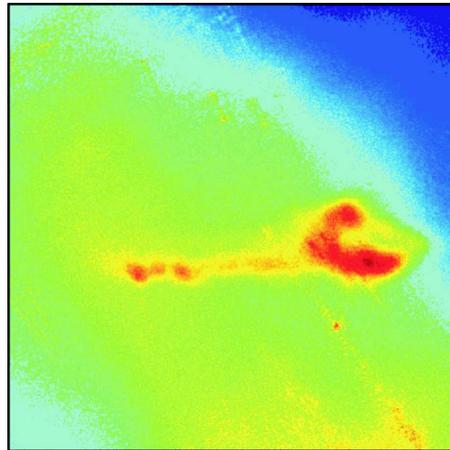


Aufbau einer Quelle für nichtlineare Atomoptik



Diplomarbeit

Karen Forberich

Universität Konstanz
Fachbereich Physik
Lehrstuhl Professor Dr. Jürgen Mlynek

September 2001

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht	5
1.1 Atom-Licht-Wechselwirkung	6
1.1.1 Ohne spontane Emission - Schrödingergleichung	6
1.1.2 Mit spontaner Emission - Blochgleichungen	10
1.2 Grenzen des Dopplerkühlens am Beispiel des Dopplerlimits	13
1.3 Sub-Doppler-Kühlmethoden	15
1.4 Die Magneto-optische Falle	21
1.4.1 Die Doppler-MOT	22
1.4.2 Beschreibung der MOT einschließlich der Sub-Doppler-Mechanismen	25
2 Die Magnetfalle	27
2.1 Die Quadrupolfalle	29
2.2 Die TOP-Falle	30
3 Experimenteller Aufbau und Methoden	33
3.1 Das Rubidium-Atom	34
3.2 Die Vakuumapparatur	35
3.3 Der atomare Funnel	37
3.4 Die MOT und die Magnetfalle	42
3.5 Optischer Aufbau	45
3.5.1 Das Lasersystem	45
3.5.2 Spektroskopie und Laserstabilisierung	46
3.5.3 Akusto-optische Modulatoren	49
3.5.4 Modenfilterung durch Glasfasern	51
3.6 Nachweis der Atome	53
3.7 Aufbau bis Dezember 2000	56

4 Experimentelle Ergebnisse	60
4.1 Charakterisierung der magneto- -optischen Falle	61
4.1.1 Laderate der MOT	61
4.1.2 Zerfallsrate der Atome	64
4.2 Polarisationsgradientenkühlen	66
Ausblick	73
Literaturverzeichnis	75
Danksagung	79

Einleitung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit habe ich am Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus gasförmigem Rubidium mitgearbeitet, mit dem Experimente zur nichtlinearen Atomoptik durchgeführt werden sollen. In einem Bose-Einstein-Kondensat treten wegen der hohen Dichten auch nicht-lineare Effekte aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Atomen auf. Dies erlaubt eine Erweiterung der linearen Atomoptik auf nichtlineare Effekte.

Voraussetzung für Atomoptik und Bose-Einstein-Kondensation ist, dass Atome als Wellenpakete von der Ausdehnung der thermischen de Broglie-Wellenlänge λ_{dB} betrachtet werden können. Diese ist definiert als

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (1)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , der atomaren Masse m , der Boltzmann-Konstanten k_B und der Temperatur der Atome T . Bei Raumtemperatur ist λ_{dB} so klein verglichen mit dem Teilchenabstand, dass die Atome als klassische unterscheidbare Teilchen behandelt werden können. Die Tatsache, ob ein Gas aus Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) oder aus Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) besteht, spielt dann keine Rolle. Wenn jedoch λ_{dB} von derselben Größenordnung ist wie der interatomare Abstand, überlappen die atomaren Wellenpakete. Damit werden die Teilchen ununterscheidbar und statistische Effekte spielen eine wichtige Rolle. Die herausragende Eigenschaft von Bosonen ist, dass sich oberhalb einer kritischen Phasenraumdichte $n\lambda_{dB}^3$ mit der räumlichen Dichte n die Atome im energetisch niedrigsten Zustand ansammeln, obwohl der energetische Abstand zum ersten angeregten Zustand kleiner ist als $k_B T$. Dies wurde schon 1924 von Einstein aufbauend auf einer Arbeit von Bose erkannt [1, 2]. Dieser Phasenübergang, der als Bose-Einstein-Kondensation bekannt wurde, findet statt bei

$$n\lambda_{dB}^3 = 2,612. \quad (2)$$

Im hypothetischen Fall $T=0$ sind alle Atome im Grundzustand. Es handelt sich hierbei zunächst um eine Kondensation im Impulsraum, da die Atome im Ex-

periment in einer Falle gefangen sind, führt dies auch zu einer Kondensation im Ortsraum.

Da in einem BEC eines idealen Gases alle Atome im selben Zustand sind, ist die Wellenfunktion des gesamten Kondensats mit N Atomen das direkte Produkt aus N Einzelteilchenwellenfunktionen. Da der Betrag der quantenmechanischen Wellenfunktion eine Wahrscheinlichkeitsverteilung beschreibt, muss man normalerweise dasselbe Experiment sehr oft wiederholen, um eine Aussage über die Wellenfunktion zu erhalten. Wenn man die Dichteverteilung eines BEC abbildet, betrachtet man Millionen Kopien derselben Wellenfunktion auf einmal und erhält die Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem einzigen Experiment.

Die ersten Versuche, BEC aus einem atomaren Gas herzustellen, wurden mit spinpolarisiertem Wasserstoff in einem Entmischungskryostaten durchgeführt. Man dachte, dass Wasserstoff im Gegensatz zu anderen Elementen nicht zu einer „normalen“ Flüssigkeit kondensiert, bevor Bose-Einstein-Kondensation eintritt. Die ersten Gas-Kondensate erhielt man jedoch mit Alkalimetallen, ermöglicht durch die Entwicklung der Technik des Laserkühlens in den 80er Jahren des vergangenen Jahrhunderts, insbesondere durch die erste experimentelle Realisierung einer Magneto-Optischen-Falle 1987 [3]. Dies führte zur Verleihung Physik-Nobelpreis 1997 an S.Chu, C.Cohen-Tannoudji und W.Philips für praktische und theoretische Arbeiten auf dem Gebiet der Laserkühlung.

Die Alkalimetalle eignen sich aufgrund ihres einfachen Termschemas gut zur Laserkühlung, zudem lässt sich das benötigte Licht mit handelsüblichen Lasern erzeugen und sie lassen sich leicht verdampfen. Es stellte sich jedoch heraus, dass sich durch Laserkühlung nur eine maximale Phasenraumdichte von etwa 10^{-5} erreichen lässt. Die Methode, mit der sich die Phasenraumdichte um die erwünschten weiteren fünf Größenordnungen erhöhen lässt, ist das Verdampfungskühlen. Dieser Prozess kommt auch in der Natur vor, wenn sich z.B. eine heiße Flüssigkeit dadurch abkühlt, dass genau die heißesten Atome oder Moleküle abdampfen. Im Zusammenhang mit BEC wurde diese Methode zum ersten Mal bei den Experimenten mit spinpolarisiertem Wasserstoff angewendet [4]. Hierbei werden die Atome üblicherweise in einer Magnetfalle gefangen und anschließend durch Einstrahlen einer Radiofrequenz die wärmsten Atome aus der Falle entfernt. Die übriggebliebenen Atome thermalisieren durch Stöße, wodurch die mittlere Temperatur sinkt. Hierzu ist es wichtig, dass die Rate der elastischen Stöße möglichst hoch ist gegenüber der Rate inelastischen Stöße.

Vor der ersten experimentellen Realisierung eines Kondensats in einem atomaren Gas war nicht bekannt, für welche Elemente Verdampfungskühlen besonders gut funktioniert oder auch nur für welche Elemente die Wechselwirkung zwischen den Atomen anziehend oder abstoßend ist. Daher wurde mit unterschiedlichen Elementen experimentiert, und 1995 gelang drei Gruppen kurz hintereinander die

Herstellung eines Kondensats bzw. sie hatten Anzeichen für eine Kondensation: Anderson *et al.* mit $^{87}\text{Rubidium}$ [5], Davis *et al.* mit Natrium [6] und Bradley *et al.* mit $^7\text{Lithium}$ [7]. Das Besondere an $^7\text{Lithium}$ ist, dass es eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Atomen gibt, wodurch das Kondensat oberhalb einer bestimmten Atomzahl instabil wird. Zuvor hatte es viele kontroverse Diskussionen gegeben, ob ein Kondensat bei attraktiver Wechselwirkung überhaupt existieren kann.

Es stellte sich heraus, dass $^{87}\text{Rubidium}$ aufgrund des günstigen Verhältnisses von elastischen zu inelastischen Stößen das Element ist, mit dem sich am einfachsten ein Kondensat erzeugen lässt; deswegen wird es auch von uns verwendet.

Inzwischen sind auch mit Wasserstoff [8] und metastabilem Helium [9] Kondensate hergestellt worden. Alle existierenden Kondensate finden sich auf <http://amo.phy.gasou.edu/bec.html>. Nichtlineare Atomoptik ist nur möglich aufgrund der hohen Dichte in einem Bose-Einstein-Kondensat. Mathematisch beschreiben lässt sich die Dynamik eines BEC bei $T=0$ mit einem Mean-Field Ansatz durch die sogenannte Gross-Pitaevskii-Gleichung, die oft auch als nichtlineare Schrödinger-Gleichung bezeichnet wird:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext} + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\psi|^2 \right) \psi. \quad (3)$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite beschreiben die kinetische und die potentielle Energie wie in der Schrödinger-Gleichung auch. Der dritte, nichtlineare Term beschreibt die Wechselwirkung der Atome, diese ist proportional zu $|\psi|^2$ und damit zur Dichte. Die Größe a ist die s-Wellen-Streulänge, für $a < 0$ ist die Wechselwirkung repulsiv, für $a > 0$ attraktiv.

Analog zur nichtlinearen Lichtoptik sind in einem BEC bereits dunkle Solitonen erzeugt worden [10], die aus einem Bereich geringerer Dichte bestehen, und es wurde Vierwellenmischung demonstriert [11].

Das Ziel unseres Experiments ist die Realisierung eines hellen Solitons, d.h. das Kondensat bewegt sich als ganzes durch die Falle, ohne dabei auseinanderzulaufen. Dieses Phänomen ist aus Glasfasern bekannt, in denen nicht auseinanderlaufende Pulse die Datenübertragung deutlich verbessern können. In beiden Fällen gleicht gerade die Nichtlinearität die normale Dispersion aus¹. Helle Solitonen sind nur dann möglich, wenn die Terme in Gleichung 3, die die kinetische bzw. die Wechselwirkungsenergie beschreiben, unterschiedliche Vorzeichen haben. Für $a > 0$ ist die Wechselwirkung zwischen den Atomen anziehend. Dies macht es schwierig, solche Kondensate zu erzeugen, da diese oberhalb einer kritischen Atomzahl kollabieren.

Deswegen wollen wir den Weg einschlagen, die effektive Masse der Atome zu ma-

¹Die Ausbreitung von Licht in Glasfasern wird durch eine 3 sehr ähnliche Gleichung beschrieben, in der allerdings Orts- und Zeitableitungen vertauscht sind.

nipulieren. Dies ist möglich, wenn sich die Atome in einem periodischen Potential befinden; bei einem Impuls an der Nähe der Bandkante kann man ihnen analog zum Verhalten von Elektronen im Festkörper eine negative effektive Masse zuordnen und so die oben genannte Bedingung erfüllen. Das periodische Potential soll von einer stehenden Lichtwelle erzeugt werden, die außerdem eine Dipolfalle darstellt, in der sich das Soliton bewegen kann.

Diese Arbeit beschreibt die ersten Schritte auf dem Weg zur Realisierung eines hellen Solitons. Sie gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 wird auf die Theorie des Laserkühlens im Allgemeinen und auf die Magneto-Optische Falle im Besonderen eingegangen. In Kapitel 2 werden das Prinzip der Magnetfalle und die in unserem Experiment verwendete Spulenkonfiguration beschrieben. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau erklärt, und in Kapitel 4 auf die experimentelle Ergebnisse eingegangen. Die Arbeit schließt mit einem Ausblick.

Kapitel 1

Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht

Im ersten Schritt des Experiments werden Atome mit Laserlicht gefangen und gekühlt, um die zur Bose-Einstein-Kondensation benötigten hohen Phasenraum-dichten zu erreichen. Laserkühlung beruht auf der Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen. Deswegen wird in Abschnitt 1.1 zunächst die Atom-Licht-Wechselwirkung im Hinblick auf die Übergänge zwischen atomaren Niveaus und die daraus resultierende Kraft auf ein Atom erläutert, dabei wird das einfache Modell des Zweiniveausystems verwendet. Danach wird in Abschnitt ?? beschrieben, wie Atome in einem Lichtfeld durch Dopplerkühlung gebremst werden können. Danach wird in Abschnitt 1.3 auf Sub-Doppler-Kühlmechanismen eingegangen, die niedrigere Endtemperaturen liefern. Schließlich wird in Abschnitt 1.4 die magneto-optische Falle (MOT) erläutert, in der Atome im Unterschied zu den bis dahin beschriebenen Verfahren nicht nur gekühlt, sondern auch räumlich gefangen werden. Bei der Beschreibung der MOT und des Sub-Doppler-Kühlens reicht das Zweiniveau-Modell nicht mehr aus, da die Zeemanaufspaltung entscheidend ist für den Kühlprozess.

1.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

In diesem Kapitel wird die Wechselwirkung eines Zweiniveau-Atoms mit einer Lasermode betrachtet und als wesentliches Ergebnis ein Ausdruck für die auf ein Atom wirkende Kraft hergeleitet. Es zeigt sich, dass diese Kraft zur Kühlung von Atomen verwendet werden kann.

1.1.1 Ohne spontane Emission - Schrödingergleichung

Im folgenden Abschnitt wird die Wechselwirkung eines Zweiniveaumatoms mit einem resonanten Lichtfeld betrachtet, wobei zunächst nur die unitären Prozesse Absorption und induzierte Emission berücksichtigt werden, spontane Emission wird erst im nächsten Abschnitt behandelt. Die Behandlung orientiert sich dabei an [12] und [13].

Es wird angenommen, dass das Atom nur über einen Grundzustand und einen angeregten Zustand verfügt. Ein reales Atom verfügt zwar über deutlich mehr als zwei Niveaus, jedoch lässt es sich als Zweiniveausystem beschreiben, wenn monochromatisches Licht eingestrahlt wird, das resonant oder nahezu resonant mit dem Übergang zwischen Grund- und angeregten Zustand wechselwirkt. Diese beiden Zustände sind die Eigenzustände des Atoms *ohne* äußeres Lichtfeld; das Lichtfeld stellt eine Störung dar, somit sind Grundzustand und angeregter Zustand keine stationären Zustände mehr, d.h. ihre Besetzungswahrscheinlichkeiten sind nicht mehr zeitlich konstant.

Zeitabhängiges Bild - Rabi-Oszillationen

Im Folgenden wird in einem zeitabhängigen Bild die zeitliche Abhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeiten betrachtet. Als Ergebnis erhält man, dass das System mit der sogenannten Rabi-Frequenz Ω zwischen den beiden Zuständen oszilliert. Dabei charakterisiert Ω die Stärke der Kopplung zwischen dem Lichtfeld und dem Atom.

Der Hamilton-Operator des gesamten Systems ist

$$H_{ges}(t) = H_A + H_{AL}(t) \quad (1.1)$$

mit dem atomaren Hamiltonoperator

$$H_A = \hbar\omega_A|e\rangle\langle e| \quad (1.2)$$

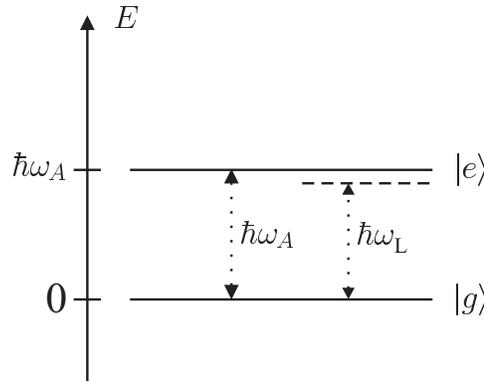


Abbildung 1.1: Dargestellt ist ein atomares Zweiniveausystem mit dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$, den Eigenzustände des ungestörten Hamilton-Operators H_A . Die Energie des Grundzustandes ist Null, die des angeregten Zustandes $\hbar\omega_A$. Ein Lichtfeld der Frequenz ω_L ist fast resonant mit dem atomaren Übergang, im eingezeichneten Fall ist die Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_A < 0$, wie es beim Laserkühlen meist der Fall ist.

und dem Wechselwirkungsoperator

$$H_{AL}(t) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (1.3)$$

In der Dipolnäherung hat der Wechselwirkungsoperator die Form

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_{eg}(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) \quad (1.4)$$

mit dem als reell angenommenen Übergangsmatrixelement $\mathbf{d}_{eg} = \langle e|\mathbf{d}|g\rangle = \langle g|\mathbf{d}|e\rangle$. Das Laserfeld lässt sich klassisch beschreiben als

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_0 \cos[\omega_L t + \phi(\mathbf{r})] \quad (1.5)$$

mit der Amplitude $\vec{\mathcal{E}}_0$, der Frequenz ω_L und der Phase ϕ . Diese halbklassische Betrachtungsweise ist erlaubt, wenn viele Photonen in einer Mode vorhanden sind und die Absorption oder Emission eines einzelnen Photons daher das Lichtfeld kaum verändert.

Die sogenannte Rabi-Frequenz, die ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld darstellt, ist definiert als

$$\hbar\Omega = -\mathbf{d}_{eg}\vec{\mathcal{E}}_0. \quad (1.6)$$

Wendet man den vollen Hamilton-Operator auf einen allgemeinen Zustand der Form

$$|\psi\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle. \quad (1.7)$$

an, so erhält man Differentialgleichungen für die Koeffizienten, in denen zwei unterschiedlich schnell oszillierende Terme auftreten. Die schnelle Oszillationsfrequenz liegt im optischen Bereich mit etwa 10^{15} Hz, die langsame bei einigen MHz. Da atomare Übergänge über einen Zeitraum von 10^{-8} s oder länger erfolgen, kann der Term mit der schnellen Oszillation vernachlässigt werden [14]. Diese Näherung bezeichnet man auch als Rotating Wave Approximation (RWA)¹. Auf diese Weise erhält man folgenden Wechselwirkungsoperator:

$$H_{AL} = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} [e^{-i\phi(\mathbf{r})} e^{-i\omega_L t} |e\rangle\langle g| + e^{+i\phi(\mathbf{r})} e^{+i\omega_L t} |g\rangle\langle e|]. \quad (1.8)$$

Wendet man den Hamiltonoperator auf den Zustand 1.7 an, so erhält man Differentialgleichungen für die Koeffizienten $c_g(t)$ und $c_e(t)$, deren Betragsquadrate die Wahrscheinlichkeiten angeben, das Atom entweder im Grund- oder im angeregten Zustand zu finden. Es ergibt sich eine sinusförmige Oszillation zwischen den beiden Zuständen mit der Frequenz

$$\Omega' = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} \quad (1.9)$$

und der Amplitude $\Omega^2/(\delta^2 + \Omega^2)$. Man bezeichnet sie als Rabi-Oszillationen, da sie zum ersten Mal von Rabi für den Fall eines magnetischen Spin 1/2-Systems beschrieben wurden. In Abb.(1.2) ist das Ergebnis für den Fall, dass sich das Atom zum Zeitpunkt $t=0$ befindet, für verschiedene Verstimmungen δ aufgezeichnet.

Stationäres Bild - Dressed States und Light Shifts

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt ein zeitabhängiges Bild verwendet wurde, werden nun in einem stationären Bild die Eigenzustände des aus Atom und Lichtfeld bestehenden Gesamtsystems betrachtet. In diesem Bild lassen sich die Sub-Doppler-Kühlmechanismen, die in Abschnitt 1.3 besprochen werden, anschaulich verstehen.

Wenn man nicht die Eigenzustände des Atoms allein, sondern des gesamten Licht-Atom-Systems betrachten möchte, führt man durch $c'_e(t) = c_e(t)e^{i\omega_L t}$ in Gleichung 1.7 eine Transformation in ein rotierendes Bezugssystem durch, wodurch die Zeitabhängigkeit in Gleichung 1.8 verschwindet. Der vollständige Hamiltonoperator hat dann in der Basis $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ die Form

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\delta & \Omega \\ \Omega & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

¹In einem quantenmechanischen Bild erhält man diese Näherung, wenn man nur die Terme behält, die den Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand unter Absorption eines Photons und den umgekehrten Übergang unter Emission eines Photons beschreiben.

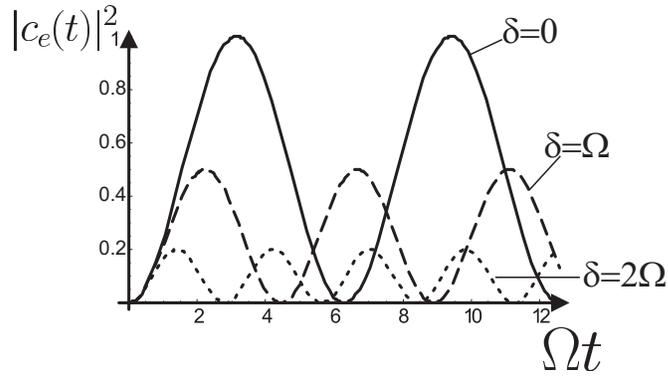


Abbildung 1.2: Rabi-Oszillationen für verschiedene Verstimmungen δ . Aufgetragen ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes $|c_e(t)|^2$ über der Zeit für den Fall, dass das Atome bei $t=0$ im Grundzustand ist. Im Resonanzfall $\delta = 0$ oszilliert $|c_e(t)|^2$ mit der Frequenz Ω und die Amplitude ist maximal, d.h. zu bestimmten Zeitpunkten sind alle Atome im angeregten Zustand. Für größere Verstimmung nimmt die Frequenz der Oszillation zu und ihre Amplitude ab.

Diagonalisiert man diesen, so ergibt sich für die Eigenwerte

$$E_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}. \quad (1.11)$$

Dies sind die Energien der Eigenzustände des Gesamtsystems, die man auch als „Dressed States“ bezeichnet und die durch $|+\rangle$ und $|-\rangle$ symbolisiert werden.

Die Dressed States sind Superpositionen von $|g\rangle$ und $|e\rangle$:

$$|-\rangle = \cos\theta|g\rangle - \sin\theta|e\rangle \quad (1.12)$$

$$|+\rangle = \sin\theta|g\rangle + \cos\theta|e\rangle \quad (1.13)$$

mit $\cos(2\theta) = -\delta/\Omega'$ [15].

Der energetische Unterschied zwischen $|-\rangle$ und $|+\rangle$ beträgt $\hbar\Omega'$.

Für $\delta < 0$ und $\Omega \ll \delta$ geht $|-\rangle$ in $|g\rangle$ über und $|+\rangle$ in $|e\rangle$, wie es in Abb.1.3 gezeigt ist; für $\delta > 0$ und $\Omega \ll \delta$ geht $|-\rangle$ in $|e\rangle$ über und umgekehrt. Im Fall $\Omega \rightarrow \infty$ bestehen $|-\rangle$ und $|+\rangle$ zu gleichen Teilen aus $|g\rangle$ und $|e\rangle$.

Für $\Omega \ll \delta$ ist die Energieverschiebung des Grundzustandes

$$\Delta E_g = \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} \quad (1.14)$$

und die des angeregten Zustandes

$$\Delta E_e = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta}. \quad (1.15)$$

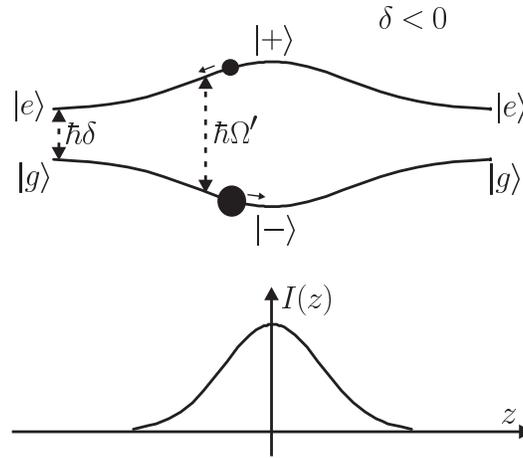


Abbildung 1.3: Energie der „dressed states“ in einem rotverstimmen Laserstrahl mit Gaußprofil. Für $\delta < 0$ und $\Omega \ll \delta$ geht $|g\rangle$ in $|-\rangle$ über und $|e\rangle$ in $|+\rangle$, d.h. die Energieverschiebung des Grundzustandes ist negativ und die des angeregten Zustandes positiv; für $\delta > 0$ und $\Omega \ll \delta$ geht $|g\rangle$ in $|+\rangle$ über und umgekehrt. Die Atome erfahren in jedem Fall eine Kraft in Richtung der niedrigeren Energie, die sogenannte Dipolkraft.

Ist die Rabi-Frequenz und damit die Light Shift aufgrund einer ortsabhängigen Intensität selbst ortsabhängig, so erfahren die Atome eine Kraft, die man auch als Dipolkraft bezeichnet:

$$\mathbf{F}_{\pm}(\mathbf{x}) = \mp \nabla \left(\frac{\hbar}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega(\mathbf{x})^2} \right) \quad (1.16)$$

1.1.2 Mit spontaner Emission - Blochgleichungen

Die Berücksichtigung der spontanen Emission, die eine zentrale Rolle beim Laserkühlen spielt, ist in der Schrödinger-Gleichung nicht möglich, dafür aber in den optischen Bloch-Gleichungen, die in diesem Abschnitt behandelt werden.

Der angeregte Zustand besitzt eine natürliche Linienbreite Γ und eine Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$, d.h. im Mittel wird nach der Zeit τ ein Photon spontan emittiert. Da ein spontan emittiertes Photon eine beliebige Richtung und Polarisation hat, ist spontane Emission irreversibel, im Gegensatz zu den bis jetzt betrachteten reversiblen Prozessen Absorption und induzierte Emission. Nur irreversible Prozesse können die Entropie eines Systems verändern und daher zur Kühlung verwendet werden. Die beim Kühlen freiwerdende Energie wird immer durch spontan emittierte Photonen dissipiert.

Um spontane Emission mit zu beschreiben, führt man im Allgemeinen die op-

tischen Bloch-Gleichungen ein. Dies sind Bewegungsgleichungen für die Matrixelemente des Dichteoperators ρ , wobei die Diagonalelemente ρ_{ee} und ρ_{gg} die Besetzungswahrscheinlichkeiten des angeregten bzw. des Grundzustandes sind. Man erhält ([13])²:

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{ee} = -\Gamma\tilde{\rho}_{ee} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) \quad (1.17)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{gg} = +\Gamma\tilde{\rho}_{ee} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) \quad (1.18)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{eg} = -i\frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{eg} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) + i\delta\tilde{\rho}_{eg} \quad (1.19)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{ge} = -i\frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{ge} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) - i\delta\tilde{\rho}_{ge}. \quad (1.20)$$

Der Einfluss der spontanen Emission auf die Rabi-Oszillationen aus Abb.1.2 ist in Abb.1.4 dargestellt. Sie werden durch spontane Emission gedämpft, und zwar abhängig von Verhältnis Γ/Ω .

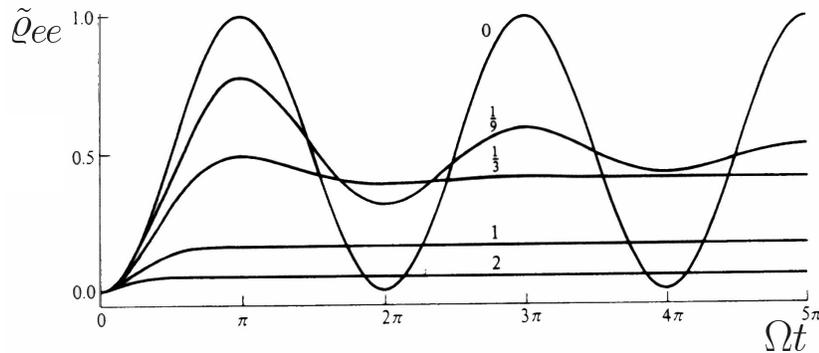


Abbildung 1.4: Rabioszillationen unter Berücksichtigung der spontanen Emission, aus[14]. Dargestellt ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes für unterschiedliche Dämpfungen $\Gamma/\Omega=0, 1/9, 1/3, 1$ und 2 für den Fall, dass bei $t=0$ alle Atome im Grundzustand sind. Man erkennt, dass für schwache Dämpfungen eine gedämpfte Oszillation vorliegt, die jedoch für größeres Γ/Ω ganz verschwindet.

