

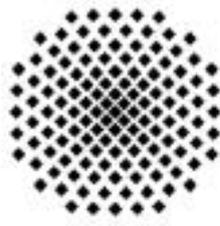
Aufbau einer kombinierten magneto-optischen Falle für Chrom und Rubidium

Diplomarbeit

vorgelegt von

Axel Griesmaier

August 2002



Universität Stuttgart

Lehrstuhl Prof. Dr. Tilman Pfau
5. Physikalisches Institut

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
Gliederung der Arbeit	3
1. Grundlagen	5
1.1. Laserkühlung	5
1.1.1. Atome in Lichtfeldern	5
1.1.2. Spontankraft und optische Melasse	7
1.1.3. Magneto-optische Falle (MOT)	10
1.1.4. Einfangbereich der magneto-optischen Falle	12
1.1.5. Dichteverteilung in der MOT	13
1.2. Magnetische Speicherung	14
1.2.1. Grundlagen der magnetischen Speicherung	14
1.2.2. Majorana Übergänge	15
1.2.3. Die Quadrupol-Falle	15
1.2.4. Temperatur- und Dichteverteilung in der Quadrupolfalle	16
1.2.5. Harmonische Fallen	17
1.2.6. Vergleich von linearem und harmonischem Potenzial	17
1.3. Dynamik der Atomzahl in der Falle	18
1.3.1. Ein-Körper-Verluste	19
1.3.2. Zwei-Körper-Verluste	20
1.3.3. Anwendung auf Magnetfallen	21
1.3.4. Gekoppelte Gleichungen zweier überlagerter Fallen	21
2. Die Elemente Chrom und Rubidium	23
2.1. Magneto-optische und magnetische Falle mit Chrom	23
2.2. Magneto-optische Falle mit Rubidium	25
2.3. Vergleich der magneto-optischen Fallen mit Chrom und Rubidium	26
3. Experimenteller Aufbau	29
3.1. Vakuumkammern	29
3.2. Erzeugung des Ultrahochvakuums	31
3.3. Atomquellen	33

3.3.1.	Rubidium Dispenser	33
3.3.2.	Hochtemperatur-Effusionszelle für Chrom	36
3.4.	Zeeman-Slower	36
3.4.1.	Eigenschaften des Zeeman-Slowers	36
3.4.2.	Optimierung des Zeeman-Slowers	39
3.4.3.	Aufbau des Zeeman-Slowers	42
3.5.	Lasersystem	43
3.6.	Lasersystem für die Rubidium-MOT	44
3.7.	Lasersystem für die Chrom-MOT	46
3.8.	Abbildungssystem und Detektionsmethoden	48
3.8.1.	Fluoreszenz-Abbildung	48
3.8.2.	Aufnahme des Fluoreszenzsignals mit einer Photodiode	50
3.8.3.	Auswertung der Messungen mit der Photodiode	51
3.9.	Kleeblatt-Magnetfalle	52
3.9.1.	Ioffe-Pritchard Fallen	52
3.9.2.	Die Kleeblattfalle	55
3.9.3.	Berechnung der Magnetfalle	57
3.9.4.	Erwartete Eigenschaften der Magnetfalle	60
3.9.5.	Konstruktion der Magnetfalle	60
3.9.6.	Einfluss der Spulentemperatur auf das Magnetfeld	61
3.9.7.	Vergleich des Feldverlaufs der fertigen Spulen mit den Berechnungen	62
4.	Experimente mit den magneto-optischen Fallen	65
4.1.	Charakterisierung der Rubidium-MOT	65
4.1.1.	Experimentelle Gegebenheiten	65
4.1.2.	Atomzahl in der Falle und Laderate	65
4.1.3.	Sättigung des Rückpump-Überganges	67
4.1.4.	Ein-Körper-Verluste	68
4.1.5.	Zwei-Körper-Verluste	69
4.2.	Charakterisierung der Chrom-MOT	71
4.2.1.	Experimentelle Gegebenheiten	71
4.2.2.	Laderate und Lebensdauer der MOT	71
4.2.3.	Sättigung des Zeeman-Slower-Strahls	71
4.2.4.	Einfluss der Verstimmung und des Feld-Gradienten auf die Atomzahl	72
5.	Wirkungsquerschnitt der Photoionisation von Rb	75
5.1.	Photoionisation	75
5.2.	Photoionisation in der MOT	77
5.3.	Messung des Ionisations-Wirkungsquerschnittes	78
5.4.	Einordnung der Ergebnisse	80

6. Experimente mit der Chrom-Magnetfalle	83
6.1. Laden der Quadrupol-Magnetfalle	83
6.2. Lebensdauer der Falle	84
6.3. Temperatur und mittleres magnetisches Moment in der Magnetfalle	84
7. Gleichzeitiger Betrieb der Chrom-Magnetfalle und der Rubidium-MOT	87
7.1. Inelastische Kollisionen	91
8. Zusammenfassung und Ausblick	95
A. Anhang	97
A.1. RF-Antenne	97
A.2. Übersicht über einige Eigenschaften von ^{52}Cr und ^{87}Rb	98
Literaturverzeichnis	98

Einleitung

Die Untersuchung der Quantennatur der Materie beschäftigt die Naturwissenschaft seit Beginn des 20. Jahrhunderts. Neben dem damit verbundenen Welle-Teilchen Dualismus wurden die unterschiedlichen quantenstatistischen Eigenschaften von Teilchen mit halb- oder ganzzahligem Spin diskutiert. Diese Unterschiede in der Quantenstatistik identischer Teilchen werden signifikant, wenn ein Überlapp der Wellenfunktionen der einzelnen Teilchen gegeben ist, d.h. die deBroglie Wellenlänge etwa dem Teilchenabstand entspricht. Für Bosonen wurde 1925 von Bose und Einstein die makroskopische Besetzung des Grundzustandes unter diesen Bedingungen vorhergesagt. Dieser neuartige Phasenübergang, die sog. Bose-Einstein-Kondensation (BEC) wurde in verdünnten atomaren Gasen 1995 fast zeitgleich von drei Forschergruppen experimentell erreicht [1, 2, 3]. Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle und Carl E. Wieman erhielten für diesen experimentellen Durchbruch und die grundlegenden Studien an den Kondensaten den Physik Nobel-Preis 2001 [4]. Zahlreiche Experimente wurden mit diesem neuen Zustand der Materie durchgeführt. Besonders hervorzuheben sind Experimente zur nichtlinearen Atomoptik wie Vier-Wellenmischen [5], kohärente Materiewellen-Verstärkung [6] und die Realisierung quantisierter Wirbel [7]. Zum ersten Mal konnte dieses Jahr in einem solchen System ein Quanten-Phasenübergang beobachtet werden [8].

Bestrebungen gehen auch in Richtung Bose-Einstein-Kondensation von Molekülen. Erst vor kurzem konnte die kohärente Erzeugung von $^{85}\text{Rb}_2$ und $^{87}\text{Rb}_2$ Molekülen durch Feshbach-Resonanzen bzw. stimulierte Raman-Übergänge aus einem BEC demonstriert werden [9, 10]. Solche Experimente erlauben sehr präzise Messungen der Molekülpotenziale, sowie Untersuchungen der durch ihre Wellennatur bestimmten Stoßeigenschaften. Neben den bereits erwähnten homonuklearen Molekülen versprechen in diesem Zusammenhang Kondensate heteronuklearer Moleküle aufgrund ihrer sehr hohen sowohl elektrischen als auch magnetischen Dipolmomente neue Erkenntnisse über ihre Wechselwirkungen.

Auch die Präparation quantenentarteter Fermi-Gase konnte inzwischen mit verschiedenen Elementen erreicht werden [11, 12]. Wie Bosonen zeigen auch Fermionen in diesem Regime nicht-klassisches Verhalten. Allerdings unterscheidet sich die Quantenstatistik wegen des Pauliprinzips, das die Besetzung eines Zustandes durch mehrere ununterscheidbare Fermionen verbietet, fundamental von der der Bosonen. Hier findet bei tiefen Temperaturen keine makroskopische Besetzung des Grundzustandes statt, sondern es werden die energetisch tiefsten Zustände des Systems jeweils einfach besetzt. Wiederum bereichert die langreichweitige Wechselwirkung in Quantengasen heteronuklearer fermionischer Moleküle das Spektrum

möglicher Experimente. So könnte sie z.B. das Studium von Paarbildungs-Effekten ermöglichen [13].

Zu einer unverzichtbaren Technik bei der Erzeugung ultrakalter atomarer Gase hat sich, seit den ersten Vorschlägen durch Hänsch et al. 1975 [14], im Laufe der letzten Jahre die Laser-Kühlung von Atomen entwickelt. Erweitert durch eine ortsabhängige Kraft in einem inhomogenen Magnetfeld [15, 16] ist es möglich, ein Ensemble lasergekühlter Atome in der sog. magneto-optischen Falle zu akkumulieren. Die Grenzen, bis zu denen Atome so gekühlt werden können, wurden durch neue Techniken zu immer tieferen Temperaturen getrieben. So ist es möglich bis unter das Dopplerlimit [17] und das noch tiefere Rückstoßlimit [18] von nur wenigen μK zu kühlen. Für die Arbeiten auf dem Gebiet der Laserkühlung wurde 1997 der Physik Nobel-Preis an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips vergeben [19]. Diese Techniken in Kombination mit der magnetischen Speicherung von Atomen [20] und dem evaporativen Kühlen [21] erlauben die Kühlung bis in das quantenentartete Regime.

Eine Folge des Pauli-Verbotes ist auch, dass die Erzeugung ultrakalter fermionischer Gase durch evaporatives Kühlen nicht direkt möglich ist. Die zur Thermalisierung des Ensembles nötigen elastischen Stöße können bei Temperaturen im μK Bereich nicht mehr statt finden. Die sog. s-Wellen Stöße sind aufgrund des Pauliprinzip verboten, p-Wellen-Stöße sind bei diesen Temperaturen ausgefroren. Ein Gemisch ermöglicht dennoch die Kühlung bis zur Quantenentartung auch bei Fermionen. Da s-Wellenstöße zwischen unterscheidbaren Teilchen stets erlaubt sind, kann ein zweites gleichzeitig gefangenes Gas als „Moderator“ dienen und somit die Thermalisierung ermöglichen. Dies wurde sowohl mit Atomen in unterschiedlichen Hyperfein-Zuständen [11], als auch mit zwei unterschiedlichen Isotopen desselben Elementes (${}^6\text{Li}$ - ${}^7\text{Li}$) [12] und zwei verschiedenen Alkali-Metallen (K-Rb) [22] bereits realisiert.

Die Erzeugung eines kalten molekularen Gases stellt dabei noch immer ein Problem dar. Die direkte Laserkühlung von Molekülen ist wegen der komplexen molekularen Struktur mit unzähligen Energieniveaus kaum möglich, da keine geschlossenen Übergänge existieren. Es gibt jedoch Bestrebungen, Moleküle durch zeitlich veränderliche, inhomogene elektrische Felder [23] oder in kryogenen Fallen [24] zu kühlen. Eine viel versprechende weitere Möglichkeit ist die Erzeugung durch Photoassoziation ultrakalter Atome [25].

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Planung und Realisierung einer magneto-optischen Falle für Chrom- und Rubidiumatome. Sie dient als Ausgangspunkt für Experimente mit zweikomponentigen, ultrakalten Gasen. Das ausgewählte System Chrom-Rubidium ermöglicht eine Vielzahl der oben beschriebenen Experimente. Aufgrund des großen magnetischen Momentes könnte sympathetisches Kühlen von Chromatomen ein Quantengas liefern, das sich durch eine starke magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkung auszeichnet. Diese Wechselwirkung erlaubt durch ihren vektoriellen Charakter die Manipulation der, je nach Orientierung der Dipole attraktiven oder repulsiven Kraft durch äußere Felder [26]. Darüber hinaus lässt Photoassoziation von Rubidium und Chrom erwarten, dass auch Moleküle, die dabei erzeugt würden, ein

ausreichend großes magnetisches Moment besitzen, um in einer Magnetfalle gehalten werden zu können. Da Chrom sowohl stabile bosonische als auch ein stabiles fermionisches Isotop in ausreichend hohem natürlichen Vorkommen besitzt, sind Untersuchungen der unterschiedlichen quantenstatistischen Effekte möglich. Es wäre auch denkbar, verschiedene Mischungen fermionischer und bosonischer Quantengase zu erzeugen und eine mögliche Phasenseparation zwischen BEC und Fermi-Gas [27] zu beobachten.

Das Alkalimetall Rubidium ist seit langem als für die magneto-optische Speicherung gut geeignetes Element bekannt. Viele der bekannten Experimente mit ultrakalten Gasen wurden mit Rubidium durchgeführt. Auch über zweikomponentige Systeme mit Rubidium wurde in letzter Zeit berichtet. Untersucht wurden unter anderem Stoßprozesse von Rubidium mit anderen Alkalimetallen in zweikomponentigen magneto-optischen und magnetischen Fallen [28, 29, 30, 31], darunter das erfolgreiche sympathetische Kühlen von Kalium bis zur Quantenentartung (siehe oben). Auch Chrom besitzt ein zur Laserkühlung geeignetes Niveauschema. Das große magnetische Moment von Chrom erlaubt außerdem das magnetische Fangen von Chrom in relativ schwachen Quadrupolfeldern. Dadurch ist der zeitlich und räumlich überlappende Betrieb der Rubidium-MOT und der Chrom-MOT mit einer Chrom-Magnetfalle möglich. Zu beiden Elementen existieren am Institut bereits Experimente. Während mit ^{87}Rb auch am Institut ein BEC erzeugt wurde, ist die Demonstration eines BEC mit ^{52}Cr -Atomen durch evaporatives Kühlen in einer Magnetfalle bisher noch nicht gelungen.

Mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen konnten erste Erkenntnisse zum Chrom-Rubidium System gewonnen werden.

Gliederung der Arbeit

Kapitel 1 fasst die wichtigsten Grundlagen zum Verständnis der in der Arbeit verwendeten Kühl-, Speicher- und Messtechniken zusammen. Zunächst wird die Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung anhand eines idealisierten zwei-Niveau-Systems entwickelt. Daraus werden die konservativen und dissipativen Kräfte, die auf Atome in der magneto-optischen Falle (MOT) wirken, abgeleitet. Es folgt eine Diskussion der Grundlagen magnetischer Speicherung, sowie der unterschiedlichen Eigenschaften linearer und harmonischer Potentiale. Schließlich wird die Dynamik der Atomzahl- und Dichte in der magneto-optischen und magnetischen Falle, die beitragenden Verlustprozesse behandelt und die zugehörigen Differentialgleichungen aufgestellt und deren Lösungen angegeben.

Kapitel 2 widmet sich den beiden für das Experiment ausgewählten Elemente Chrom und Rubidium. Die für die Laserkühlung und magnetische Speicherung von ^{87}Rb und ^{52}Cr relevanten Eigenschaften und die daraus resultierenden Anforderungen an die Lasersysteme, sowie die Besonderheiten des Elements Chrom, die das kontinuierliche Laden einer Magnetfalle erlauben, werden diskutiert.

Der im Rahmen dieser Arbeit geplante und realisierte experimentelle Aufbau wird in Kapitel 3 beschrieben. Dieser Aufbau umfasst die Ultrahoch-Vakuum-Anlage, Chrom-Effusionszelle und Rubidium-Dispenser als Quellen für die atomaren Gase, einen Zeemanslower der dem Abbremsen des Chromatom-Strahls dient, einen Slave-Diodenlaser zur Verstärkung beider für die Rubidium-MOT benötigter Wellenlängen und eine Kleeblatt-Magnetfalle.

Die mit den beiden magneto-optischen Fallen durchgeführten Experimente werden in Kapitel 5 vorgestellt. Die Fallen werden bezüglich Atomzahl, Dichte und Laderate charakterisiert. Für die Rubidium-MOT werden Messungen sowohl zu Ein-Körper- als auch Zwei-Körper-Verlusten diskutiert.

Die Photoionisation von Rubidium im angeregten Zustand durch das Chrom-Fallenlicht wird in Kapitel 6 untersucht. Der Effekt der Photoionisation sowie die verwendeten Messmethoden zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Photoionisation von Rubidium bei dieser Wellenlänge werden beschrieben. Es folgt die Einordnung des Ergebnisses der Messung in die Ergebnisse anderer experimenteller und theoretischer Arbeiten zu diesem Thema.

Kapitel 7 behandelt die mit der Chrom-Magnetfalle im Quadrupolfeld durchgeführten Experimente. Typische gemessene Werte von Atomzahl, Laderate und Lebensdauer der Falle werden angegeben. Der in der Chrom-Magnetfalle beobachtete Heizprozess, sowie die zeitliche Änderung des mittleren magnetischen Momentes und die Interpretationen dieser Messungen werden erörtert.

In Kapitel 8 folgen schließlich die ersten Ergebnisse von Messungen zum überlagerten Betrieb von Chrom-Magnetfalle und Rubidium-MOT. Es werden die durchgeführten Untersuchungen zu Verlustprozessen in beiden Fallen, sowie zum Heizprozess in der Chrom-Magnetfalle vorgestellt und eine mögliche Interpretation der Ergebnisse diskutiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Arbeiten des Projektes.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1. Laserkühlung

Atome, die ein Photon aus einem Lichtfeld absorbieren, bzw. ein Photon emittieren, erfahren einen Impulsübertrag. Dieser Effekt geht aus der Maxwellschen Theorie hervor, die dem elektromagnetischen Feld eine Energie und einen Impuls zuordnet. Der Impulsübertrag bei einem Absorptions- oder Emissionsvorgang ist bei makroskopischen Objekten meist vernachlässigbar. Sie können bei einzelnen Atomen, insbesondere bei Temperaturen im μK -Bereich, in der Größenordnung des Atomimpulses liegen. Unterscheiden sich bei einem Absorptions-Emissions-Vorgang die Impulse der beiden Photonen, so resultiert daraus eine Nettokraft auf das Atom. Mit dem Einsatz von Lasern ist es nun möglich, den Atomen einen großen Photonenfluss mit einer sehr scharfen Impulsverteilung in der Nähe ihrer Resonanzfrequenz zur Verfügung zu stellen. Man erzielt dadurch maximale Streuraten von Photonen aus einer bestimmten Richtung, während die Emission spontan in alle Raumrichtungen gleichermaßen erfolgt. Es resultiert im Mittel eine Kraft in Richtung des Laserstrahls auf die Atome.

Mitte der 70er Jahre wurden erste Vorschläge gemacht, diese Kraft zur Laserkühlung von Atomen zu nutzen [14]. In Kombination mit inhomogenen Magnetfeldern kann eine magneto-optische Falle (MOT), in der Atome gespeichert werden können, realisiert werden. Dies wurde 1987 erstmals durch Pritchard et al. vorgeschlagen und realisiert [15, 16]. Im Folgenden sollen die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Funktionsweise von MOT und Zeeman-Slower (ZS) nötig sind, diskutiert werden.

1.1.1. Atome in Lichtfeldern

Die Anwesenheit eines Lichtfeldes führt durch die Kopplung des atomaren Dipolmomentes \vec{d} an das elektrische Feld \vec{E} des Lichtes zu einer Störung der stationären Eigenfunktionen $\Phi_i(\vec{r})$ des Hamiltonoperators H_0 eines freien Atoms. Da die $\Phi_i(\vec{r})$ ein vollständiges System bilden, können die neuen Eigenfunktionen $\Psi(\vec{r}, t)$ des Hamiltonoperators $H(t) = H_0 + H'(t)$, der die Wechselwirkung $H'(t)$ mit dem klassischen Lichtfeld¹ enthält durch Linearkombinationen der

¹ Klassisch ist in diesem Fall ein Feld, dessen Intensität so hoch ist, dass die Änderung des Feldes durch Hinzufügen bzw. Entfernen eines Photons aus dem Feld vernachlässigt werden kann, was bei den zur Laserkühlung eingesetzten Intensitäten immer gegeben ist.

$\Phi_i(\vec{r})$ dargestellt werden:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_i c_i(t) \Phi_i(\vec{r}) \quad (1.1)$$

Die Bewegungsgleichung der zeitabhängigen Amplituden $c_i(t)$ ergibt sich aus der Schrödinger-Gleichung:

$$(i\hbar) \frac{d}{dt} c_i(t) = \sum_k c_k(t) H'_{ik}(t) e^{-i\omega_{ik}t} \quad (1.2)$$

mit $H'_{ik} \equiv \langle \Phi_i | H'(t) | \Phi_k \rangle$ und $\omega_{ik} = \omega_i - \omega_k$. Betrachtet man ein ruhendes Atom im Grundzustand $|g\rangle$ in einem monochromatischen, zu einem Übergang² in einen angeregten Zustand $|e\rangle$ ³ nahresonanten⁴ Lichtfeld der Frequenz ω_L , kann man den Zustandsvektor des Systems auf

$$|\Psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle \quad (1.3)$$

reduzieren. Der Wechselwirkungsterm $H'(t)$ wird durch die Kopplung des elektrischen Feldes $\vec{E}(\vec{r}, t)$ an das induzierte Dipolmoment des um \vec{r} ausgelenkten Elektrons mit Ladung $-e$ bestimmt. Für eine Ebene Welle mit Polarisierung $\vec{\epsilon}$, Amplitude E_0 und Wellenzahl k_L , die sich in z-Richtung ausbreitet lautet der Term $H'(t) = -eE_0 \vec{\epsilon}(\vec{r}, t) \cos(k_L z - \omega_L t) \cdot \vec{r}$ und in der Basis von $|e\rangle$ und $|g\rangle$:

$$H'_{eg}(t) = \hbar \Omega \cos(kz - \omega_L t) \quad (1.4)$$

mit der Rabi-Frequenz

$$\Omega = \frac{-eE_0}{\hbar} |\langle e | \vec{r} | g \rangle \cdot \vec{\epsilon}| \quad (1.5)$$

Mit der vereinfachenden Annahme, dass Terme der Ordnung $1/\omega_L$ gegenüber solchen mit $1/\delta$ vernachlässigt werden können (rotating wave approximation [32]) und der Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit von $\vec{E}(\vec{r}, t)$, da die Wellenlänge des Lichtes wesentlich größer ist als die der Wellenfunktionen Φ_i (Dipolnäherung), kann man die beiden Gleichungen 1.2 entkoppeln und $c_g(t)$ und $c_e(t)$ berechnen. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Atoms im Grund- bzw. angeregten Zustand sind die zeitabhängigen Amplitudenquadrate $\rho_{gg}(t) = |c_g(t)|^2$ und $\rho_{ee}(t) = |c_e(t)|^2$. Das Atom oszilliert zwischen den beiden Zuständen mit der sogenannten „effektiven Rabi-Frequenz“

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \quad (1.6)$$

Bei einer Vergrößerung der Verstimmung wird die Oszillationsfrequenz erhöht und zugleich die Oszillations-Amplitude verringert. Diese Herleitung beschreibt die stimulierte Absorption und Emission eines Photons aus dem Lichtfeld bzw. in das Lichtfeld.

Die spontane Emission, die durch Fluktuationen des Vakuumfeldes induziert wird, ist hierbei

² E_g ist der Energieeigenwert des Grundzustandes $|g\rangle$ und E_e eines angeregten Zustandes $|e\rangle$

³ $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$

⁴ Die Verstimmung δ des Lichtfeldes mit Frequenz ω gegenüber der Übergangsfrequenz ω_0 ist sehr viel kleiner als die Energiedifferenz zweier angeregter Zustände: $\delta = \omega_L - \omega_0 \ll (E'_e - E_e)/\hbar$

nicht berücksichtigt. Ihr kann durch Einführung einer Zerfallskonstante Γ bzw. Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$ des angeregten Zustandes in einer semi-klassischen Behandlung Rechnung getragen werden. Die spontane Emission erfolgt dabei statistisch und isotrop.

Die stationären Lösungen der optischen Bloch-Gleichungen, die die Zeitentwicklung der Dichtematrixelemente ρ_{ij} unter Berücksichtigung dieser spontanen Emission beschreiben, werden z.B. in [32] erläutert. Die Lösung für die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes ist

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} = \frac{s_0/2}{1+s_0+(2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.7)$$

mit

$$s = \frac{s_0}{1+(2\delta_{eff}/\Gamma)^2} \quad (1.8)$$

$$s_0 = I/I_s \quad (1.9)$$

$$I_s = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau} \quad (1.10)$$

$$\Omega = \Gamma\sqrt{s_0/2} \quad (1.11)$$

Der *resonante Sättigungsparameter* s_0 normiert dabei die Intensität des resonanten Lichtfeldes auf die *Sättigungsintensität* des zwei-Niveau-Systems I_s . Mit einer allgemeinen *effektiven Verstimmung* δ_{eff} ist s der *Sättigungsparameter*. Ω ist die Rabi-Frequenz. Die effektive Verstimmung δ_{eff} ist die Verstimmung im Ruhesystem des Atoms und berücksichtigt damit z.B. auch Doppler- und Zeemanverschiebung $\delta_{eff} = \delta + \delta_D + \delta_Z + \dots$. Bei resonanter Anregung mit verschwindender effektiver Verstimmung zwischen Laserfrequenz und Übergangsfrequenz ($\delta_{eff} = 0$) und mit der Sättigungsintensität ($I = I_s$), ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Niveaus $1/4$. Für sehr große Intensitäten nähert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit ihrem Maximalwert von $1/2$ an.

1.1.2. Spontankraft und optische Melasse

Der Impuls $\hbar\vec{k}$ der Photonen und die Rate, mit der Atome Photonen aus dem Lichtfeld streuen, bestimmt bei der Laserkühlung die auf die Atome wirkenden Kräfte. Da im stationären Fall die Anregungs- und Zerfallsrate gleich sind und der angeregte Zustand mit der Rate Γ spontan zerfällt, kann man die gesamte Streurrate als Produkt von Besetzung des angeregten Zustandes und der Zerfallskonstanten angeben:

$$\Gamma_{sc} = \Gamma\rho_{ee} = \frac{s_0\Gamma/2}{1+s_0+(2\delta_{eff}/\Gamma)^2} \quad (1.12)$$

Bei jedem Absorptions- und Emissionsprozess erfährt ein Atom einen Impulsübertrag von $\hbar k$ in Richtung des Impulses des absorbierten bzw. entgegen dem des emittierten Photons.

Während die Absorption aus dem Laserstrahl ein gerichteter Prozess ist, erfolgt die Emission spontan in alle Raumrichtungen mit derselben Wahrscheinlichkeit. Im Zeitmittel verschwindet daher der Impulsübertrag durch die Emission und es ergibt sich über viele solcher Absorptions-Emissions-Zyklen gemittelt eine Nettokraft auf das Atom in Richtung des Wellenvektors \vec{k} . Diese Kraft

$$\vec{F} = \Gamma_{sc} \hbar \vec{k} \quad (1.13)$$

wird als *Spontane Streukraft* oder *Strahlungsdruck* bezeichnet.

Atome, die sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} dem Laserstrahl entgegen bewegen, sehen das Licht dopplerverschoben zu höheren Frequenzen ($\delta_D = -\vec{k}\vec{v}$). Maximale Streukraft erzielt man nun bei einer Verstimmung des Lasers $\delta = \vec{k}\vec{v}$, da dann $\delta_{eff} = 0$ in Gleichung 1.12. Atome können somit über die Verstimmung des Lasers geschwindigkeitsselektiv angeregt werden. Wählt man eine Laserfrequenz, die gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz zu niedrigeren Energien, also rot-verschoben⁵ ist, so werden Photonen überwiegend von den dem Laserstrahl entgegen laufenden Atomen gestreut. Dadurch dass bei diesem Prozess die Frequenz der emittierten Photonen im Mittel größer ist als die der absorbierten Photonen, wird kinetische Energie des Atoms dissipiert. Dieser Kühlmechanismus wird als Doppler-Kühlen bezeichnet.

Befindet sich ein Atom im Lichtfeld zweier entgegengerichteter Laserstrahlen mit Wellenvektoren \vec{k}_L und $-\vec{k}_L$ und geringer Intensität⁶ ($I \ll I_s$), so lässt sich für $\delta \gg \vec{k}\vec{v}$ durch Superposition der beiden Kräfte folgender Ausdruck für die Gesamtkraft auf das Atom herleiten:

$$F_{Mel} = -\xi \vec{v} \quad (1.14)$$

mit

$$\xi = -4 \hbar k_L^2 \frac{s_0 2 \delta_{eff} / \Gamma}{(1 + s_0 + (2 \delta_{eff} / \Gamma)^2)^2} \quad (1.15)$$

Diese Kraft führt bei negativer Verstimmung zu einer viskosen Dämpfung der Atombewegung und damit zur Kühlung. Neben dem Kraftverlauf der einzelnen Strahlen ist in Abbildung 1.1 auch die Gesamtkraft für Geschwindigkeiten zwischen $-4\Gamma/k_L$ und $4\Gamma/k_L$ bei einer Verstimmung um $-\Gamma$ und $s_0 = 1$ dargestellt.

Durch die spontane Emission, die statistisch in alle Raumrichtungen erfolgt, führen die Atome eine zufällige Wanderung (*random-walk*) im Impulsraum, ähnlich der Brownschen Bewegung, durch. Diese führt zu einer Diffusion im Impulsraum. Analog zur Diffusion, kann das mittlere Impuls-Quadrat in der Ebene senkrecht zum Laser durch einen Diffusionskoeffizienten D_p ausgedrückt werden.

$$\langle p^2(t) \rangle = 2 D_p t = (\hbar k)^2 (1 + \alpha) \Gamma_{sc} t \quad (1.16)$$

⁵Bei einer Verstimmung $\delta < 0$ gegenüber der Resonanz spricht man von rot-, bei $\delta > 0$ von blauverschobenem Licht.

⁶Absorption aus dem einen Strahl und darauf folgende stimulierte Emission in den anderen Strahl kann in diesem Fall vernachlässigt werden.

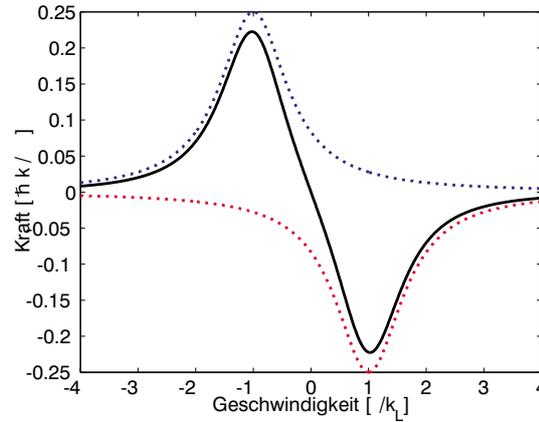


Abbildung 1.1.: Geschwindigkeitsabhängigkeit der Dämpfungskraft in der 1-dimensionalen optischen Melasse. Berechnet für $s_0 = 1$ und $\delta = -\Gamma$. Die durchgezogene Kurve stellt die Summe der beiden gepunktet eingezeichneten Kraftkomponenten für die beiden Laser $\pm k_L$ dar. Gestrichelt ist der lineare Kraftverlauf um $v=0$ mit Steigung ξ angedeutet (vgl. Stokes-Reibung).

Dabei ist α eine Konstante, in der die Winkelverteilung der spontanen Emission des betrachteten Kühlüberganges berücksichtigt wird. Im eindimensionalen Modell ist dieser Faktor $\alpha = 1$. Der Kühlung ist also ein Aufheizen entgegengesetzt. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Kühl und Heizmechanismus ein, was zu einer unteren Grenze der durch Doppler-Kühlen erreichbaren Temperaturen führt [32, 33]. Diese Grenze, das *Dopplerlimit* oder *Dopplertemperatur* wird bei einer Verstimmung um $\delta = -\Gamma/2$ erreicht und liegt bei

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (1.17)$$

Wegen der Analogie zur Dämpfung der Bewegung in viskosen Medien, wird der beschriebene Effekt als „optische Melasse“ bezeichnet. Es sei darauf hingewiesen, dass das Dopplerlimit nicht die absolute Untergrenze für die durch Laserkühlung erreichbaren Temperaturen darstellt. Durch Polarisationsgradienten-Kühlung [32] werden Temperaturen unter der Dopplertemperatur erreicht. Eine theoretische Untergrenze der mit der mit dieser Methode erreichbaren Temperatur lässt sich durch die sog. *Rückstoß-Temperatur* (recoil-temperature)

$$T_{\text{rec}} = \frac{(\hbar k)^2}{2mk_B} \quad (1.18)$$

angegeben. Diese entspricht der kinetischen Energie, die dem Atom durch den Rückstoß eines Photons übertragen wird.

1.1.3. Magneto-optische Falle (MOT)

Die in der optischen Melasse wirkende dissipative Kraft auf Atome in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich führt nicht zu einem räumlichen Einschluss. Erst durch einen weiteren, ortsabhängigen Beitrag zur Gesamtkraft auf die Atome kann eine Falle realisiert werden. In der magneto-optischen Falle (MOT) wird dazu die unterschiedliche Zeemanverschiebung der beteiligten Niveaus in einem inhomogenen Magnetfeld ausgenutzt.

Der Betrag des magnetischen Dipolmoments eines Atoms ist $|\vec{\mu}| = m_F g_F \mu_B$. Die Quantenzahl m_F gibt dabei die quantisierte Orientierung des Gesamtdrehimpulses des Hyperfeinzustandes⁷ F bezüglich der Quantisierungsachse z an⁸. Die potenzielle Energie eines Atoms in einem äußeren Magnetfeld hängt von der Orientierung seines atomaren Dipolmoments $\vec{\mu}$ bezüglich dieses Feldes \vec{B} gemäß $E_{pot} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}$ ab. Die Zeeman-Energie eines Atoms am Ort \vec{r} im äußeren Feld beträgt

$$E_Z = m_F g_F \mu_B B \quad (1.19)$$

Hierbei ist g_F der Landésche g -Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. Die ohne äußeres Feld entarteten magnetischen Unterzustände m_F werden damit durch das magnetische Feld energetisch aufgespalten.

Die Zeemanverschiebung der atomaren Übergangsfrequenz zwischen zwei Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ist gegeben durch die Differenz der einzelnen Verschiebungen

$$\delta_Z = (g_e m_e - g_g m_g) \frac{\mu_B B}{\hbar} = \frac{\Delta\mu B}{\hbar} \quad (1.20)$$

Elektrische Dipol-Übergänge sind für $\Delta m_F = \pm 1, 0$ erlaubt. Die Frequenzverschiebung variiert in einem inhomogenen Feld räumlich und wird in Gleichung 1.12 in der effektiven Verstimmung berücksichtigt. Dadurch wird die Spontankraft ortsabhängig und kann zur Speicherung von Atomen benutzt werden. In Abbildung 1.2 ist das Funktionsprinzip einer eindimensionalen MOT dargestellt. Ein ruhendes Atom mit einem Übergang von einem Grundzustand ($F = 0$) in einen angeregten Zustand ($F' = 1, g_F > 0$) befindet sich in einem linear mit z steigenden Magnetfeld ($B(z) = z \frac{\partial B}{\partial z}$). Ein σ^+ -polarisierter Laserstrahl wird in positiver z -Richtung und ein σ^- -polarisierter in die entgegengesetzte Richtung eingestrahlt. Im Halbraum $z < 0$ wird wegen der kleineren effektiven Verstimmung die Streurate auf dem Übergang mit $\Delta m_F = +1$ resonant überhöht. Dieser Übergang wird vom σ^+ -Strahl getrieben, und es wird daher eher ein Photon aus dem sich in $+z$ -Richtung ausbreitenden Strahl absorbiert werden. Für $z > 0$ absorbiert das Atom mit dem selben Argument bevorzugt ein Photon aus dem von

⁷ Bei Atomen mit verschwindendem Kernspin, also ohne Hyper-Fein-Struktur ist statt m_F die Magnetquantenzahl m_J des Gesamtdrehimpulses J der Elektronen zu verwenden.

⁸ In der Atomoptik ist es üblich, eine konstante Orientierung der Quantisierungsachse in positive z -Richtung zu benutzen und bei einem Nulldurchgang des Magnetfeldes nicht die Quantisierungsachse umzudrehen, sondern das Vorzeichen des Magnetfeldes zu ändern. Magnetische Quantenzahlen und Polarisationen der Laser werden im Folgenden nach dieser Konvention bezeichnet.

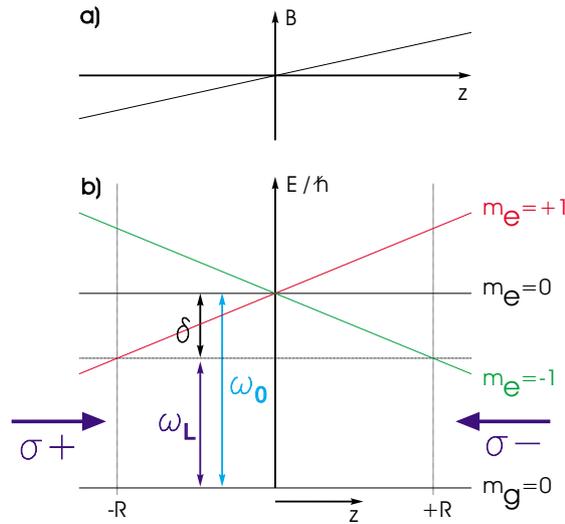


Abbildung 1.2.: Eindimensionales Modell der magneto-optischen Falle für ein Zwei-Niveau-Schema mit Grundzustand $F = 0$ und angeregtem Zustand $F' = 1$. a) Magnetfeldverlauf b) Zeeman-Verschiebung der Energieniveaus im Feld. Die beiden gegeneinander gerichteten Laser werden bei einer Frequenz $\omega_L = \omega_0 + \delta$ betrieben (gestrichelte Linie). Die Verstimmung des rechts- bzw. links-zirkular polarisierten Lichtes ist an den Positionen $\pm R$ mit den Übergängen $\Delta m_F = \mp 1$ resonant.

rechts kommenden σ^- -Strahl. Es resultiert also eine einschließende, auf das Fallenzentrum gerichtete Kraft.

