Voruntersuchungen zur effizienten Speicherung von Atomen in einer Dipolfalle

Bachelorarbeit von

Mark Wielitzka

angefertigt am Institut für Quantenoptik

> unter Anleitung von Prof.Dr. Ernst Rasel Hannover, 01.09.2009

Voruntersuchungen zur effizienten Speicherung von Atomen in einer Dipolfalle

Bachelorarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Hannover

Referent: Prof.Dr. Ernst Rasel Koreferent: Prof.Dr. Jan Arlt

01.September 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen2.1Das Dressed-State Modell	5 6 9 13 14 20
3	Experimenteller Aufbau	23
	3.1 Stabilisierung der Laserleistung mit Hilfe einer Pockelszelle	23
	3.1.1 Pockelseffekt	23
	3.1.2 Variable Einstellung der Laserleistung mit einer Po-	
	ckelszelle	25
	3.1.3 Leistungsstabilisierung mittels PID-Regler	28
	3.2 Strahlführung im späteren Experiment	29
	3.3 Messungen und Ergebnisse	30
4	Ausblick	35
Α	Quellcode für die Berechnungen der Potentiale	37
в	Schaltplan des PID-Reglers vor dem Umbau	41

Kapitel 1 Einleitung

In der Natur gibt es zwei verschiedene Arten von Teilchen, die sich grundsätzlich unterscheiden. Einerseits gibt es Teilchen mit ganzzahligem Spin¹, die so genannten Bosonen, die der Bose-Einstein-Statistik gehorchen. Von ihnen können sich beliebig viele Teilchen in ein und demselben quantenmechanischen Zustand befinden. Dies wiederum ist für die andere Teilchenklasse der so genannten Fermionen mit halbzahligem Spin, die der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen, gemäß dem Pauli-Prinzip unmöglich. Dieses Prinzip besagt, dass die Gesamtwellenfunktion mehrerer Fermionen antisymmetrisch unter Vertauschung zweier Teilchen ist, zwei ununterscheidbare Fermionen also nicht ein und dem selben quantenmechanischen Zustand besetzen können. Bei sehr tiefen Temperaturen bilden Fermionen ein so genanntes quantenentartetes Fermigas, bei dem sich das Pauli-Prinzip eindeutig bemerkbar macht, da nahezu alle Niveaus unterhalb der Fermi-Energie E_F mit jeweils genau einem Zustand besetzt sind.

Kühlt man hingegegen ein ideales Gas bosonischer Atome zum Beispiel mit den Mitteln der Laser- und Verdampfungskühlung [19] immer weiter ab, so tritt an einem gewissen kritischen Punkt ein rein quantenmechanischer Phasenübergang zum so genannten Bose-Einstein Kondensat (engl.: Bose-Einstein-Condensate, kurz BEC) ein.

Dieser Phasenübergang wurde bereits 1924 von Albert Einstein [8], angestoßen durch Vorüberlegungen von Satyendranath Bose [6], vorhergesagt. Der kritische Parameter dieses Phasenübergangs ist dabei die so genannte Phasenraumdichte $n \cdot \lambda_{dB}^3$ mit der Teilchenzahldichte n und der thermischen de Broglie Wellenlänge $\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}$. Hierbei ist k_B die Boltzmannkonstante, m die Masse und T die Temperatur des Atoms. Die Phasenraumdichte muss bei Eintritt des Phasenübergangs $\gtrsim 1$ werden² [9].

¹in Einheiten von \hbar , wobei \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum h geteilt durch 2π ist ²Bei einem idealen Gas müsste die Phasenraumdichte > 2,612 werden.

Durch die makroskopische Besetzung eines Zustands mit ununterscheidbaren Teilchen ist es möglich, das gesamte Kondensat mit nur einer einzigen Wellenfunktion zu beschreiben:

$$|\Psi\rangle = \sqrt{n} \cdot e^{i\phi},\tag{1.1}$$

wobei ϕ die Phase der Wellenfunktion beschreibt.

Experimentell konnte dieser neuartige Quantenzustand in verdünnten atomaren Gasen erstmals 1995 in verschiedenen US-amerikanischen Laboren hergestellt und beobachtet werden [19]. Dabei bediente man sich hoch stabiler Magnetfallen, in denen Atome zunächst gefangen und anschließend, mit Hilfe der Radiofrequenzevaporation immer weiter abgekühlt wurden. Die benutzten Magnetfallen basieren auf der anziehenden Kraft eines inhomogenen Magnetfelds auf das magnetische Dipolmoment der Atome. Die Erzeugung eines BEC mittels Magnetfallen bietet allerdings einige gravierende Nachteile, da mit dieser Methode immer nur ein magnetischer Unterzustand, der $m_{\rm F} = 0$ Zustand aber überhaupt nicht, gefangen werden konnte. Ein weiterer Nachteil besteht in der langen Evaporationszeit bis zum BEC von circa 30 Sekunden, weshalb nach alternativen Methoden zur Erzeugung eines BEC geforscht wurde.

Eine potentielle Möglichkeit stellte die Erzeugung eines quantenentarteten Bosegases durch Fangen und Kühlen der Atome in weit verstimmten Dipolfallen dar. Vorteile dieser Methode sind die wesentlich schnellere Evaporation und die rein optische Erzeugung eines Kondensats, wodurch das Magnetfeld als freier Parameter für spätere Experimente bleibt. Außerdem können in Dipolfallen alle magnetischen Unterzustände, vor allem auch der $m_{\rm F} = 0$ Zustand, gefangen werden.

1986 gelang es zum ersten Mal kalte Natriumatome mit einer optischen Dipolfalle einer Wellenlänge von 1064 nm zu fangen [15]. Hierzu wurden zwei intensive, gekreuzte Laserstrahlen benutzt, um einen Einschluss der gefangenen Teilchen in allen drei Raumrichtungen zu ermöglichen. Seitdem hat die Forschung in diesem Bereich große Fortschritte gemacht, so dass 2001 das erste rein optisch erzeugte quantenentartete Bosegas aus ⁸⁷Rb-Atomen realisiert wurde [11]. Hierzu wurden die Atome in einer, mittels CO₂-Laser, bei einer Wellenlänge von 10,6 μ m und einer Leistung von 12 W, gebildeten gekreuzten Falle zunächst gefangen und anschließend evaporativ gekühlt, so dass ein BEC mit 3, 5 · 10⁴ Teilchen im Kondensat hergestellt werden konnte. Die evaporative Kühlung basiert auf der Entfernung der heißesten Teilchen aus der Dipolalle durch Absenkung der Laserintensität des Dipolfallenstrahls und darauf folgender Rethermalisierung der verbliebenen Teilchen durch Stöße untereinander, wodurch wieder ein thermisches Gleichgewicht erreicht wird. Darauf folgten weitere erfolgreiche Experimente mit verschiedenen Atomen, wie $^{133}\mathrm{Cs},\,^{174}\mathrm{Yb}$ oder Molekülen wie $^6\mathrm{Li}_2$ und $^{40}\mathrm{K}_2$ die bis zur Kondensation herunter gekühlt wurden.

Die Handhabung von CO_2 -Lasern gestaltet sich jedoch auf Grund der für Licht mit einer Wellenlänge von 10,6 μ m transparenten Fenster in der Vakuumkammer schwieriger, da diese Fenster für Licht im sichtbaren und infraroten Bereich, wie zum Beispiel Kühllicht oder Detektionslicht für Rubidiumatome, nicht transparent sind. Auf Grund dieser Nachteile wurden nach anderen Wellenlängen, die zur Erzeugung eines Boss-Einstein Kondensats in Frage kommen, gesucht. Daraufhin wurde 2005 mit Hilfe eines Nd:YAG Lasers, bei einer Wellenlänge von 1064 nm, eine Dipolfalle zur Herstellung eines BEC mit $3, 5 \cdot 10^5$ ⁸⁷Rb-Atomen innerhalb von 3,3 Sekunden realisiert [17]. Erstmals wurde in diesem Experiment die Fallengeometrie zunächst für das Beladen der Falle und daraufhin für das evaporative Kühlen mittels beweglicher Teleskoplinsen von einander getrennt, was ermöglichte die entgegengesetzten Anforderungen eines möglichst großen Anfangsvolumens in der Falle und hohen Fallenfrequenzen zu realisieren und dadurch eine größere Teilchenzahl zu erreichen.

Eine weiter Erzeugung eines BEC wurde 2008 mit einem Yb-dotierten Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1,07 μ m und einer Leistung von 300 W erreicht, wobei es in diesem Experiment möglich war, ausgesuchte m_F-Unterzustände, vor allem auch den m_F = 0-Zustand, isoliert zu kondensieren und über ein inhomogenes Magnetfeld auszukoppeln, also einen Atom-Laser zu realisieren [1]. Des Weiteren wurde durch den in diesem Experiment benutzten Laser mit relativ großer Linienbreite belegt, dass zur rein optischen Erzeugung eines quantenentarteten Bosegases kein longitudinaler Einmodenbetrieb nötig ist.

2009 wurde eine neue Art der evaporativen Kühlung zur Herstellung eines BEC benutzt [10]. Hierzu wurden ⁸⁷Rb-Atome mit einem Er-dotierten Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1,56 μ m und einer Leistung von 50 W bis zur Kondensation herunter gekühlt. Durch diese neue Methode der Evaporation, bei der nach der ersten Evaporationsphase mit einem zweiten Strahl das Fallenpotential so verändert wurde, dass die heißesten Atome heraus gezogen wurden, ohne die Fallenfrequenzen der eigentlichen Falle zu ändern, gelang es, ein BEC mit $1 \cdot 10^4$ Atomen in 650 ms zu realisieren.

Im Rahmen des ATLAS-Experiments (<u>Atom Las</u>er) am Institut für Quantenoptik soll die Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensats mit Hilfe eines rotverstimmten Laserfeldes eines Thulium-dotierten Faserlasers, bei einer Wellenlänge von 1960 nm realisiert werden, welches darauf als Quelle zur interferometrischen Messung der Fallbeschleunigung g verwendet werden soll. Man entschied sich für diese Wellenlänge, da mit Hilfe eines kompakten leistungsstarken Faserlasers tiefe Fallenpotentiale ermöglicht werden können und die für Licht bei einer Wellenlänge von 1960 nm ausgelegten Fenster in der Vakuumkammer auch für Kühllicht und Detektionslicht für Rubidiumatome transparent sind, wodurch die Flexibilität im Experiment erhalten bleibt.

Zur Unterdrückung des parametrischen Heizens, welches in Kapitel 2 im Zuge der Überlegungen zu den theoretischen Grundlagen einer Dipolfalle beschrieben wird, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit, im selben Kapitel, ein erweitertes Schema zur evaporativen Kühlung eines atomaren Ensembles vorbereitet, sowie eine Intensitätsstabilisierung des Dipolfallenlasers, beschrieben in Kapitel 3, realisiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Das Ziel des ATLAS-Experiments ist die rein optische Erzeugung eines quantenentarteten Bosegases aus ⁸⁷Rb-Atomen mit Hilfe einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm. Dabei wurden alle Komponenten des Experiments sowohl für Kalium als auch für Rubidium ausgelegt, um im späteren Verlauf des Experiments noch mit beiden Atomenarten zu arbeiten. Zunächst werden die Atome mit Hilfe einer dreidimensionalen magnetooptischen Falle (engl.: magneto-optical trap, kurz MOT) gefangen, die von einer zweidimensionalen MOT beladen wird. Mit diesem so genannten Doppel-MOT-System können innerhalb weniger Sekunden mehrere 10^9 Atome in der Experimentierkammer bei einem Druck von circa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar gefangen werden. Bei diesem niedrigen Druck reduzieren sich die Stöße zwischen den gefangenen Atomen und dem Hintergrundgas, die zur Aufheizung und somit zum Verlust der gefangenen Atome führen würden. Hintergrundgas oder Restgas können zum Beispiel Fremdatome in der Experimentierkammer oder auch nicht gefangene schnelle Rubidiumatome sein. Im Gegensatz dazu besteht in der 2D-MOT ein Rubidiumdruck von circa 10^{-7} mbar.

