



Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Charakterisierung eines Doppel-MOT-Systems zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats

von
Torsten Herz

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im November 2001

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. E. Klempt

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische und experimentelle Grundlagen	9
2.1	Bosonen und Bose-Einstein-Kondensation	9
2.1.1	Bose-Einstein-Verteilungsfunktion und Bose-Einstein Kondensation	9
2.2	Kühlen und Fangen mit Laserlicht	11
2.2.1	Optische Melasse	11
2.2.2	Sub-Doppler Kühlen	12
2.2.3	Funktionsweise der magnetooptischen Falle (MOT)	14
2.2.4	Die Grenzen der Laserkühlung	17
2.3	Rubidium	17
2.3.1	Der Kühllaser-Übergang	17
2.3.2	Der Rückpumplaser-Übergang	19
2.4	Magnetfallen	19
2.4.1	Das Prinzip der Magnetfalle	19
2.4.2	Die QUIC-Falle	20
2.4.3	Umladen in eine Magnetfalle	22
2.5	Verdampfungskühlen	22
2.5.1	Modell des Verdampfungskühlens	23
2.5.2	Rf-induziertes Verdampfungskühlen	23

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	2
3 Experimenteller Aufbau	26
3.1 Die Laser	26
3.1.1 Der Referenzlaser	28
3.1.2 Die Laserstabilisierung mittels DAVLL	29
3.1.3 Der Testlaser	31
3.2 Das Doppel-MOT System	34
3.2.1 Die obere MOT	34
3.2.2 Die untere MOT	38
3.3 Der Pushing-Beam	39
4 Experimentelle Messungen und Auswertungen	40
4.1 Der Atomstrahl	40
4.2 Atomzahlen	46
4.2.1 Obere MOT	46
4.2.2 Untere MOT	46
4.2.3 Magnetfalle	49
4.3 Temperaturmessungen an der unteren MOT	49
5 Zusammenfassung und Ausblick	52
5.1 Zusammenfassung	52
5.2 Ausblick	53
Literatur	55

Kapitel 1

Einleitung

In der klassischen Physik besteht Materie aus Teilchen und Licht ist eine Welle. Zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts zerstörten neue Entdeckungen, wie zum Beispiel die des Photoeffekts diese allgemeine Ansicht. Diese Entdeckungen konnten erklärt werden, wenn man das Licht neben seiner Wellennatur auch als Teilchen betrachtete. Diese Dualität des Lichtes konnte im Rahmen der Quantentheorie verstanden werden. Louis de Broglie übertrug den Welle-Teilchen-Dualismus auch auf Materie. Seiner Theorie nach sollten kalte Teilchen sich unter bestimmten Umständen wie Wellen verhalten, und die de Broglie Wellenlänge λ_{dB} sollte mit sinkender Temperatur größer werden:

$$\lambda_{dB}(T) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}. \quad (1.1)$$

Diese Vorhersagen wurden bald experimentell bestätigt, und werden heute sogar kommerziell eingesetzt, z. B. in Elektronenmikroskopen.

Wenn man Teilchen zu sehr niedrigen Temperaturen herabkühlt, wird die de Broglie-Wellenlänge immer größer. Bei der „normalen“ Kondensation bestimmen die atomaren Wechselwirkungen die Eigenschaften des Kondensates. Wenn aber trotz relativ geringer Dichte ein signifikanter Überlapp der Wellenfunktionen erreicht wird, so bestimmen die quantenmechanischen Eigenschaften der Teilchen die Kondensation. Wenn das Gas aus bosonischen Teilchen besteht, interferieren diese Wellen konstruktiv. Die Bosonen suchen einen gemeinsamen Zustand, und schon bei Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunktes bildet sich eine große, kohärente Materiewelle im Grundzustand aus. Der Übergang zwischen dem Einzelatom-Gas und dem makroskopischen Mehrkörper Quantenzustand ist ein Phasenübergang, und heißt nach Bose und Einstein, die diesen Effekt schon 1924 vorhersagten [Bose (1924), Einstein (1924)], Bose-Einstein-Kondensation.

Aber es dauerte über 70 Jahre, bis die notwendige Erhöhung der Phasenraumdichte

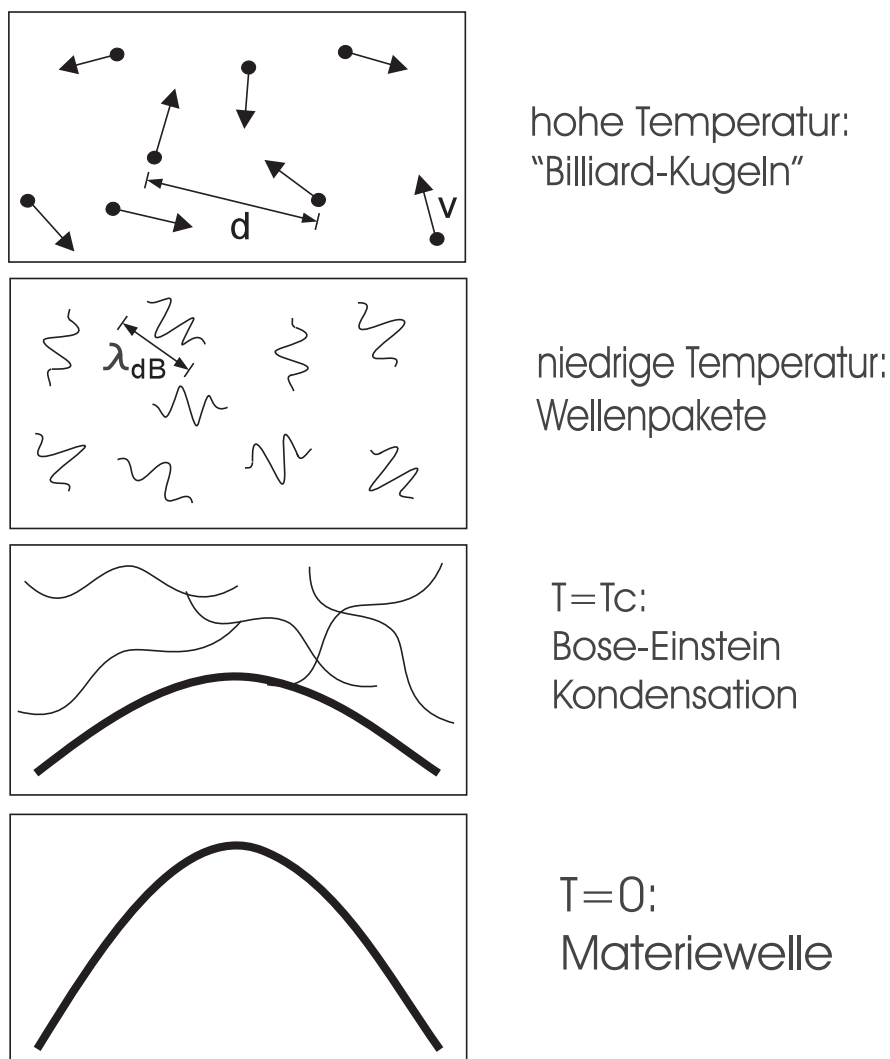


Abbildung 1.1: Veranschaulichung der Bose-Einstein Kondensation. Bei hohen Temperaturen stoßen die Teilchen wie Billiardkugeln. Sinkt nun die Temperatur kommen die Welleneigenschaften der Teilchen zum Vorschein. Mit fallender Temperatur wächst die de Broglie Wellenlänge mit $\frac{1}{\sqrt{T}}$ (siehe Formel 1.1). Bei Bosonen kommt es bei einem Überlapp der Wellenfunktionen (Phasenraumdicke ≈ 1) zu einer verstärkten Besetzung des Grundzustandes. Die Teilchen im Grundzustand interferieren konstruktiv und bilden eine kohärente Materiewelle mit einer thermischen Atomwolke um sie herum. Bei $T = 0$ kondensieren alle Teilchen in die makroskopische Materiewelle. Grafik aus [Ketterle et al. (1999)]

um 18 Größenordnungen vom thermischen Gas bis zur Bose-Einstein-Kondensation experimentell realisiert wurde. Viele Schritte waren nötig. Lange Zeit galt Wasserstoff als der beste Kandidat zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats (BEC). Doch es waren die Erfolge der Laserkühlung an Alkaliatomen, die einen neuen Weg aufzeigten. So gelang es 1995 Eric Cornell und Carl Wieman in Boulder das erste BEC aus ca. 2000 Rubidiumatomen [Anderson et al. (1995)] zu erzeugen und nachzuweisen. Wenige Monate später gelang es Wolfgang Ketterle am MIT die Bose-Einstein-Kondensation von Natriumatomen [Davis et al. (1995)] zu erreichen. Für ihre Arbeit im Bereich der Bose-Einstein-Kondensation wurden diese drei Physiker diese Jahr mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet:



The Nobel Prize in Physics 2001

"for the achievement of Bose-Einstein condensation in dilute gases of alkali atoms, and for early fundamental studies of the properties of the condensates"



Eric A. Cornell

USA



Wolfgang Ketterle

Germany



Carl E. Wieman

USA

Abbildung 1.2: Nobelpreis für Physik 2001

Seitdem gab es weltweit über 20 erfolgreiche BEC-Experimente. Dabei wurden in diesem Feld verschiedene Aspekte, wie zum Beispiel der Atomlaser [Mewes et al. (1999), Anderson et al. (1998), Bloch et al. (1999)] realisiert.

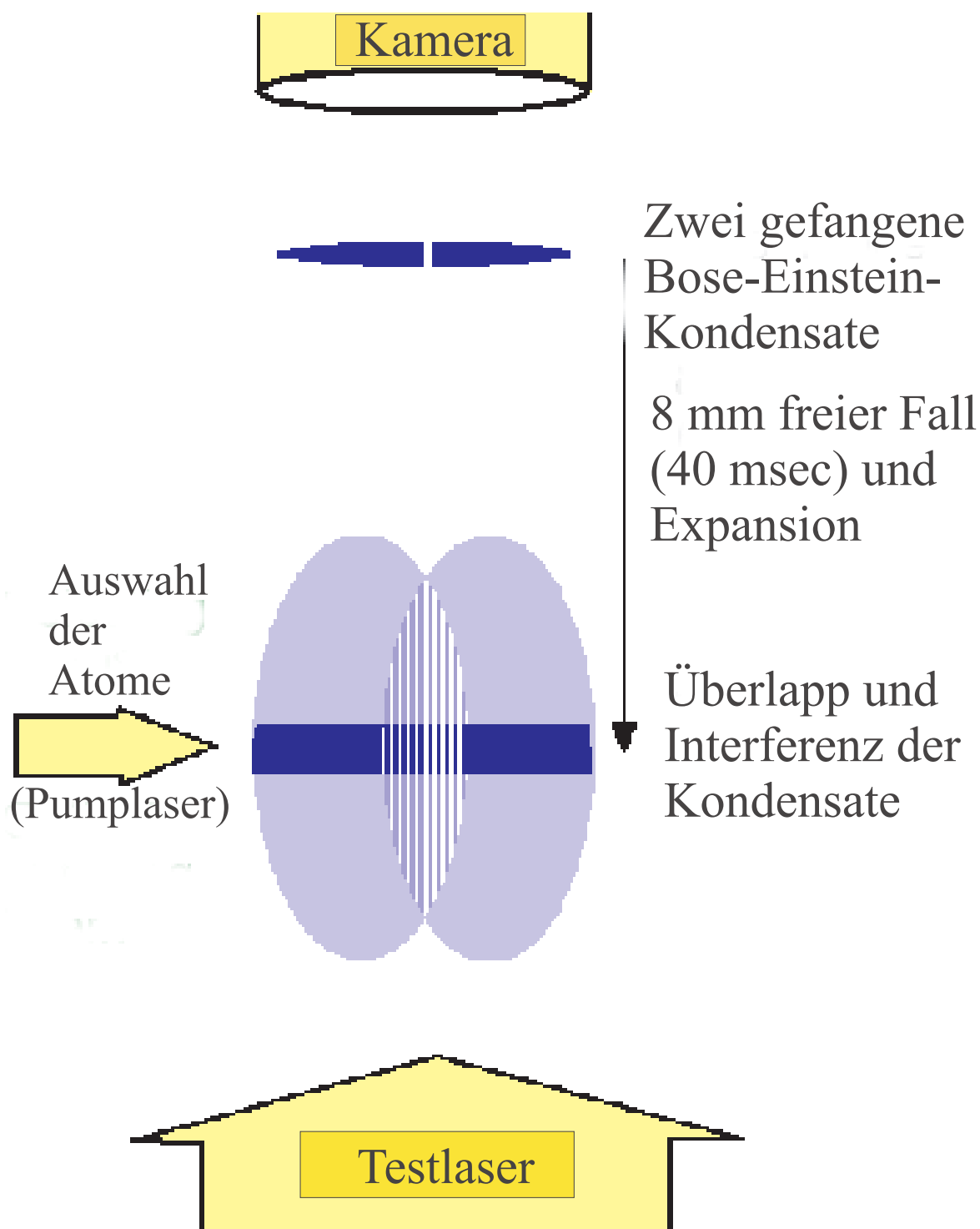


Abbildung 1.3: BEC-Interferenzexperiment von D. Durfee und W. Ketterle [Ketterle et al. (1999)]

Doch was fasziniert so an diesem „fünften Materiezustand“?

Das Bose-Einstein-Kondensat ist ein makroskopischer Quantenzustand. Viele Quantenphänomene lassen sich so auf makroskopischer Ebene untersuchen. Mir persönlich erscheint als eines der anschaulichsten Experimente ein Interferenzexperiment zwischen zwei Bose-Einstein-Kondensaten. Ketterle und Durfee haben dieses Experiment durchgeführt (siehe Abb. 1.3), indem sie zwei Kondensate fallen und expandieren ließen. Mit der Expansion durchdrangen sich die Kondensate. Die gemeinsame Wolke wurde präpariert, daß mit einem Testlaser nur die Absorption in einer dünnen Schicht ermittelt wurde. Die so entstandenen Bilder zeigten Interferenz der Dichte auf einer makroskopischen Ebene (im mm-Bereich) (siehe Bild 1.4).

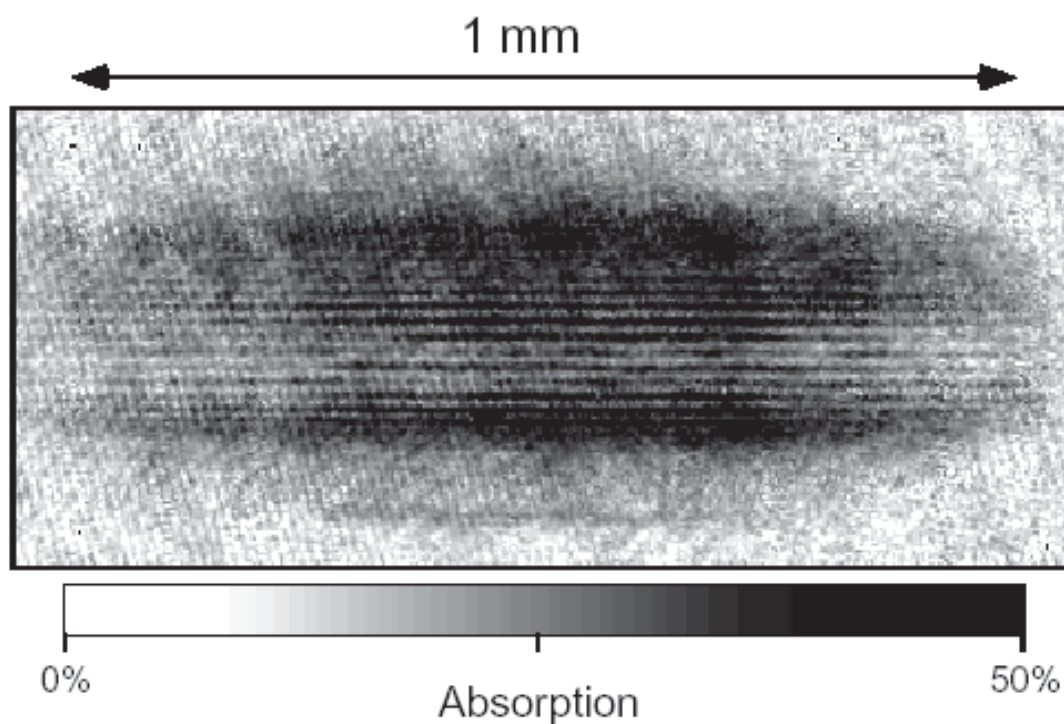


Abbildung 1.4: Bild zweier interferierender Bose-Einstein-Kondensate [Ketterle et al. (1999)].

Eine Vielzahl von Experimenten mit verschiedenen Elementen in diesem Materiezustand ist denkbar. Deshalb befinden sich auch noch sechs Jahre nach der ersten erfolgreichen Bose-Einstein-Kondensation verschiedene weitere Gruppen auf dem Weg zum Bose-Einstein-Kondensat. Und darunter auch wir hier in Bonn.

Die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates ist aufgrund der Vielzahl der verwendeten Techniken immer noch eine Herausforderung. Im Februar 1999 begann Margit Dornseifer als Doktorandin mit dem den Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates. In der Apparatur soll Rubidium-Isotop ^{87}Rb kondensiert werden. Eine Monat später begann der Staatsexamenskandidaten Markus Neufert seine ungefähr eine halbes Jahr dauernde Mitarbeit an der Apparatur. Im Dezember 1999 stieß Daniel Frese als weitere Doktorand zum Experiment.

Als ich im September 2000 meine Mitarbeit am Experiment begann, waren dementsprechend schon verschieden Teile der Apparatur fertiggestellt oder in Arbeit (Details siehe Abschnitt 5.1). Meine Aufgabe bestand darin, am Aufbau der fehlende Elemente und der Optimierung der vorhandenen Elemente Mitzuarbeiten, sowie den Einfluß verschiedener Parameter auf die Apparatur zu untersuchen.

Kapitel 2

Theoretische und experimentelle Grundlagen

Der Weg zur Bose-Einstein-Kondensation basiert auf der Kombination verschiedener experimenteller Techniken, von denen jede an sich bereits in einer großen Anzahl von Experimenten eingesetzt wurde, und dementsprechend über eine große Literaturgrundlage verfügt. In diesem Kapitel sollen die theoretischen und experimentellen Hintergründe nur soweit dargestellt werden, daß dem Leser ein grundlegendes Verständnis ermöglicht wird. Detailliertere Darstellungen der Themen werden an den entsprechenden Stellen zitiert.

2.1 Bosonen und Bose-Einstein-Kondensation

2.1.1 Bose-Einstein-Verteilungsfunktion und Bose-Einstein Kondensation

Ein Gas kann im Rahmen der Thermodynamik durch das großkanonische Ensemble beschrieben werden. Die Atome seien in einem äußeren Potential $U(r)$ gefangen und befinden sich in Einteilchenzuständen mit den Energieeigenwerten E in der Falle. Die Besetzungszahl N dieser Zustände wird durch die Bose-Einstein-Verteilung gegeben

$$N(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/k_B T} - 1}, \quad (2.1)$$

wobei μ das chemische Potential ist, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur.

Ein sehr bemerkenswerter Effekt ereignet sich bei einer kritischen Temperatur T_C :

Unterhalb dieser Temperatur besetzen eine signifikante Zahl von Teilchen den Grundzustand, während die übrigen Zustände nur schwach besetzt sind. Oberhalb der kritischen Temperatur tragen alle Zustände entsprechend ihres statistischen Gewichts zu den thermodynamischen Eigenschaften des Systems, wie zum Beispiel Druck oder Wärmekapazität, bei. Unterhalb der kritischen Temperatur ändert sich dies dramatisch, da nun die Teilchen im Grundzustand die Eigenschaften des Ensembles dominieren. Dieser Phasenübergang heißt nach Bose [Bose (1924)] und Einstein [Einstein (1924)] *Bose-Einstein-Kondensation*.

