

Ultrakalte Erbiumatome in einer CO₂-Laser Dipolfalle

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Henning Brammer
aus
Lüneburg

Bonn, Mai 2016

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter:	Prof. Dr. Martin Weitz
2. Gutachter:	Prof. Dr. Dieter Meschede
Tag der Promotion:	15.7.2016
Erscheinungsjahr:	2016

Zusammenfassung

Mit Hilfe ultrakalter Gase sind in der Physik zahlreiche neue Forschungsgebiete erschlossen worden, es gelang beispielsweise die Realisierung atomarer Bose-Einstein Kondensate und atomarer quantenentarteter Fermigase oder auch die Beobachtung einer neuartigen Molekülphysik bei ultrakalten Temperaturen. Während ultrakalte Quantengase in den ersten Jahren nach ihrer erstmaligen Realisierung nahezu ausschließlich auf Alkaliatome beschränkt waren, gelang in den letzten Jahren auch die Verwirklichung von Quantengasen mit Atomen komplexerer innerer Struktur, wie den seltene Erden Elementen Erbium und Dysprosium, die anders als die wasserstoffähnlichen Alkaliatome einen von Null verschiedenen elektronischen Bahndrehimpuls im Grundzustand besitzen. Damit öffnen sich neue Möglichkeiten der Manipulierbarkeit mit fernverstimmttem Laserlicht. Eine andere Eigenschaft dieser Elemente ist der starke dipolare Charakter, welcher in neuartige Wechselwirkungseigenschaften dieser Atomgase resultiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ultrakaltes Gas von Erbiumatomen erzeugt, das in dem extrem weit von den atomaren Resonanzen verstimmtten, quasi-elektrostatischen Lichtfeld eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 μm gespeichert wurde. Zur Erzeugung des kalten atomaren Gases wurde zunächst mit einem Erbium-Atomofen ein effusiver Atomstrahl erzeugt, welcher mit Hilfe eines Spin-Flip-Zeemankühlers auf eine Geschwindigkeit von etwa 47 m/s abgebremst wird. Somit lassen sich die Atome in einer magneto-optischen Falle fangen. Für diese wird Licht der Wellenlänge $\lambda = 400,91 \text{ nm}$ verwendet. Insgesamt können so bis zu 2×10^8 Atome gefangen werden. Die beobachtete Geschwindigkeitsverteilung der Erbiumatome in der magneto-optischen Falle lässt sich mit einer bimodalen Verteilung beschreiben. Der höherenergetische Anteil entspricht etwa einer thermischen Verteilung der Temperatur 3 mK, was oberhalb der Doppler-Temperatur des verwendeten Erbium-Übergangs von 0,7 mK liegt, der niederenergetische Anteil liegt mit einer äquivalenten Temperatur von 220 μK deutlich darunter.

Aus dieser magneto-optischen Falle werden bis zu 8×10^5 Erbiumatome in ein Dipolfallenpotential umgeladen, das durch den fokussierten Laserstrahl eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 μm gebildet wird. Die Frequenz dieses infraroten Lasers liegt etwa eine Größenordnung unterhalb der niedrigsten elektronischen Resonanz des Erbiumatoms. Dennoch wird durch die statische Polarisierbarkeit des Atoms seltener Erden ein Dipolfallenpotential gebildet, in dem die ultrakalten Atome gespeichert werden können. Direkt nach dem Umladen beträgt die Temperatur der Atome etwa 230 μK und die Phasenraum-dichte liegt bei $\rho = 8,8 \times 10^{-7}$. Die 1/e-Speicherzeit in der Dipolfalle beträgt 22,0 s, was hinreichend lange ist dass das Ensemble durch Absenken des Potentials evaporativ gekühlt werden konnte. Nach der Evaporation wurde ein Ensemble von 12.000 Erbiumatomen bei

einer Temperatur von $1,9\ \mu\text{K}$ beobachtet, die berechnete Phasenraumdicke der Erbiumatome in der weitverstimzten Dipolfalle beträgt $\rho = 4,8 \times 10^{-3}$.

In zukünftigen Arbeiten sollte sich durch die Verwendung eines Kühllasers bei $583\ \text{nm}$ zur Realisierung der magneto-optische Falle eine Steigerung der in die Dipolfalle umladbaren Atomzahl um mehr als eine Größenordnung bei gleichzeitig deutlich niedrigeren Temperaturen erreichen lassen, was die Startbedingungen für die Verdampfungskühlung weiter verbessern würde und eine Kühlung des Ensembles von Erbiumatomen bis zur Bose-Einstein Kondensation ermöglichen sollte. Mit dem dann erzeugten Quantengas von Atomen seltener Erden sollte die Erzeugung vielfältiger Formen neuartiger atomarer Quantenmaterie in weitverstimzten Lichtpotentialen möglich werden, wie topologischer Materie im Bereich des gebrochen-zahligen Quanten-Hall Effekts in synthetischen Magnetfeldern.

Publikationsliste

Doppler-free frequency-modulation spectroscopy of atomic erbium in a hollow-cathode discharge cell

H. Brammer, J. Ullrich, R. Bourouis und M. Weitz

Appl. Phys. B **106**, 2 (2012)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
1. Einleitung	1
2. Ultrakalte atomare Gase in optischen Fallen	5
2.1. Phasenraumdichte und Bose-Einstein Kondensat	5
2.2. Magneto-optische Falle	7
2.2.1. Subdopplerkühlung	13
2.2.2. Kühlübergänge für atomares Erbium	16
2.3. Optische Dipolfalle	19
2.3.1. Optisches Potential und Photonenstreurate	19
2.3.2. Atomare Polarisierbarkeit	23
2.3.3. Optisches Fallenpotential für Erbium	24
2.3.4. Fallengeometrie und Fallenfrequenzen	25
2.3.5. Verdampfungskühlung	27
3. Experimenteller Aufbau und Methoden	31
3.1. Überblick	31
3.2. Vakuumsystem	32
3.2.1. Atomofen	35
3.2.2. Zeemankühler	39
3.3. Magneto-optische Falle	45
3.3.1. Laser und Frequenzverdopplung	45
3.3.2. Frequenzstabilisierung	46
3.3.3. Strahlengang der magneto-optischen Falle	52
3.3.4. Magnetfeldspulen	55
3.4. Realisierung der optischen Dipolfalle	56
3.4.1. Intensitätssteuerung über den akusto-optischen Deflektor	58
3.5. Messmethoden für ultrakalte Atome	60
3.5.1. Fluoreszenzmessung	61
3.5.2. Absorptionaufnahme	61
3.5.3. Temperaturbestimmung	63
3.5.4. Bestimmung der Fallenfrequenzen in der optischen Dipolfalle	64

4. Charakterisierung des experimentellen Aufbaus und Ergebnisse zur Erzeugung eines ultrakalten Erbiumgases	67
4.1. Präparation einfangbarer Erbiumatome	67
4.1.1. Atomarer Fluss von Erbiumatomen	67
4.1.2. Messungen am abgebremsten Atomstrahl	71
4.2. Magneto-optische Falle	73
4.2.1. Temperatur	77
4.2.2. Modell 'Magnetisches Halten'	81
4.3. Optische Dipolfalle und Verdampfungskühlung	82
4.3.1. Berechnung des Potentials und der Fallenfrequenzen	83
4.3.2. Umladeprozedur	83
4.3.3. Charakteristika der optischen Dipolfalle	87
4.3.4. Verdampfungskühlung	90
5. Ausblick	93
A. Anhang	95
A.1. Elektronenkonfiguration von Erbium	95
A.2. Dampfdruck	97
Literatur	99

1. Einleitung

Die Erzeugung ultrakalter atomarer Gase erlaubt die Untersuchung unterschiedlichster Effekte der Quantenphysik an einem sehr reinen und experimentell gut zugänglichen System, und ist seit etwa 30 Jahren von großem allgemeinen Interesse.

Mit bosonischen atomaren Gasen gelingt bei Abkühlung in den nK-Bereich die Beobachtung des Phasenübergangs zum Bose-Einstein Kondensat. Dabei besetzen die einzelnen Teilchen mit ganzzahligen Spin einen einzigen Quantenzustand makroskopisch und werden ununterscheidbar. Dieser Phasenübergang wurde von Einstein basierend auf Arbeiten von Bose zur Quantenstatistik masseloser Teilchen vorhergesagt [1, 2]. Die Atome im Kondensat lassen sich durch eine einzige kohärente makroskopische Wellenfunktion beschreiben, so dass das Bose-Einstein Kondensat ein ideales Objekt zur Erforschung von quantenmechanischen Effekten ist.

Die ersten experimentellen Realisierungen der Bose-Einstein Kondensation im Jahr 1995 in dünnen atomaren Gasen, durch das Kühlen auf ultrakalte Temperaturen [3–5], bereiteten den Weg für eine Vielzahl an Experimenten. Zunächst konnten anhand von Bose-Einstein Kondensaten viele elementare Eigenschaften der makroskopischen Quantenphysik untersucht werden. Dazu gehört der Nachweis von kohärenten Materiewellen über die Interferenz zwischen einzelnen Kondensaten [6, 7] und, anhand von stabilen Vortizes innerhalb des Kondensats, die Beobachtung der Suprafluidität [8]. Diese Effekte werden durch die Gross-Pitaevskii Gleichung beschrieben [9, 10], welche die Energieeigenwerte sowie die zeitliche Entwicklung der makroskopischen Wellenfunktion beschreibt.

Später wurde die Bose-Einstein Kondensation auch mit anderen Bosonen wie Photonen [11] und Polaritonen [12] realisiert. Diese Kondensate werden im Gegensatz zu atomaren Gasen teilweise bei Raumtemperatur in gepumpten Systemen erreicht.

Durch das Laden eines atomaren Bose-Einstein Kondensats in ein optisches Gitterpotential können Festkörpersysteme simuliert werden. Die wohldefinierten Startbedingungen und die Reinheit des Systems zeichnen sich hierbei gegenüber natürlichen Festkörpern aus. Mit kalten Atomen in optischen Gittern gelang es unter Anderem, den Übergang vom Superfluid zum Mott-Isolator zu beobachten [13]. Weiterhin wurden innerhalb optischer Gitter Bloch-Oszillationen nachgewiesen [14]. Diese Systeme weisen eine große Flexibilität bei gleichzeitiger großer Kontrolle auf, was Experimente zu unterschiedlichsten Themen wie beispielsweise dem relativistischen Effekt des Klein-Tunnels [15] oder Transporteffekten in Quantenrutschen [16, 17] ermöglicht.

Parallel zur Erforschung von Effekten innerhalb von Bose-Einstein Kondensaten wurden auch entartete Quantengase fermionischer Atome in dünnen Gasen untersucht [18]. Sie unterscheiden sich in vielen quantenmechanischen Eigenschaften von den in bosonischen Systemen beobachteten Bose-Einstein Kondensaten. In anfänglichen Arbeiten konnte beispielsweise der für Fermionen aufgrund des Pauli-Prinzips entstehende Fermi-Druck gemessen werden [19, 20].

Die Wechselwirkung zwischen den Atomen im entarteten Quantengas spielt eine wichtige Rolle. Sie kann über Feshbach-Resonanzen modifiziert werden. Dabei werden über ein externes Magnetfeld die Energien der Zustände des Molekülpotentials zwischen zwei Atomen verändert. Für eine entsprechende kinetische Energie der Atome kommt es zur Feshbach-Resonanz. Um die Resonanz herum kann die Wechselwirkung über die Magnetfeldstärke von attraktiv über nicht wechselwirkend zu repulsiv eingestellt werden. Erstmals gelang dies für ein Gas von Fermionen [21]. Über Feshbach-Resonanzen lassen sich bosonische Moleküle von zwei Fermionen formen, welche wiederum ein Bose-Einstein Kondensat bilden können. In einem solchen System ist es gelungen, über die Variation der Attraktion den Übergang von einem Bose-Einstein Kondensat zu von der BCS-Theorie beschriebenen Cooper-Paaren zu beobachten [22].

Die ersten Experimente an ultrakalten Atomen wurden mit Alkaliatomen durchgeführt, welche aufgrund ihres einzelnen Valenzelektrons eine vergleichsweise simple Niveaustuktur der elektronischen Zustände besitzen und sich gut präparieren lassen. Über die Jahre hat die Verwendung weiterer Elemente den Baukasten der experimentellen Möglichkeiten erweitert. So gelang im Jahr 2004 mit der Bose-Einstein Kondensation von Chrom [23] das erste Bose-Einstein Kondensat mit einem Atom mit für die Wechselwirkung relevantem magnetischem Moment ($\mu = 6\mu_B$), was es ermöglichte den durch die anisotrope Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursachten d-Wellenkollaps zu beobachten [24, 25].

In jüngster Vergangenheit ist die Erforschung der Elemente der seltenen Erden in den Fokus geraten. So erweitern z.B. die Elemente Dysprosium und Erbium die experimentellen Möglichkeiten durch ihre komplexen elektronischen Niveaustrukturen mit einem nicht verschwindendem Grundzustandsdrehimpuls $L \neq 0$ und den großen magnetischen Momenten von $10\mu_B$ bzw. $7\mu_B$. Weiterhin existieren für beide Elemente sowohl bosonische als auch fermionische Isotope. Den Gruppen von Lev und Ferlaino ist es in den letzten Jahren erstmalig gelungen, mit Dysprosium bzw. Erbium sowohl Bose-Einstein Kondensate als auch entartete Fermigase zu erzeugen [26–29]. Wie bei den Experimenten an Chromatomen kann hier die Dipol-Dipol Wechselwirkung zur Beobachtung des d-Wellenkollaps führen. Die komplexe elektronische Niveaustuktur bewirkt ebenfalls komplexe Molekülpotentiale, so dass für beide Elemente eine Vielzahl von Feshbach-Resonanzen gefunden wurde. Es konnte gezeigt werden, dass diese zufällig verteilt sind und durch die sogenannte Random-Matrix Theorie beschrieben werden können [30, 31]. Im Fermigas konnte der Einfluss der Dipol-Dipol-Wechselwirkung durch eine Verformung der Fermikugel beobachtet werden [32]. Ebenfalls konnten über Feshbach-Resonanzen Erbiummoleküle erzeugt werden, wel-

che ein magnetisches Moment von bis zu $\mu \approx 14\mu_B$ erreichen [33], und durch Laden der Atome in ein dreidimensionales optisches Gitter konnte ein um die Dipol-Dipol Wechselwirkung erweitertes Bose-Hubbart Modell vermessen werden [34].

Ein interessanter zukünftiger Anwendungsbereich von ultrakalten Atomen der seltenen Erden basiert auf der im Jahr 2010 erfolgten Erzeugung synthetischer magnetischer Felder für ultrakalte Rubidiumatome durch ortsabhängiges optisches Koppeln der internen Zustände mit Raman-Übergängen [35]. In diesem Experiment von Lin et al. konnten so Vortices in einem Bose-Einstein Kondensat von Rubidiumatomen erzeugt werden. Prinzipiell lassen sich mit dieser Methode sehr große synthetische Magnetfelder erzeugen, die Experimente an diesem Alkaliatom mit einem elektronischen Bahndrehimpuls von $L = 0$ im Grundzustand waren allerdings durch Aufheizeffekte aufgrund von nichtresonanter Anregung begrenzt, verursacht durch die schmale Feinstrukturaufspaltung des angeregten elektronischen Zustands. Mit Erbium oder Dysprosium lassen sich diese Aufheizeffekte aufgrund des $L \neq 0$ Grundzustands vermeiden [36]. Die so realisierte Erzeugung großer synthetischer Magnetfelder könnte zukünftig die Untersuchung des fraktionalen Quantum-Hall Effekts an einem atomaren Quantengas ermöglichen.

Um solche Experimente durchführen zu können, muss zunächst ein ultrakaltes Gas erzeugt werden. Die Möglichkeit, mit Laserlicht Atome über den Strahlungsdruck abzukühlen, und sie dabei in einem Fallenpotential zu halten, war der experimentelle Durchbruch zur Erforschung ultrakalter Gase. Mit drei entgegenlaufenden Laserstrahlpaaren erreichten Chu et. al. im Jahr 1985 in einer optischen Melasse von Natriumatomen Temperaturen unterhalb 1 mK und demonstrierten damit erstmals die Laserkühlung in drei Dimensionen [37]. Zwei Jahre später gelang in der selben Arbeitsgruppe erstmals das Fangen von optisch gekühlten Atomen in einer magneto-optischen Falle durch die Erweiterung des Aufbaus mit einem magnetischen Quadrupolfeld [38]. Auf Basis dieser Arbeiten wurden viele Experimente möglich, für welche die in der magneto-optischen Falle als dünnes ultrakaltes Gas präparierten Atome den Ausgangspunkt bilden. Beispielsweise konnte die Genauigkeit von Atomuhren durch Experimente zur Präzisionsspektroskopie an einem Springbrunnen mit lasergekühlten Atomen signifikant verbessert werden [39].

Andererseits können die in der magneto-optischen Falle vorgekühlten Atome in andere konservative Atomfallen umgeladen werden. In Magnetfallen können Spin-polarisierte atomare Ensemble in einem inhomogenen Magnetfeld gehalten werden [40], und in optischen Dipolfallen sorgt die Wechselwirkung eines fokussierten Laserstrahls mit dem im Atom induzierten Dipolmoment für ein Fallenpotential [41, 42]. In beiden Fallen lassen sich die Atome durch Absenken der Falltiefe evaporativ kühlen [43]. So wurden Temperaturen im nK Bereich erreicht. Die oben genannten ersten experimentellen Realisierungen der Bose-Einstein Kondensation gelangen durch Evaporation in einer Magnetfalle, drei Jahre später konnte ein Bose-Einstein Kondensat auch in einer optischen Dipolfalle realisiert werden [44].

Die vorliegende Arbeit behandelt den Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung ultrakalter Erbiumgase. McClelland und Hanssen gelang erstmalig das Laden einer magneto-optischen

Falle für Erbiumatome unter Verwendung des optischen Kühlübergangs bei 401 nm [45], mit der Besonderheit des Verzichts auf jegliche Rückpump Laser. Im in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experiment wird in einem ersten Schritt eine solche magneto-optische Falle für Erbiumatome aus einem abgebremsten Atomstrahl geladen. Dabei werden deutlich größere Atomzahlen als in [45] erreicht. Bei diesen tritt eine bimodale Verteilung in der Dichte- sowie der Geschwindigkeitsverteilung auf, so dass den Atomen zwei unterschiedliche effektive Temperaturen zugeordnet werden können. Um die Temperatur der Atome in einem zweiten Schritt weiter herabzusenken, werden die Atome für die Verdampfungskühlung in ein optisches Dipolfallenpotential umgeladen. Eine Magnetfalle ist für Erbiumatome nicht geeignet, da die Verluste durch Spinrelaxion für ultrakalte Temperaturen sehr groß werden, wie von Connolly et al. gezeigt [46]. Für die Dipolfalle wird das infrarote Licht eines CO₂-Lasers bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ verwendet, dessen Frequenz deutlich unterhalb sämtlicher Anregungsfrequenzen des Atoms liegt, so dass sich eine quasi-elektrostatische Dipolfalle bildet. Diese verfügt über eine kleine Streurate mit den Atomen und ermöglicht lange Haltezeiten. Der Atomtransfer aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle wird u.a. durch die bimodale Geschwindigkeitsverteilung in der magneto-optischen Falle sowie durch den differentiellen Stark-Effekt des Kühlübergangs erschwert. Die in die optische Dipolfalle transferierten Erbiumatome werden evaporativ, durch Absenken des Fallenpotentials, auf ultrakalte Temperaturen gekühlt. Die Effizienz der Evaporation ist hier durch die Streurate unter den Atomen begrenzt, welche mit der Anzahl der in der Dipolfalle gefangenen Atome skaliert.

Gegliedert ist die Arbeit wie folgt. An diese Einleitung schließt sich das Kapitel über die Theorie ultrakalter Gase in optischen Fallen an. Darin wird die Wechselwirkung von Licht mit Atomen beleuchtet, welche einerseits in die optische Kraft resultiert, mit welcher sich die magneto-optische Falle formen lässt, und andererseits über ein induziertes Dipolmoment für ein konservatives Fallenpotential sorgen kann. Im folgenden Kapitel zum experimentellen Aufbau und Methoden ist die Vakuumapparatur sowie das Lasersystem und der optische Aufbau beschrieben. Ebenfalls sind Methoden zur Bestimmung der Atomzahl und weiterer Parameter der ultrakalten Gase zusammengefasst. Die Charakterisierung der einzelnen Experimentabschnitte zusammen mit den Ergebnissen zur Erzeugung eines ultrakalten Erbiumgases sind im darauffolgenden Kapitel zu finden. Zunächst wird der atomare Fluss und das Verhalten des Zeemankühlers untersucht, bevor die Eigenschaften der magneto-optischen Falle beleuchtet werden. Das Umladen in die optische Dipolfalle wird betrachtet und die Ergebnisse zur Charakterisierung der Dipolfalle sowie zur Verdampfungskühlung sind präsentiert. Abschließend findet sich im letzten Kapitel ein Ausblick auf weiterführende Experimente. Hier wird insbesondere die zukünftig sinnvolle Verwendung einer getrennten optischen Kühl Laserfrequenz für die magneto-optische Falle unabhängig von der zur Zeeman-Kühlung verwendeten optischen Übergangsfrequenz diskutiert.

2. Ultrakalte atomare Gase in optischen Fallen

In diesem Kapitel werden die zu Grundlagen der Erzeugung ultrakalter atomarer Gase gewordenen experimentellen Techniken und Theorien beleuchtet, wobei der Fokus auf den im Experiment verwendeten optischen Fallen liegt. Auf die Besonderheiten der Kühlung von atomaren Erbiumatomen wird dabei ein spezielles Augenmerk gelegt.

Zur Motivation der weiteren Ausführungen wird zu Beginn der Phasenübergang zum Bose-Einstein Kondensat kurz skizziert und der Begriff der Phasenraumdichte eingeführt. Im Folgenden ist die magneto-optische Falle beschrieben, in welcher eine Laserkühlung der Atome erfolgt. Auch der Mechanismus der Subdopplerkühlung wird erklärt. Anschließend ist die optische Dipolfalle beschrieben. Aus einer grundlegenden Herleitung des Potentials folgt die Abhängigkeit von der atomaren Polarisierbarkeit. Der Berechnung dieser für ein Multizustandatom wie Erbium mit nicht verschwindendem Drehimpuls im Grundzustand ist ein eigener Abschnitt gewidmet. Auch die im Rahmen der Arbeit verwendete Fallen-geometrie sowie das evaporative Kühlen in einer Dipolfalle werden besprochen.

2.1. Phasenraumdichte und Bose-Einstein Kondensat

Die Bose-Einstein Kondensation wurde bereits im Jahr 1924 von Einstein vorhergesagt [1]. Dafür erweiterte er die Arbeit von Bose zur Statistik von Photonen [2] für Teilchen mit von Null verschiedener Ruhemasse. Für ein Gas aus nicht-wechselwirkenden massiven Bosonen stellte er fest, dass diese Teilchen bei gegebenen Randbedingungen in den selben quantenmechanischen Grundzustand kondensieren können.

Eine anschauliche Erklärung des Übergangs von einem idealen Gas zu einem Bose-Einstein Kondensat folgt aus dem Vergleich des mittleren atomaren Abstands d mit der De-Broglie-Wellenlänge eines Atoms

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (2.1)$$

und ist in Abb. 2.1 illustriert. Für große Temperaturen ist die De-Broglie-Wellenlänge klein und die Atome können als ideales Gas betrachtet werden. Senkt man die Temperatur ab, vergrößert sich die De-Broglie-Wellenlänge. Unterhalb einer kritischen Temperatur T_k 'überlappen' die Wellenpakete, $\lambda_{\text{dB}} > d$, und es bildet sich etwa an diesem Punkt ein makroskopisches Wellenpaket welches als Bose-Einstein-Kondensat bekannt ist. Für $T = 0$ kondensiert das Gas komplett.

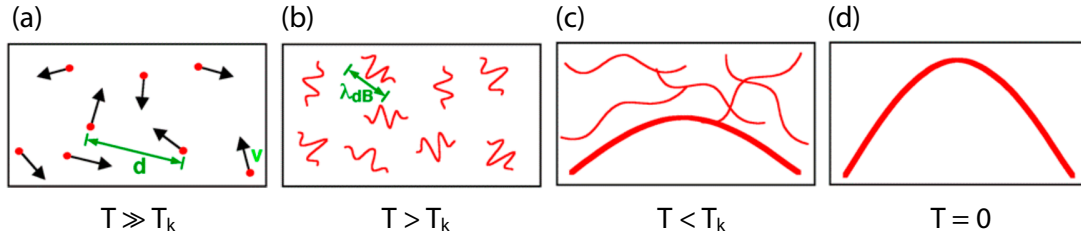


Abbildung 2.1.: Graphische Darstellung einer Bose-Einstein Kondensation. (a) Klassisches Gas für Temperaturen deutlich oberhalb der kritischen Temperatur. (b) Für Temperaturen nahe der kritischen Temperatur wird die Wellennatur der Atome relevant. (c) Unterhalb der kritischen Temperatur überlappen die Wellenpakete und formen ein Bose-Einstein Kondensat. (d) Am absoluten Nullpunkt der Temperatur bildet sich ein reines Kondensat. Abbildung modifiziert aus [47].

Es ist nützlich die Phasenraumdicke

$$\rho = n \cdot \lambda_{dB}^3 \quad (2.2)$$

zu definieren, welche die Anzahl der Atome in einem Volumen entsprechend eines Würfels mit Kantenlänge λ_{dB} entspricht. Hier ist n die Dichte, und mit $d \approx n^{-1/3}$ folgt aus obiger Überlegung, dass die kritische Phasenraumdicke ungefähr eins entspricht, $n_{PSD}^{krit} \approx 1$.

Genauere Ergebnisse können aus der Bose-Einstein-verteilten mittleren Besetzungszahl der Energiezustände berechnet werden, indem die Besetzung des Grundzustands betrachtet wird. So kann die kritische Temperatur und der Kondensatanteil bestimmt werden (vgl. [48]).

Für das näherungsweise harmonische Potential der Dipolfalle ergibt sich die kritische Temperatur zu

$$T_k = \frac{2\pi\hbar^2 n^{2/3}}{[\zeta(3)]^{2/3} m k_B} \quad (2.3)$$

mit der Lösung der Riemanschen Zetafunktion $\zeta(3) = 1,202$, und der Kondensatanteil zu

$$\frac{N_{bec}}{N_{ges}} = \left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^3 \right]. \quad (2.4)$$

Durch Umformen von Glg. 2.3 für die kritischen Temperatur kann die kritische Phasenraumdicke für ein harmonisches Potential zu $n_{PSD}^{krit} = 1,202$ bestimmt werden. Die Phasenraumdicke ist ein gebräuchliches Maß um den Fortschritt auf dem Weg zur Kondensation zu messen.

Um in einem Dipolfallenpotential ein Bose-Einstein Kondensat zu erzeugen, müssen Atome bei möglichst großer Dichte und sehr niedrigen Temperaturen präpariert werden.

2.2. Magneto-optische Falle

Mit der magneto-optischen Falle (engl. *magneto-optical trap*, MOT) wurde ein sehr mächtiges und robustes Werkzeug für die Erforschung kalter Atome erschaffen. Sie kann Atome sowohl Fangen als auch Kühlen, und ist seit der ersten experimentellen Realisierung durch Raab et al. im Jahr 1987 [38] Ausgangspunkt zahlreicher Experimente mit ultrakalten Atomen. Die folgende Beschreibung der Funktionsweise und der Eigenschaften der magneto-optischen Falle orientiert sich an [49, 50]. Es werden einige relevante Größen für typische Parameter der magneto-optischen Falle für Erbium berechnet. Diese sind im abschließenden Abschnitt zum verwendeten Kühlübergang zusammengefasst.

Aus der Wechselwirkung eines nahresonanten Laserstrahls mit Atomen ergibt sich die Spontankraft, welche sich aus der Streurate und dem gerichteten Impulsübertrag des Photons bei der Absorption durch das Atom ergibt. Dabei wird der im Mittel verschwindende Impulsübertrag der isotropen Emission vernachlässigt. Bereits 1975 veröffentlichten Hänsch und Schawlow den Vorschlag, mit Hilfe dieser Kraft Atome zu Kühlen, wobei mit Kühlung hier die Reduktion der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Atome gemeint ist [51]. Dazu bestrahlt man die Atome mit drei senkrecht zueinander stehenden Paaren aus gegenläufigen Laserstrahlen mit im Bezug auf die atomare Resonanz rotverstimmter Frequenz. Für ein Atom in Bewegung erscheint aufgrund des Doppler-Effekts [52] das Licht aus entgegengerichteter Richtung näher an der Resonanz als das Licht in Bewegungsrichtung, so dass das Atom präferiert entgegenkommende Photonen streut, und somit eine Kraft entgegen der Ausbreitungsrichtung erfährt. Diese Kraft wird aufgrund der elementaren Rolle des Doppler-Effekts oft Doppler-Kraft genannt und hängt von der Geschwindigkeit der Atome ab. Experimentell wurde das dreidimensionale Kühlen einer atomaren Wolke, auch optische Melasse genannt, erstmals 1985 von Chu et al. gezeigt [37].

Bei sehr niedrigen Temperaturen kann der nur im zeitlichen Mittel verschwindende Impulsübertrag aus der Emission im Vergleich zum Gesamtimpuls des Atoms nicht mehr vernachlässigt werden. Die zufällige Richtung der spontanen Emission verursacht nun eine Zitterbewegung der Atome. Setzt man die daraus resultierende Heizrate mit der aus der Spontankraft hervorgehenden Kühlrate gleich, ergibt sich für die resultierende Temperatur [50]

$$T(\delta) = \frac{\hbar\gamma}{8k_B} (2|\delta|/\gamma + \gamma/2|\delta|) . \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante, γ die Linienbreite des Übergangs, \hbar die Planck-Konstante und δ die Verstimmung des Laserlichts im Bezug auf die atomare Resonanz. Bei einer Verstimmung $\delta = -\gamma/2$ liegt das Minimum der Doppler-Kühlung, welches als Doppler-Temperatur bekannt ist:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} . \quad (2.6)$$

In Abschnitt 2.2.1 werden weitere Kühlmechanismen vorgestellt, die unter Berücksichtigung der atomaren Substruktur auftreten können und Temperaturen unterhalb der Doppler-Temperatur ermöglichen.

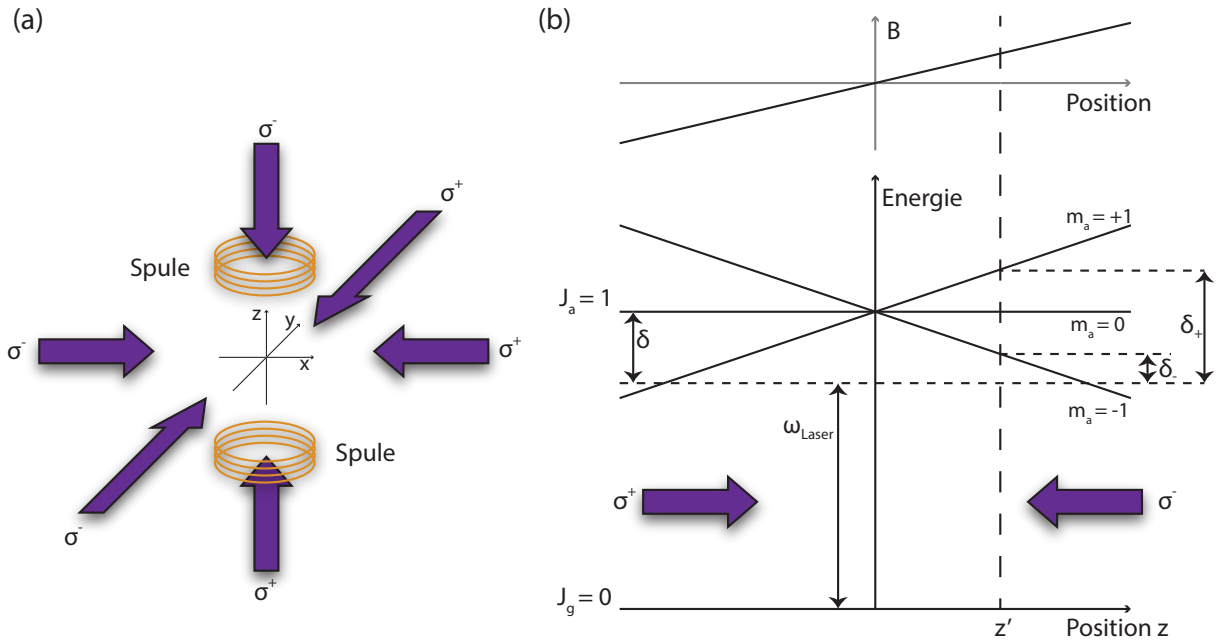


Abbildung 2.2.: (a) Schematischer Aufbau einer MOT bestehend aus drei gegenläufigen Strahlenpaaren mit ihrer zirkularen Polarisation sowie den Spulen in Anti-Helmholtzkonfiguration. (b) Aufspaltung der Energieniveaus in einer Dimension: An Position z' ist die Verstimmung δ_- für den σ^- polarisierten Laserstrahl deutlich kleiner als die Verstimmung δ_+ des σ^+ polarisierten Laserstrahls. Demzufolge werden mehr Photonen des von rechts einfallenden σ^- Lichts gestreut und das Atom erfährt eine Kraft zum Fallenzentrum.

In der optischen Melasse können somit sehr kalte Gase erzeugt, aber nicht gefangen werden. Stattdessen diffundieren sie aus dem Wechselwirkungsbereich heraus. Um dies zu verhindern, muss der experimentelle Aufbau erweitert werden (optisches Earnshaw-Theorem [53]). Ähnlich wie bei der optischen Melasse werden auch für die magneto-optische Falle drei gegenläufige rotverstimmte Laserstrahlpaare verwendet, deren Polarisation zirkular eingestellt wird, so dass pro Strahlenpaar je ein Strahl σ_+ bzw. σ_- Übergänge treibt. Den Laserstrahlen wird das Quadrupolfeld zweier Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration so überlagert, dass der Nullpunkt des Feldes gerade mit dem Schnittpunkt der Strahlen zusammenfällt und das Magnetfeld in erster Näherung linear vom Ort abhängt (s. Abb. 2.2(a) und (b) oben).

Für eine anschauliche Erklärung der Funktionsweise betrachtet man ein Zwei-Niveau-System mit Grundzustandsquantenzahl $J_g = 0$ sowie $J_a = 1$ für den angeregten Zustand. Wie in Abb. 2.2 dargestellt wird durch das magnetische Feld die Entartung der Energiezustände mit verschiedenen magnetischen Quantenzahlen m durch den Zeeman-Effekt aufgehoben. Für nicht zu hohe Magnetfelder ist die Verschiebung der Energiezustände linear mit dem Magnetfeld, und somit verschieben sich die Zustände mit den Quantenzahlen

$m = \pm 1$ linear mit dem Ort. Im Zentrum der Falle am Ort $z = 0$ findet keine Aufspaltung der Energieniveaus statt und es wirken die kühlenden Kräfte der oben besprochenen optischen Melasse. An einer Position abseits des Zentrums, wie z.B. bei $z = z'$, ändert sich durch die Verschiebung der Energieniveaus die Resonanzbedingung. Der Zustand $m_a = +1$ ist zu höherer Energie verschoben, während der Zustand $m_a = -1$ zu niedrigerer Energie verschoben ist. Der von links eingestrahlte Strahl ist rechtsdrehend und treibt σ_+ Übergänge mit $m_a - m_g = +1$, so dass dieser aus Gründen der Drehimpulserhaltung das Atom nur in den $m_a = 1$ anregen kann. Genauso, nur mit negativen Vorzeichen, verhält es sich für den von rechts eingestrahlenen linksdrehenden Strahl. Aufgrund der Rotverschiebung der Laserstrahlen ist nun der Strahl von rechts nahe der Resonanz, während die der von links weiter von der Resonanz entfernt ist. Die damit einhergehende höhere Streurrate bewirkt in der Summe eine Kraft nach links zum Fallenzentrum. Betrachtet man die entgegengesetzte Position, $z = -z'$, so ändern sich die Energieverschiebungen im Vorzeichen und folglich ändert auch die Kraft das Vorzeichen, so dass diese nun nach rechts zeigt. Man erhält also an jedem Ort eine Rückstellkraft zurück zum Fallenzentrum.

Quantitativ lässt sich die zusätzliche Verschiebung der Energieniveaus durch den Zeeman-Effekt in der Formel für die Spontankraft durch die angepasste Verstimmung $\delta + \omega_D + \omega_Z$ berücksichtigen. Dabei beträgt die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt $\omega_Z = \mu' \frac{\partial B}{\partial z} z / \hbar$ mit der Differenz der magnetischen Momente $\mu' = (g_a m_a - g_g m_g) \mu_B$, den Landé-Faktoren g_a und g_g und dem Bohrschen Magneton μ_B . Die in einer magneto-optischen Falle in der z -Achse (x, y entsprechend) wirkende Kraft von zwei entgegenschließenden Strahlen ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
 F_z^{\text{MOT}} = & \hbar k_z^+ \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + 6I/I_s + \left(\frac{2(\delta + k_z^+ \cdot v_z + \mu' \frac{\partial B}{\partial z} z / \hbar)}{\gamma} \right)^2} \\
 & + \hbar k_z^- \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + 6I/I_s + \left(\frac{2(\delta + k_z^- \cdot v_z + \mu' \frac{\partial B}{\partial z} z / \hbar)}{\gamma} \right)^2} .
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Hier ist I die Intensität und I_s die Sättigungsintensität. In Abb. 2.3 sind die in der magneto-optischen Falle wirkende Kräfte für im vorliegenden Experiment typische Werte exemplarisch dargestellt. Abb. 2.3(a) zeigt die Kraft in Abhängigkeit der Geschwindigkeit für drei verschiedene Positionen links, in der Mitte und rechts vom Fallenzentrum, während in Abb. 2.3(b) die Kraft in Abhängigkeit des Ortes dargestellt ist, welche auf Atome mit positiver, negativer und keiner Geschwindigkeit wirkt. Die Radien der Strahlen sind hier als 9 mm und die Intensität als konstant angenommen, sodass für Positionen $|z| > 9$ mm die Kraft verschwindet.

Für im Zentrum der MOT gefangene Atome ist sowohl die Doppler-Verschiebung ω_D als auch die Verschiebung durch den Zeeman-Effekt ω_Z klein im Vergleich zur Verstimmung des Lasers δ . Für diesen Fall kann die in der MOT wirkende Kraft (Glg. 2.7) zu der eines gedämpften harmonischen Oszillators genähert werden,

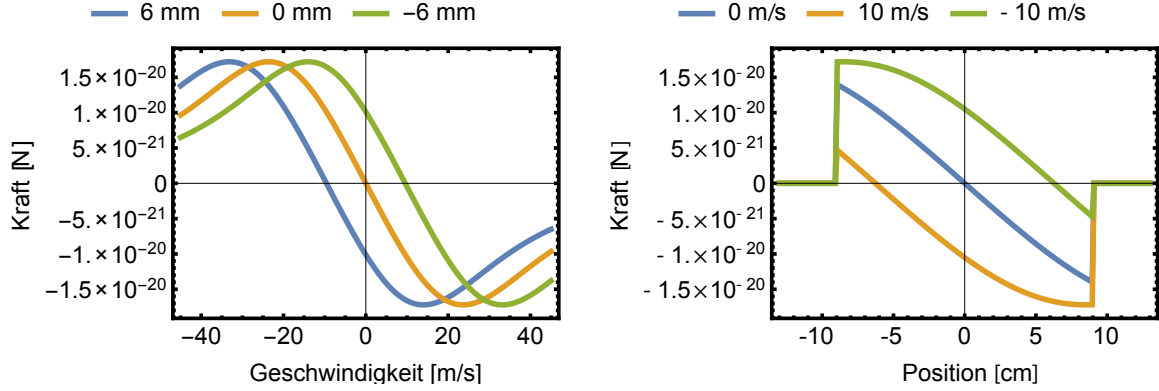


Abbildung 2.3.: Darstellung der Kräfte in der magneto-optischen Falle aus Glg. 2.7 in einer Dimension mit typischen Parametern ($\delta = -50$ MHz, $I = 3I_s$, $\frac{\partial B}{\partial z} = 25$ G/cm). (a) zeigt die Kraft in Abhängigkeit der Geschwindigkeit, während in (b) die Kraft gegen den Ort dargestellt ist. Die Intensität ist als konstant angenommen und der Stahldurchmesser ist wie im Experiment auf 18 mm begrenzt, so dass die Kraft für Orte mit $|z| > 9$ mm verschwindet, wie in (b) zu sehen.

$$F_z^{\text{MOT}} = -\beta v_z - \kappa x_z. \quad (2.8)$$

Hierbei beträgt die Dämpfung

$$\beta \approx \frac{8\hbar k^2 \delta I / I_s}{\gamma(1 + 6I/I_s + (2\delta/\gamma)^2)} \quad (2.9)$$

und die Federkonstante

$$\kappa \approx \frac{\mu' \frac{\partial B}{\partial z}}{\hbar k} \beta. \quad (2.10)$$

Für typische Parameter aus dem Experiment ergibt sich eine überdämpfte harmonische Bewegung mit Dämpfungs- bzw. Kühlrate $\Gamma_{\text{MOT}} = 2\beta/m = 7,44$ kHz und Fallenfrequenz $\omega_{\text{MOT}} = \sqrt{\kappa/m} = 2,44$ kHz. Die Atome bewegen sich daher im Vergleich zur Fallenfrequenz nur langsam um das Fallenzentrum, als charakteristische Zeit gilt ein Wert von $2\Gamma_{\text{MOT}}/\omega_{\text{MOT}}^2 = 2,5$ ms [38].

Es können alle Atome, die in den Überlappbereich der Kühlstrahlen gelangen, gefangen werden, vorausgesetzt ihre Geschwindigkeit kann auf dem Weg durch den Überlappbereich bis nahezu null abgebremst werden. Eine obere Grenze für diese Einfanggeschwindigkeit kann abgeschätzt werden, indem man die maximale Kraft der MOT $F_{\text{MOT}}^{\text{max}} = \hbar k \gamma / 2$

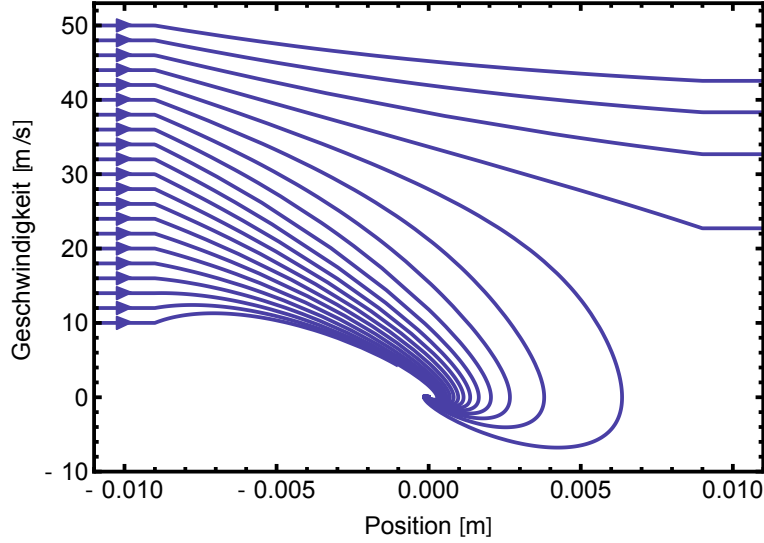


Abbildung 2.4.: Numerische Simulation des Einfangprozesses in einer magneto-optischen Falle für Erbiumatome in einer Dimension. Es wurden die zuvor genannten typischen Werte verwendet. Abgebildet sind die Trajektorien der von links einlaufenden Erbiumatome für verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten (Werte unter 10 m/s sind aus technischen Gründen nicht aufgeführt). Atome bis zu einer kritischen Geschwindigkeit von etwa $v_c = 42$ m/s werden eingefangen. Beachtenswert ist, dass die Atome teilweise von der Rückstellkraft der magneto-optischen Falle zunächst zum Zentrum beschleunigt werden, bevor sie abgebremst und gefangen werden.

auf der Strecke des Strahldurchmessers d_{MOT} (d.h. Fallendurchmessers) annimmt. Mit $\gamma = 29,7$ MHz und $d_{MOT} = 18$ mm folgt

$$v_c = \sqrt{\frac{\hbar k \gamma d_{MOT}}{2m}} = 99,7 \text{ m/s} . \quad (2.11)$$

Für eine genauere Betrachtung muss der korrekte Ausdruck für die Kraft in der MOT (Glg. 2.7) berücksichtigt werden, welche bereits in Abb. 2.3 dargestellt ist. Durch numerisches Lösen der Differentialgleichung

$$F_z^{MOT}\left(z, \frac{dz}{dt}\right) = m \frac{d^2 z}{dt^2} \quad (2.12)$$

kann die Bewegung der Atome für eine Dimension sichtbar gemacht werden. Wiederum wird berücksichtigt, dass die Kraft außerhalb des Strahldurchmessers $d_{MOT} = 18$ mm verschwindet. In Abb. 2.4 sind verschiedene Lösungen der Differentialgleichung für verschiedene Startgeschwindigkeiten als Verlauf der Geschwindigkeit der Atome gegen den Ort in der MOT dargestellt. Dabei laufen die Atome von links in den Fangbereich ein. Für das Kraftfeld der MOT sind oben genannte typische Werte gewählt. In der Darstellung ist leicht zu erkennen, dass Atome unterhalb der kritischen Anfangsgeschwindigkeit von etwa $v_c = 42$ m/s ins Fallenzentrum laufen und somit gefangen sind, während Atome oberhalb

dieser Einfanggeschwindigkeit zwar leicht abgebremst werden, die wirkende Kraft aber nicht ausreichend ist um diese in der Falle fangen zu können. Die kritische Einfanggeschwindigkeit ist unter Berücksichtigung der realen Kraft somit nur etwa halb so groß und hängt von der Frequenzverstimmung und der Intensität der Laserstrahlen, dem Magnetfeldgradienten und vom Stahldurchmesser ab. Die eingefangenen Atome folgen dann der überdämpften Bewegung aus der Näherung aus Glg. 2.8.