Die Wirkungsweise der magnetooptischen Falle beruht auf der so genannten Spontankraft, die aus der Wechselwirkung von nahresonantem Laserlicht mit Atomen resultiert. Diese ist abhängig von der Verstimmung des einfallenden Lichts gegen die atomaren Resonanzen der Atome. Das heißt, trifft ein Photon nahe der Resonanz auf ein Atom, so wird es mit großer Wahrscheinlichkeit absorbiert und das Atom dadurch energetisch angeregt. Nach einer charakteristischen Lebensdauer $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ aber fällt das Atom unter Abgabe eines Photons wieder in den Grundzustand zurück, wobei Γ die Streurate ist. Beide Ereignisse, Absorption und Reemission, gehen mit einem Impulsübertrag einher, wobei der Impulsübertrag bei Absorption gerichtet ist, das Laserlicht der Bewegung der Atomen also immer entgegengerichtet ist. Bei der Reemission hingegen werden die Photonen in entgegengesetzter Richtung gleich wahrscheinlich emittiert, also verschwindet über viele Prozesse gemittelt die resultierende Kraft. Das heißt aus beiden Prozessen resultiert insgesamt eine Kraft in Richtung des Laserstrahls, mit der man Atome bremsen und somit kühlen kann.

Neben der spontanen Lichtkraft beziehungsweise den spontanen Prozessen kann Licht jedoch mit Atomen auch über die so genannte Dipolkraft wechselwirken, die auf dem elektrischen Wechselfeld des Lichts und dem dadurch induzierten Dipolmoment des Atoms basiert. Es kommt zu einer Verschiebung der Energieniveaus, die abhängig von der Verstimmung und der Intensität des Lichts ist. Da die Intensität des Laserstrahls $I(\vec{r})$ und somit auch das resultierende konservative Potential U_{Dip} ortsabhängig ist, kann man dadurch Atome fangen, wobei für die auf die Atome wirkende Kraft dann $\vec{F} = -\nabla U_{\text{Dip}}$ gilt. Im Folgenden soll nun die Dipolkraft mit Hilfe des Dressed-State Modells anschaulich hergeleitet werden.

2.1 Das Dressed-State Modell

Das Dressed-State Modell beschreibt anschaulich die Wechselwirkung von Photonen und Atomen in Zwei-Niveau Systemen mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$. Hierbei entstehen Mischzustände, in denen das Atom mit den Photonen "bekleidet ist". Betrachtet man ein Lichtfeld nur einer Mode, so lässt sich seine Energie und somit auch seine Photonenzahl analog zum quantenmechanischen harmonischen Oszillator beschreiben. Der Hamiltonoperator dieses Systems lautet dann:

$$H_L = \hbar \omega_L \left(a^{\dagger} a + \frac{1}{2} \right). \tag{2.1}$$

Hierbei beschriebt $\hbar\omega_L$ die Energie eines Photons, wobei \hbar das durch 2π geteilte Planck'sche Wirkungsquantum h ist und ω_L die Kreisfrequenz des einfallenden Laserlichts. a und a^{\dagger} sind die Auf- bzw. Absteigeoperatoren des quantenmechanischen harmonischen Oszillators, das heißt bei Anwendung von a (a^{\dagger}) auf einen Zustand erhöht (erniedrigt) sich die Energie um $\hbar\omega_L$. Wir nehmen die Zustände $|n\rangle$ als Eigenzustände des Hamiltonoperators mit der Eigenenergie $E_n = \hbar\omega_L (n + \frac{1}{2})$ an.

Der Energieunterschied zwischen Grund- und angeregtem Zustand des Atoms beträgt $E_e - E_g = \hbar \omega_0$. Hier ist ω_0 die mit dem atomaren Übergang von $|g\rangle$ nach $|e\rangle$ resonante Kreisfrequenz des Lichts. Der Hamiltonoperator des atomaren Systems lässt sich dadurch nun als

$$H_A = \frac{3\hbar\omega_0}{2} \cdot |e\rangle\langle e| + \frac{\hbar\omega_0}{2} \cdot |g\rangle\langle g|$$
(2.2)

2.1. DAS DRESSED-STATE MODELL

schreiben. Führt man nun analog zum Lichtfeld die Auf- bzw. Absteigeoperatoren σ und σ^{\dagger} ein, so kann man den Hamiltonoperator des atomaren Systems als

$$H_L = \hbar \omega_L \left(\sigma^{\dagger} \sigma + \frac{1}{2} \right) \tag{2.3}$$

darstellen.

Nun betrachten wir die Idee des Dressed-State Modells, in dem beide Systeme, das atomare und das Lichtfeld, kombiniert werden. Das heißt, für diese Beschreibung gilt im ungestörten Fall der Produktraum $\{|g, n + 1\rangle, |e, n\rangle\}$. Also ist das kombinierte System entweder im atomaren Grundzustand mit n + 1 Photonen oder es befindet sich im angeregten Zustand mit n Photonen. Da die Definition der Nullpunktsenergie beliebig ist, kann man den neuen Hamiltonoperator als

$$H = \hbar\omega_L a^{\dagger} a + \hbar\omega_0 \sigma^{\dagger} \sigma \tag{2.4}$$

wählen. Dieser Hamiltonoperator hat nun die Eigenwerte $E_{g,n+1} = (n+1)$ $\hbar\omega_L - \hbar\omega_0/2$ im atomaren Grundzustand mit n + 1 Photonen und $E_{e,n} = n \cdot \hbar\omega_0 + \hbar\omega_0/2$ im angeregten Zustand mit n Photonen.

Die Eigenenergien werden übersichtlicher, wenn man die Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ einführt, was zu

$$E_{g,n+1} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_L + \frac{\hbar\delta}{2} \tag{2.5}$$

$$E_{e,n} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\delta}{2}.$$
(2.6)

führt. Für $\omega_L = \omega_0$, also im Resonanzfall, liegt energetische Entartung vor. Betrachtet man nun aber die Kopplung der beiden Teilsysteme, so ändert sich das Verhalten im Resonanzfall. Hier wird die Absorption bzw. die Emission eines Photons mit den Operatoren $a\sigma^{\dagger}$ bzw. $a^{\dagger}\sigma$ beschrieben¹. Im Falle von nahresonantem Licht, also für $\delta \ll \omega_0$, kann der Hamiltonoperator unter der Annahme gleicher Wahrscheinlichkeit für Absorption und Emission als

$$H_g = \hbar \omega_L a^{\dagger} a + \hbar \omega_0 \sigma^{\dagger} \sigma + \hbar g (a \sigma^{\dagger} + \sigma a^{\dagger})$$
(2.7)

¹Wechselwirkungen wie $a\sigma$ und $a^{\dagger}\sigma^{\dagger}$, also das Anregen eines Atoms durch Emission eines Photons oder das Abregen eines Atoms durch Absorption sind im vorliegendem Fall kontinuierlicher Anregung sehr unwahrscheinlich und können deshalb vernachlässigt werden. Solche Ereignisse sind nur in Zeitbereichen möglich, bei denen auf Grund der Energie-Zeit-Unschärfe die Energieerhaltung nicht verletzt würde (z.B. bei sehr kurzen Laserpulsen).

geschrieben werden. Der Faktor g beschreibt hierbei die Kopplungsstärke für einen atomaren Dipol im elektrischen Feld des Dipollasers. Die neuen Eigenzustände des gekoppelten Systems sind Überlagerungszustände der alten Eigenzustände und wir bezeichnen sie mit $\{|+,n\rangle, |-,n\rangle\}$. Außerdem erhält man noch die Eigenenergien des gekoppelten Systems:

$$E_{\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_L \pm \sqrt{\left(\frac{\hbar\delta}{2}\right)^2 + \left(\hbar g\sqrt{n+1}\right)}$$
(2.8)

Es ist sofort erkennbar, dass durch die Kopplung die energetische Entartung für $\delta = 0$ aufgehoben ist.

Die Dipolwechselwirkung führt also zu einer Verschiebung der atomaren Energieniveaus, wie man in Abbildung 2.1 sehen kann. Wird zum Beispiel ein Atom im Grundzustand einem rotverstimmten Lichtfeld ausgesetzt (d.h. $\delta < 0$), so wird seine Energie dadurch abgesenkt und es erfährt ein attraktives Potential. Bei angeregten Atomen in einem rotverstimmten Lichtfeld wird jedoch die Energie angehoben und das Atom somit vom Lichtfeld abgestoßen. Im Falle von blauverstimmtem Licht ($\delta > 0$) ist es genau umgekehrt, das heißt Atome im Grundzustand werden abgestoßen und Atome im angeregten Zustand werden angezogen. Man erkennt also, dass durch die Dipolwechselwirkung Mischzustände entstehen, die eine Überschneidung der Energieniveaus für $\delta = 0$ verhindern. Für $|\delta| \gg 0$ wird der linke Term unter der Wurzel in Gleichung (2.8) maßgeblich und das Potential nähert sich $E_{\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_L \pm \left(\frac{\hbar \delta}{2}\right)$, also einer Geraden, an.

Noch einmal anschaulich wird das attraktive, bzw. repulsive Potential in Abbildung 2.2 dargestellt. Hierbei ist ein Atom im Grundzustand als kleine Kugel veranschaulicht, die auf Grund der Energieniveauverschiebung in das



Abbildung 2.1: Energien von Grund-, angeregtem und Mischzustand, wobei die getrichelten Linien den ungekoppelten und die durchgezogenen Linien den gekoppelten Fall beschreiben. Übernommen aus [20]



Abbildung 2.2: Qualitative Darstellung der Verschiebung der Energieniveaus in Abhängigkeit von der Laserintensität für rotverstimmtes Laserlicht. Übernommen aus [12]

Intensitätsmaximum des Laserlichts gezogen wird.

Die voran gegangenen Betrachtungen gingen von der Näherung aus, dass die realen Atome durch ein Zwei-Niveau-System beschrieben werden können. Außerdem wurde noch die so genannte *Rotating-Wave-Approximation* [18] angewandt, die nur für $\omega_L \approx \omega_0$ zulässig ist. Beide Annahmen sind für den vorliegenden, experimentell realisierten Fall nicht mehr anwendbar, weil hier $\omega_L = 1960$ nm und $\omega_0 = 780$ nm ist, so dass im folgenden Abschnitt etwas genauer mittels semi-klassischem Ansatz auf diese Voraussetzungen eingegangen wird.

2.2 Das optische Dipolpotential

Das Modell, welches in diesem Abschnitt beschrieben wird, betrachtet das optische Dipolpotential in semi-klassischer Näherung. Das Lichtfeld wird nicht quantisiert, sondern als klassisches elektrisches Wechselfeld \vec{E} mit der Frequenz ω_L angenommen.

Durch das elektrische Wechselfeld wird im Atom ein Dipolmoment \vec{p} induziert, wodurch für den Zusammenhang zwischen Dipolmoment und elektrischem Feld

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad \text{mit} \quad \alpha = \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega_L)$$
 (2.9)

folgt [14, 21]. Hierbei ist $\alpha(|\Psi_a\rangle, \omega_L)$ die von der Frequenz ω_L abhängige, komplexe Polarisierbarkeit eines atomaren Zustands $|\Psi_a\rangle$. Das Wechselwirkungspotential U_{Dip} eines Dipols im äußeren Feld mit der Laserintensität $I(\vec{r})$ ist:

$$U_{\rm Dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p}\vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I(\vec{r}), \qquad (2.10)$$

wobei die eckigen Klammern das zeitliche Mittel beschreiben. Hieraus ist zu erkennen, dass das Dipolpotential des Atoms proportional zur Intensität des Laserstrahls ist.

