dementsprechend folgende Gleichung erfüllen:

$$\delta = \delta_0 - \vec{v} \cdot \vec{k} + \frac{\mu B(z)}{\hbar} = \omega_L - \omega_A + vk + \frac{\mu B(z)}{\hbar} = 0 \quad . \quad (2.15)$$

Aus (2.14) und (2.15) erhält man den erforderlichen räumlichen Verlauf des Magnetfeldes eines Zeemanslowers

$$B(z) = -\frac{\hbar}{\mu} (\omega_A - \omega_L - k \cdot v(z)) = \frac{\hbar}{\mu} \left(\delta_0 + k \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \right) \quad . \quad (2.16)$$

Wie aus Gleichung (2.16) leicht ersichtlich, ist die Laserverstimmung δ_0 prinzipiell frei wählbar⁶. Aufgrund dessen sind verschiedene Typen von Zeeman-Abbremsern möglich. Man unterscheidet im Großen und Ganzen zwischen 3 verschiedenen Typen: dem “increasing field“, dem “decreasing field“ und dem “spin-flip“-Abbremsers. Bei den increasing-field Abbremsern ist das Laserlicht resonant mit Atomen, die sich am Anfang der Abbremsphase im magnetfeldfreien Raum befinden, was ein mit der fortlaufenden Länge des Abbremsers ansteigendes Magnetfeld bedingt. Da man am Endpunkt des Abbremsers in der Regel die gebremsten Atome einfängt, kann das

⁵Man geht hier von Atomen einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse aus, welche später die maximal abbremsbare Geschwindigkeit darstellt. Sämtliche Geschwindigkeiten $v < v_0$ werden ebenfalls abgebremst.

⁶Die Laserverstimmung bewegt sich in der Praxis in gewissen Grenzen. Diese sind vorgegeben durch die realisierbaren Magnetfelder zum Ausgleich der Verstimmung.

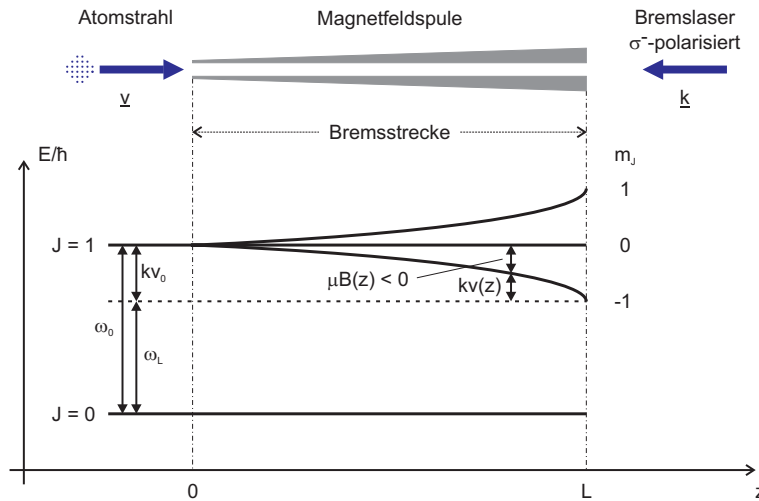


Abbildung 2.4: Schematische Funktionsweise eines increasing-field Zeeman Abbremsers. Die Atome fliegen in positiver z -Richtung und werden mit Hilfe des kontrapropagierenden σ^- -Laserstrahls und des wurzelförmig ansteigenden Magnetfeldes gebremst. Die σ^- -Polarisation des Bremsstrahls stellt sicher, dass Übergänge mit $\Delta m_J = -1$, also von $m_J = 0$ nach $m_J = -1$, getrieben werden.

an diesem Ort nicht verschwindende Magnetfeld Probleme verursachen.

Bei den decreasing field Abbremsern verhält es sich genau umgekehrt. Das Magnetfeld nimmt in Atomstrahlrichtung ab, erfordert jedoch einen Laserstrahl, der mit ruhenden Atomen im magnetfeldfreien Raum resonant ist, und deshalb evtl. gefangene Atome am Ende des Abbremsers stören kann.

Der spin-flip slower, eine Kombination aus decreasing und increasing field slower, nimmt zunächst im Magnetfeld bis auf null ab, und steigt dann mit umgekehrtem Vorzeichen wieder an. Er erfordert eine zusätzliche Drehung des Spins der Atome im Nullpunkt des Magnetfeldes, ermöglicht aber die Verwendung von insgesamt kleineren Magnetfeldstärken.

In der Versuchsanordnung wird ein “increasing field“ Zeemanslower (siehe Abbildung 2.4) verwendet, bei dem die Laserstimmung δ_0 der Dopplerverschiebung im Startpunkt der Atome entspricht ($\delta_0 = -k \cdot v_0$). Unter dieser Voraussetzung erhält man aus (2.16) folgendes wurzelförmig abnehmendes Magnetfeld:

$$B(z) = -\frac{\hbar k v_0}{\mu} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2a_0 z}{v_0^2}} \right) . \quad (2.17)$$

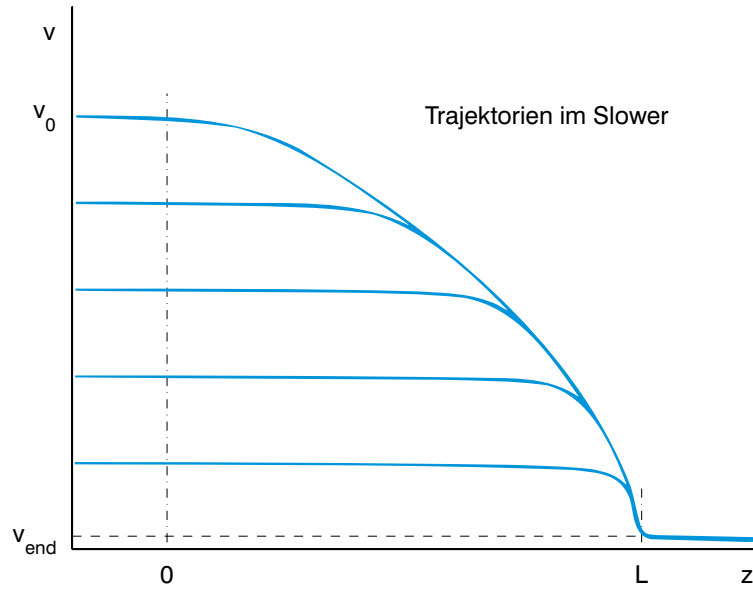


Abbildung 2.5: Trajektorien der Atome im Zeemanslower für verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten $v \leq v_0$ bei einer Endgeschwindigkeit v_{end}

Dies führt unter Zuhilfenahme von (2.14) zu einem maximal möglichen Magnetfeldgradienten von

$$\frac{dB}{dz}(z) \leq \frac{\hbar a_0 k}{\mu v(z)} = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2M\mu v(z)} \quad (2.18)$$

Bei Überschreitung dieses Gradienten kann die Resonanzbedingung für die Atome nicht mehr eingehalten werden, die Beschleunigung nimmt ab und die Atome werden nicht mehr weiter abgebremst. Ist der Gradient kleiner als der Maximalwert aus (2.18), so wird zwar die Effizienz des Zeemanslowers dahingehend eingeschränkt, dass die Atome nicht so schnell wie möglich abgebremst werden, jedoch fallen hierbei keine Atome aus dem Bremszyklus. Sie werden komplett gebremst. Aus diesem Grund wählt man bei der Konzeption eines Zeemanslowers in der Regel einen Sicherheitsfaktor, d.h. man wählt eine Beschleunigung $a < a_0$ auf die man das Magnetfeld abstimmt, um etwaige Mängel der technischen Realisierung des Abbremsers besser ausgleichen zu können. Betrachtet man nun Atome aus der anfänglichen Geschwindigkeitsverteilung mit einer Geschwindigkeit $v < v_0$, so sind diese am Anfang des Abbremsers wegen ihrer zu geringen Geschwindigkeit noch nicht in Resonanz mit dem Laserstrahl. Sie fliegen zunächst ohne gebremst zu werden, bis sie diejenige Stelle im Zeeman Slower erreichen an der die Resonanzbedingung erfüllt wird. Ab dieser Stelle werden sie, wie in Abbildung 2.5 gezeigt, regulär abgebremst.

2.2 Fallen für neutrale Atome

Fallen für neutrale Atome können entweder basierend auf nicht-konservativen Kräften oder basierend auf konservativen Kräften erzeugt werden. Die verschiedenen Fallentypen zum Fangen von Atomen bringen aufgrund ihrer individuellen Eigenschaften die damit einhergehenden Vor- und auch Nachteile mit sich.

Der am weitesten verbreitete Fallentyp der nicht-konservativen Fallen, welcher in Experimenten zur Erzeugung (ultra-)kalter Quantengase Verwendung findet, ist die magneto-optische Falle, die mit nahresonantem Licht arbeitet. Sie erlaubt eine Kühlung der Atome je nach atomarer Spezies bis auf einige $10\ \mu\text{K}$ bei Fallentiefen in der Größenordnung von $1\ \text{K}$. Mit ihr ist es möglich aufgrund einer sehr großen dissipativen Kraft sogar Atome aus thermischen Geschwindigkeitsverteilungen einzufangen. Somit ist es mit Hilfe der magneto-optischen Falle möglich die Atome zu kühlen und derart zu präparieren, dass sie in konservative Fallen mit viel geringeren Fallentiefen geladen werden können.

Die zwei am häufigsten verwendeten konservativen Fallentypen sind die Magnetfalle sowie die optische Dipolfalle. Magnetische Fallen wechselwirken durch ihr inhomogenes Magnetfeld mit dem magnetischen Moment der Atome und üben somit eine Kraft auf sie aus. Hierbei werden Fallentiefen bis zu Größenordnungen einiger $100\ \text{mK}$ erreicht. Aufgrund der Abhängigkeit vom magnetischen Moment des atomaren Zustandes ist diese Falle nicht für alle Anwendungen geeignet. Zudem erfordert die Erzeugung dieser Magnetfelder höchst anspruchsvolle Konfigurationen der Magnetfeldspulen.

Die optische Dipolfalle, mit typischen Fallentiefen um $1\ \text{mK}$, basiert auf der optischen Dipolkraft eines weit gegenüber der atomaren Übergänge verstimmtten Laserstrahls und bietet den Vorteil, dass diese Falle weitgehend unabhängig von der atomaren Unterstruktur des Atoms ist. Aufgrund der einfachen Erzeugung durch Lichtfelder lassen sich solche Fallen in vielfältigen Geometrien erzeugen, jedoch nur mit relativ geringen Fallentiefen in typischen Größenordnungen von $100\ \mu\text{K}$ bis maximal $1\ \text{mK}$.

2.2.1 Magneto-optische Falle

Im folgenden Abschnitt werden die Funktionsweise und die Eigenschaften der magneto-optischen Falle erläutert. Realisiert wurde sie erstmalig im Jahre 1987 unter Verwendung von Natriumatomen[95].

Prinzip

Im Gegensatz zur Dopplerkühlung, welche eine dissipative Kraft im Geschwindigkeitsraum darstellt, benötigt man zur Realisierung einer Falle für Atome eine ortsabhängige Kraftkomponente auf ein Ensemble von Atomen, um diese somit an einem Punkt im Raum zu akkumulieren.

Die sogenannte magneto-optische Falle (magneto optical trap = MOT) ist eine Erweiterung der Dopplerkühlung bzw. optischen Melasse um eine ortsabhängige Kraft. Zur Erläuterung dient wiederum ein Modell-Atom, welches ein Zweiniveausystem, mit einem $|J = 0\rangle$ -Grundniveau und einem angeregten $|J = 1\rangle$ -Niveau, im eindimensionalen Raum sei. Überlagert man nun diesem Atom ein lineares Magnetfeld $B(x) = B_0 \cdot x$, so spaltet das dreifach entartete $|J = 1\rangle$ -Niveau in drei Zeeman-Niveaus ($|J = 1, m_J = -1\rangle$, $|J = 1, m_J = 0\rangle$ und $|J = 1, m_J = +1\rangle$) auf. Nun wählt man die Polarisation der beiden eingestrahlten Laser so, dass ein σ^+ -Strahl in positiver und ein σ^- -Strahl in negativer x-Richtung eingestrahlt wird. Da der σ^+ -Strahl nur Übergänge mit $\Delta m_J = +1$ und der σ^- -Strahl nur

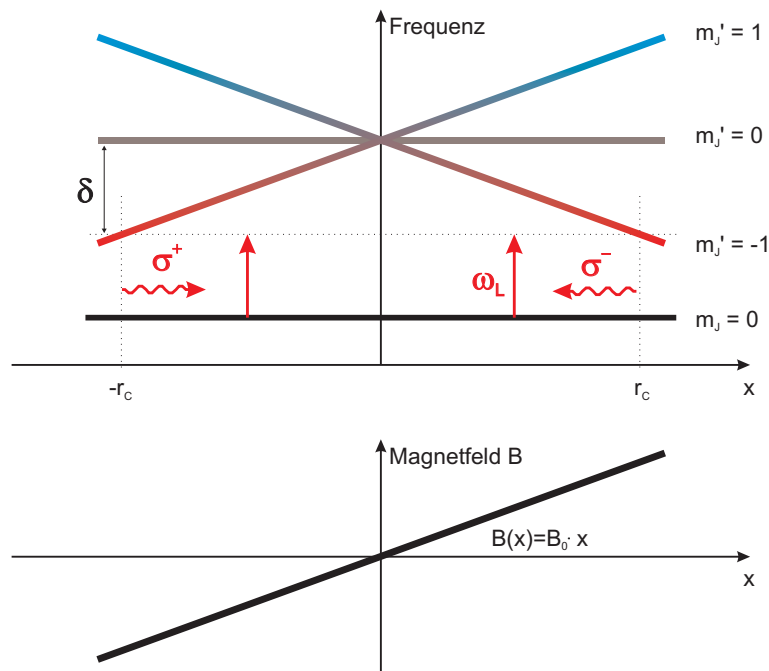


Abbildung 2.6: Zweiniveausystem zur Illustration der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle. Das angeregte $J=1$ Niveau spaltet aufgrund des linearen Magnetfeldes in drei Zeeman-Niveaus auf. Die beiden Laserstrahlen üben eine ortsabhängige Kraft auf die Atome aus, die Atome bei $x = 0$ einfängt.

Übergänge mit $\Delta m_J = -1$ treibt, werden durch die beiden Laserstrahlen selektiv zwei verschiedene Zeemanniveaus angesprochen. Nun lässt sich zum Kraftausdruck der Dopplerkühlung (2.7) ein weiterer Term aufgrund der Zeemanverschiebung hinzufügen.

Die resultierende Kraft erhält man durch folgende Transformation $\delta_0 \pm |\omega_D| \rightarrow \delta_0 \pm |\omega_D| \pm \mu' B(x)/\hbar$ von Gleichung (2.7). Man erhält somit

$$\vec{F}_{\pm} = \frac{\hbar \vec{k}_{\pm} \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2(\delta_0 \pm |\omega_D| \pm \mu' B(x)/\hbar)/\Gamma)^2} , \quad (2.19)$$

wobei hier das effektive magnetische Moment mit $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B$, mit den Landé-g-Faktoren g_g und g_e bzw. den magnetischen Momenten m_g und m_e des Grund- bzw. angeregten Zustands, verwendet wird. Analog zur Dopplerkühlung erhält man hieraus für den Fall $|\omega_D| \ll |\delta_0|$ und $|\mu' B(x)/\hbar| \ll |\delta_0|$ folgenden Ausdruck für die Kraft[80]:

$$\vec{F} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{x} \quad (2.20)$$

mit

$$\kappa = \frac{\mu' B'}{\hbar k} \beta . \quad (2.21)$$

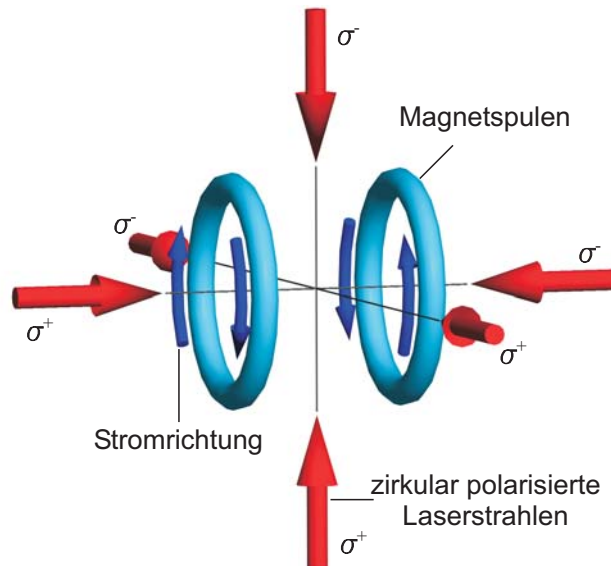


Abbildung 2.7: Ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt ein Gradientenfeld, welches in Verbindung mit den paarweise zirkular entgegengesetzt polarisierten Laserstrahlen eine magneto-optische Falle erzeugt.

Hier ist B' der Magnetfeldgradient und μ' das effektive magnetische Moment. Dies zeigt, dass im Falle der MOT neben der geschwindigkeitsabhängigen dissipativen Kraftkomponente $-\beta\vec{v}$, welche die Atome kühlt, ebenfalls eine ortsabhängige Kraftkomponente $-\kappa\vec{x}$ vorhanden ist, so dass die Atome im Zentrum der Falle bei $x = 0$ gefangen werden.

Der zur Erzeugung einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle nötige Magnetfeldgradient wird in der Regel durch ein magnetisches Quadrupolfeld erzeugt, welches in allen drei Raumrichtungen einen linearen Magnetfeldgradienten aufweist. Erzeugt wird dieses Quadrupolfeld in der Regel durch zwei Antihelmholtz-Spulen, wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Diese Magnetfeldkonfiguration wird mit drei Paaren von $\sigma^+ - \sigma^-$ Laserstrahlen kombiniert, um ein Fangen und einen Einschluss in allen drei Raumrichtungen zu ermöglichen.

Temperatur- und Dichteregimes

Das Verhalten einer magneto-optischen Falle in Bezug auf Dichte und Temperatur lässt sich in verschiedene Regimes unterteilen[96].

Für kleine Atomzahlen (typischerweise $N < 10^4$) ist die Dichte so gering, dass die Atome als unabhängig voneinander angesehen werden können. Die räumliche Verteilung und die Impulsverteilung ist gänzlich durch eine Gaußverteilung der Größe $r_{x,y,z}$ sowie einer Temperatur T gegeben. Da das Volumen dieser Wolke im temperaturlimitierten Regime nicht von der Atomzahl, sondern nur von der Temperatur in Zusammenspiel mit den Rückstellkräften der Falle abhängt, ist die Dichte proportional zur Atomzahl.

Befindet man sich in Bereichen höherer Atomzahlen, typischerweise $N > 10^4$, so werden Reabsorptionsprozesse gestreuter Photonen signifikant. Dies entspricht einem internen Strahlungsdruck in der Wolke, welcher eine Expansion derselben hervorruft. Dies ruft auch eine Erhöhung der Temperatur proportional zu $N^{1/3}$ hervor[97].

Lade- und Zerfalldynamik

Durch die in Gleichung (2.19) bzw. (2.20) angegebene starke dissipative Kraft der MOT ist es möglich, sämtliche Atome einzufangen, welche langsamer sind als die Einfanggeschwindigkeit v_c . Für diese Einfanggeschwindigkeit lässt sich eine Abschätzung für ein oberes Limit angeben, indem man die maximal mögliche Beschleunigung $a_{max} = \hbar k \Gamma / 2M$ über die gesamte Strecke des Durchmessers der MOT-

Strahlen $2r_c$ annimmt. Somit erhält man als maximale Einfanggeschwindigkeit

$$v_{c,max} = \sqrt{\frac{2r_c \hbar k \Gamma}{M}} \quad . \quad (2.22)$$

Es spielen natürlich viele weitere Faktoren wie die Intensität und Verstimmung der MOT-Laser eine wichtige Rolle, die bestimmen, wie groß die Streurrate tatsächlich ist, und welche Beschleunigung erreicht wird. Dies bedeutet, dass Atome aus dem Hintergrundgas eingefangen werden können, die langsamer sind als v_c . In der Regel ist dies für eine thermische Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung nur ein Anteil im Bereich einigen Promille. Um den Anteil an Atomen mit Geschwindigkeiten unter v_c zu erhöhen, bedient man sich den in Abschnitt 2.1.5 beschriebenen Atomstrahlabbremsern.

Die Teilchenzahl N in der MOT wird durch eine Laderate R_L , sowohl aus dem Hintergrundgas, als auch aus dem Atomstrahlabbremser, erhöht. Ein zweiter Prozess, der die Atomzahl in der magneto-optische Falle beeinflusst, sind Verluste durch Stöße der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas oder den Teilchen im Atomstrahl. Diese Verlustprozesse finden mit einer Verlustrate $R_V = \Gamma_L \cdot N$ statt, die proportional zur Atomzahl in der MOT ist. Die Verlustkonstante Γ_L hängt vom Druck bzw. der Dichte des Hintergrundgases ab. Somit erhält man eine Ratengleichung für das Ladeverhalten gemäß

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma_L N + R_L \quad . \quad (2.23)$$

Die Ladekurve hat demnach die Form

$$N(t) = \frac{R_L}{\Gamma_L} (1 - e^{-\Gamma_L t}) \quad , \quad (2.24)$$

so dass man für $t \rightarrow \infty$ eine Gleichgewichtsatomzahl von $N_0 = R_L/\Gamma_L$ erhält. Ein weiterer Verlustprozess, der bei hohen Dichten in der MOT zum Tragen kommt, sind inelastische Kollisionen zwischen Atomen in der MOT. Dies können entweder hyperfeinzustandsändernde Stöße im elektronischen Grundzustand oder bei hohen Laserintensitäten lichtinduzierte Stöße, also Kollisionen mit einem angeregten Atom, sein[98]. Die Zwei-Körper-Verlustrate $R_{V,2B} = \beta \int n^2(\vec{r}) d\vec{r}$ ist unabhängig von der Art des inelastischen Stoßes proportional zum Quadrat der Dichte in der MOT und wird durch die Verlustkonstante β charakterisiert. Somit erhält man die Ratengleichung

$$\frac{dN}{dt} = -R_V - R_{V,2B} + R_L = -\Gamma_L N - \beta \int n^2(\vec{r}) d\vec{r} + R_L \quad (2.25)$$

für die Atomzahl in der MOT.

Zur Bestimmung der Verlustkonstante β betrachtet man eine Atomwolke mit der

anfänglichen Atomzahl N_0 , welche nicht mehr geladen wird. Somit erhält man eine Zeitabhängigkeit der Atomzahl[99] von

$$N(t) = N_0 \frac{e^{-\Gamma_L t}}{1 + \frac{\beta N_0}{V \Gamma_L} (1 - e^{-\Gamma_L t})} \quad . \quad (2.26)$$

Wie man deutlich an Gleichung (2.26) erkennen kann, dominieren die β -Verluste für große Dichten, wohingegen sich für geringere Dichten der rein exponentielle Zerfall einstellt und der Zerfall durch

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma_L t} \quad (2.27)$$

beschrieben werden kann.

Um tiefere Temperaturen und längere Speicherzeiten als diejenigen, welche mit Hilfe von magneto-optischen Fallen möglich sind, zu erzeugen, transferiert man die Atome in andere Fallentypen, wie z.B. Magnetfallen oder optische Dipolfallen, welche nicht durch lichtinduzierte Verluste limitiert sind.

2.2.2 Magnetfalle

Magnetisches Potenzial

Besitzt ein Atom einen Drehimpuls, sei es Spin oder Bahndrehimpuls, so geht mit diesem Drehimpuls ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ einher, welches mit einem Magnetfeld \vec{B} wechselwirkt. Diese Wechselwirkung ist in diversen Standardlehrbüchern[100, 101] abgehandelt, so dass hier nicht im Detail darauf eingegangen werden wird. Die korrespondierende Energieverschiebung der Zeeman-Unterstufen in einem Magnetfeld der Form $B = (0, 0, B_z)$ beträgt

$$\Delta E = -\vec{\mu} \vec{B} = -\mu_z B_z \quad , \quad (2.28)$$

wobei sich die Projektion des magnetischen Moments auf die Quantisierungsachse z aus dem Landé-g-Faktor g_F , der Magnetquantenzahl m_F des jeweiligen Zeemanni-veaus und dem Bohrschen Magneton μ_B gemäß $\mu_z = -g_F m_F \mu_B$ zusammensetzt⁷, so dass man hierfür auch

$$\Delta E = g_F m_F \mu_B B_z \quad (2.29)$$

⁷Die gleiche Überlegung trifft natürlich ebenso für den Kernspin zu, welcher ein Kernmoment mit sich bringt. Um die Energieverschiebung aufgrund des Kernmoments zu berechnen muss lediglich das Bohrsche Magneton μ_B durch das Kernmagneton μ_K ersetzt werden. Da dieses um das Massenverhältnis zwischen Proton und Elektron, also um den Faktor 1836, kleiner ist als das Bohrsche Magneton μ_B , kann der Effekt des Kernmoments in der Regel vernachlässigt werden. Um dennoch alle möglichen Beiträge einzuschließen, wird hier der Index F, welcher sich aus Spin S, Bahndrehimpuls L und Kernspin I zusammensetzt, verwendet.

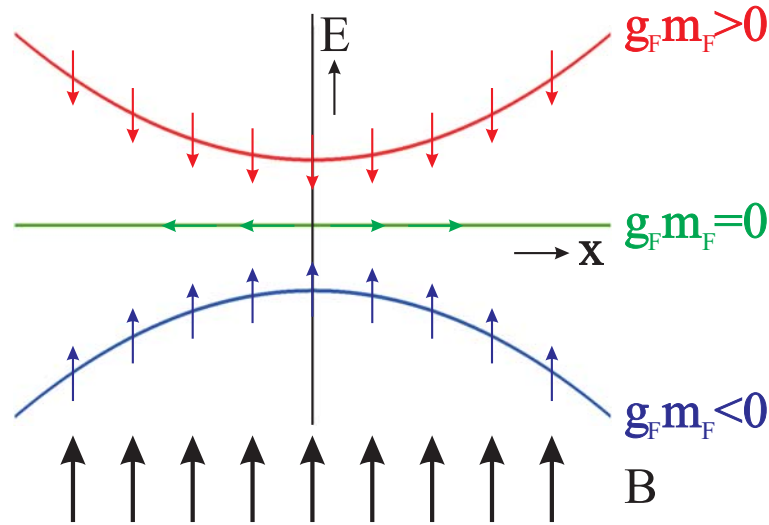


Abbildung 2.8: Wechselwirkungspotenzial eines parabelförmigen Magnetfeldes mit dem magnetischen Moment eines Atoms für die Fälle $g_F m_F < 0$ (blau), $g_F m_F = 0$ (grün), $g_F m_F > 0$ (rot). Nur für $g_F m_F > 0$ stellt dies ein attraktives Potenzial dar.

schreiben kann. Im Allgemeinen erhält man demnach in einer räumlichen Magnetfeldverteilung $\vec{B}(\vec{r})$ bei räumlich konstanter Projektion des magnetischen Moments auf das lokale Magnetfeld eine konservative Kraft gemäß

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \left(\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \right) \quad , \quad (2.30)$$

die eine magnetostatische Falle für Atome darstellt. Abhängig vom Vorzeichen der Projektion des magnetischen Moments auf die Quantisierungsachse μ_z suchen die Atome entweder für $g_F m_F < 0$ Magnetfeldmaxima (strong-field-seekers genannt), oder für $g_F m_F > 0$ Magnetfeldminima (weak-field-seekers genannt) auf, um ihre Energie zu minimieren. Da jedoch aufgrund der Maxwell-Gleichungen im freien Raum keine Maxima des Magnetfeldbetrags, sondern nur Minima zugelassen sind, lassen sich nur die sogenannten weak-field-seeker, wie in Abbildung 2.8 zu sehen, in lokalen Magnetfeldminima fangen.

Quadrupolfalle

Die einfachste Möglichkeit einer Magnetfalle, eine Quadrupolfalle, lässt sich durch eine Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugen[102], mit der man ein lineares Potenzial erhält. Die Falle wird somit durch Gradienten des Magnetfeldes $B_x = B'_x \cdot x$, $B_y = B'_y \cdot y$ und $B_z = B'_z \cdot z$ erzeugt. Diese Fallenkonfiguration hat allerdings den Nachteil im Fallenzentrum ein verschwindendes Magnetfeld aufzuweisen. Dies

führt zu einem Verlustmechanismus, den Majorana-spin-flips[103], bei dem die Spins der Atome im Fallenzentrum dem lokalen Magnetfeld nicht mehr adiabatisch folgen können und sich nach Durchqueren des Nulldurchgangs des Magnetfeldes in einem nicht fangbaren Zeemanniveau befinden können. Dadurch verlassen sie die Falle. Aufgrund der geringen Lebensdauer metastabiler Ytterbiums im 3P_2 -Zustand von $< 14,5$ s spielen in diesem Fall Majoranaverluste keine signifikante Rolle. Deshalb konnte für Ytterbium in diesem Zustand dennoch eine Quadrupolfalle realisiert werden.

Ioffe-Pritchard-Falle

Ein weiterer Fallentyp, die Ioffe-Pritchard-Falle[104, 102], die im vorliegenden Experiment für die Erzeugung eines Rubidium BECs verwendet wird, umgeht mit Hilfe eines Offset-Feldes B_0 dieses Problem⁸. Die Ioffe-Pritchard-Falle besteht aus einem radialen Quadrupolfeld und einem axialen Dipolfeld, so dass man einen Magnetfeldgradienten in radialer Richtung und ein inhomogenes Feld mit endlicher Krümmung in axialer Richtung erhält. Diese Feldkonfiguration kann z.B. durch eine Spulenordnung in einer sogenannten Kleeblattkonfiguration[105] erzeugt werden. Wie in Abbildung 2.9 ersichtlich, besteht diese Anordnung aus einem Paar Dipolspulen zur Erzeugung des axialen Dipolfeldes und vier Paaren von Kleeblattspulen zur Erzeugung des radialen Gradienten (Abbildung 2.10 und 2.11), sowie ein Paar Offsetspulen zur Anpassung des Offsets, da die Dipolspulen alleine schon einen sehr großen Offset erzeugen, der ausgeglichen werden muss. Eine Näherung des hierdurch erzeugten Feldes ergibt

$$\vec{B} = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

mit dem Magnetfeldoffset B_0 , dem radialen Gradienten B' und der axialen Krümmung B'' .

Harmonische Näherung

Das Potenzial $U = g_F m_F \mu_B \left| \vec{B}(\vec{r}) \right|$ lässt sich für kleine Energien $k_B T \ll g_F m_F \mu_B B_0$ der Atome um das Zentrum der Falle harmonisch entwickeln. Dieses harmonische

⁸Um Majorana-spin-flip-Verluste zu unterdrücken, muss die Larmorpräzessionsfrequenz $\omega_L = g_F m_F \mu_B B_0 / \hbar$ größer sein als die Oszillationsfrequenz der Atome in der Falle, welche im weiteren Verlauf dieses Abschnitts eingeführt wird.

Fallenpotenzial hat dann die Form[88]

$$U_{\text{harm}} = \frac{g_F m_F \mu_B}{2} \left\{ \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) \cdot \rho^2 + B'' \cdot z^2 \right\} , \quad (2.32)$$

mit $\rho^2 = x^2 + y^2$. Somit erhält man in der harmonischen Näherung (der Form $U = 1/2 M (\omega_\rho^2 \rho^2 + \omega_z^2 z^2)$) radiale bzw. axiale Fallenfrequenzen von

$$\omega_\rho = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)} , \quad (2.33)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M} B''} . \quad (2.34)$$

Die räumliche Dichteverteilung in der harmonischen Falle ist im thermischen Gleichgewicht eine Gaußverteilung $n(\vec{r}) = n_0 \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_\rho^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}$ mit den radialen bzw. axialen Breiten[88]

$$\sigma_\rho = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)}} = \frac{1}{\omega_\rho} \sqrt{\frac{k_B T}{M}} , \quad (2.35)$$

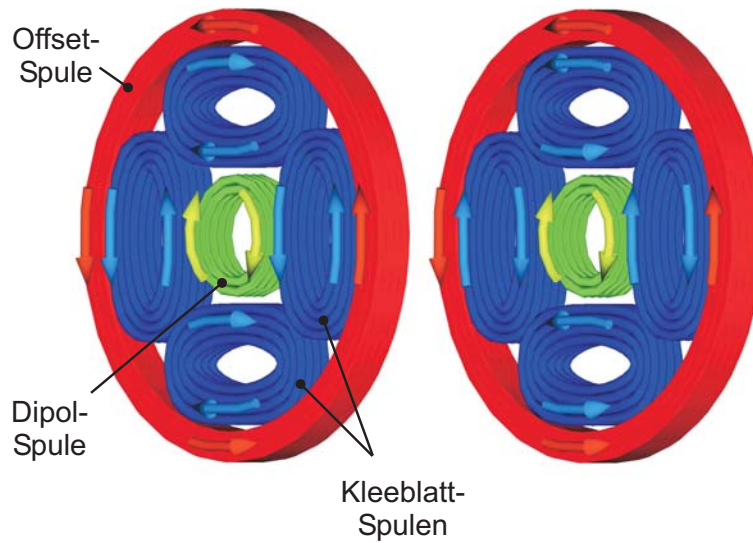


Abbildung 2.9: Spulenkonfiguration in Kleeblattanordnung zur Erzeugung einer Magnetfalle vom Ioffe-Pritchard Typ. Die Dipol-Spulen (grün) in Helmholtz-Anordnung erzeugen das axiale Dipolfeld, also die axiale Krümmung, die Offsetspulen (rot) gleichen den Offset der Dipolspulen aus und die Kleeblattspulen (blau) erzeugen den gewünschten radialen Gradienten. Die Pfeile geben jeweils die Stromrichtungen in den Spulen an.

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B B''}} = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_B T}{M}} \quad (2.36)$$

Aus der Integration über die Gaußverteilung und der Gesamtatomzahl N erhält man die maximale Dichte

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_\rho^2 \sigma_z} \quad (2.37)$$

Lineare Näherung

Für große Energien $k_B T \gg g_F m_F \mu_B B_0$ ändert sich das radiale Potenzial von einer harmonischen in eine lineare Falle, so dass man in diesem Regime das Fallenpotenzial durch

$$U_{lin} = g_F m_F \mu_B \left(B' \sqrt{x^2 + y^2} + \frac{B''}{2} z^2 \right) \quad (2.38)$$

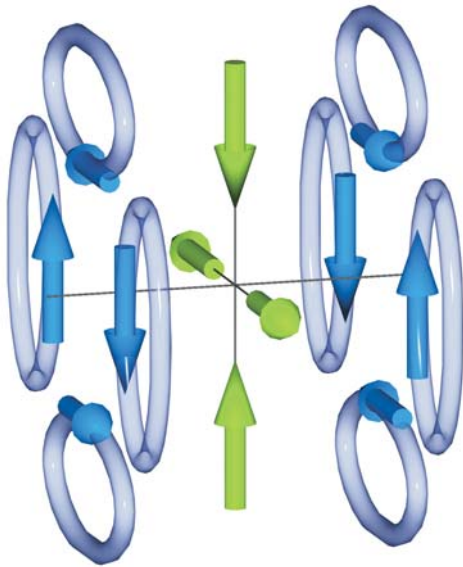


Abbildung 2.10: Illustration zur Funktionsweise der Kleeblattspulen und der durch sie erzeugten radialen Magnetfeldgradienten. Insbesondere die Ströme (blaue Pfeile) auf der Innenseite der Kleeblattspulen erzeugen in radialer Richtung ein Gradientenfeld (grüne Pfeile).

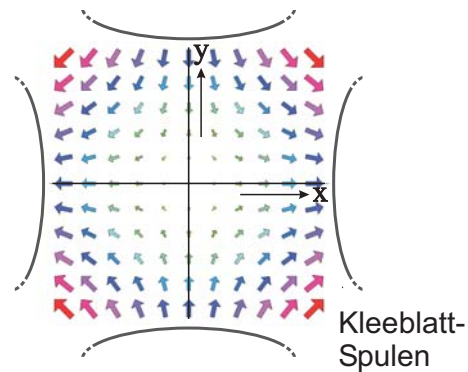


Abbildung 2.11: Magnetfeldlinien aufgrund der Kleeblattspulen in Form von Pfeilen illustriert. In x -Richtung zeigen die Feldlinien vom Fallenzentrum nach außen, in y -Richtung ins Fallenzentrum hinein. Die Dicke der Pfeile spiegeln den Betrag des Magnetfeldes in radialer Richtung wieder.

annähern kann. Für den linearen Fall ist die radiale Dichteverteilung durch $n(\vec{r}) = n_0 \cdot e^{-\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\chi} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}$ mit einer charakteristischen Längenskala von $\chi = k_B T / g_F m_F \mu_B B'$ gegeben[106].

Modenanpassung und Kompression

Um einen effektiven, verlustarmen Transfer zwischen magneto-optischer Falle und Magnetfalle zu gewährleisten, muss die Fallengeometrie der Magnetfalle an die Form, Größe und Temperatur der Atomwolke angepasst sein. Dies bedeutet, dass die näherungsweise gaußförmige Dichteverteilung in der magneto-optischen Falle mit den Breiten σ_ρ und σ_z , sowie der Temperatur T der Wolke in eine harmonische Falle mit den korrespondierenden Parametern eingepasst werden muss. Aus Gleichung (2.36) erhält man die Bedingung um die axiale Krümmung auf die axiale Dimension der Wolke einzustellen:

$$B'' = \frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B \sigma_z^2} \quad (2.39)$$

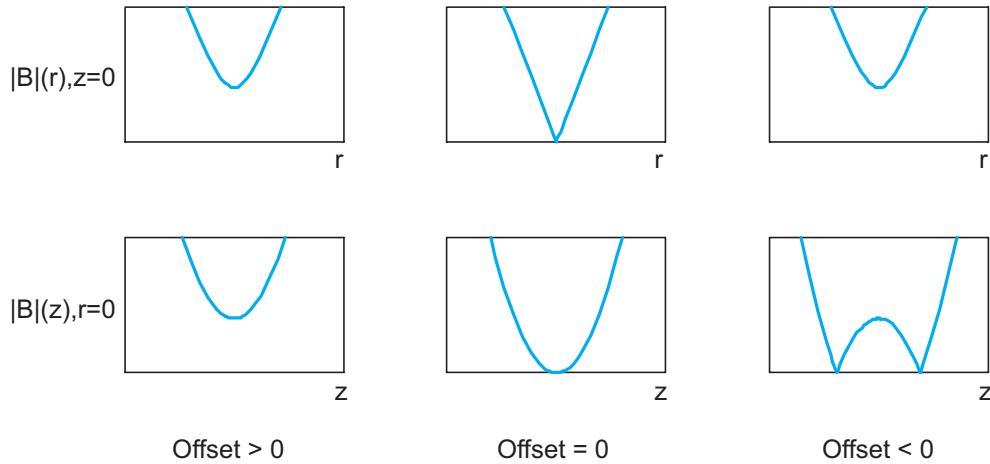


Abbildung 2.12: Die Diagramme zeigen jeweils den axialen sowie den radialen Anteil des Magnetfeldbetrages in drei unterschiedlichen Fällen (von links nach rechts): ein großes positives Offsetfeld, welches in beiden Richtungen eine harmonische Falle erzeugt, ein verschwindendes Offsetfeld, welches die radiale Fallenform linearisiert, und ein negatives Offsetfeld, welches in axialer Richtung zu zwei Schnittpunkten mit der Nullachse führt.

und aus Gleichung (2.35) eine Bedingung zur Anpassung an die radiale Ausdehnung der Wolke:

$$\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} = \frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B \sigma_\rho^2} \quad . \quad (2.40)$$

Zur Modenanpassung in radialer Richtung wird typischerweise das Offsetfeld B_0 erhöht. Eine Erniedrigung des Gradienten ist nur bedingt möglich, da dadurch das Fallenvolumen reduziert wird[88]. Der Einfluss des Offsetfeldes auf die Form der Falle ist in Abbildung 2.12 illustriert.

2.2.3 Optische Dipolfalle

Zum Verständnis der optischen Dipolkraft auf ein Atom, die die Basis zur Erzeugung einer optischen Dipolfalle darstellt, betrachtet man das induzierte Dipolmoment $\vec{p}(\vec{r}, t) = \hat{e}p(\vec{r})e^{-i\omega t} + c.c.$ eines Atoms im Lichtfeld $\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{e}E(\vec{r})e^{-i\omega t} + c.c.$. Hierbei stellt \hat{e} den Einheitsvektor der Polarisierung dar. Man kann nun die Amplituden des Dipolmoments $p(\vec{r})$ und des Lichtfeldes $E(\vec{r})$ gemäß

$$p(\vec{r}) = \alpha E(\vec{r}) \quad (2.41)$$

in Relation zueinander bringen, wobei α die komplexe frequenzabhängige Polarisierbarkeit des Atoms darstellt. Im Allgemeinen ist α ein Tensor, wird hier jedoch zur Vereinfachung als skalare Größe behandelt. Das Potenzial für ein polarisierbares Atom im Lichtfeld ist demnach gegeben durch

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad , \quad (2.42)$$

wobei der Term $\langle \vec{p}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle$ eine Zeitmittelung über die schnellen Oszillationen des Feldes darstellt. Die Feldintensität $I(\vec{r}) = 2\epsilon_0 c |E(\vec{r})|^2$ berechnet sich hier aus dem Quadrat der Feldamplitude. Die Dipolkraft errechnet sich als konservative Kraft aus dem Gradienten des Potenzials gemäß

$$\vec{F}_{dip} = -\nabla U_{dip} = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(\vec{r}) \quad . \quad (2.43)$$

Neben dem Dipolpotenzial und der daraus resultierenden Kraft ist die Photonenstreurate, die idealerweise möglichst klein gehalten wird, die zweite interessante Größe bei optischen Dipolfallen. Sie errechnet sich aus der durch den Oszillator absorbierten Leistung $P_{abs} = \langle \vec{p}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = \omega/\epsilon_0 c \cdot \text{Im}(\alpha) I(\vec{r})$ gemäß

$$\gamma_p = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \cdot \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad . \quad (2.44)$$

Die Polarisierbarkeit α kann aus dem Lorentz-Modell des klassischen Oszillators hergeleitet werden[89]. Für den Fall großer Verstimmungen und vernachlässigbarer Sättigung erhält man in der rotating-wave-approximation ($\omega - \omega_0 \ll \omega_0$) für die beiden interessanten Fallenparameter, das Dipolpotenzial U_{dip} und die Streurrate γ_p :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\vec{r}) \quad , \quad (2.45)$$

$$\gamma_p = \langle \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \vec{E} \rangle = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(\vec{r}) \quad , \quad (2.46)$$

wobei Γ die resonante Dämpfungsrate (Linienbreite des Übergangs) und δ die Verstimmung ist. Aus (2.45) und (2.46) erhält man eine einfache Beziehung zwischen Streurrate und Dipolpotenzial:

$$\hbar\gamma_p = \frac{\Gamma}{U_{dip}} \quad . \quad (2.47)$$

Die Gleichungen (2.45) bis (2.47) verdeutlichen die Funktionsweise und Charakteristika einer optischen Dipolfalle. Man betrachtet einen gaußschen Strahl (Abbildung 2.13), der im Fokus ein Intensitätsmaximum aufweist. Für einen rot verstimmtten Laser ($\delta < 0$) erhält man somit ein attraktives Potenzial, für eine blaue Verstimmung ($\delta > 0$) ein repulsives Potenzial. Das heißt für eine rote Verstimmung wird das

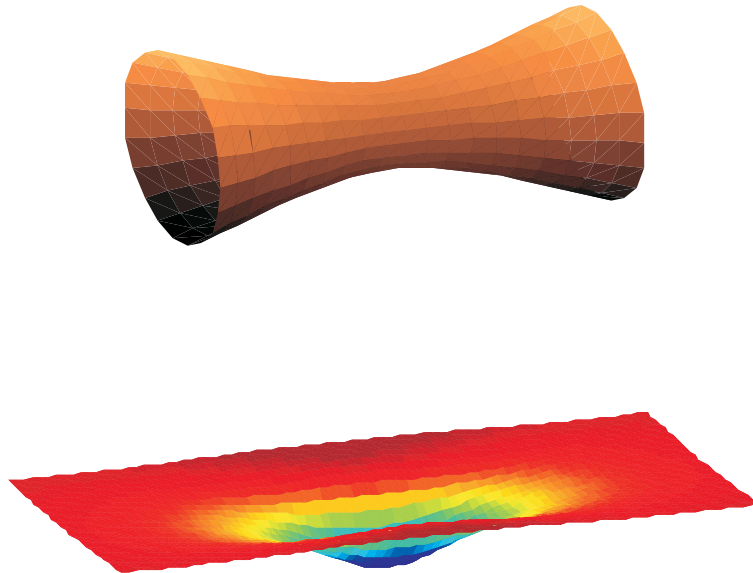


Abbildung 2.13: Gaußscher Strahl zur Erzeugung einer optische Dipolfalle und das durch des Strahl erzeugte Potenzial

Atom in das Maximum des Lichtfeldes hineingezogen und für eine blaue Verstimmung aus dem Lichtfeld herausgedrängt. Da das Potenzial mit $1/\delta$ und die Streurrate mit $1/\delta^2$ skaliert, benutzt man typischerweise sehr hohe Intensitäten bei sehr großen Verstimmungen, um die Falle möglichst tief und die Streurrate dabei sehr klein zu halten.

2.3 Verdampfungskühlung

Das Prinzip der Verdampfungskühlung wurde erstmals 1986 vorgeschlagen [107] und 1988 bei der Kühlung von spinpolarisiertem Wasserstoff angewandt [10]. Detaillierte Abhandlungen zu diesem Thema sind z.B. in [90] nachzulesen.

2.3.1 Prinzip

Die Temperatur einer Atomwolke ist nur dann wohldefiniert, wenn sich die Atome im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, d.h. wenn ihre Verteilung einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung

$$f_{MB}(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v^2}{(k_B T/M)^{3/2}} e^{-\frac{v^2}{2k_B T/M}} \quad (2.48)$$

entspricht. Man kann nun, wie in Abbildung 2.14 angedeutet, die hochenergetischen Atome mit Geschwindigkeiten oberhalb der mittleren kinetischen Energie einer Geschwindigkeitsverteilung entfernen. Somit erniedrigt man die mittlere kinetische

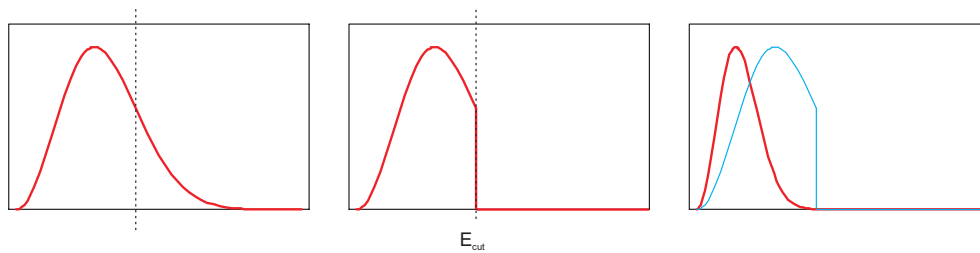


Abbildung 2.14: Modellbeispiel der Verdampfungskühlung: in die Maxwell-Boltzmannverteilung wird bei $E = E_{cut}$ hineingeschnitten, d.h. sämtliche Atome mit Energien $E > E_{cut}$ werden aus der Verteilung entfernt. Nach thermalisierenden Stößen bildet sich wieder eine Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung, jedoch mit einer kleineren mittleren kinetischen Energie und somit einer niedrigeren Temperatur als zuvor.

Energie. Hierzu wird der Abschneideparameter η eingeführt, der mit

$$\eta = \frac{E_{cut}}{k_B T} \quad (2.49)$$

den Quotienten aus Abschneideenergie und mittlerer kinetischer Energie der Geschwindigkeitsverteilung bildet. Der neu entstandenen Verteilung, welche nicht mehr einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht, kann man zunächst keine Temperatur zuordnen. Es bedarf mehrerer thermalisierender elastischer Stöße (typischerweise ca. 5 Stöße[108]) der verbleibenden Atome untereinander, bis sich wieder eine thermische Geschwindigkeitsverteilung mit niedrigerer Temperatur eingestellt hat. Diese elastische Streurrate, welche die thermalisierenden elastischen Stöße (“gute“ Stöße) charakterisiert, ist gegeben durch $k_{el} = n\sigma v_{rel}$, mit dem Streuquerschnitt $\sigma = 8\pi a^2$, der Streulänge a , der relativen Geschwindigkeit zweier Atome v_{rel} und der Dichte n . Die zugehörige Zeitkonstante, die elastische Streuzeit, ist durch $\tau_{el} = 1/n\sigma v_{rel} = 1/n\sigma\sqrt{2}\bar{v}$ mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} gegeben. Wird der Abschneidevorgang viele Male durchgeführt, so kann die Temperatur des Ensembles um mehrere Größenordnungen reduziert werden. Jedoch ist hierbei zu bedenken, dass dieser Kühlmechanismus mit einem Atomzahlverlust einhergeht. Die Änderung der Atomzahl \dot{N} verhält sich gemäß [90]

$$\dot{N}_{ev} = -n\sigma\bar{v}\eta e^{-\eta}N = -\frac{1}{\sqrt{2}}k_{el}\eta e^{-\eta}N = -\frac{N}{\tau_{ev}} \quad , \quad (2.50)$$

mit der Atomzahl N , der Dichte n , dem elastischen Streuquerschnitt σ , der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} und der Evaporationszeit τ_{ev} . Man kann somit durch die Kontrolle des Abschneideparameters η den Verlauf der Evaporation kontrollieren. Dies ist jedoch nicht die einzige Ursache für Verluste. Es treten sowohl Verluste aufgrund von Hintergrundgaskollisionen als auch Mehrkörperverluste auf, wobei man für geringe Dichten und kleine Temperaturen nur Zweikörperverluste betrachtet. Diese werden durch eine inelastische Kollisionsrate k_{inel} (“schlechte“ Stöße), welche zu einem inelastischen Teilchenverlust $\dot{N}_{loss} = -nk_{inel}N = -\frac{N}{\tau_{inel}}$ führt[109], ausgedrückt. Hierbei wird τ_{inel} als inelastische Streuzeit definiert. Die Ratengleichung für die Gesamtteilchenzahl hat demnach die Form

$$\dot{N} = \dot{N}_{ev} + \dot{N}_{loss} = -\frac{N}{\tau_{ev}} - \frac{N}{\tau_{inel}} \quad . \quad (2.51)$$

Limitiert wird die evaporative Kühlung durch das Verhältnis aus elastischen (guten) Stößen und inelastischen (schlechten) Stößen

$$\frac{\tau_{el}}{\tau_{inel}} = \frac{k_{inel}}{\sqrt{2}\sigma\bar{v}} \quad . \quad (2.52)$$

Das Limit für die Temperatur wird erreicht, sobald die elastische Streurrate, die mit sinkender Temperatur abnimmt[80], die Größenordnung der inelastischen Streurrate erreicht hat. Aus (2.52) und der Beziehung zwischen Temperatur T und mittlerer Geschwindigkeit $\bar{v} = \sqrt{8k_B T / \pi M}$ [109] erhält man eine minimal erreichbare Temperatur von

$$k_B T_e = \frac{\pi M k_{inel}^2}{16\sigma^2} . \quad (2.53)$$

Experimentell wird die Verdampfungskühlung optimiert, indem die Temperaturerniedrigung pro Teilchenzahlverlust

$$\alpha = \frac{d(\ln T)}{d(\ln N)} = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}/N} \quad (2.54)$$

optimiert wird.

2.3.2 Verdampfungskühlung durch Radiofrequenzeinstrahlung

Die verbreitetste Methode der Verdampfungskühlung ist die radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung in einer Magnetfalle, bei der selektiv die heißesten Atome einer Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe von Radiofrequenz-Strahlung von einem fangbaren in einen nicht fangbaren Zeemanzustand überführt werden und somit aus der Falle entfernt werden. Als Modellbeispiel ist in Abbildung 2.15 ein System mit $F=2$, also fünf Zeeman-Unterstufen ($|F = 2, m_F = -2\rangle \dots |F = 2, m_F = 2\rangle$), dargestellt⁹. Atome in den oberen beiden Zeeman-Niveaus werden magnetisch gefangen¹⁰, da für sie das magnetische Potenzial attraktiv ist, wohingegen Atome in den restlichen Zuständen nicht gefangen werden, sondern aus dem Fallenzentrum herausbeschleunigt werden. Desweiteren besteht in den gefangenen Zuständen ein Zusammenhang zwischen der Temperatur der Atome bzw. ihrer kinetischen Energie und der räumlich aufgelösten Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome in der Falle. Je höher die Energie der Atome ist, desto weiter können sich die Atome vom Fallenzentrum entfernen, wobei die Magnetfeldstärke mit der Entfernung vom Fallenzentrum zunimmt. Somit lässt sich, wie in Abbildung 2.15 gezeigt, durch Einstrahlung einer geeigneten Radiofrequenz selektiv ein Übergang in nicht fangbare

⁹Dieses exemplarische System wurde gewählt, da es genau in dieser Konfiguration Anwendung bei der Verdampfungskühlung von Rubidiumatomen im magnetisch gefangenen $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand findet.

¹⁰Hierbei besitzt jedoch der extremale Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ wegen seines hohen magnetischen Moments den stärksten Einschluss.

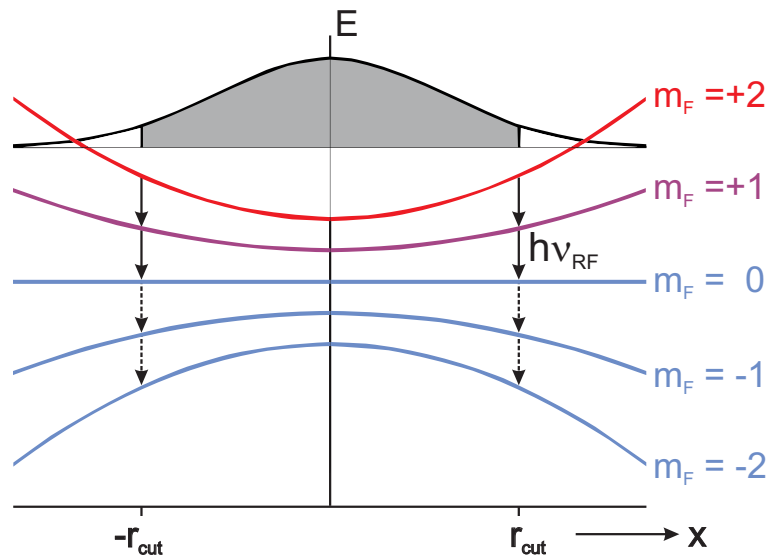


Abbildung 2.15: Radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung: die Radiofrequenz $h\nu_{RF}$ treibt bei $r = \pm r_{cut}$ einen Übergang zwischen zwei benachbarten Zeemanniiveaus, und entfernt somit hochenergetische Atome aus der Magnetfalle. Im Falle des $F = 2$ -Zustands müssen die Atome mindestens zwei RF-Photonen absorbieren bevor sie aus der Falle entfernt werden.

Zeeman-Niveaus für hochenergetische Atome erzwingen. Die nötige Radiofrequenz muss dem Energieunterschied zweier benachbarter Zeeman-Niveaus

$$h\nu_{RF} = |g_F \mu_B B(r)| \quad (2.55)$$

entsprechen.

Somit entfernt man die hochenergetischen Atome aus der Falle, was dem zuvor in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Konzept des Abschneidens¹¹ des hochenergetischen Anteils der Maxwellverteilung entspricht. Nach thermalisierenden Stößen stellt sich dann eine niedrigere Temperatur ein. Erniedrigt man nun die Abschneideenergie immer weiter, so kann dynamisch die Endtemperatur der Verdampfungskühlung erniedrigt werden.

¹¹Da man hier die Begriffe “abschneiden“ bzw. “herausschneiden“ verwendet, hat sich für die eingestrahlte Radiofrequenz der Begriff “Radiofrequenz-Messer“ eingebürgert, welches bildlich gesprochen in die Falle “hineinschneidet“, und somit ein “Loch“ produziert, aus dem die Atome “herausfallen“.

2.4 Quantenentartung

2.4.1 Bose-Einstein-Kondensation

Bose-Einstein-Kondensation ist nur für Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin, welche eine symmetrische Wellenfunktion besitzen, möglich. Die Theorie zur Bose-Einstein-Kondensation ist in diversen Übersichtsartikeln[91, 110] und Lehrbüchern[4, 5] ausführlich behandelt.

Bosonen gehorchen wie der Name schon sagt, der Bose-Einstein-Statistik

$$N(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/(k_B T)} - 1} = e^{-E/k_B T} \cdot \frac{z}{1 - ze^{-E/k_B T}} \quad , \quad (2.56)$$

mit $z = e^{\mu/k_B T}$, welche für hohe Temperaturen, sowie ein chemisches Potenzial $\mu \rightarrow 0$ in die Boltzmannverteilung übergeht. Für tiefe Temperaturen tritt der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat(BEC), das sich durch eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes und eine thermodynamische Besetzung der höheren Niveaus auszeichnet, auf[110]. Für $T = 0$ befinden sich dann alle Atome im Grundzustand. Die Bose-Einstein-Kondensation ist ein rein quantenstatistischer Effekt, für den es keinerlei Wechselwirkung zwischen den Atomen bedarf¹².

Der Übergang kann durch die Phasenraumdichte ρ_{PSD} charakterisiert werden, welche Temperatur T und Dichte n in sich vereinigt:

$$\rho_{PSD} = n \left(\frac{2\pi\hbar^2}{Mk_B T} \right)^{3/2} = n \cdot \lambda_{dB}^3 \quad . \quad (2.57)$$

Hier ist $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/Mk_B T}$ die thermische deBroglie-Wellenlänge.

Ideales Bose-Gas im Kastenpotenzial

Als einfachstes Anschauungsobjekt zur Bose-Einstein-Kondensation dient ein ideales, nicht-wechselwirkendes Bose-Gas in einem Kastenpotenzial mit periodischen Randbedingungen. Im Detail lassen sich sämtliche Rechnungen hierzu in Standardwerken der Statistischen Mechanik[4, 5] nachvollziehen, so dass hier nur eine grundlegende Einführung gegeben wird.

¹²Die einzige Wechselwirkung, welche in der Praxis hierfür relevant ist, sind elastische Stöße zur Erlangung des thermodynamischen Gleichgewichts, die jedoch nicht für den Phasenübergang selbst maßgeblich sind.

