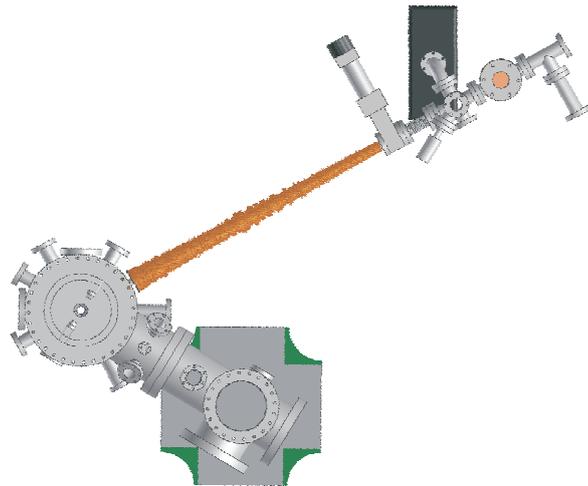


Aufbau einer UHV-Kammer zur Durchführung von Experimenten mit Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern

Diplomarbeit von
Ulrich Raitzsch



Hauptberichter: Prof. Dr. Tilman Pfau
Mitberichter: Prof. Dr. Heinz Schweizer

5. Physikalisches Institut
Universität Stuttgart

15. Dezember 2004

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Stuttgart, den 15. Dezember 2004

Ulrich Raitzsch

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Wechselwirkung zwischen Licht und Materie	3
2.1.1	Die Spontankraft	4
2.1.2	Die Dipolkraft	5
2.1.3	Mehrniveaumatome	6
2.2	Kühlen und Fangen von neutralen Atomen	7
2.2.1	Doppler-Kühlung	7
2.2.2	Die magneto-optische Falle	8
2.2.3	Sub-Doppler-Kühlung	10
2.2.4	Zeeman-Abbremsen	10
2.2.5	Die Clover-Leaf-Magnetfalle	12
2.2.6	Transfer der MOT in die Magnetfalle und Kompression	15
2.3	Verdampfungskühlung	18
2.3.1	Radiofrequenz-induzierte Verdampfungskühlung	21
2.3.2	Stoßprozesse	22
2.4	Bose-Einstein-Kondensation	24
2.4.1	Phasenübergang beim idealen Bose-Gas	24
2.4.2	Schwach wechselwirkendes Bose-Gas	25
2.5	Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern	25
2.5.1	Geometrie des optischen Gitters	25
2.5.2	Bändermodell des eindimensionalen optischen Gitters	27
2.5.3	Beugung am optischen Gitter	28
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Das Element Rubidium	29
3.2	Die Kammer	29
3.2.1	Abmessungen der Kammer	31
3.2.2	Numerische Aperturen	32
3.2.3	Belegung der übrigen Flansche	33
3.3	Simulation der elektrischen Felder	35
3.3.1	Simulation der Abschirmung der MCP durch die Gitter	35
3.3.2	Erzeugung eines elektrischen Feldgradienten	36
3.3.3	Erzeugung eines elektrischen Feldes zur Ionisierung	37

3.4	Rubidium-Ofen	40
3.4.1	Überlegungen zum Fluss einfangbarer Atome	41
3.4.2	Geometrischer Verlustfaktor ξ_3	42
3.4.3	Atomfluss in die magneto-optische Falle	44
3.5	Zeeman-Abbremsler	44
3.5.1	Design	44
3.5.2	Lasersystem für den Zeeman-Abbremsler	47
3.6	Clover-Leaf-Magnetfalle	50
3.6.1	Das Magnetfeld der Clover-Leaf-Spulen	50
3.6.2	Magnetfeld für die MOT	52
3.6.3	Transfer der MOT in die Magnetfalle	52
3.6.4	Zusammenfassung	52
3.7	Schaltung der Ströme	53
3.8	Lasersystem	54
3.9	Radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung	58
4	Experimentelle Ergebnisse	61
4.1	Eigenschaften der MOT	61
4.1.1	Bestimmung der Atomzahl mit Hilfe einer Fotodiode	61
4.1.2	Bestimmung der MOT-Eigenschaften mit Hilfe der CCD-Kamera	62
4.2	Ladeverhalten der MOT	62
4.3	Lebensdauer der MOT	64
4.3.1	Lebensdauer ohne flüssigen Stickstoff im Titansublimator	64
4.3.2	Lebensdauer mit flüssigem Stickstoff im Titansublimator	65
5	Zusammenfassung und Ausblick	67
6	Anhang: Verwendete Symbole	69
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Die theoretische Entdeckung der Bose-Einstein-Kondensation geht in die Jahre 1924 und 1925 zurück. Damals veröffentlichte Satyendra Nath Bose einen von Albert Einstein übersetzten Artikel [Bos24] über die Statistik von Photonen. Bei Photonen handelt es sich um Teilchen mit ganzzahligem Spin. Einstein erkannte, dass sich die Überlegungen von Bose auf ein ideales bosonisches Gas übertragen ließen. Er berechnete in [Ein24], dass ein ideales Gas einen Phasenübergang in einen neuen Materiezustand durchführt, wenn die Phasenraumdichte größer als etwa $2,6/\hbar^3$ wird. In diesem Fall besetzen die Atome makroskopisch den Grundzustand. Wegen der Ähnlichkeit dieses Phasenübergangs mit dem Übergang von Wasserdampf zu Wasser nannte er ihn Kondensation.

Die technischen Voraussetzungen machten es zu dieser Zeit allerdings unmöglich tatsächlich ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) zu erzeugen. Erst 1938 erkannte London [Lon38], dass sich die Eigenschaften von dem kurz zuvor entdeckten superfluiden Helium [Kap38] durch die BEC-Theorie erklären lässt. Allerdings weist Helium eine starke Wechselwirkung auf, so dass keine reinen BECs erzeugt werden konnten.

1984 wurden erste Versuche mit spinpolarisiertem Wasserstoff unternommen, in einem verdünnten Gas aus neutralen Atomen ein BEC zu erzeugen [Hes84]. Durch die sehr hohen Dichten, die in diesem Experiment erreicht wurden, war der Verlust an Teilchen durch 3-Körper-Stöße zu groß, so dass es zunächst zu keiner Kondensation kam.

Um die Molekülbildung durch 3-Körper-Stöße zu verringern, musste man die Experimente mit geringeren Dichten durchführen. Dies erforderte eine andere Kühlmethode, die Laserkühlung, für deren Entdeckung und Erklärung [Chu98, Coh98, Phi98] Chu, Cohen-Tannoudji und Phillips 1998 den Nobel-Preis erhielten. Die Laserkühlung ist heute ein Standardwerkzeug auf dem Weg zur Erzeugung eines BEC. Bisher ist es noch nicht gelungen, ein BEC allein durch Laserkühlung zu erzeugen. Daher werden die Atome in eine konservative Falle wie zum Beispiel eine magnetische Falle, die zuerst von Phillips 1985 benutzt wurde, um neutrale Atome zu fangen, umgeladen [Mig85].

Durch die 1986 vorgeschlagene Verdampfungskühlung [Hes86] gelang es 1995 die ersten BECs in verdünnten Alkalimetallen (Rb, Na) herzustellen [Cor02, Ket02]. Für diese Leistung wurden die drei Wissenschaftlern Cornell, Ketterle und Wieman 2001 mit dem Nobel-Preis belohnt. Durch die Entdeckung dieses völlig neuen Materiezustandes wuchs der Forschungszweig der Atom- und Quantenoptik in den vergangenen Jahren rasant an. Heute gibt es rund 40 BEC-Experimente weltweit. Es wurden BECs in Wasserstoff [Fri98], Lithium [Bra95], Natrium, Kalium [Mod01], Rubidium, Cäsium [Web03], Helium [Rob01]

und Ytterbium [Tak03] hergestellt. Das neueste BEC wurde vor kurzem an diesem Institut in Chrom erzeugt.

Die Untersuchung von BEC in optischen Gittern ist dabei von zentraler Bedeutung, da diese ein Modellsystem für die Festkörperphysik sind. Unter optischen Gittern versteht man eine stehende Lichtwelle in einer oder mehreren Dimensionen an denen Materiewellen gebeugt werden. Durch die Überlagerung der Lichtwelle entsteht eine Potenziallandschaft mit Bergen und Tälern. Das BEC wird sich durch die Wechselwirkung mit diesem Potenzial in den Tälern aufhalten. Inzwischen ist es sogar gelungen den sogenannten Mott-Isolator-Zustand, bei dem sich in jedem Potenzialtopf nur ein Atom befindet, zu präparieren [Gre02].

Wie eingangs erwähnt, sind die technischen Anforderungen an ein Experiment zur Erzeugung eines BEC sehr hoch. So ist ein äußerst geringer Druck in der Vakuumapparatur notwendig, um Kollisionen der heißen Atome im Hintergrundgas mit der kalten Atomwolke oder dem BEC zu minimieren. Um Laserkühlung durchführen zu können, ist es nötig die Laser auf eine bestimmte Wellenlänge zu stabilisieren. Desweiteren wird eine Magnetfalle gebraucht, die vielen verschiedenen Anforderungen zum Fangen und Komprimieren der Atome gerecht werden muss.

Diese Arbeit soll hauptsächlich den Aufbau und die Charakterisierung eines solchen Experimentes zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten schildern. Durch knapp gehaltene theoretische Überlegungen soll der Aufbau und das Prinzip des Experiments motiviert und erläutert werden. Die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie und die verschiedenen Kühlmechanismen sind dabei von zentraler Bedeutung. Als erste „Kühlstufe“ kommt in diesem Experiment ein Zeeman-Abbremsler zum Einsatz. Es wird auf die Idee hinter dieser Art Atome abzubremesen, sowie die technische Realisierung eingegangen. Weiterhin soll das Design, die Realisierung und die Charakterisierung der verwendeten Clover-Leaf-Magnetfalle Gegenstand dieser Arbeit sein.

Ein bisweilen relativ unerforschter Bereich sind BECs in optischen Gittern und deren Anregung in Rydberg-Zustände. Mit Hilfe dieser hochangeregten Zustände lassen sich eventuell Quantencomputer realisieren [Jak00].

Eine weitere Möglichkeit bietet die Untersuchung von ultrakalten Plasmen, die durch Ionisierung von BECs erzeugt werden können. Für diese Experimente werden Kondensatorplatten zur Erzeugung elektrischer Felder im Inneren der Kammer nötig. Zur Berechnung der benötigten elektrischen Felder wurden, als Teil dieser Arbeit, ausführliche Computersimulationen durchgeführt.

Als Abschluss der Arbeit sollen experimentelle Ergebnisse präsentiert werden. Dafür wurden Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und die charakteristischen Größen, wie das Lade- und Zerfallsverhalten, die Dichte und die Atomzahl gemessen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Teil der Arbeit soll kurz auf die Theorie hinter den BEC-Experimenten eingegangen werden. Da die vollständige theoretische Beschreibung sehr aufwendig ist und sich zudem in vielen Lehrbüchern und Veröffentlichungen befindet wird darauf verzichtet zu sehr ins Detail zu gehen. Neben den physikalischen Grundlagen zum Einfangen und Kühlen von Atomen soll auch eine Motivation für Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern gegeben werden.

2.1 Wechselwirkung zwischen Licht und Materie

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie kann in vielen Fällen klassisch durch das Oszillatormodell beschrieben werden. Dieses Modell geht auf Lorentz [Lor80] und Lorenz [Lor81] zurück und beschreibt ein Elektron als ein Teilchen, das durch eine „Feder“ an den Kern gebunden ist. Das Elektron schwingt in diesem Modell mit der Eigenfrequenz ω_0 .

Strahlt man Licht auf ein Atom, so wird dieser harmonische Oszillator von außen mit einer Frequenz ω getrieben. Die Polarisierbarkeit des Atoms α ist eine Funktion der treibenden Frequenz und lässt sich als $\alpha(\omega) = \alpha'(\omega) + i\alpha''(\omega)$ in ihren Real- und Imaginärteil zerlegen. Nach der Kramers-Kronig-Relation hängen α' und α'' voneinander ab.

Der Realteil α' führt zu einer dispersiven Wechselwirkung zwischen Licht und Atom. Die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Dipolkraft resultiert aus dieser Wechselwirkung.

Der Imaginärteil beschreibt die Absorption eines Photons und ist damit für die dissipative Spontankraft, die im nächsten Kapitel behandelt wird, verantwortlich. Die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde gestreut werden, die sogenannte Photonenstreurrate, ist gegeben durch die absorbierte Leistung dividiert durch die Energie eines absorbierten Photons:

$$\Gamma_{\text{St}} = \frac{P_{\text{abs}}(\mathbf{r})}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \alpha''(\omega) I(\mathbf{r}). \quad (2.1)$$

Dabei ist $I(\mathbf{r}) = 2\varepsilon_0 c |E(\mathbf{r})|^2$ und $E(\mathbf{r})$ das elektrische Feld am Ort \mathbf{r} .

2.1.1 Die Spontankraft

Absorbiert ein Atom ein Photon, so erhält es dessen Impuls $\hbar\mathbf{k}$. Nach einer mittleren Zeit τ emittiert das Atom das Photon wieder und erhält dadurch wiederum einen Impuls. Um nun diese Absorption und Emission als Kühlmechanismus einsetzen zu können, muss das Atom die Photonen stets entgegengesetzt seiner Flugrichtung absorbieren.

Der Impulsübertrag durch spontane Emission erfolgt nach der Dipolabstrahlcharakteristik und ist im zeitlichen Mittel Null. Da das Photon aber immer aus der gleichen Richtung absorbiert wird ergibt sich ein effektiver Impulsübertrag in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls, wodurch das Atom in dieser Richtung abgebremst wird.

Da die Lebensdauer des angeregten Zustandes τ typischerweise ≈ 10 ns beträgt, können pro Sekunde $10^7 - 10^8$ Photonen absorbiert und emittiert werden. Dadurch treten Kräfte auf, deren Werte bis zu 10^4 mal der Gewichtskraft entsprechen können.

Für eine quantitative Beschreibung der Spontankraft wird ein Zwei-Niveau-Atom angenommen. Zwischen dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$ beträgt der Energieabstand $\hbar\omega_0$. Für spontane elektrische Dipolübergänge ist die natürliche Linienbreiten $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ gegeben durch [Car99]:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\omega_0^3}{3\hbar c^3} |\langle g|\mathbf{d}|e\rangle|^2, \quad (2.2)$$

wobei $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$ der Dipoloperator ist. Die Spontankraft ist durch den Impulsübertrag pro Zeiteinheit gegeben:

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k}\Gamma_{\text{St}}. \quad (2.3)$$

Für die spontante Streurrate erhält man aus (2.1):

$$\Gamma_{\text{St}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.4)$$

mit dem Sättigungsparameter $s = \frac{I}{I_{\text{sat}}}$, wobei:

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (2.5)$$

und $\delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber dem atomaren Übergang ist. Für hohe Intensitäten geht die Streurrate gegen den Wert $\frac{\Gamma}{2}$. Bewegt sich das Atom mit

der Geschwindigkeit \mathbf{v} , so ist noch ein Term für die Doppler-Verschiebung von $-\mathbf{k}\mathbf{v}$ zu berücksichtigen.

Da die Spontankraft einen gerichteten Charakter aufweist ist sie zum Doppler-Kühlen und zum Einfangen von Atomen nutzbar. Näheres wird später noch in den Kapiteln 2.2.2 und 2.2.4 zur magneto-optischen Falle und zum Zeeman-Abbremsler aufgeführt.

2.1.2 Die Dipolkraft

Befindet sich das Atom in einem verstimmtten Lichtfeld, so induziert das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{c.c}$ nach:

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E} \quad (2.6)$$

ein Dipolmoment in dem Atom. Die Polarisierbarkeit hängt von der treibenden Frequenz des Lichtfeldes ab. Mittelt man zeitlich die potenzielle Energie des ausgerichteten Dipols erhält man [Gri00]:

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \alpha' I(\mathbf{r}). \quad (2.7)$$

Die Dipolkraft ergibt sich nun als Gradient dieses konservativen Potentials:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \alpha' \nabla I(\mathbf{r}). \quad (2.8)$$

Wegen der großen Verstimmung ist der atomare Übergang nur gering gesättigt und man erhält für die Potenzialtiefe und die Streurrate [Gri00]:

$$U_{\text{dip}} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}), \quad (2.9)$$

$$\Gamma_{\text{st}} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (2.10)$$

Für rotverstimmttes Licht ($\delta < 0$) wird das Potenzial negativ, die Atome erfahren also eine attraktive Kraft zum Intensitätsmaximum hin. Verstimmt man das Licht blau ($\delta > 0$), so erhält man ein repulsives Potenzial, das die Atome gegen den Intensitätsgradienten aus dem Laserstrahl drückt.

Für kleine Verstimmungen $\delta \ll \omega_0$ kann die Drehwellennäherung verwendet werden, wodurch die beiden hinteren Terme in den Gleichungen (2.9) und (2.10) vernachlässigt werden können. Man erkennt nun, dass die Potenzialtiefe proportional zu $\frac{I}{\delta}$, die Streurrate proportional zu $\frac{I}{\delta^2}$ ist. Steigt die Intensität im gleichen Maße wie die Verstimmung, so sinkt die spontane Streurrate, während die Potenzialtiefe gleich bleibt. Auf diese Art und Weise kann man die spontane Streuung unterdrücken, ohne den Falleneinschluss zu verringern. Bei sehr hohen Verstimmungen verliert die Drehwellennäherung ihre Gültigkeit und beide Terme in (2.9) und (2.10) müssen berücksichtigt werden.

2.1.3 Mehrniveaumatome

Das in den vorherigen Kapiteln behandelte Zwei-Niveau-System liefert Ergebnisse, die für Atome mit mehreren Niveaus, wie zum Beispiel Rubidium, erweitert werden müssen. Durch die endliche Linienbreite eines Lasers regt man mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch benachbarte Niveaus an, weshalb es nötig ist die Beziehungen (2.9) und (2.10) detaillierter zu behandeln.

Zur Verallgemeinerung der Gleichung (2.9) ist es notwendig, dass über alle angeregten Niveaus summiert wird. Anstatt der Zerfallsraten werden hierfür die Oszillatorstärken f verwendet. Für die Linienbreite eines spontanen Zerfalls aus dem angeregten Zustand $|e_j\rangle$ in den Zustand $|g_i\rangle$ gilt:

$$\Gamma_{ij} = \frac{e^2 \omega_{ij}^2}{2\pi \epsilon_0 m_e c^3} |f_{ij}|. \quad (2.11)$$

Hier ist m_e die Elektronenmasse. Der Zustand $|g_i\rangle$ muss nicht zwingend der Grundzustand des Systems sein. Gleichung (2.11) berücksichtigt auch indirekte Zerfälle in den Grundzustand.

Werte für die Oszillatorstärken von Übergängen finden sich in Tabellenwerken, wie zum Beispiel [Fuh78, Rad85]. Die Summe über alle Oszillatorstärken ist nach der Thomas-Reiche-Kuhn-Summenformel $\sum_j f_{ij} = 1$ für ein festes i [Fri90, Coh99].

Letztendlich ergibt sich nun für die Potenzialtiefe des Grundzustandes:

$$U_{\text{dip},i} = -\frac{3}{4} \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e c} I \sum_j \frac{|f_{ij}|}{\omega_{ij}} \left(\frac{1}{\omega_{ij} - \omega} + \frac{1}{\omega_{ij} + \omega} \right). \quad (2.12)$$

Analog erhält man für die Streurrate von Mehrniveaumatomen aus Gleichung (2.10):

$$\Gamma_{\text{St},i} = \frac{3}{8\pi \hbar} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 I \omega^3 \sum_j \left(\frac{f_{ij}}{\omega_{ij}} \right)^2 \left(\frac{1}{\omega_{ij} - \omega} + \frac{1}{\omega_{ij} + \omega} \right)^2. \quad (2.13)$$

Die Polarisation des Lichtes legt dabei fest, welche Unterzustände aneinander gekoppelt werden.

2.2 Kühlen und Fangen von neutralen Atomen

2.2.1 Doppler-Kühlung

Um Atome mit Hilfe von Lichtfeldern in einer Dimension kühlen zu können, benötigt man zwei entgegengesetzte Laserstrahlen, die eine rote Verstimmung aufweisen. Bewegt sich ein Atom gegen die Richtung eines dieser Laserstrahlen, so sieht es dessen Licht aufgrund der Doppler-Verschiebung blauverschoben. Atome deren Geschwindigkeitsklasse gerade so groß ist, dass die Doppler-Verschiebung die Verstimmung des Lichtes aufhebt werden angeregt und erhalten einen, entgegen ihrer Flugrichtung, gerichteten Impuls.

Der andere Lichtstrahl wird von dem Atom noch stärker rotverschoben wahrgenommen, weshalb die Streurrate aus diesem Strahl abnimmt.

Die resultierende Kraft ist [Met99]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_- = \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2(\delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} - \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2(\delta + kv)}{\Gamma}\right)^2}. \quad (2.14)$$

Die Kraft lässt sich um $v = 0$ linearisieren, man erhält:

$$\mathbf{F}_{\text{lin}} = -\beta\mathbf{v}, \quad (2.15)$$

mit:

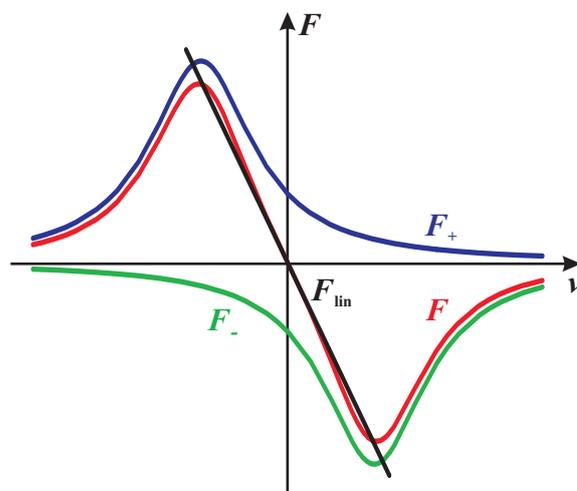
$$\beta = -\frac{8\hbar k^2 \delta s}{\Gamma \left(1 + s + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}. \quad (2.16)$$

Die einzelnen Streukräfte, die resultierende Gesamtkraft, sowie die Linearisierung sind in Abbildung 2.1 gezeigt.

Da diese Kraft geschwindigkeitsabhängig ist wirkt sie als Reibungskraft. Sie dissipiert die kinetische Energie der Atome, was eine Erniedrigung der Temperatur des Ensembles zur Folge hat. Dieses Kühlschema wird daher auch als Doppler-Kühlung bezeichnet.

Durch eine dreidimensionale Anordnung kann man Atome in allen drei Raumrichtungen abbremsen und so Atomwolken abkühlen. Da sich Atome mit diesen Temperaturen nur sehr langsam bewegen spricht man auch von einer optischen Molasse.

Abbildung 2.1: Spontankraft als Funktion der Geschwindigkeit. Die blau und grün gezeichneten Kurven zeigen die Streukräfte F_+ und F_- aus den jeweiligen Laserstrahlen. Die rote Kurve zeigt die resultierende Gesamtkraft F , während die schwarze Linie die um $v = 0$ linearisierte Reibungskraft F_{lin} zeigt.



Weil das Photon bei seiner Emission dem Atom einen Rückstoß gibt, und die Emission statistisch erfolgt, führt das Atom im Impulsraum eine Diffusionsbewegung aus. Der mittlere quadratische Impuls wächst linear mit der Zeit an, was einer effektiven Heizrate des Ensembles entspricht. Die Temperatur, bei der Kühl- und Heizprozess im Gleichgewicht sind wird Doppler-Temperatur T_D genannt:

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.17)$$

Die Verstimmung ist dann gerade $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$. Diese Temperatur kann noch unterschritten werden, wenn man die magnetische Unterstruktur der Atome ausnützt (Abschnitt 2.2.3).

Da die Kraft nur von der Geschwindigkeit, nicht aber vom Ort abhängt ist ein Fangen von Atomen im Ortsraum mit einer optischen Molasse nicht möglich.

2.2.2 Die magneto-optische Falle

Um nun Atome auch räumlich einzuschließen, muss die Reibungskraft ortsabhängig wirken. Dies wurde 1987 in einer magneto-optischen Falle, kurz MOT, zum erstenmal experimentell realisiert [Raa87]. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Man spaltet ein atomares Unterniveau mit Hilfe eines Magnetfelds $B = B'z$ auf und treibt mit den beiden gegenläufigen rotverstimmten Laserstrahlen verschiedene Übergänge. So absorbieren Atome, die sich in der Abbildung rechts befinden vorzugsweise σ^- -Licht, Atome die sich links befinden σ^+ -Licht. Die beiden Laserstrahlen treiben also durch ihre Polarisation ortsabhängig Übergänge mit $\Delta m = +1$, wenn die Quantisierungsachse entlang des Magnetfeldes gewählt wird.

Unter Berücksichtigung des Magnetfeldes werden die Verstimmungen ortsabhängig:

$$\mathbf{F} = -\beta\mathbf{v} - \kappa\mathbf{r}, \quad (2.20)$$

wobei β aus Gleichung (2.16) entnommen wird und κ durch:

$$\kappa = \frac{\mu\nabla B}{\hbar k} \beta \quad (2.21)$$

gegeben ist. Die Bewegungsgleichung der Atome in der Falle ist also die gleiche wie die eines gedämpften harmonischen Oszillators.