Zur Speicherung von Atomen ist es wichtig, dass die Potentialtiefe des Fallenpotentials an die Temperatur der vorgekühlten Atome angepasst werden kann. Die Temperatur der freien Atome muss also niedriger als

$$T_{\rm Pot} = \frac{U_0}{k_B} \tag{2.11}$$

sein, um noch in der Falle gefangen werden zu können, wobei $T_{\rm Pot}$ die höchste Temperatur der noch gefangenen Atomen ist und k_B die Boltzmann-Konstante. Das heißt die kinetische Energie der einzelnen Atome muss schon niedrig genug sein, damit sie nicht mehr aus dem Dipolfallenpotential entweichen können.

Wie bereits erwähnt ist das Potential konservativ, also folgt für die auf das Atom wirkende Kraft:

$$F_{\rm Dip}(r) = -\nabla U_{\rm Dip}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) \nabla I(r).$$
(2.12)

Die absorbierte Leistung² ergibt sich damit zu

$$P_{\rm abs}(\vec{r}) = \langle \dot{p}E \rangle = \frac{\omega_L}{\epsilon_0 c} \Im(a) I(\vec{r}).$$
(2.13)

Die Photonen-Streurate Γ_{Sc} gibt dabei an, wie viele solcher Absorptions- und Reemissionszyklen pro Zeiteinheit stattfinden:

$$\Gamma_{\rm Sc}(\vec{r}) = \frac{P_{\rm abs}}{\hbar\omega_L} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \Im(\alpha) I(\vec{r}).$$
(2.14)

10

 $^{^2 {\}rm und}$ damit auch, auf Grund der begrenzten Lebensdauer der angeregten Zustände, die wieder emittierte Leistung.

2.2. DAS OPTISCHE DIPOLPOTENTIAL

Um nun das Dipolfallenpotential wirklich berechnen zu können, muss zusätzlich die komplexe Polarisierbarkeit α etwas genauer betrachtet werden, da im Gegensatz zum klassischen Fall α hier ein Tensor ist [7]. Auf Grund der im Vergleich zur D₂-Linie von Rubidium großen Wellenlänge des Dipolfallenlasers kann in der Berechnung der Polarisierbarkeit eines atomaren Zustands das Atom nicht mehr als Zwei-Niveau-System angenähert werden, sondern alle über das Dipollaserlicht miteinander koppelnden atomaren Niveaus müssen berücksichtig werden. Außerdem kann auf Grund der im Vergleich zur atomaren Übergangsfrequenz 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. Allerdings kann die Polarisierbarkeit über eine Reihenentwicklung in einzelne Anteile aufgespalten werden, so dass für das Tensorelement entlang der kartesischen Koordinaten i, j gilt [4, 5]:

$$\hat{\alpha}_{ij} = \alpha_0 \hat{\delta}_{ij} - \alpha_1 (\hat{F}_i \hat{F}_j - \hat{F}_j \hat{F}_i) + \alpha_2 \frac{\frac{3}{2} (\hat{F}_i \hat{F}_j + \hat{F}_j \hat{F}_i) - F(F+1) \hat{\delta}_{ij}}{F(2F-1)} + \cdots \quad (2.15)$$

Hierbei bezeichnen $\hat{\delta}_{ij}$ das Kronecker Delta³ und $\hat{F}_{i,j}$ den Drehimpulsoperator entlang einer kartesischen Koordinate. Die ersten drei Terme dieses Ausdrucks bezeichnen in dieser Reihenfolge die skalare Polarisierbarkeit α_0 , die vektorielle Polarisierbarkeit α_1 und die tensorielle Polarisierbarkeit α_2 . Die skalare Polarisierbarkeit α_0 beschreibt zum Beispiel den Brechungsindex eines atomaren Gases mit zufällig verteilter Spinausrichtung, wo hingegen das Phänomen der paramagnetischen Faraday-Rotation linear polarisierten Lichts durch ein spinpolarisiertes atomares Gas beziehungsweise die doppelbrechenden Eigenschaften eines solchen Gases durch die vektorielle Polarisierbarkeit α_1 beziehungsweise die tensorielle Polarisierbarkeit α_2 beschrieben werden, die für $F \geq 1/2$ beziehungsweise $F \geq 1$ einen Beitrag liefern. Diese von der Laserfrequenz abhängigen Größen sind durch

$$\alpha_0 = \frac{2}{3\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_0(F,F')\omega_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega^2} (F'||\hat{D}||F)^2$$
(2.16)

$$\alpha_1 = \frac{2}{\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_1(F,F')\omega}{\omega_{FF'}^2 - \omega^2} (F'||\hat{D}||F)^2$$
(2.17)

$$\alpha_2 = \frac{2}{3\hbar(2F'+1)} \sum_{F'} \frac{\phi_2(F,F')\omega_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega^2} (F'||\hat{D}||F)^2$$
(2.18)

gegeben. Hierbei bezeichnet $\sum_{F'}$ die Summe über alle möglichen an den Zustand $|F\rangle$ koppelnden Zustände $|F'\rangle$, $\omega_{FF'}$ die Frequenz des Übergangs von

 $^{{}^{3}\}hat{\delta}_{ij} = 1$ für $i = j, \, \hat{\delta}_{ij} = 0$ sonst

 $|F\rangle$ 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 $|F\rangle \to |F'\rangle$ [7].

Im Gegensatz zu α_0 und α_2 , die proportional zu $\omega_{FF'}$ sind, ist α_1 proportional zu ω . Es gilt hierbei $\omega \ll \omega_{FF'}$, weshalb man die vektorielle Polarisierbarkeit α_1 in den weiter gehenden Betrachtungen vernachlässigen kann. Die Vorfaktoren $\phi_0(F, F')$ und $\phi_2(F, F')$ sind durch

$$\phi_0(F, F') = \delta_{F', F-1} + \delta_{F', F} + \delta_{F', F+1} \tag{2.19}$$

$$\phi_2(F,F') = -\delta_{F',F-1} + \frac{2F-1}{F+1}\delta_{F',F} - \frac{F(2F-1)}{(F+1)(2F+1)}\delta_{F',F+1} \qquad (2.20)$$

gegeben, wobei α_1 und somit ϕ_1 , wie gerade erwähnt, in unserem Fall nicht mehr betrachtet werden.

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

$$f_{FF'} = \frac{2m_e}{3\hbar e^2} \frac{\omega_{FF'}}{2F'+1} |(F'||\hat{D}||F)|^2$$
(2.21)

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

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{m_e} \sum_{F'} \frac{\phi_0(F, F') f_{FF'}}{\omega_{FF'}^2 - \omega^2}$$
(2.22)

schreiben.

Der Spezialfall des entlang der Quantisierungsachse linear polarisierten Lichts lässt sich nun einfach mittels $\hat{\alpha}_{zz}$ beschreiben, da alle anderen Komponenten verschwinden:

$$\alpha_{zz} = \alpha_0 + \frac{3m^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}\alpha_2.$$
(2.23)

Hier erkennt man, dass der Vorfaktor bei α_2 so gewählt wurde, dass dieser im Falle von m = F gleich 1 ist, wobei m die Projektionsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses ist [7].

Für fern verstimmte Dipolfallen [engl. *far-off resonant Trap*, kurz *FORT*] sind im Allgemeinen zwei sehr wichtige und für das Verständnis grundlegende Aussagen zu treffen:

• Verstimmung: bei rotverstimmtem Laserlicht ($\delta < 0$), also unterhalb der atomaren Resonanz ist das Dipolpotential negativ, das heißt das Atom wird in das Intensitätsmaximum des Laserfelds gezogen. Oberhalb der Resonanz, also bei blauverstimmtem Licht ($\delta > 0$) ist das

2.3. FALLENFREQUENZEN

Potential positiv, das Atom wird also aus dem Laserfeld heraus gedrückt.

• Skalierung mit der Intensität und der Verstimmung: Da das Dipolpotential mit I/δ skaliert, die Photonenstreurate hingegen mit I/δ^2 [14], ist darüber eine Beeinflussung des Verhältnisses zwischen Photonenstreuung und Potentialtiefe zu realisieren. Der Heizmechanismus durch Photonenstreuung kann also durch weit verstimmte Laserfelder sehr gut auf ein Minimum reduziert werden. Um trotzdem noch genügend tiefe Fallenpotentiale zum Fangen der kalten Atome realisieren zu können, muss im Gegenzug die Intensität durch Erhöhen der Laserleistung oder durch Reduzierung des Strahldurchmessers angepasst werden.

2.3 Fallenfrequenzen

Um die kalten Atome mit Hilfe eines leistungsstarken, fern verstimmten Laserfeldes in allen drei Dimensionen fangen zu können, wird dieses Laserfeld auf die kalte Atomwolke fokussiert. Das Intensitätsprofil soll für unseren wie in Abbildung (2.3) dargestellten Fall überall gaußförmig sein und kann im Fokuspunkt durch

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \left[1 - 2\left(\frac{\rho}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right]$$
(2.24)

quadratisch angenähert werden.

Dabei beschreibt z die Propagationsachse, ρ den Abstand von der optischen Achse in Radialkoordinaten, P die Leistung des Lasers und $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ die Rayleigh-Länge. Für die Atome beschreibt der Laserstrahl also im Fallenzentrum ein harmonisches Potential, also lässt sich die Bewegung der Atome



Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines fokussierten Gaußstrahls, mit der Strahltaille w_0 , dem Strahldurchmesser w(z), dem konfokalen Parameter b und der Divergenz θ . Übernommen aus [20]

analog zum klassischen harmonischen Oszillator durch die Fallenfrequenzen dieses Potentials darstellen:

$$\omega_{\rho} = \sqrt{-\frac{4}{mw_0^2}U_0} \quad \text{und} \quad \omega_z = \sqrt{-\frac{2}{mz_R^2}U_0}.$$
(2.25)

Dabei beschreibt ω_{ρ} (ω_z) die Fallenfrequenz in radialer (axialer) Richtung, U_0 die Potentialtiefe bei $z = \rho = 0$ und m die Masse des gefangenen Atoms. Aus den Gleichungen (2.25) folgt als Zusammenhang zwischen der radialen und der axialen Fallenfrequenz

$$\frac{\omega_{\rho}}{\omega_{z}} = \sqrt{2} \frac{z_{R}}{\omega_{0}} = \sqrt{2} \frac{\pi \omega_{0}}{\lambda}.$$
(2.26)

Daraus folgt, dass die radialen Fallenfrequenzen immer um den Faktor $\sqrt{2}\frac{\pi w_0}{\lambda}$ größer sind als die axialen, da in der Praxis die Strahltaillen meist deutlich größer sind als die Wellenlängen. Die Bedeutung dieser Fallenfrequenzen für die Erzeugung quantenentarteter Gase wird im folgenden Abschnitt näher beleuchtet.