Die Bedingung für die Bose-Einstein-Kondensation kann durch die Teilchendichte n und die de Broglie-Wellenlänge λ_{dB} ausgedrückt werden:

$$n\lambda_{dB}^3 > 2,612... \quad (2.2)$$

Anschaulich gesehen ist $n\lambda_{dB} \approx 1$ der Punkt, an dem die thermische Wellenlänge der Atome die selbe Größenordnung wie der Abstand zwischen den Atomen erreicht. Ihre Wellenfunktionen bekommen einen signifikante Überlappungsbereich. An diesem Punkt wird die Ununterscheidbarkeit der Teilchen bedeutsam. Die Teilchen eines idealen bosonischen Gases (also wechselwirkungsfreie Teilchen), könnten im Grundzustand ungestört im Zentrum der Falle koexistieren, und das Volumen des Kondensats änderte sich nicht mit der Teilchenzahlen. Damit fördert das Fallenpotential die Kondensation im Grundzustand, genau wie eine Druckerhöhung den Übergang von der Gasphase in die flüssige Phase beschleunigt.

Die Bose-Einstein-Kondensation ist ein Phasenübergang im Impulsraum. Erst die Anwesenheit des Fallenpotentials zwingt die kalten Teilchen zu einer Kondensation im Ortsraum.

Bei der Beschreibung der Eigenschaften des Kondensats kann man die Wechselwirkungen realer Teilchen meist nicht vernachlässigen. Die kalten Teilchen wechselwirken hauptsächlich über s-Wellen-Stöße. Eine mittlere Abstoßung durch diese Stöße läßt sich in erster Ordnung durch ein Pseudopotential, Mean-Field-Energie, annähern. Die Mean-Field-Energie U_{ww} kann durch

$$U_{ww} = 4\pi\hbar^2 na/m \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Dabei ist n die Teilchendichte, a die s-Wellen-Streulänge und m die Atommasse. Das Potential ist also proportional zur lokalen Teilchendichte, welche wiederum $|\Psi|^2$ entspricht. Setzt man dies in den Hamiltonoperator für die Bewegung der Atome in der Falle ein, so verliert die Schrödinger-Gleichung wegen der $|\Psi|^2$ -Abhängigkeit ihre Linearität. Das Resultat wird „Gross-Pitaevski Gleichung“ genannt. Bei N Atome in einer Falle mit dem Potential $V_{Falle}(\vec{R})$ gilt für Atome am Ort \vec{R}

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\vec{R}}^2 + V_{Falle}(\vec{R}) + U_{ww} |\Psi(\vec{R})|^2 \right] \Psi(\vec{R}) = E_N \Psi(\vec{R}) . \quad (2.4)$$

Die Lösungen dieser Gleichung geben die Eigenschaften des Kondensates sehr gut wieder, und es gelingt nur schwer, experimentelle Resultate zu gewinnen, die sich nicht mit der Gross-Pitaevski Gleichung erklären lassen.

2.2 Kühlen und Fangen mit Laserlicht

In unserem Experiment werden magnetooptische Fallen und eine optische Melasse zum Fangen und Kühlen der Atome verwendet. Die magnetooptische Falle (*MOT*) ist eine weit verbreitete, effektive Methode, um kalte Atomensembles zu erzeugen [Raab et al. (1986)]. Eine MOT besteht aus einer optischen Melasse überlagert mit einem inhomogenen Magnetfeld, welches in Verbindung mit zirkular polarisierten Laserstrahlen für orts- und geschwindigkeitsabhängige Lichtkräfte sorgt.

2.2.1 Optische Melasse

Das Funktionsschema einer optischen Melasse ist in einem eindimensionalen Modell einfach zu erklären. In einer optischen Melasse werden Reibungskräfte durch Strahlungsdruck erzeugt. Eine solche Melasse wird durch zwei gegenläufige, etwas unterhalb einer atomaren Resonanz gestimmte Laserstrahlen gebildet.

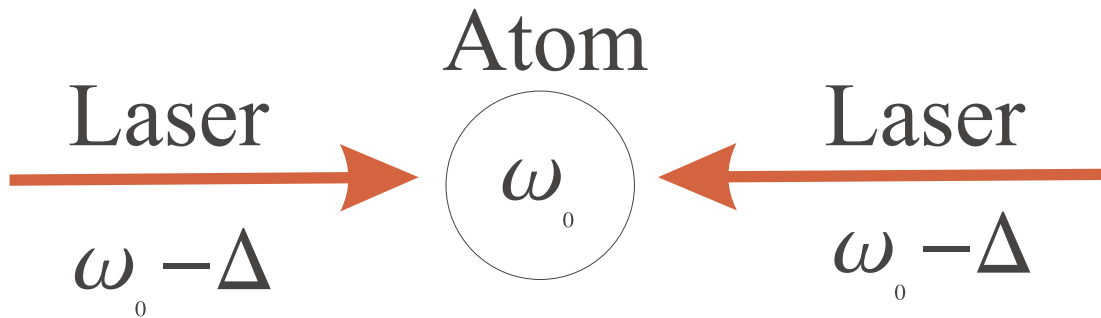


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der optischen Melasse im eindimensionalen Modell

Die Atome in den Strahlen erfahren durch Absorptionsprozesse von Photonen Strahlungsdruckkräfte in Richtung der Strahlachse. Die rote Verstimmung der Laser für ruhende Atome verringert sich aufgrund des Doppler-Effektes $\omega_{eff} = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$ für Atome die sich einem der beiden Strahlen entgegen bewegen. Damit werden von dem entgegenlaufenden Strahl mehr Photonen absorbiert als von dem mitlaufenden Strahl

und es kommt zu einer Kraft, die \vec{v} gerade entgegengesetzt ist. Die Impulsüberträge der spontanen Emissionsvorgängen mitteln sich aufgrund der Isotropie der spontanen Emission weg. Für ein Zwei-Niveau-System ergibt sich als Gesamtkraft die Differenz von zwei lorentz-förmigen Absorptionsprofilen:

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2(\Delta + kv)}{\Gamma}\right)^2} - \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2(\Delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} \right). \quad (2.5)$$

Hierbei ist $s_0 = I/I_0$ das Verhältnis der Intensität I der Laserstrahlung zur Sättigungsintensität I_0 , $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung der Laser gegenüber der atomaren Resonanz ω_0 und Γ die natürliche Linienbreite des Übergangs. $\hbar k$ ist der Impuls eines Photons mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten wird die Lichtkraft (2.5) proportional zur Geschwindigkeit:

$$F = -\alpha v, \quad (2.6)$$

wie es für Reibungskräfte charakteristisch ist. Das Lichtfeld wirkt daher auf das Atom in der Achse der Laserstrahlen wie ein viskoses Medium, woher der anschauliche Name „Melasse“ stammt. Geschwindigkeiten senkrecht zu dieser Achse werden nicht gebremst.

Nimmt man drei rechtwinklig aufeinander stehende Laserstrahlpaare (siehe Abb. 2.2), so entsteht im Schnittpunkt dieser Strahlen ein Lichtfeld, welches Atome unabhängig von ihrer Bewegungsrichtung stets abbremst.

Die erreichbaren minimalen Geschwindigkeiten und damit korrespondierenden Temperaturen für Melassen ergeben sich aus diesem einfachen Bild unter Berücksichtigung der Aufheizung der Atome durch die Diffusionsbewegung im Impulsraum („Random-Walk“) aufgrund der spontanen Emission. Im Gleichgewicht zwischen Reibungskraft und Diffusion ergibt die Berechnung die sogenannte Doppler-Temperatur T_D

$$k_B T_D = \hbar \Gamma / 2. \quad (2.7)$$

Für Rubidium liegt dieser Wert bei 141 μK für einen Kühllaser nahe der D_2 -Linie ($\Gamma_{D_2} = 2\pi \cdot 5,9 \text{ MHz}$).

Bei eingehenderer Betrachtung der Prozesse in der Melasse stellt man fest, daß die Doppler-Temperatur kein fundamentales Limit ist. Für die Betrachtung der Melasse wurden die Atome auf ein zwei-Niveau-System reduziert. Bei der Einbeziehung weiterer atomarer Zustände treten Sub-Doppler-Kühlprozesse auf, mit denen sich noch tiefere Temperaturen realisieren lassen.

2.2.2 Sub-Doppler Kühlen

Die Mechanismen des Sub-Doppler Kühlens sind im Detail sehr komplex und würden den Rahmen dieser Diplomarbeit sprengen. Dies gilt insbesondere für den Übergang

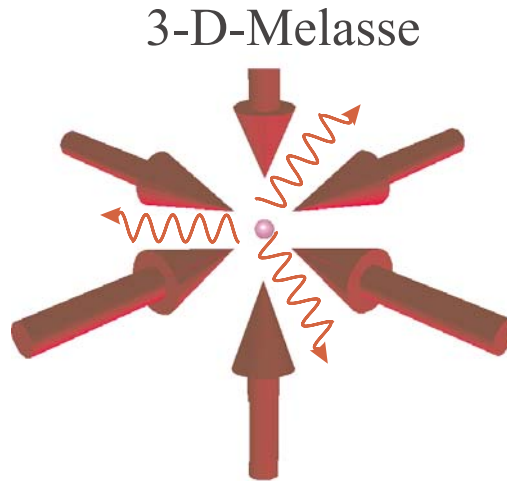


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der optischen Melasse im Dreidimensionalen.

von einem eindimensionalen Modell zu dem realen dreidimensionalen Laserfeld, wie es in unserer optischen Melasse entsteht. Vorgestellt wird hier deshalb nur der grundlegende Mechanismus im Eindimensionalen [Dalibard, Cohen-Tannoudji (1989)]. Betrachtet man die Zeeman-Zustände (siehe Abb. 2.3, Bild b)), so koppeln diese unterschiedlich stark an σ^+ und σ^- -polarisiertes Licht. Erzeugt man nun in einer stehende Welle einen Polarisationsgradienten (z.B. durch 2 gegenläufige Strahlen mit zueinander senkrechter linearer Polarisation, vgl. Abb. 2.3, Bild a)), so koppelt ein Atom in einem $M_g = \frac{1}{2}$ -Zustand stärker an das σ^+ -polarisierte Licht als der $M_g = -\frac{1}{2}$ -Zustand, weshalb es eine aufgrund des Polarisationsgradienten eine periodische Struktur von Potentialminima und -maxima sieht. Das sich bewegende Atom läuft nun das Fallenpotential hinauf (siehe Abb. 2.3, Bild c)), und verliert dabei kinetische Energie. Wird es nun durch das σ^- -polarisiertes Licht nach einer Strecke von $\lambda/4$ (λ ist Wellenlänge des Laserlichtes) in den $M_g = -\frac{1}{2}$ -Zustand umgepumpt, so landet es in einem Minimum des Dipolpotentials des σ^+ -Lichts, weil die Stehwellen von σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht um 180° phasenverschoben sind. Da für diesen Zustand hauptsächlich das σ^- -Licht relevant ist, muß es wieder gegen das Dipolpotential anlaufen. In Anlehnung an die griechische Mythologie wird dieser Mechanismus auch „Sisyphus-Kühlen“ genannt (Schematische Darstellung siehe Abb. 2.3). Die kinetische Energie wird mit den emittierten Photonen abgegeben. Diese Kühlmethode ist nur in einem engen Geschwindigkeitsbereich effektiv, wo das

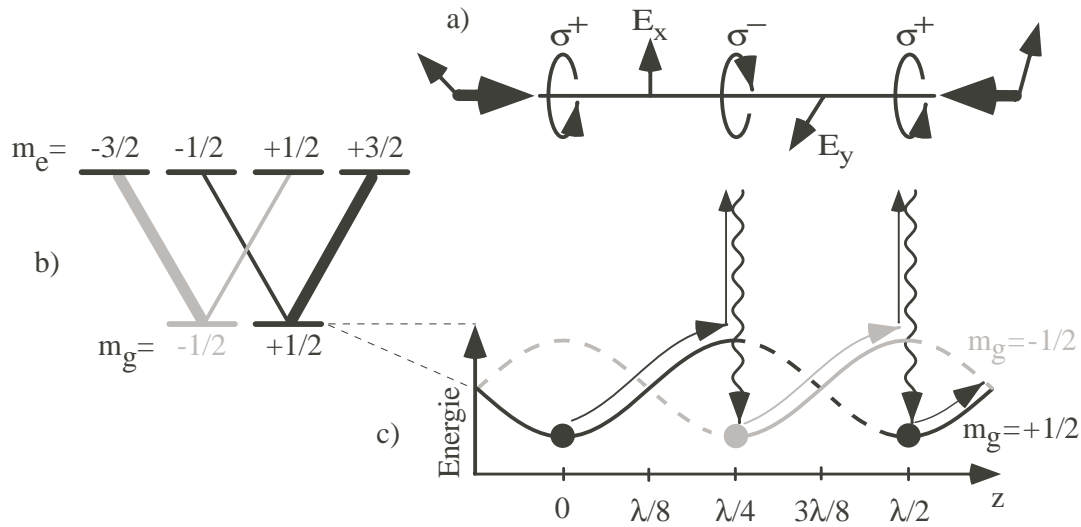


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Sisyphus-Kühlens

Atom während eines Pumpzyklus etwa die Strecke $\lambda/4$ zurücklegt. Ist das Atom langsamer, hat es nur einen Teil des Potentialberges erklommen, ist es zu schnell gewinnt es schon wieder Energie durch das Eintauchen in das nächste Potentialminimum.

Der Fall einer drei-dimensionalen Melasse, deren Strahlen zirkular polarisiert sind und keine feste Phasendifferenz aufweisen, ist zwar theoretisch komplizierter zu beschreiben, aber frühere Messungen [Schadwinkel et al. (2000)] zeigen, daß das experimentelle Ergebnis den aus den vereinfachten Überlegungen resultierenden Erwartungen sehr nahe kommt. Dabei lassen sich im Fall von Rubidium-Atomen experimentell Temperaturen bis hinab zu ca. $20 \mu\text{K}$ erreichen [P. Kohns et al.].

2.2.3 Funktionsweise der magnetooptischen Falle (MOT)

Mit Hilfe von Melassen lassen sich Atome sehr effizient kühlen, was nicht nur in der Konstruktion von Fallen ausgenutzt wird, sondern auch andere Anwendungen in der Atomphysik hat (z.B. bewirkt eine transversale Melasse-Kühlung bei Atomstrahlen eine Kollimierung). Der Ausdruck (2.5) enthält keine gerichtete Kraft auf ein Zentrum hin (wenn man einen hinreichend großen Strahldurchmesser voraussetzt, so daß s_0 über große Volumen konstant ist). Deshalb ist es mit optischen Melassen allein nicht möglich, Atome an einem ausgezeichneten Punkt zu sammeln.

Zusätzlich zu der optischen Melasse verwendet man daher in einer magnetooptischen Falle noch ein Quadrupolmagnetfeld, dessen Nullpunkt im Schnittpunkt der

3-D-MOT-Schema

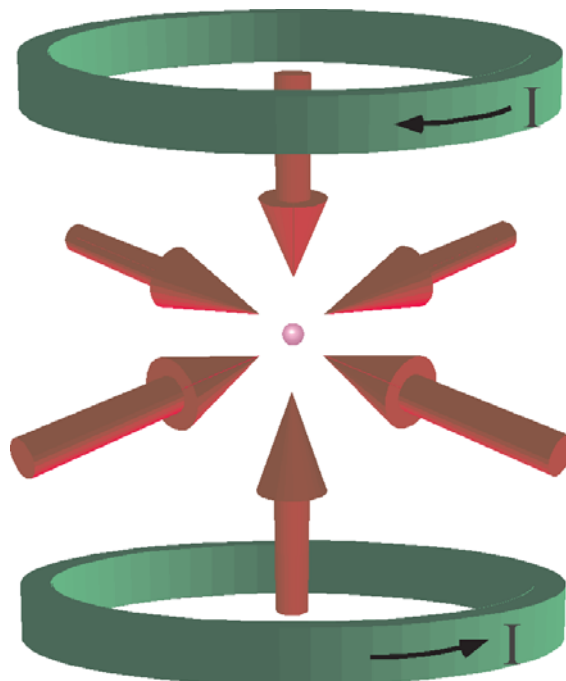


Abbildung 2.4: Dreidimensionales Schema der Magneten und Laser in der MOT.

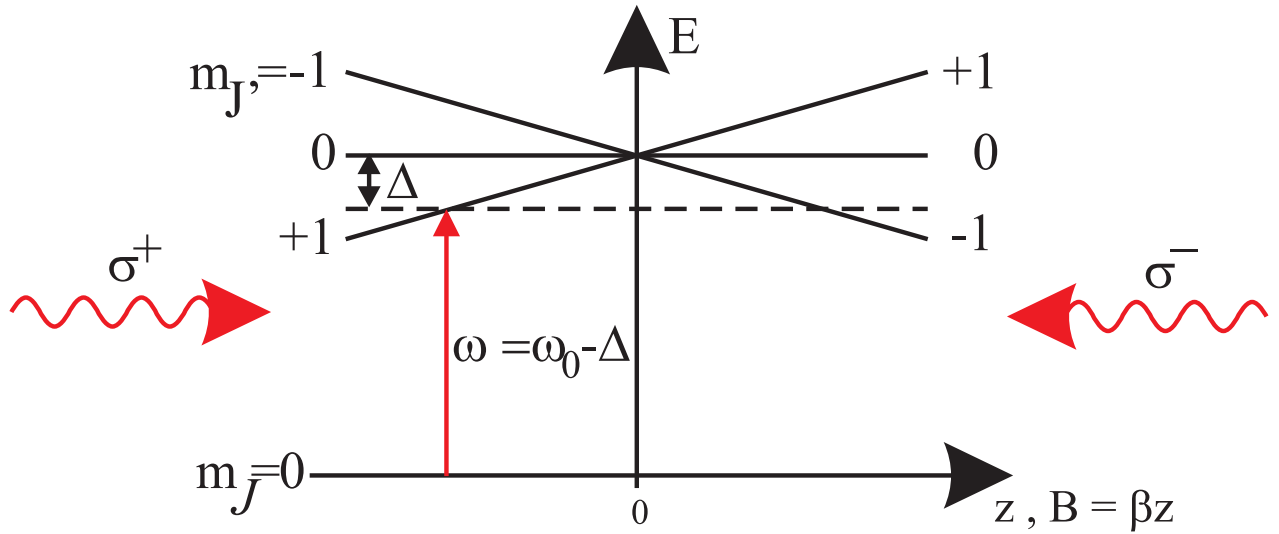


Abbildung 2.5: Eindimensionales Modell zur Veranschaulichung der Wirkungsweise der MOT anhand eines atomaren Übergangs $J = 0 \rightarrow J' = 1$.

Strahlen liegt (siehe Abb. 2.4). Die genaue Wechselwirkung eines realen Atoms mit sechs Laserstrahlen und einem inhomogenen Magnetfeld bildet ein kompliziertes dynamisches System. Einfache theoretische Modelle zur vollständigeren Beschreibung werden in [Dalibard, Cohen-Tannoudji (1989)] vorgestellt. Hier soll nur ein stark vereinfachtes Modell des Systems dargestellt werden.

Ein sphärisches Quadrupolfeld kann durch seinen konstanten Magnetfeldgradienten $\beta = \frac{\partial B}{\partial z} = 2\frac{\partial B}{\partial x} = 2\frac{\partial B}{\partial y}$ charakterisiert werden; das Feld \vec{B} nimmt linear mit dem Abstand vom Nullpunkt zu (bzw. ab). Durch den Zeeman-Effekt werden die Energieniveaus des Atoms entsprechend linear verschoben. Abbildung 2.5 zeigt zur Illustration den einfachsten denkbaren Fall eines Atoms, das auf einem $J = 0 \rightarrow J' = 1$ Übergang gekühlt wird.