Im Gleichgewichtsfall, d.h. zu einer Zeit, nach der die Oszillationen aus Abb.1.4 abgeklungen sind und sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten nicht mehr ändern,

²Hier wurde eine Transformation von ρ zu $\tilde{\rho}$ durchgeführt durch $\tilde{\rho}_{eg} = \rho_{eg}e^{i\omega_L t}$ und $\tilde{\rho}_{ge} = \rho_{ge}e^{-i\omega_L t}$, die die vorher auftretenden Zeitabhängigkeit eliminiert. $\tilde{\rho}_{ee}$ und $\tilde{\rho}_{gg}$ sind identisch mit ρ_{ee} bzw. ρ_{gg} und stellen weiterhin die Besetzungswahrscheinlichkeiten dar.

ergibt sich für die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes

$$\tilde{\rho}_{ee}^{st} = \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\delta^2}. \quad (1.21)$$

Sie strebt gegen $1/2$, wenn die Intensität gegen unendlich geht, und ist eine Lorentzkurve in Abhängigkeit von δ , ist also im Resonanzfall maximal. Als Sättigungsintensität definiert man [15]

$$\frac{I}{I_S} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = s_0 \quad \text{mit} \quad I_S = \frac{h\pi c}{3} \frac{\Gamma}{\lambda^3}. \quad (1.22)$$

wobei I die gesamte Intensität ist und λ die Wellenlänge des atomaren Übergangs ist. Die Sättigungsintensität ist also vollständig durch den atomaren Übergang bestimmt. Das Verhältnis I/I_S bezeichnet man auch als Sättigungsparameter s_0 . Auf ein Atom wirkt eine Kraft, da es Photonen aus der Lichtwelle absorbiert und deren Impuls übernimmt. Wenn das Atom durch spontane Emission in den Grundzustand zurückkehrt, wirkt im Mittel keine Kraft, da spontane Emission in alle Richtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit erfolgt.

Da der angeregte Zustand durchschnittlich nach $\tau = 1/\Gamma$ ein Photon emittiert, ergibt sich die Streurrate als Produkt aus Γ und der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes:

$$\Gamma_{st} = \Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\delta^2} \quad (1.23)$$

sie strebt für hohe Intensitäten gegen $\Gamma/2$. Die mittlere Kraft auf ein Atom ist gerade das Produkt aus der Streurrate 1.23 und dem Impulsübertrag $\hbar\mathbf{k}$ ³:

$$F = \hbar\mathbf{k}_L \Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\delta^2}. \quad (1.24)$$

Nachdem ein Ausdruck für die Kraft auf ein Atom hergeleitet wurde, soll betrachtet werden, wie diese Kraft die Kühlung von Atomen bewirken kann.

³In [12] wird gezeigt, dass sich die spontane Streukraft exakter herleiten lässt, indem man die stationäre Lösung der optischen Bloch-Gleichungen in dem Ausdruck für die Kraft einsetzt, welchen man wiederum durch Ableiten des Hamilton-Operators erhält. Dies setzt voraus, dass die innere Bewegung der Atome schnell ist gegenüber der äußeren. Dabei erhält man zusätzlich zur spontanen Streukraft eine Ausdruck für die Dipolkraft. Letztere trägt zum Doppler-Kühlen nichts bei und wird deswegen an dieser Stelle nicht weiter betrachtet.

1.2 Grenzen des Dopplerkühlens am Beispiel des Dopplerlimits

Man spricht von Dopplerkühlen, da der Dopplereffekt entscheidend ist für den Kühlprozess.

Im Folgenden soll ein einfaches Bild betrachtet werden, in dem ein Atom mit zwei entgegengesetzten Laserstrahlen wechselwirkt und dann das Dopplerlimit besprochen werden.

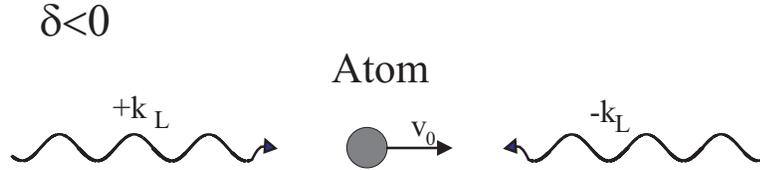


Abbildung 1.5: Eindimensionales Dopplerkühlen.

Dargestellt ist ein Atom mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 , das mit zwei in entgegengesetzter Richtung propagierenden Laserstrahlen wechselwirkt.

Die Kraft, die auf das Atom wirkt, ist gerade das Produkt aus der Streurrate 1.23 und dem Impulsübertrag $\hbar\mathbf{k}$, wobei bei der Verstimmung die Dopplerverschiebung mit einbezogen werden muss. Es ergibt sich für die Kraft aufgrund der Wechselwirkung mit dem Laserstrahl, der sich in positive z -Richtung ausbreitet

$$F_1 = \hbar\mathbf{k}_L\Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4(\delta - k_L v_0)^2} \quad (1.25)$$

und für die Kraft aufgrund des Laserstrahls in negative z -Richtung

$$F_2 = -\hbar\mathbf{k}_L\Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4(\delta + k_L v_0)^2} \quad (1.26)$$

Für niedrige Intensitäten ($I \ll I_S$) ist die Gesamtkraft die Summe der beiden Einzelkräfte, $F_{ges} = F_1 + F_2$. Diese Kraft ist in Abb. 1.6 dargestellt. Wenn man diesen Ausdruck für niedrige Geschwindigkeiten ($k_L v_0 \ll \Gamma$) entwickelt, erhält man [12]

$$F = -\alpha v \quad (1.27)$$

mit

$$\alpha = -\hbar k_L^2 \frac{s}{(s+1)^2} \frac{\Gamma\delta}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)} \quad \text{und} \quad s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.28)$$

Das Atom erfährt also für $\delta < 0$ eine Kraft entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung und proportional zur Geschwindigkeit und wird dadurch gebremst. Dies

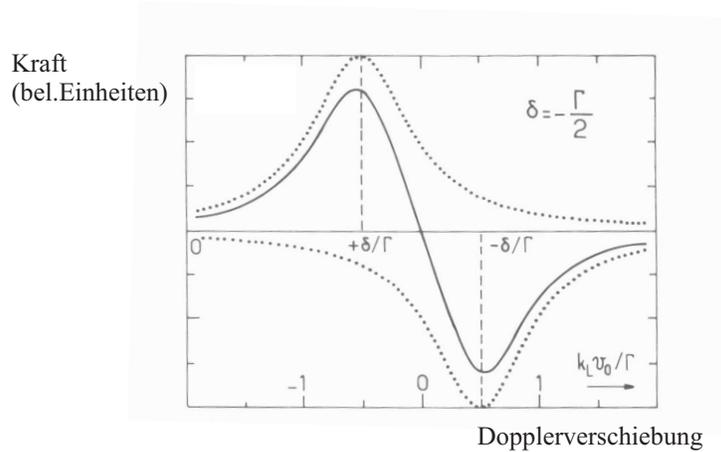


Abbildung 1.6: Dopplerkraft auf ein sich bewegendes Atom, das mit zwei Lichtwellen wechselwirkt, aus [12]. Die gepunkteten Linien sind die Kräfte F_1 und F_2 , die durchgezogene Linie ist die Gesamtkraft. F_1 und F_2 haben ihren maximalen Betrag bei $k_L v_0 = |\delta|$. Die Gesamtkraft hat bei $v=0$ eine negative Steigung, was eine bremsende Kraft $F = -\alpha v$ bedeutet.

entspricht der Bewegung eines Teilchens in einer viskosen Flüssigkeit, daher bezeichnet man diese Situation auch als „optische Melasse“. (Dies gilt auch für die noch zu besprechenden Sub-Doppler-Kühlmethoden.) Den maximalen Reibungskoeffizienten erhält man für $\delta = -\Gamma/2$ und $\Omega = \Gamma$, er beträgt

$$\alpha_{max} = \frac{\hbar k_L^2}{4}. \quad (1.29)$$

Aufgrund von Gleichung 1.27 könnte man annehmen, dass ein Atom auf beliebig niedrige Temperaturen gekühlt wird, da auch für ein beliebig kleines v noch eine kühlende Kraft wirkt. Um zu verstehen, dass es eine endliche minimale Temperatur gibt, folgt eine allgemeine Betrachtung der beim Laserkühlen erreichbaren Temperaturen.

Es wirkt nicht nur eine Kraft, die die Geschwindigkeit der Atome bremst, sondern ihr Impuls wächst auch aufgrund des zufälligen Rückstoßes bei der spontanen Emission. Sie führen einen „Random Walk“ im Impulsraum durch, was zu einem Aufheizeffekt führt. Im Gleichgewicht müssen die Heizrate und die Kühlrate gleich groß sein.

Ganz allgemein lässt sich der Impuls der Atome durch folgende Gleichung beschreiben [12]⁴:

$$\frac{d}{dt}p(t) = -\gamma p(t) + F(t). \quad (1.30)$$

⁴Dies ist die Langevin-Gleichung, sie beschreibt die Bewegung eines schweren Teilchens in einer Flüssigkeit aus leichteren Teilchen.

Der erste Term beschreibt, wie der Impuls der Atome gedämpft wird. Die stochastische Kraft $F(t)$ ist verantwortlich für Fluktuationen von $p(t)$. Gleichung 1.30 gilt für jede Komponente p des vektoriiellen Impulses \mathbf{p} . Der Mittelwert von $F(t)$ ist Null

$$\overline{F(t)} = 0 \quad (1.31)$$

und die Korrelationsfunktion hat die Form

$$\overline{F(t)F(t')} = 2D\delta(t - t'). \quad (1.32)$$

Für kleine Zeiten ($t - t_0 \ll \gamma^{-1}$) gilt dann für die Varianz des Impulses

$$\sigma_p^2(t) \simeq 2D(t - t_0), \quad (1.33)$$

die Varianz des Impulses wächst linear mit einer Rate $2D$. D bezeichnet man daher auch als Impuls-Diffusionskoeffizienten. Für größere Zeiten ($t - t_0 \gg \gamma^{-1}$) geht der gemittelte Impuls \bar{p} gegen Null, deswegen ist die Varianz $\sigma_p^2(t) \simeq 2D(t - t_0) = \overline{p^2} - \bar{p}^2$ gleich dem mittleren Impulsquadrat $\overline{p^2}$. Es gilt

$$\sigma_p^2(t) = \overline{p^2} = \frac{D}{\gamma}. \quad (1.34)$$

Das mittlere Impulsquadrat ist aber auch über

$$\frac{\overline{p^2}}{2M} = \frac{1}{2}k_B T \quad (1.35)$$

mit der Temperatur verbunden, so dass man die sogenannte Einstein-Beziehung erhält, die die Gleichgewichtstemperatur mit D und γ verknüpft:

$$T = \frac{D}{M\gamma k_B} \quad (1.36)$$

Daraus erhält man für niedrige Intensitäten ($s_0 \ll 1$) die Dopplertemperatur mit $\gamma = \alpha/M$ und α aus Gleichung 1.27 für $\delta = -\Gamma/2$ und $D \sim \hbar^2 k_L^2 \Gamma s_0$ [12]

$$k_B T_D \approx \hbar \Gamma. \quad (1.37)$$

Die Dopplertemperatur ist also allein durch die Linienbreite des angeregten Zustande bestimmt.

1.3 Sub-Doppler-Kühlmethoden

Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits wurden zum ersten Mal 1988 wurden bei Flugzeitmessungen an in optischer Melasse gekühlten Natrium-Atomen

gemessen [16]. Daraufhin erkannte man, dass es zwei verschiedene Kühlmechanismen gibt, die hierbei eine Rolle spielen. Man spricht vom Polarisationsgradientenkühlen, da die räumlich veränderliche Polarisation des Lichtfeldes entscheidend ist für den Kühleffekt. Polarisationsgradientenkühlen ist für unser Experiment wichtig, da es zum einen in der MOT selbst auftritt und zum anderen vor dem Umladen in die Magnetfalle durchgeführt wird. Dabei werden alle Atome, die vorher in der MOT gefangen waren, von einigen hundert mK bis auf $20\mu\text{K}$ gekühlt.

Die beiden verschiedenen Arten des Polarisationsgradientenkühlens, die man nach der Polarisation des Laserlichts als $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration und $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration bezeichnet werden, sollen im Folgenden anhand des eindimensionalen Falls besprochen werden, wobei sich die Behandlung an [12] und [17] orientiert.

Die $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration

Man benötigt hierzu zwei entgegenlaufende, senkrecht zueinander linear polarisierte Laserstrahlen. Die resultierende Polarisation wird damit abhängig vom Ort und wechselt zwischen linear, rechtszirkular oder linkszirkular, wie in Abb. 1.7 dargestellt.

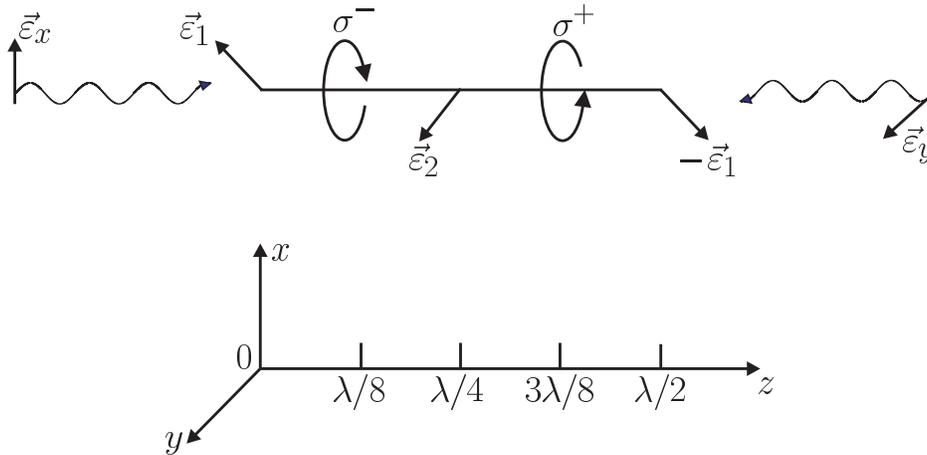


Abbildung 1.7: Die $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration. Die resultierende Polarisation ändert ihre Elliptizität mit der Periode $\lambda/2$ von linear zu σ^- , linear, σ^+ und wieder linear.

Der Mechanismus lässt sich am einfachsten anhand eines $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ -Übergangs erklären.

Entscheidend für den Kühlvorgang ist, dass sich die Wechselwirkung und damit Light Shifts im Grundzustand mit der Polarisation des Lichtfeldes ändern: Bei

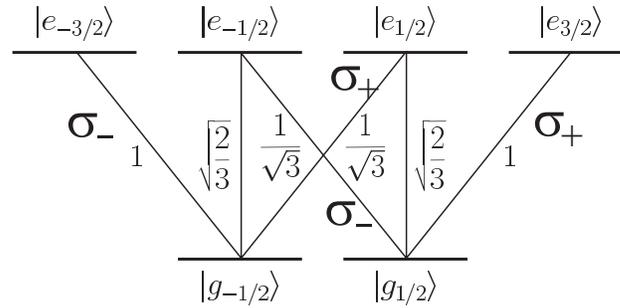


Abbildung 1.8: Niveaus und Clebsch-Gordan-Koeffizienten eines $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ -Übergangs

einer σ^- -Polarisation ist das $|g_{-1/2}\rangle$ -Niveau stärker nach unten verschoben, da der von $|g_{-1/2}\rangle$ ausgehende σ^- -Übergang nach $|e_{-3/2}\rangle$ dreimal stärker ist als der Übergang von $|g_{+1/2}\rangle$ nach $|e_{-1/2}\rangle$.

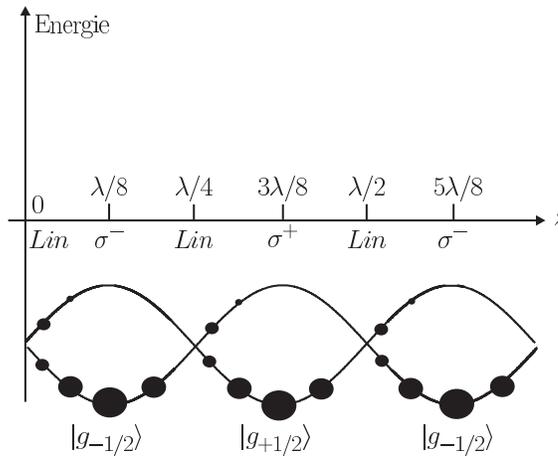


Abbildung 1.9: Energie der Grundzustandsniveaus und Gleichgewichtsbesetzung. Im Fall $\delta < 0$ sind die Light Shifts des Grundzustandes immer negativ. Bei σ^- -Polarisation ist $|g_{-1/2}\rangle$ aufgrund der stärkeren Kopplung an das Lichtfeld stärker verschoben, bei σ^+ -Polarisation dagegen $|g_{+1/2}\rangle$, so dass die Energieniveaus sinusförmig oszillieren. Die Gleichgewichtsverteilung ist immer so, dass der energetisch tiefer liegende Zustand stärker besetzt ist.

Für σ^+ -Polarisation ist entsprechend das $|g_{+1/2}\rangle$ -Niveau stärker nach unten verschoben als das $|g_{-1/2}\rangle$ -Niveau. Wie man aus Abb. 1.8 erkennt, ist bei σ^- -Polarisation $|g_{-1/2}\rangle$ der Gleichgewichtszustand, bei σ^+ -Polarisation $|g_{+1/2}\rangle$. Die Energien und die Gleichgewichtsbesetzungen sind in Abb.1.9 abgebildet.

Wenn ein Atom im Grundzustand sich in z -Richtung bewegt, so läuft es, wenn seine anfängliche kinetische Energie groß genug ist, Potentialberge hinauf und wieder hinab. An den Potentialmaxima entspricht dies jedoch nicht der Gleich-

gewichtsverteilung, und die Atome werden mit großer Wahrscheinlichkeit von $|g_{+1/2}\rangle$ in $|g_{-1/2}\rangle$ bzw. umgekehrt umgepumpt und verlieren so potentielle Energie. Diese wird durch spontan emittierten Photonen dissipiert. Die Energie der spontan emittierten Photonen ist größer als die Energie der Laserphotonen, wie aus Abb.1.10 ersichtlich ist. Man spricht von Sisyphus-Kühlen, da die Atome öfter den Potentialberg hinauf- als hinunterlaufen. Zur effektiven Kühlung ist entscheidend, dass zwischen zwei optischen Pumpzyklen eine mittlere Zeit τ_p liegt, und sich so ein Besetzungsungleichgewicht erst einstellen kann. Mit τ_p verbunden ist die Frequenz $\Gamma' = 1/\tau_p$ mit der die Atome umgepumpt werden. Γ' ist proportional zum Sättigungsparameter, da die Atome erst ein Laserphoton absorbieren müssen, bevor sie durch spontane Emission in das jeweils andere Grundzustandsniveau gelangen können:

$$\Gamma' = \Gamma \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.38)$$

Das Kühlen funktioniert am Besten, wenn ein Atom während τ_p eine Strecke in der Größenordnung von λ zurücklegt. Der Mechanismus führt so lange zu Kühlung, bis das Atom nicht mehr genug kinetische Energie hat, um gegen den Potentialwall anzulaufen und in einem Topf gefangen bleibt.

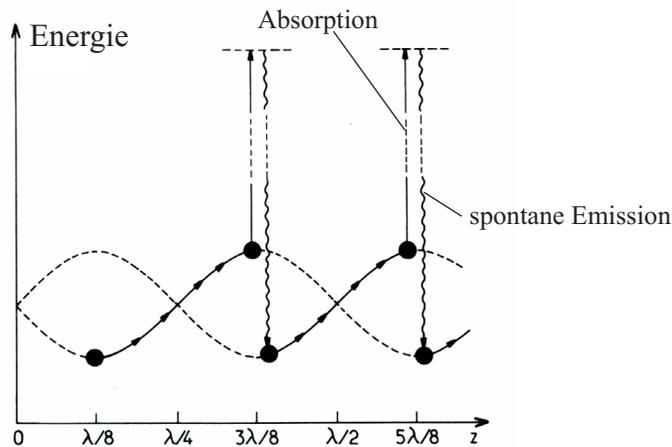


Abbildung 1.10: Atomarer Sisyphus-Effekt, aus [17].

Atome laufen den Potentialberg hinauf, werden dort in den jeweils anderen Zustand umgepumpt und verlieren so Energie. In dem hier eingezeichneten Fall ist $v\tau_p = \lambda/4$, so dass ein Atom gerade vom Potentialminimum zum Potentialmaximum läuft bevor es in den anderen Zustand gepumpt wird. Damit ist so der Energieverlust pro Pumpprozess maximal ist

Es ergibt sich wie in Gleichung 1.27 eine dämpfende Kraft $F = -\alpha v$ mit einem

Reibungskoeffizienten α (für große Verstimmung) ($|\delta| \gg \Gamma$)

$$\alpha \sim \hbar k_L^2 \frac{\delta}{\Gamma}. \quad (1.39)$$

Wenn man diesen Reibungskoeffizienten mit Gleichung 1.27 vergleicht, so sieht man, dass er im Gegensatz zu jenem nicht von der Laserintensität abhängt und für großes δ/Γ höhere Werte annehmen kann, was zu niedrigeren Endtemperaturen führt.

Die Temperatur berechnet sich nach 1.36 aus dem Diffusions- und dem Reibungskoeffizienten und man erhält so [17]

$$k_B T \sim \frac{\Omega^2}{\delta}. \quad (1.40)$$

Die Temperatur lässt sich allerdings nicht beliebig verringern, wenn die Intensität erniedrigt oder die Verstimmung erhöht wird. Entscheidend dabei ist die Strecke, die ein Atom zwischen zwei optischen Pumpzyklen zurücklegt. Wenn man die Lichtintensität von hohen Werten kommend erniedrigt, verlängert sich zunächst τ_p , so dass das Atom länger gegen den Berg anläuft und beim Umpumpen mehr Energie verliert. Verringert man die Intensität jedoch noch weiter, so läuft das Atom während τ_p über viele Maxima und Minima, so dass es durch das Zurücklegen einer längeren Strecke nicht mehr zusätzlich Energie verliert, dafür wird es aber viel seltener umgepumpt, wodurch das Kühlen ineffizienter wird. In diesem Bereich gilt dann $T \sim 1/\Gamma'$.

Die Erweiterung auf Atome mit mehreren Energieniveaus zeigt auch eine kühlende Kraft für Übergängen mit $J \rightarrow J + 1$ [20]. Insgesamt lassen sich minimale Temperaturen $T \sim 10T_R$ erreichen ⁵.

Die $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration

Dieser Kühlmechanismus lässt sich am besten anhand eines $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ -Überganges erklären.

Bei zwei entgegenlaufenden Laserstrahlen mit $\sigma^+ - \sigma^-$ -Polarisation ist die resultierende Polarisation überall linear, ihre Richtung dreht sich aber in z-Richtung wie eine Spirale, wie in Abb. ?? zu erkennen ist. Dies bedeutet, dass die Light Shifts nicht vom Ort abhängen wie im oben betrachteten Fall. In [17] wird gezeigt, dass die räumlich veränderliche lineare Polarisation für ein sich bewegendes Atom zu einer ungleichen Besetzung der Zustände $|g_{-1}\rangle$ und $|g_{+1}\rangle$ führt, die in Abb. 1.12 dargestellt sind.

⁵ T_R ist die Recoil-Temperatur mit $k_B T_R = \frac{\hbar k_L^2}{2m}$

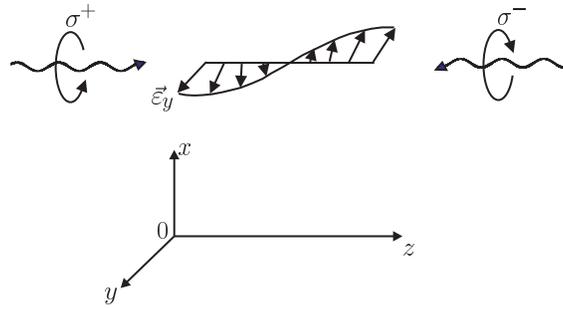


Abbildung 1.11: Resultierende Polarisation für zwei entgegenlaufende, zirkular polarisierte Laserstrahlen. Die Polarisation ist überall linear, rotiert jedoch entlang der z-Achse wie eine Spirale.

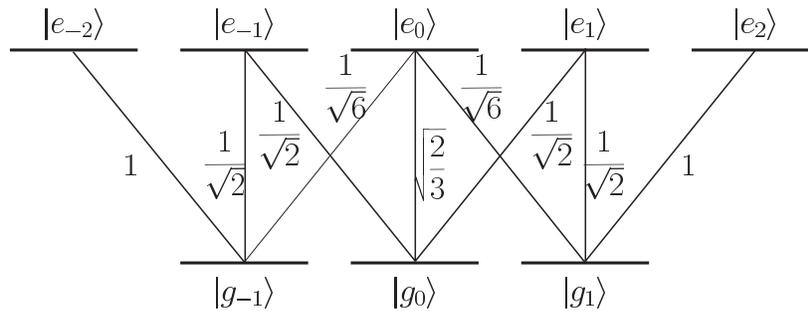


Abbildung 1.12: Niveaus und Clebsch-Gordan-Koeffizienten eines $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ -Übergangs

Dies liegt daran, dass sich die Zeemanaufspaltung immer auf eine bestimmte Quantisierungsachse bezieht, hier auf die Polarisationsrichtung des Lichts. Wenn ein Atom aber beispielsweise in bezug auf die y-Basis in einem der beiden Zustände $|g_{-1}\rangle$ oder $|g_{+1}\rangle$ ist, so ist es in bezug auf die x-Basis in einer Überlagerung. Da das Atom eine räumlich veränderliche Polarisation sieht, werden die Zustände aneinander gekoppelt. Das daraus resultierende Besetzungsungleichgewicht ist gerade so, dass für ein in positive z-Richtung laufendes Atom $|g_{-1}\rangle$ stärker besetzt ist. In diesem Zustand ist die Wahrscheinlichkeit, ein entgegenkommendes σ^- -Photon zu absorbieren, sechsmal größer als die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines σ^+ -Photons. Umgekehrt ist für ein in negative z-Richtung laufendes Atom die Wahrscheinlichkeit größer, ein σ^+ -Photon zu absorbieren. Die Atome sehen also ein Ungleichgewicht hinsichtlich des Strahlungsdrucks, was zu einer kühlenden Kraft führt.

In der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration ergibt sich dieselbe Gleichgewichtstemperatur wie in der $\text{lin} \perp \text{lin}$ -Konfiguration, da in der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration zwar der Reibungskoeffizient kleiner ist, dafür aber auch die Heizrate aufgrund von spontaner Emis-

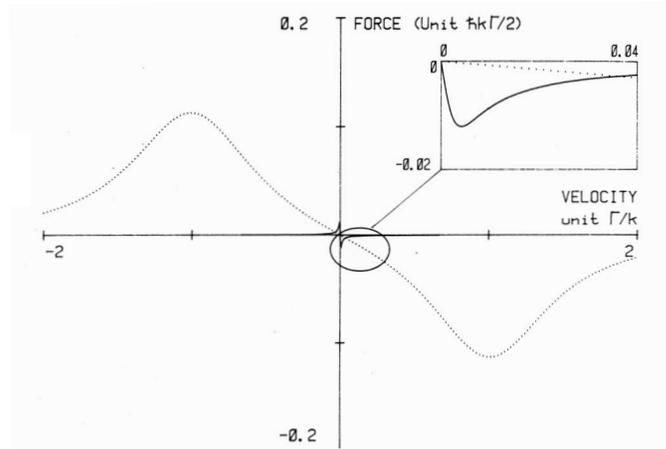


Abbildung 1.13: Kraft auf ein Atom aufgrund von Dopplerkühlen (gestrichelte Linie) und aufgrund von Polarisationsgradientenkühlen in der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration für $\Omega = 0.3\Gamma$ und $\delta = -\Gamma$ (durchgezogene Linie). Letztere Kraft führt zu einem höheren Reibungskoeffizienten, ist jedoch nur in einem sehr viel kleineren Geschwindigkeitsbereich wirksam (aus[17]).

sion kleiner ist. Wie in der $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration erhält man eine Temperaturabhängigkeit $T \sim \Omega^2/\delta$. Sowohl die Kraft als auch der Diffusionskoeffizient in der $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration sind für $\delta \gg \Gamma$ um einen Faktor δ^2/Γ^2 größer als in der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration.