2.4 Evaporative Kühlung

Zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats müssen die durch die MOT vorgekühlten Atome nach Umladen in die Dipolfalle noch weiter gekühlt werden, um die benötigte Phasenraumdichte $\gtrsim 1$ zu erreichen. In diesem Falle ist es keine Kühlung, wie beispielsweise durch das Einstrahlen von Laserlicht sondern in der Dipolfalle wird stattdessen das atomare Ensemble gekühlt, indem man die heißesten Atome aus der Falle zu entfernen. Die verbliebenen Atome kühlen sich nach einer für die Falle charakteristischen Rethermalisierungszeit

$$\tau_{\rm ret} = \frac{\pi^2 k_B T}{\sqrt{2} N \sigma m \omega_x \omega_y \omega_z}.$$
(2.27)

ab [20]. Die Entfernung beziehungsweise Verdampfung der heißen Atome muss hinreichend langsam erfolgen, wobei aber auch nicht zu viele Atome entfernt werden dürfen, so dass das Gas sich rethermalisieren kann, und durch Stöße wieder ins thermische Gleichgewicht, beschreibbar mit Hilfe einer Boltzmann-Verteilung, zurück kehren kann. Dabei bezeichnet k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, N die Anzahl der Atome, σ den Wirkungsquerschnitt, m die Masse der Atome und $\omega_{x,y,z}$ die Fallenfrequenzen in den drei Raumrichtungen. Aus dem Gas werden dann wieder die heißesten

2.4. EVAPORATIVE KÜHLUNG

Atome entfernt, so dass sich Verdampfung und Rethermalisierung abwechseln beziehungsweise überschneiden. Optimale Evaporation benötigt also ein bestimmtes Verhältnis zwischen der Entfernung der heißesten Atome und den Rethermalisierungszeiten. Das genaue Schema wird später erklärt.

Da eine möglichst schnelle Evaporation und damit Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats das Ziel des Experiments ist, möchte man möglichst kurze Rethermalisierungszeiten erreichen. Aus Gleichung (2.27) folgt, dass die Rethermalisierungszeit τ_{ret} antiproportional zu den einzelnen Fallenfrequenzen ist, diese für die schnelle Erzeugung eines BEC also möglichst groß gehalten werden müssen.

Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten Bose-Einstein Kondensation mit Hilfe der Verdampfungskühlung in Dipolfallen im Experiment technisch zu realisieren. Der sicherlich "einfachste" Weg besteht darin, nur die Intensität der Dipolfalle herunterzufahren und somit die Potentialtiefe zu verkleinern. Dies hat zur Folge, dass die heißesten Teilchen, also die mit der größten kinetischen Energie das Potential verlassen können (siehe Abbildung 2.4). Wenn man also die Laserintensität zeitlich an die sich ändernde Rethermalisierungszeiten angepasst immer weiter verringert, kann dadurch ein Teil des atomare Ensembles kontinuierlich zu immer tieferen Temperaturen gekühlt werden.

Gemäß Gleichung (2.25) ist diese Art der Verdampfungskühlung auf Grund der fortschreitende Reduzierung der radialen und axialen Fallenfrequenzen problematisch. Es wird zwar zum Einen die räumliche Dichte des atomaren Ensembles immer weiter erhöht, siehe Abbildung 2.4, zum Anderen müssen aber, da wie in Gleichung (2.27) beschrieben die Fallenfrequenzen antiproportional zur Rethermalisierungszeit sind, zur effektive Evaporation zwischen zwei aufeinander folgenden Evaporationsschritten immer längere Zeitintervalle zur Erreichung des thermischen Gleichgewichts eingehalten werden. Dies jedoch widerspricht dem Wunsch nach einer möglichst schnellen Erzeugung quantenentarteter Bosegase mit hoher Wiederholungsrate.

Ein alternatives Schema zur schnellen Erzeugung eines BEC wurde nun die-



Abbildung 2.4: Evaporation durch einfaches Verringern der Laserintensität P. Übernommen aus [12]



Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der von Phillipe Bouyer realisierten Strahlführung des Belade- und Fallenstrahls mit einem Versatz von 80 μ m

ses Jahr von der Arbeitsgruppe von Phillipe Bouyer vorgestellt [10]. Hierzu werden zwei fokussierte Laserstrahlen bei einer Wellenlänge von 1560 nm mit unterschiedlichen Strahldurchmessern von 180 und 26 μ m in einem Winkel von 56° gekreuzt. Allerdings lagen die Foki der beiden Teilstrahlen nicht exakt aufeinander, sondern der kleinere der beiden Foki wurde um 80 μ m nach unten verschoben. Zunächst wurden nun die Atome im größeren Strahl, im Folgenden Beladestrahl (siehe Abbildung 2.5), mit einer Leistung 28 W bei ausgeschaltetem kleineren Strahl, im Folgenden Fallenstrahl, gefangen. Ihre Temperatur liegt nun bei 20 μ K bei einer Phasenraumdichte von 2 · 10⁻⁵. Dadurch konnte bei immer noch ausreichender Fallentiefe ein großes Dipolfallenvolumen und somit eine hohe Umladeeffizienz von der *MOT* in die Dipolfalle realisiert werden.

Anschließend wurde der kleinere Fallenstrahl mit einer Leistung von 6 W hinzu geschaltet, wodurch sich $3 \cdot 10^6$ Atome mit 65 μ K und einer Phasenraumdichte von $2, 5 \cdot 10^{-3}$ in dessen Fokus sammelten. Nach einer ersten Evaporationsphase, bei der die Intensitäten beider Teilstrahlen auf 8 bzw. 0,15 W reduziert wurden, konnten in einer zweiten Evaporationsphase durch Erhöhen der Laserintensität im größeren Beladestrahl auf 11 W die heißesten Atome aus der kleineren Dipolfalle entfernt werden, ohne deren Laserintensität und damit deren Fallenfrequenzen weiter zu reduzieren. Dadurch konnte die Temperatur des atomaren Ensembles im Fallenstrahl immer weiter reduziert werden, bis am Ende ein BEC mit $1, 5 \cdot 10^5$ Atomen innerhalb von 3 Sekunden vorlag.

Der an dieser Methode der Optimierung des evaporativen Kühlens liegt in der Entkopplung von Beladung und Evaporation, ohne dabei mechanisch bewegte optische Komponenten benutzen zu müssen (wie bei [17]). Die räumliche Trennung von Belade- und Fallenstrahl ermöglicht durch die große Strahltaille des Beladestrahls ein großes Anfangsvolumen der Dipolfalle, aber im

2.4. EVAPORATIVE KÜHLUNG

Folgenden einen Gewinn an Phasenraumdichte durch die Hinzunahme des Fallenstrahls. Des Weiteren ist es in diesem Schema möglich, die Fallenfrequenzen des Fallenstrahls nach einer ersten Evaporationsphase konstant zu halten.

Im Folgenden soll nun eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Erweiterung des oben genannten Evaporationsschemas vorgestellt werden, die im ATLAS-Experiment durchgeführt werden soll. Dabei soll während der zweiten Evaporationsphase dem Beladestrahl noch ein zweiter Strahl, im folgenden Evaporationsstrahl, mit deutlich kleinerer Strahltaille überlagert werden. Dadurch kann die Entfernung der heißesten Atome aus dem Fallenstrahl noch effizienter durchgeführt werden.

Der Vorteil dieser Erweiterung besteht in einer stärkeren räumlichen Trennung des Fallenstrahls vom Belade- und Evaporationsstrahl (siehe Abbildung 2.6). Daraus resultiert, dass die heißesten Teilchen aus dem Fallenstrahl in den Evaporationsstrahl gezogen werden und damit deutlich räumlich von den kälteren Teilchen getrennt sind. Außerdem ist der Potentialwall zwischen den Potentialen der beiden Teilstrahlen stärker ausgeprägt, so dass kaum heiße Teilchen aus dem Evaporationsstrahl wieder in den Fallenstrahl zurück gelangen. Des Weiteren ist es mit Hinzunahme des Evaporationsstrahls nicht mehr nötig die Laserintensität in der ersten Evaporationsphase so weit herunterzufahren, wodurch höhere Fallenfrequenzen beibehalten werden können.

Der Winkel zwischen den beiden Strahlen in der erweiterten Methode beträgt 50°, wobei der Fokus des Fallenstrahls, mit einer Strahltaille von 40 μ m, circa 100 μ m unterhalb des Fokus⁴ des Fokus des Beladestrahls, mit einer Strahltaille von circa 180 μ m, liegt.

Wie in dem in Abbildung 2.6 dargestellten Evaporationsprozess wird mit dem Beladestrahl mit einer Leistung von 25 W begonnen (Bild a). In diesem intensiven und großen Strahl sollen, wie bereits beschrieben, möglichst viele Atome aus der *MOT* in die Dipolfalle umgeladen werden. Danach wird der Fallenstrahl mit 6 W Lichtleistung hinzu geschaltet, der auf Grund der hohen Strahlintensität sehr hohe Fallenfrequenzen bis 8 kHz für die Atome bereitstellt (Bild b,c). Da das Potential des Fallenstrahls wesentlich tiefer ist, werden die meisten Atome in diesen Strahl umgeladen. Nun wird zunächst durch Herunterfahren der Intensitäten beider Teilstrahlen auf 1 W im Beladestrahl und 0,15 W im Fallenstrahl evaporativ gekühlt (Bild d), was wie bereits erwähnt zu einer Reduzierung der Fallentiefe, aber auch der Fallenfrequenzen führt.

Wird nun die Intensität des mit dem Beladestrahl parallel eingestrahlten Eva-

⁴Dieser Parameter lässt sich im späteren Experiment leicht verändern.

porationsstrahls, mit einer Strahltaille⁵ von 50 μ m, kontinuierlich auf circa 0,8 W erhöht (Bild e,f), so wird dadurch der Potentialwall zwischen Fallenstrahl und Belade-/Evaporationsstrahl reduziert. Effektiv wird dadurch also die Tiefe des Fallenstrahlpotentials kleiner⁶ und die heißesten Atome werden jetzt mit Hilfe des Evaporationsstrahls herausgezogen, ohne dabei die Fallenfrequenzen des Fallenstrahls zu verändern.

 $^{^5}$ Diese Strahltaille steht noch nicht endgültig fest, da sie sich während des Experiments leicht mit Hilfe eines Teleskops verändern lässt. Wir gehen im Folgenden von 50 μm aus. 6 Ähnlich wie beim Radiofrequenzmesser für Magnetfallen. [19]



Abbildung 2.6: Evaporation am ATLAS-Experiment (man beachte die unterschiedliche Skalierung der Achsen). Aufgetragen ist die Fallentiefe in μ K gegen die Entfernung ρ vom Fokus des Beladestrahls bei z = 0. P_B, P_F und P_E beschreiben die Leistungen des Belade-, Fallen- und Evaporationsstrahls. Formel zur Berechnung der Potentiale siehe Anhang.