2.2.3 Sub-Doppler-Kühlung

Im Experiment beobachtet man in magneto-optischen Fallen Temperaturen, die bis zu einer Größenordnung unterhalb der Doppler-Temperatur sind. Der Grund hierfür liegt in einem Kühlmechanismus, der als Sub-Doppler-Kühlung, „Polarisationsgradientenkühlung“ oder „Sisyphus-Kühlung“ bezeichnet wird [Dal89, Ung89]. Er kommt durch einen optischen Pumpprozess zwischen magnetischen Subniveaus zustande [Dre94].

Die Grenze für diesen Mechanismus ist erreicht, wenn die Temperatur den Wert der Rückstoßtemperatur:

$$T_R = \frac{(\hbar k)^2}{2k_B m} \quad (2.22)$$

erreicht. Diese entspricht der Energie, die von einem spontan emittierten Photon durch den Impulsrückstoß auf das Atom übertragen wird.

2.2.4 Zeeman-Abbremsen

Um einen Atomstrahl zu erzeugen wird für gewöhnlich in einem Ofen Metall verdampft. Diese Atome besitzen eine weit höhere Geschwindigkeit als die Einfangeschwindigkeit v_c der MOT und müssen, bevor sie in der MOT gefangen werden können, abgebremst werden. Als eine gute Lösung hat sich hierfür der Zeeman-Abbremsen bewährt, der in diesem Abschnitt beschrieben werden soll.

Im Zeeman-Abbremsen wird ein Magnetfeld so erzeugt, dass die Doppler-Verschiebung für Atome bis zu einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse v_0 aufhebt und diese so in Resonanz mit dem Laser bringt. Ohne dieses geeignete Magnetfeld wäre es nötig, die Frequenz des

Lasers auf die Geschwindigkeit des Atoms abzustimmen, was bei einem Ensemble von vielen Geschwindigkeitsklassen unmöglich ist.

Die Funktionsweise beruht auf dem Zeeman-Effekt. Ein Atom mit einem magnetischen Moment $\boldsymbol{\mu}$ hat in einem Magnetfeld \mathbf{B} die potenzielle Energie:

$$E_{\text{pot}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.23)$$

Für den Fall, dass das Magnetfeld in z -Richtung angenommen wird, schreibt sich die Energie für verschiedene Unterzustände:

$$E_Z = m_F g_F \mu_B B. \quad (2.24)$$

Dabei bezeichnet m_F die magnetische Quantenzahl, g_F den Landé- g -Faktor und μ_B das bohrsche Magneton.

Da sich der Laserstrahl entgegengesetzt zu den Atomen ausbreitet, ist das Produkt $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ negativ und die Verstimmung der Laserfrequenz durch:

$$\delta_Z = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \frac{\mu}{\hbar} B \quad (2.25)$$

gegeben. Sollen sich die Atome in Resonanz befinden, so muss während des Durchfluges $\delta_Z = 0$ gelten. Die Kraft auf die Atome ist dann nach Gleichung (2.3) gegeben und man erhält, wenn die Intensität im Kühllaser hoch ist, eine maximale Beschleunigung von:

$$a_0 = \frac{\hbar k \Gamma}{2m}. \quad (2.26)$$

Die Geschwindigkeit der Atome nimmt beim Durchflug nach:

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \quad (2.27)$$

wurzelförmig ab. Die Einfanggeschwindigkeit v_0 ist dabei die maximale Geschwindigkeit, die die Atome haben dürfen, damit sie noch in Resonanz mit dem Laserlicht gebracht werden können. Aufgrund der endlichen Verstimmung des Lasers können Atome ab einer bestimmten Geschwindigkeit nicht mehr abgebremst werden.

Um die Atome auf eine Endgeschwindigkeit v_{End} abzubremsen, benötigt man eine Länge von:

$$L = \frac{v_0^2 - v_{\text{End}}^2}{2a_0} = \frac{m}{\hbar k \Gamma} (v_0^2 - v_{\text{End}}^2) . \quad (2.28)$$

Die Zeit um die Atome auf diese Geschwindigkeit abzubremesen ist:

$$t_{\text{Abbremsen},i} = \frac{v_0^2 + v_i^2 - 2v_i v_{\text{End}}}{2a_0 v_i} , \quad (2.29)$$

wenn man berücksichtigt, dass Atome mit einer Anfangsgeschwindigkeit $v_i < v_0$ erst eine Strecke zurücklegen bevor sie abgebremst werden.

Aus der Resonanzbedingung $\delta_g = 0$ und Gleichung (2.27) erhält man für den Magnetfeldverlauf:

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu} \left(\delta + k \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \right) . \quad (2.30)$$

Im Fall eines Increasing-Field-Abbremsers wird, wie in Abbildung 2.4 gezeigt ist mit σ^- -Licht gebremst, die Verstimmung ist $\delta = -kv_0$. Da die Endgeschwindigkeit viel kleiner ist als die Anfangsgeschwindigkeit kann man Gleichung (2.30) zu:

$$B(z) = -\frac{\hbar k v_0}{\mu} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2a_0 z}{v_0^2}} \right) \approx -\frac{\hbar k v_0}{\mu} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \right) \quad (2.31)$$

vereinfachen. Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Aufbau eines Increasing-Field-Zeeman-Abbremsers und das erzeugte Magnetfeld.

2.2.5 Die Clover-Leaf-Magnetfalle

Um Atomwolken bis zur Bose-Einstein-Kondensation zu bringen, bedarf es einer Falle in der die Atome keine weiteren Photonen mehr absorbieren können, da das Atom durch jede Emission einen Rückstoß erhält oder in einen Zustand, der in der Falle nicht gefangen ist, gepumpt wird. Eine Möglichkeit, neutrale Atome ohne Laserlicht zu fangen, besteht in einer Magnetfalle. Es gibt viele Fallentypen, die Atome magnetisch fangen. Sie beruhen alle auf dem gleichen Prinzip, weshalb hier nur auf die im Aufbau verwendete Clover-Leaf-Falle eingegangen wird.

Der Elektronenspin eines Atoms ist mit einem zu ihm antiparallel liegendem magnetischen Dipolmoment verknüpft. Die Energie eines solchen Momentes im Magnetfeld ist durch Gleichung (2.24) gegeben. Wie in Abbildung 2.5 verdeutlicht ist, ist die potenzielle Energie von

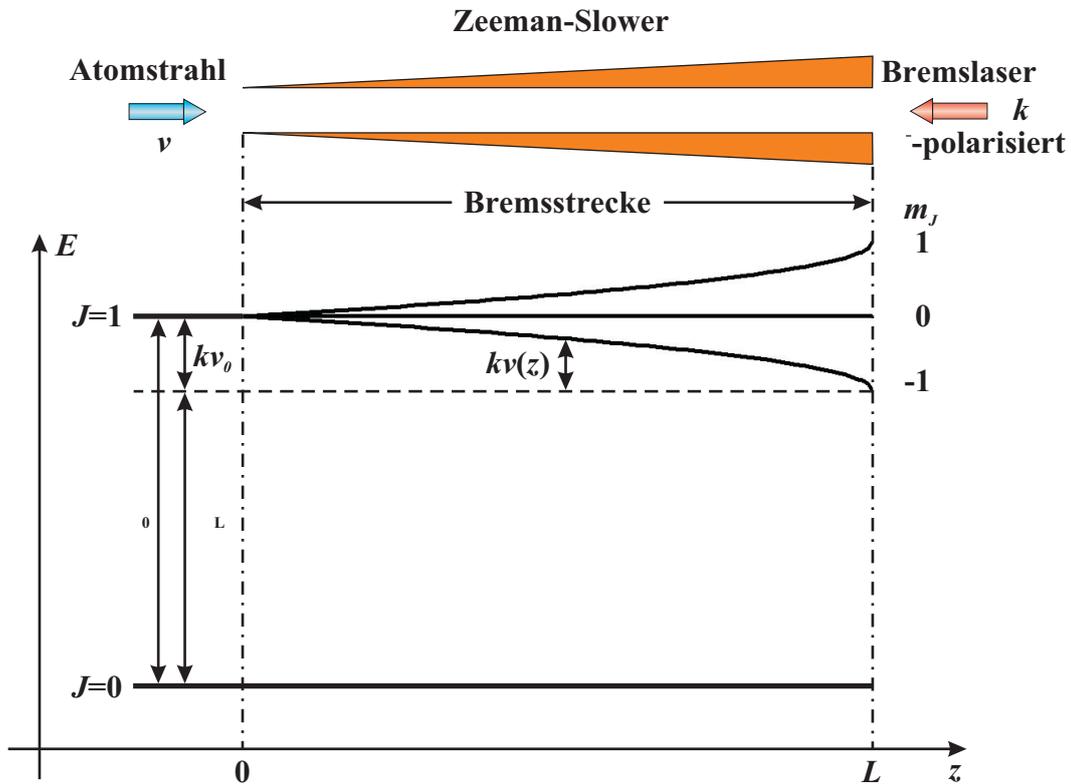


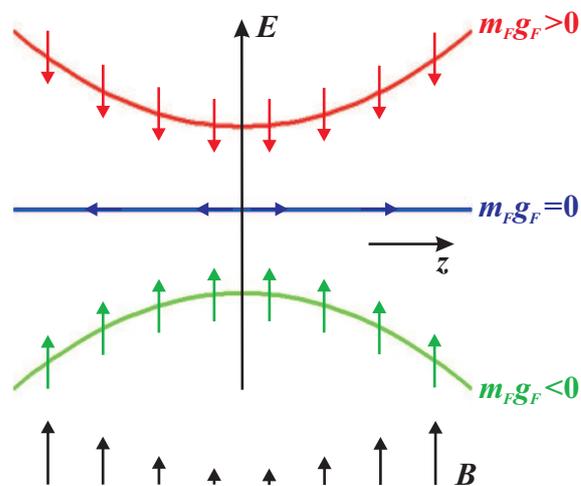
Abbildung 2.4: *Increasing-Field-Abbremsers*. Der Laserstrahl wird so verstimmt ($\delta < 0$), dass er mit Atomen der Geschwindigkeitsklasse v_0 am Anfang des Abbremsers in Resonanz ist. Die Atome werden abgebremst, bleiben aber durch die erhöhte Zeeman-Aufspaltung weiter in Resonanz mit dem Laser.

Atomen, deren magnetisches Moment parallel zum Magnetfeld ist, klein in Bereichen mit großem Betrag des Magnetfelds. Da sich solche Atome in Bereichen mit hohem Magnetfeld aufhalten werden sie High-Field-Seeker genannt. Die Low-Field-Seeker sind, im Gegensatz dazu, diejenigen Atome, die sich in Bereichen mit kleinem Magnetfeld aufhalten. Die Energieniveaus der Atome, mit magnetischem Moment senkrecht auf der Magnetfeldrichtung, werden nicht verschoben und deshalb nicht gefangen.

Da es, nach den Maxwell-Gleichungen, in drei Dimensionen nur möglich ist betragsmässig lokale Magnetfeldminima zu erzeugen, ist es nur möglich Low-Field-Seeker magnetisch zu fangen.

Wegen der Drehimpulserhaltung können die Spins nicht einfach umklappen und so einen Zustand annehmen, der in der Falle nicht gehalten werden kann. Wird das Magnetfeld an irgendeiner Stelle allerdings verschwindend klein, so können die Atome dem Feld nicht mehr folgen und sie können durch sogenannte Majorana-Flips in ungefangene Zustände übergehen. Eine reine Quadrupolfalle (vgl. Abbildung 2.6) hätte den Nachteil eines „Quadrupolloches“ in der Mitte der Falle. An dieser Stelle könnten die Atome die Falle verlassen. Um also Atome in allen drei Raumrichtungen zu fangen muss das Feld einer Magnetfal-

Abbildung 2.5: Potenzialverlauf für Atome mit unterschiedlichen magnetischen Momenten. Sind die magnetische Momente antiparallel zum Magnetfeld (rote Kurve) sammeln sich die Atome im Zentrum der Falle. Ist die Projektion des Momentes auf die Magnetfeldrichtung Null (blaue Linie) spüren die Atome kein Feld. Im Fall von parallelen Momenten (grüne Kurve) werden die Atome aus den Bereichen mit starkem Magnetfeld herausgedrückt.



le in alle Richtungen steigen und im Zentrum möglichst klein, aber nicht Null, sein. Um einen guten Einschluss in der Magnetfalle zu erhalten, wird weiter gefordert, dass der Magnetfeldgradient B' in axialer Richtung und die Krümmung B'' in radialer Richtung des Feldes möglichst groß sind. Wie schon erwähnt ist die Clover-Leaf-Falle eine Falle, die diese Bedingungen erfüllt. Ihr Aufbau ist schematisch links in Abbildung 2.6 gezeigt.

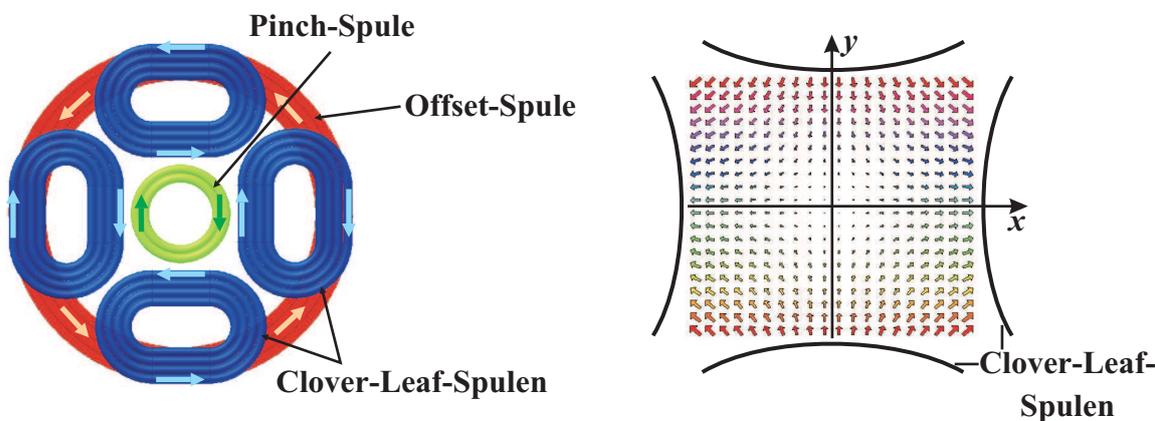


Abbildung 2.6: Links: Modell einer Seite der Clover-Leaf-Falle. Die Magnetfalle besteht aus zwei gegenüberliegenden Seiten. Die Pfeile deuten die Stromrichtung an. Rechts: Von den Clover-Leaf-Spulen erzeugtes Magnetfeld, wenn sie wie in der linken Abbildung vom Strom durchflossen werden.

Durch die Anordnung der 12 Spulen erhält man einen guten optischen Zugang zum Zentrum der Kammer in der Mitte der beiden Spulenebenen. Das magnetische Feld für den axialen Einschluss wird von den Pinch-Spulen erzeugt. Das Magnetfeld ist in der Mitte dieser Spulen maximal und nimmt zur Mitte der Anordnung hin ab. Mit diesen Spulen lässt sich also die gewünschte Krümmung des Magnetfeldes realisieren. Ein unangenehmer Nebeneffekt ist der dabei auftretende Magnetfeldoffset, der durch die Offset-Spulen kom-

pensiert wird. Auf diese Weise gelingt es, wie gefordert, im Zentrum ein kleines, aber nicht verschwindendes Magnetfeld zu erzeugen.

Der Einschluss in radialer Richtung wird durch die Clover-Leaf-Spulen erzeugt. Werden diese wie in Abbildung 2.6 skizziert vom Strom durchflossen, resultiert daraus ein zweidimensionales Quadrupolfeld. Radial steigt das Magnetfeld linear an, im Zentrum der Falle ist es Null.

Das Feld der Spulenanordnung kann durch:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} + B' \begin{bmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{bmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

angenähert werden [Pri83]. B_0 bezeichnet dabei den Magnetfeldoffset, B' den Gradienten in radialer Richtung und B'' die Feldkrümmung in axialer Richtung. Entwickelt man nun $B = |\mathbf{B}|$ in eine Potenzreihe bis zur zweiten Ordnung um $\mathbf{r} = 0$ und setzt das Ergebnis in Gleichung (2.24) ein, erhält man eine harmonische Näherung für das Potenzial der Magnetfalle:

$$U(\varrho, z) = E_Z = \frac{g_F m_F \mu_B}{2} \left[\left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) \varrho^2 + B'' z^2 + B_0 \right]. \quad (2.33)$$

Dabei ist $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Die Fallenfrequenzen in radialer und axialer Richtung ν_ϱ und ν_z sind ein Maß für die Stärke des Einschlusses:

$$\nu_\varrho = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)}, \quad (2.34)$$

$$\nu_z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{m} B''}. \quad (2.35)$$

2.2.6 Transfer der MOT in die Magnetfalle und Kompression

Meist wird für die MOT eine isotrope Dichteverteilung $n(r)$ angenommen. Die Magnetfalle kann durch Wahl der Magnetfeldparameter so angepasst werden, dass die Dichteverteilung der gefangenen Atomwolke mit der Dichteverteilung in der MOT übereinstimmt. Da zum Umladen sowohl das Licht, als auch das Magnetfeld ausgeschaltet werden muss, können die Atome eine kurze Zeit frei expandieren. Es gilt diese Zeit möglichst kurz zu halten, um einen Verlust an Phasenraumdichte zu vermeiden.

Um die Atomwolke von der MOT in die Magnetfalle umzuladen ist ein harmonischer Potenzialverlauf notwendig. Um später effektiv Verdampfungskühlung betreiben zu können, muss die Dichte der Wolke erhöht werden, was durch eine Kompression der Falle hin zu einem linearen Potenzial erreicht wird.

Die Felder, die die Magnetfalle erzeugt, müssen also flexibel gestaltet werden können. Abbildung 2.7 zeigt den Betrag des Magnetfeldes in radialer und axialer Richtung. Bei Änderung des Offset-Feldes ändert sich der Verlauf des Magnetfeldes in axialer Richtung kaum, während sich in radialer Richtung das Feld zu einem harmonischen Verlauf bewegt.

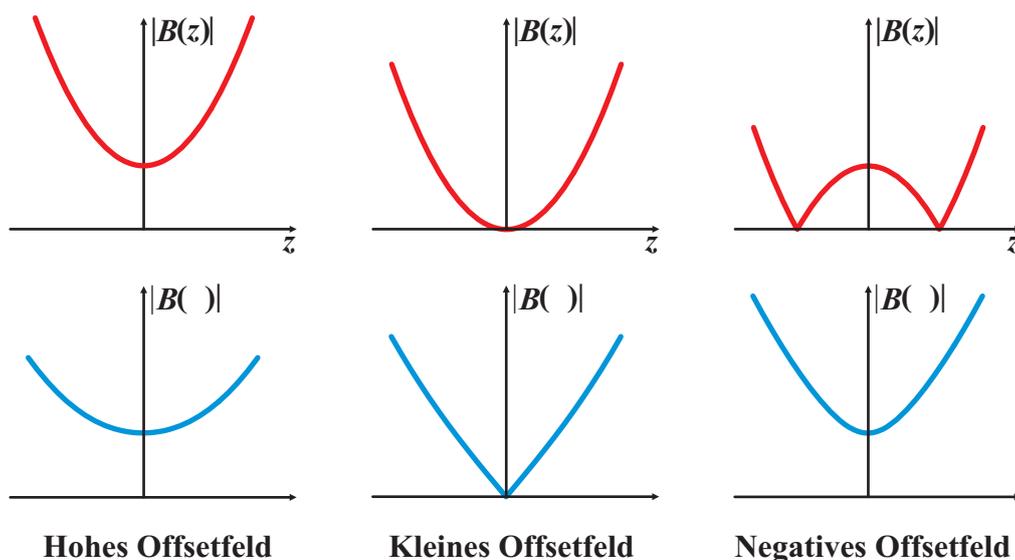


Abbildung 2.7: Feldverlauf bei verschiedenen Offsetfeldern für die axiale Richtung (oben) und die radiale Richtung (unten). Für kleine Offsetfelder wird der Gradient in radialer Richtung steiler.

Harmonische Falle

Ist die thermische Energie $k_B T$ groß gegen die Wechselwirkungsenergie der Atome, so kann die Wolke als ideales klassisches Gas angenähert werden. Sie besitzt dann im harmonischen Potenzial $U(\varrho, z)$ die Dichteverteilung:

$$n(\varrho, z) = n_0 e^{-\frac{U(\varrho, z)}{k_B T}} = n_0 e^{-\frac{\varrho^2}{2\sigma_\varrho^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}}. \quad (2.36)$$

Dabei ist σ der $\frac{1}{\sqrt{e}}$ -Radius der Wolke. Die Gauss-Verteilung hat die Breite:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{k_B T}{8\pi^2 m v_i^2}}, \quad (2.37)$$

wobei ν_i die Fallenfrequenzen aus den Gleichungen (2.34) oder (2.35) sind. Es ergeben sich so die Breiten:

$$\sigma_\varrho = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)}}, \quad (2.38)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B B''}}. \quad (2.39)$$

Mit der Atomzahl N ist die Spitzendichte n_0 dann:

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_\varrho^2 \sigma_z}. \quad (2.40)$$

Lineare Falle

Für hohe Temperaturen $k_B T \gg g_F m_F \mu_B B_0$ und, wie Abbildung 2.7 zeigt, auch bei kleinen Offsetfeldern ist das Potenzial in radialer Richtung linear:

$$U_{\text{lin}}(\varrho, z) = g_F m_F \mu_B \left(B' \varrho + \frac{1}{2} B'' z^2 \right). \quad (2.41)$$

Die Dichteverteilung ist jetzt nicht mehr Gauss-förmig, sondern geht in:

$$n_{\text{lin}}(x, y, z) = n_{0,\text{lin}} e^{-\frac{\varrho}{\xi} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (2.42)$$

über. Dabei ist die Abfalllänge ξ durch

$$\xi = \frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B B'} \quad (2.43)$$

und die Spitzendichte durch

$$n_{0,\text{lin}} = \frac{N}{\pi \sqrt{8\pi} \xi^2 \sigma_z} \quad (2.44)$$

gegeben.

Die Näherung

$$T_{\text{lin}} \approx \frac{g_F m_F \mu_B}{k_B} B_0 = 67 \mu\text{K} \cdot g_F m_F B_0 [\text{G}] \quad (2.45)$$

kann benutzt werden, um die Übergangstemperatur, bei der die Atomwolke aus dem harmonischen in den linearen Teil hineinreicht, abzuschätzen.

Das Komprimieren der Falle von einem harmonischen in ein lineares Potenzial in radialer Richtung führt, wenn die Teilchenzahl konstant ist und die Prozessführung adiabatisch verläuft, zu einem Phasenraumgewinn des Ensembles um den Faktor $e \approx 2,718$ [Pin97]. Durch diese adiabatische Kompression erhöht sich die Dichte und die Temperatur nimmt den Wert [Hei02]:

$$T_{\text{harm} \rightarrow \text{lin}} = \left[\frac{\pi}{e} \frac{g_F m_F \mu_B}{k_B} B_{0,\text{harm}} \frac{B_{\text{lin}}'^2 \sqrt{B_{\text{lin}}}''}}{B_{\text{harm}}'^2 \sqrt{B_{\text{harm}}}''}} \right]^{1/4} T_{\text{harm}}^{3/4} \quad (2.46)$$

an.

2.3 Verdampfungskühlung

Nach der Kompression der Falle von einem radial harmonischen in ein lineares Potenzial hat die Atomwolke eine Temperatur von einigen $100 \mu\text{K}$. Um Bose-Einstein-Kondensation erreichen zu können, muss die Temperatur auf einige 100 nK gesenkt werden. Dies wird mit Hilfe der Verdampfungskühlung, auch evaporative Kühlung genannt, erreicht.

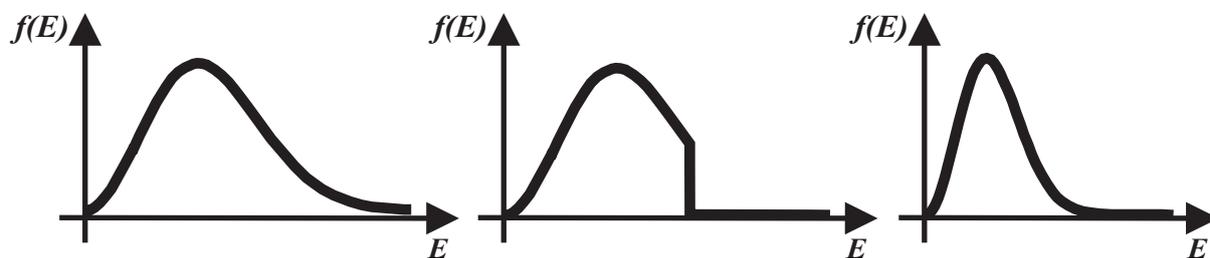


Abbildung 2.8: Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der Energie vor der Verdampfungskühlung. In der mittleren Abbildung wurden die heißen Atome aus dem Ensemble entfernt. Die rechte Abbildung zeigt die neue Energieverteilung nachdem sich das Ensemble wieder im Gleichgewicht befindet.