In Abb.1.13 sind die Dopplerkraft und die aus $\sigma^+ - \sigma^-$ -Polarisationsgradientenkühlen resultierende Kraft in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit aufgezeichnet. Man erkennt, dass Dopplerkühlen über einen sehr viel größeren Geschwindigkeitsbereich funktioniert, Polarisationsgradientenkühlen jedoch zu einer niedrigeren Temperatur führt, da in der Nähe von $v=0$ die Steigung, also der Reibungskoeffizient, größer ist.

1.4 Die Magneto-optische Falle

Bei den bis jetzt behandelten Kühlverfahren wirkt zwar eine Kraft, die die Geschwindigkeit der Atome bremst, jedoch keine Kraft, die sie an einem Ort zusammenhält, was zur Erlangung hoher Phasenraumdichten aber notwendig ist. Dies kann durch die magneto-optische Falle erreicht werden, die zum ersten Mal 1987 von Raab *et al.* [3] experimentell realisiert wurde. Ihr Funktionsprinzip beruht auf der Kombination von Licht- und Magnetfeldern. Sie eignet sich sowohl zur Untersuchung der Eigenschaften ultrakalter Atome an sich als auch dazu, Ato-

me zu sammeln und sie dann mit anderen Methoden (z.B. Verdampfungskühlen) noch weiter zu kühlen.

In einer MOT spielen sowohl Doppler- als auch Sub-Doppler-Kühlprozesse eine Rolle. Dopplerkühlen tritt vor allem beim Einfangen der Atome auf, da es in einem größeren Geschwindigkeitsbereich funktioniert, wie aus Abb. 1.13 ersichtlich ist. Die räumliche Dichte in einer MOT ist hauptsächlich dadurch limitiert, dass von den Atomen emittierte Photonen von anderen Atomen absorbiert werden können, was zu einer abstoßenden Kraft zwischen den Atomen führt. Zunächst soll die Doppler-MOT erklärt, danach auch auf die Sub-Doppler-Prozesse und das unterschiedliche Verhalten der Dichteverteilung und der Temperatur in Abhängigkeit von der Atomzahl eingegangen werden.

1.4.1 Die Doppler-MOT

Das Prinzip der Doppler-MOT lässt sich am einfachsten in einer Dimension anhand eines $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ -Übergangs erläutern:

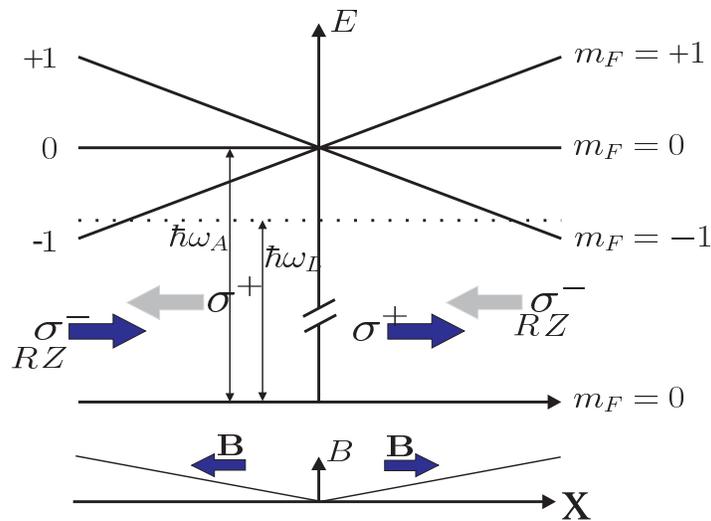


Abbildung 1.14: Eindimensionales Schema einer MOT für $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. Atome absorbieren aufgrund des Zeeman- und des Dopplereffekts an einem Ort rechts oder links der Mitte mit größerer Wahrscheinlichkeit ein entgegenkommendes σ^- -Photon als ein in gleicher Richtung fliegendes σ^+ -Photon und erfahren so eine sowohl bremsende als auch rücktreibende Kraft.

Von beiden Seiten wird rotverstimmt rechtszirkular polarisiertes Licht einge-

strahlt, zusätzlich ist ein Magnetfeld vorhanden, das im Mittelpunkt der Falle verschwindet, dessen Betrag linear nach außen ansteigt und dessen Richtung nach außen zeigt. Das angeregte Niveau ist in drei Zeeman-Niveaus aufgespalten, deren Aufspaltung nach außen hin ebenfalls linear ansteigt. Das $m_F = -1$ -Niveau ist dabei immer das energetisch tiefer liegende. Durch Absorption eines σ^- -Photons gelangt ein Atom aus dem Grundzustand in das $m_F = -1$ -Niveau des angeregten Zustandes, durch Absorption eines σ^+ -Photons in das Niveau mit $m_F = +1$. Ein vom Zentrum bei $x=0$ nach außen fliegendes Atom absorbiert in einer gewissen Entfernung vom Ursprung mit hoher Wahrscheinlichkeit σ^- -Photonen aus dem auf den Ursprung zulaufenden Laserstrahl, nämlich dort, wo Zeeman- und Dopplerverschiebung die Rotverstimmung des Laserstrahls gerade aufheben. Da das Magnetfeld im Ursprung seine Richtung wechselt, hat der von in positive x -Richtung laufende Strahl für $x < 0$ σ^- - und für $x > 0$ σ^+ -Charakter, genau das umgekehrte gilt für den in negative x -Richtung laufenden Strahl. Für ein nach außen fliegendes Atom hat der in die gleiche Richtung laufende Strahl immer σ^+ -Charakter, erscheint also sowohl durch den Zeeman- als auch durch den Dopplereffekt zusätzlich rotverschoben und wird geringerer Wahrscheinlichkeit absorbiert als der andere Strahl. Insgesamt herrscht ein Ungleichgewicht hinsichtlich des Strahlungsdrucks, das eine rüctreibende Kraft bewirkt. Diese ist proportional zur Geschwindigkeit und im Unterschied zur optischen Melasse auch proportional zur Entfernung vom Ursprung ist, wie im Folgenden gezeigt wird.

Die Verstimmung, mit der das Atom das σ^+ - bzw. das σ^- -Licht sieht, hängt von seiner Geschwindigkeit und aufgrund des Magnetfeldes auch vom Ort ab:

$$\delta^+ = \delta - kv - g\mu_B B/\hbar \quad (1.41)$$

$$\delta^- = \delta + kv + g\mu_B B/\hbar \quad (1.42)$$

Bei niedriger Intensität ergibt sich die gesamte Kraft als Summe der beiden einzelnen Kräfte und somit

$$\begin{aligned} F_{MOT} = F(\delta^+) - F(\delta^-) &\approx -2(kv + g\mu_B B/\hbar)(dF/d\delta)_{\delta=\delta_0} \\ &= -\alpha v - \kappa z. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Diese Kraft beschreibt einen gedämpften harmonischen Oszillator mit dem Dämpfungsparameter α und der Federkonstanten κ . Die Atome werden also nicht nur gekühlt wie in der optischen Melasse, sondern auch räumlich gefangen. Für die typischen experimentellen Parameter ist ihre Bewegung überdämpft. Aufgrund des Dopplermodells würde man eine gedämpfte Bewegung erwarten, erst das

Sub-Doppler Kühlen bewirkt aufgrund seines größeren Reibungskoeffizienten das überdämpfte Verhalten.[19]

Der dreidimensionale Aufbau ist in Abb.1.15 gezeigt. Ein passendes Magnetfeld, dessen Betrag ausgehend von Null in alle drei Raumrichtungen linear steigt, liefert ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration⁶. Man verwendet drei Strahlenpaare, im Allgemeinen entlang der x-,y- und z-Achse, die sich im Magnetfeldnullpunkt überlappen. Das Magnetfeld entlang der Spulenachse zeigt in die entgegengesetzte Richtung wie die Magnetfelder entlang der dazu senkrechten Achsen, was man beim Einstellen der Polarisation beachten muss. Entlang einer der drei Achsen ergibt sich der oben besprochene eindimensionale Fall, für einen beliebigen Ort zeigt die resultierende Kraft zwar nicht zum Zentrum, bewirkt aber trotzdem eine Bewegung zum Mittelpunkt hin [2].

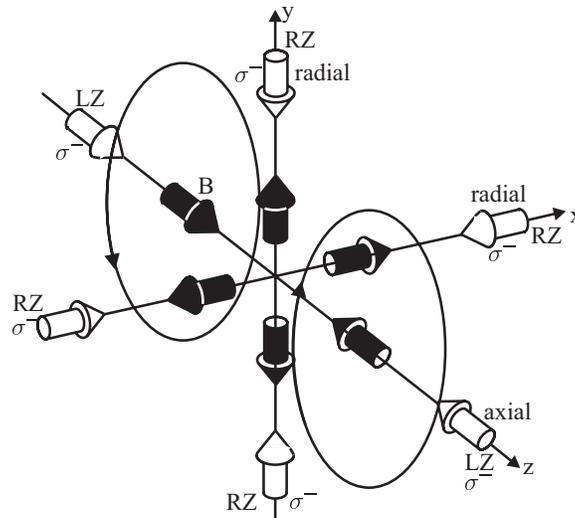


Abbildung 1.15: Schematischer Aufbau einer dreidimensionalen MOT. Die Richtung des Magnetfelds wird durch die dunklen Pfeile dargestellt, die Richtung der Lichtstrahlen durch die hellen. Die Lichtstrahlen sind alle σ^- polarisiert, da die Magnetfeldrichtung aber in axialer Richtung umgekehrt ist als in radialer bedeutet dies für die radialen Strahlen rechtszirkuläre und für die axialen Strahlen linkszirkuläre Polarisation.

⁶Ein Helmholtz-Spulenpaar besteht aus zwei kreisförmigen Spulen im Abstand ihres Radius, die in derselben Richtung vom Strom durchflossen werden. Bei diesem Abstand wird das homogenste Magnetfeld auf der Achse zwischen den Spulen erzeugt. Als Helmholtz (bzw. Anti-Helmholtz)-Konfiguration bezeichnet man zwei Spulen in einem beliebigen Abstand, die in derselben (bzw. in umgekehrter) Richtung vom Strom durchflossen werden (s.auch Kapitel 2).

1.4.2 Beschreibung der MOT einschließlich der Sub-Doppler-Mechanismen

Wie schon erwähnt lassen sich in einer MOT Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits erzielen. In [21] wurde mit einer Simulation gezeigt, dass im dreidimensionalen Fall, d.h. in einer MOT und auch in einer 3D- $\sigma^+ - \sigma^-$ -Melasse, sowohl $\sigma^+ - \sigma^-$ - als auch lin \perp lin-Kühlen auftritt. In [18] wurde erstmals gezeigt, dass sich in einer MOT für geringe Dichten genauso niedrige Temperature erreichen lassen wie in einer Melasse ohne Magnetfeld. Polarisationsgradientenkühlen funktioniert am besten für niedrige Lichtintensitäten ($I \ll I_S$), geringe Dichten und kleine Magnetfelder. Dies steht im Widerspruch dazu, dass man bei einem BEC-Experiment in einer MOT möglichst viele Atome fangen möchte, was hohe Dichten bedeutet.

In einer MOT herrschen abhängig von der Atomzahl und vom Magnetfeldgradienten verschiedene „Regimes“, in denen unterschiedliche Bedingungen für die experimentell beobachtbaren Parameter (Dichte, Temperatur, etc.) gelten. Walker *et al.* erkannten [22], dass ab einer bestimmten Atomzahl in der MOT eine abstoßende Kraft aufgrund der Mehrfachstreuung von Photonen wirkt, was die Dichte begrenzt. In [19] sind diese Regimes ausführlich beschrieben und vermessen worden.

Für geringe Dichten kann man die Wechselwirkung zwischen den Atomen vernachlässigen und sie als ideales Gas in einem harmonischen Potential beschreiben. Die Atome sind sowohl im Ort als auch hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit gaußverteilt mit einer Standardabweichung Δr bzw. Δv . Es gilt das Äquipartitionstheorem, was in diesem Fall bedeutet, dass die kinetische Energie genauso groß ist wie die potentielle:

$$\frac{1}{2}\kappa\Delta r^2 = \frac{1}{2}m\Delta v^2 = \frac{1}{2}k_B T. \quad (1.44)$$

Der Radius der Gaswolke wird also nur von der Temperatur bestimmt, deswegen nennt man dieses Regime auch temperaturlimitiert. Wenn eine MOT geladen wird, so ist sie zunächst im Temperatur-limitierten Regime. Mit wachsender Atomzahl bleibt der Radius konstant, aber die Dichte steigt proportional zur Atomzahl. Mit zunehmender Dichte kann jedoch die Wechselwirkung zwischen den Atomen nicht mehr vernachlässigt werden. Insbesondere besteht eine große Wahrscheinlichkeit, dass ein von einem Atom spontan emittiertes Photon von einem anderen Atom absorbiert wird und so eine abstoßende Kraft zwischen den beiden Atomen bewirkt. Dieser Prozess limitiert die Dichte in der MOT. Mit zunehmender Atomzahl bleibt die Dichte konstant bei etwa 10^{-11} Atome/cm². über den gesamten Bereich der MOT (die Ortsverteilung ist also nicht mehr

gaußförmig), während der Radius proportional zu $N^{1/3}$ größer wird.

Bei noch größeren Atomzahlen oder Magnetfeldgradienten geht die MOT in das sogenannte Zwei-Komponenten-Regime über, bei dem an unterschiedlichen Orten unterschiedliche Kühlmechanismen wirken. In der Mitte der Falle ist die Zeemanaufspaltung klein gegenüber den Light Shifts und es findet Polarisationsgradienten-Kühlung statt. Weiter außen sind die Light Shifts klein gegenüber der Zeemanaufspaltung und Dopplerkühlen ist der dominierende Effekt. Man beobachtet eine schmale Gaußverteilung in der Mitte der MOT umgeben von einem breiten Untergrund, der einer höheren Temperatur entspricht. Deswegen wird vor dem Umladen der Atome aus der MOT in die Magnetfalle für einige ms Polarisationsgradientenkühlen durchgeführt, wobei das Magnetfeld ganz ausgeschaltet wird. Auf diese Weise werden alle Atome, die sich vorher in der MOT befunden haben, auf Temperaturen von einigen zehn μK gekühlt (s. Kapitel 4), und nicht nur die Atome im Zentrum der MOT.

Insgesamt ist also die räumliche Dichte, die sich durch Laserkühlen erreichen lässt, nach oben limitiert; die Temperatur ist nach unten durch das Recoil-Limit begrenzt. Es gibt zwar Methoden, Temperaturen unterhalb des Recoil-Limits zu erhalten, diese funktionieren jedoch nur bei geringen Dichten, so dass die durch Laserkühlen maximal erreichbare Phasenraumdichte etwa bei 10^{-5} liegt und somit fünf Größenordnungen zu niedrig für den BEC-Übergang. Man muss also weitere Methoden zum Fangen und Kühlen anwenden, wie sie im nächsten Kapitel beschrieben werden sollen.

Kapitel 2

Die Magnetfalle

In einer Magnetfalle können neutrale Atome mit magnetischem Dipolmoment räumlich gefangen werden, wobei die Wechselwirkung des Dipolmoments mit einem inhomogenen Magnetfeld ausgenutzt wird. Dies wurde zum ersten Mal 1985 von Migdall *et al.* experimentell realisiert [24].

Im Unterschied zur MOT ist die Phasenraumdicke in einer Magnetfalle *nicht* durch Mehrfachstreuung von Photonen nach oben begrenzt, da kein Lichtfeld vorhanden ist. Sind die Atome erst einmal in der Magnetfalle gefangen, so kann man durch Verdampfungskühlen die Temperatur weiter erniedrigen. Dies war bis vor kurzem die einzige experimentelle Methode, die für ein BEC benötigte Phasenraumdicke zu erreichen. Erst kürzlich (Mai 2001) wurde zum ersten Mal ein Kondensat ganz ohne Magnetfalle erzeugt, indem eine Dipolfalle aus einer MOT geladen und in dieser Verdampfungskühlen durchgeführt wurde [25].

Die Tiefe einer Magnetfalle, wie sie bei BEC-Experimenten üblicherweise verwendet wird, beträgt nur etwa 10mK. Daher müssen die Atome, die dort gefangen werden sollen, schon vorgekühlt werden, meist wie auch in unserem Fall in einer MOT.

Man erhält für die Energie eines Zustandes in einem Magnetfeld vom Betrag B

$$E(m_F) = g\mu_B m_F B \quad (2.1)$$

mit dem Landéschen g -Faktor g , dem Bohrschen Magneton μ_B und der magnetischen Quantenzahl m_F . Bei einem inhomogenen Magnetfeld ergibt sich daraus eine Kraft

$$\mathbf{F} = -g\mu_B m_F \nabla B. \quad (2.2)$$

Die Falle ist nur dann stabil, wenn das magnetische Moment der Atome der Richtung des B -Feldes adiabatisch folgen kann. Dies bedeutet, dass die Änderung der

Feldrichtung θ langsamer sein muss als die Präzession des magnetischen Moments, die mit der Larmorfrequenz ω_L erfolgt:

$$\frac{d\theta}{dt} < \frac{\mu_B m_F |\mathbf{B}|}{\hbar} = \omega_L. \quad (2.3)$$

In Bereichen mit kleinem Magnetfeld ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt. Es kommt zu Verlusten, da Übergänge in nicht gefangene Zustände möglich sind, sogenannte Majorana-Spinflips.

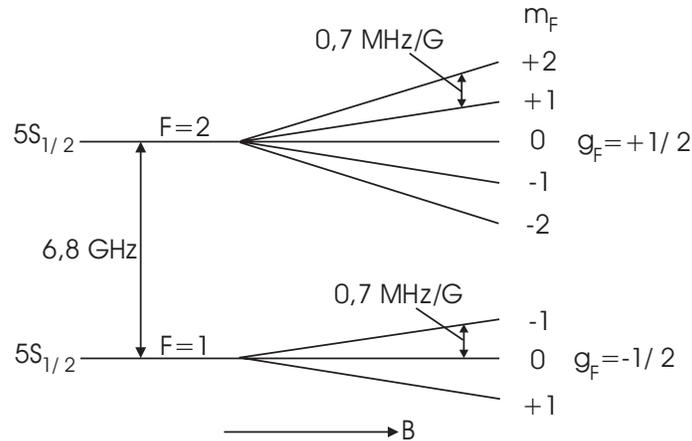


Abbildung 2.1: Lineare Zeeman-Aufspaltung des Grundzustandes

Man sieht, dass die Zustände mit $F = 2, m_F = 2$, $F = 2, m_F = 1$ und $F = 1, m_F = -1$ Low Field Seeker sind und daher prinzipiell in einer Magnetfalle gefangen werden können. Der quadratische Zeeman-Effekt kann bei den in unserer Falle auftretenden Feldern vernachlässigt werden.

Bei dem in unserer Falle maximal herrschenden Gradienten von etwa 500G/cm und einer Größe der gefangenen Atomwolke von maximal einem Millimeter braucht nur der lineare Zeeman-Effekt betrachtet zu werden, da der quadratische Zeeman-Effekt erst bei einer Feldstärke von etwa 500G so groß wird wie der lineare.

Wenn man die lineare Zeemanaufspaltung des Grundzustandes von ^{87}Rb betrachtet, so findet man, dass die Energie der Zustände $|F = 2, m_F = 2\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$, und $|F = 1, m_F = -1\rangle$ mit steigendem Magnetfeld ebenfalls steigt, die der anderen Zustände jedoch mit steigendem Magnetfeld sinkt bzw. konstant bleibt. Da aufgrund der Maxwellgleichungen nur ein statisches Magnetfeldminimum, nicht jedoch ein Maximum möglich ist [26], kann die erste Gruppe von Zuständen, die „Low Field Seeker“ in einer Magnetfalle gefangen werden, die zweite Gruppe, die „High Field Seeker“ jedoch nicht. In unserem Fall sollen Atome im $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand gefangen werden.

Im Folgenden möchte ich auf die Spulenkonfiguration in unserer Magnetfalle und die daraus folgenden Felder eingehen. Die technischen Details und die Realisierung werden in Kapitel 3 erläutert.

2.1 Die Quadrupolfalle

Die einfachste und auch erstmals realisierte Möglichkeit, ein Magnetfeld mit einem lokalen Minimum zu erzeugen, ist die Verwendung von Quadrupolspulen. Diese erzeugen ein Magnetfeld mit einem Minimum bei $B=0$, dessen Betrag in der Umgebung des Nullpunkts linear ansteigt.

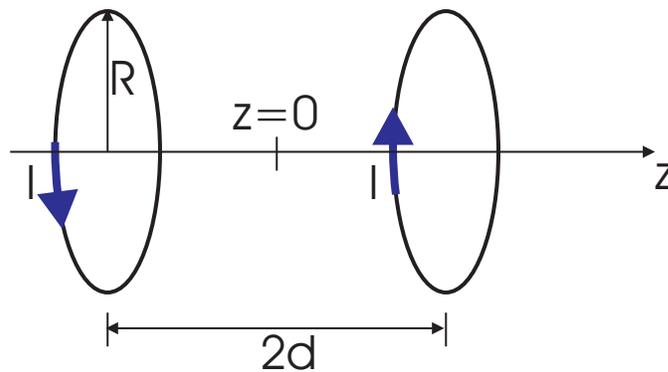


Abbildung 2.2: Prinzip einer Quadrupolfalle. Zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugen ein Magnetfeld, das in der Mitte der Spulen ein Minimum bei $B=0$ hat und dessen Betrag von dort in alle Richtungen näherungsweise linear ansteigt.

Das Feld zweier kreisförmiger Spulen, die in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen werden (Anti-Helmholtz-Konfiguration), beträgt entlang der Spulenachse ¹

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 I N}{2} \left(\frac{R^2}{(R^2 + (z - d)^2)^{3/2}} - \frac{R^2}{(R^2 + (z + d)^2)^{3/2}} \right). \quad (2.4)$$

Dabei ist N die Windungszahl pro Spule, I der Strom, R der Radius der Spulen und d der halbe Abstand zwischen ihnen. Der Nullpunkt liegt auf der z -Achse in der Mitte zwischen beiden Spulen. Der Gradient in der Nähe des Nullpunkts ergibt sich, wenn man die Ableitung an der Stelle $z=0$ berechnet :

$$B_z(z) = B_z(z)'|_{(z=0)} \cdot z$$

¹Aufgrund der Symmetrie hat das Magnetfeld auf der Achse nur eine z -Komponente

$$= \frac{\mu_0 N I d R^2}{3(R^2 + d^2)^{5/2}} \cdot z \quad (2.5)$$

Der Gradient entlang der x- und der y-Achse ist wegen $\text{div}\mathbf{B}=0$ und aufgrund der Zylindersymmetrie halb so groß und hat entgegengesetztes Vorzeichen.

2.2 Die TOP-Falle

Die Verwendung einer sogenannten TOP-Falle (Time Averaged Orbiting Potential) behebt ein Problem, das bei der Verwendung von Quadrupolspulen auftritt: Da der Betrag des Magnetfeld am Minimum Null ist, ist die Bedingung aus Gleichung 2.3 nicht mehr erfüllt, es kommt zu Verlusten, wie in Abschnitt ?? erläutert wurde. Diese Verluste sind um so größer, je niedriger die Temperatur ist, da mit sinkender Temperatur die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome in der Nähe des Nullpunkts steigt.

Um dieses Problem zu lösen gibt es mehrere Möglichkeiten. Man kann z.B. eine Falle verwenden, in der das Minimum bei $B \neq 0$ liegt [27], oder man kann das „Loch stopfen“, indem man einen blauverstimmten Laser einstrahlt, der eine abstoßende Kraft auf die Atome ausübt [6]. Dies führt ebenfalls zu einem Minimum des gesamten Potentials bei $B \neq 0$.

Eine häufig benutzte Falle ist die Ioffe-Pritchard-Falle (IP-Falle), die ein harmonisches Potential mit einem Minimum bei $B \neq 0$ liefert. In dieser Art von Falle können Kondensate mit einer hohen Atomzahl realisiert werden, die aufgrund der unterschiedlichen Magnetfeldgradienten in die einzelnen Raumrichtungen eine längliche Form haben. Da wir an einem räumlich kleinen Kondensat interessiert sind, haben wir uns für die Möglichkeit entschieden, die von Petrich *et al.* zum ersten Mal angewandt wurde [28]: Ein rotierendes Offset-Feld bewirkt, dass die Atome ein gemitteltes harmonisches Potential sehen, das am Mittelpunkt nicht Null ist. Das Prinzip ist in Abb.2.3 gezeigt. Diese Art von Falle, die zudem experimentell einfacher zu realisieren zu sein verspricht als eine IP-Falle, bezeichnet man als TOP-Falle.

Dazu muss die Frequenz ω_T , mit der das Offset-Feld rotiert, groß sein gegenüber der Frequenz ω , mit der die Atome in der Falle oszillieren, damit die Atome auch tatsächlich ein gemitteltes Potential sehen. Zusätzlich muss ω_T langsam sein gegenüber der Larmorfrequenz ω_L , da sonst der Spin dem Magnetfeld nicht mehr adiabatisch folgen kann und Übergänge in nicht gefangene Spinzustände möglich wären. Da die Fallenfrequenz etwa 200Hz beträgt und die Larmorfrequenz im Be-

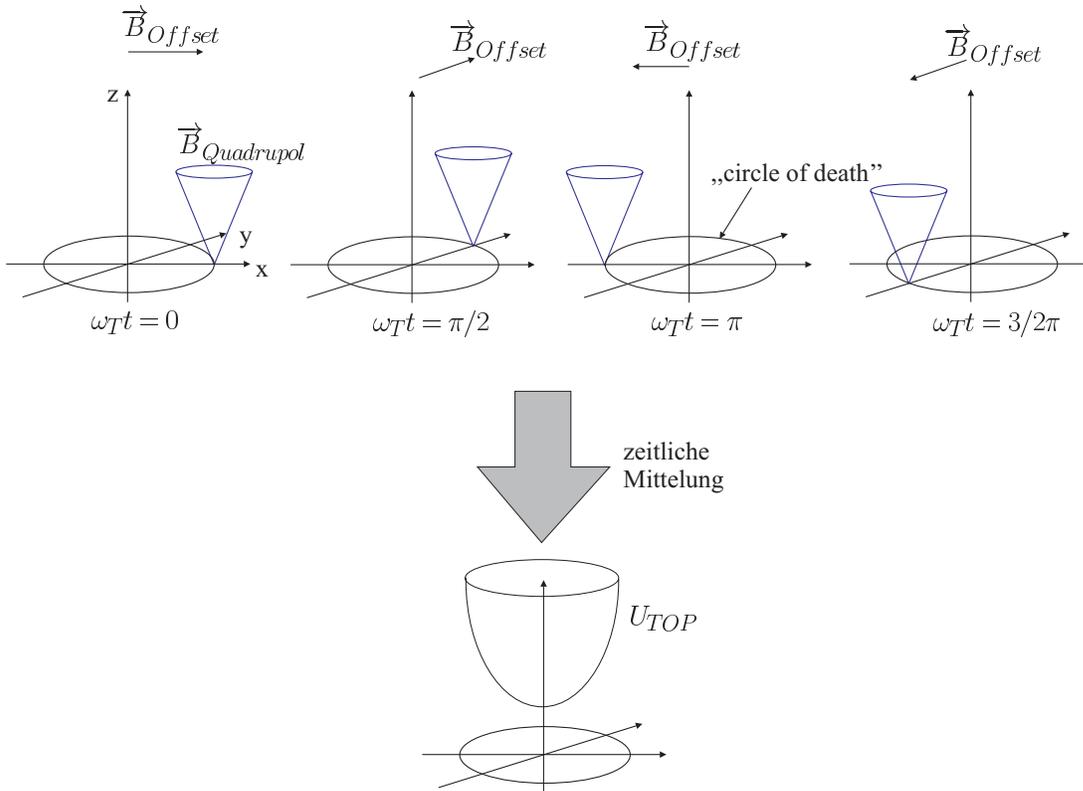


Abbildung 2.3: Das Prinzip der TOP-Falle

Durch das Anlegen eines Offset-Feldes rotiert das Quadrupolfeld in der x - y -Ebene. Bei einer passenden Rotationsfrequenz sehen die Atome in der Magnetfalle ein harmonisches Potential mit einem Minimum bei $B \neq 0$, in dem keine Spinflips mehr möglich sind.

reich von MHz liegt, ist diese Bedingung gut zu erfüllen. In unserem Fall rotiert das Magnetfeld mit einer Audiofrequenz von 20kHz, bei dieser Frequenz lässt sich der Strom durch die Spulen mit einem handelsüblichen Audioverstärker erzeugen. Denjenigen Kreis in der x - y -Ebene, auf dem der Magnetfeldnullpunkt rotiert, bezeichnet man auch als „Circle of Death“, da dort Spinflips möglich sind. Dader Radius der Atomwolke in der Magnetfalle proportional zur Temperatur ist, werden dadurch immer die wärmsten Atome aus der Falle entfernt werden und die Temperatur insgesamt sinkt. Dies kann man zum Verdampfungskühlen nutzen, indem man den Betrag des Offsetfeldes und somit den Radius des Circle of Death immer kleiner macht.

