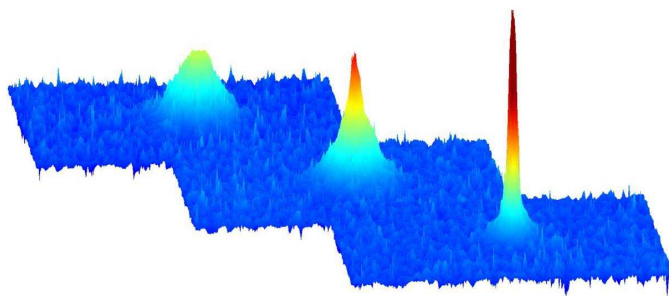


Diplomarbeit

Bose-Einstein-Kondensation von Cäsium

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Michael Mark



Institut für Experimentalphysik
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

März 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Cäsium	3
2.1	Das Cäsium Atom	3
2.2	Ultrakalte Stöße	4
2.2.1	Elastische Stöße	4
2.2.2	Verlustprozesse	9
2.3	Verdampfungs-Kühlen	11
3	Experimentelle Methoden	17
3.1	Vakuumkammer und Magnetfelder	17
3.2	Dioden Laser	20
3.3	Magnetooptische Falle (MOT)	24
3.4	3D Raman-Seitenband Kühlen	27
3.5	Dipolpotential	29
3.6	Gekreuzte CO ₂ -Falle	32
3.6.1	Magnetische Levitation	34
3.6.2	Ensemble Eigenschaften	37
3.6.3	Charakterisierung der Falle, Bemerkung	38
3.7	Magnetfeld-Kalibrierung	40
3.8	1064-nm Falle	42
3.8.1	1064-nm Laser	44
3.8.2	Ensemble Eigenschaften	47
3.9	Experimentsteuerung und Detektion	48
3.10	Experimentablauf	50
4	Bose-Einstein-Kondensation	53
4.1	Einleitung	53
4.2	Verdampfungs-Kühlung zum BEC	55
4.3	Ein neues BEC	59
4.4	Abstimmbarkeit des BEC	60
5	Ausblick	63

1 Einleitung

Cäsium (Cs) ist in der heutigen Physik von besonderem Interesse. So dient Cs zum einen zur Definition der Zeiteinheit Sekunde [Sal01], zum anderen findet Cs mehrere wichtige Anwendungen in der Messung fundamentaler Naturkonstanten, wie zum Beispiel der Feinstrukturkonstante [Hen01] oder der Gravitationskonstante [Sna98], der Bestimmung des elektrischen Dipolmoments des Elektrons [Chi01b] und einer möglichen Paritätsverletzung [Wie99]. Cäsium ist das schwerste stabile Alkaliatom und läßt sich gut in einer optischen oder magnetischen Falle fangen und mittels Laser kühlen. Daher ist Cäsium seit jeher ein idealer Kandidat für die Bose-Einstein-Kondensation gewesen. Auf Grund von resonanten quantenmechanischen Wechselwirkungen von Cs-Atomen zeigen sich jedoch bei sehr niedrigen Stoßenergien ungewöhnliche Streueigenschaften. Aus diesem Grund hielt Cäsium für viele Jahre den Versuchen, ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) zu erzeugen, stand [Arl98, GO98].

Experimente zur Kondensation von Cs wurden schon kurz nach dem ersten ^{87}Rb -Kondensat 1995 [And95] in Paris [Arn97, GO98] und Oxford [Arl98] begonnen. Wie bei ^{87}Rb wollte man auch hier in magnetischen Fallen den Phasenübergang zum BEC erreichen. Doch extreme Verluste der Atome auf Grund inelastischer Zwei-Körper-Stöße hatten entscheidenden Einfluss auf die Verdampfungs-Kühlung und verhinderten letztlich die Kondensation von Cs [Sö98, GO98]. In Oxford wurden in letzter Zeit Experimente in magnetischen Fallen in einem bestimmten Magnetfeldbereich durchgeführt. Die Experimente zeigen relativ geringe Zwei-Körper-Verluste, und es wird von einer bisherigen Phasenraumdichte von $\sim 1/10$ berichtet [Cor02].

Experimente in optischen Fallen zur Bose-Einstein-Kondensation von Cs wurden in Paris an der Ecole Normale Supérieure [Per98], der Stanford Universität [Vul99, Ker00] und in Berkeley [Han00, Han01] durchgeführt. Bei Experimenten mit optischen Kühltechniken wird von einer maximalen Phasenraumdichte von $1/30$ berichtet [Han00]. Mit Hilfe der Verdampfungs-Kühlung wurde eine Phasenraumdichte von $1/2$ erreicht [Wei02], wobei eine hinreichend effiziente Verdampfungs-Kühlung vermutlich durch Drei-Körper-Verlustprozesse verhindert wurde.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit berichte ich, wie wir in einer optischen Falle und mit Hilfe der magnetischen Abstimmung der Streueigenschaften des Cs-Atoms ein Bose-Einstein-Kondensat dieser Spezies erreicht haben [Web02]. Um die extremen Zwei-Körper-Verluste zu umgehen, fangen wir die Atome in ihrem energetisch niedrigsten Zustand $m_F=3$ der Hyperfein-Mannigfaltigkeit $F=3$. Da dieser Zustand als „Starkfeldsucher“ magnetisch nicht einfangbar ist, verwenden wir zum Einfang der Atome eine gekreuzte optische CO_2 -Dipolfalle in Kombination mit einem magnetischen Levitationsfeld zur Kompensation der Gravitation. Durch optische Verdampfungs-Kühlung erreichen wir schließlich den Phasenübergang zu einem Kondensat mit etwa

1 Einleitung

16.000 Cäsium Atomen.

Mit dem optisch gefangenen und magnetisch levitierten Kondensat untersuchen wir die extreme Abstimmbarkeit der Selbst-Wechselwirkung. Diese Abstimmbarkeit folgt aus der Existenz von magnetisch beeinflussbaren Feshbach-Resonanzen. Cs zeigt eine einzigartige Kombination von Feshbach-Resonanzen in einem leicht zugänglichen Bereich des Magnetfeldes von einigen zehn Gauss: Eine breite Resonanz erlaubt ein exaktes Abstimmen, wohingegen verschiedene schmale Resonanzen eine schnelle Kontrolle der Streulänge ermöglichen. Indem wir die s-Wellen-Streulänge a auf Null stellen, können wir ein nicht-wechselwirkendes Kondensat realisieren, welches beim Verlassen der Falle eine minimale Expansion zeigt. Durch Variation des Magnetfeldes beobachten wir ein implodierendes BEC bei negativem a , ein expandierendes BEC bei moderaten positiven Werten von a sowie ein explodierendes Kondensat in der Nähe einer schmalen Feshbach-Resonanz. Da das Magnetfeld in unserem Fallensetup ein freier Parameter ist, können wir diese Abstimmbarkeit zur Gänze nützen.

In Kapitel 2 behandeln wir das Cäsium Atom mit den relevanten optischen Übergängen, erläutern die wesentlichen Begriffe der Stoßtheorie unter Hervorhebung der Besonderheiten des Cs-Atoms und schließen mit einer Einführung in das Konzept der Verdampfungskühlung. In Kapitel 3 werden die experimentellen Werkzeuge und Methoden vorgestellt, die zur Realisierung des BEC nötig sind. In Kapitel 4 beschreiben wir den experimentellen Weg bis zur Kondensation und diskutieren abschließend die beobachtete Variation der Selbst-Wechselwirkung des Kondensats als Funktion der verschiedenen Streulängen.

2 Cäsium

2.1 Das Cäsium Atom

Cäsium-133 (^{133}Cs) ist das schwerste der stabilen Alkaliatome. Das äußere $6S_{1/2}$ -Elektron bestimmt dessen elektronische Übergänge. Mit einem Kernspin von $I = 7/2$ in Kombination mit den 55 Elektronen ist Cäsium-133 ein Boson. Abbildung 2.1 zeigt den relevanten Ausschnitt aus dem Cäsium Termschema. Der $6^2S_{1/2}$ Grundzustand ist in zwei Hyperfeinniveaus ($F=3, 4$) aufgespalten, die 9.192631770 GHz auseinanderliegen und bekanntlich zur Definition der Zeiteinheit Sekunde verwendet werden. Der angeregte $6^2P_{3/2}$ Zustand zeigt vier Hyperfein-

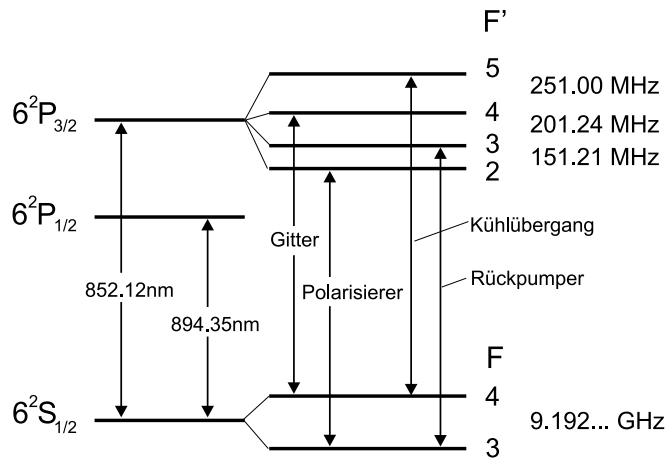


Abbildung 2.1: Ausschnitt aus dem Termschema des ^{133}Cs .

zustände ($F'=2, \dots, 5$) mit einer natürlichen Linienbreite des Übergangs $6^2P_{3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ von $\Gamma_2 = \Gamma = 2\pi \cdot 5.22$ MHz. Die optische Übergangsfrequenz dieser sogenannten D_2 -Linie ist $\omega_2 = 2\pi \cdot 351.7257$ THz. Der $6^2P_{1/2}$ Zustand zeigt zwei Hyperfeinzustände ($F'=3, 4$) mit einer natürlichen Linienbreite des Übergangs $6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ (D_1 -Linie) von $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 4.56$ MHz und einer Übergangsfrequenz von $\omega_1 = 2\pi \cdot 335.1160$ THz [Ste02]. Zu beachten ist, daß die Linienstärke der D_2 -Linie $2/3$, die der D_1 -Linie hingegen $1/3$ beträgt.

In Abbildung 2.1 sind auch die optischen Übergänge eingetragen, die im Experiment benötigt werden. Für den Kühlzyklus verwenden wir den Kühlübergang $F=4 \rightarrow F'=5$ bei 852.1278 nm (in Luft, [Ste02]) mit dem Rückpumpübergang $F=3 \rightarrow F'=3$ bei 852.1067 nm, um den Zyklus zu schließen. Zusätzlich sind der Übergang $F=4 \rightarrow F'=4$ für das Raman-Gitter und der dazugehörige Polarisierlaser $F=3 \rightarrow F'=2$ eingezeichnet, die zur weiteren Kühlung und zur Polarisierung der Atome in den Grundzustand $F=3, m_F=3$ genutzt werden (Kap. 3.2).

2.2 Ultrakalte Stöße

Stöße spielen in der Welt der ultrakalten Gase eine entscheidende Rolle. Bei einem elastischen Stoß zweier Atome bleibt der innere Quantenzustand eines jeden Atoms unverändert. Diese sogenannten „guten Stöße“ sichern die Thermalisierung der Atome in der Falle, welche die Verdampfungs-Kühlung überhaupt erst ermöglicht, und bestimmen die Dynamik eines Bose-Einstein-Kondensats. Andererseits führen inelastische Stöße zu Verlusten oder zu einem Aufheizen der Atome und können die Verdampfungsseffizienz limitieren und die Lebensdauer des Kondensats begrenzen.

2.2.1 Elastische Stöße

Ein Stoß von zwei Atomen wird üblicherweise mit Hilfe der sogenannten Potentialstreuung beschrieben. Die Wechselwirkung der beiden stoßenden Teilchen ist durch deren Wechselwirkungspotential gegeben, das durch den relativen Abstand der Atome bestimmt ist. Die Kollision resultiert in einer gestreuten Welle, die sich aus der Summe der einlaufenden ebenen Welle und der auslaufenden Welle ergibt.

Der Gesamteffekt des Stoßes wird durch den Wirkungsquerschnitt $\sigma(k)$ beschrieben, der vom relativen Impuls $k = \sqrt{2\mu E_c}/\hbar$ mit der reduzierten Masse $\mu = m/2$ und E_c als Kollisionsenergie der stoßenden Teilchen abhängt und sich aus der Streuamplitude der auslaufenden Welle ergibt. Die Streuamplitude geht aus der Lösung der Schrödinger-Gleichung hervor. Zur Vereinfachung des Problems wird ein kugelsymmetrisches Wechselwirkungspotential angenommen und die ebene Welle als Superposition von Partialwellen (radial- und winkelabhängiger Teil) angeschrieben. Der Streuzustand ist dann asymptotisch die Summe der einfallenden und auslaufenden Partialwellen. Es zeigt sich, daß die auslaufenden Wellen durch das Wechselwirkungspotential der Atome eine *Phasenverschiebung* von δ_l (l ist die Drehimpuls-Quantenzahl) erfahren. Dieser Phasenunterschied δ_l der Streuung allein bestimmt nun die Eigenschaften der kalten Stöße [Joa87].

Streulänge und „Meanfield“ Energie

Das Konzept der Streulänge ist in der statistischen physikalischen Beschreibung eines kalten Gases, insbesondere eines Bose-Einstein-Kondensats besonders wichtig, da im Bereich sehr niedriger Stoßenergien das Verhalten des Ensembles allein durch die Streulänge beschrieben werden kann und nicht von der genauen Form des Wechselwirkungspotentials abhängt.

Im niederenergetischen Bereich hält das abstoßende Zentrifugal-Potential $(l(l+1)/2\mu r)$ Atome mit höherem Drehimpuls vom Wechselwirkungsbereich fern. Das heißt, daß nur einlaufende Partialwellen mit $l = 0$, sogenannte s-Wellen, gestreut werden. Ein Teilchen mit einer Energie unterhalb dieser Barriere wird das attraktive Wechselwirkungspotential der beiden Atome nicht fühlen und einfach reflektiert werden.

Wenn also $k \rightarrow 0$ geht, verschwinden alle Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, außer dem Beitrag der s-Welle mit $l = 0$. In diesem niederenergetischen Bereich findet man für den Wirkungsquerschnitt [Dal99b]

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma_{l=0}(k) = 8\pi a^2 \quad (2.1)$$

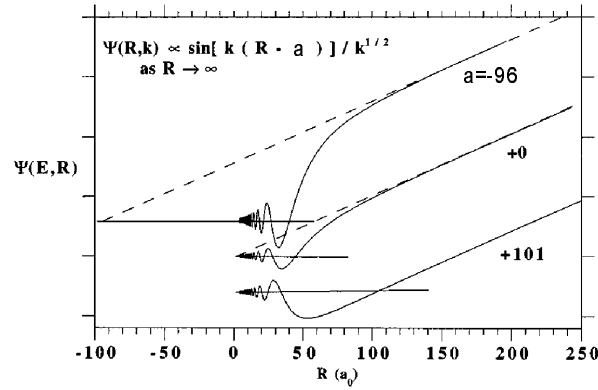


Abbildung 2.2: Gezeigt ist der innerste Bereich der gestreuten Wellenfunktion für den Fall von drei verschiedenen Wechselwirkungspotentialen mit drei unterschiedlichen Streulängen: negativ, null und positiv. Außerhalb des Wechselwirkungsbereichs der Atome ist die s-Wellen-Wellenfunktion eine einfache sphärische Funktion. Die Abbildung wurde aus [JW99] entnommen.

wobei die sogenannte s-Wellen-Streulänge a definiert ist durch

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k}. \quad (2.2)$$

In obiger Gleichung wurde bereits der Fall identischer Teilchen (polarisierte Bosonen) berücksichtigt, was auf den doppelten Wirkungsquerschnitt führt.

Die s-Wellen-Streulänge a können wir anhand Abbildung 2.2 interpretieren. Sie zeigt exemplarisch die gestreute Wellenfunktion Ψ für drei verschiedene Potentiale im Nahbereich der Atome als Funktion des Atomabstandes R . Für große Abstände der Atome ist die gestreute Wellenfunktion proportional zu $\sin(k(R - a))$. Nur im inneren Wechselwirkungsbereich wird diese harmonische Wellenfunktion gestört. Die Streulänge wird als der effektive Ursprungspunkt der auslaufenden Wellenfunktion bei $R = a$ durch Anlegen einer Asymptote an die Sinus-Wellenfunktion interpretiert. Sie repräsentiert also die Phasenverschiebung der auslaufenden (gestörten) Wellenfunktion zur einfallenden (ungestörten) Wellenfunktion in der R -Koordinate.

Der elastische Wirkungsquerschnitt von Gl. 2.1 skaliert in diesem niedrigen Energiebereich wie a^2 und unterscheidet nicht das Vorzeichen der Streulänge. Er ist im betrachteten Energiebereich äquivalent mit dem Wirkungsquerschnitt zwei stoßender harter Kugeln mit einem Radius a .

Vielteilchen-Berechnungen zeigen, daß die Phasenverschiebung, resultierend aus der Wechselwirkung eines Atoms mit einem Bose-Einstein-Kondensat, als Änderung der kinetischen Energie des streuenden Teilchens interpretiert werden kann. Das Kondensat stellt für das streuende Teilchen ein Potential dar, das dessen Energie ändert (Selbst-Wechselwirkung oder „Meanfield“-Energie) [Dal99b]. Wenn $a > 0$ ist, ist auch die Potentialenergie positiv und das Teilchen wird effektiv vom Kondensat abgestoßen. Andererseits ist die Potentialenergie negativ wenn $a < 0$ und das Teilchen wird in diesem Fall angezogen. Eine positive oder negative

2 Cäsium

Streulänge impliziert also eine effektive repulsive oder attraktive Wechselwirkung zwischen den Atomen eines BECs.

Für polarisierte Cäsium-Atome ist die d-Welle ($l = 2$) die nächst höhere Partialwelle, da für identische Bosonen nur gerade l -Werte erlaubt sind. Man kann zeigen [Chi01a], daß die Potentialbarriere für d-Wellen-Streuung bei $k_B \cdot 191 \mu\text{K}$ liegt. In unserem Fallenregime (Kap. 3.6 und 3.8) ist daher die Annahme reiner s-Wellen-Streuung sehr gut erfüllt.

Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Energien

Zwei neutrale Atome wechselwirken in erster Ordnung auf Grund der Wechselwirkung der induzierten elektrischen Dipolmomente der Atome, die durch das van der Waals Potential beschrieben wird. Die Wechselwirkung ist nur vom Abstand der Atome abhängig und kommt vor allem bei großen atomaren Distanzen zum Tragen. Kommen sich zwei Atome so nahe, daß die Wellenfunktionen ihrer Elektronen überlappen, führt dies zu einer zusätzlichen Austauschenergie. Bei niedrigen Stoßenergien dominieren die van der Waals Energie und die spinabhängige Austauschenergie die Wechselwirkung zwei neutraler Atome.

Für den elastischen Wirkungsquerschnitt eines Stoßes zwischen polarisierten Bosonen findet man den Ausdruck [Lan79, Chi01a]

$$\sigma_{el}(k) = \frac{8\pi a^2}{(1 - r_e k^2 a/2)^2 + k^2 a^2}, \quad (2.3)$$

wobei r_e die effektive Reichweite des Wechselwirkungspotentials berücksichtigt. Sie kann als Korrektur der Streulänge bei Stoßenergien ungleich Null gesehen werden und wird ausgedrückt durch [Fla99]

$$r_e(a) = C \bar{a} \cdot \left(1 - 2 \frac{\bar{a}}{a} + 2 \frac{\bar{a}^2}{a^2} \right). \quad (2.4)$$

C ist eine Konstante und \bar{a} stellt die „typische“ Streulänge ohne resonante Struktur dar. Für Cäsium ist $C \approx 2.9203$ und $\bar{a} \approx 96.6 a_0$ [Chi01a] (a_0 bezeichnet den Bohr'schen Radius).

In der Literatur wird oft der Einfachheit halber die Korrektur der effektiven Reichweite nicht berücksichtigt. Der elastische Wirkungsquerschnitt ist dann

$$\sigma_{el}(k) = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (2.5)$$

und führt schließlich zu den zwei asymptotischen Ergebnissen für kleine und große Stoßenergien:

$$ka \ll 1: \quad \sigma_{el}(k) \simeq 8\pi a^2 \quad \text{niederenergetischer Limes} \quad (2.6)$$

$$ka \gg 1: \quad \sigma_{el}(k) \simeq 8\pi/k^2 \quad \text{unitärer Limes} \quad (2.7)$$

Wenn die Streulänge groß ist im Vergleich zur atomaren de Broglie Wellenlänge ($a \gg \lambda_{dB}$), erreicht der elastische Wirkungsquerschnitt sein Maximum, den sogenannten unitären Limes $\sigma = 8\pi/k^2$. Ist die Streulänge hingegen sehr viel kleiner als die de Broglie Wellenlänge ($a \ll \lambda_{dB}$), erhalten wir dasselbe Ergebnis von Gl. 2.1 mit der a^2 -Skalierung. Wenn die

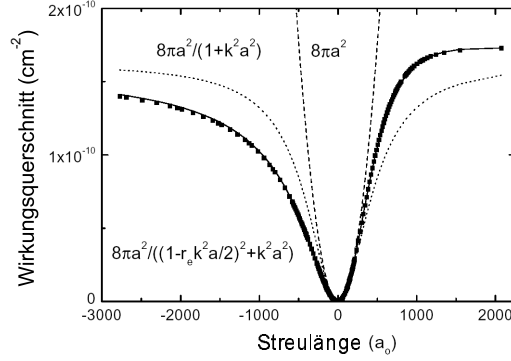


Abbildung 2.3: Exemplarischer Vergleich der genäherten Wirkungsquerschnitte für Cs mit einem exakt berechneten Verlauf (schwarze Punkte) abhängig von der Streulänge a bei einer Stoßenergie von $\sim k_B \cdot 5.2 \mu\text{K}$, die durch Anpassen an die Daten von [Chi01a] ermittelt wurde. Die durchgezogene Linie zeigt den besten Verlauf unter Berücksichtigung der effektiven Reichweiten-Korrektur des van der Waals Potentials. Die Abbildung wurde Ref. [Chi01a] entnommen.

Streulänge Null ist, ist auch der Wirkungsquerschnitt Null.

Abbildung 2.3 wurde Ref. [Chi01a] entnommen und zeigt exemplarisch die Relevanz der effektiven Reichweiten-Korrektur des Wirkungsquerschnittes für Cäsium bei einer Stoßenergie von etwa $k_B \cdot 5.2 \mu\text{K}$ durch Vergleich mit einer exakten Berechnung.

Bei den möglichen sehr großen Streulängen von Cäsium sollte die Korrektur des elastischen Wirkungsquerschnittes durch r_e berücksichtigt werden. Bei einer Streulänge von $1200 a_0$ und einer Stoßenergie von beispielsweise $1 \mu\text{K}$ trägt diese Korrektur etwa 10% im Vergleich zu Gl. 2.5 bei. Bei einer Streulänge von $300 a_0$ hingegen beträgt dieser Fehler nur mehr etwa 3%. In diesem Parameterbereich ist für den elastischen Wirkungsquerschnitt bereits Gl. 2.1 eine genügend gute Näherung, da die Abweichung zu Gl. 2.3 ebenfalls nur etwa 3% beträgt.

Feshbach-Resonanzen

Feshbach-Resonanzen treten auf, wenn im einlaufenden Kanal¹ des Streuprozesses das asymptotische Energieniveau mit einem gebundenen Molekülzustand energetisch entartet. Die Entartung erlaubt eine maximale Kopplung zwischen beiden Zuständen und ändert die Streueigenschaften der Atome drastisch. Diese Kopplung des Zustandes von einem einlaufenden Kanal mit einem gebundenen Zustand und zurück zu einem auslaufenden Kanal wird als Feshbach-Resonanz bezeichnet [Fes58, Chi01a], siehe Abbildung 2.4.

Wenn die magnetischen Momente des Streu- und des Molekülzustandes unterschiedlich sind, kann ein externes Magnetfeld Feshbach-Resonanzen induzieren. Die Streulänge nahe einer Feshbach-Resonanz variiert dispersiv und beeinflusst daher entsprechend Gl. 2.5 stark den elastischen Wirkungsquerschnitt. Wenn die Streulänge auf Null abgestimmt wird,

¹Unter Kanal (engl. Channel) versteht man das Wechselwirkungspotential zwei stoßender Atome unter Berücksichtigung der Hyperfein-Wechselwirkung beider Atome.

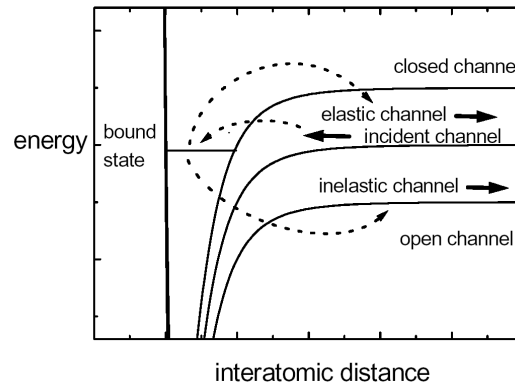


Abbildung 2.4: Feshbach-Resonanzen sind Streuresonanzen, die durch Kopplung eines ungebundenen Streuzustandes an einen gebundenen Zustand auftreten. Ein gebundener Zustand, unterstützt durch einen geschlossenen Kanal, induziert die Kopplung eines Streuzustandes von einem einlaufenden Kanal zu einem elastischen und einem inelastischen Kanal. Für Kanäle mit einer internen Energie kleiner als die gesamte Energie des einfallenden Teilchens sind inelastische Stöße in diese Kanäle möglich. Sie werden als offene Kanäle bezeichnet. Kanäle mit einer internen Energie größer als die gesamte Energie der einlaufenden Welle sind keine möglichen auslaufenden Kanäle. Sie werden als geschlossene Kanäle bezeichnet. Die Abbildung stammt aus [Chi01a].

verschwindet der Wirkungsquerschnitt (Ramsauer-Townsend-Effekt), während auf der Resonanz die Streulänge divergiert und der Stoßquerschnitt sein Maximum erreicht (unitärer Limes). Die Breite einer Feshbach-Resonanz wird durch die Kopplungsstärke und den Unterschied der magnetischen Momente beider Zustände bestimmt.

Der Zustand $F=3$, $m_F=3$ ist der energetisch niedrigste Spinzustand des Cäsiums. Da keine innere Energie vorhanden ist, sind inelastische Zwei-Körper-Stöße nicht möglich, und Feshbach-Resonanzen wirken sich nur auf den *elastischen* Wirkungsquerschnitt aus. Abbildung 2.5 zeigt einen theoretisch berechneten Verlauf der Streulänge a von Cäsium im Grundzustand in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld. Eine breite Resonanz tritt bei etwa -8 G durch Kopplung an einen Molekülzustand mit orbitalem Drehimpuls $l = 0$ (s-Wellen-Resonanz) auf. Sie führt zu einem starken Anwachsen der Streulänge von mehr als $-2000 a_0$ bei Null Magnetfeld zu großen positiven Werten bis über $1000 a_0$. Der Ramsauer-Townsend-Übergang, wo die Streulänge Null wird, ist bei 17.06 G [Chi01a]. Die schmale Resonanz bei etwa 48 G tritt durch die Kopplung an einen Molekülzustand mit $l = 2$ (d-Wellen-Resonanz) auf. Die Berechnung berücksichtigt nur s-Wellen und d-Wellen Feshbach-Resonanzen. Experimentell findet man auch noch weitere Resonanzen, die aus der Kopplung an molekulare Zustände mit höheren Drehimpulsen resultieren.