Die zeitliche Dynamik der Population in der magneto-optischen Falle $N(t)$ ergibt sich aus der Laderate R_L und der Verlustrate pro Atom R_V zu

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_L - R_V N(t) . \quad (2.13)$$

Die Laderate ergibt sich aus der Rate von Atomen, welche mit einer Geschwindigkeit niedriger als der Einfanggeschwindigkeit v_c das Einfangvolumen der Falle erreicht. Das Einfangvolumen ist durch den Überlappbereich der Laserstrahlen gegeben.

Die Verluste rühren in der Regel von Stößen mit nicht gefangenen Atomen sowie aus Stößen mit dem Hintergrundgas her. Bei der Wahl eines nicht komplett geschlossenen Kühlübergangs führt das Pumpen in Dunkelzustände ebenfalls zu Verlusten, wobei die Verlustrate mit der optischen Pumprate skaliert und somit von der Intensität wie der Frequenz des Pumplichts abhängt. Diese Verluste sind unabhängig von der Anzahl der gefangenen Atome. Für größere Atomzahlen können weitere Verluste wie z.B. den Hyperfeinzustand ändernde Zweikörperstöße auftreten [54]. Diese Verluste pro Atom entstehen bei der Kollision zweier gefangener Atome und skalieren somit mit der Anzahl gefangener Atome, so dass zur Berücksichtigung in Glg. 2.13 ein Term $-R_{ZK}N(t)^2$ hinzugefügt werden müsste.

Mit der Startbedingung $N(t = 0) = 0$ sowie $\tau = 1/R_V$ ergibt sich für das Ladeverhalten aus Glg. 2.13

$$N(t) = N_0 (1 - \exp(-t/\tau)) \quad (2.14)$$

und mit $N(t = 0) = N_0$ und $R_L = 0$ für das Entladeverhalten

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) . \quad (2.15)$$

Die maximale Atomzahl ergibt sich zu $N_0 = R_L/R_V$ und ist somit das Verhältnis von Laderate zu Verlustrate. Experimentell können die in der magneto-optischen Falle auftretenden Verluste aus dem Lade- bzw. Entladeverhalten bestimmt werden (s. Kap. 4.2).

Die räumliche Ausdehnung der gefangenen atomaren Wolke ist nach dem Äquipartitionstheorem $k_B T = \kappa r^2/2$ [55] über die Temperatur T gegeben. Die Dichteverteilung entspricht dabei der Gauß-Verteilung in einem harmonischen Potential mit Radius r . Beim Laden der Falle werden die Atome bei Annahme einer konstanten Temperatur somit dem selben Volumen hinzugefügt und die Dichte steigt [38]. Ab einer Dichte von etwa 10^{10} Atome/cm³ kann die atomare Wolke nicht mehr als ideales Gas betrachtet werden und eine langreichweitige repulsive Kraft, welche durch Reabsorption von emittierten Photonen durch zentrumsnahe

Atome entsteht [56], verhindert einen beliebigen Anstieg der Dichte, so dass sich maximale Werte von etwa 10^{11} Atome/cm³ einstellen [38]. Gefangene Atome können somit nicht mehr dem selbem Volumen hinzugefügt werden und erweitern den Radius der atomaren Wolke.

2.2.1. Subdopplerkühlung

Die Doppler-Temperatur (Glg. 2.6) als die untere Grenze der Doppler-Kühlung wurde bereits 1988 in Experimenten an Natriumatomen in einer optischen Melasse unterschritten [57]. Tatsächlich gibt es unter Berücksichtigung der atomaren Substruktur (z.B. Hyperfeinstruktur) diverse Kühlmechanismen um niedrigere Temperaturen zu erreichen [50, 58]. Das allgemeine Limit der Subdopplerkühlung rührt normalerweise von der Rückstoßenergie eines einzigen Photons her und beträgt

$$T_R = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2mk_B}. \quad (2.16)$$

Einer der Mechanismen ist die sogenannte Sisyphoskühlung. Hierbei formt sich aus zwei gegenläufigen linear polarisierten Laserstrahlen eine Polarisationsstehwelle, in welcher durch den AC-Stark-Effekt die Energien der Subzustände alternieren. Die Atome laufen nun das Potential hinauf und werden am Maximum durch optisches Pumpen ins Potentialminimum überführt. Die umgewandelte kinetische Energie wird über das optische Pumpen dissipiert. Da dies wiederholt stattfindet, wird diese Kühlung nach der griechischen Sage Sisyphoskühlung genannt [49].

In einer magneto-optischen Falle sind die entgegengeläufigen Laserstrahlen entgegengesetzt zirkular polarisiert und treiben somit σ^+ bzw. σ^- Übergänge. Die entstehende Stehwelle hat eine konstante Amplitude und ist linear polarisiert, wobei die Polarisationsachse auf der Strecke einer Wellenlänge um einen Winkel von 2π rotiert (s. Abb. 2.5(a)). Das bedeutet, dass die AC-Stark-Energieverschiebungen der Grundzustände entlang der Stehwelle konstant bleiben und keine Sisyphoskühlung möglich ist.

Für die Untersuchung der Subdoppler-Kühlmechanismen in der magneto-optischen Falle betrachtet man ein zunächst ruhendes Atom mit Übergang $J_g = 1 \rightarrow J_a = 2$. Deswegen Clebsch-Gordan-Koeffizienten sind in Abb. 2.5(b) dargestellt und ergeben quadriert die relative Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den jeweiligen m -Zuständen. Durch die Wechselwirkung mit dem Licht der Stehwelle entsteht durch optisches Pumpen eine stationäre Grundzustandsverteilung, in der die Atome sich zum Großteil im $m_g = 0$ Zustand befinden, während die Zustände mit $m_g = +1$ und $m_g = -1$ gleich besetzt werden (Abb. 2.5(c)). Die Quantisierungsachse befindet sich entlang der linearen Polarisation und ist somit je nach Position in der Stehwelle gedreht. Für ein sich entlang der Stehwelle bewegendes Atom bedeutet dies, dass aufgrund der Drehung der Quantisierungsachse ständig die symmetrische Besetzung der Zustände durch optisches Pumpen wiederhergestellt werden muss. Da das optische Pumpen jedoch Zeit für Absorption und Emission benötigt, ergibt sich je nach Geschwindigkeit des Atoms v eine mehr oder weniger große Differenz

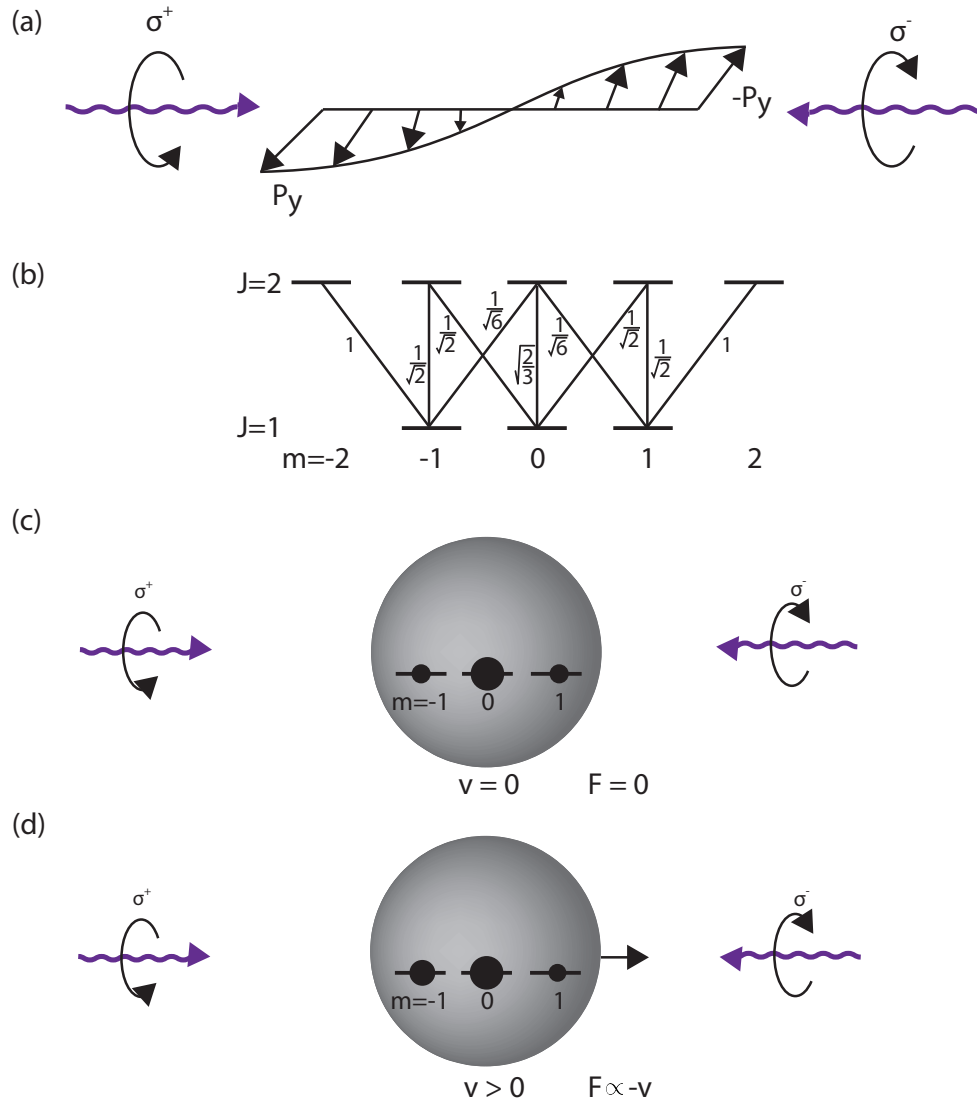


Abbildung 2.5.: $\sigma^+\sigma^-$ -Polarisationsgradientenkühlung: (a) Zwei entgegenläufige Laserstrahlen mit entgegengesetzten Polarisationen σ^+ und σ^- erzeugen eine Stehwelle linearer Polarisation, deren Polarisationsachse sich entlang der Strahlrichtung dreht. (b) Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen $J=1 \rightarrow J=2$ Übergang. Für die Grundzustände mit $m_g \neq 0$ unterscheiden sich die Übergangswahrscheinlichkeiten der σ^+ ($m_a - m_g = 1$) und σ^- ($m_a - m_g = -1$) Übergänge stark. (c) Atom in Ruhe: Durch optisches Pumpen werden die Grundzustände $m_g = 1$ und $m_g = -1$ gleichmäßig besetzt. (d) Das Atom bewegt sich entlang der Stehwelle und ist der Drehung der linearen Polarisationsachse ausgesetzt. Da sich die Quantisierungsachse mit der Polarisation dreht hängt die Besetzung der Grundzustände der gleichmäßigen Verteilung aus (c) hinterher. Diese ungleiche Verteilung verursacht aufgrund der Clebsch-Gordan-Koeffizienten (b) unterschiedliche Streuraten mit den einfallenden Lichtstrahlen und somit eine Kraft antiproportional zur Geschwindigkeit der Atome.

in der Besetzung der Zustände $m_g = +1$ und $m_g = -1$ wie in Abb. 2.5(d) zu sehen. Für diese Zustände folgt aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten dass die Streuraten mit dem σ^+ bzw. σ^- Licht stark variieren¹, so dass eine der Geschwindigkeit antiproportional entgegenwirkende Kraft entsteht welche die Atome bremst.

Dieser Kühlung entgegen steht ähnlich wie bei der Doppler-Temperatur (Glg. 2.5) die diffuse Bewegung der Atome aufgrund der ungleichmäßigen Streuprozesse, so dass sich für die Temperatur der $\sigma^+\sigma^-$ Polarisationsgradientenkühlung

$$T_{\sigma^+\sigma^-} = T_0 + C_{\sigma^+\sigma^-} \frac{\hbar\Gamma^2}{2k_B|\delta|} \frac{I}{I_s} \quad (2.17)$$

ergibt [59], deren Minimum T_0 für die Verstimmung $\delta \gg \Gamma$ erreicht wird.

Doppler-Kühlung und $\sigma^+\sigma^-$ -Polarisationsgradientenkühlung beruhen somit auf dem selben Prinzip, dass die Atome je nach Bewegungsrichtung vermehrt Photonen des entgegenkommenden Lichts streuen. Limitiert sind beide Prozesse dabei durch den Bereich, in dem die Atome mit beiden Strahlen in etwa gleich wechselwirken. Bei der Doppler-Kühlung tritt dies für atomare Geschwindigkeiten auf, bei denen die Doppler-Verschiebung klein gegenüber der Linienbreite des Kühlübergangs ist. Deutlich darunter liegt das Limit für die $\sigma^+\sigma^-$ -Polarisationsgradientenkühlung, welches sich für die Geschwindigkeit ergibt bei der die geschwindigkeitsabhängige Rate unsymmetrischer Besetzung der Grundzustände langsamer als die Rate des optischen Pumpens wird.

In einer magneto-optischen Falle wirken die beiden Kühlmechanismen gleichzeitig. Für den Fall von $B = 0$ ergibt sich für sehr langsame Geschwindigkeiten Polarisationsgradientenkühlung wie gerade beschrieben. Für ansteigende Geschwindigkeiten erfährt das Atom ansteigende Rotationsgeschwindigkeiten der linearen Polarisationsachse, bis diese Rate vergleichbar der des optischen Pumpens sind. Dann nimmt die unsymmetrische Besetzung der Grundzustände durch die Drehung ab und der Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung bricht zusammen. Andererseits steigt mit der Geschwindigkeit auch die Doppler-Verschiebung, so dass in diesem Bereich die Doppler-Kühlung einsetzt. Es gibt also einen Bereich in dem beide Kühlmechanismen überlappen, bis für höhere atomare Geschwindigkeiten dann nur die Kräfte der Doppler-Kühlung wirken. Während bei $B = 0$ die Kraft beider Kühlmechanismen bei verschwindender Geschwindigkeit ihr Minimum haben, $F(v = 0) = 0$, verändern sich für $B \neq 0$ die Geschwindigkeiten verschwindender Kraft wegen des Doppler-Effekts [60]. Diese Geschwindigkeiten werden 'locking' Geschwindigkeiten genannt und betragen

$$v_{\text{lock}}^{\text{Doppler}} = -g_a \frac{\mu_B B}{\hbar k} \quad \text{bzw.} \quad v_{\text{lock}}^{\sigma^+\sigma^-} = -g_g \frac{\mu_B B}{\hbar k} . \quad (2.18)$$

Dabei hängt $v_{\text{lock}}^{\text{Doppler}}$ vom Landé-Faktor des angeregten Zustands g_a ab, während $v_{\text{lock}}^{\sigma^+\sigma^-}$ aufgrund der hier relevanten Übergänge zwischen den Grundzuständen vom Landé-Faktor des Grundzustands g_g abhängt. Für das Zusammenspiel der Kräfte ist es erforderlich, dass die

¹Gilt nur für Grundzustände mit $J \geq 1$, deswegen wurde hier das einfachste Beispiel $J = 1$ gewählt.

beiden Geschwindigkeiten nahezu gleich sind, da sonst der durch die $\sigma^+\sigma^-$ Polarisationsgradientenkühlung erzeugte steile Kraftgradient sich von kleinen Kräften zu größeren Kräften verschiebt. In einer magneto-optischen Falle lassen sich Temperaturen unterhalb der Doppler-Temperatur demnach nur erreichen, wenn die Landé-Faktoren der atomaren Zustände möglichst nahe beieinander liegen und das magnetische Feld nicht über einem kritischen Wert liegt. Die meisten lasergekühlten Atome haben kritische Magnetfelder um 1 G [61]. Für die hier betrachteten Erbiumatome ist die Differenz der Landé-Faktoren klein, $\Delta g_{ag} = -0,004$ [62], und das kritische Magnetfeld mit $B = 10$ G dementsprechend größer [63]. Mit typischen Magnetfeldgradienten von 25 G/cm liegt eine MOT für Erbiumatome somit im relevanten Fallenzentrum im Regime der $\sigma^+\sigma^-$ Polarisationsgradientenkühlung.

2.2.2. Kühlübergänge für atomares Erbium

In den vorangegangenen Ausführungen wurde sich bereits in einigen exemplarischen Rechnungen auf den verwendeten Kühlübergang bei einer Wellenlänge von $\lambda = 400,91$ nm bezogen. Zum Abschluss des Abschnitts zur magneto-optischen Falle werden nun die wichtigen Eigenschaften von atomarem Erbium vorgestellt und auf die Auswahl des Kühlübergangs eingegangen. Weitere Informationen zum Element Erbium finden sich z.B. in [64].

Erbium ist ein Element der Lanthanoide und wird den Metallen der seltenen Erden zugeordnet. Es hat die Ordnungszahl $Z = 68$ und eine Atommasse von 167,26 u. Benannt ist Erbium nach seinem ersten Fundort, der Grube Ytterby nahe der schwedischen Hauptstadt Stockholm, in welcher auch die seltenen Erden Gadolinium, Holmium, Thulium, Yttrium, Ytterbium und Terbium zum ersten mal gefunden worden sind. Erbium kommt in der Natur als Erbiumoxid vor und muss chemisch isoliert werden. Reines Erbium ist silberweiß glänzend und läuft an der Luft grau an.

Die Schmelztemperatur beträgt $T_{\text{Schmelz}} = 1802$ K und es existieren sechs stabile Isotope. Aus Tab. 2.1 geht hervor, dass es vier stabile Isotope mit großer relativer Häufigkeit gibt. ^{167}Er ist fermionisch, während die Isotope mit ganzen Massezahlen alle bosonisch sind und deshalb prinzipiell ein Bose-Einstein Kondensat formen können.

Isotop	Relative Häufigkeit [%]	Kernspin [\hbar]	Statistik
^{162}Er	0,14	0	bosonisch
^{164}Er	1,6	0	bosonisch
^{166}Er	33,5	0	bosonisch
^{167}Er	22,9	7/2	fermionisch
^{168}Er	27,0	0	bosonisch
^{170}Er	14,9	0	bosonisch

Tabelle 2.1.: Die stabilen Isotope des Erbiumatoms und ihre relative Häufigkeit. [65]

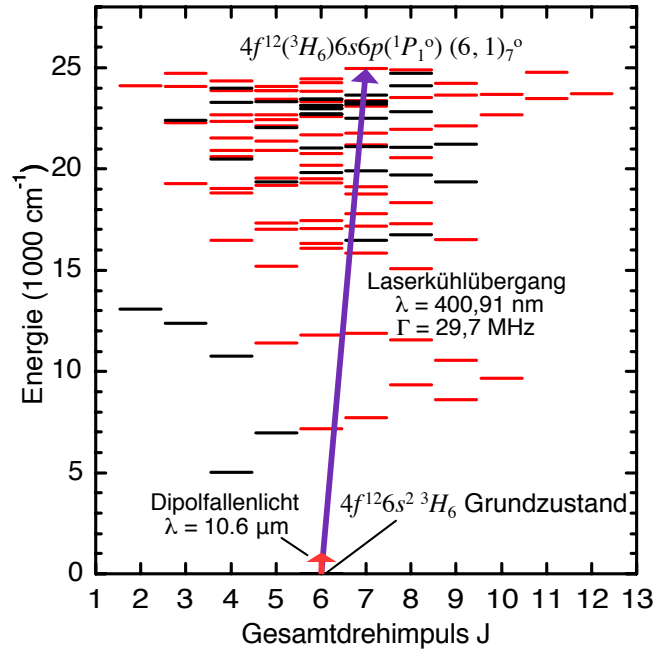


Abbildung 2.6.: Übersicht der Energiezustände für atomares Erbium bis zu einer Energie von 25000 cm^{-1} . Zustände gerader bzw. ungerader Parität sind in rot bzw. schwarz dargestellt. Der gewählte Übergang für die Laserkühlung bei $400,91 \text{ nm}$ ist eingezeichnet, man erkennt die vielen Zustände zwischen dem angeregten Zustand und dem Grundzustand. Als Vorgriff auf das folgende Kapitel ist die Energie des Lichts für die optischen Dipolfalle eingezeichnet, welche weit unterhalb aller bekannten Zustände liegt. Grafik adaptiert aus [45].

Die elektronische Konfiguration des Erbiumatoms ist ausführlich im Anhang A.1 beschrieben. Der elektronische Grundzustand lässt sich vollständig schreiben als²

$$[\text{Xe}] 4f^{12} 6s^2 {}^3\text{H}_6.$$

Dabei ist die 6s-Schale vor der 4f-Schale gefüllt. Das Spektrum der elektronischen Zustände für Erbium ist aufgrund dieser speziellen *submerged shell* Struktur komplex. Es sind insgesamt 670 Zustände bekannt, davon 312 mit ungerader und 358 mit gerader Parität [66]. Die für die Laserkühlung von Erbium möglichen Übergänge wurden von Ban et al. genauer untersucht [67]. Für die magneto-optische Falle sind möglichst geschlossene Übergänge mit $J \rightarrow J + 1$ und wechselnder Parität gesucht. Ausgehend vom Grundzustand des Erbiumatoms mit gerader Parität und Drehimpuls $J = 6$ sind dies Übergänge zu Zuständen mit ungerader Parität und Drehimpuls $J = 7$. In Abb. 2.6 sind die Zustände von Erbium bis zu einer Energie zugehörig zu einer Wellenzahl von 25000 cm^{-1} dargestellt. Unschwer lassen sich potentielle Kühlübergänge identifizieren, welche in Tabelle 2.2 aufgeführt sind.

²Notation ${}^{2S+1}L_J$.

2. Ultrakalte atomare Gase in optischen Fallen

Energie (cm^{-1})	24943,272	17157,307	15846,549	11887,503	7696,956
Wellenlänge vak. (nm)	400,91	582,84	631,04	841,22	1299,21
Linienbreite	29,7(6)MHz	186(10)kHz	28(7)kHz	8.0(2)kHz	2,1(1,1)Hz

Tabelle 2.2.: Mögliche Laserkühlübergänge für Erbium. Die spektroskopischen Daten stammen aus den Referenzen[67–69].

Diese unterscheiden sich in ihrer Linienbreite, welche in die Doppler-Kraft (Glg. 2.7) als auch in die Doppler-Temperatur (Glg. 2.6) und in das Rückstoßlimit (Glg. 2.16) linear eingeht. Eine größere Linienbreite führt somit zu einer stärkeren Kraft und über eine entsprechend größere Einfanggeschwindigkeit zu einer größeren Laderate, gleichzeitig aber auch zu höheren Temperaturen. Zusätzlich ist das Verzweigungsverhältnis (engl.: branching ratio) zwischen Relaxation des angeregten Zustands in den Grundzustand und Übergängen zu weiteren Zuständen wichtig, da es ein Maß für die Geschlossenheit des Übergangs gibt. Für das hier vorliegende Experiment wurde der Übergang bei 400,91 nm für Zeemankühler und magneto-optische Falle gewählt. Ein vorangegangenes Experiment von McClelland und Hanssen [45] hat gezeigt, dass dies ein funktionierender Weg für die Kühlung von Erbiumatomen ist, obwohl der Übergang nicht perfekt geschlossen ist. Bei jeder Photonenstreuung beträgt die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom nicht in den Grundzustand zerfällt, $7,7 \times 10^{-6}$ [45].

Hierbei wurde argumentiert, dass aufgrund des großen magnetischen Moments von Erbium die dunkelgepumpten Atome magnetisch gehalten werden können. Ein Teil dieser Atome befindet sich in metastabilen Zuständen, welche in der Größenordnung von Sekunden wieder in den Grundzustand zerfallen, und kann so nach einiger Zeit wieder in der magneto-optischen Falle gefangen werden. In der Falle wurden mit Subdopplerkühlung Temperaturen von etwa 200 μK erreicht [63], was ein guter Ausgangspunkt für das Umla-

Wellenlänge	400,91 nm
Linienbreite	29.7 MHz
Sättigungsintensität I_S	55,7 mW/cm ²
T_D	714 μK
T_R	717 nK
Einfanggeschwindigkeit v_c	42 m/s (*)
Kühlrate Γ_{MOT}	7,44 kHz (*)
Verlustrate in metastabile Zustände	$7,7 \times 10^{-6}$

Tabelle 2.3.: Wichtige Parameter des Kühlübergangs. Die mit (*) markierten Werte sind aus den typischen experimentellen Parametern Verstimmung $\delta = -50$ MHz, Magnetfeldgradient $\frac{\partial B}{\partial z} = 25$ G/cm, $\lambda = 400,91$ nm, Sättigungsparameter $I/I_s = 1$, Linienbreite $\gamma = 29,7$ MHz, atomare Masse des ^{168}Er Isotops $m = 168u$ berechnet.

den in eine optische Dipolfalle ist. Einige wichtige Kenngrößen für den Kühlübergang sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Auch andere Übergänge wurden bereits für die Laserkühlung verwendet. Aus dieser 'blauen' MOT wurden von Berglund et al. Erbiumatome in eine MOT mit Licht bei 841 nm umgeladen [70]. In diesem Fall entsprechen die Lichtkräfte der Größenordnung der magnetischen Kraft auf die Atome, so dass es zu einer hybriden Falle kommt. Ein anderer Ansatz wurde später in der Gruppe um F. Ferlaino gewählt, welcher den starken 400,91 nm Übergang für den Zeemankühler verwendet, die Atome aber direkt in einer MOT mit gelbem Licht bei 583 nm gefangen werden [71]. Aufgrund der vergleichsweise kleinen Kräfte musste hierfür ein Zeemankühler konzipiert werden, welcher die Atome auf wenige m/s abbremst.

2.3. Optische Dipolfalle

Neben der Doppler-Kraft resultiert aus der Atom-Licht-Wechselwirkung eine weitere Kraft, welche als Dipolkraft bekannt ist. Während die Doppler-Kraft auf der Absorption und der inkohärenten spontanen Emission basiert, ist für die Dipolkraft die kohärente Rayleigh-Streuung dominant. Sie überwiegt bei großen Verstimmungen und erzeugt aus der Wechselwirkung des bei der Rayleigh-Streuung im Atom induzierten Dipols mit dem äußeren Feld das Dipolpotential. Dieses ist proportional zur Intensität des Lichts, so dass entlang eines Intensitätsgradienten die Dipolkraft entsteht. Für eine Dipolfalle wird in der Regel ein fokussierter Laserstrahl mit zur atomaren Resonanz rotverstimmt Licht verwendet. In diesem Fall zeigt die Dipolkraft zu größeren Intensitäten und es bildet sich ein konservatives Dipolfallenpotential im Fokus des Strahls. Benannt ist die Dipolkraft nach dem bei der Rayleigh-Streuung im Atom induzierten elektrischen Dipol [72].

Das Dipolfallenpotential wird in den folgenden Abschnitten genauer untersucht. Zunächst wird das die Falle beschreibende optische Potential, aus welchem sich die Kraft auf die Atome folgern lässt, sowie die Photonenstreurate, welche ein Aufheizen der Atome in der Dipolfalle verursacht und letztendlich die Haltezeit der Falle beschränkt, hergeleitet. Ferner hängt das Dipolfallenpotential von der atomaren Polarisierbarkeit ab, welche sich aus den Energieniveaus der jeweiligen atomaren Spezies berechnen lässt und hier für Erbium detailliert untersucht wird. Die Geometrie der Falle ergibt sich aus der räumlichen Intensitätsverteilung des Lichts, es wird der gebräuchliche Fall eines fokussierten Gaußstrahls erläutert. Schließlich wird auf die Verdampfungskühlung eingegangen, bei der Atome mit überdurchschnittlicher kinetischer Energie die Falle verlassen so dass sich nach Rethermalisierung die Temperatur der Atome in der Falle verringert.

Die folgenden Ausführungen folgen den Referenzen [42, 72, 73].

2.3.1. Optisches Potential und Photonenstreurate

Das optische Dipolpotential lässt sich aus einem einfachen Oszillatormodell herleiten. Dabei wird das Atom als Oszillator bestehend aus Kern und Elektron angesehen, welches sich

2. Ultrakalte atomare Gase in optischen Fallen

im elektrischen Feld des Lichts \vec{E} befindet, wobei mit dem Einheitsvektor in Richtung der Polarisation \vec{e} das elektrische Feld als $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} \tilde{E}(\vec{r}) \exp[-i\omega t] + c.c.$ ausgedrückt werden kann. Durch die Wechselwirkung von Atom und Lichtfeld wird im Atom das Dipolmoment \vec{p} induziert, welches mit der treibenden Frequenz ω des elektrischen Felds oszilliert. Die Amplitude des Dipolmoments ergibt sich aus dem Produkt von Amplitude des elektrischen Felds $\tilde{E}(\vec{r})$ und der atomaren Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ zu

$$\tilde{p}(\vec{r}, \omega) = \alpha(\omega) \tilde{E}(\vec{r}) . \quad (2.19)$$

Die atomare Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ ist ein komplexwertiger Tensor und hängt von der Konfiguration der atomaren Energiezustände sowie der treibenden Frequenz ω ab (s. Abschnitt 2.3.2). Das Wechselwirkungspotential des induzierten Dipolmoments \vec{p} im elektrischen Feld \vec{E} ergibt sich zu

$$U_{Dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2} \langle \alpha \vec{E}^2 \rangle . \quad (2.20)$$

Die Klammern stehen hier für die zeitliche Mittelung über schnell oszillierende Terme, und der Faktor $\frac{1}{2}$ rührt von der Tatsache her, dass es sich um ein induziertes Dipolmoment handelt.

Mit $I = 2\epsilon_0 c |\vec{E}|^2$ und dem Realteil der Polarisierbarkeit $\text{Re}[\alpha(\omega)]$, der für den in Phase schwingenden Teil des Dipols steht, folgt für das Potential

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}[\alpha(\omega)] I(\vec{r}) , \quad (2.21)$$

und aus dem Gradienten des Potentials folgt für die in der Dipolfalle auf die Atome wirkende Kraft

$$F_{Dip}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U_{Dip}(\vec{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}[\alpha(\omega)] \vec{\nabla} I(\vec{r}) . \quad (2.22)$$

Ebenso lässt sich die vom Oszillator absorbierte Leistung (die vom Dipol wieder abgestrahlt wird) berechnen. Sie ergibt sich aus der zeitlichen Mittelung des Produkts von zeitlicher Ableitung des Dipolmoments $\dot{\vec{p}}$ und elektrischem Feld zu

$$P_{abs} = \langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}[\alpha(\omega)] I . \quad (2.23)$$

Der Imaginärteil der Polarisation $\text{Im}[\alpha(\omega)]$ beschreibt hier den Anteil phasenverschobener Dipol-Oszillation. Da sich die Energie des Lichts gequantelt aus Photonen mit Energie $\hbar\omega$ zusammensetzt, lässt sich eine dazugehörige Streurrate der Photonen

$$\Gamma_{Streu}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}[\alpha(\omega)] I(\vec{r}) \quad (2.24)$$

berechnen. Hierbei entspricht jede Streuung einer Photonabsorption mit anschließender spontaner Emission. Da bei diesem Prozess wie bei der Doppler-Kühlung ein Impuls auf die Atome übertragen wird, heizen sich diese auf. Die Photonenstreurate begrenzt somit die Haltezeit in der Dipolfalle und ist ein unerwünschter Effekt.

Lorentz-Modell

Generell ist es aufwendig, die Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ zu berechnen, wie in Abschnitt 2.3.2 genauer beschrieben wird. Auf simplere Weise lässt sich die Polarisierbarkeit berechnen, wenn man für das Atom das klassische Lorentz-Oszillator Modell verwendet. In diesem Fall versteht man das Atom als Kern, an dem ein Elektron mit elementarer Ladung e und Masse m_e elastisch gebunden ist und mit Eigenfrequenz ω_0 um den Kern schwingt, welche der optischen Übergangsfrequenz eines Zwei-Niveau-Atoms entspricht. Durch Dipolstrahlung verliert das Atom Energie und die Schwingung ist gedämpft. Dabei ist die Dämpfung proportional zur spontanen Übergangsrate Γ des angeregten Energiezustands. Getrieben wird die Schwingung über das mit Frequenz ω oszillierende elektrische Feld. Aus der Bewegungsgleichung dieser gedämpften getriebenen Schwingung kann die Polarisierbarkeit zu

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega - i\omega\Gamma_\omega} \quad (2.25)$$

berechnet werden, mit der klassischen Dämpfungsrate $\Gamma_\omega = e^2\omega^2/(6\pi\epsilon_0 m_e c^3)$ [42].

Auch aus einem semiklassischen Ansatz, bei dem das Atom quantenmechanisch und das elektrische Feld klassisch behandelt werden, folgt bei Vernachlässigung von Sättigungseffekten exakt der selbe Ausdruck für die Polarisierbarkeit. Allerdings kann die Dämpfungsrate nicht mehr klassisch berechnet werden, sondern ergibt sich aus dem Dipolmatrixelement μ zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand zu

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle a|\mu|g\rangle|^2 . \quad (2.26)$$

Sowohl klassisch als auch semiklassisch folgt für das Dipolpotential

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad (2.27)$$

und für die Photonenstreurate

$$\Gamma_{Streu}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}) . \quad (2.28)$$

Aus diesen Ausdrücken lassen sich einige Schlussfolgerungen ziehen, die für das Verständnis um die Funktionsweise von optischen Dipolfallen sehr wichtig sind. So können für den Fall, dass der Betrag der Verstimmung $|\Delta| = |\omega - \omega_0|$ deutlich kleiner als die Resonanzfrequenz ist, $|\Delta| \ll \omega_0$, die jeweils zweiten Terme in den Klammern gegenüber den ersten vernachlässigt werden (Drehwellennäherung). Für blauverstimmtes Licht mit $\omega > \omega_0$ ist das Potential positiv und für rotverstimmtes Licht mit $\omega < \omega_0$ negativ. Mit rotverstimmten Licht wird daher eine Kraft in Richtung maximaler Intensität erzeugt, so dass Atome z.B. im Fokus eines einfachen Gaußstrahls gefangen werden können (s. Kap. 2.3.4). Für blauverstimmtes Licht wirkt die Kraft in die entgegengesetzte Richtung und die Atome werden aus den Bereichen hoher Intensität gedrückt. Für die Erzeugung eines Fallenpotentials

werden kompliziertere räumliche Moden des Lichts benötigt.

Weiterhin folgt aus der Näherung geringer Verstimmung ein einfacher Ausdruck für das Verhältnis von Potential und Streurrate, $\hbar\Gamma_{Streu}(\vec{r})/U_{Dip}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{\Delta}$. Über die Verstimmung Δ lässt sich dieses Verhältnis einstellen. In der Regel sind für optische Dipolfallen kleine Streuraten erwünscht, so dass möglichst große Verstimmungen gewählt werden. Um das Potential dabei nicht zu klein werden zu lassen muss die Intensität erhöht werden.

Quasi-elektrostatische Dipolfalle

Der besondere Fall sehr großer Verstimmungen ins Rote, d.h. $\omega \ll \omega_0$, wird hier gesondert betrachtet. Diese Situation entspricht dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten experimentellen Aufbau mit einem CO₂-Laserstrahl der Wellenlänge $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Es gilt $\omega_0 - \omega \approx \omega_0 + \omega \approx \omega_0$ und aus Gleichung 2.27 folgt

$$U(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(\vec{r}). \quad (2.29)$$

In dieser quasi-elektrostatischen Näherung oszilliert das elektrische Feld so langsam, dass der Dipol dem Feld quasi ohne Phasenverschiebung folgen kann und sich das Atom wie in einem statischen elektrischen Feld verhält. Deswegen ist das Potential in Glg. 2.29 auch nicht mehr von der Oszillationsfrequenz ω abhängig. Ganz allgemein, nur unter der Näherung $\omega \rightarrow 0$, kann das Potential der quasi-elektrostatischen Näherung als

$$U(\vec{r}) = -\alpha_{stat} \frac{I(\vec{r})}{2\epsilon_0 c} \quad (2.30)$$

ausgedrückt werden [74]. Dabei ist α_{stat} die von der Frequenz unabhängige statische Polarisierbarkeit. Ein solches Potential hat einige vorteilhafte Eigenschaften. So können im Intensitätsmaximum eines fokussierten Gaußstrahls, aufgrund der für alle Atome positiven statischen Polarisierbarkeit, sämtliche Spezies von Atomen gleichzeitig gefangen werden [74]. Außerdem ist die Photonenstreurrate für einen so extrem von den atomaren Resonanzen verstimmten Laserstrahl sehr niedrig. Genauso wie bei der zuvor betrachteten Näherung geringer Verstimmung lässt sich auch für die quasi-elektrostatische Näherung das Verhältnis aus Streurrate und Potential bilden:

$$\frac{\hbar\Gamma_{Streu}(\vec{r})}{U_{Dip}(\vec{r})} = 2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \frac{\Gamma}{\Delta}. \quad (2.31)$$

Im Vergleich zu kleinen Verstimmungen verschwindet der nun sehr kleine Faktor ω/ω_0 nicht, sondern geht sogar mit der dritten Potenz in das Verhältnis ein.

Die für Glg. 2.29 verwendete Näherung eines Zwei-Niveau-Atoms passt gut für Alkaliatome, so dass man für diese aus Glg. 2.31 typische Streuraten in der Größenordnung von $\Gamma_{Streu} = 1/1000 \text{ s}^{-1}$ erhält [74, 75]. Die bei einem Streuvorgang an ein Atom übergebene kinetische Energie beträgt $E_{rec} = (\hbar k)^2/(2m)$ und liegt im Bereich von $E_{rec} < k_B \times 1 \text{ nK}$. Das ist deutlich kleiner als typische Fallentiefen im Bereich von $U_0 \approx k_B \times 1 \text{ mK}$. Die Heizleistung

$P_{\text{Streu}} = 2E_{\text{rec}} \Gamma_{\text{Streu}}$ ist somit verschwindend gering und kann für eine quasi-elektrostatische Dipolfalle vernachlässigt werden. Die Verlustrate, welche die Haltezeit bestimmt, ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas dominiert, und im sehr guten Vakuum können die Atome über mehrere Minuten gehalten werden [75]. Die quasi-elektrostatische Falle kommt somit einer perfekten konservativen Falle sehr nahe.

2.3.2. Atomare Polarisierbarkeit

Bis hierhin wurde für die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld angenommen, dass diese sich durch ein Zwei-Niveau System im linear polarisierten Laserstrahl beschreiben lässt, und die atomare Polarisierbarkeit aus dieser Annahme bestimmt. Für einige atomare Spezies, wie z.B. den Alkalimetallen, ist dies eine gute Näherung, sofern die Verstimmung größer als die Feinstrukturaufspaltung ist. Für viele andere Atome, so auch Erbium, gilt diese Näherung nicht. Stattdessen müssen alle atomaren Zustände sowie auch die Zeeman-Subzustände berücksichtigt werden.

Multizustandatom

Zunächst wird der Fall eines Multizustandatoms ohne Entartung der einzelnen Energiezustände betrachtet. Der Einfluss weit verstimmter Laserstrahlen kann in einem solchen System durch eine Störung zweiter Ordnung beschrieben werden [76]. Allgemein folgt für den i -ten Zustand der Energie E_i für eine Störung mit Störungshamiltonian H_1 eine Energieverschiebung von

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_1 | i \rangle|^2}{E_i - E_j}, \quad (2.32)$$

die sich aus der Summe der einzelnen Beiträge der jeweiligen Zustände zusammensetzt. Für ein Zweiniveausystem ist $H_1 = -\mu E$, so dass sich mit $E_i - E_j = \hbar(\omega_i - \omega_j) = \hbar\Delta_{ij}$ und der Relation aus Glg. 2.26 zwischen dem Dipolmatrixelement und der Zerfallsrate Γ die Energieverschiebung

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle a | \mu | g \rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I \quad (2.33)$$

ergibt. Dabei gilt die positive Verschiebung für den angeregten und die negative Verschiebung für den Grundzustand und entspricht der AC-Stark Verschiebung [42]. Dieser Ausdruck für die optisch induzierte Energieverschiebung entspricht dem zuvor aus dem Oszillatormodell berechneten Dipolpotential für ein Zwei-Niveau-System (s. Glg. 2.27 mit Näherung $\omega/\omega_0 \approx 1$). Für den üblichen Fall niedriger Sättigung befindet sich das Atom im Grundzustand, folglich kann die Energieverschiebung des Grundzustands durch das Lichtfeld als Potential für die atomare Bewegung interpretiert werden.

Atomare Substruktur

Um das Ergebnis aus Glg. 2.33 für Multizustandatome mit Substruktur zu übertragen, müssen alle Dipolmatrixelemente $\mu_{ij} = \langle a_j | \mu | g_i \rangle$ der Übergänge zwischen den jeweiligen Grundzuständen $|g_i\rangle$ und den angeregten Zuständen $|a_j\rangle$ berücksichtigt werden. Diese lassen sich als Produkt aus reduziertem Dipolmatrixelement $||\mu||$ und Übergangskoeffizienten c_{ij} schreiben,

$$\mu_{ij} = c_{ij} ||\mu|| . \quad (2.34)$$

Das vollständig reduzierte Dipolmatrixelement $||\mu||$ hängt nur von der orbitalen Wellenfunktion ab und ist nach Glg. 2.26 über die spontane Zerfallsrate Γ gegeben. Die Übergangskoeffizienten c_{ij} hingegen, welche die Kopplungsstärke zwischen dem i -ten Sub-Grundzustand und dem j -ten Subzustand des angeregten Zustands beschreiben, hängen sowohl von den elektronischen wie nuklearen Drehimpulsen als auch von der Polarisation des Lichts ab. Verbindet man nun den Ausdruck aus Glg. 2.27 für das Potential mit der Summenbildung aus Glg. 2.32 und dem reduzierten Matrixelement aus Glg. 2.34, ergibt sich für das optische Dipolfallenpotential eines Multizustandatoms mit Substruktur im i -ten Grundzustand

$$U_i(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \sum_j \left(\frac{c_{ij}^2 \Gamma_j}{\omega_j - \omega} + \frac{c_{ij}^2 \Gamma_j}{\omega_j + \omega} \right) I(\vec{r}) . \quad (2.35)$$

2.3.3. Optisches Fallenpotential für Erbium

Wie in Abschnitt 2.2.2 genauer erläutert ist Erbium ein Multizustandatom, dessen Gesamtdrehimpuls im Grundzustand $J = 6$ beträgt. Für die Berechnung des Fallenpotentials muss somit Glg. 2.35 verwendet werden. Nach dem Einsetzen der Übergangskoeffizienten kann das Potential so dargestellt werden, dass die experimentellen Größen explizit dargestellt sind, während die eingehenden atomaren Eigenschaften in den atomaren Polarisierbarkeiten gebündelt werden. Für einen Zustand mit dem Gesamtdrehimpuls J und magnetischer Quantenzahl M_J gilt dann [73]

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} I(\vec{r}) \left\{ \text{Re}[\alpha_{\text{scal}}(\omega)] + \mathcal{A} \cos(\theta_k) \frac{M_J}{2J} \text{Re}[\alpha_{\text{vect}}(\omega)] \right. \\ \left. + \frac{3M_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \cdot \frac{3 \cos^2(\theta_p) - 1}{2} \text{Re}[\alpha_{\text{tens}}(\omega)] \right\} . \quad (2.36)$$

Dabei beschreibt \mathcal{A} den Ellipsitätsparameter der Polarisation des Lichts³, der Winkel θ_p ist definiert über den Einheitsvektor der Polarisation \vec{e} und \vec{e}_z als $|\vec{e} \cdot \vec{e}_z|^2 = \cos^2 \theta_p$ und θ_k ist der eingeschlossene Winkel zwischen der Quantisierungsachse z und dem Wellenvektor \vec{k} .

³ $\mathcal{A} = 0$ für linear polarisiertes Licht, $\mathcal{A} = 1$ für rechts und $\mathcal{A} = -1$ für links zirkular polarisiertes Licht.

	α_{scal}	α_{vect}	α_{tens}
Re[...]	141	-0,084	-2,53
Im[...]	$1,52 \times 10^{-6}$	$-0,129 \times 10^{-6}$	$0,423 \times 10^{-6}$

Tabelle 2.4.: Werte der atomaren Polarisierbarkeit von Erbium für $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ in atomaren Einheiten von $4\pi \epsilon_0 a_0^3$ [73]. Die genauen Werte für $\omega = 10,6 \mu\text{m}$ stammen aus privater Kommunikation.

Die Übergangsstärken der einzelnen Übergänge sind in die skalare Polarisierbarkeit α_{scal} , die Vektorpolarisierbarkeit α_{vect} sowie die tensorielle Polarisierbarkeit α_{tens} eingegangen, deren genaue Zusammensetzungen in [73] zu finden sind.