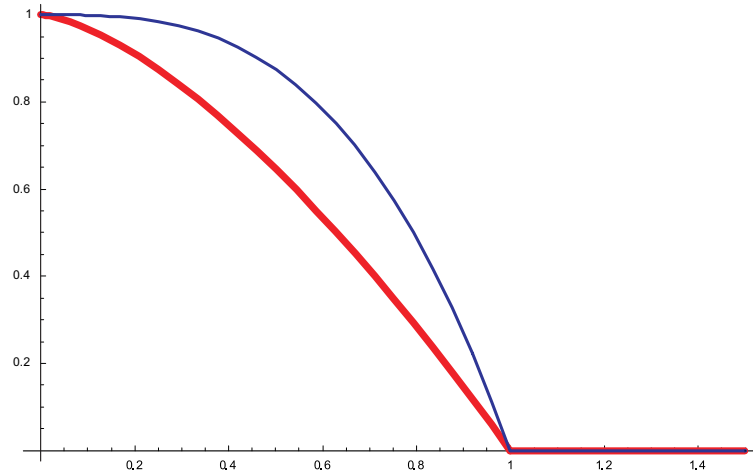


Abbildung 2.16: Besetzung des Grundzustandes N_0 in Einheiten der Gesamtatomzahl über der Temperatur aufgetragen: für $T < T_c$ beginnt die Grundniveaubesetzung spontan an zu steigen. Rote Kurve: Bose-Gas im Kastenpotenzial, blaue Kurve: Bose-Gas in der harmonischen Falle.

Die Gesamtteilchenzahl erhält man aus $N = N_0 + N_e$ mit der Grundzustandsbesetzung N_0 und der Besetzung der höheren Zustände $N_e = \frac{V}{(8\pi^3)} \int N(E(k)) d^3k$. Man erhält¹³

$$N = \frac{V}{\lambda_{dB}^3 \cdot g_{3/2}(z)} + N_0 \quad . \quad (2.58)$$

Da für Bosonen das chemische Potenzial μ negativ und somit z zwischen 0 und 1 sein muss, erreicht die Riemann-Zeta-Funktion bei $z = 1$ ihr Maximum von $g_{3/2}(1) = 2,612$, so dass für $n \cdot \lambda_{dB}^3 > 2,612$ der Grundzustand makroskopisch besetzt werden muss. Somit erhält man eine kritische Temperatur von

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{Mk_B} \left(\frac{n}{2,61} \right)^{2/3} \quad . \quad (2.59)$$

Die Besetzung des Grundzustandes N_0 kann in Einheiten der Gesamtatomzahl ausgedrückt werden als

$$\frac{N_0}{N} = \begin{cases} 0 & \text{für } \rho_{PSD} < 2,612 \\ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} & \text{für } \rho_{PSD} \geq 2,612 \end{cases} \quad . \quad (2.60)$$

¹³Zur Lösung dieses Integrals bedarf es der Riemannschen Zeta-Funktion.

Ideales Bose-Gas im allgemeinen Potenzial

Nimmt man ein realistischeres Potenzial der Form $U(r) = A \cdot r^\alpha$ für die Atome an, so ändert sich die kritische Temperatur aus Gleichung (2.59) zu [111, 112]:

$$T_c = \left(\frac{6\sqrt{\pi}\hbar^3 A^{3/\alpha} N}{(2M)^{3/2} \Gamma(1 + 3/\alpha) \zeta(3/2 + 3/\alpha)} \right)^{\frac{1}{3/2 + 3/\alpha}} . \quad (2.61)$$

Die zuvor besprochene Lösung für das Kastenpotenzial ist durch $\alpha \rightarrow \infty$ mit in dieser Lösung eingeschlossen. In einer harmonischen Falle ($U(r) = 1/2 M (\omega_x^2 x^2 - \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$), also im Fall $\alpha = 2$ und $A = M/2 (\omega_x \omega_y \omega_z)^{2/3}$ erhält man eine kritische Temperatur von

$$T_c \approx \frac{0,94\hbar}{k_B} (N \omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} . \quad (2.62)$$

Aus (2.38) und (2.62) erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der kritischen Temperatur T_c und der maximale Dichte n_0 in der harmonischen Falle, sowie den Breiten der Wolke in axialer bzw. radialer Richtung σ_z und σ_ρ :

$$T_c \approx \frac{0,94\hbar}{k_B} (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} \sqrt{2\pi} \sigma_\rho^{2/3} \sigma_z^{1/3} n_0^{1/3} . \quad (2.63)$$

Diese Überlegung führt zu einer Grundzustandsbesetzung von

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2 + 3/\alpha} \stackrel{\alpha=2}{=} 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 . \quad (2.64)$$

An Gleichung (2.64) ist zu erkennen, dass der Anstieg des Kondensatanteils mit der fallenden Temperatur um so schneller geht, je steiler die Falle ist.

Mean-Field Wechselwirkung

Bislang wurde das Bose-Einstein-Kondensat als ideales Gas, also ohne jegliche Wechselwirkung, angenommen. Während dies für die Beschreibung des Phasenübergangs ausreichend ist, muss für das Verständnis der physikalischen Phänomene in einem Bose-Einstein-Kondensat die Wechselwirkung zwischen den Atomen berücksichtigt werden. Diese interatomare Wechselwirkung kann in Form einer lokalen Kontaktwechselwirkung $U(\vec{r} - \vec{r}') = g \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}')$ der Teilchen untereinander angesetzt werden. Hierbei ist g die Kopplungskonstante welche sich aus der Streulänge a wie folgt berechnet [81]:

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{M} . \quad (2.65)$$

Positive Streulängen erzeugen hierbei eine repulsive Wechselwirkung und bewirken somit eine Vergrößerung der Atomwolke gegenüber dem Fall des idealen Gases, wohingegen negative Streulängen eine attraktive Wechselwirkung hervorrufen, die einen Kollaps der Wolke bewirken kann.

Unter Berücksichtigung dieser Wechselwirkung kann ein BEC durch eine resultierende (nichtlineare) Schrödinger-Gleichung beschrieben werden. Mit dem externen Fallenpotenzial $U_{ext}(\vec{r})$ und der Mean-Field-Wechselwirkung $g \cdot \Phi(\vec{r})$ lautet diese sogenannte Gross-Pitaevskii-Gleichung[113, 114]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{ext}(\vec{r}) + g |\Phi(\vec{r}, t)|^2 \right) \Phi(\vec{r}, t) \quad . \quad (2.66)$$

Aus dem Separationsansatz $\Phi(\vec{r}, t) = \Phi(\vec{r}) \cdot e^{-i\mu t/\hbar}$ erhält man die zeitunabhängige Gross-Pitaevskii-Gleichung[91]:

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{ext}(\vec{r}) + g |\Phi(\vec{r})|^2 \right) \Phi(\vec{r}) = \mu \Phi(\vec{r}) \quad , \quad (2.67)$$

die für $g = 0$, also das Fehlen der Wechselwirkung, in die gewöhnliche Schrödinger-Gleichung des Einteilchen-Hamiltonians eines Teilches im externen Potenzial übergeht.

Die Gesamtenergie der Gross-Pitaevskii-Gleichung setzt sich aus drei Komponenten zusammen. Der erste Term des Hamiltonians ist hierbei für die kinetische Energie E_{kin} verantwortlich. Der zweite Term, das externe Fallenpotenzial, erzeugt die Harmonische-Oszillator-Energie E_{ho} . Der nicht-lineare Mean-Field-Term $g |\Phi(\vec{r})|^2$, der proportional zur Teilchendichte $n(\vec{r}) = |\Phi(\vec{r}, t)|^2$ ist, beschreibt die Wechselwirkungsenergie E_{int} .

Die Gross-Pitaevskii-Gleichung ist gültig für ein verdünntes Quantengas, also für den Fall, dass die s-Wellen-Streulänge a klein ist im Vergleich zum mittleren Teilchenabstand und gleichzeitig die Atomzahl N viel größer ist als eins[91]. Dies ist gleichbedeutend mit der Bedingung $n |a|^3 \gg 1$.

Ist diese Bedingung erfüllt, so bedeutet dies jedoch nicht zwangsläufig, dass es sich hierbei um ein schwach wechselwirkendes Gas in dem Sinne handelt, dass die interatomare Wechselwirkung keine oder nur eine sehr geringe Rolle spielt. Um dies bewerten zu können, muss die interne Wechselwirkungsenergie mit der kinetischen Energie der Teilchen in der Falle verglichen werden. Dabei erhält man den Ausdruck[91]

$$\frac{E_{int}}{E_{kin}} \propto N \frac{|a|}{a_{ho}} \quad . \quad (2.68)$$

Ist der Quotient viel größer als 1, so dominiert die Wechselwirkungsenergie über die kinetische Energie, während ein nahezu ideales Gas vorliegt, falls der Quotient gegen 0 geht.

Thomas-Fermi-Näherung

Da die analytische Lösung der Gross-Pitaevskii-Gleichung im Allgemeinfall nicht möglich ist, wird eine Näherung eingeführt, die Thomas-Fermi-Näherung, bei der die kinetische Energie gegenüber der Wechselwirkungsenergie vernachlässigt werden kann. Diese stimmt in der Regel sehr gut mit der experimentellen Situation überein. Diese gilt für große Atomzahlen N und eine repulsive Wechselwirkung $a > 0$, also für $N^a/a_{ho} \gg 1$ mit der harmonischen Oszillatorausdehnung $a_{ho} = \sqrt{\hbar/M\omega_{ho}} = \sqrt{\hbar/M(\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}}$. Hierbei wird die mittlere Fallenfrequenz ω_{ho} aus dem geometrischen Mittel der drei Fallenfrequenzen $\omega_{ho} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$ gebildet. Aus der zeitunabhängigen Gross-Pitaevskii-Gleichung (2.67) erhält man mit dieser Näherung eine Dichteverteilung von

$$n(\vec{r}) = |\Phi(\vec{r})|^2 = \begin{cases} \frac{1}{g}(\mu - U_{ext}(\vec{r})) & \text{für } \mu > U_{ext}(\vec{r}) \\ 0 & \text{für } \mu \leq U_{ext}(\vec{r}) \end{cases} . \quad (2.69)$$

Die Dichteverteilung eines Bose-Einstein-Kondensates im Thomas-Fermi-Regime hat die Form eines invertierten Parabelpotenzials und wird demnach in einer harmonischen Falle durch eine invertierte Parabel beschrieben, im Gegensatz zur gaußförmigen Dichteverteilung einer thermischen Wolke. Die Breite der parabelförmigen Dichteverteilung ist durch den Thomas-Fermi-Radius r_{TF} gegeben, der mit dem chemischen Potenzial $\mu = \hbar\omega_{ho}/2 \cdot (15Na/a_{ho})^{2/5}$ gemäß

$$r_{TF} = \sqrt{\frac{2\mu}{M}} \cdot \frac{1}{\omega_{ho}} = a_{ho} \cdot \left(\frac{15Na}{a_{ho}}\right)^{1/5} \quad (2.70)$$

zusammenhängt. Da innerhalb eines Bose-Einstein-Kondensates aufgrund des thermischen Gleichgewichts das chemische Potenzial konstant ist, hängt die Größe bzw. Form des BECs rein von der Fallengeometrie ab. Bei einer Ioffe-Pritchard Falle mit einem starken radialen und schwächeren axialen Einschluss erhält man somit in radialer Richtung kleine Thomas-Fermi-Radii und in axialer Richtung einen größeren Thomas-Fermi-Radius, was einer Zigarrenform des BEC entspricht. Wird ein solches Bose-Einstein-Kondensat aus der Falle freigelassen, so wandelt sich die Wechselwirkungsenergie $E_{int} = 2/7N\mu$ in kinetische Energie der radialen Expansion um, so dass sich nach einer gewissen Flugzeit das Achsenverhältnis der Wolke umkehrt, und aus der "Zigarrenform" eine "Pfannkuchenform" wird (siehe auch Abschnitt 3.8.4).

2.4.2 Entartetes Fermigas

Im Gegensatz zu den Bosonen gehorchen Fermionen nicht der Bose-Einstein-Statistik sondern der Fermi-Dirac-Statistik

$$N(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/(k_B T)} + 1} \quad . \quad (2.71)$$

Hier ist μ das chemische Potenzial. Wie man in Abbildung 2.17 erkennen kann, ist im Fall $T = 0$ die Besetzung der Quanten-Zustände eine Stufenfunktion

$$N(E) = \begin{cases} 0 & \text{für } E > \mu \\ 1 & \text{für } E < \mu \end{cases} \quad . \quad (2.72)$$

Das chemische Potenzial bei $T = 0$, also diejenige Energie, unterhalb der sämtliche Zustände voll besetzt und oberhalb der keinerlei Zustände besetzt sind, nennt man Fermi-Energie E_F . Dieser Energie kann man eine Temperatur, die Fermi-Temperatur $T_F = E_F/k_B$ zuordnen. Besitzt ein fermionisches Gas eine Temperatur $T < T_F$, so bezeichnet man es als ein entartetes Fermigas.

Für ein freies Fermigas erhält man eine Fermienergie, die gemäß[115]

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2M} (6\pi^2)^{2/3} n^{2/3} \quad (2.73)$$

von der Dichte n anhängt. Im Falle eines Fermigases in einer harmonischen Falle hängt die Fermitemperatur und die Fermienergie wie folgt von den Fallenfrequenzen $\omega_{x,y,z}$ ab[115]:

$$T_F = \frac{\hbar}{k_B} (6N\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \quad , \quad (2.74)$$

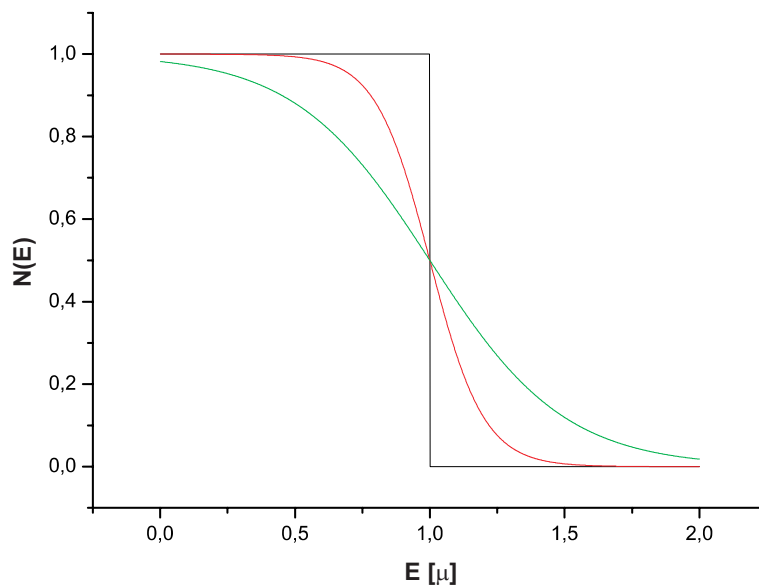


Abbildung 2.17: Fermi-Dirac-Verteilung für $T = 0$ (schwarz), $T = 0,1 \cdot \mu$ (rot) und $T = 0,2 \cdot \mu$ (grün)

$$E_F = \hbar(6N\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \quad . \quad (2.75)$$

Die Dichteverteilung eines solchen Fermigas in einem harmonischen Potenzial $V_{trap}(\vec{r})$ hat folgende Form:

$$n(r) = \begin{cases} 0 & \text{für } \mu < V_{trap}(\vec{r}) \\ \frac{1}{6\pi^2} \left(\frac{2M}{\hbar^2} (\mu - V_{trap}(\vec{r})) \right) & \text{für } \mu > V_{trap}(\vec{r}) \end{cases} \quad . \quad (2.76)$$

Wie aus Gleichung (2.76) ersichtlich, sind die Ausdehnungen der Wolke in der Falle durch $\mu = V_{trap}(\vec{r})$ bestimmt, so dass daraus ein mittlerer Radius \bar{r} der Dichteverteilung wie folgt abgeschätzt werden kann:

$$\bar{r} \approx 1,9 \cdot N^{1/6} a_{ho} \quad . \quad (2.77)$$

Für den fermionischen Fall ist die Annahme eines idealen, nicht-wechselwirkenden Gases bei tiefen Temperaturen eine sehr gute Näherung, da für identische Fermionen aufgrund der Antisymmetrie der Wellenfunktion bei niedrigen Temperaturen der elastische Streuquerschnitt verschwindet. Dies bedeutet jedoch im Umkehrschluss, dass die in Abschnitt 2.3 erläuterte Verdampfungskühlung für Fermionen im niedrigen Temperaturbereich aufgrund des Fehlens der nötigen elastischen Kollisionen nicht funktioniert.

Somit ist es für fermionische Atome nötig, mit Hilfe von Gemischen verschiedener Zustände, Isotope oder Atomsorten dieses Hindernis zu umgehen, um damit thermalisierende Kollisionen zu ermöglichen. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen werden.

2.5 Gemische

Wenn man über Gemische kalter (Quanten-)Gase spricht, so bietet sich eine Vielzahl verschiedener Arten an, wie z.B. Gemische unterschiedlicher Isotope, Gemische verschiedener Spinzustände oder aber auch, wie im hier angedachten Fall, Gemische zweier atomarer Spezies. Hierbei bietet sich mit den vorliegenden Elementen Rubidium und Ytterbium die Möglichkeit, das bosonische Rubidium entweder mit bosonischen oder mit fermionischen Ytterbiumisotopen zu mischen.

Besonders interessant ist das Boson-Fermion-Gemisch. Hierbei ist es prinzipiell möglich die Fermionen durch elastische Stöße mit den Bosonen abzukühlen, da wie in Abschnitt 2.4.2 angesprochen, die herkömmliche radiofrequenzinduzierte evaporative Kühlung nicht ohne weiteres durchgeführt werden kann.

Bei der Kühlung durch Kollisionen, auch sympathetische Kühlung genannt, wird

sich nach hinreichend vielen elastischen Kollisionen eine Temperatur der Ytterbium-Fermionen T_{Yb} einstellen, welche der Temperatur der Rubidium-Bosonen T_{Rb} entspricht, wobei die Bosonen durch herkömmliche Verdampfungskühlung gekühlt werden. Fermi-Temperatur und kritische Bose-Einstein-Kondensationstemperatur verhalten sich gemäß (2.63) und (2.74) wie

$$\frac{T_F}{T_c} \approx 1,94 \cdot \frac{\bar{\omega}_F}{\bar{\omega}_B} \quad (2.78)$$

mit den mittleren Fallenfrequenzen $\bar{\omega}_F$ und $\bar{\omega}_B$ der Fallen für die Fermionen bzw. Bosonen.

Da das hier beschriebene Experiment für die Rubidiumatome eine Magnetfalle mit einer Fallenfrequenz in der Größenordnung 100 Hz und für die Ytterbiumatome eine optische Dipolfalle mit einer Fallenfrequenz in der Größenordnung 1 kHz vorsieht, erhält man aus (2.78) einen Zusammenhang zwischen Fermitemperatur und Bose-Einstein Kondensationstemperatur von

$$T_F \approx 20 \cdot T_c \quad . \quad (2.79)$$

Dies ist in Abbildung 2.18 angedeutet. Das Abkühlen der Rubidiumatome weit unter T_c bietet somit die Möglichkeit, die Fermionen in einem solchen System durch sympathetische Kühlung extrem weit unter die Fermitemperatur zu bringen.

Nimmt man an, man würde die Bosonen auf $T = 1/5 T_c$ abkühlen, so erhielte man eine Temperatur der Fermionen von $T = 1/100 T_F$ und damit ein sehr stark entartetes Fermigas.

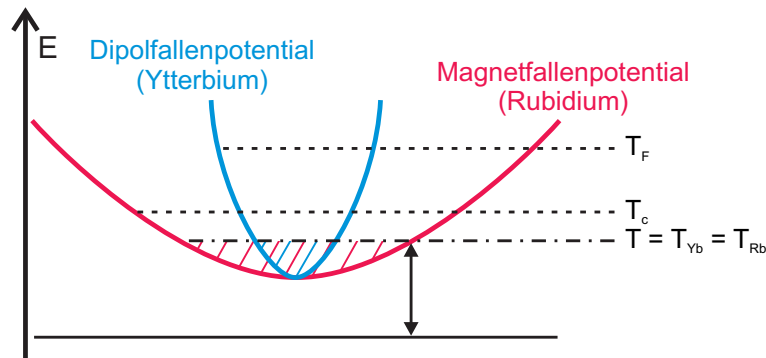


Abbildung 2.18: Überlagerung zweier Fallen für Ytterbium und Rubidium. Hierbei korreliert die Kondensations- bzw Fermi-Temperatur mit der jeweiligen Fallenfrequenz. Beide Ensembles erreichen durch thermalisierende Stöße die selbe Temperatur. Dies kann zu einer sehr starken Entartung des Fermigases führen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Einer der Hauptbestandteile dieser Doktorarbeit, die Konzeption einer speziellen Apparatur zur Erzeugung eines gemischten Quantengases aus Rubidium- und Ytterbiumatomen, wird in diesem Kapitel erläutert werden. Dazu werden zunächst die Eigenschaften der beiden im Experiment verwendeten atomaren Spezies, Rubidium und Ytterbium erläutert. Insbesondere wird dabei auf die atomare Struktur und das Niveauschema der relevanten optischen Übergänge, sowie die weiteren optischen Eigenschaften eingegangen. Diese dargestellten Eigenschaften sind für die Laserkühlung und das Fangen der jeweiligen Spezies von Bedeutung.

Darüberhinaus wird die im Rahmen dieser Doktorarbeit speziell entwickelte Apparatur zur Erzeugung gemischter und molekularer Quantengase vorgestellt.

Dies beinhaltet zunächst eine speziell konstruierte Ultrahochvakuumkammer, in der die beschriebenen Atomsorten gekühlt und gefangen werden. Desweiteren werden zur Erzeugung der im Rahmen dieser Arbeit konzipierten Atomstrahlabbremsler und Atomfallen diverse Lasersysteme und Magnetspulenkonfigurationen benötigt, die im Folgenden erläutert werden. Ebenso behandelt das folgende Kapitel die erforderlichen Abbildungssysteme und -techniken, ebenso wie Methoden zur Kontrolle und Bedienung des Experiments und die für dieses Experiment erforderlichen Messverfahren.

3.1 Atomsorten

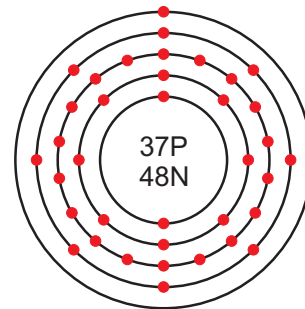
3.1.1 Das Element Rubidium

Historischer Hintergrund

Rubidium (Rb) wurde im Jahre 1861 von Robert Bunsen und Gustav Kirchhoff durch Spektroskopie am Bad Dürkheimer Mineralwasser in demselben entdeckt. Der

H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba		Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt						
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr			

Abbildung 3.1: Die Stellung des Elements Rubidium im Periodensystem der Elemente, sowie die zugehörige elektronische Struktur. Rubidium ist ein Alkalimetall.



Name leitet sich vom lateinischen *rubidus*, also tief-rot, ab und bezieht sich auf die beiden roten Spektrallinien von Rubidium, die auch für die Laserkühlung genutzt werden. Rubidium tritt in einer silbrig glänzenden Konsistenz in Erscheinung und ist durch den niedrigen Schmelzpunkt von $39,31^\circ\text{C}$ bei Raumtemperatur sehr weich. Es tritt in geringen Konzentrationen in diversen Mineralien auf und wird durch Reduktion von Rubidiumchlorid gewonnen.[116, 117]

Physikalische Eigenschaften

Als Element der 1. Hauptgruppe des Periodensystems, mit 37 Protonen und 48 Neutronen für das häufigste Isotop (Abbildung 3.1), ist Rubidium ein Alkalimetall und besitzt somit eine dem Wasserstoff ähnliche Struktur. Diese zeichnet sich wie auch bei Wasserstoff sowie den anderen Alkalimetallen (Li, Na, K, Cs, Fr) durch die sehr einfache Struktur mit einem einzigen Valenzelektron aus. Die beiden stabilsten Isotope, ^{85}Rb mit einer relativen Häufigkeit von 72% sowie ^{87}Rb mit einer relativen Häufigkeit von 28%[118], sind Bosonen. Das für uns interessante Isotop ^{87}Rb ¹⁴

¹⁴Das Isotop ^{87}Rb besitzt im Gegensatz zu ^{85}Rb eine positive Streulänge, das heißt eine repulsive Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.4.1), so dass die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates ohne größeren Aufwand möglich ist, wohingegen die negative Streulänge, und somit attraktive Wechselwirkung des ^{85}Rb bei hohen Atomzahlen zu einem Kollaps führen würde, es sei denn man bedient sich einer Feshbach-Resonanz[37].

D_1 -Linie: $ 5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow 5^2P_{1/2}\rangle$		
Wellenlänge im Vakuum λ_{vac}	794,9788509(8) nm	[120]
Wellenlänge in Luft λ_{air}	794,76569 nm	[120]
Linienbreite $\Gamma/2\pi$	5,746(8) MHz	[120]
Lebensdauer τ des $P_{1/2}$ -Zustands	27,70(4) ns	[120]
D_2 -Linie: $ 5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2}\rangle$		
Wellenlänge im Vakuum λ_{vac}	780,246291629(11) nm	[120]
Wellenlänge in Luft λ_{air}	780,03708 nm	[120]
Linienbreite $\Gamma/2\pi$	6,065(9) MHz	[120]
Lebensdauer τ des $P_{3/2}$ -Zustands	26,24(4) ns	[120]
Sättigungsintensität I_s	1,6 mW/cm ²	[111]
Dampfdruck bei Raumtemperatur p_{Dampf}	$5 \cdot 10^{-7}$ mbar	[121]
Dopplergeschwindigkeit $v_{Doppler}$	16,7 cm/s	[122]
Dopplertemperatur $T_{Doppler}$	146 μ K	[122]
Rückstoßgeschwindigkeit v_{recoil}	5,88 mm/s	[122]
Rückstoßtemperatur T_{recoil}	361 nK	[122]
Kernspin I	$3/2$	[118]
HFS-Aufspaltung(Grundniveau)	6,835 GHz	[118]
s-Wellen-Streulänge a	109 a ₀	[123]

Tabelle 3.1: Einige Parameter der D_1 -Linie von ^{87}Rb sowie die für das Experiment relevanten Parameter der D_2 -Linie des Elements ^{87}Rb .

zerfällt durch einen β^- -Zerfall bei einer Lebensdauer von $\tau = 4,88 \cdot 10^{10}$ Jahren in ^{87}Sr . [119]

Das von uns verwandte Isotop ^{87}Rb , mit einem Kernspin $I=3/2$ (im Vergleich zu $I=5/2$ bei ^{85}Rb), besitzt zwei für die Laserkühlung interessante Übergänge. Die D_1 -Linie, welche den Übergang aus dem $|5S_{1/2}\rangle$ ins $|5P_{1/2}\rangle$ Niveau beschreibt, liegt bei 794 nm und besitzt eine Oszillatorstärke von 0,32 [118]¹⁵. Die D_2 -Linie, der Übergang von $5S_{1/2}$ nach $5P_{3/2}$, bei 780 nm besitzt aufgrund des größeren Gesamtdrehimpulses im angeregten Zustand eine vergleichsweise große Oszillatorstärke von 0,67 [118], so dass sich dieser besonders zu Laserkühlung eignet. Desweiteren bietet die D_2 -Linie mit $F = 2 \rightarrow F' = 3$ einen geschlossenen $F \rightarrow F + 1$ -Übergang, der zum Betrieb einer magneto-optischen Falle nötig ist (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Der relativ

¹⁵Die Oszillatorstärke ist als dimensionslose Größe ein Maß für das Dipolmatrixelement, und somit für die Absorptionswahrscheinlichkeit des jeweiligen Übergangs.

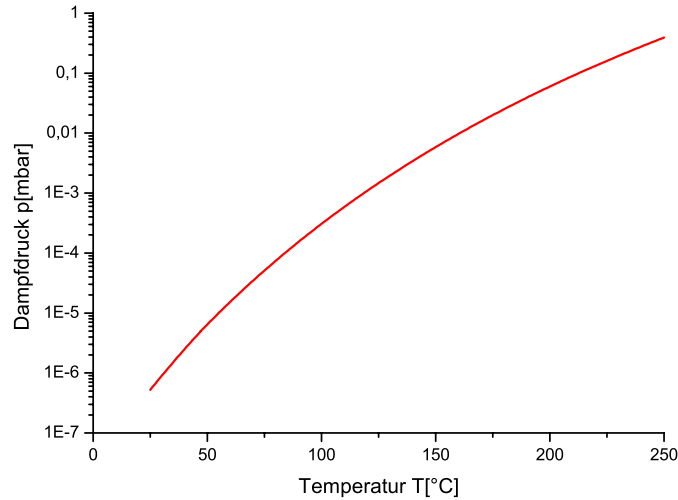


Abbildung 3.2: Dampfdruckkurve [121] des Elements Rubidium im Temperaturbereich von 25°C bis 250°C . Bei Raumtemperatur besitzt Rubidium einen Dampfdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar der mit der Temperatur ansteigt, und bei 250°C einen Wert von 0,4 mbar annimmt.

hohe Dampfdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar bei Raumtemperatur sowie die vergleichsweise geringe Sättigungsintensität I_s von $1,6 \text{ mW/cm}^2$ bieten die Möglichkeit, Sättigungsspektroskopie in einer Dampfzelle bei Raumtemperatur zu betreiben. Dies wird zur Stabilisierung der Laser genutzt. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter der D_1 - und D_2 -Linie des ^{87}Rb zusammengefasst. Wie in Abbildung 3.3 ersichtlich, besitzt ^{87}Rb durch seinen Kernspin von $I = 3/2$ ein $|5S_{1/2}\rangle$ -Grundniveau, welches in die beiden Hyperfeinniveaus $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$ aufspaltet. Diese Aufspaltung von 6,835 GHz ist viel größer als die natürliche Linienbreite der D_2 -Linie von $2\pi \cdot 5,98 \text{ MHz}$, weshalb für die Adressierung der beiden Hyperfeinzustände zwei separate Lasersysteme verwendet werden müssen. Das angeregte $|5P_{3/2}\rangle$ -Niveau ist in 4 Hyperfeinniveaus ($|F' = 0\rangle \dots |F' = 3\rangle$) aufgespalten, welche ebenfalls mit 72 MHz, 157 MHz und 267 MHz Energiedifferenzen besitzen, die größer sind als die natürliche Linienbreite. Dies bedeutet, dass man diese Hyperfeinniveaus selektiv durch Laseranregung adressieren kann. Dies ist die Voraussetzung zur Laserkühlung, da es hierzu nötig ist, ein Atom vielen Absorptions- und darauf folgenden spontanen Emissionsprozessen mit einer hohen Repetitionsrate zu unterziehen, um eine gute Kühlleistung zu erreichen. Bei Rubidium, mit einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 5,98 \text{ MHz}$, ist diese maximale Streurrate gegeben durch $\frac{\Gamma}{2} = \frac{1}{53 \text{ ns}}$, was be-

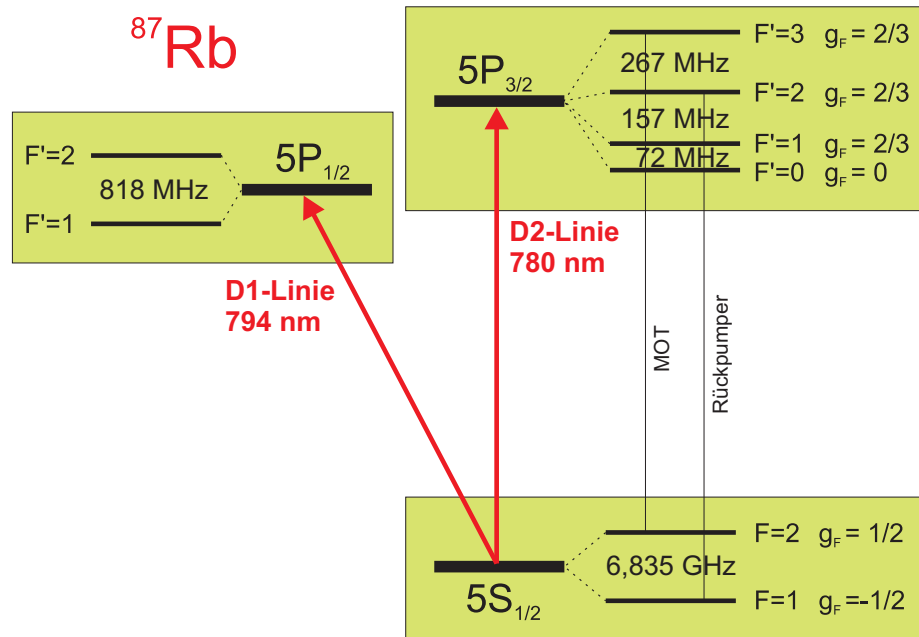


Abbildung 3.3: Niveau-Schema der für die Laserkühlung von ^{87}Rb relevanten Übergänge inkl. hyperfeinaufgespaltene Zustände und deren g -Faktoren. Die magneto-optische Falle und der Rückpumpplaser werden auf der D_2 -Linie bei 780 nm betrieben.

deutet, dass im Maximum alle 53 ns ein Photon gestreut wird.

Hierbei kann es jedoch passieren, dass zum Beispiel im Zuge der wiederholten Absorption und Emission des MOT-Zyklus zwischen $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ eine nichtresonante Anregung in das $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Niveau stattfindet, welches wiederum in einer Emission in das $|F = 1\rangle$ -Grundniveau resultiert. Somit wäre dieses Atom für den Kühlzyklus verloren. Aus diesem Grund wird zusätzlich ein Rückpumpplaser auf dem $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang eingestrahlt, um die Atome dem Kühlzyklus zurückzuführen. Somit sind die Voraussetzungen für eine magneto-optische Falle erfüllt. Auf die grundlegenden Mechanismen zur Laserkühlung und magneto-optischen Fallen wurde in den Abschnitten 2.1 bis 2.2.1 eingegangen.

Aus der Vielzahl an magnetischen Unterzuständen des Rubidiums sind nur diejenigen, deren Zeeman-Energie mit zunehmendem Magnetfeld abnehmen, sogenannte "weak-field seeker", geeignet, um magnetisch gefangen zu werden, da sich nur diese in einem Magnetfeldminimum sammeln lassen (vergleiche Abschnitt 2.2.2). Bei Rubidium sind dies die Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ und $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Für einen magnetischen Einschluss eignet sich jedoch vor al-

lem aufgrund der großen Projektion des magnetischen Moments $\mu_z = g_F m_F \mu_B$ der maximal gestreckte $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand.

3.1.2 Das Element Ytterbium

Historischer Hintergrund

Ytterbium(Yb), dessen Name sich auf die schwedische Stadt Ytterby bezieht, wurde im Jahre 1878 durch den schweizer Chemiker Jean Charles Galissard de Marignac entdeckt[124, 125]. Das weiche, silbrig-weiß glänzende Metall kommt in der Natur nur in Verbindungen vor, vor allem in Monazit $(Ce, La, Th, Nd, Y)PO_4$ mit einem Ytterbiumgehalt von ca. 0,03%. Hergestellt wird Ytterbium durch Reduktion des Oxids, nach Abtrennung desselben aus dem entsprechenden Mineral.

Physikalische Eigenschaften

Als Element der seltenen Erden (Abbildung 3.4) besitzt Ytterbium mit zwei Außenelektronen in einer abgeschlossenen s-Unterschale eine den Erdalkaliatomen ähnliche Struktur. Es sind sieben stabile Isotope bekannt, wovon zwei einen fermionischen und fünf einen bosonischen Charakter aufweisen (Tabelle 3.2).

Die bosonischen Isotope besitzen wegen ihres fehlenden Kernspins einen diamagneti-

H																	He																														
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne																														
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar																														
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr																														
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe																														
Cs	Ba		Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn																														
Fr	Ra		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt																																				
<table border="1" style="width: 100%; text-align: center;"> <tr> <td>La</td><td>Ce</td><td>Pr</td><td>Nd</td><td>Pm</td><td>Sm</td><td>Eu</td><td>Gd</td><td>Tb</td><td>Dy</td><td>Ho</td><td>Er</td><td>Tm</td><td>Yb</td><td>Lu</td> </tr> <tr> <td>Ac</td><td>Th</td><td>Pa</td><td>U</td><td>Np</td><td>Pu</td><td>Am</td><td>Cm</td><td>Bk</td><td>Cf</td><td>Es</td><td>Fm</td><td>Md</td><td>No</td><td>Lr</td> </tr> </table>																		La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu																																	
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr																																	

70
Yb
173.04

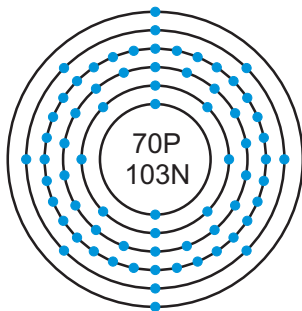


Abbildung 3.4: Die Stellung des Elements Ytterbium im Periodensystem der Elemente. Ytterbium ist ein Metall der seltenen Erden.

Isotop	natürliches Vorkommen	Kernspin I	
^{168}Yb	0,13%	0	bosonisch
^{170}Yb	3,04%	0	bosonisch
^{171}Yb	14,28%	$1/2$	fermionisch
^{172}Yb	21,83%	0	bosonisch
^{173}Yb	16,13%	$5/2$	fermionisch
^{174}Yb	31,83%	0	bosonisch
^{176}Yb	12,76%	0	bosonisch

Tabelle 3.2: Liste der stabilen Isotope des Elements Ytterbium. Hierbei sind zwei Isotope (^{171}Yb , ^{173}Yb) fermionischer Natur, und die restlichen fünf Isotope (^{168}Yb , ^{170}Yb , ^{172}Yb , ^{174}Yb , ^{176}Yb) bosonischer Natur. Es ist jeweils die natürliche Häufigkeit[126] und der Kernspin[127] angegeben.

schen $|^1S_0\rangle$ -Grundzustand während die fermionischen Isotope mit Kernspins von $1/2$ bzw. $5/2$ einen paramagnetischen Grundzustand besitzen, der somit im Gegensatz zu den bosonischen diamagnetischen Grundzuständen mit magnetischen Potenzialen wechselwirkt. Diese Wechselwirkung ist jedoch nur sehr schwach, da sie in diesem Fall vom Kernmagneton μ_K abhängt, und somit um den Faktor $\mu_K/\mu_B = 1/1836$ gegenüber der Wechselwirkung mit Elektronenspins abgeschwächt ist. Somit ist es praktisch nicht möglich eines der sieben Ytterbiumisotope im Grundzustand magnetisch zu fangen. Jedoch kann man Ytterbium im metastabilen Triplett-Niveau $|^3P_2\rangle$, welches ein magnetisches Moment von $\mu = 3\mu_B$ besitzt, fangen.

Ytterbium besitzt zwei für die Laserkühlung relevante Übergänge, welche in beiden Fällen vom $|^1S_0\rangle$ -Grundzustand ausgehen. Der stärkere der beiden Übergänge ins $|^1P_1\rangle$ -Niveau bei einer Wellenlänge von $\lambda = 398,8$ nm ist durch seine große natürliche Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 28,0$ MHz bei der Laserkühlung sehr einfach zu handhaben, weist dadurch jedoch ein sehr hohes Dopplerlimit von $T_{Doppler} = 672$ μK auf. Die Sättigungsintensität dieses Übergangs liegt bei $57,8$ mW/cm^2 und erfordert somit eine sehr hohe Laserleistung zum Sättigen des Übergangs. Aus dem angeregten $|^1P_1\rangle$ -Zustand kann das Atom entweder in den Grundzustand oder aber auch mit einer Wahrscheinlichkeit von 10^{-7} [61] in die Triplett-Zustände $|^3D_2\rangle$ und $|^3D_1\rangle$ fallen, von wo aus sie auf einer schnellen Zeitskala (460 ns bzw. 380 ns)[59] in die darunter liegenden Triplett P Niveaus $|^3P_0\rangle$, $|^3P_1\rangle$ und $|^3P_2\rangle$ zerfallen. Da die Lebensdauern des $|^3P_1\rangle$ -Zustandes mit 875 ns und des $|^3P_2\rangle$ -Zustandes mit 14,5 s viel länger sind[59], als die Zeitskala der typischen Streurate bei Laserkühlprozessen, ist dies für die

Ytterbium

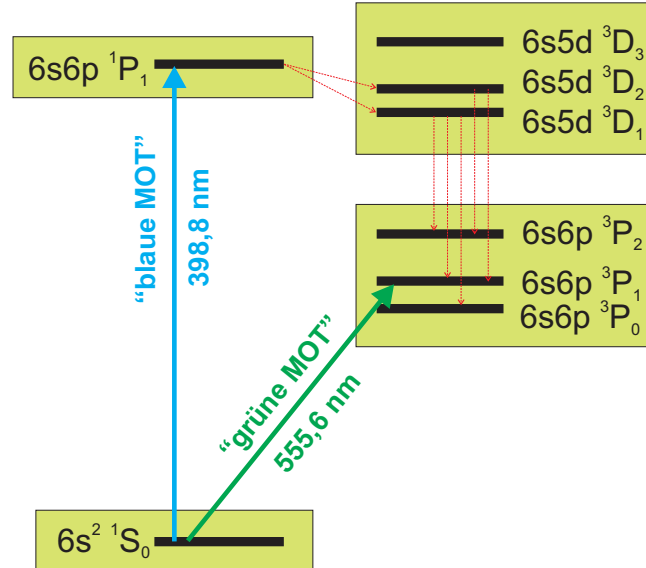


Abbildung 3.5: Niveau-Schema der für die Laserkühlung relevanten Übergänge von Ytterbium: $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ bei $398,8 \text{ nm}$ und $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ bei $555,6 \text{ nm}$. Diese sind hier zusammen mit den möglichen Zerfallskanälen des angeregten 1P_1 -Niveaus dargestellt.

	$ ^1S_0\rangle \rightarrow ^1P_1\rangle$	$ ^1S_0\rangle \rightarrow ^3P_1\rangle$	
Wellenlänge λ	$398,8 \text{ nm}$	$555,6 \text{ nm}$	[121]
Linienbreite $\Gamma/2\pi$	$28,0 \text{ MHz}$	$181,4 \text{ kHz}$	[121]
Sättigungsintensität I_s	$57,8 \text{ mW/cm}^2$	$0,14 \text{ mW/cm}^2$	[121]
Dopplergeschwindigkeit $v_{Doppler}$	$17,9 \text{ cm/s}$	$1,4 \text{ cm/s}$	[121]
Rückstoßgeschwindigkeit v_{recoil}	$5,7 \text{ cm/s}$	$4,1 \text{ cm/s}$	[121]
Dopplertemperatur $T_{Doppler}$	$672 \mu\text{K}$	$4,4 \mu\text{K}$	[121]
Rückstoßtemperatur T_{recoil}	693 nK	357 nK	[121]

Tabelle 3.3: relevante Parameter der beiden für die Laserkühlung relevanten Übergänge des Elements Ytterbium

Laserkühlung ein Verlustprozess, welcher die Lebensdauer einer magneto-optischen Falle auf diesem Übergang auf ca. 800 ms begrenzt[59].

Der schmälere der beiden Übergänge, ein Interkombinationsübergang ins Triplett-Niveau 3P_1 , liegt bei einer Wellenlänge von 555,6 nm und besitzt eine natürliche Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 181,4$ kHz. Dies entspricht einer extrem niedrigen Dopp-
lertemperatur von $T_{Doppler} = 4,4$ μ K.

Da der Grundzustand von Ytterbium im Falle der bosonischen Isotope ein diamagnetischer 1S_0 -Zustand ist, lässt sich dieser nicht magnetisch fangen.

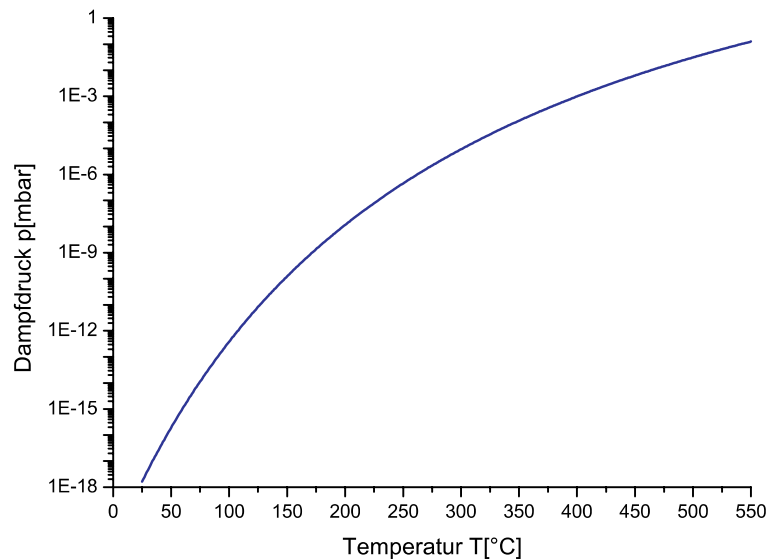


Abbildung 3.6: Dampfdruckkurve [121] des Elements Ytterbium im Temperaturbereich von 25°C bis 550°C . Bei Raumtemperatur besitzt Ytterbium einen verschwindend geringen Dampfdruck von $1,6 \cdot 10^{-18}$ mbar der mit der Temperatur ansteigt, und bei 550°C einen Wert von 0,1 mbar annimmt.

3.2 Vakuumkammer

Zur Erzeugung eines ultrakalten Quantengases ist es unabdingbar nötig, Kollisionen der zu kühlenden Atome mit dem Hintergrundgas weitestgehend zu unterdrücken, um eine Erwärmung des zu kühlenden Gases zu verhindern. Deshalb werden dergleichen Experimente in Ultrahochvakuumkammern bei Drücken in der Größenordnung 10^{-11} mbar oder besser durchgeführt.

Die im Rahmen dieser Doktorarbeit konzipierte Vakuumkammer besteht aus einer Hauptkammer (Abschnitt 3.2.2), sowie zwei separaten Öfen (Abschnitt 3.2.1) für die

beiden atomaren Spezies, welche jeweils über eine differentielle Pumpstrecke, sowie einen Zeeman-Slower, mit der Hauptkammer verbunden sind. Eine Übersicht über die Gesamtkonstruktion ist in Abbildung 3.7 gegeben.

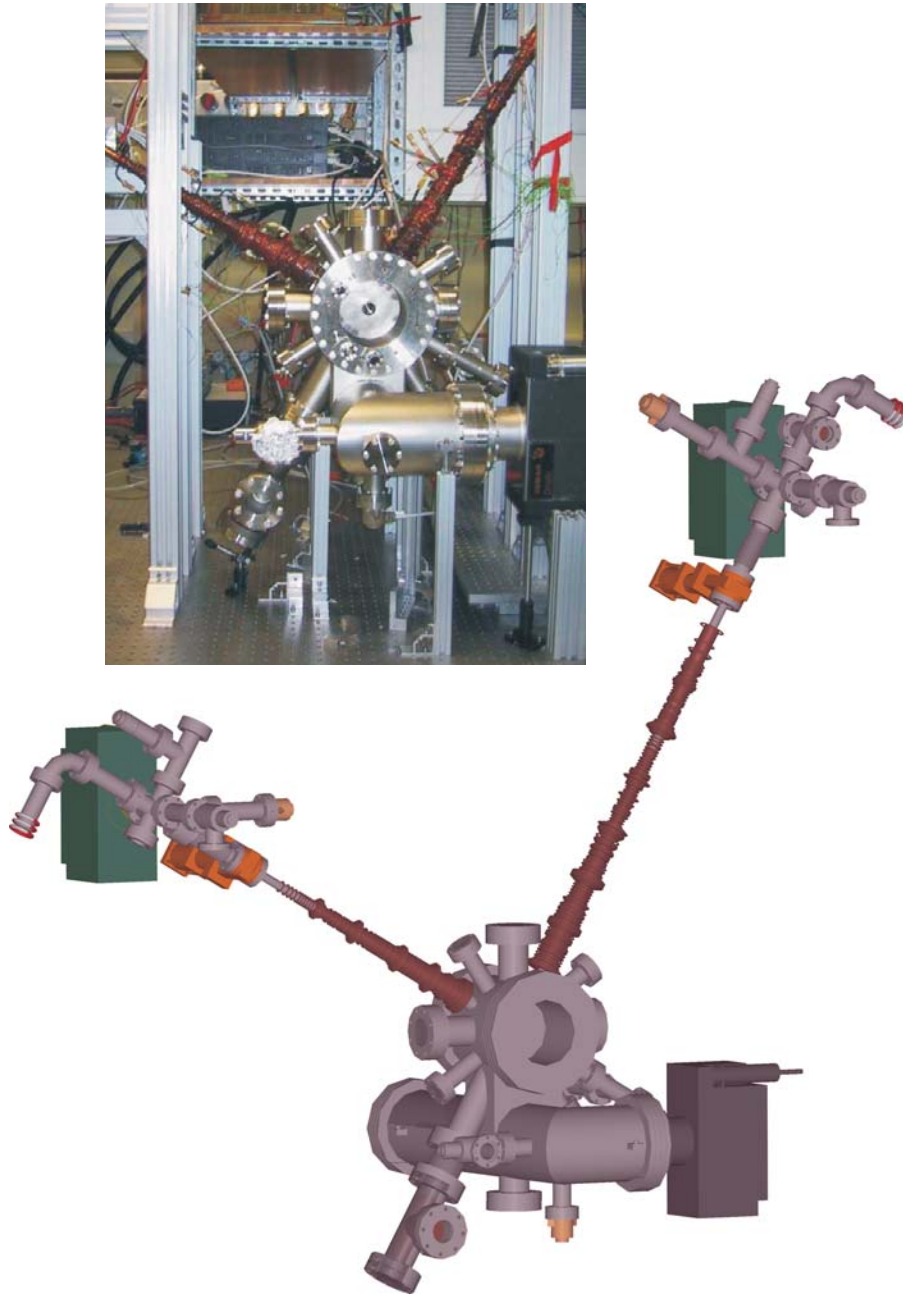


Abbildung 3.7: Übersicht über die gesamte Vakuumkammer, bestehend aus Hauptkammer, Pumpenrohr, zwei Zeeman-Slowern und zwei Öfen für je eines der beiden verwendeten atomaren Spezies, Rubidium und Ytterbium.

3.2.1 Öfen

Der Startpunkt zur Erzeugung ultrakalter Atome liegt in einem thermischen Gas, das in einer Ofenkonstruktion, wie in den Abbildungen 3.8 und 3.9 gezeigt, erzeugt wird. Da der Ofen für Rubidiumatome eine sehr große Ähnlichkeit in Aussehen und Funktionsweise zum Ytterbiumofen aufweist, werden im Folgenden beide Öfen parallel zueinander behandelt, und angegebene Parameter mit dem Vermerk (Rb) für Rubidiumofen bzw. (Yb) für Ytterbiumofen versehen.

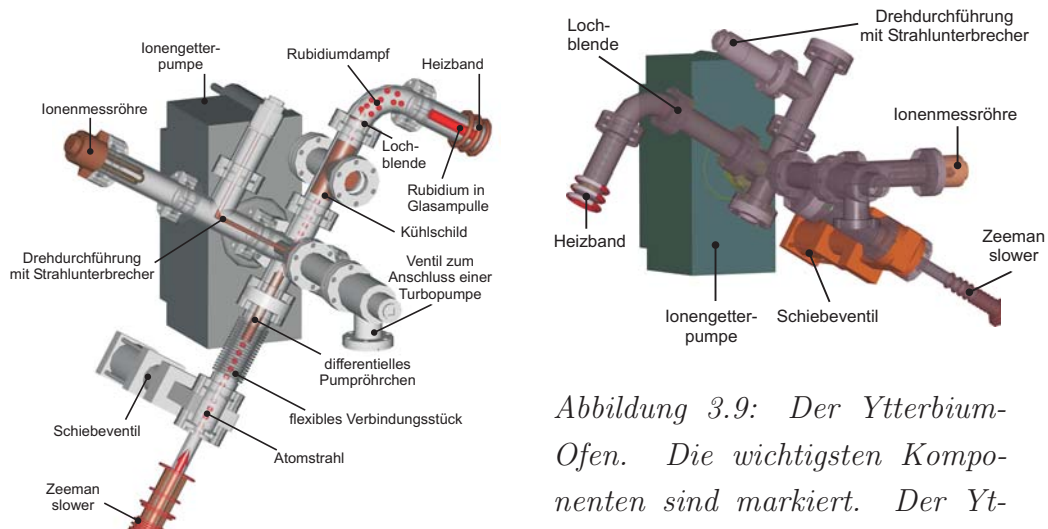


Abbildung 3.8: Der Rubidium-Ofen

Abbildung 3.9: Der Ytterbium-Ofen. Die wichtigsten Komponenten sind markiert. Der Ytterbiumofen ist in den meisten Punkten analog zum Rubidiumofen aufgebaut.

Ein Vakuumendstück, welches mit einem gekrümmten Vakuumrohr verbunden ist, und dort durch eine Lochblende des Durchmessers $4\text{ mm}_{(Rb)}/3\text{ mm}_{(Yb)}$ abgeschlossen ist, dient hier als Reservoir für die atomare Spezies¹⁶. Das Vakuumendstück wird mit Hilfe von Heizbändern auf eine Temperatur von $160\text{ °C}_{(Rb)}/395\text{ °C}_{(Yb)}$ gebracht, um im Ofen einen Dampfdruck von $1 \cdot 10^{-2}\text{ mbar}_{(Rb)}/8 \cdot 10^{-4}\text{ mbar}_{(Yb)}$ zu erzeugen. Somit erzeugt man hinter der Lochblende, welche, um einer Verstopfung durch die Atome vorzubeugen, auf eine Temperatur von $200\text{ °C}_{(Rb)}/475\text{ °C}_{(Yb)}$ aufgeheizt ist, einen effusiven Strahl mit einem Atomfluss (siehe Gleichung 3.4) von $1,4 \cdot 10^{11}\text{ s}^{-1}_{(Yb)}$ [128].

Im Falle des Rubidiumofens schliesst sich an diese Atomstrahlquelle ein Vakuum-

¹⁶Rubidium wird aufgrund seiner starken Reaktivität an Luft in Form einer Schutzgas-, oder Vakuum-befüllten Glasampulle in dieses Reservoir eingefüllt. Im Gegensatz dazu kann Ytterbium in seiner festen Form direkt und ohne weitere Vorsichtsmaßnahmen in das Reservoir eingefüllt werden.

kreuz mit darin eingebautem Kupfer-Kühlschild an. Es dient dazu thermische Atome daran zu hindern, sich unkontrolliert in der Vakuumkammer zu verteilen. Es besteht aus einem ca. 125 mm langen Kupferzylinder mit einer 1 cm im Durchmesser großen Lochblende am unteren Ende des Kühlschildes, welcher über einen Kupferkontakt an die Außenseite der Vakuumkammer thermisch kontaktiert ist. Mit Hilfe eines Peltierelements lässt sich dieses Kühlschild bis auf ca. 0°C kühlen. Somit werden alle Atome, welche aufgrund der großer Divergenz des effusiven Strahls nicht auf der gewünschten Strahlachse fliegen, abgefangen. Dadurch wird verhindert, dass die Rubidiumatome mit ihrem vergleichsweise hohen Dampfdruck bei Raumtemperatur von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar den Druck in der Vakuumkammer verschlechtern. Aufgrund des sehr niedrigen Dampfdrucks von $1,6 \cdot 10^{-18}$ mbar bei Ytterbium ist ein Kühlschild in diesem Falle nicht nötig.

Im Anschluss an das Kupferrohr befindet sich ein multifunktionales 6-Wege-Kreuzstück. An diesem befindet sich eine $40\frac{1}{s}$ Ionengetterpumpe (Varian 9190357), welche abhängig von der Ofentemperatur ein Vakuum im Bereich von 10^{-10} mbar bei ausgeschaltetem bis 10^{-7} mbar bei eingeschaltetem Ofen erzeugt. Zudem befindet sich an diesem 6-Wege-Kreuzstück ein Sichtfenster und eine Ionenmessröhre vom Typ Bayard-Alpert (Varian L5150304) mit Wolframfilament, sowie ein Ganzmetallventil, welches zum Anschluss einer Turbopumpe genutzt wird. Zudem befindet sich im Zentrum dieses 6-Wege-Kreuzstücks ein mechanischer Strahlunterbrecher, bestehend aus einem Kupferplättchen mit einem Durchmesser von $20\text{ mm}_{(Rb)}/12\text{ mm}_{(Yb)}$, welches über einen Hebelmechanismus an eine Vakuumdrehdurchführung (Varian L6691302) kontaktiert ist. Diese Drehdurchführung kann mit Hilfe eines Schrittmotors angesteuert werden und erlaubt somit ein An- und Abschalten des Atomstrahls. Im Anschluss daran ist ein differentielles Pumpröhrchen mit 120 mm Länge und 5 mm Innendurchmesser angebracht. Dieses ermöglicht die Aufrechterhaltung einer Druckdifferenz zwischen der Ofenregion und der Hauptkammer. Die hiermit maximal erreichbare Druckdifferenz kann aus der Leitfähigkeit C bestimmt werden, wobei[129]

$$C = 12 \cdot \frac{D^3}{L} \text{Liter}/\text{sec} \quad , \quad (3.1)$$

mit dem Durchmesser D und der Länge L , jeweils in cm. Abhängig von der Pumpleistung der Pumpe auf der Hauptkammerseite S_{UHV} kann die differentielle Pumpleistung $\frac{P_{UHV}}{P_{HV}}$ eines solchen Röhrchens gemäß

$$\frac{P_{UHV}}{P_{HV}} = \frac{C}{S_{UHV}} \quad (3.2)$$

abgeschätzt werden[129]. Mit dem oben beschriebenen Pumpröhrchen ($D=12$ und $L=0,5$), welches eine Leitfähigkeit von $C = 12 \cdot \frac{0,5^3}{12} \text{Liter}/\text{sec} = 0,125 \text{Liter}/\text{sec}$ aufweist,

und einer 75 Liter/sec Pumpe auf der Ultrahochvakuumseite erhält man somit eine differentielle Pumpleistung von $\frac{P_{UHV}}{P_{HV}} = \frac{0,125 \text{ Liter/sec}}{75 \text{ Liter/sec}} = 1,67 \cdot 10^{-3}$. Nimmt man noch zusätzlich die Pumpleistung einer Titan-Sublimationspumpe, die sich auf der Ultrahochvakuumseite befindet, hinzu und setzt diese mit einer Größenordnung von 1000 Liter/sec an (siehe Abschnitt 3.2.2), so erhält man eine differentielle Pumpleistung von

$$\frac{P_{UHV}}{P_{HV}} = \frac{0,125 \text{ Liter/sec}}{1000 \text{ Liter/sec}} = 1,25 \cdot 10^{-4} \quad . \quad (3.3)$$

Dies bedeutet, dass im Falle eines Druckanstiegs in den beiden Öfen bis zu einer Größenordnung von 10^{-7} mbar in der Hauptkammer ein Druck von 10^{-11} mbar aufrechterhalten werden kann. Dies entspricht den beobachteten Drücken.

Jenseits dieser differentiellen Pumpstrecke befindet sich zur besseren Justage ein flexibles Vakuumverbindungsstück, an dem ein pneumatisch angesteuertes Schiebeventil angebracht ist, um Ofen und Hauptkammer separat voneinander pumpen oder auch belüften zu können. An dieses Schiebeventil schließt sich der Zeemanslower, und darauffolgend die Hauptkammer an.

Die oben beschriebene Ofengeometrie bestimmt durch den Durchmesser der Lochblende hinter dem Ofen und den Durchmesser des differentiellen Pumpröhrchens, sowie deren Abstand zueinander die Divergenz des erzeugten Atomstrahls. Hierauf wird in Abschnitt 3.3 im Detail eingegangen werden.