Das Auftreten der breiten Feshbach-Resonanz ist der Schlüssel zum Erfolg bei der Bose-Einstein-Kondensation des Cäsiums. Durch sie ist eine gezielte Steuerung der Streueigen-

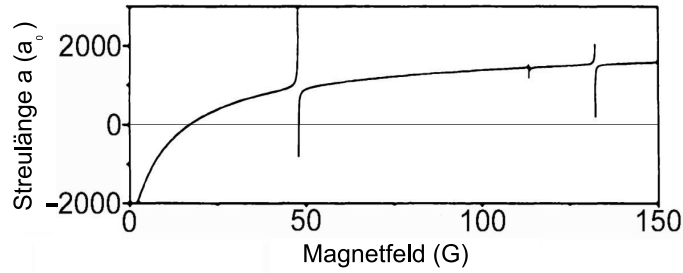


Abbildung 2.5: Berechneter Verlauf der Streulänge a des Cs Grundzustandes $F=3$, $m_F=3$ in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld. Dabei variiert a von $-2000 a_0$ bis zu großen positiven Werten von über $1000 a_0$. Die Abbildung stammt aus [Chi01a].

schaften möglich, wodurch das BEC schließlich erreicht wird und zudem die Erforschung der Selbst-Wechselwirkung im Kondensat möglich ist. Darüberhinaus lassen sich die benötigten Magnetfeldstärken im Experiment recht einfach realisieren.

2.2.2 Verlustprozesse

Unabhängig von der Teilchendichte können gefangene Atome immer durch Kollisionen mit dem Hintergrundgas aus der Falle verloren gehen. Bei einem Stoß ist die Änderung der kinetischen Energie des Atoms in der Falle viel größer als die Falltiefe. Daher führen Stöße mit dem Hintergrundgas stets zu einem Verlust von Atomen, der sich in einer exponentiellen Zerfallskurve ($\dot{N} = -N/\tau$) zeigt. Sie können aber durch ein gutes Vakuum (typischerweise 10^{-11} mbar) stark unterdrückt werden, was sich in einer Fallenlebensdauer im Bereich von mehreren Minuten zeigt.

Neben den Hintergrundgas-Verlusten sind als weitere mögliche Verlustprozesse inelastische Stöße zu nennen. Im Gegensatz zu einem elastischen Stoß ändert sich bei einem inelastischen Stoß der interne Zustand der streuenden Atome. Diese sogenannten „schlechten Stöße“ führen zu Teilchenverlusten in der Falle und unter Umständen zu einem Aufheizen des Ensembles und erschweren damit das Erreichen eines BECs.

Inelastische Verluste sind üblicherweise durch Zwei-Körper-Prozesse dominiert. Diese können vermieden werden, wenn die Atome in den energetisch niedrigsten Zustand $F=3$, $m_F=3$ polarisiert werden. Dann sind inelastische Zwei-Körper-Stöße nicht möglich, solange die kinetische Energie der Atome in der Falle zu gering ist, die Energie dafür bereitzustellen. Bei Stoßenergien im Bereich von $k_B \cdot 1 \mu\text{K}$ reicht bereits ein kleines Magnetfeld von etwa 100 mG, um die Energiebarriere zwischen den Spinzuständen genügend zu erhöhen ($\Delta E \sim k_B \cdot 1.7 \mu\text{K}$) und damit inelastische Zwei-Körper-Prozesse völlig zu unterdrücken.

Drei-Körper-Rekombination

Prozesse unter Beteiligung von mehr als zwei Atomen können jedoch weiterhin auftreten. Hier spielt die sogenannte Drei-Körper-Rekombination die wichtigste Rolle:

2 Cäsium

Kommen sich drei gefangene Atome nahe genug, können zwei von ihnen ein Molekül bilden. Die freiwerdende Bindungsenergie nimmt auf Grund der Impulserhaltung zu 1/3 das Molekül und zu 2/3 das dritte Atom auf. Üblicherweise gehen dabei alle beteiligten Atome verloren. Der Prozess kann durch eine differentielle Verlust-Gleichung beschrieben werden:

$$\left. \frac{dN}{dt} \right|_{3K} = -N \cdot L_3 \langle n^2 \rangle \quad (2.8)$$

mit $\langle n^2 \rangle$ als gemittelte quadratische Teilchendichte und L_3 als Drei-Körper-Verlustkoeffizient, der gegeben ist durch [Fed96]

$$L_3 = 3C \frac{\hbar}{m} \cdot a^4. \quad (2.9)$$

Für die Konstante C werden in den verschiedenen Theorien unterschiedliche Werte angegeben, in jedem Fall jedoch ist $C \leq 68$ [Nie99]. Der Faktor 3 steht für den Verlust aller drei Atome. Entscheidend ist, daß die Streulänge a in den Verlustkoeffizienten zur vierten Potenz eingeht. Auf Grund der großen Streulängen von Cs kann der L_3 -Koeffizient außergewöhnlich groß werden, so daß die Drei-Körper-Rekombination zu starken Teilchenverlusten führt.

Durch die quadratische Skalierung mit der Teilchendichte (Gl. 2.8) geschieht diese Rekombination vorzugsweise in jenem Bereich der Falle, in dem die Atome am kältesten sind, da dort die größte Teilchendichte herrscht, und führt zu Verlusten der kältesten Atome. Diese sogenannte Anti-Evaporation führt zu einem Aufheizen der Atome, was durch eine differentielle Heizraten-Gleichung ausgedrückt wird [Web03b]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{N}}{N} \frac{T}{3} \quad (2.10)$$

In vielen Messungen sehen wir jedoch eine wesentlich stärkere Aufheizung der Atome als nach Gl. 2.10 erwartet. Betrachten wir die Bindungsenergie des Moleküls, zeigt sich, daß diese mit a^{-2} skaliert [Lan79]. Bei großen Streulängen liegt die Bindungsenergie im Bereich von $k_B \cdot 1 \mu\text{K}$, wodurch die kinetische Energie des dritten Atoms zu gering ist, um die Falle zu verlassen.

Dies führt zu einem zusätzlichen Aufheizen des Ensembles. Die gesamte Temperaturerhöhung pro verlorenem Atom läßt sich durch Erweiterung von Gl. 2.10 ausdrücken zu

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{N}}{N} \cdot \frac{(T + T_{heat})}{3}, \quad (2.11)$$

wobei T_{heat} der zusätzlichen Heizenergie durch das dritte Atom entspricht.

In unserem Experiment spielt der Verlustkanal durch die Drei-Körper-Rekombination die Hauptrolle. Daher führten wir zahlreiche Messungen zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten bei verschiedenen Streulängen durch. Die Untersuchung der Effekte der Drei-Körper-Rekombination waren wesentliche Messungen, um das Bose-Einstein-Kondensat zu erreichen. Für eine ausführliche Behandlung dieses Themas sei der Leser auf [Web03b, Web03a] verwiesen.

2.3 Verdampfungs-Kühlen

Wenn wir von Verdampfungs-Kühlung (engl. evaporative cooling) sprechen, ist stets eine Kühlung der Atome in ihrem Phasenraum gemeint. Die Methode der Verdampfungs-Kühlung ist ein sehr effizientes Werkzeug, Quantenentartung zu erreichen. Das Prinzip dieser Kühlung basiert auf dem Entfernen von Atomen, deren Energie größer als die durchschnittliche Energie im Ensemble ist, und dem anschließenden Rethermalisieren des Gases durch elastische Stöße. Dadurch gehen zwar Teilchen verloren, die verbleibenden Atome besitzen aber eine geringere Temperatur und besetzen daher ein kleineres Volumen nahe dem Fallengrund. Folgedessen erhöht sich die Teilchendichte. Beide Effekte gemeinsam, die geringere Temperatur und die höhere Teilchendichte, resultieren in einer Erhöhung der Phasenraumdichte.

Als Technik der Verdampfungs-Kühlung stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Die prominenteste unter ihnen ist die Evaporation durch Einstrahlen einer Radiofrequenz, vorzugsweise bei spinselektiv gefangenen Atomen in magnetischen Fallen. In optischen Dipolfallen besteht die Möglichkeit, durch Verringern des Fallenpotentials das Ensemble evaporativ zu kühlen. Experimentell wird die Senkung des Potentials durch Herunterfahren der Laserleistung realisiert. Diese optische Evaporationstechnik führt in diesem Experiment zur Bose-Einstein-Kondensation des Cäsiums.

Zur Beschreibung der Verdampfungs-Kühlung wurden verschiedene Modelle entwickelt. Eine recht einfache und anschauliche Behandlung liefert [Dav95], wo gezeigt wird, daß alle thermodynamischen Variablen wie Teilchenzahl, Temperatur, Volumen, Dichte, Phasenraumdichte und elastische Stoßrate mit Potenzen von nur zwei Parametern skalieren. Ein Parameter gibt die geometrische Form der Falle an (linear, parabolisch, etc.), der zweite gibt die Temperaturverringerung pro Teilchenverlust an. In diesem Kapitel verzichte ich auf eine detaillierte Modellausführung und möchte stattdessen nur die Essenz der evaporativen Kühlung skizzieren und damit die relevanten Parameter einführen. Ein zusammenfassender Übersichtsartikel zur Technik der Verdampfungs-Kühlung findet sich beispielsweise in [Ket96].

Selbst- und Erzwungene Verdampfung

Selbst-Verdampfung (engl. plain evaporation) nennt man den Prozess, bei dem Atome ohne Veränderung des Fallenpotentials aus der Falle evaporieren können. Dies kann beispielsweise beim Umladen von Atomen in eine andere Falle geschehen, wodurch ein gewisser Teil des Ensembles genügend kinetische Energie gewinnen kann, um die Falle zu verlassen. Typischerweise endet der Prozess der Selbst-Verdampfung, wenn die Temperatur der verbleibenden Atome auf $\sim 1/10$ der Fallentiefe \hat{U} abgesunken ist.

Wird dagegen das Potential der Falle kontinuierlich reduziert, und somit die Temperatur des Ensembles kontinuierlich verringert, nennt man diesen Prozess erzwungene Verdampfung (engl. forced evaporation). Dabei spricht man vom sogenannten Abschneideparameter η , der durch

$$\hat{U} = \eta \cdot k_B T \quad (2.12)$$

definiert ist. η legt die Energiegrenze der Atome, welche evaporieren sollen, fest und entspricht dem Verdampfungsrand des Fallenpotentials. Die Geschwindigkeit der Potentialerniedrigung

2 Cäsium

wird dabei so gewählt, daß das Verhältnis von Potentialtiefe zu thermischer Energie des Gases konstant bleibt.

Die notwendige Bedingung einer effizienten Verdampfung ist die Aufrechterhaltung einer bestimmten elastischen Stoßrate. Verringert sich beim Herunterfahren des Potentials die Teilchendichte zu sehr, reicht die elastische Stoßrate unter Umständen nicht mehr aus, die Thermalisierung zu gewährleisten.

Elastische Stoßrate

Im niederenergetischen Bereich ist der elastische Wirkungsquerschnitt σ konstant und unabhängig von der Stoßenergie (Gl. 2.1). In diesem energetischen Limes können wir eine mittlere elastische Stoßrate ausdrücken durch

$$\gamma_{el} = \bar{n} \sigma \bar{v}_{rel}, \quad (2.13)$$

wobei \bar{n} die über die Atomwolke gemittelte Teilchendichte und \bar{v}_{rel} die gemittelte relative thermische Geschwindigkeit zwei stoßender Atome bezeichnet.

Monte Carlo Simulationen zeigen, daß bei konstantem elastischen Streuquerschnitt etwa 3 Stöße pro Atom notwendig sind, um ein Ensemble, das eine kleine Auslenkung aus dem thermischen Gleichgewicht erfahren hat, zu rethermalisieren [Arn97]. Somit ist bei niedrigen Stoßenergien die Thermalisierungszeit gegeben durch

$$\tau_{th} = 2.7 \cdot \frac{1}{\gamma_{el}}. \quad (2.14)$$

Bei höheren Stoßenergien ist der elastische Wirkungsquerschnitt nicht mehr konstant, sondern vom effektiven Relativimpuls $\bar{k}_{rel} = \mu \bar{v}_{rel} / \hbar$ beziehungsweise der mittleren relativen Geschwindigkeit abhängig. Unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist $\bar{v}_{rel} = \sqrt{16k_B T / \pi m}$ und wir erhalten mit Hilfe von

$$\gamma_{eff} = \bar{n} \sigma(\bar{k}_{rel}) \bar{v}_{rel} \quad (2.15)$$

und Gl. 2.5 eine effektive elastische Stoßrate

$$\gamma_{eff} = \bar{n} \cdot \sqrt{\frac{16k_B T}{\pi m}} \cdot \frac{2(2\pi a \hbar)^2}{\pi \hbar^2 + 4ma^2 k_B T}. \quad (2.16)$$

Als Konsequenz der höheren Stoßenergien und der daraus folgenden geringeren Stoßrate sind für Cäsium-Atome im Durchschnitt etwa 10 elastische Stöße pro Atom nötig, um die Atomwolke zu rethermalisieren [Arn97]. Mit Hilfe der elastischen Stoßrate von Gl. 2.16 lässt sich in diesem Energiebereich die Thermalisierungszeit also berechnen zu

$$\tau_{th} = 10.7 \cdot \frac{1}{\gamma_{eff}}. \quad (2.17)$$

Verdampfungs-Geschwindigkeit

Für den Verdampfungs-Prozess muß die Frage, in welcher Zeit das Potential heruntergefahren werden kann, näher betrachtet werden. Wird die Falltiefe zu schnell verringert, hat der Thermalisierungsprozess zu wenig Zeit, sich zu entfalten. Dann ist die aus dem System entfernte Energie pro verdampftem Atom zu gering und die Verdampfungs-Kühlung wird ineffizient. Wird hingegen die Falle zu langsam verringert, spielen wiederum Verlustprozesse eine zunehmende Rolle und macht die Evaporation ebenfalls ineffizient.

Im Idealfall können die Atome nur so schnell aus der Falle evaporieren, wie sie durch elastische Stöße produziert werden. Bei niedrigen Stoßenergien (konstanter Stoßquerschnitt) erhält man unter Berücksichtigung einer harmonischen Falle eine über das Ensemble gemittelte Verdampfungsrate [Ket96, Met99]:

$$\dot{N} = -N \cdot \gamma_{el} \frac{\eta}{\sqrt{2}} e^{-\eta} \quad (2.18)$$

mit N als gesamte Anzahl der gefangenen Teilchen. Gleichung 2.18 ist nur für eine dreidimensionale Evaporation und große Abschneideparameter η gültig, der während der Verdampfung konstant gehalten wird. Dadurch wird nur die Energieverteilung der Atome neu skaliert, ohne dessen Form zu ändern. Die Rate der verdampften Atome ist also eine Funktion der elastischen Stoßrate γ_{el} und des Abschneideparameters η . Die Abhängigkeit von η rührt vorwiegend aus der Wahrscheinlichkeit eines Atoms, sich im hochenergetischen Teil der Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung zu befinden und zu evaporieren. Umso größer also die Stoßrate ist, desto schneller werden Atome mit hohen Energien produziert, die zur Verdampfung beitragen können.

Aus Gl. 2.18 lässt sich somit die Evaporationszeit ausdrücken zu

$$\tau_{evap} = \frac{\sqrt{2} e^{\eta}}{\eta} \cdot \tau_{el}. \quad (2.19)$$

Hier sieht man die Abhängigkeit der Verdampfungs-Geschwindigkeit von η und der Stoßrate beziehungsweise der Stoßzeit $\tau_{el} = 1/\gamma_{el}$ etwas besser. Durch Wahl eines großen Abschneideparameters muß die elastische Stoßzeit der Atome entsprechend kurz sein (da $\propto e^{\eta}$), um das Gleichgewicht einer idealen Verdampfung zu erfüllen. Ist die Stoßzeit aber ausreichend kurz, kann ein Atomensemble sehr schnell evaporativ gekühlt werden [Met99, Ket96]. Einer schnellen Evaporation durch ein kleines η steht jedoch die aus dem System entfernte Energie pro evaporiertem Atom gegenüber. Diese soll für eine effiziente Verdampfung möglichst groß sein.

Verdampfungseffizienz

Der wichtigste Punkt bei der Betrachtung der Verdampfungs-Kühlung in Atomfallen ist die Maximierung der Phasenraumdichte bei möglichst geringem Verlust der Teilchenzahl. Entscheidend über die Erlangung eines Bose-Einstein-Kondensats mit der größtmöglichen Anzahl von Atomen ist daher die Effizienz der Verdampfung. Das bedeutet, den größtmög-

2 Cäsium

lichen Wert der globalen Effizienz [Ket96]

$$\epsilon_{tot} = \frac{\ln\left(\frac{D'}{D}\right)}{\ln\left(\frac{N}{N'}\right)} = 3 \frac{\ln(T/T')}{\ln(N/N')} - 1 \quad (2.20)$$

zu erreichen. D' und D sind die Phasenraumdichten am Ende und am Anfang der Evaporation, N' und N bezeichnen die entsprechenden Teilchenzahlen. Der Ausdruck auf der rechten Seite stellt die vereinfachte Effizienz für eine harmonische Falle mit den experimentell zugänglichen Größen Temperatur T und Teilchenzahl dar.

Die Strategie zur Maximierung von ϵ_{tot} besteht darin, die Verdampfungssequenz in einzelne Schritte aufzuteilen und diese jeweils in der verbleibenden Atomanzahl zu maximieren. Bei einem großen Verhältnis der elastischen zu inelastischen Stöße wird die lokale differentielle Effizienz

$$\epsilon = -\frac{dD/D}{dN/N} = 3 \frac{dT/T}{dN/N} - 1 \quad (2.21)$$

zu jedem Verdampfungsschritt durch Maximieren der verbleibenden Atome optimiert. Umso größer die Verdampfungseffizienz zu jedem Verdampfungsschritt ist, desto größer ist der Gewinn an Phasenraumdichte pro verlorenem Atom. Die rechte Seite von Gl. 2.21 entspricht wiederum der Vereinfachung für eine harmonische Falle. Für den Fall einer idealen Evaporation (keine inelastischen Prozesse) in einem 3D harmonischen Potential findet man für die maximale differentielle Effizienz den Ausdruck [Ket96]

$$\epsilon = \eta - 4. \quad (2.22)$$

Das Verhältnis der elastischen zu inelastischen Stöße sollte möglichst groß sein, da die elastischen Prozesse die Thermalisierung bewerkstelligen, wohingegen inelastische Prozesse, wie Drei-Körper-Verluste zu zusätzlichen Teilchenverlusten oder einem Aufheizen des Ensembles führen. In einer Situation mit großem Verhältnis der guten zu schlechten Stöße sind Verluste auf der Zeitskala der Thermalisierung gering oder gar zu vernachlässigen und der Abschneideparameter η kann groß gewählt werden. Im Falle eines kleinen Verhältnisses der guten zu schlechten Stöße muß der Abschneideparameter η klein gewählt werden und die Verdampfung muß schneller sein, um an Phasenraumdichte zu gewinnen.

Schließlich gibt es noch zwei weitere, wichtige Kriterien, um eine effiziente Verdampfung zu sichern. Zum einen muß die Größe der elastischen Streurrate, welche obige Bedürfnisse erfüllt, auch während der Verdampfung aufrecht erhalten werden. Die Streurrate bleibt während der Verdampfung konstant, wenn das Verhältnis der guten zu schlechten Stöße groß genug ist. Erhöht sich die Streurrate im Laufe der Verdampfung sogar, spricht man von der sogenannten „run-away“ Bedingung und die Verdampfung kann beschleunigt werden.

Dimensionalität der Verdampfung

Das zweite Kriterium für eine effiziente Verdampfung ist die sogenannte Dimensionalität der Verdampfung [Ket96]. Das Prinzip der Verdampfungs-Kühlung basiert auf der Selektion höherenergetischer Teilchen. Diese räumliche Selektion hängt von der Bewegungsrichtung jedes

2.3 Verdampfungs-Kühlen

Teilchens in der Falle ab. Können die evaporierenden Atome in allen drei Raumrichtungen aus der Falle entkommen, ist die Verdampfung sehr effizient. Bei einer eindimensionalen Verdampfung beispielsweise können die Atome die Falle nur in einem kleinen Raumwinkel verlassen. Durch die eingeschränkte Dimensionalität kann ein bestimmter Anteil der energetischen Atome nicht evaporieren und die Effizienz der Verdampfung wird stark verringert.

3 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Zutaten beschrieben, die für die Realisierung des Bose-Einstein-Kondensats von Cäsium notwendig sind. Dabei gehe ich besonders auf optische Dipolfallen, wie sie im Experiment verwendet werden, ein und hebe die wichtigsten spezifischen Parameter hervor. Weitere, teilweise ausführlichere Beschreibungen dieser experimentellen Methoden finden sich in Ref. [Web03a].

3.1 Vakuumkammer und Magnetfelder

Vakuumkammer

Die allgemeinen Anforderungen an eine Apparatur für Experimente mit ultrakalten Atomen sind die dauerhafte Bereitstellung eines Ultrahochvakuums mit einem Druck $< 10^{-11}$ mbar und zusätzlich eine leichte und flexible optische Zugänglichkeit. Beides ist in unserer Apparatur vereint. Der Aufbau ist im Wesentlichen ein Zwei-Kammer-System mit Ofen- und Hauptkammer, die durch eine differentielle Pumpstrecke miteinander verbunden sind (Abb. 3.1). Die gesamte Apparatur wurde aus schwer magnetisierbarem Stahl (1.4429 ESU bzw. 316 LN) gefertigt, da im Experiment verschiedene, wohl kontrollierbare Magnetfelder nötig sind. Startpunkt für die Atome in der Apparatur ist der Cäsiumofen, von wo sie über die differentielle Pumpstrecke, die gleichzeitig die Zeeman-Abbremsstrecke bildet, in Richtung Hauptkammer strömen. Als Pumpen dienen hier eine kleine Ionengerter-Pumpe (20 l/s) und eine Titansublimations-Pumpe, die seitlich an die Apparatur montiert sind. Zusätzlich kann die Ofenkammer durch ein Ventil vom Vakuum der restlichen Apparatur getrennt werden.

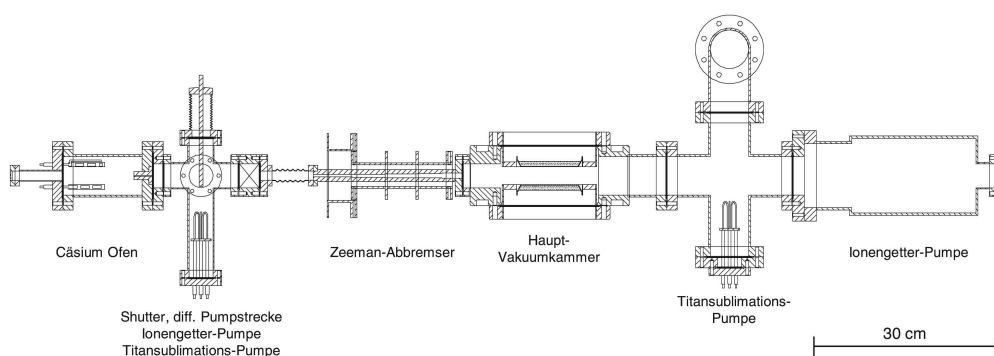


Abbildung 3.1: Schematische Seitenansicht der Vakuumapparatur. Die Gesamtlänge beträgt 166 cm. Links die Ofensektion, in der Mitte die Hauptkammer und rechts die Pumpsektion.

3 Experimentelle Methoden

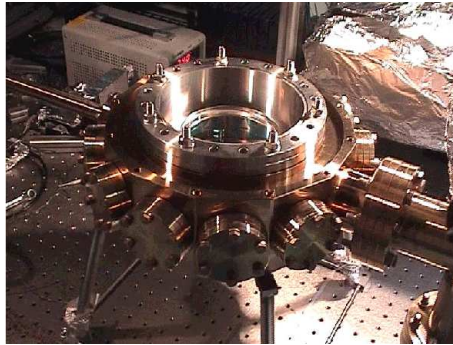


Abbildung 3.2: Hauptkammer, in der sich das Fallenzentrum befindet (ohne Optik und Magnetfeldspulen). Die CF40-Fenster sind für das Ausheizen durch Blindflansche ersetzt. Der obere invertierte Viewport ist provisorisch mit nur einem Drittel der Schrauben fixiert.

Ein eingebauter verschiebbarer Stab dient dazu, den Atomstrahl des Ofens während des Experiments zu blockieren.

Von der Zeeman-Abbremsstrecke gelangen die Atome in das Herzstück der Apparatur, der zwölfkigen Hauptkammer. Sie besitzt an den Seitenflächen sechs antireflex-beschichtete Fenster mit einem Sichtdurchmesser von 35 mm sowie vier spezielle Zinkselenid-Fenster für das Licht der CO_2 -Laser mit einem Sichtdurchmesser von 22 mm, die in CF40-Flansche eingearbeitet sind. An der Ober- und Unterseite schließen die Hauptkammer zwei große, nach innen reichende Fenster (sogenannte invertierte „Viewports“) mit einem Sichtdurchmesser von 95 mm (Abb. 3.2). Durch diese Anordnung der Fenster ist es möglich, daß alle benötigten Laserstrahlen an einem Ort, im Zentrum der Kammer, zur Verfügung stehen, ohne daß die Atome an einen anderen Ort transferiert werden müssen. Weiters ist auch die Beobachtung der Atome mit CCD-Kameras und die optische Detektion mittels Absorptions-Abbildung leicht und flexibel möglich.

Den Abschluß der Vakuumapparatur bilden eine Pumpsektion bestehend aus Titansublimator- sowie Ionengetter-Pumpe (60 l/s), die zur Aufrechterhaltung des Vakuums in der Hauptkammer dienen. Am Ende der Ionengetter-Pumpe ist ebenfalls ein antireflex-beschichtetes Fenster mit einem Sichtdurchmesser von 35 mm angebracht, um den Zeeman-Abbremslaser in die Kammer entgegen den Atomstrahl zu schicken.

Die Hauptkammer wurde vor Beginn des optischen Aufbaus einer zweimaligen Ausheiz- und Abpumpprozedur unterzogen. Der Druck der Vakuumkammer wird mit zwei Ionisierungssonden (Varian UHV-24p) gemessen. Bei ausgeschaltetem Atomofen zeigt das Multigaugemessgerät der Hauptkammer keinen korrekten Wert mehr an, in jedem Fall liegt er unter $5 \cdot 10^{-12}$ mbar. Während des Experiments erhöht sich der Druck leicht auf $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ mbar mit einer geschätzten Ungenauigkeit von 50%.