2.5 Heizmechanismen in Dipolfallen

Bei der Erzeugung ultrakalter und quantenentarteter atomarer Gase ist die Unterdrückung störender Heizprozesse sehr wichtig, da diese die Lebensdauer des atomaren Ensembles in der Falle verringern. Noch dazu werden durch diese Heizmechanismen auch die eigentlich schon kalten Atome aus der Falle entfernt, so dass dadurch das Erreichen der kritischen Phasenraumdichte sogar gänzlich verhindert werden kann. Wichtige Heizmechanismen in Dipolfallen sind durch Photonenstreuung, sowie durch Frequenz- und Intensitätsschwankungen des Dipolfallenlasers gegeben. Der Heizmechanismus durch Photonenstreuung wurde bereits ansatzweise in Abschnitt 2.2 beschrieben. Je größer die Photonenstreurate Γ_{Sc} ist, desto häufiger wird ein Photon dieser Wellenlänge von den gefangenen Atomen absorbiert und wieder emittiert, was einen Impuls- und somit auch Energieübertrag auf diese Atome zur Folge hat. Die daraus folgende Heizleistung ist:

$$P_{\rm Sc} = 2E_{\rm rec}\Gamma_{\rm Sc},\tag{2.28}$$

wobei $E_{\rm rec} = \hbar \omega_0$ der Energieübertrag bei einem Rückstoß des Atoms durch Absorption und Emission eines Photons ist. Der Heizmechanismus durch Frequenzschwankungen basiert auf einer räumlichen Bewegung der Falle auf Grund von Schwankungen oder Instabilitäten des Dipolfallenstrahls [21]. Diese führen zu einer Heizleistung von

$$\langle \dot{E} \rangle = \frac{m}{2} \omega_{\rm tr}^4 S_\delta(\omega_{\rm tr}), \qquad (2.29)$$

mit der spektralen Leistungsdichte der Positionsschwankungen $S_{\delta}(\omega_{\rm tr})$. Da im Rahmen dieser Arbeit eine Intensitätsstabilisierung für die Dipolfallenstrahlen realisiert wurde, soll im Folgenden auf den Heizmechanismus durch Intensitätsschwankungen etwas stärker eingegangen werden [16]. Gemäß Gleichung (2.24) kann das Dipolpotential im Fokus der Dipolfalle quadratisch angenähert werden. Der für die Beschreibung der in diesem eindimensionalen harmonischen Oszillatorpotential anwendbare Hamiltonoperator nimmt also folgende Form an:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_{\rm tr}\hat{x}^2.$$
(2.30)

Hierbei bezeichnet \hat{p} den Impuls der Atome, $\omega_{\rm tr}$ die Fallenfrequenz in der einen Dimension und \hat{x} die Position der Atome. Gemäß Gleichung (2.25) ist die Fallenfrequenz direkt proportional zur Intensität des Lasers, so dass sich Schwankungen in der Laserintensität direkt als Schwankungen der Fallenfrequenz auswirken. Wir führen daher die Störung $\epsilon(t) = \frac{I(t)-I_0}{I_0}$ ein, wobei I(t)

2.5. HEIZMECHANISMEN IN DIPOLFALLEN

die momentane und I_0 die mittlere Laserintensität ist. Daraus ergibt sich für die Störung des obigen Hamiltonoperators:

$$\hat{H}' = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}\epsilon(t)m\omega_{\rm tr}\hat{x}^2.$$
 (2.31)

Diese Störung lässt sich nun leicht in erster Ordnung Störungsrechnung behandeln und man erhält die mittlere Heizleistung

$$\langle \dot{E} \rangle = \frac{\pi}{2} \omega_{\rm tr}^2 S_{\epsilon}(2\omega_{\rm tr}) \langle E \rangle.$$
 (2.32)

Für die spektrale Leistungsdichte der Intensitätsschwankungen S_{ϵ} gilt hierbei:

$$S_{\epsilon}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\infty} d\tau \cos(\omega\tau) \langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle \quad \text{und} \quad \langle \epsilon^{2}(t) \rangle = \int_{0}^{\infty} d\omega S_{\epsilon}(\omega)$$
(2.33)

Dabei wurde die Definition der Korrelationsfunktion der relativen Intensitätsschwankungen $\langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T dt \epsilon(t)\epsilon(t+\tau)$ verwendet. Dieser Heizprozess verläuft wegen $\langle \dot{E} \rangle = \Gamma_\epsilon \langle E \rangle$ exponentiell mit der Heizrate

$$\Gamma_{\epsilon} = \frac{\pi}{2} \omega_{\rm tr}^2 S_{\epsilon}(2\omega_{\rm tr}) \tag{2.34}$$

und wird parametrisches Heizen genannt [16].

Wie in Gleichung (2.32) zu erkennen ist, sind es Rauschbeiträge in der Intensität bei der doppelten Fallenfrequenz, die zum unerwünschten Aufheizen des atomaren Ensembles führen. Deshalb müssen bei der Intensitätsstabilisierung Rauschbeiträge bei genau diesen Frequenzen unterdrückt werden, um Haltezeiten der kondensierten Atome von mehreren 10 Sekunden zu realisieren.

Die Fallenfrequenzen der einzelnen Teilstrahlen betragen für die jeweils angestrebten Parameter für Strahlleistung und Strahltaille maximal 750 Hz im Beladestrahl und maximal 8 kHz im Fallenstrahl. Dabei ist allerdings letztere Größe von größerer Bedeutung, da vor allem im Fallenstrahl später die Atome gefangen und bis zur Bose-Einstein Kondensation herunter gekühlt werden sollen. Die Fallenfrequenzen im Evaporationsstrahl sind bei diesen Betrachtungen eher unwichtig, da dort ohnehin nur die heißeren Atome gefangen werden, die zuvor aus dem Fallenstrahl entfernt wurden. Also müssen zur Verhinderung parametrischen Heizens mit der Regelung Intensitätsschwankungen im Frequenzbereich von 1 bis 16 kHz auf mindestens 10^{-5} von der gemittelten Intensität unterdrückt werden.

Wie die Intensitätsstabilisierung aufgebaut und die Regelung durchgeführt wurde wird im folgenden Kapitel eingehend erläutert.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Zentrales Element im Experiment zur rein optischen Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensats ist ein kommerzieller, diodengepumpter, Thulium-dotierter Faserlaser [TLR-50-1960-LP, IPG Photonics], an dessen Ausgang sich eine 3 Meter lange polarisationserhaltende Faser mit abschließendem Isolator befindet. Die Laserwellenlänge beträgt 1960 nm, bei einer maximalen Ausgangsleistung von 54 W mit einer Linienbreite < 1 nm. Das linear polarisierte Laserlicht hat ein M^2 von 1, 1 am Ausgangskollimator und einer spezifizierten Reinheit von 17 dB, bei einem Strahldurchmesser von 4, 3 mm. Der Laser lässt sich sowohl intern über eine prozentuale Einstellung vom Maximalwert steuern, als auch extern mit Hilfe eines Analogsignals. Die interne Kontrolle erlaubt eine Variation von 12% bis 100% der maximalen Ausgangsleistung, das entspricht einem Leistungsbereich von 1, 1 W bis 54 W. Extern kann die Laserleistung mit Hilfe eines Spannungssignals von 0 bis 10 V zwischen 0 und 54 W eingestellt werden.

3.1 Stabilisierung der Laserleistung mit Hilfe einer Pockelszelle

Dieses Kapitel beschreibt den Pockelseffekt und wie dieser zur Variation der Laserleistung und Intensitätsstabilisierung eingesetzt werden kann.

3.1.1 Pockelseffekt

Der Pockelseffekt beschreibt die Eigenschaft bestimmter Kristalle, bei Anlegung einer Spannung nahezu instantan ihren Brechungsindex zu variieren und doppelbrechend zu werden, was bedeutet, dass der Kristall für verschiedene Polarisationsrichtungen linear polarisierten Lichts unterschiedliche Brechungsindizes besitzt. Diese Eigenschaft wird genutzt, um Licht beim Durchlaufen einer so genannten Pockelszelle zu modulieren.

Pockelszellen haben zwei senkrecht zueinander stehende ausgezeichnete Achsen, mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Entsprechend der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Lichts bzw. der unterschiedlichen optischen Weglängen, werden sie schnelle und langsame Achse genannt. Die beiden Achsen zeichnen sich dadurch aus, dass sie für parallel zu ihnen polarisiertes Licht unterschiedliche Brechungsindizes n_1 und n_2 haben. Der Brechungsindexunterschied $n_1 - n_2$ lässt sich nun linear durch angelegte Spannung verändern, dadurch wird der Kristall bei angelegter Spannung also doppelbrechend.

Wird nun linear polarisiertes Licht eingestrahlt, so haben die Projektionen auf die Achsen der Pockelszelle bei angelegter Spannung also unterschiedliche Brechungsindizes (siehe Abbildung 3.1). Beispielsweise bei linear polarisiertem Licht mit einem 45°-Winkel des Feldvektors entlang der beiden Achsen haben die beiden Projektionen die gleiche Länge. Wird daraufhin die anliegende Spannung variiert, so ändert sich der Unterschied zwischen den beiden Brechungsindizes und es resultiert eine Phasenverzögerung gemäß:

$$\Delta \phi = k \cdot l \cdot (n_1 - n_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot (n_1 - n_2) \tag{3.1}$$

Hierbei bezeichnt $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl, l die Länge des Kristalls und λ die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts. Dadurch ist also eine variable Drehung der Polarisation möglich und die Pockelszelle wirkt somit als Polarisationsmodulator.

Falls der Strahl parallel zu einer der beiden Achsen polarisiert eingestrahlt wird, so wird er über die Änderung des Brechungsindex durch Variation der Spannung nur verzögert oder beschleunigt, nicht aber seine Polarisation verändert. Also wird die Pockelszelle in dieser Konfiguration als Phasenverzögerer genutzt. Im vorliegenden Fall soll die Pockelszelle aber wie im ersten Beispiel beschrieben als Polarisationsmodulator benutzt werden.

Wie oben schon beschrieben wird das Licht dazu im 45°-Winkel zu beiden Achsen eingestrahlt. Aus Gleichung (3.1) folgt, dass für $l \cdot (n_1 - n_2) = \lambda/2[\lambda/4]$ die Phasenverschiebung genau $\pi[\pi/2]$ beträgt. Das heißt, dass die Pockelszelle bei so gewählten Parametern wie ein $\lambda/2[\lambda/4]$ -Plättchen wirkt.

Steigt nun die anliegende Spannung kontinuierlich an, so erhält man hinter der Pockelszelle einen Übergang von zunächst linear, zu elliptisch und weiter zu zirkular polarisiertem Licht. Bei weiter ansteigender Spannung wird die Polarisation nun wieder elliptisch, aber mit entgegengesetzten Halbachsen,



Abbildung 3.1: Projektionen des Laserstrahls auf die Achsen der Pockelszelle

bis wieder hin zu linearer Polarisation. Wird nun nur eine Projektion des Laserstrahls betrachtet, so erkennt man einen sinusförmigen Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Länge der Projektion. Die $\lambda/2$ -Spannung lässt sich über

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{n_0^3 r_{63} l}$$
(3.2)

berechnen [3]. Hierbei ist d die Dicke des Kristalls, n_0 der Brechungsindex der schnellen Achse, r_{63} der elektrooptische Koeffizient des Kristalls und l die Kristalllänge.

3.1.2 Variable Einstellung der Laserleistung mit einer Pockelszelle

Den Pockelseffekt kann man nun nutzen um die Laserleistung zu variieren, was wie im Schema in Abbildung 3.2 realisiert wird. Das Laserlicht wird zunächst durch ein $\lambda/2$ -Plättchen, danach durch die Pockelszelle und dann durch ein $\lambda/4$ -Plättchen geleitet, worauf ein Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST) folgt.

Zur Beschreibung des Schemas gehen wir von perfekt linear polarisiertem Licht aus. Mit dem $\lambda/2$ -Plättchen vor der Pockelszelle lässt sich die Polarisation des Lichts nun genau so drehen, dass im Bezugssystem der Pockelszelle einen Winkel von 45° zu den Achsen eingeschlossen wird, die Projektionen auf die Achsen also gleich lang sind. Die Pockelszelle moduliert darauf die Polarisation wie bereits beschrieben, wodurch am Ausgang im Allgemeinen elliptisch polarisiertes Licht vorliegt. Das $\lambda/4$ -Plättchen hinter der Pockelszelle ändert die Polarisation nun so, dass sich die Elliptizität ändert, das elliptische Licht sich dreht und somit auf die Achsen des PST einstellen werden kann.



Abbildung 3.2: Strahlengang zur Einstellung der Intensität des Laserleistung mittels Pockelszelle

Falls an der Pockelszelle zum Beispiel gerade die $\lambda/2$ -Spannung anliegt, am Ausgang also linear polarisiertes Licht vorliegt, so kann das $\lambda/4$ -Plättchen so eingestellt werden, dass aus der linearen Polarisation zirkulare wird. Der PST dahinter wirkt nun als Analysator, da nur der vertikal polarisierte Anteil des Lichts transmittiert und der horizontale reflektiert wird. Fällt nun das zirkular polarisierte Licht auf den PST, so teilt der das Licht 50:50 auf und die Intensität hat sich damit auf die Hälfte reduziert. Folglich lässt sich die Intensität des Laserlichts mit diesem Aufbau beliebig modulieren.