Das gemittelte Potential, das die Atome sehen, berechnet sich folgendermaßen[29]: Das Offset-Feld ist

$$\mathbf{B}_{Offset} = B_0 \cos(\omega_T t) \mathbf{e}_x + B_0 \sin(\omega_T t) \mathbf{e}_y. \quad (2.6)$$

Das Potential ergibt sich als Summe des Offset-Feldes und des in Kapitel ?? besprochenen Quadrupolfeldes:

$$\begin{aligned}
 U_{mag}(\mathbf{r}, t) &= \mu |\mathbf{B}_{Quad} + \mathbf{B}_{Offset}| \\
 &= \mu \sqrt{\left(\frac{B'_z}{2}x + B_0 \cos(\omega_T t)\right)^2 + \left(\frac{B'_z}{2}y + B_0 \sin(\omega_T t)\right)^2 + (B'_z z)^2}. \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Wenn man diesen Term für Radien entwickelt, die klein sind gegenüber dem Radius des Circle of Death, und die zeitliche Mittelung durchführt, erhält man:

$$\begin{aligned}
 U_{TOP}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U(\mathbf{r}, t) dt \\
 &= \mu B_0 + \frac{1}{2} \frac{\mu B_z'^2}{8B_0} (x^2 + y^2) + \frac{1}{2} \frac{\mu B_z'^2}{B_0} z^2 + \dots \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

Der Betrag des Magnetfeldes am Minimum ist also gerade B_0 , der Betrag des Offset-Feldes. Das Potential ist in alle drei Raumrichtungen harmonisch mit einem vernachlässigbaren anharmonischen Beitrag, somit hat man insgesamt ein Potential, in dem keine Spinflips mehr möglich sind.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Methoden

Wie schon erwähnt benötigt man für ein Bose-Einstein-Kondensat hohe Dichten und tiefe Temperaturen. Deswegen braucht man für die experimentelle Realisierung zum einen ein Lasersystem, das das zum Kühlen und Fangen benötigte Licht erzeugt. Zum anderen benötigt man ein sehr gutes Vakuum (10^{-11} mbar), um die extrem kalten Atomen möglichst gut von der warmen Umgebung zu isolieren. Bei normalem Druck würden Stöße mit Hintergrundatomen das Abkühlen und Fangen der Atome verhindern.

In unserem Experiment sollen zunächst möglichst viele kalte Rubidiumatome gesammelt werden, wozu ein hoher Hintergrunddruck von Rubidiumatomen notwendig ist. Andererseits führt ein großer Hintergrunddruck zu einer hohen Heizrate der kalten Atome. Deswegen besteht die Vakuumapparatur aus zwei Kammern, die durch eine differentielle Pumpstufe verbunden sind. In der sogenannten Funnel-Kammer werden Atome bei einem Druck von 10^{-8} mbar gesammelt und in die sogenannte BEC-Kammer transferiert, in der ein Druck von 10^{-11} mbar herrscht. In dieser Kammer erhält man so die erwünschten niedrigen Heizraten. In Abschnitt 3.1 werden die für unser Experiment wichtigen Energieniveaus und spektroskopischen Daten von 87 Rb besprochen. In Abschnitt 3.2 wird die verwendete Vakuumapparatur diskutiert. Der von uns benutzte atomare Funnel, der einen kalten Atomstrahl aus der Funnel-Kammer in die BEC-Kammer erzeugt, wird in Abschnitt 3.3 erläutert. In Abschnitt 3.4 werden die MOT und die Magnetfalle beschrieben, in denen die Atome nach dem Transfer in die BEC-Kammer gefangen werden. Das Lasersystem, das das zum Kühlen und Fangen benötigte Licht erzeugt, sowie die verwendeten optischen Methoden werden in Abschnitt 3.5 erklärt. In Abschnitt 3.6 wird auf den Nachweis der gefangenen Atome einge-

gangen. Schließlich wird in Abschnitt 3.7 der Aufbau des Experiments mit einem anderen Lasersystem zu Beginn meiner Diplomarbeit beschrieben, mit dem wir zum ersten Mal Atome gefangen haben.

3.1 Das Rubidium-Atom

Hier sollen die für das Kühlen und Fangen der Rubidium-Atome wichtigen Energieniveaus und Übergänge erläutert sowie die benötigten spektroskopischen Größen genannt werden.

Wie die anderen Alkalimetalle besitzt Rubidium nur ein äußeres Elektron und daher ein einfaches Termschema. Rubidium eignet sich gut zum Laserkühlen, da der Übergang dieses äußeren Elektrons vom Grundzustand in den ersten angeregten bei einer Wellenlänge liegt, die sich mit gebräuchlichen Lasern erzeugen lässt. Man unterscheidet zwischen der sogenannten D1-Linie von $5S_{1/2}$ nach $5P_{1/2}$ bei 795nm und der D2-Linie von $5S_{1/2}$ nach $5P_{3/2}$ bei 780 nm. Zum Laserkühlen benötigt man idealerweise einen geschlossenen Übergang, das heißt das Atom soll aus dem angeregten Zustand wieder in das ursprüngliche Energieniveau zurückkehren. Die D2-Linie bietet auf dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ einen solchen geschlossenen Übergang, wie aus Abb.3.1 ersichtlich ist.

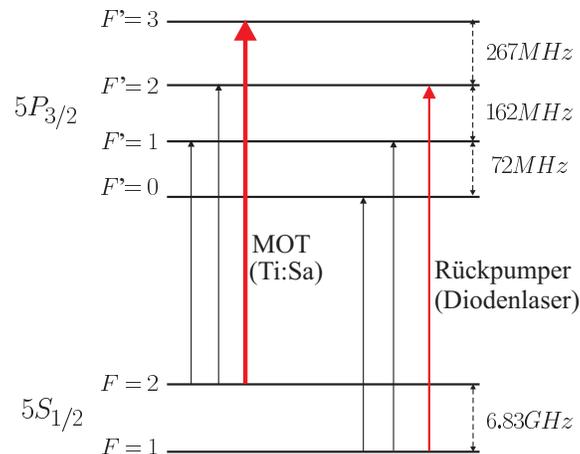


Abbildung 3.1: Energieniveaus der D2-Linie von Rubidium 87 mit Hyperfeinaufspaltung, aus [30]. Die Abbildung ist nicht maßstäblich, die Hyperfeinaufspaltung im Grundzustand übertrifft diejenige im angeregten Zustand um nahezu zwei Größenordnungen.

Der Kernspin von Rb 87 beträgt $I=3/2$. Daraus folgt, dass der $5S_{1/2}$ -Zustand über zwei Hyperfeinniveaus mit $F = 3/2 - 1/2 = 1$ und $F = 3/2 + 1/2 = 2$

verfügt, entsprechend besitzt der $5P_{3/2}$ -Zustand vier Hyperfeinniveaus von $F'=0$ bis $F'=3$. Der Fallenübergang ist der Übergang von $F=2$ nach $F'=3$. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ für optische Dipolübergänge kann ein Atom aus $F'=3$ Atom nur in das $F=2$ -Niveau gelangen und nicht nach $F=1$. Da die Linien im angeregten Zustand nicht weit voneinander entfernt sind, gelangen Atome mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in das $F'=2$ -Niveau des angeregten Zustandes. Dies ist allerdings um etwa einen Faktor 1000 unwahrscheinlicher als der Übergang von $F=2$ nach $F'=3$. Von $F'=2$ können die Atome in das $F=1$ -Niveaus des Grundzustandes zurückfallen, das mit dem Fallenlaser nicht mehr resonant wechselwirkt. Damit sie trotzdem noch weiter am Kühlprozess teilnehmen können, muss man einen weiteren Laser verwenden, welcher auf den $F = 1 \rightarrow F' = 2$ -Übergang stabilisiert ist. Diesen Laser bezeichnet man als Rückpumper. Vom $F'=2$ -Niveau des angeregten Zustandes können die Atome durch spontane Emission in das $F=2$ -Niveau des Grundzustandes gelangen und so wieder am Kühlprozess teilnehmen. Für den von uns zum Kühlen verwendete D2-Linie ist $\lambda = 780,027$ nm und $\Gamma = 2\pi \cdot 5,76$ MHz. Daraus ergibt sich die Sättigungsintensität nach Gleichung 1.22 zu $I_S = 1,59$ mW/cm².

3.2 Die Vakuumapparatur

In diesem Abschnitt wird die schon zu Anfang dieses Kapitels erwähnte aus zwei Kammern bestehende Vakuumapparatur besprochen.

Bei dem ersten Aufbau, mit dem ein BEC experimentell realisiert wurde [5], bestand die Vakuumapparatur nur aus einer einzigen Kammer, in der die Atome zunächst in einer MOT gefangen und dann in eine Magnetfalle umgeladen wurden. In dieser wurde Verdampfungskühlen durchgeführt und so ein Kondensat hergestellt. Dies beinhaltet jedoch ein Problem : Zum Laden der MOT ist ein hoher Druck von Rubidium-Atomen wünschenswert, um eine hohe Laderate zu erreichen. In der Magnetfalle und erst recht in dem Fall, in dem schon ein Kondensat vorhanden ist, soll jedoch ein möglichst niedriger Hintergrunddruck herrschen. Da warme Atome aus dem Hintergrundgas mit den kalten Atomen in der Falle stoßen, führt dies zu einem Verlust von Atomen aus der Falle und somit zu einer geringen Lebensdauer. In [5] führte dies zu einer Ladezeit von einigen Minuten und einem Kondensat mit etwa 10^4 Atomen.

Deswegen ging man dazu über, Vakuumapparaturen mit zwei getrennten Kammern, die über eine differentielle Pumpstufe verbunden sind, zu bauen[31]. In der ersten Kammer wird bei höherem Rubidium-Druck eine MOT geladen, anschließend werden die Atome mit einem Laserpuls in die zweite Kammer geschossen.

und wieder in einer MOT gefangen. Dort herrscht ein sehr gutes Vakuum. Mit einem solchen Aufbau ließen sich in [32] Kondensate mit etwa 10^6 Atomen herstellen.

In [33] wurde ebenfalls ein Aufbau mit zwei Kammern zur Erzeugung eines BEC benutzt, wobei in der ersten Kammer ein kalter Atomstrahl erzeugt wird, der die MOT in der zweiten Kammer kontinuierlich lädt. Auf diese Weise entfällt der gepulste Transfer der Atome von MOT zu MOT. Ein solcher Aufbau wurde erstmals in [34] verwendet, um einen Strahl kalter Atome zu erzeugen. Dieses wird erreicht, indem Atome in einer 2D-MOT transversal gekühlt werden. Die Details der dazu benötigten Vakuumapparatur, die in Abb. 3.2 schematisch gezeichnet ist, sollen im Folgenden erläutert werden.

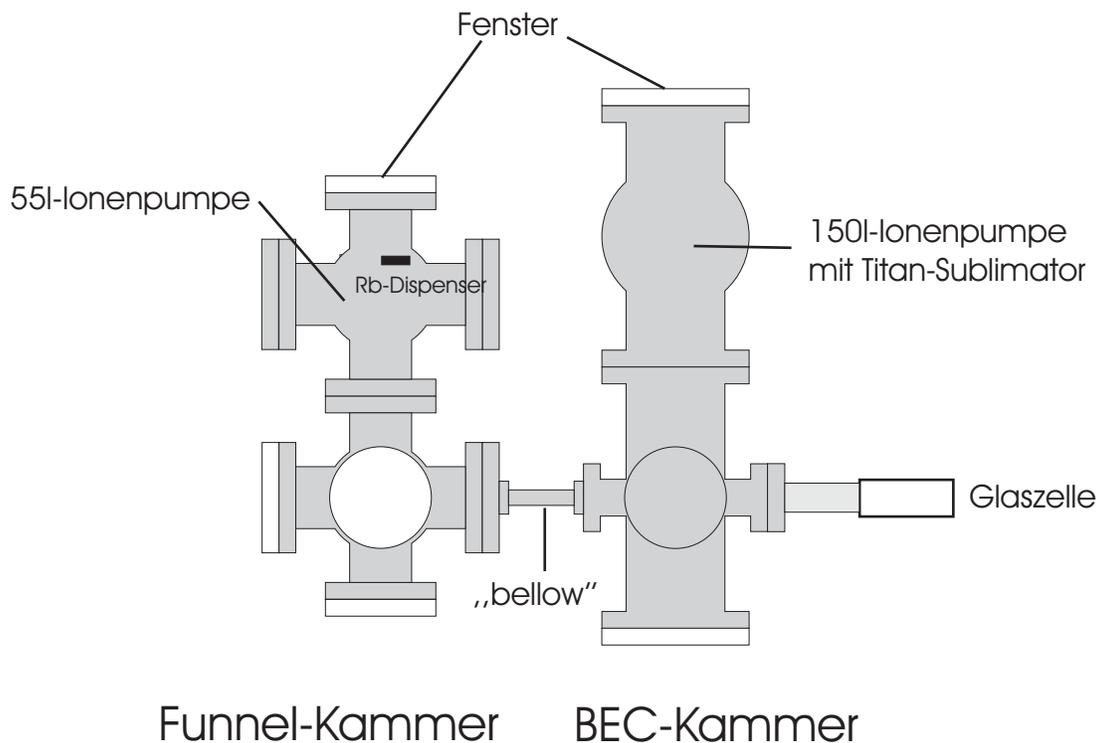


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Vakuumapparatur. Die Funnel-Kammer und die BEC-Kammer sind durch einen flexiblen Metallschlauch („bellow“) verbunden, durch den Rubidium-Atome in die BEC-Kammer gelangen können. In der Glaszelle werden die weiteren Schritte zur Realisierung des BEC (Fangen, Verdampfungskühlen) und die Manipulation des BEC durchgeführt.

Wie schon erwähnt, besteht die Vakuumapparatur aus zwei Kammern, die durch einen flexiblen Metallschlauch („bellow“) miteinander verbunden sind. Dies erlaubt, die Kammern in der Höhe um etwa 1cm gegeneinander zu verschieben. An die BEC-Kammer ist eine Glaszelle von der Firma Optiglas mit den inneren

Maßen 3cm·3cm·8cm und einer Wandstärke von 4mm angeflanscht, in der das Kondensat hergestellt werden soll. Die Glaszelle erlaubt einen guten optischen Zugang zu den Atomen.

An der Funnel-Kammer pumpt eine 55l-Ionenpumpe, an der BEC-Kammer eine 150l-Ionenpumpe (beide von Varian, Vaclon Plus 55 und Vaclon Plus 155), wobei in der 150l-Pumpe zusätzlich ein Titansublimator angebracht ist. Zwischen den beiden Kammern befindet sich eine differentielle Pumpstufe. Ebenfalls in der Funnel-Kammer befinden sich fünf sogenannte Dispenser (von der Firma SAES Getters), in denen Rubidium in der Form von Rubidiumchromat chemisch gebunden ist. Wenn Strom durch die Dispenser fließt, erhitzt sich das Rubidiumchromat und es wird gasförmiges Rubidium freigesetzt. Der Druck in der Funnel-Kammer beträgt $10^{-8} - 10^{-9}$ mbar mit eingeschalteten Dispensern und weniger als $5 \cdot 10^{-10}$ mbar mit ausgeschalteten Dispensern, gemessen an der Ionenpumpe selbst. Der Fehler bei dieser Art der Messung ist relativ groß, er beträgt etwa 30%. In der BEC-Kammer wird der Druck mit einer Bayard-Alpert-Messröhre Varian UHV 24) gemessen. Bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-8}$ mbar in der Funnel-Kammer beträgt der Druck in der BEC-Kammer $4 \cdot 10^{-11}$ mbar und ist somit 500mal besser; erst ab einem Druck von etwa $1 \cdot 10^{-8}$ in der Funnel-Kammer lässt sich der Druck in der BEC-Kammer überhaupt messen, da dies das Röntgenlimit der Messröhre ist.

3.3 Der atomare Funnel

Der „Funnel“ (zu Deutsch Trichter) ist eine zweidimensionale MOT, bei der nur aus zwei von drei Raumrichtungen ein Magnetfeldgradient besteht. Auf diese Weise wird ein kalter Atomstrahl erzeugt, mit dem die MOT in der BEC-Kammer geladen wird. Dies ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt ist. Auf die hierzu benötigten Elemente wird im Folgenden eingegangen.

Anstatt eines Spulenpaares wie bei einer herkömmlichen MOT benötigt man dazu zwei Spulenpaare von in unserem Fall rechteckigem Querschnitt in Anti-Helmholtzkoffiguration (s.Abbildung 3.4). Die Spulen sind 90mm·90mm bzw. 90mm·125mm groß und bestehen aus je 24 Wicklungen Kupferdraht mit 1,5mm Durchmesser.

Das Magnetfeld ist aus Symmetriegründen in z-Richtung Null, somit können die Atome in dieser Richtung nicht gefangen werden. Der Magnetfeldgradient in x- und in y-Richtung ist über einen Bereich von einigen Zentimetern konstant, wie in Abb.3.5 zu sehen ist.

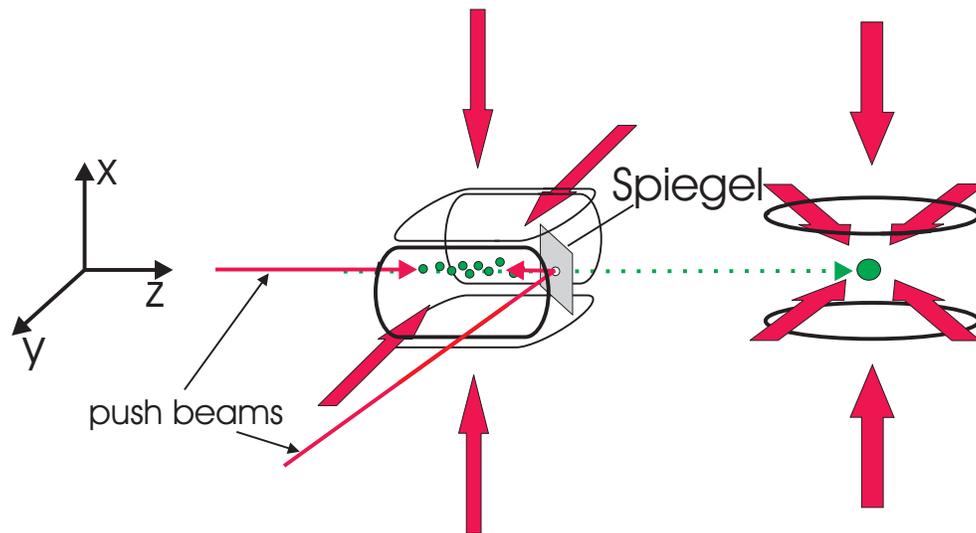


Abbildung 3.3: Erzeugung eines kalten Atomstrahls und Transfer in eine 3D-MOT. Atome werden in der Funnel-Kammer in einer 2D-MOT transversal gekühlt, fliegen durch das Loch und werden in einer 3D-MOT in der BEC-Kammer gefangen.

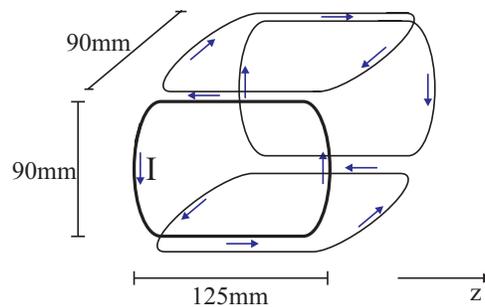


Abbildung 3.4: Abmessungen und Stromrichtung der Funnelspulen. Bei den eingezeichneten Stromrichtungen heben sich die von den Spulen erzeugten Magnetfelder auf der z-Achse auf.

Entlang der x- und der y-Achse sorgen zirkular polarisierte Laserstrahlen dafür, dass Atome gekühlt und gefangen werden wie auch in einer 3D-MOT. Entlang der z-Achse können sich die Atome in beide Richtungen frei bewegen, deswegen sorgen zwei gegenläufige Laserstrahlen in positive und negative z-Richtung, die sogenannten „push beams“, dafür, dass die Atome vorzugsweise in Richtung der BEC-Kammer fliegen. Dies lässt sich über die relative Intensität der beiden „push beams“ einstellen. In [33] wurden die Temperatur und der Fluss des erzeugten kalten Atomstrahls mit (2D⁺-MOT) und ohne (2D-MOT) „push beams“ gemessen. Dabei ergab sich für die 2D⁺-MOT bei den selben experimentellen Parametern ein höherer Fluss und eine niedrigere Temperatur als für die 2D-MOT. Daraus lässt sich schließen, dass die „push beams“ zusätzlich zur Kühlung der Atome beitragen.

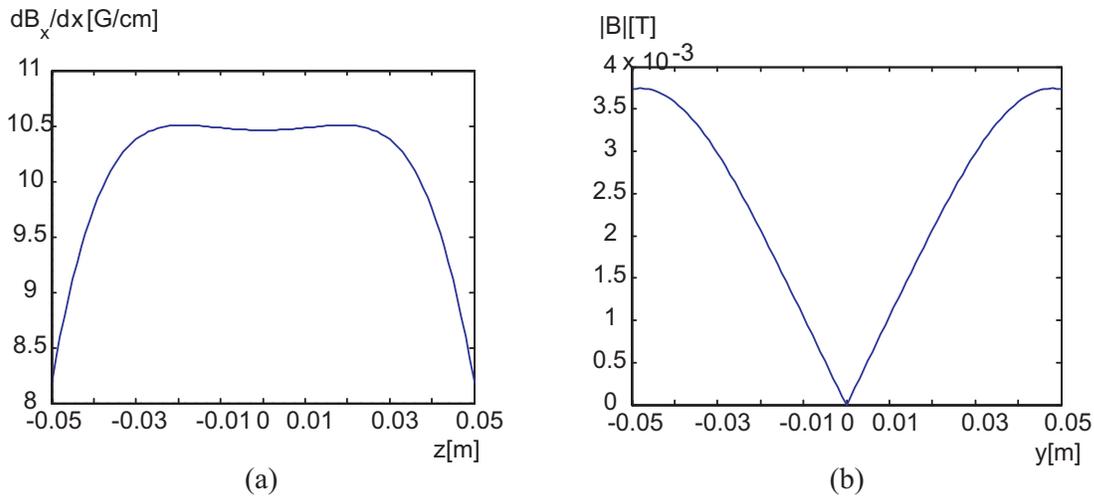


Abbildung 3.5: Numerisch bestimmtes Magnetfeld im Funnel für einen Strom $I=10\text{A}$.

In (a) ist die Variation des Magnetfeldgradienten in x-Richtung entlang der z-Achse aufgetragen. Man sieht, dass der Gradient über den Bereich von mehreren Zentimetern nahezu konstant bleibt. In (b) ist die Variation des Magnetfelds selbst in y-Richtung zu sehen, auch hier ist über den Bereich von einigen Zentimetern der Anstieg linear. Da die gefangene Atomwolke eine Ausdehnung von maximal einigen Millimetern hat, sehen sie alle denselben Gradienten und erfahren dieselbe Kraft.

Die push beams werden an einem gekippten Spiegel reflektiert (s. Abb. 3.3), in den ein Loch von 1mm Durchmesser gebohrt wurde. Dieses Loch dient als differentielle Pumpstufe zwischen den beiden Kammern. Der Spiegel besteht aus gewalztem Aluminium von der Firma Alu Singen mit einer gemessenen Oberflächenrauigkeit kleiner als 20 nm. Er wurde mit Gold bedampft, um eine Oxidation bei ei-

ner Aufbewahrung außerhalb des Vakuums zu verhindern. Inzwischen haben sich Rubidium-Atome auf dem Spiegel abgelagert, wodurch er sich rötlich verfärbt hat.

Durch das Loch im Spiegel gelangen die Atome durch den Verbindungsschlauch in die BEC-Kammer und werden dort zunächst in einer 3D-MOT gefangen. Im Unterschied zu [33] befindet sich bei unserem Aufbau der Spiegel innerhalb der Spulen und nicht dahinter. Hiervon erhoffen wir uns eine höhere Laderate, da zum Loch fliegende Atome umso wahrscheinlicher vom Licht zur Seite gedrückt werden, je länger der Weg zum Loch ist.

Wenn Atome in einem Winkel zur Achse in den Überlapp der Strahlen hineinfliegen, wird ihre transversale Geschwindigkeit gedämpft und sie bewegen sich entlang der Achse weiter. Diesen Effekt, dass Atome unabhängig von ihrer ursprünglichen Flugrichtung entlang der z-Achse zum Spiegel geleitet werden, bezeichnet man als „funneling“. Dies funktioniert bis zu einer maximalen transversalen Geschwindigkeit, oberhalb derer die Atome sich nicht mehr lange genug im Lichtfeld aufhalten, um gekühlt zu werden. Außerdem können schnelle Atome durch das Loch gelangen, wenn sie genau entlang der z-Achse fliegen. In [33] wurde so ein kalter Atomstrahl mit einer Geschwindigkeit von 10m/s und einem Fluss von bis zu 10^{10} Atomen pro Sekunde beobachtet, dies allerdings bei einem im Vergleich zu unserem Experiment höheren Druck von 10^{-7} mbar. Wir haben nicht den durch den Funnel erzeugten Fluss, sondern die Laderate der MOT in der BEC-Kammer gemessen und dabei einen Wert von 10^7 bis 10^8 Atomen pro Sekunde erhalten (s.Kapitel 4). Dies bedeutet, dass der durch unseren Funnel erzeugte Fluss mindestens so groß ist wie dieser Wert, da aufgrund der Divergenz des kalten Atomstrahls nicht alle Atome, die durch das Loch gelangen, auch in der MOT gefangen werden.

Die Flugbahn der kalten Atome im Funnel ist aufgrund des Einflusses der Gravitation keine Gerade, sondern eine Parabel. Dabei ist die Strecke, die die Atome auf dem Weg vom Funnel zur 3D-MOT nach unten fallen, umso größer je kälter die Atome sind. Dies lässt sich ausnutzen, um zu verhindern, dass heiße Atome aus dem Funnel in die Magnetfalle und das BEC gelangen und die dort gefangenen Atome aufheizen: Die Atome im Funnel werden schräg nach oben geschossen, so dass die kalten Atome am Ort der 3D-MOT gerade den höchsten Punkt ihrer Flugkurve erreicht haben. Schnelle Atome fliegen in einem steileren Winkel nach oben und gelangen nicht in die MOT. Dies wird dadurch erreicht, dass die BEC-Kammer etwa einen Zentimeter höher als die Funnel-Kammer steht. Der Winkel der Funnelspulen relativ zur Vakuumkammer wird mit Feingewindeschrauben verändert, wodurch die Linie, auf der Magnetfeld Null ist, und somit auch die Flugbahn der Atome schräg nach oben verkippt wird.