Magnetfelder

Wie wir bereits in Abschnitt 2.2.1 gesehen haben, benötigen wir zur Feshbach-Abstimmung homogene Gleichfelder (Biasfelder) bis maximal 200 G, aber auch ein Quadrupolfeld

Schaltzeiten	Bias-Spulen		Gradienten-Spulen	
	Δt (μs)	$\Delta\tau$ (ms)	Δt (μs)	$\Delta\tau$ (ms)
Ein	360	1.5	120	0.6
Aus	30	7	4	1

Tabelle 3.1: Anstiegs- und Abfallzeiten des induzierten Spulenstromes gemessen über einen Messwiderstand. Die Δt -Werte beziehen sich auf jene Dauer, in der das Signal von 10% auf 90% ansteigt bzw. abfällt. Die höheren Zeitangaben $\Delta\tau$ geben die gesamte Dauer an, bis das Signal auf den Sollwert eingeschwungen ist.

bis zu 90 G/cm für die magnetooptische Falle (Kap. 3.3) oder eine Kombination von beiden Feldern resultierend in einem Gradientenfeld zur Levitierung der Atome (Abschn. 3.6.1).

Um diese unterschiedlichen Magnetfelder flexibel zu erzeugen, wurden auf der Ober- und Unterseite der Hauptkammer jeweils 9 Spulen mit verschiedenen Windungszahlen integriert. Zur Kühlung ist der Spulenträger mit einem Wasser-Kühlrohr in thermischem Kontakt. Das Biasfeld wird von einem Spulenpaar in Helmholtz (HH) Konfiguration erzeugt. Dazu werden von den 9 Spulen auf jeder Seite 5 Spulen zu je 24 Windungen parallel geschaltet. Somit kann mit einem Strom bis 100 A ein homogenes Biasfeld bis 200 G erzeugt werden. Das Quadrupolfeld wird über ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz (AH) Anordnung erzeugt, wozu auf jeder Seite 2 weitere Spulen mit je 31 Windungen parallel geschaltet werden. Mit einem Strom bis maximal 70 A können wir damit ein Gradientenfeld bis 90 G/cm realisieren.

Alle Spulen werden von Netzgeräten der Firma Delta betrieben (HH: Mod. SM 30-100D, AH: Mod. SM 45-70) und können über einen Computer auf eine gewünschte Ausgabespannung oder einen gewünschten Ausgabestrom programmiert werden. Im stromgesteuerten Betriebsmodus zeigt sich ein Rauschen der Netzgeräte von maximal 6 mA (11 mG), das etwa einen Faktor 20-30 höher ist, als im spannungsgesteuerten Betriebsmodus. Allerdings ist es im stromgesteuerten Betrieb der Netzgeräte möglich, um etwa diesen Faktor bessere Schaltzeiten zu realisieren.

Da das Rauschen der Netzgeräte im Strommodus bei der Erzeugung des BEC derzeit kein größeres Problem darstellt und es viel wichtiger ist, die Magnetfelder, insbesondere das Biasfeld, möglichst schnell zu schalten, werden beide Netzgeräte stromgesteuert betrieben. Um noch kürzere Schaltzeiten zu ermöglichen, wurde eine elektronische Schaltung in Serie in den Stromkreislauf der Spulen integriert, welche den beim Ein- und Ausschalten induzierten Strom der Spulen tilgen [Win02]. Dadurch erreichen wir Ein- und Ausschaltzeiten wie in Tabelle 3.1 eingetragen.

Um störende externe Felder zu kompensieren, werden um die Hauptkammer für jede der drei Raumrichtungen Kompensationsspulen in HH Konfiguration angeordnet, siehe Abbildung 3.3. Zur Kompensation in vertikaler Richtung (z-Achse) verwenden wir von den 9 in den Korpus integrierten Spulen ein weiteres Paar mit je 23 Windungen. Für die x- und y-Richtung sind vier rechteckige Spulen (je 70 Windungen) auf dem optischen Tisch montiert und paarweise zusammengeschaltet. Neben der Störfeldkompensation sind während des Ablaufs des Experiments oft andere Kompensations- oder Richtungsfelder nötig.

Deshalb werden hier die Spulen von drei kleinen separaten Netzgeräten betrieben, die

3 Experimentelle Methoden

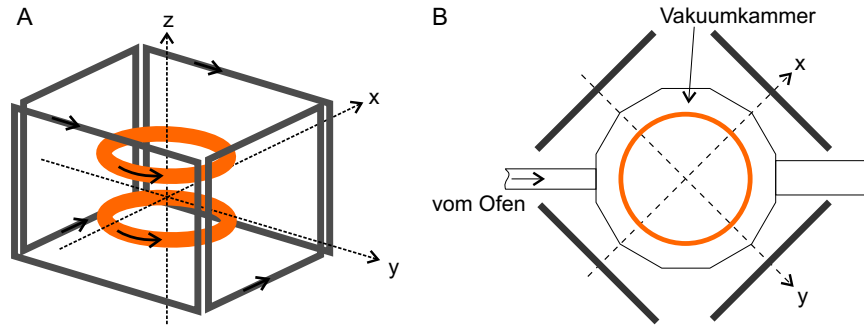


Abbildung 3.3: Schematische Anordnung der Spulen räumlich (A) und von oben gesehen (B), um Magnetfeldstörungen in der Hauptkammer zu kompensieren oder andere schwache Richtungsfelder vorzugeben.

ebenfalls per Computer gesteuert werden können. Typischerweise müssen Felder bis 1 G, die vom Erdmagnetfeld, dem Magnetfeld der Zeeman-Abbremsstrecke und den Vakuumpumpen herrühren, durch diese Spulen kompensiert werden. Standardmäßig werden die Spulenpaare in einem Bereich bis 750 mA betrieben und stellen so ein beliebig orientierbares Kompensationsfeld bereit. In Tabelle 3.2 sind die Werte der Spulenströme beziehungsweise der jeweiligen Magnetfelder eingetragen, die die Magnetfeldstörungen in der Hauptkammer kompensieren.

	mit Zeeman-Spulen		ohne Zeeman-Spulen	
	I (A)	B (mG)	I (A)	B (mG)
x	0.35	300	0.28	240
y	0.42	360	0.18	150
z	0.67	1140	0.75	1270

Tabelle 3.2: Werte für die Kompensationsspulen in den verschiedenen Raumrichtungen bei eingeschaltetem Zeeman-Abbremsler (MOT Ladephase) und ohne Zeeman-Spulen (während des Experiments).

3.2 Dioden Laser

Neben dem geeigneten apparativen Aufbau ist eine exakte Kontrolle der Intensität und insbesondere der Frequenz des Laserlichtes (siehe Abb. 2.1) erforderlich. Erst dadurch ist es überhaupt möglich, die Atome beispielsweise aus einem thermischen Atomstrahl zu kühlen, ihre inneren Freiheitsgrade zu manipulieren oder sie zu detektieren. Zudem wollen wir auf möglichst leichte Handhabung und flexible Abstimbarkeit der Laserfrequenzen nicht verzichten. Als geeignetes Werkzeug bieten sich hier selbstgebaute Diodenlaser-Systeme an, die die gewünschten Anforderungen erfüllen.

3 Experimentelle Methoden

nun durch Mischen des Probestrahls mit dem Rf-Modulationssignal erzeugt. Über die selbstentwickelte Regelelektronik (PID) wird damit der Laser durch den Diodenstrom und die Piezospaltung des Littrowgitters stabilisiert. Dabei regelt die Piezospaltung gegen langsamere Störungen (bis einige kHz) mit einem großen Frequenzhub, während die Stromregelung schnelle Frequenzmodulationen (bis MHz) mit einem kleinen Frequenzhub ausgleicht.

Um temperaturbedingte Modensprünge der Laserdiode zu unterdrücken, ist die Diode in einen Aluminiumblock integriert, der in einem geschlossenen Gehäuse montiert ist. Der Aluminiumblock wird über ein separat geregeltes Peltier-Element auf einer konstanten Temperatur mit einer Genauigkeit von $\Delta T \leq 5$ mK gehalten. Mit diesem Aufbau erreichen wir eine relative Genauigkeit der Stabilisierung von < 100 kHz.

Zur Detektion der Atome (Kap. 3.9) benötigen wir zwei unabhängige Abbildungslaser (Abb. 3.4, Abbildungsl. 1 und 2), die mit dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ resonant sind. Deshalb wird das Licht des stabilisierten Masterlasers wiederum über AOMs um $+160$ MHz zurück in Resonanz des Übergangs gebracht. Mit Hilfe von Glasfasern wird das Abbildungslicht zum Experiment geführt und dabei gleichzeitig ein recht gutes gauß'sches Strahlprofil erreicht, was für die Qualität der Abbildungen wichtig ist.

MOT- und Zeeman-Abbremslaser

Für den MOT- und Zeeman-Abbremslaser verwenden wir jeweils sogenannte „Distributed Bragg Reflektor“ (DBR) Dioden (SDL-5712-H1), die durch ihren inneren Diodenaufbau freilaufend besonders schmalbandig sind ($\Delta\nu < 10$ MHz) und bis zu 100 mW Lichtleistung liefern. Sie sind temperaturstabilisiert im Gehäuse montiert. Sowohl der MOT- als auch der Abbremslaser ist *relativ* zum Masterlaser auf den Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ stabilisiert. Hierzu wird das Schwebungssignal (Beat) zwischen dem Masterlaser und dem zweiten Laser mit einer externen Frequenzreferenz, die ein spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) erzeugt, verglichen (Abb. 3.5) und daraus schließlich das Fehlersignal generiert [Ham02a]. Als Regelgröße verwenden wir in diesem Fall nur den Strom der Laserdioden. Für jeden Laser erreichen wir mit dieser Stabilisierung eine Frequenzgenauigkeit von $\Delta\nu = 1$ MHz. Ein Aufbau zur Sättigungsspektroskopie dient jeweils zur Orientierung und zum Auffinden der Spektrallinien.

Im Experiment ist es wichtig, das Licht des MOT-Lasers möglichst schnell ein- und auszuschalten, weshalb hier ein AOM als Lichtschalter dient (Abb. 3.5, rechts oben). Da beim Ausschalten ca. 0.1% des Lichts in der ersten Ordnung des AOMs bleibt, verwenden wir zusätzlich einen mechanischen Verschluss (engl. Shutter). Kurz vor der Einkopplung in die Glasfaser wird mit entsprechender Polarisierung das Licht des Rückpump lasers über einen Strahlteiler mit dem MOT-Licht überlagert. Der Aufbau für den Zeeman-Abbremslaser ist ganz ähnlich, allerdings benötigen wir in diesem Fall nicht so schnelle Ein- und Ausschaltzeiten wie beim MOT-Laser. Daher genügt hier ein mechanischer Shutter.

Die Verstimmung der jeweiligen Laser wird über die Frequenz der VCO's eingestellt, welche über die Experimentsteuerung variabel programmierbar sind. Dadurch können wir die Frequenz des MOT-Lasers in einem Bereich bis maximal -90 MHz gegenüber dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ rotverstimmen. Standardmäßig ist der MOT-Laser -4.5 MHz verstimmt, die Frequenz des Abbremslasers wird nicht verändert und ist derzeit -50 MHz rotverstimmt. Durch Leistungsverluste im optischen Aufbau und in den Glasfasern (Einkopplungseffizienz

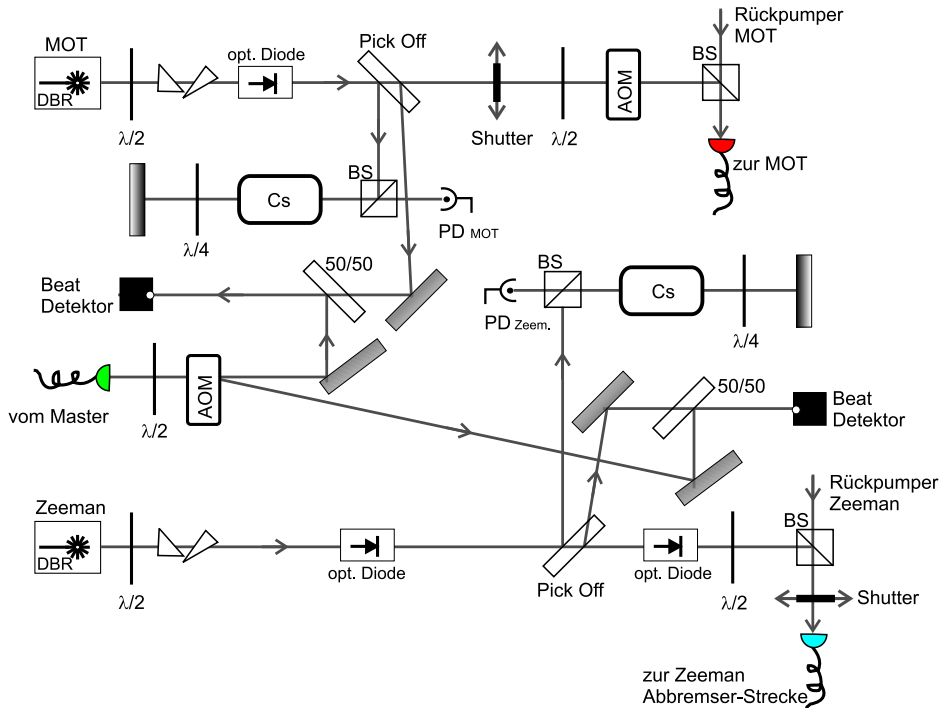


Abbildung 3.5: Optischer Aufbau des MOT- und des Zeeman-Abbremslasers, die relativ zum Masterlaser über ein Schwebungssignal stabilisiert werden. Vor der Einkopplung in die Faser wird das Licht aus dem Rückpump-Laser überlagert.

typischerweise bei 60-70%), über die das jeweilige Laserlicht zum Experiment gebracht wird, stehen uns schließlich 31 mW MOT- mit 2.1 mW Rückpumplicht, beim Zeemann-Abbremsler 31.5 mW mit 5 mW Rückpumplicht zur Verfügung.

Rückpump- und Polarisierlaser

Um den Kühlübergang der MOT zu schließen, benötigen wir einen Rückpump Laser auf dem $F=3 \rightarrow F'=3$ Übergang. Als Polarisierlaser für das Raman-Gitter (Kap. 3.4) ist zudem Licht mit einer Frequenz in der Nähe des Übergangs $F=3 \rightarrow F'=2$ nötig. Beide Frequenzen realisieren wir durch Stabilisierung eines Lasers auf die Cross-Over Resonanz zwischen $F=3 \rightarrow F'=2 / F'=3$, wobei die oberen beiden Niveaus 151 MHz auseinanderliegen (Abb. 2.1). Die Frequenz des Lasers wird dann jeweils über einen AOM (+75 und -66.5 MHz) verschoben (Abb. 3.6), wodurch der Rückpump Laser resonant und der Polarisierlaser +8.5 MHz blauverstimmt ist.

Die DBR-Laserdiode ist wie beim MOT- beziehungsweise Abbremslaser temperaturstabilisiert im Gehäuse aufgebaut und liefert eine Leistung von etwa 80 mW. Zur Stabilisierung wird auch hier der Diodenstrom verwendet. Das Fehlersignal wird allerdings über die sogenannte Polarisationspektroskopie gewonnen [Cor98]. Dazu wird der zirkuläre Dichroismus in einer Cs-Dampfzelle, an der ein Magnetfeld von ca. 100 G mit Dauermagneten angelegt

3 Experimentelle Methoden

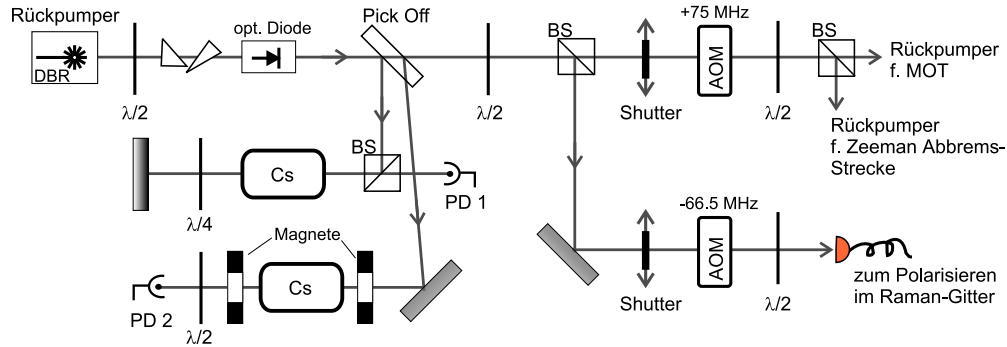


Abbildung 3.6: Optischer Aufbau des Rückpump- und Polarisierlasers, der mittels der Polarisationsspektroskopie stabilisiert ist.

wird, ausgenutzt. Zum Auffinden der Übergänge dient ebenfalls ein dopplerfreies Signal aus der Sättigungsspektroskopie. Das Rückpumplicht wird nach dem Strahlteiler über Spiegel mit dem MOT- und Abbremslaser überlagert. Der Polarisierlaser wird über eine Glasfaser zum Experiment geführt und wir erhalten am Ausgang eine Leistung von $130 \mu\text{W}$.

Raman-Gitterlaser

Schließlich benötigen wir zur Implementierung der sogenannten 3D Raman-Kühlung einen Laser, der auf dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=4$ läuft. Für diesen Raman-Laser verwenden wir eine SDL-5420 Laserdiode, welche bei ca. 120 mW als sogenannter Slave betrieben wird. Dazu wird Licht der richtigen Frequenz vom Masterlaser (Abb. 3.4) über die optische Diode, welche nach dem Raman-Laser steht, in die Laserdiode injiziert (Abb. 3.7). Bei geeignetem Diodenstrom kann damit die Laserdiode von außen dazu stimuliert werden, Licht der gleichen Frequenz zu emittieren. Details zu dieser Lockmethode findet man in [Sie86, Ger99].

Da der Masterlaser -160 MHz rot bezüglich des $F=4 \rightarrow F'=5$ Übergangs verstimmt ist, wird das Injektionslicht mittels AOM nochmals um etwa -170 MHz rotverstimmt (Abb. 3.4, rechts oben), um mit der Linie $F=4 \rightarrow F'=4$ resonant zu sein. (Der AOM zum Ein- und Ausschalten des Raman-Lasers verschiebt die Frequenz um $+80 \text{ MHz}$, siehe Abb. 3.7). Auch bei diesem Laser wird die Temperatur über ein Peltier-Element konstant gehalten. Das Sättigungsspektroskopiesignal wird zum Auffinden des richtigen Diodenstromes verwendet.

Wir erhalten vom Laser etwa 70 mW nutzbares Licht, das wir im Weiteren in vier Strahlen für das Raman-Gitter aufteilen. Ein- und ausgeschaltet wird auch hier durch die Kombination eines AOMs mit einem mechanischen Shutter.

3.3 Magnetooptische Falle (MOT)

Im ersten Schritt des Experiments werden aus dem Atomstrahl die Cäsium-Atome in eine sogenannte magnetooptische Falle (engl. Magneto-Optical Trap, MOT) geladen. In diesem Kapitel gebe ich einen kurzen Überblick zu dieser Einfang- und Vorkühltechnik von Alkaliatomen, insbesondere da dies mittlerweile als Standardverfahren gesehen werden kann.

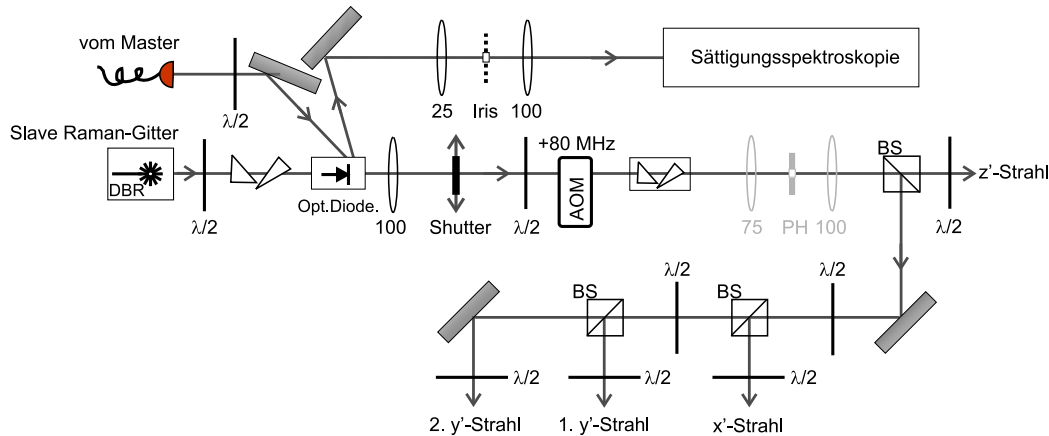


Abbildung 3.7: Optischer Aufbau des Raman-Lasers. Der Laser wird durch die sogenannte Injektionslock-Methode stabilisiert. Die vier Strahlen werden zur Realisierung des Raman-Gitters verwendet. Die Bezeichnungen der Strahlen indizieren die in Kap. 3.4 beschriebene Strahlkonfiguration.

Zeeman-Abbremsler

Der Zeeman-Abbremsler ist eine Standardtechnik zum Abbremsen von Atomen aus einem thermischen Atomstrahl [Phi82, Met99]. Dazu wird dem Atomstrahl direkt ein Laser entgegen geschickt, der die Atome durch Photonenstreuung abbremsst. Die Streuung des Laserlichtes ist stark frequenzabhängig und damit auch abhängig von der Geschwindigkeit der Atome, da sie durch ihre Bewegung entgegen den Laserstrahl ein dopplerverschobenes Bremslicht erfahren. Durch ein statisches, inhomogenes Magnetfeld entlang der Bremsstrecke werden die atomaren Übergänge verschoben, um die Niveaus der langsamer werdenden Atome mit der Laserfrequenz in Resonanz zu halten und um damit die Atome kontinuierlich abzubremsen.

In unserem Experiment werden die Atome in einem Ofen bei einer Temperatur von ca. 100°C durch elektrische Heizung (max. 4 A) von Cäsium-Stäbchen abgedampft (Dispenserofen). Dem thermischen Atomstrahl mit einem Atomfluß von etwa 10^8 Atomen/s wird der Abbremslaser mit einer konstanten Rotverstimmung von -50 MHz bezüglich des $F=4 \rightarrow F'=5$ Übergangs (Kap. 3.2) von der gegenüberliegenden Seite der Vakuumapparatur entgegen geschickt. Das inhomogene Magnetfeld entlang der etwa 24 cm langen Abbremsstrecke wird durch vier Spulen erzeugt. Eine große Spule mit mittlerem Durchmesser von 11 cm (180 Windungen) wird mit 3.5 A betrieben, die anderen drei Spulen haben jeweils einen Durchmesser von 6 cm (135, 115 und 92 Windungen) und werden parallel mit einem Strom von 1.6 A betrieben.

Wir erreichen eine Laderate von etwa 10^7 Atomen/s in die MOT. Durch Optimierung dieser Abbremsstechnik sind wesentlich höhere Laderaten von bis zu 10^{11} Atomen/s, wie beispielsweise in [Ket92] berichtet, möglich. Unsere eher geringe Laderate ist derzeit keine Limitierung, trotzdem könnte eine höhere Laderate für zukünftige Experimente gewinnbringend sein.

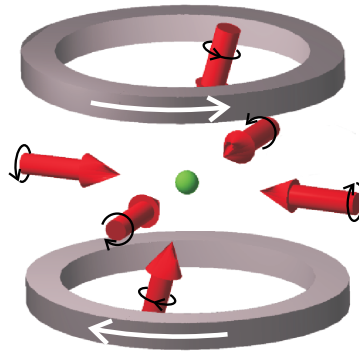


Abbildung 3.8: Schema der MOT. Im Überlappungsbereich der sechs Strahlen sammeln sich die Atome und werden gekühlt. Die Kreispeile der Strahlen indizieren ihre Polarisationsrichtungen. Der z-Strahl wird aus Platzgründen durch einen Spiegel oben reflektiert. Die Spulen erzeugen in ihrer Anti-Helmholtz Anordnung das Quadrupolfeld mit 7.8 G/cm.

MOT

Die magnetooptische Falle dient dazu, Atome an einem definierten Ort einzufangen und gleichzeitig zu kühlen. Sie ist mittlerweile ebenfalls eine Standardtechnik [Raa87, Met99]. Das Prinzip der MOT basiert auf der Ausnutzung einer räumlich abhängigen Zeeman-Verschiebung durch ein magnetisches Quadrupolfeld in Kombination mit einem optischen Lichtfeld, wodurch zum einen optisch gepumpt wird und zum anderen die Stärke der Spontankraft bestimmt ist. Die MOT entsteht im Überlappungsbereich von sechs rotverstimmten Laserfeldern, die jeweils paarweise gegenläufig und entlang jeder Raumachse angeordnet sind, gemeinsam mit dem inhomogenen Magnetfeld, das zu einer räumlich abhängigen Zeeman-Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenzen führt. Bewegt sich ein Atom entgegen der Richtung eines Laserstrahls, wird auf Grund der Polarisation des Lasers und der Zeeman-Verschiebung die Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz umso geringer, je weiter sich das Atom vom Fallenzentrum entfernt. Dementsprechend ist die Stärke der Spontankraft positionsabhängig und das Atom erfährt eine ins Fallenzentrum rücktreibende Kraft. Gleichzeitig werden die Atome auf Grund der Rotverstimmung des MOT-Lichts gekühlt.

Wir verwenden eine MOT mit fünf Strahlen, bei der aus Platzgründen der Strahl in z-Richtung leicht schräg gekippt und durch einen oberen Spiegel zurückreflektiert wird (Abb. 3.8). Alle Strahlen haben ungefähr die gleiche Intensität. Diese wurde wie die Polarisation jedes Strahls experimentell optimiert. Zwei Spulen in Anti-Helmholtz Anordnung erzeugen bei einem Strom von 8 A ein magnetisches Gradientenfeld von 7.8 G/cm.

Der MOT-Laser wird standardmäßig mit einer Verstimmung von -4.5 MHz vom Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ betrieben, was ein experimentell bestimmtes Optimum von maximal erreichbarer Teilchenzahl und minimaler Temperatur darstellt. Da das MOT-Licht mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch den $F'=4$ Zustand bevölkert und somit die Atome auch in den $F=3$ Zustand relaxieren können, muß der Kühlübergang durch den Rückpumpplaser

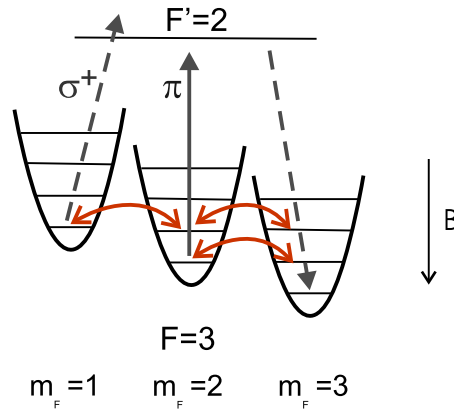


Abbildung 3.9: Raman-Seitenband Kühlschema. Entartung der Vibrationsniveaus von benachbarten magnetischen Unterniveaus durch Anlegen eines Magnetfeldes. Das Gitterlicht treibt die Raman-Übergänge zwischen den einzelnen m_F Niveaus. Der Pump laser zur Polarisierung ist strichliert eingezeichnet und transferiert die Atome über das $F'=2$ Level in den absoluten Grundzustand.