Im 3-dimensionalen Fall benutzt man drei σ^+/σ^- polarisierte Strahlpaare und ein 3D-Quadrupolfeld, wie in [Abbildung 1.3](#) dargestellt. Die Kraft kann für kleine Auslenkungen um $z = 0$ nach z und für kleine Geschwindigkeiten $\delta \gg |\vec{k}\vec{v}| + |\Delta\mu B/\hbar|$ nach v entwickelt werden:

$$F(z, \vec{v}_z) = -\kappa z + \xi v_z \quad (1.21)$$

Dies ist die Bewegungsgleichung eines gedämpften harmonischen Oszillators mit der Federkonstanten

$$\kappa = \frac{\Delta\mu}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} \xi \quad (1.22)$$

mit dem Reibungskoeffizienten (vgl. [Gleichung 1.15](#))

$$\xi = -4\hbar k_L^2 s_0 \frac{2\delta/\Gamma}{(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (1.23)$$

Messungen dieser beiden Größen in magneto-optischen Fallen für ^{85}Rb und ^{87}Rb in Abhängigkeit von Verstimmung und Feldgradient wurden in [\[34\]](#) durchgeführt und diskutiert.

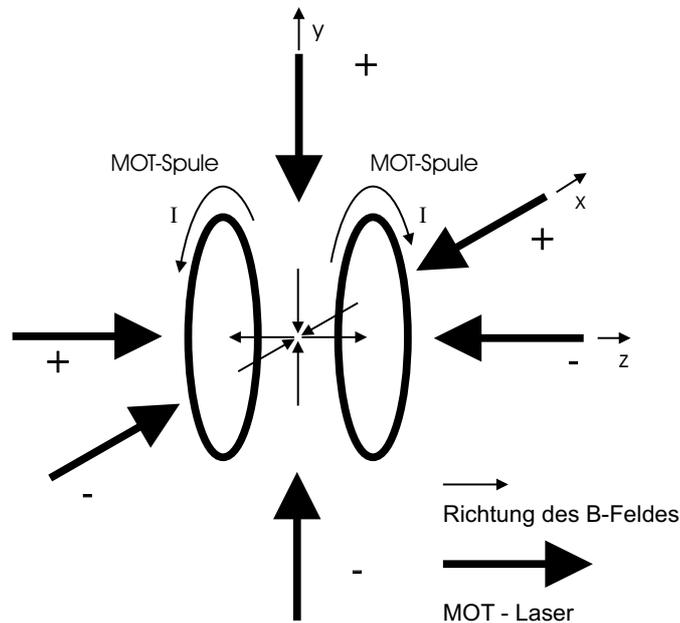


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung der MOT-Anordnung mit je drei $\sigma^+ - \sigma^-$ - Strahlen, die sich im Fallenzentrum kreuzen. Das Magnetfeld steigt in z-Richtung linear an und fällt in den beiden anderen Richtungen linear ab. Für die Gradienten gilt $\frac{dB}{dz} = -2 \frac{dB}{dx} = -2 \frac{dB}{dy}$.

1.1.4. Einfangbereich der magneto-optischen Falle

Die zwei Punkte $\pm R$, an denen ruhende Atome aufgrund der Zeemanverschiebung mit den Lasern in Resonanz sind, definieren den *räumlichen Einfangbereich* der MOT (vgl. Abbildung 1.2):

$$R_{\pm} = \pm \frac{\hbar \delta}{\Delta \mu \frac{dB}{dz}} \quad (1.24)$$

Zwischen diesen Punkten ist der Kraftverlauf nahezu linear⁹. Ist R größer als die Strahlradien der verwendeten Laser, so definieren letztere den räumlichen Einfangbereich. Der *Geschwindigkeitsfangbereich* einer MOT gibt die größte Geschwindigkeit an, die Atome besitzen dürfen, um noch in der Falle gefangen werden zu können. Ein Atom, das in Abbildung 1.2 bei $-R$ gerade die maximale Einfanggeschwindigkeit in z-Richtung besitzt, soll bei $+R$ zur Ruhe kommen und wieder zum Fallenzentrum hin beschleunigt werden. Nimmt man näherungsweise an, dass es über diese Strecke mit der maximalen Spontankraft $F_{max} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0}$ gebremst wird, ist die maximale kinetische Energie, die das Teilchen haben darf:

$$E_{kin, max} = \frac{1}{2} m v_c^2 = \frac{3}{2} k_B T_0 = 2 R F_{max} \quad (1.25)$$

⁹ Da der Magnetfeld-Gradient einer MOT bei den verwendeten 3D-Quadrupolfeldern (s. Abschnitt 1.2.3) nicht in alle Richtungen gleich ist, unterscheiden sich auch die räumlichen Einfangbereiche in den verschiedenen Raumrichtungen.

Die Tiefe der Falle wird in Form dieser Energie oder der Temperatur T_0 angegeben. Typische Einfanggeschwindigkeiten v_c einer MOT liegen zwischen $v_c \approx 10$ m/s und $v_c \approx 40$ m/s. Da diese Geschwindigkeiten um eine bis zwei Größenordnungen unter den mittleren Geschwindigkeiten eines Gases bei Raumtemperatur oder der Verdampfungstemperatur liegen, fängt man ohne zusätzliches Abbremsen der Atome, wie durch den in Abschnitt 3.4 beschriebenen Zeeman-Slower, nur einen kleinen Teil aus der Geschwindigkeitsverteilung der Atome.

1.1.5. Dichteverteilung in der MOT

Abhängig von der Zahl der in der MOT gefangenen Atome, wurden in [35] Regime unterschiedlicher atomarer Dichte- und Impulsverteilung definiert und untersucht:

Temperatur-limitiertes Regime

Bei kleinen Atomzahlen (typischerweise $\sim 10^4$) in der MOT, kann die Wechselwirkung der Atome untereinander vernachlässigt werden. Die potenzielle Energie hängt ausschließlich vom Fallenpotenzial, also vom Ort des Atoms ab. Bei der Temperatur T gilt im thermischen Gleichgewicht für die Dichteverteilung [36] :

$$n(\vec{r}) = n_0 e^{-\frac{E_{pot}(\vec{r})}{k_B T}} \quad (1.26)$$

Mit der Federkonstanten aus Gleichung 1.22 ist $E_{pot}(\vec{r}) = \sum_{i=[x,y,z]} \kappa_i r_i^2 / 2$ und es ergibt sich entlang jeder Achse eine Gaußverteilung mit

$$n_i(r_i) = n_0 e^{-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}}, \quad i = [x, y, z] \quad (1.27)$$

Die halbe $1/\sqrt{e}$ -Breite $\sigma_i = \sqrt{k_B T / \kappa}$ der Verteilung ist demnach ausschließlich von der Temperatur und den Fallenparametern, nicht aber von der Zahl der gespeicherten Atome, abhängig.

Mehrfachstreuungsregime

Ab einer Zahl von etwa $N \sim 10^6$ Atomen in der MOT wird die Mehrfachstreuung von Photonen innerhalb der Falle wahrscheinlicher. Durch die Streuung eines Photons, das zuvor von einem anderen Atom gestreut wurde, erhalten die Atome einen Relativimpuls von $2\hbar k$, was zu einer effektiven Abstoßung der Atome führt. Aufgrund der hohen optischen Dichte werden zusätzlich die Laser zum Fallenzentrum hin abgeschwächt. Dadurch ist der Strahlungsdruck auf Atome im Zentrum der MOT geringer als in den Randbereichen der Atomwolke.

Nach [35] stellt sich im Regime der Vielfachstreuung eine maximale Dichte von

$$n_{MS} = \frac{3\kappa c}{I_{tot} \sigma_L^2 (\sigma_R / \sigma_L - 1)} \quad (1.28)$$

ein. I_{tot} ist die Gesamtintensität der MOT-Laser, σ_L der Streuquerschnitt für Absorption aus dem Laser und σ_R der Streuquerschnitt für Reabsorption. Werden weitere Atome hinzugeladen, ändert sich nicht die Dichte der Atomwolke sondern das Volumen. Bei Alkalimetallen liegen die maximalen Dichten im Vielfachstreuungs-Regime bei $\sim 10^{11}$ Atome/cm³. Bei Chrom konnte in [36] bei einer Dichte von $5 \cdot 10^{10}$ Atome/cm³ die Ausbildung eines Dichte-Plateaus im Fallenzentrum beobachtet werden.

1.2. Magnetische Speicherung

Die Dichte- und Temperaturlimits von $n \approx 10^{-11}$ 1/cm³ und $T \approx 100$ μ K in der magneto-optischen Falle begrenzen die mit dieser Technik erreichbaren Phasenraumdichten

$$\rho = n\lambda^3 = n \left(\frac{\hbar\sqrt{2\pi}}{\sqrt{mk_B T}} \right)^3 \quad (1.29)$$

typischerweise auf einen Wert von etwa 10^{-7} bis 10^{-6} [35]. Das Erreichen des quantenentarteten Regimes erfordert aber eine Phasenraumdichte von $\rho \approx 2.6$. Die lasergekühlten Atome werden daher nach Erreichen dieses Limits in konservative Fallen (wie z.B. weit verstimmt optische Dipolfallen oder magnetische Fallen) umgeladen, in denen Atomwolken mit Phasenraumdichten bis ins quantenentartete Regime gespeichert werden können. Für die Kollisionsexperimente in dieser Arbeit hat die Magnetfalle den Vorteil, dass ausschließlich Grundzustands-Atome gespeichert werden und somit Effekte, die nur Atome im Grundzustand betreffen, isoliert betrachtet werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Spulen berechnet und konstruiert, mit denen zwei magnetische Fallen-Typen, die im Folgenden beschriebenen Quadrupol- und Ioffe-Pritchard-Fallen, realisierbar sind.

1.2.1. Grundlagen der magnetischen Speicherung

In einem inhomogenen Magnetfeld mit dem Gradienten des Feldbetrages $\vec{\nabla} \cdot |\vec{B}|$ wirkt auf ein Atom nach Gleichung 1.19 die Kraft

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} E_Z = -m_F g_F \mu_B \vec{\nabla} \cdot |\vec{B}|. \quad (1.30)$$

Ein Magnetfeld mit einem lokalen Minimum des Feldbetrages erzeugt also für ein Atom mit positivem $m_F g_F$ ein zentrales, attraktives Kraftfeld. Solche Atome werden daher als

„Schwachfeld-Sucher“ (weak-field-seeker) [37] bezeichnet. Atome mit negativem $m_F \cdot g_F$ sind dagegen „Starkfeld-Sucher“ und können, da die Maxwell-Gleichungen im stromfreien Raum keine Magnetfeld-Maxima erlauben [38], nicht in statischen Magnetfeldern gespeichert werden.

1.2.2. Majorana Übergänge

Die Ausrichtung der atomaren magnetischen Dipolmomente erfolgt im adiabatischen Grenzfall immer am lokalen Magnetfeld. Das bedeutet für ein Atom, das sich durch ein räumlich inhomogenes Magnetfeld bewegt, dass die Quantisierungsachse der magnetischen Quantenzahl sich ständig ändert. Die Geschwindigkeit dieser Änderung hängt vom lokalen Gradienten des Magnetfeldes sowie von der momentanen Geschwindigkeit des Atoms ab. Erfolgt diese Änderung zu schnell, kann das magnetische Moment der Änderung nicht mehr adiabatisch folgen und es kommt zu einem sog. *Majorana-Übergang* in einen anderen magnetischen Unterezustand. Dadurch ändert sich die potenzielle Energie des Atoms und das Verhältnis von einschließender Kraft zum Feldgradienten. Im extremen Fall kommt es zu einer Umkehr des Vorzeichens der Kraft, das Atom wird zum „Starkfeld-Sucher“ und wird aus der Falle heraus beschleunigt. Die Grenzfrequenz für die zeitliche Änderung der Magnetfeldrichtung kann man durch die Lamorfrequenz $\omega_L = g_F \mu_B |\vec{B}| / \hbar$ der Präzessionsbewegung des atomaren magnetischen Momentes im Magnetfeld abschätzen. Für ein Atom der Geschwindigkeit \vec{v} ergibt sich daraus die Bedingung [37]

$$\left| \frac{d}{dt} \cdot \left(\frac{\vec{B}(\vec{r}(t))}{|\vec{B}(\vec{r}(t))|} \right) \right| \ll \omega_L \quad (1.31)$$

also

$$\left| (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \left(\frac{\vec{B}(\vec{r}(t))}{|\vec{B}(\vec{r}(t))|} \right) \right| \ll g_F \mu_B |\vec{B}(\vec{r}(t))| / \hbar \quad (1.32)$$

Majorana-Verluste werden demnach dann vermieden, wenn entsprechend der Temperatur der Atome, also ihrer mittleren Geschwindigkeit, ein ausreichend großes Offsetfeld im gesamten Fallenbereich vorhanden ist.

1.2.3. Die Quadrupol-Falle

Die am einfachsten zu realisierende Konfiguration zur Erzeugung eines Magnetfeld-Minimums stellt das 3-dimensionale Quadrupolfeld dar. Es kann, wie in Abbildung 1.3 dargestellt, durch zwei in Anti-Helmholtz Anordnung positionierte Spulen erzeugt werden. Das Feld ist um die gemeinsame Achse der Spulen rotationssymmetrisch. Der Feldbetrag steigt vom Fallenzentrum aus in alle Richtungen linear an und verschwindet im Fallenzentrum.

$$B(x, y, z) = \frac{\partial B(x, y, z)}{\partial x} x + \frac{\partial B(x, y, z)}{\partial y} y + \frac{\partial B(x, y, z)}{\partial z} z \quad (1.33)$$

Das Potenzial der Quadrupolfalle ist durch den Magnetfeldgradienten charakterisiert. Aufgrund der Quellenfreiheit des Magnetfeldes und der Symmetrie besitzt ein Quadrupolfeld einen doppelt so hohen axialen Gradienten wie in radialer Richtung.

$$\frac{\partial B(x,y,z)}{\partial z} = 2 \cdot \frac{\partial B(x,y,z)}{\partial x} = 2 \cdot \frac{\partial B(x,y,z)}{\partial y} \quad (1.34)$$

Durch den verschwindenden Feldbetrag im Fallenzentrum treten in Quadrupolfallen Majorana-Verluste auf. Zur Kühlung bis ins quantenentartete Regime ist eine Falle ohne diese Beschränkung erforderlich. Eine Quadrupol-Falle wurde im Rahmen dieser Arbeit zur magnetischen Speicherung von Chromatomen benutzt.

1.2.4. Gleichgewichts-Temperatur und Dichteverteilung in der Quadrupol-Falle

Geht man von nicht wechselwirkenden Teilchen aus, deren magnetische Momente bei der Bewegung durch das inhomogene Magnetfeld der Magnetfeld-Änderung stets adiabatisch folgen können, lässt sich nach Boltzmann die Dichteverteilung einer Atomwolke der Temperatur T in der Falle berechnen. Neben dem durch die Magnetfelder erzeugten Fallenpotenzial spüren die Atome in der Falle auch die Erdbeschleunigung g . In der hier benutzten Notation modifiziert die Gravitation das Fallenpotenzial in y -Richtung. Der steilere Gradient zeigt in z -Richtung. Die ortsabhängige Dichte in der Falle ist dann:

$$n(x,y,z) = n_0 e^{-B\sqrt{x^2+y^2+4z^2}-Cy} \quad (1.35)$$

mit

$$B = \frac{m_F g_F \mu_B}{2 k_B T} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (1.36)$$

und

$$C = \frac{m g}{k_B T} \quad (1.37)$$

Wird das Ensemble in der y - z Ebene betrachtet, so kommt das auf die CCD-Kamera abgebildete Dichteprofil durch eine Integration des Dichteprofiles in Gleichung 1.35 über x zustande. Das auf die Ebene des CCD-Chips abgebildete Dichteprofil ist dann:

$$n(y,z) = 4 n_0 e^{-Cy} \sqrt{y^2 + 4z^2} K_1(B \sqrt{y^2 + 4z^2}) \quad (1.38)$$

$K_1(x)$ ist hierbei die modifizierte Besselfunktion zweiter Art, 1. Ordnung¹⁰. Die Abbildungen 1.4 und 1.5 zeigen ein solches Dichteprofil ohne und mit Berücksichtigung der Gravitation. Mit den obigen Gleichungen können aus einer Aufnahme des Dichteprofiles sowohl die Temperatur T , als auch das mittlere magnetische Moment μ berechnet werden.

¹⁰Diese Funktion ist eine Lösung der modifizierten Bessel-Gleichung $x^2 y'' + xy' - (x^2 + y^2)y = 0$

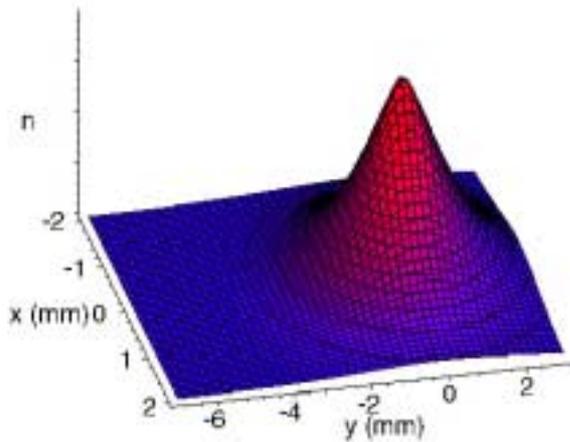


Abbildung 1.4.: Für eine Quadrupol-Falle mit Chrom bei $100\mu\text{K}$ und einen Gradienten von 5G/cm berechnete Dichteverteilung ohne Einfluss der Gravitation.

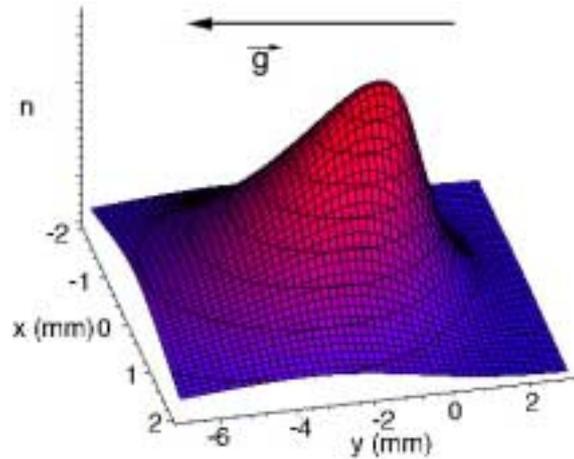


Abbildung 1.5.: Dichteverteilung derselben Falle unter zusätzlicher Berücksichtigung der Gravitation. Deutlich ist in y -Richtung die Asymmetrie durch den Einfluss der Gravitation zu erkennen.

1.2.5. Harmonische Fallen

Der Feldverlauf von harmonischen Fallen zeichnet sich durch eine quadratische Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Ort aus.

$$B(x) = \frac{1}{2} B'' x^2 + B_0 \quad (1.39)$$

Um Majorana-Verluste zu vermeiden, wählt man typischerweise ein positives Offsetfeld B_0 . Die Falle erzeugt für ein Atom das Potenzial eines harmonischen Oszillators. Charakterisiert wird die Falle durch die Frequenz der Schwingung eines Atoms entlang einer Achse in diesem harmonischen Potenzial. Diese Fallenfrequenz ist durch die Krümmung des Magnetfeldes im Zentrum B'' , die Masse und das magnetische Moment des Atoms bestimmt:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B B''}{m}} \quad (1.40)$$

1.2.6. Vergleich von linearem und harmonischem Potenzial

Verglichen mit harmonischen Fallenpotenzialen erzeugen lineare Potenziale einen stärkeren Einschluss. Ein Spulenpaar, das sich in einer Entfernung r vom Zentrum befindet und am Ort der Spule ein Feld $B_S = |\vec{B}(\vec{r}_{Spule})|$ generiert, erzeugt im Fallenzentrum $\vec{r} = 0$ einen Feldgradienten $B' \approx B_S/r$. Eine harmonische Falle erzeugt dort ein parabolisch gekrümmtes Feld mit einer Krümmung von typischerweise $B'' \approx B_S/r^2$. Aus der Energiebetrachtung $E_{pot} = m_F g_F \mu_B B(\rho) = k_B T$ für eine Wolke mit $1/e$ Radius ρ der Temperatur T kann man

einen Vergleich der harmonischen und linearen Potentiale anstellen, indem man die $1/e$ Radien ρ_{harm} und ρ_{lin} für gleiche Feldstärken in den Spulen betrachtet. Die obige Energiebetrachtung liefert für die betrachteten Spulenkonfigurationen

$$E_{lin} = m_F g_F \mu_B B' \rho_{lin} = k_B T \quad (1.41)$$

und

$$E_{harm} = \frac{1}{2} m_F g_F \mu_B B'' \rho_{harm}^2 = k_B T \quad (1.42)$$

Durch Gleichsetzen erhält man $B' \rho_{lin} = \frac{1}{2} B'' \rho_{harm}^2$. Um in einer harmonischen Falle eine Wolke derselben Temperatur auf die selbe Größe zu komprimieren wie im linearen Potenzial, benötigt man also eine Krümmung von $B'' = \frac{2B'}{\rho}$. Da ρ aber um Größenordnungen kleiner ist als die Abstände r , ist die harmonische Falle mit $B'' = B'/r$ also um $\rho/2r$ schwächer als die lineare.

Ein wesentlicher Nachteil des 3D-Quadrupolfeldes ist der erwähnte Nulldurchgang des Magnetfeldes im Zentrum. Hier können Majorana-Übergänge der Atome in andere magnetische Unterzustände stattfinden. Diese stellen einen Verlustprozess für die magnetisch gespeicherten Atome dar.

1.3. Dynamik der Atomzahl in der Falle

Das Zeitverhalten der Atomzahldichte in der MOT wird durch das Laden und durch verschiedene Verlustmechanismen bestimmt. Fasst man alle diese Prozesse in einer Ratengleichung zusammen¹¹, so lassen sich die Mechanismen durch ihre Skalierung mit der Dichte unterscheiden. Von Ein-Körper-Verlusten spricht man bei Verlusten, die linear mit der Dichte skalieren. Sie werden in dieser Arbeit durch die Verlustkonstante γ charakterisiert. Zwei-Körper-Verluste sind solche, die quadratisch von der Atomzahldichte abhängen. Diese werden durch die Zwei-Körper-Verlustkonstante β beschrieben. Tragen mehrere Verlustprozesse zu einer Verlustkonstanten bei, so wird die totale Verlustkonstante mit γ_t bzw. β_t bezeichnet, die eine Summe der beitragenden Effekte darstellt. Die Atomzahl-Laderate, mit der Atome in die MOT geladen werden, wird in dieser Arbeit mit L bezeichnet. Die Laderate bezogen auf die Dichtezunahme wird zur Unterscheidung mit R bezeichnet. Damit lautet die allgemeine Ratengleichung für die Atomzahldichte in der MOT bis zur zweiten Ordnung in $n(\vec{r}, t)$:

$$\frac{dn(\vec{r}, t)}{dt} = R - \gamma n(\vec{r}, t) - \beta n(\vec{r}, t)^2 \quad (1.43)$$

Die einzelnen Verlustmechanismen werden im Folgenden näher beschrieben. Es werden Lösungen der Differentialgleichung und die Gleichgewichtszustände mit und ohne Verluste angegeben. Das System wird auf den Fall zweier in Ort und Zeit überlappender magneto-optischer Fallen erweitert und auf magnetisch gefangene Atome übertragen.

¹¹ Dies entspricht einer Potenzreihenentwicklung nach der Dichte $n(\vec{r}, t)$.

1.3.1. Ein-Körper-Verluste

Ein-Körper-Verluste betreffen jedes einzelne Atom in der Falle. Die folgenden Prozesse führen zu solchen Ein-Körper-Verlusten:

- Stöße mit dem Hintergrundgas: Dabei kann bei einem Stoß mit einem Atom aus dem Restgas in der Vakuumkammer, das im Normalfall Raumtemperatur hat, auf ein Fallenatom ausreichend Energie übertragen werden, um auf eine Geschwindigkeit außerhalb des Geschwindigkeits-Fangbereiches der MOT beschleunigt zu werden. Das Atom kann dann nicht mehr wieder vollständig abgebremst werden und geht aus der Falle verloren. Dieser Hintergrund-Anteil der Ein-Körper-Verlustkonstanten γ wird hier mit γ_{back} bezeichnet. Solche Verluste lassen sich durch Verbessern des Vakuums systematisch reduzieren.
- Nichtresonante Anregung in Zustände, die langlebig sind oder in langlebige Zustände zerfallen¹², so dass sich das Atom während der Lebensdauer dieses Zustandes aus dem Fangbereich der MOT bewegen kann, führen zum Verlust des Atoms aus der Falle. Solche Verluste können durch Rückpumper vermieden werden, die die Atome aus den langlebigen Zuständen optisch zurück in den Kühlzyklus pumpen.
- Zerfällt ein angeregter Zustand in einen anderen als den Grundzustand des MOT-Zyklus, so ist dieser Zustand nicht mehr resonant mit dem MOT-Licht anregbar und das Atom geht aus dem MOT-Zyklus verloren¹³.
- Die Photoionisation eines Fallenatoms aus dem angeregten Zustand skaliert ebenfalls linear mit der Dichte, sofern die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im angeregten Zustand konstant bleibt. Dieser Effekt wird in dieser Arbeit untersucht und im experimentellen Teil dieser Arbeit ausführlich diskutiert.

Dominieren die Ein-Körper-Verluste alle anderen Verlustprozesse, lauten die Lösungen der Differentialgleichung 1.43 für einen Ladevorgang, der zur Zeit $t=0$ mit der Dichte $n=0$ in der Falle beginnt:

$$n(\vec{r}, t) = \frac{R}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \quad (1.44)$$

Dabei ist $\frac{R}{\gamma}$ die Atomzahldichte in der stationären Falle. Für den Zerfall der Dichte nach Wegfall der Laderate zur Zeit $t=0$ mit einer Anfangsdichte von n_0 ergibt sich:

$$n(\vec{r}, t) = n_0(\vec{r})e^{-\gamma t} \quad (1.45)$$

¹² Dies ist bei Rubidium der Fall, wo eine nichtresonante Anregung in das angeregte Niveau mit $F=2$ führt, das in den „falschen“ Grundzustand $F=1$ relaxiert.

¹³ Solche Verluste können ebenfalls durch Rückpump-Laser ausgeglichen werden, die die Atome zurück in den Kühlzyklus bringen. (s. Abschnitt 2.2) Eine Besonderheit stellt für diese Arbeit das D-Niveau von Chrom dar, da solche Zustände zwar nicht mehr magneto-optisch, wohl aber wegen des hohen magnetischen Moments magnetisch gefangen bleiben. (s. Abschnitt 2.1)

Bei zeitlich konstantem Volumen der Falle ist die Atomzahl proportional zur Dichte und es ergeben sich die im Weiteren häufig verwendeten Lade- und Zerfallskurven der Atomzahl für den bei $t=0$ beginnenden Ladevorgang:

$$N(t) = \frac{L}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \quad (1.46)$$

Die Atomzahl im Gleichgewichtszustand der voll geladenen Falle ergibt sich damit aus

$$N^\infty = \frac{L}{\gamma} \quad (1.47)$$

Für den Zerfall mit einer anfänglichen Zahl von N_0 Atomen in der Falle gilt:

$$N(t) = N_0 e^{-\gamma t} \quad (1.48)$$

1.3.2. Zwei-Körper-Verluste

Zwei-Körper-Verluste entstehen in der MOT durch inelastische Kollisionen zweier in der MOT gefangener Atome, wobei mindestens ein Stoßpartner eine ausreichend hohe kinetische Energie gewinnt, um das Fallenpotenzial überwinden zu können. Bei den meisten dieser Stöße befindet sich eines der beteiligten Atome in einem angeregten Zustand, sie werden daher als *lichtinduziert* bezeichnet. Dies sind entweder Stöße, bei denen sich der elektronische Zustand eines oder beider Stoßpartner während des Stoßes ändert — die Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Endzustand wird dann in kinetische Energie der Stoßpartner umgesetzt —, oder die sog. „radiative-escape“-Stöße. Bei diesen Kollisionen werden ein angeregtes und ein Atom im Grundzustand in ihrem resonanten Dipol-Potenzial ($E_{pot} \propto -\frac{1}{R^3}$)¹⁴ aufeinander zu beschleunigt und gewinnen dadurch kinetische Energie. Geht das Paar während dieser Annäherung bei einem interatomaren Abstand, der deutlich kleiner ist als bei der Anregung, in sein Grundzustands-Molekülpotenzial über, so ist die Energie des dabei emittierten Photons geringer als die des zuvor absorbierten, da die Molekülpotenziale im Grund- und angeregten Zustand unterschiedlich vom Abstand der beiden Atome abhängen. Diese Energiedifferenz verteilt sich wiederum auf die kinetischen Energien der beiden Atome und kann zum Verlust aus der Falle führen. Ein Modell zur Beschreibung von Stößen zwischen einem Grundzustandsatom und einem im angeregten Zustand wurde in [39] für Natrium entwickelt.

Die Berücksichtigung der Zwei-Körper-Verluste alleine führt zu einer nicht exponentiellen Abhängigkeit der Atomzahl von der Zeit. Die Lösung der Differentialgleichung 1.43 für das Laden der Falle mit $\gamma = 0$ ist

$$N(t) = N^\infty \tanh\left(t \sqrt{L\beta'}\right) \quad (1.49)$$

¹⁴R ist hier der interatomare Abstand

Dabei ist $\beta' = \frac{\beta}{\bar{V}}$ die auf die Atomzahl bezogene Verlustrate und \bar{V} das mittlere Volumen der MOT, das sich für eine isotrope gaußförmige Dichteverteilung aus $\bar{V} = 8 \pi^{3/2} \sigma^3$ ergibt. N^∞ ist die Atomzahl der MOT im Gleichgewicht. Für den Zerfall ergibt sich

$$N(t) = N_0 \frac{1}{1 + N_0 \beta' t} \quad (1.50)$$

N_0 die Atomzahl beim Beginn des Zerfalls.

Für den allgemeinen Fall schließlich, bei dem sowohl Ein- als auch Zwei-Körper-Verluste auftreten, lautet die Gleichung für den Ladevorgang, wiederum für Ladebeginn bei $t=0$ mit einer leeren Falle:

$$N(t) = \frac{\sqrt{\gamma^2 + 4 L \beta'}}{2 \beta'} \tanh \left(\frac{\sqrt{\gamma^2 + 4 L \beta'} t}{2} + \operatorname{arctanh} \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 + 4 L \beta'}} \right) \right) - \frac{\gamma}{2 \beta'} \quad (1.51)$$

Und für die Zerfallskurve schließlich:

$$N(t) = N_0 \frac{\gamma e^{-\gamma t}}{\gamma + N_0 \beta' (1 - e^{-\gamma t})} \quad (1.52)$$

Die Gleichgewichtsatomzahl in der Falle unter Berücksichtigung von γ und β' ergibt sich daraus zu:

$$N^\infty = \frac{\sqrt{\gamma^2 + 4 L \beta'}}{2 \beta'} - \frac{\gamma}{2 \beta'} \quad (1.53)$$

Nicht exponentielle Anteile in den Zerfalls- und Ladekurven einer magneto-optischen Falle sind also immer Anzeichen von Verlusten höherer als der ersten Ordnung. Durch Anpassen der obigen Gleichungen an aufgezeichnete Lade- und Zerfallskurven der Atomzahl in der MOT, können Laderate, Verlustkonstanten und Gleichgewichtsatomzahl als Fitparameter erhalten werden.

1.3.3. Anwendung auf Magnetfallen

Die oben angeführten Zerfallsgleichungen der Atomzahl und -Dichte können auch auf magnetische Fallen übertragen werden. Die Form der Gleichungen bleibt dabei unverändert, jedoch unterscheiden sich die Ursachen für mögliche Verluste von den oben betrachteten magneto-optischen Fallen. Einen Ein-Körper-Verlust, der in Quadrupol-Magnetfallen auftritt, stellen z.B. die in Kapitel 1.2.2 diskutierten Majorana-Verluste dar.

1.3.4. Gekoppelte Gleichungen zweier überlagerter Fallen

Bei räumlich und zeitlich überlagerten magneto-optischen oder magnetischen Fallen, können die Differentialgleichungen der Atomzahl bzw. -Dichte gekoppelt sein, wenn eine Wechselwirkung zwischen den Atomen in den unterschiedlichen Fallen besteht. Dadurch entstehende

Verluste hängen dann von den Dichten beider Fallen im Bereich des Überlapps der Fallen ab.

$$\frac{dn_i(\vec{r}, t)}{dt} = R_i - \gamma n_i(\vec{r}, t) - \gamma'_{ij} \int n_i(\vec{r}) n_j(\vec{r}) d^3\vec{r} - \beta_i n_i(\vec{r}, t)^2 \quad (1.54)$$

γ'_{ij} ist die Verlustkonstante für inelastische Stöße zwischen Atomen beider Fallen. Aufgrund der Tiefe der Fallen und den Energieüberträgen auf die stoßenden Atome, können γ'_{ij} und γ'_{ji} verschieden oder gleich sein. Für die Fallen stellen diese Verluste jeweils Ein-Körper-Verluste dar, da nur ein Atom der betrachteten Falle am Stoß beteiligt ist, die Atome der anderen Falle können als Hintergrundgas betrachtet werden.

Kapitel 2

Die Elemente Chrom und Rubidium

Dieses Kapitel fasst die spektroskopischen und allgemeinen physikalischen Eigenschaften der Elemente Chrom und Rubidium zusammen, die für den in dieser Arbeit geschilderten Aufbau, den Betrieb einer magneto-optischen und magnetischen Falle mit diesen Elementen und die durchgeführten Experimente wichtig sind.

2.1. Magneto-optische und magnetische Falle mit Chrom

Natürlich vorkommendes Chrom ist ein Gemisch aus 4 stabilen Isotopen. Hiervon sind ^{50}Cr (Häufigkeit 4.35%), ^{52}Cr (83.8%) und ^{54}Cr (2.36%) Bosonen mit Kernspin $I = 0$. ^{53}Cr (9.5%) ist ein Fermion mit Kernspin $I = 3/2$. Chrom ist ein Metall mit einem Schmelzpunkt von 1850°C und einem Siedepunkt von 2200°C [36]. Der Dampfdruck bei 1500°C liegt bei 10^{-7}mbar [40].

In den hier beschriebenen Experimenten wird ^{52}Cr benutzt. Abbildung 2.1 zeigt die wichtigsten Niveaus und Übergänge von ^{52}Cr . Der Übergang $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ des ^{52}Cr -Bosons bei 425,6 nm stellt den Kühl-Übergang mit einer Sättigungsintensität von $I_s = 8.52\text{mW/cm}^2$ dar. Die Zerfallsrate des MOT-Übergangs ist $\Gamma_{PS} = 31.5 \cdot 10^6\text{s}^{-1}$. Dieser Übergang wird an unserem Institut schon zum magneto-optischen Fangen und Kühlen benutzt [41, 36, 42]. Eine Besonderheit von Chrom ist sein sog. „ Λ -Niveauschema“, bei dem zwei metastabile Zustände (5D_4 und 5D_3) über das angeregte Niveau mit dem Grundzustand gekoppelt sind. Die Zerfallsraten aus dem angeregten Zustand in diese beiden Niveaus wurden in [36] zu $\Gamma_{PD4} = 127\text{s}^{-1}$ und $\Gamma_{PD3} = 42\text{s}^{-1}$ bestimmt. Das Verzweigungsverhältnis zwischen Übergängen vom angeregten Zustand in den Grundzustand und in die metastabilen Zustände beträgt 1 : 250000. Um die Verluste durch die Übergänge in die D-Niveaus zu vermeiden, müssen sog. Rückpump Laser eingesetzt werden. Diese werden auf den breiteren Übergängen $^5D_4 \rightarrow ^7P_3$ bei 663,2 nm $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ bei 654,0 nm betrieben. Vom P-Zustand gehen die Atome dann mit der größten Wahrscheinlichkeit wieder in den S-Grundzustand über.

Ein Vorteil von Chrom besteht in seinem hohen magnetischen Moment von $6 \cdot \mu_B$ im 7S_3 Grundzustand und in den metastabilen Zuständen ($6 \cdot \mu_B$ in 5D_4 und $4.5 \cdot \mu_B$ in 5D_3). Dieses erzeugt bei gleichem Feldgradienten einen stärkeren Einschluss in magnetischen Fallen als z.B. bei Alkalimetallen.

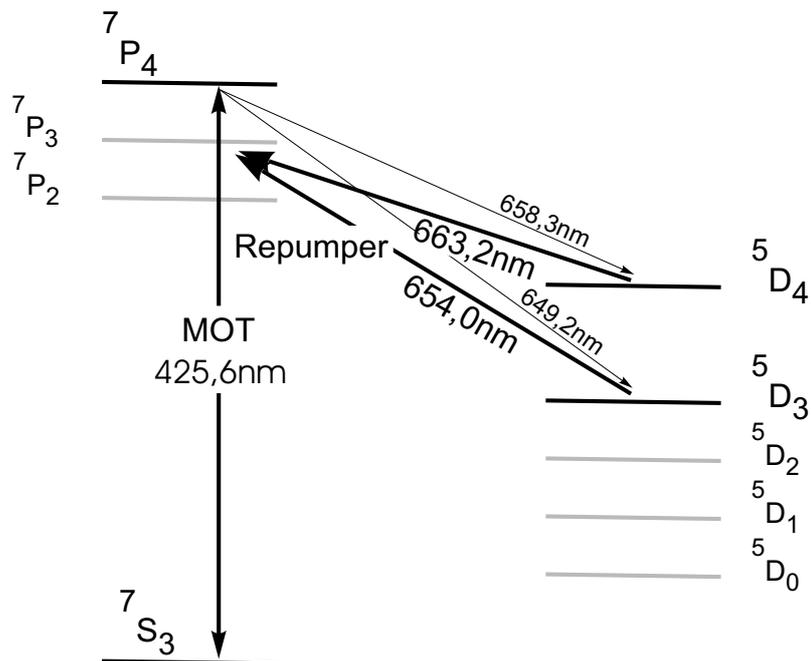


Abbildung 2.1.: Energieniveaus der wichtigsten Zustände von ^{52}Cr . Es sind jeweils die zum Abbremsen und zur magneto-optischen Speicherung genutzten Übergänge sowie die wichtigsten Interkombinationsübergänge in die D-Niveaus mit Wellenlängen eingezeichnet.