Das Atom wird von der einen Seite mit σ^+ - und von der anderen Seite mit σ^- -polarisiertem Licht bestrahlt. Aufgrund der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge ($\Delta m = 1$ für σ^+ , $\Delta m = -1$ für σ^- -polarisiertes Licht) kann das Atom von dem σ^+ -Strahl nur auf dem Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle \rightarrow |J = 1, m_J = 1\rangle$ und von dem σ^- -Strahl nur auf dem Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle \rightarrow |J = 1, m_J = -1\rangle$ angeregt werden. Entfernt sich ein Atom vom Magnetfeldnullpunkt in eine Richtung, so wirkt das Magnetfeld gerade so, daß das Atom mit dem Laserstrahl aus dieser Richtung näher in Resonanz gerät. Im Gesamteffekt existiert somit eine Rückstellkraft bezüglich dieses Nullpunktes, welche die Atome im Nullpunkt des Magnetfeldes sammelt. Dieses Bild ist die Grundlage für MOT-Modelle, welche die Bewegung von Atomen in der MOT mit einer gedämpften harmonischen Oszillation

beschreiben, wie z.B. in [Haubrich et al. (1993)].

2.2.4 Die Grenzen der Laserkühlung

Mit Laserkühlung alleine können wir die für die Bose-Einstein-Kondensation erforderliche Phasenraumdichte aufgrund verschiedener limitierender Faktoren nicht erreichen. Auch wenn für uns das Doppler-Limit ($140 \mu\text{K}$ bei Rubidium) aufgrund der Sub-Doppler-Kühlprozesse (siehe Abschnitt 2.2.2) keine Temperaturuntergrenze darstellt, so erreicht man mit dem Sisyphus-Kühlen bei Rubidium nur schwer Temperaturen unterhalb von $20 \mu\text{K}$.

Und selbst wenn es durch spezielle Techniken gelingt, noch tiefer hinab zu Kühlen, so stellt noch das Recoil-Limit noch eine schwer zu überwindende Grenze dar. Das Recoil-Limit (181 nK bei Rubidium) ist die Temperatur oder Energie, die ein perfekt gekühltes, als ruhendes, Atom nur durch den Rückstoß bei der Emission eines Photons erhält.

Auch die Dichte in einem nahresonanten Laserfeld ist durch die Photonenstreuung begrenzt. So liegt die übliche Phasenraumdichte in der MOT bei ungefähr 10^{-6} .

2.3 Rubidium

Wir verwenden in unserer Apparatur das Rubidium-Isotop ^{87}Rb als Kandidat für die Bose-Einstein-Kondensation. Unsere Wahl fiel auf ^{87}Rb weil es ein Alkali-Atom ist und damit die Niveaustuktur des einzelnen Valenzelektrons gut zu berechnen ist. Zum anderen gibt es geeignete Laser für die benötigten Wellenlängen zum Laserkühlen, optischen Pumpen und Beobachten. Außerdem wurden schon mehrfach Bose-Einstein-Kondensate aus ^{87}Rb realisiert [Anderson et al. (1995), Esslinger et al. (1998)].

2.3.1 Der Kühllaser-Übergang

In Abbildung 2.6 Bild b) werden die wichtigsten von uns benutzten Hyperfeinniveaus und Übergänge dargestellt. Das ist zunächst der Übergang $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F'=3$, den wir zum Kühlen in der optischen Melasse und der magnetooptischen Falle verwenden. Deshalb nennen wir diesen Übergang Kühllaserübergang. Wegen der Auswahlregeln ($\Delta F = 0, \pm 1$) kann der $5P_{3/2} F'=3$ -Zustand spontan nur nach $5S_{1/2} F=2$ zerfallen.

Rubidium

Termschema (Grund- und $5^2P_{3/2}$ -Zustände)

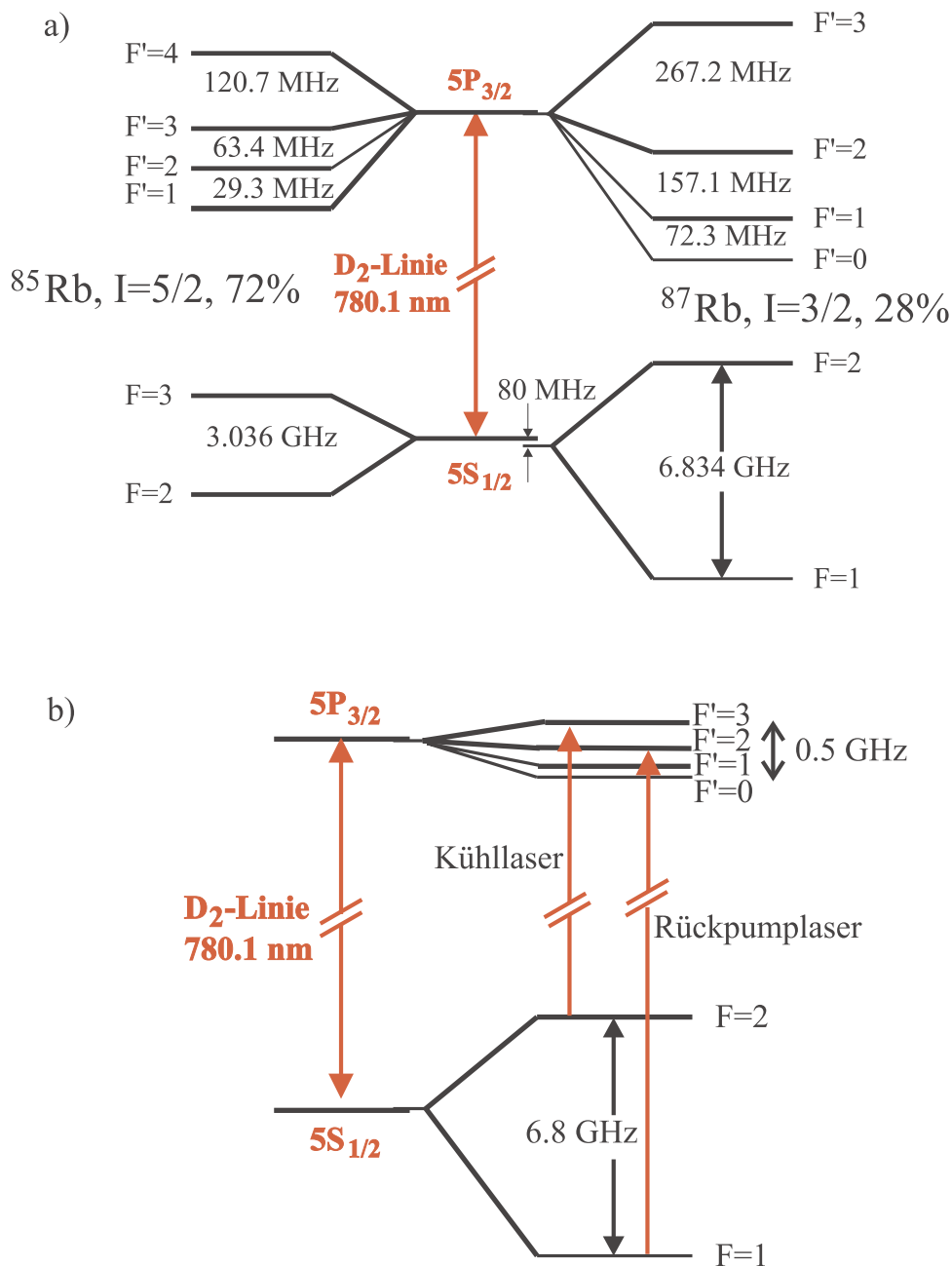


Abbildung 2.6: Rubidium-Termschema, a) allgemeines Rb-Termschema der $5S_{1/2}$ - und $5P_{3/2}$ -Hyperfeinzustände, b) spezielle Darstellung einiger von uns verwendeter Übergänge.

2.3.2 Der Rückpumplaser-Übergang

Da der $F'=2$ -Zustand nur 267 MHz vom $F'=3$ -Zustand entfernt ist, wird auch dieses Energieniveau vom Kühllaser angeregt. Dieser Zustand kann aber auch nach $5S_{1/2} F=1$ zerfallen. Die Atome im $5S_{1/2} F=1$ -Zustand können aufgrund der großen Hyperfeinstrukturaufspaltung von 6,8 GHz nicht mehr vom Kühllaser angeregt werden. Dieser Zustand ist für den Kühllaser damit „dunkel“. Dies führt dazu, dass sich die Atome im $5S_{1/2} F=1$ -Zustand ansammeln, wodurch der Kühlprozess nach kurzer Zeit zum Erliegen kommt. Deshalb wird in MOT und optischer Melasse zusätzlich ein Rückpumplaser auf dem Übergang $5S_{1/2} F=1 \rightarrow 5P_{3/2} F'=2$ eingestrahlt. Die Atome, die vom $5P_{3/2} F'=2$ -Zustand wieder nach $5S_{1/2} F'=2$ zerfallen, stehen damit dem Kühlprozess wieder zur Verfügung.

Das genaue Verhältnis der Anregung des $F'=2$ -Zustands zur Anregung des $F'=3$ -Zustands ist sowohl von der Sättigung der Laserstrahlen als auch von der Verstimmung des Kühllasers zur Resonanz abhängig. Eine grobe Abschätzung ergibt einen Wert von mehreren Hundert Kühllaser-Übergängen pro Übergang in den $F'=2$ -Zustand. Damit kann auch die Intensität des Rückpumplasers wesentlich geringer gewählt werden, als die des Kühllasers.

2.4 Magnetfallen

Die Temperatur und die Dichte in der MOT oder der optischen Melasse werden durch die Photonenstreuung begrenzt. Deshalb müssen die Atome zum Erreichen der kritischen Temperatur der Bose-Einstein-Kondensation in einer nicht nahresonanten oder lichtfreien Falle weiter gekühlt werden.

2.4.1 Das Prinzip der Magnetfalle

Die Magnetfalle beruht auf der Wechselwirkung des magnetischen Moments μ mit einem äußeren Magnetfeld $B(r)$. Die Wechselwirkungsenergie ist durch

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \quad (2.8)$$

gegeben, wobei $\mu = g_F \mu_B m_F$ ist. Die Orientierung des magnetischen Momentes ist bezüglich der Richtung des Magnetfeldes quantisiert. Solange sich die Magnetfeldrichtung sich für das Atom so langsam (im Vergleich zu Larmorfrequenz) ändert, daß das Atom adiabatisch dem Feld folgen kann, ist nur der Betrag des Magnetfeldes für die Energie der Zeeman-Zustände relevant. Sobald ein Atom sich in einem bestimmten Zeeman-Zustand m_F befindet, wird es in Abhängigkeit des Vorzei-

chens des gyromagnetischen Faktors g_F für $m_F \neq 0$ entweder zu hohen („starkfeld-suchende Zustände“) oder von niedrigen („schwachfeld-suchende Zustände“) Magnetfeldern gezogen. Es wurde bewiesen [Wing (1983)], daß in stromfreien Teilregionen eines inhomogenen Magnetfeldes nur Feldminima, und keine Feldmaxima existieren können. Also können nur schwachfeld-suchenden Zustände in den Minima gefangen werden. Dies sind bei ^{87}Rb im Grenzfall kleiner Magnetfelder die Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ und $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Der einfachste Weg, ein Magnetfeldminimum für eine Falle zu erzeugen, ist ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration, das ein in guter Näherung sphärisches Quadrupolfeld erzeugt. Diese Geometrie wurde bei der ersten Demonstration einer magnetischen Falle für neutrale Atome (Natrium) verwendet [Migdall et al. (1985)]. In sphärischen Quadrupolfallen wird die Lebensdauer von Teilchenverlusten wegen des im Fallenmittelpunkt verschwindenden Magnetfeldes begrenzt. Dies macht besonders bei kalten Teilchen und hohen Dichten bemerkbar. Im Nullpunkt des Magnetfeldes sind die magnetische Unterzustände der Atome entartet. Die Atome können ihren Zeeman-Zustand ändern und damit in nicht gefangene Zustände wechseln, wenn sie das Zentrum der Falle durchqueren. Um diese sogenannten Majorana-Verluste zu umgehen, wurden verschiedene Fallengeometrien entwickelt. Das erste beobachtete BEC [Anderson et al. (1995)] wurde mit Hilfe einer TOP-Falle („time-averaged orbiting potential“) beobachtet, deren variierende Felder im Zeitmittel ein nicht verschwindendes Magnetfeld im Fallenmittelpunkt erzeugen. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung der IQ-Anordnung („Ioffe-Quadrupol“) [Pritchard (1983)], auch oft „Ioffe-Pritchard“-Anordnung genannt. Während die TOP-Falle in ihrer Anwendung wegen der geringen Fallentiefe und den Schwierigkeiten mit den rotierenden Magnetfeldern beschränkt ist, entstehen Schwierigkeiten in der Anwendung der Ioffe-Pritchard-Konfiguration durch die komplizierte Justierung von MOT zur Magnetfalle. Außerdem erfordert diese Konfiguration mehrere Kilowatt an elektrischer Leistung, was einen erheblichen Aufwand für Kühlung, Stabilisierung und Schalten der Falle erfordert. In unserem Experiment verwenden wir ebenfalls eine Ioffe-Falle, allerdings in der Quadrupol-Ioffe-Konfiguration (QUIC) [Esslinger et al. (1998)].

2.4.2 Die QUIC-Falle

Die QUIC-Falle („quadrupole-ioffe-configuration“) [Esslinger et al. (1998)] wird von zwei identischen Quadrupol-Spulen in Anti-Helmholtz Konfiguration und einer zusätzlichen Ioffe-Spule (siehe linkes Bild in Abb. 2.7) gebildet. Die Anti-Helmholtz-Spulen erzeugen ein sphärisches Quadrupolfeld im Mittelpunkt der Spulenanordnung. In Abbildung 2.7 zeigte die Graphen den Betrag des Magnetfeldes entlang der Achse der Ioffe-Spule bei konstantem Quadrupolfeld der Anti-Helmholtz-Spulen und verschiedenen Strömen der Ioffe-Spule an. Das oberste Bild zeigt das reine

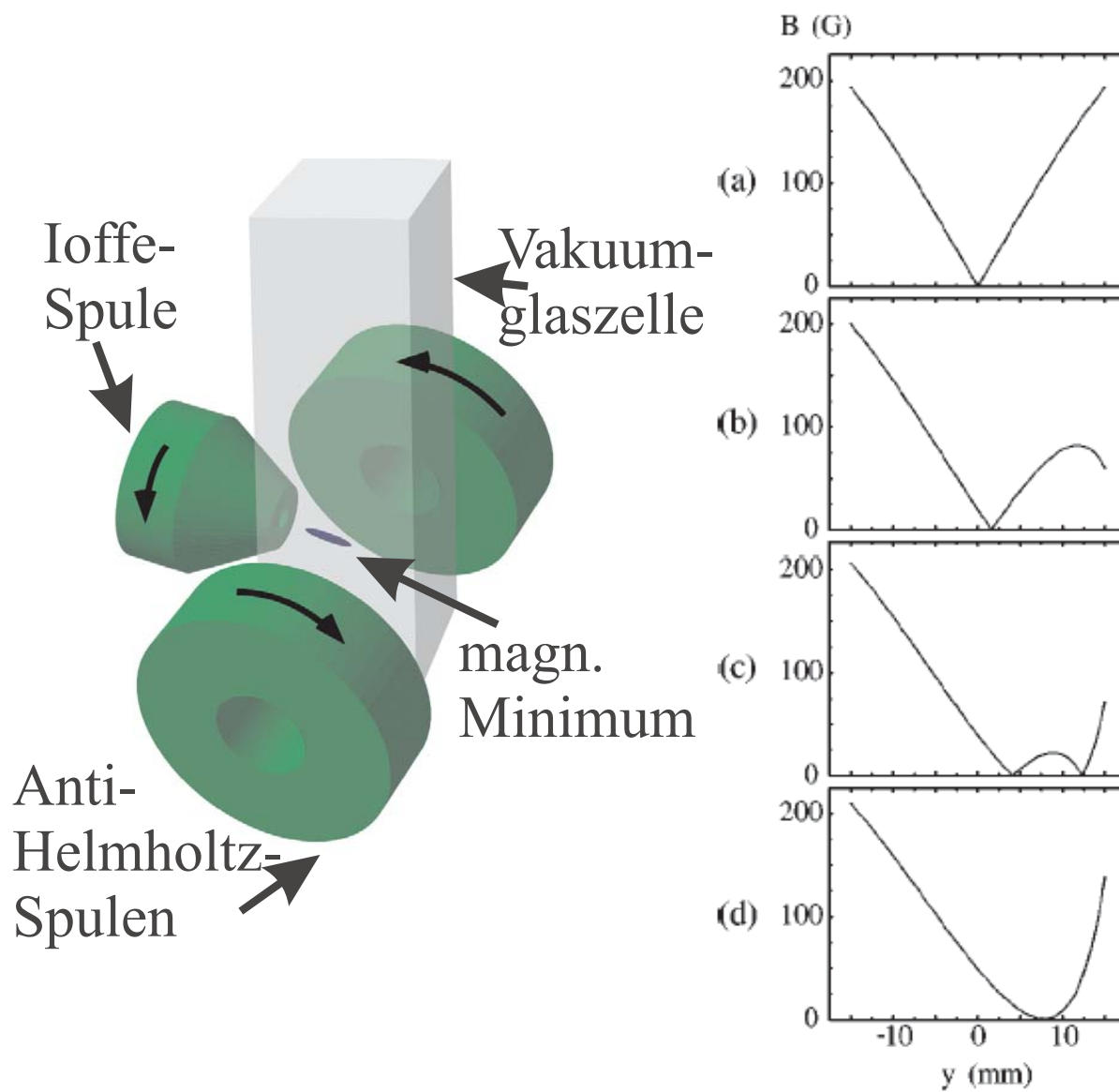


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der QUIC-Magnetfalle und Betrag des Magnetfeldes auf der Achse der Ioffe-Spule von 0 A (Bild (a)) bis 25 A (Bild (d)) (aus [Esslinger et al. (1998)])

Quadrupol-Feld bei ausgeschalteter Ioffe-Spule. Die Falle geht bei Verwendung der Ioffe-Spule in die Ioffe-Konfiguration über. Wird der Strom in der Ioffe-Spule erhöht, wird der Magnetfeld-Nullpunkt zur Ioffe-Spule hin verschoben. Außerdem bildet sich ein weiterer Nullpunkt in der Nähe der Ioffe-Spule aus. Mit steigendem Strom bewegen sich die Punkte mit verschwindendem Magnetfeld auf der Achse der Ioffe-Spule aufeinander zu. Kurz vor dem Erreichen des Nominalstromes vereinigen sich diese beiden Minima. Bei einer weiteren Erhöhung des Stromes in der Ioffe-Spule steigt der Betrag des Magnetfeldes im Minimum, die Ioffe-Falle entsteht (siehe Abb. 2.7, Bild (d)). Dabei sinkt auch im Minimum des Feldes der Betrag des Magnetfeldvektors nicht unter einige Gauss. Weitere Details der Fallenbildung finden sich in [Esslinger et al. (1998)].

2.4.3 Umladen in eine Magnetfalle

Um die Teilchen in einer Magnetfalle speichern zu können, müssen sie sich in einem schwachfeld-suchende Zustand befinden. Deshalb ist es wünschenswert die Atome vor dem Einschalten der Magnetfalle in einem solchen Zustand zu präparieren. Für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates ist es sogar erforderlich, die Atome im selben Zeeman-Zustand zu präparieren, da nur Teilchen im selben Zustand ein gemeinsames Kondensat bilden. Man kann die Atome in einen Zustand extremer m_F -Quantenzahl „pumpen“, in dem man ein Führungsmagnetfeld anlegt, und auf einem Übergang bezüglich dieses Feldes σ^+ - bzw. σ^- -polarisiertes Laserlicht einstrahlt. Damit erreicht man ein Sammeln der Atome im $m_F = F$ - bzw. $m_F = -F$ -Zustand, denn σ^\pm -polarisiertes Licht induziert einen Übergang mit $\Delta m_F = \pm 1$. Auch wenn der spontane Zerfall mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$ erfolgt, so werden die Atome statistisch in die extremen m_F -Zustände gepumpt.