($F=3 \rightarrow F'=3$) geschlossen werden.

Bei einer typischen Ladezeit von 4 s werden bis zu 10^8 , typischerweise $2-3 \cdot 10^7$ Atome in die MOT geladen. Durch eine kurze, reine Melassephase von 45 ms, in der wir den MOT-Laser von -4.5 MHz auf -90 MHz verstimmen und das magnetische Gradientenfeld ausschalten, erreichen wir eine Temperatur von $\sim 10 \mu\text{K}$. Als Lebensdauer der MOT messen wir eine $1/e$ Zeit von etwa 3 Minuten, welche auf das gute Ultrahochvakuum zurückzuführen ist.

3.4 3D Raman-Seitenband Kühlen

Wie bereits Eingangs erwähnt, wollen wir die Cäsium-Atome in ihrem energetisch niedrigsten Zustand in einer CO_2 -Dipolfalle fangen. Zusätzlich sollen die Atome weiter gekühlt werden, da dann die Dipolfalle mit höherer Effizienz geladen werden kann. Die 3D Raman-Seitenband Kühlung in einem optischen Gitter stellt hier eine sehr nützliche Technik dar, um die Temperatur- und Dichtelimitierungen der optischen Melasse [Met99] zu umgehen.

Kühlschema

Unser Raman-Seitenband Kühlschema ist dem in Ref. [Tre01] ganz ähnlich. Das Gitterpotential wird von vier sich kreuzenden Laserstrahlen gebildet, die mit dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=4$ resonant sind. Ein kleines Magnetfeld von etwa 220 mG in vertikaler Richtung führt zu einer Zeeman-Verschiebung zwischen den benachbarten magnetischen Unterniveaus, das der Vibrationsenergie der Gitterpotentialtöpfe entspricht. Somit entarten energetisch die Vibrationsniveaus der Potentialtöpfe der benachbarten m_F Niveaus, siehe Abbildung 3.9. Zur groben Abschätzung der Größenordnung der Vibrationsfrequenz nehmen wir eine einfache stehende Welle mit der halben Gesamtleistung des Raman-Lasers an. Wir finden eine Vibrationsfrequenz in der Größenordnung von $2\pi \cdot 140$ kHz, das einer Vibrationsenergie von

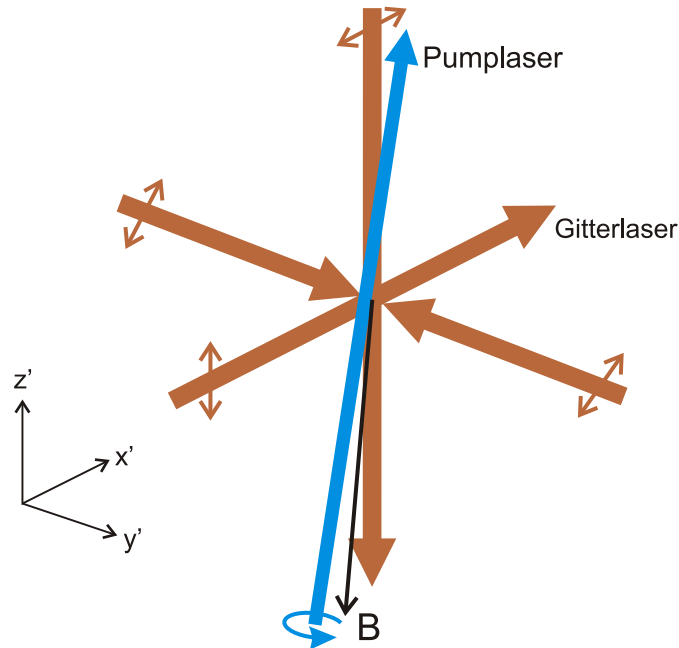


Abbildung 3.10: Konfiguration des optischen Raman-Gitters. Typische Intensitäten der vier linear polarisierten Gitterstrahlen liegen bei 200 mW/cm^2 je Strahl. Das Gitter wird aus der Melasse geladen, die mit dem Gitter räumlich überlappt.

$\hbar\omega \approx k_B \cdot 6 \text{ } \mu\text{K}$ entspricht. Daraus lässt sich die Stärke des Verschiebungs-Magnetfeldes zu 400 mG berechnen, was trotz der einfachen Abschätzung in der Größenordnung des experimentellen Wertes von 220 mG liegt.

Ein Kühlzyklus beginnt mit Atomen, die zunächst in einem höheren Vibrationsniveau gefangen sind. Durch das Licht der Gitterstrahlen selbst werden energieselektive Raman-Übergänge induziert und transferieren die Atome vom $m_F=3$ in das benachbarte $m_F=2$ Unterniveau und weiter in das $m_F=1$ Töpfchen, wobei die Vibrationsquantenzahl um zwei verringert wird. Für eine Gitterfalle im Lamb-Dicke Regime, in dem die Vibrationsenergie größer als die Rückstoßenergie ($\sim k_B \cdot 200 \text{ nK}$) der Atome ist, neigt optisches Pumpen zurück zu $m_F=3$ dazu, die Vibrationsquantenzahl beizubehalten [Ker00]. Also werden pro Kühlzyklus die Atome effektiv um zwei Vibrationsquanten gekühlt. Diese Kühlung dauert solange, bis sich die meisten Atome im Vibrationsgrundzustand des $m_F=3$ Niveaus befinden, der sowohl für das optische Pumpen als auch für die Raman-Übergänge ein Dunkelzustand ist.

Raman-Gitter

In Abbildung 3.10 ist die Geometrie unseres Raman-Gitters dargestellt. Das optische Potential wird durch Interferenz von vier linear polarisierten Laserstrahlen erzeugt, zwei entgegenseitlich laufenden Strahlen entlang der y' -Achse und zwei laufenden Wellen entlang der x' - und z' -Achsen. Die Realisierung des Gitters mit vier Strahlen stellt sicher, daß die Gitter-

geometrie bis auf eine Gesamttranslation des Gitters unbeeinflusst von Fluktuationen der relativen Phasen der Laserstrahlen bleibt [Gry93]. Die Strahlpolarisationen liegen alle in der x' - z' Ebene, da das Magnetfeld für die Zeeman-Verschiebung in vertikaler Richtung angelegt ist. Dadurch maximieren wir die Raman-Kopplung. Die Polarisationen sowie die Intensitätsverhältnisse zwischen den Strahlen wurden experimentell optimiert (möglichst viele Atome im Grundzustand $F=3$, $m_F=3$ bei möglichst geringer Temperatur).

Für die Gitterstrahlen verwenden wir den injektionsstabilisierten Diodenlaser, der resonant zum Übergang $F=4 \rightarrow F'=4$ ist (also ca. 9.2 GHz rotverstimmt zum $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$ Übergang). Der optische Pumpstrahl zur Polarisierung der Atome wird vom Rückpumplaser bereitgestellt, läuft zur z' -Achse leicht gekippt und ist +8.5 MHz vom Übergang $F=3 \rightarrow F'=2$ blauverstimmt (Kap. 3.2). Um eine möglichst reine rechtszirkulare (σ^+) Polarisierung des Pumpstrahls entlang der Quantisierungsachse durch das Magnetfeld zu erreichen, wurde die Orientierung des Magnetfeldes experimentell optimiert. Das Magnetfeld der Kompensationspulen wird dazu in den verschiedenen Raumrichtungen überlagert und dem Polarisierstrahl angepasst. Zur vollständigen Polarisierung muß das unterste Vibrationsniveau des $m_F = 2$ Niveaus mit linear polarisiertem Licht gepumpt werden. Dieses π -Licht ist als kleiner Anteil durch das leichte Kippen im Pumpstrahl bereits enthalten.

Mit diesem Aufbau unseres Raman-Gitters können wir aus der Melasse nach einer Kühlzeit von 8 ms und nach adiabatischem Herunterfahren des Gitters etwa $2 \cdot 10^7$ Atome mit einer Temperatur von typischerweise 1 μ K in den Grundzustand $F=3$, $m_F=3$ transferieren. Etwa 95% der Atome aus der Melasse werden also in den Grundzustand polarisiert und wir gewinnen dabei einen Faktor 10 in der Temperatur. In Ref. [Tre01] wird von ähnlichen Polarisierungseffizienzen, jedoch von Temperaturen bis zu 200 nK berichtet. Das heißt, daß durch Optimierung einiger Parameter wie Strahlprofil oder Polarisierung der Gitterstrahlen noch etwas Spielraum zur Verbesserung dieser Kühl- und Polarisieretechnik sein sollte.

3.5 Dipolpotential

In diesem Kapitel gebe ich eine kurze Darstellung der grundlegenden Wechselwirkungen eines Laserfeldes bei großer Verstimmung mit einem Atom und führe dabei die wichtigsten Begriffe ein. Anschließend werden die jeweiligen Parameter für die im Experiment verwendeten Typen von Dipolfallen (CO₂- und 1064-nm Laser) berechnet. Eine umfassende Ausführung dieser Theorie wird zum Beispiel in [Gri00] gegeben.

Oszillatormodell

Befindet sich ein neutrales Atom in einem Laserfeld, induziert das elektrische Feld des Lasers ein Dipolmoment im Atom. Diese Wechselwirkung zwischen dem Atom und dem Lichtfeld kann mit Hilfe eines klassischen Oszillatormodells beschrieben werden. Für den Fall eines Zwei-Niveau Atoms kann man zeigen [Gri00], daß sich bei großer Verstimmung $\Delta \equiv \omega - \omega_0$ das Wechselwirkungs-Potential U_{dip} (Dipolpotential) zwischen dem Atom und dem Laserfeld ausdrücken läßt zu

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}). \quad (3.1)$$

3 Experimentelle Methoden

Auf Grund der Photonenabsorption des Oszillators vom Laserfeld ergibt sich eine laserinduzierte Photonenstreureate Γ_{sc} , die beschrieben wird durch die Gleichung

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\vec{r}). \quad (3.2)$$

Hier bezeichnet ω_0 die atomare Übergangsfrequenz, ω die Laserfrequenz und $I(\vec{r})$ die positionsabhängige Laserintensität. Γ stellt in dieser klassischen Betrachtung die Dämpfungsrate durch Strahlungsverlust bei resonanter Anregung dar und entspricht der Linienbreite des angeregten Übergangs. Im Oszillatormodell ergibt sich Γ zu

$$\Gamma = \frac{(\omega_0 e)^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \quad (3.3)$$

mit der Elementarladung e , der Influenzkonstante ϵ_0 und der Masse des Elektrons m_e . Nach Einsetzen der Werte erhalten wir $\Gamma = 2\pi \cdot 4.87$ MHz für den stärkeren D₂-Übergang des Cs (Kap. 2.1), was nur etwa 7% von der tatsächlichen Linienbreite, bestimmt durch das Dipol-Matrixelement zwischen Grund- und angeregtem Zustand, abweicht ($\Gamma = 2\pi \cdot 5.22$ MHz).

Die quantenmechanische Betrachtung des Oszillatormodells zeigt, daß die Gln. 3.1 und 3.2 nur gültig sind für schwach bevölkerte angeregte Zustände in Verbindung mit der Tatsache, daß sich ein als Oszillator betrachtetes Alkaliatom auf Grund des einzelnen Leuchtelektrons und dessen Übergangsstärke wie ein klassischer Oszillator verhält. Für uns sind gerade weit verstimmt Dipolfallen mit geringer Sättigung und daher sehr geringen Photonenstreuraten ($\Gamma_{sc} \ll \Gamma$) von besonderem Interesse. Daher können wir das klassische Modell als ausreichend gute Näherung verwenden.

Für konkrete Berechnungen eines Dipolpotentials oder einer Photonenstreureate benötigen wir die Form der Intensitätsverteilung des Lasers. Diese nehmen wir zur Vereinfachung immer als gauß'sche Intensitätsverteilung an. Ein fokussierter einmodiger Laserstrahl der Leistung P , der sich exemplarisch entlang der z -Achse ausbreitet, nimmt transversal eine nahezu gauß'sche Intensitätsverteilung ein. Wir beschreiben diese durch

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \cdot \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (3.4)$$

mit r als radialer Koordinate. Der $1/e^2$ Strahlradius $w(z)$ hängt von der axialen Koordinate z ab und ist für einen gauß'schen Strahl gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}. \quad (3.5)$$

Der minimale Radius w_0 ist die sogenannte Strahltaile, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ stellt die Rayleigh-Länge dar.

Im Experiment werden zwei Laser, die gegenüber dem 852-nm Übergang des Cäsium unterschiedlich rotverstimmt sind, als Dipolfallen verwendet. Im Folgenden betrachten wir das Licht eines CO₂-Lasers mit einer Wellenlänge von 10.6 μm und das Licht eines Ytterbium Faserlasers mit einer Wellenlänge von 1064 nm und passen die Gln. 3.1 und 3.2 auf diese beiden Fälle an.

CO₂-Laser

Bei einem CO₂-Laser ist die Frequenz des Fallenlichtes sehr viel kleiner als die atomare Resonanzfrequenz ($\omega \ll \omega_0$) und das Atom wird durch ein *quasi-elektrostatistisches* Lichtfeld polarisiert. In dieser Approximation kann man das Dipolpotential des Lasers schreiben als

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\alpha_{stat} \cdot \frac{I(\vec{r})}{2\epsilon_0 c} \quad (3.6)$$

wobei α_{stat} die statische Polarisierbarkeit ($\omega = 0$) angibt. Wie man sieht, ist das Potential nicht explizit von der Verstimmung zu einer spezifischen Resonanzlinie abhängig. Daher können in solch einem weit verstimmtten Lichtfeld auch verschiedene atomare Spezies oder sogar Moleküle im selben Fallenvolumen gefangen werden. Für Alkaliatome im Grundzustand wird Gl. 3.6 durch die quasi-statische Näherung $\omega \rightarrow 0$ von Gl. 3.1 gut approximiert und ergibt

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^4} \Gamma \cdot I(\vec{r}). \quad (3.7)$$

Setzen wir in Gl. 3.7 die entsprechenden Werte für Cs ein, erhalten wir klassisch (Γ des Oszillatormodells) für die D₁-Linie (D₂-Linie) $\alpha_{stat,1} = 6.35 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ ($\alpha_{stat,2} = 5.78 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$). Für die realen Linienbreiten der jeweiligen Übergänge lassen sich $\alpha_{stat,1} = 6.55 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ und $\alpha_{stat,2} = 6.18 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ berechnen. Ein Vergleich mit dem Referenzwert von $6.63 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ aus der Literatur [Lid97] zeigt, daß die berechneten Werte in der selben Größenordnung liegen und Gl. 3.7 in jedem Fall eine ausreichend gute Näherung darstellt.

Aus den ursprünglichen Gln. 3.1 und 3.2 ergibt sich ganz analog die quasi-statisch genäherte Photonenstreurate zu

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = -\frac{2}{\hbar} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \cdot \frac{\Gamma}{\omega_0} \cdot U_{dip}(\vec{r}). \quad (3.8)$$

Hier ist zu bemerken, daß durch den Term $(\omega/\omega_0)^3$ die Photonenstreurate durch das CO₂-Licht extrem gering ist.

1064-nm Laser

Zur Berechnung des Fallenpotentials eines Lasers mit einer Wellenlänge von 1064 nm müssen wir nun im Gegensatz zur vorherigen Betrachtung der extrem weiten Verstimmung eines CO₂-Lasers *beide* Übergänge des Cäsium-Atoms berücksichtigen. In diesem Fall ist die Verstimmung des Lasers gegenüber der D₁- und D₂-Linie 170 nm und 212 nm, also im Vergleich zur Feinstruktur-Aufspaltung von $\Delta\lambda_{FS} = 42 \text{ nm}$ nur etwa 4-5 Mal größer.

Für linear polarisiertes Laserlicht dieser Wellenlänge ist das Dipolpotential für den Grundzustand unabhängig von magnetischen Unterniveaus und kann geschrieben werden als

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\pi c^2 \left[\frac{\Gamma_1}{2\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{\Gamma_2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right] \cdot I(\vec{r}). \quad (3.9)$$

Der erste (zweite) Term in den runden Klammern rührt von der Wechselwirkung mit der D₁-Linie (D₂-Linie) mit der Resonanzfrequenz ω_1 (ω_2). Zu beachten ist, daß die Stärke der

3 Experimentelle Methoden

D₂-Linie um einen Faktor zwei größer ist als die Stärke der D₁-Linie. Γ_1 (Γ_2) ist die natürliche Linienbreite des jeweiligen Übergangs. Die einzelnen Werte für Cäsium finden sich in Kapitel 2.1.

Zur Berechnung der Photonenstreureate vereinfachen wir das System, indem wir beide D-Linien gewichten und das System als Zwei-Niveau Atom mit einem effektiven Übergang

$$\omega_{eff} = \frac{2}{3}\omega_2 + \frac{1}{3}\omega_1, \quad (3.10)$$

und einer gewichteten Linienbreite

$$\Gamma_{eff} = \frac{2}{3}\Gamma_2 + \frac{1}{3}\Gamma_1 = 2\pi \cdot 5.002 \text{ MHz} \quad (3.11)$$

modellieren. Somit erhalten wir in dieser Näherung für die Photonenstreureate eines 1064-nm Lasers

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{eff}^3} \left(\frac{\omega}{\omega_{eff}}\right)^3 \Gamma_{eff} \cdot \left(\frac{1}{\omega_{eff} - \omega} + \frac{1}{\omega_{eff} + \omega}\right)^2 \cdot I(\vec{r}) \quad (3.12)$$

3.6 Gekreuzte CO₂-Falle

Im Experiment werden zwei leistungsstarke CO₂-Laser (Coherent-DEOS GEM-100L) mit einer Wellenlänge von 10.6 μm für eine gekreuzte Dipolfalle verwendet. Die einmodigen Laser liefern maximal eine cw-Ausgangsleistung von etwa 105 W und werden auch in der Industrie zum Schweißen oder Schneiden verwendet. Das Licht jedes Lasers wird nach einem akustooptischen Modulator über jeweils drei große Goldspiegel (2 Zoll) und eine Linse (f=195 mm) in der Hauptkammer in horizontaler Ebene senkrecht zueinander gekreuzt (Abb. 3.19, Seite 44). Um eine mögliche Interferenz zu vermeiden, werden die Laser einmal in die +1. Ordnung und einmal in die -1. Ordnung mit Hilfe der jeweiligen AOMs gebeugt (Frequenzverschiebung +40 MHz bzw. -40 MHz).

Durch Verluste an AOM und Linse ($\sim 9\%$), den Spiegeln und dem Fenster der Hauptkammer schätzen wir eine effektive Laserleistung von etwa 85 W am Ort der Atome. Durch die AOMs erfahren die CO₂-Strahlen starken Astigmatismus mit 8.3 cm bzw. 6.4 cm Differenz der horizontalen und vertikalen Strahlfoki. Die Strahlen werden so gekreuzt, daß sie sich jeweils zwischen den beiden Fokuspositionen schneiden und jeder Strahl ein nahezu kreisförmiges Strahlprofil (selbe Strahltaile in horizontaler und vertikaler Profilrichtung) aufweist. Für den ersten CO₂-Laser (y-Richtung) schätzen wir eine Strahltaile von $w_0 \equiv w_y = 590 \mu\text{m}$, für den zweiten Laser (x-Richtung) $w_0 \equiv w_x = 640 \mu\text{m}$ ab¹.

Damit realisieren wir eine gegenüber der Cs-Resonanz weit rotverstimmte gekreuzte Dipolfalle, die durch die Kreuzung ein verhältnismäßig isotropes Potential besitzt. Durch das relativ große Volumen der Falle von $\sim 1 \text{ mm}^3$ erreichen wir einen großen räumlichen Überlapp der Dipolfalle mit dem Raman-Gitter und sichern so eine möglichst hohe Transfereffizienz der Atome in die CO₂-Falle.

Abbildung 3.11 zeigt das gekreuzte CO₂-Fallenpotential in der horizontalen (z=0) und vertikalen Ebene (y=0). Für beide Laser wurde die Strahltaile als konstant mit 600 μm

¹Die Numerierung der Laser und deren Koordinatenrichtung entspricht den Bezeichnungen am Experiment und im Laborbuch.

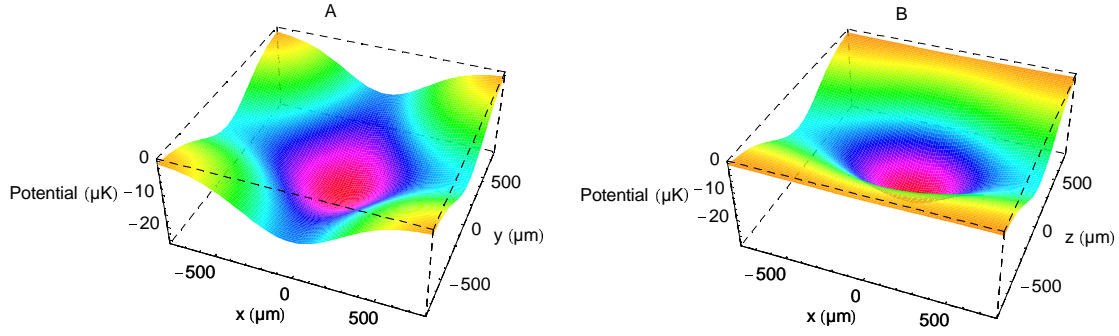


Abbildung 3.11: Fallenpotential der gekreuzten CO₂-Laser (A) in der horizontalen x-y Ebene bei $z=0$ sowie (B) in der vertikalen x-z Ebene bei $y=0$. Es wurden für beide Laser eine Strahltaile von $600 \mu\text{m}$ und eine Leistung von 85 W angenommen. Die effektive Fallentiefe beträgt etwa $12 \mu\text{K}$.

beziehungsweise die Rayleigh-Länge als unendlich angenommen, da diese im Bereich von einigen Zentimetern liegt.

Harmonische Näherung

Für eine geringe Ausdehnung der Atomwolke verglichen mit der Strahltaile der Laser können wir das Dipolpotential harmonisch nähern. In unserem Fall ist dies ab einer Temperatur unterhalb einiger μK gerechtfertigt. Unter der Annahme einer unendlichen Rayleigh-Länge erhält man für das Potential jedes einzelnen Laserstrahls, der sich in Richtung $i = x, y$ ausbreitet (Zylindersymmetrie), den Ausdruck

$$U_{CO_2,i} \simeq \hat{U}_i \cdot \left(1 - \frac{2r_i^2}{w_i^2}\right) \quad \text{mit} \quad \hat{U}_i = \frac{6c^2\Gamma P}{\omega_0^4 w_i^2}. \quad (3.13)$$

Hier bezeichnet w_i die Strahltaile, r_i die radiale Koordinate und \hat{U}_i die Potentialtiefe des jeweiligen CO₂-Lasers.

Das gesamte Fallenpotential der gekreuzten Laser erhalten wir durch addieren der einzelnen Potentiale $U_{CO_2,x} + U_{CO_2,y}$. Nehmen wir für beide Laser die selbe Leistung P an, ergibt sich mit Hilfe einer Koordinatentransformation $r_x^2 = y^2 + z^2$ und $r_y^2 = x^2 + z^2$ das harmonisch genäherte Fallenpotential der gekreuzten Strahlen:

$$U_{CO_2}(x, y, z) \simeq -\frac{6c^2\Gamma P}{\omega_0^4} \cdot \left[\left(\frac{1}{w_x^2} + \frac{1}{w_y^2} \right) - \frac{2x^2}{w_y^4} - \frac{2y^2}{w_x^4} - 2z^2 \left(\frac{1}{w_x^4} + \frac{1}{w_y^4} \right) \right]. \quad (3.14)$$

Die effektive Fallentiefe des gekreuzten Potentials \hat{U}_{CO_2} ergibt sich aus $|U_{CO_2}(x = y = z = 0)|/2$ zu

$$\hat{U}_{CO_2} = \frac{3c^2\Gamma P}{\omega_0^4} \left(\frac{1}{w_x^2} + \frac{1}{w_y^2} \right), \quad (3.15)$$

3 Experimentelle Methoden

da die Atome mit größerer Energie die Falle entlang eines Laserstrahls verlassen können (Abb. 3.11 A).

Die Fallenfrequenzen in x- und y-Richtung der gekreuzten Falle entsprechen den radialen Fallenfrequenzen der einzelnen Laser. Aus Gl. 3.13 ergeben sich somit

$$\omega_{r_x} \equiv \omega_y = \sqrt{\frac{4\hat{U}_x}{m w_x^2}}, \quad \omega_{r_y} \equiv \omega_x = \sqrt{\frac{4\hat{U}_y}{m w_y^2}}. \quad (3.16)$$

Für die Oszillationsfrequenz eines Atoms in vertikaler Richtung der gekreuzten Falle erhält man mit Hilfe von $\omega_z = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{4}{m} \left(\frac{\hat{U}_x}{w_x^2} + \frac{\hat{U}_y}{w_y^2} \right)}. \quad (3.17)$$

Setzen wir die entsprechenden Parameter in die Gln. 3.15, 3.16 und 3.17 ein, so erhalten wir bei einer Leistung von 85 W und den Strahltaillen $w_x = 640 \mu\text{m}$ und $w_y = 590 \mu\text{m}$ eine effektive Fallentiefe von

$$\frac{\hat{U}_{CO_2}}{\mu\text{K}} = 0.1427 \cdot \frac{P}{\text{W}} \approx 12.1, \quad (3.18)$$

und für die Fallenfrequenzen $\omega_x = 2\pi \cdot 15.45 \pm 0.9 \text{ Hz}$ entlang der x-Richtung (Laser 2), $\omega_y = 2\pi \cdot 13.1 \pm 1 \text{ Hz}$ entlang der y-Richtung (Laser 1) und in vertikaler Richtung $\omega_z = 2\pi \cdot 20.3 \pm 1.2 \text{ Hz}$. Als geometrisch gemittelte Fallenfrequenz $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$ ergibt sich $2\pi \cdot 16 \pm 1 \text{ Hz}$.

Photonenstreuung

Zur Abschätzung der Photonenstreurate durch das Fallenlicht setzen wir in Gl. 3.8 die entsprechenden Werte ein und erhalten $2.7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, das entspricht pro Tag nur 2.3 Photonen. Im Zeitrahmen des Experiments bis maximal 6 Minuten und der geringen Dichte unseres Ensembles ist also ein Aufheizeffekt durch Photonenstreuung aufgrund des CO_2 -Potentials völlig vernachlässigbar.

3.6.1 Magnetische Levitation

Wie wir anhand der sehr niedrigen Fallenfrequenzen und der Potentialtiefe von „nur“ $12 \mu\text{K}$ sehen, stellt das gekreuzte CO_2 -Potential eine sehr seichte, aber großvolumige Falle für die Cs-Atome dar. Dies hat den Vorteil, daß wir viele Atome aus dem Raman-Gitter transferieren können und dabei die Dichte der Atome, typischerweise einige 10^{11} cm^{-3} , recht gering bleibt, um vor allem Drei-Körper-Verluste zu vermeiden.

