

# Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie

---

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

zur Erlangung des Grades

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

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Maic Zaiser,  
geboren am 29.01.1980 in Reutlingen

2010

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel

Koreferent: Prof. Dr. Jan Arlt

Tag der Promotion: 16. Juli 2010



## Zusammenfassung

Mit Hilfe atominterferometrischer Methoden werden heutzutage Messgeräte realisiert, die zu den genauesten für die Bestimmung der Fallbeschleunigung der Erde gehören. In diesen Gravimetern wird auf lasergekühlte atomare Ensembles zurückgegriffen, wobei deren Genauigkeit quadratisch mit der freien Fallzeit der Atomwolken wächst. Mit Hilfe quantenentarteter Gase kann diese Fallzeit und damit die maximale Auflösung des Gravimeters erhöht werden. Außerdem ermöglicht die sehr kleine Impulsverteilung des Materiewellenpakets eine Strahlteilung mit nahezu perfekter Effizienz, was zu einer deutlichen Verbesserung im Kontrast und somit der Sensitivität des Interferometers führt. Zusätzlich können aufgrund der verschwindenden Temperatur und der erhöhten Stabilität der Position der quantenentarteten Gase im Vergleich zu rein lasergekühlten Ensembles Fehlerquellen aufgrund der Corioliskraft und der nicht perfekten Wellenfronten der Raman-Strahlteiler reduziert und damit die Genauigkeit noch verbessert werden. Der simultane Betrieb und Vergleich zweier solcher Gravimeter mit Elementen unterschiedlicher Masse ermöglicht den Test des *Äquivalenzprinzips* auf der Quantenebene. Dieses Prinzip wird in der allgemeinen Relativitätstheorie vorausgesetzt und besagt, dass die träge und die schwere Masse eines Körpers äquivalent sind. Ein Test des Äquivalenzprinzips könnte ein Schlüssel zur Vereinigung von Quantenmechanik und allgemeiner Relativitätstheorie darstellen und ist deshalb von großem wissenschaftlichem Interesse.

Diese Dissertation beschreibt die Konzeption und den Aufbau eines Experiments zur Erzeugung quantenentarteter Gase der Elemente Rubidium und Kalium in einer optischen Dipolfalle. Diese Gase sollen in Zukunft für den Betrieb zweier atomarer Gravimeter verwendet werden, weshalb bei der Konzeption des experimentellen Aufbaus auf eine möglichst kurze Zykluszeit des Experiments geachtet wurde. Zur Realisierung der Gravimeter sollen stimulierte Raman-Übergänge zur kohärenten Manipulation der quantenentarteten Ensembles verwendet werden. Der experimentelle Aufbau besteht aus einer kompakten Vakuumkammer und einem modular aufgebauten Diodenlasersystem. Damit können die beiden Atomsorten in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D MOT) simultan gefangen werden, welche vom kalten Atomstrahl einer 2D MOT beladen wird. Das selbe Lasersystem kann nach Anpassung der entsprechenden Laserfrequenzen anschließend auch zur Anregung der stimulierten Raman-Übergänge verwendet werden, was einen sehr kompakten Aufbau des gesamten Lasersystems ermöglicht. Die Atome werden aus der 3D MOT ohne weitere Zwischenschritte in die aus einem einzelnen fokussierten Laserstrahl geformte Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm umgeladen. Mit Hilfe der erzwungenen Verdampfungskühlung durch kontinuierliche Reduktion der Leistung des Dipolfallenlasers wird anschließend die Phasenraumdichte des gefangenen atomaren Ensembles erhöht. Durch die Leistungsreduktion sinkt jedoch der ohnehin schon schwache Einschluss der Atome entlang der Achse des Dipolfallenstrahls und somit auch die Effizienz der Verdampfungskühlung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Fallenkonfiguration entwickelt, um diesem negativen Effekt entgegen zu wirken. Dazu wird ein Fallenpotential verwendet, das sich aus der Summe der Einzelstrahldipolfalle

und dem schwachen magnetischen Quadrupolfeld der 3D MOT zusammensetzt. Die Effizienz der Verdampfungskühlung konnte in dieser *schwachen Hybridfalle* im Vergleich zur Einzelstrahldipolfalle deutlich gesteigert werden und ermöglichte die weltweit erste Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer Dipolfalle dieser Wellenlänge.

Im Laufe dieser Arbeit wurde das Experiment konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen, sowie die optimale Beladung der Dipolfalle und deren Charakterisierung experimentell untersucht. Während dieser Untersuchungen konnte durch die Kombination von nahresonantem Kühlaserlicht und extrem fernverstimmttem Dipolfallenlaserfeld die optische Kühlung der in der Dipolfalle gefangenen Atome bis auf Temperaturen von  $\sim 2 \mu\text{K}$  beobachtet werden. Dies entspricht einer Reduktion um mindestens eine Größenordnung im Vergleich zu den bislang in ähnlichen Systemen durch einfache Polarisationsgradientenkühlung erreichten Temperaturen. Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zur erzwungenen Verdampfungskühlung der atomaren Gase in der Einzelstrahldipolfalle und der schwachen Hybridfalle, sowie die erste Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in diesem System werden ebenfalls detailliert vorgestellt. Mit diesen Arbeiten wurde der Grundstein zur ersten hochauflösenden Gravimetrie mit quantenentarteten Gasen und zur ersten differentiellen atomaren Gravimetrie als Voraussetzung für einen Test des Äquivalenzprinzips auf Quantenebene gelegt.

**Schlagwörter:** Atominterferometrie, quantenentartete atomare Gase, optische Dipolfallen

## Abstract

Today, atom interferometers provide one of the most sensitive devices for determining the Earth's gravitational acceleration. These gravimeters employ laser-cooled atomic ensembles and their accuracy scales with the square of the time of free fall of the atomic clouds. By using quantum degenerate gases, the time of free fall and thus the resolution of the gravimeter can be enhanced. For example, the very small momentum spread of the matter wave packet enables a beam splitting with almost perfect efficiency, which yields a big improvement in the contrast and hence the sensitivity of the interferometer. In addition, the vanishing temperature and improved position stability of the quantum degenerate gas, in comparison to purely laser-cooled ensembles, reduces systematic errors due to Coriolis forces and wavefront aberrations of the Raman beam splitters. By the simultaneous operation and comparison of two such gravimeters with two atomic species of different mass the *equivalence principle* can be tested in the quantum domain. This principle is a basic assumption in the framework of general relativity and states that the gravitational and accelerational mass of a body are equivalent. A test of the equivalence principle could be a key to the unification of quantum mechanics and general relativity, and is therefore of major scientific interest.

This thesis describes the conception and design of an experiment aiming for the creation of quantum degenerate gases of the two elements rubidium and potassium in an optical dipole trap. A short cycling time of the experiment was anticipated in the design of the experimental setup, as the quantum degenerate gases will in future be used as a source for two atomic gravimeters. Stimulated Raman transitions as a means of coherent manipulation of the quantum degenerate gases will be used as atom-optical elements for the realization of the gravimeters. The experimental setup comprises a compact vacuum chamber and a modularly designed diode laser system and allows for the simultaneous trapping of the two atomic species in a three-dimensional magneto-optical trap (3D MOT), which is loaded from the cold atomic beam of a 2D MOT. After adjusting the corresponding laser frequencies, the same laser system will also be used to excite the stimulated Raman transitions, ensuring a compact and transportable laser system. The atoms are directly transferred from the 3D MOT into a single beam optical dipole trap at a wavelength of 1960 nm without any further steps in between. The phase space density of the trapped atomic cloud is enhanced using forced evaporative cooling by continuously reducing the dipole trap laser power. However, this power reduction also leads to a decrease of the already weak confinement of the atoms along the axial direction of the trap and thus a decreasing efficiency of the forced evaporation. In the framework of this thesis, a new trap configuration was developed to counteract this reduction of the axial confinement of the atomic cloud. This new trap potential consists of the sum of the single beam dipole trap and the weak magnetic quadrupole field of the 3D MOT. The efficiency of evaporation could be increased significantly in this *weak hybrid trap* as compared to the single beam dipole trap and therefore enabled the first creation of a Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap of this wavelength.

In the course of this work, the experiment was designed, assembled, and put into operation. The optimal loading of the dipole trap and the characterization of the trap was investigated. The combination of the near-resonant cooling light and the very far-off-resonant dipole trap laser field led to the observation of temperatures in the dipole trap as low as  $\sim 2 \mu\text{K}$ . This value corresponds to at least an order of magnitude reduction with respect to the temperatures achieved so far in similar systems by means of simple polarization gradient cooling. The results achieved in this work concerning forced evaporation of the atomic gases in the single beam dipole trap and the weak hybrid trap, as well as the first creation of a Bose-Einstein condensate in this system will also be presented in detail. This work laid the foundation for the first precision gravimetry with quantum degenerate gases and the first differential gravimetry for a quantum test of the equivalence principle.

**Keywords:** atom interferometry, quantum degenerate atomic gases, optical dipole traps

# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Atominterferometrie</b>	<b>9</b>
2.1	Der Raman-Übergang als kohärenter Strahlteiler für Materiewellen .	9
2.2	Das atomare Gravimeter . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Der experimentelle Aufbau</b>	<b>17</b>
3.1	Vakuuapparatur und optischer Aufbau . . . . .	18
3.1.1	2D MOT-Kammer . . . . .	18
3.1.2	Experimentierkammer . . . . .	21
3.2	Das Lasersystem . . . . .	22
3.2.1	Die Referenz- und Detektionslasermodule . . . . .	25
3.2.2	Das Lasersystem zum Fangen von Rubidium . . . . .	27
3.2.3	Aufrüstung des Lasersystems zum Fangen von Kalium . . . .	33
3.2.4	Anregung stimulierter Raman-Übergänge für beide Spezies .	41
3.3	Absorptionsdetektion der atomaren Ensembles . . . . .	46
3.4	Die rechnergestützte Ansteuerung des Experiments . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Charakterisierung des atomaren Quellensystems</b>	<b>51</b>
4.1	Optimierung des 2D/3D MOT-Systems . . . . .	51
4.2	Temperaturen der Atomwolke in MOT und optischer Melasse . . . .	54
4.3	Methoden zur Erhöhung der Spitzendichte . . . . .	56
4.3.1	Motivation . . . . .	56
4.3.2	Temperaturbegrenzter Bereich . . . . .	58
4.3.3	Bereich der Mehrfachstreuung . . . . .	59
4.3.4	Das Zweikomponentenregime . . . . .	61
4.3.5	Kompression der Atomwolke in der magneto-optischen Falle	62
4.3.6	Die dunkle magneto-optische Falle . . . . .	63
4.3.7	Zuverlässige Detektion optisch dichter Ensembles mit vielen Atomen . . . . .	68



---

4.3.8	Experimentelle Realisierung . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Die optische Dipolfalle</b>	<b>73</b>
5.1	Dipolpotential und Dipolkraft . . . . .	76
5.1.1	Die Dynamische Polarisierbarkeit . . . . .	78
5.1.2	Spezifische Situation für Rubidium . . . . .	81
5.2	Experimentelle Realisierung der Dipolfalle . . . . .	84
5.3	Kalte Atome in der optischen Dipolfalle . . . . .	87
5.3.1	Der fokussierte Einzelstrahl . . . . .	87
5.3.2	Theoretische Berechnung der Fallenfrequenzen . . . . .	89
5.3.3	Experimentelle Bestimmung der Fallenfrequenzen . . . . .	90
5.4	Beladung der optischen Dipolfalle . . . . .	95
5.4.1	Einfluss der MOT-Parameter . . . . .	95
5.4.2	Einfluss der Dipolfallenparameter . . . . .	101
5.4.3	Einfluss der Beladedauer der MOT . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Verdampfungskühlung und Bose-Einstein-Kondensation</b>	<b>105</b>
6.1	Verdampfungskühlung in der Dipolfalle . . . . .	107
6.1.1	Verluste in der Dipolfalle . . . . .	109
6.1.2	Vergleich der Verdampfungskühlung in Magnetfallen und Di- polfallen . . . . .	110
6.1.3	Die Einzelstrahlfalle . . . . .	114
6.1.4	Die schwache Hybridfalle . . . . .	118
6.2	Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	123
6.2.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	123
6.2.2	Experimentelle Realisierung . . . . .	126
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>129</b>

---

# EINLEITUNG

Anfang des 20. Jahrhunderts haben die Entwicklung der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie [1, 2] und der Quantenmechanik die Physik revolutioniert, und damit unser Verständnis der Welt und diese selbst. Diese Theorien gehören zu den am besten getesteten physikalischen Theorien und konnten bis zum heutigen Tag nicht widerlegt werden [3, 4, 5]. Stattdessen haben sich aus der speziellen Relativitätstheorie und der Quantenmechanik sogar noch eine Fülle weiterer, spezialisierterer Theorien wie die Quantenfeldtheorie, die Quantenelektro- und Quantenchromodynamik entwickelt. Im Laufe des letzten Jahrhunderts führte die Weiterentwicklung dieser Theorien und deren experimentelle Umsetzungen zu solch wichtigen und prägenden Entdeckungen und Erfindungen wie dem LASER [6], der modernen Halbleiter- und Speichertechnologie und entscheidenden Entwicklungen in der Medizin-, Navigations- und Kommunikationstechnik, um nur einige zu nennen. Im Bereich der Grundlagenforschung entwickelte sich vor allem aus der Quantenmechanik und der Quantenfeldtheorie ein umfassendes *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* [7], mit dessen Hilfe bislang nahezu alle Experimente der Elementarteilchenphysik erfolgreich beschrieben und die Existenz bis dahin unbekannter Elementarteilchen vorhergesagt werden konnte. Zu den herausragendsten Errungenschaften des Standardmodells zählen sicher die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung und die Entwicklung der Quantenchromodynamik, einer kohärenten Theorie der starken Wechselwirkung und der schwereren Teilchen (Baryonen). Auch die Tatsache, dass all diesen Theorien der selbe mathematische Formalismus der *Yang-Mills-Eichtheorien* zugrunde liegt und dass sie alle vollständig auf dem mathematischen Konzept der Symmetrie beruhen, ist als ähnlich bedeutend einzustufen.

Doch das Standardmodell lässt auch viele grundlegende Fragen der modernen Physik unbeantwortet [8], darunter das Hierarchieproblem, die Masse von Neutrinos [9], die CP-Invarianz der starken Wechselwirkung [10, 11] oder der Ursprung

der sogenannten dunklen Materie und der dunklen Energie [12]. Außerdem ist die Gravitation als vierte fundamentale Wechselwirkung nicht im Standardmodell enthalten und es existiert bislang keine bekannte Möglichkeit, wie die im Standardmodell angewandte Quantenfeldtheorie auf die allgemeine Relativitätstheorie als metrische Theorie der gravitativen Wechselwirkung [13] angepasst werden kann. Das hat unter anderem zur Folge, dass bis heute kein zufriedenstellendes Modell zur Beschreibung der Vorgänge im frühen Universum besteht. Daher zielt das Bestreben der Physik auf die Entwicklung einer noch allgemeineren, übergeordneten selbstkonsistenten Theorie („*Grand Unified Theory*“, kurz GUT) hin, aus der Relativitätstheorie und Quantenmechanik als spezielle Grenzfälle hervorgehen [14]. Dabei ist jedoch zu beachten, dass bislang keine offensichtlichen experimentellen Probleme mit dem Standardmodell bestehen. Dies macht die Suche nach dem richtigen theoretischen Modell recht kompliziert, da nicht klar ist, an welchem Punkt das Standardmodell explizit versagt, wo also dieses übergeordnete Modell ansetzen soll. Die theoretischen Ansätze dazu sind deshalb bislang sehr vielfältig und verschieden, wobei die (Super)stringtheorie als ein Vertreter der Quantengravitation einen der vielversprechendsten Ansätze in dieser Richtung zu liefern scheint [15].

Trotz der großen Fülle an unterschiedlichsten Theorien haben diese zum großen Teil die Vorhersage der Verletzung einiger fundamentaler physikalischer Prinzipien gemein, die auch experimentell getestet werden können. Darunter fallen zum Beispiel der zeitliche Drift fundamentaler physikalischer Konstanten [16] und die Verletzung des Äquivalenzprinzips [4]. Das Äquivalenzprinzip wurde bereits vor etwa 400 Jahren von Galileo Galilei erstmals formuliert [17] und ist eine fundamentale Annahme im Rahmen der allgemeinen Relativitätstheorie [18]. Es besagt, dass die schwere Masse  $m_s$  und die träge Masse  $m_t$  eines Massenpunktes in dem Sinne äquivalent sind, dass alle Körper im gleichen Gravitationsfeld unabhängig von ihren anderen Eigenschaften wie chemische Zusammensetzung, Größe, Form und Ruheenergie im Vakuum bei Abwesenheit anderer Kräfte mit der gleichen Beschleunigung fallen. Dabei ist die schwere Masse für die Kopplung eines Körpers an ein externes Gravitationsfeld ausschlaggebend, wohingegen die träge Masse gemäß des zweiten Newtonschen Gesetzes die Beschleunigung eines Körpers durch eine extern an ihm angreifende Kraft bestimmt. Bei gleichem Anfangsort und gleicher Anfangsgeschwindigkeit durchlaufen alle Körper die selbe Trajektorie in der Raumzeit. Im einfachsten Fall, indem zwei unterschiedliche Testkörper in einem Gravitationsfeld fallen gelassen werden, erfahren beide Körper dieselbe Fallbeschleunigung, fallen also gleich schnell („*Universalität des freien Falls*“, kurz UFF).

Streng genommen bezeichnet diese Definition allerdings lediglich das *schwache* Äquivalenzprinzip und wurde von Einstein im Rahmen seiner allgemeinen Relativitätstheorie zum *Einsteinschen* Äquivalenzprinzip (EEP) erweitert. Dieses Prinzip besagt, dass A) das schwache Äquivalenzprinzip gilt und B) gleichzeitig das Ergebnis eines beliebigen, lokalen, nicht von der Gravitation beeinflussten Experiments (also zum Beispiel die Messung der elektrischen Kraft zwischen zwei

geladenen Testkörpern) unabhängig ist von der Geschwindigkeit des frei fallenden Bezugssystems, in dem es durchgeführt wird („Lokale Lorenz-Invarianz“, kurz LLI) und C) davon, wann und wo es im Universum durchgeführt wird („Lokale Positionsinvarianz“, kurz LPI). Ein Beobachter in einem geschlossenen Labor kann also ohne Information von außen durch kein *lokales Experiment*<sup>1</sup> feststellen, ob er sich in der Schwerelosigkeit fernab von Massen befindet oder im freien Fall nahe einer Masse.

Durch die experimentelle Überprüfung zum Beispiel dieses Äquivalenzprinzips können nun unterschiedliche, über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik hinausgehende Theorien verifiziert, falsifiziert oder zumindest ihr Parameterraum eingeschränkt werden. Dabei reicht es aus, lediglich das schwache Äquivalenzprinzip, beziehungsweise die Universalität des freien Falls zu überprüfen. Inzwischen wurden eine Vielzahl von Experimenten zur Überprüfung des schwachen Äquivalenzprinzips durchgeführt, wobei Torsionswaagen [19] und die Messung der Entfernung zwischen Erde und Mond mit Hilfe von Laserlicht („Lunar Laser Ranging“, kurz LLR) [20] die bisher genauesten Ergebnisse für eine mögliche Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips ergaben. Beide lieferten eine obere Grenze für die relative Differenz in den Beschleunigung  $a_1$  und  $a_2$  zweier Testkörper in einem Schwerfeld, den sogenannten *Eötvös-Parameter*

$$\eta_{\text{Eötvös}} = 2 \frac{|a_1 - a_2|}{|a_1 + a_2|} \quad (1.1)$$

von  $\eta_{\text{Eötvös}} < 10^{-13}$ .

Eine alternative Methode, die Fallbeschleunigung zweier unterschiedlicher Testmassen genau zu vermessen, besteht in der Verwendung atominterferometrischer Messungen [21]. Dabei wird auf den bereits von de Broglie 1923 postulierten Wellencharakter von Materie zurückgegriffen [22]. Spaltet man ein Ensemble oder einen Strahl von Atomen auf und führt die Atome nach einer gewissen Zeit wieder zusammen, so sorgt die unterschiedliche Wirkung<sup>2</sup> auf die Atome in den beiden Teilpfaden für eine Phasendifferenz. Diese Phasendifferenz führt wiederum zu Interferenzeffekten, die mit geeigneten Methoden gezielt vermessen werden können. Nach der ersten Demonstration solcher Interferenzen atomarer Wellenpakete an einem Doppelspalt [23] wurden sehr bald Atominterferometer realisiert [24], mit deren Hilfe verschiedenste physikalische Größen sehr präzise vermessen werden können [25]. Somit konnten zum Beispiel verschiedenste Naturkonstanten wie die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [26, 27] und die Newtonsche Gravitationskonstante  $G$  [28, 29], aber auch Inertialkräfte [30] wie Rotationen [31, 32] und die Fallbeschleunigung der Erde  $g$  [33, 34], sowie deren Gradient [35] mit sehr hoher Präzision bestimmt

<sup>1</sup>Ein lokales Experiment bezeichnet ein Experiment, dessen räumliche Ausdehnung möglichst klein ist. Die Beobachtung des freien Falls von Erde und Mond Richtung Sonne ist *kein* lokales Experiment.

<sup>2</sup>Gemeint ist hier die Wirkung im physikalischen Sinne.

werden. Die kontinuierlich zunehmende Präzision dieser Messinstrumente ist dabei zu einem Großteil auf die deutlich verbesserten Möglichkeiten zur kontrollierten Manipulation der Atome mit Laserlicht, insbesondere den inzwischen sehr gut entwickelten Methoden der Laserkühlung [36, 37] zur Erzeugung ultrakalter atomarer Ensembles, zurückzuführen. Zur Aufspaltung, Reflexion und Überlagerung der atomaren Wellenpakete werden bislang in Präzisionsatominterferometern vor allem geschwindigkeitsselektive stimulierte Raman-Übergänge zwischen den beiden Hyperfeingrundzuständen der üblicherweise verwendeten Alkaliatome eingesetzt [38, 39].

Insbesondere *atomare Gravimeter* gehören heute mit einer Auflösung von wenigen  $\mu\text{Gal}$  zu den präzisesten Messinstrumenten für die Bestimmung der Fallbeschleunigung  $g$  der Erde<sup>3</sup>. Und auch in der Stabilität sind sie inzwischen den besten kommerziell erhältlichen Messgeräten [40] mindestens gleichwertig [41, ?]. Dabei zeichnet atomare Gravimeter jedoch neben ihrer für den mobilen Einsatz wichtigen kompakteren und robusteren Bauweise [42] eine deutlich höhere statistische Genauigkeit aufgrund ihrer um mehr als eine Größenordnung höheren Wiederholungsrate aus. Außerdem bieten sie durch die weitere Reduktion von Rausch- und systematischen Fehlerquellen, sowie durch die Anwendung neuartiger Methoden und Konzepte ein großes Potential für weitere Verbesserungen der Messgenauigkeit. Betreibt man nun zwei solche atomaren Gravimeter mit unterschiedlichen Atomen in möglichst exakt gleicher Umgebung, also am gleichen Ort, so kann aus dem Vergleich des Messsignals der beiden Gravimeter auf den Eötvös-Parameter  $\eta_{\text{Eötvös}}$  geschlossen werden. In einem ersten Demonstrationsexperiment dazu konnte mit den beiden bosonischen Isotopen des Rubidiumatoms  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  eine obere Grenze von  $\eta_{\text{Eötvös}} < 10^{-7}$  ermittelt werden [43]. Allerdings ist zu beachten, dass in diesem Experiment die Interferenzen über Beugung von relativ heißen Atomen an gepulsten, stehenden, resonanten Lichtfeldern realisiert wurden, was die Kontrolle über die Atome und somit den Kontrast des Interferometers deutlich negativ beeinflusste. Inzwischen sind mehrere alternative Experimente für einen genaueren Test des Äquivalenzprinzips mit den Mitteln der modernen Atominterferometrie vorgeschlagen worden [44, 45]. Die bezüglich Spinstatistik und innerer Zusammensetzung beste Wahl der beiden im differentiellen Interferometer einzusetzenden atomaren Testkörper ist noch völlig ungeklärt und unterliegt bislang vor allem pragmatischen experimentellen Erwägungen. Es ist jedoch davon auszugehen, dass für einen umfassenden Test des Äquivalenzprinzips die Fallbeschleunigung von mehr als nur zwei unterschiedlichen atomaren Testkörpern miteinander verglichen werden muss [46].

Die Sensitivität eines atomaren Gravimeters skaliert quadratisch mit der Zeit  $T_I$  der freien Entwicklung zwischen den drei Strahlteilerpulsen. Je kälter das für die Interferometrie eingesetzte atomare Ensemble ist, je geringer also die thermische

---

<sup>3</sup> $1 \mu\text{Gal} = 1 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2 \simeq 10^{-9} g$

Ausdehnung der Atomwolke, umso größer kann im Prinzip<sup>4</sup> diese freie Entwicklungszeit  $T_I$  gewählt werden. Zusätzlich haben tiefe Temperaturen, also schmale Geschwindigkeitsverteilungen der Atomwolken, den Vorteil, dass die Effizienz eines jeden einzelnen Strahlteilerpulses und damit der gesamte Kontrast des Interferometers erhöht wird.

Um in der Genauigkeit des Gravimeters nicht durch die statistische Ungenauigkeit begrenzt zu sein, ist eine hohe Anzahl an Messungen und damit eine hohe Wiederholungsrate des Experiments erwünscht. Dadurch kann der Einfluss zeitlicher Veränderungen externer Parameter auf die Messung möglichst gering gehalten werden. Zusätzlich ist die Messgröße des Gravimeters, die Fallbeschleunigung der Erde, aufgrund zum Beispiel des Tidenhubs starken zeitlichen Schwankungen unterworfen [34, 47]. Auch unter diesem Gesichtspunkt ist deshalb eine hohe Wiederholungsrate der Messung erwünscht, um eine hohe zeitliche Auflösung des veränderlichen Messsignals zu erhalten. Das minimal erreichbare Rauschen einer Einzelmessung ist bei der Verwendung klassischer atomarer Quellen durch das Schrotrauschen auf  $1/\sqrt{N}$  begrenzt, wobei  $N$  die Anzahl der detektierten Teilchen bezeichnet.

Aus diesen Gründen wurde im Rahmen der Entwicklung hoch präziser Atominterferometer ein beachtlicher Teil der Arbeit in die Realisierung atomarer Quellen mit vielen Teilchen bei möglichst tiefen Temperaturen in kürzester Zeit investiert. Heutzutage kommen zu diesem Zweck neben optimierter Melassekühlung bis hinunter zu  $1,5 \mu\text{K}$  für  $^{87}\text{Rb}$  [48, 49] auch andere Kühlmechanismen, wie zum Beispiel 3D Raman-Seitenbandkühlen [50] zum Einsatz. Ein Gas von einigen  $10^8$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen konnte auf diese Weise auf eine Temperatur von  $500 \text{ nK}$  abgekühlt werden [51]. Allerdings ist die mit optischen Kühlmethoden minimal erreichbare Temperatur eines atomaren Ensembles durch den Rückstoß eines einzelnen absorbierten oder emittierten Photons begrenzt<sup>5</sup>. Jedoch können lasergekühlte atomare Ensembles durch Verdampfungskühlung [53] in Magnetfallen [54, 55] oder optischen Dipolfallen [56] noch weiter abgekühlt und sogar in das quantenentartete Regime [57, 58, 59, 60] überführt werden. Optische Dipolfallen sind dabei allerdings im Hinblick auf die spätere Verwendung der Atome im Interferometer Magnetfallen vorzuziehen, da magnetische Felder und Magnetfeldgradienten zu schwer kontrollierbaren systematischen Fehlern in der atominterferometrischen Messung führen. Außerdem können die atomaren Gase aufgrund der in optischen Dipolfallen üblicherweise deutlich höheren elastischen Stoßrate schneller abgekühlt und somit im Experiment höhere Wiederholungsraten realisiert werden.

Die Verwendung bosonischer quantenentarteter Gase, sogenannter Bose-Einstein-Kondensate, ermöglicht in der Atominterferometrie neben dem erhöhten Kontrast und der längeren freien Entwicklungszeit aufgrund ihrer nichtlinearen Eigenschaften auch die Untersuchung nicht-klassischer Eingangszustände im Atominterfero-

<sup>4</sup>abgesehen von technischen Begrenzungen

<sup>5</sup>Dieses Rückstoßlimit liegt bei  $^{87}\text{Rb}$  zum Beispiel bei  $T_{\text{Rück}} = 362 \text{ nK}$  [52].

meter [61, 62, 63, 64]. Dadurch kann unter Anwendung geeigneter Messprotokolle das Rauschen der Einzelmessung im Interferometer unter das Schrotrauschen bis hinunter zur fundamentalen Grenze  $1/N$ , dem sogenannten Heisenberg-Limit [65], reduziert werden [66, 67]. Allerdings ist die Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten im Vergleich zu kalten atomaren Ensembles neben der deutlich geringeren Wiederholungsrate des Experiments auch einigen fundamentalen Beschränkungen unterworfen. Dazu gehören unter anderem Dephasierung [68] und die Stoßverschiebung der atomaren Zustände [69]. Diese unerwünschten Effekte sollten bei der Atominterferometrie mit einkomponentigen quantenentarteten Fermi-Gasen nicht auftreten, da dort die Stoßwechselwirkung der Atome untereinander aufgrund des Pauli-Prinzips verboten ist [70]. Allerdings sind diese Systeme wiederum anderen systematischen Fehlern unterworfen, wie zum Beispiel der deutlich stärkeren Wechselwirkung mit externen Magnetfeldern, da dort kein Zeeman-Zustand mit  $|m_F = 0\rangle$  existiert.

Die Atominterferometrie mit quantenentarteten Gasen eröffnet also ein völlig neues Feld an faszinierenden Möglichkeiten, aber auch großen Herausforderungen. Zunächst wird zu zeigen sein, dass die diskutierten Einschränkungen der quantenentarteten Gase mit der für hochauflösende Messungen nötigen Präzision kontrolliert werden können, und inwiefern damit die Genauigkeit und Stabilität des Interferometers im Vergleich zur Verwendung kalter atomarer Ensembles verbessert werden kann. Zusätzlich wird es interessant sein, die Interferometrie mit bosonischer und fermionischer quantenentarteter Materie bezüglich technischer Herausforderungen und systematischer Fehlerquellen im Atominterferometer zu untersuchen und zu vergleichen [71].

Motiviert durch all diese Überlegungen wurde im Rahmen der hier vorgelegten Arbeit ein Experiment zur Erzeugung quantenentarteter Gase mit Rubidium- und Kaliumatomen in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm mit hoher Wiederholungsrate konzipiert und aufgebaut. Die so erzeugten quantenentarteten Gase der beiden atomaren Spezies sollen anschließend zum Betrieb eines hochauflösenden differentiellen atomaren Gravimeters zum Test des Äquivalenzprinzips verwendet werden. Dabei besitzt Kalium ein fermionisches und zwei bosonische stabile Isotope, die alle ins quantenentartete Regime überführt werden können [58, 72, 73]. Somit bietet der hier realisierte experimentelle Aufbau auch optimale Voraussetzungen, um die Interferometrie mit bosonischer und fermionischer quantenentarteter Materie systematisch und mit hoher Präzision zu untersuchen und miteinander zu vergleichen. Das im Rahmen dieser Arbeit realisierte, zum Betrieb einer 2D/3D MOT für beide Spezies benötigte Diodenlasersystem ist dabei so konzipiert, dass es sich auch zum anschließenden simultanen Anregen stimulierter Raman-Übergänge als Strahlteiler für die unterschiedlichen atomaren Testkörper eignet. Die mit Hilfe dieses experimentellen Aufbaus gefangenen, lasergekühlten  $^{87}\text{Rb}$ -Atome konnten in weiterführenden Experimenten bereits erfolgreich in die optische Dipolfalle umgeladen und dort unter Verwendung einer in dieser Arbeit

entwickelten, neuartigen Fallenkonfiguration zur Quantenentartung gekühlt werden.

Zum Verständnis des in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Konzepts soll zunächst in **Kapitel 2** kurz auf die theoretischen Grundlagen der Atominterferometrie eingegangen werden, bevor in **Kapitel 3** der hier realisierte experimentelle Aufbau einschließlich des Vakuum- und Diodenlasersystems detailliert vorgestellt wird. Anschließend wird in **Kapitel 4** das atomare Quellensystem zur Beladung der optischen Dipolfalle hinsichtlich Laderate, Atomzahl, Temperatur und Spitzendichte charakterisiert. Darauf folgend werden in **Kapitel 5** die theoretischen Grundlagen und die experimentelle Realisierung der optischen Dipolfalle mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen diskutiert, bevor in **Kapitel 6** die Verdampfungskühlung und die erste erfolgreiche Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats dieser Atome in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm detailliert vorgestellt werden. Abschließend wird in **Kapitel 7** ein Ausblick zu den weiteren, in Zukunft nötigen experimentellen Schritten hin zu einem ersten Test des Äquivalenzprinzips auf Quantenebene gegeben.





---

# GRUNDLAGEN DER ATOMINTERFEROMETRIE

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen der Atominterferometrie in Kürze zusammengefasst [74]. Die Atominterferometrie auch mit quantenentarteten Gasen [75] wurde bereits in vielen Arbeiten ausführlich erörtert [76, 77, 78]. Aus diesem Grund soll hier nur auf die Aspekte eingegangen werden, welche für das Verständnis des in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Aufbaus und dabei insbesondere des Diodenlasersystems vonnöten sind. Dabei soll der Schwerpunkt der folgenden Betrachtungen auf dem für diese Arbeit relevanten Spezialfall eines atomaren Präzisionsgravimeters mit kalten Atomen unter Ausnutzung stimulierter Raman-Übergänge als Strahlteiler für die Atome liegen [21].

## 2.1 Der Raman-Übergang als kohärenter Strahlteiler für Materiewellen

Zur Realisierung eines inertial sensitiven Atominterferometers muss das verwendete Ensemble zunächst mit Hilfe geeigneter Methoden räumlich aufgeteilt und nach einer gewissen Zeit der freien Entwicklung wieder überlagert werden. Dabei muss die Kohärenz des Materiewellenpakets während der ganzen Interferometersequenz gewährleistet sein, da ansonsten der Kontrast des Interferenzsignals negativ beeinträchtigt wird. Am Ende der Sequenz kann durch geeignete Detektion der Ausgangszustände des Atominterferometers das Interferenzsignal ausgelesen werden.

Für Alkaliatome stellt der in Abbildung 2.1 (a) schematisch dargestellte stimulierte Raman-Übergang ein sehr effizientes Mittel zur kontrollierten kohärenten Manipulation der inneren und äußeren Freiheitsgrade, das heißt des energetischen

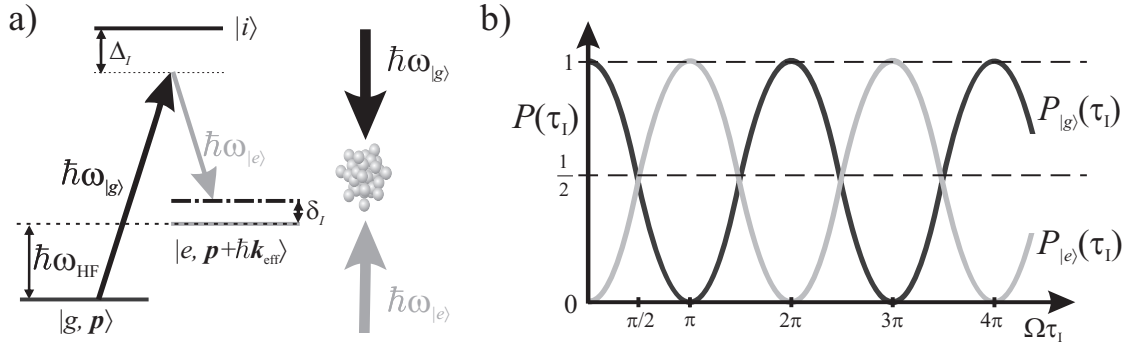


Abbildung 2.1: (a) Schematische Darstellung eines stimulierten Raman-Übergangs zwischen den durch die Hyperfeinaufspaltung  $\hbar\omega_{\text{HF}}$  voneinander getrennten Hyperfeingrundzuständen  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  eines Alkaliatoms über einen virtuellen Zwischenzustand. Der geschwindigkeitsselektive Raman-Übergang wird durch das Lichtfeld zweier gegenläufiger, phasenstabiler Laserstrahlen der Frequenzen  $\omega_{|g\rangle}$  und  $\omega_{|e\rangle}$  induziert. (b) Durch den Raman-Übergang induzierte Rabi-Oszillationen der Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Hyperfeingrundzustände bei vernachlässigbarer Dämpfung.

Zustands und des Impulses der Atome dar [38, 79]. Sie eignen sich deshalb hervorragend zur Aufteilung, Spiegelung und erneuten Überlagerung der atomaren Wellenpakete im Interferometer [39] und haben sich aus diesem Grund innerhalb der letzten zwanzig Jahren zum herausragenden Werkzeug der Präzisionsinterferometrie mit kalten Atomen entwickelt [76]. Dabei werden die im Atominterferometer verwendeten magnetfeldinsensitiven Hyperfeingrundzustände<sup>1</sup>  $|g\rangle = |F, m_F = 0\rangle$  und  $|e\rangle = |F + 1, m_F = 0\rangle$  der Alkaliatome mit Hilfe eines kohärenten Zweiphotonenprozesses über einen virtuellen Zwischenzustand miteinander gekoppelt. Bei ausreichender Verstimmung  $\Delta_I$  des Zwischenzustands zu den angeregten Zuständen  $|i\rangle$  der  $D_2$ -Linie kann dessen Besetzung vernachlässigt und der stimulierte Raman-Übergang idealisiert als Übergang in einem effektiven Zweiniveausystem betrachtet werden. Somit können die aus der Betrachtung eines reinen Zweiniveausystems mit nahresonanter Anregung bekannten optischen Bloch-Gleichungen [80] in etwas abgewandelter Form auch hier angewendet werden.

Die Atome werden üblicherweise vor Beginn der Interferometriesequenz im unteren Hyperfeingrundzustand  $|\Psi_0\rangle = |g\rangle$  präpariert. Für die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $P_{|g\rangle}(\tau_I)$  und  $P_{|e\rangle}(\tau_I)$  der beiden Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  in Abhängigkeit von der Einstrahldauer  $\tau_I$  der beiden kohärenten Laserfelder<sup>2</sup> ergibt sich dann mit  $P_{|e\rangle}(0) = 0$  im Idealfall verschwindender Verstimmung  $\delta_I$  des Zweiphotonenüber-

<sup>1</sup>Diese Zustände werden verwendet, um die Sensitivität des Atominterferometers auf störende externe Magnetfelder durch den Zeeman-Effekt in erster Ordnung zu unterdrücken.

<sup>2</sup>In Zukunft werden diese beiden Laserfelder *Raman-Laserstrahlen* genannt.

gangs, also vernachlässigbarer Dämpfung [76, 79, 77]:

$$P_{|g\rangle}(\tau_I) = \cos^2\left(\frac{\Omega_0\tau_I}{2}\right) \quad \text{und} \quad P_{|e\rangle}(\tau_I) = \sin^2\left(\frac{\Omega_0\tau_I}{2}\right). \quad (2.1)$$

Wie im Zweiniveausystem werden also auch im Alkaliatom Rabi-Oszillationen zwischen den beiden Zuständen  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  induziert (siehe Abbildung 2.1 (b)). Die resonante Rabi-Frequenz des Raman-Übergangs

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_{|g\rangle}\Omega_{|e\rangle}^*}{2\Delta_I} \quad (2.2)$$

berechnet sich aus den Rabi-Frequenzen der Kopplungen zwischen den beiden Hyperfeingrundzuständen und dem virtuellen Zwischenzustand  $|i\rangle$ :

$$\Omega_{|k\rangle} = -\frac{\langle i|\vec{d}\cdot\vec{E}_{|k\rangle,0}|k\rangle}{\hbar} \quad \text{mit } k = \{e,g\}. \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet  $\hbar = h/2\pi$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\vec{d}$  den Dipoloperator und  $\vec{E}_{|k\rangle,0}$  die Amplitude des elektrischen Wechselfelds der beiden Laserfelder, mit deren Hilfe der stimulierte Raman-Übergang induziert wird.

Die Änderung des Impulses  $\vec{p}$  des Atoms bei der stimulierten Absorption und Emission der beiden Photonen des Raman-Übergangs beträgt

$$\hbar\vec{k}_{\text{eff}} = \hbar(\vec{k}_{|g\rangle} - \vec{k}_{|e\rangle}), \quad (2.4)$$

wobei  $\vec{k}_{|k\rangle}$  die Wellenvektoren der beiden Laserfelder der Wellenlängen  $\lambda_{|k\rangle}$  mit Betrag

$$|\vec{k}_{|k\rangle}| = \frac{2\pi}{\lambda_{|k\rangle}} = \frac{\omega_{|k\rangle}}{c} \quad \text{mit } k = \{e,g\} \quad (2.5)$$

bezeichnen. Hierbei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Gemäß Gleichung (2.4) ist der während des Raman-Übergangs auf das Atom übertragene Impuls abhängig von der Einstrahlrichtung der beiden Raman-Laserstrahlen. Werden diese aus der gleichen Richtung auf die Atome eingestrahlt, so ist die Anregungswahrscheinlichkeit des Atoms unabhängig von dessen relativer Geschwindigkeit und man spricht von einem *geschwindigkeitsinsensitiven* Raman-Übergang. In diesem Fall wird ein Impuls vom Betrag

$$\hbar|\vec{k}_{\text{eff}}| = \frac{\hbar\omega_{\text{HF}}}{c} \quad (2.6)$$

auf das Atom übertragen, der der Hyperfeinaufspaltung  $E_{\text{HF}} = \hbar\omega_{\text{HF}}$  des Grundzustands, also dem Impuls eines Mikrowellenphotons entspricht.

Werden die beiden Laserfelder hingegen gegenläufig auf die Atome eingestrahlt, so wird die Anregungswahrscheinlichkeit des Atoms durch den stimulierten Raman-Übergang abhängig von dessen relativer Geschwindigkeit [38] und der Betrag des

effektiven Impulsübertrags entspricht der Summe der Photonenimpulse der beiden Laserfelder  $\hbar |\vec{k}_{|g\rangle}| \simeq \hbar |\vec{k}_{D_2}| \simeq \hbar |\vec{k}_{|e\rangle}|$ :

$$\hbar |\vec{k}_{\text{eff}}| \simeq 2\hbar |\vec{k}_{D_2}| \quad (2.7)$$

Im Fall des *geschwindigkeitsselektiven* Raman-Übergangs wird also ungefähr der doppelte Impuls eines Photons der  $D_2$ -Linie und damit ein um fünf Größenordnungen größerer Impuls als im geschwindigkeitsinselektiven Fall auf das Atom übertragen.

Bei genauerer Betrachtung von Gleichung (2.1) zeichnen sich zwei Situationen besonders aus:

- Für  $\Omega_0\tau_I = \pi/2$  ist die Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände  $P_{|g\rangle,\pi/2} = P_{|e\rangle,\pi/2} = 0,5$ . Das Atom befindet sich in einem perfekten kohärenten Überlagerungszustand  $|\Psi_{\pi/2}\rangle = 1/\sqrt{2} \left( |g,\vec{p}\rangle + |e,\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \right)$  und wird räumlich aufgespalten. Ein Lichtpuls mit diesen Eigenschaften wird deshalb auch  *$\pi/2$ -Puls* genannt und wirkt wie ein 50/50-Strahlteiler in der Optik.
- Für  $\Omega_0\tau_I = \pi$  wird die Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände gerade vollständig invertiert und es gilt  $P_{|g\rangle,\pi} = 0$  und  $P_{|e\rangle,\pi} = 1$ . Das Atom wird in den Zustand  $|\Psi_{\pi}\rangle = |e,\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  überführt und durch den übertragenen Impuls  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  umgelenkt. Ein solcher Lichtpuls wird deshalb auch  *$\pi$ -Puls* genannt und wirkt wie ein Spiegel in der Optik.

Mit Hilfe von stimulierten Raman-Übergängen lassen sich also, wie für die Optik mit Licht, in diesem Fall atomoptische Komponenten realisieren, mit deren Hilfe ein atomares Wellenpaket aufgeteilt, gespiegelt und wieder überlagert werden kann. Im Gegensatz zur klassischen Optik mit Licht sind jedoch hier die Rollen von Licht und Materie vertauscht.

## 2.2 Das atomare Gravimeter

Wendet man eine Sequenz von drei entlang der Fallbeschleunigung  $\vec{g}$  orientierten geschwindigkeitsselektiven Raman-Laserpulsen der Form  $\pi/2 - \pi - \pi/2$  auf ein Ensemble frei fallender, kalter Atome an, so kann auf diese Weise ein atomares Gravimeter realisiert werden [81, 77]. Eine solche Situation ist schematisch in Abbildung 2.2 (a) dargestellt. Der erste  $\pi/2$ -Puls zum Zeitpunkt  $t = 0$  überführt das ursprünglich im unteren Hyperfeingrundzustand  $|g\rangle$  präparierte atomare Ensemble an der vertikalen Schwerpunktsposition  $z(t = 0) = 0$  in den kohärenten Überlagerungszustand  $|\Psi_{\pi/2}\rangle = 1/\sqrt{2} \left( |g,\vec{p}\rangle + |e,\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \right)$  und teilt somit das Materiewellenpaket auf. Der nach einer gewissen Zeit  $T_I$  der freien Entwicklung

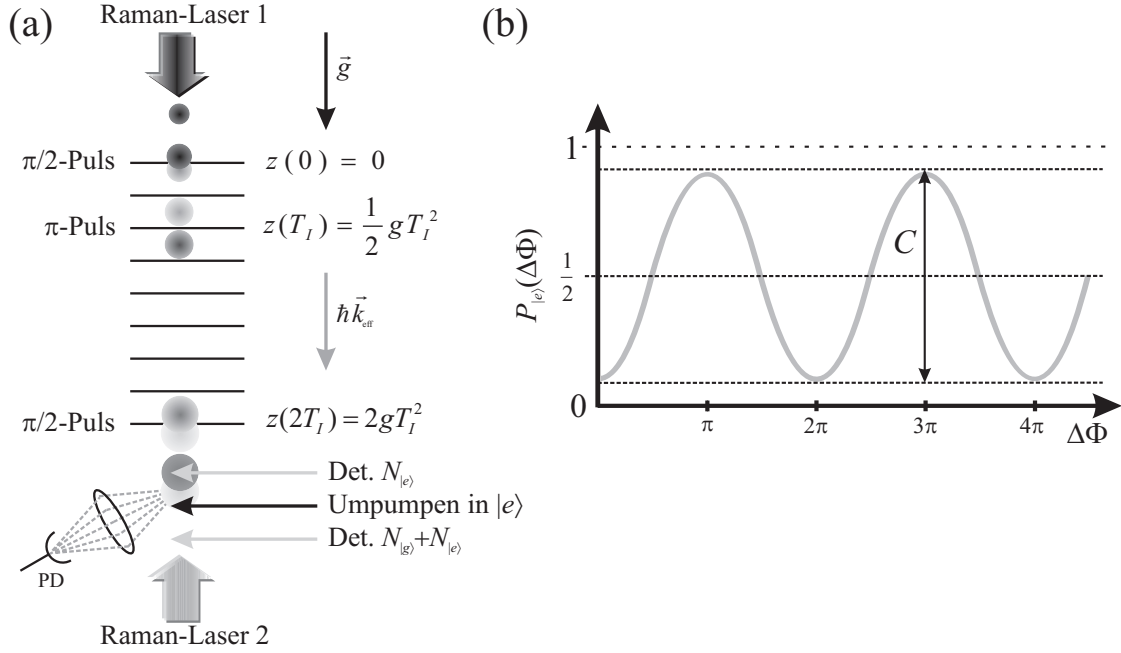


Abbildung 2.2: (a) Schematische Darstellung eines atomaren Gravimeters. Das unter dem Einfluss von  $\vec{g}$  frei fallende Materiewellenpaket wird durch eine  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Pulssequenz zweier gegenläufiger Raman-Laserstrahlen aufgeteilt, reflektiert und wieder überlagert. Pro Puls wird ein effektiver Rückstoßimpuls  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  auf das Materiewellenpaket übertragen. Am Ausgang des Interferometers wird mittels zustandsselektiver Fluoreszenzdetektion die relative Besetzung  $P_{|e\rangle} = N_{|e\rangle}/(N_{|g\rangle} + N_{|e\rangle})$  des angeregten Interferometerzustands ausgelesen. Diese Anregungswahrscheinlichkeit  $P_{|e\rangle}$  aus Gleichung (2.8) ist in (b) in Abhängigkeit von der relativen Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  der beiden Teilpfade des Interferometers dargestellt.

eingestrahlte  $\pi$ -Puls invertiert Impulszustand und inneren Zustand jedes einzelnen Atoms und führt damit zu einer Reflexion der beiden Teilwellenpakete. Der zweite und damit letzte  $\pi/2$ -Puls zum Zeitpunkt  $t = 2T_I$  an der Position  $z(2T_I) = 2gT_I^2$  mischt die beiden separierten Zustände wieder und schließt damit das Interferometer. Beim Einstrahlen der drei Laserpulse ist darauf zu achten, die Frequenzdifferenz der beiden Raman-Laserfelder auf die sich kontinuierlich verändernde Dopplerverschiebung der frei fallenden Atome anzupassen. Aus der Geschwindigkeit dieser Frequenzanpassung kann wiederum auf den Betrag der Fallbeschleunigung geschlossen werden. Auf diese Weise wird im Gravimeter letzten Endes die Fallbeschleunigung  $|\vec{g}|$  bestimmt [77, 82].

Die auf den beiden Teilpfaden aufgesammelte Phasendifferenz ist in der Besetzungswahrscheinlichkeit des internen atomaren Zustands kodiert und kann mit zustandsselektiver Fluoreszenzdetektion ausgelesen werden [82]. Die Anregungs-

wahrscheinlichkeit der Atome im Interferometer:

$$P_{|e\rangle} = \frac{N_{|e\rangle}}{N_{|g\rangle} + N_{|e\rangle}} = \frac{1}{2} [1 - C \cos(\Delta\Phi)] \quad (2.8)$$

oszilliert mit der gesamten Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  zwischen den beiden Teilpfaden  $A$  und  $B$  des Atominterferometers (siehe Abbildung 2.2 (b)). Dabei bezeichnen  $N_{|g\rangle}$  und  $N_{|e\rangle}$  die Anzahl an detektierten Atomen im Grund- beziehungsweise angeregten Zustand und  $C$  den Kontrast des Interferometers, der unter anderem von der Effizienz eines jeden Strahlteilerpulses des Atominterferometers abhängt.

Die gesamte Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  zwischen den Pfaden  $A$  und  $B$  besteht im Wesentlichen aus zwei Anteilen [81]. Der erste Teil stammt von der freien Entwicklung der atomaren Wellenpakete zwischen den Strahlteilerpulsen und ist im klassischen Grenzfall<sup>3</sup> im Wesentlichen durch die Differenz der klassischen Wirkung

$$S_{\text{kl}} = \int_0^{2T_I} \mathcal{L}[z(t), \dot{z}(t)] dt \quad (2.9)$$

entlang der beiden Teilpfade gegeben:

$$\Delta\Phi_{\text{Pfad}} = \frac{1}{\hbar} (S_{\text{kl}}^B - S_{\text{kl}}^A). \quad (2.10)$$

Dieser Term verschwindet für das konservative Kraftfeld der Gravitation in erster Näherung, das heißt unter Vernachlässigung von Gravitationsgradienten [81].

Der zweite Beitrag zur gesamten Phasendifferenz stammt von den während den Strahlteilerpulsen auf die Atome aufgeprägten lokalen Raman-Phasen  $\Phi_i$ , deren Vorzeichen vom Zustand des Atoms zu Beginn der Wechselwirkung mit den Raman-Laserstrahlen abhängt:

$$\Delta\Phi_{\text{Licht}} = (\Phi_1^A - \Phi_2^A) - (\Phi_2^B - \Phi_3^A). \quad (2.11)$$

Dieser Beitrag kann unter Verwendung der lokalen Raman-Phasen

$$\Phi_i = k_{\text{eff}} z_i - \omega_{\text{HF}} \tau_{I,i} \quad (2.12)$$

bei bekannten Trajektorien  $z(t)$  der atomaren Wellenpakete berechnet werden. Dabei bezeichnet  $z_i$  die Schwerpunktsposition des Materiewellenpakets zum Zeitpunkt des  $i$ -ten Strahlteilerpulses. Die gesamte Phasendifferenz ist somit in erster Näherung, das heißt unter Vernachlässigung von Gradienten des Gravitationsfelds, proportional zur Fallbeschleunigung:

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \vec{g} T_I^2 = \frac{m}{\hbar} \vec{v}_{\text{Rück}} \vec{g} T_I^2. \quad (2.13)$$

---

<sup>3</sup> $S_{\text{kl}} \gg \hbar$

Dabei bezeichnet  $m$  die Masse des Atoms und  $\vec{v}_{\text{Rück}} = \hbar\vec{k}_{\text{eff}}/m$  die während des Raman-Übergangs auf das übertragene Rückstoßgeschwindigkeit.

Diese einfache Gleichung beschreibt das atomare Gravimeter recht gut und muss zur zusätzlichen Berücksichtigung des Gravitationsgradienten und des Effekts von Raman-Pulsen endlicher Länge nur leicht modifiziert werden [81]. Diese Beziehung deutet außerdem darauf hin, dass eine möglichst lange freie Entwicklungszeit  $T_I$  zwischen den einzelnen Interferometerpulsen höchst wünschenswert ist, da die Sensitivität der Messung quadratisch mit diesem Parameter wächst. Eine weitere Möglichkeit, die Sensitivität der Messung zu erhöhen, besteht in der Verwendung von Strahlteilern mit höherem Impulsübertrag  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  („*Large Momentum Transfer Beam Splitter*“, kurz: LMTBS) [83, 84].

Gemäß dieser Erläuterungen wird also die Phasenverschiebung im atomaren Gravimeter durch die während der stimulierten Raman-Übergänge auf die Atome aufgeprägte lokale Raman-Laserphase verursacht. Durch kontrolliertes Verändern der relativen Laserphase zwischen  $\pi$ -Puls und zweitem  $\pi/2$ -Puls kann nun das in Gleichung (2.8) angegebene Interferenzsignal diskret abgetastet werden.

Diese Erläuterungen machen allerdings auch deutlich, dass jegliches Rauschen der relativen Phase der beiden Raman-Laserfelder zueinander am Ort der Wechselwirkung ein Rauschen im Interferenzsignal des Atominterferometers zur Folge hat. Aus diesem Grund muss die relative Phase der beiden Diodenlaser im Experiment einerseits möglichst gut stabilisiert werden, um diese Rauschquelle im Interferometer zu unterdrücken<sup>4</sup>. Andererseits muss die relative Frequenz- und Phasendifferenz der beiden Laserfelder zur Kompensation der Dopplerverschiebung und zur Abtastung des atomaren Interferenzsignals schnell verändert werden können. Die zur Erfüllung dieser Anforderungen benötigte Phasenstabilisierung der beiden Raman-Laserfelder zueinander wurde im Rahmen dieser Arbeit experimentell realisiert und wird in Abschnitt 3.2.4 näher beschrieben.

---

<sup>4</sup>Neben dem Beitrag der optischen Phasenregelschleife [85] existieren im atomaren Gravimeter noch eine Vielzahl anderer Rauschquellen zum Beispiel aufgrund von Vibrationen und Detektorrauschen [86].





---

## DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

Als Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie muss der experimentelle Aufbau die Erzeugung quantenentarteter Gase mit möglichst vielen Atomen bei gleichzeitig hoher Wiederholungsrate ermöglichen. Andererseits müssen aber auch hohe Anforderungen an Kompaktheit und Stabilität erfüllt werden. Für die Erzeugung quantenentarteter Gase ist ein sehr niedriger Umgebungsdruck von  $\lesssim 10^{-10}$  mbar unabdingbar, da ansonsten Stöße mit dem Hintergrundgas zu unerwünschten Heiz- und Verlustprozessen innerhalb des gefangenen atomaren Ensembles führen. Deshalb wurde ein in dieser Arbeitsgruppe bereits erprobtes atomares Quellensystem bestehend aus einer Kombination von zwei- und dreidimensionaler magneto-optischer Falle (2D/3D MOT) verwendet [87]. Dieses zeichnet sich durch seine Kompaktheit und Robustheit bei gleichzeitig immer noch hohen Laderaten der 3D MOT von  $\sim 5 \times 10^9$  Atomen/s aus. Hierbei wird eine dreidimensionale (3D) magneto-optische Falle (MOT) von einem kalten Atomstrahl beladen, der von einer aus dem Hintergrund beladenen 2D MOT [88] erzeugt wird. Auf diese Weise lässt sich ein geringer Umgebungsdruck am Ort der 3D MOT beziehungsweise später der Dipolfalle und des quantenentarteten Gases mit hohen Wiederholungsraten kombinieren. Die den experimentellen Ablauf störenden sperrigen Aufbauten und hohen Magnetfelder eines *Zeemanslowers* [89] können so vermieden werden.

Im Folgenden soll nun das auf diesen Vorüberlegungen basierende Konzept des experimentellen Aufbaus, sowie dessen Realisierung detailliert vorgestellt werden. Dazu wird zunächst der Aufbau der Vakuumapparatur und die Optik zur Formung der 2D und 3D MOT-Strahlen zum Kühlen und Fangen der Atome beschrieben. Anschließend wird das zum Betrieb einer solchen 2D/3D MOT mit Rubidium benötigte Lasersystem, sowie dessen Erweiterung zum simultanen MOT-Betrieb mit Rubidium und Kalium erläutert. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Beschreibung der resonanten Absorptionsdetektion der kalten Atomwolken und der rechnergestützten Ansteuerung des Experiments.

## 3.1 Vakuumapparatur und optischer Aufbau

Zur Realisierung des oben skizzierten atomaren Quellensystems wurde im Rahmen dieser Arbeit die in Abbildung 3.1 dargestellte Vakuumapparatur von insgesamt 1,3 m Länge konzipiert und aufgebaut, die im Wesentlichen aus zwei Hauptteilen und den benötigten Vakuumpumpen besteht.

### 3.1.1 2D MOT-Kammer

Ganz links ist die *2D MOT-Kammer* zu sehen, in der durch lichtinduzierte Atomdesorption (LIAD) [90] aus dem Hintergrundgas beladene kalte Atomstrahl erzeugt wird. Die 2D MOT-Kammer besteht aus einer für ultraviolettes (UV) Licht durchlässigen quaderförmigen Quarzglaszelle [Heilmann] ( $30 \times 30 \times 100 \text{ mm}^3$  Innenmaße, 5 mm Wandstärke), die über eine Indiumpressdichtung [91, 92] mit dem Rest des Vakuumsystems verbunden ist. Dafür wird sie über ein Aluminiumgestell an einen Block aus Aluminium gepresst. Zur Erzeugung des zum 2D MOT-Betrieb nötigen zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds sind auf das Aluminiumgestell außerdem vier Kupferdrahtspulen mit jeweils 64 Windungen aufgewickelt.

Die zum Betrieb der 2D MOT benötigten Laserfelder werden zunächst im Verstärkungs- und Aufteilungsmodul erzeugt (s. Abschnitt 3.2.2) und nach deren Aufteilung in vier polarisationserhaltende Lichtleitfasern [Schäfter+Kirchhoff, PMC-780-5,1-NA012-3-APC-400-P] injiziert und zur Vakuumapparatur geführt. Nach Verlassen der Fasern werden die Laserfelder mittels eines  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchens [FocTek, WPL210Q] zirkular polarisiert und anschließend mit Hilfe von drei Linsen in Teleskopen zu stark elliptischen, kollimierten Lichtstrahlen mit 8 cm Breite und 2,8 cm Höhe aufgeweitet. Die Teleskope sind dabei in möglichst kompakter und robuster Form aufgebaut [93, 94] und direkt an das gleiche Aluminiumgestell montiert, auf dem auch die Spulen zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfelds aufgewickelt sind.

An zwei der vier 2D MOT-Teleskopen ist außerdem noch eine UV-Leuchtdiode [Roithner Lasertechnik, LED395-66-60F] auf einem Kühlkörper angebracht, mit deren Hilfe das für LIAD benötigte Licht bereitgestellt wird. Die beiden Dioden emittieren zusammen bis zu 90 mW Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 395 nm. Diese Wellenlänge wurde ausgewählt, da die Desorptionseffizienz mit kürzeren Wellenlängen ansteigt und diese Wellenlänge noch gefahrlos und ohne besondere Schutzmaßnahmen eingesetzt werden kann. Die lichtinduzierte Desorption von Atomen wird als schnelle Schaltmöglichkeit für den Rubidiumpartialdruck in der 2D MOT-Kammer verwendet. Auf diese Weise kann ein hoher Dampfdruck der gewünschten Atomsorte erzeugt werden, wenn dieser zum Betrieb der 2D MOT benötigt wird. Wenn jedoch LIAD und 2D MOT abgeschaltet sind, wird der Druck in der Experimentierkammer durch diese Vorgehensweise nicht unnötig verschlechtert.

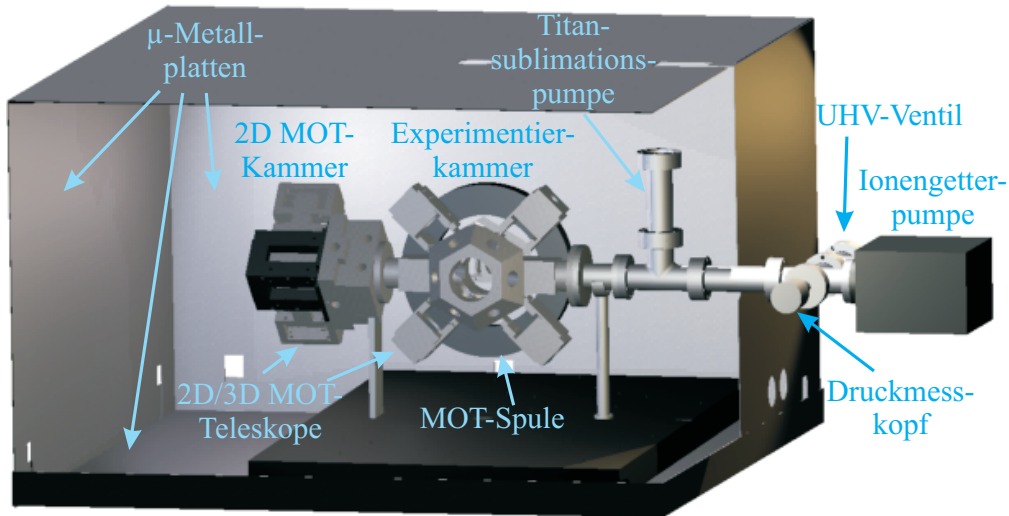


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Vakuumkammer mit Aufteilung der Vakuumapparatur in 2D MOT-Kammer links, Experimentierkammer in der Mitte und Vakuumpumpen rechts. Zur besseren Übersicht sind einige Teleskope und eine der beiden Spulen zum Betrieb der 3D MOT im Bild nicht gezeigt. Zur Abschirmung der Atome vor unerwünschten Magnetfeldern sind die beiden Hauptteile der Vakuumkammer von allen Seiten von  $\mu$ -Metallplatten umgeben.