Analog zu den einfachen Gleichungen 2.21 und 2.24 für Potential und Streurrate ergibt sich die Photonenstreurrate für den hier betrachteten Fall durch Ersetzen der Realteile in Glg. 2.36 durch die Imaginärteile der entsprechenden Polarisierbarkeiten.

Die von der Frequenz abhängigen Polarisierbarkeiten sind für Erbium berechnet [73] und für das Licht eines CO_2 -Lasers der Wellenlänge $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ in Tabelle 2.4 dargestellt. Da sich die Frequenz des CO_2 -Laserlichts deutlich unterhalb der Frequenzen der atomaren Übergänge befindet (s. Abb. 2.6), gilt die Näherung der quasi-elektrostatischen Falle und die Werte unterscheiden sich nur marginal von denen der statischen Polarisierbarkeit mit $\omega = 0$. Weiterhin fällt auf, dass das Fallenpotential von der skalaren Polarisierbarkeit dominiert wird, so dass für Erbiumatome im Grundzustand in guter Näherung Glg. 2.30 für das Fallenpotential einer quasi-elektrostatischen Falle mit $\text{Re}[\alpha_{stat}] = \text{Re}[\alpha_{scal}]$ gilt. Dieses isotrope Verhalten der Polarisierbarkeit, trotz des großen Gesamtdrehimpulses im Grundzustand, liegt vermutlich an der abschirmenden Wirkung der gefüllten 6s-Schale [73]. Berechnet man z.B. die Polarisierbarkeit des angeregten Zustands des Laserkühlübergangs sind die Vektor- bzw. die Tensorpolarisierbarkeit nicht mehr vernachlässigbar (s. Abschnitt 4.3.2).

2.3.4. Fallengeometrie und Fallenfrequenzen

Neutrale Atome können in verschiedenen Fallengeometrien gefangen werden [77–79]. Die einfachste und daher oft genutzte Konfiguration verwendet einen fokussierten Gaußstrahl rotverstimmter Frequenz. Nach Glg. 2.21 ist das Potential proportional zur Intensität, so dass in diesem Fall die Intensitätsverteilung des Gaußstrahls

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (2.37)$$

maßgeblich für das räumliche Profil des Potential ist. P beschreibt die Leistung des Strahls. Die Koordinaten sind so gewählt, dass der Strahl entlang der z -Achse läuft und $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ den radialen Abstand von der Achse angibt. Der Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.38)$$

2. Ultrakalte atomare Gase in optischen Fallen

ist durch das Abfallen der Intensität auf $1/e^2$ der maximalen Intensität definiert und hängt von der Position entlang der z -Achse ab. Das Minimum w_0 liegt bei $z = 0$ und die Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ gibt die Position entlang der Achse, an der sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert hat, $w(\pm z_R) = \sqrt{2} w_0$.

Nach Glg. 2.30 ergibt sich das Potential zu

$$U(r,z) = -\frac{\alpha_{stat}}{2\epsilon_0 c} I(r,z) = -\frac{\alpha_{stat}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r}{w^2(z)}\right], \quad (2.39)$$

die maximale Fallentiefe ist über

$$U_0 = -U(r=0, z=0) = \frac{\alpha_{stat}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (2.40)$$

gegeben und hängt von der maximalen Intensität $I_0 = 2P/(\pi w_0^2)$ sowie der atomaren Polarisierbarkeit ab.

Mit der Polarisierbarkeit von Erbium (s. Tabelle 2.4) sowie einer typischen Leistung von $P = 81 \text{ W}$ sowie einem typischen Strahldurchmesser von $w_0 = 28 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 2,1 \text{ mK}$. Die Streurrate lässt sich nach [73] zu $\Gamma_{\text{Streu}} = 5,8 \text{ s}^{-1}$ berechnen, so dass die entsprechende Heizleistung durch Streuung bei $P_{\text{Streu}} = k_B \times 6,0 \text{ nK/s}$ liegt, was im Vergleich zur Fallentiefe vernachlässigbar ist.

In Abb. 2.7 ist die Geometrie dieses Potentials dargestellt. Der Einschluss in radialer Richtung ist deutlich stärker als entlang der Strahlrichtung z . Um den Effekt der Gravitation auf ein solches Potential zu minimieren wird der fokussierte Laserstrahl üblicherweise horizontal eingerichtet [42]. Für Dipolfallen mit kleineren Wellenlängen wird die Rayleigh-Länge

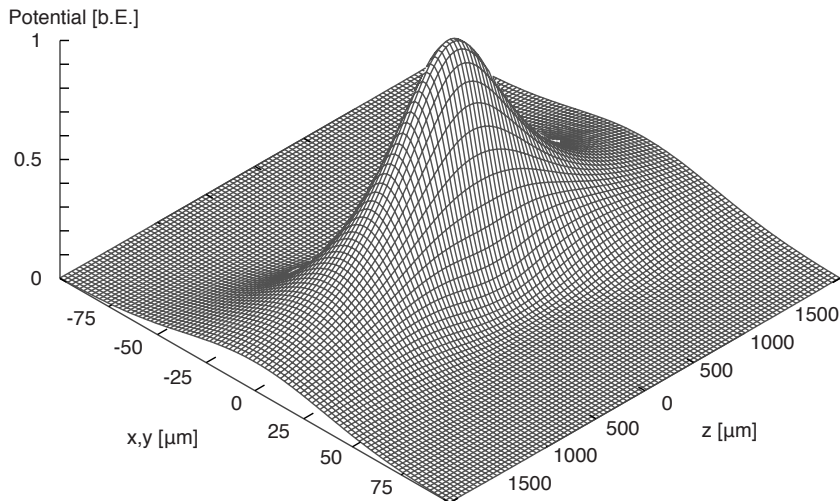


Abbildung 2.7.: Räumliche Darstellung des Fallenpotentials für einen CO_2 -Laser mit $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ und einem Fokussdurchmesser von $w_0 = 28 \mu\text{m}$ in beliebigen Einheiten. Man erkennt den deutlich engeren Einschluss entlang der radialen Achsen.

im Verhältnis zur Strahltaile w_0 noch größer, so dass für einen besseren Einschluss oft Fallen aus zwei gekreuzten Gaußstrahlen verwendet werden [26, 28, 78].

Für in der Dipolfalle gefangene Gase, deren thermische Energie deutlich unter der maximalen Fallentiefe U_0 liegt, ist die Ausdehnung der Gaswolke in radialer Richtung klein im Vergleich zur Strahltaile w_0 und in longitudinaler Richtung klein im Vergleich zur Rayleigh-Länge z_R . Dies erlaubt eine Taylorentwicklung zweiter Ordnung der Exponentialfunktion um $z = 0$ und $r = 0$, so dass sich das Potential näherungsweise als

$$U(r,z) \simeq -U_0 \left\{ 1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right\} \quad (2.41)$$

geschrieben werden kann. Dies entspricht dem Potential eines zylindersymmetrischen harmonischen Oszillators, $\frac{1}{2}m(\omega_r^2 r^2 + \omega_z^2 z^2)$. Die entsprechenden Oszillationsfrequenzen ergeben sich zu

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0\lambda^2}{m\pi^2 w_0^4}} = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi\epsilon_0 c m w_0^2} \frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^4}} \quad (2.42)$$

in radialer Richtung, und für die longitudinale Richtung entlang der z -Achse zu

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{m w_0^2}} = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi\epsilon_0 c m w_0^2} \frac{4}{w_0^2}}. \quad (2.43)$$

Für den Fall, dass der Strahl nicht rund sondern elliptisch ist, gibt es zwei verschiedene Strahltaillen w_0^x und w_0^y und somit auch zwei verschiedenen Fallenfrequenzen, die von der jeweiligen Strahltaile abhängen.

2.3.5. Verdampfungskühlung

Verdampfungskühlung ist ein aus dem Alltag bekanntes Konzept. So kühlt z.B. eine Tasse Tee oder Kaffee nicht nur über Wärmestrahlung und Wärmeleitung ab, sondern insbesondere auch über das Verdampfen von besonders energetischen Molekülen. Die in der Tasse verbleibenden Moleküle bilden durch Stöße ein neues thermisches Gleichgewicht, dessen mittlere Energie und damit auch Temperatur geringer ist als zuvor.

Nach dem selben Prinzip kühlen atomare Ensemble in konservativen Atomfallen ab. Die thermische Wolke besitzt eine Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung [50]. Atome mit kinetischer Energie $E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2$ größer der Fallentiefe U_0 können das Fallenpotential verlassen. Nun stoßen die verbleibenden Atome miteinander, so dass sich ein neues thermisches Gleichgewicht einstellt, dessen Temperatur unterhalb der Ausgangstemperatur liegt. Das atomare Ensemble kühlt somit unter dem Verlust von Atomen ab.

Die Kühlrate hängt offensichtlich davon ab, wieviele Atome die Falle verlassen können. Ein Maß dafür ist der Abschneideparameter $\eta = k_B T / U_0$, welcher das Verhältnis von kinetischer Energie und Fallentiefe beschreibt. Für im Verhältnis zur Fallentiefe niedrige Temperaturen sind die Stöße zwischen Atomen, bei denen ein Atom genügend Energie erhält um die

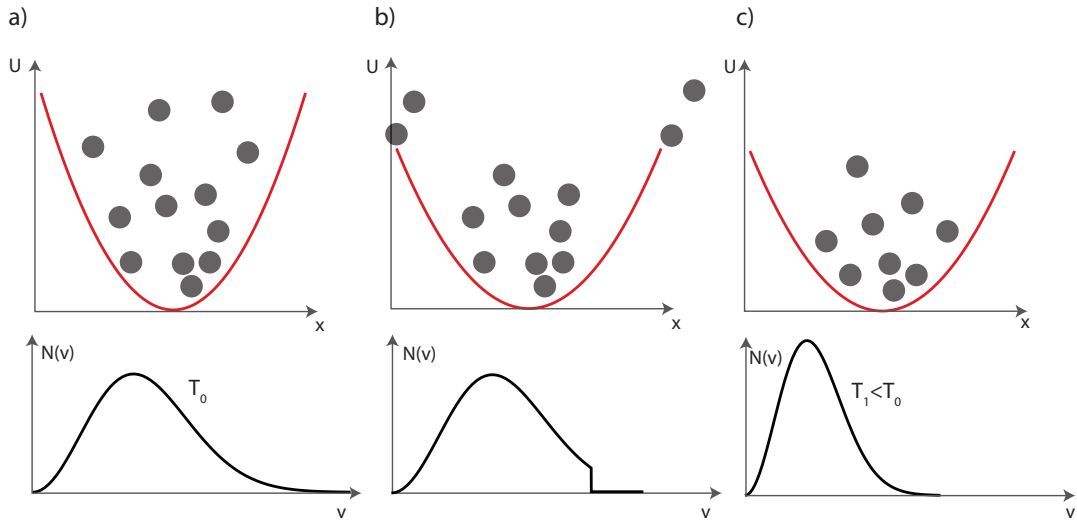


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung erzwungener Evaporation: Das in a) dargestellte Potential der Dipolfalle ist mit thermalisierten Atomen gefüllt, d.h. die Geschwindigkeiten folgen einer Maxwell-Boltzmann Verteilung. Wird wie in b) das Potential abgesenkt, verlassen die Atome mit höchster kinetischer Energie die Falle, in der Geschwindigkeitsverteilung ist daher eine scharfe Stufe zu sehen. Die in der Falle verbleibenden Atome rethermalisieren durch Stöße, d.h. sie nehmen wieder eine Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung an. Die resultierende mittlere Geschwindigkeit ist nun geringer als zuvor, die in der Falle verbliebenen Atome wurden also abgekühlt.

Falle zu verlassen, durch das asymptotische Verhalten der Maxwell-Boltzmannverteilung gegeben. Die Kühlrate ist daher durch den Faktor $e^{-\eta}$ unterdrückt.

Für eine Falle fester Tiefe sinkt die Kühlrate exponentiell mit der Temperatur, so dass ein Minimum erreicht wird bei dem auf typischen experimentellen Zeitskalen von einigen Sekunden keine Kühlung mehr detektiert werden kann. Um die Verdampfungskühlung trotzdem effizient einzusetzen, muss deshalb die Fallentiefe $U_0(t)$ adiabatisch mit der Zeit gesenkt werden. Mit dieser erzwungenen Verdampfungskühlung können niedrigere Temperaturen erreicht werden.

Besonders effizient ist die erzwungene Verdampfungskühlung, wenn ein zeitlich konstanter Anteil der Atomwolke die Falle verlassen kann. Dies entspricht einem konstanten Verhältnis von Fallentiefe und Temperatur, d.h. $\eta = \textit{konstant}$. In einer Dipolfalle folgt das Potential der Intensität, so dass ein niedrigeres Potential durch eine abgesenkte Intensität erreicht werden kann. An der geometrischen Form der Falle ändert sich dabei nichts. Auf dieser Basis kann der Einfluss der Evaporation auf die wichtigen experimentellen Größen berechnet werden [80]. Die Ergebnisse sind im Folgenden dargestellt. Für die Atomzahl ergibt sich

$$\frac{N(t)}{N_0} = \left(\frac{U(t)}{U_0} \right)^{3/[2(\eta'-3)]}, \quad (2.44)$$

mit $\eta' = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$ für näherungsweise harmonische Potentiale. Die Temperatur ändert sich aufgrund des konstanten Abschneideparameters linear mit der Falltiefe. Häufig ist das Ziel einer erzwungenen Evaporation die Erhöhung der Phasenraumdicke ρ , welche in Abschnitt 2.1 genauer betrachtet wurde und sich aus der Dichte sowie der Temperatur der Atome ergibt. Sie verhält sich gemäß

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \left(\frac{U_0}{U(t)} \right)^{3(\eta'-4)/[2(\eta'-3)]} = \left(\frac{N_0}{N(t)} \right)^{\eta'-4}. \quad (2.45)$$

Die Rethermalisierung der in der Falle verbleibenden Atome erfolgt über Stöße untereinander, so dass für die Dynamik des Systems die Stoßrate der Atome γ relevant ist. Sie hängt von der Temperatur sowie den Fallenfrequenzen ab und verändert sich während der Evaporation gemäß

$$\frac{\gamma(t)}{\gamma_0} = \left(\frac{U(t)}{U_0} \right)^{\eta'/[2(\eta'-3)]}. \quad (2.46)$$

Der für die Durchführung der Evaporation im Experiment wichtige zeitliche Verlauf des Potentials

$$\frac{U(t)}{U_0} = \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{-2(\eta'-3)/\eta'} \quad (2.47)$$

ist durch die Rethermalisierungszeit τ gegeben, welche direkt mit der Stoßrate γ_0 zusammenhängt,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \eta' (\eta - 4) \exp(-\eta) \gamma_0. \quad (2.48)$$

In der Realität gehen Atome aus der Dipolfalle nicht nur durch Evaporation verloren, sondern auch durch andere Verlustprozesse wie z.B. Stöße mit dem Hintergrundgas (s. Abschnitt 4.3.3). Die daraus entstehende Verlustrate Γ_{ODT} kann für den zeitlichen Verlauf der Evaporation berücksichtigt werden, indem in Glg. 2.47 die Zeit t durch $[1 - \exp(-\Gamma_{ODT}t)]/\Gamma_{ODT}$ ersetzt wird. Im Experiment müssen auf Basis der in der Dipolfalle vorgefundenen Startparameter T_0 , N_0 und γ_0 der Abschneideparameter η sowie das Evaporationsziel $U(t_{evap})$ gewählt werden. Dabei gilt es den Abschneideparameter nicht zu groß und nicht zu klein zu wählen. Für zu kleine Abschneideparameter ist die Evaporation nicht sehr effizient, d.h. die durchschnittliche entzogene Energie pro Atom ist gering. Für große Abschneideparameter ist der Energieverlust pro Atom groß, die Verlustrate hingegen klein, so dass die Evaporation sehr lange dauert und die weiteren Verlustprozesse die Effizienz begrenzen. Allgemein erfordert das Erzielen eines großen Temperaturunterschieds mit dem Verfahren der evaporativen Kühlung eine möglichst hohe anfängliche Atomzahl.

3. Experimenteller Aufbau und Methoden

In diesem Kapitel werden die Aufbauten zur Kühlung eines atomaren Erbiumgases beschrieben und erläutert. Zunächst wird in einem Überblick die Grundidee und der Ablauf des Experiments erörtert (Abschnitt 3.1). Es folgt eine Beschreibung des Vakuumsystems (Abschnitt 3.2), in welchem die Experimente zur Kühlung von atomarem Erbium stattfinden. Dabei wird detailliert auf den Atomofen und den Zeemankühler eingegangen. Abschnitt 3.3 ist dem optischen Aufbau für das im Zeemankühler sowie der magneto-optischen Falle verwendete Kühllaserlicht gewidmet. Dazu gehört neben dem Lasersystem und den Strahlengängen auch die spektroskopischen Aufbauten zur Frequenzstabilisierung. Eine Beschreibung des optischen Aufbaus für die mittels eines CO₂-Lasers realisierten Dipolfalle findet sich in Abschnitt 3.4. Abschließend wird in den Abschnitten 3.5.1, 3.5.2 und 3.5.3 die Messmethodik zur Bestimmung der Anzahl, der räumlichen Verteilung und der Temperatur gekühlter Erbiumatome betrachtet und in Abschnitt 3.5.4 die Bestimmung der Fallenfrequenzen in der Dipolfalle diskutiert.

3.1. Überblick

Die Erzeugung eines ultrakalten Gases von Erbiumatomen erfolgt im Wesentlichen in vier Schritten. Zunächst wird in einem Atomofen Erbium erhitzt und mittels Blenden zu einem atomaren Strahl geformt. Dieser Atomstrahl wird mit Hilfe eines gegenläufigen Laserstrahls in einem Zeemankühler abgebremst. Im nächsten Schritt werden die abgebremsten Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und gekühlt. Schließlich werden die Atome in eine optische Dipolfalle umgeladen, in der sie evaporativ gekühlt werden können.

Alle diese Schritte finden in einer Ultrahochvakuumkammer statt, um Wechselwirkungen mit dem Hintergrundgas zu unterbinden. Bei einem Druck der Größenordnung 10^{-10} mbar beträgt die freie Weglänge von Gasmolekülen typischerweise ca. 1000 km. Insbesondere die Lebensdauer der Atome in der optischen Dipolfalle ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt (s. Abschnitt 4.3.3). Auch chemische Reaktionen wie z.B. Oxidation werden durch einen niedrigen Druck unterdrückt (wichtig für den Atomofen, s. Abschnitt 3.2.1).

Die Vakuumkammer ist seitlich an einem optischen Tisch befestigt, auf welchem sich die für den Zeemankühler, die magneto-optische Falle und die Dipolfalle nötigen optischen Aufbauten befinden.

Der zeitliche Ablauf des Experiments folgt in etwa den oben genannten Schritten, wobei am Ende dieser Schritte üblicherweise eine Messung, z.B. eine Aufnahme mit der Absorp-

tionsabbildung, steht (Ablauf genauer beschrieben in Abschnitt 4.3.2). Anschließend wird dieser Ablauf, gegebenenfalls mit veränderten Parametern, wiederholt. Die Steuerung dieses Experimentzyklus erfolgt computergestützt. Das verwendete Echtzeitsystem (Modell *ADwin Pro II*, Firma *Jäger Messtechnik*) hat eine zeitliche Auflösung von einer Mikrosekunde und kann Steuerspannungen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,2$ mV ausgeben. Es wird für die Steuerung der verwendeten Netzgeräte, mechanischen Verschlüsse, elektronischen Bauteile etc. verwendet. Auf dem System laufen eigenständige Prozesse, welche über eine Ethernetschnittstelle von einem Computer gesteuert und mit Daten versorgt werden. Hierzu wurde eine in der Arbeitsgruppe am Rubidium-Experiment entwickelte Software übernommen [81] und so umgeschrieben, dass sie mit der neueren hier verwendeten Hardware kompatibel ist. Die Software stellt eine graphische Oberfläche zum Einstellen der experimentellen Parameter sowie zur Betrachtung der Bilder der Absorptionenaufnahme zur Verfügung.

3.2. Vakuumsystem

Der Aufbau des Vakuumsystems ist in Abb. 3.1 dargestellt und wurde den experimentellen Anforderungen folgend zusammengestellt. Alle Vakuumkomponenten sind aus Edelstahl gefertigt und über CF-Flansche mit Kupferdichtungen verbunden.

An einem Ende befindet sich der Atomofen, in dem metallisches Erbium erhitzt und durch Blenden zu einem Atomstrahl geformt wird (s. Kap. 3.2.1). An den Ofen schließt sich die Ofenkammer an, in welche der Ofen hineinragt. Die Ofenkammer besteht aus einem Rohr (Durchmesser 11 cm, Länge 27 cm) mit zwei CF100 Endflanschen und vier orthogonal in der Mitte platzierten CF63-Flanschen. Über an zwei der vier Flansche montierte optische Zugänge lässt sich die Funktionsweise des Ofens kontrollieren. An einen der CF100 Flansche ist eine Ionengetterpumpe (75 l/s, Firma *Varian*) montiert, welche für einen Druck von ca. 2×10^{-10} mbar sorgt. Dabei wird der Druck mit einem der Ionengetterpumpe gegenüber installiertem Druckmesskopf (Modell *Ionivac IE 414*, Firma *Oerlikon*) überprüft. Ist der Ofen auf Betriebstemperatur, erhöht sich der Druck auf etwa 1×10^{-9} mbar. Über ein T-Stück zwischen Ofenkammer und Druckmesskopf ist ein Ventil angebracht, über welches eine Turbopumpe zum initialen Evakuieren der Vakuumkammer angeflanscht werden kann. Dem Ofen gegenüber ist der Zeemankühler platziert, welcher durch ein Schieberventil (Modell *11120-0254*, Firma *HVA*) von der Ofenkammer abgetrennt werden kann. Wenn die Ofenkammer geöffnet wird, um den Atomofen nachzufüllen, kann so das Vakuum im Zeemankühler und der Hauptkammer aufrecht erhalten werden. Der Zeemankühler setzt sich aus einem 60 cm langen, wassergekühlten, doppelwandigen Edelstahlrohr mit zwei Endflanschen zusammen, um welches eine Spule mit räumlich variierendem Windungsprofil gewickelt ist (s. Abschnitt 3.2.2).

Am Ende des Zeemankühlers befindet sich die Hauptkammer, in welcher die Erbiumatome gefangen und alle weiteren Experimente durchgeführt werden. Sie wurde gemeinsam mit der anschließenden Pumpenvorkammer sowie der Ionen- und Titansublimationspumpe aus einem vorangegangenen Experiment übernommen [82]. Die Hauptkammer besteht aus ei-

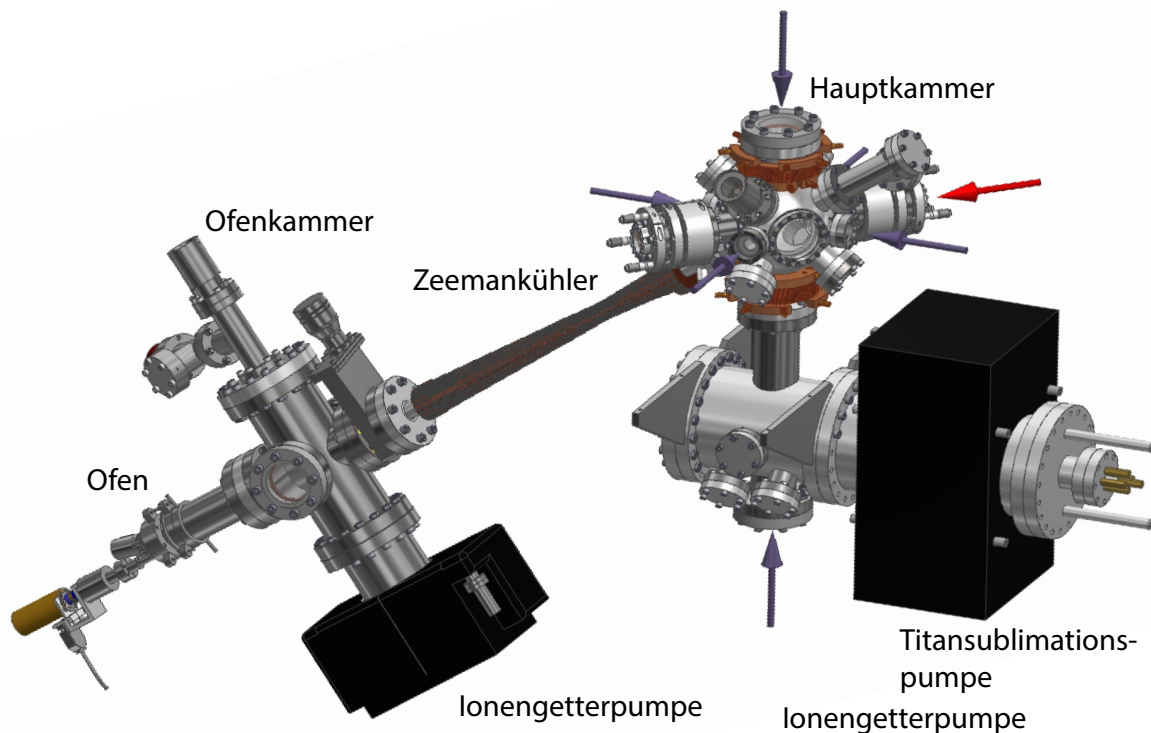


Abbildung 3.1.: Die Zeichnung zeigt den gesamten Vakuumaufbau. Im Ofen werden die Erbiumatome verdampft und durch Blenden zu einem Atomstrahl geformt. Dieser durchläuft die Ofenkammer und den Zeemankühler, in welchem ein gegenläufiger Laserstrahl die Atome abbremst. Schließlich gelangen die Atome in die Hauptkammer, in welcher sie zunächst in der magneto-optischen Falle gefangen und anschließend in die optische Dipolfalle transferiert werden. Zwei Ionengetterpumpen sowie eine Titansublimationspumpe erzeugen das Ultrahochvakuum.

ner Edelstahlkugel mit Durchmesser 16 cm und hat insgesamt 18 Flansche unterschiedlicher Größe, deren Aufteilung in Abb. 3.1 zu erkennen ist. Der Zeemankühler ist unter einem Winkel von 35° zur Horizontalen montiert. Am Flansch gegenüber befindet sich anstatt eines optischen Zugangs ein T-Stück, in welchem ein Spiegel ($\varnothing = 25,4\text{ mm}$) montiert ist, welcher über einen optischen Zugang eingesehen werden kann. Diese Konstruktion ermöglicht das Einstrahlen des Zeemankühlerlichts ohne das Aufdampfen einer Erbiumschicht auf dem optischen Zugang, welche diesen für das Zeemankühlerlicht blockieren würde [45]. Auf dem Spiegel ist diese Schicht hingegen vertretbar, da sie das Licht bei $400,91\text{ nm}$ reflektiert, auch wenn die Reflektivität des Spiegels herabgesetzt wird, was an einem dem Aufbau entnommenen Spiegel nachgemessen wurde [83] (s. auch [84]).

Die für die magneto-optische Falle verwendeten Flansche sind orthogonal zueinander angeordnet und in Abb. 3.1 durch die mit Pfeilen dargestellten Laserstrahlen zu erkennen.

3. Experimenteller Aufbau und Methoden

In der vertikalen Achse sind dies zwei große optische Zugänge ($\varnothing = 60$ mm), wobei sich der untere Zugang erst am Ende der Vorkammer befindet. Die vier optischen Zugänge in der Horizontalen haben eine kleinere optische Apertur von 19 mm. Alle optischen Zugänge sind für das Licht von 400,91 nm antireflexbeschichtet.

Das gilt auch für die zwei großen Sichtfenster, welche mit Helicoflex-Dichtungen direkt auf einer horizontalen Achse der Hauptkammer befestigt sind. Der optische Zugang hat einen Durchmesser von 7 cm und wegen des geringen Abstands zur Mitte der Kammer decken die Fenster einen großen Raumwinkel von 8% ab. Sie werden für die Absorptionaufnahme sowie die Betrachtung des Experiments mit dem Auge verwendet. Unterhalb des T-Stücks befindet sich ein weiterer Flansch mit einem optischen Zugang, über welchen die Fluoreszenz aus der Kammer gemessen wird (s. Abschnitt 3.5.1). Gegenüber dieses Flanschs, d.h. oberhalb des Zeemankühlers, wird durch einen optischen Zugang die Fluoreszenz aus der Kammer mit einer CCD-Kamera (Modell *XC-56*, Firma *Sony*) aufgenommen und auf einem Monitor dargestellt. Diese Aufnahme hilft bei der Justage und dient der schnellen Überprüfung des experimentellen Status.

Auf der zu den großen Sichtfenstern orthogonalen horizontalen Achse sind die Optiken für die optische Dipolfalle montiert. Das hierfür verwendete Licht eines CO_2 -Lasers liegt mit einer Wellenlänge von $10,6\ \mu\text{m}$ im mittleren Infrarotbereich, für welchen normales Glas nicht durchlässig ist. Stattdessen werden die Optiken aus Zinkselenid gefertigt. Da die Strahltaile im Fokus antiproportional zur Brennweite ist (vgl. Abschnitt 3.4), sind die Linsen mit einer Brennweite von 38,1 mm und einem Durchmesser von 28 mm gewählt und müssen innerhalb der Vakuumkammer platziert werden. Die Wahl noch kleinerer Brennweiten würde die Linsen so nah an die Kammermitte bringen, dass der optische Zugang für z.B. die Strahlen der magneto-optischen Falle beeinträchtigt würde. Die Linsen sind jeweils über eine Rohrverbindung mit den Flanschen verbunden, in welchen ein optischer Zugang über ein Zinkselenidfenster eingelassen ist. Der Flansch selber ist über einen Membranbalg mit der Kammer verbunden. Der Balg wird durch den Unterdruck in die Vakuumkammer gezogen, so dass mit Hilfe von drei Feingewindeschrauben, die am Flansch befestigt sind und an der Kammer aufliegen, die Position des Flansches und somit auch die der Linse genau justiert werden kann [82].

Die für die magneto-optische Falle nötigen Magnetfelder werden von Spulen erzeugt, die an der Hauptkammer befestigt und in Abschnitt 3.3.4 genauer beschrieben sind.

Die weiteren Flansche haben keine optischen Zugänge und sind mit Blindflanschen bzw. mit einem Drucksensor (Modell *Ionivac IE 514*, Firma *Oerlikon*) versehen. Der in der Hauptkammer erreichte Druck liegt im Bereich von $1,5 \times 10^{-10}$ mbar und ändert sich im Ofenbetrieb nicht. Erzeugt wird er von einer Ionengetterpumpe (240 l/s) und einer Titansublimationspumpe, welche an der unter der Hauptkammer montierten Vorkammer befestigt sind (s. Abb. 3.1). Auch Erbium selbst hat Gettereigenschaften [85], so dass das Aufdampfen auf der Innenseite der Vakuumkammer für eine Verbesserung des Drucks sorgt. Dies macht sich im Experiment insbesondere nach dem initialen Einschalten des Ofens bemerkbar.

3.2.1. Atomofen

In diesem Abschnitt zum Atomofen wird zunächst die Wahl der Ofenkonfiguration motiviert, bevor die Zusammensetzung des kommerziellen Ofensystems beschrieben wird.

Atomarer Fluss aus einem Atomofen

Der experimentelle Ablauf beginnt mit der Erzeugung eines Atomstrahls. Dieser wird durch die Größe des atomaren Flusses beschrieben, welcher die Anzahl N der pro Zeitintervall Δt durch die Fläche A fliegenden Atome angibt, und direkt proportional zur Laderate und somit auch zur Gesamtzahl der Atome in der magneto-optischen Falle ist. Es gibt verschiedene Arten einen thermischen Atomstrahl zu erzeugen [86]. Für Elemente mit hohen Schmelztemperaturen bilden z.B. die Desorption mit gepulsten Lasern [87] oder beschichtete Heizfilamente Alternativen, wobei sich erstere nur für kurze Pulse von Atomen eignet und letztere nur kurze Betriebszeiten erlaubt. Üblicherweise wird ein Atomstrahl mit einem Ofen, in dem ein Tiegel mit einer Blende platziert ist, erzeugt. Dabei wird der Tiegel mit dem Rohstoff gefüllt, an diesem Experiment also mit Erbium, und anschließend erhitzt. Es stellt sich je nach Temperatur ein Dampfdruck $p(T)$ im Tiegel ein und die verdampften Atome können sich frei im Tiegel bewegen. Der Dampfdruck von Erbium und die zugehörige Funktion ist im Anhang A.2 zu finden. Nach der idealen Gasgleichung beträgt die Dichte

$$n = \frac{p}{k_B T}, \quad (3.1)$$

und die Geschwindigkeiten der Atome folgen der Maxwell-Boltzmann Verteilung [88] so dass ihre mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.2)$$

beträgt. Verlassen die Atome den Tiegel mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} durch eine zunächst dünnwandige Öffnung der Fläche A_B , so beträgt der Fluss dQ in den Raumwinkel $d\omega$ unter dem Winkel θ relativ zur Normalen der Blende [88]

$$dQ = \frac{d\omega}{4\pi} n \bar{v} \cos \theta A_B, \quad (3.3)$$

wie in Abb. 3.2(a) dargestellt. Der gesamte Fluss aus dem Ofen in alle Raumrichtungen ergibt sich folglich aus der Integration über den halben Raumwinkel in Vorwärtsrichtung zu

$$Q = \frac{1}{4} n \bar{v} A_B. \quad (3.4)$$

Für diese Betrachtung ist elementar, dass die Atome bei der Effusion aus dem Ofen nicht miteinander wechselwirken, so dass die mittlere freie Weglänge λ_{mfw} deutlich größer als die Breite der Blende d ist, $\lambda_{\text{mfw}} \gg d$.

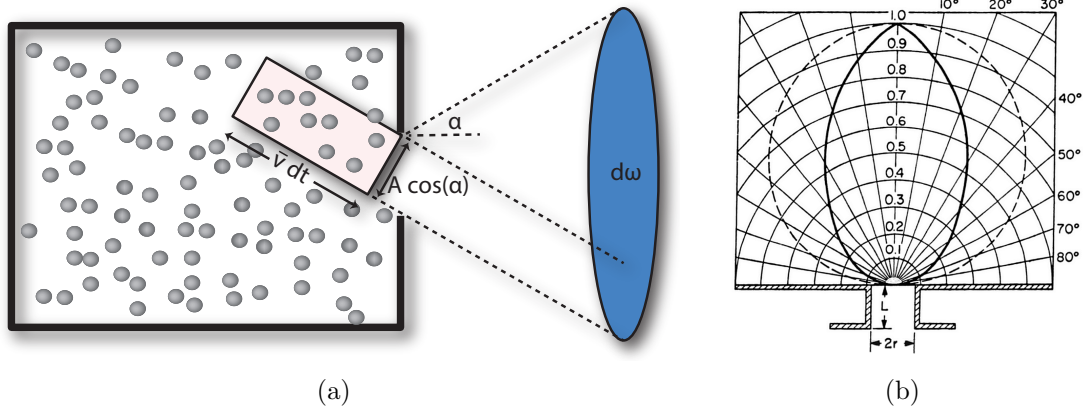


Abbildung 3.2.: (a) Fluss aus dem Atomofen: Im Zeitintervall dt verlässt das atomare Volumen $dV = \bar{v} dt A_B \cos(\alpha)$ den Ofen unter dem Winkel α . Dabei ist \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit der Atome, A_B die Fläche der Blendenöffnung und α der Winkel zur Normalen der Blende. Eine in Kugelkoordinaten durchgeführte Integration über ϕ von 0 bis 2π und über θ von 0 bis α führt zum Volumen welches in den gesamten Raumwinkel $d\omega$ austritt. Multipliziert man das Volumen mit der atomaren Dichte, so erhält man den Fluss der Atome $Q = nV$. (b) Gestrichnet: Fluss für dünnwandige Blende folgt dem Kosinus. Durchgezogene Linie: Ergebnis für einen zylindrischen Kanal mit $L = 2r$. Während der Fluss für einen Winkel von 0° identisch ist, ist er für größere Winkel reduziert. Aus [89].

Um den Atomstrahl zu kollimieren, kann anstatt einer dünnwandigen Blende ein längerer Kanal verwendet werden, solange dieser kürzer als die mittlere freie Weglänge ist und die Atome bei der Effusion nicht wechselwirken. Die Atome, die den Ofen unter einem großen Winkel verlassen wollen, kollidieren so mit den Wänden des Kanals. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit den Ofen zu verlassen reduziert, und selbst wenn dies noch passiert, dann höchstwahrscheinlich unter einem anderen Winkel. Für kleine Winkel dagegen ändert sich nichts, so dass der im Experiment interessante Fluss in Vorwärtsrichtung, der letztendlich den Atomstrahl bildet, nicht gestört wird (s. Abb. 3.2b). Die Reduktion der Emission in große Winkel durch das Verwenden eines langen Kanals führt somit zu dem gewünschten größeren Anteil vom Fluss unter kleinen Winkeln am Gesamtfluss.

Insgesamt reduziert sich der Gesamtfluss um einen Faktor $1/\kappa$ zu

$$Q = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{4} n \bar{v} A_B . \quad (3.5)$$

Der Faktor $1/\kappa$ hängt wiederum von der Geometrie des Kanals ab. Für ein langes zylindrisches Rohr mit Länge l und Radius r , welches deutlicher länger als breit ist, $l \gg r$, gilt [89]

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{8}{3} \frac{r}{l} . \quad (3.6)$$

Im Experiment wird eine Länge von $l = 30 \text{ mm}$ und ein Radius von $r = 1,5 \text{ mm}$ verwendet, so dass sich eine Reduktion des Gesamtflusses aus dem Ofen um den Faktor $1/\kappa = 2/15$

ergibt. Bei gegebenem Fluss in Vorwärtsrichtung kann so im Vergleich zu einer sehr kurzen Blende ein sparsamerer Verbrauch an Erbiummaterial erreicht werden, bzw. bei gegebenem Verbrauch eine höhere Ofentemperatur und ein größerer Fluss in Vorwärtsrichtung. Die Intensität in Vorwärtsrichtung bleibt bei fester Ofentemperatur unverändert und so ergibt sich für eine Detektorfläche A_D im Abstand l_0 aus Glg. 3.3 ein Fluss von

$$Q_D = \frac{1}{4\pi} \frac{A_D}{l_0^2} n \bar{v} A_B. \quad (3.7)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl ist anders als die im Tiegel gültige Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung. Dies liegt an der zur mittleren Geschwindigkeit \bar{v} proportionalen Austrittswahrscheinlichkeit der Atome (s. Glg. 3.3). Multipliziert man die Maxwell-Boltzmann Verteilung mit der Geschwindigkeit und renormiert diese, so erhält man die für die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl gültige modifizierte Maxwell-Boltzmann-Intensitätsverteilung. Für Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$ beträgt die Strahlintensität $I(v)dv$ mit

$$I(v) = \frac{2I_0}{\alpha^4} v^3 \exp(-v^2/\alpha^2). \quad (3.8)$$

Hier ist $\alpha = \sqrt{2k_B T/m}$ und I_0 die Gesamtintensität [86]. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt $\bar{v} = (3/4)\sqrt{\pi} \alpha = 1,33 \alpha$ und für die am meisten wahrscheinliche Geschwindigkeit ergibt sich $v_{mw} = \sqrt{3/2} \alpha = 1,22 \alpha$.

Aufbau des Atomofens

Für das Experiment wurde ein kommerzieller Ofen (Modell *DFC-40-10-284-SHE*, Firma *CreaTec Fischer GmbH*) gewählt, welcher in Abb. 3.3 dargestellt ist. Das im Ausschnitt dargestellte Kernstück ist der Tiegel mit einem Füllvolumen von 10 cm^3 , welches mit metallischem Erbium bestückt ist (zu 99,99% rein, Firma *smart-elements GmbH*). In der offenen Seite des Tiegels befinden sich zwei Blenden, zwischen denen ein kleines 3 cm langes Rohr eingeklemmt ist. Die das Rohr durchlaufende Bohrung mit Innendurchmesser 3 mm bildet die Öffnung des Ofens. Alle diese Teile sind aus Tantal gefertigt, einem Metall mit einer besonders hohen Schmelztemperatur von ca. $3000 \text{ }^\circ\text{C}$.

Umgeben ist der Tiegel von Heizfilamenten aus Tantaldraht, welche in zwei getrennte Bereiche unterteilt sind. Ein Heizfilament befindet sich um den mit Erbium befüllten Teil des Tiegels, während sich das zweite Filament im Bereich des Kanals befindet. Durch diese Teilung können beide Bereiche separat beheizt werden. Dabei ist es wünschenswert, die Temperatur im Rohr höher als die Temperatur im Tiegel zu halten um so ein Verstopfen des Rohres zu verhindern. Zur Überwachung der Temperatur befinden sich zwei Temperaturfühler in unmittelbarer Nähe der Heizfilamente. Als Hitzeschild dient eine Ummantelung aus mehreren Lagen von Tantalfolie. Da Tantal mit Elementen aus der Luft wechselwirkt und dann spröde wird und bei wechselnden Temperaturen brechen kann, muss der Ofen im Vakuum betrieben werden. Für die Wärmeabfuhr ist dies irrelevant, da diese bei den

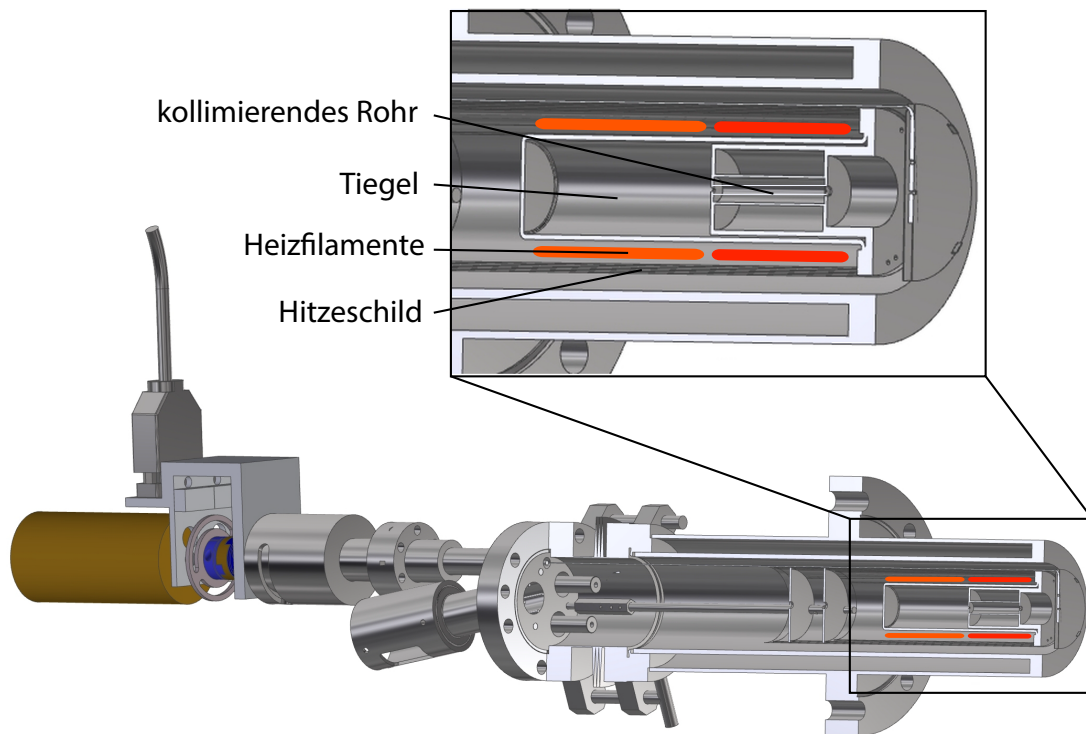


Abbildung 3.3.: Technische Zeichnung des Atomofens ohne Elektronik. Der relevante Teil des Ofens ist vergrößert dargestellt. Der Tiegel ist mit Erbium befüllt. Durch ein Rohr können die Atome den Tiegel verlassen. Tiegel und Rohr werden durch zwei separate Heizfilamente erhitzt, so dass die Temperatur am Rohr größer als die im Tiegel ist. Im unteren Bild ist die doppelte Wand zur Wasserkühlung, die Durchführungen, der Balg sowie der Motor für den Verschluss des Ofens zu erkennen. Modifizierte technische Zeichnung des Herstellers.

verwendeten Temperaturen von über $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ von der Schwarzkörperstrahlung dominiert wird.

Der Tiegel samt Heizfilamenten und Schild befindet sich in einem Vakuumrohr aus Edelstahl, welches doppelwandig ist und mit Wasser gekühlt wird. Gehalten werden die Ofenteile von einem Flansch, welcher über einen Balg am Ofenrohr befestigt ist. So lässt sich die Richtung des Atomstrahls auch nach Einbau des Ofens in die Vakuumapparatur noch leicht variieren. Weiterhin sind im Flansch sowohl die elektrischen Durchführungen für die Heizfilamente sowie die Temperaturfühler eingelassen, als auch eine mechanische Durchführung. Mit dieser wird die Verschlussklappe, welche ebenfalls aus Tantal gefertigt ist und sich in kurzer Distanz vor der Ofenöffnung befindet, mit dem elektrischen Motor außerhalb der Vakuumkammer verbunden. Die Funktion der Verschlussklappe ist es, im Betrieb den Atomstrahl rasch blockieren zu können, was über die Variation der Temperatur nicht möglich ist. Außerdem blockiert sie im geschlossenen Zustand einen großen Teil der Wärmestrahlung

aus dem Ofen. Der Elektromotor wird über ein TTL-Signal angesteuert. Die Verschlusszeit wurde zu 170 ms und die Zeit zum Öffnen zu 120 ms bestimmt.