2.5 Verdampfungskühlen

Verdampfungskühlen ist eine wirkungsvolle Kühlmethode, die nicht unter einigen Beschränkungen des optischen Kühlens, zum Beispiel des Doppler-Limits und des Recoil-Limits, leidet. Denn im Gegensatz zu den optischen Kühlmethoden kann es ohne die Einstrahlung von Licht realisiert werden. Alle Experimente, die die Bose-Einstein-Kondensation erreichten, benutzten Verdampfungskühlen als letzten Kühlschritt. Zum ersten Mal wurde es bei einem Experiment mit Wasserstoff [Hess (1986)] praktiziert. Ein Rückblick über das Verdampfungskühlen findet sich unter [Walraven (1996), Ketterle, van Druten (1996)].

2.5.1 Modell des Verdampfungskühlens

Im folgenden wird das Prinzip des Verdampfungskühlens kurz dargestellt. Die Beschreibung basiert auf dem Verdampfungskühlungsmodell, das von [Luiten et al. (1996), Walraven (1996)] eingeführt wurde. Diese Kühlmethode basiert auf dem bevorzugten Entfernen von Atomen mit einer Energie größer ϵ_t und der darauf folgenden Thermalisierung des verbliebenen Ensembles. Die Atome, die eine höhere Energie als die Grenzenergie ϵ_t haben, werden sozusagen aus der Falle *verdampft*. Bei einer konstanten Grenzenergie ϵ_t erzeugen elastische Stöße immer wieder Atome mit einer Energie größer als ϵ_t , welche dann aus der Falle verdampfen. Die Geschwindigkeit der *Rethermalisierung* des Ensembles hängt von der Rate der elastischen Stöße γ_{el} ab. Dabei ist es natürlich wichtig, daß die Rate der elastischen Kollisionen die Verlustrate der Falle deutlich übersteigt. Beim Verdampfen der Atome mit überdurchschnittlicher Energie aus der Falle verringert sich die mittlere Energie der verbleibenden Atome, das Gas kühlt sich ab.

Dabei gilt in einer harmonischen Falle für die Dichte $n \propto NT^{-\frac{3}{2}}$ und für die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle \propto \sqrt{T}$. Damit ist die Rate der elastischen Kollisionen $\gamma_{el} \propto N/T$. Ein kontinuierlicher Kühlprozeß kann dadurch erreicht werden, daß man ϵ_t verringert (erzwungenes Verdampfungskühlen). Dabei ist wichtig, daß trotz des enormen Verlustes an Atomen beim Verdampfungsprozeß, die Dichte n im Fallennittelpunkt konstant bleiben oder sogar steigen kann, falls die Verringerung der Temperatur den Teilchenverlust überkompensiert. Wenn die Dichteerhöhung so groß ist, daß sich die Rate der elastischen Stöße sogar erhöht, obwohl die Temperatur sinkt, wird der Bereich des sogenannte „runaway“-Verdampfungskühlens erreicht: Die Thermalisierung und damit das Verdampfen geht mit fallender Temperatur immer schneller voran.

In der Praxis wird die Effektivität des Kühlens durch die Verlustrate der Atome aus der Falle begrenzt. Bei Rubidium entstehen diese Verluste hauptsächlich durch Stöße mit dem Hintergrundgas und 3-Teilchen-Rekombination (Molekülbildung zweier Teilchen unter Einbeziehung eines dritten Stoßpartners zur Erfüllung der Energie- und Impulserhaltungssätze). Bei typischen BEC-Experimenten muß am Anfang des Verdampfungskühlens nur die Stoßrate mit dem Hintergrundgas berücksichtigt werden, da die 3-Teilchen-Stöße bei niedrigen Dichten selten sind.

2.5.2 Rf-induziertes Verdampfungskühlen

Die energieabhängige Entfernung der Atome aus der magnetischen Falle kann durch das Anregen von Übergängen zu nicht gefangenen Zeeman-Zuständen erreicht werden. In der Magnetfalle bewegen sich die gefangenen Atome in einem konservativen Potential. Sieht man sich das Verhalten der Atome im Potential an, ist offensicht-

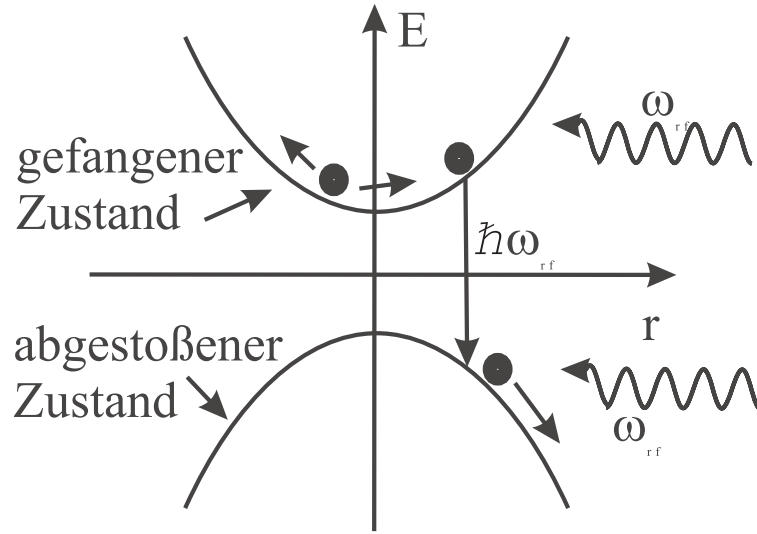


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Verdampfungskühlens. Der Übergang in den nicht gefangenen Zustand kann nur dort induziert werden, wo $\Delta E = \hbar\omega_{rf}$ erfüllt ist.

lich, daß die höherenergetischen Teilchen in der Lage sind, Bereiche der Falle mit höherem Magnetfeld zu erreichen. Mit der Magnetfeldstärke vergrößert sich auch die Zeeman-Verschiebung der m_F -Zustände und damit die Energieabstände zwischen den Zeeman-Zuständen. Durch das Einstrahlen von Radiowellen kann man nun Übergänge zu den benachbarten Zeeman-Zuständen ($\Delta m_F = \pm 1$) in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke induzieren. Die dabei verwendeten Frequenzen liegen üblicherweise zwischen 500 kHz bis 50 MHz. Die Übergänge werden nur dann angeregt, wenn die Resonanzbedingung

$$2\mu|B(r)| = \hbar\omega_{rf} \quad (2.9)$$

erfüllt ist. Atome deren Energie ausreichend ist, um die Bereiche der Falle zu erreichen, wo $B(\vec{r})$ groß genug ist, können von den Radiowellen in einen starkfeld-suchenden Zustand überführt werden. Bei $F > \frac{1}{2}$ und damit mehr als 2 Zeeman-Zuständen kann dies in einer Kaskade von Übergängen geschehen. Solange der Zeeman-Effekt zweiter Ordnung vernachlässigbar ist, sind die Zeeman-Niveaus als äquidistant angesehen werden. Sobald das Atom einen starkfeld-suchenden Zustand erreicht, wird es in Richtung hoher Magnetfelder in Spulennähe, aus der Falle herausgezogen, es „verdampft“. Je geringer die Radiofrequenzen sind, desto näher am Fallenmittelpunkt werden die Atome aus dem Potential entfernt. Die Form der Rampe beim Reduzieren der Radiofrequenz bestimmt also den Zeitablauf des erzwungenen Verdampfungskühlens. Die Zeitdauer eines solchen Kühlprozesses liegt üblicherweise

bei bis zu 60 Sekunden [Close (2001)]. Diese Zeitdauer setzt eine lange Speicherzeit in der Magnetfalle voraus, und damit auch ein gutes Vakuum im Bereich der Falle.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Für das Erreichen der kritischen Phasenraumdichte der Bose-Einstein-Kondensation benötigen wir sowohl hohe Dichten (also viele Teilchen in der Falle), als auch ein gutes Vakuum während des Verdampfungskühlens. Dies sind eigentlich widersprüchliche Ansprüche. Im Experiment sollen diese Anforderungen durch ein Doppel-MOT-System (siehe Abb. 3.1) erfüllt werden. Die Atome werden in der oberen MOT bei einem relativ hohen Partialdruck von Rubidium gefangen und mittels eines *Pushing-Beams* (Abschnitt 3.3) in die untere MOT verschoben, wo ein gutes Vakuum herrscht. Nachdem genügend Atome in der unteren MOT gesammelt worden sind, werden diese in eine Magnetfalle umgeladen, die in der Nähe der unteren MOT erzeugt wird.

3.1 Die Laser

Das Lasersystem bildet die Basis des Experiments. Bis zum Transfer in die Magnetfalle wird die Präparation der Atome mit den Lasern vorgenommen. Dafür stehen verschiedene Laser zur Verfügung. Der mit einer Sättigungsspektroskopie und DAVLL-Stabilisierung (siehe Abschnitt 3.1.2) ausgerüsteten Referenzlaser (siehe Abschnitt 3.1.1) dient dazu, die richtige Frequenz für die anderen Laser einzustellen und zu kontrollieren. Als Arbeitspferd steht ein Tapered Amplifier TA100 der Toptica AG (früher TuiOptics) mit einer Ausgangsleistung von bis zu 500 mW bei 780 nm bereit, der das Laserlicht sowohl für die Kühlstrahlen beider MOTs als auch für den Pushing-Beam liefert. Daneben gibt es noch einen Diodenlaser für das Rückpumpenlicht beider MOTs und einen Diodenlaser für Detektionszwecke (siehe Abb. 3.2). Die Laser werden über Glasfasern an das Experiment herangeführt, um eine Entkopplung der Justierung des MOT-Systems und des Lasersystems zu erreichen. Nur der Detektionslaser wird über Spiegel an das Experiment herangeführt, da sich

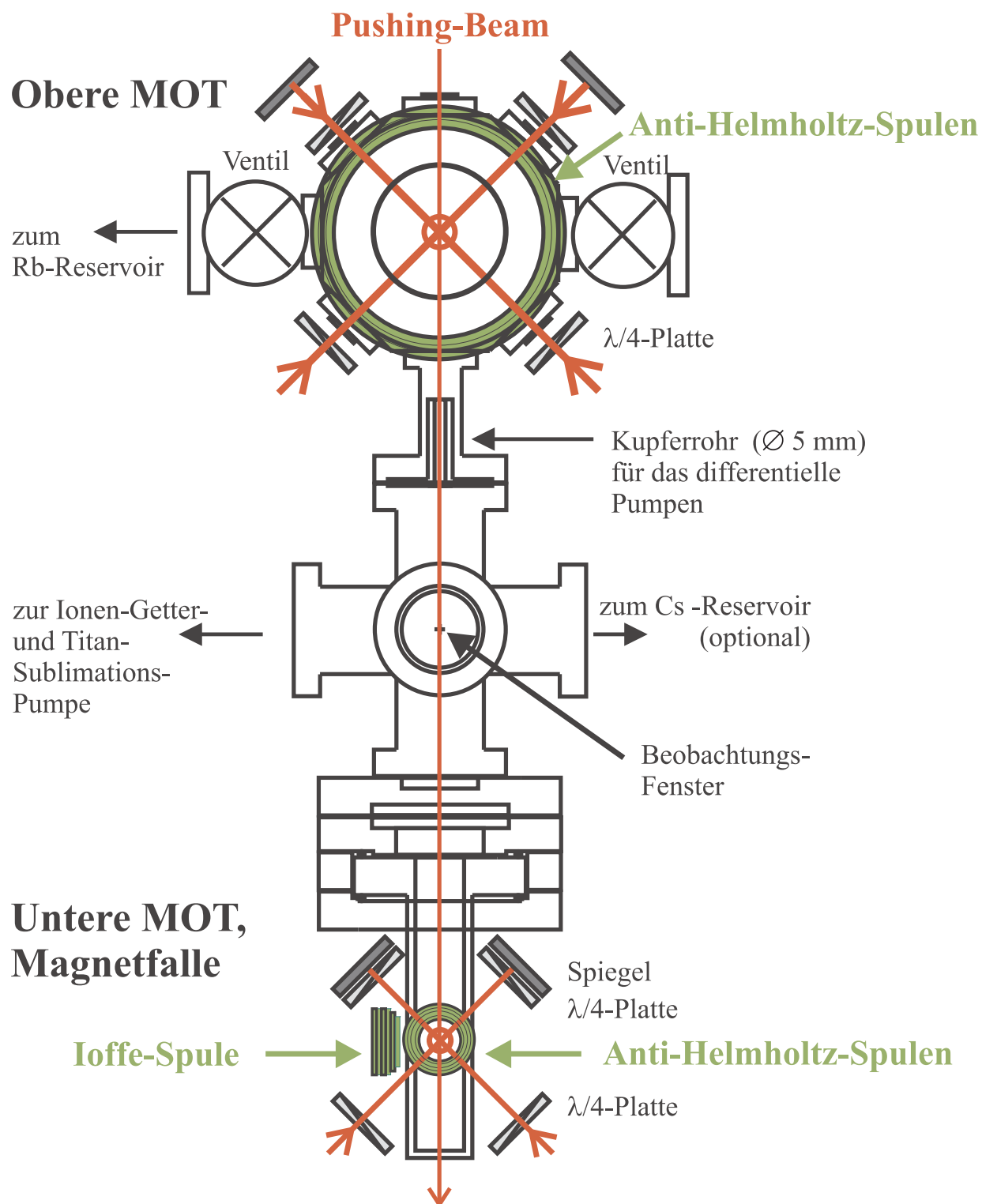


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des Doppel-MOT-Systems

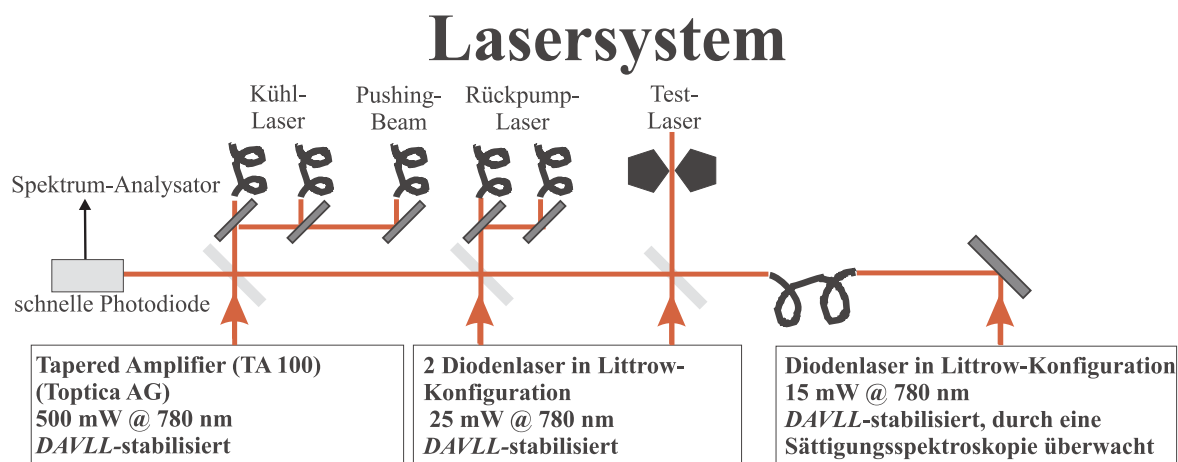


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Lasersystems

beim Variieren der Laserfrequenz Interferenzen in den Fasern bemerkbar machten, welche zu Intensitätsschwankungen von bis zu 10 % am Ausgang der Faser führten.

Das Schalten der Laser geschieht mit Hilfe von Verschlüssen der Firma UNIBLITZ, mit einer Verschlusszeit von ungefähr 10 – 30 μs . Zur Verbesserung der Verschlusszeiten werden die Laser durch ein 1:1-Teleskop geführt, dessen Fokus in der Ebene des Verschlusses liegt.

3.1.1 Der Referenzlaser

Der Referenzlaser steht auf einem separaten optischen Tisch. Er verfügt neben der DAVLL-Stabilisierung (siehe Abschnitt 3.1.2) auch über eine Sättigungsspektroskopie (Abb. 3.3). Anhand der Spektroskopie lassen sich die gewünschten Rubidium-Übergänge (Kühl- und Rückpump-Übergang, siehe Abb. 2.6) finden und einstellen (siehe Abb. 3.4). Das Licht des Referenzlasers wird über eine Glasfaser an die restlichen Laser herangeführt. Dort können jeweils zwei Lasern auf einer schnellen Photodiode überlagert werden und mit einem Spektrum-Analysator kann das Schwebungssignal zwischen ihnen ermittelt werden. Liegt das Schwebungssignal der Laser bei 0 Hz sind die Frequenzen identisch. So können die Laser des Experiments auf die gewünschten Übergänge stabilisiert werden, obwohl die DAVLL-Stabilisierung die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustandes nicht auflöst. In Abbildung 3.4 zeigt der obere Graph ein Spektrum des $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F'=1,2,3$ -Überganges von ^{87}Rb . Der verwendete Kühl-Laser-Übergang entspricht dem $F'=3$ Signal. Die untere Linie ist das zugehörige Signal der DAVLL-Stabilisierung.

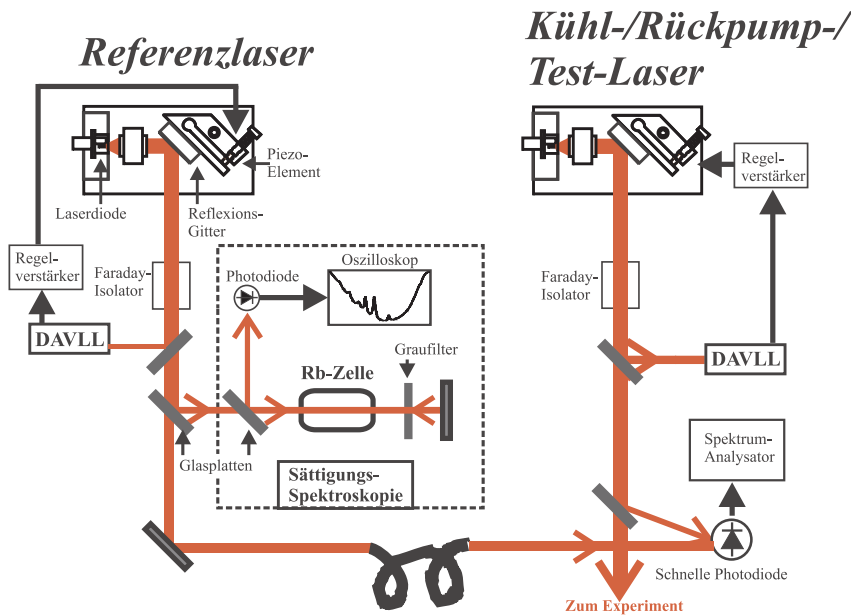


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Referenzlasers und der Apparatur zum Vergleich der Laserfrequenzen

3.1.2 Die Laserstabilisierung mittels DAVLL

Alle Laser unseres Experimentes werden mittels der *DAVLL*-Technologie („dichroic atomic vapor laser lock“) frequenzstabilisiert. Abbildung 3.5 zeigt das Schema des Aufbaus. Für die Stabilisierung der Laserfrequenz wird ein kleiner Teil des Laserlichtes nach dem optischen Isolator verwendet. Ungefähr 4 % des Laserlichtes werden beim Durchgang durch ein unter 45° zum Laserstrahl stehendes, nur einseitig anti-reflex-beschichtetes Glasplättchen ausgekoppelt und mit einem Graufilter weiter abgeschwächt. Diese Licht ist linear polarisiert, was man auch als die Überlagerung von zwei gleich starken Anteilen von σ^+ - und σ^- -Licht ansehen kann. Dieser Strahl durchläuft eine Rubidium-Dampf-Zelle, die einem homogenen Magnetfeld in Richtung des Laserstrahls ausgesetzt ist. Nach der Zelle werden die zirkular polarisierten Anteile durch eine $\lambda/4$ -Platte in eine lineare Polarisierung umgewandelt. Danach werden die beiden Anteile durch einen polarisierenden Strahlteiler getrennt und in separaten Photodioden ausgelesen.