In Abbildung 2.8 ist das Prinzip der Verdampfungskühlung gezeigt. Die Energieverteilungsfunktion der Atomwolke ist eine Maxwell-Boltzmann-Funktion. Ziel der Verdampfungskühlung ist es nun, diejenigen Atome, die eine höhere Energie als die mittlere Energie haben, aus dem Ensemble zu entfernen. Danach ist die Energie nicht mehr Maxwell-Boltzmann-verteilt und die Atomwolke befindet sich nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Nach einer Zeit t_{therm} thermalisiert sich die Wolke durch Stöße und begibt sich so wieder ins Gleichgewicht. Da die hochenergetischen Teilchen die Falle verlassen haben ist die mittlere Energie in der neuen Maxwell-Boltzmann-Verteilung und damit die Temperatur geringer. Durch den Prozess gehen zwar Teilchen aus der Falle verloren, allerdings ist der Gewinn an Phasenraumdicke um einige Größenordnungen höher [And95]. Um nun den hochenergetischen Atomen ein Verlassen der Falle zu ermöglichen ist es nötig, dass die Falle eine endliche Höhe E_T besitzt (Abbildung 2.9).

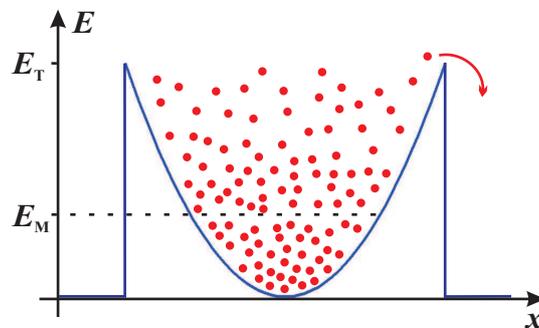


Abbildung 2.9: *Besitzt die Falle eine endliche Höhe können Atome mit einer kinetischen Energie, die größer ist als E_T , die Falle verlassen.*

Mit der Zeit wird so die Wolke theoretisch immer kälter. Da aber die Anzahl der heißen Atome mit der Zeit abnimmt geht auch die Abkühlung immer langsamer voran. Durch inelastische Stöße, oder Stöße mit dem Hintergrundgas, gehen unterdessen Atome in der Falle verloren, wodurch sich die Dichte verringert. Es ist daher nötig die Falltiefe mit der Zeit zu verringern, damit die Phasenraumdicke nicht durch den Verlust an Atomen zerstört wird. Der einfachste Ansatz für die Änderung der Falltiefe mit der Zeit ist der lineare Zusammenhang:

$$E_T(t) = \eta(t)k_B T, \quad (2.47)$$

mit dem Abschneideparameter η . Wählt man η groß, so würde man zwar wenige Atome verlieren, allerdings ginge auch die Evaporation langsam von statten. Ein kleines η würde dagegen zu einer schnellen Verdampfungskühlung führen, aber auch viele Atome aus der Falle entfernen, wodurch die für die Bose-Einstein-Kondensation nötige Dichte nicht erreicht wird.

Da nur durch die Thermalisierung wieder neue heiße Atome erzeugt werden können, ist die

Zeitkonstante, mit der sich η ändert, nach unten durch die Stoßrate der Atome untereinander begrenzt. In [Sno89] wurde gezeigt, dass 4 bis 5 elastische Stöße pro Atom ausreichen, um die Gleichgewichtverteilung wieder herzustellen.

In einer optische Dipolfalle kann man die Falltiefe durch Erniedrigung der Laserintensität verringern, wodurch die heißen Atome die Falle verlassen können. Eine kleinere Laserintensität hat aber auch einen kleineren Einschluss und so eine kleinere Dichte zur Folge. Bei einer geringeren Dichte sinkt die Stoßrate, so dass eine Kondensation erschwert wird. Der Vorteil der Dipolfalle liegt in der Fangbarkeit von allen Atomen. Es ist sowohl möglich Atome ohne magnetisches Dipolmoment zu fangen, als auch Atome in beliebigen m_F -Leveln.

2.3.1 Radiofrequenz-induzierte Verdampfungskühlung

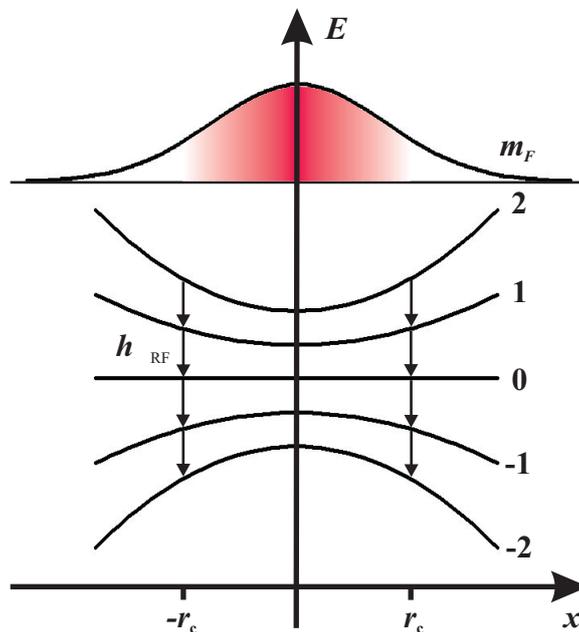


Abbildung 2.10: Bei der radiofrequenz-induzierten Verdampfungskühlung werden Atome, die die Position r_c erreichen, mit Hilfe von RF-Strahlung in magnetisch nicht fangbare Zustände gebracht und so aus dem Ensemble entfernt.

Die Fallentiefe E_T einer Magnetfalle lässt sich experimentell durch das Einstrahlen von Radiofrequenz ν_{RF} einstellen. Um Atome aus der Falle zu entfernen, werden sie dadurch in magnetisch nicht fangbare Zustände (siehe Abschnitt 2.2.5) überführt.

Strahlt man die Frequenz ν_{RF} ein, so dass gilt:

$$h\nu_{\text{RF}} = g_F\mu_B|B(\mathbf{r}_{\text{cut}})|, \quad (2.48)$$

machen die Atome bei \mathbf{r}_{cut} einen Landau-Zener-Übergang. Atome, die nicht mindestens diese Energie besitzen, bleiben in ihrem Zustand und somit gefangen. Mit Hilfe von Gleichung (2.47) kann nun der Abschneideparameter η bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{E_T}{k_B T} = \frac{g_F m_F \mu_B (|B(\mathbf{r}_{\text{cut}})| - B_0)}{k_B T} \\ &= \frac{m_F (h\nu_{\text{RF}} - g_F \mu_B B_0)}{k_B T} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Die Frequenz muss dem Verlauf der Verdampfungskühlung angepasst werden um eine optimale Kühlleistung zu erhalten.

2.3.2 Stoßprozesse

In der gefangenen Atomwolke gibt es unterschiedliche Arten von Stößen, die einen sind nützlich, die anderen unerwünscht. Wie im vorherigen Kapitel bereits erläutert, müssen die Atome untereinander elastisch stoßen, damit sie ins thermische Gleichgewicht kommen. Diese Art von Stößen ist erwünscht. Zu den unerwünschten Stößen zählen inelastische Stöße, bei denen die innere Energie des Atoms frei wird, und Kollisionen mit Atomen des Hintergrundgases.

Die Grenze der Verdampfungskühlung wird durch das Verhältnis von elastischen zu unerwünschten Stößen bestimmt. Kompensieren sich die schlechten Einfüsse mit der Verdampfungskühlung, so gehen Atome ohne Gewinn in Temperatur oder Phasenraumdicke verloren.

Elastische Stöße

Der Wirkungsquerschnitt ist für elastische Stöße für kleine Geschwindigkeiten, das heißt tiefe Temperaturen, durch

$$\sigma = 2 \cdot 4\pi a^2 \tag{2.50}$$

gegeben. Dabei ist a die s-Wellen-Streulänge. Der Faktor 2 kommt durch den bosonischen Charakter der Wellenfunktion in den Streuquerschnitt.

Zusammen mit der Dichte n und der thermischen Geschwindigkeit v errechnet sich die elastische Stoßrate Γ_{el} zu:

$$\Gamma_{\text{el}} = n\sigma v \propto n\sqrt{T}. \tag{2.51}$$

In einem Potenzial, in dem die Spitzendichte eine Abhängigkeit von $T^{-\chi}$ hat, ändert sich im Verlauf der Verdampfungskühlung die Stoßrate wie $T^{\frac{1}{2}-\chi}$. Für Fallen mit $\chi > \frac{1}{2}$ steigt also die Stoßrate mit fortschreitender Kühlung an. Dies wird auch als „runaway evaporation“ bezeichnet.

Für die in Abschnitt 2.2.6 beschriebene, in allen drei Raumrichtungen harmonische Falle ist $\chi = \frac{3}{2}$, für die in zwei Richtungen lineare und in einer Richtung harmonischen Falle ist $\chi = \frac{5}{2}$. Für den zweiten Typ geht, wie bereits erwähnt, die evaporative Kühlung schneller, da die Stoßrate der Atome höher ist.

Stöße mit dem Hintergrundgas

Da es wegen Helium-Diffusion durch die Kammerwände und endliche Pumpgradienten unmöglich ist eine Vakuumkammer vollständig zu evakuieren befinden sich immer noch

einige Atome, die Raumtemperatur haben, in der Kammer. Stößt nun ein solches Atom aus dem Hintergrundgas mit einem Atom in der Falle, so wird genügend Energie auf das Fallenatom übertragen, dass dieses die nur wenige mK tiefe Falle verlassen kann. Eine Faustformel zur Abschätzung der Lebensdauer τ_{HG} der Atome, über den Druck P in der UHV-Kammer, liefert [Met99]:

$$\frac{\tau_{\text{HG}}}{[\text{s}]} = \frac{8 \cdot 10^{-9}}{P/[\text{mbar}]} . \quad (2.52)$$

Inelastische Zwei-Körper-Stöße

In Abschnitt 2.2.5 wurde gezeigt, dass Atome nicht im energetisch niedrigsten Zustand gefangen werden können. Bei einem inelastischen Stoß kann ein Atom in den niedrigsten Zustand relaxieren. Die Änderung des Drehimpulses wird durch einen Stoß zwischen zwei Atomen in unterschiedlichen m_F -Zuständen (Spin-Relaxation) möglich, oder wenn beim Stoß der Bahndrehimpuls an den Spin koppelt (dipolare Relaxation). Die Stoßrate Γ_{DR} für Stöße mit dipolarer Relaxation ist proportional zur Dichte [Moe96, Boe96]:

$$\Gamma_{\text{DR}} = \beta n . \quad (2.53)$$

Die Konstante β hängt vom Magnetfeld und vom magnetischen Moment der Stoßpartner ab. Zahlenwerte für β befinden sich in Tabelle 3.1.

Inelastische Drei-Körper-Stöße

Bei Temperaturen, die die Atomwolke in der Magnetfalle hat, ist der feste Zustand der thermodynamisch stabile. Die Atomwolke ist also in einem metastabilen Zustand und kann in den festen Zustand relaxieren. Wegen der Energie- und Impulserhaltung ist es dazu nötig, dass drei Atome miteinander stoßen. Die Rate $\Gamma_{3\text{K}}$ geht daher quadratisch mit der Dichte:

$$\Gamma_{3\text{K}} = L_{3\text{K}} n^2 . \quad (2.54)$$

Die Konstante $L_{3\text{K}}$ muss experimentell bestimmt werden. Dieser Prozess begrenzt die Geschwindigkeit der Verdampfungskühlung, da die Erhöhung der Dichte zur Steigerung der Thermalisierungsrate (Gleichung (2.51)) die Lebensdauer durch Drei-Körper-Stöße begrenzt.

2.4 Bose-Einstein-Kondensation

2.4.1 Phasenübergang beim idealen Bose-Gas

Die Beschreibung der Bose-Einstein-Kondensation für ideale homogene Gase findet sich in vielen Lehrbüchern (z. B. [Hak00, Met99]). Die kritische Temperatur T_c eines idealen und homogenen Gases berechnet sich aus der Forderung für den Phasenübergang:

$$p = n\lambda_{\text{dB}}^3 \geq 2,612, \quad (2.55)$$

mit der Phasenraumdichte p und der deBroglie-Wellenlänge:

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m k_B T}}. \quad (2.56)$$

Ist $p = 2,612$, so ist $T = T_c$ und es gilt:

$$T_c = \frac{h^2}{2\pi m k_B} \left(\frac{n}{2,612} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.57)$$

Bei der kritischen Temperatur wird der Grundzustand des Systems makroskopisch besetzt. Hier ist m die Masse, k_B die Boltzmann-Konstante und n die Dichte. Abbildung 2.11 zeigt den Phasenübergang beim Erreichen der Temperatur T_c .

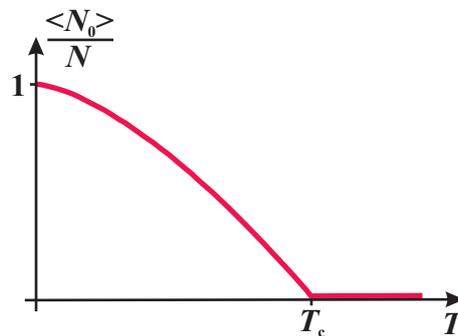


Abbildung 2.11: *Relative Besetzung des Grundzustandes als Funktion der Temperatur T . Bei T_c nimmt die Besetzung des Grundzustandes sprunghaft zu.*

2.4.2 Schwach wechselwirkendes Bose-Gas

Wird die Wechselwirkungsenergie größer als die kinetische Energie der Atome, ist die Annahme eines idealen Bose-Gases falsch. Für die Betrachtung der Dichteverteilung in der Falle und der Expansion der Atomwolke nach dem Abschalten der Magnetfalle ist es nötig sowohl das Fallenpotenzial $V(\mathbf{r})$ als auch die Wechselwirkung zwischen den Atomen zu berücksichtigen. Die Gross-Pitaevskii-Gleichung [Dal24]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r}) + g|\psi(\mathbf{r})|^2 \right] \psi(\mathbf{r}) = \mu \psi(\mathbf{r}) \quad (2.58)$$

ist die zugehörige zeitunabhängige Einteilchen-Schrödinger-Gleichung. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen wird durch die Molekularfeld-Näherung (Mean-Field-Näherung) $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ beschrieben; das chemische Potenzial μ ist bei Bosonen stets kleiner oder gleich Null.

Für große Teilchenzahlen überwiegt die Wechselwirkungsenergie gegen die kinetische, weshalb der erste Term auf der linken Seite von Gleichung (2.58) vernachlässigt werden kann (Thomas-Fermi-Näherung). Für die Dichteverteilung erhält man in diesem Fall:

$$n(\mathbf{r}) = N|\psi(\mathbf{r})|^2 = N \frac{\mu - V(\mathbf{r})}{g}. \quad (2.59)$$

Wird die rechte Seite kleiner als Null, so ist $n(\mathbf{r}) = 0$. Das chemische Potenzial kann aus der Normierung von $n(\mathbf{r})$ bestimmt werden:

$$\mu = \left[\frac{15\hbar^2}{2\pi} \nu_z \nu_\rho^2 \sqrt{m} N a \right]^{2/5}, \quad (2.60)$$

mit den Fallenfrequenzen ν_z in axialer und ν_ρ in radialer Richtung und der Streulänge a .

2.5 Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern

2.5.1 Geometrie des optischen Gitters

Optische Gitter beruhen auf der Dipolkraft, die bereits in Abschnitt 2.1.2 eingeführt wurde. In Abbildung 2.12 a) ist die Geometrie eines optischen Gitters in drei Dimensionen gezeigt.

Um ein kubisches Gitter aufzubauen, werden aus drei Raumrichtungen linear, zueinander senkrecht, polarisierte Laserstrahlen in sich retroreflektiert. Das resultierende elektrische Feld ist:

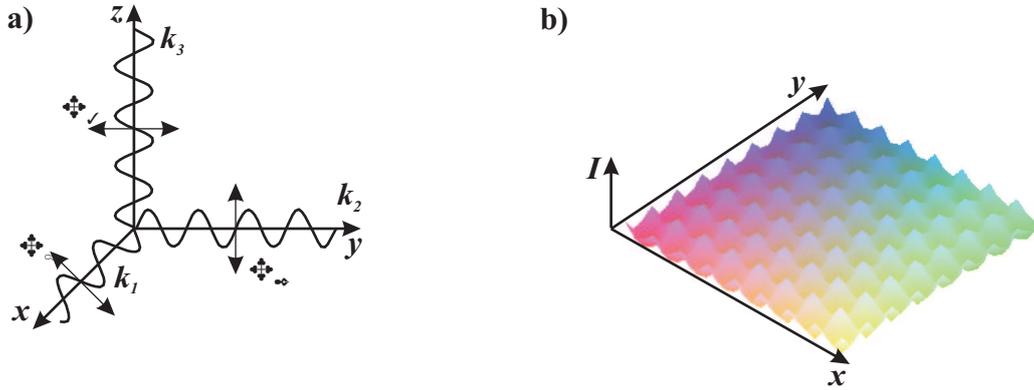


Abbildung 2.12: a) Dreidimensionales optisches Gitter. b) Intensitätsverteilung eines zweidimensionalen optischen Gitters

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^6 \mathcal{E}_n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}_n e^{i(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_n(t))}. \quad (2.61)$$

Dabei ist \mathcal{E} die Amplitude des elektrischen Feldes, \mathbf{u}_i die Richtung der Polarisation und \mathbf{k}_i der Wellenvektor der Lichtwelle.

Aufgrund der zueinander senkrechten linearen Polarisation der einzelnen Gitterarme interferieren die Laserstrahlen aus verschiedenen Armen nicht miteinander, weshalb das Gitterpotenzial die Summe aus den Gitterpotenzialen von drei unabhängigen eindimensionalen Gittern ist:

$$U_{\text{Gitter}}(\mathbf{r}) = U_1 \cos^2(k_1 \cdot x) + U_2 \cos^2(k_2 \cdot y) + U_3 \cos^2(k_3 \cdot z). \quad (2.62)$$

Für die Potenzieltiefen U_i ergibt sich analog zu Gleichung (2.12):

$$U_i = -\frac{3}{4} \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e c} 4I_i \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}} \left(\frac{1}{\omega_{0j} - \omega} + \frac{1}{\omega_{0j} + \omega} \right), \quad (2.63)$$

wobei der Faktor 4 die konstruktive Interferenz berücksichtigt. Die Intensität in der dreidimensionalen Stehwelle erhält man aus:

$$I_S(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \sum_{j=1}^3 |\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{j+3}(\mathbf{r}, t)|^2 = 4 \sum_{j=1}^3 I_i \cos^2(\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}). \quad (2.64)$$

Dabei steht j für die jeweilige Raumrichtung.

Die Intensitätsverteilung eines zweidimensionalen optischen Gitters ist in Abbildung 2.12 b) gezeigt.

2.5.2 Bändermodell des eindimensionalen optischen Gitters

In dem periodischen Potenzial, das eine stehende Lichtwelle bildet, bilden sich genau wie im Festkörper Bänder aus, weshalb optische Gitter auch als Modellsysteme zur Untersuchung von Phänomenen aus der Festkörperphysik eingesetzt werden [Dah96, Wan96]. Die zeitunabhängige Einteilchen-Schrödinger-Gleichung für ein eindimensionales Gitter in z -Richtung lautet:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U_0 \cos^2(kz) \right) \psi = E\psi. \quad (2.65)$$

U_0 ist die Potenzialtiefe der Stehwelle und folgt aus Gleichung (2.63). Durch einige Umformungen erhält man, wenn man die Länge $\zeta = kz$ einführt, die aus der Literatur bekannten Mathieu-Differentialgleichungen [Abr72]:

$$\frac{d^2}{d\zeta^2} \psi + [a - 2q \cos(2\zeta)] \psi = 0, \quad (2.66)$$

mit $q = \frac{U_0}{4E_R}$, $a = \frac{E}{E_R} - \frac{U_0}{2E_R}$ und der Rückstoßenergie $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (vgl. Abs. 2.2.3). Gleichung (2.66) besitzt nur für $q = 0$ eine analytische Lösung für die Eigenenergien und Eigenfunktionen, die Lösungen für $q \neq 0$ können aber numerisch berechnet werden. Für zwei verschiedene Gittertiefen sind die Projektionen der Dispersionsrelation in die erste Brillouin-Zone in Abbildung 2.13 gezeigt.

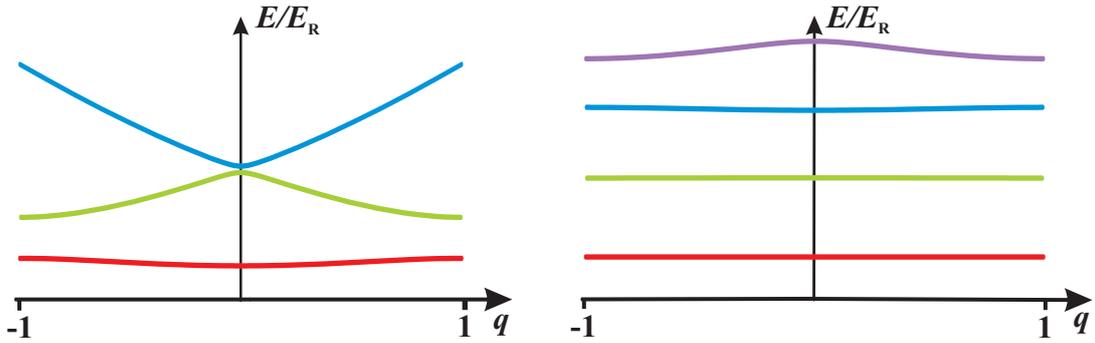


Abbildung 2.13: *Dispersionsrelation in einem optischen Gitter projiziert auf die erste Brillouin-Zone. In der linken Abbildung ist der Fall einer geringen, in der rechten Abbildung der Fall einer großen Gittertiefe dargestellt. In einem relativ schwachen Gitter ist die Dispersionsrelation, wie bei einem freien Teilchen, parabelförmig. Dies ändert sich, wenn man zu größeren Gittertiefen geht.*

Im Fall der geringen Gittertiefe (links) erkennt man noch die parabelförmige Dispersionsrelation eines freien Teilchens, während sich bei großer Gittertiefe diskrete Niveaus ausbilden.

2.5.3 Beugung am optischen Gitter

Durch eine stehende Lichtwelle bildet sich ein Gitter mit der Periodizität $\lambda/2$ aus. Die Kondensatwellenfunktion kann auf der Breite des Gitters als ebene Welle mit der deBroglie-Wellenlänge behandelt werden. Für diese Materiewelle ist die stehende Lichtwelle ein kosinusförmig modulierter Brechungsindex. Die Behandlung der Beugung kann für kurze Wechselwirkungszeiten zwischen den Atomen und dem optischen Gitter (Raman-Nath-Regime) wie die Beugung einer Lichtwelle an einem dünnen Phasengitter behandelt werden, nur dass die Rollen von Licht und Materie vertauscht sind.

Die Beugung kommt durch die Änderung der z -Komponente des Impulses zu Stande. Diese ändert sich, weil ein Photon aus einer Lichtwelle absorbiert und danach in eine andere stimuliert emittiert wird. Der Impuls ändert sich also um geradzahlig Vielfache des Photonenrückstoßes. Analog zur klassischen Wellenoptik sind im Fernfeld Beugungsmaxima und -minima zu erwarten. Die Beugung von Materie an einer stehenden Lichtwelle wurde 1933 von Kapitza und Dirac für einen Elektronenstrahl vorhergesagt [Kap33]. Knapp 70 Jahre später wurde der Effekt in einem Experiment nachgewiesen [Fre01].

Ist die Wechselwirkungszeit zwischen Gitter und Atom nicht mehr kurz, so kann die Bewegung des Atoms in dem Potenzial nicht mehr vernachlässigt werden. Man befindet sich dann im so genannten „Channeling-Regime“. In diesem Regime oszillieren die Atome in den Potenzialtöpfen.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt soll die Kammer und ihre Komponenten behandelt werden. Zunächst werden einleitend die Eigenschaften des verwendeten Elementes ^{87}Rb wiedergegeben. Anschliessend werden die wichtigsten Abmessungen der Kammer und ihre Funktionen verdeutlicht. Diverse Berechnungen zu elektrischen Feldern, die sich mit Hilfe von Kondensatorplatten in der Kammer erzeugen lassen, und zu dem Ofen- und Zeeman-Abbremsen-Teil der Kammer werden präsentiert. Desweiteren soll die verwendete Magnetfalle charakterisiert und ausgemessen werden. Zum Abschluss dieses Abschnittes wird das aufgebaute Lasersystem, sowie die Spulen zur radiofrequenzinduzierten Verdampfungskühlung behandelt.

3.1 Das Element Rubidium

Rubidium kommt hauptsächlich in zwei Isotopen natürlich vor. ^{85}Rb ist mit 72% das häufigste Isotop. Da ^{85}Rb bei üblichen Magnetfelder eine negative Streulänge hat wird im Experiment ^{87}Rb , welches zu 28% in der Natur vorkommt, verwendet.