3.2.2 Hauptkammer

Die Hauptkammer besteht, wie in Abbildung 3.10 zu sehen, aus einer zylinderförmigen Experimentierkammer mit zwei großen Flanschen in axialer und zwölf Flanschen in radialer Richtung. Mit dieser Experimentierkammer ist eine L-förmige Pumpenkammer verbunden, in die sowohl eine 75 Liter/sec -Ionengetterpumpe (Varian 9190197) als auch ein Titansublimator (Varian 9160061) mit einer Pumpleistung von 1000 Liter/sec oder mehr eingebaut ist¹⁷. Zur Bestimmung des Druckes in der Hauptkammer, der typischerweise im Bereich einiger 10^{-12} mbar liegt, befinden sich sowohl im Pumpenrohr, als auch in der Experimentierkammer jeweils eine Ionemessröhre vom Typ UHV-24P (Varian 9715014). Desweiteren ist an dem Pumpenrohr noch ein Ganzmetallventil (Varian 9515027) zum Anschluss einer Turbopumpe

¹⁷Die Pumpleistung eines Titansublimators errechnet sich mittels des Produktes aus einem Flächenkoeffizienten der typischerweise im Bereich von $10 \text{ Liter/sec}\cdot\text{cm}^2$ liegt, und der mit Titan bedampften Fläche der Innenseite der Vakuumkammer [130]. Da die bedampfte Fläche nur sehr schwer abzuschätzen ist, wird hier nur die untere Grenze der Pumpleistung angegeben.

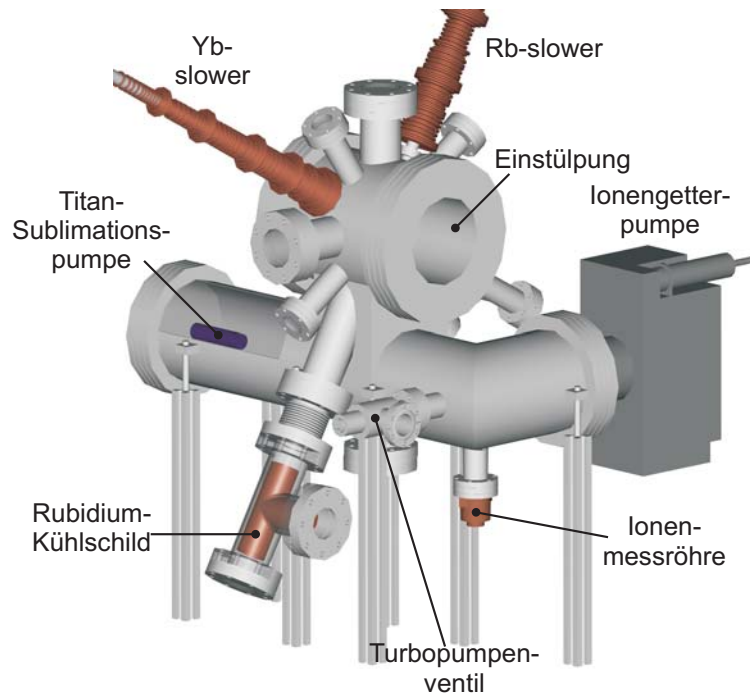


Abbildung 3.10: Hauptkammer, bestehend aus der Experimentierkammer und dem Pumpenrohr.

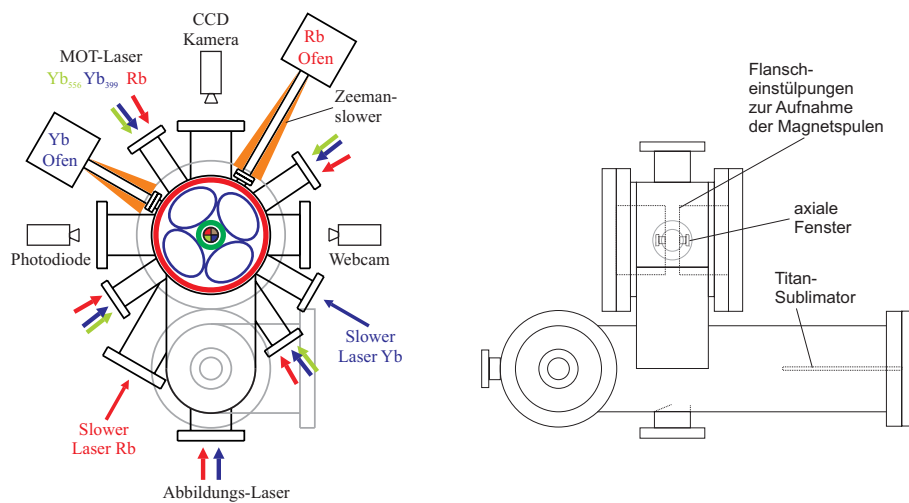


Abbildung 3.11: Hauptkammer in einer schematischen Skizze zur Verdeutlichung der Funktion der einzelnen Flansche und optischen Zugänge. Hierbei sind die Strahlen der magneto-optischen Fallen, die Zeemanslower-Strahlen, die Strahlen der Abbildungssysteme sowie der Dipolfallenlaser farblich markiert, mit rot für 780 nm, blau für 399 nm, grün für 556 nm und braun für 1064 nm.

angebracht. Die Experimentierkammer besitzt wie in Abbildung 3.11 ersichtlich radial zwei DN16CF-Flansche, an die die jeweiligen Zeemanslower für Rubidium bzw. Ytterbium, und in deren Verlängerung die in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Öfen angebracht sind. Die den Zeemanslowern gegenüberliegenden Flansche sind mit Fenstern ausgestattet und dienen dazu, den nötigen Laserstrahl in den Zeemanslower einzufädeln. Hierbei ist das Fenster für den Ytterbium-Strahl ein DN40CF Fenster, wohingegen für den Rubidium-Strahl ein DN63CF Flansch vorgesehen ist, an dem ein Kühlschilde angebracht ist, um thermische Rubidiumatome abzufangen.

Weiterhin sind vier orthogonal zueinander angeordnete DN40CF-Flansche als Einlass der radialen Strahlen für die magnetooptische Falle für Rubidium und Ytterbium vorgesehen. Zusätzlich sind die vier radialen DN63CF-Fenster zur Detektion der Atome in der Kammer reserviert. Die einzelnen Detektionsmechanismen werden in Abschnitt 3.7 detailliert erläutert.

In axialer Richtung sind die beiden grossen DN200CF-Flansche mit eimerförmigen Einstülpungen, in deren Mitte sich ein 25 mm breites Fenster befindet, abgeschlossen (siehe Abb. 3.11). Der gegenseitige Abstand der Innenseiten der beiden Einstülpungen in der Kammer beträgt 22 mm. Die Einstülpungen dienen der Aufnahme der Magnetspulen der Kleeblatt-Magnetfalle und ermöglichen trotz der außerhalb der Kammer positionierten Spulen durch die Nähe zum Kammerzentrum sehr große Magnetfelder. Durch die Fenster werden die axialen Strahlen der MOT und auch der Strahl der optischen Dipolfalle in die Kammer eingestrahlt. Sämtliche optischen Zugänge der Vakuumkammer sind mit unbeschichteten Fenstern versehen, um die Vielzahl an verwendeten Laserfrequenzen in die Kammer führen zu können.

3.3 Zeeman-Abbremsler

Die Aufgabe der Zeeman-Abbremsler besteht darin, die in den Öfen erzeugten Atomstrahlen auf Geschwindigkeiten herunterzubremsen, welche mit magneto-optischen Fallen gefangen werden können. Diese bewegen sich in der Regel in der Größenordnung einiger 10^3 m/s. Desweiteren können natürlich nur diejenigen langsamen Atome eingefangen werden, die sich räumlich gesehen im Einfangbereich der magneto-optischen Falle befinden. Die prinzipielle Funktionsweise eines Zeeman-Slowers ist in Abschnitt 2.1.5 erläutert.

In Folgenden wird die Konzeption der beiden Zeemanslower für Ytterbium und Rubidium skizziert. Details hierzu können in der Diplomarbeit von Sven Kroboth[128] nachgelesen werden. Die nötigen Lasersysteme für den Betrieb der Zeemanslower sind als Teil der MOT-Lasersysteme in Abschnitt 3.5 im Detail erläutert.

3.3.1 Konzeption

Beim Bau eines Zeemanslowers müssen diverse Rahmenbedingungen berücksichtigt werden, um eine flexible Anwendung ermöglichen zu können. Der initiale Atomfluss aus dem Ofen wird durch den Dampfdruck, und somit durch die Temperatur des Ofens in Kombination mit dem Durchmesser der Lochblende hinter dem Ofen, bestimmt.

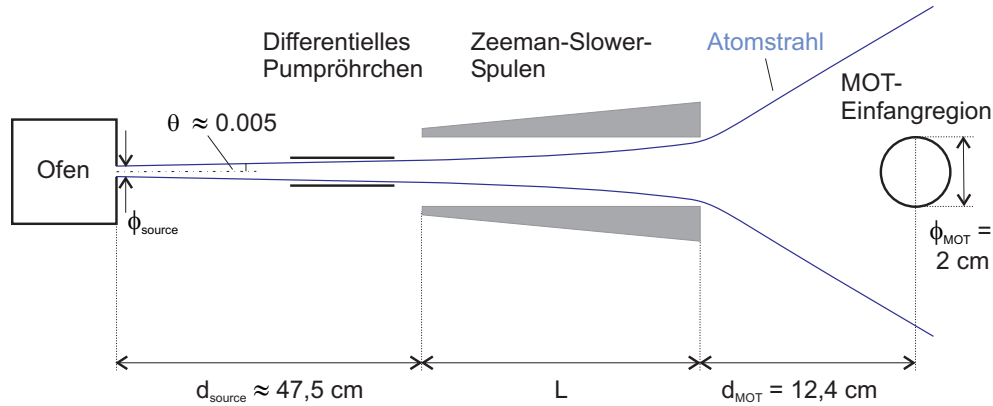


Abbildung 3.12: Skizze des Atomstrahls im Zeemanslower. Die Divergenz des Strahls wird durch Ofenöffnung und differentiell Pumpröhrchen bestimmt. Der fangbare Anteil des gebremsten Strahls ist durch die Divergenz des Strahls nach dem Zeemanslower und den räumlichen Einfangbereich der magneto-optischen Falle limitiert.

Derjenige Anteil dieses Atomstrahls, der den Zeemanslower erreicht, wird durch den Divergenzwinkel des Atomstrahls bestimmt (siehe Abbildung 3.12). Hierbei wird der Divergenzwinkel Θ des Atomstrahls durch den Durchmesser der Lochblende hinter dem Ofen $\varnothing_{source} = 4 \text{ mm}_{(Rb)}/\varnothing_{source} = 3 \text{ mm}_{(Yb)}$ und den Durchmesser des differentiellen Pumpröhrchens $\varnothing_{dp} = 5 \text{ mm}$, sowie deren Abstand $d_{source} = 475 \text{ mm}$ zueinander definiert. Somit erhält man einen Divergenzwinkel von $\Theta \approx 0,005 \approx 0,3^\circ$. Der daraus resultierende Atomfluss in einen durch den Winkel Θ gegebenen Raumwinkel ist gegeben[131] durch

$$\frac{N}{t} = 0,278 \sqrt{\frac{\pi}{8Mk_B T}} p(T) \varnothing_{source}^2 \int_0^\Theta \sin \vartheta d\vartheta \quad , \quad (3.4)$$

mit dem von der Temperatur T abhängigen Druck im Ofen $p(T)$.

Ein weiterer geometrischer Faktor, der in die Überlegung eingeht, ist das Verhältnis aus Einfangregion der magneto-optischen Falle und transversaler Größe des Atomstrahls am Ort der Falle. Dieses Verhältnis wird durch den Abstand zwischen Ende

des Zeemanslowers und Ort der magneto-optischen Falle, sowie dem Divergenzwinkel des Strahls nach dem Zeemanslower bestimmt. Dieser Divergenzwinkel wird durch das Verhältnis zwischen transversaler Geschwindigkeit der Atome und longitudinaler Endgeschwindigkeit bestimmt.

Legt man nun einen Sicherheitsfaktor (siehe Abschnitt 2.1.5) für die Beschleunigung der Atome fest, so kann durch eine Variation der oben genannten Rahmenbedingungen eine geeignete Magnetfeldkonfiguration zur Erzeugung eines Zeemanslowers berechnet werden.

Die Rahmenbedingungen und Vorgaben, die bei der hier vorliegenden Konzeption konkret getroffen wurden, sind ein fangbarer Fluss in der Größenordnung von $10^{11} \text{Atome/s}_{(Rb)}$ bzw. $10^8 \text{Atome/s}_{(Yb)}$ bei einer Endgeschwindigkeit von $20 \text{m/s}_{(Rb)}$ bzw. $5 \text{m/s}_{(Yb)}$ und einem Sicherheitsfaktor von $a = 1/2 a_{0(Rb)}$ bzw. $1/10 a_{0(Yb)}$. Dies wird gemäß den obigen Überlegungen durch die Daten in Tabelle 3.4 erreicht. Aus diesen Daten lässt sich nach (2.17) das nötige Magnetfeld berechnen. Man erhält für die maximale Anfangsgeschwindigkeit der zu bremsenden Atome von $350 \text{m/s}_{(Rb)}$ bzw. $229 \text{m/s}_{(Yb)}$ ein Magnetfeld, welches wurzelförmig über eine Länge von $800 \text{mm}_{(Rb)}$ bzw. $500 \text{mm}_{(Yb)}$ bis zu $293 \text{G}_{(Rb)}$ bzw. $402 \text{G}_{(Yb)}$ ansteigt. Die Geschwindigkeitsentwicklung der abgebremsten Atome und die zugehörigen Magnetfelder der Zeemanslower sind in den Abbildungen 3.13 bzw. 3.14 graphisch dargestellt.

Die Zeemanslower-Spulen, die nötig sind, um das in Abbildung 3.14 dargestellte Magnetfeld zu erzeugen, wurden aus einem Kupferrohr mit Aussendurchmesser 3 mm und Innendurchmesser von 1,5 mm um ein Vakuumrohr mit 19 mm Durch-

Apparative Randbedingungen	Rubidium	Ytterbium
Ofentemperatur T	160 °	400 °
Ofenöffnung \varnothing_{source}	4 mm	3 mm
Öffnung differenzielles Pumpröhrchen \varnothing_{dp}	5 mm	5 mm
Abstand Slowerende - MOT d_{MOT}	12,4 cm	12,4 cm
Leistungsumfang	Rubidium	Ytterbium
Sicherheitsfaktor	2/3	1/10
Maximale Anfangsgeschwindigkeit v_0	350 m/s	229 m/s
Endgeschwindigkeit v_{end}	20 m/s	5 m/s
Fluss fangbarer Atome Φ	$1,7 \cdot 10^{11} \text{ 1/s}$	$1,9 \cdot 10^8 \text{ 1/s}$

Tabelle 3.4: Apparative Randbedingungen der beiden Zeemanslower, und ihre den Leistungsumfang betreffenden Auswirkungen in Form der wichtigsten Eckdaten.

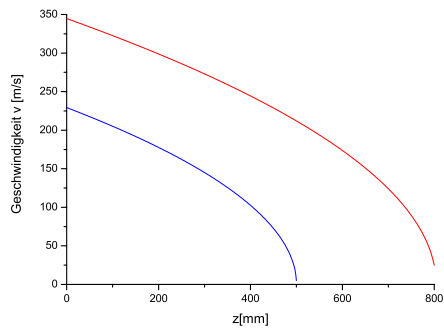


Abbildung 3.13: Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung der Rubidiumatome (rot) und Ytterbiumatome (blau) im Zeemanslower, über der Ortskoordinate z aufgetragen.

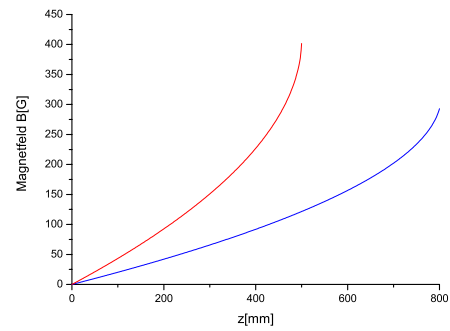


Abbildung 3.14: Verlauf des nötigen Magnetfeldes der Zeemanslower für Rubidium (rot) und Ytterbium (blau)

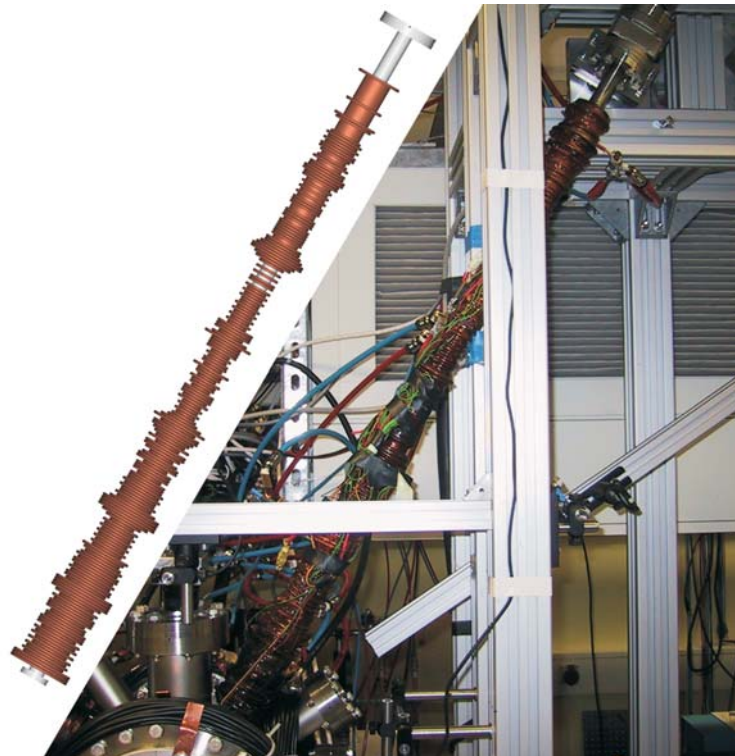


Abbildung 3.15: Modell und Foto des im Experiment eingebauten Rubidium-Zeemanslower.

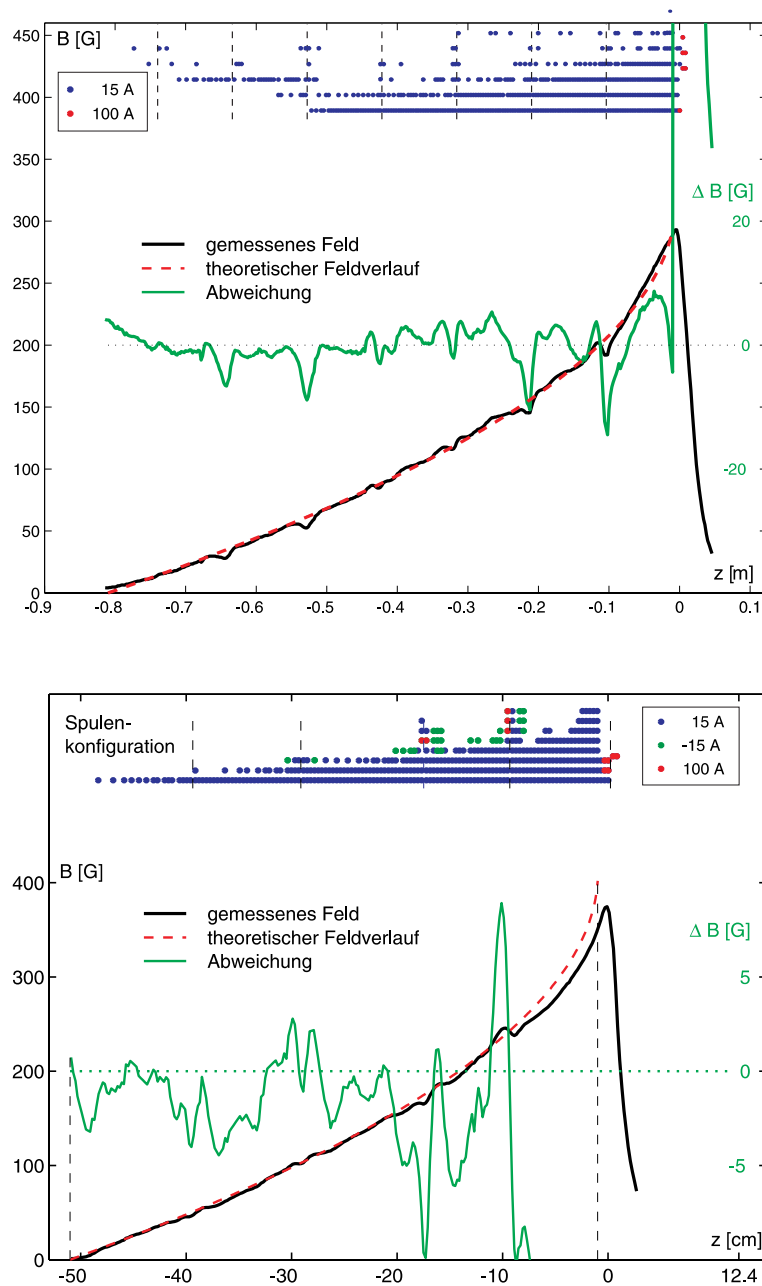


Abbildung 3.16: Grafische Darstellung der Rubidium-(oben) bzw. Ytterbium-Zeemanslower-Konfiguration(unten). In den oberen Teilen der Diagramme sind die Windungen der 100 A- Spulen(rot), der 15 A- Spulen(blau) und der -15 A- Spulen(grün) grafisch dargestellt. Die Diagramme zeigen das errechnete Sollfeld(rot,gestrichelt), das mit Hilfe einer Hallsonde gemessene tatsächliche Feld(schwarz), wie auch die Differenz der beiden(grün).

messer und einer Länge von $850 \text{ mm}_{(Rb)}$ bzw. $550 \text{ mm}_{(Yb)}$ gewickelt. Hierbei bedurfte es einer Kombination aus Spulen, welche mit einer Stromstärke von 15 A bzw. 100 A betrieben werden müssen[128]. Eine graphische Darstellung der beiden Spulenkonfigurationen ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Zusätzlich zeigt Abbildung 3.15 den Rubidium-Zeemanslower als Modell und Fotografie. Da es sich hierbei um increasing-field Zeemanslower handelt, entsprechen die nötigen Laserverstimmungen den maximal einfangbaren Geschwindigkeiten und betragen somit entsprechend der Geschwindigkeiten von $350 \text{ m/s}_{(Rb)}$ bzw. $229 \text{ m/s}_{(Yb)}$ den Laserverstimmungen $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v} / \hbar$ von $-2\pi \cdot 449 \text{ MHz}_{(Rb)}$ bzw. $-2\pi \cdot 574 \text{ MHz}_{(Yb)}$.

3.3.2 Feinabstimmung des Rb-Zeemanslowers

Da der Zeemanslowerstrahl mit einer Verstimmung von $-2\pi \cdot 449 \text{ MHz}$ gegenüber dem MOT-Übergang, jedoch nur $2\pi \cdot 25 \text{ MHz}$ gegenüber dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ -Übergang verstimmt ist, ergeben sich hieraus Probleme beim Betrieb der magneto-optischen Falle. Hierbei werden durch den nahresonanten Zeemanslower-Strahl Atome aus dem MOT-Zyklus herausgepumpt und somit aus der Falle entfernt. Daraus resultierend wurde der Zeemanslower bei einer Verstimmung von $-2\pi \cdot 518 \text{ MHz}$ gegenüber dem MOT-Übergang betrieben. Die Spulen mussten dabei bei Werten von 92 A und 17 A anstatt bei 100 A und 15 A betrieben werden. Dies führte jedoch zu keinen signifikanten Einbußen im Atomfluss.

3.3.3 Elektrische Ansteuerung und Schaltverhalten

Beide Zeemanslower besitzen aufgrund ihrer hohen Anzahl an Windungen eine nicht vernachlässigbare Induktivität, welche beim Abschalten zu hohen Induktionsspannungen führen kann bzw. eine lange Abschaltzeit hervorruft. Die Induktivität L kann gemäß $L = \mu_0 N^2 / l$ abgeschätzt werden. Hier ist N die Anzahl der Windungen und l die Länge des Zeemanslowers. Man erhält somit für die 15 A -Windungen eine Induktivität von ca. $225 \mu\text{H}$ und für die 100 A -Windungen eine Induktivität von $20 \mu\text{H}$. Um nun die Abschaltzeit auf einen klar definierten kleinen Wert zu bringen, bedient man sich einer sogenannten Abklingschaltung (Abbildung 3.17), in der die in den Spulen gespeicherte Energie über ein Widerstand R dissipiert wird. Die Abschaltzeit τ läßt sich dabei gemäß $\tau = L/R$ abschätzen. Hierbei wurden für die 15 A und 100 A Stromkreise jeweils ein Dissipationswiderstand $R = 0,33 \Omega$ verwendet, was zu einer Abschaltzeit von ca. $660 \mu\text{s}$ bzw. $60 \mu\text{s}$ führt.

Die hierbei entstehenden Induktionsspannungen können durch $U_i = -L \cdot I/\tau$ abgeschätzt werden, und liegen bei ca. 33 V bzw. 5 V für die beiden Stromkreise. Da

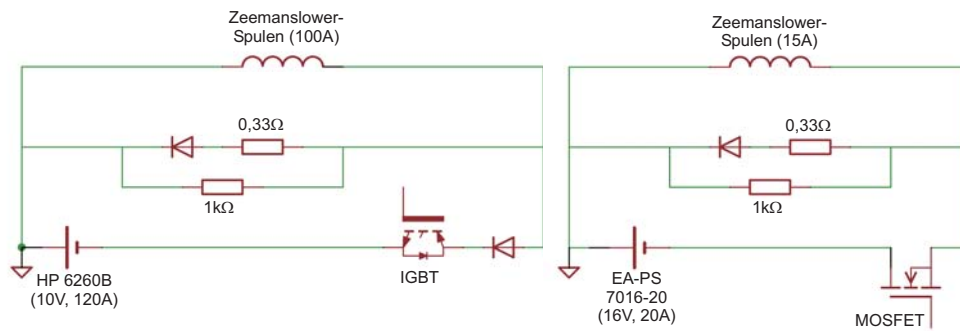


Abbildung 3.17: Elektrisches Schaltbild der 100 A und 15 A Spulen der Zeemanslower. Je ein $0,33\Omega$ Widerstand dient hier als Dissipationswiderstand. Der $1k\Omega$ Widerstand dient der Entladung der Diode. Der Hochstromkreis mit 100 A wird mit Hilfe eines IGBT (= insulated gate bipolar transistor) geschaltet, wohingegen der Niederstromkreis mit 15 A mittels eines MOSFETs geschaltet werden kann.

die Zeemanslower im Experiment nicht schnell abgeschaltet werden müssen, und es sich sowieso um geringe Ströme handelt, wird hier nicht näher auf das Schaltverhalten eingegangen.

3.3.4 Atomfluss der Zeemanslower

Der interessante Parameter, der ausdrückt, ob ein Zeemanslower die geplanten Spezifikationen erfüllt oder nicht, ist der Atomfluss, der im Folgenden für beide Zeemanslower betrachtet wird. Dieser wird aus der Laderate in eine magneto-optische Falle ermittelt. In beiden Fällen beruht das Prinzip der Messung auf einem Fluoreszenzsignal einer kalibrierten Photodiode, welche den Ladeprozess aufzeichnet. Hierbei entspricht der Fluss fangbarer Atome direkt der Laderate R_L aus (2.26). Eine solche Ladekurve ist exemplarisch in Abbildung 3.18 dargestellt. Aus den in diesen Messungen ermittelten Steigungen und den in Abschnitt 3.7.1 angegebenen Kalibrationen der Photodioden, erhält man für Rubidium einen Atomfluss von bis zu

Isotop	^{170}Yb	^{171}Yb	^{172}Yb	^{174}Yb	^{176}Yb
R_L	$3 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$	$5 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$	$1,6 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	$2,4 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	$1,2 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$

Tabelle 3.5: Isotopenabhängige Laderaten R_L des Ytterbium-Zeemanslowers in die magneto-optische Falle.

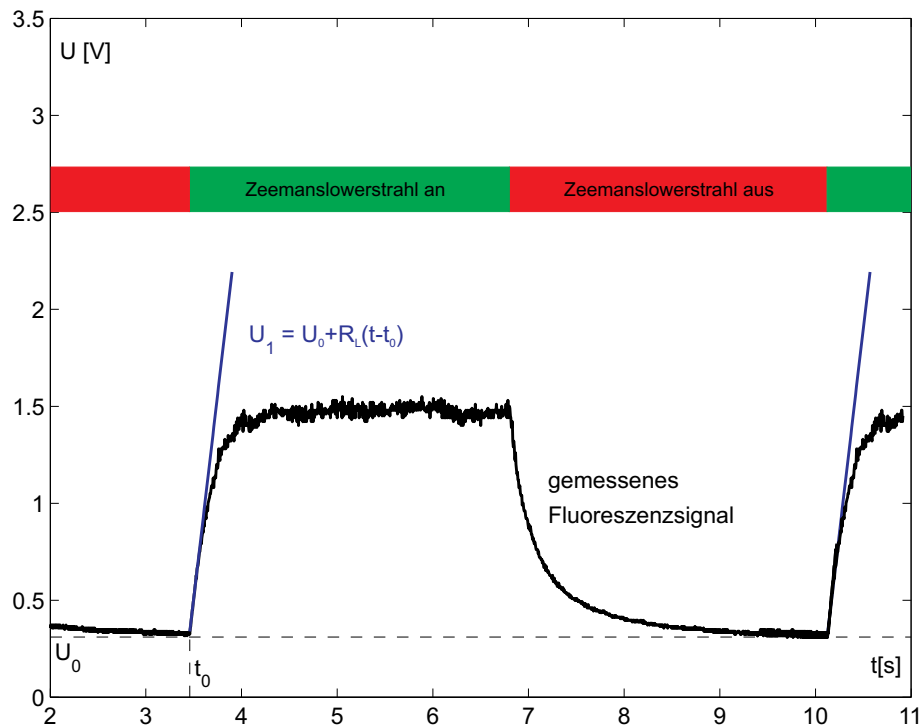


Abbildung 3.18: Exemplarische Ladekurve einer magneto-optischen Falle aus einem Zeemanslower. aus der initial angepassten linearen Kurve(blau) lässt sich die Laderate, und somit der Atomfluss (fangbarer Atome) des Zeemanslower direkt bestimmen. Bei dieser Messung wurde zum Zeitpunkt $t = t_0$ der Zeemanslower eingeschaltet, und somit der Ladeprozess gestartet.

10^9 1/s. Die Diskrepanz dieses geringen Flusses zum erwarteten Wert von 10^{11} 1/s kann verschiedenen Ursachen haben. Die wahrscheinlichsten sind eine ungenügende Justage des Zeemanslower-Strahls bzw. des Atomstrahls auf das Kammerzentrum und eine von der Theorie abweichende Magnetfeldkonfiguration des Zeemanslower selbst. Da der gemessene Atomfluss ausreichend für die geplanten Experimente sind, wird dies nicht weiter untersucht und erörtert.

Bei Ytterbium wurden für die einzelnen Isotope Laderaten gemessen, die in Tabelle 3.5 zusammengefasst sind. Details zu den Laderaten und deren Abhängigkeit von diversen Parametern können in den Diplomarbeiten von Bernd Kaltenhäuser[76] bzw. Sven Kroboth[128] nachgelesen werden.

3.4 Kleeblatt-Magnetfalle

Die in Abschnitt 2.2.2 theoretisch eingeführte Kleeblatt-Magnetfalle findet ihren Platz in den eimerförmigen Einstülpungen der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Vakuumkammer. Die hierbei geforderten Rahmenbedingungen waren maximale Spulenströme von ca. 250 A, welche eine Falle mit Fallenfrequenzen > 10 bzw. > 100 Hz in axialer bzw. radialer Richtung erzeugen sollten.

3.4.1 Theoretische Berechnung

Mit Hilfe eines Matlab-Simulationsprogramms [132], welches das Biot-Savart Gesetz zugrundelegt und numerisch aus der angegebenen Spulengeometrie und den Strömen die Feldverteilung der gewünschten Falle errechnet, wurde eine Kleeblatt-Falle in der folgenden Konfiguration konzipiert:

	Dipolspulen	Offsetspulen	Kleeblattspulen
Windungen je Lage	2	3	4
Lagen	4	4	4
Spulenzradius [mm]	16, 60	45, 25	34, 36 20, 25
Spulenabstand [mm]	29,38	66,30	29,75
Drahtgeometrie	3 mm rund	4 mm quadratisch	3 mm rund
Strom	250 A	250 A	230 A

Tabelle 3.6: geometrische Spulenparameter, der konzipierten Kleeblatt-Magnetfeldkonfiguration.

Diese Spulenkonfiguration, welche in oben genannter Konfiguration gewickelt und zur Stabilisierung in Epoxydharzklebstoff eingegossen wurde, ist in den Abbildungen 3.19 und 3.20 zu sehen. Die hieraus rechnerisch resultierenden Fallenparameter, welche sich aus der Vorgabe eines Offsetfeldes mit $B_0 = 1$ G ergeben, sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst.

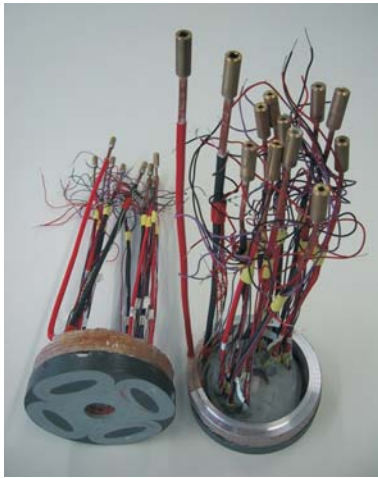


Abbildung 3.19: Fotografie der im Experiment in die Vakuumkammer eingepassten Magnetspulen. Diese bestehen aus runden bzw. rechteckigen Rohren, die zur Wärmeabfuhr mit Kühlwasser durchflossen werden. Zur Überwachung der Spulentemperatur sind mehrere Thermofühler vom Typ LM35DZ an den Spulen angebracht.

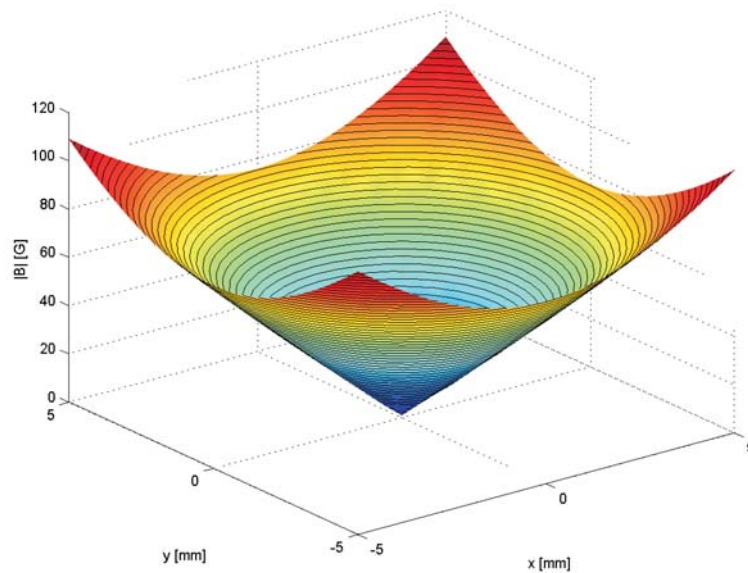


Abbildung 3.20: Magnetfeldkonfiguration der Kleeblatt-Magnetspulen.

Parameter	Theorie	real
Offsetfeld	1 G	0,77 G
radialer Magnetfeldgradient	165 G/cm	140 G/cm
axiale Feldkrümmung	253 G/cm ²	200 G/cm ²
radiale Fallenfrequenz	210 Hz	203 Hz
axiale Fallenfrequenz	20 Hz	18 Hz

Tabelle 3.7: Berechnete und gemessene Fallenparameter der Kleeblatt-Magnetfalle

3.4.2 Charakterisierung

Zur Kontrolle der Übereinstimmung zwischen Theorie und den realen Fallenparametern wurden diese gemessen. Hierzu ist es nötig, zum einen die Fallenfrequenzen in radialer und axialer Richtung zu messen und darüber hinaus den Fallenboden, also das Offsetfeld B_0 , zu bestimmen, um aus diesen Angaben den radialen Gradienten B' und die axiale Feldkrümmung B'' ermitteln zu können.

Zur Bestimmung der Fallenfrequenzen wurde eine Atomwolke in die Magnetfalle geladen. Daraufhin wurde entlang einer der drei Raumachsen das Magnetfeld kurzzeitig gestört, um eine Oszillation der Atome entlang dieser Raumrichtung hervorzurufen¹⁸. Diese Messung lieferte Fallenfrequenzen von 18 Hz in axialer und 203 Hz in radialer Richtung.

Die Bestimmung des Offsetfeldes bzw. Fallenbodens wurde mit Hilfe von Radiofrequenzeinstrahlung in eine mit Atomen befüllte Magnetfalle durchgeführt. Hierzu wurde mit immer größer werdender Radiofrequenz in die Falle eingestrahlt. Sobald die Radiofrequenz größer oder gleich dem Offsetfeld ist, beobachtet man einen Atomverlust, da die Atome radiofrequenzinduzierte Übergänge in nicht fangbare Zeemanniveaus erfahren. Der Fallenboden wurde hierbei zu 540 kHz bzw. $B_0 = h\nu/g_F\Delta m_F\mu_B = 0,77$ G bestimmt. Aus diesen Werten ergibt sich gemäß Gleichung (2.33) und (2.34) ein radialer Gradient von $B' = 140$ G/cm und eine axiale Feldkrümmung von $B'' = 200$ G/cm². Diese Werte sind zusammenfassend in Tabelle 3.7 dargestellt.

Zur besseren Kontrolle des Experiments wurden die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Messungen für diverse Fallenströme durchgeführt, um diese Parameter in Abhängigkeit aller kontrollierbarer Ströme einstellen zu können. Hierbei ergaben sich folgende Zusammenhänge:

$$\nu_z[\text{Hz}] = 1,123 \cdot \sqrt{I_{PO}[\text{A}]} \quad , \quad (3.5)$$

$$\nu_r[\text{Hz}] = 0,9 \cdot \sqrt{\frac{0,74(I_{CL}[\text{A}])^2}{B_0[\text{G}]} - 0,775I_{PO}[\text{A}]} \quad , \quad (3.6)$$

$$B_0[\text{G}] = -3,786 + 0,0275I_{CL}[\text{A}] + 0,9I_{comp}[\text{A}] - 0,0085I_{PO}[\text{A}] \quad , \quad (3.7)$$

$$B'[\text{G/cm}] = 0,86I_{CL}[\text{A}] \quad , \quad (3.8)$$

$$B''[\text{G/cm}^2] = 1,55I_{PO}[\text{A}] \quad . \quad (3.9)$$

¹⁸Hierbei ist es äußerst wichtig, darauf zu achten, dass die Schwingungsamplitude so klein wie möglich gehalten wird, um den Bereich der harmonischen Falle nicht zu verlassen.

3.4.3 Elektrische Ansteuerung und Schaltverhalten

Wie in Abschnitt 2.2.2 theoretisch erläutert, besteht eine Kleeblatt-Magnetfalle aus einem Paar Dipolspulen, einem Paar Offsetspulen und den Kleeblattspulen. Zum Betrieb dieser Spulen wurden die Kleeblattspulen in Serie geschaltet und von einem 25 V, 265 A-Netzteil (Power Ten P63D-25 263) betrieben. Die Dipolspulen wurden mit den Offsetspulen in Serie geschaltet, und von einem 16 V, 250 A-Netzteil (Sörensen DLM 16-250E) betrieben. Diese Serienschaltung dient der Stabilität der Magnetfalle, da sich hier Stromschwankungen des Netzteils sowohl auf die Dipol- als auch auf die Offsetspulen auswirken und sich somit Schwankungen des Offsetfeldes in erster Näherung gegenseitig eliminieren. Desweiteren kann mit Hilfe eines zweiten Netzteils ein zusätzlicher Strom durch die Dipolspulen geleitet werden. Dies führt zu einer Anhebung des Fallenbodens und damit auch zu einer Öffnung der Falle, und wird beim Umladen von der magneto-optischen Falle in die Magnetfalle benutzt.

Desweiteren kann auch nur eine der beiden Hälften, bestehend aus einer Dipol- und einer Offsetspule, eingeschaltet werden. Diese Konfiguration erzeugt ein Gradientenfeld, welches in diesem Fall das gewünschte Magnetfeld zur Erzeugung der magneto-optischen Falle darstellt.

Die elektrische Beschaltung ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Aufgrund der großen Stromstärke durch diese Spulen spielen hier die Abklingschaltungen eine sehr wichtige Rolle, zum einen zur Verminderung der Induktionsspannungen beim Abschalten, zum anderen um eine möglichst kurze Abschaltzeit zu erhalten. Die genaue Beschaltung ist in Abbildung 3.21 gezeigt. Mit Induktivitäten der Spulen von $145 \mu\text{H}$ je Offsetspule, $5 \mu\text{H}$ je Dipolspule und $57 \mu\text{H}$ je Kleeblattspule wurden die in Abbildung 3.21 dargestellten Abklingschaltungen konzipiert, die die Induktionsspannungen auf 250 V begrenzen. Da im späteren Experiment sämtliche Detektionsmethoden erst nach dem Abschalten der Spulen als relevant erachtet werden können, wurde im Detail untersucht welche Abschaltzeiten die Abklingschaltungen ermöglichen. Hierzu wurde mit Hilfe einer Stromzange der Stromfluss durch die Spulen beim Abschalten gemessen. Eine exemplarische Messkurve ist in Abbildung 3.22 dargestellt. Zur Bestimmung der Abschaltzeit wurde an die jeweiligen Kurve ein exponentieller Zerfall angepasst und die hierbei resultierende charakteristische Zeitkonstante τ als Abschaltzeit angegeben. Hierbei erhielt man Abschaltzeiten von $\tau = 420 \mu\text{s}$ für die Kleeblattspulen und $\tau = 310 \mu\text{s}$ für die Offset- und Dipolspulen.

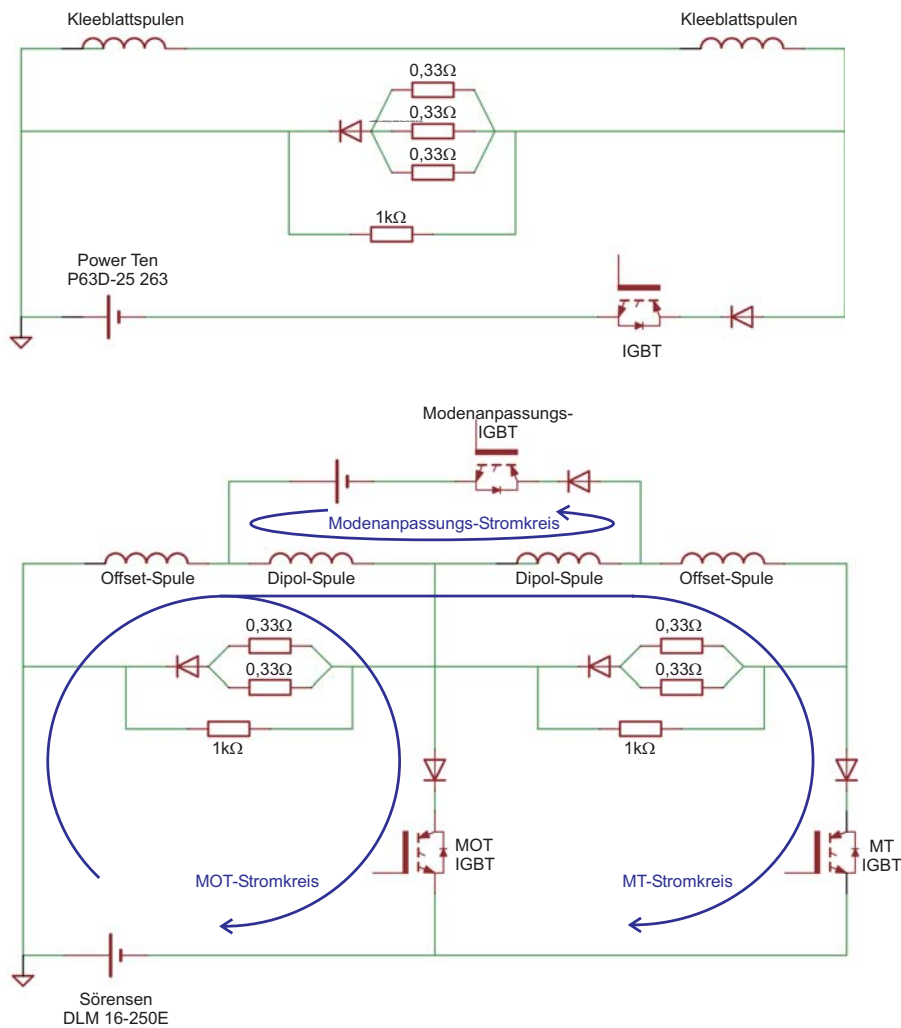


Abbildung 3.21: Elektrisches Schaltbild der Magnetfallenspulen. Hierbei werden die Kleblattspulen (oberes Schaltbild) von einem gemeinsamen Netzteil betrieben. Die Offset- und Dipolspulen (unteres Schaltbild) können in drei verschiedenen Varianten mit Strom versorgt werden: Der MT-Stromkreis betreibt die Spulen zusammen mit den Kleblattspulen in der Standardkonfiguration für die Magnetfalle. Zusätzlich dazu kann ein Strom durch den Modenanpassungs-Stromkreis geschickt werden, um den Fallenboden anzuheben und die Falle zu öffnen. Dies ist während der Umladephase zwischen magneto-optischer Falle und Magnetfalle nötig. Alternativ zu den beiden ersten Varianten kann der MOT-Stromkreis (siehe Abschnitt 3.5) eingeschaltet werden, der ein Gradientenfeld für die magneto-optische Falle erzeugt. Die Dissipationswiderstände sind im Vergleich zur Beschaltung der Zeemanslower geringer gewählt, um unnötig hohe Induktionsspannungen durch die sehr großen Ströme zu vermeiden.

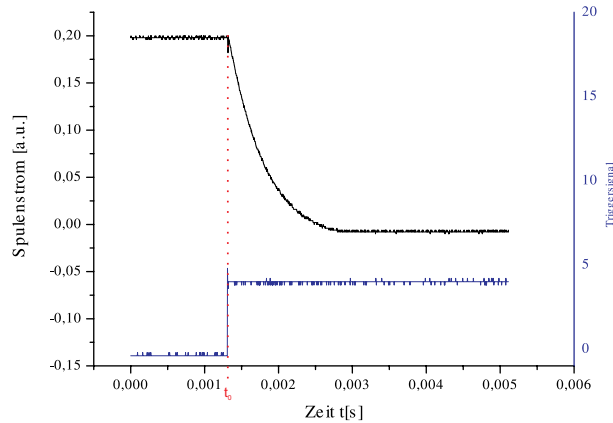


Abbildung 3.22: Exemplarische Messkurve zur Bestimmung der Abschaltzeit einer Spule. Das Diagramm zeigt eine Stufenfunktion als Trigger-signal (blau), wobei der Zeitpunkt der Stufe $t = t_0$ dem Abschalten der Spule entspricht. Ab diesem Zeitpunkt nimmt der Spulenstrom exponentiell gemäß $I \propto e^{-(t-t_0)/\tau}$ mit der charakteristischen Zeitkonstante τ ab.

3.4.4 Kompensationsspulen

Prinzipiell wären die in den letzten Abschnitten eingeführten Spulenkonfigurationen, die Zeemanslowerspulen und die Spulen zur Erzeugung der Kleeblattmagnetfalle und der magneto-optischen Falle ausreichend für das Experiment. Jedoch gilt es zu berücksichtigen, dass das Magnetfeld der Erde und weitere externe Streumagnetfelder, z.B. von den Ionengetterpumpen und auch Restmagnetfelder der Zeemanslowerspulen am Ort der MOT und Magnetfalle, kompensiert werden sollten, um eine optimale Funktionsweise zu gewährleisten.

Hierzu wurden um die Experimentierkammer Kompensationsspulen gewickelt, mit denen zusätzliche Magnetfelder in jeder der drei Raumachsen zugeschaltet werden können. Im Detail sind dies auf jedem der beiden DN200CF-Flansche der Vakuumkammer je 40 Windungen. Somit erzeugt jede dieser beiden Spulen ein stromabhängiges Magnetfeld von ca. $0,77 \text{ G/A}$. Um dieses axiale Magnetfeld in beiden Richtungen anlegen zu können, werden diese beiden Spulen gegensinnig mit Strom durchflossen. Desweiteren sind je eine Spule mit je 40 Windungen in der horizontalen radialen und in der vertikalen radialen Richtung an der Kammer angebracht, die Felder von $0,65 \text{ G/A}$ bzw. $0,67 \text{ G/A}$ erzeugen.

3.5 Magneto-optische Falle

Zur Erzeugung der MOT für Rubidium bzw. Ytterbium werden sowohl ein magnetisches Gradientenfeld, als auch diverse Lasersysteme benötigt, die im Folgenden beschrieben werden.

Hierbei handelt es sich zum einen um das Lasersystem zum Betrieb der Rubidium-MOT, welches ebenfalls das Licht für den Rb-Zeemanslower, sowie Detektions- und Präparationsstrahlen, erzeugt. Hierbei werden Laser bei einer Wellenlänge von 780 nm benötigt, wofür aufgrund der einfachen Handhabung Diodenlaser verwendet werden.

Desweiteren werden die Lasersysteme, welche den Betrieb der magneto-optischen Falle und des Zeemanslowers für Ytterbium ermöglichen, beschrieben. Dies sind Laser bei 399 nm für den breiten MOT-Übergang und Laser bei 556 nm für den schmalen MOT-Übergang.

3.5.1 MOT-Magnetfeld

Das Magnetfeld, welches zur Erzeugung einer magneto-optischen Falle benötigt wird, ist wie in Abschnitt 2.2.1 theoretisch behandelt, ein dreidimensionales Gradientenfeld, das normalerweise von einem Spulenpaar in einer Anti-Helmholtz-Anordnung erzeugt wird. Das heißt, dass die beiden Spulen eine gegensinnige Stromrichtung aufweisen.

Da jedoch sowohl das Offsetspulenpaar als auch das Dipolspulenpaar im Magnetfallenbetrieb jeweils eine gleichsinnige Stromrichtung aufweisen, würde dies eine Stromrichtungsänderung beim Umladen aus der magneto-optischen Falle in die Magnetfalle oder ein zusätzliches Spulenpaar zur Erzeugung des notwendigen Gradientenfeldes erfordern. Um dies zu umgehen, wurde eine einseitige MOT-Spulenkonfiguration genutzt.

Hierbei wird, wie in Abbildung 3.23 skizziert, eine Dipolspule und die auf der selben Seite befindliche Offsetspule gegensinnig mit dem selben Strom durchflossen. Diese Konfiguration erzeugt ein inhomogenes Magnetfeld mit einem Nulldurchgang in der Nähe der Kammermitte, welches in Abbildung 3.24 illustriert ist. Die Inhomogenität dieser Konfiguration spielt für den Betrieb eine vernachlässigbare Rolle, da das Magnetfeld um den Nulldurchgang gut linear angenähert werden kann und sich über den Bereich der magneto-optischen Falle nur unwesentlich ändert.

Ein wesentlich wichtigerer Punkt, den man bei dieser Konfiguration bedenken muss, ist die Nullpunktverschiebung des axialen Feldes gegenüber dem Zentrum der Falle geometrie von 1,2 mm. Dieser resultiert aus der Konzeption der Magnetfalle, bei

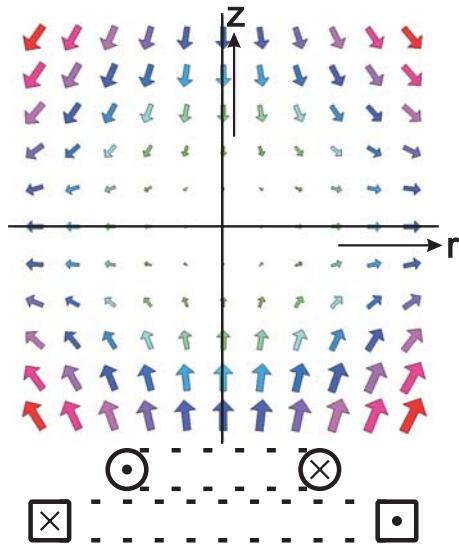


Abbildung 3.23: Feldlinien der einseitigen MOT-Konfiguration mit einer Dipolspule (rund) und einer Offsetspule (quadratischer Querschnitt in der rz -Ebene dargestellt.)

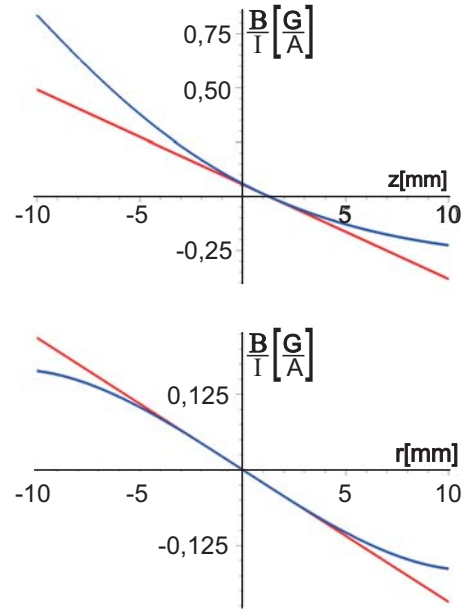


Abbildung 3.24: Radialer und axialer Magnetfeldverlauf (blau) und die Tangente im Punkt des Nulldurchgangs (rot), dessen Steigung dem Magnetfeldgradienten entspricht.

der die Offsetspule den Magnetfeldoffset der Dipolspule nicht exakt kompensiert. Dieser Effekt lässt sich jedoch durch die in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Kompensationsspulen ausgleichen.

Die berechneten Gradienten der einseitigen MOT-Magnetfeldkonfiguration sind

$$\frac{\partial B/\partial z}{I} \approx \frac{0,44 \text{ G/cm}}{A}, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial B/\partial r}{I} \approx \frac{0,22 \text{ G/cm}}{A} \quad (3.11)$$

an der Position des Nulldurchgangs des Feldes, also bei $B = 0$.

3.5.2 Rubidium-Laser

Wie in Abschnitt 3.1.1 erläutert, benötigt man zum Betrieb der Rubidium-MOT sowohl einen MOT-Laser, der gegenüber dem MOT-Übergang negativ (rot) verstimmt ist, als auch einen Rückpumplaser. Desweiteren benötigt man für den Zeemanslower ebenfalls einen Abbrems- und einen Rückpumplaser. Darüberhinaus werden noch

ein mit dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang resonanter Laser für Fluoreszenz- und Absorptionsabbildungen der Rubidiumatome und ein sogenannter Umpumplaser auf den $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang, der die Atome vor dem Umladeprozess von der MOT in die Magnetfalle in den extremalen $m_F = 2$ -Zustand umpumpt, benötigt. Zentraler Punkt dieses Rubidium-Lasersystems ist ein in Littrow-Konfiguration[133] gitterstabilisierter Diodenlaser. Dieser ist auf das $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = (2, 3)\rangle$ -Crossover¹⁹ einer Rubidiumspektroskopie stabilisiert²⁰ und wird im Folgenden als Master-Laser(M) bezeichnet. Ein weiterer Laser, der Rückpumplaser(R), ist in derselben Konfiguration aufgebaut, jedoch auf das $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = (0, 1)\rangle$ -Crossover stabilisiert²⁰. Sämtliche weiteren nötigen Laserfrequenzen, welche für das Rubidiumsystem relevant sind, werden durch Frequenzverschiebungen mit akusto-optischen Modulatoren aus diesen beiden Frequenzen generiert.

Laserstabilisierung

Um die natürliche Linienbreite eines atomaren Übergangs aufzulösen, bedient man sich typischerweise der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie[134], die dies ermöglicht. Die hier verwendete Methode, die sogenannte "dopplerfreie Spektroskopie durch magnetisch induzierten Dichroismus des atomaren Gases", die an die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie angelehnt ist, ist im Detail in [135, 136] erläutert. Hierzu wird ein Strahl des zu stabilisierenden Lasers, wie in Abbildung 3.25 gezeigt, mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels in einen Pump- und einen Probestrahl aufgespalten. Die beiden Strahlen werden nun gegenläufig in einer Rubidium-Dampfzelle, welche mit einer Spule zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes in der Größenordnung von 20 G umwickelt ist, überlagert. Der Pumpstrahl regt hierbei atomare Übergänge in der Dampfzelle an, die bei der entsprechenden Frequenz das Grundniveau entvölkert. Der Probestrahl detektiert diese geringere Grundzustandsbesetzung in Form eines Dips im Dopplerprofil des Absorptionssignals. Der Probestrahl wird nach dem Durchgang durch die Zelle mit Hilfe einer $\lambda/4$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespaltet und auf zwei Photodioden detektiert. Subtrahiert man nun die beiden Strahlen voneinander, so erhält man bei den atomaren Resonanzen jeweils ein dispersives Fehlersignal. Die Fehlersignale beider gitterstabilisierter Laser sind in Abb. 3.26 und 3.27 gezeigt.

¹⁹Ein Crossover-Signal ist die Überkreuzung der Resonanz eines atomaren Übergangs der Geschwindigkeitsklasse $+\vec{v}$ mit einem anderen Übergang der Geschwindigkeitsklasse $-\vec{v}$. Details hierzu sind in [134] nachzulesen.

²⁰Wie aus den Abbildungen 3.26 und 3.27 und der Tabelle 3.9 ersichtlich, ist der reale Stabilisierungspunkt aus technischen Gründen leicht gegenüber dem atomaren Übergang verschoben.

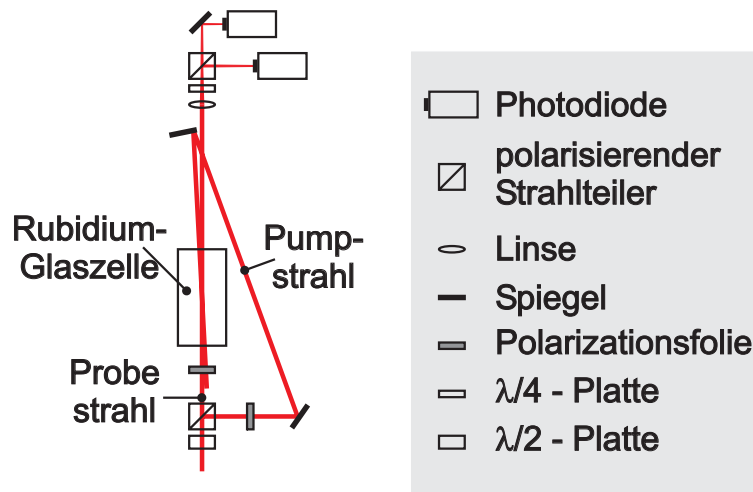


Abbildung 3.25: Aufbau einer "dopplerfreien Spektroskopie durch magnetischen Dichroismus". Die evakuierte Glaszelle beinhaltet Rubidium, welches bei Raumtemperatur einen Dampfdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ mbar erzeugt. An diesem Rubidiumdampf wird Spektroskopie durchgeführt.