Typische Betriebstemperaturen des Ofens sind 1300°C für den Tiegel und 1400°C für das kollimierende Rohr. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome liegt nach Glg. 3.8 bei $\bar{v} = 445$ m/s. Der erwartete Fluss am Ort der magneto-optischen Falle liegt in der Größenordnung von 10^{13} Atome/s.

3.2.2. Zeemankühler

Wie beschrieben ist die mittlere Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl in etwa eine Größenordnung größer als die Einfanggeschwindigkeit der magneto-optischen Falle (vgl. Abschnitt 2.2). Um die Atome fangen zu können, müssen diese abgebremst werden.

Im Zeemankühler bremst die optische Kraft eines dem Atomstrahl entgegen gerichteten Laserstrahls die Atome ab. Möglich wird dies, da ein räumlich variables Magnetfeld entlang der Abbremsstrecke über den Zeeman-Effekt die Doppler-Verschiebung ausgleicht und somit die Atome resonant mit dem Lichtstrahl hält. Für den Zeemankühler wird der stärkste optische Kühlübergang bei 400,91 nm gewählt, welcher auch für die magneto-optische Falle verwendet wird (s. Abschnitt 2.2.2).

Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise eines Zeemankühlers diskutiert, bevor die experimentellen Anforderungen an das Design und die Konstruktion beschrieben werden.

Prinzip und experimentelle Anforderungen

Die Kraft des kollinear entgegengesetzten Lichtstrahls auf die Atome ist maximal, wenn die Frequenz ω des Lichts gerade der Frequenz des atomaren Übergangs ω_0 entspricht. Die Resonanzfrequenz des Atoms ist durch seine Geschwindigkeit v Doppler-verschoben und ändert sich bei der Abnahme der Geschwindigkeit. Um das Licht resonant und somit die Kraft konstant zu halten, wird der Zeeman-Effekt ausgenutzt. Es gilt die Resonanzbedingung

$$\omega_0 - kv(z) + \frac{\mu'}{\hbar} B(z) = \omega . \quad (3.9)$$

Dabei ist $B(z)$ das Magnetfeld und $v(z)$ die Geschwindigkeit entlang des Zeemankühlers, $\mu' = \mu_B(g_a m_a - g_g m_g)$ ist die Differenz zwischen den magnetischen Momenten von angeregtem Zustand und Grundzustand, mit dem Bohrschen Magneton μ_B und den Landé-Faktoren $g_{g/a}$ und den magnetische Quantenzahlen $m_{g/a}$ von Grund- bzw. angeregtem Zustand. Für den verwendeten Übergang bei 400,91 nm und σ^+ polarisiertes Licht beträgt die Differenz zwischen den Zuständen mit $m_g = 6$ und $m_a = 7$ $\mu' = 1,13719 \mu_B$ [90–92].

Wird diese Resonanzbedingung eingehalten, so ergibt sich eine konstante Beschleunigung a , und die Geschwindigkeit der Atome folgt einer Wurzelfunktion der Position entlang des Zeemankühlers,

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{z}{z_0}} \quad (3.10)$$

3. Experimenteller Aufbau und Methoden

mit der Länge des Zeemankühlers z_0 . Für das magnetische Feld ergibt sich der Feldverlauf zu

$$B(z) = B_0 + B_{ZS} \sqrt{1 - \frac{z}{z_0}}. \quad (3.11)$$

Durch Einsetzen in die Resonanzbedingung (Glg. 3.9) erhält man für die gesamte Feldgröße des Magnetfeldprofils B_{ZS} und das konstante Magnetfeld B_0 die Ausdrücke

$$B_{ZS} = \frac{\hbar k v_0}{\mu'} \quad \text{und} \quad B_0 = \frac{\hbar \delta}{\mu'}. \quad (3.12)$$

Das konstante Feld B_0 ist auf das örtliche Magnetfeldprofil addiert und kompensiert somit die Verstimmung des Zeemankühlerlichts $\delta = \omega - \omega_0$.

Die Länge des Zeemankühlers steht in direkten Zusammenhang mit der Eingangs- und Ausgangsgeschwindigkeit v_0 bzw. v_a sowie der Beschleunigung a_r ,

$$z_0 = \frac{(v_0 - v_a)^2}{2a_r}. \quad (3.13)$$

Die maximale Beschleunigung hängt von der Linienbreite $\Gamma = 2\pi \times 29,7$ MHz und über die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ von der Wellenlänge $\lambda=400,91$ nm des Kühlübergangs ab, $a_{max} = \hbar k \Gamma / (2m) = 6,6 \times 10^5$ m/s. Hier zeigen sich mit der vergleichsweise breiten Linienbreite und niedrigen Wellenlänge die Vorzüge des verwendeten Übergangs. Nachteilig sind hingegen die aus Kap. 2.2.2 bekannten Verluste durch Dunkelpumpen der Atome. Bei jeder Photonenstreuung beträgt die Wahrscheinlichkeit dazu $7,7 \times 10^{-6}$ [45].

Die Anzahl der Streuevents hängt von der tatsächlichen Anfangsgeschwindigkeit v_i eines jeweiligen Atoms ab und ergibt sich zu

$$N_{St} = \frac{m(v_i - v_a)}{\hbar k}. \quad (3.14)$$

Für eine anfängliche Geschwindigkeit von 400 m/s sind folglich etwa 63.300 Streuevents nötig, um ein Atom auf eine Geschwindigkeit von 25 m/s abzubremsen. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom dabei nicht in einen nicht-resonanten Zustand gepumpt wurde, beträgt hier 0,56. Der Wert steigt für größere Geschwindigkeiten und muss bei der Wahl der maximalen Eingangsgeschwindigkeit des Zeemankühlers v_0 berücksichtigt werden.

Aus Abschnitt 2.2 ist bekannt, dass die optische Kraft aus gerichteter Absorption und ungerichteter Emission von Photonen herrührt. Letztere führt zu einer erhöhten mittleren Geschwindigkeit in transversaler Strahlrichtung, welche durch

$$\overline{\Delta v_{\perp}} = \sqrt{N/3} v_{recoil} \quad (3.15)$$

quantifiziert werden kann [93]. Für oben genanntes Beispiel beträgt die berechnete mittlere transversale Geschwindigkeit durch die Photonstreuung 0,86 m/s. Dies liegt deutlich unter der Ausgangsgeschwindigkeit des Zeemankühlers, welche bloß unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT bleiben muss. Somit ist der Divergenzwinkel des Atomstrahls

am Ende des Zeemankühlers etwa 1° , so dass keine großen Verluste auf dem Weg zum Eingangsbereich der MOT erwartet werden.

Die maximale Beschleunigung a_{\max} gilt nur für sehr große Intensitäten. Deswegen ist es üblich, für Zeemankühler einen Faktor

$$\eta = \frac{a_{zS}}{a_{\max}} \quad (3.16)$$

einzuführen, der zwischen 0 und 1 gewählt wird und das Verhältnis der real verwendeten Beschleunigung a_{zS} zur maximalen Beschleunigung angibt. Zunächst ist η durch den Sättigungsparameter $s_0 = I/I_s$ mit Intensität I und Sättigungsparameter I_s zu $\eta = s_0/(1 + s_0)$ begrenzt. Typischerweise steht eine Strahlintensität von etwa $250 \text{ mW/cm}^2 \approx 4I_s$ zur Verfügung, so dass $\eta = 0,8$ nicht überschreiten darf. Weiterhin können durch kleine Abweichungen bei der Konstruktion des Zeemankühlers erhöhte Magnetfeldgradienten entlang des Zeemankühlers entstehen. In diesen Bereichen ist dann eine erhöhte Beschleunigung nötig, um die Atome auf der selben Strecke so zu verlangsamen, dass sie auch im weiteren Verlauf die Resonanzbedingung aus Glg. 3.9 einhalten. Die Wahl einer kleineren Sollbeschleunigung, d.h. eines kleineren Faktors η , ermöglicht einen Toleranzbereich für diese Effekte. Andererseits soll η nicht zu klein gewählt werden, da sich nach Glg. 3.13 sonst die maximale Eingangsgeschwindigkeit v_0 des Zeemankühlers unnötig reduziert. Für den Bau des Zeemankühlers wurde ein Parameter von $\eta = 0,5$ gewählt.

Weil sich die Größen des räumlich konstanten Magnetfeld B_0 sowie des maximalen Felds B_z im Experiment modifizieren lassen, können auch nach Fertigstellung des Zeemankühlers leicht veränderte Werte für η eingestellt werden.

Da die Ausgangsgeschwindigkeit v_a des Zeemankühlers über die maximale Einfanggeschwindigkeit der MOT v_c und die Beschleunigung über die Wahl von η fest stehen, folgt nach Glg. 3.13 aus der Wahl der Länge automatisch auch die maximale Eingangsgeschwindigkeit des Zeemankühlers v_0 . Ein längerer Zeemankühler führt zu einer höheren Eingangsgeschwindigkeit und somit mehr abgebremsten Atomen. Allerdings ist der Zeemankühler für größere Eingangsgeschwindigkeiten durch die besprochenen Verluste durch Dunkelpumpen weniger effizient. Außerdem reduziert ein längerer Zeemankühler den initialen atomaren Fluss durch die Verkleinerung des Raumwinkels (s. Glg. 3.7). Für den Zeemankühler wurde ein Rohr der Länge 60 cm gewählt, auf der eine Spule der Länge 50,7 cm gewickelt wurde, welche in einem Bereich von etwa 45 cm dem gewünschten Magnetfeld folgt. Die maximale Eingangsgeschwindigkeit beträgt somit etwa 500 m/s.

Die durch den Zeemankühler abgebremsten Atome sollen in der direkt räumlich folgenden magneto-optischen Falle gefangen werden. Daher ist es nicht vermeidbar, dass der Kühlaserstrahl des Zeemankühlers das Zentrum der MOT passiert. Um eine Wechselwirkung zu verhindern, wird eine große Verstimmung der Kühlaserfrequenz von der atomaren Frequenz gewählt. Andererseits sollte die Verstimmung nicht zu groß sein, weil dies nach Glg. 3.12 große Magnetfelder am der MOT zugewendeten Ende des Zeemankühlers benötigte und so die MOT störte. Im Experiment ist eine Verstimmung von $\delta = -650 \text{ MHz}$ für den Zeemankühler gewählt, was etwa 22 Linienbreiten entspricht. Die Streurrate ist damit im Vergleich zur Resonanz um einen Faktor 5×10^{-4} unterdrückt.

Aus technischer Sicht ist es von Vorteil, große Magnetfelder an den Enden des Zeemankühlers zu vermeiden, da bei der Erzeugung oft viel Leistung abfällt ($P \propto I^2 \propto B^2$), die abgeführt werden muss. Deswegen werden die Größen B_0 sowie B_z mit entgegen gesetztem Vorzeichen gewählt, so dass das Magnetfeld entlang des Zeemankühlers sein Vorzeichen ändert. Diese Bauweise wird Spinflip-Zeemankühler genannt [94], da sich für die Atome am Ort des Vorzeichenwechsels die Richtung des Magnetfelds dreht und das magnetische Moment diesem zu folgen versucht. Dies ist nur möglich, wenn die Drehung langsamer als die Larmorfrequenz passiert, oder die Atome optisch in den Zustand mit magnetischer Quantenzahl inversen Vorzeichens gepumpt werden. Um für diese Prozesse Zeit einzuräumen und Verluste zu vermeiden, soll der Nulldurchgang des Magnetfelds möglichst flach verlaufen. Schlussendlich ergibt sich das gewünschte Magnetfeld aus der Verstimmung des Laserstrahls von der Resonanz $\delta = -650$ MHz, dem gewählten Faktor für die Beschleunigung $\eta = 0,5$ und der Länge des Zeemankühlers von 50,7 cm und ist in Abb. 3.4(b) rot dargestellt. Dabei wurde der Nulldurchgang auf eine Länge von 12 mm verlängert.

Spulendesign sowie Simulation und Messung des Magnetfelds

Es gibt Experimente, in denen das Magnetfeld des Zeemankühlers mit Permanentmagneten erzeugt wird (z.B. [95]). Gewöhnlich, und so auch hier, wird es mit einer Spule erzeugt. Das Feld einer einzelnen Leiterschleife an der Position z_0 mit Radius r beträgt entlang ihrer Symmetrieachse z

$$B(z) = \frac{1}{2} \mu_0 I \frac{r^2}{(r^2 + (z - z_{pos})^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (3.17)$$

wobei I der Strom und μ_0 die magnetische Feldkonstante ist. Die Superposition aller Leiterschleifenfelder ergibt das gesamte Magnetfeld der Spule.

Das gewählte Spulendesign ist in Abb. 3.4(a) dargestellt und bedient sich Designideen aus anderen Experimenten [84, 94, 96].

Das Magnetfeld wird größtenteils durch die Profilschleife erzeugt. Sie erstreckt sich fast über die gesamte Länge des Zeemankühlers, wobei unterschiedliche Windungszahlen für den passenden Magnetfeldverlauf sorgen. An den Enden des Zeemankühlers befinden sich je eine mit erhöhten Strom betriebene Spule, mit deren Hilfe die benötigten großen Magnetfelder erzeugt werden. Dies verhindert sehr große Windungszahlen an den Enden des Zeemankühlers, welche durch ihre großen Radien nach Glg. 3.17 zu großen Feldern auch außerhalb des Zeemankühlers führen würden.

Als unterste Lage, direkt auf dem Vakuumrohr und unter den genannten Spulen, befindet sich eine Spule mit jeweils zwei Wicklungen, die ein konstantes Magnetfeld entlang des Zeemankühlers erzeugen kann. Mit dieser sog. Offsetspule kann das Magnetfeldprofil verschoben und für diverse Einfang- und Ausgangsgeschwindigkeiten angepasst werden.

Am der magneto-optischen Falle zugewandten Ende des Zeemankühlers befindet sich eine auf eine Kupferschale gewickelte Kompensationsspule, mit deren Hilfe das remanente Magnetfeld des Zeemankühlers ausgeglichen wird. Durch die Wahl großer Radien für die

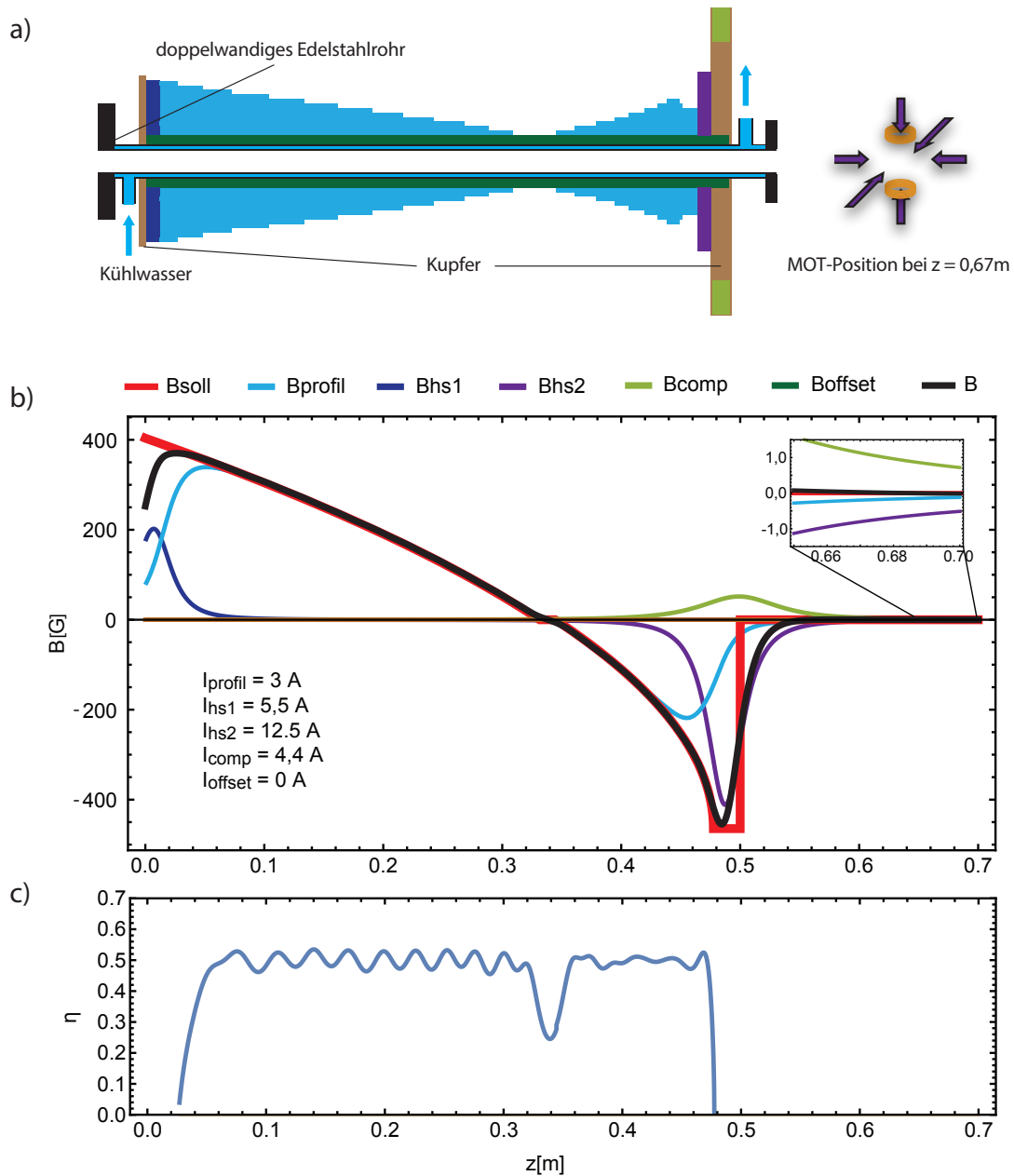


Abbildung 3.4.: (a) Skizze des Zeemankühlerprofils. Die einzelnen Spulen sind farblich unterschiedlich dargestellt. Gewickelt sind die Spulen auf einem doppelwandigen Edelstahlrohr, welches zur Kühlung mit Wasser durchflossen ist. (b) Nach Glg. 3.11 berechnetes benötigtes Magnetfeld für den Zeemankühler B_{soll} , sowie das aus einzelnen Windungen simulierte reale Magnetfeld der Spulen. In (c) ist der Quotient $\eta = a_{\text{ZS}}/a_{\text{max}}$ aus im Zeemankühler benötigter und maximaler Beschleunigung für das in (b) simulierte Magnetfeld dargestellt. Dabei bleibt η immer unter einem Wert von 0,55.

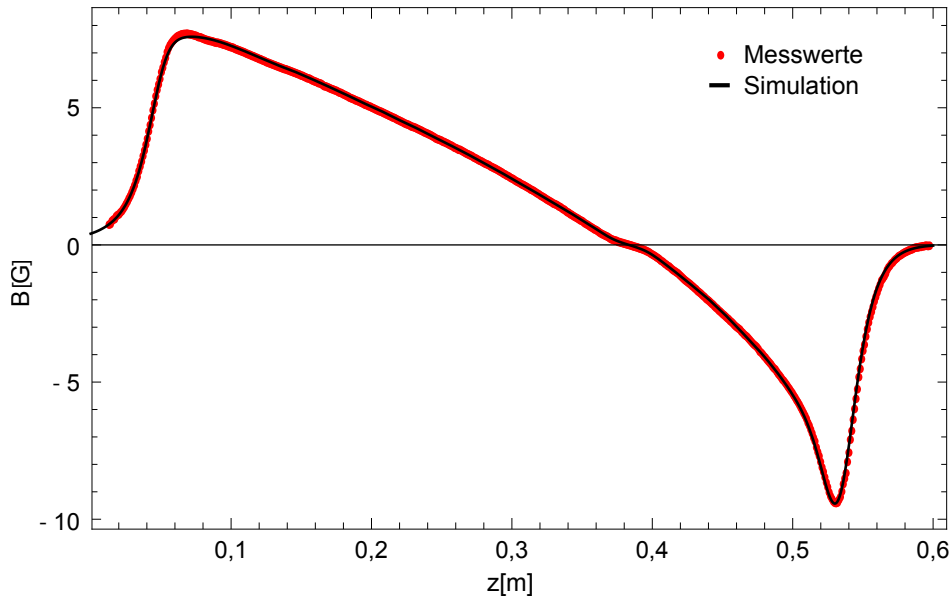


Abbildung 3.5.: Messung des Magnetfelds im Zeemankühler. Die Ströme der Spulen wurden um den Faktor $1/50$ reduziert, damit das resultierende Magnetfeld im Messbereich der Hall-Sonde liegt. Die Simulation wurde entsprechend angepasst. Es zeigt sich ein guter Überlapp von gemessenem Magnetfeld und Simulation.

Leiterschlaufen kann das Feld am Ort der Spule minimiert werden, während es weiter entfernt, also auch am Ort der MOT, noch verhältnismäßig groß ist. Durch die spezielle Form des Magnetfelds der Spule ist es nicht nur möglich, den absoluten Betrag des Magnetfelds am Ort der MOT zu reduzieren, sondern auch den Gradienten deutlich zu minimieren.

Das optimale Spulenprofil sowie die benötigten Ströme wurde durch ein iteratives Verfahren mit Hilfe eines Computers berechnet. Die simulierten Magnetfelder der einzelnen Spulen sind in Abb. 3.4(b) dargestellt. Ein besonderes Augenmerk wurde bei der Simulation auf den Parameter η gelegt, der in Abb. 3.4(c) für das simulierte Magnetfeld für jeden Ort im Zeemankühler dargestellt ist. Er überschreitet einen Wert von $0,55$ nicht, so dass nach Glg. 3.16 eine Intensität von $I = 1,3 I_S$ im Zeemankühler ausreichend sein sollte.

Die genauen Windungszahlen und Positionen der Spulen finden sich zusammen mit Details zum Bau des Zeemankühlers in der Diplomarbeit von Matthias Rehberger [97]. Beim Bau des Zeemankühlers wurden die Abstände der Wicklungen regelmäßig überprüft und die Simulation entsprechend angepasst. Nach der Fertigstellung der Spulen, aber vor dem Einbau in die Vakuumkammer, wurde das Magnetfeld innerhalb des Vakuumrohrs mit einer Hall-Sonde nachgemessen. Dazu wurden die Ströme der Spulen um den Faktor $1/50$ reduziert, um den Messbereich der Hall-Sonde nicht zu überschreiten. Die gemessenen Werte sind in Abb. 3.5 zusammen mit dem simulierten Magnetfeld (entsprechend für kleinere Ströme angepasst) dargestellt. Die Messwerte stimmen gut mit dem simulierten Feld überein, und auch eine Überprüfung des Gradienten durch Subtraktion zweier benachbarter Messpunkte zeigt keine gravierende Abweichung.

3.3. Magneto-optische Falle

In diesem Abschnitt ist der experimentelle Aufbau der magneto-optischen Falle beschrieben, deren Funktionsweise aus Abschnitt 2.2 bekannt ist. Zunächst wird auf die Lichtquelle sowie die Frequenzstabilisierung für das Kühllaserlicht bei 400,91 nm eingegangen. Anschließend ist der Strahlengang des Kühllaserlichts zum Ort der magneto-optischen Falle skizziert. Dort befinden sich auch die Magnetfeldspulen zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfelds, deren Eigenschaften zum Schluss dieses Abschnitts diskutiert werden.

3.3.1. Laser und Frequenzverdopplung

Für die Laserkühlung von Erbium wird eine leistungsstarke Lichtquelle bei 400,91 nm benötigt. Diodenlaser erreichen in diesem spektralen Bereich Leistungen in der Größenordnung von 100 mW, im Einmodenbetrieb sind aber nur niedrigere Leistungen um die 20 mW möglich [98]. Eine Ausnahme besteht durch das injizieren mit dem Licht eines weiteren Lasers [84]. In diesem Experiment werden Diodenlaser in der Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung (Kap. 3.3.2) sowie für Analysezwecke (z.B. Kap. 4.1.1) eingesetzt. Als Lichtquelle für die Laserkühlung im Zeemankühler und der magneto-optischen Falle dient hingegen ein Titan:Saphir-Laser, dessen Licht in seiner Frequenz verdoppelt wird.

Der Titan:Saphir-Laser ist ein kommerzielles System (Modell *MBR-110*, Firma *Coherent*) und wird mit einem frequenzverdoppelten Nd-YAG Laser gepumpt (Modell *Verdi V18*, Firma *Coherent*). Die Leistung des Pump lasers beträgt 18 W bei einer Wellenlänge von 532 nm. Ist die Einkopplung des Pumpstrahls sowie der Ringresonator des Titan:Saphir-Lasers gut justiert, werden Leistungen von bis zu 5,5 W erreicht. Die Frequenz wird über die sich im Resonator befindenden Elemente (doppelbrechender Lyot Filter, Etalon) auf 801,82 nm eingestellt. Über das Signal eines Referenzresonators ist die Frequenz des Lasers auf eine Linienbreite von unter 75 kHz (rms) relativ zum Resonator stabilisiert. Um ein langsames Abdriften der Laserfrequenz zu verhindern kann mit Hilfe eines externen Fehlersignals die Länge des Referenzresonators nachgeregelt werden (s. Abschnitt 3.3.2). Auch ein durchfahren der Frequenz ist so möglich. Der Lichtstrahl des Titan:Saphir-Lasers durchläuft zunächst einen optischen Isolator (Modell *FI-780-5 SV*, Firma *Linos*), der den Laser vor Rückreflexen schützt, und wird dann über zwei Spiegel und mit Hilfe eines Teleskops zur Modenanpassung in den Ringresonator der Frequenzverdopplung (Modell *FD-SF-07*, Firma *TekhnoScan*) gekoppelt. Durch den Ringresonator wird die Leistung im optisch nicht-linearen LBO-Kristall deutlich erhöht, so dass die Erzeugung des in der Frequenz verdoppelten Lichts effizienter abläuft. Dafür wird die Länge des Ringresonators über ein mittels der Hänsch-Couilloud Methode erzeugtes Fehlersignal so geregelt, dass das einfallende Licht resonant ist [99]. Für die Laserkühlung steht im Experiment eine Ausgangsleistung von typischerweise 1,4 W zur Verfügung. Um Verluste in der Laserleistung durch Verstauben der optischen Komponenten zu vermeiden, befindet sich das gesamte hier beschriebene Lasersystem in einem Strömungskasten, durch den ein konstanter quasilaminarer Fluss gefilterter Luft geblasen wird.

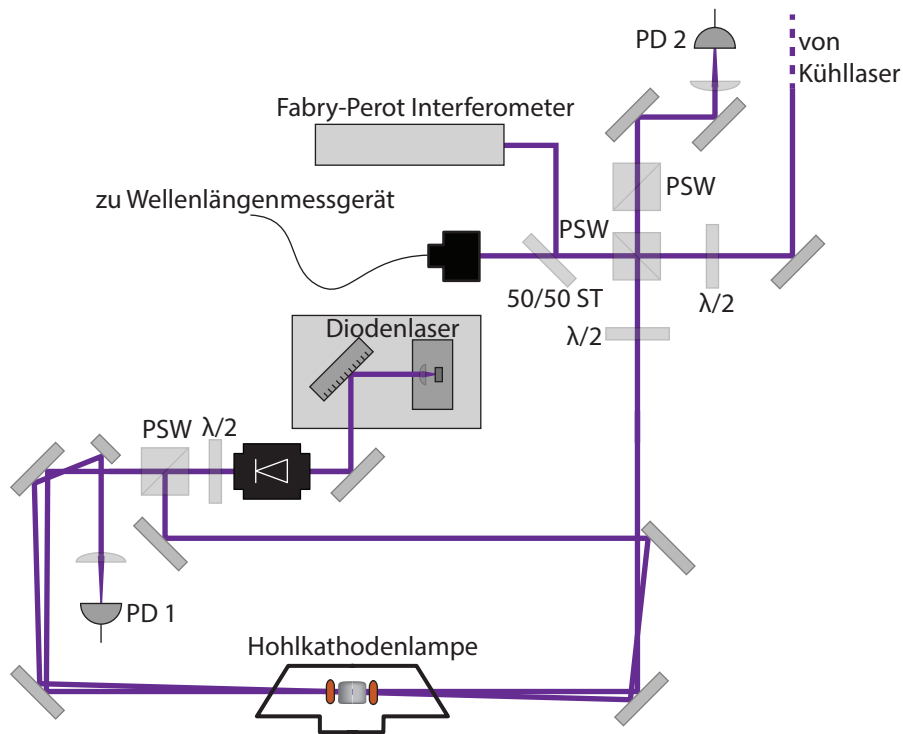


Abbildung 3.6.: Strahlengang des Spektroskopieaufbaus: Das Licht eines Diodenlasers durchläuft einen optischen Isolator, bevor der Laserstrahl in Pump- und Teststrahl aufgeteilt wird. Das Signal des Teststrahls wird mit der Photodiode PD1 gemessen. Das Licht des Pumpstrahls wird mit Licht vom Kühllaser überlagert, um auf Photodiode PD2 ein Schwebungssignal zu messen.

3.3.2. Frequenzstabilisierung

Um die Frequenz des gerade beschriebenen Kühllasersystems stabil relativ zum Kühlübergang zu halten, benötigt man eine entsprechende Frequenzreferenz. Dafür wird ein Diodenlaser mittels Frequenzmodulationsspektroskopie (FM-Spektroskopie) auf die Frequenz des Kühlübergangs stabilisiert. Die Frequenz des Kühllasers lässt sich dann über ein Schwebungssignal mit dem Diodenlaser auf einen festen Wert relativ zur Frequenz des Kühlübergangs einstellen. Der Aufbau zur Stabilisierung ist im Folgenden detailliert dargestellt.

Diodenlaser und Sättigungsspektroskopie

Der Diodenlaser folgt dem Aufbau nach Ricci et al. und ist in Littrow-Konfiguration [100]. Dabei dient ein Gitters (Modell *GH13-36U*, Firma *Thorlabs*) als ein Ende des Resonators. Nur Moden, in der die -1. Beugungsordnung zurück in die Laserdiode fällt, können so anschwingen. Über die 0. Ordnung wird der Laserstrahl ausgekoppelt. Die Laserdiode (*NDV4313*, Nychia) hat einen Wellenlängenbereich von 400 nm bis 410 nm und eine ma-

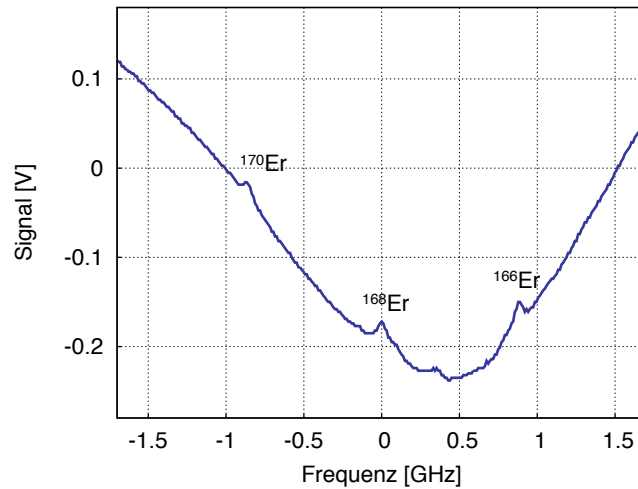


Abbildung 3.7.: Gemitteltetes Transmissionssignal der Sättigungsspektroskopie: Die Frequenz ist relativ zur Resonanz des ^{168}Er Isotops angegeben. Die Doppler-Verbreiterung der Absorptionsresonanzen ist so breit, dass sich die Resonanzen der verschiedenen Isotope überlagern. Auf diesem Hintergrund sind die Doppler-freien Signale der häufigsten bosonischen Isotope ^{166}Er , ^{168}Er und ^{170}Er deutlich zu erkennen. Aus der Messung kann die Frequenzverschiebung zwischen den Isotopen zu $859(10)$ MHz ($^{168}\text{Er} - ^{166}\text{Er}$) bzw. $855(10)$ MHz ($^{170}\text{Er} - ^{168}\text{Er}$) bestimmt werden. Weiterhin sind einige der durch die Hyperfeinstruktur aufgespaltenen Resonanzen des fermionischen ^{167}Er Isotops im Bereich um die ^{168}Er und ^{166}Er Resonanzen zu erkennen.

ximale Ausgangsleistung von 140 mW. Im Einmodenbetrieb beträgt die Ausgangsleistung etwa 15 mW. Durch Verkippen des Gitters über einen piezoelektrischen Kristall lässt sich die Frequenz des Diodenlasers über mehrere Gigahertz durchstimmen.

Der optische Strahlengang der Spektroskopie ist in Abb. 3.6 dargestellt. Zunächst passiert der Strahl einen optischen Isolator (Modell *IO-5-405-LP*, Firma *Optics for Research*), um Rückreflektionen in den Laserresonator zu unterdrücken. Daraufhin wird der Strahl mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel in Test- und Pumpstrahl aufgeteilt. Das Verhältnis der Leistungen lässt sich über eine vorangestellte Halbwellenplatte einstellen. Beide Strahlen durchlaufen die Hohlkathodenlampe in entgegengesetzter Richtung, bevor die Leistung des Teststrahls auf der Photodiode PD1 detektiert wird.

Zu Beginn der Arbeiten zu diesem Experiment wurde eine selbstgebaute Hohlkathodenlampe verwendet [101]. Bei dieser werden Argonatome zwischen einer Erbiumkathode und zwei Anoden im starken elektrischen Feld ionisiert und auf die Erbiumkathode beschleunigt, wo diese dann Erbiumatome aus der Kathode auslösen. Somit entsteht ein Gas aus freien Erbiumatomen, welches spektroskopiert werden kann. Im weiteren Verlauf ist auf ein kommerzielles Modell (Modell *3QQAYEr*, Firma *Heraeus Noblelight GmbH*) gewechselt worden, das weniger wartungsintensiv als die selbstgebaute Hohlkathodenlampe ist.

Um die volle Leistung des Diodenlasers für die Spektroskopie nutzen zu können, wird für die weitere Strahlanalyse das Licht des Pumpstrahls weiter verwertet. Hier findet sich ein Wellenlängenmessgerät (Modell *WS6*, Firma *HighFinesse GmbH*) sowie ein Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von $\nu_{FSR} = 500$ MHz. Auch für die Schwebungsfrequenzstabilisierung wird ein Teil des Pumpstrahls verwendet.

Dies ist der typische Aufbau einer Sättigungsspektroskopie, in welcher das Transmissionsignal des Teststrahls, welches dem Doppler-verbreiterten Absorptionsspektrum folgt, mit schmalen Bereichen erhöhter Transmission überlagert ist. Die erhöhte Transmission rührt von der Sättigung der Atome durch den Pumpstrahl her. Dies ist nur möglich, wenn sich die Atome relativ zu beiden Laserstrahlen nicht bewegen und die Dopplerverschiebung verschwindet. Durchstimmen der Frequenz des Diodenlasers führt so zu dem an Photodiode PD1 aufgenommenen und in in Abb. 3.7 dargestellten Spektrum. Es zeigt zunächst die Doppler-verbreiterten Resonanzen der verschiedenen Isotope, die sich zu einem breiten Absorptionshintergrund überlagern. Darauf befinden sich die Doppler-freien Resonanzen erhöhter Transmission.

Frequenzmodulationsspektroskopie und Stabilisierung des Diodenlasers

Um den Diodenlaser auf einen Erbiumübergang zu stabilisieren wird ein Fehlersignal benötigt. Das Fehlersignal soll linear mit der Verstimmung des Lasers skalieren und der Nulldurchgang exakt bei der Übergangsfrequenz liegen. Das Signal der Sättigungsspektroskopie eignet sich somit nicht unmittelbar für die Stabilisierung des Diodenlasers, allerdings gibt es eine Reihe von anderen geeigneten Spektroskopieverfahren [102]. Hier wird die Frequenzmodulationsspektroskopie, kurz FM-Spektroskopie, verwendet [103]. Dabei bleibt der experimentelle Aufbau des Strahlengangs gleich.

Durch Anlegen eines kleinen harmonischen Frequenzsignals auf den Strom des Diodenlasers kann die Ladungsträgerdichte im Diodenlaserchip und somit die Phase des Lasers moduliert werden [104]:

$$\vec{E}_{\text{Laser}}(t) = \vec{E}_0 \exp[i\omega_0 t + M \sin(\omega_m t)]. \quad (3.18)$$

Für $M \ll 1$ kann die Exponentialfunktion in erster Ordnung entwickelt werden und man erhält

$$\vec{E}_{\text{Laser}}(t) = \vec{E}_0 \left(e^{i\omega_0 t} + \frac{M}{2} e^{i(\omega_0 + \omega_m)t} - \frac{M}{2} e^{i(\omega_0 - \omega_m)t} \right). \quad (3.19)$$

Der Laser hat nun neben seiner Hauptfrequenz ω_0 zwei Nebenfrequenzen $\omega_+ = \omega_0 + \omega_m$ und $\omega_- = \omega_0 - \omega_m$ die um den Faktor $M/2$ abgeschwächt sind, sogenannte Seitenbänder. Bei Transmission des Laserstrahls durch die Spektroskopiezelle ist der Brechungsindex $n(\omega)$ sowie der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ unterschiedlich für die verschiedenen Frequenzbänder. Somit ergeben sich verschiedene Transmissionskoeffizienten $T_{\pm,0} = \exp[-a_{\pm,0} - i\Phi_{\pm,0}]$, mit der Abschwächung $a = \alpha(\omega)L/2$, Phasenverschub $\Phi(\omega) = n(\omega)L\omega/c$ und Wechselwirkungslänge L . Das Signal verändert sich entsprechend zu

$$\vec{E}_{\text{Signal}}(t) = \vec{E}_0 \left(T_0 e^{i\omega_0 t} + T_+ \frac{M}{2} e^{i\omega_+ t} - T_- \frac{M}{2} e^{i\omega_- t} \right). \quad (3.20)$$

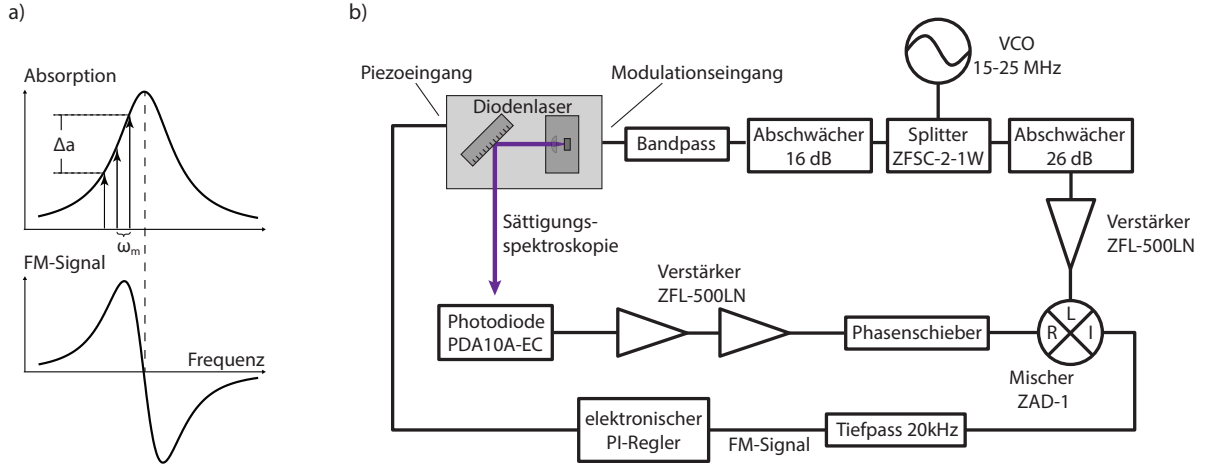


Abbildung 3.8.: (a) Im oberen Teil ist eine typische Absorptionskurve dargestellt. Dabei sind die Frequenz sowie die Seitenbänder mit Pfeilen eingetragen. Das unten dargestellte FM-Signal ist bei der richtigen Wahl der Phase proportional zur Differenz der Seitenbänder Δa . (b) Elektronischer Aufbau der Frequenzstabilisierung mit den verwendeten Radiofrequenzkomponenten (Typ im Bild, Hersteller Minicircuits).

Auf der Photodiode wird nun das Signal $I(t) = 2\epsilon_0 c |\vec{E}_{\text{Signal}}(t)|^2$ gemessen. Vernachlässigt man Terme der Ordnung M^2 und geht davon aus, dass sich die Abschwächungen und Phasenverschiebungen der Bänder nicht stark unterscheiden, $|a_+ - a_0| \ll 1$, $|a_0 - a_-| \ll 1$, $|\Phi_+ - \Phi_0| \ll 1$, $|\Phi_0 - \Phi_-| \ll 1$, so erhält man

$$I(t) = 2\epsilon_0 c E_0^2 e^{-2a(\omega_0)} [1 - \Delta a M \cos(\omega_m t) + \Delta \Phi M \sin(\omega_m t)]. \quad (3.21)$$

Dabei ist $\Delta a = a(\omega_+) - a(\omega_-)$ und $\Delta \Phi = \Phi(\omega_+) + \Phi(\omega_-) - 2\Phi(\omega_0)$.

Wird dieses Signal in einem Mischer mit dem Modulationssignal multipliziert, so werden die Summen und die Differenzfrequenzen gebildet. Filtert man mit einem Tiefpass die hohen Frequenzen heraus, so ergibt sich ein Signal S mit

$$S = \frac{A_{\text{Mod}} A_{\text{PD}} M}{2} (\Delta a \cos \phi + \Delta \Phi \sin \phi). \quad (3.22)$$

Dabei beschreiben A_{Mod} und A_{PD} die Amplituden von Modulations- und Photodiodensignal und ϕ die Phase zwischen den beiden Signalen, die über einen Phasenschieber eingestellt werden kann.

Das Signal S kann somit über die Phase auf eine Abhängigkeit von Δa oder $\Delta \Phi$ reduziert werden. Diese Signale hängen stark vom Verhältnis der Modulationsfrequenz zur Linienbreite ab. Ist die Modulationsfrequenz etwa halb so groß wie die Linienbreite, $2\omega_m \approx \omega_{\text{FWHM}}$, so ergibt sich für Δa etwa die negative Ableitung und für $\Delta \Phi$ grob die positive Ableitung [105]. Beide Signale haben somit nahe der Resonanz eine steile Flanke die gerade bei Resonanz ihren Nulldurchgang hat, und bilden somit ein geeignetes Fehlersignal. In Abb. 3.8(a) ist das Signal Δa dargestellt.

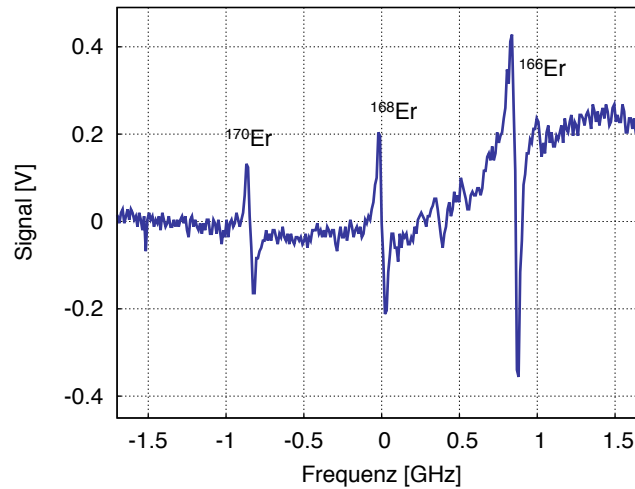


Abbildung 3.9.: Das nicht gemittelte Signal der FM-Spektroskopie ist gegen die Frequenz relativ zur ^{168}Er Resonanz aufgetragen. An den Resonanzfrequenzen der häufigsten bosonischen Isotope ^{166}Er , ^{168}Er und ^{170}Er ist ein dispersives Signal erzeugt, mit dessen Hilfe sich die Frequenz des Diodenlasers auf eine atomare Resonanz stabilisieren lässt.

Der für die FM-Spektroskopie verwendete Aufbau ist in Abb. 3.8(b) dargestellt. Das Modulationssignal wird durch einen spannungskontrollierten Oszillator (engl. *voltage controlled oscillator*, VCO) geliefert, der eine Frequenz zwischen 15 bis 25 MHz erzeugen kann und etwa im Bereich der halben natürlichen Linienbreite des Erbiumübergangs liegt. Das Signal des VCOs wird abgeschwächt und nach Durchlaufen eines Bandpasses (um Frequenzrauschen und höhere Harmonische des VCOs zu dämpfen) auf den Modulationseingang des Lasers gegeben. Der Laser hat damit wie oben beschrieben zwei Seitenbänder. Der optische Strahlengang ist gegenüber dem der Sättigungsspektroskopie nicht verändert.