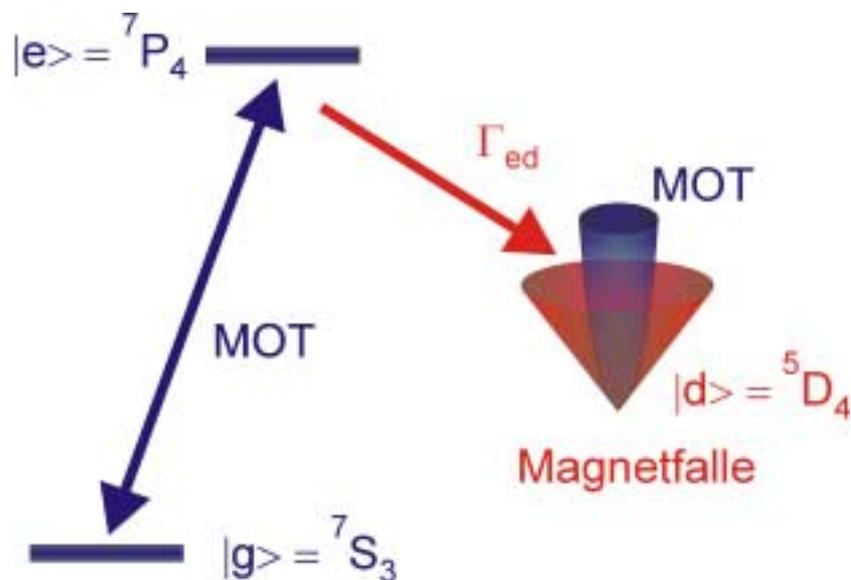


Abbildung 2.2.: Lademechanismus der D-Magnetfalle. Der Teil der Atome, die vom angeregten Zustand in die D-Niveaus fallen und positive m_F g_F haben, können magnetisch gehalten werden.

Das Λ -Schema mit stark unterschiedlichen Übergangswellenlängen und das große magnetische Moment erlauben das kontinuierliche Laden aus der MOT in eine Magnetfalle [36]. In der MOT gehen aus dem angeregten Niveau ständig Atome in die D-Niveaus über. Diese haben wegen des Verzweigungsverhältnisses von 1 : 250000 schon viele Absorptions-Emissions-Zyklen in der MOT durchlaufen und sind deshalb durch die MOT vorgekühlt. Diese Atome sind vom MOT-Licht entkoppelt, da der Energieabstand zwischen D- und S-Niveau sehr viel größer als die Linienbreite des MOT-Lasers ist $E_D - E_S \gg \hbar \Gamma_{MOT}$. Der Schwachfeld-suchende Anteil $m_F g_F > 0$ dieser Atome kann aber aufgrund ihrer magnetischen Momente im Quadrupol-Magnetfeld der MOT gehalten werden, so dass die Magnetfalle kontinuierlich mit durch die MOT lasergekühlten Atomen geladen wird. MOT und Magnetfalle sind dabei räumlich und zeitlich überlagert. Dadurch können Atome in der MOT und Magnetfalle in Wechselwirkung treten. Durch Einstrahlen des Rückpump-Lichtes für einige ms nach Abschalten des MOT-Lasers, können die magnetisch gefangenen Atome aus dem D-Niveau über das P-Niveau nahezu verlustfrei zurück in den 7S_3 -Grundzustand gepumpt werden. Damit lässt sich eine Magnetfalle mit kalten Grundzustands-Atomen präparieren. Diese Grundzustands-Magnetfalle besitzt eine etwa fünf mal längere Lebensdauer als eine Falle im D-Niveau, da keine β -Verluste auftreten, die in [36] auf Feinstruktur-verändernde Stöße zurückgeführt wurden. Das Schema zum kontinuierlichen Laden der Magnetfalle ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Diese Technik wurde auch in der vorliegenden Arbeit für einige Experimente benutzt.

2.2. Magneto-optische Falle mit Rubidium

Rubidium hat zwei stabile natürlich vorkommende Isotope ^{85}Rb (Häufigkeit 72.2%, Kernspin $I=5/2$) und ^{87}Rb (Häufigkeit 27.8%, $I=3/2$). Beide Isotope sind Bosonen mit nichtverschwindenden Kernspins und besitzen daher eine Hyperfeinstruktur. In den beschriebenen Experimenten wird ^{87}Rb verwendet. Rubidium hat seinen Schmelzpunkt bei etwa 40°C . Der Dampfdruck ist bei Zimmertemperatur $5 \cdot 10^{-8}$ mbar [40]. Als Kühl-Übergang wird die D2-Linie $^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=3)$ von ^{87}Rb bei 780.24 nm mit einer natürlichen Linienbreite von 5.9 MHz verwendet. Da die Hyperfeinaufspaltung zwischen dem $F=3$ und dem $F=2$ Niveau im angeregten Zustand nur 267 MHz beträgt, wird auch der Zustand $^2P_{3/2}(F=2)$ nichtresonant angeregt. Dieser zerfällt mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit in beide Hyperfein-Niveaus des Grundzustandes. Da die Aufspaltung zwischen $F=1$ und $F=2$ im Grundzustand 6.8 GHz beträgt, das MOT-Licht also für Atome mit $F=1$ weit verstimmt ist, stellt der Zerfall in den $F=1$ Zustand einen Verlustprozess für die MOT dar. Durch einen Rückpump-Laser auf dem $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=2)$ Übergang werden die Atome wieder dem MOT-Zyklus zugeführt. Rubidium besitzt im Grundzustand ein magnetisches Moment von $\frac{1}{2} \cdot \mu_B$ ($F=1$, $m_F = \pm 1$, $g_F = -1/2$) bzw. $1 \cdot \mu_B$ ($F=2$, $m_F = \pm 2$, $g_F = 1/2$), der magnetische Einschluss ist also sehr viel schwächer als bei Chrom.

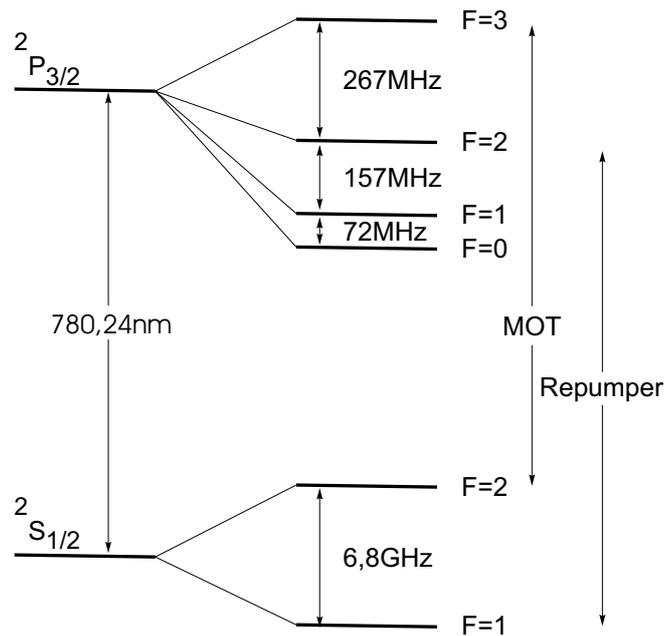


Abbildung 2.3.: Die für die Laserkühlung von ^{87}Rb relevanten Energieniveaus.

2.3. Vergleich der magneto-optischen Fallen mit Chrom und Rubidium

Aus den experimentellen Gegebenheiten des Experimentes und den den in den vorangegangenen beiden Abschnitten diskutierten Eigenschaften der Elemente Chrom und Rubidium lassen sich die zu erwartende Größe des räumlichen und Geschwindigkeits-Einfangbereiches, sowie der Tiefe der magneto-optischen Fallen für beide Elemente berechnen. Ein Vergleich dieser Größen für beide Fallen wird in Tabelle 2.1 gegeben.

<i>Wichtige Größen der Kühlübergänge:</i>		
	⁸⁷ Rb	⁵² Cr
Sättigungsintensität I_S [$\mu\text{W}/\text{mm}^2$]	16	85
Linienbreite Γ [$10^6 \cdot 1/\text{s}$]	37.1	31.5
<i>Experimentelle Parameter unserer MOTs:</i>		
Gradient in z-Richtung dB/dz [G/cm]	19	
Intensität der MOT-Strahlen I [$\mu\text{W}/\text{mm}^2$]	270	900
Verstimmung der MOT-Laser δ [Γ]	2.25	2
<i>Daraus resultierende typische Größen für unsere Fallen:</i>		
Sättigungsparameter s_0	16.9	10.6
Maximale Streukraft $F_{max}(s_0)$ [$10^{-21} \cdot \text{Nm}$]	1.9	3.8
Maximaler Einfangradius der MOT R [mm]	8.5	7.2
Einfanggeschwindigkeit v_c [m/s]	21	36
Tiefe der Falle T_0 [K]	3.1	2.6

Tabelle 2.1.: Vergleich der erwarteten Eigenschaften der magneto-optischen Fallen für Chrom und Rubidium. Die fallenspezifischen Angaben wurden für den angegebenen Gradienten und Intensitäten unserer Laser berechnet.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1. Vakuumkammern

Das Herzstück des während dieser Arbeit aufgebauten Experimentes bildet das System der Ultra-Hoch-Vakuumkammern (UHV), bestehend aus einer oberhalb des optischen Tisches

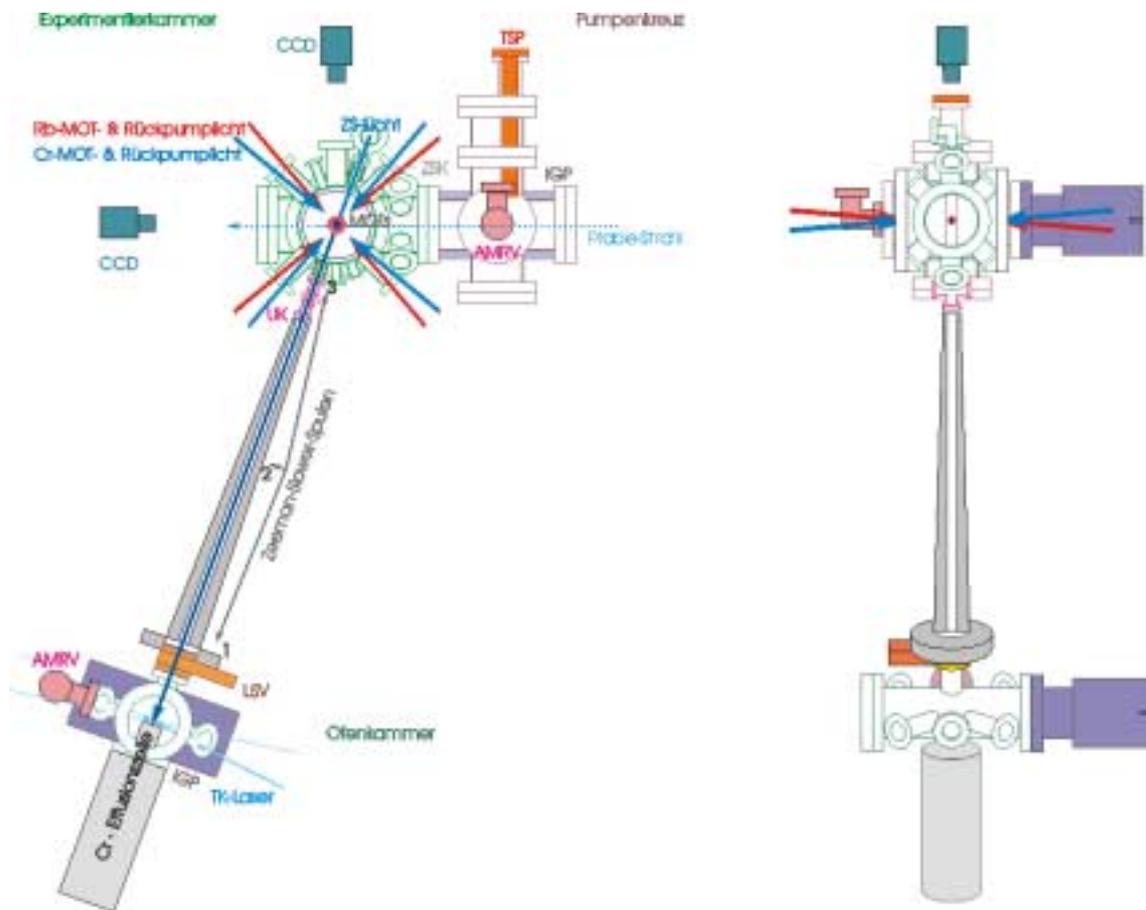


Abbildung 3.1.: Front- und Seitenansicht der Kammer

Abkürzungen: IGP: Ionen-Getter-Pumpe, ZS: Zeeman-Slower, ZSK: ZS-Kompensationsspule, GME: Ganzmetall-Eckventil, UK: Umpumpen-Kreuz, TK-Laser: Laser zum transversalen Kühlen, LSV: Linear-Schiebeventil

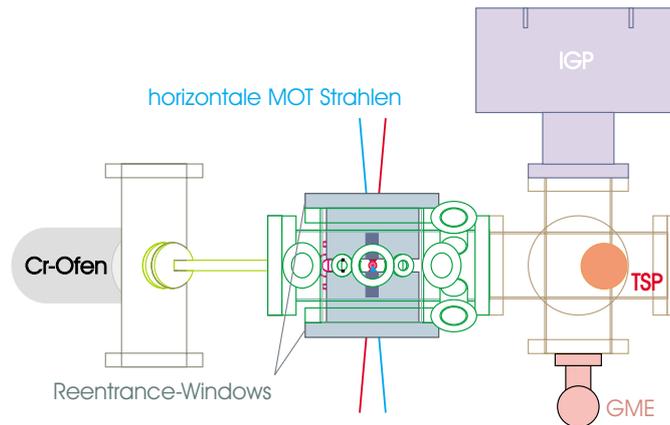


Abbildung 3.2.: Kammeransicht von oben

montierten Experimentierkammer, die mit einem CF100 6-Wege-Kreuz verbunden ist und einer unterhalb des Tisches montierten Ofenkammer. Die Flansche des 6-Wege-Kreuzes dienen zum Anschluss der weiter unten beschriebenen Pumpen. Die Experimentierkammer wird durch das um 20 Grad gegen die Senkrechte geneigte Zeeman-Slower-Rohr mit der Ofenkammer verbunden. An der Ofenkammer ist eine Hochtemperatur Chrom-Effusionszelle angebracht. Einen Überblick über den Aufbau der Kammern gibt Abbildung 3.1. Die nach unseren Plänen angefertigte Experimentierkammer besteht aus einem 4-Wege-Kreuz mit je zwei CF100 und CF160 Flanschen, an die sternförmig die Sichtfenster für die optischen Zugänge zum Einstrahlen der MOT- und Rückpumpstrahlen angebracht sind. Weitere Flansche ermöglichen elektrische Durchführungen ins UHV und nehmen das Vakuummessgerät auf. In die beiden CF160 Flansche vorn und hinten, sind die „Reentrance-Windows“ eingesetzt. Diese beiden zylindrischen Einstülpungen ermöglichen die Platzierung der Magnetspulen nahe des Fallenzentrums. Sie sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Auf die Böden der Zylinder sind mittig die Fenster für die horizontalen Strahlen für beide MOTs aufgeschweißt. Der Abstand zwischen den Stirnflächen der Reentrance-Windows beträgt 2 cm.

Fluoreszenz-Messungen mit einer CCD-Kamera oder Photodiode können senkrecht von oben durch ein CF40-Sichtfenster und seitlich durch ein CF100-Sichtfenster gemacht werden (siehe Abbildung 3.1). Die Größe des seitlichen Fensters erlaubt dabei die gleichzeitige Beobachtung der Atomwolke mit einer Kamera und einem Photo-Detektor. Zusätzlich besteht für spätere Experimente die Möglichkeit, durch ein an der Pumpenkammer angebrachtes CF100-Fenster einen oder mehrere Detektions-Laserstrahlen einzustrahlen, um vom gegenüberliegenden Fenster aus Absorptionsmessungen an gefangenen Atomen vorzunehmen. Beim Design der Kammern wurde insbesondere darauf geachtet, die für die Beobachtung nutzbaren Raumwinkel möglichst groß zu halten.

Ein Rohr mit zwei CF100 Flanschen und 6 sternförmig in einer Ebene angeschweißten CF40 Flanschen und zwei senkrecht zu dieser Ebene angebrachten Flanschen zur Verbindung mit

Zeeman-Slower und Ofen, stellt die Ofenkammer dar. Vier der CF40 Flansche sind mit Sichtfenstern versehen und können optional zur transversalen Laserkühlung direkt oberhalb der Austrittsöffnung der Effusionszelle verwendet werden, um den Atomstrahl bei Bedarf zu kollimieren. Außerdem kann Laserlicht eingestrahlt werden, um zum effektiven Abbremsen des fermionischen Chrom-Isotops die Atome in den extremalen Hyperfein-Zustand zu pumpen. Die Kammer ist über ein Linear-Schiebeventil mit dem Zeeman-Slower verbunden. Dies ermöglicht, dass die untere Kammer geöffnet werden kann, ohne dass das Vakuum in der Experimentierkammer beeinträchtigt wird.

3.2. Erzeugung des Ultrahochvakuums

Die Lebensdauer der Atome in der MOT und der magnetischen Falle hängen über die Einkörper-Verlust-Konstante γ_{back} direkt vom Hintergrundgasdruck in der Experimentierkammer ab (Abschnitt 1.3). Die geplanten Experimente erfordern daher ein Ultrahochvakuum (UHV) in der Experimentierkammer. Kurzfristige Druckerhöhungen durch das Einschalten der Atomquellen müssen schnell wieder abgebaut und die Atomquellen möglichst schnell geschaltet werden können.

Der Aufbau des Experimentes wurde so konzipiert, dass zur Aufrechterhaltung des Ultrahochvakuums in beiden Kammern keine mechanischen Pumpen nötig sind. Damit wird ein Aufheizen der gefangenen Atomwolke durch die Übertragung von mechanischen Schwingungen von Turbomolekular- oder Drehschieberpumpen auf die Kammer, und damit über die haltenden Magnetfelder auch auf die Atome in der Falle, vermieden.

Sowohl das obere Pumpenkreuz, als auch die Ofenkammer sind mit je einer 75 l/s Ionen-Getter-Pumpe¹ bestückt (in Abbildung 3.1 durch IGP gekennzeichnet). Beide Kammern besitzen ein Ganzmetall-Eckventil (GME), auf das zum Erzeugen eines Vorvakuums eine Turbomolekularpumpe angeflanscht werden kann. Bei geschlossenem Schiebeventil zwischen den Kammern wird so zunächst ein Druck von etwa 10^{-6} mbar in jeder Kammer getrennt erzeugt und, nachdem das Eckventil wieder geschlossen wurde, mit der Ionen-Getter-Pumpe weiter gepumpt. Die Drücke in den Kammern können jeweils über Ionenstrom-Messgeräte² beobachtet werden. Die durch die Ionen-Getter-Pumpen erzeugten Drücke lagen nach einwöchigem Ausheizen bei etwa 250°C in beiden Kammern bei 10^{-10} mbar.

Um in der Experimentierkammer noch niedrigere Drücke erzeugen zu können, wurde hier zusätzlich im Pumpenkreuz eine Titan-Sublimationspumpe³ (TSP) eingebaut. Die Platzierung erfolgte dabei so, dass eine möglichst große Fläche der Kammerinnenwand mit Titan

¹ Fa. Varian Typ Vacion75-Diode + Minivac-Controller

² Fa. Varian Standard BA, Messbereich bis $1 \cdot 10^{-10}$ mbar in der Ofenkammer und Fa. Varian UHV-24, Messbereich bis $1 \cdot 10^{-11}$ mbar in der Experimentierkammer

³ Fa. Varian TSP-Cartridge mit 3 Filamenten

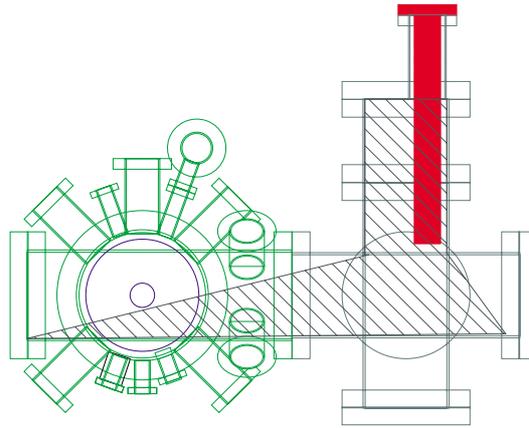


Abbildung 3.3.: Experimentierkammer mit Pumpenkreuz. Die mit Ti bedampfte Fläche ist schraffiert angedeutet.

bedampft werden kann, ohne dabei die Sichtfenster zu bedampfen, wie in [Abbildung 3.3](#) dargestellt ist. ([Abbildung 3.1](#) zeigt die Positionierung der Pumpen.) Die Pumpleistung dieser Pumpen beträgt bei Zimmertemperatur pro Quadratzentimeter bedampfter Fläche für Stickstoff über 4.5 l/s und für Wasserstoff über 3 l/s. Da die bedampfte Fläche beim beschriebenen Aufbau mindestens 800cm^2 beträgt, erreicht diese Pumpe also eine Pumpleistung von bis zu 3600 l/s. Nach zweimaligem Glühen der TSP erreichte der Druck in der oberen Kammer einen Wert unterhalb der Messgrenze unserer Vakuummessgeräte von $1.0 \cdot 10^{-11}$ mbar. Dieser Druck wurde auch nach mehreren Wochen Experimentieren mit beiden MOTs innerhalb weniger Minuten nach dem Abschalten der Atomquellen wieder erreicht.

Der Druck in der unteren Kammer steigt während des Betriebes des Chromofens bei $1400 - 1600^\circ\text{C}$ um etwa zwei Größenordnungen an. Die dadurch entstehende Druckdifferenz zwischen oberer und unterer Kammer muss bei gegebener Pumpleistung an der oberen Kammer durch die Verbindung zwischen den Kammern gehalten werden, damit der Kammerdruck in der Experimentierkammer nicht ansteigt. Das Zeeman-Slower-Rohr mit etwa 80 cm Länge und 1.5 cm Durchmesser dient in unserem Fall als differenzielle Pumpstrecke. Aus Durchmesser und Länge des Rohres lässt sich bei bekannter Saugleistung der Pumpe die durch das Rohr gehaltene Druckdifferenz folgendermaßen berechnen. (Siehe Vakuumlehrbücher wie z.B. [\[43\]](#) und [\[44\]](#)):

Der Leitwert C eines langen Rohres (Radius $r \ll$ Länge L) ist für molekulare Strömung eines Gases mit atomarer Masse m bei der Temperatur T gegeben durch

$$C = \frac{4}{3} \frac{r^3}{L} (2 \pi k_B)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

Der Volumendurchsatz entspricht bei einer Pumpe dem Saugvermögen $S = \frac{Q}{p}$ und der Gasstrom $Q = C \cdot (p_1 - p_2)$ durch ein Rohr bei gegebener Druckdifferenz. Damit ergibt sich, wenn an der oberen Seite des Rohres eine Pumpe mit Saugvermögen S beim Druck p_2 ar-

beitet, ein Druck an der unteren Seite des Rohres von

$$p_1 = p_2 \left(1 + \frac{S}{C}\right) \quad (3.2)$$

Für eine konservative Abschätzung des Druckverhältnisses wurde eine mittlere molare Masse des zusätzlichen Gasbalasts in der Ofenkammer von ($m=0,010$ kg/Mol) und die Saugleistung der Ionen-Getter-Pumpe allein angenommen. Damit ergibt sich aus Gleichung 3.1 bei Zimmertemperatur für den Zeeman-Slower der Leitwert $C = 0,66 \frac{l}{s}$ und aus Gleichung 3.2, durch das Saugvermögen der Ionen-Getter-Pumpe, ein über den Zeeman-Slower erreichbares Druckverhältnis zwischen oberer und unterer Kammer von $\frac{p_1}{p_2} = 1 + \frac{S}{C} \approx 77$. Experimentell wurde ein Druckunterschied von mehr als zwei Größenordnungen beobachtet.

Um bei Bedarf noch größere Druckunterschiede zwischen den Kammern, also niedrigere Drücke in der Experimentierkammer bei laufendem Chromofen, zu erreichen, kann zusätzlich eine Blende mit angeschweißtem Röhrchen am unteren Ende des Slower-Rohres eingesetzt werden. Eine solche zusätzliche „differenzielle Pumpstrecke“ mit 0.5 cm Durchmesser und 10 cm Länge hat nach Gleichung 3.1 einen Leitwert von 0.11 l/s. Mit dem durch den Zeeman-Slower auf $\frac{1}{77}$ der Pumpleistung reduzierten Saugvermögen und dem nach Gleichung 3.2 berechneten Druck vor diesem Röhrchen, würde sie das mögliche Druckverhältnis um einen Faktor 4 erhöhen. Durch den Betrieb des Rubidium-Dispensers steigt der Druck in der Experimentierkammer trotzdem kurzzeitig auf $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar an.

3.3. Atomquellen

Aufgrund der um mehrere Größenordnungen unterschiedlichen Dampfdrücke von Chrom und Rubidium werden die atomaren Gase zum Laden der magneto-optischen Fallen auf unterschiedliche Weise erzeugt. Die Atomquellen für beide Elemente werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

3.3.1. Rubidium Dispenser

Um das Gas zum Laden der MOT zu erzeugen, wurde als Quelle für die Rubidium-MOT ein Rubidium Dispenser ⁴ gewählt. Da diese Methode ohne zusätzliche Kammer, Zeeman-Slower oder Doppel-MOT-System auskommt, stellt sie eine platz sparende, einfache und kostengünstige Möglichkeit dar, den nötigen Fluss von Rubidiumatomen zu erzeugen, um eine MOT zu laden. Über den erfolgreichen Einsatz solcher Dispenser in Experimenten, bei denen eine MOT ebenfalls direkt aus der thermischen Verteilung eines durch einen Dispenser erzeugten Rubidium-Gases geladen wurde berichtet [45, 46]. Auch über das Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation von ⁸⁷Rb unter Einsatz dieser Technik wurde in [47] berichtet. Im Dispenser befinden sich 4.5 mg Rubidium in Form eines Rubidium-Chromats (Rb_2CrO_4)

⁴Fa. SAES Getters S.p.A. Italien

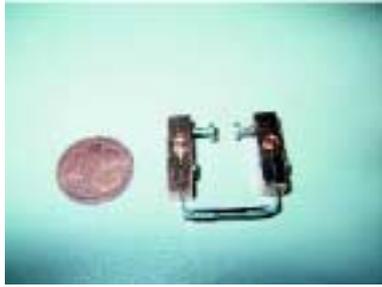


Abbildung 3.4.: Der eingesetzte Rb-Dispenser mit Anschlusschuh.

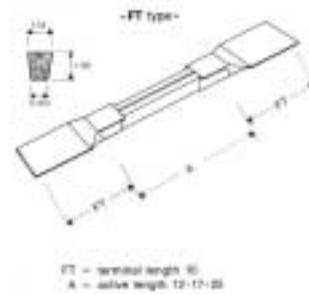


Abbildung 3.5.: Schematischer Aufbau des Rb-Dispensers

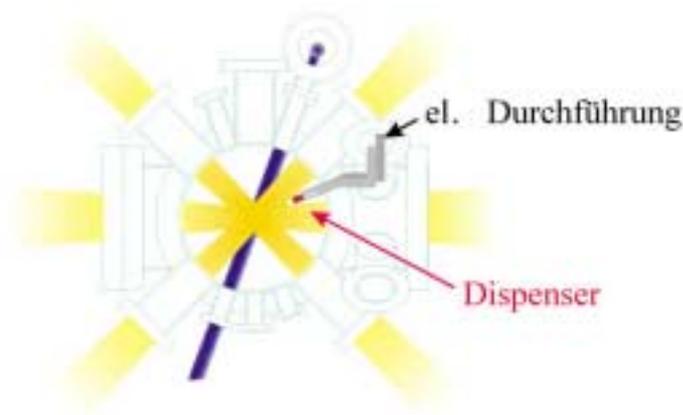


Abbildung 3.6.: Positionierung des Rb-Dispensers

zusammen mit einem Reduktionsmittel in einer etwa 1.5 mm dünnen Metallhülse. Durch ohmsches Heizen mit Strömen größer 5.3 A kann das Rubidium verdampft werden. Der Rubidiumdampf entweicht durch einen Schlitz längs der Metallhülse, der von innen durch einen Draht teilweise abgedeckt wird. Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen den Dispenser mit Anschlusschuh vor dem Einbau und in der Kammer und eine schematische Darstellung mit Dimensionen. Die Stromzufuhr zum Heizen des Dispensers erfolgt über zwei 2 mm dicke Kupferdrähte im UHV, die mit einer elektrischen Vakuumdurchführung verbunden sind. Der Dispenser wurde so nah wie möglich am Fallenzentrum platziert, um aus einem möglichst großen Raumwinkel Rubidiumatome einfangen zu können. Limitiert wird der Abstand durch die optischen Zugänge, die für die MOT- und Abbildungslaser freigehalten werden müssen. Die aktuelle Positionierung in einem Abstand von 43 mm vom Fallenzentrum, ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Während der Experimente mit der Rubidium-MOT wurde der Dispenser im Dauerbetrieb mit 5 bis 8 A geheizt.

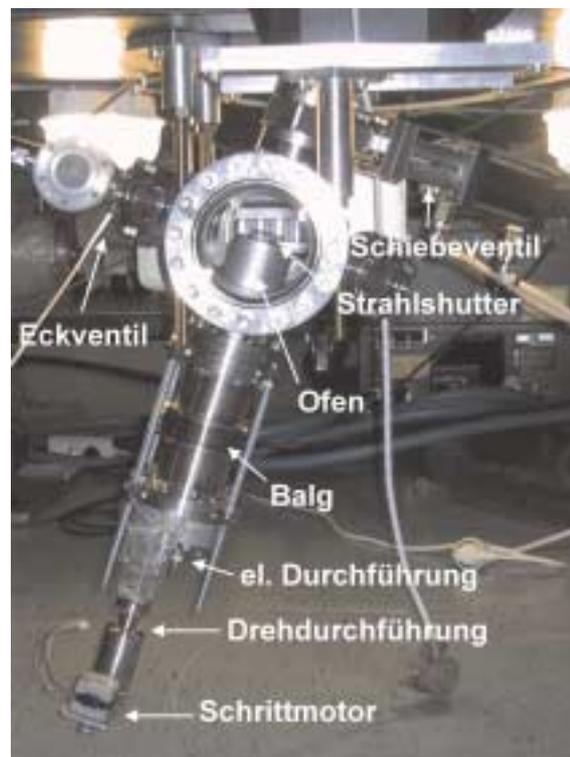


Abbildung 3.7.: In der Ofenkammer eingebaute Hochtemperatur Effusionszelle.

3.3.2. Hochtemperatur-Effusionszelle für Chrom

Wegen des niedrigen Dampfdrucks von Chrom⁵ sind zur Erzeugung eines ausreichenden Flusses von Chromatomen wesentlich höhere Temperaturen als beim Rubidium nötig. Deshalb wurde zur Erzeugung des Chromdampfes eine Hochtemperatur-Effusionszelle⁶ integriert. In diesen Ofen ist ein Zirkonoxid Tiegel⁷ mit 10 ccm Volumen eingesetzt. Dieser Tiegel ist mit einigen Gramm Chrom-Granulat befüllt und wird durch eine eingesetzte Lochblende mit 2 mm Durchmesser abgeschlossen. Bei Temperaturen zwischen 1500 °C und 1550 °C wird das Chrom in diesem Tiegel sublimiert und so ein Atomstrahl erzeugt, der durch die Blende austritt. Der Atomstrahl kann durch eine Metallscheibe („Atomstrahl-Shutter“) abgeschattet werden, die von außen über eine Drehdurchführung vor die Öffnung der Effusionszelle geklappt werden kann. Der Antrieb erfolgt über einen Schrittmotor, der durch die Computersteuerung des Experimentes angesteuert werden kann. Ofen und Ofenkammer sind über einen Balg verbunden. So kann der Ofen, wenn die optischen Zugänge in der unteren Kammer nicht benötigt werden, um einige Zentimeter näher an den Sloweranfang gehoben werden.

3.4. Zeeman-Slower

Da der Geschwindigkeits-Fangbereich einer magneto-optischen Falle bei ca. 30 m/s liegt (Abschnitt 1.1.3), fängt man direkt aus dem Strahl einer Effusionszelle, wie sie in unserem Experiment für Chrom verwendet wird, bei Ofentemperaturen um 1500 °C nur einen sehr kleinen Teil der emittierten Atome. Das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung liegt dagegen weit höher bei ca. 850 m/s. Um den Anteil der fangbaren Atome zu erhöhen, muss daher der Atomstrahl abgebremst werden. Zu diesem Zweck wurde ein Zeeman-Slower in das Experiment integriert, der es ermöglicht, Atome mit Anfangsgeschwindigkeiten von bis zu 580 m/s auf die Einfanggeschwindigkeit der MOT abzubremesen.

3.4.1. Eigenschaften des Zeeman-Slowers

Das Prinzip des Zeeman-Slowers beruht in der Bremswirkung durch die Spontankraft eines dem Atomstrahl entgegengerichteten Lasers auf die Atome. Die Zeeman-Verschiebung der Energieniveaus durch ein entlang der Bremsstrecke variierendes Magnetfeld hält dabei die Atome ständig in Resonanz. Die Atome erfahren so über die gesamte Strecke die maximale Bremskraft. Insgesamt muss während der gesamten Flugzeit durch den Bremsbereich die Resonanzbedingung

$$\omega_0 + \delta_Z = \omega_L + \delta_D \quad (3.3)$$

⁵ 10⁻⁷ mbar erst bei 1500 °C

⁶Fa. CreaTec Fischer

⁷Fa. Haldenwanger

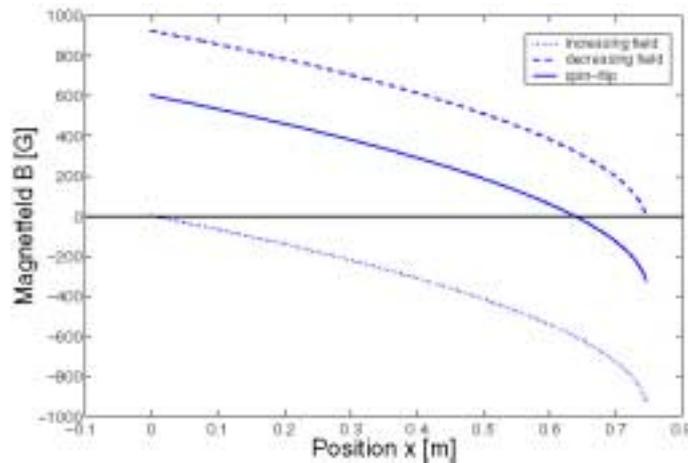


Abbildung 3.8.: Berechneter Feldverlauf für increasing-field-, decreasing-field- und spinflip-slower

erfüllt sein. Hierbei ist ω_0 die Übergangsfrequenz des ruhenden Atoms, ω_L die Frequenz des Lasers und δ_Z die Zeemanverschiebung des Übergangs $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ in Gleichung 1.20.

Es gibt verschiedene Konfigurationen des Zeeman-Slowers, die sich durch die Verstimmung des Lasers und dadurch durch den Verlauf des Feldbetrags entlang der Bremsstrecke unterscheiden. Das Magnetfeld kann entlang der Bremsstrecke vom höchsten Feldbetrag $|B_0| = B_{max}$ zur MOT hin abnehmen (decreasing-field). Der Laser muss dann auf einer gegenüber der Resonanz rot-verschobenen ($\delta < 0$) Frequenz betrieben werden, so dass die langsamsten Atome ($v = v_c$) mit dem Licht ohne Magnetfeld in Resonanz sind.

Hat das Magnetfeld dagegen seinen minimalen Betrag $|B_0| = 0$ am Anfang und nimmt zur MOT hin zu (increasing-field), wird der Laser um die komplette Dopplerverschiebung der schnellsten noch gebremsten Atomen, also stärker rot-verstimmt als im ersten Fall, betrieben. Der Verlauf des Magnetfeldes ist für beide Konfigurationen in Abbildung 3.8 dargestellt.

Beide Typen weisen Nachteile auf. Im ersten Fall sehen langsame Atome, die sich mit der Einfanggeschwindigkeit bewegen, ohne Magnetfeld resonantes Licht. Dadurch können auch Atome, die den Zeeman-Slower schon verlassen haben noch Licht aus dem Strahl resonant streuen und dadurch sogar zurück in Richtung Slower beschleunigt werden. Man verliert also viele Atome durch die erschwerte Extraktion aus dem Atomstrahl. Zudem wird das Zeemanslower-Licht die Atome in der MOT stören. Im zweiten Fall wird dieses Problem durch die weitere Verstimmung vermieden. Das schnell abfallende Feld am Ende des Zeeman-Slowers sorgt dafür, dass die Atome nach dem Verlassen des Slowers sofort außer Resonanz geraten. Diese Konfiguration erfordert eine starke Verstimmung des Lasers um die komplette Dopplerverschiebung der schnellsten Atome. Diese liegt für die schnellsten Atome, die noch gebremst werden sollen, bei ≈ 1.4 GHz. Mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) sind solche Verschiebungen kaum zu erzeugen. Man bräuchte hierfür also einen zusätzlichen Laser, da das

MOT-Licht wesentlich weniger verstimmt sein muss. Dies stellt bei dem für Chrom benötigten Licht mit 426 nm aufgrund der zur Erzeugung erforderlichen Frequenzverdopplung einen erheblichen Aufwand dar. Durch die große Feldstärke am Ende führt das Restmagnetfeld des Zeeman-Slowers am Ort der MOT zu einem zusätzlichen Gradienten, der kompensiert werden muss. Zur Erzeugung hoher Felder werden große Spulen oder starke Ströme benötigt, die an dieser Stelle am oberen Ende des Slowers, direkt unterhalb der Kammer schlecht handhabbar sind.