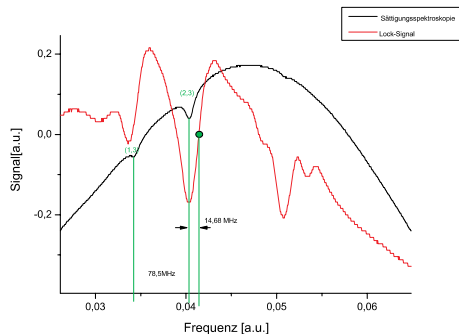


Abbildung 3.26: Spektroskopiesignal des MOT-Lasers. Die schwarze Kurve zeigt das Signal einer einzelnen Photodiode, die rote Kurve das dispersive Differenzsignal mit Lockpunkt (grün), der 14,68 MHz gegenüber dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = (2,3)\rangle$ -Crossoverübergang blauverstimmt ist.

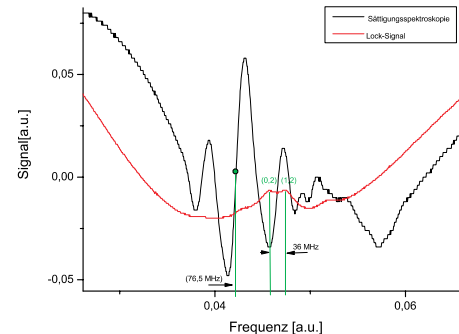


Abbildung 3.27: Spektroskopiesignal des Rückpumpasers. Die schwarze Kurve zeigt das Signal einer einzelnen Photodiode, die rote Kurve das dispersive Differenzsignal mit Lockpunkt (grün), der mit dem $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = (0,1)\rangle$ -Crossoverübergang resonant ist.

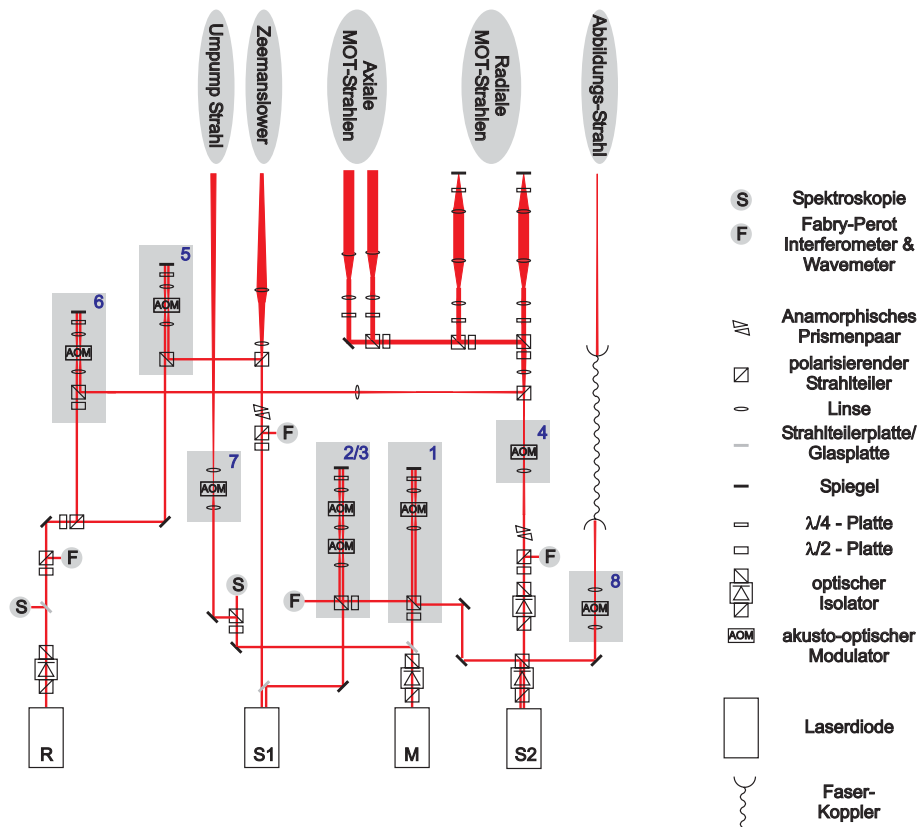
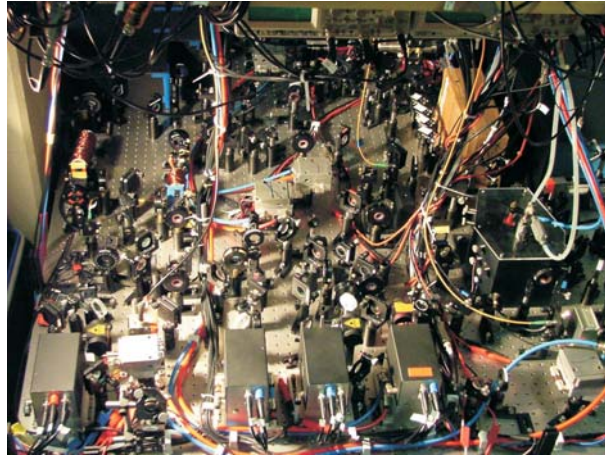


Abbildung 3.28: Foto und schematische Skizze des Rubidium-Lasersystems, bestehend aus 4 Diodenlasern: Rückpump laser (R), Masterlaser (M), Slavelaser für den Zeemanslower (S1) und die MOT (S2). Mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren werden die für das Experiment benötigten Wellenlängen erzeugt.

Generierung der benötigten Frequenzen

Die im Folgenden beschriebene Laseranordnung ist schematisch in Abbildung 3.28 dargestellt.

Der Rückpumplaser(R) wird in zwei Teilstrahlen aufgespalten, die als Rückpumper für die magneto-optische Falle bzw. den Zeemanslower dienen. Die Frequenzen der beiden Teilstrahlen werden mit Hilfe akusto-optischer Modulatoren(AOMs) in einer double-pass Anordnung²¹ verschoben, um die nötigen Resonanzbedingungen herzustellen. Hierbei präpariert AOM 6 mit einer Blauverschiebung von $2 \cdot (+96) \text{ MHz} = +192 \text{ MHz}$ den Rückpumplaser für die MOT, und AOM 5 mit einer Blauverschiebung von $2 \cdot (+116,5) \text{ MHz} = +233 \text{ MHz}$ den Rückpumplaser für den Zeemanslower. Daraufhin werden die beiden Rückpumpstrahlen über polarisierende Strahlteilerwürfel mit dem MOT- bzw. Zeemanslowerstrahl räumlich überlagert.

Der Master-Laser(M) wird ebenfalls in zwei Teilstrahlen aufgespalten, welche dann mit Hilfe von AOMs in der Frequenz verschoben werden.

Der eine Teilstrahl wird mit Hilfe von double-pass AOM 1 im MOT-Betrieb um $2 \cdot (+107) \text{ MHz} = +214 \text{ MHz}$ blauverstimmt und dann zur Injektion eines Slave-Lasers(S2) verwendet[137]. Dieser emittiert nun auf derselben Frequenz und wird mit AOM 4 nochmals um $-109,5 \text{ MHz}$ rotverschoben. Nach der Überlagerung dieses Strahls mit dem Rückpumpstrahl wird er zur Erzeugung der MOT verwendet. Hierzu wird der Strahl, wie in Abschnitt 2.2.1 theoretisch beschrieben, in weitere Teilstrahlen für die magneto-optische Falle aufgespalten.

Der zweite Teilstrahl des Master-Lasers wird mit den AOMs 2 und 3 um $2 \cdot (-105) \text{ MHz} + 2 \cdot (-109) \text{ MHz} = -428 \text{ MHz}$ rot verstimmt und zur Injektion des anderen Slave-Lasers(S1) verwendet. Dieser wird mit dem Zeemanslower-Rückpumper überlagert und für den Zeemanslower verwendet. Der Umpumpstrahl wird ebenfalls vom Masterlaser(M) abgespalten und mit Hilfe von AOM 7 um $133,5 \text{ MHz}$ rotverstimmt. Der Abbildungsstrahl wird ebenso von dem Masterlaser abgespalten, jedoch erst nach dem Durchgang durch AOM 1, und dann mit Hilfe von AOM 8 nochmals in der Frequenz verschoben bzw. damit geschaltet. In Tabelle 3.9 sind die wichtigsten Laserfrequenzen bzw. -verstimnungen, sowie die Frequenzen der akusto-optischen Modulatoren aufgelistet.

²¹Bei einer double-pass Anordnung strahlt der Laser zweifach durch den AOM, um im Vergleich zur single-pass Anordnung, bei der der AOM nur einfach durchstrahlt wird, die doppelte Frequenzverschiebung zu erreichen.

AOM	Frequenz	Modus	Funktion
1	variabel +90 MHz...+115 MHz typisch: +107 MHz	double-pass	<u>Frequenz</u> MOT-Slave & Imaging-Strahl
2	-109 MHz	double-pass	<u>Frequenz</u> Zeemanslower- Slave
3	-105 MHz	double-pass	<u>Frequenz</u> Zeemanslower- Slave
4	-109,5 MHz	single-pass	<u>Schalten</u> MOT-Strahl
5	+116,5 MHz	double-pass	<u>Frequenz</u> Zeemanslower- Rückpumper
6	+96 MHz	double-pass	<u>Frequenz & Schalten</u> MOT-Rückpumper
7	-133,5 MHz	single-pass	Frequenz & Schalten Umpumpstrahl
8	-109,5 MHz	single-pass	<u>Schalten</u> Abbildungsstrahl

Tabelle 3.8: Frequenzen der akusto-optischen Modulatoren im Rubidium-Lasersystem. Hierbei ist AOM 1 für die Frequenzverschiebung des MOT- und Imagingstrahls zuständig. Da diese Frequenzen variabel einstellbar sein müssen, wurde hierbei starken Wert auf eine große Modulationsbandbreite gelegt. Die restlichen AOMs werden bei einer festen Frequenz betrieben.

Strahlengang sowie Form- und Größenanpassung der Laserstrahlen

Die im vorigen Abschnitt detailliert geschilderten Laserstrahlen müssen nach der Präparation der gewünschten Frequenzen noch in ihrer Größe und gegebenenfalls Form an die experimentellen Erfordernisse angepasst werden. Hierzu bedient man sich Linsensystemen und Prismenpaaren.

Der MOT-Slavelaser(S2) wird hierzu zunächst mit Hilfe eines anamorphen Prismenpaares bearbeitet, so dass die initiale elliptische Laserdioden-Mode in eine

Strahl	$\frac{\text{Lockpunkt}}{\text{Bezug}}$	AOM-Frequenzen [MHz]	$\frac{\text{Gesamtverstimmung}}{\text{Bezug}}$
MOT	$\frac{-118,5 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$	$2 \cdot (+107)$ $-109,5$	$\frac{-14 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$
Z-slower	$\frac{-118,5 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$	$2 \cdot (-109)$ $2 \cdot (-105)$	$\frac{-546,5 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$
Umpumper	$\frac{-118,5 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$	$-133,5$	$\frac{+15 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 2\rangle}$
Imaging	$\frac{-118,5 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$	$2 \cdot (+114)$ $-109,5$	$\frac{0 \text{ MHz}}{ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle}$
MOT-RP	$\frac{-34,5 \text{ MHz}}{ F = 1\rangle \rightarrow F' = 1\rangle}$	$2 \cdot (+96)$	$\frac{0,5 \text{ MHz}}{ F = 1\rangle \rightarrow F' = 2\rangle}$
ZS-RP	$\frac{-34,5 \text{ MHz}}{ F = 1\rangle \rightarrow F' = 1\rangle}$	$2 \cdot (+116,5)$	$\frac{72,5 \text{ MHz}}{ F = 1\rangle \rightarrow F' = 2\rangle}$

Tabelle 3.9: Frequenzen, bzw. Verstimmungen der einzelnen Strahlen gegenüber dem Lockpunkt, bzw. einem atomaren Übergang

annähernd runde Mode überführt wird, um eine möglichst homogene Ausleuchtung der MOT-Region zu erreichen. Daraufhin wird der Gesamtstrahl auf einen Durchmesser von ca. 2 cm aufgeweitet, der den Raum zwischen den beiden eimerförmigen Einstülpungen der Vakuumkammer ausfüllt.

Die Strahlen werden zur Erzeugung der MOT in drei Teilstrahlen aufgeteilt, zwei davon für die radialen MOT-Strahlen, die nach einmaligem Durchgang durch die Kammer retroreflektiert wurden. Der Dritte wird nochmals aufgespalten, um dann von beiden Seiten axial in die Kammer eingestrahlt zu werden. Hiermit ermöglicht man eine genauere Einstellung der Strahlbalance der beiden gegenläufigen Strahlen, als im retroreflektierten Aufbau. Es wurden für die MOT Laserleistungen 20 mW für die radialen und 3 mW für die axialen Strahlen verwendet.

Der Zeemanslower-Slave wird mit einem ($f = 150 \text{ mm}$, $f = 800 \text{ mm}$)-Teleskop aufgeweitet, das so eingestellt ist, dass der Strahl am kammerseitigen Ende des Zeemanslowers dem Durchmesser des Zeemanslowerrohres von 16 mm entspricht und in Richtung Ofen geringer wird, so dass der Fokus des Strahls am Ort der Ofenblende liegt. Die Gesamtleistung dieses Strahls beträgt 42 mW.

Der Umpumpstrahl, mit einer Leistung von ca. $300 \mu\text{W}$ und einem Durchmesser

von ebenfalls ca. 2 cm wird axial unter einem kleinen Winkel gegenüber dem MOT-Strahl in die Kammer eingestrahlt.

Die Polarisierungen der MOT-Strahlen und des Zeemanslowerstrahls werden mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten vor dem Eintritt der Strahlen in die Kammer aus den linear polarisierten Laserstrahlen erzeugt und besitzen eine Zirkularität gemäß den Abbildungen 2.4, 2.6 und 2.7. Der Abbildungsstrahl wird aus Gründen der Stabilität und Qualität der Mode mit Hilfe einer optischen Faser zur Kammer geleitet, wo er zunächst mit Hilfe eines ($f = 50$ mm, $f = 500$ mm)-Teleskops aufgeweitet und dann vertikal von unten in die Kammer eingestrahlt wird. Für den Abbildungsstrahl sind nur $35 \mu\text{W}$ Laserleistung nötig.

3.5.3 Ytterbium-Laser

Wie schon aus dem Termschema in Abbildung 3.5 ersichtlich, benötigt man zur Erzeugung einer magneto-optischen Falle auf dem breiten Ytterbium-Übergang Licht mit einer Wellenlänge von 399 nm. Dieses wird durch die Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers bei 798 nm, der wiederum mit einem Festkörperlaser gepumpt wird, erzeugt. Eine Übersicht dieses Lasersystems ist in Abbildung 3.29 gegeben. Der Titan-Saphir-Laser wird mit ca. 6 W eines Verdi $V - 10$ -Lasers bei 532 nm gepumpt und liefert dabei, abhängig von der Justage zwischen 500 mW und 1 W bei 798 nm. Dieser Titan-Saphir-Laser wird zur Frequenzstabilisierung auf eine Flanke des Transmissionssignals eines temperaturstabilisierten Fabry-Perot-Resonators gelockt.

Eine alternative Variante der Erzeugung des 399 nm-Lichts, die auf Diodenlasern basiert, wird im Ausblick in Abschnitt 5.2 erläutert werden.

Frequenzverdopplung

Die Verdopplung der Laserfrequenz des Ti:Saphir-Laser von 798 nm zu 399 nm wird wie in [138] beschrieben mit Hilfe eines LiB_3O_5 -Kristalls (kurz: LBO) in einem Bow-Tie-Resonator durchgeführt.

Der LBO-Kristall mit den Maßen $15 \times 3 \times 3$ mm wurde an den beiden längsseitigen Endflächen im Brewster-Winkel geschnitten, um Verluste durch Reflexionen so weit wie möglich zu unterbinden. Unter Berücksichtigung der vorgegebenen Kristallparameter [139], der Länge des Kristalls $l = 15$ mm, des Brechungsindex von LBO $n = 1,59$, des effektiven nichtlinearen Koeffizienten von LBO $d_{eff} = 0,98 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$, sowie der Vorgabe einer Eingangsleistung des Lichts bei 798 nm von $P_1 = 500$ mW, welche für die Berechnung konservativ (gering) angenommen wurde, wurde gemäß

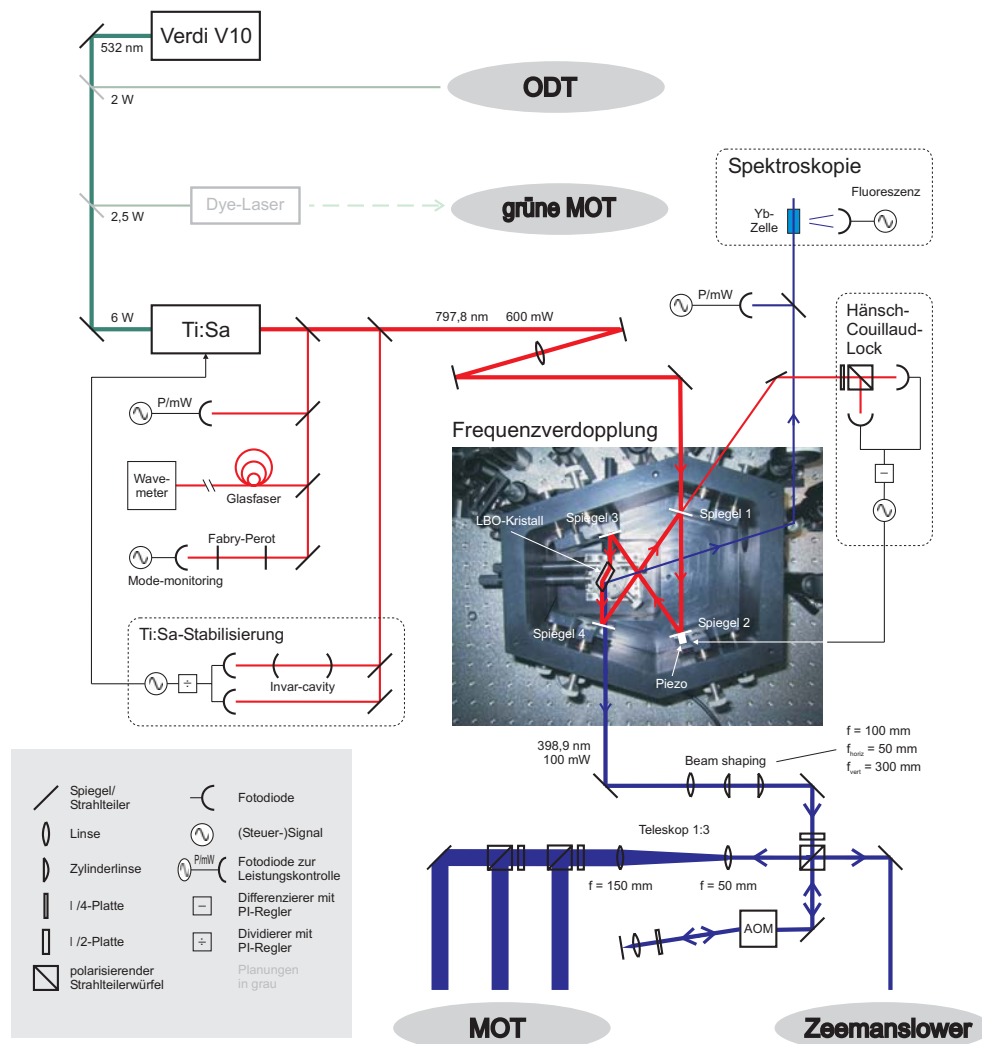


Abbildung 3.29: Schematische Skizze des Ytterbium-Lasersystems. Ein frequenzverdoppelter Festkörperlaser (Coherent Verdi V-10, 532 nm) pumpt einen Titan-Saphir-Ringlaser, der Licht mit einer Wellenlänge von 798 nm emittiert. Die Frequenz dieses Licht wird in einem Frequenzverdopplungsresonator, in Bow-Tie Konfiguration, verdoppelt. Das verdoppelte Licht bei 399 nm wird aufgespalten und nach Frequenzverschiebung durch einen AOM für den Ytterbium-Zeemanslower und die MOT verwendet.

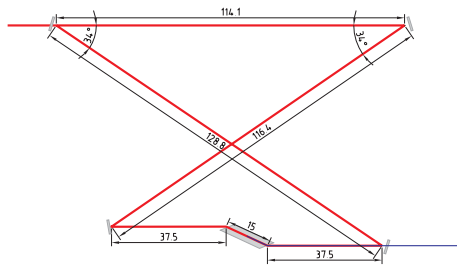


Abbildung 3.30: Berechnete Strahlgeometrie des Pumpstrahls in einem Resonator zur optimalen Frequenzveropplung mit einem LBO-Kristall der Länge 15 mm

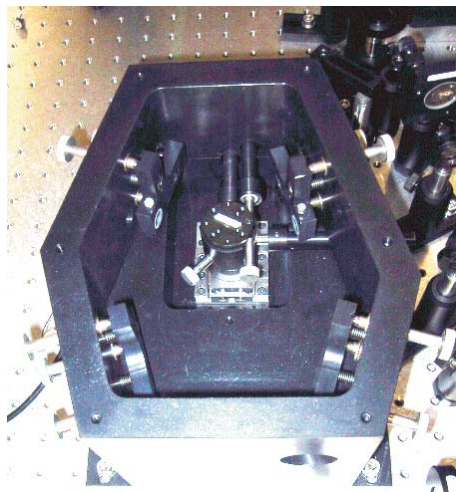


Abbildung 3.31: Fotografie der Frequenzverdopplung

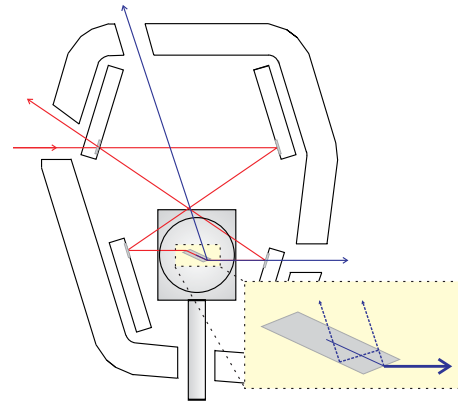


Abbildung 3.32: Schematische Skizze der Frequenzverdopplungscavity incl. Ein- und Austrittsöffnungen für die Laserstrahlen, sowie der Position der Rotations-Kipp-Verschiebetischeinrichtung. Zusätzlich zum Hauptstrahl des verdoppelten Lichts, der den Kristall, und dann den Resonator auf der Achse des Pumpstrahls verläßt, erhält man einen unvermeidbaren Reflex des frequenzverdoppelten Lichts an der Endfläche des Kristalls, der durch (mehrfache) Reflexionen seitlich aus dem Resonator austritt. Dieser wird für die Frequenzstabilisierung des Lasersystems genutzt.

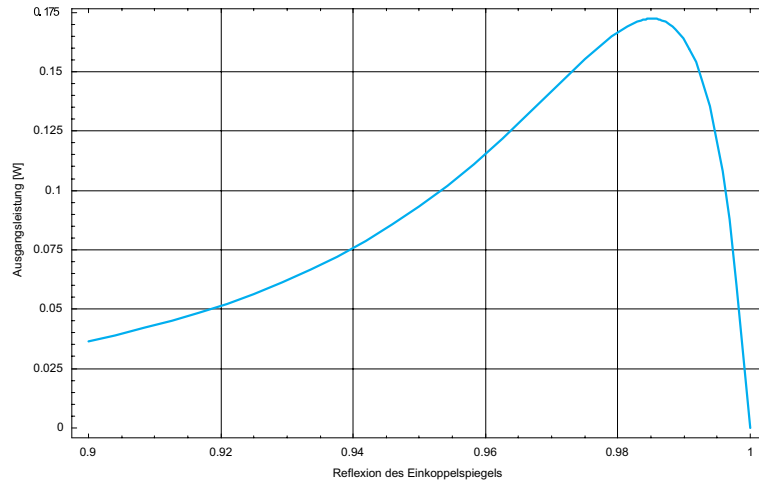


Abbildung 3.33: Theoretische Ausgangsleistung des Frequenzverdopplungsresonators über der Einkopplerreflektivität aufgetragen.

[140] der Strahlwaist $\omega_0 = 28 \mu\text{m}$ über die Maximierung der Ausgangsleistung bestimmt. Diese Parameter führen zu einer Konversionseffizienz $\kappa_{NL} = 2 \cdot 10^{-4}$.

Über diesen Randbedingungen und der maximalen Reflektivität dreier Resonatorspiegel von 99,9% wurde die nötige Reflektivität des Einkopplerspiegels angepasst und zu 98,5% bestimmt. In dieser Konfiguration erhält man theoretisch eine maximale Ausgangsleistung von ca. 170 mW bei 399 nm. In Abbildung 3.33 ist die Ausgangsleistung über der Einkopplerreflektivität aufgetragen. Die nötigen Abmessungen des Resonators, um den gewünschten Strahlwaist zu erreichen, sind in Abbildung 3.30 dargestellt. Eine Konstruktionskizze des Verdopplungsresonators, mit den relevanten Strahlen ist in Abbildung 3.32 gezeigt.

Zur optimalen Justage ist es nötig den LBO-Kristall sowohl rotieren und verkippen, als auch orthogonal zur Strahlachse verschieben zu können. Deshalb ist er auf einer Kombination aus linearem Verschiebetisch und 2-Achsen-Kipp-Tisch mit integriertem Rotationstisch montiert.

Wie in Abbildung 3.32 zu sehen, erzeugt die Reflexion des blauen Lichts an der Austrittsfacette des Kristalls durch mehrere Reflexionen im Kristall selbst zwei weitere Strahlen, die durch die polierte Seitenfläche des Kristalls aus diesem austreten können. Diese werden zur Leistungsüberwachung und Stabilisierung des Lasersystems verwendet.

Die typische Laserleistung im Experiment lag um einen Faktor zwei bis drei unter dem theoretisch ermittelten Wert. Dies ist zum einen in geringem Maße auf leichte Abweichungen der Spiegelreflektivitäten zurückzuführen. Vor allem aber ist die äußerst komplexe Justage der Spiegel und Positioniermechanismen des Kristalls mit

insgesamt fünfzehn Freiheitsgraden (drei je Spiegel bzw. Kristall) die Hauptursache einer nicht gänzlich den theoretischen Werten entsprechenden Konversionseffizienz. Zudem spielen Verschmutzungseffekte, die die Resonatorgüte erniedrigen, eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Eine genaue Analyse dieser Effekte wurde nicht vorgenommen, da die erzielte Leistung ausreichend für die Durchführung der geplanten Experimente war.

Leistungsstabilisierung

Für einen stabilen Betrieb der Frequenzverdopplung ist es notwendig, die optische Weglänge im Resonator zu stabilisieren, so dass der Pumplaser bei 798 nm immer in Resonanz mit einer Longitudinalmode des Verdopplungsresonators ist. So wird die im Verdopplungsresonator zirkulierende Leistung maximal überhöht und folglich die Leistung des verdoppelten Lichts maximiert. Dies geschieht über das sogenannte Hänsch-Couillaud-Lock-Verfahren[141], bei dem durch die Auskopplung bzw. Reflexion des Pumpstrahls am Einkoppelspiegel des Resonators ein dispersives Fehlersignal erzeugt wird, dessen Flanke durch die Finesse des Resonators bestimmt wird. Das

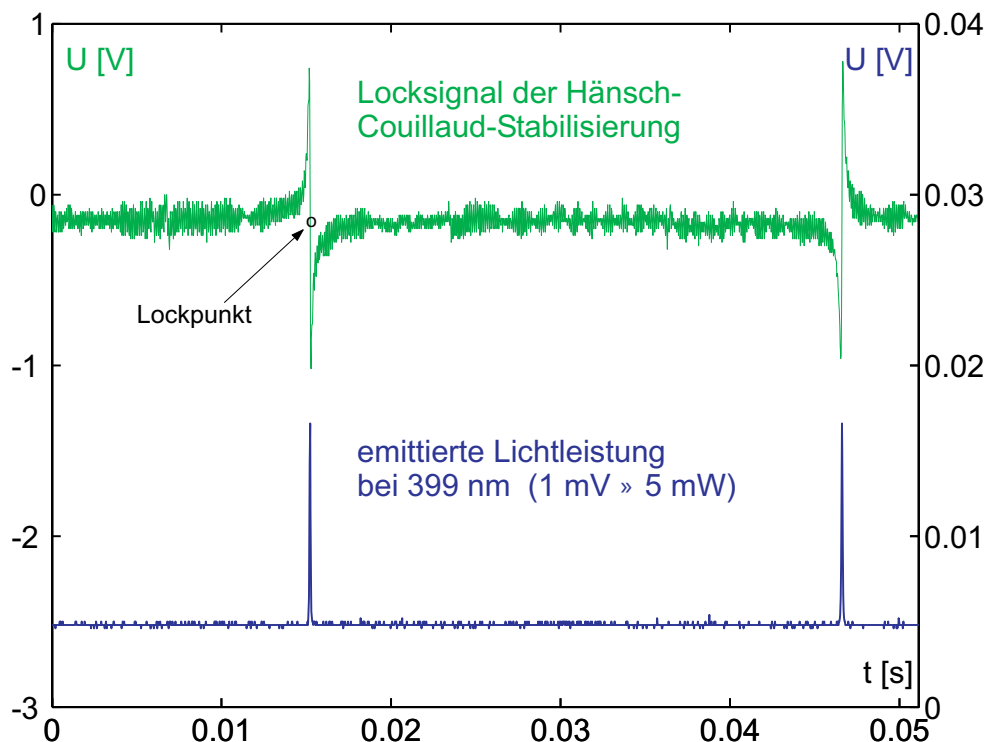


Abbildung 3.34: Hänsch-Couillaud-Stabilisierungssignal und emittierte Lichtleistung über der Resonatorlänge aufgetragen.

Stabilisierungssignal ist in Abbildung 3.34 zu sehen. Dieses wird auf einen Piezo-Aktuator an Spiegel 2 (siehe Abbildung 3.29) gegeben, um die Gesamtlänge des Resonators zu regeln.

Die Details zum Hänsch-Couillaud-Lock-Verfahren sind in [141] erklärt.

Frequenzstabilisierung

Zur Stabilisierung der Frequenz des 399 nm-Lichts wird einer der beiden Seitenreflexe des Frequenzverdopplungsresonators zur Spektroskopie an einem Ytterbium-Atomstrahl benutzt. Hierzu wird der Strahl in die in Abbildung 3.35 dargestellte Spektroskopiezelle eingestrahlt. Die Zelle besteht aus einem Vakuumkreuz mit Ytterbiumreservoir, welches durch zwei Blenden von der eigentlichen Kammer getrennt ist. Die beiden Blenden mit einem Durchmesser von jeweils 7 mm im gegenseitigen Abstand von 120 mm erzeugen hierbei einen Strahl mit einem Divergenzwinkel $\Theta \approx 0,06$ was bei einer Ofentemperatur von 500 °C, einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = \sqrt{9\pi k_B T / 8M} \approx 360$ m/s entspricht, zu einer mittleren Transversalgeschwindigkeit von $\bar{v}_{trans} \approx 21$ m/s führt. Die transversale Dopplerbreite ist somit auf $\Delta\nu = 2\sqrt{\ln 2} \cdot k \cdot v_{trans} / 2\pi \approx 88$ MHz reduziert worden. Das Fluoreszenzlicht der Ytterbiumatome wird mit einer orthogonal zum Atomstrahl und Laserstrahl ausgerichteten Photodiode detektiert, wie es auch in Abbildung 3.35 illustriert ist. Ein solches Signal in Abhängigkeit der Laserfrequenz ist in Abbildung 3.36 dargestellt. Die Flanken der Resonanzlinien der verschiedenen Isotope dieses Spektrums können als Stabilisierungssignal verwendet werden, indem der Referenzresonator des Titan-Saphir-Lasers und damit auch das frequenzverdoppelte Licht auf die Flanke stabilisiert wird.

Strahlführung

Ausgehend von dem Frequenzverdopplungsresonator wird der zunächst elliptische Strahl mit Hilfe von Zylinderlinsen in einen näherungsweise runden Strahl umgeformt, bevor er in zwei Teile aufgespalten wird. Hierbei ist ein Teil für den Zeemanslower und ein Teil für die magneto-optische Falle bestimmt.

Der Zeemanslowerstrahl wird mit Hilfe eines double-pass AOMs um 648 MHz in der Frequenz verschoben, um die nötige Resonanzbedingung zum Abbremsen der Atome zu erfüllen. Danach wird er aufgeweitet und in den Zeemanslower eingestrahlt.

Der MOT-Laserstrahl wird mit Hilfe eines 105 MHz single-pass AOMs, der zum schnellen Schalten des Strahls eingebaut wurde, in der Frequenz verschoben, bevor er auf einen Durchmesser von ca. 10 mm aufgeweitet und in drei Teilstrahlen aufgespalten wird. Diese drei Teilstrahlen werden für die in einer retro-reflektierten

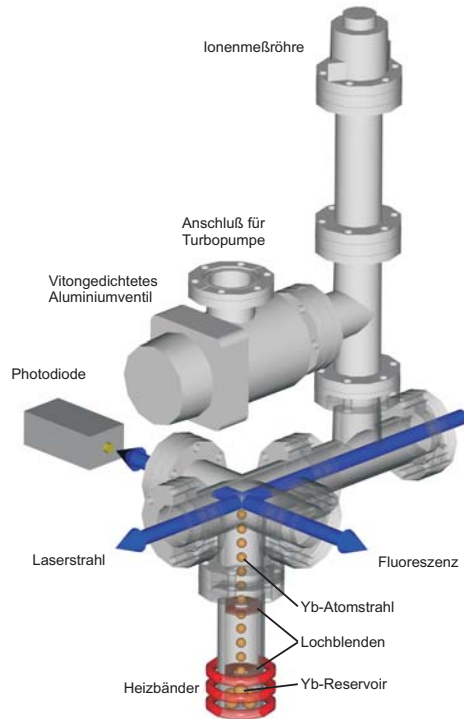


Abbildung 3.35: Konstruktionszeichnung der Yb-Spektroskopiezelle, bestehend aus einem Vakuumkreuz mit daran anschließendem Ytterbiumreservoir. Zusätzlich ist in diese kleine Vakuumkammer eine Ionenmessröhre zur Überwachung des Druckes und ein Ventil zum Anschluss einer Pumpe integriert.

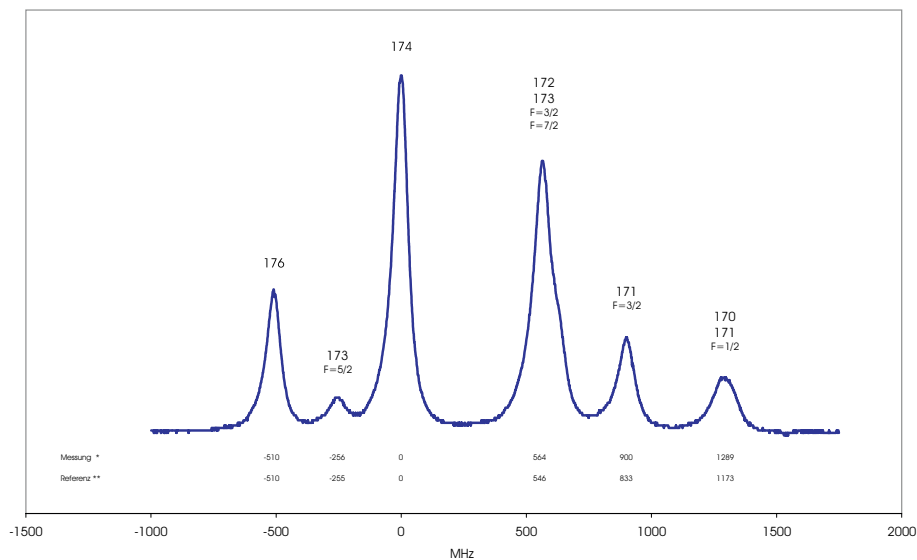


Abbildung 3.36: Fluoreszenzspektrum von Ytterbium. Die Linien können wie angegeben den verschiedenen stabilen Isotopen zugeordnet werden. Anhand des Peak-Abstandes zwischen ^{176}Yb und ^{174}Yb von 510 MHz wurden die restlichen Frequenzabstände der gemessenen Spektroskopiekurve rechnerisch bestimmt und mit der Literaturreferenz [142] verglichen.

Anordnung konzipierten MOT verwendet. Hierbei besitzt der axiale Strahl eine Leistung von 2,8 mW und die radialen Strahlen jeweils eine Leistung von 10 mW.

Lasersystem für die MOT auf dem Interkombinationsübergang

Um den schmalen Interkombinationsübergang $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$ zur Erzeugung einer Ytterbium-MOT zu verwenden, benötigt man einen schmalen Laser bei 556 nm.

Die Quelle des 556 nm-Lichts ist ein durch einen frequenzverdoppelten Festkörperlaser bei 532 nm gepumpter Farbstofflaser (Tekhnoscan Ametist-SF-07), der bei einer Pumpleistung von 2,5 W mit dem Farbstoff Rhodamin 110 eine Ausgangsleistung von ca. 30 mW bei 556 nm aufweist.

Dieser Farbstofflaser wird auf einen Referenzresonator stabilisiert, der wiederum indirekt über einer Master-Slave-Diodenlaseranordnung an eine Rubidium Spektrallinie gekoppelt ist. Eine schematische Skizze dazu ist in Abbildung 3.37 dargestellt. Hierbei wird der Resonator an die Hauptmode eines Slave-Lasers gehängt, wobei der Slave-Laser selbst über ein variables aufmoduliertes Seitenband an einen gitterstabilisierten Masterlaser gekoppelt ist. Die Details hierzu können in der Diplomarbeit von Nils Nemitz[143] nachgelesen werden.

Dieses Lasersystem ist voll funktionstüchtig und einsatzbereit, wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit noch nicht für den Betrieb als Kühllaser eingerichtet und getestet. Somit wird auf weitere Ausführungen zu diesem Lasersystem hier verzichtet.

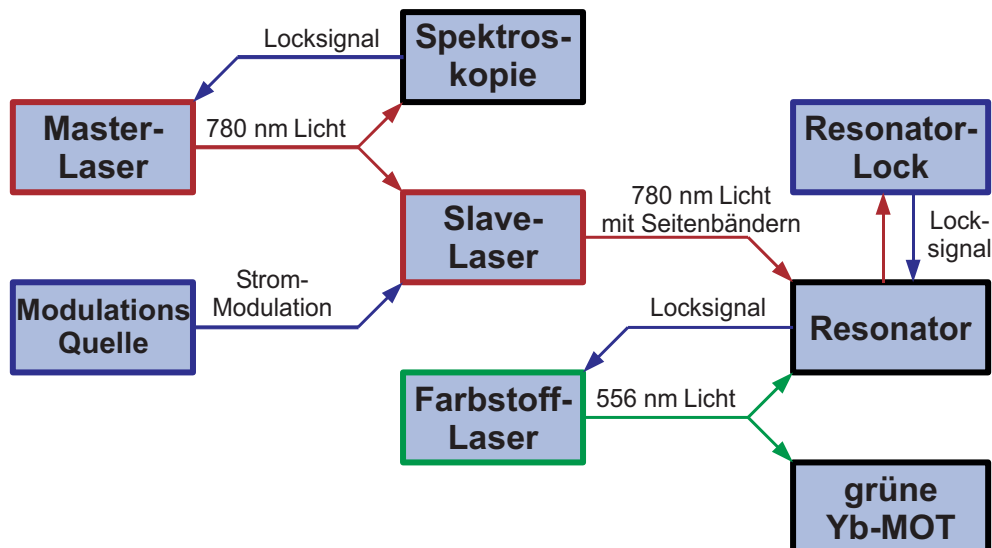


Abbildung 3.37: Organigramm des Farbstofflaseraufbaus zur Verdeutlichung der Funktionsweise des Stabilisierung

3.6 Optische Dipolfalle

Im Vergleich zu den Rubidiumatomen können die Ytterbiumatome aufgrund ihres diamagnetischen Grundzustandes, also aufgrund des Fehlens eines magnetischen Moments im Grundzustand, nicht in einer Magnetfalle gefangen werden. Deshalb bietet sich als alternative konservative Fallenart eine optische Dipolfalle an, die in Abschnitt 2.2.3 bereits theoretisch eingeführt wurde.

Um zu gewährleisten, dass nur die Ytterbiumatome, nicht aber die Rubidiumatome in dieser optischen Dipolfalle gefangen werden, wird diese als bichromatische Falle angelegt, wobei sich für das Ytterbiumatom die beiden Fallenpotenziale addieren, und ein resultierendes attraktives Potenzial ergeben, wohingegen sich für Rubidium die beiden Potenziale im Kammerzentrum aufheben. Dies wird erreicht durch einen Fallenlaser bei 532 nm und einen bei 1064 nm.

Für Ytterbium bilden beide aufgrund ihrer Rotverstimmung gegenüber dem starken 399 nm-Übergang ein attraktives Fallenpotenzial aus. Die Übergangswellenlänge von Rubidium bei 780 nm liegt jedoch zwischen den beiden Fallenlaser-Wellenlängen, so dass sich sowohl ein attraktives als auch ein repulsives Potenzial ergibt. Durch geeigneten Abgleich der beiden Leistungen der Fallenlaser läßt sich somit das Potenzial für Rubidium zu Null abgleichen, wie in Abbildung 3.38 angedeutet. In Appendix C sind ausführliche Rechnungen dazu ausgeführt.

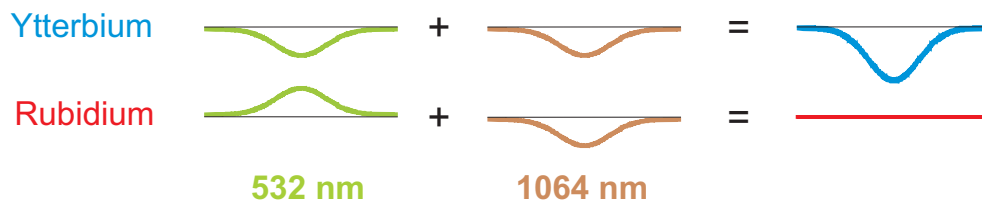


Abbildung 3.38: Bichromatische optische Dipolfalle für Ytterbium und Rubidium. Beide Fallenlaser bilden aufgrund ihrer Rotverstimmung für Ytterbium ein attraktives Potenzial und addieren sich somit konstruktiv. Für Rubidium ist die eine Laserfrequenz rot- und die andere blauverstimmt, so dass sich die Potenziale im Idealfall auslöschen.

Dieses Lasersystem, bestehend aus einem Faserlaser mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einem Teil des vorhandenen Verdi-V10 mit einer Wellenlänge von 532 nm, wurde bereits aufgebaut. Die Implementierung dieses Systems als optische Dipolfalle wurde im Rahmen dieser Arbeit noch nicht vorgenommen, steht jedoch als nächster Schritt an.

3.7 Abbildungssystem

Zur Detektion und Abbildung kalter Atome sowohl in der magneto-optischen Falle, als auch in der Magnetfalle, sind sowohl Photodetektoren zur Messung von Fluoreszenzsignalen, als auch eine CCD-Kamera zur Fluoreszenz- oder Absorptionsabbildung der Atomwolke an der Apparatur angebracht. Hierbei ist zu Beachten, dass beide Methoden der Signalaufnahme jeweils ihre individuellen Vor- und Nachteile aufweisen. Mit einer Photodiode ist es möglich ein Signal zeitaufgelöst aufzunehmen, jedoch besteht dieses Signal nur aus einer Gesamtleistung des detektierten Lichts, wohingegen eine CCD-Kamera ein orts aufgelöstes Signal des abgebildeten Objekts aufnehmen kann. Die ist jedoch aufgrund der großen Datenmengen nicht zeitaufgelöst realisierbar. Somit ermöglicht ein kombiniertes System aus Photodetektoren und CCD-Kameras die Kombination aus zeit- und orts aufgelöster Detektion.

3.7.1 Abbildungssystem für zeitaufgelöste Messungen

An beiden horizontalen Sichtfenstern der Vakuumkammer befindet sich jeweils ein Photodetektor mit einem Rot- bzw. einem Blaufilter zur Detektion der Fluoreszenz von Rubidiumatomen bei 780 nm bzw. Ytterbiumatomen bei 399 nm. Um die Photodiodensignale quantitativ auswerten zu können, wurden beide Dioden mit Hilfe eines Laserstrahls kalibriert. Es ergab sich jeweils ein linearer Zusammenhang zwischen detektierter Lichtleistung P_{det} und Photodiodenspannung U gemäß

$$U_{Rb} = 0,48718 \text{ V}/\mu\text{W} \cdot P_{det} + A \quad (3.12)$$

für die Rubidium-Photodiode, bzw.

$$U_{Yb} = 0,02291 \text{ V}/\text{nW} \cdot P_{det} + A \quad (3.13)$$

für die Ytterbium-Photodiode. Die Konstante A ist hierbei ein Offsetwert, der vom Hintergrundlicht und elektronischen Abweichungen abhängt und gegebenenfalls je Messung neu bestimmt werden muss.

Die Atomwolke im Zentrum der Vakuumkammer wird mit Hilfe einer Linse auf die Photodiode verkleinert und komplett abgebildet. Somit detektiert die Photodiode jedoch nur denjenigen Anteil des emittierten Lichts, welcher in den Raumwinkel der Abbildungslinse fällt. Dieser berechnet sich aus dem dem Radius r der Linse und dem Abstand d der Linse zum Ort der Atome gemäß:

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} \quad . \quad (3.14)$$

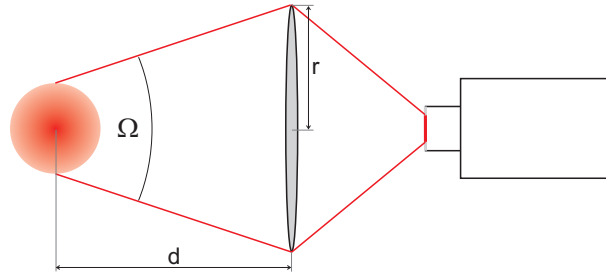


Abbildung 3.39: Abbildung einer Atomwolke mit Hilfe einer Abbildungslinse auf eine Photodiode

Da der komplette Raumwinkel über $\Omega_{total} = 4\pi$ normiert ist, entspricht der detektierte Anteil des Lichts $\Omega/4\pi$. Diese Abbildungslinse ist im Fall des Rubidiumsystems eine $f = 75$ mm Linse mit Durchmesser $2r = 1,5''$ im Abstand $d = 23$ cm von der Kammermitte, und im Fall des Ytterbiumsystems eine Linse mit Durchmesser $2r = 1''$ im Abstand $d = 227$ mm von der Kammermitte.

Desweiteren müssen noch die Verluste an den Fenstern der Vakuumkammer, der Linse und einem zur Wellenlängen-selektiven Detektion angebrachten Farbfilter berücksichtigt werden, die die detektierte Leistung mindern. Somit erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der detektierten Leistung P_{det} und der Gesamtleistung P :

$$P_{det} = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot T_{Fenster} \cdot T_{Linse} \cdot T_{Filter} \cdot P \quad . \quad (3.15)$$

Hier ist $T_{Fenster}$, T_{Linse} und T_{Filter} die Transmission des Vakuumkammerfensters, der Linse und des Farbfilters.

3.7.2 Abbildungssystem für orts aufgelöste Messungen

Zur orts aufgelösten Detektion wird eine CCD-Kamera vom Typ Sony XC-55 verwendet²², die über das obere vertikale Fenster der Vakuumkammer die kalten Atome beobachtet.

Hierzu wurde ein Abbildungssystem, bestehend aus drei Linsen, aufgebaut, welches die Ebene der Kammermitte auf den CCD-Chip abbildet. Dieses Linsensystem ist in Abbildung 3.40 dargestellt.

Hierbei befindet sich die erste Linse mit $f = 250$ mm im Abstand von 250 mm von der Kammermitte und bildet somit die Atome ins "Unendliche" ab. Die weiteren Linsen mit einer Brennweite von $f = 500$ mm und $f = 75$ mm im gegenseitigen Abstand

²²659 x 485 Pixel bei einer Pixelgröße von $7,4 \mu\text{m} \times 7,4 \mu\text{m}$

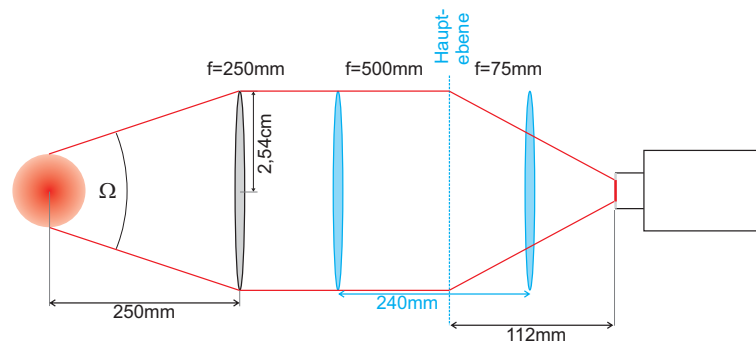


Abbildung 3.40: Abbildung einer Atomwolke mit Hilfe eines Linsensystems auf eine CCD-Kamera. Die beiden blau markierten Linsen im gegenseitigen Abstand bilden ein Linsensystem der effektiven Brennweite von 111 mm.

von 240 mm bilden eine effektive Brennweite von $f = 112$ mm. Diese bilden den kollimierten Strahl auf die CCD-Kamera ab. Die Vergrößerung $V = b/g = B/G$ mit der Bildweite b , der Gegenstandsweite g , der Bildgröße B und der Gegenstandsgröße G erreicht hier einen theoretischen Wert von $V = 0,45$. Dies ist nötig, um die gesamte magneto-optische Falle auf den kleinen CCD-Chip abbilden zu können. Somit erhält man einen Abbildungsmaßstab von $16,5 \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Dieser theoretische Wert wurde mit einer Messung, bei der ein Laserstrahl wohldefinierter Größe mit diesem Abbildungssystem auf die Kamera abgebildet wurde, verglichen. Hierbei ergaben sich für die horizontale bzw. vertikale Achse der Kamera Werte von $18,5 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ bzw. $18,7 \mu\text{m}/\text{Pixel}$, was im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut mit dem berechneten Wert übereinstimmt.

Um aus dem Signal der CCD-Kamera auch die gesamte Fluoreszenzleistung und damit die Atomzahl berechnen zu können, wurde eine Leistungskalibration der Kamera durchgeführt. Hierzu wurde für verschiedene Belichtungszeiten sowohl für 399 nm-Licht, als auch für 780 nm-Licht mit einer genau festgelegten Laserleistung auf die Kamera eingestrahlt und die dabei ausgelösten Bildpunkte detektiert. Aus diesen Werten und der genau bekannten Laserleistung lässt sich auf die Effizienz der Kamera zurückrechnen. Es ergeben sich Werte von $1,8 \cdot 10^{-16} \text{Ws}/\text{pixel}$ für 780 nm bzw. $8,6 \cdot 10^{-18} \text{Ws}/\text{Pixel}$ für 399 nm.

Desweiteren wurde die kameraspezifische Belichtungszeitvariable kalibriert, um die Belichtungszeit definiert einstellen zu können.

3.8 Messtechniken

3.8.1 MOT-Dynamik

Um die dynamischen Prozesse einer magneto-optischen Falle, also das Ladeverhalten und den Zerfall einer MOT zu messen, bietet es sich an, mit Hilfe von Photodetektoren zeitaufgelöst das Fluoreszenzsignal der MOT zu messen, um daraus die Atomzahl zu bestimmen.

Atomzahlbestimmung

Hierbei ist die Atomzahl N und die emittierte Lichtleistung P über

$$N = \frac{P}{\gamma_p \hbar \omega} \quad (3.16)$$

verknüpft. Hier ist ω die Kreisfrequenz des emittierten Lichts und γ_p die Streurrate, die gemäß (2.2) von der Intensität I und der Verstimmung δ_0 der MOT-Strahlen abhängt.

Unter Berücksichtigung der Geometrie des Abbildungssystems und der Verluste an optischen Komponenten, die in Gleichung (3.15) aufgeführt sind, erhält man die folgende Abhängigkeit der Atomzahl von der detektierten Leistung P_{det}

$$N = \frac{P}{\gamma_p \hbar \omega} = \frac{4\pi}{\Omega \cdot T_{Fenster} \cdot T_{Linse} \cdot T_{Filter} \cdot \gamma_p \cdot \hbar \omega} \cdot P_{det} \quad , \quad (3.17)$$

die über die Kalibrationsgleichungen 3.12 und 3.13 direkt mit dem Photodiodensignal zusammenhängt. Für die Rubidiumatome in der MOT erhält man mit einem Raumwinkel $\Omega = 1,71 \cdot 10^{-3}$ und einer gesamten Transmission der optischen Elemente von $T = 0,77$ folgenden Zusammenhang zwischen Atomzahl und Photodiodespannung:

$$N_{at} = 1,34 \cdot 10^9 \cdot U[V] \quad . \quad (3.18)$$

Für die Ytterbium-MOT ergibt sich aus einem Raumwinkel von $\Omega = 9,83 \cdot 10^{-3}$ und einer Transmission von $T = 0,9$ ein Zusammenhang von

$$N = 7,6 \cdot 10^6 \cdot U[V] \quad . \quad (3.19)$$

Lade- und Zerfalldynamik

Um nun eine Ladekurve, wie in Abbildung 3.41 zu sehen ist, aufzunehmen, werden zum Zeitpunkt $t = 0$ die MOT- und Zeemanslowerstrahlen, sowie der Atomstrahl aus dem Ofen eingeschaltet. Man erhält ein mit der Laderate R_L als initiale Steigung

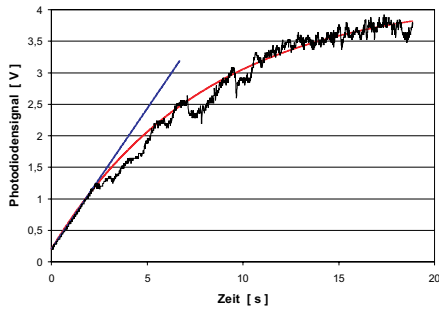


Abbildung 3.41: Ladekurve einer magneto-optischen Falle mit Rubidiumatomen (schwarz), exponentielle Fitfunktion (rot) gemäß Gleichung 2.24 und Laderate R_L (blau).

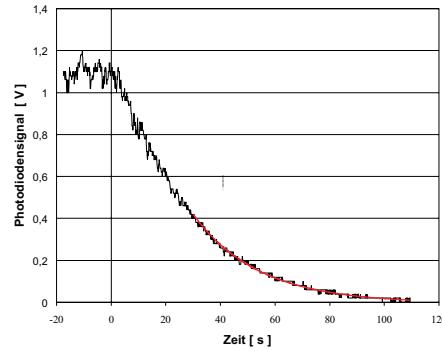


Abbildung 3.42: Zerfallskurve einer magneto-optischen Falle mit Rubidiumatomen nach dem Abschalten von Atomstrahl und Zeemanslower-Strahl. Die Zerfallsrate Γ_L kann durch Anpassung der Fitfunktion (rot) aus Gleichung (2.27) bestimmt werden.

zunehmendes Signal, welches eine Sättigung, bei der maximal erreichbaren Atomzahl aufweist. Die theoretische Beschreibung einer magneto-optischen Falle wurde bereits in Kapitel 2.2.1 behandelt.

Um den Zerfall zu detektieren, wird der Zeemanslowerstrahl und der Atomstrahl unterbrochen und somit die magneto-optische Falle sich selbst überlassen. Dies ist in Abbildung 3.42 illustriert. Die mathematische Beschreibung hierzu ist in Gleichung (2.26) gegeben und beinhaltet sowohl Zwei-Körper- als auch Ein-Körper-Verluste. Aus einer Anpassung der theoretischen Kurve an die Messdaten können somit sowohl die Einkörperverlustkonstante Γ_L als auch die Zweikörperverlustkonstante β bestimmt werden.

3.8.2 MOT-Temperatur

Zur Bestimmung der Temperatur T einer magneto-optischen Falle wird die Falle abgeschaltet und die anschließende Expansion der Atomwolke betrachtet, die näherungsweise als gaußförmig gemäß

$$n = n_0 e^{-(\sum_i x_i^2 / 2\sigma_i^2)} \quad (3.20)$$

angenommen wird. Hierbei entwickelt sich die Breite der Gaußverteilung entlang der i-Achse $\sigma_i(t)$ gemäß

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T}{M} \cdot t^2} \quad (3.21)$$

in Abhängigkeit der Flugzeit t, so dass die Temperatur der Wolke aus der Expansion gemäß

$$k_B T_i = M \frac{\sigma_i^2 - \sigma_{i,0}^2}{t^2} \quad (3.22)$$

bestimmt werden kann. Die anfängliche Breite wird hier durch $\sigma_{i,0}$ dargestellt. Zur Detektion dieser Expansion bieten sich zwei Methoden an, die Release-Recapture-Methode und die Time-of-Flight-Methode(TOF).

Release-Recapture-Methode

Bei der Release-Recapture-Methode wird, wie im vorigen Abschnitt erläutert, die Falle deaktiviert, was zu einer ballistischen Expansion der Wolke führt. Nach einer wohldefinierten Flugzeit t wird die Falle wieder angeschaltet. Man fängt somit alle Atome wieder ein, die sich jetzt im Einfangbereich der Falle befinden. Der Anteil der einfangbaren Atome nimmt mit zunehmender Flugzeit natürlich ab und ist umso geringer, desto höher die Temperatur ist. Die Anzahl der wieder eingefangenen Atome kann nun durch die Detektion eines Fluoreszenzsignals auf einer Photodiode ermittelt werden. Aus einer Messsequenz, bei der die Zeit zwischen ab- und wieder anschalten variiert wird, erhält man die Temperatur über die Anpassung folgender Funktion an die Messdaten[76]

$$\eta = \frac{1}{2} \left[\Phi \left(\frac{\sqrt{2}r}{2\sqrt{\sigma_\rho^2 + t^2 (k_B T/M)}} \right) \right]^2 \Phi \left(\frac{\sqrt{2}(t^2 g + 2r)}{4\sqrt{\sigma_\rho^2 + t^2 (k_B T/M)}} \right) - \frac{1}{2} \left[\Phi \left(\frac{\sqrt{2}r}{2\sqrt{\sigma_\rho^2 + t^2 (k_B T/M)}} \right) \right]^2 \Phi \left(\frac{\sqrt{2}(t^2 g - 2r)}{4\sqrt{\sigma_\rho^2 + t^2 (k_B T/M)}} \right) \quad (3.23)$$

wobei η der relative Anteil der wieder eingefangenen Atome und $\Phi(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ das Gaußsche Fehlerintegral ist[144]. Hier ist r der Einfangradius, der zur Berechnung der Temperatur vorgegeben werden muss. σ_ρ ist die initiale Gaußbreite der MOT. Eine Exemplarische Messkurve ist in den Abbildungen 3.43 und 3.44 dargestellt.

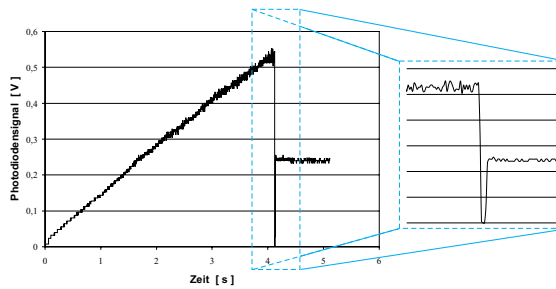


Abbildung 3.43: Release-Recapture-Signal, mit Ausschnittsvergrößerung des für die Messung der Temperatur relevanten Zeitabschnitts.