Als Alkalimetall hat Rubidium ein wasserstoffähnliches Termschema, welches in Abbildung 3.1 für den Grund- und die beiden ersten angeregten Zustände gezeigt ist. Weitere relevante Daten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

In Abbildung 3.1 ist das Niveau-Schema von ^{87}Rb gezeigt. Der MOT-Laser wird gegenüber des $F=2 \rightarrow F'=3$ -Übergangs um 12 MHz rot verstimmt. Durch diese Verstimmung gelangen Atome mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 1:1000 in den $F'=2$ -Zustand. Dieser Zustand zerfällt zu 50% in den $F=2$ und zu 50% in den $F=1$ -Zustand. Nach [Met99] gelangt etwa alle 2600 MOT-Zyklen ein Atom in den $F=1$ -Zustand. Bei einer Streurrate von ungefähr $1/(50 \text{ ns})$ sind nach $130 \mu\text{s}$ praktisch alle Atome aus dem MOT-Kreislauf verloren. Um die in den $F=1$ -Zustand gelangten Atome wieder dem MOT-Kreislauf zuzuführen, wird ein Rückpump-Laser benötigt, der den $F=1 \rightarrow F'=2$ -Übergang treibt.

3.2 Die Kammer

Die UHV-Kammer wurde so entworfen und aufgebaut, dass sie die Erzeugung stabiler Bose-Einstein-Kondensate mit hohen Atomzahlen verspricht. Darüber hinaus wurde besonderen

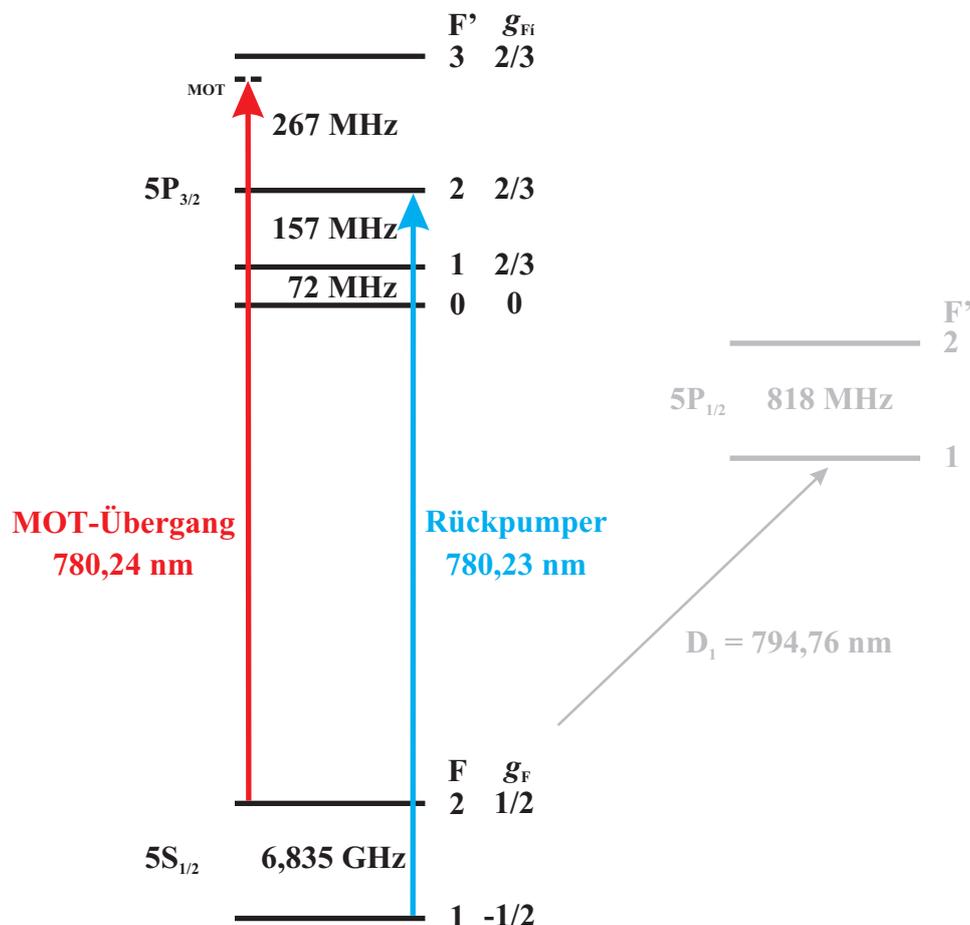


Abbildung 3.1: Niveauschema für ^{87}Rb . Es ist der Grundzustand, sowie die ersten beiden angeregten Zustände gezeigt. Die für das Experiment wichtigen Übergänge sind in rot (MOT) und blau (Rückpumper) eingezeichnet. Für die MOT wird der $F=2 \rightarrow F'=3$ -Übergang benutzt.

Wert auf genügend optischen Zugang zur Erzeugung ein-, zwei- und dreidimensionaler optischer Gitter gelegt. Eine weitere Besonderheit dieser BEC-Apparatur sind die integrierten Elemente zur Erzeugung elektrischer Felder und zum Nachweis von geladenen Teilchen. Abbildung 3.3 zeigt die aufgebaute Kammer.

In Abbildung 3.3 ist links der Entwurf und rechts ein Foto des Inneren der UHV-Kammer gezeigt. Sämtliche radialen Flansche schließen mit ihren Nachbarn jeweils einen Winkel von 30° ein. Sowohl die Flansche für die MOT-, also auch für die Gitter-Strahlen sind auf diese Weise orthogonal zueinander. Im Zentrum der Kammer umgeben acht Kondensatorplatten die Öffnungen für die beiden axialen, nicht eingezeichneten MOT-Strahlen.

Die Kondensatorplatten wurden so ausgerichtet, dass der Spalt zwischen den Kondensatorplatten und den MCP einen Winkel von 45° einschliesst. Die vier auf dem Foto nicht zu sehenden Kondensatorplatten liegen gegenüber der gezeigten Kondensatorplatten. Mit

Bezeichnung	Symbol	Berechnung	Wert
Schmelzpunkt			38,89 °C
Siedepunkt			688 °C
Dampfdruck oberhalb des Schmelzpunktes		$10^{9,318-4040T^{-1}}$ K Pa [Lid01]	$2,6 \cdot 10^{-6}$ mbar bei 40 °C
MOT-Übergang ($5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$)			
Wellenlänge	λ		780,24 nm
Lebensdauer	τ		26,5 ns
Linienbreite	$\Gamma/2\pi$	$1/(2\pi\tau)$	5,98 MHz
Sättigungsintensität	I_S	$\pi\hbar c\Gamma/(3\lambda^3)$	$1,6 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Doppler-Temperatur	T_D	$\frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	$146 \mu\text{K} \hat{=} 16,7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$
Rückstoßtemperatur	T_R	$\frac{(\hbar k)^2}{2k_B M}$ [Dal89]	$183 \text{ nK} \hat{=} 4,1 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$
Kernspin	I		3/2
HFS des Grundzustandes ($5S_{1/2}$)			6,835 GHz
s-Wellen-Streulänge	a	[Boe97]	$109 a_0 \approx 5,77 \text{ nm}$
Ratenkonstante für dipolare Relaxation dipolare Relaxation	β	[Boe96]	$(6 \pm 3) \cdot 10^{-15} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$
Ratenkonstante für 3-Körper-Stöße	L_{3K}	[Bur97]	$4 \cdot 10^{-29} \frac{\text{cm}^6}{\text{s}}$

Tabelle 3.1: *Physikalische Eigenschaften und Werte für ^{87}Rb*

dieser Geometrie ist es möglich verschiedene Feldkonfigurationen für das elektrische Feld zu realisieren (siehe Abschnitt 3.3).

Die MCP (El-Mul, C012VA1) wird von einem konischen Edelstahlgehäuse, an dem vorne ein aus 0,3 mm starkem Draht bestehendes Drahtgitter angeschweisst ist, umgeben um elektrische Streufelder zu unterdrücken. Die Löcher des Gitters haben eine Fläche von 1 mm^2 ein.

3.2.1 Abmessungen der Kammer

Die gesamte Kammer ist mit Flanschen nach dem CF-Standard versehen. Abbildung 3.4 zeigt eine technische Zeichnung mit den wichtigsten Maßen für die optischen Zugänge der Kammer. Die Flansche vorne und hinten, in die die Magnetfeldspulen eingesetzt werden, sind von der Größe CF-250. Das Rohr in dem die Spulen sitzen hat einen Innendurchmesser von 160 mm. Wegen der Form, die der eines Eimers gleicht nennt man das, mit einem Boden

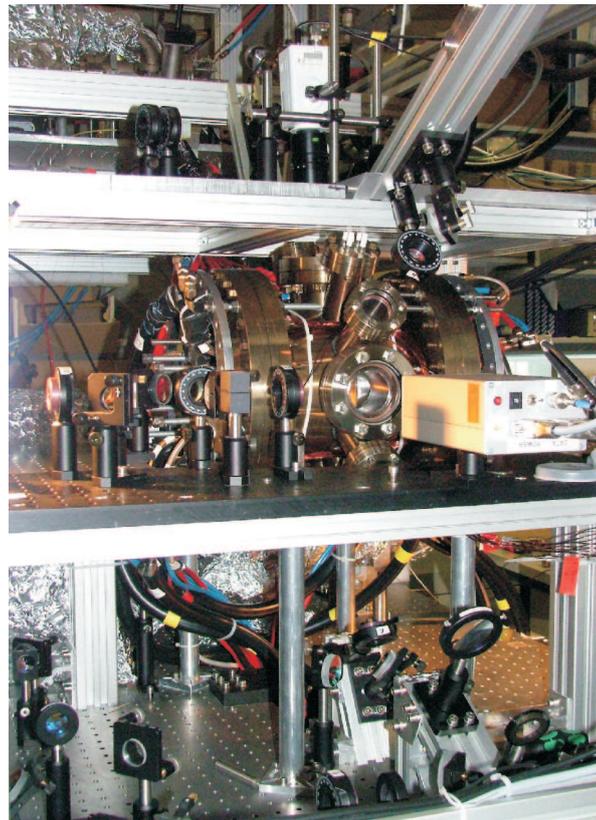


Abbildung 3.2: Foto des kompletten Kameraufbaus. Neben der zusammengesetzten Kammer ist die Optik, die für eine MOT gebraucht wird, zu sehen.

und einem Flansch versehene, Rohr auch „Bucket“. Im Zentrum dieser Buckets befinden sich Glas-Metall-Übergänge mit einem Außendurchmesser von 26,3 mm für die axialen MOT-Strahlen. Dieses Maß begrenzt den Innendurchmesser der Pinch-Spule, die später über den Glas-Metall-Übergang geschoben werden sollen.

3.2.2 Numerische Aperturen

Die numerischen Aperturen berechnen sich aus den in Abbildung 3.4 gegebenen Maßen plus der jeweiligen Dicken der Viewports. Zudem wird an Flansch 9 ein Pumpenkreuz geschraubt, so dass der Abstand zwischen Fenster und Kammerzentrum 676 mm beträgt. Um die numerische Apertur von Flansch 5 anzugeben ist zu beachten, dass an Flansch 11 der Zeeman-Abbremsler angebracht ist und der Fokus des Strahls im Abstand 1368 mm liegt. In Tabelle 3.2 sind die numerischen Aperturen für die optischen Zugänge der Kammer aufgelistet. Die beiden in Abbildung 3.4 nicht gezeigten radialen Glas-Metall-Übergänge besitzen einen Durchmesser von 22 mm und einen Abstand von 58,7 mm zum Kammerzentrum, damit ergibt sich eine numerische Apertur von 0,18.

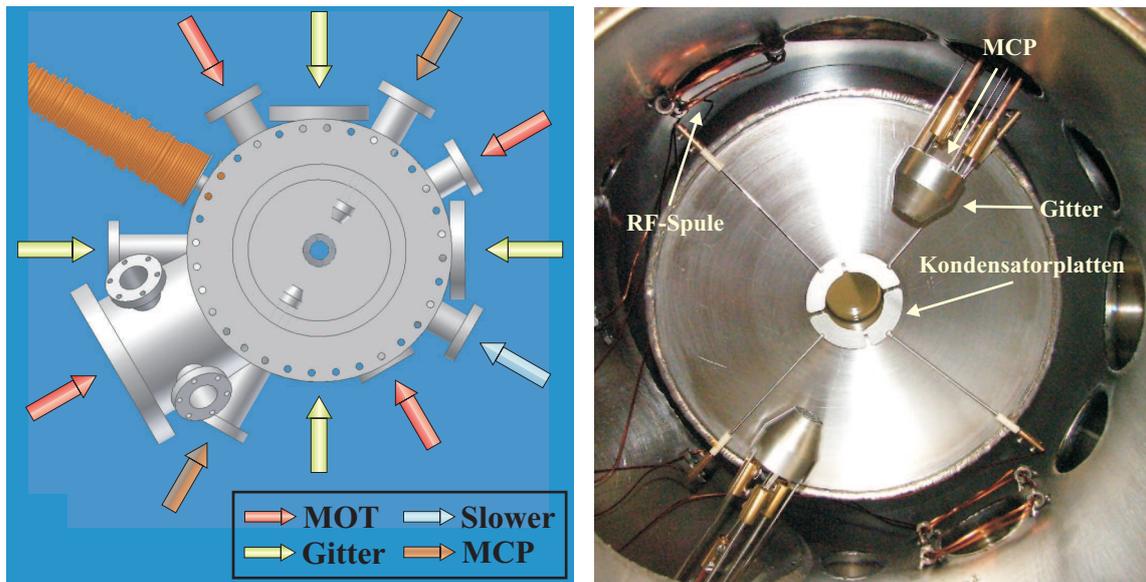


Abbildung 3.3: *Entwurf (links) und Realisierung (Foto, rechts) der UHV-Kammer. Der Strahlengang der einzelnen Laser und die Ausrichtung der MCPs in der Kammer ist durch Pfeile markiert. In der Mitte der Kammer sind die Kondensatorplatten zu erkennen. Links oben und rechts unten sind die RF-Spulen aus kaptonisoliertem Draht angebracht.*

3.2.3 Belegung der übrigen Flansche

Die in Abbildung 3.4 mit Buchstaben bezeichneten Flansche, sowie die Flansche 2 und 8 sind nicht für den optischen Zugang in die Kammer bestimmt. Die CF35-Flansche A und C haben ein auf der anderen Rohrseite liegendes Gegenüber. In Flansch C und dem Gegenüber von Flansch A sind Vakuumdurchführungen der Firma Hositrad mit jeweils vier Anschlüssen angebracht, um die Kondensatorplatten einzeln anzusteuern zu können. Die Vakuumdurchführungen sind bis zu einer Spannung von 20 kV spezifiziert.

In das Gegenüber von Flansch C ist ein Vakuummessröhre geschraubt. Flansch A selbst wird zur Zeit nicht benötigt und ist mit einem Blindflansch abgeschlossen.

Flansch B ist ein auf der Zeichnung abgewandten Seite angebrachter CF16-Flansch. Die hier befestigte Vakuumdurchführung hat zwei Anschlüsse und dient zur Versorgung der Radiofrequenzspulen.

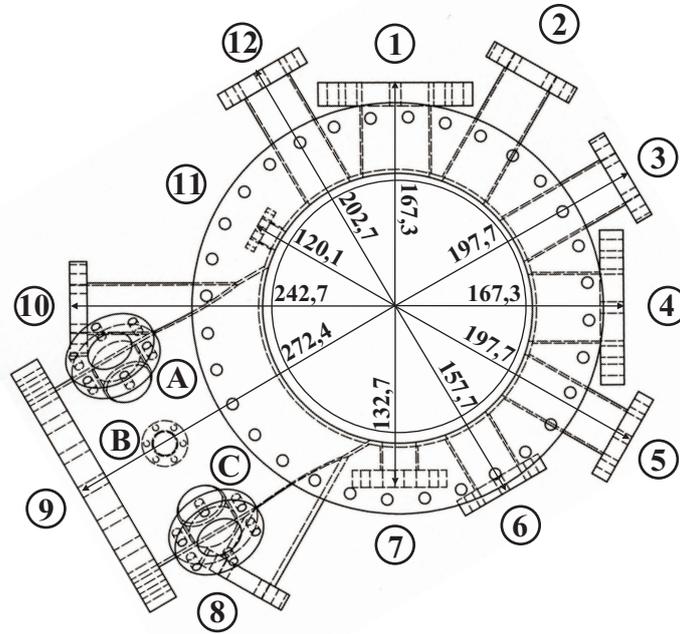


Abbildung 3.4: Skizze der Kammer mit den wichtigsten Maßen in mm. Zu den eingetragenen Maßen müssen noch die Maße für die jeweiligen Viewports addiert werden.

Flansch	CF-Grösse	Zweck	Abstand in mm	Numerische Apertur
1	63	Abbildung / Gitter	184,7	0,17
3	35	MOT	220,4	0,09
4	63	Abbildung / Gitter	184,7	0,17
5	35	Zeeman-Abbremsler	1368	0,01
6	35	MOT	170,4	0,11
7	35	Abbildung / Gitter	145,4	0,13
9	150	MOT	652,4	0,10
10	35	Gitter	255,4	0,07
12	35	MOT	215,4	0,09

Tabelle 3.2: Numerische Aperturen der optischen Zugänge.

3.3 Simulation der elektrischen Felder

Um Bose-Einstein-Kondensate in elektrischen Feldern zu untersuchen und um Feldionisation von Rydberg-Atomen durchführen zu können, ist es nötig sowohl konstante elektrische Felder als auch elektrische Feldgradienten über die Atomwolke an zu legen. Zu diesem Zweck wurden acht Kondensatorplatten in der Kammer angebracht (siehe Abbildung 3.3 rechts). Die Edelstahlplättchen wurden mit Hilfe eines UHV-tauglichen Klebers (Epoxy Technology, EPO-TEK 377) auf Keramikplättchen von 0,5 mm Stärke und diese an die Kammerwände geklebt. Die Verbindungsdrähte zwischen den Kondensatorplatten und den Vakuumdurchführungen bestehen aus kaptonisoliertem Kupferdraht.

Die Simulationen, die in diesem Abschnitt diskutiert werden, zeigen, dass die verwendeten Kondensatorplatten für die geplanten Anwendungen gut geeignet sind. Sämtliche in diesem Abschnitt durchgeführten Simulationen wurden mit Femlab der Firma Comsol durchgeführt. Um ein möglichst genaues Modell der Kammer zur Berechnung der Felder zu bekommen wurden die CAD-Entwürfe aus der CAD-Software Inventor direkt in Femlab importiert. Das benutzte Modell ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

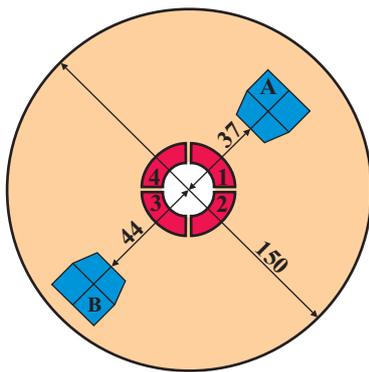


Abbildung 3.5: Modell zur Berechnung der erzeugten elektrischen Felder. Das dreidimensionale Modell besteht aus zwei großen Scheiben mit 150 mm Durchmesser und jeweils vier Kondensatorplatten, sowie 2 Gittern, die mit A und B bezeichnet sind.

Es besteht aus zwei Scheiben von 150 mm Durchmesser und jeweils vier Kondensatorplatten, sowie zwei Gittern, die mit A und B bezeichnet sind. Die Scheiben, die die Kammerwände darstellen haben einen Abstand von 29 mm zueinander. Die Kondensatorplatten haben eine Dicke von 0,5 mm und sind 1 mm von der Kammerwand entfernt.

Gitter A besitzt einen radialen Abstand von 37 mm zum Kammerzentrum, während Gitter B einen Abstand von 44 mm hat, was den Gegebenheiten in der aufgebauten Kammer entspricht. Die Vorderseite der beide Gitter hat einen Durchmesser von 16,5 mm. Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 erwähnt können die Kondensatorplatten einzeln an eine Hochspannung gelegt werden. Die entstehenden Felder sollen nun simuliert werden.

3.3.1 Simulation der Abschirmung der MCP durch die Gitter

Um die starken elektrischen Felder der MCP, die typischerweise auf 2 kV an ihrer Frontseite liegt, abzuschirmen, wird das Gitter, das die MCP einhüllt, auf ein kleines Potenzial gelegt.

3 Experimenteller Aufbau

Würde man das Gitter auf Masse legen wäre zwar die Abschirmung besser, allerdings würden die geladenen Teilchen die MCP nicht mehr erreichen, weil die Kammerwand auf dem gleichen Potenzial liegt. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, wird nur das elektrische Feld des Gitters, nicht aber das der MCP selbst, berücksichtigt.

In Abbildung 3.6 ist gezeigt, dass die Abschirmung der MCP durch das Gitter so gut ist, dass diese Annahme gerechtfertigt ist.

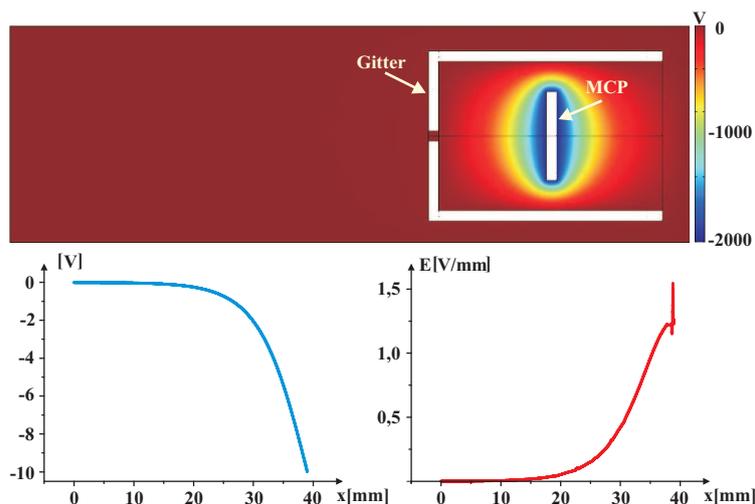


Abbildung 3.6: Modell zur Berechnung der Abschirmung der MCP durch das sie umgebende Gitter. Die beiden Kurven unten zeigen den Verlauf des Potentials und des Betrages des elektrischen Feldes auf einer Linie durch das Zentrum des Loches von der Kammermitte ($x = 0$) bis zum Erreichen des Gitters.

Für diese Simulation wurde die MCP nur durch ihre Frontseite, die auf 2 kV geladen ist symbolisiert, sie ist von einem auf -10 V geladenen Zylinder umgeben, der in Richtung zum Kammerzentrum ein quadratisches Loch von 1 mm^2 besitzt. Der Abstand zwischen der Frontseite des Gitters und dem Kammerzentrum beträgt 37 mm.

Wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist, sorgt die Abschirmung durch den Faraday-Käfig dafür, dass sowohl das Potenzial mit -4 mV als auch das elektrische Feld mit $2 \frac{\text{mV}}{\text{mm}}$ am Ort der Atome bei $x = 0$ nahezu Null ist. Das Gitter kann also als geschlossene Geometrie, die auf einem bestimmten Potenzial liegt simuliert werden, was den Rechenaufwand deutlich verringert.

3.3.2 Erzeugung eines elektrischen Feldgradienten

Um Atome in einem eindimensionalen Gitter gezielt adressieren zu können, wird ein elektrischer Feldgradient in Gitterrichtung benötigt. Wegen der Anordnung der Kondensatorplatten zu den Flanschen, die für das Gitter vorgesehen sind (siehe Abbildung 3.3), ist es am günstigsten das Gitter in z -Richtung, also senkrecht zur Zeichenebene, zu wählen.

Um in dieser Richtung einen möglichst starken Gradienten erzeugen zu können, werden die Kondensatorplatten auf die in Tabelle 3.3 angegebenen Potenziale gelegt.

Kondensatorplatte		Potenzial in V
1	vorne	GND
1	hinten	GND
2	vorne	-45 V
2	hinten	+25 V
3	vorne	GND
3	hinten	GND
4	vorne	+45 V
4	hinten	-25 V

Tabelle 3.3: *Potenzialkonfiguration der Kondensatorplatten zur Erzeugung eines elektrischen Feldgradienten in z -Richtung. Die Nummern der Kondensatorplatten beziehen sich auf Abbildung 3.5. Gitter A ist auf -10 V geladen, während Gitter B auf GND liegt.*

Die Asymmetrie der Potenziale sorgt dafür, dass man einen Offset in z -Richtung bekommt und so die Stelle, an der das elektrische Feld Null ist, aus dem Kammerzentrum verschoben wird. In Abbildung 3.7 ist die Berechnung für diesen Fall gezeigt.

Man sieht, dass in z -Richtung (blaue Kurve) um die Kammermitte ein linearer Gradient von $\nabla E = 14,5 \frac{\text{V}}{\text{cm}^2}$ anliegt.

3.3.3 Erzeugung eines elektrischen Feldes zur Ionisierung

Es ist mit der MCP möglich, sowohl Ionen als auch Elektronen zu detektieren. Hier soll angenommen werden, dass Ionen detektiert werden, da in diesem Fall die Störungen auf der MCP kleiner sind. Um ein Feld zu erzeugen, mit dem man Atome in einem Rydberg-Zustand ionisieren kann und die dabei entstehenden Ionen zur MCP zu bringen, ist eine Potenzialkonfiguration wie sie in Tabelle 3.4 dargestellt ist nötig. Die Kondensatorplatten, die auf die verwendete MCP A zeigen, werden etwas geringer geladen als das Gitter vor der MCP, so dass die Ionen die MCP erreichen können.