Um den Atomfluss aus der 2D MOT noch weiter zu erhöhen, kann zusätzlich noch ein typischerweise blauverstimmter *pusher*-Strahl entlang des kalten Atomstrahls eingestrahlt werden, welcher die lasergekühlten Atome in der gewünschten Richtung aus der 2D MOT-Kammer heraus drückt. Dieser *pusher*-Strahl wird ebenfalls zunächst im Verstärkungs- und Aufteilungsmodul erzeugt und anschließend in einer polarisationserhaltenden Lichtleitfaser an die Vakuumapparatur geführt. Dort wird er dann in einem direkt an das Aluminiumgestell montierten Teleskop mit Hilfe einer Linse auf einen Strahldurchmesser von 9 mm kollimiert und entlang der langen Achse in die Glaszelle eingestrahlt.

Nach der Erzeugung des kalten Atomstrahls passiert dieser eine differentielle Pumpstufe bestehend aus einem  $\sim 10,5$  cm langen Röhrchen aus Aluminium, welches auf den ersten  $\sim 2,5$  cm einen Innendurchmesser von 3 mm hat, und danach konisch bis zum Ende auf einen finalen Innendurchmesser von 10 mm aufgeht. Im vorderen Teil der Pumpstufe ist zur Verbesserung der Vakuumqualität ein Grafitröhrchen untergebracht. Die Pumpstufe und die zur Erzeugung des benötigten Hintergrundpartialdampfdrucks der gewünschten Atomsorte (Rubidium oder Kalium) verwendeten Dispenser [alvatec, AS-3-Rb50-C und K40 AS-3-K40(5%)-20-C] sind dabei ebenso am soeben bereits erwähnten Aluminiumblock angebracht, wie auch die der Glaszelle gegenüberliegende *Experimentierkammer*. In dieser wird die 3D MOT beziehungsweise die Dipolfalle und in Zukunft auch die atomare Gravimetrie mit Rubidium und Kalium realisiert. Der gesamte soeben beschriebene

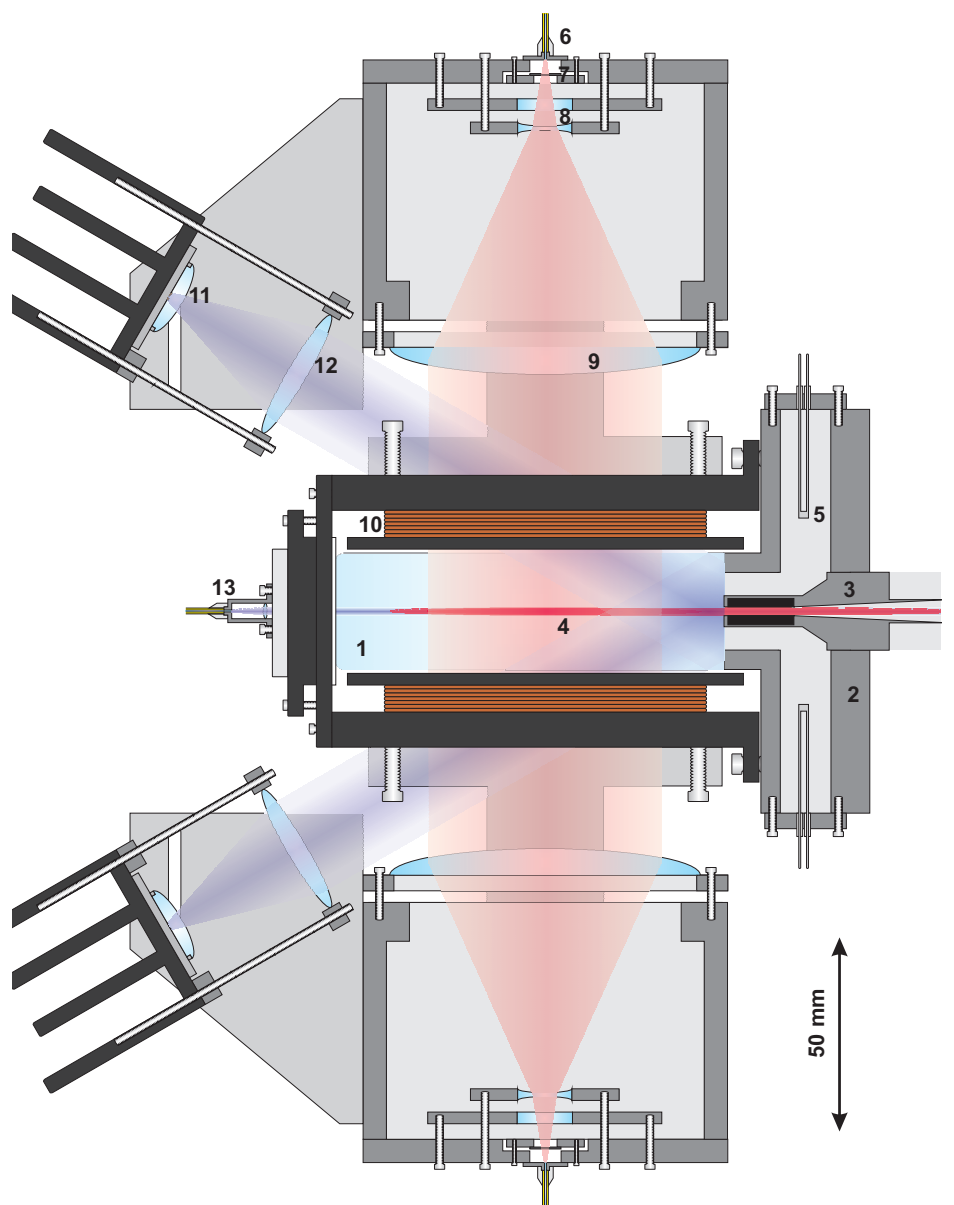


Abbildung 3.2: Mechanischer und optischer Aufbau der 2D MOT in einer Dimension. (1) Glaszelle, (2) Aluminiumblock, (3) differentielle Pumpstufe zur Experimentierkammer mit eingebautem Grafitröhrchen und konischer Öffnung, (4) kalter Atomstrahl, (5) Dispenser, (6) polarisationserhaltende Lichtleitfaser für Kühl- und Rückpumplicht, (7)  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, (8) Aufweitungs- und (9) Kollimationslinsen zur Strahlformung der Laserfelder zum Betrieb der 2D MOT, (10) Spulen zur Erzeugung des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds, (11) UV-Leuchtdiode für LIAD mit zugehöriger (12) Sammellinse, (13) Kollimationseinheit für *pusher*-Strahl. (Modifiziert übernommen aus [94].)

Aufbau der 2D MOT-Kammer ist zur besseren Übersicht in Abbildung 3.2 noch einmal schematisch zusammenfassend dargestellt.

### 3.1.2 Experimentierkammer

Die in der Mitte von Abbildung 3.1 gezeigte Experimentierkammer wurde aus Aluminium gefertigt und besitzt zwanzig optische Zugänge unterschiedlicher Größen. Die für 766/780 nm, 1000 – 1100 nm und 1960 nm antireflex-(AR-)beschichteten [Laseroptik Garbsen, B-01196] Quarzglassubstrate [Heraeus, Infrasil 301] sind zu zehn jeweils gegenüber liegenden Paaren angeordnet. Die Ultrahochvakuum-(UHV-)verbindungen der beiden Metallflächen zwischen Aluminiumblock und Experimentierkammer links, sowie zwischen Experimentierkammer und einem Adapterstück auf CF-Standard rechts wurden mit Bleipressdichtung und alle Verbindungen von Glas und Metall mit Indiumpressdichtungen realisiert. Zum Einstrahlen der Laserfelder für den Betrieb der 3D MOT werden das horizontale Fensterpaar senkrecht zur Achse des Atomstrahls aus der 2D MOT (großes Fenster in Abbildung 3.1), sowie die beiden dazu orthogonalen, nicht vertikalen Paare verwendet. Somit stehen also sieben weitere Fensterpaare zum Einstrahlen der Dipolfalle und der Raman-Strahlteiler zum Aufspalten, Spiegeln und Rekombinieren der atomaren Wellenpakete, zur Fluoreszenz- beziehungsweise Absorptionsdetektion, sowie für weitere Experimente und Manipulationen der Atome, wie zum Beispiel entartetes Raman-Seitenbandkühlen [95, 96] oder Untersuchungen zum Spinrauschen [97] und Squeezing [?] in kalten und ultrakalten atomaren Gasen zur Verfügung.

Das zum Betrieb der 3D MOT benötigte magnetische Quadrupolfeld wird von zwei parallelen kreisförmigen Kupferdrahtspulen mit einem Innendurchmesser von 184 mm erzeugt, die mit einem Abstand von 60 mm zueinander an der Experimentierkammer befestigt sind. In den beiden Spulen mit je 400 Wicklungen und einem Widerstand von je  $8 \Omega$  wird bei einem typischen Spulenstrom von 2,5 A eine Heizleistung von insgesamt 100 W dissipiert. Deshalb sind die Spulen auf von Kühlwasser durchflossene Halter aus Aluminium gewickelt, die außerdem noch zur Unterdrückung von Wirbelströmen im Spulenkörper geschlitzt sind. Auf diese Weise kann trotz der hohen Induktivität der Spulen ein Abfallen des Magnetfelds auf etwa 10 % des Nominalwerts innerhalb von  $\sim 2,5$  ms realisiert werden, nachdem der Stromkreis durch ein *Solid State Relays* [Crydom, D1D40] unterbrochen wurde (s. Abbildung 3.3). Der Wert des Magnetfelds am Ort der Hallsonde betrug für diese Messung 10,5 mT, der Spulenstrom war 2,5 A und das Steuersignal 5 V. Der gegenüber dem Spulenstrom verzögerte Abfall des Magnetfelds wird durch Wirbelströme in der Vakuumkammer verursacht und ist somit also unvermeidlich. Durch eine aktive Kompensation dieser Wirbelströme könnten auch noch kürzere Zeiten von bis zu  $\sim 100 \mu\text{s}$  erzielt werden [98]. Bisher wurde jedoch aufgrund des deutlich höheren technischen Aufwands auf diese Möglichkeit verzichtet.

Die zum Betrieb der 3D MOT benötigten Laserfelder werden ebenfalls im

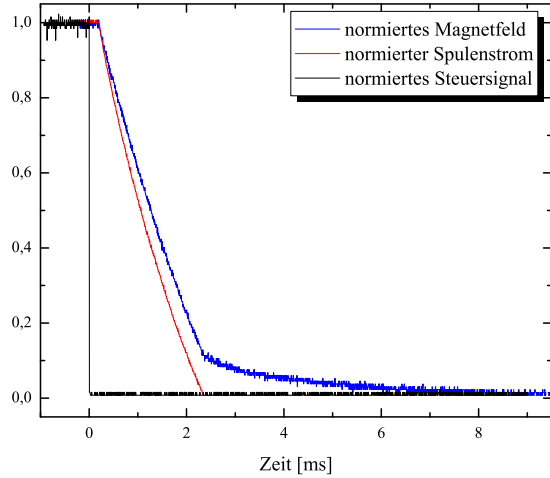


Abbildung 3.3: Abschaltcharakteristik des Magnetfeldes der 3D MOT. Aufgetragen sind das mit einer Hallsonde gemessene Magnetfeld der Spulen, der ebenfalls mit einer Hallsonde am Kabel gemessene Strom durch die Spulen und das Steuersignal zur Unterbrechung des Stromkreises, wobei alle Graphen auf die jeweils im konstanten Betrieb gemessenen Werte normiert wurden. (Modifiziert übernommen aus [94].)

Verstärkungs- und Aufteilungsmodul erzeugt, in sechs Teilstrahlen aufgespalten und mit Hilfe polarisationserhaltender Lichtleitfasern zur Vakuumapparatur geführt. In den direkt an die Vakuumapparatur befestigten kompakten und robusten Teleskopeinheiten wird jedes Laserfeld anschließend wieder mittels eines  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchens [FocTek, WPL210Q] zirkular polarisiert und mit Hilfe von zwei Linsen zu einem kreisrunden, kollimierten Lichtstrahl mit 2,8 cm Durchmesser aufgeweitet.

Rechts an die Experimentierkammer schließen sich noch eine Titansublimationspumpe [VG Scienta, ZST23], sowie eine Ionengetterpumpe [GammaVacuum, TiTan-IGP, 301/s] an, die über CF-Dichtungen mit dem Adapterstück verbunden sind. Zum erstmaligen Evakuieren der Vakuumapparatur wurde eine Turbomolekularpumpe an das an der Ionengetterpumpe befindliche UHV-Ventil [Vacuum Generators, ZCR40R] angebracht. Die Qualität des Vakuums kann mit Hilfe eines Kaltkathoden-druckmesskopfs [Pfeiffer Vacuum, IKR 270] ständig überwacht werden und befindet sich typischerweise im Bereich von  $\sim 5 \times 10^{-11}$  mbar.

Um die Atome von sowohl für die Melassekühlung als auch für die Atominterferometrie störenden externen Magnetfeldern und Magnetfeldgradienten abzuschirmen, sind 2D MOT- und Experimentierkammer von allen Seiten von  $\mu$ -Metallplatten [The MuShield Company, Inc.] umgeben. Zusätzlich kann das Magnetfeld innerhalb der Box aus  $\mu$ -Metallplatten auch noch mit drei orthogonal zueinander orientierten rechteckigen Spulenpaaren fein eingestellt werden. Damit können noch verbliebene äußere Restmagnetfelder kompensiert oder das für die Anregung der stimulierten Raman-Übergänge benötigte Quantisierungsfeld erzeugt werden.

## 3.2 Das Lasersystem

Sowohl die absolute Frequenz, als auch insbesondere die Frequenzdifferenz der beiden zum Betrieb der MOT und Melasse benötigten Laserfelder liegen bereits sehr

dicht an den Anforderungen an die Laserfelder zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge für die Atominterferometrie. Da beim Betrieb eines Interferometers beide Phasen zeitlich aufeinander folgen, kann also ein Paar von Laserfeldern im Prinzip beide Aufgaben gleichzeitig bewältigen [99]. Das Ziel beim Aufbau des Lasersystems war daher die simultane Verwendung der Laserfelder sowohl zum Kühlen und Fangen des gewünschten Isotops, als auch zur anschließenden Anregung stimulierter Raman-Übergänge als Schlüsseltechnologie für die hochpräzise Gravimetrie. Zwischen den beiden unterschiedlichen Strahlwegen soll mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) hin und her geschaltet werden.

Zu diesem Zweck erfolgt die Frequenzstabilisierung der Laserfelder im Experiment nicht wie typischerweise üblich über dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Dies würde weder die benötigte Dynamik im Frequenzbereich der Laserfelder, noch die für das Anregen stimulierter Raman-Übergänge nötige Phasenstabilisierung der beiden Laserfelder zueinander zulassen. Stattdessen werden die Laserfelder über eine Schwebungsmessung an ein stabiles Referenzlaserfeld angebunden [101, 102, 103, 94, 100]. Das Referenzlaserfeld selbst wird wiederum in seiner Frequenz unter Verwendung von dopplerfreier Frequenzmodulationsspektroskopie [104] an die D<sub>2</sub>-Linie von <sup>87</sup>Rb beziehungsweise <sup>39</sup>K stabilisiert.

Das der Frequenz- beziehungsweise Phasenstabilisierung zu Grunde liegende allgemeine Schema ist in Abbildung 3.4 dargestellt und lässt sich in folgender Weise zusammenfassen. Zum Betrieb der magneto-optischen Falle wird der Rückpumplaser mit der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Methode auf das Referenzlaserfeld, und anschließend der Kühlaser mit der selben Methode auf den Rückpumplaser stabilisiert. Entsprechend muss beide Male eine Schwebungsfrequenz im Bereich der Hyperfeinaufspaltung des entsprechenden Atoms, also im Mikrowellenbereich (etwa 0,5 bis 1 GHz für Kalium beziehungsweise 6,5 bis 7 GHz für Rubidium) detektiert und in ein Fehlersignal umgewandelt werden. Zur Anregung der stimulierten Raman-Übergänge wird dann der Rückpump-/Raman-Masterlaser und somit entsprechend auch der Kühl-/Raman-Slavelaser<sup>1</sup> um bis zu  $-3$  GHz rotverstimmt. Dadurch werden Dekohärenzprozesse durch spontane Streuung von Photonen während des Raman-Übergangs unterdrückt, die ansonsten zu einem Kontrastverlust im Atominterferometer führen würden. Zusätzlich wird der Kühlaser bezüglich des Rückpump拉斯ers auf exakt die Hyperfeinaufspaltung des entsprechenden Atoms in Frequenz und Phase stabilisiert. Diese Reihenfolge der Frequenz- beziehungsweise Phasenstabilisierung der Laserfelder ist nötig, um die benötigte Dynamik der Regelelektronik im gewünschten Frequenzbereich von mehreren Gigahertz sicherzustellen.

Diese Methode der Frequenzstabilisierung erlaubt eine stabile und robuste Anbindung an das Referenzlaserfeld bei gleichzeitig sehr hoher Flexibilität der ein-

---

<sup>1</sup>Im Folgenden sollen die Zusatzbezeichnungen “Raman-Master-/Slavelaser“ im Interesse der besseren Lesbarkeit wieder weggelassen werden, sind aber bei entsprechender Erwähnung immer ebenfalls impliziert.



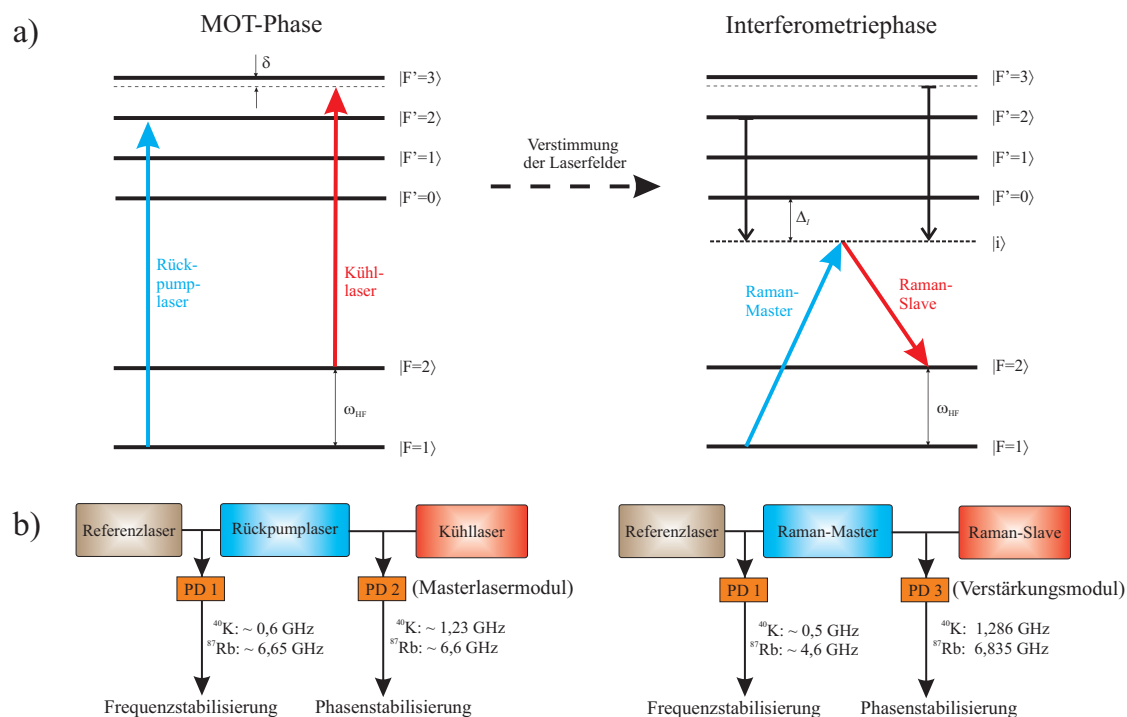


Abbildung 3.4: (a) Frequenzverstimmungen der Laser im MOT- und Interferometerbetrieb für  $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . Für  $^{40}\text{K}$  ist lediglich die Bezeichnung der atomaren Energieniveaus unterschiedlich, das Grundprinzip ist jedoch das selbe. Das Paar aus Rückpump- und Kühl-laser aus der MOT-Phase wird in der anschließenden Interferometriephase zum Paar aus Raman-Master- und Raman-Slavelaser. (b) Stabilisierungsart und Schwebungsfrequenzen zwischen den Laserfeldern im MOT- und Interferometerbetrieb. Die Schwebungssignale zur Frequenz- und Phasenstabilisierung der Laserfelder während der MOT-Phase werden auf den Photodioden im Masterlaser- und die zur Phasenstabilisierung während der Interferometriephase im Verstärkungs- und Aufteilungsmodul detektiert. Beim Übergang zum Interferometerbetrieb werden die Laserfrequenzen elektronisch verschoben. Die hier eingetragenen Werte gelten für Verstimmungen von  $\Delta_I = 100$  MHz für Kalium und  $\Delta_I = 2$  GHz für Rubidium. (Modifiziert übernommen aus [100].)

zustellenden Frequenzen. Die Laserfrequenzen können innerhalb weniger Millisekunden durch einfaches Ändern einer Referenzspannung um einige hundert MHz, beziehungsweise mit etwas mehr technologischem Aufwand sogar um mehrere GHz verändert werden. Diese Schlüsseltechnologien sind sowohl in der Kompression der magneto-optischen Falle und der Beladung der Dipolfalle (s. Abschnitt 4.3.8), als auch in der Realisierung der Raman-Übergänge für die Atominterferometrie (s. Abschnitt 3.2.4) von entscheidender Bedeutung. Ebenso kann auf diese Weise schnell und ohne langwierigen Umbau des Lasersystems die Auswahl des gewünschten Kalium-/Rubidiumisotops geändert werden, um zum Beispiel fermionische und bosonische quantenentartete Materie bezüglich ihrer Eignung für die Atominterferometrie zu untersuchen.

Nach diesen allgemeinen Erläuterungen soll nun zunächst auf die Erzeugung und Frequenzstabilisierung der Referenzlaserfelder für die Manipulation von Rubidium und Kalium eingegangen werden. Anschließend wird das System zur Erzeugung, Verstärkung und Aufteilung der zum Betrieb der 2D/3D MOT mit Rubidiumatomen benötigten Laserfelder und deren Frequenzstabilisierung vorgestellt. Abschließend sollen dann die Erweiterung des Lasersystems zur simultanen Manipulation von Rubidium und Kalium, sowie die Phasenstabilisierung der Laserfelder als notwendige Voraussetzung zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge näher beleuchtet werden.

### 3.2.1 Die Referenz- und Detektionslasermodule

Die beiden Referenzlaserfelder für Rubidium beziehungsweise Kalium werden jeweils auf einer  $37 \times 22 \text{ cm}^2$  großen und mit einem  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  M3-Lochraster versehenen Bodenplatte aus Aluminium erzeugt. Unter Verwendung von dopplerfreier Frequenzmodulationsspektroskopie werden sie in ihrer Frequenz auf einen *Crossover*-Übergang der  $D_2$ -Linie des entsprechenden Atoms stabilisiert. Das frequenzstabile Laserlicht wird jeweils in eine polarisationserhaltende Faser injiziert und zur Frequenzstabilisierung der übrigen Laserfelder über Schwebungsmessung verwendet. Eine schematische Darstellung des Strahlengangs ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

Zunächst wird das Referenzlaserfeld in einem Diodenlaser ([Sharp, GH0781JA2C] für Rubidium beziehungsweise [Eagleyard, EYP-RWE-0790-04000-0750-S0T01-0000] für Kalium) mit linearem externem Resonator („*External Cavity Diode Laser*“, kurz ECDL) erzeugt. Die Wellenlänge des Diodenlasers wird mit Hilfe eines schmalbandigen Interferenzfilters (FWHM = 0,3 nm) [Research Electro Optics] grob vorselektiert [105, 106]. Diese Bauweise zeichnet sich durch hohe Stabilität und Robustheit bei einer gleichzeitig sehr schmalen instantanen Linienbreite von  $\sim 10 \text{ kHz}$  aus. Zur Realisierung der Frequenzmodulationsspektroskopie wird der Laserdiodenstrom und damit die Laserfrequenz mit Hilfe eines Frequenzgenerators [Digital Signal Technology, PPG-20F] mit 16,2 MHz moduliert. Um unerwünschte Rückre-

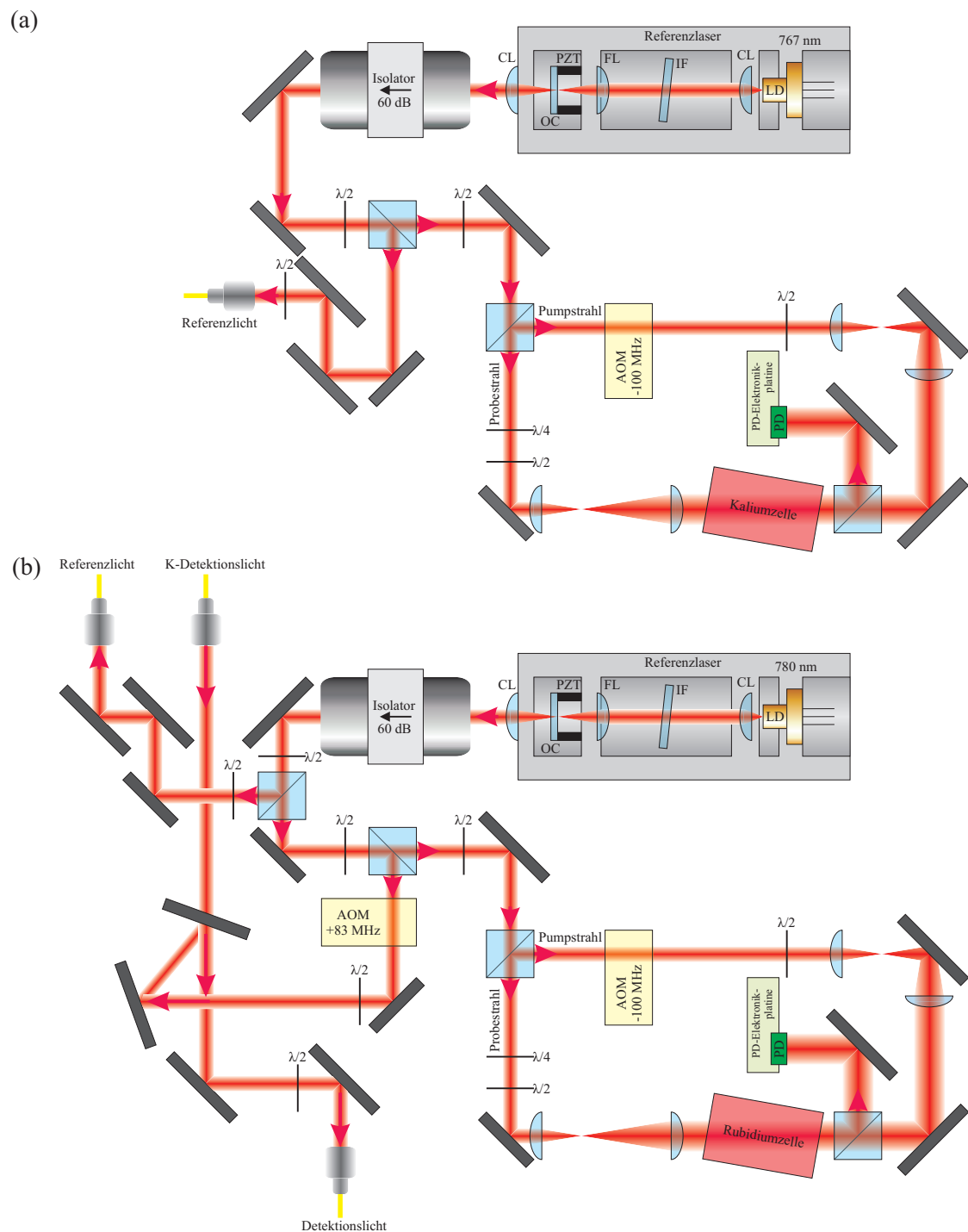


Abbildung 3.5: Strahlführung in den beiden Referenzlasermodulen für (a) Kalium und (b) Rubidium. Oben rechts befindet sich jeweils der Referenzlaser, unten rechts die Spektroskopiesektion und die linke Seite dient jeweils der Injektion des Referenzlaserfelds in eine optische Faser. Im Referenzlasermodul für Rubidium ist zusätzlich noch die Abspaltung und Frequenzverschiebung des Detektionslichts für Rubidium und dessen Überlagerung mit Detektionslicht für Kalium untergebracht. (Modifiziert übernommen aus [103].)

flexe in die Laserdiode zu unterdrücken, durchläuft das Laserlicht anschließend einen optischen Isolator [Isowave, I-80-U4]. Danach wird der zur Frequenzstabilisierung benötigte Teil des Laserstrahls abgespaltet (s. Abschnitt 3.2.2 und Abschnitt 3.2.3). Das verbliebene Lichtfeld wird anschließend in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und gegenläufig durch eine Spektroskopiezelle mit der jeweiligen Atomsorte geleitet. Zur Unterdrückung von Schwankungen im Regelsignal wird außerdem einer der beiden Teilstrahlen durch einen AOM [Crystal Technology, 3110-120] um +100 MHz in seiner Frequenz verschoben. Der andere Teilstrahl wird nach Durchlaufen der Spektroskopiezelle mit Hilfe einer Photodiode detektiert und das so generierte Wechselspannungssignal wird mit einem phasenverschobenen Anteil der Modulationsfrequenz des Laserdiodenstroms heruntergemischt. Dieses Signal wird nun zur offsetfreien Frequenzstabilisierung des Referenzlaserfelds auf den Crossoverübergang  $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 2/3\rangle$  von  $^{87}\text{Rb}$  beziehungsweise  $4^2S_{1/2} |F = 1\rangle \rightarrow 4^2P_{3/2} |F' = 0/1/2\rangle$  und  $4^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 4^2P_{3/2} |F' = 1/2/3\rangle$  von  $^{39}\text{K}$  mit Hilfe eines PID-Reglers verwendet [103, 100].

Im Referenzlasermodul für Rubidium wird außerdem ein Teil des Laserlichts abgespaltet und durch einen AOM [Crystal Technology, 3080-12] in seiner Frequenz um +83 MHz verschoben. Dieses Laserfeld kann somit zur in Abschnitt 3.3 beschriebenen resonanten Absorptionsdetektion der (ultra-)kalten Rubidiumatome verwendet werden. Zur simultanen resonanten Absorptionsdetektion der unterschiedlichen Kaliumisotope wird außerdem noch entsprechendes Licht aus dem Masterlasermodul (s. Abschnitt 3.2.3) durch eine polarisationserhaltende Faser an das Referenzlasermodul für Rubidium geführt. Mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels [Laseroptik, B-04251/B-04253] werden dort die beiden Detektionslaserfelder überlagert und in einer polarisationserhaltenden Faser an die Vakuumapparatur geführt. Das Detektionslicht kann mit einer elektronisch ansteuerbaren mechanischen Blende innerhalb weniger ms, sowie mit Hilfe des AOMs innerhalb weniger 100 ns geschaltet werden.

## 3.2.2 Das Lasersystem zum Fangen von Rubidium

### Das Verstärkungs- und Aufteilungsmodul

Die zum Betrieb von 2D und 3D MOT benötigten Laserfelder werden alle auf einer  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  großen und mit einem  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  M3-Lochraster versehenen Bodenplatte aus Aluminium erzeugt, verstärkt, überlagert, aufgespalten und schließlich in polarisationserhaltenden Lichtleitfasern zur Vakuumapparatur geführt [103]. Zur Erzeugung des Kühllichts zum Betrieb von 2D und 3D MOT stehen zwei unabhängige Verstärkersysteme („*Master Oscillator and Power Amplifier*“, kurz MO-PA) zur Verfügung. Dies erlaubt möglichst große Flexibilität und ausreichend hohe Laserleistungen zur Realisierung hoher Wiederholungsraten bei gleichzeitig hoher Atomzahl in der 3D MOT. Das ebenfalls benötigte Rückpumplicht muss für die in Zukunft angestrebte Realisierung eines Atominterferometers mittels stimulierter

Raman-Übergänge ebenfalls verstärkt werden. Zum Betrieb der magneto-optischen Falle mit Rubidium ist dies jedoch nicht nötig, weshalb zunächst darauf verzichtet wurde. Auf die nötigen Umbauten am Lasersystem zur Realisierung der hochauflösenden Gravimetrie mit zwei atomaren Spezies und die dafür bereits getroffenen Vorkehrungen wird in Abschnitt 3.2.3 näher eingegangen.

### Die Verstärkungseinheiten und die Aufteilung der Laserfelder

Die benötigten Laserfelder werden mit drei DFB- („*Distributed Feedback*“-“) Dioden [Eagleyard, EYP-DFB-0780-00080-1500-T0C03-0000] ohne zusätzlichen externen Resonator erzeugt. Diese zeichnen sich durch eine schmale Linienbreite von wenigen MHz bei gleichzeitig sehr hohem modensprungfreiem Bereich von  $> 10$  GHz aus. Diese Bauweise wurde gewählt, um bei den hohen Anforderungen an das Lasersystem dennoch einen extrem kompakten und transportablen Aufbau zu realisieren. Die Kühlaserfelder für 2D und 3D MOT werden beide nach Durchgang durch einen optischen 60 dB-Isolator in einem Trapezverstärkerchip („*Tapered Amplifier*“, kurz TA) [Eagleyard, EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000] auf  $\sim 1$  W Ausgangsleistung verstärkt [103]. Nach Verlassen des TAs wird das stark divergente Licht jeweils zunächst durch eine sphärische und eine zylindrische Linse kollimiert und anschließend zum Schutz des Verstärkerchips durch einen optischen 45 dB-Isolator [Isowave, I-80-T5-M] geführt. Nachdem die Größe der Laserstrahlen dank Strahl verkleinernder Teleskope auf optimale Einkoppeleffizienz in die Lichtleitfasern angepasst wurde, werden sie anschließend aufgeteilt, überlagert und am Ende in polarisationserhaltenden Lichtleitfasern zu den Strahl formenden Teleskopen an der Vakuumapparatur geführt.

Der für den Betrieb der 2D MOT benötigte Teil des Rückpumplichts wird vor der Injektion des Kühllichts in den TA an einem Glassubstrat mit diesem überlagert und ebenfalls im TA verstärkt. Der zum Betrieb der 3D MOT benötigte Teil des Rückpumplichts wird zunächst mit Hilfe eines AOMs um  $-83$  MHz in seiner Frequenz verschoben und anschließend unverstärkt an einem polarisierenden Strahlteiler mit dem bereits verstärkten Kühllicht überlagert. In Abbildung 3.6 ist die Strahlführung der drei benötigten Laserfelder noch einmal schematisch zusammengefasst.

Anhand von polarisierenden Strahlteilern werden die Laserfelder schließlich in vier Teilstrahlen für die 2D MOT beziehungsweise sechs Teilstrahlen für die 3D MOT aufgeteilt und dann in optische Fasern injiziert (siehe Abbildung 3.7). Vom Kühlaserstrahl für die 3D MOT wird außerdem noch ein Teilstrahl abgezweigt und mit einem AOM [Crystal Technology, 3110-120F] um  $\sim +110$  MHz in seiner Frequenz verschoben. Dieses Laserfeld wird anschließend ebenfalls in eine optische Faser eingekoppelt und kann an der 2D MOT-Kammer als *pusher*-Strahl eingesetzt werden.

Da eine schnellere Ansteuerung des Laserlichts für die 2D MOT nicht von-

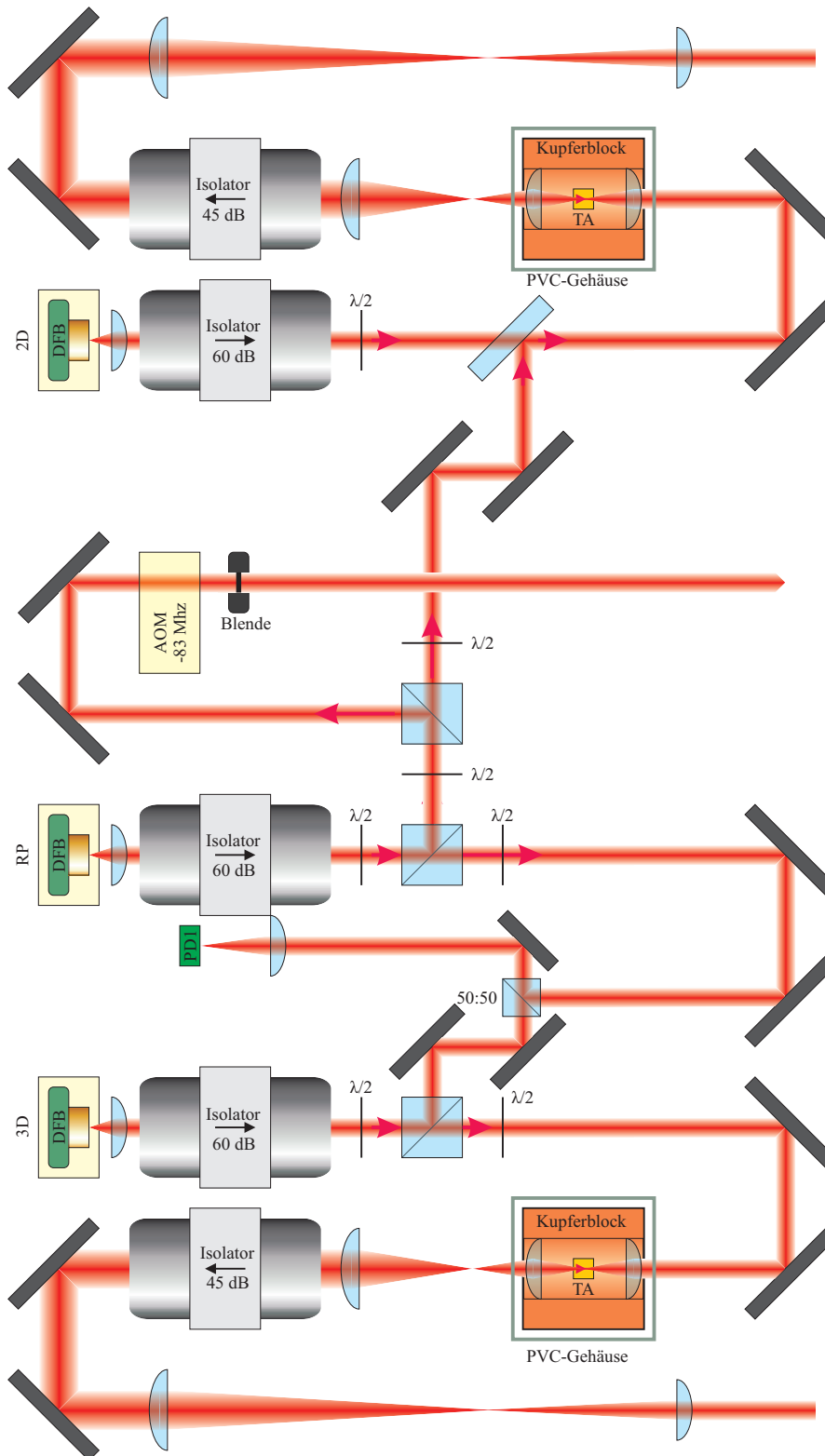


Abbildung 3.6: Strahlführung und Verstärkung der Laserfelder zum Betrieb der 2D und 3D MOT. (Modifiziert übernommen aus [103].)

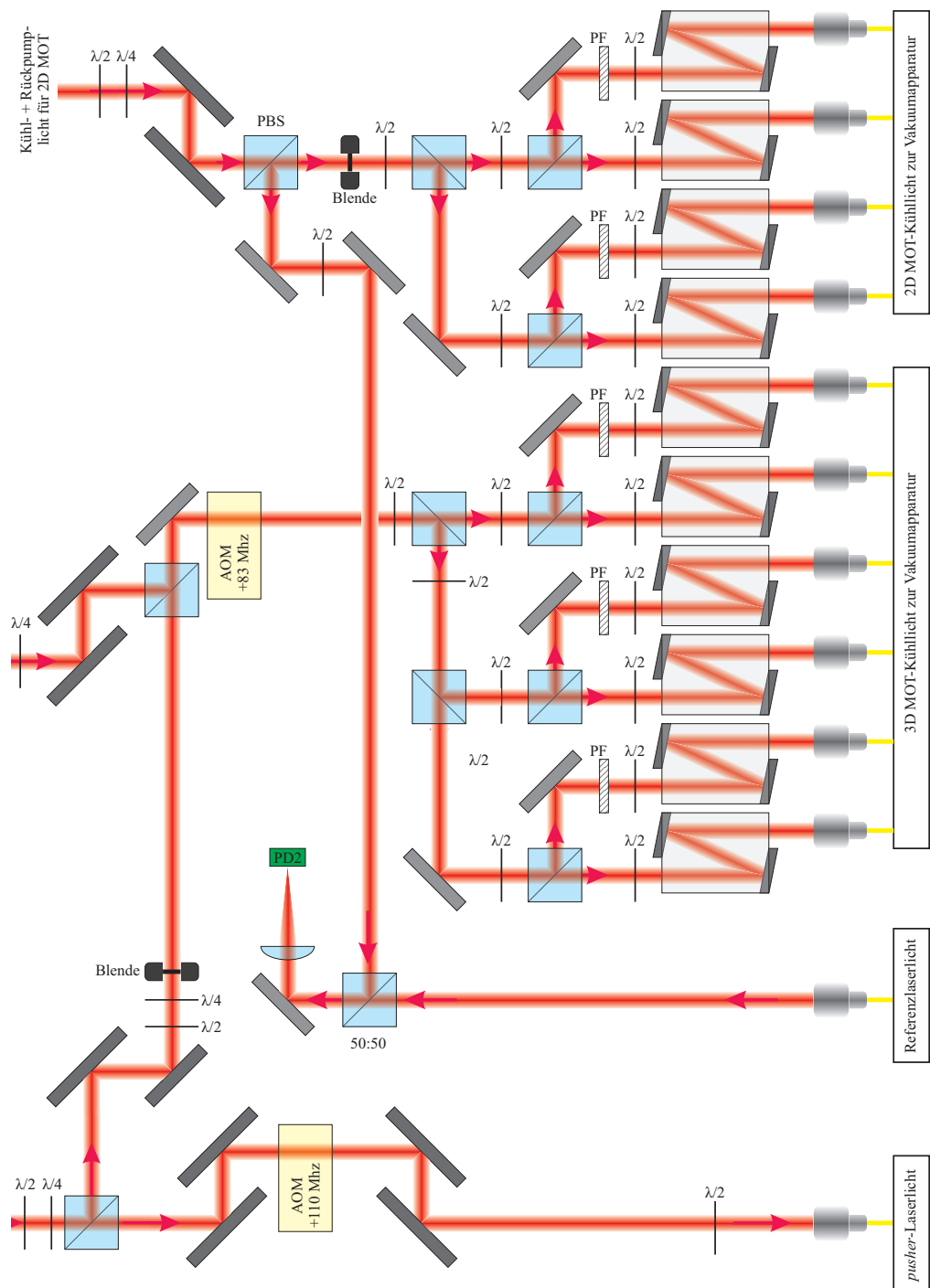


Abbildung 3.7: Aufteilung der Laserfelder zum Betrieb der 2D und 3D MOT. (Modifiziert übernommen aus [103].)

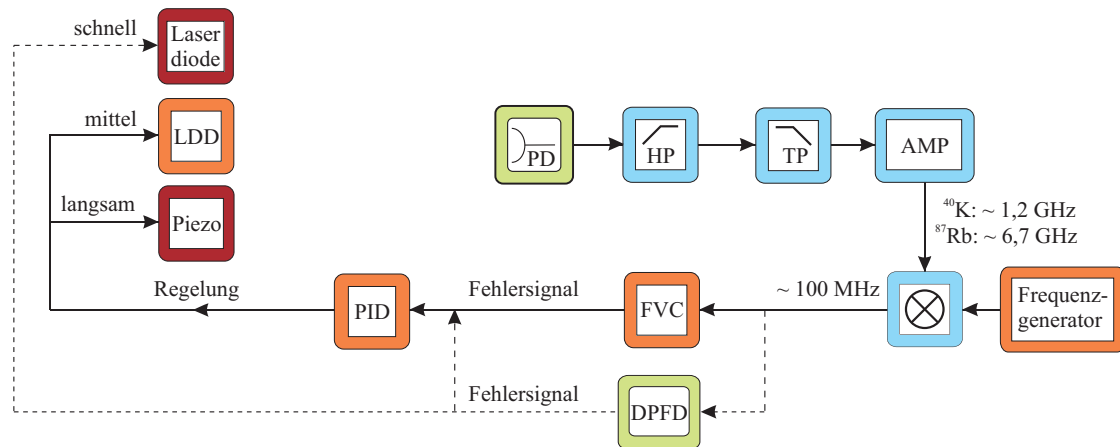


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Signalverarbeitung für die Frequenz- oder Phasenstabilisierung. Nach Detektion der Schwebung auf einer Fotodiode ausreichender Frequenzbandbreite wird das Signal elektronisch gefiltert, verstärkt und mit der Referenzfrequenz eines Frequenzgenerators heruntergemischt. Alternativ erzeugen Frequenz-zu-Spannungswandler oder ein digitaler Phasen-Frequenz-Detektor (DPFD) ein Fehlersignal zur Frequenz- oder Phasenstabilisierung. Die Regelsignale werden anschließend über einen PID-Regler oder zusätzlich auch direkt auf Piezospännung und Diodenstrom des Lasers gegeben. (Modifiziert übernommen aus [100].)

nöten ist, kann dieses lediglich durch eine elektronisch ansteuerbare mechanische Blende innerhalb weniger ms geschaltet werden. Kühl- und Rückpumplicht für die 3D MOT hingegen können einzeln mit Hilfe der AOMs innerhalb weniger 100 ns, sowie über elektronisch ansteuerbare mechanische Blenden innerhalb weniger ms geschaltet werden. Dies ist insbesondere für die optische Melasse und das optische Pumpen der Rubidiumatome in den energetisch niedrigsten HyperfeinGrundzustand während der Beladung der optischen Dipolfalle von großer Bedeutung.

### Frequenzstabilisierung mittels Schwebungsmessung

Die Frequenzstabilisierung eines Laserfelds über Schwebungsmessung wird in der Regel nach dem in Abbildung 3.8 dargestellten Schema durchgeführt [94, 100]. Nach polarisationsgleicher Überlagerung des unstabilisierten Laserfelds mit dem Referenzlaserfeld zum Beispiel an einem 50:50-Strahlteiler oder einem unbeschichteten Glassubstrat wird das so entstandene Schwebungssignal anschließend mit einer Photodiode mit ausreichender Frequenzbandbreite detektiert. Da das Schwebungssignal im Experiment meist im Mikrowellenbereich bis zu ungefähr 7 GHz liegt, muss es zur weiteren Verarbeitung zunächst in einen Frequenzbereich von etwa 100 MHz heruntergemischt werden. Dies kann zum Beispiel direkt durch Erzeugung eines ähnlichen Frequenzsignals mit Hilfe eines Yttrium-Eisengranat- („*Yttrium Iron Granate*“, kurz YIG-) Oszillators, eines spannungsgesteuerten Os-



zillators oder einer „*Step Recovery Diode*“ (SRD) mit vorgeschaltetem Frequenzgenerator bei deutlich niedrigerer Frequenz realisiert werden. Andererseits kann das Frequenzsignal auch zunächst geteilt und anschließend mit einem Frequenzgenerator niedrigerer Frequenz heruntergemischt werden, oder im Extremfall auch nur durch Frequenzteilung in den gewünschten Bereich gebracht werden. Die Wahl der geeigneten Methode hängt von den Anforderungen an die Qualität und Flexibilität der Frequenzstabilisierung, sowie von wirtschaftlichen und pragmatischen Erwägungen ab. Nachdem das Signal in den gewünschten Frequenzbereich gebracht wurde, kann es anschließend mit Hilfe eines Frequenz-zu-Spannungswandlers [101, 94] in ein Fehlersignal umgewandelt und in einen PID-Regler gegeben werden. Die Schließung des Regelkreises erfolgt dann durch Rückkopplung des so erzeugten Fehlersignals auf DFB-Diodenstrom, beziehungsweise im Falle der ECDL-Laser auf Piezospannung und Diodenstrom.

Im vorliegenden Fall werden Rückpumplicht und Kühllicht für die 2D MOT direkt an das Referenzlaserfeld angebunden. Nach der Verstärkung und Strahlformung wird ein Teil des Kühl- und Rückpumplichts für die 2D MOT abgezweigt, mit dem Referenzlaserfeld aus dem Referenzlasermodul überlagert und anschließend mit einer Sammellinse auf eine geeignete Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] fokussiert. Das detektierte Schwebungssignal des Kühl- und Rückpumplichts mit dem Referenzlaserfeld von 70 MHz kann nach entsprechender Filterung des Signals mit einem Tiefpassfilter [Mini-Circuits, SLP-250] direkt in den Frequenz-zu-Spannungswandler eingespeist und zur Frequenzstabilisierung weiter verwendet werden. Das mit der selben Photodiode detektierte Schwebungssignal zwischen Rückpump- und Referenzlaserfeld beträgt 6,65 GHz. Durch einen geeigneten Leistungsteiler [Mini-Circuits, ZFRSC-183+] und darauf folgenden Hochpassfilter [Mini-Circuits, VHF-5050+] wird es zunächst vom 70 MHz-Signal getrennt. Nach geeigneter elektronischer Verstärkung [Mini-Circuits, ZL-7G] wird es anschließend mit einem Referenzfrequenzsignal von  $\sim 6,5$  GHz heruntergemischt [Mini-Circuits, ZMX-7GLHR]. Das Referenzsignal wird mit Hilfe einer Step Recovery Diode [Herotek, GC1026RC] generiert, die über nicht-lineare Prozesse harmonische Oberschwingungen eines  $\sim 1,1$  GHz-Eingangssignal eines Frequenzgenerators [Gigatronics, 6082A] erzeugt. Aus diesen Oberschwingungen wird anschließend dank eines geeigneten Bandpassfilters das gewünschte Frequenzsignal bei  $\sim 6,5$  GHz herausgefiltert. Das auf diese Weise heruntergemischte Schwebungssignal kann nach erneuter elektronischer Verstärkung zur Frequenzstabilisierung mittels Frequenz-zu-Spannungswandler [VFC110AP] und darauf folgendem PID-Regler verwendet werden.

Das Kühl- und Rückpumplicht für die 3D MOT wird in seiner Frequenz an den Rückpump- und Kühlplaser angebunden, sodass wieder eine Schwebungsfrequenz im Bereich von etwa 6,7 GHz erzeugt wird. Die dazu benötigten entsprechenden beiden Laserfelder werden unverstärkt direkt hinter den 60 dB-Isolatoren abgezweigt, überlagert und anschließend wie oben beschrieben auf eine Photodiode fokussiert. Das Frequenzsignal wird zunächst wieder verstärkt und anschließend mit einem Frequenzteiler

[Hittite, 104627-2] durch vier geteilt. Das so erzeugte Frequenzsignal von ungefähr 1,65 GHz kann nun nach erneuter entsprechender elektronischer Filterung und Verstärkung mit einem von einem Frequenzgenerator erzeugten Frequenzsignal bei etwa 1,75 GHz heruntergemischt und anschließend zur Regelung mittels Frequenz-zu-Spannungswandler und PID-Regler verwendet werden. Eine detaillierte Beschreibung der zur Frequenzstabilisierung der drei Laserfelder benötigten Elektronikkomponenten und deren Verschaltung findet sich in [94].

### 3.2.3 Aufrüstung des Lasersystems zum Fangen von Kalium

Bei der Erweiterung des Lasersystems wurde aus mehreren Gründen auf die bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnten Diodenlaser mit linearem externem Resonator zurückgegriffen. Einerseits sind zur Realisierung einer Phasenstabilisierung schmalbandigere Laserfelder wünschenswert, als sie mit DFB-Dioden ohne externen Resonator realisiert werden können. Andererseits sind bislang auch noch keine DFB-Dioden bei der zur Manipulation der Kaliumatome benötigten Wellenlänge von  $\lambda_K = 766,7$  nm kommerziell erhältlich.

Die zur Manipulation der beiden Atomsorten benötigten Laserwellenlängen  $\lambda_K = 766,7$  nm und  $\lambda_{Rb} = 780,2$  nm liegen sehr nah beieinander. Deshalb kann im Wesentlichen der selbe optische Aufbau zur gleichzeitigen Strahlführung und Verstärkung der unterschiedlichen Laserfelder benutzt werden, insbesondere auch der bereits bestehende Aufbau zur Verstärkung und Aufteilung der Laserfelder für 2D und 3D MOT. Sogar die zur Frequenz- beziehungsweise Phasenstabilisierung benötigten Schwebungssignale können für beide Atomsorten jeweils mit der selben Photodiode detektiert und anschließend elektronisch voneinander getrennt werden. Die Schwebungssignale der 13,5 nm auseinander liegenden Laserfelder können von der Photodiode nicht mehr detektiert werden und spielen somit im weiteren Verlauf keine Rolle [100]. Um die Laserfelder wie anfangs angestrebt zukünftig auch zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge für die Atominterferometrie verwenden zu können, müssen natürlich noch entsprechende Änderungen in der Strahlführung vorgenommen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde basierend auf diesen Vorüberlegungen ein Masterlasermodule bestehend aus jeweils einem Rückpump-/Raman-Master- und einem Kühl-/Raman-Slavelaser bei  $\lambda_K = 766,7$  nm und  $\lambda_{Rb} = 780,2$  nm konzipiert und aufgebaut<sup>2</sup> [100]. Die beiden Kühlaserfelder werden zusätzlich noch in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und einer der beiden Teilstrahlen wird mit Hilfe eines AOMs um +83 MHz in seiner Frequenz verschoben. Rückpump- und Kühlaserfeld für die

<sup>2</sup>Aufgrund der sehr geringen Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands insbesondere der beiden bosonischen Kaliumisotope  $^{39}\text{K}$  ( $\omega_{\text{HF}} = 33,5$  MHz) und  $^{41}\text{K}$  ( $\omega_{\text{HF}} = 17,1$  MHz), aber auch des fermionischen Kaliumisotops  $^{40}\text{K}$  ( $\omega_{\text{HF}} = 100,2$  MHz) ist eine Unterscheidung in Rückpump- und Kühlaserfeld eigentlich hier nicht mehr korrekt, wird aber aufgrund der etablierten Konvention und zur Vereinfachung im Folgenden dennoch beibehalten.

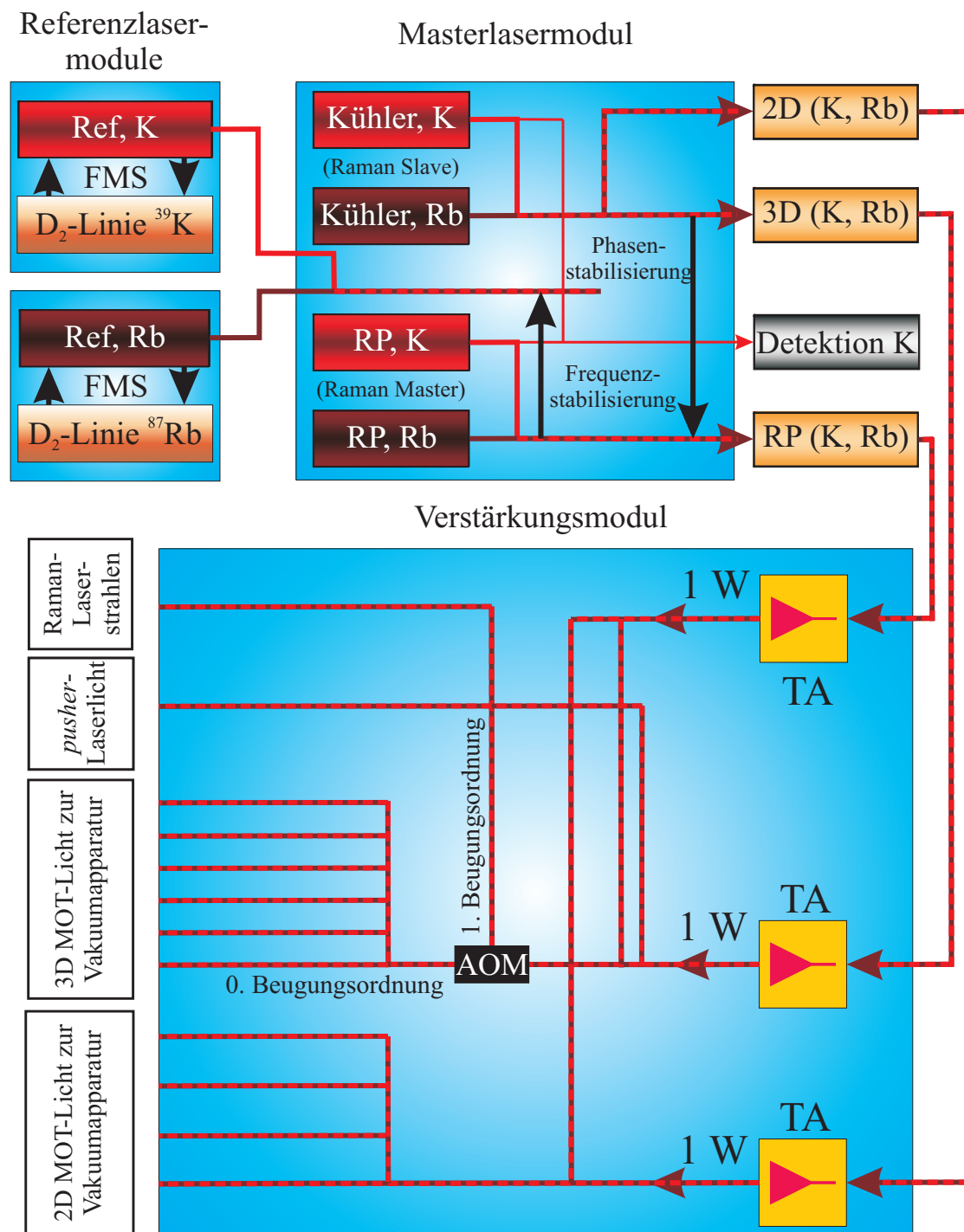


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der einzelnen Lasermodule und ihre geplante Verbindung. Die Referenzlaser für Kalium und Rubidium sind in je einem Referenzlasermodul über Frequenzmodulationsspektroskopie auf die  $\text{D}_2$ -Linie des jeweiligen Elements stabilisiert. Sie liefern die Referenzfrequenzen für die Stabilisierung der Rückpumplaser im Masterlasermodul. Das Masterlasermodul liefert Kühl- und Rückpumplaserlicht bei den Wellenlängen  $\lambda_{\text{K}} = 766,7 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2 \text{ nm}$ , sowie Laserlicht zur resonanten Absorptionsdetektion von Kalium. Für beide Wellenlängen wird der Kühllaser auf den Rückpumplaser stabilisiert. Im Verstärkermodul findet simultane Verstärkung der beiden Wellenlängen in drei TAs statt.

beiden Atomsorten werden jeweils überlagert und anschließend in polarisationserhaltende Lichtleitfasern injiziert. Im Verstärkungs- und Aufteilungsmodul werden dann die bisher zur Injektion der TAs verwendeten DFB-Dioden durch die so übertragenen neuen überlagerten Laserfelder ersetzt. Nach deren Verstärkung ist der weitere Strahlverlauf im Wesentlichen unverändert zu Abschnitt 3.2.2, wobei allerdings das Rückpumpulaserfeld nun ebenfalls einzeln verstärkt und anschließend mit den Kühllaserfeldern für 2D und 3D MOT überlagert werden muss [103, 100]. Grundsätzlich werden also lediglich die bisher verwendeten DFB-Dioden durch bereits frequenzstabilisierte Strahlquellen mit überlagertem Licht zur Manipulation von Rubidium und Kalium ersetzt. Das Umschalten der Strahlengänge zwischen Kühl- und Interferometriephase erfolgt durch einen AOM, dessen nullte Beugungsordnung in die sechs optischen Fasern für die 3D MOT, und dessen erste Beugungsordnung in eine optische Faser zur Realisierung der Raman-Strahlteiler in senkrechter Richtung geleitet wird [103].

Die Rückpumpulaserfelder werden beide in ihrer Frequenz auf die zugehörigen Referenzlaserfelder stabilisiert. Die Kühllaserfelder hingegen werden über optische Phasenregelschleifen („*Phase Locked Loop*“, kurz PLL) [85] in Frequenz und Phase an die entsprechenden Rückpumpulaserfelder angebunden (siehe Abschnitt 3.2.4). Die zur Frequenz-/Phasenstabilisierung der einzelnen Laserfelder benötigten Schwebungsmessungen werden im Masterlasermodul vorgenommen. Auf diese Weise bleibt auch nach dem Umbau weiterhin die benötigte Kontrolle über die einzelnen Laserfelder erhalten, um die Atome optisch in die gewünschten Hyperfeingrundzustände pumpen zu können. Außerdem kann auf diese Weise das Masterlasermodul unabhängig vom restlichen Lasersystem betrieben, charakterisiert und optimiert werden. Lediglich die zur Phasenstabilisierung des Raman-Slave- auf den Raman-Masterlaser benötigte Schwebungsmessung während der Interferometriephase kann erst nach der Überlagerung der beiden Laserfelder im Verstärkungs- und Aufteilungsmodul erfolgen. Ansonsten könnte wegen der unterschiedlichen Strahlwege der beiden Laserfelder eine ausreichende Qualität der Phasenstabilisierung mit einer Phasenunsicherheit von wenigen mrad nicht realisiert werden [77].