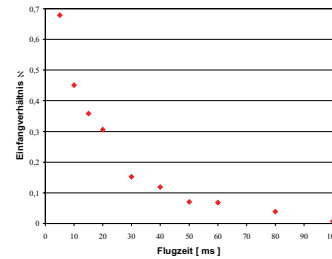


Abbildung 3.44: Diagramm der Messpunkte einer Release-Recapture-Serie. Das Verhältnis aus wiedereingefangenen Atomen zur Gesamtatomzahl ist über der Flugzeit aufgetragen.

Time-of-Flight-Methode

Bei der Time-of-Flight-Methode (TOF) wird die Falle ebenfalls ausgeschaltet. Zur Detektion wird hier jedoch direkt die expandierte Atomwolke nach wohldefinierten Flugzeiten mit der in Abschnitt 3.7.2 beschriebenen CCD-Kamera aufgenommen und aus den orts aufgelösten Bildern die Größe der Wolke bestimmt. Somit lässt sich aus Gleichung (3.21) direkt die Temperatur anhand der bestimmten Größen errechnen.

3.8.3 Atomzahl- und Dichtemessung magnetisch gefangener Atome

Zur Bestimmung von Atomzahl und Dichte magnetisch gefangener Atome bieten sich abhängig von der Atomsorte, der Atomzahl und der Größe der Wolke eine Vielzahl verschiedener Detektionsmöglichkeiten an. Diese lassen sich in 3 Kategorien unterteilen, die Fluoreszenzabbildung, die Absorptionsabbildung und die ‐Wiedereinfangmethode‐.

Fluoreszenzabbildung

Bei der Fluoreszenzabbildung wird die Atomwolke mit resonantem Licht der Intensität I bestrahlt, so dass man gemäß Gleichung (2.2) eine Streurrate $\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1+I/I_s}$

erhält. Aus dieser Streurate und Gleichung (3.16) bzw. (3.17), sowie den Kalibrationen aus Gleichung (3.12) und (3.13) lässt sich die Atomzahl ermitteln.

Absorptionsabbildung

Der grundlegende Mechanismus der Absorptionsabbildung lässt sich auf das Lambert-Beersche Absorptionsgesetz zurückführen. Strahlt man mit einem resonanten Lichtstrahl auf ein Medium (in diesem Fall auf eine Atomwolke) ein, so wird abhängig von der Dicke (bzw. optischen Dichte), des Mediums ein Teil des Lichts absorbiert²³. Der transmittierte Anteil des Lichts verhält sich gemäß

$$I_{trans} = I_0 \cdot e^{-OD} \quad . \quad (3.24)$$

Die optische Dichte wiederum ist eine Funktion der Dichteverteilung der Atome gemäß

$$OD(x, y) = \sigma_0 \int n(x, y, z) dz \quad , \quad (3.25)$$

wobei die Beobachtungsrichtung die z-Achse ist, so dass über diese integriert werden muss. σ_0 ist der resonante Absorptionsquerschnitt, mit $\sigma_0 = 3\lambda^3/2\pi[80]$. Um diese Größe zu messen und daraus die Dichteverteilung der Wolke zu berechnen, werden drei Bilder genommen. Das erste besteht aus der reinen Absorptionsaufnahme der Wolke. Die zugehörige Intensitätsverteilung ist demnach

$$I_1(x, y) = I_0(x, y)e^{-OD(x, y)} + I_3(x, y) \quad , \quad (3.26)$$

wobei $I_0(x, y)$ die Intensitätsverteilung des Abbildungslasers ist und $I_3(x, y)$ eine nicht zu verhindernde auf die CCD-Kamera treffende Hintergrundintensität darstellt. Das zweite Bild wird mit eingeschaltetem Abbildungslaser, aber ohne Atome aufgenommen und hat eine Intensitätsverteilung von

$$I_2(x, y) = I_0(x, y) + I_3(x, y) \quad . \quad (3.27)$$

Zuletzt wird noch die Hintergrundintensität $I_3(x, y)$ separat bei komplett ausgeschalteten Laserstrahlen aufgenommen. Aus den Gleichungen (3.26) und (3.27), sowie der gemessenen Intensität $I_3(x, y)$ erhält man für die optische Dichte folgenden Ausdruck:

$$OD(x, y) = -\ln \frac{I_1(x, y) - I_3(x, y)}{I_2(x, y) - I_3(x, y)} \quad , \quad (3.28)$$

der nur von den gemessenen Intensitätsverteilungen abhängt.

²³Natürlich wird auch ein nicht-resonanter Lichtstrahl in einem Medium absorbiert. Jedoch wird dabei der Absorptionsquerschnitt abhängig von der Verstimmung des Lichts gegenüber dem atomaren Übergang vermindert und führt somit zu einem verminderten Signal. Deshalb wird hier nur die resonante Absorption betrachtet.

Wiedereinfangmethode

Sollte es aufgrund geringer Atomzahl oder Dichte nicht möglich sein magnetisch gefangene Atome direkt mit den oben genannten Methoden zu detektieren, kann man die Magnetfalle deaktivieren und die Atome wieder in einer magneto-optischen Falle einfangen. Hierin ist es ohne Probleme möglich über die Fluoreszenz der MOT die Atomzahl zu bestimmen (siehe Gleichung (3.17)). Im Falle des Rubidiums ist es ohne weiteres möglich diese Methode anzuwenden.

Die magnetisch gefangenen Ytterbiumatome im metastabilen Zustand (siehe Abschnitt 4.3) müssen zunächst in ihren Grundzustand überführt werden, um in eine MOT geladen werden zu können. Hierzu wird ein Laser bei 770 nm benötigt, der die Atome in den höhergelegenen 3S_1 -Zustand pumpt, von wo aus die Atome über den 3P_1 -Zustand in den Grundzustand fallen. Zur Erzeugung dieses Laserstrahls bei 770 nm wird ein in Littrow-Konfiguration aufgebauter gitterstabilisierter Diodenlaser verwendet. Dieser wird mit einem AOM geschaltet, und durch eines der horizontalen Fenster in die Vakuumkammer eingestrahlt. Dieser Pumpmechanismus ist im Detail in Appendix B quantitativ behandelt und erläutert die Gründe für eine maximale Umladeeffizienz von 74% für das Umladen der Ytterbiumatome vom metastabilen 3P_2 - ins Grundniveau. Details hierzu können in der Diplomarbeit von Fatih Ünlü[145] nachgelesen werden.

3.8.4 Detektion eines BECs

Die meisten relevanten Parameter, die für die Charakterisierung eines BEC wichtig sind, können aus dessen Größe und Expansionsverhalten extrahiert werden. Hierbei bedient man sich der zuvor besprochenen Methode der Absorptionsabbildung, sowohl in der Falle selbst, als auch nach einer bestimmten Flugzeit (siehe "Time-of-Flight-Methode" in 3.8.2).

Größenbestimmung

Die Bestimmung der Größe eines BEC erfolgt über die Anpassung einer Parabel an die Dichteverteilung des BEC. Hieraus kann der Thomas-Fermi-Radius (siehe Abschnitt 2.4.1) ermittelt werden. Wie man in Abbildung 3.45 erkennen kann, muss jedoch zunächst der thermische Untergrund aus dem Bild extrahiert werden, in dem an die thermische Wolke eine Gaußfunktion angepasst wird.

BEC-Parameter

Aus den Time-of-Flight Bildern die einen Thomas-Fermi-Radius R_{TF} liefern, lässt sich die Release-Energie pro Teilchen E_{rel}/N und das chemische Potenzial μ_{chem} bestimmen[91, 88]:

$$\frac{E_{rel}}{N} = \frac{1}{7} \cdot M \cdot \frac{R_{TF}^2}{t^2} \quad , \quad (3.29)$$

$$\mu_{chem} = \frac{7}{2} \cdot \frac{E_{rel}}{N} \quad . \quad (3.30)$$

Hierbei ist t die Flugzeit bei der TOF-Messung und M die Masse eines Atoms. Die hieraus resultierende maximale Dichte n_0 des Kondensates genügt folgendem Zusammenhang:

$$n_0 = \frac{M\mu_{chem}}{4\pi\hbar^2 a} \quad , \quad (3.31)$$

mit der s-Wellen-Streulänge a . Aus diesen hier aufgeführten Größen kann zunächst die Atomzahl N bestimmt werden:

$$N = \frac{(2\mu_{chem})^{5/2}}{15\hbar^2\sqrt{M}a\omega^3} \quad , \quad (3.32)$$

mit einer mittleren Fallenfrequenz $\omega = \sqrt[3]{\omega_\rho^2\omega_z}$. Die Thomas-Fermi-Radii des BECs in der Falle selbst hängen hierbei wie folgt vom chemischen Potenzial ab:

$$R_{\rho,z} = \sqrt{\frac{2\mu_{chem}}{M\omega_{\rho,z}}} \quad . \quad (3.33)$$

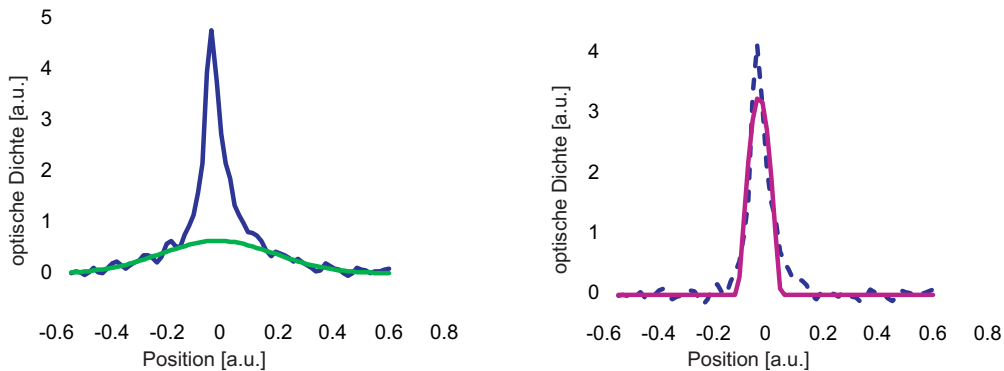


Abbildung 3.45: links: Anpassung einer Gaußfunktion an den thermischen Untergrund der bimodalen Verteilung aus thermischer Wolke und BEC.

rechts: Anpassung einer Thomas-Fermi-Parabel an das BEC.

Die Temperatur selbst wird natürlich aus der Expansion der TOF-Bilder ermittelt. Hierbei ist die Expansion des thermischen Anteils der Wolke ausschlaggebend. Da im Zentrum der Wolke jedoch sowohl Kondensatatomene als auch thermische Atome vorhanden sind, wird für die Temperaturbestimmung nur der äußere Bereich der Wolke, der nur aus thermischen Atomen besteht, verwendet. Hierzu wird die Breite der Wolke durch den Fit einer Gaußfunktion an diese thermischen Außenbereiche der Wolke bestimmt.

Sämtliche in diesem Abschnitt angesprochenen Größen sind in [88] ausführlich hergeleitet und beschrieben, so dass an dieser Stelle nicht näher auf diese Größen eingegangen wird.

3.9 Kontrolle des Experiments

Die Ansteuerung des Experiments teilt sich in zwei grundlegende Komponenten auf.

Einerseits die digitale Ansteuerung von Bauteilen, die diskret geschaltet werden müssen, wie z.B. akusto-optische Modulatoren, Stahlshutter, IGBTs und MOSFETs zum An- und Abschalten der Magnetfallen- und Zeemanslowerströme. Andererseits die analoge Ansteuerung stetig veränderbarer Parameter, wie z.B. Spulenströme und Laserintensitäten, sowie -frequenzen.

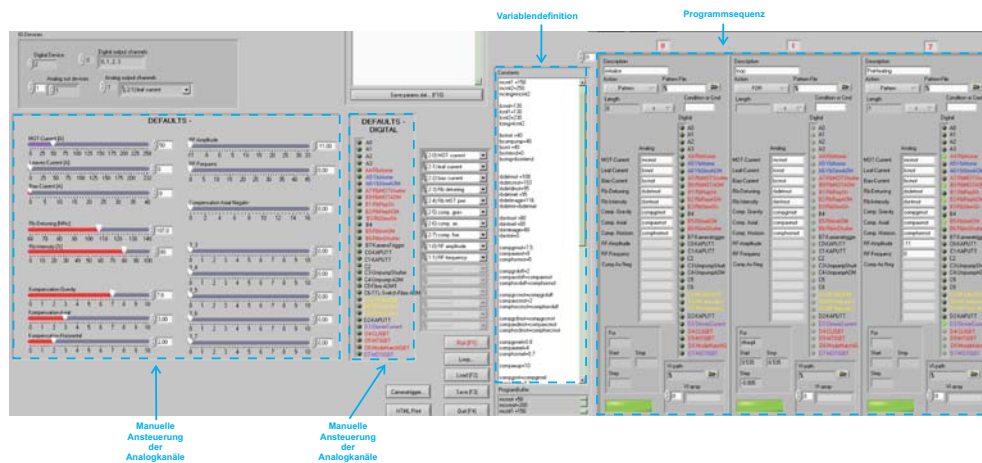


Abbildung 3.46: Abbildung der Benutzeroberfläche der verwendeten Steuerprogramms für Analog- und Digitalkanäle.

Hierzu werden eine digitale 32-Kanal I/O-Karte(National Instruments PCI-DIO-32HS) und zwei analoge 8-Kanal Output-Karten(National Instruments PCI-6713) verwendet. Diese Karten werden mit der in Abbildung 3.46 gezeigten Labview-

Steuerungsumgebung angesteuert. Diese erlaubt sowohl das manuelle Schalten bzw. Ändern der Parameter, als auch die Programmierung von Steuersequenzen aus Digital- und Analogsignalen mit einer Zeitaufösung von $10\ \mu\text{s}$.

Kapitel 4

Ergebnisse

Das folgende Kapitel behandelt die wissenschaftlichen Ergebnisse, die mit der in Kapitel 3 vorgestellten Apparatur erzielt wurden. Zunächst wird die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Rubidiumatomen diskutiert. Aus einer magneto-optischen Falle mit $> 10^9$ Atomen wird eine Magnetfalle geladen, die bis zur Quantenentartung im Bereich einiger 100 nK abgekühlt wird und ein BEC mit bis zu 10^6 Atomen erzeugt.

Die zweite Atomsorte, Ytterbium, wurde zunächst in einer magneto-optischen Falle gefangen und hierbei abgekühlt. Durch den Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung wurden erstmals die fermionischen Isotope ^{171}Yb und ^{173}Yb in einer magneto-optischen Falle unter das Dopplerlimit gekühlt. Die erreichten Temperaturen zwischen $10\ \mu\text{K}$ und $250\ \mu\text{K}$ lagen signifikant unter dem Dopplerlimit von $672\ \mu\text{K}$.

Darüberhinaus wurden erstmalig Ytterbiumatome im metastabilen 3P_2 -Zustand magnetisch in einer Quadrupolfalle gefangen. Hierbei wurden aus einer MOT mit einigen 10^7 Atomen bis zu $4 \cdot 10^5$ Atome in die Magnetfalle geladen. Dies bildet neben der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen optischen Dipolfalle eine weitere Möglichkeit Ytterbiumatome in einer konservativen Falle zu fangen. Mit diesem System ist es möglich entweder direkt mit den in der Magnetfalle gefangenen Atomen zu arbeiten oder dies als Zwischenschritt auf dem Weg zur optischen Dipolfalle zu nutzen, um die Atome weiter zu kühlen und zu komprimieren. Erstmals wurde die Lebensdauer des metastabilen 3P_2 -Zustands experimentell gemessen, wobei sich für alle gemessenen Isotope eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch vorhergesagten Werten ergab.

Verschiedene Varianten von Ladeverfahren und Fallentypen wurden getestet, um ein kombiniertes Fangen der beiden Spezies zu ermöglichen. Hierbei wurde ein praktikables Ladeschema erarbeitet, welches dies realisiert.

4.1 Rubidium Bose-Einstein-Kondensation

Die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates erfordert, wie in Abschnitt 2.4.1 theoretisch erläutert, die Abkühlung der Atome ins quantenentartete Regime. Die einzelnen Schritte hierzu wurden theoretisch in Kapitel 2 in den Abschnitten 2.1.5 (Atomstrahlabbremmung), 2.2.1 (MOT), 2.2.2 (Magnetfalle) und 2.3 (Verdampfungskühlung) schon behandelt. Im Folgenden wird der experimentelle Weg vom heißen atomaren Gas zum quantenentarteten Bose-Einstein-Kondensat erläutert, wobei der Schwerpunkt auf der Erzeugung des BEC, nicht auf der Charakterisierung des Systems liegt.

4.1.1 Rubidium-MOT

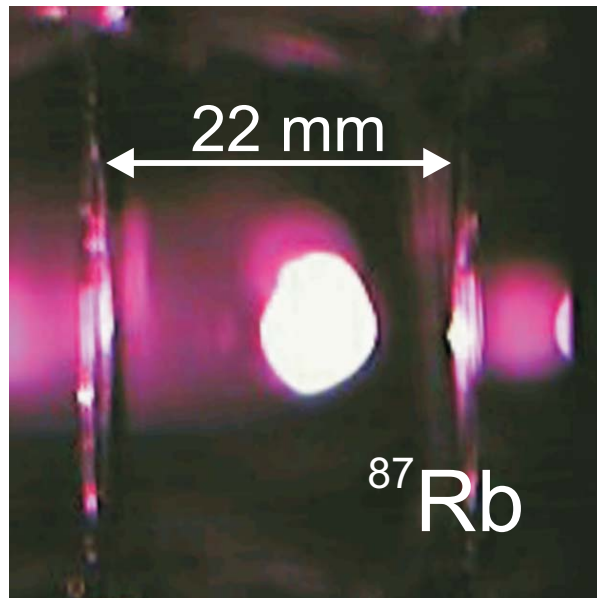


Abbildung 4.1: ^{87}Rb -MOT mit einer Atomzahl von ca. 10^9 Atomen.

Ladeschema

Die Erzeugung der MOT lässt sich in verschiedene Phasen aufteilen. Zunächst wird mit einer Ladephase gestartet, bei der die MOT aus einem Strahl langsamer Atome geladen wird. Daran schließt sich die MOT-Phase an, bei der der Atomstrahl und der Zeemanslowerstrahl deaktiviert wird, und somit nur die MOT aktiv ist. Dies dient zur Charakterisierung der magneto-optischen Falle, wird später zur Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensates allerdings nicht mehr benötigt. Die MOT-Magnetfelder

werden hierbei idealerweise mit einem Strom von 50 A betrieben, was zu einem Magnetfeldgradienten von 11 G/cm bzw. 22 G/cm in radialer bzw. axialer Richtung führt. Zu diesem Zeitpunkt ist die MOT sich selbst überlassen und erfährt keine weiteren Einwirkungen von außen, sondern bildet ihre eigene Dynamik aus. Zur Detektion wird eine Time-of-Flight Phase und eine Abbildungsphase angeschlossen. Dies ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt.

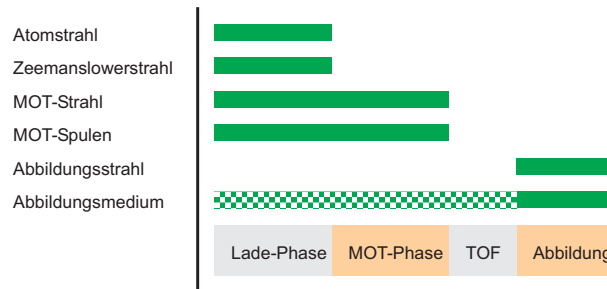


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Erzeugung einer magneto-optischen Falle von Rubidium. Während der Ladephase sind sowohl alle Laserstrahlen zum Betrieb der MOT und des Zeemanslowers, als auch die korrespondierenden Magnetfelder aktiviert. Während der MOT-Phase wird der Zeemanslower deaktiviert. Daran schließt sich eine TOF- und eine Abbildungsphase an.

Ferner ist es möglich die gesamte Dynamik der magneto-optischen Falle, den Lade- und Zerfallsvorgang, mit einer Photodiode zu detektieren. Die Details hierzu sind schon in Abschnitt 3.8.1 erläutert worden.

Ladeverhalten

Die Laderate der magneto-optischen Falle hängt vor allem von den Parametern des Zeemanslowers ab, die den Fluss kalter Atome bestimmen. Die Parameter, die hierbei variabel sind, sind die Ofentemperatur, die den gesamten Atomfluss aus dem Ofen bestimmt, die Zeemanslower-Leistung und die Rückpumpleistung im Zeemanslower.

Bei der Ofentemperatur muss zwischen der Größe des Atomflusses und der Lebensdauer einer Ofenfüllung (von 10 g Rb) abgewogen werden. Zudem beeinflusst eine zu hohe Ofentemperatur trotz des differentiellen Pumpröhrchens zwischen Ofen und Hauptkammer (siehe Abschnitt 3.2.1) den Druck in der Hauptkammer. Wie Abbildung 4.3 zeigt, steigt die Laderate mit zunehmender Temperatur bis 200 °C stetig an. Dennoch wird der Ofen nur bei 160 °C betrieben, um die Lebensdauer des Reser-

voirs zu erhöhen und das Vakuum in der Hauptkammer nicht unnötig zu belasten. Der Dampfdruck bei $160\text{ }^{\circ}\text{C}$ beträgt nur $0,013\text{ mbar}$ im Vergleich zum Dampfdruck von $0,089\text{ mbar}$ bei $200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Abbildung 4.3 zeigt, dass $160\text{ }^{\circ}\text{C}$ eine ausreichende Temperatur ist, um trotz der verminderten Laderate eine möglichst große Atomzahl zu erreichen. Eine Verminderung der Temperatur, und damit der Laderate, wird die Atomzahl erst dann signifikant negativ beeinflussen, wenn die Ladezeit in der Größenordnung der Zerfallszeit liegt.

Für den Zeemanslower wird eine Laserleistung von $30 - 40\text{ mW}$ benötigt. Eine Illustration hierzu ist in Abbildung 4.4 gegeben. Die Anforderungen an den Zeemanslower-Rückpumper beschränken sich auf einen Leistungsbereich von $2 - 2,5\text{ mW}$.

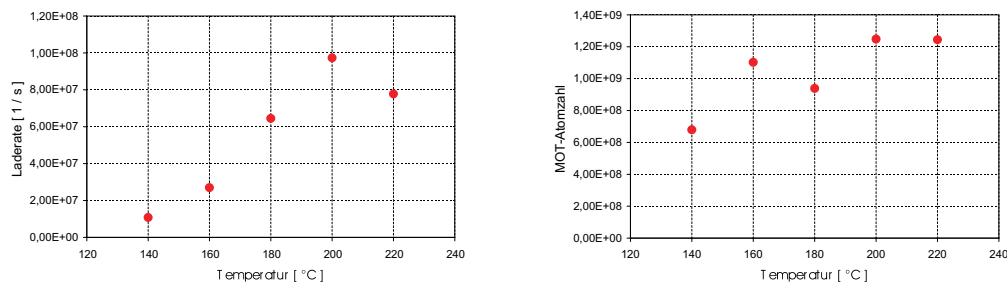


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Laderate und MOT-Atomzahl von der Ofentemperatur. Bis $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ steigt die Laderate mit der Temperatur an. Eine Reduktion der Temperatur bis auf $160\text{ }^{\circ}\text{C}$ hat nur auf die Laderate eine Auswirkung, nicht aber auf die Atomzahl.

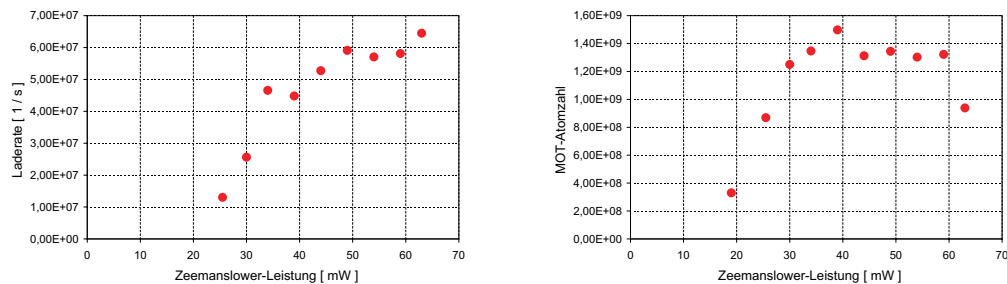


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Laderate und MOT-Atomzahl von der Laserleistung im Zeemanslower. Die Erhöhung der Laserleistung bewirkt im Bereich zwischen 20 mW und 60 mW eine Steigerung der Laderate um eine Größenordnung. Die Atomzahl in der MOT sättigt jedoch ab ca. 30 mW . Bei Leistungen unterhalb von 20 mW reicht die Anzahl der Photonen nicht aus, um genügend Streueignisse hervorzurufen, damit die Atome bis auf ihre Endgeschwindigkeit abgebremst werden.

Im Allgemeinen kann man sagen, dass in gewissen Grenzen durch höhere Laserleistungen eine höhere Laderate erzielt werden kann. Eine weitere Variation, die Vergrößerung der Laserstrahlen bei einer Erhöhung der Laserleistung, wurde an dieser Stelle nicht untersucht, birgt jedoch die Möglichkeit höhere Atomzahlen zu erreichen. Jedoch reichen die hier präsentierten Parameter vollkommen aus, um aus dieser MOT ein BEC mit Atomzahlen von bis zu 10^6 zu erzielen. Die Funktionsweise des Zeemanslower ist in Abschnitt 2.1.5 theoretisch behandelt. Die Eckdaten der hier verwendeten Zeemanslower sind in Abschnitt 3.3 zusammengefasst. Das vordringlichste Ziel ist es, die vorhandenen Ressourcen so einzuteilen, dass eine maximale Atomzahl in der MOT erreicht werden kann. Darüber hinaus kann zur Realisierung einer möglichst effizienten Versuchsdurchführung die Ladezeit so weit wie möglich reduziert werden.

Atomzahl und Dichte der MOT

Das Zerfallsverhalten bzw. die Lebensdauer der Rubidium-MOT wurde, wie in Abschnitt 3.8.1 theoretisch erläutert, bestimmt. Hierbei wurde zusätzlich zum reinen Zerfall der MOT der Einfluss des ungebremsten heißen Atomstrahls aus dem Ofen und auch der Einfluss des Zeemanslower-Laserstrahls auf die Lebensdauer der MOT

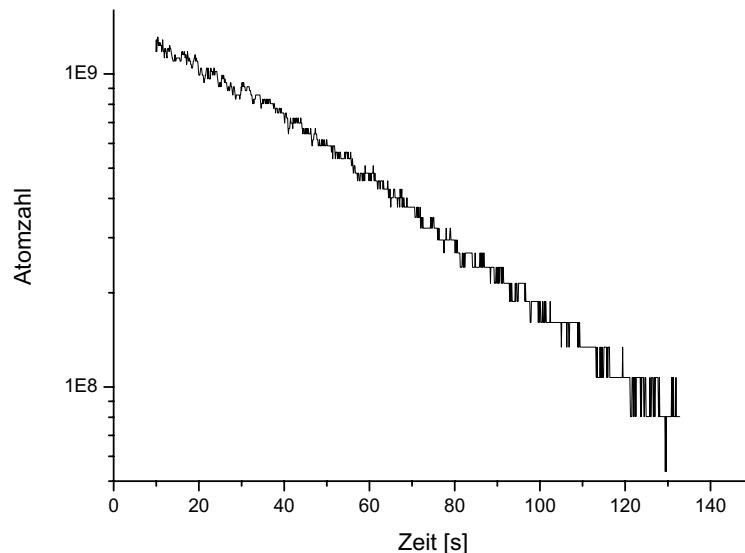


Abbildung 4.5: Zerfall einer Rubidium-MOT. Anhand der logarithmischen Auftragung des Zerfalls der Atomzahl in der Rubidium-MOT lässt sich der exponentielle Zerfall eindeutig erkennen. Der Zerfall entspricht einer Lebensdauer von 53 s. Der initiale dichteabhängige Zerfall der MOT kann in dieser Messung nicht aufgelöst werden.

untersucht. Die Zerfallskurve der MOT ergab eine Lebensdauer von $\tau \approx 53$ s (siehe Abbildung 4.5), was einer Zerfallskonstanten von $1,9 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ entspricht. Das zusätzliche Einstrahlen des Zeemanslowerstrahls hat einen geringen Einfluss auf die Lebensdauer, die sich dadurch um ca. 8% reduziert. Die Atome in der MOT streuen Photonen aus dem Strahl, so dass es hierdurch zu weiteren Verlusten in der MOT kommt. Ein ungekühlter Atomstrahl hat einen weitaus größeren Einfluss auf die Lebensdauer der MOT. Diese reduziert sich auf $\tau \approx 28$ s, da die Kollisionen heißer Atome aus dem Strahl mit der MOT einen zusätzlichen signifikanten Verlustmechanismus darstellen. Eine exemplarische Lade- und Zerfallskurve ist in Abbildung 3.18 dargestellt.

Wie schon in Abschnitt 3.8.1 erläutert, wird die Atomzahl über die Fluoreszenz der Atome bestimmt. Hierzu wurde gemäß Gleichung (3.18) die Atomzahl mittels einer Proportionalitätskonstanten mit der detektierten Lichtleistung bzw. der Photodiodenspannung in Verbindung gebracht. Die maximal erreichte Atomzahl bei einer gesamten Laserleistung von 21 mW in den MOT-Strahlen betrug

$$N_{at} > 10^9 \quad . \quad (4.1)$$

Hierbei war die Dichte im Bereich von

$$n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad . \quad (4.2)$$

Zusammenfassend kann man sagen, dass mit dem gegebenen System, bestehend aus den in Abschnitt 3.5 beschriebenen optischen Komponenten und Magnetfeldern eine MOT mit 10^9 Atomen bei einer Dichte von 10^{10} cm^{-3} in < 10 s geladen werden kann. Durch die Lebensdauer von 53 s lassen sich die Atome problemlos fangen und weiterkühlen, um in eine Magnetfalle umgeladen zu werden und anschließend ein BEC zu erzeugen. Eine Übersicht der Parameter der MOT ist in Tabelle 4.1 gegeben.

MOT-Temperatur

Wie in Abschnitt 3.8.2 vorgestellt, lässt sich die MOT-Temperatur über eine Release-Recapture-Messung bestimmen²⁴. Hierzu wurden Flugzeiten zwischen 5 ms und 100 ms herangezogen um die Expansion der Wolke zu messen. Um eine bessere Reproduzierbarkeit der einzelnen Messläufe zu erzielen, wurde die MOT nicht bis

²⁴Die Time-of-Flight Methode erweist sich aufgrund der Größe und der hohen Temperaturen bei Rubidium als sehr schwierig, da schon bei der geringen Flugzeiten nicht mehr die gesamte Wolke auf die CCD-Kamera abgebildet werden kann. Diese Methode wird deshalb nicht bei Rubidium verwendet.

Laserleistung ...	
der MOT-Strahlen [mW]	≈ 24
des Rückpumpers [mW]	≈ 4
des Zeemanslowers [mW]	≈ 40
des Zeemanslower-Rückpumpers [mW]	$\approx 1,5$
Magnetfelder	
Spulenstrom [A]	50
Magnetfeldgradient radial [G/cm]	11
Magnetfeldgradient axial [G/cm]	22
MOT-Parameter	
Laderate [$1/s$]	10^8
Atomzahl	10^9
Dichte [$1/cm^3$]	10^{10}
Temperatur	$\approx mK$

Tabelle 4.1: Parameter der Rubidium-MOT im Idealfall

zur maximal erreichbaren Atomzahl, sondern nur für eine auf 4 Sekunden begrenzte Zeit geladen. Durch die verminderte Atomzahl führt dies zu einer Verringerung der Temperatur im Vergleich zu einer voll geladenen MOT[97]. Bei einer voll geladenen MOT ist deshalb mit einer noch höheren Temperatur zu rechnen.

Zur Bestimmung der Temperatur wurde nun an die Messdaten, die in Abbildung 4.6 dargestellt sind, die theoretische Funktion aus Gleichung (3.23) unter der Annahme einer initialen Größe der MOT von $\sigma_\rho = 6$ mm angepasst, wobei sowohl der Einfangradius, als auch die Temperatur als freie Variablen dieser Anpassung dienten. Aufgrund der Qualität der Messdaten musste hier eine manuelle Anpassung durchgeführt werden, da automatisierte Anpassungsroutinen in physikalisch irrelevante Wertebereiche divergierten. Es ergab sich für einen Einfangradius von 9,3 mm eine Temperatur von 1,86 mK. In den Abbildungen 4.7 und 4.8 ist die Abhängigkeit der Anpassungskurven vom Einfangradius und der Temperatur dargestellt. Man erkennt, dass eine Variation des Einfangradius keinen signifikanten Einfluss auf die Anpassungsfunktion hat, wohingegen die Variation der Temperatur eine starke Änderung der Kurvenform nach sich zieht. Dies bestätigt die Zuverlässigkeit des durch die manuelle Anpassung erzielten Ergebnisses. Es zeigt sich, dass man trotz einer relativ ungenauen Abschätzung des Einfangradius mit dieser Methode eine Temperaturbestimmung der magneto-optischen Falle vornehmen kann.

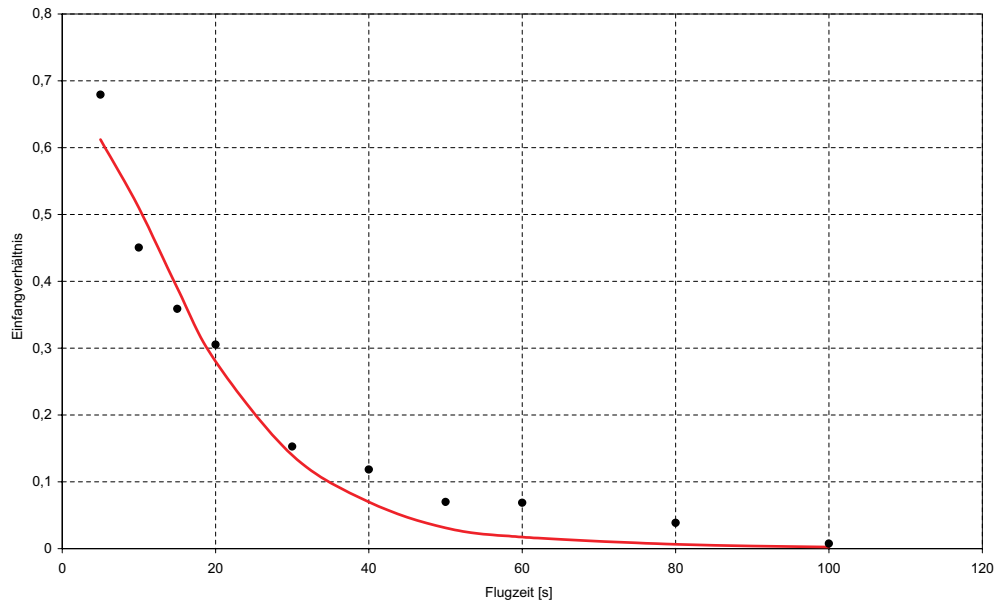


Abbildung 4.6: Release-Recapture-Messung zur Bestimmung der MOT-Temperatur von Rubidium. Die an die Messdaten angefitzte Kurve entspricht einer Temperatur von 1,86 mK

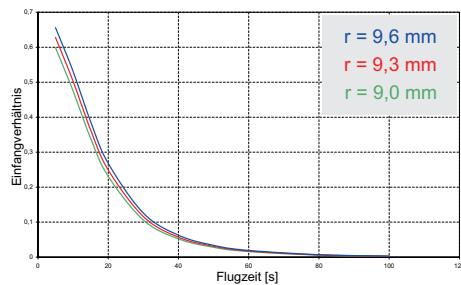


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Fitkurven zur Temperaturbestimmung vom angesetzten Einfangradius. Eine Variation des Einfangradius hat nur einen kleinen Einfluss auf Kurvenform und -größe.

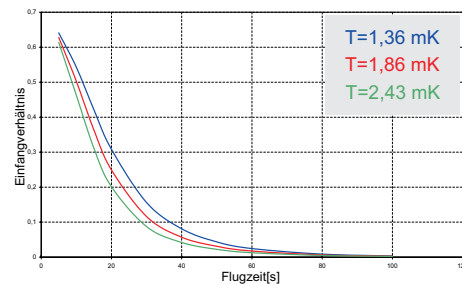


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Fitkurven zur Temperaturbestimmung von der Temperatur. Die signifikante Abhängigkeit der Kurvenform von der Temperatur bestätigt die Relevanz dieser Messmethode.

Mit Sicherheit kann man sagen, dass die Temperatur der MOT im Millikelvin-Bereich liegt. Dies ist angesichts einer Dopplertemperatur von $143 \mu\text{K}$ von Rubidium ein hoher aber nicht unrealistischer Wert, zumal die Temperatur einer MOT im Bereich grosser Dichten proportional zu $n^{2/3} \cdot N^{1/3}$ ist[97]. Somit ist es offensichtlich, dass bei einer voll geladenen MOT von einigen 10^9 Atomen aufgrund der höheren Atomzahl, als in dieser Messung, das Dopplerlimit nicht mehr erreicht werden kann. Bevor diese Atome in eine Magnetfalle umgeladen werden können, muss die Temperatur in einer optischen Melasse-Phase weiter reduziert werden, um die mögliche Umladeeffizienz zwischen MOT und Magnetfalle zu erhöhen. Um die Dichte der Wolke weiter zu erhöhen, wird die Falle durch Erhöhung der Ströme zuvor noch etwas komprimiert. Darauf wird im nächsten Abschnitt noch näher eingegangen.

4.1.2 Laden der Magnetfalle

Um die MOT mit 10^9 Atomen effizient in die Magnetfalle umzuladen, sind folgende experimentelle Schritte nötig.

Compressed MOT

Zunächst werden die MOT-Magnetfelder bis auf das vierfache ihres Anfangswertes erhöht. Dies führt zu einer Verringerung des Fallenvolumens und damit zu einer Komprimierung der MOT bzw. Erhöhung der Dichte in der MOT[146]. Im Vergleich mit ähnlichen Experimenten[147] ist hierbei mit einer Dichteerhöhung um das zwei- bis vierfache zu rechnen. Daraufhin müssen die Atome noch etwas weiter gekühlt werden, um nicht zu hohe Verluste durch thermische Prozesse zu erleiden. Desweiteren ist es nötig die Atome in den gewünschten in der Magnetfalle fangbaren Zeemanzustand zu pumpen, da Atome im falschen Zustand natürlich nicht gefangen werden können.

Optische Melasse

Die Erniedrigung der Temperatur wird mit Hilfe der optischen Melasse durchgeführt, bei der der Laser um ca. $\delta \approx -2\pi \cdot 30 \text{ MHz} \approx -5\Gamma$ verstimmt wird. Man strahlt ihn für 1 ms auf die Atomwolke ein, um die Atome in den Bereich von $100 \mu\text{K}$ zu kühlen. Hierbei ist es wichtig, externe Streumagnetfelder durch Kompensationsspulen auszugleichen, um den Ort der Melasse möglichst feldfrei zu halten. Ebenso ist es nötig die Laserintensitäten der jeweils gegenläufigen Strahlen sehr gut auszubalancieren. Somit vermindert man eine resultierende beschleunigende Kraft auf die Atomwolke. Diese Parameter werden auf eine maximale Atomzahl in der Magnetfalle optimiert.

Umpumpvorgang

Die Atome befinden sich nach der optischen Melasse-Phase in etwa gleichverteilt über die fünf möglichen Zeemann-Zustände des $F = 2$ -Niveaus, $m_F = -2 \dots +2$. Würde man in diesem Zustand versuchen die Atome in die Magnetfalle zu laden, so wäre die Umladeeffizienz der Atome von der MOT in die Magnetfalle 20%, da nur die Atome im $m_F = +2$ -Zustand magnetisch gefangen werden. Deshalb bedient man sich eines sogenannten Umpumpstrahls, der in Abschnitt 3.5.2 erläutert wurde. Der ca. $300 \mu\text{W}$ starke Strahl, der $300 - 600 \mu\text{s}$ auf die Rubidiumatome eingestrahlt wird, pumpt diese in den extremalen $m_F = +2$ -Zustand, der magnetisch fangbar ist, so dass keine Verluste durch einen falschen Zeemanzustand auftreten. Dies geschieht, indem ein äußeres Quantisierungsfeld angelegt wird und der Umpumpstrahl bezüglich dieses Feldes eine σ^+ -Polarisation aufweist. Somit werden optische Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ getrieben, die das Atom in den extremalen $m_F = +2$ -Zustand pumpen. Da der Laser auf den $F=2 \rightarrow F'=2$ -Übergang stabilisiert ist, ist das Atom, sobald es sich im $F = 2, m_F = +2$ -Zustand befindet, für diesen Laser in einem Dunkelzustand, der keine Photonen mehr streut. Das Atom wird somit nicht mehr durch Streuprozesse aufgeheizt. Während des gesamten Umpumpvorgangs muss, wie auch während der MOT-Phase und der optischen Melasse, der Rückpumper auf die Atome eingestrahlt werden, um die Atome, die in den $F = 1$ -Zustand gelangt sind, zurückzupumpen.

Ladeprozess

Da das Fallenvolumen der magneto-optischen Falle wesentlich größer ist, als das Volumen einer voll komprimierten Ioffe-Prichard-Magnetfalle, und die gaußförmige Dichteverteilung der MOT nicht der elongierten Fallenform der Magnetfalle entspricht, werden die Fallenvolumina und -formen zunächst aneinander angepasst. Hierzu wird während der Ladephase der Magnetfalle, der in Abbildung 3.21 dargestellte Modenanpassungsstromkreis geschlossen, und damit die Dipolspulen mit bis zu 40 A zusätzlich versorgt. Ein derartiger zusätzlicher Strom führt zu einer Anhebung des Fallenbodens und damit zu einem Öffnen der Falle, um gemäß den Gleichungen (2.39) und (2.40) die Falle an die Größe und Temperatur der MOT anzupassen. Sind sämtliche Atome in der Magnetfalle gefangen, so kann diese durch langsames Abschalten des zusätzlichen Modenanpassungsstroms wieder komprimiert werden. (siehe Abschnitt 2.2.2)

Der nächste nötige Schritt auf dem Weg zum BEC ist die weitere Senkung der Temperatur der Atome mit Hilfe von radiofrequenzinduzierter Verdampfungskühlung.

4.1.3 Radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung

Bereits in Abschnitt 2.3 wurde die Verdampfungskühlung und speziell die Methode der radiofrequenz(RF)-induzierten Verdampfungskühlung abgehandelt. Deshalb wird hier der Schwerpunkt auf die experimentelle Optimierung der RF-Rampe gelegt. Um eine optimale Kühlung bei vertretbarem Atomzahlverlust zu erreichen, muss der zeitliche Verlauf der eingestrahlten Radiofrequenz optimiert werden. Hierzu wird zunächst bei einer hohen Frequenz (hier: 30 MHz) begonnen. Diese Frequenz wird einige Sekunden gehalten, um die energiereichen Atome zu eliminieren. Diese resultieren häufig aus einer bimodalen Temperaturverteilung in der MOT[96], die meist aus einer kalten thermischen Verteilung und einem zusätzlichen heißen Anteil besteht, der in der MOT nicht effizient gekühlt wurde. Danach wird die Radiofrequenz langsam bis zu einer Endfrequenz knapp oberhalb des Fallenbodens erniedrigt. Auf diesem Endwert wird die Radiofrequenz noch für eine kurze Zeit gehalten, um eine vollständige Thermalisierung zu gewährleisten.

Die Optimierung dieser Radiofrequenzrampe erfolgt stückweise, indem für jedes Segment der Rampe sowohl die Radiofrequenz, die Leistung und die Zeitdauer optimiert werden. Hierbei wird idealerweise die Phasenraumdicke pro Atomzahlverlust maximiert. Es hat sich herausgestellt, dass nach der initialen Anfangsfrequenz, die für einige Zeit aufgrund der energiereichen Atome gehalten werden muss, eine annähernd

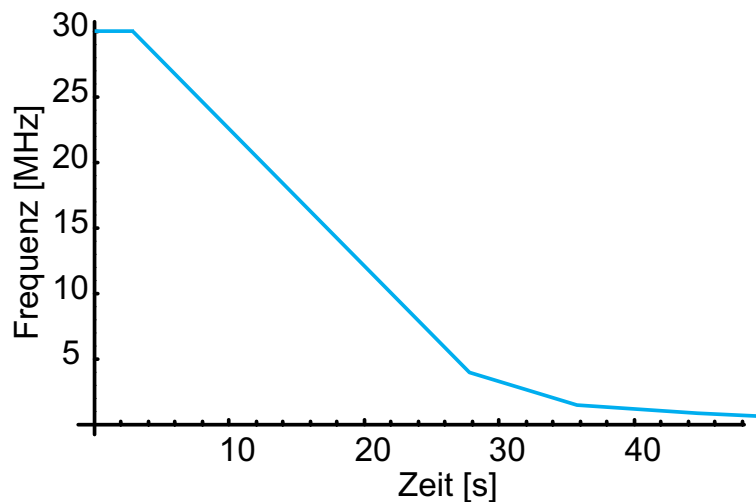


Abbildung 4.9: Radiofrequenz-Rampe zur Verdampfungskühlung von magnetisch gefangenen Rubidiumatomen. In der Anfangsphase wird über eine gewisse Zeitdauer ein Plateau gehalten, bevor in mehreren Schritten die Frequenz bis auf ihren Endwert heruntergerammt wird, so dass sich ein Bose-Einstein-Kondensat einstellt.

exponentiell abfallende Radiofrequenz mit immer weiter abnehmender Steigung ein sehr gutes Ergebnis erzielt[148, 149]. Dies entspricht also annähernd einer S-förmigen RF-Kurve.

Eine optimierte RF-Rampe ermöglicht bei Erreichen der kritischen Temperatur aus Gleichung (2.63) die Formation eines BEC. Die hier verwendete und optimierte Radiofrequenzrampe, welche annähernd S-förmig ist, ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Formation des BEC ist exemplarisch in Abbildung 4.10 dargestellt.

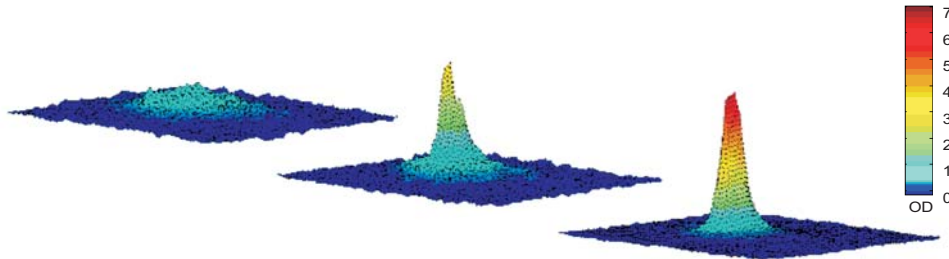


Abbildung 4.10: Entstehung eines Rubidium Bose-Einstein-Kondensats durch Radiofrequenzkühlung. Es ist jeweils die optische Dichte der Atomwolke nach einer freien Expansion von 40 ms über zwei räumlichen Achsen aufgetragen und in Farbe bzw. Höhe codiert. Damit entspricht die gemessene Ortsverteilung näherungsweise der Geschwindigkeitsverteilung in der Magnetfalle. Von Bild zu Bild wurde die eingestrahlte Radiofrequenz um je 10 kHz gesenkt und somit sukzessive die Temperatur immer weiter erniedrigt, um die Bose-Einstein-Kondensation einzuleiten.

links: Die Temperatur ist noch höher als die kritische Temperatur für den Phasenübergang zum BEC. Man erkennt eine reine thermische Wolke. **mitte:** Die Radiofrequenz wurde leicht erniedrigt um die Temperatur unter die kritische Temperatur zu bringen. Es entsteht eine bimodale Verteilung, bestehend aus einem thermischen Untergrund und einem Kondensatanteil. **rechts:** Nach einer weiteren Absenkung der Temperatur werden immer mehr thermische Atome aus der Wolke entfernt. Man sieht ein nahezu pures Kondensat.

4.1.4 Das Bose-Einstein-Kondensat

Die Methodik der quantitativen Analyse eines BEC wurde schon in Abschnitt 3.8.4 ausführlich erläutert, so dass an dieser Stelle bezüglich der Methoden auf diesen Abschnitt verwiesen wird. Sämtliche hier illustrierten und verwendeten BEC-Bilder wurden mit der Methode der Absorptionsabbildung aufgenommen.

Abbildung 4.10 zeigt beispielhaft eine BEC-Sequenz, bei der im linken Bild eine thermische Wolke zu sehen ist, was bedeutet, dass die Quantenentartung noch nicht erreicht ist. Das mittlere Bild zeigt eine bimodale Verteilung aus einem thermischen Anteil mit einer gaußförmigen Dichteverteilung und einem darauf aufgesetzten BEC mit einer parabelförmigen Dichteverteilung. Im rechten Bild, bei dem die Radiofrequenz noch etwas tiefer gesetzt wurde als beim mittleren, ist der thermische Untergrund fast verschwunden. Man erhält ein quasi reines BEC. Im Detail wird das BEC in den nächsten Abschnitten besprochen.

Anisotrope Expansion eines BEC

Aufgrund der anisotropen Magnetfallenkonfiguration, welche entlang der axialen Richtung einen schwächeren Einschluss als entlang der beiden radialen Richtungen besitzt, bildet sich in der Falle eine anisotrope zigarrenförmige Dichteverteilung der Atomwolke aus. Da beim BEC die Mean-Field-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.4.1) im Vergleich zur kinetischen Energie die Expansion dominiert, resultiert diese beim Abschalten der Falle in einer starken Expansion entlang der radialen Achsen der Magnetfalle. Bei zunehmender Expansion des BEC ändert sich somit die Form von zigarrenförmig in eine flache pfannkuchenförmige Scheibe. Damit lässt sich anhand der Inversion des Aspekt-Verhältnisses des BEC bei fortschreitender Expansion ein BEC nachweisen. Dies ist in Abbildung 4.11 gezeigt.

BEC-Parameter

Wie in Abschnitt 3.8.4 besprochen, lassen sich die interessanten Parameter eines BEC, wie z.B. die Temperatur, die Atomzahl, die Dichte und der Kondensatanteil aus den TOF-Bildern des BEC extrahieren. Hierzu wurden zunächst mehrere Messungen einer Radiofrequenz-Rampe mit variabler Endfrequenz zwischen 560 kHz und 520 kHz durchgeführt. Abbildung 4.12 zeigt die Bilder des BEC bei variabler Endfrequenz der Radiofrequenzrampe und somit variabler Temperatur. Zur Auswertung der Bilder wurden zunächst entlang beider räumlicher Achsen an den thermischen Anteil eine Gaußfunktion angefitet. Für diesen Fit wurden nur die äußeren Ränder der Wolke herangezogen, da im Falle einer bimodalen Verteilung aus thermischer

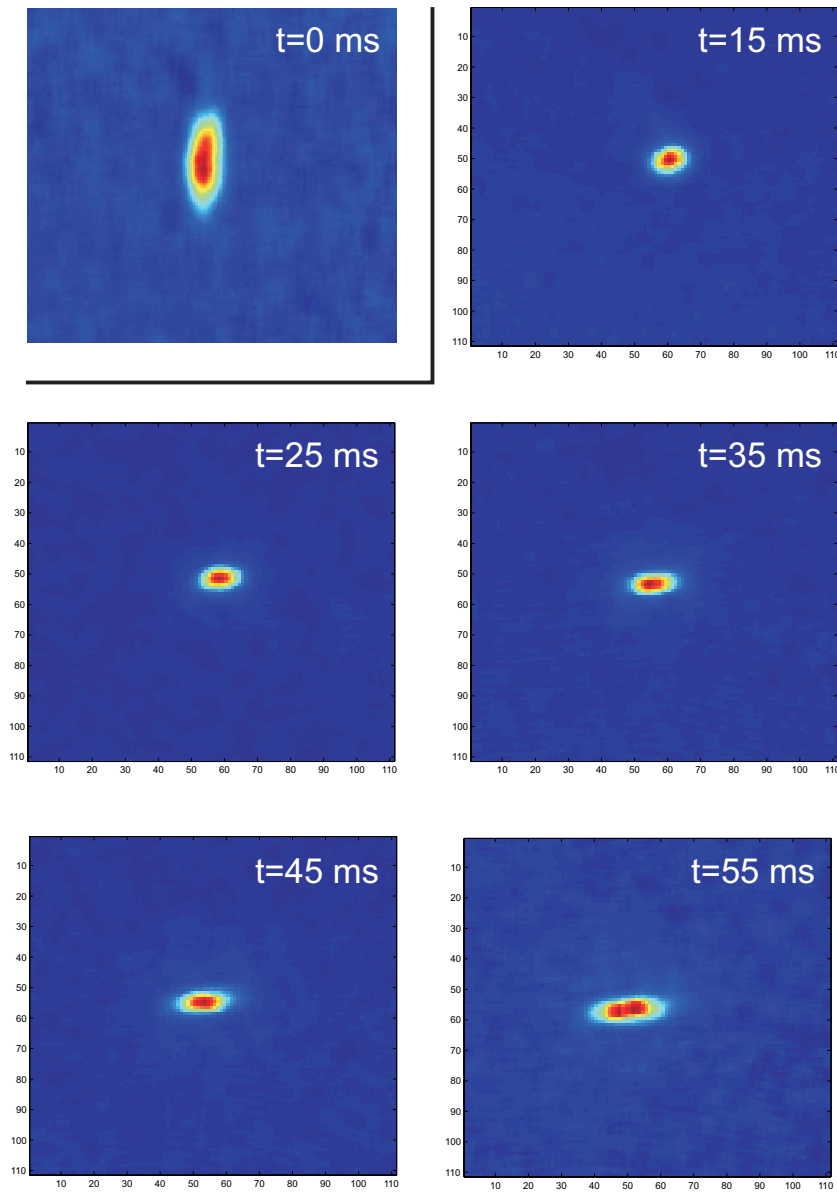


Abbildung 4.11: Experimentelle Daten zur Inversion des Aspekt-Verhältnisses des BEC bei einer fortschreitenden Expansion. Das Bild oben links zeigt in Vergrößerung eine Atomwolke in der Magnetfalle. Die Form entspricht einer Zigarre entlang der schwachen Achse der Falle. Die restlichen Grafiken zeigen eine mit fortschreitender Expansionszeit zunehmende Ausdehnung der Wolke, was einer Inversion des Aspektverhältnisses entspricht.

RF [kHz]	Temperatur [nK]	Atomzahl gesamt	Atomzahl BEC	Kondensatanteil N_C/N [%]
560	555	$6,66 \cdot 10^6$	0	0
555	521	$4,43 \cdot 10^6$	0	0
550	644	$6,21 \cdot 10^6$	0	0
545	483	$5,08 \cdot 10^6$	0	0
540	415	$5,82 \cdot 10^6$	$7,22 \cdot 10^5$	12,4
535	341	$3,74 \cdot 10^6$	$6,55 \cdot 10^5$	17,5
530	248	$4,80 \cdot 10^6$	$2,26 \cdot 10^6$	47,1
525	229	$6,59 \cdot 10^6$	$3,83 \cdot 10^6$	58,1
520	224	$4,73 \cdot 10^6$	$3,40 \cdot 10^6$	71,9

Tabelle 4.2: Übersicht über eine BEC-Sequenz. Mit abnehmender Endfrequenz der Radiofrequenzrampe nimmt die Temperatur ab. Ab einem bestimmten Punkt beginnt sich ein Kondensat zu bilden. Mit abnehmender Temperatur wird der Kondensatanteil größer.

Wolke und BEC das Zentrum des Bildes durch die BEC-Verteilung dominiert wird und somit nicht für den Gauß-Fit herangezogen werden kann. Aus den hierbei extrahierten Größen wurde die Atomzahl der thermischen Wolke bestimmt. Zieht man nun vom Originalbild jeweils die gefittete Gaußfunktion ab, so resultiert dies in einem Bild, welches das BEC zeigt. An dieses wird nun eine Thomas-Fermi-Parabel angefügt, aus der man wiederum die Atomzahl im BEC bestimmen kann. Die Temperaturen dieser Messreihe wurden aus der räumlichen Expansion der Wolke nach einer Flugzeit von 40 ms gewonnen. Sie bewegen sich im Bereich zwischen 650 nK und 225 nK.