Abbildung 3.8 zeigt den erzeugten Feldverlauf in den verschiedenen Richtungen, sowie ein Bild des Potenzialverlaufs auf einem Schnitt durch die Mitte der Kammer.

Die grüne Kurve zeigt den für das Experiment interessanten Teil des Feldes um $r_2 = 0$. Ein konstantes elektrisches Feld in diese Richtung wäre zwar wünschenswert, ist aber mit der verwendeten Anordnung der Kondensatorplatten nicht zu realisieren.

Die Werte in Tabelle 3.4 wurden so gewählt, dass ein elektrisches Feld von $847 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ entsteht. Dieses Feld ist ausreichend um Rydberg-Atome im Zustand $n = 80$ zu ionisieren [Gal94].

3 Experimenteller Aufbau

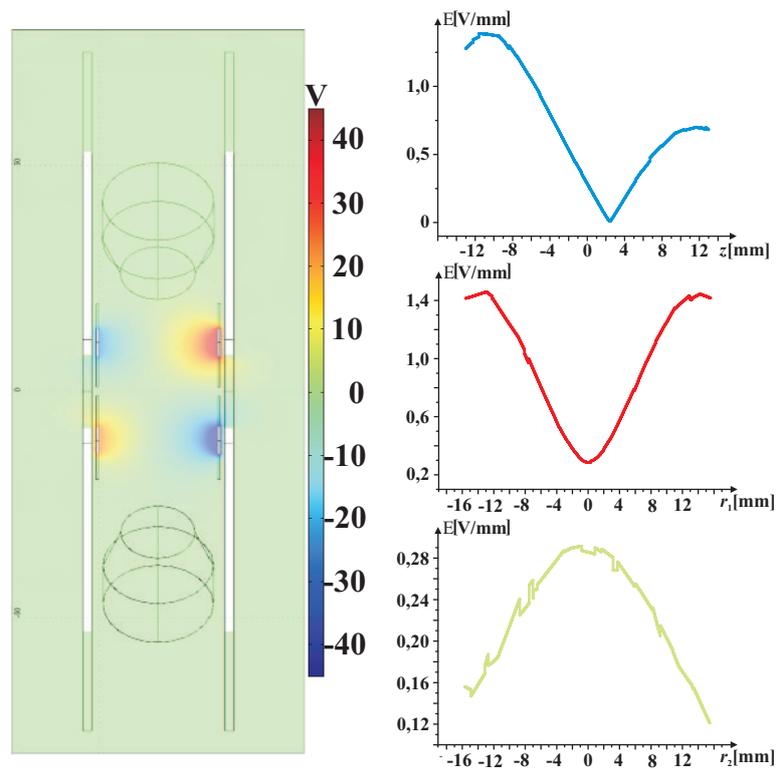


Abbildung 3.7: Die linke Abbildung zeigt die Potentiale auf den Kondensatorplatten, wobei Gitter A unten und Gitter B oben gezeichnet sind. Die blaue Kurve gibt den Betrag des elektrischen Feldes in z -Richtung an. Die beiden anderen Kurven zeigen den Betrag des elektrischen Feldes in der Mitte der Kammer von Platte 1 zu Platte 3 (grün) bzw. von Platte 2 nach Platte 4 (rot).

Kondensatorplatte		Potenzial in V
1	vorne	-9 V
1	hinten	-9 V
2	vorne	GND
2	hinten	GND
3	vorne	+49 V
3	hinten	+49 V
4	vorne	GND
4	hinten	GND

Tabelle 3.4: Potenziellkonfiguration der Kondensatorplatten zur Erzeugung eines konstanten elektrischen Feldes. Die Nummern der Kondensatorplatten beziehen sich auf Abbildung 3.5. Gitter A ist auf -10 V geladen, während Gitter B auf GND liegt.

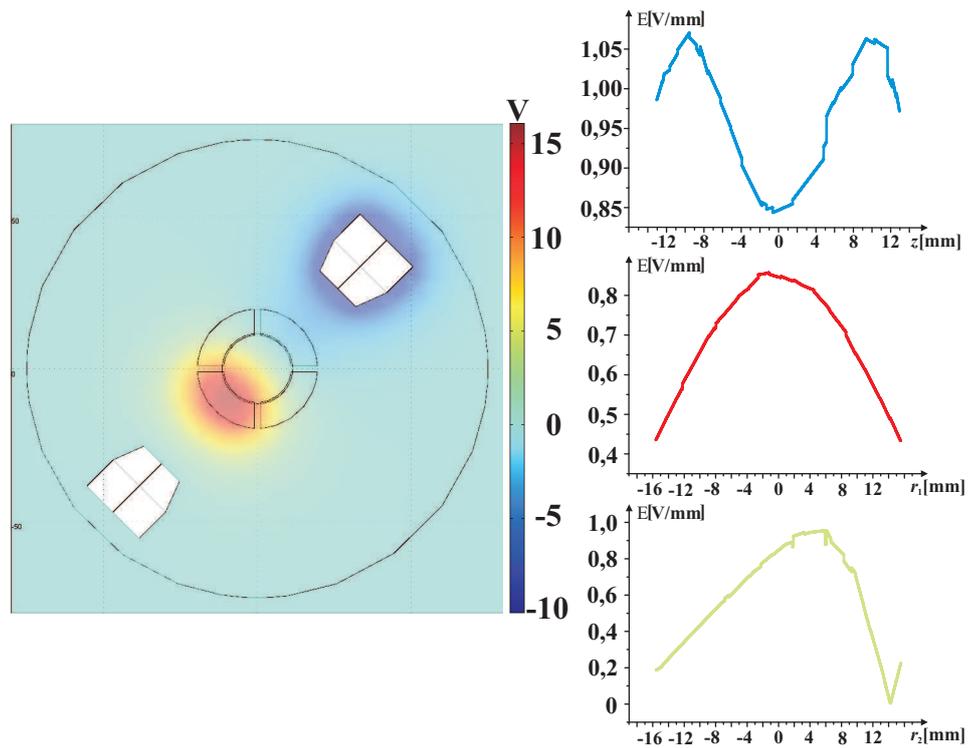


Abbildung 3.8: Die linke Abbildung zeigt die Potentiale auf den Kondensatorplatten, wobei Gitter A unten und Gitter B oben gezeichnet sind. Die blaue Kurve gibt den Betrag des elektrischen Feldes in z -Richtung an. Die beiden anderen Kurven zeigen den Betrag des elektrischen Feldes in der Mitte der Kammer von Platte 1 zu Platte 3 (grün) bzw. von Platte 2 nach Platte 4 (rot).

3.4 Rubidium-Ofen

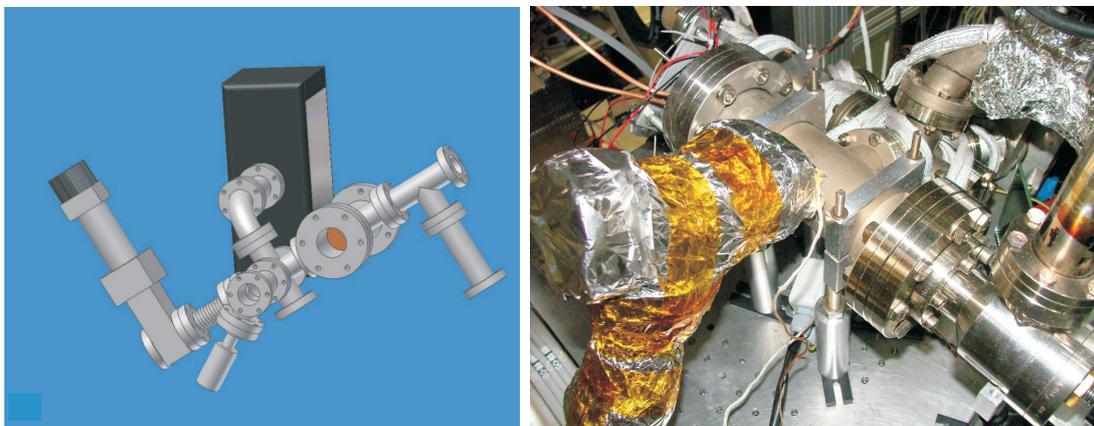


Abbildung 3.9: Ofen zur Erzeugung eines kollimierten Rubidium-Atomstrahls. Die linke Abbildung zeigt den CAD-Entwurf, während rechts der aufgebaute Ofen zu sehen ist.

Abbildung 3.9 zeigt die Konstruktionsskizze und den fertigen Ofen. In dem 4-Wege-Kreuz befindet sich ein Kupfer-Kühlschild, das mit Hilfe eines Peltier-Elementes auf ca. 5 °C gekühlt wird. Im Anschluss an dieses Kreuz befindet sich ein 6-Wege-Kreuz. An seiner oberen Öffnung ist eine Ionen-Pumpe (Varian, Vaclon Plus 40 Noble Diode) angebracht. Desweiteren befindet sich in dem Kreuz ein Shutter, der von einer Drehdurchführung geöffnet und geschlossen wird. In Richtung auf die Kammer zu (in Abbildung 3.9 links unten) schliesst sich ein differenzielles Pumpröhrchen, ein Membranbalg, der die Ausrichtung des Ofens zur Kammer erleichtert und ein Ventil an. Mit diesem Ventil wird der Zeeman-Abbremsler verbunden.

In dem Rohr (in der CAD-Zeichnung rechts, auf dem Foto unten links) wird Rubidium erhitzt. Der Dampfdruck beträgt (siehe Tabelle 3.1):

$$p_{\text{Rb}}(T) = 10^{9,318 - \frac{4040}{T[\text{K}]}} \text{ Pa.} \quad (3.1)$$

Die Anzahl $d\Phi_0$ der Atome, die die Austrittsöffnung A_{Ofen} des Ofens pro Sekunde unter dem Winkel θ in dem Raumwinkelement $d\Omega$ passieren, ist [Ram52]:

$$d\Phi_0 = \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) n \bar{v} A_{\text{Ofen}} \cos \theta, \quad (3.2)$$

mit der Dichte $n = \frac{p}{k_B T}$ und der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ eines idealen Maxwell-Boltzmann-verteilten Gases.

Für den Gesamtfluss Φ_0 erhält man also mit $A_{\text{Ofen}} = \frac{\pi}{4} \varnothing_{\text{Ofen}}$:

$$\Phi_0 = \int_0^{\theta=\vartheta} d\Phi_0 = \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \frac{\varnothing_{\text{Ofen}}^2}{8} p(T) \sin^2 \vartheta. \quad (3.3)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung für die Atome, die den Ofen verlassen, wird durch eine modifizierte Maxwell-Boltzmann-Verteilung [Ram52] beschrieben:

$$f(v) = \frac{2}{\alpha^4} v^3 e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}, \quad (3.4)$$

mit:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (3.5)$$

wobei v die longitudinale Geschwindigkeitskomponente ist. In Abbildung 3.10 ist diese Verteilung für verschiedene Temperaturen dargestellt.

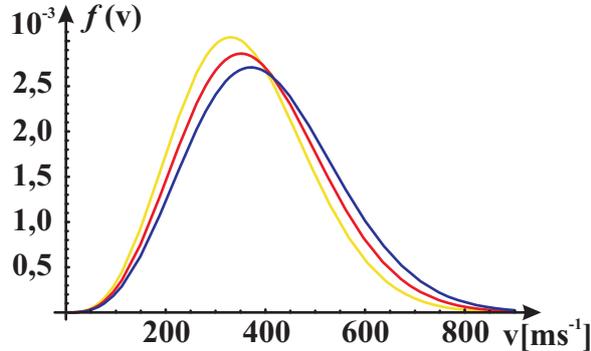


Abbildung 3.10: Geschwindigkeitsverteilung der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente nach Gleichung (3.4) für 110 °C (gelb), 160 °C (rot) und 210 °C (blau). Die Ofentemperatur soll später 160 °C betragen.

3.4.1 Überlegungen zum Fluss einfangbarer Atome

Es ist im Wesentlichen wegen drei Verlustfaktoren ξ_1, ξ_2, ξ_3 nicht möglich, den gesamten Fluss Φ_0 der Atome aus dem Ofen in der MOT zu fangen [Kro02]. Diese Verlustfaktoren sind:

1. Der Isotopenfaktor ξ_1 . Die aus dem Ofen emittierten Atome weisen die natürliche Isotopenzusammensetzung für Rubidium auf. Da nur ^{87}Rb gekühlt und gefangen wird ist $\xi_1 = 0,28$.

2. Der Anteil abbremsbarer Atome ξ_2 . Wie in Abschnitt 2.2.4 bereits erwähnt gibt es für Atome, die in dem Zeeman-Abbremsler abgebremst werden können, eine maximale Anfangsgeschwindigkeit v_0 . Daher ist der Anteil der Atome, die abgebremst werden können:

$$\xi_2 = \frac{\int_0^{v_0} f(v)dv}{\int_0^\infty f(v)dv} = 1 - \left(1 + \frac{v_0^2}{\alpha^2}\right) e^{-\frac{v_0^2}{\alpha^2}}. \quad (3.6)$$

3. Der geometrische Verlustfaktor ξ_3 . Unter der Annahme, dass die MOT alle Atome einfängt, die die MOT-Einfangregion durchfliegen, ist der Anteil gefangener Atome:

$$\xi_3 = \frac{\text{Fluss der Atome durch die MOT-Einfangregion}}{\text{Gesamtfluss der Atome}}. \quad (3.7)$$

Der Fluss der Atome, die tatsächlich in der MOT gefangen werden, ist damit:

$$\Phi = \xi_1 \cdot \xi_2 \cdot \xi_3 \cdot \Phi_0. \quad (3.8)$$

3.4.2 Geometrischer Verlustfaktor ξ_3

Die transversale Aufweitung des Atomstrahls führt zu einem Verlust, beschrieben durch ξ_3 , an Atomen in der MOT-Einfangregion. Diese Aufweitung setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zum einen führen die Atome auf Grund von spontanen Emissionsprozessen (siehe Abschnitt 2.1.1 zur Spontankraft) eine transversale Diffusion aus. Zum anderen sind die Beträge der Geschwindigkeiten in longitudinaler Richtung am Ende des Zeeman-Abbremsers und in transversaler Richtung nahezu gleich, wodurch es zu einer vergrößerten Divergenz im Vergleich zum ungebremsten Durchflug der Atome kommt.

Um den Anteil ξ_3 der „Gesamtintensität“ an Atomen, die durch die MOT-Einfangregion hindurch treten, bestimmen zu können, berechnet man zuerst die Intensitätsverteilung für eine Geschwindigkeitsklasse $0 \leq v_i \leq v_0$ in einer Ebene am Ort der MOT, senkrecht zum Atomstrahl. Die Gesamtintensität in dieser MOT-Ebene erhält man dann aus der Verteilung integriert über alle Geschwindigkeitsklassen v_i .

Das Strahlprofil in der transversalen Richtung x einer Geschwindigkeitsklasse v_i in der MOT-Ebene ist in guter Näherung Gauss-förmig:

$$I_i(x, v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{MOT},i}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{MOT},i}^2(v_i)}\right). \quad (3.9)$$

Die Breite der Verteilung ist [Kro02]:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{MOT},i}^2 = & \left[\frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\varnothing_{\text{Ofen}} + 2\vartheta \left(d_{\text{Ofen}} + L + \frac{(v_i - v_{\text{End}})^2}{2a} \right) \right) \right]^2 \\
 & + \left[\frac{2}{3a} \sqrt{\frac{\hbar k}{m}} (v_i - v_{\text{End}})^{3/2} \right]^2 \\
 & + \left[\left(\vartheta v_i + \frac{\hbar k}{m} \sqrt{\frac{m(v_i - v_{\text{End}})}{\hbar k}} \right) \cdot \frac{d_{\text{MOT}}}{v_{\text{End}}} \right]^2,
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

mit der Länge L des Zeeman-Abbremsers, dem Winkel ϑ unter dem die Atome die Öffnung mit dem Durchmesser $\varnothing_{\text{Ofen}}$ passieren. Die Atome legen dabei im Ofen eine Strecke d_{Ofen} zurück, werden mit $a = \frac{\hbar k \Gamma}{2m}$ von ihrer Geschwindigkeit v_i auf v_{End} abgebremst und dann nach einer Strecke d_{MOT} in der MOT-Ebene gefangen.

Die Breite dieser Verteilung beinhaltet die transversale Aufweitung durch spontane Emission, daher gilt die Gleichungen (3.10) nur für Atome, die schneller sind als v_{End} , da nur diese Atome auch durch die Spontankraft abgebremst werden. Streng genommen gilt Gleichung (3.9) nicht für $v < v_{\text{End}}$, da die Gauss-förmige Intensitätsverteilung durch die spontane Emission zustande kommt. Da der Anteil an Atomen, die den Ofen verlassen und schon eine Geschwindigkeit kleiner $v_{\text{End}} = 30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ haben, wegen der Verteilung (3.4) sehr klein ist (ungefähr 10^3 von 10^{13} emittierten Atomen pro Sekunde) werden sie im Folgenden vernachlässigt. Für die Berechnung des Flusses in die MOT wird davon ausgegangen, dass alle Atome, die eine Geschwindigkeit $v \leq v_{\text{End}}$ haben und die MOT-Region passieren, auch gefangen werden.

Die Gesamtintensitätsverteilung des Atomsstrahls am Ort der MOT ist dann mit der Geschwindigkeitsverteilung (3.4) gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 I(x) &= \int_{v_{\text{End}}}^{v_0} f(v_i) I_i(x, v_i) dv_i \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha^4} \int_{v_{\text{End}}}^{v_0} \frac{v^3}{\sigma_{\text{MOT},i}} e^{-\left(\frac{v^2}{\alpha^2} + \frac{x^2}{2\sigma_{\text{MOT},i}^2}\right)} dv_i
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Da die Intensitätsverteilung radialsymmetrisch ist wird von der Koordinate x auf eine Radialkoordinate $r > 0$ übergegangen. Damit ist ξ_3 :

$$\xi_3 = \frac{\int_0^{r_c} I(r) dr}{\int_0^\infty I(r) dr}. \tag{3.12}$$

Der Einfangradius der MOT ist $r_c = \varnothing_{\text{MOT}}/2$.

3.4.3 Atomfluss in die magneto-optische Falle

Folgende Daten werden im Experiment angestrebt oder sind durch die Geometrien vorgegeben:

$$\begin{aligned} \varnothing_{\text{Ofen}} &= 3 \text{ mm} & T &= 160 \text{ }^\circ\text{C} & d_{\text{Ofen}} &= 50 \text{ cm} & d_{\text{MOT}} &= 12,5 \text{ cm} \\ \varnothing_{\text{MOT}} &= 2,0 \text{ cm} & \vartheta &= 0,003 & a &= 1,1 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} & v_{\text{End}} &= 30 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

Mit einer Zeeman-Abbremsers-Länge von $L = 85 \text{ cm}$ ergibt sich eine maximal einzufangende Geschwindigkeit von $431 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Wie in Kapitel 3.5 dargelegt wird, ist das maximale Feld des Abbremsers aus Sicherheitsgründen kleiner gewählt, weshalb nur Atome mit einer maximalen Geschwindigkeit von $v_0 = 305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abgebremst werden können. Aus Gleichung (3.6) erhält man dann $\xi_2 = 0,28$, sowie $\xi_3 = 0,20$ aus Gleichung (3.12). Bei der gegebenen Temperatur wird ein Fluss von $\Phi_0 = 1,3 \cdot 10^{13} \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$ emittiert. Der Fluss in die MOT ist $\Phi = 3,1 \cdot 10^{10} \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$.

In Abbildung 3.11 ist die Abhängigkeit des Flußes in die MOT zur Ofentemperatur gezeigt.

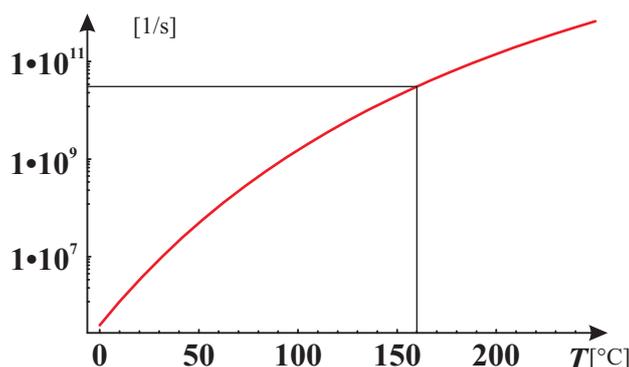


Abbildung 3.11: Einfluss der Ofentemperatur auf den Atomfluss in die MOT

Bei höheren Ofentemperaturen ist zwar der theoretische Fluss in die MOT höher, allerdings steigt der Dampfdruck nach Gleichung (3.1) exponentiell an. Der Fluss an Atomen, die nicht abgebremst werden, nimmt so stark zu, dass die MOT zunehmend durch Stöße mit Hintergrundgas gestört wird. Auf diese Weise liesse sich zwar der Fluss an Atomen durch die MOT-Einfangregion erhöhen, die Atomzahl in der MOT würde aber dadurch nicht zunehmen.

3.5 Zeeman-Abbremsers

3.5.1 Design

Der in Abbildung 3.12 blau gezeichnete Verlauf des Magnetfeldes ist durch Gleichung (2.31) gegeben. Der Zeeman-Abbremsers, der tatsächlich gewickelt wurde, enthält im Wesentlichen

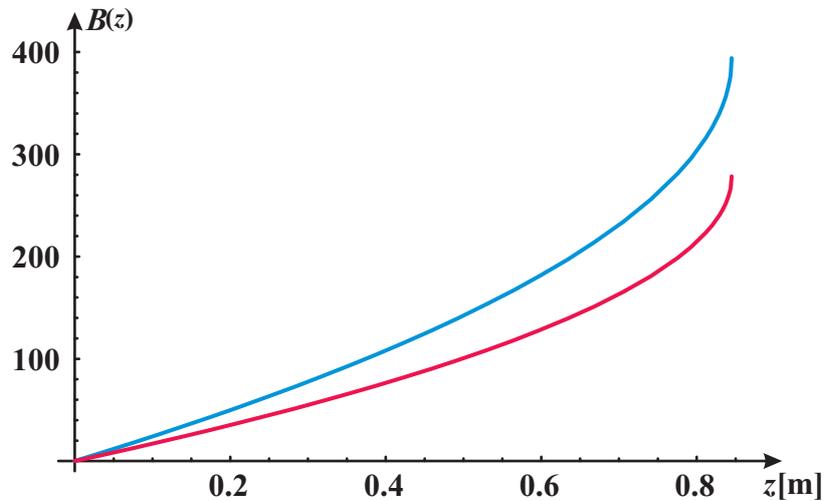


Abbildung 3.12: *Blaue Kurve: Nach Gleichung (2.31) benötigtes Magnetfeld um Atome von einer maximalen Geschwindigkeit v_0 auf v_{End} abzubremesen. Rote Kurve: Magnetfeld mit Sicherheitsfaktor 2.*

zwei Änderungen auf die hier eingegangen werden soll.

Der Sicherheitsfaktor

Da es praktisch unmöglich ist den durch Gleichung (2.31) gegebenen Feldverlauf zu erzeugen ist ein Sicherheitsfaktor nötig. Würde das Magnetfeld nämlich an einer Stelle zu steil verlaufen, so könnten die Atome außer Resonanz geraten und nicht mehr abgebremst werden. Ein zu flacher Feldverlauf würde die Doppler-Verschiebung nicht mehr optimal kompensieren und so die Atome nicht mehr effektiv abbremesen.

Um etwas „Spielraum“ zu erhalten wurde der Abbremsler mit einem Sicherheitsfaktor von 2 in der Länge L konstruiert. Das heisst, der Zeeman-Abbremsler erzeugt ein maximales Feld, für das im besten Fall eine Länge L nötig wäre, die halb so lang ist wie die verwendete. Anders ausgedrückt wäre es mit der verwendeten Länge möglich ein größeres Magnetfeld zu erzeugen und so schnellere Atome abzubremesen. Die rote Kurve in Abbildung 3.12 zeigt den theoretischen Verlauf des neuen Magnetfeldes.

Der Magnetfeldoffset

Das Magnetfeld hat durch diesen Sicherheitsfaktor einen maximalen Wert von $B = 278$ G. Die durch das Magnetfeld hervorgerufene zusätzliche Energiedifferenz der beiden Niveaus $|F = 2, m_F = -2\rangle$ und $|F = 3, m_F = -3\rangle$ ist:

$$\Delta E = (m_{F'} g_{F'} - m_F g_F) \mu_B B, \quad (3.13)$$

3 Experimenteller Aufbau

was einer Frequenzverschiebung der beiden Niveaus voneinander von $\Delta\nu = -1,4 \frac{\text{MHz}}{\text{G}}$ entspricht. Aus Abbildung 3.1 ist aber ersichtlich, dass man bei einem um $\delta\nu = 389 \text{ MHz}$ gegen den $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang rot verstimmt Laser in Resonanz mit dem $|F' = 1\rangle$ -Zustand kommt. Um Anregungen der Atome in der MOT in diesen Zustand zu verhindern, wird ein Offset von $B_0 = 150 \text{ G}$ so auf das in Abbildung 3.12 gezeigte Magnetfeld addiert, dass der Laser um weitere 210 MHz rot verstimmt werden muss und zu keinem Niveau der ruhenden Atome resonant ist.