### Das Masterlasermodul

Aufbau und Strahlführung, sowie Frequenz- und Phasenstabilisierung der Laserfelder und deren Charakterisierung wurden in zwei im Rahmen dieser Arbeit betreuten Diplomarbeiten [100, 107] detailliert beschrieben. Aus diesem Grund sollen hier nur die wichtigsten Punkte herausgegriffen werden. Das Masterlasermodul ist auf einer  $50 \times 52 \text{ cm}^2$  großen und mit einem  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  M3-Lochraster versehenen Bodenplatte aus Aluminium aufgebaut. Es besteht aus den vier linearen ECDLs zusammen mit dem zugehörigen optischen Aufbau zur Strahlführung und -überlagerung und ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt. Zur groben Über-

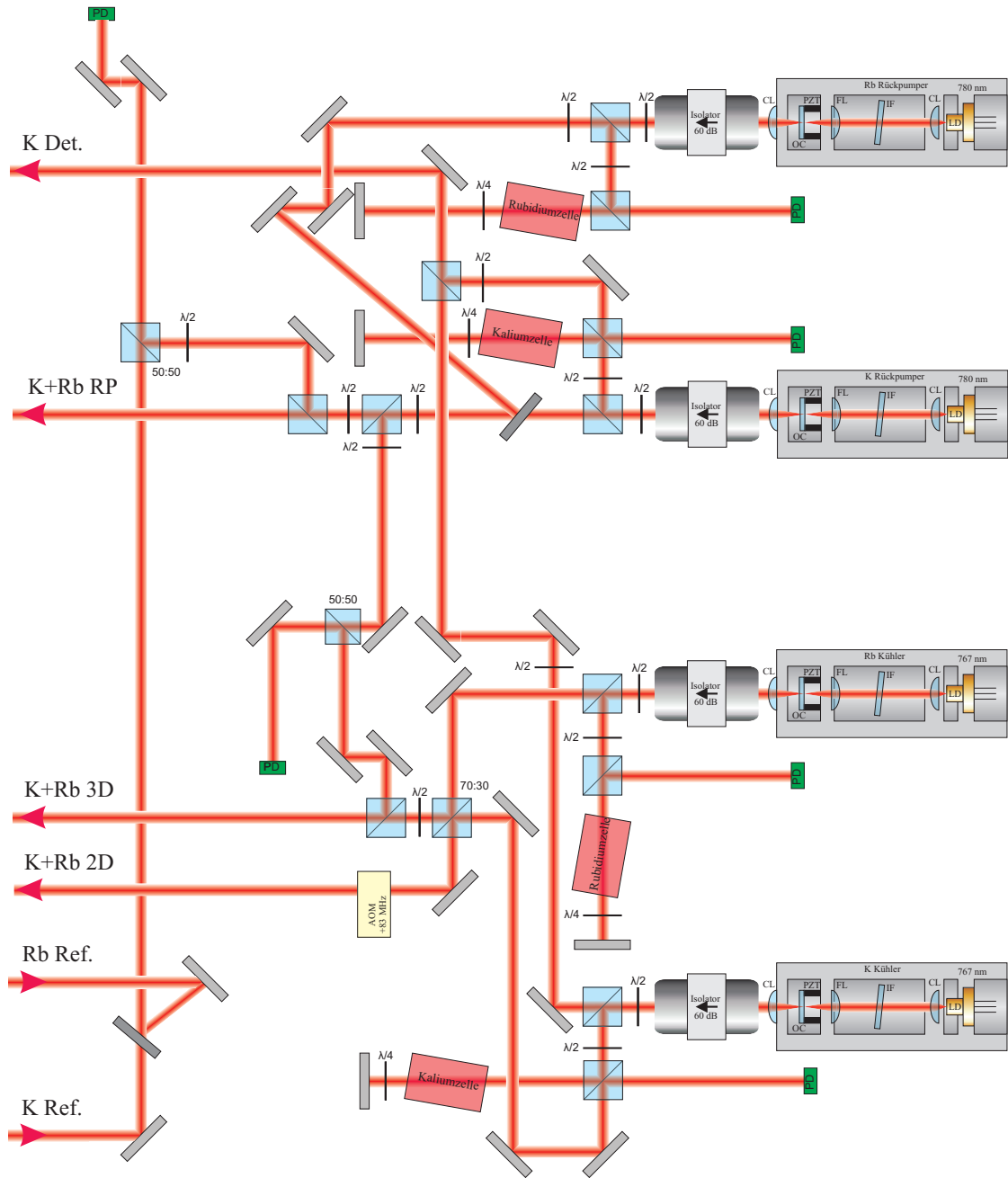


Abbildung 3.10: Strahlführung und Aufteilung der Laserfelder des Masterlasermoduls. Eine nähere Beschreibung des Aufbaus findet sich im Text. (Modifiziert übernommen aus [107].)

wachung der Laserfrequenzen sind alle vier ECDLs mit einer einfachen dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ausgestattet. Neben vier Faserausgängen für die weitere Verarbeitung der Laserfelder besitzt das Modul auch zwei Fasereingänge. Über diese werden die zur Frequenzstabilisierung benötigten Referenzlaserfelder in das Modul eingespeist und anschließend an einem dichroitischen Spiegel [Laseroptik, B-04251/B-04253] überlagert.

Die beiden Rückpumplaserfelder werden zunächst an einem dichroitischen Spiegel mit gleicher Polarisierung überlagert. An zwei aufeinanderfolgenden polarisierenden Strahlteilern wird anschließend je ein Teil der beiden Laserfelder zur Frequenzstabilisierung abgezweigt und an 50:50-Strahlteilern mit den Referenzbeziehungsweise Kühlaserfeldern überlagert. Mit einer Sammellinse werden die überlagerten Laserfelder schließlich auf geeignete Photodioden fokussiert und die auf diese Weise detektierten Schwebungssignale werden anschließend nach gemeinsamer Verstärkung elektronisch aufgespalten und gefiltert. In den einzelnen Stabilisierungspfaden werden die Signale zur Frequenzstabilisierung der Laserfelder schließlich getrennt weiterverarbeitet [100]. Die beiden Kühlaserfelder werden an einem 50:50-Strahlteiler überlagert und gleichzeitig in zwei Teilstrahlen mit ebenfalls gleicher Polarisierung aufgespalten. Anschließend werden diese in zwei optischen Fasern zum Verstärkungsmodul geführt. Zuvor wird jedoch einer der beiden Teilstrahlen mit einem AOM um +83 MHz in seiner Frequenz verschoben. Vom anderen Teilstrahl wird noch der zur Frequenzstabilisierung benötigte Teil des Kühlaserlichts abgezweigt. Vor der Überlagerung der jeweiligen Laserfelder für die beiden Atomsorten wird außerdem noch ein Teil des Kühl- und des Rückpumplichts für Kalium abgezweigt und überlagert. Jenes überlagerte Laserfeld wird anschließend in eine separate optische Faser injiziert und steht somit zur resonanten Absorptionsdetektion der Kaliumatome zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.2.1).

### Simultane Verstärkung zweier Lichtquellen in einem Verstärkerchip

Nach der Erzeugung und Überlagerung der gewünschten Laserfelder sollen diese in einem gemeinsamen Verstärkerchip auf insgesamt  $\sim 1$  W verstärkt werden. Dabei ist zu beachten, dass die beiden zu verstärkenden Wellenlängen 13,5 nm auseinander liegen. Aufgrund der Nichtlinearität des Verstärkungsprozesses im Halbleiterchip ist deshalb die Verteilung der Ausgangsleistung auf die beiden injizierten Wellenlängen hochgradig nicht trivial und entspricht mit gewisser Wahrscheinlichkeit nicht der Leistungsverteilung vor der Verstärkung. Um diesen recht komplexen Vorgang genauer zu untersuchen, wurden die beiden Laserfelder dafür zunächst einzeln nach Austritt aus einer polarisationserhaltenden Faser in einem der bereits vorhandenen TAs verstärkt. Wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist, wird aufgrund des Verstärkungsprofils des TAs wie vermutet das Laserlicht bei  $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2$  nm deutlich besser verstärkt als das bei  $\lambda_{\text{K}} = 767,7$  nm. Das Verstärkungsprofil lässt sich zwar durch Reduktion der Temperatur des Halbleiterchips zu kleineren Wel-

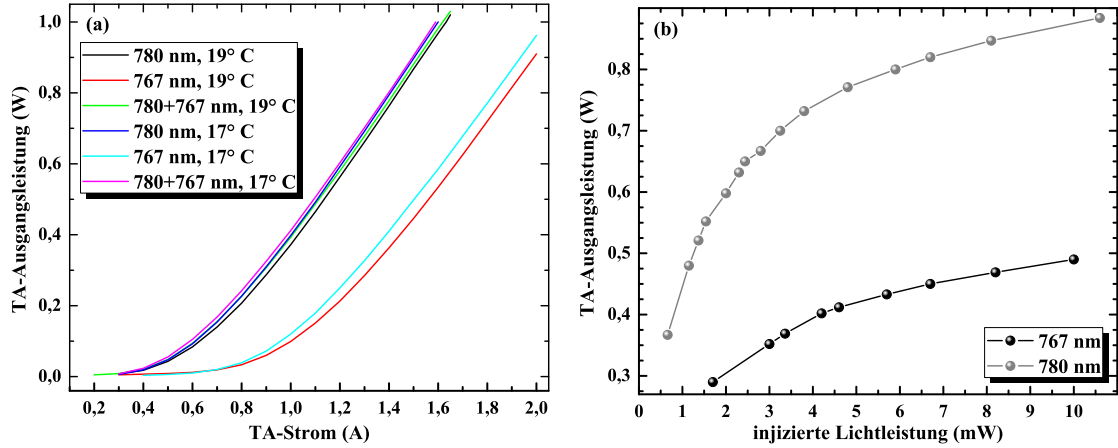


Abbildung 3.11: Verstärkung von Laserlicht zur Manipulation von Kalium beziehungsweise Rubidium in einem Trapezverstärkerchip. (a) Strom-Leistungskennlinie: Neben der getrennten Verstärkung der beiden Laserfelder wurden auch beide Laserfelder gleichzeitig bei zwei unterschiedlichen Temperaturen (17° C und 19° C) in den TA injiziert. (b) Ausgangsleistung des TAs in Abhängigkeit von injizierter Lichtleistung bei den beiden unterschiedlichen Wellenlängen.

lenlängen hin verschieben, allerdings wird aus Abbildung 3.11 (a) deutlich, dass dieser Effekt eher gering ist. Zwar ließe sich im Aufbau durch weitere Reduktion der Temperatur das Verstärkungsprofil noch weiter Richtung  $\lambda_K = 767,7$  nm verschieben, allerdings muss die Gefahr der Kondenswasserbildung an den ungeschützten Facetten des TAs berücksichtigt werden. Zusätzlich ist zu beachten, dass die Linse zur Fokussierung des einfallenden Laserlichts auf die Eintrittsfläche des TAs mit Epoxidharz geklebt wurde [103]. Bei einer weiteren Reduktion der Temperatur des Halters, auf dem TA und Linse montiert wurden, könnten thermische Spannungen und Verzerrungen im Epoxidharz zu einer Veränderung der Linsenposition und damit zu einer verschlechterten Einkoppeleffizienz des Laserlichts in den TA führen. Aufgrund dieser Überlegungen wurde bisher von dieser Option abgesehen. Dennoch lässt sich auf jeden Fall festhalten, dass sich beide Lichtfelder *einzel*n in den bisher verwendeten Trapezverstärkern auf  $\sim 1$  W verstärken lassen (siehe Abbildung 3.11 (a)). Dies kann gerade im Hinblick auf das erstmalige Kühlen und Fangen der unterschiedlichen Kaliumisotope im Experiment ausgenutzt werden. In Abbildung 3.11 (b) ist zudem für die beiden unterschiedlichen Wellenlängen die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des TAs von der injizierten Lichtleistung dargestellt ( $I_{TA} \approx 1,5$  A;  $T_{TA} = 17^\circ$  C). Auch hier ist noch einmal die geringere Verstärkung des Lichts bei  $\lambda_K = 767,7$  nm deutlich erkennbar.

Neben der Verstärkung der einzelnen Lichtfelder wurde anschließend auch die simultane Verstärkung der beiden Lichtfelder untersucht (siehe Abbildung 3.11 (a)). Deren Verlauf unterscheidet sich nicht wesentlich von der Verstärkung des einzelnen Lichts bei  $\lambda_{Rb} = 780,2$  nm. Dies legt den Schluss nahe, dass trotz glei-

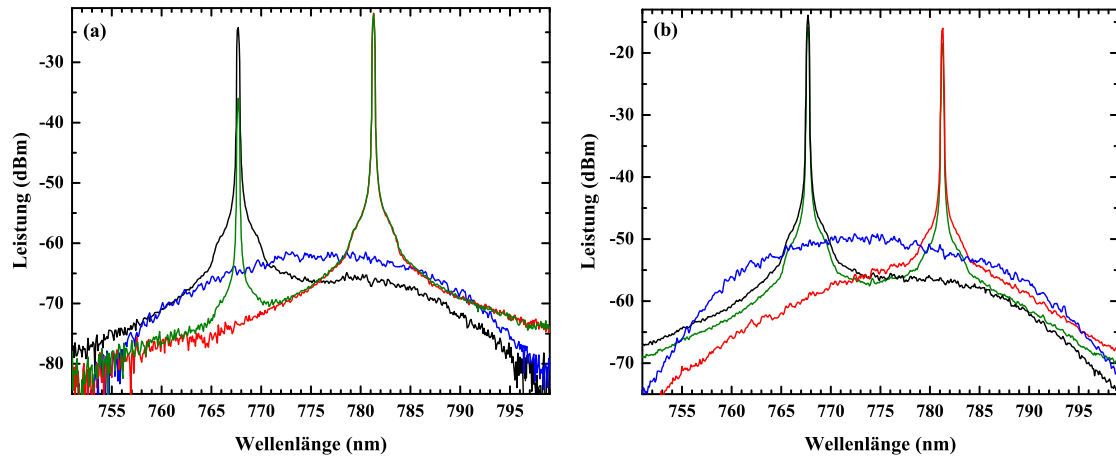


Abbildung 3.12: Spektrum des verstärkten Laserlichts zur Manipulation von Kalium und Rubidium in einem Trapezverstärkerchip bei einer injizierten Lichtleistung von 10 mW bei 767 nm und (a) 10 mW beziehungsweise (b)  $\sim 0,8$  mW bei 780 nm. Die Spektren stellen die verstärkte spontane Emission des TAs ohne Injektionslicht (blau), mit Injektionslicht bei 767 nm (schwarz), mit Injektionslicht bei 780 nm (rot) und mit Injektionslicht bei beiden Wellenlängen (grün) dar. Die Leistung des Injektionslichts bei 767 nm beträgt in allen Fällen 10 mW.

cher Leistungen der injizierten Laserfelder aufgrund des Verstärkungsprofils des Verstärkerchips und der nichtlinearen Natur des Verstärkungsprozesses am Ausgang des Verstärkerchips deutlich mehr Lichtleistung bei 780,2 nm als bei 767,7 nm zur Verfügung steht. Um diese Vermutung zu bestätigen, wurden die verstärkten Laserfelder mit Hilfe eines Gitterspektrographen [ANDO, AQ-6315A] hinsichtlich der spektralen Verteilung der Lichtleistung genauer untersucht (siehe Abbildung 3.12 (a)). Tatsächlich ist bei gleichzeitiger Injektion beider Wellenlängen mit gleicher Leistung das Laserlicht bei 767,7 nm im Vergleich zu dem bei 780,2 nm etwa 15 dB schwächer. Durch die in Abbildung 3.12 (b) dargestellte Reduktion der injizierten Lichtleistung bei  $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2$  nm auf 0,8 mW kann eine ungefähr gleich verteilte Verstärkung der beiden Lichtfelder erzielt werden. Allerdings befindet man sich dort im steil ansteigenden Teil der Verstärkungscharakteristik, weit unterhalb der wellenlängenspezifischen Sättigung des Verstärkerchips (siehe Abbildung 3.11 (b)). Entsprechend können bereits kleine Änderungen der injizierten Lichtleistung große Schwankungen der Ausgangsleistung bei dieser Wellenlänge verursachen. Dieses Verhalten ist äußerst unerwünscht, weshalb auf eine gemeinsame Verstärkung der beiden Lichtfelder in einem TA im bestehenden Aufbau in Zukunft verzichtet werden sollte. Stattdessen sollten für den simultanen Betrieb der 2D/3D MOT für beide Spezies die Laserfelder bei  $\lambda_{\text{K}} = 767,7$  nm in separaten Verstärkerchips [Eagleyard, EYP-TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000] verstärkt werden.

In Abbildung 3.13 sind schematisch die Änderungen dargestellt, die nach diesen neuen Erkenntnissen am Verstärkungs- und Aufteilungsmodul vorgenommen wer-



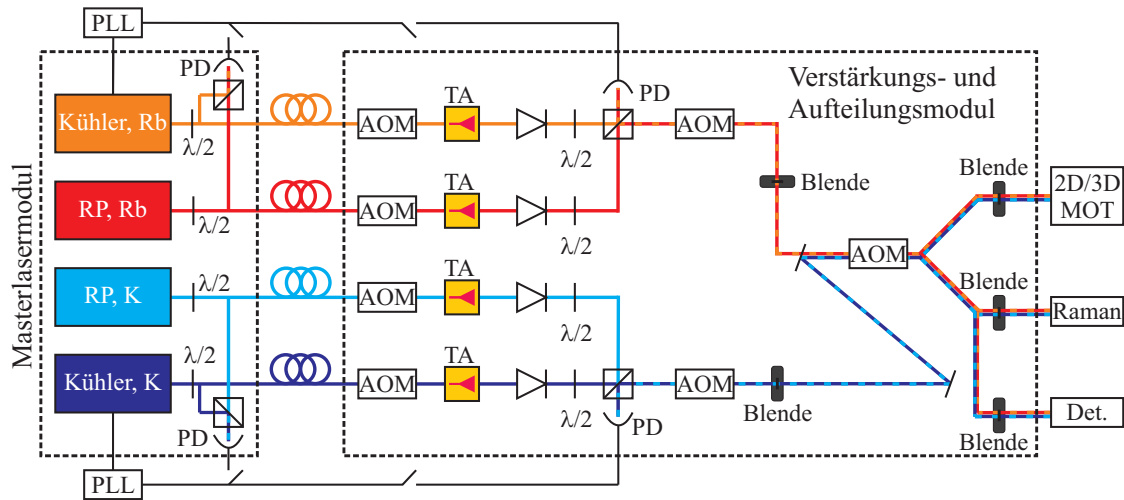


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Änderungen, die nach den hier gewonnen Erkenntnissen an den einzelnen Lasermodulen durchgeführt werden sollten.

den sollten [107]. Rückpump- und Kühllicht für die beiden atomaren Spezies werden nur noch zu Stabilisierungszwecken weiterhin im Masterlasermodul überlagert. Sie werden allerdings jeweils einzeln in optischen Fasern zum Verstärkungs- und Aufteilungsmodul geführt. Dort wird jedes Lichtfeld zunächst durch einen AOM geschickt und anschließend in einem für die entsprechende Wellenlänge geeigneten TA verstärkt. Hinter dem ersten Spiegel eines jeden TA befindet sich eine Photodiode, mit deren Hilfe die Resttransmission durch den Spiegel detektiert und somit die Ausgangsleistung des TAs überwacht werden kann. Diese Photodiode ist in eine Schutzschaltung integriert, um den TA vor Beschädigung durch zu langen Ausfall des Injektionslichts zu bewahren. Nach der Strahlformung der verstärkten Laserfelder werden diese durch entsprechende Isolatoren geführt und Rückpump- und Kühllicht anschließend elementspezifisch überlagert. Ein Teil des überlagerten Laserlichts wird abgespaltet und zur Detektion des Schwebungssignals für die Phasenstabilisierung verwendet. Nachdem die elementspezifisch überlagerten Laserfelder nochmals durch einen AOM geführt wurden, werden letztendlich alle Laserfelder an einem dichroitischen Spiegel überlagert. Schließlich werden die Laserfelder wie zuvor auf die elf optischen Fasern für das 2D/3D MOT-System beziehungsweise je eine optische Faser zur Anregung der stimulierten Raman-Übergänge und zur Detektion der beiden Spezies aufgeteilt.

Dieses Schema bietet unter anderem den Vorteil, dass dadurch eine flexible und schnelle Kontrolle über jedes einzelne Laserfeld gegeben ist. Dies ist sowohl bei der Beladung der Dipolfalle, als auch bei der Präparation und Detektion der Ein- und Ausgangszustände des Atominterferometers [77] von essentieller Bedeutung. Weiterhin können die elementspezifisch überlagerten Laserfelder separat kontrolliert werden, was für den Betrieb des differentiellen Gravimeters mit beiden Spezies ei-

ne wichtige Rolle spielen wird. Die freie Entwicklungszeit  $T_I$  muss dort für beide Spezies unterschiedlich sein, um den gleichen Skalenfaktor für beide Interferometer zu gewährleisten [45]. Außerdem steht auf diese Weise für jede Spezies genug Lichtleistung zum 2D/3D MOT-Betrieb, sowie zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge zur Verfügung.

### 3.2.4 Anregung stimulierter Raman-Übergänge für beide Spezies

Um das Lasersystem zum Betrieb eines Atominterferometers<sup>3</sup> verwenden zu können, wird zum Einen eine Phasenstabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers auf den Rückpump-/Raman-Masterlaser benötigt. Nur auf diese Weise können die für die Interferometrie benötigten stimulierten Raman-Übergänge angeregt werden. Zum Anderen müssen aber auch die Frequenzen der einzelnen Laserfelder schnell (wenige Millisekunden) über einen weiten Frequenzbereich (bis zu 2 GHz) ohne Modensprung einstellbar sein.

Der Grund für diese hohen Anforderungen wird bei genauerer Betrachtung der Schritte deutlich, die zur Präparation des Eingangszustands des Interferometers nötig sind (siehe Abbildung 3.14) [77, 82]. Da die Verweildauer der frei fallenden Atome im horizontal optisch zugänglichen Bereich der Vakuumkammer beschränkt ist, sollten diese Schritte idealerweise in möglichst kurzer Zeit ( $\sim 10$  ms) ablaufen. Zum Betrieb des Interferometers ist eine möglichst hohe Anzahl an Atomen im magnetfeldinsensitiven Grundzustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  und innerhalb eines möglichst schmalen Geschwindigkeitsintervalls erwünscht<sup>4</sup>. Um diesen Zustand mit möglichst großer Effizienz und Reinheit zu erzeugen, wird nach der optischen Melasse das atomare Ensemble mit dem Rückpumplicht zunächst optisch in den  $|F = 2\rangle$ -Zustand gepumpt, wo es über alle  $m_F$ -Unterszustände verteilt ist. Zur Aufhebung der Entartung der einzelnen  $m_F$ -Unterszustände wird dann ein homogenes Magnetfeld der Stärke  $B_{\text{off}} = 1/2$  G angelegt. Mit Hilfe eines resonanten Mikrowellenfelds wird anschließend ein möglichst großer Teil des atomaren Ensembles im  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Unterszustand in den Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  überführt. Alle im  $|F = 2, m_F\rangle$ -Zustand verbliebenen Atome werden durch den Strahlungsdruck eines zum Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  resonanten,  $\sigma^+$ -polarisierten Laserfelds aus dem Ensemble entfernt. Daraufhin wird das atomare Ensemble zunächst mit dem

<sup>3</sup>Exemplarisch ist hier im Folgenden immer nur von einem Atominterferometer die Rede. Zur Realisierung des differentiellen Gravimeters mit zwei atomaren Spezies müssen die erläuterten Anforderungen aber natürlich für beide Spezies, also für beide Sublasersysteme gleichermaßen erfüllt sein.

<sup>4</sup>Beim Betrieb des Atominterferometers mit dem fermionischen Isotop  $^{40}\text{K}$  werden die beiden Zustände  $|F = 9/2, m_F = \pm 1/2\rangle$  Verwendung finden. Diese wechselwirken allerdings in erster Ordnung mit störenden äußeren Magnetfeldern und Magnetfeldgradienten, sodass deren Verwendung erst bei Realisierung eines quantenentarteten Fermi-Gases in Betracht gezogen werden sollte.

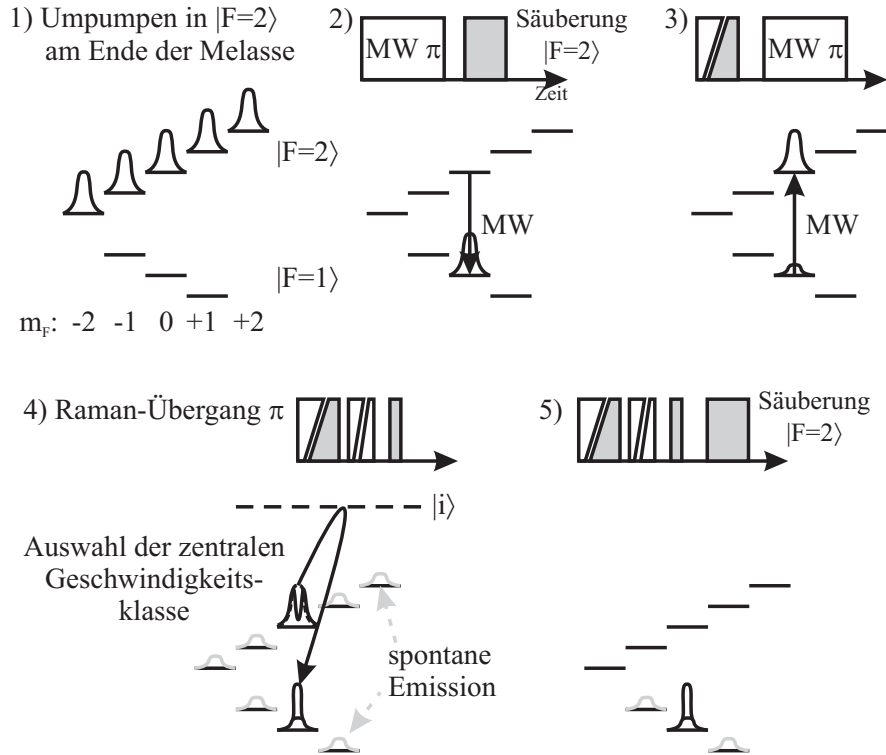


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Präparation des gewünschten magnetischen Unterzustands  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung als Eingangszustand für das Atominterferometer. Eine genaue Erklärung der einzelnen Schritte findet sich im Text. Die endliche Effizienz des zweiten Mikrowellenübergangs ( $MW$ ) (Schritt 3) sorgt für einen gewissen Restanteil an “heißen” Atomen im Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ . Außerdem sorgt die spontane Emission während des geschwindigkeitsselektiven Raman-Übergangs für eine nicht-verschwindende Besetzung der Zustände  $|F = 1, m_F \neq 0\rangle$ . (Modifiziert übernommen aus [82].)

gleichen resonanten Mikrowellenfeld wieder in den  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Unterzustand gehoben. Mit Hilfe eines geschwindigkeitsselektiven Raman-Übergangs von wenigen  $10 \mu\text{s}$  Länge wird daraufhin aus dem atomaren Ensemble eine schmale Geschwindigkeitsklasse „ausgeschnitten“ und wieder in den Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  überführt. Schließlich müssen alle im  $|F = 2\rangle$ -Zustand verbliebenen Atome wieder mit einem resonanten Lichtfeld entfernt werden, bevor mit der eigentlichen Interferometriesequenz begonnen werden kann. Aus dieser Präparationssequenz wird ersichtlich, dass die einzelnen Laserfelder kontrolliert und reproduzierbar mit Dauern von bis hinunter zu  $10 \mu\text{s}$  gepulst auf die Atome eingestrahlt werden können müssen. Diese Bedingung kann durch die im Strahlengang eines jeden einzelnen Laserfelds befindlichen AOMs erfüllt werden. Das für die Säuberung des  $|F = 2\rangle$ -Zustands benötigte Laserfeld entspricht den bereits erwähnten Laserfeldern zur resonanten Absorptionsdetektion [99], wodurch die Anforderungen an die Sprung-

geschwindigkeit der einzelnen Frequenz- und Phasenstabilisierungen etwas reduziert werden.

Im Folgenden soll nun auf die Charakterisierung sowohl der Phasenstabilisierung der Kühllaserfelder für beide Spezies, als auch der modensprungfreien schnellen Frequenzsprünge der Laserfelder eingegangen werden. Zur Phasenstabilisierung der Laserfelder wird im Experiment die optische Phasenregelschleife verwendet [85]. Grundidee und experimentelle Umsetzung der optischen Phasenregelschleife sind in diversen Diplom- und Doktorarbeiten detailliert beschrieben [77, 108, 93, 109, 107]. Aus diesem Grund sollen hier nur das Grundprinzip zusammengefasst und anschließend die experimentellen Ergebnisse vorgestellt werden.

### Phasenstabilisierung der Laserfelder für beide Spezies

Frequenz und Phase der Kühllaserfelder werden in einer optischen Phasenregelschleife („*Phase Locked Loop*“, kurz PLL) [85] auf die Rückpump Laserfelder stabilisiert. Genauer gesagt werden Frequenz und Phase der entsprechenden Schwebungssignale dieser Laserfelder jeweils mit einem Referenzoszillatorsignal verglichen. Die Referenzsignale werden wiederum von einem rechnergesteuerten Frequenzgenerator („*Direct Digital Synthesizer*“, kurz DDS) [SPECTRADYNAMICS, LNFS-100-RM OPT-3] [93] erzeugt. Allerdings befinden sich die beiden Schwebungssignale in einem Bereich von  $\sim 6,5$  bis  $6,85$  GHz für  $^{87}\text{Rb}$  beziehungsweise  $\sim 0,5$  GHz ( $\sim 1,2$  GHz) für  $^{39}\text{K}$  ( $^{40}\text{K}$ ). Die Frequenzen der Referenzoszillatoren hingegen betragen nur maximal 120 MHz. Aus diesem Grund müssen die beiden Schwebungssignale erst in den geeigneten Frequenzbereich der Referenzoszillatoren konvertiert werden. Dazu werden dank einer hochpräzisen Mikrowellenquelle Signale erzeugt, deren Frequenzen im Bereich der Schwebungsfrequenzen der beiden entsprechenden Laserfelder liegen. Mit diesen können anschließend die beiden Schwebungssignale heruntergemischt und so dem gewünschten Frequenz- und Phasenvergleich zugänglich gemacht werden. Die Mikrowellenquelle besteht aus einer Step Recovery Diode, die ganzzahlige Vielfache des frequenzverdoppelten 100 MHz-Signal eines hochstabilen Quarzreferenzoszillators [SPECTRADYNAMICS] erzeugt [77, 93, 110]. Aus diesem so erzeugten Frequenzkamm kann anschließend der Zinken bei der gewünschten Frequenz elektronisch herausgefiltert werden.

Nachdem das Schwebungssignal in den gewünschten Frequenzbereich konvertiert wurde, kann es anhand eines „*Digitalen Phasen- und Frequenz Detektors*“ (DPFD) [MCH12140] in Frequenz und Phase mit dem Signal des Referenzoszillators verglichen werden. Dieses ist auf den gleichen hochstabilen Quarzoszillator referenziert, der auch bereits in der Mikrowellensignalerzeugung zum Heruntermischen der Schwebungssignale Verwendung findet. Der DPFD erzeugt ein zur Frequenz- und Phasendifferenz der beiden Oszillatorsignale proportionales Spannungssignal. Dieses kann in einem anschließenden PID-Regler zur Stabilisierung von Frequenz und Phase des Schwebungssignals verwendet werden, wobei die Rückkopplung des

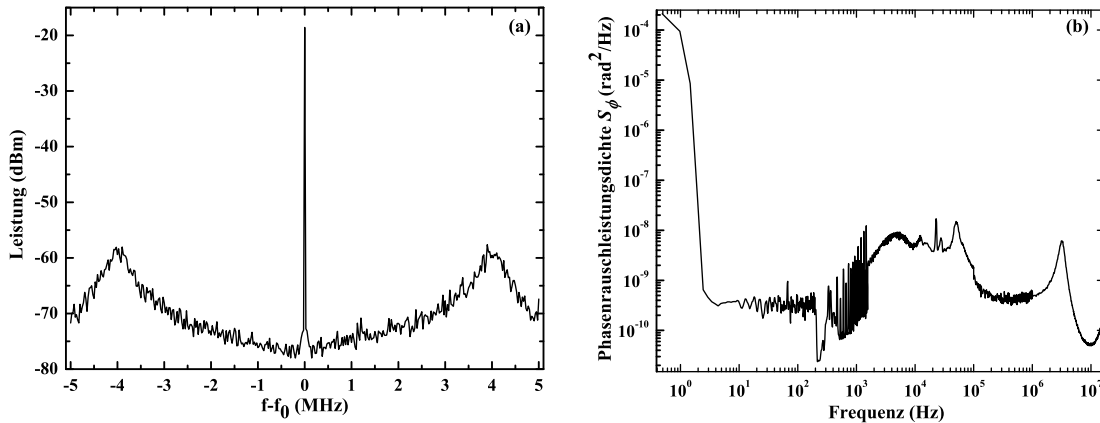


Abbildung 3.15: Charakterisierung der Phasenregelschleife. Exemplarisch ist in (a) das phasenstabilisierte Schwebungssignal zwischen den beiden Laserfeldern zur Manipulation von Kalium dargestellt. Die zugehörige äquivalente Phasenrauschleistungsdichte in Abhängigkeit von der Frequenz ist in (b) gezeigt. Für realistische Werte von  $\tau = 10 \mu\text{s}$  und  $T_I = 90 \text{ ms}$  ergibt sich daraus ein Beitrag zum Phasenrauschen des Atominterferometers von  $\sigma_\phi = 34,2 \text{ mrad}$  [107].

Fehlersignals lediglich auf den Kühl-/Raman-Slavelaser erfolgt.

Allerdings wird zur Stabilisierung der Phase eine deutlich größere Regelbandbreite benötigt ( $\sim 5 \text{ MHz}$ ), als sie mit den im Experiment verwendeten PID-Reglern realisiert werden kann. Aus diesem Grund wird ein Teil des im DPFD erzeugten Spannungssignals in einem schnellen Regelpfad über einen sogenannten „Loopfilter“ und einen entsprechend konzipierten Einkoppelkreis [108, 100] direkt auf die Laserdiode rückgekoppelt. Dieser Loopfilter kompensiert die durch die Elemente des Regelkreises verursachten Phasenverschiebungen in einem möglichst großen Frequenzbereich. Er besteht im Wesentlichen aus einer Parallelschaltung von Kondensator und Widerstand, die aber zur Realisierung einer möglichst großen Regelbandbreite optimal aufeinander abgestimmt sein müssen.

In Abbildung 3.15 (a) ist exemplarisch das Schwebungssignal zwischen dem Rückpumpplaser und dem darauf phasenstabilisierten Kühlaser für die Wellenlänge  $\lambda_K = 766,7 \text{ nm}$  dargestellt. Die Zentralfrequenz der Schwebung liegt mit  $1,14 \text{ GHz}$  im Bereich der Hyperfeinaufspaltung von  $^{40}\text{K}$ . Die Regelbandbreite der Phasenstabilisierung beträgt  $4 \text{ MHz}$ . Die äquivalente spektrale Phasenrauschleistungsdichte ist in Abbildung 3.15 (b) zu sehen [107]. Aus diesen Daten kann nun der Beitrag des Rauschens der relativen Laserphase zum Phasenrauschen des Atominterferometers für spezielle Werte bezüglich der Pulsdauer  $\tau_{I,\pi/2}$  und der freien Entwicklungszeit  $T_I$  berechnet werden [109]. Dazu muss die gemessene spektrale Phasenrauschleistungsdichte zunächst mit der frequenzabhängigen Transferfunktion  $|H_\phi(f)|^2$  des Interferometers für das Rauschen der Laserphase gewichtet und anschließend die Wurzel des Integrals über alle Frequenzen gebildet werden [109, 107]. Unter der

Annahme realistischer Parameter [82] für die Pulsdauer  $\tau_{I,\pi/2} = 10 \mu\text{s}$  und die freie Entwicklungszeit  $T_I = 90 \text{ ms}$  ergibt sich im vorliegenden Falle ein Beitrag des Rauschens der Laserphase zum Phasenrauschen des Atominterferometers von  $\sigma_\phi = 34,2 \text{ mrad}$  [107]. Somit ist der Beitrag bislang noch relativ hoch und dessen Reduktion ist momentan Gegenstand aktueller Untersuchungen [107]. Dabei ist zu beachten, dass die Mikrowellenfrequenz zur Konvertierung des Schwebungssignals in den geeigneten Frequenzbereich und die Referenzfrequenz für den DPDFD bislang von kommerziellen Frequenzgeneratoren erzeugt wurde. Die künftige Verwendung des hochstabilen Quarzoszillators, sowie der daraus abgeleiteten Mikrowellenreferenz und dem darauf referenzierten DDS bieten noch großes Optimierungspotential.

### Schnelle und flexible Frequenzkontrolle der Laserfelder

Die teils großen Frequenzsprünge in der Stabilisierung der Rückpumpplaser von bis zu 2 GHz werden im Experiment durch spannungsgesteuerte Oszillatoren im Mikrowellenbereich realisiert ([Hittite, HMC586LC4B] für den Bereich von 4 bis 7 GHz und [Mini-Circuits, ZX95-1300-S+] für den Bereich von 400 bis 1300 MHz). Diese bieten eine ausreichend hohe Präzision bei gleichzeitig großer Flexibilität und Bedienungsfreundlichkeit. Die Änderung der Frequenzdifferenz zwischen Rückpump- und Kühllaser wird über eine veränderte Frequenz des Referenzoszillators an den DPDFD realisiert. Allerdings lässt der DDS nicht die gewünschte Dynamik von 240 MHz im Falle der Laser bei 780 nm zu. Deshalb wird stattdessen für die nahresonante Anregung während der MOT-Phase beziehungsweise der Zustandspräparation und -detektion das Frequenzsignal des DDS mit dem Faktor zwei multipliziert. Für die fernresonante Anregung mittels Raman-Übergang hingegen wird die volle Präzision des DDS benötigt, sodass dort das DDS-Signal direkt an den DPDFD geleitet wird. Zwischen diesen beiden Phasen kann mit zwei Radiofrequenzschaltern umgeschaltet werden.

Um alle vier ECDLs während all dieser Frequenzänderungen immer im modensprungfreien Bereich zu halten, müssen bei Bedarf sowohl auf den Laserdiodenstrom, als auch auf die Piezospaltung aller ECDLs vorher experimentell ermittelte Offsetwerte aufgeprägt werden. Um für diese Operationen nicht zu viele Analogkanäle des Experimentsteuerrechners zu verwenden, wurde eine elektronische Schaltung entwickelt [107], mit deren Hilfe anhand von TTL-Signalen zwischen zwei mit Potentiometern einstellbaren festen Werten für Laserdiodenstrom beziehungsweise Piezospaltung umgeschaltet werden kann. Alle vier Laser sind mit einer solchen Platine ausgestattet. In ersten Studien konnte mit diesem Aufbau ein Sprung in der Frequenz eines stabilisierten Lasers von 1,6 GHz innerhalb von  $\sim 4 \text{ ms}$  demonstriert werden [107]. Die Dauer des Frequenzsprungs ist dabei vermutlich bislang im Wesentlichen durch einen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 3 kHz im PID-Regler für die Piezospaltung begrenzt. Die Sprungweite wiederum ist begrenzt durch den VCO im Regelpfad, über den der Sprung auf die

Laserfrequenz aufgeprägt wird. Dennoch sind die bereits erzielten Werte mehr als ausreichend für die simultane Verwendung des Lasersystems sowohl zum Kühlen und Fangen der unterschiedlichen Rubidium- und Kaliumisotope, als auch zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge für beide Spezies als Schlüsseltechnologie für die atomare Präzisionsinterferometrie.

Abschließend kann also festgehalten werden, dass im Rahmen dieser Arbeit entscheidende Schritte hin zum Betrieb eines Präzisionsgravimeters mit den beiden Spezies Kalium und Rubidium erfolgreich bewältigt wurden. Dabei besticht das im Rahmen dieser Arbeit entworfene Lasersystem besonders durch seine hohe Funktionalität, Flexibilität und Stabilität. Durch den gleichzeitig robusten, kompakten und effizienten Aufbau erfüllt es außerdem die hohen Anforderungen für einen möglichen transportablen Einsatz. Durch die modulare Bauweise und die Verbindung der einzelnen Module über optische Fasern ermöglicht das Lasersystem zusätzlich eine Vielzahl neuartiger Anwendungen und zukünftiger Erweiterungen, wie beispielsweise mit der erfolgreichen Aufrüstung des Lasersystems zum Kühlen und Fangen von Kalium und Rubidium bereits eindrucksvoll demonstriert werden konnte.

### 3.3 Absorptionsdetektion der atomaren Ensembles

Alle wichtigen Informationen über ein präpariertes (ultra-)kaltes atomares Ensemble, wie Teilchenzahl, Position und Ausdehnung der atomaren Wolke, können mit Hilfe einer Absorptionsoaufnahme des atomaren Ensembles gewonnen werden. Aus der Ausdehnung der atomaren Wolke kann bei bekannter und im Idealfall möglichst großer freier Fallzeit  $t$  der Atome („*Time of Flight*“, kurz TOF) auf die Temperatur  $T$  des atomaren Ensembles geschlossen werden. Bei bekannten Fallenparametern, das heißt bekannten Fallenfrequenzen  $\omega_{x/y/z}$  der harmonischen Falle kann daraus wiederum die Spitzendichte und die Phasenraumdichte des Ensembles in der Falle berechnet werden [111, 112, 113, 114]. Die so ermittelten Werte sind umso weniger anfällig auf nicht genau bekannte Fallenparameter, je größer die freie Fallzeit des Ensembles war, da dann der Einfluss der harmonischen Falle auf die räumliche Verteilung der Atome im Vergleich zur freien thermischen Expansion der atomaren Wolke immer mehr vernachlässigt werden kann<sup>5</sup>.

Im Experiment werden die kalten  $^{87}\text{Rb}$ -Atome für  $80 \mu\text{s}$  mit einem linear polarisierten und zum Übergang  $5^2\text{S}_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} |F' = 3\rangle$  resonanten kollimierten Laserstrahl in vertikaler Richtung von oben angeblitzt. Der so erzeugte Schattenwurf der kalten Atomwolke wird über zwei Sammellinsen ( $f_1 = 150 \text{ mm}$  und  $f_2 = 300 \text{ mm}$ ) mit einer 1:2-Vergrößerung auf eine CCD-Kamera [Hamamatsu, C8484-15G] abgebildet. Daraus ergibt sich aus der spezifizierten Pixelgröße von

<sup>5</sup>Für  $t > 1/\omega_{x/y/z}$  wird lediglich noch die Impulsverteilung der atomaren Wolke abgebildet und die Wolke expandiert isotrop.

$6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$  eine theoretische räumliche Auflösung<sup>6</sup> von  $3,225 \mu\text{m}$ . Um unerwünschte Resteffekte bei der Bildgebung zu eliminieren, wird 80 ms nach dem ersten Bild mit Atomen ein zweites Bild ohne Atome bei gleich lang eingestrahlttem Laserlicht aufgenommen. Nach weiteren 2,5 s wird noch ein drittes Bild gänzlich ohne eingestrahlttes Licht zur Bestimmung des Hintergrundlichts und des Dunkelrauschens der Kamera aufgenommen<sup>7</sup>.

Von den beiden ersten Kamerabildern mit ortsabhängigen Intensitäten  $I_{\text{Atome}}(x,y)$  und  $I_{\text{Strahl}}(x,y)$  wird zunächst jeweils das dritte Bild  $I_{\text{Dunkel}}(x,y)$  abgezogen und danach aus dem logarithmierten Verhältnis dieser beiden Intensitätsverteilungen die optische Dichte

$$OD(x,y) = \ln \left( \frac{I_{\text{Strahl}}(x,y) - I_{\text{Dunkel}}(x,y)}{I_{\text{Atome}}(x,y) - I_{\text{Dunkel}}(x,y)} \right) \quad (3.1)$$

ermittelt, welche sich aus dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz

$$I_{\text{abs}} = I_0 \cdot e^{-OD(x,y)} \quad (3.2)$$

ergibt, wobei  $I_0$  die Intensität des Laserfelds vor dem Durchgang durch das absorbierende Medium darstellt. Die optische Dichte ist andererseits wiederum über

$$OD = \sigma \cdot \int n \, dx \, dy \quad (3.3)$$

mit der atomaren Dichte  $n$  und dem verstimmungsabhängigen Streuquerschnitt

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(2\pi\delta/\Gamma)^2} \quad (3.4)$$

verknüpft. Dabei bezeichnet  $I_{\text{sat}} = 1,669 \text{ mW/cm}^2$  die Sättigungsintensität für Rubidium,  $\delta$  die Verstimmung zum atomaren Übergang,  $\Gamma = 2\pi \cdot 6,07 \text{ MHz}$  die natürliche Linienbreite des angeregten atomaren Übergangs und  $\sigma_0 = \hbar\omega_0\Gamma/(2I_{\text{sat}})$  den resonanten Wirkungsquerschnitt des Übergangs mit der Frequenz  $\omega_0$  [52]. Integration von Gleichung (3.3) über die beleuchtete Fläche  $A$  ergibt die Anzahl der detektierten Atome

$$N = OD \cdot A \cdot \sigma^{-1}. \quad (3.5)$$

Neben der Atomzahl kann natürlich aus dem Einpassen einer Gauß-Funktion an die orts aufgelöste aufintegrierte eindimensionale Säulendichte in horizontaler ( $x$ -) oder vertikaler ( $y$ -) Richtung auch der  $1/\sqrt{e}$ -Radius

$$\sigma_{x/y}(t) = \sigma_{x/y}(t=0) \cdot \sqrt{1 + \omega_{x/y}^2 t^2} \quad (3.6)$$

<sup>6</sup>Da die Abbildung in vertikaler Richtung stattfindet, kann die Pixelgröße des Abbildungssystems nicht über den freien Fall der Atome kalibriert werden [114].

<sup>7</sup>Der Zeitabstand zwischen den letzten beiden Bildern ist lediglich durch die kameraeigene Steuerungssoftware bestimmt. Um ihn im Sinne einer höheren Wiederholungsrate des Experiments zu eliminieren, könnte das dritte Bild in Zukunft lediglich einmal pro Messtag aufgenommen werden, da es im Experiment ohnehin kaum variiert [114].



der atomaren Wolke nach Fallzeit  $t$  in diese beiden Richtungen ermittelt werden. Bei bekannten Fallenfrequenzen  $\omega_{x/y}$  kann daraus über

$$n_0 = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{N}{\sigma_x(t=0)\sigma_y(t=0)\sigma_z(t=0)} \quad (3.7)$$

wiederum auf die Spitzendichte des atomaren Ensembles in der harmonischen Falle, beziehungsweise aus

$$T_{x/y} = m \cdot \frac{\sigma_{x/y}^2(t)}{k_B(t^2 + 1/\omega_{x/y}^2)} \quad (3.8)$$

auf die Temperatur der Atomwolke<sup>8</sup> geschlossen werden. Dabei bezeichnet  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $m$  die Masse der detektierten Atome. Offensichtlich kann aus dem zweidimensionalen Absorptionsbild nicht der  $1/\sqrt{e}$ -Radius in  $z$ -Richtung  $\sigma_z$  bestimmt werden. Da allerdings die spezifische Fallenkonfiguration meist eine gewisse Symmetrie vorgibt, gleicht dieser Wert üblicherweise in guter Näherung dem  $1/\sqrt{e}$ -Radius einer der beiden anderen Richtungen.

Wenn das atomare Ensemble gar nicht in einer harmonischen Falle gefangen ist (wie zum Beispiel in der MOT und der optischen Melasse), beziehungsweise die Fallenparameter nicht genau bekannt sind, kann die Temperatur der atomaren Wolke auch aus zwei aufeinander folgenden Absorptionsbildern mit unterschiedlichen freien Fallzeiten  $t_1$  und  $t_2$  über

$$T_{x/y} = m \cdot \frac{\sigma_{x/y}^2(t_2) - \sigma_{x/y}^2(t_1)}{k_B(t_2^2 - t_1^2)} \quad (3.9)$$

bestimmt werden. Noch genauer lässt sich die Temperatur aus einer ganzen Serie von Absorptionsbildern mit unterschiedlichen freien Fallzeiten ermitteln. Trägt man die so ermittelten quadrierten Wolkenbreiten gegen die quadrierten zugehörigen freien Fallzeiten auf, so entspricht die Temperatur der Steigung der Ausgleichsgeraden multipliziert mit dem Faktor  $m/k_B$ .

Und auch die Spitzendichte der Atomwolke lässt sich bei nicht harmonischen Fallen beziehungsweise unbekanntem Fallenfrequenzen auf eine alternative Weise bestimmen [115]. Dazu muss zunächst im Absorptionsbild das Pixel mit der maximalen Atomzahl  $N_{\max}$  pro Pixelfläche  $A_{\text{Pixel}}$ , also der maximalen optischen Dichte  $OD_{\max}$  ermittelt werden. Gemäß Gleichung (3.5) gilt für dieses Pixel der Zusammenhang:

$$\frac{N_{\max}}{A_{\text{Pixel}}} = \frac{OD_{\max}}{\sigma} \quad (3.10)$$

<sup>8</sup>Tatsächlich wird so die *mittlere Geschwindigkeit* der Atome in horizontaler und vertikaler Richtung des Absorptionsbilds bestimmt. Diese beiden Werte müssen im Experiment, vor allem in einer Einzelstrahldipolfalle, nicht unbedingt gleich sein. Dagegen ist die Temperatur des Ensembles ein skalarer Wert und kann für ein Ensemble im thermischen Gleichgewicht in den beiden Bildrichtungen nicht unterschiedlich sein.

und damit folgt für die Spitzendichte der Atomwolke

$$n_0 = \frac{N_{\max}}{A_{\text{Pixel}}\sigma_z} = \frac{OD_{\max}}{\sigma\sigma_z}. \quad (3.11)$$

Im Experiment geschieht die soeben vorgestellte Auswertung der Daten mit Hilfe eines in MatLab realisierten Auswertungsprogramms [113, 116]. Die Bestimmung der Spitzendichte gemäß Gleichung (3.11) erfolgt durch ein Mathematica-Programm, welches in einer im Rahmen dieser Arbeit betreuten Diplomarbeit entwickelt wurde [115].

### 3.4 Die rechnergestützte Ansteuerung des Experiments

Der Betrieb des Experiments erfordert eine präzise, zeitgenaue und reproduzierbare externe Kontrolle der experimentellen Parameter wie Laserfrequenzen, Magnetfelder und Lichtleistung mit einer zeitlichen Auflösung von bis zu  $10 \mu\text{s}$ . Zu diesem Zweck werden die experimentellen Parameter durch digitale (0 oder 5 V) und analoge (-10 bis +10 V) Ausgangsspannungen zweier PCI-Einsteckkarten [National Instruments, PCI-6229 und PCI-6723] kontrolliert. Diese werden von einem Rechner mit installiertem Echtzeitbetriebssystem [National Instruments, LabView Real Time Operating System] angesteuert, welcher wiederum über eine TCP/IP-Verbindung mit einem handelsüblichen Rechner verbunden ist. Auf letzterem steht eine Benutzeroberfläche zur Experimentsteuerung [National Instruments, LabView 2009] zur Verfügung [114].



---

# CHARAKTERISIERUNG DES ATOMAREN QUELLENSYSTEMS

Die für alle weiteren Experimente benötigten atomaren Ensembles von Rubidium (und zukünftig auch Kalium) werden mit Hilfe nahresonanter Laserfelder in einer magneto-optischen Falle (MOT) und anschließender optischer Melasse gekühlt. Dadurch können typischerweise  $10^9$  bis  $10^{10}$  Atome bei Temperaturen von wenigen  $100 \mu\text{K}$  in der MOT [117] beziehungsweise wenigen  $10 \mu\text{K}$  oder sogar darunter in der optischen Melasse [118, 119, 120] bereitgestellt werden. Prinzip und Funktionsweise einer MOT [36] auch mit mehreren Atomsorten [121, 122, 123] und optischer Melasse [124] wurden in der Literatur bereits eingehend beschrieben und sollen deshalb hier nicht näher erläutert werden.

Der zum optimalen Betrieb des 2D/3D MOT-Systems benötigte Hintergrundpartialdampfdruck der entsprechenden Atomsorte wird zunächst von Dispensern erzeugt (siehe Abschnitt 3.1.1). Bei einem Strom von ungefähr 3 bis 7 A werden die Alkaliatome freigesetzt, kühlen sich durch Stöße mit den Wänden der Vakuumkammer auf Raumtemperatur ab und setzen sich unter anderem auf den Wänden der Glaszelle ab. Durch UV-Licht niedriger Intensität können die Atome bei Bedarf von den Glaswänden desorbiert werden (LIAD) [90, 113] und stehen dann als Atomquelle für die 2D MOT zur Verfügung. Der Vorteil bei der Verwendung dieser Art von Atomquelle liegt in der schnellen Schaltbarkeit des Hintergrundpartialdampfdrucks der genutzten Atomsorte [90, 113]. Die im Folgenden gezeigten experimentellen Ergebnisse wurden alle mit  $^{87}\text{Rb}$  erzielt.

## 4.1 Optimierung des 2D/3D MOT-Systems

Der durch die 2D MOT bereitgestellte atomare Fluss ist von mehreren experimentellen Parametern abhängig. Dazu gehören Leistung und Verstimmung von Kühl-

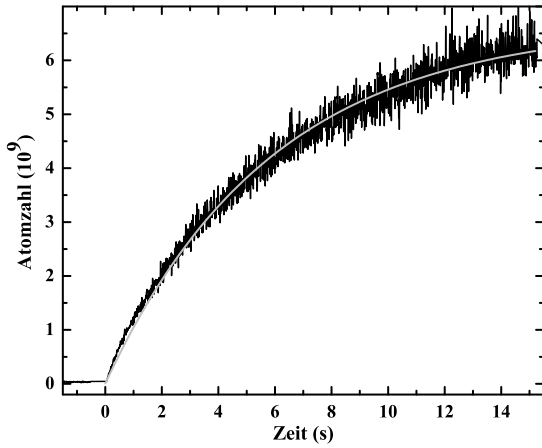


Abbildung 4.1: Anzahl der in der 3D MOT gefangenen Atome in Abhängigkeit von der Beladedauer mit zugehöriger angepasster Kurve gemäß Gleichung (4.1). Daraus kann eine Endatomzahl von  $N_0 = 6,7 \times 10^9$  Atomen sowie eine Laderate von  $1,5 \times 10^9$  Atomen/s abgeleitet werden.

und *Pusher*licht zum geschlossenen Kühlübergang  $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$  sowie deren Ausrichtung, das Leistungsverhältnis gegenläufiger Laserstrahlen der 2D MOT, der Gradient des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds und die Lichtleistung der LIAD-Dioden. Durch entsprechende Veränderung all dieser Parameter kann der atomare Fluss aus der 2D MOT im Experiment optimiert werden. Dabei soll die 3D MOT möglichst effizient und schnell beladen werden, weshalb sämtliche veränderbaren Parameter der 2D MOT bezüglich der Laderate der 3D MOT optimiert werden. Dazu wird das Fluoreszenzlicht der in der 3D MOT gefangenen Atomwolke mittels einer Sammellinse in einer  $2f$ - $2f$ -Abbildung auf eine geeignete Photodiode fokussiert. Detektiertes Spannungssignal und Atomzahl in der 3D MOT stehen in einem linearen Zusammenhang, wobei der Proportionalitätsfaktor vom detektierten Raumwinkel, der gesamten Lichtleistung und Verstimmung des Kühl lasers zum Kühlübergang und dem Konversionsfaktor der Photodiode und anschließender Verstärkungselektronik abhängt [94, 80].

Schaltet man zum Zeitpunkt  $t = 0$  Magnetfeldgradient und Laserlicht zum Betrieb von 2D und 3D MOT ein, so beobachtet man den in Abbildung 4.1 dargestellten Anstieg der Atomzahl  $N_{\text{MOT}}$  in der 3D MOT als Funktion der Zeit  $t$  gemäß einer exponentiellen Sättigungskurve mit maximaler Atomzahl  $N_{\text{MOT},0}$  und charakteristischer Beladedauer  $\tau_{\text{MOT}}$ :

$$N_{\text{MOT}}(t) = N_{\text{MOT},0} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{MOT}}}}). \quad (4.1)$$

Aus der Linearisierung des Signals für die ersten 100 ms kann die Laderate der MOT abgeleitet werden, welche in Abbildung 4.2 (a) in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllichts in der 2D MOT und für verschiedene Gradienten des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds dargestellt ist. Aus diesen Messungen kann für einen optimalen Betrieb der 3D MOT ein Magnetfeldgradient von ungefähr 11 G/cm und eine Verstimmung des Kühl lasers von ungefähr  $-0,25 \Gamma$  mit  $\Gamma = 2\pi \cdot 6,07$  MHz abgeleitet werden. In Abbildung 4.2 (b) ist die Laderate in Abhängigkeit von der durchschnittlichen Lichtleistung pro 2D MOT-Strahl bei

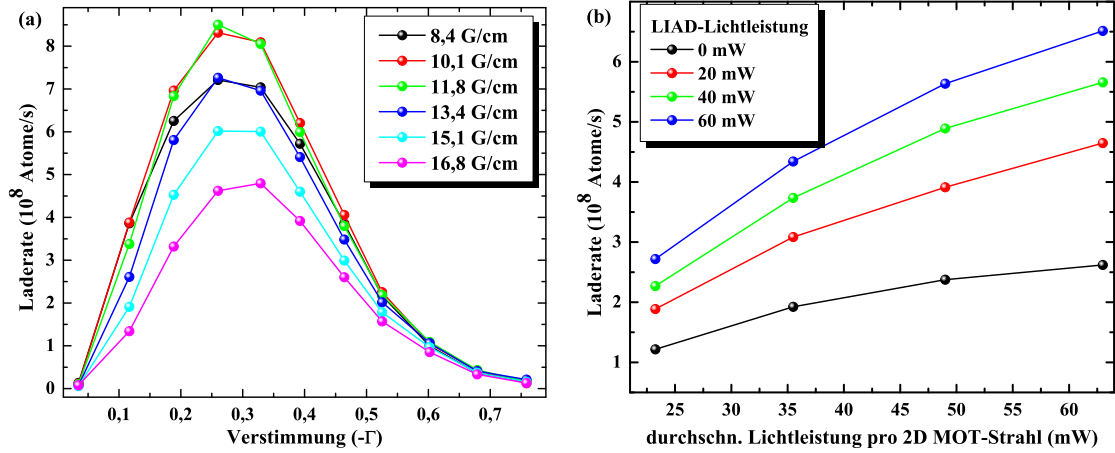


Abbildung 4.2: Laderate der 3D MOT in Abhängigkeit von (a) der Verstimmung des Kühllasers in der 2D MOT bei verschiedenen Gradienten des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds und (b) bei verschiedenen Leistungen von Kühl- und LIAD-Licht.

verschiedenen Lichtleistungen der LIAD-Dioden gezeigt. Für beide Parameter ist bisher keine Sättigung der Laderate in der 3D MOT zu beobachten.

Neben der 2D MOT muss auch der Betrieb der 3D MOT bezüglich Laserverstimmung und Magnetfeldgradient optimiert werden. Dafür kann aus den experimentellen Daten gemäß Gleichung (4.1) zusätzlich zur Laderate auch die maximale Atomzahl in der 3D MOT bestimmt werden. Diese Untersuchungen ergaben eine maximale Laderate und Endatomzahl von ungefähr  $1 \times 10^9$  Atomen/s beziehungsweise  $N_0 \simeq 6 \times 10^9$  Atomen bei einer Verstimmung des Kühllaserfelds von  $-0,64 \Gamma$  und einem Magnetfeldgradienten von  $13,1 \text{ G/cm}$ .

An dieser Stelle soll hier allerdings noch festgehalten werden, dass insbesondere am Anfang eines jeden Messtags deutlich höhere Laderaten von bis zu  $5 \times 10^9$  Atomen/s und Endatomzahlen von mehr als  $1 \times 10^{10}$  Atomen beobachtet werden können. Diese nehmen innerhalb der ersten fünf bis zehn Messzyklen wieder rapide ab und pendeln sich auf die präsentierten Gleichgewichtswerte ein. Diese Beobachtung legt einen schnellen anfänglichen Abfall des Rubidiumdampfdrucks in der 2D MOT-Kammer nahe, der eventuell durch den Einsatz eines beheizten Reservoirs an Atomen (Ofen) anstelle von Dispensern und LIAD vermieden werden könnte [93]. Dies hätte außerdem den Vorteil, dass die Atomquelle durch ein Ventil vom Rest des Vakuumsystems abgetrennt werden kann. Insbesondere beim kurzzeitigen Öffnen des Vakuumsystems für kleine Veränderungen ist diese Möglichkeit von Vorteil, da dann keine Beeinträchtigung der Atomquelle durch Oxidation befürchtet werden muss.

Andere Arbeiten zu derartigen Quellsystemen zeigen eine starke Abhängigkeit der Laderate der 3D MOT vom Partialdampfdruck von Rubidium in der 2D MOT-Kammer [77, 87]. Im hier vorliegenden Quellsystem können keine genauen

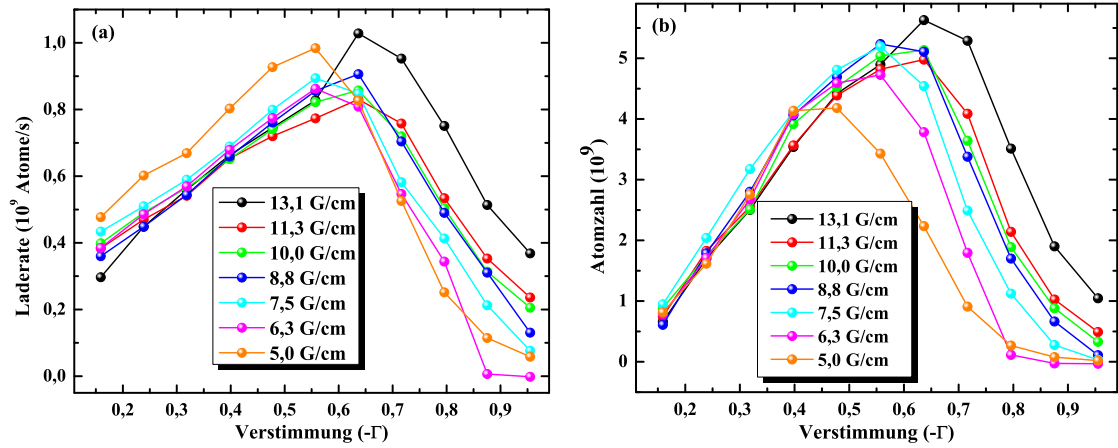


Abbildung 4.3: (a) Laderate und (b) Atomzahl in der 3D MOT in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllasers der 3D MOT bei verschiedenen Gradienten des dreidimensionalen magnetischen Quadrupolfelds.

Angaben zu dieser Größe gemacht werden, aber das in Abbildung 4.2 (b) dargestellte Verhalten lässt eine weitere Steigerung der Laderate bei steigendem Rubidiumdampfdruck vermuten. Davon wurde aber bisher im Interesse der Vakuumqualität und aufgrund der fehlenden Notwendigkeit abgesehen. Somit lässt sich also abschließend zusammenfassen, dass die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse mit denen ähnlicher Quellensysteme [87, 77] vergleichbar sind. Wie in Abschnitt 5.4 gezeigt werden wird, kann mit dem bestehenden Quellensystem eine Einzelstrahldipolfalle innerhalb von 1 s mit  $2 \times 10^6$  Atomen beladen werden, was zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats mit bislang  $1 \times 10^4$  Atomen innerhalb von insgesamt 20 s ausreicht. Zusätzlich kann auch der angestrebte Betrieb eines atomaren Gravimeters mit ausreichend hoher Wiederholungsrate sichergestellt werden.