Einen Kompromiss stellt der in unserem Aufbau realisierte „Spinflip-Slower“ dar, der ebenfalls in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Hierbei ist der Laser so verstimmt, dass Atome mit einer Geschwindigkeit *zwischen* Anfangs- und Endgeschwindigkeit resonantes Licht sehen. In dieser Konfiguration durchlaufen die Atome zunächst ein Feld mit entlang des Weges abfallendem Betrag und nach einem Nulldurchgang ein ansteigendes Feld mit entgegengesetzter Richtung. Die Atome behalten beim Nulldurchgang des Feldes die Orientierung ihrer magnetischen Momente bezüglich der Flugrichtung bei. Das Umklappen der Spins erfolgt bezüglich der geänderten Magnetfeldrichtung. Dadurch kehrt sich das Vorzeichen der Zeeman-Verschiebung um, so dass die nun im Bezugssystem der Atome ebenfalls im Vorzeichen geänderte Dopplerverschiebung weiterhin kompensiert wird. Der Zeeman-Slower brems im Fall des Spinflip-Slowers nur solche Atome ab, die im starken Magnetfeld am Anfang eine Zeeman-Verschiebung zu kleineren Energien erfahren ($\delta_z < 0$). Zusammen mit der Richtung des Magnetfeldes am Anfang gibt dies die magnetischen Unterzustände, zwischen denen der Übergang getrieben werden muss und damit die Polarisation des Lichtes vor.⁸

Es muss sichergestellt sein, dass die Atome der veränderten Resonanzbedingung stets folgen können, der Feldgradient muß daher überall die Bedingung [48]

$$\frac{dB}{dz} \leq \frac{a_{max}}{\lambda v \frac{dv}{dB}} \quad (3.4)$$

erfüllen, wobei $a_{max} = \frac{\hbar \cdot k_0}{m_{Cr}} \cdot \frac{1}{2\tau} \approx 280000 \frac{m}{s^2}$ die maximale Beschleunigung durch die spontane Streukraft ist. Dieser Bedingung muss beim Design eines Zeeman-Slowers durch einen relativ großen Sicherheitsfaktor in der angenommenen Beschleunigung Rechnung getragen werden. Einmal außer Resonanz geratene Atome befinden sich nämlich sofort in einem Bereich mit noch niedrigerem Magnetfeld, der die Resonanzbedingung 3.3 noch schlechter erfüllt, so dass solche Atome endgültig aus dem Bremsprozess verloren gehen. [32] und [49] geben eine ausführlichere Beschreibung über das Funktionsprinzip des Zeeman-Slowers.

⁸Für ^{52}Cr sind $m_g = 3$ und $m_e = 4$, die Landè-Faktoren sind $g_g = 2$ und $g_e = 1.75$. Mit der Ausbreitungsrichtung des Lasers als Quantisierungsachse z und einem B-Feld, das am Anfang des Slowers in negative z -Richtung zeigt, muss σ^+ -Licht verwendet werden.

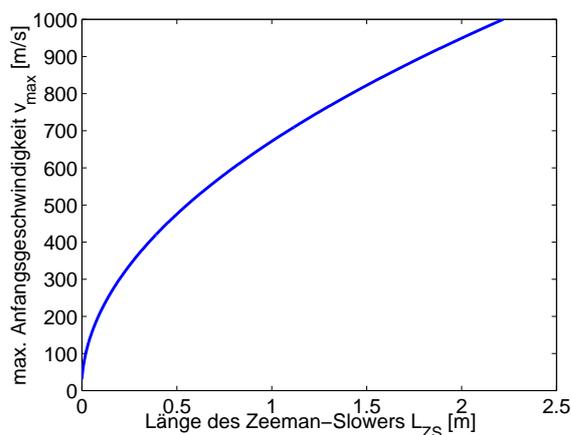


Abbildung 3.9.: Maximale Anfangsgeschwindigkeit von Atomen, die noch gebremst werden können über der Länge des Zeeman-Slowers aufgetragen.

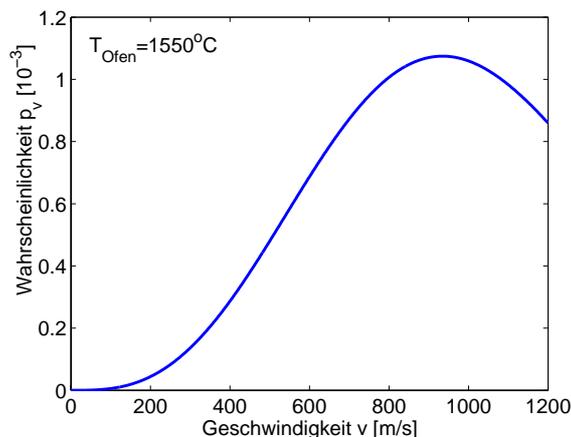


Abbildung 3.10.: Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl. Wahrscheinlichkeit, ein Atom pro Zeitintervall mit einer Geschwindigkeit v vorzufinden.

3.4.2. Optimierung des Zeeman-Slowers

Die Verlängerung des Zeeman-Slowers und damit die Erweiterung des Geschwindigkeitsbereichs, aus dem Atome auf die Einfanggeschwindigkeit der MOT abgebremst werden können, führt nur bis zu einer bestimmten Länge des Slowers zu einer Zunahme des Flusses fangbarer Atome. Der Raumwinkel, unter dem Atome eingefangen werden können ist für einen längeren Zeemanslower kleiner. Es kommt bei einer bestimmten Länge zur gegenseitigen Aufhebung beider Effekte, danach nimmt die Zahl fangbarer Atome wieder ab, da nun die Abnahme des Raumwinkels überwiegt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine numerische Rechnung zur Bestimmung der optimalen Länge des Zeeman-Slowers durchgeführt. Die Ergebnisse der Rechnung und die oben genannten Verluste sollen im folgenden erläutert werden. Durch die Streuung von Photonen aus nur einer Raumrichtung in alle Raumrichtungen gleichermaßen, führen die Atome im Impulsraum einen „random walk“ aus. Sie diffundieren auf dem Weg vom Ofen zur MOT auseinander und der Strahl weitet sich zunehmend gaußförmig auf [50]. Die transversale Geschwindigkeit aufgrund der Diffusion im Impulsraum ist

$$v(t) = \frac{\hbar k}{m} \sqrt{N(t)} = \frac{\hbar k}{m} \sqrt{\Gamma_{sc} t} \quad (3.5)$$

Dabei ist $N(t)$ die Zahl der bis zur Zeit t gestreuten Photonen und Γ_{sc} die Streurrate. Die mittlere Aufweitung des Strahls $\Delta x(t)$ zur Zeit t ergibt sich durch Integration der Geschwindigkeit von 0 bis t :

$$\Delta x(t) = \frac{\hbar k}{m} \sqrt{\Gamma_{sc}} \int_0^t \sqrt{t} dt = \frac{2}{3} \frac{\hbar k}{m} \sqrt{\Gamma_{sc}} t^{3/2} \quad (3.6)$$

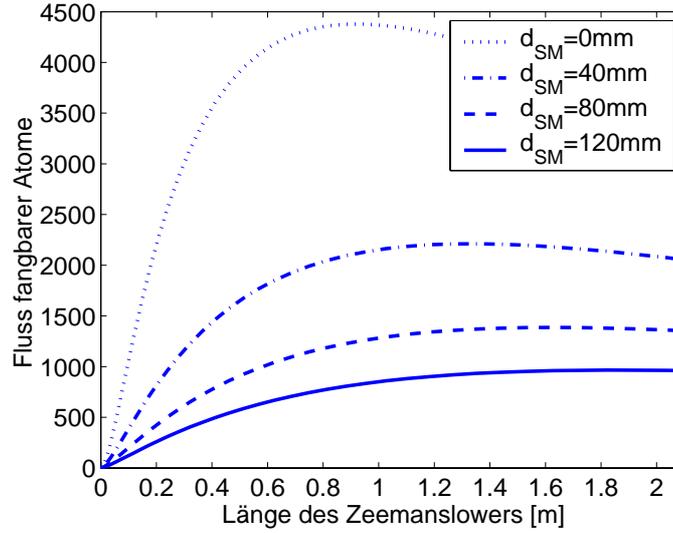


Abbildung 3.11.: Fluss von Atomen mit Geschwindigkeiten unterhalb der Einfanggeschwindigkeit durch den räumlichen Einfangbereich der MOT, bezogen auf den Fluss ohne Zeemanslower, direkt aus dem Atomstrahl fangbaren Atome. Die Kurven wurden für verschiedene Entfernungen d des Zeeman-Slowers von der MOT berechnet. Unser Aufbau entspricht mit $d_{SM} = 120\text{mm}$ der unteren Kurve.

Dies lässt sich mit $N(t) = \Gamma_{sc} t$ umschreiben:

$$\Delta x(t) = \frac{2 \hbar k}{3 m \Gamma_{sc}} N(t)^{3/2} \quad (3.7)$$

Der Effekt ist im Ortsraum also proportional zu $N(t)^{3/2}$. Die Zahl der Streuprozesse ist proportional zur Differenz zwischen Anfangs- und Endgeschwindigkeit und daher besonders groß für die anfänglich schnellsten der abgebremsten Atome. Die Intensität des auf den Einfangbereich der MOT auftreffenden Atomstrahls nimmt aufgrund der Divergenz des Atomstrahls mit zunehmender Entfernung vom Ofen auch ohne Streuprozesse ab. Während die Atome longitudinal gebremst werden, behalten sie, von der Diffusion abgesehen, ihre transversalen Geschwindigkeiten bei. Besonders kritisch geht deshalb die Entfernung vom Slowerende zur MOT in die vom Strahl abgedeckte Fläche ein, da am Ende transversale und longitudinale Geschwindigkeit in derselben Größenordnung liegen.

Aus diesen Effekten —Vergrößerung des fangbaren Geschwindigkeitsbereichs und gleichzeitiger Abnahme der Intensität durch Diffusion und Divergenz des Atomstrahls mit der Länge— ergibt sich eine optimale Länge des Zeeman-Slowers. Bis zu dieser Länge überwiegt der Gewinn an Fluss fangbarer Atome durch den Einfangbereich der MOT die Verluste durch die Diffusion und den verkleinerten Raumwinkel, aus dem Atome gefangen werden können. Um eine Abschätzung für die optimale Länge des Zeeman-Slowers zu bekommen, wurde in dieser Arbeit eine numerische Modell-Rechnung durchgeführt. Dabei wurde für jede (Anfangs-)

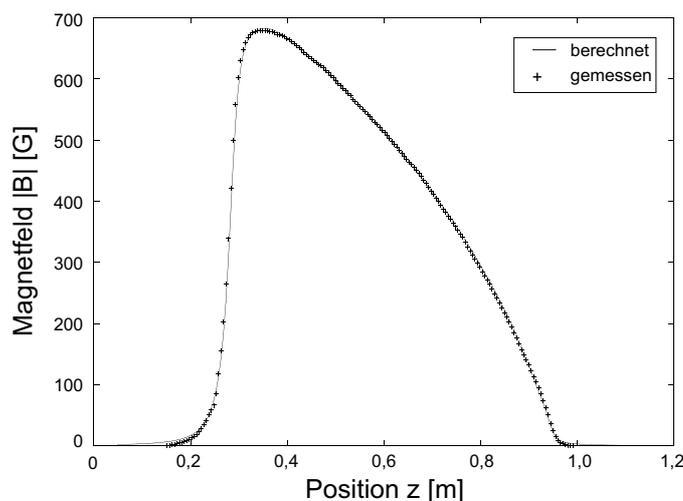


Abbildung 3.12.: Vergleich von gemessenem und berechnetem Feldverlauf der mittleren Spule.

Geschwindigkeitsklasse von Atomen, die vom Slower bis zur Einfanggeschwindigkeit gebremst werden können, die Aufweitung des Strahles bis zum Ort der MOT für verschiedene Slower-Längen berechnet. Durch Gewichtung mit der Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten beim Austritt aus der Effusionszelle ergibt sich so die Intensität, mit der diese Atome durch den Einfangbereich treten. Der gesamte Fluss fangbarer Atome für eine Slower-Länge durch die MOT ergibt sich daraus durch Integration über alle Geschwindigkeiten innerhalb des gemeinsamen Fangbereiches von Slower und MOT, sowie jeweils über den räumlichen Einfangbereich der MOT. Diese Rechnung wurde für verschiedene Slower- und Kammerdesigns mit einem Sicherheitsfaktor von 1.2 durchgeführt. In [Abbildung 3.9](#) ist die Zunahme der maximalen Geschwindigkeit, die vom Slower auf v_c gebremst werden kann, mit der Länge des Slowers dargestellt. [Abbildung 3.10](#) zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome, die den Chromofen verlassen. Der berechnete Fluss fangbarer Atome durch den MOT-Einfangbereich für vier verschiedene Abstände vom Slowerende zum Fallenzentrum ist in [Abbildung 3.11](#) dargestellt⁹.

Für unsere Kammergeometrie (Abstand des Zeeman-Slowsers vom Kammermittelpunkt $d=120$ mm) erreicht man ab einer Länge von etwa 80 cm keinen merklichen Zugewinn an fangbaren Atomen mehr. Es wurde deshalb eine Länge des Slowsers von 80 cm gewählt, was einem maximalen Abbremsen der Atome von 580 m/s auf 30 m/s entspricht.

3.4.3. Aufbau des Zeeman-Slowers

Die Spule für den Zeeman-Slower wurde in drei Teile aufgeteilt. Die untere Spule mit 203 Wicklungen ist auf einen wassergekühlten 5 cm langen doppelwandigen Zylinder gewickelt und direkt oberhalb des Linear-Schiebeventils über den Flansch geschoben. Sie erzeugt einen langsamen Anstieg des Feldes am Beginn des Slowers, um die Atome in den extremen magnetischen Unterzustand pumpen zu können. Im schwächeren Feld kommen zunächst nämlich die Zustände in niedrigeren magnetischen Unterzuständen in Resonanz und durch die zirkulare Polarisierung werden die höheren magnetischen Zustände bevölkert [36]. Die mittlere Spule hat insgesamt über 2500 Wicklungen eines 2mm Kupferdrahtes, die auf 16 Lagen verteilt sind. Position und Zahl der Spulenwicklungen wurden jeweils durch Anwendung des Biot-Savart-Gesetzes optimiert, um das Feld dem idealen Verlauf anzupassen. Jeweils zwei Lagen der Spule können einzeln an eine Stromversorgung angeschlossen werden, um eventuelle Unregelmäßigkeiten beim Wickeln durch Verändern der Ströme ausgleichen zu können. Die Spule ist auf ein doppelwandiges Rohr gewickelt, das ebenfalls wassergekühlt werden muss. Am unteren Ende des Rohres, an der Stelle mit den meisten Wicklungen, kann die Spule zusätzlich durch etwa 20 Wicklungen Kupferrohr, die auf die oberste Lage der Spule gewickelt wurden, wassergekühlt werden. Der Innendurchmesser des inneren Rohres beträgt 1,5 cm. Es dient als differentielle Pumpstrecke zwischen oberer und unterer Kammer (siehe Kapitel 3.2). Die oberste Spule besteht wiederum aus 30 homogenen Wicklungen und wurde direkt um den CF16 Flansch an der Experimentierkammer gewickelt. Alle Spulen wurden für einen Strom von 10 A ausgelegt. Die gesamte in den Spulen dissipierte Leistung beläuft sich damit auf ca. 350 W. Das Licht für den Zeeman-Slower wird durch die Experimentierkammer von oben über einen 45°-Spiegel eingestrahlt, der durch das aufdampfende Chrom immer weiter verspiegelt wird. Ein Fenster direkt in Richtung des Slowers würde schnell mit Chrom zgedampft werden.

Der tatsächliche Feldverlauf in der mittleren Spule wurde mittels einer Induktionsspule vermessen. Abbildung 3.12 zeigt den Verlauf von gerechnetem und gemessenem Feld der mittleren Spule im Vergleich. Bei der Inbetriebnahme wurden die Lagen der einzelnen Spulen einzeln nacheinander in den Stromkreis integriert und dabei die Ströme auf maximale Fluoreszenz der Chrom-MOT optimiert. Es zeigt sich, dass der Slower tatsächlich bei einem Strom von 10A durch alle Spulen optimal arbeitet. Bei Verwendung von σ^+ -Licht muss die erste Spule so beschaltet sein, dass das Feld hier in Flugrichtung der Atome zeigt. Auch die Polarisierung des Lasers und die Stromrichtung in den Spulen wurden geändert, um festzustellen, ob die Richtung des Magnetfeldes des Zeeman-Slowers bezüglich der Richtung des radialen Magnetfeldes der MOT-Spulen Einfluss auf das Laden der MOT hat. Dabei wurde kein Unterschied in der Effizienz festgestellt.

⁹Der Fluss wurde dabei auf den Fluss ohne Zeemanslower fangbarer Atome normiert, wobei der Atomstrahl nur durch das differenzielle Pumpröhrchen begrenzt ist.

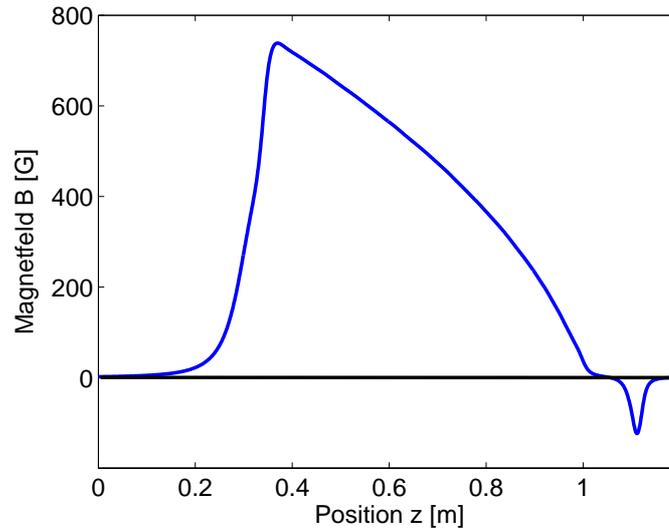


Abbildung 3.13.: Berechneter Feldverlauf aller Spulen des Zeeman-Slowers.

Da die Anlage auch zum Einfangen des fermionischen Isotops ^{53}Cr geeignet sein soll, müssen Atome, die nach dem Nulldurchgang des Magnetfeldes in falsche Hyperfeinzustände fallen zurück gepumpt werden können. Zu diesem Zweck wurde in der Spinflip-Region ein Vierwegekreuz (in Abbildung 3.1 mit UK bezeichnet) mit zwei Fenstern eingebaut. Die zusätzlichen Laserstrahlen können somit seitlich eingestrahlt werden.

Die Verstimmung des Slower-Laserlichtes ist durch das vorhandene Lasersystem auf $\delta \approx -40\Gamma$ festgelegt [36]. Daraus ergibt sich die Position des Nulldurchganges des Magnetfeldbetrages. Abbildung 3.13 zeigt den kompletten berechneten Feldverlauf für den Spinflip-Slower. Der langsame Abfall und Anstieg der Feldstärke in der Spin-Flip Region ist durch den Einbau des Vierwegekreuzes, das die oberste Spule von der mittleren räumlich trennt, bedingt.

3.5. Lasersystem

Zur Erzeugung der nötigen Laser-Frequenzen für die Kühlung und das Rückpumpen der Atome beider Spezies in den Fallen wurde auf bestehende Systeme zweier weiterer Experimente am Institut zurückgegriffen. Fallen- und Rückpumplicht für die Rubidium-MOT werden über eine Faser zum Experiment geleitet und für das Experiment nochmals verstärkt. Das 426 nm-Licht, sowie die beiden Rückpumpstrahlen für die Chrom-Falle können durch Klappspiegel vom Chrom-BEC Experiment zum Chrom-Rubidium Experiment umgelenkt werden.

Die jeweils sechs Strahlen, die für die MOTs benötigt werden, werden durch je drei Strahlen erzeugt, die nach einmaligem Durchqueren der Kammer wieder in sich selbst retroreflektiert werden. Ein $\lambda/4$ -Plättchen vor jedem der rückreflektierenden Spiegel führt zu einer Drehung der Polarisation des reflektierten um 90° gegenüber dem eingestrahlt Laserstrahl. Dadurch wird die erwünschte $\sigma^+ - \sigma^-$ Konfiguration erreicht.

3.6. Lasersystem für die Rubidium-MOT

Das 780 nm-Licht wird durch zwei gitterstabilisierte 50 mW-Diodenlaser erzeugt. Abbildung 3.14 zeigt die schematische Darstellung des Systems. Die Stabilisierung erfolgt durch dopplerfreie Polarisations-Spektroskopie [51] an Spektroskopiezellen auf die $^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=3)$ bzw. $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=2)$ Linien von ^{87}Rb . Das System verfügt im aktuellen Aufbau über keine Möglichkeit, die Verstimmung gegenüber dem Übergang festzustellen. MOT- und Rückpump-Linie werden jeweils auf maximale Fluoreszenz der MOT justiert. Bei ansonsten gleichen Einstellungen wie Magnetfeldgradient und Strahldurchmesser in der Falle, lassen sich so immer dieselben Bedingungen für die MOT einstellen.

Das Licht beider Wellenlängen wird in eine Glasfaser eingekoppelt und so zum Experiment geleitet. Auf dem Experimentiertisch wird das Licht aus der Faser durch eine weitere 70 mW-Laserdiode¹⁰ verstärkt. Dabei wird das Licht in die (*Slave*-)Laserdiode eingekoppelt und zwingt diese zur Emission von Licht mit derselben Frequenz. Diese Technik wird als Injektions-Stabilisierung bezeichnet und wird in vergleichbaren Experimenten häufig verwendet. Einzigartig ist bei unserem Experiment, dass beide für die Falle benötigten Frequenzen in nur einen Slave eingekoppelt und beide durch diesen verstärkt werden. Dies ist möglich, da die verwendeten Linien von Rubidium nur um 6.8 GHz gegeneinander verschoben sind, und so beide Frequenzen noch innerhalb des Gainprofils der Laserdiode liegen. Durch die Glasfaser wird zudem ein perfekter Strahlüberlapp der beiden Frequenzen erreicht und die Modenanpassung von Master¹¹ und Slave vereinfacht. Die Einkoppelung in die Laserdiode erfolgt über einen optischen Isolator. Dadurch wird verhindert, dass eine Rückkopplung aus dem retroreflektierten MOT-Strahl zurück in die Laserdiode und aus dem Slave-Laser zurück in den Master erfolgt. Das mit einem Fabry-Perot Interferometer¹² aufgenommene Spektrum des injizierten Lichtes ist in Abbildung 3.15 und das Spektrum des verstärkten Lichtes in 3.16 zu sehen. In Abbildung 3.15 sind die Hauptlinie und die um -6.8 GHz verschobene Nebenlinie zu sehen. Das Spektrum des verstärkten Lichtes in Abbildung 3.16 zeigt ebenfalls diese beiden Linien mit gegenüber dem eingekoppelten Licht verändertem Intensitätsverhältnis. Die Intensitäten der beiden Linien im verstärkten Licht hängen von den Intensitäten im eingekoppelten Licht und der Lage der Linien im Gainprofil der Laserdiode ab. Zusätzlich ist eine Nebenlinie (linker Pfeil) zu erkennen, die um -6.8 GHz gegenüber der MOT-Linie verschoben ist. Solche Nebenlinien entstehen durch die Modulation des Brechungsindex des Gain-Materials der Laserdiode beim Mischen zweier Laser mit Frequenzen ω_1 und ω_2 . Diese prägt den verstärkten Frequenzen Seitenbänder mit Abstand $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ auf. Die Entstehung von Seitenbändern bei der Verstärkung von Licht zweier Wellenlängen durch ein laseraktives Medium (‘‘tapered amplifier‘‘) wurde auch von Ferrari et al. in [52] beschrieben. Vor der Faser

¹⁰ Typ Sanyo DL-7140

¹¹ Als Master werden die gitterstabilisierten Dioden-Laser bezeichnet.

¹² Resonator-Länge etwa 100 mm

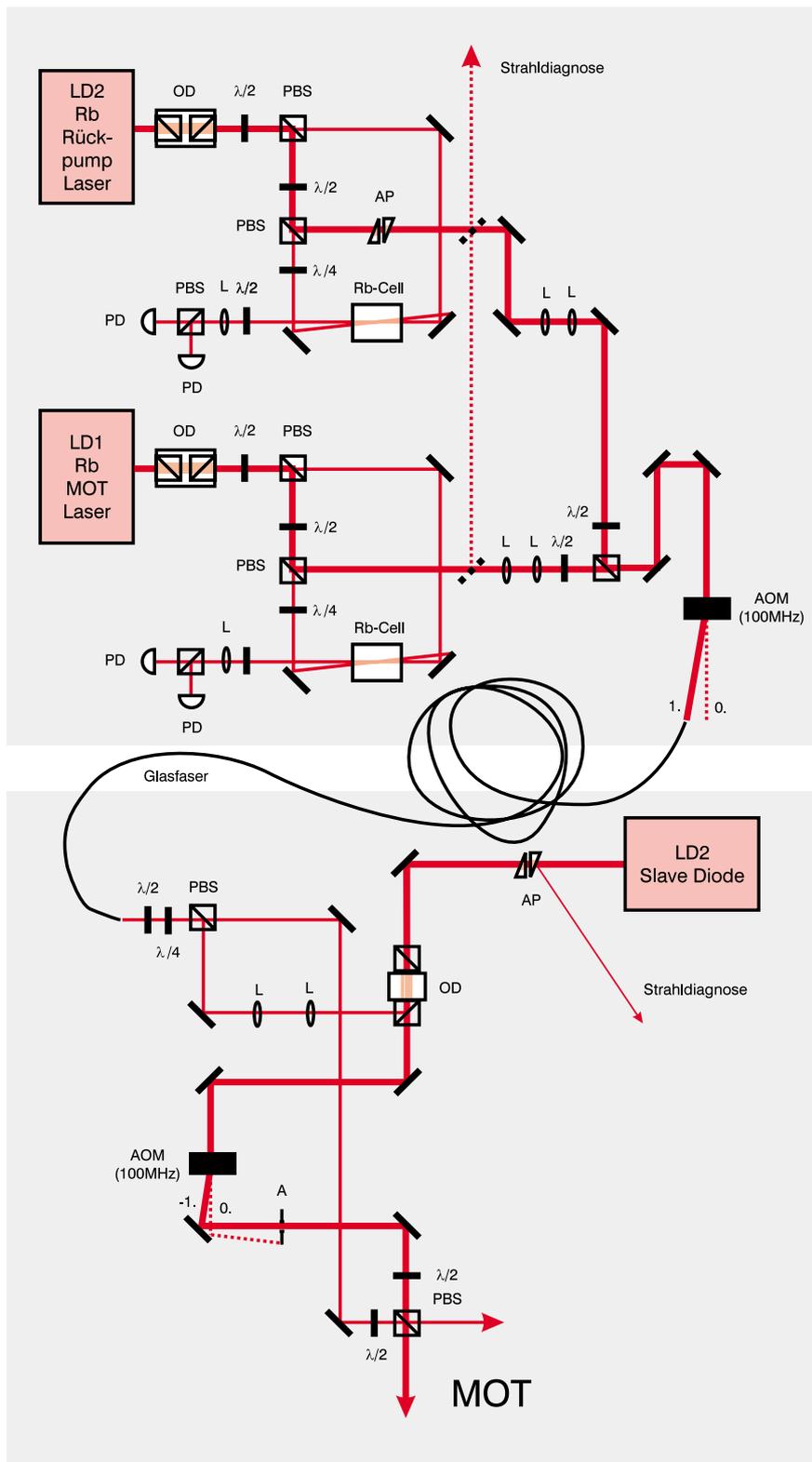


Abbildung 3.14.: Das Lasersystem für die Rubidium-MOT. A: Aper-
tur, AOM: akusto-optischer Modulator, AP: Anamorphes Prismen-Paar
 $\lambda/4$ bzw. $\lambda/2$: Verzögerungsplättchen, L: Linse, OD: optischer Isola-
tor, PBS: polarisierende Strahlteiler-Würfel, PD: Photodiode, Rb-Cell:
Spektroskopie-Zelle.

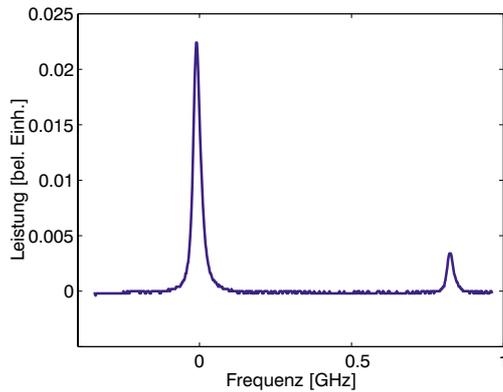


Abbildung 3.15.: Spektrum des injizierten Lichtes mit einem Fabry-Perot Interferometer mit 1.49 GHz freiem Spektralbereich aufgenommen. Der Frequenzabstand von 6.8 GHz zwischen den Linien ergibt sich aus 4x dem freien Spektralbereich plus dem direkt ablesbaren Abstand von etwa 800 MHz.

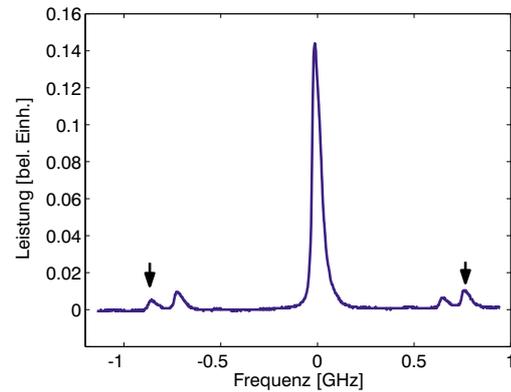


Abbildung 3.16.: Spektrum des Lichtes nach dem Slave-Laser. Es sind neben der MOT-Linie die Linien des Rückpump-Überganges bei 6.8 GHz (rechter Pfeil) sowie ein Seitenband bei -6.8 GHz (linker Pfeil) zu erkennen.

und nach der Slave-Diode durchläuft der Laserstrahl je einen AOM. Beide werden bei einer festen Frequenz (100 MHz) betrieben und dienen allein zum schnellen Schalten des Fallen- und Rückpump-Lichtes während der Detektion. Der Vorteil dieses Aufbaus gegenüber einem doppelt durchlaufenen AOM besteht im geringeren Leistungsverlust. Zudem heben sich auf diese Weise die Frequenzverschiebungen beider AOMs gegenseitig auf und die Strahlen sind gegenüber den Lockpunkten unverschoben.

3.7. Lasersystem für die Chrom-MOT

Das Lasersystem für die Chrom-MOT wurde in vorangegangenen Arbeiten ([41, 53, 36]) ausführlich beschrieben. Es soll daher nur ein grober Überblick über das System gegeben werden. Abbildung 3.17 zeigt den schematischen Aufbau des Systems. Für den Kühlübergang wird Licht mit 425.55 nm durch Frequenzverdopplung von Licht der Wellenlänge 851.1 nm durch ein nichtlineares Medium (brewster-geschnittener LBO-Kristall) in einem am Institut entwickelten Ringresonator erzeugt. Das infrarote 851.1 nm-Licht mit einer Leistung von etwa 2 W stammt von einem Titan-Saphir-Laser¹³. Dieser wird durch einen Argon-Ionen-Laser¹⁴ mit einer Leistung von ca. 16 W optisch gepumpt. Das System liefert zur Zeit eine Lichtleistung von 300 mW bei 425.5 nm für das Experiment. Die Stabilisierung erfolgt durch dopplerfreie

¹³Fa. Coherent, MBR110

¹⁴Fa. Coherent, Sabre R 25 TSM

Polarisations-Spektroskopie [51] am ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ Übergang an Chromatomen in einer Chrom-Hohlkathodenlampe. Geregelt wird dabei die Frequenz des Titan-Saphir Lasers. Das System ist so ausgelegt, dass das verdoppelte Licht die für den Zeeman-Slower benötigte Frequenz besitzt. Für die MOT wird nach der Frequenzverdopplung etwa $1/3$ des Lichtes abgespalten. Dieses durchläuft dann einen AOM im zweifach-Durchgang. Die Frequenz des Strahls wird so durchstimmbare (-8Γ bis $+2\Gamma$) und der Strahl lässt sich sehr schnell schalten. Das doppelte Durchlaufen des AOM verhindert eine räumliche Verschiebung des Strahls beim Verändern der Frequenz des AOM.

Die beiden benötigten Rückpump-Linien für Chrom aus dem 5D_4 und 5D_3 Niveau bei 663.18 nm und 653.97 nm werden durch zwei gitterstabilisierte Diodenlasersysteme¹⁵ erzeugt. Die Stabilisierung erfolgt auf einen externen passiven Resonator nach dem Pound-Drever-Verfahren [54]. Dabei wird im Experiment immer auf maximale Fluoreszenz der MOT justiert. Abbildung 3.18 zeigt den schematischen Aufbau des Rückpump-Lasersystems.

3.8. Abbildungssystem und Detektionsmethoden

Alle Messungen in dieser Arbeit wurden entweder durch Auswertung von Kamerabildern aus Fluoreszenzaufnahmen oder durch Aufzeichnung des Fluoreszenzsignals mittels einer Photodiode durchgeführt. Zusätzlich steht zur Beobachtung der MOTs eine Webcam zur Verfügung. Diese wurde genutzt, um die Chrom und Rubidium-MOT räumlich zu überlagern.

3.8.1. Fluoreszenz-Abbildung

Dichteverteilung und Atomzahl in den MOTs und in der Chrom-Magnetfalle wurden aus der Intensität des an den Atomen gestreuten Lichtes bestimmt. Nach der Eichung [53] der verwendeten Kamera¹⁶ werden diese Größen aus den Belichtungswerten der Pixel des Kamerabildes durch ein Matlab-Programm berechnet. Zur Aufnahme der MOT im Gleichgewicht wird die Belichtungszeit (typischerweise 0.5 bis 2 ms) an der Kamera eingestellt und durch die Rechnersteuerung des Experiments zu einem definierten Zeitpunkt in einer Sequenz ein Bild aufgenommen. Für Aufnahmen der Chrom-Magnetfalle und Flugzeit-Aufnahmen wird die Kamera mit einer Belichtungszeit von 20 ms ausgelöst, während alle Laser aus sind. Das Fluoreszenzbild wird dann durch Anblitzen der Fallenatome mit den MOT-Strahlen für typischerweise $100\mu\text{s}$ während der Belichtungszeit der Kamera genommen. Diese Zeit ist so kurz gewählt, dass die Atomwolke während der Belichtungszeit nicht wesentlich expandiert und die Wolke nicht zu stark beeinflusst wird. Zum Anblitzen der Fallenatome wird die Verstimmung des MOT-Lasers auf -0.2Γ eingestellt, um ein möglichst hohes Fluoreszenzsignal

¹⁵Fa. TuiOptics

¹⁶Fa. Sony, Progressive Scan CV-M10BX mit 75mm Objektiv

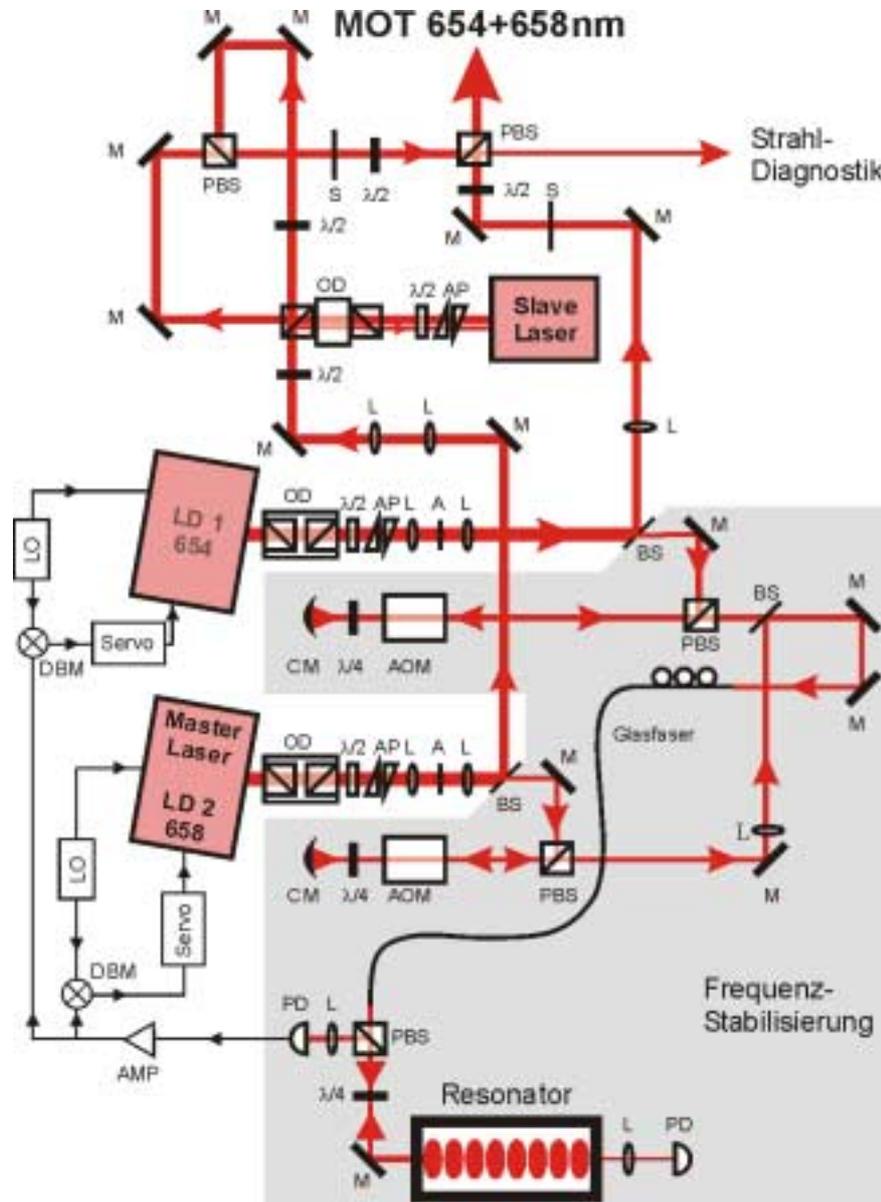


Abbildung 3.18.: Aufbau des Lasersystems für die Rückpumper. A: Apertur, AOM: akusto-optischer Modulator, AMP: Verstärker, AP: Anamorphes Prismen-Paar, CM: gekrümmter Spiegel, DBM: doppelt balancierter Mischer, L: Linse, LD: gitterstabilisierter Diodenlaser, M: Spiegel, PBS: polarisierende Strahlteiler-Würfel, PD: Photodiode.

bei abgeschaltetem Magnetfeld zu erreichen¹⁷. Die Atomzahl ergibt sich aus dem Bild nach folgender Formel:

$$N_{\text{Atome}} \Gamma_{sc} \Omega_{cam} T_F \hbar\omega = \sum_{i=1}^{N_{\text{pixel}}} C_i \frac{1}{t_B} \gamma_{cam} \quad (3.8)$$

Die rechte Seite stellt die durch die Kamera detektierte Leistung dar. Dabei sind die C_i die Pixel-Werte des Bildes, N_{pixel} die Zahl der Kamerapixel, γ_{cam} die Kameraeffizienz und t_B die Belichtungszeit. Diese Leistung entspricht dem Produkt aus Atomzahl N_{Atome} , Streurrate Γ_{sc} , Raumwinkel Ω_{cam} und Transmission der Fenster zwischen Kamera und Atomwolke.