Mit diesen Vorgaben wurde mit Hilfe eines MatLab-Programms [Kro02] der Wickelplan für den Zeeman-Abbremsers erstellt. Dieser Wickelplan, die errechnete Theoriekurve, das gemessene Magnetfeld (Hall-Sonde: Honeywell, Typ 634SS2), sowie die Abweichung der Messung von der Theorie sind in Abbildung 3.13 gezeigt.

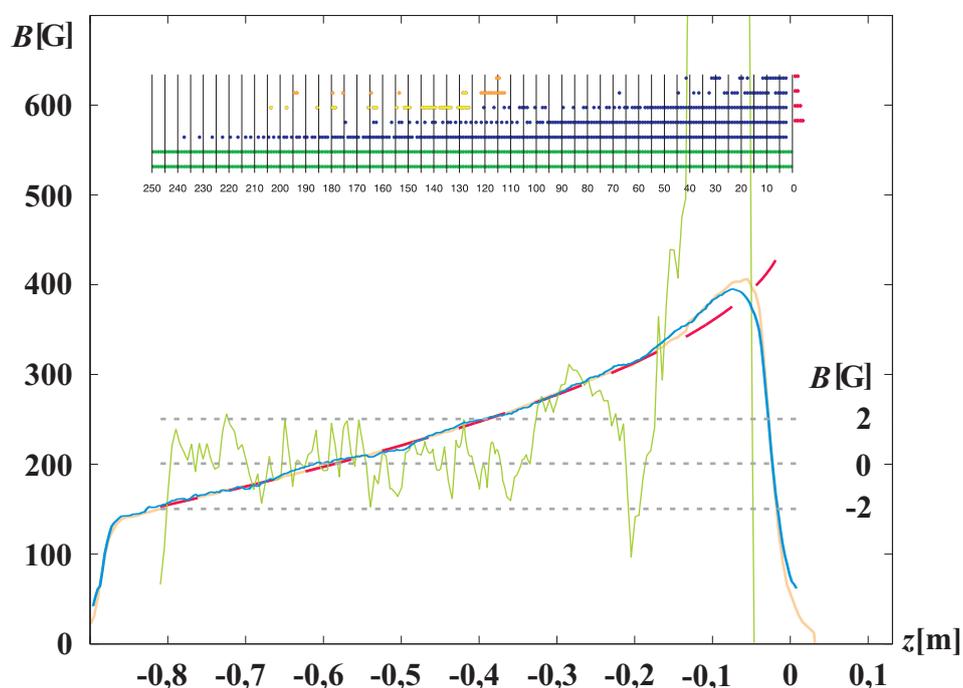


Abbildung 3.13: *Strom durch die Windungen im Wickelplan: Grüne 20 A, blaue 15 A, rote 100 A, gelbe -5,7 A und orange 5,7 A. Die rote Kurve zeigt den theoretischen, die braune den errechneten und die blaue Kurve den gemessenen Feldverlauf (Skala auf der linken Seite). Die grüne Kurve gibt die Differenz zwischen dem theoretischen und dem errechneten Feldverlauf an.*

Abbildung 3.14 zeigt ein Bild (oben) und eine CAD-Zeichnung (unten) des verwendeten Zeeman-Abbremsers.

Das Verhalten verschiedener Geschwindigkeitsklassen beim Durchfluss durch den Zeeman-Abbremsers wurde mit Hilfe eines, in MatLab programmierten, Flugsimulators [Kro02] getestet. Er zeigt, wie in Abbildung 3.15 zu sehen ist, die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort während des Aufenthaltes im Abbremsers.

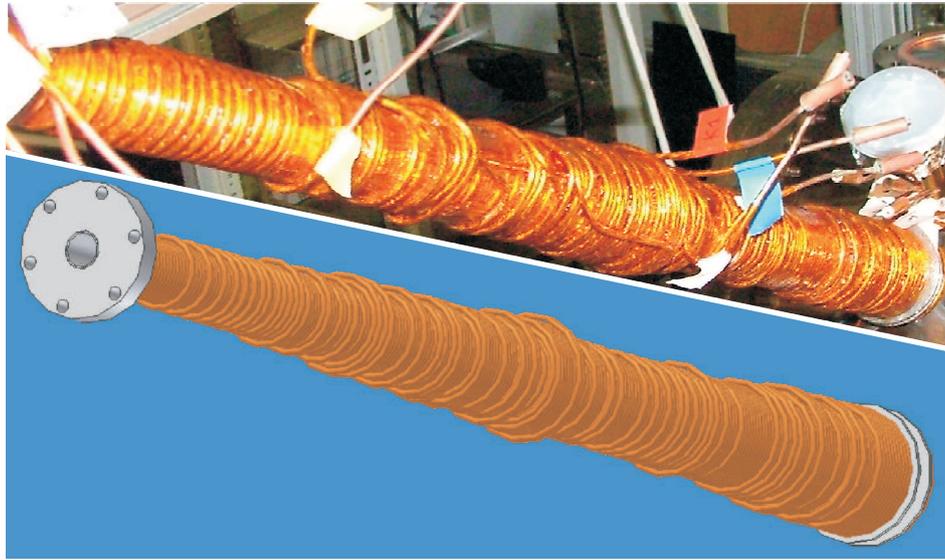


Abbildung 3.14: Oben: Eingebauter Abbremsler mit Strom- und Wasseranschlüssen. Unten: CAD-Zeichnung des Zeeman-Abbremsers.

3.5.2 Lasersystem für den Zeeman-Abbremsler

Zur Abbremsung der Atome wird der Übergang $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ benutzt, da sich diese beiden Niveaus bei steigendem Magnetfeld einander annähern und so die Doppler-Verschiebung kompensiert werden kann. Würden sich die Niveaus von einander entfernen, so würde der σ -polarisierte Bremslaser mit steigendem Magnetfeld bezüglich des Atoms immer weiter rotverschoben und das Licht wäre nicht mehr in Resonanz mit dem Übergang.

Der Zeeman-Abbremsler erzeugt ein maximales Magnetfeld (siehe Abbildung 3.12) von $B_{\max} = 428 \text{ G}$ mit $B_0 = 150 \text{ G}$ Offset. Auf dem $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergang ist es also möglich eine Doppler-Verschiebung von $\Delta\nu = 389 \text{ MHz}$ zu kompensieren. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von $v_0 = 304 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. In die Verstimmung für den Kühllaser geht noch eine zusätzliche Verstimmung durch den Offset von 210 MHz ein. Der Laser muss also gegen den $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergang um $\Delta\nu = 599 \text{ MHz}$ rot verschoben sein.

Um die Atome effektiv auf diesem Übergang treiben zu können ist es nötig, dass diese sich schon zu Beginn der Kühlphase in dem $|F = 2, m_F = -2\rangle$ -Zustand befinden, da für alle anderen Niveaus der Laser mit steigendem Magnetfeld immer mehr ausser Resonanz gerät. Für die folgende Abschätzung wird davon ausgegangen, dass sich die Atome auf dem Weg vom Ofen bis zum Zeeman-Abbremsler in einem schwachen Magnetfeld befinden, so dass eine Quantisierungsachse vorgegeben ist. Die Atome legen vom Ofen bis zum Zeeman-Abbremsler eine Strecke von $d_{\text{Ofen}} = 46,5 \text{ cm}$ zurück und benötigen dafür eine Zeit von $t = 1,53 \text{ ms}$, wenn sie mit der maximal noch einzufangenden Geschwindigkeit $v_0 = 304$

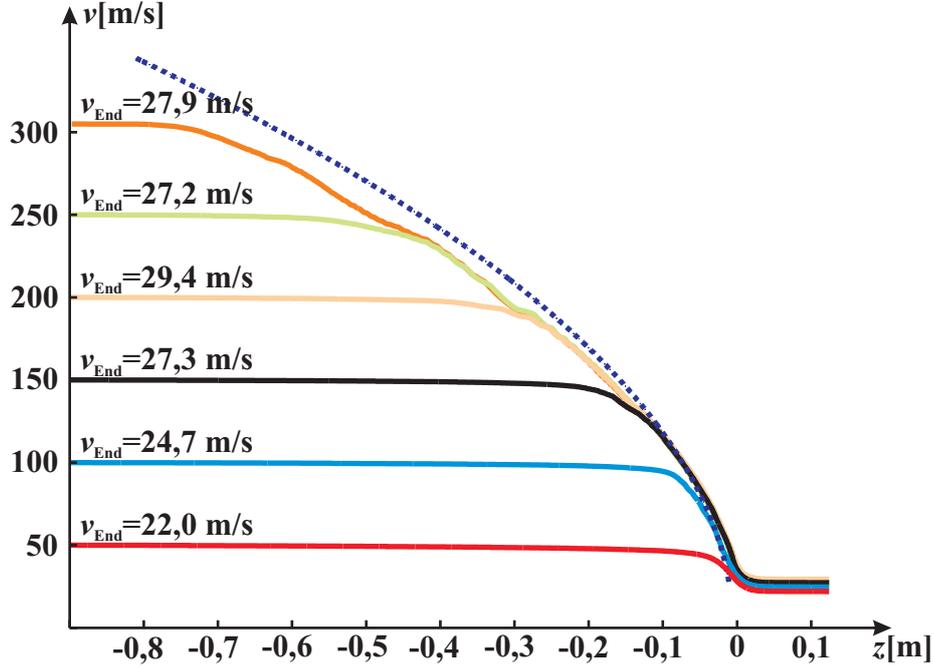


Abbildung 3.15: Simulation von Durchflügen verschiedener Geschwindigkeitsklassen durch den Zeeman-Abbremsler. Die Geschwindigkeiten sind: $305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (orange), $250 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (grün), $200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (beige), $150 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (schwarz), $100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (blau) und $50 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (rot). Blau gestrichelt ist der theoretische Geschwindigkeitsverlauf nach Gleichung 2.27 gezeigt. Der Simulation liegt das gemessene Magnetfeld des Zeeman-Abbremsers zu Grunde.

$\frac{\text{m}}{\text{s}}$ fliegen. Während dieser Zeit sind sie dem $I = 20 \text{ mW}$ starken, auf ca 1 cm^2 fokussiert Abbremslaser, der um $\Delta\nu = 599 \text{ MHz}$ gegen den $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergang rot verstimmt ist, ausgesetzt. Die Sättigungsintensität wird aus Tabelle 3.1 zu $I_{\text{sat}} = 1,6 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$ entnommen. Damit ergibt sich für eine Geschwindigkeit von v_0 eine spontane Streurrate von $\Gamma_{\text{sc}} = 47,9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Somit werden 73 Photonen bis zum Eintritt in den Zeeman-Abbremsler gestreut. Abbildung 3.16 a) zeigt die Abhängigkeit der Anzahl n gestreuter Photonen von der Geschwindigkeit für den Kühllaser. Bewegen sich die Atome lediglich mit der Geschwindigkeit $v = 156 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, so legen sie die Strecke d_{Ofen} in $t = 2,98 \text{ ms}$ zurück. In diesem Fall ist die spontane Streurrate $\Gamma_{\text{sc}} = 13,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ und es werden mindestens 39 Photonen gestreut. Dies ist ausreichend um die Atome in den „richtigen“ Zustand zu pumpen. Es kann also davon ausgegangen werden, dass sich zu Beginn des Kühlprozesses im Zeeman-Abbremsler alle Atome in dem Übergang $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ befinden. Aus diesem Übergang können die Atome nicht mehr in unerwünschte Zustände, die nicht am Kühlzyklus teilnehmen, zerfallen.

Um Atome, die den Ofen im $|F = 1\rangle$ -Zustand verlassen oder aus anderen Zuständen in diesen zerfallen, in den Kühlzyklus zu bringen wird ein Rückpumper benötigt. Da der $|F = 1\rangle$ -Zustand einen Landé-Faktor von $g_F = -\frac{1}{2}$ besitzt ist es nicht möglich den Laser über die Strecke des Zeeman-Abbremslers in Resonanz mit dem Atomen zu halten. Der Rückpumper

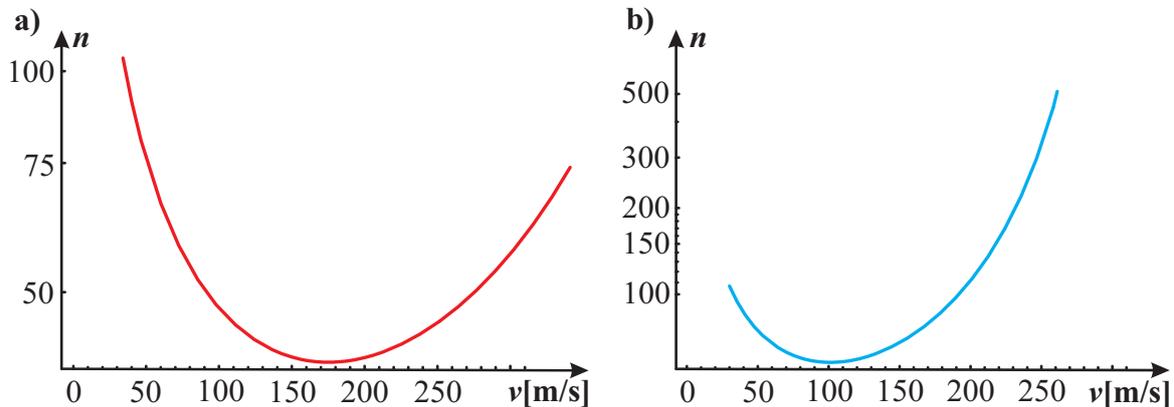


Abbildung 3.16: *Bild a)*: Anzahl der auf dem Weg vom Ofen zum Zeeman-Abbremsler aus dem Abbremslaser gestreuten Photonen als Funktion der Geschwindigkeit der Atome bei einer Verstimmung von -599 MHz gegenüber dem $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergang. *Bild b)*: Anzahl der Photonen, die aus dem Rückpumplaser gestreut werden. Dieser hat eine Verstimmung von -389 MHz gegenüber dem $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang.

wird daher so gegen den $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang verstimmt ($\Delta\nu = 389$ MHz), dass er mit der schnellsten noch einzufangenden Geschwindigkeitsklasse v_0 zwischen Ofen und Zeeman-Abbremsler resonant ist. Im Abbremsler selber „bewegt“ sich der $|F = 1, m_F = -1\rangle$ auf den den $|F = 2, m_F = -2\rangle$ -Zustand zu, wodurch der Laser zu sehr blauverschoben ist, um den Übergang treiben zu können. Befinden sich die Atome erst einmal im $|F = 2\rangle$ -Zustand werden sie, wie oben dargelegt, in den $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergang gepumpt und können nicht erneut in den $|F = 1\rangle$ -Zustand zerfallen. Daher ist es ausreichend die Atome bevor sie in den Zeeman-Abbremsler eintreten umzupumpen. Dass dies effektiv funktioniert zeigt Abbildung 3.16 b). Bei einer Geschwindigkeit von $v = 101 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ werden, trotz der kleineren Leistung von $I = 8$ mW noch $n = 57$ Photonen gestreut. Abbildung 3.17 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen den einzelnen Beiträgen der Verstimmung des Atoms.

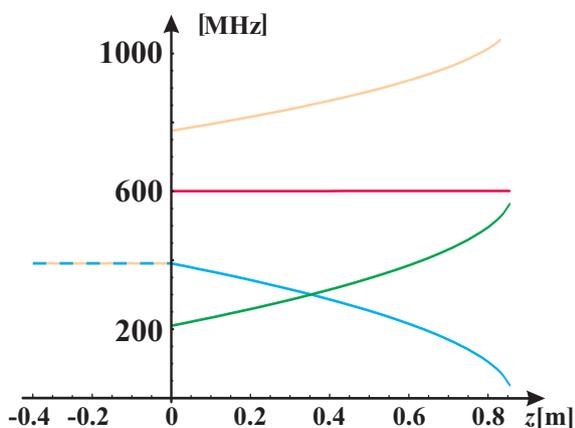


Abbildung 3.17: *Beiträge zur Verstimmung des $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergangs im Laborsystem. Die blaue Kurve zeigt die Verstimmung durch die Dopplerverschiebung, die grüne die Verstimmung durch die Zeeman-Aufspaltung und die rote Linie gibt die Gesamtverstimmung des $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = -3\rangle$ -Übergangs an. Die Gesamtverstimmung des $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = -2\rangle$ -Übergangs ist braun gezeigt.*

3.6 Clover-Leaf-Magnetfalle

Abbildung 3.18: *Clover-Leaf-Magnetfalle*. Jede Seite besteht aus 4 Clover-Leaf-Spulen für den radialen Einschluss, sowie jeweils einer Pinch-Spule. Nicht zu sehen sind die Offsetspulen, die wie in Abbildung 2.6 gezeichnet, eingebaut und vom selben Strom wie die Pinch-Spulen durchflossen werden.



In Abbildung 2.6 ist das Design, in Abbildung 3.18 die Realisierung der Clover-Leaf-Magnetfalle gezeigt. Die Spulen bestehen aus einem mit Kaptonband isoliertem Kupferrohr mit einem Außendurchmesser von 4mm.

3.6.1 Das Magnetfeld der Clover-Leaf-Spulen

In Abbildung 3.19 a) ist das mit einer Hall-Sonde (Honeywell, Typ 634SS2) vermessene Feld in axialer Richtung der Pinch-Spulen bei einem Strom von $I = 30A$ geplottet.

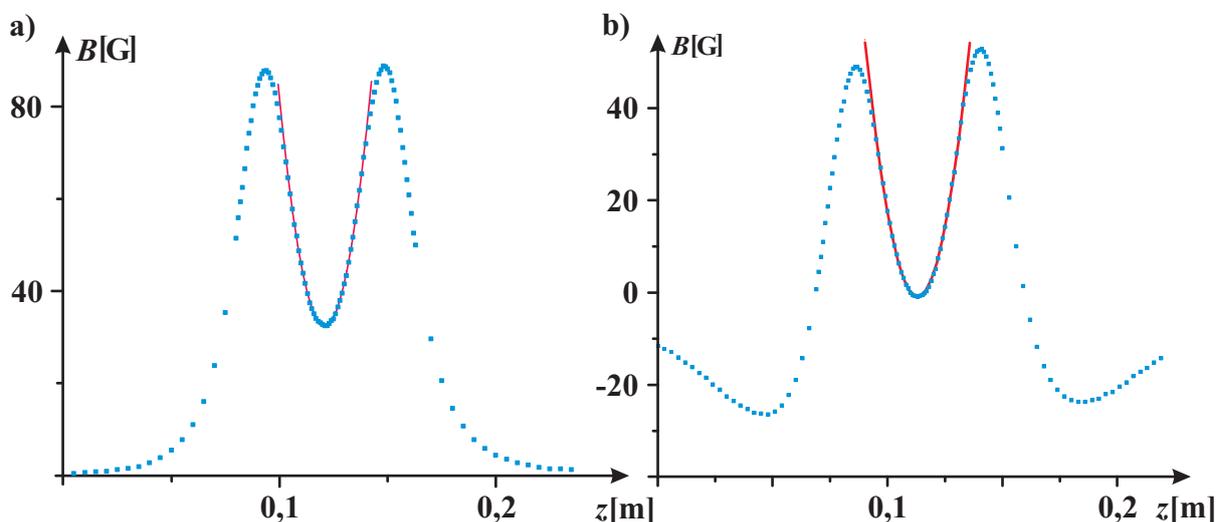


Abbildung 3.19: *Abbildung a)*: Magnetfeld der Pinch-Spulen in axialer Richtung ohne Kompensation des Offsetfeldes. *Abbildung b)*: Magnetfeld der Pinch- und Offset-Spulen in axialer Richtung. Der Strom durch die Spulen beträgt $30A$.

Im Zentrum wurde eine Parabel angefitet um die Krümmung des Magnetfeldes in dieser Richtung zu ermitteln. Diese beträgt $\frac{B''}{I} = 0,75 \frac{G}{A \cdot cm^2}$.

Aus Abbildung 2.7 ist ersichtlich, dass die Falle durch Kompensation des Offset-Feldes in axialer Richtung, in radialer Richtung komprimiert werden kann. Um den Offset von $\frac{B_0}{I} = 1,08 \frac{\text{G}}{\text{A}}$ zu kompensieren werden zusätzlich ein Helmholtz-Spulenpaar eingesetzt. Die Pinch- und Helmholtz-Spulen werden mit dem selben Netzgerät betrieben, dadurch kompensiert sich das Stromrauschen. Da die Kompensationsspulen nicht genau in Helmholtz-Anordnung angebracht sind, ändert die Kompensation die Krümmung des Magnetfeldes auf $\frac{B''}{I} = 0,71 \frac{\text{G}}{\text{A}\cdot\text{cm}^2}$, so dass eine Krümmung von $B'' = 355 \frac{\text{G}}{\text{cm}^2}$ bei einem vorgesehenen Strom von $I_{\text{Pinch}} = 500 \text{ A}$ zu erwarten ist. Abbildung 3.19 b) zeigt die zugehörige Messung. Der Offset wurde auf -1 G leicht überkompensiert. Die Halter für die Offset-Spulen wurden allerdings so konstruiert, dass eine spätere Änderung der Kompensation durch Veränderung des Abstandes der Offset-Spulen zu einander möglich ist. Im Experiment soll der Offset $B_0 = 1 \text{ G}$ betragen. Für die Fallenfrequenz des $|F = 2, m_F = +2\rangle$ -Zustandes ergibt sich nach Gleichung (2.35) eine Fallenfrequenz in axialer Richtung von $\nu_z = 24 \text{ Hz}$.

Den linearen Feldverlauf des Magnetfeldes in radialer Richtung ist in Abbildung 3.20 a) und b) dargestellt, wobei sich beiden Messungen durch die Orientierung der Hall-Sonde zu den Clover-Leaf-Spulen unterscheiden.

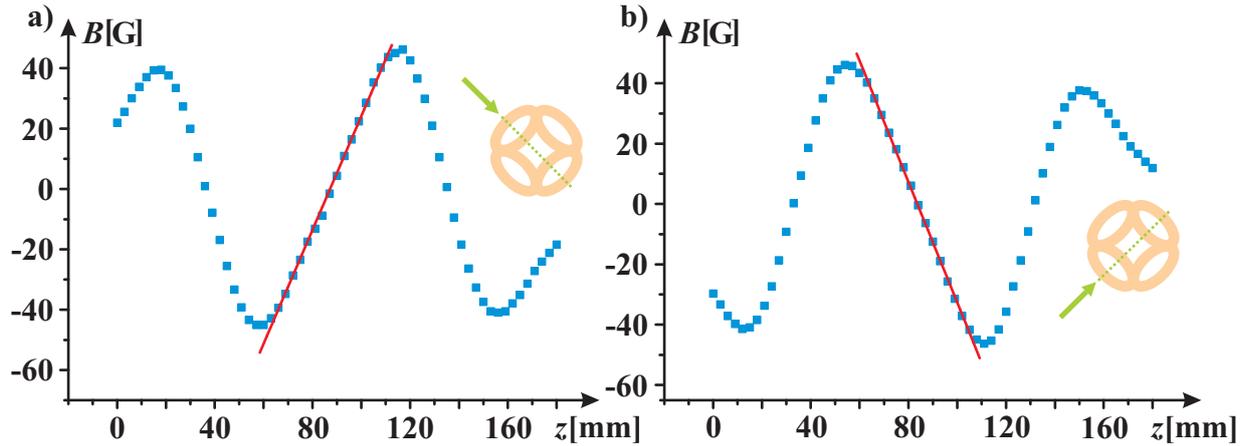


Abbildung 3.20: Magnetfeld der Clover-Leaf-Spulen in radialer Richtung. Der Strom durch die Spulen beträgt 30A. Die Orientierung der Hall-Sonde zu den Spulen ist in den jeweiligen Teilbildern dargestellt.

Der Betrag des Gradienten des Magnetfeldes wird aus Abbildung 3.20 a) zu $B'_1 = 18,9 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ und aus Abbildung 3.20 b) zu $B'_2 = 20,0 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ entnommen. Im Mittel ist der Gradient also $\frac{B'}{I} = 0,65 \frac{\text{G}}{\text{A}\cdot\text{cm}}$, wobei die Clover-Leaf-Spulen von einem Strom $I_{\text{CL}} = 550 \text{ A}$ durchflossen werden sollen und sich so ein Gradient von $B' = 358 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ ergibt. Aus Gleichung (2.34) erhält man die Fallenfrequenz in radialer Richtung $\nu_\rho = 454 \text{ Hz}$, wobei der Offset zu 1G angenommen wurde.

Um die minimale Tiefe der Falle zu ermitteln wurden aus Abbildung 3.19 b) die Peakhöhen ermittelt, dannach ist das Feld im Zentrum $\frac{\Delta B_{\text{F}}(z)}{I} = \frac{1}{I} (B_{\text{Peak}}(z) - B_{\text{min}}(z)) = 1,66 \frac{\text{G}}{\text{A}}$. Bei einem Strom von 500 A ergibt sich so eine Fallentiefe von $T_{\text{F}} = 55,8 \text{ mK}$.

Um die Falltiefe in radialer Richtung zu bestimmen, werden die Felder, die in Abbildung 3.20 gezeigt sind, verwendet. Es ergibt sich im Mittel ein Feld von $\frac{\Delta B_F(\varrho)}{I} = \frac{1}{2I}(B_{\max}(\varrho) - B_{\min}(\varrho)) = 1,53 \frac{\text{G}}{\text{A}}$. Bei einem Strom von 550 A durch die Clover-Leaf-Spulen ergibt sich so eine Falltiefe von $T_F = 56,5 \text{ mK}$.