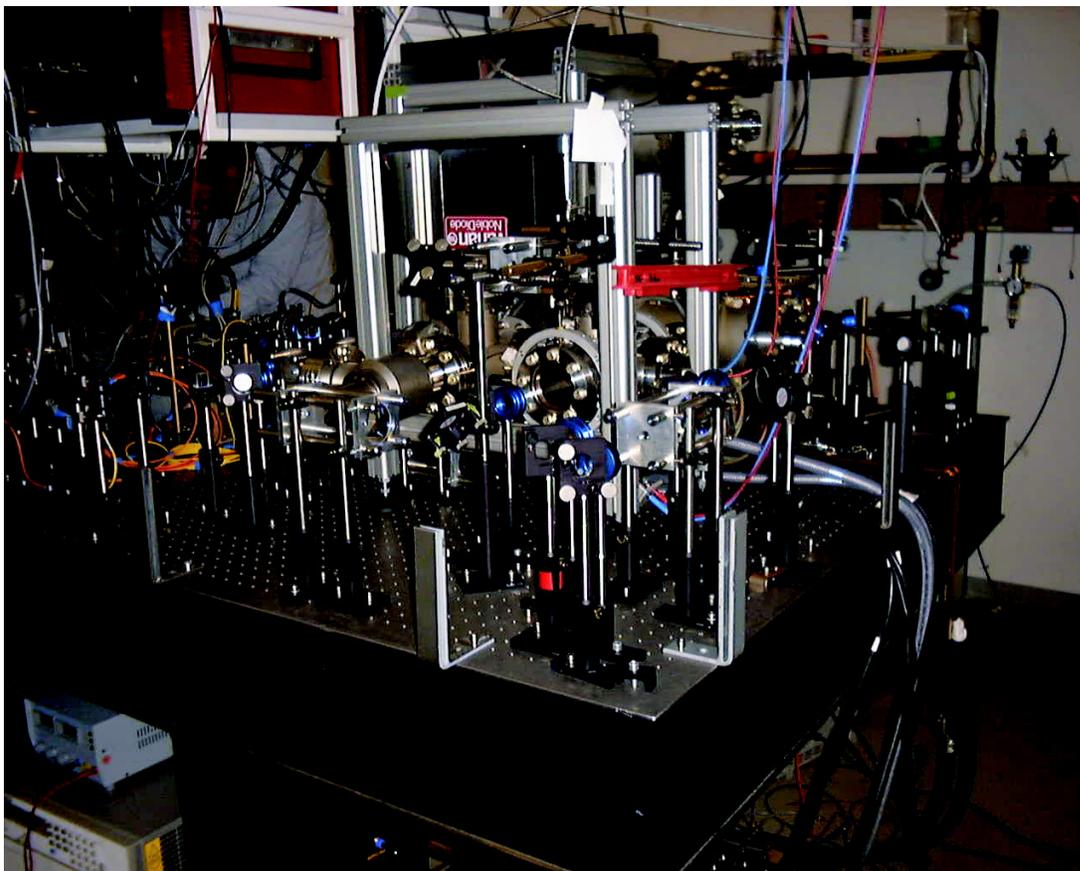


Abbildung 3.6: Vordere Vakuumkammer mit optischem Aufbau

Das Laserlicht wird mit Hilfe von Glasfasern vom Lasersystem zur Vakuumapparatur geleitet, wo es zum Kühlen und Fangen der Atome im Funnel und in der MOT verwendet wird. Auf diese Weise sind diese beiden Teile des Aufbaus voneinander unabhängig und man erhält ein sauberes gaußförmiges Modenprofil. Hinter dem Faserauskoppler beträgt der Strahldurchmesser etwa 3mm. Der Strahl wird in sechs einzelne Strahlen aufgeteilt. Hierzu werden wie an allen anderen Stellen des Experiments auch polarisierende Strahlteiler (PBS) verwendet, bei denen mit Hilfe einer vor dem PBS stehenden $\lambda/2$ -Platte die relative Intensität der Ausgangsstrahlen verändert werden kann.

Der Funnel-Strahl, der später in die vier Hauptstrahlen aufgeteilt wird, läuft durch ein anamorphes Prismenpaar. Dieses macht aus dem runden Strahlquerschnitt eine elliptischen, der in horizontaler Richtung doppelt so lang ist wie in vertikaler. Dies ist notwendig, da aufgrund der Form des Magnetfeldes der Bereich, in dem man Kühlung erwarten kann, ein Strich von einigen Zentimetern Länge ist. Die Intensität in den Hauptstrahlen beträgt typischerweise $2\text{mW}/\text{cm}^2$, die Leistung in den „push beams“ $1\text{mW}/\text{cm}^2$. Die Strahlen laufen durch sechs

separate Teleskope, wo sie auf den sechsfachen Durchmesser aufgeweitet werden. Für den gesamten optischen Aufbau werden nur dielektrische Spiegel verwendet, von denen die meisten für 780nm und 45° beschichtet sind. An den Stellen, an denen Einfallswinkel und Ausfallswinkel nicht 45° betragen, wurden Breitbandspiegel verwendet. Vor den Teleskopen werden 1"-Spiegel verwendet, danach 2"-Spiegel. Nach den Teleskopen läuft jeder Strahl durch eine $\lambda/4$ -Platte, mit denen zirkulare Polarisation eingestellt wird.

Zunächst haben wir den Funnel mit nur einem Spulenpaar, das heißt als normale 3D-MOT betrieben. Nachdem wir auf diese Weise Atome gefangen hatten, haben wir an der BEC-Kammer die Optik für 3D-MOT aufgebaut, beim Funnel das zweite Spulenpaar dazugeschaltet und schließlich auch in der hinteren Kammer Atome gefangen. Die Laderate 3D-MOT hängt dabei sehr empfindlich von der Intensitätsverteilung der einzelnen Funnelstrahlen ab, deswegen war es wichtig, die Optik so aufzubauen, dass sich mit je einem Strahlteiler die Intensität zwischen den gegenläufigen Strahlen aufteilen lässt. Wenn der Funnel optimal, das heißt auf maximale Laderate der hinteren MOT, justiert ist, lässt sich keine Fluoreszenz von kalten Atomen im Funnel beobachten, da die Atome alle durchs Loch fliegen. Die Laderate der 3D-MOT wurde durch Justage der Spiegel und vor allem des Strahlgleichgewichts des Funnels optimiert.

3.4 Die MOT und die Magnetfalle

Wie in Kapitel 2 erläutert wurde, ist es notwendig, die Atome in einer Magnetfalle zu fangen und in dieser Verdampfungskühlen durchzuführen, um eine Phasenraumdicke in der Größenordnung von eins zu erhalten. Unsere Falle, die um die Glaszelle an der BEC-Kammer herum aufgebaut ist, kann je nach Stärke des Stroms durch die Quadrupolspulen sowohl als MOT als auch als Magnetfalle betrieben werden. Zum Umladen der Atome muss das Licht ausgeschaltet und der Magnetfeldgradient erhöht werden.

Der optische Aufbau der MOT entspricht dem in Abb. 1.15 beschriebenen Standardaufbau mit dem kleinen Unterschied, dass die horizontalen Strahlen keinen Winkel von 90° zueinander haben, sondern aus Platzgründen nur etwa 60° (s. auch Abb. ??.) Der MOT-Strahl hat nach dem Auskoppler aus der Glasfaser einen Durchmesser von 3mm und wird danach mit einem einzigen Teleskop auf den sechsfachen Durchmesser aufgeweitet. Nach dem Teleskop wird 2"-Optik verwendet, um genügend Spielraum beim Justieren zu haben.

In Abb. 3.7 ist eine schematische Zeichnung der Vakuumapparatur und der für den Funnel und die MOT benötigten Optik zu sehen.

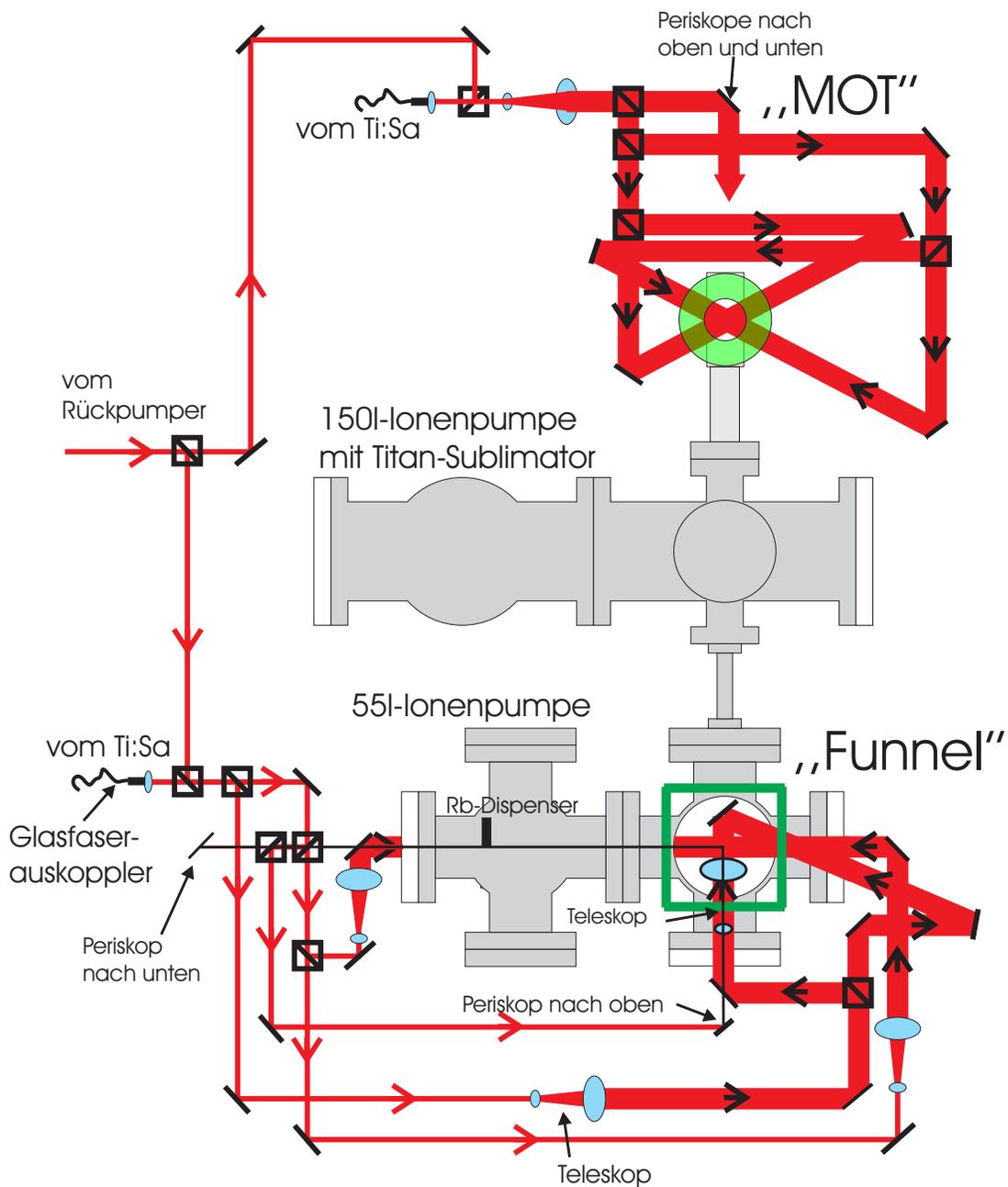


Abbildung 3.7: Vakuumapparatur mit optischem Aufbau. Aufgezeichnet sind die Vakuumapparatur die für den Funnel und die MOT benötigten Lichtstrahlen, weggelassen wurden die nach oben und unten laufenden Strahlen sowie alle $\lambda/2$ und $\lambda/4$ -Platten.

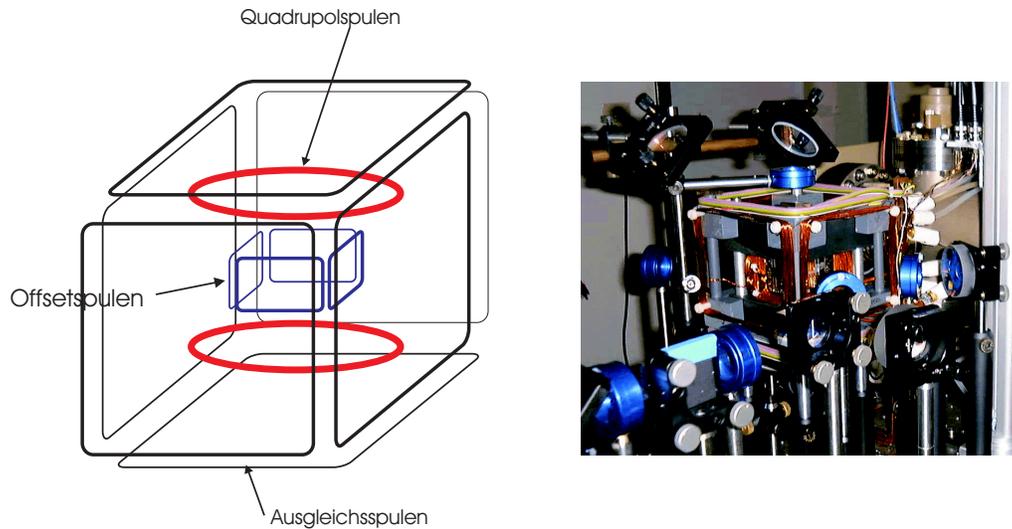


Abbildung 3.8: Aufbau der Magnetfalle. Links ist eine schematische Zeichnung zu sehen mit den Quadrupolspulen, den Offsetspulen und den Magnetfeldausgleichsspulen. Die Glaszelle, die hier nicht eingezeichnet wurde, nimmt den gesamten Raum innerhalb der Offsetspulen ein. Rechts ist ein Foto von der Magnetfalle mit Optik zu sehen.

Die Magnetfalle besteht aus sechs Quadrupolspulen aus Kupferrohr mit 4mm Außen- und 2,5mm Innendurchmesser, von denen sich je drei über und unter der Glaszelle befinden. Diese erzeugen das sowohl für die MOT als auch für die Magnetfalle benötigte Quadrupolfeld. Dabei wird die MOT üblicherweise bei 10A und einem daraus folgenden Gradient von 18 Gauß/cm betrieben, für die Magnetfalle können bis zu 540 Gauß/cm bei 300 A erzeugt werden. Zwischen den Quadrupolspulen direkt an der Glaszelle befinden sich die zwei Offset-Spulenpaare. Diese haben je sechs Windungen aus Kupferrohr mit 3mm Außen- und 1,5mm Innendurchmesser und erzeugen ein Magnetfeld von 80 Gauß bei 100A. Sowohl die Quadrupolspulen als auch die Offsetspulen sind wassergekühlt. Sie werden mit einem Audioverstärker von Crest Audio mit 2·5000W Leistung an 1Ω betrieben (10001 Professional Power Amplifier), wobei die Impedanzanpassung mit einem Schwingkreis durchgeführt wird.

Zusätzlich sind Magnetfeld-Ausgleichsspulen angebracht, die das Erdmagnetfeld und sonstige Streumagnetfelder ausgleichen, was zum Polarisationsgradientenkühlen notwendig ist. Diese bestehen aus drei Spulenpaaren in Helmholtzkonfiguration mit 40 Wicklungen pro Spule, die ein Magnetfeld von einem Gauß bei 300mA erzeugen.

Den Strom für die Quadrupolspulen liefert ein Netzgerät von Agilent (Modell 6682A) mit maximal 300A und 16V. Vor bzw. nach dem Polarisationsgradienten-

tenkühlen soll der Strom schnell aus- bzw. eingeschaltet werden, damit die Atomwolke nicht unnötig expandiert. Zum schnellen Ein- und Ausschalten sowie zur Stromstabilisierung wird eine Schaltung nach D.Hagley [35] verwendet.

3.5 Optischer Aufbau

In diesem Kapitel werden das Lasersystem und der optische Aufbau beschrieben, die das zum Betrieb des Funnels und der MOT benötigte Licht liefern. In Abschnitt 3.5.1 wird auf das Lasersystem eingegangen, das frequenzstabiles und schmalbandiges Licht in ausreichender Intensität liefern muss. In Abschnitt 3.5.2 wird erläutert, wie dieses Licht auf einen der in Kapitel 3.1 beschriebenen atomaren Übergänge stabilisiert wird. Anschließend wird in Abschnitt ?? erklärt, wie die Frequenz und die Intensität des Lichts geregelt werden können und in Abschnitt ??, wie durch die Verwendung von Glasfasern ein sauberes gaußsches Modenprofil erreicht wird. In Abschnitt 3.14 wird auf die Abbildung der Atome eingegangen, mit der Informationen wie z.B. die Atomzahl in der MOT erhalten werden können.

3.5.1 Das Lasersystem

Das zum Kühlen und Fangen benötigte Licht wird im Wesentlichen von einem Titan-Saphir-Laser (Coherent Ti:Sa 889-21 Ring Laser) geliefert, der 2W bei 780nm liefert. Der Ti:Sa wird von einem Argon-Ionen-Laser mit 20W gepumpt. Zur Regelung der Laserfrequenz wird ein Lock-In-Verstärker benötigt, der die Ableitung eines Absorptionssignals liefern kann. Das hierzu benötigte Frequenzmodulation des Teststrahls wird im Fall des Ti:Sa dadurch erzeugt, dass mit Hilfe einer Spule eine modulierte Zeeman-Aufspaltung eines atomaren Übergangs erzeugt wird. Bei einem zu Minimum oder Maximum im Absorptionssignal erhält man durch den Lock-In-Verstärker einen Nulldurchgang des Signals. Eine Lock-box, die im wesentlichen aus einem PI-Regler besteht, kann die Laserfrequenz so nachregeln, dass das Ableitungssignal immer Null ist und die Laserfrequenz somit auf das Minimum oder Maximum stabilisiert ist.

Der Rückpumper ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser, der etwa 15mW liefert. Wie in Kapitel 3.1 erläutert wurde, müssen nur ca. 0,1% der Atome vom Rückpumper zurückgepumpt werden, daher reicht diese Leistung bei weitem aus.

Demnächst sollen zusätzlich weitere Diodenlaser zum Abbilden der kalten Atomwolke in der Magnetfalle und zum Aufbau einer Dipolfalle verwendet werden.

3.5.2 Spektroskopie und Laserstabilisierung

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie das vom Lasersystem erzeugte Licht mit Hilfe von dopplerfreier Sättigungsspektroskopie auf die Kapitel 3.1 erläuterten atomaren Übergänge stabilisiert wird.

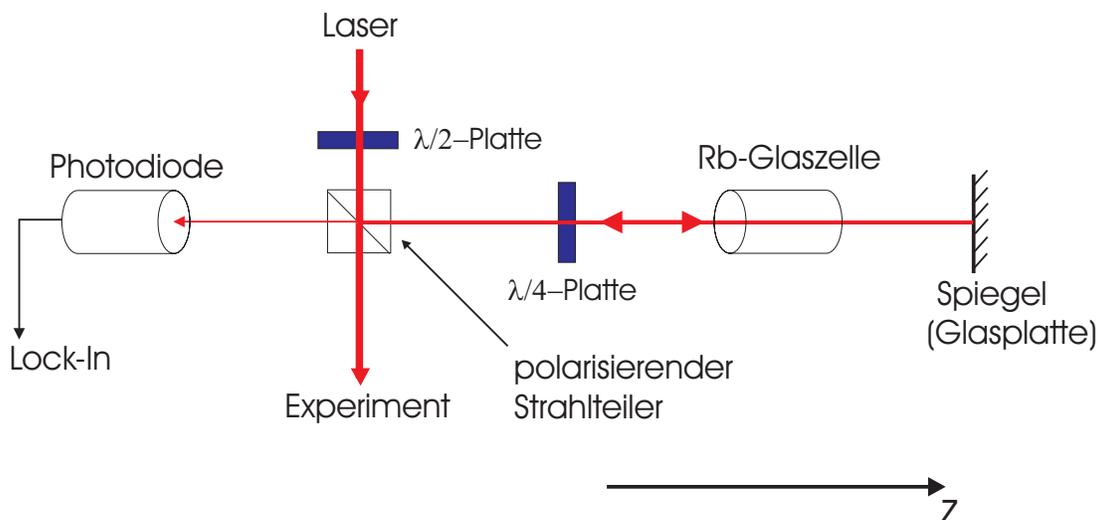


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. Ein Laserstrahl läuft durch eine Glaszelle mit gasförmigem Rubidium, wird reflektiert und läuft in sich zurück. Da eine Glasplatte als Spiegel verwendet wird, beträgt die Intensität des reflektierten Strahl nur 4% der Intensität des ursprünglichen Strahls und erfüllt damit die Bedingung für einen schwachen Teststrahl. Auf einem Detektor lassen sich dann zu atomaren Übergängen von Rb gehörende Peaks auflösen (s. Text). Die $\lambda/4$ -Platte ist notwendig, damit überhaupt Licht zur Photodiode gelangt.

Betrachtet man Emissions- oder Absorptionslinien eines Gases, so ist deren spektrales Profil aufgrund der thermischen Bewegung der Atome dopplerverbreitert. Bei Zimmertemperatur beträgt die Dopplerbreite etwa 500 MHz und ist somit etwa 80 mal größer als die natürliche Linienbreite von ca. 6 MHz. Um trotzdem die natürlichen Linienbreite auflösen zu können, benutzt man dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Bei dieser Methode läuft ein erster Laserstrahl, der Pumpstrahl, durch gasförmiges Rubidium. Ein zweiter, schwächerer Laserstrahl, der Teststrahl, läuft in entgegengesetzter Richtung durch das Medium. In unserem Aufbau ist dies so realisiert, dass der Laserstrahl durch eine Glaszelle mit Rubidium-Gas läuft und dahinter auf eine Glasplatte trifft, an der 4% der Intensität reflektiert werden. Der zurücklaufende, schwächere Strahl wird mit dem hinlaufenden Strahl überlappt. Dies ist in Abb. 3.9 gezeigt.

Der Pumpstrahl kann nur von einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse von Atomen absorbiert werden. Ist er um δ gegenüber der Übergangsfrequenz rotverstimmt, so sind dies die Atome mit $v_z = -|\delta|/k$; entsprechend kann der Probstrahl nur von den Atomen einer anderen Geschwindigkeitsklasse mit $v_z = |\delta|/k$ absorbiert werden. Wenn der Laser genau auf Resonanz ist, werden sowohl der Pump- als auch der Teststrahl von den gleichen Atomen mit $v_z=0$ absorbiert. Da aber der Pumpstrahl den Übergang sättigt, stehen für den Teststrahl weniger Atome im Grundzustand zur Verfügung und er wird weniger stark absorbiert als bei Frequenzen, die nicht genau resonant sind. Wenn man das Transmissionssignal in Abhängigkeit von der Laserfrequenz misst, sieht man dopplerverbreiterte Absorption bei den Frequenzen, bei denen der Probstrahl absorbiert wurde, in der Mitte bei $\omega_L = \omega_A$ jedoch einen reduzierte Absorption. (s. Abb. 3.11) (b) und (c).

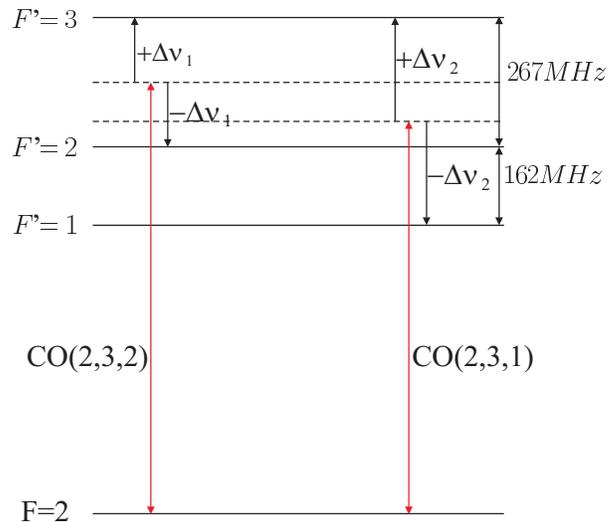


Abbildung 3.10: Eingezeichnet sind die im Experiment verwendeten Crossover $CO(2,3,2)$ und $CO(2,3,1)$. Die erste Zahl bezieht sich auf das Grundzustandsniveau, von dem der Übergang ausgeht, die anderen beiden Zahlen auf die beteiligten Niveaus des angeregten Zustandes. Die Frequenz des Crossover liegt genau in der Mitte zwischen den Frequenzen der Übergänge in die beiden beteiligten Niveaus des angeregten Zustandes, dies ergibt für $CO(2,3,2)$ $\Delta\nu_1 = (267/2)MHz = 133,5MHz$ und für $CO(2,3,1)$ $\Delta\nu_2 = (267 + 162)/2MHz = 214,5MHz$ gegenüber dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Auf $CO(2,3,2)$ ist der Ti:Sa stabilisiert, da dies eine Frequenzdifferenz ist, die sich mit einem AOM gut erreichen lässt, wie im folgenden Kapitel erläutert wird. Die hier nicht relevanten Energieniveaus wurden weggelassen.

Wie in Abschnitt 3.1 erläutert wurde, existieren nicht nur ein Grund- und ein angeregter Zustand, sondern beide sind in mehrere Hyperfeinniveaus aufgespalten. Man erwartet einen Sättigungspeak für jeden erlaubten Übergang, zusätzlich

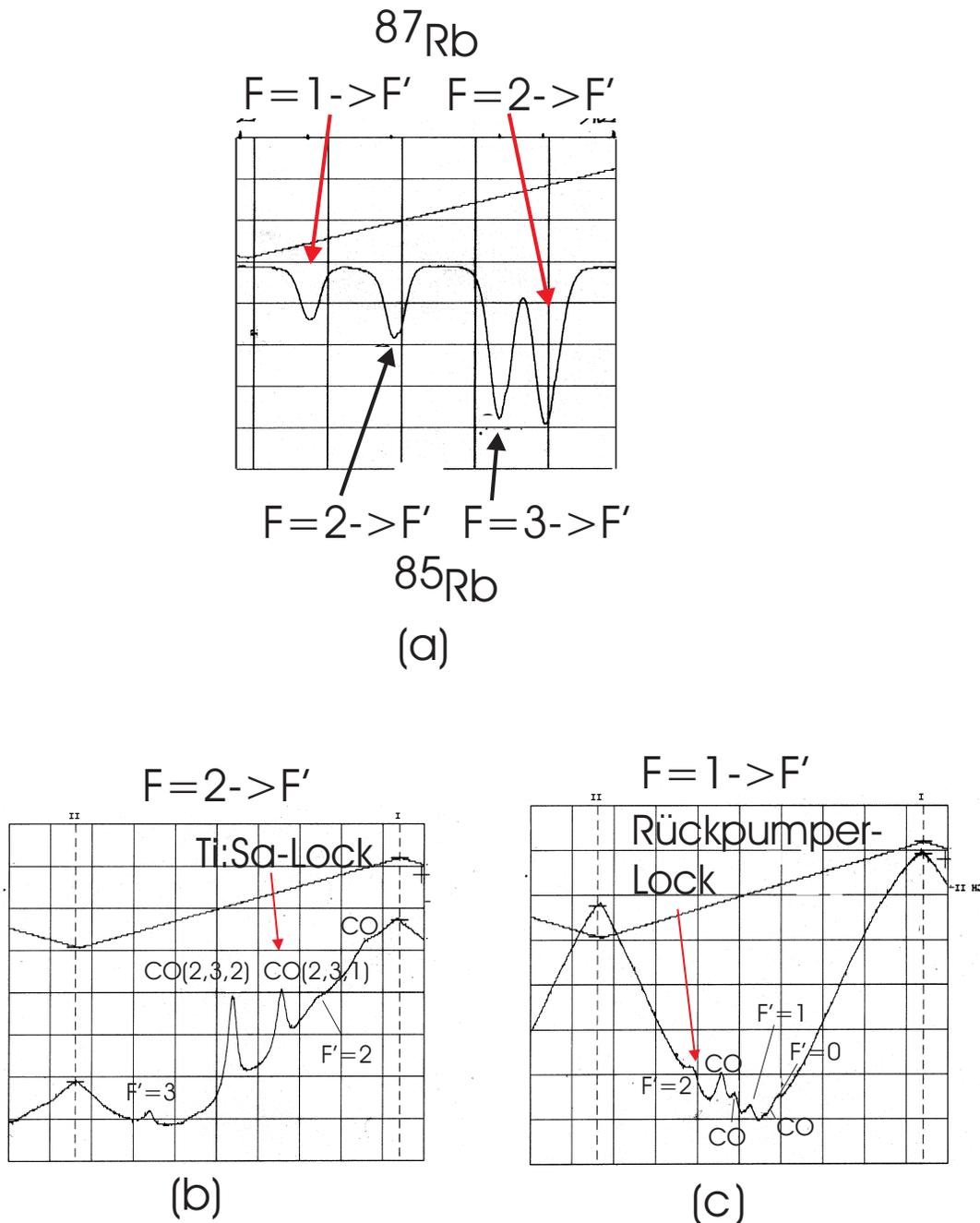


Abbildung 3.11: Mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie gemessene Rubidium-Linien. In (a) sieht man alle dopplerverbreiterten vier Linien von Rubidium 85 und 87, in (b) und (c) die zu Rubidium 87 gehörenden Linien, nämlich in (b) $F = 2 \rightarrow F'$ und in (c) $F = 1 \rightarrow F'$. Die Laser wurden auf die mit Pfeilen gekennzeichneten Sättigungspeaks stabilisiert. Aufgenommen wurden diese Spektren mit einem der gitterstabilisierten Diodenlaser; man sieht über den Absorptionslinien die Spannung am Piezoelement, das das Gitter bewegt und somit die Laserfrequenz bestimmt.

beobachtet man sogenannte „Crossover“. Diese treten auf, wenn die Frequenz ω_L des Lasers genau zwischen zwei möglichen Übergängen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 liegt. Wenn z.B. $\omega_1 > \omega_2$ ist, wechselwirkt der Pumpstrahl mit den Atomen mit $v_z = -(\omega_L - \omega_2)/k$ auf dem Übergang ω_2 , mit den Atome mit $v_z = (\omega_1 - \omega_L)/k$ auf dem Übergang ω_1 . Für den Teststrahl gilt gerade das Gegenteil, er kann von den Atomen mit $v_z = -(\omega_L - \omega_2)/k$ auf dem Übergang ω_1 und von denen mit $v_z = (\omega_1 - \omega_L)/k$ auf dem ersten Übergang ω_2 absorbiert werden. Die zu diesen beiden Geschwindigkeiten gehörenden Atome wurden aber schon vom Pumpstrahl in den angeregten Zustand gebracht, und wie im oben beschriebenen Fall wird die Absorption des Probstrahls dadurch geschwächt.