Flugzeit-Methode zur Bestimmung der Temperatur in der MOT

Die Temperatur des Atomensembles in der MOT wurde mittels der *Flugzeitmethode* (time-of-flight TOF) bestimmt. Hierbei werden jeweils zu einem definierten Zeitpunkt in einer Sequenz, während die Falle sich im Gleichgewicht befindet, das Magnetfeld und die MOT-Laser abgeschaltet. Nach einer Flugzeit t , die bei jedem Durchlauf um 0.5 ms erhöht wird, wird ein Fluoreszenzbild der expandierten Atomwolke genommen. Nimmt man zur Zeit $t=0$ an jedem Ort in der Falle die selbe Impulsverteilung der Atome an, was unter Vernachlässigung interatomarer Wechselwirkung der Fall ist [35], kann man aus der Expansion der Wolke die Temperatur berechnen. Die Ortsverteilung in der Wolke zu einem späteren Zeitpunkt ergibt sich dann durch eine Faltung der anfänglichen Dichteverteilung mit der Dichteverteilung einer aufgrund der Impulsverteilung expandierten anfänglich punktförmigen Wolke. Die Ausdehnung der Wolke entwickelt sich daher zeitlich wie

$$n(r, t) \propto e^{-\frac{r^2}{2\sigma(t)^2}} \quad (3.9)$$

mit der halben $1/\sqrt{e}$ -Breite der Verteilung

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad i = y, z \quad (3.10)$$

Aus der Anpassung (least-square-fit) von Gleichung 3.9 an Schnitte in y - und z -Richtung durch die genommenen Fluoreszenzbilder erhält man σ_t . Die Temperatur T und die Größe der Wolke zur Zeit $t=0$ ergeben sich schließlich durch Anpassung von Gleichung 3.10 an die σ_t [53, 36].

3.8.2. Aufnahme des Fluoreszenzsignals mit einer Photodiode

Die Messungen zu den Laderaten der Rubidium-MOT unter verschiedenen Bedingungen wird durch Aufzeichnung des von einer Photodiode detektierten Fluoreszenzlichts durchgeführt.

¹⁷ Maximale Fluoreszenz wird ohne Magnetfeld zwar bei 0Γ erreicht, es wird aber eine leicht negative Verstimmung von -0.2Γ gewählt, um sicher zu verhindern, dass die Atome während der Bildnahme durch blau verstimmtes Licht auseinander getrieben werden.

Dazu wird die MOT durch eine Linse mit Brennweite $f=300$ mm und 2“ Durchmesser auf die Photodiode abgebildet. Das Signal der Diode wird mit einer Abtastrate von 400 Hz durch ein Digital-Oszilloskop aufgezeichnet. Die Daten werden über die serielle Schnittstelle des Oszilloskops etwa alle 2 s ausgelesen und von einem Rechner in Dateien geschrieben, die später zur Auswertung nahtlos aneinander gefügt werden können. So ist auch die durchgehende Aufzeichnung längerer Messreihen möglich. Die Auswertung der Daten erfolgt durch Matlab Programme.

3.8.3. Auswertung der Messungen mit der Photodiode

Zur Bestimmung der Laderate, mit der Rubidium und Chrom Atome in die MOT geladen werden, wurde in dieser Arbeit das Fluoreszenzlicht der MOT wie oben beschrieben mit einer Photodiode detektiert und aufgezeichnet. Dies hat gegenüber der Aufnahme mit einer CCD-Kamera den Vorteil, dass man in einer Messung die gesamte Ladekurve aufnehmen kann. Um aus dem Photodiodensignal auf die Atomzahl in der Falle schließen zu können, muss berücksichtigt werden, dass der gemessene Photonenfluss sowohl von der Atomzahl, als auch von der Photonenstreureate Γ_{sc} (s. Abschnitt 1.1.2) mit

$$\Gamma_{sc} = \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2} \frac{\Gamma}{2} \quad (3.11)$$

abhängig ist. Die Gesamtintensität der MOT-Strahlen am Ort der MOT muss also ebenso bekannt sein, wie die Verstimmung δ . Für δ wird angenommen, dass alleine die Verstimmung des Fallenlasers gegenüber der Resonanz eingeht. Die Dopplerverschiebung δ_D ist bei Temperaturen der Atomensembles um $100 \mu\text{K}$ gegenüber der natürlichen Linienbreite vernachlässigbar ($\delta_D \approx 1/10 \Gamma$). In die Streureate geht die Gesamtintensität aller sechs MOT-Strahlen am Ort der MOT ein. Das gestreute Lichtfeld im Fallenzentrum ist durch die Überlagerung aller sechs Fallenstrahlen nicht mehr rein zirkular polarisiertes Licht, sondern näherungsweise unpolarisiert. Zur Berechnung der Streureate wird daher berücksichtigt, dass Übergänge zwischen allen magnetischen Unterzuständen stattfinden. Der Sättigungsparameters wird daher mit dem mittleren Quadrat der Clebsch-Gordan Koeffizienten C^2 gewichtet [35, 55]. Der so korrigierte Sättigungsparameter ist dann

$$\langle s \rangle = C^2 \frac{I}{I_s} \quad (3.12)$$

Für den MOT-Übergang von ^{87}Rb ist $C^2 = \frac{7}{15}$. Der Faktor wurde aus den in [32] angegebenen Übergangsstärken berechnet.

Um nun aus dem Fluoreszenzsignal die tatsächliche Atomzahl in der MOT berechnen zu können, wurde das Photodiodensignal der voll geladenen MOT bei maximaler Intensität der MOT-Strahlen auf die aus einer CCD-Kamera-Aufnahme ermittelte Atomzahl geeicht. Unter

Berücksichtigung des so gewonnenen Proportionalitätsfaktors und der Streurrate ist die Atomzahl in der Falle:

$$N = \frac{U_{PD} \Gamma_{sc}^{max}}{\Gamma_{sc}(I, \delta) U_{PD}^{max}} N_{CCD}^{max} \quad (3.13)$$

Hierbei ist U_{PD} die gemessene Spannung an der Photodiode, U_{PD}^{max} die Spannung bei maximal geladener Falle, Γ_{sc}^{max} die Streurrate, bei der die Kameraaufnahme gemacht wurde, und N_{CCD}^{max} die für die voll geladene Falle aus dem Kamera-Bild berechnete Atomzahl.

3.9. Kleeblatt-Magnetfalle

Zur Realisierung magnetischer Fallen ist eine Anordnung von Spulen erforderlich, die ein lokales Magnetfeldminimum erzeugen. Damit Verluste durch Majorana-Übergänge vermieden werden, soll das Magnetfeld im Minimum nicht verschwinden. Weitere Anforderungen, richten sich vor allem an die Speicherzeit in der Falle und damit an Stabilität und Tiefe der Falle. Auch technische Gesichtspunkte wie optischer Zugang, Schaltbarkeit, Erzeugung und Handhabbarkeit der erforderlichen Ströme sowie Abfuhr der erzeugten Wärme sind entscheidende Kriterien bei der Konstruktion einer Magnetfalle.

Das folgende Kapitel diskutiert zunächst die Eigenschaften der sog. Ioffe-Pritchard-Magnetfallen. Danach wird die Berechnung, Konstruktion und Eigenschaften der realisierten Kleeblattfalle erläutert. Es folgt ein Vergleich der an der fertigen Spulenkonfiguration vermessenen Feldverläufe mit den berechneten Werten. Eine Zusammenfassung der wichtigen Fallenparameter für die Elemente Chrom und Rubidium findet sich in Abschnitt 3.9.4.

3.9.1. Ioffe-Pritchard Fallen

Um die in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Majorana-Verluste in einer Magnetfalle zu vermeiden, ist eine Falle ohne Nulldurchgang des Magnetfeldbetrages nötig. Die niedrigste Ordnung, in der ein magnetischer Einschluss ohne einen solchen Nulldurchgang erzeugt werden kann, ist ein quadratischer Feldverlauf. Um trotz der in Abschnitt 1.2.3 diskutierten Nachteile eines harmonischen Feldverlaufs noch möglichst guten Einschluss zu erhalten, reicht es aus, den quadratischen Verlauf nur in einer Richtung zu realisieren. In den beiden anderen Raumrichtungen werden weiterhin lineare Potenziale erzeugt. Diese von Ioffe 1962 zur Plasma-Speicherung [56] und von Pritchard 1983 zur Speicherung kalter Atome [20] vorgeschlagene Konfiguration erzeugt ein Magnetfeld mit nicht verschwindendem Feldbetrag im Magnetfeldminimum.

Das Feld einer solchen Falle setzt sich aus einem zweidimensionalen Quadrupolfeld und einem senkrecht dazu überlagerten harmonischen Feldverlauf zusammen. In der ursprünglich vorgeschlagenen Anordnung, die in Abbildung 3.19 dargestellt ist, erzeugen vier stromdurchflossene, parallel zueinander liegende Leiter ein 2D-Quadrupolfeld in der Ebene senkrecht zu

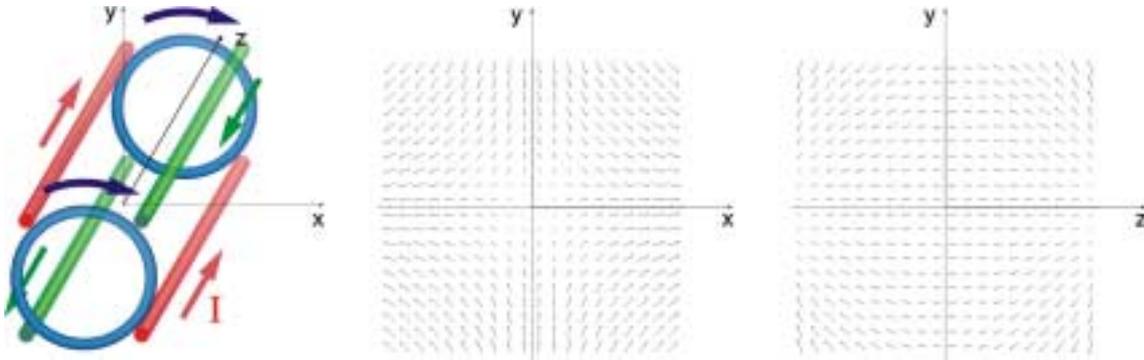


Abbildung 3.19.: Schematische Darstellung der Leiterkonfiguration mit „Ioffe-Bars“ und Feldlinien des Feldes in der x-y- bzw. x-z-Ebene.

den Leitern. Die Ströme durch benachbarte Leiter fließen dabei immer in entgegengesetzte Richtung. Das inhomogene Feld in z-Richtung wird durch zwei sogenannte „Pinch“-Spulen erzeugt, die parallel zur Quadrupol-Ebene liegen, so dass die Anordnung rotationssymmetrisch um die Achse der Pinch-Spulen ist.

Der Feldverlauf ist zylinder-symmetrisch um die Spulenachse und kann durch die drei Parameter *axiale Krümmung* B''_z , *radialer Gradient* B'_{rad} und *Offset* B_0 beschrieben werden:

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B'_{rad} \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''_z}{2} \begin{pmatrix} -xy \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Aus dem Feldbetrag lässt sich die radiale Krümmung in der Nähe des Fallenzentrums berechnen:

$$|\vec{B}(\vec{r})| = \sqrt{(B'_{rad}x - \frac{B''_z}{2}xz)^2 + (B'_{rad}y + \frac{B''_z}{2}yz)^2 + (B_0 + \frac{B''_z}{2}(z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)))^2} \quad (3.15)$$

Man kann nun alle Terme mit x^2 und y^2 zusammenfassen und erhält mit $r^2 = x^2 + y^2$ und der Definition der radialen Krümmung

$$B''_r = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''_z}{2} \quad (3.16)$$

$$|\vec{B}(\vec{r})| = \sqrt{B_0^2 + B''_r r^2 + f(z) \dots}, \quad (3.17)$$

wobei $f(z)$ die Terme sind, die die z-Abhängigkeit enthalten. In der $z=0$ -Ebene kann dieser Ausdruck nach Potenzen von r entwickelt werden und man erhält

$$|\vec{B}(\vec{r})| = B_0 + \frac{1}{2}B''_r r^2 + \dots \quad (3.18)$$

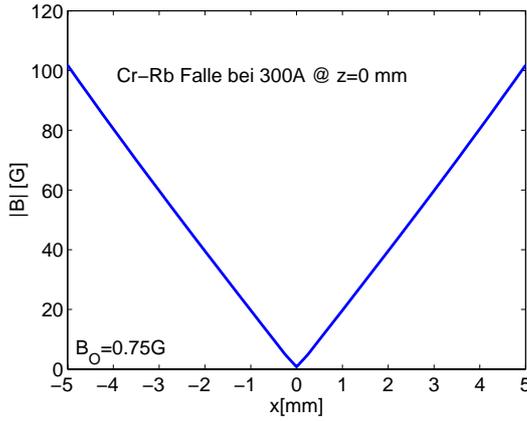


Abbildung 3.20.: Verlauf des Magnetfeldbetrages bei niedrigem Offsetfeld von $B_0 = 0.75$ G. Das Feld verläuft bis nahe ans Fallenzentrum linear.

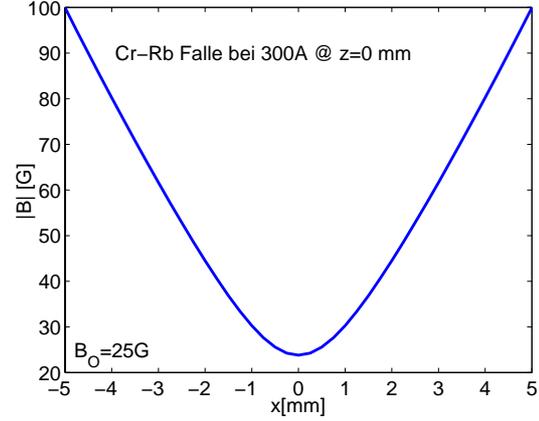


Abbildung 3.21.: Verlauf bei höherem Offsetfeld von $B_0 = 25$ G. Im Zentrum der Falle hat das Feld nun einen harmonischen Verlauf.

Die Entwicklung gilt nur für $\frac{B_r''}{B_0} r^2 \ll 1$, d.h. mit dem Mittelwert $\langle r \rangle = \sqrt{\frac{k_B T}{|\vec{\mu}| B_r'}}$ im thermischen Gleichgewicht¹⁸ ist

$$\frac{k_B T}{|\vec{\mu}| B_0} \ll 1 \quad (3.19)$$

die Bedingung für Harmonizität der Falle. Für kalte Atomensembles ($T \ll \mu B_0 / k_B$) erzeugt die Ioffe-Pritchard-Konfiguration also ein anisotropes, harmonisches Potenzial. Jenseits dieser Bedingung dominiert in radialer Richtung der lineare Feldverlauf.

An Gleichung 3.16 ist zu erkennen, dass der radiale Einschluss durch Absenken des Offsets B_0 erhöht werden kann. Die Abschwächung des radialen Einschlusses durch ein höheres Offsetfeld ist in den Abbildungen 3.20 und 3.21 am Verlauf des Magnetfeldbetrages zu erkennen. Zudem ist ein hohes Offsetfeld speziell bei der Erzeugung eines Chrom-BEC unerwünscht, da die Streurrate für dipolare Kollisionen, die zu Verlusten führen, mit der Stärke des Offset-Feldes skaliert. Daher erzeugt man durch ein zusätzliches Spulenpaar (*Offset-Spulen*) ein dem Offsetfeld entgegengesetztes Feld. Das Spulenpaar sollte idealer Weise in Helmholtz-Anordnung konzentrisch mit der z -Achse angebracht sein, um ein möglichst *homogenes* Feld zu erzeugen. So wird die durch die Pinch-Spulen erzeugte Krümmung des Feldes nicht geschwächt. Die Spulen werden so ausgelegt, dass ein niedriges Offsetfeld entsteht, das aber groß genug ist um, Majorana-Verluste gering zu halten. Um die Möglichkeit einer Fein-Einstellung des Offsetfeldes im Bereich weniger Gauß zu haben, kann zusätzlich ein bewegliches Spulenpaar mit wenigen Windungen angebracht werden.

Bei der Kompensation des Offsetfeldes muss darauf geachtet werden, dass der Betrag des

¹⁸ Im thermischen Gleichgewicht gilt nach Boltzmann $1/2 k_B T = 1/2 |\vec{\mu}| B_r' \langle r \rangle^2$.

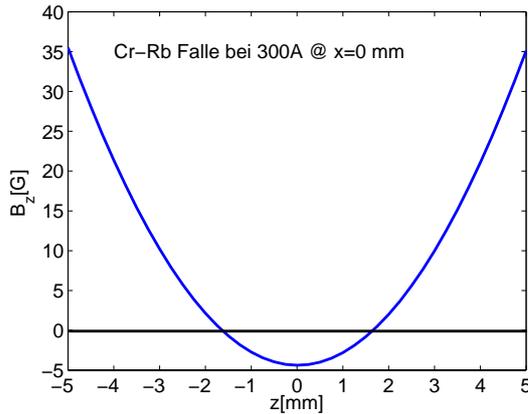


Abbildung 3.22.: Axialer Feldverlauf bei Überkompensation des Offset-Feldes.

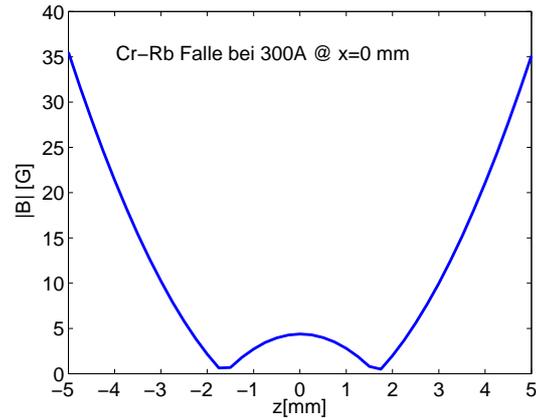


Abbildung 3.23.: Durch Überkompensation hervorgerufener Verlauf des Magnetfeldbetrages. (Doppelmulden-Potenzial)

Feldes der Offset-Spulen im Fallenzentrum nicht größer als das von den Pinch Spulen erzeugte Offsetfeld ist, da sonst zwei Nulldurchgänge des Feldes in axialer Richtung entstehen. Diese führen zum einen zur Zunahme der Majorana-Verluste, zum anderen wird dadurch ein Doppelmulden-Potenzial erzeugt, wie am Verlauf des Magnetfeldbetrages in [Abbildung 3.23](#) zu sehen ist. Der axiale Einschluss wird dadurch stark geschwächt.

Der radiale Einschluss in [Gleichung 3.14](#) geht verloren, wenn $\frac{B'_z}{2}xz = B'_r x$ ist. Es gibt zwei ausgezeichnete Punkte im Feldverlauf, bei denen dies der Fall ist. Diese Instabilitätspunkte liegen bei

$$z_{inst} = \pm \left(\frac{B'_r}{B'_z} - \frac{1}{2} \frac{B_0}{B'_r} \right). \quad (3.20)$$

Bei der Konstruktion einer Falle muss darauf geachtet werden, dass diese Punkte weit außerhalb der gefangenen Atomwolke liegen.

3.9.2. Die Kleeblattfalle

Der optische Zugang zur in [Abschnitt 3.9.1](#) beschriebenen Ioffe-Pritchard Magnetfalle ist durch die sog. „Ioffe-Bars“ stark limitiert. Alternativ dazu lässt sich der selbe Magnetfeldverlauf aber auch durch eine Kleeblatt-Anordnung („cloverleaf trap“) der Spulen erzeugen [[57](#)]. Die „Ioffe-Bars“ werden dabei durch vier Paare von Spulen ersetzt, die sich kleeblattförmig angeordnet gegenüber stehen. Diese „Kleeblatt-Spulen“ generieren in der Mittelebene einen radialen Feldgradienten. Die Anordnung bietet den Vorteil eines sehr guten optischen Zugangs in der Ebene senkrecht zur Symmetrieachse des Feldes.

Die Entstehung des Feldverlaufs lässt sich anhand von [Abbildung 3.24](#) verstehen. Zwei elliptische Spulen werden in gleicher Richtung vom Strom durchflossen. Sie liegen parallel zueinander im Raum. Ihre langen Halbachsen sind dabei um 90° gegeneinander gedreht. In

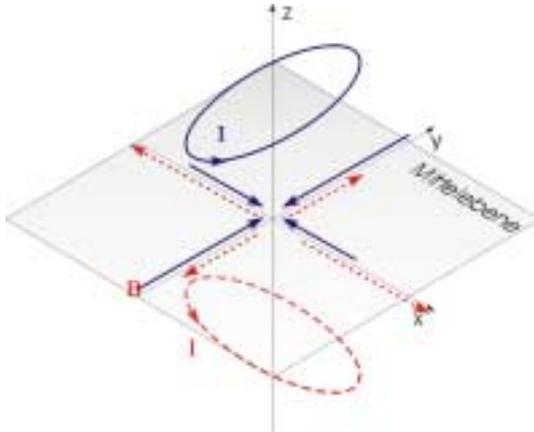


Abbildung 3.24.: Entstehung des radialen Gradienten bei zwei elliptischen Spulen. Die Pfeile in der Mittelebene geben die Richtungen und Größenverhältnisse der Magnetfelder an.

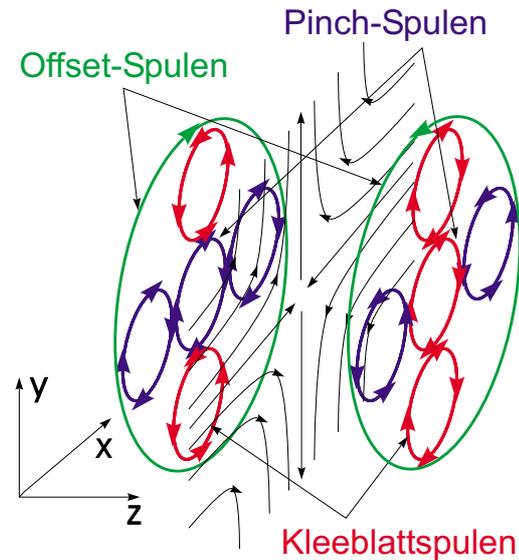


Abbildung 3.25.: Schematische Darstellung der Kleeblatt-Anordnung. Die Felder der zentralen Spulen der gekreuzten Ovale heben sich gegenseitig auf.

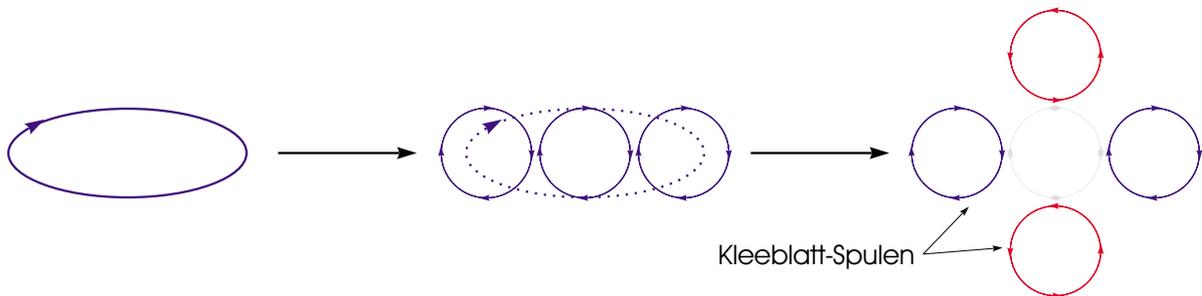


Abbildung 3.26.: Zerlegung der elliptischen Spule in drei einzelne Spulen. An den Berührungspunkten der Spulen heben sich die von den benachbarten Strömen erzeugten Magnetfelder gegenseitig auf.

der Mittelebene zwischen den beiden Spulen wird ein radialer Gradient erzeugt, da der radiale Feldanteil in der Richtung der kurzen Halbachse der jeweiligen Spule mit dem Abstand von der Spule schneller verschwindet als in Richtung der großen Halbachse¹⁹. Dadurch heben sich die Radialanteile der Felder beider Spulen in der Mittelebene nicht mehr gegenseitig auf, wie dies beim rotationssymmetrischen Feld runder Spulen der Fall ist. Es resultiert ein radialer Gradient in der Mittelebene. Die elliptische Spule kann nun wie in Abbildung

¹⁹ Kleine Spulen erzeugen ein stärker divergierendes Feld als große.

3.26 dargestellt in drei Bereiche unterteilt werden. Drei nebeneinander angeordnete Spulen erzeugen näherungsweise dasselbe Feld wie eine elliptische Spule. Durch eine zweite solche Anordnung, die gegenüber der ersten um 90° gedreht ist und in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen wird, wie die drei anderen Spulen, verdoppelt sich der Gradient. Die zentralen Spulen werden gegenläufig vom Strom durchflossen und tragen daher nicht zum Feld bei, können also weggelassen werden. Es entsteht ein reines zweidimensionales Quadrupolfeld ohne z-Komponente in der Mittelebene. Nimmt man nun auf jeder Seite jeweils eine der zentralen Spulen, deren Abstand größer als ihr Radius ist und die parallel vom Strom durchflossen werden, hinzu, wird ein inhomogenes Feld in z-Richtung erzeugt. Dadurch wird der erwünschte axiale Einschluss erzeugt. Die vier äußeren Spulen werden als „Kleeblatt-Spulen“, die ganze Anordnung als „Kleeblatt-Falle“ (cloverleaf-trap) bezeichnet. Die beiden mittleren Spulen werden wie bei der ursprünglichen Ioffe-Konfiguration als „Pinch“-Spulen bezeichnet. Zur Kompensation des Offset-Feldes der Pinch-Spulen wird wiederum ein Offset-Spulen-Paar wie in Abschnitt 3.9.1 hinzugenommen. Die gesamte Anordnung ist schematisch in Abbildung 3.25 dargestellt.

3.9.3. Berechnung der Magnetfalle

Das Design der Magnetfalle erfolgte unter verschiedenen Gesichtspunkten, die sich zum einen an die erforderlichen Eigenschaften der Magnetfalle richten, zum anderen an die technischen und geometrischen Gegebenheiten des Experiments:

- Es soll ein großer radialer Gradient und eine große axiale Krümmung des Feldes erzeugt werden.
- Dabei ist der radiale Gradient zu bevorzugen, da er wie aus Gleichung 1.2.3 hervor geht, zu stärkerem Einschluss und höheren Fallenfrequenzen führt.
- Das Offset-Feld im Fallenzentrum soll möglichst niedrig sein. Um Chrom-Verluste niedrig halten zu können, müssen stabile Felder mit weniger als 100 mG Offset erzeugt werden. Leichte Abweichungen von der berechneten Geometrie müssen kompensierbar sein.
- Die Instabilitätspunkte müssen weit vom Zentrum der Falle entfernt liegen.
- Die geometrischen Gegebenheiten müssen beachtet werden. Insbesondere der optische Zugang soll so gut wie möglich sein.
- Die Zahl der Wicklungen sollte bei allen Spulen klein gehalten werden, um die Magnetfelder schnell schalten zu können. Um dennoch starke Gradienten und Krümmungen zu erzielen, sind hohe Ströme erforderlich.
- Die Offset-Spulen sollen in Serie mit den Pinch-Spulen vom gleichen Strom durchlaufen werden, um ein Schwanken des Offset-Feldes zu verhindern. Ebenso sollen alle Kleeblatt-Spulen in Serie betrieben werden.

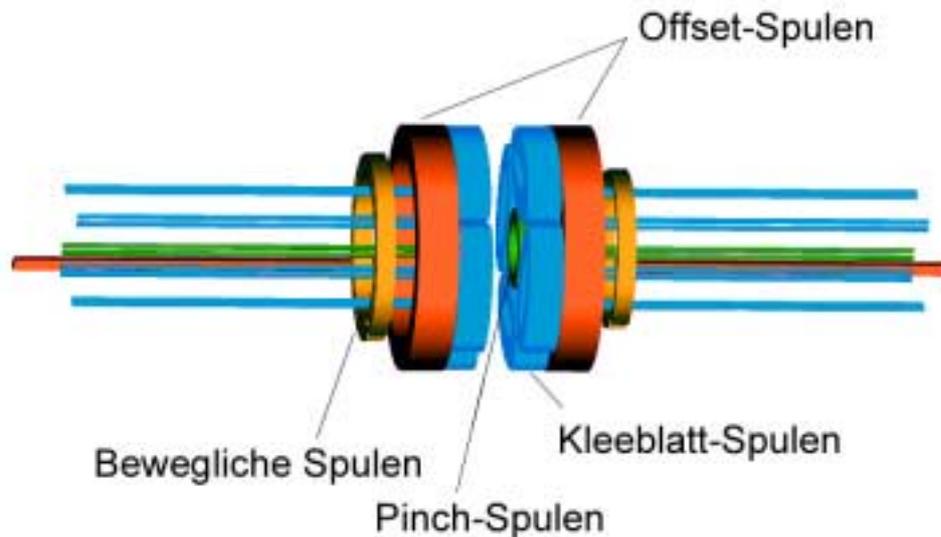


Abbildung 3.27.: Räumliche Anordnung der Spulen.

- „Wirtschaftliche“ Erzeugung der Ströme muss möglich sein, in unserem Fall mussten die Spezifikationen der beiden vorhandenen Netzteile eingehalten werden, das betrifft vor allem die zur Verfügung stehenden Spannungen, da die Spulen nicht beliebig auf die Netzteile verteilt werden können. Die Netzgeräte selbst müssen stabil sein, um ein Heizen der Atome in der Falle durch schwankende Magnetfelder zu unterbinden.
- Die Gesamtleistung der Spulen beträgt mehrere kW. Die dissipierte Energie muss abgeführt werden. Temperaturschwankungen sollten klein gehalten werden, da thermische Ausdehnung der Spulen zu Änderungen in der Feldgeometrie führt.

Die räumlichen Voraussetzungen sind vor allem durch die Größe der „Reentrance-Windows“ und die darin eingesetzten Fenster für die axialen Fallenlaser gegeben. Der Innendurchmesser der Reentrance-Windows ist 134 mm, in deren Zentrum befinden sich die zylindrischen Sichtfenster mit einem Außendurchmesser von 28 mm, im Zentrum der Spulenpakete muss für diese Fenster eine Bohrung vorgesehen werden. Der Abstand der Außenflächen der Reentrance-Windows ist 26 mm.

Die Stromversorgung erfolgt über ein 10 kW-Netzteil²⁰ mit einer maximalen Stromstärke von 330 A bei einer Spannung von 30 V und ein 5 kW-Netzteil²¹ mit 300 A bei 16.8 V. Zur Kühlung der Spulen steht ein Instituts-internes Hochdruck-Kühlwassersystem zur Verfügung, das Kühlwasser mit einem Druck von 12 bar bei 12 °C liefert. Da die Spulen zur mechanischen Stabilisierung aneinander fixiert sind, wird zur Feinabstimmung des Offsetfeldes ein Paar beweglicher Spulen benötigt.

²⁰ Fa. Powerten, Typ P63D-30330

²¹ Fa. HP, Typ 6682

Auf Grundlage dieser Vorgaben wurde mit einem Matlab-Programm, das Spulenkonfigurationen in einzelne Leiterstücke zerlegt und durch Anwendung des Biot-Savart-Gesetzes das Magnetfeld für jeden Ort im Raum berechnet, die Geometrie der Spulen optimiert. Dabei wurden Lagen- und Wicklungszahlen sowie Positionen der Spulen variiert, um die Gegebenheiten optimal auszunutzen. Das Ergebnis der Optimierung ist ein Satz von Spulen mit folgenden Eigenschaften:

- Das Pinch-Spulen Paar besteht aus jeweils 2 Lagen mit 4 Wicklungen eines 3 mm starken, runden Kupferrohres mit 1.5 mm Innendurchmesser. Der Innendurchmesser der Spulen ist mit 29 mm so gewählt, dass sie über die Sichtfenster geschoben werden können. Die Pinch Spulen haben einen ohmschen Widerstand von jeweils 52 m Ω .
- Die Offset-Spulen bestehen aus zwei Paar Spulen. Das erste Paar besteht jeweils aus 3 Lagen zu je 5 Wicklungen eines 4 mm starken Kupferrohres mit quadratischem Querschnitt und einem Innendurchmesser von 2 mm. Der Außendurchmesser der Spulen wurde mit 133 mm gerade so gewählt, dass sie sich noch in den Reentrance-Windows versenken lassen. Ein zweites Offset-Paar wurde nachträglich hinzugefügt, um eine anfängliche Überkompensation des Feldes auszugleichen. Es besteht aus je 2 Wicklungen desselben Materials. Der Widerstand beträgt pro Offset-Spule 19 m Ω , pro zusätzlicher Offset-Spule etwa 5 m Ω .
- Die acht Kleeblattspulen bestehen aus je 4 Lagen á 4 Wicklungen desselben Rohres wie die Pinch-Spulen. Sie sind oval mit Halbachsen 22 mm und 36 mm. Ihr Widerstand liegt bei 11 m Ω pro Spule.
- Kleine Abweichungen der Spulenpositionen von der Berechnung können zu einer Über- oder Unterkompensation des Offsets führen. Statt je nur einer beweglichen Spule wurde deshalb auf jeder Seite ein Paar von konzentrischen Spulen, die unabhängig voneinander verschiebbar sind, geplant. Dadurch lässt sich das Offsetfeld in einem zusammenhängenden Bereich von -20 G bis 20 G variieren. Die Spulen bestehen aus 2 mm starken und 25 mm hohen Kupferblechen mit 102 mm bzw. 84 mm Außendurchmesser.
- Pinch, Offset und bewegliche Spulen zusammen benötigen beim maximalen Strom von 300 A eine Versorgungsspannung von 11.1 V, die Kleeblatt-Spulen zusammen 26.5 V, was einer Gesamtleistung aller Spulen von 11.3 kW entspricht. Die vorhandenen Netzgeräte können optimal ausgenutzt werden. Dabei bleibt in beiden Stromkreisen noch ein Spielraum für einen Spannungsabfall von 3-4 V an Zuleitungen und Schaltelementen. Die Wärmeabfuhr durch das 12 bar-Kühlsystem ist ebenfalls gewährleistet. Durch die Kleeblatt-Spulen fließen etwa 0.75 l/min. Die Temperaturerhöhung durch die in den Spulen dissipierte Leistung liegt daher bei maximal 25 °C in Kleeblattspulen, in den Offset-Spulen bei 10 °C und in den Pinch Spulen bei 5 °C.

Eine Darstellung der Spulenkonfiguration ist in [Abbildung 3.27](#) zu sehen.

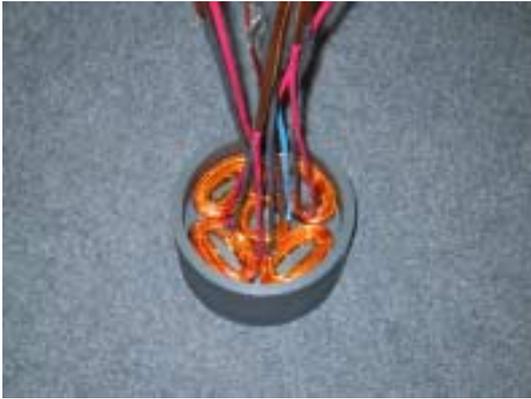


Abbildung 3.28.: Die Spulen vor dem Eingießen.



Abbildung 3.29.: Fertiges Spulenpaket.

3.9.4. Erwartete Eigenschaften der Magnetfalle

In Tabelle 3.1 werden die berechneten Eigenschaften des von den Spulen erzeugten Magnetfeldes in tabellarischer Form zusammengefasst. Im ersten Teil der Tabelle sind die allgemeinen Eigenschaften des Feldes, im zweiten die dadurch für Chrom und Rubidium zu erwartenden Fallenfrequenzen angegeben. Die Berechnungen wurden für ein auf 1 G kompensiertes Offsetfeld durchgeführt.

Zur Realisierung des Quadrupolfeldes für die MOT und die Quadrupol-Magnetfalle werden die beiden Pinch-Spulen mit entgegengesetzten Strömen betrieben. Der stromabhängige radiale Gradient des Feldes ist ebenfalls in der Tabelle angegeben.

	^{87}Rb	^{52}Cr
stromabhängiger radialer Gradient $\frac{\partial B'_r}{\partial I}$	0.67 G/(cmA)	
maximaler radialer Gradient bei 300 A B'_r	201 G/cm	
stromabhängige axiale Magnetfeldkrümmung $\frac{\partial B''_z}{\partial I}$	1.08 G/(cm ² A)	
maximale axiale Magnetfeldkrümmung bei 300 A B''_z	324 G/cm ²	
Position der Instabilitäts-Punkte bei 300 A z_{inst}	± 0.62 cm	
axiale Fallenfrequenz bei 300 A	23 Hz	73 Hz
radiale Fallenfrequenz bei 300 A und $B_0 = 1$ G	255 Hz	808 Hz
stromabhängiger radialer Gradient in der MOT $\frac{\partial B'_r}{\partial I}$	0.72 G/(cmA)	

Tabelle 3.1.: Berechnete Eigenschaften der Magnetfalle.