Diese Tatsache bedeutet aber auch, daß die Falle selbst viel zu schwach wäre, um die schweren Cäsiumatome gegen die Gravitation in vertikaler Richtung zu halten. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.12 das Potential eines CO_2 -Lasers unter Berücksichtigung des Gravitationspotentials der Erde ($U_{grav} = mgz$), aufgetragen gegen die vertikale Koordinate z .

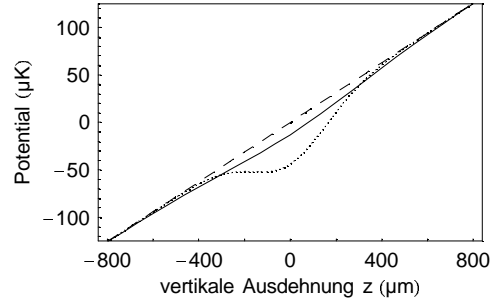


Abbildung 3.12: Potential eines CO₂-Lasers in vertikaler Richtung mit 600 μm Strahltaile und 85 W Leistung unter Berücksichtigung des Gravitationspotentials $U_{grav} = mgz$ (durchgezogene Linie). Der Verlauf von U_{grav} selbst ist strichliert eingezeichnet. Der gepunktete Potentialverlauf ergibt sich bei einer Strahltaile von $w_0 = 325 \mu\text{m}$ des CO₂-Lasers, bei dem die Atome gerade noch in der Dipolfalle gefangen wären.

Um für die Atome dennoch ein einschließendes Potential bereitzustellen, nützen wir das permanente magnetische Moment der Cs-Atome. Durch Anlegen eines magnetischen Gradientenfeldes der Stärke B kann eine Kraft entsprechend

$$F_{magn} = m_F \cdot g_F \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \quad (3.19)$$

auf die Atome ausgeübt und somit die gravitative Kraft $F_{grav} = m \cdot g$ kompensiert werden. Hier beschreibt m_F die Quantenzahl des magnetischen Unterzustandes, g_F den Landé-Faktor der Hyperfein-Aufspaltung, μ_B das Bohr'sche Magneton, m die Masse des Cäsium-Atoms und g die Erdbeschleunigung. Setzen wir $F_{grav} = F_{magn}$, lässt sich ein Gradientenfeld von $B=31.3 \text{ G/cm}$ berechnen, um den Grundzustand $F=3$, $m_F=3$ gegen die Gravitation zu levitieren.

Zusätzlich überlagern wir diesem Gradientenfeld ein homogenes Magnetfeld, um die Streulänge, wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, abzustimmen. Diese Magnetfeldüberlagerung realisieren wir durch eine Kombination von zwei Spulenpaaren wie in Abbildung 3.13 skizziert. Das erste Paar (Abb. 3.13, innen) erzeugt in Anti-Helmholtz Konfiguration den fixen vertikalen Gradienten von 31.3 G/cm zur Levitation. Das zweite Paar (Abb. 3.13, außen) stellt in Helmholtz-Anordnung das variable Magnetfeld bis zu 200 G für die Feshbach-Abstimmung bereit.

Betrachtet man diese Überlagerung der magnetischen Felder etwas genauer, kann man zeigen, daß eine zusätzliche schwache, auswärts gerichtete Kraft in horizontaler Richtung auftritt. Der Grund dafür ist, daß wegen $\text{div} \vec{B} = 0$ ein vertikaler Gradient immer auch horizontale Feldgradienten bedingt. Die Kraft ist vom Abstand ρ von der Symmetrieachse z abhängig und wird durch den Ausdruck

$$F_\rho = m\alpha^2\rho \quad (3.20)$$

3 Experimentelle Methoden

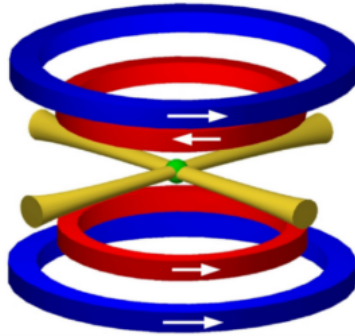


Abbildung 3.13: Schema der gekreuzten CO₂-Dipolfalle zusammen mit den Spulen für die magnetische Kontrolle der Atome: innen, Levitationsspulen; außen, Spulen zur Abstimmung der Streulänge.

beschrieben, wobei die Konstante

$$\alpha = g \sqrt{\frac{m}{3\mu_B B_0}} \quad (3.21)$$

bestimmt ist durch die Gravitationskonstante g , die Atommasse m , das Bohr'sche Magneton μ_B und der homogenen Magnetfeldstärke B_0 . Eine exakte Berechnung des CO₂-Fallenpotentials unter Berücksichtigung der magnetischen Querkraft durch die Levitation zeigt, daß dieser Effekt vor allem bei kleinen Magnetfeldern zum Tragen kommt. Bei einem Feld von $B_0 = 75$ G verringert sich die Fallentiefe nur geringfügig (1.6%), bei 23 G (17 G) hingegen beträgt diese Korrektur bereits 5.3% (7.1%). Der Einfluss auf die Fallenfrequenzen im CO₂-Potential ist bei 75 G mit etwa 0.5% vernachlässigbar gering, bei 23 G (17 G) verringern sich die Fallenfrequenzen in x- und y-Richtung der Laser jeweils um $\sim 2\%$ ($\sim 3\%$).

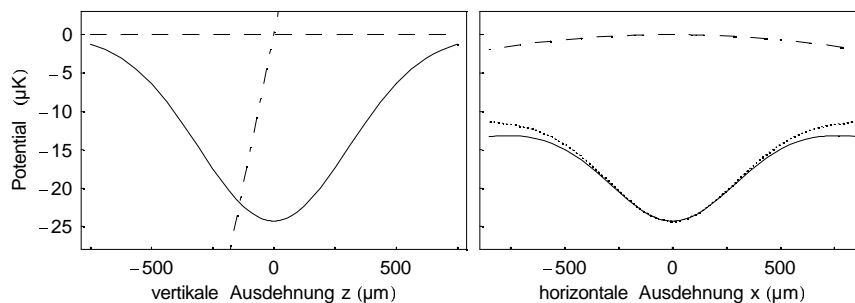


Abbildung 3.14: Potential der gekreuzten CO₂-Laser (jeweils 85 W) mit Gravitationskompensation in horizontaler und vertikaler Richtung (durchgezogene Linien). Die strichlierte Linie stellt den Effekt der zusätzlichen Kraft durch die Magnetfeldüberlagerung bei $B_0 = 23$ G dar. Sie wirkt nur in horizontaler Ebene. Die punktierte Linie zeigt das CO₂-Potential ohne magnetische Levitation. Dem Gravitationspotential der Erde entspricht der strich-punktierte Verlauf.

In Abbildung 3.14 ist das resultierende Fallenpotential der CO₂-Laser mit kompensierter Schwerkraft in vertikaler Richtung (links) und in horizontaler Richtung (rechts) gezeigt. Die punktierte Linie stellt das CO₂-Potential ohne magnetische Levitation dar. Wenn der Levitationsgradient auf das magnetische Moment der Atome exakt abgestimmt ist (durchgezogene Linien), ist das gesamte Potential einschließend und die zugehörige Stern-Gerlach Separation sichert eine perfekte Spinpolarisierung des Ensembles. Die strichlierte Linie zeigt den Effekt der schwachen, horizontalen, nicht fangenden Kraft bei einem Magnetfeld von 23 G ohne optisches Potential.

Für das Freilassen der Atome aus der Falle werden die Laserstrahlen ausgeschaltet. Da die Atome ohne magnetische Levitation durch die Gravitation hinunterfallen würden und nur etwa 35 ms lange beobachtbar wären, bleiben die Atome weiterhin levitiert. Dies hat zur Folge, daß die Kraft F_ρ die Bewegung der freien Atome in horizontaler Richtung beeinflußt. Mit einer anfänglichen horizontalen Position ρ_0 und einer Geschwindigkeit v_0 folgt die horizontale Bewegung entsprechend der Gleichung

$$\rho(t) = \rho_0 \cosh(\alpha t) + \alpha^{-1} v_0 \sinh(\alpha t). \quad (3.22)$$

Die vertikale Bewegung dagegen wird nicht beeinflusst. Dieser zusätzliche Aufweitungseffekt der Atomwolke kommt vor allem bei niedrigen Temperaturen des Ensembles zum Tragen, insbesondere beim BEC, wie wir sehen werden.

3.6.2 Ensemble Eigenschaften

Die Physik eines kalten Gases ist durch dessen thermodynamische Eigenschaften wie Temperatur T , Teilchenanzahl N und -dichte n und insbesondere durch die Phasenraumdicke D bestimmt. Daher ist die Kenntnis der Eigenschaften der Atome in der CO₂-Falle wichtig, um den Weg zur Bose-Einstein-Kondensation zu verstehen und dadurch auf mögliche Verbesserungen zu schließen.

Allgemein ist die ortsabhängige Dichte der Teilchen im Fallenpotential $U(\vec{r})$ definiert durch die Gleichung

$$n(\vec{r}) = \hat{n} \cdot \exp\left(\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right) \quad (3.23)$$

mit \hat{n} als Normierungskonstante, welche aus der Bedingung $N = \int n(\vec{r}) dV$ berechnet wird.

Wir nehmen den idealisierten Fall eines 3D harmonischen Potentials an und fügen das Potential von Gl. 3.14 in Gl. 3.23 ein. Mit Hilfe der Fallenfrequenzen (Gln. 3.16) erhalten wir für die Teilchendichte

$$n(\vec{r}) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (3.24)$$

Dabei sind $\sigma_i = \sqrt{k_B T / (m\omega_i^2)}$ mit $i = x, y, z$ die $1/\sqrt{e}$ Radien der Dichteverteilung. n_0 ist die maximale Dichte (Peakdichte) bei $n(x=0, y=0, z=0)$. Man findet durch Integration obiger Bedingung der Teilchenerhaltung für die Peakdichte

$$n_0 = N \cdot \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \omega_x \omega_y \omega_z. \quad (3.25)$$

3 Experimentelle Methoden

Um die elastische Streurate γ_{el} zu bestimmen (Kap. 2.3), muß man die mittlere Teilchendichte $\bar{n} \equiv \langle n \rangle$ in der Falle kennen. Sie ist definiert durch die Gleichung

$$\langle n \rangle = \frac{\int n(\vec{r})^2 dV}{\int n(\vec{r}) dV}, \quad (3.26)$$

und man findet durch kurze Integration $\langle n \rangle = n_0/\sqrt{8}$ in der harmonischen Falle. Der wichtigste thermodynamische Parameter ist die Phasenraumdicke, die mit Hilfe der thermischen de Broglie Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ und der Peakdicke ausgedrückt werden kann als dimensionslose, maximale Phasenraumdicke:

$$D = n_0 \cdot \lambda_{dB}^3. \quad (3.27)$$

Einsetzen von n_0 und λ_{dB} liefert schließlich den Ausdruck der Phasenraumdicke in einer harmonischen Falle:

$$D = N \cdot \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B T} \right)^3 = \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \right)^3 \cdot \frac{N}{T^3}. \quad (3.28)$$

$\bar{\omega}$ ist die geometrisch gemittelte Fallenfrequenz. Wie man sieht, skaliert die Phasenraumdicke in der gekreuzten CO₂-Falle wie N/T^3 , wenn die Laserleistung konstant gehalten wird und sich damit die Fallenfrequenzen nicht ändern. Ein Maximum der Phasenraumdicke wird also durch Laden der CO₂-Falle mit möglichst vielen Atomen bei möglichst geringer Temperatur erreicht.

3.6.3 Charakterisierung der Falle, Bemerkung

Die gekreuzte CO₂-Falle wird durch adiabatisches Freilassen der Atome aus dem Raman-Gitter, das etwa $2 \cdot 10^7$ Atome bei einer Temperatur von etwa $1 \mu\text{K}$ bereitstellt, geladen. Durch den Umladevorgang heizen sich die Atome in den ersten 200 ms bis auf $\sim 5 \mu\text{K}$ auf. Auf Grund der Selbst-Verdampfung thermalisieren die Atome schließlich wieder bei einer Temperatur von $\sim 1 \mu\text{K}$, das etwa dem erwarteten Wert von $1/10$ der Fallentiefe \hat{U}_{CO_2} entspricht (Abb. 3.15). Es verbleiben typischerweise $2 \cdot 10^6$ Atome bei einer maximalen Teilchendichte von $n_0 \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, die Phasenraumdicke D beträgt $5.8 \cdot 10^{-4}$. Die Umladeeffizienz aus dem Raman-Gitter beträgt ca. 10%, was auf die schwierige räumliche Überlagerung des Raman-Gitters mit der Dipolfalle und der zusätzlichen Potentialenergie, die die Atome beim Transfer erfahren, zurückzuführen ist. Die $1/e$ Lebensdauer der Atome in der Falle messen wir zu 130 s (Abb. 3.15). Sie ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert.

Die Fallenfrequenzen wurden auf drei verschiedene Arten gemessen: Zum einen ist eine parametrische Anregung durch Modulation des magnetischen Gradientenfeldes in z-Richtung beziehungsweise mit Hilfe der Kompensationsspulen in x- und y-Richtung möglich. Dabei funktionierte nur die Anregung in vertikaler Richtung recht gut. Zum anderen können die Atome durch kurzzeitiges Ausschalten eines CO₂-Lasers zum Schwingen gebracht werden. Nach einer variablen Schwingungszeit der Atome in der Falle wird der Laserstrahl erneut kurzzeitig ausgeschaltet. Anschließend werden die verbleibenden Atome detektiert. Die beste Methode stellt jedoch die direkte Detektion der oszillierenden Atome nach der Anregung durch das Aus- und Einschalten eines Lasers dar, wobei sowohl die Schwerpunktbewegung

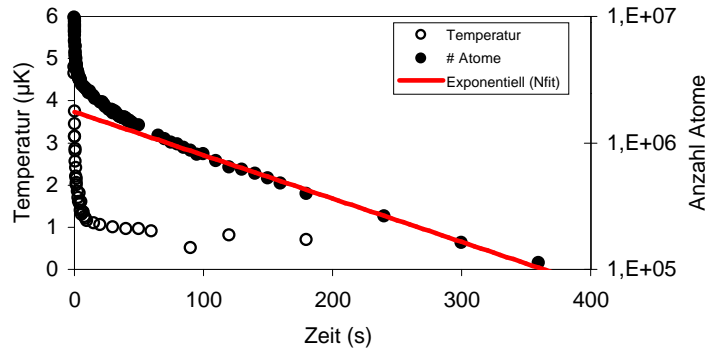


Abbildung 3.15: Lebensdauer und Temperatur der Atome in der gekreuzten CO₂-Dipolfalle. Wir messen eine $1/e$ Lebensdauer von 130 s. Die Atome thermalisieren nach dem Umladen aus dem Raman-Gitter durch Selbst-Verdampfung bei etwa 1 μ K.

Fallenfrequenz	$\omega_x/2\pi$	$\omega_y/2\pi$	$\omega_z/2\pi$	$\bar{\omega}/2\pi$
gemessen (Hz)	14.9 ± 0.8	11.6 ± 0.6	17.7 ± 0.3	14.5 ± 0.4
berechnet (Hz)	15.45 ± 0.9	13.1 ± 1	20.3 ± 1.2	16 ± 1

Tabelle 3.3: Vergleich der gemessenen mit den berechneten Fallenfrequenzen in der gekreuzten CO₂-Falle mit 85 ± 5 W Laserleistung angenommen.

als auch die „Atembewegung“ der Atomwolke beobachtbar ist. Bei einer Ausschaltzeit des jeweiligen Lasers von 30 ms wurde eine genügend starke Anregung bei nur unwesentlichem Teilchenverlust erreicht. Zur Anregung der Schwingung in z-Richtung wurde das magnetische Gradientenfeld für 2 ms auf 60 A (51 G/cm) hochgefahren. Aus allen drei Messmethoden wurden statistisch die Fallenfrequenzen ermittelt. In Tabelle 3.3 sind die gemessenen Werte zum Vergleich mit den theoretisch berechneten Werten (bei 85 W) eingetragen und stimmen im Rahmen der Fehler in etwa überein.

Stabilisierung der CO₂-Laser

Entscheidend für die Durchführung der Experimente ist die Intensitäts-Stabilität der CO₂-Laser, da wir Speicherzeiten in der Dipolfalle von einigen Minuten benötigen. Die Laser werden jeweils durch ein Wärmetauschsystem mit Wasser bei einem Durchfluss von etwa 3 l/s gekühlt. Durch Überwachen eines kleinen Leistungsanteils der Laser auf pyroelektrischen Detektoren zeigt sich, daß diese einmodigen Laser bei Temperaturschwankungen des Labors und des Kühlwassers Modensprünge machen. Diese Modensprünge führen zu einem Verlust der Atome aus der Falle, vermutlich wegen der starken Intensitätsfluktuationen während des Modensprungs. Die Lasermode läuft auf Grund der Temperaturänderung innerhalb des Verstärkungsprofils des Lasers durch, bis nach $\Delta T \simeq 0.15^\circ\text{C}$ die Mode aus dem Verstärkungsprofil herausläuft und die nächste Mode anschwingt. Diese ist entsprechend des freien Spektralbereichs um ca. 66 MHz frequenzverschoben.

3 Experimentelle Methoden

Um diesen Modendrift-Effekt zu vermeiden, wird die Temperatur des Kühlwassers kurz vor Durchlaufen der Laser gemessen und mittels eines PID-Reglers, der das Wasser über einen Durchlauferhitzer erwärmen kann, auf $\pm 1/50^\circ\text{C}$ genau geregelt. Zusätzlich wird die Temperatur des Labors durch eine Klimaanlage auf $22 - 23^\circ\text{C}$ reguliert. Somit erreichen wir ausreichende Drift-Stabilität der Laser über mehrere Stunden.

Sollte sich für zukünftige Experimente zeigen, daß diese relativ einfache Temperaturstabilisierung zu ungenau ist², besteht die Möglichkeit, die Laser aktiv durch Sättigungsspektroskopie zu stabilisieren. Ein zur CO_2 -Spektroskopie geeignetes Gas ist SF_6 . In einem Versuchsaufbau wurde bei einem Gasdruck von $p \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ mbar in einer einfachen, kleinen Spektroskopiezelle eine Resonanz mit 5.6 MHz Linienbreite detektiert, welche vermutlich noch druckverbreitert war. Wir konnten zeigen, daß damit im Prinzip eine Stabilisierung möglich ist. Für einen technisch ausgereiften Spektroskopie-Aufbau müßte jedoch etwas mehr Aufwand betrieben werden, da die Spektroskopiezelle für das $10.6 \mu\text{m}$ Licht geeignet sein muß und eine genaue und dauerhafte Regulierung des Gasdruckes möglich sein sollte.

3.7 Magnetfeld-Kalibrierung

Da wir in der Dipolfalle durch das magnetische Levitationsfeld nur Atome in ihrem Grundzustand fangen, können Atome durch Einstrahlen einer Radiofrequenz (Rf) aus der Falle entfernt werden. In einem Arbeitsbereich des Magnetfeldes bis 85 G sind Frequenzen bis 30 MHz nötig, um Übergänge zwischen den magnetischen m_F -Unterniveaus zu treiben. Durch Umklappen des Spins des äußersten Elektrons fallen die Atome aus der Dipolfalle. Da das Magnetfeld über die Atomwolke nicht exakt homogen ist, wirkt die Radiofrequenz für den Spinumklapp-Prozess nur in einer Ebene der Atomwolke und die Atome können auf Grund der Gravitation die Falle nur in eine Richtung verlassen. Dies schränkt die Effizienz des Prozesses stark ein.

Abbildung 3.16 zeigt exemplarisch den Verlauf der Teilchenzahl als Funktion der eingestrahelten Radiofrequenz bei einem Magnetfeld von etwa 80 G. Zur Messung wird schrittweise die Frequenz erhöht und damit immer tiefer in die Atomwolke geschnitten. Da sich im Fallenzentrum am meisten Atome befinden, erhöhen sich die induzierten Spinumklapp-Verluste der Atome.

Messkurven dieser Art bei verschiedenen Magnetfeldern lassen sich ausgezeichnet zur Kalibrierung des Magnetfeldes verwenden, da bei einem angelegten Spulenstrom das erzeugte Magnetfeld am Ort der Atome zunächst nicht exakt bekannt ist. Indem wir die Resonanzfrequenz jeder Messung durch Anpassen einer analytischen Funktion bei bekanntem Spulenstrom ermitteln, können wir mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel die Radiofrequenz dazu nutzen, das Magnetfeld B zu bestimmen. Für die Energiedifferenz zwei benachbarter m_F -Niveaus erhalten wir

$$\Delta E_{\Delta m_F=1} = h\nu = \frac{1}{4}\mu_B B - \frac{5}{16} \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E_0} \quad (3.29)$$

mit der Radiofrequenz ν , dem Bohr'schen Magneton μ_B und der Energiedifferenz der Hyperfeinniveaus des Grundzustandes $\Delta E_0 \simeq 9.193$ GHz. Der zweite Term berücksichtigt den

²Eine verbleibende Restdrift bewirkt beispielsweise eine langsame Leistungsänderung des CO_2 -Lasers von ein paar Prozent.

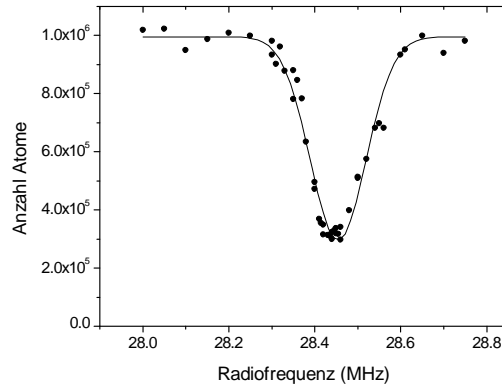


Abbildung 3.16: Beispiel einer typischen Messkurve bei einem Magnetfeld von ~ 80 G. Durch schrittweise Erhöhung der eingestrahlten Radiofrequenz wird immer tiefer in die Atomwolke geschnitten. In der Mitte der Atomwolke befinden sich die meisten Atome, die bei der abgestimmten Radiofrequenz durch Umklappen der Spins aus der Falle verloren gehen.

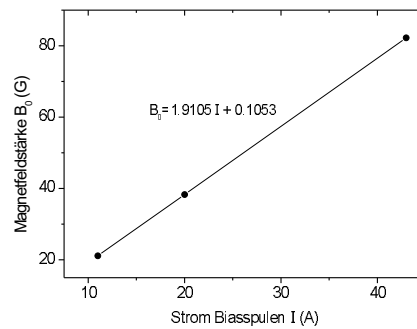


Abbildung 3.17: Aus Rf-induzierten Verlustmessungen ermittelte Eichkurve zwischen Spulenstrom und erzeugtem Magnetfeld der Atome in der 1064-nm Falle.

Beitrag des quadratischen Zeeman-Effekts und ist vor allem bei hohen Magnetfeldern relevant. Die Korrektur liegt in der Größenordnung einiger Prozent. Gleichung 3.29 können wir wiederum approximieren und erhalten zur Magnetfeld-Kalibrierung den Ausdruck

$$B = \frac{4h\nu}{\mu_B} \left(1 + 5 \frac{h\nu}{\Delta E_0} \right). \quad (3.30)$$

In Abbildung 3.17 ist die Eichkurve zwischen angelegtem Spulenstrom und erzeugtem Magnetfeld am Ort der 1064-nm Falle (Kap. 3.8) dargestellt. Wir erhalten als Eichfunktion $B/G = (1.9105 \pm 5 \cdot 10^{-4}) I/A + (0.1053 \pm 0.016)$.

3 Experimentelle Methoden

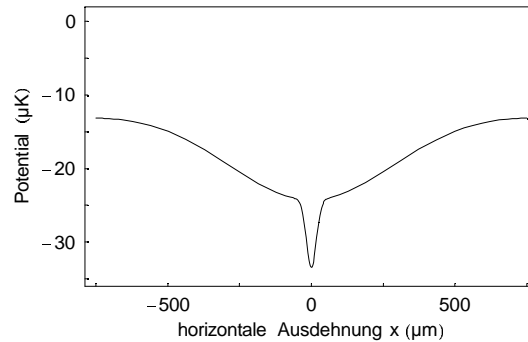


Abbildung 3.18: Potential der gekreuzten CO₂-Falle und des 1064-nm Lasers mit 50 mW Leistung in der horizontalen Ebene. Die CO₂-Falle dient dabei als großes Reservoir, um den kleinen „Dimple“ zu füllen.

3.8 1064-nm Falle

Wie wir gesehen haben, können wir in der gekreuzten CO₂-Falle etwa zwei Millionen kalte Atome bei einer Phasenraumdicke von $5.8 \cdot 10^{-4}$ fangen. Bei Veränderung der CO₂-Laserleistung mit Hilfe der AOMs³ würde sich die Position und die Geometrie der Dipolfalle ändern. Daher versuchten wir zunächst, durch Radiofrequenz (Rf)-Verdampfung das Atomensemble in der Dipolfalle weiter zu kühlen und die Phasenraumdicke zu erhöhen. Um die elastische Stoßrate für eine effiziente Verdampfung genügend groß zu halten, arbeiteten wir bei einem Magnetfeld von 75 G (Streulänge $a \simeq 1200 a_0$). Wir erreichten eine maximale Phasenraumdicke von 1/20, bevor wir auf Grund der eingeschränkten Dimensionalität der Rf-Verdampfung limitiert wurden⁴.

Zur Erhöhung der Phasenraumdicke benutzen wir deshalb ein anderes Verfahren, welches mittlerweile recht erprobt ist [SK98, Ham02b]. Hier möchte ich kurz das Prinzip erläutern, eine ausführliche Behandlung findet sich beispielsweise in [Pin97].

Lokale Erhöhung der Phasenraumdicke

Wird das Potential der gekreuzten CO₂-Falle durch einen zusätzlichen, wesentlich stärker fokussierten Laser adiabatisch geändert, stellt die großvolumige Dipolfalle gegenüber dem kleinen Zusatzpotential („Dimple“) ein Reservoir gefüllt mit Atomen dar. Abbildung 3.18 zeigt einen Schnitt des CO₂-Potentials gemeinsam mit dem zusätzlichen Dimple-Potential in der horizontalen Ebene. Durch elastische Stöße der Atome im Reservoir füllt sich der Dimple mit Teilchen. Die Dichte der Teilchen folgt dabei dem Boltzmann-Faktor $n(\vec{r}) \propto \exp(U/k_B T)$ und muß sich auf Grund der größeren Potentialtiefe des Dimples erhöhen. Durch die stärkere Kompression der Atome im Dimple erhöht sich auch dessen Temperatur. Ist das Reservoir im Vergleich zum Dimple groß genug, wird die überschüssige Energie aus dem kleinen Potential

³Die Änderung der Treiberleistung des AOMs bewirkt vermutlich eine Temperaturänderung im AOM-Kristall und damit eine Veränderung der optischen Eigenschaften des Kristalls.