## 4.2 Temperaturen der Atomwolke in MOT und optischer Melasse

Die Umladeeffizienz der Atome in die Dipolfalle hängt unter Anderem vom räumlichen und energetischen Überlapp von atomarem Wellenpaket und Dipolfallenpotential ab (siehe Abschnitt 5.4) [125]. Aus diesem Grund sind beim Beladen der optischen Dipolfalle tiefe Temperaturen und hohe Spitzendichten der atomaren Ensembles entscheidender als hohe Atomzahlen und Laderaten. Und auch für den Betrieb des Atominterferometers sind tiefe Temperaturen und hohe atomare Dichten erwünscht, da diese Größen die maximale freie Entwicklungszeit  $T_I$  des Interferometers wesentlich mitbestimmen, nach der das atomare Ensemble immer noch gut mittels Fluoreszenzmessung detektiert werden kann. Da die Sensitivität

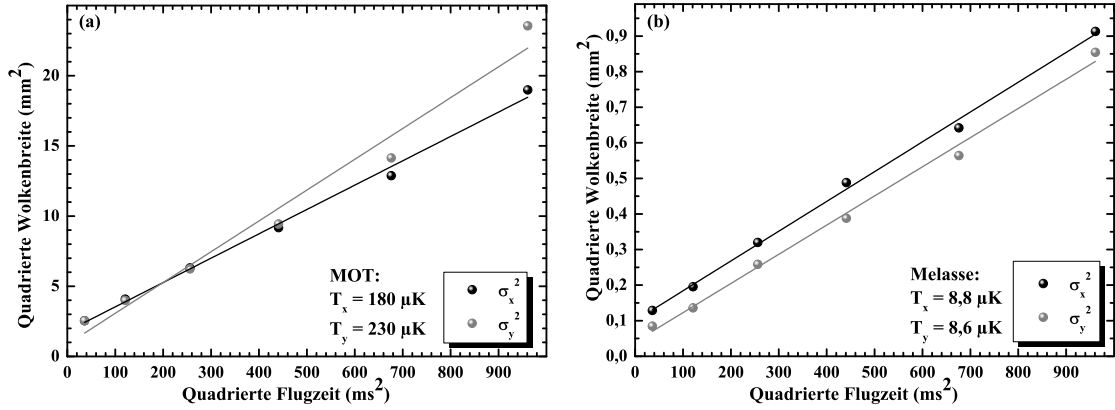


Abbildung 4.4: Temperaturbestimmung der Atomwolke mit Hilfe der Flugzeitmethode (a) in der magneto-optischen Falle und (b) nach optischer Melasse.

des Interferometers einerseits quadratisch mit der freien Entwicklungszeit wächst, andererseits aber bei schrotrauschlitteter Detektion nur mit der Quadratwurzel aus der Anzahl  $N$  der detektierten Teilchen, kann die Auflösung im Atominterferometer durch eine Erhöhung der freien Entwicklungszeit deutlich effizienter gesteigert werden.

Aus diesem Grund wurde nach der Beladungsoptimierung der 3D MOT zunächst die Temperatur der darin gefangenen Atomwolke mit der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Flugzeitmethode bestimmt. Dazu wurden eine Reihe von Absorptionbildern der frei fallenden Atomwolke mit Fallzeiten von 6 ms bis 31 ms in Schritten von 5 ms aufgenommen. Um den Schattenwurf der gesamten Atomwolke von  $5 \times 10^8$  Atomen auf die CCD-Kamera abbilden zu können, wurde hier ein zweifach *verkleinerndes* Teleskop bei der Absorptionsdetektion verwendet. Aus der Ausgleichsgeraden in Abbildung 4.4 (a) durch die quadrierten Wolkenbreiten in  $x$ - und  $y$ -Richtung in Abhängigkeit von der entsprechenden quadrierten Flugzeit kann eine Temperatur der Atomwolke von ungefähr  $200 \mu\text{K}$  ermittelt werden.

Dieser Wert ist vergleichbar mit denen vieler anderer Experimente, allerdings wie erwartet nicht ausreichend für die darauf folgenden experimentellen Schritte. In einer anschließenden optischen Melassephase kann jedoch die Temperatur des atomaren Ensembles mittels Polarisationsgradientenkühlung [124] noch um mehr als eine Größenordnung, im vorliegenden Fall auf unter  $9 \mu\text{K}$ , reduziert werden (siehe Abbildung 4.4 (b)). Dafür wird zunächst die Intensitätsverteilung des Kühllaserfelds auf die sechs Teilstrahlen so eingestellt, dass die Atomwolke nach Abschalten des magnetischen Quadrupolfelds der 3D MOT möglichst lange isotrop expandiert. Außerdem werden die Atome in der Experimentierkammer mittels der in Abschnitt 3.1.2 bereits erwähnten  $\mu$ -Metallplatten und der drei rechteckigen Spulenpaare von störenden externen Magnetfeldern und Magnetfeldgradienten abgeschirmt. Der Strom durch die drei Spulenpaare wird dabei im Experiment so



gewählt, dass die Temperatur der Atomwolke nach der optischen Melasse minimal ist [114].

Zur experimentellen Umsetzung der optischen Melasse wird nach Beladung der 3D MOT deren magnetisches Quadrupolfeld ausgeschaltet, um den räumlichen Einschluss der Atome aufzuheben. Leistung und Frequenz des Kühllasers werden für 2 ms unverändert gelassen, um das Abklingen des Magnetfelds abzuwarten (siehe Abbildung 3.3). Anschließend wird der Kühllaser über den Stabilisierungspunkt des Frequenz-zu-Spannungswandlers für 5 ms auf  $-3,5 \Gamma$  in Bezug auf den Kühlübergang verstimmt. Gleichzeitig wird die Lichtleistung von Kühl- und Rückpumpplaserfeld mittels des AOMs im Strahlengang reduziert und somit die Photonenstreurrate der Laserkühlung adiabatisch verringert. Dazu wird die Leistung des an den AOM geführten Radiofrequenzsignals über einen Tiefpass mit einer Zeitkonstanten von 3 ms auf ein Minimum reduziert. Abschließend werden Kühl- und Rückpumplicht gänzlich abgeschaltet und die Temperatur der Atomwolke mit Hilfe der soeben im Falle der MOT näher beschriebenen Flugzeitmethode bestimmt (siehe Abbildung 4.4 (b)). Die so ermittelte Temperatur der Atomwolke nach optischer Melasse liegt mit unter  $9 \mu\text{K}$  bereits sehr nah an der tiefsten Temperatur von  $1,5 \mu\text{K}$ , die mit Hilfe von optischer Melasse mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen realisiert wurde [49].

### 4.3 Methoden zur Erhöhung der Spitzendichte

Ein mit optischer Melasse präpariertes atomares Ensemble ist für den Betrieb eines Atominterferometers ausreichend. Die effiziente Beladung der optischen Dipolfalle jedoch wird durch das Fehlen des räumlichen Einschlusses der Atomwolke während der Melassephase unnötig erschwert. Alternativ zur optischen Melasse kann die Temperatur der Atomwolke allerdings auch in einer MOT mit einer größeren Verstimmung des Kühllaserfelds reduziert werden, ohne dabei den räumlichen Einschluss der Atome zu verlieren [126]. Zusätzlich wird durch die größere Verstimmung des Kühllasers der die atomare Dichte limitierende Strahlungsdruck reduziert, wodurch neben einer Reduktion der Temperatur auch eine Erhöhung der Spitzendichte der atomaren Wolke, also eine Kompression erreicht wird. Da eine möglichst hohe Spitzendichte  $n_0$  des atomaren Ensembles für die weiteren experimentellen Schritte eine sehr wichtige Rolle spielt, lohnt sich eine genauere Betrachtung der dichtebegrenzenden Prozesse in der magneto-optischen Falle und der Möglichkeiten, diese zu beeinflussen.

#### 4.3.1 Motivation

Im Gegensatz zu Magnetfallen ist das für die Umladeeffizienz der Atomwolke mitentscheidende Fallenvolumen optischer Dipolfallen sehr begrenzt. Aus diesem Grund ist die Erzeugung eines möglichst dichten atomaren Ensembles vor beziehungsweise während der Beladung der Dipolfalle von großer Bedeutung. Im Allge-

meinen sind sowohl Dichte als auch Temperatur, das heißt die Phasenraumdicke des atomaren Ensembles wichtig. Da allerdings konservative Atomfallen typischerweise problemlos Fallentiefen im Bereich mehrerer hundert Mikrokkelvin und mehr<sup>1</sup> ermöglichen, ist die Reduktion der Temperatur des atomaren Ensembles zu den sehr tiefen Werten der optischen Melasse nicht unbedingt erforderlich. Stattdessen ist eine hohe atomare Spitzendichte bei gleichzeitig großem und zeitlich konstantem räumlichen Überlapp zwischen Atomwolke und Dipolfalle von deutlich größerer Bedeutung.

Neben der Atomzahl spielen für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer optischen Dipolfalle aber auch noch andere Größen eine wichtige Rolle (siehe Abschnitt 6.1). Dazu gehören zum Einen die für die Effizienz der erzwungenen Verdampfungskühlung ausschlaggebende elastische Stoßrate, zum Anderen die für den Phasenübergang entscheidende Phasenraumdicke des atomaren Ensembles. Beide Größen verhalten sich proportional zur Dichte des atomaren Ensembles. Allerdings hängt die elastische Stoßrate von der Temperatur  $T$  der Atomwolke gemäß  $T^{1/2}$ , die Phasenraumdicke jedoch gemäß  $T^{-3/2}$  ab. Die Temperatur der Wolke kann aber mit Hilfe der erzwungenen Verdampfungskühlung gerade auch bei dichten atomaren Ensembles sehr effizient und in optischen Dipolfallen auch schnell reduziert werden. Die atomare Dichte hingegen kann nach Beladen der Dipolfalle nur noch schwer und nur mit zusätzlichem experimentellem Aufwand beeinflusst werden [127]. Außerdem wird die erzwungene Verdampfungskühlung in optischen Dipolfallen üblicherweise durch eine Intensitätsreduktion des Dipolfallenstrahls erreicht [56]. Dies hat wiederum im Gegensatz zu Magnetfallen eine kontinuierliche Reduktion des Einschlusses der Atomwolke zur Folge, sodass deren Dichte nicht mehr nennenswert ansteigt. Hieraus wird klar, dass bei der Beladung der Dipolfalle eine deutlich höhere Spitzendichte der Atomwolke auf Kosten einer moderat höheren Temperatur anzustreben ist. Diese Vorgehensweise wird aus ähnlichen Beweggründen auch für Magnetfallen gewählt. Dort kann die Spitzendichte der Wolke experimentell relativ einfach über den Gradienten des magnetischen Quadrupolfelds verändert werden. Dieser wird nach der Beladung der Falle auf Kosten der Temperatur des Ensembles erhöht und ermöglicht somit ohne Weiteres die Erzeugung atomarer Ensembles mit Spitzendichten von mehreren  $10^{13}$  Atomen/cm<sup>3</sup>.

In den hier vorgestellten Experimenten konnten Ensembles mit extrem tiefen Temperaturen von bis zu  $2 \mu\text{K}$  ohne erzwungene Verdampfungskühlung kurz nach Umladen der Atome in die Dipolfalle realisiert werden, allerdings bislang lediglich mit einer Spitzendichte von  $n_0 \lesssim 5 \times 10^{11}$  Atomen/cm<sup>3</sup> bei zwei Millionen Atomen. Dies hat wiederum zur Folge, dass die kritische Temperatur  $T_c \propto n^{2/3}$  für den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat mit ungefähr  $80 \text{ nK}$  bei einem sehr kleinen Wert liegt. Für die in Magnetfallen realisierbaren Spitzendichten wiederum liegt die kritische Temperatur üblicherweise bei einigen hundert Nanokelvin.

Im Folgenden soll nun die Begrenzung der atomaren Dichte in der magneto-

<sup>1</sup>Normiert auf die Boltzmann-Konstante  $k_B$ .

optischen Falle näher beleuchtet werden [126]. Dieses System kann sehr komplex werden, da verschiedene, teilweise von der Dichte und der Atomzahl abhängige Mechanismen bei deren Wirkungsweise eine Rolle spielen. Aus diesem Grund ist es sehr schwer, ein komplettes, aus Grundprinzipien abgeleitetes theoretisches Modell aufzubauen [128, 129]. Im Wesentlichen lässt sich das Verhalten einer MOT jedoch bezüglich der fünf Parameter Magnetfeldgradient, Intensität und Verstimmung des Kühlaserfelds, Intensität des Rückpumplaserfelds und Anzahl gefangener Atome in drei unterschiedliche Bereiche mit unterschiedlichen Relationen für Temperatur, Wolkengröße, atomare Dichte und damit auch Phasenraumdicke unterteilen. Im Laufe der folgenden Betrachtungen wird sich zeigen, dass die Phasenraumdicke in erster Linie durch das Volumen der gefangenen Atomwolke, und nicht durch deren Temperatur begrenzt ist.

### 4.3.2 Temperaturbegrenzter Bereich

Bei kleinen Atomzahlen und kleiner Dichte können Effekte aufgrund der Wechselwirkung der Atome untereinander vernachlässigt werden und das gefangene Gas verhält sich wie ein Ensemble  $N$  unabhängiger Teilchen, deren Dichte von der Temperatur des atomaren Ensembles abhängt. In diesem Bereich sind räumliche und Impulsverteilung der Atome gaußförmig und können durch eine Temperatur  $T$  und drei Radien  $r_x$ ,  $r_y$  und  $r_z$  charakterisiert werden, wobei der Radius entlang jeder Achse  $i = \{x, y, z\}$  durch das Äquipartitionstheorem zu

$$\frac{1}{2}\kappa_i r_{i,T}^2 = \frac{1}{2}k_B T^2 \quad (4.2)$$

gegeben ist<sup>2</sup>. Dabei bezeichnet  $\kappa_i$  die Federkonstante der harmonischen rücktreibenden Kraft im Zentrum der MOT in Richtung  $i$ . Der axiale Magnetfeldgradient  $b = dB/dz$  des magnetischen Quadrupolfelds der MOT ist im Zentrum doppelt so groß wie der Gradient in die beiden anderen Richtungen, so dass  $\kappa \equiv \kappa_z = 2\kappa_x = 2\kappa_y$ , und damit also  $r_T \equiv r_z = r_x/\sqrt{2} = r_y/\sqrt{2}$ , da die Temperatur als isotrop angenommen wurde. Die Spitzendichte des atomaren Ensembles berechnet sich dann zu

$$n_T = \frac{N}{2(\sqrt{2}\pi r_T)^3}. \quad (4.3)$$

Bei niedrigen Atomzahlen hängt die Temperatur  $T$  des Ensembles nicht von der Anzahl  $N$  der gefangenen Atome ab, sondern ist gleich der in einer  $\sigma^+ - \sigma^-$ -Melasse erreichbaren Temperatur [130]. Somit ist auch der Wolkenradius unabhängig von  $N$  und die Dichte proportional zu  $N$ .

Innerhalb gewisser Randbedingungen (unter anderem für durchschnittliche Intensitäten  $I$  pro Laserstrahl deutlich unterhalb der Sättigungsintensität  $I_s$ ) ist die Federkonstante dann proportional zum Verhältnis von Magnetfeldgradient zu

<sup>2</sup>Der Index  $T$  weist auf den temperaturbegrenzten Bereich hin.

Verstimmung,  $\kappa \propto b/\delta$  und die Temperatur des Ensembles ist proportional zum Verhältnis von Laserintensität pro Strahl  $I$  und Verstimmung zum Kühlübergang  $\delta$ ,  $T \propto I/\delta$  [126].

### 4.3.3 Bereich der Mehrfachstreuung

Im allgemeinen kann die MOT bei normalem Betrieb jedoch nicht als ein System unabhängiger Teilchen betrachtet werden, sondern es müssen Wechselwirkungen zwischen den gefangenen Atomen berücksichtigt werden. Die wichtigsten dieser Wechselwirkungen sind die Reabsorption bereits gestreuter Photonen (Mehrfachstreuung), die Abschwächung der Laserintensität aufgrund der optischen Dichte der Wolke und inelastische Stöße zwischen gefangenen Atomen, bei denen sich der innere energetische Zustand eines der beiden Stoßpartner ändert. Die Mehrfachstreuung und die Abschwächung der Laserintensität führen zu einer zusätzlichen repulsiven Kraft in der MOT und damit zu einem neuen Gleichgewichtszustand. Im Gegensatz zur Abschwächung der Laserintensität spielt Mehrfachstreuung bereits bei einer relativ geringen Atomzahl von ungefähr  $10^4$  Atomen eine Rolle und setzt letzten Endes auch eine Grenze für die maximal in einer MOT einfangbaren Teilchen, da zum Beispiel  $10^{11}$  Atome bereits ungefähr 100 mW nahresonanten Lichts streuen [131].

Bei üblichen experimentellen Bedingungen ( $\delta < -2\gamma$  mit  $\Gamma = 2\pi\gamma$ ) skaliert die Dichte im Regime der Mehrfachstreuung gemäß  $n_{\text{MS}} \propto b\sqrt{\delta/I}$ . Das atomare Gas nimmt eine konstante und von der Anzahl der gefangenen Atome nahezu unabhängige Dichteverteilung an und das eingenommene Volumen des Gases wächst mit steigender Atomzahl. Die Begrenzung der Dichte der Atomwolke in der MOT berechnet sich bei Gesamtlichtintensität  $I_{\text{tot}}$  mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  zu [132]:

$$n_{\text{MS}} = \frac{3\kappa c}{I_{\text{tot}}\sigma_L^2(\sigma_R/\sigma_L - 1)}. \quad (4.4)$$

Der Streuquerschnitt  $\sigma_L$  für die Absorption eines Photons aus dem Kühlaserfeld mit Energie  $\hbar\omega_L$  lautet mit dem verstimmungsabhängigen Sättigungsparameter  $s = (I_{\text{tot}}/I_s)/(1 + (2\delta/\gamma)^2)$  [132]:

$$\sigma_L = \frac{1}{2}\hbar\omega_L\gamma\frac{s}{I_{\text{tot}}(s+1)}. \quad (4.5)$$

Der Streuquerschnitt  $\sigma_R$  für die erneute Absorption eines bereits gestreuten Photons beziehungsweise der Faktor  $\sigma_R/\sigma_L - 1$  aus Gleichung (4.4) kann durch die Beziehung

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \simeq \frac{s}{s+1}\frac{4\delta^2}{s(4\delta^2 + \gamma^2) + \gamma^2} \quad (4.6)$$

angenähert werden. Da die Dichte des Ensembles mit dem Magnetfeldgradienten skaliert, erwartet man einen zur dritten Wurzel des Magnetfeldgradienten umge-

kehrt proportionalen Radius der Atomwolke. Unter der Annahme, dass die Verteilung der Atome in der Wolke als kugelförmig angenähert werden kann, ergibt sich für den Radius der Wolke im dichtebegrenzten Bereich:

$$r_{\text{MS}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{N}{n_{\text{MS}}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.7)$$

Für typische Parameter ist die Dichte der Atomwolke in der magneto-optischen Falle üblicherweise auf einige  $10^{10}$  Atome/cm<sup>3</sup> begrenzt [131].

Analog zum durch den Photonenrückstoß induzierten Heizeffekt in der konventionellen Laserkühlung verursacht die Mehrfachstreuung von Photonen auch eine Erhöhung der Temperatur des Ensembles [130, 133]:

$$T_{\text{MS}} \propto \frac{\sqrt{I}}{\delta} N^{\frac{1}{3}}. \quad (4.8)$$

Offensichtlich hängt die Temperatur in erster Näherung nicht vom Magnetfeldgradienten ab. Die Dichtebegrenzung durch Mehrfachstreuung setzt allerdings deutlich vor einem signifikanten Anstieg der Temperatur des Ensembles ein. Deshalb muss dieser Heizeffekt bei der Bestimmung der Grenze zwischen der Dichtebegrenzung durch Temperatur und der durch Mehrfachstreuung nicht beachtet werden. Für  $r_{\text{T}} < r_{\text{MS}}$  ist die Atomwolke nicht auf den durch die Temperatur der Wolke begrenzten Radius komprimiert, sondern bleibt aufgrund der Mehrfachstreuung von Photonen größer.

Gemäß Gleichung (4.8) kann die Temperatur des gefangenen Ensembles bei gleichbleibender Atomzahl durch größere Verstimmung des Kühllasers und Verringerung der Laserintensität reduziert werden. Berechnungen von Gleichung (4.4) ergeben eine dabei gleichzeitig steigende Dichtebegrenzung aufgrund von Mehrfachstreuung, also insgesamt eine steigende Phasenraumdichte. Beide Effekte können auf die deutlich unterdrückte Streuung von Photonen aus dem Kühllaserfeld zurückgeführt werden. Auf diese Weise können demnach sehr günstige Anfangsbedingungen für das Umladen des Ensembles in die Dipolfalle realisiert werden.

Bei sehr kleinen Werten für die Lichtverschiebung  $I/\delta$  ist allerdings nicht nur der Einfangbereich der komprimierenden Kraft verringert (was die Atomwolke in der MOT in das Zweikomponentenregime treibt (siehe Abschnitt 4.3.4)), sondern auch der durch das Gleichgewicht zwischen Rückstellkraft und Mehrfachstreuungsprozessen verursachte Einschluss der Atomwolke im Zentrum der Falle weniger effizient. Aufgrund dessen wurde bei Verstimmungen von mehr als  $-5\gamma$  und einer Kühllaserintensität von  $I \simeq I_s$  eine Verringerung der Spitzendichte beobachtet [126].

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass der Prozess der Mehrfachstreuung die Phasenraumdichte der Atomwolke hauptsächlich durch seinen Einfluss auf die Spitzendichte begrenzt, weniger durch den hierbei verursachten Temperatur-

anstieg<sup>3</sup>. Der Einschluss der Atomwolke in der MOT bricht folglich vor dem Mechanismus der Sub-Doppler-Kühlung zusammen.

#### 4.3.4 Das Zweikomponentenregime

Neben den beiden soeben erläuterten Bereichen der Dichtebegrenzung der Atomwolke in der MOT existiert noch ein dritter Bereich, in dem die Dichteverteilung der Atomwolke aus zwei Komponenten besteht [126]. Eine kleine, sehr dichte Wolke von Atomen im Zentrum der Falle wird von einer diffusen gaußförmigen Atomwolke mit größerem Radius und deutlich kleinerer Dichte umgeben, die im Gegensatz zur zentralen Wolke auch anfällig für Ungleichgewichte in den Laserstrahlintensitäten der MOT ist.

Die Rückstellkraft der magneto-optischen Falle hängt nicht linear vom Ort ab, sondern steigt vom Zentrum aus zunächst linear bis zu einem Maximalwert  $r_l$  an, nimmt danach aber mit steigender Entfernung vom Fallenzentrum wieder annähernd linear ab. Der starke Einschluss der Atomwolke im kleinen Bereich nahe des Fallenzentrums wird durch den Einfluss des magnetischen Feldes auf das optische Pumpen zwischen den Zeeman-Niveaus des atomaren Grundzustands verursacht, ist also von der Rückstellkraft aufgrund von Polarisationsgradienten bestimmt. Der schwächere Einschluss der Atomwolke in der verbleibenden Falle hingegen wird durch die Zeeman-Verschiebung der unterschiedlichen Übergänge zum angeregten Zustand, also durch Doppler-Kühlung verursacht. Daher ist auch die Temperatur der Atome in der dichteren zentralen Wolke deutlich geringer als im äußeren Ring.

Der Übergang zwischen den beiden Bereichen der Falle tritt an jenem Punkt auf, an dem die Zeeman-Verschiebung und die AC-Stark-Verschiebung im Grundzustand [80] in der gleichen Größenordnung liegen. Der Radius  $r_l$ , an dem die Rückstellkraft der MOT ein lokales Maximum erreicht, ist proportional zum Verhältnis von Laserintensität zu Magnetfeldgradient und Verstimmung:

$$r_l \propto \frac{I}{b\delta}. \quad (4.9)$$

Experimentell wird das Zweikomponentenregime nur bei Veränderung von Magnetfeldgradient oder Verstimmung des Kühlaserfelds zu höheren Werten beobachtet. Die Orts- und Impulsverteilung der Atome in der Falle kann dann durch die Summe zweier Gauß-Funktionen mit unterschiedlichen Radien beschrieben werden (siehe Abschnitt 4.3.8).

---

<sup>3</sup>Die Phasenraumdicke erreicht ein Maximum bei  $(I/2I_s)/(\delta/\gamma) \simeq 0,1$ .

### 4.3.5 Kompression der Atomwolke in der magneto-optischen Falle

Die vorangegangenen Überlegungen legen zur Erzeugung eines atomaren Ensembles mit maximaler Phasenraumdichte eigentlich die Wahl eines großen Magnetfeldgradienten (etwa 40 G/cm) und einer großen Verstimmung des Kühllaserfelds (mehr als  $-10 \gamma$ ) bei gleichzeitig geringer Intensität des Kühllichts ( $I < 0,5I_s$ ) nahe. Dies widerspricht allerdings den Bedingungen zum optimalen Beladen der magneto-optischen Falle. Die Gesamtzahl der in der MOT gefangenen Atome ist im Wesentlichen durch den Einfangprozess, also das Abbremsen einzelner Atome durch die Doppler-Kühlung bestimmt. Dichte und Temperatur der Atomwolke hingegen werden durch Kräfte aufgrund von Polarisationsgradienten im Fallenzentrum bestimmt. Deshalb wird die Erzeugung eines Ensembles mit hoher Atomzahl und gleichzeitig hoher Phasenraumdichte üblicherweise in zwei unterschiedlichen Phasen realisiert.

Zunächst wird die 3D MOT zur optimalen Beladung bei den Werten  $b_1$ ,  $-\delta_1$  und  $I_1$  betrieben. Anschließend werden in einer Kompressions-MOT-Phase („*Compressed Magneto-Optical Trap*“, kurz CMOT) Magnetfeldgradient und Verstimmung schnell und für kurze Zeit auf die Werte  $b_2$  und  $-\delta_2$  erhöht, beziehungsweise die Intensität des Kühllaserfelds auf  $I_2$  reduziert. Dadurch wird die Atomwolke komprimiert und die Spitzendichte und Temperatur des atomaren Ensembles optimiert [126, 134, 135]. Zwar führt die Veränderung der MOT-Parameter zu einer Reduktion der Zahl der gefangenen Atome, aufgrund der sehr kurzen Dauer dieser Kompressionsphase von wenigen 10 ms kann dieser Teilchenzahlverlust in der MOT aber vernachlässigt werden. Die MOT kann also als ein quasistatisches System betrachtet werden, welches sich zu einem neuen Gleichgewichtszustand hinentwickelt.

Die beschriebene Vorgehensweise ist vor allem für die schweren Alkaliatome Rubidium und Cäsium von besonderer Bedeutung, da dort die durch Polarisationsgradientenkühlung in der Kompressionsphase erreichbaren Temperaturen nahezu zwei Größenordnungen unterhalb der entsprechenden Doppler-Begrenzung liegen. So konnten in [126] mit einigen  $10^7$  Cäsiumatomen Spitzendichten von bis zu  $2 \times 10^{11}$  Atomen/cm<sup>3</sup> realisiert werden, und in [130] wurden sogar Spitzendichten von  $2 \times 10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> und eine maximale Phasenraumdichte von ungefähr  $2 \times 10^{-5}$  erzielt. Bei diesen Dichten unterbinden vor allem lichtinduzierte inelastische Stöße ein weiteres Anwachsen der Dichte des atomaren Ensembles. Die Ursache für die relativ große Diskrepanz zwischen den Ergebnissen dieser beiden Arbeiten liegt möglicherweise darin, dass die Atomwolke in der MOT im Bereich der Mehrfachstreuung sehr sensitiv auf Ungleichgewichte zwischen den Kühllaserstrahlen reagiert. Diese Ungleichgewichte können, vor allem bei Sättigung des Kühlübergangs, zum Beispiel durch Unregelmäßigkeiten im Strahlprofil verursacht werden<sup>4</sup> [126]. Die maximal in einer magneto-optischen Falle erreichbare Dichte

<sup>4</sup>Zum Beispiel bei rückreflektierten Kühllaserstrahlen

hängt signifikant von der genauen Realisierung des optischen Aufbaus ab, nämlich davon, ob die dafür benötigten Laserstrahlen aus drei rückreflektierten Strahlen (3-Strahl-MOT), aus zwei rückreflektierten Strahlen und einem unabhängigen gegenläufigen Strahlenpaar (4-Strahl-MOT) oder aber aus drei unabhängigen gegenläufigen Strahlenpaaren (6-Strahl-MOT) bestehen. In letzterem Aufbau ist die erreichbare Spitzendichte am höchsten, wahrscheinlich aufgrund der Kontrolle über Strahlqualität und Leistung jedes einzelnen Laserstrahls.

### 4.3.6 Die dunkle magneto-optische Falle

Eine alternative Herangehensweise, Mehrfachstreuung zu unterdrücken beziehungsweise eventuell sogar ganz zu verhindern, und damit die Dichtebegrenzung und die Aufheizung des atomaren Ensembles durch Mehrfachstreuung zu umgehen, besteht darin, einen Großteil der Atome im Bereich der höchsten Dichte im Zentrum der MOT vom Einfluss des Kühllaserfelds abzuschirmen und nur noch einen kleinen Teil am Kühlübergang teilnehmen zu lassen. Der Grundgedanke dahinter ist, dass ein optimaler Einschluss der Atome aufgrund der oben genannten Beschränkungen nicht notwendigerweise durch maximale Lichtkräfte erreicht wird. Eine mögliche Umsetzung besteht darin, die Atome in einen für das Kühllaserlicht "dunklen" Zustand zu pumpen, in dem sie nicht mehr mit dem eingestrahlten Laserfeld wechselwirken. Somit sind die Atome dem nach außen gerichteten Strahlungsdruck des gestreuten Kühllaserfelds und der dadurch verursachten Dichtebegrenzung nicht mehr ausgesetzt. Diese dunkle MOT oder auch dark-SPOT („*dark Spontaneous Force Optical Trap*“) kann sowohl statisch räumlich als auch für kurze Dauern zeitlich realisiert werden [131, 136, 137]. Diese beiden Möglichkeiten sollen im Folgenden etwas näher beleuchtet werden.

#### Die räumlich dunkle magneto-optische Falle

In der räumlich dunklen MOT wird üblicherweise der zentrale Teil des Rückpumpplaserstrahls ausgeblendet und anschließend das Licht mit diesem dunklen Fleck über ein Linsensystem separat aus zwei unterschiedlichen Richtungen auf das Zentrum der magneto-optischen Falle abgebildet. Der dunkle Fleck des Rückpumplichts hat im Zentrum der MOT typischerweise einen Durchmesser von einigen Millimetern, wobei die Abbildung mittels eines Linsensystem nötig ist, um Effekte durch Fresnel-Beugung im Fallenzentrum zu unterdrücken. Der Vorteil an dieser Vorgehensweise besteht darin, dass durch die räumliche Trennung von Beladung und Halten der Atome in der dunklen Falle die Bedingungen für die Atome im Fallenzentrum geändert werden können, ohne dabei die Laderate der MOT zu beeinträchtigen. Dadurch kann eine kontinuierliche Beladung der dunklen Falle bis zur Sättigung realisiert werden.

Beim Betrieb einer MOT können die zu kühlenden Atome nach der Streuung



von einer gewissen Anzahl an Photonen<sup>5</sup> durch nichtresonante Anregung<sup>6</sup> in einen anderen (meta)stabilen Zustand gepumpt werden und sind damit für das Kühllaserlicht “dunkel”. In einer “normalen” magneto-optischen Falle werden diese Atome mit Hilfe des Rückpumpasers mit der Rückpumprate  $R_{\text{rep}}$  dem Kühlübergang wieder zugeführt und der Kühlübergang damit geschlossen. Bei der räumlich dunklen MOT können sich nun in dem zentralen Bereich höchster Kühllaserintensität Atome in diesem Dunkelzustand ansammeln. Für jene Atome trifft die Begrenzung der Dichte durch Mehrfachstreuung von Kühllaserlicht nicht mehr zu, sondern die Dichte ist lediglich durch inelastische Stöße limitiert. Und auch die durch Mehrfachstreuung verursachten Heizeffekte, sowie lichtinduzierte inelastische Stöße als dominanter Verlustprozess für die bei UHV-Bedingungen gefangenen Atome werden durch diese Vorgehensweise verhindert. Dadurch kann am Ort der räumlich dunklen MOT über eine Größenordnung mehr Atome mit gleichzeitig bis zu einer Größenordnung längerer Haltezeit gefangen werden [136].

Obwohl die Abbildung des dunklen Flecks mittels Linsensystem die Intensität des Rückpumplichts im Zentrum der MOT um ein bis zwei Größenordnungen reduziert, kann von der äußeren Einfangzone immer noch ein kleiner Teil an Rückpump photons ins dunkle Zentrum gestreut werden. Die Rate  $R_{\text{dep}}$ , mit der Atome mittels nichtresonanter Anregung durch das Kühllaserfeld in einen dunklen Zustand gepumpt werden, hängt unter anderem vom Energieabstand  $\Delta_e$  des angeregten Zustands des Kühlübergangs vom nächsten mittels eines Dipolübergangs erreichbaren Energieniveau ab. Für Atome mit kleinen Energieabständen im Bereich von deutlich unter 100 MHz<sup>7</sup> ist die Lebensdauer  $\tau_h = 1/R_{\text{dep}}$  der Atome im hellen Zustand gering. Somit stellen die ins Zentrum der MOT gestreuten Rückpump photons kein größeres Problem für die Akkumulation der Atome im dunklen (meta)stabilen Zustand, also die Wirkungsweise der räumlich dunklen MOT, dar.

Für Atome mit einem großen Energieabstand von über 250 MHz und damit recht großer Lebensdauer  $\tau_h$ <sup>8</sup> verhindern im Gegensatz dazu die gestreuten Rückpump photons eine große Akkumulation von Atomen im dunklen (meta)stabilen Zustand, wenn die Sättigung des Rückpumpübergangs im außen liegenden Einfangbereich der dunklen MOT beibehalten werden soll. Da der Rückpumpübergang für die gerade in das Einfangvolumen eintretenden, schnellen Atome aufgrund von Zeeman- und Doppler-Verschiebung im Vergleich zu bereits gefangenen Atomen bei verschwindendem Magnetfeld energetisch verbreitert ist, nimmt die Sättigungsintensität für den Rückpumpübergang zum Zentrum des Einfangvolumens hin ab. Der Rückpumpübergang für bereits gefangene Cäsiumatome wird beispielsweise

<sup>5</sup>Bei  $^{87}\text{Rb}$  zum Beispiel tritt diese nichtresonante Anregung bei ungefähr jeder tausendsten Photonenstreuung auf [136]

<sup>6</sup>in einen “falschen” angeregten Zustand

<sup>7</sup>bei Alkaliatomen zum Beispiel Lithium ( $\Delta_e < 5$  MHz), Natrium ( $\Delta_e < 60$  MHz) und Kalium ( $\Delta_e < 20$  MHz)

<sup>8</sup>bei Alkaliatomen zum Beispiel Rubidium ( $\Delta_e > 265$  MHz) und Cäsium ( $\Delta_e > 250$  MHz)

bereits bei ungefähr um eine Größenordnung kleineren Intensitäten gesättigt.

Der Anteil  $p$  der bereits gefangenen Atome im hellen Zustand kann mittels

$$p \simeq \left[ 1 + \frac{I_{\text{tot}}\Gamma^2}{4I_{\text{rep}}(\Delta_e + \delta)^2} \right]^{-1} \quad (4.10)$$

berechnet werden. Diese Atome müssen im dunklen Bereich der Falle noch durch ein zusätzliches Laserfeld aktiv in den dunklen Zustand umgepumpt werden, um einen großen Anteil der gefangenen Atome im dunklen Zustand zu sammeln. Die Lebensdauer des hellen Zustands  $\tau_h$  hängt dann im Wesentlichen von der Intensität dieses Umpumplaserfelds ab [136, 137]. Bei einer räumlich dunklen MOT mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen konnte auf diese Weise eine Besetzung des hellen Zustands von  $\leq 3\%$  erreicht werden [136]. Durch Verstimmung des Rückpumplaserfelds um einige Linienbreiten und damit eine künstliche Anhebung der Sättigungsintensität der Rückpumprate im Fallenzentrum relativ zum Rand des Einfangbereichs kann der Anteil der Atome im hellen Zustand noch weiter minimiert werden, ohne dabei die Einfangrate der MOT nennenswert zu beeinträchtigen.

Bezeichnen  $N_h$  und  $N_d$  die Besetzung von hellem und dunklem Zustand und  $\tau_h = 1/R_{\text{dep}}$  und  $\tau_d = 1/R_{\text{rep}}$  die durch die entsprechenden Um- und Rückpumpraten gegebenen Lebensdauern, so gilt für die Besetzung der beiden Zustände:

$$\frac{N_h}{N_d} = \frac{\tau_h}{\tau_d} = \frac{R_{\text{rep}}}{R_{\text{dep}}}. \quad (4.11)$$

Der Abschirmparameter  $p = N_h/(N_h + N_d)$  charakterisiert die ‐Dunkelheit‐ der Falle und kann für große Anteile im dunklen Zustand, also kleine  $p$  durch  $p \simeq \tau_h/\tau_d$  genähert werden. Der Abschirmparameter  $p$  gibt demnach den Teil der Zeit an, in dem die Atome am Kühlzyklus teilnehmen. Durch Verändern der Um- und Rückpumprate kann  $p$  kontrolliert werden, wobei zur Erreichung höchster Phasenraumdichten gewisse Einschränkungen für den minimalen Wert von  $\tau_h$  bezüglich der Temperatur und für den maximalen Wert von  $\tau_d$  bezüglich der Dichte bestehen [137].

Um die maximal erreichbare Spitzendichte und den zugehörigen optimalen Abschirmparameter  $p_{\text{opt}}$  für eine gegebene Anzahl an Atomen zu bestimmen, müssen mehrere Dichte begrenzende Effekte berücksichtigt werden. Allgemein ist der relative Anstieg in der Spitzendichte und der jeweils zugehörige Wert  $p_{\text{opt}}$  abhängig von der Atomzahl  $N$ , wobei der relative Anstieg mit zunehmender Atomzahl wächst, der zugehörige Wert  $p_{\text{opt}}$  hingegen sinkt [131, 137]. Im Bereich der Dichtebegrenzung durch Mehrfachstreuung *steigt* zunächst wie gewünscht die Dichte  $n_{\text{MS}}^{\text{dM}}$  mit dem Faktor  $1/p$  für  $p < 1$ . Die Dichtebegrenzung aufgrund von Mehrfachstreuung gemäß Gleichung (4.4) gilt hier sozusagen lediglich für den Anteil  $p$  der Atome im hellen Zustand. Allerdings wird in der dunklen MOT auch die Federkonstante  $\kappa$  der MOT um den Faktor  $p$  reduziert, weshalb der maximal erreichbare Anstieg in der Spitzendichte begrenzt ist. Für sehr kleine Abschirmparameter *sinkt* die Dichte

$n_T^{\text{dM}}$  der Atome in der dunklen MOT im dann temperaturbegrenzten Bereich wieder gemäß den Gleichungen (4.2) und (4.3) mit dem Faktor  $p^{3/2}$ . Diese Begrenzung der maximal erreichbaren Dichte kann jedoch durch eine höhere Atomzahl  $N$ , eine Erhöhung des Magnetfeldgradienten, und damit der Federkonstanten, oder durch Kühlung zu tieferen Temperaturen, und damit die Reduzierung des durch Temperatur begrenzten Volumens, zu höheren Werten hin verschoben werden. Für sehr große Atomzahlen über  $10^{10}$  Atomen muss die Wolke dabei für das Kühllicht noch transparent bleiben, weshalb die Säulendichte der Atomwolke begrenzt ist [131]. Die daraus resultierende Dichtebegrenzung lautet  $n \propto p^{-3/2} N^{-1/2}$ . Demnach unterliegt die dunkle MOT den gleichen Dichte begrenzenden Mechanismen wie die "normale" MOT, allerdings bei viel höheren Werten für die Spitzendichte. Für  $10^{10}$  Atome liegt der aus diesen Randbedingungen abgeleitete optimale Anteil der Atome im dunklen Zustand bei ungefähr 99 % und entspricht einem Anstieg in der Spitzendichte um mehr als zwei Größenordnungen [131].

In der dunklen MOT ist der Zwei-Körper-Prozess der Mehrfachstreuung um den Faktor  $p^2$  reduziert, da die aus der Mehrfachstreuung resultierende abstoßende Kraft vom Quadrat des Anteils der Atome im hellen Zustand  $p^2$  abhängt [131, 137]. Entsprechend sollte auch der damit einhergehende Heizeffekt gemäß Gleichung (4.8) um den gleichen Faktor geringer sein. Wenn allerdings die Umpumprate groß genug ist, um die Lebensdauer des hellen Zustands unter die Dämpfungszeit der optischen Melasse [130] zu reduzieren (für Cäsium etwa  $40 \mu\text{s}$ ), geht die Kohärenz im Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung verloren und die Temperatur des gefangenen Ensembles steigt an. Aus diesem Grund führt der bei Rubidium und Cäsium benötigte Umpumpplaser zu einem Aufheizen des Ensembles und theoretisch erreichbare Temperaturen vergleichbar mit denen nach optischer Melasse werden verhindert. Die minimal erreichbare Temperatur in der optischen Melasse mit eingestrahlttem Umpumpplaserfeld wird bei Cäsium bei der benötigten Umpumpplaserintensität von etwa  $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  um einen Faktor 2–3 erhöht [137].

### Die zeitlich dunkle magneto-optische Falle

In der zeitlich dunklen MOT können sehr leicht hohe Dichten bei gleichzeitig sehr tiefen Temperaturen im Bereich der Melasstemperatur erreicht werden. Dazu wird die Intensität des Rückpumpplasers nach der Beladephase der MOT<sup>9</sup> auf einen bestimmten Wert reduziert, um den gewünschten Abschirmparameter  $p$  zu erreichen. Bei einer zeitlich dunklen MOT ist kein erzwungenes Umpumpen in den Dunkelzustand nötig und die Kompression der Wolke über Verstimmung und Intensität des Kühllichts und Magnetfeldgradient kann in gewissen Grenzen mit der Kühlung des Ensembles auf Melasstemperatur kombiniert werden [137]. Allerdings wird aufgrund der hohen Verluste durch inelastische Stöße die Haltezeit der Atome deutlich reduziert und die so erreichbaren Spitzendichten liegen typischerweise

<sup>9</sup>in der der Rückpumpübergang zur Optimierung der Laderate der MOT deutlich gesättigt ist

30–50 % unter denen in der statischen räumlich dunklen MOT. Beim Betrieb einer zeitlich dunklen CMOT mit  $10^7$  Cäsiumatomen zum Beispiel konnte die Spitzendichte in Bezug auf eine “helle” CMOT mit vergleichbaren Parametern lediglich um einen Faktor 2–3 auf etwa  $4 \times 10^{11}$  Atome/cm<sup>3</sup> erhöht werden. Für sinkende Abschirmparameter wurde ein rapider Abfall der Lebensdauer der Atome in der Falle beobachtet, die für  $p \lesssim 0,15$  sogar auf unter 20 ms sank.

In einer späteren Arbeit [135] konnte ebenfalls mit Cäsiumatomen mit Hilfe einer zeitlich dunklen CMOT sogar mit  $4 \times 10^8$  Atomen im Fallenzentrum bei einer Temperatur von  $55 \mu\text{K}$  eine Spitzendichte von  $10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> erreicht werden. Dafür wurden zunächst  $2 \times 10^9$  Atome bei optimalen Beladebedingungen in die MOT geladen, und damit deutlich mehr, als später wirklich verwendet wurden. Anschließend wurde die Intensität von Kühl- und Rückpumplaserfeld abrupt reduziert (die Kühlaserintensität auf die Hälfte und die Rückpumplaserintensität auf ein Prozent der ursprünglichen Werte) und innerhalb von 5 ms der Magnetfeldgradient und die Verstimmung des Kühllichts von 10 auf 20 G/cm beziehungsweise von  $-4$  auf  $-20\Gamma$  erhöht. Aufgrund der sehr hohen Verstimmung zum Kühlübergang und der deshalb deutlich höheren Wahrscheinlichkeit für fernresonante Anregung in den falschen angeregten Zustand konnte hier nun durch bloßes Abschalten des Rückpumplaserlichts sogar ein Anteil von Atomen im dunklen Zustand von 99 % erreicht werden, sodass die Verwendung eines zusätzlichen Umpumplaserfelds nicht mehr nötig war<sup>10</sup>. In einer etwas vereinfachenden Beschreibung kann die Wirkungsweise dieser zeitlich dunklen CMOT wie folgt zusammengefasst werden. Während der Kompression ist die räumliche Verteilung der Atome durch eine zentrale Gauß-Verteilung dominiert, die sich gemäß Gleichung (4.9) bis  $r_l$  hinaus erstreckt. Für eine genügend hohe Anzahl an Atomen befindet sich die Atomwolke im Zweikomponentenregime mit einem gewissen Anteil an Atomen außerhalb dieser zentralen gaußförmigen Verteilung. Durch die Änderung der MOT-Parameter kollabieren nun Atome ins Zentrum der MOT und die Spitzendichte wird erhöht. Damit eine kurzzeitige Erhöhung der zentralen Dichte während der Kompression der Atomwolke möglich ist, müssen in den beiden Komponenten der Wolke ungefähr gleich viele Atome sein. Ist die Anzahl an Atomen außerhalb  $r_l$  zu groß, wird dadurch die Kompression aufgrund des Temperaturanstiegs der Atome im Zentrum beeinträchtigt. Ist die Anzahl hingegen zu klein, dann ist der zentrale Anteil der Wolke innerhalb von  $r_l$  nicht genügend gefüllt und der ins Zentrum gerichtete Spitzenfluss an Atomen außerhalb von  $r_l$  reicht zur Erzielung der höchstmöglichen Dichte nicht aus. Bei genau richtigen Anfangsbedingungen jedoch verursachen lichtinduzierte und den Hyperfeinzustand ändernde inelastische Stöße zwar Verluste in der Atomzahl im Fallenzentrum, doch werden diese Verluste für kurze Zeit durch den zunächst anwachsenden Fluss an ins Zentrum hinein drängenden Atomen mehr als ausgeglichen. Nach dem dieser Atomfluss nach etwa zusätzlichen 20 ms sein Ma-

<sup>10</sup>Bei den tatsächlich verwendeten Parametern betrug der Anteil an Atomen im hellen Zustand noch 20 %.

ximum überschritten hat, nimmt auch die Spitzendichte des zentralen atomaren Ensembles wieder ab.

Der kurzzeitige Anstieg der Spitzendichte ist in einem großen Parameterbereich unabhängig von den speziellen Werten für Kühl- und Rückpumplaserintensität, Verstimmung des Kühllichts und Magnetfeldgradient. Solange  $r_l$  unverändert bleibt, können die oben genannten Parameter für die Kompressionsphase auch variiert werden, ohne dass die erreichbare Spitzendichte dadurch signifikant reduziert wird.

### 4.3.7 Zuverlässige Detektion optisch dichter Ensembles mit vielen Atomen

Abschließend soll an dieser Stelle noch auf die Schwierigkeit hingewiesen werden, große Ensembles mit mehr als  $5 \times 10^8$  Atomen bei solch hohen Dichten von  $10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> adäquat hinsichtlich Atomzahl und räumlicher Ausdehnung zu detektieren [135, 138]. Üblicherweise wird zu diesem Zweck die Fluoreszenz der gefangenen Wolke über ein Linsensystem auf einer CCD-Kamera räumlich aufgelöst detektiert. Für optisch sehr dichte Atomwolken muss jedoch darauf geachtet werden, dass spontan emittierte Fluoreszenzphotonen auf ihrem Weg aus dem Ensemble heraus auf die CCD-Kamera nicht wieder von Atomen absorbiert werden. Um dies zu verhindern, muss der in den Atomen angeregte Detektionsübergang mit einer Intensität von über  $100I_s$ , sowie der Rückpumpübergang deutlich gesättigt werden, wozu ein sehr leistungsstarkes Laserfeld benötigt wird [135]. Da während eines Detektionslichtblitzes von knapp  $100 \mu\text{s}$  deutlich über tausend Photonen an einem Atom gestreut werden, muss dann ebenso darauf geachtet werden, dass das Detektionslicht am Ort der Atome ausbalanciert ist, um fehlerhafte Detektion von Atomzahl und räumlicher Verteilung der Wolke aufgrund von effektivem Strahlungsdruck zu vermeiden.

### 4.3.8 Experimentelle Realisierung

Motiviert durch die Anforderungen an das atomare Ensemble zur Beladung der optischen Dipolfalle (siehe Abschnitt 4.3.1) und die vorgestellten experimentellen Möglichkeiten wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen zur Erhöhung der Spitzen- und Phasenraumdichte der Atomwolke in der MOT durchgeführt. Dazu wird nach der Beladung der MOT die Atomwolke mit ungefähr  $5 \times 10^7$  Atomen in einer zeitlich dunklen CMOT-Phase variabler Dauer komprimiert. Der hier verwendete Wert für die Rückpumplaserintensität während der CMOT-Phase orientiert sich an der in Abschnitt 5.4 ermittelten optimalen Rückpumplaserintensität zur Beladung der Dipolfalle von ungefähr  $5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . Der mit Hilfe von Absorptionaufnahmen ermittelte entsprechende Abschirmparameter beträgt  $p \simeq 0,1$ . Am Ende dieser Phase werden zunächst mit einem 1 ms langen Lichtpuls alle Atome

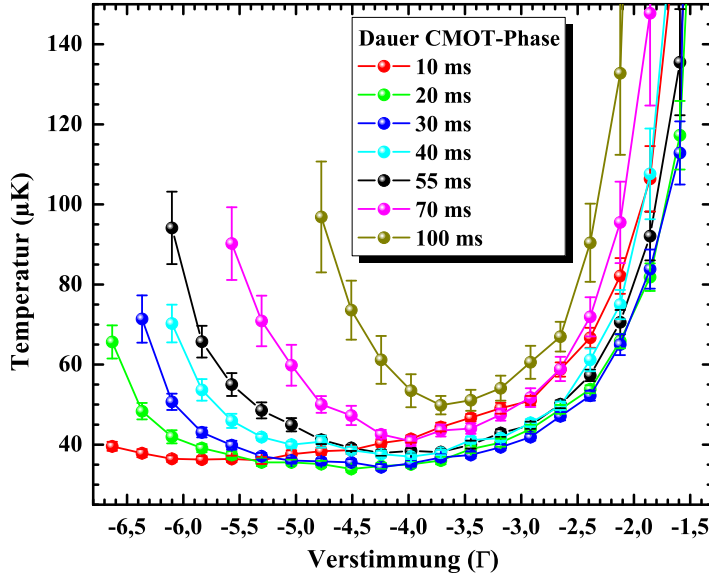


Abbildung 4.5: Temperatur der Atomwolke nach der zeitlich dunklen CMOT-Phase. Der in Abschnitt 4.3.6 diskutierte Abfall der Temperatur der Atomwolke mit steigender Verstimmung des Kühllaserfelds ist gut erkennbar.

wieder in den Zustand  $|F = 2\rangle$  überführt. Anschließend wird zum Einen die Spitzendichte der Atomwolke in der Falle mit Hilfe von Absorptionbildern ohne freie Fallzeit vermessen. Zum Anderen wird die Temperatur des atomaren Ensembles über die Flugzeitmethode ermittelt.

Im hier vorliegenden experimentellen Aufbau ist eine extern kontrollierbare, signifikante und schnelle Erhöhung des Magnetfeldgradienten aufgrund des hohen Widerstands der beiden Spulen der 3D MOT bislang nicht möglich. Deshalb wird die Atomwolke während der CMOT-Phase lediglich durch Reduktion der Rückpumplaserintensität und größere Verstimmung des Kühllasers zum Kühlübergang, also durch Reduktion der Dichtebegrenzung aufgrund von Mehrfachstreuung komprimiert. Abbildung 4.3.8 zeigt die Temperatur der Atomwolke in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllasers bei verschiedenen Dauern der CMOT-Phase. Gemäß Gleichung (4.8) hat die Unterdrückung der Mehrfachstreuung eine Reduktion der Temperatur des atomaren Ensembles zur Folge und dieser Effekt ist nach den Erläuterungen in Abschnitt 4.3.6 in der dunklen MOT sogar noch um den Faktor  $p^2$  verstärkt. Diese beachtliche Reduktion der Temperatur konnte auch in den hier durchgeführten Untersuchungen deutlich beobachtet werden. Es konnten minimale Werte für die Temperatur der Ensembles von bis zu ungefähr  $35 \mu\text{K}$  im Experiment beobachtet werden. Dieser Wert liegt im Vergleich zur in diesem Experiment mit Hilfe von optischer Melasse erzielten minimalen Temperatur von  $9 \mu\text{K}$  um weniger als einen Faktor fünf höher und ist gegenüber der Temperatur der “normalen” MOT um mehr als einen Faktor fünf reduziert. Der erneute Anstieg der Temperatur für hohe Verstimmungen des Kühllaserfelds und lange Dauern der dunklen CMOT-Phase kann durch den verringerten Effekt der Polarisationsgradientenkühlung erklärt werden.

Eine Erhöhung der Spitzendichte mit steigender Verstimmung des Kühllaser-

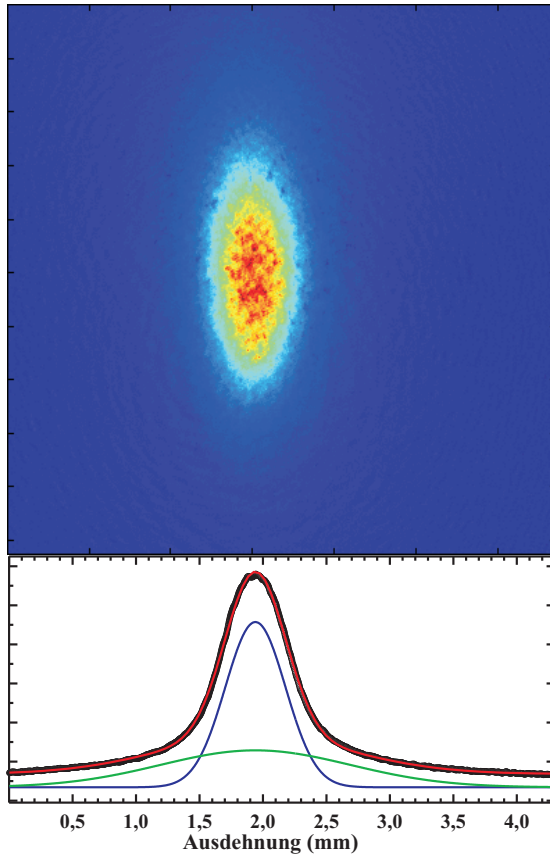


Abbildung 4.6: Absorptionaufnahme einer Atomwolke im Zweikomponentenregime mit zugehöriger aufintegrierter Säulendichte in  $x$ -Richtung. An diese wurde die Summe (rot) aus zwei einzelnen Gauß-Kurven mit deutlich unterschiedlicher Breite und Höhe (blau und grün) angepasst. Die Spitzendichte des zentralen Teils der Wolke beträgt  $3 \times 10^{11}$  Atome/cm<sup>3</sup> bei einer Temperatur von knapp  $40 \mu\text{K}$ . Dies entspricht einer für Atomwolken in einer magneto-optischen Falle sehr hohen Phasenraum-dichte von  $\rho_{\text{PSD}} = 8 \times 10^{-6}$ .

felds konnte im vorliegenden Aufbau bislang nicht eindeutig nachgewiesen werden. Die in der Falle detektierten Atomwolken befinden sich vor allem für Kühllaser-*ver*stimmungen von  $|\delta| < 3\Gamma$  noch deutlich im Bereich der Dichtebegrenzung durch Mehrfachstreuung und besitzen eine sehr hohe optische Dichte. Unter diesen Umständen ist eine zuverlässige Bestimmung der zur Berechnung der Spitzendichte benötigten räumlichen Ausdehnung nicht möglich. Darüber hinaus wird zur zuverlässigen Absorptionsdetektion dieser atomaren Ensembles hoher optischer Dichte ein intensives Laserfeld mit  $I \gg I_s$  benötigt [138], welches bislang im Experiment nicht zur Verfügung steht.

Allerdings konnte im Rahmen dieser Untersuchungen für Kühllaser-*ver*stimmungen von  $|\delta| > 4\Gamma$  und Dauern der dunklen CMOT-Phase von über 30 ms der Eintritt der Atomwolke in das Zweikomponentenregime beobachtet werden (siehe Abschnitte (4.3.4) und (4.3.7)) [135]. Beispielhaft ist in Abbildung 4.3.8 eine solche Atomwolke nach einer Dauer der CMOT-Phase von 70 ms bei einer Kühllaser-*ver*stimmung von  $-4,2\Gamma$  dargestellt. Zusätzlich ist die aufintegrierte Säulendichte der Absorptionaufnahme in  $x$ -Richtung gezeigt. An diese Datenpunkte wurde die Summe aus zwei Gauß-Verteilungen angepasst, wodurch deutlich eine kleine, sehr dichte Wolke von Atomen im Zentrum der Falle von einer diffusen Atomwolke mit

---

größerem Radius und deutlich kleinerer Dichte unterschieden werden kann (siehe Abschnitt 4.3.4). Die mit Hilfe von Gleichung (3.11) ermittelte Spitzendichte des zentralen Teils der Wolke beträgt ungefähr  $3 \times 10^{11}$  Atome/cm<sup>3</sup> bei einer Temperatur von knapp 40  $\mu$ K. Dies entspricht einer für Atomwolken in einer magneto-optischen Falle sehr hohen Phasenraum-dichte von  $\rho_{\text{PSD}} = 8 \times 10^{-6}$ . Diese für die Beladung der Dipolfalle bereits sehr vielversprechenden Ergebnisse sollten durch die zusätzliche Kompression der Atomwolke durch höhere Magnetfeldgradienten, also die Erhöhung der Federkonstante der MOT, noch verbessert werden können. Die so erzeugten atomaren Ensembles mit hoher Spitzen- und Phasenraum-dichte sollten in Zukunft eine noch effizientere Beladung der optischen Dipolfalle und damit eine Erhöhung der Atomzahl im darin erzeugten Bose-Einstein-Kondensat ermöglichen.





---

## DIE OPTISCHE DIPOLFALLE

Ziel des Experiments ist zunächst die positionsstabile Erzeugung eines quantenentarteten Gases von  $^{87}\text{Rb}$  mit hoher Atomzahl bei gleichzeitig hoher Wiederholungsrate. Außerdem soll das atomare Ensemble am Ende im für die Atominterferometrie gewünschten, magnetfeldinsensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  vorliegen (siehe Kapitel 2). Dazu kann ein kaltes und dichtes atomares Ensemble erzeugt und anschließend in eine *optische Dipolfalle* [139, 140] umgeladen werden. Üblicherweise werden optische Dipolfallen durch einen einzelnen oder zwei am Ort der Atome sich kreuzende stark fokussierte, rotverstimmte Laserstrahlen realisiert [141]. Die Atome werden dann bei ausreichender Intensität am intensivsten Punkt des Laserfelds, bei einem einzelnen Laserstrahl also in dessen Fokus festgehalten. Durch selektive Entfernung der Atome mit der größten Energie kann das Ensemble anschließend evaporativ noch weiter gekühlt werden, was im Experiment am einfachsten durch kontinuierliche Reduktion der Laserintensität erreicht wird [56, 142]. Aufgrund der hohen erreichbaren Intensitätsgradienten im Fokus der Dipolfalle können für die Atome sehr steile konservative Fallen mit entsprechend hohen Fallenfrequenzen von bis zu einigen Kilohertz erreicht werden. Diese hohen Fallenfrequenzen sind für die schnelle Verdampfungskühlung des atomaren Ensembles bis zur Quantenentartung unabdingbar. So konnten bereits innerhalb von 2,6 s nach dem Beladen einer gekreuzten Dipolfalle quasi reine Bose-Einstein-Kondensate mit  $3,5 \times 10^5$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen und einem Kondensatanteil von über 98 % erzeugt werden [127]. Mit einer sehr ähnlichen experimentellen Methode wurde wenig später auch in einer Einzelstrahlfalle ein quasi reines Bose-Einstein-Kondensat mit  $3 \times 10^5$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen innerhalb von 1,8 s realisiert [143, 112]. Dabei besteht in der ersten der beiden Arbeiten auch noch das Potential, zu Atomzahlen im Bereich von deutlich über eine Million im BEC vorzustößen.

Optische Dipolfallen bieten den Vorteil, dass sie gänzlich ohne störende starke Magnetfelder auskommen, die im Anschluss an die BEC-Erzeugung bei der

Interferometriesequenz äußerst schädlich wären. Darüber hinaus bleibt ein guter optischer Zugang zu den Atomen gewahrt, da keine zusätzlichen Magnetfeldspulen den Weg zu den Atomen versperren. Außerdem ist die konservative Kraft der Dipolfalle unabhängig vom internen Zustand der Atome, weshalb auch Atome mit verschwindendem magnetischem Moment darin gefangen werden können. Durch eine geeignete Geometrie von Dipolfallenstrahlen und zusätzlichen Magnetfeldern können sogar explizit nur die Atome im für die Atominterferometrie gewünschten Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  kondensiert werden [144, 145], sodass jegliche Zustandspräparation vor der Interferometriesequenz entfallen kann.

Die Verwendung optischer Dipolfallen zur Erzeugung quantenentarteter Gase mit hohen Atomzahlen stellt allerdings auch einige experimentelle Herausforderungen. So ist zum Beispiel die Realisierung von Fallen ausreichender Tiefe bei gleichzeitig großem Fallenvolumen sehr schwierig, da dafür extrem hohe Laserleistungen nötig sind. Bei der Einzelstrahldipolfalle steigen zudem zwar die radiale und die axiale Fallenfrequenz mit der Wurzel der Laserleistung, jedoch sinkt die radiale Fallenfrequenz quadratisch und die axiale Fallenfrequenz sogar in dritter Potenz mit größerer Fokusgröße. Dadurch wird die benötigte Zeit zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases deutlich verlängert oder die Erzeugung sogar unmöglich. Aufgrund dieser beschränkten Effizienz des Umladens der lasergekühlten Atomwolke in die Dipolfalle ist eine gute Anpassung der Atomwolke an Form und Größe der Dipolfalle während des Umladeprozesses erforderlich und selbst dann liegen die Atomzahlen im BEC typischerweise deutlich unter  $10^5$  Teilchen [59, 146]. Ein möglicher Ansatz, diese Beschränkung zu umgehen, ist die dynamische Kompression der Falle [53]. Dazu wird zunächst die Effizienz der Beladung durch die Verwendung einer Dipolfalle mit großer Oberfläche, damit aber auch geringere Fallentiefe maximiert. Anschließend wird mittels einer oder mehrerer verschiebbarer Linsen im Strahlengang die Dipolfalle dynamisch komprimiert, wodurch die Fallenfrequenzen der Dipolfalle deutlich gesteigert werden können [147]. Mit dieser Methode konnte ein quantenentartetes Gas mit einigen  $10^5$  Teilchen in wenigen Sekunden erzeugt werden [127, 112]. Aufgrund der geringen Tiefe der Dipolfalle während der Beladung ist es bei dieser Herangehensweise allerdings erforderlich, das atomare Ensemble mit Hilfe von nahresonantem Laserlicht zu sehr hohen Dichten bei gleichzeitig sehr tiefen Temperaturen zu kühlen [148]. Diese extrem hohen Anfangsphasenraumlichkeiten (siehe Gleichung (6.4)) können mit Hilfe von MOT und optischer Melasse nicht erreicht werden [137].