Die erreichten Gesamtatomzahlen in der Falle lagen im Bereich von bis zu $6 \cdot 10^6$ Atomen, was bei einem beobachteten Kondensatanteil von bis zu 72% zu Kondensatatomzahlen von bis zu $3,8 \cdot 10^6$ Atomen führte. Die Spitzendichte lag in der voll komprimierten Falle bei 10^{15} cm^{-3} . Eine Zusammenfassung dieser Messung ist in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Trägt man den relativen Kondensatanteil über der Temperatur auf (Abbildung 4.13), so erkennt man die Entstehung eines BEC im Bereich zwischen 350 nK und 500 nK. Dies bestätigt die Größenordnung der kritischen Temperatur für den Phasenübergang zum BEC, die unter der Vorgabe einer Atomzahl von $5 \cdot 10^6$ Atomen und den Fallenfrequenzen der vorliegenden Ioffe-Pritchard-Falle aus Gleichung (2.64) zu ca. 700 nK bestimmt werden kann. Diese Diskrepanz lässt sich auf eine ungenaue Atom-

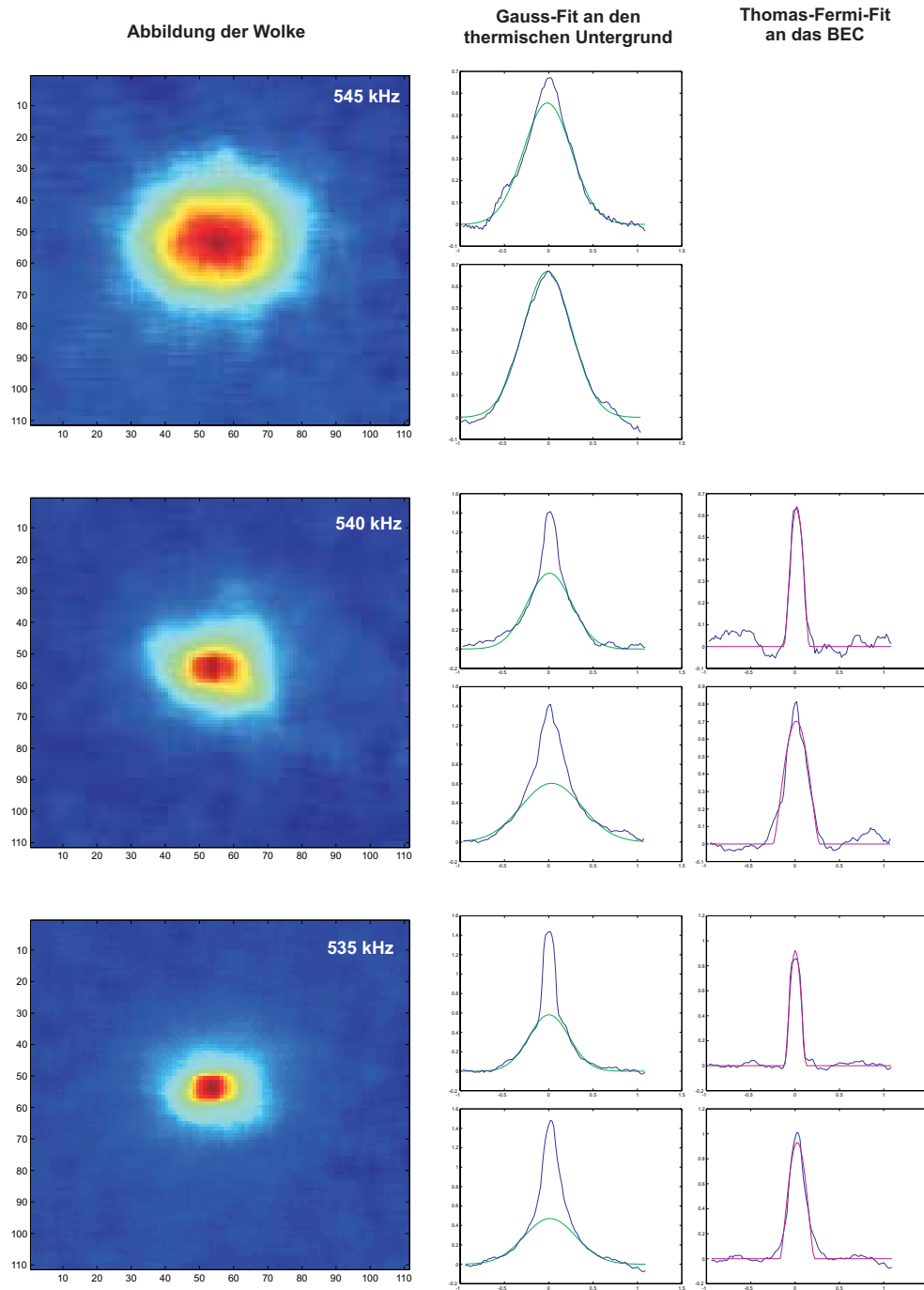
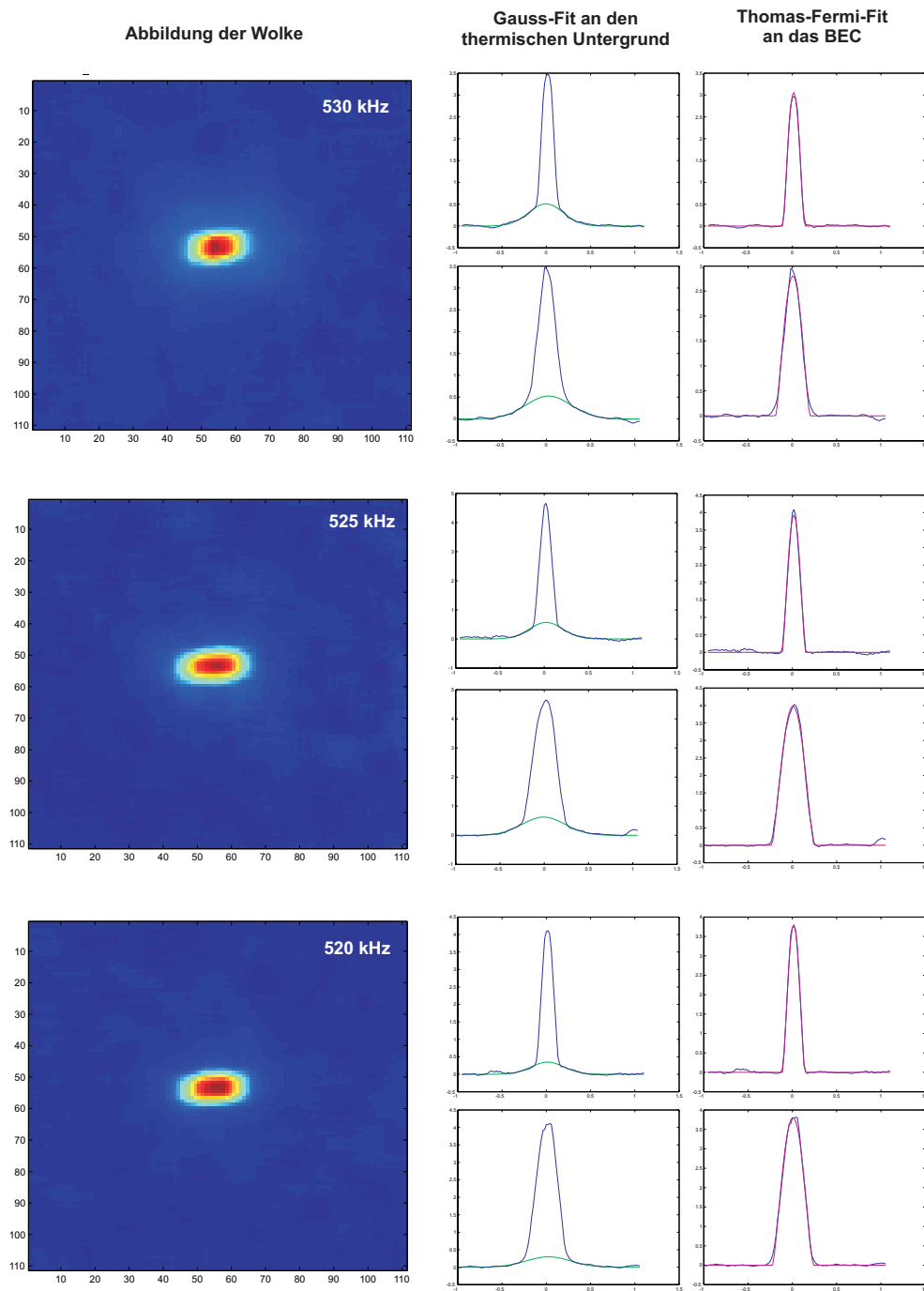


Abbildung 4.12: Grafische Illustration der Datenauswertung eines BEC. Zu jedem Bild (linke Spalte) wird an die thermische Wolke entlang beider räumlicher Achsen eine Gaussfunktion angefitet. An das resultierende



BEC wird nun je eine Thomas-Fermi-Parabel angefitet. Von oben nach unten ist eine immer kälter werdende Wolke mit immer weiter zunehmendem Kondensatanteil zu sehen.

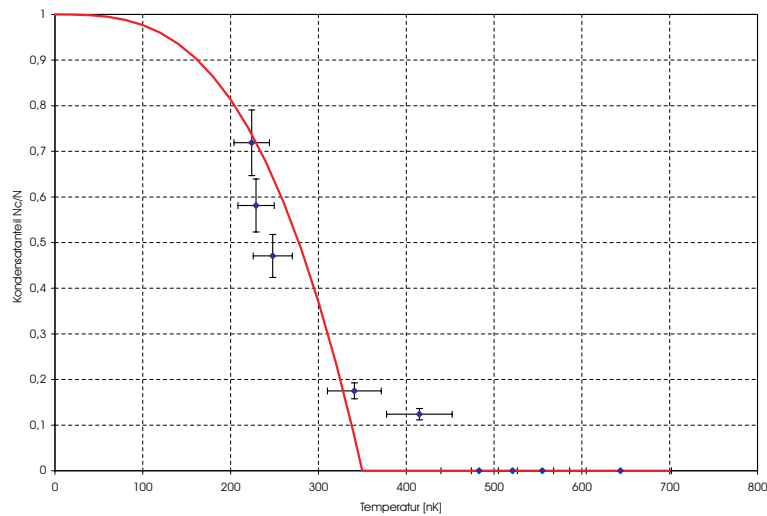


Abbildung 4.13: Grafische Darstellung des relativen Kondensatanteils in Abhängigkeit der Temperatur. Das Kondensat entsteht ab Temperaturen von 350 nK bis 500 nK. Die rote Kurve zeigt den theoretischen Verlauf für $T_c = 350$ nK.

zahlbestimmung bzw. Temperaturbestimmung, sowie eventuell Ungenauigkeiten in den Fallenfrequenzen zurückführen, die in die Berechnung der kritischen Temperatur eingehen.

Lebensdauer des BEC

Zur Bestimmung der Lebensdauer des Rubidium Bose-Einstein-Kondensates wurde dieses erzeugt und vor der Detektion für eine variable Zeitdauer zwischen 0 und 120 ms gehalten.

Diese Messreihe wurde in Abbildung 4.14 grafisch dargestellt, indem die Atomzahl im Kondensat über der Verweildauer aufgetragen wurde. An die Messdaten wurde unter der Vorgabe der gemessenen Spitzendichte von 10^{15} cm^{-3} ein Drei-Körper-Zerfall mit einer zu n^2 proportionalen Zerfallsrate angefitet. Die hierbei resultierende Ratenkonstante wurde zu $1,3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ bestimmt. Dies ist in guter Übereinstimmung zu dem in einem anderen Experiment gemessenen Wert von $1,8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ [150] bzw. einem theoretisch vorhergesagten Wert von $1,9 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ [151] zu sehen.

Um mit dem BEC komfortabel arbeiten zu können, bietet es sich an, die Falle während der Kondensation zu dekomprimieren, um somit die Dichte zu senken und damit die Lebensdauer des BEC zu verlängern.

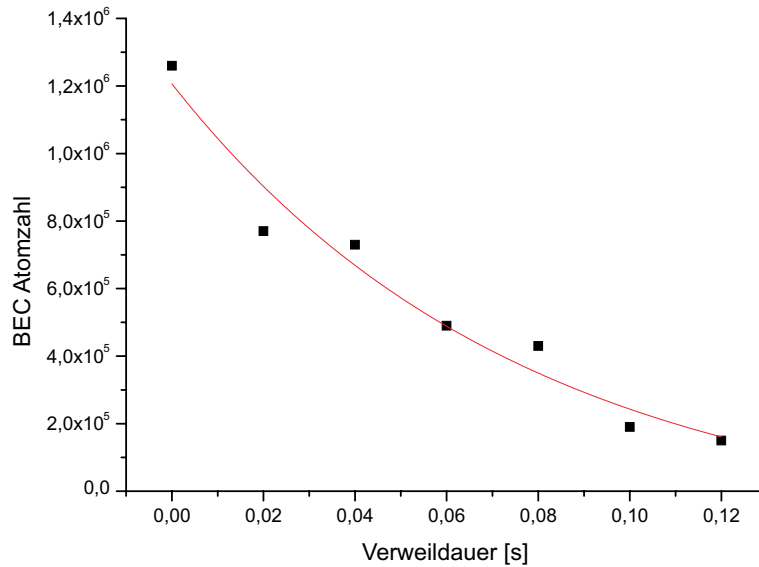


Abbildung 4.14: Zerfall des BEC auf einer Zeitskala von 76 ms. Der gefittete Drei-Körper-Zerfall ergibt eine Verlustkonstante von $1,3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$.

In dem hier präsentierten Abschnitt wurde gezeigt, dass es mit der vorliegenden Apparatur ohne weiteres möglich ist ein BEC mit einer genügend großen Anzahl an Atomen im Bereich von 10^6 zu erzielen. Dies ist im Vergleich zu anderen Rubidium-BEC-Experimenten eine hohe Atomzahl, die durch eine Dekomprimierung der Falle während der Kondensation noch etwas erhöht werden kann. Die kritische Temperatur von einigen 100 nK und auch die Drei-Körper-Verlustrate im Bereich $10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ liegen in dem Bereich, der in den meisten Rubidium-BEC-Experimenten erreicht wird. Somit wurde eines der beiden Hauptziele auf dem Weg zum zweikomponentigen ultrakalten Quantengas, die Bose-Einstein-Kondensation von Rubidium, erreicht. Es hat sich gezeigt, dass dieses System in Bezug auf Rubidium vollständig den Anforderungen zur Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases aus Rubidium- und Ytterbiumatomen genügt. Die folgenden Abschnitte widmen sich dem zweiten Element, Ytterbium, welches im Rahmen dieser Arbeit an der beschriebenen Apparatur gekühlt, gefangen und charakterisiert werden sollte.

4.2 Kühlen und Fangen von Ytterbiumatomen

4.2.1 Ytterbium-MOT

Ladeschema

Ebenso wie in Abschnitt 4.1.1 für das Element Rubidium vorgestellt, und in Abbildung 4.2 illustriert, wird auch die Ytterbium-MOT mit Hilfe des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Zeemanslowers geladen. Die damit erzeugte MOT kann ebenfalls mit Hilfe von Photodioden oder einer CCD-Kamera detektiert werden.

Im Gegensatz zum Rubidium, für das der optimale Magnetfeldgradient für eine MOT bei 22 G/cm bzw. 11 G/cm liegt, sind für Ytterbium höhere Gradienten erforderlich. Dies rührt von der erheblich größeren Linienbreite, aber auch in geringerem Maße von der wesentlich geringeren verfügbaren Laserintensität her. Somit zeigt sich, dass die Ytterbium-MOT, im Vergleich zur Rubidium MOT, erst bei Gradienten ab ca. 60 G/cm bzw. 30 G/cm gut funktioniert und ihr Optimum im Bereich von 100 G/cm bzw. 50 G/cm erreicht. Dies stellt zunächst eine starke Einschränkung für die Funktionalität des Experiments dar, da es wünschenswert ist, beide magneto-optischen Fallen gleichzeitig oder zeitnah betreiben zu können, um Experimente mit einem Gemisch aus beiden Spezies durchführen zu können. Diese Einschränkung lässt sich durch Verwendung einer Ioffe-Pritchard-Magnetfeldkonfiguration für die Ytterbium-MOT umgehen. Näheres zum kombinierten Ladeschema ist in Abschnitt 5.2 erläutert.

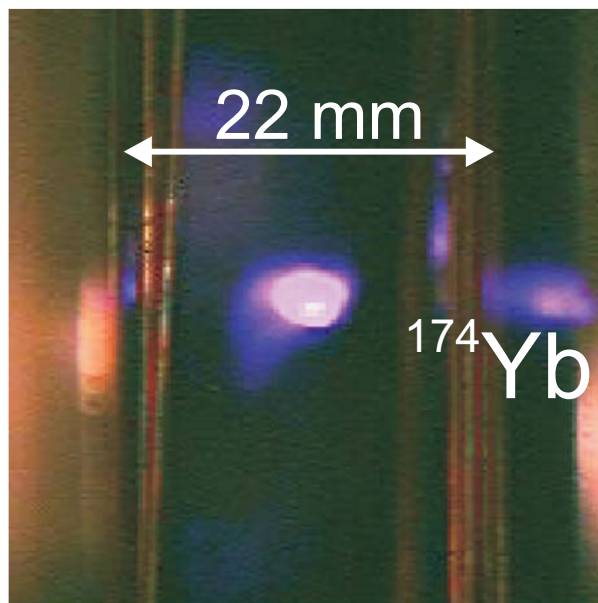


Abbildung 4.15: ^{174}Yb -MOT mit einer Atomzahl von 10^7 Atomen.

Atomzahl und Dichte

Im Vergleich zum Rubidium muss bei Ytterbium jedes der Isotope gesondert betrachtet werden, da aufgrund der unterschiedlichen natürlichen Häufigkeit der einzelnen Isotope die Laderaten variieren können. Die Atomzahlen wurden aus dem Fluoreszenzsignal einer Photodiode gemäß Gleichung 3.19 bestimmt. Die erreichten Atomzahlen liegen im Bereich von

$$N = 4 \cdot 10^6 \dots 1,9 \cdot 10^7 \quad (4.3)$$

bei Spitzendichten von

$$n = 4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3} \dots 1,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \quad (4.4)$$

Eine genaue Auflistung dieser Werte für die 5 häufigsten Isotope ist in Tabelle 4.3 dargestellt. Hierbei ist bei genauer Betrachtung zu erkennen, dass die Laderaten, Atomzahlen und Dichten der bosonischen Isotope direkt proportional zur

Isotop	Atomzahl	Fallenvolumen[cm^3]	Dichte[$1/\text{cm}^3$]
^{171}Yb	$0,7 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^9$
^{170}Yb	$0,4 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$0,4 \cdot 10^9$
^{172}Yb	$1,8 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^9$
^{174}Yb	$1,9 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^9$
^{176}Yb	$1,3 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^9$

Tabelle 4.3: Parameter der Ytterbium-MOT. Es sind isotopenabhängig die maximal erreichte Atomzahl und Dichte bei den entsprechenden Fallenvolumina dargestellt.

Isotop	Laderate	Lebensdauer τ	1K-Verlust Γ_L	2K-Verlust β
^{171}Yb	$0,5 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	1,4 s	$0,7 \text{ 1/s}$	$0,8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
^{170}Yb	$0,3 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	2,0 s	$0,5 \text{ 1/s}$	$1,5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
^{172}Yb	$1,6 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	1,6 s	$0,6 \text{ 1/s}$	$4,7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
^{174}Yb	$2,4 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	2,0 s	$0,5 \text{ 1/s}$	$9,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
^{176}Yb	$1,2 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$	1,6 s	$0,6 \text{ 1/s}$	$4,9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

Tabelle 4.4: Parameter der Ytterbium-MOT. Die Laderate, sowie die Lebensdauer bzw. Einkörper-(1K) und Zweikörperverlustraten(2K) sind dargestellt

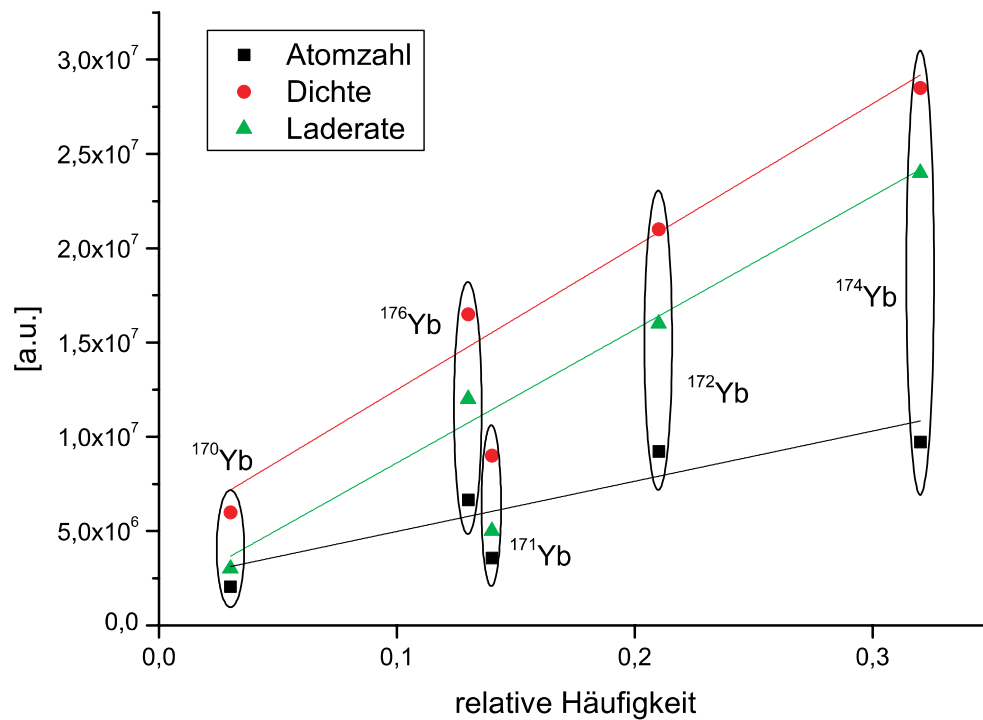


Abbildung 4.16: Lineare Abhängigkeit der Atomzahl, Dichte und Laderate bei den bosonischen Ytterbiumisotopen von der relativen Häufigkeit im natürlichen Gemisch. Das fermionische Isotop ^{171}Yb zeigt aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung ein abweichendes Verhalten.

natürlichen Häufigkeit des jeweiligen Isotops ist (siehe Abbildung 4.16). Somit wird die Laderate und damit auch die Gleichgewichtsatomzahl und die Dichte durch den Atomfluss aus dem Ofen dominiert, der in erster Linie von der relativen Häufigkeit des Isotops und der Ofentemperatur, sowie der Ofengeometrie abhängt. Das aufgeführte fermionische Isotop ^{171}Yb spielt hier aufgrund der vorhandenen Hyperfeinwechselwirkung eine Sonderrolle. Ebenso wie auch bei dem hier nicht aufgeführten zweiten fermionischen Isotop ^{173}Yb beeinflussen die Hyperfeinaufspaltungen im Magnetfeld das Ladeverhalten und die Dynamik in der MOT, so dass eine Betrachtung dieser Isotope äußerst komplex ist. Eben aus diesem Grund werden die fermionischen Isotope gesondert bezüglich der erreichbaren MOT-Temperaturen untersucht.

Lade- und Zerfallsverhalten

Wie schon im vorigen Absatz erwähnt, hängt die Laderate der Ytterbium-MOT vom Isotop ab. Diese bewegt sich zwischen $3 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$ und $2,4 \cdot 10^7 \text{ 1/s}$ und ist bei den Bosonen direkt proportional zur relativen Häufigkeit in der natürlichen Mischung der Yb-Isotope, also direkt proportional zum Atomfluss aus dem Ofen. Sie ermöglicht somit bei den oben genannten Atomzahlen eine Ladezeit $< 1 \text{ s}$. Wie in Abschnitt 3.8.1 beschrieben, wurde isopenabhängig die Lebensdauer τ und die Zweikörperverlustrate β bestimmt. Hierbei wurden die Lebensdauern τ bzw. die Einkörper-Verlustraten Γ_L aus den Fits an die Zerfallskurven bestimmt. Die Zweikörperverlustraten wurden aus der Laderate, der Atomzahl, der Dichte und den Einkörper-Verlustraten berechnet. Die Lebensdauern lagen mit $1,4 \text{ s}$ bis $2,0 \text{ s}$ in der erwarteten Größenordnung von 1 s , die sich aus den Anregungsraten bzw. den Verhältnissen der Zerfallskanäle des angeregten Niveaus ableiten. Im Detail sind die Lade- und Zerfallsdaten in Tabelle 4.4 aufgeführt. Als Beispiel ist in Abbildung 4.17 eine solche Lade- und Zerfallskurve von Ytterbium dargestellt. Hierbei handelt es sich um das Isotop ^{174}Yb .

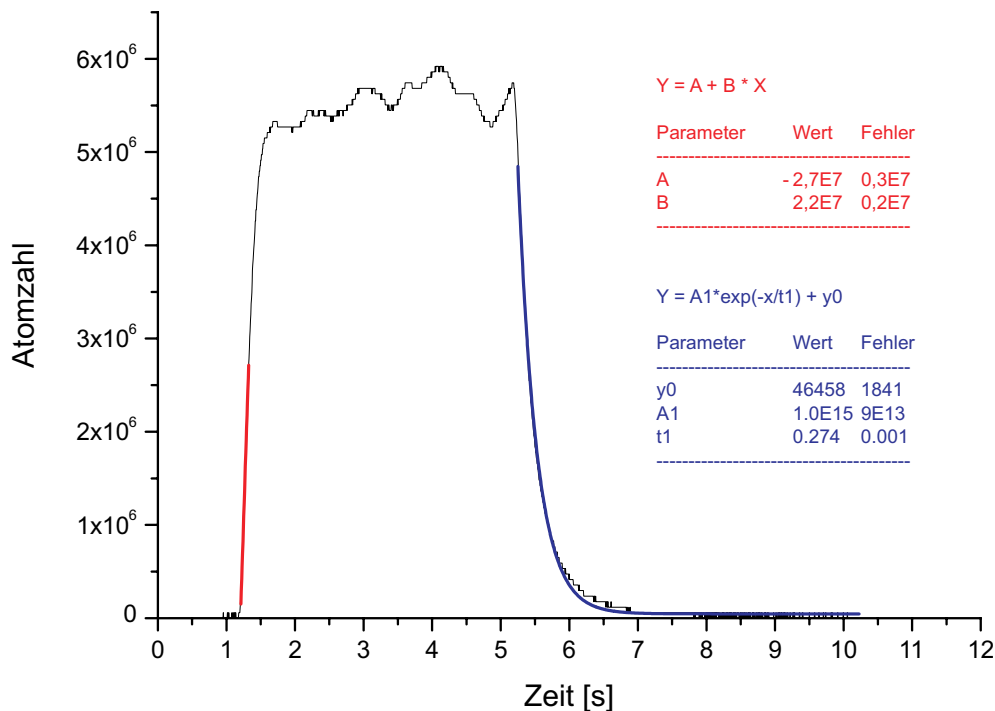


Abbildung 4.17: Lade- und Zerfallskurve von ^{174}Yb , mit einer angefitzten linearen Steigung zur Bestimmung der Laderate und einem exponentiellen Abfall zur Bestimmung der Lebensdauer.

MOT-Temperatur der bosonischen Yb-Isotope

Zur Bestimmung der MOT-Temperatur wurde die im Abschnitt 3.8.2 beschriebene Time-of-Flight Methode verwendet. Hierzu wurde nach dem Laden der MOT diese für 0,5 bis 2,5 ms abgeschaltet und danach mit den MOT-Strahlen kurz angeblitzt, um die flugzeitabhängige Expansion der Wolke durch ihre Fluoreszenz auf die CCD-Kamera abzubilden. Aus dieser Expansion der Wolke lässt sich gemäß Gleichung (3.21) die Temperatur bestimmen. Zu einer genauen Bestimmung der Temperatur werden die Messdaten verschiedener Flugzeiten in ein Diagramm eingetragen und an diese Messpunkte die theoretische Expansionskurve angefitet. Eines dieser Beispieldiagramme ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Aus diesen Messungen resultiert eine Temperatur im Bereich von 1,5 bis 3,5 mK.

Zur Bestätigung wurde ebenso eine Release-Recapture Messung (vergleiche Abschnitt 3.8.2) zur Temperaturbestimmung der bosonischen Ytterbiumisotope durchgeführt, die ebenfalls eine Temperatur im mK-Bereich ergab. Ein Beispieldiagramm hierzu ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Beide Messmethoden ergeben konsistente Ergebnisse überhalb des Dopplerlimits von $672 \mu\text{K}$.

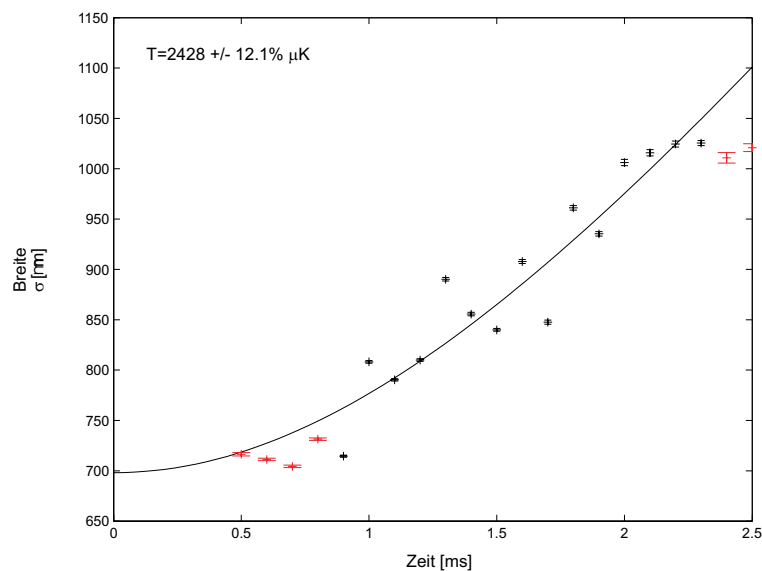


Abbildung 4.18: Grafische Darstellung einer Time-of-Flight Messung der MOT-Temperatur des bosonischen ^{174}Yb . Die Temperatur liegt im mK-Bereich und damit erwartungsgemäß über der Dopplertemperatur von $672 \mu\text{K}$.

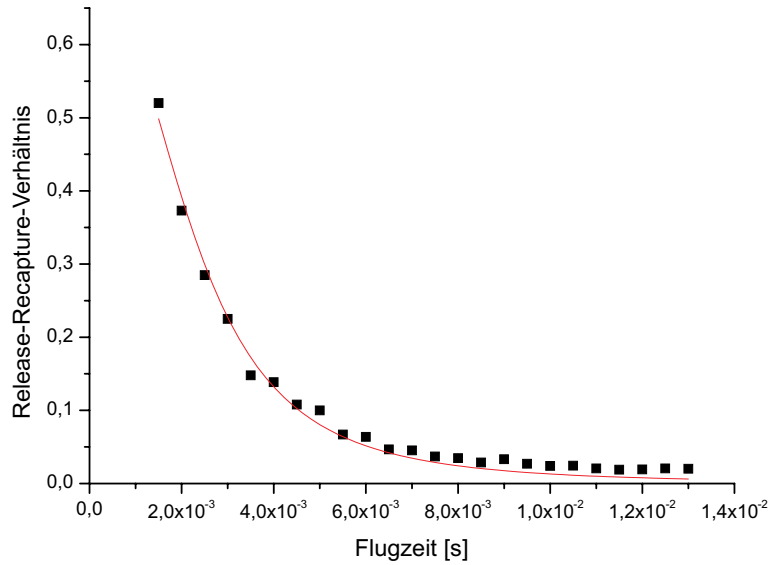


Abbildung 4.19: Grafische Darstellung einer Release-Recapture-Messung der MOT-Temperatur des bosonischen ^{174}Yb . Es bestätigt sich die Temperatur im mK-Bereich, die schon durch die Time-of-Flight-Messung ermittelt wurde.

Sub-Doppler-Kühlung der fermionischen Yb-Isotope

Bei Ytterbium muss man eine klare Unterscheidung zwischen den bosonischen und den fermionischen Isotopen treffen. Die fermionischen Isotope erlauben, aufgrund ihres nicht verschwindenden Kernspins und der damit möglichen energetischen Aufspaltung des Grundniveaus im Lichtfeld, sowie den unterschiedlichen Anregungsraten der einzelnen Zustände, den Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung, der theoretisch in Abschnitt 2.1.4 erklärt wurde. Dies ist aufgrund des Fehlens jeglichen Drehimpulses im Grundzustand der Bosonen für diese nicht möglich. Dieser Unterschied bestimmt in signifikantem Maße die weitere Vorgehensweise bei der Kühlung und dem Fangen von Ytterbium. Man erwartet, im Gegensatz zu den bosonischen Ytterbiumisotopen, für die die MOT-Temperaturen überhalb der Dopplertemperatur von $672\ \mu\text{K}$ liegen, für die fermionischen Isotope Temperaturen (weit) unterhalb der Dopplertemperatur. Somit wird nur für die Bosonen, nicht aber für die Fermionen, ein zweiter Kühlschritt benötigt, bevor die Atome in die konzipierte optische Dipolfalle geladen werden können.

Messungen hierzu ergaben Temperaturen von $80\text{...}250\ \mu\text{K}$ bzw. $10\text{...}150\ \mu\text{K}$ für das fermionische ^{171}Yb bzw. ^{173}Yb und bestätigen somit eindeutig die Polarisationsgradientenkühlung der Fermionen. Exemplarisch sind in Abbildung 4.20 und 4.21 Messungen zur Temperaturbestimmung mittels Time-of-Flight-Methode dargestellt.

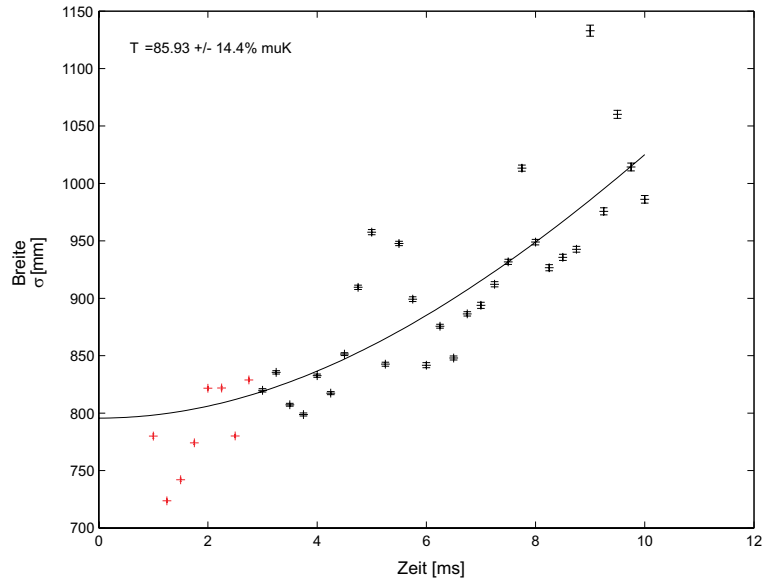


Abbildung 4.20: Time-of-Flight Messung des fermionischen ^{171}Yb . Man erhält eine Temperatur unterhalb des Dopplerlimits. Sie beträgt $85 \mu\text{K}$.

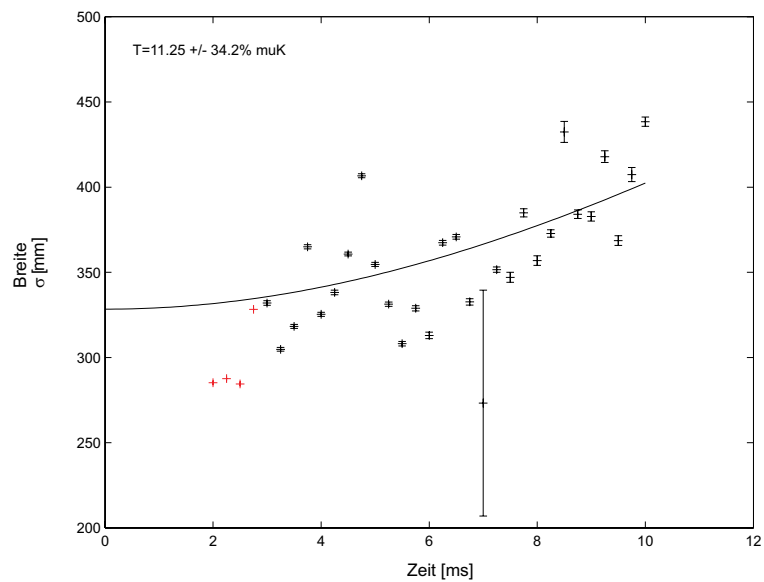


Abbildung 4.21: Time-of-Flight Messung des fermionischen ^{173}Yb . Man erhält eine Temperatur weit unterhalb des Dopplerlimits. Sie beträgt $11 \mu\text{K}$.

In Abbildung 4.22 wird die Temperatur für ^{174}Yb und ^{173}Yb in Abhängigkeit der entsprechenden Laserintensität illustriert. Hierbei ist der extreme Temperaturunterschied zwischen bosonischem und fermionischen Ytterbium zu sehen. Man erkennt tendenziell eine Abnahme der Temperatur mit sinkender Laserleistung. Dies war auch zu erwarten, da die Laserleistung in die Streurate eingeht und diese mit steigender Leistung zunimmt und somit die Heizprozesse in der MOT erhöht. Dieser lineare Zusammenhang wurde schon theoretisch vorhergesagt und auch anhand einer Ytterbium-MOT auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ experimentell bestätigt[152].

Abbildung 4.23 zeigt für den Fall der Sub-Doppler-Kühlung an ^{173}Yb den linear erwarteten Zusammenhang zwischen Temperatur und $n^{2/3} \cdot N^{1/3}$ [97], wobei n die Dichte und N die Atomzahl darstellt. Dies rührt von den Reabsorptions- und spontanen Emissionsprozessen her, die von der Atomzahl bzw. Dichte abhängen und die erreichbare Temperatur bei der Sub-Doppler-Kühlung beeinflussen.

Hiermit wurde erstmals die Sub-Doppler-Kühlung von Ytterbium auf dem breiten $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang durchgeführt. Dies ermöglicht für die fermionischen Isotope,

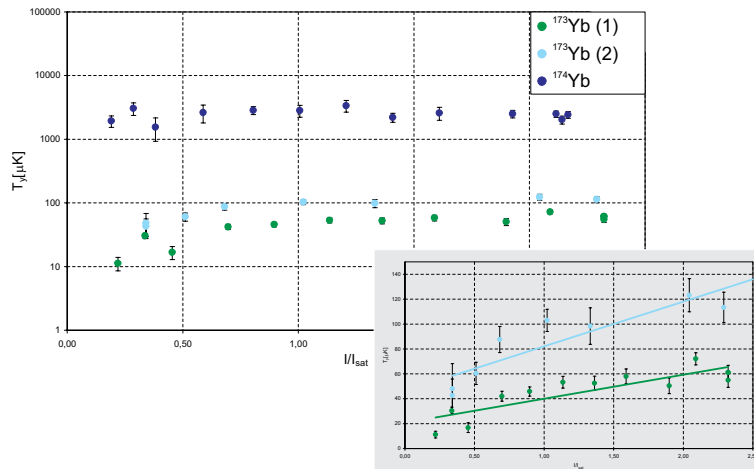


Abbildung 4.22: Graphische Darstellung der MOT-Temperatur des Ytterbium in Abhängigkeit der eingestrahlichten Laserintensität. Das bosonische ^{174}Yb zeigt Temperaturen im Bereich einiger mK wohingegen das fermionische ^{173}Yb im Bereich einiger 10 bis 100 μK liegt und somit unter die Dopplertemperatur gekühlt wurde. In der Ausschnittsvergrößerung sieht man im Detail das Verhalten der fermionischen Isotope bei der Reduktion der Intensität. Die beiden Kurven in dem Ausschnitt zeigen das Verhalten für verschiedene Atomzahlen: $^{173}\text{Yb}(1)$ (grün) ca. $2,5 \cdot 10^5$ Atome, $^{173}\text{Yb}(2)$ (türkis) ca. $1 \cdot 10^6$ Atome.

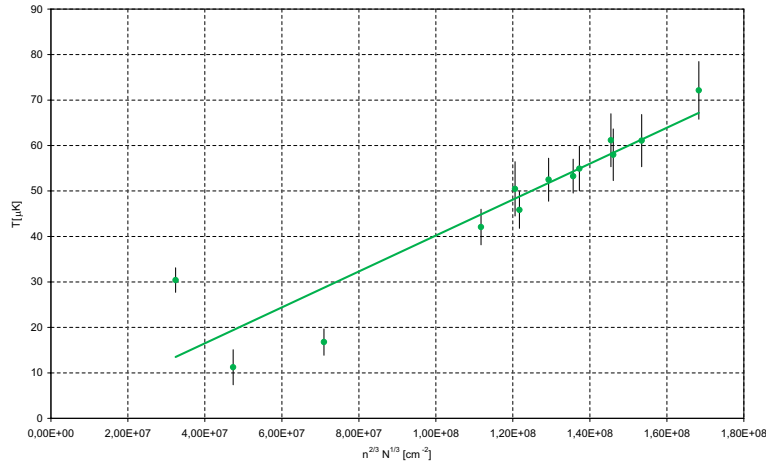


Abbildung 4.23: Abhängigkeit der MOT-Temperatur des fermionischen Isotops ^{173}Yb von der Dichte und Atomzahl. Im dichtelimitierten Regime erhält man $T \propto n^{2/3} N^{1/3}$ [97]

im Gegensatz zu den heißen Bosonen, ein direktes Laden der Atome in eine optische Dipolfalle ohne einen weiteren Kühlschritt. Die Bosonen müssen hingegen vor dem Umladen zunächst in einer MOT auf dem Interkombinationsübergang, dessen Dopplertemperatur bei $4,4 \mu\text{K}$ liegt, weitergekühlt werden, bevor eine signifikante Umladeeffizienz in die optische Dipolfalle zu erwarten ist.

Im Vergleich zur schon demonstrierten Polarisationsgradientenkühlung auf dem Interkombinationsübergang von Ytterbium[152], bei der jedoch keine Temperaturen unter dem Dopplerlimit dieses Übergangs erreicht wurden, war es im Rahmen dieser Arbeit möglich erstmalig die Sub-Doppler-Kühlung fermionischer Ytterbiumisotope experimentell zu demonstrieren. Die erreichten Temperaturen lagen im Gegensatz zu ähnlichen Experimenten[153] mit Strontium, bei dem nur Temperaturen leicht unterhalb der Dopplertemperatur erreicht wurden[154], bei Werten $< T_D/50$ und somit extrem weit unterhalb der Dopplertemperatur. Dies war vor allem aufgrund der geringen verwendeten Laserintensitäten möglich, die einen Einfluss auf die erreichbaren Temperaturen hatten.

Ytterbium-MOT in Ioffe-Pritchard-Konfiguration

Zusätzlich zur erprobten und in den vorigen Abschnitten beschriebenen Ytterbium-MOT in einer konventionellen Quadrupol-Magnetfeld-Konfiguration wurde in Hinblick auf ein kombiniertes Ladeschema beider Atomsorten (siehe Abschnitt 5.2), eine weitere MOT-Konfiguration getestet. Diese besteht aus einem Ioffe-Pritchard-Magnetfeld, mit einem radialen Gradienten entlang zweier Achsen. In dieser Konfi-

guration wurden entlang aller drei Raumrichtungen die MOT-Strahlen eingestrahlt, so dass sich eine zweidimensionale MOT(2D-MOT)[155] mit einer zusätzlichen optischen Melasse auf der dritten Achse ausbildete. Diese Falle, die nur einen zweidimensionalen räumlichen Einschluss bietet, ist in Ihrer Lebensdauer durch die axiale Diffusion in der optischen Melasse begrenzt. Die zugehörige Zeitkonstante dürfte im Bereich einiger 100 ms liegen und ist somit auf der gleichen Zeitskala angesiedelt, wie der natürliche Zerfall des angeregten Niveaus in die metastabilen Triplett-Niveaus. Diese Ioffe-Pritchard-MOT ergab Atomzahlen, die gleich oder sogar größer waren als in der herkömmlichen Quadrupolkonfiguration. Dies zeigt, dass eine solche MOT für Ytterbium problemlos betrieben werden kann. Diese Art der MOT wird im Rahmen eines kombinierten Ladeschemas für Rubidium und Ytterbium, das in Abschnitt 5.2 erläutert wird, eine signifikante Rolle spielen.

4.2.2 Gemischte MOT

Zur Veranschaulichung der Flexibilität und Demonstration der Möglichkeiten des hier vorgestellten Versuchsaufbaus wurden eine Rubidium- und eine Ytterbium-MOT gleichzeitig betrieben. Dies wird erreicht, indem beide Zeemanslower wie bei der schon verwendeten einatomigen MOT betrieben werden. Somit wird sowohl ein langsamer Rubidium- als auch ein langsamer Ytterbiumatomstrahl erzeugt. Durch

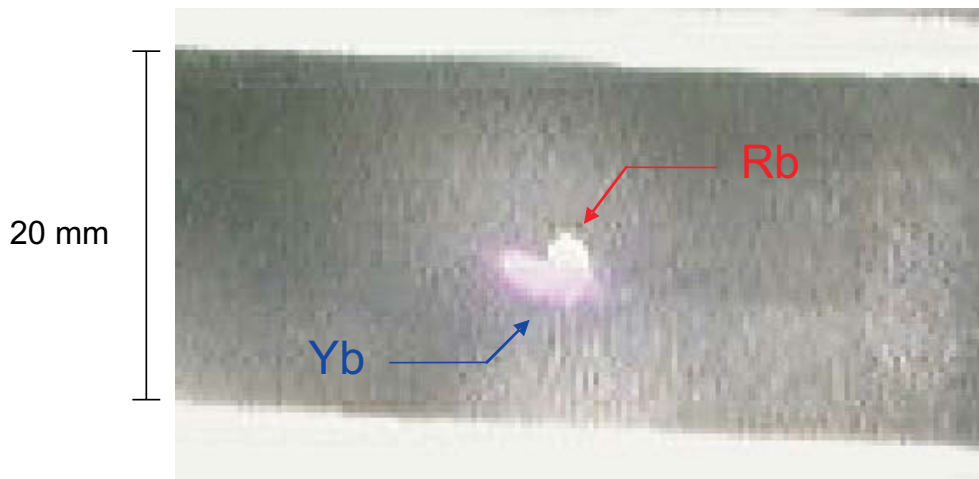


Abbildung 4.24: Aufnahme einer gemischten magneto-optischen Falle aus Ytterbium- und Rubidiumatomen. Die hier dargestellten Farben sind aufgrund des verwendeten CCD-Chips gegenüber der realen Farbgebung verändert. Der räumliche Versatz zwischen Rubidium- und Ytterbium-MOT lässt sich auf die Justage der MOT-Strahlen zurückführen.

eine im Zentrum der Kammer überlagerte Laserstrahlkonfiguration aus den 780 nm-MOT-Strahlen des Rubidiums und den 399 nm-MOT-Strahlen des Ytterbiums in Verbindung mit der MOT-Magnetfeldkonfiguration, dem schon beschriebenen Gradientenfeld, kann nun eine gemischte MOT aus Ytterbium und Rubidiumatomen erzeugt werden. Die gemeinsam verwendete Magnetfeldkonfiguration bedeutet jedoch einen Kompromiss für beide Elemente in der gemischten MOT. Beim hier vorliegenden System, mit einem optimalen axialen Gradienten von 22 G/cm für Rubidium und von 100 G/cm für Ytterbium, stellt sich das Problem, dass beim jeweiligen Optimum für das eine Element das andere keine funktionsfähige MOT mit signifikant großen Atomzahlen hervorbringt. Somit wurde für die gemischte MOT ein Kompromiss geschlossen, sie wurde im Bereich von ca. 50 G/cm betrieben. Dabei ist für beide Atomsorten die Atomzahl gegenüber dem Optimum reduziert.

Ein weiteres möglicherweise erwartetes Problem ist das für die Ytterbium-MOT nötige 399 nm-Licht, das mit einer Energie von ca. 3,11 eV über der Ionisationsenergie von 2,58 eV[120] der angeregten Rubidium-Atome im $P_{3/2}$ -Zustand liegt. Dieses Licht könnte somit prinzipiell die Rubidium-Atome, die sich während des MOT-Zyklus in regelmäßigen Abständen im angeregten Zustand befinden ionisieren[156]. Wie man in Abbildung 4.24 erkennen kann, ist es dennoch möglich eine gemischte MOT zu erzeugen. Ob und wie stark der Effekt der lichtinduzierten Ionisation die Rubidiumatomzahl vermindert, ist anhand dieser Messergebnisse nicht zu ermitteln. Die unzureichende räumliche Überlagerung im Bild lässt sich durch eine bessere Justage beseitigen.

Hiermit wurde gezeigt, dass das System aus Rubidium- und Ytterbiumatomen kompatibel zueinander ist und beide Elemente gleichzeitig im Rahmen einer MOT gekühlt und gefangen werden können. In diesem Rahmen wurde keine quantitative Bestimmung der Atomzahl vorgenommen. Jedoch kann anhand der Abbildung der Wolke abgeschätzt werden, dass die Atomzahlen wesentlich geringer sind als im Optimum. Diese gemischte MOT als Ausgangspunkt eines zweikomponentigen Quantengases zu verwenden, birgt also das Problem, dass aufgrund des Kompromisses, der bezüglich der Wahl des Magnetfeldgradienten geschlossen werden muss, nur geringe Atomzahlen verfügbar sind. Deshalb wird man sich hierfür einer anderen Methode bedienen, bei der zunächst eine Rubidium-MOT in die Magnetfalle geladen wird, und dann erst mit der Erzeugung der Ytterbium-MOT begonnen wird. Diese sukzessive Erzeugung der beiden kalten atomaren Gase bietet mehr experimentelle Freiheiten, da zunächst eines der beiden Elemente, Rubidium, ohne Beeinflussung des anderen optimal gekühlt werden kann, und danach das zweite, Ytterbium, ebenfalls weniger Einschränkungen unterliegt, als in der gemischten MOT.

In Abschnitt 5.2 wird ausführlich dieses Konzept zum simultanen Laden beider Spezies in konservative Fallen erläutert werden, welches sich nicht der gemischten MOT bedient, um oben genannte Probleme zu umgehen.

4.3 Magnetisches Fangen von metastabilem Ytterbium

Neben den für die “blaue MOT“ verwendeten Singulett-Niveaus des Ytterbiums, besitzt es, wie schon in Abschnitt 3.1.2 dargestellt, drei Triplett-P-Niveaus. Hierbei ist vor allem das 3P_2 -Niveau mit einer Lebensdauer von 14,5 s und einem maximalen magnetischen Moment von $3\mu_B$ sehr interessant, da es die Möglichkeit beinhaltet, im Gegensatz zum diamagnetischen 1S_0 -Grundzustand, die Atome nicht nur optisch, sondern auch magnetisch fangen zu können.

Lade- und Detektionsschema

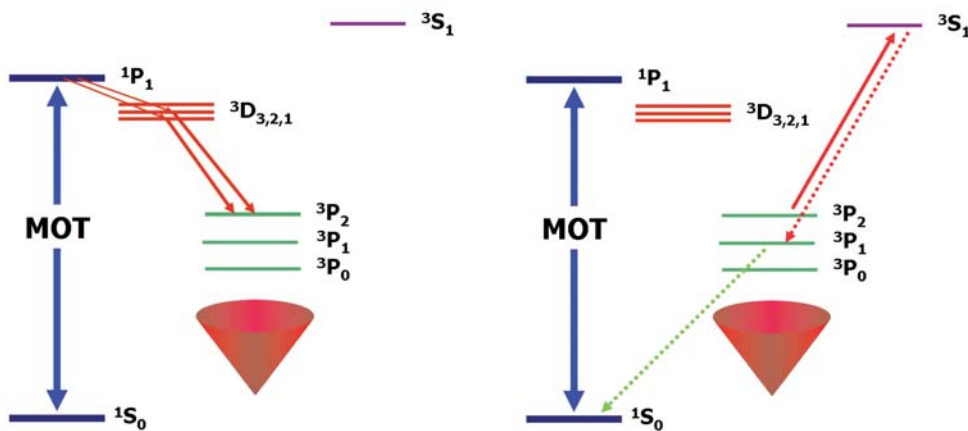


Abbildung 4.25: Kontinuierliches Lade- und Detektionsschema der Ytterbiumatome in einer Quadrupolfalle. Die Ytterbiumatome fallen aus dem MOT-Zyklus über die 3D -Niveaus in das metastabile 3P_2 -Niveau, welches im MOT-Feld gefangen wird. Zur Detektion werden die Atome mit Hilfe eines resonanten 770 nm-Lasers in das 3S_1 -Niveau gepumpt. Von dort zerfällt das Atom über das 3P_1 -Niveau in das 1S_0 -Grundniveau. Nun können die Atome mit Hilfe des normalen MOT-Lichts detektiert werden.

Ausgehend von der in Abschnitt 4.2.1 erläuterten Ytterbium-MOT werden die Atome im metastabilen Zustand in die Magnetfalle geladen. Hierzu ist kein weiterer technischer Aufwand nötig. Die Atome befinden sich in ihrem normalen MOT-Zyklus aus Absorption und Emission zwischen dem 1S_0 -Grundzustand und dem angeregten 1P_1 -Niveau. Hierbei kommt es mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 10^{-7} zu einem strahlenden Zerfall der Atome in die Triplet-Zustände. Dabei werden die Atome im 3P_2 -Zustand aufgrund ihres maximalen magnetischen Moments von $3\mu_B$ sehr stark in der durch das MOT-Magnetfeld generierten Quadrupolfalle gefangen. Man hat hier also einen kontinuierlichen Lademechanismus[157], bei der die Ytterbiumatome automatisch während der MOT-Phase aus der MOT in die Magnetfalle geladen werden.

Zur Detektion wurde ein Diodenlaser bei 770 nm herangezogen, der den Übergang zwischen dem 3P_2 - und dem höherliegenden 3S_1 -Zustand treibt. Vom 3S_1 -Niveau können die Atome nun mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,37 über den 3P_1 -Zustand in den Grundzustand fallen. Schaltet man nun die MOT wieder an, so werden diese Atome in ihr gefangen und können über ihre Fluoreszenz detektiert werden. Genauere quantitative Betrachtungen der hierbei relevanten Übergänge, mit Übergangsraten und -wahrscheinlichkeiten, sind im Detail in Anhang B erläutert.

Atomzahl im metastabilen Zustand

Die zu erwartende Atomzahl an Ytterbiumatomen im metastabilen 3P_2 -Zustand lässt sich über die Aufspaltungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle bzw. Lebensdauern der beteiligten atomaren Niveaus und die Streurrate in der MOT abschätzen. Die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls (siehe Anhang B.2) vom 1P_1 - ins 3P_2 -Niveau setzt sich aus dem Zerfall $^1P_1 \rightarrow ^3D_1 \rightarrow ^3P_2$ mit einer Wahrscheinlichkeit $P_1 = 5,46 \cdot 10^{-8} \cdot 0,014 = 7,644 \cdot 10^{-10}$ und dem Zerfall $^1P_1 \rightarrow ^3D_2 \rightarrow ^3P_2$ mit einer Wahrscheinlichkeit $P_2 = 1,25 \cdot 10^{-8} \cdot 0,13 = 1,625 \cdot 10^{-9}$ zusammen[158, 159, 77]. Zudem muss berücksichtigt werden, dass aus den 5 möglichen Zeeman-Niveaus $m_F = -2 \dots +2$ nur die Zustände $m_F = +1$ und $m_F = +2$ magnetisch fangbar sind und unter der Annahme einer gleichverteilten Bevölkerung der magnetischen Unterzustände dieser Effekt mit einem multiplikativen Faktor von $2/5$ einwirkt. Mit einer Streurrate von $\gamma_p = 16,8 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$ erhält man eine Laderate in den metastabilen Zustand von

$$R_L = \frac{2}{5} \cdot (P_1 + P_2) \cdot \gamma_p \cdot N_{MOT} = 0,016 \text{ 1/s} \cdot N_{MOT} \quad (4.5)$$

bzw. eine Gleichgewichtsatomzahl bei einer Lebensdauer $\tau = 14,5$ s des metastabilen Zustands von

$$N_{ms} = R_L \cdot \tau = 0,23 \cdot N_{MOT} \quad . \quad (4.6)$$

Zur experimentellen Bestimmung der Umladeeffizienz wurde für ^{173}Yb bei verschiedenen Atomzahlen in der MOT die Atomzahl in der Magnetfalle bestimmt. Abbildung 4.26 zeigt den gemessenen linearen Zusammenhang zwischen MOT- und Magnetfallenatomzahl, der den Erwartungen gemäß (4.6) entspricht, wobei etwaige Verlustprozesse nicht berücksichtigt wurden. Bei einer maximalen Atomzahl von ca. $9 \cdot 10^6$ in der MOT wurden bis zu $4,25 \cdot 10^5$ Atome in die Magnetfalle umgeladen, was einer Umladeeffizienz von 5% entspricht. Die Diskrepanz in der Umladeeffizienz zum theoretischen Wert von 23% ist einer Verminderung der Ladeeffizienz im Vergleich zum Optimum begründet, die in der theoretischen Berechnung nicht berücksichtigt wurden. Zum einen ist es möglich, dass nur der $m_F = +2$ - aber nicht der $m_F = +1$ -Zustand gefangen werden kann, da die Falle hierfür nicht stark genug ist. Zum Anderen ist es durchaus wahrscheinlich, dass die Besetzung der einzelnen Zeemanzustände in der MOT nicht gleichverteilt ist und es somit möglich ist, dass der fangbare $m_F = +2$ -Zustand mit $< 20\%$ besetzt ist, was die geringe Umladeeffizienz erklärt.

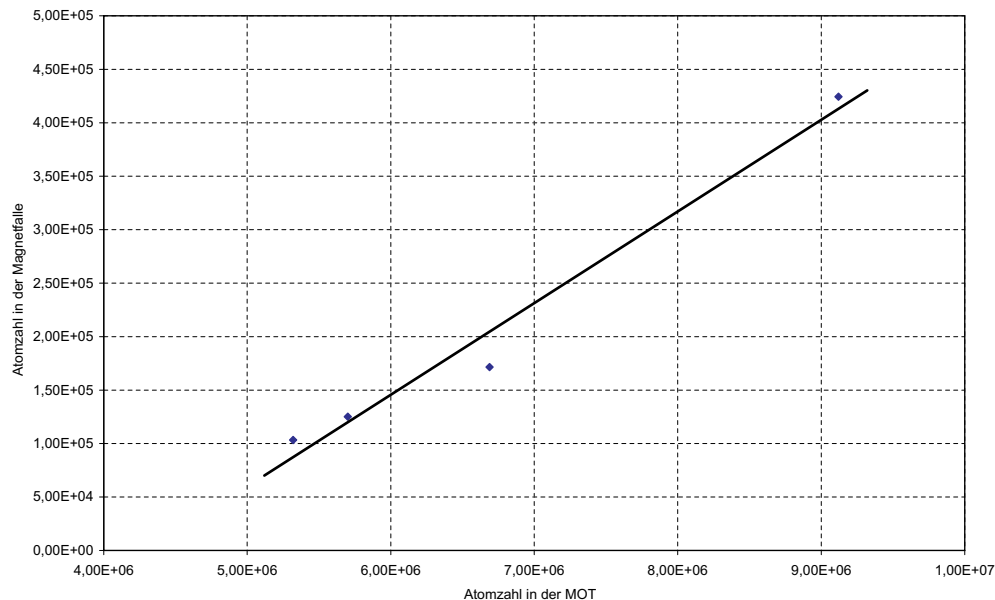


Abbildung 4.26: Experimenteller Zusammenhang zwischen der MOT-Atomzahl und Atomzahl in der metastabilen Magnetfalle.

Lebensdauer im metastabilen Zustand

Zur Bestimmung der Lebensdauer des metastabilen 3P_2 -Zustands wird dieser, wie in den vorigen Abschnitten und in Abschnitt B.2 beschrieben, in die Magnetfalle geladen. Nach einer variablen Wartezeit wurden die Atome, wie in Abschnitt 3.8.3 bzw. Anhang B.3 beschrieben, in die MOT zurückgepumpt und detektiert. Daraus ergibt sich eine Messsequenz wie sie in Abbildung 4.27 exemplarisch dargestellt ist. Der metastabile 3P_2 -Zustand besitzt eine theoretische Lebensdauer von 14,5s[77]. Diese Lebensdauer wird jedoch für die fermionischen Isotope ^{171}Yb und ^{173}Yb durch die Hyperfein-Beimischung des 1P_1 -Zustandes in den 3P_1 -Zustand reduziert[160]. Die erwarteten Lebensdauern hierbei sind abhängig vom Isotop und Hyperfeinzustand zwischen 6,2s und 14,5s. Die genauen Daten hierzu sind in Tabelle 4.5 und Anhang B.4 dargestellt.