3.9.5. Konstruktion der Magnetfalle

Die Spulen wurden entsprechend den Berechnungen aus Kupferrohr gewickelt. Zur elektrischen Isolation wurde das Material zuvor mit zwei Lagen Kapton-Band umwickelt. Die ein-



Abbildung 3.30.: Das bewegliche Spulen-Paar mit Haltevorrichtung.

zelenen Lagen der Spulen wurden während des Wickelns mit Zwei-Komponenten-Klebstoff²² gegeneinander fixiert. Bei der Wahl dieses Kunstharz-Klebers wurde darauf geachtet, dass der Temperaturexpansionskoeffizient des Materials im selben Bereich wie der von Kupfer liegt. Die fertigen Spulen wurden mit einem Gießharz²³ in aus PVC angefertigte Formen, in denen die Spulen genau positioniert werden können, eingegossen. Um die Erwärmung der Spulen während des Betriebs überwachen zu können, wurden Temperaturfühler²⁴ an allen 6-Spulen eines solchen Blocks angebracht und mit eingegossen. Das überstehende PVC-Material wurde nach dem Aushärten des Kunstharzes abgedreht. Die Abbildungen 3.28 und 3.29 zeigen die Spulen in der PVC-Form vor dem Eingießen und nach dem Abdrehen.

Die beweglichen Spulen sind in Abbildung 3.30 zu sehen. Sie sind aus einem aufgeschlitzten Kupferrohr gefertigt und werden über Messingstäbe, die zur Isolation in Teflonführungen laufen, über eine Haltevorrichtung positioniert.

3.9.6. Einfluss der Spulentemperatur auf das Magnetfeld

Von besonderem Interesse ist bei einer Magnetfalle die Stabilität des Feldverlaufs. Aufheizen der Spulen führt zu einer Ausdehnung der Kupferdrähte und des Kunstharz-Blocks. Dadurch werden die Abstände zwischen den Wicklungen vergrößert und der Feldverlauf verändert. Trotz Kühlung der Spulen lässt sich eine Temperaturänderung beim Ein- und Ausschalten der Ströme nicht vermeiden, da sich zunächst die Gleichgewichtstemperatur mit dem Kühlwasser einstellen muss. Zur Abschätzung des Einflusses der Erwärmung auf die Größe des

²² Araldite 2012

²³ Lord 310

²⁴ Typ LM35DZ

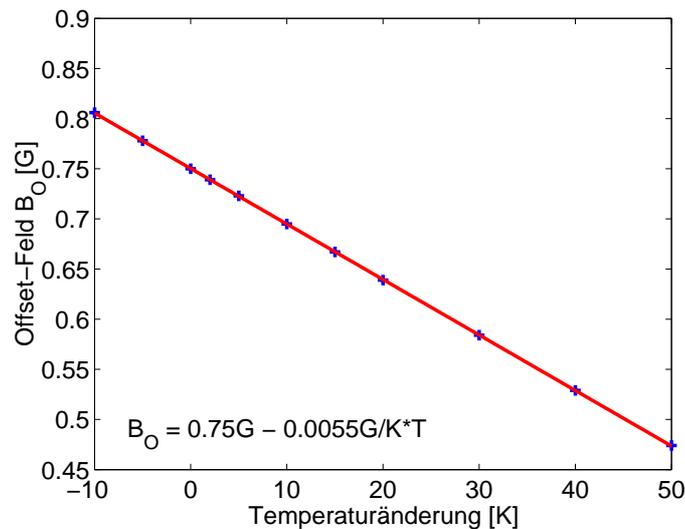


Abbildung 3.31.: Änderung des Offsetfeldes bei der Erwärmung der Spulen bei der maximalen Stromstärke von 300 A. Auf der horizontalen Achse ist die Temperaturdifferenz zur Zimmertemperatur aufgetragen. Das Feld ist bei Zimmertemperatur auf 0.75 G kompensiert.

Offset-Feldes wurde für einen konservativ abgeschätzten mittleren Temperatúrausdehnungskoeffizienten von $100 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ der verwendeten Materialien die Ausdehnung der Spulen und der Feldverlauf mit der so veränderten Spulen-Geometrie berechnet. Abbildung 3.31 zeigt die Änderung des Offsetfeldes mit der Spulentemperatur. Bei einer anfänglichen Kompensation des Offset-Feldes auf 0.75 G führt eine Erwärmung oder Abkühlung der Spulen demnach zu einer Änderung des Offset-Feldes²⁵ um 5.5 mG/K.

3.9.7. Vergleich des Feldverlaufs der fertigen Spulen mit den Berechnungen

Der Feldverlauf der fertigen Spulen wurde nach der Positionierung an der Kammer mit einer Hallsonde vermessen. Dabei wurden die Spulen bei einem Strom von 15 A betrieben. An die Messpunkte des radialen und axialen Feldverlaufs wurde eine Gerade bzw. eine Parabel angefitet, um damit Feldgradient und -Krümmung zu bestimmen. Abbildung 3.32 zeigt den gemessenen radialen Feldverlauf. Der Gradient in radialer Richtung beträgt nach dieser Messung 0.73 G/(cmA), bei 300 A also 219 G/cm und liegt damit über dem berechneten Wert 201 G/cm. Diese Abweichung ist darauf zurückzuführen, dass die Spulen dichter gewickelt werden können, als bei der Berechnung ursprünglich angenommen. Für die Magnetfeld-Krümmung ergab die Messung 1.09 G/(cm²A), bei 300 A also 327 G/(cm²), ebenfalls etwas höher als der erwartete Wert von 324 G/cm².

²⁵Die Änderung des radialen Gradienten liegt bei 0.016 G/cm/K, die der axialen Feldkrümmung bei 0.030 G/cm²/K.

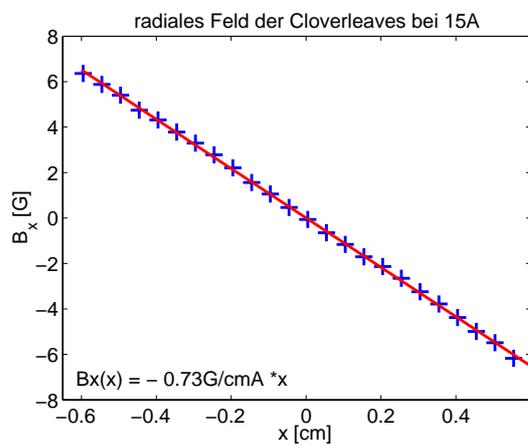


Abbildung 3.32.: Gemessener radialer Feldverlauf bei 15A mit angepasster Geraden.

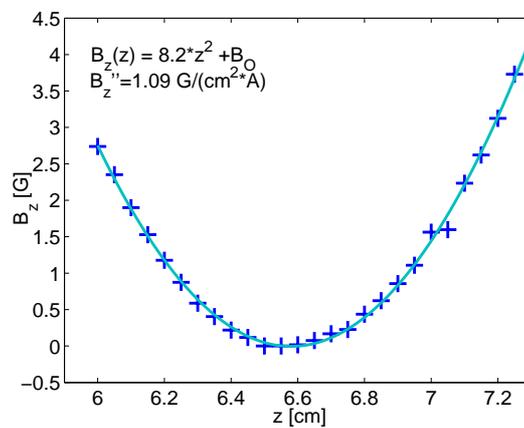


Abbildung 3.33.: Gemessener axialer Feldverlauf bei 15A mit angepasster Parabel.

Kapitel 4

Experimente mit den magneto-optischen Fallen

Im Verlauf dieser Arbeit konnten erste Experimente mit den magneto-optischen Fallen für Chrom und Rubidium durchgeführt werden. Durch Messungen der Atomzahl, Dichte und Temperatur der Fallen im Gleichgewicht, sowie Laderate und Verlustmechanismen, konnten die einzelnen Fallen charakterisiert werden.

Beide MOTs wurden in den Experimenten, sofern nicht anders vermerkt, standardmäßig bei einem Strom von 13.4 A betrieben. Dies entspricht einem Magnetfeldgradienten von $\frac{\partial B}{\partial z} = 19.3 \text{ G/cm}$ in axialer und $\frac{\partial B}{\partial r} = 9.7 \text{ G/cm}$ in radialer Richtung.

4.1. Charakterisierung der Rubidium-MOT

4.1.1. Experimentelle Gegebenheiten

Die Verstimmung des MOT-Lasers kann im Experiment bislang nicht genau bestimmt werden¹. Das MOT-Lasersystem wird deshalb stets auf maximale Fluoreszenz der MOT gelockt. Diese tritt, wie der Vergleich mit anderen Arbeiten zeigt, bei Verstimmungen von -2.25Γ in [58, 59] bis -2.5Γ in [60, 46] unter ansonsten vergleichbaren Bedingungen auf. Für die folgenden Experimente wird deshalb eine Verstimmung um $-2.35 \Gamma \pm 10\%$ angenommen.

Für diese Verstimmung und die eingestellten Magnetfeldgradienten kann aus Gleichung 1.24 der Einfangbereich der MOT abgeschätzt werden. Danach ergibt sich ein erreichbarer räumlicher Einfangbereich von 8.5 mm in radialer Richtung, in axialer Richtung die Hälfte. Da die MOT-Strahlen aber einen 1/e-Radius von nur 4.5 mm besitzen, ist der räumliche Einfangbereich in radialer Richtung auf 4.5 mm und in axialer Richtung auf 4.25 mm begrenzt.

4.1.2. Atomzahl in der Falle und Laderate

Die Atomzahl in der MOT wurde bei maximaler Intensität von $I = 16 I_s$ pro MOT-Strahl ermittelt, was einer Gesamtleistung von 30 mW auf dem MOT-Übergang entspricht. Die Mes-

¹Normalerweise erfolgt die Einstellung der Verstimmung durch einen doppelt durchlaufenen AOM. Der Laser wird auf Resonanz gelockt und dann mithilfe des AOMs entsprechend verstimmt. Dies ist im momentanen Aufbau noch nicht realisiert.

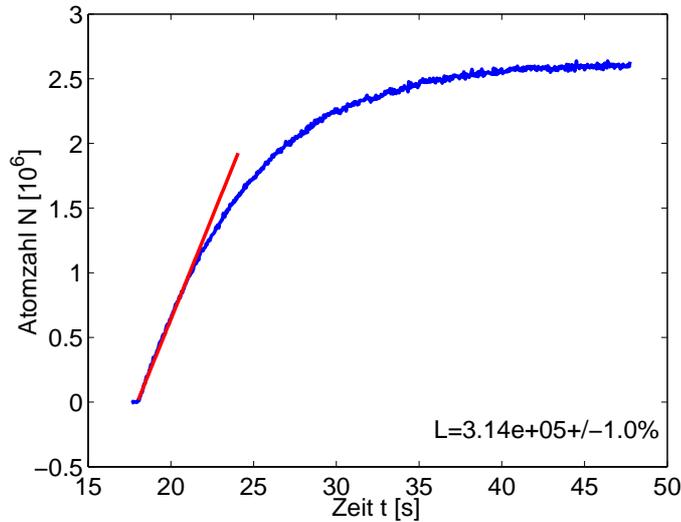


Abbildung 4.1.: Typische Ladekurve der MOT mit angepasster Anfangssteigung.

sungen ergaben unter diesen Bedingungen eine Gleichgewichtsatomzahl von $2.6 \cdot 10^6$ Atomen.

Die Ladekurven wurden mit der in 3.8.3 beschriebenen Methode aufgenommen und normiert. Die Laderaten wurden für verschiedene Laserintensitäten durch Anpassen einer Geraden an den Anfang der aufgenommenen Ladekurven, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, bestimmt. An Gleichung 1.46 ist zu erkennen, dass zu Beginn des Ladevorgangs die Ladekurve allein durch die Laderate bestimmt ist, die sich direkt aus der Steigung der angepassten Geraden ergibt:

$$\frac{dN(t)}{dt} = L \text{ wenn } N \ll \frac{L}{\gamma} \quad (4.1)$$

Verlustprozesse fallen erst bei größerer Atomzahl ins Gewicht und führen zum typischen Verlauf der Ladekurve. Bei voller Intensität der Fallen-Laser liegt die Laderate bei $3.6 \cdot 10^5$ 1/s.

Diskussion der Ergebnisse

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind die ermittelten Laderaten bzw. Atomzahlen über der Intensität aufgetragen. Man erkennt eine nahezu lineare Abhängigkeit der Laderate von der Intensität der MOT-Strahlen. Die Falle befindet sich in einem Bereich, in dem die Atomzahl noch wie die Laderate deutlich mit der Intensität der Fallen-Laser steigt. Für eine Falle, die sich noch nicht im vollständig dichtelimitierten Regime befindet, ist dieses Verhalten zu erwarten. Die Atomzahl in der voll geladenen Falle hängt dann nur von der Laderate, die wie gezeigt linear mit der Intensität anwächst und von der Lebensdauer τ ab. Diese ist bei Fallen geringer Dichte alleine von den Ein-Körper-Verlusten, die größtenteils durch Stöße mit dem

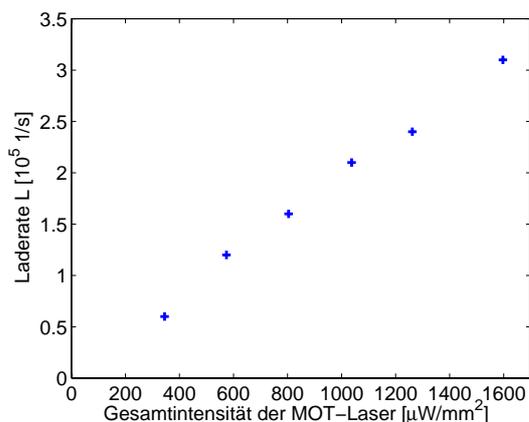


Abbildung 4.2.: Laderate der Rubidium-MOT in Abhängigkeit von der Laserintensität.

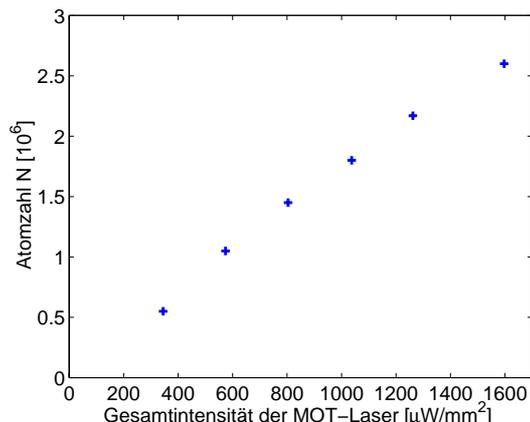


Abbildung 4.3.: Gleichgewichts-Atomzahl der Rubidium-MOT in Abhängigkeit von der Laserintensität.

Hintergrundgas zustande kommen, abhängig. Die Zunahme der Laderate mit der Intensität ist auf die Vergrößerung des Sättigungsparameters s und damit der Fallenkräfte (Gleichung 1.14) und des Geschwindigkeits-Fangbereiches der MOT (Gleichung 1.25) zurückzuführen. Für noch größere Laser-Intensitäten ist ein Sättigungsverhalten der Atomzahl in der Falle zu erwarten, das sich aus der wurzelförmigen Abhängigkeit der Einfangeschwindigkeit von den Fallenkräften (Gleichung 1.14) ergibt.

Die erzielte Laderate und Atomzahl in der Falle sind verglichen mit anderen Experimenten (z.B. [61, 46]) mit maximal um $3 \cdot 10^5 \text{ 1/s}$ und $2.5 \cdot 10^6$ sehr klein. Besonders bei den Messungen mit der Photodiode führen kleine Atomzahlen in der Falle zu einem schlechteren Signal zu Rausch-Verhältnis.

Die Laderate lässt sich durch Vergrößerung des Einfangbereiches noch erhöhen, da wie in 4.1.1 erwähnt die Limitierung momentan mit 4.5 mm noch durch die Strahlradian besteht, während mit stärker aufgeweiteten Strahlen bis zu 8.5 mm möglich wären. Eine Aufweitung des Strahls führt zwar bei gleicher Leistung zu einer quadratischen Abnahme der Intensität, der Strahlradius geht aber in der vierten Potenz in die Laderate ein², so dass der Zugewinn überwiegt. Ebenso könnte eine Erhöhung der Laserleistung und eine bessere Quelle für die Atome die Laderate steigern.

4.1.3. Sättigung des Rückpump-Überganges

Um festzustellen, bei welchem Leistungsverhältnis der in den Slave-Laser injizierten Strahlen, Sättigung des Rückpumpüberganges auftritt, wurde die Fluoreszenz der Rubidium-MOT

²Die Abhängigkeit von r^4 lässt sich anschaulich dadurch verstehen, dass zum einen die Anzahl der Atome im räumlichen Einfangbereich proportional zu r^3 und andererseits die Aufenthaltsdauer und damit die maximale Einfangeschwindigkeit mit der linearen Abmessung steigen.

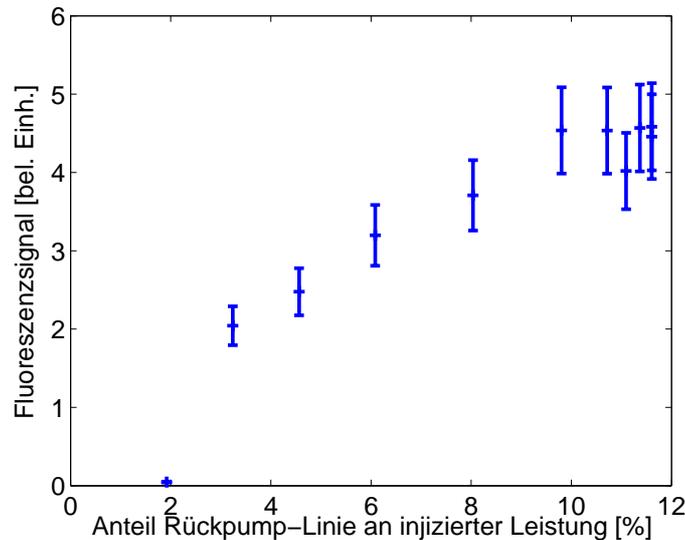


Abbildung 4.4.: Sättigungsverhalten der Fluoreszenz in Abhängigkeit der injizierten Leistung auf der Rückpumper-Linie.

bei unterschiedlichen Leistungsverhältnissen im Injektions-Strahl detektiert. Dabei wurde bei jeder Messung durch Nachregeln des Stromes am Slave-Laser auf maximale Fluoreszenz der MOT justiert. Eine Auftragung des Fluoreszenz-Signals über dem Anteil der Rückpump-Linie an der injizierten Leistung ist in [Abbildung 4.4](#) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass ab einem Anteil von etwa 10% der Rückpumper-Wellenlänge Sättigung eintritt und durch eine weitere Erhöhung der Leistung auf der Linie keine weitere Zunahme der Atomzahl in der Falle erreicht werden kann.

4.1.4. Ein-Körper-Verluste

Die Ein-Körper-Verlustkonstante wurde aus denselben Ladekurven wie die Atomzahl und Laderate im vorigen Abschnitt bestimmt. Prinzipiell sind dabei zwei Methoden denkbar. Man kann entweder, wie hier durchgeführt, die Abhängigkeit der Gleichgewichtsatomzahl³ vom Verhältnis von Lade- zu Verlustrate ausnutzen ([Gleichung 1.47](#)) oder eine Anpassung an die Ladekurve vornehmen, wobei die Verlustrate ein Variationsparameter ist. Es wurden Verlustraten von $\gamma = 1.0 \text{ 1/s}$ bis $\gamma = 1.2 \text{ 1/s}$ gemessen, welche Lebensdauern τ von 8.3 s bis 10 s entsprechen.

³Zwei-Körper-Verluste sind, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, bei den erreichten Dichten so gering, dass ihr Einfluss auf die Gleichgewichtsatomzahl vernachlässigt werden kann.

4.1.5. Zwei-Körper-Verluste

Bei unserer Rubidium-MOT ist ein schnelles Abschalten des Flusses fangbarer Atome durch den Einfangbereich der MOT wegen des langsamen Abklingens der Emission aus dem Dispenser nicht möglich⁴. Daher kann keine Zerfallskurve der Falle aufgenommen werden, die alleine durch Verlustprozesse bestimmt ist. Eine Abschätzung der Zwei-Körper-Verlustkonstanten lässt sich aber auch aus der Ladekurve gewinnen.

Dazu werden die Messdaten in folgender Form, entsprechend Gleichung 1.43, über N aufgetragen:

$$-\frac{dN(t)}{dt} + L = \gamma + \beta'N(t). \quad (4.2)$$

Aus der Steigung und dem Offset der so entstandenen Geraden gewinnt man β' und γ .

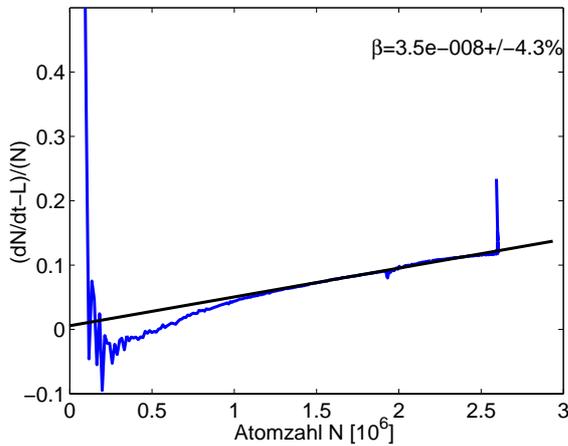


Abbildung 4.5.: Auftragung der Ladekurve gemäß Gleichung 4.2 mit der angepassten Geraden. Der nichtlineare Verlauf am Anfang kommt durch leichte Fehleinschätzung der Laderate zustande, was schon bei sehr kleinen Fehlern in L am Beginn der Ladekurve zu einem solchen Kurvenverlauf führt.

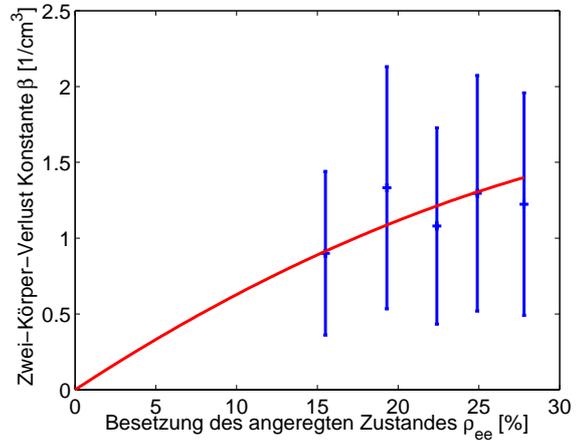


Abbildung 4.6.: Zwei-Körper-Verlustkonstante aufgetragen über der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes. Die durchgezogene Linie gilt für $\beta \propto \rho_{ee} (1 - \rho_{ee})$.

Eine solche Kurve mit angepasster Gerade ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die Zwei-Körper-Verlust-Konstante β , ergibt sich wie in Abschnitt 1.3.2 beschrieben, aus $\beta' = \frac{\beta}{\bar{V}}$. Das mittlere Volumen \bar{V} wurde mit dem aus einer CCD-Kamera-Aufnahme ermittelten $1/e$ -Radius $\sigma = 200 \mu\text{m}$ zu $\bar{V} = 3.6 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3$ berechnet. Die Bestimmung von β wurde an denselben Messdaten wie im vorangegangenen Abschnitt durchgeführt und ergab für die fünf Ladekurven bei

⁴Bei der Chrom MOT lässt sich das Nachladen von Atomen in die Falle dagegen durch Unterbrechen des Zeeman-Slower-Lasers instantan praktisch vollständig unterdrücken.

maximaler Intensität von $1500 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ des Lasers einen Wert von $\beta = 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Bei niedrigen Intensitäten führt das Rauschen zu zu großen Sprüngen in den Ableitungen, so dass die Methode nicht für Laser-Intensitäten unterhalb $500 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ angewandt werden konnte.

Die gemessenen Werte sind durch die Anpassung der Laderate L und der Verlustkonstanten β' an die Kurven, sowie die Bestimmung der Atomzahl fehlerbehaftet. Diese Fehler liegen bei jeweils etwa 10%. Durch den vereinfachten Zusammenhang zwischen β und β' kommt ein weiterer systematischer Fehler zustande. Die Ausdehnung σ der Atomwolke ist aufgrund der Kameraeichung fehlerbehaftet. Dieser Fehler wurde auf $\pm 20\%$ in σ abgeschätzt. Die Ausdehnung wurde nur für die größte der betrachteten MOT-Laser-Intensitäten gemessen. Da sich die Falle aber mit $\sim 10^6$ Atomen noch nicht im dichtelimitierten Regime befindet, wird hier von einer konstanten Größe der Wolke ausgegangen. Durch die Vielzahl der Fehlerquellen, kann der gemessene Wert nur mit einem Fehler von $\pm 80\%$ angegeben werden. In Abbildung 4.6 sind die gemessenen Werte über der Besetzungswahrscheinlichkeit aufgetragen. Die im Diagramm eingetragene Kurve gibt die zu erwartende Abhängigkeit der Zwei-Körper-Verlustkonstanten für den Fall an, dass die Verluste durch Stöße zwischen einem Atom im angeregten und einem im Grundzustand entstehen⁵. Die gemessenen Werte der Verlustkonstante liegen in der nach [62] zu erwartenden Größenordnung um $1.7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$, jedoch eine Größenordnung über den von Wallace et al. in [63] gemessenen Werten von $\sim 1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ bei Intensitäten um $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$.

Diese Differenz könnte von der Begrenzung des räumlichen Einfangbereiches unserer MOT durch den Radius der MOT-Strahlen von 4.5 mm verursacht werden. Dadurch ist die Einfanggeschwindigkeit der Falle nach Gleichung 1.25 auf Seite 12 mit der in Tabelle 2.3 auf Seite 27 angegebenen maximalen Streukraft von $1.9 \cdot 10^{-21} \text{ Nm}$ auf 15 m/s begrenzt. Für im Fallenzentrum entstehende schnelle Atome reduziert sich die Bremsstrecke auf den einfachen Einfangradius und die maximale Geschwindigkeit, von der solche Atome noch abgebremst werden, ist $v_c/\sqrt{2}$, also 10 m/s. Bei einem Hyperfeinzustands-ändernden (HFC) Stoß von Rubidium im Grundzustand wird eine kinetische Energie von 6.8 GHz frei, was einer maximalen Geschwindigkeit eines Rubidiumatoms von 8 m/s entspricht. Zieht man zusätzlich die Unsicherheit in der Bestimmung der Intensität unserer MOT-Strahlen in Betracht, so ist durchaus möglich, dass der beginnende Einfluss der HFC-Stöße zu den gemessenen Verlustraten beiträgt.

Für den Fall, dass die bei HFC-Stößen frei werdende kinetische Energie zum Entkommen eines Atoms aus der Falle ausreicht, haben auch Wallace et al. einen starken Anstieg des β -Koeffizienten auf einen Wert im Bereich $\sim 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ beobachtet, der sich mit dem von Julienne et al. in [62] berechneten deckt.

⁵ β ist dann proportional zur Besetzung des angeregten und des Grund-Zustandes: $\beta \propto \rho_{ee} (1 - \rho_{ee})$.

4.2. Charakterisierung der Chrom-MOT

4.2.1. Experimentelle Gegebenheiten

Im Gegensatz zum Rubidium Laser-System, kann bei der Chrom-MOT die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanz über einen AOM eingestellt werden. Die Leistungen von MOT-Laser und Rückpumper sind unabhängig voneinander einstellbar und messbar und können auch einzeln geschaltet werden. Alle im Folgenden beschriebenen Experimente benutzen, soweit nicht anders vermerkt, eine Verstimmung von -2Γ gegenüber der Resonanz, da bei dieser Verstimmung maximale Atomzahlen in der Falle erreicht wurden. Die Intensität des Fallenlichtes ist ebenfalls durch den AOM über den gesamten Leistungsbereich einstellbar. Die Intensität der MOT-Strahlen beträgt jeweils maximal $16 I_s$ pro Strahl, der Zeeman-Slower-Strahl hat eine maximale Intensität von $11 I_s$.

Der Chrom-Ofen wird in allen beschriebenen Experimenten bei einer Temperatur von 1550°C betrieben.

4.2.2. Laderate und Lebensdauer der MOT

Die Lebensdauer der Chrom-MOT wurde aus mehreren Fluoreszenz-Messungen mit der Photodiode ermittelt. Dazu wurde die MOT zunächst voll geladen und dann durch Abschalten des Zeemanslower-Strahls über den AOM⁶ der Ladeprozess unterbrochen. Die gemessene Lebensdauer liegt bei 42 ± 1 ms. Aus dieser Lebensdauer und der Gleichgewichtsatomzahl der MOT von typischerweise $3 \cdot 10^6$ lässt sich die Laderate zu $L \approx \frac{N^\infty}{\tau} = 7 \cdot 10^7 1/\text{s}$ bestimmen. β -Verluste wurden bereits in [36] bestimmt und werden hier nicht weiter betrachtet. Die Temperatur der MOT wurde nicht gemessen, kann aber nach [64] aus der in Kapitel 6.3 beschriebenen Temperaturmessung an der Magnetfalle grob angegeben werden. Aus $T_{MOT} \approx 3 \cdot T_{MT}$ ergibt sich damit eine Temperatur der MOT von $T_{MOT} \approx 300 \mu\text{K}$.

4.2.3. Sättigung des Zeeman-Slower-Strahls

Die Laderate der Chrom-MOT hängt empfindlich von der Effizienz des Zeeman-Slowers (ZS) ab. Neben einem glatten Feldverlauf und der Optimierung der Spulen-Ströme bestimmt die Sättigung des eingesetzten Laserstrahls und dessen Justage die Effizienz des Zeeman-Slowers. Nur bei ausreichender Intensität des Lasers ist die Annahme der maximalen Streukraft über die gesamte Bremsstrecke annähernd gerechtfertigt. Da die Gleichgewichtsatomzahl in der MOT von der Laderate und der von der Laser-Leistung unabhängigen Verlustrate bestimmt ist, nimmt mit der Laderate auch die Zahl der gefangenen Atome ab. Betreibt man den Zeeman-Slower in einer Messreihe bei unterschiedlichen Intensitäten des ZS-Strahls und trägt die jeweils in der MOT befindliche Atomzahl bzw. die Fluoreszenz der MOT gegen die Laser-

⁶Schaltzeit $\sim 15 \mu\text{s}$

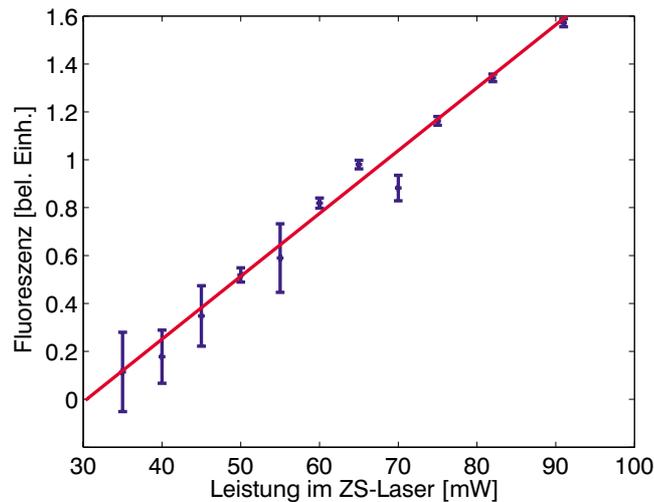


Abbildung 4.7.: Laderate der Chrom-MOT aufgetragen über der Intensität des Zeeman-Slower-Lasers. Es ist noch kein Sättigungsverhalten zu erkennen.

Intensität auf, sollte die Kurve ein Sättigungsverhalten aufweisen, wenn die Maximalintensität des Lasers ausreichend groß ist. Diese Messung wurde mit der Chrom-MOT bei Leistungen des Zeeman-Slower-Strahls zwischen 30 mW und 92 mW durchgeführt. [Abbildung 4.7](#) zeigt die aufgenommenen Messwerte. Die vertikale Achse gibt die gemessene Fluoreszenz der MOT im Gleichgewicht in beliebigen Einheiten an. Diese ist proportional zur Zahl gefangener Atome. Die Kurve zeigt nicht die gewünschte Sättigung. Mit dem momentanen Aufbau steigt, wie aus der Darstellung hervorgeht, die Atomzahl noch linear mit der Laser-Intensität an. Die Aufteilung zwischen Zeemanslower- und MOT-Strahl konnte noch nicht geändert werden, da die momentane Einstellung für die laufenden Experimente am Chrom-BEC Experiment benötigt wird.

4.2.4. Einfluss der Verstimmung und des Feld-Gradienten auf die Atomzahl

In einer Messreihe wurde der Einfluss der Verstimmungen der Fallenlaser auf die Anzahl gefangener Atome untersucht. Dazu wurden bei Verstimmungen von -8Γ bis 0Γ gegenüber der Resonanz Bilder der MOT im Gleichgewichtszustand aufgenommen. Die daraus gewonnenen Teilchenzahlen sind in [Abbildung 4.8](#) gegen die Verstimmung aufgetragen. Das Maximum in der Atomzahl liegt bei Verstimmungen zwischen -4Γ und -2Γ . Näher an der Resonanz nimmt die Teilchenzahl wegen des kleiner werdenden räumlichen Einfangbereiches (s. Abschn. [1.1.4](#)) ab. Bei größeren Verstimmungen führt die Verringerung der Streurrate zum Abfall der Atomzahl. Dass kein deutliches Maximum in der Kurve zu erkennen ist könnte ein Anzeichen dafür sein, dass der Strahldurchmesser des Chrom-Fallenlichtes die Atomzahl limitiert, bevor das Atomzahl-Maximum beim optimalen Verhältnis zwischen größerem Einfangbereich und geringerer Streurrate erreicht wird.

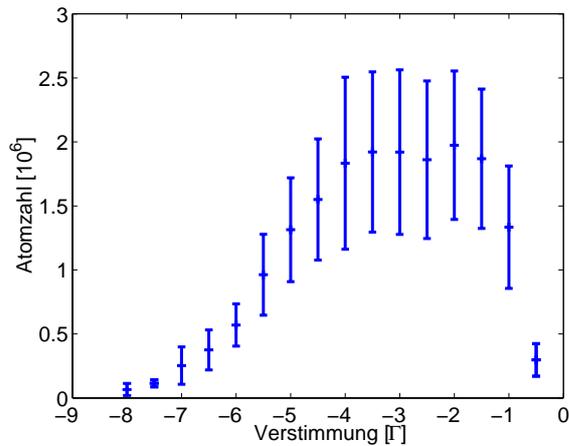


Abbildung 4.8.: Abhängigkeit der Gleichgewichtsatomzahl von der Verstimmung des MOT-Lasers.

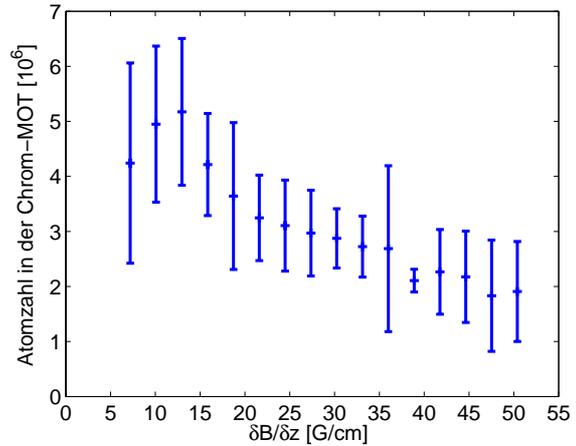


Abbildung 4.9.: Abhängigkeit der Gleichgewichtsatomzahl vom axialen Gradienten des Magnetfeldes.

Die Abhängigkeit der Gleichgewichtsatomzahl vom Gradienten des Magnetfeldes ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Maximale Atomzahl wird bei 13 G/cm in axialer Richtung erreicht. Um stärkeren magnetischen Einschluss beim kontinuierlichen Laden der Magnetfalle zu erhalten und ein optimales Laden der Rubidium-MOT zu ermöglichen, wird die Falle standardmäßig bei einem etwas höheren Gradienten von 19.3 G/cm betrieben.

Kapitel 5

Wirkungsquerschnitt der Photoionisation von Rubidium bei 426 nm

Die Atomzahl der Rubidium-MOT verringert sich beim Einschalten des Chrom-Fallenlichtes um einen Faktor 5. Dieser Effekt wurde in dieser Arbeit auf die Photoionisation des angeregten Zustandes von Rubidium durch das Fallenlicht der Chrom-MOT zurückgeführt. Ein Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation von Rubidium im angeregten 5P Zustand bei 426nm konnte dabei bestimmt werden.

5.1. Photoionisation

Man betrachte ein neutrales Atom, das sich in einem beliebigen elektronischen Zustand $|i\rangle$ befindet. Das Atom kann aus diesem Zustand durch Absorption eines Photons ionisiert werden, wenn die Energie des Photons $\hbar\omega_P$ größer ist als die Ionisationsenergie $E_{ion,i}$, also die Bindungsenergie des Elektrons in diesem Zustand $|i\rangle$ ($\hbar\omega_P > \hbar\omega_{ion,b} = E_{ion,i}$). Der Endzustand $|f\rangle$ liegt im Kontinuum jenseits der gebundenen Zustände. Der Energiebetrag des absorbierten Photons, der über die zur Ionisation des Atoms benötigte Energie hinaus geht, wird in kinetische Energie des Elektrons E_{kin,e^-} und des Ions $E_{kin,Ion}$ umgesetzt:

$$E_{kin,Ion} + E_{kin,e^-} = \hbar\omega_P - E_{ion}. \quad (5.1)$$

Bei gleichzeitiger Erhaltung von Energie und Gesamtimpuls, kann der Impuls des Photons gegenüber dem des Ions und des Elektrons vernachlässigt werden. Damit ergibt sich unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit des Ions, was bei den in der MOT herrschenden Temperaturen im μK -Bereich gut gerechtfertigt ist, für die Endgeschwindigkeit v_{Ion} :

$$v_{Ion} = \sqrt{\frac{2(\hbar\omega_P - E_{ion})}{m_{Ion} \left(\frac{m_{Ion}}{m_e} + 1\right)}}. \quad (5.2)$$

Das Verhältnis der Endgeschwindigkeiten von Elektron und Ion entspricht dem umgekehrten Massenverhältnis

$$\frac{v_{Ion}}{v_e} = \frac{m_e}{m_{Ion}}. \quad (5.3)$$

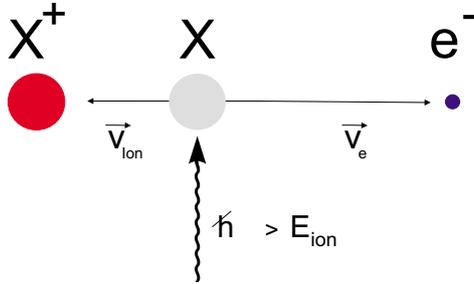


Abbildung 5.1.: Photoionisation eines Atoms X. Die Energie des absorbierten Photons übersteigt die zur Entfernung des gebundenen Elektrons nötige Energie E_{ion} . Ion und Elektron werden durch den Energieüberschuss beschleunigt.