Das optische Signal wird mit einer Photodiode (Modell *PDA10A-EC*, Firma *Thorlabs*) aufgenommen, welche durch eine Verstärkerschaltung Signale bis zu einer Frequenz von 150 MHz detektieren kann. Das Photodiodensignal wird direkt hinter der Photodiode verstärkt und mit einem Mischer bei der Modulationsfrequenz des Lasers demoduliert. Mit einem Tiefpass mit $f_{\text{cutoff}} = 22 \text{ kHz}$ wird die Differenzfrequenz herausgefiltert, so dass das Signal auf einem Oszilloskop beobachtet werden kann. Dabei sind die Werte der Verstärkungen sowie der Abschwächungen der Signale auf ein möglichst großes FM-Signal optimiert.

In Abb. 3.9 ist das so erzeugte Signal dargestellt. Die Resonanzen der drei häufigsten bosonischen Isotope sind deutlich zu erkennen, so dass für diese um die Resonanz herum ein gut verwertbares Fehlersignal erzeugt ist.

Um die Frequenz des Lasers stabil zu halten, wird nun das Fehlersignal über eine Regel-elektronik (Modell *Lockbox V*, gefertigt durch *Elektronikwerkstatt IAP Bonn*) an den Piezo des Gitters im Diodenlaser gegeben. Aus dem Rauschen des Fehlersignals um den Nullpunkt wurde die RMS-Linienbreite des Diodenlasers auf 1,3(2) MHz bestimmt [106]. Diese

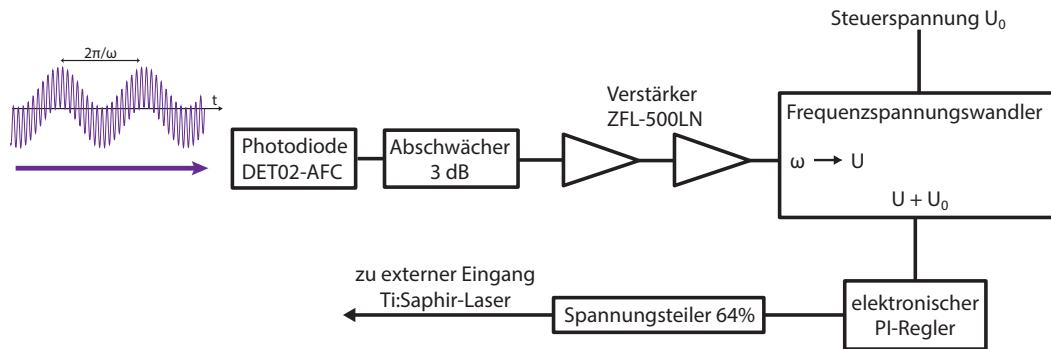


Abbildung 3.10.: Elektronischer Aufbau der Schwebungsstabilisierung: Die Schwebungsfrequenz zwischen dem Kühllaserstrahl und dem Licht des Diodenlasers wird detektiert, verstärkt und dann im Frequenzspannungswandler in eine Spannung übersetzt. Zusammen mit der aufaddierten Steuerspannung U_0 wird das Signal auf den elektronischen Regler gegeben, welcher die Frequenz des Ti:Saphir-Lasers auf einen festen Frequenzabstand zum Diodenlaser hält. Der Spannungsteiler sorgt dafür, dass die maximale Eingangsspannung am Ti:Saphir-Laser nicht überschritten wird.

liegt somit wie gewünscht deutlich unter der natürlichen Linienbreite des Übergangs von 29,7 MHz.

Schwebungsfrequenzstabilisierung des Kühllasers

Mit dem frequenzstabilisierten Diodenlaser steht nun eine Frequenzreferenz für den Kühllaser zur Verfügung. Der Frequenzabstand kann leicht über die Schwebung der beiden Frequenzen ermittelt werden. Wie in Abb. 3.6 dargestellt werden die Strahlen der beiden Laser dazu in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert. Ein weiterer Polarisator projiziert die Polarisations Ebenen beider Strahlen aufeinander, so dass in Photodiode PD2 (Modell *DET02-AFC*, Firma *Thorlabs*, $\nu_{\max} = 1$ GHz) das Schwebungssignal detektiert werden kann.

Um über die Schwebungsfrequenz die Frequenz des Kühllasers regeln zu können, wird diese mit einem Frequenz-Spannungswandler in eine Spannung übersetzt (s. Abb. 3.10). Dem Signal wird eine konstante Spannung U_0 aufaddiert, über welche die Frequenz des Signallnulldurchgangs frei gewählt werden kann. Dieses Signal wird analog zur Frequenzstabilisierung des Diodenlasers über eine Regelelektronik (Modell *Lockbox V*, gefertigt durch *Elektronikwerkstatt IAP Bonn*) an den Regeleingang des Titan:Saphir-Lasers gegeben. Die so erreichte relative Frequenzstabilität zwischen den beiden Lasern wurde zu einem RMS-Wert von 0,9(2) MHz bestimmt. Die relevante absolute Stabilität des Kühllasers, relativ zum Spektroskopiesignal des Erbiumübergangs, ergibt sich aus der Faltung der beiden Werte zu einem RMS-Wert von 1,6(3) MHz.

Somit ist die Frequenz des Kühllasers auf einen Wert deutlich schmäler als die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs von 29,7 MHz stabilisiert, und über die Spannung U_0 lässt sich der Frequenzabstand zum Kühlübergang variabel einstellen.

3.3.3. Strahlengang der magneto-optischen Falle

Für die magneto-optische Falle wird das Licht des frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Lasers verwendet, welcher wie gerade beschrieben über eine Schwebungsstabilisierung in der Frequenz relativ zum Erbiumübergang stabilisiert ist. Teile des Lichts werden auch für den Zeemankühler sowie die Absorptionaufnahme verwendet. Die entsprechenden Strahlengänge sind hier ebenfalls besprochen. In Abbildungen 3.11(a+c) ist der gesamte optische Aufbau des Kühllaserlichts skizziert.

Das blaue Licht aus der Frequenzverdopplung wird zunächst über zwei senkrecht zueinander orientierte Zylinderlinsen (vertikal $f = 200$ mm, horizontal $f = 700$ mm, der Abstand zum LBO Kristall entspricht jeweils der Brennweite) kollimiert. Ein kleiner Teil des Lichts wird über eine Glasplatte abgespalten und mit dem Licht des Diodenlasers für die Schwebungsstabilisierung überlagert. Der Hauptanteil des Lichts wird über einen Strahlteilerplatte in zwei Pfade für den Zeemankühler und die magneto-optische Falle aufgeteilt. Durch Drehen einer vorangestellten $\lambda/2$ -Wellenplatte lässt sich das Leistungsverhältnis etwa von 40/60 bis 60/40 variieren. Zunächst wird der Pfad des für den Zeemankühler bestimmten Lichts betrachtet. Der Strahl wird mit einer Linse durch einen akusto-optischen Modulator (AOM, Modell *AOM 3307-121*, Firma *Crystal Technologies*) fokussiert und anschließend mit einer weiteren Linse kollimiert (je $f = 500$ mm). Der AOM beugt das Licht mit einer Effizienz von ca. 70% in die -1. Ordnung und verstimmt die Frequenz des Lichts um die Oszillatorfrequenz von 310 MHz ins Rote. Neben der Frequenzverstimmung lässt sich über den AOM das Licht ein und aus schalten. Die Fokussierung des Strahls begünstigt die Schaltzeit sowie die Beugungseffizienz des AOMs. Mit einer vor dem AOM platzierten $\lambda/2$ -Wellenplatte lässt sich die Beugungseffizienz durch Drehen der Polarisation des Lichts optimieren. Über zwei Spiegel wird das Licht in eine polarisationserhaltene Faser (Modell *PMC-400Si-2.8-NA0.11-3-APC/FC-200P*, Firma *Schäfter und Kirchhoff*) eingekoppelt (Koppler Modell *60SMS-1-4-A7.5-01*, Firma *Schäfter und Kirchhoff*). Über eine weitere $\lambda/2$ -Wellenplatte lässt sich die Polarisationsachse des Lichts auf die Achse der Faser justieren. Auf die Enden der Faser sind kleine Glasplatten geklebt (engl. *end cap*). Ohne diese können durch ihre dynamische Polarisierbarkeit Staubpartikel, entsprechend der Funktionsweise einer optischen Pinzette, in den Fokusbereich direkt an der Faser gezogen werden. Durch die hohe Intensität können sich diese dann in die Faser einbrennen. Die Glasplatte verhindert das Eindringen von Staubpartikeln in den sensiblen Bereich des Faserendes. Die Linse des Kopplers muss entsprechend angepasst werden. Durch die Faser wird sowohl das Profil des Laserstrahls gefiltert als auch die Justage des folgenden Aufbaus entkoppelt. Hinter der Faser wird über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel die Polarisation des Lichts fest eingestellt. Sollte sich die Polarisation in der Faser gedreht haben, kann diese über eine $\lambda/2$ -Wellenplatte korrigiert werden. Anschließend wird der Strahl über ein Teleskop (Brennweiten $f_1 = 50$ mm, $f_2 = 400$ mm) auf einen Durchmes-

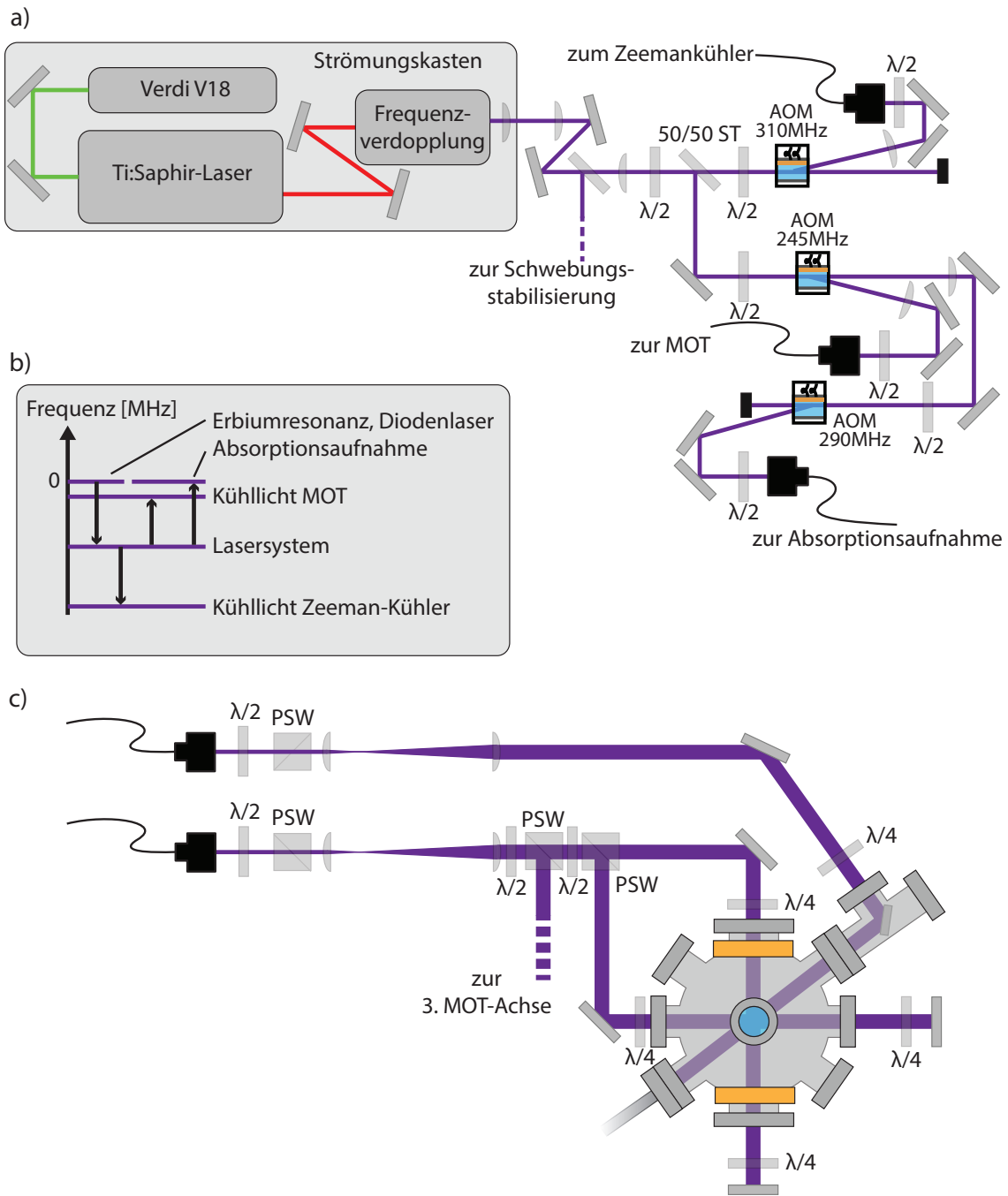


Abbildung 3.11.: (a) Lasersystem und optischer Aufbau der Strahlpräparation für die magneto-optische Falle, den Zeemankühler und die Absorptionaufnahme. (b) Schematische Darstellung der Frequenzen in den verschiedenen Teilen des Experiments. Das Lasersystem ist über die Schwebungsstabilisierung -290 MHz zur Resonanz verstimmt. Die Frequenz des Lichts für die magneto-optische Falle, den Zeemankühler und die Absorptionaufnahme wird über die AOMs angepasst, wie hier schematisch durch Pfeile dargestellt ist. (c) Optischer Aufbau für die magneto-optische Falle und den Zeemankühler an der Vakuumkammer.

3. Experimenteller Aufbau und Methoden

ser von $2w_0 = 16$ mm aufgeweitet. Dabei wird der Abstand der Linsen etwas größer als $f_1 + f_2$ gewählt, so dass der Strahl leicht fokussiert ist. Im Folgenden wird der Strahl mit einer $\lambda/4$ -Wellenplatte zirkular polarisiert und in die Vakuumkammer justiert. Die in den Zeemankühler eingestrahlte Leistung beträgt bis zu 250 mW.

Der Strahlengang im Pfad für die magneto-optische Falle gleicht zunächst dem Strahlengang für den Zeemankühler (vgl. Abb. 3.11), so dass hier nur die Unterschiede aufgeführt werden. Anders als im Zeemankühlerpfad ist die Beugung durch den AOM im MOT-Pfad in die +1. Ordnung justiert, so dass die Verstimmung des Lichts +245 MHz beträgt. Nachdem der Strahl auch durch eine Faser justiert und aufgeweitet wurde (hier Brennweite $f_1 = 25$ mm, d.h. der Strahlradius ist doppelt so groß wie beim Zeemankühler), wird er über zwei $\lambda/2$ -Wellenplatten und zwei polarisierende Strahlteilerwürfel in drei Pfade gleicher Leistung aufgespalten ($P = 60$ mW). Die Strahlen werden durch die für die magneto-optische Falle vorgesehenen Flansche (s. Abschnitt 3.2) justiert und jeweils über eine $\lambda/4$ Platte zirkular polarisiert. Dabei dreht sich die Polarisation in der vertikalen, durch die Magnetfeldspulen justierten Achse entgegengesetzt zu den Achsen in radialer Richtung. Auf der Rückseite der Vakuumkammer werden die Strahlen über Spiegel zurück in die Kammer reflektiert. Eine vor dem Spiegel platzierte $\lambda/4$ -Wellenplatte wird hierbei zweimal durchlaufen, so dass sich die Rotationsrichtung der Lichtpolarisation umdreht, wie für eine magneto-optische Falle gefordert (s. Abschnitt 2.2).

Während der Abbildung der Atome mit der Absorptionaufnahme (s. Abschnitt 3.5.2) ist das Licht des Zeemankühlers sowie in der magneto-optischen Falle ausgeschaltet. Um keine Leistung zu verlieren, wird für diesen Zweck kein weiteres Licht aus dem Strahlengang geteilt, sondern das Licht der 0. Ordnung des AOMs im MOT-Pfad verwendet. Der Pfad ähnelt denen von Zeemankühler und MOT. Das Licht wird über einen AOM in die +1. Ordnung gebeugt. Dabei entspricht die Frequenz des AOMs typischerweise der Frequenz der Schwebung zwischen dem Licht des Lasersystems und des frequenzstabilisierten Diodenlasers, so dass das Licht für die Absorptionaufnahme resonant mit den Erbiumatomen ist. Das Licht wird in eine Faser eingekoppelt und an der Kammer wieder ausgekoppelt. Die weiteren Details der Absorptionaufnahme finden sich in Abschnitt 3.5.2.

In Abb. 3.11 sind die Frequenzen der einzelnen Teilstrahlen dargestellt. Ausgehend vom Referenzlaser, der auf den atomaren Übergang stabilisiert ist, ist das Lasersystem über die Schwebungsstabilisierung um -290 MHz verstimmt. Das Licht des Zeemankühlers wird über den AOM um weitere 310 MHz rotverstimmt, so dass die Gesamtverstimmung -600 MHz beträgt. Das Licht für die magneto-optische Falle wird hingegen durch den AOM um 245 MHz blauverstimmt, so dass die Verstimmung relativ zur Resonanz -45 MHz beträgt, was etwa 1,5 Linienbreiten des Kühlübergangs entspricht. Für das Licht für die Absorptionaufnahme wird die Verstimmung durch die Schwebungsstabilisierung im AOM wieder rückgängig gemacht, so dass das Licht dann resonant mit den Erbiumatomen ist.

Über die AOMs lassen sich nicht nur die Frequenzen der Strahlen einstellen, sondern über die RF-Leistung auch die gestreute Lichtleistung. Daher können die Strahlen über die AOMs ein- und ausgeschaltet werden. Allerdings kommt es auch bei ausgeschalteter RF-Leistung durch Reststreuung in den AOMs zu einem verbleibenden Teil der Lichtleistung in

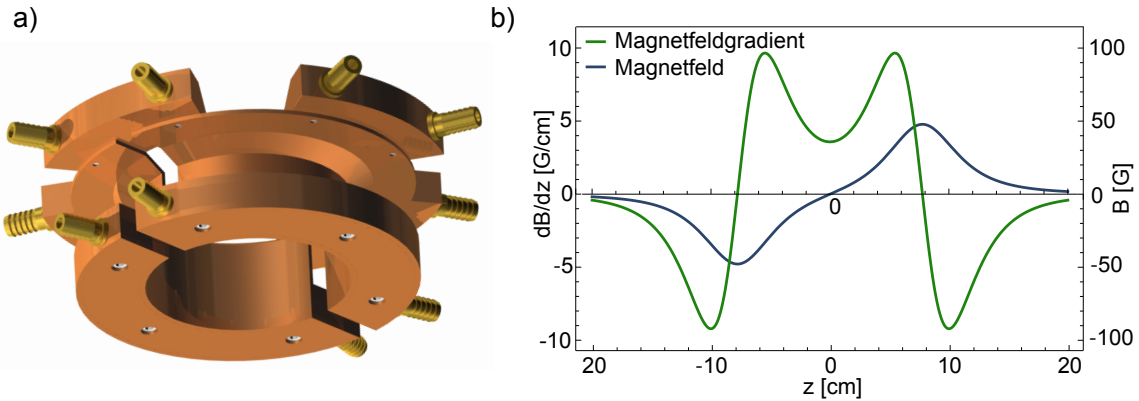


Abbildung 3.12.: (a) Halterung für die Magnetfeldspulen der magneto-optischen Falle. Sie besteht aus Kupferschalen, welche um die Vakuumkammer montiert werden (s. Abb. 3.1), und durch wasserdurchflossene Kupferblöcke gekühlt werden. (b) Magnetfeld der beiden Spulen entlang der vertikalen Achse für einen Strom von $I = 1$ A. Der Gradient im Fallenzentrum beträgt dann $dB(z = 0)/dz = 3,6$ G/cm.

den Pfaden, welcher die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle ohne weitere Maßnahmen stark begrenzen würde. Um dies zu verhindern, können die Pfade mechanisch verschlossen werden. Die entsprechenden Aufbauten sind über ein TTL-Signal steuerbar und haben typische Verschlusszeiten von 1-2 ms, welche in der Experimentsteuerung berücksichtigt werden.

3.3.4. Magnetfeldspulen

Das für die MOT verwendete Magnetfeld wird optimalerweise von zwei Spulen in Anti-Helmholtzkonfiguration (Spulenabstand d gleich Spulenradius r , gegenläufiger Strom I) erzeugt, da diese Konfiguration am Ort der MOT, also am Nullpunkt des Magnetfelds, räumlich konstante Feldgradienten in allen drei Raumrichtungen erzeugt. Im Experiment ist diese Konfiguration der Spulen nur näherungsweise realisierbar, da die Geometrie der Hauptkammer die Position der Spulen vorgibt, insbesondere wenn man beachtet dass die optischen Zugänge nicht verdeckt werden sollen. Weiterhin muss bei der Konstruktion der Spulen berücksichtigt werden, dass für eine MOT von Erbiumatomen vergleichsweise große Magnetfeldgradienten vorteilhaft sind. Bei der Erzeugung dieser wird viel elektrische Leistung dissipiert, welche durch eine effiziente Kühlung abgeführt werden muss. Die beiden Spulen sind daher um die Flansche auf der vertikalen Achse direkt auf der Hauptkammer platziert, wie in Abb. 3.1 zu erkennen. Je 350 Wicklungen mit einem mittleren Durchmesser von 9 cm und einem mittleren Abstand von 8 cm zum Fallenzentrum erzeugen einen Magnetfeldgradienten von 3,6 G/cm pro Ampere Spulenstrom entlang der vertikalen Achse, wie in Abb. 3.12(b) dargestellt. Dabei ist der Magnetfeldgradient für den Fangbereich von etwa ± 1 cm um das Fallenzentrum näherungsweise konstant. In radialer Richtung beträgt der Magnetfeldgradient etwa die Hälfte [107].

Der verwendete Doppellackdraht (Modell *Multogan 2000 MH*, Firma *Isodraht*) wurde direkt an der Hauptkammer in zwei Kupferhalbschalen gewickelt, wobei zur Verbesserung des Wärmetransports Wärmeleitpaste (Modell *WLPG 100*, Firma *Fischer Elektronik*) in den entstehenden Hohlräumen verteilt wurde. Die Spulenhalterung ist wiederum durch Kühlelemente gekühlt, wie in der technischen Zeichnung in Abb. 3.12(a) zu erkennen (s. auch [108]). Für Ströme von bis zu 10 A hält die Kühlung die Temperatur in der Spule unterhalb der spezifizierten Maximaltemperatur. Bei diesem Strom wird ein Gradient von 36 G/cm erreicht. Typischerweise wird die MOT bei einem Strom von 7 A und damit bei einem Gradienten von $dB/dz = 25,2 \text{ G/cm}$ betrieben.

Für die Spulen wurden viele Wicklungen bei relativ kleinen Strömen gewählt, um die mit dem Quadrat des Stroms skalierende elektrische Leistung vergleichsweise klein zu halten. Andererseits führen viele Wicklungen zu einer großen Induktivität, so dass sich das Magnetfeld nur langsam ein- bzw. ausschalten lässt. Im Experiment ergibt sich die Schaltzeit für beide Spulen zu 35 ms. Dies ist langsamer als viele im Experiment verwendeten Zeitskalen für Schaltprozesse und begrenzt den experimentellen Ablauf.

Der Ort der magneto-optischen Falle ist durch den Nullpunkt des magnetischen Felds festgelegt, kann aber durch die Addition konstanter Felder verschoben werden. Um den Ort der Falle im Experiment anpassen zu können, und um bereits existierende Felder (z.B. Erdmagnetfeld, Feld der Ionengetterpumpe) ausgleichen zu können, sind entlang der drei Raumrichtungen je ein Spulenpaar installiert, um konstante Felder zu erzeugen. In den horizontalen Achsen sind Spulen aus 50 Windungen mit einem Radius von 5,8 cm gewickelt und befinden sich jeweils in einem Abstand von 13 cm zum Fallenzentrum. In der vertikalen Achse beträgt der Radius der Spulen 6 cm. Die obere Spule hat wie zuvor 50 Windungen und einen Abstand von 13 cm, während die untere Spule aufgrund der Geometrie der Vakuumkammer im Abstand von 15 cm zum Fallenzentrum befestigt ist und 80 Windungen hat. Die erzeugten Magnetfelder betragen etwa 0,67 G pro Ampere Spulenstrom. Die verwendeten spannungsgesteuerten Stromquellen (gefertigt durch *Elektronikwerkstatt IAP, Bonn*) liefern etwa $\pm 2,5 \text{ A}$, so dass für den typischen Magnetfeldgradienten von $dB/dz = 25,2 \text{ G/cm}$ die maximale Verschiebung des Fallenzentrums ca. $\pm 0,7 \text{ mm}$ in vertikaler Richtung und $\pm 1,4 \text{ mm}$ in den horizontalen Richtungen beträgt.

3.4. Realisierung der optischen Dipolfalle

Das zur Verwirklichung der Dipolfalle für kalte Erbiumatome benötigte Lichtpotential wird durch den fokussierten Strahl eines CO_2 -Lasers erzeugt. Wie in Abschnitt 2.3.4 besprochen ist die Geometrie des Fallenpotentials durch die Intensitätsverteilung gegeben, die Atome sammeln sich im Fokus des CO_2 -Laserstrahls. Die Fallentiefe lässt sich über die Leistung des gesamten Lichtstrahls einstellen. Für die Verdampfungskühlung kann das Potential so abgesenkt werden (s. Abschnitt 2.3.5).

Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau zur Dipolfalle beschrieben, ausgehend vom CO_2 -Laser über den optischen Strahlengang bis zu den fokussierenden Linsen innerhalb der Vakuumkammer. Ein besonderes Augenmerk liegt auf der Elektronik für den akusto-

optischen Deflektor, über welchen sich die Leistung des CO₂-Laserstrahls und somit die Falltiefe einstellen lässt.

CO₂-Laser

Für das Experiment wird ein kommerzieller CO₂-Laser (Modell *GEM-100*, Firma *Coherent*) verwendet. In diesem befindet sich eine Gasgemisch aus Stickstoffmolekülen, Kohlenstoffdioxidmolekülen und Neon zwischen den Resonatorspiegeln. Im Betrieb wird mit Hilfe einer starken Radiofrequenzquelle (Leistung 1000 W, Modell *D-1000*, Firma *Coherent*) eine Gasentladung gezündet und über Elektronenstöße eine Molekülschwingung der Stickstoffmoleküle angeregt. Diese Anregungen übertragen sich über Stöße zweiter Ordnung auf die CO₂-Moleküle, so dass in diesen eine Besetzungsinversion zwischen zwei Vibrationszuständen entsteht. Hier findet nun der eigentliche Laserprozess statt, wobei das emittierte Licht eine Wellenlänge von 10,6 µm hat. Über Stöße mit den Heliumatomen kehren die CO₂ Moleküle in den Grundzustand zurück [104]. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt typischerweise 118 W.

Aufgrund der entstehenden Abwärme werden sowohl die Radiofrequenzquelle als auch der Laserkopf über einen Wasserkreislauf gekühlt. Dabei wird die Temperatur des Wassers über einen Wärmetauscher auf 17,3 °C stabilisiert. Sowohl der Fluss als auch die Temperatur des Kühlwassers werden elektronisch überwacht, und ein Abweichen von den Normwerten führt zur Abschaltung des Lasers. Für hinreichend konstante Temperaturen im Laserkopf erfolgt die Laseremission auf einer einzelnen Mode, was experimentell mit einem Fabry-Perot-Interferometer überprüft wurde. Lediglich in der ersten halben Stunde nach dem Einschalten werden vereinzelte Modensprünge beobachtet.

Strahlengang

Der optische Strahlengang ist in Abb. 3.13 dargestellt. Der Strahl des Lasers wird über zwei Silizium-Spiegel in einen wassergekühlten akusto-optischen Deflektor (Modell *AGD-406B1M*, Firma *IntraAction*) justiert. In diesem werden etwa 85% der Leistung in die erste Ordnung gebeugt, während andere Ordnungen auf einen wassergekühlten Strahlauffänger gelenkt werden, in welchem sie absorbiert werden. Die Elektronik zur Ansteuerung des Deflektors ist weiter unten beschrieben. Anschließend wird über ein Teleskop aus ZnSe-Linsen (Brennweiten: $f_1 = 127$ mm, $f_2 = 254$ mm) der Strahlradius vergrößert. Dabei ist eine der Linsen auf einem Translationstisch montiert, so dass über diesen die Länge des Teleskops und somit der Divergenzwinkel des transmittierten Strahls verändert werden kann. Anschließend wird der Strahl in die Vakuumkammer gelenkt. Mittels zwei in einem Aufzug montierter Spiegel wird der Strahl dabei aus der Tischebene auf die Ebene der Vakuumkammer gehoben. Durch die Anordnung der Spiegel dreht sich die Polarisationsachse des Strahls um 45°. Innerhalb der Vakuumkammer befinden sich zwei Linsen ($f = 38,1$ mm, Durchmesser $\varnothing = 28$ mm), zwischen denen sich der Fokus für die Dipolfalle befindet. Die Linsen lassen sich von außerhalb der Vakuumkammer justieren (vgl. Abschnitt 3.2). Über das Teleskop lässt sich der Strahldurchmesser am Ort der ersten Linse einstellen,

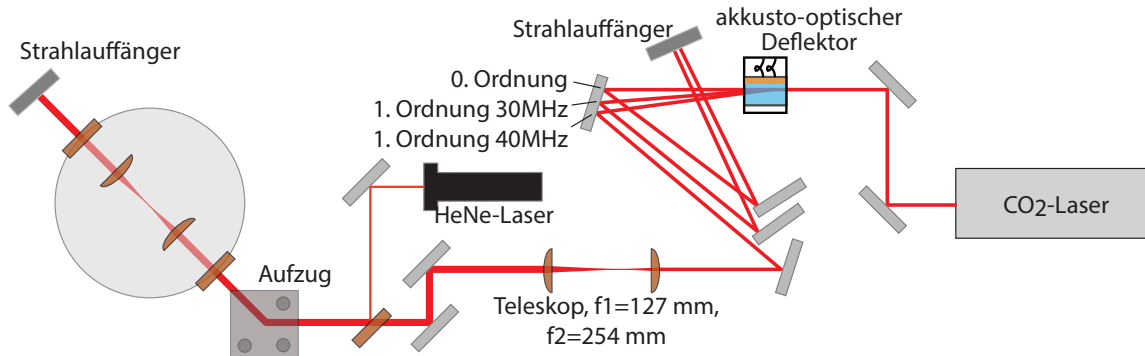


Abbildung 3.13.: Schematische Darstellung des Strahlengangs für die optische Dipolfalle. Der Strahl des CO₂-Lasers wird in einem akusto-optischen Deflektor gebeugt und über ein Teleskop aufgeweitet, bevor er in der Vakuummehrung für die Dipolfalle fokussiert wird.

und damit auch die Breite des Fokus. Der minimale Strahldurchmesser am Ort des Fokus $w_{\min} = f\lambda/(w_0\pi) = 10,1 \mu\text{m}$ ergibt sich wenn für den $1/e^2$ -Strahlradius w_0 der Durchmesser der Linse angenommen wird. Unter Berücksichtigung der spezifizierten Strahlqualität des CO₂-Lasers mit $M^2 < 1,3$ folgt für den erwarteten minimalen Strahlradius im Fokus ein korrigierter Wert von $w'_{\min} = M^2 w_{\min} < 17,1 \mu\text{m}$.

Beim Durchlaufen des Strahlengangs treten Leistungsverluste auf. Vor dem Eintritt in die Vakuummehrung wird eine maximale Leistung von 85 W (typ. 81 W) gemessen.

Für die Justage des Laserstrahls ist es aufgrund der Wellenlänge von $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ nicht möglich, normale Fluoreszenzkarten zu verwenden. Der Nachweis des Strahls erfolgt über die durch Wärme erzeugte Unterdrückung der Fluoreszenz auf einer mit UV-Licht bestrahlten Fluoreszenzkarte (Modell *CO₂ Beam Probe Set*, Firma *Macken Instruments*).

Um die Justage der Dipolfalle zu erleichtern wird der infrarote Strahl mit dem Licht eines HeNe-Lasers überlagert. Dazu ist ein ZnSe-Fenster im Strahlengang platziert, an dem die Einkopplung dieses sichtbaren Laserstrahls erfolgt (s. Abb. 3.13).

3.4.1. Intensitätssteuerung über den akusto-optischen Deflektor

Die vom akusto-optischen Deflektor gebeugte Lichtleistung hängt von der Radiofrequenz-Treiberleistung ab und kann elektronisch eingestellt werden. Für eine große Beugungseffizienz sind folglich große Frequenzleistungen nötig, welche den Germanium-Kristall aufheizen und den optischen Brechungsindex leicht ändern. Damit ändert sich auch der Beugungswinkel des Deflektors und der weitere Strahlengang kann nicht exakt justiert werden. Dieser Effekt tritt auch bei dem hier verwendeten Deflektormodell auf, welches zusammen mit einem Teil der RF-Elektronik aus einem älteren Experiment für Kaliumatome übernommen wurde, das ansonsten eine getrennte Apparatur verwendete [75, 109]. Bei einer optischen Weglänge von ca. 2 m beträgt der Strahlversatz etwa 2,5 cm und kann in Anbetracht der Größe der verwendeten Optiken nicht toleriert werden. Der Effekt kann minimiert wer-

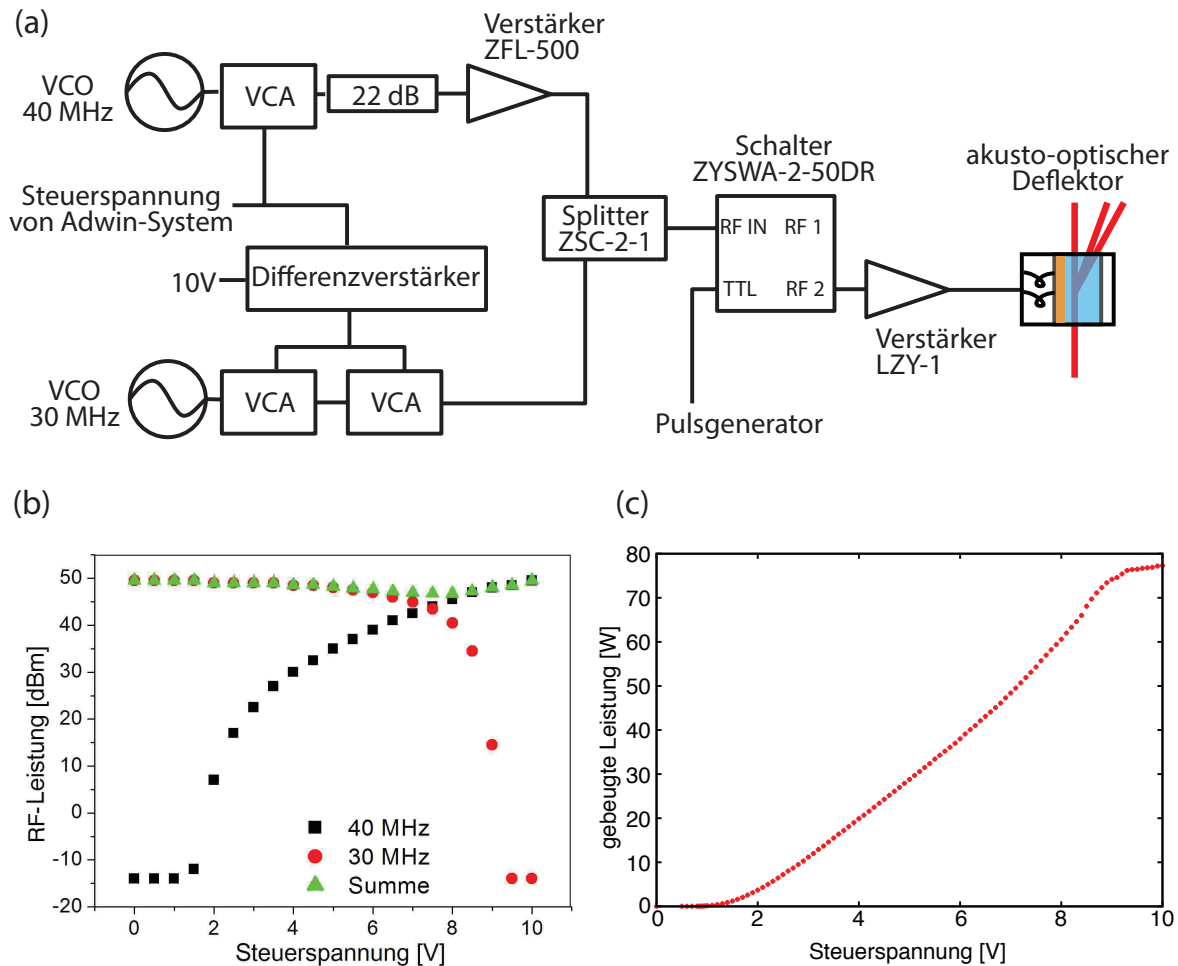


Abbildung 3.14.: (a) Schematische Zeichnung des elektronischen Aufbaus für den akusto-optischen Deflektor. Wird mit der Steuerspannung die RF-Leistung bei 40 MHz verringert, wird diese Reduktion durch eine Erhöhung der RF-Leistung bei 30 MHz ausgeglichen, so dass die gesamte Radiofrequenzleistung konstant bleibt, wie in (b) zu sehen (aus [75]). (c) Kalibrationskurve der mit 40 MHz in die +1. Ordnung gebeugten Leistung direkt vor der Vakuumkammer gegen die Steuerspannung.

den, indem die Radiofrequenzleistung durch Beimischen einer weiteren Oszillatorfrequenz konstant gehalten wird [110].

Im verwendeten Aufbau wird zur primären Radiofrequenz von 40 MHz beim Absenken der Leistung ein weiteres Signal bei 30 MHz addiert. Der detaillierte Aufbau der Elektronik ist in Abb. 3.14(a) dargestellt. Die Frequenzsignale werden jeweils von spannungsgesteuerten Oszillatoren (engl. *voltage controlled oscillator*, VCO) erzeugt und durchlaufen dann jeweils spannungsgesteuerte Abschwächer (engl. *voltage controlled attenuator*, VCA). Während der Abschwächer der 40 MHz Seite direkt über die Steuerspannung (0-10V) geregelt wird, wird für den Abschwächer im Pfad des 30 MHz Signals die Steuerspannung von einer konstanten Spannung von 10V abgezogen. Abschließend werden beide Signale kombiniert und durchlaufen zusammen einen Verstärker ($P_{\max} = 50 \text{ W}$, Modell *LZY-1*, Firma *MiniCircuits*) bevor sie den Deflektor erreichen. Die Leistungsaufnahme am Deflektor bleibt so nahezu konstant, wie in Abb. 3.14(b) dargestellt, und der Strahlversatz ist auf einen tolerablen Wert im mm-Bereich reduziert.

Vor dem Verstärker ist ein elektronischer Schalter zwischengeschaltet, mit welchem das RF-Signal über einen Pulsgenerator ein bzw. ausgeschaltet werden kann. Dieser Aufbau ist für das schnelle Schalten der Falle beim Umladeprozess der Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle implementiert (s. Abschnitt 4.3.2).

Die Leistung im Strahl für die Dipolfalle folgt der Steuerspannung wie in Abb. 3.14(c) dargestellt. Diese Daten sind in einer Kalibrationsdatei für die Experimentsteuerung hinterlegt. Für die erzwungene Evaporation der Atome in der Dipolfalle kann die Leistung und damit die Fallentiefe über die Experimentsteuerung eingestellt werden.

3.5. Messmethoden für ultrakalte Atome

In diesem Abschnitt werden die zur Untersuchung kalter Erbiumatome verwendeten Messmethoden und die zur entsprechenden Charakterisierung nötigen experimentellen Aufbauten vorgestellt. In Abschnitt 3.5.1 wird der Nachweis von Atomen in der magneto-optischen Falle über die Fluoreszenzmessung der gestreuten Photonen besprochen. In Abschnitt 3.5.2 ist die Absorptionaufnahme erklärt. Durch Schattenwurf können Bilder von atomaren Wolken erzeugt werden, und neben der Atomzahl kann so auch die geometrische Ausdehnung sowie die Dichte der atomaren Wolke bestimmt werden. Mit Hilfe der Absorptionaufnahme lässt sich, wie in Abschnitt 3.5.3 diskutiert, über eine Reihe von Flugzeitaufnahmen die ballistische Expansion der in der Falle gefangenen Atome sichtbar machen und aus dieser auf die Temperatur des Ensembles schließen. Zur Charakterisierung des Dipolfallenpotentials können die Fallenfrequenzen der gefangenen Atome bestimmt werden. Die dafür verwendete Methode der parametrischen Anregung der Atome ist in Abschnitt 3.5.4 erklärt.

3.5.1. Fluoreszenzmessung

Alle in der magneto-optischen Falle gefangenen Atome streuen das einfallende Licht. Bei konstanter Verstimmung und Intensität ist die Streurrate R pro Atom bekannt. Aus der gesamten in alle Raumrichtungen gestreuten Fluoreszenzleistung P kann somit auf die Atomzahl N zurückgerechnet werden, $P = N\hbar\omega R$. Im Experiment wird nur ein Teil der Fluoreszenz über eine Linse gesammelt und dann auf einer kalibrierten Photodiode detektiert ($U = \kappa P_{\text{mess}}$ mit $\kappa_{\text{normal}} = -4,06 \text{ V}/\mu\text{W}$ und $\kappa_{\text{fein}} = 43,43 \text{ V}/\mu\text{W}$, s. [108]). Da die Fluoreszenz isotrop ist, kann über das Verhältnis des Raumwinkels der detektierten Leistung Ω zur vollen Sphäre auf die gesamte Fluoreszenz P zurückgeschlossen werden, $P = P_{\text{mess}} \cdot 4\pi/\Omega$.

Mit dem Ausdruck für die Streurrate R [102] ergibt sich für die Atomzahl

$$N = P_{\text{mess}} \frac{1}{\hbar\omega} \frac{2}{\Gamma} \frac{1 + I/I_S + 4(\Delta/\Gamma)^2}{I/I_S} \frac{16r^2}{d^2}, \quad (3.23)$$

wobei r der Abstand der Linse von der atomaren Wolke und d der Durchmesser der Linse ist.

Im Experiment ist der Raumwinkel durch die Apertur des Sichtfensters in der Vakuumkammer mit $d = 3,5 \text{ cm}$ gegeben, welche als Blende vor der Linse fungiert. Der Abstand dieser Blende von der magneto-optischen Falle beträgt $r = 11,5 \text{ cm}$. Es ergibt sich ein Raumwinkelanteil von 0,58%. Bei typischen Werten für die Verstimmung ($\Delta = -45 \text{ MHz}$) und die Intensität ($I = I_S$) der Laserstrahlen ergibt sich pro Atom eine gestreute Leistung von $1,49 \times 10^{-14} \text{ W}$ auf der Photodiode. Ein Signal von 1 V entspricht somit einer Zahl von $1,65 \times 10^7$ Atomen in der magneto-optischen Falle.

3.5.2. Absorptionaufnahme

Die Absorptionaufnahme ist eine etablierte Technik für die Charakterisierung von ultrakalten Atomen in Magnet- bzw. optischen Fallen [111]. Dabei werden kurz nach dem Ausschalten des Fallenpotentials die nun freien Atome mit resonantem Licht beleuchtet. Die Atome absorbieren das Licht, so dass ein Schattenbild entsteht, welches über eine Linse auf eine Kamera abgebildet werden kann. Das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt die Intensität nach der Absorption als

$$I(x,y) = I_0(x,y)e^{-D(x,y)}, \quad (3.24)$$

wobei $I_0(x,y)$ die Intensitätsverteilung des Lichtstrahls vor der Absorption beschreibt. Umgeformt zur optischen Dichte $D(x,y)$ ergibt dies

$$D(x,y) = -\ln\left(\frac{I(x,y)}{I_0(x,y)}\right). \quad (3.25)$$

Das Intensitätsverhältnis $I(x,y)/I_0(x,y)$ lässt sich experimentell bestimmen, indem zunächst das oben beschriebene Schattenbild I_{Abs} aufgenommen wird, wie in Abb. 3.15 dargestellt. Nachdem die Atome das Detektionsvolumen verlassen haben, wird ein zweites

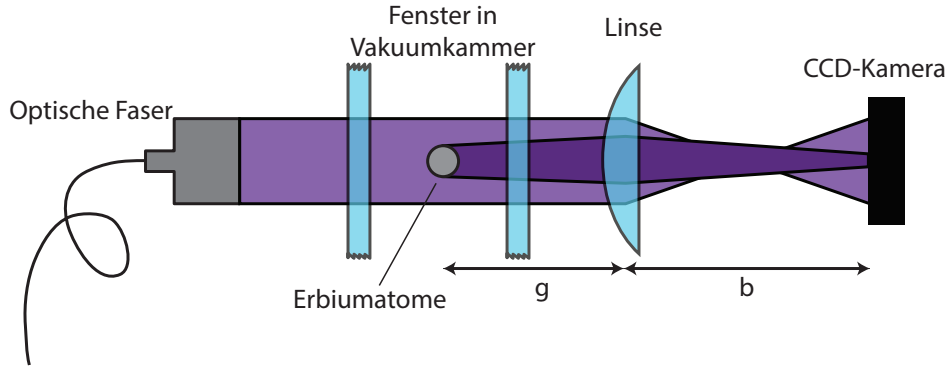


Abbildung 3.15.: Schematische Skizze des Aufbaus zur Absorptionsabbildung. Der Schattenwurf der atomaren Wolke wird über eine Linse auf eine CCD-Kamera abgebildet und dort detektiert.