⁴Die evaporierenden Atome können nicht schnell genug aus der Falle entweichen und machen die Verdampfung ineffizient, siehe Kap. 2.3

aufgenommen, ohne die Temperatur des gesamten Ensembles wesentlich zu erhöhen. Als Konsequenz der größeren Dichte bei nahezu gleichbleibender Temperatur erhöht sich die Phasenraumdicke in der Dimple-Falle.

In unserem Experiment erhöht sich die Phasenraumdicke durch dieses Verfahren typischerweise um das Vierzig- bis Fünfzigfache (Abschn. 4.2). Durch die erhöhte Teilchendichte in der Dimple-Falle herrschen nun gute Bedingungen, die Atome durch erzwungene Verdampfung weiter zu kühlen (Kap. 2.3), bis schließlich der Phasenübergang zum BEC eintritt.

Laden der Dimple-Falle

Damit dieser Trick effizient funktioniert, müssen einige Bedingungen beachtet werden: Im Wesentlichen wird der Dimple durch zwei Mechanismen mit Atomen aus dem Reservoir geladen. Zum einen werden beim Einschalten des zusätzlichen Lasers die Atome einem Potential ausgesetzt, das sich zeitlich verändert. Jene Atome, die sich gerade im Bereich des zusätzlichen Lasers befinden und deren Energie genügend klein ist, können während dieses Einschaltvorgangs in der Dimple-Falle gefangen werden. Es kann aber auch das Gegenteil passieren und Atome gewinnen durch diesen Vorgang Energie und heizen das Ensemble zusätzlich auf.

Wenn die Atome des Reservoirs also eine Energie kleiner als die Falltiefe des Dimples haben und der räumliche Überlapp von Reservoir und Dimple möglichst groß ist, werden mit hoher Effizienz Atome aufgefüllt. Die Erfüllung dieser beiden Konditionen wird Anpassung des Phasenraumes (engl. phase-space matching) genannt. Man könnte nun für eine hohe Laderate einfach den räumlichen Überlapp erhöhen. Dem steht jedoch die Bedingung eines möglichst großen räumlichen Verhältnisses von Reservoir zu Dimple entgegen, um die Teilchen- und die Phasenraumdicke des Ensembles im Dimple effizient zu erhöhen [Ham02a]. In diesem Fall muß also ein Mittelweg gefunden werden.

Der zweite Mechanismus, die Falle zu laden, sind elastische Stöße. Sie verteilen die Energie der Atome um, wodurch ein stoßendes Atom unter Umständen im Laserlicht des Dimples gefangen bleiben kann. Daher muß während der Ladephase auf eine genügend große Stoßrate geachtet werden. Genauso kann es auch passieren, daß ein Stoß ein hochenergetisches Teilchen produziert, das die Falle wieder verlassen kann. Die genaue Dynamik ist recht kompliziert. Es zeigt sich aber, daß sich nach kurzer Zeit ein Gleichgewicht einstellt.

Schließlich ist beim Laden der Dimple-Falle die Zeitskala, in der der Laser eingeschaltet wird, zu beachten. Um Heizeffekte zu vermeiden, muß das Potential *adiabatisch* hochgefahren werden. Relevant sind hier zum einen die Zeitskala der Teilchenbewegung in der Dimple-Falle und zum anderen die Zeitskala der Thermalisierung des Reservoirs. Die Zeit der Teilchenbewegung im Dimple ist durch die Fallenfrequenz bestimmt. Sie liegt typischerweise bei einigen hundert Hertz und ist daher als Bedingung recht einfach zu erfüllen.

Im thermodynamischen Sinn bedeutet adiabatisch reversibel. Das heißt, das Einführen der Dimple-Falle muß so langsam sein, daß das Ensemble zu jeder Zeit im thermischen Gleichgewicht bleibt. Dies ist der Fall, wenn im Vergleich zur Thermalisierungszeit des Reservoirs τ_{th} der Dimple-Laser langsam hochgefahren wird. Also muß die Bedingung $\tau_{th} \ll \tau_{ramp}$ erfüllt sein. Die Zeit, in der der Laser hochgefahren wird, liegt dabei typischerweise bei einigen Sekunden.

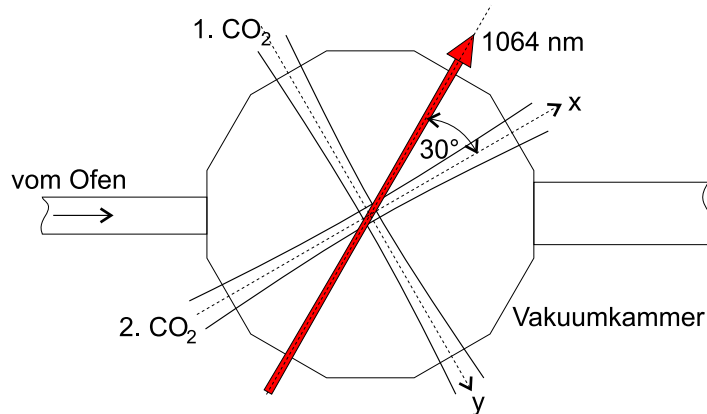


Abbildung 3.19: Anordnung der CO₂-Laser für die gekreuzte Dipolfalle und des 1064-nm Lasers für die Dimple-Falle in der Hauptkammer. Der 1064-nm Laser schneidet den zweiten CO₂-Strahl unter einem Winkel von 30°.

3.8.1 1064-nm Laser

Für das Dimple-Potential verwenden wir das Licht eines kommerziellen 10 W Ytterbium Faserlasers (IPG Laser GmbH) mit einer Wellenlänge von 1064 nm. Der Laser befindet sich im Nachbarlabor, wo ein Teil des Lasers abgezweigt und über eine einmodige Glasfaser zum Experiment geführt wird. Der Strahl wird anschließend auf ~ 8 mm Durchmesser vergrößert und über eine Linse ($f=300$ mm) mit einer maximalen Leistung von 150 mW und einer resultierenden Strahltaile von $w_0=30$ μm durch die Vakuummkammer geschickt. Dabei nimmt der 1064-nm Laser einen Winkel von 30° zum zweiten CO₂-Laser ein (Abb. 3.19).

Um den Verlauf des Weges zur Bose-Einstein-Kondensation vollständig zu beschreiben, müssen wir im Folgenden zwei verschiedene Fallen unterscheiden: Während des Ladevorgangs des Dimples sind beide CO₂-Laser eingeschaltet und der 1064-nm Laser wird adiabatisch hochgefahren. Anschließend wird zur erzwungenen Verdampfungs-Kühlung ein CO₂-Laser ausgeschaltet (Abschn. 4.2) und es bleibt eine gekreuzte Falle bestehend aus dem 1064-nm und dem CO₂-Laser in y-Richtung. Das Potential des 1064-nm Lasers wird in beiden Fällen etwas durch die CO₂-Laser modifiziert.

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.20 Potentialschnitte der Falle während der Verdampfungsphase (ein CO₂-Laser an) in horizontaler Ebene entlang der axialen und radialen Richtung des 1064-nm Lasers bei einem Levitationsfeld von 23 G. In axialer Richtung ist das Potential des 1064-nm Lasers selbst als punktierte Linie auf der linken Seite dargestellt. Das gesamte resultierende Potential ist als durchgezogene Linie zu sehen, dessen Form durch den CO₂-Laser dominiert wird.

Zur Berechnung des resultierenden Dimple-Potentials und dessen Eigenschaften betrachten wir im Folgenden den Fall, daß beide CO₂-Laser eingeschaltet sind, da die Änderung des Potentials durch Abschalten eines CO₂-Lasers nur eine einfache Spezialisierung darstellt. Wir addieren die Potentiale der einzelnen Laser und das Querkraft-Potential auf Grund der

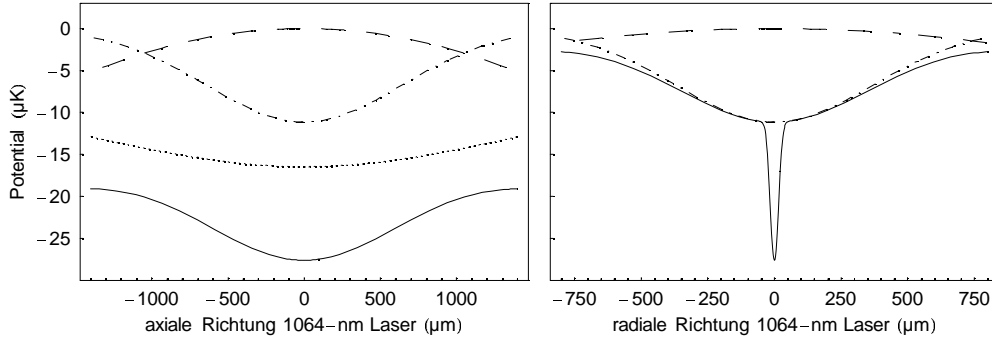


Abbildung 3.20: Potentialschnitte der gekreuzten 1064-nm - CO₂-Falle in horizontaler Ebene entlang der axialen und radialen Ausdehnung des 1064-nm Lasers. Die strichpunktiertere Linie entspricht dem CO₂-Potential bei 85 W, punktiert ist das axiale Potential nur des 1064-nm Lasers (90 mW) und die strichlierte Linie zeigt den Effekt der magnetischen Querkräfte durch die Levitation bei 23 G. Die durchgezogene Linie repräsentiert das gesamte resultierende Fallenpotential.

magnetischen Levitation und führen eine harmonische Näherung ein. In Zylindersymmetrie mit r als radiale und z als axiale Koordinate ergibt sich schließlich

$$U_{1064}(\vec{r}) = -\hat{U}_{1064} \left[1 - 2\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} \right], \quad (3.31)$$

wobei die Größe $z_0 = \sqrt{2\hat{U}_{1064}/(m\omega_z^2)}$ die erhöhte Krümmung in axialer Richtung des 1064-nm Lasers durch das CO₂-Potential berücksichtigt. \hat{U}_{1064} ist die Tiefe des Dimple-Potentials und ergibt sich aus $|U_{1064}(r = z = 0)|$ zu

$$\hat{U}_{1064} = \frac{2c^2 P}{w_0^2} \cdot \left[\frac{\Gamma_1}{2\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{\Gamma_2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right]. \quad (3.32)$$

Setzen wir in Gl. 3.32 die entsprechenden Werte ein, erhalten wir für die Potentialtiefe der 1064-nm Falle

$$\frac{\hat{U}_{1064}}{\mu\text{K}} = 0.1829 \cdot \frac{P}{\text{mW}}, \quad (3.33)$$

was bei einer Leistung von $P=90$ mW etwa $16.5 \mu\text{K}$ entspricht. Die effektive Falltiefe ist jedoch durch die Tiefe des CO₂-Potentials bestimmt, da die Atome in axialer Richtung der 1064-nm Falle früher aus der Falle entkommen können (Abb. 3.20).

Für die Oszillationsfrequenzen eines Atoms in der Dimple-Falle erhalten wir unter Berücksichtigung des Winkels von 30° bzw. 60° zu den beiden CO₂-Lasern in radialer Richtung

$$\omega_r = \sqrt{\frac{2}{m} \left(\frac{2\hat{U}_{1064}}{w_0^2} + \frac{3\hat{U}_{CO_2,x}}{2w_x^2} + \frac{\hat{U}_{CO_2,y}}{2w_y^2} - \hat{U}_{Levit} \right)}, \quad (3.34)$$

3 Experimentelle Methoden

und in axialer Richtung

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2}{m} \left(\frac{\hat{U}_{1064}}{z_R^2} + \frac{\hat{U}_{CO_2,x}}{2w_x^2} + \frac{3\hat{U}_{CO_2,y}}{2w_y^2} - \hat{U}_{Levit} \right)}. \quad (3.35)$$

Hierin bezeichnet w_0 die Strahltaile des 1064-nm Lasers, $\hat{U}_{CO_2,i} = 6c^2 \Gamma P / (\omega_0^4 w_i^2)$ mit $i = x, y$ die Potentialtiefen und Strahltaillen w_i der CO₂-Strahlen für deren jeweilige Ausbreitungsrichtung sowie $\hat{U}_{Levit} = m\alpha^2/2$ das Potential durch die magnetische Levitation. Für die Falle während der erzwungenen Verdampfung wird der CO₂-Laser in y-Richtung ausgeschaltet, das heißt der Term $\hat{U}_{CO_2,y}$ wird Null und die Fallenfrequenzen des Dimple-Potentials werden kleiner.

Für die radiale Fallenfrequenz zeigt sich bei einer Leistung des 1064-nm Lasers im Bereich von 1 mW eine Änderung durch die CO₂-Laser von etwa 6%. Bei einer Leistung des 1064-nm Lasers von mehr als 4 mW ist diese Korrektur bereits vernachlässigbar gering (< 2%). In diesem Leistungsbereich spielen die Terme der CO₂-Laser und der magnetischen Levitation keine große Rolle und wir können die radiale Fallenfrequenz approximieren durch den Ausdruck

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4\hat{U}_{1064}}{m w_0^2}} \simeq 2\pi \cdot 32297.2 \frac{\sqrt{P/\text{mW}}}{(w_0/\mu\text{m})^2}. \quad (3.36)$$

Für die Fallenfrequenz in axialer Richtung zeigt sich, daß die Terme \hat{U}_{1064} und \hat{U}_{Levit} mit beiden CO₂-Lasern eingeschaltet und einem Biasfeld von 23 G zu vernachlässigen sind (Korrektur < 2%). Bei nur einem CO₂-Laser beträgt die Abweichung bei 50 mW Leistung des 1064-nm Lasers etwa 5%, unter 10 mW etwa 10%. Das CO₂-Potential dominiert also die axiale Frequenz der Dimple-Falle. Als Größenordnung für die axiale Fallenfrequenz im Dimple lässt sich während der Ladephase $\omega_z \simeq 2\pi \cdot 14.6 \pm 0.7$ Hz berechnen, nach Abschalten des CO₂-Lasers in y-Richtung ergibt sich $\omega_z \simeq 2\pi \cdot 6 \pm 0.6$ Hz.

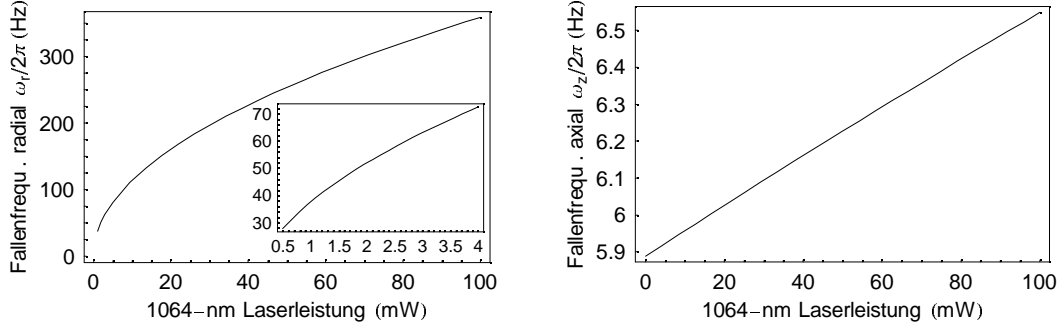
Abbildung 3.21 zeigt den Verlauf der Fallenfrequenzen in radialer und axialer Richtung des 1064-nm Lasers gegen die Laserleistung für die Falle während der erzwungenen Verdampfungsphase. Bei einer Laserleistung von 50 mW messen wir für die Fallenfrequenz in radialer Richtung $\omega_r = 2\pi \cdot 257 \pm 5$ Hz, was mit einem berechneten Wert von $2\pi \cdot 254$ Hz (mit 30 μm Strahltaile) gut übereinstimmt.

Photonenstreuung

Aus Gl. 3.12 (Seite 32) erhalten wir bei einer Laserleistung von $P=90$ mW eine Photonenstreurate von $\Gamma_{sc}=0.146 \text{ s}^{-1}$, das entspricht fast 9 Photonen pro Minute. Die daraus resultierende Heizrate läßt sich für ein 3D harmonisches Potential angeben durch den Ausdruck [Gri00]

$$\dot{T} = \frac{1}{3} T_{rec} \bar{\Gamma}_{sc} \quad (3.37)$$

mit der Rückstoßtemperatur (Recoiltemperatur) $T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} \simeq 130$ nK für Cäsium bei 1064-nm Licht. Damit erhalten wir als obere Abschätzung für die Heizrate durch den 1064-nm



Abbildungung 3.21: Berechnete Fallenfrequenzen im Dimple während der Verdampfungsphase entlang der radialen und axialen Ausdehnung des 1064-nm Lasers als Funktion der Laserleistung. Für den Korrekturterm der magnetischen Levitation \hat{U}_{Levit} wurden 23 G verwendet.

Laser einen Wert von ~ 6 nK/s.

3.8.2 Ensemble Eigenschaften

Die thermodynamischen Eigenschaften der Atome in der Dimple-Falle erhalten wir Analog zur Berechnung der Ensemble Eigenschaften in der gekreuzten CO_2 -Falle. Der Dimple stellt ein harmonisches Potential in Zylindersymmetrie dar und wir erhalten für die Teilchendichte

$$n(\vec{r}) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}\right) \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (3.38)$$

$\sigma_r = \sqrt{k_B T / (m \omega_r^2)}$ und $\sigma_z = \sqrt{k_B T / (m \omega_z^2)}$ geben die Längen an, wo die Dichte der Teilchen in der Falle auf $1/\sqrt{e}$ abgefallen ist. Für die maximale Teilchendichte n_0 ergibt sich

$$n_0 = N \cdot \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \omega_r^2 \omega_z. \quad (3.39)$$

Hier ist zu beachten, welches gesamte Fallenpotential (Ladephase oder Verdampfungsphase) betrachtet wird, da sich ω_z , wie oben erläutert, entsprechend ändert. Die mittlere maximale Teilchendichte $\langle n \rangle$ ergibt sich auch hier zu $\langle n \rangle = n_0 / \sqrt{8}$.

Betrachten wir die Dimple-Falle am Ende der Ladephase ($P=90$ mW), wird der Unterschied dieser Teilchendichte zu jener bei der reinen gekreuzten CO_2 -Falle klar ersichtlich. Da die Fallenfrequenz bei mehreren hundert Hertz liegt und zudem quadratisch in die Formel eingeht, führt dies zu einer viel stärkeren Kompression der Teilchen. Dies hat zur Folge, daß die Stoßrate um vieles größer ist, als in der CO_2 -Falle und damit auch eine effiziente erzwungene Verdampfung möglich ist.

Für die Phasenraumdicke ergibt sich für eine harmonische Falle in Zylindersymmetrie

$$D = N \cdot \left(\frac{\hbar}{k_B T}\right)^3 \cdot \omega_r^2 \omega_z = \left(\frac{\hbar}{k_B}\right)^3 \omega_z \cdot \frac{N \omega_r^2}{T^3}. \quad (3.40)$$

3.9 Experimentsteuerung und Detektion

Experimentsteuerung

Wichtig für die Reproduzierbarkeit von Experimenten sind exakt bekannte und wiederholbare Steuerabläufe. Alle Ein- und Ausschaltvorgänge, die während des Experiments nötig sind, wie zum Beispiel Laden der MOT, Raman-Kühlprozess oder Schalten der Magnetfelder, erfordern Genauigkeiten der Schaltvorgänge im Sub-Millisekunden-Bereich. Die gewünschten Vorgänge sollen in Echtzeit, das heißt zu einem genau vorhersagbaren Zeitpunkt mit vorgegebenen Toleranzen ablaufen. Da auch moderne Personalcomputer ohne weiteres unvorhersagbare Verzögerungen von einigen Millisekunden aufweisen können, setzen wir eine spezielle Hardware-Erweiterung (ADwin-Gold Karte) ein, welche für exakte Steuerungsaufgaben optimiert ist und programmgesteuerte Signale jeglicher Art ausgeben und einlesen kann.

Der Ablauf des gesamten Experiments wird nun über einen Personalcomputer in Kombination mit der ADwin-Karte gesteuert. Als Bedienoberfläche dient ein selbstentwickeltes LabVIEW-Programm, in dem alle relevanten Parameter recht einfach eingegeben beziehungsweise eingestellt werden. Beim Start eines Messzyklus erzeugt das Programm eine Tabelle mit den geplanten Schaltvorgängen und den zugehörigen Zeitpunkten, diese wird an den Speicher der Steuerungskarte geschickt. Dort verarbeitet ein karteninterner Prozessor die ankommenden Daten und führt anschließend völlig unabhängig vom Hauptrechner alle Schaltvorgänge durch.

Der integrierte Signalprozessor verarbeitet die im Speicher abgelegten Daten in Echtzeit, ohne Rücksicht auf die Belastung des Computers, von dem die Befehle kommen. Die Zeitauflösung der Karte liegt bei einer Mikrosekunde, es stehen 32 TTL-Kanäle, 16 Analogein- und 8 Analogausgänge zur Verfügung. Bei der Taktfrequenz des Prozessors von 40 MHz können wir die TTL-Ausgänge mit minimal 10 μs Zeitabstand schalten wobei die Schaltvorgänge nicht ungenauer als 200 μs sind. Die sehr flexible und individuelle Programmierbarkeit der Schaltparameter in Zusammenspiel mit der externen Steuerkarte erlaubt somit eine reproduzierbare Genauigkeit der Steuerungsabläufe bis zu einer Dauer von einer Stunde.

Detektionssystem

Alle Informationen, die wir aus dem Experiment über das Atomensemble gewinnen, erhalten wir ausschließlich auf optischem Wege. Von Interesse sind hier die Teilchenzahl sowie die räumliche Verteilung der Atome, woraus sich unter geeigneten Voraussetzungen die Temperatur, die Teilchen- und die Phasenraumdichte bestimmen lassen und damit alle wesentlichen Eigenschaften der Atome erhalten werden.

Im Experiment verwenden wir zwei verschiedene Messtechniken: die Fluoreszenz- und die Absorptionsabbildung. Zur Aufnahme eines Fluoreszenzbildes werden die MOT-Strahlen kurz eingeschaltet, wodurch die Atomwolke Fluoreszenzlicht in alle Raumrichtungen aussendet. Ein Teil des fluoreszierenden Lichtes breitet sich in Richtung der Kamera aus und wird über ein Linsensystem auf einem CCD-Chip detektiert. Aus der abgebildeten Intensität der Fluoreszenz läßt sich die Teilchenzahl bestimmen, sofern die Kamera über eine kalibrierte Photodiode geeicht wurde. Durch die recht lange Belichtungszeit von etwa 10-50 ms wird jedoch die ursprüngliche Ausdehnung der Atomwolke durch Aufheizen zu sehr verformt, um

daraus Informationen über die tatsächliche Ausdehnung zu erhalten. Daher verwenden wir diese Abbildungstechnik nicht zur Teilchenzahlbestimmung. Ein großer Vorteil gegenüber einem Absorptionsbild liegt aber darin, daß wir größere Intensitäten erhalten und damit auch wenige, bis zu einige hundert Atome detektieren können.

Absorptionsbilder

Die zweite Möglichkeit zum Nachweis der Atome ist die Aufnahme eines Absorptionsbildes. Dazu wird für eine kurze Zeit nur das Rückpumplicht aus den MOT-Strahlen eingeschaltet, um die Atome aus dem Grundzustand $F=3$ in den $F=4$ Zustand zu transferieren. Anschließend werden die Atome bei Abwesenheit der Magnetfelder von einem Abbildungslaser (Kap. 3.2), der auf den Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ resonant ist, angeblitzt. In der kurzen Belichtungszeit von typischerweise $300 \mu\text{s}$ werden von den Atomen Photonen absorbiert, wodurch ein Schattenwurf der Atomwolke auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet wird. Etwa 100 ms nachdem die Atome angeblitzt wurden, wird der Blitzlaser bei Abwesenheit der Atome ein zweites mal auf die Kamera abgebildet. Anschließend werden die aufgenommenen Bilder dividiert, wodurch Abbildungsfehler durch Intensitäts- oder Profilkfluktuationen des Blitzlasers eliminiert werden. Durch die sehr kurze Belichtungszeit wird die räumliche Ausdehnung der Atome kaum beeinflusst und ist somit als Messgröße verwendbar.

Für einen Abbildungslaser, der sich entlang z ausbreitet, erhalten wir für eine gaußförmige Verteilung der Atome im Phasenraum den von x - und y -abhängigen Transmissions-Faktor

$$T(x, y) = \exp\left(-\sigma\hat{\eta}e^{-(x/x_0)^2}e^{-(y/y_0)^2}\right) \quad (3.41)$$

wobei $\hat{\eta}$ die entlang z integrierte Peak-Teilchendichte in einer Säule ist. σ ist der Absorptions-Wirkungsquerschnitt, x_0 und y_0 stellen die $1/e$ Radii der Wolke dar.

Diese Gleichung passen wir durch eine analytische Funktion für beide Ausdehnungsrichtungen (x und y) separat an. Dazu geben wir für jede Richtung eine Streifenregion des dividierten Abbildungsbildes vor, integrieren die Werte über den Streifen und passen eine Gauß-Funktion entsprechend Gl. 3.41 an die Daten an. Durch entsprechende Parameterisierung wird aus der Amplitude der angepassten Funktion die tatsächliche Intensität ermittelt, und wir erhalten schließlich die drei gesuchten Parameter $\sigma\hat{\eta}$, x_0 und y_0 . Aus dem Ausdruck

$$N = \pi x_0 y_0 \hat{\eta} \quad (3.42)$$

können wir somit direkt die Teilchenzahl bestimmen. Dazu muß nur noch der Absorptions-Wirkungsquerschnitt σ für Cäsium im oberen Hyperfeinzustand bekannt sein. Für einen nicht sättigend angeregten Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ durch π -polarisiertes Licht können wir durch Mittelung der Clebsch-Gordon Koeffizienten über alle neun Hyperfeinzustände den Absorptions-Wirkungsquerschnitt bestimmen zu

$$\sigma = 0.1945 \frac{\lambda^2}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (3.43)$$

Hier ist δ die Verstimmung des Blitzlasers und Γ die Linienbreite von Cäsium.

In unserem Fall ist der Abbildungslaser mit dem Übergang $F=4 \rightarrow F'=5$ resonant ($\delta = 0$) und wir erhalten $\sigma \simeq 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$. Die π -Polarisierung wird kurz vor dem Eintrittsfenster

3 Experimentelle Methoden

der Vakuumkammer über einen polarisierenden Strahlteiler mit $\lambda/2$ -Plättchen bewerkstelligt. Damit der Strahl ein möglichst homogenes Profil hat, wird er über eine Singlemode Glasfaser direkt zum Experiment geführt.

Zur Beobachtung der Atome verwenden wir zwei Kameras. Die Hauptkamera (SIS-99/PH, Theta Systems) betrachtet die Atome über zwei Linsen mit einer Vergrößerung von 1.25:1 von der Seite. Der Blitzlaser schneidet dabei in horizontaler Ebene den 1064-nm (CO_2) Laserstrahl unter einem Winkel von 30° (60°). Hieraus erhalten wir die vertikale und horizontale Ausdehnung der Atomwolke. Zusätzlich verwenden wir, vorwiegend zu Justagezwecken, eine zweite Kamera (Hitachi KP-F2A), die mit einer Abbildungsvergrößerung von 3:1 leicht schräg von oben die Atome abbildet.