Durch den Zeeman-Effekt im Magnetfeld wird die Entartung der m_F -Unterzustände aufgehoben. Im einfachsten Fall, einem Übergang von $F = 1 \rightarrow F' = 0$ zeigt sich

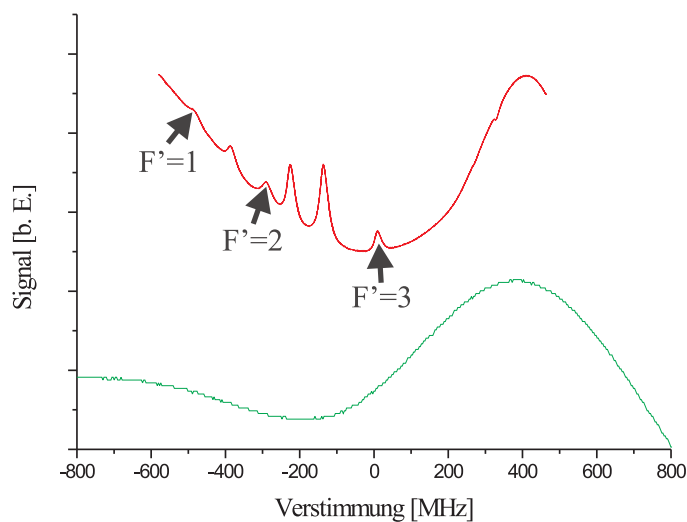


Abbildung 3.4: Sättigungsspektroskopie (oben) und DAVLL-Signal (unten)

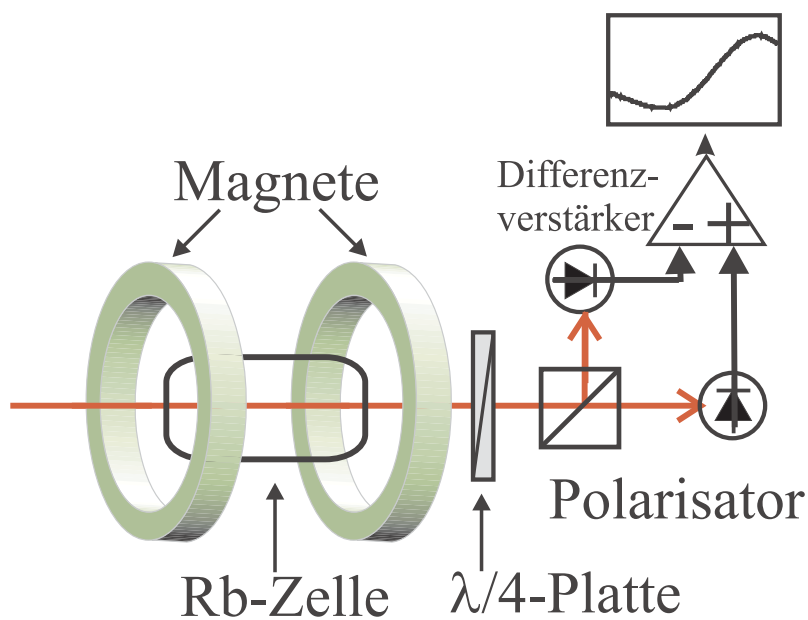


Abbildung 3.5: Schema der DAVLL-Stabilisierung

deutlich (siehe Abb. 3.6), wie unterschiedlich sich dies auf die Resonanzfrequenz des Überganges für σ^+ - oder σ^- -Licht auswirkt. Während die Energiedifferenz für σ^- -Licht um $g\mu B$ verringert wird, erhöht sie sich für σ^+ -Licht um $g\mu B$. Dabei ist g der Landé-Faktor, μ das magnetische Moment und B der Betrag des Magnetfeldes. Das führt dazu, dass die dopplerverbreiterten Absorptionsstrukturen der Rubidium-Linien für σ^+ - und σ^- -Licht auseinander geschoben werden. Zieht man diese beiden Signale mit einem Differenzverstärker von einander ab, so erhält man eine dispersive Struktur. Bei genügend großem Magnetfeld kann so eine Flankenbreite und damit eine Regel- und Einfangbereich in der Größe der Dopplerverbreiterung erreicht werden.

Das entspricht bei Rubidium einem Bereich von ca. 500 MHz. Die Einstellung des Nullpunktes der dispersiven Struktur kann sowohl elektronisch über die beiden Kanäle des Differenzverstärkers als auch optisch über die Stellung der $\lambda/4$ -Platte erfolgen. Wir verwenden die $\lambda/4$ -Platte nur bei der Grundjustierung, um die Signale der beiden Photodioden auf dasselbe Niveau zu bringen, und stellen später im Experimentalbetrieb die gewünschte Frequenz über den Differenzverstärker ein. Eine detailliertere Erörterung der DAVLL-Technik findet sich in [Corwin et al. (1998)] und [Yashchuk et al. (2000)]. Die ursprünglich offen aufgebauten DAVLL-Stabilisierungen unserer Laser wurden während dem Zeitraum dieser Diplomarbeit von Stefan Marenbach im Rahmen seiner Staatsexamensarbeit [Marenbach (2001)] durch magnetisch abgeschirmte und temperaturstabilisierte Systeme ersetzt. Zur magnetischen Abschirmung wurden die DAVLL-Magnete in eine Hülle aus Weicheisen eingebaut. Diese Metalltonne ist thermisch durch Schaumstoff und Styropor isoliert und wird durch kontrolliertes Heizen bezüglich der Temperatur stabilisiert. Dadurch konnte die Langzeit-Stabilität der Laserfrequenzen verbessert werden (siehe Abb. 3.7).

3.1.3 Der Testlaser

Der Testlaser unterscheidet sich von allen anderen Lasern des Experiments dadurch, daß er nicht durch eine Glasfaser geführt wird. Dies erwies sich als notwendig, da die Frequenz dieses Lasers je nach Anwendung moduliert wird. Als der Testlaser noch über eine Faser an das Vakuumsystem herangeführt wurde, erschienen Interferenzeffekte, die eine Messung verhinderten. Die Glasfaser bildet offensichtlich mit den optischen Elementen von Ein- und Auskoppelung ein Interferometer, das beim Variieren der Frequenz zu einer Schwankung der transmittierten Leistung im Bereich von 10 % führte. Um die Strahlqualität zu verbessern, wird der Laserstrahl fokussiert und im Fokus an einer Mikroblende ($15 \mu\text{m}$) räumlich gefiltert. Dies geschieht im Bereich des Verschlusses, wo der Laserstrahl fokussiert wird, um bessere Verschlusszeiten zu erreichen. Eine Blende hinter dem Raumfilter kann entweder zur Justierung

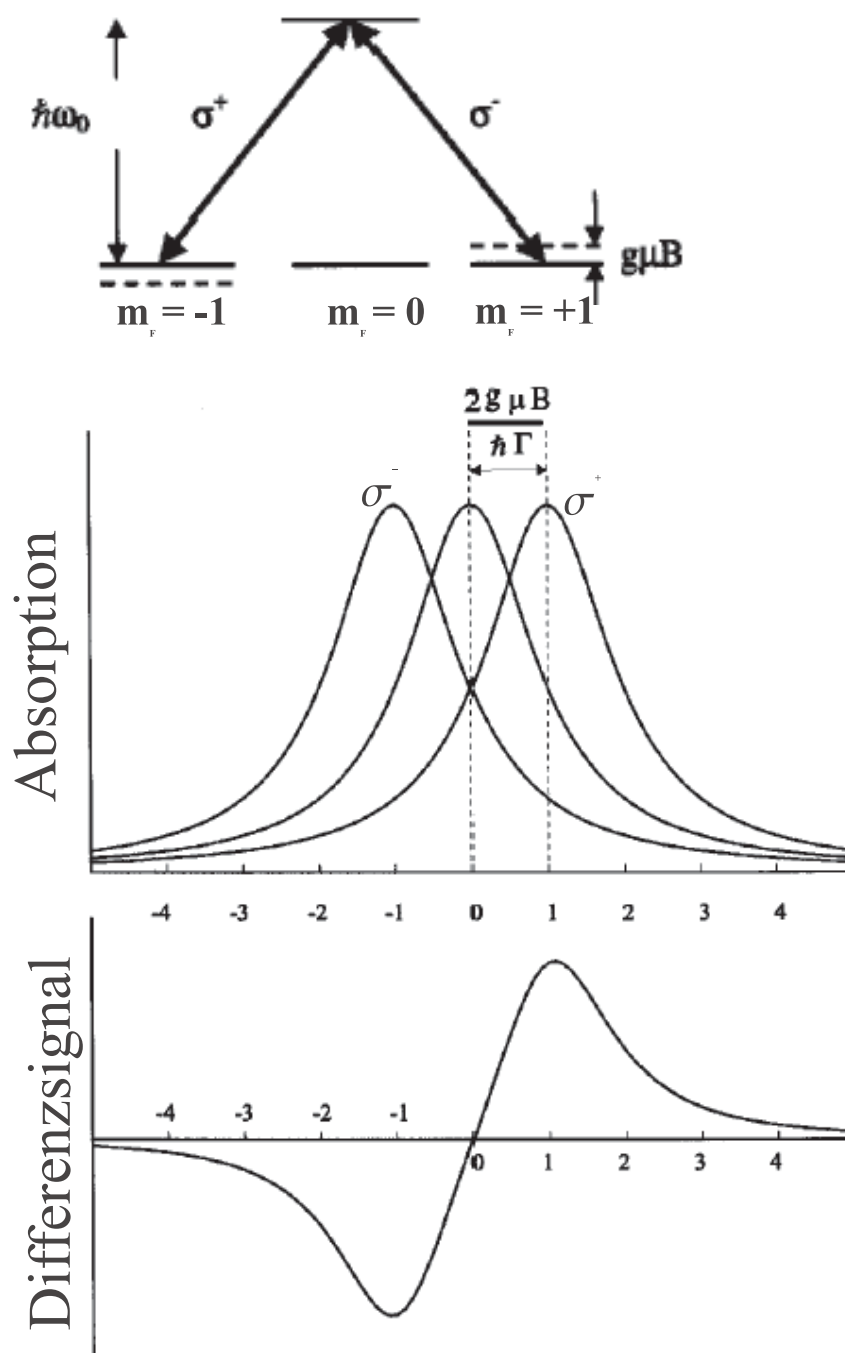


Abbildung 3.6: Beispiel der Auswirkung des longitudinalen Magnetfeldes auf einen Übergang von $F = 1 \rightarrow F' = 0$ und die daraus resultierende Verschiebung der Absorption für σ^+ - und σ^- -Licht. Das letzte Diagramm zeigt das resultierende Fehlersignal des DAVLLs. In diesem Beispiel wird der Fall $2g\mu_B = \hbar\Gamma$ gezeigt. Aus [Yashchuk et al. (2000)]

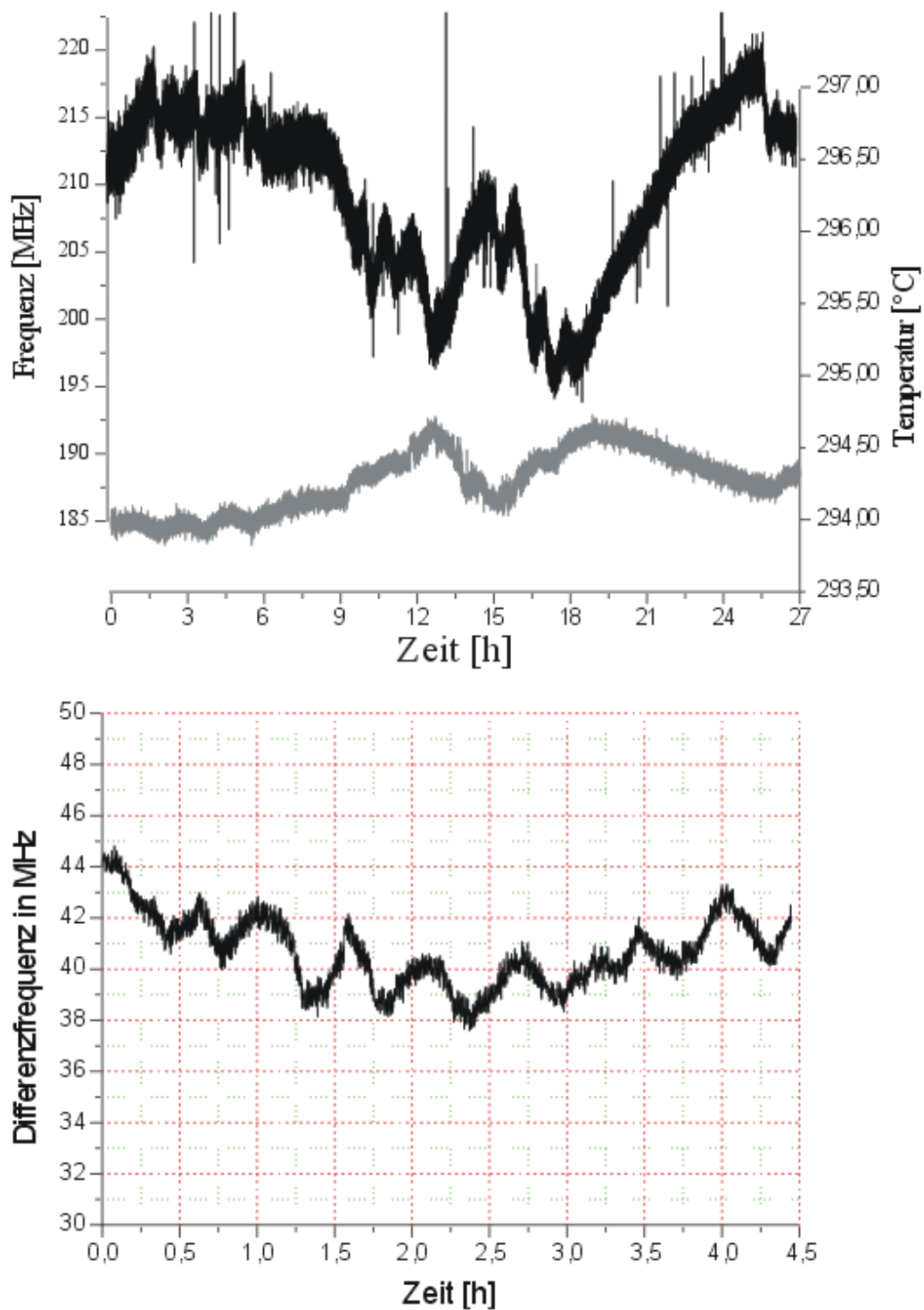


Abbildung 3.7: Langzeitmessung des Schwebungssignals zweier DAVLL-stabilisierter Laser gegeneinander. Oben sieht man die Kurve der offenen DAVLL-Systeme inklusive Temperaturmessung, unten die verbesserten Systeme.

verwendet werden, oder dazu dienen, nur das Zentralmaximum des Beugungsbildes von der Mikroblende an das Experiment zu führen.

3.2 Das Doppel-MOT System

Das Vakuumsystem besteht aus zwei MOT-Aufbauten, die miteinander über ein 5 cm langes Kupferrohr mit 5 mm Durchmesser verbunden sind. An der oberen MOT befindet sich ein Reservoir, in dem sich einige Gramm Rubidium befinden. Über ein Ventil kann so kontrolliert Rubidiumdampf in die MOT eingelassen werden. Das System wird im täglichen Betrieb über eine Ionen-Getter-Pumpe unterhalb des Kupferrohres gepumpt. Zusätzlich befindet sich hinter der Ionen-Getter-Pumpe noch eine Titan-Sublimations-Pumpe. Dadurch kann trotz eines relativ hohen Drucks in der oberen MOT (ca. 10^{-8} mbar) ein gutes Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) von ca. 10^{-10} mbar in der unteren MOT erzeugt werden. Diese Technik wird differentielles Pumpen genannt. Ein relativ hoher Partialdruck von Rubidium in der oberen MOT ist erforderlich, damit diese schnell viele Atome lädt. So kann durch den Pushing-Beam ein hoher Atomfluß in die untere MOT erzeugt werden. In der unteren Kammer ist das UHV dann notwendig, damit die gefangenen Atome im Verlauf des Kühlprozesses nicht zu schnell durch Stöße mit den Hintergrundgas-Atomen aus der Falle entfernt werden.

3.2.1 Die obere MOT

Die obere MOT (Photo siehe Abb. 3.8) besteht aus einem Vakuumtopf mit Fenstern in allen drei Raum-Achsen für MOT-Laser (Schematische Darstellung siehe Abb. 3.9). Außerdem existiert noch ein Fenster von oben für die Einführung des Pushing-Beams. Desweiteren gibt es noch eine Verbindung zum Ventil des Rubidium-Reservoirs und einen weiteren Anschluß für spätere Erweiterungen, wie z. B. ein Cäsium-Reservoir, und die Durchführung zur unteren MOT. Die drei Laserstrahlen der oberen MOT haben einen Durchmesser von 8 mm bei einer typischen Leistung von ca. 20 mW pro Arm. Die Arme verfügen über unabhängige Teleskope zur Aufweitung der Strahlen, mit denen auch die Kollimation der Strahlen bei Bedarf angepasst werden kann, um die Verluste an den optischen Elementen für den retro-reflektierten Strahl auszugleichen. Weist der Strahl eine leichte Konvergenz auf (Brennweite deutlich größer als die Strahlwege im Aufbau), so wird der Strahldurchmesser mit der Zeit kleiner, und die Laserintensität in der zentralen Region des Strahls wird erhöht.