Bild aufgenommen, $I_{0,\text{Abs}}$. Dabei ist die Strahlintensität sowie die Belichtungszeit identisch. Schließlich wird, während das resonante Licht blockiert ist, ein drittes Bild erzeugt, so dass die Verteilung der Hintergrundintensität $I_{\text{HG}}(x,y)$ bestimmt wird. Diese wird von den zuvor bestimmten Intensitätsverteilungen abgezogen, so dass über

$$\frac{I(x,y)}{I_0(x,y)} = \frac{I_{\text{Abs}}(x,y) - I_{\text{HG}}(x,y)}{I_{0,\text{Abs}}(x,y) - I_{\text{HG}}(x,y)} \quad (3.26)$$

das Intensitätsverhältnis und somit die optische Dichte pro Bildpunkt berechnet werden kann.

Diese ist über

$$D(x,y) = \sigma_\pi \int n(x,y,z) dz \quad (3.27)$$

mit der Dichteverteilung der Atome $n(x,y,z)$ und dem Streuquerschnitt σ_π verknüpft. Letzterer ist für linear polarisiertes Licht aus der Beziehung

$$\sigma_\pi = C^2 \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.28)$$

bekannt, so dass nun die zweidimensionale Dichteverteilung der Atome vorliegt. Der Wert $C^2 = 0,385$ ist hier das gemittelte Quadrat der Clebsch-Gordan Koeffizienten für die Übergangswahrscheinlichkeiten der verschiedenen m -Zustände von $m = -6$ bis $m = 6$. Die räumliche Verteilung der Atome in zwei Dimensionen kann aus der Dichteverteilung sofort extrahiert werden. Weiterhin kann durch Integration über die optische Dichte die Atomzahl bestimmt werden,

$$N = \int n(x,y,z) dx dy dz = \frac{1}{\sigma_\pi} \int D(x,y) dx dy. \quad (3.29)$$

Der experimentelle Aufbau für die Absorptionaufnahme ist in Abb. 3.15 dargestellt. Das verwendete Licht kann wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben über einen akusto-optischen

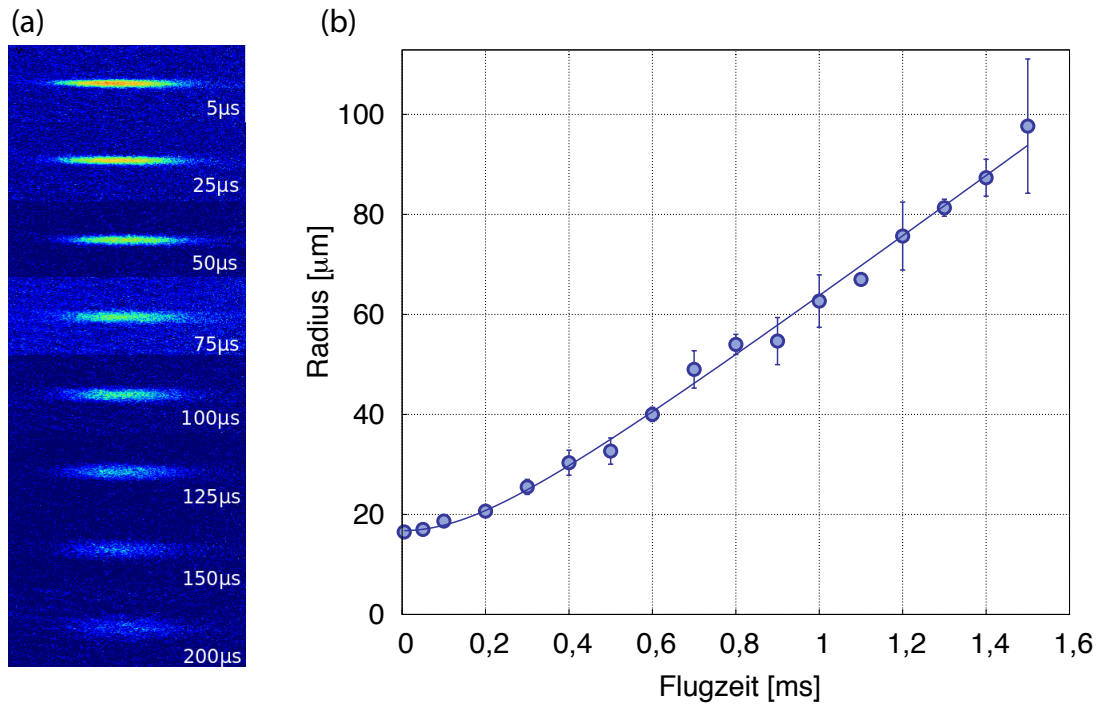


Abbildung 3.16.: (a) Sequenz von Flugzeitaufnahmen von Erbiumatomen in einer optischen Dipolfalle. Insbesondere in der vertikalen Achse ist die Expansion der atomaren Wolke gut zu erkennen. In (b) sind die Radien der Dichteverteilungen gegen die Flugzeit dargestellt. Aus einer Anpassung der Daten mit Glg. 3.31 ergibt sich eine Temperatur von 76,1 μK .

Modulator geschaltet und in der Frequenz modifiziert werden. Es ist in eine Faser gekoppelt und wird mit Hilfe eines Auskopplers zu einem kollimierten Lichtstrahl geformt. Der Strahl ist mittig auf die atomare Wolke justiert, aber um störende Reflexe zu vermeiden nicht perfekt orthogonal zu den Fenstern justiert. Das entstehende Schattenbild wird über eine Linse ($f = 100 \text{ mm}$, $\varnothing = 50,8 \text{ mm}$) auf eine CMOS-Kamera (Modell *Zyla 5.5*, Firma *Andor*) abgebildet. Über die Wahl des Abstands der Linse von den Atomen ist die Position der Kamera und somit auch die Vergrößerung der Abbildung festgelegt. Im Verlauf der experimentellen Arbeiten wurden Vergrößerungen um den Faktor 1-4 gewählt.

Für die Aufnahmen werden die Atome $80 \mu\text{s}$ belichtet. Dabei streut jedes Atom etwa 500 Photonen. Durch den Impulsübertrag verschmiert die Aufnahme, und das Auflösungsvermögen liegt bei $r_{\text{rms}} = \sqrt{N_P/3} v_{\text{rec}} \Delta t \approx 6 \mu\text{m}$ [111].

3.5.3. Temperaturbestimmung

Die Temperatur eines atomaren Ensembles ist über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Geschwindigkeitsverteilung der Atome verknüpft. Um auf die Temperatur zu schließen, betrachtet man das thermische Expandieren der atomaren Wolke nach dem Ausschalten

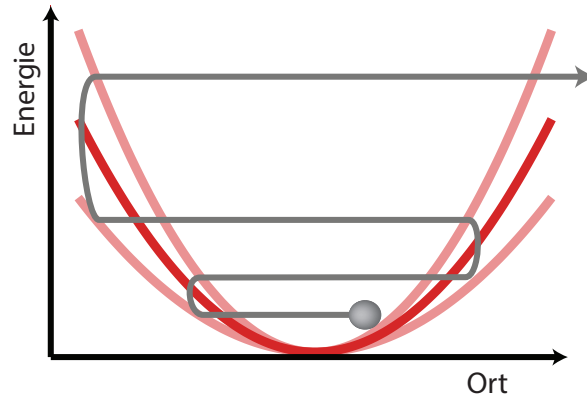


Abbildung 3.17.: Grafik zur Veranschaulichung der parametrischen Anregung im Dipolfallenpotential. Wird die Falltiefe mit der doppelten Fallfrequenz moduliert, so wird bei geeigneter Phasenlage die Energie des Atoms auf beiden Seiten der Falle angehoben. Nach hier dargestellten 1,5 Perioden hat das Atom in diesem Beispiel soviel Energie gewonnen, dass es die Falle verlassen kann.

des Fallenpotentials. Diese Technik ist als Flugzeitaufnahme (engl. *time of flight*, TOF) bekannt und wird in vielen Experimenten zu kalten Atomen verwendet [111].

Explizit bedeutet dies, dass für verschiedene Flugzeiten t die zweidimensionale Dichteverteilung der Wolke $n(r,t)$ aufgenommen wird, wie in Abb. 3.16(a) exemplarisch dargestellt. Für eine harmonische Falle folgt diese während der Expansion einem Gauß-Profil,

$$n(r,t) \propto e^{-r^2/(2\sigma^2(t))}, \quad (3.30)$$

und der $1/e^2$ -Radius der Dichteverteilung $\sigma(t)$ kann für die verschiedenen Flugzeiten bestimmt werden. Während der thermischen Expansion erwartet man für den Radius eine zeitliche Entwicklung nach

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (3.31)$$

mit dem Radius in der Falle $\sigma_0 = \sigma(t=0)$, der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T [111]. Aus einer Anpassung an die Daten kann die Temperatur bestimmt werden, wie dies in der in Abb. 3.16(b) gezeigten Messreihe geschehen ist.

3.5.4. Bestimmung der Fallfrequenzen in der optischen Dipolfalle

Die Fallfrequenzen der optischen Dipolfalle sind bereits in Abschnitt 2.3.4 besprochen worden. Experimentell werden sie durch parametrische Anregung bestimmt. Hierzu wird die Amplitude des Fallenpotentials moduliert [79], wie in Abb. 3.17 anschaulich dargestellt. Entspricht die Modulationsfrequenz gerade dem zweifachen der Fallfrequenz, so wird die Energie der Atome pro Periode zweimal erhöht. Dies führt zu einer Aufheizung der Atomwolke, bei geeigneter Phasenlage können Atome nach einer gewissen Zahl von Perioden

so viel Energie gewinnen, dass sie die Falle verlassen. Für andere Modulationsfrequenzen ist der Energieübertrag auf die Atome geringer. Betrachtet man die Anzahl der nach der Modulation in der Falle verbliebener Atome gegen die Modulationsfrequenz, können aus den Einbrüchen in der Atomzahl die Fallenfrequenzen bestimmt werden.

Im Experiment wird die Modulation der Fallentiefe durch eine Modulation der Leistung im Dipolfallenstrahl erreicht. Dafür wird in der Elektronik des akusto-optischen Deflektors der 40 MHz-VCO durch einen Funktionsgenerator (Modell *AFG 3102*, Firma *Tektronix*) ersetzt, welcher zunächst auf die selbe Frequenz und Amplitude wie der VCO eingestellt wird. Mit dem Funktionsgenerator ist es möglich, die Amplitude des Signals zu modulieren, wobei sowohl die Modulationsfrequenz, die Modulationsamplitude sowie die Anzahl der Modulationsperioden eingestellt werden können. Gesteuert über ein TTL-Signal der Experimentsteuerung kann die Modulation zum gewünschten Zeitpunkt stattfinden. Nach einer kurzen Haltezeit wird anschließend das Signal der in der Atomfalle verbleibenden Atome mit der Absorptionaufnahme bestimmt.

4. Charakterisierung des experimentellen Aufbaus und Ergebnisse zur Erzeugung eines ultrakalten Erbiumgases

In diesem Kapitel wird der zuvor beschriebene experimentelle Aufbau charakterisiert und Messungen zur Kühlung von Erbiumatomen beschrieben und diskutiert. Thematisch folgt das Kapitel dem experimentellen Zyklus. Entsprechend wird zunächst die Präparation einfangbarer Erbiumatome (Abschnitt 4.1) betrachtet. Im Anschluss daran sind in Abschnitt 4.2 die Ergebnisse zur magneto-optischen Falle für Erbiumatome beschrieben. In Abschnitt 4.3 werden Messungen an ultrakalten Erbiumatomen in der optischen Dipolfalle besprochen. Ein besonderer Augenmerk liegt hierbei auf dem Transfer der Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle. Abschließend werden Ergebnisse zur Verdampfungskühlung in der optischen Dipolfalle präsentiert.

4.1. Präparation einfangbarer Erbiumatome

Die Anzahl der von der magneto-optischen Falle gefangenen Atome hängt von der Laderate und somit vom Fluss einfangbarer Atome ab (vgl. Abschnitt 2.2). Einfangbar bedeutet hier, dass sie das Fallenvolumen kreuzen und die atomare Geschwindigkeit unter der kritischen Einfanggeschwindigkeit der magneto-optischen Falle liegt. Um den Fluss einfangbarer Atome zu bestimmen, wird in einem ersten Schritt der Fluss der Erbiumatome aus dem Atomofen am Ort der magneto-optischen Falle vermessen (Abschnitt 4.1.1), bevor in einem zweiten Schritt die Geschwindigkeitsverteilung der durch den Zeemankühler abgebremsten Atome untersucht wird (Abschnitt 4.1.2).

4.1.1. Atomarer Fluss von Erbiumatomen

Der erwartete atomare Fluss aus dem Atomofen wurde in Abschnitt 3.2.1 erörtert. In diesem Abschnitt werden Messungen zur experimentellen Bestimmung des atomaren Flusses diskutiert. Der Nachweis der Atome erfolgt über die Wechselwirkung mit resonantem Licht. Läuft dem Atomstrahl ein resonanter Laserstrahl entgegen, so ist die Fluoreszenz des Atomstrahls auch mit dem Auge gut zu erkennen, wie der in Abb. 4.1 dargestellte Blick in die Ofenkammer zeigt.

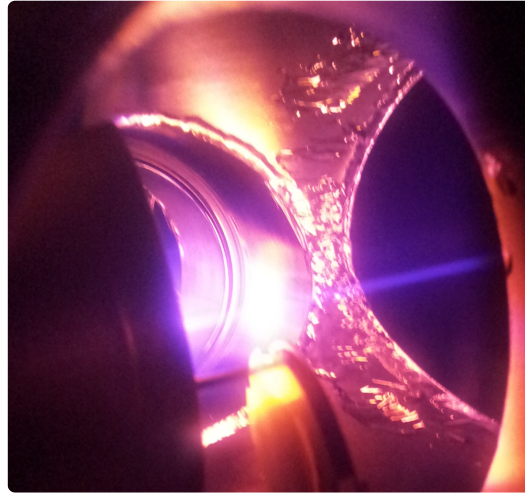


Abbildung 4.1.: Blick in die Ofenkammer: Der Atomstrahl aus dem Ofen (links) fluoresziert blau im resonanten Laserlicht (von rechts). Im unteren Bildteil ist die Verschlussklappe des Ofens zu sehen. Der gelblichen Reflektionen stammen vom glühend heißen Ofen.

Für die quantitative Bestimmung des Flusses wird die Dichte der Atome n sowie die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} gemessen, so dass sich zusammen mit der Fläche des Strahls A der atomare Fluss

$$Q = n\bar{v}A \quad (4.1)$$

berechnen lässt. Die Fläche ergibt sich aus der Geometrie des Aufbaus, d.h. durch den Innendurchmesser des Zeemankühlers, zu $A = \pi(1,6/2)^2 \text{ cm}^2$. Es werden nun kurz die Messmethodik und der Aufbau zur Messung der Dichte und der mittleren Geschwindigkeit beschrieben.

Dichtemessung

Zur Messung der Dichte im Atomstrahl wird ein resonanter Laserstrahl am Ort der magneto-optischen Falle orthogonal durch den Atomstrahl justiert (vgl. Abb. 4.2(a)). Die aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz $I = I_0 \exp(-D)$ für die Transmissionsintensität I von Licht, mit Eingangsintensität I_0 , bekannte Extinktion D ist über die Beziehung

$$D = \int_{x_0}^{x_1} n(x)\sigma_0 dx \approx n\sigma_0 j \quad (4.2)$$

mit der Dichte verknüpft. In der Hauptkammer kann diese aufgrund des weiten Abstands zum Ofen über die gesamte Wechselwirkungslänge von $j = x_1 - x_0$ als konstant, $n(x) = n$, genähert werden. Für resonantes linear polarisiertes Licht ist der Streuquerschnitt durch $\sigma_0 = 0,385 \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ gegeben (vgl. Glg. 3.28), so dass sich für die Dichte

$$n = -\frac{1}{0,385} \frac{2\pi}{3\lambda^2} \frac{1}{j} \ln \left(\frac{I_{\text{trans}}}{I_0} \right) \quad (4.3)$$

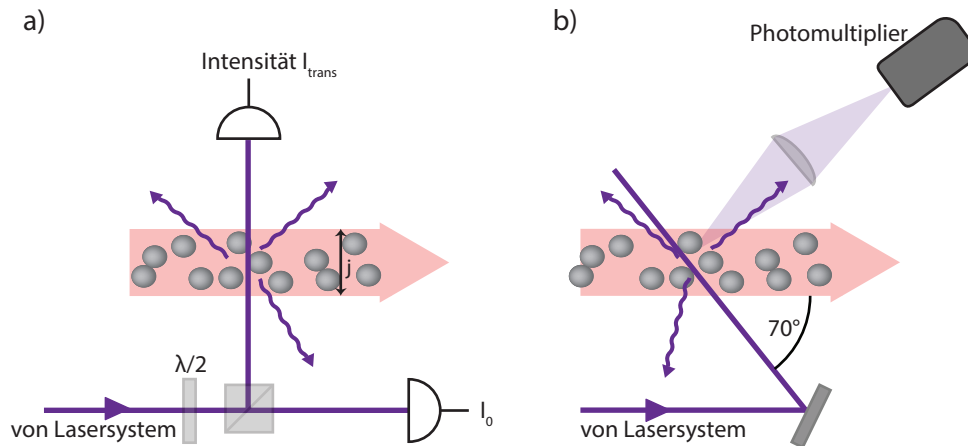


Abbildung 4.2.: Messung des atomaren Flusses: (a) Aus der Differenz der Intensitäten I_{trans} und I_0 sowie der Wechselwirkungslänge j kann die Absorption und somit die atomare Dichte im Atomstrahl bestimmt werden. (b) Strahlt man den resonanten Strahl unter einem Winkel ein, so kann über die nun wegen des Doppler-Effekts geschwindigkeitsabhängige Fluoreszenz der Atome die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl aufgenommen werden.

ergibt. Die Wechselwirkungslänge j entspricht dem Durchmesser des Atomstrahls, welcher wie oben erwähnt durch die Geometrie des Zeemankühlerrohrs auf 1,6 cm bestimmt ist. Für die Bestimmung der Intensitäten I_{trans} und I_0 wird eine Differenzmessung durchgeführt, deren Aufbau in Abb. 4.2(a) dargestellt ist. Zunächst werden beide Intensitätssignale gleich groß eingestellt und die Intensität I_0 gemessen. Dann wird die Differenz der beiden Signale gebildet und gegen die Frequenz des Laserlichts betrachtet. Dies erlaubt eine vom Intensitätsrauschen des Laserlichts befreite Messung der Absorption. Aus der Amplitude ΔI der so detektierten Absorptionssignale ergibt sich die transmittierte Intensität $I_{\text{trans}} = I_0 - \Delta I$.

Messung der mittleren Geschwindigkeit

Die mittlere Geschwindigkeit der Atome wird aus der Anpassung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung an eine gemessene Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl gewonnen. Der Aufbau für die Messung der Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl ist in Abb. 4.2(b) dargestellt. Ein Laserstrahl ist unter einem Winkel von 70° zum Atomstrahl justiert, so dass die Atome eine relative Geschwindigkeit gegenüber dem Licht haben. Durch den Doppler-Effekt ist die Resonanzbedingung geschwindigkeitsabhängig, und durch Durchstimmen der Laserfrequenz kann die gesamte Geschwindigkeitsverteilung detektiert werden. Eine typische aufgenommene Geschwindigkeitsverteilung ist in Abb. 4.3 zu sehen. Die Frequenzachse ist zu einer Geschwindigkeitsachse umkalibriert worden. Die verschwindender Geschwindigkeit entsprechende Frequenz wurde über die Fluoreszenz eines unter 90° justierten Teilstrahls bestimmt, welche im Signal um $v = 0$ zu erkennen ist. Die An-

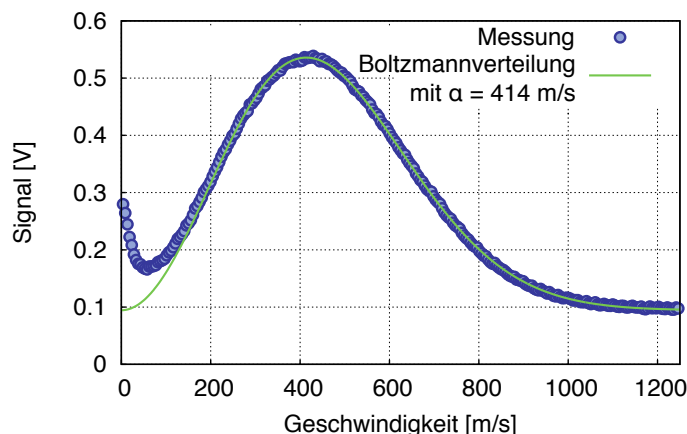


Abbildung 4.3.: Die Abbildung zeigt das Ergebnis einer Geschwindigkeitsmessung am Atomstrahl. Die Messungen sind am Isotop ^{170}Er durchgeführt worden, um die Überlagerung des Signals mit der Fluoreszenz der anderen Isotope (insbesondere Hyperfeinstruktur von ^{167}Er) zu vermeiden. Die gemessene Frequenz wurde zur Geschwindigkeit umgerechnet. Die Position $v = 0$ wurde über die Fluoreszenz eines unter 90° justierten Strahls bestimmt. Die Anpassung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung erfolgt daher für Werte von $v > 250$ m/s mit den freien Parametern $\alpha = \sqrt{2k_B T/m}$ und der Amplitude.

passung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung ergibt in diesem Fall eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit von $\alpha = 414$ m/s.

Ergebnisse zum atomaren Fluss

Die Dichte und die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl wurde für verschiedene Temperaturen gemessen und nach Glg. 4.1 der atomare Fluss berechnet. Die gemessenen Werte sowie der berechnete Fluss sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Der Fluss steigt wie erwartet mit der Temperatur. Dabei verändern sowohl die Ofentemperatur als auch die Temperatur am Röhrchen den Fluss im Atomstrahl. Typische Ofentemperaturen liegen bei $T_{EC} = 1300^\circ\text{C}$ am Tiegel und $T_{HL} = 1400^\circ\text{C}$ am kollimierenden Rohr, der Fluss beträgt üblicherweise etwa $(3 - 5) \times 10^{11}$ Atome/s.

Berechnet man den Fluss aus dem Ofen über den Dampfdruck, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, erwartet man für den gewählten Temperaturbereich einen Fluss von etwa 10^{13} Atomen/s. Der tatsächlich gemessene Fluss ist somit über eine Größenordnung kleiner. Weiterhin ist zu bemerken, dass die Geschwindigkeitsverteilung nicht der erwarteten modifizierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung aus Glg. 3.8 für die Emission aus einem Ofen, sondern eher der normalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht. Beim Öffnen des Ofens wurde festgestellt, dass sich das Röhrchen zur Kollimation des Atomstrahls trotz erhöhter Temperatur am kollimierenden Rohr mit Erbium zugesetzt hat. Dies verändert die Erzeugung des atomaren Flusses und wird als Ursache für das abweichende Verhalten gesehen. Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Ofenkonstruktion liegt im Entfernen des

T_{EC} [°C]	T_{HL} [°C]	ΔI [w.E.]	I [w.E.]	\bar{v} [m/s]	Fluss [Atome/s]
1274	1360	0,0028	2,4	443	$2,5 \times 10^{11}$
1304	1411	0,0058	2,5	446	$5,0 \times 10^{11}$
1305	1380	0,0038	2,37	452	$3,4 \times 10^{11}$
1313	1426	0,007	2,26	447	$6,6 \times 10^{11}$
1321	1403	0,0062	2,45	467	$5,4 \times 10^{11}$
1326	1444	0,0102	2,41	450	$9,1 \times 10^{11}$
1336	1429	0,0086	2,38	472	$7,7 \times 10^{11}$
1338	1464	0,0128	2,35	472	$1,17 \times 10^{12}$
1351	1456	0,0118	2,38	477	$1,07 \times 10^{12}$

Tabelle 4.1.: Ergebnisse für den Fluss aus dem Erbiumofen. Die Dichtemessungen sind am ^{168}Er Isotop durchgeführt worden, welches später bevorzugt in der magneto-optischen Falle gefangen wird. Die mittlere Geschwindigkeit wurde aus Messungen am Isotop ^{170}Er übernommen, welche sich nicht signifikant von der Geschwindigkeit der anderen Isotope unterscheidet.

kollimierenden Rohrs, so dass nur zwei dünne Blenden den Strahl kollimieren. Ein Verstopfen des Ofens ist so unwahrscheinlicher. Dennoch wird mit dem verwendeten Aufbau des Ofens ein signifikanter atomarer Fluss am Ort der magneto-optischen Falle erzeugt.

4.1.2. Messungen am abgebremsten Atomstrahl

Um die Funktion des Zeemankühlers zu überprüfen wird die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl gemessen. Dazu wird der aus der Flussmessung (Kap. 4.1.1) bekannte Aufbau aus Abb. 4.2(b) verwendet, bei der ein Teststrahl den Atomstrahl unter einem Winkel von 70° passiert. Die verschiedenen Geschwindigkeitsklassen der Atome sind aufgrund des Doppler-Effekts für verschiedene Frequenzen resonant, so dass die Fluoreszenz beim Durchfahren der Frequenz das Geschwindigkeitsprofil des Atomstrahls darstellt. Um den Nullpunkt der Geschwindigkeitsachse zu ermitteln, wird der Atomstrahl zusätzlich mit einem Teil des Teststrahls unter einem Winkel von 90° beleuchtet. Da die transversale Geschwindigkeit klein ist, wird durch die erhöhte Fluoreszenz der Nullpunkt der Geschwindigkeitsachse definiert. Die Auflösung der Messung ist durch die Linienbreite des optischen Übergangs begrenzt. Übersetzt man die Linienbreite von 29,7 MHz mit der verwendeten Kalibrierung in eine Geschwindigkeit, so entspricht dies 34,8 m/s. Die Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt nach Abschnitt 2.2 bei $v_c = 42$ m/s und somit oberhalb des Auflösungsvermögens.

Ergebnisse sind in Abb. 4.4 dargestellt. In Abb. 4.4(a) ist die vom Zeemankühler abgebremste Geschwindigkeitsverteilung der Atome am Ort der MOT zusammen mit der ungebremsten Geschwindigkeitsverteilung dargestellt. Der Zeemankühler bremst Atome ab einer Geschwindigkeit von etwa 600 m/s ab. Sie verlassen den Zeemankühler mit einer Geschwindigkeitsverteilung deren Maximum bei 47 m/s liegt. Dabei ist die erwartete schmale

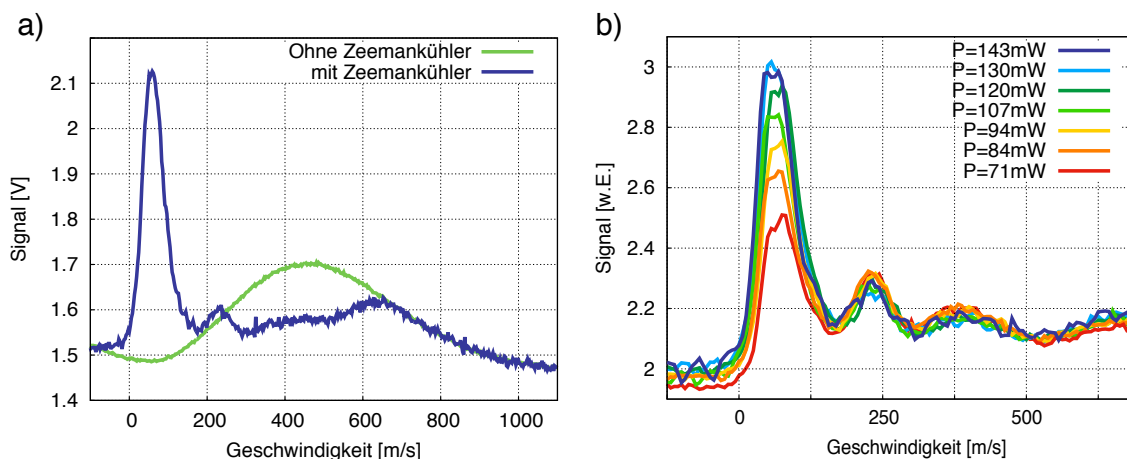


Abbildung 4.4.: (a) Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl mit und ohne Zeemankühler ($P_{ZK} = 145 \text{ mW}$). Der Zeemankühler bremst Atome ab einer Einfanggeschwindigkeit von etwa 600 m/s auf eine Geschwindigkeit von ca. 47 m/s (Position des Maximums) ab. Die kleine Häufung von Atomen mit einer Geschwindigkeit von etwa 230 m/s kann Verlusten im Zeemankühler zugeordnet werden, die aus dem Vorzeichenwechsel im Magnetfeld entstehen. (b) Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl für verschiedene Lichtleistungen im Zeemankühler. Die Zahl der abgebremsten Atome steigt mit steigender Leistung, wobei für noch größere Leistungen eine Sättigung erwartet wird.

Verteilung durch die oben besprochene Auflösung verbreitert. Bei einer Geschwindigkeit von etwa 230 m/s findet sich eine kleine Häufung von Atomen in der Verteilung. Dieser Wert der Geschwindigkeit kann dem Nulldurchgang des Magnetfelds im Zeemankühler zugeordnet werden. Die Häufung kann durch die in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Spin-Flip Verluste erklärt werden, welche insgesamt aber klein sind.

Über die Verstimmung des Lichts bzw. das Untergrundmagnetfeld des Zeemankühlers lässt sich die Ausgangsgeschwindigkeit des Zeemankühlers einstellen. Dabei wird ein Sinken der Anzahl der detektierten abgebremsten Atome mit der finalen Geschwindigkeit beobachtet. Erklärt werden kann dies über das Auffächern des Atomstrahls durch die transversale Geschwindigkeit der Atome. Je langsamer sich die Atome in longitudinaler Richtung bewegen, desto mehr Zeit haben sie um sich in transversaler Richtung aus dem Messbereich zu bewegen. Werden die Atome in die magneto-optische Falle geladen, kann die Ausgangsgeschwindigkeit über die Zahl gefangener Atome optimiert werden.

Der Anteil der abgebremsten Atome kann nur grob abgeschätzt werden. Über eine Betrachtung der Fläche unter dem Signal der abgebremsten Atome im Vergleich zur Gesamtfläche unter der Kurve (ohne Untergrund) wird der Anteil für diese Messung zu etwa 25% bestimmt. In Abb. 4.4(b) ist die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl für verschiedene Lichtleistungen im Zeemankühlerstrahl gezeigt. Mit steigender Lichtleistung steigt die Anzahl der abgebremsten Atome, wobei eine Sättigung zu erkennen ist, deren Grenze bei der in der Messung maximalen Leistung von $P_{ZK} = 143 \text{ mW}$ noch nicht erreicht ist.

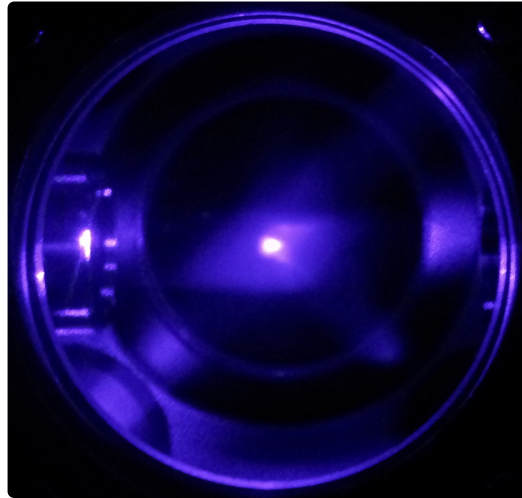


Abbildung 4.5.: Blick in die Hauptkammer auf der Achse der Absorptionsabbildung. In der Mitte ist deutlich Fluoreszenz von Atomen aus der magneto-optischen Falle zu sehen. Außerdem ist ein weniger starkes Fluoreszenzsignal von Atomen im Atomstrahl von im Bild unten links nach oben rechts erkennbar.

Da die Ausgangsgeschwindigkeit in der in Abb. 4.4(a) gezeigten Messung etwa im Bereich der Einfanggeschwindigkeit der magneto-optischen Falle liegt, ergibt sich mit den im vorherigen Abschnitt gemessenen absoluten Zahlen zum atomaren Fluss nun der Fluss einfangbarer Atome. Bei den typische Ofentemperaturen von $T_{\text{EC}} = 1300\text{ °C}$ und $T_{\text{HL}} = 1400\text{ °C}$ beträgt der Fluss einfangbarer Atome daher ca. 1×10^{11} Atome/s.

4.2. Magneto-optische Falle

In diesem Abschnitt werden Messungen zur Charakterisierung der magneto-optischen Falle präsentiert. Die Funktionsweise der magneto-optischen Falle ist in Abschnitt 2.2 erläutert, der experimentelle Aufbau ist in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Aus dem im voranstehenden Abschnitt beschriebenen Fluss langsamer Erbiumatome kann die magneto-optische Falle geladen werden. Dabei müssen die Frequenz des Lichts, die Justage der Strahlen sowie die Strahlpolarisation relativ zum Vorzeichen des Magnetfeldgradienten korrekt gewählt werden. Die gefangenen Atome sind über ihre Fluoreszenz bei 400,91 nm mit dem Auge sichtbar, in Abb. 4.5 ist eine Fotografie der magneto-optischen Falle durch eines der großen Fenster der Hauptkammer zu sehen.

Die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome kann sowohl über eine Fluoreszenzmessung (Abschnitt 3.5.1) als auch über eine Absorptionaufnahme (Abschnitt 3.5.2) bestimmt werden. Die maximale Anzahl gefangener Atome liegt bei $2,5 \times 10^8$ Atomen. Dabei beträgt die Verstimmung $\delta = -45$ MHz, die Leistung pro Strahl $P_{\text{MOT}} = 19,5$ mW und der Magnetfeldgradient $(dB/dz) = 27,4$ G/cm. Diese Atomzahl bezieht sich auf das ^{168}Er Isotop, mit welchem alle hier gezeigten Messungen durchgeführt wurden, soweit nicht anders ge-

kennzeichnet. Die Isotope ^{164}Er , ^{166}Er , ^{167}Er und ^{170}Er konnten durch eine entsprechende Anpassung der Laserfrequenz ebenfalls in der magneto-optischen Falle gefangen werden. Die Anzahl der gefangenen Atome variiert dabei entsprechend der relativen Häufigkeit der Isotope.

Für das Erreichen einer maximalen Atomzahl wurden die Laserstrahlen der MOT entsprechend justiert. Dabei erreicht man den oben genannten Maximalwert, wenn die Strahlen nicht orthogonal zueinander justiert sind, sondern leicht von einem solchen Aufbau abweichen. Für eine orthogonale Justage liegen typische Atomzahlen in der MOT im Bereich von $10^7 - 10^8$ Atome und hängen recht empfindlich von der genauen Justage der Laserstrahlen sowie der Wahl der Parameter ab. Die Dichte im Fallenzentrum ist dabei höher und die Temperatur niedriger als bei der auf maximale Atomzahl justierten MOT. Für das Umladen in die optische Dipolfalle ist eine hohe Dichte und eine tiefe Temperatur gewünscht, so dass im Weiteren die Eigenschaften der orthogonal justieren magneto-optischen Falle untersucht werden.

Über die Fluoreszenzmessung kann das Lade- und Entladeverhalten der MOT-Population beobachtet werden. Entsprechende Signale sind in Abb. 4.6(a+b) dargestellt. Während der Messung ist das Laserlicht der MOT sowie das Magnetfeld die ganze Zeit eingeschaltet, der Startzeitpunkt des Ladens bzw. Entladens ist über den atomaren Fluss durch das Ein- bzw. Ausschalten des Zeemankühlerlichts gegeben. Aus der Anpassung der erwarteten Funktionen für das Lade- bzw. Entladeverhalten (Glg. 2.14 + 2.15) kann die Verlustrate $R_V = 1/\tau$ sowie die Laderate R_L bestimmt werden.

Für typische Werte entspricht die Ladezeit etwa $\tau = 20$ ms. Dies ist verglichen mit üblichen Ladezeiten in magneto-optischen Fallen von einigen Sekunden sehr kurz, und entspricht großen Verlusten mit einer Rate von $R_V = 50\text{s}^{-1}$. Um die Verlustmechanismen besser zu verstehen, wurden die Lade- bzw. Entladezeit jeweils gegen die Verstimmung bzw. die Intensität gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6(c+d) dargestellt. Zunächst ist festzuhalten, dass für gleiche Bedingungen Lade- und Haltezeit innerhalb der Messgenauigkeit übereinstimmen. Das zeigt, dass das Licht des Zeemankühlerstrahls, welcher bei der einen Messung ein und bei der anderen ausgeschaltet ist, auf der hier relevanten Zeitskala nicht zu wesentlichen Verlusten führt. Dies ist anders, wenn die magneto-optische Falle mit Licht bei 583 nm gebildet wird [71]. In dem Fall ist die Verlustrate bedeutend kleiner, und in solchen Experimenten ist ein signifikanter Einfluss des Zeemankühlerlichts auf die Verlustrate erkennbar.

Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Verlustrate sowohl von der Intensität als auch von der Verstimmung. Während die Verluste mit steigender Intensität größer werden, verringern sie sich für größere Verstimmungen. Eine Erklärung hierfür findet sich in einer von der Besetzung des angeregten Zustands f_{ex} abhängigen Verlustrate $f_{ex}R_1$ mit

$$f_{ex} = \frac{I/I_s}{2(1 + I/I_s + (2\Delta/\Gamma)^2)}. \quad (4.4)$$

In den Graphen sind die Daten der verschiedenen Lade- und Haltezeiten mit der Funktion $1/(f_{ex}R_1)$ mit der konstanten Verlustrate R_1 als freier Parameter angepasst. Für

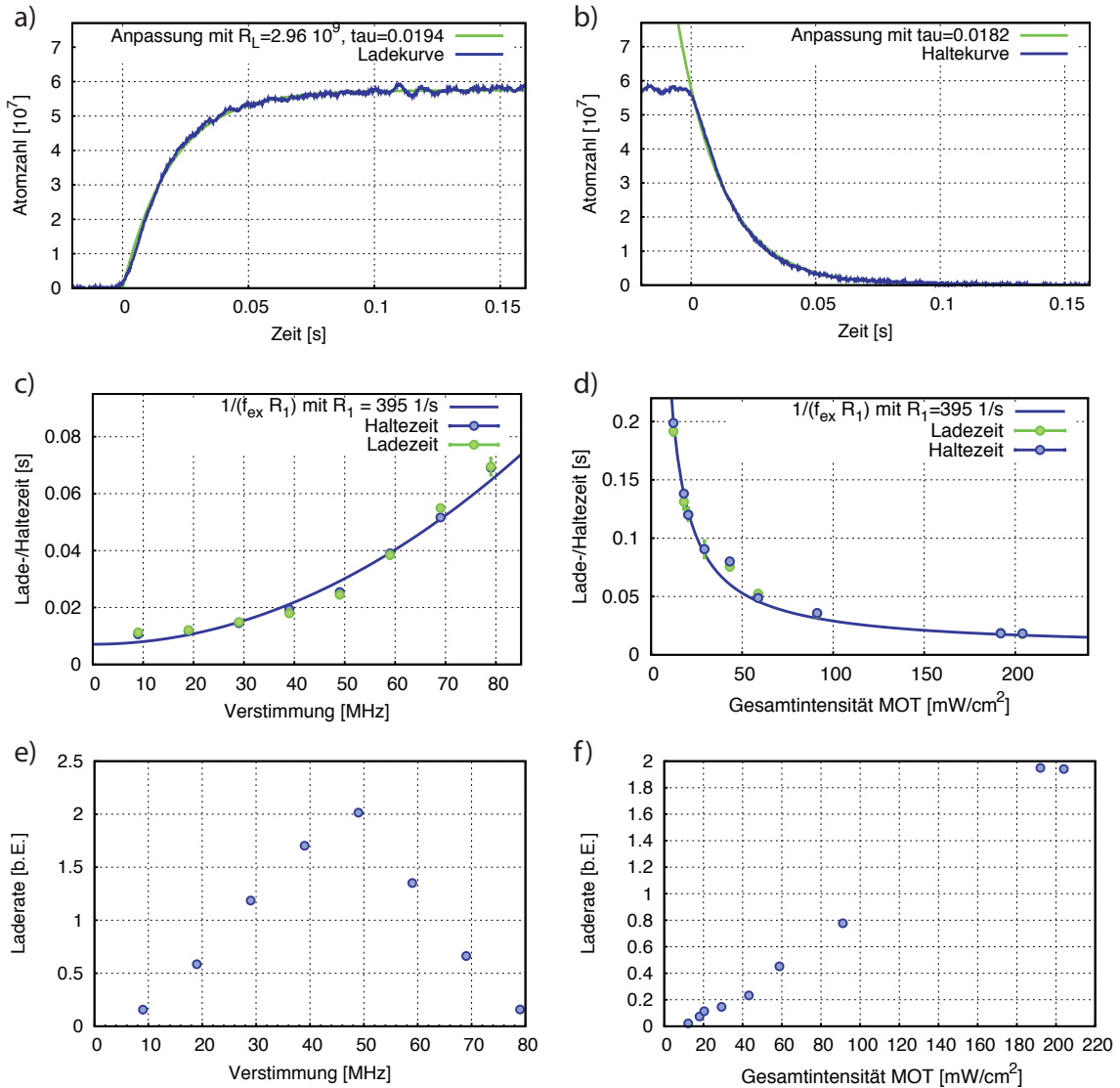


Abbildung 4.6.: Lade- (a) und Entladekurve (b) der magneto-optischen Falle für eine Verstimmung von $\delta = -39$ MHz und Gesamtintensität aller Laserstrahlen von $I = 192 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Die Lade- und Entladekurven sind über die Fluoreszenz der Atome gemessen. Das MOT-Magnetfeld und die MOT-Strahlen sind die ganze Zeit eingeschaltet. Der Startzeitpunkt des Ladens der MOT ist durch das Einschalten des Laserstrahl des Zeemankühlers gegeben, für die Entladekurve wird der Laserstrahl des Zeemankühlers ausgeschaltet. Aus einer Anpassung ist die $1/e$ Zeit ermittelt worden, welche in (c) gegen die Verstimmung bei konstanter Intensität $I = 150 \text{ mW}/\text{cm}^2$ und in (d) gegen die Intensität bei konstanter Verstimmung $\delta = -39$ MHz aufgetragen ist. Man erkennt man eine klare Abhängigkeit von der Sättigungsrate der Atome. Die Laderate wurde ebenfalls aus der Anpassung bestimmt und ist gegen die Verstimmung (e) und die Intensität (f) dargestellt.

$R_1 = 395(25) 1/s$ findet sich eine gute Übereinstimmung. Die Verlustrate R_1 kann optischem Dunkelpumpen zugeordnet werden. Wie in Abb. 2.6 dargestellt gibt es verschiedene Energiezustände unterhalb des angeregten Zustands, in welche dieser zerfallen kann. Die Atome in diesen Zuständen sind nun nicht mehr mit dem Licht der MOT resonant, so dass die Atome keine Kraft mehr erfahren und nicht mehr gefangen sind. Der Wert für die Verlustrate R_1 weicht von anderen Messungen ab [45], welche in Abschnitt 4.2.2 im Detail besprochen werden. Aus der guten Übereinstimmung mit den Messwerten lässt sich folgern, dass die Verluste von diesem Dunkelpumpprozess dominiert werden und andere Verluste wie Stöße mit dem Hintergrundgas oder Dreikörperverluste vernachlässigt werden können.

Ebenso wird die Laderate R_L aus der Anpassung an die Ladekurve bestimmt. In Abb. 4.6(e + f) ist die Laderate gegen die Verstimmung und die Intensität dargestellt. Es lässt sich ein linearer Anstieg der Laderate mit der Intensität erkennen. Dies entspricht einer größer werdenden Spontankraft, welche auch bei der maximal verfügbaren Intensität des MOT-Lichts noch nicht gesättigt ist. Auch mit der Verstimmung steigt die Laderate bis zu einem Wert von etwa $\Delta = -2\pi \times 50$ MHz, bevor sie wieder abnimmt. Mit einer größer werdenden Verstimmung steigt zunächst die Einfanggeschwindigkeit, bis aufgrund zu großer Verstimmung die Kraft für kleine Geschwindigkeiten zu klein wird und die Atome nicht mehr gefangen werden (vgl. Abschnitt 2.2).

Die maximal erreichte Laderate beträgt ca. $R_L = 10^{10}$ Atome/s. Dies ist etwa eine Größenordnung kleiner als der in im vorherigen Abschnitt bestimmte Fluss einfangbarer Atome. Mögliche Ursachen für diesen Unterschied sind ein nicht perfekter räumlicher Überlapp von Fluss und Fangvolumen oder eine kleinere Einfanggeschwindigkeit als angenommen.