Die Anforderungen für die Evaporation sind Realisierungen von Abschwächungen der Laserleistung auf unter 2% (siehe Abschnitt 2.6), was bedeutet, dass es besonders wichtig ist in diesen Bereichen optimal zu modulieren. Benutzt werden Pockelszellen [LINOS, LM 7 IR], die aus quaderförmigen Lithiumniobat-Kristallen bestehen mit 25 mm Länge und einer freien Appertur von 7, 45 x 7, 45 mm. Ihr Transmissionsvermögen ist größer als 98%, das maximale Auslöschungsverhältnis 1:3500 bzw. 1:500¹ und ihre $\lambda/2$ -Spannung beträgt 5, 79 bzw. 5, 60 kV. Die Elektroden sind seitlich an dem Kristall angebracht, so dass hierbei also der transversale elektrooptische Effekt ausgenutzt wird.

Die benötigte Hochspannung liefern zwei Hochspannungsverstärker [Trek, 609B-3]. Sie verstärken ein Eingangssignal von -10 V bis 10 V um den Faktor 1000, so dass Ausgangsspannungen zwischen -10 kV und 10 kV erreicht werden können. Die Anstiegsrate beträgt dabei mindestens $30 \text{ V}/\mu s$, bei einer Großsignalbandbreite von mehr als 400 Hz und einer Kleinsingnalbandbreite² von 10 kHz. Die Kleinsignalbandbreite könnte sich später schon als limitierende Größe für die Bandbreite der Regelung herausstellen, da die geforderte Bandbreite, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, mindestens 16 kHz beträgt. Die spezifizierte maximale Spannung, die an den Pockelszellen zerstörungsfrei anliegen kann, beträgt ± 7 kV.

 $^{^1 \}mathrm{Unterschiedliche}$ Werte für beide Pockelszellen, laut Spezifikation

²im Bereich von Änderungen bis -3dB

Um optimale Ergebnisse bei der Verwendung der Pockelszellen zu erreichen, muss das Laserlicht so gut wie möglich linear polarisiert sein. Es ist zwar nach Verlassen der Faser linear polarisiert, aber mit einer spezifischen Reinheit von nur 17 dB, was einem Verhältnis von $\approx 1:50$ der beiden Polarisationsachsen zueinander entspricht. Deshalb wird hinter dem Faserausgang noch ein Glan-Laser Polarisator (GLP) zur Säuberung der Polarisation genutzt (siehe Abbildung 3.3). Hinter diesem Polarisator ist das Auslöschungsverhältnis, laut Spezifikation, auf mindestens $1:1\cdot 10^6$ gestiegen, was einer Unterdrückung von 60 db entspricht. Das reflektierte Licht im GLP wird durch einen Strahlblocker aufgefangen.

Die Polarisation des Lichts wird nun mit dem $\lambda/2$ -Plättchen genau auf 45° zu den Achsen der Pockelszelle eingestellt. Da die anliegende Spannung an der Pockelszelle nie exakt die $\lambda/2$ -Spannung ist, hat die Polarisation des Lichts dahinter immer eine leichte Elliptizität, die nun, wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, wiederum mit dem $\lambda/4$ -Plättchen ausgeglichen werden kann. Der darauf folgende PSD analysiert daraufhin die Polarisation des einfallenden Lichts.

Zur Charakterisierung und Optimierung der Pockelszellen wurde eine Sägezahnspannung zwischen +6 kV und -6 kV mit Hilfe eines Funktionsgenerator über die Hochspannungsverstärker an die Pockelszelle angelegt, somit wurde der Brechungsindex kontinuierlich verändert. Die Intensität des modulierten Lichts wurde hinter dem PST mit einer Photodiode [Thorlabs, PDA 10D] detektiert und auf einem Oszilloskop gegen die angelegte Hochspannung aufgetragen. Auf dem Oszilloskop war ein sinusförmiger Verlauf der Intensität, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, zu erkennen. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben rührt dieser Verlauf der Intensität von der Modulation der Polarisation bei linearer Spannungsänderung her.

Zur Optimierung des Aufbaus wurde also zuerst, wie bereits beschrieben, das $\lambda/2$ -Plättchen vor der Pockelszelle so eingestellt, dass das eintreffende Licht möglichst im 45°-Winkel zu den beiden Achsen der Pockelszelle steht. Wenn ein anderer Winkel als 45° oder Vielfache davon eingestellt sind, so sind die Projektionen des Strahls auf die beiden Achsen nicht gleich lang und somit werden die beiden Komponenten nicht komplett ausgelöscht, was zu einer Verringerung der Differenz von maximal zu minimal einstellbarer Laserleistung führt.

Das $\lambda/4$ -Plättchen dahinter ermöglicht eine Verschiebung des Maximums bzw. Minimums der Laserleistung auf einen anderen Spannungswert, wobei sich dabei aber auch wieder die Differenz zwischen Minimum und Maximum ändert. Optimal eingestellt ist dieser Aufbau, wenn die Pockelszelle aus dem linear polarisierten Licht zirkular polarisiertes macht, das dann wieder durch das $\lambda/4$ -Plättchen zu linear polarisiertem wird, aber nun senkrecht bzw. par-



Abbildung 3.3: Strahlführung des Dipolfallenlasers zur Variation der Intensität mittels Pockelszellen und Glan-Laser-Polarisator

allel zur Transmissionsachse des PST, um möglichst große Auslöschung bzw. Transmission zu erzielen. Eine möglichst vollständige Auslöschung des Lichts ist hierbei wichtiger, da die Absenkung des Dipolfallenpotentials bis zu sehr kleinen Fallentiefen, wie in Kapitel 2.6 beschrieben, realisierbar sein muss. Im vorliegenden Fall war es möglich, die Intensität des Strahls von 0,8 W bis 7 W zu variieren (siehe Abbildung 3.4).

3.1.3 Leistungsstabilisierung mittels PID-Regler

Die in den beiden vorherigen Abschnitten beschriebenen Eigenschaften der Pockelszelle und der dadurch resultierenden Variation der Leistung kann nun verwendet werden, um eine Regelung der Leistung zu realisieren. Dazu wird zunächst das hinter dem PST an einem Spiegel transmittierte Lecklicht mit einer kommerziellen Photodiode [Thorlabs, PDA 10D] detektiert. Die Photodiode wandelt die auftreffende Intensität in eine Spannung von 0 bis 10 V um, die in einen PID-Regler³ gegeben wird. Der PID-Regler besitzt außer dem Eingang für das Photodiodensignal noch einen Referenzeingang, mit dessen Hilfe extern eine gewünschte Photodiodenspannung und somit gewünschte Laserleistung vorgegeben werden kann. Der Regler versucht dann die Differenz zwischen detektierter Photodiodenspannung und Referenzspannung so

³Schaltplan siehe Anhang

klein wie möglich zu halten.

Also kann im bestehenden Experiment beispielsweise mittels der schon existierenden Experimentiersteuerung über den Computer schnell und flexibel die auf die Atome fokussierte Laserleistung vorgegeben werden. Am Ausgang des PID-Reglers befindet sich noch ein Spannungsbegrenzer auf maximal $\pm 6, 3$ V, da der Regler selber eine Spannung von maximal ± 10 V ausgeben kann, was nach den Hochspannungverstärkern einer Spannung von ± 10 kV entsprechen würde und somit die Pockelszellen zerstören würde.

Der verwendete PID-Regler war ursprünglich ein am Institut für Quantenoptik entwickelter PID-Regler für Temperaturstabilisierung mittels Peltierelementen. Die Anpassung an die Anforderung der Intensitätsstabilisierung erforderte eine höhere Regelbandbreite von mindestens 16 kHz, die durch den Einbau schnellerer Operationsverstärker erzielbar war.

Da der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung an den Pockelszellen und resultierender Leistung, also die Übertragungsfunktion, nicht linear ist, sondern eine Sinusform hat, ist ein PID-Regler nicht die optimale Lösung. PID-Regler sind lineare Regler, das heißt in unserem Fall wird er nur im linearen Bereich gute Ergebnisse liefern. Da die Übertragungsfunktion in der Nähe des Maximums bzw. Minimums aber stark vom linearen Verhalten abweicht, wird es gerade dort schwierig den Regler optimal einzustellen, gerade, weil im späteren Experiment Spannungsrampen gefahren werden sollen, das heißt, die Spannung zur Variation der Laserleistung automatisch variiert wird und somit der gesamte Leistungsbereich ausgenutzt werden soll.

3.2 Strahlführung im späteren Experiment

Das Laserlicht wird hinter dem GLP durch den PST 1 in zwei Strahlen aufgeteilt (siehe Abbildung 3.5). Diese beiden Strahlen werden nun, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, durch je eine Pockelszelle geleitet und danach durch Linsen auf die Vakuumkammer fokussiert und nach Wiederaustritt aus der Kammer in einem Strahlblocker gefangen.

Im späteren Verlauf des Experiments soll die zweite Pockelszelle benutzt werden, um eine variable Aufteilung des zweiten Strahls zu realisieren. Hierzu wird hinter der Pockelszelle 2 das reflektierte Licht am PST 3 nicht in einen Strahlblocker geleitet, sondern als zweiter Strahl verwendet. Der Strahl 2a wird nach der Pockelszelle wieder mit dem Strahl 2b überlagert, wobei dessen Strahldurchmesser vorher über zwei Linsen aufgeweitet wird. Die beiden überlagerten Strahlen werden danach ebenso wie der Strahl 1 über eine Linse auf die Atome in der Vakuumkammer fokussiert. Der Strahl 2b muss einen größeren Strahldurchmesser haben, damit er nach der Fokusierlinse vor der Vakuumkammer eine kleinere Strahltaille in der Kammer hat. Mit diesen drei Strahlen ist es dann möglich, die in Kapitel 2.4 beschriebenen Potentiale zu realisieren.

3.3 Messungen und Ergebnisse

Zur Charakterisierung des Intensitätsrauschens des Signals für den Regelkreis der Intensitätsstabilisierung des Fallenstrahls wird eine kommerzielle Photodiode [Thorlabs,PDA 10D] verwendet, die das Lecklicht des ersten Spiegels hinter dem Analysator der Regelung (PST 2 in Abbildung 3.5) detektiert. Dieses Signal wird, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, über den PID-Regler und die Hochspannungsverstärker auf die Pockelszelle geführt, wodurch der Regelkreis geschlossen ist. Zur Charakterisierung der Intensitätsstabilisierung wird das stabilisierte Laserfeld über das Lecklicht des nächsten Spiegels wieder mit einer kommerziellen Photodiode des gleichen Typs detektiert und die spektrale Rauschleistungsdichte des detektierten Signals mit Hilfe eines Fast Fourier Transformation Analyser (FFT) [Hewlett Packard, Dynamic Signal Analyser, 35670A] in unterschiedlichen Frequenzbereichen mit jeweils 400 Messpunkten analysiert.



Abbildung 3.4: Photodiodenstrom und Leistung des Laserlichts hinter der Pockelszelle bei variabler anliegender Spannung



Abbildung 3.5: gesamte Strahlführung des Dipolfallenstrahls, wobei die Strahlen danach noch in der Vakuumkammer auf die Atome fokussiert werden. Der Strahlteil 2b wird erst in späteren Phasen des Experiments realisiert.