Bei der Verwendung von Dipolfallen zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases muss als ein weiterer Aspekt die Kopplung von Fallenfrequenz und Fallentiefe beachtet werden. Typischerweise wird zur Verdampfungskühlung des atomaren Gases die Leistung des Dipolfallenlaserstrahls kontinuierlich abgesenkt. Dadurch werden aber gleichzeitig auch charakteristische Größen des atomaren Ensembles, wie Fallenfrequenzen und damit auch Dichte und elastische Stoßrate reduziert, die für den Prozess der Verdampfungskühlung wichtig sind. Eine sinkende elastische

Stoßrate hat wiederum eine längere Dauer zur Wiedererlangung des thermischen Gleichgewichts im atomaren Ensemble zur Folge, nachdem der Teil der Atome mit höchster Energie aus der Wolke entfernt wurde. Der Prozess der Verdampfungskühlung wird in Dipolfallen also als Folge der Reduktion der Fallentiefe sukzessive verlangsamt. Inzwischen wurden jedoch mehrere Techniken und Methoden entwickelt, diesen unerwünschten Effekt zu umgehen, indem ein großes Fallenvolumen während der Beladung mit hohen Fallenfrequenzen während der anschließenden Evaporationsphase verbunden wird. Darunter fällt neben der bereits erwähnten dynamischen Kompression der Dipolfalle auch die Realisierung einer asymmetrischen gekreuzten Dipolfalle [149]. Dafür wird zunächst ein einzelner Dipolfallenstrahl mit relativ großer Fokusgröße, das heißt für Dipolfallen recht großem Fallenvolumen mit kalten Atomen beladen. Nach der Beladung der großvolumigen Einzelstrahlfalle wird zusätzlich ein zweiter Strahl mit einer deutlich kleineren Fokusgröße eingestrahlt. Dieser kreuzt den großvolumigen Strahl in einem Winkel von  $50^\circ$  etwas versetzt zur optischen Achse des größeren Strahls. Durch diese Vorgehensweise kann das große Fallenvolumen des größeren Dipolfallenstrahls mit den hohen Fallenfrequenzen des kleineren Strahls kombiniert werden. In dieser Konfiguration können außerdem<sup>1</sup> durch *Erhöhung* der Laserleistung im *großen* Strahl die Teilchen mit der höchsten Energie aus dem atomaren Ensemble im *kleinen* Strahl entfernt werden. So kann das Ensemble ohne Reduktion der Fallenfrequenzen evaporativ gekühlt werden. Eine alternative Variante zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases in einer optischen Dipolfalle ist die Evaporation eines spinpolarisierten atomaren Ensembles mit Hilfe eines zusätzlichen Magnetfeldgradienten bei gleichbleibender Intensität der Dipolfalle [150]. In diesem Fall kann dann auch ein deutlich größeres Fallenvolumen mit nicht ganz so großen Fallenfrequenzen verwendet werden, da diese während der Verdampfungskühlung nicht mehr reduziert werden.

Alternativ zur rein optischen Erzeugung eines quantenentarteten Gases bietet sich die Verwendung einer *Magnetfalle* an [54]. Die Verwendung dieser Art von Fallen ermöglicht eine sehr hohe Umladeeffizienz in die Falle von typischerweise über 50 %, da das Fallenvolumen sehr groß ist und sehr gut an die Größe der lasergekühlten atomaren Wolke angepasst werden kann. Ein weiterer Vorteil ist die intrinsische Entkopplung von Fallentiefe und Fallenfrequenz durch die Verdampfungskühlung des atomaren Gases mittels Radiofrequenzstrahlung [55]. Das quantenentartete Gas kann dann anschließend in eine Dipolfalle umgeladen [151] und dort durch eine schnelle adiabatische Passage [152, 153] im gewünschten Zustand präpariert werden. Mit Hilfe dieser Methode können problemlos quantenentartete Ensembles von einigen Millionen Atomen mit einer sehr hohen Reinheit von über 99 % im gewünschten Zustand präpariert werden. Allerdings dauert diese Art der Erzeugung des spinpräparierten quantenentarteten Gases aufgrund der relativ geringen Fallenfrequenzen von maximal einigen hundert Hertz üblicherweise mindestens eine halbe Minute und damit relativ lang. Außerdem werden zur Realisierung der

<sup>1</sup>Bei entsprechender Wahl des Leistungsverhältnisses der beiden Laserstrahlen.

Magnetfalle starke Magnetfelder mit hohen Gradienten und entsprechend sehr hohen Strömen von bis zu einigen hundert Ampère benötigt, was den technischen Aufwand deutlich erhöht.

Die benötigte Zeit zur Erzeugung eines BECs mit ähnlich hoher Atomzahl kann durch Verwendung einer *Hybridfalle* auf 16 Sekunden etwa halbiert werden [154]. Diese Methode kombiniert die aufgrund des großen Fallenvolumens hohe Umladeeffizienz der Atome in eine magnetische Quadrupolfalle mit den hohen Fallenfrequenzen und der damit beschleunigten Erzeugung quantenentarteter Gase in einer optischen Dipolfalle. Die Atome werden dazu zunächst in einer magnetischen Quadrupolfalle mittels Radiofrequenzevaporation bis ungefähr  $50 \mu\text{K}$  abgekühlt. An dieser Stelle setzen nun in der Quadrupolfalle Verluste der Atome durch *Majorana spin flips* ein [55, 54], die eine weitere Reduzierung der Temperatur des atomaren Ensembles unterbinden. Deshalb wird das Gas an dieser Stelle in eine optische Dipolfalle (ungefähr 6 bis 7 W bei einer Wellenlänge von ungefähr  $1 \mu\text{m}$ ) umgeladen und dort durch Absenken der Laserintensität bis zur Quantenentartung weiter abgekühlt.

Im vorliegenden Experiment fiel die Wahl auf die Verwendung einer optischen Dipolfalle, unter anderem aufgrund der dadurch möglichen hohen Wiederholungsrate. Für die Realisierung der optischen Dipolfalle wurde ein linear polarisiertes Laserfeld bei einer Wellenlänge von 1960 nm verwendet [155, 156]. Für dieses extrem weit rotverstimmte Laserfeld kann das sonst üblicherweise zur Berechnung des Dipolfallenpotentials verwendete *Dressed State Modell* [80] nicht mehr angewandt werden. Es würde zu quantitativ und qualitativ falschen Vorhersagen zur Verschiebung einzelner atomarer Niveaus aufgrund des AC-Stark-Effekts führen. Stattdessen muss die AC-Stark-Verschiebung und damit das Dipolpotential der einzelnen Niveaus semi-klassisch über die wellenlängen- und zustandsabhängige dynamische Polarisierbarkeit bestimmt werden [155, 157]. Im folgenden soll nun zunächst kurz auf die Ursache und die Größe der durch ein rotverstimmtes, fokussiertes Laserfeld auf die Atome ausgeübten Kraft eingegangen werden. Anschließend werden wichtige grundlegende Aspekte bezüglich der Beladung und Charakterisierung einer optischen Einzelstrahldipolfalle erläutert, sowie deren experimentelle Umsetzung vorgestellt.

## 5.1 Dipolpotential und Dipolkraft

Die Wechselwirkungskraft, die ein Atom in einem externen Laserfeld mit Wellenlänge  $\lambda_D$  und Kreisfrequenz  $\omega_D$  erfährt, setzt sich aus der Summe der beiden Komponenten Spontankraft und optische Dipolkraft zusammen. Die Spontankraft  $\vec{F}_{\text{Sp}}$  wird durch den Impulsübertrag auf das Atom während der Absorption und anschließenden spontanen und ungerichteten Emission eines Photons aus dem Laserfeld verursacht und ist zum Beispiel für die Wirkungsweise der optischen Melassekühlung und der magneto-optischen Falle ausschlaggebend. Die optische Dipolkraft

$\vec{F}_{\text{Dip}}(\vec{r}) = -\nabla U_{\text{Dip}}(\vec{r})$  hingegen resultiert aus der Wechselwirkung des elektrischen Wechselfelds des Laserlichts mit dem dadurch im Atom induzierten elektrischen Dipolmoment über den AC-Stark-Effekt. Diese Wechselwirkung führt zu einer von der Intensität des Laserfelds abhängigen Verschiebung der Energieeigenzustände der Atome und somit zu einem auf die Atome wirkenden ortsabhängigen konservativen Potential  $U_{\text{Dip}}(\vec{r})$ .

Betrachtet man in semiklassischer Näherung das Laserfeld nicht quantisiert, sondern als klassisches elektrisches Wechselfeld  $\vec{E}$ , so berechnet sich das dadurch im Atom induzierte Dipolmoment  $\vec{p}$  zu [139]:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad \text{mit} \quad \alpha = \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega_D). \quad (5.1)$$

Dabei ist  $\alpha(|\Psi_a\rangle, \omega_D)$  die von der Frequenz  $\omega_D$  abhängige komplexe Polarisierbarkeit eines atomaren Zustands  $|\Psi_a\rangle$ . Daraus resultiert ein Wechselwirkungspotential  $U_{\text{Dip}}$  des Dipolmoments im äußeren elektrischen Feld, welches durch die ortsabhängige Laserintensität  $I_D(\vec{r})$  verursacht wird. Dieses Potential ist gegeben durch das zeitliche Mittel des Skalarprodukts aus induziertem elektrischem Dipolmoment und induzierendem elektrischem Wechselfeld:

$$U_{\text{Dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I_D(\vec{r}). \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante. Das zur Intensität des Laserstrahls proportionale Dipolpotential ist konservativ und die daraus resultierende auf das Atom wirkende Kraft ist somit proportional zum Intensitätsgradienten des induzierenden Laserfelds:

$$F_{\text{Dip}}(\vec{r}) = -\nabla U_{\text{Dip}}(\vec{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) \nabla I_D(\vec{r}). \quad (5.3)$$

Die vom Atom absorbierte (und wieder als Dipolstrahlung emittierte) Leistung des Laserfelds ergibt sich aus dem Imaginärteil der dynamischen Polarisierbarkeit. Er beschreibt die außerphasige Komponente der Dipoloszillation und berechnet sich zu [139]:

$$P_{\text{abs}}(\vec{r}) = \langle \dot{p} E \rangle = \frac{\omega_D}{\epsilon_0 c} \Im(\alpha) I_D(\vec{r}). \quad (5.4)$$

Betrachtet man das Laserfeld als einen Fluss an Photonen mit Energie  $\hbar\omega_D$ , so kann die Absorption als Streuprozess einzelner Photonen mit der Photonenstreurate

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega_D} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \Im(\alpha) I_D(\vec{r}). \quad (5.5)$$

interpretiert werden. Um nun die beiden charakteristischen Größen für die Beschreibung einer Dipolfalle, das Dipolfallenpotential eines bestimmten atomaren Zustands und die Heizrate der Atome durch Photonenstreuung wirklich berechnen zu können, muss zusätzlich die komplexe Polarisierbarkeit  $\alpha$  genauer betrachtet werden.

### 5.1.1 Die Dynamische Polarisierbarkeit

Experimentell ist wenig über die frequenzabhängige dynamische Polarisierbarkeit einzelner Zustände von  $^{87}\text{Rb}$  bekannt. In den meisten Experimenten wurde die statische Polarisierbarkeit mit statischen elektrischen Feldern bestimmt. Der so ermittelte Wert ist für die Berechnung des Dipolfallenpotentials eines  $\text{CO}_2$ -Lasers mit einer Wellenlänge von ungefähr  $10,6 \mu\text{m}$  für  $^{87}\text{Rb}$  ausreichend. Aufgrund der großen Wellenlänge und damit kleinen Frequenz kann das durch das Laserfeld erzeugte elektrische Feld für das  $^{87}\text{Rb}$ -Atom in diesem Fall als quasistatisch angesehen werden. In einer solchen optischen Dipolfalle wurde 2001 auch erstmals ein Bose-Einstein-Kondensat mit etwa  $3,5 \times 10^4$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen rein optisch erzeugt [59]. Ähnliche Erfolge konnten darauf folgend auch in vielerlei anderen Fallengeometrien und Experimenten erzielt werden [146, 112, 158]. Bei näher zum sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums hin gelegenen Wellenlängen muss man sich bei der Bestimmung der entsprechenden Polarisierbarkeit jedoch auf Berechnungen verlassen. Dies gilt vor allem für die Wellenlängen, auf die die Näherungen des Dressed-State-Modells noch nicht angewendet werden können.

Ein Atom besitzt viele Energieniveaus mit zugehörigen magnetischen Unterzuständen. Betrachtet man die dynamische Polarisierbarkeit eines bestimmten atomaren Zustands in einem externen Laserfeld bestimmter Frequenz und Polarisation, so ist diese im Gegensatz zum vereinfachten Fall eines Zweiniveaumatoms im realistischen Fall ein Tensor [155]. Für Wellenlängen des Dipolfallenlasers, die im Vergleich zur  $D_2$ -Linie von Rubidium deutlich größer sind ( $\lambda_D > 1,5 \mu\text{m}$ ), kann das Atom im Gegensatz zum Dressed-State-Bild in der Berechnung der Polarisierbarkeit eines atomaren Zustands nicht mehr als Zweiniveausystem angenähert werden [139]. Stattdessen müssen alle über das externe Laserfeld miteinander kopelnden atomaren Niveaus berücksichtigt werden. Außerdem kann auf Grund der im Vergleich zur Frequenz des atomaren Kühlübergangs sehr großen Verstimmung des Dipolfallenlasers auch die *Rotating Wave Approximation* nicht mehr angewendet werden, so dass die Berechnung des Polarisierbarkeitstensors im Allgemeinen recht kompliziert ist [155]. Allerdings kann die Polarisierbarkeit über eine Reihenentwicklung in einzelne Anteile aufgespaltet werden, so dass für das Tensorelement entlang der beiden kartesischen Koordinaten  $i, j$  gilt [159, 160]:

$$\hat{\alpha}_{ij} = \alpha_0 \hat{\delta}_{ij} - \alpha_1 (\hat{F}_i \hat{F}_j - \hat{F}_j \hat{F}_i) + \alpha_2 \frac{\frac{3}{2}(\hat{F}_i \hat{F}_j + \hat{F}_j \hat{F}_i) - F(F+1)\hat{\delta}_{ij}}{F(2F-1)} + \dots \quad (5.6)$$

Hierbei bezeichnet  $\hat{\delta}_{ij}$  das Kronecker-Delta<sup>2</sup> und  $\hat{F}_{i/j}$  den Drehimpulsoperator entlang einer kartesischen Koordinate.

Die ersten drei Terme dieses Ausdrucks bezeichnen in dieser Reihenfolge die skalare Polarisierbarkeit  $\alpha_0$ , die vektorielle Polarisierbarkeit  $\alpha_1$  und die tensorielle Polarisierbarkeit  $\alpha_2$ . Die skalare Polarisierbarkeit  $\alpha_0$  beschreibt zum Beispiel

<sup>2</sup> $\hat{\delta}_{ij} = 1$  für  $i = j$ ,  $\hat{\delta}_{ij} = 0$  sonst

den Brechungsindex eines atomaren Gases mit zufällig verteilter Spinausrichtung. Unter anderem das Phänomen der paramagnetischen Faraday-Rotation linear polarisierten Lichts durch ein spinpolarisiertes atomares Gas hingegen kann durch die vektorielle Polarisierbarkeit  $\alpha_1$  beschrieben werden und liefert für  $F \geq 1/2$  einen Beitrag. Die tensorielle Polarisierbarkeit  $\alpha_2$  wiederum liefert für  $F \geq 1$  einen Beitrag und beschreibt zum Beispiel die doppelbrechenden Eigenschaften eines solchen spinpolarisierten Gases. Diese von der Laserfrequenz abhängigen Größen berechnen sich zu [155]:

$$\alpha_0 = \frac{2}{3\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_0(F,F')\omega_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2} (F' || \hat{D} || F)^2 \quad (5.7)$$

$$\alpha_1 = \frac{2}{\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_1(F,F')\omega_D}{\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2} (F' || \hat{D} || F)^2 \quad (5.8)$$

$$\alpha_2 = \frac{2}{3\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_2(F,F')\omega_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2} (F' || \hat{D} || F)^2. \quad (5.9)$$

Hierbei bezeichnet  $\sum_{F'}$  die Summe über alle möglichen an den Zustand  $|F\rangle$  kopelnden Zustände  $|F'\rangle$ ,  $\omega_{FF'}$  die Frequenz des Übergangs von  $|F\rangle$  zu  $|F'\rangle$  mit  $\omega_{FF'} = \frac{E_F - E_{F'}}{\hbar}$ ,  $\hat{D}$  den Dipoloperator und somit  $(F' || \hat{D} || F)$  das reduzierte Dipolmatrixelement des Übergangs  $|F\rangle \rightarrow |F'\rangle$  [155].

Im Gegensatz zu  $\alpha_0$  und  $\alpha_2$ , die proportional zu  $\omega_{FF'}$  sind, ist  $\alpha_1$  lediglich proportional zu  $\omega_D$ . Es gilt hierbei  $\omega_D \ll \omega_{FF'}$ , weshalb die vektorielle Polarisierbarkeit  $\alpha_1$  in den weiter gehenden Betrachtungen vernachlässigt werden kann. Die Vorfaktoren  $\phi_0(F,F')$  und  $\phi_2(F,F')$  sind durch

$$\phi_0(F,F') = \delta_{F',F-1} + \delta_{F',F} + \delta_{F',F+1} \quad (5.10)$$

$$\phi_2(F,F') = -\delta_{F',F-1} + \frac{2F-1}{F+1}\delta_{F',F} - \frac{F(2F-1)}{(F+1)(2F+1)}\delta_{F',F+1} \quad (5.11)$$

gegeben. Es ist vorteilhaft, mit der im Folgenden beschriebenen Oszillatorstärke  $f_{FF'}$  an Stelle der Dipolmatrixelemente zu arbeiten. Diese dimensionslose Größe ist als

$$f_{FF'} = \frac{2m_e}{3\hbar e^2} \frac{\omega_{FF'}}{2F'+1} |(F' || \hat{D} || F)|^2 \quad (5.12)$$

mit der Elektronenmasse  $m_e$  und der Elementarladung  $e$  definiert. Damit lässt sich nun die skalare Polarisierbarkeit als

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{m_e} \sum_{F'} \frac{\phi_0(F,F')f_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2} \quad (5.13)$$

in Einheiten der Oszillatorstärke darstellen.



Im Spezialfall eines linear polarisierten Laserfelds muss lediglich die Komponente  $\hat{\alpha}_{zz}$  berücksichtigt werden. Wird außerdem die Quantisierungsachse entlang der Richtung der linearen Polarisation gewählt, so ergibt sich:

$$\alpha_{zz} = \alpha_0 + \frac{3m^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}\alpha_2. \quad (5.14)$$

Der Vorfaktor bei  $\alpha_2$  ist so gewählt, dass dieser im Falle von  $m = F$  gleich 1 ist, wobei  $m$  die Projektionsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses ist [155].

Aus den Gleichungen (5.2), (5.5) und (5.13) ergeben sich nun zwei für das Verständnis von weit verstimmen Dipolfallen („*Far Off Resonant Trap*“, kurz FORT) sehr wichtige Konsequenzen. Zum Einen ist das Vorzeichen der dynamischen Polarisierbarkeit eines bestimmten atomaren Zustands und damit des entsprechenden Dipolpotentials abhängig von der Verstimmung des Laserfelds zu den von diesem Zustand aus möglichen Übergangsfrequenzen,  $\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2$ . Daraus ergibt sich, dass für ein zum entsprechenden Übergang blauerstimmtes Laserfeld ( $\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2 > 0$ ) das daraus resultierende Dipolpotential repulsiv ist. Die Atome werden in einem solchen Laserfeld also in den Ort geringster Laserintensität gedrückt. Demgegenüber ist für ein zum entsprechenden Übergang rotverstimmt Laserfeld ( $\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2 < 0$ ) das daraus resultierende Dipolpotential attraktiv, die Atome werden also in den Bereich höchster Laserintensität gezogen. Experimentell ist es nun sehr einfach, durch Fokussierung eines Laserstrahls einen Punkt höchster Laserintensität zu erzeugen. Im Gegensatz dazu erfordert es einen gewissen experimentellen Aufwand, ein Laserfeld zu erzeugen, bei welchem ein lokales Intensitätsminimum in allen Raumrichtungen von intensivem Laserfeld umgeben ist. Um eine solche Konfiguration zu erreichen, sind mindestens zwei Laserstrahlen vonnöten. Aus diesem Grund ist die Arbeit mit rotverstimmen Dipolfallen deutlich weiter verbreitet, auch wenn die Erzeugung von BEC in einer blauerstimmten Dipolfalle gewisse Vorzüge bietet [161, 162]. In diesem Fall hat das Laserlicht des Dipolfallenlasers kaum einen Einfluss auf die Atome, weshalb auch unerwünschte Effekte, wie Photonenstreuung und durch Licht induzierte inelastische Stöße, sowie die Verschiebung der atomaren Energieniveaus minimiert werden. Dies ist zum Beispiel für die Präzisionsspektroskopie kalter Atome in solchen Dipolfallenpotentialen von großem Vorteil.

Zum Anderen hängen sowohl das Dipolfallenpotential, als auch die Photonenstreurate linear von der Intensität  $I_D(\vec{r})$  des Laserfelds ab. Allerdings skaliert die Photonenstreurate im Gegensatz zum Dipolpotential invers *quadratisch* mit der Differenz  $\omega_{FF'}^2 - \omega_D^2$ . Aus diesem Grund werden typischerweise Laserfelder hoher Intensität mit großer Verstimmung zu den atomaren Übergängen verwendet, um bei einer gegebenen Dipolpotentialtiefe die Photonenstreurate und damit den Heizeffekt auf die Atome in der Falle möglichst gering zu halten.

### 5.1.2 Spezifische Situation für Rubidium

Um nun die Polarisierbarkeit der beiden am Kühlübergang in der MOT beteiligten Zustände  $5^2S_{1/2}$  und  $5^2P_{3/2}$  des  $^{87}\text{Rb}$ -Atoms ausrechnen zu können, werden die Werte für die reduzierten Dipolmatrixelemente aller von diesen beiden Zuständen aus möglichen Dipolübergänge und die jeweils entsprechenden Energiedifferenzen benötigt. Diese finden sich zum Beispiel in [155], sodass sich für die Polarisierbarkeiten der beiden Zustände in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Laserfelds das in Abbildung 5.1 (a) und (b) dargestellte Verhalten ergibt [155]. Daraus ist zu erkennen, dass das Dipolfallenpotential für alle Wellenlängen oberhalb der  $D_1$ -Linie bei 795 nm für die beiden Hyperfeingrundzustände attraktiv ist. Für große Wellenlängen  $\lambda_D \gtrsim 2 \mu\text{m}$  nähert es sich dem Wert der statischen Polarisierbarkeit  $\alpha_s = 5,3 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$  an. Für den angeregten Zustand  $5^2P_{3/2}$  hingegen wirkt das Dipolfallenpotential im Bereich von ungefähr 800 – 1300 nm repulsiv und nähert sich erst für Werte deutlich oberhalb von  $2,75 \mu\text{m}$  seinem statischen attraktiven Wert.

Zusätzlich ist in Abbildung 5.1 (c) noch die wellenlängenabhängige Differenz dieser beiden Polarisierbarkeiten angegeben. Daraus kann bei einer bestimmten Wellenlänge und Tiefe der Dipolfalle quantitativ die differentielle AC-Stark-Verschiebung der beiden Niveaus zueinander ermittelt werden. Diese spielt vor allem beim simultanen Einstrahlen von Kühl- und Dipolfallenlicht während der Beladung der Dipolfalle eine gravierende Rolle, da dadurch abhängig von der Intensität des Dipolfallenlaserstrahls die effektive Verstimmung des Kühllasers im räumlichen Bereich der Dipolfalle teilweise erheblich verändert wird. Für bestimmte Wellenlängen des Dipolfallenlasers und bestimmte Tiefen des Dipolfallenpotentials für den Grundzustand kann es dann sogar passieren, dass dadurch der Kühllaser im Bereich der Dipolfalle zum Kühlübergang effektiv blauverstimmt wird und damit die lasergekühlten Atome aus der Dipolfalle herausgedrückt werden.

Für die explizite Realisierung der optischen Dipolfalle zur rein optischen Erzeugung eines quantenentarteten Gases wäre nun eine Wellenlänge der Dipolfalle wünschenswert, bei welcher das Dipolfallenpotential im Sinne einer optimalen Beladung der Dipolfalle für sowohl den Grund- als auch den angeregten Zustand attraktiv ist. Anderenfalls werden die Atome im angeregten Zustand aus dem Bereich der Dipolfalle herausgedrückt. Da während der Beladephase die nahresonanten Kühllaserfelder noch eingestrahlt werden, wird der angeregte Zustand trotz der üblicherweise reduzierten Intensität des Rückpumpasers außerhalb des Bereichs der Dipolfalle immer noch makroskopisch besetzt. Außerdem wird durch die negative differentielle AC-Stark-Verschiebung die Verstimmung des Kühllasers im Bereich der Dipolfalle vergrößert und damit die Effizienz der Laserkühlung in diesem Bereich reduziert.

Für den Wellenlängenbereich oberhalb ungefähr 1600 nm jedoch wirken die beiden eben angesprochenen Effekte gegenteilig und damit konstruktiv für die Beladung der Dipolfalle bei hoher Phasenraumdichte. Bei einer Wellenlänge des Di-

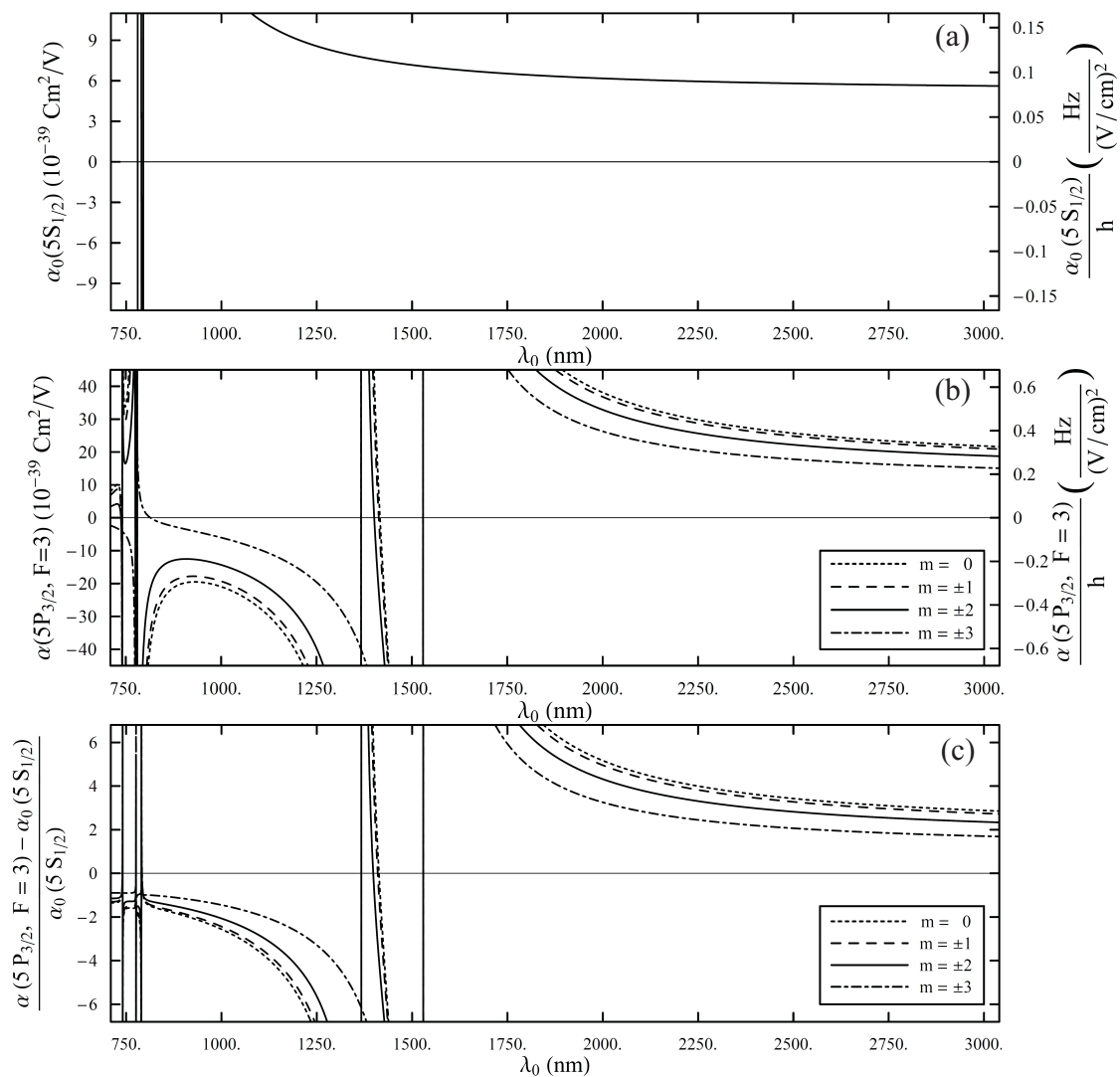


Abbildung 5.1: Darstellung der Polarisierbarkeit der beiden am Kühlübergang beteiligten Zustände des  $^{87}\text{Rb}$ -Atoms  $5^2S_{1/2}$  und  $5^2P_{3/2}$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Dipolfallenlasers, sowie die auf die Polarisierbarkeit des Grundzustands normierte Differenz dieser beiden Werte. (Modifiziert übernommen aus [155].)

polfallenlasers von  $2 \mu\text{m}$  ist die AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustands im Vergleich zu der des Grundzustands etwa vier mal so stark, so dass der angeregte Zustand sogar noch stärker in der Dipolfalle gefangen ist. Für die Wellenlänge von  $10,6 \mu\text{m}$  des  $\text{CO}_2$ -Lasers sind diese soeben genannten Bedingungen auf jeden Fall erfüllt. In einer solchen optischen Dipolfalle gelang die erste rein optische Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats [59] und auch viele weitere erfolgreiche Experimente wurden in einer Dipolfalle dieser Wellenlänge inzwischen realisiert [144, 163, 143, 164]. Allerdings bietet die Arbeit mit diesem extrem ferninfraroten Laserlicht aus experimenteller Sicht einige beträchtliche Unannehmlichkeiten. So sind die unterschiedlichsten für die Arbeit mit sichtbarem und nahinfrarotem Licht gängigen optischen Substrate für diese Wellenlänge nicht mehr transparent, sodass auf ZnSe als optisches Substrat zurückgegriffen werden muss. Dies hat wiederum zur Folge, dass bereits beim Aufbau der Vakuumkammer des Experiments feststehen muss, durch welche der Vakuumfenster die nahinfraroten Laserstrahlen für die MOT und die Fluoreszenz- und Absorptionsdetektion eingestrahlt beziehungsweise detektiert werden sollen, und welche wiederum für das Einstrahlen des Dipolfallenlasers bestimmt sein sollen. Dies schränkt die Flexibilität des experimentellen Aufbaus stark ein. Zudem kann ein Strahl dieses Laserlichts nicht mehr mit kommerziell erhältlichen Infrarotkarten detektiert und verfolgt werden, was eine Justage des Laserstrahls sehr erschwert.

Bei einer Wellenlänge von ungefähr  $2 \mu\text{m}$  hingegen sind einerseits die soeben erwähnten vorteilhaften Bedingungen für die optimale Beladung gegeben, andererseits jedoch werden die mit der Arbeit mit  $\text{CO}_2$ -Lasern verbundenen Unannehmlichkeiten vermieden und die Flexibilität im experimentellen Aufbau bleibt gewahrt. Auch existieren in diesem Wellenlängenbereich mit Thulium dotierten Faserlasern kommerziell relativ günstig erhältliche Strahlquellen ausreichend hoher Ausgangsleistung von bis zu  $50 \text{ W}$  mit guter räumlicher Strahlqualität ( $M^2 < 1,1$ ) und wohldefinierter linearer Polarisation. Die Linienbreite dieser Laser ist mit typischerweise ungefähr  $1 \text{ nm}$  zwar ziemlich groß und damit deren entsprechende Kohärenzlänge mit einigen Millimetern sehr klein. Dies stellt allerdings in der experimentellen Arbeit mit einem einzelnen fokussierten Laserstrahl kein größeres Problem dar. Bei Verwendung von zwei Strahlen in einer gekreuzten Fallengeometrie wiederum können unerwünschte, zeitlich fluktuierende Interferenzeffekte durch exakt senkrecht zueinander orientierte lineare Polarisationen der beiden Laserfelder effizient unterdrückt werden. Darüber hinaus können in diesem Wellenlängenbereich aufgrund der reduzierten Beugungsbegrenzung einfacher kleine Fokusgrößen der Dipolfalle realisiert werden. Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von ungefähr  $2 \mu\text{m}$  verspricht also im Vergleich zu mit  $\text{CO}_2$ -Lasern betriebenen Dipolfallen ein ähnlich gutes Verhalten, allerdings bei flexiblerer und komfortablerer experimenteller Handhabung. Die Polarisierbarkeit der beiden Zustände des Kühlübergangs bei einer Wellenlänge von  $2 \mu\text{m}$  beträgt dann  $\alpha_{|g\rangle} = 6,2 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$  für den Grundzustand  $|g\rangle = 5^2\text{S}_{1/2}$  beziehungsweise  $\alpha_{|e\rangle} = 32,8 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$

für die skalare Polarisierbarkeit beziehungsweise  $\alpha_{|e\rangle} = 26,3 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$  für die Polarisierbarkeit der magnetischen Unterzustände  $|F = 3, m_F = \pm 3\rangle$  des angeregten Zustands  $|e\rangle = 5^2\text{P}_{3/2}$ . Der relative Unterschied ist also mit ungefähr 3,3 bis 4,3 im Vergleich zum quasistatischen Fall des  $\text{CO}_2$ -Lasers um ungefähr den Faktor 2,7 größer. Dieser Unterschied muss bei der erforderlichen Verstimmung des Kühllasers während der Umladephase berücksichtigt werden, damit das Kühllaserfeld im Zentrum der Dipolfalle nicht blauverstimmt ist.

## 5.2 Experimentelle Realisierung der Dipolfalle

Basierend auf diesen Erwägungen fiel im Experiment die Wahl bezüglich der passenden Strahlquelle zur Formung der Dipolfalle auf einen kommerziellen diodengepumpten Thulium-dotierten Faserlaser [IPG Photonics, TLR-50-1960-LP] bei einer Emissionswellenlänge von 1960 nm. Laut Spezifikation beträgt die Linienbreite 1 nm und der Durchmesser des emittierten Laserfelds 4,3 mm bei einer Qualität der räumlichen Mode des emittierten Laserfelds von  $M^2 < 1,05$ . Bei einer Ausgangsleistung von 50 W und spezifiziertem relativem Intensitätsrauschen von  $< 10^{-4}$  ist die Polarisation des Laserfelds linear mit einem Auslöschungsverhältnis von 17 dB. Der Laser verfügt über einen Modulationseingang und kann über diesen mittels einer Kontrollspannung von 0 – 10 V in seiner Ausgangsleistung zwischen 0 und 50 W extern kontrolliert und eingestellt werden. Dieser Kontrolleingang kann zum Beispiel zur globalen Stabilisierung der Ausgangsleistung oder zur erzwungenen Verdampfungskühlung der kalten Atome in der Falle durch Reduktion der Intensität des Laserfelds benutzt werden.

Der danach folgende optische Aufbau zur experimentellen Realisierung der optischen Dipolfalle ist schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Laserstrahl wird nach Verlassen der polarisationserhaltenden Faser mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers [FocTek] in zwei Teilstrahlen mit senkrecht zueinander stehender Polarisation und variabel einstellbarem Leistungsverhältnis aufgespaltet. Dieser Strahlteiler stellte sich im Experiment als sehr anfällig auf die auf ihn eingestrahlte Laserintensität und deren Schwankungen heraus. Variierende Laserleistung kann aufgrund dessen teilweise beträchtliche Verschiebungen der genauen Position der Dipolfalle zur Folge haben. Aus diesem Grund wird die Ausgangsleistung des Faserlasers mit Hilfe eines PID-Reglers über den Modulationseingang des Faserlasers stabilisiert [157, 115]. Das dazu benötigte Stellsignal wird von einer kommerziellen Photodiode mit eingebauter Verstärkerelektronik generiert [Thorlabs, PDA10D-EC]. Diese Photodiode detektiert die Resttransmission eines für 1960 nm hochreflektiv dielektrisch beschichteten Spiegels [Laseroptik, B-02280] und wandelt sie in eine proportionale Spannung im Bereich von 0 – 10 V um. Die gewünschte Ausgangsleistung des Faserlasers wird über eine in die PID-Regelung eingespeiste Referenzspannung kontrolliert, welche mittels der rechnergestützten Experimentsteuerung eingestellt und während des experimentellen Zyklus dynamisch verändert werden

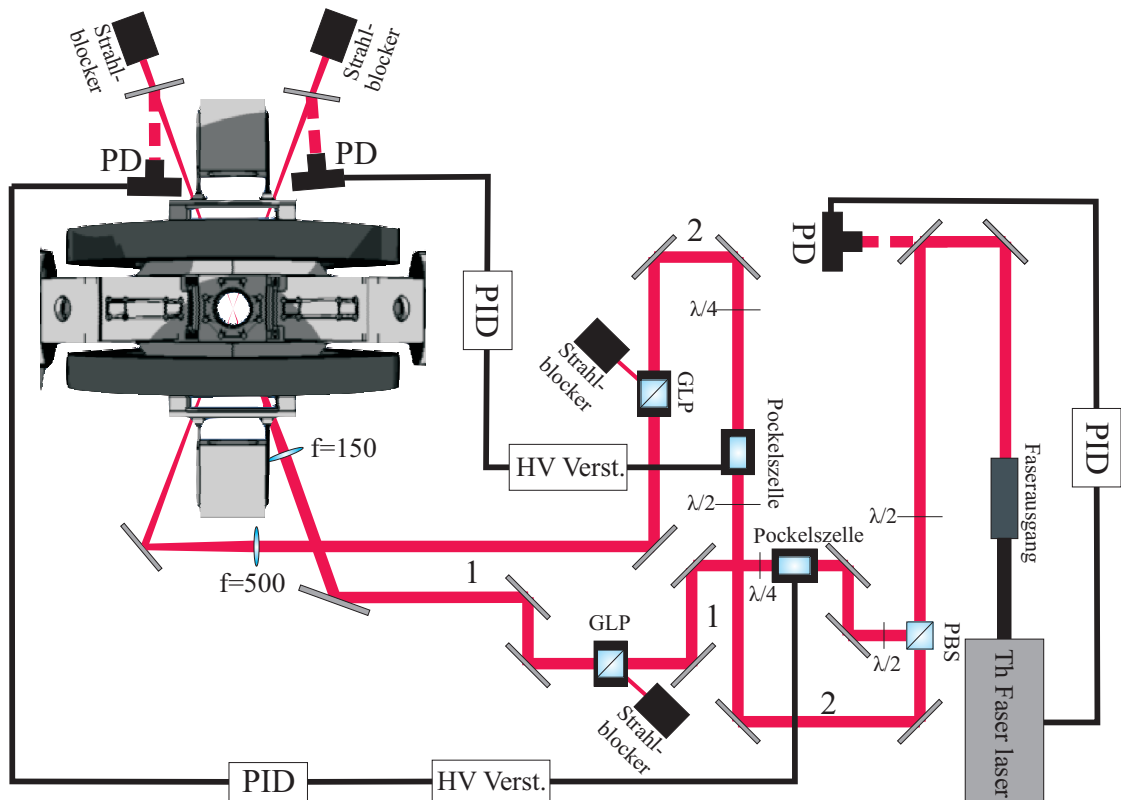


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur experimentellen Realisierung der Dipolfalle. Nachdem der Strahl an einem polarisierenden Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt wurde, werden beide Teilstrahlen mittels jeweils einer Sammellinse auf die Atome fokussiert. Zur Kontrolle der Intensität der beiden Teilstrahlen werden diese jeweils durch eine Kombination aus Pockelszelle und nachfolgendem Glan-Laser-Polarisator mit zugehörigen und für diesen Aufbau benötigten  $\lambda/2$ - und  $\lambda/4$ -Plättchen geleitet.

kann.

Nach der Aufteilung des Laserstrahls werden die beiden Teilstrahlen jeweils durch eine Kombination von Pockelszelle [Linos Photonics, LM 7 IR] und nachfolgendem Glan-Laser-Polarisator [FocTek] mit zugehörigen  $\lambda/2$ - und  $\lambda/4$ -Plättchen [FocTek] geleitet [157, 115]. Die beiden Pockelszellen werden mit jeweils einem Hochspannungsverstärker [Trek, 609B-3-H-CE] betrieben, der das von der Experimentsteuerung gelieferte Steuerspannungssignal um das tausendfache verstärkt. Mit diesem Aufbau kann die auf die Atome eingestrahlte Intensität jedes Teilstrahls der Dipolfalle unabhängig dynamisch verändert und so die erzwungene Verdampfungskühlung optimiert werden.

Zu guter Letzt werden die beiden Teilstrahlen auf die korrekte Strahlhöhe gebracht und mit Hilfe einer Linse [Bernhardt Halle Nachf1.] in horizontaler Richtung durch eines der beiden großen Fenster der Vakuumkammer auf die Atome fokussiert. Dabei ist der jeweils letzte Spiegel vor dem Eintritt des Laserstrahls in die Vakuumkammer auf einem Spiegelhalter mit Piezoaktuatoren [Newport, AG-M100N] montiert, mit welchem die Strahlage der Dipolfalle extern über zum Beispiel einen Rechner justiert werden kann [115]. Die beiden Dipolfallenstrahlen kreuzen sich dann am Ort der Atome unter einem Winkel von ungefähr  $50^\circ$ . Für die beiden Teilstrahlen wurden zunächst Sammellinsen unterschiedlicher Brennweiten verwendet ( $f_1 = 150$  mm und  $f_2 = 500$  mm), um gegebenenfalls den Einfluss unterschiedlicher Fallenvolumina auf die Umladeeffizienz der Atome in die Dipolfalle studieren zu können [165]. Gemäß der Beziehung  $w_0 = \lambda_D f / \pi w$  für die minimale Fokusgröße  $w_0$  bei Fokussierung eines kollimierten Laserstrahls mit Radius  $w$  bei Wellenlänge  $\lambda_D$  mit einer Linse der Brennweite  $f$  ergeben sich für die beiden Teilstrahlen jeweils eine theoretische minimale Fokusgröße von  $w_{0,1} \simeq 40$   $\mu\text{m}$  und  $w_{0,2} \simeq 150$   $\mu\text{m}$ . Durch einen solchen Aufbau kann außerdem die am Anfang dieses Kapitels beschriebene Entkopplung von Beladung der Dipolfalle und Erzeugung des quantenentarteten Gases darin, sowie die beschleunigte Verdampfungskühlung des atomaren Gases in der Dipolfalle bei gleichbleibenden Fallenfrequenzen untersucht werden [149]. Für die im Folgenden vorgestellten Experimente wurde jedoch eine von Teilstrahl 1 geformte Einzelstrahldipolfalle verwendet.

In Zukunft sollte auch noch jeder einzelne Teilstrahl separat über Hochspannungsverstärker und Pockelszelle in seiner Intensität stabilisiert werden. Zu diesem Zweck kann nach Wiederaustritt aus der Vakuumkammer ein Teil des divergenten Laserstrahls über einen sogenannten *Beam Sampler* [Thorlabs, BSF10-C] ausgekoppelt und auf eine Photodiode gelenkt werden. Dieser Aufbau erleichtert die Justage der Photodiode ungemein und vermindert die Anfälligkeit des detektierten Signals auf die Polarisation des einfallenden Laserstrahls. Das so erzeugte Spannungssignal wird dann wieder zur Regelung des Hochspannungsverstärkers mittels PID-Regler verwendet. Die hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden allerdings ohne diese zusätzliche Intensitätsstabilisierung erzielt.

Die Absorptionsdetektion der kalten Atomwolken findet in der in Abbildung 5.2

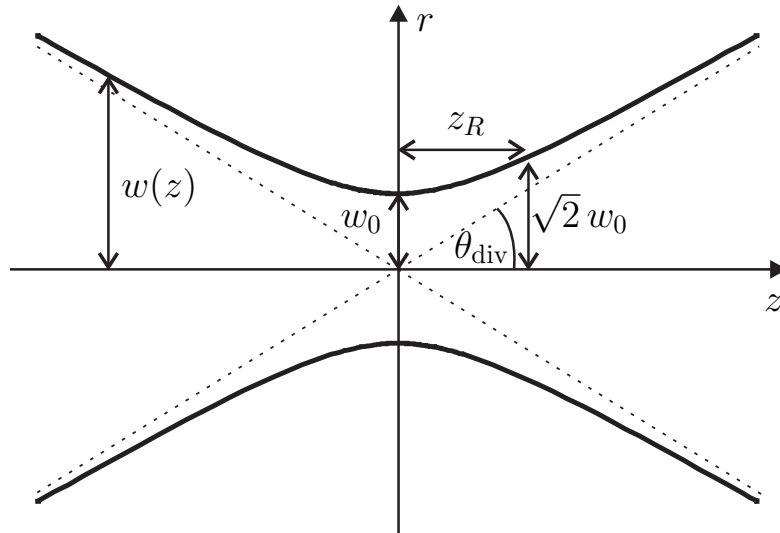


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung eines fokussierten gaußförmigen Strahls zur Veranschaulichung der einzelnen im Text beschriebenen charakteristischen Größen. Die durchgezogene Linie kennzeichnet den Abstand von der  $z$ -Achse, an dem die Intensität des Laserfelds auf  $1/e^2$  des entsprechenden Maximalwerts auf der  $z$ -Achse abgefallen ist.

dargestellten vertikalen Richtung statt [115]. Die Atome werden von oben mit resonantem, linear polarisiertem Licht angeblitzt und deren Schattenwurf wird nach Wiederaustritt des Detektionslichts aus dem unteren Vakuumfenster über Spiegel und ein zweifach vergrößerndes Teleskop auf die CCD-Kamera abgebildet. Aufgrund dieser vertikalen Detektion fallen die nicht in der Dipolfalle gefangenen Atome nun im Gegensatz zur Detektion in horizontaler Richtung nicht sehr schnell aus dem Bildbereich der Dipolfalle auf der CCD-Kamera. Deshalb muss im Experiment nach Beendigung der Beladephase der Dipolfalle noch mindestens 50 ms gewartet werden, bevor die in der Dipolfalle gefangenen Atome ohne den störenden Untergrund der nicht gefangenen Atome detektiert werden können.

## 5.3 Kalte Atome in der optischen Dipolfalle

Um das Verhalten der kalten Atome in der konservativen Falle zu verstehen und vorhersagen zu können, ist eine theoretische Beschreibung dieses Systems vonnöten [139], die im Folgenden kurz umrissen werden soll.

### 5.3.1 Der fokussierte Einzelstrahl

Die einfachste Art, Atome mit Hilfe fokussierter Laserfelder effektiv und für lange Zeit zu speichern, ist die Verwendung eines einzelnen, rotverstimmten fokussierten gaußförmigen Laserstrahls. Die entsprechende in Abbildung 5.3 dargestellte räum-



liche Intensitätsverteilung für einen sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Laserstrahl der Wellenlänge  $\lambda_D$  und Leistung  $P$  mit minimalem Strahlradius  $w_0 = \lambda_D f / \pi w$  im Fokus und Radialkoordinate  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  lautet:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}}. \quad (5.15)$$

Dabei bezeichnet

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (5.16)$$

den axial ortsabhängigen  $1/e^2$ -Intensitätsradius des Laserstrahls, der neben dem minimalen Strahlradius  $w_0$  auch von der Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_D} \quad (5.17)$$

abhängig ist. Die Rayleigh-Länge gibt an, in welchem axialen Abstand vom Fokuspunkt sich der Radius des Laserfelds auf das  $\sqrt{2}$ -fache erhöht und damit die vom Laserstrahl abgedeckte Fläche verdoppelt hat. Innerhalb der Rayleigh-Länge können die Wellenfronten des Laserstrahls als eben genähert werden, wohingegen der Strahl außerhalb dieses Bereichs mit dem zur Achse des Laserstrahls bezogenen Divergenzwinkel

$$\theta_{\text{div}} = \arctan \left( \frac{\lambda_D}{\pi w_0} \right) \quad (5.18)$$

divergiert. Der Divergenzwinkel ist also abhängig von der Wellenlänge des Laserstrahls und wächst mit größerer Wellenlänge. Gemäß Gleichung (5.3) ist daher bei gleichbleibender Fokusgröße auch die auf die Atome entlang des Strahls wirkende Kraft für langwelligeres Licht größer. In guter Näherung entspricht das Verhältnis der beiden Divergenzwinkel zweier Laserstrahlen unterschiedlicher Wellenlängen  $\lambda_{D,1}$  und  $\lambda_{D,2}$  bei gleichem minimalem Strahldurchmesser  $w_0$  dem Verhältnis der beiden Wellenlängen selbst. Dies bedeutet wiederum, dass die axiale Komponente der Dipolkraft bei einer durch einen CO<sub>2</sub>-Laser geformten Dipolfalle ungefähr fünfmal so stark ist wie die eines Dipolfallenlasers bei 2  $\mu\text{m}$ . Dieser Zusammenhang wird bei den für die Beschreibung der Atome in der Dipolfalle charakteristischen Fallenfrequenzen noch einmal in Erscheinung treten. Dieser Nachteil kurzwelligeren Laserlichts könnte zwar durch einen kleineren Strahldurchmesser wieder kompensiert werden, allerdings wäre diese Vorgehensweise ebenfalls nicht zielführend, da dadurch auch das Volumen der Dipolfalle und damit die Umladeeffizienz beziehungsweise die Zahl der maximal umladbaren Teilchen negativ beeinträchtigt würde. Um tatsächlich in allen drei Raumrichtungen hohen Einschluss der Atome zu realisieren, wird stattdessen üblicherweise auf eine andere Dipolfallengeometrie zurückgegriffen, in der im einfachsten Fall zwei einzelne Laserstrahlen in ihren

Fokuspunkten in einem bestimmten Winkel gekreuzt werden. Diese Vorgehensweise ist jedoch experimentell aufwendiger und auch anfälliger für Störeinflüsse wie Rauschen und Drifts. Zum Einen müssen die beiden Laserstrahlen sehr genau zueinander und bezüglich der Atomwolke einjustiert werden und diese Einstellungen müssen auch im Sinne der Reproduzierbarkeit zeitlich stabil sein. Zum Anderen können durch die Überlagerung der beiden elektrischen Felder bei nicht genau senkrecht zueinander stehender Polarisation der beiden Laserfelder zeitlich stark fluktuierende Interferenzeffekte entstehen, die zu unerwünschten Heizeffekten der Atome in der Dipolfalle führen können.

Jedoch kann auch in der aus einem einzelnen fokussierten Laserstrahl geformten Dipolfalle durch deren dynamische Kompression [147] ein großes Volumen während der Beladephase mit einem starken Einschluss und somit einer hohen Fallenfrequenz in axialer Richtung während der Evaporationsphase kombiniert werden [112]. Dazu wird zusätzlich zur fokussierenden Linse zur Realisierung der Dipolfalle noch ein Teleskop mit mindestens zwei Linsen eingebaut. Durch Verschieben einer der beiden Linsen des Teleskops kann nun wiederum der Radius des Laserstrahls vor der letzten fokussierenden Linse vergrößert (verkleinert) und damit der minimale Strahlradius im Fokuspunkt verkleinert (vergrößert) werden. Bei Verschiebung von nur einer Linse ändert sich jedoch neben dem minimalen Strahlradius auch die Position des Fokuspunkts, also der Dipolfalle. Diesem unerwünschten Nebeneffekt kann jedoch durch gleichzeitiges, angepasstes Verschieben der zweiten Linse des Teleskops entgegengewirkt werden. Durch diese dynamische Kompression konnte in einer aus einem CO<sub>2</sub>-Laser geformten Einzelstrahldipolfalle ein quasi reines BEC mit  $3 \times 10^5$  Atomen innerhalb von 1,8 Sekunden nach Beladen der Falle erzeugt werden [143, 112]. Dies stellte hinsichtlich der Teilchenzahl eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung im Vergleich zu früheren Arbeiten dar [59, 146]. Dabei konnte im Gegensatz zu [127] während der Beladung der Dipolfalle sogar auf ausgefallene optische Kühlverfahren, wie zum Beispiel Polarisationsgradientenkühlen im blauverstimmten dreidimensionalen Gitter [148] oder dreidimensionales entartetes Raman-Seitenbandkühlen [95, 96, 51] verzichtet werden.

### 5.3.2 Theoretische Berechnung der Fallenfrequenzen

Aus Gleichung (5.15) und Gleichung (5.2) ergibt sich für die Atome das von der Laserwellenlänge abhängige Dipolpotential

$$U_{\text{Dip}}(r,z) = U_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (5.19)$$

mit der maximalen Falltiefe im Fokus des Laserstrahls

$$U_0 = -\frac{\Re(\alpha)P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2}. \quad (5.20)$$

Für Atome mit einer kinetischen Energie deutlich unterhalb der maximalen Fallentiefe kann das Dipolfallenpotential zu folgendem Ausdruck harmonisch genähert werden:

$$U_{\text{Dip}}(r,z) \simeq U_0 \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{w_0^2} \right)^2 - \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]. \quad (5.21)$$

Die Bewegung der Atome mit Masse  $m$  in diesem harmonisch genäherten Potential kann folglich analog zum klassischen harmonischen Oszillator mit Hilfe der radialen und axialen Fallenfrequenzen

$$\omega_r = \frac{\partial^2 U_{\text{Dip}}}{\partial r^2} = \sqrt{-\frac{4U_0}{mw_0^2}} \propto \frac{\sqrt{P}}{w_0^2} \quad \text{und} \quad \omega_z = \frac{\partial^2 U_{\text{Dip}}}{\partial z^2} = \sqrt{-\frac{2U_0}{mz_R^2}} \propto \frac{\sqrt{P}\lambda_D}{w_0^3} \quad (5.22)$$

beschrieben werden. Für komplexere Strahlgeometrien bestehend aus der Überlagerung mehrerer (meistens zweier) gaußförmiger, fokussierter Laserstrahlen unter beliebigen Winkeln ergeben sich dann üblicherweise drei unterschiedliche Fallenfrequenzen.

Für den Einzelstrahl ergibt sich aus Gleichung (5.22), dass die radiale Fallenfrequenz  $\omega_r$  im Vergleich zur axialen Fallenfrequenz  $\omega_z$  immer um den Faktor  $\sqrt{2}\pi w_0/\lambda$  größer ist. Analog zur stärkeren axialen Kraftkomponente bei der von einem CO<sub>2</sub>-Laser geformten Dipolfalle ist entsprechend auch die axiale Fallenfrequenz um grob einen Faktor fünf im Vergleich zum hier vorliegenden Fall größer, die Falle also weniger stark elongiert. Es ist wichtig, sich diese Relationen beim Vergleich dieser beiden Systeme immer vor Augen zu halten, denn diese Unterschiede haben weitreichende Konsequenzen hinsichtlich der Effizienz der erzwungenen Verdampfungskühlung. Die beiden Dipolfallen sind zwar einerseits hinsichtlich ihrer maximalen Fallentiefe  $U_0$  bei gleichem minimalem Strahlradius sehr ähnlich, andererseits ergibt sich jedoch ein gravierender Unterschied bezüglich der auf die Atome wirkenden räumlichen Kräfte, vor allem entlang der Strahlachse der Dipolfalle. Aufgrund des sich daraus ergebenden deutlich schwächeren axialen Einschlusses der Atome in der hier vorliegenden Dipolfalle ist auch die Dichte, und damit die elastische Stoßrate des gefangenen atomaren Ensembles im Vergleich zu einer mit einem CO<sub>2</sub>-Laser realisierten Einzelstrahldipolfalle deutlich geringer. Auf die Bedeutung der Fallenfrequenzen zur Berechnung der charakteristischen Größen des atomaren Ensembles wird in Abschnitt 6.1 noch näher eingegangen.

### 5.3.3 Experimentelle Bestimmung der Fallenfrequenzen

Bei Kenntnis des Durchmessers  $w$  und der Leistung  $P$  des Laserstrahls, sowie der Brennweite  $f$  der fokussierenden Linse kann mit  $w_0 = \lambda_D f/\pi w$  die minimale Fokusgröße und daraus wiederum mit Gleichung (5.22) die radialen und axialen Fallenfrequenzen der Einzelstrahlfalle theoretisch berechnet werden. Allerdings

können die reale Fokusgröße und damit die berechneten Werte für die Fallenfrequenzen aufgrund von Abbildungsfehlern mitunter deutlich von den realen Werten im Experiment abweichen. Aus diesem Grund sollten die Fallenfrequenzen experimentell gemessen werden. Dazu stehen mehrere unterschiedliche Methoden mit ihren jeweiligen Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Die sicherlich verbreitetste Methode vor allem bei der Arbeit mit quantenentarteten Gasen besteht darin, das Fallenpotential für kurze Zeit zu stören, und anschließend die zeitabhängige Form- oder Schwerpunktsoszillation der atomaren Wolke im Fallenpotential zu beobachten [113, 156]. Gerade bei der Beobachtung von Schwerpunktsoszillationen bereits kondensierter, spinpolarisierter atomarer Ensembles kann eine Messung der Fallenfrequenz mit einer Auflösung von unter 1 Hz erreicht werden. Zum Einen kann dort mit Hilfe magnetischer Felder ganz gezielt die Fallenfrequenz in einer bestimmten Richtung angeregt werden. Zum Anderen erfolgt bei diesen sehr kalten Ensembles die Oszillation in der Falle quasi ungedämpft und kann somit bei Bedarf bis zu mehreren Sekunden lang beobachtet werden. Diese Methode funktioniert allerdings mit den hier verwendeten thermischen Gasen nicht sehr gut, da die Oszillation durch Stöße der Atome untereinander sehr schnell gedämpft wird. Außerdem erfordert diese Methode bei hohen Fallenfrequenzen eine Kontrolle über die relevanten Parameter auf der selben Zeitskala.

Mit thermischen atomaren Gasen kann die Fallenfrequenz einerseits mit der sogenannten *Release and Recapture*-Methode bestimmt werden [166]. Dazu wird die Falle zwei mal hintereinander für sehr kurze Zeit (ungefähr 100  $\mu\text{s}$ ) ausgeschaltet und anschließend die Zahl der wieder gefangenen Atome als Funktion der Zeit zwischen den beiden Ausschaltvorgängen gemessen. Die Verwendung dieser Methode empfiehlt sich, wenn die Leistung der auf die Atome eingestrahlten Dipolfalle extern lediglich schnell an- und abgeschaltet, nicht aber über zum Beispiel AOMs in ihrer Stärke mit entsprechender Zeitauflösung variiert werden kann [167].

Andererseits kann bei thermischen Atomwolken aber auch auf die auch im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode der parametrischen Anregung zurückgegriffen werden [168, 169]. Dafür wird die Intensität des Dipolfallenlasers und damit die Tiefe des Fallenpotentials für eine gewisse Dauer mit fester Amplitude bei variabler Frequenz sinusförmig moduliert. Die genauen Parameter der Modulation müssen experimentell bestimmt werden. Im vorliegenden Fall wurde die Falle für einige hundert Millisekunden mit 10 bis 20 % der eigentlichen Potentialtiefe moduliert. Anschließend wird die Temperatur beziehungsweise die Größe der Atomwolke per Absorptionsdetektion gemessen und in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz aufgetragen. Durch die Modulation der Fallentiefe werden die Atome zu Oszillationen in der Falle angeregt. Entspricht die externe Modulationsfrequenz dem Doppelten einer der charakteristischen Fallenfrequenzen ( $\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{x/y/z}$ ), so werden die Atome resonant angeregt und damit maximal aufgeheizt. Im Grunde werden Resonanzen für Modulationsfrequenzen  $\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{x/y/z}/n$  mit  $n = 1, 2, 3, \dots$  erwartet. Allerdings nimmt die Breite der Resonanz exponentiell mit  $n$  ab, sodass

sichtbare Resonanzen lediglich bei  $\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{x/y/z}$  und  $\omega_{\text{mod}} = \omega_{x/y/z}$  zu erwarten sind.

In Abbildung 5.4 ist eine solche am Experiment durchgeführte Messung der Fallenfrequenz bei einer Leistung des Dipolfallenlasers von 10 W gezeigt. Nach einer anfänglichen Haltezeit der Atome von 500 ms wurde das Fallenpotential für 200 ms mit einer Amplitude von etwa 16 % moduliert und die Modulationsfrequenz von 0 bis 3,1 kHz in Schritten von 100 Hz variiert. In Abbildung 5.4 (a) ist die Temperatur des atomaren Ensembles in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz zu sehen, wobei jeder Datenpunkt und sein Fehlerbalken jeweils aus der Mittelung aus fünf Einzelmessungen sowie der jeweiligen statistischen Standardabweichung besteht. Für eine Modulationsfrequenz von  $\omega_{\text{mod}} \simeq 2\pi 1,6$  kHz ist ein deutlicher Anstieg in der Temperatur des atomaren Ensembles von  $17 \mu\text{K}$  auf  $43 \mu\text{K}$  zu erkennen. Somit ergibt sich eine radiale Fallenfrequenz von  $\omega_r \simeq 2\pi 0,8$  kHz und daraus gemäß den beiden Gleichungen (5.20) und (5.22) wiederum eine maximale Potentialtiefe der Dipolfalle von  $U_0 \simeq 250 \mu\text{K}$ , eine minimale Fokusgröße von  $w_0 \simeq 65 \mu\text{m}$  und eine axiale Fallenfrequenz von  $\omega_z \simeq 2\pi 5$  Hz. Der Wert für die minimale Fokusgröße weicht jedoch deutlich vom theoretisch berechneten Wert von  $40 \mu\text{m}$  ab. Eine Ursache dafür liegt möglicherweise in Abbildungsfehlern bei der Fokussierung, da der Laserstrahl die fokussierende Linse nicht zentral auf der optischen Achse durchläuft. Es gestaltet sich jedoch im momentanen optischen Aufbau der Dipolfalle schwierig, den Dipolfallenlaserstrahl so einzujustieren, dass er sowohl die Fokussierlinse zentral durchläuft, als auch die Atomwolke in der magneto-optischen Falle noch trifft. Wie allerdings im weiteren Verlauf der Arbeit noch dargelegt wird, konnten auch bereits in diesem Aufbau erhebliche Fortschritte in der Erzeugung ultrakalter und quantenentarteter Gase erzielt werden.