Aus dem Quotienten von Lade- und Verlustrate ergibt sich die erwartete Gesamtzahl der in der Falle gefangenen Atome $N = R_L/R_V$ (vgl. Abschnitt 2.2). Diese hängt daher ebenfalls von der Intensität sowie der Verstimmung und dem Magnetfeldgradienten ab. In Abb. 4.7 ist der experimentell beobachtete Wert für die Atomzahl gegen die verschiedenen Parameter dargestellt. In (a-c) ist auch die Dichte der Atome aufgetragen, welche aus der mit der Absorptionaufnahme bestimmten räumlichen Verteilung (s. Kap. 3.5.2) ermittelt wurde. In Abb. 4.7 (a+b) ist die Abhängigkeit vom Magnetfeldgradienten dargestellt. Die Dichte steigt mit dem Gradienten, da dies einer größeren Rückstellkraft entspricht. Die Atomzahl steigt zunächst auch mit den Magnetfeldgradienten, da dies die Einfanggeschwindigkeit erhöht. Überschreitet der Gradient allerdings einen Schwellenwert, welcher von der Verstimmung abhängt, verkleinert sich das Einfangvolumen und die Atomzahl nimmt ab. Ähnlich stellt es sich bei der Messung gegen die Verstimmung dar (s. Abb. 4.7 (c)). Während für kleine Verstimmungen die Kraft groß ist, so dass große Dichten erreicht werden, vergrößert sich mit zunehmender Verstimmung das Einfangvolumen. Die maximale Atomzahl wird für eine Verstimmung von $\Delta \approx -45$ MHz erreicht. Schließlich zeigt sich in Abb. 4.7 (d) eine steigende Atomzahl mit zunehmender Intensität, wobei diese Zunahme sättigt. Dies entspricht dem Einfluss der Intensität auf die Kraft, welche sich auf die Einfanggeschwindigkeit auswirkt. Insgesamt fällt auf, dass die Maxima in der Atomzahl nicht mit den Maxima der Dichte zusammenfallen. Für das Umladen der Atome in die op-

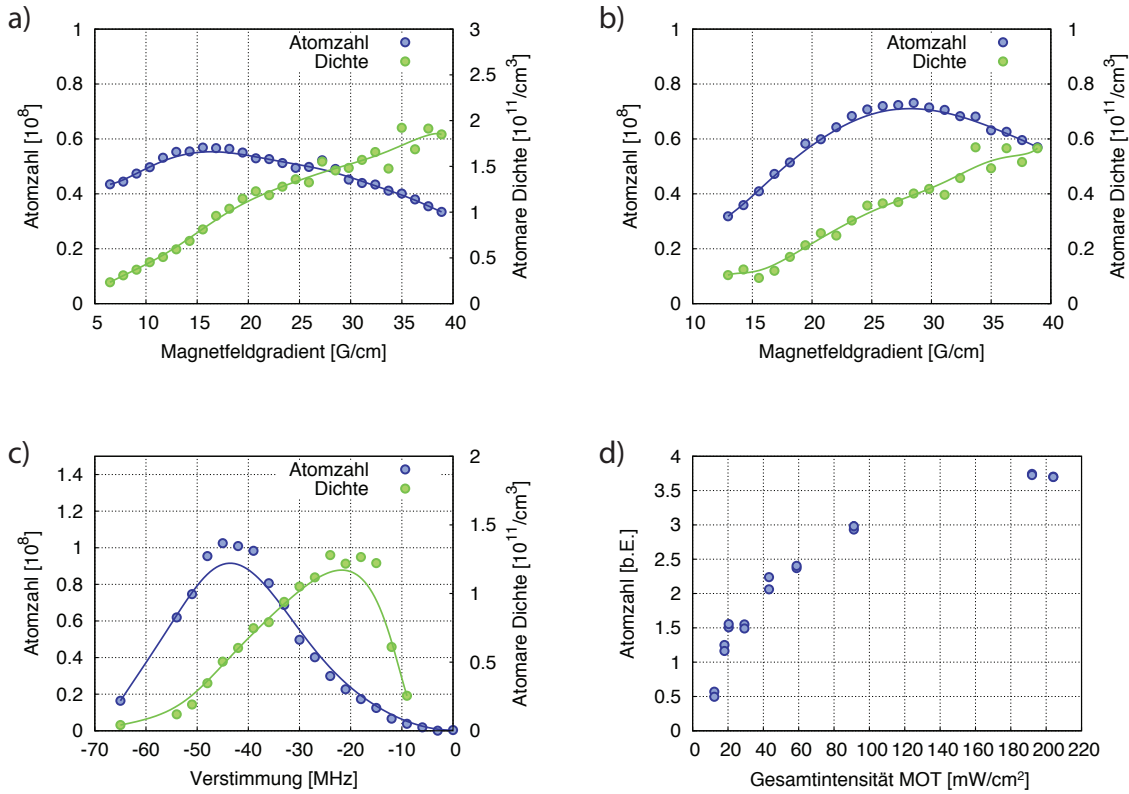


Abbildung 4.7.: In diesen Graphen ist die Atomzahl bzw. die Dichte der atomaren Wolke gegen verschiedene Parameter dargestellt. In a) + b) ist dies der Magnetfeldgradient bei konstanter Verstimmung von $\Delta = -2\pi \times 30$ MHz bzw. $\Delta = -2\pi \times 45$ MHz, in c) die Verstimmung bei konstantem Gradienten $dB/dz = 27,8$ G/cm und in d) die Intensität bei $\Delta = -2\pi \times 39$ MHz.

tische Dipolfalle werden die Parameter hinsichtlich maximaler Umladeeffizienz optimiert (Abschnitt 4.3.2).

Typische Dichten in der MOT liegen bei $(0,5 - 1,5) \times 10^{11}$ Atome/cm³. Die räumliche Ausdehnung liegt hier in der Größenordnung von 100 μm und kann nur für zwei Dimensionen gemessen werden. Zur Berechnung der Dichte wird hier für die dritte Dimension der Mittelwert der beiden gemessenen Ausdehnungen angenommen. Im folgenden Abschnitt zur Temperatur wird die räumliche Dichteverteilung genauer betrachtet.

4.2.1. Temperatur

Die Temperatur der Atome in der magneto-optischen Falle wird aus der thermischen Expansion der atomaren Wolke nach dem Ausschalten der Falle bestimmt. Dabei wird der beobachtete Radius der Wolke gegen die freie Flugzeit aufgetragen und aus einer Anpassung die Temperatur bestimmt. Genauer ist dies in Abschnitt 3.5.3 beschrieben. In Abb. 4.8 (a-c) sind exemplarisch Absorptionaufnahmen für drei verschiedene Flugzeiten darge-

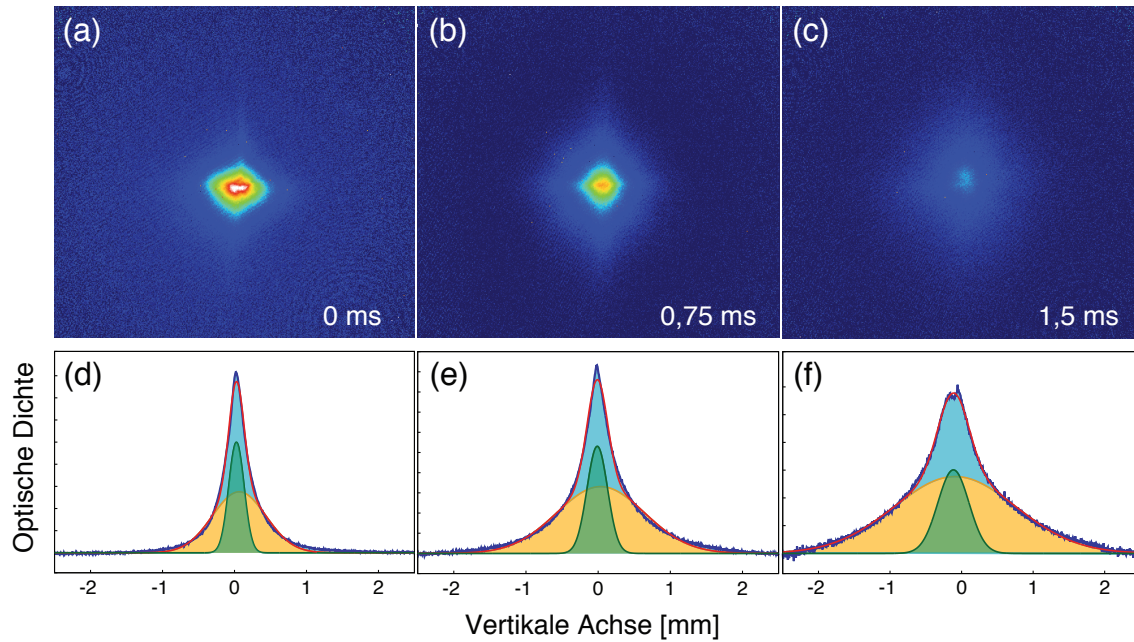


Abbildung 4.8.: In (a-c) sind drei Absorptionaufnahmen der magneto-optischen Falle für unterschiedliche Flugzeiten t_{TOF} dargestellt. Um die Expansion der atomaren Wolke zu bestimmen, wird die Verteilung der optischen Dichte gegen den Ort aufgetragen. In (d-f) ist dies exemplarisch für die vertikale Achse geschehen, wobei in horizontaler Richtung über einen Bereich von 0,25 mm um die Falle summiert wurde. Es zeigt sich eine Verteilung (blau), welche näherungsweise durch die Summe zweier Gaußkurven angepasst werden kann (rot). Eine der beiden Verteilungen hat eine kleinere Ausdehnung (grün) als die andere (gelb), und die Verteilung mit kleinerer Ausdehnung expandiert auch langsamer mit der Flugzeit, so dass ihr eine kleinere effektive Temperatur zugeordnet werden kann.

stellt. Zu jeder Aufnahme ist ein horizontaler bzw. vertikaler Schnitt angefertigt worden, um die Verteilung der Atome darzustellen. Für die drei Bilder sind die Schnitte in vertikaler Richtung in Abb. 4.8 (d-f) abgebildet. Üblicherweise erwartet man für die räumliche Verteilung der Atome in der MOT in etwa eine Gauß-Verteilung [49]. Die hier gemessene Verteilung lässt sich nicht gut mit einer einzelnen Gauß-Verteilung anpassen, eine aus der Summe zweier Gauß-Verteilungen gebildete Verteilungsfunktion beschreibt die Daten hingegen recht gut. Die Auswertung der Flugzeitaufnahmen ergibt unterschiedliche Expansionsgeschwindigkeiten für die beiden Verteilungen. Aus den Daten lässt sich somit schließen, dass sich die Geschwindigkeiten in der magneto-optischen Falle mit einer bimodalen Verteilung, mit zwei effektiven Temperaturen, beschreiben lassen.

In Abb. 4.9 (a+b) sind die beiden effektiven Temperaturen der MOT gegen die Verstimmung aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Doppler-Temperatur T_D , welche das Limit der Doppler-Kühlung darstellt und nach Glg. 2.5 auch von der Verstimmung abhängt. Für die in (a) skizzierte wärmere der beiden effektiven Temperaturen in der MOT sind die Werte deutlich oberhalb der Doppler-Temperatur im Bereich einiger mK, wobei die

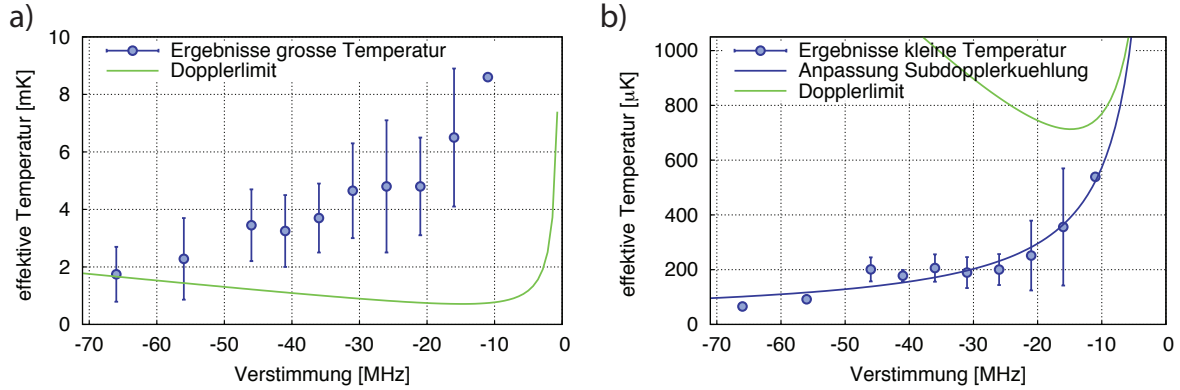


Abbildung 4.9.: Ergebnisse für die Temperatur in der MOT in Abhängigkeit der Verstimmung für die beiden Population. In (a) ist der wärmere Anteil dargestellt, und in (b) die Temperatur der kälteren Atome. In (a) sind die Temperaturen oberhalb der Doppler-Temperatur, während sie in (b) deutlich unterhalb der Doppler-Temperatur liegen. Für letztere ist das erwartete Temperaturverhalten für eine Subdopplerkühlung angepasst.

Temperatur sich mit ansteigender Verstimmung der Doppler-Temperatur nähert. Für den kühleren Anteil der Atome ist die effektive Temperatur etwa eine Größenordnung niedriger und befindet sich unterhalb der Doppler-Temperatur. Diese Daten sind mit Glg. 2.17 für die Temperatur der $\sigma_+\sigma_-$ -Subdopplerkühlung angepasst ($T_0 = 17(22) \mu\text{K}$, $C_{\sigma_+\sigma_-} = 0.26(3)$). Das Verhältnis der Atomzahlen zwischen den 'kälteren' und den 'wärmeren' Atomen hängt von der Gesamtzahl der Atome in der MOT ab, wobei der Anteil hochenergetischer Atome mit der gesamten Atomzahl steigt. Dieser Beobachtung folgend wurde von Berglund et al. für eine Atomzahl von etwa $10^4 - 2 \times 10^5$ lediglich Temperaturen im Subdoppler-Bereich gemessen [63], was sich mit diesem Bild für den Fall kleinerer Atomzahlen gut vereinbaren lässt.

Solch bimodale Verteilungen in der Flugzeitaufnahme wurden bereits in anderen Experimenten beobachtet (z.B. [112]). Eine mögliche Erklärung für zwei unterschiedliche effektive Temperaturen innerhalb einer magneto-optischen Falle ist das Zusammenbrechen der Subdopplerkühlung für zu große Felder, wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erklärt. Ein ähnliches Verhalten wurde auch für eine Dysprosium-MOT unter Verwendung des 421 nm-Kühlübergangs beobachtet [113, 114].

Für das Umladen in die optische Dipolfalle ist nur der kältere Anteil der Atome wichtig, da die thermische Energie $k_B T$ der wärmeren Atome größer bzw. gleich dem Dipolfallenpotential ist. Für typische Parameter liegt die Temperatur des kalten Anteils um $200 \mu\text{K}$. Die Dichte wurde wie oben beschrieben zu etwa 10^{11} Atome/ cm^3 bestimmt, so dass sich die Phasenraumdichte zu etwa $\rho = 8,6 \times 10^{-8}$ berechnen lässt.

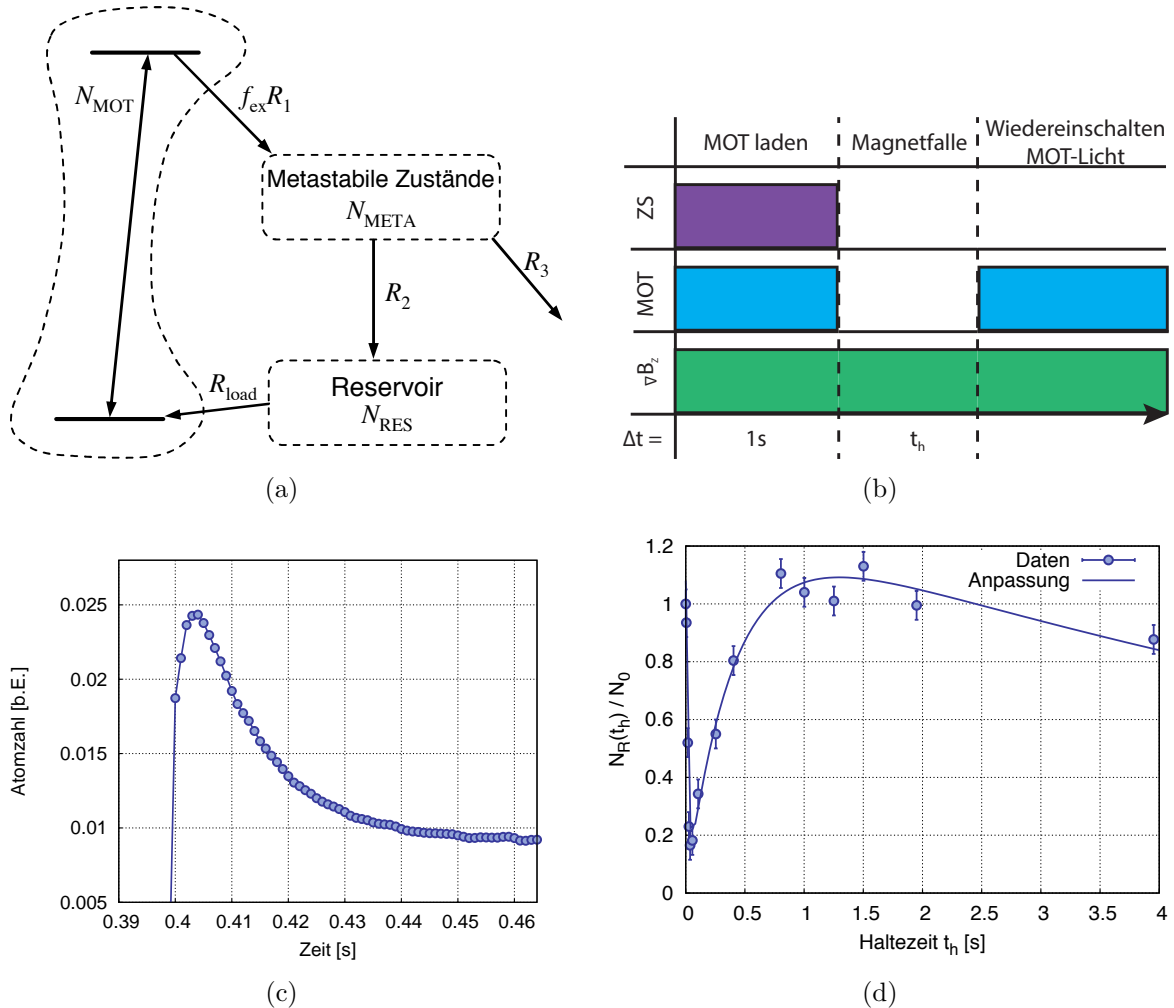


Abbildung 4.10.: (a) Modell für die magneto-optische Falle nach J.J. McClelland et. al. [45]. In der MOT gefangene Atome können aus dem angeregten Zustand des Kühlübergangs in metastabile angeregte Zustände übergehen, so dass diese keine Lichtkräfte mehr spüren. Sie können allerdings magnetisch gehalten werden. Gehen diese Zustände in den Grundzustand über können die Atome wieder in der MOT gefangen werden, ansonsten ist dieser Teil der Atome für den Kühlzyklus verloren. (b) zeigt den Messablauf für die in (c) und (d) gezeigten Daten. Nach dem Laden der MOT wird das Licht von Zeemankühler und MOT ausgeschaltet, lediglich das Magnetfeld bleibt eingeschaltet. Nach einer Zeit t_h wird das MOT-Licht wieder eingeschaltet und man beobachtet ein Fluoreszenzsignal der MOT wie in (c) für $t_h = 0,4\text{s}$ gezeigt. In (d) ist die so erreichte maximale MOT-Population gegen die Haltezeit t_h aufgetragen.

4.2.2. Modell 'Magnetisches Halten'

In der Veröffentlichung zur Erbium-MOT von J.J. McClelland et. al. wird ein Modell vorgestellt, welches einen Recycle-Mechanismus für die Verluste aus der MOT vorsieht [45]. In Abb. 4.10 (a) ist dies schematisch dargestellt. Ausgehend von den in der MOT gefangenen Atomen, N_{MOT} , ergibt sich eine Verlustrate $f_{\text{ex}}R_1$, wie bereits aus Kapitel 4.2 bekannt. Sie ist das Produkt vom Anteil der angeregten Atome f_{ex} mit der entsprechenden Verlustrate der angeregten Atome R_1 . Diese Verlustatome gehen in diverse angeregte Zustände über (s. Abb. 2.6), welche längere Lebensdauern haben und deswegen als metastabile Zustände bezeichnet werden. Aus den metastabilen Zuständen können die Atome wiederum mit einer Rate R_2 in den Grundzustand übergehen. Somit können sie wieder von der MOT gefangen werden (R_{load}), vorausgesetzt sie befinden sich noch im Fangvolumen der MOT. Aufgrund des starken magnetischen Moments von Erbium ist es möglich, die Atome magnetisch an dieser Position zu halten. Andererseits gibt es auch Atome, die aus den metastabilen Zuständen nicht in den Grundzustand übergehen oder nicht magnetisch gehalten werden. Diese sind dann für den Kühlzyklus verloren (R_3).

Um dieses Modell in diesem Experiment zu verifizieren, wurde eine entsprechende Messung aus der Veröffentlichung von J.J. McClelland et. al. in abgewandelter Form wiederholt. Wie in Abb. 4.10(b) schematisch dargestellt, wird nach anfänglichem Laden der magneto-optischen Falle das Licht des Zeemankühlers und der MOT ausgeschaltet, so dass nur noch das magnetische Feld eingeschaltet bleibt. Da ein Großteil der Atome nun nicht mehr gehalten werden, diffundieren sie aus dem Einfangbereich der MOT und nur die magnetisch gehaltenen Atome verbleiben. Nach einer Haltezeit t_h wird das MOT-Licht wieder eingeschaltet, was dazu führt dass die dann im Grundzustand befindlichen Atome erneut fluoreszieren. Das Fluoreszenzsignal der nun wieder in der MOT gefangenen Atome wurde detektiert, ein typisches Signal ist in Abb. 4.10(c) für eine Haltezeit von $t_h = 1,5$ s zu sehen. Die Falle wird sehr schnell aus dem Reservoir geladen und entlädt sich dann wieder. Aus der Amplitude des Signals wird die maximal wieder eingefangene Atomzahl $N_R(t_h)$ bestimmt, welche in Abb. 4.10(d) normiert auf die anfängliche Atomzahl gegen die Haltezeit t_h dargestellt ist.

Wie durch das Modell vorhergesagt bricht die Rate wiedereingefangener Atome für kurze Haltezeiten zunächst ein, da sich noch keine Atome im Reservoir befinden. Für längere Haltezeiten füllt sich das Reservoir aus den metastabilen Zuständen und die Anzahl der Atome in der MOT übersteigt sogar leicht den Wert der 'normal' geladenen Falle. Das Maximum ist bei Haltezeiten von ca. 1,5 s erreicht, danach fällt die Anzahl wiedereingefangener Atome wegen Verlusten aus der Magnetfalle wieder. Somit bestätigt diese Messung das magnetische Halten der Atome im Magnetfeld sowie das langsame Füllen des Reservoirs aus den metastabilen Zuständen. Das Modell von McClelland et al. erklärt hier die Ergebnisse auch für eine modifizierte Art und Weise der Messung sowie für deutlich größere Atomzahlen in der magneto-optischen Falle. Der gleiche Mechanismus tritt auch für eine MOT von Dysprosiumatomen bei einer Verwendung von Licht bei einer Wellenlänge von $\lambda = 421$ nm auf und wurde von Youn et al. mit einem ähnlichen Modell untersucht [115].

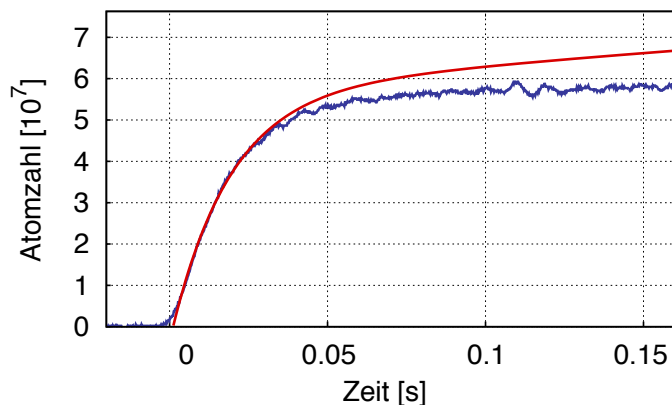


Abbildung 4.11.: Beobachtete Ladekurve (blau) aus Abb. 4.6(a) sowie Ladekurve entsprechend des Modells von McClelland et al. (rot) [45].

Andererseits erwartet man nach diesem Modell, dass für das Ladeverhalten der MOT zunächst ein rapider Anstieg durch den üblichen Fangprozess aus dem atomaren Fluss erfolgt, welcher für längere Zeiten übergehen sollte in einen flacheren Anstieg, verursacht durch die zurückgewonnenen Atome aus dem Reservoir. Entgegen der Erwartung kann der späte, langsame Anstieg wie in Abb. 4.11 gezeigt in den experimentellen Daten nicht nachgewiesen werden.

Ein mögliche Erklärung für diesen Widerspruch zu dem Modell liefert die Idee, dass das Licht der MOT und des Zeemankühlers die magnetisch gefangenen Atome stört, z.B. durch Licht-induzierte Verluste oder Zwei-Photon Ionisation. Bei der Messung zum magnetischen Halten ist das Licht ausgeschaltet, so dass die magnetisch gefangenen Atome nicht mit diesem wechselwirken können. Beim normalen Laden der MOT ist das Licht hingegen eingeschaltet und Wechselwirkung zwischen Licht und metastabilen Atomen wird möglich. Ein analoges Verhalten wurde auch für die Dysprosium MOT beobachtet [115]. Tatsächlich werden etwa 10 % mehr Atome in der MOT detektiert, wenn 2 ms vor der Detektion das Licht des Zeemankühlers ausgeschaltet wird.

4.3. Optische Dipolfalle und Verdampfungskühlung

In diesem Abschnitt werden Messungen und Ergebnisse zur optischen Dipolfalle beschrieben. Nach einer Berechnung des Potentials und der Fallenfrequenzen ist zunächst der Prozess des Umladens der Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle diskutiert. Anschließend sind die Charakteristika der in der Dipolfalle gefangenen Atome erläutert, bevor abschließend erste Messungen zur evaporativen Kühlung von Erbiumatomen in der Dipolfalle präsentiert werden.

4.3.1. Berechnung des Potentials und der Fallenfrequenzen

Vor dem Umladen der Erbiumatome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle wurde die erwartete Falltiefe sowie die erwarteten Fallenfrequenzen bestimmt. In Abschnitt 2.3.1 ist für das optische Potential eines fokussierten CO₂-Laserstrahls für Erbiumatome hergeleitet, dass dieses von der Leistung im Strahl P , dem Strahlradius im Fokus w_0 , der Rayleigh-Länge z_R sowie der statischen Polarisierbarkeit von Erbium α_{stat} abhängt (vgl. Glg. 2.41),

$$U(r,z) \simeq -U_0 \left\{ 1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right\}, \quad U_0 = \frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \frac{2P}{\pi w_0^2}. \quad (4.5)$$

Die Berechnung der statischen Polarisierbarkeit ist in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, in SI-Einheiten beträgt diese $\alpha_{\text{stat}} = 2,32 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$. Die Leistung und der Strahldurchmesser wurden experimentell bestimmt. Für die Leistung im Dipolfallenstrahl ergibt sich, gemessen vor dem Eintritt in die Vakuumkammer, ein Wert von 81(2) W. Da der Strahldurchmesser nicht innerhalb der Vakuumkammer bestimmt werden kann, wurde der Aufbau außerhalb der Kammer nachgebildet. Der nun zugängliche Fokus wurde durch präzises Durchfahren des Strahls mit einer Rasierklinge vermessen und so zu $w_0 = 28(3) \mu\text{m}$ bestimmt. Für die Rayleigh-Länge ergibt sich daraus $z_R = 232(47) \mu\text{m}$. Durch Einsetzen der Werte ergibt sich für die maximale Falltiefe ein Wert von $U_0 = k_B \times 2,1(5) \text{ mK}$. In Abschnitt 2.3.4 wurden Ausdrücke für die Fallenfrequenzen gefunden (Glg. 2.42 und 2.43), welche sich durch Einsetzen der genannten Messwerte bestimmen lassen. Für die radiale Richtung ergibt sich $\omega_R = 2\pi \times 3,6(9) \text{ kHz}$ und entlang der z-Achse $\omega_z = 2\pi \times 311(90) \text{ Hz}$.

4.3.2. Umladeprozedur

Die optische Dipolfalle ist eine konservative Falle und kann somit nur Atome festhalten, die, bildlich gesprochen, in die Falle hinein gelegt werden. Nach den vorausgegangenen Berechnungen wird ein zigarrenförmiges Fallenvolumen mit Radius von 28(3) μm und Länge $2 \times 232(47) \mu\text{m}$ bei einer Falltiefe von $U_0 = k_B \times 2,1(5) \text{ mK}$ erwartet.

Um die Atome aus der magneto-optischen Falle in die optische Dipolfalle umzuladen, müssen sie sich im Fallenvolumen befinden und eine Temperatur aufweisen die kleiner ist als die Falltiefe in entsprechenden Einheiten. In der MOT werden die Atome dafür präpariert. In vielen Experimenten unterscheidet man zwischen einer Ladephase und einer Umladephase der magneto-optischen Falle (z.B. [116]). Während zunächst die Parameter für eine maximale Atomzahl optimiert werden, wird anschließend die Dichte erhöht und die Temperatur abgesenkt und somit der Transfer in die Dipolfalle verbessert. Der Aufbau dieses Experiments erlaubt dafür die Änderung der Verstimmung sowie der Intensität der MOT-Strahlen. Der Magnetfeldgradient ist hingegen innerhalb der Lebensdauer der MOT von ca. 20 ms aufgrund der vergleichsweise hohen Schaltzeit der MOT-Spulen nicht veränderbar (vgl. Abschnitt 3.3.4).

In Abb. 4.12 ist der gesamte zeitliche Zyklus des Experiments dargestellt. Während der Transferphase wird die Verstimmung des MOT-Lichts weiter ins Rote verschoben. Dies

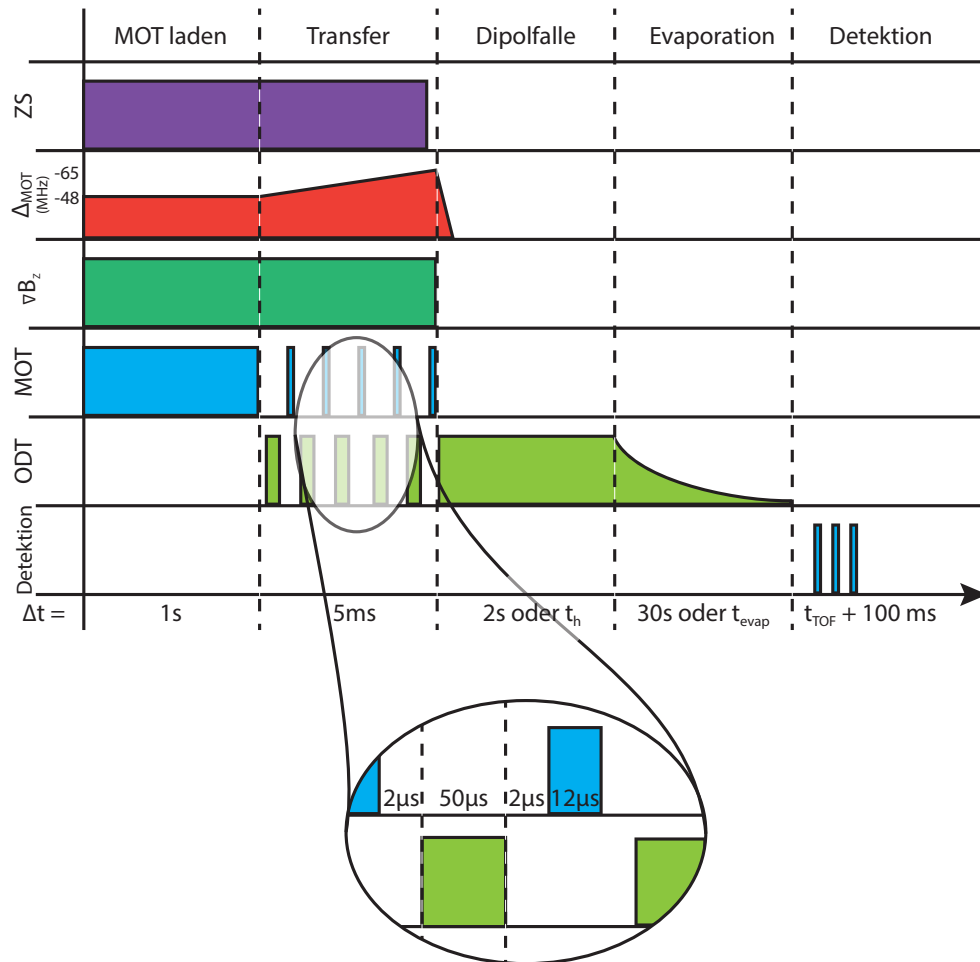


Abbildung 4.12.: Experimentzyklus. Zu Beginn wird die magneto-optische Falle geladen. Im Anschluss werden Atome in die Dipolfalle transferiert. Dabei wird die Frequenz der MOT-Strahlen weiter ins Rote verstimmt sowie schnell zwischen der magneto-optischen Falle sowie der Dipolfalle hin und her geschaltet. Nach einer Haltezeit in der Dipolfalle wird das Dipolfallenpotential abgesenkt, um die Atome evaporativ zu Kühlen. Abschließend werden die Atome mit der Absorptionaufnahme detektiert. Für die verschiedenen Messungen wird der Experimentzyklus variiert.

verringert die Temperatur in der MOT (vgl. Abb. 4.9) und vergrößert die Anzahl umgeladener Atome um wenige Prozent. Das Licht für den Zeemankühler wird 1 ms vor dem Ende der Transferphase ausgeschaltet. Die Anzahl der Atome in der Dipolfalle steigert sich so um etwa 10%. Wie im Abschnitt zum magnetischen Halten in der MOT (Abschnitt 4.2.2) beschrieben scheint das Licht des Zeemankühlers den Recycle-Mechanismus zu stören. Vermutlich können durch vorzeitiges Ausschalten des Lichts einige Atome über den Recycle-Mechanismus wieder gefangen werden.

Zusätzlich wird während der Transferphase zwischen dem Licht der magneto-optischen Falle und der Dipolfalle mit hoher Frequenz hin und her geschaltet [77]. Dies wird im Folgenden motiviert und beschrieben.

In anderen, mit unterschiedlichen atomaren Spezies und Dipolfallenlaserfrequenzen durchgeführten Experimenten war es möglich, die Dipolfalle zeitgleich mit der MOT zu betreiben [26, 116]. Dadurch werden nicht nur Atome, welche sich bereits im Überlappbereich befinden, transferiert, sondern auch Atome, die in die konservative Dipolfalle 'hineinfallen'. Die so beschleunigten Atome werden im Fallenzentrum durch optisches Kühlen wieder abgebremst und laufen daher nicht wieder aus dem Dipolfallenpotential heraus. An diesem Experiment konnten mit dieser Methode jedoch keine Atome in die optische Dipolfalle transferiert werden.

Zurückgeführt wird dies auf den hier signifikanten differentiellen AC-Stark Effekt, d.h. die relative Verschiebung der Energieniveaus von Grundzustand und angeregtem Zustand durch den fokussierten Dipolfallenstrahl (s. Abschnitt 2.3.1). Rücken die Energien beider Zustände näher zueinander, so wird die Frequenzverstimmung des eingestrahlichten MOT-Lichts kleiner bzw. ändert ihr Vorzeichen, so dass das Licht für die Atome innerhalb der Falle blauverstimmt ist. In diesem Fall werden die Atome im Fallenzentrum nicht abgebremst, sondern beschleunigt, so dass sie die Falle wieder verlassen.

Die differenzielle AC-Starkverschiebung war für den hier verwendeten blauen Erbium-übergang für das Fallenlicht eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 μm nicht bekannt und wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell untersucht. Dazu wurde die optische Dipolfalle geladen und die Atome nach einer Haltezeit von 100 ms mit der Absorptionsabbildung abgebildet, wobei die Frequenz des für die Absorptionaufnahme verwendeten Lichts variiert wurde. Wird das Licht der Dipolfalle vor der Aufnahme ausgeschaltet, ergibt sich für die abgebildete optische Dichte der Atome der Verlauf der natürlichen Linienbreite des Übergangs bei der unverschobenen atomaren Resonanzfrequenz. Dies ist in der dunkelblauen Kurve in Abb. 4.13(a) dargestellt. Die Linienbreite wurde hier zu $2\pi \times 28,1(1,5)$ MHz bestimmt, in guter Übereinstimmung mit dem Referenzwert $2\pi \times 29,7(5)$ MHz [117]. Für die weiteren Kurven in der Abbildung wurde das Licht der Dipolfalle nicht ausgeschaltet, sondern kurz vor der Aufnahme je nach Kurve auf unterschiedliche Intensitätswerte gestellt. Mit der Absorptionaufnahme wird so direkt der Einfluss der differentiellen AC-Stark Verschiebung des Dipolfallenlichts auf die atomare Resonanz gemessen.

Die Ergebnisse zeigen nicht nur eine Verschiebung der Resonanz zu kleineren Frequenzen, sondern auch eine Verbreiterung der Resonanz. In Abb. 4.13(b) ist sowohl die Schwer-

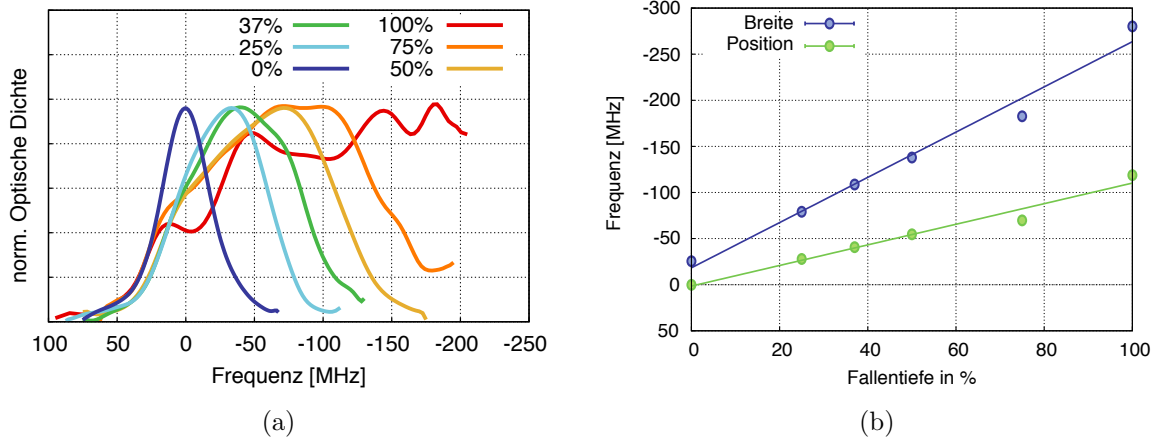


Abbildung 4.13.: Messung zum differentiellen AC-Stark Effekt: In (a) ist die aufsummierte und normierte optische Dichte aus der Absorptionaufnahme gegen die Verstimmung der Frequenz des Anblitzlichts in Gegenwart des optischen Dipolfallenpotentials für unterschiedliche Potentialtiefen aufgetragen, wobei die dargestellten Prozentzahlen die Potentialtiefe relativ zur maximal möglichen Falltiefe bezeichnen. Für eine übersichtliche Darstellung sind anstatt der Datenpunkte an die Daten angepasste geglättete Kurven dargestellt. Man erkennt eine Verschiebung sowie eine Verbreiterung der Resonanz. Über eine Anpassung wurden die Werte für die Position sowie die Breite der Resonanz bestimmt, welche in (b) gegen die Falltiefe aufgetragen sind. Es ergibt sich ein linearen Verlauf mit der Intensität.

punktposition der Resonanz als auch die Verbreiterung gegen die Intensität des Dipolfallenlichts dargestellt. Beide skalieren linear mit der Intensität, wie dies nach Glg. 2.36 für den AC-Stark Effekt erwartet wird. Die Verbreiterung der Resonanz kann der Besetzung verschiedener m_J -Zustände zugeschrieben werden. Nach Glg. 2.36 ist die AC-Stark Verschiebung von diesen abhängig, falls die Tensorpolarisierbarkeit $\text{Re}[\alpha_{\text{tens}}]$ bzw. die Vektorpolarisierbarkeit $\text{Re}[\alpha_{\text{vec}}]$ nicht wie für den Grundzustand verschwinden (s. Abschnitt 2.3.3). Für den angeregten Zustand $[\text{Xe}] 4f^{12}(^3\text{H}_6) 6s6p(^1\text{P}_1)(6,1)_7$ kann dies angenommen werden, insbesondere da sich nahe der Energie des Zustands etliche weitere Energieniveaus befinden.

Die Ergebnisse erklären somit, wieso das Umladen der Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle nicht möglich ist, wenn beide Fallen gleichzeitig eingeschaltet sind, da das Licht der MOT für die Atome blauverstimmt erscheint. Effizientes Umladen in die Dipolfalle konnte ebenfalls nicht beobachtet werden für den Fall einer Anpassung der Kühllaserfrequenz, eine in einigen Experimenten verwandte Technik. Dies ist aufgrund der Aufspaltung der Resonanz verständlich.

Das alternierende Schalten zwischen den Fallen umgeht den Effekt der differentiellen AC-Stark Verschiebung, erlaubt aber dennoch ein Kühlen der Atome im Bereich der Dipolfalle. Für die Zeitdauer, für die das Dipolfallenpotential eingeschaltet ist, wirkt eine konservative

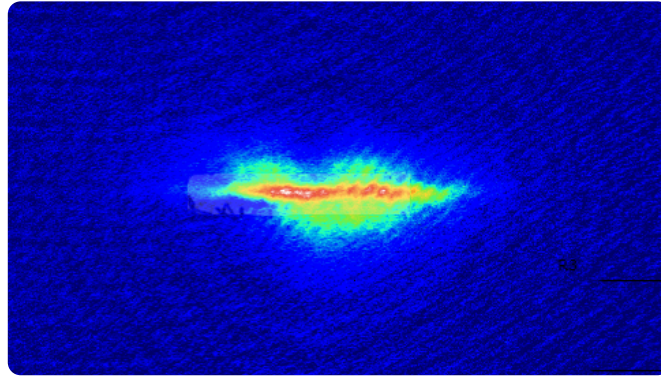


Abbildung 4.14.: Absorptionsaufnahme der atomaren Wolke direkt nach Beendigung der Transferphase.

Kraft in Richtung des Fallenzentrums auf die Atome. Das Einschalten des MOT-Lichts bremst diese Bewegung. Somit wandern die Atome langsam ins Fallenzentrum, ohne kinetische Energie aufzusammeln. In Abbildung 4.14 ist mit Hilfe der Absorptionsabbildung die räumliche Verteilung der Atome nach diesem Schalten gezeigt. Deutlich ist zu sehen, dass die Atome sich entlang des länglichen räumlichen Profils der Dipolfalle orientiert haben. Die Parameter dieses Schaltens, d.h. die Länge der jeweiligen Haltezeiten in den Fallen sowie der Pause dazwischen und die Gesamtdauer der Modulation, wurden auf maximalen Atomtransfer in die Dipolfalle optimiert. Es ergaben sich die in Abb. 4.12 aufgeführten Werte. Im Vergleich zu einfachem Ausschalten der magneto-optischen Falle und Einschalten der Dipolfalle kann die transferierte Atomzahl durch das alternierende Schalten um einen Faktor 2 gesteigert werden.

4.3.3. Charakteristika der optischen Dipolfalle

Mit der beschriebenen Prozedur können bis zu $8,0 \times 10^5$ Atome in die optische Dipolfalle transferiert werden, typische Werte liegen bei 6×10^5 Atomen. Eine Absorptionsaufnahme der Atome ist in Abb. 4.15(a) dargestellt. Daraus lässt sich die räumliche Ausdehnung anhand des $1/e^2$ -Radius bestimmen, typische Werte liegen bei $\sigma_r = 13 \mu\text{m}$ in radialer und $\sigma_z = 180 \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung. Die zentrale Dichte in der Falle beträgt somit bei $n_0 = 1,2 \times 10^{12}$ Atome/ cm^3 und ist etwa eine Größenordnung größer als in der magneto-optischen Falle. Über eine Flugzeit-Aufnahme (s. Abschnitt 3.5.3) wurde die Temperatur bestimmt. Typische Werte liegen hier um $T = 230 \mu\text{K}$. Eine genauere Betrachtung der Temperatur folgt im anschließenden Abschnitt 4.3.4 zur Verdampfungskühlung. Die Phasenraumdicke in der Dipolfalle nach dem Umladen lässt sich aus den typischen Werten für Dichte und Temperatur zu $\rho = 8,8 \times 10^{-7}$ berechnen.