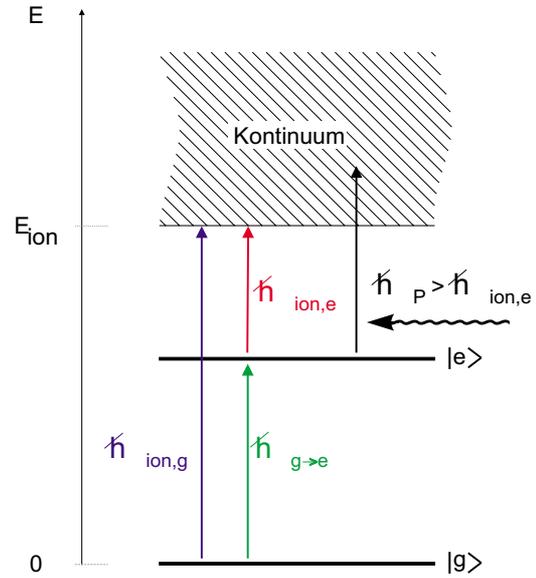


Abbildung 5.2.: Darstellung der Photoionisation im Termschema. Die Energie $\hbar \omega_p$ des absorbierten Photons reicht zur Ionisation des angeregten Zustandes $|e\rangle$, nicht aber des Grundzustandes $|g\rangle$ aus. Oberhalb E_{ion} beginnt das Kontinuum der ungebundenen Zustände.

Quantenmechanisch kann das Problem mit der zeitabhängigen Störungstheorie beschrieben werden, wobei der Störterm \hat{D} die Wechselwirkung des induzierten elektrischen Dipolmomentes des Atoms mit dem elektrischen Feld des ionisierenden Lichtes ist. Nach Fermis Goldener Regel ist die Übergangsrate ins Kontinuum [65]

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{D} | i \rangle|^2 \rho(E_i^0 + \hbar \omega_p). \quad (5.4)$$

Hierbei ist $\rho(E_i^0 + \hbar \omega_p)$ die Dichte der Zustände des Systems bei der Energie $(E_i^0 + \hbar \omega_p)$ im Kontinuum. Zur Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit müssen die Matrixelemente in dieser Gleichung berechnet werden. Für Rubidium wurden solche Rechnungen in [66] durchgeführt.

Empirisch hängt die Übergangsrate von der Photonenzahl in der entsprechenden Mode und einem Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung ab. Die Rate für die Photoionisation kann dann als Produkt eines Photoionisations-Wirkungsquerschnittes $\sigma_P(\omega_P)$ mit der Flussdichte der Photonen Φ dargestellt werden. Die Photonenflussdichte ist die Zahl der Photonen pro Zeit und Fläche. Bei einer Intensität I_P des ionisierenden Lichtes mit der Frequenz ω_P gilt

also:

$$\Phi = \frac{I_P}{\hbar \omega_P}. \quad (5.5)$$

Damit ist die Rate der Ionisation eines beliebigen gebundenen Zustandes

$$\Gamma_{i \rightarrow f}(\omega_P, I_P) = \sigma_P(\omega_P) \frac{I_P}{\hbar \omega_P}. \quad (5.6)$$

5.2. Photoionisation in der MOT

Die Ionisationsenergie von ^{87}Rb im ^5S Grundzustand beträgt $E_{ion,5S} = 4.18 \text{ eV}$. Dies entspricht einer Wellenlänge des ionisierenden Lichts von $\lambda_P = 297 \text{ nm}$. Der angeregte ^5P Zustand im Kühlt-schema der Rubidium-MOT liegt um 1.58 eV (780.2 nm) höher. Daraus resultiert eine Ionisationswellenlänge von $\lambda_{ion,5P} = 479.1 \text{ nm}$ (2.59 eV) aus dem ^5P Zustand.

Der Kühlübergang der Chrom-Falle liegt mit 425.6 nm (2.92 eV) also um 0.33 eV oberhalb dieser Energie. Rubidiumatome im angeregten Zustand können daher durch das Chrom-Fallenlicht ionisiert werden, während die Energie nicht zur Ionisation des Grundzustandes ausreicht.

Photoionisation von in der Falle gefangenen Atomen führt zur Reduktion der Atomzahl in der Falle (vgl. 1.3.1), die jedoch zunächst nur den Anteil der im angeregten Zustand befindlichen Atome direkt beeinflusst. Durch die hohe Sättigung des Kühlüberganges in der Falle kann aber davon ausgegangen werden, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes durch die Ionisation nicht verändert wird. Erst wenn die Ionisationsrate in der Größenordnung der Zerfallsrate des angeregten Zustandes liegt, wirkt sich die Ionisation auf die Besetzungsverhältnisse aus.

Da die Elektronen sich mit sehr hohen Geschwindigkeiten¹ innerhalb etwa 40 ns aus der Fallenregion entfernen, können Rekombinationen von Elektronen und Ionen innerhalb des Einfangbereiches vernachlässigt werden. Auch in vorangegangenen Arbeiten wurde kein Einfluss von Rekombinationsprozessen auf die Messungen innerhalb der Fehlergrenzen festgestellt [67].

Die Photoionisation führt zum Verlust von Atomen und trägt daher zur Ein-Körper-Verlust-Konstanten bei:

$$\gamma_t = \gamma + \gamma_P. \quad (5.7)$$

Sie ist proportional zur Wahrscheinlichkeit ρ_{ee} , dass sich ein Atom im angeregten Zustand befindet (Gleichung 1.7), sowie zur Ionisationsrate $\Gamma_{i \rightarrow f}(\omega_P, I_P)$:

$$\gamma_P = \frac{\sigma_P I_P \rho_{ee}}{\hbar \omega_P}. \quad (5.8)$$

¹ bei ^{87}Rb etwa mit $v_e \approx \frac{m_{Rb}}{m_e} v_{Rb} \approx 160000 v_{Rb} = 240000 m/s$

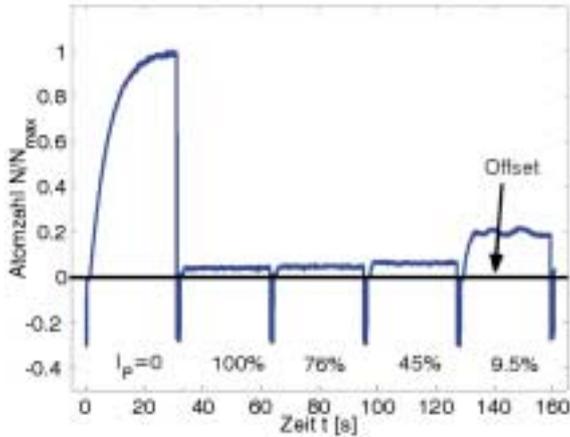


Abbildung 5.3.: Typische Daten aus der Photoionisationsmessung mit 5 unterschiedlichen Intensitäten von 0-100% des 425 nm-Lichtes. Die Offset-Linie gibt das durch Streulicht außerhalb der MOT und den Verstärker erzeugte Diodensignal an.

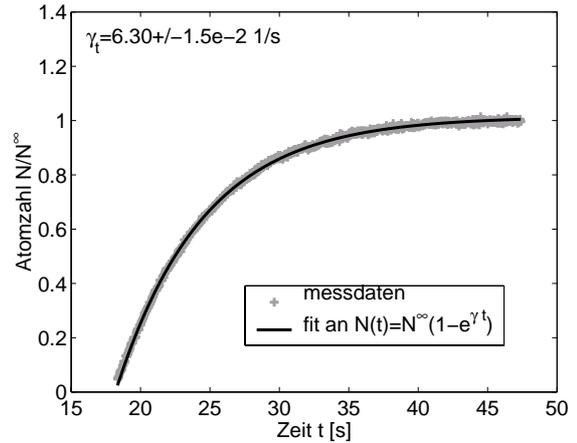


Abbildung 5.4.: Ladekurve ohne Photoionisation mit angepasster Kurve.

5.3. Messung des Ionisations-Wirkungsquerschnittes

Da der im Experiment beobachtete Verlust von Atomen aus der Rubidium-MOT von der Intensität des Chrom-Fallenlichtes und der Besetzung des angeregten Zustandes von Rubidium abhängig ist, wurde der Verlust mit der Photoionisation des angeregten Zustandes von Rubidium identifiziert. Das Prinzip der hier angewendeten Messmethode für den Wirkungsquerschnitt macht sich die Abhängigkeit der Ionisationsrate von der Intensität des ionisierenden Lichtes zu nutze. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes lässt sich aus der Gesamtintensität der Fallenlaser am Ort der MOT nach Gleichung 1.7 berechnen². Der Niveaustruktur und der Polarisation im Fallenzentrum wird mit dem in Gleichung 3.12 eingeführten korrigierten Sättigungsparameter Rechnung getragen. Die Zahl N_{ex} der Atome im angeregten Zustand ergibt sich dann zu

$$N_{ex} = N \cdot \rho_{ee} = N \cdot \frac{C^2 s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (5.9)$$

Kennt man also die Besetzung des angeregten Zustandes und die Intensität I_P des ionisierenden Lichtes, kann durch Messung der ionisationsbedingten Verlustrate γ_P aus Gleichung 5.8 der Wirkungsquerschnitt σ_P berechnet werden.

Zur Messung der Verlustkonstanten wurden die Ladekurven der Rubidium-MOT bei 6 Intensitäten des Rubidium-Fallenlichtes für jeweils 5 verschiedenen Intensitäten des 425 nm-Lichtes

²Die Gesamtintensität ist dabei die Intensität aller sechs MOT-Strahlen. Es wurde eingerechnet, dass die außerhalb der Kammer gemessenen Intensitäten im retroreflektierten Strahl durch das dreimalige durchqueren der unbeschichteten Sichtfenster um 22% und in den direkten Strahlen um je 8% vermindert werden.

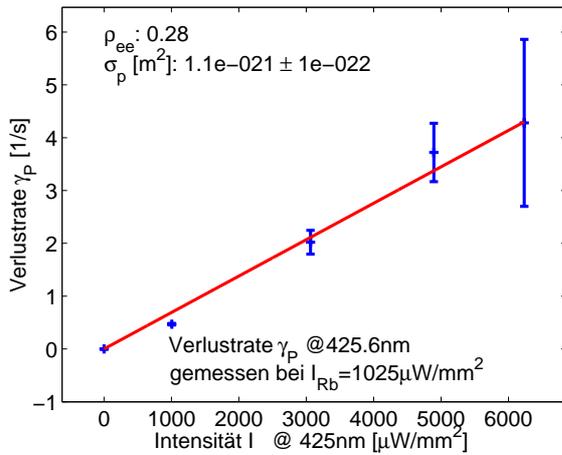


Abbildung 5.5.: Gemessene Verlustrate γ_p über der Intensität I_p des ionisierenden Lichtes aufgetragen. Die Steigung der angepassten Geraden ist der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation

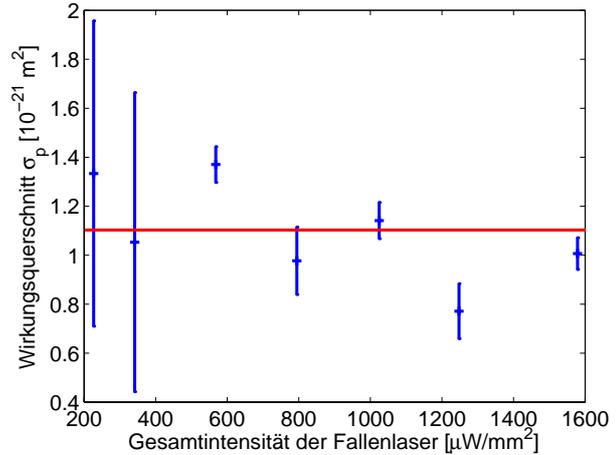


Abbildung 5.6.: Gemessene Wirkungsquerschnitte der Ionisation bei unterschiedlichen Intensitäten der MOT-Laser.

mit der Photodiode aufgezeichnet. Abbildung 5.3 zeigt die aufgezeichneten Daten eines typischen Durchlaufs für eine Intensität des Rubidium-Lichtes. Nach jedem Ladevorgang wurden alle MOT-Strahlen für eine Sekunde unterbrochen und die MOT dadurch vollständig entleert. In der folgenden Sekunde wurde das MOT-Licht ohne Magnetfeld angeschaltet, so dass der durch Streulicht verursachte Offset des Diodensignals ermittelt werden kann. Im Anschluss wurde das Magnetfeld³ zugeschaltet und dadurch der Ladevorgang gestartet. Dieser Vorgang wurde für die verschiedenen Intensitäten des 425 nm-Lichtes wiederholt. Deutlich zu erkennen ist die starke Abnahme der Atomzahl in der voll geladenen Falle durch das ionisierende Licht. Die Intensität des ionisierenden Lichtes setzt sich zusammen aus den 6 Chrom-MOT-Strahlen und dem Licht des Zeeman-Slowers. Hier wurde ebenfalls die Absorption an den Kammerfenstern berücksichtigt. Die Prozentangaben in Abbildung 5.3 geben die Intensität des ionisierenden Lichtes bezüglich der maximalen Intensität im blauen Lasersystem wieder.

Durch Anpassung der entsprechenden Ladegleichung 1.46 bzw. 1.51 an die aufgezeichneten Ladekurven ist jeweils nur die gesamte Ein-Körper-Verlustkonstante γ_t und die Laderate zugänglich⁴. Deshalb wurde die Ladekurve zunächst bei jeder Fallenlicht-Intensität ohne ionisierendes Licht gemessen. Die daraus durch einen Fit, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, gewonnene Verlustkonstante stellt den Anteil γ dar, der in allen weiteren totalen Verlustraten γ_t bei gleicher Leistung in den MOT-Strahlen enthalten ist. Zieht man diesen Wert von der jeweils

³Schaltzeit $\approx 100 \mu\text{s}$

⁴Aus der in Abschnitt 4.1.5 gemessenen Verlustkonstante $\beta' \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ 1/s}$ ergeben sich bei den Atomzahlen um $\leq 2 \cdot 10^6$ Verluste, die um ein bis zwei Größenordnungen geringer sind als die Ein-Körper-Verluste ($\gamma \approx 1,2 \text{ 1/s}$, s. Abschn. 4.1.4). Zwei-Körper-Verluste werden deshalb bei dieser Messung vernachlässigt.

gemessenen Verlustkonstante γ_l ab, so erhält man die Verlustkonstante γ_P .

Trägt man die so erhaltene Verlustkonstante über der Intensität I_P auf, so gewinnt man nach Gleichung 5.7 durch Anpassen einer Ursprungsgeraden durch die Werte den Wirkungsquerschnitt σ_P . Abbildung 5.5 zeigt diese Auftragung und die angepasste Gerade für eine der Intensitäten der Rubidium-MOT-Strahlen. Die aus diesen Messungen jeweils erhaltenen Werte σ_P des Wirkungsquerschnittes für die Photoionisation sind in 5.6 eingezeichnet.

Der aus unseren Messungen erhaltene Wert des mittleren Wirkungsquerschnittes für die Photoionisation des 5P Zustandes von ^{87}Rb bei 426 nm liegt bei $\sigma_P = 1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$. Die Intensitäten der Laserstrahlen stellen systematische Fehlerquellen im angegebenen Wert dar. Da die Strahlen beider Lasersysteme keine idealen Gaußprofile besitzen kann die Intensität nur mit einer geschätzten Genauigkeit von 10% angegeben werden. Diese Fehler gehen ebenso wie die Verstimmung des Rubidium-Lasers in σ ein, so dass der systematische Fehler des Ergebnisses auf 20% geschätzt wird.

5.4. Einordnung der Ergebnisse

In bisher veröffentlichten Arbeiten wurden bei mehreren Wellenlängen Messungen des Wirkungsquerschnittes an lasergekühlten Rubidiumatomen durchgeführt. Die in diesen Arbeiten bestimmten Werte des Wirkungsquerschnittes sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Dineen et al.	in [68]	$1.36 \pm 0.12 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	bei 413.1 nm
Dineen et al.	in [68]	$1.25 \pm 0.11 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	bei 406.7 nm
Klyucharev und Sepman	in [69]	$0.98 \pm 0.33 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	bei 440 nm
Gabbanini et al.	in [70]	$1.48 \pm 0.22 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	bei 476.5 nm
Diese Arbeit		$1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	bei 425.6 nm

In Abbildung 5.7 sind diese Werte zusammen mit dem in dieser Arbeit gemessenen über der Wellenzahl des ionisierenden Lichtes aufgetragen. Aymar et al. haben in [66] mit verschiedenen Ansätzen Berechnungen des Wirkungsquerschnittes an der Ionisationsgrenze durchgeführt und die berechneten Werte angegeben. Sie liegen je nach angenommenem Potenzial zwischen $1.25 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ und $1.40 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$. Bei einer Wellenlänge von 440 nm ergaben sich Werte von $1.19 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ bis $1.30 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ mit den unterschiedlichen Ansätzen. Der in dieser Arbeit gemessene Werte des Wirkungsquerschnittes deckt sich also sehr gut sowohl mit den theoretisch erwarteten, als auch mit den Messergebnissen anderer Gruppen.

Die nach [66] theoretisch zu erwartende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Energie-Abstand zur Ionisationsgrenze ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Abfall mit größer werdender Energie des ionisierenden Lichtes lässt sich auf den kleineren Beitrag der Dipolmatrix-Elemente in Gleichung 5.4 zurückführen, die aufgrund des kleineren Überlapps zwischen den Wellenfunktionen des Ausgangs- und Endzustandes geringer werden. Der Energie-Abstand von der Ionisationsgrenze ist bei allen diesen Messungen sehr klein gegen-

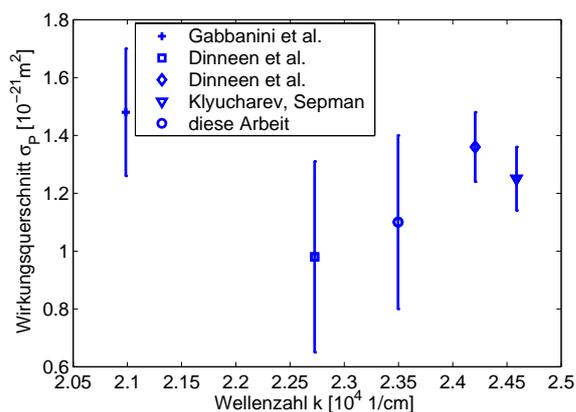


Abbildung 5.7.: Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Ergebnissen anderer Arbeiten

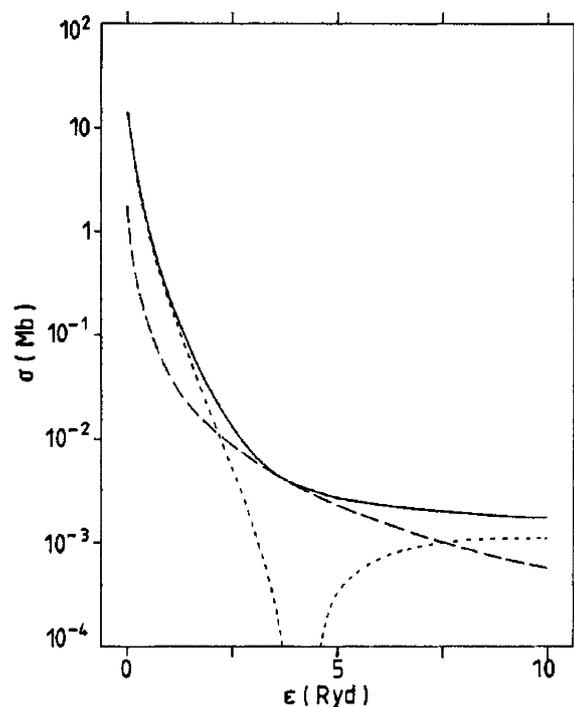


Abbildung 5.8.: Nach der Theorie zu erwartende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie. Die durchgezogene Linie gilt für die Ionisation des 5P Zustandes von Rb. Die Wirkungsquerschnitte sind in Mb angegeben ($1 \text{ Mb} = 10^{-22} \text{ m}^2$).

über der Energieskala in Abbildung 5.8. Diese ist in Rydberg-Energien oberhalb der Ionisationsgrenze aufgetragen. Ein Rydberg Ry entspricht einer Energie von 13.6 eV. Alle angeführten Messungen fanden bei Abständen von weniger als 0.5 eV von der Ionisationsgrenze statt (0.33 eV in dieser Arbeit), finden sich in der Abbildung also nahe 0 auf der Energie-Achse in der richtigen Größenordnung.

Kapitel 6

Experimente mit der Chrom-Magnetfalle

6.1. Laden der Quadrupol-Magnetfalle

Mit dem in Abschnitt 2.1 beschriebenen kontinuierlichen Ladeschema wurde die Laderate und Gleichgewichtsatomzahl in der Chrom-Magnetfalle (MT) bestimmt. Zur Messung der Ladekurve wurde in einer Messreihe, beginnend mit einer leeren Falle bei $t=0$ die Ladezeit pro Durchlauf um 1 s erhöht. Im Anschluss an die Ladezeit wurden nach einer Rückpumpzeit von 20 ms Bilder der Atome in der Falle genommen und daraus die Atomzahl ermittelt. Abbildung 6.1 zeigt eine typische Ladekurve der MT mit angepasster Kurve nach Gleichung 1.46. Die ermittelte Laderate liegt bei $8.2 \cdot 10^6$ 1/s, die Atomzahl in der MOT betrug während der Messung $2.7 \cdot 10^6$. Es wurden also pro Atom in der MOT etwa 3 Atome pro Sekunde in die Magnetfalle geladen. Insgesamt konnten innerhalb von 10 s Ladezeit $4.2 \cdot 10^7$ Atome in die Chrom-MT geladen werden. In einer theoretischen Betrachtung [64] wurde für eine Verstimmung der MOT-Strahlen von -2Γ eine Laderate von über $5 \text{ MT} - \text{Atome}/\text{MOT} - \text{Atom} \cdot \text{s}$ berechnet. Die Abweichung von diesem Wert im Experiment kann auf zu geringe Strahlintensität bzw.

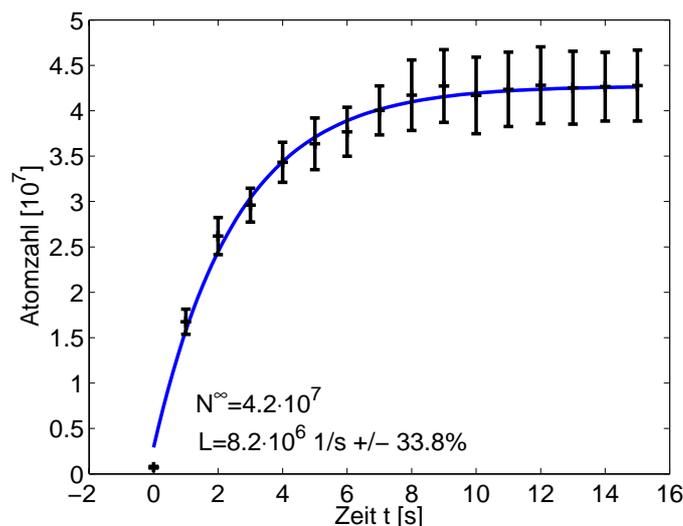


Abbildung 6.1.: Laderate in die Chrom-Magnetfalle. Während dieser Messung befanden sich $2.7 \cdot 10^6$ Atome in der Chrom-MOT.

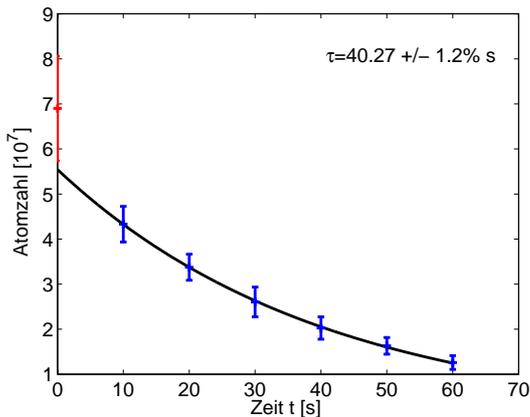


Abbildung 6.2.: Zerfallskurve der Chrom-MT vor dem Betrieb des Rubidium-Dispensers.

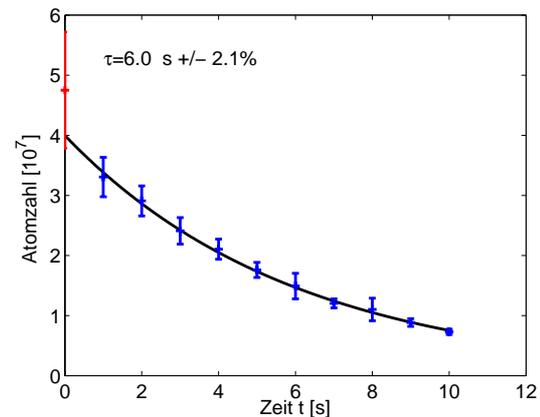


Abbildung 6.3.: Zerfallskurve der Chrom-MT während des Betriebes des Rubidium-Dispensers bei 5 A.

auf einen zu geringen Feldgradienten zurückgeführt werden.

6.2. Lebensdauer der Falle

Der Zerfall der Atomzahl in der Falle wurde unter verschiedenen Bedingungen untersucht, um den Einfluss der Rubidium-Quelle zu studieren. Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen Zerfallskurven vor und während des Heizens des Dispensers. Ohne vorherigen Betrieb des Rubidium-Dispensers wurden Lebensdauern von etwa 40 s (Ein-Körper-Verlustrate $\gamma=0.025$ 1/s) beobachtet. Nach 30-minütigem Heizen des Rubidium-Dispensers bei 5 A verkürzte sich die Lebensdauer, die während des Betriebes des Dispensers ermittelt wurde, auf 6 s. Diese Ergebnisse legen für spätere Experimente einen gepulsten Betrieb des Dispensers, wie in [45] beschrieben, mit einer optimierten Kombination aus Heizstrom und Pulsdauer, nahe.

6.3. Temperatur und mittleres magnetisches Moment in der Magnetfalle

In mehreren Mess-Sequenzen wurden Bilder zur Bestimmung der Temperatur und des mittleren magnetischen Momentes des Atomensembles in der Falle bei einem axialen Gradienten von 24 G/cm genommen. Der Zeitpunkt der Bildnahme nach dem Laden der Falle wurde dabei in jedem Durchlauf um 1 s erhöht. Durch eine 2-dimensionale „least-square“ Anpassung der Dichteverteilungs-Funktion 1.38 auf Seite 16 an die aufgenommenen Dichteprofile gewinnt man die Fitparameter $B = \frac{\mu}{2k_B T} \frac{\partial B}{\partial r}$ und $C = \frac{m g}{k_B T}$. Daraus lassen sich die beiden unbekannt GröÙen, mittleres magnetisches Moment μ und Temperatur T berechnen:

$$T = \frac{m_{Cr} g}{k_B C} \quad (6.1)$$

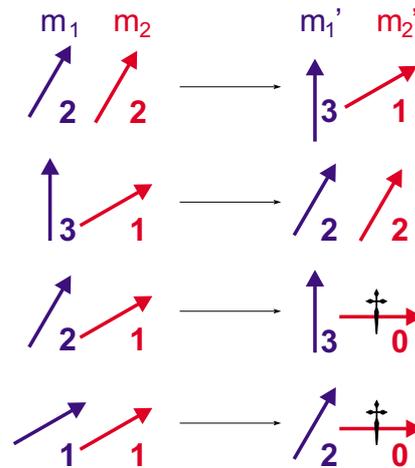


Abbildung 6.4.: Für Chrom mögliche Stöße, bei denen sich die magnetischen Quantenzahlen der beiden Chromatome ändern. Prozesse, bei denen ein Atom im $m' = 0$ Zustand endet, führen zum Verlust dieses Atoms (mit † markiert).

und

$$\mu = \frac{B}{C} \frac{2 m_{Cr} g}{\frac{\partial B}{\partial y}}. \quad (6.2)$$

$\bar{\mu} = \sum_{i=1}^3 a_i m_i g \mu_B$ ist das mittlere magnetische Moment der Atome in der Falle, die sich in allen schwachfeldsuchenden magnetischen Unterzuständen befinden können. Die a_i sind dabei die Besetzungszahlen der Unterzustände m_i . Die Phasenraumdicke in der Magnetfalle ergibt sich aus der gemessenen Temperatur und Dichte zu maximal $1 \cdot 10^{-7}$. Abbildung 7.2(a) auf Seite 89 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur des Atomensembles. Beobachtet wurde ein Temperaturanstieg von anfänglich $100 \mu\text{K}$ mit einer Rate von etwa $4 \mu\text{K/s}$, der wahrscheinlich durch den Verlust hauptsächlich kalter Atome im Fallenzentrum durch Majorana-Übergänge verursacht wird.

Abbildung 7.2(b) auf Seite 89 gibt die Entwicklung des mittleren magnetischen Momentes der Atome wieder. Direkt nach dem Umpumpen in den Grundzustand ist $\bar{\mu} \approx 4 \mu_B$. Dieser Wert entspricht einer gleichmäßigen Verteilung über alle schwachfeldsuchenden Unterzustände ($m_J = 1, 2, 3$), was für die durch unpolarisierte Atome aus der MOT geladene Falle zu erwarten ist. Nach dem Laden der Falle erhöht sich das mittlere Moment innerhalb 20 s auf den extremalen Wert von $6 \mu_B$. Am Ende der Messung befinden sich also alle Atome im extremen $m_J = 3$ Unterzustand. Diese Entwicklung kann durch sog. „purifying collisions“ erklärt werden. Bei diesen zustandsändernden Stößen zwischen zwei Fallenatomen gehen beide Stoßpartner in andere magnetische Unterzustände über. Zur Erhaltung des Gesamt-Drehimpulses muss dabei ein Atom in einen höheren ($m'_{J1} = m_{J1} + 1$) und das andere in einen tieferen ($m'_{J2} = m_{J2} - 1$) magnetischen Zustand übergehen. Die möglichen Kanäle eines solchen Stoßprozesses für die Kombinationen von m_{J1} und m_{J2} sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Geht ein Atom bei einem

solchen Prozess in den $m_J = 0$ Zustand über, kann es durch das Magnetfeld nicht mehr in der Falle gehalten werden. Dadurch wird der $m_J = 1$ Zustand entvölkert. Gleichzeitig wird der $m_J = 3$ Zustand zunehmend bevölkert und es gibt keinen erlaubten Prozess, der bei einem Stoß zweier $m_J = 3$ Atome zu einer Zustandsänderung führt. Die zunehmende Bevölkering des $m_J = 3$ Zustandes durch den beschriebenen erlaubten Mechanismus konkurriert mit dem verbotenen Übergang eines Atoms vom $m_J = 3$ in den $m_J = 2$ Zustand beim Stoß zweier $m_J = 3$ Atome, bei dem die Spinerhaltung verletzt ist. Diese Prozesse sind aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Chrom Atomen, wegen der Kopplung der Spins an die Bahndrehimpulse, dennoch möglich. Ein solcher Übergang führt zur Reduktion des mittleren magnetischen Momentes. Da es sich bei den zuvor beschriebenen Übergängen um erlaubte, bei letzteren um verbotene Prozesse handelt, ist anzunehmen, dass letztere unwahrscheinlicher sind und daher das Zeitverhalten durch die erlaubten Übergänge dominiert wird. Dadurch nimmt die Bevölkering des extremalen Zustandes mit der Zeit zu, was das beobachtete Verhalten erklärt.

Majorana-Übergänge, die die Lebensdauer der Falle bestimmen können als Ursache ausgeschlossen werden, da sie auf einer Zeitskala von etwa 50 s stattfinden. Die Möglichkeit, dass die Wolke sich während der Messperiode noch nicht im thermischen Gleichgewicht befindet und der beobachtete Effekt mit der Thermalisierung des Ensembles zusammenhängt, kann anhand der Messungen durch eine Abschätzung der elastischen Stoßrate ausgeschlossen werden. Aus der Dichte von $\sim 8 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^3$ und einer aus der Temperatur von $\sim 100 \mu\text{K}$ resultierenden Relativgeschwindigkeit der Atome von 0.28 m/s ergibt sich, mit dem am Institut gemessenen elastischen Streuquerschnitt von $0.4 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ bei der vorherrschenden Temperatur, eine elastische Stoßrate von

$$\Gamma_{el} = n v \sigma = 1.1 \cdot 1/s. \quad (6.3)$$

Zur Thermalisierung sind 3 Stöße pro Atom nötig [71], nach dieser Abschätzung befindet sich die Wolke also bereits nach 2.7 s im thermischen Gleichgewicht. Die Erhöhung des mittleren magnetischen Moments findet dagegen auf einer Zeitskala von etwa 15 s statt.

Kapitel 7

Gleichzeitiger Betrieb der Chrom-Magnetfalle und der Rubidium-MOT

Neben der Charakterisierung der einzelnen magneto-optischen Fallen und der Chrom-Magnetfalle wurden auch Versuche zur Überlagerung beider Fallen durchgeführt. Die beiden magneto-optischen Fallen konnten räumlich und zeitlich überlagert geladen und betrieben werden. Abbildung 7.1 zeigt eines der ersten Fotos der beiden Fallen, eine Echtfarben-Aufnahme der leicht gegeneinander verschobenen MOTs. Für quantitative Messungen an der Rubidium MOT sind die überlagerten MOTs aber wegen der in Kapitel 5 beschriebenen starken Verluste in der Rubidium-MOT durch die Photoionisation des angeregten Zustandes wenig geeignet. Die hohen β -Verluste in der Chrom-MOT [36] führen dazu, dass zusätzliche Verluste durch Stöße mit Rubidiumatomen am Fluoreszenzsignal der Chrom-MOT nicht erkennbar wären. Mit den überlagerten MOTs sind also weder an Chrom noch an Rubidium quantitative Messungen möglich. Als sehr viel geeigneter für das Studium der Wechselwirkung zwischen Chrom und Rubidium, hat sich ein Schema erwiesen, bei dem zunächst die Chrom-MOT für einige Sekunden mit lasergekühlten Atomen aus der MOT geladen, und erst nach dem Abschalten der Chrom-MOT der Ladevorgang der Rubidium-MOT gestartet wird. Die Dynamik der Fallen wird nun von Kollisionen der Spezies mit sich selbst und zwischen Chrom



Abbildung 7.1.: Eine der ersten Fotografien der beiden leicht gegeneinander verschobenen MOTs. Die Echtfarben Aufnahme wurde mit einer gewöhnlichen USB-Webcam mit aufgesetztem 300mm Objektiv und aufgeschraubter Macro-Linse genommen.

im Grundzustand mit angeregtem Rubidium und Rubidium im Grundzustand bestimmt. Mit diesem Schema konnten einige 10^5 Rubidium Atome magneto-optisch und einige 10^7 Chromatome gleichzeitig magnetisch gefangen werden. Eine Magnetfalle für Rubidium konnte bisher noch nicht realisiert werden.

Dieselben Messungen an der Chrom-MT, wie die in Kapitel 6 beschriebenen, wurden bei überlagelter Rubidium-MOT wiederholt. Dazu wurde sofort nach dem Umpumpen der Chromatome in den Grundzustand der Ladevorgang der Rubidium-MOT gestartet. Die Daten aus den Messungen an der Chrom Falle sind in den Abbildungen 7.2(a) bis 7.2(b) auf der nächsten Seite aufgetragen.

An der Entwicklung des mittleren magnetischen Momentes in Abbildung 7.2(b) ist zu erkennen, dass das System sich auch mit der überlagerten MOT zu einer reinen Besetzung des extremen Unterzustandes $m_F = 3$ hin entwickelt. Dies zeigt, dass auch in Anwesenheit von Rubidium bei der betrachteten Dichte depolarisierende Stöße mit Änderung der Magnetquantenzahl von Chromatomen keine Rolle spielen. Ein so gewählter Ladeprozess für zweikomponentige Magnetfallen würde also nicht zur Depolarisierung von Chrom führen.

Am Verlauf der Temperatur (Abbildung 7.2(a)) der Chrom-MOT ist ebenso eine deutliche Differenz zwischen dem Fall mit und ohne Rubidium-MOT zu erkennen, wie am Verlauf der Dichte (Abbildung 7.2(d)). Die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Gegebenheiten ist in Abbildung 7.2(e) über der Zeit aufgetragen. Die Heizrate ist bei gleichzeitigem Betrieb der Rubidium-MOT um etwa $4\mu\text{K/s}$ erhöht. In der Entwicklung der Atomzahl ist keine signifikante Veränderung erkennbar. Diese Beobachtungen lassen zunächst vermuten, dass die gegenüber der Chrom-MT ohne Rubidium-MOT beschleunigte Dichteabnahme alleine auf die durch die Temperaturerhöhung hervorgerufene Volumenzunahme und nicht auf einen erhöhten Teilchenverlust zurückzuführen ist.

Messungen der Temperatur und des Ladevorgangs der Rubidium-MOT mit und ohne gleichzeitig betriebener Chrom-Falle geben weiteren Aufschluss über die Ursache der Temperaturerhöhung. Abbildung 7.3 zeigt die in einer TOF-Messung (s. Kapitel 3.8) ermittelte Expansion der Rubidium-Wolke in z-Richtung. Aus drei solcher Messungen wurde die Temperatur des Ensembles zu $315 \pm 15 \mu\text{K}$ bestimmt. Diese Temperatur liegt um $200 \mu\text{K}$ oberhalb der Anfangstemperatur der Chrom-MT.