Der Rückpumpplaser wird über einen polarisierenden Strahlteiler nur in den z-Arm eingekoppelt. Dadurch wird das Streulicht des Rückpumpplasers minimiert. Damit

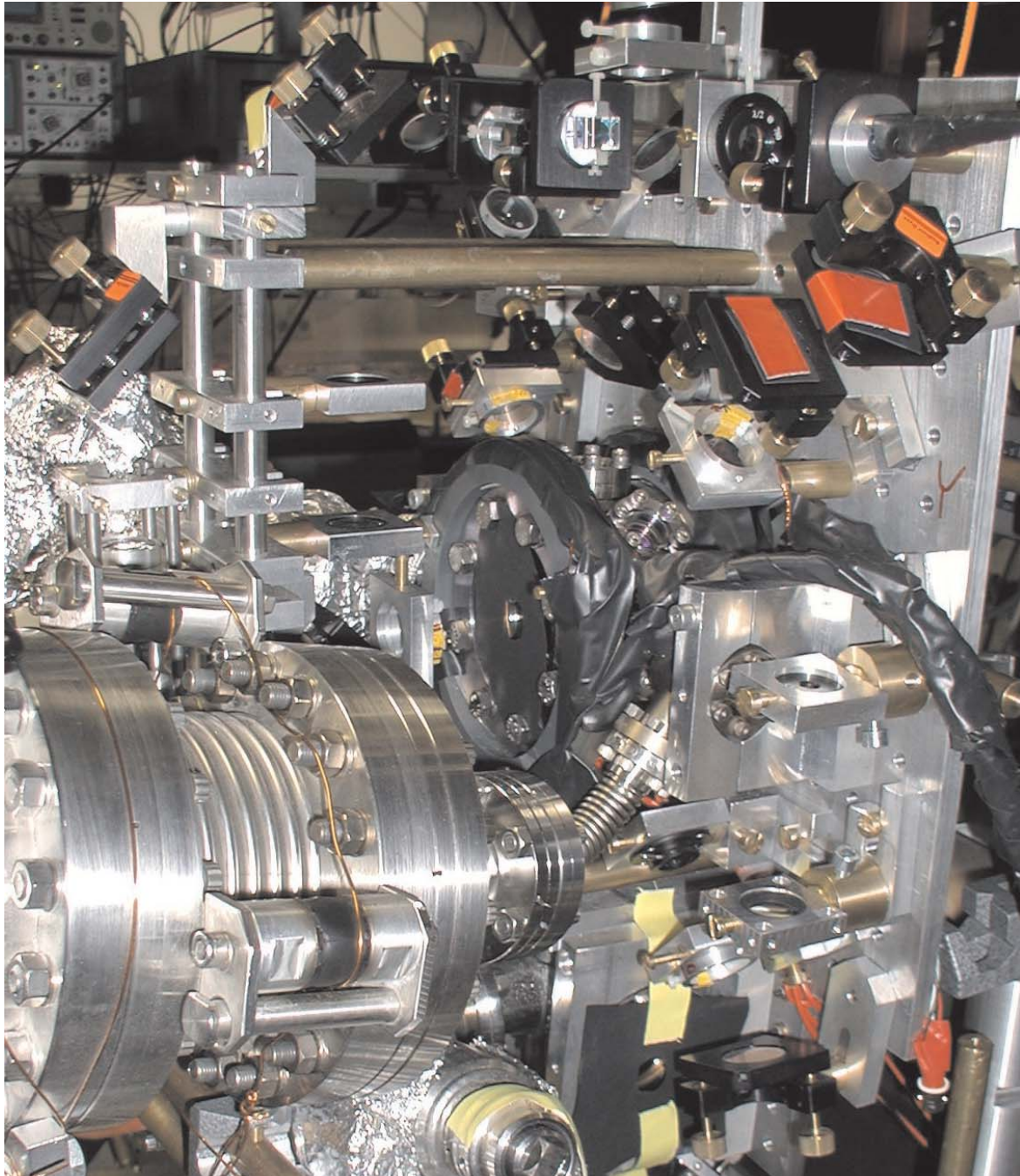


Abbildung 3.8: Photo der Elemente der oberen MOT

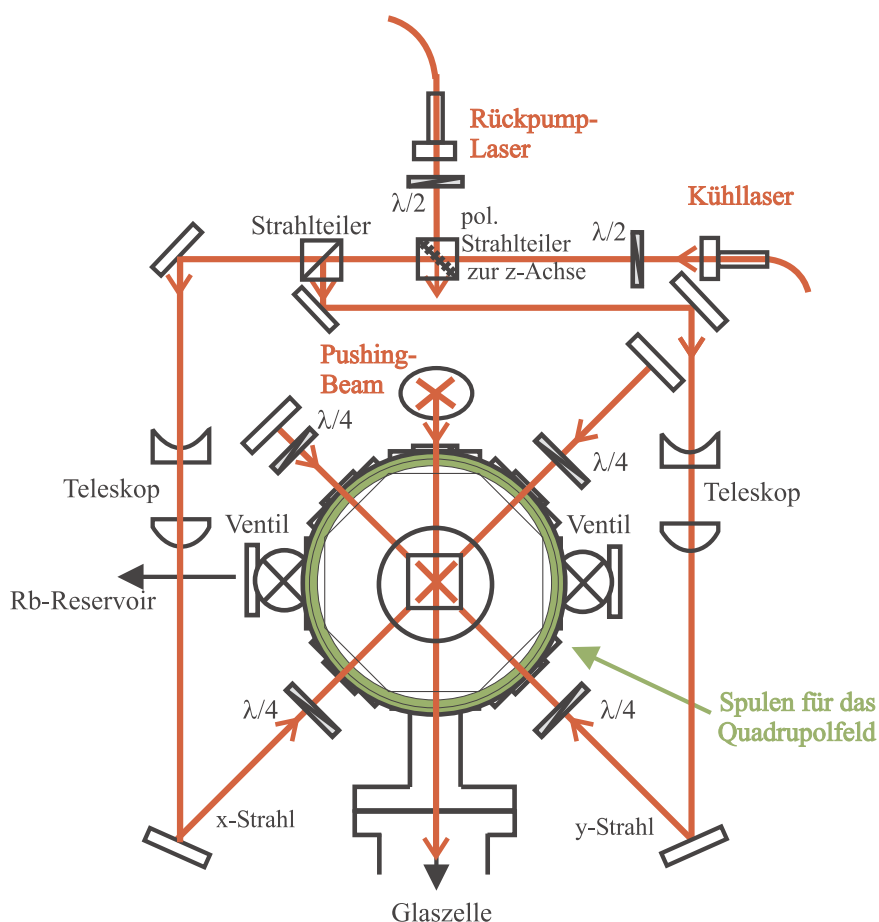


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der oberen MOT

fallen Atome außerhalb der z-Strahlen (obere und untere MOT) bei Einstrahlung von Laserlicht des Kühl-Übergangs schnell in den Dunkelzustand. Dies ist sinnvoll, damit die Atome im Pushing-Beam-Betrieb nach einer kurzen Beschleunigungsphase aus der MOT heraus den Rest der Strecke zur unteren MOT unbeeinflusst vom Pushing-Beam ballistisch im Dunkelzustand zurücklegen können.

Die optischen Elemente der oberen MOT sind auf einer Platte montiert, die fest mit dem Vakuumsystem verbunden ist. Auch die Magnetspulen sind direkt auf dem Vakuumtopf befestigt.

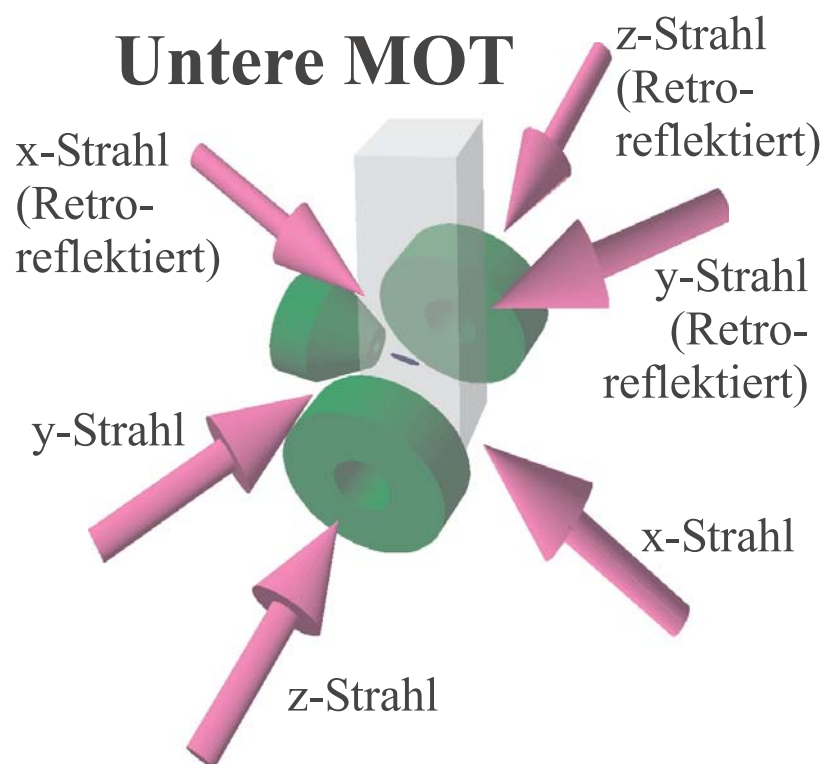


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der unteren MOT

3.2.2 Die untere MOT

Die Vakuumanlage endet unten in einer Vakuumglaszelle mit den Dimensionen $3 \times 3 \times 12 \text{ cm}^3$ der Firma Helma. Diese Glaszelle wird von drei Seiten von dem massiven Kupferkörper des Spulensystems umschlossen. Während x- und y-Strahlen knapp an der Ioffe-Spule vorbeilaufen, verläuft der z-Strahl durch die Löcher in den Quadrupolspulen (siehe Abb. 3.10). Bis September 2001 wurde die untere MOT von der Konfiguration her fast exakt wie die obere MOT betrieben. Die Strahlwege unterschieden sich schematisch nur dadurch, daß die x-, y-Strahlen aus Platzgründen ein gemeinsames Teleskop zu Strahlaufweitung verwendeten. In dieser Anordnung gelang die Erzeugung einer MOT mit mehr als 7×10^8 Atomen. Doch verschiedene Schwierigkeiten mit dem Aufbau machten einen größeren Umbau sinnvoll: Die Glaszelle endete nur ca. 10 cm oberhalb des optischen Tisches, was es sehr schwierig machte, die Richtung des Pushing-Beams zu Beobachtungszwecken zu verwenden, insbesondere weil die X- und Y-Strahlen unter der Glaszelle entlang liefen. Desweiteren befand sich die Ionen-Getter-Pumpe relativ dicht an der Zelle der unteren MOT, was zum einen den Einbau weiterer optischer Elemente und von Kompensationsspulen sehr erschwert hätte. Zum anderen erzeugten die magnetisierbaren Elemente der Pumpe ein (zum Teil auch veränderliches) Magnetfeld (ca. 5 Gauss) am Ort der unteren MOT.

Im September 2001 wurde die gesamte Vakuumanlage angehoben. Der Abstand der Ionen-Getter-Pumpe zur unteren MOT wurde durch den Einbau eines 25 cm Distanzrohres und durch das Drehen des Pumpenkörpers vergrößert.

Da die Elemente der oberen MOT und des Pushing-Beams auf einer Platte montiert sind, die fest mit dem Vakuumsystem verbunden ist, mußten diese nicht entfernt werden. Die Elemente der unteren MOT waren aber auf dem optischen Tisch montiert, und wurden deshalb komplett entfernt. Diese radikale Maßnahme lud dazu ein, den gesamten Aufbau der unteren MOT neu zu konzipieren und diese Falle als 6-Strahl-MOT neu aufzubauen.

Das Spulensystem der unteren MOT wurde um Helmholtz-Spulenpaare für alle drei Raumrichtungen ergänzt, um statische Magnetfelder kompensieren zu können. Auf das Ende der Ioffe-Spule in Richtung der Glaszelle wurde ein runder Spiegel mit ca. 6 mm Durchmesser gesetzt. Dieser soll einen Laserstrahl in sich zurück reflektieren, der die Atome vor dem Einschalten der Magnetfalle in den richtigen m_F -Zustand pumpen soll. Als Führungsfeld soll dabei das Magnetfeld der Ioffe-Spule dienen (siehe Abschnitt 2.4.3 und 4.2.3).

Vorläufig wurde die MOT wieder als drei-Strahl-MOT in Retro-Reflektion aufgebaut.

Der neue Aufbau der unteren MOT ist so konzipiert, das es nur geringen Aufwand erfordern wird, anstelle der Retro-Reflektoren weitere Laserstrahlen zu verwenden und die MOT so im 6-Strahl-Betrieb zu betreiben.

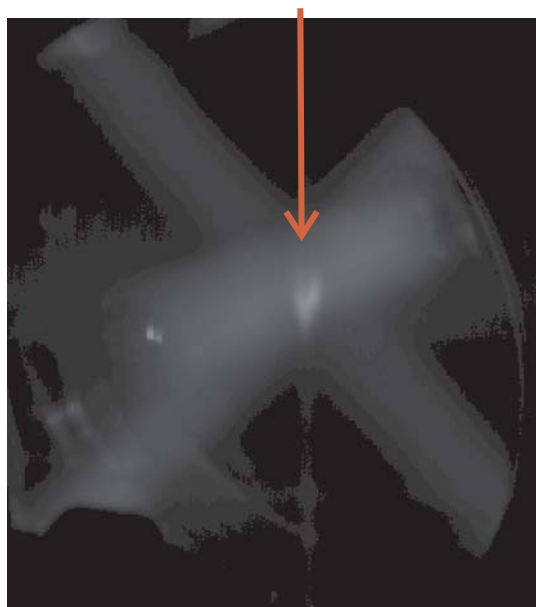


Abbildung 3.11: Obere MOT mit Pushing-Beam

3.3 Der Pushing-Beam

Für den Pushing-Beam verwenden wir einen kleinen Teil des Kühllaserlichtes des TA100. Der Pushing-Beam durchläuft ein Teleskop, mit dem er so fokussiert wird, daß er in der oberen MOT einen Strahldurchmesser von 1mm erreicht. Bis der Strahl die untere MOT erreicht, ist der Strahldurchmesser aufgrund der Divergenz auf über 3 mm angewachsen. Durch die damit verbundene Reduzierung der Intensität wird die Störung der unteren MOT durch das Laserlicht des Pushing-Beams stark verringert.

Der Pushing-Beam wurde zunächst in einem gepulsten Betrieb verwendet. Dazu wurde der Laserstrahl für 5 ms mit einer Leistung von ungefähr 30 mW eingestrahlt. Nachdem in diesem Modus Atome in der Glaszelle nachgewiesen werden konnten (siehe Abschnitt 4.1), wurde der Pushing-Beam kontinuierlich eingestrahlt. Nennenswerte Atomtransferraten ließ sich mit Leistungen zwischen 0,5 mW und 15 mW im konstanten Betrieb bewirken, jetzt liegt die Leistung üblicherweise zwischen 0,5 mW und 5 mW. Abb. 3.11 zeigt ein Bild der oberen MOT bei aktiviertem Pushing-Beam. Es ist deutlich zu erkennen, wie das Zentrum der MOT entleert wird und sich unterhalb der MOT ein Schweif von Atomen bildet.

Kapitel 4

Experimentelle Messungen und Auswertungen

4.1 Der Atomstrahl

Das differentielle Pumpen funktioniert in der Apparatur nach unseren Erfahrungen erwartungsgemäß. Während in der oberen MOT auch bei geschlossenem Rubidium-Reservoir über Tage hinweg Fluoreszenz im Hintergrundgas sichtbar ist (bei Einstrahlung von Kühl- und Rückpumplaser), bzw. eine MOT geladen wird, schlugen zunächst unterhalb des Kupferröhrchens ohne Pushing-Beam alle unsere Versuche zum Nachweis von Rubidiumatomen fehl. Es gelang uns weder direkte Fluoreszenz bei einem resonanten Laserstrahl noch das Fluoreszieren von Atomen in der unteren MOT zu beobachten. Auch eine starke Erhöhung der Rubidium-Konzentration im oberen Teil der Apparatur durch Heizen des Reservoirs konnte im unteren Teil keine ausreichende Konzentration an Rubidium erzeugen.

So wurde zum Nachweis des Atomstrahls ein Testlaserstrahl oberhalb der Spulenkonstruktion der unteren MOT durch die Glaszelle geschickt. Senkrecht zu diesem Strahl wurde die Fluoreszenz mit einem Photomultiplier beobachtet (siehe Abb. 4.1). Der Teststrahl enthielt dabei sowohl einen mit dem $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F'=3$ -Übergang resonanten Strahl als auch Laserlicht des Rückpump-Überganges ($5S_{1/2} F=1 \rightarrow 5P_{3/2} F'=2$). Der Pushing-Beam wurde zunächst im gepulsten Betrieb verwendet, um einzelne Pakete mit einer möglichst großen Anzahl von Atomen zu erhalten.

In dieser Konfiguration konnten wir die Fluoreszenz von Atomen in der unteren Kammer nachweisen (siehe Abb. 4.2). Die Abbildung zeigt das Photomultiplier-Signal der Fluoreszenz und des Streulichts im unteren Teil der Vakuumkammer. Dabei bedeutet ein geringerer Wert auf der y-Achse mehr Fluoreszenz. Der recht-

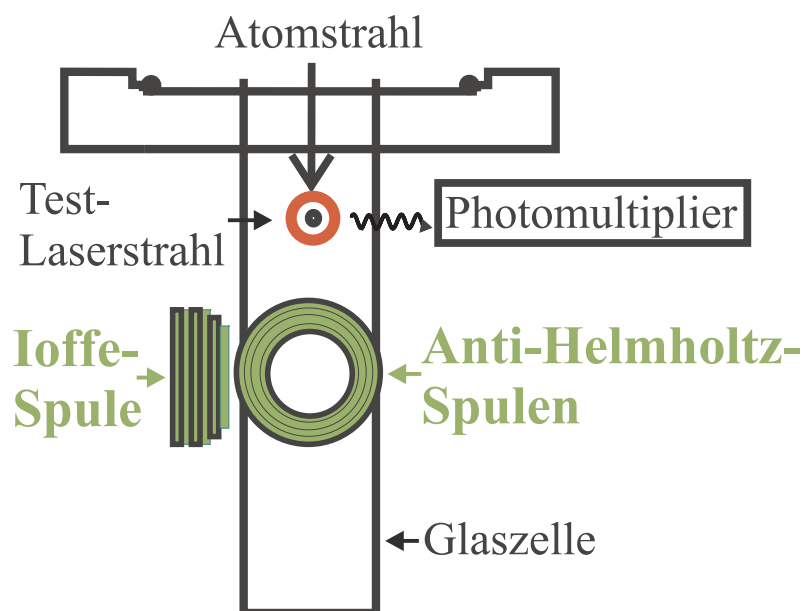


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Detektionsaufbaues für den Atomstrahl

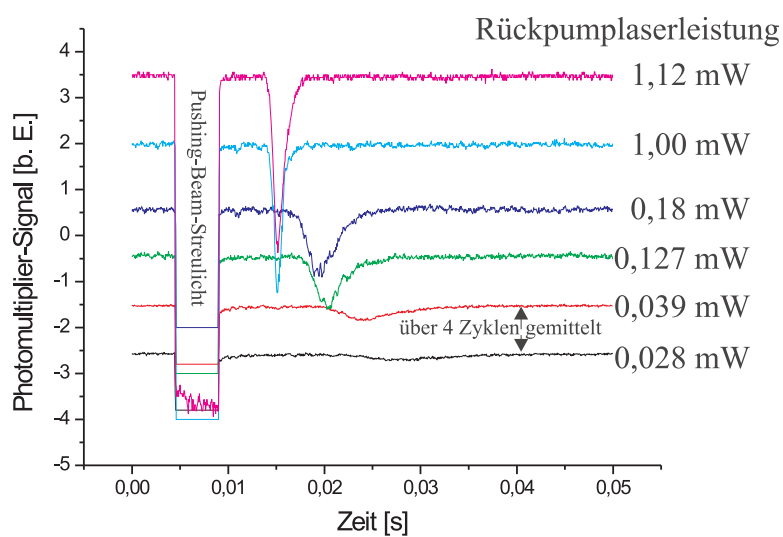


Abbildung 4.2: Fluoreszenz (invertiertes Signal) des gepulsten Atomstrahls in Abhängigkeit von der Rückpumpleistung. Für Details siehe Text.

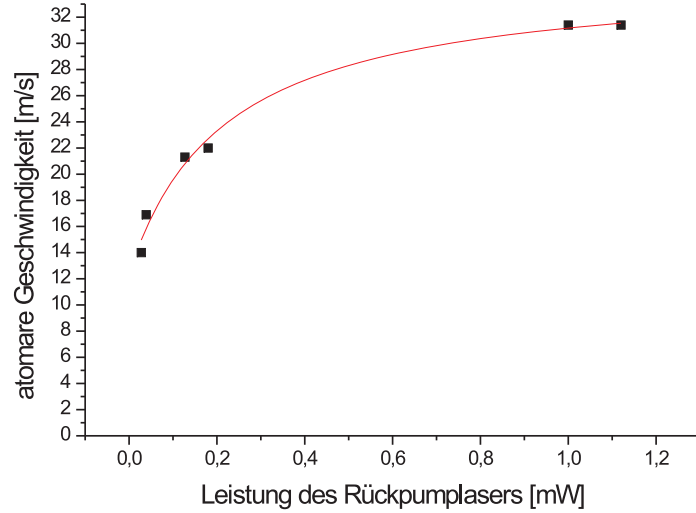


Abbildung 4.3: Atomare Geschwindigkeit des gepulsten Atomstrahls in Abhängigkeit von der Rückpumpleistung und Ausgleichskurve (Erläuterung siehe Text).

eckige Signalverlauf entspricht dem Streulicht des Pushing-Beam-Pulses (invertiertes Signal). Die später folgenden Signalausschläge zeigen den Durchflug der fallenden Atomwolke durch das Detektionsgebiet. Die verschiedenen Graphen in Abbildung 4.2 zeigen die Signale des Photomultipliers für verschiedene Leistungen des Rückpumpasers in der oberen MOT. Dabei sieht man, wie die Atome mit sinkender Rückpumpleistung langsamer werden (der Peak kommt später). Aber damit wird auch das Signal, und damit der Atomfluss, immer schwächer.