Man muss in der Betrachtung der Lebensdauer also eine klare Unterscheidung zwischen den Bosonen und den Fermionen treffen. Wie man in Abbildung 4.28 er-

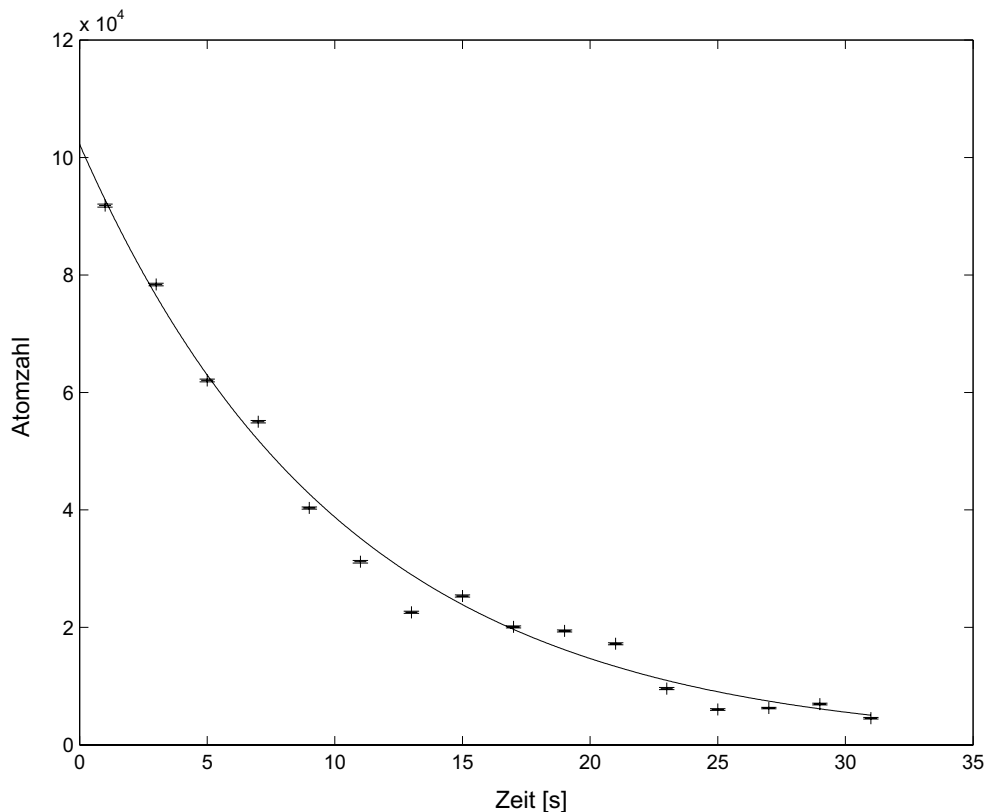


Abbildung 4.27: Beispiel für eine Messkurve zur Bestimmung der Lebensdauer metastabiler Ytterbiumatome im 3P_2 -Zustand. An die Messpunkte wird hierzu eine exponentieller Zerfall angefügt.

kennen kann, ist die experimentell bestimmte Lebensdauer der Bosonen in der Falle atomzahlabhängig im Bereich zwischen 9 s und 13,7 s. Da diese Werte allesamt unter dem theoretischen Wert für den reinen natürlichen Zerfall des angeregten metastabilen 3P_2 -Zustandes von 14,5 s liegen, wird hier als weiterer Verlustmechanismus, ein Zweikörperverlust betrachtet. Die Bestimmung der Zweikörper-Verlustkonstante β wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden durchgeführt. Zum einen wurden an

Isotop	F	Übergangsrate $^3P_2 \rightarrow ^1S_0 [s^{-1}]$	Lebensdauer 3P_2 [s]
174	0	$4,20 \cdot 10^{-4}$	14,5
171	$3/2$	$9,18 \cdot 10^{-2}$	6,2
173	$3/2$	$2,14 \cdot 10^{-2}$	11,1
173	$5/2$	$5,32 \cdot 10^{-2}$	8,2
173	$7/2$	$7,22 \cdot 10^{-2}$	7,1

Tabelle 4.5: Übergangsraten und Lebensdauern für den metastabilen 3P_2 -Zustand. Der für das Isotop ^{174}Yb angegebene Wert ist für alle bosonischen Isotope gültig. Für die fermionischen Isotope wurden die verfügbaren Werte angegeben und berechnet.

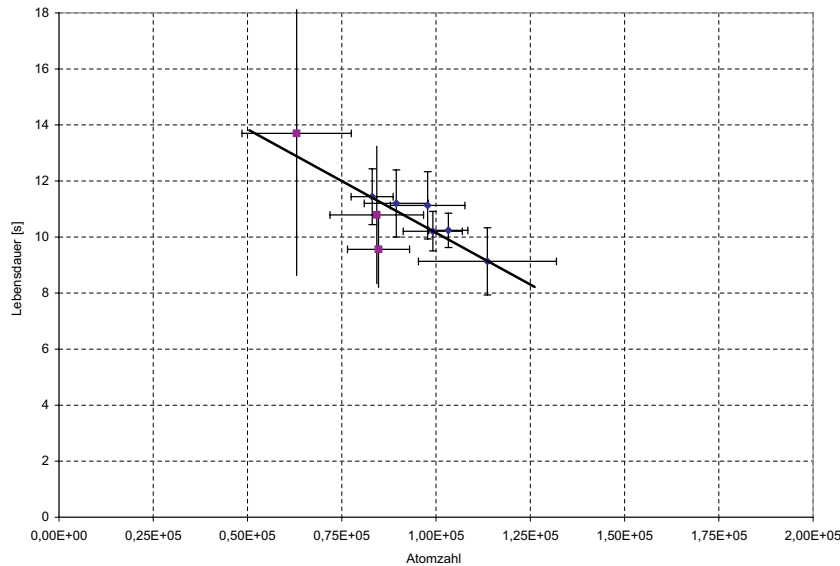


Abbildung 4.28: Lebensdauer der bosonischen Ytterbiumisotope ^{174}Yb im metastabilen 3P_2 -Zustand, die in einer Quadrupol-Magnetfalle gefangen sind. Die Lebensdauer ist hier über der Atomzahl aufgetragen.

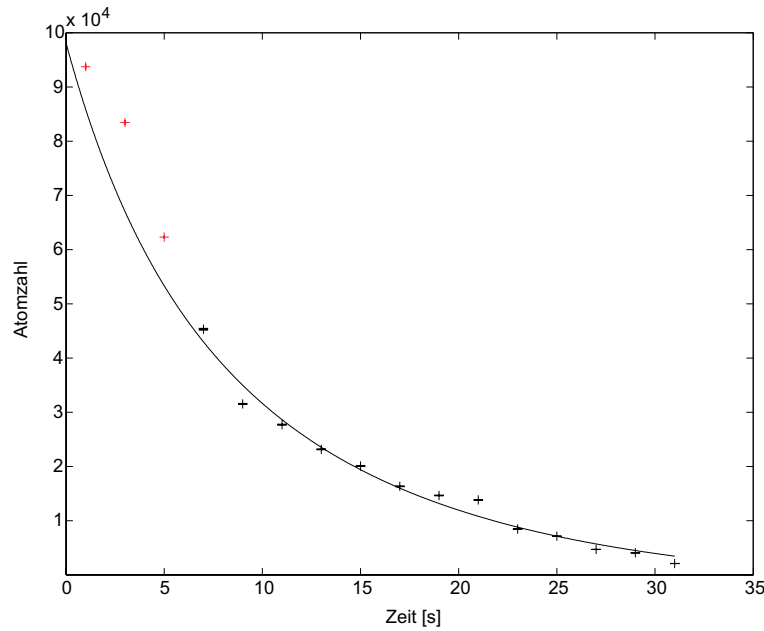


Abbildung 4.29: Beispieldiagramm eines Fits zur Bestimmung der Zweikörper-Verlustkonstanten β . Aus dem Zerfall wird durch Anpassung der in Gleichung (2.26) gegebenen Verluste diese Verlustrate bestimmt. Hierbei ergab sich $\beta = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

die Messkurven der Zerfälle (wie in Abbildung 4.29) die theoretischen Zerfallskurven gemäß Gleichung (2.26) angepasst. Hierzu wurde eine feste natürliche Zerfallsrate von $\gamma = 1/14,5 \text{ s}$ angenommen. Die hieraus resultierende Zweikörper-Verlustrate wurde zu $1,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ bestimmt. Die Genauigkeit der Fits der theoretischen Kurven an die Messdaten wird durch die Fehler der bestimmten Atomzahlen und Volumina, welche aus Gaußfits an die Abbildungen der atomaren Wolken resultieren, begrenzt. Die Ungenauigkeit dieser Methode beträgt $\Delta\beta/\beta = 70\%$, so dass man ein Gesamtergebnis von

$$\beta = (1,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s} \quad (4.7)$$

erhält. Zur Überprüfung dieses Ergebnisses wurde aus den Gleichgewichtsatomzahlen ebenfalls der β -Faktor berechnet. Die Details hierzu sind in Anhang B.5 im Detail erklärt. Dieser Abschätzung lag eine typische MOT-Atomzahl von 10^6 zugrunde, die wiederum gemäß Gleichung (B.6) die Laderate R_L in die Magnetfalle bestimmt. Dies führt zu einer Laderate in die Magnetfalle von $1,6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Aus Gleichung (B.13) erhält man einen von der Atomzahl in der MOT bzw. Laderate abhängigen β -Faktor von $2,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$. Wie in Anhang B.5 erläutert, setzt sich der Fehler dieses berechneten Ergebnisses, wie auch bei den Fits aus den

β -Faktor aus den Fits	
β	relativer Fehler
$1,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	70% Ungenauigkeit des Fits
$\beta = (1,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	

β -Faktor aus der Atomzahl	
β	relative Fehler
$2,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	$\Delta V/V = 30\%$
	$\Delta R_L/R_L = 30\%$
	$\Delta N/N = 30\%$
$\beta = (2,0 \pm_{1,89}^{3,94}) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$	

Tabelle 4.6: Bestimmung der Zweikörperverlustrate β durch einen Fit an die Messdaten und eine Rechnung aus der Gleichgewichtsatomzahl. Beide Ergebnisse stimmen im Rahmen ihrer Messgenauigkeit überein. Der Fehler bei der gefitteten Lösung ist auf Ungenauigkeiten des Fits selbst zurückzuführen, wohingegen der Fehler der berechneten Lösung aus einer Abschätzung der Fehler der einzelnen Größen von jeweils 30% resultiert.

Fehlern ΔV und ΔN , sowie aus der in die Rechnung eingehenden Laderate R_L der Magnetfalle, zusammen. In Tabelle 4.6 sind die bestimmten β -Faktoren und die zugehörige Fehlerabschätzung im Detail zusammengefasst. Dieses Ergebnis von $\beta = (2,0 \pm_{1,89}^{3,94}) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ bestätigt im Rahmen seiner Messgenauigkeit den durch die Fits ermittelten β -Faktor von $(1,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$. Das hier gemessene Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen[161] an ähnlichen Systemen (Sr, Ca), die vergleichbare Resultate lieferten.

Bei Dichten im Bereich von einigen 10^8 cm^{-3} erhält man mit diesem β -Faktor einen Zweikörperzerfall, dessen Zeitkonstante vergleichbar ist mit der Zeitkonstante des natürlichen Zerfalls. Dies erklärt die beobachtete dichteabhängige Verkürzung der Lebensdauer im magnetisch gefangenen metastabilen Zustand bezüglich der natürlichen Lebensdauer von $\tau = 14,5 \text{ s}$.

Für das fermionische ^{173}Yb wurde ebenso eine Messung der Lebensdauer in Abhängigkeit der Atomzahl durchgeführt. Abbildung 4.30 zeigt Lebensdauern, die gegenüber der Lebensdauer der Bosonen reduziert sind und Werte im Bereich von 4 s bis 11 s annehmen.

Dies ist ein Indiz für die in [160] vorhergesagte Verminderung der Lebensdauer auf-

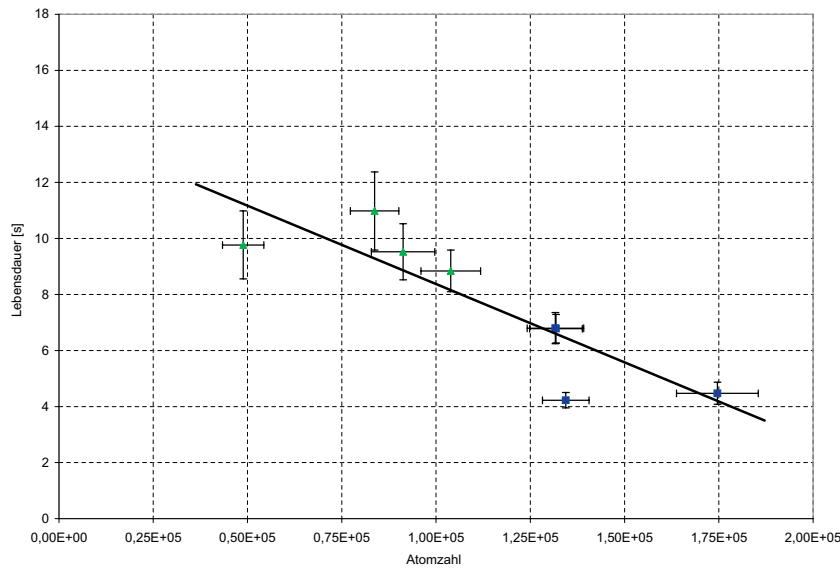


Abbildung 4.30: Lebensdauer der fermionischen Ytterbiumisotope ^{173}Yb im metastabilen 3P_2 -Zustand, die in einer Quadrupol-Magnetfalle gefangen sind. Die Lebensdauer ist hier über der Atomzahl aufgetragen. Im Gegensatz zu den bosonischen Isotopen ist die Lebensdauer hier wie erwartet leicht reduziert.

grund von Hyperfein-Beimischung eines Singulett- in ein Triplett-niveau. Wie Abbildung B.3 zeigt, besitzt ^{173}Yb fünf angeregte Hyperfeinniveaus, von denen jedoch nur drei in ihrer Lebensdauer durch Hyperfeinwechselwirkung verkürzt sind. Diese Vielzahl an Niveaus machen es äußerst kompliziert, eine quantitative Aussage über diese Mechanismen zu treffen. Die eindeutige Verkürzung der Lebensdauern im Vergleich zum bosonischen Fall bestätigen die allgemeine Aussage einer auftretenden Lebensdauerverkürzung, was einhergeht mit der Beteiligung von mindestens einer der drei Hyperfeinniveaus $F = 3/2, F = 5/2$ oder $F = 7/2$. Eine genauere Bestimmung kann hier nicht getroffen werden, da der verwendete Detektionsmechanismus nicht sensitiv auf die einzelnen Hyperfeinzustände ist und somit keine eindeutige Zuordnung der Hyperfeinzustände möglich war.

Wie auch im bosonischen Fall können hier noch andere Verlustmechanismen, wie ein dichteabhängiger Zweikörper-Zerfall, einen Einfluss auf die Lebensdauer nehmen. Die hierbei ermittelten Werte sind also die Lebensdauern der metastabilen Atome in der Magnetfalle und bilden somit ein unteres Limit für die natürliche Lebensdauer des 3P_2 -Zustands selbst.

Das erstmals realisierte magnetische Fangen ultrakalter metastabiler Ytterbiumatome bildet einen wichtigen Schritt auf dem Weg zum entarteten Ytterbium-Quantengas. Es bietet neben der optischen Dipolfalle eine weitere Möglichkeit die Ytterbiumatome in einer konservativen Falle zu fangen. Hiermit wurden erstmalig Messungen durchgeführt, die eine Untergrenze für die Lebensdauer von metastabilem Ytterbium ergab. Die gute Übereinstimmung dieser Messergebnisse mit theoretischen Vorhersagen bestätigen zudem die Verlässlichkeit der Atomstrukturrechnungen, die den theoretischen Voraussagen zugrundelagen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Das Ziel des Projektes, in das diese Doktorarbeit eingebettet ist, ist die Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases aus Rubidium- und Ytterbiumatomen. Mit dieser Arbeit ist dieses Ziel sowie weiterführende Messungen zur Mischbarkeit und Superfluidität und die Erzeugung ultrakalter heteronuklearer Moleküle essenziell nähergerückt. Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messapparatur geplant, konzipiert und aufgebaut, mit der es möglich war, wesentliche Erkenntnisse zur Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases aus Rubidium- und Ytterbiumatomen, zu gewinnen.

Messapparatur für Ytterbium und Rubidium

Es wurde eine neuartige Messapparatur zum kombinierten Kühlen und Fangen von Rubidium- und Ytterbiumatomen konzipiert und aufgebaut, mit der es möglich ist beide atomaren Spezies unabhängig voneinander kontrollieren und manipulieren zu können, und beide in den quantenentarteten Zustand zu überführen. Diese Apparatur besteht aus einer Vakuumkammer mit zwei separaten Atomöfen, in der es möglich ist, über zwei Zeemanslower thermische Atome aus den Öfen abzubremesen und in die Vakuumkammer zu laden. Dort können die Atome in magneto-optischen Fallen und weiterführend in einer Magnetfalle oder optischen Dipolfalle gefangen werden. Die apparativen Anforderungen an dieses System wurden in Form von diversen Lasersystemen, sowie einer Frequenzverdopplung und einer Ioffe-Pritchard-Magnetfallen-Konfiguration erfüllt.

Mit einem Diodenlasersystem bei 780 nm und der Spulenkonfiguration zur Erzeugung der Magnetfelder wird hiermit die MOT für Rubidium und das weiterführende Fangen der Atome in der Magnetfalle ermöglicht. Zur Kühlung der Ytterbium-

atome wird für den breiten Kühlübergang bei 399 nm die Frequenzverdopplung benutzt. Darüber hinaus soll das bereits bestehende Farbstofflasersystem bei 556 nm zum Kühlen der Ytterbiumatome auf einem Interkombinationsübergang angewendet werden, um eine weitere Verminderung der Temperaturen zu erreichen. Die Ytterbiumatome können aus dieser MOT in eine, im Rahmen dieser Arbeit entwickelte, bichromatische optische Dipolfalle umgeladen werden. Zwei Festkörperlaser bei 532 nm und 1064 nm dienen der Erzeugung dieser Falle und ermöglichen eine vollkommen unabhängige Kontrolle und Manipulierbarkeit der beiden Spezies.

Diese im Rahmen der Doktorarbeit entwickelte Messapparatur bietet mit der Vielzahl an Lasersystemen und den verschiedensten Fallentypen neben dem gemischten Quantengas aus Rubidium und Ytterbium auch die Möglichkeit mit anderen Spezies Experimente zu ultrakalten Gasen durchzuführen.

Bose-Einstein-Kondensat aus Rubidium

Mit diesem experimentellen Aufbau war es möglich ein Rubidium-Bose-Einstein-Kondensat im $F = 2, m_F = 2$ -Zustand zu erzeugen. Aus einer magneto-optischen Falle mit $> 10^9$ Atomen im mK-Bereich wurde für ^{87}Rb ein großes BEC einiger 10^6 Atome mit Temperaturen im Bereich mehrerer 100 nK erzeugt. Hohe Dichten von 10^{15} cm^{-3} erwirkten Lebensdauern < 100 ms. Aus dem Zerfall des BEC wurde eine Dreikörper-Verlustkonstante von $1,3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ extrahiert, die den Literaturwerten entspricht. Somit zeigt sich, dass die Lebensdauer nicht durch technische Komplikationen der Apparatur, sondern durch die normalen dichteabhängigen Verluste begrenzt ist.

In Hinblick auf das Ziel dieses Experiments, die Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases war dies der erste entscheidende Schritt. Dieses ultrakalte Quantengas aus Rubidiumatomen kann nun seine Rolle als "Kühlschrank" für die Ytterbiumatome bei der sympathetischen Kühlung übernehmen.

Magneto-optische Falle mit Ytterbiumatomen

Die Ytterbiumatome wurden in einer MOT mit einer sehr hohen Atomzahl von bis zu $2 \cdot 10^7$ gefangen. Im Gegensatz zu den bosonischen Isotopen deren Temperatur durch das Dopplerlimit von $672 \mu\text{K}$ begrenzt ist, weisen die fermionischen Isotope ^{171}Yb und ^{173}Yb mit $10 \dots 250 \mu\text{K}$ Temperaturen weit unter diesem Dopplerlimit auf. Hierdurch wurde erstmals die Sub-Doppler-Kühlung fermionischer Ytterbiumisotope in einer magneto-optischen Falle durch Polarisationsgradientenkühlung experimentell demonstriert.

Die im Vergleich zu ähnlichen Systemen[153] extrem effiziente Sub-Doppler-Kühlung

bietet für die Fermionen eine entscheidende Vereinfachung in der Kühlprozedur des Ytterbiums auf dem Weg zur Quantenentartung. Die Bosonen können in der MOT nur bis zur Dopplertemperatur von $672 \mu\text{K}$ gekühlt werden und müssen aufgrund dessen in einer zweiten Kühlstufe auf einem schmalen Interkombinationsübergang mit einer Dopplertemperatur von $4,4 \mu\text{K}$ nachgekühlt werden, bevor sie effizient in eine konservative Falle geladen werden können. Im Gegensatz dazu bietet sich durch die hier erstmals beobachtete Sub-Doppler-Kühlung der Fermionen im Temperaturbereich von bis zu $10 \mu\text{K}$ die Möglichkeit diese sofort von der MOT in eine konservative Falle mit Fallentiefen in der Größenordnung von $100 \mu\text{K}$ zu laden.

Magnetisch gefangenes Ytterbium im metastabilen Zustand

Zusätzlich zur schon angesprochenen optischen Dipolfalle kann Ytterbium in einem metastabilen Triplettzustand mit einem magnetischen Moment von bis zu $\mu = 3 \cdot \mu_B$ in eine Magnetfalle geladen werden. Dies wurde durch einen kontinuierlichen Lademechanismus erreicht, bei dem Atomzahlen von bis zu $4 \cdot 10^5$ in der Magnetfalle erzielt wurden. Dieser Mechanismus bietet die Möglichkeit die bosonischen Isotope im metastabilen Zustand in der Magnetfalle zu kühlen, um sie dann im Grundzustand in eine optische Dipolfalle umzuladen, ohne sie vorher in einer zweiten MOT auf dem schmalen Interkombinationsübergang vorkühlen zu müssen.

Die Lebensdauer der bosonischen ^{174}Yb -Isotope lag atomzahlabhängig zwischen 9s und $13,7\text{s}$ und somit niedriger als die natürliche Zerfallszeit des metastabilen Niveaus ins Grundniveau. Aus diesem Zerfall des bosonischen Isotops wurde eine Zweikörper-Verlustkonstante des dichteabhängigen Zweikörperzerfalls mit $\beta = (1,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ bestimmt. Dieses Ergebnis, welches durch eine zweite Bestimmungsmethode verifiziert wurde, bestätigt die beobachteten Lebensdauern von $< 14,5\text{s}$ in der Magnetfalle.

Die hiermit ermittelte Verlustkonstante im metastabilen Zustand bestimmt essentiell den weiteren Fortgang des Experiments. Sie ist zu groß, um direkt in der Magnetfalle die Quantenentartung des metastabilen Zustands zu erreichen, bietet aber eventuell die Möglichkeit einer weiteren Kühlung der Atome, um sie dann in der optischen Dipolfalle zu kondensieren.

Bei den fermionischen Isotopen wurde eine im Vergleich zu den Bosonen reduzierte Lebensdauer zwischen 4s und 11s beobachtet, was auf eine durch die Hyperfeinwechselwirkung induzierte Mischung zweier Niveaus zurückzuführen ist und bereits theoretisch vorhergesagt wurde. Dies waren die ersten Messungen, die eine Untergrenze für die Lebensdauer metastabilen Ytterbiums ergaben.

Zweikomponentige magneto-optische Falle

Als erster Schritt ein zweikomponentiges Gas zu fangen, wurde eine räumlich und zeitlich überlagerte zweikomponentige magneto-optische Falle aus ^{174}Yb und ^{87}Rb generiert, um die Kompatibilität beider Elemente im vorliegenden Experiment zu demonstrieren. Hierzu war es nötig in Bezug auf den verwendeten Magnetfeldgradienten einen Kompromiss zu schließen, der allerdings für beide Spezies zu einer Verminderung der Atomzahl gegenüber dem Maximum führte. Somit wird diese Methode nicht zur Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases herangezogen werden.

Basierend auf den hierbei gewonnenen Erkenntnissen wurde ein kombiniertes Ladeschema für beide Spezies entwickelt, das im Rahmen dieses Projektes Anwendung finden wird.

5.2 Ausblick

Um die Ziele dieses Experiments, die Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases, die Untersuchung zur Superfluidität und Mischbarkeit, die Erzeugung ultrakalter heteronuklearer Moleküle und langfristig die Durchführung von Präzisionsmessungen, zu erreichen, sind sowohl apparative Weiterentwicklungen und Zusätze, als auch experimentelle Untersuchungen wichtiger Eckdaten nötig. Der weitere Fortgang des Experiments wird durch diese einzelnen Erfordernisse bestimmt.

Apparative Modifikationen und Ergänzungen

Folgenden apparative Änderungen bzw. Ergänzungen sind geplant, bzw. nötig um ein stabiles System zur Erzeugung eines ultrakalten gemischten Quantengases zu ermöglichen:

- Wie schon zuvor angedeutet, besteht zwar ein vollkommen lauffähiges System zur Erzeugung des Laserlichts für die Ytterbium-MOT bei 399 nm, soll aber durch einen verbesserten wartungsärmeren Aufbau ersetzt werden. Dies ist möglich durch die erst neuerdings auf dem Markt erhältlichen blauen Laserdioden.

Das neue Lasersystem soll aus zwei Diodenlasern bei 399 nm in einer Master-Slave-Konfiguration aufgebaut werden. Der Masterlaser wird wie bislang der Frequenzverdopplungsresonator auf die vorhandene Ytterbiumspektroskopie stabilisiert werden. Der Slavelaser mit einer erwarteten Ausgangsleistung von 30 mW steht komplett der Erzeugung der Ytterbium-MOT zur Verfügung,

wohingegen der Masterlaser neben der Stabilisierung den größten Teil seiner Leistung dem Ytterbium-Zeemanslower zur Verfügung stellt.

Mit diesem System wird bei geringeren Justageaufwand eine mindestens genauso gute MOT-Performance erwartet.

- Zur weiteren Kühlung der bosonischen Ytterbiumisotope unter das Dopplerlimit des breiten MOT-Übergangs von $672 \mu\text{K}$ wird das bestehende Farbstofflasersystem bei 556 nm verwendet werden, um eine Ytterbium-MOT auf dem schmalen Interkombinationsübergang des Ytterbium zu realisieren. Die geringe limitierende Dopplertemperatur für diesen Übergang von $4,4 \mu\text{K}$ erlaubt erreichbare Temperaturen für die bosonischen Isotope, die in einer optischen Dipolfalle fangbar sind.

Somit ist es möglich die bosonischen Ytterbiumisotope mit einer zweistufigen MOT bei 399 nm und 556 nm und die fermionischen Isotope durch Sub-Dopplerkühlung in einer einstufigen MOT bei 399 nm zu kühlen, um sie in die geplante optische Dipolfalle zu laden.

- Neben der bestehenden Ioffe-Pritchard-Magnetfalle als konservative Falle zum Fangen der Rubidiumatome wird die bichromatische optische Dipolfalle, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, in die Apparatur implementiert werden. Sie besteht aus einem Laser bei 532 nm mit einer Leistung von 2 W und einem Laser bei 1064 nm mit einer Leistung von $0,8 \text{ W}$ und kann die Ytterbiumatome im diamagnetischen Grundzustand fangen.

Diese Falle ist so konzipiert, dass ihr Fallenpotenzial für die Rubidiumatome in erster Ordnung verschwindet. Somit ist es möglich die Ytterbiumatome in dieser optischen Dipolfalle zu fangen ohne die Rubidiumatome zu beeinflussen und im Gegenzug die Rubidiumatome in der Ioffe-Pritchard-Magnetfalle zu fangen, die wiederum mit den Ytterbiumatomen aufgrund ihres diamagnetischen Grundzustands nicht in Wechselwirkung tritt.

Mit dieser Kombination aus bichromatischer optischer Dipolfalle und Magnetfalle ermöglicht man ein vollkommen unabhängiges Fangen und eine unabhängige Manipulation beider atomarer Spezies.

Mit diesen apparativen Ergänzungen wird es möglich sein, zusätzlich zur schon bestehenden Quantenentartung der Rubidiumatome, auch die bosonischen und fermionischen Ytterbiumatome aus der jeweiligen MOT in die konservative Falle umzuladen. Von diesem Punkt an kann durch sympathetische Kühlung mit den kalten Rubidiumatomen in den überlagerten Fallen auch für die Ytterbiumatome die Quantenentartung erreicht werden.

Ladeverhalten des Ytterbium in die optische Dipolfalle

Bislang gelang es neben der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates aus Rubidiumatomen, die Ytterbiumatome in einer MOT zu fangen und zu kühlen, sowie diese in einem metastabilen Triplett-Zustand in einer Magnetfalle zu fangen. Der nächste Schritt auf dem Weg zum zweikomponentigen Quantengas wird das Laden der Ytterbiumatome in die bichromatische optische Dipolfalle sein. Hierzu sind drei verschiedene Lademöglichkeiten denkbar.

- Die fermionischen Ytterbiumisotope die aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit beobachteten möglichen Sub-Doppler-Kühlung Temperaturen in der MOT von $10 \mu\text{K}$ erreichen, können direkt in die optische Dipolfalle geladen werden.
- Die bosonischen Ytterbiumisotope können in einer MOT auf dem schmalen Interkombinationsübergang nachgekühlt werden, um dann in die optische Dipolfalle geladen zu werden. Hierbei ist die Umladeeffizienz von der MOT in die optische Falle, die von der noch zu ermittelnden Temperatur in der Interkombinations-MOT abhängt, zu messen.
- Das Ytterbium kann zunächst im metastabilen Triplett-Niveau magnetisch gefangen werden, wo es vorgekühlt wird, um dann im Grundzustand in die optische Dipolfalle geladen zu werden. Wie auch bei der vorigen Methode hängt die Umladeeffizienz von der erreichbaren Temperatur ab und muss untersucht werden. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Verluste von $\beta = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ in diesem Zustand erschweren diese Methode, machen sie jedoch nicht unmöglich.

Für die fermionischen Isotope ist die erste genannte Methode sowohl die einfachste, als auch diejenigen welche die höchste erreichbare Atomzahl in der optischen Falle verspricht. Für die Bosonen muss dies noch untersucht werden. Beide möglichen Methoden müssen hinsichtlich der erreichbaren Temperaturen und Atomzahlen bzw. Atomzahlverlusten bei den einzelnen Prozessen miteinander verglichen und abgewägt werden.

Varianten der optischen Dipolfalle

Um eine unabhängige Manipulation der beiden Spezies zu erreichen, ist als konservative Falle für das Ytterbium eine bichromatische optische Dipolfalle konzipiert worden. Hierbei muss zwischen zwei Varianten der optischen Falle abgewägt werden.

- Die Einstrahlfalle, bei der das Fallenzentrum durch das Intensitätsmaximum zweier kollinear überlagerter Gaußscher Laserstrahlen mit den Wellenlängen

532 nm und 1064 nm bestimmt wird, zeichnet sich durch eine einfache Handhabung aus, da nur zwei Strahlen räumlich überlagert werden müssen. Sie besitzt jedoch zwei Achsen mit starkem und eine Achse mit einem sehr geringen Einschluss (siehe Anhang C.1). Sollte dieser Einschluss nicht genügen um die Atome stark genug halten und manipulieren zu können, so bietet sich eine zweite Möglichkeit.

- Die gekreuzte optische Dipolfalle (siehe Anhang C.2) besteht aus zwei sich in ihrem Fokus orthogonal kreuzenden Strahlpaaren, also vier Laserstrahlen, die in einem Punkt räumlich überlagert werden. Diese Konfiguration besitzt in dem Sinne keine Achse schwachen Einschlusses mehr, ist jedoch sehr kritisch zu justieren.

Für den weiteren Fortgang des Experiments wird aus Gründen der einfachen Justage eine Einstrahlfalle bevorzugt werden, sofern diese einen genügend guten Einschluss der Atome bietet.

Kombiniertes Ladeschema für Ytterbium und Rubidium

Sobald neben dem schon experimentell demonstrierten Fangen und Kühlen des Rubidiums bis zur Quantenentartung auch die Ytterbiumatome erfolgreich in einer konservativen Falle gefangen wurden, wird eine kombinierte Ladetechnik, die es ermöglichen wird beide Spezies simultan in eine Falle zu laden, eingeführt werden. Schon in Abschnitt 4.2.2 wurde im Rahmen einer gemischten MOT ein kombiniertes Ladeschema für beide Elemente angedeutet. Der Weg über eine gemischte MOT beide Elemente, Rubidium und Ytterbium, in eine gemeinsame oder je eine separate konservative Falle zu laden, ist jedoch problematisch, da zum Zeitpunkt des Umladens eines der beiden Elemente die MOT abgeschaltet werden muss und somit ebenfalls der räumliche Einschluss für das andere Element deaktiviert wird. Desweiteren muss bei einer gemeinsamen MOT für beide Elemente stets ein Kompromiss bezüglich des gemeinsamen Magnetfeldgradienten gemacht werden. Aus diesem Grund wird im Folgenden ein anders geartetes Ladeschema vorgestellt, das aufgrund der bislang im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse entwickelt wurde.

Man beginnt mit den in den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2 vorgestellten Methoden zur Erzeugung einer Rubidium-MOT und dem Umladen in eine Ioffe-Pritchard-Magnetfalle, womit man dann das erste der beiden Elemente, das Rubidium, in einer konservativen Falle gefangen hat.

Dieses Ioffe-Pritchard-Magnetfeld mit dem radialen Gradienten entlang zweier räum-

licher Achsen bietet nun die Möglichkeit, zumindest entlang der beiden radialen Richtungen, eine zweidimensionale MOT-Konfiguration für Ytterbiumatome zu erzeugen, eine sogenannte 2D-MOT[155]. Strahlt man nun zusätzlich zu den MOT-Strahlen entlang dieser beider Richtungen auch auf der dritten Achse in einer wie in Abschnitt 2.2.1 theoretisch behandelten Konfiguration mit den MOT-Strahlen in die Kammer ein, so erhält man eine zweidimensionale MOT entlang der radialen Richtungen und aufgrund des fehlenden Gradienten entlang der axialen Richtung auf dieser Achse eine optische Melasse. In dieser Konfiguration kann man somit in einer "Pseudo"-MOT Ytterbiumatome fangen während im selben Magnetfeld Rubidiumatome magnetisch gefangen sind. Von hier aus kann man nun entweder die Ytterbiumatome in die optische Dipolfalle umladen oder den kontinuierlichen Ladeprozess in den magnetisch fangbaren metastabilen Zustand nutzen, um die Atome magnetisch in der Ioffe-Pritchard-Konfiguration zu fangen. In beiden Fällen erreicht man einen simultanen Einschluss beider Spezies in einer konservativen Falle.

Das reine Laden der Ytterbiumatome in diese "Pseudo"-MOT wurde bereits getestet und lieferte Atomzahlen die vergleichbar oder sogar etwas größer waren als in der herkömmlichen Quadrupolkonfiguration einer MOT, und somit zunächst keine Einschränkungen bezüglich der zu erwarteten fangbaren Atomzahlen vermuten lassen. Zudem bietet die Ioffe-Pritchard-Konfiguration für die MOT den Vorteil, dass die MOT-Geometrie an die Geometrie der Ioffe-Pritchard Magnetfalle und auch einer optischen Dipolfalle sehr gut angepasst ist und hiermit für den Fall des Umladens in die metastabile Magnetfalle oder die optische Dipolfalle mit einer hohen Umladeneffizienz zu rechnen ist.

Es ist zu erwarten, dass das hier vorgestellte gemeinsame Ladeschema beider Elemente problemlos anwendbar sein wird.

Sympathetische Kühlung

Sobald der Punkt des gemeinsamen Einschlusses von Rubidium in der Magnetfalle und Ytterbium in der optischen Dipolfalle erreicht ist und die Rubidiumatome in gewohnter Art durch RF-induzierte Verdampfungskühlung gekühlt wurden, können die eingeschlossenen Ytterbiumatome durch sympathetische Kühlung ebenfalls der Quantenentartung nähergebracht werden. Hierzu müssen folgende Randbedingungen erfüllt sein, bzw. zuvor bestimmt worden sein:

- Beide Fallen müssen räumlich so überlagert und in ihrer Form angepasst sein, dass die beiden Atomwolken einen maximal möglichen Streuquerschnitt aufweisen.

- Die interatomare YbRb-Streulänge muss so groß sein, dass die elastische Streurrate, welche die Thermalisierung der Ytterbium- mit den Rubidiumatomen hervorruft, über die inelastische Streurrate dominiert. Hierzu gibt es noch für keines der Ytterbiumisotope experimentelle Befunde, so dass dies zunächst im Vordergrund stehen wird, bevor ein Versuch der sympathetischen Kühlung der Ytterbiumatome mit den Rubidiumatomen unternommen wird.

Die Vorgehensweise einer solchen sympathetischen Kühlung von Ytterbiumatomen wird so geartet sein, dass man nach der Bestimmung des optimalen Ytterbiumisotops, welches sich durch einen maximalen elastischen Streuquerschnitt mit Rubidium auszeichnet, beide Spezies in der beschriebenen Art und Weise in ihre konservativen Fallen lädt und daraufhin beginnt mittels RF-induzierter Verdampfungskühlung die Rubidiumatome zu kühlen. Dies führt gleichzeitig zur Abkühlung des Ytterbiums. Hierbei optimiert man die Phasenraumdichteerhöhung des Ytterbiums je Atomzahlverlust des Rubidiums. Aufgrund der Technik der sympathetischen Kühlung ist nicht mit einem Atomzahlverlust des Ytterbiums zu rechnen.

Wissenschaftliche Ziele

Sobald das zweikomponentige System aus Ytterbium und Rubidium dergleichen präpariert wurde, dass beide Spezies in ihren konservativen Fallen gekühlt werden können, wird der Schwerpunkt der Experimente an dem System auf folgenden Punkten liegen:

- Zunächst werden Untersuchungen zur Superfluidität und Mischbarkeit durchgeführt werden. Die interatomare Kopplung bei einer Spezies bestimmt hierbei die kritische Geschwindigkeit für superfluide Propagation ohne dissipative Verluste[162]. Die Wechselwirkungseigenschaften der beiden Spezies untereinander bestimmen das Mischbarkeits- bzw. Phasenseparationsverhalten[163]. Die unabhängige Manipulierbarkeit beider Spezies, vor allem die Möglichkeit die Fallenparameter und die relativen Positionen der beiden Fallen zueinander verändern zu können, erlaubt es diese Aspekte der Superfluidität im Gemisch aus Ytterbium und Rubidium zu erforschen und daraus Informationen über die Wechselwirkungen zu erhalten.
- Ein Hauptziel liegt in der Erzeugung heteronuklearer YbRb-Moleküle. Ein ultrakaltes Gas dieser polaren Moleküle würde im Vergleich zu einem atomaren Gas aufgrund des sehr großen elektrischen Dipolmoments ein grundlegend

anderes Verhalten an den Tag legen. Hierbei sollen Untersuchungen zu dipolaren Quantengasen sowie die Bestimmung eines permanenten elektrischen Dipolmoments im Mittelpunkt des Interesses stehen.

Da molekulare Niveauschemata aufgrund der Vielzahl an Vibrations und Rotationsübergängen keine geschlossenen Übergänge erlauben, bietet sich in der Regel keine Möglichkeit der direkten Laserkühlung von Molekülen. Man bedient sich vielmehr der Methodik der laserinduzierten Photoassoziation, bei der durch einen stimulierten Prozess der Zustand zweier kollidierender ultrakalter Atome in den Zustand eines angeregten Moleküls transferiert wird [164, 165]. In Rahmen dieses Themengebietes wurde bereits eine Kooperation mit der theoretischen Chemie initiiert, um theoretische Vorhersagen der Molekülpotenziale zu erhalten [72].

- Die Erzeugung eines ultrakalten entarteten Fermigases aus Ytterbiumatomen wird ein weiterer Schwerpunkt sein. Hierbei bieten die unabhängigen Fallen zusammen mit der sympathetischen Kühlung die Möglichkeit extrem kalte Fermionen zu erzeugen. Durch die separaten Fallen für die beiden Spezies kann über die Fallenfrequenz der optischen Dipolfalle die Fermitemperatur der Ytterbiumatome unabhängig von den Parametern des Rubidium eingestellt werden.

Auch die Untersuchung des BCS-BEC-Übergangsbereichs der zur Zeit das wohl am stärksten verfolgte Thema auf dem Gebiet der fermionischen Quantengase ist, könnte mit entarteten fermionischen Ytterbiumisotopen durchgeführt werden. Die hierzu nötige Feshbachresonanz als Mittel zur Veränderung der Wechselwirkung steht bei Ytterbium nicht zur Verfügung, so dass eher ein Boson-Fermion-Gemisch wie LiYb in Frage kommt, um diese Ziele zu verfolgen. Aufgrund der sehr variablen Apparatur ist dies ohne weiteres möglich.

Perspektiven - Präzisionsexperimente

Über die bislang genannten Experimente hinaus bietet Ytterbium aufgrund seines Niveauschemas die Möglichkeit Niederenergie-Präzisionsexperimente durchzuführen.

- Der Interkombinationsübergang zwischen dem Singulett-Grundniveau und dem metastabilen angeregten Triplett-Niveau ist sehr interessant für die Präzisionsspektroskopie. Er bietet sich mit einer relativen Frequenzbreite von $\Delta\nu/\nu = 2 \cdot 10^{-17}$ hervorragend als optischer Übergang für eine Atomuhr an. Dieser Übergang wurde kürzlich schon in einer MOT vermessen [166].

- Ytterbium ermöglicht zudem Messungen der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. Es besitzt einen paritätsverbotenen Übergang vom Grundniveau ins angeregte 3D -Niveau, welches nur einen sehr geringen Energieabstand zum 1P_1 -Niveau besitzt. Durch die Beimischung dieses Zustandes aufgrund der schwachen Wechselwirkung und des Stark-Effekts wird dieser Übergang getrieben, und die Verletzung der Parität aufgrund der schwachen Wechselwirkung kann hieraus extrahiert werden. Da die Ordnungszahl Z kubisch in diese Übergangsamplitude einfließt, bietet sich Ytterbium mit $Z = 70$ sehr gut für dieses Experiment an.
- Desweiteren kann man aufgrund der starken innermolekularen elektrischen Felder im polaren YbRb-Molekül diese zur Bestimmung eines permanenten elektrischen Dipolmoments des Neutrons verwenden. Hierzu werden Messungen zur Larmorpräzessionsfrequenz im elektrischen Feld durchgeführt. Da in schweren Elementen der relativistische Effekt zu einer Verstärkung des elektrischen Dipolmoments führt, kann in einem schweren Element wie Ytterbium dieser Effekt besonders gut detektiert werden.

Es wurde gezeigt, dass die im Rahmen dieses Forschungsprojekts angesiedelte Doktorarbeit den hauptsächlichen Beitrag zur experimentellen Realisierung einer Versuchsapparatur geliefert hat, die zur Erzeugung eines Gemisches ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome nötig ist. Die in diesem Rahmen durchgeführten Messungen tragen essenziell zum Verständnis dieses Systems bei, und sind deshalb wegweisend für den weiteren Fortgang dieses Experiments und für das Erreichen der oben genannten weiteren wissenschaftlichen Ziele.

Anhang A

Notation

Folgende Tabelle gibt die häufigsten in dieser Arbeit verwendeten Größen mit ihrer Beschreibung wieder. Sie dient dem besseren Verständnis dieser Arbeit. Es wird jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass nicht sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Variablen aufgeführt sind, und auch nicht sämtliche möglichen Bedeutungen der hier aufgeführten Größen enthalten sind.

Symbol	Definition	Bedeutung
a, a_0		Beschleunigung
a_{ho}		harmonische Oszillatorausdehnung
α		Absorptionskonstante
B		Magnetfeld
B'		Magnetfeldgradient
B''		Magnetfeldkrümmung
β		Dämpfung im Geschwindigkeitsraum
β		Zweikörper-Verlustrate
c	$3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit
δ, δ_0		Laserverstimmung
D_p		Impulsdiffusionskonstante
E		elektrisches Feld, Lichtfeld
E_F		Fermienergie
E_R	$\hbar^2 k^2 / 2M$	Rückstoßenergie
ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$	Influenzkonstante
f		Brennweite
F_{sp}		Spontankraft
g_F		Landéscher g-Faktor
γ_p		Streurrate

Symbol	Definition	Bedeutung
Γ	$1/\tau$	natürliche Linienbreite
Γ_L		Verlustkonstante
h	$2\pi \cdot \hbar$	Plancksches Wirkungsquantum
\hbar	$1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	Plancksches Wirkungsquantum
I		Laserintensität
I_s		Sättigungsintensität
k	$2\pi/\lambda$	Wellenvektor
k_B	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmannkonstante
κ		Dämpfung im Ortsraum bei der MOT
λ		Wellenlänge
λ_{DB}	$\sqrt{2\pi\hbar^2/Mk_B T}$	thermische deBroglie-Wellenlänge
m_F		magnetische Quantenzahl
M		Masse
μ	$m_F g_F \mu_B$	magnetisches Moment
μ_B	$9,552 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$	Bohrsches Magneton
μ_{chem}		chemisches Potenzial
N, N_0		Teilchenzahl
n	N/V	Teilchenzahldichte
ν		Frequenz
η		Abschneideparameter
OD		optische Dichte
Ω		Raumwinkel
P		Leistung
p		Dipolmoment
R_L		Laderate
R_V		Verlustrate
r_{TF}		Thomas-Fermi-Radius
ρ, r		radiale Ortsvariable
ρ_{PSD}	$n \cdot \lambda_{DB}^3$	Phasenraumdichte
r_c		Einfangradius
s	$\frac{I/I_s}{1+(2\delta/\Gamma)^2}$	Sättigungsparameter
σ		Gaußbreite
σ		Streuquerschnitt
T		Transmission
T		Temperatur
t		Zeit
T_c		kritische Temperatur
$T_{Doppler}$	$\hbar\Gamma/2k_B$	Dopplertemperatur
T_F		Fermitemperatur

Symbol	Definition	Bedeutung
T_R	$\hbar^2 k^2 / MK_B$	Rückstosstemperatur
τ	$1/\Gamma$	natürliche Lebensdauer
U_{dip}		Dipolpotenzial
V		Volumen
\vec{v}		Geschwindigkeit
$\langle v \rangle, \bar{v}$		mittlere Geschwindigkeit
v_c		Einfanggeschwindigkeit
ω	$2\pi \cdot \nu$	Kreisfrequenz
ω_A		atomare Übergangsfrequenz
ω_D	$-\vec{k} \cdot \vec{v}$	Dopplerverschiebung
ω_L		Laserfrequenz
z		axiale Ortsvariable

Anhang B

Ytterbium im metastabilen Zustand - quantitativ

B.1 Übergangswahrscheinlichkeiten

Übergang	Übergangsrate [1/s]	Übergangswahrscheinlichkeit
$^1P_1 \rightarrow ^1S_0$	$1,76 \cdot 10^8$	≈ 1
$^1P_1 \rightarrow ^3D_1$	9,6	$5,45 \cdot 10^{-8}$
$^1P_1 \rightarrow ^3D_2$	2,2	$1,25 \cdot 10^{-8}$
$^3D_1 \rightarrow ^3P_0$	$2 \cdot 10^6$	0,939
$^3D_1 \rightarrow ^3P_1$	$1 \cdot 10^5$	0,047
$^3D_1 \rightarrow ^3P_2$	$3 \cdot 10^4$	0,014
$^3D_2 \rightarrow ^3P_1$	$2 \cdot 10^6$	0,870
$^3D_2 \rightarrow ^3P_2$	$3 \cdot 10^5$	0,130

Tabelle B.1: Übergangsraten vom 1P_1 in die 3D -Zustände und von den 3D -Zuständen in die 3P -Triplettniveaus, sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten.

Im Folgenden werden zunächst die Übergangswahrscheinlichkeiten aus dem angeregten 1P_1 -Zustand über die 3D -Zustände in die 3P -Triplettniveaus berechnet. Die einzelnen Übergangsraten[158] sind in Abbildung B.1 und in Tabelle B.1 angegeben. Die folgenden Werte sind die Gesamtwahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Übergänge in die einzelnen Triplet-Zustände.

$$P_{1P_1 \rightarrow 3P_2} = P_{1P_1 \rightarrow 3D_2} \cdot P_{3D_2 \rightarrow 3P_2} + P_{1P_1 \rightarrow 3D_1} \cdot P_{3D_1 \rightarrow 3P_2} = 2,39 \cdot 10^{-9} \quad , \quad (\text{B.1})$$

$$P_{1P_1 \rightarrow 3P_1} = P_{1P_1 \rightarrow 3D_2} \cdot P_{3D_2 \rightarrow 3P_1} + P_{1P_1 \rightarrow 3D_1} \cdot P_{3D_1 \rightarrow 3P_1} = 1,34 \cdot 10^{-8} \quad , \quad (\text{B.2})$$

$$P_{1P_1 \rightarrow 3P_0} = P_{1P_1 \rightarrow 3D_1} \cdot P_{3D_1 \rightarrow 3P_0} = 5,12 \cdot 10^{-8} \quad . \quad (\text{B.3})$$

Aus den Verhältnissen dieser Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich mit einer Wahrscheinlichkeit von 3,6% ein Zerfall in das 3P_2 -Niveau, mit einer Wahrscheinlichkeit von 20,0% ein Zerfall in das 3P_1 -Niveau und mit einer Wahrscheinlichkeit von 76,4% ein Zerfall in das 3P_0 -Niveau.

B.2 Laderaten in den magnetisch fangbaren Zustand

Die Atomzahl im metastabilen 3P_2 -Zustand des Ytterbium lässt sich über die Streurrate in der Ytterbium-MOT, die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Zerfallskanäle und die Lebensdauern der Zustände berechnen.

Die Streurrate γ_p wird mit Hilfe von Gleichung (2.2) berechnet, wobei von einer typischen Laserintensität $I = 4I_s$ und einer typischen Verstimmung $\delta = 4\Gamma$ ausgegangen wird:

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta_0/\Gamma)^2} = \frac{2}{21}\Gamma \approx 0,1\Gamma \approx 16,8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad . \quad (\text{B.4})$$

Wie man anhand von Abbildung B.1 sieht gibt es 2 mögliche Zerfallskanäle vom 1P_1 ins 3P_2 -Niveau. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang wurde im vorigen Abschnitt berechnet Die Gesamtwahrscheinlichkeit für einen Zerfall vom 1P_1 - ins 3P_2 -Niveau ist $2,39 \cdot 10^{-9}$. Da jedoch nur diejenigen Atome im $m_F = +1$ und $m_F = +2$ Zustand magnetisch fangbar sind ist die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls in die fangbaren Zustände:

$$P_{1P_1 \rightarrow 3P_2, \text{fangbar}} = \frac{2}{5} \cdot P_{1P_1 \rightarrow 3P_2} = 9,56 \cdot 10^{-10} \quad . \quad (\text{B.5})$$

Die Laderate in diese magnetisch fangbaren Zustände errechnet sich aus den oben errechneten Größen und der MOT-Atomzahl N_{MOT} gemäß:

$$R_L = \gamma_p \cdot P_{1P_1 \rightarrow 3P_2, \text{fangbar}} \cdot N_{MOT} = 0,016 \text{ 1/s} \cdot N_{MOT} \quad . \quad (\text{B.6})$$

Mit einer Lebensdauer des metastabilen Zustands von $\tau = 14,5 \text{ s}$ [77] erhält man daraus eine Gleichgewichtsatomzahl im magnetisch gefangenen metastabilen 3P_2 -Zustand von:

$$N_{ms} = \tau \cdot R_L = 0,23 \cdot N_{MOT} \quad . \quad (\text{B.7})$$

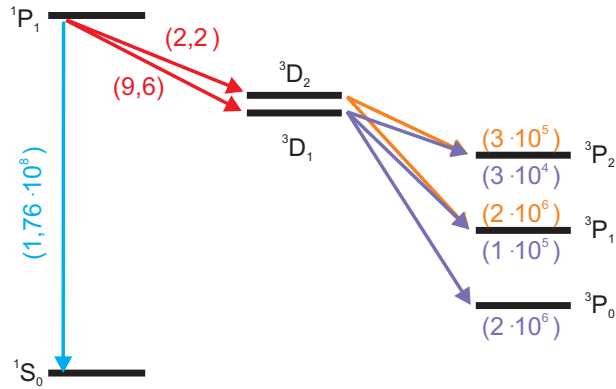


Abbildung B.1: Ladeschema der Magnetfalle für metastabile Ytterbiumatome im 3P_2 -Zustand. In Klammern sind die Übergangsraten in $1/s$ angegeben.

Dies ist jedoch nur die rein theoretisch mögliche Atomzahl, die noch nicht eventuelle dichteabhängige Verluste beinhaltet. Es wird sich herausstellen, dass die im Experiment erzielte Atomzahl geringer ist.

B.3 Detektion metastabiler Ytterbiumatome

Zur Detektion der metastabilen Ytterbiumatome werden diese aktiv über das 3S_1 - in das 3P_1 -Niveau- gepumpt, von wo aus sie in das 1S_0 -Grundniveau fallen, um in diesem Zustand in eine MOT geladen zu werden. Dieser Pumpvorgang wird mittels des in Abschnitt 3.8.3 vorgestellten Lasers durchgeführt. Aus dem Fluoreszenzsignal der MOT lässt sich nun die Atomzahl bestimmen. Um daraus die Atomzahl metastabiler Atome in der Magnetfalle bestimmen zu können muss die Umladeeffizienz zwischen metastabilem 3P_2 - und Grundzustand ermittelt werden. Je Absorptionsprozess des 770 nm-Übergangs zwischen 3P_2 und 3S_1 erhält man mit einer Wahrscheinlichkeit (siehe Abbildung B.2) von

$$P_{3S_1 \rightarrow 3P_2} = \frac{3,7 \cdot 10^7}{3,7 \cdot 10^7 + 2,7 \cdot 10^7 + 9,7 \cdot 10^6} = 0,50 \quad (\text{B.8})$$

eine Emission in das ursprüngliche 3P_2 -Niveau und mit einer Wahrscheinlichkeit von

$$P_{3S_1 \rightarrow 3P_1} = \frac{2,7 \cdot 10^7}{3,7 \cdot 10^7 + 2,7 \cdot 10^7 + 9,7 \cdot 10^6} = 0,37 \quad (\text{B.9})$$

eine Emission in das 3P_1 -Niveau, von wo aus eine weitere Emission in das 1S_0 -Grundniveau stattfinden kann. Die Emission in das 3P_0 -Niveau mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,13 trägt nicht mehr weiter zum Detektionsprozess bei. Die

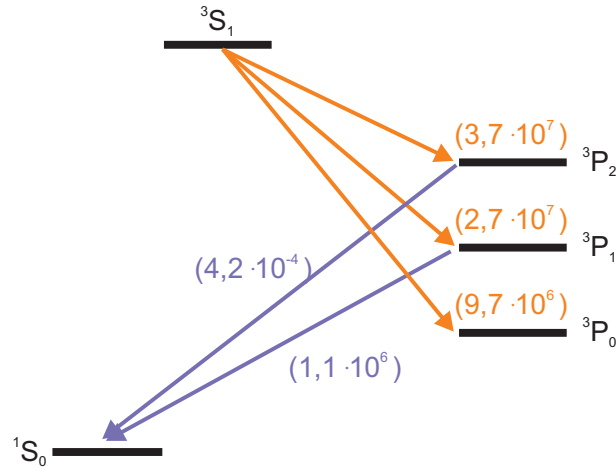


Abbildung B.2: Schema zum Umpumpvorgang zwischen dem metastabilen 3P_2 und dem Grundniveau von Ytterbium. In Klammern sind die Übergangsraten in $1/s$ angegeben.

Atome, welche jedoch im 3P_2 -Zustand gelandet sind, haben mit jeder Absorption eines 770 nm-Photons eine weitere Möglichkeit in den gewünschten Zustand gepumpt zu werden. Die Gesamtwahrscheinlichkeit des Umladens beträgt damit

$$P_{ges} = \sum_{i=0}^{\infty} 0,37 \cdot 0,5^i = 0,74 \quad . \quad (B.10)$$

B.4 Lebensdauer im metastabilen Zustand

Im Folgenden sind die zu erwarteten Lebensdauern des metastabilen Ytterbiums im 3P_2 -Zustand aus den Übergangsraten für die fermionischen und bosonischen Isotope dargestellt. Die Übergangsraten basieren auf theoretischen Werten aus [77]. Die fermionischen Isotope erfahren hierbei durch die Hyperfeinwechselwirkung eine signifikante Erhöhung der Übergangsraten[160], die sich in einer reduzierten Lebensdauer des Zustands manifestiert. Die Lebensdauer des 3P_2 -Niveaus errechnet sich hierbei aus dem Inversen der Summe der einzelnen Übergangsraten:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{P[^3P_2 \rightarrow ^1S_0] + P[^3P_2 \rightarrow ^3P_1] + P[^3P_2 \rightarrow ^3P_0]} \\ &= \frac{1}{P[^3P_2 \rightarrow ^1S_0] + 6,76 \cdot 10^{-2} + 1,03 \cdot 10^{-3}} \quad . \end{aligned} \quad (B.11)$$

Wie man anhand von Gleichung (B.11) und den Werten aus Tabelle B.2 sehen kann dominiert für das Boson der Zerfall des 3P_2 -Niveaus in das darunterliegende

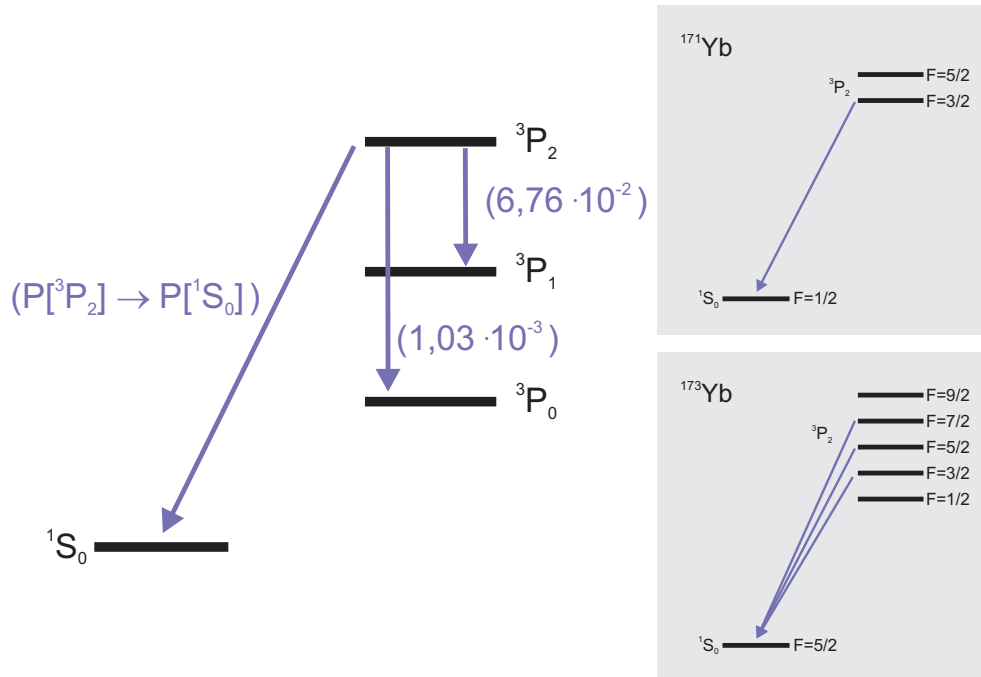


Abbildung B.3: Schema der Übergangsraten für den Zerfall des 3P_2 -Niveaus. Bei ^{171}Yb existieren zwei Hyperfeinniveaus, bei denen jedoch nur für den unteren ein direkter Übergang ins Grundniveau erlaubt ist. Bei ^{173}Yb sind für die mittleren Niveaus der direkte Übergang erlaubt. Diese Übergänge erfahren eine durch die Hyperfeinwechselwirkung induzierte Lebensdauerverkürzung.