Üblicherweise wird bei der Messung der Fallenfrequenz mittels parametrischer Anregung der *Einbruch der Teilchenzahl* bei einer bestimmten Modulationsfrequenz als doppelte Fallenfrequenz interpretiert [168, 112, 170]. Dieser Interpretation liegt das Modell zugrunde, dass die kinetische Energie der Atome bei der Modulation der Fallentiefe mit der doppelten Fallenfrequenz exponentiell mit der Dauer der Modulation ansteigt und somit die Atome aus der Falle geheizt werden [169]. Allerdings ist hier zu beachten, dass in diesem Modell die Anharmonizität des realen Fallenpotentials nicht berücksichtigt wird. In Abbildung 5.4 (b) sind nun zusätzlich die zu den gemessenen Temperaturen gehörigen Teilchenzahlen der atomaren Ensembles dargestellt. Der Einbruch in der Teilchenzahl befindet sich hier allerdings mit  $\omega_{\text{mod}} \simeq 1,3$  kHz deutlich unterhalb der oben bestimmten doppelten Fallenfrequenz. Zudem ist in diesem Modulationsfrequenzbereich ein deutlicher *Abfall* in der Temperatur bis auf etwa  $11,5 \mu\text{K}$  zu beobachten. Dies kann durch evaporative Kühlung des atomaren Ensembles mittels selektiver parametrischer Anregung unterhalb der doppelten Fallenfrequenz erklärt werden [171, 172, 173]. Die Atome mit höherer Energie sind nicht tief im Potentialminimum gefangen, sodass aufgrund der Anharmonizität des Dipolfallenpotentials dessen Krümmung

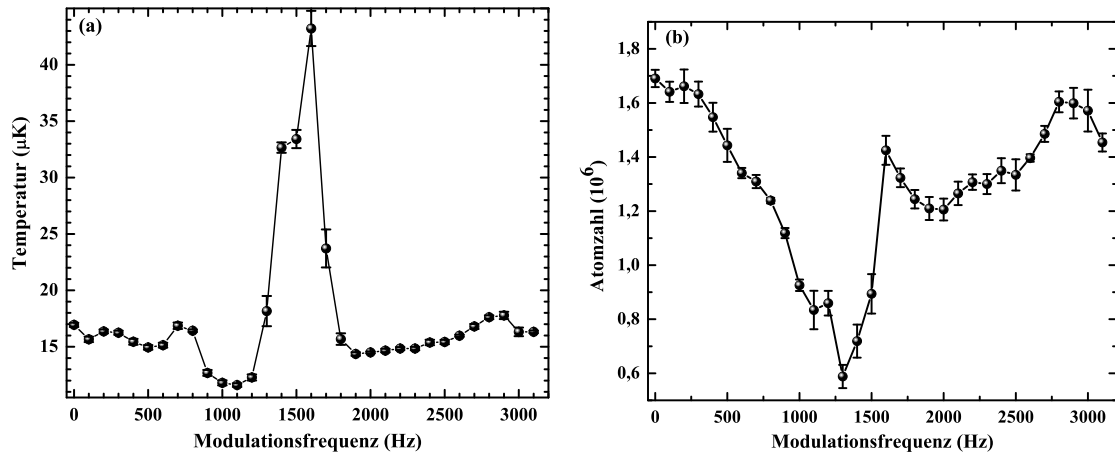


Abbildung 5.4: Messung der radialen Fallenfrequenz der Einzelstrahlfalle bei einer Leistung des Dipolfallenlasers von  $P = 10$  W über parametrische Anregung. Dargestellt sind (a) die Temperatur und (b) die Teilchenzahl des atomaren Ensembles als Funktion der Modulationsfrequenz nach sinusförmiger Modulation der Potentialtiefe mit einer Dauer von 200 ms und einer Amplitude von etwa 16 %. Bei der doppelten Fallenfrequenz (etwa 1,6 Hz) wird ein deutlicher Anstieg der Temperatur des atomaren Ensembles beobachtet.

und damit die Fallenfrequenz für diese energiereicheren Atome kleiner ist und sie somit selektiv entfernt werden können.

Um diese Interpretation zu überprüfen, wurde die selbe Messung an einem evaporativ bereits auf etwa  $3 \mu\text{K}$  abgekühlten atomaren Ensemble wiederholt. Dazu wurde die Intensität der Dipolfalle nach der zur Verdampfungskühlung nötigen Reduktion zunächst innerhalb von einer Sekunde adiabatisch wieder auf die maximale Intensität erhöht. Anschließend wurde wie oben die Fallentiefe bei gleicher Amplitude und gleicher Dauer moduliert und abschließend wieder Temperatur und Atomzahl des atomaren Ensembles als Funktion der Modulationsfrequenz gemessen. Wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist, steigt die Temperatur der Atomwolke im selben Modulationsfrequenzbereich wieder deutlich an, wobei jetzt im Gegensatz zur vorangegangenen Messung bei Modulation mit Frequenzen leicht unterhalb der radialen Fallenfrequenz kein Kühleffekt mehr erkennbar ist. Und auch die Atomzahl zeigt nun keinen deutlichen Einbruch für einen bestimmten Frequenzbereich mehr, sondern ist für alle Modulationsfrequenzen im Rahmen der Genauigkeit weitgehend konstant. Diese Beobachtungen stützen die Interpretation der Messungen aus Abbildung 5.4. Die radiale Fallenfrequenz beträgt tatsächlich etwa<sup>3</sup> 0,8 kHz und dem Einbruch in der Atomzahl in Abbildung 5.4 (b) liegt eine evaporative Kühlung des Ensembles zugrunde. Bei der Messung der Fallenfrequenz mittels parametrischer Anregung liefert also nicht der Einbruch in der Atomzahl, sondern der Anstieg in der Temperatur der Atomwolke die richtige Fallenfrequenz. Eine mögliche Erklärung

<sup>3</sup>begrenzt durch die Frequenzauflösung der Messung

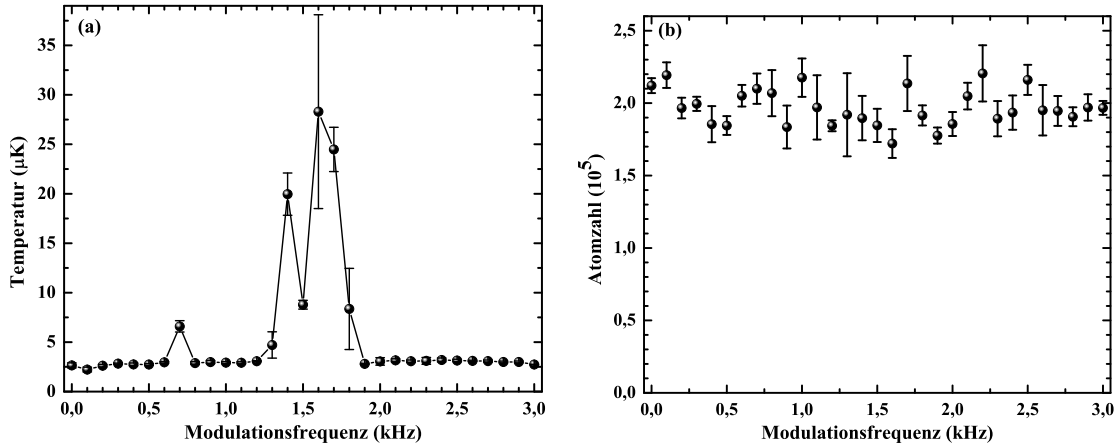


Abbildung 5.5: Messung der radialen Fallenfrequenz der Einzelstrahlfalle über parametrische Anregung an einem evaporativ gekühlten Ensemble. Dargestellt sind (a) die Temperatur und (b) die Teilchenzahl des atomaren Ensembles als Funktion der Modulationsfrequenz. Wie in Abbildung 5.4 kann ein Anstieg der Temperatur, allerdings kein Abfall mehr beobachtet werden. Die Teilchenzahl in der Atomwolke ist nun über den gesamten Modulationsfrequenzbereich im Rahmen der Genauigkeit konstant.

Grund dafür ist, dass das oben genannte Argument für den vermeintlichen zeitlich exponentiellen Verlust an Atomen bei resonanter Anregung auf der Annahme eines perfekt harmonischen Potentials beruht. Diese Annahme trifft allerdings nur für die am tiefsten gebundenen Atome zu. Werden diese maximal tief gebundenen Atome jedoch parametrisch geheizt, so ändern sich deren Fallenfrequenzen und sie sind nach einer gewissen Zeit nicht mehr mit der zeitlich konstanten Modulationsfrequenz resonant.

Bei genauerer Betrachtung des Maximums im Bereich von 1,3 bis 1,8 kHz in Abbildung 5.5 (a) scheint dieses tatsächlich aus zwei separaten und isolierten Spitzen bei ungefähr 1,4 kHz beziehungsweise 1,6 kHz zu bestehen [112]. Dies kann als zwei voneinander verschiedene “radiale” Fallenfrequenzen interpretiert werden und könnte zum Beispiel durch einen bereits bei Austritt aus der Faser oder durch den Kristall der Pockelszelle verursachten leicht elliptischen Strahlquerschnitt hervorgerufen werden. Alternativ dazu wäre aufgrund der bereits erwähnten Fehljustage der Fokussierlinse auch ein astigmatischer Bildfehler bei der Fokussierung des Dipolfallenlaserstrahls denkbar. Durch diesen Bildfehler ist die durch den Laserstrahl im minimalen Fokuspunkt abgedeckte Fläche nicht mehr kreisrund, sondern elliptisch mit zwei leicht unterschiedlich langen Halbachsen und somit leicht unterschiedlichen Fallenfrequenzen. Um diese Vermutung allerdings bestätigen zu können, wäre eine detailliertere Untersuchung des fraglichen Frequenzbereichs mit deutlich höherer Frequenzauflösung erforderlich. Dennoch betont dieser Punkt eine der Stärken dieser Messmethode zur Bestimmung der Fallenfrequenzen mit thermischen Ensembles. Denn auf diese Weise können selbst sehr nah beieinander liegende Re-

sonanzen in der parametrischen Anregung isoliert werden und die Genauigkeit der Messmethode ist im Prinzip lediglich von der gewählten Frequenzauflösung abhängig. Im Gegensatz dazu wären zwei nur leicht unterschiedliche Fallenfrequenzen bei Verwendung der beiden anderen Messmethoden mit thermischen Atomwolken nur schwer zu identifizieren, da sich dort dieser Unterschied lediglich in der Schwebung zwischen den beiden Frequenzen manifestieren würde. Diese Information kann jedoch bei der Analyse der Daten leicht verloren gehen, vor allem da dafür lange Beobachtungszeiten der Oszillationen vonnöten sind, welche aufgrund der durch Stöße verursachten Dämpfung der Oszillationen bei thermischen Gasen nicht gegeben sind.

## 5.4 Beladung der optischen Dipolfalle

Die optimale Beladung der optischen Dipolfalle mit möglichst vielen Atomen bei möglichst hoher Phasenraumdichte ist ein essenziell wichtiger Schritt im experimentellen Zyklus, der über den weiteren Erfolg im Fortgang des Experiments signifikant mitentscheidet [174]. Deshalb erfuhr dieser Aspekt in den letzten zehn Jahren sowohl theoretisch [174, 175, 125], als auch experimentell [176, 147, 165, 177] ein großes Maß an Aufmerksamkeit. Dieser Abschnitt widmet sich aus diesem Grund einer detaillierten theoretischen und experimentellen Betrachtung dieser wichtigen Phase in der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer optischen Dipolfalle.

### 5.4.1 Einfluss der MOT-Parameter

Zunächst kann festgehalten werden, dass der energetische und räumliche Überlapp zwischen Dipolfalle und Atomwolke einen gewissen Einfluss auf die Umladeeffizienz der Atome in die Dipolfalle hat [176, 125, 178, 179]. Allerdings spielen beim mikroskopischen Mechanismus der Dipolfallenbeladung auch andere Effekte eine wichtige Rolle, wie zum Beispiel die nahresonante Laserkühlung, sowie elastische und inelastische Stöße [174]. Durch empirische Untersuchungen zur Abhängigkeit der Beladeeffizienz von experimentellen Parametern können qualitative und quantitative Zusammenhänge gefunden werden, mit deren Hilfe die Beladung der Dipolfalle optimiert werden kann, wie in [176] ausführlich dargestellt wird. Diese sollen im Folgenden detailliert vorgestellt und erörtert werden. Allerdings ist zu beachten, dass in [176]  $^{85}\text{Rb}$ -Atome in eine durch einen Ti:Sa-Laser erzeugte Dipolfalle bei einer variablen Wellenlänge von  $\lambda_D \simeq 785$  nm umgeladen wurden. Die dort verwendete Laserwellenlänge liegt also im Gegensatz zum hier verwendeten Aufbau sehr nah an den beiden D-Linien des Rubidiumatoms, sodass dort teilweise andere Mechanismen im Zusammenspiel zwischen den nahresonanten Kühl- und Rückpumpulaserfeldern der MOT mit dem fernresonanten Dipolfallenlaserfeld zum



tragen kommen. Vor allem spielen bei dieser Wellenlänge Verluste von Atomen aufgrund von gestreuten Dipolfallenphotonen und sogar Photoassoziation eine deutlich größere Rolle. Zusätzlich ist die in Abbildung 5.1 dargestellte Polarisierbarkeit und damit AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustands des Kühlübergangs gerade entgegengesetzt zur hier vorliegenden Situation, sodass dort angeregte Atome aus der Dipolfallenregion herausgedrückt werden. In [176] wurde außerdem auch der negative Einfluss von Atomen im oberen Hyperfeingrundzustand auf die Lebensdauer der in der Dipolfalle gefangenen Atome untersucht. Die Atome wurden in diesem Experiment nicht am Ende der Beladephase aktiv in den untersten Hyperfeingrundzustand umgepumpt, um Hyperfeinzustand ändernde Stöße zu verhindern. Aus diesen Gründen sind die dort gefundenen Zusammenhänge teilweise nicht auf die hier vorliegende Situation übertragbar, können aber als guter Anhaltspunkt für die Optimierung der Beladung der Dipolfalle dienen. Außerdem ist auch der Vergleich dieser beiden unterschiedlichen Situationen hinsichtlich geänderter Einflüsse der Parameter der Kompressions-MOT auf Lade- und Verlustrate sehr interessant. Aus diesen Beobachtungen können möglicherweise Schlüsse auf den Einfluss von Vorzeichen und Größe der AC-Stark-Verschiebung der beiden Zustände auf die Umladeeffizienz und Lebensdauer, sowie auf eventuell neuartige Kühlmechanismen in der Dipolfalle gezogen werden [115].

Die Beladung der Dipolfalle ist ein dynamischer Prozess, bei dem verschiedene konkurrierende Mechanismen eine Rolle spielen und teilweise unabhängig voneinander beeinflusst werden können, und der durch eine Laderate und eine dichteabhängige Verlustrate bestimmt ist. Die Laderate hängt neben der Falltiefe und dem Fallenvolumen der Dipolfalle und der durch sie verursachten AC-Stark-Verschiebungen der einzelnen Zustände auch von der Kühlung und dem Fluss an Atomen in den Einfangbereich der Dipolfalle ab, welcher wiederum von der Dichte und der Temperatur der Atomwolke in der MOT abhängt. Aus diesem Grund sind die in Abschnitt 4.3 erwähnten Zusammenhänge ebenso von Bedeutung, und in der folgenden Diskussion wird darauf zurückgegriffen. Aufgrund der nun zusätzlich vorhandenen AC-Stark-Verschiebung, die für die beiden Zustände des Kühlübergangs in Größe und eventuell auch Vorzeichen unterschiedlich ist und räumlich variiert, wird die Situation allerdings noch komplexer.

Die Verlustrate hingegen ist durch Heizmechanismen und inelastische Stoßprozesse bedingt, die während des gesamten Beladeprozesses der Dipolfalle auftreten. Die Heizmechanismen haben bei geringen atomaren Dichten in der Dipolfalle ihre Ursache überwiegend in technisch bedingten Größen, wie zum Beispiel spontan gestreuten Photonen, Intensitäts- und Strahllageschwankungen des Dipolfallenlaserstrahls oder Stößen mit dem Hintergrundgas. All diese Parameter können durch spezifische experimentelle Maßnahmen kontrolliert und verbessert werden. Für große Atomzahlen jedoch ist der Teilchenzahlverlust im Wesentlichen durch inelastische Stoßprozesse, wie zum Beispiel lichtinduzierte Stöße, Photoassoziation, *radiative escape* oder Hyperfeinzustand ändernde Stöße dominiert. Diese wiederum

können zumindest teilweise durch den Transfer der Atome in einen gestreckten Zustand (zum Beispiel  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ ) oder den tiefsten Hyperfeingrundzustand ( $|F = 1, m_F\rangle$ ) unterdrückt werden.

Zur Beladung der optischen Einzelstrahldipolfalle wird im Experiment zunächst die 3D MOT für 1 s bei den optimalen Parametern aus Abschnitt 4.1 mit dann typischerweise ungefähr  $1 \times 10^8$  Atomen beladen, wobei der Dipolfallenlaser bereits von Anfang an bei einer Lichtleistung von 10 W angeschaltet ist. Anschließend werden die Atome direkt in die Dipolfalle umgeladen, in dem in einer zeitlich dunklen CMOT die Dichte der Atomwolke erhöht und deren Temperatur reduziert wird (s. Abschnitt 4.3.8). Zum Abschluss der Beladephase werden die in der Dipolfalle gefangenen Atome durch das nahresonante Kühllicht in den Zustand  $|F = 1, m_F\rangle$  gepumpt, um Verluste der Atome aus der Dipolfalle durch den Hyperfeinzustand ändernde Stöße zu unterdrücken [176, 170]. Dieses Umpumpen wird dadurch realisiert, dass das zuvor in seiner Intensität bereits stark reduzierte Rückpumpplaserfeld 600  $\mu\text{s}$  vor dem Kühllaserfeld gänzlich abgeschaltet wird. Während der gesamten Umladesequenz wird das magnetische Quadrupolfeld der MOT bei voller Stärke beibehalten und somit ein gewisser räumlicher Einschluss der Atome auch gegen die Gravitation realisiert. Dieses Quadrupolfeld wird erst nach der Umladephase während der variablen Haltezeit der Atome in der Dipolfalle abgeschaltet.

### Einfluss der Dauer der Umladephase

Die Anzahl der in die Dipolfalle umgeladenen Atome steigt zunächst in Abhängigkeit von der Dauer  $t_l$  der Umladephase linear mit der Laderate  $R_0$  gemäß  $N(t_l) = R_0 t_l$  an. Nach einer gewissen Zeit jedoch verursachen dem Anstieg der Dichte in der Dipolfalle entgegen wirkende Prozesse das Erreichen eines Maximums und letztendlich sogar wieder einen Abfall in der Atomzahl in der Dipolfalle. Diese Abhängigkeit der Atomzahl in der Dipolfalle von der Dauer der Umladephase ist in Abbildung 5.6 (a) dargestellt. Die der Dipolfallenbeladung entgegen wirkenden Prozesse haben im Wesentlichen zwei Ursachen. Zum Einen sinkt mit zunehmender Dauer der Umladephase die Laderate der Dipolfalle, da aufgrund der für die Kompression der Atomwolke geänderten Parameter die Atomzahl in der MOT mit Zerfallskonstante  $\gamma_{\text{MOT}}$  abnimmt. Zum Anderen steigen mit zunehmender Dauer der Umladephase die dichteabhängigen Verlustraten in der Dipolfalle und wirken so der weiteren Beladung und damit Erhöhung der Dichte entgegen.

Der gesamte dynamische Verlauf der in Abhängigkeit von der Dauer der Umladephase in der Dipolfalle gefangenen Atome kann ähnlich zur Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle (s. Abschnitt 6.1) sehr gut durch die Ratengleichung

$$\frac{dN(t_l)}{dt_l} = R_0 e^{-\gamma_{\text{MOT}} t_l} - \Gamma_L N(t_l) - \beta'_L N^2(t_l) \quad (5.23)$$

mit den zwei unabhängigen Verlustraten  $\Gamma_L$  und  $\beta'_L$  beschrieben werden [176]. Dabei beschreiben  $-\Gamma_L N$  und  $-\beta'_L N^2$  dichteunabhängige beziehungsweise dichte-

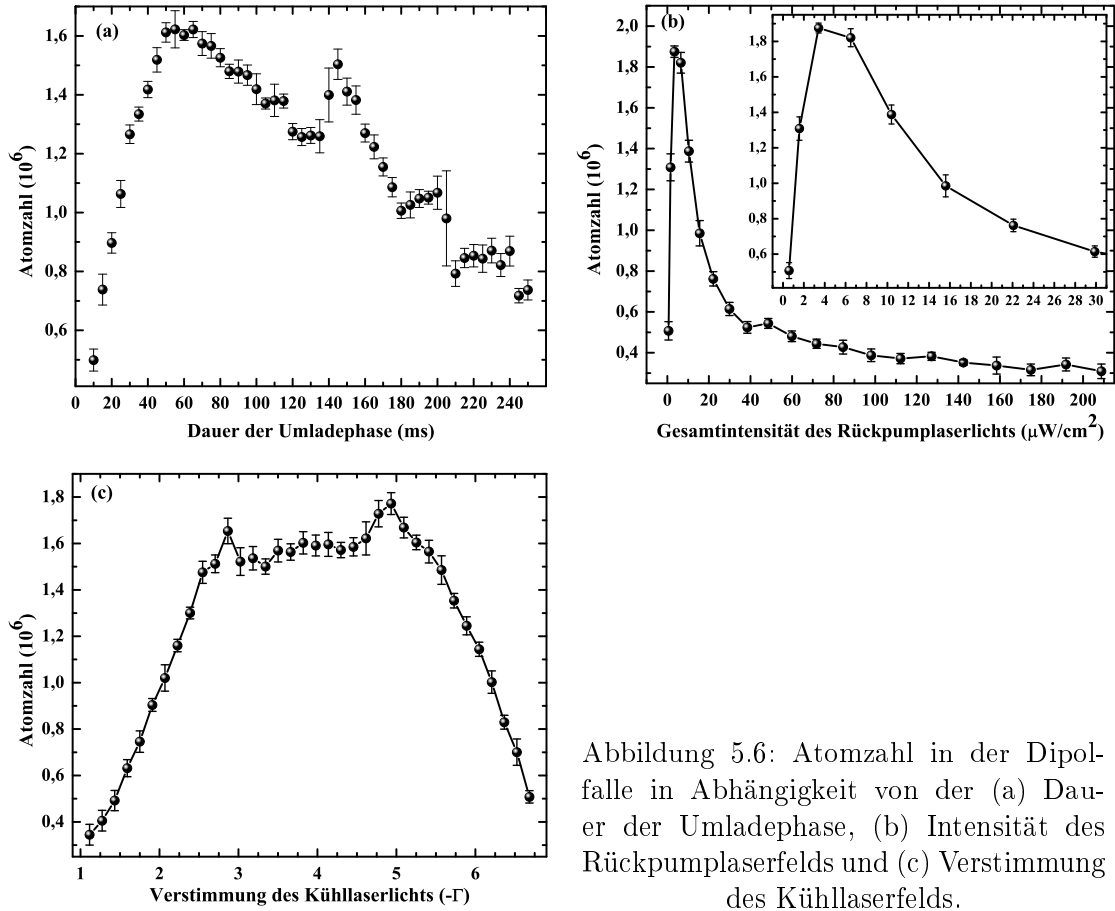


Abbildung 5.6: Atomzahl in der Dipolfalle in Abhängigkeit von der (a) Dauer der Umladephase, (b) Intensität des Rückpumplaserfelds und (c) Verstimmung des Kühllaserfelds.

teabhängige Verluste während des Beladeprozesses. Diese sind jedoch beide im Allgemeinen von der statischen Situation verschieden, in der sich die Atome in der Abwesenheit von nahresonanten Laserfeldern in der Dipolfalle befinden. Dieser Unterschied wird durch den Index  $L$  zum Ausdruck gebracht. Passt man die Lösung dieser Differentialgleichung an eine typische Ladekurve der Dipolfalle an, so wird deutlich, dass der dichteabhängige Verlustterm  $-\beta'_L N^2$  gegenüber dem zweiten Verlustterm deutlich überwiegt. Stoßprozesse dominieren also die Teilchenzahlverluste aus der Dipolfalle während ihrer Beladung. Aus dieser Beobachtung folgt wiederum, dass die maximale Anzahl der in der Dipolfalle gefangenen Atome durch  $N_{\max} = \sqrt{R_0/\beta'_L}$  berechnet werden kann. Im folgenden besteht die Aufgabe für die Beladungsoptimierung der Dipolfalle also darin, die Laderate  $R_0$  der Dipolfalle zu maximieren und dabei die dichteabhängige Verlustrate  $\beta'_L$  gleichzeitig so klein wie möglich zu halten. Dazu müssen die einzelnen Parameter der Umladephase auf möglichst hohe Teilchenzahlen bei möglichst hoher Phasenraumdichte der Atomwolke in der Dipolfalle optimiert werden. Sowohl die Lade-, als auch die Verlustrate hängen unter anderem von Verstimmung und Intensität von sowohl Kühl-, als auch Rückpumplaserfeld ab und können separat mittels der anfängli-

chen Ladekurve der Dipolfalle, beziehungsweise über eine sogenannte Verlustkurve vermessen werden [176].

### **Einfluss der Intensität der MOT-Laserfelder**

Wie in Abbildung 5.6 (b) eindeutig zu erkennen ist, hängt die Zahl der maximal in die Dipolfalle umgeladenen Atome stark von der Intensität des Rückpumplaserfelds ab. Unterhalb eines kritischen Werts kann die MOT während der Beladephase nicht aufrecht gehalten werden. Die für die im Zentrum der MOT gefangenen Atome benötigte Intensität zur Sättigung des Rückpumpübergangs ist allerdings, wie in Abschnitt 4.3.6 erwähnt, sehr viel kleiner, als im äußeren Bereich der MOT [137]. Aus diesem Grund ist der hier gefundene und auch in [176] genannte Wert für die optimale Rückpumplaserintensität mit ungefähr  $5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$  sehr gering. Bei Unterschreitung dieses kritischen Werts fällt die Atomzahl in der Dipolfalle sehr stark ab. Für größere Werte nimmt die Laderate ebenfalls wieder leicht ab, da aufgrund des höheren Strahlungsdrucks die Dichte in der MOT wieder sinkt. Vor allem aber steigt die Verlustrate für größere Rückpumplaserintensitäten stark an und sättigt erst bei höheren, von der Intensität des Kühllaserfelds abhängigen Werten. Andererseits steigt die Verlustrate bei fester Rückpumplaserintensität auch mit steigender Kühllaserintensität und sättigt ebenfalls für größere Rückpumplaserintensitäten bei größeren Werten [176]. Diese Zusammenhänge legen nahe, dass der Verlust der Atome aus der Dipolfalle während deren Beladung durch Stöße mit Atomen im angeregten Zustand verursacht werden. Aus einem Vergleich dieser dichteabhängigen Verluste mit denen, die in einer magneto-optischen Falle auftreten, kann durch das Kühllicht der MOT induzierter strahlender Verlust („radiative escape“) als wichtigster Verlustmechanismus während der Beladung der Dipolfalle isoliert werden. Die Verlustrate aufgrund dieses Mechanismus steigt mit sinkender Fallentiefe und ist deshalb im Vergleich zur magneto-optischen Falle während der Beladung der Dipolfalle um drei bis vier Größenordnungen stärker. Der experimentell bestimmte Koeffizient der Verlustrate in [176] hängt im wesentlichen von den Intensitäten von Kühl- und Rückpumplicht  $I_{\text{tot}}$  und  $I_{\text{rep}}$ , sowie vom Volumen  $V_D$  der Falle ab:

$$\beta'_L \propto \frac{I_{\text{tot}} I_{\text{rep}}}{V_D (I_{\text{rep}} + a I_{\text{tot}})}. \quad (5.24)$$

Dabei berücksichtigt die Konstante  $a$  die verstimmungsabhängigen relativen optischen Pumpraten von Kühl- und Rückpumplaserfeld. Das für die dichteabhängigen Verluste ausschlaggebende Volumen der Dipolfalle kann durch einen Zylinder angenähert werden, dessen Radius und Länge durch die minimale Fokusgröße des Dipolfallenlaserstrahls und die thermische Energie der Atomwolke im Vergleich zur Dipolfallentiefe  $\eta' = k_B T / U_0$  bestimmt sind:

$$V_D = \pi w_0^2 z_R \ln \left( \frac{1}{1 - \eta'} \right) \sqrt{\frac{\eta'}{1 - \eta'}}. \quad (5.25)$$

Eine Abhängigkeit der maximal in die Dipolfalle umgeladenen Atomzahl von der Intensität des Kühllaserfelds konnte im hier vorliegenden Fall nicht beobachtet werden. Dies könnte unter anderem mit der Tatsache zusammenhängen, dass die Laderate stark von den Kühlmechanismen in der MOT abhängt und nahezu linear mit der Kühllaserintensität steigt. Wie später noch gezeigt werden wird, scheinen die Kühlmechanismen im hier vorliegenden Fall einer Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  besonders positiv zu wirken [115]. So konnten im Experiment Temperaturen des umgeladenen atomaren Ensembles von bis hinunter zu  $\sim 2 - 3\ \mu\text{K}$  ohne erzwungene Evaporation beobachtet werden. Dies ist für  $^{87}\text{Rb}$  der mit Abstand tiefste Wert, der je in einer Einzelstrahldipolfalle nach direktem Umladen der Atomwolke aus der MOT ohne Anwendung spezieller optischer Kühlverfahren wie blauem Sisyphus- [180, 148] oder (entartetem) Raman-(Seitenband)kühlen [181, 182, 183] beobachtet werden konnte. Der für diese sehr tiefen Anfangstemperaturen in der Dipolfalle verantwortliche Mechanismus ist bislang noch ungeklärt und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [115]. Es liegt allerdings die Vermutung nahe, dass gerade die besondere Konstellation von AC-Stark-Verschiebung der beiden Zustände und den gewählten moderaten Kühllaserverstimmungen einen entscheidenden Einfluss auf die ermittelten Temperaturen hat.

### Einfluss der Verstimmung der MOT-Laserfelder

Natürlich hat auch die Verstimmung des Kühllaserfelds der MOT einen Einfluss auf die maximal gefangene Atomzahl in der Dipolfalle (siehe Abbildung 5.6 (c)). Wie in Abschnitt 4.3.3 detailliert erläutert wurde, wird die MOT im dichtebegrenzten Bereich durch eine größere Verstimmung des Kühllasers komprimiert, was zu einer Erhöhung der Dichte der Atomwolke und damit des Atomflusses beziehungsweise der Laderate in die Dipolfalle führt. Dabei ist der Einfluss einer größeren Verstimmung in vielerlei Hinsicht positiv. Zum Einen wird dadurch die Streurate der Kühllaserphotonen und somit deren Heizeffekt auf die Atome reduziert. Zum Anderen wird gleichzeitig aufgrund einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für fernresonante Anregung die Besetzung des unteren Hyperfeingrundzustands und damit der positive Effekt einer dunklen MOT auf den Strahlungsdruck verstärkt. Zusätzlich wird das atomare Ensemble aufgrund der größeren Verstimmung auf Sub-Doppler-Temperaturen gekühlt, was wiederum die Einfangwahrscheinlichkeit in der Dipolfalle und damit die Laderate erhöht. Außerdem wird aufgrund der reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit die Verlustrate durch lichtinduzierte inelastische Stöße reduziert. Für zu große Verstimmungen kann allerdings die MOT während der Beladephase nicht aufrecht erhalten werden und die Laderate bricht ein.

Die genaue Situation stellt sich allerdings im hier vorliegenden Fall aufgrund des Zusammenspiels zwischen nahresonantem Kühllaserfeld der MOT und fern-

resonantem Laserfeld der Dipolfalle noch etwas komplizierter dar. Aufgrund der unterschiedlichen AC-Stark-Verschiebung der beiden Zustände des Kühlübergangs  $\delta_{\text{AC-Stark}}$  muss nun darauf geachtet werden, dass das Kühllaserfeld nicht abhängig von der Intensität des Dipolfallenlaserfelds im Zentrum der Dipolfalle blauverstimmt zum Kühlübergang ist, und somit Atome vom Kühllaserfeld aus der Dipolfalle herausgedrückt werden. Die effektive ortsabhängige Verstimmung des Laserfelds berechnet sich nun zu  $\delta_{\text{eff}}(\vec{r}) = \delta_{\text{MOT}}(\vec{r}) + \delta_{\text{AC-Stark}}(\vec{r})$ . Die relative AC-Stark-Verschiebung der beiden Zustände des Kühlübergangs zueinander durch das Dipolfallenlaserfeld beträgt im hier vorliegenden Fall  $\delta_{\text{AC-Stark}} \simeq 20 - 25$  MHz und liegt damit im Bereich der für den Betrieb der magneto-optischen Falle ohne Dipolfalle optimalen Verstimmung des Kühllaserfelds. Dieses wäre also ohne eine zusätzliche Verstimmung während der Beladephase dann im Zentrum der Dipolfalle genau auf Resonanz zum Kühlübergang. Gemäß dem in Abbildung 5.6 (c) dargestellten Verlauf existiert ein recht breites Plateau an optimalen Werten für die Kühllaserverstimmung während der Beladephase. Der leichte Anstieg in der Atomzahl für Kühllaserverstimmungen im Bereich von  $\sim -5\Gamma$  könnte mit dem Eintritt der Dichteverteilung der Atomwolke in das Zweikomponentenregime zusammenhängen (siehe Abschnitte (4.3.4) und (4.3.8)). Diese Vermutung muss allerdings noch durch gezielte Untersuchungen verifiziert werden. Die Verstimmung des Rückpumpasers wird während der Beladephase nicht verändert [176, 165].

In rotverstimmtten Dipolfallen bei Wellenlängen von  $\lambda_D \leq 1,1 \mu\text{m}$  ist die AC-Stark-Verschiebung der beiden Zustände des Kühlübergangs entgegengesetzt. Für diese Wellenlängen steigt also mit steigender Fallentiefe auch die Frequenzdifferenz zwischen diesen beiden Zuständen und damit die effektive Verstimmung von Kühl- und Rückpumpaserfeld in der Dipolfalle. Dadurch sinkt wiederum die Kühlrate der MOT und damit auch die Einfangwahrscheinlichkeit der Atome in der Dipolfalle. Aus diesem Grund muss die Verstimmung des Kühllaserfelds mit steigender Fallentiefe immer weiter zur Resonanz hin reduziert werden, um die Laderate und damit die Beladung der Dipolfalle wieder zu optimieren. Dadurch wird allerdings wegen Gleichung (4.8) das atomare Ensemble außerhalb der Dipolfalle aufgeheizt und die atomare Dichte reduziert. Bei Wellenlängen der Dipolfalle von  $\lambda_D \geq 1,9 \mu\text{m}$  muss dagegen die Verstimmung des Kühllaserfelds weiter erhöht werden. Gemäß Abschnitt 4.3.5 wird die Atomwolke somit komprimiert, im Zentrum der Dipolfalle allerdings noch weiterhin effizient lasergekühlt und eine bessere Laderate der Dipolfalle ist zu erwarten. Außerdem ist in diesem Fall auch die mittlere Aufenthaltsdauer der Atome in der Dipolfalle und damit deren Einfangwahrscheinlichkeit größer, da auch der angeregte Zustand des Kühlübergangs gefangen ist.

### 5.4.2 Einfluss der Dipolfallenparameter

Neben den einzelnen Parametern der MOT hängt die Umladeeffizienz auch noch von den Parametern der Dipolfalle ab, wie zum Beispiel Laserleistung und Strahl-

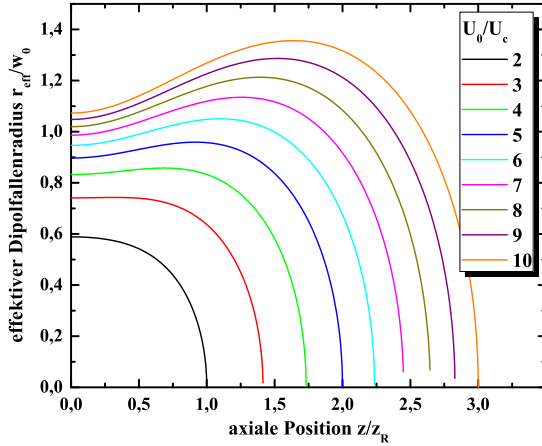


Abbildung 5.7: Effektiver normierter Dipolfallenradius  $r_{\text{eff}}(z)/(z_0)$  gemäß Gleichung (5.27) als Funktion der normierten axialen Position  $z/z_R$  für verschiedene relative Dipolfalltiefen  $-U_0/\alpha k_B T_{\text{CMOT}}$ .

durchmesser, oder besser gesagt Tiefe und Volumen beziehungsweise Oberfläche der Dipolfalle. Für unterschiedliche Dipolfallenparameter müssen die oben erläuterten Parameter der MOT immer wieder bezüglich der Umladeeffizienz in die Dipolfalle neu optimiert werden. Im allgemeinen steigt die Lade- und sinkt die Verlustrate für zunehmende Dipolfalltiefen. Die Laderate steigt, da der effektive Radius der Dipolfalle und damit der Atomfluss in die Dipolfalle mit größerer Falltiefe steigt (s. Gleichung (5.27) und Abbildung 5.7). Andererseits sinkt die Wahrscheinlichkeit für Teilchenverluste aufgrund von lichtinduzierten inelastischen Stößen. Zudem wird durch die erhöhte effektive Verstimmung von Kühl- und Rückpumpplaser für die Atome in der Falle auch deren Anregungsrate und damit auch die Wahrscheinlichkeit für strahlenden Verlust reduziert. Allerdings wurde in [176] auch eine Erhöhung der Temperatur mit ansteigender Dipolfalltiefe beobachtet, was eventuell mit der erhöhten Stoßrate durch höhere atomare Dichten erklärt werden kann. Es konnte dort ein festes Verhältnis  $\eta = U_0/k_B T = 2,5$  zwischen Dipolfalltiefe und Temperatur der Atomwolke ermittelt werden. Bei gleichbleibender Falltiefe wiederum steigt die Laderate und damit die Atomzahl in der Dipolfalle mit steigendem Strahldurchmesser [176, 165].

Neben diesen recht offensichtlichen Zusammenhängen spielt auch die Lage des Fokuspunkts in Bezug auf die Atomwolke eine gewisse Rolle. Dabei ist die Umladeeffizienz nicht unbedingt optimal, wenn der Fokus des Dipolfallenlaserstrahls genau im Zentrum der Atomwolke liegt. Stattdessen wird die Umladeeffizienz bei einem von der Dipolfalltiefe abhängigen axialen Versatz zwischen der Atomwolke in der magneto-optischen Falle und dem Zentrum der optischen Dipolfalle optimiert. Der optimale Versatz steigt mit größerer Falltiefe und die Ursache hierfür liegt in der Potentialform der Dipolfalle.

Die Laderate der Dipolfalle wird aus dem Produkt von Fluss an Atomen in das Volumen der Dipolfalle und Einfangwahrscheinlichkeit  $P$  dieser Atome bestimmt [176]:

$$R_0 = \frac{1}{4} n_{\text{MOT}} v_A A P. \quad (5.26)$$

Dabei bezeichnet  $n_{\text{MOT}}$  die Spitzendichte der Atomwolke in der MOT,  $v_A = \sqrt{k_B T/m}$  die mittlere Geschwindigkeit der Atome und  $A$  die effektive Oberfläche der Dipolfalle. In [176] findet sich ein einfaches Modell zur Abschätzung der von der Intensität des Kühllaserfelds abhängigen Einfangwahrscheinlichkeit, worauf hier nun nicht näher eingegangen werden soll. Im hier vorliegenden Fall ist bei einem minimalen Strahlradius von  $w_0 = 65 \mu\text{m}$  die Rayleigh-Länge der Dipolfalle mit  $z_R = 6,77 \text{ mm}$  deutlich größer als die räumliche Ausdehnung der Atomwolke in der magneto-optischen Falle  $D_{\text{MOT}}$ . Aus diesem Grund kann der Strahlradius der Dipolfalle im Folgenden als konstant angenommen werden und das für das Umladen der Atome relevante Volumen beziehungsweise die effektive Oberfläche der Dipolfalle kann durch einen Zylinder angenähert werden. Dessen Länge ist durch die räumliche Ausdehnung der MOT gegeben, und der effektive Radius des Zylinders hängt von der axialen Position der Atomwolke in Bezug auf die Dipolfalle ab. Der Radius wird durch die Position im Dipolfallenpotential bestimmt, an der die Tiefe der Dipolfalle der Temperatur der Atomwolke entspricht,  $U(r_{\text{eff}}, z) = U_c = -\alpha k_B T_{\text{CMOT}}$  mit dem empirisch bestimmten Vorfaktor  $\alpha = 2,5$  [177]. Der von der axialen Position  $z$  und der Äquipotentialfläche mit  $U_{\text{Dip}} = U_c$  abhängige effektive Radius der Dipolfalle berechnet sich dann zu [176]:

$$r_{\text{eff}}(z) = \left[ \frac{1}{2} w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \ln \left( \frac{U_0}{U_c} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \right) \right]^{1/2} \quad (5.27)$$

In Abbildung 5.7 sind die Äquipotentialflächen für verschiedene Verhältnisse  $U_0/U_c$  aufgetragen. Die axiale Position  $z_{\text{max}}$ , für die  $r_{\text{eff}}(z)$  maximal wird, ist je nach Dipolfallentiefe eindeutig vom Fokuspunkt verschoben und berechnet sich zu [177]:

$$z_{\text{max}} = \pm z_R \sqrt{-\frac{1}{e} \frac{U_0}{\alpha k_B T_{\text{CMOT}}} - 1}. \quad (5.28)$$

Für das im Experiment erzielte Verhältnis  $U_0/U_c = 2,5$  ändert sich der effektive Radius über einen weiten Bereich kaum und ist bereits im Fokuspunkt maximal. Für größere Dipolfallentiefen  $U_0$  allerdings könnte gemäß Abbildung 5.7 die effektive Oberfläche der Dipolfalle und damit die Umladeeffizienz doch noch signifikant gesteigert werden. Die Optimierung der Umladeeffizienz in die Dipolfalle bezüglich dieser beiden Parameter Dipolfallentiefe und axiale Fallenposition erscheint also sehr vielversprechend, wurde allerdings experimentell bislang noch nicht eingehend untersucht.

### 5.4.3 Einfluss der Beladedauer der MOT

Als Quelle für die Atominterferometrie ist zur Realisierung einer hohen Wiederholungsrate eine möglichst schnelle Beladung der optischen Dipolfalle erforderlich.



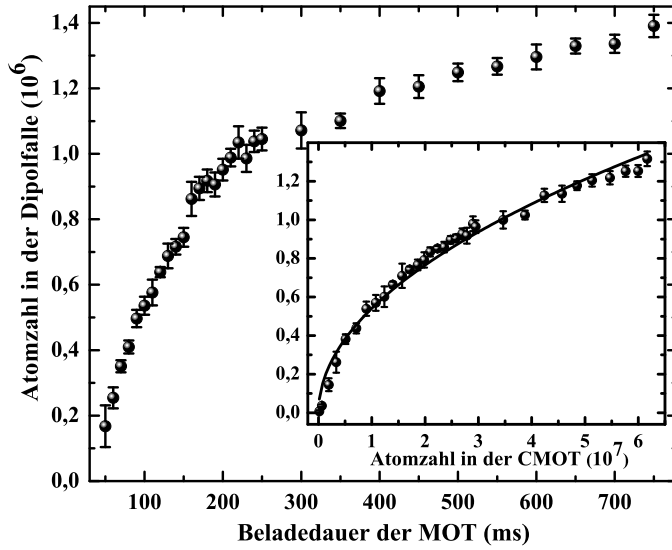


Abbildung 5.8: Anzahl der in die Dipolfalle umgeladenen Atome in Abhängigkeit von der Beladedauer der MOT. Im Bildeinsatz ist außerdem die Atomzahl in der Dipolfalle als Funktion der Atomzahl in der MOT dargestellt. An diese Datenpunkte wurde eine Funktion der Form  $N_{\text{Dip}} \propto \sqrt{N_{\text{CMOT}}}$  angepasst.

Dieser Aspekt wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit untersucht und ist in Abbildung 5.8 graphisch dargestellt. Dazu wurde die Beladedauer der MOT variiert und anschließend die Dipolfalle mit optimalen Parametern beladen. Die Laderate der MOT betrug in diesem Fall  $\sim 1 \times 10^8$  Atome/s und die Spitzendichte der Atome in der Kompressions-MOT und damit auch die Laderate und die Atomzahl in der Dipolfalle steigen in den ersten  $\sim 300$  ms sehr stark an. Danach hat die Atomwolke in der Kompressions-MOT ihre Dichtebegrenzung erreicht und wächst nur noch in ihrer räumlichen Ausdehnung. Entsprechend wächst auch die Atomzahl in der Dipolfalle nur noch langsam linear weiter an und strebt einem experimentell ermittelten Sättigungswert von  $\sim 2 \times 10^6$  Atomen entgegen. Aus dieser Messung kann gefolgert werden, dass die Beladung der MOT für deutlich länger als 1 – 2 s keinen Sinn macht, da darüber hinaus die Atomzahl in der Dipolfalle nicht mehr signifikant zunimmt. Im Bildeinsatz von Abbildung 5.8 ist außerdem noch die Atomzahl in der Dipolfalle als Funktion der zur jeweiligen Beladedauer gehörigen Atomzahl in der CMOT dargestellt. Die Atomzahl in der Dipolfalle wächst zumindest im vermuteten Bereich mit der Wurzel der Atomzahl in der CMOT, wie die im Bildeinsatz an die Datenpunkte angepasste Funktion der Form  $N_{\text{Dip}} \propto \sqrt{N_{\text{CMOT}}}$  deutlich macht. Sollte für eine höhere Wiederholungsrate eine noch schnellere Beladung der Dipolfalle nötig sein, so könnte sicherlich die Laderate der 3D MOT noch deutlich erhöht werden. Legt man eine moderate Erhöhung um eine Größenordnung zu Grunde, so erscheint eine Beladedauer der MOT von  $\sim 100$  ms zur vollständigen Beladung der Dipolfalle als ausreichend. Somit sollte die erzwungene Verdampfungskühlung innerhalb von weniger als 200 ms nach Beginn des experimentellen Zyklus gestartet werden können. Bei Verwendung einer dynamisch komprimierbaren optischen Dipolfalle [112] könnten somit unter der Voraussetzung einer Übertragbarkeit der dort erzielten Ergebnisse Bose-Einstein-Kondensate mit einer Wiederholungsrate von 0,5 Hz erzeugt werden.

---

# VERDAMPFUNGSKÜHLUNG UND BOSE-EINSTEIN-KONDENSATION

Nach der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten erfolgreichen Beladung der Dipolfalle werden in diesem Kapitel die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Verdampfungskühlung des atomaren Ensembles in der Einzelstrahldipolfalle vorgestellt. Im Gegensatz zu einer mit einem CO<sub>2</sub>-Laser realisierten Einzelstrahlfalle ist im hier vorliegenden Fall der Einschluss und entsprechend die Fallenfrequenz in axialer Richtung deutlich kleiner. Dies trifft umso mehr zu, da die hier experimentell realisierte Fokusgröße mit  $w_0 = 65 \mu\text{m}$  zusätzlich auch noch relativ groß ist. Demnach sind also bereits von Beginn an die Spitzendichten und elastischen Stoßraten in der gefangenen Atomwolke eher gering und die Verdampfungskühlung bis zur Quantenentartung gestaltet sich als sehr schwierig [156]. Typischerweise wird deshalb bei der Arbeit mit Dipolfallen im Wellenlängenbereich von 1 bis 2  $\mu\text{m}$  auf die Verwendung einer gekreuzten Strahlgeometrie zurückgegriffen. Dadurch kann ein hoher Einschluss und somit hohe Fallenfrequenzen in allen drei Raumrichtungen realisiert werden. Infolgedessen sind auch die Spitzendichten und elastischen Stoßraten im atomaren Ensemble ausreichend hoch, um ein quantenentartetes Gas mit typischerweise wenigen  $10^4$  Atomen zu erzeugen. Allerdings bedeutet diese Methode im Vergleich zur Arbeit mit nur einem Strahl unter anderem in der Justage der beiden Dipolfallenstrahlen zueinander einen nicht unerheblichen experimentellen Mehraufwand. Überdies sind Heizprozesse aufgrund von zeitlich fluktuierenden Interferenzeffekten der beiden sich kreuzenden Laserstrahlen [184] ein potentiell Problem bei der Arbeit mit einer gekreuzten Strahlgeometrie. Gerade sehr kalte atomare Ensembles nahe des quantenentarteten Regimes sind besonders anfällig auf jegliche Art von Heizprozessen in der Falle. Durch exakt senkrecht zueinander orientierte lineare Polarisierungen der beiden Laserfelder können diese Interferenzeffekte im Prinzip gänzlich unterdrückt werden. Dies setzt

allerdings wohldefinierte Lichtpolarisationen der beiden Teilstrahlen und somit die Verwendung von optischen Komponenten hoher Qualität voraus. Alternativ können die Interferenzeffekte auch dadurch unterdrückt werden, dass einer der beiden Laserstrahlen zum Beispiel mit Hilfe eines AOMs in seiner Frequenz verschoben wird. Allerdings ist im hier vorliegenden Fall die Linienbreite des Lasers mit einem Nanometer so groß, dass eine Frequenzverschiebung des einen Teilstrahls mittels eines AOMs keine signifikante Auswirkung auf unerwünschte Interferenzeffekte hätte [156]. Außerdem gibt es für die hier verwendete Laserwellenlänge und die benötigten Laserintensitäten bislang keine geeigneten, kommerziell erhältlichen AOMs.

Eine alternative Herangehensweise ist die bereits erwähnte Verwendung einer dynamisch komprimierbaren Einzelstrahlfalle [112]. Dadurch kann eine optimale Beladung mit einer großen Fokusgröße und infolgedessen großer Oberfläche der Dipolfalle mit daran anschließender effizienter und schneller Evaporation in einer komprimierten Dipolfalle mit kleiner Fokusgröße und somit ausreichend hoher axialer Fallenfrequenz kombiniert werden. Eine solche Herangehensweise wurde zwar bislang nur in einer durch einen CO<sub>2</sub>-Laser geformten Einzelstrahlfalle erfolgreich umgesetzt, es gibt jedoch keinen offensichtlichen Grund, warum diese Methode nicht auch bei Dipolfallen mit Wellenlängen im Bereich von 1 bis 2  $\mu\text{m}$  erfolgreich angewendet werden kann. In diesem Wellenlängenbereich sind aufgrund der kleineren Beugungsbegrenzung sogar deutlich kleinere Fokusgrößen und damit noch bessere Bedingungen für die Verdampfungskühlung möglich. Zudem können dadurch im Gegensatz zur gekreuzten Strahlkonfiguration keine Heizeffekte durch Interferenz auftreten und die Justage des Laserstrahls ist deutlich vereinfacht. Allerdings wird für diese Methode ein zusätzliches Teleskop mit mindestens zwei Linsen im Strahlengang der Dipolfalle benötigt, die im Idealfall beide über extern ansteuerbare Verschiebetische aufeinander angepasst bewegt werden müssen (siehe Abschnitt 5.3.1) [147]. Entsprechend sind einige, eventuell langwierigere, experimentelle Voruntersuchungen erforderlich. Zudem besteht bei dieser Methode die Gefahr von Heizprozessen aufgrund von Strahllageschwankungen der Dipolfalle, die allerdings in bisherigen Experimenten gut beherrschbar waren [147, 127].

Im Folgenden sollen nun die im Rahmen dieser Arbeit verfolgten, teilweise neuen Ansätze bis hin zur weltweit ersten Realisierung eines quantenentarteten Gases mit <sup>87</sup>Rb-Atomen in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm vorgestellt und erläutert werden. So wurde erstmalig eine alternative Möglichkeit realisiert, den Einschluss der Atomwolke während der erzwungenen Verdampfungskühlung auch entlang der axialen Richtung der Dipolfalle in ausreichender Stärke zu gewährleisten. Dazu wird lediglich das ohnehin bereits verfügbare und während der Beladung der Dipolfalle eingesetzte, mit einem Gradienten von  $\sim 10$  G/cm relativ schwache, magnetische Quadrupolfeld der MOT weiter beibehalten. Somit kann in dieser neuartigen schwachen Hybridfalle ohne experimentellen Mehraufwand ein atomares Ensemble mit ausreichend hoher Dichte und elastischer Stoß-

rate zur weiteren effizienten Verdampfungskühlung zur Verfügung gestellt werden. Ein derart gefangenes Ensemble konnte im hier vorgestellten experimentellen Aufbau innerhalb von knapp zwanzig Sekunden zur Quantenentartung mit  $\sim 10^4$  Teilchen gekühlt werden. Dabei sollten diese vorläufigen Ergebnisse durch einige inzwischen realisierte Modifikationen und Erweiterungen am experimentellen Aufbau in Zukunft hinsichtlich Teilchenzahl und benötigter Dauer noch verbessert werden können.

Im Folgenden werden zunächst einige wichtige grundlegende Aspekte bezüglich der Verdampfungskühlung in optischen Dipolfallen, sowie die essentiellen Unterschiede zur Verdampfungskühlung in Magnetfallen erläutert. Nach anschließenden ersten Studien zur Lebensdauer und zur evaporativen Kühlung der Atome in der bereits vorgestellten Einzelstrahlfalle werden am Ende des Kapitels abschließend die experimentellen Ergebnisse zur Verdampfungskühlung und Bose-Einstein-Kondensation in der neuartigen schwachen Hybridfalle vorgestellt.

## 6.1 Verdampfungskühlung in der Dipolfalle

Das Mittel der erzwungenen Verdampfungskühlung [185, 53] ist die bislang einzige experimentell erfolgreich angewandte Methode zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in verdünnten atomaren Gasen [57, 186]. Dabei wird von einem gefangenen atomaren Ensemble mit mittlerer Energie  $\bar{E} = k_B T_1$  durch Reduktion des entsprechenden Fallenpotentials der Tiefe  $U$  der Teil mit Energien  $E > U > \bar{E}$  entfernt. Dadurch wird die mittlere Energie des im Fallenpotential verbleibenden Anteils der Atomwolke gesenkt. Durch elastische Stöße erlangt das noch gefangene Ensemble nach einer von der elastischen Stoßrate abhängigen charakteristischen Zeit  $\tau_{rt}$  wieder das thermische Gleichgewicht, allerdings nun bei einer niedrigeren Temperatur  $T_2 < T_1$ . Außerdem werden durch diese elastischen Stöße wiederum neue Atome mit  $E > U$  erzeugt, die ebenfalls die Falle verlassen können. Mit sinkender Temperatur fällt allerdings auch die Anzahl an Atomen, die die Falle verlassen können, exponentiell ab und die Verdampfungskühlung kommt zum Erliegen. Durch erneutes Absenken der Potentialtiefe kann dann der Evaporationsprozess wieder von neuem beginnen. Bevor jedoch das Ensemble nicht wieder sein thermisches Gleichgewicht erlangt hat, macht eine weitere Reduktion der Fallentiefe keinen Sinn, da dadurch nur Teilchen verloren gehen, aber kein Kühleffekt erreicht wird. Daraus wird deutlich, dass die Geschwindigkeit der Verdampfungskühlung maßgeblich von der elastischen Stoßrate bestimmt wird, welche wiederum von der Dichte des atomaren Ensembles im Fallenpotential abhängt.

All diese charakteristischen Größen des atomaren Ensembles im gegebenen Fallenpotential können im Rahmen der harmonischen Näherung aus den zugehörigen Fallenfrequenzen extrahiert werden (siehe Abschnitt 5.3.2) [112]. So ergibt sich aus dem geometrischen Mittel der Fallenfrequenzen in den drei Raumrichtungen  $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$  bei bekannter Temperatur  $T$  der Atomwolke das effektive Fallenvo-

lumen der Dipolfalle zu

$$V_{\text{eff}} = \left( \frac{2\pi k_B T}{m\bar{\omega}^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (6.1)$$

Bei zusätzlich bekannter Teilchenzahl  $N$  kann aus der Beziehung

$$N = \int n_0 e^{-\frac{m\bar{\omega}r^2}{2k_B T}} d^3r = n_0 \left( \frac{2\pi k_B T}{m\bar{\omega}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (6.2)$$

die Spitzendichte des atomaren Ensembles in der Falle in Abhängigkeit von den Fallenfrequenzen bestimmt werden:

$$n_0 = N \left( \frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (6.3)$$

Aus bekannter Spitzendichte und Temperatur des Ensembles in der harmonischen Falle folgt nun wiederum mit Hilfe der thermischen de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$  die entsprechende Phasenraumdichte in der Falle:

$$\rho_{\text{PSD}} = n_0 \lambda_{\text{dB}}^3 = N \left( \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T} \right)^3. \quad (6.4)$$

Dieser Ausdruck ist eine Näherung für Atomwolken im thermischen Regime, die noch gut durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden können. Dennoch ist er sehr nützlich für eine schnelle Abschätzung der Effizienz der Verdampfungskühlung und bietet eine gute Orientierungshilfe bei deren Optimierung.

Der elastische Streuquerschnitt für  $s$ -Wellen-Stöße zweier kalter bosonischer Atome berechnet sich mit der zugehörigen  $s$ -Wellen-Streulänge<sup>1</sup>  $a_{\text{Rb}} \simeq 110 a_0$  zu  $\sigma_{\text{sc}} = 8\pi a^2$ . Außerdem kann aus der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v} = \sqrt{8k_B T/\pi m}$  des thermischen Ensembles die relative Geschwindigkeit zweier Stoßpartner zueinander gemäß  $v_{\text{rel}} = \sqrt{2}\bar{v}$  bestimmt werden. Daraus ergibt sich wiederum die für die Wiederherstellung des thermischen Gleichgewichts während der Verdampfungskühlung wichtige elastische Stoßrate zwischen zwei Teilchen:

$$\gamma_{\text{el}} = n_0 \sigma_{\text{sc}} v_{\text{rel}} = \frac{\sqrt{2}\sigma_{\text{sc}} m \bar{\omega}^3}{\pi^2 k_B T} N. \quad (6.5)$$

Im Allgemeinen erlauben höhere Fallenfrequenzen eine schnellere und gleichzeitig auch effizientere Verdampfungskühlung. Nach Entfernen eines gewissen Anteils der energiereichsten Atome durch Absenken der Falltiefe benötigt das Ensemble pro Atom typischerweise drei elastische Stöße, um das thermische Gleichgewicht wieder zu erlangen [53]. Mit der mittleren Dauer zwischen zwei elastischen Stößen  $\tau_{\text{el}} =$

<sup>1</sup> $a_0 = 0,53 \times 10^{-10}$  m ist der Bohrsche Radius.

$\gamma_{\text{el}}^{-1}$  folgt daraus die charakteristische Dauer zur Wiedererlangung des thermischen Gleichgewichts:

$$\tau_{\text{rt}} \simeq \frac{3\pi^2 k_B}{\sqrt{2}\sigma_{\text{sc}} m} \frac{T}{N\bar{\omega}^3}. \quad (6.6)$$

Die Rate für die Verdampfung von Atomen des Ensembles bei einer bestimmten relativen Falltiefe  $\eta = U_0/k_B T$  berechnet sich zu [53]:

$$\gamma_{\text{ev}} = \gamma_{\text{el}} \eta e^{-\eta}. \quad (6.7)$$

Für  $\eta \gg 1$  und ohne zusätzliche, technisch bedingte Heizprozesse des atomaren Ensembles kann die relative Reduktion der Teilchenzahl und der Temperatur durch folgende Gleichungen bestimmt werden [156]:

$$\dot{N}/N = -\gamma_{\text{ev}} - \gamma_{\text{vac}} \quad (6.8)$$

$$\dot{T}/T = -\frac{\eta - 2}{3} \gamma_{\text{ev}} + \frac{\dot{\bar{\omega}}}{\bar{\omega}}. \quad (6.9)$$

Dabei bezeichnet  $\gamma_{\text{vac}}$  die Rate an Teilchenzahlverlusten durch Stöße mit dem Hintergrundgas und der zweite Term in Gleichung (6.9) beschreibt die Kühlung des Ensembles durch Dekompression. Diese beiden Beziehungen gelten jeweils unter der Annahme ausreichend geringer Dichte, sodass ein Atom mit Energie  $E > U$  die Falle ohne weitere Stöße mit anderen gefangenen Atomen verlassen kann<sup>2</sup>.

### 6.1.1 Verluste in der Dipolfalle

Neben den erwünschten elastischen Stößen treten im konservativen Fallenpotential auch nicht evaporative Verluste in der Teilchenzahl durch Stöße mit dem Hintergrundgas und inelastische Stöße auf, also Stöße, bei denen die kinetische Energie der Stoßpartner nicht erhalten bleibt. Diese inelastischen Verluste können zum Beispiel durch Hyperfeinzustand ändernde, durch Licht induzierte, oder bei ausreichend hohen atomaren Dichten von  $n_0 \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  durch Drei-Körper-Stöße<sup>3</sup> verursacht werden [116]. Der Einfluss dieser nicht evaporativen Fallenverluste kann aus einer in Abbildung 6.1 dargestellten Lebensdauerkurve, also der Messung der Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Haltezeit der Atome im Fallenpotential abgeschätzt werden. Diese kann analog zu Abschnitt 5.4 durch die Ratengleichung

$$\dot{N} = (-\alpha_N - \beta \langle n \rangle - \gamma \langle n^2 \rangle) N(t) \quad (6.10)$$

beschrieben werden. Die drei Terme auf der rechten Seite beschreiben in dieser Reihenfolge die teilweise von der mittleren atomaren Dichte  $\langle n \rangle$  abhängigen Ein-, Zwei-

<sup>2</sup>Die gegensätzliche Situation hoher Dichte wird als hydrodynamisches Regime bezeichnet.

<sup>3</sup>Alle drei Atome verlassen die Falle, da zwei der drei Stoßpartner ein kurzlebiges Molekül bilden und das dritte Teilchen die Bindungsenergie des Moleküls als kinetische Energie erhält.

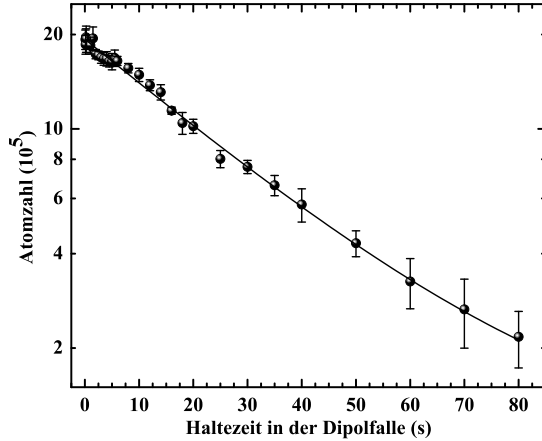


Abbildung 6.1: Anzahl der Atome in Abhängigkeit von der Haltezeit in der Dipolfalle. An die Datenpunkte wurde ein einfacher exponentieller Zerfall mit der Zerfallskonstante  $\tau_{\text{Dip}} \simeq 30$  s angepasst.

und Drei-Körper-Fallenverluste. Ein-Körper-Verluste werden vor allem durch Stöße der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas und durch Heizeffekte aufgrund von Rauschen des Fallenpotentials [184, 187] verursacht. Zwei-Körper-Verluste hingegen werden unter anderem durch Hyperfeinzustand ändernde und durch Licht induzierte inelastische Stöße verursacht und sind proportional zur mittleren Dichte des atomaren Ensembles. Diese Fallenverluste sollten allerdings im vorliegenden Fall nicht auftreten, da nach Beladen der Dipolfalle das nahresonante Kühllicht der MOT abgeschaltet wird und durch das Dipolfallenlaserfeld induzierte Photoassoziationsprozesse aufgrund der großen Verstimmung des Laserfelds sehr unwahrscheinlich sind. Zusätzlich wird das atomare Ensemble am Ende der Umladephase optisch in den unteren Hyperfeingrundzustand gepumpt, weshalb auch Hyperfeinzustand ändernde Stöße nicht mehr auftreten können. Aus diesem Grund kann in der weiteren Betrachtung der Verlustkanal durch Zwei-Körper-Stöße vernachlässigt werden. Da außerdem die anfängliche atomare Dichte in der Dipolfalle mit  $n_0 \leq 10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> deutlich unter der oben genannten kritischen Dichte für Drei-Körper-Stöße  $-\gamma\langle n^2 \rangle$  liegen, kann auch dieser Verlustkanal im Folgenden vernachlässigt werden. Somit kann der in Abbildung 6.1 dargestellte Abfall der Atomzahl in Abhängigkeit von der Haltezeit in der Dipolfalle durch einen einfachen exponentiellen Zerfall der Form  $N(t) = N_0 e^{-t/\tau_{\text{Dip}}}$  mit der Zerfallskonstante  $\tau_{\text{Dip}} = 1/\alpha_N$  beschrieben werden. Daraus ergibt sich eine Zerfallskonstante von  $\tau_{\text{Dip}} \simeq 30$  s und damit eine exponentielle Verlustrate von  $\alpha_N \simeq 0,03$  s<sup>-1</sup>. Diese experimentell ermittelte Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle liegt im Bereich der Dauer der Verdampfungskühlung und sollte damit ausreichend lang sein.