Trägt man die Verzögerung zwischen dem Pushing-Beam-Puls und der Detektion der Atomwolke gegen die Rückpumper-Leistung auf, so erhält man die Messwerte in Abbildung 4.3. Die Messwerte lassen sich in einem Modell dadurch erklären, daß der Pushing-Beam die Atome in der oberen Kammer nur im Bereich des Rückpumplichtes beschleunigen kann, weil diese ansonsten nach kurzer Zeit in den Dunkelzustand gepumpt werden. Damit ergibt eine maximale Beschleunigungszeit bei kontinuierlicher Anregung im Bereich des Rückpumpasers. Mit sinkender Rückpumpleistung verringert sich die effektive Beschleunigungszeit für die Atome, da sie mehr Zeit im Dunkelzustand verbringen. Für die Zeit T_{Dunkel} im Dunkelzustand kann man vereinfacht eine $T_{Dunkel} \propto 1/P_{Rp}$ Abhängigkeit annehmen. Unter der Annahme einer konstanten Gesamtaufenthaltszeit im Überlapp zwischen Pushing-Beam und Rückpumpaser ist die Beschleunigungszeit $T = T_{max} - T_{Dunkel}$. Deshalb wurde an die Messpunkte eine Funktion der Form $v = v_{max} - \frac{F_{Rp}}{P_{Rp} - x_{Offset}}$ angepasst. Dabei steht

v_{max} für die erreichbare Maximalgeschwindigkeit bei maximaler Beschleunigungszeit T_{max} im Bereich des Rückpumpasers, F_{Rp} steht für die Stärke der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Rückpumplaserleistung und x_{Offset} steht für verschiedene Effekte, die den Atomen unabhängig von Rückpumplaser eine Geschwindigkeit verleihen. Die angepasste Funktion in Abbildung 4.3 zeigt $v_{max} = 35,3$ m/s, und als Faktor der Rückpumplaserabhängigkeit $F_{Rp} = 5,02$ mW \times m/s. Für den Einfluss anderer Geschwindigkeitseffekte wurde $x_{Offset} = 0,22$ mW bestimmt. Dies würde einer atomaren Geschwindigkeit von 12 m/s ohne Rückpumplaser entsprechen. Dafür ist zum einen die Gravitation verantwortlich, die die Atome ebenfalls beschleunigt. Dabei ist der Einfluß der Schwerkraft aber nicht sehr groß, ruhende Atome würden auf den 40 cm zur unteren MOT auf 2,8 m/s beschleunigt, Atome mit einer größeren Anfangsgeschwindigkeit entsprechend weniger. Ein weiterer Rückpumplaserunabhängiger Effekt ist, daß die Atome auch ohne Rückpumplaser so lange beschleunigt werden, bis sie in den dunklen Zustand fallen. Für je 1000 Photonen erhalten sie eine Geschwindigkeit von ungefähr 6 m/s.

Der sinkende Atomfluss bei verringerter Rückpumperleistung läßt sich zum einen dadurch erklären, daß die MOT unter diesen Bedingungen weniger Atome fängt und damit auch weniger Atome vom Pushing-beam beschleunigt werden. Zum anderen übt die MOT aber auch einen kollimierenden Effekt auf die Atome während der Beschleunigung aus. Mit sinkender Rückpumpleistung verringert sich der Wirkungsbereich der MOT und der kollimierenden Effekt verringert sich. Eine größere Divergenz des Atomstrahls führt dann zu zusätzlichen Verlusten im Bereich des Kupferröhrchens.

Nachdem die Atome im gepulsten Betrieb mit verschiedenen Pushing-Beam-Intensitäten und -Pulslängen sicher nachgewiesen werden konnten, war der nächste Schritt, die Atome auch bei einem kontinuierlichen Pushing-Beam nachzuweisen. Da die Atome in diesem Fall kontinuierlich und nicht mehr in dichten Paketen durch das Detektionsgebiet fielen, war das Signal wesentlich schwieriger von Streulicht zu trennen. Der Nachweis des kontinuierlichen Atomflusses gelang schließlich mittels eines Lock-In-Verstärkers. Dazu wurde die Frequenz des Teststrahls moduliert, indem entweder der Laserstrom direkt sinusförmig moduliert wurde, oder die Frequenz über ein Sinussignal am Offset-Eingang des Regelverstärkers variiert wurde. In Abhängigkeit davon, ob auf der Flanke des Resonanzpeaks oder über das Maximum der Resonanz hinweg die Frequenz manipuliert wurde, wurde das Lock-In-Signal bei der Modulationsfrequenz oder der doppelten Modulationsfrequenz betrachtet. Abbildung 4.4 zeigt das Lock-In-Signal bei der doppelten Modulationsfrequenz. Dabei wurde der Laser über den Laserstrom um 60 MHz mit einer Frequenz von 26 kHz moduliert. Zum Abschalten des Atomflusses wurde das Fangen von Atomen in der oberen MOT durch das Ausschalten der Magnetspulen unterbunden.

Um herauszufinden, ob die Geschwindigkeiten der Atome im Atomstrahl die Einfanggeschwindigkeit der MOT nicht deutlich übersteigt, untersuchten wir auch die

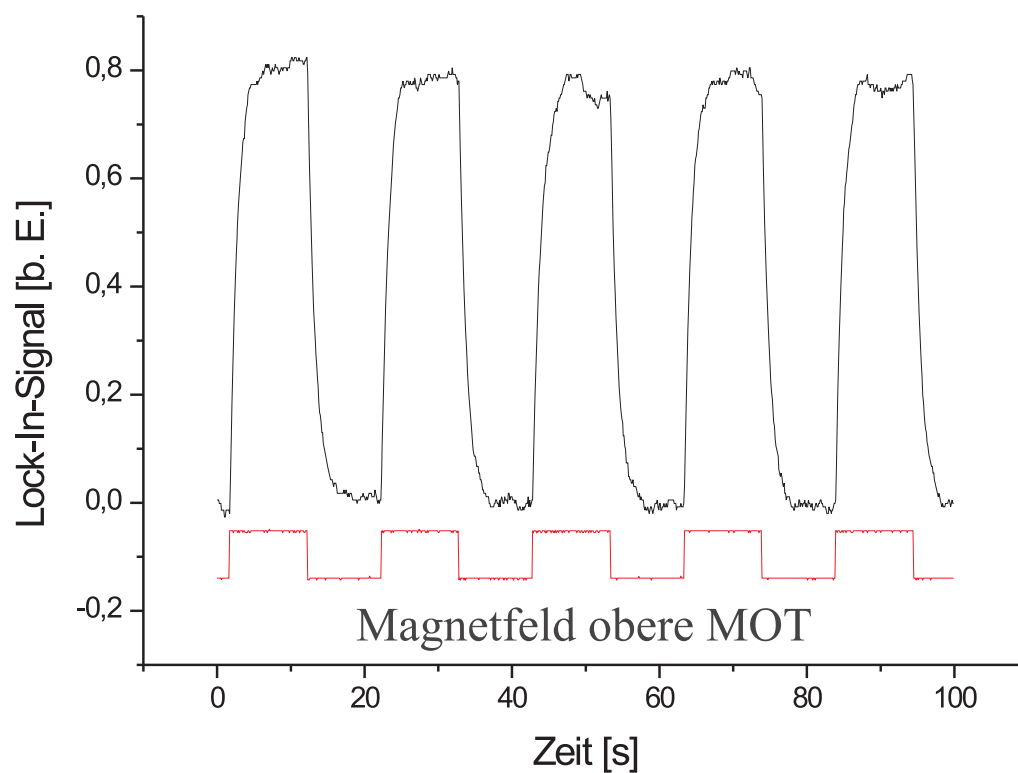


Abbildung 4.4: Lock-In-Signal der Fluoreszenz beim Schalten der oberen MOT. Der Laserstrom wurde über 60 MHz mit einer Frequenz von 26 kHz moduliert. Die untere Kurve zeigt das Magnetfeld der oberen MOT (die oberen Plateaus entsprechen einem eingeschaltetem Magnetfeld, die unteren Ebenen einem ausgeschaltetem Magnetfeld).

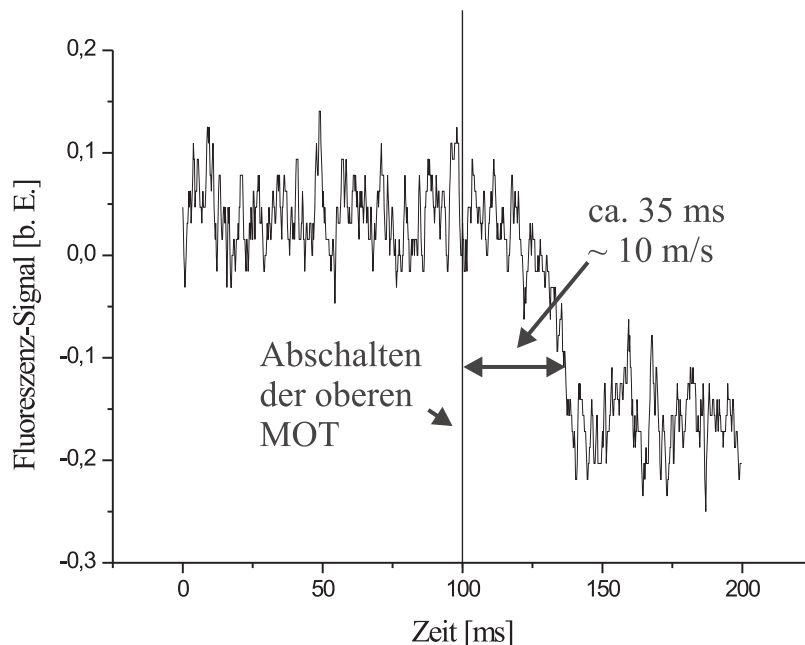


Abbildung 4.5: Flugzeitmessung bei kontinuierlichem Pushing-Beam. Dabei mußte bei einer Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers von 1 ms für ein deutliches Signal über 32 Zyklen gemittelt werden. Die Linie bei 100 ms markiert das Abschalten des Magnetfeldes der oberen MOT.

Flugzeiten der Atom im kontinuierlichen Pushing-Beam-Betrieb. Dazu wurde die Zeitverzögerung zwischen dem Ausschalten des Magnetfeldes der oberen MOT und dem Abfall des Lock-In-Signals untersucht. Die Signale der einzelnen Zyklen waren sehr verrauscht, aber eine Mittelung über 32 Zyklen ergab ein deutliches Bild. In Abbildung 4.5 ist zu sehen, wie der Atomfluss ca. 35 ms nach Abschalten des Magnetfeldes aufhört. Dies entspricht einer Geschwindigkeit der Atome von ungefähr 10 m/s und liegt damit im Eingangsbereich der unteren MOT.

Nachdem der Fluss von Atomen in die untere Kammer sichergestellt war, gelang nach geometrischer Justierung der MOT-Strahlen und gründlicher Überprüfung ihrer Polarisation die Beobachtung einer MOT in der unteren Zelle beim ersten Versuch (siehe Abb. 4.6). Beobachtet wurde dabei in Richtung des Pushing-Beams mit Hilfe eines Umlenkspiegels unter der Glaszelle. Bei Betrieb der oberen MOT dringt ihr Fluoreszenzlicht durch das differentielle Pumpröhrchen. Dies ist in den ersten beiden Bildern von Abb. 4.6 in der Mitte und als Reflex oben links zu sehen. Etwas

rechts neben der Mitte sieht man die Fluoreszenz der unteren MOT.

4.2 Atomzahlen

4.2.1 Obere MOT

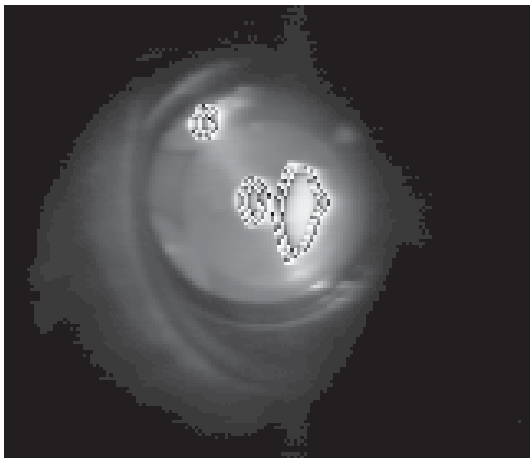
Mit dem Einsatz konventioneller Diodenlaser wurden in der oberen MOT ca. 10^6 Atome und eine Zeitkonstante für den Ladeprozeß von $\tau = 1,0$ s gemessen. Durch den Einsatz des TA100 konnten wegen der höheren Laserleistung sowohl größere Strahldurchmesser als auch höhere Intensitäten erreicht werden. Außerdem erhielten die Arme der oberen MOT unabhängige Teleskope. Neben diversen kleineren Verbesserungen führte dies zu wesentlich größeren Atomzahlen in der oberen MOT.

Die Ladekurve der MOT wurde für verschiedene Verstimmungen des Kühllasers zur Resonanz aufgezeichnet. Die sich daraus ergebenden Atomzahlen sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Atomzahl in der oberen MOT bei einer Verstimmung von ca. 20 MHz (ungefähr 3Γ) am größten ist. Dabei wurden ungefähr $1,2 \cdot 10^8$ Atome mit einer Zeitkonstante des Ladeprozesses von $\tau = 1,1$ s bestimmt (siehe Abb. 4.7).

In Verlauf der kontinuierlichen Weiterentwicklung des Experiments werden auch die Parameter der oberen MOT immer weiter optimiert. Neuere Messungen zeigen eine Zahl von 10^9 Atomen in der oberen MOT.

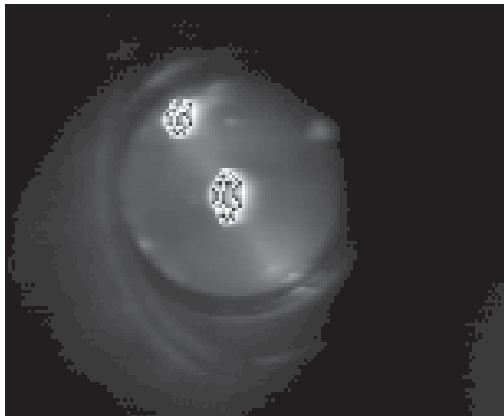
4.2.2 Untere MOT

Zur Zeit der Diplomarbeit lag das Hauptaugenmerk bei der unteren MOT nicht auf der Erzielung besonders hoher Atomzahlen, sondern auf deren Reproduzierbarkeit. Vor dem Neuaufbau der unteren MOT wurden dort Atomzahlen von bis zu 5×10^9 Atomen bei einer Zeitkonstante des Ladeprozeß von ca. 3 s bestimmt. Doch wiesen Messwerte an der unteren MOT nicht die gewünschte Stabilität auf. Zum einen unterlag die Atomzahl großen Schwankungen. Aber besonders die örtliche Stabilität der MOT bei verschiedenen Strömen in den Anti-Helmholtz-Spulen entsprach nicht unseren Erwartungen. Diese ist aber für die nach der MOT-Phase folgenden Schritte, dem Melassekühlen und dem Umladen in die Magnetfalle sehr wichtig. Detaillierte Untersuchungen nach dem Umbau der Apparatur stehen noch aus, aber erste Messungen zeigen eine deutlich verbesserte Stabilität gegenüber Änderungen des Magnetfeldes. Auch gelingt es nun reproduzierbar, eine mit dem bloßen Auge zu beobachtene MOT zu erzeugen (Atomzahl $> 10^8$). Genaue Messungen der Atomzahl stehen noch aus.



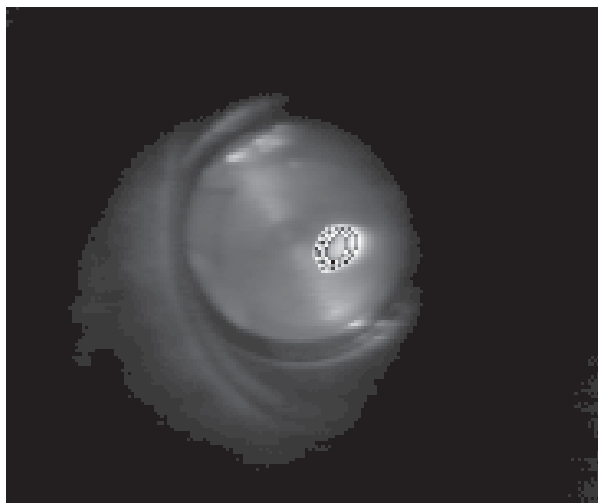
obere und
untere MOT

=



obere MOT
(Mitte) und
eine
Reflexion
(links oben)

+



untere MOT

Abbildung 4.6: Erste Bilder der unteren MOT in der Glaszelle. Beobachtet wurde dabei in Richtung des Pushing-Beams mit Hilfe eines Umlenkspiegels unter der Glaszelle.

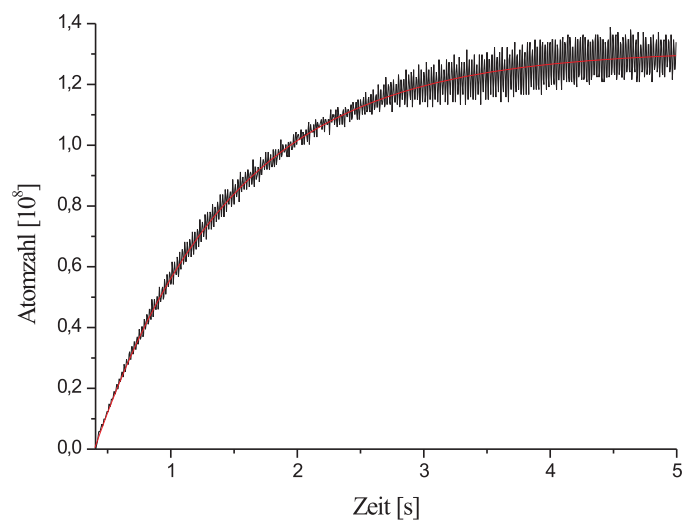


Abbildung 4.7: Ladekurve der oberen MOT bei einer Verstimmung des Kühllasers von 20 MHz gegenüber der atomaren Resonanz

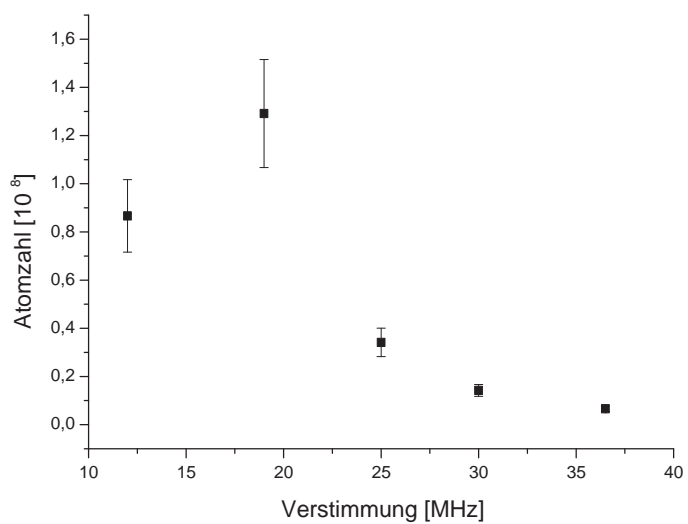


Abbildung 4.8: Anzahl der Atome in der oberen MOT in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllasers

4.2.3 Magnetfalle

Die ersten Messungen an der Magnetfalle sahen so aus, daß die MOT ausgeschaltet und die Magnetfalle eingeschaltet wurde. Dann wurde wieder auf die MOT umgeschaltet und deren Anfangshelligkeit beobachtet. Im Vergleich zu derselben Sequenz ohne Magnetfalle, konnte eine erhöhte Anfangshelligkeit beobachtet werden, die auf eine Umladeeffizienz von ungefähr 3 Prozenten schließen ließ. Dies liegt im Rahmen der Erwartungen, wenn man berücksichtigt, daß die Atome vor dem Umladen nicht in die schwachfeld-suchenden Zustände gepumpt wurden. Denn eine genauere Betrachtung der Zeeman-Zustände in der MOT ergibt, daß die Atome im MOT-Betrieb zu einem großen Teil in die nicht gefangenen Zustände gepumpt werden. Deshalb müssen die Atome für aussagekräftige Messungen erst in den von uns verwendeten $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand gepumpt werden. Dazu verwenden wir einen σ^+ -polarisierten Teil des Kühllasers, der über einen Spiegel auf der Ioffe-Spule Retro-reflektiert wird. Diese Retro-Reflektion geschieht, um den Netto-Impulsübertrag beim optischen Pumpen zu minimieren. Das Führungsmagnetfeld erzeugen wir mit der Ioffe-Spule. Erste Messungen wurden schon begonnen, die Ergebnisse werden aber erst nach Abgabe dieser Diplomarbeit vorliegen.