Isotop	F	Übergangsrates ${}^3P_2 \rightarrow {}^1S_0$ [s^{-1}]	Lebensdauer 3P_2 [s]
174	0	$4,20 \cdot 10^{-4}$	14,5
171	$3/2$	$9,18 \cdot 10^{-2}$	6,2
173	$3/2$	$2,14 \cdot 10^{-2}$	11,1
173	$5/2$	$5,32 \cdot 10^{-2}$	8,2
173	$7/2$	$7,22 \cdot 10^{-2}$	7,1

Tabelle B.2: Übergangsraten und Lebensdauern für den metastabilen 3P_2 -Zustand. Der für das Isotop ^{174}Yb angegebene Wert ist für alle bosonischen Isotope gültig. Für die fermionischen Isotope wurden die verfügbaren Werte angegeben und berechnet.

3P_1 -Niveau die Lebensdauer von 14,5 s. Für die Fermionen hingegen ist die Übergangsrate vom 3P_2 ins 1S_0 -Grundniveau durch die Hyperfeinwechselwirkung im Vergleich zum Boson signifikant angehoben, und bewegt sich nun in der Größenordnung des bislang dominierenden Übergangs. Somit spielt diese erhöhte Übergangsrate eine signifikante Rolle für die Lebensdauer und erniedrigt diese isotonen- und zustandsabhängig in einem relevanten Maß. Beide fermionischen Isotope besitzen jedoch auch Hyperfein-Zustände, welche keinen direkten Zerfallskanal in das Grundniveau aufweisen, und somit bezüglich dieses Übergangs stabil sind ($^{171}\text{Yb}, F = 5/2$, $^{173}\text{Yb}, F = 1/2$, $^{173}\text{Yb}, F = 9/2$). Die Lebensdauern dieser Zustände werden wie bei den bosonischen Isotopen durch den Zerfall über das 3P_1 -Niveau dominiert und besitzen somit deren Lebensdauer.

B.5 Zweikörper-Verlustrate im metastabilen Zustand - Bestimmung aus der Gleichgewichtsatomzahl

Geht man von einer Ratengleichung der Atomzahl mit der Laderate R_L , der natürlichen Zerfallsrate γ und der Zweikörper-Verlustrate β aus, sowie der Atomzahl N und der Dichte n so erhält man

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_L - \gamma N(t) - \beta N(t)n \quad . \quad (\text{B.12})$$

Für die Gleichgewichtsatomzahl im voll geladenen Zustand erhält man aus $dN/dt = 0$ die Zweikörperverlustkonstante β mit

$$\beta = \frac{V}{N^2}(R_L - \gamma N) \quad . \quad (\text{B.13})$$

Anhang C

Bichromatische optische Dipolfalle

Im folgenden Anhang sind die theoretischen Rechnungen zur bichromatischen optischen Dipolfalle, bestehend aus 532 nm- und 1064 nm-Lasern ausgeführt. Die beiden möglichen Varianten, die Einstrahlfalle (Abschnitt C.1) und die gekreuzte Dipolfalle (Abschnitt C.2) sind jeweils für das Element Rubidium, bei dem sich die Fallenpotenziale gegenseitig aufheben, und für Ytterbium, bei dem sich die Potenziale addieren sollen, berechnet. Diese Berechnungen wurden mit Mathematica 5 durchgeführt. Alle in diesem Abschnitt verwendeten Größen, incl. den Achsenbeschriftungen der Diagramme sind in SI-Einheiten angegeben, sofern nicht anderweitig ausgewiesen.

C.1 Rechnung zur Einstrahl-Falle

Dieser Abschnitt behandelt die Einstrahlfalle für Rubidium und Ytterbium. Hierzu werden zunächst die nötigen Parameter definiert, wobei neben den Naturkonstanten, den atomspezifischen Parametern und den Laserwellenlängen der Strahlwaist zu je $15 \mu\text{m}$ festgesetzt wurde.

```
Konstanten;

c=3.00 * 10^8; (*Lichtgeschwindigkeit*)
epsilon0=8.85*10^-12; (*Influenzkonstante*)
e=1.60*10^-19; (*Elementarladung*)
Me=9.11*10^-31; (*Elektronenmasse*)
kB=1.38*10^-23; (*Boltzmannkonstante*)
hbar=1.05*10^-34;
Myb=170*1.67*10^-27 ; (*Masse Ytterbium*)
Mrb=87*1.67*10^-27 ; (*Masse Rubidium*)

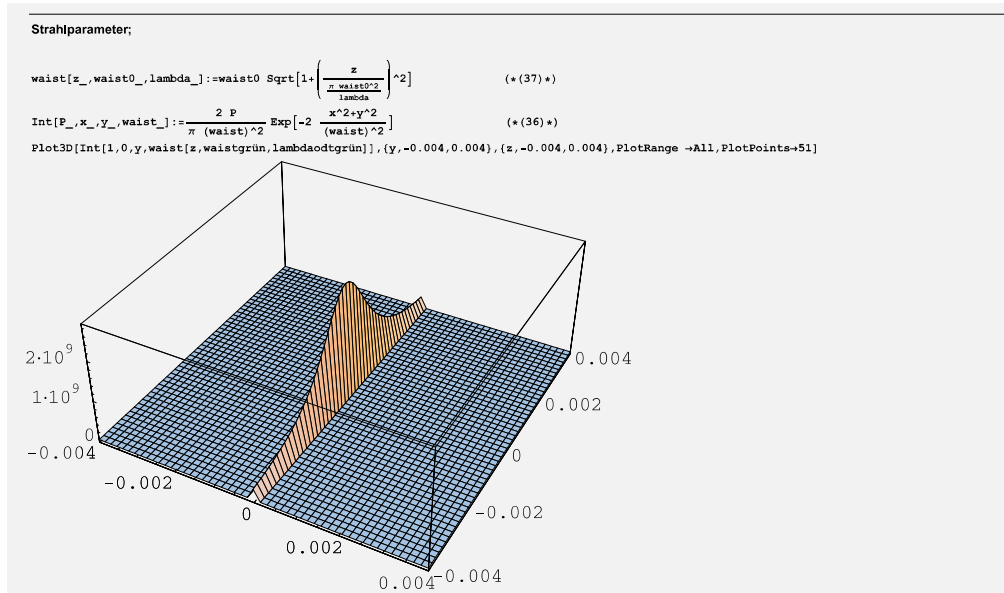
lambdarot=780*10^-9; (*Wellenlänge Rubidium*)
lambdablau=399*10^-9 ; (*Wellenlänge Ytterbium 399*)
lambdaodtgrün=556*10^-9 ; (*Wellenlänge Ytterbium 556*)
lambdaodtgrün=532*10^-9 ; (*Wellenlänge odt 532*)
lambdaodtir=1064*10^-9; (*Wellenlänge odt 1064*)

omegarot=2 * pi * c /lambdarot; (*Kreisfrequenzen*)
omegablau = 2 * pi * c / lambdablau;
omegaodtir=2 * pi * c /lambdaodtir;
omegaodtgrün=2 * pi * c /lambdaodtgrün;
omegagrün=2 * pi * c /lambdaodtgrün;

waistgrün=15*10^-6; (*Waiste der ODT*)
waistir=15*10^-6;

grenze=0.001; (*Plotbereich*)
```

Aus diesen Strahlparametern wurde ein gaußscher Strahl modelliert, dessen Intensitätsprofil exemplarisch für 532 nm graphisch dargestellt ist.



Im Folgenden wird aus dem gaußschen Strahl das Fallenpotenzial allgemein errechnet und für eine grüne Laserleistung von 2 W diejenige Infrarot-Leistung errechnet, bei der im Fallenzentrum das Potenzial für Rubidium verschwindet.

Fallenpotenzial;

$$\text{Gammaomega}[\text{omega}__] := \frac{e^2 \text{omega}^2}{6 \pi \text{epsilon}_0 \text{Me} c^3} \quad (* (7) *)$$

$$\text{alpha}[\text{omega}_0, \text{omega}_, \text{Gammaomega}] := \text{Re}\left[\frac{e^2}{\text{Me}} \frac{1}{\text{omega}_0^2 - \text{omega}^2 - i \text{omega} + \text{Gammaomega}} \right] \quad (* (6) *)$$

$$\text{imalpha}[\text{omega}_0, \text{omega}_, \text{Gammaomega}] := \text{Im}\left[\frac{e^2}{\text{Me}} \frac{1}{\text{omega}_0^2 - \text{omega}^2 - i \text{omega} + \text{Gammaomega}} \right] \quad (* (6) *)$$

$$\text{Udip}[\text{alpha}_, \text{Int}_] := \frac{1}{(2 * \text{epsilon}_0 * c)} * \text{alpha} * \text{Int} \quad (* (2) *)$$

$$\text{Gammastreue}[\text{imalpha}_, \text{Int}_] := \frac{1}{\text{hbar} * e \text{silon}_0 * c} * \text{imalpha} * \text{Int} \quad (* (5) *)$$

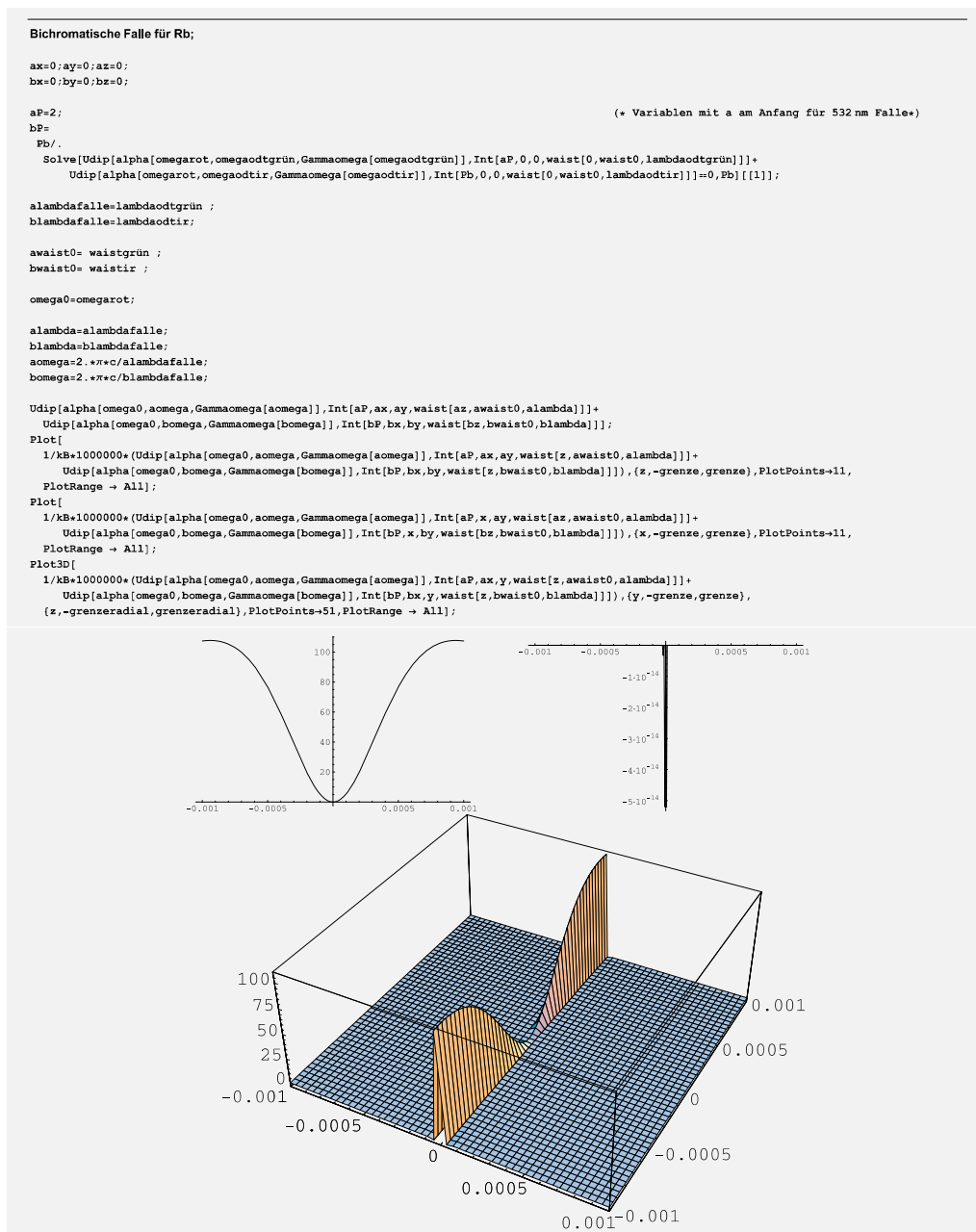
Leistungsabhängigkeit der beiden Fallenlaser Pa: grüne Leistung Pb: IR-Leistung;

Pa=2;

Solve[Udip[alpha[omegarot, omegaodtgrün, Gammaomega[omegaodtgrün]], Int[Pa, 0, 0, waist[0, waist0, lambdaodtgrün]]] + Udip[alpha[omegarot, omegaodtir, Gammaomega[omegaodtir]], Int[Pb, 0, 0, waist[0, waist0, lambdaodtir]]] = 0, Pb]

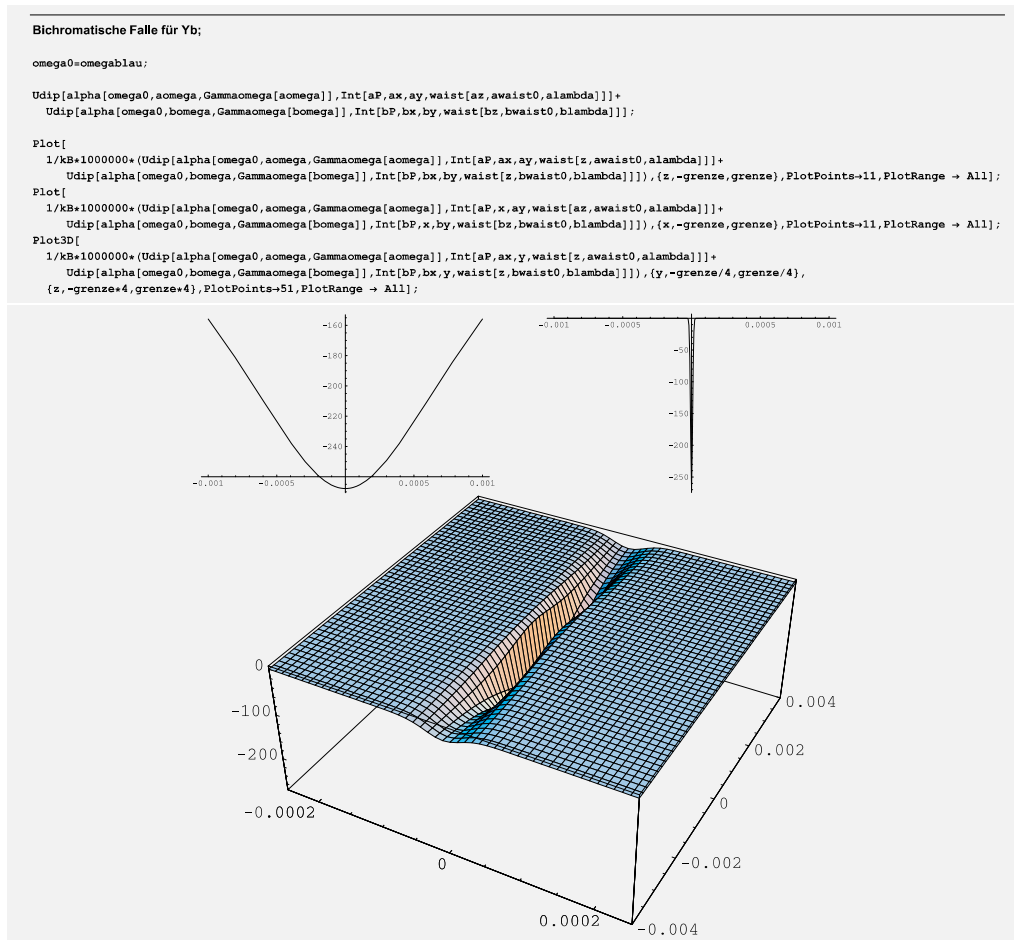
{{Pb=0.804755}}

Die benötigte Laserleistung beträgt 0,80 W bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Zunächst wird nun die bichromatische Falle für Rubidium analysiert.



Das Fallenpotenzial bewegt sich in radialer Richtung in einer vernachlässigbaren Größenordnung, wohingegen aufgrund der unterschiedlichen Rayleighlängen der beiden Fallenlaser das Potenzial in axialer Richtung auf einer Längenskala von 1 mm bis in die Größenordnung von $100 \mu\text{K}$ ansteigt.

Die Falle für Ytterbium sieht wie folgt aus.



Man erhält Fallentiefen größer $250 \mu\text{K}$.



Man erhält für den gewählten Strahlwaist von $15 \mu\text{m}$ Rayleigh-Längen von $1,33 \text{ mm}$ bzw. $0,66 \text{ mm}$ für die beiden Fallenlaser. Die resultierenden Fallenfrequenzen sind $2,4 \text{ kHz}$ bzw. 24 Hz in radialer bzw. axialer Richtung bei einer Streurrate von $1,7 \text{ 1/s}$.

Diese Rechnung zeigt sehr anschaulich den Nachteil einer Einstrahlfalle. Der nur sehr schwache Einschluss entlang der axialen Richtung führt zu sehr geringen Fallenfrequenzen entlang dieser Achse. Dieser Nachteil lässt sich mit einer gekreuzten Falle umgehen.

C.2 Rechnung zur gekreuzten Falle

Wie in Anhang C.1 bei der Einstrahlfalle werden auch für die gekreuzte Dipolfalle zunächst die Variablen definiert.

```

Konstanten;
c=3.00 * 10^8; (*Lichtgeschwindigkeit*)
epsilon0=8.85*10^-12; (*Influenzkonstante*)
e=1.60*10^-19; (*Elementarladung*)
Me=9.11*10^-31; (*Elektronenmasse*)
kB=1.38*10^-23; (*Boltzmannkonstante*)
hbar=1.05*10^-34;
Myb=170*1.67*10^-27 ; (*Masse Ytterbium*)
Mrb=87*1.67*10^-27 ; (*Masse Rubidium*)

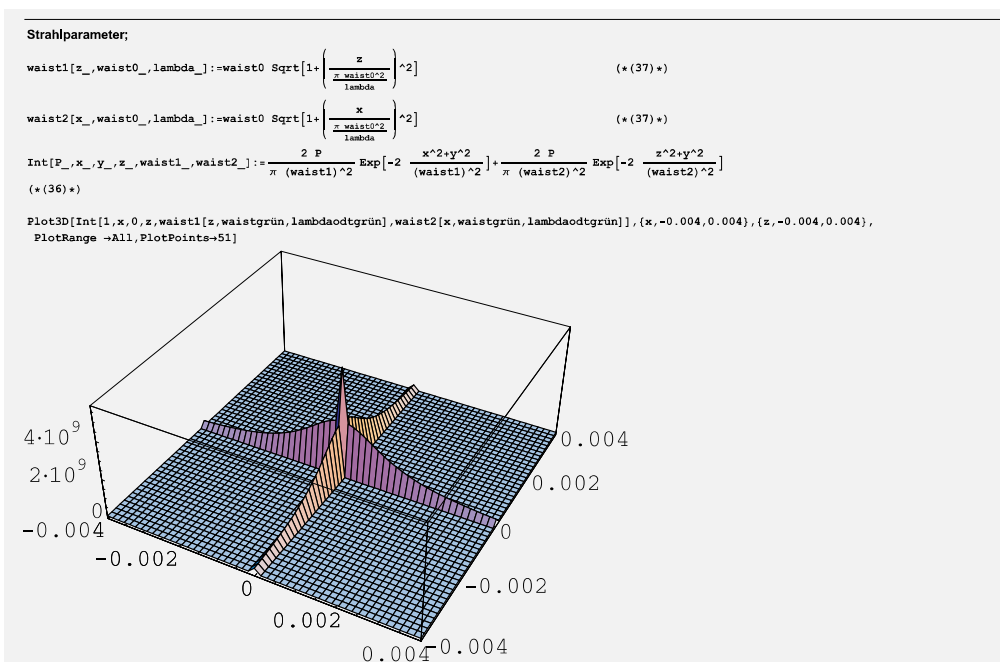
lambdarot=780*10^-9; (*Wellenlänge Rubidium*)
lambdablau=399*10^-9 ; (*Wellenlänge Ytterbium 399*)
lambdagrün=556*10^-9 ; (*Wellenlänge Ytterbium 556*)
lambdaodtgrün=532*10^-9 ; (*Wellenlänge odt 532*)
lambdaodtir=1064*10^-9; (*Wellenlänge odt 1064*)

omegarot=2 * pi c / lambdarot; (*Kreisfrequenzen*)
omegablu = 2 * pi c / lambdablau;
omegaodtir=2 * pi c / lambdaodtir;
omegaodtgrün=2 * pi c / lambdaodtgrün;
omegagrün=2 * pi c / lambdagrün;

waistgrün=15*10^-6; (*Waists der ODT*)
waisttir=15*10^-6;

grenze=0.001; (*Plotbereich*)
    
```

Man stellt zunächst die Beziehung für die Strahlwaists der beiden gekreuzten Strahlen auf, die dann wiederum die räumliche Verteilung der optischen Dipolfalle festlegen. Eine graphische Darstellung zeigt diese räumliche Intensitätsverteilung.



Aus der Intensitätsverteilung der optischen Dipolfalle ergibt sich das Fallenpotenzial und die Streurrate.

```

Fallenpotenzial;

Gammaomega[omega_] :=  $\frac{e^2 \omega^2}{6 \pi \epsilon_0 M_e c^3}$  (* (7) *)

alpha[omega0_, omega_, Gammaomega_] := Re[  $\frac{e^2}{M_e} * \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \omega \Gamma}$  ] (* (6) *)
imalpha[omega0_, omega_, Gammaomega_] := Im[  $\frac{e^2}{M_e} * \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \omega \Gamma}$  ] (* (6) *)

Udip[alpha_, Int_] :=  $\frac{1}{(2 * \epsilon_0 * c)} * \alpha + Int$  (* (2) *)

Gammastr[imalpha_, Int_] :=  $\frac{1}{(\hbar * \epsilon_0 * c)} * imalpha + Int$  (* (5) *)

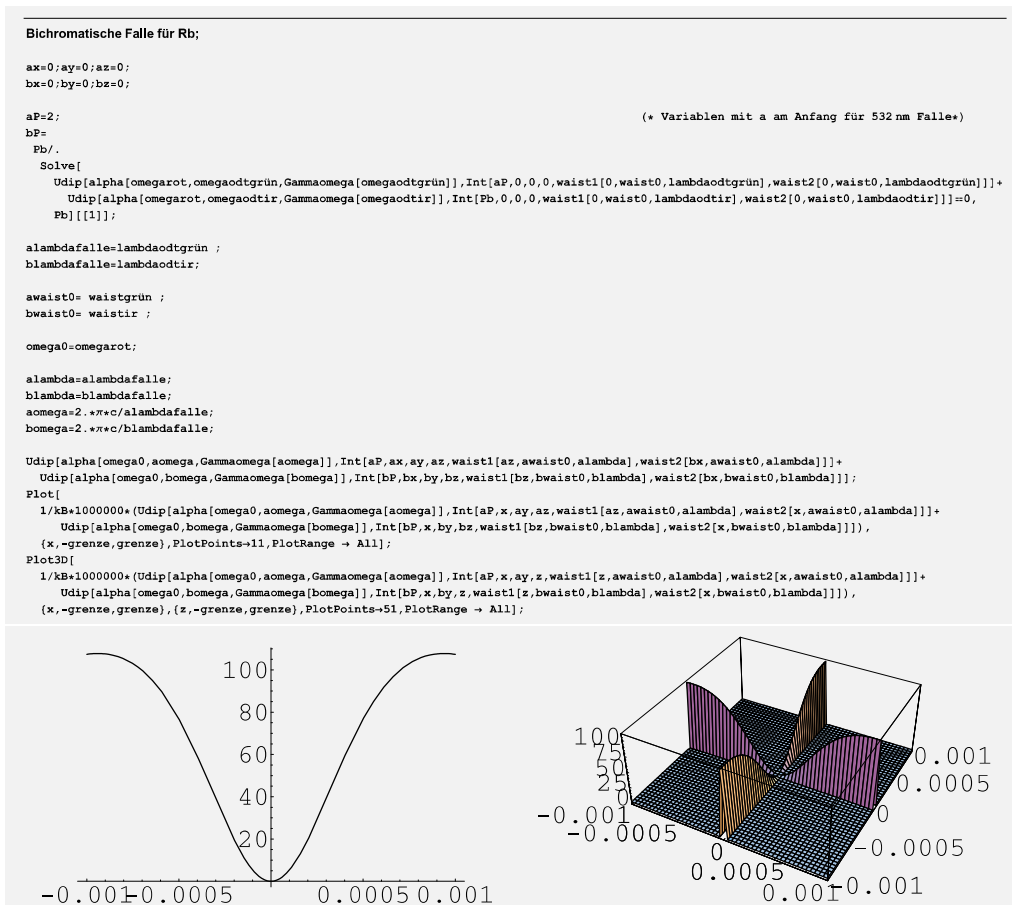
Leistungsabhängigkeit der beiden Fallenlaser Pa: grüne Leistung Pb: IRLeistung;

Pa=2;
Solve[
  Udip[alpha[omegarot, omegaodtgrün, Gammaomega[omegaodtgrün]], Int[Pa, 0, 0, 0, waist1[0, waist0, lambdaodtgrün], waist2[0, waist0, lambdaodtgrün]]] +
  Udip[alpha[omegarot, omegaodtir, Gammaomega[omegaodtir]], Int[Pb, 0, 0, 0, waist1[0, waist0, lambdaodtir], waist2[0, waist0, lambdaodtir]]] == 0,
  Pb]

{{Pb=0.804755}}

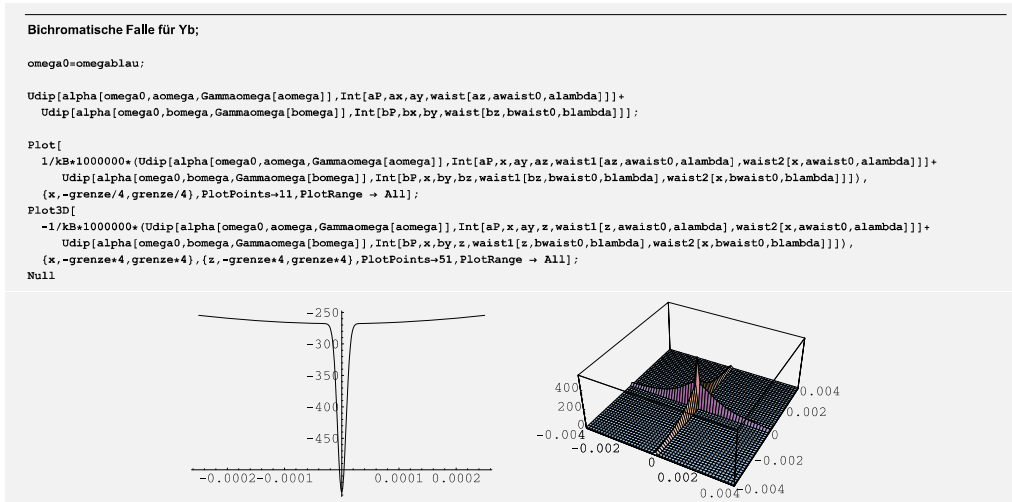
```

Wie auch im Fall der Einstrahlfalle sind 0,8 W der grünen Lasers notwendig, um für Rubidium im Fallenzentrum einen 2 W starken Infrarotstrahl auszugleichen. Somit verschwindet das Fallenpotenzial im Zentrum für das Element Rubidium.



Entlang der beiden axialen Richtungen der Fallenlaser ist über eine Längenskala von 1 mm eine Anstieg des Potenzials in den Bereich von $100 \mu\text{K}$ zu beobachten. Dieser

resultiert aus den unterschiedlichen Rayleigh-Längen der beiden Fallenlaser, die sich in der Größenordnung von 1 mm befinden.



Für einen Strahlwaist von ebenfalls $15\ \mu\text{m}$ erhält man bei der gekreuzten Dipolfalle eine Fallentiefe von $500\ \mu\text{K}$ die hier natürlich aufgrund der doppelten Anzahl an Strahlen, und somit aufgrund der doppelten Gesamtleistung doppelt so tief ist wie die Einstrahlfalle. Dies geht natürlich ebenso in die Streurrate ein.

Da es in dieser Konfiguration keine echte schwache Achse (die vormalige axiale Richtung) mehr gibt, erhält man nur noch große Fallenfrequenzen von $3,4\ \text{kHz}$ bzw. $2,4\ \text{kHz}$, und hat somit entlang aller Achsen einen sehr guten Einschluss.

Die gekreuzte Dipolfale ist demnach, sofern realisierbar, in der Regel der Einstrahl-
falle zu bevorzugen.

Literaturverzeichnis

- [1] S.Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.*, 26(3):178, 1924.
- [2] A.Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1924:261, Juli 1924.
- [3] A.Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases: Zweite Abhandlung. *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1925:3, Januar 1925.
- [4] R.K.Pathria. *Statistical Mechanics*. Pergamon Press, 1972.
- [5] K.Huang. *Statistical Mechanics, 2nd ed.* John Wiley & Sons, 1987.
- [6] The Royal Swedish Academy of Sciences. *The Nobel Prize in Physics 1997*. <http://nobelprize.org/physics/laureates/1997/index.html>.
- [7] S.Chu. The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):685, Juli 1998.
- [8] C.N.Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):707, Juli 1998.
- [9] W.D.Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721, Juli 1998.
- [10] N.Masuhara, J.M.Doyle, J.C.Sandberg, D.Kleppner, T.J.Greytak, H.Hess, and G.P.Kochanski. Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 61(8):935, August 1988.
- [11] M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews, C.E.Wieman, and E.A.Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, Juli 1995.
- [12] 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(9):1687, August 1995. *ibid.* **79**, 1170 (1997).

-
- [13] 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(22):3969, November 1995.
- [14] F.London. The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy. *Nature*, 141:643, 1938.
- [15] J.L.Ling and J.W.Wolfe. Bose-Einstein condensation of paraexcitons in stressed Cu_2O . *Phys. Rev. Lett.*, 71(8):1222, August 1993.
- [16] D.G.Fried, T.C.Killian, L.Willmann, D.Landhuis, S.C.Moss, D.Kleppner, and T.J.Greytak. Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 81(18):3811, November 1998.
- [17] A.Robert, O.Sirjean, A.Browaeys, J.Poupard, S.Nowak, D.Boiron, C.I.Westbrook, and A.Aspect. A Bose-Einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 292:461, April 2001.
- [18] F.Pereira Dos Santos, J.Lonard, Junmin Wang, C.J.Barrelet, F.Perales, E.Rasel, C.S.Unnikrishnan, M.Leduc, and C.Cohen-Tannoudji. Bose-Einstein condensation of metastable helium. *Phys. Rev. Lett.*, 86(16):3459, April 2001.
- [19] G.Modugno, G.Ferrari, G.Roati, R.J.Brecha, A.Simoni, and M.Inguscio. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294:1320–1322, 2001.
- [20] T.Weber, J.Herbig, M.Mark, H.-Ch.Nägerl, and R.Grimm. Bose-Einstein condensation of cesium. *Science*, 299:232, Januar 2003.
- [21] Y.Takasu, K.Maki, K.Komori, T.Takano, K.Honda, M.Kumakura, T.Yabuzaki, and Y.Takahashi. Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91(4):040404, 2003.
- [22] A.Griesmaier, J.Werner, S.Hensler, J.Stuhler, and T.Pfau. Bose-Einstein condensation of chromium. *arxiv:cond-mat/0503044v1*, 2 Mar 2005.
- [23] The Royal Swedish Academy of Sciences. *The Nobel Prize in Physics 2001*. <http://nobelprize.org/physics/laureates/2001/index.html>.
- [24] E.A.Cornell and C.E.Wieman. Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Reviews of Modern Physics*, 74(3):875, 2002.

-
- [25] W.Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Reviews of Modern Physics*, 74(4):1131, 2002.
- [26] M.-O.Mewes, M.R.Andrews, N.J.van Druten, D.M.Kurn, D.S.Durfee, C.G.Townsend, and W.Ketterle. Collective excitations of a Bose-Einstein condensate in a magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.*, 77(6):988, August 1996.
- [27] D.M.Stamper-Kurn, H.J.Miesner, S.Inouye, M.R.Andrews, and W.Ketterle. Collisionless and hydrodynamic excitation of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 81(3):500, Juli 1998.
- [28] D.M.Stamper-Kurn, A.P.Chikatur, A.Görlitz, S. Inouye, S.Gupta, D.E.Pritchard, and W.Ketterle. Excitation of phonons in a Bose-Einstein condensate by light scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 83(15):2876, Oktober 1999.
- [29] 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(13):2498, September 1999.
- [30] K.W.Madison, F.Chevy, W.Wohlleben, and J.Dalibard. Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 84(5):806, Januar 2000.
- [31] S.Inouye, S.Gupta, T.Rosenband, A.P.Chikkatur, A.Görlitz, T.L.Gustavson, A.E.Leanhardt, D.E.Pritchard, and W.Ketterle. Observation of vortex phase singularities in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 87(8):080402, August 2001.
- [32] 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(25):5198, Dezember 1999.
- [33] 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(5571):1290, Mai 2002.
- [34] L.Deng, E.W.Hagley, J.Wen, M.Trippenbach, Y.Band, P.S.Julienne, J.E.Simsarian, K.Helmerson, S.L.Rolston, and W.D.Phillips. Four-wave mixing with matter waves. *Nature*, 398(6724):218, Mrz 1999.
- [35] S.Inouye, T.Pfau, S.Gupta, A.P.Chikkatur, A.Görlitz, D.E.Pritchard, and W.Ketterle. Phase-coherent amplification of atomic matter waves. *Nature*, 402(6762):641, Dezember 1999.

- [36] A.Marte, T.Volz, J.Schuster, S.Durr, G.Rempe, E.G.M.van Kempen, and B.J.Verhaar. Feshbach resonances in rubidium 87: Precision measurement and analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 89(28):283202, 2002.
- [37] S.L.Cornish, N.R.Claussen, J.L.Roberts, E.A.Cornell, and C.E.Wieman. Stable ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 85(9):1795, August 2000.
- [38] J.M.Gerton, D.Strekalov, I.Prodan, and R.G.Hulet. Direct observation of growth and collapse of a Bose-Einstein condensate with attractive interactions. *Nature*, 408:692, Dezember 2000.
- [39] E.A.Hinds and I.G.Hughes. Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms. *J. Phys. D*, 32(18):R119, September 1999.
- [40] F.Schreck, G.Ferrari, K.L.Corwin, J.Cubizolles, L.Khaykovich, M.-O. Mewes, and C.Salomon. Sympathetic cooling of bosonic and fermionic lithium gases towards quantum degeneracy. *Phys. Rev. A*, 64:011402, 2001.
- [41] I.Bloch, M.Greiner, O.Mandel, T.W.Hänsch, and T.Esslinger. Sympathetic cooling of ^{85}Rb and ^{87}Rb . *Phys. Rev. A*, 64:021402, 2001.
- [42] D.A.Butts and D.S.Rokhsar. Trapped Fermi gases. *Phys. Rev. A*, 55(6):4346, Juni 1997.
- [43] J.Ruostekoski and J.Javanainen. Optical linewidth of a low density Fermi-Dirac gas. *Phys. Rev. Lett.*, 82(24):4741, Juni 1999.
- [44] M.J.Holland, B.DeMarco, and D. S. Jin. Evaporative cooling of a two-component degenerate Fermi gas. *Phys. Rev. A*, 61:053610, 2000.
- [45] B.DeMarco and D.S.Jin. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 285:1703, September 1999.
- [46] C.A.Regal and D.S.Jin. Measurement of positive and negative scattering lengths in a Fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 90(23):230404, 2003.
- [47] B.DeMarco and D.S.Jin. Spin excitations in a Fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 88(4):040405, 2002.
- [48] M.A.Baranov, M.S.Mar'enko, Val.S.Rychkov, and G.V.Shlyapnikov. Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas. *Phys. Rev. A*, 66(1):013606, 2002.

- [49] H.T.C.Stoof, M.Houbiers, C.A.Sackett, and R.G.Hulet. Superfluidity of spin-polarized ${}^6\text{Li}$. *Phys. Rev. Lett.*, 76(1):10, Januar 1996.
- [50] M.Houbiers and H.T.C.Stoof. Cooper-pair formation in trapped atomic Fermi gases. *Phys. Rev. A*, 59(2):1556, Februar 1999.
- [51] L.D.Carr, G.V.Shlyapnikov, and Y.Castin. Achieving a BCS transition in an atomic Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, 92(15):150404, 2004.
- [52] C.A.Regal, M.Greiner, and D.S.Jin. Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 92(4):040403, 2004.
- [53] M.Greiner, C.A.Regal, and D.S.Jin. Probing the excitation spectrum of a Fermi gas in the BCS-BEC crossover regime. *Phys. Rev. Lett.*, 94(7):070403, 2005.
- [54] M.Bartenstein, A.Altmeyer, S.Riedl, S.Jochim, C.Chin, J.Hecker Denschlag, and R.Grimm. Crossover from a molecular Bose-Einstein condensate to a degenerate Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, 92(12):120401, 2004.
- [55] G.Ferrari, M.Inguscio, W.Jastrzebski, G.Modugno, G.Roati, and A.Simoni. Collisional properties of ultracold K-Rb mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, 89(5):053202, 2002.
- [56] J.Goldwin, S.B.Papp, B.DeMarco, and D.S.Jin. Two-species magneto-optical trap with ${}^{40}\text{K}$ and ${}^{87}\text{Rb}$. *Phys. Rev. A*, 65(2):021402, 2002.
- [57] G.D.Telles, W.Garcia, L.G.Marcassa, V.S.Bagnato, D.Ciampini, M.Fazzi, J.H.Müller, D.Wilkowski, and E.Arimondo. Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 63:033406, 2001.
- [58] T.Kuwamoto, K.Honda, Y.Takahashi, and T.Yabuzaki. Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition. *Phys. Rev. A*, 60:R745, 1999.
- [59] T.Loftus, J.R.Bochinski, R.Shivitz, and T.W.Mossberg. Power-dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap. *Phys. Rev. A*, 61(5):051401, 2000.
- [60] U.D.Rapol, A.Krishna, A.Wasan, and V.Natarajan. Laser cooling and trapping of Yb from a thermal source. *Eur. Phys. J. D*, 29(3):409, Juni 2004.
- [61] K.Honda, Y.Takahashi, T.Kuwamoto, M.Fujimoto, K.Toyoda, K.Ishikawa, and T.Yabuzaki. Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the ${}^1\text{P}_1$ state. *Phys. Rev. A*, 59(2):R934–R937, 1999.

- [62] J.Goldwin, S.Inouye, M.L.Olsen, B.Newman, B.D.DePaola, and D.S.Jin. Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with ^{87}Rb and ^{40}K . *Phys. Rev. A*, 70(2):021601, 2004.
- [63] C.A.Stan, M.W.Zwierlein, C.H.Schunck, S.M.F.Raupach, and W.Ketterle. Observation of feshbach resonances between two different atomic species. *Phys. Rev. Lett.*, 93(14):143001, 2004.
- [64] M.W.Zwierlein, C.A.Stan, C.H.Schunck, S.M.F.Raupach, S.Gupta, Z.Hadzibabic, and W.Ketterle. Observation of Bose-Einstein condensation of molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 91(25):250401, 2003.
- [65] M.W.Zwierlein, C.A.Stan, C.H.Schunck, S.M.F.Raupach, A.J.Kerman, and W.Ketterle. Condensation of pairs of fermionic atoms near a feshbach resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 92(12):120403, 2004.
- [66] 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(21), 2003.
- [67] R.Wynar, R.S.Freeland, D.J.Han, C.Ryu, and D.J.Heinzen. Molecules in a Bose-Einstein condensate. *Science*, 287:1016, Februar 2000.
- [68] S.Inouye, J.Goldwin, M.L.Olsen, C.Ticknor, J.L.Bohn, and D.S.Jin. Observation of heteronuclear feshbach resonances in a mixture of bosons and fermions. *Phys. Rev. Lett.*, 93(18):183201, 2004.
- [69] J.Doyle, B.Friedrich, R.V.Krems, and F.Masnou-Seeuws. Quo vadis, cold molecules? *Eur. Phys. J. D*, 31:149, 2004.
- [70] A.J.Kerman, J.M.Sage, S.Sainis, T.Bergeman, and D.DeMille. Production of ultracold, polar RbC^* molecules via photoassociation. *Phys. Rev. Lett.*, 92(3):033004, 2004.
- [71] A.J.Kerman, J.M.Sage, S.Sainis, T.Bergeman, and D.DeMille. Production and state-selective detection of ultracold RbCs molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 92(15):153001, 2004.
- [72] T.Fleig. private communication. 2005.
- [73] T.D.Lee and C.N.Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, 104(1):254, Oktober 1956.

- [74] M.-A.Bouchiat and C.Bouchiat. Parity violation in atoms. *Rep. Prog. Phys.*, 60:1351, 1997.
- [75] D.DeMille. Parity nonconservation in the $6s^2\ ^1S_0 \rightarrow 6s5d\ ^3D_1$ transition in atomic ytterbium. *Phys. Rev. Lett.*, 74(21):4165, Mai 1995.
- [76] B.Kaltenhäuser. *Creation of ultra cold rubidium atoms for sympathetic cooling of ytterbium*. Diploma thesis, Universität Stuttgart, 2003.
- [77] J.Migdalek and W.E.Baylis. Relativistic transition probabilities and lifetimes of low-lying levels in ytterbium. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 24(4):L99–L102, 1991.
- [78] J.Stenger, C.Tamm, N.Haverkamp, S.Weyers, and H.R.Telle. Absolute frequency measurement of the $435.5\text{-nm}\ ^{171}\text{Yb}^+$ -clock transition with a kerr-lens mode-locked femtosecond laser. *Optics Letters*, 26(20):1589, Oktober 2001.
- [79] S.G.Porsev, A.Derevianko, and E.N.Fortson. Possibility of an optical clock using the $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0^o$ transition in $^{171,173}\text{Yb}$ atoms held in an optical lattice. *Physical Review A*, 69:021403, 2004.
- [80] H.J.Metcalf and P.van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, New-York, 1999.
- [81] P.Meystre. *Atom Optics*. Springer-Verlag, New-York, 2001.
- [82] 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(11):2084, November 1989.
- [83] P.J.Ungar, D.S.Weiss, E.Riis, and S.Chu. Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2058, November 1989.
- [84] D.S.Weiss, E.Riis, Y.Shevy, P.J.Ungar, and S.Chu. Optical molasses and multilevel atoms: experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2072, November 1989.
- [85] J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical-models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023, November 1989.
- [86] C.S.Adams and E.Riis. Laser cooling and trapping. *Prog. Quant. Electr.*, 21(1):1, 1997.

- [87] W.D.Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rendiconti S.I.F.*, CXVIII:289, 1991.
- [88] W.Ketterle, D.S.Durfee, and D.M.Stamper-Kurn:. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. *Varenna lecture notes:Proceedings of the International School of Physics*.
- [89] R.Grimm, M.Weidemüller, and Y.B.Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 42:95, 2000.
- [90] W.Ketterle and N.J.van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 37:181, 1996.
- [91] F.Dalfovo, S.Giorgini, L.P.Pitaevskii, and S.Stringari. Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, 71(3):463, April 1999.
- [92] J.Oitmaa. Statistical mechanics of bosonic systems. *Mod. Phys. Lett. B*, 14:43, 2000.
- [93] K.Helmerson and W.D.Phillips. Cooling, trapping and manipulation of neutral atoms and Bose-Einstein condensates by electromagnetic fields. *Mod. Phys. Lett. B*, 14:231, 2000.
- [94] P.D.Lett, R.N.Watts, Ch.I.Westbrook, W.D.Phillips, P.L.Gould, and H.J.Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169, Juli 1988.
- [95] 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(23):2631, Dezember 1987.
- [96] C.G.Townsend, N.H.Edwards, C.J.Cooper, K.P.Zetie, C.J.Foot, A.M.Steane, P.Szriftgiser, H.Perrin, and J.Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52(2):1423, August 1995.
- [97] C.J.Cooper, G.Hillenbrand, J.Rink, C.G.Townsend, K.Zetie, and C.J.Foot. The Temperature of Atoms in a Magneto-optical Trap. *Europhys. Lett.*, 28(6):397, November 1994.
- [98] Christopher D. Wallace, Timothy P. Dinneen, Kit-Yan N. Tan, Timothy T. Grove, and Phillip L. Gould. Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69(6):897, August 1992.

-
- [99] K.L.Corwin, S.J.M.Kuppens, D.Cho, and C.E.Wieman. Spin-polarized atoms in a circularly polarized optical dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 83(7):1311, August 1999.
- [100] W.Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [101] H.Haken and H.C.Wolf. *Atom- und Quantenphysik, 7.Auflage*. Springer Verlag, 2000.
- [102] T.Bergeman, G.Erez, and H.J.Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35(4):1535, Februar 1987.
- [103] W.Petrich, M.H.Anderson, J.R.Ensher, and E.A.Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74(17):3352, 1995.
- [104] D.E.Pritchard. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 51(15):1336, Oktober 1983.
- [105] M.-O.Mewes, M.R.Andrews, N.J.van Druten, D.M.Kurn, D.S.Durfee, and W.Ketterle. Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.*, 77(3):416, Juli 1996.
- [106] P.O.Schmidt. *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms*. Dissertation, Stuttgart, 2003.
- [107] H.F.Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34(5):3476, September 1986.
- [108] D.W.Snoke and J.P.Wolfe. Population dynamics of a Bose gas near saturation. *Phys. Rev. B*, 39(7):4030, Mrz 1989.
- [109] O.J.Luiten, M.W.Reynolds, and J.T.M.Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Phys. Rev. A*, 53(1):381–389, 1996.
- [110] A.J.Leggett. Bose-Einstein condensation in alkali gases: Some fundamental concepts. *Rev. Mod. Phys.*, 73(2):307, April 2001.
- [111] K.Bongs. *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten*. Dissertation, Hannover, 1999.
- [112] V.Bagnato, D.E.Pritchard, and D.Kleppner. Bose-Einstein condensation in an external potential. *Phys. Rev. A*, 35(10):4354, Mai 1987.

- [113] E.P.Gross. Hydrodynamics of a superfluid condensate. *J. Math. Phys.*, 4(2):195, Februar 1963.
- [114] L.P.Pitaevskii. Vortex lines in an imperfect Bose gas. *Sov. Phys. JETP*, 13(2):451, August 1961.
- [115] C.J.Pethick and H.Smith. *Bose-Einstein condensation in dilute gases*. Cambridge University Press, 2002.
- [116] <http://de.wikipedia.org/wiki/Rubidium>.
- [117] <http://periodic.lanl.gov/elements/37.html>.
- [118] A.A.Radzig and B.M.Smirnov. *Reference data on atoms, molecules and ions*. Springer-Verlag,Berlin, 1985.
- [119] D.R.Lide. *Handbook of Chemistry and Physics, 80th ed.* CRC-Press, 1999.
- [120] D.A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. [http://george.ph.utexas.edu/...~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf](http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf), 2001.
- [121] D.R.Lide. *Handbook of Chemistry and Physics, 82th ed.* CRC-Press, 2001.
- [122] D.Voigt. *Evanascent-Wave Mirrors for Cold Atoms*. Dissertation,Amsterdam, 2000.
- [123] F.Schreck. *Experimentelle Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats*. Diplomarbeit,Konstanz, 1998.
- [124] <http://de.wikipedia.org/wiki/Ytterbium>.
- [125] <http://periodic.lanl.gov/elements/70.html>.
- [126] http://www.physics.nist.gov/cgi-bin/Compositions/stand_alone.pl?ele=Yb&ascii=html&isotope=some ...
- [127] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/ytterbiumtable1.htm>.
- [128] S.Kroboth. *Laserkühlung von Ytterbiumatomen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2002.
- [129] J.H.Moore, C.C.Davis, and M.A.Coplan. *Building Scientific Apparatus, 3rd ed.* Westview Press, 2003.

-
- [130] M.H.Hablanian. *High-vacuum Technology, a practical guide*. Marcel Decker, inc., 1990.
- [131] M.Wutz, H.Adam, and W.Walcher. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg, 5.Ed., 1992.
- [132] A.Griesmaier. *Aufbau einer kombinierten magneto-optischen Falle für Chrom und Rubidium*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2002.
- [133] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Comm.*, 117:541, 1995.
- [134] W.Demtröder. *Laserspektroskopie, 4. Auflage*. Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [135] K.L.Corwin, Zheng-Tian Lu, C.F.Hand, R.J.Epstein, and C.E.Wieman. Frequency-stabilizes diode laser with the zeeman shift in an atomic vapor. *Appl. Optics*, 37(15):3295, Mai 1998.
- [136] T.Petelski, M.Fattori, G.Lamporesi, J.Stuhler, and G.M.Tino. Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking. *Eur. Phys. J. D*, 22:279, 2003.
- [137] S.-Q.Shang and H.J.Metcalf. Narrowband, high power light from diode lasers. *Apl. Opt.*, 28(9):1618, 1989.
- [138] J.Werner. *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2000.
- [139] D.N.Nikogosyan. Lithium triborate (LBO) - a review of its properties and applications. *Appl. Phys. A*, 58:181, 1994.
- [140] G.D.Boyd and D.A.Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. of Appl. Phys.*, 39(8):3597, 1968.
- [141] T.W.Hänsch and B.Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Comm.*, 35(3):441, Dezember 1980.
- [142] A.Banerjee, U.D.Rapol, D.Das, A.Krishna, and V.Natarajan. Precise measurements of uv atomic lines: Hyperfine structure and isotope shifts in the 398.8 line of. *Europhys. Lett.*, 63(3):340, 2003.

- [143] N.Nemitz. *Setup of a stable high-resolution laser system*. Diplomarbeit, Stuttgart, 2004.
- [144] I.N.Bronstein, K.A. Semendjajew, G.Musiol, and H.Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik, 2. Auflage*. Verlag Harri Deutsch, 1995.
- [145] F.Ünlü. *Sympathetic Cooling of Ytterbium with Rubidium*. Diploma thesis, Universität Stuttgart, 2004.
- [146] W.Petrich, M.H.Anderson, J.R.Ensher, and E.A.Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(8):1332, 1994.
- [147] K.Lindquist, M.Stephens, and C.Wieman. Experimental and theoretical study of the vapor-cell zeeman optical trap. *Phys. Rev. A*, 46(7):4082, Oktober 1992.
- [148] M.Yamashita, M.Koashi, T.Mukai, M.Mitsunaga, N.Imoto, and T.Mukai. Optimization of evaporative cooling towards a large number of bose-einstein-condensed atoms. *Phys. Rev. A*, 67(2):023601, 2003.
- [149] C.A.Sackett, C.C.Bradley, and R. G. Hulet. Optimization of evaporative cooling. *Phys. Rev. A*, 55(5):3797, Mai 1997.
- [150] J.Söeding, D.Guëry-Odelin, P.Desbiolles, F.Chevy, H.Inamori, and J.Dalibard. Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate. *Appl. Phys. B*, 69:257, 1999.
- [151] B.D.Esry, C.H.Greene, and Jr. J.P.Burke. Recombination of three atoms in the ultracold limit. *Phys. Rev. Lett.*, 83(9):1751, August 1999.
- [152] R.Maruyama, R.H.Wynar, M.V.Romalis, A.Andalkar, M.D.Swallows, C.E.Pearson, and E.N.Fortson. Investigation of sub-doppler cooling in an ytterbium magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 68(1):011403, 2003.
- [153] X.Xu, T.H.Loftus, J.W.Dunn, C.H.Greene, J.L.Hall, A.Gallagher, and J.Ye. Single-stage sub-doppler cooling of alkaline earth atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 90(19):193002, 2003.
- [154] X.Xu, T.H.Loftus, J.L.Hall, A.Gallagher, and J.Ye. Cooling and trapping of atomic strontium. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5):968, 2003.
- [155] J.Schoser, A.Batär, R.Löw, V.Schweikhard, A.Grabowski, Yu.B.Ovchinnikov, and T.Pfau. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66(2):023410, 2002.

- [156] S.Hensler, A.Griesmaier, J.Werner, A.Görlitz, and T.Pfau. A two species trap for chromium and rubidium atoms. *J. of Mod. Opt.*, 51:1807, 2004.
- [157] P.O.Schmidt, S.Hensler, J.Werner, T.Binhammer, A.Görlitz, and T.Pfau. Continuous loading of cold atoms into a ioffe-pritchard magnetic trap. *J. Opt. B*, 5:S170, 2003.
- [158] T.Loftus, J.R.Bochinski, and T.W.Mossberg. Magnetic trapping of ytterbium and the alkaline-earth metals. *Phys. Rev. A*, 66(1):013411, 2002.
- [159] S.G.Porsev, Yu.G.Rakhlina, and M.G.Kozlov. Electric-dipole amplitudes, lifetimes, and polarizabilities of the low-lying levels of atomic ytterbium. *Phys. Rev. A*, 60(4):2781–2785, 1999.
- [160] S.G.Porsev and A.Derevianko. Hyperfine quenching of the metastable $^3P_{0,2}$ states in divalent atoms. *Phys. Rev. A*, 69(4):042506, 2004.
- [161] V.Kokoouline, R.Santra, and C.H.Greene. Multichannel cold collisions between metastable Sr atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 90(25):253201, 2003.
- [162] A.P.Chikkatur, A.Görlitz, D.M.Stamper-Kurn, S.Inouye, S. Gupta, and W. Ketterle. Suppression and enhancement of impurity scattering in a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 85(3):483, Juli 2000.
- [163] H.Pu and N.P.Bigelow. Properties of two-species bose condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 80(6):1130, Februar 1998.
- [164] E.R.I.Abraham, W.I.McAlexander, J.M.Gerton, R.G.Hulet, R.Côté, and A.Dalgarno. Triplet s-wave resonance in ^6Li collisions and scattering lengths of ^6Li and ^7Li . *Phys. Rev. A*, 55(5):R3299, Mai 1997.
- [165] H.R.Thorsheim, J.Weiner, and P.S.Julienne. Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 58(23):2420, Juni 1987.
- [166] C.W.Hoyt, Z.W.Barber, C.W.Oates, T.M.Fortier, S.A.Diddams, and L.Hollberg. Observation and absolute frequency measurement of the 1S_0 - 3P_0 optical clock transition in ytterbium. *arXiv:physics/0503240 v1 31 Mar 2005*.

Danksagung

Mein Dank gilt all denjenigen, die mich direkt oder auch indirekt im Laufe der letzten Jahre während meiner Doktorarbeit unterstützt und begleitet haben, und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke Axel Görlitz für die Möglichkeit, in einer jungen dynamischen Nachwuchsforschergruppe arbeiten und promovieren zu dürfen. Die Arbeit als erster Doktorand an diesem Projekt war eine sehr interessante Herausforderung für mich, die sowohl meiner fachlichen, als auch meiner persönlichen Entwicklung sehr förderlich war. Ich danke Ihm dafür jederzeit mit Ratschlägen und praktischer Unterstützung im Labor zur Verfügung gestanden zu haben.

Ich möchte ihm, sowie auch Professor Pretzler für die, mit der Übernahme des Hauptberichts bzw. Mitberichts dieser Arbeit verbundenen Mühen herzlich danken.

Ich danke Tilman Pfau für seine Unterstützung und die Bereitschaft jederzeit als Ansprechpartner bei Problemen zur Verfügung zu stehen.

Ich möchte mich insbesondere bei meinen Kollegen bedanken, die durch ihre Mit- und Zusammenarbeit den Aufbau dieses Experiments und damit auch diese Promotion erst ermöglicht haben. Ich danke ...

- ... Sven Kroboth, Diplomand, Mit-Doktorand und Freund, der mir sowohl fachlich als auch mit seiner puren Arbeitskraft eine enorme Hilfe bei diesem Experiment war. Ich bin froh das Experiment an Ihn übergeben zu dürfen, da ich mir sicher bin, es somit in die guten Hände eines Freundes gelegt zu haben. Darüberhinaus wünsche ich Ihm viel Erfolg und Spaß bei seiner Promotion.
- ... Bernd "Breen" Kaltenhäuser, der in erheblichem Maße den Aufbau des Experiments voranbrachte, und mich auch in erheblichem Maße an den Rand des Wahnsinns getrieben hat. In seiner ganz eigenen Art schätze ich ihn und bin froh, ihn im Rahmen seiner Diplomarbeit betreut haben zu dürfen.

- ... Nils Nemitz, der das schwere Los hatte, während seiner Diplomarbeit Optikhalter aus Karton bauen zu müssen. Ich danke ihm für seine Bereitschaft, stets mit Wort und Tat jegliche Elektronik- und Computerproblemen am Experiment zu Leibe zu rücken.
- ... Fatih Ünlü.
- ... den Kollegen in meinem ehemaligen Büro, vor allem Axel Grabowski, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und viele erfrischende Gespräche, sowohl fachlich als auch privat.
- ... den Rubidium-Kollegen, vor allem Robert Löw, Rolf Heidemann, Axel Grabowski und auch meinem ehemaligen betreuenden Doktoranden während meiner Diplomarbeit, Jürgen Schoser, für die fachlichen Ratschläge, aber auch für die sehr ausdauernden Duelle im Squash-Court, die eine schöne Abwechslung zum Labor-Alltag waren, und in erheblichem Maße der Kollegialität förderlich waren.
- ... den Chromis, vor allem Jörg und Griesi für ihren fachlichen Beistand bei sämtlichen Rechnerproblemen, und Piet für sein enormes Fachwissen, das er stets gerne bereit war mit jedermann zu teilen.
- ... allen anderen Kollegen, die hier nicht namentlich genannt wurden.

Für ihre Hilfsbereitschaft danke ich Karin Otter und Sylvia Tassy, die stets gewisse Abwechslung in den von Physik geprägten Alltag brachten.

Ein großer Dank geht auch an die Mitarbeiter der mechanischen Werkstätten, die durch die qualitativ hochwertigen und präzisen Arbeiten einen großen Teil zu dem beschriebenen Aufbau beigetragen haben, ebenso den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt, dem Elektriker, und den Glasbläsern für ihre gute Arbeit und die stets kompetente Beratung.

Rückblickend danke ich auch einer Person, die vor nunmehr 6 Jahren dazu beigetragen hat, mein Interesse für dieses Fachgebiet mit folgendem Satz zu wecken: "If you think, the coldest place on earth is the north pole, then you're wrong. It's Boulder, Colorado." Ich danke John J. Toner für seine außerordentlich gute Statistische Mechanik Vorlesung, in der ich zum ersten Mal, wenn auch nur theoretisch mit einem Bose-Einstein Kondensat in "Berührung" kam.

Ich danke all meinen Freunden, allen voran Carmen, Volker, Cörri, Jerg, Chrisi, Renate, Stefan, Doreen und Fabi für die schönen gemeinsamen Stunden ohne physikalische Gespräche, die mich dadurch immer wieder daran erinnerten, dass es auch ein Leben neben der Physik gibt.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für den Rückhalt, den sie mir gaben, bedanken. Sie waren diejenigen, die mich mit ihrem Zuspruch, ihren Ratschlägen und ihrer Unterstützung in all meinen Entscheidungen während meines bisherigen Lebensweges bestärkt haben.

Zuallerletzt danke ich der Gefährtin an meiner Seite, meiner Verlobten Britta, für all die schönen gemeinsamen Stunden, die mir den nötigen Ausgleich zur Arbeit im Labor verschafft haben. Ich danke ihr vor allem für ihre Geduld und ihr Verständnis während der letzten Monate, sowie für ihre Zuneigung und Liebe während der letzten $8\frac{1}{2}$ Jahre.