Messungen, die kurz vor der Fertigstellung dieser Arbeit durchgeführt wurden, geben Hinweise darauf, dass durch die Rubidium MOT zusätzliche Heizprozesse in der Chrom-MT induziert werden. Dennoch soll hier eine Abschätzung einer oberen Grenze für den elastischen Streuquerschnitt zwischen Chrom und Rubidium unter der Annahme, dass die oben beschriebene Temperaturerhöhung in der Chrom-MT alleine durch Thermalisierung der beiden Gase zustande kommt, gemacht werden.

Die Temperatur der Rubidium-MOT bleibt dabei wegen der ständigen Wechselwirkung mit den MOT-Strahlen, deren Kühlleistung wesentlich höher als jeder Heizprozess ist, konstant.

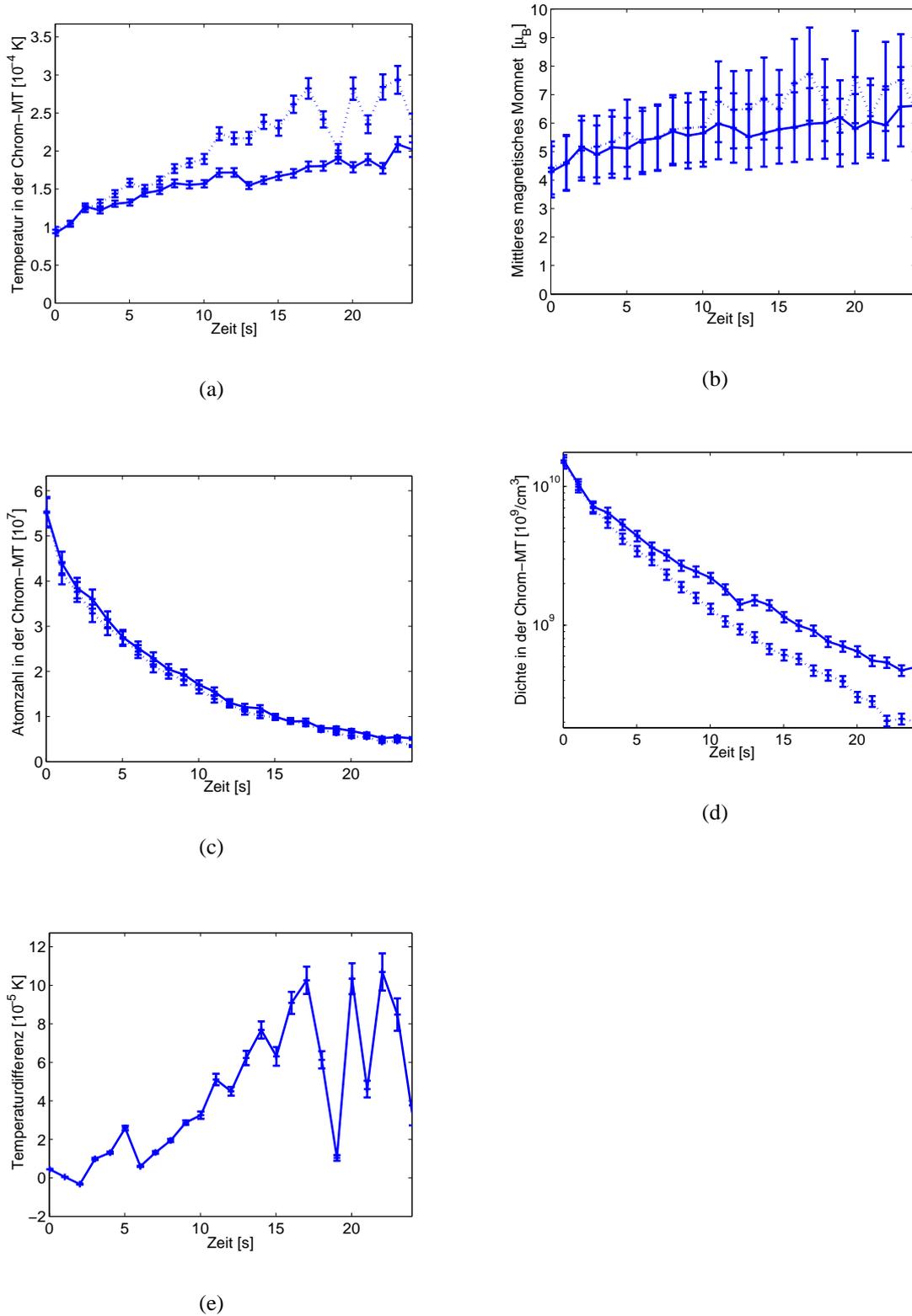


Abbildung 7.2.: Zeitliche Entwicklung a) der Temperatur, b) des mittleren magnetischen Momentes, c) der Atomzahl und d) der Dichte in der mit Chrom Grundzustands-Atomen präparierten Quadrupol-Magnetfalle (logarithmische Darstellung). Die durchgezogenen Linien geben das Verhalten der Falle ohne Rubidium-MOT, die gestrichelten Linien das Verhalten bei gleichzeitigem, überlagertem Betrieb der Rubidium-MOT wieder. Abbildung e) zeigt die Temperaturdifferenz der Chrom-Magnetfalle mit und ohne Rubidium.

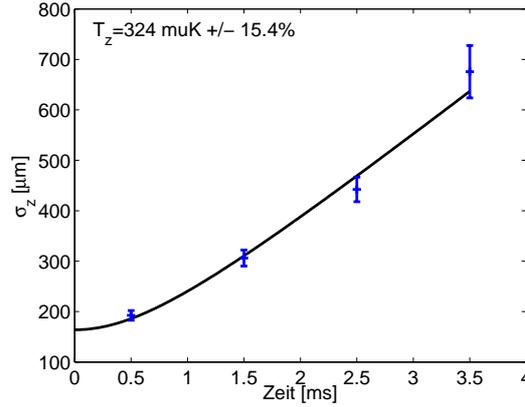


Abbildung 7.3.: Ergebnis einer typischen TOF Messung an der Rubidium-MOT. Dargestellt ist die Expansion in z-Richtung, σ_z ist die halbe $1/\sqrt{e}$ -Breite der Dichteverteilung.

Die MOT dient also als Wärme-Reservoir für die Chrom-Wolke.

Unter der Annahme, dass die erhöhte Heizrate der Chrom-MT durch Thermalisierung, also elastische Stöße zwischen Chrom und Rubidiumatomen zustande kommt, kann der Wirkungsquerschnitt für solche Stöße abgeschätzt werden.

Der gesamte Energieübertrag durch Stöße mit gefangenen Rubidiumatomen auf die Chrom-Wolke pro Zeit $\frac{dE}{dt}$ kann durch die elastische Stoßrate $\Gamma_{CrRb,el}$ eines Chromatoms mit einem Rubidiumatom ausgedrückt werden. Zusätzlich hängt dieser Übertrag vom mittleren Energieübertrag $\Delta\epsilon$ bei *einem* solchen Stoß und der Zahl der Stoßpartner, also der Rubidiumatome N_{Rb} ab:

$$\frac{dE}{dt} = \Gamma_{CrRb,el} \Delta\epsilon N_{Rb}. \quad (7.1)$$

Die Gesamtzahl aller elastischen Stöße pro Zeit ist dann

$$R_{el} = \frac{dE}{dt} \frac{1}{\Delta\epsilon} = \Gamma_{CrRb,el} N_{Rb} \quad (7.2)$$

mit

$$\Gamma_{CrRb,el} N_{Rb} = \int \sigma_{CrRb,el} \bar{v} n_{Cr}(\vec{r}) n_{Rb}(\vec{r}) d^3r. \quad (7.3)$$

Hierbei ist \bar{v} die mittlere Relativgeschwindigkeit der Atome, die sich aus den Temperaturen und den Massen der Atome ergibt:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B}{\pi} \left(\frac{T_{Cr}}{m_{Cr}} + \frac{T_{Rb}}{m_{Rb}} \right)}. \quad (7.4)$$

Da die Chrom-MT ein sehr viel größeres Volumen besitzt als die Rubidium-MOT, und daher die Dichte der Chrom-MT über das Volumen der MOT als konstant betrachtet werden kann, kann die Dichte der Chrom-MT im Zentrum \hat{n}_{Cr} vor das Integral geschrieben werden. Die

Integration in Gleichung 7.3 liefert die Atomzahl in der Rubidium-MOT. Die Gleichung lautet schließlich:

$$\Gamma_{CrRb,el} N_{Rb} = \sigma_{CrRb,el} \bar{v} \hat{n}_{Cr} N_{Rb}. \quad (7.5)$$

Bei Stößen zwischen gleich schweren Atomen sind etwa 3 Stöße pro Atom nötig, um aus einer anfänglichen nicht thermischen Verteilung der Energien ins thermischen Gleichgewicht zu gelangen [71, 72]. Bei ungleichen Massen ist der Energieübertrag pro Stoß gegenüber Stößen gleich schwerer Atome reduziert. Dadurch erhöht sich die Zahl zur Thermalisierung nötiger Stöße um $3/\xi$, wobei

$$\xi = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (7.6)$$

ist [73]. Ausgehend von der gemessenen Thermalisierungszeit¹, lässt sich damit die Stoßrate abschätzen. Die Thermalisierungszeit beträgt in unserer Messung etwa 15 s. Für Chrom und Rubidium ergibt sich mit Gleichung 7.6 eine zur Thermalisierung nötige Anzahl von 3.2 Stößen pro Atom. Die elastische Cr-Rb Stoßrate pro Atom im Experiment liegt demnach bei

$$\frac{R_{el}}{N_{Rb}} = \Gamma_{Cr-Rb,el} \approx 3.2/15s = 0.2 \cdot 1/s. \quad (7.7)$$

Setzt man in die Gleichungen 7.4 und 7.5 diesen Wert und die über die ersten 15 s der Messung gemittelten Werte $\hat{n}_{Cr} = 3.9 \cdot 10^{15} 1/m^3$, $T_{Cr} = 170\mu K$ und $T_{Rb} = 315\mu K$ ein, so ergibt sich $\sigma_{CrRb,el} \approx 1.4 \cdot 10^{-16} m^2 = 1.4 \cdot 10^4 \text{ \AA}^2$ als obere Grenze für den elastischen Streuquerschnitt zwischen Chrom und Rubidium². Dieser Wert entspricht etwa einem Drittel des von Mosk et al. in [73] zu $5 \cdot 10^{-16} m^2$ bestimmten elastischen Streuquerschnittes von Caesium und Lithium im Grundzustand.

7.1. Inelastische Kollisionen

Schließlich sollen hier noch die in der Rubidium-MOT durch die Überlagerung mit der Chrom-MT induzierten, zusätzlichen Verluste betrachtet werden. Diese werden in der Ladekurve der Rubidium-MOT (Abbildung 7.4) deutlich. In der Zerfallskurve der Chrom-Magnetfalle sind sie aber wegen der um zwei Größenordnungen geringeren Zahl der Rubidiumatome nicht erkennbar. Inelastische Stöße mit gefangenen Chromatomen stellen für die Rubidium-MOT einen Ein-Körper-Verlust dar (Abschnitt 1.3.4). Als mögliche Verlustprozesse kommen Stöße von Chrom im Grundzustand mit angeregtem Rubidium und Hyperfeinzustands-ändernde Stöße mit Rubidium im Grundzustand in Frage. Stöße mit einer Änderung der magnetischen Quantenzahl von Chromatomen konnten zuvor bereits ausgeschlossen werden (s.o.). Die Ratengleichung für die Atomzahl in der Rubidium-MOT

¹Die Zeit, die benötigt wird, bis die Chrom-MT die Temperatur der Rubidium-MOT angenommen hat.

²Dabei setzt sich dieser Wert aus den Streuquerschnitten von Chrom im Grundzustand mit Rubidium im Grund- und angeregten Zustand zusammen.

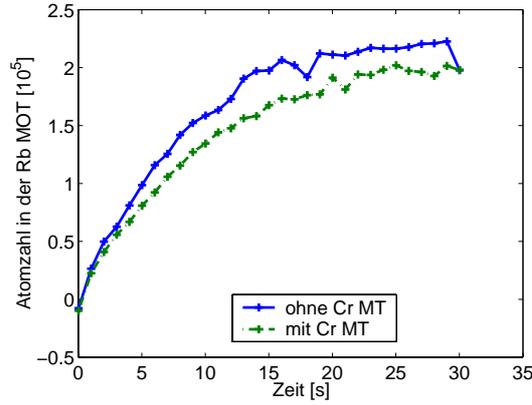


Abbildung 7.4.: Ladekurve der Rubidium-MOT mit und ohne Chrom-Magnetfalle.

lautet, wenn wie zuvor die Chrom-Dichte als konstant über das Volumen der Rubidium-MOT angesehen wird:

$$\frac{dN_{Rb}}{dt} = L - \gamma N_{Rb} - \gamma'_{RbCr} \hat{n}_{Cr} N_{Rb} \quad (7.8)$$

Dabei wurden alle Verlustprozesse, an denen mehr als ein Rubidiumatom beteiligt ist, vernachlässigt. In der Gleichung für die zeitliche Entwicklung der Dichte in der Chrom-MT muss die durch den Heizprozess verursachte Zunahme des Fallenvolumens V mit berücksichtigt werden:

$$\frac{dn_{Cr}}{dt} = \gamma n_{Cr} - \gamma'_{CrRb} \hat{n}_{Cr} N_{Rb} - \frac{n_0}{V} \frac{dV}{dt}. \quad (7.9)$$

Wegen der komplizierten Kopplung der beiden Ratengleichungen für die Rubidiumatomzahl und die Chrom-Dichte mit Volumenvergrößerung durch Heizen bei gleichzeitiger Abnahme der Atomzahl in der Chrom-MT und Verlusten in der Rubidium-MOT, kann für diese beiden sog. Riccati-Differentialgleichungen ohne stark vereinfachende Annahmen keine Lösung gefunden werden. Es ist daher nicht möglich eine geeignete Fit-Funktion für die Ladekurve der MOT zu finden, die γ'_{RbCr} als Fitparameter liefern würde. Eine Abschätzung für γ'_{RbCr} wird daher wiederum unter Annahme einer mittleren Dichte der Chrom-MT ohne Zeitabhängigkeit getroffen. Als mittlere Dichte wird hier der Mittelwert von $\tilde{n}_{Cr} = 6.3 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^3$ aus den Dichten am Anfang und Ende der Messung genommen. Aus den Gleichgewichtsatomzahlen von $2.0 \cdot 10^5$ und $2.2 \cdot 10^5$ der Rubidium-MOT mit und ohne überlagerter Chrom-MT und der aus den Anfangssteigungen der Ladekurve ermittelten Laderate $4.5 \cdot 10^4 \text{ 1/s}$ ergibt sich eine um $\Delta\gamma = 0.02 \text{ 1/s}$ erhöhte Ein-Körper-Verlustkonstante beim überlagerten Betrieb³. Aus $\Delta\gamma = \gamma'_{RbCr} \tilde{n}_{Cr}$ berechnet man eine Verlustkonstante für inelastische Stöße zwischen Chrom und Rubidium von $\gamma'_{RbCr} \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ m}^3/\text{s}$. Dies entspricht einem Streuquerschnitt für inelastische Stöße von $\sigma_{RbCr,inel} = 8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ in unserem Temperaturregime. Die-

³Die Ein-Körper-Verlustkonstanten wurden in beiden Fällen aus $N^\infty = \frac{L}{\gamma}$ berechnet.

ser Wert ist eine Größenordnung kleiner als der von Schlöder et al. in [74] gemessene Streuquerschnitt für inelastische Stöße angeregter Caesium Atome mit Lithium im Grundzustand ($\sigma_{CsLi,inel} = 0.7 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ entsprechend $\gamma'_{CsLi} = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$).

Um in unserem System zwischen lichtinduzierten Stößen und solchen ohne Beteiligung angeregter Zustände zu unterscheiden, müsste in einer Messreihe der Einfluss der Besetzung des angeregten Zustandes von Rubidium auf die Verluste untersucht werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Apparatur zum gleichzeitigen magneto-optischen und magnetischen Fangen von Chrom- und Rubidiumatomen geplant und aufgebaut. Zur Erhöhung der Anzahl fangbarer Chromatome wurde ein Zeeman-Slower berechnet, konstruiert und ins Experiment integriert. Zum Laser-Kühlen von Rubidiumatomen wurde ein Slave-Diodenlaser aufgebaut, der die gleichzeitige Verstärkung beider für die magneto-optische Rubidium-Falle benötigter Wellenlängen mit einer Gesamt-Laserleistung von 50 mW ermöglicht.

Eine Kleeblattfalle, die zum magnetischen Fangen beider Spezies geeignet ist und hohe Fallenfrequenzen erzeugt, wurde berechnet, konstruiert und zum Einsatz vorbereitet. Die Eigenschaften des generierten Magnetfeldes wurden vermessen und stimmen sehr genau mit dem berechneten Verlauf überein.

Im Quadrupolbetrieb dieser Falle konnte demonstriert werden, dass die aufgebaute Anlage zum magneto-optischen Kühlen und Speichern beider Spezies geeignet ist. Experimente mit beiden magneto-optischen Fallen wurden durchgeführt und die typischen Größen bestimmt. Es konnten $3 \cdot 10^6$ Atome in die Rubidium-MOT und bis zu 10^7 Atome in die Chrom-MOT geladen werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation von angeregten Rubidiumatomen durch das Chrom-Fallenlicht bei 425.5 nm konnte experimentell in guter Übereinstimmung mit vorangegangenen Experimenten und theoretischen Vorhersagen zu $\sigma_p = 1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ bestimmt werden.

Erste Experimente mit der Quadrupol-Magnetfalle für Chromatome wurden durchgeführt und die Laderate zu $8 \cdot 10^6$ Atome/s sowie die Gleichgewichtsatomzahl in der Falle zu $4 \cdot 10^7$ bestimmt. Lebensdauern der Magnetfalle von etwa 40 s wurden beobachtet. Die Rubidium- und Chrom-MOT konnten räumlich und zeitlich überlagert werden. Ebenso konnte die Rubidium-MOT erfolgreich in das Fallenzentrum der Chrom-Magnetfalle justiert werden. Während durch die großen Verluste in den überlagerten MOTs Kollisionen zwischen beiden Spezies nicht beobachtbar waren, konnten an dem zeitlich und räumlich überlagerten Rubidium-MOT - Chrom-MOT - System die ersten Messungen zu den Stößeigenschaften der beiden Spezies durchgeführt und interpretiert werden. Messungen der durch inelastische Stöße zwischen Chrom- und Rubidiumatomen verursachten Verlustrate in der Rb-MOT ergaben einen

Stoßquerschnitt von $\sigma_{RbCr,inel} = 8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$. Der beobachtete Heizprozess in der Chrom-Magnetfalle bei der Überlagerung mit der Rubidium-MOT muss noch näher untersucht werden.

Auf dem Weg ins quantenentartete Regime sind insbesondere Grundzustandsstöße zwischen magnetisch gespeicherten Chrom- und Rubidiumatomen von Interesse. Elastische Grundzustandsstöße sind Voraussetzung für erfolgreiches sympathetisches Kühlen. Eine obere Grenze für den elastischen Stoßquerschnitt zwischen Chrom und Rubidium von $\sigma_{CrRb,el} \approx 1.4 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ konnte abgeschätzt werden.

Da in dieser Arbeit nicht zwischen Grundzustands-Stößen und solchen mit Beteiligung angeregter Atome unterschieden wurde, ist eine Bewertung im Hinblick auf das sympathetische Kühlen von Chrom durch Rubidium bis zur Quantenentartung kaum möglich. Im betrachteten Temperaturregime ist das Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stößen nach den getroffenen Abschätzungen 17.5:1, jedoch sind hierbei sowohl Stöße mit Rubidium im Grundzustand, als auch im angeregten Zustand berücksichtigt. Dies legt die genauere Untersuchung der Stoßeigenschaften beider Spezies im Grundzustand nahe. Als Voraussetzung für erfolgreiches Kühlen ins quantenentartete Regime wird üblicherweise ein Verhältnis von mindestens 100:1 zwischen elastischer und inelastischer Stoßrate angenommen.

Für das Laden der Ioffe-Pritchard Falle mit beiden Spezies muss ein geeignetes Schema gefunden werden. Ein gleichzeitiger Betrieb der magneto-optischen Fallen erlaubt wegen der durch die Photoionisation in der Rubidium-MOT erzeugten Verluste kein effektives Laden. Um ausreichend hohe Lebensdauern in den Magnetfallen zu erreichen und die Rubidium-MOT schneller und mit mehr Atomen zu beladen, muss der Betrieb des Rubidium-Dispensers optimiert werden.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wird die elektrische Beschaltung der Kleeblattfalle fertiggestellt und die letzten Vorbereitungen für den Betrieb dieser Falle getroffen. Außerdem ist die zusätzliche Integration einer optischen Dipolfalle in Planung.

Tabelle 8.1 fasst noch einmal die wichtigsten in dieser Arbeit gemessenen Werte zusammen.

Obergrenze für den elastischen Streuquerschnitt $\sigma_{CrRb,el}$	$1.4 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$
inelastischer Streuquerschnitt $\sigma_{CrRb,inel}$	$8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$
Wirkungsquerschnitt für Photoionisation von Rb^* bei 426 nm σ_p^{426nm}	$1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$

Tabelle 8.1.: Zusammenfassung der in dieser Arbeit gemessenen Größen.

Anhang A

Anhang

A.1. RF-Antenne

Zur Vorbereitung der Kammer für Experimente, die evaporatives Kühlen [75, 42] mit Radiofrequenzen (RF) erfordern, wurde in die Vakuumkammer ein Spulen-Paar integriert, das als RF-Antenne dient. Die beiden Spulen bestehen aus je zwei Wicklungen eines 1 mm starken, Kapton-isolierten Kupferdrahtes und umschließen eine Fläche von etwa $18\text{ mm} \times 48\text{ mm}$. Sie sind so angeordnet, dass die Polarisation des Magnetfeldes beider Spulen parallel ist und das Feld senkrecht zur z-Achse der Falle in horizontaler Richtung verläuft. Die Spulen sind an Metallösen befestigt, die auf der Innenseite der „Reentrance-Windows“ angeschweißt wurden. Vor dem Schließen der Kammer wurde das charakteristische Frequenzverhalten der Spulen über den vorgesehenen Frequenzbereich von 100 kHz bis 30 MHz vermessen. Zur Messung wurde die induzierte Spannung an einer Empfänger-Spule¹ im Zentrum der Falle über der Frequenz aufgetragen. Das RF-Signal hatte einen Spannungshub von 10 V_{pp} und wurde durch einen Frequenzgenerator² erzeugt. Der gemessene Verlauf ist in Abbildung A.1 zu sehen. Er ergibt sich durch Überlagerung der Eigenschaften von Sende- und Detektionsspulen.

¹ Zwei Wicklungen eines 1 mm starken Drahtes mit einem Durchmesser von 12 mm

² SRS 345

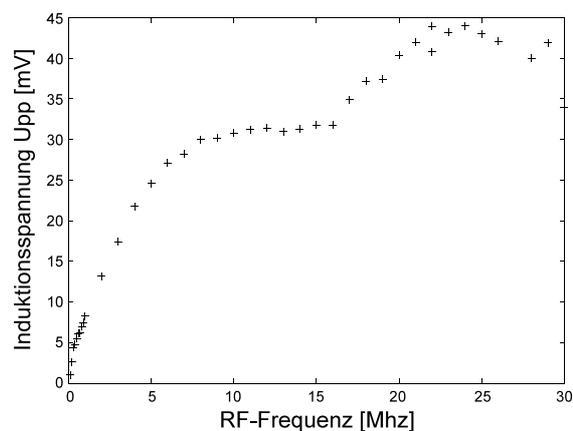


Abbildung A.1.: Frequenzverhalten der RF-Spulen.

A.2. Übersicht über einige Eigenschaften von ^{52}Cr und ^{87}Rb

	^{52}Cr	^{87}Rb
Wellenlänge des Kühlüberganges λ_0	425.554	780.23
Linienbreite des Kühlüberganges Γ	$31.5 \cdot 10^6$ 1/s	$37.1 \cdot 10^6$ 1/s
Lebensdauer des angeregten Zustandes τ	32 ns	27 ns
Sättigungsintensität des Kühlüberganges I_S	8.52 mW/cm^2	1.6 mW/cm^2
Masse des Atoms m	$8.7 \cdot 10^{26}$ kg	$1.5 \cdot 10^{25}$ kg
Rückstoßgeschwindigkeit v_{rec}	1.80 cm/s	0.58 cm/s
Rückstoßtemperatur T_{rec}	$1.02 \mu\text{K}$	360 nK
Dopplertemperatur $T_{Doppler}$	$124 \mu\text{K}$	$140 \mu\text{K}$
Maximale Beschleunigung a_{max}	$2.8 \cdot 10^5$ m/s ²	$1.2 \cdot 10^5$ m/s ²
Magnetisches Dipolmoment μ_B im Grundzustand	$6\mu_B$	$1\mu_B F = 2, m_F = 1, 2\rangle$

Literaturverzeichnis

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, und E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198–201, 1995. [1](#)
- [2] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, und W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Physical Review Letters*, 75:3969–3973, 1995. [1](#)
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, und R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. *Physical Review Letters*, 75:1687–1690, 1995. [1](#)
- [4] The Nobel eMuseum. *The Nobel Prize in Physics 2001*. <<http://www.nobel.se/physics/laureates/2001/index.html>>. [1](#)
- [5] L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P. S. Julienne, J. E. Simsarian, K. Helmerson, S. L. Rolston, und W. D. Phillips. Four-wave mixing with matter waves. *Nature*, 398:637, 1999. [1](#)
- [6] S. Inouye, T. Pfau, S. Gupta, A Chikkatur, A. Görlitz, D. Pritchard, und W. Ketterle. Phase-coherent amplification of atomic matter waves. *Nature*, 402:641, 1999. [1](#)
- [7] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, und E. A. Cornell. Vortices in a Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters*, 83:2498, 1999. [1](#)
- [8] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hänsch, und Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415:39 – 44, 2002. [1](#)
- [9] Elisabeth A. Donley, Neil R. Claussen, Sarah T. Thompson, und Crl E. Wieman. Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 417:529, Mai 2002. [1](#)
- [10] Roahn Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, und D. J. Heinzen. Molecules in a Bose-Einstein Condensate. *Science*, 287:1016, 2000. [1](#)
- [11] B. DeMarco und D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 185:1703–1706, 1999. [1](#), [2](#)
- [12] F. Schreck, G. Ferrari, K. L. Corwin, J. Cubizolles, L. Khaykovich, M.-O. Mewes, und

- C. Salomon. Sympathetic cooling of bosonic and fermionic lithium gases towards quantum degeneracy. *Physical Review A*, 64(011402), 2001. 1, 2
- [13] M. Baranov, L. Dobrek, K. Góral, L. Santos, und M. Lewenstein. Ultracold dipolar gases - a challenge for experiments and theory. *arXiv:cond-mat/0201100*, 2002. 2
- [14] T. W. Hänsch und A. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(68), 1975. 2, 5
- [15] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Bagnato, C. E. Wieman, und R. N. Watts. Light Traps Using Spontaneous Forces. *Physical Review Letters*, 57:310–313, July 1986. 2, 5
- [16] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, und D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 59:2631, December 1987. 2, 5
- [17] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould, und Harold J. Metcalf. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Physical Review Letters*, 61:169, 1988. 2
- [18] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, und C. Cohen-Tannoudji. Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit. *Physical Review Letters*, 75:4194, 1995. 2
- [19] The Nobel eMuseum. *The Nobel Prize in Physics 1997*. <<http://www.nobel.se/physics/laureates/1997/index.html>>. 2
- [20] David E. Pritchard. Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 51:1336–1339, 1983. 2, 52
- [21] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess, und G. P. Kochanski. Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen. *Physical Review Letters*, 61:935–938, 1988. 2
- [22] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, und M. Inguscio. Fermi-Bose quantum degenerate ^{40}K - ^{87}Rb mixture with attractive interaction. *arXiv:cond-mat/0205015v1*, 2002. 2
- [23] Gerard Meijer. Cold Molecules. *Chemphyschem*, 3:495–501, 2002. 2
- [24] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, J. Kim, D. Patterson, B. Friedrich, und J. M. Doyle. Magnetic trapping of atomic chromium. *Physical Review A*, 57:R3173–R3175, 1998. 2
- [25] He Wang und William C. Swalley. Ultracold photoassociative spectroscopy of heteronuclear alkali-metal diatomic molecules. *Journal of Chemical Physics*, 108(14):5767, 1998. 2
- [26] Stefano Giovanazzi, Axel Görlitz, und Tilman Pfau. Tuning the dipolar interaction in quantum gases. *arXiv:cond-mat/0204352*, 2002. 2
- [27] M. Amoruso, A. Minguzzi, S. Stringari, M.P. Tosi, und L. Vichi. Temperature-

- dependent density profiles of trapped boson-fermion mixtures. *The European Physical Journal D*, 4:261–265, 1998. 3
- [28] G. Ferrari, M. Inguscio, W. Jastrzebski, G. Modugno, G. Roati, und A. Simoni. Collisional properties of ultracold K-Rb mixtures. *Preprint-Archiv arXiv:cond-mat/0202290*, 2002. 3
- [29] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, und D. S. Jin. Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb . *Physical Review A*, 65, 2002. 3
- [30] G. D. Telles, W. Garcia, L. G. Marcassa, und V. S. Bagnato. Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap. *Physical Review A*, 63(033406), 2001. 3
- [31] L. G. Marcassa, G. D. Telles, S. R. Muniz, und V. S. Bagnato. Collisional losses in a K-Rb cold mixture. *Physical Review A*, 63, 2000. 3
- [32] Harold J. Metcalf. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999. 6, 7, 9, 38, 51
- [33] C. S. Adams und E. Riis. *Laser Cooling And Trapping Of Neutral Atoms*. Elsevier Science Ltd, 1997. 9
- [34] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, P. L. Gould, und J. Javanainen. Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(5):703–711, 1994. 11
- [35] C. G. Townsend. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Physical Review A*, 52, 1995. 13, 14, 50, 51
- [36] Jürgen Stuhler. *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*. Dissertation, Universität Konstanz, 2001. 13, 14, 23, 25, 42, 43, 46, 50, 71, 87
- [37] Daniel M. Stamper-Kurn. *Peeking and Poking at a new quantum fluid: Studies of gaseous Bose-Einstein condensates in magnetic and optical traps*. Dissertation, MIT Cambridge, MA, 2000. 15
- [38] W. Ketterle und D. E. Pritchard. Trapping and focusing ground state atoms with static fields. *Applied Physics B*, 54:403, 1992. 15
- [39] Alan Gallagher und David E. Pritchard. Exoergic Collisions of Cold Na^* -Na. *Physical Review Letters*, 63(9):957–, 1989. 20
- [40] D. R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics (3rd Electronic Edition)*. <<http://www.knovel.com/knovel/graphics/Header/keyword1.gif>>, 2000. 23, 25
- [41] S. Hensler. Eine magneto-optische Falle mit Chromatomen. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1999. 23, 46
- [42] T. Binhammer. Verdampfungskühlung ultrakalter Chrom-Atome. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2002. 23, 97

- [43] Wutz Max. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg Verlag, 1965. 32
- [44] Christian Edelmann. *Vakuumtechnik*. VEB Fachbuchverlag, 1985. 32
- [45] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, und C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *Journal Of Applied Physics*, 1998. 33, 84
- [46] Umakant D. Rapol, Ajay Wasan, und Vasant Natarajan. Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source. *Physical Review A*, 64, 2001. 33, 65, 67
- [47] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, und C. Zimmermann. Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap. *Physical Review Letters*, 87, 2001. 33
- [48] William D. Phillips, John V. Prodan, und Harold J. Metcalf. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(11):1761–, 1985. 38
- [49] Stephan Nowak. Inbetriebnahme und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argonatome. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1994. 38
- [50] J. Crank. *The Mathematics of diffusion*. Clarendon Pr., 1975. 39
- [51] Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1996. 44, 48
- [52] Gabriele Ferrari, Marc-Oliver Mewes, Florian Schreck, und Christophe Salomon. High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier. *Optics Letters*, 24(3):151–153, 1999. 44
- [53] Jörg Werner. Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2000. 46, 48, 50
- [54] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, und A. J. Munley. Laser phase and frequency stabilisation using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(97), 1983. 48
- [55] O. Maragò, D. Ciampini, F. Fuso, E. Arimondo, C. Gabbanini, und S. T. Manson. Photoionization cross sections for excited laser-cooled caesium atoms. *Physical Review A*, 57(6):R4110–4113, 1998. 51
- [56] Y.V. Gott, M.S. Ioffe, und V.G. Telkovsky. Pt. 3. In *Nuclear Fusion Supplement*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1962. 52
- [57] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, und W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap. *Physical Review Letters*, 77(416-419), 1996. 55
- [58] Steffen Wolf. *Laserkühlung und Photoionisation für Ionen-Rückstoßexperimente*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Brsg., 1998. 65

-
- [59] K. Lindquist, M. Stephens, und C. Wieman. Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap. *Physical Review A*, 46(7):4082, 1992. 65
- [60] Kai Bongs. *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten*. Dissertation, Universität Hannover, 1999. 65
- [61] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, und D. S. Jin. Two-species magneto-optical trap with 40K and 87Rb. *Physical Review A*, 65(021402), 3 January 2002. 67
- [62] P. S. Julienne und J. Vigué. Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms. *Physical Review A*, 44(7):4464, 1991. 70
- [63] Christopher D. Wallace, Timothy P. Dinneen, Kit-Yan N. Tan, Timothy T. Grove, und Phillip L. Gould. Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms. *Physical Review Letters*, 69(6):897–900, 1992. 70
- [64] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek, und T. Pfau. Continuous loading of a magnetic trap. *Physical Review A*, 64:031405(R), 2001. 71, 83
- [65] Wolfgang Demtröder. *Grundkurs Theoretische Physik*, volume 5. Quantenmechanik, Teil 2. Verlag Zimmermann-Neufang, 1992. 76
- [66] M. Aymar, O. Robaux, und S. Wane. Central field calculations of photoionisation cross sections of excited states of Rb and Sr^+ and analysis of photoionisation cross sections of excited alkali atoms using quantum defect theory. *J. Phys. B*, 17:993–1007, 1983. 76, 80
- [67] F. Fuso, D. Ciampini, E. Arimondo, und C. Gabbanini. Ion processes in the photoionization of laser cooled alkali atoms. *Optics Communications*, 173:223–232, 2000. 77
- [68] Timothy P. Dinneen, Christopher D. Wallace, Kit-Yan N. Tan, und Phillip L. Gould. Use of trapped atoms to measure absolute photoionization cross sections. *Optics Letters*, 17(23):1706–1708, 1992. 80
- [69] A. N. Klyucharev und V. Yu. Sepman. Two-stage photoionization of rubidium. *Optics and Spectroscopy*, 38(6):712–713, Jun. 1975. 80
- [70] C. Gabbanini, S. Gozzini, und A. Lucchesini. Photoionization cross section measurement in a Rb vapor cell trap. *Optics Communication*, 141:25–28, 1997. 80
- [71] M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer, R. Grimm, A. Mosk, und M. Weidemüller. Sympathetic cooling with two atomic species in an optical trap. *arXiv:physics/0111213v1*, 11. November 2001. 86, 91
- [72] G. Delannoy, S. G. Murdoch, V. Boyer, V. Josse, P. Bouyer, , und A. Aspect. Understanding the production of dual Bose-Einstein condensation with sympathetic cooling. *Physical Review A*, 63(051602(R)), 2001. 91
- [73] A. Mosk, S. Kraft, M. Mudrich, K. Singer, W. Wohlleben, R. Grimm, und M. Weidemül-

- ler. Mixture of ultracold lithium and caesium atoms in an optical dipole trap. *Applied Physics B*, 2001. 91
- [74] U. Schlöder, H. Engler, U. Schünemann, R. Grimm, und M. Weidemüller. Cold inelastic collisions between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap. *Eur. Phys. J. D*, 7:331–340, 1999. 93
- [75] Kendall B. Davis, Marc-Oliver Mewes, Michael A. Joffe, Michael R. Andrews, und Wolfgang Ketterle. Evaporative Cooling of Sodium Atoms. *Physical Review Letters*, 74:5202–5205, 1995. 97
- [76] Johnathan D. Weinstein, Robert deCavalho, Thierry Guillet, und Bretislav. Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures. *Nature*, 395:148, 1998.
- [77] John M. Doyle und Bretislav Friedrich. Molecules are cool. *Nature*, 401:749, 1999.
- [78] M. S. Santos, P. Nussenzveig, L. G. Marcassa, K. Helmerson, J. Flemming, S. C. Zilio, und V. S. Bagnato. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap. *Physical Review A*, 52(6):R4340–R4343, 1995.
- [79] M. G. Peters, D. Hoffmann, J. D. Tobiason, und T. Walker. Laser-induced ultracold $\text{Rb}(^5S_{1/2})+\text{Rb}(^5P_{1/2})$ collisions. *Physical Review A*, 50(2):R906–R909, 1994.
- [80] D. Hoffmann, P. Feng, R. S. Williamson III, und T. Walker. Excited-State Collisions of Trapped ^{85}Rb Atoms. *Physical Review Letters*, 69(5):753, 1992.
- [81] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, und M. Inguscio. Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. *Science*, 294:1320–1322, Nov. 2001.
- [82] C. C. Bradley, J. J. McClelland, W. R. Anderson, und R. J. Celotta. Magneto-optical trapping of chromium atoms. *Physical Review A*, 61, 2000.
- [83] James P. Shaffer, Wittek Chalupczak, und N. P. Bigelow. Trap loss in a two species Na-Cs magneto-optical trap: Intramultiplet mixing in heteronuclear ultracold collisions. *Physical Review A*, 1999.
- [84] L. G. Marcassa, G. D. Telles, S. R. Muniz, und V. S. Bagnato. Collisional losses in a K-Rb cold mixture. *Physical Review A*, 63, 2000.
- [85] W. Ketterle, D.S. Durfee, und D.M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In M. Inguscio, S. Stringari, und C.E. Wieman, editors, *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“, Course CXL*, pages 67–176. IOS Press, Amsterdam, 1999.
- [86] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Steninger, und W. Ketterle. Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters*, 80:2027–2030, 1998.