4.3 Temperaturmessungen an der unteren MOT

Für die Ermittlung der Temperatur unserer gefangenen Atome verwenden wir die „Time-of-Flight“-Methode. Dazu wird die Falle abgeschaltet, und nach unterschiedlichen Zeiten die Ausdehnung der expandierenden Atomwolke bestimmt. Dazu strahlen wir dem Kühlübergang nahresonantes Laserlicht und Rückpumpplaserlicht ein und beobachten die Fluoreszenz der Wolke senkrecht dazu mit einer computerkontrollierten Kamera. Bild 4.9 zeigt den scheinbaren Durchmesser der Atomwolke nach 4 bis 9 ms Flugzeit.

Aus der Expansionsgeschwindigkeit von 26 cm/s ergibt sich eine Temperatur von 345 μK , ungefähr die zweifache Dopplertemperatur. Doch die Ergebnisse dieser Messung sind unter Vorbehalten zu betrachten. Zum Abschalten der MOT wurden nur die Laser der magnetooptischen Falle ausgeschaltet. So war während der Expansion das Quadrupolfeld noch eingeschaltet und wirkte auf die Atome wie im Abschnitt über Magnetfallen (2.4.1) beschrieben. Auch der Einfluß der Streumagnetfelder, die schließlich den Umbau nötig machten, dürfte das Ergebnis verfälschen. So gibt diese Messung nur einen ungefähren Wert an, der durch zukünftige Messungen noch präzisiert werden muss.

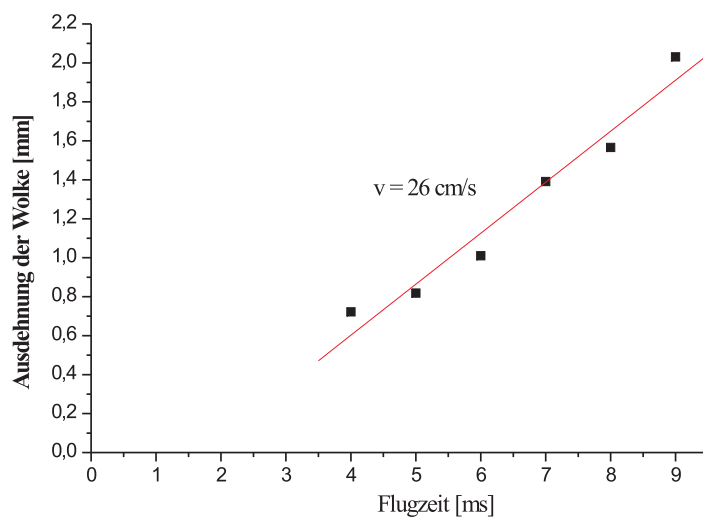


Abbildung 4.9: Expansion der Atomwolke bei abgeschalteten MOT-Lasern und die entsprechende Geschwindigkeit.

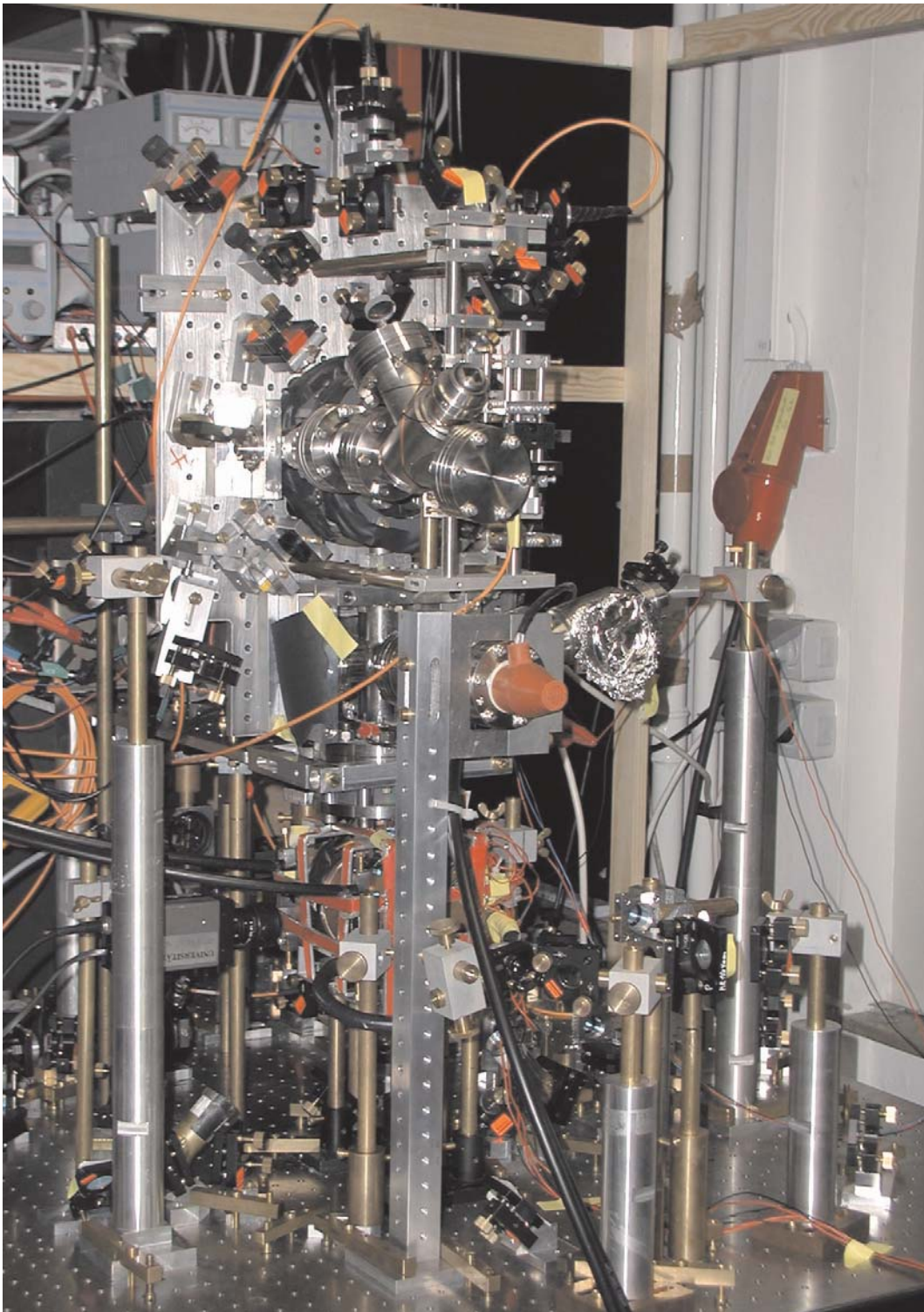


Abbildung 4.10: Photo der Vakuumanlage. Stand 12.11.2001

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Als ich im September 2000 die Arbeit am Experiment begann, war die Vakuumapparatur schon fertig aufgebaut. Die zum Betrieb der beiden magnetooptischen Fallen benötigten Laser wurden mittels DAVLL frequenzstabilisiert. Das Spulensystem für die zweite MOT war einsatzfähig. Mit der oberen MOT konnten ungefähr 10^6 Atome gefangen werden.

Während der Zeit dieser Diplomarbeit wurde das Experiment kontinuierlich weiterentwickelt. Die Atomzahl in der oberen MOT wurde mit verschiedene Verbesserungen um den drei Größenordnungen erhöht.

Die optischen Elemente des Pushing-Beams wurden aufgebaut. Ein zuverlässiger Transport von Atomen in die Glaszelle mit Hilfe des Pushing-Beams konnte sowohl im gepulsten als auch im kontinuierlichen Betrieb nachgewiesen werden. Die Eigenschaften des Atomstrahls wurden charakterisiert.

Die optischen Elemente der unteren MOT wurden aufgebaut und die MOT erfolgreich in Betrieb genommen. Es wurden verschiedene Messungen zu Atomzahlen und Temperaturen an der unteren MOT vorgenommen. Die Stabilität der Falle wurde kontinuierlich verbessert und die Anzahl der gefangenen Atome wurde deutlich verbessert.

Erstes Umladen in die Magnetfalle wurde erfolgreich vorgenommen. Die ersten Versuche zum optischen Pumpen vor dem Umladen in die Magnetfalle fanden kürzlich statt.

Die Beobachtungsoptik zur Detektierung der kalten Atomwolke wurde fertiggestellt.

5.2 Ausblick

Die zur Erzeugung und Detektierung des Bose-Einstein-Kondensates notwendigen mechanischen, elektronischen und optischen Elemente sind aufgebaut und betriebsbereit. Nach der Optimierung des Umladens in die Magnetfalle muß noch das Vorkühlen mit der optischen Melasse experimentell umgesetzt werden. Mit einer hohen Atomzahl in der unteren MOT ist dann alles bereit, um mit dem Verdampfungskühlen den Bereich der Bose-Einstein-Kondensation zu erreichen.

Sechs Jahre nach der ersten Bose-Einstein-Kondensation ist diese kein Selbstzweck mehr. Die Planungen am Experiment erstrecken sich auch auf die Zeit nach der erfolgreichen Bose-Einstein-Kondensation. Die Apparatur wurde schon von Anfang an auch auf die Handhabung von Cäsium-Atomen vorbereitet. So wurden viele optische Elemente so ausgewählt, daß sie auch für einen Betrieb bei der Wellenlänge des D_2 -Übergangs des Cäsium-Atoms (852 nm) geeignet sind.

Aus verschiedenen Gründen bieten sich hier Experimente über die Wechselwirkung von Cäsium-Atomen mit einem Rubidium-Kondensat an. Cäsium selber wurde aufgrund der ungünstigen Streulänge noch nicht kondensiert. Mit dem Single-Atoms Experiment auf dem Nachbartisch verfügen wir über ein großes Know-How in der Handhabung und dem Nachweis äußerst geringer Mengen an Cäsium (einzelne Atome). Dies läßt es realistisch erscheinen, verschiedene unbekannte Eigenschaften im Wechselwirken von Rubidium und Cäsium im Bereich tiefster Temperaturen zu erkunden. Zum einen sind die Streulängen bei Stößen zwischen Rubidium und Cäsium noch nicht bekannt. Ein Streuexperiment (siehe Abb. 5.1) könnte hierüber Auskunft geben.

Es gibt auch die Vorhersage sehr interessanter Effekte, wenn man wenige Cäsium-Atome in ein Rubidium-Kondensat einbringt [Montina et al. (1999)]. So soll die Mischung bis zu etwa 10 Cäsium-Atomen stabil sein, oberhalb dieser Zahl soll das Rubidium-Kondensat kollabieren. Diese Vorhersagen könnten sich in einer gemeinsamen Dipolfalle für Rubidium und Cäsium experimentell überprüfen lassen (siehe Abb. 5.2).

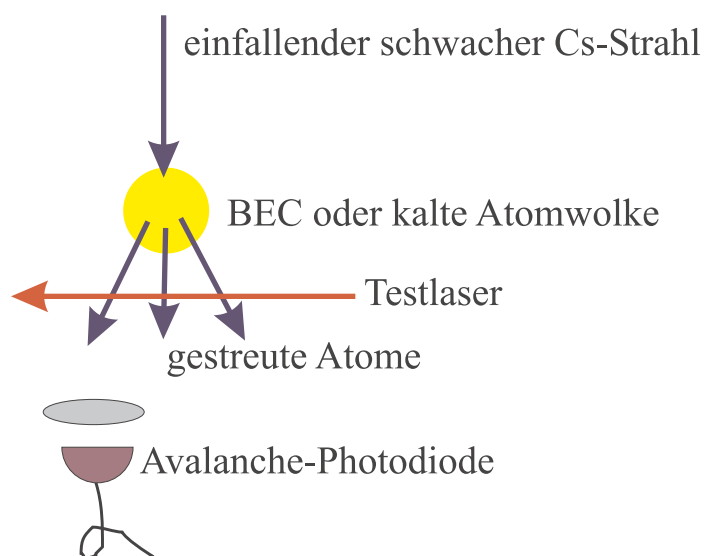
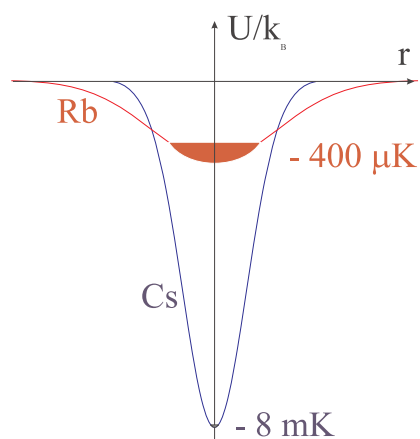
Streuexperiment

Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des geplanten Streuexperiments

Dotiertes BEC

kombinierte Dipolfalle @ 897 nm
 $P = 1 \text{ mW}$, $w_0 = 20 \mu\text{m}$

Abbildung 5.2: Schema der geplanten Cäsium-Dotierung des Rb-BEC

Literaturverzeichnis

- [Anderson et al. (1995)] M. H. Anderson et al. *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*. Science 269(1995) 198
- [Anderson et al. (1998)] M. R. Anderson et al. *Macroscopic Quantum Interferences from Atomic Tunnel Arrays*. Science 282(1998) 1686-1689
- [Bloch et al. (1999)] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger. *Atom Laser with a cw Output Coupler*. Phys. Rev. Lett. 82(1999) 3008-3011
- [Bose (1924)] S.N. Bose. Z. Phys. 26(1924) 178,
- [Close (2001)] J. Close, Persönliche Kommunikation (2001)
- [Corwin et al. (1998)] Kristan L. Corwin, Zheng-Tian Lu, Carter F. Hand, Ryan J. Epstein und Carl E. Wieman. *Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in atomic vapor*. Applied Physics, Vol. 37, No. 15 (1998)
- [Dalibard, Cohen-Tannoudji (1989)] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. Journal of the Optical Society of America B 2(11)(1989) 1707
- [Davis et al. (1995)] K.B.Davis et al. *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Phys. Rev. Lett. Vol 75, Nr. 22 (1995), S. 3969-73
- [Einstein (1924)] A. Einstein. Sitz. Ber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. 22(1924) 261
- [Esslinger et al. (1998)] T. Esslinger, I. Bloch und T.W. Hänsch. *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap*. Phys. Rev. A 58(4)(1998) 2664
- [Haubrich et al. (1993)] D. Haubrich, A. Höpe und D. Meschede. *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*. Optics Communications 102(3-4)(1993) 225

- [Hess (1986)] H. F. Hess. , *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarised hydrogen*. Phys. Rev. B, 34(5)(1986) 3476
- [Ketterle, van Druten (1996)] W. Ketterle und N. J. van Druten. *Evaporative cooling of trapped atoms*. Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics 37(1996) 181
- [Ketterle et al. (1999)] W. Ketterle, D.S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. In *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases*, Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi', Course CXL. IOS Press Ohmsha (1999)
- [P. Kohns et al.] P. Kohns, P. Buch, W. Stüptits, C. Csambal und W. Ertmer. *On-Line Measurement of Sub-Doppler Temperatures in a Rb Magneto-optical Trap-by-Trap Centre Oscillations*. Europhys. Lett., 22 (7), S. 517-522 (1993)
- [Luiten et al. (1996)] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. Walraven. *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A, 53(1)(1996) 381
- [Marenbach (2001)] S. Marenbach. *Aufbau und Untersuchung eines stabilisierten Lasersystems für die Bose-Einstein-Kondensation*. Schriftliche Hausarbeit, Universität Bonn, 2001
- [Mewes et al. (1999)] M. -O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, und W. Ketterle. *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*. Phys. Rev. Lett. 78(1999) 582-585
- [Migdall et al. (1985)] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman und H. J. Metcalf. *First observation of magnetically trapped neutral atoms*. Phys. Rev. Lett. 77(6)(1985) 2596
- [Montina et al. (1999)] A. Montina, R. Mannella und E. Arimondo. *Excitation frequencies and stability regions for two-species Bose-Einstein condensate in a triaxial magnetic trap*. Phys. Lett. A 261 (1999) 377-344
- [Pritchard (1983)] D. E. Pritchard. *Cooling atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. 51(1983) 2502
- [Raab et al. (1986)] Raab, E. M. Cable, S. Chu und D. Pritchard. *Trapping of neutral atoms with radiation pressure*. Phys. Rev. Lett. 59(1986) 2631
- [Schadwinkel et al. (2000)] H. Schadwinkel, U. Reiter, V. Gomer und D. Meschede. *Magneto-optical trap as an optical lattice*. Phys. Rev. A, Vol 61, No. 1 (2000), S. 013409/1-4.

- [Walraven (1996)] J. T. M. Walraven. *Atomic hydrogen in magnetostatic traps*. Quantum Dynamics of Simple Systems, volume 44 of SUSSP Proceedings. IOP (1996), Bristol
- [Wing (1983)] W. H. Wing. *Some problems and possibilities for quasistatic neutral particle trapping*. Proceedings of the Workshop on Spectroscopic Applications of Slow Atomic Beams, volume 653. NBS (1983), Gaithersburg
- [Yashchuk et al. (2000)] Valeriy V. Yashchuk, Dmitry Budker und John R. Davis. *Laser frequency stabilisation using linear magneto-optics*. Review of scientific Instruments Vol. 71, No. 2 (2000)

Danksagung

Ein Jahr voller Entdeckungen ist vergangen. Ein Jahr voller Veränderungen. Diese Arbeit steht hier auch als Manifestation vieler Ereignisse dieses Jahres. Auch wenn die Physik einen wichtigen Platz in dieser Zeit einnahm, so wird doch der Namensvorsatz Dipl.-Phys. für mich immer mehr bedeuten als einen akademischen Grad.

Mein Dank gilt zunächst Prof. Dr. Meschede, dessen Arbeitsbereich mir schon wesentlich länger als während der Zeit meiner Diplomarbeit einen Platz geboten hat, wo ich die Physik, die mich fasziniert, unter mehr als angenehmen Bedingungen betreiben konnte. Einen Platz, wo sich meine Neigung und Verpflichtungen kaum trennen ließen.

Und damit gilt mein Dank natürlich auch allen anderen Mitgliedern des IAP und der angeschlossenen Werkstätten, die mithalfen, den Abschluß meines Studiums zu einer sowohl lehrreichen als auch schönen Erfahrung zu machen.

Desweiteren gilt mein Dank meinen Eltern, ohne die meine Entwicklung und mein Studium in ganz anderen Bahnen verlaufen wäre.

Zuletzt gelten meine Gedanken denen, die mich in diesem Jahr privat berührt haben, ohne deren Wirken auf mich der Abschluß dieses Lebensabschnitts nicht die Bedeutung hätte, die ihm jetzt zukommt.

Bonn, den 14.11.2001