Da wir eine Glaszelle mit ^{85}Rb und ^{87}Rb zur Spektroskopie verwenden, beobachtet man insgesamt vier Linien, nämlich für ^{87}Rb die Übergänge von $F=1$ und $F=2$ des Grundzustandes und für ^{85}Rb in die verschiedenen Hyperfeinniveaus des angeregten Zustandes. Die dopplerrfrei gemessenen Linien für ^{87}Rb sind in Abb. 3.11 (b) und (c) gezeigt. Die Pfeile kennzeichnen die Sättigungspeaks, auf die die Laser stabilisiert sind.

3.5.3 Akusto-optische Modulatoren

Wie in Kapitel 1 erläutert wurde, benötigt man zum Laserkühlen nahresonantes Licht, das um einige Linienbreiten gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt ist. Zudem sollte die Frequenz variabel sein, um sowohl für eine MOT als auch zum Polarisationsgradientenkühlen die optimale Verstimmung einstellen zu können. Akusto-optische Modulatoren (AOM) sind ein geeignetes Mittel, um die Frequenz und die Intensität eines Laserstrahls zu ändern. AOM können die Frequenz des Lichtes typischerweise um 70 bis 200 MHz bei einmaligem Durchlauf bzw. um 140 bis 400 MHz bei zweimaligem Durchlauf („double pass“) verschieben. Der Ti:Sa ist auf $\text{CO}(2,3,1)$ 214.5MHz vom eigentlichen Fallenübergang entfernt stabilisiert, da sich diese Frequenzdifferenz gut mit einem „double pass“ AOM realisieren lässt. Zwei separate „double pass“ AOM für den Funnel und die MOT sorgen dafür, dass die Ti:Sa-Frequenz um ca. 200MHz bis auf einige Linienbreiten an den Übergang zurückgeschoben wird. Der Aufbau eines „double pass“ AOM ist in Abb. 3.12 gezeigt. In einem AOM wird ein Lichtstrahl an einer laufenden Schallwelle gebeugt, wobei ein oder mehrere Phononen erzeugt oder vernichtet werden. Dabei ändern sich die Frequenz und die Richtung sich gemäß der Energie- und Impulserhaltungssätze. Die Intensität in einer Beugungsordnung ist maximal, wenn der Einfallswinkel die Bragg-Bedingung erfüllt. Bei einem „double pass“ wird der gebeugte Strahl so reflektiert, dass er in sich zurückläuft und nochmals im AOM gebeugt wird. Der Strahl 1.Ordnung nach

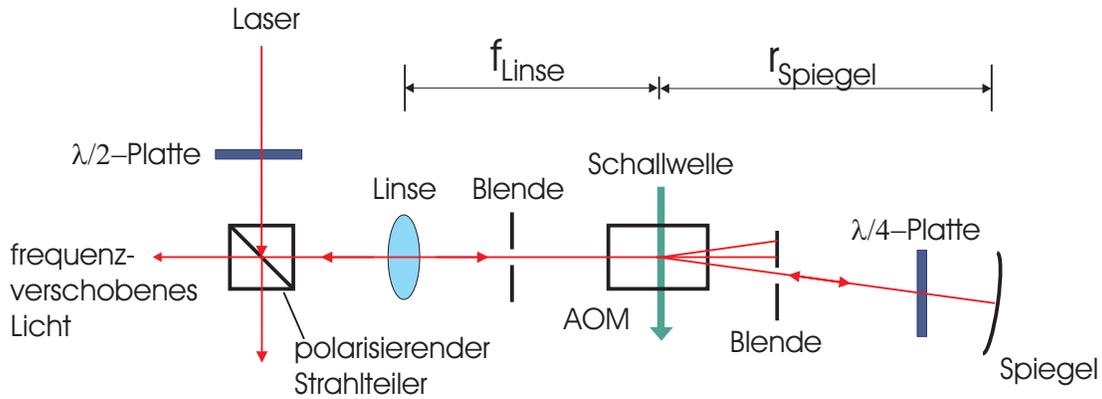


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau eines „double pass“ AOM. Ein Laserstrahl wird durch eine Linse auf einen AOM fokussiert und an diesem gebeugt. Die blauverschobene erste Beugungsordnung wird an einem gekrümmten Spiegel reflektiert, läuft zum AOM zurück und wird dort nochmals gebeugt. Die blauverschobene erste Ordnung, die man hierbei erhält, überlappt bei richtiger Justage des Spiegels mit dem einlaufenden Strahl. Alle nicht erwünschten Beugungsordnungen werden mit Blenden abgeblockt. Eine $\lambda/4$ -Platte dreht die Polarisation so, dass der zweimal gebeugte Strahl durch den Strahlteiler hindurchläuft und nicht zurück zum Laser.

dem zweiten Durchgang durch den AOM überlappt dann mit dem Strahl, der in den AOM hineinläuft; die anderen Beugungsordnungen werden geblockt. Auf diese Weise verschiebt sich beim Verändern der Schallfrequenz nur der Winkel des Strahls nach einmaligem Durchlauf und nicht der Winkel nach zweimaligem Durchlauf, was die Justage aller danach kommenden Elemente verändern würde. Ein Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass man mehr Leistung verliert.

Der Strahl wird von einer Linse mit $f=25\text{cm}$ auf den AOM fokussiert, da sonst der Strahl größer wäre als die Schallwelle und ein Großteil der Intensität überhaupt nicht gebeugt würde. Der gebeugte Strahl divergiert aufgrund der Fokussierung durch die Linse, wird jedoch nach der Reflexion an einem gekrümmten Spiegel mit $r=30\text{cm}$ wieder auf den AOM fokussiert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Linse im Abstand ihrer Brennweite und der Spiegel im Abstand seines Radius vom AOM aufgestellt werden, damit ein anfangs kollimierter Strahl den „double pass“ auch kollimiert wieder verlässt. Wenn man wie in unserem Fall einen leicht divergenten Strahl hat, kann man durch Variation der Position der Linse oder des Spiegels dafür sorgen, dass der Laserstrahl nach dem „double pass“ kollimiert ist.

Wir verwenden zwei AOM der Firma Isle Optics (SD100), einen mit 90 und einen mit 100 MHz Mittenfrequenz, Die Beugungseffizienz für die erste Ordnung liegt zwischen 70% und 85% bei einem „single pass“ sowie zwischen 50% und 60% bei

einem „double pass“. Die AOM stehen auf Tischen, mit denen sich die Höhe und die Position des AOM relativ zum Laserstrahl genau einstellen lässt. Die AOM werden von je einem Treiber gesteuert, der die benötigte Hochfrequenz erzeugt. Bei diesen Treibern, sogenannten VCO (Voltage Controlled Oscillators) können die Intensität und die Frequenz der Schallwelle über je ein Spannungssignal gesteuert werden.

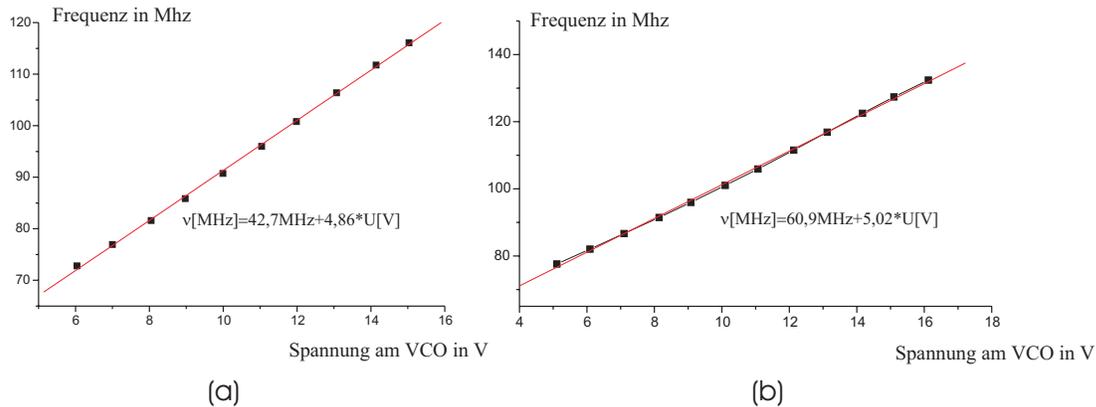


Abbildung 3.13: (a) Eichung für den VCO Nr.3867, der den für den MOT-Strahl benutzten AOM steuert.(b) Eichung für den VCO Nr.3869, der den für den Funnel-Strahl verwendeten AOM steuert.

Somit können die Verstimmung und die Intensität des Lichts in der MOT innerhalb der Zeit verändert werden, die die Schallwelle zum Durchlauf durch den Lichtstrahl braucht, das heißt während weniger Nanosekunden.

3.5.4 Modenfilterung durch Glasfasern

Der aus der Glasfaser ausgekoppelte Laserstrahl zeichnet sich durch ein sauberes gaußsches Modenprofil aus. Das Lasersystem mit der dazugehörigen Optik einerseits und die für den Funnel und die MOT benötigte Optik sind durch die Verwendung von Glasfasern voneinander unabhängig. Zudem lässt sich so die Magnetfalle leicht von Streulicht abschirmen, das zu einem Verlust von Atomen führt, indem man eine Wand zwischen dem Lasersystem und der Vakuumapparatur mit zwei kleinen Löchern für die Glasfasern einfügt.

Hinter den „double pass“ AOM werden der zur MOT führende und der zum Funnel führende Strahl in Glasfasern eingekoppelt. Wir haben mit verschiedenen Fasern, Einkoppel- und Auskoppelmethoden experimentiert, schließlich haben sich fertig konfektionierte Fasern von Thorlabs mit fc-Steckern und Kollimatoren ebenfalls von Thorlabs als geeignet erwiesen(P1-4224-FC-5 für den Funnel

und FS-PM-4621 für die MOT). Die Kollimatoren sind in einem Spiegelhalter befestigt, justiert man diesen sowie den letzten Spiegel vor der Einkopplung, so lässt sich die Einkoppeleffizienz gut optimieren. Sie beträgt beim Funnel 50-60% und bei der 3D-MOT 40-50%, wobei bei letzterer noch eine Linse mit $f=?$ cm direkt vor dem Fasereinkoppler nötig war, um dem Laserstrahl zu kollimieren.

Bei der Verwendung von selbstgebastelten Auskopplern mit einer kurzbrennweitigen Linse kurz hinter dem Faserende ließ sich der Strahl zwar gut kollimieren, mit zunehmender Entfernung von der Faser sah man jedoch unerwünschte Interferenzringe, vermutlich verursacht von der Auskoppellinse. Bei den Thorlabs-Fasern ist der ausgekoppelte Strahl zwar leicht divergent, hat jedoch ein gaußförmiges Profil ohne Interferenzen. Die Divergenz des Strahls stellt kein Problem dar, da sie zum einen klein ist, zum anderen wird der Strahl noch durch Teleskope aufgeweitet, bei denen man den Abstand der beiden Linsen so anpassen kann, dass der aufgeweitete Strahl kollimiert ist.

Die zum Funnel führende Faser ist eine nicht polarisationserhaltende Faser, da zum Zeitpunkt des Aufbaus keine polarisationserhaltende zur Verfügung stand. Dies bedeutet, dass sich die Polarisation des ausgekoppelten Strahls dreht, wenn sich die Temperatur ändert oder die Faser bewegt wird, da dadurch Doppelbrechung in der Faser induziert wird. Zudem ist die Polarisation im allgemeinen elliptisch. Deswegen stehen hinter dem Auskoppler zunächst eine $\lambda/4$ -Platte und eine $\lambda/2$ -Platte, die für eine lineare Polarisation sorgt und ein „definierender“ polarisierender Strahlteiler, der so eingestellt ist, dass möglichst viel Licht durch ihn hindurchgeht. Der Strahl aus dem anderen Ausgang wird abgeblockt und nicht weiter für das Experiment verwendet. Wenn sich aus irgendwelchen Gründen die Polarisation des ausgekoppelten Strahls ändert, so ändert sich zwar das Verhältnis der beiden aus dem definierenden Strahlteiler herauskommenden Strahlen, insgesamt schwankt aber nur die für den Funnel zur Verfügung stehende Gesamtleistung und nicht etwa das Verhältnis zwischen den einzelnen Funnelstrahlen. Relative Intensitätsschwankungen würden dazu führen, dass sich die Position der gefangenen Atomwolke verändert, absolute Schwankungen bewirken höchstens, dass mehr oder weniger Atome gefangen werden. Nach unserer Erfahrung beeinträchtigt die Verwendung einer nicht-polarisationserhaltenden Glasfaser die Funktion des Funnels nicht.

Die zweite Glasfaser, die zur 3D-MOT führt, ist polarisationserhaltend. Auch hier steht hinter dem Auskoppler ein definierender polarisierender Strahlteiler, der zusätzlich (wie beim Funnel auch) dazu dient, das Rückpumperlicht einzukoppeln. Eine polarisationserhaltende Glasfaser ist doppelbrechend, d.h. sie hat für eine Polarisation entlang der schnellen Achse einen anderen Brechungsindex als für eine Polarisation entlang der langsamen Achse. Wenn die Polarisation beim Einkoppeln einen beliebigen Winkel zur langsamen (oder schnellen) Ach-

se hat, gibt es eine Komponente parallel und eine senkrecht zu dieser Achse. Die unterschiedlichen Brechungsindizes führen zu einer Änderung der relativen Phase zwischen den beiden Polarisierungen und somit zu einer Abweichung der Ausgangspolarisation von der Eingangspolarisation. Zudem ändert sich die Art der Polarisation immer dann, wenn sich die optische Weglänge in der Faser aufgrund von Temperatur- oder mechanischen Schwankungen ändert, dies ist der eigentlich störende Effekt.

Wenn die Polarisation beim Einkoppeln entlang einer der beiden Achsen zeigt, passiert dies nicht, und die Polarisation bleibt linear. Daher steht vor dem Einkoppler eine $\lambda/2$ -Platte, mit der die Polarisation so gedreht wird, dass sie parallel zur langsamen oder zur schnellen Achse ist. Um diese $\lambda/2$ -Platte einzustellen, betrachtet man die Schwankungen der Polarisation hinter dem Auskoppler, wenn man die Faser stört. Hierzu stellt man einen polarisierende Strahlteiler auf und minimiert die Intensitätsschwankungen aufgrund von Temperaturschwankungen an einem der Ausgänge. Wir haben die Glasfaser dazu mit einem Heißluftföhn erhitzt.

3.6 Nachweis der Atome

Die in einer MOT gefangenen Atome absorbieren ständig Photonen und emittieren spontan. Dies erlaubt, die Anzahl der Atome zu bestimmen, indem man ihre Fluoreszenz mit einem Detektor aufnimmt. Mit einer CCD-Kamera, wie sie von uns verwendet wird („PixelFly“ der Firma PCO), kann zusätzlich die räumliche Verteilung der Atome bestimmt werden. In Abb. 3.14 ist das Prinzip von Fluoreszenz- und von Absorptionsmessungen dargestellt. Alle während meiner Diplomarbeit aufgenommenen Bilder und Messreihen, die in Kapitel 4 beschrieben werden, sind Fluoreszenzmessungen. In Zukunft sollen auch Absorptionsmessungen an den Atomen in der Magnetfalle durchgeführt werden.

Mit der von uns verwendeten CCD-Kamera ergibt sich die Atomzahl N aus den Zählimpulsen der Kamera N_{CCD} zu

$$N = N_{CCD} \cdot \eta \cdot \frac{1}{\Gamma_{streu}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{T_{Bel}}. \quad (3.1)$$

Dabei ist η die Quanteneffizienz, Ω der Raumwinkel, der von der Kamera eingenommen wird, T_{Bel} die Belichtungszeit und Γ_{streu} die Streurrate der Atome nach Gleichung 1.23. Diese Formel berücksichtigt nicht, dass sich die Atome in unterschiedlichen Hyperfeinzuständen aufhalten. Die Quanteneffizienz η gibt die mittlere Anzahl von Photonen an, die nötig sind, um einen Zählimpuls auszulösen.

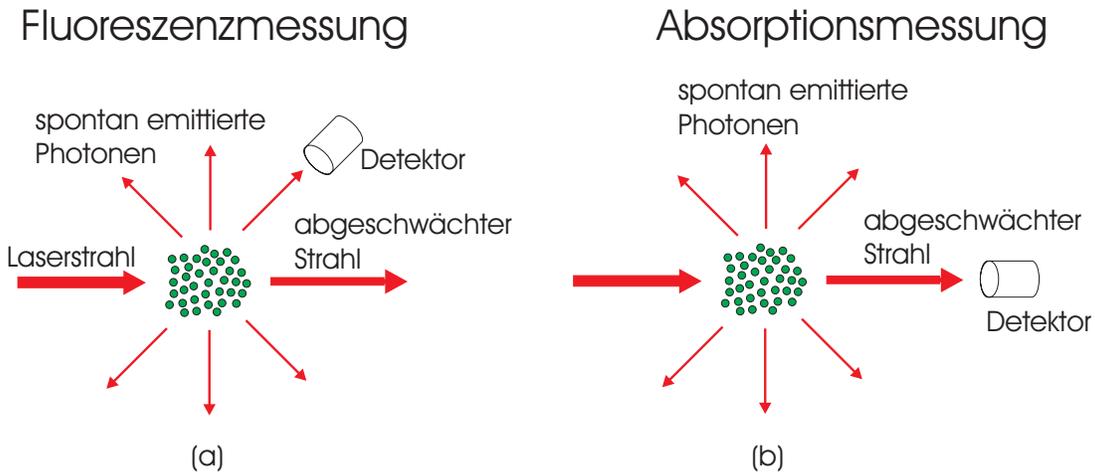


Abbildung 3.14: Prinzip von Fluoreszenz- (a) und Absorptionsmessungen (b). Bei Fluoreszenzmessungen wird ein Teil der durch spontane Emission aus dem Laserstrahl herausgestreuten Photonen von einem Detektor gemessen, bei Absorptionsmessungen fällt der abgeschwächte Laserstrahl auf den Detektor.

Diese wurde von uns auf zwei verschiedene Arten bestimmt. Bei der ersten Methode wurde der Strahl eines Diodenlasers an einem Objekt gestreut, das gestreute Licht mit der Kamera aufgenommen und die Leistung in dem Raumwinkel gemessen, den die Kamera ausfüllt. Dies ergab, dass im Durchschnitt 121 Photonen einen Count auslösen. Bei der zweiten Eichung wurde der Strahl des Diodenlasers, der bis auf wenige Nanowatt abgeschwächt war, direkt auf die Kamera abgebildet. Diese Methode ergab, dass im Mittel 85 Photonen zu einem Count führen. Gerechnet wurde dann mit einem Wert von 100 Photonen pro Count. Neben dieser Unsicherheit hinsichtlich der Eichung der Kamera ist die Bestimmung der absoluten Lichtleistung in der MOT ein Problem der Fluoreszenzmessungen. Alle Messungen der Atomzahl und daraus abgeleitete Größen sind mit derentsprechenden Unsicherheit von $\sim 50\%$ behaftet.

Flugzeitmessungen

Durch Flugzeitmessungen kann die Temperatur der gefangenen Atomwolke bestimmt werden. Mit Kenntnis der Temperatur können die beim Polarisationsgradientenkühlen verwendeten Parameter optimiert werden, außerdem lässt sich die Phasenraumdicke berechnen, die aussagt, wie weit man vom BEC entfernt ist. Zum Zeitpunkt $t=0$ hat die Atomwolke eine Gaußbreite σ_0 und eine Temperatur

T. Nach Abschalten der Falle expandiert sie, wobei ihre Breite σ nach

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (3.2)$$

von der Zeit t abhängt.

Diese Formel lässt sich folgendermaßen begründen: Für die räumliche Dichte der Atome ist zum Zeitpunkt $t=0$ wird eine Gaußverteilung angenommen

$$n(x, t = 0) = n_{max} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}}. \quad (3.3)$$

Wie im Folgenden für den eindimensionalen Fall gezeigt wird, bleibt die Dichte während der Expansion weiterhin eine Gaußverteilung, jedoch mit einer zeitabhängigen Breite $\sigma(t)$, die durch Gleichung 3.2 gegeben ist:

$$n(x, t) = n_{max}(t) e^{-\frac{x^2}{2\sigma(t)^2}}. \quad (3.4)$$

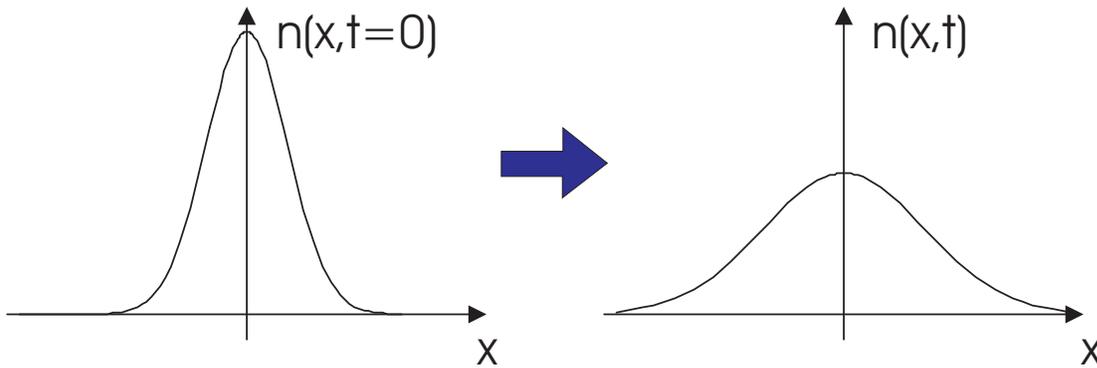


Abbildung 3.15: Eine eindimensionale Gaußverteilung „zerfließt“ mit der Zeit. Wenn die Geschwindigkeit der Atome ebenfalls gaußverteilt ist, bleibt die räumliche Verteilung gaußförmig. Die Breite nimmt mit der Zeit zu.

Wenn alle Atome dieselbe Geschwindigkeit v besitzen, so legen sie während der Zeit t die Strecke vt zurück und sind dann an der Stelle $x(t) = x(t=0) + vt$:

$$\begin{aligned} n(x, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} n(x', 0) \delta(x - x' - vt) dx' \\ &\sim e^{-\frac{(x-vt)^2}{2\sigma_0^2}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nun besitzen allerdings nicht alle Atome dieselbe Geschwindigkeit, sondern die Geschwindigkeitsverteilung ist ebenfalls eine Gaußverteilung, deren Breite von der Temperatur abhängt:

$$n(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \quad (3.6)$$

Die resultierende Dichte erhält man durch Faltung der beiden Ausdrücke:

$$n(x, t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} e^{-\frac{(x-vt)^2}{2\sigma_0^2}} \quad (3.7)$$

Wertet man dieses Integral aus, so erhält man wieder eine Gaußverteilung mit einer modifizierten Breite

$$\text{und somit Gleichung 3.2. } n(x, t) \sim e^{-\frac{x^2}{2(\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2)}} = e^{-\frac{x^2}{2\sigma(t)^2}}. \quad (3.8)$$

3.7 Aufbau bis Dezember 2000

Zum Schluss dieses Kapitels wird auf den optischen Aufbau eingegangen, wie er zu Beginn meiner Diplomarbeit bis Dezember 2000 aussah. Mit diesem Aufbau, der in Abb. 3.16 zu sehen ist, wurden erstmals in einem modifizierten Funnel Atome gefangen, nicht jedoch in der 3D-MOT.

Der wesentliche Unterschied zwischen dem alten und dem neuen Aufbau liegt im Lasersystem. Da zunächst kein Ti:Sa zur Verfügung stand, wurden Hochleistungslaserdioden (FIDL-100S-780C der Firma Frankfurt Laser) ausprobiert, die sich letztlich als nicht stabil genug erwiesen haben. Es wurden zwei Laserdioden mit je maximal 100mW verwendet, von denen die erste das Licht für den Funnel erzeugt hat und die zweite das Licht für die 3D-MOT liefern sollte. Beide Hochleistungsdioden waren von einem gitterstabilisierten Diodenlaser mit niedrigerer Leistung (10-20mW), injektionsstabilisiert („injection locked“).