### 6.1.2 Vergleich der Verdampfungskühlung in Magnetfallen und Dipolfallen

Für die effiziente Verdampfungskühlung eines atomaren Gases in einer harmonischen Falle müssen elastische Stöße (sogenannte ‐gute‐ Stöße) zu jedem Zeitpunkt

während der Evaporation gegenüber nicht evaporativen Fallenverlusten (durch sogenannte “schlechte” Stöße) dominieren. Idealerweise steigt während der Verdampfungskühlung die atomare Spitzendichte und proportional dazu die elastische Stoßrate immer weiter an. Dieses Regime der Verdampfungskühlung bei konstanter oder sogar kontinuierlich steigender elastischer Stoßrate wird *run-away* Evaporation [53] genannt. Allerdings steigen die Drei-Körper-Verluste sogar proportional zum Quadrat der mittleren Dichte und können ab einem gewissen Punkt der Verdampfungskühlung nicht mehr vernachlässigt werden und das Verhältnis

$$R(T,n) = \frac{\gamma_{\text{gut}}}{\gamma_{\text{schlecht}}} \quad (6.11)$$

zwischen guten und schlechten Stößen nimmt proportional zu  $\sim 1/\langle n \rangle$  ab. Für effiziente Verdampfungskühlung im Regime der *run-away* Evaporation sollte  $R$  während des ganzen Evaporationsprozesses einen gewissen Minimalwert  $R_{\text{min}}$  nicht unterschreiten [53]. Für die Verdampfungskühlung in einem dreidimensionalen harmonischen Fallenpotential ist dieser Minimalwert

$$R_{\text{min}} = \frac{\sqrt{2}e^\eta}{(\alpha_{\text{ev}} - 1)\eta} \quad (6.12)$$

abhängig von der relativen Falltiefe  $\eta$  und der relativen Temperaturänderung pro relativer Teilchenzahländerung

$$\alpha_{\text{ev}} = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}/N}. \quad (6.13)$$

Bei der Radiofrequenzevaporation von Atomen in einer Magnetfalle sind die Fallenfrequenzen konstant und die Stoßrate gemäß Gleichung (6.5) proportional zu  $N/T$ . Daraus folgt, dass die Stoßrate des atomaren Ensembles in einer Magnetfalle mit sinkender Temperatur ansteigt, da der Anstieg in der Spitzendichte des Ensembles gegenüber dem Abfall in der relativen Geschwindigkeit der Atome zueinander überwiegt. Somit ist es also während des Prozesses der Verdampfungskühlung möglich, das Regime der *run-away* Evaporation zu erreichen, in welchem trotz des Teilchenverlusts die Dichte des atomaren Ensembles bei konstanter oder sogar ansteigender elastischer Stoßrate wächst. In diesem Fall wächst die Phasenraum-dichte mit  $\rho_{\text{PSD}} \propto N^{\alpha_{\text{ev}}}$ , wobei  $\alpha_{\text{ev}}$  als die Effizienz der Verdampfungskühlung bezeichnet wird. In der Praxis bedeutet das, dass bei geeigneten Werten für  $\gamma_{\text{el}}$  und  $\eta$  der Phasenübergang zum BEC früher oder später erreicht wird, wenn während der gesamten Evaporationsphase die Bedingung der *run-away* Evaporation erfüllt ist. Die Anzahl an Atomen im BEC hängt dann von der anfänglichen Atomzahl und Phasenraum-dichte, sowie der Evaporationseffizienz  $\alpha_{\text{ev}}$  ab. Trägt man die Phasenraum-dichte als Funktion der Atomzahl in einem doppelt logarithmischen Graphen auf, so entspricht  $\alpha_{\text{ev}}$  der Steigung der Ausgleichsgeraden durch die experimentellen Datenpunkte.



In optischen Dipolfallen jedoch sind die Fallenfrequenzen gemäß Gleichung (5.22) während der Verdampfungskühlung durch Reduktion der Laserleistung nicht konstant, sondern nehmen kontinuierlich mit der Wurzel der Leistung ab. Entsprechend gilt für die Dichte der Atomwolke in der optischen Dipolfalle gemäß Gleichung (6.3) bei gleichbleibender minimaler Fokusgröße  $w_0$  mit  $\eta \propto P/T$ :

$$n_0 \propto \left(\frac{P}{T}\right)^{\frac{3}{2}} N \propto \eta^{\frac{3}{2}} N, \quad (6.14)$$

und somit für die elastische Stoßrate:

$$\gamma_{\text{el}} \propto n_0 \sqrt{T} = \eta^{\frac{3}{2}} N \sqrt{T}. \quad (6.15)$$

Wird eine konstante minimale Fokusgröße  $w_0$  und ein konstanter Abschneideparameter  $\eta$  während der Verdampfungskühlung vorausgesetzt, so ergibt sich eine Abnahme der Spitzendichte proportional zur Teilchenzahl,  $n_0 \propto N$  und für die elastische Stoßrate  $\gamma_{\text{el}} \propto N\sqrt{T}$ . Demnach führt die Verdampfungskühlung in optischen Dipolfallen im Gegensatz zu Magnetfallen zu einer Dekompression und run-away Evaporation ist nicht möglich. Erst in jüngster Zeit gab es Ansätze, diese Problematik durch neuartige Verdampfungsmechanismen oder Fallengeometrien zu umgehen, und so das Regime der run-away Evaporation in Dipolfallen zu erreichen [150, 149]. Eine alternative Herangehensweise besteht darin, die Dipolfalle während der erzwungenen Verdampfungskühlung aktiv dynamisch zu komprimieren [127, 112], und damit der Dekompression der Atomwolke in der Dipolfalle entgegenzuwirken. Diese Methode ist besonders effizient, da sich die mittlere Fallenfrequenz und damit auch die elastische Stoßrate in einer Einzelstrahlfalle mit  $1/w_0^7$  ändern. Abschließend soll hier noch angemerkt werden, dass der Reduktion der elastischen Stoßrate auch durch die Beeinflussung der Streulänge  $a$  des entsprechenden Atoms zum Beispiel mit Hilfe von homogenen magnetischen Feldern, sogenannten *Feshbach-Resonanzen* entgegengewirkt werden kann [188, 60]. Magnetfelder sind aber hier aufgrund der angestrebten Verwendung des quantenentarteten Ensembles für die Atominterferometrie eher unerwünscht.

Während der Verdampfungskühlung in optischen Dipolfallen nimmt also die elastische Stoßrate und damit die Effizienz der erzwungenen Verdampfungskühlung kontinuierlich ab. Aufgrund der dadurch stetig steigenden mittleren Zeit zwischen zwei elastischen Stößen muss also die Geschwindigkeit der Leistungsreduktion während der Evaporationsphase kontinuierlich verlangsamt werden. Für die Entwicklung der Phasenraumdichte und der Atomzahl während der Verdampfungskühlung in zeitabhängigen optischen Dipolpotentialen mit konstantem Abschneideparameter<sup>4</sup>  $\eta$  können Skalierungsgesetze ermittelt werden [142, 174]. Mit  $\eta' = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$  skaliert die Phasenraumdichte während der Verdampfungskühlung vom anfänglichen Wert  $\rho_{\text{PSD,ini}}$  aus mit der Fallentiefe und der Teilchenzahl

<sup>4</sup>In optischen Dipolfallen gilt üblicherweise  $\eta \simeq 10$  [142].

gemäß [142]:

$$\frac{\rho_{\text{PSD}}}{\rho_{\text{PSD,ini}}} = \left( \frac{U_{\text{ini}}}{U} \right)^{\frac{3(\eta'-4)}{2(\eta'-3)}} = \left( \frac{N_{\text{ini}}}{N} \right)^{\eta'-4}. \quad (6.16)$$

Die Reduktion der elastischen Stoßrate ist hingegen gegeben durch:

$$\frac{\gamma_{\text{el}}}{\gamma_{\text{el,ini}}} = \left( \frac{U}{U_{\text{ini}}} \right)^{\frac{\eta'}{2(\eta'-3)}}. \quad (6.17)$$

Die zeitliche Änderung der Teilchenzahl im gefangenen atomaren Ensemble wiederum kann mit Hilfe der s-Wellen-Boltzmann-Gleichung [189] bestimmt werden:

$$\dot{N} = -2(\eta - 4)e^{-\eta}\gamma_{\text{el}}N. \quad (6.18)$$

Daraus ergibt sich mit Gleichung (6.16) die optimale Verlaufsform der Reduktion der Laserintensität in Abhängigkeit von der Zeit zu:

$$U(t) = U_{\text{ini}} \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right)^{-\frac{2(\eta'-3)}{\eta'}}, \quad (6.19)$$

wobei die Zeitkonstante  $\tau$  gemäß

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3}\eta'(\eta - 4)e^{-\eta}\gamma_{\text{el,ini}} \quad (6.20)$$

gegeben ist. Dieser optimale zeitliche Verlauf der Leistungsreduktion ähnelt einem exponentiellen Abfall und wird im Experiment typischerweise durch mehrere lineare Reduktionsrampen genähert. Dabei wird die optimale Steigung einer jeden Rampe empirisch im Sinne eines maximalen Gewinns in der Phasenraumdichte ermittelt. Dabei muss beachtet werden, dass das soeben präsentierte Modell zur Ermittlung der Skalierungsgesetze keine Stöße mit dem Hintergrundgas und andere Verluste und Heizprozesse während der Verdampfungskühlung berücksichtigt [142]. Diese können jedoch durch leichte Modifikationen der soeben genannten Gleichungen mit einbezogen werden. Außerdem wird in diesem Modell von einem konstanten Abschneideparameter  $\eta$  ausgegangen, was im Experiment vor allem zum Ende der Evaporationsphase hin nicht mehr zwangsläufig gegeben ist, da dann unter anderem auch der Effekt der Gravitation bei der Bestimmung der Falltiefe berücksichtigt werden muss [170].

Da bei der ‘klassischen’ Verdampfungskühlung atomarer Ensembles in optischen Dipolfallen<sup>5</sup> keine run-away Evaporation möglich ist, muss sehr stark darauf geachtet werden, den Prozess der erzwungenen Verdampfungskühlung bereits mit einem Ensemble bei möglichst hoher Phasenraumdichte ( $\rho_{\text{PSD}} > 10^{-4}$ ) und ausreichend hoher elastischer Stoßrate ( $\gamma_{\text{el}} > 1000 \text{ s}^{-1}$ ) beziehungsweise ausreichend

<sup>5</sup>durch Reduktion der Laserintensität der Dipolfalle, im Gegensatz zu [150, 149]

hohem Verhältnis  $R$  von guten zu schlechten Stößen zu beginnen. Der Einfluss der schlechten Stöße wird während der erzwungenen Verdampfungskühlung immer weiter erhöht, da die elastische Stoßrate aufgrund ihrer Abhängigkeit von der dritten Potenz der mittleren Fallenfrequenz immer weiter abnimmt. Zusätzlich nimmt der Einfluss von Drei-Körper-Stößen zu, sodass insgesamt das Verhältnis  $R$  zwischen guten und schlechten Stößen sinkt.

### 6.1.3 Die Einzelstrahlfalle

Im Experiment lag die Anzahl der Atome in der Dipolfalle 100 ms nach Abschluss der Umladephase bei  $N = 2 \times 10^6$  Atomen bei einer mittels Vermessung der freien Expansion bestimmten Temperatur von  $T = 35 \mu\text{K}$  und damit einem Abschneideparameter von  $\eta = 7,1$ . Mit der mittleren Fallenfrequenz  $\bar{\omega} \simeq 2\pi \cdot 145 \text{ Hz}$  folgt somit ein effektives Fallenvolumen der Dipolfalle von  $V_{\text{eff}} \simeq 4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3$ . Die berechnete Spitzendichte beträgt  $n_0 \simeq 5 \times 10^{11} \text{ Atomen/cm}^{-3}$  und die daraus mit Gleichung (6.4) ermittelte Anfangsphasenraum-dichte vor Beginn der Verdampfungskühlung<sup>6</sup>  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 1 \times 10^{-5}$ . Daraus ergibt sich wiederum eine elastische Stoßrate von  $\gamma_{\text{el}} \simeq 55 \text{ s}^{-1}$  und ein anfängliches Verhältnis von guten zu schlechten Stößen von  $R_0 \simeq 1830$ . Gerade die relativ geringe Anfangsphasenraum-dichte und elastische Stoßrate stellen gemäß den Erläuterungen des vorangegangenen Abschnitts keine guten Voraussetzungen für die Erzeugung eines quantenentarteten Gases in diesem System dar. Diese Vermutung konnte auch experimentell bestätigt werden, wie in Abbildung 6.2 deutlich zu erkennen ist.

Für diese Messung wurde die Intensität der Dipolfalle in sechs unabhängigen linearen Rampen sukzessive reduziert. Dauer und Endleistung einer jeden Rampe wurde im Experiment auf maximale Phasenraum-dichte, also größte Teilchenzahl bei kleinstmöglicher Temperatur optimiert. Die Form der so ermittelten Evaporationsrampe ist graphisch in Abbildung 6.2 (a) dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die angegebenen maximalen Fallentiefen mit Gleichung (5.20) berechnet wurden und gerade für kleine Laserintensitäten am Ende der Evaporationsrampe nur als obere Grenze anzusehen sind. Der Einfluss des Gravitationspotentials kann für kleinere Laserleistungen immer weniger vernachlässigt werden und reduziert die Tiefe der Dipolfalle erheblich. Wie außerdem bereits in Abschnitt 5.3.3 diskutiert wurde, durchläuft der Laserstrahl der Dipolfalle die fokussierende Linse nicht zentral entlang der optischen Achse, sodass die Dipolfalle entlang ihrer Ausbreitungsrichtung um  $\sim 1,5^\circ$  zur Horizontalen verkippt ist. Dies führt aufgrund der sehr langen Rayleigh-Länge von  $z_R = 6,77 \text{ mm}$  zu einer weiteren deutlichen Reduktion der tatsächlichen Dipolfallentiefe, die hier ebenfalls nicht berücksichtigt wurde. Neben der Reduktion der Fallentiefe ändert sich gerade bei kleinen Fallentiefen am

<sup>6</sup>Diese Werte entsprechen sehr gut der in Abschnitt 4.3.8 bestimmten Temperatur und Phasenraum-dichte der Atomwolke nach dunkler CMOT mit den in Abschnitt 5.4 ermittelten Werten für Verstimmung und Dauer.

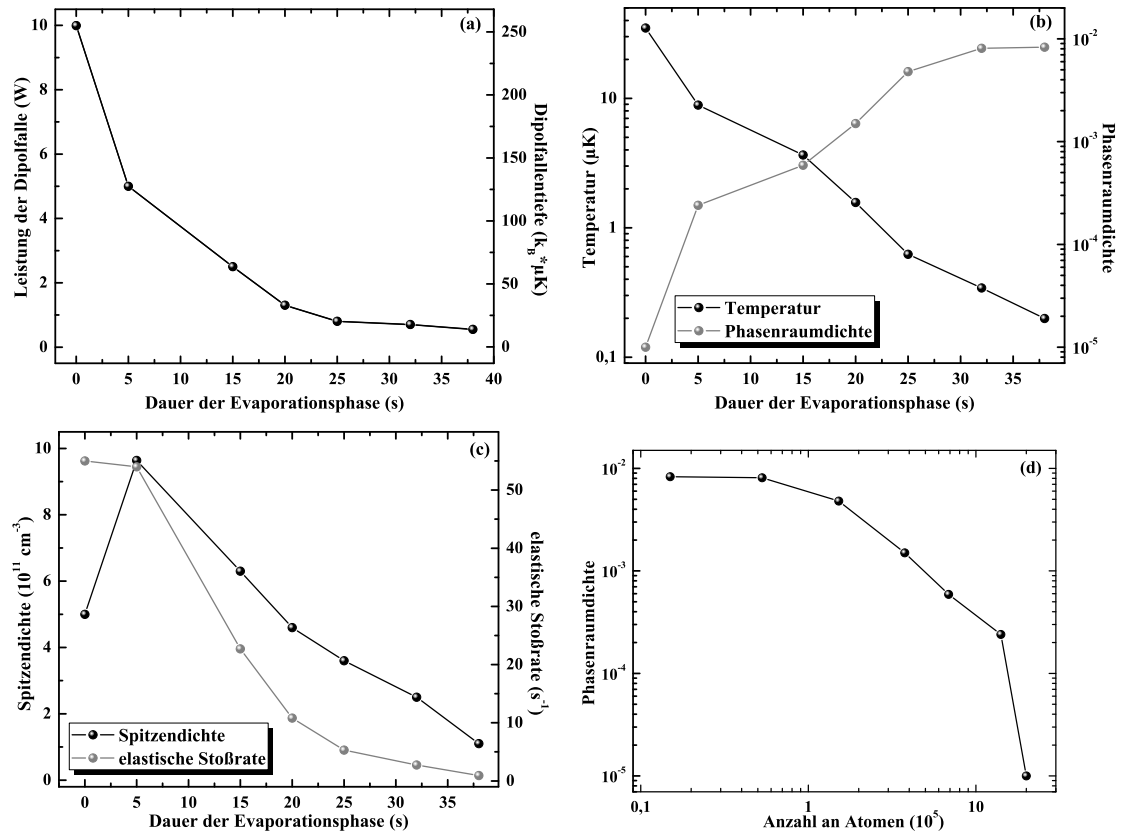


Abbildung 6.2: Charakterisierung der Verdampfungskühlung in der Einzelstrahldipolfalle. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf (a) der Reduktion der Falltiefe, (b) der Temperatur und der Phasenraumdicke, sowie (c) der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate des atomaren Ensembles. Dabei wurden die letzten drei Größen jeweils aus Temperatur, Teilchenzahl und berechneter mittlerer Fallenfrequenz berechnet. Die zum Ende der Evaporationsrampe hin verschwindende Effizienz der Verdampfungskühlung ist in (d) deutlich zu erkennen.

Ende der Evaporationsrampe aufgrund der axialen Verkipfung auch die Position des Fallenminimums in dieser Richtung, was im Experiment eindeutig beobachtet werden konnte. Die Dauer des gesamten Evaporationszyklus ist aufgrund der von Beginn an sehr geringen elastischen Stoßrate mit nahezu 40 s für Dipolfallen sehr lang.

Zur Charakterisierung der Evaporationsrampe wurde nach jeder linearen Teilrampe mit Hilfe der Flugzeitmethode die Temperatur und die Teilchenzahl des gekühlten atomaren Ensembles bestimmt. Wie Abbildung 6.2 (b) zeigt, konnte bei der Verdampfungskühlung in der Einzelstrahlfalle ein durchaus signifikanter Kühleffekt bis hinunter zu  $T = 200$  nK erreicht werden. Aus den Temperaturen und Teilchenzahlen nach jeder Evaporationsrampe können bei bekannter mittlerer Fallenfrequenz  $\bar{\omega}$  mit den Beziehungen aus Abschnitt 6.1 die jeweiligen Spitzen-

und Phasenraumdichten, sowie die elastischen Stoßraten berechnet werden (siehe Abbildung 6.2 (b) und (c)). Dabei sind die hier gegebenen Werte ebenfalls nur als obere Grenzen zu interpretieren, da auch hier, wie bei der Berechnung der maximalen Fallentiefen, der Einfluss der Gravitation in transversaler und der Verkippung in axialer Richtung nicht berücksichtigt wurde. Stattdessen wurde Gleichung (5.22) zur Berechnung der Fallenfrequenzen verwendet, wodurch die Fallenfrequenzen und damit auch alle sich daraus ergebenden Größen in der Tendenz zu groß abgeschätzt wurden. Eine direkte experimentelle Bestimmung der atomaren Spitzendichte und der sich daraus ergebenden Werte in, beziehungsweise direkt nach Abschalten der Dipolfalle ist nicht möglich, da das atomare Ensemble zur Absorptionsdetektion vom Zustand  $|F = 1, m_F\rangle$  wieder in den Zustand  $|F = 2, m_F\rangle$  umgepumpt werden muss. Wegen der nicht vernachlässigbaren differentiellen AC-Stark-Verschiebung wird dieser Schritt bei ausgeschalteter Dipolfalle vorgenommen und dauert 1 ms. Somit ergibt die Berechnung von Spitzen- und Phasenraumdichte und elastischer Stoßrate vermutlich eine realistischere Einschätzung der tatsächlichen Gegebenheiten.

Dennoch erreicht die ebenfalls in Abbildung 6.2 (b) dargestellte Phasenraumdichte selbst mit den in der Tendenz zu hoch abgeschätzten Werten am Ende der Evaporationsrampe kaum den Wert  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 0,01$ . Das atomare Gas ist also immer noch mindestens zwei Größenordnung in der Phasenraumdichte vom quantenentarteten Regime entfernt. Der Grund dafür liegt wie erwartet in der in Abbildung 6.2 (c) dargestellten, mit  $n_0 < 10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> relativ geringen und während der Verdampfungskühlung sinkenden Spitzendichte des atomaren Ensembles. In anderen Experimenten zur BEC-Erzeugung in Einzelstrahldipolfallen werden atomare Spitzendichten von mindestens mittleren  $10^{13}$  Atomen/cm<sup>3</sup> erreicht, was wiederum eine kritische Temperatur für den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat von  $T_c \simeq 200$  nK bedeutet [190]. Die sinkende elastische Stoßrate und das deshalb ebenfalls abnehmende Verhältnis von guten zu schlechten Stößen  $R$  (siehe Abbildung 6.2 (c)) schlägt sich auch in der zum Ende der Evaporationsrampe hin verschwindenden Effizienz der Verdampfungskühlung nieder. Dies ist in dem in Abbildung 6.2 (d) dargestellten doppelt logarithmischen Graphen der Phasenraumdichte als Funktion der Teilchenzahl gut zu erkennen.

Nach Abschluss der ersten Untersuchungen zur Verdampfungskühlung in der Einzelstrahlfalle und der schwachen Hybridfalle wurde ein Heizeffekt auf die Atome durch die Verwendung der Pockelszelle entdeckt. Die genaue Ursache dieses Heizeffekts ist bislang noch ungeklärt, allerdings konnte bei aus dem Strahlengang der Dipolfalle entfernter Pockelszelle eine um eine Größenordnung tiefere Temperatur von  $T = 2 - 3$   $\mu\text{K}$ , also eine relative Falltiefe von  $\eta \sim 100$  bei gleichbleibender Atomzahl erzielt werden. Derart tiefe Temperaturen atomarer Ensembles direkt nach dem Umladen wurden bei <sup>87</sup>Rb bislang in Dipolfallen ohne zusätzliche Verdampfungskühlung nur selten und dann nur nach Anwendung spezieller optischer Kühlverfahren beobachtet [180, 148, 181, 182, 183]. Die genaue Ursache dieser sehr

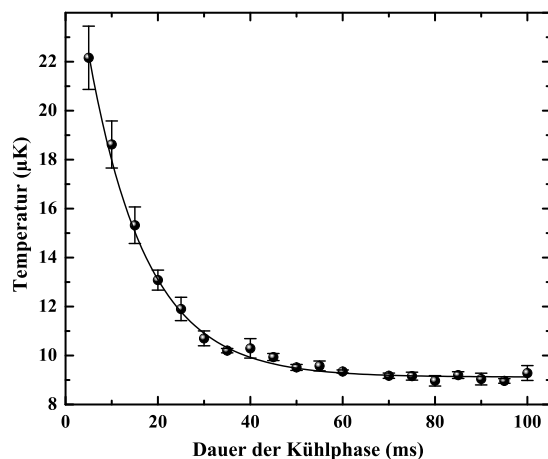


Abbildung 6.3: Temperatur der Atomwolke nach Aufheizung durch resonante parametrische Anregung als Funktion der Dauer einer erneuten optischen Kühlphase. An die Messdaten wurde ein einfacher exponentieller Zerfall angepasst. Die sich daraus ergebende Zeitkonstante beträgt  $\tau_{\text{Kühl}} = 12,5 \text{ ms}$

tiefen Temperaturen ist bislang noch unklar und aktuell Gegenstand experimenteller Studien. Allerdings scheinen die Bedingungen für effiziente Laserkühlung in diesem System sehr günstig zu sein, wie durch erste experimentelle Untersuchungen bereits eindrucksvoll bestätigt werden konnte [115].

Dafür wurde das atomare Ensemble nach Umladen in die Dipolfalle zunächst durch die in Abschnitt 5.3.3 beschriebene Methode der resonanten parametrischen Anregung auf ungefähr  $30 \mu\text{K}$  geheizt. Anschließend wurden für unterschiedliche Dauern Kühl- und Rückpumplicht mit den gleichen Parametern wie während der Umladephase auf die in der Dipolfalle gefangenen Atome eingestrahlt. Danach wurden die Temperaturen der Atomwolken mit Absorptionbildern nach 3 ms freier Fallzeit gemessen und gegen die Dauer der zusätzlichen Kühlphase aufgetragen (siehe Abbildung 6.3). Die Temperatur der atomaren Ensembles nimmt mit einer Zeitkonstanten von  $12,5 \text{ ms}$  exponentiell mit der Dauer der Kühlphase ab und sätigt in diesem Fall bei einer Temperatur von  $9 \mu\text{K}$ . Die Ursache der etwas erhöhten Temperatur der Atomwolken könnte in zusätzlichen Rauschquellen zum Beispiel durch den elektronischen Addierer zur Modulation des Fallenpotentials liegen. Dennoch lässt sich deutlich ein erstaunlich effizienter Kühleffekt der Laserfelder auf die Atome identifizieren. Die auf diese Weise in der optischen Dipolfalle erzielten Temperaturen der atomaren Ensembles von  $2 \mu\text{K}$  liegen deutlich unter den bisher in der optischen Melasse erreichten Temperaturen von  $9 \mu\text{K}$  und scheinen außerdem sehr robust gegenüber externen Magnetfeldern und etwaiger Ungleichgewichte in den Intensitäten gegenläufiger nahresonanter Laserstrahlen zu sein. Der Einfluss von Intensität und Verstimmung von Kühl- und Rückpumpplaserfeld wurde bislang noch nicht näher untersucht und könnte noch ein gewisses Potential zur Steigerung des Kühleffekts in der Dipolfalle mit sich bringen. Außerdem ist bislang nicht geklärt, welchen Einfluss die atomare Dichte auf den beobachteten Kühleffekt hat.

Aufgrund der deutlich tieferen Temperaturen bei gleicher Atomzahl und gleichbleibenden Fallenfrequenzen ist die Spitzendichte des Ensembles im hier vorliegenden Fall bereits um mehr als eine Größenordnung erhöht. Die charakteristischen

Größen der Atomwolke bei ansonsten unveränderten Parametern sind dann ein neues effektives Fallenvolumen  $V_{\text{eff}} \simeq 1,1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3$  und damit eine deutlich höhere berechnete Spitzendichte von  $n_0 \simeq 2 \times 10^{13} \text{ Atomen/cm}^{-3}$ , beziehungsweise eine berechnete Anfangsphasenraumdicke von  $\rho_{\text{PSD,ini}} \simeq 0,02$ . Somit beträgt die elastische Stoßrate nun  $\gamma_{\text{el}} = 595,5 \text{ s}^{-1}$ . Das anfängliche Verhältnis zwischen elastischen und inelastischen Stößen liegt unter der Annahme der gleichen Lebensdauer der deutlich kälteren Atome in der Dipolfalle bei  $R_0 \simeq 2 \times 10^4$ . All diese Werte lassen eine weitere Verdampfungskühlung des Ensembles in der Einzelstrahldipolfalle bis hin zur Quantenentartung als durchaus möglich erscheinen. Dies wäre die erste erfolgreiche Erzeugung eines quantenentarteten Gases in der wohl denkbar einfachsten Dipolfallenkonfiguration bei einer Wellenlänge deutlich unterhalb derer eines  $\text{CO}_2$ -Lasers. Dabei ist allerdings zu beachten, dass aufgrund des sehr hohen Abschneideparameters  $\eta$  gemäß Gleichung (6.7) hier die Fallentiefe bereits zu Beginn des Evaporationsprozesses auf unter 10 % des Anfangswerts reduziert werden muss, bevor überhaupt Verdampfungskühlung der Atomwolke eintreten kann. Dann allerdings betragen die Fallenfrequenzen in radialer und axialer Richtung lediglich noch  $\omega_r \simeq 2\pi \cdot 230 \text{ Hz}$  und  $\omega_z \simeq 2\pi \cdot 1,6 \text{ Hz}$ , die mittlere Fallenfrequenz also nur noch  $\bar{\omega} \simeq 2\pi \cdot 45 \text{ Hz}$ , mit den entsprechenden Konsequenzen für die daraus abgeleiteten Größen der Stoßrate und der Dauer zur Wiedererlangung des thermischen Gleichgewichts. Bislang wurden allerdings noch keine erneuten Studien zur Verdampfungskühlung in der Einzelstrahlfalle an diesem deutlich kälteren Ensemble durchgeführt.

#### 6.1.4 Die schwache Hybridfalle

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Untersuchungen haben deutlich gezeigt, dass die Verdampfungskühlung des atomaren Ensembles zur Bose-Einstein-Kondensation in der hier vorliegenden Einzelstrahlfalle bislang<sup>7</sup> nicht möglich war. Aufgrund des sehr schwachen axialen Einschlusses waren die Spitzendichte und damit die elastische Stoßrate des atomaren Ensembles bereits von Beginn an sehr gering und nahmen während der Verdampfungskühlung noch weiter ab, wodurch das Erreichen des quantenentarteten Regimes verhindert wurde. Eine Möglichkeit, den axialen Einschluss der Einzelstrahldipolfalle zu erhöhen, wäre die Verwendung einer deutlich kleineren Fokusgröße. Dadurch kann aber auch die Zahl der maximal in die Dipolfalle umladbaren Atome negativ beeinflusst werden. Diese Problematik kann durch die dynamische Kompression der Dipolfalle umgangen werden, was allerdings einen gewissen experimentellen Mehraufwand mit sich bringt.

In der hier vorliegenden Arbeit wurde eine alternative Möglichkeit zur Erhöhung der atomaren Dichte und damit der elastischen Stoßrate realisiert. Dazu wurde das bereits vorhandene magnetische Quadrupolfeld der 3D MOT mit einem Gradienten von  $\sim 10 \text{ G/cm}$  auch während der Haltezeit der Atome in der Dipolfalle

<sup>7</sup> vor Entdeckung der deutlich tieferen Anfangstemperaturen

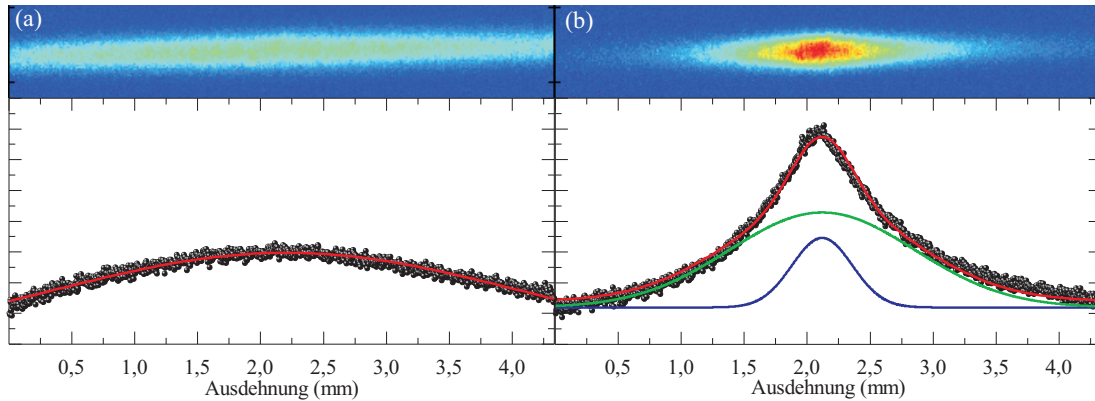


Abbildung 6.4: Erhöhung der atomaren Dichte in der schwachen Hybridfalle. Gezeigt sind die Absorptionsspektroskopischen Aufnahmen zweier Atomwolken mit jeweils  $\sim 1,5 \times 10^6$  Atomen nach 1 ms freier Fallzeit aus (a) einer Einzelstrahldipolfalle nach 180 ms Haltezeit und (b) einer schwachen Hybridfalle nach 2 s Haltezeit mit zugehöriger spaltenweise aufintegrierter Säulendichte. Die Größe der Bildausschnitte beträgt jeweils  $4,33 \times 0,4 \text{ mm}^2$ . Die atomare Verteilung in (b) besteht aus zwei Gauß-Verteilungen, wobei die schmalere die durch das schwache magnetische Quadrupolfeld zusätzlich eingeschlossenen Atome im Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  beschreibt. Die aus den angepassten Gauß-Verteilungen ermittelten  $1/\sqrt{e}$ -Radien der Atomwolken liegen in (a) bei  $\sim 1,9 \text{ mm}$  und in (b) bei  $240 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $740 \mu\text{m}$ . Eine weitere Diskussion der Ergebnisse findet sich im Text.

beibehalten. Das dadurch erzeugte Potential ist attraktiv (repulsiv) für die Atome im Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  ( $|F = 1, m_F = +1\rangle$ ), und somit hängt nun auch das zusammengesetzte Fallenpotential vom magnetischen Unterzustand der Atome ab. Ein negativer Einfluss des zusätzlichen magnetischen Quadrupolfelds auf die Lebensdauer und die Verdampfungskühlung der Atomwolke aufgrund von Majorana spin flips [55, 54] konnte nicht beobachtet werden. Dies ist auch nicht zu erwarten, wenn der Dipolfallenstrahl in Bezug auf den Nullpunkt des magnetischen Quadrupolfelds verschoben ist, wovon im hier vorliegenden Fall auszugehen ist. Allerdings konnte die genaue Ausrichtung der Dipolfalle bezüglich des Nullpunkts des magnetischen Quadrupolfelds bislang nicht experimentell bestimmt werden, da das magnetische Quadrupolfeld selbst zu schwach ist, um die relativ heißen Atome allein gegen die Gravitation zu halten.

Die Reduktion der räumlichen Ausdehnung der Atomwolke in dieser schwachen Hybridfalle im Vergleich zur Einzelstrahldipolfalle ist in Abbildung 6.4 deutlich zu erkennen. In den dort gezeigten Absorptionsspektroskopischen Bildausschnitten sind jeweils ungefähr  $1,5 \times 10^6$   $^{87}\text{Rb}$ -Atome nach einer freien Fallzeit von 1 ms dargestellt. Abbildung 6.4 (a) zeigt die Verteilung der Atomwolke in der Einzelstrahldipolfalle nach einer Haltezeit von 180 ms und Abbildung 6.4 (b) die Verteilung in der schwachen Hybridfalle nach einer Haltezeit von 2 s. Die Dichteverteilung der Atome in der schwachen Hybridfalle entspricht dabei der Summe aus zwei Gauß-Verteilungen mit unterschied-



lichem Radius. Die durch das magnetische Quadrupolfeld zusätzlich eingeschlossene Atomwolke im Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  sollte durch die Gauß-Verteilung mit kleinerer räumlicher Ausdehnung beschrieben werden. Dahingegen sollte der breitere Anteil der Wolke die Atome im magnetfeldinsensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  repräsentieren<sup>8</sup>. Diese Vermutung könnte mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Versuchs untersucht werden. Allerdings ist der Effekt des während der freien Expansion der Atomwolke zusätzlich angelegten Magnetfeldgradienten bei thermischen Atomen im Gegensatz zu quantenentarteten Gasen nicht so ausgeprägt. Aus diesem Grund wurde die genaue Verteilung der Atomwolke auf die einzelnen magnetischen Unterezustände bislang noch nicht genauer untersucht.

Der aus der axial angepassten Gauß-Verteilung ermittelte  $1/\sqrt{e}$ -Radius liegt in der Einzelstrahldipolfalle bei  $\sim 1,9$  mm, wohingegen er in der schwachen Hybridfalle mit  $240 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $740 \mu\text{m}$  auf weniger als 13 % beziehungsweise 40 % reduziert wird. Die Diskrepanz zwischen dem ermittelten Wolkenradius der Einzelstrahlfalle und der breiten Gauß-Verteilung der schwachen Hybridfalle um mehr als einen Faktor zwei wurde bislang noch nicht weiter untersucht. Eine mögliche Ursache könnte das noch nicht vollständig abgefallene magnetische Quadrupolfeld der Hybridfalle sein, welches die Detektionseffizienz vor allem des sich weiter außen befindlichen Teils der Atomwolke beeinträchtigen könnte. Darüber hinaus ist auch die Anpassung einer Gauß-Funktion an die sehr stark elongierte Atomwolke aus der Einzelstrahlfalle schwierig und es ist möglich, dass der sich daraus ergebende Radius der atomaren Verteilung nicht ganz der realen Situation entspricht.

Die mit Hilfe von Gleichung (3.11) aus den beiden Absorptionbildern ermittelten Spitzendichten betragen in (a)  $n_0 = 1,14 \times 10^{11}$  Atome/ $\text{cm}^{-3}$  und in (b)  $n_0 = 2,6 \times 10^{11}$  Atome/ $\text{cm}^{-3}$ . Die wirklichen Spitzendichten in den Fällen liegen jedoch sicher aufgrund der zusätzlich benötigten freien Fallzeit zum Umpumpen der Atome für die resonante Absorptionsdetektion noch etwas höher. Ein Einfluss des zusätzlichen magnetischen Quadrupolfelds auf die Anzahl der Atome und die Temperatur des Ensembles in der Dipolfalle konnte nicht beobachtet werden.

Der zusätzliche Einschluss der Atomwolke durch das magnetische Quadrupolfeld wirkt sich in vielerlei Hinsicht positiv auf die Verdampfungskühlung des atomaren Ensembles aus. Neben der Erhöhung der atomaren Dichte und damit der elastischen Stoßrate wird die Atomwolke während der Verdampfungskühlung vor allem bei geringen Laserintensitäten der Dipolfalle gegen die Gravitation und das verkippte Dipolfallenpotential in gewissem Maße festgehalten. Tatsächlich kann in der schwachen Hybridfalle im Gegensatz zur Einzelstrahlfalle selbst bei sehr geringen Leistungen des Dipolfallenstrahls keine signifikante axiale Schwerpunktverschiebung der Atomwolke beobachtet werden. In diesem Fall entspricht also die gemäß Gleichung (5.20) berechnete Falltiefe vermutlich besser den realen experimentellen Begebenheiten. Allerdings kann nun eine Fallenfrequenz in axialer Richtung nicht mehr so ohne Weiteres angegeben werden. Sie ist aber in jedem Fall

<sup>8</sup>Atome im Zustand  $|F = 1, m_F = +1\rangle$  werden vermutlich aus der Falle herausgedrückt.

für  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  größer als in der Einzelstrahlfalle. Da jedoch die genaue Ausrichtung der Dipolfalle bezüglich des Nullpunkts des magnetischen Quadrupolfelds bislang nicht bekannt ist, kann die genaue Form des Fallenpotentials und der daraus abgeleiteten Fallenfrequenzen noch nicht rechnerisch ermittelt werden. Stattdessen muss auf die experimentelle Bestimmung von maximaler atomarer Dichte und den daraus abgeleiteten Größen der Phasenraumdicke und der elastischen Stoßrate aus Absorptionsbildern zurückgegriffen werden. Diese Methode liefert allerdings, wie bereits im vorherigen Abschnitt erläutert, zu kleine Werte, da die Atome vor der resonanten Absorptionsdetektion zunächst für 1 ms optisch in den Zustand  $|F = 2\rangle$  umpumpt werden müssen. Die im folgenden gegebenen Messdaten sind also eher als untere Grenze für die tatsächlich erreichten Werte zu verstehen. Bei sehr tiefen Temperaturen und kleinen Fallenfrequenzen am Ende der Evaporationsrampe sollte jedoch der Einfluss der freien Expansion während der Umpumpphase nicht mehr signifikant ins Gewicht fallen. Allerdings ist dort zu beachten, dass die Atomwolken eine hohe optische Dichte erreichen und somit die Bestimmung von Atomzahl und räumlicher Verteilung der Atomwolke eventuell fehlerbehaftet ist.

Die erhöhte atomare Dichte und damit erhöhte elastische Stoßrate in der schwachen Hybridfalle versprechen bereits von Beginn an eine deutlich höhere Effizienz der Verdampfungskühlung. Diese sollte außerdem vor allem bei geringen Intensitäten der Dipolfalle erhalten bleiben, da im Gegensatz zur Einzelstrahlfalle der Einschluss in axialer Richtung hier konstant ist. Aus diesem Grund wurde in dieser neuartigen Fallenkonfiguration ein erneuter Versuch der Verdampfungskühlung des atomaren Gases bis hin zum quantenentarteten Regime unternommen. Dazu wurde, wie im Fall der Einzelstrahlfalle, zunächst die sechsstufige Evaporationsrampe auf die neuen Begebenheiten angepasst und anschließend charakterisiert. In Abbildung 6.5 (a) ist die so ermittelte Form der Evaporationsrampe graphisch dargestellt. Die Dauer der Evaporationsphase konnte im Vergleich zur Einzelstrahlfalle auf 19,5 s in etwa halbiert werden, was ein Indiz für die gesteigerte Effizienz der Verdampfungskühlung ist. Und auch die in Abbildung 6.5 (b) dargestellte Phasenraumdicke steigt jetzt selbst im letzten Schritt der Verdampfungskühlung immer noch kontinuierlich weiter bis auf  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 0,3$  an. Die Temperatur des atomaren Ensembles kann nun bis auf unter 70 nK gesenkt werden, was allerdings aufgrund der am Ende der Evaporationsrampe wieder sinkenden Spitzendichte der Atomwolke noch nicht zur Bose-Einstein-Kondensation ausreicht. Wie Abbildung 6.5 (c) zeigt, steigen Spitzendichte und elastische Stoßrate des atomaren Gases bis zum Ende der dritten bis vierten linearen Evaporationsrampe noch kontinuierlich an und man befindet sich somit im Bereich der run-away Evaporation. Allerdings führt der Einbruch der beiden Größen am Ende der Evaporationsrampe zu einer wieder sinkenden Effizienz der Verdampfungskühlung, welche auch in dem in Abbildung 6.5 (d) dargestellten doppelt logarithmischen Graphen der Phasenraumdicke als Funktion der Atomzahl beobachtet werden kann. Dies deutet darauf hin, dass die genaue Form vor allem der letzten zwei bis drei Teilschritte der Evaporati-

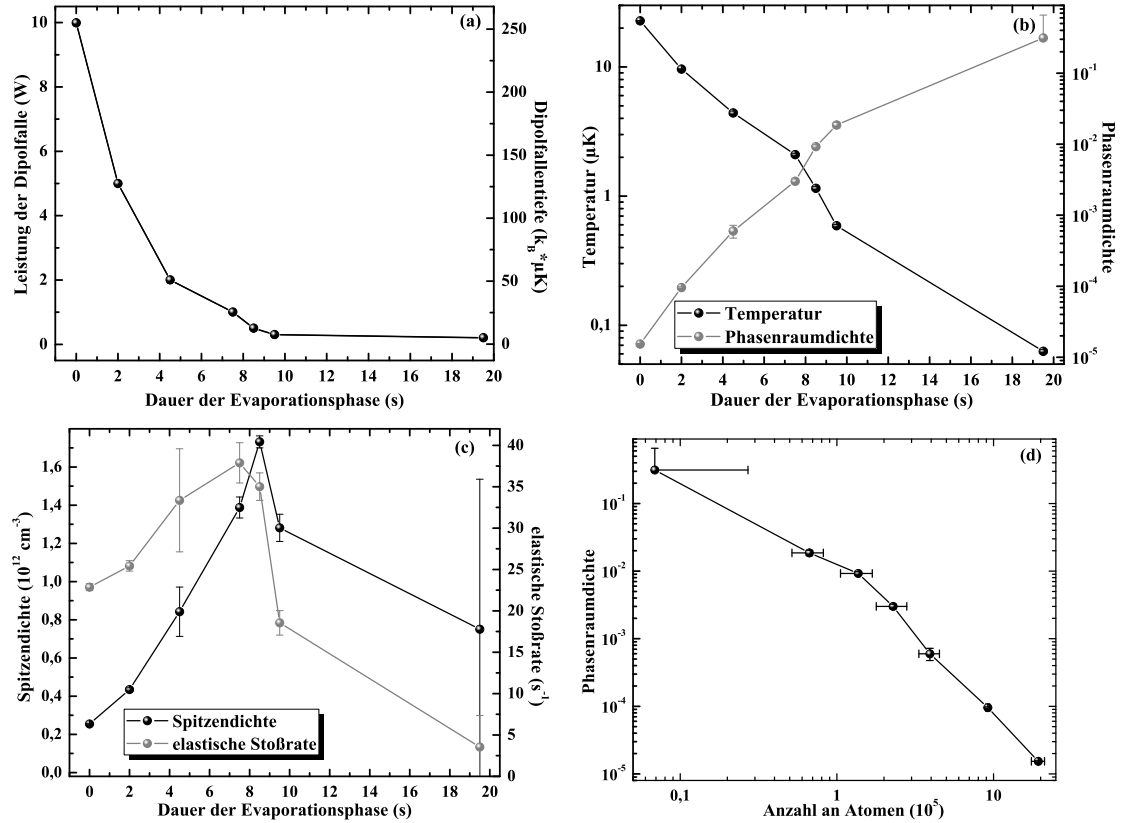


Abbildung 6.5: Charakterisierung der Verdampfungskühlung in der schwachen Hybridfalle. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf (a) der Reduktion der Fallentiefe, (b) der Temperatur und der Phasenraumdichte, sowie (c) der Spitzendichte und der elastischen Stoßrate des atomaren Ensembles. Die bis zum Ende der Evaporationsrampe hin gute Effizienz der Verdampfungskühlung ist in (d) deutlich zu erkennen.

onsrampe noch nicht optimal auf die neuen Begebenheiten angepasst ist, wofür gerade die sehr lange Dauer der letzten Evaporationsrampe ein Indiz ist. Darüber hinaus ist zu beachten, dass die Messungen zum Ende der Evaporationsrampe hin einer recht großen Schwankung unterworfen sind, da die auf die Atome eingestrahlte Intensität des Dipolfallenlaserstrahls zum Zeitpunkt dieser Messung noch nicht stabilisiert war. Dies führte zu einer gewissen Instabilität in der Verdampfungskühlung der Atomwolken und damit zu relativ stark schwankenden Werten für die Atomzahlen und somit auch für die Spitzen- und Phasenraumdichten und elastischen Stoßraten.

Abschließend soll hier noch angemerkt werden, dass nach Abschluss dieser ersten Studien zur Verdampfungskühlung auch in der schwachen Hybridfalle die bereits im vorigen Abschnitt diskutierten, deutlich tieferen Temperaturen des atomaren Ensembles direkt nach der Beladung der Falle realisiert werden konnten. Die Anfangstemperatur betrug wieder  $T \simeq 2 \mu\text{K}$  und die Phasenraumdichte lag somit direkt nach Umladen der Atomwolke bereits bei  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 0,05$ , und damit nur noch zwei Größenordnungen vom Bereich der Bose-Einstein-Kondensation entfernt. Die im vorigen Abschnitt erwähnte effiziente Laserkühlung in der Dipolfalle scheint also selbst bei zusätzlichem Magnetfeldgradienten noch hervorragend zu funktionieren. Diese deutlich besseren Voraussetzungen zusammen mit den höheren atomaren Dichten lassen sogar eine noch deutlich effizientere Verdampfungskühlung der Atomwolke erwarten.

## 6.2 Bose-Einstein-Kondensation

In diesem Abschnitt sollen die experimentellen Ergebnisse zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation in der schwachen Hybridfalle vorgestellt werden. Dazu werden zunächst die zum Verständnis der weiteren Ergebnisse benötigten wichtigsten theoretischen Grundlagen kurz erläutert. Die verschiedensten theoretischen und experimentellen Aspekte von Bose-Einstein-Kondensaten wurden bereits in zahlreichen Arbeiten ausführlich diskutiert [111, 191, 113, 114], weshalb hier nur sehr kurz auf die wichtigsten Zusammenhänge vor allem im Hinblick auf deren experimentellen Nachweis eingegangen werden soll.

### 6.2.1 Theoretische Grundlagen

Betrachtet wird ein in einem dreidimensionalen, harmonischen Potential  $U(\vec{r})$  gefangenes, nicht kondensiertes, bosonisches Gas nicht wechselwirkender Atome. Die Dichte dieses Gases ist mit dem chemischen Potential  $\mu$  ( $\mu < 0$ ) und der polylogarithmischen Funktion  $g_l(x) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{x^j}{j^l}$  gemäß [191] gegeben zu

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{(\lambda_{\text{dB}})^3} g_{3/2} \left( e^{\frac{\mu - U(\vec{r})}{k_B T}} \right). \quad (6.21)$$

Fernab vom Phasenübergang ist die Fugazität  $\tilde{z} = e^{(\mu-U(\vec{r}))/k_B T} \ll 1$  und die polylogarithmische Funktion kann durch  $g_{3/2}\left(e^{\frac{\mu-U(\vec{r})}{k_B T}}\right) \simeq \left(e^{\frac{\mu-U(\vec{r})}{k_B T}}\right)$  angenähert werden. Die Dichteverteilung in der harmonischen Falle entspricht in diesem Grenzfall der klassischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

Die makroskopische Besetzung des Grundzustands des Systems unterhalb einer bestimmten Temperatur entspricht dem Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation. Die Phasenraumdichte des atomaren Gases aus Gleichung (6.4) übersteigt in diesem Bereich gerade den kritischen Wert  $\rho_{\text{PSD},c} \simeq 1$ . Aus der Zustandsdichte  $\rho(\epsilon)$  kann die Anzahl der kondensierten Atome  $N_0$  aus

$$N - N_0 = \int_0^\infty \frac{\rho(\epsilon)}{e^{\epsilon/k_B T} - 1} d\epsilon \quad (6.22)$$

berechnet werden. Für ein gegebenes dreidimensionales harmonisches Fallenpotential mit mittlerer Fallenfrequenz  $\bar{\omega}$  ergibt sich mit der Zustandsdichte  $\rho(\epsilon) = \epsilon^2/2(\hbar\bar{\omega})^3$  für eine bestimmte Temperatur  $T$ :

$$N - N_0 = \zeta(3) \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3. \quad (6.23)$$

Dabei bezeichnet  $\zeta(n) = g_n(1)$  die Riemannsche Zeta-Funktion. Aus diesem Zusammenhang kann mit  $N_0 \rightarrow 0$  auch die kritische Temperatur des Phasenübergangs abgeleitet werden [191]:

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)}\right)^{1/3} \simeq 0,94 \frac{\hbar\bar{\omega} N^{1/3}}{k_B}. \quad (6.24)$$

Der Anteil kondensierter Atome in Abhängigkeit von der Temperatur  $T < T_c$  des thermischen Teils der Wolke ist somit

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3. \quad (6.25)$$

Das Bose-Einstein-Kondensat eines gefangenen, schwach wechselwirkenden Gases kann durch eine zeitabhängige makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi_0(\vec{r}, t) = \sqrt{n(\vec{r}, t)} e^{i\phi(\vec{r}, t)} \quad (6.26)$$

beschrieben werden. Ihre räumliche und zeitliche Entwicklung kann mit Hilfe der nichtlinearen Verallgemeinerung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung, der Gross-Pitaevskii-Gleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U(\vec{r}) + g |\Psi_0(\vec{r}, t)|^2\right) \Psi_0(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_0(\vec{r}, t) \quad (6.27)$$

beschrieben werden. Dabei bezeichnet  $g = 4\pi\hbar^2 a/m$  die Kopplungskonstante des nichtlinearen Terms, der die Wechselwirkung innerhalb des Bose-Einstein-Kondensats beschreibt. Die makroskopische Wellenfunktion kann mit der realen Funktion  $\psi_0(\vec{r})$  in einen orts- und einen zeitabhängigen Anteil separiert werden:

$$\Psi_0(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r}) e^{-\frac{i\mu t}{\hbar}}, \quad (6.28)$$

wobei  $\psi_0(\vec{r})$  gemäß  $\int \psi_0^2(\vec{r}) d\vec{r} = N_0$  auf die gesamte Anzahl an kondensierten Teilchen normiert ist. Gleichung (6.27) wird dann zur stationären Gross-Pitaevskii-Gleichung

$$\left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U(\vec{r}) + g |\psi_0(\vec{r})|^2 \right) \psi_0(\vec{r}) = \mu \psi_0(\vec{r}). \quad (6.29)$$

In vielen Fällen kann der Term der kinetischen Energie gegenüber  $g |\psi_0(\vec{r})|^2$  vernachlässigt werden und man erhält die Thomas-Fermi-Näherung. Diese ist von großem praktischem Nutzen, da sie auf die meisten experimentell erzeugten BECs gut anwendbar ist. Das Dichteprofil des Kondensats kann in dieser Näherung als

$$n_c(\vec{r}) = \max \left[ \frac{\mu - U(\vec{r})}{g}, 0 \right] \quad (6.30)$$

geschrieben werden und ergibt für ein harmonisches Fallenpotential eine Dichteverteilung gemäß einer invertierten Parabel [192, 191]. Diese Verteilung hebt sich deutlich von der Gauß-Verteilung einer thermischen Wolke ab und stellt damit ein klares Charakteristikum für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation dar. In Thomas-Fermi-Näherung ergibt sich das chemische Potential zu

$$\mu = \frac{1}{2} (15\hbar^2 \sqrt{m} N_0 \bar{\omega}^3 a)^{\frac{2}{5}}. \quad (6.31)$$

Die Dynamik der freien Expansion eines Bose-Einstein-Kondensats [193] ist ebenfalls von großer Bedeutung, da im Experiment üblicherweise ein Großteil der Information über das BEC aus Absorptionsbildern expandierter Atomwolken gewonnen wird. Neben der Dichteverteilung der Atomwolke gemäß einer invertierten Parabel ist ein weiteres Charakteristikum von kondensierten Gasen in nichtsphärischen harmonischen Fallen ihre anisotrope Expansion nach Abschalten der Falle, die zu einer Drehung des Aspektverhältnis der Atomwolke führt. Dabei sorgt die Wechselwirkung in der Richtung des stärkeren Einschlusses für einen höheren Impuls und damit einer stärkeren Expansion der Atome in diese Richtung, wobei die Dichteverteilung der invertierten Parabel während der Expansion erhalten bleibt. Die zeitabhängigen Radien  $R_i(t)$  der Atomwolke mit  $i = \{x, y, z\}$  können bei Kenntnis der Fallenfrequenzen  $\omega_i$  gemäß [193, 191] berechnet werden:

$$R_i(t) = R_i(0) b_i(t) = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}} b_i(t). \quad (6.32)$$

Die Skalierungsparameter  $b_i(t)$  gehorchen dabei einem System dreier gekoppelter Differentialgleichungen:

$$\ddot{b}_i - \frac{\omega_i^2}{b_i b_x b_y b_z} = 0. \quad (6.33)$$

Für eine zigarrenförmige, stark elongierte Falle mit Aspektverhältnis  $\lambda = \omega_z/\omega_r \ll 1$  können diese Gleichungen analytisch gelöst werden [193]. Mit der dimensionslosen Zeit  $\tau = \omega_r t$  expandiert die Wolke dann in der radialen Richtung des starken Einschlusses mit  $b_r(\tau) = \sqrt{1 + \tau^2}$ , und in der axialen Richtung des schwachen Einschlusses mit  $b_z(\tau) = 1 + \lambda^2(\tau \arctan[\tau] - \ln[\sqrt{1 + \tau^2}])$ . Die Wolke der kondensierten Atome ändert also während der freien Expansion ihre Form von der einer Zigarre (oblat) zu der eines Pfannkuchens (prolat). Neben der Dichteverteilung der Atomwolke gemäß einer invertierten Parabel wird diese Drehung des Aspektverhältnis häufig als zweites Charakteristikum zum experimentellen Nachweis der Bose-Einstein-Kondensation herangezogen.

## 6.2.2 Experimentelle Realisierung

Gemäß Abschnitt 6.1.4 ist das atomare Gas am Ende der Evaporationsrampe mit  $T < 70$  nK bereits sehr kalt und befindet sich mit  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 0,3$  sehr dicht am quantenentarteten Regime. Allerdings ist die Spitzendichte des atomaren Ensembles bei diesen sehr kleinen Fallentiefen und Fallenfrequenzen mit  $n_0 \lesssim 10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> immer noch zu klein, sodass trotz den sehr tiefen Temperaturen noch keine Bose-Einstein-Kondensation beobachtet werden kann. Um zur Bose-Einstein-Kondensation zu gelangen, muss das atomare Gas also noch weiter abgekühlt werden. Aufgrund einer nicht optimalen Justage war die minimal mit Hilfe der Pockelszelle einstellbare Leistung des Dipolfallenlaserstrahls allerdings auf  $P_{\text{min}} \simeq 0,2$  W begrenzt. Mit dieser Methode konnte also eine weitere erzwungene Verdampfungskühlung der Atomwolke auf deutlich unter 70 nK nicht erreicht werden.

Aus diesem Grund wurde in der letzten Evaporationsrampe zusätzlich die Ausgangsleistung des Dipolfallenlasers selbst um ungefähr 20 % reduziert. Somit konnte dann weltweit erstmals der in Abbildung 6.6 dargestellte Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2 \mu\text{m}$  beobachtet werden. Die dort gezeigten Absorptionbilder wurden alle mit einer freien Fallzeit der Atomwolken von 21 ms aufgenommen und zeigen einen Bildausschnitt von  $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ . Abbildung 6.6 (a) zeigt eine noch thermische Wolke mit  $3,1 \times 10^4$  Atomen bei einer gemäß den Gleichungen (3.8) und (6.4) aus dem Absorptionbild ermittelten Temperatur von 72 nK und einer Phasenraumdicke von  $\rho_{\text{PSD}} \simeq 0,7$ . In Abbildung 6.6 (b) und (c) hingegen befindet sich die Wolke im Bereich des Phasenübergangs, was durch die bimodale Impulsverteilung der Atomwolke deutlich wird. Ein Teil des aufintegrierten Querschnitts der optischen Dichte des Absorptionbilds kann nicht mehr durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden, wie sie für eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung zutreffen würde. Stattdessen

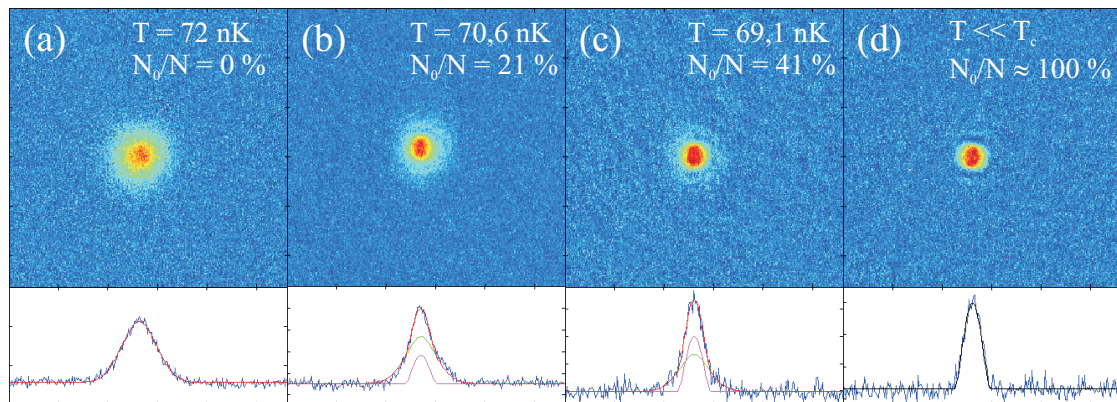


Abbildung 6.6: Darstellung des Phasenübergangs zur Bose-Einstein-Kondensation in der schwachen Hybridfalle. Die Absorptionsspektroskopie-Aufnahmen zeigen Atomwolken nach erzwungener Verdampfungskühlung bei unterschiedlichen Temperaturen des thermischen Teils der Wolke. Die freie Fallzeit beträgt jeweils 21 ms und die Bildausschnitte sind jeweils  $900 \times 900 \mu\text{m}^2$  groß. In (a) befindet sich die Atomwolke mit  $3,1 \times 10^4$  Atomen und  $T = 72$  nK knapp unterhalb des Phasenübergangs und kann noch gänzlich durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden. In (b) und (c) wiederum kann deutlich die für das Eintreten der Bose-Einstein-Kondensation charakteristische bimodale Verteilung der Atomwolke beobachtet werden. Der jeweilige kondensierte Anteil und die Temperaturen der thermischen Anteile der Atomwolken ist in den Bildern vermerkt. Die Atomzahlen der thermischen Anteile sind im Text genannt. Zur Vervollständigung ist in (d) zusätzlich noch ein quasi reines Kondensat mit  $1 \times 10^4$  Atomen dargestellt.

gleicht der Querschnitt einer umgekehrten Parabel, dem Charakteristikum für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation. Die Teilchenzahl des thermischen Teils der Wolke beträgt noch  $1,8 \times 10^4$  beziehungsweise  $1,0 \times 10^4$  und deren Temperatur ist auf 70,6 beziehungsweise 69,1 nK abgefallen. Der Anteil der Atome im BEC beträgt  $4,9 \times 10^3$  beziehungsweise  $7,1 \times 10^3$  Teilchen und entspricht damit einem Anteil von 21 % beziehungsweise 41 % der Gesamtatomzahl. Abbildung 6.6 (d) schließlich zeigt ein quasi reines Kondensat mit  $1 \times 10^4$  Teilchen und einem nicht mehr zuverlässig detektierbaren thermischen Anteil.