Mit beiden Kameras ist es möglich, sowohl Fluoreszenz- als auch Absorptionsbilder aufzunehmen. Von einem zweiten Labor-PC werden die Bilder der jeweils aktiven Kamera ausgelesen und wiederum in einer LabVIEW-Oberfläche dargestellt (Es können nicht die Bilder beider Kameras gleichzeitig verarbeitet werden). Neben der Darstellung der Abbildungen führt der Rechner auch die entsprechenden Anpassungen der Gauß-Funktionen durch, stellt die berechneten Funktionskurven und die Datenpunkte graphisch dar und zeigt die Teilchenzahl und die Wolkenausdehnung direkt an. Zusätzlich können die aufgenommenen Bilder und die errechneten Parameter in einer Logdatei gespeichert werden. Wir schätzen die Genauigkeit der Teilchenzahlbestimmung auf 10-20%.

Time-Of-Flight Messung

Zur Bestimmung der Temperatur und der Dichte des Atomensembles genügt es nicht, eine einzelne Momentaufnahme zu machen. Hier wird die sogenannte Time-Of-Flight (TOF) Methode verwendet, bei der von der Geschwindigkeit der freien Expansion der Wolke auf die Temperatur geschlossen wird. Unter der Annahme eines thermalisierten Ensembles in einem nahezu harmonischen Potential ist die Phasenraumverteilung gaußförmig. Expandiert solch eine Verteilung im potentialfreien Raum, so bleibt die Impulsbreite der Atome, welche ein direktes Maß für die Temperatur darstellt, konstant. Daher nimmt die räumliche Ausdehnung der Atomwolke im Laufe der Expansionszeit zu. Nimmt man also die Ausdehnung der Atome zu verschiedenen Zeiten nach Abschalten der Falle auf, kann die Temperatur des Ensembles durch Anpassen einer Funktion an die Daten ermittelt werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Messtechnik findet sich beispielsweise in [Web00] oder [Gri00].

Sowohl bei der Fluoreszenz- als auch bei der Absorptionsabbildung gehen die Atome aus der Falle verloren. Der Grund dafür liegt darin, daß die Atome durch die Anregung Photonen spontan und induziert emittieren. Dabei ist der Impulsübertrag der Photonen auf die Atome so groß, daß die Atome verloren gehen. Durch diese destruktive Abbildungsart muß bei Messreihen der Experimentzyklus immer erneut wiederholt werden. Dies kann insbesondere bei Temperatur- oder Lebensdauermessungen zu Messdauern über mehrere Stunden führen.

3.10 Experimentablauf

Alle Messungen werden in sich wiederholenden Zyklen durchgeführt, da am Ende des Experimentablaufs die Atome durch die Absorptionsabbildung verloren gehen. In Abbildung 3.22

ist ein typischer Ablauf des Experimentzyklus zur Erlangung des Bose-Einstein-Kondensats anhand der wichtigsten Komponenten des Experiments dargestellt.

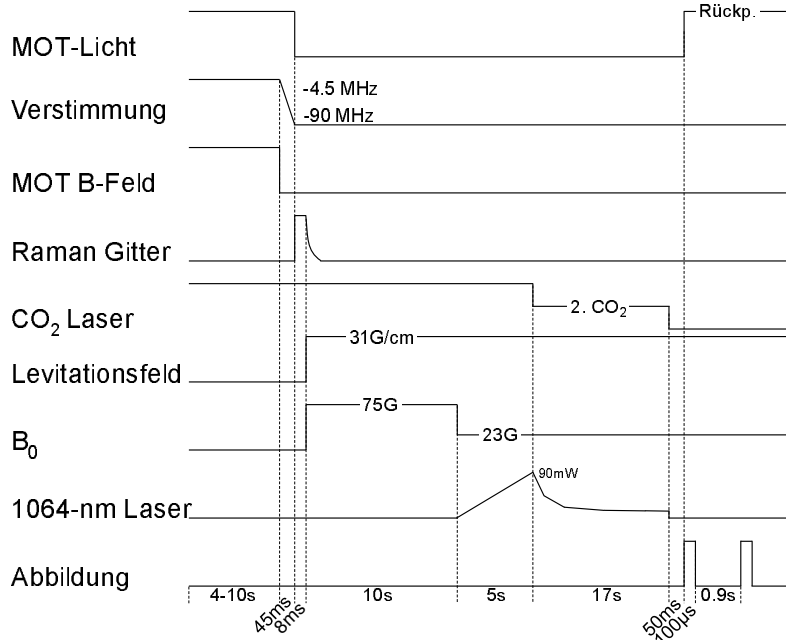


Abbildung 3.22: Typisches experimentelles Ablaufschema der wichtigsten Experimentkomponenten zur Bose-Einstein-Kondensation des Cs.

In Kapitel 4.2 beschreiben wir den Weg des Cäsium zum Bose-Einstein-Kondensat ausgehend vom Beginn der Verdampfungs-Kühlung und zeigen die Abstimmbarkeit des BEC (Kap. 4.4). Alle diese Messungen sind dem Ablaufschema von Abb. 3.22 ganz ähnlich, wobei der folgende experimentelle Ablauf gemeinsam zugrunde liegt:

Zunächst werden die Atome, wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erwähnt, über den Zeeman-Abbremsler in einer Zeit von 4 bis 10 Sekunden in die MOT geladen. Nach einer Melassephase von 45 ms, in der das MOT-Magnetfeld ausgeschaltet und die Verstimmung der MOT-Strahlen auf -90 MHz gestellt wird, werden die Atome durch Einschalten des Raman-Laserlichts (innerhalb weniger Mikrosekunden) in das optische Gitter umgeladen. Dort werden die Cs-Atome in einer Zeit von 8 ms in den atomaren Grundzustand $F=3$, $m_F=3$ polarisiert und gekühlt. Durch adiabatisches Freilassen der Atome aus dem Raman-Gitter wird die Gesamtenergie der Teilchen im Gitter verringert (sogenannte adiabatische Kühlung) und gleichzeitig die mittlere Phasenraumdicke erhöht. Adiabatisch bedeutet, die Atome im Vergleich zur Oszillationsfrequenz im Raman-Gitter langsam, auf der Zeitskala von etwa $50 \mu\text{s}$, durch exponentielles Herunterfahren der Intensität der Raman-Gitterstrahlen freizulassen.

Auf diese Art erhalten wir aus dem Raman-Gitter etwa $2 \cdot 10^7$ polarisierte Atome bei einer Temperatur von typischerweise $1 \mu\text{K}$. Aus den angepassten Kurven zur Temperaturbestimmung ergibt sich die Größe der Atomwolke zum Zeitpunkt der Freilassung. Als mittleren

3 Experimentelle Methoden

$1/e$ -Radius der gauß'schen Teilchenverteilung erhalten wir $580 \mu\text{m}$. Aus diesen Daten lässt sich für die freigelassenen Atome des Raman-Gitters eine Teilchendichte von $n_0 \simeq 2 \cdot 10^{10}$ und eine Phasenraumdicke von $D \simeq 6 \cdot 10^{-5}$ berechnen.

Die adiabatisch freigelassenen Atome laden im nächsten Schritt die großvolumige CO_2 -Dipolfalle. Aus der $1/e$ -Breite der Atomwolke können wir eine geometrisch gemittelte Fallenfrequenz einer „idealen“ Falle berechnen, die an die Phasenraumverteilung der Atome aus dem Gitter perfekt angepasst wäre. Für unsere Parameter erhalten wir $\bar{\omega}_{id} = 2\pi \cdot 3.1 \text{ Hz}$. Hier sehen wir, daß unsere gekreuzte CO_2 -Dipolfalle mit $\bar{\omega} = 2\pi \cdot 14.5 \text{ Hz}$ nicht exakt an die Phasenraumverteilung der Atome aus dem Raman-Gitter angepasst ist. Auf Grund dessen erhält ein Teil der Atome beim Transfer in die Dipolfalle die zusätzliche Potentialenergie der CO_2 -Laser. Dadurch heizen sich die Atome in einer Zeit von 200 ms bis etwa $5 \mu\text{K}$ auf, was sich in der Verringerung der Phasenraumdicke von einer Größenordnung zeigt.

Gleichzeitig wird beim Laden der CO_2 -Falle das benötigte magnetische Levitationsfeld von 31.3 G/cm zur Kompensation der Schwerkraft in $\sim 500 \mu\text{s}$ hochgefahren. Das homogene Biasfeld wird ebenfalls zu diesem Zeitpunkt auf einen Wert von $B_0 = 75 \text{ G}$ abgestimmt.

Im Experimentablauf ist dies der Startpunkt für die Verdampfungs-Kühlung (Kap. 4.2).

4 Bose-Einstein-Kondensation

4.1 Einleitung

1924 fand S. Bose einen Weg, die Planck'sche Verteilung der Schwarzkörperstrahlung (identische Photonen) statistisch zu beschreiben. 1925 verallgemeinerte A. Einstein die Idee diskreter Energien auch für materielle Teilchen. Das Resultat war die Bose-Einstein-Statistik für ununterscheidbare Teilchen, bevor das Konzept von Wellenfunktionen überhaupt aufkam. Einstein zeigte, daß in einem atomaren Gas von identischen Bosonen bei genügend geringer Temperatur eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes auftritt. Diesen quantenstatistischen Effekt nennt man Bose-Einstein-Kondensation.

In einem vereinfachten, aber recht anschaulichen Bild können die Atome in einem Gas als Wellenpakete mit einer Ausdehnung in der Größenordnung der thermischen de Broglie Wellenlänge

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (4.1)$$

mit T als Temperatur und m als Masse des Atoms betrachtet werden. Umso kleiner die Temperatur, desto größer ist λ_{dB} . Werden ununterscheidbare Atome so weit abgekühlt, daß ihre de Broglie Wellenlänge vergleichbar mit der interatomaren Distanz wird, „überlappen“ die Wellenpakete und Bosonen vollziehen einen Phasenübergang und bilden ein BEC (Abb. 4.1). Als Bedingung für den Phasenübergang zum BEC findet man die dimensionslose Beziehung

$$n\lambda_{dB}^3 \geq 2.612... \quad (4.2)$$

mit n als Dichte der Atome. Daraus lässt sich die kritische Temperatur T_c für den Phasenübergang berechnen zu

$$T_c \leq \frac{\hbar^2}{\sqrt{(2\pi)^3 m k_B}} \cdot \left(\frac{n}{2.612}\right)^{2/3}. \quad (4.3)$$

Betrachten wir den Fall eines harmonischen Potentials, findet man in klassischer Näherung für den Phasenübergang zum BEC die Bedingung

$$D = N \cdot \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T}\right)^3 \geq 1.202... \quad (4.4)$$

mit N als Anzahl der Atome und $\bar{\omega}$ als geometrisch gemittelte Oszillationsfrequenz in der harmonischen Falle. Hier sei darauf hingewiesen, daß für ein harmonisches Potential die tatsächliche Phasenraumdichte gegenüber der klassisch genäherten Phasenraumdichte bereits vor dem Übergang zum BEC eine Überhöhung von etwa einem Faktor 2 zeigt. Aus Gl. 4.4 ergibt sich für die kritische Temperatur in einem harmonischen Potential die Bedingung

$$T_c \leq \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{1.202}\right)^{1/3}. \quad (4.5)$$

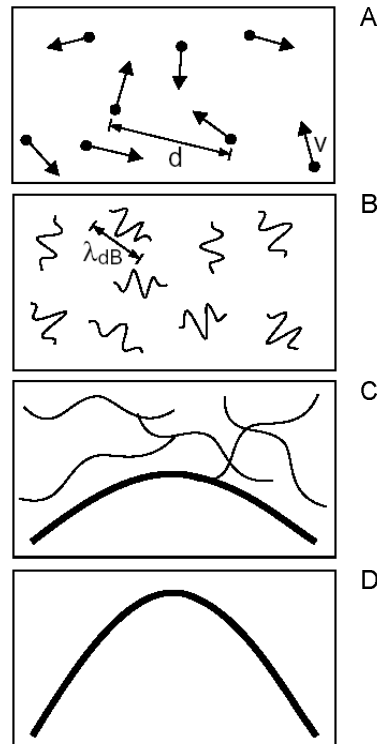


Abbildung 4.1: Kriterium für Bose-Einstein-Kondensation. In einem Gas mit hoher Temperatur ist der mittlere Atomabstand ($\propto n^{-1/3}$) typisch viel größer als die Größe der Atome (A). Bei kleinen Temperaturen kann in einem vereinfachten Bild das Atom als Wellenpaket mit einer Ausdehnung λ_{dB} betrachtet werden (B). Bei der Übergangstemperatur zum BEC wird λ_{dB} vergleichbar mit der Distanz zwischen den Atomen und es bildet sich ein Kondensat (C). Bei $T = 0$ verschwindet die thermische Wolke und es bleibt ein reines Kondensat (D).

Für Temperaturen des Ensembles unterhalb der kritischen Temperatur bildet sich ein Kondensat. Dabei nehmen jene Atome, die den Grundzustand besetzen, einen kohärenten, makroskopischen Quantenzustand ein und formen einen neuen Materiezustand. Nähert sich die Temperatur dem Wert Null ($T \rightarrow 0$), bildet sich ein reines BEC und alle Atome besetzen den Grundzustand.

Schwach wechselwirkendes Gas

Bisher haben wir ein ideales Gas ohne Wechselwirkung betrachtet. In einem Kondensat wechselwirken die Atome auf Grund der „Meanfield“-Energie (siehe Seite 6), welche stark vom Wert und Vorzeichen der Streulänge a abhängt. So ist für $a > 0$ die Selbst-Wechselwirkung repulsiv und die Atome in einem BEC stoßen sich ab. In einer harmonischen Falle zeigt sich dieser Effekt in einer etwas aufgeweiteten Wellenfunktion. Im Gegensatz dazu ist für $a < 0$

die Wechselwirkung anziehend und das BEC kollabiert. Dieser Effekt führt zu starken Teilchenverlusten in der Falle. Mathematisch wird ein kondensiertes Vielteilchensystem, in dem die Atome schwach wechselwirken, mit Hilfe der sogenannten Gross-Pitaevskii-Gleichung beschrieben, für nähere Ausführungen sei hier beispielsweise auf [Dal99a] verwiesen.

4.2 Verdampfungs-Kühlung zum BEC

Nachdem wir in Kapitel 3 die experimentelle Vorbereitung der Atome in den einzelnen Experimentschritten behandelt haben, beschreiben wir nun anhand der gemessenen und berechneten Parameter den Weg zum BEC in unserem Experiment. Als Startpunkt wählen wir den Beginn der Verdampfungs-Kühlung, welche unmittelbar nach dem Umladen der Atome in die gekreuzte CO_2 -Falle eintritt. Das Cs-BEC wird in drei Stufen der Verdampfungs-Kühlung erreicht, wie in Abbildung 4.2 gezeigt:

Selbst-Verdampfung in der CO_2 -Falle

In den ersten zehn Sekunden (Abb. 4.2 A) wird das Ensemble durch Selbst-Verdampfung aus der CO_2 -Falle bei konstanter Falltiefe gekühlt. Da die Phasenraumverteilung der Atome aus dem Raman-Gitter nicht exakt an das gekreuzte Fallenpotential der CO_2 -Laser angepasst ist, erfährt ein Teil der Atome beim Umladen die zusätzliche Potentialenergie der CO_2 -Laser, wodurch sich das Ensemble innerhalb der ersten 200 ms auf etwa $4.7 \mu\text{K}$ aufheizt (Kap. 3.10). Dies führt zur Selbst-Verdampfung der Atome aus der CO_2 -Falle.

Um eine genügend große elastische Stoßrate für eine effiziente Selbst-Verdampfung bereitzustellen, wird die Streulänge auf einen großen Wert von $a \simeq 1200 a_0$ abgestimmt, indem das zusätzliche Biasfeld auf $B_0 = 75 \text{ G}$ gesetzt wird. Bei $T = 4.7 \mu\text{K}$ beträgt die effektive Stoßrate $\gamma_{eff} = 17.6 \text{ s}^{-1}$ und der Abschneideparameter liegt bei $\eta = 2.6$. In der Verdampfungszeit von 10 s erhöht sich die effektive Stoßrate γ_{eff} auf Werte bis 55 s^{-1} , der Abschneideparameter η erhöht sich ebenso auf einen Wert von 10. Dem entsprechend ist nach 10 s die Verdamp-

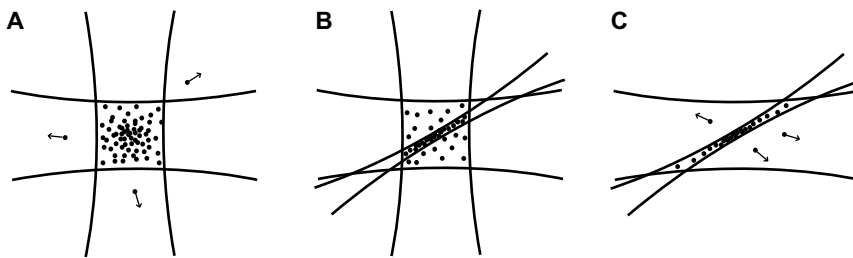


Abbildung 4.2: Darstellung der drei Verdampfungsstufen in Richtung Cs-BEC: A) 10 s Selbst-Verdampfung in der gekreuzten CO_2 -Falle bei einem magnetischen Biasfeld von 75 G ($a \simeq 1200 a_0$); B) 5 s Laden der 1064-nm Falle bei 23 G ($\simeq 300 a_0$) durch elastische Stöße; C) Erzwungene Verdampfungskühlung durch Herunterfahren der Leistung des 1064-nm Lasers über 17 s, wobei das Biasfeld bei 23 G gehalten wird.

4 Bose-Einstein-Kondensation

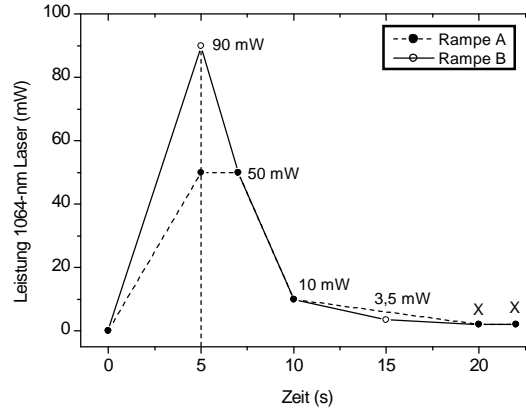


Abbildung 4.3: Zeitlicher Verlauf der Leistung des 1064-nm Lasers, um die Dimple-Falle in den ersten 5 s zu laden und anschließend in einer Zeit von 17 s erzwungene Verdampfungs-Kühlung zu betreiben.

fungsrate sehr viel kleiner (Faktor 5000) als die effektive Stoßrate, und das Ensemble ist weitestgehend thermalisiert.

Schließlich verbleiben etwa $2.5 \cdot 10^6$ Atome bei einer Temperatur von $\sim 1 \mu\text{K}$ in der gekreuzten CO_2 -Falle. Im Vergleich zu den Bedingungen nach der Raman-Kühlung erhöht sich somit durch den Prozess der Selbst-Verdampfung die Teilchendichte auf $n_0 \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, die Phasenraumdichte wird um etwa einen Faktor 10 größer und beträgt $D \simeq 5.8 \cdot 10^{-4}$.

Laden der 1064-nm Falle

Im nächsten Schritt wird der 1064-nm Laser zusätzlich horizontal in die Atomwolke fokussiert (Abb. 4.2 B), um das schmale und tiefe Dimple-Potential im Zentrum der CO_2 -Falle zu erzeugen (Kap. 3.8). In einer Zeit von fünf Sekunden wird dabei die Leistung des 1064-nm Lasers hochgefahren, was langsam genug ist, um das Potential der gekreuzten CO_2 -Laser adiabatisch zu ändern. In frühen Versuchen wurde die Leistung des Lasers linear von 0 auf 50 mW (Abb. 4.3, Rampe A) und später von 0 auf 90 mW (Abb. 4.3, Rampe B) hochgefahren. Da nur für den Verdampfungsweg A die Daten vollständig vorhanden sind und die Änderungen zu Rampe B im Wesentlichen nur in einer höheren Teilchenzahl am Ende der Verdampfung resultieren (etwa 10%), betrachten wir Weg A näher.

Abbildung 4.4 A zeigt das Potential während der Ladephase der 1064-nm Falle entlang der Ausbreitungsrichtung des zweiten CO_2 -Strahls (x-Richtung, Abb. 3.19, Seite 44). Um beim Laden des Dimples Drei-Körper-Verluste zu unterdrücken, verringern wir zu diesem Zeitpunkt das magnetische Biasfeld auf $B_0 = 23 \text{ G}$, was einer Streulänge von $a = 290 a_0$ entspricht. Dadurch wird die elastische Stoßrate in der CO_2 -Falle im Vergleich zur Stoßrate bei 75 G etwa um das Achtfache verringert ($\gamma_{eff} = 7 \text{ s}^{-1}$).

Unmittelbar am Ende der Ladephase nach 5 s wird der erste CO_2 -Laser (y-Richtung) ausgeschaltet, wodurch das Atom-Reservoir (Kap. 3.8) entleert wird. In der verbleibenden kombinierten Falle des 1064-nm Lasers gekreuzt mit dem zweiten CO_2 -Strahl werden schließlich

4.2 Verdampfungs-Kühlung zum BEC

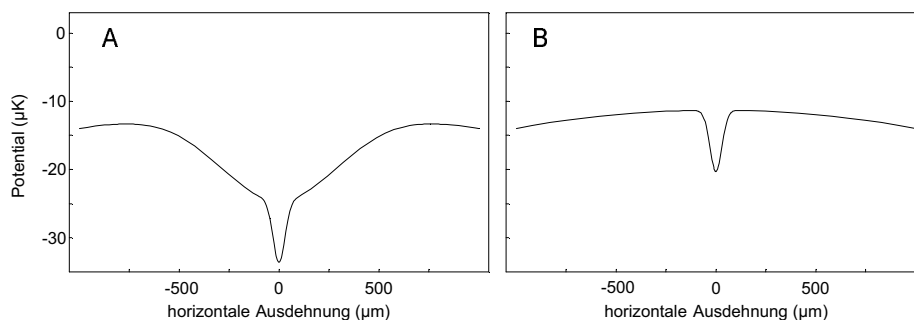


Abbildung 4.4: Potentialschnitte in horizontaler Ebene entlang des zweiten CO_2 -Lasers mit dem 1064-nm Laser (50 mW) und einem Biasfeld von 23 G. (A) Ladephase, beide CO_2 -Laser sind an. (B) Verdampfungsphase, der erste CO_2 -Laser wird ausgeschaltet. Der Magnetfeldeffekt durch die Überlagerung des Levitationsfeldes mit dem Biasfeld unterstützt eine effiziente Verdampfung entlang des CO_2 -Strahls.

etwa $3.2 \cdot 10^5$ Atome gefangen. Die maximale Teilchendichte des Ensembles erhöht sich während dieses Ladevorgangs auf $n_0 \simeq 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, wohingegen die Temperatur des Ensembles nahezu konstant bei $\sim 1.1 \mu\text{K}$ bleibt. Damit gewinnen wir in der Phasenraumdicke einen Faktor 43 im Vergleich zur Phasenraumdicke am Ende der Selbst-Verdampfung in der gekreuzten CO_2 -Falle und wir erhalten einen Wert von $D \simeq 2.5 \cdot 10^{-2}$.

Erzwungene Verdampfung

Im letzten Schritt (Abb. 4.2 C) fahren wir innerhalb 17 s die Leistung des 1064-nm Lasers auf wenige mW hinunter, um erzwungene Verdampfungs-Kühlung zu betreiben. In dieser Phase sind die magnetischen Querkräfte durch das Levitationsfeld für den Prozess der Verdampfungs-Kühlung recht hilfreich, da das Potential des CO_2 -Lasers entlang seiner Ausbreitungsrichtung gekrümmt wird (Abb. 4.4 B).

Auch hier haben wir zunächst einen empirischen Verlauf der Leistung des 1064-nm Lasers durch lineares Verbinden von Zwischenwerten gefunden, wie in Abb. 4.3 mit Rampe A gezeigt (5 s, 50 mW; 7 s, 50 mW; 10 s, 10 mW; 20 s, Leistung X; 22 s, Leistung X). Erst später wurde für das Laden der 1064-nm Falle die Leistung auf 90 mW erhöht und ein zusätzlicher, kleiner Knickpunkt mit 3.5 mW bei 15 s eingefügt (Rampe B). Wiederum diskutieren wir den Weg der Verdampfung anhand Rampe A.

Das magnetischen Biasfeld bleibt während der erzwungenen Verdampfung auf 23 G ($a = 290 a_0$). Bei diesem Feld zeigt sich ein optimales Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stößen. Für den vorgegebenen Leistungsverlauf ist Verdampfungs-Kühlen zum BEC nur in einem schmalen magnetischen Bereich zwischen 21 G und 25 G möglich. Unter 21 G ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße zu gering. Über 25 G ist die elastische Stoßrate im Vergleich zur Fallenfrequenz der Atome zu groß (sogenanntes hydrodynamisches Regime), was in Verbindung mit einer erhöhten Rate von Drei-Körper-Prozessen zu starken Verlusten führt.