In Abbildung 3.6 ist die spektrale Rauschleistungsdichte, mit der In-Loop-Photodiode bei aktiver Regelung gemessen, über die Frequenzen bis 200 Hz dargestellt. Das aufgenommene Signal ist im geregelten Fall bis circa 1 kHz unterdrückt und im gesamten dargestellten Bereich geglättet. Allerdings ist in Abbildung 3.6 b), die den Bereich von 0 bis 200 Hz vergrößert dargestellt, aber auch zu erkennen, dass die Messkurven für die einzelnen Messbereiche nicht miteinander überlappen. Dies ist wahrscheinlich auf den begrenzten dynamischen Bereich des FFT von 180 dB V²/Hz zurückzuführen.

Im Vergleich dazu erkennt man aber an der Out-Of-Loop Messung in Abbildung 3.7, dass hier das geregelte Signal nicht geglättet und in vielen Bereichen sogar schlechter als das ungeregelte Signal ist, die Intensitätsstabilisierung also, wenn auch auf einem sehr niedrigen Niveau, aber doch offensichtlich



(a) Leistungsdichte der In-Loop Messung (geregelt und ungeregelt) aufgetragen gegen die Frequenz bis 1 kHz



- bis 13 kHz

bis 200 Hz

bis 100 Hz bis 12 Hz

(b) Leistungsdichte der In-Loop Messung (nur geregelt) aufgetragen gegen die Frequenz bis 200 Hz

Abbildung 3.6: in a) ist zu erkennen, dass die In-Loop Leistungsdichte durch die Regelung unterdrückt und geglättet wird. In b) wird deutlich, dass sich die einzelnen Teilmessungen nicht überschneiden, was auf ein Überschreiten des dynamischen Messbereichs des FFT hindeutet.

eher zusätzliches Rauschen auf das Laserfeld drauf moduliert, anstatt es zu unterdrücken. Dies lässt darauf schließen, dass außer den Intensitätsschwankungen des Laserfelds noch andere Effekte zu erhöhtem Rauschen beitragen. Beispielsweise können Polarisationsschwankungen durch die benutzten Polarisationsoptiken im Regelkreis ($\lambda/2-$, $\lambda/4-$ Plättchen, Polarisationsstrahlteiler, Pockelszellen) hervorgerufen werden. Diese Schwankungen führen an den Spiegeln, dessen Lecklicht für die Regelung und die Charakterisierung dieser verwendet werden, durch unterschiedliche Reflektivitäten für P- und S-Polarisation [3] zu Schwankungen der Intensität des transmittierten Lichts. Die Polarisation des Strahls ist also im Bezugssystem des jeweiligen Spiegel unterschiedlich, was zu den besagten Schwankungen führt.

Der PID-Regler erhält also von der In-Loop Photodiode ein Signal, in dem tatsächliche Intensitätsschwankungen des Laserlichts, sowie auf Grund von Polarisationsschwankungen resultierende Intensitätsschwankungen gemischt sind. Diese versucht der Regler nun durch Regelung der Intensität mittels Pockelszelle zu unterdrücken, was sich dann aber an der Out-Of-Loop Photodiode als zusätzliches Rauschen niederschlägt. So werden also weitere Intensitätschwankungen auf das Lasersignal aufaddiert, obwohl im Regelkreis das Rauschen unterdrückt wird.

In der Messung bis 12 kHz in Abbildung 3.7 b) ist auch zu erkennen , dass die Regelung für größere Frequenzen immer schlechter wird. Die Leistungs-





(a) Leistungsdichte der geregelten und ungeregelten Out-of-Loop Messung aufgetragen gegen die Frequenz bis 100 Hz

(b) Leistungsdichte der geregelten und ungeregelten Out-of-Loop Messung aufgetragen gegen die Frequenz von 2 bis 13 kHz

Abbildung 3.7: in a) ist zu erkennen, dass die Out-of-Loop Leistungsdichte durch die Regelung eher verschlechtert wird. In b) ist zu erkennen, dass die Regelung für steigende Frequenzen immer schlechter wird.

dichte des ungeregelten Signals fällt langsam immer weiter ab, wobei die des geregelten immer weiter ansteigt. Um eine optimale Regelung zu realisieren, könnten zum Beispiel beim optischen Aufbau weitere Glan-Laser oder andere, gleichwertige Polarisatoren verwendet werden, um mögliche Schwankungen der Polarisation zu vermindern. Zum Beispiel könnte ein zusätzlicher Polarisator an Stelle des PST 2 (siehe Abbildung 3.5 auf Seite 31) verwendet werden, da dieser nur als Analysator der Polarisation dient. Hierzu würde sich ein GLP wesentlich besser eignen als der PST, da diese Polarisatoren im Vergleich zum Auslöschungsverhältnis eines PST von nur 1 : 50 ein sehr viel besseres Auslöschungsverhältnis von 1 : $1 \cdot 10^6$ besitzen.

Um im späteren Experiment Leistungsrampen fahren zu können, das heißt, vom Computer aus gesteuert die Intensität des Lasers kontinuierlich und automatisch zu steigern, wäre eine Linearisierung der Übertragungsfunktion möglich, um für diese Zwecke die Regelung zu optimieren. Alternativ dazu könnte man auch einen nicht-linearen Regler verwenden, der auf sinusförmige Übertragungsfunktionen, wie in diesem Fall vorliegt, ausgelegt ist.

Kapitel 4

Ausblick

Wie sich im Laufe der vorliegenden Arbeit zeigt, ist die Stabilität der Laserintensität in den interessanten Frequenzbereichen bis maximal 20 kHz bei externer Kontrolle über den Modulationseingang des Faserlasers mit Hilfe einer "NI-Karte" [20] schon sehr gut, so dass die Notwendigkeit einer zusätzlichen externen Intensitätsstabilisierung der einzelnen Teilstrahlen noch nicht abschließend geklärt ist. Allerdings wurde im Rahmen dieser Arbeit die Aufmerksamkeit auch auf die Qualität der verwendeten Polarisationsoptik ($\lambda/2-$, $\lambda/4-$ Plättchen, Polarisationsstrahlteiler) gelenkt (siehe Abschnitt 3.3), die eventuell nicht ausreichend für die rein optische Erzeugung eines quantenentarteten atomaren Gases sein könnte. Allerdings könnte dieses potentielle Problem durch die Verwendung eines Glan-Laser Polarisators (anstelle von PST 2 und 3 in Abbildung 3.5 auf Seite 31) nach der Pockelszelle in den beiden Teilstrahlengängen sehr leicht behoben werden. Dies würde eine Verbesserung des Auslöschungsverhältnis von 1 : 50 des PST zu 1 : $1 \cdot 10^6$ bei Verwendung eines GLP bewirken.

Dabei stellte sich für den Strahlengang vom Belade- und Evaporationsstrahl die Schwierigkeit, dass dort der PST hinter der Pockelszelle nicht nur zur reinen Analyse der Polarisation durchgehenden Laserstrahls dient, sondern, dass zwei Teilstrahlen weiter verwendet werden sollen. Hier könnte ebenso wie beim PST 2 ein Glan-Laser Polarisator eingesetzt werden, um in zumindest einem Strahlengang die Polarisationsschwankungen optimal zu unterdrücken. Für den anderen Strahl müsste der aus dem GLP reflektierte Strahlanteil verwendet werden, der aber in seiner Polarisation weniger sauber ist als der transmittierte. Dieser Strahlanteil würde im späteren Evaporationsschema aber den Evaporationsstrahl darstellen, der wahrscheinlich nicht in der Intensität stabilisiert werden muss, da er, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben, nur zur Entfernung der heißesten Teilchen aus dem Fallenstrahl dient.

Für die ersten Experimente wird aber sowieso nur mit Lade- und Fallenstrahl,

nicht aber mit zusätzlichem Evaporationsstrahl gearbeitet, weshalb die oben angesprochene Schwierigkeit zunächst nicht gelöst werden muss, sondern der GLP wird, wie im anderen Strahlengang auch, zunächst nur als Polarisationsanalysator verwendet.

Falls sich aber später bei zusätzlicher Verwendung des Evaporationsstrahls zeigt, dass auch dieser Strahl eine bessere Unterdrückung der Polarisationsund damit Intensitätsschwankungen benötigt, so müsste auch hier eine komplett eigene Regelung mit einer dritten Pockelszelle und zugehörigem GLP aufgebaut, also alle drei Lichtpfade einzeln geregelt werden. Hat man mit diesen Methoden nun eine gute Stabilität des Dipolfallenstrahls realisiert, so ist eine weitere Vorraussetzung zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases bosonischer Atome, also einem BEC, vorhanden.

In den folgenden Phasen des Experiments muss daraufhin der Beladungsprozess der optischen Dipolfalle optimiert werden, um eine Anfangsteilchenzahl in der Falle von $\geq 1 \cdot 10^6$ zu realisieren, wobei die Phasenraumdichte zu Beginn trotzdem noch $\gtrsim 1 \cdot 10^{-4}$ sein soll. Danach werden zunächst Temperatur und Lebensdauer, die im Bereich von 5 Sekunden sein soll, der Atome in der Dipolfalle vermessen. Im weiteren Verlauf werden verschiedene Evaporationsrampen getestet und angepasst, um die Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensation zu realisieren.

Nach der erfolgreichen rein optischen Erzeugung eines quantenentarteten Bosegases soll dieses als Quelle für die Bestimmung der lokalen Fallbeschleunigung g mittels atominterferometrischer Methoden [2, 13] dienen. Dafür sind atomare Ensembles mit möglichst hohen Teilchenzahlen, so wie möglichst hohen Wiederholungsraten der Messung wünschenswert. Für das ATLAS-Experiment werden hierfür im Kondensat circa $1 \cdot 10^5$ Teilchen und Wiederholungsraten von circa 0,5 bis 1 Hz angestrebt. Die große Anzahl an Teilchen ist notwendig, um ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu realisieren und damit aussagekräftige Messungen durchführen zu können. Die möglichst große Wiederholungsrate dient zur schnelle Mittelung über viele Experimentzyklen unter gleichen Bedingungen, um den Fehler dadurch nach Möglichkeit klein zu halten, wobei auch dadurch das Signal-zu-Rausch Verhältniss groß gehalten wird.

Die Vorteile der Nutzung eines BEC liegt in den tiefen Temperaturen der atomaren Ensembles, die zu langen freien Entwicklungszeiten und damit zu deutlich erhöhten Sensitivitäten der atominterferometrischen Messung führen, da hierbei die Sensitivität mit der Zeit quadratisch skaliert [2].