Die Drehung des Aspektverhältnis der Atomwolke mit längerer freier Expansionszeit, das zweite Charakteristikum für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation, konnte am bestehenden Aufbau bislang nicht beobachtet werden, da die Erzeugung der Bose-Einstein-Kondensate noch nicht mit ausreichender Reproduzierbarkeit durchgeführt werden konnte. Dies kann dadurch erklärt werden, dass der bislang im Strahlengang des Dipolfallenlaserstrahls befindliche polarisierende Strahlteiler sehr anfällig auf die auf ihn eingestrahlte Laserintensität ist (siehe Abschnitt 5.2). Somit führt die Reduktion der Ausgangsleistung des Faserlasers im letzten Teil der Verdampfungskühlung möglicherweise zu einer räumlichen Verschiebung der Fokusposition des Dipolfallenstrahls und damit zu einer nicht



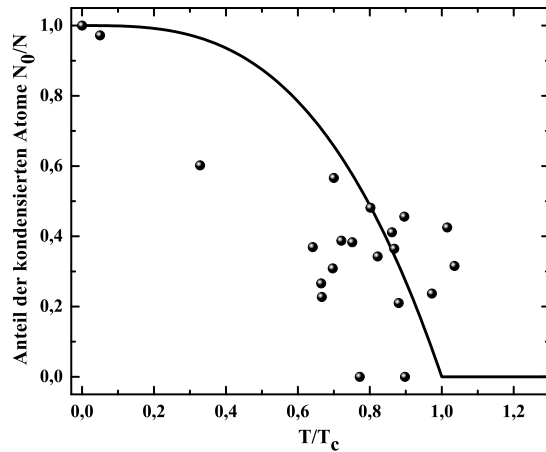


Abbildung 6.7: Anteil der kondensierten Atome als Funktion der Temperatur des thermischen Anteils der Atomwolke. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretische Kurve gemäß Gleichung (6.25). Eine Anpassung dieser Gleichung an die experimentellen Datenpunkte ergibt eine kritische Temperatur von  $T_c = 80$  nK.

kontrollierbaren und nicht abschätzbaren Änderung der Parameter der schwachen Hybridfalle.

Abbildung 6.7 zeigt den aus den Absorptionsbildern mehrerer Messdurchläufe ermittelten Anteil der Atomwolke im Bose-Einstein-Kondensat als Funktion der Temperatur des thermischen Anteils der Wolke erkennen. Die durchgezogene Linie stellt den theoretisch erwarteten Verlauf der Datenpunkte gemäß Gleichung (6.25) dar. Eine Anpassung dieses erwarteten Verlaufs an die experimentellen Datenpunkte ergibt eine kritische Temperatur des Phasenübergangs von  $T_c = 80$  nK.

Die Reproduzierbarkeit der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats sollte in Zukunft durch einige inzwischen bereits vorgenommene Verbesserungen am experimentellen Aufbau erhöht werden können. So wurde die Strahljustage der Pockelszelle korrigiert, sodass der Laserstrahl nun ohne Veränderung der Ausgangsleistung des Faserlasers auf unter 10 mW reduziert werden kann. Zusätzlich wurde zur besseren Kontrolle der auf die kalten Atome eingestrahlten Laserleistung die in Abschnitt 5.2 bereits erwähnte zweite Intensitätsstabilisierung des Laserstrahls implementiert. Durch eine Anpassung der Evaporationsrampe auf diese neuen experimentellen Begebenheiten und die deutlich tieferen Anfangstemperaturen der atomaren Ensembles sollte in Zukunft neben der Reproduzierbarkeit auch die Zahl der kondensierten Atome erhöht und die zur Kondensation benötigte Zeit noch weiter verkürzt werden können.

---

## AUSBLICK

Der während dieser Arbeit realisierte experimentelle Aufbau und die erfolgreiche Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats damit ermöglichen eine große Fülle an weiterführenden Untersuchungen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der ersten Realisierung eines differentiellen atomaren Gravimeters mit den Elementen Rubidium und Kalium und damit der experimentelle Test des Äquivalenzprinzips auf Quantenebene [43, 45]. Dieses Prinzip ist eine fundamentale Hypothese der allgemeinen Relativitätstheorie und die hier angestrebte Überprüfung könnte einen entscheidenden Schritt hin zur Vereinigung von Quantenmechanik und allgemeiner Relativitätstheorie bedeuten [194]. Darüber hinaus ist an dem vorliegenden Aufbau auch die Untersuchung einer Fülle weiterer, teilweise mit der Realisierung und Optimierung der Gravimeter verknüpfter Fragestellungen denkbar [97].

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals innerhalb von  $\sim 20$  s ein Bose-Einstein-Kondensat mit  $10^4$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm erzeugt werden. Dabei demonstrieren die bislang erzielten Ergebnisse jedoch lediglich die grundsätzlichen Möglichkeiten des experimentellen Konzepts. Sowohl die Anzahl der Atome, als auch die zur Erzeugung der Kondensate benötigte Dauer können in Zukunft noch verbessert werden. Einige der dafür benötigten Verbesserungen, wie zum Beispiel eine deutlich verbesserte Kontrolle der Laserintensität der Dipolfalle wurden bereits erfolgreich implementiert. Durch diese Modifikationen kann der auf die Atome fokussierte Laserstrahl der Dipolfalle nun kontrolliert auf Leistungen von weniger als 10 mW reduziert werden, ohne die Ausgangsleistung des Faserlasers selbst verändern zu müssen. Diese Modifikationen sollten in Zukunft auch die Stabilität der Kondensaterzeugung deutlich erhöhen. Um die Anzahl an Atomen im Kondensat zu erhöhen, sollte jedoch zunächst mit den in Abschnitt 4.3 vorgestellten Methoden versucht werden, die Dichte der Atomwolke während der Beladephase der Dipolfalle deutlich zu erhöhen. Dies und eine zusätzliche Vergrößerung des Volumens der Dipolfalle durch

zum Beispiel ein in den Strahlengang der Dipolfalle eingebautes Teleskop sollte die Laderate der Dipolfalle signifikant erhöhen. Die bereits in anderen Experimenten beobachtete anfängliche Anzahl von  $3 \times 10^7$  Atomen direkt nach Beladung der Dipolfalle [149] sollte auch hier realisierbar sein. Sollte für dieses dichtere atomare Ensemble der in Abschnitt 6.1.3 vorgestellte Kühleffekt weiterhin ähnlich tiefe Temperaturen erzeugen, so wären damit hervorragende Voraussetzungen für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit einigen  $10^5$  Atomen gegeben. Durch Verschieben der Linsen des zusätzlich in den Strahlengang eingebauten Teleskops könnte die Dipolfalle außerdem dynamisch komprimiert werden [147, 112], um so die Effizienz der Verdampfungskühlung deutlich zu steigern. Durch die soeben skizzierten Maßnahmen sollte die Erzeugung eines  $^{87}\text{Rb}$ -BECs mit einigen  $10^5$  Atomen innerhalb weniger Sekunden im vorliegenden Aufbau in einem absehbaren Zeitrahmen möglich sein.

Im Anschluss an die Optimierung der schnellen BEC-Erzeugung sollten dann die ersten Schritte zur Realisierung eines mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen betriebenen hochauflösenden Gravimeters unternommen werden. Zu diesem Zweck wird die Experimentierkammer in Kürze um eine separate Detektionskammer für die effiziente zustandsselektive Fluoreszenzdetektion der atomaren Ensembles erweitert werden. Nach dem in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Umbau des Lasersystems kann dann das Anregen stimulierter Raman-Übergänge und die in Abschnitt 3.2.4 erläuterte geschwindigkeitsselektive Zustandspräparation untersucht und optimiert werden. Die stimulierten Raman-Übergänge werden im zukünftigen Atominterferometer zur kohärenten Aufspaltung, Reflexion und Rekombination der atomaren Wellenpakete dienen. Für die Anregung geschwindigkeitsselektiver Raman-Übergänge werden die beiden entgegengesetzt zirkular polarisierten Raman-Laserstrahlen nach dem ersten Durchgang durch die Atomwolke exakt in sich zurück reflektiert. Um dabei die Sensitivität des Gravimeters auf Vibrationsrauschen auf ein Minimum zu reduzieren, muss der für die Rückreflexion der Raman-Laserstrahlen verwendete Spiegel von Vibrationen isoliert werden [86]. Dafür wird es nötig sein, den experimentellen Aufbau deutlich zu modifizieren. Nach der Vollendung dieser Vorarbeiten kann dann schließlich die gesamte Gravimetersequenz im Experiment implementiert und erste systematische Untersuchungen hinsichtlich verschiedenster Rausch- und Unsicherheitsquellen durchgeführt werden [77, 93, 82].

Nach dem Umbau des Lasersystems kann außerdem das Kühlen und Fangen der drei unterschiedlichen Kaliumisotope [195] und der simultane Betrieb der 2D/3D MOT mit Rubidium und Kalium untersucht und optimiert werden. Im Hinblick auf die Gravimetrie mit thermischen Kaliumatomen werden dabei besonders die für die drei Isotope minimal realisierbaren Temperaturen nach der optischen Melassephase von großem Interesse sein. Diese liegen wegen der deutlich kleineren Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands nach bisheriger experimenteller Erfahrung über eine Größenordnung über den mit  $^{87}\text{Rb}$  minimal erreichbaren Tem-

peraturen<sup>1</sup>. Die kleinere Masse der Kaliumatome führt zusammen mit den höheren Temperaturen gemäß Gleichung (3.9) zu einer deutlich stärkeren thermischen Expansion der Kaliumwolken. Daher kann eine effiziente Fluoreszenzdetektion der in der Detektionszone dadurch sehr stark ausgedünnten Kaliumwolke deutlich negativ beeinträchtigt werden. Eine mögliche Lösung dieses Problems besteht darin, die Kaliumwolken vor Beginn der Interferometriephase in die optische Dipolfalle umzuladen und dort zunächst evaporativ zu kühlen. Die erfolgreiche Realisierung dieses Schritts wiederum eröffnet dann auch die Möglichkeit, die Kaliumatome in der Dipolfalle unter Umständen zusammen mit den Rubidiumatomen zur Quantenentartung zu kühlen. Da Kalium neben zwei bosonischen auch ein fermionisches Isotop besitzt, könnten mit diesen quantenentarteten Gasen mit unterschiedlicher Spinstatistik die experimentellen Möglichkeiten nicht nur für die Interferometrie deutlich erweitert werden.

Doch zuvor müssen die bereits skizzierten und für Rubidium und Cäsium ausgereiften Techniken der Präzisionsinterferometrie mittels Raman-Übergängen weltweit erstmals auf das neue Element Kalium ausgeweitet werden. Die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands liegt bei allen drei Kaliumisotopen unter 1,5 GHz und damit deutlich unter den Werten für Cäsium und Rubidium. Es wird interessant sein zu untersuchen, wie dieser Unterschied zusammen mit der deutlich stärkeren thermischen Expansion die Auflösung und die Eigenschaften des mit Kalium betriebenen Gravimeters hinsichtlich Rauschen und systematischen Fehlern im Vergleich zum Gravimeter mit Rubidium beeinflussen. Ohnehin ermöglicht die Realisierung der beiden atomaren Gravimeter, unter Umständen mit Hilfe der Dipolfalle, am nahezu selben Ort<sup>2</sup> und in der gleichen experimentellen Umgebung eine ganze Fülle höchst interessanter neuer detaillierter metrologischer Untersuchungen und Vergleichsmessungen. All diese Studien werden schließlich zu einem neuartigen Test des Äquivalenzprinzips auf Quantenebene beitragen, indem die Messergebnisse für die Fallbeschleunigung der beiden unterschiedlichen Elemente präzise miteinander verglichen werden. Dabei sollten durch die Verwendung einer differentiellen Messmethode unterschiedlichste, für beide Elemente gleichermaßen auftretende Rauschquellen effizient unterdrückt werden können [45].

Für die Realisierung der für die Interferometrie mit Atomen benötigten Strahlteiler ist bislang die Verwendung stimulierter geschwindigkeitsselektiver Raman-Übergänge geplant. Der somit effektiv auf die atomaren Wellenpakete übertragene Impuls entspricht gemäß Gleichung (2.7) ungefähr dem doppelten Photonenimpuls. Neueste Entwicklungen in der Atominterferometrie gehen jedoch dahin, Strahlteiler mit einem deutlich höheren Impulsübertrag („*Large Momentum Transfer Beam Splitter*“, kurz: LMTBS) von bis zu  $88 \hbar \vec{k}_L$  zu verwenden [196]. Dabei ist der maximal übertragbare Photonenimpuls bislang lediglich durch die verfügba-

<sup>1</sup>1,5  $\mu\text{K}$  für  $^{87}\text{Rb}$  [49] gegenüber 15  $\mu\text{K}$  für  $^{40}\text{K}$  [120]

<sup>2</sup>Der Unterschied im Gravitationspotential der beiden Spezies, der sogenannte *gravitational sag*, muss in Abhängigkeit von der Auflösung der beiden Interferometer mit berücksichtigt werden.

re Laserleistung begrenzt. Dieser deutlich größere Impulsübertrag führt wiederum gemäß Gleichung (2.13) bei gleichbleibender freier Entwicklungszeit  $T_I$  [197] zu einer höheren Sensitivität für Phasenänderungen in den beiden einzelnen Interferometern und damit zu einem deutlich verbesserten Test des Äquivalenzprinzips. Die Verwendung dieser neuartigen Strahlteiler hat neben der größeren vom Interferometer in der Raumzeit eingeschlossenen Fläche auch den Vorteil, dass dafür typischerweise nur der Impulszustand, nicht aber der interne Zustand des Atoms geändert wird. Dadurch fallen systematische Fehler im Interferometer aufgrund des Zeeman-Effekts oder der differentiellen AC-Stark-Verschiebung der beiden Hyperfeingrundzustände weg.

All die bislang hinsichtlich der Gravimetrie und dem Test des Äquivalenzprinzips erwähnten Untersuchungen können im Wesentlichen an kalten, aber noch nicht quantenentarteten Gasen durchgeführt werden. Durch die Verwendung ultrakalter ( $T \ll 2 \mu\text{K}$ ) oder sogar quantenentarteter Gase eröffnet sich ein ganzer Bereich an neuen Möglichkeiten, die Stabilität und Genauigkeit der atominterferometrischen Messungen noch weiter zu erhöhen. Zum Einen führt die Corioliskraft im Gravimeter zu einem Sagnac-Effekt und damit zu einem von der horizontalen Geschwindigkeitskomponente abhängigen systematischen Fehler [86]. Theoretisch fällt dieser Effekt für eine symmetrische und um Null zentrierte Geschwindigkeitsverteilung weg, wenn die Detektionseffizienz über die ganze Wolke als homogen angenommen werden kann. Experimentelle Inhomogenitäten führen jedoch im Allgemeinen zu leichten Verschiebungen. Zum Anderen induzieren Aberrationen in den Wellenfronten der Raman-Strahlteiler Phasenverschiebungen im Interferometer, die von den Trajektorien der einzelnen Atome abhängen [198]. Schwankungen der aus der optischen Melasse freigegebenen Atome in Position und Geschwindigkeit auf kurzen Zeitskalen führen zu einer weiteren Begrenzung der Sensitivität. Diese beiden limitierenden Faktoren können durch die Verwendung von in optischen Dipolfallen erzeugten, ultrakalten oder quantenentarteten Gasen mit Temperaturen im Bereich von wenigen 100 nK oder darunter minimiert werden.

Auch in vielerlei anderer Hinsicht bietet die Verwendung ultrakalter Gase Vorteile gegenüber den bislang üblicherweise verwendeten relativen heißen Ensembles. So ermöglichen die tieferen Temperaturen eine bessere Kontrolle über die atomaren Wellenpakete und damit eine höhere Effizienz von annähernd 100 % in jedem einzelnen Strahlteilungsprozess des Atominterferometers [199], selbst nach langer freier Entwicklungszeit. Außerdem kann bei ultrakalten Gasen der Eingangszustand des Atominterferometers mit höherer Reinheit präpariert werden, da die Präparation deutlich vereinfacht ist<sup>3</sup> und mit höherer Effizienz von ebenfalls nahezu 100 % durchgeführt werden kann [200]. All diese Aspekte führen bei gleicher freier Entwicklungszeit  $T_I$  zwischen den einzelnen Strahlteilerpulsen zu einem deut-

---

<sup>3</sup>Im vorliegenden Fall zum Beispiel müssen die Atome lediglich noch zum Beispiel mittels schneller adiabatischer Passage in den magnetfeldinsensitiven Unterzustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  überführt werden.

lich erhöhten Kontrast [199] und damit zu erhöhter Sensitivität bei Verwendung von extrem kalten atomaren Ensembles. Anders ausgedrückt sollte bei gleichbleibendem Kontrast des Interferometers die freie Entwicklungszeit  $T_I$  und damit die minimale Phasenauflösung  $\Delta\Phi$  im Vergleich zu den relativ heißen Atomen nach einer optischen Melasse deutlich erhöht werden können. Auch die Detektion der Ausgangszustände der Atominterferometer sollte bei ultrakalten Gasen mit deutlich höherem Signal-zu-Rauschverhältnis möglich sein, da in diesem Fall die resonante Absorptionsdetektion statt der Fluoreszenzdetektion verwendet werden kann [199]. Zusätzlich zu den „klassischen“ Verbesserungen“ erlauben bosonische quantenentartete Gase aufgrund ihrer nichtlinearen Eigenschaften die Verwirklichung neuartiger „gequetschter“ und verschränkter Eingangszustände im Interferometer [61, 62, 63, 64]. Die Verbindung aller „klassischen“ und „nichtklassischen“ Verbesserungen sollte es in Zukunft ermöglichen, die Sensitivität der interferometrischen Messung deutlich über die durch das Schrotrauschen gegebene Begrenzung zu erhöhen [201].

Allerdings ist die Interferometrie mit quantenentarteten Gasen im Vergleich zu kalten atomaren Ensembles neben der deutlich geringeren Wiederholungsrate des Experiments auch einigen fundamentalen Beschränkungen unterworfen. So wird durch die üblicherweise erhöhte atomare Dichte in Bose-Einstein-Kondensaten zum Einen eine Dephasierung zwischen den beiden aufgespaltenen Materiewellen verursacht [202, 203]. Diese Dephasierung führt im Atominterferometer wiederum zu einem Kontrastverlust und limitiert somit die maximale freie Entwicklungszeit. Die Dephasierung kann jedoch durch die Verwendung von bezüglich der Atomzahl gequetschter Eingangszustände im Interferometer unterdrückt werden [68]. Andererseits sorgen die erhöhten atomaren Dichten auch für Stoßverschiebungen und damit für schwer kontrollierbare systematische Fehler im Atominterferometer [204, 69, 205].

Dieser unerwünschte Effekt sollte bei der Atominterferometrie mit einkomponentigen quantenentarteten Fermi-Gasen nicht auftreten, da dort die Stoßwechselwirkung der Atome untereinander aufgrund des Pauli-Prinzips verboten ist [70]. Allerdings ist zum Einen zu beachten, dass im Gegensatz zum Bose-Einstein-Kondensat im vollständig quantenentarteten Fermi-Gas alle Niveaus der Falle bis zur Fermi-Energie  $E_F$  besetzt sind. Somit ist die maximale atomare Dichte begrenzt und liegt üblicherweise mehr als eine Größenordnung unter der eines BECs. Zusätzlich hängt die im atomaren Gas gespeicherte potentielle Energie von den Fallenfrequenzen ab und wird nach dem Abschalten der Falle in kinetische Energie umgewandelt. Dies hat wiederum eine im Vergleich zum bosonischen Gas stärkere Expansion des fermionischen Systems zur Folge. Die ohnehin schon dünnere Wolke dünnt damit also auch schneller aus und limitiert so wiederum die maximal mögliche freie Entwicklungszeit im Interferometer. Zum Anderen konnte vor Kurzem mit Hilfe von Rabi-Oszillationen auch in fermionischen Systemen eine dichteabhängige Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs in  $^{87}\text{Sr}$  nachgewiesen

werden [206]. Die Ursache hierfür liegt darin, dass das Laserfeld für die Spektroskopie und somit die Anregung des atomaren Gases nicht räumlich homogen ist. Entsprechend sind nach dem Spektroskopieimpuls nicht mehr alle Atome in ein und dem selben Superpositionszustand und damit also nicht mehr ununterscheidbar [207]. Daraus wird ersichtlich, dass für die Arbeit mit Fermionen eine räumlich möglichst homogene Anregung essentiell ist, um diesen systematischen Fehler zu unterdrücken.

Desweiteren ist bei der Interferometrie mit fermionischen Atomen zu beachten, dass kein Zeeman-Zustand mit  $|m_F = 0\rangle$  existiert. Das bedeutet, dass das atomare Ensemble während der Interferometriephase mit externen Magnetfeldern in erster Ordnung wechselwirkt und somit mit deutlich höheren systematischen Fehlern zu rechnen ist. In optischen Uhren wurden Methoden entwickelt, diesen systematischen Fehler zu eliminieren [208, 209]. Dabei wird abwechselnd der atomare Zustand mit dem höchsten und dem niedrigsten magnetischen Unterszustand  $|m_F\rangle$  spektroskopiert. Da die Atome hier nun in erster Ordnung mit externen Magnetfeldern wechselwirken, genügt ein deutlich kleineres externes Magnetfeld, um die beiden Zustände des ansonsten verbotenen Uhrenübergangs miteinander zu mischen. Für diese sehr schwachen Magnetfelder kann die Verschiebung der spektroskopierten Zustände durch höhere Ordnungen des Zeeman-Effekts vernachlässigt werden und der Wert für die gesuchte Übergangsfrequenz sollte genau in der Mitte zwischen den beiden experimentell ermittelten Werten liegen. Durch die alternierende Vermessung der beiden Zustände mit extremaler Magnetquantenzahl und die anschließende Differenzenbildung sind bei diesem Messverfahren die Anforderungen an die zeitliche Stabilität des externen Magnetfelds deutlich reduziert. Inwiefern diese Methode jedoch auf das hier angestrebte Gravimeter vor allem mit zwei Spezies unterschiedlicher Spinstatistik in differentieller Messung übertragbar ist, muss erst noch im Experiment ermittelt werden. Alternativ dazu könnten durch die Verwendung von Strahlteilern, bei denen der interne Zustand des Atoms nicht geändert wird, die beiden soeben erwähnten systematischen Fehler vermieden werden.

Abschließend soll hier noch erwähnt werden, dass die atomare Dichte von sowohl Bose-Einstein-Kondensaten, als auch quantenentarteten Fermi-Gasen mehrere Größenordnungen über der kalten Atomwolke nach optischer Melasse oder ähnlichen optischen Kühlverfahren liegt. Diese Tatsache ist natürlich einerseits im Hinblick auf längere freie Entwicklungszeiten im Interferometer erwünscht. Andererseits wird durch diese höheren Dichten jedoch auch der Brechungsindex der Atomwolke beeinflusst, was ebenfalls zu Abweichungen bei Präzisionsmessungen führen kann [210]. Ein möglicher Lösungsansatz, um all den erwähnten, negativen dichteabhängigen Effekten in quantenentarteten Gasen entgegen zu wirken, besteht in der Reduzierung der atomaren Dichte der quantenentarteten Gase nach deren Erzeugung. Dafür muss die Falle adiabatisch auf Fallenfrequenzen im Bereich weniger Hertz geöffnet [211] werden. Um diese sehr tiefen Fallenfrequenzen

---

jedoch trotz des Einflusses des Schwerfelds der Erde zu ermöglichen, muss eine spezielle gravito-magnetische Falle verwendet werden. Allerdings sind dann neben dem für die Interferometrie störenden magnetischen Feld auch die Atomzahlen mit wenigen tausend sehr gering. Eine Alternative könnten in diesem Zusammenhang Experimente unter Schwerelosigkeit darstellen [114, 212, 205].

Mit der Atominterferometrie mit quantenentarteten Gasen wird folglich ein völlig neues Feld an faszinierenden Möglichkeiten, aber auch großen Herausforderungen eröffnet. Zunächst wird zu zeigen sein, dass die diskutierten systematischen Einschränkungen bei der Verwendung quantenentarteter Gase mit der für hochauflösende Messungen nötigen Präzision kontrolliert werden können, und inwiefern damit die Genauigkeit und Stabilität des Interferometers im Vergleich zur Verwendung kalter atomarer Ensembles verbessert werden kann. Zusätzlich wird es interessant sein, die Interferometrie mit bosonischer und fermionischer quantenentarteter Materie bezüglich technischer Herausforderungen und systematischer Fehlerquellen zu untersuchen und zu vergleichen [71]. Dazu bietet der im Rahmen dieser Arbeit realisierte Aufbau optimale Voraussetzungen, da Kalium ein fermionisches und zwei bosonische stabile Isotope besitzt, die alle ins quantenentartete Regime überführt werden können [58, 72, 73].

Somit lässt sich also abschließend festhalten, dass mit dieser Arbeit der Grundstein für eine ganze Reihe höchst interessanter, elementarer systematischer Untersuchungen im Bereich der Atominterferometrie gelegt wurde. Insbesondere für die grundlegende Erforschung der Interferometrie mit quantenentarteten Gasen unterschiedlicher atomarer Spezies und unterschiedlicher Spinstatistik wurde mit dem Konzept und der Realisierung des Diodenlasersystems und der erstmaligen Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer optischen Dipolfalle im vorgestellten experimentellen Aufbau eine sehr flexible und nachhaltige Testumgebung geschaffen. All diese Untersuchungen werden die Antwort geben, ob ultimativ ein hoch präziser Test des Äquivalenzprinzips auf Quantenebene mit den Mitteln der differentiellen atomaren Präzisionsgravimetrie möglich ist und somit die Atominterferometrie zur grundlegenden Erforschung der Physik jenseits des Standardmodells der Elementarteilchenphysik beitragen wird.





# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] A. Einstein, *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*.  
Ann. Phys., **17**, 891 (1905).
- [2] A. Einstein, *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*.  
Ann. Phys., **49**, 769 (1916).
- [3] C. M. Will, *Was Einstein Right?: Putting General Relativity to the Test*.  
Basic Books, New York, U.S.A., 2. Auflage (1993).
- [4] C. M. Will, *The Confrontation Between General Relativity and Experiment*.  
Space Sci. Rev., **148**, 3 (2009).
- [5] P. Ghose, *Testing Quantum Mechanics on New Ground*.  
Cambridge University Press (1999).
- [6] W. E. Lamb, W. P. Schleich, M. O. Scully und C. H. Townes, *Laser physics: Quantum controversy in action*.  
Rev. Mod. Phys., **71**, S263 (1999).
- [7] C. P. Burgess und G. D. Moore, *The Standard Model: A Primer*.  
Cambridge University Press (2007).
- [8] M. Dine, *Supersymmetry and String Theory: Beyond the Standard Model*.  
Cambridge University Press (2007).
- [9] M. Koshihara, *Nobel Lecture: Birth of neutrino astrophysics*.  
Rev. Mod. Phys., **75**, 1011 (2003).
- [10] M. Kobayashi, *Nobel Lecture: CP violation and flavor mixing*.  
Rev. Mod. Phys., **81**, 1019 (2009).
- [11] T. Maskawa, *Nobel Lecture: What does CP violation tell us?*  
Rev. Mod. Phys., **81**, 1027 (2009).
- [12] D. N. Spergel, R. Bean, O. Doré, M. R. Nolta, C. L. Bennett, J. Dunkley,  
G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, M.  
Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G.

- S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack und E. L. Wright, *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology*.  
Astrophys. J. Supp., **170**, 377 (2007).
- [13] C.W. Misner, K.S. Thorne und J.A. Wheeler, *Gravitation*.  
W.H. Freeman, San Fransisco (1973).
- [14] V. Lakshmikantham, E. Escultura und S. Leela, *The Hybrid Grand Unified Theory*, Band 3 der Reihe *Atlantis Studies in Mathematics for Engineering and Science* (2009).
- [15] J. Polchinski, *String Theory, Vol. I and II*.  
Cambridge University Press (2005).
- [16] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, M. Abgrall, J. Grünert, I. Maksimovic, S. Bize, H. Marion, F. Pereira Dos Santos, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon, M. Haas, U. D. Jentschura und C. H. Keitel, *New Limits on the Drift of Fundamental Constants from Laboratory Measurements*.  
Phys. Rev. Lett., **92**, 230802 (2004).
- [17] G. Galilei, *Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno à due nuove scienze attenenti alla meccanica & i movimenti locali*.  
Appresso gli Elsevirii (1638).
- [18] A. Einstein, *Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen*.  
In *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, Band 4, Seiten 411–462 (1908).
- [19] S. Schlamminger, K. Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach und E. G. Adelberger, *Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance*.  
Phys. Rev. Lett., **100**, 041101 (2008).
- [20] J. G. Williams, S. G. Turyshev und D. H. Boggs, *Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity*.  
Phys. Rev. Lett., **93**, 261101 (2004).
- [21] M. de Angelis, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, A. Giorgini, G. Lamporesi, M. Prevedelli, G. Saccorotti, F. Sorrentino und G. M. Tino, *Precision gravimetry with atomic sensors*.  
Meas. Sci. Tech., **20**, 022001 (2009).
- [22] L. de Broglie, *Ondes et quanta*.  
Comptes Rendus, **177**, 517 (1923).
- [23] O. Carnal und J. Mlynek, *Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer*.

- Phys. Rev. Lett., **66**, 2689 (1991).
- [24] D. W. Keith, Ch. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, *An interferometer for atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **66**, 2693 (1991).
- [25] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer und D. E. Pritchard, *Optics and interferometry with atoms and molecules*.  
Rev. Mod. Phys., **81**, 1051 (2009).
- [26] D. S. Weiss, B. C. Young und S. Chu, *Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry*.  
Phys. Rev. Lett., **70**, 2706 (1993).
- [27] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic und S. Chu, *A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry*.  
Phys. Scr., **T102**, 82 (2002).
- [28] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk und M. A. Kasevich, *Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity*.  
Science, **315**, 74 (2007).
- [29] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli und G. M. Tino, *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*.  
Phys. Rev. Lett., **100**, 050801 (2008).
- [30] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin und P. Bouyer, *Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry*.  
Phys. Rev. Lett., **97**, 010402 (2006).
- [31] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und Ch. J. Bordé, *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer*.  
Phys. Rev. Lett., **67**, 177 (1991).
- [32] T. L. Gustavson, P. Bouyer und M. A. Kasevich, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*.  
Phys. Rev. Lett., **78**, 2046 (1997).
- [33] M. Kasevich und S. Chu, *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*.  
Appl. Phys. B, **54**, 321 (1992).
- [34] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*.  
Nature, **400**, 849 (1999).

- [35] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos und M. A. Kasevich, *Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer*.  
Phys. Rev. Lett., **81**, 971 (1998).
- [36] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*.  
Rev. Mod. Phys., **70**, 721 (1998).
- [37] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*.  
Rev. Mod. Phys., **70**, 685 (1998).
- [38] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi und S. Chu, *Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions*.  
Phys. Rev. Lett., **66**, 2297 (1991).
- [39] M. Kasevich und S. Chu, *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*.  
Phys. Rev. Lett., **67**, 181 (1991).
- [40] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt und F. Klopping, *A new generation of absolute gravimeters*.  
Metrologia, **32**, 159 (1995).
- [41] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, *High-precision gravity measurements using atom interferometry*.  
Metrologia, **38**, 25 (2001).
- [42] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer und A. Landragin, *A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam*.  
Appl. Phys. Lett., **96**, 134101 (2010).
- [43] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch und M. Weitz, *Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle*.  
Phys. Rev. Lett., **93**, 240404 (2004).
- [44] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan und M. A. Kasevich, *Testing General Relativity with Atom Interferometry*.  
Phys. Rev. Lett., **98**, 111102 (2007).
- [45] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, P. Landragin und P. Bouyer, *How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle*.  
New J. Phys., **11**, 113010 (2009).
- [46] T. Damour, *Testing the equivalence principle: why and how?*  
Class. Quant. Grav., **13**, A33 (1996).
- [47] H. Müller, Sh. Chiow, S. Herrmann, S. Chu und K. Y. Chung, *Atom-Interferometry Tests of the Isotropy of Post-Newtonian Gravity*.  
Phys. Rev. Lett., **100**, 031101 (2008).

- 
- [48] C. Fertig und K. Gibble, *Measurement and Cancellation of the Cold Collision Frequency Shift in an  $^{87}\text{Rb}$  Fountain Clock*.  
Phys. Rev. Lett., **85**, 1622 (2000).
- [49] J. Guena, P. Rosenbusch, P. Laurent, M. Abgrall, D. Rovera, G. Santarelli, M.E. Tobar, S. Bize und A. Clairon, *Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock*.  
IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr., **57**, 647 (2010).
- [50] P. Treutlein, K. Y. Chung und S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*.  
Phys. Rev. A, **63**, 051401(R) (2001).
- [51] A. J. Kerman, *Raman Sideband Cooling and Cold Atomic Collisions in Optical Lattices*, Dissertation, Stanford University (2002).
- [52] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*.  
Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon (2009).
- [53] W. Ketterle und N.J. van Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*.  
Adv. At. Mol. Opt. Phys., **37**, 181 (1996).
- [54] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher und E. A. Cornell, *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **74**, 3352 (1995).
- [55] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews und W. Ketterle, *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **74**, 5202 (1995).
- [56] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich und S. Chu, *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*.  
Phys. Rev. Lett., **74**, 3577 (1995).
- [57] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*.  
Science, **269**, 198 (1995).
- [58] B. DeMarco und D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*.  
Science, **285**, 1703 (1999).
- [59] M. D. Barrett, J. A. Sauer und M. S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*.  
Phys. Rev. Lett., **87**, 010404 (2001).
- [60] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara und J. E. Thomas, *All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas*.  
Phys. Rev. Lett., **88**, 120405 (2002).

- [61] J. Esteve, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi und M. K. Oberthaler, *Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate*.  
Nature, **455**, 1216 (2008).
- [62] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Esteve und M. K. Oberthaler, *Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit*.  
Nature, **464**, 1165 (2010).
- [63] M. F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra und P. Treutlein, *Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology*.  
Nature, **464**, 1170 (2010).
- [64] C. Klempt, O. Topic, G. Gebreyesus, M. Scherer, T. Henninger, P. Hyllus, W. Ertmer, L. Santos und J. J. Arlt, *Parametric Amplification of Vacuum Fluctuations in a Spinor Condensate*.  
Phys. Rev. Lett., **104**, 195303 (2010).
- [65] Z. Y. Ou, *Fundamental quantum limit in precision phase measurement*.  
Phys. Rev. A, **55**, 2598 (1997).
- [66] P. Bouyer und M. A. Kasevich, *Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases*.  
Phys. Rev. A, **56**, R1083 (1997).
- [67] L. Pezzé, L. A. Collins, A. Smerzi, G. P. Berman und A. R. Bishop, *Sub-shot-noise phase sensitivity with a Bose-Einstein condensate Mach-Zehnder interferometer*.  
Phys. Rev. A, **72**, 043612 (2005).
- [68] G. B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore und M. Prentiss, *Long Phase Coherence Time and Number Squeezing of Two Bose-Einstein Condensates on an Atom Chip*.  
Phys. Rev. Lett., **98**, 030407 (2007).
- [69] A. Görlitz, T. L. Gustavson, A. E. Leanhardt, R. Löw, A. P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, D. E. Pritchard und W. Ketterle, *Sodium Bose-Einstein Condensates in the  $F = 2$  State in a Large-Volume Optical Trap*.  
Phys. Rev. Lett., **90**, 090401 (2003).
- [70] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno und M. Inguscio, *Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases*.  
Phys. Rev. Lett., **92**, 230402 (2004).
- [71] T. Akatsuka, M. Takamoto und H. Katori, *Optical lattice clocks with non-interacting bosons and fermions*.  
Nat. Phys., **4**, 954 (2008).
- [72] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni und M. Inguscio, *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*.

- Science, **294**, 1320 (2001).
- [73] G. Roati, M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio und G. Modugno, *<sup>39</sup>K Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions*.  
Phys. Rev. Lett., **99**, 010403 (2007).
- [74] P. R. Berman, Hrsg., *Atom Interferometry*.  
Academic Press (1997).
- [75] G. Varoquaux, *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d’interrogation*, Dissertation, Université Paris 11 (2008).
- [76] B. Young, M. Kasevich und S. Chu, *Precision Atom Interferometry with Light Pulses*.  
In P. R. Berman, Hrsg., *Atom Interferometry*, Kapitel 9, Seiten 363–406.  
Academic Press (1997).
- [77] P. Cheinet, *Conception et Réalisation d’un Gravimètre à Atomes Froids*, Dissertation, Université Paris VI (2006).
- [78] M. Gilowski, *Quantitative Analyse der Auflösungsbegrenzung eines atomaren Gyroskops*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2010).
- [79] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich und S. Chu, *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*.  
Phys. Rev. A, **45**, 342 (1992).
- [80] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*.  
Springer (2002).
- [81] A. Peters, *High Precision Gravity Measurements using Atom Interferometry*, Dissertation, Stanford University (1998).
- [82] J. Le Gouët, *Étude des performances d’un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*, Dissertation, Université Paris VI (2008).
- [83] H. Müller, S. Chiow, Q. Long, S. Herrmann und S. Chu, *Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters*.  
Phys. Rev. Lett., **100**, 180405 (2008).
- [84] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez und F. Biraben, *Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations*.  
Phys. Rev. Lett., **102**, 240402 (2009).
- [85] G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea und G. M. Tino, *Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz*.  
Opt. Comm., **104**, 339 (1994).



- [86] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin und F. Pereira Dos Santos, *Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter*.  
Appl. Phys. B, **92**, 133 (2008).
- [87] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel und W. Ertmer, *Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry*.  
Phys. Rev. A, **76**, 063611 (2007).
- [88] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller und J. T. M. Walraven, *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*.  
Phys. Rev. A, **58**, 3891 (1998).
- [89] E. W. Streed, A. P. Chikkatur, T. L. Gustavson, M. Boyd, Y. Torii, D. Schneble, G. K. Campbell, D. E. Pritchard und W. Ketterle, *Large atom number Bose-Einstein condensate machines*.  
Rev. Sci. Instr., **77**, 023106 (2006).
- [90] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer und J. Arlt, *Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps*.  
Phys. Rev. A, **73**, 013410 (2006).
- [91] B. Kaltenhäuser, H. Kübler, A. Chromik, J. Stuhler und T. Pfau, *Low retaining force optical viewport seal*.  
Rev. Sci. Instr., **78**, 046107 (2007).
- [92] Ch. Jentsch, *Konzeption und Aufbau eines Experimentes zur quantenlimitierten Inertialsensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen*, Dissertation, Universität Hannover (2004).
- [93] T. Müller, *Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [94] S. Jöllnbeck, *Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2008).
- [95] A. J. Kerman, V. Vuletić, Ch. Chin und S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*.  
Phys. Rev. Lett., **84**, 439 (2000).
- [96] D. J. Han, S. Wolf, S. Oliver, C. McCormick, M. T. DePue und D. S. Weiss, *3D Raman Sideband Cooling of Cesium Atoms at High Density*.  
Phys. Rev. Lett., **85**, 724 (2000).
- [97] S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky und D. L. Smith, *Spectroscopy of spontaneous spin noise as a probe of spin dynamics and magnetic resonance*.

- Nature, **431**, 49 (2004).
- [98] C. L. Garrido Alzar, P. G. Petrov, D. Oblak, J. H. Mueller und E. S. Polzik, *Compensation of eddy-current-induced magnetic field transients in a MOT*.  
arXiv:physics/0701251v1 (2007).
- [99] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon und A. Landragin, *Compact laser system for atom interferometry*.  
Appl. Phys. B, **84**, 643 (2006).
- [100] Ch. Rode, *Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2009).
- [101] T. Stace, A. N. Luiten und R. P. Kovacich, *Laser offset-frequency locking using a frequency-to-voltage converter*.  
Meas. Sci. Tech., **9**, 1635 (1998).
- [102] G. Ritt, G. Cennini, C. Geckeler und M. Weitz, *Laser frequency offset locking using a side of filter technique*.  
Appl. Phys. B, **79**, 363 (2004).
- [103] W. Herr, *Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [104] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lentz und C. Ortiz, *Frequency modulation (FM) spectroscopy*.  
Appl. Phys. B, **32**, 145 (1983).
- [105] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon und P. Rosenbusch, *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*.  
Opt. Comm., **266**, 609 (2006).
- [106] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E. M. Rasel und W. Ertmer, *Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms*.  
Opt. Comm., **280**, 443 (2007).
- [107] N. Winter, *Ein Lasersystem zur hochauflösenden Raman-Interferometrie mit Kalium & Rubidium*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2010).
- [108] M. Gilowski, *Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2005).
- [109] P. Berg, *Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2009).

- [110] T. Wendrich, *High resolution rotation sensor based on cold atom interferometry*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2010).
- [111] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*.  
In M. Inguscio, S. Stringari und C. E. Wieman, Hrsg., *Bose-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, Varenna lecture notes.  
IOS Press, Amsterdam (1999).
- [112] M. S. Chang, *Coherent Spin Dynamics of a Spin-1 Bose-Einstein Condensate*, Dissertation, Georgia Institute of Technology (2006).
- [113] C. Klempt, *Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [114] T. van Zoest, *Realisierung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2008).
- [115] D. Schlippert, *Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$* , Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2010).
- [116] T. Henninger, *Ultrakalte heteronukleare Feshbach-Moleküle*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2008).
- [117] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*.  
Phys. Rev. Lett., **59**, 2631 (1987).
- [118] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon und S. Guellati, *Laser Cooling of Cesium Atoms Below  $3\ \mu\text{K}$* .  
Eur. Phys. Lett., **12**, 683 (1990).
- [119] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon und C. Salomon, *High-accuracy measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain*.  
Eur. Phys. Lett., **45**, 558 (1999).
- [120] G. Modugno, C. Benkő, P. Hannaford, G. Roati und M. Inguscio, *Sub-Doppler laser cooling of fermionic  $^{40}\text{K}$  atoms*.  
Phys. Rev. A, **60**, R3373 (1999).
- [121] M. S. Santos, P. Nussenzeig, L. G. Marcassa, K. Helmerson, J. Flemming, S. C. Zilio und V. S. Bagnato, *Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap*.  
Phys. Rev. A, **52**, R4340 (1995).
- [122] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco und D. S. Jin, *Two-species magneto-optical trap with  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$* .  
Phys. Rev. A, **65**, 021402 (2002).

- 
- [123] M. Taglieber, A. C. Voigt, F. Henkel, S. Fray, T. W. Hänsch und K. Dieckmann, *Simultaneous magneto-optical trapping of three atomic species*. Phys. Rev. A, **73**, 011402(R) (2006).
- [124] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 2023 (1989).
- [125] N. Gaaloul, A. Suzor-Weiner, L. Pruvost, M. Telmini und E. Charron, *Theoretical study of a cold-atom beam splitter*. Phys. Rev. A, **74**, 023620 (2006).
- [126] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin und J. Dalibard, *Phase-space density in the magneto-optical trap*. Phys. Rev. A, **52**, 1423 (1995).
- [127] T. Kinoshita, T. Wenger und D. S. Weiss, *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*. Phys. Rev. A, **71**, 011602(R) (2005).
- [128] K. Ellinger, J. Cooper und P. Zoller, *Light-pressure force in  $N$ -atom systems*. Phys. Rev. A, **49**, 3909 (1994).
- [129] J. W. Jun, S. Chang, H. S. Lee, V. Minogin und W. Jhe, *Double-structure potential due to multiphoton processes in a magneto-optical trap*. Phys. Rev. A, **60**, 4738 (1999).
- [130] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison und C. Salomon, *Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap*. Appl. Phys. B, **59**, 283 (1994).
- [131] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin und D. E. Pritchard, *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*. Phys. Rev. Lett., **70**, 2253 (1993).
- [132] A. M. Steane, M. Chowdhury und C. J. Foot, *Radiation force in the magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, **9**, 2142 (1992).
- [133] C. J. Cooper, G. Hillenbrand, J. Rink, C. G. Townsend, K. Zetie und C. J. Foot, *The Temperature of Atoms in a Magneto-optical Trap*. Eur. Phys. Lett., **28**, 397 (1994).
- [134] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher und E. A. Cornell, *Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 1332 (1994).

- [135] M. T. DePue, S. L. Winoto, D. J. Han und D. S. Weiss, *Transient compression of a MOT and high intensity fluorescent imaging of optically thick clouds of atoms*.  
Opt. Comm., **180**, 73 (2000).
- [136] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher und E. A. Cornell, *Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap*.  
Phys. Rev. A, **50**, R3597 (1994).
- [137] C. G. Townsend, N. H. Edwards, K. P. Zetie, C. J. Cooper, J. Rink und C. J. Foot, *High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap*.  
Phys. Rev. A, **53**, 1702 (1996).
- [138] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang und D. Guéry-Odelin, *Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms*.  
Opt. Lett., **32**, 3143 (2007).
- [139] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*.  
Adv. At. Mol. Opt. Phys., **42**, 95 (2000).
- [140] J. Yin, *Realization and research of optically-trapped quantum degenerate gases*.  
Phys. Rep., **430**, 1 (2006).
- [141] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **57**, 314 (1986).
- [142] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade und J. E. Thomas, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*.  
Phys. Rev. A, **64**, 051403(R) (2001).
- [143] M. S. Chang, Q. Qin, W. Zhang, L. You und M. S. Chapman, *Coherent spinor dynamics in a spin-1 Bose condensate*.  
Nat. Phys., **1**, 111 (2005).
- [144] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler und M. Weitz, *All-Optical Realization of an Atom Laser*.  
Phys. Rev. Lett., **91**, 240408 (2003).
- [145] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet und D. Guéry-Odelin, *A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate*.  
Eur. Phys. Lett., **83**, 50001 (2008).
- [146] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler und M. Weitz, *Bose-Einstein condensation in a CO<sub>2</sub>-laser optical dipole trap*.  
Appl. Phys. B, **77**, 773 (2003).

- 
- [147] D. J. Han, M. T. DePue und D. S. Weiss, *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*.  
Phys. Rev. A, **63**, 023405 (2001).
- [148] S. L. Winoto, M. T. DePue, N. E. Bramall und D. S. Weiss, *Laser cooling at high density in deep far-detuned optical lattices*.  
Phys. Rev. A, **59**, R19 (1999).
- [149] J. F. Clément, J. P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel und P. Bouyer, *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*.  
Phys. Rev. A, **79**, 061406(R) (2009).
- [150] Ch. L. Hung, X. Zhang, N. Gemelke und Ch. Chin, *Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps*.  
Phys. Rev. A, **78**, 011604(R) (2008).
- [151] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H. J. Miesner, J. Stenger und W. Ketterle, *Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate*.  
Phys. Rev. Lett., **80**, 2027 (1998).
- [152] J. C. Camparo und R. P. Frueholz, *Parameters of adiabatic rapid passage in the 0-0 hyperfine transition of  $^{87}\text{Rb}$* .  
Phys. Rev. A, **30**, 803 (1984).
- [153] A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis und D. E. Pritchard, *rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **61**, 2431 (1988).
- [154] Y. J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman und J. V. Porto, *Rapid production of  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential*.  
Phys. Rev. A, **79**, 063631 (2009).
- [155] R. Cornelussen, *Optical trapping and manipulation of atoms near surfaces*, Dissertation, Universiteit van Amsterdam (2004).
- [156] V. Ivanov, *Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps*, Dissertation, Universiteit van Amsterdam, (2007).
- [157] M. Wielitzka, *Voruntersuchungen zur effizienten Speicherung von Atomen in einer Dipolfalle*, Bachelorarbeit, Leibniz Universität Hannover (2009).
- [158] N. Lundblad, R. J. Thompson, D. C. Aveline und L. Maleki, *Spinor dynamics-driven formation of a dual-beam atom laser*.  
Opt. Expr., **14**, 10164 (2006).
- [159] K. D. Bonin und M. A. Kadar-Kallen, *Theory of the light-force technique for measuring polarizabilities*.  
Phys. Rev. A, **47**, 944 (1993).

- [160] K. D. Bonin und M. A. Kadar-Kallen, *Linear electric-dipole polarizabilities*. Int. J. Mod. Phys. B, **8**, 3313 (1994).
- [161] T. P. Meyrath, F. Schreck, J. L. Hanssen, C. S. Chuu und M. G. Raizen, *Bose-Einstein condensate in a box*. Phys. Rev. A, **71**, 041604(R) (2005).
- [162] A. Jaouadi, N. Gaaloul, B. Viaris de Lesegno, M. Telmini, L. Pruvost und E. Charron, *Bose-Einstein condensation in dark power-law laser traps*. Phys. Rev. A, **82**, 023613 (2010).
- [163] M. S. Chang, C. D. Hamley, M. D. Barrett, J. A. Sauer, K. M. Fortier, W. Zhang, L. You und M. S. Chapman, *Observation of Spinor Dynamics in Optically Trapped  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **92**, 140403 (2004).
- [164] T. Gericke, P. Wurtz, D. Reitz, T. Langen und H. Ott, *High-resolution scanning electron microscopy of an ultracold quantum gas*. Nat. Phys., **4**, 949 (2008).
- [165] P. Ahmadi, B. P. Timmons und G. S. Summy, *Geometrical effects in the loading of an optical atom trap*. Phys. Rev. A, **72**, 023411 (2005).
- [166] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm und M. Weidemüller, *Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasielectrostatic dipole trap*. Phys. Rev. A, **62**, 031402(R) (2000).
- [167] M. Riedmann, *Optisches Speichern von Magnesium*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2010).
- [168] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz und T. W. Hänsch,  *$\text{CO}_2$ -laser optical lattice with cold rubidium atoms*. Phys. Rev. A, **57**, R20 (1998).
- [169] R. Jáuregui, N. Poli, G. Roati und G. Modugno, *Anharmonic parametric excitation in optical lattices*. Phys. Rev. A, **64**, 033403 (2001).
- [170] J. Nes, *Cold Atoms and Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2008).
- [171] N. Poli, R. J. Brecha, G. Roati und G. Modugno, *Cooling atoms in an optical trap by selective parametric excitation*. Phys. Rev. A, **65**, 021401(R) (2002).
- [172] M. Kumakura, Y. Shirahata, Y. Takasu, Y. Takahashi und T. Yabuzaki, *Shaking-induced cooling of cold atoms in a magnetic trap*. Phys. Rev. A, **68**, 021401(R) (2003).

- [173] Y. Bo, L. Xiao-Lin, K. Min und W. Yu-Zhu, *Parametric resonance and cooling on an atom chip*.  
Chin. Phys. B, **17**, 921 (2008).
- [174] D. Comparat, A. Fioretti, G. Stern, E. Dimova, B. Laburthe Tolra und P. Pillet, *Optimized production of large Bose-Einstein condensates*.  
Phys. Rev. A, **73**, 043410 (2006).
- [175] K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm und J. E. Thomas, *Loading dynamics of CO<sub>2</sub> laser traps*.  
Phys. Rev. A, **63**, 043403 (2001).
- [176] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp und C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*.  
Phys. Rev. A, **62**, 013406 (2000).
- [177] A. Szczepkowicz, L. Krzemień, A. Wojciechowski, K. Brzozowski, M. Krüger, M. Zawada, M. Witkowski, J. Zachorowski und W. Gawlik, *Optimal geometry for efficient loading of an optical dipole trap*.  
Phys. Rev. A, **79**, 013408 (2009).
- [178] J. Wu, R. Newell, M. Hausmann, D. J. Vieira und X. Zhao, *Loading dynamics of optical trap and parametric excitation resonances of trapped atoms*.  
J. Appl. Phys., **100**, 054903 (2006).
- [179] T. Wübbena, *Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 2  $\mu$ m*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2008).
- [180] D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg und C. Salomon, *Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps*.  
Phys. Rev. A, **57**, R4106 (1998).
- [181] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich und S. Chu, *Raman Cooling of Atoms in an Optical Dipole Trap*.  
Phys. Rev. Lett., **76**, 2658 (1996).
- [182] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch und P. S. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*.  
Phys. Rev. Lett., **80**, 4149 (1998).
- [183] V. Vuletić, Ch. Chin, A. J. Kerman und S. Chu, *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*.  
Phys. Rev. Lett., **81**, 5768 (1998).
- [184] T. A. Savard, K. M. O'Hara und J. E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*.  
Phys. Rev. A, **56**, R1095 (1997).



- [185] H. F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*.  
Phys. Rev. B, **34**, 3476 (1986).
- [186] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*.  
Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995).
- [187] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard und J. E. Thomas, *Dynamics of noise-induced heating in atom traps*.  
Phys. Rev. A, **58**, 3914 (1998).
- [188] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H. Chr. Nägerl und R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*.  
Science, **299**, 232 (2003).
- [189] O. J. Luiten, M. W. Reynolds und J. T. M. Walraven, *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*.  
Phys. Rev. A, **53**, 381 (1996).
- [190] T. Gericke, P. Würtz, D. Reitz, C. Utfeld und H. Ott, *All-optical formation of a Bose-Einstein condensate for applications in scanning electron microscopy*.  
Appl. Phys. B, **89**, 447 (2007).
- [191] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii und S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*.  
Rev. Mod. Phys., **71**, 463 (1999).
- [192] G. Baym und C. J. Pethick, *Ground-State Properties of Magnetically Trapped Bose-Condensed Rubidium Gas*.  
Phys. Rev. Lett., **76**, 6 (1996).
- [193] Y. Castin und R. Dum, *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*.  
Phys. Rev. Lett., **77**, 5315 (1996).
- [194] C. M. Will, *The Confrontation between General Relativity and Experiment*.  
Liv. Rev. Rel., **9**, 1 (2006).
- [195] J. Catani, P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi und M. Inguscio, *Intense slow beams of bosonic potassium isotopes*.  
Phys. Rev. A, **73**, 033415 (2006).
- [196] H. Müller, Sh. Chiow, S. Herrmann und S. Chu, *Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area*.  
Phys. Rev. Lett., **102**, 240403 (2009).

- 
- [197] Sh. Chiow, S. Herrmann, S. Chu und H. Müller, *Noise-Immune Conjugate Large-Area Atom Interferometers*.  
Phys. Rev. Lett., **103**, 050402 (2009).
- [198] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon und A. Landragin, *Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope*.  
Eur. Phys. J. D, **36**, 257 (2005).
- [199] D. Döring, G. McDonald, J. E. Debs, C. Figl, P. A. Altin, H. A. Bachor, N. P. Robins und J. D. Close, *Quantum-projection-noise-limited interferometry with coherent atoms in a Ramsey-type setup*.  
Phys. Rev. A, **81**, 043633 (2010).
- [200] O. Topić, *Resonante Spindynamik in Bose-Einstein-Kondensaten*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover (2009).
- [201] V. Giovannetti, S. Lloyd und L. Maccone, *Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit*.  
Science, **306**, 1330 (2004).
- [202] M. Lewenstein und L. You, *Quantum Phase Diffusion of a Bose-Einstein Condensate*.  
Phys. Rev. Lett., **77**, 3489 (1996).
- [203] Y. Castin und J. Dalibard, *Relative phase of two Bose-Einstein condensates*.  
Phys. Rev. A, **55**, 4330 (1997).
- [204] K. Gibble und S. Chu, *Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions*.  
Phys. Rev. Lett., **70**, 1771 (1993).
- [205] Y. Le Coq, J. A. Retter, S. Richard, A. Aspect und P. Bouyer, *Coherent matter wave inertial sensors for precision measurements in space*.  
Appl. Phys. B, **84**, 627 (2006).
- [206] G. K. Campbell, M. M. Boyd, J. W. Thomsen, M. J. Martin, S. Blatt, M. D. Swallows, T. L. Nicholson, T. Fortier, C. W. Oates, S. A. Diddams, N. D. Lemke, P. Naidon, P. Julienne, Jun Ye und A. D. Ludlow, *Probing Interactions Between Ultracold Fermions*.  
Science, **324**, 360 (2009).
- [207] K. Gibble, *Decoherence and Collisional Frequency Shifts of Trapped Bosons and Fermions*.  
Phys. Rev. Lett., **103**, 113202 (2009).
- [208] M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi und H. Katori, *An optical lattice clock*.  
Nature, **435**, 321 (2005).
- [209] M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi, Y. Fujii, M. Imae und H. Katori, *Improved Frequency Measurement of a One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Spin-Polarized Fermionic  $^{87}\text{Sr}$  Isotope*.

- J. Phys. Soc. Jap., **75**, 104302 (2006).
- [210] G. K. Campbell, A. E. Leanhardt, J. Mun, M. Boyd, E. W. Streed, W. Ketterle und D. E. Pritchard, *Photon Recoil Momentum in Dispersive Media*.  
Phys. Rev. Lett., **94**, 170403 (2005).
- [211] A. E. Leanhardt, T. A. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard und W. Ketterle, *Cooling Bose-Einstein Condensates Below 500 Picokelvin*.  
Science, **301**, 1513 (2003).
- [212] T. v. Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könemann, H. Müntinga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch und J. Reichel, *Bose-Einstein Condensation in Microgravity*.  
Science, **328**, 1540 (2010).

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Stimulierter Raman-Übergang . . . . .	10
2.2	Schematische Darstellung eines atomaren Gravimeters . . . . .	13
3.1	Schematische Darstellung der Vakuumkammer . . . . .	19
3.2	Mechanischer und optischer Aufbau der 2D MOT in einer Dimension	20
3.3	Abschaltcharakteristik des Magnetfelds der 3D MOT . . . . .	22
3.4	Verstimmung der Laserfelder und der zugehörigen Schwebungsmes- sungen in MOT- und Interferometriephase . . . . .	24
3.5	Strahlführung in den Referenzlasermodulen . . . . .	26
3.6	Strahlführung und Verstärkung der Laserfelder zum Betrieb der 2D und 3D MOT . . . . .	29
3.7	Aufteilung der Laserfelder zum Betrieb der 2D und 3D MOT . . . . .	30
3.8	Schema der Signalverarbeitung für die Frequenz- oder Phasenstabi- lisierung . . . . .	31
3.9	Schematische Darstellung der einzelnen Lasermodule . . . . .	34
3.10	Strahlführung und Aufteilung der Laserfelder des Masterlasermoduls	36
3.11	Verstärkung von Laserlicht zur Manipulation von Kalium bezie- hungsweise Rubidium in einem Trapezverstärkerchip . . . . .	38
3.12	Spektrum des verstärkten Laserlichts zur Manipulation von Kalium und Rubidium in einem Trapezverstärkerchip . . . . .	39
3.13	Änderungen am Lasersystem nach den gewonnenen Erkenntnissen .	40
3.14	Prinzip der Präparation des Eingangszustands im Atominterferometer	42
3.15	Charakterisierung der Phasenregelschleife . . . . .	44
4.1	Ladekurve der 3D MOT . . . . .	52
4.2	Laderate der 3D MOT in Abhängigkeit von 2D MOT-Parametern .	53
4.3	Laderate der 3D MOT in Abhängigkeit von 3D MOT-Parametern .	54
4.4	Temperaturbestimmung der Atomwolke in MOT und optischer Me- lasse mittels Flugzeitmethode . . . . .	55
4.5	Temperatur der Atomwolke nach der zeitlich dunklen CMOT-Phase	69
4.6	Atomwolke im Zweikomponentenregime . . . . .	70

5.1	Frequenzabhängige Polarisierbarkeit der beiden am Kühlübergang beteiligten Zustände des $^{87}\text{Rb}$ -Atoms . . . . .	82
5.2	Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur experimentellen Realisierung der Dipolfalle . . . . .	85
5.3	Schematische Darstellung eines Gauß-Strahls . . . . .	87
5.4	Messung der Fallenfrequenz über parametrische Anregung . . . . .	93
5.5	Messung der Fallenfrequenz über parametrische Anregung an einem evaporativ gekühlten Ensemble . . . . .	94
5.6	Atomzahl in der Dipolfalle als Funktion diverser Umladeparameter . . . . .	98
5.7	Effektiver Dipolfallenradius als Funktion der axialen Position für verschiedene relative Dipolfallentiefen . . . . .	102
5.8	Atomzahl in der Dipolfalle in Abhängigkeit von der Beladedauer der MOT . . . . .	104
6.1	Lebensdauerkurve der Atome in der Dipolfalle . . . . .	110
6.2	Charakterisierung der Verdampfungskühlung in der Einzelstrahldipolfalle . . . . .	115
6.3	Polarisationsgradientenkühlung in der optischen Dipolfalle . . . . .	117
6.4	Erhöhung der atomaren Dichte in der schwachen Hybridfalle . . . . .	119
6.5	Charakterisierung der Verdampfungskühlung in der schwachen Hybridfalle . . . . .	122
6.6	Darstellung des Phasenübergangs zur Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	127
6.7	Anteil der kondensierten Atome als Funktion der Temperatur des thermischen Anteils der Atomwolke . . . . .	128

# PUBLIKATIONSLISTE

---

## Referierte Veröffentlichungen

- T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, T. Wendrich, E.M. Rasel and W. Ertmer.  
A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium.  
*Eur. Phys. J. D* 53, 273–281, 2009.
- M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel and W. Ertmer.  
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.  
*Opt.Comm.* 280, 443-447, 2007.

## Nichtreferierte Veröffentlichungen

- W. Ertmer, C. Schubert, T. Wendrich, M. Gilowski, M. Zaiser, T. v. Zoest, E. Rasel, Ch. J. Bordé, A. Clairon, A. Landragin, P. Laurent, P. Lemonde, G. Santarelli, W. Schleich, F. S. Cataliotti, M. Inguscio, N. Poli, F. Sorrentino, C. Modugno, G. M. Tino, P. Gill, H. Klein, H. Margolis, S. Reynaud, C. Salomon, A. Lambrecht, E. Peik, C. Jentsch, U. Johann, A. Rathke, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, P. De Natale, B. Christophe, B. Foulon, P. Touboul, L. Maleki, N. Yu, S. G. Turyshev, J. D. Anderson, F. Schmidt-Kaler, R. Walser, J. Vigué, M. Büchner, M.-C. Angonin, P. Delva, P. Turrenc, R. Bingham, B. Kent, A. Wicht, L. J. Wang, K. Bongs, HJ Dittus, C. Lämmerzahl, S. Theil, K. Sengstock, A. Peters, T. Müller, M. Arndt, L. Iess, F. Bondu, A. Brillet, E. Samain, M. L. Chiofalo, F. Levi, D. Calonico.  
Matter wave explorer of gravity (MWXG).  
*Experimental Astronomy* 23 (2) 611–649, 2009.

## Diplomarbeit

- M. Zaiser.  
*Tiefemperatur-Rasterelektronenmikroskopie an Niob-SQUIDs und numerische Simulation von Strom- und Magnetfeldverteilungen in diversen supraleitenden Geometrien*.  
Diplomarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen, April 2005.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Maic Zaiser  
Geburtstag 29.01.1980 in Reutlingen, Deutschland  
Familienstand ledig

## Promotions-Studium

seit 01. Juli 2005 *Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik*  
in der Arbeitsgruppe von  
Prof. Dr. Ernst Maria Rasel  
Thema: „Eine Quelle quantenentarteter Gase  
für die Atominterferometrie“

## Studium

25. Mai 2005 *Diplom in Physik*  
an der Eberhard Karls Universität Tübingen

04/2004 - 04/2005 *Diplomarbeit*  
Thema: „Tiefemperatur-Rasterelektronen-  
mikroskopie an Niob-SQUIDs und  
numerische Simulation von Strom- und  
Magnetfeldverteilungen in diversen  
supraleitenden Geometrien“

09. Oktober 2001 *Vordiplom in Physik*  
an der Eberhard Karls Universität Tübingen

10/1999 - 05/2005 *Studium der Physik*  
an der Eberhard Karls Universität Tübingen

## Schulabschluss

22. Juni 1999 *Abitur*  
am Gymnasium des Bildungszentrum Reutlingen-Nord