4 Bose-Einstein-Kondensation

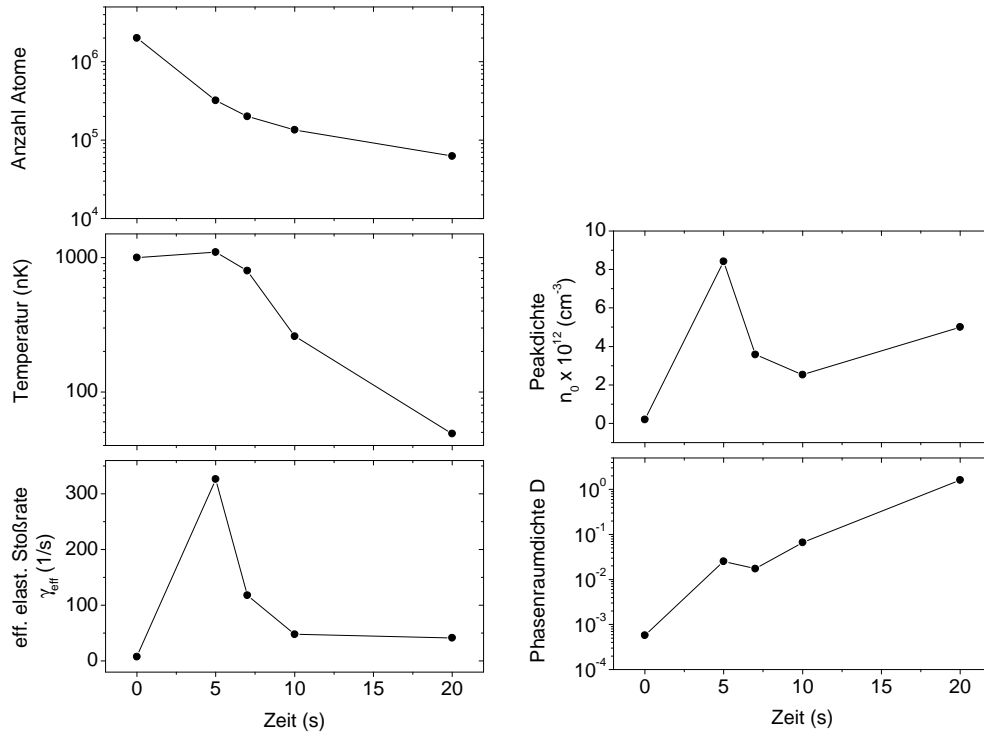


Abbildung 4.5: Entwicklung der Teilchenzahl, der Temperatur, der effektiven elastischen Stoßrate sowie der maximalen Teilchen- und Phasenraumdichte während dem Laden des Dimples und der erzwungenen Verdampfungsphase. Die Laserleistung am Ende der Verdampfung beträgt $X=3.5$ mW.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Teilchenzahl, der Temperatur, der effektiven elastischen Stoßrate sowie der maximalen Teilchen- und Phasenraumdichte für die Ladephase (0 - 5 s) und während der Verdampfungsphase (5 - 20 s) für eine Laserleistung von $X=3.5$ mW am Ende der Verdampfung. Nach dem Laden der 1064-nm Falle gehen in den 2 s der Selbst-Verdampfung bei konstanter Leistung (5 - 7 s, 50 mW) fast die Hälfte der Teilchen verloren, während sich die maximale Teilchen- und Phasenraumdichte nur unwesentlich ändern. Während der Leistungsreduzierung in der Zeit von 7 - 10 s (50 mW \rightarrow 10 mW) verringert sich hingegen die Temperatur von 800 nK um einen Faktor 3 auf etwa 260 nK. Durch den eher geringen Teilchenverlust steigt die Phasenraumdicke auf ~ 0.07 . In der Zeit von 10 - 20 s (10 mW \rightarrow 3.5 mW) ist durch die konstant bleibende Stoßrate die erzwungene Verdampfungs-Kühlung sehr effizient und es gehen bei der Temperaturverringern auf 50 nK nur unwesentlich Atome verloren. Dadurch erhöht sich die Teilchendichte des Ensembles stark und die Wellenfunktionen der Atome beginnen sich zu überlappen. Dies bildet den Phasenübergang zur Bose-Einstein-Kondensation des Cäsium. Die abschließenden zwei Sekunden, in denen die Leistung des 1064-nm Lasers konstant gehalten wird, stellen eine weitestgehende Thermalisierung der Atome sicher, bevor sie auf der Kamera abgebildet werden.

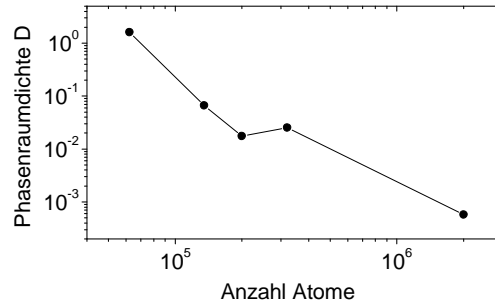


Abbildung 4.6: Doppellogarithmische Darstellung der Erhöhung der Phasenraumdicke durch das Laden der 1064-nm Falle und die anschließende erzwungene Verdampfungs-Kühlung als Funktion der Teilchenzahl in der Dimple-Falle.

In Abbildung 4.6 ist die Erhöhung der Phasenraumdicke als Funktion der Teilchenzahl in der 1064-nm Falle dargestellt. Die Phasenraumdicke in klassischer Näherung $D = N \cdot (\hbar\bar{\omega}/k_B T)^3$ beträgt bei Erreichen der kritischen Temperatur $\sim 1.6 \pm 0.3$ und stimmt im Rahmen der Fehler recht gut mit dem erwarteten Wert von ~ 1.2 überein. Die globale Verdampfungseffizienz während der gesamten Lade- und Verdampfungsphase beträgt $\epsilon_{tot} \simeq 2.2$. Bemerkenswert ist die außerordentlich hohe Effizienz von 3.8 im letzten Abschnitt der erzwungenen Verdampfungs-Kühlung.

Am Ende der Verdampfungsphase werden die Atome aus der optischen Falle freigelassen, indem der CO₂- und 1064-nm Laser gleichzeitig ausgeschaltet werden. Im magnetischen Levitationsfeld verbleiben die Atome bei einer festen vertikalen Position. Die Beobachtungszeit ist durch das horizontale Auseinanderlaufen der Wolke, das von der schwachen transversalen magnetischen Kraft des Levitationsfeldes herrührt, auf typischerweise 100 ms limitiert. Zur Detektion werden Absorptionbilder mit dem resonanten Blitzlaser typischerweise 20 bis 80 ms nach dem Freilassen der Atome aufgenommen. 900 ms später sind die Atome verloren und es wird das Hintergrundbild aufgenommen (Abb. 3.22).

4.3 Ein neues BEC

Der Phasentübergang zum BEC wird in den vertikalen Dichteprofilen, wie in Abbildung 4.7 gezeigt, offensichtlich. Bei diesen Messungen wurde der Leistungsverlauf von Rampe B zur Verdampfung der Atome verwendet. Der Endpunkt der Verdampfung (Leistungswert X in Abb. 4.3) wurde dabei im Bereich von X=4.5 mW bis X=0.5 mW gewählt. Zusätzlich wurde beim Freilassen der Atome aus der Falle das Biasfeld von 23 G auf 17 G geschaltet. Bei diesem Feld ist die Streulänge $a = 0$ und es ist keine Wechselwirkung der Atome möglich (siehe Gl. 2.1). Dadurch ist die Kondensatexpansion unterdrückt und die Zweikomponenten-Verteilung zwischen den thermischen Atomen und dem Kondensat ausgeprägter.

Bis zu einer abschließenden Leistung von 3.5 mW (Potentialtiefe 640 nK) beobachten wir eine thermische Wolke. Das entsprechende Profil in Abbildung 4.7 zeigt eine Wolke von 65.000 Atomen bei $T = 46$ nK. Bei einer Abschlußleistung von 2.7 mW (494 nK) und 1.6 mW (293 nK) zeigen die Profile eine teilweise kondensierte Wolke mit $T = 36$ nK

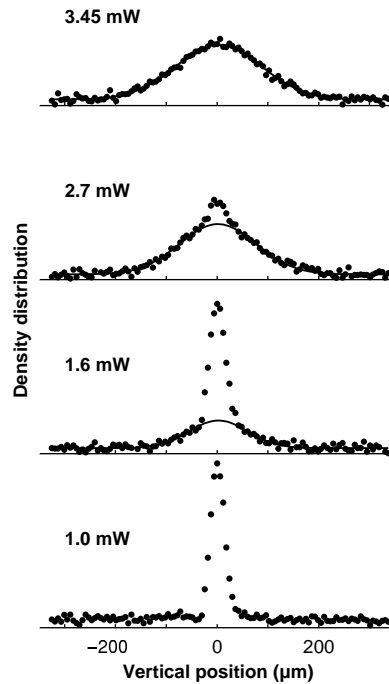


Abbildung 4.7: Vertikale Dichteprofile der freigelassenen Atomwolke nach einer Expansionszeit von 50 ms im Levitationsfeld. Die variable Laserleistung am Ende der Rampe ist in der Abbildung eingetragen. Durch Anpassen einer Gauß-Funktion an den thermischen Teil der Verteilung (durchgezogene Linie in den oberen drei Abbildungen) erhalten wir die Temperatur des Ensembles (3.45 mW: 46 nK, 2.7 mW: 36 nK, 1.6 mW: 21 nK).

beziehungsweise 21 nK. Bei 1.0 mW (183 nK) ist ein größtenteils reines Kondensat mit 16.000 Atomen realisiert, die maximalen Teilchendichten liegen immer im Bereich von 10^{13} cm^{-3} . Wenn das Kondensat mit einer Teilchendichte von $n_0 = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ in der Falle gehalten wird, messen wir eine Lebensdauer von etwa 15 s.

4.4 Abstimmbarkeit des BEC

Im folgenden haben wir die magnetische Abstimmbarkeit des Cs-Kondensats im Bereich zwischen 5 G und 65 G untersucht, da sie entsprechend der Abhängigkeit der Streulänge vom Magnetfeld (Abb. 2.5, Seite 9) diesen interessanten Verlauf von attraktiver ($a < 0$), repulsiver ($a > 0$) und keiner ($a = 0$) Selbst-Wechselwirkung zeigt.

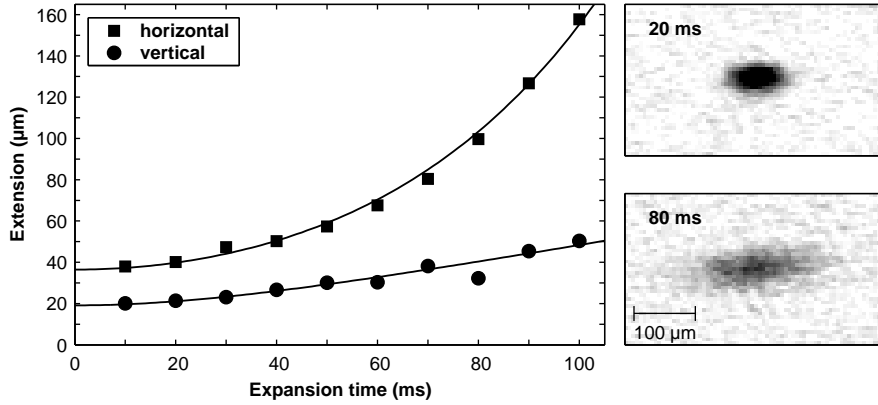


Abbildung 4.8: Expansion eines nicht-wechselwirkenden Kondensats bei 17 G im magnetischen Levitationsfeld. Die beiden kleinen Bilder zeigen die Atome 20 ms und 80 ms nach dem Freilassen. Die Datenpunkte sind die $1/e$ Halbwertsbreiten von angepassten Gauß-Funktionen an die Absorptionsspektren der expandierenden Wolke. Der Fit an die horizontale Expansion zeigt die Funktion $\rho_0 \cosh(\alpha t)$, das die Expansion mit einer berechneten Zeitkonstante von $\alpha^{-1} = 47$ ms und einer anfänglichen Breite von $\rho_0 = 36 \mu\text{m}$ als einzigen veränderbaren Parameter beschreibt. Der Fit an die vertikale Expansion führt auf eine mittlere kinetische Energie von $k_B \cdot 600$ pK.

BEC Expansion

Der Nulldurchgang der Streulänge bei etwa 17 G erlaubt uns, die Selbst-Wechselwirkung der Atome auszuschalten und auf diese Art ein „gefrorenes“ Kondensat mit einer minimalen inneren Energie zu realisieren. Abbildung 4.8 zeigt die gemessene Expansion des Kondensats, bei dem mit der Freilassung des Ensembles B_0 auf 17 G geschaltet wurde.

In der vertikalen Richtung beobachten wir eine sehr langsame Expansion mit einer mittleren kinetischen Energie bis hinunter zu $k_B \cdot 100$ pK, das wir einem Resteffekt der Selbst-Wechselwirkung durch die endliche Schaltzeit des Magnetfeldes zuschreiben. In horizontaler Richtung ist die ansteigende Breite vollständig durch die horizontale magnetische Querkraft (Abschn. 3.6.1), die die anfängliche Wolkenausdehnung entsprechend der erwarteten hyperbolischen Funktion (Gl. 3.22) verstärkt, bestimmt.

Das nicht-wechselwirkende Kondensat können wir auch beobachten, wenn wir das magnetische Levitationsfeld einfach ausschalten. Dann ist die Beobachtung des fallenden BEC auf etwa 35 ms limitiert. Mit einigen technischen Verbesserungen, wie Schaltzeiten der Magnetfelder, könnten Wechselwirkungsenergien des „gefrorenen“ Kondensats bis auf wenige pK hinunter reduziert werden.

Selbst-Wechselwirkung

Um die anderen Regimes der Selbst-Wechselwirkung zu demonstrieren, wurde zum Zeitpunkt der Kondensatfreilassung das homogene Magnetfeld zur Abstimmung der Streulänge

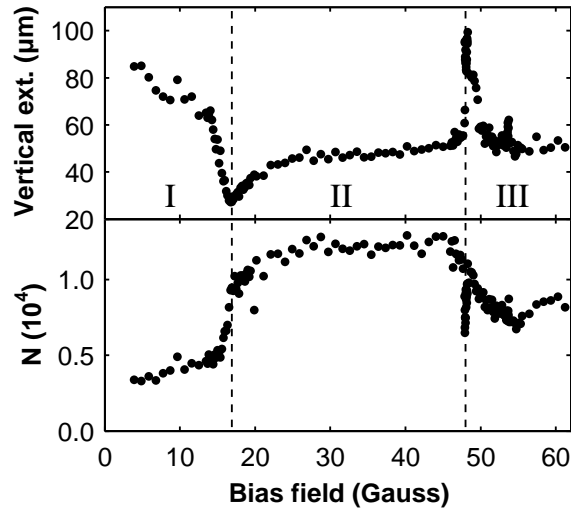


Abbildung 4.9: Vertikale Ausdehnung ($1/e$ Halbwertsbreite einer angepassten Gauß-Funktion) und die Atomzahl N der expandierenden Wolke als Funktion des variablen Biasfeldes, das in den ersten 10 ms nach dem Freilassen angewendet wird. Die Messungen sind nach einer gesamten Expansionszeit von 50 ms aufgenommen worden. Die drei verschiedenen Bereiche beziehen sich auf (I) negative Streulänge, (II) positive Streulänge und (III) einem Regime, das durch schmale Feshbach-Resonanzen dominiert wird, einer starken bei 48 G und einer schwächeren bei 53 G.

verändert. Das Magnetfeld wurde für die Dauer von 10 ms auf einen Wert im Bereich von 5 - 65 G gesetzt und nach 10 ms wieder zurück auf 17 G geschaltet, um die Expansion bei festen Bedingungen zu beobachten. Die kurze Dauer von 10 ms genügt, damit die Dynamik der Selbst-Wechselwirkung stattfinden kann. Nach einer gesamten Expansionszeit von 50 ms wurden die vertikale Ausdehnung der Wolke und die Anzahl der Atome gemessen.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt und zeigen eine klare Abhängigkeit vom Magnetfeld in drei Regionen: Unterhalb 17 G (Region I) ist die Streulänge negativ und das BEC implodiert, das zu einer großen Impulsverteilung und einem markanten Teilchenverlust führt. Zwischen 17 G und 48 G (Region II) ist die Streulänge positiv und ändert sich von Null bis ungefähr $1000 a_0$. Die Expansion zeigt die minimale Breite bei 17 G und eine nachfolgende Erhöhung der Breite, was mit dem vorhergesagten Verhalten der Streulänge überein stimmt. Bei höheren Feldern (Region III) ist das Verhalten durch die schmale Feshbach-Resonanz bei 48 G dominiert. Auf dieser Resonanz expandiert die Wolke sehr schnell. Das Kondensat „explodiert“ als Antwort auf den starken plötzlichen Anstieg seiner inneren Energie. Zusätzlich beobachten wir eine scharfe Verlustresonanz, das vielleicht die Bildung von Molekülen im BEC andeutet [Don02]. Bei noch höheren Feldern zeigen die Daten eine Asymmetrie und eine Verbreiterung der Resonanz gemeinsam mit einem Verlust von Atomen, die wir der endlichen Rampgeschwindigkeit über die Resonanzen zuschreiben [Cor00].

5 Ausblick

Für weitere Untersuchungen des Cs-BEC werden einige naheliegende Verbesserungen im Experiment nötig sein. Zum einen soll die Atomanzahl im BEC optimiert werden. Wir erwarten durch Verbesserung der Raman-Kühlung und Optimierung des Umladevorgangs der Atome in die gekreuzte CO₂-Falle eine Atomanzahl von ~ 50.000 im BEC. Zum anderen muß für weitere Messungen das homogene Biasfeld noch schneller als bisher schaltbar sein (einige G/ μ s). Ein schnelleres Schalten der Magnetfeldspulen würde zudem ein schnelleres Abbilden der Atome am Ende des Experiments ermöglichen.

Die einzigartige Abstimmbarkeit, die durch das Cäsium geboten wird, ist in verschiedener Hinsicht von großem Interesse. Auf dem Forschungsgebiet ultrakalter Atome kann es als experimenteller Schlüssel zu einer Vielzahl interessanter Experimente dienen.

Zum einen ist Cäsium ein interessanter Kandidat für die Bildung von kalten Molekülen und eines molekularen BEC [Don02, MS01]. In den nächsten Monaten werden wir mit Hilfe der 48-G Feshbach-Resonanz Molekülbildung in einem Kondensat untersuchen. Rechnungen zeigen [Jul02], daß es unter geeigneten Voraussetzungen möglich sein sollte, mindestens 10% des atomaren BEC in Moleküle umzuwandeln.

Um die Molekülbildung nachzuweisen, wollen wir das unterschiedliche magnetische Moment der Atome und Moleküle ausnützen. Durch das magnetische Levitationsfeld sollte es möglich sein, die Atome von den Molekülen zu trennen. Anschließend versuchen wir, die Moleküle wieder aufzubrechen und optisch zu detektieren. Sollte dies auf Grund einer zu geringen Lebensdauer der Moleküle nicht funktionieren, besteht die Möglichkeit, durch plötzliche Änderung des Magnetfeldes in der Nähe einer Feshbach-Resonanz Oszillationen zwischen atomaren und molekularen Zuständen im BEC anzuregen und damit Molekülbildung nachzuweisen [Don02].

Zum anderen kann die einzigartige Abstimmbarkeit des Cäsium dazu dienen, neue Regimes jenseits der üblichen Meanfield-Theorie, wie zum Beispiel das stark-wechselwirkende Regime mit einem räumlichen Abstand zwischen den Teilchen in der Größenordnung der Streulänge, Systeme in niedrigen Dimensionen und die Mott-Isolator-Phase [Gre02, Jak98], zu untersuchen.

Für Anwendungen in metrologischen Fragen würde ein „eingefrorenes“ BEC ohne interne Energie eine ideale Quelle von kalten Atomen darstellen, zum Beispiel für Präzisionsmessungen des Photonenrückstoßes [Gup02]. Für zukünftige Atomuhren könnte man ein schwaches optisches Gitter mit Cs-Atomen von einem BEC laden. Mit einem Atom pro Gittertöpfchen wären in solch einem System lange Beobachtungszeiten mit unterdrückten Frequenzverschiebungen möglich.

Literaturverzeichnis

- [And95] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman und E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [Arl98] J. Arlt, P. Bancet, S. Hopkins et al., *Suppression of collisional loss from a magnetic trap*, J. Phys. B **31**, L321 (1998)
- [Arn97] M. Arndt, M. B. Dahan, D. Guéry-Odelin, M. Reynolds und J. Dalibard, *Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*, Phys. Rev. Lett. **79**, 625 (1997)
- [Ber01] F. Bertinetto, P. Cordiale, G. Galzerano und E. Bava, *Frequency Stabilisation of DBR Diode Laser Against Cs Absorption Lines at 852 nm Using the Modulation Transfer Method*, IEEE **50**, 490 (2001)
- [Chi00] C. Chin, V. Vuletić, A. Kerman und S. Chu, *High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2717 (2000)
- [Chi01a] C. Chin, *Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap*, Dissertation, Stanford University (2001)
- [Chi01b] C. Chin, V. Leiber, V. Vuletić, A. Kerman und S. Chu, *Measurement of an electron's electric dipole moment using Cs atoms trapped in optical lattices*, Phys. Rev. A **63**, 033401 (2001)
- [Cor98] K. Corwin, Z. Lu, F. Hand, R. Epstein und C. Wieman, *Frequency-stabilized diode laser with Zeeman shift in an atomic vapor*, Appl. Opt. **37**, 3295 (1998)
- [Cor00] S. Cornish, N. Claussen, J. Roberts, E. Cornell und C. Wieman, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1795 (2000)
- [Cor02] S. Cornish, S. Hopkins, A. Thomas und C. Foot, *7th Workshop on Atom Optics and Interferometry*, Book of Abstracts (2002)
- [Dal99a] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii und S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999)
- [Dal99b] J. Dalibard, *Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi 321–349 (1999)

Literaturverzeichnis

- [Dav95] K. Davis, M.-O. Mewes und W. Ketterle, *An analytical model for evaporative cooling of atoms*, App. Phys. B **60**, 155 (1995)
- [Don02] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson und C. E. Wieman, *Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate*, Nature **417**, 529 (2002)
- [Fed96] P. Fedichev, M. Reynolds und G. Shlyapnikov, *Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2921 (1996)
- [Fes58] H. Feshbach, *Unified Theory of nuclear reactions*, Ann. Phys. **5**, 357 (1958)
- [Fla99] V. Flambaum, G. Gribakin und C. Harabati, *Analytical Calculation of Cold-Atom Scattering*, Phys. Rev. A **59**, 1998 (1999)
- [Ger99] M. Gertsch und M. Rosenbluh, *Injection Locking of a Diode Laser Locked to a Zeeman Frequency Stabilized Laser Oscillator*, Opt. Comm. **170**, 269 (1999)
- [GO98] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles und J. Dalibard, *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?*, Europhys. Lett. **44**, 25 (1998)
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002)
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000)
- [Gry93] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. Courtois und C. Salomon, *Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993)
- [Gup02] S. Gupta, K. Diekmann, Z. Hadzibabic und D. E. Pritchard, *Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α* , Phys. Rev. Lett. **89**, 140401 (2002)
- [Ham02a] M. Hammes, *Optical Surface Microtraps based on Evanescent Waves*, Dissertation, Universität Innsbruck (2002)
- [Ham02b] M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl und R. Grimm, *Cold-atom gas at very high densities in an optical surface microtrap*, Phys. Rev. A **66**, 051401 (2002)
- [Han00] D.-J. Han, S. Wolf, S. Oliver et al., *3D Raman Sideband Cooling of Cesium Atoms at High Density*, Phys. Rev. Lett. **85**, 724 (2000)
- [Han01] D.-J. Han, M. DePue und D. Weiss, *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*, Phys. Rev. A **63**, 023405 (2001)
- [Hel01] H. Helm, *Dissipation in der Licht-Atom Wechselwirkung*, Vorlesungsskript 2001, Universität Freiburg (2001)

- [Hen01] J. Hensley, A. Wicht, B. Young und S. Chu (Eds.), *Proceedings of the 17th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2000)*, p. 43, American Institute of Physics, E. Arimondo and P.D. Natale and M. Inguscio, 2001
- [Jak98] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. Gardiner und P. Zoller, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998)
- [Joa87] C. Joachim, *Quantum Collision Theory*, North-Holland, 1987
- [Jul02] P. Julienne, *Private Gespräche* (2002)
- [JW99] S. Z. J. Weiner, V. S. Bagnato und P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999)
- [Ker00] A. Kerman, V. Vuletić, C. Chin und S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*, Phys. Rev. Lett. **84**, 439 (2000)
- [Ket92] W. Ketterle, K. Davis, M. Joffe, A. Martin und D. Pritchard, *High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1992)
- [Ket96] W. Ketterle und N. v. Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 70 (1996)
- [Lan79] L. Landau und E. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, Akademischer Verlag Berlin, 1979
- [Leo00] P. Leo, C. Williams und P. Julienne, *Collision Properties of Ultracold ^{133}Cs Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2721 (2000)
- [Lid97] D. Lide, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, 1997, 78th ed.
- [Met99] H. J. Metcalf und P. v. d. Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, 1999
- [MS01] F. Masnou-Seeuws und P. Pillet, *Formation of ultracold molecules via photoassociation in a gas of laser cooled atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **47**, 53 (2001)
- [Nie99] E. Nielsen und J. Macek, *Low-Energy Recombination of Identical Bosons by Three-Body Collisions*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1566 (1999)
- [Per98] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule und C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, 395 (1998)
- [Phi82] W. Phillips und H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982)
- [Pin97] P. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller et al., *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **78**, 990 (1997)

Literaturverzeichnis

- [Raa87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [Raj79] R. Raj, D. Bloch, G. C. J.J. Sydner und M. Ducloy, *High-Frequency Optically Heterodyned Saturation Spectroscopy Via Resonant Degenerate Four-Wave Mixing*, Phys. Rev. Lett. **32**, 145 (1979)
- [Sal01] C. Salomon (Ed.), *Proceedings of the 17th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2000)*, p. 23, American Institute of Physics, E. Arimondo and P.D. Natale and M. Inguscio, 2001
- [Sie86] A. E. Siegmann, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986
- [SK98] D. Stamper-Kurn, H. Miesner, A. Chikkatur et al., *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2194 (1998)
- [Sna98] M. Snadden, J. McGuirk, P. Bouyer, K. Haritos und M. Kasevich, *Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer*, Phys. Rev. Lett. **81**, 971 (1998)
- [Sö98] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari und J. Dalibard, *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869 (1998)
- [Ste02] D. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (2002)
- [Tha01] G. Thalhammer, *Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2001)
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung und S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 051401 (2001)
- [Vul99] V. Vuletić, A. Kerman, C. Chin und S. Chu, *Observation of Low-Field Feshbach Resonances in Collisions of Cesium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1406 (1999)
- [Web00] T. Weber, *Langzeitspeicherung verschiedener atomarer Spezies in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)
- [Web02] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl und R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science 1079699 (2002), Science **299**, 232 (2003)
- [Web03a] T. Weber, Dissertation, Universität Innsbruck (2003)
- [Web03b] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H. Nägerl und R. Grimm, in Vorbereitung (2003)
- [Wei02] D. S. Weiss, *Private Gespräche* (2002)
- [Wie99] C. Wieman (Ed.), *Proceedings of the 16th International Conference on Atomic Physics (ICAP 1998)*, p. 1, American Institute of Physics, W.E. Baylis and G.W. Drake, 1999

- [Win02] K. Winkler, *Aufbau einer magnetischen Transportapparatur für ultrakalte Atome*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2002)

Danke

Rudi Grimm, für seine hervorragende Betreuung und seine motivierende Begeisterung für die Physik der ultrakalten Atome und Quantengase.

Hanns-Christoph Nägerl, für seine ausgezeichnete Betreuung meiner Arbeit in allen Phasen.

Tino und Jens, daß sie meinen Wissensdrang immer so verständnisvoll hingenommen haben und mir stets Rede und Antwort standen. Mit viel Humor und gelegentlicher Vertiefung in die deutsche Kultur haben sie ein angenehmes Arbeitsklima geschaffen.

Den übrigen Mitgliedern der AG Grimm: Johannes, Matthias, Gregor, Klaus, Selim, Markus, Gerhard, David, Bastian und Tobias für die große Hilfsbereitschaft in allen Belangen und die angenehme Atmosphäre am Institut. Nicht zu vergessen ist ein Dankeschön an Markus H. für seine hilfreichen Tipps, bevor er sich zu seiner Weltreise aufmachte.

Christine, Andi, Manuel, Stefan, Toni, Patricia und Karin für jegliche Unterstützung von ihnen.

Iris, für die wunderbare gemeinsame Zeit während des Studiums und Ihr charmantes Lächeln...

Meinen Freunden, die immer ein offenes Ohr für mich hatten.

Meinen Geschwistern. Die sich oft über Sinn und Zweck meines Studiums fragten und es wohl immer noch nicht wissen.

Zuletzt meinen Eltern, für Alles.