Weiterhin wurden die Fallenfrequenzen der Dipolfalle bestimmt. Zur Messung der Fallenfrequenzen wurde die Methode der parametrischen Anregung gewählt, welche in Abschnitt 3.5.4 erläutert ist. Dabei wird die Potentialtiefe der Dipolfalle zeitlich für eine feste Zahl von

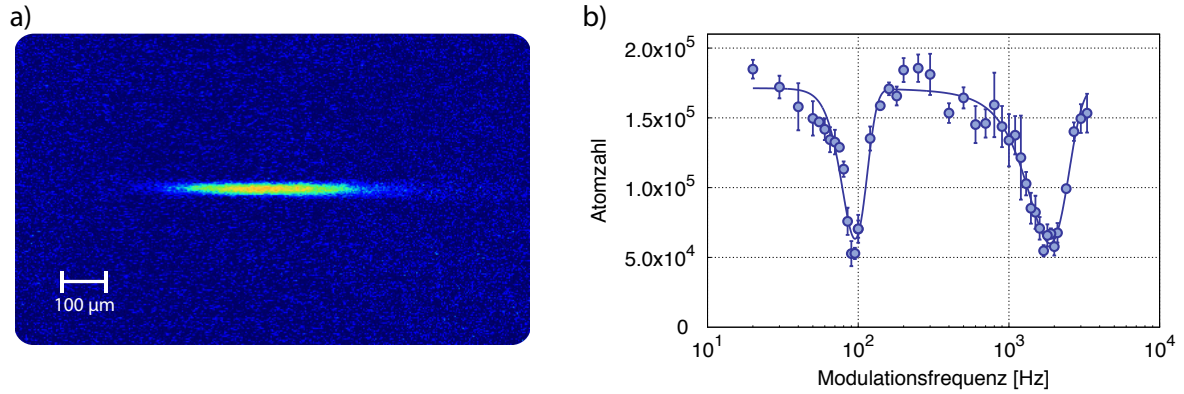


Abbildung 4.15.: In (a) ist eine Absorptionsspektrum der Atome in der optischen Dipolfalle gezeigt. In (b) ist das Ergebnis zur Messung der Fallenfrequenzen in der optischen Dipolfalle dargestellt. Durch die parametrische Modulation der Fallentiefe entstehen bei der doppelten Fallenfrequenz Verluste (s. Abschnitt 3.5.4). Aus der Anpassung mit zwei Lorentzkurven ergeben sich die Resonanzfrequenzen $2\omega_Z = 2\pi \times 95,2(1,7)$ Hz und $2\omega_R = 2\pi \times 1870(37)$ Hz.

Perioden moduliert, so dass die Atome durch parametrische Anregung kinetische Energie gewinnen und die Falle verlassen können. In diversen Experimentzyklen werden so die Verluste aus der Falle für verschiedene Modulationsfrequenzen untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 4.15(b) dargestellt. Zwei Resonanzen sind deutlich zu erkennen. Aus der Anpassung zweier Lorentzprofile an die beiden Resonanzen lassen sich deren Frequenzen bestimmen. Die Fallenfrequenzen ergeben sich aus der Hälfte der Resonanzfrequenzen (vgl. Abschnitt 3.5.4) zu $\omega_Z = 2\pi \times 47,6(9)$ Hz und $\omega_R = 2\pi \times 935(19)$ Hz, wobei die angegebenen Fehlergrenzen die statistischen Unsicherheiten widerspiegeln. Diese Werte weichen deutlich von den in Abschnitt 4.3.1 aus dem Strahldurchmesser und der der Leistung berechneten Fallenfrequenzen ab. Die Diskrepanz ist dabei zu groß, als dass die Abweichung durch einen Messfehler des Strahldurchmessers bzw. der Laserleistung begründet werden kann. Berechnet man aus den gemessenen Fallenfrequenzen die Fallentiefe, erhält man einen Wert von $U_0 = k_B \times 0,53(2)$ mK. Dies entspricht nur etwa der doppelten mittleren kinetischen Energie der Atome, so dass man für eine solche Fallentiefe eine starke natürliche Evaporation erwarten würde. Wie im nächsten Abschnitt beschrieben, wird eine solche starke Absenkung der Temperatur in der Falle nicht beobachtet. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung könnte in einer Deformation des Fallenpotentials durch Aufheizeffekte im akusto-optischen Deflektor liegen, welche dann die harmonische Näherung für das Dipolfallenpotential nicht zulassen würde. Im weiteren Verlauf wird daher mit der aus dem gemessenen Strahldurchmesser bestimmten Fallentiefe gerechnet.

Um die Phasenraumdicke weiter abzusenken, wird die Methode der Verdampfungskühlung eingesetzt. Erste Messungen dazu sind im folgenden Abschnitt beschrieben. Als Vorarbeit dazu wurde die Haltezeit der Atome in der Dipolfalle bestimmt. Da die Evaporationszeit

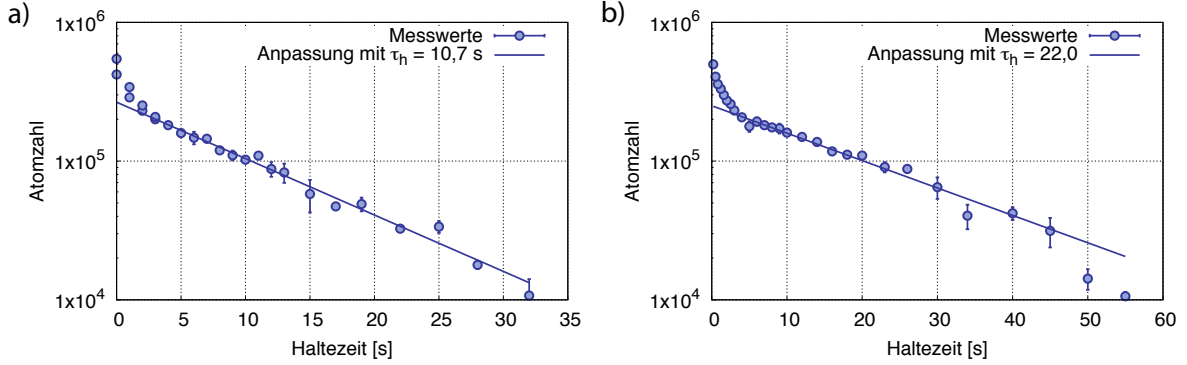


Abbildung 4.16.: Atomzahl in der optischen Dipolfalle für verschiedene Haltezeiten. In beiden Kurven wurde die charakteristische Lebensdauer t_{ld} aus der Anpassung mit einem exponentiellem Zerfall bestimmt. In (a) beträgt die Lebensdauer $t_{ld} = 10,7\text{ s}$, nach einer Verbesserung der Abschirmung vom Streulicht konnte wie in (b) gezeigt der Wert auf $t_{ld} = 22,0\text{ s}$ gesteigert werden. Für kurze Haltezeiten weichen die Daten von der Kurve ab, da hier zusätzliche Verluste auftreten.

typischerweise im Bereich von einigen Sekunden bis zu einer halben Minute liegt, sollte die Lebensdauer diese überschreiten.

Bestimmt wurde die Lebensdauer, indem die in der Dipolfalle verbliebene Atomzahl gegen die Haltezeit gemessen wird. Die Lebensdauer ergibt sich dann aus einer Anpassung der Funktion $N(t) = N_0 \exp[-t/\tau_{ld}]$. Eine erste Messung der Lebensdauer ergab einen Wert von etwa 7 s. Durch das Schließen der Ofenblende sowie durch mechanisches Verschießen der optischen Wege konnte die Lebensdauer auf 10,7 s gesteigert werden, wie in Abb. 4.16(a) gezeigt. Schließlich wurde der gesamte optische Aufbau mit einem Kasten aus schwarzem Troidur verkleidet und auch kleine Lücken für Kabeldurchführungen usw. sorgsam verschlossen, um soweit möglich sämtliches resonantes Streulicht zu unterdrücken. Die Haltezeitmessung hierzu ist in Abb. 4.16(b) zu sehen und ergibt $t_{ld} = 22,0\text{ s}$ bei einem Druck in der Hauptkammer von $2,0 \times 10^{-10}\text{ mbar}$. In beiden Kurven beschreibt die exponentielle Anpassung, entsprechend einer Gerade in der halblogarithmischen Darstellung, die Messwerte gut für lange Zeiten, lediglich für kurze Zeiten weichen die Messwerte ab. Diese Abweichung wird anderen Verlustmechanismen wie z.B. der natürlichen Evaporation zugerechnet, welche im folgenden Abschnitt genauer betrachtet ist.

Ist die Speicherzeit der Atome lediglich durch Stöße mit dem Hintergrundgas bestimmt, so ergibt sie sich aus der Dichte des Hintergrundgases n_{HG} , der mittleren Geschwindigkeit des Hintergrundgases \bar{v}_{HG} sowie der Streurate mit dem Hintergrundgas σ_{HG} gemäß $1/\tau_{ld} = n_{HG}\bar{v}_{HG}\sigma_{HG}$. Die Zusammensetzung des Hintergrundgases sowie die entsprechenden Streuquerschnitte mit Erbium sind nicht bekannt. Da aber die Dichte proportional zum Druck des Hintergrundgases p_{HG} ist, folgt $1/\tau_{ld} = \kappa/p_{HG}$ mit der Konstanten κ . In einer späteren Messung wurde bei einem Druck von $p_{HG} = 2,2 \times 10^{-9}\text{ mbar}$ eine Lebensdauer in der Falle von $\tau_{ld} = 1,53\text{ s}$ gemessen. Durch die starke Zunahme der Verluste kann angenommen werden, dass hier weitere Verlustprozesse vernachlässigt werden können. Über die

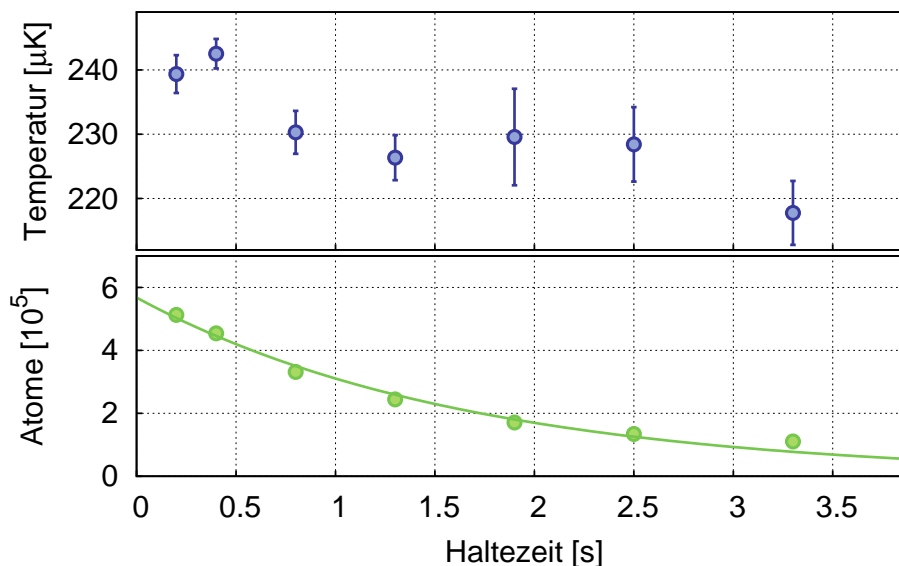


Abbildung 4.17.: Messung der Temperatur (oben) und der Atomzahl (unten) gegen die Haltezeit in der Dipolfalle im Bereich kleiner Haltezeiten. Nach einer Haltezeit von $t_h = 3$ s sind etwa 80% der Atome aus der Dipolfalle entwichen, während die Temperatur lediglich um ca. 10% gesunken ist. Die Anzahl der Atome wurde mit einer exponentiellen Zerfallskurve mit $\tau = 1,7$ s angepasst.

Berechnung der Proportionalitätskonstanten lässt sich somit ein Zusammenhang zwischen Druck und Lebensdauer herstellen, und für den Druck in der Kammer von $2,0 \times 10^{-10}$ mbar wird so eine Zeit von $\tau_d = 17,7$ s erwartet. Dies liegt in der Größenordnung des gemessenen Werts, und es lässt sich folgern dass die Lebensdauer in der Dipolfalle bei der in Abb. 4.16(b) gezeigten Messung ausschließlich durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt ist.

4.3.4. Verdampfungskühlung

Auf dem Weg zu möglichst großen Phasenraumdichten sollen die in der optischen Dipolfalle gefangenen Erbiumatome evaporativ gekühlt werden, wie in Abschnitt 2.3.5 beschrieben. Erste vorbereitende Messungen zur Evaporation von Erbiumatomen sind hier zusammengefasst.

Zunächst wird die bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnte natürliche Evaporation betrachtet. Dazu wurde die Temperatur der Atome in der optischen Dipolfalle nach verschiedenen Haltezeiten gemessen, über einen Bereich kürzer Zeiten als in Abb. 4.16. Die Ergebnisse, in Abb. 4.17 dargestellt, zeigen eine kleine Abnahme der Temperatur von etwa $240 \mu\text{K}$ auf $220 \mu\text{K}$ innerhalb einer Haltezeit von $3,3$ s. Währenddessen nimmt die Atomzahl in der Dipolfalle stark ab, wie im unteren Teil der Abbildung zu erkennen. Der große Verlust an Atomen unter einer nur kleinen Änderung der Temperatur bedeutet, dass die Energie der jeweiligen Verlustatome E_V bereits nah an der Falltiefe U_0 liegen muss, so

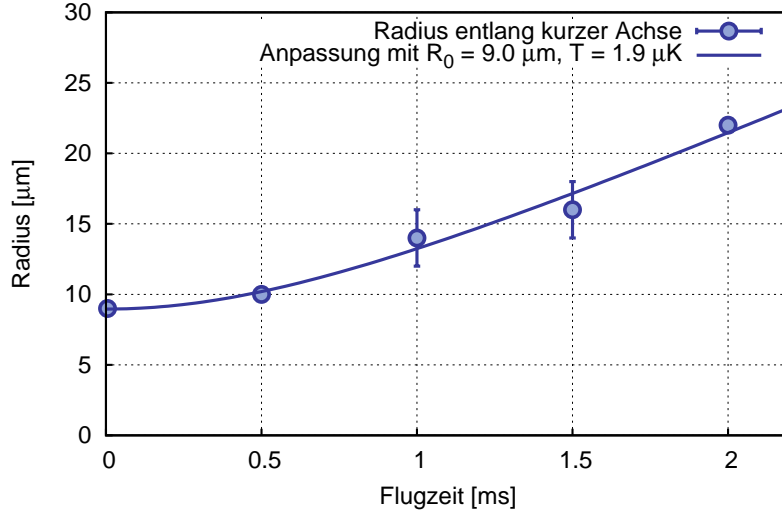


Abbildung 4.18.: Flugzeitaufnahme nach der Evaporation ($\eta = 6$, $\gamma = 70,41/\text{s}$, $U_{\text{evap}} = 3,3 U_0$, $t_{\text{evap}} = 30 \text{ s}$ zur Bestimmung der Temperatur. Die Temperatur von $T = 1,9(2) \mu\text{K}$ ist die niedrigste erreichte Temperatur. Die Atomzahl beträgt etwa $N = 1.21(5) \times 10^4$.

dass die dem Ensemble pro Atom entzogene Energie $E_V - U_0$ gering ist. Möglicherweise sind dies Atome, welche zum hochenergetischen Teil der Geschwindigkeitsverteilung in der magneto-optischen Falle gehören und deren Energie im Bereich der Fallentiefe liegt. Die Fallentiefe wurde zu $U_0 = k_B \times 2,1(5) \text{ mK}$ bestimmt, so dass der das Verhältnis von Fallentiefe zur thermischen Energie angegebende Abschneideparameter im Bereich von $\eta \approx 10$ liegt.

Weiterhin wurden Messungen zur erzwungenen Evaporation durchgeführt, siehe Abschnitt 2.3.5. Dazu wurden die Atome in die Dipolfalle geladen und dort 2 s gehalten, so dass das Atomensemble zunächst natürlich evaporieren kann, bevor die forcierte Evaporationsrampe beginnt, wie in Abb. 4.12 dargestellt. Dabei wird das Fallenpotential durch das Absenken der optischen Leistung kontrolliert herabgesetzt, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben. Die Potentialtiefe folgt der Funktion aus Glg. 2.47, welche sich für einen konstanten Abschneideparameter η ergibt. Die freien Parameter der Funktion sind η sowie die Streurrate der Atome zu Beginn der Evaporation γ_0 . Aus dem gewählten Ziel der Fallentiefe U_{evap} ergibt sich die Dauer der Evaporationsrampe t_{evap} .

Die Stoßrate ergibt sich aus der Atomzahl N , dem Streuquerschnitt σ , den Fallenfrequenzen ν_R bzw. ν_Z und der Temperatur zu $\gamma_0 = 4\pi N m \sigma \nu_R^2 \nu_Z / (k_B T)$ [118]. Für die Werte in der Dipolfalle $N = 6 \times 10^5$, $T = 220 \text{ mK}$, $\nu_R = 935 \text{ Hz}$ $\nu_Z = 48 \text{ Hz}$ und dem Stoßquerschnitt $\sigma = 8\pi a^2$ mit $a \approx 180 a_0$ [119] für S-Wellenstreuung kann die Stoßrate in der Dipolfalle zu $\gamma_0 \approx 70 \text{ Hz}$ abgeschätzt werden.

Letztendlich wurden die Parametern variiert und nach möglichst vielen Atomen bei möglichst kalten Temperaturen gesucht. Aus den Werten $\eta = 6$, $\gamma = 70,41/\text{s}$, $U_{\text{evap}} = 3,3 U_0$ ergibt sich eine Evaporationsrampe der Dauer $t_{\text{evap}} = 30 \text{ s}$, mit welcher eine atomare

Temperatur von $T = 1,9(2) \mu\text{K}$ am Ende der Rampe erreicht wurde. Die entsprechende Messung der Temperatur ist in Abb. 4.18 dargestellt. Die Atomzahl beträgt etwa $N = 1,21(5) \times 10^4$ Atome. Die Dichte lässt sich über den Virialsatz aus den Fallenfrequenzen bestimmen. Für diese Messung liegt zwar keine Fallenfrequenzmessung vor, stattdessen können die Fallenfrequenzen über die Proportionalität $\omega_{R/Z} \propto \sqrt{U}$ aus den zuvor bestimmten Fallenfrequenzen und den bekannten Verhältnis der Fallentiefen abgeschätzt werden. Aus den über den Strahldurchmesser bestimmten Fallenfrequenzen folgt für die Dichte nach der Evaporation $n = 5 \times 10^{12}$ Atome/cm² und für die Phasenraumdicke $\rho = 4,8 \times 10^{-3}$. Begrenzt wird die erreichte Phasenraumdicke durch die Zahl der in der Dipolfalle speicherbaren Atome (von typ. 6×10^5 , vgl. Abschnitt 4.3.3), welche die Startbedingungen der Verdampfungskühlung in der optischen Falle bestimmt. Die erreichte Phasenraumdicke für das Gas von Atomen seltener Erden in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle ist zurzeit weniger als 3 Größenordnungen von einem Bose-Einstein Kondensat entfernt.

5. Ausblick

In den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimenten ist es gelungen, ein ultrakaltes Gas von Erbiumatomen durch evaporative Kühlung in einer quasi-elektrostatischen optischen Dipolfalle, die durch das Licht eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10,6 μm gebildet wurde, zu erzeugen. Es konnten insgesamt $N = 1,21(5) \times 10^4$ Atome auf eine Temperatur von $T = 1,9(2) \mu\text{K}$ abgekühlt werden. Sie besaßen eine Dichte von $n = 5 \times 10^{12}$ Atome/cm³ und die erreichte Phasenraumdicke beträgt $\rho = 4,8 \times 10^{-3}$. Das Gas von Erbiumatomen besitzt eine Phasenraumdicke die damit 3 Größenordnungen oberhalb der einer üblichen magneto-optischen Falle liegt. Die Experimente stellen die erste Präparation eines Elements seltener Erden in einer quasi-elektrostatischen optischen Dipolfalle dar. Arbeiten anderer Arbeitsgruppen [26, 28] wurden mit vergleichsweise näherresonantem Licht im Wellenlängenbereich von (1-1,5) μm durchgeführt.

In zukünftigen Arbeiten könnte die Phasenraumdicke durch weitere Kühlung bis in den Bereich eines Bose-Einstein Kondensats für das Gas von Atomen seltener Erden gesteigert werden. Begrenzt wird die in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle erreichte Phasenraumdicke zurzeit durch die Startbedingungen der Evaporation in der optischen Dipolfalle. Mit der Verwendung eines zusätzlichen, getrennten Lasers auf dem vergleichsweise schmalbandigen Übergang (Linienbreite $\Gamma = 2\pi \times 190$ kHz) bei 583 nm zur Kühlung der Atome in der magneto-optischen Falle sollte sich gleichzeitig hohe Atomzahlen in der magneto-optischen Falle und tiefe Temperaturen im unteren μK -Bereich erreichen lassen [71]. Weiterhin sind für diesen Übergang keine Verluste durch Dunkelpumpen der Atome zu erwarten. Für die Zeemankühlung kann dann weiter der auch in den bisherigen Experimenten verwendete starke Kühlübergang des Erbiumatoms bei 401 nm verwendet werden. Erste Ergebnisse hierzu, die von J. Ullrich und D. Babik aus unserer Arbeitsgruppe erzielt wurden, ergeben eine Anzahl von $N = 2 \times 10^8$ Atomen in der magneto-optischen Falle bei einer Temperatur um $T = 20 \mu\text{K}$ und sind sehr ermutigend. Die Anzahl der in die quasi-elektrostatische Dipolfalle transferierten Atome sollte sich um nahezu eine Größenordnung steigern lassen, was aufgrund der dann höheren Dichte und entsprechend gesteigerten Stoßrate eine Verdampfungskühlung bis in den quantenentarteten Bereich erlauben sollte.

Die ungewöhnliche elektronische Struktur des Erbiumatoms im Vergleich zu den üblichen Alkaliatomen erlaubt dann neuartige Experimente zur Manipulation ultrakalter Quantengase mit weitverstimmttem Laserlicht. Interessant sind beispielsweise Experimente zur Erzeugung variabler optischer Gitter oder der Synthese starker künstlicher Magnetfelder mit Raman-Übergängen, was die Untersuchung des gebrochen-zahligen Quanten-Hall Effekts an einem atomaren System ermöglichen kann. Andere Perspektiven liegen in der Untersuchung neuartiger Quantenmaterie aufgrund der starken Dipol-Dipol Kopplung der kalten Erbiumatome.

A. Anhang

A.1. Elektronenkonfiguration von Erbium

Erbium hat die Ordnungszahl $Z = 68$ und entsprechend viele Elektronen. Die Elektronenkonfiguration von Erbium im Grundzustand ergibt sich nach dem Aufbauprinzip zu¹

$$(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6) 4f^{12} 6s^2,$$

wobei aufgrund der Madelung-Regel für das Auffüllen der Schalen mit steigender Elektronenanzahl die 6s-Schale vor der 4f-Schale gefüllt wird. Im Grundzustand sind somit alle Schalen bis auf die 4f-Schale komplett gefüllt. Im Englischen ist dies unter dem Begriff 'submerged-shell' bekannt, was sich vielleicht als 'abgetauchte Schale' übersetzen lässt. Die in Klammern geschriebenen Schalen bilden die Elektronenkonfiguration von Xenon und werden daher als [Xe] abgekürzt, so dass sich die Elektronenkonfiguration zu [Xe] $4f^{12} 6s^2$ ergibt. Die Elektronen in den gefüllten Schalen tragen nicht zum Gesamtdrehimpuls der Atome bei. In der 4f-Schale finden jedoch bis zu 14 Elektronen Platz, so dass für Erbium zwei Elektronen fehlen. Für die Elektronen in dieser Schale ist die Coulomb-Wechselwirkung untereinander groß im Vergleich zur Spin-Bahn-Wechselwirkung, so dass sich die Besetzung der Zustände durch die LS-Kopplung sowie den Hundschen Regeln beschreiben lässt. Die nicht besetzten Elektronenzustände haben die magnetischen Drehimpulsquantenzahlen $m_l = +2$ und $+3$ sowie jeweils $m_s = -1$ als magnetische Spinquantenzahl. Der Gesamtbahndrehimpuls ergibt sich zu $L = 5$ sowie der Gesamtspin zu $S = 1$, und der Gesamtdrehimpuls beträgt $J = 6$. Der Grundzustand lässt sich somit vollständig schreiben als²

$$[\text{Xe}] 4f^{12} 6s^2 {}^3\text{H}_6.$$

Angeregte Zustände haben andere Elektronenkonfigurationen. So wird beispielsweise bei der Absorption eines Photons mit $\lambda = 400,91$ nm ein Elektron aus der 6s-Schale in die 6p-Schale angeregt, die Besetzung der Schalen ergibt sich zu [Xe] $4f^{12} 6s6p$. Die Elektronen in den Schalen mit der Hauptquantenzahl $n = 6$ sind vergleichsweise weit vom Atomkern entfernt, sodass ihre Coulomb-Wechselwirkung mit den verbleibenden Elektronen klein wird. Daher wird in diesem Fall die LS-Kopplung unter den Elektronen dieser Schale separat zu den verbleibenden Elektronen berechnet. Die beiden Elektronen koppeln zu einem ${}^1\text{P}_1$

¹Die verwendete Notation stellt die einzelnen Elektronenschalen als nl^e dar, wobei n für die Hauptquantenzahl, l für die Nebenquantenzahl ($s = 0$, $p = 1$, $d = 2$, ...) und e für die Zahl der Elektronen in der jeweiligen Schale steht.

²Notation ${}^{2S+1}L_J$.

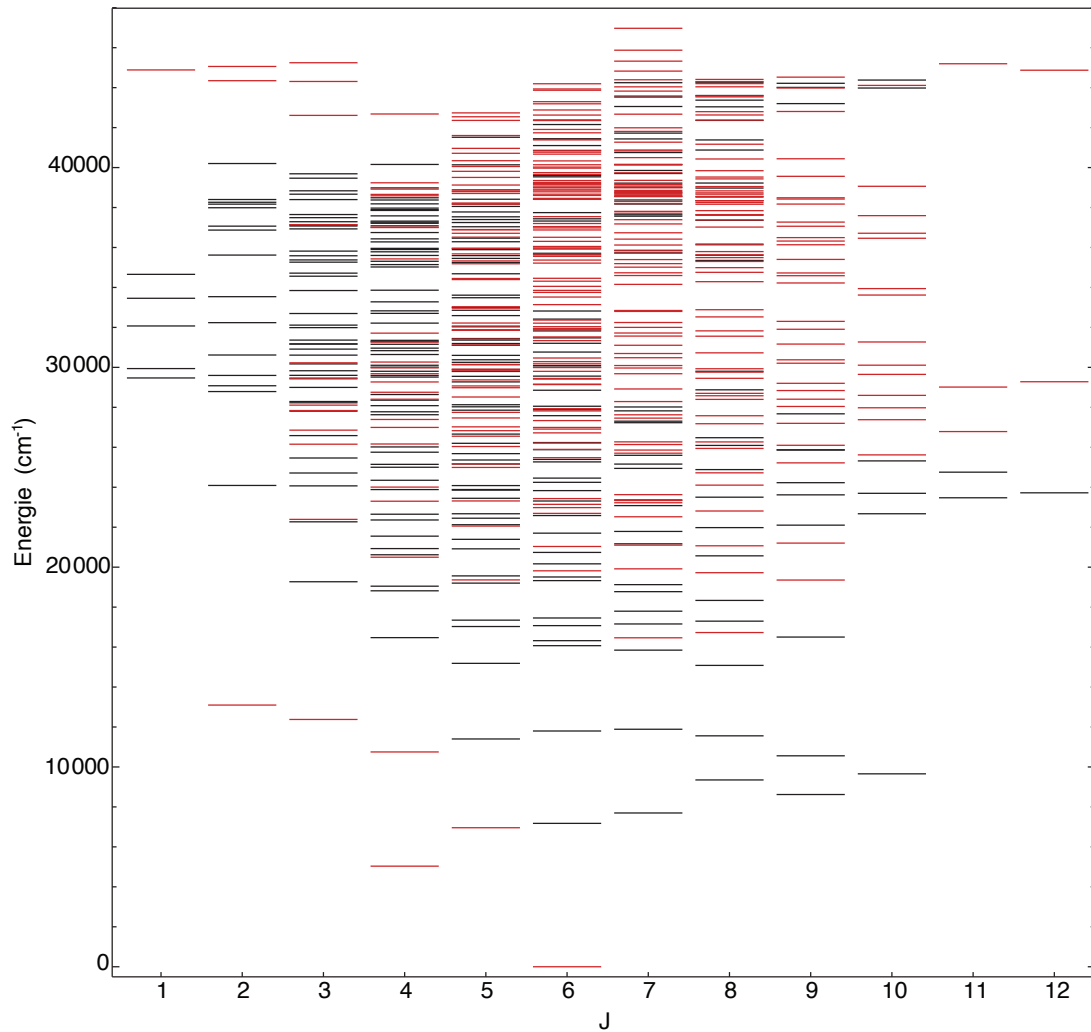
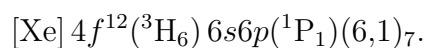


Abbildung A.1.: Komplettes Energieschema für Erbium. Zustände ungerader Parität sind schwarz und Zustände gerader Parität rot eingetragen. Daten aus [66].

Zustand, während sich in der 4f-Schale nichts getan hat und aus der LS-Kopplung der Zustand ${}^3\text{H}_6$ folgt. Somit existieren zwei Drehimpulse $J_1 = 6$ und $J_2 = 1$, welche nun durch JJ-Kopplung wechselwirken zu einem Zustand $(J_1, J_2)_J$. Der Gesamtdrehimpuls ergibt sich zu $J = 7$. In der vollen Notation sieht der angeregte Zustand wie folgt aus:



Insgesamt sind 670 elektronische Zustände bekannt, davon 312 mit ungerader und 358 mit gerader Parität. In Abb. A.2 sind diese dargestellt.

A.2. Dampfdruck

Der Dampfdruck von Erbium spielt für die Berechnung des Flusses aus dem Atomofen eine wichtige Rolle. Die Abhängigkeit der Temperatur kann durch die Antoine Gleichung

$$p(T) = 10^{\left(a - \frac{b}{c+T}\right)}$$

beschrieben werden. Eine Anpassung an die Daten ergibt $a = 10,63$, $b = 18457$ und $c = 253,7$.

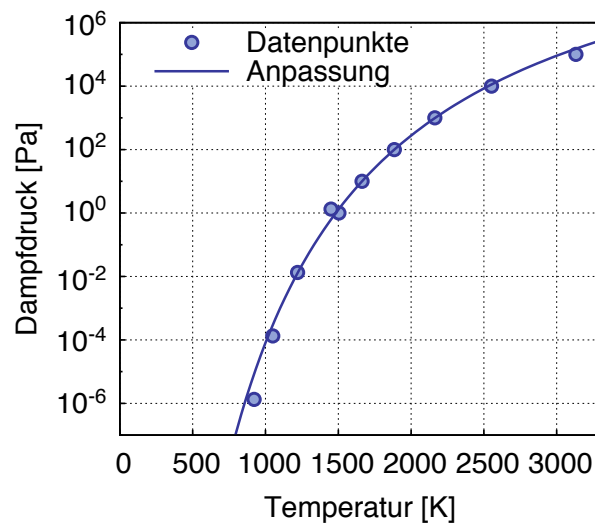


Abbildung A.2.: Dampfdruck von Erbium gegen die Temperatur in SI-Einheiten. Daten aus [120].

Literatur

- [1] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*, Sitzungsberichte der Preußischen Akad. der Wissenschaften (1924).
- [2] S. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Zeitschrift für Phys. **26**, 1 (1924).
- [3] M. H. Anderson *et al.*, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 5221 (1995).
- [4] C. C. Bradley *et al.*, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 9 (1995).
- [5] K. B. Davis *et al.*, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 22 (1995).
- [6] M. R. Andrews *et al.*, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, Science **275**, 5300 (1997).
- [7] G. Cennini *et al.*, *Interference of a variable number of coherent atomic sources*, Phys. Rev. A **72**, 5 (2005).
- [8] M. R. Matthews *et al.*, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 13 (1999).
- [9] E. P. Gross, *Structure of a quantized vortex in boson systems*, Nuovo Cim. Ser. 10 **20**, 3 (1961).
- [10] L. P. Pitaevskii, *Vortex Lines in an imperfect Bose gas*, Sov. Phys. JETP **13**, 2 (1961).
- [11] J. Klaers *et al.*, *Bose-Einstein condensation of photons in an optical microcavity*, Nature **468**, 7323 (2010).
- [12] R. Balili *et al.*, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap*, Science **316**, 1007 (2007).
- [13] M. Greiner *et al.*, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415** (2002).
- [14] M. B. Dahan *et al.*, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996).
- [15] T. Salger *et al.*, *Klein tunneling of a quasirelativistic Bose-Einstein condensate in an optical lattice*, Phys. Rev. Lett. **107**, 24 (2011).

- [16] C. Grossert *et al.*, *Experimental control of transport resonances in a coherent quantum rocking ratchet*, Nat. Commun. **7**, 10440 (2015).
- [17] T. Salger *et al.*, *Directed Transport of Atoms in a Hamiltonian Quantum Ratchet*, Science **326**, 5957 (2009).
- [18] B. DeMarco und D. S. Jin, *Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas*, Science **285**, 5434 (1999).
- [19] A. G. Truscott *et al.*, *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*, Science **291**, 5513 (2001).
- [20] F. Schreck *et al.*, *Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea*, Phys. Rev. Lett. **87**, 8 (2001).
- [21] S. Cornish *et al.*, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, Phys. Rev. Lett. **85**, 9 (2000).
- [22] M. W. Zwierlein *et al.*, *Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas*, Nature **435**, 7045 (2005).
- [23] A. Griesmaier *et al.*, *Bose-Einstein Condensation of Chromium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 16 (2005).
- [24] T. Lahaye *et al.*, *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*, Nature **448**, 7154 (2007).
- [25] T. Lahaye *et al.*, *d-Wave Collapse and Explosion of a Dipolar Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **101**, 8 (2008).
- [26] M. Lu *et al.*, *Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium*, Phys. Rev. Lett. **107**, 19 (2011).
- [27] M. Lu, N. Q. Burdick und B. L. Lev, *Quantum Degenerate Dipolar Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **108**, 21 (2012).
- [28] K. Aikawa *et al.*, *Bose-Einstein Condensation of Erbium*, Phys. Rev. Lett. **108**, 210401 (2012).
- [29] K. Aikawa *et al.*, *Reaching Fermi Degeneracy via Universal Dipolar Scattering*, Phys. Rev. Lett. **112**, 010404 (Jan. 2014).
- [30] A. Frisch *et al.*, *Quantum chaos in ultracold collisions of gas-phase erbium atoms*, Nature **507**, 7493 (2014).
- [31] K. Baumann *et al.*, *Observation of low-field Fano-Feshbach resonances in ultracold gases of dysprosium*, Phys. Rev. A **89**, 2 (Feb. 2014).
- [32] K. Aikawa *et al.*, *Observation of Fermi surface deformation in a dipolar quantum gas*, Science **345**, 6203 (2014).
- [33] A. Frisch *et al.*, *Ultracold Dipolar Molecules Composed of Strongly Magnetic Atoms*, Phys. Rev. Lett. **115**, 20 (2015).

-
- [34] S. Baier *et al.*, *Extended Bose-Hubbard Models with Ultracold Magnetic Atoms*, Science **352**, 6282 (2016).
- [35] Y.-J. Lin *et al.*, *Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms*, Nature **462**, 7273 (2009).
- [36] X. Cui *et al.*, *Synthetic gauge field with highly magnetic lanthanide atoms*, Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys. **88**, 011601 (2013).
- [37] S. Chu *et al.*, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1 (1985).
- [38] E. L. Raab *et al.*, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 23 (1987).
- [39] M. Kasevich *et al.*, *RF spectroscopy in an atomic fountain*, Phys. Rev. Lett. **63**, 6 (1989).
- [40] A. L. Migdall *et al.*, *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 24 (1985).
- [41] J. E. Bjorkholm *et al.*, *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **41**, 20 (1978).
- [42] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000).
- [43] W. Ketterle und N. V. Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37** (1996).
- [44] D. M. Stamper-Kurn *et al.*, *Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **80**, 10 (1998).
- [45] J. McClelland und J. Hanssen, *Laser Cooling without Repumping: A Magneto-Optical Trap for Erbium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **96**, 14 (2006).
- [46] C. B. Connolly *et al.*, *Large spin relaxation rates in trapped submerged-shell atoms*, Phys. Rev. A **81**, 010702 (2010).
- [47] W. Ketterle, *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Rev. Mod. Phys. **74**, October (2002).
- [48] C. Pethick und H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, 2008.
- [49] C. Adams und E. Riis, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Prog. Quant. Electr. **21**, 1 (1997).
- [50] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
- [51] T. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling Of Gases By Laser Radiation*, Opt. Commun. **13**, 1 (1975).
- [52] C. Doppler, *Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels*, Böhmisches Gesellschaft der Wissenschaften, Prag (1842).

- [53] A. Ashkin und J. P. Gordon, *Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem*, Opt. Lett. **8**, 10 (1983).
- [54] D. Sesko *et al.*, *Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap*, Phys. Rev. Lett. **63**, 9 (1989).
- [55] A. M. Steane, M. Chowdhury und C. J. Foot, *Radiation force in the magneto-optical trap*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 12 (1992).
- [56] A. Ashkin, *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 4 (1970).
- [57] P. D. Lett *et al.*, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2 (1988).
- [58] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 11 (1989).
- [59] M. Drewsen *et al.*, *Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap*, Appl. Phys. B **59** (1994).
- [60] M. Walhout *et al.*, *σ^+ - σ^- optical molasses in a longitudinal magnetic field*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 11 (1992).
- [61] M. Walhout, U. Sterr und S. Rolston, *Magnetic inhibition of polarization-gradient laser cooling in σ^+ - σ^- optical molasses*, Phys. Rev. A **54**, 3 (1996).
- [62] W. C. Martin, R. Zalubas und L. Hagan, *Atomic Energy Levels – The Rare-Earth Elements*, NSRDS-NBS, Washington, DC US Govt Print. Off. **60** (1978).
- [63] A. Berglund, S. Lee und J. McClelland, *Sub-Doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium*, Phys. Rev. A **76**, 5 (2007).
- [64] J. Emsley, *Nature's Building Blocks: An A-Z Guide to the Elements*, Oxford University Press, 2011.
- [65] J. R. de Laeter *et al.*, *Atomic Weights of the Elements: Review 2000*, Pure Appl. Chem. **75**, 6 (2003).
- [66] Y. Ralchenko *et al.*, *NIST atomic spectra database*, NIST (2011).
- [67] H. Ban *et al.*, *Laser cooling transitions in atomic erbium*, Opt. Express **13**, 8 (2005).
- [68] E. A. Den Hartog, J. P. Chisholm und J. E. Lawler, *Radiative lifetimes of neutral erbium*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **43**, 155004 (2010).
- [69] J. E. Lawler, J.-F. Wyart und E. A. Den Hartog, *Atomic transition probabilities of Er I*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **43**, 235001 (2010).
- [70] A. Berglund, J. Hanssen und J. McClelland, *Narrow-Line Magneto-Optical Cooling and Trapping of Strongly Magnetic Atoms*, Phys. Rev. Lett. **100**, 113002 (März 2008).

-
- [71] A. Frisch *et al.*, *Narrow-line magneto-optical trap for erbium*, Phys. Rev. A **85**, 5 (2012).
- [72] K. D. Bonin und V. V. Kresin, *Electric-Dipole Polarizabilities of Atoms, Molecules and Clusters*, World Scientific, 1997.
- [73] M. Lepers, J.-F. Wyart und O. Dulieu, *Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms*, Phys. Rev. A **89**, 022505 (2014).
- [74] T. Takekoshi, J. R. Yeh und R. J. Knize, *Quasi-electrostatic trap for neutral atoms*, Opt. Commun. **114** (1995).
- [75] C. Bolkart, *Erzeugung eines ultrakalten Gases fermionischer Kaliumatome im optischen Dipolfallenpotential*, Dissertation, Universität Bonn (2011).
- [76] P. Langhoff, S. Epstein und M. Karplus, *Aspects of Time-Dependent Perturbation Theory*, Rev. Mod. Phys. **44**, 3 (Juli 1972).
- [77] J. Miller, R. Cline und D. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. A **47**, 6 (1993).
- [78] C. S. Adams *et al.*, *Evaporative cooling in a crossed dipole trap*, Phys. Rev. Lett. **74**, 18 (1995).
- [79] S. Friebe *et al.*, *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*, Phys. Rev. A **57**, 1 (1998).
- [80] K. O'Hara *et al.*, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, Phys. Rev. A **64**, 5 (Okt. 2001).
- [81] C. Grossert, *Atomarer Transport und die Kontrolle von Transportresonanzen in optischen Gitterpotentialen*, Dissertation, Universität Bonn (2015).
- [82] S. Friebe, *Mikrofallen aus Licht zur Speicherung kalter Atome*, Dissertation, LMU München (1998).
- [83] A. Harder, *Setup and testing of an apparatus for cooling and trapping erbium atoms*, Masterarbeit, Universität Bonn (2014).
- [84] A. Frisch, *Dipolar Quantum Gases of Erbium*, Dissertation, Universität Innsbruck (2014).
- [85] J. Müller, B. Singh und N. Surplice, *The gettering action of evaporated films of titanium and erbium*, J. Phys. D Appl. Phys. **5** (1972).
- [86] N. F. Ramsey, *Thermal Atom Beams*, in *Atomic, Molecular and Optical Physics: Atoms and Molecules*, 1996.
- [87] J. A. Prybyla *et al.*, *Desorption induced by femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **64**, 13 (1990).
- [88] N. Ramsey, *Molecular Beams*, OUP Oxford, 1985.

- [89] P. Clausing, *Über die Strahlformung bei der Molekularströmung*, Zeitschrift für Phys. **66**, 471 (1931).
- [90] W. Martin, R. Zalubas und L. Hagan, *Atomic energy levels: The rare earth elements (the spectra of lanthanum, cerium, praseodymium, neodymium, promethium, samarium, europium, gadolinium, terbium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium, and lutetium)*, NSRDS-NBS 60 (1978).
- [91] B. Judd und I. Lindgren, *Theory of Zeeman Effect in the Ground Multiplets of Rare-Earth Atoms*, Phys. Rev. **122**, 6 (1961).
- [92] J. Conway und B. Wybourne, *Low-Lying Energy Levels of Lanthanide Atoms and Intermediate Coupling*, Phys. Rev. **130**, 6 (1963).
- [93] M. A. Joffe *et al.*, *Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 12 (1993).
- [94] J. Krieger, *Zeeman-Slower und Experimentsteuerung für das NaLi-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2008).
- [95] P. Cheiney *et al.*, *A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration.*, Rev. Sci. Instrum. **82**, 6 (2011).
- [96] C. J. Dedman *et al.*, *Optimum design and construction of a Zeeman slower for use with a magneto-optic trap*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 12 (2004).
- [97] M. Rehberger, *Ultracold Erbium Atoms in Far-Detuned Optical Traps - Construction of a Zeeman-Slower*, Masterarbeit, Universität Bonn (2013).
- [98] B. Klöter, *Lichtkräfte auf einen Indiumatomstrahl*, Dissertation, Universität Bonn (2007).
- [99] T. W. Hänsch und B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reference cavity*, Opt. Commun. **35**, 3 (1980).
- [100] L. Ricci *et al.*, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Commun. **117** (1005).
- [101] H. Brammer, *Aufbau eines frequenzstabilisierten Lasersystems zur optischen Kühlung von Erbiumatomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2010).
- [102] W. Demtröder, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken, Band 4*, 2004.
- [103] G. C. Bjorklund, *Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions.*, Opt. Lett. **5**, 1 (1980).
- [104] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, 2005.
- [105] G. C. Bjorklund *et al.*, *Frequency modulation (FM) spectroscopy*, Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem. **32**, 3 (1983).
- [106] H. Brammer *et al.*, *Doppler-free frequency-modulation spectroscopy of atomic erbium in a hollow-cathode discharge cell*, Appl. Phys. B **106**, 2 (2012).

-
- [107] T. Bergeman, G. Erez und H. J. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. A **35**, 4 (1987).
- [108] J. Ulitzsch, *Magneto-optische Falle für Erbiumatome*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2011).
- [109] A. Gatto, *Trapping fermionic potassium atoms in a quasi-electrostatic optical dipole potential*, Dissertation, Universität Bonn (2011).
- [110] B. Fröhlich *et al.*, *Two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps*, Rev. Sci. Instrum. **78** (2007).
- [111] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, Proc. Int. Sch. Phys. “Enrico Fermi” (1999).
- [112] M. Landini *et al.*, *Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms*, Phys. Rev. A **84**, 4 (2011).
- [113] M. Lu, *Quantum Bose and Fermi Gases of Dysprosium: Production and Initial Study*, Dissertation, Stanford University (2014).
- [114] S. H. Youn, M. Lu und B. L. Lev, *Anisotropic sub-Doppler laser cooling in dysprosium magneto-optical traps*, Phys. Rev. A **82**, 4 (2010).
- [115] S. H. Youn *et al.*, *Dysprosium magneto-optical traps*, Phys. Rev. A **82**, 4 (2010).
- [116] S. J. M. Kuppens *et al.*, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62**, 1 (2000).
- [117] A. Frisch *et al.*, *Hyperfine structure of laser-cooling transitions in fermionic erbium-167*, Phys. Rev. A **88** (2013).
- [118] S. R. Granade *et al.*, *All-optical production of a degenerate Fermi gas*, Phys. Rev. Lett. **88**, 12 (2002).
- [119] S. Baier, *An optical dipole trap for Erbium with tunable geometry*, Masterarbeit, Universität Innsbruck (2012).
- [120] D. E. Gray, *American institute of physics handbook*, 3rd ed., 4-298–4-300, McGraw-Hill New York (1972).