„Injection Lock“ bedeutet, dass ein Laser, der „Master“, einem anderen, dem „Slave“ seine Frequenz aufzwingt. Dies funktioniert so, dass der Strahl des Masters in die Slavediode geleitet wird, so dass diese Frequenz bevorzugt anschwingt. In unserem Fall wurde der Master über den Ausgangspolarisator eines optischen Isolators eingekoppelt, wobei man auf einen guten Überlapp der beiden Strahlen achten muss. Injection Locking funktioniert nur für bestimmte Stromstärken und Temperaturen des Slavelasers, bei denen die freilaufende Frequenz des Slaves zumindestens in der Nähe der Frequenz des Masterlasers liegt. Es war jedoch immer möglich, entsprechende Stromstärken und Temperaturen zu finden. Es wurden ungefähr 1mW Leistung des Masterlasers benötigt, je ähnlicher sich das Modenprofil von Master- und Slavelaser sind, desto weniger Leistung benötigt man. Überprüft haben wir den Injection Lock, indem wir auch für den Slave eine Sättigungsspektroskopie aufgebaut und das daraus erhaltene Signal mit dem Signal des Masterlasers verglichen haben. Zeitlich war das Injection Lock auf

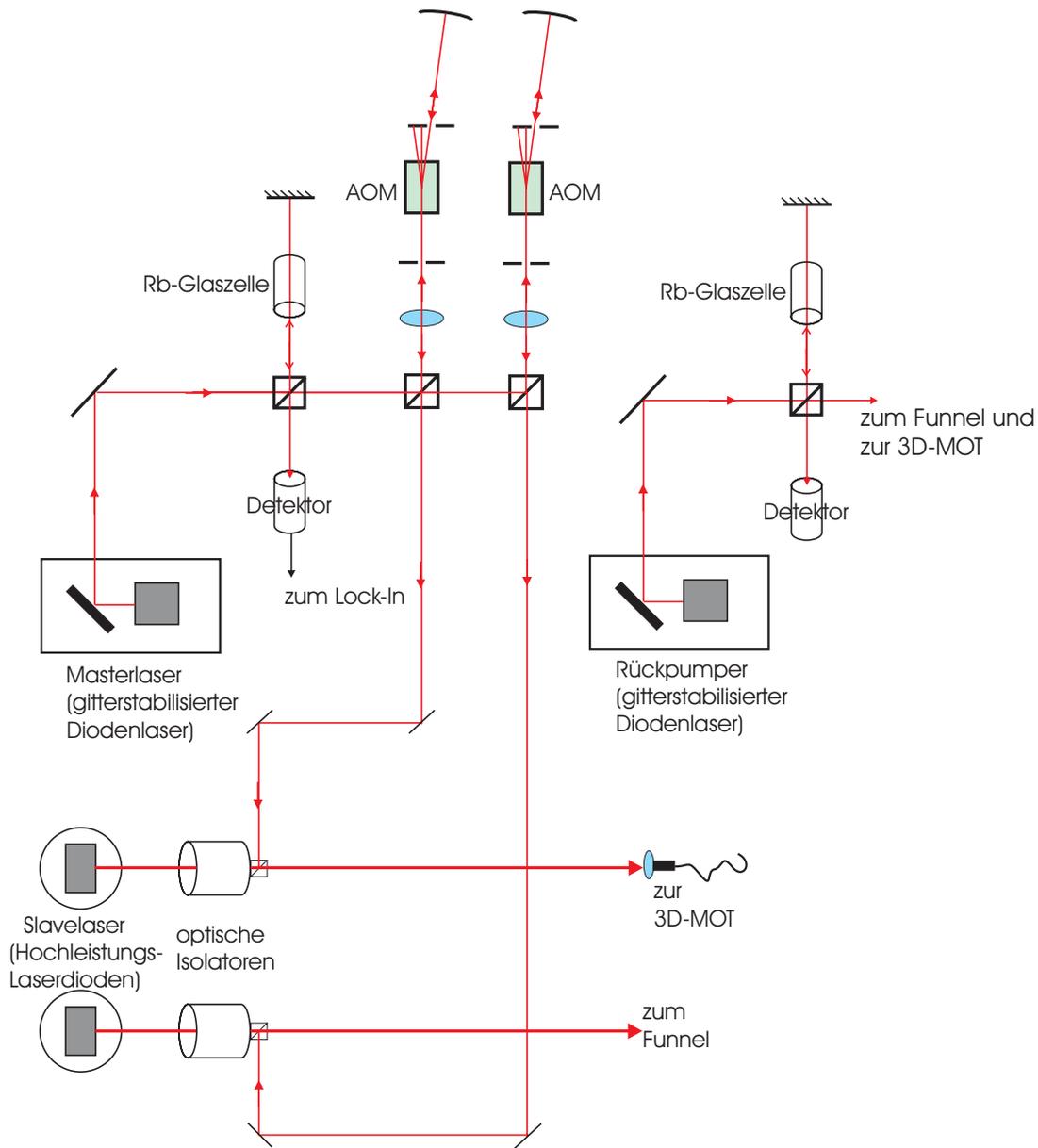


Abbildung 3.16: Optik-Aufbau bis Dezember 2000. Der Masterlaser wird auf einen Übergang von ^{87}Rb stabilisiert und danach in zwei Strahlen aufgeteilt. Diese werden mit je einem AOM frequenzverschoben und danach über den Ausgangspolarisator des optischen Isolators in die Slavelaser geleitet.

Minutenskala nicht immer stabil und es musste am Strom des Masters und am Strom des Slave nachjustiert werden.

Bei der ersten Hochleistungsdiode lief der Strahl des Masterlasers vor dem Injection Lock durch einen AOM und wurde so um ca. 2·100MHz verschoben. Der Strahl des Slave wurde durch ein Teleskop aufgeweitet und lief zum vorderen Teil der Vakuumapparatur, wo mit drei retroreflektierten Strahlen der Funnel aufgebaut war. Mit dieser Konfiguration wurde im Oktober 2000 zum ersten Mal Atome gefangen, wobei nur eines der beiden Quadrupol-Spulenpaare des Funnels angeschlossen war, der Funnel also als 3D-MOT betrieben wurde. Eine Fluoreszenzaufnahme der gefangenen Atome ist in Abb. 3.17 zu sehn. Ein Problem bei diesem Aufbau war die schlechte Mode des Slavelasers, in der hellere und dunklere Bereiche zu erkennen waren, was dazu führt, dass Atome in den dunklen Bereichen schlechter gekühlt werden. Die schlechte Mode, die häufige Justage den Injection Lock sowie die Tatsache, dass wir aufgrund der begrenzten Leistung die Strahlen nicht größer machen konnten, haben dazu geführt, dass die MOT nur unzuverlässig funktionierte.

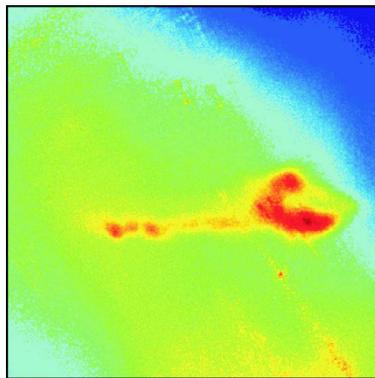


Abbildung 3.17: Falschfarbenbild der ersten in der vorderen MOT gefangenen Atome, die Abbildung zeigt etwa 10^6 Atome. Die unregelmäßige Form ist auf die schlechte Mode des Diodenlasers zurückzuführen.

Für den zweiten Slavelaser wurde zunächst ein nicht frequenzverschobener Strahl vom Masterlaser abgezweigt und für das Injection Lock benutzt, der Strahl des Slavelasers lief dann selbst durch einen double pass AOM. Danach wurde er in eine Glasfaser eingekoppelt (Einkoppeffizienz etwa 30%) und zum hinteren Kammer der Vakuumapparatur geleitet. Der Vorteil der Glasfaser ist, dass die Intensitätsverteilung des am anderen Ende ausgekoppelten Lichts gaußförmig ist, was gleichförmiges Kühlen ermöglichen sollte, der Nachteil ist, dass man Leistung verliert. Da wir mit der gerade beschriebenen Methode fast 80% der Laserleistung verloren haben, haben wir den Aufbau so abgeändert, dass schon der Strahl des Masterlasers durch separaten AOM-double pass lief, bevor der Slavelaser damit

injectiongelockt wurde. (Mit diesem Aufbau wäre es jedoch nicht möglich gewesen, die Intensität des Lichts für die 3D-MOT zu verändern, wie es zum Polarisationsgradientenkühlen benötigt wird.)

Der Hauptgrund dafür, dass wir den Aufbau mit den injectiongelockten Hochleistungslaserdioden verworfen haben, war jedoch, dass uns innerhalb einer Woche zwei der Dioden kaputtgegangen sind. Daher wurden mit den Hochleistungslaserdioden niemals Atome in der hinteren Kammer gefangen. Inzwischen stand der für ein anderes Experiment nicht mehr benutzte Titan-Saphir-Laser zur Verfügung, der Laserleistung im Überfluss liefert. Zudem läuft nach der Ti:Sa nach anfänglicher sorgfältiger Justage stabil und muss im täglichen Betrieb kaum nachjustiert werden. Mit dem neuen Aufbau wurden im April 2001 erstmals wieder Atome in der Funnel-Kammer und im Mai 2001 zum ersten Mal überhaupt Atome in der BEC-Kammer gefangen. Erschwerend kam hinzu, dass im Frühjahr der Argon-Ionen-Laser mehrere Wochen kaputt war.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

Während meiner Diplomarbeit wurden Atome aus dem Funnel in die 3D-MOT in der BEC-Kammer geladen, die MOT wurde charakterisiert und es wurde das vor dem Umladen der Atome in die Magnetfalle notwendige Polarisationsgradientenkühlen durchgeführt. Die Charakterisierung wurde mit den in Kapitel 3.6 beschriebenen Fluoreszenz- und Flugzeitmessungen durchgeführt. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sollen in diesem Kapitel präsentiert werden.

Beim Umladen in die Magnetfalle sind sowohl eine hohe Atomzahl als auch eine niedrige Temperatur wichtig, da zum einen beim anschließenden Verdampfungskühlen viele Atome verloren gehen, zum anderen sich heiße Atome wegen der schon erwähnten geringen Falltiefe der MOT von etwa 10mK erst gar nicht umladen lassen.

Deswegen ist in diesem Stadium des Experiments die Kenntnis der Atomzahl und der Temperatur notwendig, um die experimentellen Parameter auf eine möglichst hohe Atomzahl und eine möglichst niedrige Temperatur zu optimieren.

In Abschnitt ?? wird die Charakterisierung der MOT beschrieben, in Abschnitt 4.2 werden die beim Polarisationsgradientenkühlen in Abhängigkeit von der Lichtintensität und der Verstimmung erhaltenen Temperaturen erläutert.

4.1 Charakterisierung der magneto-optischen Falle

4.1.1 Laderate der MOT

Die Anzahl N der Atome in der MOT lässt sich durch eine einfache Ratengleichung beschreiben, wenn man eine konstante Laderate R und eine konstante Verlustrate Γ_{Loss} annimmt:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \Gamma_{Loss}N(t). \quad (4.1)$$

Dies Lösung dieser Gleichung für die Anfangsbedingung $N(0)=0$

$$N(t) = N_{max}(1 - e^{-\Gamma_{Loss}t}) \quad \text{mit} \quad N_{max} = \frac{R}{\Gamma_{Loss}}. \quad (4.2)$$

Für kleine Zeiten ($\Gamma t \ll 1$) lässt sich diese Kurve durch eine Gerade annähern. Es gilt dann $N(t) \approx Rt$, so dass sich aus der Steigung dieser Geraden die Laderate direkt ablesen lässt.

Zur Messung der Laderate der MOT wurden die MOT-Strahlen zum Zeitpunkt $t=0$ eingeschaltet. In Abb.4.1 (a) sind zwanzig im Abstand von zwei Sekunden aufgenommene Bilder in Falschfarbendarstellung gezeigt, in (b) ist die Anzahl der Atome in der MOT, die nach 3.1 bestimmt wurde, über der Zeit aufgetragen. Man erkennt, wie die Anzahl erst ansteigt und dann gegen den Maximalwert strebt. Aus dem linearen ersten Teil der Kurve lässt sich die Laderate zu $6,6 \cdot 10^7$ Atomen pro Sekunde bestimmen.

Wie in Kapitel 1 besprochen wurde, befindet sich die MOT für kleine Atomzahlen im Temperatur-limitierten Regime, in dem bei steigender Atomzahl die Dichte steigt, der Radius jedoch konstant bleibt. Bei steigenden Atomzahlen sollte die MOT ins Multiple-Scattering-Regime übergeht, in dem die Dichte konstant ist und die Breite proportional zu $N^{1/3}$ steigt. Laut [19] ist der Übergang zwischen diesen beiden Regimes abhängig von den Parametern Magnetfeldgradient, Verstimmung und Intensität bei 10^4 bis 10^5 Atomen zu erwarten. Diese Atomzahl ist bei normaler Laderate schon nach einer bis zehn Millisekunden erreicht. Daher wurde die Laderate auf 10^5 Atome/s erniedrigt, indem der Funnel mit geringer Lichtintensität betrieben wurde. In Abb.4.2 sind als Beispiel für temperaturlimitiertes Verhalten die Ergebnisse einer Messreihe gezeigt, bei der die Atomzahl und die Dichte der Atomwolke steigen, die Breite aber konstant bleibt. Die Breite wird bestimmt, indem man einen Schnitt durch das Maximum des Bildes legt

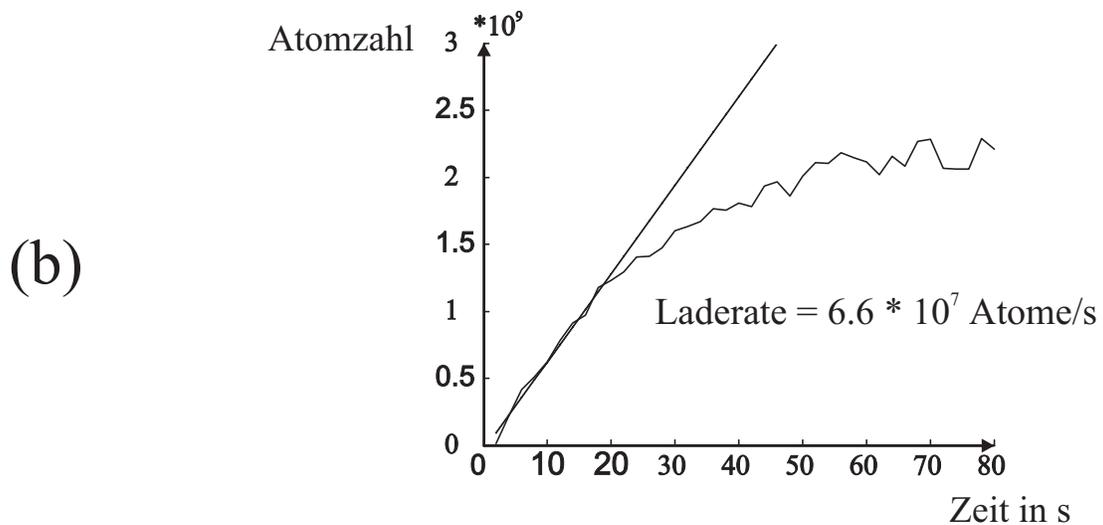
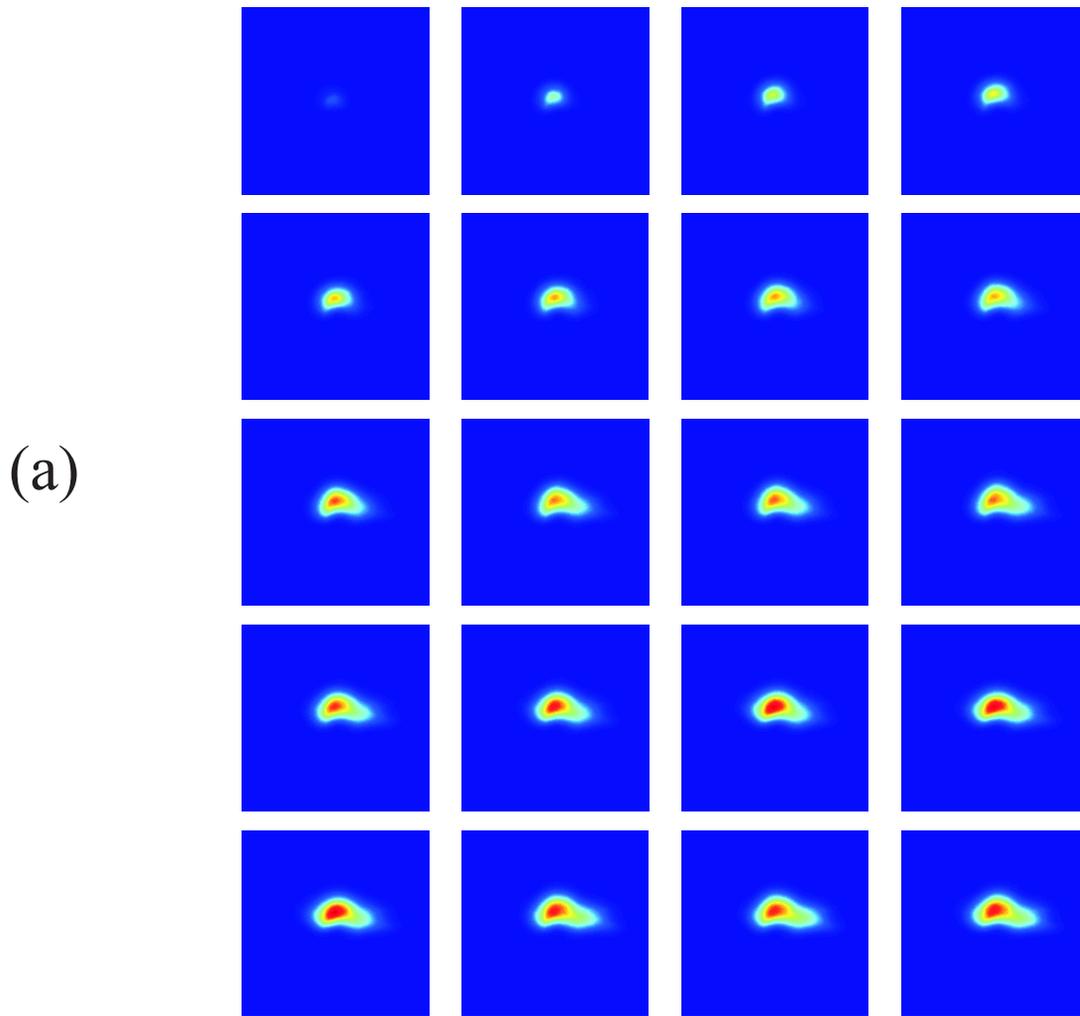


Abbildung 4.1: In (a) sind die zwanzig Bilder im Abstand von zwei Sekunden in Falschfarbendarstellung gezeigt, man sieht dabei die Wolke viel größer und heller werden. In (b) ist die aus den Bildern bestimmte Atomzahl in der MOT über der Zeit aufgetragen. Zu Beginn ergibt sich ein linearer Anstieg der Atomzahl, der dann abflacht und gegen einen Maximalwert strebt. Die Laderate ergibt sich aus dem linearen Anstieg zu $6,6 \cdot 10^7$ Atomen pro Sekunde.

und an diesen eine Gaußfunktion anfitet. Die hier berechnete maximale Dichte einer dreidimensionalen Gaußverteilung $n(x) = n_{max} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{2\sigma^2}}$ ergibt sich aus der Normierung auf die gesamte Atomzahl N zu $n_{max} = \frac{N}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3}$. Die Genauigkeit dieser Messungen bei geringer Laderate wird dadurch beeinträchtigt, dass die Atomwolke nur über einen Bereich von ca. 20 Pixeln auf der Kamera abgebildet wird. Hierdurch wird der Fehler der angefiteten Gaußbreite groß.

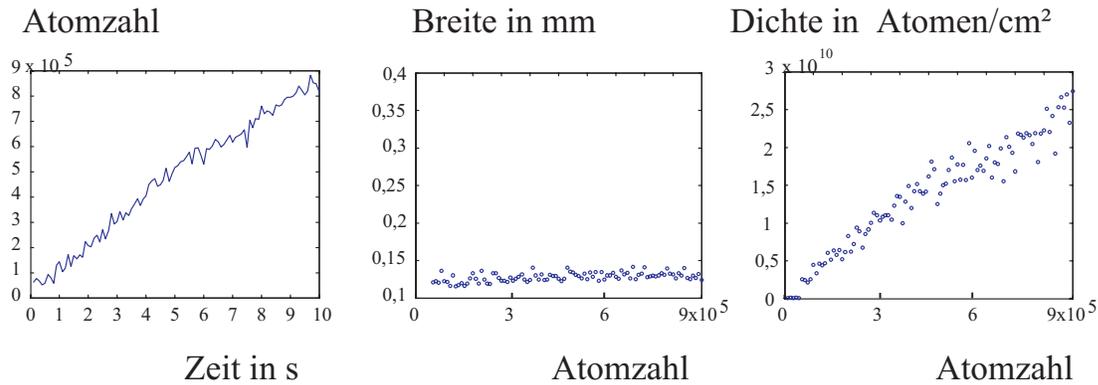


Abbildung 4.2: Aufgetragen sind die Atomzahl, die Breite und die Dichte der Atomwolke für eine Messreihe mit einer Laderate von etwa 10^5 Atomen pro Sekunde. Man erkennt, dass die Atomzahl steigt, während die Breite der Atomwolke in etwa konstant, was das erwartete Verhalten im Temperatur-limitierten Regime ist.

In Abb. 4.3 ist exemplarisch für eines der ersten Bilder aus Abb. 4.2 ein Schnitt durch das Maximum des Bildes mit einer angefiteten Gaußkurve gezeigt, aus der die Breite bestimmt wurde.

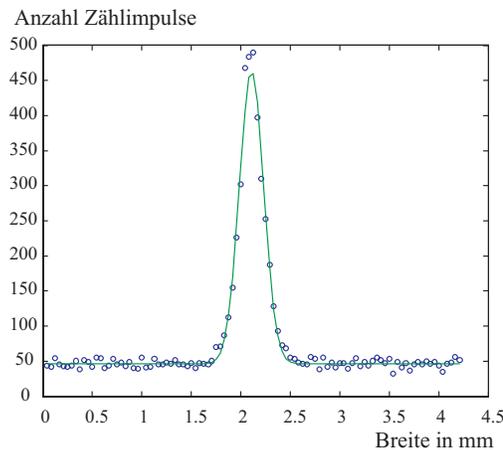


Abbildung 4.3: Schnitt durch die Mitte des zehnten Bildes der in Abb. 4.2 gezeigten Messreihe. Die angefitete Breite beträgt $(0,12 \pm 0,002)$ mm.

In Abb.4.4 sind die aus einer Messreihe mit einer Laderate von 10^6 Atomene/s bestimmten Werte Atomzahl, Breite und Dichte dargestellt. Man sieht, dass die Dichte zunächst mit der Atomzahl steigt, dann jedoch in etwa konstant bleibt, was auf einen Übergang in das Multiple Scattering Regime hindeutet.

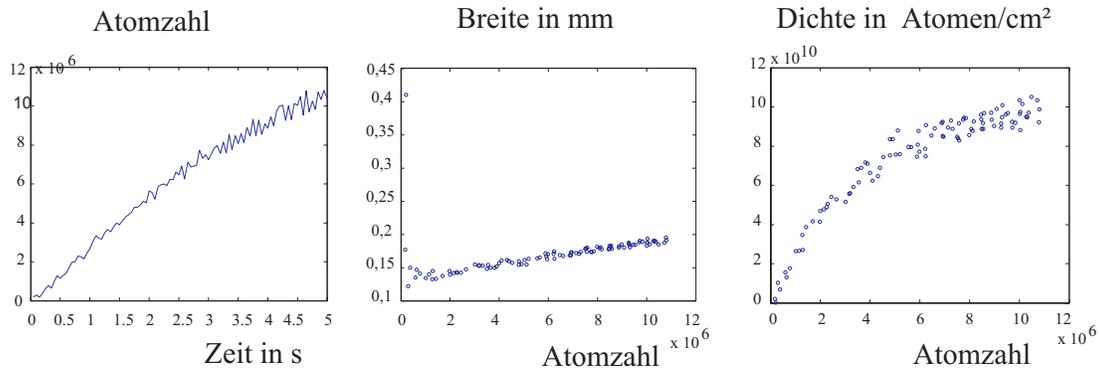


Abbildung 4.4: Aufgetragen sind die Atomzahl, die Breite und die Dichte der Atomwolke für eine Messreihe mit einer Laderate von etwa $2 \cdot 10^6$ Atome pro Sekunde. Man erkennt, dass die Atomzahl mit der Zeit steigt, wobei der Anstieg nach 3s abflacht. Die Dichte steigt zunächst mit der Atomzahl, dieser Anstieg flacht sich bei etwa $5 \cdot 10^6$ Atomen deutlich ab. Dies deutet darauf hin, dass ein Übergang vom Temperatur- limitierten Regime in das Multiple Scattering Regime stattfindet. Die Breite der Atomwolke steigt mit der Atomzahl, jedoch nicht so stark, wie man dies bei einer Abhängigkeit $\sim N^{1/3}$ erwarten würde.

4.1.2 Zerfallsrate der Atome

Es gibt zwei Prozesse, die zum Verlust von Atomen aus der MOT führen. Dies sind zum einen Stöße mit heißen Hintergrundgasatomen, zum anderen Stöße mit kalten, ebenfalls in der MOT gefangenen Atomen. Die Verlustrate aufgrund von „kalten“ Stößen ist abhängig von der Dichte der Atome in der MOT, die Verlustrate aufgrund der Stöße mit Hintergrundatomen dagegen hängt nur vom Hintergrunddruck ab.

Es gibt zwei Arten von Stößen der kalten Atome untereinander, die zu einem Verlust von Atomen aus der MOT führen können. Wenn sich beide Atome Hyperfeinniveau $F=2$ des Grundzustandes befinden, kann mindestens eines der beiden durch den Stoß in den energetisch tiefer liegenden Hyperfeinzustand $F=1$ gelangen. Die dabei freiwerdende Energie wird in kinetische Energie der Atome umgewandelt und entspricht etwa einer Geschwindigkeit von 8 bzw. 16m/s. Zum anderen gibt es inelastische Stöße, für die sich mindestens eins der beiden Atome im angeregten Zustand befinden muss. Diese Art von Stößen bezeichnet man

auch als „light assisted collisions“.

Befindet sich von den stoßenden Atomen eins in $P_{3/2}$ und das andere in $S_{1/2}$, so spüren die Atome ein attraktives Potential und bewegen sich aufeinander zu, wobei ihre potentielle Energie kleiner wird. Nach einer gewissen Zeit wird ein Photon spontan emittiert, das rotverschoben ist gegenüber dem Photon, das den Übergang in den angeregten Zustand verursacht hat. Alternativ kann das Atom strahlungslos in den energetisch tiefer liegenden $P_{1/2}$ -Zustand übergehen und emittiert ebenfalls ein rotverschobenes Photon. Beide Male wächst die kinetische Energie der stoßenden Atome.

Für sehr niedrige Lichtintensitäten sind Grundzustandsstöße der dominierende Verlusteffekt, Light Assisted Collisions spielen keine Rolle. Bei zunehmender Intensität steigt die Falltiefe; daher reicht die kinetische Energie, die die Atome beim Wechsel in den anderen Hyperfeinzustand gewinnen, nicht mehr aus zum Verlassen der Falle. Dies führt dazu, dass die Verlustrate sinkt. Bei weiter zunehmender Intensität steigt die Anzahl der Atome im angeregten Zustand und somit auch die Zahl der Light Assisted Collisions, die Verlustrate steigt daher wieder leicht an.

Wenn man diese unterschiedlichen Stoßprozesse mitberücksichtigt, lässt sich das Verhalten der Atomzahl durch eine im Vergleich mit Gleichung 4.1.1 modifizierte Ratengleichung beschreiben:

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \beta n N. \quad (4.3)$$

Hierbei ist n die Dichte; α und β sind Koeffizienten, die die Wahrscheinlichkeiten für Stöße mit Hintergrundgasatomen bzw. für Stöße der kalten Atome untereinander beinhalten.

Die Dichte kann als konstant angenommen werden, da sie nur für kleine Atomzahlen, für die die MOT im temperatur-limitierten Regime ist, über die Atomzahl von der Zeit abhängt. Dann ergibt sich für $R=0$ als Lösung von Gleichung 4.3:

$$N(t) = N_{max} e^{-\Gamma_{Loss} t} \quad (4.4)$$

mit

$$N_{max} = \frac{R}{\Gamma_{Loss}} \quad \text{und} \quad \Gamma_{Loss} = \alpha + \beta n. \quad (4.5)$$

In Abb.4.5 ist die Atomzahl als Funktion der Zeit aufgetragen, wenn zum Zeitpunkt $t=0$ der Funnel ausgeschaltet wird. Man erkennt einen exponentiellen Zerfall mit nur einem konstanten $\Gamma_{Loss} = 0,0151/s$. Dies rechtfertigt auch die obige Annahme, dass n konstant ist. Aufgrund des niedrigen Drucks von 10^{-11} mbar in der BEC-Kammer sind die Verluste aufgrund von Stößen mit Hintergrundgasatomen zu vernachlässigen. In [36] wird als typischer Wert $\alpha=0.01$ 1/s angegeben,

da aber der Druck in diesem Experiment fast zwei Größenordnungen schlechter ist als in unserem Fall, kann man einen entsprechend niedrigeren Wert $\alpha \approx 10^{-4}$ erwarten. Dies lässt darauf schließen, dass der oben angegebene Wert von 0,015Hz allein durch β bestimmt ist.