3.6.2 Magnetfeld für die MOT

Das Magnetfeld für die magnetooptische Falle wird mit Hilfe der Pinch-Spulen, die dann gegenseitig vom Strom durchflossen werden, erzeugt. Der typischerweise benötigte Gradient für die MOT ist $B'_{\text{MOT}} = 15 \text{ G/cm}$, wofür ein Strom durch die Pinch-Spulen von $I_{\text{MOT}} = 29,5 \text{ A}$ benötigt wird.

3.6.3 Transfer der MOT in die Magnetfalle

Um eine MOT mit einer axialen Breite $\sigma_z = 2,1 \text{ mm}$ und einer radialen Breite $\sigma_\varrho = 2,4 \text{ mm}$ (siehe Abschnitt 4.1) und einer Temperatur von $T = 50 \mu\text{K}$ in die Magnetfalle umzuladen ist nach Gleichung (2.39) eine Krümmung in axialer Richtung von $B''_z = 16,9 \frac{\text{G}}{\text{cm}^2}$ nötig. Um diese Krümmung mit der Magnetfalle zu erzeugen müssen die Pinch-Spulen von $I_P = 22,5 \text{ A}$ durchflossen werden. Dadurch ergibt sich ein Offset (siehe Abschnitt 3.6.1) von $B_0 = 24,4 \text{ G}$.

Die radiale Krümmung $B''_\varrho = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''_z}{2}$ wird nach Gleichung (2.38) berechnet. Man erhält so $B''_\varrho = 12,9 \text{ G}$ und mit B_0 einen radialen Gradienten $B'_\varrho = 22,8 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$. Um diesen Gradienten zu erzeugen müssen die Clover-Leaf-Spulen von $I_{\text{CL}} = 35,1 \text{ A}$ durchflossen werden.

3.6.4 Zusammenfassung

Größe	Strom I in A	Wert	Fallenfrequenz ν in Hz
MOT:			
B'_ϱ	29,5	$15 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$	
Harmonische Falle:			
B_0		24,4 G	
B'_ϱ	35,1	$22,8 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$	
B''_ϱ		$12,9 \frac{\text{G}}{\text{cm}^2}$	58,5
B''_z	22,5	$16,9 \frac{\text{G}}{\text{cm}^2}$	5,22
Lineare Falle:			
B_0		1,00 G	
B'_ϱ	550	$358 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$	454
B''_z	500	$355 \frac{\text{G}}{\text{cm}^2}$	24

3.8 Lasersystem

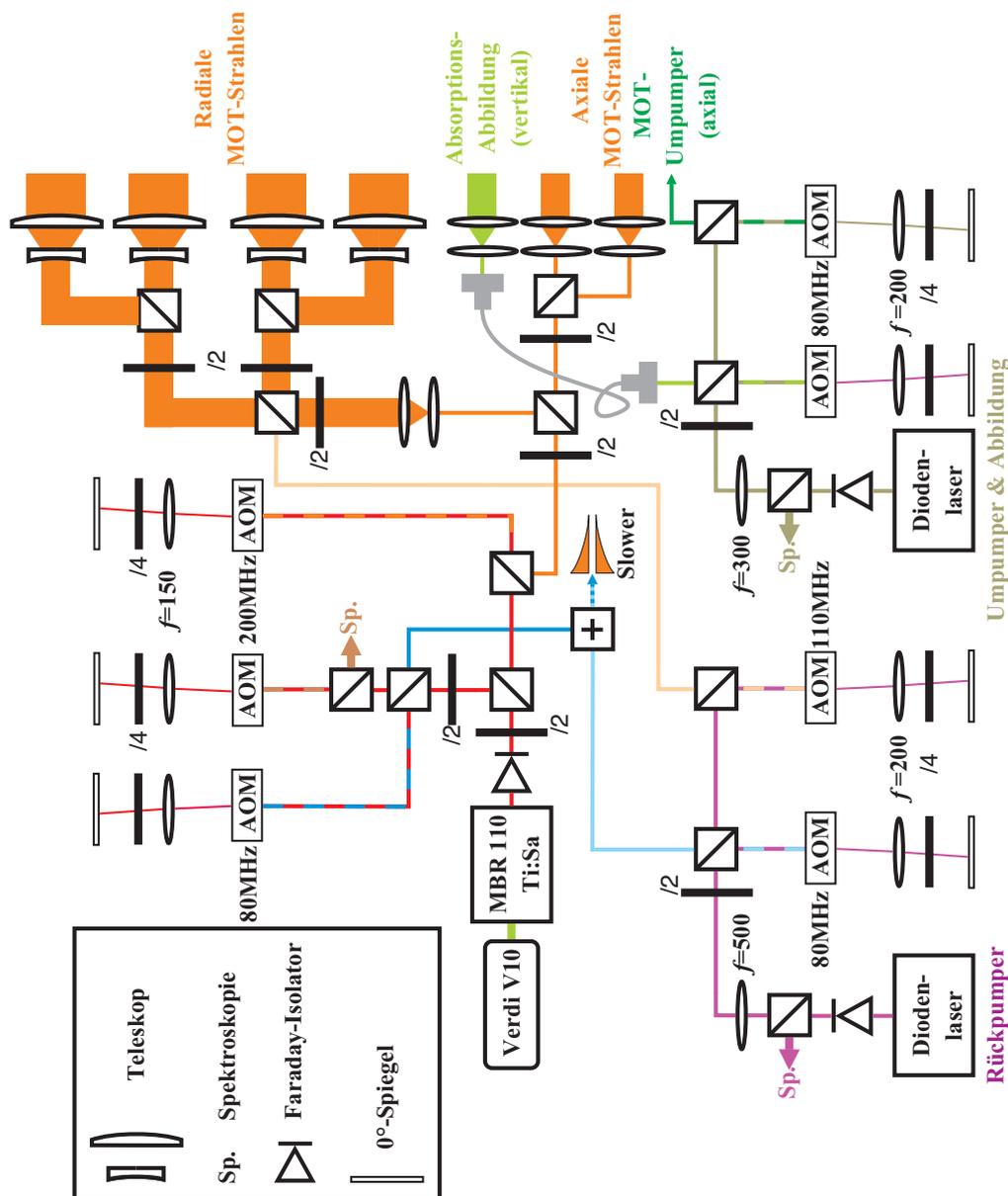


Abbildung 3.22: Skizze des Lasersystems

In Abbildung 3.22 ist das Lasersystem, das zum Kühlen und Fangen der Atome verwendet wird skizziert. Als Hauptlaser kommt ein Titan-Saphir Laser (Coherent, MBR E-110), der von einem Nd:Yag-Laser (Coherent, Verdi-V10) gepumpt wird.

Die für das Experiment verwendeten Verstimmungen sind in Abbildung 3.23 zusammengefasst.

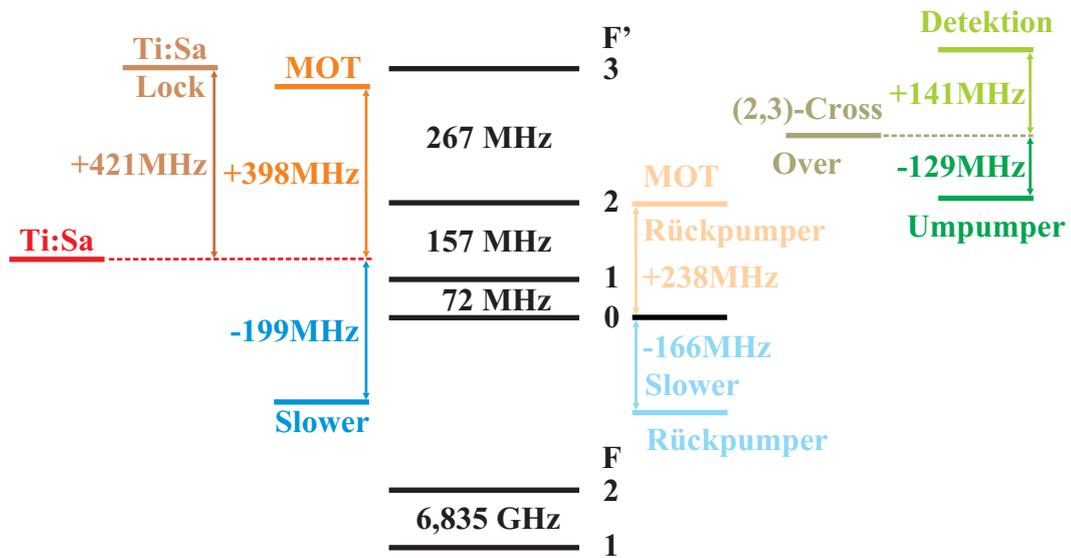


Abbildung 3.23: Zusammenfassung der im Experiment verwendeten Verstimmungen und Lock-Punkte.

Die in den Abbildungen 3.24 bis 3.26 zeigen die Spektroskopiesignale und die verwendeten Lock-Punkte der drei, in Abbildung 3.22 gezeichneten, Laser.

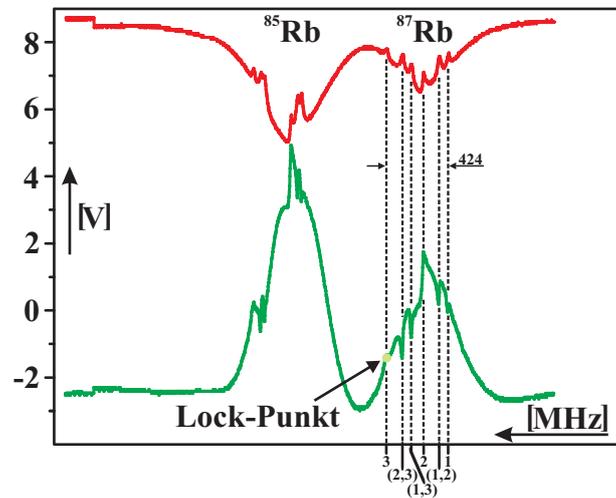


Abbildung 3.24: Spektroskopiesignal (rot) des Ti:Sa-Lasers. Neben der Charakterisierung des Signals ist auch der verwendete Lock-Punkt eingezeichnet.

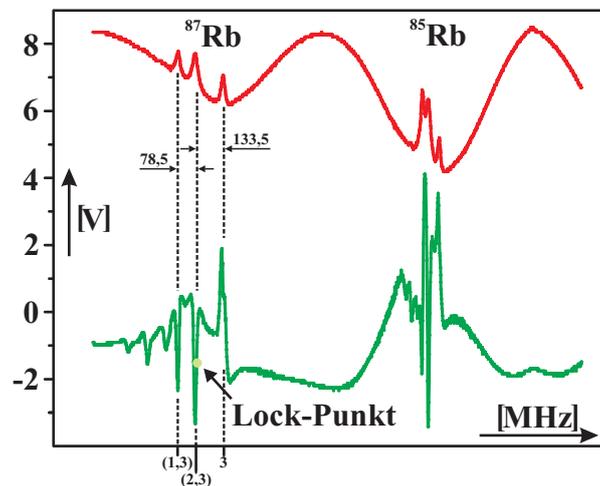


Abbildung 3.25: Spektroskopiesignal (rot) des Diodenlasers für die Abbildung und zum Umpumpen, sowie dessen Lock-Punkt.

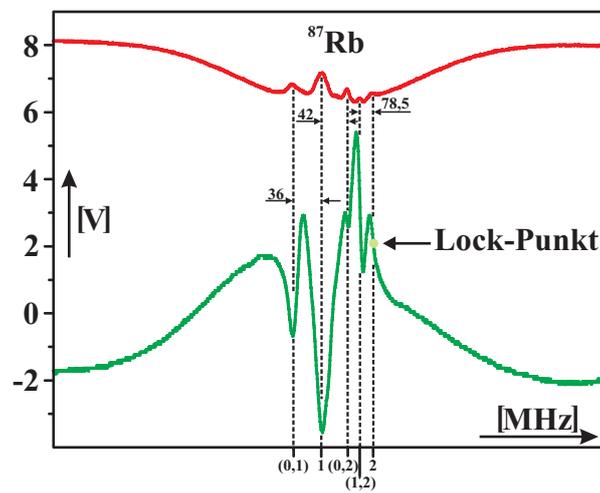


Abbildung 3.26: Spektroskopiesignal (rot) des Diodenlasers für die Rückpumper, sowie dessen Lock-Punkt.

3.9 Radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung

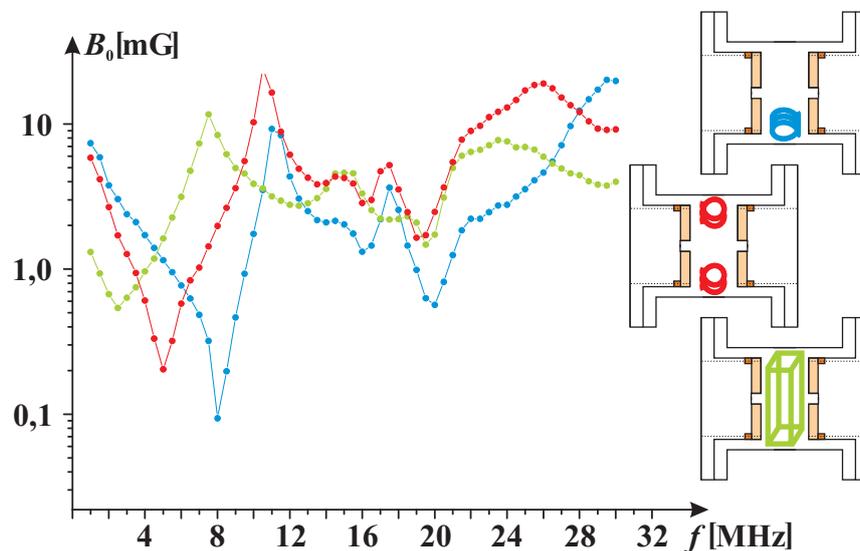


Abbildung 3.27: Magnetfelder verschiedener Geometrien der RF-Spulen. Die Skizzen neben den Kurven symbolisieren die verwendete Geometrie.

In Abbildung 3.27 ist der Magnetfeldverlauf für verschiedene Spulenkonfigurationen als Funktion der Frequenz gezeigt. Die Skizzen neben den Messkurven symbolisieren die verwendete Geometrie. Die tatsächliche Orientierung der Spulen kann aus Abbildung 3.3 entnommen werden. Die blaue Kurve zeigt demnach eine einzelne Spule mit drei Wicklungen, die rote Kurve zwei Spulen, die gleichsinnig vom Strom durchflossen werden, und die grüne Kurve eine kastenförmige Geometrie. Diese Geometrie konnte nicht verwendet werden, da die Drähte ansonsten zu dicht an den Kondensatorplatten gewesen wären.

Das Magnetfeld der roten Geometrie, die in dem aktuellen Aufbau verwendet wird, ist, wenn man von der unpraktikablen grünen Geometrie absieht, diejenige die den besten Magnetfeldverlauf aufweist.

Nach Gleichung 2.46 kann die Temperatur der Atome berechnet werden, wenn sie von der harmonischen Falle in die lineare Falle in radialer Richtung komprimiert werden. Dabei wurden für den Magnetfeldgradienten in radialer Richtung B'_{lin} und die axiale Krümmung B''_{lin} die Werte aus Abschnitt 3.6.1 genommen. Die Berechnungen zur harmonischen Falle befinden sich in Abschnitt 3.6.3. Auf diese Weise errechnet sich eine Temperatur nach der Kompression von $T_{\text{harm} \rightarrow \text{lin}} = 719 \mu\text{K}$.

Um Atome mit dieser Temperatur aus der Falle zu entfernen berechnet sich aus Gleichung (2.49) bei einem angenommenen Abschneideparameter von $\eta = 10$ eine Frequenz von $\nu_{\text{RF}} = 75,6 \text{ MHz}$. Diese Frequenz stellt die obere Grenze dar, von der aus nach unten gerammt wird um die heißen Atome aus der Falle zu entfernen.

Mit dem verwendeten Funktionsgenerator (Eigenbau der Elektronikwerkstatt) können Fre-

quenzen bis 45 MHz erzeugt werden, so dass noch eine Frequenzverdopplung eingesetzt werden muss.

4 Experimentelle Ergebnisse

Nachdem die Kammer aufgebaut und evakuiert wurde, wurden die Spulen eingesetzt. Ebenso war noch das Lasersystem rund um die Kammer aufzubauen. Zum Abschluss dieser Arbeit sollen nun einige Daten präsentiert werden, die in der neuen Kammer gemessen wurden. Die MOT, an der die Messungen gemacht wurden ist in Abbildung 4.1 rechts zu sehen. Sie ist so groß, dass sie problemlos mit dem Auge erkannt werden kann.

4.1 Eigenschaften der MOT

Um die Eigenschaften der MOT zu bestimmen wurde eine Fotodiode geeicht und mit einer, ebenfalls geeichten, CCD-Kamera (Theta Systems, SIS-90) Messungen zur Dichte, Größe der MOT und Atomzahl gemacht.

4.1.1 Bestimmung der Atomzahl mit Hilfe einer Fotodiode

Um die Atomzahl in der MOT ermitteln zu können, wurde die Fotodiode mit Hilfe eines Powermeters geeicht. Die Eichung ergab:

$$P = 2,23 \mu\text{W} \frac{U}{\text{V}}.$$

Der Anteil η_{RW} des Lichtes, das von der der MOT in den ganzen Raumwinkel ausgestrahlt, auf die aktive Schicht der Fotodiode trifft ist $\eta_{\text{RW}} = 1,2 \cdot 10^{-4}$. Damit lässt sich die Atomzahl durch [Kal03]:

$$N = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{P}{\Gamma_{\text{St}} \eta_{\text{CG}} \eta_{\text{RW}}} \frac{U}{\text{V}} \mu\text{W} = 8,32 \cdot 10^9 \frac{U}{\text{V}} \quad (4.1)$$

berechnen. Die Streurrate Γ_{St} ist durch Gleichung (2.4) gegeben und nimmt bei hohen Intensitäten den Wert $\Gamma/2$ an. Der Faktor η_{CG} gibt den Clebsch-Gordan-Koeffizienten an und hat für zirkular polarisiertes Licht auf dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang den Wert $7/15$.

Die maximale Spannung an der Photodiode bei der in Abbildung 4.2 gezeigten Messung betrug $U = 2,59 \text{ V}$. Damit errechnet sich eine maximale Anzahl von $N_{\text{max}} = 2,15 \cdot 10^{10}$ Atomen in der MOT. Die Leistung in jedem der sechs MOT-Strahlen betrug 43 mW .

4.1.2 Bestimmung der MOT-Eigenschaften mit Hilfe der CCD-Kamera

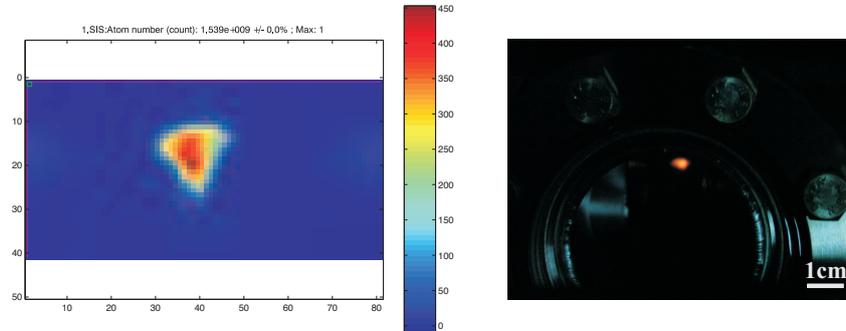


Abbildung 4.1: Links: Mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommenes Bild der MOT. Rechts: Fotografie der MOT.

Die Auswertung der Bilder von der CCD-Kamera erfolgt mit einem, in Matlab geschriebenen, Auswerteprogramm. In Abbildung 4.1 ist links ein Kamerabild, rechts eine Fotografie der MOT gezeigt.

An die aufgenommenen Daten wurden eine zweidimensionale Gauss-Funktion gefittet. Die Abmessung der MOT sind in axialer Richtung $\sigma_z = 2,1 \text{ mm}$ und in radialer Richtung $\sigma_\rho = 2,4 \text{ mm}$. In diesem Volumen sind $N = 1,6 \cdot 10^9$ Atome gefangen. Dieser Wert unterscheidet sich deutlich von der in Abschnitt 4.1.1 berechneten maximalen Anzahl an Atomen in der Falle. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Fotodiode mehr Streulicht von den Kammerwänden aufgefangen hat, während die Kamera besser auf die Atomwolke fokussiert war.

Mit den Breiten σ und der Atomzahl N errechnet sich nach Gleichung (2.40) eine Spitzendichte in der MOT von $n_{\text{Peak}} = 8,4 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$.

4.2 Ladeverhalten der MOT

Da die Atomzahlen, die mit Hilfe der CCD-Kamera aufgenommen wurden, realistischer sind wurde die Fotodiode neu geeicht, so dass der maximale Spannungswert einer Atomzahl von $1,6 \cdot 10^9$ Atomen entspricht.

Das Ladeverhalten lässt sich, wenn angenommen wird, dass das Volumen der MOT konstant ist, durch folgende Ratengleichung darstellen:

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma_L N, \quad (4.2)$$

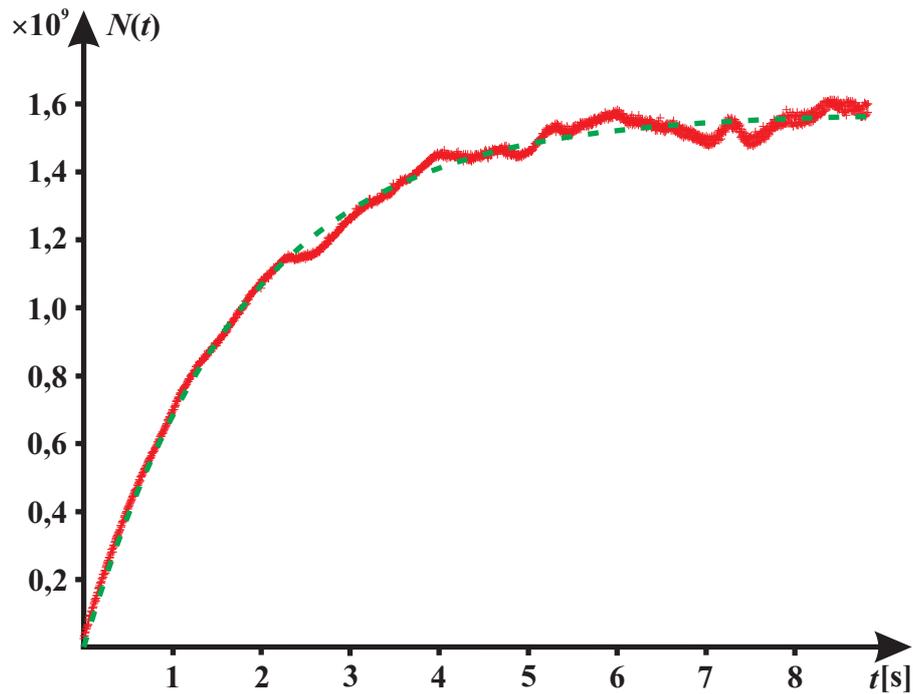


Abbildung 4.2: Ladekurve einer MOT gemessen mit einer kalibrierten Fotodiode. Der Fit an die Kurve ist durch Gleichung (4.3) gegeben. Die Ofentemperatur betrug $150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

wobei R die Laderate vom Zeeman-Abbremsers in die MOT und N die Atomzahl ist. Γ_L beschreibt die Verlustrate durch Stöße mit dem Hintergrundgas und Verluste durch die termischen Atome, die den Abbremsers ungebremst verlassen, sowie bei höheren Dichten die Verluste durch inelastische Zwei-Körper-Stöße. Für die Anzahl der Atome, die zum Zeitpunkt t in die MOT geladen sind ergibt sich so:

$$N(t) = \frac{R}{\Gamma_L} (1 - e^{-\Gamma_L t}) . \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.2 ist eine Ladekurve einer MOT, sowie ein Fit mit Gleichung (4.3) gezeigt. Der Ofen hatte bei dieser Messung eine Temperatur von $150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Für diese Messung und die Messung zum Zerfall wurde jeweils über drei Kurven gemittelt und der Hintergrund abgezogen. Es ergibt sich eine Laderate von $R = 8,9 \cdot 10^9 \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$ und eine Verlustrate $\Gamma_L = 0,57 \frac{1}{\text{s}}$.