Anhang A

Quellcode für die Berechnungen der Potentiale

Es folgt der Mathematica 7 Quellcode zur Berechnung der Dipolpotentiale, dargestellt in Abschnitt 2.6.

```
\[Lambda] = 1960*nm;
nm = 10^{-9};
um = 10^{-6};
mm = 10^{-3};
m = 86.909 u; (* atomic mass of ^87Rb *)
mol = 6.022*10^{23};
Subscript[\[Lambda], D1] =
  794.9789* 10^-9; (* wavelength of the Subscript[D, 1] line *)
Subscript[\[Lambda], D2] =
  780.2412* 10^-9; (* wavelength of the Subscript[D, 2] line *)
\[CapitalGamma] =
  2 \[Pi]*6.065*10^6; (* linewidth of the cooling transition *)
Subscript[\[Alpha], 1] =
  6*10^-39; (* dynamic polarizability of the ground state \backslash
5^2Subscript[S, 1/2]; see PhD thesis of Ronald Cornelussen (2004), p. \
37 *)
Subscript[\[Alpha], 2] =
  33*10^-39; (* dynamic polarizability of the excited state \
5^2Subscript[P, 3/2]; see PhD thesis of Ronald Cornelussen (2004), p. \
37 *)
(* All formulas from the PhD thesis of Giovanni Cennini (2004), ch. \backslash
2.4
x- and y-axis span up the horizontal plane, the z-axis points \setminus
upwards, opposite to gravity *)
(* General constants *)
c = 2.99792458*10^8; (* speed of light *)
g = 9.81; (* Fallbeschleunigung *)
Subscript[k, B] = 1.380658*10^-23; (* Boltzman's constant *)
u = 1.660*10^-27; (* atomic mass unit *)
h = 6.6260755*10^{-34}; (* Planck's constant*)
Subscript[\[Epsilon], 0] = 8.85418781762*10^-12; (* *)
In[188] := Subscript[V, a][x_, y_, z_, w_, P_] =
 Subscript[\[Alpha], 1]/(c*Subscript[\[Epsilon], 0])*(2*P)/(
  Pi*w^2)*(1/Sqrt[1 + ((y*\[Lambda])/(Pi*w^2))^2])^2*
  Exp[-(2*(x^2 + z^2))/(w*
```

```
Sqrt[1 + ((y*\Lambda])/(
                   Pi*w^2))^2])^2] (*Dipolpotential in J*)
Subscript[V, Ges][x_, y_, z_, w1_, w2_, w3_, P1_, P2_, P3_,
    d_, \[Alpha]_] =
 Subscript[V, a][x, y, z, w1, P1] + Subscript[V, a][x, y, z, w2, P2] +
Subscript[V, a][x*Cos[\[Alpha]] - y*Sin[\[Alpha]],
     y*Cos[[Alpha]] + x*Sin[[Alpha]], z + d, w3, P3]
Subscript[Freq, r][P_, w_] =
   Sqrt[(4*Subscript[\[Alpha], 1]*P*mol)/(
     Pi*c*Subscript[\[Epsilon], 0]*m*w^4)];
Subscript[Freq, z][P_, w_] =
    Sqrt[(2*Subscript[\[Alpha], 1]*P*\[Lambda]*mol)/(
     Pi*c*Subscript[\[Epsilon], 0]*m*w^4*Pi)];
Manipulate[
  GraphicsGrid[ {{Plot[-(10^6/Subscript[k, B])*
          Subscript[V, Ges][0, 0, zz*um, Width1*um, Width3*um, Width2*um,
            Power1, Power3, Power2, Displacement*um,
            Winkel*Pi/180], {zz, -500, 500}, PlotRange -> All,
         AxesLabel \rightarrow {\[Mu]m, \[Mu]K},
         PlotLabel -> "Z-Richtung Fallentiefe"],
       Plot[-(4.5/(10^6*h))*
          Subscript[V, Ges][0, 0, zz*um, Width1*um, Width3*um, Width2*um,
            Power1, Power3, Power2, Displacement*um,
            Winkel*Pi/180], {zz, -500, 500}, PlotRange -> All,
         AxesLabel \rightarrow {\[Mu]m, MHz},
         PlotLabel ->
          "Z-Richtung Verstimmung"]}, {Plot3D[-(10^6/Subscript[k, B])*
          Subscript[V, Ges][xx*um, yy*um, ZPos*um, Width1*um, Width3*um,
            Width2*um, Power1, Power3, Power2, Displacement*um,
            Winkel*Pi/180], {xx, -500, 500}, {yy, -500, 500},
         PlotRange -> All, AxesLabel -> {\[Mu]m, \[Mu]K},
         PlotLabel -> "X-Y-Richtung-Fallentiefe"],
       Plot3D[-(4.5/(10^6*h))*
          Subscript[V, Ges][xx*um, yy*um, ZPos*um, Width1*um, Width3*um,
            Width2*um, Power1, Power3, Power2, Displacement*um,
            Winkel*Pi/180], {xx, -500, 500}, {yy, -500, 500},
         PlotRange -> All, AxesLabel -> {\[Mu]m, MHz},
         PlotLabel -> "X-Y-Richtung-Verstimmung"]},
     { Subscript[Freq, r][Power3, Width3],
       \label{eq:subscript} \end{tabular} Subscript[Freq, z] \end{tabular} \end{tabular} \end{tabular} width \end{tabular} \end{tabular} \end{tabular}, \end{tabular} \end{tabu
    500}, {{Winkel, 56}, 0, 180}, {{Width1, 180}, 20,
   250}, {{Width2, 60}, 20, 250}, {{Width3, 30}, 10,
    250}, {{Power1, 26}, 0, 50}, {{Power2, 0}, 0, 50}, {{Power3, 0}, 0,
   50}, {{ZPos, 0}, 0, 500}](*Potential in uK*)
Manipulate[GraphicsGrid[{{Plot[(-(10^6/Subscript[k, B]))*Subscript[V, \
Ges][0, 0, zz*um, Width1*um, Width3*um, Width2*um, Power1, Power3, \
Power2, Displacement*um,
              Winkel*(Pi/180)], {zz, -500, 500}, PlotRange -> All, \
AxesLabel -> {\[Mu]m, \[Mu]K}, PlotLabel -> "Z-Richtung \
Fallentiefe"],
         Plot[(-(4.5/(10^6*h)))*Subscript[V, Ges][0, 0, zz*um, Width1*um, \
Width3*um, Width2*um, Power1, Power3, Power2, Displacement*um, \
Winkel*(Pi/180)],
          {zz, -500, 500}, PlotRange -> All, AxesLabel -> {\[Mu]m, MHz}, \
PlotLabel -> "Z-Richtung Verstimmung"]},
       {Plot3D[(-(10^6/Subscript[k, B]))*Subscript[V, Ges][xx*um, yy*um, \
ZPos*um, Width1*um, Width3*um, Width2*um, Power1, Power3, Power2, \
Displacement*um,
              Winkel*(Pi/180)], {xx, -500, 500}, {yy, -500, 500}, PlotRange \
-> All, AxesLabel -> {\[Mu]m, \[Mu]K}, PlotLabel -> \
```

"X-Y-Richtung-Fallentiefe"], Plot3D[(-(4.5/(10^6*h)))*Subscript[V, Ges][xx*um, yy*um, \ ZPos*um, Width1*um, Width3*um, Width2*um, Power1, Power3, Power2, \ Displacement*um, Winkel*(Pi/180)], {xx, -500, 500}, {yy, -500, 500}, PlotRange -> All, AxesLabel \ -> {\[Mu]m, MHz}, PlotLabel -> "X-Y-Richtung-Verstimmung"]}, {Subscript[Freq, r][Power3, Width3], Subscript[Freq, z][Power3, \ Width3]}}], {{Displacement, 80}, 0, 500}, {{Winkel, 56}, 0, 180}, \ {{Width1, 180}, 20, 250}, {{Width2, 60}, 20, 250}, {{Width3, 30}, 10, 250}, {{Power1, 26}, 0, \ 50}, {{Power2, 0}, 0, 50}, {{Power3, 0}, 0, 50}, {{ZPos, 0}, 0, 500}]

Anhang B

Schaltplan des PID-Reglers vor dem Umbau



Literaturverzeichnis

 T. Kawalec G. Reinaudi R. Mathevet A. Couvert, M. Jeppesen and D. Guéry-Odelin.

A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical bose-einstein condensate.

Eur. Phys. Lett, 83:50001, 2008.

- [2] Keng Y Chung Achim Peters and Steven Chu. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400:849–853, 1999.
- [3] Schaefer Bergmann.
 Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3: Optik : Wellen- und Teilchenoptik.
 de Gruyter, 1993.
- [4] K.D. Bonin and M.A. Kadar-Kallen. Theory of the light force technique for measuring polarizabilities. *Phys.Rev.A*, 47:944, 1993.
- [5] K.D. Bonin and M.A. Kadar-Kallen. Linear electric-dipole polarizabilities. Int. J. Mod. Phys. B, 8:3313, 1994.
- [6] Satyendranath Bose.Plancks gesetz und lichtquantenhypothese.Z. Phys, 26(3):178, 1924.
- [7] Ronald Alexander Cornelussen.
 Optical trapping and manipulation of atoms near surfaces.
 PhD thesis, Universität Amsterdam, 2004.
- [8] Albert Einstein.
 Quantentheoie des einatomigen idealen gases.
 Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss, 1924:261, 1924.
- [9] Waldemar Herr.

- Realisierung eines schmalbandigen diodenlasersystems hoher ausgangsleistung zur rauscharmen detektion und manipulation von rubidiumatomen mit hilfe der atom-licht-wechselwirkung. Master's thesis, Universität Hannover, 2007.
- M.Robert de Saint Vincent R.A.Nyman A.Aspect T.Bourdel J.-F.Clément, J.-P.Brantut and P.Bouyer.
 All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation. *Phys. Ref. A*, 79:061406–1–4, 2009.
- J. A. Sauer M. D. Barrett and M. S. Chapman.
 All-optical formation of an atomic bose-einstein condensate.
 Phys. Rev. Lett, 87:010404-1-4, 2001.
- Tobias Müther.
 Evaporative Kühlung in optischen Dipolpotentialen.
 PhD thesis, Universität Hannover, 2005.
- [13] Christina Rode.
 Aufbau eines kompakten lasersystems zur kühlung der isotope von rubidium und kalium.
 Master's thesis, Universität Hannover, 2009.
- [14] Matthias Weidemüller Rudolf Grimm. Optical dipole traps for neutral atoms. Adv. At. Mol. Opt. Phys, 42:95–170, 2000.
- [15] A. Ashkin und A. Cable. S. Chu, J. E. Bjorkholm. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett*, 57:314, 1986.
- [16] K. M. O'Hara T. A. Savard and J. E. Thomas. Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Phys. Rev. A*, 56:R1095, 1997.
- [17] Trevor Wenger Toshiya Kinoshita and David S. Weiss.
 All-optical bose-einstein condensation using a compressible crossed dipole trap.
 Phys. Rev. A, 71:011602–1–4, 2005.
- [18] H.J. Metcalf und P. van der Straten. Laser Cooling and Trapping. Springer-Verlag, 1999.
- [19] D.S. Durfee W. Ketterle and D.M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding bose-einstein condensates.

LITERATURVERZEICHNIS

- In Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi", Course CXL, edited by M. Inguscio, S. Stringari and C.E. Wieman, 1999.
- [20] Temmo Wichert Wübbena.Eine optische dipolfalle bei einer wellenlänge von 2000 nm.Master's thesis, Universität Hannover, 2008.
- [21] Oliver Wille.

Aufbau eines 3d-optischen gitters für quantenentartete fermi-bosemischungen aus 40k und 87rb.

Master's thesis, Universität Hamburg, 2005.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energieverschiebung im Dressed-State Modell	•	8
2.2	Verschiebung der Energieniveaus in Abhängigkeit von der La-		
	serintensität		9
2.3	Schematische Darstellung eines fokussierten Gaußstrahls		13
2.4	Evaporation durch einfaches Verringern der Laserintensität .	•	15
2.5	Schematische Darstellung des Evaporationsschemas von Phil-		
	lipe Bouyer	•	16
2.6	Evaporationsschema am ATLAS-Experiment	•	19
3.1	Projektionen des Laserstrahls auf die Achsen der Pockelszelle		25
3.2	Strahlengang zur Einstellung der Intensität des Laserleistung		
	mittels Pockelszelle		26
3.3	Strahlführung des Dipolfallenlasers zur Variation der Intensi-		
	tät mittels Pockelszellen und Glan-Laser-Polarisator	•	28
3.4	Photodiodenstrom und Leistung des Laserlichts hinter der Po-		
	ckelszelle bei variabler anliegender Spannung	•	30
3.5	gesamte Strahlführung des Dipolfallenstrahls	•	31
3.6	In-Loop Messung der spektralen Rauschleistungsdichte	•	32
3.7	Out-of-Loop Messung der spektralen Rauschleistungsdichte $% \mathcal{A}$.	•	33

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mark Wielitzka