Um einen Einfluss von α zu sehen, müsste man sehr viel länger messen, bis weniger als etwa 10^5 in der MOT sind und sie ins Temperatur-limitierte Regime übergeht. Zum selben Zweck könnte man nur wenig Atome in die MOT laden und dann die Zerfallsrate bestimmen. Durch Variation der Lichtleistung, die β in der oben beschriebenen Weise beeinflusst, kann ebenfalls der Einfluss von α und β auf die totale Verlustrate Γ_{Loss} untersucht werden.

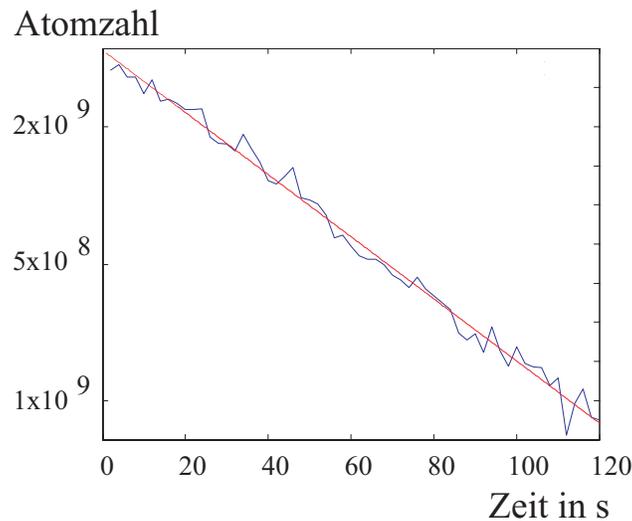


Abbildung 4.5: Entladekurve der MOT. Aufgetragen ist der Logarithmus der Atomzahl über der Zeit in Sekunden, wobei alle 2s ein Bild aufgenommen wurde. Die Parameter betragen $I_{gesamt}=5,2 \text{ mW/cm}^2$ und $\delta = 2,5\Gamma$. Man erkennt, dass sich der Zerfall durch eine einzige Zerfallskonstante Γ beschreiben lässt, deren Wert hier zu 0,015Hz bestimmt wurde.

4.2 Polarisationsgradientenkühlen

Wie schon erwähnt wird vor dem Umladen der Atome in die Magnetfalle Polarisationsgradientenkühlen durchgeführt, um alle in der MOT gefangenen Atome von einigen hundert auf einige zehn μK zu kühlen. Hierzu wird das Magnetfeld ausgeschaltet, die Intensität des Lichts erniedrigt und die Verstimmung vergrößert, da die zu erwartende Temperatur proportional zu Ω^2/δ ist, wie in Kapitel 1 erläutert wurde. Die zeitliche Abfolge ist in Abb.4.6 aufgezeichnet. Die Aus-

gleichsspulen sorgen dafür, dass das Magnetfeld am Ort der Atomwolke während des Melassenkühlens Null ist, da Polarisationsgradientenkühlen nur dann funktioniert, wenn die Zeeman-Shift klein ist gegenüber der Light Shift. Der Strom durch diese Spulen wird so eingestellt, dass man eine möglichst langsame und isotrope Expansion der Atome in einer optischen Melasse beobachtet.

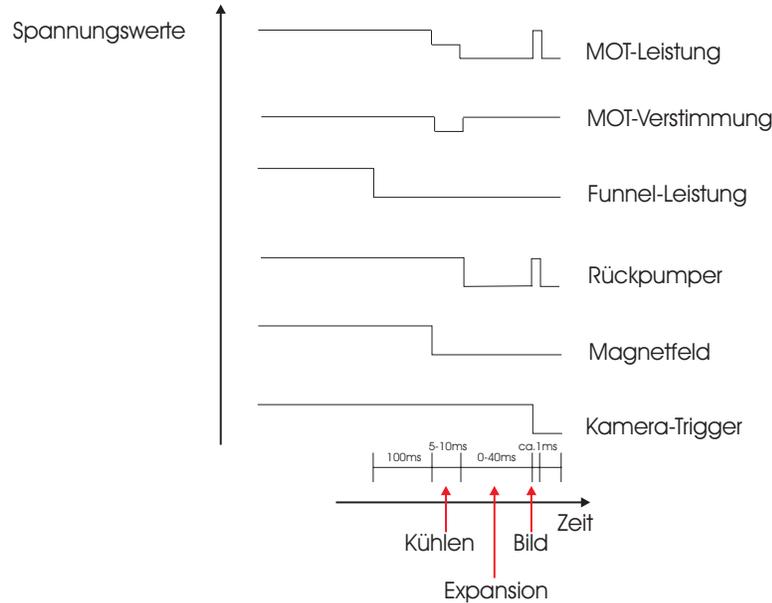


Abbildung 4.6: Sequenz zum Polarisationsgradientenkühlen und anschließender Temperaturmessung. Zum Zeitpunkt $t=0$ wird der Funnel ausgeschaltet und so die Laderate auf Null gesetzt. Nach 100ms wird für mehrere ms Polarisationsgradientenkühlen durchgeführt, wobei in der MOT die Verstimmung erhöht und die Intensität erniedrigt werden. Nach einer Fallzeit von weitem 0-40ms, in der die Atomwolke expandiert, wird das Licht in der MOT kurz wieder eingeschaltet und die daraus resultierende Fluoreszenz mit der Kamera aufgenommen. Für eine Time of Flight-Messung muss diese Sequenz mehrere Male wiederholt werden, wobei die Fallzeit variiert wird.

Die Temperatur nach dem Polarisationsgradientenkühlen wurde durch Time of Flight-Messungen bestimmt. Dazu haben wir die Atomwolke nach dem Melassenkühlen expandieren lassen. Die Wolke wurde zu verschiedenen Zeitpunkten mit dem Laser „angeblitzt“ und die Fluoreszenz mit der CCD-Kamera aufgenommen. Die Temperatur ergibt sich aus der Größe der Wolke nach Kapitel 3.6

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad \text{mit} \quad n(x, t) = n_{max}(t) e^{-\frac{x^2}{2\sigma(t)^2}} \quad (4.6)$$

In Abb. 4.7(a) sind im Abstand von einer Millisekunde mit der CCD-Kamera aufgenommen Bilder einer Atomwolke zu sehen. Man erkennt, wie sich die Atomwolke ausdehnt. Zusätzlich sieht man, wie sich der Mittelpunkt der Wolke aufgrund

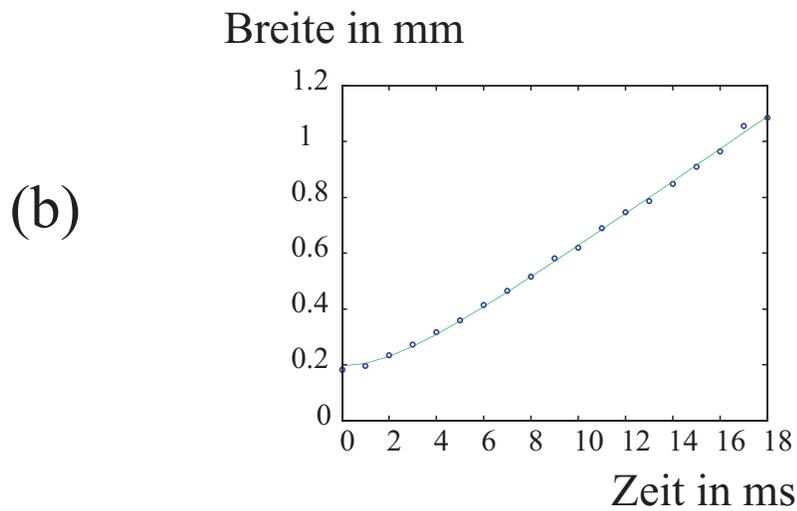
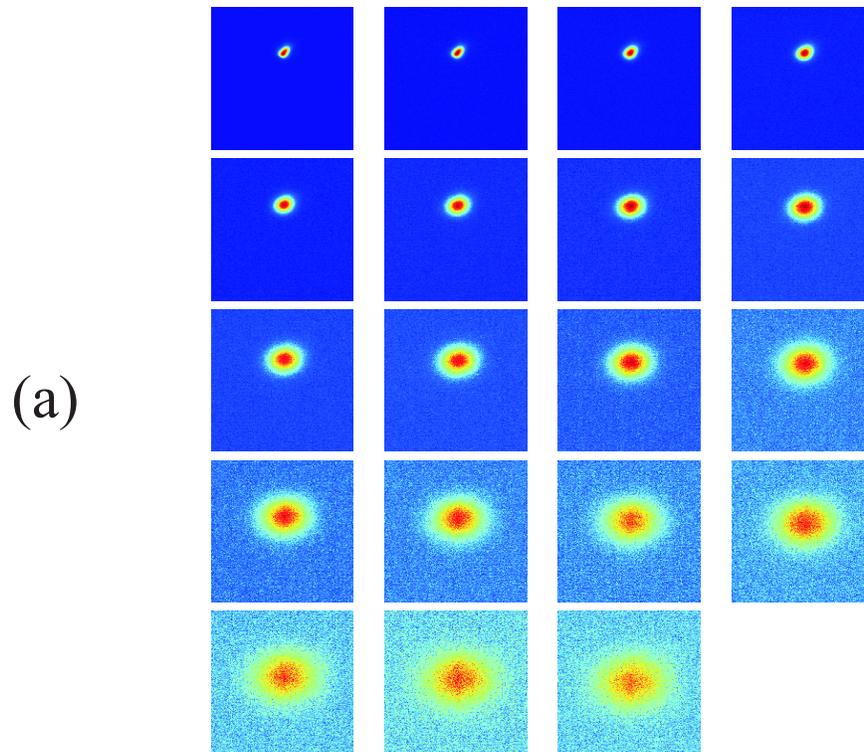


Abbildung 4.7: Expansion der Atomwolke. In (a) sind die Falschfarbenbilder einer Atomwolke zu sehen, die nach dem Polarisationsgradientenkühlen $\delta = 5,7\Gamma$ und $I_{\text{gesamt}} = 36,4 \text{ mW/cm}^2$ expandiert. Man sieht, wie sich die Wolke ausdehnt und wie aufgrund der Gravitation nach unten fällt. In (b) ist die Breite über der Zeit aufgetragen, an die eine Kurve nach Gleichung 4.6 angefitet wurde.

der Gravitation nach unten verschiebt. In Abb. 4.7(b) ist für diese Messreihe $\sigma(t)$ zu sehen, an die eine Kurve nach Gleichung 4.6 angefitet wurde. Um durch Fluktuationen der Laserleistung hervorgerufene Schwankungen zu verringern, wurden für jeden Zeitpunkt vier Bilder aufgenommen und über diese gemittelt.

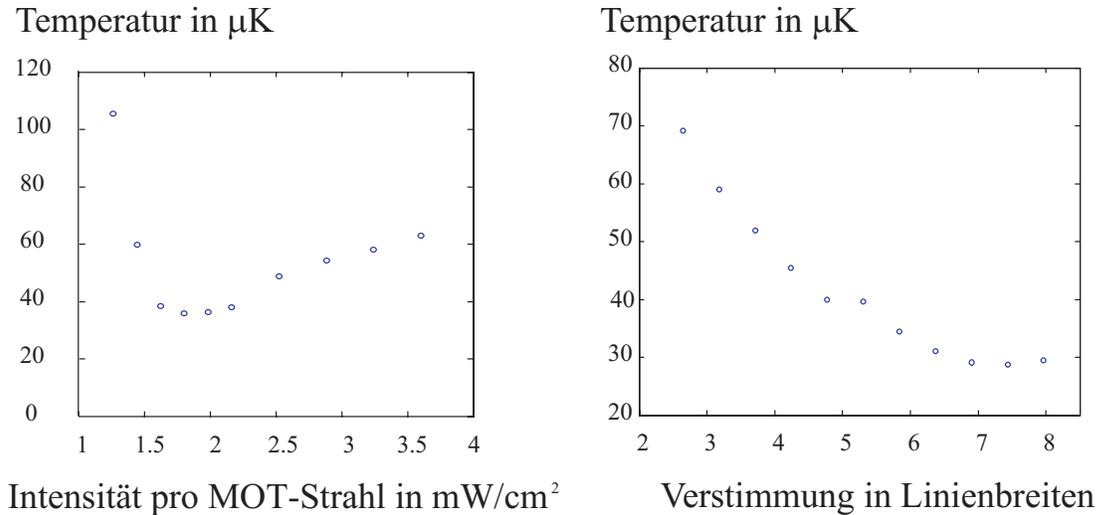


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der beim Polarisationsgradientenkühlen erreichbaren Temperatur von der Intensität (a) und der Verstimmung (b). (a) Man sieht, dass die Temperatur annähernd linear fällt, wenn man die Intensität von hohen Intensitäten kommend erniedrigt, wie dies aus der Theorie in Kapitel 1 zu erwarten ist. Unterhalb einer gewissen Intensität funktioniert Polarisationsgradientenkühlen nicht mehr, und die Temperatur steigt mit fallender Intensität wieder an. (b) Aufgetragen ist die Temperatur für Werte zwischen $\delta = 2\Gamma$ bis $\delta = 8\Gamma$. Die Temperatur sinkt mit steigender Verstimmung und bleibt ab $\delta = 7\Gamma$ konstant bzw. steigt leicht wieder an.

Die Intensität und die Verstimmung während des Melassenkühlens wurden variiert, um die Parameter zu finden, für die man eine minimale Temperatur und eine maximale Phasenraumdichte erhält. In Abb. 4.8(a) ist die Temperatur aufgetragen, die aus einer Messung mit variabler Intensität und konstanter Verstimmung bestimmt wurde. Wenn man die Intensität erniedrigt, sieht man einen nahezu linearen Abfall der Temperatur bis zu einem Minimum, das in etwa der Sättigungsintensität entspricht, für noch niedrigere Intensitäten ist die Temperatur wieder höher. Dies entspricht dem, was man nach der Theorie aus Kapitel 1 zu erwarten hat, da die Temperatur beim Polarisationsgradientenkühlen proportional zu Ω^2/δ ist und somit proportional zur Intensität bei konstanter Verstimmung. Unterhalb einer gewissen Intensität bricht das Kühlen zusammen und die Temperatur steigt proportional zu $1/\Omega^2$ an, was man ebenfalls aus Abb. 4.8(a) erkennen kann. In Abb. 4.8 (b) ist die aus einer Messung mit konstanter Intensität

und variablem Detuning bestimmte Temperatur zu sehen. Man erkennt, dass die Temperatur mit größerer Verstimmung bis auf etwa $30\mu\text{K}$ sinkt. Wird die Verstimmung über einen Wert von $\delta = 7\Gamma$ erhöht, so erniedrigt sich die Temperatur nicht mehr weiter. Man erkennt andeutungsweise, dass die Temperatur für noch größere Verstimmung wieder steigt, wie es nach Abschnitt 1.3 zu erwarten ist, da die Pumprate Γ' mit zunehmender Verstimmung kleiner wird.

Temperatur in μK

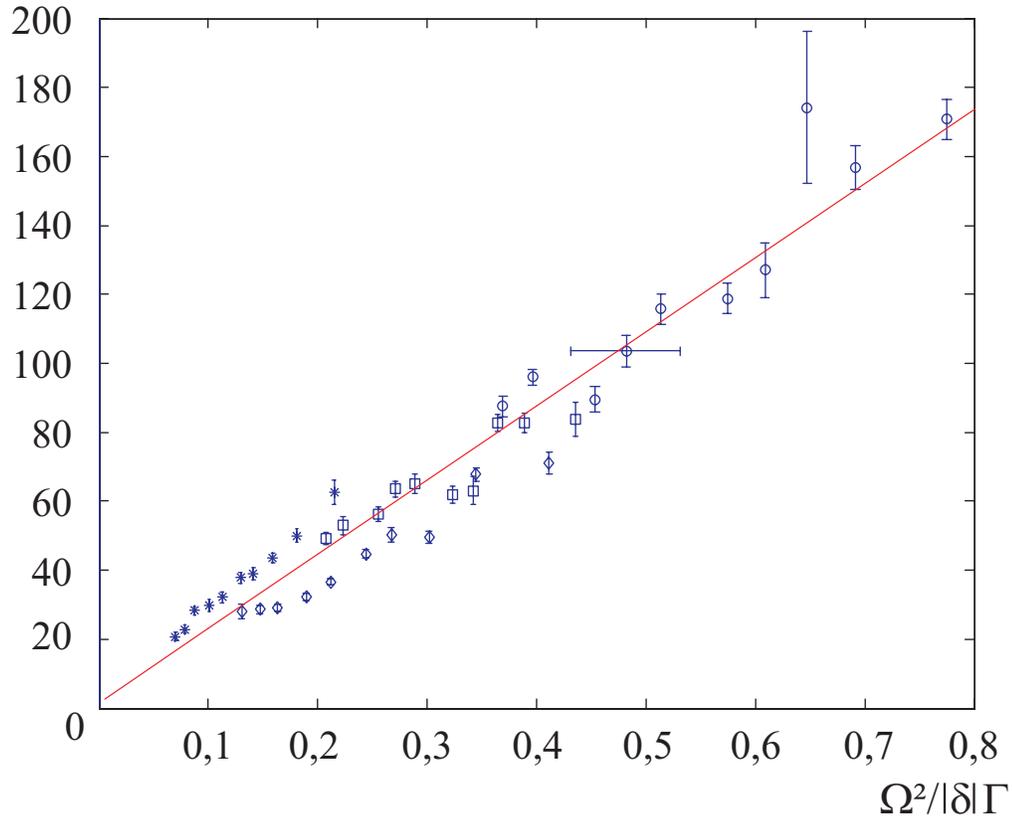


Abbildung 4.9: Temperatur beim Polarisationsgradientenkühlen für vier verschiedene Messreihen, bei denen jeweils die Intensität konstant gelassen und die Verstimmung variiert wurde. Die gesamte Intensität in der MOT betrug etwa $17,1\text{ mW/cm}^2$ (*), $31,4\text{ mW/cm}^2$ (Raute), $42,8\text{ mW/cm}^2$ (Quadrat) und 76 mW/cm^2 (o). Man erkennt die aus der Theorie erwartete Abhängigkeit $T \sim \Omega^2/\delta$. Eingetragen sind die Fehlerbalken beim Fit nach 4.6. Der größte Fehler hinsichtlich der Leistung ergibt sich durch die Schwankungen des Ti:Sa-Lasers, die bis zu 10% betragen. Der hieraus folgende Fehlerbalken ist exemplarisch für einen Punkt bei $\Omega^2/|\delta|\Gamma \approx 0,5$ und $T \approx 100\mu\text{K}$ eingezeichnet

In Abb. 4.9 ist die Temperatur über $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ aufgetragen. Die Daten gehören zu

vier verschiedenen Messreihen, bei denen jeweils die Intensität konstant gelassen und die Verstimmung über einen Bereich von $\delta = 4\Gamma$ bis $\delta = 8\Gamma$ variiert wurde. Man sieht, dass sich die aus der Theorie erwartete Abhängigkeit $T \sim \Omega^2/\delta$ ergibt. Ein ebenfalls eingezeichneter linearer Fit liefert T [in μK]= $215 \cdot \Omega^2/|\delta|\Gamma+1, 6\mu\text{K}$. Die Steigung dieser Geraden ist allerdings fast doppelt so groß wie ein vergleichbarer Wert, der von Wallace *et al.*[37] für ^{87}Rb in einer MOT gemessen wurde. Dies ist vermutlich auf die Schwierigkeiten bei der Bestimmung der absoluten Laserleistung zurückzuführen.

Ausblick

Während dieser Diplomarbeit wurden wichtige Schritte auf dem Weg zu einer Quelle für nichtlineare Atomoptik erreicht. Es wurde das zum Kühlen und Fangen der Rubidium-Atome benötigte Lasersystem aufgebaut, wobei von Laserdioden auf einen Titan-Sapphir-Laser umgestellt wurde. Wir haben Atome in einer 2D-MOT gefangen, diese in eine 3D-MOT transferiert und Polarisationsgradientenkühlen durchgeführt. Vor kurzem wurden etwa 10^5 Atome in die Magnetfalle geladen, ein Bild hiervon ist in Abbildung 4.10 zu sehen.

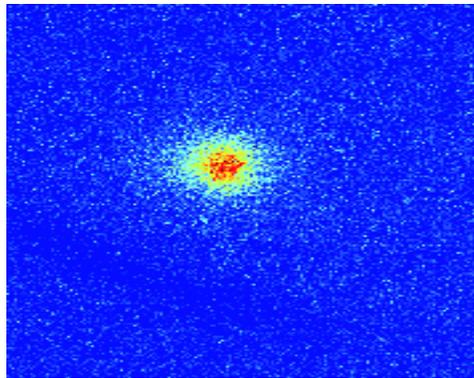


Abbildung 4.10: Fluoreszenzaufnahme von in der Magnetfalle gefangenen Atomen.

Als unmittelbare Arbeit steht bevor, das Umladen der Atome aus der MOT in die Magnetfalle zu optimieren, um mehr Atome zu transferieren.

Dann können als weitere Schritte evaporatives Kühlen zur Erzeugung eines BEC und der Aufbau einer Dipolfalle, die gleichzeitig als periodisches Potential dient, durchgeführt werden. Auf diese Weise ist die erste Demonstration eines hellen atomaren Solitons für repulsive Wechselwirkung möglich, das als Quelle für viele weitere interessante Experimente auf dem Gebiet der nichtlinearen Atomoptik dienen kann.

Literaturverzeichnis

- [1] Albert Einstein, Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. **1924**, 261 (1924)
- [2] S.N. Bose, Z.Phys. **26**, 178 (1924)
- [3] E.L.Raab, M.Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D.E.Pritchard *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys.Rev.Lett. **59**(23):2631-2634(1987)
- [4] D.A.Bell, H.F.Hess, G.P.Kochanski, S.Buchman, L.Pollack, Y.M.Xiao, D.Kleppner, and T.J.Greytak, *Relaxation and recombination in spin-polarized atomic hydrogen*, Phys.Rev.B **34**(11):7670-7697(1986)
- [5] M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews, C.E.Wieman, E.A.Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [6] K.B.Davis, M.-O.Mewes, M.R.Andrews, N.J. van Druten, D.S.Durfee and W.Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys.Rev.Lett. **75**(22):3969-3973(1995)
- [7] C.C.Bradley, C.A.Sacket, J.J.Tollet and R.G.Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interaction*, Phys.Rev.Lett. **75**(9):1687-1690(1995)
- [8] Dale G.Fried, Thomas C.Kilian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C.Moss, Daniel Kleppner, and Thomas J.Greytak, *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*, Phys.Rev.Lett. **81**(18):3811-3814(1998)
- [9] A.Robert, O.Sirjean, A.Browaeys, J.Poupard, S.Nowak, D.Boiron, C.I.Westbrook, and A.Aspect, *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*, Science **292**:461-464(2001)
- [10] S.Burger, K.Bongs, S.Dettmer, W.Ertmer, and K.Sengstock, A.Sanpera, G.V.Shlyapnikov, and M.Lewenstein, *Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates*, Phys.Rev.Lett. **83**(25):5198-5201(1999)
- [11] L.Deng, E.W.Hagley, J.Wen, M.Trippenbach, Y.Band, P.S. Julienne, J.E.Simsarian, K.Helmerson, S.L.Rolston, and W.D.Philips, *Four-wave mixing with matter waves*, Nature **398**(6724):218-220(1999)

- [12] C.Cohen-Tannoudji, *Atomic Motion in Laser Light*, Les Houches Sessions LIII, 1990, (in: Fundamental Systems in Quantum Optics, Elsevier Science Publishers B.V.1991)
- [13] Claude Cohen-Tannoudji, Jaques Dupont-Roc und Gilbert Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, Wiley-Interscience, 1992
- [14] Rodney Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, 2000
- [15] Harold J.Metcalf, Peter van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag (1999)
- [16] Paul D.Lett, Richard N.Watts, Christoph I.Westbrook and William D.Philips, Philip L.Gould and Harold J. Metcalf *Obervation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit* Phys.Rev.Lett.**61**(2):169-172(1988)
- [17] J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients:simple theoretical models* J.Opt.Soc.Am. B, 6(11):2023-2045(1989)
- [18] A.M.Steane and C.J.Foot, *Laser Cooling below the Doppler Limit in a Magneto-Optical Trap*, Europhys.Lett.**14**(3):231-236(1991)
- [19] Christopher G.Townsend, *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, Doktorarbeit, 1995
- [20] A M Steane, G Hillenbrand and C J Foot, *Polarization gradient cooling in a one-dimensional $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration for any atomic transition*, J.Phys.B**25**4721-4743(1992)
- [21] A.M.Steane, M.Chowdhury and C.J.Foot *Radiation force in the magneto-optical trap*, J.Opt.Soc.Am. B, 9(12):2142-2158(1992)
- [22] T.Walker, D.Sesko, and C.Wieman, *Collective behavior of optically trapped neutral atoms*, Phys.Rev.Lett. **64**(4):408-411(1990)
- [24] Alan L.Migdall, John V.Prodan and William D.Philips, Thomas H.Bergeman and Harold J.Metcalf *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms* Phys.Rev.Lett.**54**(24):2596-2599(1985)
- [25] M.D.Barrett, J.A.Sauer and M.S.Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys.Rev.Lett.**87**(1):010404(2001)
- [26] W.H.Wing, Prog.Quant.Electr., **8**181(1984)
- [27] David E.Pritchard, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Phys.Rev.Lett.**51**(15):1336-1339(1995)

- [28] W.Petrich, M.H.Anderson, J.R.Ensher und E.A.Cornell, *Stable, Tightly Confining Magnetic For Evaporative Cooling of Neutral Atoms*, Phys.Rev.Lett.**74**(17):3352-3355(1995)
- [29] J.R.Ensher, *The First Experiments with Bose-Einstein Condensation of ^{87}Rb* , Doktorarbeit(1998)
- [30] Rb-Termschema von TUI-Optics
- [31] C.J.Myatt, N.R.Newbury, R.W.Ghrist, S.Loutzenhiser and E.A.Cornell, *Multiply loaded magneto-optical trap*, Opt.Lett.**21**(4):290-292(1996)
- [32] C.J.Myatt, E.A.Burt, R.W.Ghrist, E.A.Cornell and C.E.Wieman, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, Phys.Rev.Lett.**78**(4):586-589(1997)
- [33] K.Dieckmann, R.J.C.Spreeuw, M.Weidmüller and J.T.M. Walraven, *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*, Phys.Rev.A**58**(5):3891-3895(1998)
- [34] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler and Steven Chu, *Atom Funnel for the Production of a Slow, High-Density Atomic Beam*, Phys.Rev.Lett.**64**(14):1658-1661(1990)
- [35] D.Hagley (NIST Gaithersburg), *persönliche Kommunikation*
- [36] S.D.Gensemer, V.Sanchez-Villicana, K.Y.N.Tan, T.T.Grove, and P.L.Gould, *Trap-loss collisions of ^{85}Rb and ^{87}Rb : Dependence on trap parameters*, Phys.Rev.A**56**(5):4055-4063(1997)
- [37] C.D.Wallace, T.P.Dinneen, K.Y.N.Tan, A.Kumarakrishnan, P.L.Gould, and J.Javanainen, *Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap*, J.Opt.Soc.Am. B, **11**(5):703-710(1994)

Danksagung

Ich danke Herrn Professor Mlynek dafür, dass wir seine Geräte und die Infrastruktur seiner Gruppe auch nach seinem Abschied aus Konstanz weiterhin benutzen durften.

Ganz besonders danken möchte ich Markus Oberthaler, Bernd Eiermann und Thomas Anker für die ausgezeichnete Betreuung während der Diplomarbeit. Außerdem danke ich den anderen Mitgliedern der Atomoptik-Gruppe und den weiteren Mitgliedern des Lehrstuhls, die mir und uns bei Problemen weitergeholfen haben. Stefan Eggert sei gedankt für seine Hilfe beim Aufbau der Elektronik für das Experiment.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern und Robert.