4.3 Lebensdauer der MOT

4.3.1 Lebensdauer ohne flüssigen Stickstoff im Titansublimator

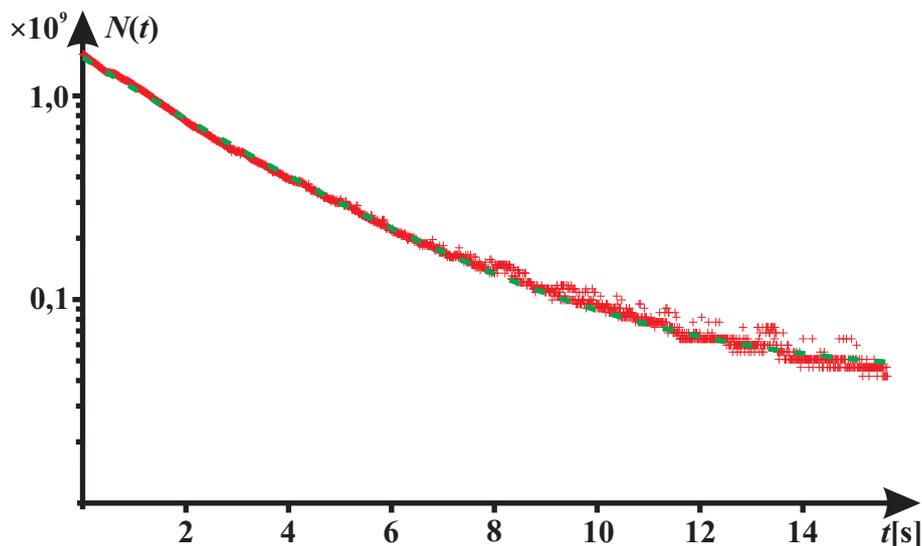


Abbildung 4.3: Zerfallskurve einer MOT gemessen mit einer Fotodiode. Der Fit an die Kurve ist durch Gleichung (4.5) gegeben. Die Ofentemperatur betrug $150\text{ }^\circ\text{C}$. Der Titansublimator hatte Raumtemperatur.

Für die Messungen zum Zerfall der MOT wurde der Drehshutter im Ofen geschlossen, der Kühlaser des Zeeman-Abbremsers, sowie dessen Rückpumper aber angelassen. Aufgrund des hohen Magnetfeldoffsets und der daraus resultierenden Verstimmung der beiden Laser (siehe Abs. 3.5.2 ist aber keine Beeinträchtigung der Lebensdauer der MOT zu erwarten. Der Titansublimator wurde für diese Messung noch nicht mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Der Zerfall folgt der Gleichung [Cor99]:

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma_Z N - \beta N^2 \quad (4.4)$$

und damit:

$$N = N_0 \frac{e^{-\Gamma_Z t}}{1 + \left(\frac{\beta N_0}{\Gamma_Z}\right) (1 - e^{-\Gamma_Z t})}. \quad (4.5)$$

Die Rate Γ_Z , mit der die MOT mit N_0 Atomen zerfällt, unterscheidet sich von der Zerfallsrate Γ_L dadurch, dass sie keine Verluste durch heiße Atome, die den Zeeman-Abbremsers

ungebremst verlassen, enthält. Es wird erwartet das Γ_Z kleiner ist als Γ_L , die Lebensdauer also größer ist.

Die Beziehung (4.5) wurde an die Zerfallskurve in Abbildung 4.3 gefittet. Daraus erhält man eine Lebensdauer $\tau = \frac{1}{\Gamma_Z} = 2,9$ s.

Das Vakuum betrug bei dieser Messung $p = 2 \cdot 10^{-11}$ mbar. Damit errechnet sich nach Gleichung (2.52) eine Lebensdauer von $\tau_{\text{HG}} = 400$ s, wenn man davon ausgeht, dass es nur Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas gibt. Durch den Einsatz des Titansublimators sollte der Druck weiter verringert, und somit, die Lebensdauer vergrößert werden.

Für die Verlustrate durch 3-Körper-Stöße wurde ein Wert von $\beta = 1,93 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{Atome} \cdot \text{s}}$ gefunden. Die Atomzahl betrug anfangs $N_0 = 1,5 \cdot 10^9$ Atome, wodurch sich eine Spitzendichte von $n_0 = 7,9 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^3}$ ergibt.

4.3.2 Lebensdauer mit flüssigem Stickstoff im Titansublimator

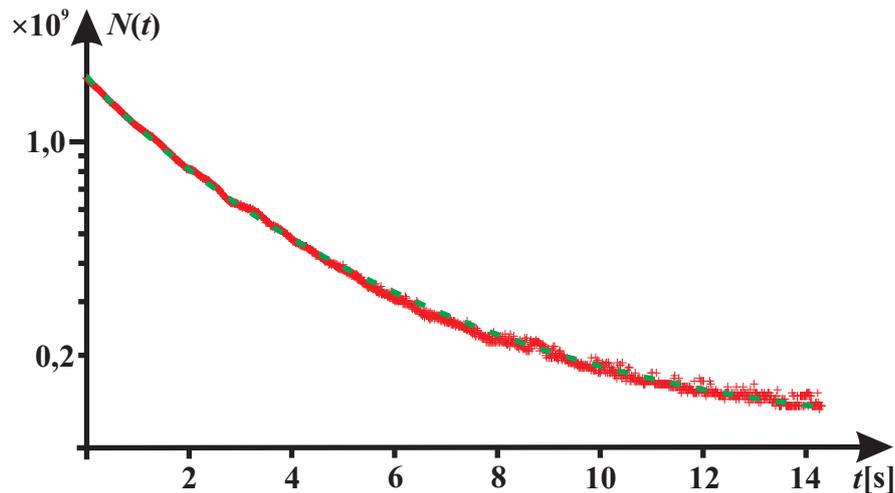


Abbildung 4.4: Zerfallskurve einer MOT gemessen mit einer Fotodiode. Der Fit an die Kurve ist durch Gleichung (4.5) gegeben. Die Ofentemperatur betrug 150°C . Der Titansublimator wurde mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

Der Titansublimator wurde zusätzlich mit flüssigem Stickstoff gekühlt um seine Pumpleistung zu erhöhen. In Abbildung 4.4 ist die zugehörige Zerfallskurve und der Fit, wiederum mit Gleichung (4.5), zu sehen.

Die Lebensdauer konnte aus diesem Fit mit Gleichung (4.5) zu $\tau = \frac{1}{\Gamma_Z} = 4,2$ s bestimmt werden. Die Lebensdauer der Atome in der MOT ist also mit gekühlten Titansublimator rund anderthalb mal so groß. Um längere Lebensdauern und genauere Werte zu erhalten werden zukünftige Messungen nach dem Umladen der MOT in die Magnetfalle gemacht.

Die Verlustrate durch 3-Körper-Stöße betrug in dieser Messung $\beta = 1,4 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\text{Atome} \cdot \text{s}}$. Da die Anfangsatomzahl im Rahmen der Messgenauigkeit gleich blieb änderte sich auch die Spitzendichte nicht.

Ein Vergleich mit ähnlichen ^{87}Rb -Experimenten (z. B. [Kal03]) zeigt, dass sich die Atomzahl in der MOT in der gleichen Größenordnung bewegt. Allerdings stellten wir eine höhere Laderate fest. Die MOT und der Laser für den Zeeman-Abbremsler ist zur Zeit möglicherweise noch nicht optimal justiert. Eine Verbesserung der Justage beider Systeme sollte zu einer noch höheren Atomzahl und zu einer wesentlich längeren Lebensdauer führen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Während der einjährigen Tätigkeit am Institut wurde ein komplettes System zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten aufgebaut und in Betrieb genommen. Zur Abbremsung der Atome wurde ein Zeeman-Abbremsler entworfen, realisiert und vermessen. Den Berechnungen zu Folge sollte der Abbremsler unter optimalen Bedingungen einen Fluss von $3,1 \cdot 10^{10}$ Atomen pro Sekunde langsamer Atomen liefern.

Um die Atome weiter zu kühlen, werden sie in einer magneto-optischen Falle gefangen. Für die MOT wurden wichtige Kenndaten aufgenommen. Die MOT wird mit einer Laderate $R = 8,9 \cdot 10^9 \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$ geladen und hat, nachdem der Atomstrahl geblockt wurde, eine Lebensdauer von $\tau = \frac{1}{\Gamma_z} = 4,2 \text{ s}$. Ist die MOT voll geladen, befinden sich in einem effektiven Volumen von $\frac{1}{2\pi}^{3/2} \times 2,1 \text{ mm} \times 2,4 \text{ mm} \times 2,4 \text{ mm}$ $N = 1,5 \cdot 10^9$ Atome mit einer Spitzendichte von $n = 7,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Insbesondere die Lebensdauer von nur wenigen Sekunden, aber auch die Laderate des Zeeman-Abbremsers lässt auf ein noch nicht optimal justiertes System schließen, so dass in Zukunft höhere Flüsse in die MOT und längere Lebensdauern erwartet werden.

Um ein BEC erzeugen zu können, ist es geplant, die Atome in eine Magnetfalle umzuladen. Dies ist nötig, da eine Kühlung mit Hilfe von Lasern zum Erliegen kommt, wenn die Atomwolke optisch dicht wird. In dem aufgebauten Experiment wurde eine Clover-Leaf-Magnetfalle entworfen und aufgebaut. Dieser Fallentyp erlaubt einen besonders guten optischen Zugang zum Kammerzentrum. Die Magnetfalle besitzt eine axiale Fallenfrequenz von $\nu_z = 24 \text{ Hz}$ bei einem Strom von 500 A durch die Pinch- und Offset-Spulen. In radialer Richtung ist ein Strom von 550 A vorgesehen, was zu einer Fallenfrequenz in dieser Richtung von $\nu_\rho = 454 \text{ Hz}$ führt. Die Fallentiefe beträgt $T_F = 56 \text{ mK}$.

Für die Verdampfungskühlung, mit der die Bose-Einstein-Kondensation erzielt werden soll, ist es nötig, heiße Atome aus der Falle zu entfernen. Dies wird in dem aufgebauten Experiment durch Einstrahlung von Radiofrequenz (radiofrequenzinduzierte Verdampfungskühlung) geschehen. Dazu wurden in der Kammer verschiedene Spulenkonfigurationen getestet.

Die nächste anstehende Aufgabe wird nun die Optimierung des Systems sein. Die MOT muss in die Magnetfalle umgeladen werden, wofür eine optimale Konfiguration der Ströme gefunden werden muss, um möglichst wenige Atome zu verlieren. Danach werden die Fallenströme so angepasst werden, dass die Atomwolke komprimiert und mit Hilfe der radiofrequenzinduzierten Verdampfungskühlung zur Kondensation getrieben wird.

Nach erfolgreicher Herstellung eines BEC soll ein optisches Gitter, dessen Lasersystem bereits vorhanden und auf eine Wellenlänge stabilisiert ist, aufgebaut werden. Das La-

sersystem besteht ebenfalls aus einem Nd:YAG-Laser (Coherent, Verdi-V10), der einen Ti:Sa-Laser (Tekhnoscan, TIS-SF-07) pumpt.

Ist das BEC in ein Gitter umgeladen werden Experimente zur lichtinduzierten Dipol-Dipol-Wechselwirkung folgen [R. Löw *et. al.*, in Vorbereitung]. Mittelfristige Planungen sehen die Rydberg-Anregung von BECs in elektrischen Feldern vor.

6 Anhang: Verwendete Symbole

Symbol	Definition / Wert	Bezeichnung
Konstanten¹:		
c	$2,99792458 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,0545887 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	plancksche Konstante
μ_B	$9,2740154 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$	bohresches Magneton
a_0	$5,29177249 \cdot 10^{-11} \text{ m}$	bohrescher Radius
k_B	$1,380658 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmann-Konstante
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$	Induktionskonstante
$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,8541878 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	Influenzkonstante
Laserkühlung:		
λ		Wellenlänge
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$		Wellenzahl
Γ		Linienbreite
ω_0		Kreisfrequenz des Übergangs
ω_L		Kreisfrequenz des Lasers
I_{sat}	$\frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}$	Sättigungsintensität
s	$\frac{I}{I_{\text{sat}}}$	Sättigungsparameter
δ		Verstimmung
T		Temperatur
T_D	$\frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	Doppler-Temperatur
T_R	$\frac{(\hbar k)^2}{2k_B m}$	Rückstoßtemperatur
MOT:		
J		Drehimpuls im Allgemeinen
F		Gesamtdrehimpuls (inkl. Kern)
m_F		magnetische Quantenzahl zu F
B'		Magnetfeldgradient

¹Werte aus [Hak00] entnommen

μ'		effektives magnetisches Moment
Magnetfalle:		
I		Strom
B_0		Magnetfeldoffset
B'		radialer Magnetfeldgradient
B''		axiale Magnetfeldkrümmung
ν_ρ		radiale Fallenfrequenz
ν_z		axiale Fallenfrequenz
RF-Kühlung		
E_T		Fallentiefe
η	$\frac{E_T}{k_B T}$	Abschneideparameter
ν_{RF}		Frequenz der RF-Strahlung
a		Streulänge
σ	$8\pi a^2$	Streuquerschnitt
n		Dichte
v		Geschwindigkeit
Γ_{el}	$n\sigma v$	elastische Stoßrate
Γ_{DR}	βn	Rate für dipolare Stöße
$\Gamma_{3\text{K}}$	$L_{3\text{K}} n^2$	Rate für 3-Körper-Stöße

Literaturverzeichnis

- [Abr72] ABRAMOWITZ, M. ; STEGUN, I. A.: *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table*. 10. Dover Publications, 1972
- [And95] ANDERSON, M. H. ; R., Ensher J. ; MATTHEWS, M. R. ; WIEMAN, C. E. ; CORNELL, A.: Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. In: *Science* (1995), Nr. 269, S. 198
- [Boe96] BOESTEN, H. M. J. M. ; MOERDIJK, A. J. ; VERHAAR, B. J.: Dipolar decay in two recent Bose-Einstein condensation experiments. In: *Phys. Rev. A* (1996), Nr. 54, S. R29
- [Boe97] BOESTEN, H. M. J. M. ; TSAI, C. C. ; GARDNER, J. R. ; HEINZEN, D. J. ; VERHAAR, B. J.: Observation of a shape resonance in the collision of two cold ^{87}Rb atoms. In: *Phys. Rev. A* (1997), Nr. 55, S. 636
- [Bos24] BOSE, S. N.: Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. In: *Zeitschrift für Physik* (1924), Nr. 26, S. 178
- [Bra95] BRADLEY, C. C. ; SACKETT, C. A. ; TOLLETT, J. J. ; HULET, R. G.: Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* (1995), Nr. 75, S. 1687–1690
- [Bur97] BURT, E. A. ; GHRIST, R. W. ; MYATT, C. J. ; HOLLAND, M. J. ; CORNELL, E. A. ; WIEMAN, C. E.: Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from their Decay. In: *Phys. Rev. Lett.* (1997), Nr. 79, S. 337
- [Car99] CARMICHAEL, H. J.: *Statistical Methods in Quantum Optics*. Springer, 1999
- [Chu98] CHU, S.: Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. In: *Rev. Mod. Phys.* (1998), Nr. 70, S. 685
- [Coh98] COHEN-TANNOUDJI, C. N.: Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. In: *Rev. Mod. Phys.* (1998), Nr. 70, S. 707
- [Coh99] COHEN-TANNOUDJI, C. ; DIU, Bernard ; LALOË, Franck: *Quantenmechanik Teil 2*. 2. Auflage. Walter de Gruyter, 1999

- [Cor99] CORWIN, K. L. ; KUPPENS, S. J. M. ; CHO, D. ; WIEMAN, C. E.: Spin-Polarized Atoms in a Circularly Polarized Optical Dipole Trap. In: *Phys. Rev. Lett.* (1999), Nr. 83, S. 1311–1314
- [Cor02] CORNELL, E. A. ; WIEMAN, C. E.: Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. In: *Rev. Mod. Phys.* (2002), Nr. 74, S. 875
- [Dah96] DAHAN, M. B. ; PEIK, E. ; REICHEL, J. ; CASTIN, Y. ; SALOMON, C.: Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential. In: *Phys. Rev. Lett.* (1996), Nr. 76, S. 4508–4511
- [Dal24] DALFOVO, Franco ; GIORGINI, Stefano ; PITAEVSKII, Lev P. ; STRINGARI, Sandro: Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. In: *Reviews of Modern Physics* (1924), S. 261
- [Dal89] DALIBARD, J. ; COHEN-TANNOUDJI, C.: Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical-models. In: *J. Opt. Soc. Am. B* (1989), Nr. 6, S. 2023
- [Dre94] DREWSSEN, M. ; LAURENT, P. ; NADIR, A. ; SANTARELLI, G. ; CLAIRON, A. ; CASTIN, Y. ; GRISON, D. ; SALOMON, C.: Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap. In: *Appl. Phys. B* (1994), Nr. 59, S. 283
- [Ein24] EINSTEIN, Albert: Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. In: *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1999), Nr. 71, S. 463
- [Fre01] FREIMUND, D. L. ; AFLATOONI, K. ; BATELAAN, H.: Observation of the Kapitza-Dirac effect. In: *Nature* (2001), Nr. 413, S. 142
- [Fri90] FRIEDRICH, Harald: *Theoretische Atomphysik*. Springer-Verlag, 1990
- [Fri98] FRIED, D. G. ; KILLIAN, T. C. ; LORENZ, W. ; LANDHUIS, D. ; MOSS, S. C. ; KLEPPNER, D. ; GREYTAK, T. J.: Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen. In: *Phys. Rev. Lett.* (1998), Nr. 81, S. 3811–3814
- [Fuh78] FUHR, J. R. ; MILLER, B. J. ; MARTIN, G. A.: *Bibliography on Atomic Transition Probabilities*. US Government Printing Office, 1978
- [Gal94] GALLAGHER, Thomas F.: *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994
- [Gre02] GREINER, M. ; MANDEL, O. ; ESSLINGER, T. ; HÄNSCH ; BLOCH, I.: Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultra-cold atoms In: *Nature* (2002), Nr. 415, S. 39

- [Gri00] GRIMM, R. ; WEIDEMÜLLER, M. ; OVCHINNIKOV, Y. B.: Optical dipol traps for neutral atoms. In: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* (2000), Nr. 42, S. 95–170
- [Hak00] HAKEN, Hermann ; WOLF, Hans C.: *Atom- und Quantenphysik*. 7. Auflage. Springer, 2000
- [Hei02] HEIDEMANN, Rolf: *Verdampfungskühlung und Bose-Einstein-Kondensation von Rubidiumatomen*, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, Diplomarbeit, 2002
- [Hes84] HESS, H. F. ; BELL, D. A. ; KOCHANSKI, G. P. ; KLEPPNER, D. ; GREYTAK, T. J.: Temperature and Magnetic Field Dependence of Three-Body Recombination in Spin-Polarized Hydrogen. In: *Phys. Rev. Lett.* (1984), Nr. 52, S. 1520
- [Hes86] HESS, Harald F.: Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. In: *Phys. Rev. B* (1986), Nr. 34, S. 3476–3479
- [Jak00] JACKSCH, D. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Fast Quantum Gates for Neutral Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* (2000), Nr. 85, S. 2208–2211
- [Kal03] KALTENHÄUSER, Bernd: *Creation of ultra cold rubidium atoms for sympathetic cooling of ytterbium*, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, Diploma thesis, 2003
- [Kap33] KAPITZA, P. L. ; DIRAC, P. A. M.: Diffraction of an electron beam off a standing light wave. In: *Proc. Cambridge Philos. Soc.* (1933), Nr. 29, S. 297
- [Kap38] KAPITZA, P. L.: Letters to the Editor. In: *Nature* (1938), Nr. 141, S. 74
- [Ket02] KETTERLE, Wolfgang: Nobel Lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. In: *Rev. Mod. Phys.* (2002), Nr. 74, S. 1131
- [Kro02] KROBOTH, Sven: *Laserkühlung von Ytterbiumatomen*, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, Diplomarbeit, 2002
- [Lid01] LIDE, D. R.: *Handbook of Chemistry and Physics*. 82nd ed. CRC Press LLC, 2001
- [Lon38] LONDON, F.: On the Bose-Einstein Condensation. In: *Physical Review* (1938), Nr. 54, S. 947
- [Lor80] LORENTZ, H. A.: Über die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte. In: *Ann. Phys. Chem.* (1880), Nr. 9, S. 641–665

- [Lor81] LORENZ, L.: Über die Refraktionskonstante. In: *Wiedem. Ann.* (1881), Nr. 11, S. 70–103
- [Met99] METCALF, Harold J. ; VAN DER STRATEN, Peter: *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999
- [Mig85] MIGDALL, A. L. ; PRODAN, J. V. ; PHILLIPS, W. D.: First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* (1985), Nr. 54, S. 2596
- [Mod01] MODUGNO, G. ; FERRARI, G. ; ROATI, G. ; BRECHA, R. J. ; SIMONI, A. ; INGUSCIO, M.: Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. In: *Science* (2001), Nr. 294, S. 1320–1322
- [Moe96] MOERDIJK, A. J. ; VERHAAR, B. J.: Collisional two- and three-body decay rates of dilute quantum gases at ultralow temperatures. In: *Phys. Rev. A* (1996), Nr. 53, S. R19
- [Phi98] PHILLIPS, W. D.: Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. In: *Rev. Mod. Phys.* (1998), Nr. 70, S. 721
- [Pin97] PINSKE, P. W. H. ; MOSK, A. ; WEIDEMÜLLER, M. ; REYNOLDS, M. ; HIJMANS, T. ; WALRAVEN, J. T. M.: Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas. In: *Phys. Rev. Lett.* (1997), Nr. 78, S. 990
- [Pri83] PRITCHARD, David E.: Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* (1983), Nr. 51, S. 4030
- [Raa87] RAAB, E. L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, Alex ; CHU, Steven ; PRITCHARD, D. E.: Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. In: *Phys. Rev. Lett.* (1987), Nr. 59, S. 2631
- [Rad85] RADZIG, A. A. ; SMIRNOV, B. M.: *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*. Springer-Verlag, 1985
- [Ram52] RAMSEY, Norman F.: *Molecular beams*. Oxford University Press, 1952
- [Rob01] ROBERT, A. ; SIRJEAN, O. ; BROWAEYS, A. ; POUPARD, J. ; NOWAK, S. ; BOIRON, D. ; WESTBROOK, C. I. ; ASPECT, A.: A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms. In: *Science* (2001), Nr. 292, S. 461–464
- [Sch03] SCHOSER, Jürgen: *Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates in einer stark anisotropen Magnetfalle*, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, PhD thesis, 2003

- [Sno89] SNOKE, D. W. ; WOLFE, J. W.: Population dynamics of a Bose gas near saturation. In: *Phys. Rev. B* (1989), Nr. 39, S. 1336
- [Tak03] TAKASU, Y. ; MAKI, K. ; KOMORI, K. ; TAKANO, T. ; HONDA, K. ; KUMAKURA, M. ; YABUZAKI, T. ; TAKAHASHI, Y.: Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* (2003), Nr. 91, S. 040404
- [Ung89] UNGAR, P. ; WEISS, D. ; CHU, S. ; RIIS, E.: Optical Molasses and Multilevel Atoms – Theory. In: *J. Opt. Soc. Am. B* (1989), Nr. 6, S. 2058–2071
- [Wal92] WALLACE, Christopher D. ; DINNEEN, Timothy P. ; KIT-YAN, N. T. ; GROVE, Timothy T. ; GOULD, Phillip L.: Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* (1992), Nr. 69, S. 897–900
- [Wan96] WILKINSON, S. R. ; BHARUCHA, C. F. ; MADISON, K. W. ; NIU, Q. ; RAIZEN, M. G.: Observation of Atomic Wannier-Stark Ladders in an Accelerating Optical Potential. In: *Phys. Rev. Lett.* (1996), Nr. 76, S. 4512–4515
- [Web03] WEBER, T. ; HERBIG, J. ; MARK, M. ; NÄGERL, H.-C. ; GRIMM, R.: Bose-Einstein Condensation of Cesium. In: *Science* (2003), Nr. 299, S. 232–235

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich noch allen danken, die zu deren Gelingen beigetragen.

- Ich danke Prof. Tilman Pfau dafür, dass er mich an seinem Institut aufgenommen und stets motivierend gewirkt hat.
- Robert Löw danke ich für die Betreuung meiner Diplomarbeit. Sein fachliches Wissen, die Bereitschaft dieses zu vermitteln und Dinge auch ein drittes Mal zu erklären waren mir immer eine große Hilfe.
- Rolf Heidemann und Axel Grabowski danke ich ebenfalls für ihr fachliches Wissen und die praktischen Tipps, die sie immer bereitwillig teilten.
- Dr. Jürgen Stuhler möchte ich für die Korrektur meiner Arbeit und die wertvollen Tipps während meiner Zeit am Institut danken.
- Sven Kroboth danke ich für die Einführung in die Welt der Zeeman-Abbremsler, so wie für die Computerprogramme, die ich zur Simulation des Abbremsers benutzen durfte.
- Dank gilt dem ganzen Institut für die ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre und der Zeit mit ihnen in der es nicht unbedingt um Physik ging.
- Für die Anfertigung der Kammer und diverser Kleinteile bedanke ich mich bei der mechanischen Werkstatt des physikalischen Institutes, insbesondere bei Michael Kube, der die Kammer baute.
- „Meiner“ Lerngruppe gilt Dank für eine wunderbare Studienzeit. Ohne Sabine Latzel, Holger Cartarius, Daniel Greiner, Markus Knapp und Ralf Peter wäre ich wahrscheinlich nicht da, wo ich heute bin.
- Prof. Heinz Schweizer danke ich für die Übernahme des Mitberichtes meiner Arbeit und den damit verbundenen Mühen.
- Meiner Mutter danke ich für ihr selbstloses Wesen und der Bereitschaft mich in jeder Hinsicht zu unterstützen. Große Dankbarkeit empfinde ich für meine Familie, allen voran meiner großen Schwester, die da war als man sie brauchte.

Stuttgart, den 15. Dezember 2004